



**HAL**  
open science

# Modélisation numérique et physique de la chaîne de récupération de l'énergie de la houle par un dispositif bord à quai

Sixtine Neuvéglise

► **To cite this version:**

Sixtine Neuvéglise. Modélisation numérique et physique de la chaîne de récupération de l'énergie de la houle par un dispositif bord à quai. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Normandie Université, 2018. Français. NNT : 2018NORMLH34 . tel-02019801

**HAL Id: tel-02019801**

**<https://theses.hal.science/tel-02019801>**

Submitted on 14 Feb 2019

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

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



Normandie Université

## THESE

### Pour obtenir le diplôme de doctorat

**Spécialité** Mécanique des fluides, énergétique, thermique, combustion, acoustique - 4200014

Préparée au sein de «LOMC et Cerema - DTechEMF»

## Modélisation numérique et physique de la chaîne de récupération de l'énergie de la houle par un dispositif bord à quai.

Présentée et soutenue le 15 octobre 2018 par  
**Sixtine NEUVEGLISE**

Thèse soutenue publiquement le (date de soutenance) devant le jury composé de		
M. Michel BENOIT	Professeur, Centrale Marseille & IRPHE UMR CNRS 7342,13013 Marseille, France	Rapporteur
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	Rapporteur
M. Aurélien BABARIT	Ingénieur chercheur HDR, École Centrale de Nantes, LHEEA Lab., UMR6598, Nantes	Examinateur
M. Christophe MAISONDIEU	Chercheur, Ifremer ZI Pointe du Diable - 29280 Plouzané – France	Examinateur
M. Grégory GERMAIN	Chercheur HDR, Ifremer, Marine Structure Laboratoire, 62200 Boulogne sur Mer	Invité
M. François MARIN	Professeur, LOMC, UMR CNRS 6294, Le Havre Normandie Université, 76058 Le Havre	Directeur de thèse
M. Hassan SMAOUI	Directeur de recherche, CEREMA - DTechEMF, 60280 Margny-Lès-Compiègne, Sorbonne Université, Université de Technologies de Compiègne, Laboratoire Roberval/LHN, FRE CNRS 2012, 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. Philippe SERGENT	Directeur Scientifique, CEREMA - DTechEMF, 60280 Margny-Lès-Compiègne	Responsable Scientifique

**Thèse dirigée par François MARIN, laboratoire LOMC, UMR CNRS 6294, Le Havre Normandie Université et co-dirigée par Hassan SMAOUI, Cerema – DTechEMF (Compiègne), Laboratoire Roberval-LHN, Sorbonne Université, Université Technologique de Compiègne.**

#### Logo Établissement



#### Logo École Doctorale



#### Logo laboratoires





# Résumé

Ce mémoire présente l'étude du comportement d'un flotteur bord à quai. Ce flotteur est constitué d'une bouée de section rectangulaire située à proximité d'une digue verticale. Un modèle analytique linéaire basé sur la théorie de l'écoulement potentiel est réalisé en profondeur d'eau intermédiaire. Un modèle numérique résolvant les équations de Navier-Stokes est développé. Des essais expérimentaux sont également mis au point pour des flotteurs de différentes dimensions et servent de références aux deux autres modèles. La comparaison de ces trois modèles permet de déduire le domaine de validité du modèle analytique, ainsi que la présence d'effets non-linéaires agissant sur le comportement du flotteur.

Dans un premier temps, l'interaction de la digue sur le flotteur est mise en avant. L'impact des dimensions du système sur le comportement du flotteur est quantifié. Il apparaît que le tirant d'eau du flotteur est la dimension ayant le plus fort impact sur le comportement de ce dernier. Les effets non-linéaires sont quantifiés en fonction des grandeurs du système puis une correction du modèle analytique est proposée. Par la suite, la correction du modèle est appliquée au comportement du système incluant un récupérateur d'énergie.

Dans un second temps, l'effet du flotteur sur les franchissements de digue est étudié. Les franchissements de digue sont exprimés grâce à la hauteur de houle entre la digue et le flotteur (exprimée par le modèle analytique) et à la formule de Van Der Meer (2002). Ces franchissements sont également estimés de manière expérimentale. La comparaison de ces deux modèles montre la présence de fortes pertes de charges lorsque le flotteur est proche de la digue. Dans ce cas, le modèle analytique nécessite une correction prenant en compte ces pertes de charges. Il est également montré que lorsque la longueur d'onde de la houle est importante et que le dégagement entre la digue et le flotteur est faible, les franchissements de digue sont réduits par la présence du flotteur.



# Abstract

The study of a quayside wave energy converter is proposed. A simplified model composed of a rectangular buoy oscillating in heave motion and installed close to a vertical dike is developed using three different models. An analytical model based on potential flow theory is developed in intermediate water depth. A numerical model resolving the Navier-Stokes equation is developed. Experimental tests are performed for different floater dimensions and are used as references for the two other models. The comparison between the three models presents the validity domain of the analytical model. The existence of non-linear effects acting on the floater behaviour is shown.

At first, the interaction between the dike and the floater is developed. The impact of the system dimensions on the floater behaviour are highlighted and quantified. It is shown that the draft of the floater has the most important impact on the floater motion. Non-linear effects are quantified depending on the system dimensions. According to these results a correction of the analytical model is proposed. Moreover, the corrected analytical model is applied to the wave energy converter behaviour.

Secondly, the interaction between the floater and the dike overtoppings is described. The overtoppings are expressed using the wave height between the dike and the floater (provided by analytical model) and the Van Der Meer formula (2002). These overtoppings are also estimated using experimental tests. The comparison of these two models shows the presence of strong load losses when the floater is close to the dike. In those cases the analytical model needs a correction taking into account these load losses. It is also shown that when at the same time the wave length is high and the toe clearance between the dike and the floater is small, the dike overtopping are reduced by the presence of the floater.



# Remerciements

Les travaux de recherches présentés dans ce mémoire ont été co-financés par la région Normandie et l'Europe à travers le projet NEPTUNE (fonds FEDER) et le Cerema (DTecEMF) de Compiègne. Je remercie le laboratoire du LHN et le laboratoire de Roberval (FRE CNRS 2012, Université Technologique de Compiègne) pour la procuration des ressources informatiques nécessaires à la réalisation du projet. Je remercie également l'Ifremer de Boulogne-sur-Mer pour leur aide et leurs conseils à propos des vérins hydrauliques.

Je tiens à remercier de manière générale l'ensemble des personnes qui ont rendu possible la finalisation de ce projet de recherche. Je remercie mes encadrants de thèse, François MARIN, Hassan SMAOUI, Gaële PERRET et Philippe SERGENT pour m'avoir fait confiance et m'avoir donné la chance de m'épanouir dans cette thèse. Je remercie particulièrement Grégory GERMAIN et Martin TRÄSCH pour m'avoir aidée à réaliser la calibration des vérins hydrauliques.

J'exprime ma profonde gratitude aux membres du jury. Je remercie Michel BENOIT professeur à l'École Centrale de Marseille, et à Stéphane ABADIE, professeur à l'Université de Pau & Pays Adour, pour l'intérêt qu'ils ont porté au projet en acceptant d'être rapporteurs. Je remercie Aurélien BARIT, de l'École Centrale de Nantes, Christophe MAISONDIEU, de l'Ifremer de Brest et Grégory GERMAIN, de l'IFREMER de Boulogne-sur-Mer, pour la curiosité dont ils ont fait part en acceptant de faire partie du jury.

Les agents du Cerema de Compiègne sont vivement salués et remerciés pour leur soutien et leur gentillesse. Au même titres, je remercie les agents du laboratoire LOMC pour les bons moments, les galères communes, et la calibration des sondes.

Je remercie chaleureusement mon conjoint et mes proches pour le soutien dont ils ont fait preuve durant ces trois années.





# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	Un potentiel énergétique conséquent	1
1.2	Les différents types de houlomoteur	4
1.2.1	Les systèmes offshore	4
1.2.2	Les systèmes côtiers et bord à quai	6
1.3	Le projet Energies MARines COtières et Portuaires (EMACOP)	10
1.4	Enjeux	10
1.5	Choix d'un site d'application : Esquibien	11
1.5.1	Environnement côtier	11
1.5.2	Répartition de la houle et potentiel énergétique	11
1.6	Contexte et objectifs	14
<b>2</b>	<b>État de l'art</b>	<b>17</b>
2.1	Comportement d'un flotteur	17
2.2	Franchissements de digue	20
<b>3</b>	<b>Modèle Analytique</b>	<b>23</b>
3.1	Description du mouvement du flotteur sous l'action de la houle	23
3.1.1	Définition du système	23
3.1.2	Description du modèle statique	24
3.1.3	Efforts hydrodynamiques et efforts de conversion d'énergie	25
3.2	Description du modèle potentiel	27
3.2.1	Approximations du modèle	27
3.3	Expression du comportement du flotteur	28
3.4	Modèle de Zheng (2004)	29
3.4.1	Modèle et formulations générales	29
3.5	Résolution du système et validation	33
3.5.1	Détermination des coefficients de la décomposition de la houle	33
3.6	Considérations énergétiques	37
3.6.1	Étude de la vitesse optimale	37
3.6.2	Limite de Budal	38
3.7	Expression de franchissements de digue	39
<b>4</b>	<b>Modèle Numérique</b>	<b>41</b>
4.1	Choix des modèles	41
4.1.1	Brève description du code ANSYS-Fluent	42

4.1.2	Équations du modèle . . . . .	43
4.2	Application au mouvement du flotteur . . . . .	46
4.2.1	Équations du modèle . . . . .	46
4.2.2	Choix des paramètres de calcul . . . . .	49
4.3	Sensibilité au maillage et conditions de convergence . . . . .	50
4.3.1	Méthode de CELIK et al. [16] . . . . .	50
4.4	Résultats des simulations . . . . .	52
4.4.1	Mouvement du flotteur . . . . .	52
4.4.2	Calcul des coefficients de radiation . . . . .	53
4.5	Liste des flotteurs testés . . . . .	55
4.5.1	Flotteurs utilisés pour le mouvement du flotteur . . . . .	55
4.5.2	Flotteurs utilisés pour les coefficients de radiation . . . . .	55
<b>5</b>	<b>Modèle Physique</b> . . . . .	<b>57</b>
5.1	Description du dispositif expérimental . . . . .	57
5.1.1	Conditions hydrodynamiques . . . . .	57
5.1.2	Description des installations . . . . .	57
5.2	Acquisition des données, mesures et analyses . . . . .	63
5.2.1	Acquisition des données . . . . .	63
5.2.2	Traitement des mesures . . . . .	65
5.3	Répétabilité des essais . . . . .	71
5.4	Définition des paramètres adimensionnels et des conditions de tests pour les trois modèles . . . . .	71
<b>6</b>	<b>Comportement du flotteur</b> . . . . .	<b>75</b>
6.1	Résultats sans PTO : comparaison des trois modèles . . . . .	75
6.1.1	Interaction Digue-Flotteur : impact des dimensions du système sur le comportement du flotteur . . . . .	75
6.1.2	Correction du modèle analytique . . . . .	86
6.2	Résultats avec PTO : étude du comportement du WEC . . . . .	93
6.2.1	Étude du comportement du système et comparaison analytique . . . . .	93
6.2.2	Puissance : essais en houle irrégulière . . . . .	96
6.3	Conclusion partielle . . . . .	100
<b>7</b>	<b>Franchissements</b> . . . . .	<b>103</b>
7.1	Étude de l'impact d'un flotteur sur les franchissements de digue . . . . .	103
7.1.1	Résultats expérimentaux . . . . .	103
7.1.2	Comparaison entre les modèles expérimental et analytique . . . . .	106
7.2	Conclusion partielle . . . . .	110
<b>8</b>	<b>Conclusions et perspectives</b> . . . . .	<b>111</b>
8.1	Conclusion . . . . .	111
8.2	Perspectives . . . . .	113

<b>A Annexes</b>	<b>115</b>
A.1 Expressions mathématiques des variables de calcul . . . . .	115
A.2 Expressions mathématiques des variables $S$ et $G^D$ . . . . .	120
A.3 Communications . . . . .	122
<b>Bibliographie</b>	<b>157</b>



# Table des figures

1.1	Répartition de l'énergie de la houle dans le monde en kW/m, CRUZ [24] (données du ECMWF, archives WAM calibrées et corrigées par Fugro OCEANOR) . . . . .	1
1.2	Répartition de l'énergie de la houle en Europe en kW/m, CRUZ [24] (données du ECMWF, archives WAM calibrées et corrigées par Fugro OCEANOR) . . . . .	2
1.3	Répartition des ressources sur la côte Atlantique, BABARIT et MOUSLIM [6] . . . . .	3
1.4	Répartition des ressources annuelles théoriques côtières (en excluant les zones où le potentiel est inférieur à 5kW/m), MORK et al. [85] . . . . .	3
1.5	Classification des systèmes houlomoteurs proposée par BABARIT et MOUSLIM [6] . . . . .	5
1.6	Illustration du wave dragon, KOFOED et al. [61] et SORENSEN et al. [112] . . . . .	5
1.7	Illustration du Pelamis, HENDERSON [52], HENDERSON [53] . . . . .	6
1.8	Illustration des flotteurs d'Archimède, VALÉRIO, BEIRÃO et COSTA [116] . . . . .	7
1.9	Illustration de Oyster, WHITTAKER et FOLLEY [122] . . . . .	7
1.10	Illustration du Limpet, DREW, PLUMMER et SAHINKAYA [28] . . . . .	8
1.11	Illustration du Wavestar, HENDERSON [53] . . . . .	8
1.12	Photo d'une bouée oscillante bord à quai développé par Sinn Power (source : Sinn Power) . . . . .	9
1.13	D'une houle extrême prise en photo par ©M. Arzel, digue d'Esquibien, MICHARD, BOULAND et SERGENT [76] . . . . .	9
1.14	Vue aérienne de la digue d'Esquibien - Soucre Géoportail IGN . . . . .	12
1.15	Coupe de la digue d'Esquibien . . . . .	12
1.16	(a) Distribution énergétique de la houle par an sur site (calculées par rapport à la Table 1.1). MICHARD, COSQUER et DUFOUR [77] . (b) Répartition énergétique mensuelle MICHARD, COSQUER et DUFOUR [77] . . . . .	14
3.1	Schéma du dispositif . . . . .	23
3.2	Représentation physique de la décomposition de Haskind (ERIKSSON [34]) . . . . .	25
3.3	Schéma du modèle analytique sans digue . . . . .	35
3.4	Coefficients hydrodynamiques adimensionnels . . . . .	36
3.5	(a) Étude de la convergence en fonction du nombre $N$ de termes dans la série. . . . .	37
4.1	Schématisation du domaine d'étude . . . . .	46
4.2	Schéma du dispositif et répartition des zones de maillage . . . . .	47
4.3	Exemple de maillage multizone . . . . .	48
4.4	Sélections nommées définies . . . . .	49

4.5	Étude de convergence par le modèle de CELIK et al. [16]. (a) élévation de surface libre pour les maillages 1 à 3. (b) déplacement du flotteur pour les maillages 1 à 3. (c) et (d) barres d'erreurs sur le maillage 1, calculées à partir du GCI21 (Équation 4.21) respectivement pour l'amplitude de houle et le déplacement du flotteur. . . . .	52
4.6	Exemple de résultats obtenus par Fluent . . . . .	53
4.7	Identification des coefficients de radiation. Comparaison entre l'effet de radiation numérique et calculé. Flotteur 6 à $T = 1.29s$ . . . . .	54
4.8	Schéma des flotteurs utilisés pour calculer le mouvement du flotteur numérique . . . . .	55
4.9	Schéma des flotteurs utilisés pour calculer les coefficients de radiation numériques . . . . .	56
5.1	Schéma du dispositif expérimental à l'échelle . . . . .	59
5.2	Photo du batteur à l'extrémité du canal . . . . .	60
5.3	Exemple d'effet de l'absorption sur la houle. Sonde $S_f$ pour un cas $T = 1.162 s$ . . . . .	60
5.4	Schéma de la maquette du flotteur du LOMC . . . . .	61
5.5	Photo du flotteur 6, installé à proximité de la digue dans le canal . . . . .	62
5.6	Photo du flotteur 6, installé à proximité de la digue dans le canal (sans eau) . . . . .	62
5.7	Schéma des flotteurs utilisés pour les essais expérimentaux. (a) Flotteur 1, $l=0.05m$ , $\Gamma=0.05m$ et $H_f=0.20m$ . (b) Flotteur 4, $l=0.15m$ , $\Gamma=0.15m$ et $H_f=0.40m$ . (c) Flotteur 10, $l=0.05m$ , $\Gamma=0.25m$ et $H_f=0.30m$ . (d) Flotteur 6, $l=0.05m$ , $\Gamma=0.25m$ et $H_f=0.40m$ . (e) Flotteur 8, $l=0.15m$ , $\Gamma=0.25m$ et $H_f=0.40m$ . . . . .	63
5.8	Photo de l'installation du vérin sur un flotteur. . . . .	63
5.9	Photo des sondes . . . . .	65
5.10	Photo du bac de récupération et des pompes permettant la mesure des franchissements de houle . . . . .	66
5.11	(a) Position du flotteur. (b) amplitude moyenne sur deux périodes du flotteur et de la houle au niveau de la sonde $S_f$ . . . . .	67
5.12	Mesure manuelle de la période de résonance du flotteur $T_0$ . . . . .	67
5.13	Photo de la Table de calibration des vérins utilisée à l'Ifremer de Boulogne-sur-Mer. . . . .	68
5.14	Courbes de calibrations des vérins A et B . . . . .	68
5.15	Valeurs du $B_{PTO}$ pour les vérins A et B aux différentes périodes de houles testées . . . . .	69
5.16	(a) Amplitudes de houle relevées par les sondes $S_5$ à $S_8$ (en $10^{-2}$ ). (b) Spectre des sondes $S_5$ à $S_8$ en échelle log. $T = 1.42 s$ . . . . .	70
6.1	Réponse du flotteur 1 pour différentes profondeurs d'eau $h$ . $\Gamma = 0.05m$ , $D = 0.01m$ . $\omega_0 = 6.97 \text{ rad/s}$ (échelle modèle). (a) $h = 0.2m$ ; (b) $h = 0.4m$ ; (c) $h = 0.6m$ . . . . .	76
6.2	Réponses des flotteurs pour différents tirants d'eau $\Gamma$ (échelle modèle). $h = 0.6m$ , $D = 0.01m$ . (a) $\Gamma = 0.10m$ et $\omega_0 = 5.79 \text{ rad/s}$ ; (b) $\Gamma = 0.15m$ et $\omega_0 = 5.41 \text{ rad/s}$ ; (c) $\Gamma = 0.20 m$ et $\omega_0 = 4.49 \text{ rad/s}$ ; (d) $\Gamma = 0.25m$ et $\omega_0 = 3.74 \text{ rad/s}$ . . . . .	77
6.3	Champ de vorticité. Flotteur 1, $h = 0.6m$ , $D = 0.01m$ , $A_i = 0.05m$ , $T = 1.68s$ , $\omega/\omega_0 = 0.5$ , $a_f = 3.3 \text{ cm}$ à l'instant = (a) $t/T = 0$ , (b) $t/T = 0.30$ , (c) $t/T = 0.60$ , (d) $t/T = 0.90$ . Vorticité maximale $w_{max} = 5.2s^{-1}$ dans le tourbillon. . . . .	78

6.4	Champ de vorticité. Flotteur 6, $h = 0.6m$ , $D = 0.01m$ , $A_i = 0.05m$ , $T = 3.10s$ , $\omega/\omega_0 = 0.5$ , $a_f = 3.9\text{ cm}$ à l'instant = (a) $t/T = 0$ , (b) $t/T = 0.29$ , (c) $t/T = 0.58$ , (d) $t/T = 0.87$ . Vorticité maximale $w_{max} = 18.5s^{-1}$ dans le tourbillon. . . . .	79
6.5	Champ de vorticité. Flotteur 3, $h = 0.6m$ , $D = 0.01m$ , $A_i = 0.05m$ , $T = 1.68s$ , $\omega/\omega_0 = 0.7$ , $a_f = 2.8\text{ cm}$ à l'instant = (a) $t/T = 0$ , (b) $t/T = 0.30$ , (c) $t/T = 0.60$ , (d) $t/T = 0.90$ . Vorticité maximale $w_{max} = 12.8s^{-1}$ dans le tourbillon. . . . .	79
6.6	Champ de vorticité. Flotteur 6, $h = 0.6m$ , $D = 0.01m$ , $A_i = 0.05m$ , $T = 1.68s$ , $\omega/\omega_0 = 1.0$ , $a_f = 5.0\text{ cm}$ , à l'instant = (a) $t/T = 0$ , (b) $t/T = 0.30$ , (c) $t/T = 0.60$ , (d) $t/T = 0.90$ . Vorticité maximale $w_{max} = 16.5s^{-1}$ dans le tourbillon. . . . .	80
6.7	Interactions entre la digue et le flotteur - comparaison entre les modèles analytiques avec et sans digue, $h=0.6m$ , $D = 0.01m$ . (a) $\Gamma = 0.05m$ ; (b) $\Gamma = 0.25m$ . . . . .	81
6.8	Impact de la digue sur les coefficients hydrodynamiques adimensionnels, $h = 0.6m$ , $D = 0.01m$ . (a), (c), (e) : flotteur 1, $\Gamma = 0.05m$ . (b), (d), (f) : flotteur 6, $\Gamma = 0.25m$ . . . . .	82
6.9	Potentiels de houle pour différentes périodes pour le flotteur 6 en zone (1). $h=0.6m$ , $\Gamma=0.25m$ . Colonne de gauche $D = 0.005\text{ m}$ . Colonne de droite $D = 0.25\text{ m}$ . . . . .	83
6.10	(a) (b) Résonance de masse ajoutée observée grâce au modèle analytique pour les flotteurs 1 et 6. (c) et (d) Coefficients de réflexion analytiques $C_{r_a}$ , $h = 0.6m$ . Flotteur 1, $l = 0.05m$ , $\Gamma = 0.05m$ , $H_f = 0.20m$ ; Flotteur 1, $l = 0.05m$ , $\Gamma = 0.25m$ , $H_f = 0.40m$ . . . . .	84
6.11	Champ de vorticité. Flotteur 6, $h = 0.6m$ , $D = 0.10m$ , $a_i = 0.05m$ , $T = 1.68s$ , $\omega/\omega_0 = 0.94$ , $a_f = 4.0\text{ cm}$ à l'instant = (a) $t/T = 0$ , (b) $t/T = 0.30$ , (c) $t/T = 0.60$ , (d) $t/T = 0.89$ . Vorticité maximale $w_{max} = 21.7s^{-1}$ dans le tourbillon. . . . .	85
6.12	Impact du dégagement sur le comportement du flotteur (résultats analytiques et expérimentaux) for $h = 0.6m$ et $\Gamma = 0.25m$ . For $D=0.01m$ , $\omega_0 = 3.74\text{rad/s}$ . Pour $D=0.05m$ , $\omega_0 = 3.74\text{rad/s}$ . Pour $D=0.10m$ , $\omega_0 = 4.42\text{rad/s}$ . . . . .	85
6.13	Impact de l'amplitude de houle sur le flotteur 6 (résultats expérimentaux), $h = 0.6m$ , $\Gamma = 0.25m$ . (a) $D = 0.10m$ ; (b) $D = 0.25m$ . . . . .	86
6.14	Spectres du mouvement du flotteur calculés avec un coefficient de traînées. (a) flotteur 1, $\Gamma = 0.05\text{ m}$ , $\omega_0 = 6.97\text{ rad/s}$ . (b) flotteur 6, $\Gamma = 0.25\text{ m}$ , $\omega_0 = 3.74\text{ rad/s}$ . . . . .	88
6.15	étude d'un correction du modèle analytique par ajout d'un coefficient de traînée $c_D$ . $h = 0.6m$ , $D = 0.01m$ . (a) flotteur 1 $\Gamma=0.05m$ . (b) flotteur 6 $\Gamma=0.25m$ . . . . .	88
6.16	Comparaison entre les coefficients de radiation analytiques, numériques et analytiques corrigés. Les résultats sont tracés selon $kD$ . (a) (b) - masse ajoutée et amortissement pour le flotteur 6. (c) (d) - masse ajoutée et amortissement pour le flotteur 7. (e) (f) - masse ajoutée et amortissement pour le flotteur 8. . . . .	91
6.17	Comparaison entre les différents résultats obtenus des modèles expérimental, numérique, analytique initial et corrigé pour le flotteur 1. $\Gamma=0.05m$ , $D=0.01m$ . (a) $h = 0.2m$ ; (b) $h = 0.4m$ ; (c) $h = 0.6m$ . . . . .	92
6.18	Comparaison entre les différents résultats obtenus des modèles expérimental, numérique, analytique initial et corrigé pour les flotteurs 2, 3, 5 et 6. $h=0.6m$ , $D=0.01m$ . (a) $\Gamma = 0.10m$ ; (b) $\Gamma = 0.15m$ ; (c) $\Gamma = 0.20m$ ; (d) $\Gamma = 0.25m$ . . . . .	93
6.19	Valeurs du $B_{PTO}$ pour les vérins A et B aux différentes fréquences de houles testées . . . . .	94



6.20	Comparaison entre le modèle expérimental avec PTO et les modèles analytiques initial, corrigé et corrigé avec l'ajout d'un terme de traînée pour le flotteur 4 avec PTO. $\omega_0 = 4.425 \text{ rad/s}$ et $D = 0.01 \text{ m}$ . (a) $h = 0.4 \text{ m}$ . (b) $h = 0.5 \text{ m}$ . (c) $h = 0.6 \text{ m}$ . . . . .	95
6.21	Comparaison entre le modèle expérimental avec PTO et les modèles analytiques initial, corrigé avec et sans l'ajout d'un terme de traînée pour le flotteur 6 avec PTO. (a) $h = 0.6 \text{ m}$ , $\Gamma = 0.25 \text{ m}$ , $l = 0.05 \text{ m}$ , $D = 0.01 \text{ m}$ . . . . .	96
6.22	Spectre de houle pour une houle irrégulière. $h = 0.4 \text{ m}$ , $T_m = 1.94 \text{ s}$ et $H_m = 0.083 \text{ m}$ .	97
6.23	Résultats en houle irrégulière pour le flotteur 4. $T_e = 1.67 \text{ s}$ , $H_{m0} = 0.083 \text{ m}$ , et $D = 0.01 \text{ m}$ . (a)(b) Amplitude du flotteur et de la houle (sonde $S_f$ ). (c)(d) Calibration du vérin : vitesse en m/s et force en N. (e)(f) Puissance instantanée et puissance moyenne.	98
6.24	Puissance du système en houle irrégulière pour différentes houles caractéristiques du site d'Esquibien. (a) Puissance du système. (b) Comportement du flotteur pour la houle irrégulière. . . . .	99
6.25	Rendement du système en houle irrégulière pour le vérin A. $h = 0.5 \text{ m}$ et $D = 0.01 \text{ m}$ .	99
7.1	Variations du franchissement expérimental $\Delta\mathcal{V}$ selon la période adimensionnelle $T/T_0$ . (a) flotteur 1, $l = 0.05 \text{ m}$ , $\Gamma = 0.05 \text{ m}$ et $H_f = 0.20 \text{ m}$ . (b) flotteur 10, $l = 0.05 \text{ m}$ , $\Gamma = 0.25 \text{ m}$ et $H_f = 0.30 \text{ m}$ . (c) flotteur 6, $l = 0.05 \text{ m}$ , $\Gamma = 0.25 \text{ m}$ et $H_f = 0.40 \text{ m}$ . (d) flotteur 8, $l = 0.15 \text{ m}$ , $\Gamma = 0.25 \text{ m}$ et $H_f = 0.40 \text{ m}$ . . . . .	104
7.2	Variations du ratio de franchissements $\Delta\mathcal{V}$ et de l'amplitude du mouvement du flotteur selon la période adimensionnelle $T/T_0$ pour le flotteur 6 : $l = 0.05 \text{ m}$ , $\Gamma = 0.25 \text{ m}$ et $H_f = 0.40 \text{ m}$ . . . . .	105
7.3	Variations du ratio de franchissements expérimental $\Delta\mathcal{V}$ selon le nombre adimensionnel $D/\lambda$ . (a) flotteur 1, $l = 0.05 \text{ m}$ , $\Gamma = 0.05 \text{ m}$ et $H_f = 0.20 \text{ m}$ . (b) flotteur 6, $l = 0.05 \text{ m}$ , $\Gamma = 0.25 \text{ m}$ et $H_f = 0.40 \text{ m}$ . . . . .	106
7.4	Comparaison entre les résultats expérimentaux ( $\Delta\mathcal{V}$ ), analytiques ( $\Delta\mathcal{V}_A$ ) et analytiques avec correction ( $\Delta\mathcal{V}_{A_{F_{corr}}}$ ) : variations du ratio de franchissements selon la période adimensionnelle $T/T_0$ . (a) et (b) flotteur 1, $l=0.05\text{m}$ , $\Gamma=0.05\text{m}$ et $H_f=0.20\text{m}$ . (c) et (d) flotteur 6, $l=0.05\text{m}$ , $\Gamma=0.25\text{m}$ et $H_f=0.40\text{m}$ . (e) et (f) flotteur 8, $l=0.15\text{m}$ , $\Gamma=0.25\text{m}$ et $H_f=0.40\text{m}$ . Les lignes en symboles pleins représentent les résultats analytiques, les lignes en pointillés les modèle analytique corrigé et les symboles vides représentent les résultats expérimentaux. . . . .	107
7.5	(a) Variations des pertes de charges selon $D/\lambda$ où $\Lambda$ est calculé avec la formule de Blasius (Équation 7.4) ,Flotteur 6, $l=0.05\text{m}$ , $\Gamma=0.25\text{m}$ et $H_f=0.40\text{m}$ . (b) Variations du ratio de franchissements $\Delta\mathcal{V}$ selon $D/\lambda$ , flotteur 6, $l=0.05\text{m}$ , $\Gamma=0.25\text{m}$ et $H_f=0.40\text{m}$ . Les lignes en pointillés représentent le modèle analytique corrigé avec $\Lambda_{opt}$ et les symboles vides représentent les résultats expérimentaux. . . . .	109

# Liste des tableaux

1.1	Occurrences de la houle en heures sur une année sur le site d'Esquibien (sur une moyenne de 23 ans et 8 mois). $H_m$ représente la hauteur de houle significative moyenne et $T_e$ la période de houle énergétique (moyennées sur 23 ans et 8 mois). MICHARD, COSQUER et DUFOUR [77] . . . . .	13
1.2	Caractéristiques moyennes annuelle, hivernale et estivale sur le site d'application au large et sur site. MICHARD, COSQUER et DUFOUR [77] . . . . .	13
1.3	Mise à l'échelle du système : vérification des contraintes de dimensionnement . . . . .	13
4.1	Taille des mailles du modèle numérique . . . . .	47
4.2	Dimensions des mailles utilisées pour l'étude de convergence (repère numérique) . . . . .	50
4.3	Flotteurs testés numériquement pour le mouvement du flotteur . . . . .	55
4.4	Flotteurs testés numériquement pour les coefficients de radiation . . . . .	55
5.1	Conditions de houle testées. $H$ représente la hauteur de houle et $T$ la période. La lettre $M$ représente les essais réalisés pour la mesure du comportement du flotteur en houle régulière, $F$ représente les essais de franchissements en houle régulière, $I$ représente les essais sur le comportement du flotteur en houle irrégulière. . . . .	58
5.2	Dimensions du système . . . . .	61
5.3	Flotteurs testés expérimentalement . . . . .	62
5.4	Liste des flotteurs et des résultats extraits . . . . .	71
5.5	Conditions de tests pour la mesure du comportement du flotteur . . . . .	73
5.6	Flotteurs et conditions de houle testées . . . . .	73
6.1	Impact de l'amplitude de houle expérimentale pour le flotteur 1 (résultats expérimentaux). $\Gamma = 0.05m$ , $D = 0.01m$ . . . . .	87
6.2	Variables pour le plan d'expérience. Un plan complet a été réalisé, ce qui amène à 4x8x4 simulations. . . . .	90
6.3	Valeurs optimales des coefficients de correction. . . . .	90



# List of Symbols

$g$	Accélération gravitationnelle	$9.81 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$
$\rho$	Masse volumique de l'eau	$1000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
$i = \sqrt{-1}$	complexe	$\emptyset$
$h$	profondeur d'eau	$m$
$h_2$	profondeur d'eau sous le flotteur	$m$
$h_d$	hauteur de digue	$m$
$\omega$	pulsation de houle	$\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$
$\omega_0$	pulsation de résonance flotteur	$\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$
$\omega_{0A}$	pulsation de résonance flotteur analytique	$\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$
$T$	période de houle	$s$
$T_e$	période de houle énergétique	$s$
$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$	période de résonance flotteur	$s$
$k$	nombre d'onde de la houle	$\text{rad} \cdot \text{m}^{-1}$
$\lambda = \frac{2\pi}{k}$	longueur d'onde de la houle	$m$
$\lambda_n$	longueur d'onde des modes évanescents	$m$
$a_i$	amplitude de houle incidente	$m$
$a_r$	amplitude de houle réfléchie	$m$
$H_m$	hauteur de houle moyenne énergétique	$m$
$H_i$	hauteur de houle incidente	$m$
$H^{(1)}$	hauteur de houle dans la zone (1)	$m$
$C_{ra}$	coefficient de réflexion analytique	$\emptyset$
$D$	dégagement entre la digue et le flotteur	$m$
$w$	vorticité du fluide	$\text{s}^{-1}$
$l$	demi largeur du flotteur	$m$
$\Gamma$	tirant d'eau du flotteur	$m$
$H_f$	hauteur totale du flotteur	$m$
$m$	masse du flotteur	$\text{kg}$
$R_c$	revanche de la digue	$m$
$\rho_f$	masse volumique du flotteur	$\text{kg} \cdot \text{m}^3$
$K_{Ar}$	constante hydrostatique du flotteur	$\text{kg}$
$V$	volume du flotteur	$\text{m}^3$
$z$	position du flotteur	$m$
$\dot{z}$	vitesse du flotteur	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
$\ddot{z}$	accélération du flotteur	$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$

$a_f$	amplitude du mouvement du flotteur	$m$
$\dot{z}_0$	vitesse du fluide	$m \cdot s^{-1}$
$t$	temps	$s$
$\mathcal{R}_e$	Nombre de Reynolds	$\emptyset$
$p$	pression relative	$Pa$
$P$	forces de gravité	$kg \cdot m \cdot s^{-2}$
$\Pi$	Poussée d'Archimède	$kg \cdot m \cdot s^{-2}$
$\Pi_0$	Poussée d'Archimède statique	$kg \cdot m \cdot s^{-2}$
$F_{EX}$	forces d'excitation	$kg \cdot m \cdot s^{-2}$
$f_{ex}$	force d'excitation adimensionnelle	$\emptyset$
$K_{ex}$	terme de mémoire des forces d'excitation	$m^3 \cdot s^{-2}$
$F_R$	effet de radiation	$kg \cdot m \cdot s^{-2}$
$K_{rad}$	terme de mémoire des forces de radiation	$kg \cdot rad \cdot s^{-1}$
$c_M$	masse ajoutée	$kg$
$c_m$	masse ajoutée adimensionnel	$\emptyset$
$c_{Mc}$	masse ajoutée corrigé	$\emptyset$
$c_A$	amortissement	$kg \cdot rad \cdot s^{-1}$
$c_a$	amortissement adimensionnel	$\emptyset$
$c_{Ac}$	amortissement corrigé	$\emptyset$
$F_{PTO}$	forces liées à la conversion d'énergie	$kg \cdot m \cdot s^{-2}$
$B_{PTO}$	coefficient de PTO	$kg \cdot rad \cdot s^{-1}$
$c_D$	coefficient de traînée	$\emptyset$
$\varphi$	déphasage	$rad \cdot s^{-1}$
$F_{corr}$	fonction de correction	
$C_{Numérique}$	coefficients de radiation numériques	
$C_{Analytique}$	coefficients de radiation analytiques	
$F_{c_m}$	fonction de correction de la masse ajoutée	
$F_{c_a}$	fonction de correction de l'amortissement	
$\Phi_T$	potentiel de houle total	$m^2 \cdot s^{-1}$
$\Phi_I$	potentiel de houle incident	$m^2 \cdot s^{-1}$
$\Phi_D$	potentiel de houle diffracté	$m^2 \cdot s^{-1}$
$\Phi_R$	potentiel de houle radié	$m^2 \cdot s^{-1}$
$\eta$	élévation de la surface libre	$m$
$w$	vorticité	$s^{-1}$
$\Delta \mathcal{V}$	ratio de franchissements expérimental	$\emptyset$
$\Delta \mathcal{V}_A$	ratio de franchissements analytique	$\emptyset$
$\Delta \mathcal{V}_{A_{Corr}}$	ratio de franchissements analytiques corrigés	
$\mathcal{V}_{A_{avec\ flotteur}}$	Franchissements analytiques avec flotteur	$l \cdot s^{-1}$
$\mathcal{V}_{A_{sans\ flotteur}}$	Franchissements analytiques sans flotteur	$l \cdot s^{-1}$
$P_{abs}$	puissance théorique absorbée par le flotteur	$kg \cdot m^2 \cdot s^{-3}$

$P_{abs}^{obt}$	puissance optimale théorique absorbée par le flotteur	$kg \cdot m^2 \cdot s^{-3}$
$P_{ins}$	puissance expérimentale absorbée par le flotteur	$kg \cdot m^2 \cdot s^{-3}$
$\bar{P}$	puissance expérimentale absorbée par le flotteur	$kg \cdot m^2 \cdot s^{-3}$
$P_e$	puissance de houle moyenne	$kg \cdot m^2 \cdot s^{-3}$
$P_r$	puissance moyenne radiée	$kg \cdot m^2 \cdot s^{-3}$
$E_m$	énergie mécanique du flotteur	$kg \cdot m^2 \cdot s^{-2}$
$E_c$	énergie cinétique du flotteur	$kg \cdot m^2 \cdot s^{-2}$
$E_p$	énergie potentielle du flotteur	$kg \cdot m^2 \cdot s^{-2}$
$E_{c_f}$	énergie cinétique du fluide	$kg \cdot m^2 \cdot s^{-2}$
$E_{p_f}$	énergie potentielle du fluide	$kg \cdot m^2 \cdot s^{-2}$
$\Delta \mathcal{P}$	pertes de charges	$Pa \cdot m^{-1}$
$\Lambda$	coefficient de pertes de charges	$\emptyset$
$\tilde{X}$	transformée de Fourier de $X$	
$\hat{X}$	transformée de Fourier discrète de $X$	



# 1 Introduction

## 1.1 Un potentiel énergétique conséquent

D'après le World Energy Council TRINNAMAN et CLARKE [115], le potentiel énergétique de la houle est estimé entre 8 000 et 80 000TWh dans le monde. La production mondiale d'électricité en 2007 (IEA 2009) s'élève à environ 20 000TWh. Finalement la ressource exploitable de la houle est comprise entre 140 et 750TWh. Les conditions de houle dépendent des conditions météorologiques, ce qui limite le temps de fonctionnement effectif des systèmes de récupération d'énergie. L'énergie de la houle peut être récupérée pendant environ 5000h par an, BABARIT et MOUSLIM [6]. En comparaison, l'énergie nucléaire est produite pendant 7500h/an, celle de l'énergie éolienne environ 3000h/an et celle de l'énergie solaire 1000h/an en moyenne.

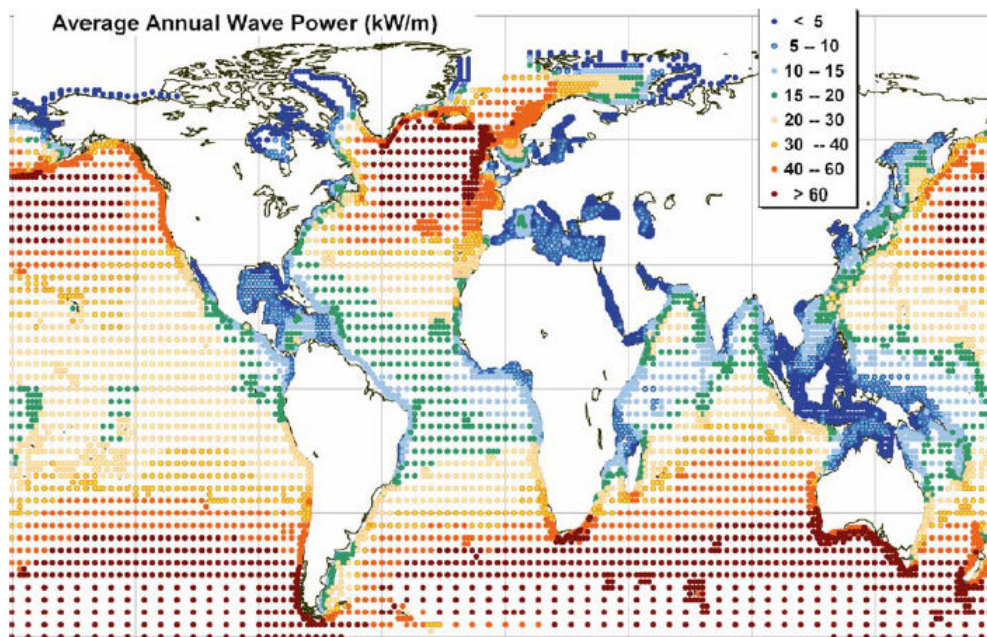


FIGURE 1.1 – Répartition de l'énergie de la houle dans le monde en kW/m, CRUZ [24] (données du ECMWF, archives WAM calibrées et corrigées par Fugro OCEANOR)

La Figure 1.1, proposée par CRUZ [24] présente la moyenne annuelle énergétique effectuée sur 10 ans de mesures. L'énergie moyenne sur une année est la plus élevée pour les hautes latitudes (plus précisément entre 40° et 60°). Dans l'hémisphère sud, l'énergie moyenne maximale est obtenue au sud du Chili et de l'Afrique et également au voisinage des côtes ouest de l'Australie et de la Nouvelle-Zélande. L'énergie moyenne maximale dans l'hémisphère nord est située à l'ouest des îles anglaises,



en Irlande et au Groenland. Le potentiel énergétique maximal est obtenu à 400km à l'ouest de l'île de Rockall (300km au nord-ouest de l'Écosse) avec un flux d'énergie maximal de 90kW/m. Néanmoins, ce site est impropre à l'installation de systèmes de récupération d'énergie à cause de sa trop grande profondeur d'eau et des nombreuses tempêtes. Généralement, compte-tenu des contraintes techniques, les fermes houlomotrices sont installées à la limite entre le nearshore et l'offshore (environ 50 à 60m de profondeur).

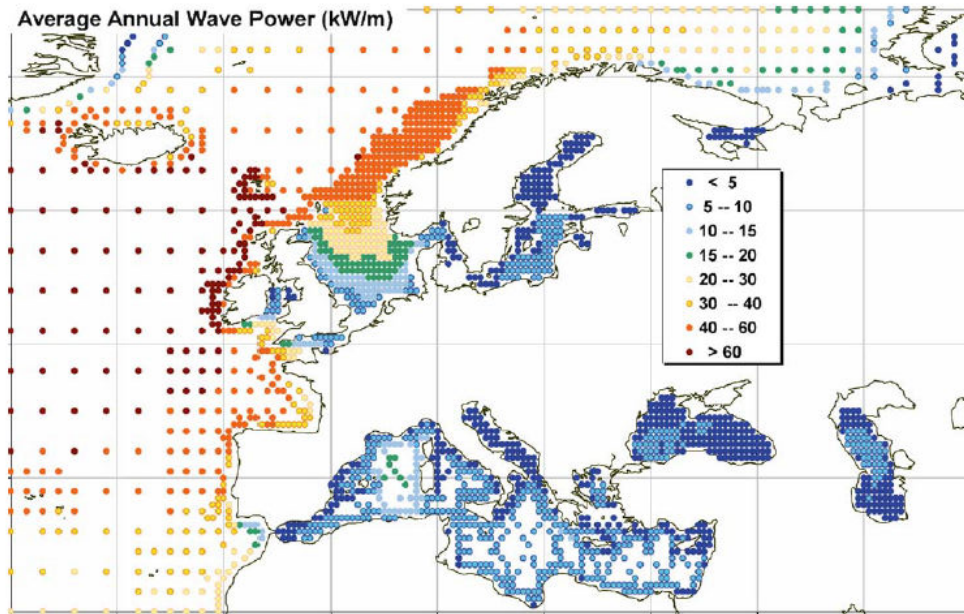


FIGURE 1.2 – Répartition de l'énergie de la houle en Europe en kW/m, CRUZ [24] (données du ECMWF, archives WAM calibrées et corrigées par Fugro OCEANOR)

Le potentiel énergétique en Europe est également conséquent grâce à la forte exposition de la face ouest aux houles d'Atlantique (CRUZ [24], BABARIT et MOUSLIM [6]). La Figure 1.2 présente le potentiel énergétique en Europe (proposée par CRUZ [24]). On constate en effet que le potentiel le plus important est situé sur les côtes ouest de l'Irlande, du Royaume-Uni et au sud de l'Islande. Les côtes ouest françaises, plus particulièrement la Bretagne, présentent aussi un potentiel énergétique non négligeable. Dans cette zone, d'après CRUZ [24] le potentiel est compris entre 40 et 60kW/m. BABARIT et MOUSLIM [6] ont également réalisé une analyse du potentiel énergétique dans cette zone. Le potentiel de houle en France représente environ 4GW, et pourrait couvrir environ 7% des besoins de la consommation électrique française. Les résultats obtenus par BABARIT et MOUSLIM [6] sont en accord avec ceux obtenus par CRUZ [24] puisque la puissance des vagues à la pointe de Brest (Bretagne) est environ de 55kW/m (Figure 1.3). La Figure 1.4 proposée par MORK et al. [85] confirme que le potentiel de houle sur les côtes bretonnes est compris entre 20 et 30 kW/m, et plus particulièrement entre 30 et 40 kW/m à la pointe de Brest.

Le potentiel énergétique des côtes a été étudié par MORK et al. [85]. Les zones côtières à haut potentiel énergétique sont proches des zones à haut potentiel énergétique offshore (Figure 1.4), mais la puissance y est un peu plus faible. Bien que le potentiel énergétique de la houle soit plus faible sur les côtes qu'en pleine mer, les systèmes bord à quai offrent différents avantages. D'après FOLLEY

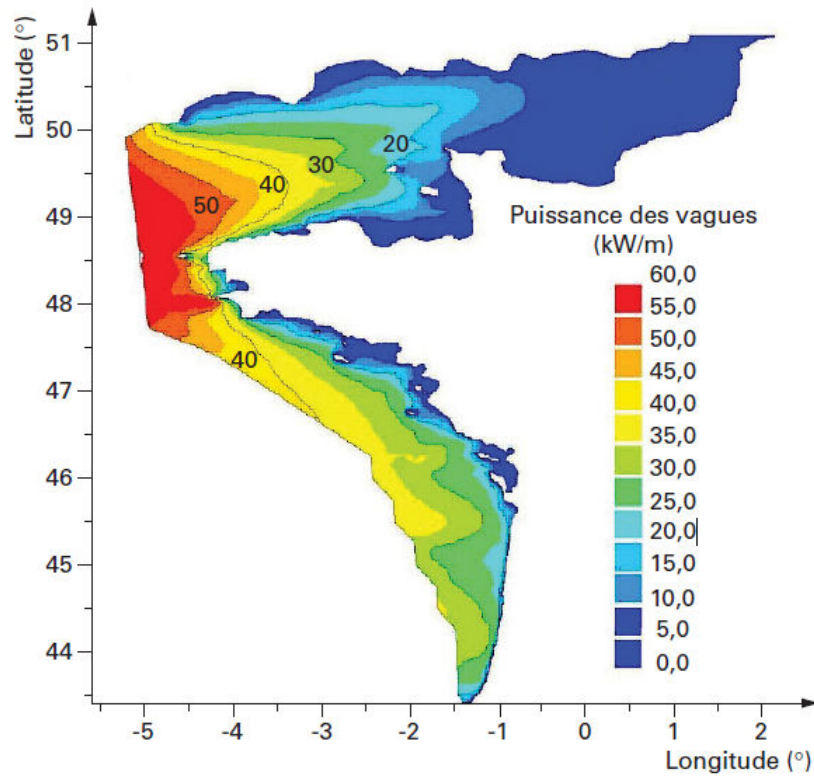


FIGURE 1.3 – Répartition des ressources sur la côte Atlantique, BABARIT et MOUSLIM [6]

et WHITTAKER [45] et WHITTAKER et FOLLEY [122], l'énergie côtière est environ 20% plus faible que l'énergie des vagues de pleine mer, mais l'environnement côtier est bien plus protégé contre les tempêtes océaniques.

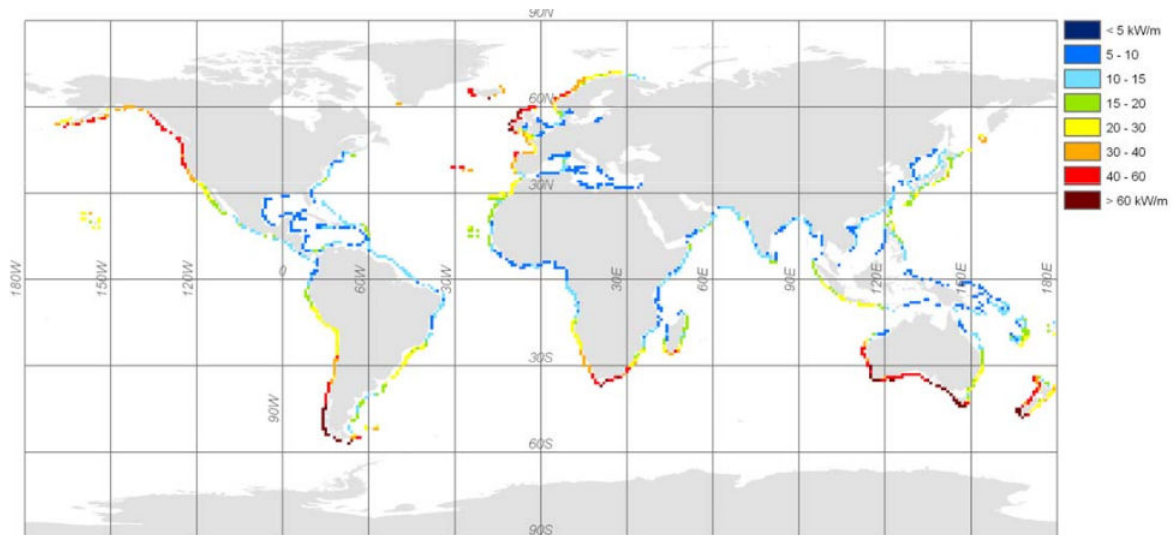


FIGURE 1.4 – Répartition des ressources annuelles théoriques côtières (en excluant les zones où le potentiel est inférieur à 5kW/m), MORK et al. [85]

## 1.2 Les différents types de houlomoteur

La production d'énergie est un challenge environnemental majeur. Le développement des systèmes de production d'énergie s'est grandement développé durant ces dernières années. Si certains systèmes atteignent leur maturité technologique, les systèmes houlomoteurs sont encore en développement, malgré un réel effort de recherche (BABARIT et MOUSLIM [6], CLÉMENT et al. [20]). De nombreuses technologies de production d'énergie houlomotrice (appelées WEC) ont été développées et peuvent être classifiées en systèmes offshore, côtier ou bord à quai (pour une description complète des ces différentes catégories, voir FALCAO [38], GAO et al. [46], DREW, PLUMMER et SAHINKAYA [28], MULTON et al. [88], BABARIT et MOUSLIM [6] et FALNES [39]). Les formes les plus courantes sont les colonnes d'eau oscillantes, les systèmes à déferlement, les systèmes à bras de levier et les systèmes flottants. Une méthode de classement, proposée par BABARIT et MOUSLIM [6], est présentée dans la Figure 1.5. Elle classe les systèmes de houlomoteurs selon les technologies (colonne d'eau oscillante, flotteurs actionnés par la houle, systèmes à déferlement). Il est aussi possible de classer les technologies selon leur rendement (BABARIT et MOUSLIM [6]). Le rendement hydrodynamique d'un système houlomoteur varie selon sa géométrie, son degré de liberté, et peut aller de 9% à 50% (en comparaison, les panneaux photovoltaïques actuels ont un rendement moyen de 15%).

Ici, les différentes technologies sont classées en trois catégories selon leur distance à la côte : les systèmes de pleine mer (ou offshore), les systèmes côtiers (nearshore) et les systèmes bord à quai (onshore).

### 1.2.1 Les systèmes offshore

Il existe de nombreuses technologies de houlomoteur offshore (DREW, PLUMMER et SAHINKAYA [28], THORPE [114]). Le Wave Dragon a été développé par KOFOED et al. [61] et SORENSEN et al. [112]. Il s'agit d'un système à franchissements, composé de deux bras réfléchissant la houle vers le système de production d'énergie (Figure 1.6). La houle passe une rampe pour arriver dans un réservoir. Par la suite, l'eau sortant de ce réservoir actionne une turbine. L'installation de ce système se fait dans des profondeurs d'eau d'au moins 25m (idéalement supérieures à 40m pour profiter des conditions de houle de pleine mer). Le début de ce projet a commencé en 1987 par une étude de marché et s'est terminé en 2006 par des essais en conditions réelles. Des essais à l'échelle 1:4.5ième ont été réalisés en pleine mer. Durant ces essais, le rendement moyen du wave dragon a été estimé à 12% (KOFOED et al. [61]). Les essais à échelle réelle ont été prévus mais n'ont jamais été réalisés et le système à l'échelle 1:15ième a été désinstallé (BABARIT [3]). Un modèle numérique a été réalisé afin d'optimiser la géométrie et ces résultats ont été comparés à des essais expérimentaux à grande échelle.

Dans le cadre du projet Pelamis, des essais expérimentaux ont été réalisés à grande échelle (HENDERSON [52], HENDERSON [53]). Le système est composé de cylindres semi-submergés, dont la mise en mouvement par la houle actionne un PTO fixé entre deux extrémités de cylindre (Figure 1.7). À échelle réelle, un Pelamis mesure environ 150m de long. Le système est dimensionné pour fonctionner en milieu offshore. Des essais expérimentaux ont été réalisés à échelle 1:7ième, puis vérifiés par un modèle numérique pour différentes versions du pelamis. D'après YEMM et al. [124], le rendement de la deuxième génération de pelamis P2 est compris entre 20 et 30%. En 2014, la société Pelamis Wave Power dépose le bilan et les projets pelamis sont arrêtés.

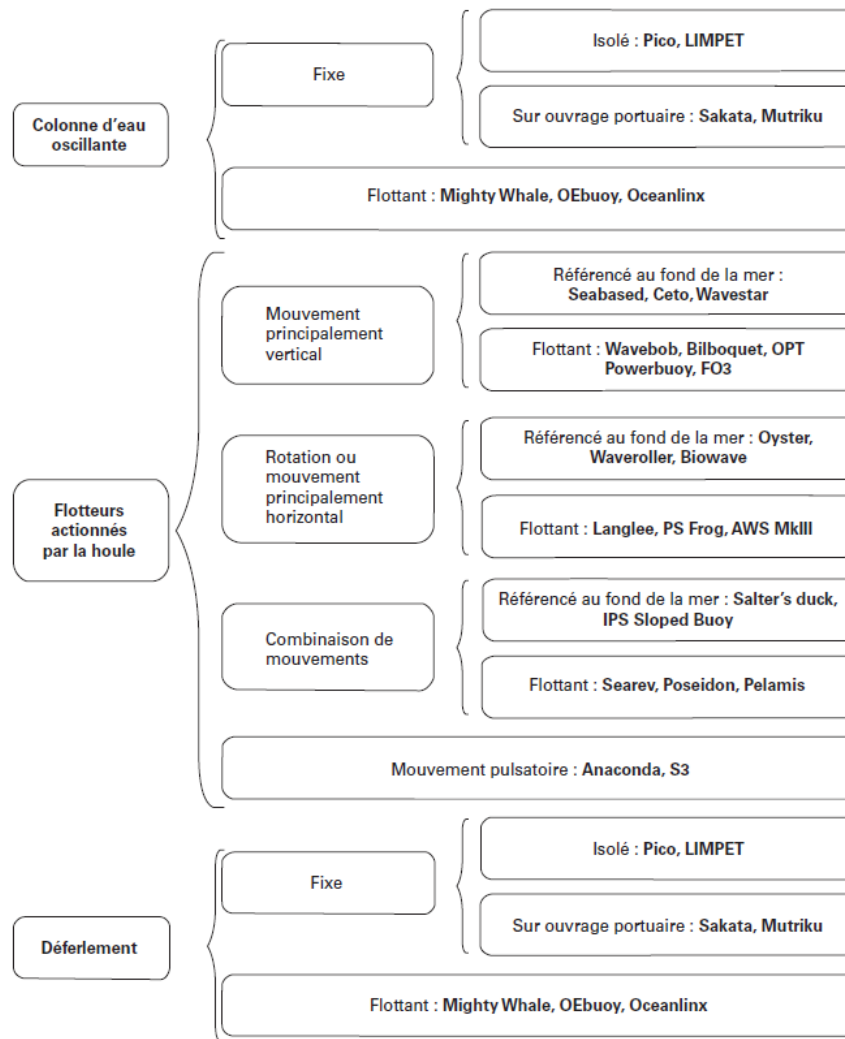


FIGURE 1.5 – Classification des systèmes houlomoteurs proposée par BABARIT et MOUSLIM [6]



FIGURE 1.6 – Illustration du wave dragon, KOFOED et al. [61] et SORENSEN et al. [112]

Il existe également des bouées oscillantes totalement immergées. Ces systèmes fonctionnent grâce aux différences de pression induites lors du passage d’une vague. Ils sont composés de deux parties : une est fixée au sol, l’autre est en mouvement par l’action de la houle. La partie entraînée par la houle entraîne à son tour le système de conversion d’énergie (généralement une génératrice linéaire pour les bouées oscillantes). Il est possible que la partie mobile du système soit totalement immergée (VALÉRIO, BEIRÃO et COSTA [116]) ou partiellement immergée (projet Lysekil, ERIKSSON, ISBERG



FIGURE 1.7 – Illustration du Pelamis, HENDERSON [52], HENDERSON [53]

et LEIJON [35]). Les systèmes immergés ont l'avantage d'être protégés lors des tempêtes, mais leur maintenance est assez compliquée. Ces sont des systèmes qui peuvent être utilisés en pleine mer comme en conditions côtières. D'après LEIJON et al. [64], le projet sur les bouées partiellement immergées Lysekil a débuté en 2004. Actuellement, l'étude a été étendue à l'influence d'un WEC sur l'environnement marin sur le site d'application, où différents types de bouées et de technologies ont été installées. Concernant les bouées immergées (Archimedes Wave Swing), des essais en canal à échelle 1:20ième ont été réalisés dernièrement d'après l'entreprise AWS.

VALÉRIO, BEIRÃO et COSTA [116] ont réalisé une étude d'optimisation du système de contrôle du PTO grâce à un modèle numérique. Les méthodes de contrôle par latching, de contrôle résistif et de contrôle par phase et amplitude ont été comparés. Il apparaît pour ces systèmes que le contrôle par phase et amplitude est celui qui permet de récupérer le plus d'énergie. GENEST [47] ont modélisé le comportement des bouées avec la théorie d'un fluide potentiel et ont montré que les contrôles réactifs restent compétitifs par rapport aux autres méthodes de contrôles. En effet, les pertes énergétiques sont plus importantes pour les contrôles réactifs que pour les autres contrôles, mais les puissances d'absorption maximales, obtenues par les contrôles optimaux, ne sont pas envisageables dans des conditions de houle réelles.

L'enjeu majeur des systèmes de pleine mer sont les coûts d'installations et de maintenance. THORPE [114] recensent les coûts de productions de différents systèmes houlomoteurs. Ils montrent que pour de nombreux systèmes de pleine mer, la majorité des coûts sont liés à la transmission d'énergie (plus de 30% pour le système Frog Wave Energy, soit environ 3.5M£). L'installation coûte elle environ 15%, auxquels il faut ajouter 7% pour le transport. À contrario, la majorité des coûts du Limpet (système bord à quai) sont liés à la structure (environ 50%). Les coûts de transmission de l'électricité ne représentent que 10% des coûts totaux.

### 1.2.2 Les systèmes côtiers et bord à quai

La présente étude est située dans ce contexte. De récentes études ont tendance à utiliser des systèmes côtiers ou bord à quai afin de réduire les coûts de maintenance et de fabrication (ELCHAHAL,



FIGURE 1.8 – Illustration des flotteurs d’Archimède, VALÉRIO, BEIRÃO et COSTA [116]

YOUNES et LAFON [32], MCIVER et EVANS [71]). Les avantages des systèmes houlomoteurs bord à quai sont également présentés par (THORPE [114], FADAEENEJAD et al. [37], DREW, PLUMMER et SAHINKAYA [28]). De plus, la présence de la digue peut être utilisée pour augmenter la production d’énergie grâce à la réflexion de la houle sur la digue.

Le Oyster, prévu pour fonctionner dans des profondeurs situées entre 10m et 20m, a été développé par WHITTAKER et FOLLEY [122] et se déplace en mouvement de cavalement uniquement. Il a été montré que si le système est plus haut que la surface libre, le potentiel d’énergie récupéré est plus important. La Figure 1.9 illustre ce système.

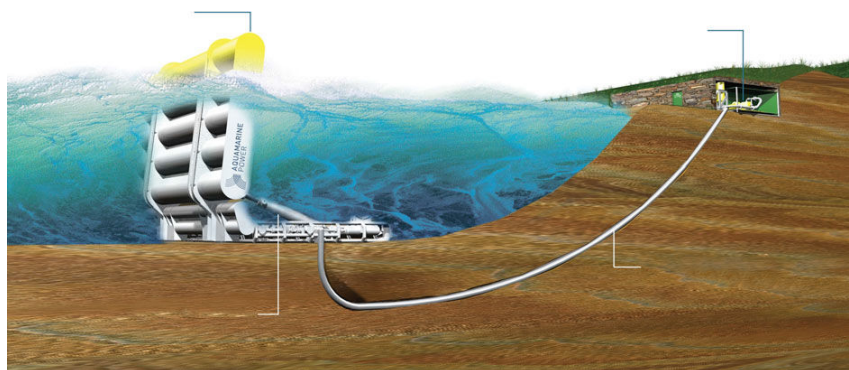


FIGURE 1.9 – Illustration de Oyster, WHITTAKER et FOLLEY [122]

Les colonnes d’eau oscillantes sont des systèmes assez courants dans les technologies bord à quai. Le Limpet (Land Installed Marine Power Energy Transmitter) développé par FOLLEY, CURRAN et WHITTAKER [44] est intégré dans une digue et installé sur l’île d’Islay en Écosse. La houle entre dans le système, l’air est comprimé dans la chambre à air puis entraîné dans une turbine (Figure 1.10). Le Limpet peut fournir au maximum 500kW. Il existe de nombreux systèmes similaires (fixés sur des ouvrages isolés ou sur un ouvrage portuaire). La majorité de ces systèmes sont étudiés par un modèle numérique et par des essais expérimentaux en canal.

Enfin le Wavestar est un système de bouée oscillante flottante, maintenue par un pieu situé au dessus du niveau de la mer, sur une plate-forme (MARQUIS, KRAMER et FRIGAARD [69], ZURKINDEN et al. [129]). Ce système peut être installé en milieu côtier où en pleine mer. Lors de tempêtes, les flotteurs peuvent être installés en position haute (Figure 1.11). L'étude de ce système a été réalisée à partir d'essais expérimentaux à différentes échelles, et à l'aide d'un modèle numérique non-linéaire. Des essais en conditions réelles à l'échelle 1:2ième sont réalisées depuis 2010. La puissance nominale de ce prototype est de 600 kW.

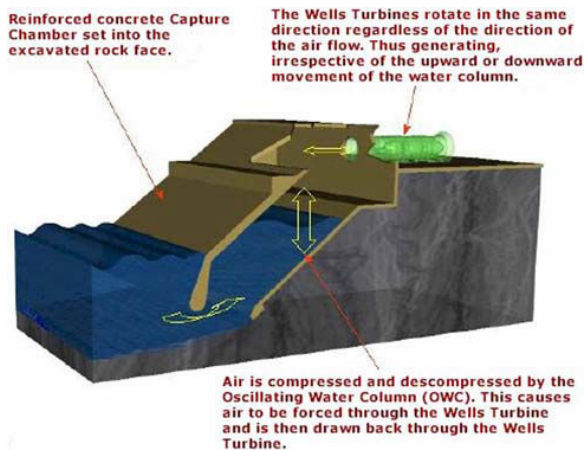


FIGURE 1.10 – Illustration du Limpet, DREW, PLUMMER et SAHINKAYA [28]



FIGURE 1.11 – Illustration du Wavestar, HENDERSON [53]

Récemment, des systèmes de bouée oscillante à proximité d'une digue se sont développés. L'entreprise Sendekia Ingenieria propose l'installation d'une bouée oscillante bord à quai. De même, Sinn Power a installé des bouées oscillantes en Grèce et au Cap Verde en bord à quai. La Figure 1.12 présente le dispositif installé au Cap Verde par Sinn Power.

Même si les systèmes côtiers et bord à quai présentent des avantages économiques, leur modélisation est moins évidente. En effet, il existe beaucoup de modèles numériques et analytiques pour des systèmes de pleine mer (grâce aux approximations de grandes profondeurs). En faibles profondeurs ou en profondeurs intermédiaires, proposer des modèles simplifiés est plus complexe. En effet, MARTINS-RIVAS et MEI [70] ont développé en 2009 un modèle linéaire pour un système côtier, alors que des modèles numériques ont été développés bien plus tôt pour les systèmes offshore (EVANS [36]). De plus, l'impact d'une structure côtière sur le comportement d'un système de production d'énergie n'est pas bien connu (plus particulièrement sur un récupérateur de type bouée oscillante).

### Les brises-lames : des systèmes de protection côtière

Un système houlomoteur qui produit de l'énergie peut aussi réduire l'amplitude de houle (ZANUTTIGH et ANGELELLI [125]). L'utilisation de brises-lames en milieu côtier peut réduire l'amplitude de la houle arrivant aux côtes et sur les ouvrages portuaires. Des systèmes de récupération d'énergie (de type Oyster pour les profondeurs de 10 m à 20 m par exemple - WHITTAKER et FOLLEY [122]) peuvent être placés au niveau des brises lames et ainsi allier production d'énergie et réduction de



FIGURE 1.12 – Photo d’une bouée oscillante bord à quai développé par Sinn Power (source : Sinn Power)



FIGURE 1.13 – D’une houle extrême prise en photo par ©M. Arzel, digue d’Esquibien, MICHARD, BOULAND et SERGENT [76]

l’amplitude de la houle arrivant à la côte. Une étude d’impact a également été réalisée sur le Oyster par HENRY et al. [55]. L’impact de la houle sur le système a été caractérisé expérimentalement et numériquement. Il montrent que la pression augmente après l’impact avec la houle vers le centre du système. La Figure 1.13 est une illustration de houle extrême franchissant la digue d’Esquibien (Bretagne - Département du Finistère).



### 1.3 Le projet Energies MARines CÔtières et Portuaires (EMACOP)

Le projet EMACOP s'inscrit dans un cadre de réhabilitation et de rénovation des ouvrages côtiers et portuaires. Ce projet a pour but de rénover les ouvrages maritimes par l'installation de systèmes de production d'énergie marine. Le lancement du projet s'est inspiré de quelques constats. Les ouvrages de protection côtières et les ouvrages maritimes sont vieillissants. Les énergies marines sont alors vues comme une bonne alternative, car l'intégration de tels dispositifs dans les ouvrages côtiers et portuaires permettrait une rénovation de ces derniers. Il faut également rappeler que la France (territoires d'outre mer inclus) possède la deuxième plus grande façade maritime au monde, ce qui représente un fort potentiel énergétique. La France métropolitaine (hors Corse) possède 179km de digues, dont 40km de digues verticales et 139km de digues à talus d'après le rapport de montage du projet EMACOP [33]. Quelques opportunités ont rendu la naissance du projet possible. En effet, le besoin de rénovation des ouvrages a accéléré le processus mais l'impact économique de la construction de tels systèmes sur les communes est aussi positif.

Le projet EMACOP a été créé dans le but de répondre aux principales problématiques suivantes.

- Quels systèmes houlomoteur est-il possible d'intégrer à un ouvrage neuf? Quel est l'impact d'un système de récupération d'énergie sur le dimensionnement de l'ouvrage aux conditions extrêmes?
- Comment adapter les ouvrages anciens aux problématiques actuelles? Y a-t-il un intérêt à utiliser la réflexion de la houle sur l'ouvrage?
- Comment utiliser les systèmes houlomoteurs pour limiter l'érosion?

Le projet EMACOP est centré sur les ouvrages de faibles profondeurs. La caractérisation du potentiel de houle exploitable sur les sites d'application est un des principaux objectifs. Le calcul des rendements énergétiques en fonction des technologies de production d'énergie est réalisé par la suite. L'effet des faibles profondeurs sur le rendement des installations doit être quantifié. Dans ce projet, il est prévu de réutiliser des technologies houlomoteurs existantes et de les adapter à des conditions côtières, pouvant supporter la réflexion de la houle par la digue ainsi que les conditions de faibles profondeurs. Enfin, des tests d'applicabilité des concepts sur les sites d'études doivent être réalisés.

### 1.4 Enjeux

Le projet EMACOP met en lumière le potentiel inutilisé des ouvrages portuaires et côtiers. De plus, les besoins énergétiques actuels poussent au développement d'énergies alternatives. Un des enjeux du projet EMACOP est d'utiliser ou de rénover les ouvrages portuaires en installant des systèmes houlomoteurs. Le besoin de développer des modèles rapides à mettre en œuvre et capables de reproduire correctement le comportement de systèmes houlomoteurs côtiers se fait sentir. Les modèles analytiques linéaires en sont un moyen, même si la modélisation de la turbulence reste un problème (éventuels problèmes de validité).

L'impact de la présence de la digue sur le comportement d'une bouée oscillante n'est pas encore bien connu. La réflexion de la houle sur une digue augmente l'amplitude de houle. Ceci peut être vu comme une possibilité supplémentaire d'augmenter la production d'énergie. Pour vérifier ce point,

il faut néanmoins s'assurer de l'impact de la digue sur le comportement d'un flotteur placé à sa proximité.

Dans un souci de protection côtière, l'impact du flotteur sur les franchissements de digue est un point à ne pas négliger. S'il est possible d'utiliser un système de récupération d'énergie pour améliorer les performances d'un ouvrage côtier, alors l'utilité du système est double. Des systèmes de brise-lames peuvent être installés à proximité des digues où des zones à risques. Doter de tels systèmes de récupérateurs d'énergie permet de leur donner une seconde utilité.

Pour répondre à ces différentes problématiques, il est possible d'utiliser différents types de modèles. Un modèle analytique linéaire permet une approche rapide de ces problèmes. Ils ont l'avantage d'être rapides à mettre en œuvre et peu coûteux en temps de calcul. Les modèles numériques peuvent eux plus facilement résoudre des problèmes non linéaires et visqueux. Néanmoins les temps de calculs et la puissance informatique nécessaire est bien plus importante que pour les modèles analytiques. Enfin, les modèles expérimentaux et les essais en conditions réelles permettent d'obtenir des résultats en conditions d'utilisation sur le comportement des systèmes de récupération d'énergie. Pourtant ce sont des modélisations très coûteuses (nécessitant un canal à houle ou une maquette de grande échelle). La complémentarité des trois types de modèles permet de mettre en évidence la présence d'effets non-linéaires. Dans ce cas, le modèle expérimental sert de référence et valide les résultats des deux autres modèles.

## 1.5 Choix d'un site d'application : Esquibien

Le site d'application est situé dans la baie d'Audierne en Bretagne. Le site d'Esquibien fait partie des 21 sites sélectionnés dans la phase 1 du projet EMACOP (MICHARD et al. [78], MICHARD, COSQUER et DUFOUR [77]). L'étude d'implantation de dispositifs houlomoteurs a également été réalisée numériquement (MICHARD et al. [81]). La présentation du site d'Esquibien est basée sur ces trois précédentes références.

### 1.5.1 Environnement côtier

La digue sur site est longue de 380 m, dont 340 m utiles pour l'installation d'un système de récupération d'énergie. En effet, les 40 m de digue en partant de la côte sont en eau peu profonde. Le reste de la digue jusqu'au musoir est en profondeur d'eau intermédiaire à la mi-marée.

Le niveau d'eau minimum relevé au cours de ces dernières années est de 3 m au musoir. Le niveau d'eau de pleine mer maximal relevé est de 9 m. Pour un coefficient de marée de 95, le marnage est approximativement de 4 m à 4.5 m. Pour un coefficient de marée de 120, le marnage est approximativement de 5.5 m à 6 m. Pour dimensionner le système, les valeurs extrêmes retenues sont de 3m de profondeur en basse mer et 9m en pleine mer. Une vue aérienne de la digue ainsi qu'une coupe de l'ouvrage sont donnés dans les figures 1.14 et 1.15, respectivement.

### 1.5.2 Répartition de la houle et potentiel énergétique

Le site d'Esquibien a été retenu pour sa large exposition aux houles d'Atlantique. Sur site, la période de houle énergétique moyenne annuelle  $T_e$  est de 6.1 s et la hauteur moyenne  $H_m$  de 1.3 m.

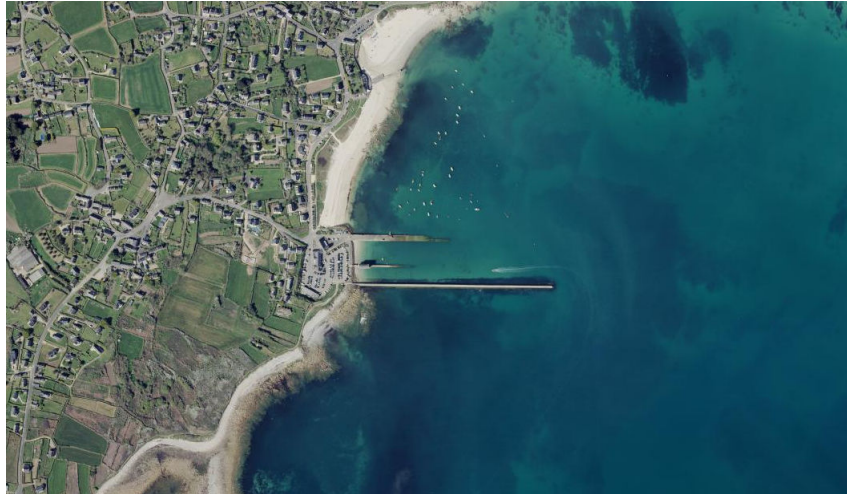


FIGURE 1.14 – Vue aérienne de la digue d’Esquibien - Soucre Géoportail IGN

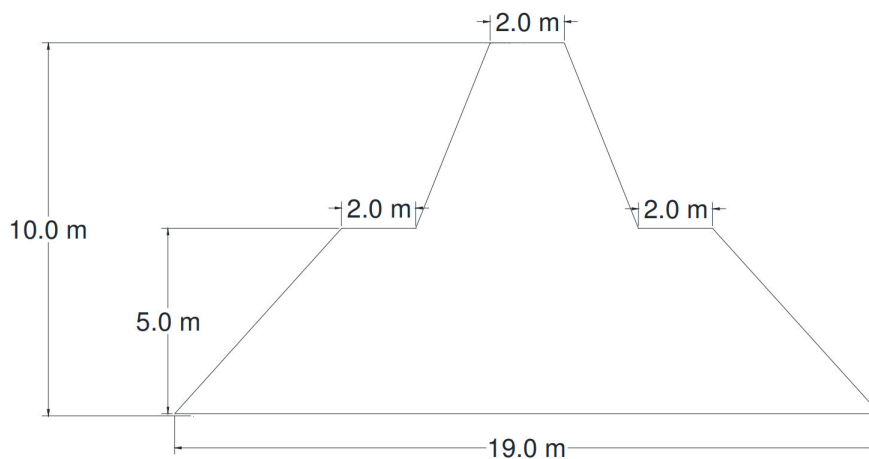


FIGURE 1.15 – Coupe de la digue d’Esquibien

En effet, plus de 50% des périodes et hauteurs de houle sont comprises respectivement entre 5 s et 7 s, et 0.5 m et 2 m. Ces données sont reprises de MICHARD, COSQUER et DUFOUR [77] et présentées dans la Table 1.1, où l’étude des conditions de houle est réalisée à partir des données ANEMOC sur une durée de 23 ans et 8 mois de données Hindcast (<http://anemoc.cetmef.developpementdurable.gouv.fr/>). Le modèle SWASH développé par COIGNARD et al. [21] permet d’obtenir une estimation numérique de la houle proche de la digue d’Esquibien à partir des relevés ANEMOC. Ce code a été utilisé pour exprimer la houle annuelle sur le site d’Esquibien (MICHARD, COSQUER et DUFOUR [77]) et les caractéristiques obtenues seront utilisées comme conditions de références.

On donne également les valeurs de la hauteur de houle significative et de la période énergétique moyennées sur 23 ans et 8 mois, pour des conditions de houle estivales et hivernales sur site dans la Table 1.2.

D’après la Figure 1.16(a) proposée par MICHARD, COSQUER et DUFOUR [77], l’énergie maximale sur la durée est récupérée pour les houles de périodes comprises entre 5s et 6s ayant une hauteur

		$T_e$ (s)							
		3 - 4	4 - 5	5 - 6	6 - 7	7 - 8	8 - 9	9 - 10	10 - 11
$H_m$ (m)	0.0 - 0.5	10.4	222.5	175.1	135.7	61.8	13.7	1.6	0
	0.5 - 1.0	10.4	804.8	697.9	534.1	269.1	86.7	8.8	2.4
	1.0 - 1.5	0	477.9	1195.2	696.4	252.2	90	27.3	3.2
	0.5 - 2.0	0	8.8	613.7	566.3	280.3	97.2	15.3	6.4
	2.0 - 2.5	0	0	78.7	254.4	243.4	93.2	20.1	7.2
	2.5 - 3.0	0	0	0	93.2	122.1	62.7	26.5	8.8
	3.0 - 3.4	0	0	0	2.4	31.3	46.6	33.7	0

TABLE 1.1 – Occurrences de la houle en heures sur une année sur le site d'Esquibien (sur une moyenne de 23 ans et 8 mois).  $H_m$  représente la hauteur de houle significative moyenne et  $T_e$  la période de houle énergétique (moyennées sur 23 ans et 8 mois). MICHARD, COSQUER et DUFOUR [77]

Esquibien	Climat Annuel		Climat Hivernal		Climat Estival	
	Large	Site	Large	Site	Large	Site
$H_m$ (m)	2.4	1.3	3.1	1.4	1.7	0.9
$T_e$ (s)	9.0	6.1	10.0	6.4	8.1	5.5
Puissance (kW/m)	44.3	6.9	71.1	8.4	18.	3.4

TABLE 1.2 – Caractéristiques moyennes annuelle, hivernale et estivale sur le site d'application au large et sur site. MICHARD, COSQUER et DUFOUR [77]

entre 1.5m et 2.0m. De plus la Figure 1.16(b) montre que la majorité de l'énergie est récupérée en saison hivernale. Ces données ont servi de base au dimensionnement du problème. En effet, les conditions hydrodynamiques sont définies par les périodes et hauteurs de houle sur site ainsi que par la profondeur d'eau. Néanmoins des contraintes dimensionnelles sont également imposées par le canal à houle utilisé. Ce dernier mesure 34 m de long, 0.9 m de large et 1.2 m de haut, ce qui limite la hauteur de houle maximale et la hauteur de la digue. L'échelle 1:15ième est choisie car elle permet de tester l'ensemble des conditions de références (d'après la similitude de Froude). La Table 1.3 présente les gammes de valeurs utilisées aux échelles maquette et réelle, où  $h$  représente la profondeur d'eau,  $h_d$  la hauteur de la digue au musoir et  $\lambda$  la longueur d'onde de la houle pour une profondeur comprise 0.2 m et 0.6 m à l'échelle 1:15ième.

	échelle 1:1	échelle 1:15
$T_e$ (s)	[2.5 - 15.0]	[0.65 - 3.87]
$H_m$ (m)	[0.25 - 2.75]	[0.017 - 0.18]
$h$ (m)	[3 - 9]	[0.2 - 0.6]
$h_d$ (m)	10	0.67
$\lambda$ (m)	[2.52 - 35.3]	[0.65 - 9.11]

TABLE 1.3 – Mise à l'échelle du système : vérification des contraintes de dimensionnement

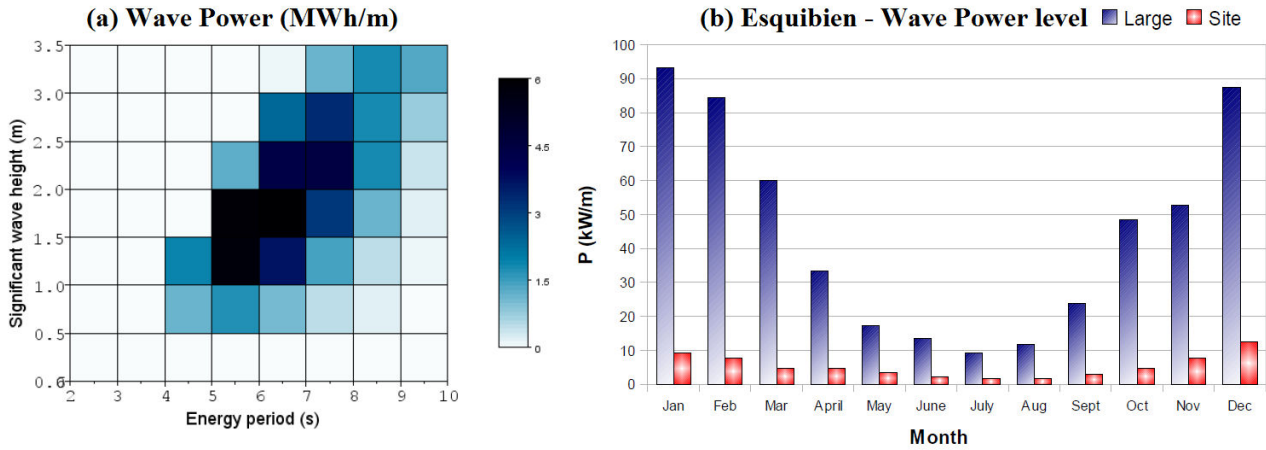


FIGURE 1.16 – (a) Distribution énergétique de la houle par an sur site (calculées par rapport à la Table 1.1). MICHARD, COSQUER et DUFOUR [77]. (b) Répartition énergétique mensuelle MICHARD, COSQUER et DUFOUR [77]

## 1.6 Contexte et objectifs

D'après la littérature, deux enjeux principaux sont constatés. L'impact d'une digue sur le comportement d'une bouée oscillante n'est pas bien connu. De plus, l'effet lié à la présence du flotteur sur les franchissements de digue n'est pas clairement défini. La condition d'eau en profondeur intermédiaire apporte une valeur supplémentaire au projet (les valeurs de la profondeur d'eau  $h$  divisée par la longueur d'onde  $\lambda$  sont comprises entre 0.08 et 0.9).

Pour répondre à ces problématiques, le comportement du flotteur est étudié grâce à trois différents modèles. Un modèle analytique basé sur la théorie potentielle linéaire a été utilisé. Le modèle analytique est bidimensionnel. Deux versions de ce modèle sont réalisées : une version avec digue et une version sans digue. L'utilisation de ces deux versions permet de mettre en œuvre l'impact de la digue sur le comportement du flotteur.

Le modèle analytique est ensuite comparé à un modèle numérique résolvant les équations de Navier-Stokes. Un modèle de turbulence en  $k - \epsilon$  est ajoutée au modèle afin de représenter les effets non-linéaires. De même que le modèle analytique, le modèle numérique est bidimensionnel. La comparaison de ce modèle avec le modèle analytique permet de mettre en évidence la présence d'effets non-linéaires et d'effets visqueux.

Enfin un modèle expérimental est développé. Les essais ont été réalisés dans le canal à houle de l'Université Le Havre Normandie au LOMC (Laboratoire Ondes et Milieux Complexes). Ce modèle est utilisé comme référence aux deux autres modèles. Les mesures de franchissements de digue sont réalisées avec ce modèle physique.

La comparaison entre les trois modèles est utilisée pour déterminer le domaine de validité du modèle analytique. Une correction de ce modèle est proposée, permettant de quantifier l'impact des dimensions du système sur le comportement de la bouée oscillante. Dans l'ensemble des modèles, le problème est simplifié en considérant une bouée rectangulaire en mouvement vertical à proximité d'une digue. Les points innovants de cette étude sont la comparaison des trois modèles, la proximité avec la digue et les conditions de profondeurs intermédiaires.

Les conditions de houle et de profondeurs d'eau utilisées correspondent globalement à celles du site d'Esquibien (Bretagne). En effet, ce site a été classé par le projet EMACOP parmi les sites pouvant recevoir une installation de type houlomoteur. Le projet EMACOP ayant fourni les données nécessaires à l'étude du site, les dimensions et la géométrie du système sont inspirées des conditions sur site. Des conditions de houle régulière reprenant les conditions de houle les plus probables sur site ont été utilisées pour l'ensemble des conditions de tests des différents modèles.

Pour des raisons de coûts, on décide de réaliser l'étude sur un modèle simplifié. La digue est représentée par un mur vertical lisse. Le flotteur est de forme rectangulaire, et seul le mouvement vertical est autorisé. La géométrie du système est très sommaire, mais elle permet une mise en place rapide des différents outils de modélisation. De plus, le coût de l'installation expérimentale est réduit. Grâce à ce système simplifié, il est aisé de modifier les dimensions caractéristiques du système afin d'observer leurs impacts sur le comportement du flotteur et de l'interaction avec la digue.



## 2 État de l'art

### 2.1 Comportement d'un flotteur

Le comportement d'un système oscillant peut être obtenu de différentes manières. Les modèles analytiques sont rapides à mettre en œuvre mais souvent limités aux modélisations linéaires. Les modèles numériques sont plus complets mais les temps de calcul sont plus importants. Enfin les modèles expérimentaux permettent de modéliser des effets complexes. Ces différents modèles sont présentés dans les paragraphes suivants. La modélisation d'un convertisseur d'énergie et son contrôle sont également évoqués.

Si le comportement du flotteur et le rendement des WEC peuvent être obtenus à l'aide de modèles expérimentaux ou numériques, l'étape de design préliminaire est souvent obtenue à l'aide de modèles numériques, ou de modèles analytiques (DAY et al. [25]). Une large description de modèles numériques et analytiques est donnée par FOLLEY [43] ainsi que des études de cas simples. CHEUNG et CHILDRESS III [18] confirment la possibilité d'utiliser un modèle numérique pour un design préliminaire, mais montrent que les conditions en vent et en courant doivent être ajoutées pour connaître plus précisément la réponse du flotteur en conditions réelles. Dans le but d'utiliser un modèle analytique pour un design préliminaire, CHEUNG et CHILDRESS III [18] et ERIKSSON [34] ont calculé les coefficients hydrodynamiques avec la méthode des éléments finis (FEM) ou la méthode des volumes finis (FVM). Plus précisément, pour les cas des bouées oscillantes, ERIKSSON [34] exprime, par des simulations numériques, la difficulté d'utiliser un système résonant pour la houle océanique.

La modélisation numérique offre de bon résultats, mais les temps de calculs peuvent être long pour l'étape de design préliminaire (LUO et al. [67]). Proposer un modèle analytique capable d'évaluer le comportement des bouées flottantes est un problème connu. Un modèle entièrement linéaire a été décrit par ANDERSEN et WUZHOU [2]. Ce modèle utilise la fonction de Green et les fonctions propres pour réduire les temps de calculs. Quelques années plus tard, des formules simplifiées de masse ajoutée et d'amortissement sont proposées par DRIMER, AGNON et STIASSNIE [29]. Ces résultats sont confirmés par la comparaison d'un modèle analytique avec un modèle numérique entièrement linéaire. BERGGREN et JOHANSSON [9] proposent également de calculer les coefficients hydrodynamiques par la méthode de correspondance des fonctions propres étendues et réalisent une étude énergétique. Cette étude a été utilisée par DROBYSHEVSKI [30] pour le calcul des coefficients hydrodynamiques à des périodes proches de zéro et de l'infini. Ces résultats ont été comparés à un modèle numérique linéaire et il a été conclu que cette approximation peut être utilisée pour le calcul de l'amortissement et de la masse ajoutée. Basé sur ces précédents résultats, ZHENG, YOU et SHEN [127], ZHENG et al. [128], ZHANG et ZHOU [126]) proposent de calculer la masse ajoutée et l'amortissement pour une bouée oscillante en plein mer et en bord à quai. Ils mettent en évidence



un moyen plus simple pour calculer les coefficients hydrodynamiques selon la géométrie et les dimensions du système. Ils valident leurs résultats en les comparant aux études plus anciennes. Plus récemment, l'utilisation de modèles analytiques s'est étendue à l'étude préliminaire et de nouveaux modèles sont proposés. Par exemple, SHI et al. [111] proposent d'étudier le comportement d'un WEC en mouvement vertical. Le modèle analytique qu'ils ont développé est basé sur l'équation du mouvement du flotteur, composée de l'effort hydrostatique, de l'effort hydrodynamique lié à la houle inspiré de l'équation de Morison MORISON, JOHNSON et O'BRIEN [83]. L'effort lié à la conversion d'énergie est modélisé par un amortissement hydraulique. Les résultats du modèle analytique sont comparés à des résultats expérimentaux, avec ou sans présence de convertisseur d'énergie. Parmi les nouvelles propositions de modèles analytiques, NING et al. [95] modélisent l'interaction entre deux flotteurs rectangulaires grâce à un modèle analytique et à un modèle expérimental. Le modèle analytique est basé sur la théorie potentielle et les équations du modèle sont résolues par la méthode de correspondance des fonctions propres étendues. Pour les différents scénarios testés (un flotteur seul et deux flotteurs installés côtes à côtes), le modèle analytique n'est pas complètement cohérent avec les résultats obtenus avec le modèle expérimental. La différence entre les deux modèles sont expliqués par les raisons suivantes : les effets visqueux et le coefficient de friction lié au déplacement du système ne sont pas inclus dans le modèle analytique (alors qu'ils sont pris en compte dans le modèle physique). La méthode de résolution par correspondance des fonctions propres a également été utilisée dans le modèle analytique proposé par JALÓN et al. [60]. Dans cette étude, l'interaction entre une plaque verticale et une digue est étudiée en conditions de houle régulière et irrégulière. Les résultats du modèle analytique sont comparés à ceux du modèle numérique. Il est alors montré que le modèle analytique reste un outil simple et cohérent pour le calcul du design optimal dans le cas d'une géométrie simple. Les études menées par NING et al. [96] et CHO et KIM [19] montrent qu'il est également possible d'utiliser un modèle analytique pour optimiser les dimensions d'un système de bouée pilonnante. En effet, NING et al. [96] utilisent un modèle analytique pour montrer qu'il est possible d'optimiser les dimensions d'un WEC installé à proximité d'une digue et ainsi de placer la gamme de plus hauts rendements du système aux périodes de houle les plus probables sur site. De plus, CHO et KIM [19] étudient un système de houlomoteur formé de deux cylindres en mouvement relatifs grâce à un modèle analytique et expérimental. Ils concluent que la puissance récupérable est la plus élevée lorsque la période de houle est proche de la période de résonance des deux cylindres.

Il existe également des modèles analytiques utilisant la résolution BEM (PENALBA, KELLY et RINGWOOD [102]). Par exemple, le modèle NEMOH présenté par BABARIT et DELHOMMEAU [5] résout le comportement d'un flotteur et ses coefficients hydrodynamiques grâce à une résolution BEM et à l'utilisation des fonctions de Green. Ce modèle est souvent comparé au modèle WAMIT ([http : //www.wamit.com](http://www.wamit.com)). ROESSLING et RINGWOOD [104] montrent que des résultats similaires sur les coefficients de radiation sont obtenus pour les deux modèles, dans le cas d'un flotteur cylindrique en mouvement vertical.

Dans le but d'améliorer la validité des modèles analytiques, des effets non-linéaires peuvent être ajoutés. Suivant cette idée, BONFIGLIO, BRIZZOLARA et CHRYSOSTOMIDIS [14] et HENNING [54] ont évalué numériquement la masse ajoutée et l'amortissement en incluant des effets visqueux. Cette méthode donne une amélioration des résultats basés sur la résolution traditionnelle des coefficients de radiation. Une confrontation entre les modèles numériques et analytiques a été réalisée par BHINDER

et al. [12], qui proposent une comparaison entre un modèle potentiel visqueux et différents modèles numériques. Les coefficients hydrodynamiques ont été calculés par le code Aquaplus, et comparés avec un modèle analytique visqueux. Ils mettent en œuvre que l'ajout d'une force d'amortissement quadratique (semblable à celle de Morison) et que la calibration de ce coefficient conduit à une amélioration du modèle. Des corrections de la masse ajoutée en fonction du tirant d'eau du flotteur ont été proposées par KOO et KIM [62] pour une bouée oscillante de pleine mer. Il apparaît de cette correction que la masse ajoutée en basses fréquences diffère des valeurs numériques.

Côté énergie, le type de convertisseur à utiliser peut être choisi parmi de nombreux systèmes. Le fonctionnement de différents PTO a été décrit par SALTER, TAYLOR et CALDWELL [107] comme les vérins hydrauliques, les pompes rotatives, ou les génératrices électriques directes. Ces derniers systèmes sont plus amplement décrits par MUELLER et BAKER [86] où une génératrice linéaire est comparée à une génératrice rotative. Des vérins hydrauliques ont été utilisés sur des systèmes comme le SEAREV où une comparaison entre un PTO linéaire et hydraulique est donnée (BABARIT et al. [8]). Dans le cas du PTO linéaire, la force de PTO est proportionnelle à une vitesse. Dans le cas du PTO hydraulique, la force de PTO est proportionnelle à la valeur absolue d'une vitesse, et un PTO hydraulique avec contrôle produit plus de puissance qu'un PTO linéaire.

Le choix du contrôle du PTO est crucial afin de maximiser la puissance récupérable. Le latching (ou contrôle de phase), consistant à mettre en phase la vitesse du système avec les forces d'excitation, a été proposée par BUDAL et FALNES [15]. Deux types de contrôles ont été définis par FALNES [41] : la première catégorie est basée sur la mesure de la houle incidente, et la seconde est basée sur la mesure de l'oscillation du système. BABARIT et CLÉMENT [4] mettent en place un contrôle de phase optimisé, où il est montré que le contrôle de phase optimal est plus intéressant que le modèle de contrôle de phase initial, pour des houles régulières et irrégulières. Les travaux de GENEST [47] présentent un panel de contrôles possibles pour un WEC. Ils montrent que les contrôles réactifs (correction dynamique du comportement du flotteur) restent compétitifs par rapport aux contrôles résistifs (ajout d'un amortissement à valeur unique) ou aux contrôles de phase.

L'effet d'une plaque horizontale immergée sur la houle à proximité d'une digue a été étudié par WU, WAN et FANG [123]. Ils ont étudié numériquement le processus de réflexion de la houle à proximité d'une digue et ils ont découvert qu'un phénomène de houle complexe lié à la transformation de la houle incidente en houle réfléchie et réfractée survient. Ils montrent également que le coefficient de réflexion est généralement inférieur à 1, mais qu'il diminue pour certaines conditions de houle. ELCHAHAL, YOUNES et LAFON [32] ont étudié l'effet des coefficients de réflexion sur les performances d'un brise-lame. Ils présentent le rôle important d'un mur vertical dans la résonance du flotteur. BHATTACHARJEE et SOARES [11] ont étudié l'amplitude de houle et le coefficient de réflexion entre un mur vertical et un flotteur à section rectangulaire. Une marche est également modélisée dans la zone d'arrivée de la houle incidente. Ils ont montré que la résonance du système peut être optimisée en modifiant le dégagement et la longueur du flotteur. MCIVER et EVANS [72] ont étudié l'interaction entre la houle et des bouées flottantes incrustées dans un mur vertical creusé. Ils ont trouvé qu'un espacement idéal des creux peut être trouvé. Dans la présente étude, on considère l'impact d'une digue verticale sur le comportement d'un flotteur, et l'impact du dégagement sur l'amplitude de mouvement du flotteur.

## 2.2 Franchissements de digue

La présence d'une bouée pilonnante en zone côtière influence l'environnement. En particulier, l'impact d'un WEC sur l'amplitude de houle a été observé par différents auteurs. ZANUTTIGH et ANGELELLI [125] proposent d'utiliser des WEC pour réduire la houle incidente. Deux pontons rigides reliés entre eux, se déplaçant en mouvement de cavement avec la houle incidente sont considérés par les auteurs. Les dimensions optimales du système sont données pour une réduction optimale de la houle incidente aux côtes. STRATIGAKI [113] souligne que l'atténuation et la puissance fournie par une ferme de WEC sont affectées positivement ou négativement selon l'arrangement géométrique de la ferme. Le comportement de WEC ayant un rôle de système de protection côtière a été étudié par MENDOZA et al. [74] grâce à des simulations numériques. Ils obtiennent des résultats montrant que la hauteur de houle peut être réduite par la présence d'une ferme houlomotrice. ABANADES, GREAVES et IGLESIAS [1] parviennent à des résultats similaires en étudiant l'impact du WEC de Perranporth Beach (UK) sur la houle.

Bien que de récentes études aient tendance à utiliser des systèmes à proximité des côtes ou bord à quai pour réduire les coûts de maintenance et de fabrication (ELCHAHAL, YOUNES et LAFON [32], MCIVER et EVANS [71]), l'impact d'une bouée pilonnante bord à quai sur les franchissements de digue n'a pas été considéré à notre connaissance. Si les coûts sont réduits en installant des systèmes bord à quai, l'impact de ces systèmes sur les franchissements de digue n'est pas bien connu.

La quantification des franchissements de digue est un problème complexe dû aux nombreux types de structures côtières et des nombreuses conditions d'estran. Évaluer les quantités de franchissements peut être réalisée grâce aux formules analytiques, aux modèles numériques ou par des essais expérimentaux. DE WAAL et VAN DER MEER [27] proposent des équations pour calculer les franchissements en prenant en compte la pente à proximité de la digue, la forme de la digue, les conditions de profondeurs intermédiaires et l'obliquité de la houle. A partir de ces formules, VAN DER MEER [118], VAN DER MEER et al. [119] proposent des règles de sécurité sur la construction des digues, comprenant un guide complet pour évaluer les franchissements pour un panel de types de digues et de brises lames.

Les modèles analytiques et numériques sont souvent comparés avec des résultats expérimentaux afin d'être améliorés. Par exemple, un modèle incompressible SPH a été développé par SHAO et al. [109] dans le but de calculer l'élévation de la houle et les franchissements. Ce modèle est une amélioration du modèle SPH compressible. D'ailleurs, MOKRANI, ABADIE et LUBIN [82] utilisent le code numérique THETIS (<http://thetis.enscbp.fr/>) où les équations de Navier-Stokes sont résolues par le modèle VOF-TVD (Volume de Fluide - méthode de variation totale décroissante, LUBIN et al. [66]). Cette méthode fournit des résultats en bonne concordance avec des résultats expérimentaux. Un modèle numérique utilisant les équations non-linéaires en faibles profondeurs (NLSW) a été développé par HU, MINGHAM et C [58]. Il est montré que le modèle NLSM peut être utilisé pour la quantification de franchissements sur une digue verticale dans le cas de houles régulières. Les résultats numériques obtenus par cette méthode sont en accord avec les résultats expérimentaux précédemment fournis par GODA [48] et HERBERT [56]. LOSADA et al. [65] proposent d'utiliser un modèle bi-dimensionnel basé sur la méthode de VARANS (Volume Averaged Reynolds Average Navier-Stokes

equations) et de résoudre la surface libre par la méthode des volumes finis (VOF). Les houles régulières et irrégulières sont considérées et le modèle peut prédire les quantités de franchissements pour des potentiels semi-empiriques. D'après la littérature, les modèles numériques prédisent de manière acceptable des franchissements et sont améliorés grâce à la comparaison avec des modèles expérimentaux, mais aucun flotteur n'est pris en compte dans ces modèles.

Enfin, des bases de données expérimentales ont été collectées avec différentes configurations (GODA [48]). Environ 10,000 tests ont été rassemblés dans le monde en 1985 et sont devenus publiques à partir de 2005. VAN DER MEER, VERHAEGHE et STEENDAM [117] complètent par la suite cette base de données. Bien qu'un grand nombre de tests ait été rassemblé, il peut être difficile de trouver le cas adéquat dans la base de données. De plus, des limitations des modèles expérimentaux liées aux effets d'échelle peuvent apparaître. En effet, BESLEY [10] mesure une erreur maximale entre différentes échelles de modèles de 25% pour des franchissements type run-up dans le cas d'une digue verticale. Néanmoins, il n'apparaît pas clairement si cette différence est due uniquement aux effets d'échelle. Ces investigations sont réalisées à échelle réelle et aux échelles 1:30ième et 1:70ième. Plus récemment, PEARSON et al. [100] ont réalisé des essais à différentes échelles (1:10ième, 1:13ième et 1:1ième) et ont conclu que les effets d'échelle ne sont pas significatifs pour des valeurs moyennes de franchissements (pour les digues verticales).

Dans ce présent mémoire, des essais expérimentaux sont réalisés dans le but de quantifier l'impact d'un flotteur bord à quai sur les franchissements de digue. Les résultats expérimentaux sont comparés à un modèle analytique linéaire. Ces recherches ont une application directe pour les systèmes flottants bord à quai placés sur des sites en profondeur d'eau intermédiaire et ayant une forte exposition à la houle, comme l'est le site d'Esquibien (France - Département 29).



## 3 Modèle Analytique

Dans cette partie, la définition du système et la théorie utilisée sont présentées, ainsi que le modèle analytique utilisé pour représenter le comportement du flotteur. Les équations des potentiels de houle sont développées. L'équation du mouvement du flotteur est décrite grâce aux coefficients hydrodynamiques calculés par le modèle analytique linéaire. Deux modèles sont mis au point : dans le premier la présence de la digue est prise en compte, dans le second le flotteur est seul. Nous rappelons que les travaux de ce chapitre ainsi que le chapitre suivant ont été réalisés durant la première moitié de la thèse au Cerema-DTecEMF et au LHN (Université de technologie de Compiègne).

### 3.1 Description du mouvement du flotteur sous l'action de la houle

#### 3.1.1 Définition du système

On considère un flotteur de forme rectangulaire, positionné à une distance  $D$  d'une digue verticale. La largeur du flotteur est notée  $2l$ , sa hauteur totale  $H_f$  et son tirant d'eau  $\Gamma$  (voir Figure 3.1). La masse du système est notée  $m$ . Seul le mouvement vertical du flotteur est autorisé. Le système est mis en mouvement par l'action d'une houle harmonique, d'amplitude incidente  $a_i$  et de période  $T$ . La profondeur d'eau constante est notée  $h$  et la revanche de la digue  $R_c$ . L'ensemble des dimensions du système est présenté dans la Figure 3.1. Le système est considéré dans un plan bidimensionnel (plan  $x,z$ ).

L'origine du repère est placée au niveau de la surface libre lorsque celle-ci est au repos. L'axe  $(O,z)$  est défini positif vers le haut et l'axe  $(O,x)$  est défini positif dans le sens de propagation de la houle incidente. Le seul degré de liberté du flotteur est un mouvement selon l'axe  $(0,z)$ . Le système est virtuellement séparé en trois zones : la zone 1 est située entre la digue et le flotteur, la zone 2 est sous le flotteur et la zone 3 est la zone d'entrée de la houle (voir Figure 3.1).

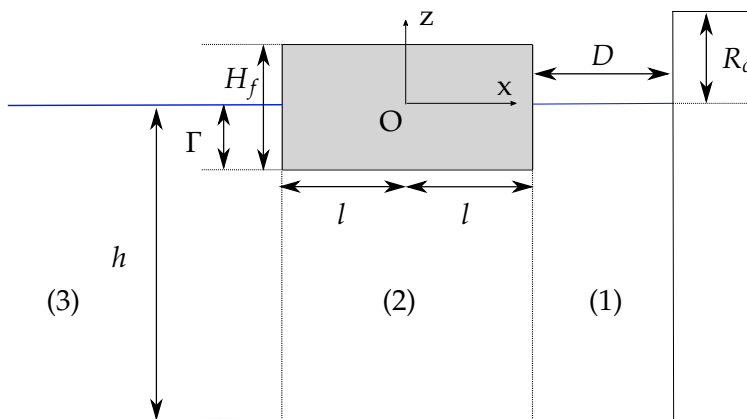


FIGURE 3.1 – Schéma du dispositif

### Équation du mouvement du flotteur : un oscillateur harmonique

Il existe des ouvrages très complets qui décrivent les mouvements d'un flotteur soumis à la houle. Les livres de PECHER et KOFOED [101], CRUZ [24] ou encore MULTON [87] et FALNES [40] ont été utilisés comme références pour expliquer le comportement du système.

Un convertisseur d'énergie de type bouée oscillante est soumis à différentes forces :

- la force de gravité
- la poussée d'Archimède
- les forces d'excitation (liées au potentiel de houle incident et diffracté)
- l'effet de radiation
- les forces liées au convertisseur, appelées forces de PTO

Dans cette étude et pour aboutir à une solution analytique simple, nous n'avons pas pris en compte les forces associées aux courants et à l'ancrage du système.

Pour écrire l'équation du mouvement du système, le bilan des forces globales qui s'exercent sur le flotteur est appliqué. Celui-ci s'écrit, d'après le principe fondamental de la dynamique, selon l'équation 3.1, où  $P$  représente la force de la pesanteur,  $\Pi$  la poussée d'Archimède,  $F_{EX}$  et  $F_R$  représentent respectivement les forces d'excitation et l'effet de radiation. La force de PTO est notée  $F_{PTO}$  et  $z(t)$  représente la position du centre de gravité du flotteur selon l'axe  $(O, z)$ .

$$m\ddot{z} = P + \Pi + F_{EX} + F_R + F_{PTO} \quad (3.1)$$

Par la suite les efforts statiques (définis par la force de gravité et la poussée d'Archimède) seront distingués des efforts hydrodynamiques définis par les forces d'excitation et par l'effet de radiation.

#### 3.1.2 Description du modèle statique

À l'équilibre, la bouée flotte et est supposée stable autour de sa position d'équilibre dans une eau calme. Les seules forces qui s'exercent sur le système sont donc le poids et la poussée d'Archimède. À l'équilibre statique, l'équation 3.2 est écrite, où  $P$  représente le poids et  $\Pi_0$  la poussée d'Archimède à l'équilibre.

$$P + \Pi_0 = 0 \quad (3.2)$$

En écrivant l'équation 3.2 en fonction des dimensions du système, on en déduit aisément (équation 3.3) la relation entre la masse volumique de l'eau ( $\rho$ ) et la masse volumique du flotteur ( $\rho_f$ )

$$\rho_f H_f = \rho \Gamma \quad \text{soit} \quad m = 2\rho \Gamma l \quad (3.3)$$

Lorsque le flotteur est en mouvement sous l'action de la houle, la poussée d'Archimède varie. Il s'agit des efforts hydrostatiques. L'équation 3.4 présente la poussée d'Archimède en fonction de la position relative  $z(t)$  du centre de gravité du flotteur définie comme l'écart par rapport à la position d'équilibre.

$$\Pi = \rho g 2l\Gamma - \rho g 2lz(t) \quad (3.4)$$

En utilisant le principe fondamental de la dynamique, il est montré que la somme de l'effort hydrostatique et de l'effort de gravité se limite à un effort de raideur. D'après les Équations 3.3 et 3.4, les efforts hydrostatiques peuvent s'écrire sous la forme de l'équation 3.5.

$$P + \Pi = -\rho g 2l\Gamma + \rho g 2l\Gamma - \rho g 2lz(t) = -\rho g 2lz(t) \quad (3.5)$$

Par analogie avec la force de raideur d'un système masse-ressort, les efforts hydrostatiques du flotteur peuvent s'écrire sous la forme :  $P + \Pi = -K_{Ar}z(t)$  avec le coefficient de raideur  $K_{Ar} = \rho g 2l = \frac{mg}{l}$  et  $z(t)$  la position du centre de gravité du flotteur (équation 3.5).

### 3.1.3 Efforts hydrodynamiques et efforts de conversion d'énergie

Pour comprendre le sens physique des efforts hydrodynamiques, il faut d'abord s'intéresser aux composantes du potentiel de houle. Les expressions et le sens physique de ces efforts ont été détaillés par BABARIT et al. [7], PECHER et KOFOED [101] et ERIKSSON [34]. L'équation 3.6 présente la décomposition du potentiel de l'écoulement selon ses trois composantes (décomposition de Haskind WEHAUSEN et LAITONE [121]), où  $\Phi_T$  représente le potentiel de houle total,  $\Phi_I$  le potentiel de houle incident,  $\Phi_D$  et  $\Phi_R$  représentent respectivement les potentiels de houle diffracté et radié.

$$\Phi_T = \Phi_I + \Phi_D + \Phi_R \quad (3.6)$$

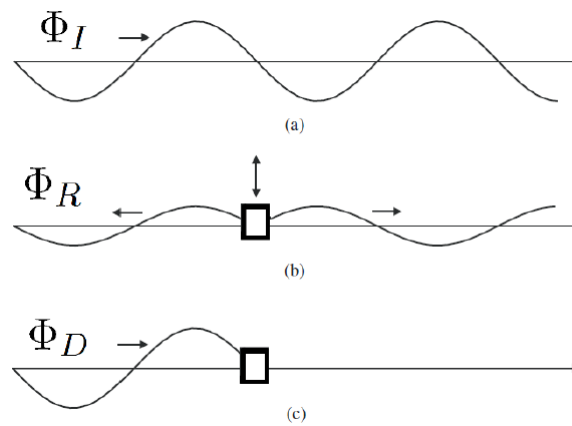


FIGURE 3.2 – Représentation physique de la décomposition de Haskind (ERIKSSON [34])

La figure 3.2 proposée par ERIKSSON [34] illustre le sens physique de cette décomposition. Une description complète des efforts hydrodynamiques est donnée dans les parties suivantes.

#### Efforts d'excitation et effet de radiation

Les efforts subis par le flotteur s'écrivent d'après l'équation de Bernoulli (équation 3.7), où la pression subie par le flotteur est décrite selon le potentiel de houle et de la position du flotteur. L'intégration du premier terme de l'équation 3.7 représente les efforts hydrostatiques (équation 3.5). L'intégration des deux autres termes représente les efforts hydrodynamiques s'appliquant sur le flotteur. Ces efforts sont composés de la force d'excitation et de l'effet de radiation décrits en fonction des potentiels de



houle incident, diffracté et radié grâce à la linéarisation des conditions aux limites (dont les équations sont présentées par la suite) et d'après la décomposition de Haskind WEHAUSEN et LAITONE [121]. La force d'excitation  $F_{EX}$  est la somme des forces de Froude-Krylov et de diffraction. La force de Froude-Krylov dépend du potentiel de houle incident  $\Phi_I$ , tandis que la force de diffraction dépend du potentiel de houle diffracté  $\Phi_D$ . La somme de ces deux forces correspond physiquement à la résultante qui s'applique sur le flotteur lorsque celui-ci est fixe. La force d'excitation se calcule à partir de la pression hydrodynamique, ainsi présentée dans l'équation 3.8, où  $S$  représente la surface du flotteur. L'effet de radiation  $F_R$  dépend du potentiel radié  $\Phi_R$ . Elle correspond aux forces qui s'appliquent sur le flotteur en mouvement dans une eau calme. À l'identique des forces d'excitation, elle se calcule à partir de la pression comme exprimée dans l'équation 3.9.

$$p = -\rho gz - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \rho (\nabla \Phi_T)^2 \quad (3.7)$$

$$F_{EX}(t) = -\rho \int_S \frac{\partial(\Phi_I + \Phi_D)}{\partial t} dS \quad (3.8)$$

$$F_R(t) = -\rho \int_S \frac{\partial \Phi_R}{\partial t} dS \quad (3.9)$$

### Approximation des petits et larges systèmes

D'après PECHER et KOFOED [101], un système est défini comme étant de petite dimension lorsque l'équation 3.10 est vérifiée.

$$2l < \lambda/6 \quad (3.10)$$

Dans l'hypothèse des petits corps, le mouvement d'oscillation vertical est prédominant. Dans l'ensemble des conditions testées, le système est défini petit d'après l'équation 3.10.

La formulation classique des efforts qui s'appliquent sur le flotteur est donnée par les équations 3.8 et 3.9. D'après PECHER et KOFOED [101], il est aussi possible d'utiliser la formulation de MORISON, JOHNSON et SCHAAF [84] décrite dans l'équation 3.11, où  $F_M$  représente les efforts subis par le système,  $c_M$  représente la masse ajoutée et  $c_D$  le terme de traînée. L'accélération et la vitesse du flotteur sont représentées par  $\ddot{z}$  et  $\dot{z}$  respectivement. L'accélération et la vitesse du fluide sans flotteur sont représentées respectivement par  $\ddot{z}_0$  et  $\dot{z}_0$ .

$$F_M(t) = \rho V \ddot{z} + \rho c_M 2\Gamma l (\ddot{z} - \ddot{z}_0) + \frac{1}{2} \rho c_D \Gamma (\dot{z} - \dot{z}_0) |\dot{z} - \dot{z}_0| \quad (3.11)$$

### Efforts liés à la conversion d'énergie

Les forces liées à la conversion d'énergie (appelées forces de prise de puissance - Power Take Off) dépendent du type de convertisseur utilisé, mais aussi de la méthode de contrôle. Les travaux de thèse de GENEST [47] présentent différentes méthodes de calcul de cet effort. La force est généralement appliquée entre un système mobile (comme une bouée sujette aux mouvements de la houle) et le fond de l'eau ou un système fixe. La technologie la plus simple d'installation est le vérin hydraulique. Pour un tel PTO, la force est proportionnelle à la vitesse de déplacement du système.

Néanmoins, d'après BABARIT [3] le rendement des vérins hydrauliques atteint seulement les 65 à 75% et les coûts d'entretien sont assez élevés. En comparaison, la génératrice linéaire possède un rendement supérieur à 95% et ses coûts de maintenance sont faibles.

## 3.2 Description du modèle potentiel

Le fluide est supposé parfait, en écoulement instationnaire et irrotationnel tel que  $\text{rot}\vec{V} = \vec{0}$ . Il existe alors une fonction scalaire  $\Phi$  appelée potentiel des vitesses telle que :

$$\vec{V} = \text{grad}\Phi \quad (3.12)$$

L'expression de la pression relative  $p$  pour un écoulement potentiel est donnée directement par la relation de Bernoulli, qui découle du bilan de quantité de mouvement pour un écoulement potentiel équation 3.7, mais où  $z$  la position du flotteur est remplacée par  $\eta$  l'élévation de la surface libre.

Le fluide est supposé incompressible, donc  $\text{div}\vec{V} = 0$ . L'équation de continuité s'écrit alors comme une équation de Laplace (Équation 3.13).

$$\Delta\Phi = 0 \quad (3.13)$$

Il est à noter que la donnée des conditions aux limites de type équations 3.14 et 3.15 détermine de façon unique la solution de l'équation 3.13. Ces conditions aux limites traduisent respectivement le fait que la surface libre soit considérée comme une frontière physique mais aussi la continuité de la pression l'interface eau/air. L'équation 3.15 qui caractérise l'élévation de la surface libre découle de l'équation de Bernoulli équation 3.7, écrite pour l'élévation de surface libre.

$$\left. \frac{\partial\Phi}{\partial z} \right|_{z=\eta} = \frac{\partial\eta}{\partial t} + \left. \frac{\partial\Phi}{\partial x} \right|_{z=\eta} \frac{\partial\eta}{\partial x} \quad (3.14)$$

$$\eta = -\frac{1}{g} \left( \left. \frac{\partial\Phi}{\partial t} \right|_{z=\eta} + \frac{1}{2} \left. |\nabla\Phi|^2 \right|_{z=\eta} \right) \quad (3.15)$$

Les deux conditions aux limites étant non linéaires, on ne peut proposer directement une étude analytique. Une approximation est nécessaire.

### 3.2.1 Approximations du modèle

Dans l'hypothèse où la hauteur de houle est très faible devant la longueur d'onde (soit  $(2a_i)/\lambda \ll 1$ ), on considère, dans l'équation 3.7, uniquement les termes du premier ordre afin de linéariser les conditions aux limites et les conditions de propagation données par l'équation 3.14. L'écoulement potentiel s'écrit alors selon les équations 3.16.

$$\left. \frac{\partial\Phi}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{\partial\eta}{\partial t} \quad \text{et} \quad \eta = -\frac{1}{g} \left. \frac{\partial\Phi}{\partial t} \right|_{z=0} \quad (3.16)$$

### 3.3 Expression du comportement du flotteur

Grâce aux approximations faites ci-dessus, il est possible d'écrire le comportement du flotteur en fonction des grandeurs du système.

#### Équation du mouvement de l'oscillateur harmonique

La houle est linéaire et monochromatique de pulsation  $\omega$ . D'après FOLLEY [43] et CRUZ [24], en théorie linéaire, la position du flotteur  $z(t)$  s'écrit sous la forme donnée par l'équation 3.17, où  $\tilde{Z}$  est l'amplitude complexe de la position.

$$z(t) = \text{Re} \left[ \tilde{Z} e^{-i\omega t} \right] \quad (3.17)$$

De même, la force d'excitation et l'effet de radiation s'écrivent d'après les équations 3.18 et 3.19, respectivement, où  $\tilde{f}_{EX}$  et  $\tilde{F}_R$  représentent les amplitudes complexes des forces d'excitation et de l'effet de radiation. Ces équations sont issues des équations 3.8 et 3.9, respectivement, exprimées dans le domaine fréquentiel. Dans le cas d'une houle monochromatique, l'effet de radiation s'écrit également sous la forme d'une masse ajoutée  $c_M$  et d'un amortissement  $c_A$ .

$$F_{EX}(t) = \text{Re} \left[ \tilde{f}_{EX} e^{-i\omega t} \right] \quad (3.18)$$

$$F_R(t) = \text{Re} \left[ \tilde{F}_R e^{-i\omega t} \right] \quad \text{avec} \quad \tilde{F}_R = -\omega^2 c_M \tilde{Z} - i\omega c_A \tilde{Z} \quad (3.19)$$

À partir de l'équation 3.1, le mouvement vertical du flotteur est décrit (équation 3.20).

$$-\omega^2 (m + c_M) \tilde{Z} - i\omega c_A \tilde{Z} + K_{Ar} \tilde{Z} = \tilde{f}_{EX} \quad (3.20)$$

soit  $\tilde{Z}$  défini par :

$$\tilde{Z} = \frac{\tilde{f}_{EX}}{-\omega^2 (m + c_M) - i\omega c_A + K_{Ar}} \quad (3.21)$$

Finalement, l'amplitude du mouvement du flotteur  $a_f$  est définie par le module de l'amplitude complexe, telle que décrite par l'équation 3.22.

$$a_f = |\tilde{Z}| \quad (3.22)$$

La pulsation de résonance analytique du flotteur  $\omega_{0A}$  est définie par l'équation 3.23.

$$\omega_{0A} = \sqrt{\frac{K_{Ar}}{m + c_M}} \quad (3.23)$$

#### Efforts du convertisseur d'énergie

Pour modéliser le convertisseur linéaire, la force de PTO est représentée par une force linéaire, opposée et proportionnelle à la vitesse du flotteur. La force de PTO  $F_{PTO}$  s'écrit alors selon l'équation 3.24.

La force de PTO s'écrit également selon un amortissement  $B_{PTO}$ .

$$F_{PTO}(t) = \text{Re} \left[ \tilde{F}_{PTO} e^{-i\omega t} \right] \quad \text{avec} \quad \tilde{F}_{PTO} = i\omega B_{PTO} \tilde{Z} \quad (3.24)$$

Le comportement du flotteur en présence d'un PTO s'écrit d'après l'équation 3.1, sous la forme d'une amplitude complexe (équation 3.25)

$$\tilde{Z} = \frac{\tilde{f}_{EX}}{-\omega^2(m + c_M) - i\omega(c_A + B_{PTO}) + K_{Ar}} \quad \text{avec} \quad a_f = |\tilde{Z}| \quad (3.25)$$

### 3.4 Modèle de Zheng (2004)

Le modèle analytique présenté dans cette partie a été développé par ZHENG, YOU et SHEN [127]. Dans cette méthode, le potentiel de houle est écrit sous la forme d'une somme d'un mode fondamental et de modes évanescents dont les valeurs sont à déterminer, où ces derniers sont résolus par la méthode des valeurs propres. Ce modèle est issu des améliorations successives des modèles proposés par ANDERSEN et WUZHOU [2] puis BERGGREN et JOHANSSON [9]. Deux versions du modèle sont utilisées : le modèle avec digue (ZHENG et al. [128]) et le modèle sans digue (ZHENG, YOU et SHEN [127]).

#### 3.4.1 Modèle et formulations générales

Les dimensions et paramètres du modèle sont donnés par la figure 3.1. Les 3 zones sont indexées par l'indice  $p = 1, 2, 3$ . La houle incidente est supposée harmonique, d'amplitude  $a_i$ , de hauteur  $H = 2a_i$ , de pulsation  $\omega$  et se propageant dans la direction des  $x$  positifs dans un milieu de profondeur constante  $h$ . Le potentiel de la houle dans la zone (p)  $\Phi_p(x, z, t)$  s'écrit de manière générale d'après l'équation 3.26.

$$\Phi_p = \text{Re}[\tilde{\phi}_p(x, z)e^{-i\omega t}] \quad p = 1, 2, 3 \quad (3.26)$$

Dans le cas d'une houle linéaire et d'après la décomposition de Haskind présentée en partie 3.1.3, l'équation 3.6 s'écrit pour chaque zone (p) selon l'équation 3.27, où  $\tilde{\phi}_{Dp}$  est le potentiel de houle diffractée dans la zone p,  $\tilde{\phi}_{Rp}$  le potentiel de houle radiée dans la zone p et  $\tilde{\phi}_I$  le potentiel de houle incidente. Le potentiel de houle incident  $\tilde{\phi}_I$  est défini par l'équation 3.28 avec  $g$  la constante de gravité et  $k$  le nombre d'onde tel que  $\omega^2 = kg \tanh(kh)$ .

$$\tilde{\phi}_p = \tilde{\phi}_I + \tilde{\phi}_{Dp} + \tilde{\phi}_{Rp} \quad p = 1, 2, 3 \quad (3.27)$$

$$\tilde{\phi}_I = -i \frac{a_i g}{\omega} \frac{ch[k(h+z)]}{ch(kh)} e^{ikx} \quad (3.28)$$

#### Équation de Laplace et conditions aux limites

Le problème du potentiel diffracté est décrit grâce à l'équation de Laplace et aux conditions aux limites comme décrit par les équations 3.29 à 3.35. On notera que l'équation 3.30 représente l'équation

de linéarisation des conditions aux limites.

$$\frac{\partial^2 \tilde{\phi}_{Dp}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\phi}_{Dp}}{\partial z^2} = 0 \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial \tilde{\phi}_{Dp}}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \tilde{\phi}_{Dp} = 0 \quad z = 0, |x| < -l \quad \text{et} \quad l < x < D + l \quad (3.30)$$

$$\frac{\partial \tilde{\phi}_{Dp}}{\partial z} = 0 \quad z = -h \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial \tilde{\phi}_{Dp}}{\partial z} = -\frac{\partial \tilde{\phi}_I}{\partial z} \quad z = -\Gamma, |x| \leq l \quad (3.32)$$

$$\frac{\partial \tilde{\phi}_{Dp}}{\partial x} = -\frac{\partial \tilde{\phi}_I}{\partial x} \quad |x| = l, -\Gamma \leq z \leq 0 \quad (3.33)$$

$$\frac{\partial \tilde{\phi}_{Dp}}{\partial x} = -\frac{\partial \tilde{\phi}_I}{\partial x} \quad x = D + l, -h \leq z \leq 0 \quad (3.34)$$

$$\lim_{x \rightarrow \pm\infty} \left[ \frac{\partial \tilde{\phi}_{Dp}}{\partial x} - ik \tilde{\phi}_{Dp} \right] = 0 \quad -h \leq z \leq 0, x = D + l \quad (3.35)$$

On suppose que l'amplitude du mouvement du flotteur  $a_R$  pour un mouvement forcé est faible. Le potentiel de radiation  $\tilde{\phi}_{Rp}$  s'écrit selon l'équation 3.36, où  $\tilde{\phi}_R$  satisfait l'équation de Laplace et les conditions aux limites suivantes données dans les équations 3.37 à 3.42.

$$\tilde{\phi}_{Rp} = -i\omega a_R \tilde{\phi}_R(x, z) \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{\phi}_{Rp}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\phi}_{Rp}}{\partial z^2} = 0 \quad z = 0, x < -l \quad \text{et} \quad l < x < D + l \quad (3.37)$$

$$\frac{\partial \tilde{\phi}_{Rp}}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \tilde{\phi}_{Rp} = 0 \quad z = 0, |x| < -l \quad \text{et} \quad l < x < D + l \quad (3.38)$$

$$\frac{\partial \tilde{\phi}_{Rp}}{\partial z} = 0 \quad z = -h, |x| \leq l \quad (3.39)$$

$$\frac{\partial \tilde{\phi}_{Rp}}{\partial z} = 1 \quad -\Gamma \leq z \leq 0, |x| = l \quad (3.40)$$

$$\frac{\partial \tilde{\phi}_{Rp}}{\partial x} = 0 \quad -h \leq z \leq 0, x = D + l \quad (3.41)$$

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \left[ \frac{\partial \tilde{\phi}_{Rp}}{\partial x} - ik \tilde{\phi}_{Rp} \right] = 0 \quad (3.42)$$

### Expression mathématique des potentiels diffractés et radiés

Les potentiels de houle diffractés et radiés sont exprimés selon une somme finie de  $N$  termes de coefficients à déterminer, où  $N$  représente l'ordre de précision souhaité. Ces coefficients sont calculés de sorte à vérifier les conditions aux limites et les équations de continuité entre les différentes zones. Le potentiel diffracté est décrit dans les équations 3.46 à 3.48. Le potentiel radié est décrit dans les équations 3.49 à 3.51. Les coefficients  $A'_{1n}$ ,  $A'_{2n}$ ,  $A'_{3n}$  et  $B'_{2n}$  représentent les coefficients à déterminer pour obtenir le potentiel de houle diffracté. Respectivement, les coefficients  $A_{1n}$ ,  $A_{2n}$ ,  $A_{3n}$  et  $B_{2n}$  représentent les coefficients à déterminer pour obtenir le potentiel de houle radié. Les valeurs propres  $\lambda_n$  et  $\beta_n$  sont définies par les équations 3.43 à 3.45. La dimension  $h_2$  représente la hauteur d'eau sous

le flotteur telle que  $h_2 = h - \Gamma$ .

$$\lambda_1 = -ik \quad \text{où } k \text{ satisfait } k \tanh(kh) = \omega^2/g \quad n = 1 \quad (3.43)$$

$$\lambda_n \tan(\lambda_n h) = -\omega^2/g \quad n = 2, 3, \dots, N \quad (3.44)$$

$$\beta_n = (n-1)\pi/(h-\Gamma) \quad n = 1, 2, 3, \dots, N \quad (3.45)$$

Potentiel de houle diffracté :

— Zone 1 :

$$\tilde{\varphi}_{D1} = -\tilde{\varphi}_I + \sum_{n=1}^N A'_{1n} \operatorname{ch}(\lambda_n(x-D-l)) \cos(\lambda_n(z+h)) \quad (3.46)$$

— Zone 2 :

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi}_{D2} = & -\tilde{\varphi}_I + A'_{21}x + B'_{21} \\ & + \sum_{n=2}^N \left[ A'_{2n} e^{\beta_n(x+l)} + B'_{2n} e^{-\beta_n(x-l)} \right] \cos(\beta_n(z+h)) \end{aligned} \quad (3.47)$$

— Zone 3 :

$$\tilde{\varphi}_{D3} = \sum_{n=1}^N A'_{3n} \cos(\lambda_n(z+h)) e^{\lambda_n(x+l)} \quad (3.48)$$

Potentiel de houle radié :

— Zone 1 :

$$\tilde{\varphi}_{R1} = \sum_{n=1}^N A_{1n} \operatorname{ch}(\lambda_n(x-D-l)) \cos(\lambda_n(z+h)) \quad (3.49)$$

— Zone 2 :

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi}_{R2} = & \frac{(z+h)^2 - x^2}{2h_2} + A_{21}x + B_{21} \\ & + \sum_{n=2}^N \left[ A_{2n} e^{\beta_n(x+l)} + B_{2n} e^{-\beta_n(x-l)} \right] \cos(\beta_n(z+h)) \end{aligned} \quad (3.50)$$

— Zone 3 :

$$\tilde{\varphi}_{R3} = \sum_{n=1}^N A_{3n} \cos(\lambda_n(z+h)) e^{\lambda_n(x+l)} \quad (3.51)$$

### Coefficient de réflexion

Le coefficient de réflexion analytique  $C_{r_a}$  dépend de l'amplitude de houle incidente et réfléchie dans la zone (3), respectivement  $a_i$  et  $a_r$  d'après SHEN, ZHENG et YOU [110]. L'amplitude de houle incidente est définie par le potentiel de houle incident (équation 3.28). L'amplitude de houle réfléchie est définie par le potentiel de houle diffracté en zone (3) à proximité du flotteur, soit à  $z = 0$  et  $x = -l$ , à partir de l'équation 3.48 et 3.26. Le coefficient de réflexion analytique s'écrit alors selon

l'équation 3.52.

$$C_{r_a} = \frac{a_r}{a_i} = \left| \frac{-i\omega\tilde{\phi}_{D3}(-l,0)}{ga_i} \right| \quad (3.52)$$

### Expression des forces d'excitation

L'amplitude complexe de la force d'excitation  $\tilde{f}_{EX}$  est exprimée en fonction des coefficients à déterminer des potentiels de houle dans la zone (2). D'après l'équation 3.8 et 3.18,  $\tilde{f}_{EX}$  dépend du potentiel de houle incident  $\tilde{\phi}_I$  et diffracté  $\tilde{\phi}_D$  (équation 3.53). En remplaçant les expressions de  $\tilde{\phi}_I$  et  $\tilde{\phi}_D$  selon les équations 3.28 et 3.47, l'amplitude complexe de la force d'excitation  $\tilde{f}_{EX}$  s'écrit d'après l'équation 3.54.

$$\tilde{f}_{EX} = \rho i\omega \int_S (\tilde{\phi}_I + \tilde{\phi}_{D2}) dS \quad (3.53)$$

$$\tilde{f}_{EX} = i\rho\omega \left[ 2B'_{21}l + \sum_{n=2}^N \cos(\beta_n h_2) (A'_{2n} + B'_{2n}) \frac{e^{2\beta_n l} - 1}{\beta_n} \right] \quad (3.54)$$

### Expression de l'effet de radiation

De même, l'expression du potentiel radié donnée en équation 3.19 est insérée dans l'équation 3.9 afin d'extraire les expressions analytiques de la masse ajoutée et de l'amortissement. Le potentiel de houle radié dans la zone (2) est utilisé pour aboutir à l'équation 3.55 ci-dessous.

$$\tilde{F}_R = i\rho\omega \int_S \tilde{\phi}_{R2} dS \quad (3.55)$$

Par identification de la partie réelle puis imaginaire formant l'effet de radiation, la masse ajoutée  $c_M$  et l'amortissement  $c_A$  sont obtenus (respectivement équations 3.56 et 3.57).

$$c_M = \rho \int_S \text{Re} [\tilde{\phi}_{R2}] dS \quad (3.56)$$

$$c_A = \rho\omega \int_S \text{Im} [\tilde{\phi}_{R2}] dS \quad (3.57)$$

Finalement les expressions analytiques de la masse ajoutée et l'amortissement sont exprimées par les équations 3.58 et 3.59, où  $f$  est une constante décrite par l'équation 3.60 exprimée à partir de l'équation 3.55 et du potentiel de houle radié en zone (2) donné dans l'équation 3.50.

$$c_M = \text{Re} [\rho f] \quad (3.58)$$

$$c_A = \text{Im} [\rho\omega f] \quad (3.59)$$

$$f = (h_2 + 2B_{21})l - \frac{l^3}{3h_2} + \sum_{n=2}^N \cos(\beta_n h_2) (A_{2n} + B_{2n}) \frac{e^{2\beta_n l} - 1}{\beta_n} \quad (3.60)$$

## 3.5 Résolution du système et validation

### 3.5.1 Détermination des coefficients de la décomposition de la houle

On rappelle que les potentiels de houle sont écrits sous la forme d'une somme d'harmoniques à déterminer formant un mode fondamental et de modes évanescents. La détermination numérique de ces coefficients est possible en utilisant les conditions de continuité de pression et de vitesse entre les différentes zones.

Pour le problème de diffraction, ces conditions sont données par les équations 3.61 à 3.64.

— Condition de vitesse entre les zones (1) et (2) à  $x = +l$  :

$$\frac{\partial \tilde{\phi}_{D1}}{\partial x} = \begin{cases} -\frac{\partial \tilde{\phi}_I}{\partial x} & -\Gamma \leq z \leq 0 \\ \frac{\partial \tilde{\phi}_{D2}}{\partial x} & -h \leq z \leq -\Gamma \end{cases} \quad (3.61)$$

— Condition de vitesse entre les zones (2) et (3) à  $x = -l$  :

$$\frac{\partial \tilde{\phi}_{D3}}{\partial x} = \begin{cases} -\frac{\partial \tilde{\phi}_I}{\partial x} & -\Gamma \leq z \leq 0 \\ \frac{\partial \tilde{\phi}_{D2}}{\partial x} & -h \leq z \leq -\Gamma \end{cases} \quad (3.62)$$

— Condition de pression entre les zones (1) et (2) à  $x = +l$  :

$$\tilde{\phi}_{D1} = \tilde{\phi}_{D2} \quad -h \leq z \leq -\Gamma \quad (3.63)$$

— Condition de pression entre les zones (2) et (3) à  $x = -l$  :

$$\tilde{\phi}_{D2} = \tilde{\phi}_{D3} \quad -h \leq z \leq -\Gamma \quad (3.64)$$

De même pour le problème de potentiel radié, les conditions de continuité en pression et en vitesse sont données par les équations 3.65 à 3.68.

— Condition de vitesse entre les zones (1) et (2) à  $x = +l$  :

$$\frac{\partial \tilde{\phi}_{R1}}{\partial x} = \begin{cases} 0 & -\Gamma \leq z \leq 0 \\ \frac{\partial \tilde{\phi}_{R2}}{\partial x} & -h \leq z \leq -\Gamma \end{cases} \quad (3.65)$$

— Condition de vitesse entre les zones (2) et (3) à  $x = -l$  :

$$\frac{\partial \tilde{\phi}_{R3}}{\partial x} = \begin{cases} 0 & -\Gamma \leq z \leq 0 \\ \frac{\partial \tilde{\phi}_{R2}}{\partial x} & -h \leq z \leq -\Gamma \end{cases} \quad (3.66)$$

— Condition de pression entre les zones (1) et (2) à  $x = +l$  :

$$\tilde{\phi}_{R1} = \tilde{\phi}_{R2} \quad -h \leq z \leq -\Gamma \quad (3.67)$$

— Condition de pression entre les zones (2) et (3) à  $x = -l$  :

$$\tilde{\phi}_{R2} = \tilde{\phi}_{R3} \quad -h \leq z \leq -\Gamma \quad (3.68)$$



En prenant les  $N$  premiers termes des séries de  $\tilde{\varphi}_{R1}$ ,  $\tilde{\varphi}_{R2}$ ,  $\tilde{\varphi}_{R3}$  et de  $\tilde{\varphi}_{D1}$ ,  $\tilde{\varphi}_{D2}$ ,  $\tilde{\varphi}_{D3}$ , résoudre l'ensemble des conditions de pression et de vitesse pour les potentiels diffractés et radiés revient à résoudre un système linéaire complexe de  $4N$  équations. Quand ce système est inversible, sa solution unique est le vecteur de  $4N$  composantes qui sont exactement les coefficients des différents potentiels. On cherche alors à résoudre le système donné par les équations 3.69 et 3.70 respectivement pour le potentiel radié et diffracté, où  $X_R$  et  $X_D$  sont des vecteurs colonnes dont les composantes sont les coefficients à déterminer (équations 3.71 et 3.72).

$$SX_R = G^R \quad (3.69)$$

$$SX_D = G^D \quad (3.70)$$

$$X_R = [A_{11}, \dots, A_{1N}, A_{21}, \dots, A_{2N}, A_{31}, \dots, A_{3N}, B_{21}, \dots, B_{2N}]^T \quad (3.71)$$

$$X_D = [A'_{11}, \dots, A'_{1N}, A'_{21}, \dots, A'_{2N}, A'_{31}, \dots, A'_{3N}, B'_{21}, \dots, B'_{2N}]^T \quad (3.72)$$

Ce système peut être résolu par inversion de la matrice  $S$ . Les expressions analytiques des matrices  $S$ ,  $G^R$  et  $G^D$  sont données en annexe A.1, ainsi que la résolution analytique complète des équations du problème. Les expressions de  $S$ ,  $G^R$  et  $G^D$  sont données en annexe A.2.

### Résolution d'un modèle sans digue

Afin d'étudier l'impact de la digue sur le flotteur, on réalise également un modèle analytique sans digue. Les dimensions du système sont identiques. La zone (1) est identique à la zone (3). Ce modèle a été réalisé par ZHENG, YOU et SHEN [127] avec le même modèle que celui avec la digue (ZHENG et al. [128]). Le dispositif est représenté par la figure 3.3. Les expressions des potentiels de houle dans la zone (1) sont données dans les équations 3.73 et 3.74. Ces potentiels sont les seuls à être différents du cas avec la digue. L'ensemble de la résolution et des équations est décrit en annexe A.1 avec la notation "sans digue".

$$\tilde{\varphi}_{D1} = \sum_{n=1}^N A'_{1n} \cos(\lambda_n(z+h)) e^{-\lambda_n(x-l)} \quad (3.73)$$

$$\tilde{\varphi}_{R1} = \sum_{n=1}^N A_{1n} \cos(\lambda_n(z+h)) e^{-\lambda_n(x-l)} \quad (3.74)$$

### Résolution numérique sous PYTHON

Le système linéaire est défini par les équations 3.69 et 3.70 sous le langage PYTHON. La résolution est effectuée par la méthode GMRES avec un pré-conditionner ILU(0) (d'après SAAD et SCHULT [106]). La relation de dispersion non linéaire a été résolue par l'algorithme de Newton. La masse

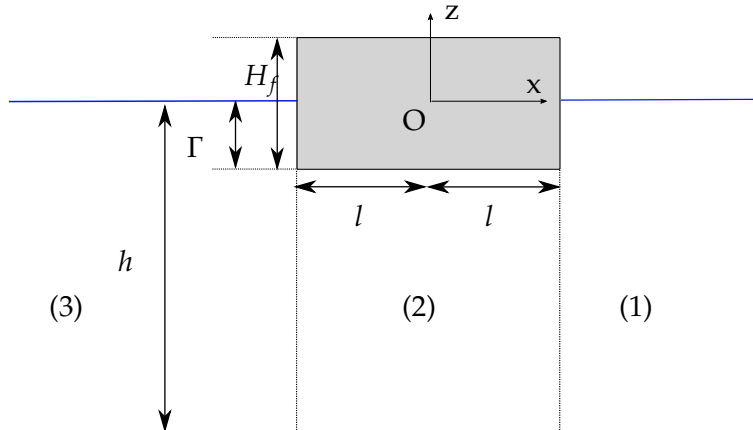


FIGURE 3.3 – Schéma du modèle analytique sans digue

ajoutée  $c_M$ , l'amortissement  $c_A$  ainsi que la force d'excitation  $\tilde{f}_{EX}$  sont adimensionnés selon les équations 3.75, 3.76 et 3.77 respectivement. On note respectivement  $c_m$ ,  $c_a$  et  $f_{ex}$  ces termes adimensionnels.

$$f_{ex} = \frac{|\tilde{f}_{EX}|}{2\rho g a_i l} \quad (3.75)$$

$$c_m = \frac{c_M}{2\rho l \Gamma} \quad (3.76)$$

$$c_a = \frac{c_A}{2\rho \omega l \Gamma} \quad (3.77)$$

### Validation des modèles avec et sans digue

Afin de vérifier la conformité du code par rapport à ZHENG et al. [128] et à ZHENG, YOU et SHEN [127] (respectivement pour les modèles avec et sans digue), nos résultats ont été comparés aux résultats des références. Ici, les coefficients hydrodynamiques sont calculés avec les 30 premiers termes des séries ( $N=30$  qui semble optimal). Au delà de ce nombre, nous avons observé une erreur absolue sur les différents résultats inférieure à 0.4%. Pour le modèle avec digue, les dimensions du système sont  $h/l = 6$ ,  $\Gamma/h = 0.4$  et  $D/h = 0.2$ . Dans la figure 3.4 - (a), (c), et (e) la comparaison du modèle avec digue est présentée. Pour le modèle sans digue, on fixe les dimensions du flotteur telles que  $h/\Gamma = 3$  et  $l/\Gamma = 0.5$ . Les résultats de la comparaison sont représentés dans la figure 3.4 - (b), (d), et (f).

Les courbes des coefficients hydrodynamiques sont identiques à celles obtenues par ZHENG et al. [128] pour le cas avec digue et par ZHENG, YOU et SHEN [127] pour le cas sans digue. Il est observé que pour tous les coefficients hydrodynamiques, les courbes du modèle de ZHENG et al. [128] se superposent avec une erreur relative inférieure à 0.75% pour le modèle avec digue et à 0.55% pour le modèle sans digue. Les modèles sont conformes aux modèles initiaux, ce qui valide les résultats.

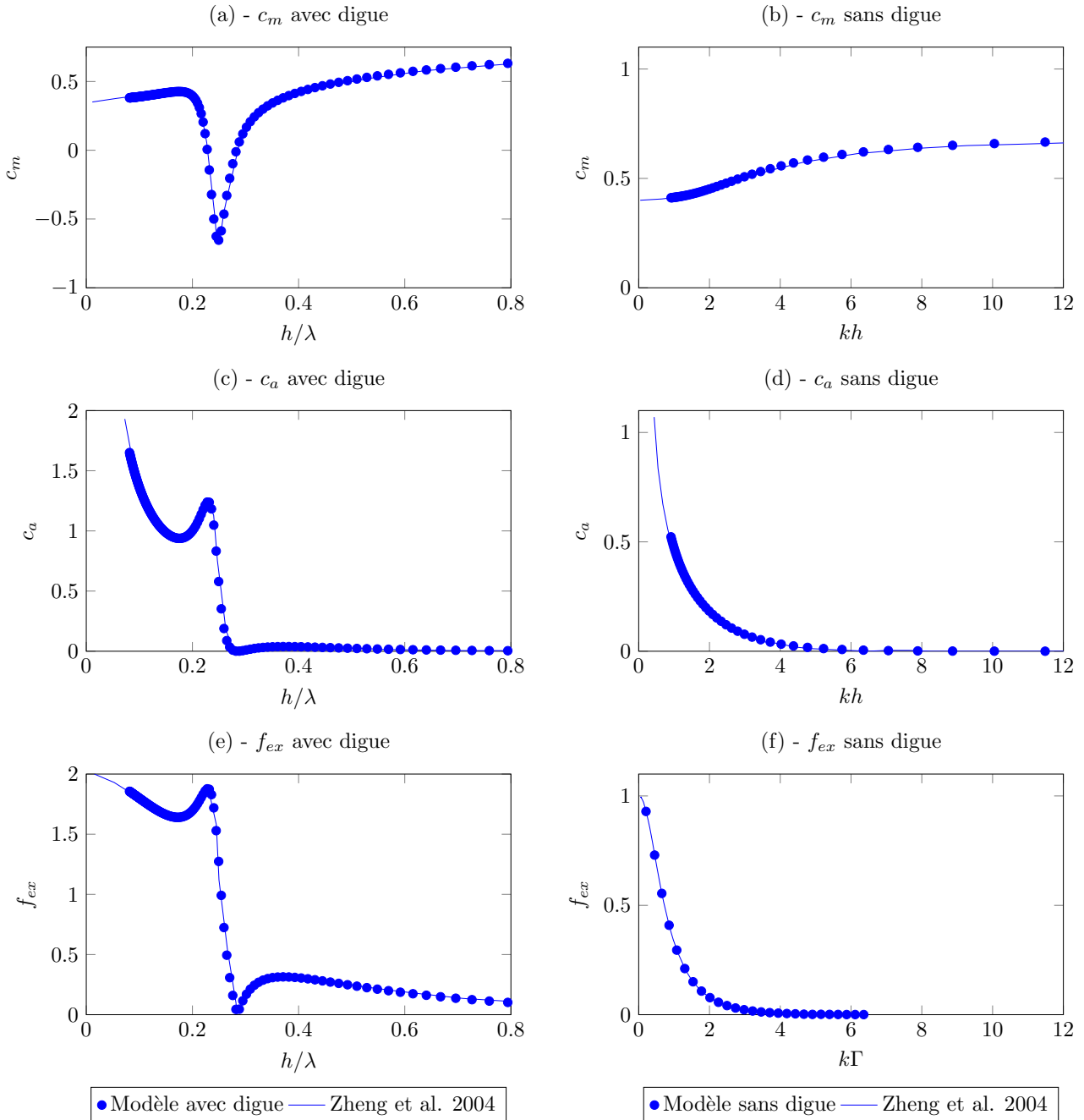


FIGURE 3.4 – Coefficients hydrodynamiques adimensionnels

### Étude de convergence

Une étude de convergence sur le modèle avec digue a également été réalisée. La figure 3.5 (a) représente la masse ajoutée adimensionnelle  $c_m$  pour différents nombres  $N$  de termes dans la série. La différence relative entre 20 et 30 termes est égale à 0.81% et entre 10 et 30 termes à 1.8%. Pour s'assurer que la convergence est obtenue pour l'ensemble des calculs,  $N = 10$  termes minimum seront utilisés. On notera que les auteurs ZHENG et al. [128] et ZHENG, YOU et SHEN [127] utilisent une méthode de résolution qui converge de manière linéaire et atteignent des résultats satisfaisants entre 30 et 40 termes par séries. Ici, la méthode de résolution converge de manière quadratique, ce

qui explique que des résultats satisfaisants soient obtenus à partir de 10 termes par séries.

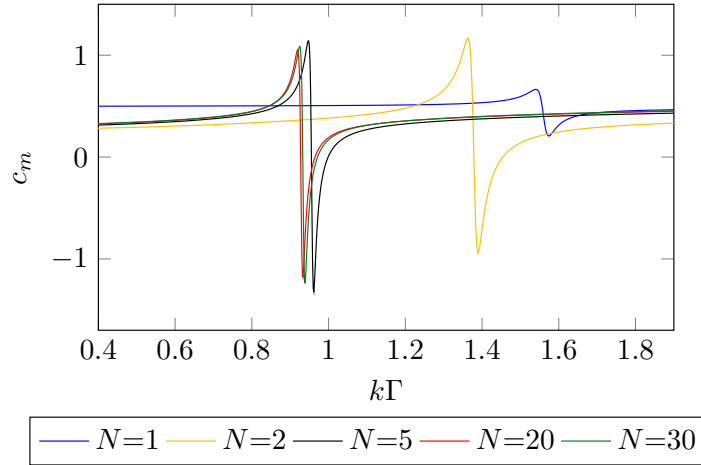


FIGURE 3.5 – (a) Étude de la convergence en fonction du nombre  $N$  de termes dans la série.

## 3.6 Considérations énergétiques

### 3.6.1 Étude de la vitesse optimale

Afin de connaître l'énergie récupérée par la bouée (par extension l'énergie récupérable par le convertisseur linéaire), le théorème de l'énergie mécanique est appliqué sur le flotteur. La variation d'énergie mécanique du flotteur  $E_m$  est représentée par l'équation 3.78, où  $P_e$  est la puissance moyenne lié à la force d'excitation,  $P_r$  est la puissance moyenne radiée par le flotteur et  $P_{abs}$  est la puissance absorbée par le flotteur. L'énergie mécanique du système est notée  $E_m$ , et correspond à la somme de l'énergie cinétique  $E_c$  et de l'énergie potentielle des efforts hydrostatiques qui s'exercent sur le flotteur  $E_p$  (équation 3.79).

$$\frac{\Delta E_m}{\Delta t} = P_e + P_r - P_{abs} \quad (3.78)$$

$$E_m = E_c + E_p \quad (3.79)$$

Les forces hydrostatiques (somme de la poussée d'Archimède et de la pesanteur) dérivant d'un potentiel, l'énergie potentielle  $E_p$  s'écrit alors en fonction de la position du flotteur (équation 3.80). Par le même raisonnement, on écrit l'énergie cinétique  $E_c$  selon l'équation 3.81.

$$E_p = \frac{1}{2} K_{Ar} z^2 \quad (3.80)$$

$$E_c = \frac{1}{2} m \dot{z}^2 \quad (3.81)$$

La moyenne de l'énergie mécanique sur une période est nulle, soit  $\Delta E_m = 0$ . La puissance absorbée par le convertisseur dépend de la force de PTO  $F_{PTO}$  et est donnée dans l'équation 3.82.

$$P_{abs} = -\frac{1}{T} \int_0^T F_{PTO}(t) \dot{z}(t) dt \quad (3.82)$$

La puissance absorbée par le flotteur s'écrit alors en fonction de la puissance de la houle dans l'équation 3.83, où  $P_e$  et  $P_r$  sont respectivement définis par les équations 3.84 et 3.85.

$$P_{abs} = P_e + P_r \quad (3.83)$$

$$P_e = \frac{1}{T} \int_0^T F_{EX}(t) \dot{z}(t) dt \quad (3.84)$$

$$P_r = \frac{1}{T} \int_0^T F_R(t) \dot{z}(t) dt \quad (3.85)$$

Finalement, en utilisant les expressions analytiques des forces hydrodynamiques du flotteur, la puissance absorbée s'écrit selon l'équation 3.86, où  $|(-i\omega\tilde{Z})|$  représente l'amplitude de la vitesse du flotteur,  $|\tilde{f}_{EX}|$  l'amplitude moyenne de la force d'excitation,  $c_A$  l'amortissement et  $\phi$  le déphasage entre la vitesse du flotteur et la force d'excitation. La démonstration de cette formule a été effectuée de différentes manières par J.Falnes (FALNES [39]) et R. Genest (GENEST [47]).

$$P_{abs} = \frac{1}{2} |\tilde{f}_{EX}| |(-i\omega\tilde{Z})| \cos(\phi) - \frac{1}{2} c_A |(-\omega^2\tilde{Z}^2)| \quad (3.86)$$

La valeur de  $P_{abs}$  est maximisée en limitant le déphasage  $\phi$  tel que  $\cos(\phi) = 1$ . La puissance absorbée optimale  $P_{abs}^{opt}$  est définie par la puissance absorbée par le flotteur lorsque ce dernier se déplace à une vitesse optimale donnée par l'équation 3.87.

$$|(-i\omega\tilde{Z}^{opt})| = \frac{|\tilde{f}_{EX}|}{2c_A} \cos(\phi) \quad (3.87)$$

### 3.6.2 Limite de Budal

La limite de puissance qu'un flotteur peut absorber est donnée par la limite dite de "Budal". Nous utiliserons ici la démonstration de FALNES [39] pour expliciter la valeur supérieure de la puissance récupérable par le flotteur. D'après 3.86, la puissance absorbée par le flotteur est majorée telle que :

$$P_{abs} < \frac{1}{2} |\tilde{f}_{EX}| |(i\omega\tilde{Z})| \cos(\phi) \quad (3.88)$$

On suppose que le flotteur n'est jamais totalement immergé. L'amplitude maximale des mouvements du flotteur est alors limitée par son tirant d'eau  $\Gamma$ . L'amplitude des mouvements du flotteur est maximisée par  $\Gamma$  et l'amplitude de la vitesse est maximisée par  $\omega\Gamma$  (équation 3.89). En écrivant la dérivée temporelle de l'équation 3.89, l'amplitude de la vitesse maximale du flotteur  $| -i\omega\tilde{Z} |$  est définie (équation 3.89).

$$|\tilde{Z}| < \Gamma \quad (3.89)$$

$$| -i\omega\tilde{Z} | < \omega\Gamma \quad (3.90)$$

Dans le cas d'un flotteur de faible largeur devant la longueur d'onde de la houle, on peut également majorer la valeur moyenne des forces d'excitation sur le flotteur en fonction de la surface

immergée du flotteur  $2l$  (équation 3.91).

$$|\tilde{f}_{EX}| < 2\rho g 2l a_i \quad (3.91)$$

En utilisant les inéquations 3.91 et 3.90 dans l'équation 3.88, la puissance maximale qu'il est possible d'absorber pour un flotteur de volume immergé  $\Gamma 2l$  est exprimée (équation 3.92). Il s'agit de la limite de Budal.

$$\frac{P_{abs}}{\Gamma 2l} < \rho g \omega a_i \quad (3.92)$$

### 3.7 Expression de franchissements de digue

Une fois les potentiels de houle connus, le potentiel total dans la zone (1)  $\tilde{\phi}_T^{(1)}$  est calculé à la digue. Au point  $x = l + D$  et  $z = 0$ , la hauteur de houle totale dans la zone (1) est notée  $H^{(1)}$  et s'exprime à partir du potentiel de houle total  $\tilde{\phi}_T^{(1)}$  selon l'équation 3.93.

$$H^{(1)} = \left| -\frac{2i\omega}{g} \tilde{\phi}_T(l + D, 0) \right| \quad (3.93)$$

Les quantités de franchissements ont été calculées en utilisant la formule exprimée par VAN DER MEER [118]. Le guide EurOtop (VAN DER MEER et al. [119]) propose des formules pour différents types de digues ou de murs verticaux. Ici, la formule pour les ouvrages verticaux a été utilisée. Les franchissements  $\mathcal{V}_A$  dépendent de la hauteur de houle et de la hauteur de la digue au dessus du niveau de la mer  $R_c$ . La hauteur totale de la digue étant de 0.67m et la profondeur d'eau  $h$  fixée à 0.6m pour les mesures de franchissements,  $R_c$  vaut 0.07m. Afin de comparer les franchissements de houle avec et sans flotteur, deux calculs sont réalisés. Les franchissements avec flotteur  $\mathcal{V}_{A_{avec\ flotteur}}$  sont exprimés grâce à la hauteur de houle dans la zone (1)  $H^{(1)}/2$  selon l'équation 3.94, où  $H^{(1)}$  comprend la hauteur de houle incidente et réfléchi par la digue. Les franchissements sans flotteur  $\mathcal{V}_{A_{sans\ flotteur}}$  sont exprimés grâce à la hauteur de houle incidente selon l'équation 3.95.

$$\mathcal{V}_{A_{avec\ flotteur}} = 0.054 \cdot \exp \left[ - \left( 2.12 \frac{R_c}{\frac{H^{(1)}}{2}} \right)^{1.3} \right] \cdot \sqrt{g \left( \frac{H^{(1)}}{2} \right)^3} \quad (3.94)$$

$$\mathcal{V}_{A_{sans\ flotteur}} = 0.054 \cdot \exp \left[ - \left( 2.12 \frac{R_c}{H_i} \right)^{1.3} \right] \cdot \sqrt{g H_i^3} \quad (3.95)$$

Le ratio des franchissements analytiques  $\Delta \mathcal{V}_A$  est décrit par l'équation 3.96 comme étant le ratio entre les franchissements analytiques avec et sans flotteur.

$$\Delta \mathcal{V}_A = \frac{\mathcal{V}_{A_{avec\ flotteur}}}{\mathcal{V}_{A_{sans\ flotteur}}} \quad (3.96)$$



## 4 Modèle Numérique

Un modèle numérique est développé et les résultats obtenus seront comparés avec ceux du modèle analytique. Nous rappelons que le modèle de potentiels est une approximation des équations de Navier-Stokes en considérant un fluide parfait irrotationnel et dépourvu des effets non linéaires. Or le flotteur étudié évoluera dans un milieu naturel de fluide visqueux. Le but de ce chapitre est donc d'examiner les effets des non linéarités et des efforts visqueux sur le mouvement du flotteur. Pour réaliser cette étude, nous résolvons les équations de Navier-Stokes avec turbulence dans le milieu fluide contenant le flotteur. Cette étude a été réalisée par l'utilisation de code de calcul ANSYS-Fluent.

### 4.1 Choix des modèles

Le code ANSYS-Fluent choisi pour mener les simulations du mouvement de flotteur résout numériquement les équations de Navier-Stokes (ENS). Ces équations sont de type équations aux dérivées partielles non linéaires (EDP-NL) régissant l'écoulement d'un fluide Newtonien. Ces équations ne possèdent des solutions analytiques que sous un certain nombre d'hypothèses simplificatrices qui n'ont aucun intérêt pour des applications réelles. Plusieurs codes de calculs (commerciaux : ANSYS-Fluent, Star CM++, FLOW3D,... ou Open Source : OpenFoam, Saturne, FEniCs,...) ont été proposés pour la résolution numérique des ENS simulant ainsi des écoulements internes et externes éventuellement couplés avec des phénomènes thermiques.

Nous rappelons que le modèle analytique présenté dans le précédent chapitre repose sur certaines hypothèses négligeant les effets non linéaires et les forces visqueuses agissant sur le flotteur. Dans cette partie de la thèse nous sommes amenés à simuler le mouvement du flotteur selon un modèle bidimensionnel. Le fluide est newtonien et la turbulence est prise en compte. Il s'agit de la résolution numérique des ENS complètes avec surface libre. Le succès des simulations de ce problème assez complexe passe par le choix du meilleur modèle numérique (maillage, modèle de turbulence,...etc).

On rappelle que les ENS ont été établies pour décrire le mouvement des écoulements Newtoniens instationnaires. La résolution numérique de ce type d'équations nécessite un maillage de taille plus fine que celle du plus petit tourbillon attendu, dans le but de représenter de manière cohérente les tailles de ces tourbillons présents dans l'écoulement. ROGALLO et MOIN [105] ont montré qu'une telle solution numérique exige un maillage dont le nombre de points est proportionnel à  $\mathcal{R}_e^{9/2}$ , où  $\mathcal{R}_e$  est le nombre de Reynolds de l'écoulement en question (pour un écoulement turbulent,  $\mathcal{R}_e > 3000$ ). Cette méthode de résolution des ENS instantanées s'appelle simulation numérique directe (DNS : Direct Numerical Simulation) puisqu'elle résout entièrement le spectre de la turbulence et sans l'aide de la modélisation de certains phénomènes de la turbulence. Un simple calcul pour estimer a priori



le nombre de points du maillage de calcul d'un écoulement turbulent montre que l'adoption de la DNS nécessite des besoins de calcul qui dépassent la capacité des calculateurs modernes. Il est donc impensable de choisir cette méthode pour le calcul des écoulements mis en jeu dans la plupart des problèmes d'ingénierie. Cependant, cette méthode reste utilisée dans les laboratoires de recherche pour la compréhension fondamentale de la turbulence.

Pour contourner cet inconvénient majeur de la DNS tout en restant à un niveau raisonnable en coût de calcul, plusieurs types de modélisation de la turbulence ont été proposés par différents chercheurs dans le globe. On cite par exemple : DES (Detached Eddy Simulation), LES (Large Eddy Simulation), RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) et URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes). Ces méthodes de calcul d'un écoulement turbulent reposent sur l'utilisation d'un filtrage (temporel ou spatial) séparant la valeur moyenne et la valeur fluctuante (due à la turbulence). Ainsi, en adoptant l'une de ces méthodes, on se "contente" de calculer l'écoulement "moyen" (en temps ou en espace) directement, et de modéliser la turbulence par des modèles adéquats ( $k - \epsilon$ ,  $k - \omega$ ,  $k - \omega SST$ ,  $k - l$ , ...).

Pour simuler le mouvement de flotteur en incluant les effets de la viscosité et des termes non linéaires notre choix s'est porté sur le code de calcul commercial ANSYS-Fluent. Ce choix a été guidé par la disponibilité des licences de ce code au LHN d'une part et d'autre part par l'assistance de l'utilisation qui m'a été assurée par les chercheurs du LNH maîtrisant ce code de calcul pour les écoulements à surface libre.

#### 4.1.1 Brève description du code ANSYS-Fluent

ANSYS-Fluent est un code de mécanique des fluides numérique (appelé communément CFD) résolvant les écoulements 3D incompressibles ou compressibles.

Ce code utilise la méthode des volumes finis (MVF) comme méthode de discrétisation des EDP-NL. Cette méthode numérique traduit la loi de conservation d'une quantité fluide dans un volume de contrôle en utilisant le théorème de la divergence. On déduit facilement que la MVF traduit un principe fondamental de la mécanique des fluides qui est la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. On comprend aisément que la MVF est très bien adaptée au calcul des écoulements de fluides contrairement à la méthode des éléments finis (MEF) qui est adaptée au calcul des structures (mécanique des solides) puisque sa formulation vibrationnelle ne fait que traduire le principe de puissance virtuelle (PPV).

ANSYS-Fluent adopte la méthode SIMPLE (Semi-IMPlicite Linked Equation) proposée par PATANKAR et SPALDING [99] pour résoudre le problème du couplage pression-vitesse induit par la contrainte de la conservation de la masse pour un écoulement incompressible ( $div(\vec{u}) = 0$ ). De même ANSYS-Fluent propose plusieurs variantes de la méthode SIMPLE (SIMPLEC (VAN DOORMAAL et RAITHY [120]); SIMPLER (PATANKAR [98]); PISO (ISSA [59]),...etc).

ANSYS-Fluent permet de traiter les écoulements multiphasiques éventuellement couplés avec des phénomènes thermiques. Le suivi des interfaces séparant chaque phase est assuré par la résolution d'une équation de transport (convection pure) supplémentaire d'un état  $F$  de chaque phase (par

exemple en bi-phasique  $F = 0$  pour les mailles de la phase 1 et  $F = 1$  pour les mailles de la phase 2). Cette méthode est connue par le nom de VOF (Volume Of Fluid).

Pour la discrétisation spatiale des variables de l'écoulement, ANSYS-Fluent propose une multitude de choix entre plusieurs méthodes offrant différents niveaux de précision (premier ordre, second ordre ou ordre élevé). En conséquence, l'utilisateur aura le choix de combiner plusieurs méthodes pour un compromis raisonnable entre le temps de calcul et la précision. Par ailleurs, pour les calculs multiphasiques, ANSYS-Fluent propose un choix parmi les schémas numériques les moins diffusifs (Geo-Reconstruct, Compressive, Modified HIRC, QUICK,..etc). Cette offre de choix s'avère très utile pour les calculs des écoulements à surface libre. En effet, la surface libre est matérialisée par une interface séparant la phase "air" et la phase "fluide". Le choix d'une méthode de résolution de premier ordre permet l'obtention d'une solution monotone, mais extrêmement diffusive (cette diffusion numérique dépend de la taille de maillage à l'interface) au niveau de la surface libre à l'interface air/fluide.

Pour des domaines de calcul variables en temps, ANSYS-Fluent propose le module "Dynamic Mesh". Ce module offre plusieurs méthodes de gestion du maillage mobile (Smoothing, Laying, Remeshing). C'est probablement l'étape la plus consommatrice de temps de préparation des simulations puisqu'il faut plusieurs essais avant de trouver la méthode la plus adaptée au problème traité. Il faut également écarter les méthodes déformant le maillage au point de contenir des mailles de surface (ou volume en 3D) nulles synonyme de "division par zéro" durant l'étape de calcul.

Pour la turbulence, le code ANSYS-Fluent propose une dizaine de modèles englobant les différentes catégories de modélisation de la turbulence (modèle à une, deux et trois équations et leurs variantes, modèle des contraintes de Reynolds, DES, LES,..etc). Les nouvelles versions du code ANSYS-Fluent proposent également les modèles de turbulence issus des développements théoriques les plus avancés dans le domaine de la turbulence et ses applications. On cite par exemple le modèle  $v^2 - f$  (DURBIN [31]).

Enfin le code de calcul ANSYS-Fluent est conçu pour simuler un large spectre de configurations d'écoulements. Néanmoins, si l'utilisateur ne trouve pas de réponse à ses interrogations dans les menus de ANSYS-Fluent, il existe le module des fonctions définies par l'utilisateur (UDF - User Defined Function) qui permet d'effectuer des simulations sur mesure. En effet, ce module est une interface de programmation faisant appel au noyau du code ANSYS-Fluent pour une extension aux besoins de l'utilisateur à d'autres configurations d'écoulements non existantes dans le menu de base d'ANSYS-Fluent.

### 4.1.2 Équations du modèle

Dans cette section nous présentons brièvement les équation du modèle 2D dans la plan  $(x,z)$  mis au point pour simuler le mouvement du flotteur. Bien que ANSYS-Fluent permet le calcul des écoulements 3D, dans ce qui suit, nous rappelons les équations de NS en 2D. Il s'agit de la résolution des équations 2D de Navier-Stokes moyennées en temps (filtrage de Reynolds, ou RANS), avec la fermeture turbulente de type  $k - \epsilon$ . Ce modèle prend en compte également la déformation de la surface libre. Les simulations effectuées dans le cadre de ce travail utilisent les hypothèses suivantes :

- le fluide est supposé incompressible, homogène, isotrope et newtonien ;
- l'écoulement est supposé instationnaire et bidimensionnel ;

— la tension superficielle à l'interface air-liquide est ignorée.

### Conservation de la masse

La conservation de masse traduit que le variation de la masse au cours du temps est nulle. Si l'on désigne par  $m_f$  la masse du fluide et  $\rho$  sa masse volumique on a :

$$\frac{dm_f}{dt} = \frac{d}{dt} \int_v \rho dV = 0 \quad (4.1)$$

Par l'application successive du théorème de transport de Reynolds et du théorème "flux-divergence" on aura,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0 \quad (4.2)$$

Le fluide est supposé incompressible, c'est à dire  $\rho(x, z, t) = \rho_0 = cst$ , on aura :

$$\text{div}(\vec{u}) = 0 \quad (4.3)$$

L'équation 4.3 traduit alors la conservation de la masse d'un fluide incompressible en écoulement. Cette expression est connue aussi sous le nom d'équation de continuité. Si l'on note par  $\vec{u} = (u, w)$ , l'expression de la conservation de la masse s'écrit en coordonnées cartésiennes en écoulement bidimensionnel par l'équation 4.4.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4.4)$$

### Conservation de la quantité du mouvement

Les équations de la conservation de la quantité de mouvement s'obtiennent par l'application du principe fondamental de la dynamique à un volume de contrôle fluide. En notation vectorielle, ces équations s'expriment par l'équation 4.5, où  $\overline{\overline{T}}$  est le tenseur des contraintes appliquées sur l'élément fluide,  $\vec{g}$  est l'accélération de la pesanteur, et  $\vec{F}$  est le vecteur force de la résultante des efforts extérieurs s'exerçant sur le fluide.

$$\frac{d\rho \vec{u}}{dt} = \text{div}(\overline{\overline{T}}) + \rho \vec{g} + \rho \vec{F} \quad (4.5)$$

Le tenseur des contraintes  $\overline{\overline{T}}$  exprime la loi de comportement du fluide en fonction de champs de pression  $p$  et du taux des contraintes de déformation. Sous ces hypothèses et en coordonnées cartésiennes avec l'axe (o,z) orienté vers le haut, l'expression 4.5 s'écrit :

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u u}{\partial x} + \frac{\partial \rho u w}{\partial z} = \frac{-\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \rho F_x \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \frac{\partial \rho u w}{\partial x} + \frac{\partial \rho w w}{\partial z} = \frac{-\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \rho F_z - \rho g \quad (4.7)$$

Où  $\mu$  est la viscosité dynamique. Les équations ci-dessus sont des équations de NS instantanées dont la résolution directe ne peut être envisageable dans notre contexte (il s'agit de la résolution DNS, discutée plus haut). Ces équations seront alors transformées pour ne calculer que les grandeurs moyennes. En introduisant la décomposition de Reynolds qui sépare les grandeurs moyennes des grandeurs fluctuantes, puis on applique le concept de la viscosité turbulente (relation linéaire entre grandeurs moyennes et grandeurs fluctuantes par le paramètre "viscosité turbulente", noté  $v_t$ ). Ce concept est aussi connu sous le nom du concept de Boussinesq. Si l'on note par  $U$ ,  $W$ ,  $P$  les variables moyennes de l'écoulement (en utilisant  $\rho(x, z, t) = \rho_0 = cst$ ), on aura :

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial UU}{\partial x} + \frac{\partial UW}{\partial z} = \frac{-1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ (v + v_t) \frac{\partial U}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ (v + v_t) \frac{\partial U}{\partial z} \right] + F_x \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial UW}{\partial x} + \frac{\partial WW}{\partial z} = \frac{-1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ (v + v_t) \frac{\partial W}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ (v + v_t) \frac{\partial W}{\partial z} \right] + F_z - g \quad (4.10)$$

Où,  $v$  est la viscosité cinématique et  $v_t$  est la viscosité turbulente. A partir des équations (4.8, 4.9 et 4.10), on remarque que le concept de la viscosité turbulente a introduit la variable supplémentaire  $v_t$ , mais sans introduire une équation supplémentaire pour fermer le système. La fermeture de ce système sera donc assuré par l'introduction des équations supplémentaires pour représenter les phénomènes de la turbulence produite, diffusée puis dissipée dans le système. Le modèle le plus populaire en mécanique de fluides est le modèle  $k - \epsilon$ . Ce modèle introduit deux équations supplémentaires (d'où l'appellation "modèle de turbulence à deux équations") : une équation de transport de l'énergie cinétique turbulente  $k$  et une deuxième équation de transport de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\epsilon$ . Enfin la viscosité turbulente est calculée en fonction de  $k$  et  $\epsilon$  par l'équation 4.11, où  $C_\mu$  est une constante empirique.

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4.11)$$

Le modèle  $k - \epsilon$  n'est pas le seul modèle de turbulence disponible pour modéliser la turbulence, mais comme précisé plus haut, ANSYS-Fluent propose le choix entre plusieurs modèles et également parmi les plus récents issus des développements les plus avancés en théorie de la turbulence. Parmi les modèles de fermeture à deux équations, le modèle  $k - \omega$  est utilisé dans le cas d'écoulements à bas Reynolds, ce qui n'est pas le cas ici. Pour modéliser des écoulements à haut Reynolds, il est cohérent d'utiliser le modèle  $k - \epsilon$ . Une variante de ce modèle est la version *RNG*  $k - \epsilon$ , qui est valide pour des hautes valeurs de Reynolds et pour des écoulements turbulents loin des parois. Cette version ne sera pas utilisée ici, car il nous est nécessaire de modéliser convenablement l'écoulement à proximité du flotteur et de la digue. Finalement, le modèle  $k - \epsilon$  est le modèle le plus cohérent par rapport aux attentes du projet.

### Suivi de l'interface entre deux fluides

Dans notre cas l'interface en question désigne la surface libre (interface entre l'air et l'eau). Pour le suivi de cette interface, il existe plusieurs méthodes (level set, VOF, ..etc). Dans notre étude, nous

avons choisi la méthode VOF (HIRT et NICHOLS [57]) qui consiste à résoudre une équation de transport purement convectif d'une variable  $F$  indépendante des variables de l'écoulement appelée fraction de volume (ou marqueur). La variable  $F$  est affectée à chaque maille du domaine de calcul (air+fluide). La nouvelle variable  $F$  indique alors le taux de remplissage de chaque maille par le fluide. Ainsi une maille fluide aura  $F = 1$ , une maille air aura  $F = 0$  et enfin une maille à l'interface aura  $0 < F < 1$ . L'évolution temporelle de la variable  $F$  est donc transportée uniquement par la vitesse de l'écoulement, c'est à dire, il faudra résoudre l'équation 4.12.

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial UF}{\partial x} + \frac{\partial WF}{\partial z} = 0 \quad (4.12)$$

Il est à préciser que l'ensemble des EDPs exposé dans ce paragraphe ne peut être résolu sans la donnée des conditions aux limites et initiales des variables de l'écoulement. Notons que dans ce paragraphe, nous avons donné sans détails les équations du modèle numérique d'ANSYS-Fluent utilisé pour les simulations du mouvement du flotteur. Nous invitons le lecteur désireux des détails de consulter la documentation théorique et technique de code ANSYS-Fluent (FLUENT [42]).

## 4.2 Application au mouvement du flotteur

### 4.2.1 Équations du modèle

Dans cette partie nous développons un modèle numérique sous ANSYS-Fluent pour simuler le mouvement du flotteur. Le système est identique au système défini pour le modèle analytique. L'étude est bidimensionnelle. Le flotteur est en mouvement vertical à proximité d'une digue, comme représenté par la Figure 4.1. Le domaine de calcul est composé de deux fluides appelés phases par ANSYS-Fluent : phase "air" et phase "eau". Ces deux phases sont séparées par une interface qui schématise la position de la surface libre au repos, mais qui évoluera dans le temps au cours de la propagation de la houle incidente.

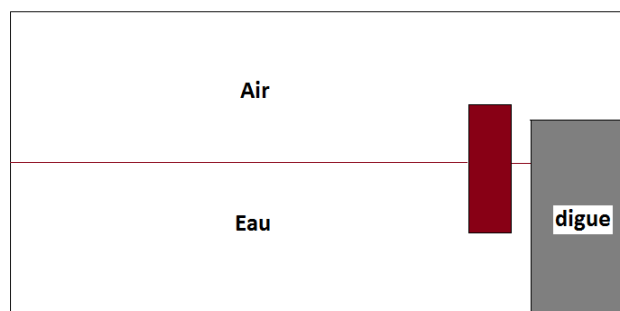


FIGURE 4.1 – Schématisation du domaine d'étude

L'étape de maillage consiste à découper le domaine d'étude en plusieurs zones (Figure 4.2). Le choix du nombre de ces zones est dicté par le niveau de précision souhaité dans chacune des zones de l'écoulement. Par exemple, au niveau de l'interface il faut avoir un maillage suffisamment fin (Figure 4.2) pour suivre correctement la déformation de la surface libre, mais aussi pour réduire la

diffusion numérique inhérente aux méthodes d'approximations de premier ordre. Ces approximations sont couramment utilisées pour la résolution de l'équation 4.12.

Les zones (1), (2) et (3) sont complétées par les zones (0) et (4), afin de faciliter la réalisation du maillage (Figure 4.2). La zone (0) définit la zone au dessus de la digue. La zone (4) définit la zone d'arrivée de la houle. Les axes du modèle numérique sont prédéfinis. L'axe (0,x) est identique au modèle analytique, par contre l'axe (0,z) est défini vers le haut (figure 4.2). L'origine du repère est située au coin en bas à droite.

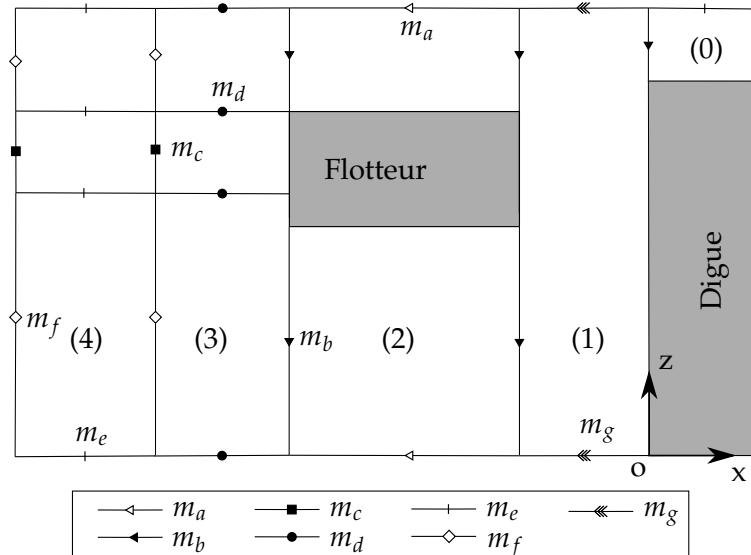


FIGURE 4.2 – Schéma du dispositif et répartition des zones de maillage

Le maillage est défini grâce à la fonction multizone. Cette fonction permet d'obtenir une taille de maille différente pour chaque zone. Une forme de maille rectangulaire est également choisie. Les nombres  $m_a$ ,  $m_b$ ,  $m_c$ ,  $m_d$ ,  $m_e$ ,  $m_f$  et  $m_g$  définissent la dimension d'une maille. La Table 4.1 donne les dimensions du maillage utilisé pour les simulations.

TABLE 4.1 – Taille des mailles du modèle numérique

côté	$m_a$	$m_b$	$m_c$	$m_d$	$m_e$	$m_f$	$m_g$
Longueur (mm)	3.5	15.0	3.0	2.0	20.0	40.0	2.0

La Figure 4.3 présente un exemple de maillage.

La masse du flotteur  $m$  est calculée à partir de la masse volumique de l'eau  $\rho$ . D'après Archimède, la masse de l'objet est égale à la masse du volume d'eau déplacé. Or le volume d'eau déplacé s'écrit par rapport au volume immergé de l'objet  $V_{imm}$ . L'équation 4.13 est alors obtenue, permettant de calculer la masse  $m$  du flotteur.

$$m = \rho V_{imm} = \rho 2l\Gamma \quad (4.13)$$

A l'identique du modèle analytique, le flotteur est en mouvement vertical. Il est alors nécessaire de créer une contrainte pour forcer le flotteur à se déplacer uniquement selon l'axe numérique (O,y). Sous ANSYS Fluent, ce type de contrainte est modélisé à l'aide d'une fonction définie par l'utilisateur (User Defined Function - UDF). Cette UDF s'écrit grâce au code suivant.

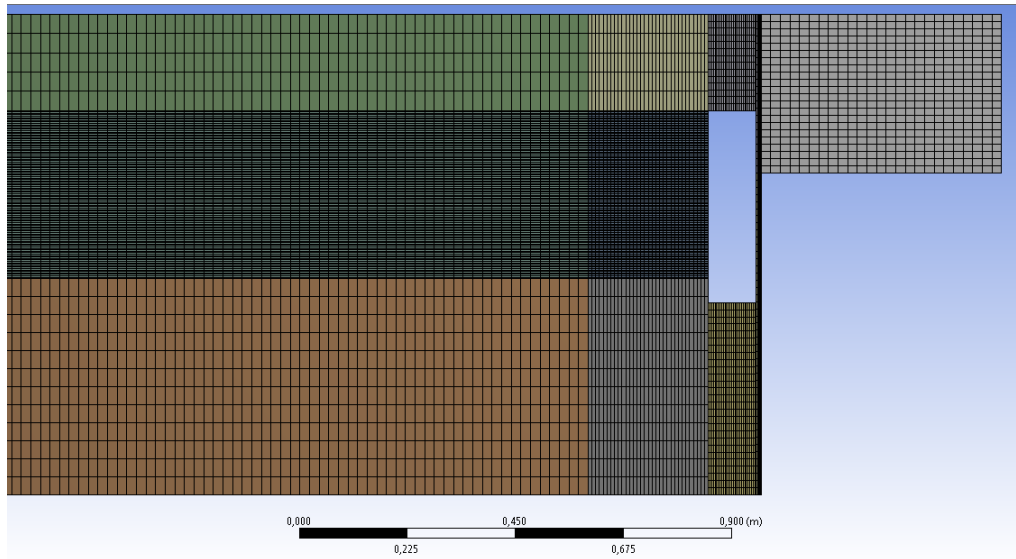


FIGURE 4.3 – Exemple de maillage multizone

```
#include "udf.h"

#define rho 1000.0
#define Gamma 0.25
#define l 0.05

DEFINE_SDOF_PROPERTIES(maquette_1, prop, dt, time, dtime)
{
    prop[SDOF_MASS] = rho*2*l*Gamma;
    prop[SDOF_ZERO_TRANS_X] = TRUE;
    prop[SDOF_ZERO_ROT_Z] = TRUE;

    printf ("\n2dMaquette_1: Updated 6DOF properties ");
}

```

Dans ce code, la translation selon l'axe (O,x) et la rotation selon l'axe (O, z) sont interdites au flotteur. La fonction "printf" permet de vérifier que l'UDF a bien été prise en compte. On notera que le déplacement du maillage, lié au déplacement du flotteur, est réalisé par la méthode de clivage, qui consiste à fusionner ou diviser les mailles lorsqu'elles atteignent une dimension limite. Cette méthode requiert un maillage multi-zones de forme rectangulaire, ce qui limite le raffinement du maillage aux coins du flotteur. Une alternative à la méthode de clivage aurait pu être la méthode du remaillage (avec des mailles de forme triangulaire). Dans notre cas, la dimension des mailles aurait été trop petite pour permettre la résolution des simulations dans un temps raisonnable.

La dernière étape avant le choix des paramètres est le choix des sélections nommées. Dans cette étape, le type des conditions aux limites du système sont définies, puis à terme leurs valeurs. Dans notre cas, il y a 4 types de conditions aux limites :

- Inlet : permet d'imposer une valeur des variables du système (pression, vitesse, fraction de volume,...)
- Outlet : permet d'imposer une condition de sortie de l'écoulement
- Wall : permet de prendre en compte la présence d'un corps solide en contact avec le fluide (une paroi)
- Symmetry : permet de schématiser un domaine infini

Les types de conditions aux limites sont définis sur la Figure 4.4.

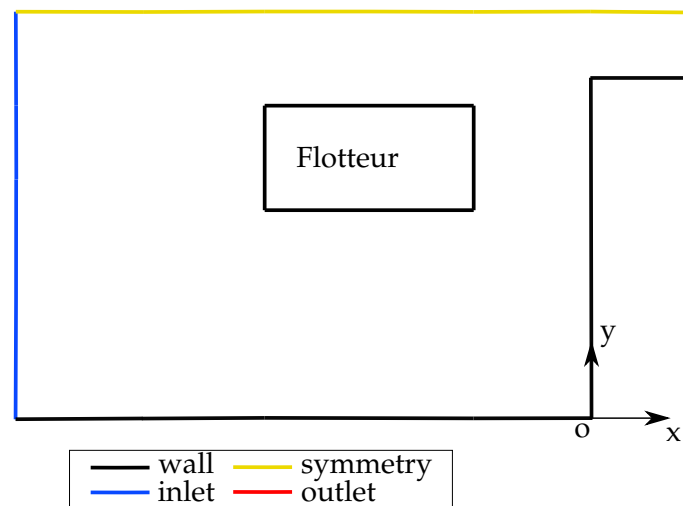


FIGURE 4.4 – Sélections nommées définies

#### 4.2.2 Choix des paramètres de calcul

Les paramètres de simulation sont définis dans cette partie. On se place dans le régime transitoire avec un pas de temps  $\Delta t = 0.0025s$  pour assurer la condition CFL qu'exige la condition de stabilité numérique. Les calculs s'arrêtent lorsque la houle devient stationnaire (après 15 à 20 cycles de houle selon la période). Le modèle multiphasique est activé avec deux phases : une représentant l'air et une autre l'eau. Les sous-modèles "open channel flow" et "channel wave boundary" sont activés afin de modéliser un canal à houle. Les forces qui s'appliquent sur le flotteur sont calculées de manière implicite. La couche limite est résolue par les lois de paroi standards (d'après la loi logarithme, dans la gamme des  $Y^+$  compris entre 30 et 300). La condition à la limite "Inlet" est caractérisée par une houle d'Airy. Le mouvement du flotteur est rendu possible par la réalisation d'un maillage dynamique en Layering. La solution est calculée par l'algorithme SIMPLE proposé par PATANKAR [97]. Le modèle HIRC modifié développé par MUZAFERIJA et al. [89] est utilisé pour résoudre les fractions de volumes. Pour résoudre le régime transitoire, la formulation du second ordre implicite est utilisée.

Il est intéressant de noter que les solutions numériques calculées par les codes de calcul sont en réalité des approximations généralement obtenues par la méthode des différences finies, éléments finis ou volumes finis. Ces approximations ont été acceptées sous certaines conditions de précision (erreur de troncature). Il est évident alors que les solutions approchées dépendent fortement de la taille du maillage (notée  $h_m$ ). Théoriquement, l'erreur d'approximation (ou l'erreur de troncature)



tend vers zéro pour un maillage de plus en plus fin ( $h_m \rightarrow 0$ ). Cependant, il faut retenir aussi qu'un maillage fin génère un grand nombre de points de maillage (noté  $N$ ). Par conséquent, l'augmentation de  $N$  augmente aussi le cumul des erreurs d'arrondi liées à l'architecture du calculateur. Il est bien clair qu'à partir d'un nombre  $N$ , les erreurs d'arrondis deviennent dominantes devant celles dues à la troncature et provoquent la divergence des calculs. Ce constat, nous amène donc à penser qu'il y a un maillage optimal ( $N$  optimal) qui combine précision et stabilité sans qu'il soit le plus fin ( $N \rightarrow \infty$ ). Pour déterminer le maillage optimal, nous suivrons la procédure proposée par CELIK et al. [16]. Cette procédure sera décrite en détails dans le paragraphe suivant. Il est à noter que toutes les simulations entreprises dans ce chapitre seront effectuées sur le maillage optimal déterminé préalablement par cette procédure.

### 4.3 Sensibilité au maillage et conditions de convergence

Une étude de convergence du maillage a été réalisée d'après CELIK et al. [16]. Le mouvement du flotteur et l'amplitude de houle sont les deux grandeurs étudiées. Les mailles  $m_a$ ,  $m_b$ ,  $m_c$  et  $m_d$  sont les seules à varier. Au total, trois maillages ont été testés, les dimensions des cellules caractéristiques sont données dans la Table 4.2. Entre deux maillages, la hauteur des mailles est divisée par deux. La condition CFL est calculée pour la zone (2), avec une vitesse de flotteur calculée d'après l'équation 4.22. Pour la zone (3), la vitesse du fluide  $\dot{z}_0 = \omega/k$ , où  $\omega=3.74\text{rad/s}$  et  $k = 1.79\text{ m}^{-1}$ .

TABLE 4.2 – Dimensions des mailles utilisées pour l'étude de convergence (repère numérique)

Maillage	M1	M2	M3
Zone 2 : $m_a$	1.75E-3	3.50E-3	7.00E-3
Zone 2 : $m_b$	7.50E-3	1.50E-2	3.00E-2
Zone 3 : $m_d$	1.00E-2	2.00E-2	4.00E-2
Zone 3 : $m_c$	1.50E-3	3.00E-3	6.00E-3
CFL Zone 2 :	0.098	0.049	0.025
CFL Zone 3 :	0.52	0.26	0.13

Au total, trois simulations sont réalisées. Pour chaque calcul, on exporte dans un fichier texte la position des contours du flotteur, ainsi que la quantité d'eau dans chaque cellule de la zone(3). La position du flotteur et l'amplitude de houle sont exprimées à une position (0,x) donnée.

#### 4.3.1 Méthode de CELIK et al. [16]

La méthode proposée par CELIK et al. [16] étudie l'erreur relative d'un maillage en comparant les résultats de celui-ci avec au moins deux autres maillages. Cinq étapes composent cette méthode.

Étape 1 : définition d'une taille de maille représentative. Dans notre cas, les dimensions représentatives sont notées  $m_a$ ,  $m_b$ ,  $m_c$  et  $m_d$ , les variables représentatives étant l'amplitude de houle et la position du flotteur.  $m_{a_1}$  représente la taille des mailles du maillage 1, dans la zone 2 selon l'axe (0,x). Le nombre de mailles pour chaque maillage est noté  $M$ .

Étape 2 :  $r$  est défini comme étant le rapport des dimensions des maillages. CELIK et al. [16] précisent par expérience qu'il est préférable d'avoir  $r > 1.3$ . Entre les maillages 1 et 2, toutes les

dimensions de mailles sont divisées par 2. De même, entre le maillage 2 et 3, toutes les mailles sont divisées par 2. Ainsi,  $r$  est identique pour tous les maillages et  $r$  est constant. Les coefficients  $r_{12}$  et  $r_{32}$  sont respectivement notés selon les Équations 4.14 et 4.15.

$$r_{12} = 2 \quad (4.14)$$

$$r_{32} = 2 \quad (4.15)$$

Étape 3 : calcul de l'ordre apparent de la méthode  $p^*$  tel que décrit dans l'Équation 4.16. On pose  $\epsilon_{32} = R_3 - R_2$  et  $\epsilon_{21} = R_2 - R_1$  avec  $R_1, R_2, R_3$  respectivement les solutions de la variable observée pour les maillages 1, 2 et 3. CELIK et al. [16] décrit aussi une variable  $q(p^*)$  qui n'a pas été écrite ici car de valeur nulle pour  $r$  constant. CELIK et al. [16] émet également une réserve sur les valeurs de  $\epsilon_{32}$  et  $\epsilon_{21}$ . Si ces deux dernières variables sont trop proches de zéro, la procédure de CELIK et al. [16] n'est pas valide.

$$p^* = \frac{1}{\ln(r_{21})} \left| \ln \left| \frac{\epsilon_{32}}{\epsilon_{21}} \right| \right| \quad (4.16)$$

Étape 4 : Calcul de l'extrapolation des résultats. Cette information est traduite par les variables  $R_{ext}^{21}$  et  $R_{ext}^{32}$ , respectivement décrites dans les Équations 4.17 et 4.18 à partir de  $r$  et  $R$ .

$$R_{ext}^{21} = \frac{r_{21}^{p^*} R_1 - R_2}{r_{21}^{p^*} - 1} \quad (4.17)$$

$$R_{ext}^{32} = \frac{r_{32}^{p^*} R_2 - R_3}{r_{32}^{p^*} - 1} \quad (4.18)$$

Étape 5 : Estimation des erreurs et de la convergence des maillages. L'erreur relative approximative est définie par  $e_a^{21}$  telle que définie par l'Équation 4.19 pour les maillages 1 et 2. De même, l'erreur relative extrapolée est définie par  $e_{ext}^{21}$  pour les maillage 1 et 2 (Équation 4.20). Finalement, l'indice de convergence du maillage est décrit par la variable  $GCI^{21}$  (Équation 4.21). Les variables  $e_a^{32}$ ,  $e_{ext}^{32}$  et  $GCI^{32}$  sont analogues pour les maillages 2 et 3.

$$e_a^{21} = \left| \frac{R_1 - R_2}{R_1} \right| \quad (4.19)$$

$$e_{ext}^{21} = \left| \frac{R_{ext}^{21} - R_{ext}^{21}}{R_{ext}^{21}} \right| \quad (4.20)$$

$$GCI^{21} = \frac{1.25 e_a^{21}}{r_{21}^{p^*} - 1} \quad (4.21)$$

D'après la procédure de CELIK et al. [16], l'erreur relative moyenne faite sur le mouvement du flotteur est de 0.91% et l'erreur relative moyenne faite sur l'amplitude de houle de 1.13% avec le maillage 1. De plus, l'erreur est maximale lorsque l'amplitude est maximale. Ceci est valable pour le déplacement du flotteur et l'élévation de surface libre (Figure 4.5). La Figure 4.5 (a) et (b) présente l'élévation de surface libre et le déplacement du flotteur pour les 3 maillages testés. Les graphes (c)

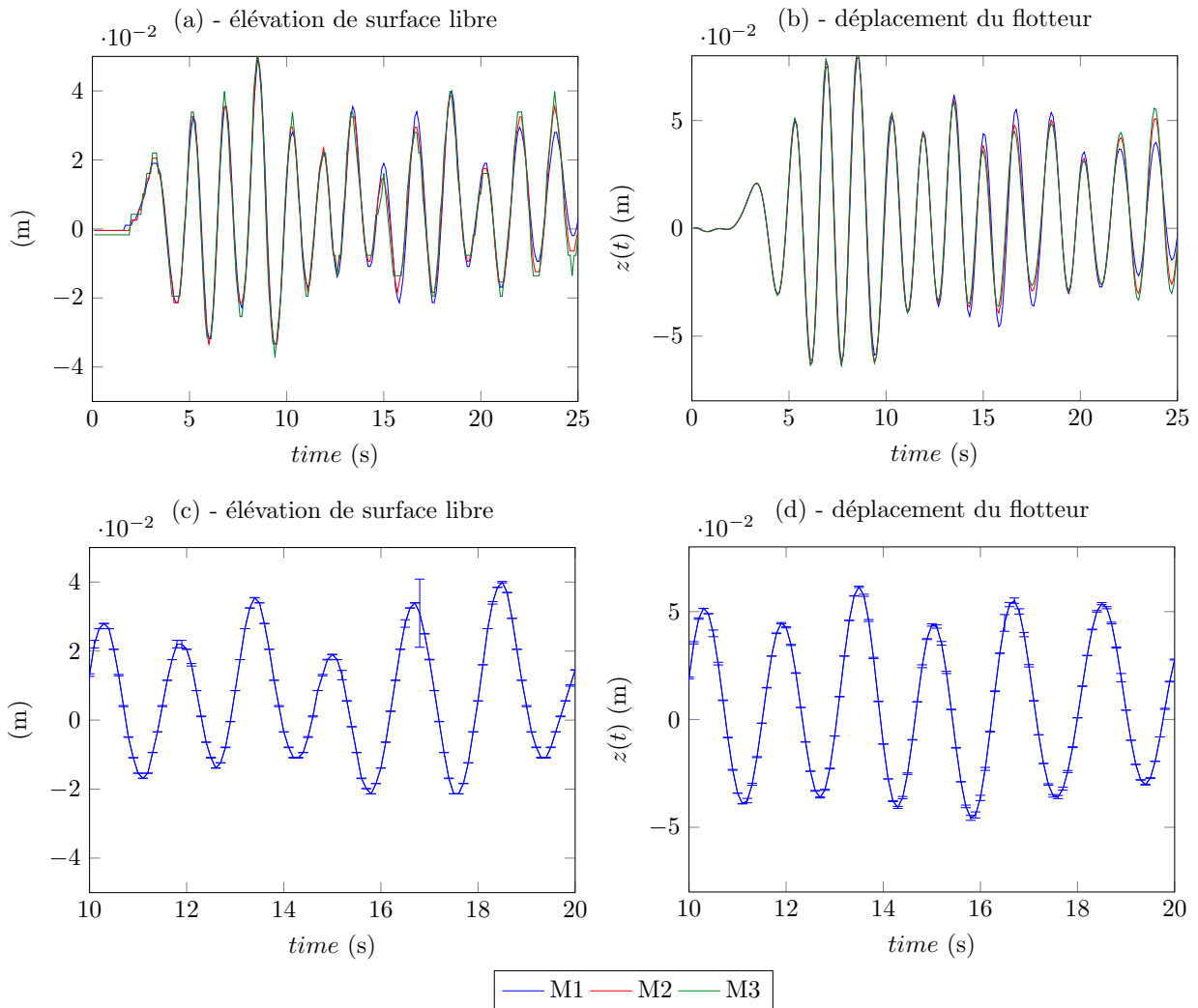


FIGURE 4.5 – Étude de convergence par le modèle de CELIK et al. [16]. (a) élévation de surface libre pour les maillages 1 à 3. (b) déplacement du flotteur pour les maillages 1 à 3. (c) et (d) barres d'erreurs sur le maillage 1, calculées à partir du GCI21 (Équation 4.21) respectivement pour l'amplitude de houle et le déplacement du flotteur.

et (d) de la même figure montrent l'erreur calculée grâce au GCI21 pour le maillage 1.

Le maillage optimal qui allie une convergence des résultats et un temps de calcul raisonnable est le maillage 2. Toutes les simulations qui suivent seront effectuées en adoptant le maillage 2.

## 4.4 Résultats des simulations

### 4.4.1 Mouvement du flotteur

Afin d'obtenir le mouvement du flotteur par rapport à la houle, deux types de données doivent être exportées. Dans un premier temps, les mouvements du flotteur sont relevés. Pour cela, la position des contours du flotteur est exportée dans un fichier texte pour chaque pas de temps. Un script réalisé sous Python permet de retracer l'évolution de la position du flotteur en fonction du temps.

Dans un second temps, on relève l'amplitude de houle. La fraction de volume  $F$  occupé par l'eau dans chaque cellule de la zone (3) est relevée. La fraction de volume  $F = 1$  lorsque la cellule est composée à 100% d'eau et  $F = 0$  si elle est composée à 100% d'air. Par un programme Python, on sélectionne la position selon l'axe  $(0,z)$  pour lesquelles  $F = 1$ . Ces valeurs sont repérées pour deux colonnes à  $x_1$  et  $x_2$  sur l'axe  $(0,x)$  espacées d'une distance  $d$ , de manière à reproduire des sondes de mesure. De cette manière, deux signaux d'amplitude de houle sont obtenus. La méthode de GODA et SUZUKI [49] est finalement utilisée pour distinguer la houle réfléchi de la houle incidente. Il est ensuite possible de calculer le mouvement du flotteur par rapport à l'amplitude de houle incidente et réfléchi. Ces variables sont calculées pour une moyenne de 15 à 20 cycles de houle selon la période, avant que la houle réfléchi n'atteigne à nouveau le flotteur.

La figure 4.6 est un exemple d'élévation de la surface libre et d'amplitude du flotteur obtenus avec ANSYS Fluent.

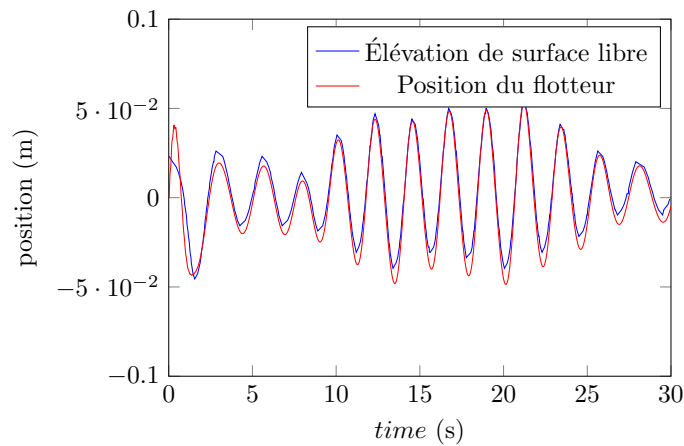


FIGURE 4.6 – Exemple de résultats obtenus par Fluent

#### 4.4.2 Calcul des coefficients de radiation

Des calculs des coefficients de radiation sous Fluent ont été réalisés par HENNING [54] et par COZIJN, UITTENBOGAARD et BRAKE [23]. Pour obtenir les coefficients de radiation, il faut effectuer une simulation différente de celle du comportement du flotteur sous une houle incidente. L'effet de radiation correspond à la force qui s'exerce sur le flotteur quand celui-ci est en mouvement imposé dans une eau calme. La vitesse alors imposée au flotteur est définie par une UDF, selon l'équation 4.22, où  $a_R$  représente l'amplitude du flotteur en mouvement imposé.

$$\dot{z}(t) = a_R \omega \sin(\omega t) \quad (4.22)$$

Les forces qui s'appliquent sur le flotteur selon l'axe de  $y$  peuvent être décomposées en série de Fourier, en séparant la partie réelle de la partie imaginaire. Les coefficients hydrodynamiques sont ensuite calculés à partir des coefficients de Fourier et de l'équation du mouvement. L'équation 3.21 s'écrit alors selon l'équation 4.23 incluant une force de portance  $F_z(t) = |\tilde{F}_z| \sin(\omega t + \varphi)$  obtenue à partir de ANSYS Fluent. Les nombres  $a_1$  et  $b_1$  représentent respectivement les coefficients réels et

imaginaires de la série de Fourier. L'équation 4.23 s'écrit alors sous la forme de l'équation 4.24. La masse ajoutée et l'amortissement numériques sont notés  $c_{M,num}$  et  $c_{A,num}$ , respectivement.

$$(m + c_{M,num})\ddot{z} + c_{A,num}\dot{z} + K_{Ar}z = F_z \quad (4.23)$$

$$(m + c_{M,num})\ddot{z} + c_{A,num}\dot{z} + K_{Ar}z = a_0 + a_1\cos(\omega t) + b_1\sin(\omega t) \quad (4.24)$$

L'identification des coefficients dépendant de la vitesse et de l'accélération du flotteur conduit à l'Équation 4.25 pour la masse ajoutée et à l'équation 4.26 pour l'amortissement.

$$c_{M,num} = \frac{a_1 - K_{Ar}a_f}{-\omega^2 a_f} - m \quad (4.25)$$

$$c_{A,num} = \frac{-b_1}{a_f \omega} \quad (4.26)$$

L'effet de radiation numérique s'écrit alors en fonction de la masse ajoutée et de l'amortissement numérique d'après l'équation 4.27.

$$F_{R,num}(t) = \text{Re} \left[ \tilde{F}_{R,num} e^{-i\omega t} \right] , \quad \tilde{F}_{R,num} = -\omega^2 c_{M,num} \tilde{Z} - i\omega c_{A,num} \tilde{Z} \quad (4.27)$$

La Figure 4.7 représente la comparaison entre l'effet de radiation numérique  $F_z$  et ajusté  $F_{R,num}$  pour le flotteur 6 à  $T = 1.29$  s. L'effet ajusté est obtenu à partir des équations 4.25 et 4.26, avec la masse ajoutée et l'amortissement ajustés à partir de l'effet de radiation numérique. La Figure 4.7 montre un bon accord entre la force numérique et la force ajustée. En effet, l'erreur relative entre l'effet de radiation numérique et ajusté est inférieure à 2% pour l'ensemble des simulations.

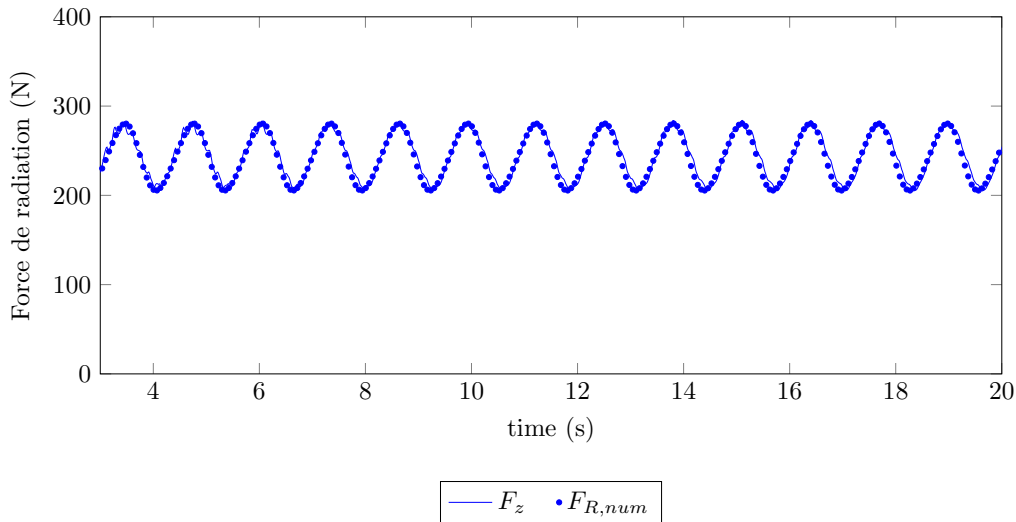


FIGURE 4.7 – Identification des coefficients de radiation. Comparaison entre l'effet de radiation numérique et calculé. Flotteur 6 à  $T = 1.29$ s.

## 4.5 Liste des flotteurs testés

### 4.5.1 Flotteurs utilisés pour le mouvement du flotteur

Différents flotteurs ont été modélisés numériquement. Ici, les flotteurs ont tous la même largeur  $2l$ . Le tirant d'eau  $\Gamma$  et la hauteur  $H_f$  varient. La Table 4.3 présente les différentes dimensions des flotteurs et la figure 4.8 est une représentation à l'échelle.

Flotteur	$\Gamma(\text{m})$	$H_f(\text{m})$	$2l(\text{m})$
1	0.05	0.20	0.10
2	0.10	0.25	0.10
3	0.15	0.25	0.10
5	0.20	0.40	0.10
6	0.25	0.40	0.10

TABLE 4.3 – Flotteurs testés numériquement pour le mouvement du flotteur

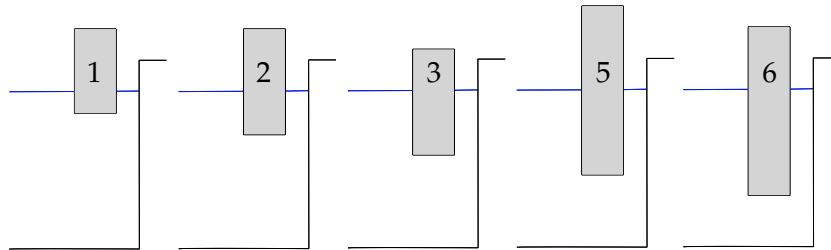


FIGURE 4.8 – Schéma des flotteurs utilisés pour calculer le mouvement du flotteur numérique

### 4.5.2 Flotteurs utilisés pour les coefficients de radiation

Comme une deuxième simulation est nécessaire pour calculer les coefficients de radiation, différents flotteurs ont été utilisés. Les flotteurs 1 et 6 ont été repris puis comparés aux flotteurs 7, 8 et 9 plus larges. La Table 4.4 présente les dimensions de ces nouveaux flotteurs. La Figure 4.9 donne à l'échelle une représentation des flotteurs utilisés pour ces simulations.

Flotteur	$\Gamma(\text{m})$	$H_f(\text{m})$	$2l(\text{m})$
1	0.05	0.20	0.10
6	0.25	0.40	0.10
7	0.25	0.40	0.20
8	0.25	0.40	0.30
9	0.25	0.40	0.40

TABLE 4.4 – Flotteurs testés numériquement pour les coefficients de radiation

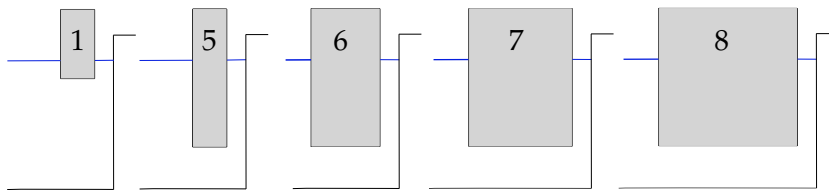


FIGURE 4.9 – Schéma des flotteurs utilisés pour calculer les coefficients de radiation numériques

# 5 Modèle Physique

## 5.1 Description du dispositif expérimental

### 5.1.1 Conditions hydrodynamiques

Les conditions hydrodynamiques utilisées sont définies à partir de celles du site d'application à l'échelle 1:15<sup>ième</sup> en similitude de Froude. La profondeur d'eau est comprise entre 0.2m et 0.6m à l'échelle maquette. Pour les cas de houle régulière, les périodes de houle  $T$  testées sont comprises entre 0.65 s et 3.87 s et les hauteurs de houle  $H$  sont comprises entre 0.017 m et 0.18 m. Les périodes  $T$  et hauteurs  $H$  de houle testées sont données dans la Table 5.1.

### 5.1.2 Description des installations

#### Présentation du canal à houle

Les essais physiques ont été réalisés dans le canal à houle à l'Université Le Havre Normandie au laboratoire LOMC (Laboratoire Ondes et Milieux Complexes). Le canal mesure 34m de long, 0.90m de large et 1.20m de haut. La digue, modélisée par un mur vertical, est installée dans le canal et réduit ainsi la longueur utile du canal à 24m. Un double fond d'une hauteur de 0.20 m est installé à 4.86 m du batteur.

La figure 5.1 représente le canal et les différentes parties du système à l'échelle maquette. Le batteur est de type piston vertical. L'amplitude de houle et la période demandées au batteur sont gérées par le logiciel le programme WaveMaker de HR Wallingford. À l'autre extrémité du canal sont installés le flotteur, la digue et les pompes.

Deux sondes résistives sont placées sur le batteur pour mesurer l'élévation de la surface libre devant le batteur. Une photo du batteur est donnée figure 5.2. L'absorption dynamique de houle est activée sur le batteur. La valeur de l'absorption est à définir pour chaque période de houle. Cette fonction a été utilisée pour les essais et permet de limiter le phénomène d'onde stationnaire. La Figure 5.3 montre deux signaux de la sonde  $S_f$  située juste devant le flotteur, pour une même condition de houle, avec et sans absorption. La Figure 5.3 montre que l'amplitude de houle atteint une valeur stable plus rapidement lorsque l'absorption est activée. En effet, dans le cas avec absorption l'amplitude de houle est stabilisée à partir de 60 s. Pour le cas sans absorption, l'amplitude de houle est stabilisée seulement à partir de 150 s.



	$T$ (s)															
	0.64	0.77	0.9	1.16	1.29	1.42	1.68	1.94	2.06	2.19	2.32	2.45	3.1	3.35	3.61	3.87
0.017	-	-	-	MI	-	I	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
0.05	-	-	-	MI	M	MI	MI	I	M	-	M	-	M	M	-	-
0.083	M	M	M	MI	M	MI	MI	I	-	I	-	I	-	-	-	-
0.01	M	M	MF	MF	MF	MF	MF	-	MF	-	MF	-	MF	MF	MF	MF
0.117	-	-	-	-	MI	MFI	I	-	I	-	-	-	-	-	-	-
0.13	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	F	-	F
0.15	-	-	-	-	-	-	M	-	-	-	-	-	-	-	-	-
0.183	-	-	-	-	-	-	-	-	I	-	-	-	-	-	-	-

TABLE 5.1 – Conditions de houle testées.  $H$  représente la hauteur de houle et  $T$  la période. La lettre  $M$  représente les essais réalisés pour la mesure du comportement du flotteur en houle régulière,  $F$  représente les essais de franchissements en houle régulière,  $I$  représente les essais sur le comportement du flotteur en houle irrégulière.

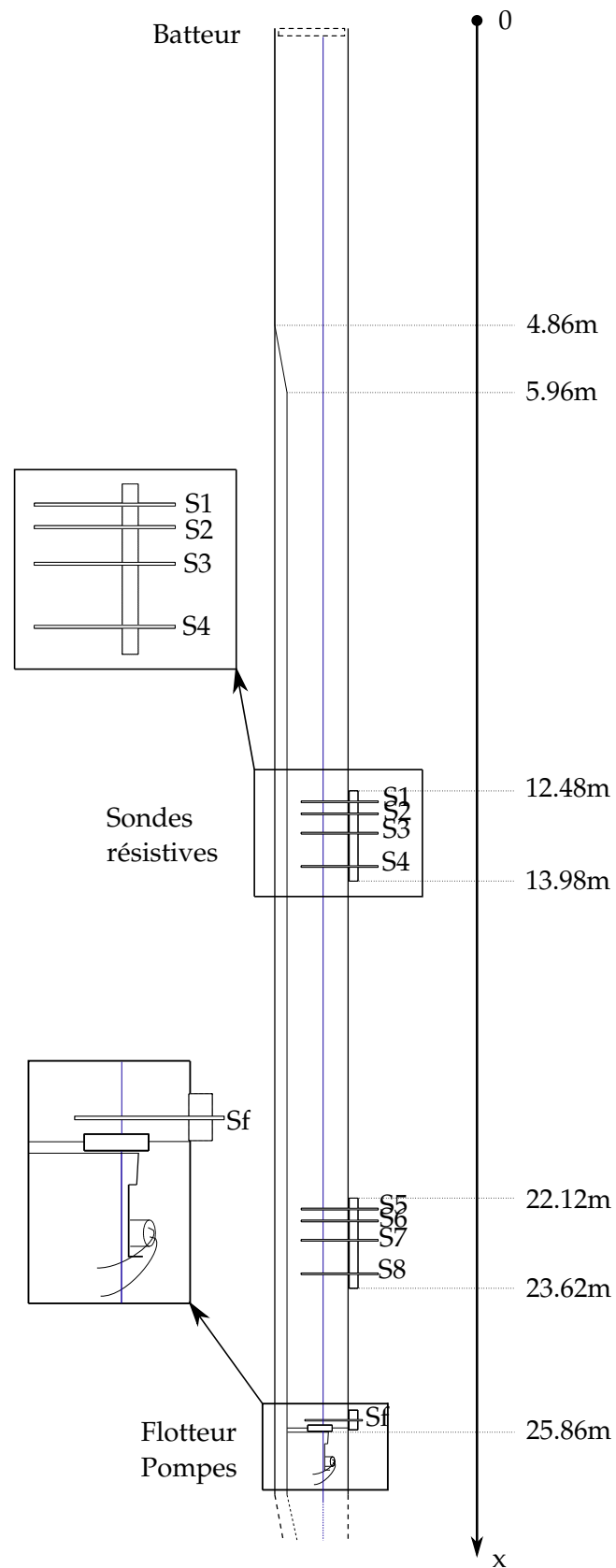


FIGURE 5.1 – Schéma du dispositif expérimental à l'échelle

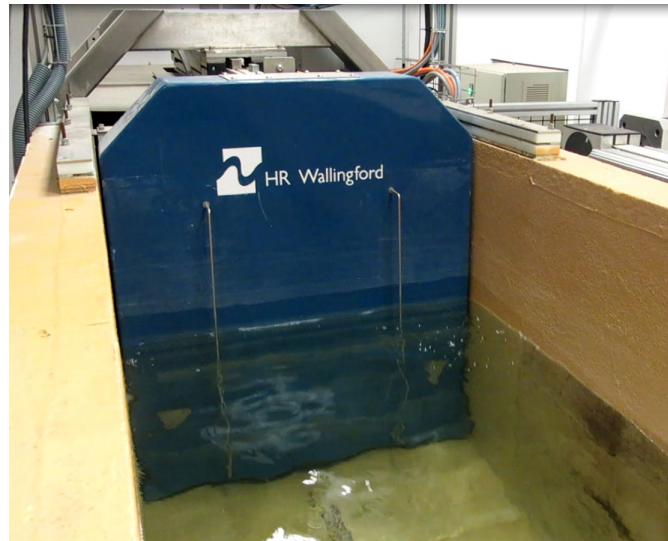
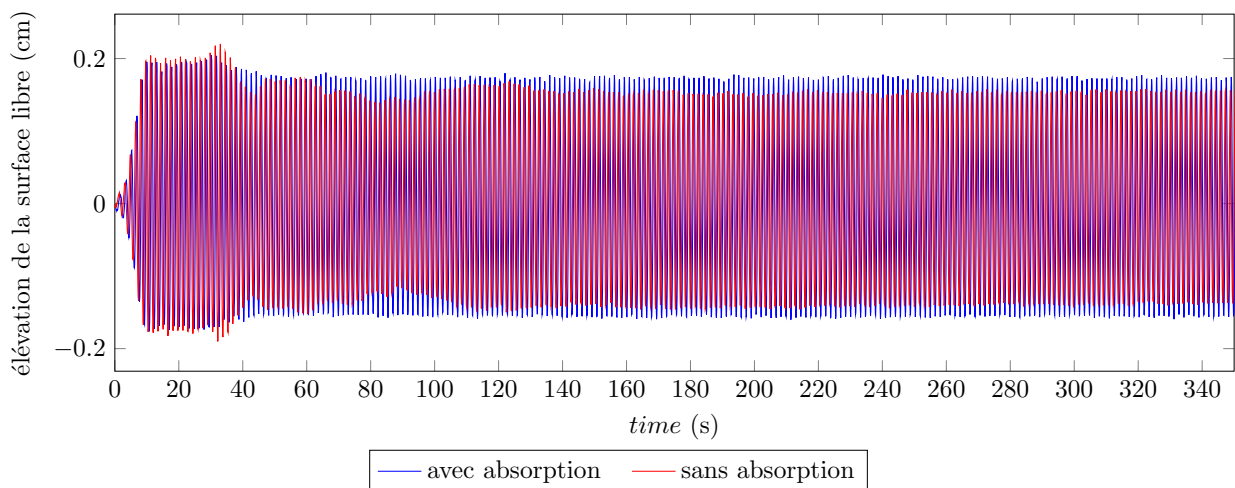


FIGURE 5.2 – Photo du batteur à l’extrémité du canal

FIGURE 5.3 – Exemple d’effet de l’absorption sur la houle. Sonde  $S_f$  pour un cas  $T = 1.162\text{ s}$ 

### Description de la digue et du flotteur

À l’échelle maquette, la digue a été simplifiée en une digue verticale. Un mur en PVC a été installé sur toute la largeur du canal et mesure 0.67m de haut à l’échelle maquette (soit 10m en réel).

La géométrie du flotteur est simplifiée par une forme rectangulaire. Ce dernier est réalisé par l’assemblage de plaques de PVC. L’étanchéité est faite par un ajout de colle après l’assemblage. À l’intérieur du flotteur, deux tubes sont fixés pour permettre le passage du guidage. Le tirant d’eau  $\Gamma$  est modifié en faisant varier la masse du flotteur. À cet effet des graviers sont ajoutés à l’intérieur du flotteur pour obtenir le tirant d’eau souhaité. Afin de minimiser les effets de bords, la maquette occupe la majorité de la largeur du canal de manière à se placer dans un cas bidimensionnel. Un jeu d’environ 3 mm est laissé entre les extrémités du flotteur et les parois du canal pour permettre le mouvement du système.

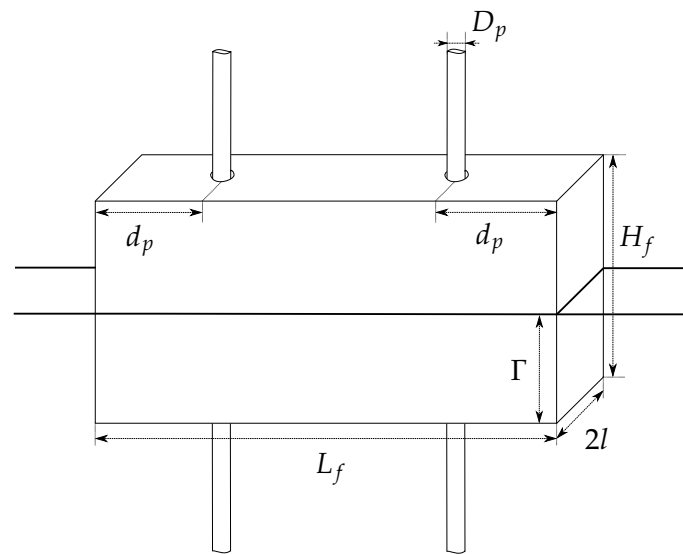


FIGURE 5.4 – Schéma de la maquette du flotteur du LOMC

Les dimensions fixes du flotteur sont données dans la figure 5.4 et dans la table 5.2 (échelle maquette). Le flotteur est positionné devant la digue et fixé à l'aide de deux barres verticales en PVC, vissées au fond du canal afin de forcer un mouvement vertical. Des conduits de PVC sont également installés à l'intérieur du flotteur, de manière à pouvoir emboîter le flotteur dans les barres verticales. Le jeu entre les conduits et les barres PVC est de 3 mm.

La largeur du flotteur  $2l$  et la hauteur  $H_f$  sont les dimensions qui ont été modifiées afin de tester plusieurs flotteurs. Une photo du flotteur 6 est donnée figure 5.5 avec une profondeur d'eau  $h$  de 0.6m et dans la Figure 5.6 sans eau. Cinq flotteurs ont été testés et leurs dimensions sont présentées par la suite.

TABLE 5.2 – Dimensions du système

Échelle	$L_f$ (m)	$d_p$ (m)	$D_p$ (m)	$H_f$ (m)	$2l$ (m)	$\Gamma$ (m)
1:15	0.88	0.23	0.032	[0.20 - 0.40]	[0.10 - 0.30]	[0.05 - 0.25]
1:1	13.2	3.45	0.48	[3.0 - 6.0]	[1.5 - 4.5]	[0.75 - 3.75]

### Caractéristiques des flotteurs testés

Sur l'ensemble des essais réalisés, différentes dimensions de flotteurs ont été testées. Des premières mesures ont été réalisées en faisant varier le tirant d'eau  $\Gamma$ . On nommera ces flotteurs les flotteurs 1, 4 et 6. Ces mesures ont permis de comprendre l'impact de ce paramètre. Trois flotteurs ont ainsi été réalisés. Les mesures suivantes ont nécessité la construction de deux autres flotteurs. Ici, le tirant d'air et la demi largeur ont été changés. On notera ces flotteurs les flotteurs 8 et 10. Les essais avec PTO ont été réalisés sur les flotteurs 4 et 6.

La figure 5.7 est un schéma à l'échelle des différents flotteurs utilisés pour le modèle expérimental.



FIGURE 5.5 – Photo du flotteur 6, installé à proximité de la digue dans le canal



FIGURE 5.6 – Photo du flotteur 6, installé à proximité de la digue dans le canal (sans eau)

TABLE 5.3 – Flotteurs testés expérimentalement

Flotteur	$\Gamma(\text{m})$	$H_f(\text{m})$	$2l(\text{m})$
1	0.05	0.20	0.10
4	0.15	0.40	0.30
6	0.25	0.40	0.10
8	0.25	0.40	0.30
10	0.25	0.30	0.10

### Modélisation du convertisseur d'énergie

La force linéaire exercée par le convertisseur d'énergie est représentée par un vérin hydraulique ajustable. Le vérin a une course de 250 mm et peut délivrer entre 30 N et 3000 N. Deux vérins HD 28/250 de Slam Proof Ltd, de mêmes dimensions ont été utilisés, avec des réglages d'amortissement différents. En effet, le diamètre de la valve à l'intérieur du vérin est réglée à deux positions différentes de manière à varier l'amortissement du vérin. Au cours d'un essai, le vérin hydraulique est fixé à la partie haute du flotteur, et l'autre extrémité est accrochée à un point fixe (Figure 5.8).

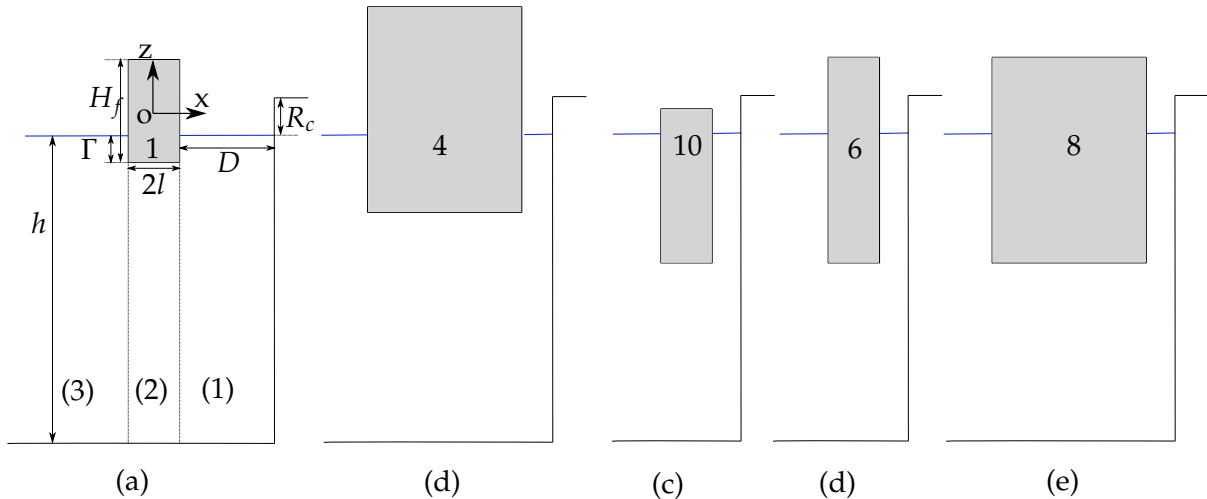


FIGURE 5.7 – Schéma des flotteurs utilisés pour les essais expérimentaux. (a) Flotteur 1,  $l=0.05\text{m}$ ,  $\Gamma=0.05\text{m}$  et  $H_f=0.20\text{m}$ . (b) Flotteur 4,  $l=0.15\text{m}$ ,  $\Gamma=0.15\text{m}$  et  $H_f=0.40\text{m}$ . (c) Flotteur 10,  $l=0.05\text{m}$ ,  $\Gamma=0.25\text{m}$  et  $H_f=0.30\text{m}$ . (d) Flotteur 6,  $l=0.05\text{m}$ ,  $\Gamma=0.25\text{m}$  et  $H_f=0.40\text{m}$ . (e) Flotteur 8,  $l=0.15\text{m}$ ,  $\Gamma=0.25\text{m}$  et  $H_f=0.40\text{m}$ .

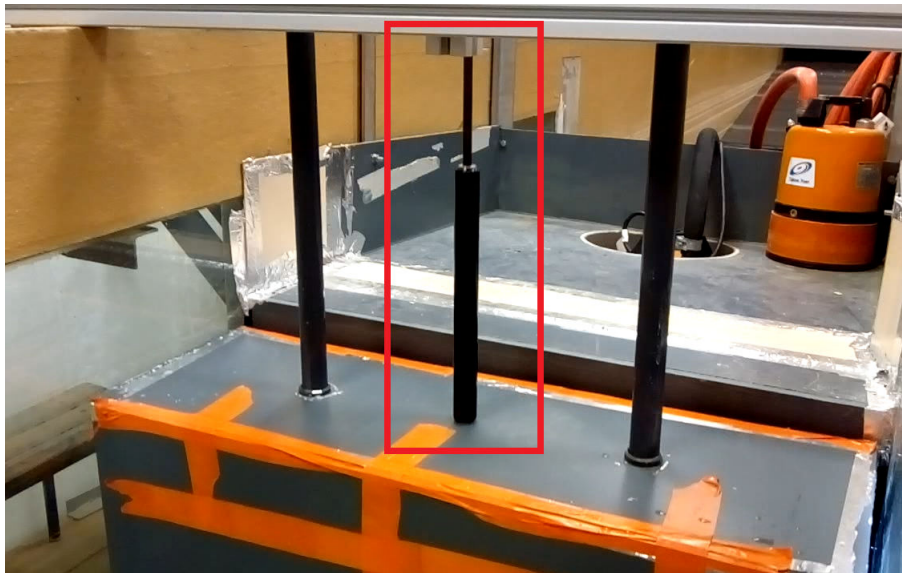


FIGURE 5.8 – Photo de l'installation du vérin sur un flotteur.

## 5.2 Acquisition des données, mesures et analyses

### 5.2.1 Acquisition des données

Afin de réaliser l'étude du comportement du système et des franchissements de digue, différents types de données doivent être acquises.

Des sondes sont installées sur toute la longueur du canal. Les sondes S1 à S8 permettent de mesurer l'amplitude de houle incidente et réfléchi. La sonde  $S_f$  mesure l'amplitude de la houle à proximité du flotteur. Une caméra est installée en face du flotteur afin de mesurer ses déplacements.

### Acquisition par les sondes résistives

L'amplitude de houle est mesurée par 9 sondes résistives, comme présentée sur la figure 5.1. Les sondes S1 à S4 sont les sondes les plus proches du batteur (S4 située à 8.14 m du flotteur), et les sondes S5 à S8 les plus proches du flotteur (S8 située à 2.24 m du flotteur). Les sondes résistives sont reliées à un moniteur de houle où la tension aux bornes des sondes est interprétée en amplitude de houle. Les sondes S1 à S8 sont gérées par le logiciel WaveData de HR Wallingford. Une photo des sondes S5 à S8 est donnée figure 5.9. L'amplitude de la houle incidente et réfléchie est déterminée par la méthode de MANSARD et FUNKE [68] avec les 4 sondes S5 à S8.

La comparaison des signaux issus des sondes S1 à S4 d'une part et S5 à S8 d'autre part permet d'estimer l'atténuation de la houle au cours de sa propagation. L'amplitude de houle incidente s'atténue de 32% sur une distance de 10 m pour les cas où l'amplitude de houle est maximale et la période minimale (par exemple pour  $T = 0.65$  s et  $a_i/h = 0.078$ ). Pour la majorité des essais, l'amplitude de houle incidente s'atténue de maximum 5% sur une distance de 10 m. En comparaison, pour une période de houle de  $T = 3.35$  s, l'amplitude de houle incidente est atténuée de 1% ( $a_i/h = 4.16 \times 10^{-2}$ ).

Les sondes sont calibrées tous les jours, et pour chaque profondeur d'eau  $h$  testée. Selon la période de houle, la fréquence d'acquisition des sondes est située entre 18Hz et 38Hz, soit 30 points par période minimum (et le nombre total de points une puissance de 2).

Une sonde résistive  $S_f$  est aussi ajoutée à une distance du flotteur comprise entre 1 cm et 25 cm pour estimer le déphasage entre la houle et le flotteur. L'acquisition de cette sonde est synchronisée avec l'acquisition de la caméra grâce à un boîtier de synchronisation. Le logiciel Labview gère l'acquisition des données et l'enregistrement dans un fichier texte. Pour l'ensemble des tests, la fréquence d'acquisition de la sonde est de 20Hz. La mesure de la sonde  $S_f$  contient toutes les composantes de houle : incidente et réfléchie.

Pour l'ensemble des sondes, la précision de la mesure est de l'ordre du millimètre. Ainsi pour l'ensemble des hauteurs de houles testées, l'incertitude maximale est de 2%.

### Acquisition par la caméra

Le mouvement du flotteur sous l'action de la houle est enregistré par une caméra CCD BASLER Aca2040 dont la fréquence d'acquisition est fixée à la même valeur que celle de la sonde  $S_f$  : 20Hz, ce qui représente entre 23 et 67 images par période de houle selon les essais. Les images sont exportées grâce au logiciel HIRIS R&D Vision. La résolution de la caméra est de 2k x 2k pixels. Afin de limiter la quantité de données exportées et sauvegardées, les images fournies par la caméra sont réduites aux dimensions verticales du flotteur. La face du flotteur filmée par la caméra a été peinte en noir, et un repère blanc de forme circulaire y a été ajouté. Selon la position de la caméra et les dimensions du flotteur, la résolution de la caméra est située entre 0.133 et 0.167 mm/px.

### Mesures de franchissements

La mesure des franchissements consiste à quantifier le volume d'eau passant au dessus de la digue. L'eau passant au dessus de la digue est récupérée dans un bac et est renvoyée en continu dans

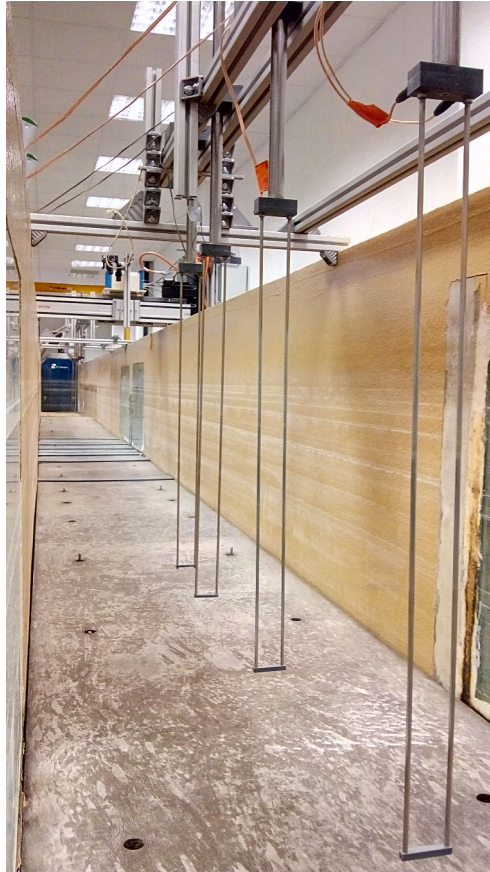


FIGURE 5.9 – Photo des sondes

le canal grâce à deux pompes de manière à garder une quantité d'eau constante dans le canal. Des capteurs volumétriques sont installés en sortie de pompe et permettent de mesurer le volume d'eau total pendant un cycle de 300 vagues. Le débit maximal des deux pompes est de 110 l/min. La mesure de l'impact du flotteur sur les franchissements de houle nécessite deux essais. Dans le premier, le flotteur est présent. Dans le second, le flotteur est retiré. Le volume mesuré pour chaque cas est respectivement noté  $\mathcal{V}_{\text{avec flotteur}}$  et  $\mathcal{V}_{\text{sans flotteur}}$  pour les mesures avec et sans flotteur. Considérons  $\Delta\mathcal{V}$  comme étant le ratio du volume d'eau passant la digue avec et sans flotteur, décrit par l'équation 5.1. Ainsi lorsque le flotteur contribue à une réduction des franchissements,  $\Delta\mathcal{V} < 1$ .

$$\Delta\mathcal{V} = \frac{\mathcal{V}_{\text{avec flotteur}}}{\mathcal{V}_{\text{sans flotteur}}} \quad (5.1)$$

Une photo du dispositif est donnée figure 5.10.

### 5.2.2 Traitement des mesures

Le logiciel Matlab est utilisé pour effectuer le traitement des mesures. Un total de 3 codes est réalisé. Le premier détermine le mouvement de flotteur en traitant les images de la caméra. Le second résout l'amplitude de la houle relevée par la sonde flotteur  $S_f$  et enfin le dernier calcule les amplitudes incidente et réfléchie par la méthode de MANSARD et FUNKE [68] pour les sondes S5 à S8.





FIGURE 5.10 – Photo du bac de récupération et des pompes permettant la mesure des franchissements de houle

### Traitement du mouvement du flotteur et de la sonde $S_f$

Le mouvement du flotteur est enregistré sous forme d'une combinaison d'images. Chaque image est traitée par le code Matlab. On utilise une image de référence (prise lorsque le flotteur est immobile dans une eau calme) afin d'obtenir la calibration. Le traitement d'image est ensuite réalisé. Dans un premier temps, on binarise les images afin de faire apparaître clairement le cercle blanc servant de repère. Ici, seules les coordonnées selon l'axe  $(0, z)$  nous intéressent. La Toolbox Image Processing de Matlab permet ensuite de repérer la position du centre du cercle. Cette position est notée  $z$ . Une fois toutes les images traitées, on trace la position du flotteur  $z$  en fonction du temps. La Figure 5.11(a) représente l'évolution de la position du flotteur. Sur l'ensemble des essais, le déplacement du flotteur en  $x$  varie au maximum de  $2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  (jeu) pour les plus petites périodes de houle. L'amplitude du flotteur et de la sonde  $S_f$  sont moyennées sur 2 périodes et un exemple est tracé dans la Figure 5.11(b). L'amplitude du flotteur et de la sonde sont établies au bout de 15 secondes, soit 9 périodes dans cet exemple où la période de houle vaut  $T = 1.68 \text{ s}$ .

L'incertitude des résultats sur le mouvement du flotteur est caractérisée par la qualité du traitement réalisé sous Matlab. L'erreur faite sur le comportement du flotteur n'excède pas 1 mm, correspondant à une incertitude maximale de 3 % sur l'ensemble des essais.

La période de résonance du flotteur est définie par la période où l'amplitude du mouvement du flotteur est maximale. Cette période de résonance d'un flotteur a été calculée par deux méthodes. La première est expérimentale et consiste à donner une impulsion au flotteur dans une eau calme. La période de réponse du flotteur à cette impulsion est notée  $T_0$ . Cette méthode est illustrée par la Figure 5.12, où  $T_0 = 0.9 \text{ s}$ . Une seconde méthode consiste à calculer le rapport  $a_f / (a_i + a_r)$  pour différentes périodes de houle, où  $a_f$  représente l'amplitude du mouvement du flotteur. La période de résonance du flotteur notée  $T_0$  correspond à la période à laquelle le rapport  $a_f / (a_i + a_r)$  est maximal.

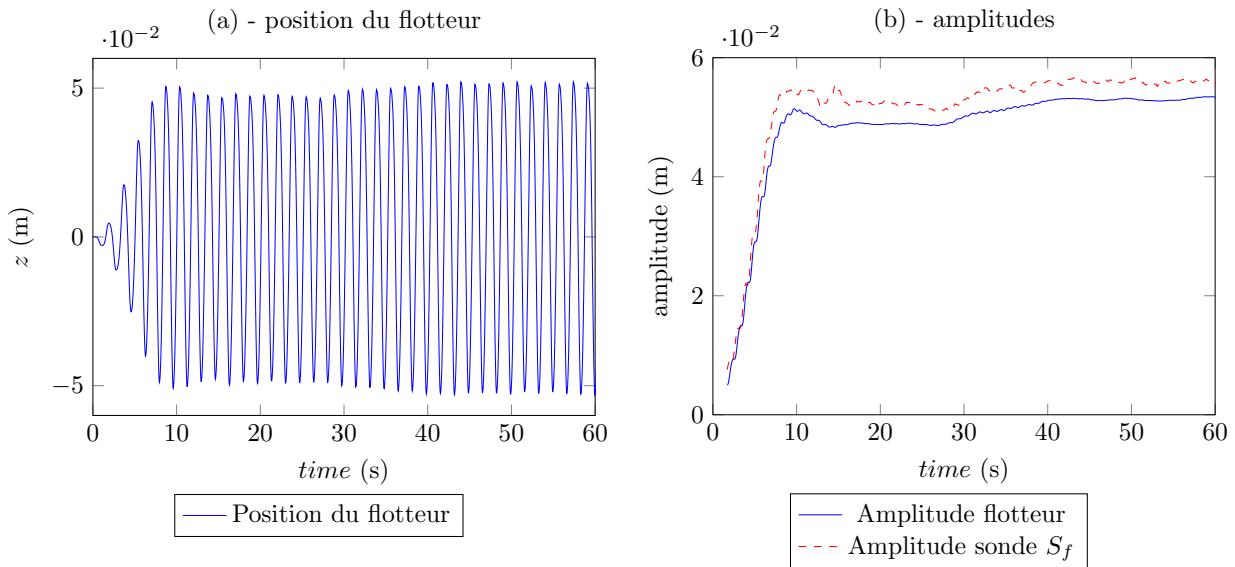


FIGURE 5.11 – (a) Position du flotteur. (b) amplitude moyenne sur deux périodes du flotteur et de la houle au niveau de la sonde  $S_f$ .

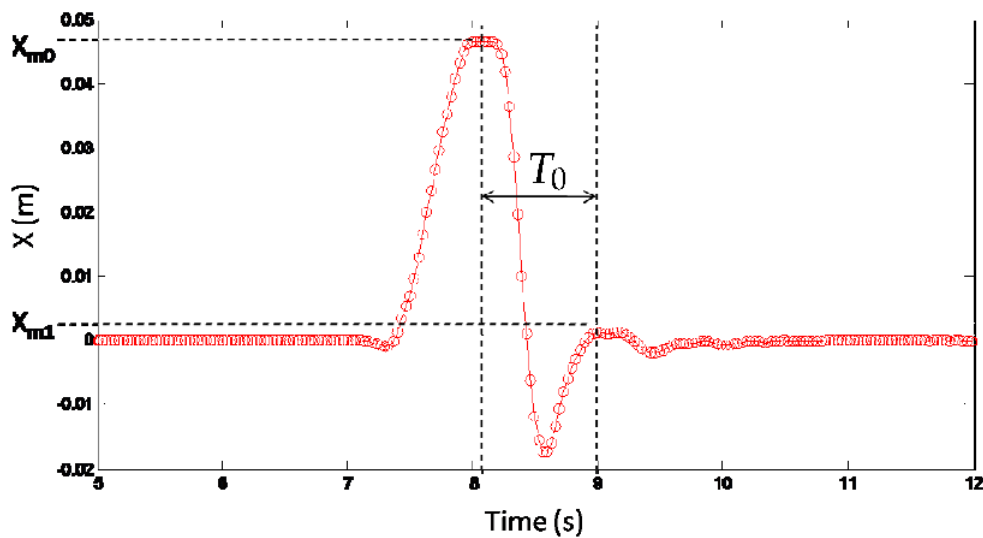


FIGURE 5.12 – Mesure manuelle de la période de résonance du flotteur  $T_0$ .

L'intolérance sur  $T_0$  entre les deux méthodes a été quantifiée sur différents flotteurs (où  $\Gamma = 0.05 m$ ,  $0.10 m$ ,  $0.15 m$  et  $0.25 m$ ). Cette intolérance relative vaut 10 % au maximum. Par la suite, la deuxième méthode de calcul de la période de résonance  $T_0$  est utilisée sur les modèles expérimental et numérique.

### Calibration des vérins

On note  $A$  le vérin réglé sur la plus faible résistance et  $B$  sur la plus forte. La calibration des deux vérins hydrauliques s'effectue grâce à une table de calibration. Cette dernière est composée d'un

capteur de force et d'un vérin électrique commandé par ordinateur (Figure 5.13). La calibration a été réalisée à l'Ifremer de Boulogne-sur-Mer.

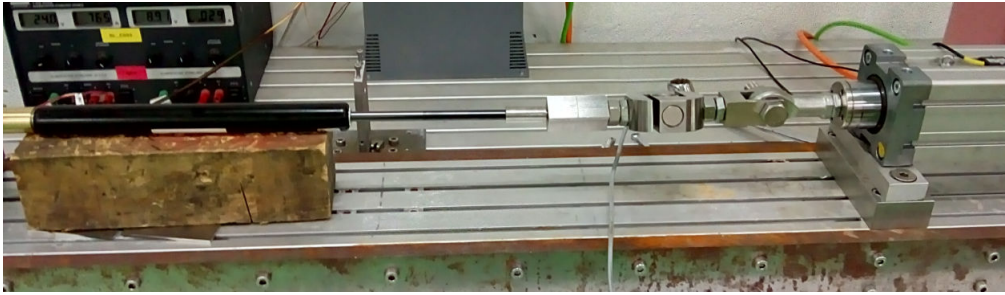


FIGURE 5.13 – Photo de la Table de calibration des vérins utilisée à l'Ifremer de Boulogne-sur-Mer.

Depuis l'ordinateur, une vitesse correspondant à celle du flotteur  $z$  est imposée à une extrémité du vérin hydraulique. La mesure de force  $F_{PTO}$  récupérée par le capteur permet d'évaluer la valeur du coefficient de PTO  $B_{PTO}$  telle que décrite dans l'équation 3.24. La Figure 5.14 représente la force en fonction de la vitesse de déplacement du vérin  $F_{PTO}(\dot{z})$ . La gamme de vitesse du flotteur est comprise entre 16mm/s et 160mm/s.

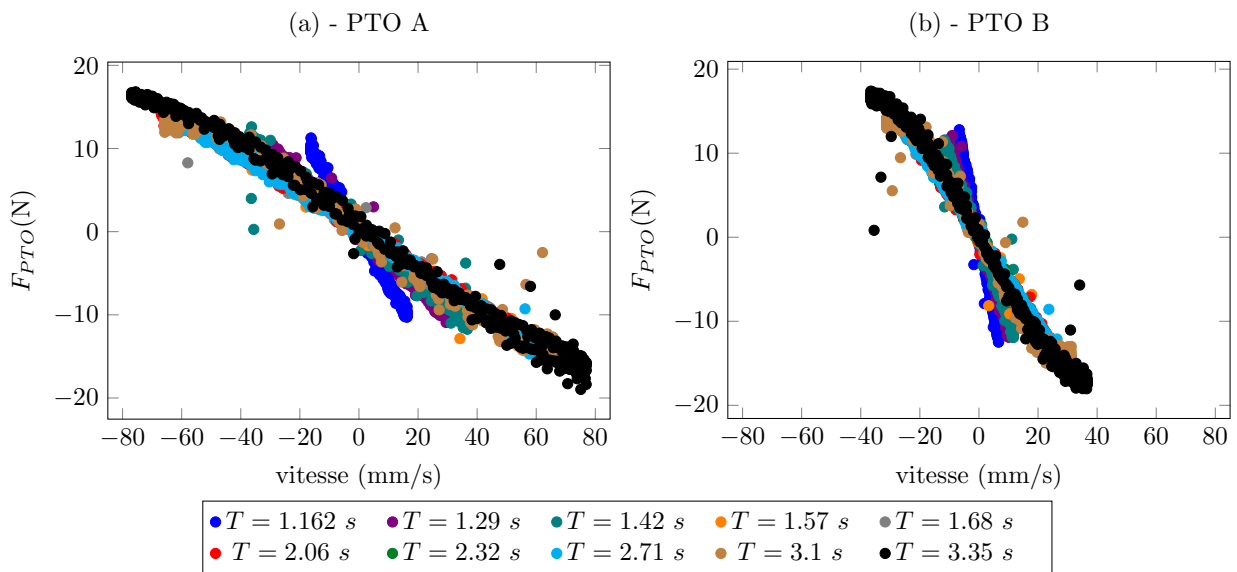


FIGURE 5.14 – Courbes de calibrations des vérins A et B

La Figure 5.14 montre que les deux vérins fonctionnent dans leur cycle linéaire. En effet, les pertes par hystérésis observées pour les différentes périodes de houle sont négligeables. Il est également constaté sur la Figure 5.14 que le coefficient directeur de la courbe  $F_{PTO}(\dot{z})$  est plus important lorsque  $T$  est petit, soit pour des vitesses de déplacement plus importantes. Ce résultat se traduit par une augmentation du coefficient  $B_{PTO}$  pour de faibles périodes de houle  $T$  (Figure 5.15). Lorsque  $T$  augmente, la valeur de  $B_{PTO}$  diminue progressivement jusqu'à une valeur constante. Les valeurs de  $B_{PTO}$  ainsi obtenues sont utilisées lors de la comparaison du modèle expérimental au modèle analytique en houle régulière. Pour la houle irrégulière, la force  $F_{PTO}$  est directement utilisée. La puissance est également calculée à partir de la force  $F_{PTO}$ .

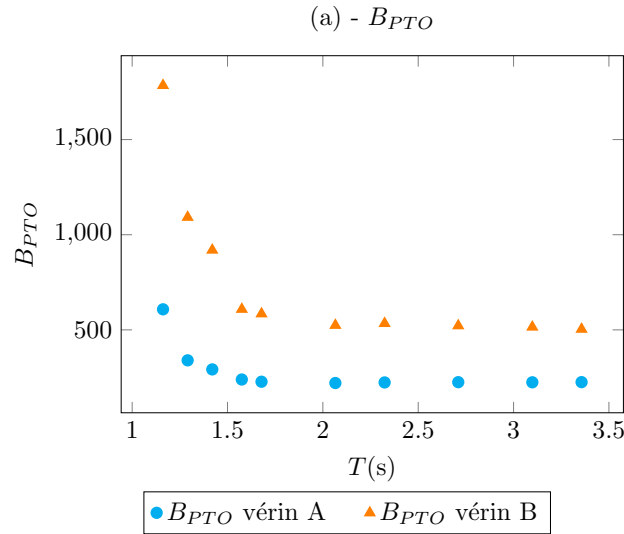


FIGURE 5.15 – Valeurs du  $B_{PTO}$  pour les vérins A et B aux différentes périodes de houles testées

### Traitement des sondes $S_5$ à $S_8$

On souhaite obtenir des sondes  $S_5$  à  $S_8$  des informations sur l'amplitude de houle incidente et réfléchiée. Pour cela, on utilise la méthode de calcul développée par MANSARD et FUNKE [68].

D'après la transformée de Fourier discrète (FFT), l'amplitude de houle des signaux enregistrés par les sondes est calculée. L'équation 5.2 exprime la transformée de Fourier  $\hat{S}_x$  du signal  $s_x$  fourni par la sonde  $S_x$ . La phase  $\phi_x$  du signal lié à la sonde  $S_x$  est définie par l'équation 5.3. Enfin  $\mathcal{P}_x$  représente la densité spectrale de puissance du signal (Équation 5.4), où  $M$  représente le nombre de points acquis durant un essai. La notation  $\hat{S}$  désigne le signal fréquentiel discret.

$$\hat{S}_x = \sum_{m=0}^{M-1} s_x(m) e^{-2i\pi x \frac{m}{M}} \quad (5.2)$$

$$\phi_x = \arg(\hat{S}_x) \quad (5.3)$$

$$\mathcal{P}_x = \frac{|\hat{S}_x|^2}{(M-1)^2} \quad (5.4)$$

L'amplitude du signal récupéré  $a_x$  par la sonde  $S_x$  est alors donnée par l'équation 5.5, avec  $\mathcal{P}_x$  la densité spectrale de puissance définie par l'équation 5.4.

$$a_x = 2\sqrt{\mathcal{P}_x} \quad (5.5)$$

Les amplitudes de houle incidente et réfléchiée sont obtenues grâce aux 4 sondes par les équations 5.6 à 5.9,  $n$  représente le nombre de sondes choisi,  $a_x$  représente l'amplitude de houle de la

sonde  $S_x$  et  $d_x$  la distance entre la sonde  $S_x$  et la sonde  $S_5$ .

$$q_1 = \sum_{x=1}^{n=4} a_x e^{i\phi_x} e^{ikd_x} \quad (5.6)$$

$$q_2 = \sum_{x=1}^{n=4} a_x e^{-i\phi_x} e^{-ikd_x} \quad (5.7)$$

$$q_3 = \sum_{x=1}^{n=4} e^{-2ikd_x} \quad (5.8)$$

$$q_4 = \sum_{x=1}^{n=4} e^{2ikd_x} \quad (5.9)$$

Les amplitudes de houle incidente  $a_i$  et réfléchie  $a_r$  sont ensuite exprimées respectivement d'après les Équations 5.10 et 5.11.

$$a_i = \left| \frac{4q_1 - q_2q_4}{4^2 - q_3q_4} \right| \quad (5.10)$$

$$a_r = \left| \frac{4q_2 - q_1q_3}{4^2 - q_3q_4} \right| \quad (5.11)$$

Une fois les calculs d'amplitudes terminés, on calcule le coefficient de réflexion  $C_r$  tel que présenté dans l'Équation 5.12.

$$C_r = \frac{a_r}{a_i} \quad (5.12)$$

L'amplitude des signaux des sondes  $S_5$  à  $S_8$  sont données par la Figure 5.16(a). Le spectre de l'ensemble des signaux est également tracé sur la Figure 5.16(b). L'ensemble des résultats pour les sondes  $S_5$  à  $S_8$  est donné à l'échelle maquette (Figure 5.16).

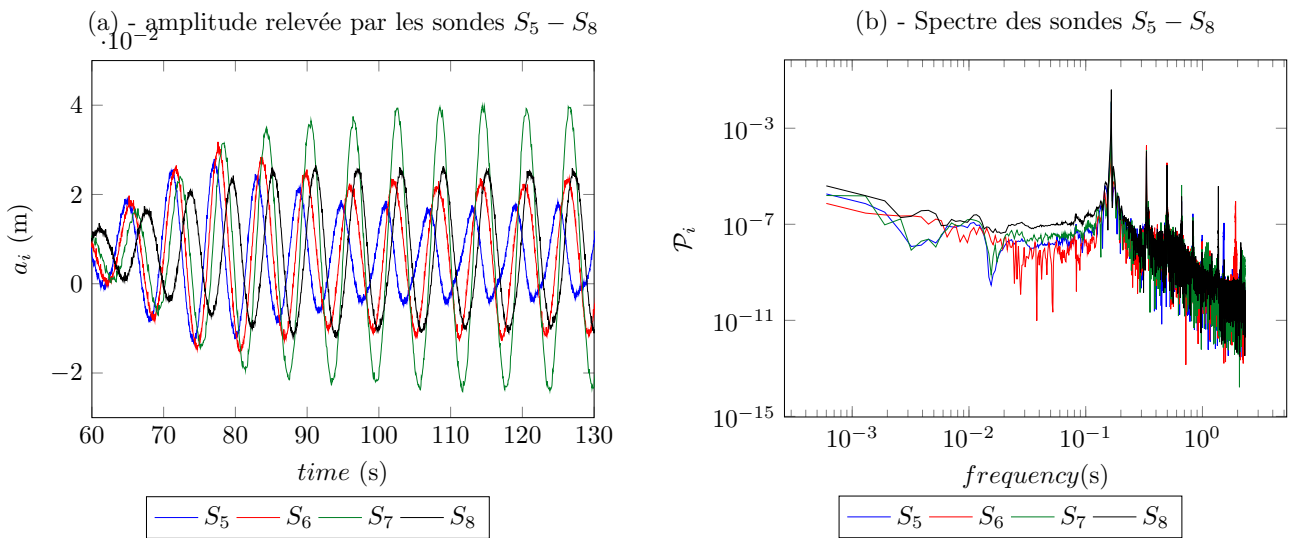


FIGURE 5.16 – (a) Amplitudes de houle relevées par les sondes  $S_5$  à  $S_8$  (en  $10^{-2}$ ). (b) Spectre des sondes  $S_5$  à  $S_8$  en échelle log.  $T = 1.42$  s

### 5.3 Répétabilité des essais

Afin de vérifier la répétabilité des essais, des mesures spécifiques ont été réalisées. Dans un premier temps, l'erreur faite sur le mouvement du flotteur a été estimée. Deux tests ont été réalisés dans des conditions identiques avec le flotteur 1. Le dégagement  $D$  est de 0.1m, la profondeur d'eau  $h$  est de 0.6m et la période de houle  $T$  est de 1.29s. Le temps de mesure est fixé à 300 vagues. L'amplitude du mouvement a été mesurée et une erreur relative de 0.2% est obtenue en comparant les deux cas.

Une deuxième série de tests a été réalisée pour évaluer la répétabilité des franchissements de digue. Durant ces essais, le volume de franchissements avec flotteur est mesuré. D'abord un test a été reproduit deux fois avec des paramètres identiques. L'erreur relative maximale sur le volume de franchissements mesuré est inférieure à 6%. Dans un second cas, un essai a été reproduit trois fois, avec différents nombres de vagues pour chaque essai (280, 180 et 135 vagues). Dans ce cas, l'erreur relative maximale sur le volume mesuré est inférieure à 2.5%.

### 5.4 Définition des paramètres adimensionnels et des conditions de tests pour les trois modèles

#### Liste des flotteurs pour les trois modèles

Ce paragraphe résume les conditions testées pour les différents flotteurs et les modèles correspondants. Dans la Table 5.4 est donné l'ensemble des dimensions des flotteurs utilisés ainsi que le modèle utilisé et les résultats obtenus. Les grandeurs issues des essais sont l'amplitude du mouvement du flotteur, les coefficients de radiation et la mesure de franchissements de digue, respectivement notées  $a_f$ ,  $F_R$  et  $\Delta\mathcal{V}$ .

Flotteur	$\Gamma$ (m)	$H_f$ (m)	$2l$ (m)	Résultat	Ana.	Num.	Exp.
1	0.05	0.20	0.10	$a_f, F_R, \Delta\mathcal{V}$	X	X	X
2	0.10	0.25	0.10	$a_f$	X	X	
3	0.15	0.25	0.10	$a_f$	X	X	
4	0.15	0.40	0.30	$a_f, F_{PTO}$	X		X
5	0.20	0.40	0.10	$a_f$	X	X	
6	0.25	0.40	0.10	$a_f, F_R, \Delta\mathcal{V}, F_{PTO}$	X	X	X
7	0.25	0.40	0.20	$F_R$	X	X	
8	0.25	0.40	0.30	$a_f, F_R, \Delta\mathcal{V}$	X	X	X
9	0.25	0.40	0.40	$F_R$	X	X	
10	0.25	0.30	0.10	$a_f, \Delta\mathcal{V}$	X		X

TABLE 5.4 – Liste des flotteurs et des résultats extraits

Un total de 1274 tests a été réalisé, dont 394 tests expérimentaux, 243 tests numériques et 637 tests analytiques. Le détail des tests effectués est donné ci-après :

- Numérique pour les coefficients de radiation : 172 tests
- Numérique pour le mouvement du flotteur : 71 tests

- Expérimental pour le mouvement du flotteur et franchissements : 215 tests
- Expérimental pour le mouvement du flotteur seulement : 79 tests
- Expérimental pour le mouvement du flotteur avec PTO : 100 tests dont 17 en houle irrégulière

### Nombres adimensionnels

Le système est défini par 7 données d'entrée :  $l$  la demi largeur du flotteur,  $\Gamma$  le tirant d'eau,  $h$  la profondeur d'eau,  $T$  la période de houle,  $a_i$  l'amplitude de houle incidente,  $D$  le dégagement et  $R_c$  la revanche de la digue. Les paramètres du fluide sont également définis, à savoir :  $\rho$  sa masse volumique,  $\nu$  sa viscosité cinématique, et  $V$  sa vitesse caractéristique. L'accélération de gravité est notée  $g$ . Les données de sortie qui permettent de caractériser le comportement du système sont : les forces qui s'exercent sur le flotteur, l'amplitude du mouvement du flotteur  $a_f$ , le coefficient de réflexion de la houle  $C_r$ , et le volume d'eau franchissant la digue  $\mathcal{V}$ . Les nombres de Reynolds  $\mathcal{R}_e$  et de Froude  $F_r$  sont également définis tels que  $\mathcal{R}_e = VD/\nu$  et  $F_r = V/\sqrt{gD}$ . Les paramètres sont caractérisés par deux types d'unité : l'unité métrique  $m$  et l'unité temporelle  $s$ . Cinq nombres adimensionnels sont alors définis :  $\Gamma/l$  représente le rapport d'aspect,  $a_i/h$  caractérise la non linéarité de la houle,  $kh$  représente la dispersion de houle (avec  $k = 2\pi/\lambda$ ), puis  $kD$  représente l'effet du dégagement et enfin  $R_c/D$  représente l'effet de la revanche de la digue.

Le comportement du flotteur est décrit en fonction des nombres adimensionnels donnés par l'équation 5.13.

$$\frac{a_f}{a_i} = f\left(\frac{\Gamma}{l}, \frac{a_i}{h}, kh, kD, \frac{T}{T_0}\right) \quad (5.13)$$

Il est clair que le rapport d'aspect, le paramètre non linéaire et la dispersion de la houle influencent le comportement du flotteur. De plus, une interaction entre la digue et le flotteur existe, ce qui nécessite de prendre en compte l'effet du dégagement. Afin d'évaluer le comportement d'un flotteur de manière adimensionnelle, le comportement de ce dernier est tracé selon  $T/T_0$ . Trois régimes sont alors définis : lorsque  $T/T_0 < 1$ , le régime est défini comme pré-résonant. Lorsque  $T/T_0 > 1$ , le régime est post-résonant. Le régime de résonance est atteint lorsque  $T = T_0$ . Dans les cas où la houle ne franchit pas la digue, la revanche n'intervient pas sur le comportement du flotteur.

Les franchissements dépendent de la période de houle, du dégagement mais aussi de la revanche de la digue (5.14).

$$\Delta\mathcal{V} = f\left(\frac{T}{T_0}, kD, \frac{R_c}{D}\right) \quad (5.14)$$

### Conditions de tests du comportement du flotteur

La Table 5.5 décrit les essais effectués avec les trois modèles afin de mesurer le comportement du flotteur en fonction des nombres adimensionnels correspondants. Les coefficients de radiation ont été obtenus grâce à ANSYS Fluent, puis comparés à ceux obtenus avec le modèle analytique. Les conditions de houle utilisées sont présentées dans la Table 5.5.

Flotteur	$\Gamma/l$	$kD$	$kh$	$a_i/h$
1	1.0	$[8.85 \times 10^{-3} - 9.66 \times 10^{-2}]$	[0.18 - 5.80]	[0.042 - 0.30]
2	2.0	$[1.01 \times 10^{-2} - 9.37 \times 10^{-2}]$	[0.61 - 5.63]	0.042
3	3.0	$[9.97 \times 10^{-3} - 7.39 \times 10^{-2}]$	[0.60 - 4.44]	0.042
4	1.0	$[1.21 \times 10^{-2} - 2.18 \times 10^{-2}]$	[0.48 - 1.31]	[0.14 - 0.21]
5	4.0	$[8.73 \times 10^{-3} - 4.83 \times 10^{-2}]$	[0.52 - 2.90]	0.042
6	5.0	$[8.06 \times 10^{-3} - 3.14 \times 10^{-2}]$	[0.48 - 1.89]	0.042, 0.083
8	1.7	$[6.9 \times 10^{-3} - 7.8 \times 10^{-1}]$	[0.48 - 1.89]	0.03, 0.17
10	5.0	$[6.9 \times 10^{-3} - 7.8 \times 10^{-1}]$	[0.48 - 1.89]	0.02, 0.083

TABLE 5.5 – Conditions de tests pour la mesure du comportement du flotteur

### Conditions de tests des franchissements

La Table 5.6 décrit l'ensemble des tests effectués pour la mesure des franchissements de digue. Afin de mesurer l'impact du flotteur sur les franchissements de digue, toutes les conditions de houle sont testées une fois sans flotteur. La valeur de franchissement ainsi obtenue est prise comme référence.

Flotteur	$\Gamma(m)$	$H_f(m)$	$2l(m)$	$D(m)$	$T(s)$	$T_0$ (s)	$D/\lambda$	$T/T_0$	$R_c/D$	
1	0.05	0.20	0.10	0.005, 0.01, 0.05, 0.10	0.65, 1.03, 1.42, 2.32	0.77, 1.16, 1.67, 2.06, 2.32	-, 1.2, 1.2, 1.2	$[1.4 \times 10^{-3} - 1.5 \times 10^{-2}]$	[0.86 - 1.86]	- 14, 7, 1.4, 0.7, 0.28
6	0.25	0.40	0.10	0.005, 0.01, 0.05, 0.10, 0.25	1.16, 1.57, 2.32, 3.61, 3.87	1.29, 1.67, 3.10, 3.35, 3.87	1.7, 1.7, 1.6, 1.4, 1.3	$[8.6 \times 10^{-5} - 0.12]$	[0.94 - 2.73]	- 14, 7, 1.4, 0.7, 0.28
8	0.25	0.40	0.30	0.01, 0.05, 0.10, 0.25	1.16, 1.57, 2.32, 3.61, 3.87	1.29, 1.67, 3.10, 3.35, 3.87	3.1, 3.1, 3.1, 3.1	$[1 \times 10^{-3} - 0.12]$	[0.74 - 2.76]	- 14, 7, 1.4, 0.7, 0.28
10	0.25	0.30	0.10	0.01, 0.05, 0.10, 0.25	1.16, 1.57, 2.32, 3.61, 3.87	1.29, 1.67, 3.10, 3.35, 3.87	3.1, 3.1, 3.1, 3.1	$[1 \times 10^{-3} - 0.12]$	[0.56 - 1.88]	- 14, 7, 1.4, 0.7, 0.28

TABLE 5.6 – Flotteurs et conditions de houle testées





## 6 Interaction digue-flotteur : étude du comportement du flotteur

Le comportement d'un flotteur oscillant à proximité d'une digue est étudié en comparant les trois modèles précédemment présentés. Dans un premier temps, le flotteur oscillant n'est pas équipée d'un système de récupération d'énergie. Les résultats obtenus sans PTO mettent en avant l'interaction digue-flotteur. Une correction du modèle analytique est présentée et il apparaît que le tirant d'eau est la dimension impactant le plus le comportement du flotteur. Le comportement du flotteur oscillant avec PTO est ensuite présenté. Ces résultats sont obtenus par des essais en canal, comparés aux résultats analytiques.

### 6.1 Résultats sans PTO : comparaison des trois modèles

Pour la comparaison des trois modèles, une pulsation de référence  $\omega_0$  est définie pour chaque flotteur. Cette pulsation correspond à la période de résonance mesurée pendant les essais expérimentaux (ou calculée avec le modèle numérique quand aucun essai expérimental n'a été réalisé). La pulsation de résonance est définie comme étant la pulsation correspondant à l'amplitude maximale du flotteur. Les résultats sont obtenus à partir des modèles analytique, numérique et expérimental présentés dans les parties 3, 4 et 5 respectivement.

Pour comparer les trois modèles, trois flotteurs (2, 3 et 5) ont été testés avec le modèle numérique et analytique en supplément aux flotteurs 1 et 6 testés expérimentalement. Les flotteurs 2, 3 et 5 ont la même largeur que le flotteur 1 et 6, i.e.  $2l = 0.1\text{m}$ . En revanche, le tirant d'eau  $\Gamma$  et la hauteur totale  $H_f$  ont été modifiés. Dans cette partie, le dégagement  $D$  pour les flotteurs 2, 3 et 5 est de  $D = 0.01\text{m}$ , et l'amplitude de houle  $a_i = 0.025\text{m}$ . L'ensemble des conditions de houle et des flotteurs est donné dans les Tables 5.4 et 5.5 de la partie 5.4.

#### 6.1.1 Interaction Digue-Flotteur : impact des dimensions du système sur le comportement du flotteur

##### Impact de la profondeur d'eau

Dans un premier temps, l'amplitude du mouvement du flotteur 1 (de plus petit tirant d'eau) par rapport à l'amplitude de houle incidente et réfléchi est calculée pour différentes profondeurs. Dans la Figure 6.1, l'amplitude du flotteur  $a_f$  est comparée avec l'amplitude de houle incidente  $a_i$  et réfléchi  $a_r$  pour les modèles analytique, numérique et expérimental.

La Figure 6.1 montre que les modèles numérique et expérimental sont en bonne concordance. Il apparaît dans un premier temps que le modèle analytique n'est pas si éloigné des résultats obtenus avec les deux autres modèles. Néanmoins une différence relative persiste. L'amplitude de résonance du flotteur obtenue avec le modèle analytique est plus faible que celle des deux autres modèles. De plus, la résonance du flotteur pour le modèle analytique est obtenue vers  $\omega/\omega_0 \approx 1.2$  (avec  $\omega_0$  la référence expérimentale). Ces deux constatations sont valables pour les différentes profondeurs d'eau évaluées. La différence relative entre la pulsation de résonance analytique et des deux autres modèles est constante pour l'ensemble des cas ( $\approx 17\%$ ). La Figure 6.1 montre que la profondeur d'eau n'a pas un impact majeur sur le comportement du flotteur, ni sur la pertinence du modèle analytique.

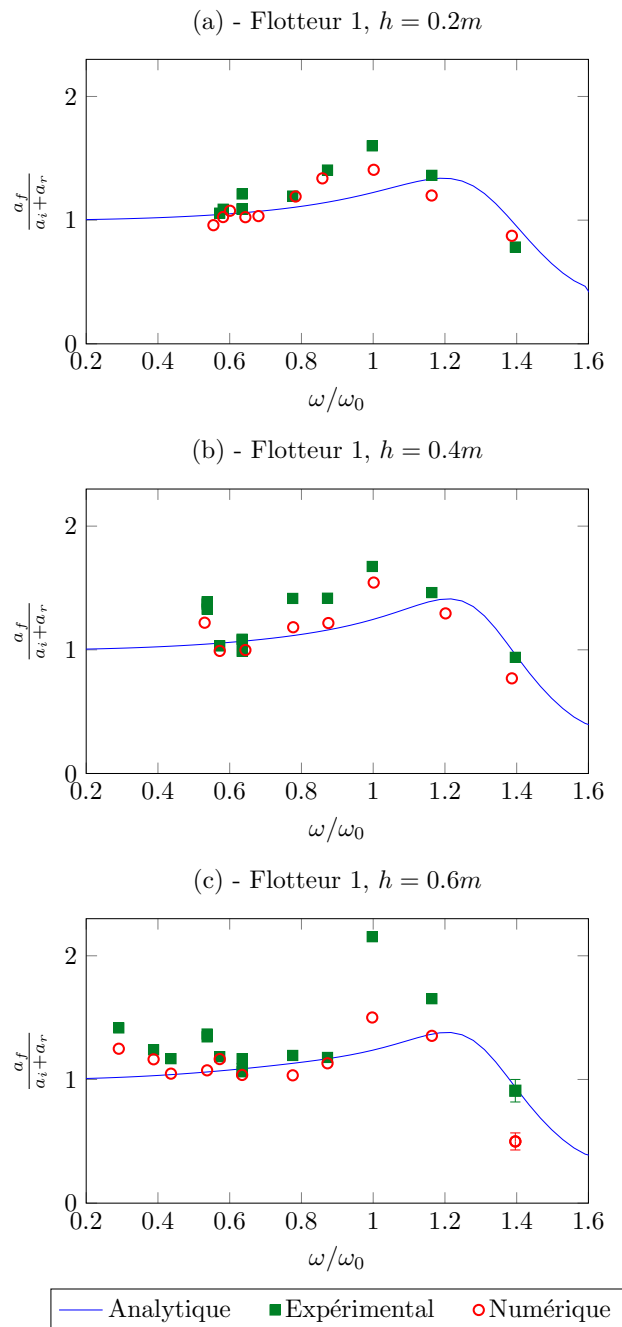


FIGURE 6.1 – Réponse du flotteur 1 pour différentes profondeurs d'eau  $h$ .  $\Gamma = 0.05m$ ,  $D = 0.01m$ .  $\omega_0 = 6.97$  rad/s (échelle modèle). (a)  $h = 0.2m$ ; (b)  $h = 0.4m$ ; (c)  $h = 0.6m$ .

Sur la Figure 6.1(c), le point expérimental situé à  $\omega/\omega_0 = 1$  est très élevé par rapport au résultat obtenu numériquement. En effet, pour cette période ( $T = 0.9s$ ), des modes transverses se forment avec une amplitude supérieure à la consigne d'amplitude de houle initiale.

L'incertitude telle que présentée dans le paragraphe 5.2.2 est représentée sur la Figure 6.1(c) pour un cas (car identiques pour tous les autres).

### Impact du tirant d'eau

Les mouvements de flotteurs avec différents tirants d'eau  $\Gamma$  sont calculés avec les différents modèles. L'amplitude des mouvements des flotteurs est comparée à l'amplitude de houle incidente et réfléchie. Ici, la pulsation de résonance  $\omega_0$  obtenue avec le modèle numérique pour chaque flotteur est utilisée comme pulsation de résonance de référence car l'ensemble des tests n'ont pas été modélisés expérimentalement. La Figure 6.2 (d) montre que les modèles physique et numérique s'accordent bien pour le flotteur 6 (également pour le flotteur 1 de la Figure 6.1). Les flotteurs 2, 3 et 5 n'ont pas été testés expérimentalement.

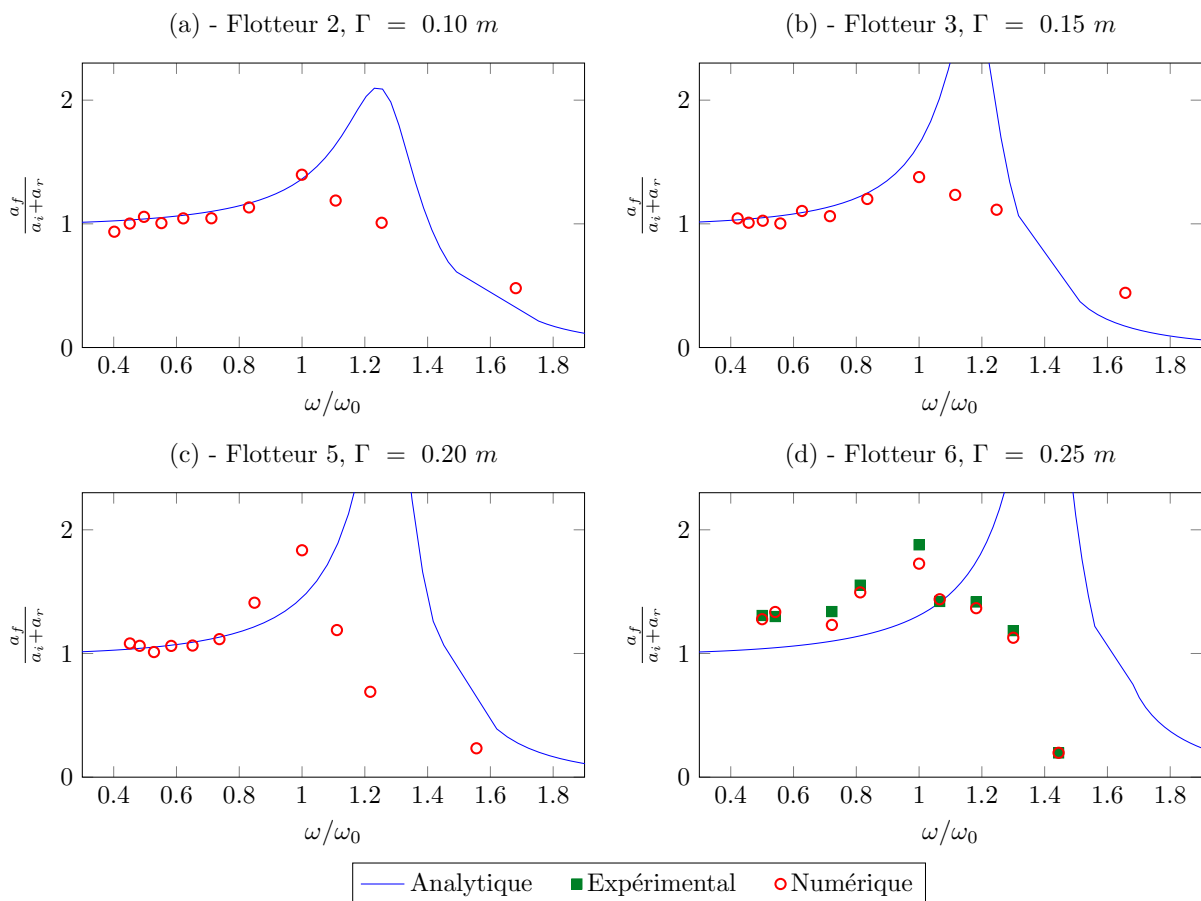


FIGURE 6.2 – Réponses des flotteurs pour différents tirants d'eau  $\Gamma$  (échelle modèle).  $h = 0.6m, D = 0.01m$ . (a)  $\Gamma = 0.10m$  et  $\omega_0 = 5.79 \text{ rad/s}$ ; (b)  $\Gamma = 0.15m$  et  $\omega_0 = 5.41 \text{ rad/s}$ ; (c)  $\Gamma = 0.20 \text{ m}$  et  $\omega_0 = 4.49 \text{ rad/s}$ ; (d)  $\Gamma = 0.25m$  et  $\omega_0 = 3.74 \text{ rad/s}$ .

La Figure 6.2 montre qu'avec le modèle analytique, l'amplitude de résonance et la pulsation de

résonance augmentent avec le tirant d'eau. Il est observé Figure 6.2, que plus le tirant d'eau est important, plus les différences entre les modèles numérique et analytique sont grandes. Ce résultat est observé à la fois pour l'amplitude et la pulsation de résonance. Pour comprendre l'origine de cette différence entre des petits et des grands tirants d'eau, la vorticité a été calculée numériquement pour les flotteurs 1, 3 et 6 et est montrée dans les Figures 6.3 à 6.6 respectivement. La vorticité met en évidence la présence de tourbillons. Le terme  $w_{max}$  représente la vorticité maximale au cœur du tourbillon aux coins du flotteur. La présence d'une forte vorticité entre la digue et le flotteur sera expliquée dans la partie suivante.

Dans un premier temps, les vorticités  $w_{max}$  des flotteurs 1 et 6 sont comparées pour des pulsations adimensionnelles identiques  $\omega/\omega_0 = 0.5$  dans les Figures 6.3 et 6.4. Pour ces pulsations, les deux flotteurs sont suiveurs de houle. Les amplitudes du mouvement des deux flotteurs sont proches ( $a_f = 3.3 \text{ cm}$  pour le flotteur 1 et  $a_f = 3.9 \text{ cm}$  pour le flotteur 6). Pour de faibles valeurs de tirant d'eau ( $\Gamma = 0.05m$ , Figure 6.3), les valeurs de vorticité autour du flotteur sont plus faibles que pour un fort tirant d'eau ( $\Gamma = 0.25m$ , Figure 6.4). En effet, le maximum de vorticité  $w_{max}$  est d'environ  $18.5 \text{ s}^{-1}$  pour  $\Gamma = 0.25 \text{ m}$ , ce qui est 3.5 fois plus grand que pour  $\Gamma = 0.05 \text{ m}$ , où  $w_{max} = 5.2 \text{ s}^{-1}$ . On constate que la présence des effets non-linéaires est principalement due au tirant d'eau.

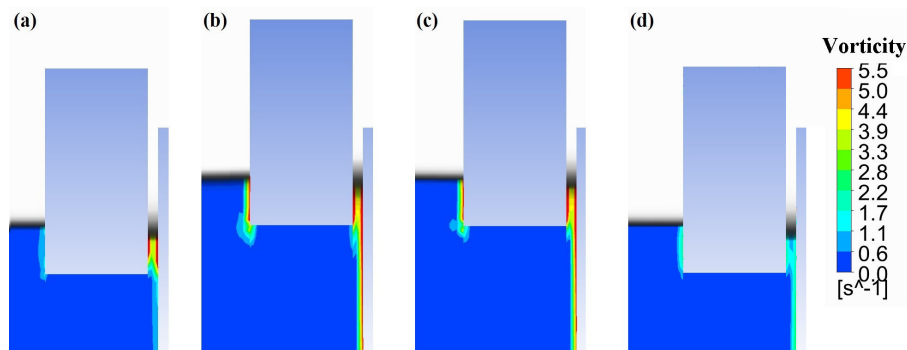


FIGURE 6.3 – Champ de vorticité. Flotteur 1,  $h = 0.6m$ ,  $D = 0.01m$ ,  $A_i = 0.05m$ ,  $T = 1.68s$ ,  $\omega/\omega_0 = 0.5$ ,  $a_f = 3.3 \text{ cm}$  à l'instant = (a)  $t/T = 0$ , (b)  $t/T = 0.30$ , (c)  $t/T = 0.60$ , (d)  $t/T = 0.90$ . Vorticité maximale  $w_{max} = 5.2s^{-1}$  dans le tourbillon.

Dans un second temps, la vorticité aux coins des flotteurs est comparée pour différents tirants d'eau et à  $kh = 1.15$  dans les Figures 6.3, 6.5 et 6.6, respectivement pour  $\Gamma = 0.05 \text{ m}$ ,  $0.15 \text{ m}$  et  $0.25 \text{ m}$ . La comparaison de ces trois figures montre que la vorticité aux coins du flotteur augmente avec le tirant d'eau pour une valeur du paramètre de dispersion  $kh$  fixe. En effet, la vorticité maximale du flotteur 3 ( $\Gamma = 0.15 \text{ m}$ ) est égale à  $w_{max} = 12.8 \text{ s}^{-1}$  ce qui reste plus important que la vorticité du flotteur 1 (où  $\Gamma = 0.05 \text{ m}$ ,  $w_{max} = 5.2 \text{ s}^{-1}$ ) et inférieur à celle du flotteur 6 (où  $\Gamma = 0.25 \text{ m}$ , et  $w_{max} = 16.5 \text{ s}^{-1}$ ).

De plus, la comparaison entre les Figures 6.4 et 6.6 montre que les tourbillons aux coins du flotteur 6 ( $\Gamma = 0.25m$ ) sont plus importants lorsque celui-ci est suiveur de houle, que lors de la résonance. En effet, pour ce flotteur, lorsque  $\omega/\omega_0 = 0.5$  (Figure 6.4), la vorticité maximale au cœur du tourbillon vaut  $w_{max} = 18.5 \text{ s}^{-1}$  et lorsque  $\omega/\omega_0 = 1.0$  (Figure 6.6),  $w_{max} = 16.5 \text{ s}^{-1}$ .

Les différences observées entre le modèle analytique et les modèles numérique et expérimental sont en partie liées à la présence de tourbillons. En effet, les tourbillons présents aux coins des flotteurs représentent une dissipation d'énergie, qui n'est pas prise en compte par le modèle analytique.

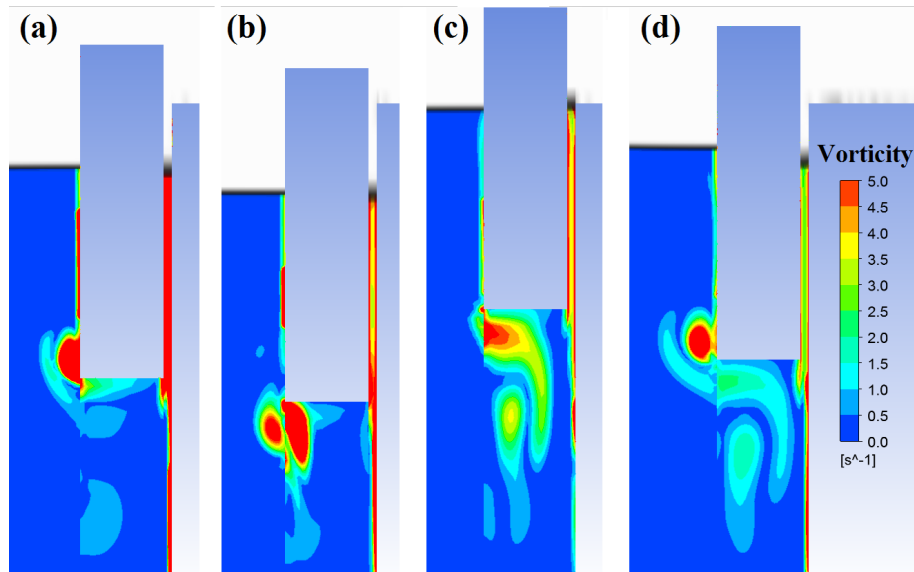


FIGURE 6.4 – Champ de vorticité. Flotteur 6,  $h = 0.6m$ ,  $D = 0.01m$ ,  $A_i = 0.05m$ ,  $T = 3.10s$ ,  $\omega/\omega_0 = 0.5$ ,  $a_f = 3.9\text{ cm}$  à l’instant = (a)  $t/T = 0$ , (b)  $t/T = 0.29$ , (c)  $t/T = 0.58$ , (d)  $t/T = 0.87$ . Vorticité maximale  $w_{max} = 18.5s^{-1}$  dans le tourbillon.

D’après les résultats précédents, il apparaît alors que l’énergie dissipée par le flotteur 6 est plus importante que celle dissipée par le flotteur 1. De plus, la dissipation d’énergie est également induite par de la turbulence en zone (1) entre la digue et le flotteur. La présence de cette turbulence n’est pas non plus prise en compte par le modèle analytique. C’est la raison pour laquelle le modèle analytique est en meilleur concordance avec les modèles numériques et physiques pour le flotteur 1 (ou pour les faibles tirant d’eau). L’étude de l’impact des nombres adimensionnels liés au rapport d’aspect du flotteur  $\Gamma/l$  et au dégagement  $kD$  est justifiée par ces résultats.

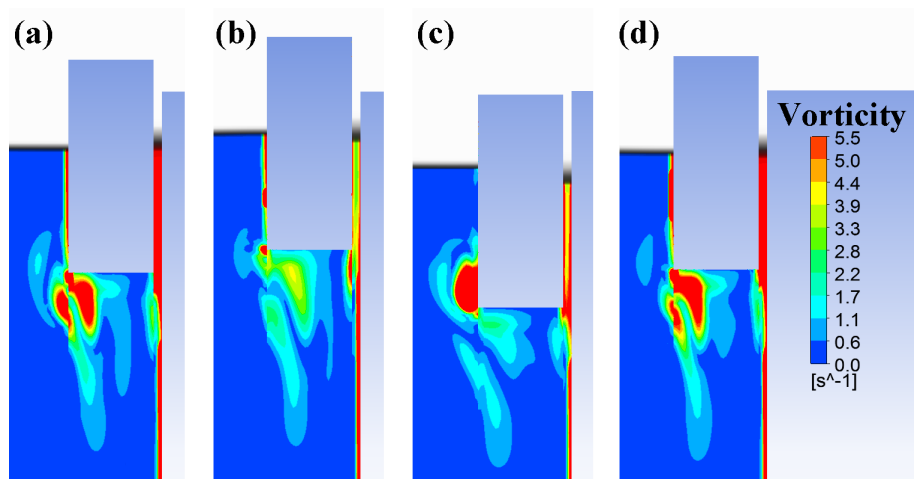


FIGURE 6.5 – Champ de vorticité. Flotteur 3,  $h = 0.6m$ ,  $D = 0.01m$ ,  $A_i = 0.05m$ ,  $T = 1.68s$ ,  $\omega/\omega_0 = 0.7$ ,  $a_f = 2.8\text{ cm}$  à l’instant = (a)  $t/T = 0$ , (b)  $t/T = 0.30$ , (c)  $t/T = 0.60$ , (d)  $t/T = 0.90$ . Vorticité maximale  $w_{max} = 12.8s^{-1}$  dans le tourbillon.

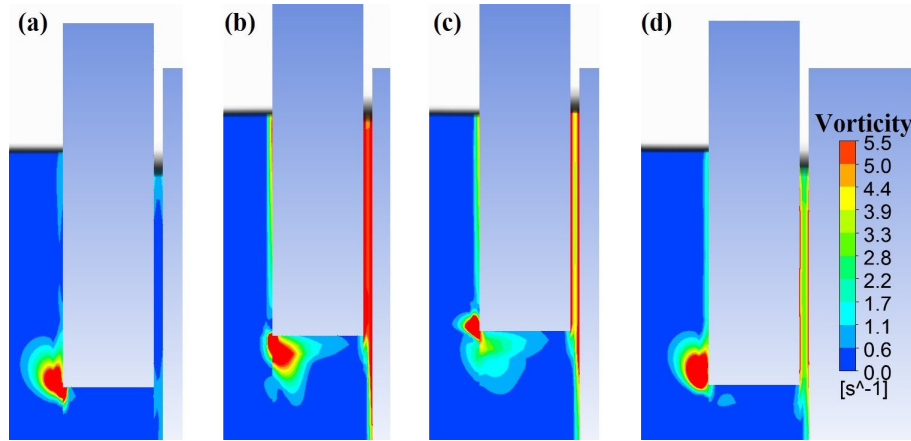


FIGURE 6.6 – Champ de vorticité. Flotteur 6,  $h = 0.6m$ ,  $D = 0.01m$ ,  $A_i = 0.05m$ ,  $T = 1.68s$ ,  $\omega/\omega_0 = 1.0$ ,  $a_f = 5.0\text{ cm}$ , à l’instant = (a)  $t/T = 0$ , (b)  $t/T = 0.30$ , (c)  $t/T = 0.60$ , (d)  $t/T = 0.90$ . Vorticité maximale  $w_{max} = 16.5s^{-1}$  dans le tourbillon.

### Interactions entre la digue et le flotteur

La Figure 6.7 présente l’impact de la digue sur le comportement du flotteur. Les conditions de houle sont les mêmes pour les deux flotteurs étudiés (1 et 6). La profondeur d’eau est fixée à  $h = 0.6m$  et  $D = 0.01m$ . Deux modèles analytiques sont comparés. Le premier prend en compte la présence de la digue, comme présenté Figure 3.1. Le second modèle est sans digue : le flotteur est seulement soumis à une houle incidente (Figure 3.3). Dans la Figure 6.7, des résultats expérimentaux sont également donnés pour les flotteurs 1 et 6 et servent de références pour le mouvement du flotteur.

Le mouvement du flotteur  $a_f$  est comparé à l’amplitude de la houle incidente  $a_i$  (Figure 6.7). La présence de la digue a un impact similaire sur les deux flotteurs : la pulsation de résonance du flotteur est diminuée en présence de la digue. Ce résultat est intéressant car la pulsation de résonance du flotteur est ramenée vers les périodes de houle plus probables sur le site d’application. La diminution de la pulsation de résonance est due à une modification des coefficients hydrodynamiques. L’interaction de la digue avec le flotteur modifie donc son comportement.

Pour analyser ce phénomène, les coefficients hydrodynamiques ont été étudiés, en particulier l’influence de la digue sur la masse ajoutée adimensionnelle qui modifie directement la pulsation de résonance du flotteur. Dans les Figures 6.8(a - c - e) et (b - d - f), les coefficients hydrodynamiques sont tracés pour les flotteurs 1 et 6 respectivement, avec et sans la présence de la digue. La masse ajoutée obtenue avec la présence de la digue est environ une fois et demi plus grande que la masse ajoutée sans digue (Figure 6.8), excepté autour de  $k\Gamma \approx 0.7$  pour le flotteur 1 et  $k\Gamma \approx 0.9$  pour le flotteur 6 où un pic de masse ajoutée apparaît. Des résultats identiques sont obtenus pour l’amortissement  $c_d$  et les forces d’excitation  $f_{ex}$ . Pour des valeurs de  $k\Gamma$  plus élevées, l’effet de l’interaction digue flotteur disparaît, excepté pour la masse ajoutée  $c_m$  où la valeur de la masse ajoutée avec digue est égale à une fois et demi la valeur de la masse ajoutée sans digue. D’après la Figure 6.8, l’amortissement et les forces d’excitation sont identiques avec ou sans la présence de la digue pour  $k\Gamma \geq 0.9$  pour le flotteur 1 et pour  $k\Gamma \geq 1.1$  pour le flotteur 6.

À première vue, il est surprenant d’obtenir une masse ajoutée négative (Figure 6.8(a-b)). En effet, pour les flotteurs 1 et 6, la masse ajoutée  $c_m$  est négative après la présence du pic à  $k\Gamma = 0.7$

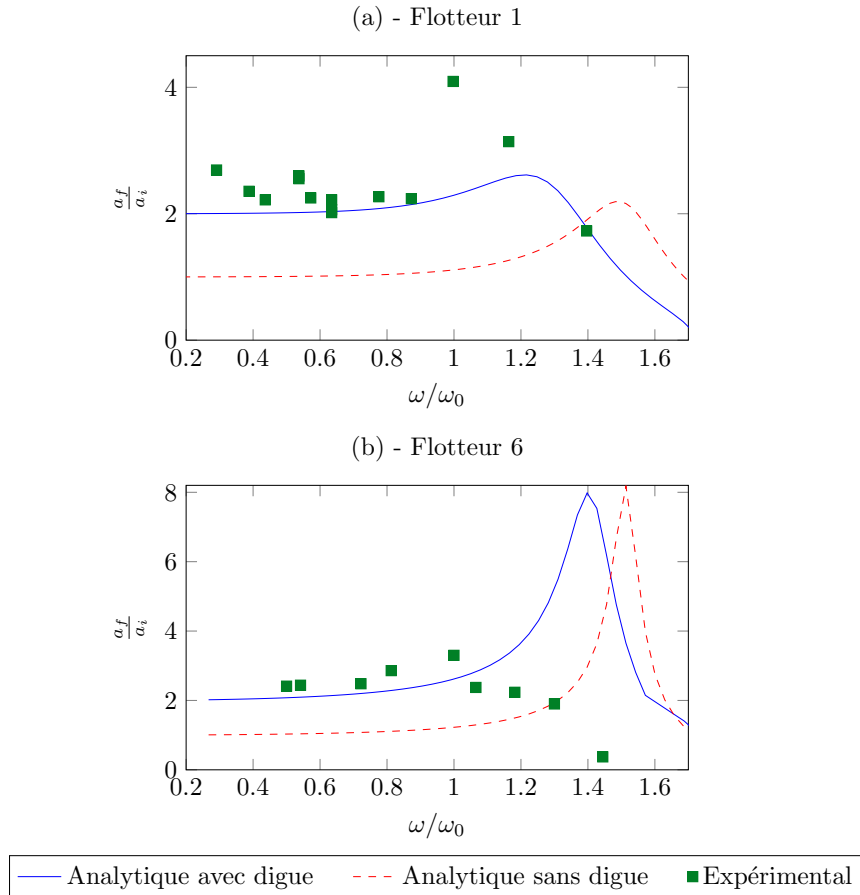


FIGURE 6.7 – Interactions entre la digue et le flotteur - comparaison entre les modèles analytiques avec et sans digue,  $h=0.6m$ ,  $D = 0.01m$ . (a)  $\Gamma = 0.05m$ ; (b)  $\Gamma = 0.25m$

pour le flotteur 1 et à  $k\Gamma = 0.9$  pour le flotteur 6. MCIVER et EVANS [73] expliquent les valeurs de masses ajoutées négatives de manière énergétique dans la zone à proximité du flotteur. NEWMAN, SORTLAND et VINJE [94] démontrent qu'il existe des valeurs de masse ajoutée négatives d'après le théorème de Kramers-Kronig, décrit par l'équation 6.1, où  $\Omega$  représente une pulsation de houle fixée et  $c_M(\infty)$  une constante dont la valeur correspond à celle de la masse ajoutée  $c_M$  lorsque la pulsation  $\omega$  tends vers l'infini.

$$c_M(\Omega) - c_M(\infty) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{c_A(\Omega)}{\Omega - \omega} d\omega \quad (6.1)$$

Si la houle radiée par le flotteur varie de manière suffisamment rapide, alors le terme  $\int_0^{\infty} \frac{c_A(\Omega)}{\Omega - \omega} d\omega$  diminue fortement (telle que  $\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{c_A(\Omega)}{\Omega - \omega} d\omega < -c_M(\infty) < 0$ ). Alors d'après l'équation 6.1, une valeur de masse ajoutée négative apparaît juste après la pulsation  $\Omega$  où  $c_A(\Omega)$  est à sa valeur maximale. La partie suivante explicite ce résultat.

### Influence du dégagement

Une masse ajoutée adimensionnelle inférieure à -1 peut être expliquée par les valeurs des potentiels de houle dans la zone (1) entre la digue et le flotteur. La Figure 6.9 présente les potentiels de



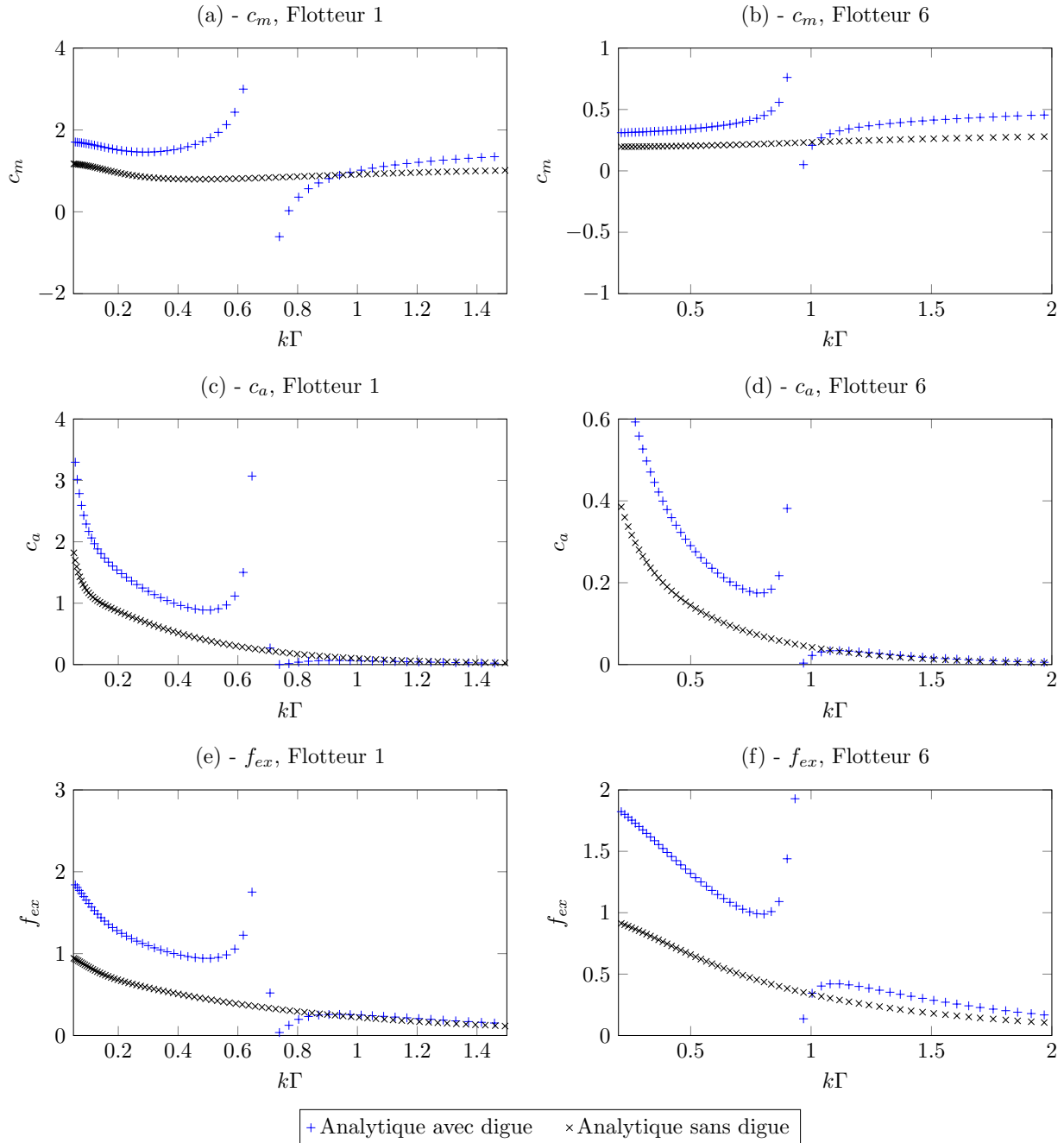


FIGURE 6.8 – Impact de la digue sur les coefficients hydrodynamiques adimensionnels,  $h = 0.6m$ ,  $D = 0.01m$ . (a), (c), (e) : flotteur 1,  $\Gamma = 0.05m$ . (b), (d), (f) : flotteur 6,  $\Gamma = 0.25m$ .

houle incident, diffracté et radié entre la digue et le flotteur pour différentes pulsations  $\omega/\omega_0$  pour le flotteur 6. Le modèle analytique montre une résonance verticale des potentiels de houle dans la zone (1). En effet, pour  $\omega/\omega_0 = 1.6$ , correspondant au pic de masse ajoutée pour le flotteur 6 à  $k\Gamma = 0.9$ , la Figure 6.9(c) montre que les potentiels diffracté et radié sont environ 10 fois supérieurs au potentiel de houle incident  $\Phi_I$  lorsque le flotteur est très proche de la digue. MCIVER et EVANS [73] expliquent également la masse ajoutée négative par un phénomène de résonance à proximité du système.

Les Figures 6.10(a) et (c) montrent l'impact du dégagement sur la masse ajoutée. Il est observé que pour un même flotteur, lorsque  $D$  augmente, le pic de masse ajoutée est décalé vers les plus

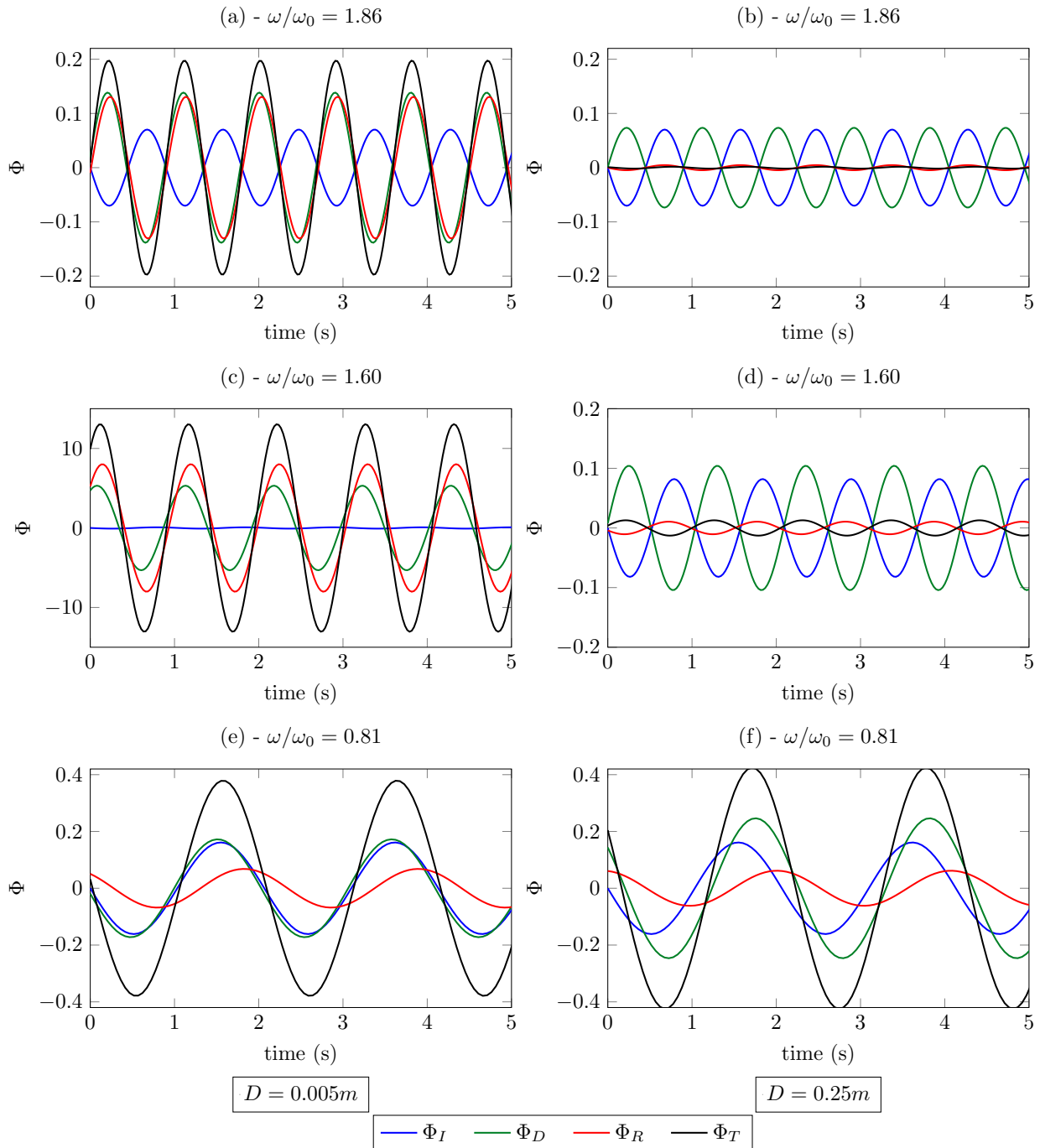


FIGURE 6.9 – Potentiels de houle pour différentes périodes pour le flotteur 6 en zone (1).  $h=0.6m$ ,  $\Gamma=0.25m$ . Colonne de gauche  $D = 0.005m$ . Colonne de droite  $D = 0.25m$ .

faibles pulsations (plus faibles valeurs de  $k\Gamma$ ) et l'amplitude du pic décroît. La résonance verticale de la houle dans la zone (1) a été observée expérimentalement pour le flotteur 1. Ce phénomène n'a pas été observé expérimentalement pour le flotteur 6.

La résonance entre la digue et le flotteur apparaît sur la Figure 6.10(c)(d), où les coefficients de réflexion analytiques  $C_{r_a}$  sont tracés selon  $k\Gamma$  et pour différentes valeurs de dégagement  $D$ . La Figure 6.10 montre que le pic de masse ajoutée est corrélé avec un pic des coefficients de réflexion analytiques en zone (3). Lorsque  $c_m$  devient inférieure à  $-1$ ,  $C_{r_a}$  est proche de 2 pour  $D = 0.005m$ , ce

qui implique que l'amplitude de houle réfléchi est plus grande que l'amplitude de houle incidente. La Figure 6.10 montre également que lorsque  $D$  augmente, la valeur maximale de  $C_{r_a}$  diminue.

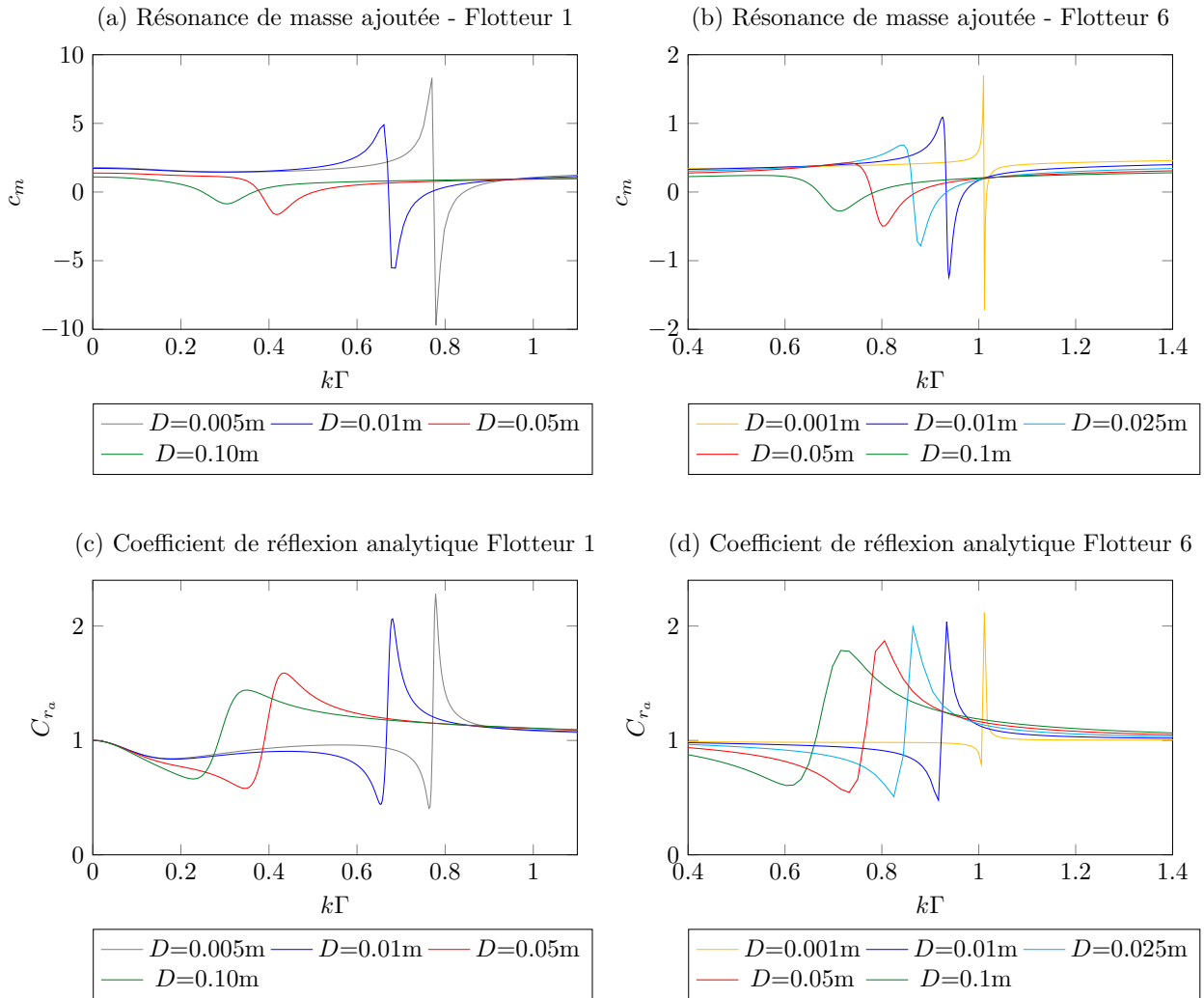


FIGURE 6.10 – (a) (b) Résonance de masse ajoutée observée grâce au modèle analytique pour les flotteurs 1 et 6. (c) et (d) Coefficients de réflexion analytiques  $C_{r_a}$ ,  $h = 0.6m$ . Flotteur 1,  $l = 0.05m$ ,  $\Gamma = 0.05m$ ,  $H_f = 0.20m$ ; Flotteur 6,  $l = 0.05m$ ,  $\Gamma = 0.25m$ ,  $H_f = 0.40m$

Dans un second temps, l'impact du dégagement sur le comportement du flotteur est étudié. Les variations de l'amplitude du mouvement du flotteur sont données dans la Figure 6.12, pour différentes valeurs de dégagement  $0.01m \leq D \leq 0.10m$ .

La distance à la digue affecte la pulsation de résonance (modification de la masse ajoutée) et l'amplitude du mouvement du flotteur. Lorsque  $D$  augmente de  $0.01m$  jusqu'à  $0.10m$ , la pulsation de résonance déterminée expérimentalement  $\omega_0$  augmente de  $3.74 \text{ rad/s}$  jusqu'à  $4.42 \text{ rad/s}$ , et l'amplitude du mouvement du flotteur à la résonance diminue. La comparaison entre les modèles analytique et expérimental montre que plus le flotteur est proche de la digue, moins le modèle analytique est valide.

Le champ de vorticité numérique est représenté Figure 6.11 pour le flotteur 6 à  $D = 0.10m$ . La vorticité maximale dans les tourbillons  $w_{max}$  est plus importante    $D = 0.10m$  que pour  $D = 0.01m$

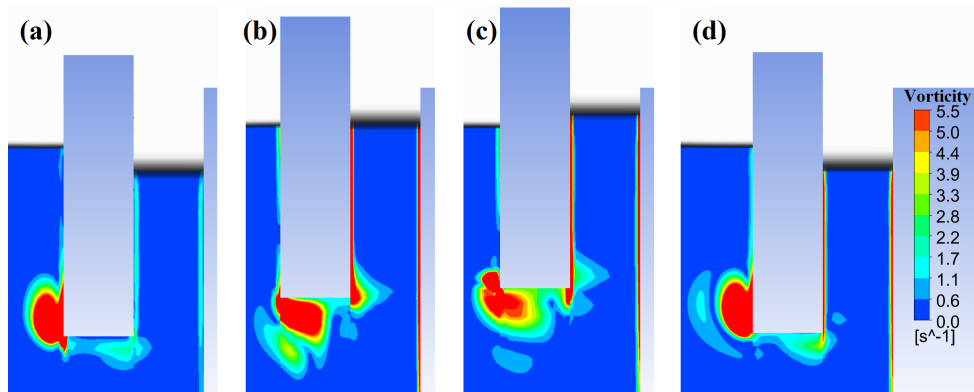


FIGURE 6.11 – Champ de vorticité. Flotteur 6,  $h = 0.6m$ ,  $D = 0.10m$ ,  $a_i = 0.05m$ ,  $T = 1.68s$ ,  $\omega/\omega_0 = 0.94$ ,  $a_f = 4.0\text{ cm}$  à l'instant = (a)  $t/T = 0$ , (b)  $t/T = 0.30$ , (c)  $t/T = 0.60$ , (d)  $t/T = 0.89$ . Vorticité maximale  $w_{max} = 21.7s^{-1}$  dans le tourbillon.

(Figure 6.6). Ainsi lorsque  $D$  augmente, les effets de vorticité sont plus importants.

Pour  $\omega/\omega_0 > 1$ , plus le dégagement est important, plus l'amplitude du flotteur est réduite rapidement. En effet pour  $D = 0.01m$ , le mouvement du flotteur adimensionnel  $a_f/(a_i + a_r)$  est réduit de 90% entre  $\omega/\omega_0 = 1.0$  et  $\omega/\omega_0 = 1.44$ . Pour un dégagement plus important ( $D = 0.10m$ , Figure 6.12), l'amplitude adimensionnelle du flotteur décroît de 87% entre  $\omega/\omega_0 = 1.0$  et  $\omega/\omega_0 = 1.1$ .

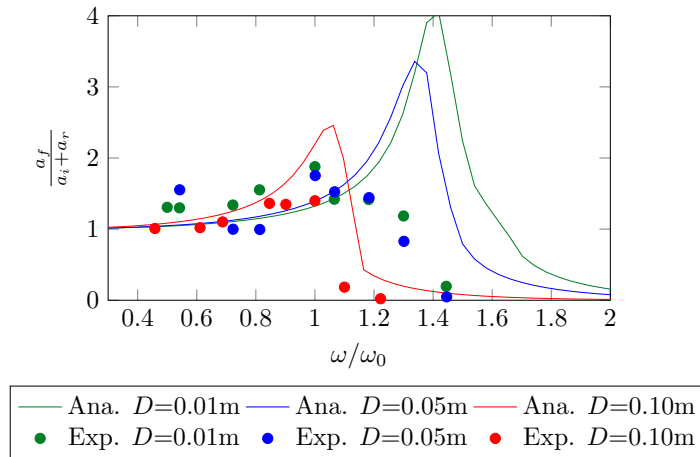


FIGURE 6.12 – Impact du dégagement sur le comportement du flotteur (résultats analytiques et expérimentaux) for  $h = 0.6m$  et  $\Gamma = 0.25m$ . For  $D=0.01m$ ,  $\omega_0 = 3.74rad/s$ . Pour  $D=0.05m$ ,  $\omega_0 = 3.74rad/s$ . Pour  $D=0.10m$ ,  $\omega_0 = 4.42rad/s$ .

### Impact de l'amplitude de houle

Le comportement du flotteur a été étudié pour différentes amplitudes de houle. Seules des valeurs expérimentales sont utilisées dans cette partie. La variation de  $a_f/(a_i + a_r)$  est présentée selon la période de houle dans la Figure 6.13, pour deux valeurs de dégagement  $D$ .

La Figure 6.13 représente le comportement du flotteur 6 ( $\Gamma = 0.25\text{ m}$  et  $l = 0.05\text{ m}$ ) à deux distances de la digue et pour deux amplitudes de houle  $a_i = 0.025\text{ m}$  et  $a_i = 0.05\text{ m}$ . La Figure 6.13

montre que l'amplitude du flotteur est similaire pour les différentes amplitudes de houle. Dans les cas testés, l'amplitude de houle impacte peu le comportement du flotteur. Ce résultat était attendu, car les valeurs des nombres adimensionnels sont comprises entre  $0.02 < a_i/h < 0.3$  et  $3 \times 10^{-3} < a_i/\lambda < 0.10$ , ce qui reste proche des conditions de linéarité.

Dans la Table 6.1, l'amplitude du mouvement du flotteur est donnée pour différentes profondeurs et différentes périodes de houle. Il apparaît que l'amplitude du mouvement du flotteur est peu impactée par les différentes amplitudes de houle et les différentes profondeurs.

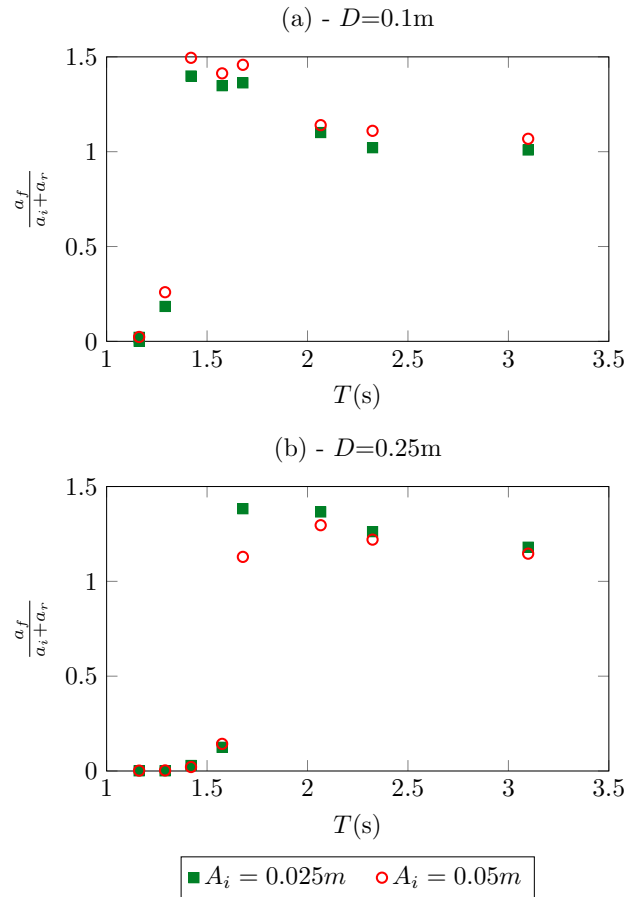


FIGURE 6.13 – Impact de l'amplitude de houle sur le flotteur 6 (résultats expérimentaux),  $h = 0.6\text{m}$ ,  $\Gamma = 0.25\text{m}$ . (a)  $D = 0.10\text{m}$ ; (b)  $D = 0.25\text{m}$ .

Il apparaît clairement d'après l'ensemble des résultats précédents que le modèle analytique nécessite une correction. Cette correction est définie à partir des coefficients de radiation, comme présenté dans la section suivante.

### 6.1.2 Correction du modèle analytique

On rappelle que la houle est supposée linéaire et monochromatique. D'après la littérature, et plus particulièrement BHINDER et al. [12], il est classique de corriger le comportement d'un flotteur oscillant en ajoutant un amortissement quadratique. La première correction proposée pour le modèle analytique est définie par l'ajout d'un terme de traînée défini par MORISON, JOHNSON et SCHAAF [84] (précédemment donné dans l'équation 3.11). Ce terme dépend de la vitesse du flotteur  $\dot{z}$  et de la vitesse du fluide sans flotteur  $\dot{z}_0$  au centre de gravité du flotteur. L'équation ainsi obtenue est

$h(\text{m})$	$2a_i(\text{m})$	$T(\text{s})$	$\frac{a_f}{a_i+a_r}$ maximal
0.6	0.050	1.42	0.99
0.6	0.083	1.42	1.08
0.6	0.120	1.42	1.09
0.4	0.050	1.68	1.33
0.4	0.120	1.68	1.39
0.2	0.050	1.68	1.28
0.2	0.083	1.68	1.25
0.2	0.120	1.68	1.25

TABLE 6.1 – Impact de l’amplitude de houle expérimentale pour le flotteur 1 (résultats expérimentaux).  $\Gamma = 0.05\text{m}$ ,  $D = 0.01\text{m}$

une équation non linéaire. Il existe différentes méthodes de résolution de ce type d’équation. DE PRONY [26] et PEREZ et FOSSEN [103] proposent de linéariser les termes non linéaires dans le domaine temporel et fréquentiel, respectivement. Ils proposent de remplacer les termes non linéaires par une fonction comprenant de nouvelles variables d’état. On parle alors d’approximation d’espace-état. Une autre méthode, pour une excitation harmonique, consiste à résoudre l’équation du mouvement avec le terme quadratique dans le domaine temporel en fixant la valeur de la pulsation  $\omega$  dans les coefficients à la pulsation fondamentale  $\omega_0$ . Ici, l’équation du mouvement du flotteur est résolue par la méthode de KUTTA [63] pour l’ensemble des équations en présence d’un terme non linéaire. Le résultat obtenu par cette approche néglige l’effet des harmoniques. La solution  $z(t) = \text{Re} [\tilde{Z}e^{-i\omega t}]$  de l’équation du mouvement ne prend en compte que l’amplitude du signal fondamental. L’amplitude du flotteur fréquentielle  $|\tilde{Z}|$  est finalement obtenue par la transformée de Fourier du signal  $z(t)$  telle que décrite par l’équation 6.2.

$$a_f = \frac{1}{T} \int_0^T z(t)e^{-i\omega t} dt \quad (6.2)$$

La Figure 6.14 présente les spectres analytiques de  $z(t)$  pour différentes pulsations de houle. Il est constaté que lorsque la pulsation n’est pas supérieure à la pulsation de résonance du flotteur, il n’y a pas d’harmoniques dans le comportement du flotteur. Les harmoniques apparaissent progressivement pour des valeurs de pulsation de houle supérieures à  $\omega_0$ .

Afin d’étudier l’effet de la valeur de  $c_D$  sur l’amplitude du mouvement du flotteur, deux valeurs de  $c_D$  sont choisies. La première valeur de  $c_D$  est optimisée de manière à ce que l’amplitude analytique du flotteur soit égale à l’amplitude du flotteur obtenue par les essais expérimentaux ou numériques. La deuxième valeur du coefficient de traînée est choisie d’après la méthode décrite par CHEN et al. [17]. D’après CHEN et al. [17], pour des valeurs de Reynolds  $\mathcal{R}_e$  comprises entre  $10^4$  et  $10^6$ , le coefficient de traînée doit être fixé à  $c_D = 0.82$ . La Figure 6.15 présente les résultats de cette première correction pour les deux valeurs de  $c_D$ . Les Figures 6.15 (a) et (b) représentent respectivement pour les flotteurs 1 et 6, les modèles analytiques initial et corrigé avec un coefficient de traînée optimal  $c_{D_{opt}}$  (calculé grâce aux résultats numériques - seulement pour le flotteur 6) et avec une correction à  $c_D = 0.82$  pour les deux flotteurs. Ces valeurs sont comparées aux résultats expérimentaux et numériques. Pour la Figure 6.15 (a), la valeur optimale du coefficient de traînée n’est pas calculée. En effet,

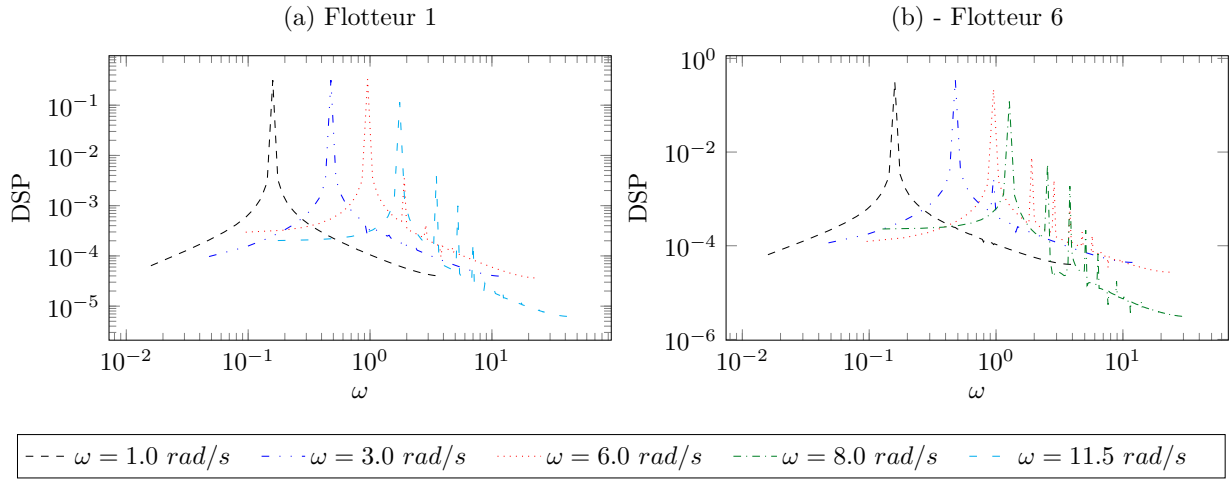


FIGURE 6.14 – Spectres du mouvement du flotteur calculés avec un coefficient de traînées. (a) flotteur 1,  $\Gamma = 0.05 m$ ,  $\omega_0 = 6.97 rad/s$ . (b) flotteur 6,  $\Gamma = 0.25 m$ ,  $\omega_0 = 3.74 rad/s$ .

l’amplitude de résonance analytique du flotteur est inférieure à l’amplitude de résonance donnée par les modèles numériques et expérimentaux.

D’après la Figure 6.15 (b), il apparaît que la correction par l’ajout d’un terme de traînée permet d’abaisser l’amplitude de résonance du flotteur aux valeurs obtenues numériquement, mais la pulsation de résonance n’est pas suffisamment corrigée. Pour le flotteur 6, la résonance est obtenue à  $\omega/\omega_0 = 1.4$  pour le modèle analytique initial, puis  $\omega/\omega_0 = 1.3$  lorsque  $c_{D_{opt}} = 0.44$ , et  $\omega/\omega_0 = 1.3$  lorsque  $c_D = 0.82$ . Lorsque  $c_d = 0.82$ , la pulsation de résonance est environ 8% plus faible qu’avec le modèle analytique initial (résultat attendu car ce décalage est lié à l’ajout du terme de traînée), mais cela reste toujours au moins 20% trop faible comparé aux modèles numérique et expérimental.

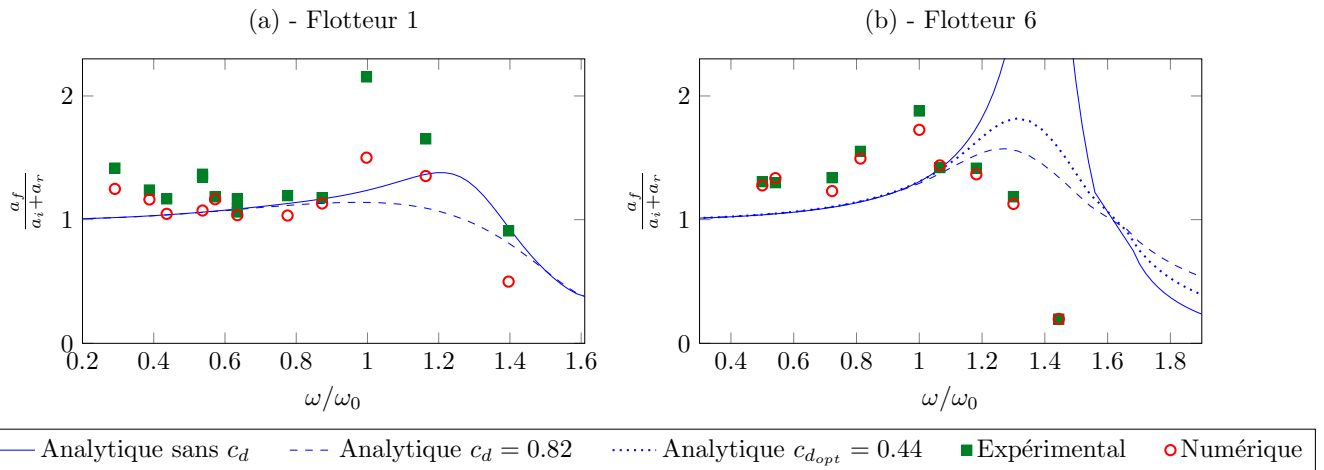


FIGURE 6.15 – Étude d’une correction du modèle analytique par ajout d’un coefficient de traînée  $c_D$ .  $h = 0.6m$ ,  $D = 0.01m$ . (a) flotteur 1  $\Gamma=0.05m$ . (b) flotteur 6  $\Gamma=0.25m$ .

Il apparaît d’après ces résultats, que cette première correction n’est pas suffisante. Une deuxième correction est nécessaire. Par la suite, on conservera la valeur de  $c_D = 0.82$  pour l’ensemble des flotteurs. Même si cette valeur n’est pas la valeur optimale, elle permet d’obtenir une tendance globale de l’effet de la correction.

D'après les résultats obtenus, il apparaît que la présence de la digue rend cette correction incomplète. Il a été vu précédemment que la présence de la digue modifie la pulsation de résonance du flotteur. Il a également été constaté que la modification de cette pulsation de résonance est liée à une modification des coefficients hydrodynamiques : tout particulièrement la masse ajoutée et l'amortissement. Il est alors nécessaire d'ajouter une seconde correction sur les coefficients de radiation, prenant en compte les effets non-linéaires observés. Le but de cette correction n'est pas seulement de proposer un modèle analytique plus fiable, mais aussi de quantifier l'impact de chaque paramètre dimensionnant le système sur le comportement du flotteur. Afin de définir une correction au modèle analytique prenant en compte les effets non-linéaires, une fonction de correction est définie. À partir de la masse ajoutée et de l'amortissement obtenus sous ANSYS Fluent, le ratio entre les coefficients numériques et analytiques est calculé pour définir la fonction de correction (Équation 6.3). Deux fonctions de correction sont définies, une pour la masse ajoutée et une pour l'amortissement.  $C_{\text{Numérique}}$  représente les valeurs numériques des coefficients de radiation et  $C_{\text{Analytique}}$  les valeurs analytiques.

$$F_{\text{corr}} = \frac{C_{\text{Numérique}} - C_{\text{Analytique}}}{C_{\text{Analytique}}} \quad (6.3)$$

La fonction de correction  $F_{\text{corr}}$  ainsi obtenue est ajustée avec une fonction de correction finale, dépendant des nombres adimensionnels du système :  $kh$ ,  $kD$  et  $\Gamma/l$ . Concernant le modèle analytique, la variation d'amplitude de houle incidente ne modifie pas la valeur de l'amplitude du flotteur adimensionnelle. Pour cette raison, le nombre adimensionnel  $a_i/h$  n'est pas intégré dans la correction des coefficients de radiation. Les fonctions de correction finales s'écrivent respectivement  $F_{c_m}$  et  $F_{c_a}$  pour la masse ajoutée et l'amortissement (respectivement Équations 6.4 et 6.5).  $\alpha_i$ ,  $\beta_i$ ,  $\gamma_i$  et  $\eta_i$  sont les coefficients à déterminer où  $i = 1$  représente les coefficients de correction pour la masse ajoutée et  $i = 2$  ceux pour l'amortissement. D'après les précédents résultats, on peut attendre que la correction  $\eta_i$  soit plus importante que les corrections  $\beta_i$  et  $\gamma_i$ .

$$F_{c_m} = \alpha_1(kh)^{\beta_1}(kD)^{\gamma_1} \left(\frac{\Gamma}{l}\right)^{\eta_1} \quad (6.4)$$

$$F_{c_a} = \alpha_2(kh)^{\beta_2}(kD)^{\gamma_2} \left(\frac{\Gamma}{l}\right)^{\eta_2} \quad (6.5)$$

Afin d'obtenir suffisamment de valeurs pour calculer la correction, un plan d'expérience a été réalisé. La liste des simulations numériques réalisées est donnée dans la Table 6.2. Pour chaque simulation, un seul paramètre change. Pour les 4 flotteurs, 4 valeurs de dégagement  $D$  sont testées, et à chaque  $D$ , 8 simulations avec des nombres d'onde  $k$  différents sont effectuées, ce qui représente un total de 128 simulations. La profondeur d'eau est de  $h = 0.6$  m dans tous les cas.

Les valeurs optimales de  $\alpha_i$ ,  $\beta_i$ ,  $\gamma_i$  et  $\eta_i$  ont été obtenues par ajustement de courbe entre les valeurs des coefficients analytiques et numériques par un algorithme à stratégie d'évolution, et plus particulièrement l'algorithme CMA-ES (Covariance Matrix Adaptation-Evolution Strategy, HANSEN [50]). Les valeurs des fonctions de corrections  $F_{c_m}$  et  $F_{c_a}$  sont obtenues indépendamment. Le processus d'optimisation consiste à résoudre un problème d'optimisation non contraint d'une fonction non-linéaire à quatre variables ( $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1, \eta_1$ ) ou ( $\alpha_2, \beta_2, \gamma_2, \eta_2$ ). Il faut préciser que les algorithmes génétiques et ceux basés sur les stratégies d'évolution ont l'avantage de converger vers la solution



Flotteur	$\Gamma$ (m)	$H$ (m)	$2l$ (m)	$k$ (rad/m)	$D$ (m)
6	0.25	0.40	0.10	0.89, 1.20,	0.01,
7	0.25	0.40	0.20	1.40, 1.80,	0.05,
8	0.25	0.40	0.30	1.96, 2.28,	0.1,
9	0.25	0.40	0.40	2.62, 3.14	0.25

TABLE 6.2 – Variables pour le plan d’expérience. Un plan complet a été réalisé, ce qui amène à 4x8x4 simulations.

optimale globale. C’est cet argument qui nous a motivé à adopter l’algorithme CMA-ES. Les valeurs optimales obtenues par le processus d’optimisation sont listées dans la Table 6.3.

$\alpha_1$	0.86	$\alpha_2$	0.13
$\beta_1$	-0.36	$\beta_2$	-0.17
$\gamma_1$	0.097	$\gamma_2$	-0.038
$\eta_1$	1.11	$\eta_2$	1.08

TABLE 6.3 – Valeurs optimales des coefficients de correction.

Les nouvelles valeurs de masse ajoutée  $c_{Mc}$  et d’amortissement  $c_{Ac}$  peuvent être calculées à partir des fonctions de correction. Les expressions des coefficients de radiation corrigés sont données dans les Équations 6.6 et 6.7.

$$c_{Mc} - c_M = c_M \times 0.86(kh)^{-0.36}(kD)^{0.097} \left(\frac{\Gamma}{l}\right)^{1.11} \quad (6.6)$$

$$c_{Ac} - c_A = c_A \times 0.13(kh)^{-0.17}(kD)^{-0.038} \left(\frac{\Gamma}{l}\right)^{1.08} \quad (6.7)$$

La Figure 6.16 présente les résultats des masses ajoutées et des amortissements pour trois flotteurs utilisés pour l’optimisation. Les coefficients de radiation analytiques  $C_{Analytique}$ , numériques  $C_{Numérique}$  et corrigés  $C_{Corrigé}$  sont représentés selon le nombre adimensionnel  $kD$  pour une meilleure visibilité. Ces résultats montrent un bon accord entre les coefficients analytiques corrigés et numériques. Néanmoins, la correction est moins précise pour la masse ajoutée lorsque la masse ajoutée numérique varie rapidement (présence d’un pic de masse ajoutée numérique qui n’est pas observée analytiquement aux mêmes valeurs de  $kD$ , voir partie 6.1.1 pour plus de précisions).

Afin de confirmer la validité de la correction, l’amplitude du mouvement du flotteur corrigé est calculée à partir des coefficients de radiation corrigés. La force de traînée est déterminée avec un coefficient de traînée  $c_D = 0.82$ , la vitesse du flotteur  $\dot{z}(t)$  et la vitesse du fluide sans flotteur  $\dot{z}_0(t)$  d’après MORISON, JOHNSON et SCHAAF [84].

Le comportement du flotteur calculé avec les coefficients de radiation corrigés est tracé dans les Figures 6.17 et 6.18 et comparées avec les précédents modèles. Pour des petites valeurs de tirant d’eau  $\Gamma$  (Figure 6.17), la correction est peu importante due à la faible présence d’effets non-linéaires. Dans ce cas, l’ajout du coefficient de traînée n’est pas nécessaire. Pour les plus grandes valeurs de tirant d’eau (Figure 6.18), la correction abaisse la pulsation et l’amplitude de résonance. La nouvelle valeur de pulsation de résonance est très proche de la pulsation numérique  $\omega_0$ . Seulement l’amplitude a besoin

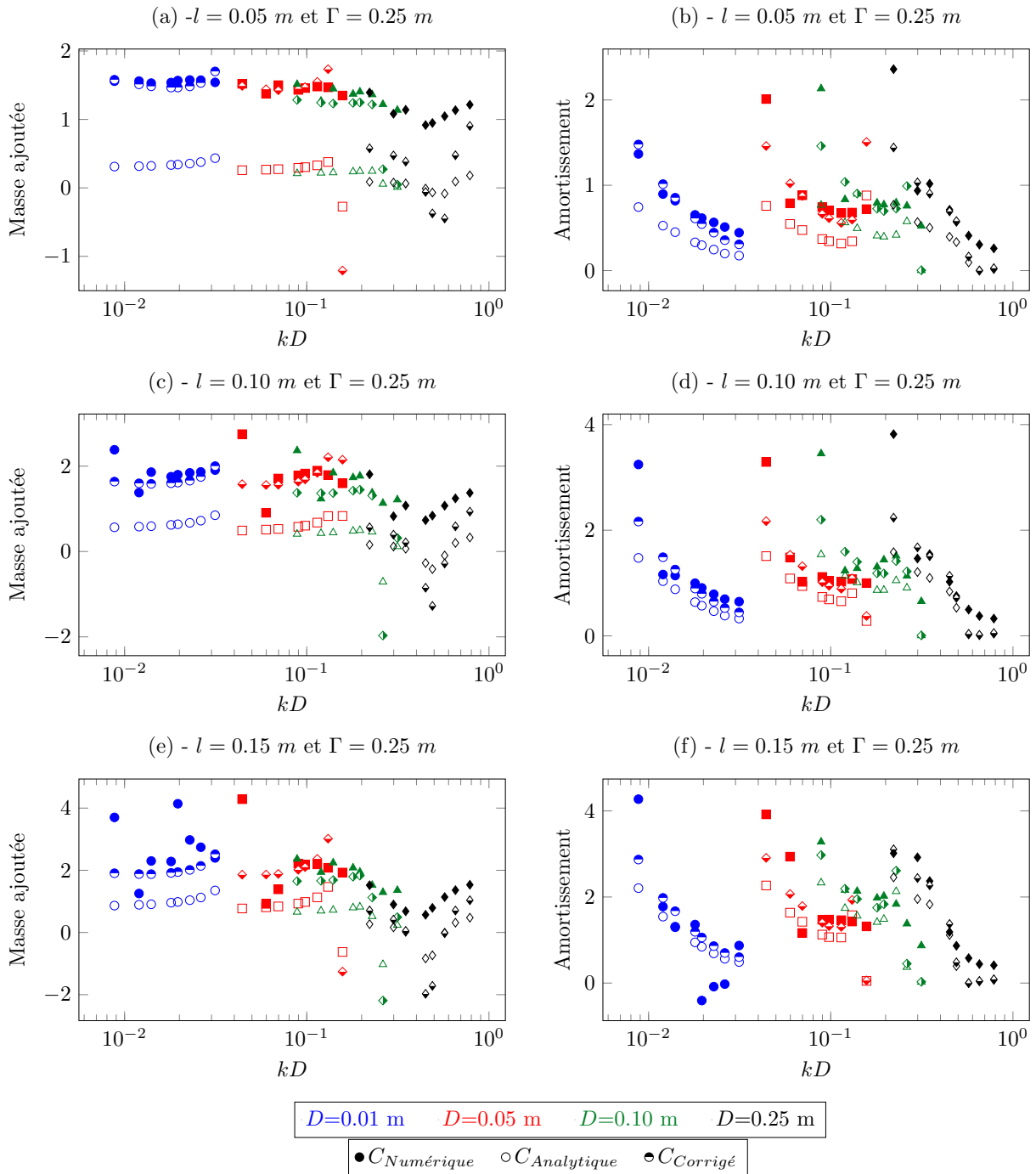


FIGURE 6.16 – Comparaison entre les coefficients de radiation analytiques, numériques et analytiques corrigés. Les résultats sont tracés selon  $kD$ . (a) (b) - masse ajoutée et amortissement pour le flotteur 6. (c) (d) - masse ajoutée et amortissement pour le flotteur 7. (e) (f) - masse ajoutée et amortissement pour le flotteur 8.

d'être à nouveau abaissée par l'ajout d'un coefficient de traînée  $c_D$ . Avec ce coefficient, le modèle entièrement corrigé est en bon accord avec les résultats physiques et numériques.

À partir des Équations 6.6 et 6.7, on observe finalement que  $kh$ ,  $kD$  et  $\Gamma/l$  n'ont pas le même impact sur la masse ajoutée et sur l'amortissement. Comme prévu,  $\Gamma/l$  est le coefficient le plus impactant pour la correction de la masse ajoutée et de l'amortissement. L'impact de  $kD$  est positif pour la masse ajoutée, et négatif pour l'amortissement. Cela signifie que lorsque  $kD$  augmente, la fonction

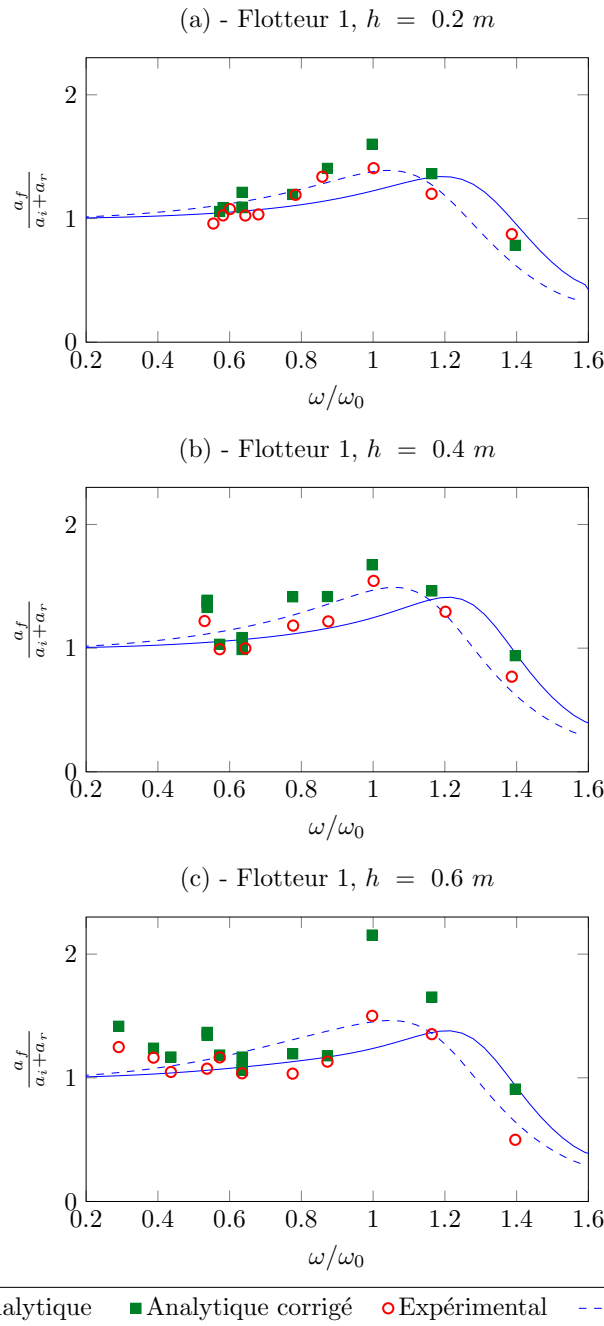


FIGURE 6.17 – Comparaison entre les différents résultats obtenus des modèles expérimental, numérique, analytique initial et corrigé pour le flotteur 1.  $\Gamma=0.05m$ ,  $D=0.01m$ .  
(a)  $h = 0.2m$ ; (b)  $h = 0.4m$ ; (c)  $h = 0.6m$

de correction de la masse ajoutée est plus importante et que celle de l'amortissement est plus faible.

Ces résultats confirment qu'il est possible d'obtenir une correction du modèle analytique (incluant des effets non-linéaires) dans le même ordre de grandeur que les modèles numérique et expérimental. On notera également qu'aucune correction n'a été effectuée sur la force d'excitation. Aucune correction sur cette force n'a été nécessaire pour obtenir des résultats similaires entre les trois modèles.

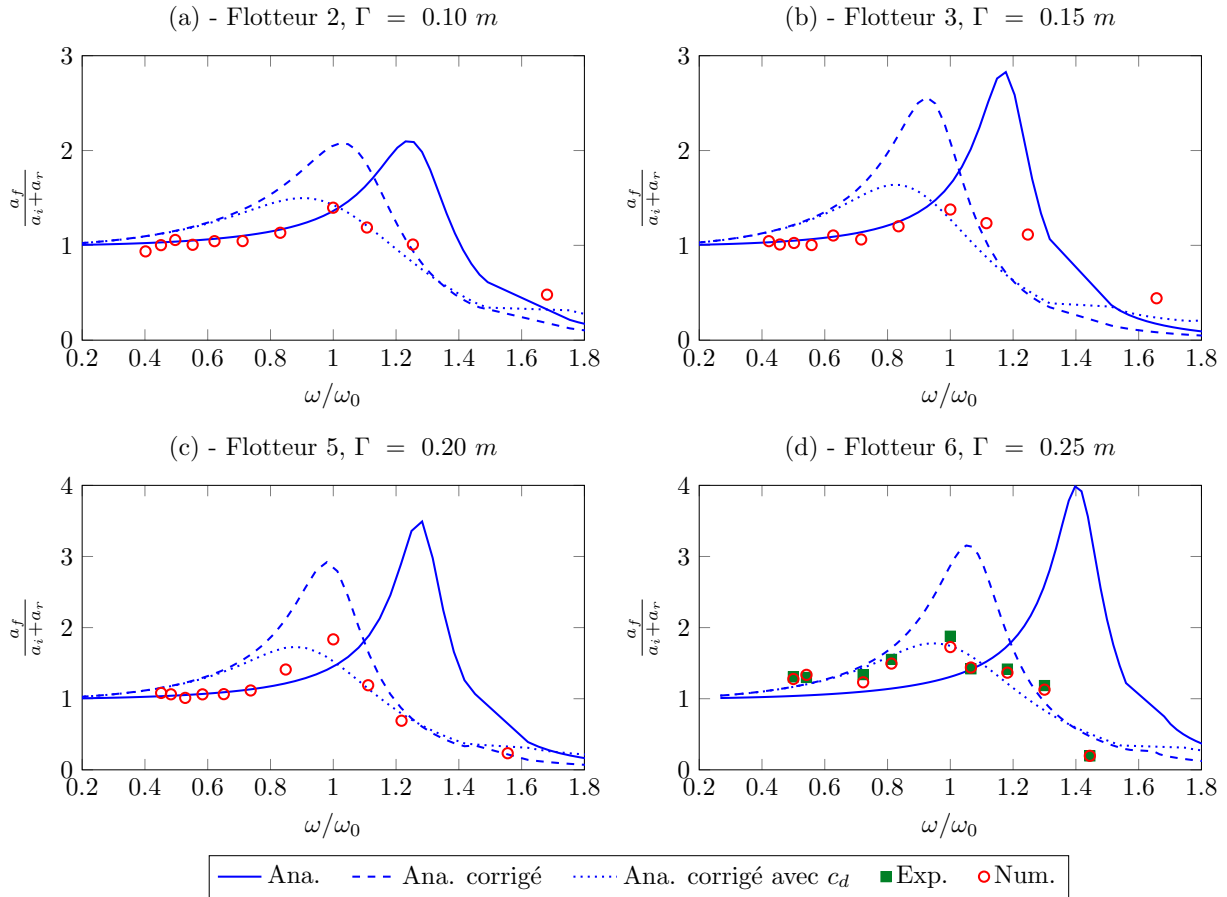


FIGURE 6.18 – Comparaison entre les différents résultats obtenus des modèles expérimental, numérique, analytique initial et corrigé pour les flotteurs 2, 3, 5 et 6.  $h=0.6m$ ,  $D=0.01m$ . (a)  $\Gamma = 0.10m$ ; (b)  $\Gamma = 0.15m$ ; (c)  $\Gamma = 0.20m$ ; (d)  $\Gamma = 0.25m$

## 6.2 Résultats avec PTO : étude du comportement du WEC

### 6.2.1 Étude du comportement du système et comparaison analytique

#### Mouvement du WEC

L'expression du mouvement du flotteur avec un convertisseur d'énergie s'écrit d'après l'équation 3.1 où les forces de PTO sont définies par l'équation 3.24 (voir Chapitre 3 pour plus de détails). On écrit finalement le comportement du WEC pour une houle régulière selon l'équation 6.8, précédemment donnée dans le chapitre 3.

$$\tilde{Z} = \frac{\tilde{f}_{EX}}{-\omega^2(m + c_{Mc}) - i\omega(c_{Ac} + B_{PTO}) + K_{Ar}} \quad , \quad a_f = |\tilde{Z}| \quad (6.8)$$

La correction sur les coefficients de radiation est identique à celle présentée dans les équations 6.6 et 6.7. L'ajout d'un terme de traînée  $c_D$  au modèle analytique avec PTO est identique au modèle sans PTO. L'équation 6.9 est alors obtenue pour le modèle analytique avec PTO et une houle monochromatique.

$$(m + c_{Mc})\ddot{z} + (c_{Ac} + B_{PTO})\dot{z} + \frac{1}{2}c_D\rho 2l(\dot{z} - \dot{z}_0)|\dot{z} - \dot{z}_0| + K_{Ar}z = F_{EX} \quad (6.9)$$

Les valeurs du coefficient  $B_{PTO}$  sont rappelées dans la Figure 6.19 pour les valeurs de fréquences utilisées.

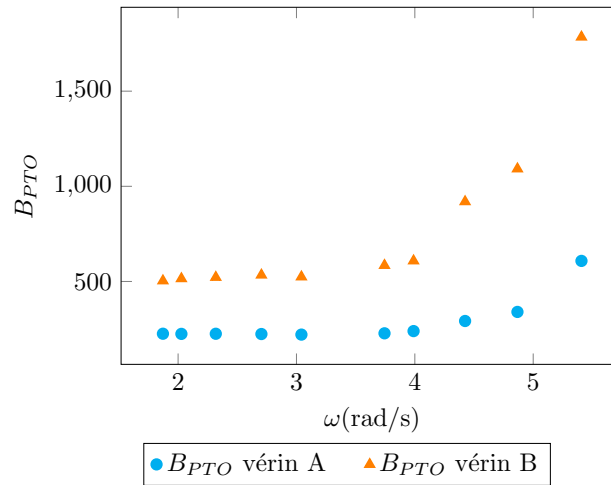


FIGURE 6.19 – Valeurs du  $B_{PTO}$  pour les vérins A et B aux différentes fréquences de houles testées

### Comparaison : modèle expérimental et analytique

La Figure 6.20 présente les résultats expérimentaux et analytiques obtenus pour le flotteur 4. Le modèle analytique y est décliné en trois versions présentées précédemment.

Dans un premier temps, la Figure 6.20 montre que plus le coefficient de  $B_{PTO}$  est important, plus le mouvement du flotteur est amorti. En effet, le flotteur n'entre plus en résonance avec les vérins A et B. De plus, l'amplitude du mouvement du flotteur équipé du vérin A est plus importante que lorsqu'il est équipé du vérin B.

Concernant les résultats analytiques en présence d'un PTO, il apparaît que les modèles corrigés restent très proches du modèle analytique initial. En effet, la Figure 6.20 montre que les résultats analytiques sont quasiment identiques pour un vérin et une profondeur donnés. Seul le mouvement sans convertisseur d'énergie est sensible à l'effet de la correction du modèle. En effet, l'amortissement lié au PTO est bien plus important que l'amortissement ajouté par la correction : corriger les coefficients de radiation n'est plus nécessaire.

Les solutions analytiques avec PTO sont en accord avec les valeurs obtenues expérimentalement. Dans la Figure 6.20(c), les deux modèles concordent particulièrement bien. Les valeurs analytiques obtenues pour les Figures 6.20 (a) et (b) sont légèrement surestimées pour le vérin B. Entre les profondeurs d'eau de  $h = 0.5m$  et  $h = 0.6m$ , il apparaît que le modèle analytique est plus proche du modèle expérimental lorsque  $\omega/\omega_0 < 0.8$ . De plus, l'erreur sur le comportement du flotteur est plus faible à  $h = 0.6m$  que pour  $h = 0.5m$ .

La Figure 6.21 présente le comportement du flotteur 6 avec les vérins A et B. Des résultats identiques à ceux observés pour le flotteur 4 sont constatés. Ici encore, le modèle analytique corrigé est proche des résultats expérimentaux pour un mouvement sans PTO. L'amplitude du mouvement du flotteur est plus importante lorsque le coefficient de  $B_{PTO}$  est plus faible, ce qui est attendu lorsque

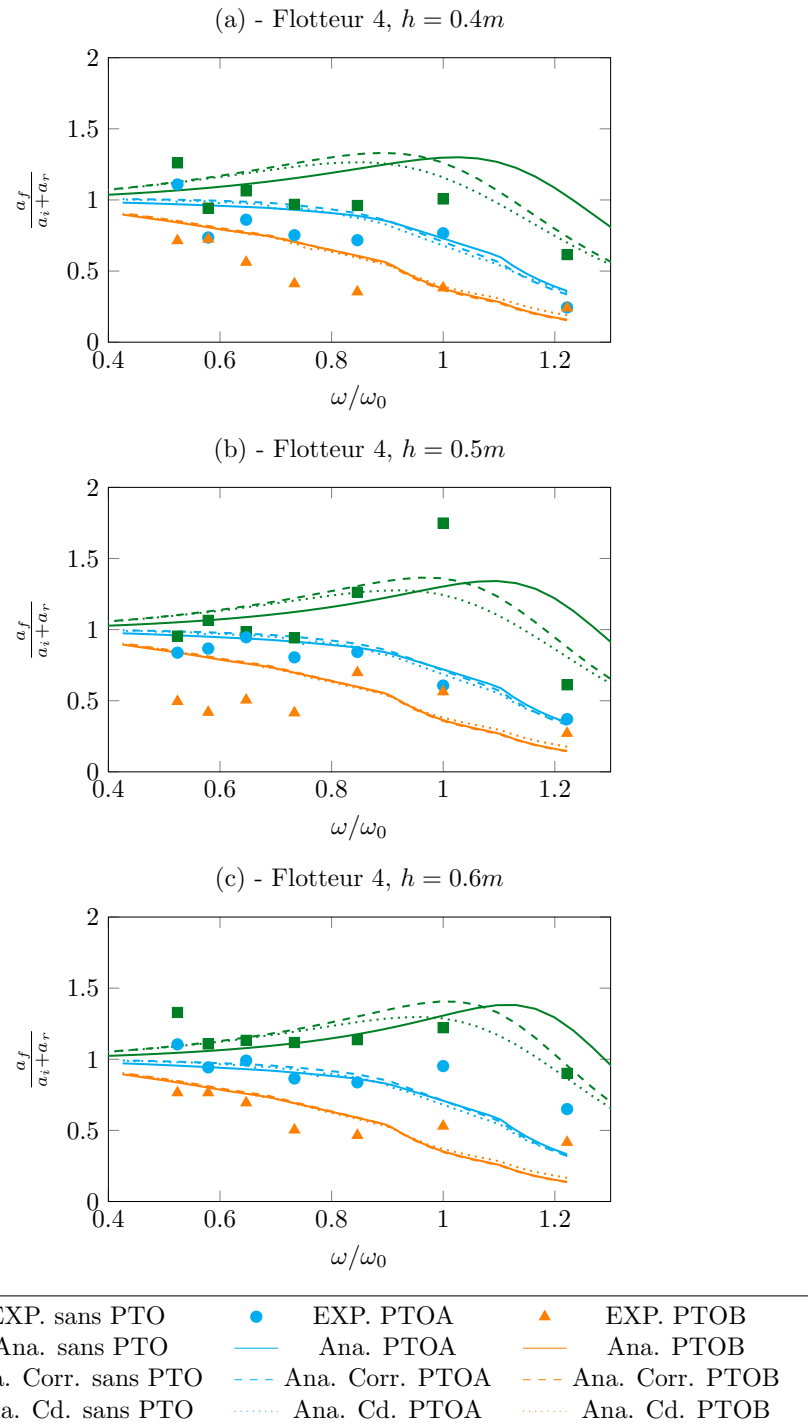


FIGURE 6.20 – Comparaison entre le modèle expérimental avec PTO et les modèles analytiques initial, corrigé et corrigé avec l'ajout d'un terme de traînée pour le flotteur 4 avec PTO.  $\omega_0 = 4.425 \text{ rad/s}$  et  $D = 0.01 \text{ m}$ . (a)  $h = 0.4 \text{ m}$ . (b)  $h = 0.5 \text{ m}$ . (c)  $h = 0.6 \text{ m}$ .

l'amortissement est plus faible. De plus, le modèle analytique corrigé avec coefficient de traînée sur-estime de comportement du flotteur avec un convertisseur d'énergie d'en moyenne 35% pour le vérin A et 56% pour le vérin B. Il est rappelé que le coefficient de traînée  $c_D$  a été fixé à  $c_D = 0.82$ . Pour les essais avec PTO, cette valeur ne correspond pas à la valeur optimale  $c_{D_{opt}}$ . Le calcul de la valeur du coefficient de traînée optimal  $c_{D_{opt}}$  serait alors une correction suffisante pour le modèle analytique

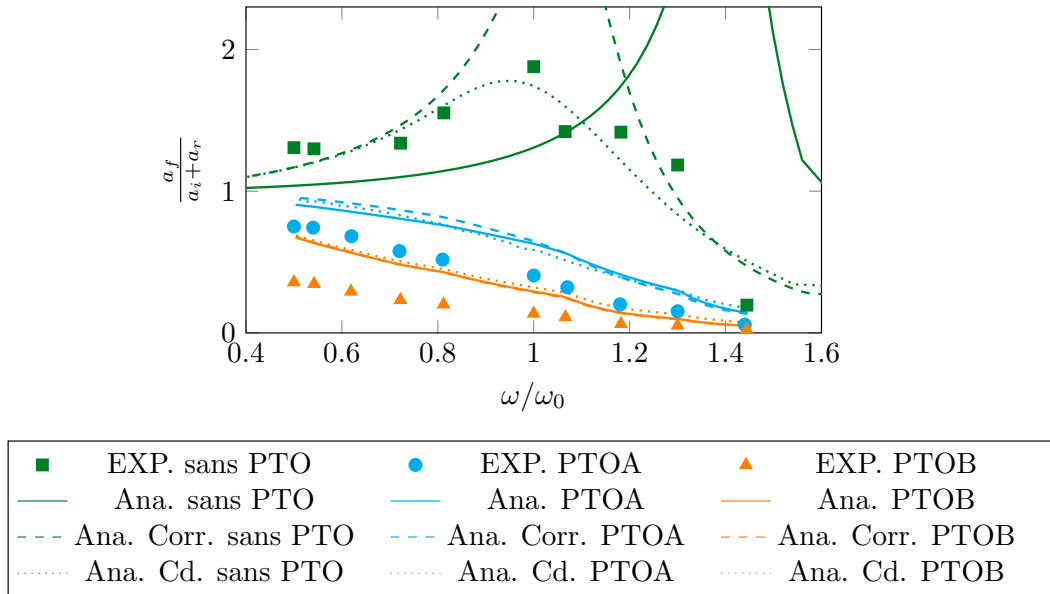


FIGURE 6.21 – Comparaison entre le modèle expérimental avec PTO et les modèles analytiques initial, corrigé avec et sans l'ajout d'un terme de traînée pour le flotteur 6 avec PTO. (a)  $h = 0.6 \text{ m}$ ,  $\Gamma = 0.25 \text{ m}$ ,  $l = 0.05 \text{ m}$ ,  $D = 0.01 \text{ m}$

avec PTO.

Dans la Figure 6.21, le comportement du flotteur 6 (avec  $\Gamma = 0.25 \text{ m}$  et  $l = 0.05 \text{ m}$ ) est présenté avec et sans vérin. Ces résultats sont comparés avec ceux du flotteur 4, où  $l = 0.15 \text{ m}$  et  $\Gamma = 0.15 \text{ m}$ . Dans tous les cas présentés Figures 6.21 et 6.20, l'amplitude du mouvement du flotteur est plus importante lorsque le coefficient de  $B_{PTO}$  est plus faible. De plus, le modèle analytique corrigé avec coefficient de traînée surestime le comportement du flotteur avec un convertisseur d'énergie d'en moyenne 35% pour le vérin A et 56% pour le vérin B. En comparaison avec le flotteur 4 présenté dans la Figure 6.20, l'erreur moyenne entre le modèle analytique corrigé avec coefficient de traînée et les résultats expérimentaux est de 10% pour le vérin A et 24% pour le vérin B (à une profondeur d'eau de  $h = 0.6 \text{ m}$ ). La conclusion globale faite sur le modèle analytique est retrouvée : plus le tirant d'eau est important, plus le modèle analytique est éloigné des résultats expérimentaux. Néanmoins, d'après les présents résultats, la précision du modèle analytique reste acceptable lorsque le ratio  $\Gamma/l = 1.0$ , correspondant au flotteur 4.

## 6.2.2 Puissance : essais en houle irrégulière

D'après PECHER et KOFOED [101], calculer la puissance d'un houlomoteur en houle irrégulière permet d'obtenir un résultat plus réaliste. En effet, en conditions réelles la houle est irrégulière ce qui nécessite de différencier la puissance instantanée de la puissance moyenne. Les essais réalisés dans cette partie sont en houle irrégulière. La période significative est notée  $T_m$ , la pulsation  $\omega_m = 2\pi/T_m$  et la hauteur significative est notée  $H_{m0}$ .

Dans cette partie, une étude de la puissance récupérée du système est proposée avec les dimensions du flotteur 4 et avec le vérin A. Ces mesures sont uniquement expérimentales et sont réalisées avec une houle irrégulière. Afin d'étudier la puissance récupérable du système, la puissance instantanée  $P_{ins}$  et la puissance moyenne  $\bar{P}$  sont exprimées respectivement dans les équations 6.10 et 6.11.

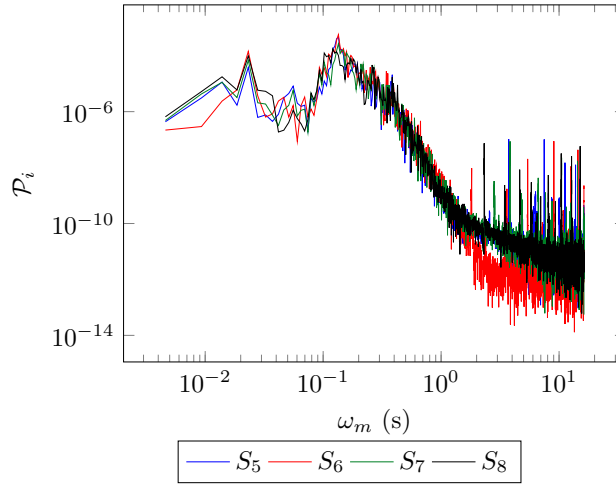


FIGURE 6.22 – Spectre de houle pour une houle irrégulière.  $h = 0.4 \text{ m}$ ,  $T_m = 1.94 \text{ s}$  et  $H_m = 0.083 \text{ m}$

La force du PTO est notée  $F_{PTO}$ .

$$P_{ins} = -F_{PTO}\dot{z} \quad (6.10)$$

$$\bar{P} = \frac{1}{T_m} \int_0^{T_m} -F_{PTO}\dot{z} dt \quad (6.11)$$

Une houle irrégulière de Jonswap est utilisée dans cette partie, telle que décrite dans les équations 6.12, 6.13 et 6.14 où  $S(f)$  représente le spectre de houle, d'après HASSELMANN et al. [51]. Le coefficient  $\gamma$  est fixé à  $\gamma = 3.3$  d'après MICHARD et al. [81]. Un exemple de spectre obtenu d'après les essais expérimentaux est donné en figure 6.22.

$$S(f) = \alpha \frac{f_m^4}{2\pi f^5} H_{m0}^2 \exp\left(-\frac{5}{4} \left(\frac{f_m}{f}\right)^4\right) \gamma \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{(f-f_m)^2}{\sigma^2 f^2}\right)\right) \quad (6.12)$$

$$\text{avec } \alpha \text{ tel que le moment d'ordre zéro } m_0 = \int S(f) df = \frac{H_{m0}^2}{16} \quad (6.13)$$

$$\text{et si } f < \frac{1}{T_m} : \sigma = 0.07 \quad \text{sinon si } f > \frac{1}{T_m} : \sigma = 0.09 \quad (6.14)$$

À la suite des essais expérimentaux, l'amplitude du mouvement du flotteur et de la houle sont obtenues. Le signal du mouvement du flotteur, obtenu par les essais en canal, est réutilisé pour la calibration des vérins en houle irrégulière. La position du flotteur est donnée comme entrée à l'ordinateur qui gère la calibration. La vitesse de déplacement du flotteur est obtenue à partir d'un capteur de vitesse inclus dans la table de calibration. Ces valeurs sont ensuite multipliées par la force  $F_{PTO}$  mesurée en même temps par le capteur de force. Ces données sont présentées dans la Figure 6.23 (c) et (d) où la houle utilisée correspond au spectre donné par la figure 6.22.

La Figure 6.23 est un exemple de ces résultats pour une houle irrégulière. Les Figures 6.23(a) et (b) présentent respectivement l'amplitude du flotteur pour un cycle de houle complet et un zoom sur 40s pour une houle irrégulière d'une période  $T_m = 1.68 \text{ s}$  et d'une hauteur caractéristique de  $H_{m0} = 0.083 \text{ m}$ . Grâce à la position du flotteur en fonction du temps, la vitesse  $\dot{z}$  est calculée, puis permet elle-même d'exprimer la force du PTO. Il apparaît que la force de PTO est en opposition de



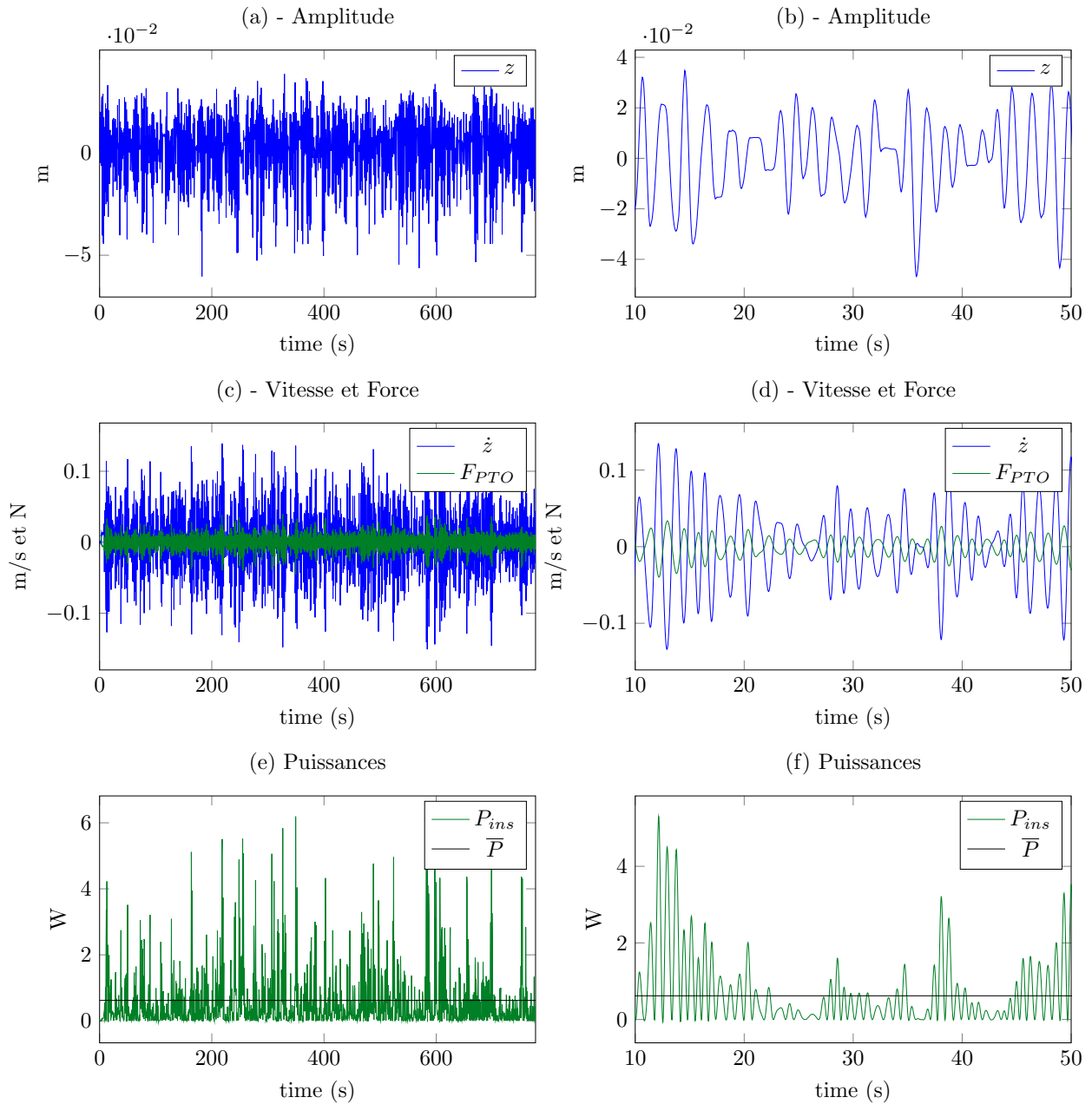


FIGURE 6.23 – Résultats en houle irrégulière pour le flotteur 4.  $T_e = 1.67$  s,  $H_{m0} = 0.083$  m, et  $D = 0.01$  m. (a)(b) Amplitude du flotteur et de la houle (sonde  $S_f$ ). (c)(d) Calibration du vérin : vitesse en m/s et force en N. (e)(f) Puissance instantanée et puissance moyenne.

phase avec la vitesse du flotteur (Figure 6.23(d)). Ces résultats sont tracés sur les Figures 6.23 (c) (d) sur un cycle de houle et pour 40s. À partir de résultats de la Figure 6.23(c) (d), la puissance instantanée et la puissance moyenne sont calculées (Figure 6.23(e) et (f)). Il est constaté Figures 6.23 (e) et (f) que la puissance moyenne est de  $\bar{P} = 0.61$  W alors que la puissance instantanée atteint jusqu'à 6 W.

La Figure 6.24 représente la puissance et le comportement du système pour différentes pulsations pic  $\omega_p$ . L'amplitude du flotteur  $a_f$  est calculée de la même manière que la hauteur de houle significative  $H_{m0}$ . Différentes hauteurs de houle sont présentées :  $H_{m0} = 0.0167$  m,  $H_{m0} = 0.05$  m,  $H_{m0} = 0.083$  m et  $H_{m0} = 0.116$  m.

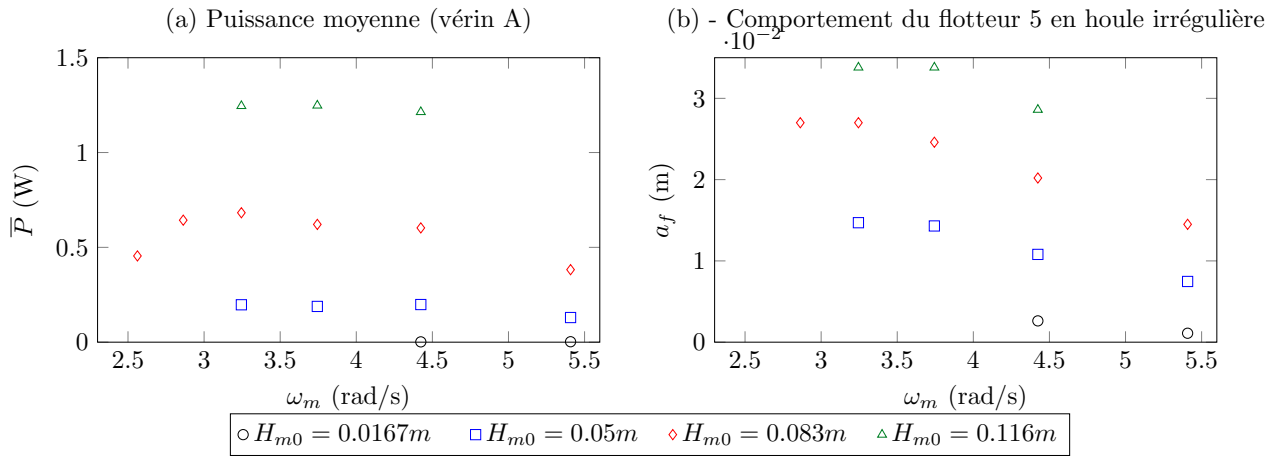


FIGURE 6.24 – Puissance du système en houle irrégulière pour différentes houles caractéristiques du site d'Esquibien. (a) Puissance du système. (b) Comportement du flotteur pour la houle irrégulière.

La Figure 6.24(a) montre que la hauteur de houle  $H_m$  est le facteur le plus important pour ce flotteur sur la valeur de la puissance. En effet, pour la plus faible hauteur  $H_{m0} = 0.0167 m$ , la puissance moyenne est quasiment nulle  $\bar{P} \approx 0W$ , alors que pour une plus forte hauteur de houle  $H_{m0} = 0.116 m$ , la puissance moyenne atteint 1.2W. Ce résultat est attendu, car la puissance instantanée s'écrit en fonction de la vitesse du flotteur  $\dot{z}$ , qui dépend directement du mouvement du flotteur (équation 6.10).

La Figure 6.24(b) montre l'évolution du mouvement du flotteur en houle irrégulière. Plus la hauteur de houle est importante, et plus l'amplitude du mouvement du flotteur l'est aussi. La comparaison des figures 6.24(a) et (b) montre que pour  $3.2 \text{ rad/s} < \omega_m < 4.5 \text{ rad/s}$  la puissance moyenne est constante alors que l'amplitude du flotteur décroît. Lorsque  $2.5 \text{ rad/s} < \omega_m < 3.0 \text{ rad/s}$  la puissance moyenne croît pour des  $\omega_m$  croissants, alors que l'amplitude du flotteur décroît. Pour les plus fortes valeurs de pulsations, l'évolution du mouvement du flotteur et de la puissance moyenne sont toutes deux décroissantes. Finalement, la puissance maximale est obtenue pour la plus grande hauteur de houle testée, et pour des pulsations comprises entre  $3.2 \text{ rad/s} < \omega_m < 4.5 \text{ rad/s}$ .

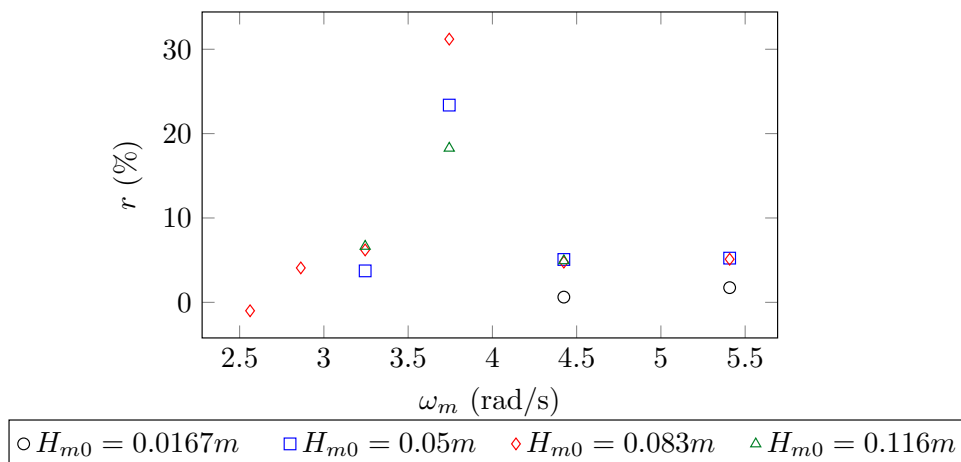


FIGURE 6.25 – Rendement du système en houle irrégulière pour le vérin A.  $h = 0.5 m$  et  $D = 0.01 m$ .

Le rendement du système noté  $r$  est défini par l'équation 6.15 à partir de la puissance moyenne du système  $\bar{P}$  et de la puissance moyenne de houle  $\bar{P}_h$ . La puissance de la houle est déterminée à partir des relevés expérimentaux.

$$r = \frac{\bar{P}}{\bar{P}_h} \quad \text{avec} \quad \bar{P}_h = \frac{\rho g^2}{32\pi} H_{m0}^2 T_m \quad (6.15)$$

La Figure 6.25 représente le rendement  $r$  en pourcentage. Il apparaît que le rendement le plus élevé apparaît à  $\omega_m = 3.7 \text{ rad/s}$ . De plus, le rendement maximal est obtenu pour la hauteur de houle  $H_{m0}$  la plus importante.

La Figure 6.25 montre que le système atteint un rendement maximal de 30%, et une moyenne sur les cas testés de 7.5% pour un même dégagement de  $D = 0.01 \text{ m}$ . Ces valeurs paraissent faibles mais encourageantes. Il faut rappeler que les dimensions du système ni la force du vérin n'ont été optimisées.

### 6.3 Conclusion partielle

Le domaine de validité du modèle analytique a été défini. D'après les résultats, le modèle analytique est en bon accord avec les modèles numérique et expérimental lorsque le tirant d'eau du flotteur est faible. Pour des tirants d'eau plus importants, le modèle analytique induit une erreur en amplitude et en fréquence sur le comportement du flotteur. Dans les cas où le flotteur est suiveur de houle, le modèle analytique est très proche des deux autres modèles, et ce pour de forts ou faibles tirants d'eau.

La comparaison entre les trois modèles met en évidence la présence d'effets non-linéaires à proximité du flotteur. Des tourbillons ont été observés aux coins des flotteurs par différentes manières. La vorticité et les coefficients de réflexion témoignent de ces effets non-linéaires. Une résonance des potentiels de houle entre le flotteur et la digue est également mise en lumière. Cette résonance est à l'origine d'une masse ajoutée négative, impliquant  $c_m < -1$  lorsque le dégagement est très faible.

Une double correction du modèle analytique est mise au point. Cette correction est réalisée sur la modification des coefficients de radiation et sur l'ajout d'un coefficient de traînée. La correction des coefficients de radiation est effectuée en fonction des dimensions du système et de coefficients déterminés par un algorithme génétique. Les modèles analytique corrigé, numérique et expérimental sont en bon accord. Néanmoins, cette correction n'a pas pour but de modéliser le comportement de flotteurs en dehors du domaine de validité du modèle analytique initial. En effet, rien ne valide cette correction pour des flotteurs aux dimensions autres que celles utilisées dans l'algorithme génétique. Cette correction permet de quantifier l'impact des nombres adimensionnels sur le comportement du flotteur. Ces résultats peuvent être utilisés pour une optimisation des dimensions d'un flotteur rectangulaire.

Des essais en canal incluant la modélisation d'un convertisseur linéaire ont été comparés aux résultats analytiques. En houle régulière, les résultats montrent que la double correction du modèle analytique n'est pas nécessaire en présence d'un PTO. Dans ce cas, l'optimisation du coefficient de traînée peut suffire à corriger le modèle analytique. En houle irrégulière, il est montré que la puissance moyenne maximale est obtenue pour des pulsations comprises entre 3.2 rad/s et 4.5 rad/s.

Cette puissance est corrélée au comportement du flotteur. De plus, le rendement maximal de 30% obtenu avec le plus faible vérin encourage l'optimisation des dimensions d'un tel système.



# 7 Interaction flotteur - franchissements de digue : étude de l'impact d'un flotteur sur les franchissements de digue

## 7.1 Étude de l'impact d'un flotteur sur les franchissements de digue

Dans cette partie, l'étude de l'impact d'un flotteur bord à quai sur les franchissements de digue est réalisée grâce aux modèles analytique et expérimental. Des bouées de différentes largeurs et hauteurs sont utilisées. L'effet du tirant d'eau et du dégagement sur les quantités de franchissements sont considérées dans des conditions de profondeurs d'eau intermédiaires ( $h/\lambda$  est compris dans l'intervalle  $[0.076; 0.30]$ ). Les résultats expérimentaux sont comparés aux résultats obtenus par le modèle analytique linéaire basé sur la théorie de l'écoulement potentiel complété par la formule de Van Der Meer (2002). Le comportement du flotteur est obtenu grâce au calcul des coefficients hydrodynamiques précédemment présentés.

### 7.1.1 Résultats expérimentaux

Les caractéristiques des flotteurs testés pour l'étude de franchissements sont données dans la Table 5.4. Les caractéristiques de houle correspondantes sont présentées dans la Table 5.6. On rappelle que les expressions des franchissements avec et sans flotteur sont données dans la partie 5.2.1 pour les valeurs expérimentales.

Le ratio de franchissements expérimental  $\Delta\mathcal{V} = \mathcal{V}_{\text{avec flotteur}}/\mathcal{V}_{\text{sans flotteur}}$  (équation 5.1) est présenté dans la Figure 7.1 en fonction de la période adimensionnelle  $T/T_0$ . La valeur  $\mathcal{V}_{\text{avec flotteur}}$  représente la quantité d'eau passant la digue mesurée en présence du flotteur. De même,  $\mathcal{V}_{\text{sans flotteur}}$  représente la quantité d'eau passant la digue sans la présence du flotteur.

Dans la Figure 7.1 (a), le flotteur 1, qui possède le plus petit tirant d'eau  $\Gamma = 0.05 m$ , est considéré. Dans les Figures 7.1 (b) et (c), les résultats sont donnés pour les flotteurs 10 et 6 respectivement, alors que la Figure 7.1 (d) présente le ratio de franchissements  $\Delta\mathcal{V}$  pour le flotteur le plus large  $2l = 0.30m$  (flotteur 8).

À partir de la Figure 7.1, le ratio de franchissement augmente lorsque  $T < T_0$ , puis diminue jusqu'à atteindre une valeur constante lorsque  $T > T_0$ . L'évolution des franchissements est alors caractérisée par une forte augmentation autour de la période de résonance du flotteur puis par une diminution jusqu'à une constante lorsque  $T > T_0$ . Cette évolution est liée au mouvement du flotteur. En effet, le ratio de franchissements  $\Delta\mathcal{V}$  et l'amplitude du mouvement du flotteur sont comparés dans

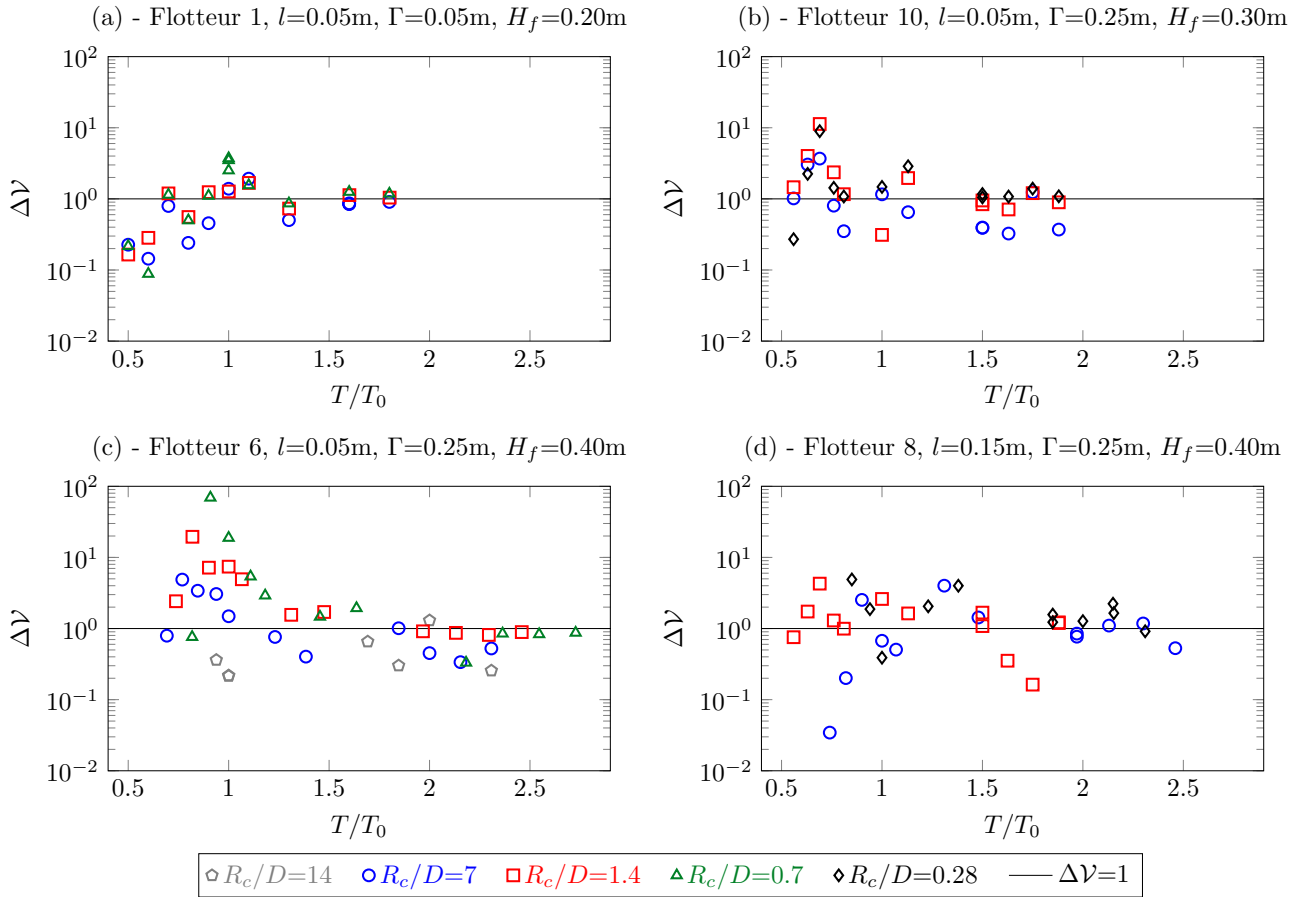


FIGURE 7.1 – Variations du franchissement expérimental  $\Delta\mathcal{V}$  selon la période adimensionnelle  $T/T_0$ . (a) flotteur 1,  $l = 0.05\text{ m}$ ,  $\Gamma = 0.05\text{ m}$  et  $H_f = 0.20\text{ m}$ . (b) flotteur 10,  $l = 0.05\text{ m}$ ,  $\Gamma = 0.25\text{ m}$  et  $H_f = 0.30\text{ m}$ . (c) flotteur 6,  $l = 0.05\text{ m}$ ,  $\Gamma = 0.25\text{ m}$  et  $H_f = 0.40\text{ m}$ . (d) flotteur 8,  $l = 0.15\text{ m}$ ,  $\Gamma = 0.25\text{ m}$  et  $H_f = 0.40\text{ m}$ .

une double échelle verticale à la Figure 7.2. Les variations du ratio de franchissements et de l'amplitude du mouvement du flotteur sont similaires. Pour des périodes inférieures à la période de résonance, le mouvement du flotteur est petit comparé à l'amplitude de houle. Les franchissements sont alors bloqués par le flotteur, agissant comme un brise-lames, plus haut que le niveau de la digue initiale. Ces périodes sont trop faibles pour que le flotteur ait le temps de se mettre en mouvement entre deux vagues. Ces faibles périodes sont inhabituelles pour le site d'application (Esquibien), comme spécifié à la fin de ce paragraphe. À la période de résonance, l'amplitude du flotteur est maximale et le décalage de phase théorique entre la houle et le flotteur est de  $\pi/2$ . Par conséquent, quand la crête de la vague arrive vers la digue, le flotteur passe par sa position d'équilibre en phase descendante à cause de la résonance, et un puissant run-up se forme entre la digue et le flotteur. Les franchissements sont alors plus importants avec la présence du flotteur. De plus, lorsque le dégagement  $D$  augmente, un phénomène de clapot se produit entre le flotteur et la digue, ce qui renforce encore les franchissements lorsque  $T$  est proche de  $T_0$ . Pour des périodes de houle supérieures à la période de résonance, le flotteur agit comme un suiveur de houle, et l'amplitude du mouvement du flotteur est égale à celle de l'amplitude de houle. Dans ce cas, le ratio de franchissements devient constant et la quantité de franchissements est réduite. Cette tendance n'apparaît pas clairement pour le flotteur 8, de par son importante largeur. Ceci peut être expliqué par la présence de forts tourbillons observés

aux coins du flotteur lors des essais expérimentaux.

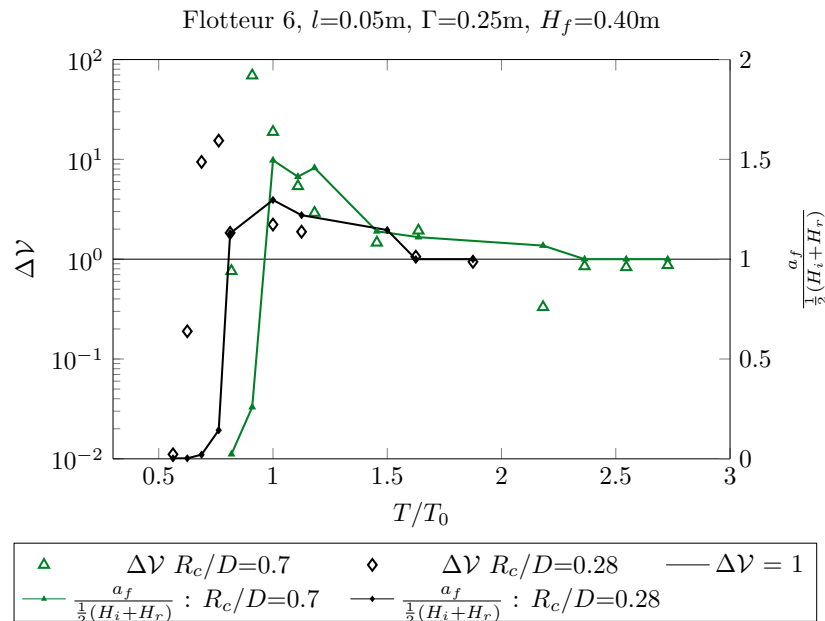


FIGURE 7.2 – Variations du ratio de franchissements  $\Delta\mathcal{V}$  et de l'amplitude du mouvement du flotteur selon la période adimensionnelle  $T/T_0$  pour le flotteur 6 :  $l = 0.05\text{ m}$ ,  $\Gamma = 0.25\text{ m}$  et  $H_f = 0.40\text{ m}$ .

L'influence du tirant d'eau sur les franchissements est soulignée en comparant les flotteurs 1 et 6 de la Figure 7.1 (a) et (c). Un tirant d'eau plus important augmente le ratio de franchissements aux périodes proches de la période de résonance. Ce résultat est valable pour toutes les valeurs de dégagement, excepté à la plus petite distance  $R_c/D = 14$ . L'influence du tirant d'air du flotteur est mise en évidence en comparant les Figures 7.1 (b) et (c). La comparaison du ratio de franchissements y est donnée pour les flotteurs 10 et 6, qui possèdent le même tirant d'eau mais différentes hauteurs totales  $H_f$ . Il faut garder en mémoire que le flotteur 10 est entièrement submergé au passage d'une crête, selon le cycle de houle (quand l'élévation de la surface libre commence à augmenter). Il est observé dans la Figure 7.1 (b) et (c) que la hauteur totale du flotteur  $H_f$  influence peu la tendance des franchissements lorsque la période de houle est supérieure à la période de résonance. Toutefois, le ratio de franchissements est stabilisé à une période plus faible pour le flotteur 10 que pour le flotteur 6. En effet, dans la Figure 7.1 (b), le ratio de franchissements atteint une valeur constante à  $T/T_0 = 1.0$  pour le flotteur 10, alors que le flotteur 6 atteint cet état à  $T/T_0 = 1.5$  (graphe (c)). Quand le flotteur 10 émerge et retrouve un tirant d'air, la vague est cassée et une forte turbulence est générée entre le flotteur et la digue. Ce phénomène n'a pas été observé pour le flotteur 6 (qui n'est jamais totalement immergé). La différence de période de stabilisation des franchissements est ainsi expliquée par la submersion totale temporaire du flotteur 10.

Enfin, l'impact du dégagement est souligné. Dans la Figure 7.3, le ratio de franchissements  $\Delta\mathcal{V}$  est tracé selon le nombre adimensionnel  $D/\lambda$  pour les flotteurs 1 et 6.  $R_c$  et  $\lambda$  sont indépendants. D'après la Figure 7.3, les franchissements relatifs  $\Delta\mathcal{V}$  augmentent pour des valeurs croissantes de  $D/\lambda$ , quelque soit la valeur de  $R_c/D$  tant que  $R_c/D < 14$ . Cette tendance est bien plus prononcée pour un fort tirant d'eau qu'un faible tirant d'eau (Figure 7.3 (b) et (a) respectivement). Néanmoins, pour un flotteur avec un plus grand tirant d'eau (Flotteur 6), la Figure 7.3 (b) montre que le ratio de



franchissements  $\Delta\mathcal{V}$  décroît pour des valeurs décroissantes de  $D/\lambda$ , soit pour des valeurs de  $R_c/D$  croissantes. Par exemple, les franchissements sont réduits jusqu'à 80% par la présence du flotteur 6 pour  $R_c/D = 14$ , en comparaison aux franchissements mesurés sans flotteur. En conclusion, les franchissements sont réduits par la présence du flotteur si le dégagement est petit et les périodes supérieures à la période de résonance du flotteur. Ces résultats sont très intéressants pour la protection côtière, car ces périodes correspondent aux conditions de houle les plus probables sur le site d'application. Par exemple, sur le site d'Esquibien, un flotteur dont le régime post-résonant est situé à  $T_0 < 5.5$  s réduirait les franchissements de digue sur le site d'Equibien d'après MICHARD et al. [79]. En effet, les périodes de houle les plus probables sur ce site sont comprises entre 5.5 s et 6.4 s.

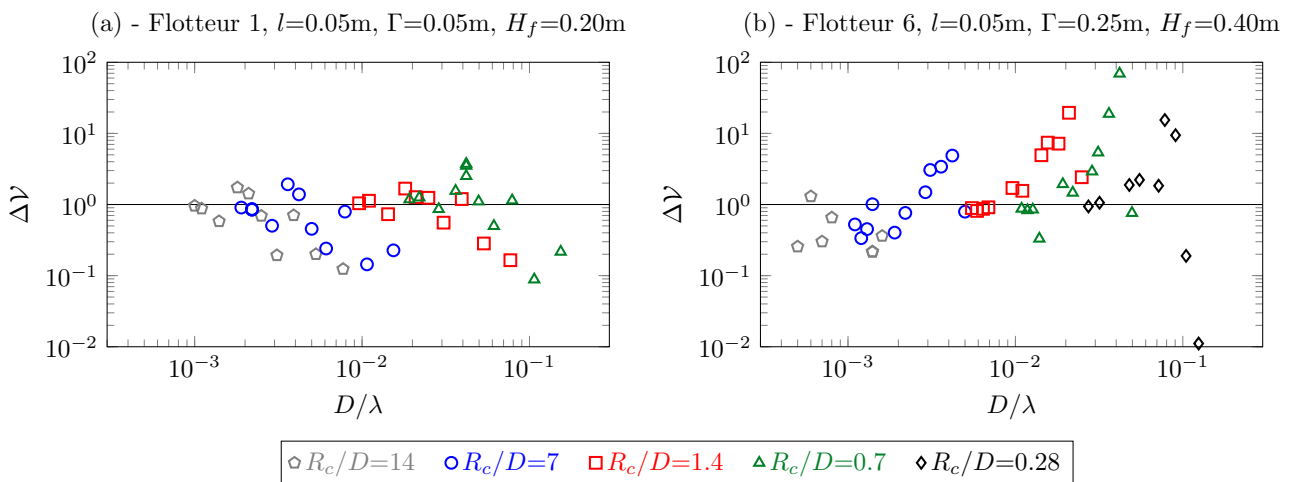


FIGURE 7.3 – Variations du ratio de franchissements expérimental  $\Delta\mathcal{V}$  selon le nombre adimensionnel  $D/\lambda$ . (a) flotteur 1,  $l = 0.05$  m,  $\Gamma = 0.05$  m et  $H_f = 0.20$  m. (b) flotteur 6,  $l = 0.05$  m,  $\Gamma = 0.25$  m et  $H_f = 0.40$  m.

### 7.1.2 Comparaison entre les modèles expérimental et analytique

On rappelle que les franchissements analytiques sont exprimés à partir de la formule de VAN DER MEER [118]. La partie 3.7 présente l'ensemble des formules des franchissements analytiques.

Les ratios de franchissements expérimental et analytique en fonction de la période adimensionnelle sont tracés dans la Figure 7.4 pour les flotteurs 1, 6 et 8. Les résultats de franchissements du flotteur 10 ne sont pas exprimés avec le modèle analytique. En effet, le modèle analytique ne permet pas de simuler le comportement d'un flotteur entièrement submergé. Un tel cas ne respecte pas les conditions de continuité et conditions aux limites sur le contour du flotteur.

La Figure 7.4 montre que pour les flotteurs 6 et 8, la tendance globale est similaire pour les résultats expérimentaux et analytiques. En se rappelant que le modèle analytique est un modèle potentiel et non-visqueux, la différence entre les modèles analytique et expérimental peut être expliquée par une dissipation d'énergie entre la digue et le flotteur. En effet, le confinement du fluide dans la zone (1) induit une perte de charges  $\Delta\mathcal{P}$ , exprimée selon l'équation de BLASIUS [13] (Équation 7.1), où  $R_c + \Gamma$  est la longueur de la zone de confinement du fluide,  $D$  sa largeur,  $\Lambda$  le coefficient de friction

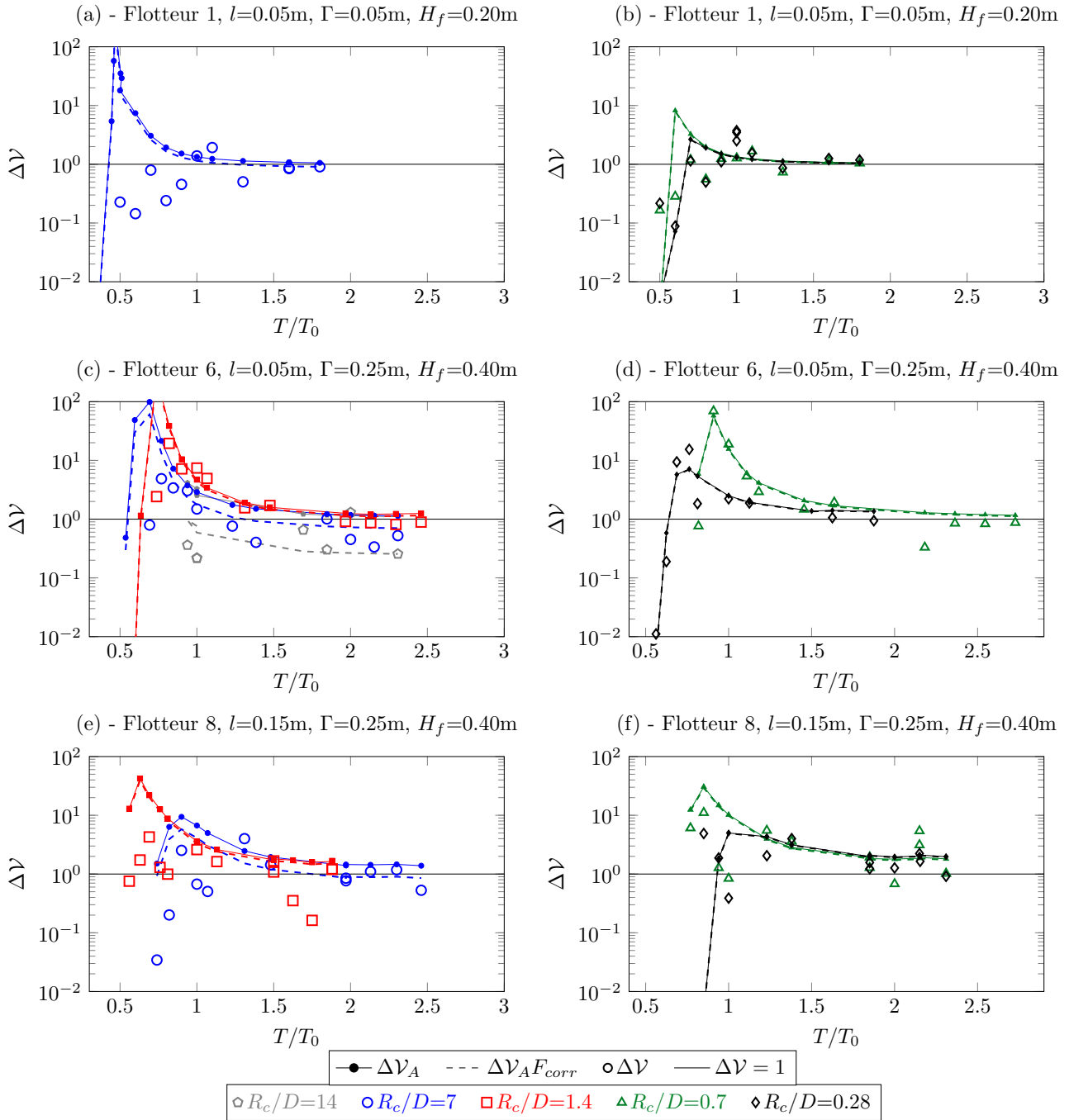


FIGURE 7.4 – Comparaison entre les résultats expérimentaux ( $\Delta\mathcal{V}$ ), analytiques ( $\Delta\mathcal{V}_A$ ) et analytiques avec correction ( $\Delta\mathcal{V}_A F_{corr}$ ) : variations du ratio de franchissements selon la période adimensionnelle  $T/T_0$ . (a) et (b) flotteur 1,  $l=0.05\text{m}$ ,  $\Gamma=0.05\text{m}$  et  $H_f=0.20\text{m}$ . (c) et (d) flotteur 6,  $l=0.05\text{m}$ ,  $\Gamma=0.25\text{m}$  et  $H_f=0.40\text{m}$ . (e) et (f) flotteur 8,  $l=0.15\text{m}$ ,  $\Gamma=0.25\text{m}$  et  $H_f=0.40\text{m}$ . Les lignes en symboles pleins représentent les résultats analytiques, les lignes en pointillés les modèle analytique corrigé et les symboles vides représentent les résultats expérimentaux.

et  $\dot{z}_{0z1}$  la vitesse verticale du fluide dans la zone (1).

$$\Delta\mathcal{P} = \frac{1}{2} \Lambda \rho z_{0z1}^2 \frac{R_c + \Gamma}{D} \quad (7.1)$$

Ainsi une fonction de correction est proposée pour le modèle analytique, et est définie à partir de la différence relative entre l'énergie cinétique du fluide  $E_{cf} = \frac{1}{2}\rho V^2$  et les pertes de charges (Équation 7.2). L'expression du ratio de franchissements analytique est rappelée au chapitre 3, équation 3.96, comme étant le ratio des franchissements analytiques avec et sans flotteur.

$$\Delta\mathcal{V}_{A_{corr}} = \Delta\mathcal{V}_A F_{corr} \quad \text{avec} \quad F_{corr} = \frac{E_{cf} - \Delta\mathcal{P}}{E_{cf}} = 1 - \Lambda \frac{R_c + \Gamma}{D} \quad (7.2)$$

On remarque que le paramètre d'ajustement numérique dans l'expression de  $F_{corr}$  correspond au coefficient de pertes de charges  $\Lambda$  apparaissant dans l'expression des pertes de charges (Équation 7.1). En fonction des valeurs prises par le nombre de Reynolds  $\mathcal{R}_e$ , le coefficient est habituellement extrait des différents diagrammes comme le diagramme de Moody, de Blasius ou Colebrook-White. Le nombre de Reynolds varie sur trois ordres de grandeur :  $\mathcal{R}_e$  est dans la gamme de  $2 \times 10^2$  à  $2 \times 10^5$  pour les essais réalisés. Les valeurs de  $\Lambda$  correspondantes, extraites des différents diagrammes précédemment cités sont donc variables. De plus, elles ne donnent pas de résultats satisfaisants pour la fonction de correction (correction parfois négative ou trop forte). Afin de déterminer une correction globale, la valeur de  $\Lambda$  est définie par ajustement de courbes entre les résultats analytiques et expérimentaux. L'application du CMA-ES HANSEN [50] sur les présents résultats donne une solution globale optimale de  $\Lambda_{opt} = 0.012$ . Cette solution a un effet très significatif sur la fonction de correction  $F_{corr}$  à cause des fortes valeurs de  $(R_c + \Gamma)/D$ .

La valeur obtenue pour  $\Lambda_{opt}$  est comparée avec les valeurs de différentes formules de coefficient de friction données dans la littérature pour des écoulements stationnaires. Ces formules dépendent du nombre de Reynolds  $\mathcal{R}_e = VD/\nu$  (où  $\nu$  représente la viscosité cinématique) et de la rugosité des murs  $\varepsilon$ . Pour les actuelles conditions de tests, le coefficient de rugosité est estimé à  $\varepsilon \approx 1.5 \times 10^{-3} \text{ mm}$  pour le plastique PVC. Différentes expressions des coefficients de pertes de charges peuvent être utilisées selon la valeur du nombre de Reynolds  $\mathcal{R}_e$  (SAVIĆ et al. [108], COLEBROOK et al. [22] et BLASIUS [13]). Ces formules sont présentées dans les Équations 7.3 à 7.5.

$$\begin{aligned} \text{— Écoulement laminaire : } \mathcal{R}_e < 2000 : \quad \Lambda &= \frac{64}{\mathcal{R}_e} \\ \Rightarrow \quad 0.032 &\leq \Lambda \leq 0.32 \end{aligned} \quad (7.3)$$

$$\begin{aligned} \text{— Équation de Blasius (murs lisses et écoulement turbulent) : } \quad \Lambda &= 0.3164 \mathcal{R}_e^{-0.25} \\ \Rightarrow \quad 0.02 &\leq \Lambda \leq 0.1 \end{aligned} \quad (7.4)$$

$$\begin{aligned} \text{— Équation de Colebrook-White : } \mathcal{R}_e > 4000 : \quad \frac{1}{\sqrt{\Lambda}} &= -2 \log \left( \frac{2.51}{\mathcal{R}_e \sqrt{\Lambda}} + \frac{\varepsilon}{3.7D} \right) \\ \Rightarrow \quad 0.01 &\leq \Lambda \leq 0.05 \end{aligned} \quad (7.5)$$

La valeur optimale du coefficient de friction  $\Lambda_{opt}$  est proche de la valeur minimale de  $\Lambda$ . Cependant, l'écoulement étudié expérimentalement est fortement instationnaire. NAZAR, AMIN et POP [90] ont montré que les coefficients de friction sont plus faibles dans ce type de cas, en comparaison

avec les écoulements stationnaires. Ce qui peut expliquer pourquoi la valeur obtenue pour le coefficient  $\Lambda_{opt}$  est proche des valeurs minimales de  $\Lambda$  et confirme la correspondance énergétique de la fonction de correction (Équation 7.2). Des essais complémentaires doivent être réalisés pour obtenir une approche plus détaillée sur le coefficient de correction  $\Lambda_{opt}$  présent dans la correction du modèle analytique.

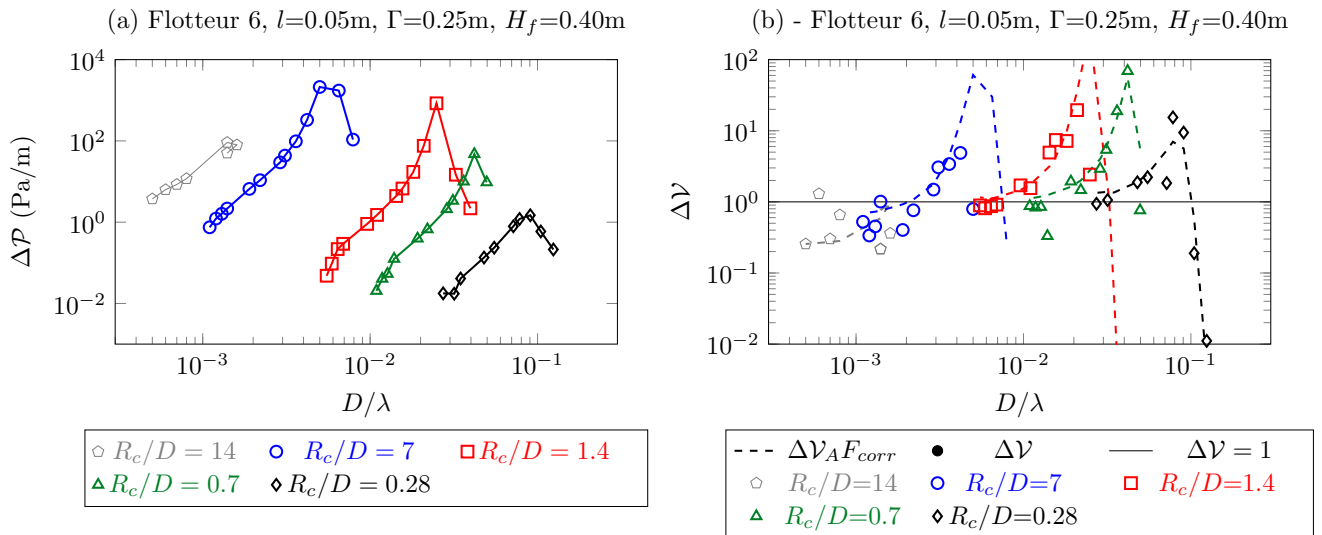


FIGURE 7.5 – (a) Variations des pertes de charges selon  $D/\lambda$  où  $\Lambda$  est calculé avec la formule de Blasius (Équation 7.4), Flotteur 6,  $l=0.05\text{m}$ ,  $\Gamma=0.25\text{m}$  et  $H_f=0.40\text{m}$ . (b) Variations du ratio de franchissements  $\Delta\mathcal{V}$  selon  $D/\lambda$ , flotteur 6,  $l=0.05\text{m}$ ,  $\Gamma=0.25\text{m}$  et  $H_f=0.40\text{m}$ . Les lignes en pointillés représentent le modèle analytique corrigé avec  $\Lambda_{opt}$  et les symboles vides représentent les résultats expérimentaux.

La Figure 7.5(a) représente les variations des pertes de charges  $\Delta\mathcal{P}$ , où  $\Lambda$  est calculé avec la formule de Blasius d'après l'équation 7.4 entre la digue et le flotteur, selon le nombre adimensionnel  $D/\lambda$  pour le flotteur 6 et pour différentes valeurs de  $R_c/D$ . Pour l'ensemble des dégagements, les pertes de charges montrent une évolution similaire aux franchissements : le maximum est atteint pour une valeur de  $D/\lambda$  correspondant à la résonance du flotteur. A l'exception des petit dégagements, ce maximum décroît pour des valeurs de  $R_c/D$  décroissantes. Par conséquent, les pertes de charges sont amplifiées par la résonance du flotteur. Plus le flotteur est éloigné de la digue, plus les pertes de charges sont faibles.

La Figure 7.4 expose les résultats obtenus à partir du modèle analytique corrigé (lignes en pointillés) et du modèle expérimental. La concordance de ces modèles est satisfaisante pour les flotteurs 6 et 8. En effet, pour de fortes valeurs de  $R_c/D$ , le modèle analytique corrigé est très proche du modèle initial et des résultats expérimentaux. Pour les faibles dégagements, le modèle initial n'est pas satisfaisant. Le modèle analytique corrigé est plus proche des résultats expérimentaux que le modèle initial. Par conséquent, les présents résultats montrent que le modèle analytique corrigé peut être utilisé pour l'estimation des franchissements. Une exception doit être faite pour le flotteur 1, lorsque en même temps les valeurs du tirant d'eau  $\Gamma$  et du dégagement sont petites devant la revanche  $R_c$ , soit d'après les résultats expérimentaux obtenus lorsque  $\Gamma/R_c < 1$  et  $R_c/D > 2$ . Dans ce cas, le flotteur agit comme une augmentation artificielle de la revanche de la digue et les franchissements sont réduits.

La Figure 7.5(b) représente les variations du ratio de franchissements  $\Delta\mathcal{V}$  avec  $D/\lambda$  pour le flotteur 6. Les résultats expérimentaux actuels sont comparés avec les estimations obtenues par le modèle analytique corrigé. Le ratio de franchissements prédits par le modèle analytique est en bon accord avec les résultats expérimentaux. Pour chaque valeur de  $R_c/D$ , le ratio de franchissements obtenu par le modèle analytique augmente lorsque  $D/\lambda$  augmente, jusqu'à ce qu'un pic de valeurs soit atteint, correspondant à la résonance du flotteur. À la résonance, un puissant jet d'eau est créé entre la digue et le flotteur (zone (1) - phénomène observé pendant les tests). Le ratio  $\Delta\mathcal{V}$  décroît pour de plus importantes valeurs de  $D/\lambda$ . En d'autres termes, le flotteur induit une réduction des franchissements lorsque ce dernier est proche du quai, et pour des périodes supérieures à la période de résonance. Pour de plus grandes valeurs de dégagement, l'eau n'est plus confinée entre la digue et le flotteur, le ratio de franchissements diminue.

## 7.2 Conclusion partielle

Les franchissements de digue ont été évalués grâce aux modèles analytique et expérimental. Les résultats présentés montrent que la période de houle, le dégagement et le tirant d'eau du flotteur sont les paramètres les plus significatifs pour les franchissements. Grâce à une correction par l'ajout d'un terme de pertes de charges entre la digue et le flotteur dans la formule de Van Der Meer (2002), le modèle analytique est proche du modèle expérimental. Cette correction est définie à partir d'une recherche de la solution optimale du coefficient de pertes de charges via un algorithme génétique. Cette correction pourrait être améliorée avec une estimation plus précise du coefficient de pertes de charges.

Les franchissements sont corrélés avec le comportement du flotteur. Lorsque le flotteur entre en résonance, les franchissements sont amplifiés. Les résultats de franchissements montrent que lorsque le dégagement est faible et la période de houle importante, la présence du flotteur réduit les franchissements de digue.

# 8 Conclusions et perspectives

## 8.1 Conclusion

L'objectif principal de ce présent projet est d'étudier le comportement d'un système oscillant bord à quai, en particulier l'interaction entre une digue verticale et un flotteur. Le système étudié est un modèle simplifié, composé d'un flotteur de section rectangulaire à proximité d'une digue verticale. Le mouvement du flotteur est limité aux oscillations verticales. Cette étude présente l'impact de la digue sur le comportement du flotteur, mais également l'impact de la présence du flotteur sur les franchissements de digue. Afin de réaliser cette étude, trois modèles ont été développés. Un modèle analytique linéaire est développé selon le modèle de ZHENG et al. [128]. Un modèle numérique résolvant les équations de Navier-Stokes complété par un modèle  $k - \epsilon$  est mis au point. Enfin un modèle expérimental est élaboré et sert de référence aux deux autres modèles.

Un modèle analytique bidimensionnel a été développé selon le modèle proposé par ZHENG et al. [128]. Le modèle permet d'obtenir les coefficients hydrodynamiques pour une houle linéaire. Pour calculer ces coefficients, le modèle analytique utilisé est basé sur une solution des potentiels de houle d'après la décomposition de Haskind et le modèle de ZHENG et al. [128]. La théorie d'écoulement potentiel est utilisée. Les potentiels de houle sont écrits avec des coefficients inconnus qui sont résolus par la méthode d'ajustement de fonctions propres. Les coefficients hydrodynamiques sont ensuite calculés à partir de ces potentiels et le comportement du flotteur est étudié. Deux versions du modèle analytique sont réalisées : une version avec digue et une version sans digue. Les franchissements de digue sont également exprimés grâce au modèle analytique et à la formule de Van Der Meer (2002).

Un modèle numérique est réalisé sous ANSYS Fluent (modèle bidimensionnel). Ce modèle résout numériquement les équations de Navier-Stokes en formulation RANS. La turbulence est modélisée par le modèle  $k - \epsilon$ . Deux types de simulations sont réalisées. Dans la première, le flotteur est en mouvement sous l'action de la houle : l'amplitude de houle et le mouvement du flotteur sont ainsi obtenus. Dans la seconde, le flotteur est en mouvement imposé dans une eau calme : la force qui s'exerce sur le flotteur permet d'obtenir les coefficients de radiation numériques.

Enfin, un modèle expérimental est développé. Une maquette du flotteur occupe toute la largeur du canal afin de reproduire un modèle bidimensionnel. L'amplitude de houle est mesurée par des sondes résistives, le mouvement du flotteur par une caméra. Les franchissements de digue sont également mesurés. L'eau passant au dessus de la digue est pompée et quantifiée avec des capteurs volumétriques avant d'être rejetée dans le canal pour maintenir un niveau d'eau moyen. Pour chaque cas, deux mesures sont effectuées : une avec flotteur et une sans flotteur. Le traitement des mesures est effectué sous le logiciel MATLAB. Les résultats obtenus par le modèle expérimental servent de références aux résultats obtenus par les deux autres modèles. Un vérin hydraulique est utilisé pour la

modélisation d'une force de PTO linéaire. Des essais avec et sans le système de modélisation d'énergie sont réalisés.

Des flotteurs de différentes dimensions ont été testés par les trois modèles. Les conditions de houle utilisées sont inspirées des conditions de houle du site d'Esquibien (Bretagne). La majorité des essais ont été réalisés en houle régulière.

Le comportement du système est comparé entre les trois modèles. Dans un premier temps, le comportement d'un flotteur sans vérin hydraulique est étudié. Les résultats obtenus dans cette étude ont montré que les résultats des modèles numérique et expérimental sont en bon accord. De plus, lorsque le tirant d'eau du flotteur augmente, l'amplitude et la pulsation de résonance des flotteurs augmentent. L'écart entre le modèle analytique et les modèles numérique et expérimental s'accroît avec le tirant d'eau. Par conséquent, lorsque le tirant d'eau est important l'amplitude et la pulsation de résonance ne sont plus cohérentes avec le modèle analytique, en particulier à la résonance du flotteur. A contrario, pour les faibles tirants d'eau le modèle analytique est proche des résultats des deux autres modèles. Ainsi le modèle analytique est valide pour de faibles tirants d'eau et lorsque le flotteur est suiveur de houle.

Les tourbillons observés numériquement aux coins des flotteurs dépendent fortement du tirant d'eau. Plus ce dernier est grand, plus les tourbillons sont importants. Le modèle analytique ne modélise ni les tourbillons ni la turbulence, ce qui explique les différences observées avec les deux autres modèles.

Il a également été montré que la présence de la digue diminue la pulsation de résonance du flotteur par rapport au cas sans digue. En effet, une modification des coefficients hydrodynamiques est observée en présence de la digue. De plus, un pic de valeur des coefficients hydrodynamiques apparaît pour certaines valeurs de  $k\Gamma$ , et notamment un pic où la masse ajoutée adimensionnelle  $c_m$  est négative, voire inférieure à  $-1$ . Ces valeurs inférieures à  $-1$  sont liées à un phénomène de résonance de houle entre la digue et le flotteur. Un pic des coefficient de réflexion analytique et expérimental a été observé pour les mêmes nombres d'ondes que le pic de masse ajoutée, correspondant au même phénomène de résonance. Pour comprendre l'origine de ces valeurs, des essais ont été réalisés pour différentes valeurs de dégagement. La comparaison entre les modèles du comportement du flotteur pour différents dégagements a montré que lorsque le dégagement est important, l'amplitude du flotteur tend rapidement vers zéro lorsque la pulsation est plus grande que la pulsation de résonance du flotteur.

Une correction du modèle analytique est proposée. Il est montré dans un premier temps que la correction du modèle analytique par l'ajout d'un terme de traînée n'est pas suffisant : la pulsation de résonance n'est pas suffisamment corrigée à cause de la présence de la digue. Une seconde correction est alors proposée sur les coefficients de radiation. La correction est définie en fonction des grandeurs du système. La comparaison avec le modèle corrigé montre un bon accord avec les résultats numériques et expérimentaux. D'après cette correction, il apparaît que le rapport du tirant d'eau sur la largeur du flotteur est le paramètre influençant le plus le comportement du flotteur.

Par la suite, les modèles analytiques initial et corrigé sont comparés aux essais expérimentaux avec PTO. Au total, deux valeurs d'amortissement des vérins sont modélisés en houle régulière et irrégulière. D'après les résultats obtenus avec PTO, les modèles analytiques initial et corrigé sont

identiques. La correction des coefficients de radiation est négligeable par rapport à l'amortissement apporté par le vérin. Le calcul d'un coefficient de traînée optimal suffirait à corriger le modèle analytique.

La puissance moyenne et le rendement ont été calculés pour des conditions de houle irrégulière. Il apparaît que la puissance maximale est obtenue pour les hauteurs de houle maximales. De plus, le rendement maximal de 30% est obtenu pour une pulsation de 4.5 rad/s. Le rendement moyen obtenu sur l'ensemble des essais en houle irrégulière est de 7.5%. Le système n'étant pas optimisé en dimensions ni en forme, ces résultats sont encourageants.

Dans un second temps, l'impact de la présence du flotteur sur les franchissements de digue a été étudié. Les paramètres physiques impactant majoritairement les franchissements de digue sont : le dégagement, le tirant d'eau et la période de houle. Pour des fortes valeurs de la revanche et de petites valeurs du dégagement, le flotteur réduit globalement les quantités de franchissements. Ces quantités sont augmentées lorsque le dégagement augmente. Pour une période de houle  $T$  supérieure à la période de résonance  $T_0$ , les franchissements sont réduits dans la majorité des cas. Ces résultats peuvent être expliqués par le comportement du flotteur. En effet, le flotteur est suiveur de houle lorsque la période de houle est plus grande que la période de résonance du flotteur, alors que le flotteur entre en résonance ou est presque immobile pour des plus faibles périodes. Dans de tels cas, les franchissements de houle sont augmentés par la présence du flotteur.

Les résultats obtenus montrent que les franchissements de digue peuvent être réduits si le dégagement est faible et la période de houle importante. Une amélioration du modèle analytique est obtenue en prenant en compte les pertes de charges entre la digue et le flotteur. Le modèle analytique corrigé reproduit de manière satisfaisante les mesures expérimentales.

## 8.2 Perspectives

Le modèle analytique développé montre une bonne corrélation avec les modèles expérimentaux et numériques lorsque le flotteur est suiveur de houle. La correction proposée ne permet actuellement pas de certifier la validité du comportement de flotteurs aux dimensions différentes de celles utilisées pour l'optimisation. Des études complémentaires peuvent être mises au point afin de valider ou d'infirmer que le modèle analytique corrigé puisse être utilisé de manière plus générale. Une étude peut également être réalisée pour différentes géométries de flotteur (formes coniques ou circulaires). En effet, l'optimisation de la force du flotteur peut amener à une optimisation des efforts qu'il subit, et ainsi de l'énergie récupérée. Le développement d'un modèle analytique pour différentes formes de flotteur fait partie des améliorations possibles.

Le modèle analytique n'a pas été évalué en houle irrégulière pour le comportement du flotteur et l'évaluation des franchissements. Il est possible de calculer le comportement du flotteur en houle irrégulière et de comparer ces résultats aux expérimentations. La réalisation de cette version du modèle analytique permettrait de faire des études avec des conditions de houle plus réalistes et d'améliorer la quantification des franchissements en conditions plus réalistes.



Afin de concrétiser le projet de récupération d'énergie, le développement d'un prototype complet avec un convertisseur d'énergie est l'objectif final de cette étude. L'installation d'un tel prototype sur un site tel que celui d'Esquibien serait la concrétisation de études préliminaires réalisées. Avant cette étape une étude de survivabilité aux événements extrêmes doit être réalisée.

# A Annexes

## A.1 Expressions mathématiques des variables de calcul

$$\lambda_1 = -ik \quad k \tanh(kh) = \omega^2/g \quad n = 1 \quad (\text{A.1})$$

$$\lambda_n \tan(\lambda_n h) = -\omega^2/g \quad n = 2, 3, \dots \quad (\text{A.2})$$

$$\beta_n = (n-1)\pi/(h-\Gamma) \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{A.3})$$

**Résolution complète du système** Pour résoudre le système d'équations 3.69 et 3.70, on utilise les conditions aux limites des potentiels radiés et diffractés. On multiplie les équations des conditions aux limites par leur fonction propre puis on intègre sur le domaine de validité des conditions. Pour simplifier les calculs, on effectue un changement de variable présenté par les équations A.4 et A.5. On définit également  $h_2$  (équation A.6).

$$y = z + h \quad (\text{A.4})$$

$$dy = dz \quad (\text{A.5})$$

$$h_2 = h - \Gamma \quad (\text{A.6})$$

On obtient les équations suivantes pour le potentiel radié :

$$\int_0^h \frac{\partial \varphi_{R1}}{\partial x} \Big|_{x=l} \cos(\lambda_i y) dy = \int_0^{h_2} \frac{\partial \varphi_{R2}}{\partial x} \Big|_{x=l} \cos(\lambda_i y) dy \quad (\text{A.7})$$

$$\int_0^h \frac{\partial \varphi_{R3}}{\partial x} \Big|_{x=-l} \cos(\lambda_i y) dy = \int_0^{h_2} \frac{\partial \varphi_{R2}}{\partial x} \Big|_{x=-l} \cos(\lambda_i y) dy \quad (\text{A.8})$$

$$\int_0^{h_2} \varphi_{R1}(l, y-h) \cos(\beta_n y) dy = \int_0^{h_2} \varphi_{R2}(l, y-h) \cos(\beta_n y) dy \quad (\text{A.9})$$

$$\int_0^{h_2} \varphi_{R3}(-l, y-h) \cos(\beta_n y) dy = \int_0^{h_2} \varphi_{R2}(-l, y-h) \cos(\beta_n y) dy \quad (\text{A.10})$$

Et pour le potentiel diffracté :

$$\int_0^h \frac{\partial \phi_{D1}}{\partial x} \Big|_{x=l} \cos(\lambda_i y) dy = \int_{h_2}^h \left[ -\frac{\partial \phi_I}{\partial x} \right]_{x=l} \cos(\lambda_i y) dy + \int_0^{h_2} \frac{\partial \phi_{D2}}{\partial x} \Big|_{x=l} \cos(\lambda_i y) dy \quad (\text{A.11})$$

$$\int_0^h \frac{\partial \phi_{D3}}{\partial x} \Big|_{x=-l} \cos(\lambda_i y) dy = \int_{h_2}^h \left[ -\frac{\partial \phi_I}{\partial x} \right]_{x=-l} \cos(\lambda_i y) dy + \int_0^{h_2} \frac{\partial \phi_{D2}}{\partial x} \Big|_{x=-l} \cos(\lambda_i y) dy \quad (\text{A.12})$$

$$\int_0^{h_2} \phi_{D2}(l, y) \cos(\beta_n y) dy = \int_0^{h_2} \phi_{D1}(l, y - h) \cos(\beta_n y) dy \quad (\text{A.13})$$

$$\int_0^{h_2} \phi_{D2}(-l, y) \cos(\beta_n y) dy = \int_0^{h_2} \phi_{D3}(-l, y - h) \cos(\beta_n y) dy \quad (\text{A.14})$$

On remplace ensuite les expressions des potentiels des expressions 3.46 à 3.51 dans le système d'équation précédent afin d'obtenir la matrice S nécessaire à la résolution du problème.

Résolvons l'équation A.7 (les calculs des cosinus dans les intégrales sont données dans l'Annexe 2) :

$$\begin{aligned} \int_0^h \frac{\partial \phi_{R1}}{\partial x} \Big|_{x=l} \cos(\lambda_i y) dy &= \int_0^{h_2} \frac{\partial \phi_{R2}}{\partial x} \Big|_{x=l} \cos(\lambda_i y) dy \\ \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^h -A_{1n} \lambda_i \cos^2(\lambda_i y) dy &= \int_0^{h_2} \left(-\frac{l}{h_2} + A_{21}\right) \cos(\lambda_i y) dy \\ &+ \sum_{n=2}^{\infty} \int_0^{h_2} [A_{2n} \beta_n e^{2\beta_n l} - \beta_n B_{2n}] \cos(\beta_n y) \cos(\lambda_i y) dy \\ \sum_{n=1}^{\infty} -A_{1n} \lambda_i \left(\frac{h}{2} + \frac{\sin(2\lambda_i h)}{4\lambda_i}\right) &= \left(-\frac{l}{h_2} + A_{21}\right) \frac{\sin(\lambda_i h_2)}{\lambda_i} \\ &+ \sum_{n=2}^{\infty} [A_{2n} \beta_n e^{2\beta_n l} - B_{2n} \beta_n] \frac{(-1)^n \lambda_i \sin(\lambda_i h_2)}{\beta_n^2 - \lambda_i^2} \\ \sum_{n=1}^{\infty} -A_{1n} \lambda_i N(\lambda_i, h, 0) &= P_{1i} + \sum_{n=2}^{\infty} [A_{2n} e^{2\beta_n l} - B_{2n}] \beta_n E(\lambda_i, \beta_n) \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

Résolvons l'équation A.8 :

$$\begin{aligned} \int_0^h \frac{\partial \phi_{R3}}{\partial x} \Big|_{x=-l} \cos(\lambda_i y) dy &= \int_0^{h_2} \frac{\partial \phi_{R2}}{\partial x} \Big|_{x=-l} \cos(\lambda_i y) dy \\ \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^h A_{3n} \lambda_i \cos^2(\lambda_i y) dy &= \int_0^{h_2} \left(\frac{l}{h_2} + A_{21}\right) \cos(\lambda_i y) dy \\ &+ \sum_{n=2}^{\infty} \int_0^{h_2} [A_{2n} \beta_n - B_{2n} \beta_n e^{2\beta_n l}] \cos(\beta_n y) \cos(\lambda_i y) dy \\ \sum_{n=1}^{\infty} A_{3n} \lambda_i \left(\frac{h}{2} + \frac{\sin(2\lambda_i h)}{4\lambda_i}\right) &= \left(\frac{l}{h_2} + A_{21}\right) \frac{\sin(\lambda_i h_2)}{\lambda_i} \\ &+ \sum_{n=2}^{\infty} [A_{2n} \beta_n - B_{2n} \beta_n e^{2\beta_n l}] \frac{(-1)^n \lambda_i \sin(\lambda_i h_2)}{\beta_n^2 - \lambda_i^2} \\ \sum_{n=1}^{\infty} A_{3n} \lambda_i N(\lambda_i, h, 0) &= -P_{1i} + \sum_{n=2}^{\infty} [A_{2n} - B_{2n} e^{2\beta_n l}] \beta_n E(\lambda_i, \beta_n) \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Résolvons l'équation A.9 :

$$\begin{aligned} \int_0^{h_2} \phi_{R1}(l, y - h) \cos(\beta_n y) dy &= \int_0^{h_2} \phi_{R2}(l, y - h) \cos(\beta_n y) dy \\ \int_0^{h_2} \sum_{n=1}^{\infty} A_{1n} \cos(\beta_n y) \cos(\lambda_i y) dy &= \int_0^{h_2} \left[\frac{y^2 - l^2}{2h_2} + A_{21}l + B_{21}\right] \cos(\beta_n y) dy \\ &+ \int_0^{h_2} \sum_{n=2}^{\infty} (A_{2n} e^{2\beta_n l} + B_{2n}) \cos^2(\beta_n y) dy \\ \sum_{n=1}^{\infty} A_{1n} \frac{(-1)^j \lambda_i \sin(\lambda_i h_2)}{\beta_n^2 - \lambda_i^2} &= \left(\frac{h_2}{2} - \frac{l}{h_2 \beta_n^2} - \frac{l^2}{2h_2} + A_{21}l + B_{21}\right) \frac{\sin(\beta_n h_2)}{\beta_n} + \frac{\cos(\beta_n h_2)}{\beta_n^2} \\ &+ \sum_{n=2}^{\infty} (A_{2n} e^{2\beta_n l} + B_{2n}) \left(\frac{h_2}{2} + \frac{\sin(2\beta_n h)}{4\beta_n}\right) \\ \sum_{n=1}^{\infty} A_{1n} \frac{(-1)^j \lambda_i \sin(\lambda_i h_2)}{\beta_n^2 - \lambda_i^2} &= \frac{(-1)^{i-1} h_2^2}{(i-1)^2 \pi^2} + \sum_{n=2}^{\infty} (A_{2n} e^{2\beta_n l} + B_{2n}) \left(\frac{h_2}{2} + \frac{\sin(2\beta_n h)}{4\beta_n}\right) \\ \sum_{n=1}^{\infty} A_{1n} E(\lambda_i, \beta_n) &= P_{2i} + \sum_{n=2}^{\infty} (A_{2n} e^{2\beta_n l} + B_{2n}) N(\beta_n, -h, \Gamma) \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

Résolvons l'équation A.10 :

$$\begin{aligned}
\int_0^{h_2} \varphi_{R3}(-l, y-h) \cos(\beta_n y) dy &= \int_0^{h_2} \varphi_{R2}(-l, y-h) \cos(\beta_n y) dy \\
\int_0^{h_2} \sum_{n=1}^{\infty} A_{3n} \cos(\beta_n y) \cos(\lambda_i y) dy &= \int_0^{h_2} \left[ \frac{y^2-l^2}{2h_2} - A_{21}l + B_{21} \right] \cos(\beta_n y) dy \\
&+ \int_0^{h_2} \sum_{n=2}^{\infty} (A_{2n} + B_{2n}e^{-2\beta_n l}) \cos^2(\beta_n y) dy \\
\sum_{n=1}^{\infty} A_{3n} \frac{(-1)^j \lambda_i \sin(\lambda_i h_2)}{\beta_n^2 - \lambda_i^2} &= \left( \frac{h_2}{2} - \frac{1}{h_2 \beta_n^2} - \frac{l^2}{2h_2} - A_{21}l + B_{21} \right) \frac{\sin(\beta_n h_2)}{\beta_n} + \frac{\cos(\beta_n h_2)}{\beta_n^2} \\
&+ \sum_{n=2}^{\infty} (A_{2n} + B_{2n}e^{-2\beta_n l}) \left( \frac{h_2}{2} + \frac{\sin(2\beta_n h_2)}{4\beta_n} \right) \\
\sum_{n=1}^{\infty} A_{3n} \frac{(-1)^j \lambda_i \sin(\lambda_i h_2)}{\beta_n^2 - \lambda_i^2} &= \frac{(-1)^{i-1} h_2^2}{(i-1)^2 \pi^2} + \sum_{n=2}^{\infty} (A_{2n} + B_{2n}e^{2\beta_n l}) \left( \frac{h_2}{2} + \frac{\sin(2\beta_n h_2)}{4\beta_n} \right) \\
\sum_{n=1}^{\infty} A_{3n} E(\lambda_i, \beta_n) &= P_{2i} + \sum_{n=2}^{\infty} (A_{2n} + B_{2n}e^{2\beta_n l}) N(\beta_n, -h, \Gamma)
\end{aligned} \tag{A.18}$$

Pour la diffraction, résolvons l'équation A.11 :

$$\begin{aligned}
\int_0^h \frac{\partial \phi_{D1}}{\partial x} \Big|_{x=-l} \cos(\lambda_i y) dy &= \int_{h_2}^h \left[ -\frac{\partial \phi_I}{\partial x} \right]_{x=-l} \cos(\lambda_i y) dy + \int_0^{h_2} \frac{\partial \phi_{D2}}{\partial x} \Big|_{x=-l} \cos(\lambda_i y) dy \\
\int_0^h \sum_{n=1}^{\infty} -A'_{1n} \lambda_n \cos^2(\lambda_n y) dy &= \int_0^h -\frac{i^2 g a}{\omega} \frac{ch(ky)}{ch(kh)} k e^{ikl} \cos^2(\lambda_i y) dy + \int_0^{h_2} A'_{21} \cos(\lambda_i y) dy \\
&+ \int_0^{h_2} \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} \beta_n e^{2\beta_n l} - B'_{2n} \beta_n) \cos(\beta_n y) \cos(\lambda_i y) dy \\
\sum_{n=1}^{\infty} -A'_{1n} \lambda_i \left( \frac{h}{2} + \frac{\sin(2\lambda_i h)}{4\lambda_i} \right) &= \frac{g a}{\omega} \frac{k e^{ikl}}{ch(kh)} \left( \frac{h}{2} + \frac{\sin(2\lambda_i h)}{4\lambda_i} \right) + A'_{21} \frac{\sin(\lambda_i h_2)}{\lambda_i} \\
&+ \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} \beta_n e^{2\beta_n l} - B'_{2n} \beta_n) \frac{(-1)^j \lambda_i \sin(\lambda_i h_2)}{\beta_n^2 - \lambda_i^2} \\
\sum_{n=1}^{\infty} -A'_{1n} \lambda_i N(\lambda_i, -h, 0) &= P_{6i} e^{ikl} + \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} \beta_n e^{2\beta_n l} - B'_{2n} \beta_n) E(\lambda_i, \beta_n)
\end{aligned} \tag{A.19}$$

Résolvons l'équation A.12 :

$$\begin{aligned}
\int_0^h \frac{\partial \phi_{D3}}{\partial x} \Big|_{x=-l} \cos(\lambda_i y) dy &= \int_{h_2}^h \left[ -\frac{\partial \phi_I}{\partial x} \right]_{x=-l} \cos(\lambda_i y) dy + \int_0^{h_2} \frac{\partial \phi_{D2}}{\partial x} \Big|_{x=-l} \cos(\lambda_i y) dy \\
\int_0^h \sum_{n=1}^{\infty} A'_{3n} \lambda_n \cos^2(\lambda_n y) dy &= \int_0^h \frac{-i^2 g a}{\omega} \frac{ch(ky)}{ch(kh)} k e^{-ikl} \cos^2(\lambda_i y) dy + \int_0^{h_2} A'_{21} \cos(\lambda_i y) dy \\
&+ \int_0^{h_2} \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} \beta_n - B'_{2n} \beta_n e^{2\beta_n l}) \cos(\beta_n y) \cos(\lambda_i y) dy \\
\sum_{n=1}^{\infty} A'_{3n} \lambda_n \left( \frac{h}{2} + \frac{\sin(2\lambda_i h)}{4\lambda_i} \right) &= \frac{g a}{\omega} \frac{k e^{-ikl}}{ch(kh)} \left( \frac{h}{2} + \frac{\sin(2\lambda_i h)}{4\lambda_i} \right) + A'_{21} \frac{\sin(\lambda_i h_2)}{\lambda_i} \\
&+ \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} \beta_n - B'_{2n} \beta_n e^{2\beta_n l}) \frac{(-1)^j \lambda_i \sin(\lambda_i h_2)}{\beta_n^2 - \lambda_i^2} \\
\sum_{n=1}^{\infty} A'_{3n} \lambda_i N(\lambda_i, -h, 0) &= P_{6i} e^{-ikl} + \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} \beta_n - B'_{2n} \beta_n e^{2\beta_n l}) E(\lambda_i, \beta_n)
\end{aligned} \tag{A.20}$$

Résolvons l'équation A.13 :

$$\begin{aligned}
\int_0^{h_2} \phi_{D1}(l, y-h) \cos(\beta_n y) dy &= \int_0^{h_2} \phi_{D2}(l, y-h) \cos(\beta_n y) dy \\
\int_0^{h_2} \sum_{n=1}^{\infty} A'_{1n} \cos(\lambda_i y) \cos(\beta_n y) dy &= \int_0^{h_2} -\frac{i g a}{\omega} \frac{ch(ky)}{ch(kh)} e^{ikl} \cos(\beta_n y) dy \\
&+ \int_0^{h_2} (A'_{21} l + B'_{21}) \cos(\beta_n y) dy \\
&+ \int_0^{h_2} \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} e^{2\beta_n l} + B'_{2n}) \cos^2(\beta_n y) dy \\
\sum_{n=1}^{\infty} A'_{1n} \frac{(-1)^j \lambda_i \sin(\lambda_i h_2)}{\beta_i^2 - \lambda_i^2} &= \left( \frac{i g a}{\omega} \frac{e^{ikl}}{ch(kh)} \right) \frac{(-1)^{i-1} ksh(kh_2)}{k^2 + \beta_i^2} + (A'_{21} l + B'_{21}) \frac{\sin(\beta_n h_2)}{\beta_n} \\
&+ \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} e^{2\beta_n l} + B'_{2n}) \left( \frac{h_2}{2} + \frac{\sin(2\beta_n h)}{4\beta_n} \right) \\
\sum_{n=1}^{\infty} A'_{1n} E(\lambda_i, \beta_n) &= P_{7i} e^{ikl} + \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} e^{2\beta_n l} + B'_{2n}) N(\beta_n, -h, \Gamma)
\end{aligned} \tag{A.21}$$

Réolvons l'équation A.14 :

$$\begin{aligned}
\int_0^{h_2} \phi_{D3}(-l, y-h) \cos(\beta_n y) dy &= \int_0^{h_2} \phi_{D2}(-l, y-h) \cos(\beta_n y) dy \\
\int_0^{h_2} \sum_{n=1}^{\infty} A'_{3n} \cos(\lambda_i y) \cos(\beta_n y) dy &= \int_0^{h_2} -\frac{iga}{\omega} \frac{ch(ky)}{ch(kh)} e^{-ikl} \cos(\beta_n y) dy \\
&+ \int_0^{h_2} (A'_{21} l + B'_{21}) \cos(\beta_n y) dy \\
&+ \int_0^{h_2} \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} + B'_{2n} e^{-2\beta_n l}) \cos^2(\beta_n y) dy \\
\sum_{n=1}^{\infty} A'_{3n} \frac{(-1)^j \lambda_i \sin(\lambda_i h_2)}{\beta_i^2 - \lambda_i^2} &= \left( \frac{iga}{\omega} \frac{e^{-ikl}}{ch(kh)} \right) \frac{(-1)^{j-1} ksh(kh_2)}{k^2 + \beta_n^2} + (A'_{21} l + B'_{21}) \frac{\sin(\beta_n h_2)}{\beta_n} \\
&+ \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} + B'_{2n} e^{2\beta_n l}) \left( \frac{h_2}{2} + \frac{\sin(2\beta_n h)}{4\beta_n} \right) \\
\sum_{n=1}^{\infty} A'_{3n} E(\lambda_i, \beta_n) &= P_{7i} e^{-ikl} + \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} + B'_{2n} e^{2\beta_n l}) N(\beta_n, -h, \Gamma)
\end{aligned} \tag{A.22}$$

**Variables de premier ordre**

$$N(\lambda_i, -h, 0) = \begin{cases} h/2 + \frac{sh(2kh)}{4k} & i = 1 \\ h/2 + \frac{\sin(2\lambda_i h)}{4\lambda_i} & i = 2, 3, \dots \end{cases} \tag{A.23}$$

$$N(\beta_i, -h, \Gamma) = \begin{cases} h_2 & i = 1 \\ h_2/2 & i = 2, 3, \dots \end{cases} \tag{A.24}$$

$$E(\lambda_i, \beta_j) = \begin{cases} \frac{(-1)^{(j-1)} ksh(kh_2)}{k^2 + \beta_j^2} & i = 1 \quad j = 1, 2, 3.. \\ \frac{(-1)^{(j-1)} \lambda_i \sin(\lambda_i h_2)}{\lambda_i^2 - \beta_j^2} & i = 2, 3, \dots \quad j = 1, 2, 3.. \end{cases} \tag{A.25}$$

$$P_{1i} = \begin{cases} -\frac{1}{h_2} \frac{sh(kh_2)}{k} & i = 1 \\ -\frac{1}{h_2} \frac{\sin(\lambda_i h_2)}{\lambda_i} & i = 2, 3, \dots \end{cases} \tag{A.26}$$

$$P_{2i} = \begin{cases} \frac{h_2^2}{6} - \frac{l^2}{2} & i = 1 \\ \frac{(-1)^{(i-1)} h_2^2}{(i-1)^2 \pi^2} & i = 2, 3, \dots \end{cases} \tag{A.27}$$

$$P_{6i} = \begin{cases} -\frac{gka}{\omega ch(kh)} \left[ \frac{h}{2} + \frac{sh(2kh)}{4k} \right] & i = 1 \\ 0 & i > 1 \end{cases} \tag{A.28}$$

$$P_{7i} = \frac{iga}{\omega ch(kh)} \frac{(-1)^{(i-1)} ksh(kh_2)}{k^2 + \beta_i^2} \tag{A.29}$$

**Variables de second ordre** Expressions NON NULLES de la matrice  $S_{i,j}$  de taille (4N, 4N) :

$$S_{i,j} = -\lambda_i sh(\lambda_i D) N(\lambda_i, -h, 0), \quad \text{avec digue} \tag{A.30}$$

$$S_{i,j} = -\lambda_i N(\lambda_i, -h, 0), \quad \text{sans digue} \tag{A.31}$$

$$S_{i,N+j} = \begin{cases} -E(\lambda_i, \beta_j) & j = 1 \\ -\beta_j e^{2\beta_j l} E(\lambda_i, \beta_j) & j = 2, 3, \dots \end{cases} \tag{A.32}$$

$$S_{i,3N+j} = \begin{cases} 0 & j = 1 \\ \beta_j E(\lambda_i, \beta_j) & j = 2, 3, \dots \end{cases} \tag{A.33}$$

$$S_{N+i,2N+i} = \lambda_i N(\lambda_i, -h, 0) \quad (\text{A.34})$$

$$S_{N+i,N+j} = \begin{cases} -E(\lambda_i, \beta_j) & j = 1 \\ -\beta_j E(\lambda_i, \beta_j) & j = 2, 3, \dots \end{cases} \quad (\text{A.35})$$

$$S_{N+i,3N+j} = \begin{cases} 0 & j = 1 \\ \beta_j e^{2\beta_j l} E(\lambda_i, \beta_j) & j = 2, 3, \dots \end{cases} \quad (\text{A.36})$$

$$S_{2N+i,j} = ch(\lambda_i D) E(\lambda_j, \beta_i) \quad \text{avec digue} \quad (\text{A.37})$$

$$S_{2N+i,j} = E(\lambda_j, \beta_i) \quad \text{sans digue} \quad (\text{A.38})$$

$$S_{2N+i,N+i} = \begin{cases} -l(h - \Gamma) & i = 1 \\ -e^{2\beta_i l} N(\beta_i, -h, -\Gamma) & i = 2, 3, \dots \end{cases} \quad (\text{A.39})$$

$$S_{2N+i,3N+i} = \begin{cases} -(h - \Gamma) & i = 1 \\ -N(\beta_i, -h, -\Gamma) & i = 2, 3, \dots \end{cases} \quad (\text{A.40})$$

$$S_{3N+i,2N+j} = E(\lambda_j, \beta_i) \quad (\text{A.41})$$

$$S_{3N+i,N+i} = \begin{cases} l(h - \Gamma) & i = 1 \\ -N(\beta_i, -h, -\Gamma) & i = 2, 3, \dots \end{cases} \quad (\text{A.42})$$

$$S_{3N+i,3N+i} = \begin{cases} -(h - \Gamma) & i = 1 \\ -e^{2\beta_i l} N(\beta_i, -h, -\Gamma) & i = 2, 3, \dots \end{cases} \quad (\text{A.43})$$

Expressions des vecteurs  $G^R$  et  $G^D$  de taille  $(1, 4N)$  (avec digue) :

$$G_i^R = P_{1i}, G_{N+i}^R = -P_{1i}, G_{2N+i}^R = P_{2i}, G_{3N+i}^R = P_{2i} \quad (\text{A.44})$$

$$G_i^D = 0, G_{N+i}^D = P_{6i} e^{-ikl}, G_{2N+i}^D = 0, G_{3N+i}^D = P_{7i} e^{-ikl} \quad (\text{A.45})$$

Expressions des vecteurs  $G^R$  et  $G^D$  de taille  $(1, 4N)$  (sans digue) :

$$G_i^R = P_{1i}, G_{N+i}^R = -P_{1i}, G_{2N+i}^R = P_{2i}, G_{3N+i}^R = P_{2i} \quad (\text{A.46})$$

$$G_i^D = P_{6i} e^{ikl}, G_{N+i}^D = P_{6i} e^{-ikl}, G_{2N+i}^D = P_{7i} e^{ikl}, G_{3N+i}^D = P_{7i} e^{-ikl} \quad (\text{A.47})$$

## A.2 Expressions mathématiques des variables $S$ et $G^D$

Réolvons les équations A.7 et A.9 avec les nouvelles expressions du potentiel de houle radié dans la zone (1) (3.49) pour trouver les nouveaux coefficients des éléments des matrices  $S$  et  $G^D$ .

Equation A.7 :

$$\begin{aligned}
\int_0^h \frac{\partial \varphi_{R1}}{\partial x} \Big|_{x=l} \cos(\lambda_i y) dy &= \int_0^{h_2} \frac{\partial \varphi_{R2}}{\partial x} \Big|_{x=l} \cos(\lambda_i y) dy \\
\sum_{n=1}^{\infty} \int_0^h -A_{1n} \lambda_i \operatorname{sh}(\lambda_i D) \cos^2(\lambda_i y) dy &= \int_0^{h_2} \left( \frac{y^2}{2h_2} - \frac{l}{h_2} + A_{21} \right) \cos(\lambda_i y) dy \\
&+ \sum_{n=2}^{\infty} \int_0^{h_2} [A_{2n} \beta_n e^{2\beta_n l} - \beta_n B_{2n}] \cos(\beta_n y) \cos(\lambda_i y) dy \\
\sum_{n=1}^{\infty} -A_{1n} \lambda_i \operatorname{sh}(\lambda_i D) \left( \frac{h}{2} + \frac{\sin(2\lambda_i h)}{4\lambda_i} \right) &= \left( \frac{h_2}{2} - \frac{l}{h_2} + A_{21} \right) \frac{\sin(\lambda_i h_2)}{\lambda_i} + \frac{\cos(\lambda_i h_2)}{\lambda_i^2} - \frac{1}{h_2} \frac{\sin(\lambda_i h_2)}{\lambda_i^3} \\
&+ \sum_{n=2}^{\infty} [A_{2n} \beta_n e^{2\beta_n l} - B_{2n} \beta_n] \frac{(-1)^n \lambda_i \sin(\lambda_i h_2)}{\beta_n^2 - \lambda_i^2} \\
\sum_{n=1}^{\infty} -A_{1n} \lambda_i \operatorname{sh}(\lambda_i D) N(\lambda_i, h, 0) &= P_{1i} + \sum_{n=2}^{\infty} [A_{2n} e^{2\beta_n l} - B_{2n}] \beta_n E(\lambda_i, \beta_n)
\end{aligned} \tag{A.48}$$

Equation A.9 :

$$\begin{aligned}
\int_0^{h_2} \varphi_{R1}(l, y - h) \cos(\beta_n y) dy &= \int_0^{h_2} \varphi_{R2}(l, y - h) \cos(\beta_n y) dy \\
\int_0^{h_2} \sum_{n=1}^{\infty} A_{1n} \operatorname{ch}(\lambda_i D) \cos(\beta_n y) \cos(\lambda_i y) dy &= \int_0^{h_2} \left[ \frac{y^2 - l^2}{2h_2} + A_{21} l + B_{21} \right] \cos(\beta_n y) dy \\
&+ \int_0^{h_2} \sum_{n=2}^{\infty} (A_{2n} e^{2\beta_n l} + B_{2n}) \cos^2(\beta_n y) dy \\
\sum_{n=1}^{\infty} A_{1n} \operatorname{ch}(\lambda_i D) \frac{(-1)^i \lambda_i \sin(\lambda_i h_2)}{\beta_n^2 - \lambda_i^2} &= \left( \frac{h_2}{2} - \frac{l}{h_2} - \frac{l^2}{2h_2} + A_{21} l + B_{21} \right) \frac{\sin(\beta_n h_2)}{\beta_n} + \frac{\cos(\beta_n h_2)}{\beta_n^2} \\
&+ \sum_{n=2}^{\infty} (A_{2n} e^{2\beta_n l} + B_{2n}) \left( \frac{h_2}{2} + \frac{\sin(2\beta_n h)}{4\beta_n} \right) \\
\sum_{n=1}^{\infty} A_{1n} \operatorname{ch}(\lambda_i D) \frac{(-1)^i \lambda_i \sin(\lambda_i h_2)}{\beta_n^2 - \lambda_i^2} &= \frac{(-1)^{i-1} h_2^2}{(i-1)^2 \pi^2} + \sum_{n=2}^{\infty} (A_{2n} e^{2\beta_n l} + B_{2n}) \left( \frac{h_2}{2} + \frac{\sin(2\beta_n h)}{4\beta_n} \right) \\
\sum_{n=1}^{\infty} A_{1n} \operatorname{ch}(\lambda_i D) E(\lambda_i, \beta_n) &= P_{2i} + \sum_{n=2}^{\infty} (A_{2n} e^{2\beta_n l} + B_{2n}) N(\beta_n, -h, \Gamma)
\end{aligned} \tag{A.49}$$

Réolvons ensuite les équations A.11 et A.13 avec les nouvelles expressions du potentiel de houle diffracté dans la zone (1) (3.46).

Equation A.11 :

$$\begin{aligned}
\int_0^h \frac{\partial \varphi_{D1}}{\partial x} \Big|_{x=l} \cos(\lambda_i y) dy &= \int_{h_2}^h \left[ -\frac{\partial \varphi_1}{\partial x} \right]_{x=l} \cos(\lambda_i y) dy + \int_0^{h_2} \frac{\partial \varphi_{D2}}{\partial x} \Big|_{x=l} \cos(\lambda_i y) dy \\
\int_0^h \sum_{n=1}^{\infty} -A'_{1n} \lambda_n \operatorname{sh}(\lambda_i D) \cos^2(\lambda_n y) dy &= \int_0^h \left[ -\frac{\partial \varphi_1}{\partial x} \right]_{x=l} \cos(\lambda_i y) dy + \int_0^{h_2} A'_{21} \cos(\lambda_i y) dy \\
&+ \int_0^{h_2} \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} \beta_n e^{2\beta_n l} - B'_{2n} \beta_n) \cos(\beta_n y) \cos(\lambda_i y) dy \\
\int_0^h \sum_{n=1}^{\infty} -A'_{1n} \lambda_n \operatorname{sh}(\lambda_i D) \cos^2(\lambda_n y) dy &= \int_0^{h_2} A'_{21} \cos(\lambda_i y) dy \\
&+ \int_0^{h_2} \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} \beta_n e^{2\beta_n l} - B'_{2n} \beta_n) \cos(\beta_n y) \cos(\lambda_i y) dy \\
\sum_{n=1}^{\infty} -A'_{1n} \lambda_i \operatorname{sh}(\lambda_i D) \left( \frac{h}{2} + \frac{\sin(2\lambda_i h)}{4\lambda_i} \right) &= A'_{21} \frac{\sin(\lambda_i h_2)}{\lambda_i} + \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} \beta_n e^{2\beta_n l} - B'_{2n} \beta_n) \frac{(-1)^i \lambda_i \sin(\lambda_i h_2)}{\beta_n^2 - \lambda_i^2} \\
\sum_{n=1}^{\infty} -A'_{1n} \lambda_i \operatorname{sh}(\lambda_i D) N(\lambda_i, -h, 0) &= \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} \beta_n e^{2\beta_n l} - B'_{2n} \beta_n) E(\lambda_i, \beta_n)
\end{aligned} \tag{A.50}$$

Equation A.13 :

$$\begin{aligned}
& \int_0^{h_2} \phi_{D1}(l, y - h) \cos(\beta_n y) dy &= & \int_0^{h_2} \phi_{D2}(l, y - h) \cos(\beta_n y) dy \\
& \int_0^{h_2} \sum_{n=1}^{\infty} A'_{1n} ch(\lambda_i D) \cos(\lambda_i y) \cos(\beta_n y) dy \\
& + \int_0^h \left[ -\frac{\partial \phi_l}{\partial x} \right]_{x=l} \cos(\lambda_i y) dy &= & \int_0^h \left[ -\frac{\partial \phi_l}{\partial x} \right]_{x=l} \cos(\lambda_i y) dy \\
& & & + \int_0^{h_2} (A'_{21} l + B'_{21}) \cos(\beta_n y) dy \\
& & & + \int_0^{h_2} \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} e^{2\beta_n l} + B'_{2n}) \cos^2(\beta_n y) dy \\
& \int_0^{h_2} \sum_{n=1}^{\infty} A'_{1n} ch(\lambda_i D) \cos(\lambda_i y) \cos(\beta_n y) dy &= & \int_0^{h_2} (A'_{21} l + B'_{21}) \cos(\beta_n y) dy \\
& & & + \int_0^{h_2} \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} e^{2\beta_n l} + B'_{2n}) \cos^2(\beta_n y) dy \\
& \sum_{n=1}^{\infty} A'_{1n} ch(\lambda_i D) \frac{(-1)^i \lambda_i \sin(\lambda_i h_2)}{\beta_i^2 - \lambda_i^2} &= & (A'_{21} l + B'_{21}) \frac{\sin(\beta_n h_2)}{\beta_n} \\
& & & + \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} e^{2\beta_n l} + B'_{2n}) \left( \frac{h}{2} + \frac{\sin(2\beta_n h)}{4\beta_n} \right) \\
& \sum_{n=1}^{\infty} A'_{1n} ch(\lambda_i D) E(\lambda_i, \beta_n) &= & \sum_{n=2}^{\infty} (A'_{2n} e^{2\beta_n l} + B'_{2n}) N(\beta_n, -h, \Gamma)
\end{aligned} \tag{A.51}$$



## A.3 Communications

### Communications

- Journée des doctorants – oral LOMC – 28/02/16
- Journée des doctorants – poster Univ Le Havre – 14/06/16
- GDR EMR – oral Nantes – du 17 au 21/10/16
- Seanergy – poster Le Havre – 22 et 23/03/17
- Séminaire – oral UTC Compiègne – 06/04/2017
- GIS HED<sup>2</sup> Journée des doctorants – oral Saint-Denis – 09/06/17
- EWTEC 2017 – oral Cork (Irlande) – du 28/08/17 au 01/09/17
- Journées Scientifique de laboratoire (3A) – oral LOMC – 28/09/17
- Séminaire – oral et vidéo au CEREMA Compiègne – 07/12/17
- Rev Energy – Vidéo – octobre/novembre 2017
- ICOE2018 : poster et vidéo sur le stand – du 13 au 14 juin 2018

### Publications

Les publications [93] et [91] sont deux articles proposés à la soumission respectivement aux journaux *Journal of Hydrodynamics* and *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*. L'article de conférence [92] a été proposé et accepté pour la conférence internationale EWTEC2017. L'article de conférence [80] a été proposé et accepté pour la conférence nationale JNGCGC2018. Une guide technique a été rédigé dans le cadre du projet EMACOP [75]. La participation à ces deux dernières publications a été la proposition et la mise en place du modèle analytique. Ces publications sont disponibles en annexe.

# Numerical and Physical Modeling of a Quayside Wave Energy Recovery System

Sixtine Neuvéglise<sup>\*‡</sup>, Hassan Smaoui<sup>\*†</sup>, Philippe Sergent<sup>\*</sup>, Gaële Perret<sup>‡</sup> and François Marin<sup>‡</sup>

<sup>\*</sup>CEREMA - DTechEMF

134 rue de Beauvais - CS 60039

60280 Margny-Lès-Compiègne, France

E-mail: sixtine.neuveglise@etu.univ-lehavre.fr

E-mail: hassan.smaoui@cerema.fr

E-mail: Philippe.Sergent@cerema.fr

<sup>†</sup>Sorbonne Université, Université de Technologies de Compiègne

Laboratoire Roberval/LHN, UMR CNRS 7337, CS 60319

60203 Compiègne, France

E-mail: hassan.smaoui@utc.fr

<sup>‡</sup>LOMC, UMR CNRS 6294, Le Havre Normandie University

53 rue du Prony

76600 Le Havre, France

E-mail: gaele.perret@univ-lehavre.fr

E-mail: francois.marin@univ-lehavre.fr

**Abstract**—Near dikes, waves are reflected, which induces large wave height and interesting opportunities to produce energy. The aim of this project is to compare numerical and physical modeling of a quayside wave energy recovery system. The system is composed of a floating buoy oscillating in a heave movement along a fixed part (vertical wall breakwater). The interaction between the float and the dike is also studied. To study the buoy response to incident waves and hydrodynamic coefficients, an analytical model is compared with a numerical model, and both results are confronted to experimental tests. 2D models are used. The analytical model is based on the resolution of unknown coefficients, determined by the eigenfunctions matching method. The numerical model is calculated with the ANSYS Fluent software and the experimental tests have been performed in the LOMC Flume.

**Index Terms**—Numerical and Physical Modeling, Quayside System, Direct Drive Converter, Marine Renewable Energy

## I. INTRODUCTION

Production of energy is a major economic challenge. The development of renewable marine energy systems has been increasing during the last years. If some systems are reaching their technological maturity, the wave energy recovery systems are nearly ending the step of fundamental research [1], [2]. Many technologies of Wave Energy Converters (WEC) have been developed and may be firstly classified in offshore, near-shore and on-shore (quayside) systems (for a complete review of WEC technologies, see Falcao [3] and Falnes [4]). Although wave energy potential is lower at coast than offshore, quayside systems offer several advantages. Indeed, costs in terms of maintenance and grid connections are largely reduced compared to open seas systems and waves become more regular when reaching the shore.

The present study is situated in this context. In particular, it is focused on a point absorber system. Such systems offer lower construction costs and a simpler installation compared to other quayside systems such as overtopping systems or oscillating water column devices. Moreover, the presence of the dike can be used to improve the energy produced because of the waves reflection at the dike. The problem is simplified by considering a rectangular buoy, moving in a heave movement along a vertical wall breakwater.

Gao et al. [5], Eriksson [6] and Cheung et al. [7] have studied the movement of a point absorber with numerical and experimental models, but they do not mention analytical models. Luo et al. [8] propose a comparison between a numerical analysis and experimental tests of an oscillating water column, but the analytical model is not mentioned. In opposite, Andersen and Wuzhou [9], Drobyshovski [10], Berggren [11] and Yang [12] develop analytical models using different techniques of resolution (the Green functions, the Taylor theorem and the method of fundamental solutions).

The analytical solution presented by Zheng et al. [13], [14] and Zhang et al. [15] uses the eigenfunctions technique for an offshore and quayside point absorber. However, their analytical analysis is not compared to numerical or physical modeling. Bhinder [16] proposes a comparison of a potential time domain viscous model with different numerical ones, but the hydrodynamic coefficients are calculated using the software Aquaplan. The present project presents a comparison of a direct analytical model with numerical and experimental models.

An application case has been defined for this project. The site of Esquibien in Brittany (France) has been chosen

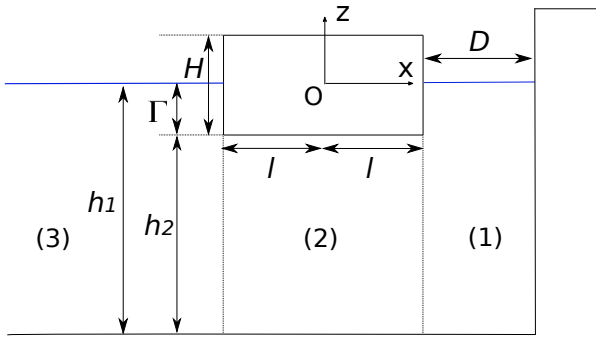


Fig. 1. Floating buoy and dike description for analytical solving

for its important exposition to Atlantic waves. Waves power measurements are given in Michard et al. [17]. The application site also presents a large dike of 300 m. However, the water depth at low tide (3 m) limits the maximum draft of the point absorber.

The aim of the present research is to study the behaviour of the floating buoy with three different approaches: analytical, numerical and physical modeling. Comparison of the three models is used to determine the validity domain of the analytical model. Interactions between the float and the dike are also studied.

The analytical model is described in section 2. Numerical model and experimental tests are considered in sections 3 and 4, respectively. The results and the three models comparison are given in section 5. Section 6 is devoted to the conclusion.

## II. ANALYTICAL MODEL FOR THE BUOY MOVEMENT

### A. Analytical System and Hypothesis

The system is composed of a rectangular floating buoy oscillating in heave movement, along a vertical wall breakwater. Movements of the float are generated by wave conditions.

The system is considered as a float with a width of  $2l$ , a height  $H$ , and a draft at rest  $\Gamma$ , installed at a toe clearance  $D$  from a vertical wall (Fig. 1). The water depth is  $h_1$ . The float is considered to be  $2D$  ( $x, z$  plane). The floating buoy has a mass  $m$  defined as the following:  $m = \rho 2l\Gamma$ , with  $\rho$  the water density, according to the equilibrium equation of the float at rest:  $mg = \rho 2l\Gamma g$ . Four dimensionless numbers are defined to describe the movements of the float:  $\frac{A_i}{h_1}$ ,  $\frac{D}{\lambda}$ ,  $\frac{\Gamma}{h_1}$  and  $kh_1$ , with  $A_i$  the amplitude of the incident waves,  $\lambda$  the wave length and  $k$  the wave number.

Origin of the coordinate system is the gravity center of the floating buoy in the equilibrium position,  $z$  axis is positive in the upper direction and  $x$  axis is set positive in the incident waves direction. The only degree of freedom of the buoy is along  $z$  axis (heave movement). The system is virtually separated in three zones: zone 1 is situated between the dike and the float, zone 2 is under the float, and zone 3 is the wave inlet zone (Fig. 1).

1) *Potential Flow Theory*: For the analytical model, potential flow theory is used. Relative pressure for a potential flow is given by the Bernoulli's equation (Equation 1), with  $Z$  the vertical position of the float along  $z$  axis,  $g$  the gravity and  $\Phi$  the velocity potential.

$$p = \rho g Z - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \rho (\nabla \Phi)^2 \quad (1)$$

Considering only the first order terms to remove non-linear forces, Equation 1 can be written in the following way:

$$p = \rho g Z - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (2)$$

From Equation 2 and integrating pressure over the wet surface of the buoy  $S$  gives the forces acting on the buoy (Equation 3):

$$F_S = -\rho g \int_S Z dS - \rho \int_S \frac{\partial \Phi}{\partial t} dS \quad (3)$$

2) *Hydrostatic Stress on the Buoy*: Hydrostatic forces are written in Equation 4, as the first part of equation 3, with  $Z(t)$  the gravity center position of the float.

$$\Pi = -\rho g \int_S Z dS \quad (4)$$

Considering a small amplitude oscillation compared to float dimensions and using the fundamental principle of dynamics, one can show that the sum of hydrostatic and gravity forces can be written as a spring constant  $K_{Ar}$  (Equation 5).

$$\Pi + mg = K_{Ar} Z \quad \text{with} \quad K_{Ar} = \rho g S = \frac{mg}{\Gamma} \quad (5)$$

3) *Hydrodynamic Stress*: Hydrodynamic forces can be written as the second part of Equation 3. The Haskind decomposition of the potential flow  $\Phi$  is used to express the hydrodynamic forces as a sum of diffracted and radiated forces (Equation 6).

$$\Phi = \Phi_I + \Phi_D + \Phi_R \quad (6)$$

$\Phi_I$  represents the incident potential,  $\Phi_D$  the diffracted potential (corresponding to the waves reflected by a fixed float), and  $\Phi_R$  represents the radiated potential (which corresponds to the waves transmitted by a moving float in still water - Fig. 2).

The diffraction force or excitation force  $F_{EX}$  is computed from the diffracted potential  $\Phi_D$  and the incident potential  $\Phi_I$ , and expressed with the diffraction coefficient  $F_{ex}$ . The radiation force  $F_R$  is calculated from the radiated potential  $\Phi_R$  and expressed as the sum of the added mass  $c_m$  of the system and the damping coefficient  $c_a$ .

$$F_{EX} = -\rho \int_S \frac{\partial(\Phi_I + \Phi_D)}{\partial t} dS = F_{ex} \sin(\omega t) \quad (7)$$

$$F_R = -\rho \int_S \frac{\partial \Phi_R}{\partial t} dS = -c_m \ddot{Z} - c_a \dot{Z} \quad (8)$$

The expression of the diffraction force and the radiation force are given respectively in Equations 7-8.

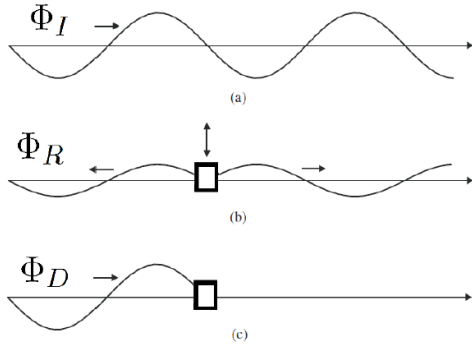


Fig. 2. Haskind decomposition

4) *Floating Buoy Movement*: Applying the fundamental principle of dynamics, the movement of the float along a heave movement can be written as follows:

$$(m + c_m)\ddot{Z}(t) + c_a\dot{Z}(t) + K_{Ar}Z(t) = F_{ex}\sin(\omega t) \quad (9)$$

To solve Equation 9, the hydrodynamic coefficients  $c_m$ ,  $c_a$  and  $F_{ex}$  must be known. To identify these coefficients, the values of the incident, diffracted and radiated potentials have to be assessed, according to Equations 7–8. Different identification methods of the hydrodynamic coefficients have been tested [12], [9]. Zheng et al. [13] proposes a method by fixing the boundaries and continuity conditions, and using the eigenfunction matching. This method is used to find the hydrodynamic coefficients, and is described in the following part.

### B. Analytical Resolution with Eigenfunction Matching Method

To solve the analytical model, the heave potentials are written as a sum of unknown coefficients, and then boundaries and continuity equations are used to create a system of equations. This system is solved using eigenfunctions.

1) *Heave Potentials Definition*: At first, incident, diffracted and radiated potentials are written as a sum of unknown coefficients. Equation 10 defines the potentials along  $x$ ,  $z$  and  $t$  the time, Equation 11 defines the incident potential along  $x$  and  $z$ , and Equation 12 defines the radiated potential along  $x$  and  $z$ .

$$\Phi = \text{Re}[\phi(x, z)e^{-i\omega t}] \quad (10)$$

$$\phi_I = \frac{igA_i}{\omega} \frac{ch(k(z + h_1))}{ch(kh_1)} e^{ikx} \quad (11)$$

$$\phi_R = \text{Re}[-i\omega a_r \varphi_R(x, z)] \quad (12)$$

Expressions of the diffracted and radiated potentials in zone 1 are given in Equation 13 and 14 at a point  $(x, z)$ .

$$\phi_{D1} = -\phi_I + \sum_{n=1}^{\infty} A'_{1n} ch(\lambda_n(x - D - l)) \cos(\lambda_n(z + h_1)) \quad (13)$$

$$\varphi_{R1} = \sum_{n=1}^{\infty} A_{1n} ch(\lambda_n(x - D - l)) \cos(\lambda_n(z + h_1)) \quad (14)$$

$\omega$  is defined as the wave pulsation in  $\text{rad.s}^{-1}$ ,  $k$  is the wave number,  $A_i$  is the wave amplitude,  $a_r$  is the float amplitude in a forced movement and  $\lambda_n$  is the  $n$ -th solution of the dispersion relation defined by Equation 15–16.

$$\lambda_1 = -ik, \quad \omega^2/g = k * th(kh_1) \quad n = 1 \quad (15)$$

$$-\omega^2/g = \lambda_n \tan(\lambda_n h_1) \quad n = 2, 3, \dots \quad (16)$$

Potentials are defined as a sum of unknown coefficients  $A'_{1n}$ ,  $A'_{2n}$ ,  $A'_{3n}$ ,  $B'_{2n}$  for the diffracted potential, and  $A_{1n}$ ,  $A_{2n}$ ,  $A_{3n}$ ,  $B_{2n}$  for the radiated potential. Potentials are written for each zone 1,2 and 3. The boundaries and continuity conditions are used to solve the unknown coefficients.

2) *Boundaries and Continuity Conditions*: The problems of diffracted and radiated potentials are defined thanks to the Laplace equation and to the boundaries conditions. Boundaries conditions take into account the presence of the dike, i.e a total reflection of the wave potential. They also consider the bottom and free surface conditions. Continuity condition of pressure and velocity are described between zone 1-2 and 2-3. More information can be found in Zheng et al. [13].

3) *Method of Resolution*: To solve the unknown coefficients of the diffracted and radiated potential, each part of the equation obtained from the boundary and continuity conditions is multiplied by its eigenfunction and integrated over its respective depth interval, at the float boundaries  $x = \pm l$ . Only the  $N$  first terms of the infinite series are used, this leads to a linear system of  $4N$  equations (Equation 17–18):

$$SX_D = G^D \quad (17)$$

$$SX_R = G^R \quad (18)$$

The solutions matrix are named  $X_D$  and  $X_R$  for respectively the diffracted potential and the radiated potential. The expressions of  $X_D$  and  $X_R$  are described in Equation 19 and 20 respectively. The coefficients of matrices  $S$ ,  $G^D$  and  $G^R$  depend on the wavenumbers  $\lambda_i$ , the water depth in each zone ( $h_1$ ,  $h_2$ ), and the toe clearance  $D$ , a complete expression is given in [13], [14]. The linear system can be solved by calculating the inverse of the  $S$  matrix.

$$X_D = [A'_{11}, \dots, A'_{1N}, \dots, A'_{2N}, \dots, A'_{3N}, \dots, B'_{2N}]^T \quad (19)$$

$$X_R = [A_{1N}, \dots, A_{1N}, \dots, A_{2N}, \dots, A_{3N}, \dots, B_{2N}]^T \quad (20)$$

The linear system presented in Equation 17–18 is solved under PYTHON using the preconditioned GMRES algorithm. The dispersion relation is solved with Newton algorithm. The 40 first terms of the series are used to calculate the hydrodynamic coefficients, and the convergence is obtained after the 20 first terms.

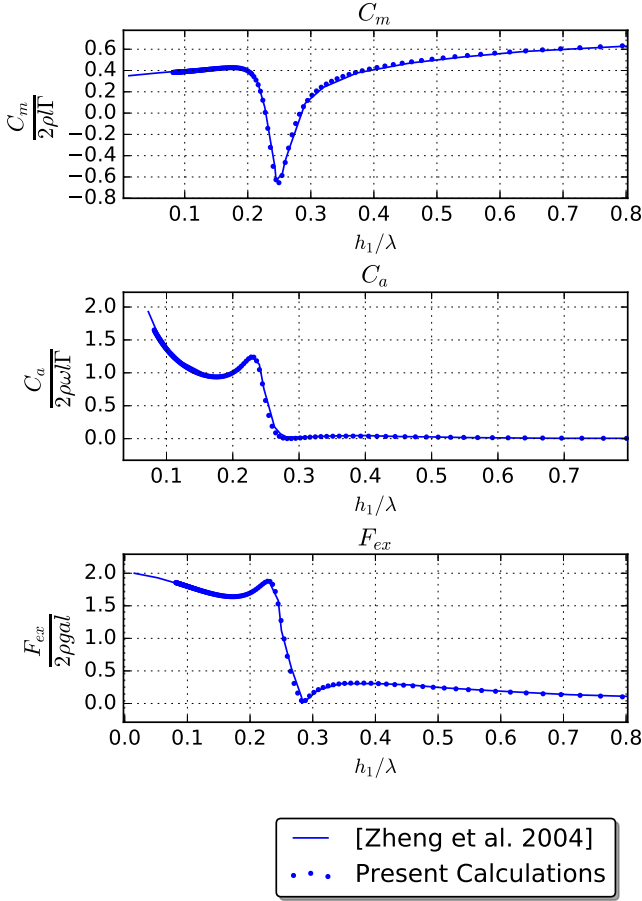


Fig. 3. Calculation of hydrodynamic coefficients and comparison with [13]

4) *Calculation of Hydrodynamic Coefficients:* Hydrodynamic coefficients can be calculated from the expressions of the diffracted and radiated potentials. The added mass  $c_m$  and damping coefficient  $c_a$  are calculated from the radiated potential, and the diffraction coefficient  $F_{ex}$  is calculated from the diffracted potential, following Equations 8 and 7. The results obtained are compared with these described in [13].

In Fig. 3, the values obtained for the hydrodynamic coefficients are identical to values given by the reference. The dimensions of the system are  $h_1/l = 6$ ,  $\Gamma/h_1 = 0.4$  and  $D/h_1 = 0.2$ , with  $h_1$  the water depth and  $\lambda$  the incident waves length. The hydrodynamic coefficients are plotted without dimension. This confirms the validity of the analytical model.

### III. NUMERICAL MODEL FOR THE BUOY MOVEMENT

In a second step, a numerical model is realized on ANSYS Fluent software. With this model, the movement of the float and its hydrodynamic coefficients are numerically calculated. The numerical model solves the complete Navier-Stokes flow theory. A viscosity terms in  $k - \epsilon$  is also added in the

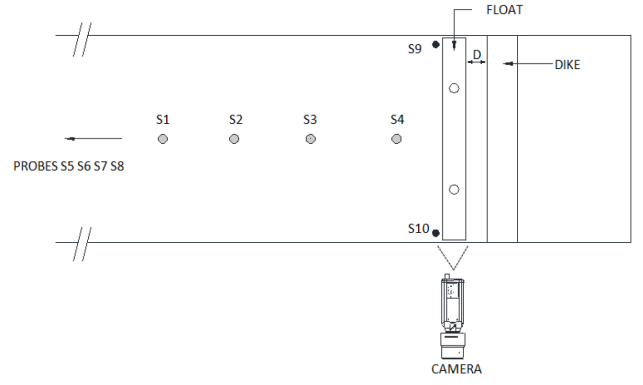


Fig. 4. Scheme of the experimental device

TABLE I  
EXPERIMENTAL WAVES CONDITIONS

Buoy	$T$ (s)		$\frac{\Gamma}{h_1}$	$\frac{D}{\lambda}$		$\frac{A_i}{h_1}$
	min	max		min	max	
1	0.64	1.55	0.250	2.60E-3	1.52E-2	0.25
1	0.64	1.68	0.125	2.21E-3	1.52E-2	0.125
1	0.64	1.68	0.083	2.21E-3	1.52E-2	0.083
5	1.16	3.35	0.416	5.57E-4	4.65E-3	0.083

parameters of the model. The geometry of the system is exactly the same as the geometry used for the analytical model.

The movement of the floating buoy is saved as a data file. The calculation of the incident and reflected waves are made using the Goda and Suzuki method using two probes [18].

### IV. EXPERIMENTAL TESTS

The experimental tests have been performed in the flume of the LOMC, which is 34 m long, 0.90 m wide and 1.20m high. The dike and the buoy have been installed in the flume at scale 1:15. The floating buoy fills the whole width of the flume, in order to simulate a 2D object. Two vertical spikes maintain the buoy near the dike and allows the float to move only in a heave movement. The scheme of the experimental device is given in Fig. 4. Two buoys are tested in the flume. Their dimensions are given in Table II. For all floats, the width  $2l$  is 0.1m and the length  $L$  is 0.88m. The two different buoys are tested under different waves conditions presented in Table I. The maximum and minimum waves periods are written  $T_{Max}$  and  $T_{Min}$ . The depths tested are 0.2m, 0.4m and 0.6m for the float 1, and 0.6m for the float 5. The masses of the two tested floats are given in Table II. The toe clearance  $D$  between the float and the dike is set to 0.01m for all floats. A total of 48 tests have been made.

The incident and reflected waves amplitudes are calculated using the Mansard and Funke method [19] with four resistive probes placed in the flume. A camera is placed in front of the float to capture images of its movement with the software HIRIS R&D Vision. The camera is set to 15 images per



Fig. 5. Picture of the experimental device performed in the LOMC flume

second. The float was painted in black and a white point was added to follow its trajectory. A picture of the device is given in Fig. 5.

## V. RESULTS AND COMPARISON OF THE THREE MODELS

For the comparison of the three models, a reference pulsation  $\omega_0$  is chosen for each tested buoy. This pulsation corresponds to the free pulsation of the damped oscillator measured during experimental tests: the pulsation at which the float evolves freely when departed from its position at rest. When no experiments were carried out, the resonance pulsation is determined from the numerical results as the pulsation corresponding to the maximum amplitude of the float.

To compare the three models, five floats dimensions have been tested. All floating buoys have the same width  $2l$  of 0.1m. Only the draft  $\Gamma$  and the total height  $H$  are modified. The toe clearance  $D$  is set to 0.01m for all floats and all models. The buoys dimensions and the model tested are presented in Table II. The floats numbered 3, 4 and 5 have been tested at a water depth of 0.6m. For all floating buoys, the numerical model and the analytical model have been used.

### A. Impact of the Water Depth

At first, the movements of the float 1 are calculated for different water depths. The numerical model, the analytical model and the experimental results are compared in Fig. 6. The float amplitude  $A_f$  is compared with the incident and reflected waves amplitude  $A_i$  and  $A_r$ . Two results can be observed. Fig. 6 shows that the analytical model is not as reliable as the numerical one. The resonance pulsation of the analytical

TABLE II  
FLOATING BUOYS TESTED

Buoy Number	$\Gamma$ (m)	$H$ (m)	$m$ (kg)	Tested Model		
				Ana.	Num.	Exp.
1	0.05	0.20	4.24	X	X	X
2	0.10	0.25	-	X	X	
3	0.15	0.25	-	X	X	
4	0.20	0.40	-	X	X	
5	0.25	0.40	20.92	X	X	X

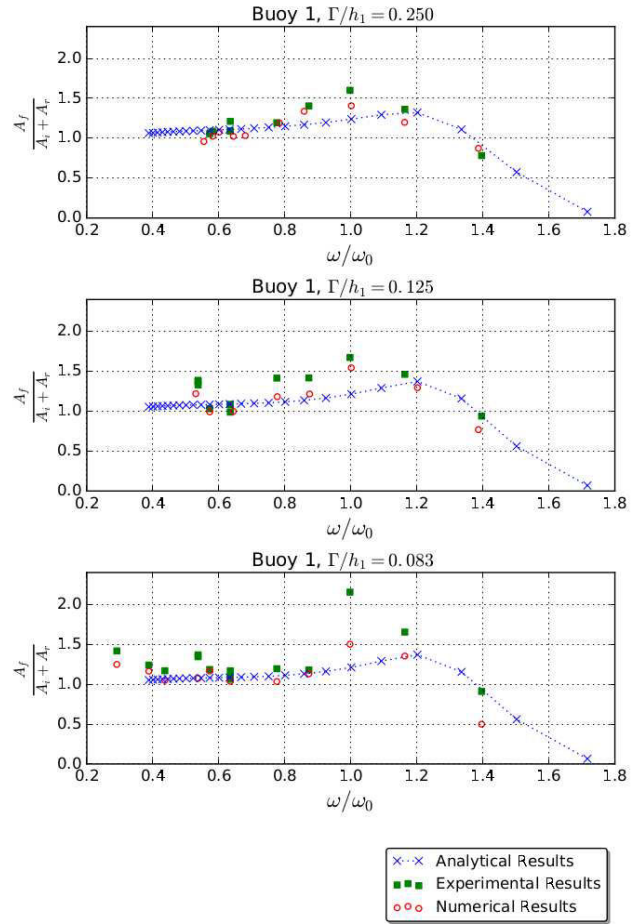


Fig. 6. Buoy response at different water depths for  $\Gamma/(2l) = 0.5$

model is greater than those of the numerical and experimental results, by an error of 17%, constant for all the tested cases. Secondly, one can observe that the water depth has very few impact on the float behaviour and no impact on the accuracy of the analytical model. Thus, a correction of the analytical model should not depend on the water depth.

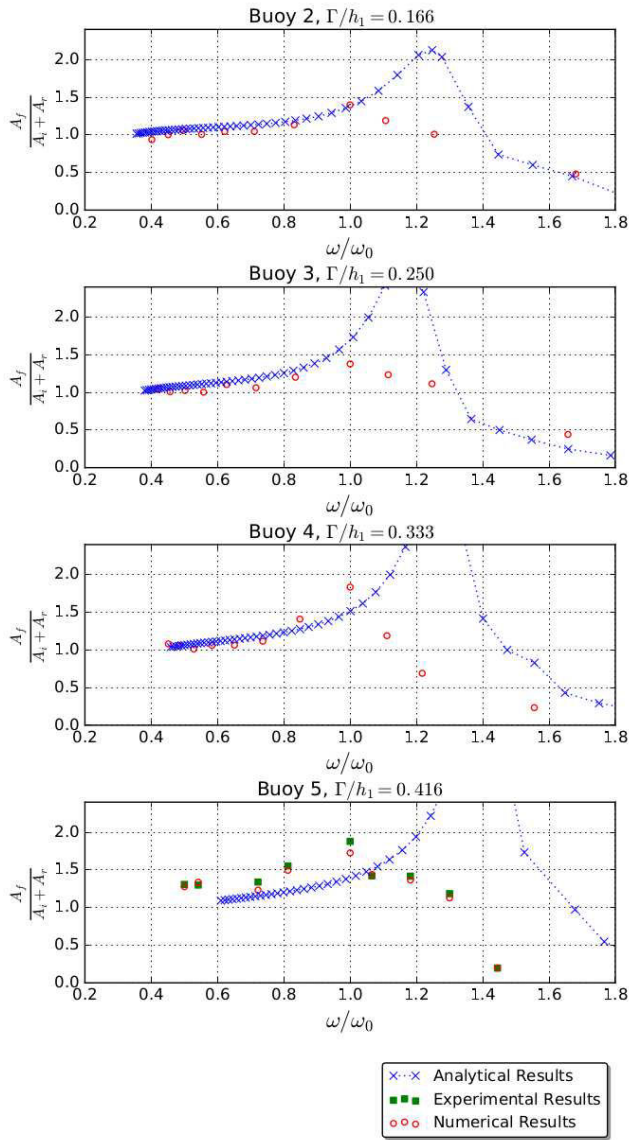


Fig. 7. Buoy response with different drafts and different values of  $\Gamma/(2l)$ :  $\Gamma/(2l) = 1, 1.5, 2, 2.5$  from top to bottom.

### B. Impact of the Draft

The movements of floats with different drafts are calculated with the three models. The results obtained are shown in Fig. 7. The resonance pulsation  $\omega_0$  is obtained from the numerical results and defined as the resonance pulsation of reference. It can be seen in Fig. 7 that for high draft (buoy 5), the resonance pulsation of experimental and numerical results agree very well.

Reading Fig. 7, the difference between numerical and experimental models is small. For this reason, floats 3, 4 and 5 have only been tested with the numerical model. ;

It appears clearly that the analytical model needs corrections to evaluate properly the response of the float under waves action. The correction can be made on the added mass and damping coefficient. Studying the variation of these coeffi-

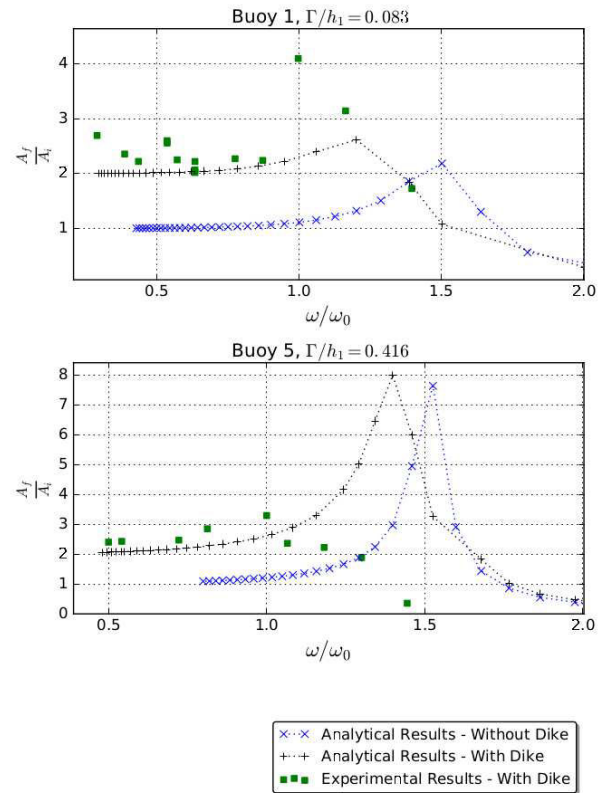


Fig. 8. Interactions between float and dike

icients between the analytical model and the numerical model can be the first step to find a correction factor. This will be done in a future work.

### C. Float and Dike Interactions

Figure 8 represents the impact of the dike on the float movements. It appears that the dike decreases the resonance pulsation of the float. This is due to the modification of the hydrodynamic coefficients, and particularly the added mass which directly influences the resonance pulsation of the float.

The hydrodynamic coefficients are plotted in Fig. 9. The added mass obtained with the presence of the dike is about twice the added mass without dike, except around  $\omega/\omega_0 \approx 1.5$  for the float 1 and  $\omega/\omega_0 \approx 1.55$  for the float 5. A spike of added mass appears for this values of pulsation. Same results are observed for the damping coefficient and for the diffraction coefficient. The pulsation for which the spikes of hydrodynamic coefficients appear, seems to correspond with the resonance pulsation of the float without dike. For higher pulsations and after the resonance pulsation of the float without dike, the interaction effects disappear (except for the added mass coefficient). According to Fig. 9, the damping and diffraction coefficients have the same values with or without the presence of the dike after the resonance pulsation of the float without dike.

However, despite the increase of hydrodynamics coefficients, for a ratio  $\omega/\omega_0$  smaller than  $\approx 1.5$ , the amplitude

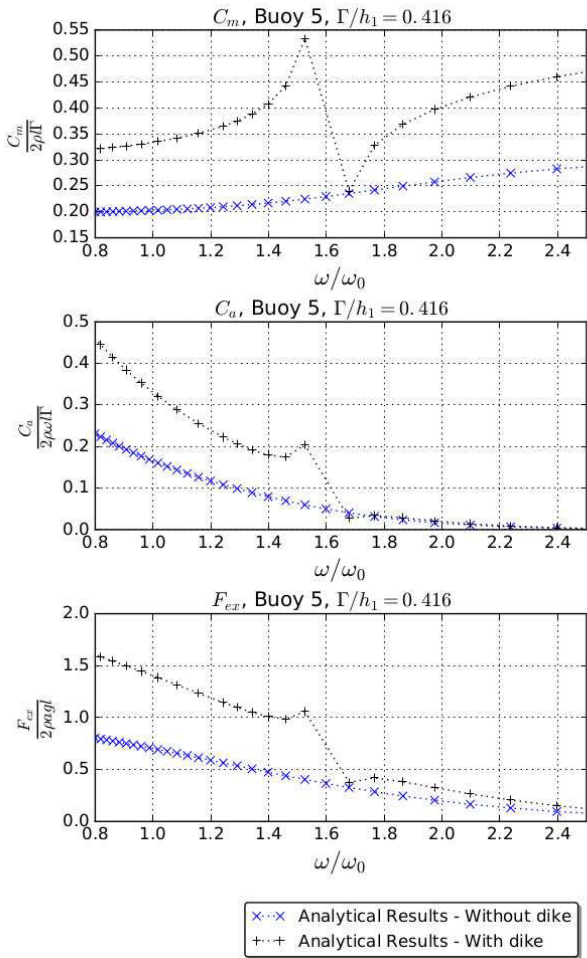


Fig. 9. Dike impact on hydrodynamic coefficients

of the float with and without a dike is similar (Fig. 8). This may be explained by the fact that the increase of added mass and damping coefficients balances the increase of diffraction coefficient on the other hand, in the expression of the float amplitude. Indeed, the amplitude of the float is determined as the ratio of excitation force, linked to diffraction coefficient, to a term depending on added mass and damping coefficients, leading to few modifications of the float amplitude.

## VI. CONCLUSION

Float movements have been calculated using the movement equation which includes hydrodynamic coefficients. To calculate these coefficients, the analytical model used is based on the resolution of the heave potentials according to the Haskind decomposition and Zheng et al. [13]. Potential flow theory is used. Heave potentials are written with unknown coefficients which are solved using the eigenfunctions matching method. Hydrodynamic coefficients are then calculated from heave potentials, and finally the buoy movements have been studied. This model has been used to calculate the dike interactions with the floating buoy. The results of the analytical model have been compared with the results obtained from the numerical

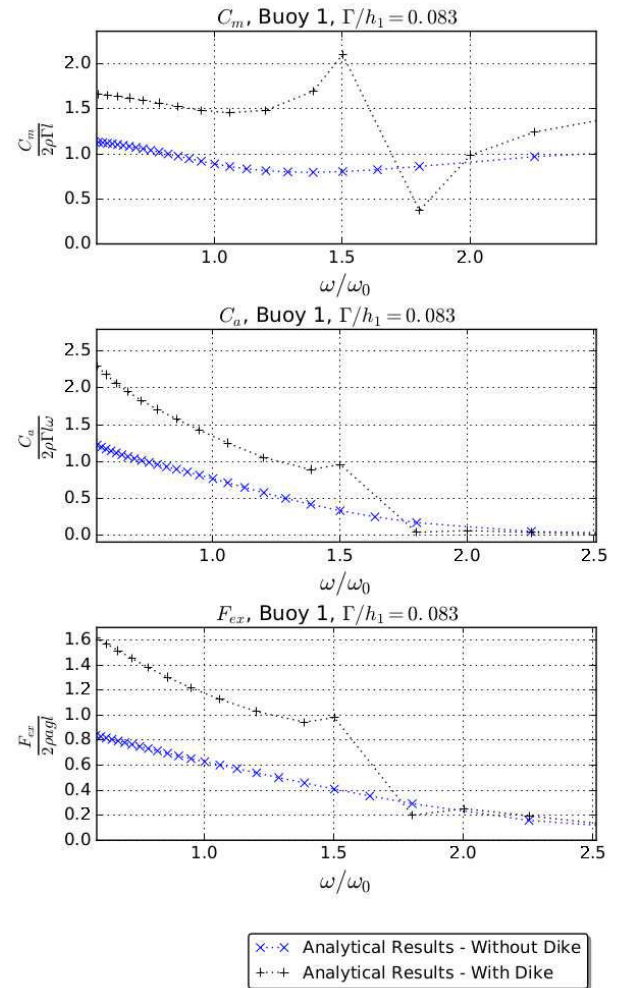


Fig. 10. Dike impact on hydrodynamic coefficients

model and from experimental tests. From this comparison three main points are highlighted.

The first point concerns the non-linear effects. Comparing the analytical model to the numerical model confirms the presence of non-linear effects. Water depth does not impact the values of non-linear effects. In opposite, the draft of the floating buoy largely impacts non-linear effects. The larger the draft is, the more important the non-linear effects are. Studying hydrodynamic coefficients can give an idea of the non-linear effects. This kind of study could allow to find a correction for the present analytical model and will be done in a future work.

The second point concerns the interactions between the dike and the float. Presence of the dike lowers the resonance pulsation of the floating buoy. This is due to the modification of the added mass. Comparing hydrodynamic coefficients reveals that the damping coefficients and the diffraction forces are also modified. The presence of the dike increases the values of the hydrodynamic coefficients and a spike appears for some values of pulsation. After the natural resonance pulsation of



the float, effects of the interactions between the dike and the float disappear (except for the added mass coefficient, which is multiplied by two).

#### ACKNOWLEDGMENT

The numerical part of this project has been realized with the CEREMA and the Roberval laboratory, part of the LHN at the UTC at Compiègne. The experimental part has been performed within the LOMC - UMR CNRS 6294 at Le Havre University. The project is co-financed by the CEREMA in Compiègne, the Normandy Regional Council and ERDF through NEPTUNE programme.

#### REFERENCES

- [1] H. M. Aurelien Babarit, "Récupération de l'énergie des vagues," *Techniques de l'ingénieur*, Tech. Rep., 10 janvier 2013.
- [2] A. Clément, P. McCullen, A. Falcão, A. Fiorentino, F. Gardner, K. Hammarlund, G. Lemonis, T. Lewis, K. Nielsen, S. Petroncini, and others, "Wave energy in Europe: current status and perspectives," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 6, no. 5, pp. 405–431, 2002.
- [3] A. F. d. O. Falcão, "Wave energy utilization: A review of the technologies," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 14, no. 3, pp. 899–918, Apr. 2010.
- [4] J. Falnes, "A review of wave-energy extraction," *Marine Structures*, vol. 20, no. 4, pp. 185–201, Oct. 2007.
- [5] Y. Gao, S. Shao, H. Zou, M. Tang, H. Xu, and C. Tian, "A fully floating system for a wave energy converter with direct-driven linear generator," *Energy*, vol. 95, pp. 99–109, Jan. 2016.
- [6] M. Eriksson, "Modelling and experimental verification of direct drive wave energy conversion: buoy-generator dynamics," Ph.D. dissertation, Acta Universitatis Upsaliensis Acta Universitatis Upsaliensis, Uppsala, 2007, oCLC: 938423643.
- [7] J. T. Cheung and E. F. Childress III, "Ocean wave energy harvesting devices," DTIC Document, Tech. Rep., 2007.
- [8] Y. Luo, Z. Wang, G. Peng, Y. Xiao, L. Zhai, X. Liu, and Q. Zhang, "Numerical simulation of a heave-only floating OWC (oscillating water column) device," *Energy*, vol. 76, pp. 799–806, Nov. 2014.
- [9] P. Andersen and H. Wuzhou, "On the calculation of two-dimensional added mass and damping coefficients by simple Green's function technique," *Ocean engineering*, vol. 12, no. 5, pp. 425–451, 1985.
- [10] Y. Drobyshevski, "Hydrodynamic coefficients of a two-dimensional, truncated rectangular floating structure in shallow water," *Ocean Engineering*, vol. 31, no. 3-4, pp. 305–341, Feb. 2004.
- [11] L. Berggren and M. Johansson, "Hydrodynamic coefficients of a wave energy device consisting of a buoy and a submerged plate," *Applied Ocean Research*, vol. 14, no. 1, pp. 51–58, 1992.
- [12] F.-L. Yang, C. T. Wu, and D. L. Young, "On the Calculation of Two-Dimensional Added Mass Coefficients by the Taylor Theorem and the Method of Fundamental Solutions," *Journal of Mechanics*, vol. 28, no. 01, pp. 107–112, Mar. 2012.
- [13] Y. Zheng, Y. Shen, Y. You, B. Wu, and D. Jie, "On the radiation and diffraction of water waves by a rectangular structure with a sidewall," *Ocean Engineering*, vol. 31, no. 17-18, pp. 2087–2104, Dec. 2004.
- [14] Y. Zheng, Y. You, and Y. Shen, "On the radiation and diffraction of water waves by a rectangular buoy," *Ocean Engineering*, vol. 31, no. 8-9, pp. 1063–1082, Jun. 2004.
- [15] H.-s. Zhang and H.-w. Zhou, "Wave radiation and diffraction by a two-dimensional floating body with an opening near a side wall," *China Ocean Engineering*, vol. 27, no. 4, pp. 437–450, Aug. 2013.
- [16] M. A. Bhinder, A. Babarit, L. Gentaz, and P. Ferrant, "Potential time domain model with viscous correction and CFD analysis of a generic surging floating wave energy converter," *International Journal of Marine Energy*, vol. 10, pp. 70–96, Jun. 2015.
- [17] B. Michard, E. Cosquer, A. Mallégol, J. Coignard, G. Amis, J.-F. Filipot, K. A. Kpogo-Nuwoklo, M. Olagnon, F. Ropert, and P. Sergent, "EMACOP project: characterising the wave energy resources of hot spots in Brittany for on-shore WEC."
- [18] Y. Goda and Y. Suzuki, "Estimation of incident and reflected waves in random wave experiments," in *Coastal Engineering 1976, 1977*, pp. 828–845.
- [19] E. P. Mansard and E. R. Funke, "The measurement of incident and reflected spectra using a least squares method," in *Coastal Engineering 1980, 1980*, pp. 154–172.



## Projet EMACOP : analyse économique de la production d'énergie renouvelable de systèmes houlomoteurs sur le site d'Esquibien (Finistère)

Bertrand MICHARD<sup>1</sup>, Sébastien BOULAND<sup>2</sup>, Philippe SERGENT<sup>3</sup>,  
Sixtine NEUVEGLISE<sup>3,4,5</sup>, Virginie BAUDRY<sup>6</sup>

1. Cerema EMF, Technopôle Brest Iroise, BP 5, 29280 Plouzané, France.  
*bertrand.michard@cerema.fr*
2. École Nationale des Travaux Publics de l'État, 3 rue Maurice Audin, 69518 Vaulx-en-Velin, France. *sebastien.bouland@entpe.fr*
3. Cerema EMF, 134 rue de Beauvais, CS 60039, 60280 Margny lès Compiègne Cedex, France. *phillipe.sergent@cerema.fr ; sixtine.neuveglise@cerema.fr*
4. Université de Technologie de Compiègne, 15 rue Roger Couttolenc, 60200 Compiègne, France.
5. Université Le Havre Normandie, 25 rue Philippe Lebon, 76600 Le Havre, France
6. École Centrale Nantes, 1 Rue de la Noë, 44300 Nantes, France.  
*virginie.baudry@ec-nantes.fr*

### Résumé :

Un des objectifs du projet de recherche EMACOP (Energies MARines, CÔtières et Portuaires) est de caractériser le potentiel houlomoteur près des structures portuaires et côtières. L'article présente l'analyse économique de la production d'énergie de deux systèmes houlomoteurs oscillants sur le site d'Esquibien (Finistère). L'approche du calcul de coût de l'énergie et les principes des systèmes sont décrits pour le flotteur pilonnant bord à quai, modélisé par l'Université de Technologie de Compiègne, l'Université Le Havre Normandie et le Cerema (NEUVEGLISE *et al.*, 2017), et pour le batteur inversé à proximité de la digue d'Esquibien, développé par l'École Centrale de Nantes (BAUDRY *et al.*, 2015). La méthodologie de calcul de la production d'énergie repose sur la multiplication des matrices de puissance des dispositifs par des matrices de ressource, issues des simulations numériques du modèle SWASH (*Simulating WAVes till SHore*) de transformation de vagues en proche côtier (MICHARD *et al.*, 2016). Les résultats obtenus, associés aux coûts d'investissement et de fonctionnement des systèmes, permettent d'évaluer les coûts de l'énergie sur des durées d'exploitation de 20 et 30 ans. Ces coûts, qui restent néanmoins difficiles à évaluer précisément en raison de technologies innovantes et d'incertitudes liées à la variabilité de la ressource, sont du même ordre de grandeur que ceux des systèmes éoliens *offshore* référencés .

**Mots-clés :** Énergie, Marine, Renouvelable, EMR, Système houlomoteur, oscillant, flotteur pilonnant, batteur inversé, Esquibien, Finistère, EMACOP.

## Thème 5 – Énergies et ressources marines

### 1. Introduction

La Loi de transition énergétique de 2015, qui prévoit de diviser par quatre les émissions de gaz à effet de serre en 2050 par rapport aux niveaux de l'année 1990, implique un développement important des énergies marines renouvelables en France dans les années à venir. Le Projet National de Recherche EMACOP (Énergies MARines, CÔtières et Portuaires) a pour objectifs d'étudier et de promouvoir le développement de systèmes de récupération d'énergie marine adaptés aux structures côtières et portuaires le long des côtes françaises. Un des objectifs du thème S2 intitulé « Systèmes houlomoteurs sur ouvrages anciens » est de caractériser le potentiel houlomoteur près de ces structures. En tranche 3 de projet, le travail a porté sur l'analyse économique de la production d'énergie renouvelable de systèmes houlomoteurs oscillants sur le site d'Esquibien retenu en tranche 1 (MICHARD *et al.*, 2014). Il s'agit d'évaluer les coûts de l'énergie pour des systèmes bord à quai ou positionné à proximité de la digue. L'approche du calcul de coût de l'énergie et les principes des systèmes sont présentés pour le flotteur pilonnant bord à quai, modélisé par l'Université de Technologie de Compiègne, l'Université Le Havre Normandie et le Cerema (NEUVEGLISE *et al.*, 2017), et pour le batteur inversé à proximité de la digue, développé par l'École Centrale de Nantes (BAUDRY *et al.*, 2015). Le système à flotteur pilonnant a été optimisé au niveau du PTO (*Power Take-Off*) et de la géométrie du flotteur, afin d'obtenir des matrices de puissance adaptées au cas réel de la digue d'Esquibien, tandis que l'énergie récupérée par le système à batteur inversé a été estimée sous la forme d'une matrice de puissance. La méthodologie de calcul de la production d'énergie repose sur la multiplication des matrices de puissance des dispositifs par des matrices de ressource, issues des simulations numériques du modèle de transformation de vagues en proche côtier SWASH (*Simulating WAves till SHore*) du point de sortie n°1 pour le système bord à quai et du point n° 4 pour le système positionné à proximité de la digue (voir figures 1 et 2) de la tranche 2 (MICHARD *et al.*, 2016).

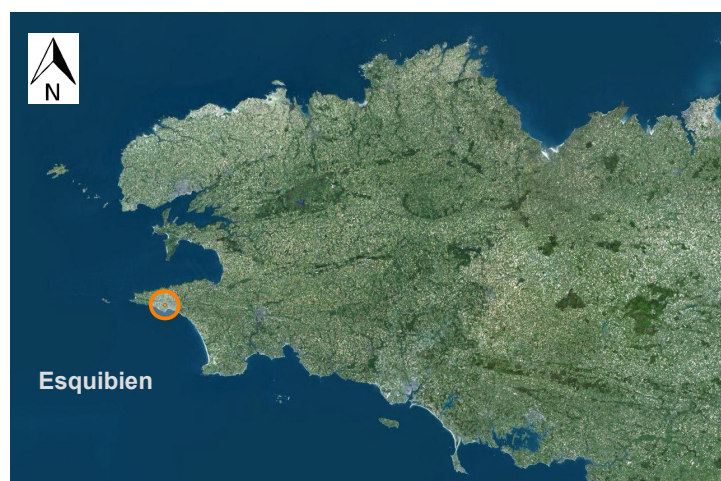


Figure 1. Localisation d'Esquibien, Finistère, France (<http://cms.geobretagne.fr/>).

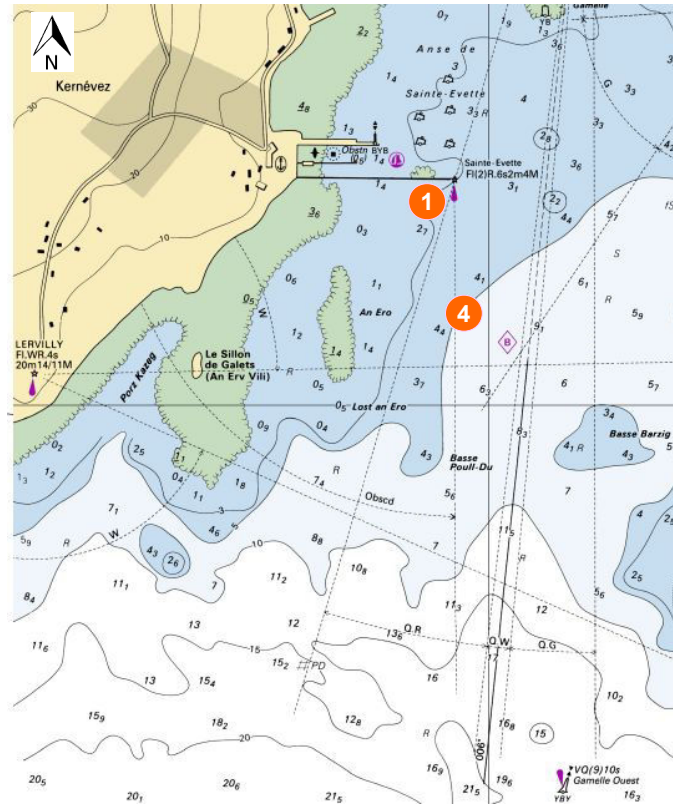


Figure 2. Emplacements des points de sortie n°1 (3 m CM) et n°4 (5 m CM) issus des simulations numériques SWASH réalisées en tranche 2 de projet sur le site d'Esquibien, constituant les matrices de ressource (carte marine n° 7147, [www.datashom.fr](http://www.datashom.fr))

## 2. Définitions et principes

### 2.1 Indicateur du coût de l'énergie et approche du calcul de coût

Le coût de l'énergie peut être défini par l'indicateur COE (*Cost Of Energy*) en €/kWh, qui prend en compte le coût initial, le taux d'actualisation et les coûts d'exploitation par rapport à l'énergie produite sur la durée d'exploitation (voir figure 3). Le coût initial assimilé au CAPEX (*CAPital EXpenditure*) comprend les coûts d'études, de projet, de construction, de procédures, de pilotage et de coordination. Évaluer ce coût est un exercice délicat, car il dépend du type d'installation, de l'emplacement et des caractéristiques particulières du projet. Ce coût comprend le prix d'achat du système houlomoteur, son installation, ses coûts d'amarrage et d'installation électrique et de raccordements marin et terrestre. À ce coût, il faut ajouter le coût de démantèlement et les coûts de réparation et maintenance, assimilés à l'OPEX (*OPerational EXpenditure*), pour obtenir le coût total du système (équation 1) :

$$C_{\text{total Système}} = \underbrace{C_{\text{initial}}}_{\text{CAPEX}} + C_{\text{démantèlement}} + \underbrace{(C_{\text{réparation}} + C_{\text{maintenance}})}_{\text{OPEX}} \quad (1)$$

## Thème 5 – Énergies et ressources marines

Une des difficultés concerne l'estimation des coûts de réparation et de maintenance, liés à la fréquence des événements extrêmes et à la fatigue des systèmes ; en effet, les systèmes bord à quai sont encore au stade expérimental et les retours d'expérience restent limités. Pour ces technologies innovantes, et considérées comme peu matures, un taux d'actualisation de 10 % sur une durée de 20 ans et de 8 % sur 30 ans sont retenus dans l'analyse en cohérence avec les pratiques actuelles (EQUIMAR, 2011 ; GUANCHE *et al.*, 2014 ; ADEME, 2016).

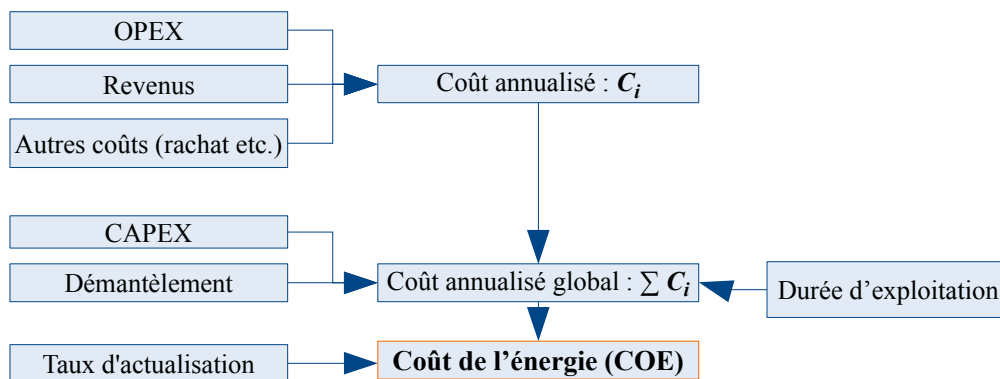


Figure 3. Synthèse de l'approche du calcul de coût (d'après EQUIMAR, 2011).

Le coût de l'énergie dépend en particulier des caractéristiques du site, c'est-à-dire la ressource énergétique des vagues et l'accessibilité des systèmes. Les systèmes ont des exigences distinctes qui conditionnent le coût de l'énergie produite. Ainsi, le coût initial du système à flotteur pilonnant dépend de l'état de l'ouvrage et de la proximité du réseau électrique, tandis que pour le système à batteur inversé, la profondeur d'eau optimale peut se situer à plusieurs centaines de mètres au large, rendant les opérations de réparation et maintenance onéreuses.

### 2.2 Principes des systèmes houlomoteurs

Il s'agit d'estimer le rendement et le coût de l'énergie produite par les deux systèmes houlomoteurs, ayant pour principe de transformer l'énergie mécanique, composée des énergies cinétique et potentielle, en énergie électrique. Ainsi, la capacité d'absorption de l'énergie des vagues et la notion de rendement des systèmes houlomoteurs sont des paramètres importants à considérer dans l'analyse économique.

#### a) Système oscillant à flotteur pilonnant

Les caractéristiques géométriques du dispositif développé par l'UTC-ULHN-Cerema (NEUVEGLISE *et al.*, 2017) sont les dimensions de la demi-largeur du flotteur  $l$ , du tirant d'eau  $T$  et de la distance de dégagement  $D$  par rapport à la digue (voir figure 4). La conversion d'énergie dépend aussi des paramètres de houle (hauteur significative  $H_s$  et période de pic  $T_p$ ) et de la profondeur d'eau  $d$  au point d'installation du dispositif. L'optimisation géométrique du flotteur passe par la variation de la largeur, et plus précisément de sa demi-largeur, et par son tirant d'eau, qui n'a pas été traité ici. Ainsi,

pour évaluer la pertinence de l'optimisation de la largeur, il est nécessaire de calculer l'énergie annuelle produite pour différentes largeurs de flotteur. L'hypothèse d'un flotteur de forme rectangulaire aux dimensions métriques, constitué en matériaux composites relativement légers, a conduit à supposer que le tirant d'eau de ce flotteur est inférieur au mètre ; le choix d'un tirant d'eau constant de 0,75 m a donc été fait pour les calculs de puissance de houle.

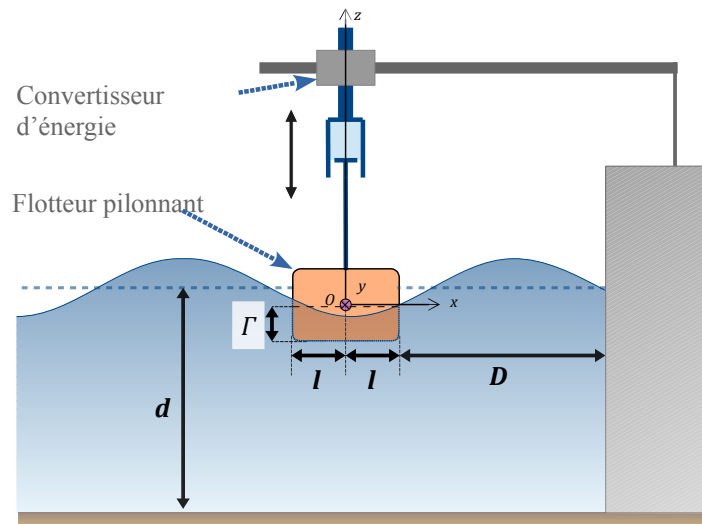


Figure 4. Principe et caractéristiques du système oscillant de type flotteur pilonnant.

*b) Système oscillant à batteur inversé*

L'évaluation du rendement du système partiellement immergé et perçant la surface libre (voir figure 5) a été réalisée par l'ECN (BAUDRY *et al.*, 2015). Les résultats transmis prennent la forme d'une matrice de puissance rassemblant, pour les couples de houle ( $H_s, T_p$ ) donnés, les puissances produites en kW. Les dimensions du système sont les suivantes : largeur  $l$  de 20 m, hauteur  $h$  de 13 m, avec la hauteur de *flap* de 11 m, épaisseur de *flap* de 1,5 m, masse d'acier de 60 tonnes et épaisseur d'acier de 15 mm.

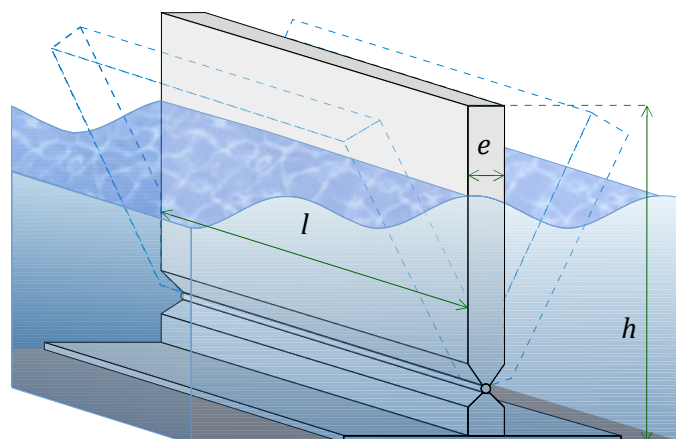


Figure 5. Description du système oscillant de type batteur inversé (*flap* oscillant seul)

## Thème 5 – Énergies et ressources marines

### 3. Méthodologie

Pour estimer les coûts de production de l'énergie sur le site, il faut croiser les matrices d'occurrence des climats de houle obtenues en tranche 2 de projet aux points de sortie n°1 et n°4, et les matrices de puissance produites par les systèmes à flotteur pilonnant et à batteur inversé (voir figure 6). L'énergie annuelle est calculée pour les conditions de houle dominante et trois niveaux de marée. L'estimation du coût de l'énergie est ensuite possible, en intégrant les coûts d'investissement CAPEX et de fonctionnement OPEX.

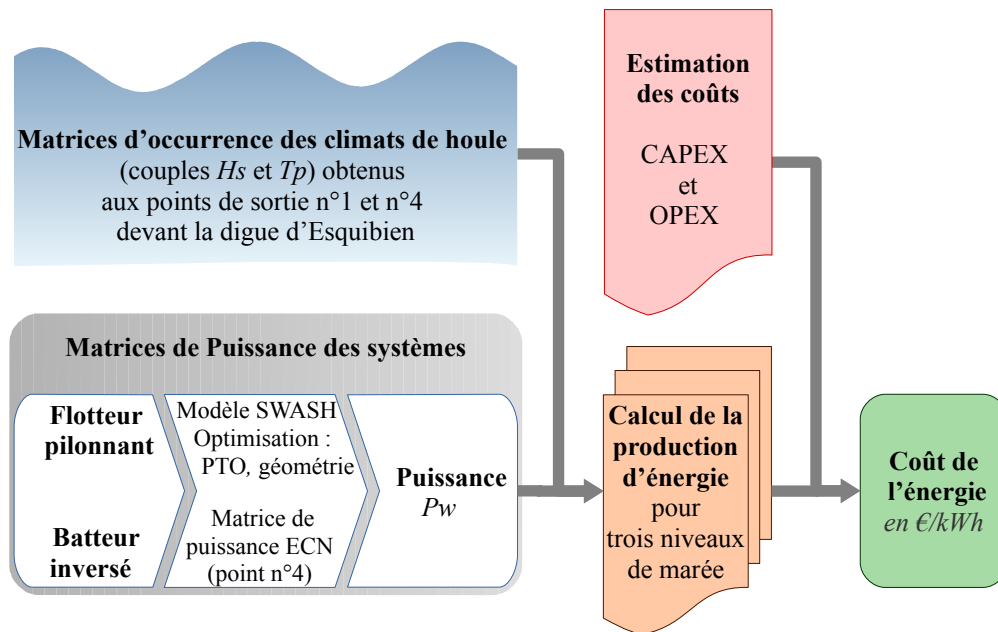


Figure 6. Méthodologie d'estimation des coûts de l'énergie des systèmes houlomoteurs

#### 3.1 Puissance des systèmes houlomoteurs

##### a) Système oscillant à flotteur pilonnant

En exploitant l'application de l'UTC-ULHN-Cerema, et en optimisant les paramètres d'entrée, le coefficient d'extraction PTO (*Power Take-Off*) et la largeur du flotteur, il est possible de calculer pour chaque couple de houle ( $H_s$ ,  $T_p$ ) associée à un niveau de marée, la puissance produite par le système modélisé. À cette étape, trois tableaux sont obtenus en présentant les puissances produites par les couples ( $H_s$ ,  $T_p$ ) pour les niveaux d'eau de basse mer (1,45 m), mi-marée (3,07 m) et de pleine mer (4,75 m).

##### b) Système oscillant à batteur inversé

À partir de la matrice de puissance du batteur inversé de l'ECN, constitué d'un *flap* oscillant seul, de 20 m de long et positionné au point de sortie n°4, il est possible de calculer la quantité d'énergie que ce système peut produire sur le site d'Esquibien.

#### 3.2 Calcul de la production d'énergie des systèmes

##### a) Système oscillant à flotteur pilonnant

À partir des matrices d'occurrence des climats de houle et des matrices de puissance des

systèmes, il est possible de calculer les matrices d'énergie en multipliant chaque couple de houle ( $H_s, T_p$ ) par son occurrence au point de sortie n°1. Il suffit ensuite de faire la somme de ces termes pour avoir l'énergie totale produite (RUSU *et al.*, 2015). Le calcul des énergies est fait pour chaque niveau de marée, comme pour le calcul des puissances. Pour le cumul des trois niveaux de marée, une sommation est faite avec des coefficients de pondération (0,3 pour basse mer, 0,4 pour mi-marée et 0,3 pour pleine mer) afin de rassembler les trois tableaux d'énergie associés en un tableau global d'énergie annuelle.

*b) Système oscillant à batteur inversé*

Une approche similaire est proposée pour le système à batteur inversé. La matrice de puissance, correspondant au *flap* oscillant de 20 m de long, a été adaptée en utilisant les couples ( $H_s, T_p$ ), obtenus pour les trois niveaux de marée au point de sortie n°4.

### 3.3 Coût de l'énergie

Des estimations sont établies en tenant compte des coûts des systèmes à partir de la puissance du système, et des coûts d'autres dispositifs de types *Wavedragon, Pelamis*. Le coût du système d'amarrage, de fixation et de raccordement électrique sont pris en compte (CAPEX). Les coûts des opérations de maintenance (OPEX) doivent être inclus, même si ce calcul reste délicat en raison de retours d'expérience limités. À partir de ces éléments, en intégrant l'analyse des coûts du système *Pelamis* (DALTON *et al.*, 2010), une estimation du coût initial des systèmes conduit à retenir 1 M€ pour le système à flotteur pilonnant (5 m de long, 2,5 m de demi-largeur), et de 5 M€ pour le système à batteur inversé (*flap* de 20 m de long, 11 m de haut et 1,5 m d'épaisseur).

## 4. Résultats du système oscillant à flotteur pilonnat

### 4.1 Quantité d'énergie produite

Les résultats présentés ici concernent le cas d'un flotteur d'une demi-largeur de 2,5 m et d'un coefficient PTO adaptatif, implanté au niveau du point de sortie n°1, positionné à une profondeur de 3 m CM près de la digue d'Esquibien. Les cases vertes des tableaux suivants 1, 2 et 3 correspondent aux résultats de puissance produite par le système, et les valeurs voisines sont extrapolées. L'énergie annuelle est ensuite calculée en multipliant ces valeurs par les occurrences en nombre d'heures par an du climat de houle, ce qui fournit trois tableaux intermédiaires d'énergie annuelle non présentés ici. Pour le cumul des résultats, la sommation est réalisée avec les coefficients de pondération des niveaux de marée afin de rassembler les trois tableaux d'énergie correspondants en un tableau global d'énergie annuelle (voir tableau 4). Les résultats montrent que le système à flotteur pilonnant produit le plus d'énergie (8,34 MWh/an) pour le couple de houle (2 m, 12 s). En sommant toutes les énergies produites pour les couples ( $H_s, T_p$ ), on obtient une énergie annuelle totale de 53,76 MWh par unité de longueur de flotteur, c'est-à-dire 1 m de long (voir tableau 5).



## Thème 5 – Énergies et ressources marines

Pour obtenir des résultats plus tangibles, une longueur de 5 m est choisie, multipliant la quantité d'énergie par 5, ce qui permet de produire une énergie totale de 268,8 MWh/an.

Tableaux 1, 2, 3 et 4. Puissances produites (en kW) et énergies annuelles (en MWh)

1. Puissances produites (kW) à basse mer

Tp (s) \ Hs (m)		Hs (m)					
		5	7	9	11	13	15
Hs (m)	5,5				10,47	12,94	15,41
	4,5			7,59	9,17	10,48	11,79
	3,5		4,76	6,32	7,87	8,02	8,17
	2,5	2,43	3,74	5,04	6,57	5,56	4,71
	1,5		1,59	2,06	4,07	6,08	
	0,5						

2. Puissances produites (kW) à mi-marée

Tp (s) \ Hs (m)		Hs (m)					
		5	7	9	11	13	15
Hs (m)	5,5				27,15	17,19	10,08
	4,5			21,18	22,33	13,09	7,35
	3,5		12,65	15,08	17,51	8,99	4,62
	2,5	5,16	7,07	8,98	12,69	4,89	1,88
	1,5		2,47	2,93	4,55	6,17	
	0,5						

3. Puissances produites (kW) à pleine mer

Tp (s) \ Hs (m)		Hs (m)					
		5	7	9	11	13	15
Hs (m)	5,5				38,19	25,07	16,34
	4,5			30,07	29,47	18,99	12,19
	3,5		20,21	20,48	20,75	12,91	8,03
	2,5	0,21	5,55	10,89	12,03	6,83	3,88
	1,5		1,56	3,17	3,53	3,89	
	0,5						

4. Énergies annuelles produites (MWh)

Tp (s) \ Hs (m)		Hs (m)					
		5	7	9	11	13	15
Hs (m)	5,5				1,04	1,43	0,99
	4,5			0,85	2,67	2,86	1,09
	3,5		0,94	1,97	4,94	3,48	0,83
	2,5	0,27	1,72	3,54	8,34	2,80	0,39
	1,5		1,67	3,70	5,04	1,97	
	0,5						

Tableau 5. Résultats de production d'énergie du système à flotteur pilonnant

Niveau de marée	Coefficient de pondération	Puissance annuelle (kW)	Énergie annuelle (MWh)	Rendement (%)
Niveau de basse mer (1,45 m)	0,3	4,51	39,48	63,1
Niveau de mi-marée (3,07 m)	0,4	6,51	57,03	57,1
Niveau de pleine mer (4,75 m)	0,3	7,27	63,69	46,4
Sommation des trois niveaux		6,14	53,76	53,8

### 4.2 Coût de l'énergie

Le coût de l'énergie est calculé en rapportant l'ensemble des coûts sur la durée de 20 ans à la production annuelle totale sur cette même durée, avec un taux d'actualisation retenu de 10 %. Pour un système à flotteur pilonnant de 5 m de long, d'un coût initial de 1 M€ incluant le CAPEX et le coût de démantèlement, et avec un OPEX fixé à un taux 10 % du CAPEX, le coût de l'énergie produite la moins chère revient à 360 €/MWh pour la configuration optimale d'une demi-largeur de 2,5 m, avec un tirant d'eau de 0,75 m et un dégagement de 3 m par rapport à la digue. La mise en place d'un système sur une durée de 30 ans, avec un taux d'actualisation réduit à 8 %, conduit à un coût d'énergie la moins chère de 275 €/MWh, diminuant ainsi le coût de l'énergie de 23,6 %.

## 5. Résultats du système oscillant à batteur inversé

### 5.1 Quantité d'énergie produite

Le calcul de la puissance produite par le système est réalisé au point n°4, positionné devant l'extrémité de la digue à une profondeur de 5 m CM, par l'exploitation de la matrice de puissance fournie par l'ECN et des couples de houle ( $H_s$ ,  $T_p$ ) obtenus en tranche 2 et utilisés comme paramètres d'entrée pour les trois niveaux de marée.

Tableaux 6, 7, 8 et 9. Puissances produites (en kW) et énergies annuelles (en MWh)

6. Puissances produites (kW) à basse mer

Hs (m) \ Tp (s)		Tp (s)					
		5	7	9	11	13	15
Hs (m)		7	9	11	13	15	17
4,5	5,5				1761	1559	1305
3,5	4,5			843	1257	1129	558
2,5	3,5		255	480	878	761	678
1,5	2,5	127	184	214	415	467	428
0,5	1,5	75	51	95	104	170	

7. Puissances produites (kW) à mi-marée

Hs (m) \ Tp (s)		Tp (s)					
		5	7	9	11	13	15
Hs (m)		7	9	11	13	15	17
4,5	5,5				1135	910	698
3,5	4,5			843	1007	910	698
2,5	3,5		326	585	878	761	678
1,5	2,5	127	184	293	526	467	449
0,5	1,5	75	51	95	169	222	

8. Puissances produites (kW) à pleine mer

Hs (m) \ Tp (s)		Tp (s)					
		5	7	9	11	13	15
Hs (m)		7	9	11	13	15	17
4,5	5,5				526	383	222
3,5	4,5			596	526	467	394
2,5	3,5		255	375	526	486	482
1,5	2,5	127	184	293	415	383	365
0,5	1,5	30	73	97	169	222	

9. Energies annuelles produites (MWh)

Hs (m) \ Tp (s)		Tp (s)					
		5	7	9	11	13	15
Hs (m)		7	9	11	13	15	17
4,5	5,5				46,74	73,83	54,04
3,5	4,5			33,06	121,90	171,17	60,60
2,5	3,5		21,28	68,52	244,70	238,76	76,66
1,5	2,5	12,17	56,43	113,91	359,57	218,21	48,81
0,5	1,5	14,96	49,66	128,93	183,65	74,30	

Les résultats d'énergies annuelles montrent que le système à batteur inversé produit le plus d'énergie (359,57 MWh/an) pour le couple de houle (2 m, 12 s). En sommant l'ensemble des énergies produites pour les couples de houle ( $H_s$ ,  $T_p$ ), on obtient une énergie annuelle totale de 2 521 MWh pour un *flap* oscillant d'une largeur de 20 m.

Cependant, pour des conditions de faibles niveaux d'eau, plus de la moitié de la hauteur du *flap* oscillant, serait toujours émergée, ce qui doit poser des problèmes et rendre sans doute le système inopérant. C'est pourquoi, l'hypothèse d'un arrêt de fonctionnement du *flap* pour les faibles niveaux de marée est retenue. Le système ne semble pouvoir fonctionner qu'au-dessus d'un niveau médian (2,25 m) entre les niveaux de mi-marée (3,07 m) et de basse mer (1,45 m) ; ce qui se traduit par la prise en compte uniquement des niveaux de mi-marée et de pleine mer dans la suite de l'analyse. Dans ces conditions d'exploitation, l'énergie annuelle totale est de 1701 MWh pour un rendement du système qui avoisine les 62 % au point de sortie n°4 du site (voir tableau 10).

## Thème 5 – Énergies et ressources marines

Tableau 10. Résultats de la production d'énergie du système oscillant à batteur inversé en ne retenant que les niveaux de mi-marée et de pleine mer (point n°4 du site)

Niveau de marée	Coefficient de pondération	Puissance annuelle (kW)	Énergie annuelle (MWh)	Rendement (%)
Niveau de basse mer (1,45 m)	0,3	X	X	X
Niveau de mi-marée (3,07 m)	0,4	312,67	2739,01	98,1
Niveau de pleine mer (4,75 m)	0,3	2016,86	230,24	77,4
Sommation des trois niveaux		194,13	1700,66	61,9

### 5.2 Coût de l'énergie

Les coûts de l'énergie sont présentés pour les durées d'exploitation de 20 et 30 ans dans le tableau 11. L'ensemble de ces coûts sont calculés pour la mise en place d'une seule unité de production. En créant un parc de plusieurs unités, il pourrait être possible de mutualiser les coûts d'installation et de maintenance, réduisant ainsi le coût de l'énergie.

Tableau 11. Résultats de coût de l'énergie pour les durées d'exploitation du système oscillant à batteur inversé en ne retenant que les niveaux de mi-marée et de pleine mer

Coût initial (CAPEX et démantèlement)	5 M€	
Coût de réparation et de maintenance (OPEX)	10 %	
Durée d'exploitation	20 ans	30 ans
Taux d'actualisation	10 %	8 %
Soit un coût total de	9,68 M€	11,08 M€
Énergie totale sur la durée d'exploitation	34 GWh	51 GWh
Coût de l'énergie (COE)	285 €/MWh	217 €/MWh

## 6. Discussion et perspectives

### 6.1 Limites et comparaison des systèmes

Le système à flotteur pilonnant proposé en matériaux composites de forme carrée, d'une longueur de 5 m et d'une demi-largeur de 2,5 m, justifie de retenir dans l'analyse un tirant d'eau de 0,75 m. Des calculs supplémentaires pourraient être envisagés pour optimiser ce paramètre avec des matériaux de masses et formes différentes. Les résultats obtenus par le système à batteur inversé peuvent être considérés comme surestimés, en raison de la non-prise en compte des phénomènes visqueux et du sur-dimensionnement du *flap* vis-à-vis de la profondeur d'eau au point n°4. L'émergence importante du *flap* oscillant d'une demi-hauteur pour les faibles niveaux d'eau doit réduire la production d'énergie et peut-être de la stopper. Les résultats de coûts de l'énergie des systèmes houlomoteurs étudiés sont présentés dans le tableau 12. L'écart relatif de coûts est de l'ordre de 20 %, avec des coûts de l'énergie plus favorable pour le système à batteur inversé, variant de 285 €/MWh sur une durée d'exploitation de 20 ans à 217 €/MWh sur

*XV<sup>èmes</sup> Journées Nationales Génie Côtier – Génie Civil*  
*La Rochelle, 29 au 31 mai 2018*

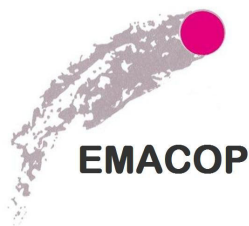
une durée de 30 ans. Avec ces durées d'exploitation, les coûts de production de l'énergie du système sont proches de ceux des dispositifs éoliens *offshore* (ADEME, 2016).

*Tableau 12. Comparaison des coûts de l'énergie des systèmes houlomoteurs oscillants à flotteur pilonnant et à batteur inversé en fonction de la durée d'exploitation*

<i>Coût de l'énergie des systèmes (COE)</i>	<i>20 ans d'exploitation</i>	<i>30 ans d'exploitation</i>
<i>Coût de l'énergie du système à flotteur pilonnant</i>	<i>360 €/MWh</i>	<i>275 €/MWh</i>
<i>Coût de l'énergie du système à batteur inversé</i>	<i>285 €/MWh</i>	<i>217 €/MWh</i>
<i>Écart relatif : flotteur pilonnant vs batteur inversé</i>	<i>20,8 %</i>	<i>21,1 %</i>

## 6.2 Incertitudes et perspectives

- a) Les coûts initiaux des systèmes estimés à 1 M€ pour le flotteur et à 5 M€ pour le batteur restent incertains ; ils devront être ajustés pour des systèmes aboutis. Seule l'expérience accumulée dans le développement et la maintenance des technologies permettra une approximation réaliste du coût de l'énergie (SHARP *et al.*, 2015). La mise en place de prototypes et de démonstrateurs doit permettre d'évaluer plus précisément les différents coûts des systèmes houlomoteurs dans les années à venir, avec des coûts qui sont amenés à baisser de près de 40 % à l'horizon 2030 et devrait diminuer encore de moitié entre 2030 et 2050 (IRENA, 2015). Une approche basée sur des économies d'échelle afin de réduire les coûts réels, est envisageable en installant des parcs de plusieurs unités de production, afin de mutualiser les installations, comme les raccordements *offshore* et *onshore*.
- b) D'autre part, les résultats de coûts de production d'énergie obtenus dans l'analyse s'appuient sur des modélisations numériques de systèmes oscillants, qui ont été développées à partir d'hypothèses simplifiées et d'essais en modèles réduits. Les modèles numériques induisent en effet des incertitudes vis-à-vis des comportements réels des systèmes en grandeur nature implantés sur site. De même, la modélisation des interactions houle-structure des systèmes houlomoteurs repose sur des théories linéarisées, comme la théorie potentielle. En réalité, il existe des effets non-linéaires atténuateurs, qui ont pour origines les non-linéarités mécaniques et de la surface libre (formes des spectres, déferlements turbulents), et les effets visqueux entre les composants des systèmes. Ces actions perturbatrices ont pour effet de contraindre les mouvements des systèmes et de contribuer à réduire les rendements.
- c) Une autre part d'incertitude est présente dans l'analyse ; il s'agit des incertitudes liées à la variabilité de la ressource qu'il est souvent délicat d'estimer sur le long terme à partir des bases de données numériques de houle. Une étude complémentaire sur le sujet est proposée pour qualifier les variabilités intra-annuelles et inter-annuelles essentielles pour définir le potentiel prédictible, et évaluer le type de système houlomoteur le plus approprié au site d'Esquibien (CARBALLO *et al.*, 2015).



Énergies Marines, Côtières et Portuaires  
Projet National de Recherche et Développement

## **RAPPORT DE RECHERCHE**

Thème S2 – Systèmes houlomoteurs sur ouvrages anciens

Analyse économique de la production d'énergie renouvelable  
de systèmes houlomoteurs sur le site d'Esquibien (Finistère)

Auteurs :

B. MICHARD, Cerema

S. BOULAND, ENTPE

P. SERGENT, Cerema

Avec les contributions de :

S. NEUVÉGLISE, Cerema

V. BAUDRY, ECN

Numéro de rapport : R/17/EMA/046

Numéro de commande : LC/16/EMA/63

Date d'établissement : Juillet 2017

Site internet : [www.emacop.fr](http://www.emacop.fr)

Président : Henri BOYE

Directeur Technique : Philippe SERGENT

Directeur Scientifique : Alain CLEMENT

Gestion administrative et financière : IREX ([www.irex.asso.fr](http://www.irex.asso.fr)),

9 rue de Berri 75 008 PARIS, [contact@irex.asso.fr](mailto:contact@irex.asso.fr), tél. : 01 44 13 32 79

## 2. Principes des systèmes houlomoteurs

Les principes des systèmes houlomoteurs sont de transformer l'énergie mécanique, composée des énergies cinétique, liée au déplacement des particules d'eau, et potentielle, liée au déplacement de la surface libre, en énergie électrique. Ainsi, la capacité d'absorption de l'énergie des vagues et la notion de rendement des systèmes houlomoteurs sont des paramètres importants à considérer dans l'analyse économique.

Il existe plusieurs systèmes de WECs que l'on peut regrouper dans leur grande majorité dans la catégorie des flotteurs oscillants. Bien que leurs principes de fonctionnement et leurs dimensions peuvent être très différents, la recherche portant sur huit systèmes houlomoteurs a montré que les résultats de captation et de rendement restent dans l'ensemble assez similaires (Babarit *et al.*, 2012).

Dans le cadre de la tranche 3 de la tâche S2, il s'agit d'estimer le rendement et le coût de l'énergie produite par les deux systèmes de type flotteur pilonnant développé par l'Université de Technologie de Compiègne (UTC), l'Université Le Havre Normandie (ULHN) et le Cerema (Neuvéglise *et al.*, 2017), et de type batteur inversé développé par l'École Centrale de Nantes (ECN) (Baudry *et al.*, 2015).

### 2.1. Système oscillant à flotteur pilonnant

#### Principe et caractéristiques

À partir de l'oscillation du flotteur pilonnant sous l'action des vagues, l'énergie mécanique du flotteur est convertie en énergie électrique. Les principales caractéristiques géométriques particulières du dispositif développé par l'UTC-ULHN-Cerema (Neuvéglise *et al.*, 2017) sont présentées sur la *figure 2* : dimensions de la demi-largeur du flotteur  $l$ , du tirant d'eau  $\Gamma$  et de la distance de dégagement  $D$  par rapport à la digue, considérée comme verticale.

La conversion d'énergie dépend également des paramètres de houle (hauteur significative  $H_s$  et période de pic  $T_p$ ) et de la profondeur d'eau  $d$ , qui correspond à la bathymétrie en Cote Marine (CM) ajouté au niveau de la marée, au point d'installation du dispositif.

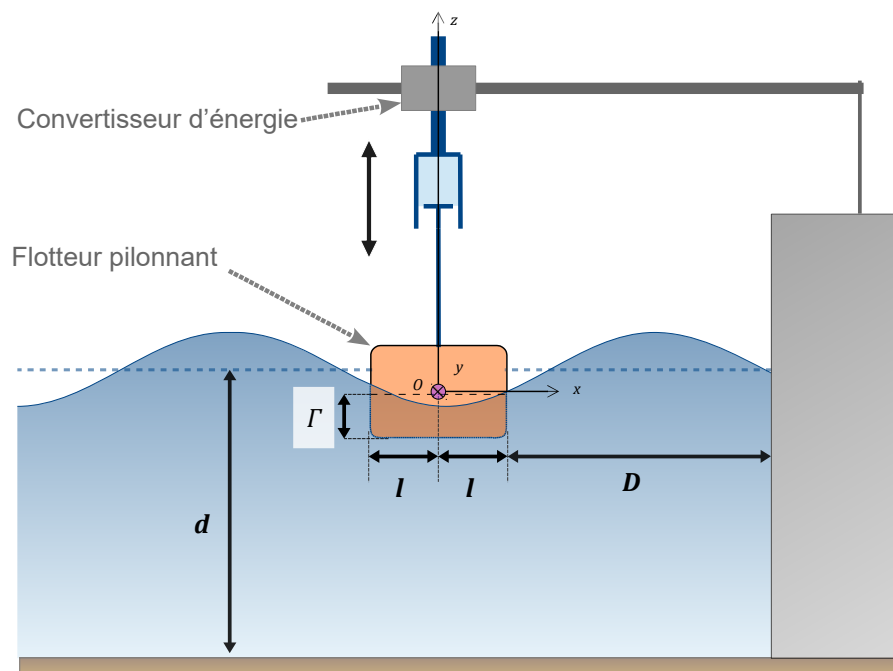


Figure 2 : Principe et caractéristiques du système oscillant de type flotteur pilonnant

## Application numérique développée par l'UTC-ULHN-Cerema

Concernant ce système, le paramètre essentiel dans la conversion de l'énergie est le coefficient d'extraction d'énergie appelé *Power Take-Off* ou *PTO*. L'optimisation de ce paramètre *PTO* est donc important pour l'estimation du coût de l'énergie produite.

L'application numérique développée par l'UTC-ULHN-Cerema (Neuvéglise *et al.*, 2017) permet de calculer la puissance moyenne absorbée du système oscillant à flotteur pilonnant :

$$\bar{P}_{PTO} = 1/2 \cdot C_{pto} \cdot |\bar{V}|^2$$

- avec le coefficient  $C_{pto}$  et  $\bar{V}$  la vitesse moyenne du flotteur.

Le flux de puissance  $P_{réseau}$  transmis au réseau peut être défini comme la différence entre la puissance absorbée (PTO), et la puissance des différentes pertes, définie comme étant :

$$P_{pertes} = \left( (M + A(\omega_0)) \ddot{X} + K_H X \right) \dot{X}$$

- $M$ , la masse du flotteur,  $X$ ,  $\dot{X}$  et  $\ddot{X}$  la position, la vitesse et l'accélération du flotteur,
- $K_H$ , la rigidité hydrostatique,
- $A(\omega_0)$ , la masse induite due à l'eau à une pulsation  $\omega_0$ ,
- et  $\omega_0$  la pulsation naturelle du système.

Il est donc possible d'écrire la puissance transférée au réseau électrique :

$$P_{réseau} = \frac{C_{pto} \cdot |\bar{V}|^2}{2} - \left( (M + A(\omega_0)) \ddot{X} + K_H X \right) \dot{X}$$

C'est à partir de la résolution analytique de cette équation différentielle du second ordre, qu'a été construit l'application numérique qui sera utilisée pour calculer la puissance du système WEC de l'UTC-ULHN-Cerema (Neuvéglise *et al.*, 2017).

## Optimisation du coefficient d'extraction d'énergie (PTO)

L'utilisation de l'application développée par l'UTC-ULHN-Cerema s'appuie sur deux hypothèses :

- H1 : le *PTO* optimum ne varie ni avec la profondeur d'eau  $d$ , ni avec la hauteur de houle  $H_s$ ,
- H2 : le *PTO* optimum est fonction de la période de pic  $T_p$ .

Pour évaluer la pertinence de l'optimisation du *PTO*, il est donc nécessaire de calculer l'énergie annuelle produite pour un *PTO* adaptatif (c'est-à-dire un *PTO* qui s'adapte aux conditions de houle et plus particulièrement à la période), et pour un *PTO* fixe.

## Optimisation géométrique du système

L'optimisation géométrique du système à flotteur pilonnant consiste à rapprocher la fréquence de résonance du système avec celle des houles les plus énergétiques. Une première approche du dimensionnement du système est possible (Zhang *et al.*, 2012), mais celle-ci doit s'ajuster aux mécanismes constituant le *WEC*.

Dans le cadre du système étudié ici, sa modélisation est en 2 dimensions (2D) – similaire au principe du flotteur pilonnant développé en tranche 3 de projet EMACOP dans le thème S1 à Saint-Jean-de-Luz (Baillly *et al.*, 2017) – c'est-à-dire que l'ensemble des calculs ne tient compte que du dégagement à l'ouvrage, et des variations de hauteurs d'eau et de leurs fréquences.

Cette approximation amène à assimiler la longueur du flotteur modélisé, parallèle au front de l'onde, qui est choisie dans l'application à une longueur unitaire d'un mètre. L'optimisation géométrique du flotteur passe par conséquent par la variation de la largeur, et plus précisément de sa demi-largeur, et éventuellement par son tirant d'eau, qui n'a pas été traité ici.

L'hypothèse d'un flotteur constitué en matériaux composites a conduit à supposer que le tirant d'eau de ce flotteur de dimensions métriques reste inférieur au mètre ; le choix d'un tirant d'eau constant de 0,75 m a donc été fait en concertation avec l'UTC-ULHN-Cerema pour tous les calculs de puissance de houle de ce WEC.

D'autre part, pour concilier les paramètres de profondeur d'eau, de mouvement du flotteur pilonnant lié aux déplacements de la surface libre, et de la configuration géométrique de la digue d'Esquibien qui est en réalité inclinée, un dégagement du flotteur de 3 m par rapport au pied de la digue est retenu, suite aux résultats de tests de sensibilité réalisés.

Enfin, pour évaluer la pertinence de l'optimisation de la largeur du flotteur, il est nécessaire de calculer l'énergie annuelle produite pour différentes largeurs de flotteur. C'est l'objet du travail présenté dans la suite de cette analyse.

## 2.2. Système oscillant à batteur inversé

### Modèle numérique développé par l'ECN et matrice de puissance transmise

L'évaluation du rendement d'un système à batteur inversé partiellement immergé et perçant en extrémité la surface libre (*figure 4*) a été réalisé par l'ECN (Baudry *et al.*, 2015). Le principe de fonctionnement du dispositif de batteur inversé, appelé D2, est inspiré de l'Oyster développé par l'entreprise *Aquamarine Power* (UK), qui a cependant déposé le bilan en 2015. Ce dispositif a fait l'objet d'études et de publications scientifiques (Sarkar *et al.*, 2013).

Les résultats de la modélisation du système transmis par l'ECN pour la présente étude prennent la forme d'une matrice de puissance, rassemblant, pour les couples de houle ( $H_s, T_p$ ) donnés, les puissances produites en kW.

Le modèle numérique utilisé, *Wave to Wire* temporel, intègre les équations de mouvements du volet oscillant (ou *flap*) en tangage autour d'un axe proche du fond.

L'équation du mouvement dans le domaine temporel, sans prise en compte des phénomènes visqueux et des interactions avec la digue est produit par l'ECN (Baudry *et al.*, 2015) :

$$\left( I_y + (M + M_{PTO}) d_1^2 + \mu_\infty \right) \ddot{\theta} + \int_0^t K_{rad}(t - \tau) \dot{\theta}(\tau) d\tau + B_{PTO} \dot{\theta} + (K_{55} + g(\rho V - M - M_{PTO}) d_1 + K_{PTO}) \theta = \tau_{ex,P}(t)$$

La résolution numérique de cette équation a permis de calculer la matrice de puissance de ce WEC, un volet partiellement immergé seul, sans interaction avec la digue, appelé *flap* seul sans digue.

Le modèle numérique développé est fondé sur les hypothèses suivantes : le fluide est supposé incompressible et non visqueux, l'écoulement est irrotationnel, et les amplitudes du mouvement du dispositif houlomoteur sont faibles par rapport à ses dimensions. Les effets du second ordre sont négligés. Avec ces hypothèses, l'interaction houle-structure est modélisée dans le cadre de la théorie potentielle linéarisée.

### Dimensions du système à batteur inversé

Les dimensions du système à *flap* oscillant seul sans digue sont les suivantes (*figure 4*) :

- une largeur  $l$  de 20 m,
- une hauteur totale  $h$  de 13 m, avec les hauteurs de *flap* de 11 m et de la base de 2 m,
- une épaisseur de *flap* de 1,5 m,
- un *freeboard* de 3 m dans le cas d'une profondeur d'eau de 10 m,
- une masse d'acier de 60 tonnes, et une épaisseur d'acier de 15 mm,
- un centre de gravité  $G$  à -2,67 m et un axe de pivot  $P$  à -8 m de la surface libre selon l'axe  $z$  (point  $O$ ).



### 3. Méthodologie

Pour estimer les coûts de production de l'énergie sur le site d'Esquibien, il faut croiser les matrices d'occurrence des climats de houle obtenues en tranche 2 de projet aux points de sortie n°1 (près de la digue) et n°4 (à proximité, 250 m devant la digue), et les matrices de puissance produites par les systèmes oscillants à flotteur pilonnant (positionné bord à quai) et à batteur inversé (sans interaction avec la digue).

L'énergie annuelle est calculée pour les conditions de houle dominante et les trois niveaux de marée (basse mer, mi-marée et pleine mer). Une estimation du coût de l'énergie des deux systèmes WEC est ensuite possible, en intégrant les coûts d'investissement (CAPEX) et de fonctionnement (OPEX).

Les étapes de la démarche sont détaillées sur le schéma suivant (figure 6).

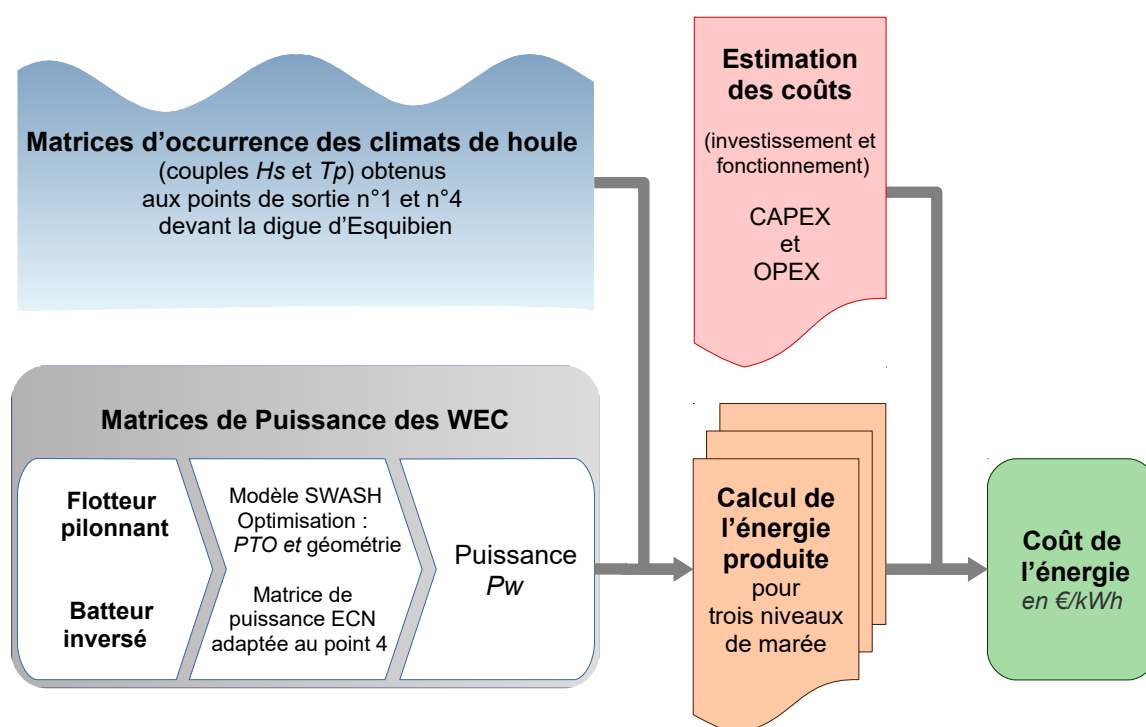


Figure 6 : Méthodologie d'estimation des coûts de l'énergie des deux systèmes WEC

#### 3.1. Climats de houle

##### Climat de houle sur le site près de la digue

Les données de houle disponibles au niveau de la digue d'Esquibien sont rares. Même si elles existent, à travers les campagnes hivernales de mesures in-situ réalisées en 2014 et 2015 durant trois mois consécutifs, elles ne constituent pas une chronique suffisamment longue pour pouvoir fournir une estimation précise du potentiel houlomoteur du site.

La variabilité saisonnière de la houle est en effet importante avec une puissance moyenne en été quatre à cinq fois plus faible que celle observée en hiver (Michard *et al.*, 2013). De plus la variabilité interannuelle sur les mois d'hiver ne peut être négligée. C'est la raison pour laquelle, ne disposant pas de chroniques sur plusieurs années, il est nécessaire de reconstituer le climat de houle à la côte à partir du climat de houle au large.

## Climat de houle au large

Les données de houle au large sont issues de la base de données de rejeux d'états de mer HOMERE réalisée à l'aide du modèle numérique WaveWatch III sur une grille déstructurée couvrant la zone Manche – Golfe de Gascogne.

Le choix des couples de houle a été réalisé à partir de l'analyse des données d'états de mer par 30 m de fond au point large *W458N4796* de la base HOMERE, couvrant une période de 19 ans (1994–2012), distribuée par l'Iframer (Boudière *et al.*, 2013). L'analyse statistique des 19 ans de données horaires reconstituées a permis de créer le tableau d'occurrences des couples de houle (*Hs*, *Tp*) pour en faciliter la sélection (tableau 3). Les cellules encadrées représentent 71 % des climats de houle présents sur le site d'Esquibien (Cf. annexe 2.1)

Hm0 (m)	Tp (s)	5	7	9	11	13	15
		7	9	11	13	15	17
5,5	6,5	0,0	0,0	0,2	5,0	21,6	28,7
4,5	5,5	0,0	0,1	3,9	41,0	78,0	73,3
3,5	4,5	0,0	6,5	43,0	130,0	203,1	107,3
2,5	3,5	2,9	75,1	139,7	316,8	351,9	123,8
1,5	2,5	95,8	306,7	423,0	782,7	493,9	116,9
0,5	1,5	243,3	862,2	1348,6	1228,4	360,0	111,1
0,0	0,5	20,3	169,5	155,7	62,6	18,5	6,9

**Tableau 3** : Occurrences des couples (*Hs*, *Tp*), au large du site d'Esquibien en nombres d'heures ramenées sur 1 an (Michard *et al.*, 2016)

## Propagation du large à la côte

SWASH, un acronyme de *Simulating WAVes till SHore*, est un modèle numérique de transformation de vagues en proche côtier, développé par l'Université de Technologie de Delft (Pays-Bas). Il permet, entre autre, d'étudier la propagation de la houle de façon déterministe. Ce modèle résout les équations non linéaires en faible profondeur en y ajoutant un terme de pression non-hydrostatique (Zijlema *et al.*, 2011).

Les simulations numériques de propagation de vagues du large vers la côte, effectuées avec SWASH, ont permis de caractériser les conditions de vagues et le potentiel houlomoteur aux abords du site d'Esquibien. Pour chaque occurrence d'un couple de houle au large, une correspondance de couple à la côte est établie à proximité de la digue d'Esquibien (Michard *et al.*, 2015).

Le modèle peut fournir différents types de résultats en sortie de simulation, notamment l'élévation de la surface libre, la hauteur de houle significative *Hs*, la période de pic *Tp*, les spectres directionnels et la puissance de houle (EPRI, 2011). C'est ainsi que les couples de houle ont été obtenus en tranche 2 du projet pour les points de sortie n°1 (Cf. annexe 2.2) et n°4 (Cf. annexe 4).

## Profondeur d'eau et niveaux d'eau

La profondeur d'eau *d*, qui correspond à la bathymétrie Cote Marine (CM) du point considéré auquel il faut ajouter le niveau de la marée, est un des paramètres qui influence directement la quantité d'énergie de houle.

Trois niveaux de marée, représentant 80 % des occurrences, ont été retenus à partir de l'analyse des données sur un cycle de Saros (18 ans). Les niveaux d'eau retenus sont de 1,45 m pour la basse mer, 3,07 m pour la mi-marée et 4,75 m pour la pleine mer.

## 3.2. Puissance des systèmes houlomoteurs

Les caractéristiques de puissance d'un système houlomoteur sont matérialisées dans une matrice puissance, qui se présente sous deux formes de matrice de rendement ou de matrice de puissance. Ces deux formes nécessitent des approches et des calculs différents.

C'est la seconde forme qui a été obtenue à partir de la modélisation analytique du système à flotteur pilonnant de l'UTC-ULHN-Cerema (Neuvéglise *et al.*, 2017), ou encore à partir des résultats obtenus avec le système à batteur inversé de l'ECN (Baudry *et al.*, 2015).

Pour le flotteur pilonnant, l'hypothèse de verticalité et de réflexion totale de la houle sur la digue d'Esquibien est considérée.

Cependant, la digue présente en réalité une inclinaison de  $20^\circ$  par rapport à la verticale, qui n'est pas prise en compte dans les calculs (figure 7 et Cf. annexe 1.2).

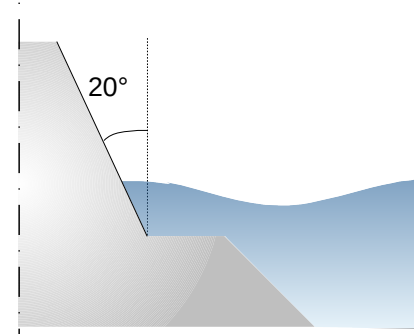


Figure 7 : Coupe schématique de la digue d'Esquibien (avec inclinaison)

### Optimisation des paramètres du système à flotteur pilonnant

Une étude de sensibilité a été réalisée sur deux paramètres du système à flotteur pilonnant, à savoir le coefficient d'extraction d'énergie *PTO* et la demi-largeur du flotteur *l* dans le but de maximiser l'efficacité du système.

#### Coefficient du *PTO*

Concernant le *PTO* (*Power Take-Off*), la longueur du flotteur pilonnant est fixé à 1 m.

Avec les variations de la valeur du coefficient du *PTO* pour différents états de mer, il est possible en calculant la puissance produite par le système, de déterminer la valeur optimale du  $C_{pto}$  (figure 8). L'exploitation de l'application de l'UTC-ULHN-Cerema a permis de révéler la proportionnalité entre les valeurs du  $C_{pto}$  optimum obtenu et les périodes de houles  $T_p$  (figure 9).

En effet, les variations des valeurs du  $C_{pto}$  ont permis, en mesurant la puissance de sortie du WEC, de montrer qu'il y avait une valeur de  $C_{pto}$  optimum, pour laquelle le WEC atteint une puissance maximale pour un état de mer donné.

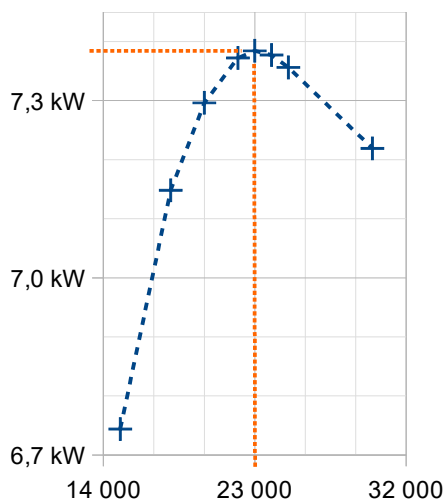


Figure 8 : Puissance en fonction du *PTO* (pour  $H_s = 2$  m et  $T_p = 10$  s)

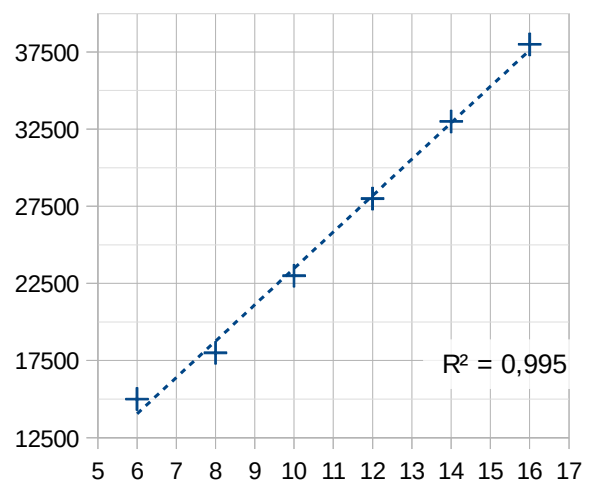


Figure 9 : Proportionnalité entre le *PTO* optimum et la période de houle  $T_p$  (en s)

Les résultats montrent également que la profondeur d'eau, et donc le niveau de marée, n'influence pas la valeur optimale du Cpto pour une période donnée. La profondeur d'eau a cependant un impact sur la quantité d'énergie de la houle et, par extension, sur celle que le WEC est capable de produire.

Pour mesurer l'influence des différentes valeurs de Cpto optimum déterminés pour chaque période de houle, un Cpto optimum fixe, c'est-à-dire identique pour tous les états de mer, a été calculé.

Celui-ci est déterminé en pondérant les Cpto optimums, calculés pour chaque période, par l'importance de cette période dans le climat annuel de houle, puis également, en le pondérant avec l'importance des hauteurs significatives pour chaque période. Ces pondérations ont permis d'estimer la valeur de ce Cpto optimum fixe.

En comparant la production d'énergie annuelle entre un Cpto optimum adapté à chaque période, et un Cpto optimum fixe, ce premier est plus performant de + 1,11 %. Cette valeur est faible, et en deçà des incertitudes liées aux modèles utilisés.

Cependant, les calculs des Cpto optimums adaptatifs, nécessaires au calcul du Cpto optimum fixe, ont permis d'optimiser ce WEC vis-à-vis de la période de houle. Au-delà des limites liés au modèle 2D utilisé, cette adaptation est nécessaire, car elle aurait pu également dépendre de la hauteur de houle. En retenant ces aspects, et au vu d'autres critères, et après une analyse détaillée de ces résultats, la méthode du *PTO* adaptatif est retenue par la suite.

### Largeur du flotteur pilonnant

En retenant un tirant d'eau du flotteur de 0,75 m qui dépend de la densité de matériaux choisis pour le flotteur, et la méthode d'un Cpto adaptatif, l'optimisation géométrique du flotteur consiste à déterminer la largeur pour laquelle le WEC a un meilleur rendement.

Pour information, l'application UTC-ULHN-Cerema utilise en entrée de modèle la demi-largeur  $l$ . Les valeurs retenues sont des demi-largeurs de 0,75 m, 2 m, 2,5 m, 3 m et 4 m (*figure 10*).

Les variations de rendement obtenues par le système à flotteur pilonnant ont permis de déterminer le rendement maximum de 53,8 %, qui est atteint pour un flotteur d'une demi-largeur de 2,5 m (soit une largeur de 5 m).

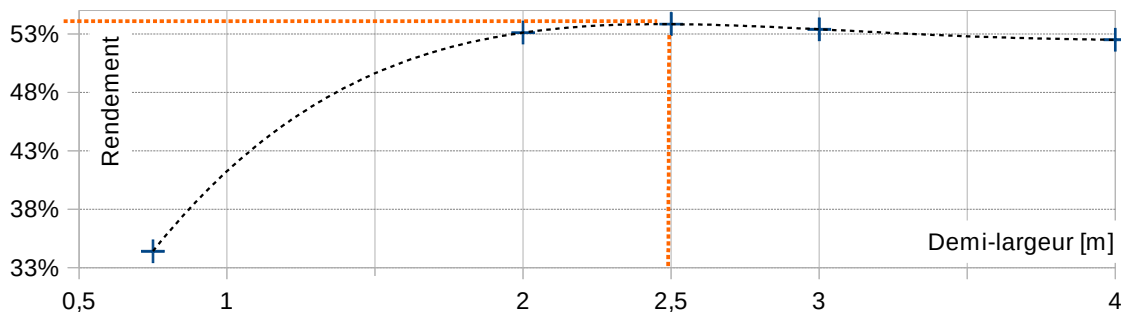


Figure 10 : Résultats de rendement en fonction de la demi-largeur du flotteur pilonnant

Il est important de garder à l'esprit que ces résultats sont issus d'une résolution analytique en deux dimensions, c'est-à-dire par unité de longueur du flotteur (flotteur d'une longueur de 1 m).

En augmentant cette longueur, il semble raisonnable de supposer que les résultats de l'optimisation géométrique seraient nettement améliorés.

## Puissance des deux systèmes houlomoteurs

### Système à flotteur pilonnant

En exploitant l'application de l'UTC-ULHN-Cerema, et avec l'optimisation des paramètres d'entrée tels que la *PTO* ou la largeur du flotteur, il est possible de calculer pour chaque couple de houle ( $H_s$ ,  $T_p$ ) associée à un niveau de marée, la puissance électrique produite par le système modélisé ; ceci avec pour hypothèse que la digue soit verticale et totalement réfléchissante.

À cette étape, trois tableaux sont obtenus, chacun correspondant à la puissance produite à partir d'un couple de houle ( $H_s$ ,  $T_p$ ) associé à un niveau de marée de basse mer, mi-marée et de pleine mer.

### Système à batteur inversé

À partir de la matrice de puissance du batteur inversé de l'ECN, constitué d'un *flap* oscillant seul sans digue, de 20 m de long et positionné au point de sortie n°4, il est possible de calculer la quantité d'énergie que ce système peut produire sur ce site.

En ce point n°4, situé à 250 m devant l'extrémité de la digue, il n'a pas de phénomène de réflexion de l'ouvrage à prendre en compte, comme le montre le résultat de spectre directionnel (Cf. annexe 1.3).

## 3.3. Calcul de la production d'énergie des deux systèmes

En exploitant les climats de houle obtenus aux points de sorties et les caractéristiques de puissance des WECs, il est envisagé d'estimer les productions d'énergie des deux systèmes houlomoteurs (figure 6).

### Système à flotteur pilonnant

À partir des matrices d'occurrence des climats de houle et des matrices de puissance des WECs, il est possible de calculer les matrices d'énergie en multipliant chaque couple de houle ( $H_s$ ,  $T_p$ ) par son occurrence au point de sortie n°1 (Rusu *et al.*, 2012) :

$$E_{\text{produite}} = \sum_{i,j} e_{ij} = \sum_{i,j} P_{ij} \times O_{ij}$$

où  $e_{ij}$  est l'énergie produite, pour un couple de houle ( $H_s$ ,  $T_p$ ) donné, correspondant au produit de l'occurrence de ce climat de houle  $O_{ij}$  par la puissance  $P_{ij}$  que le système est capable de produire pour cet état de mer. Il suffit ensuite de faire la somme de ces termes pour avoir l'énergie totale produite (Rusu *et al.*, 2015).

Le calcul des énergies est fait pour chaque niveau de marée, comme pour le calcul des puissances. Concernant le cumul des résultats pour les trois niveaux de marée, une sommation est réalisée, avec des coefficients de pondération (0,3 pour la basse mer, 0,4 pour la mi-marée et 0,3 pour la pleine mer) afin de rassembler les trois tableaux d'énergie correspondants en un tableau global d'énergie annuelle.

### Système à batteur inversé

Une approche similaire à celle du flotteur pilonnant est proposée pour le système à batteur inversé avec les mêmes coefficients de pondération.

La matrice de puissance, correspondant au *flap* oscillant seul de 20 m de long, a du être adaptée en utilisant les couples de houle ( $H_s$ ,  $T_p$ ), obtenus pour les trois niveaux de marée, au point de sortie n°4.

Il convient de souligner que l'adaptation réalisée se traduit par une minoration de la puissance, qui induit une majoration de l'estimation des coûts de l'énergie produite pour ce système.

## 4. Résultats du système à flotteur pilonnant

### 4.1. Quantité d'énergie produite

#### Puissance du WEC

En tranche 2 de projet, l'utilisation du modèle numérique SWASH de propagation et de transformation des vagues a permis de caractériser les conditions de vagues et le potentiel houlomoteur au niveau du point de sortie n°1, positionné à une profondeur de 3 m CM près de la digue d'Esquibien.

Les résultats des simulations ont fourni des couples de hauteurs significatives de houle et de périodes de pic associées, représentatifs du climat de houle près de l'ouvrage (Cf. annexe 2.2).

Le calcul de la puissance disponible du WEC est réalisé par l'exploitation de l'application de l'UTC-ULHN-Cerema (Neuvéglise *et al.*, 2017) et des couples de houle ( $H_s$ ,  $T_p$ ) obtenus pour les trois niveaux de marée de basse mer, mi-marée et pleine mer.

Les résultats présentés ici concernent le cas d'un flotteur pilonnant d'une demi-largeur de 2,5 m et d'un coefficient  $PTO$  adaptatif (tableaux 6 à 8).

#### Basse mer

		Cpto optimum					
		18000	23000	28000	33000		
Hs (m)	Tp (s)	5	7	9	11	13	15
		7	9	11	13	15	17
5,5	6,5					15,40	19,03
4,5	5,5				10,47	12,94	15,41
3,5	4,5			7,59	9,17	10,48	11,79
2,5	3,5		4,76	6,32	7,87	8,02	8,17
1,5	2,5	2,43	3,74	5,04	6,57	5,56	4,71
0,5	1,5	1,12	1,59	2,06	4,07	6,08	

**Tableau 6** : Puissances obtenues à basse mer (en kW)  
(niveau de marée : 1,45 m, demi-largeur : 2,5 m,  $PTO$  adaptatif)

#### Mi-Marée

		Cpto optimum					
		18000	23000	28000	33000		
Hs (m)	Tp (s)	5	7	9	11	13	15
		7	9	11	13	15	17
5,5	6,5					21,29	12,81
4,5	5,5				27,15	17,19	10,08
3,5	4,5			21,18	22,33	13,09	7,35
2,5	3,5		12,65	15,08	17,51	8,99	4,62
1,5	2,5	5,16	7,07	8,98	12,69	4,89	1,88
0,5	1,5	2,01	2,47	2,93	4,55	6,17	

**Tableau 7** : Puissances obtenues à mi-marée (en kW)  
(niveau de marée : 3,07 m, demi-largeur : 2,5 m,  $PTO$  adaptatif)

## Pleine mer

Tp (s) \ Hs (m)		Cpto optimum					
		18000	23000	28000	33000	18000	23000
5	7	9	11	13	15	17	
5,5	6,5					31,15	20,50
4,5	5,5			38,19	25,07	16,34	
3,5	4,5		30,07	29,47	18,99	12,19	
2,5	3,5	20,21	20,48	20,75	12,91	8,03	
1,5	2,5	0,21	5,55	10,89	12,03	6,83	3,88
0,5	1,5	0,00	1,56	3,17	3,53	3,89	

**Tableau 8** : Puissances obtenues à pleine mer (en kW)  
(niveau de marée : 4,75 m, demi-largeur : 2,5 m, PTO adaptatif)

## Énergie produite par le WEC

### Énergie par niveau de marée

Avec les occurrences des climats de houle, il est ensuite possible, pour chaque niveau de marée, de calculer l'énergie annuelle moyennée sur la période de 19 ans de la base HOMERE (*tableaux 9 à 11*).

### Basse mer

Tp (s) \ Hs (m)		Cpto optimum					
		18000	23000	28000	33000	18000	23000
5	7	9	11	13	15	17	
5,5	6,5					0,33	0,55
4,5	5,5			0,43	1,01	1,13	
3,5	4,5		0,33	1,19	2,13	1,27	
2,5	3,5	0,36	0,88	2,49	2,82	1,01	
1,5	2,5	0,23	1,15	2,13	5,14	2,75	0,55
0,5	1,5	0,27	1,37	2,78	5,00	2,19	

**Tableau 9** : Énergies obtenues à basse mer (en MWh)  
(niveau de marée : 1,45 m, demi-largeur : 2,5 m, PTO adaptatif)

### Mi-Marée

Tp (s) \ Hs (m)		Cpto optimum					
		18000	23000	28000	33000	18000	23000
5	7	9	11	13	15	17	
5,5	6,5					0,46	0,37
4,5	5,5			1,11	1,34	0,74	
3,5	4,5		0,91	2,90	2,66	0,79	
2,5	3,5	0,95	2,11	5,55	3,16	0,57	
1,5	2,5	0,49	2,17	3,80	9,93	2,42	0,22
0,5	1,5	0,49	2,13	3,95	5,59	2,22	

**Tableau 10** : Énergies obtenues à mi-marée (en MWh)  
(niveau de marée : 3,07 m, demi-largeur : 2,5 m, PTO adaptatif)

## Pleine mer

		Cpto optimum					
		18000	23000	28000	33000		
Hs (m)	Tp (s)	5	7	9	11	13	15
		7	9	11	13	15	17
5,5	6,5					0,67	0,59
4,5	5,5				1,57	1,96	1,20
3,5	4,5			1,29	3,83	3,86	1,31
2,5	3,5		1,52	2,86	6,57	4,54	0,99
1,5	2,5	0,02	1,70	4,61	9,42	3,37	0,45
0,5	1,5	0,00	1,35	4,28	4,34	1,40	

**Tableau 11** : Énergies obtenues à pleine mer (en MWh)  
(niveau de marée : 4,75 m, demi-largeur : 2,5 m, PTO adaptatif)

## Énergie moyenne annuelle

Cette énergie est déterminée en pondérant les tables d'énergies annuelles pour chaque niveau de marée : pour un couple de houle ( $H_s$ ,  $T_p$ ), l'énergie moyenne correspondante équivaut aux énergies de basse mer (pondérées d'un coefficient de 0.3), de mi-marée (pondérées d'un coefficient de 0.4) et de pleine mer (pondérées d'un coefficient de 0.3), de manière identique à la méthode de la tranche 2 (Michard *et al.*, 2016).

		Cpto optimum					
		18000	23000	28000	33000		
Hs (m)	Tp (s)	5	7	9	11	13	15
		7	9	11	13	15	17
5,5	6,5					0,49	0,49
4,5	5,5				1,04	1,43	0,99
3,5	4,5			0,85	2,67	2,86	1,09
2,5	3,5		0,94	1,97	4,94	3,48	0,83
1,5	2,5	0,27	1,72	3,54	8,34	2,80	0,39
0,5	1,5	0,28	1,67	3,70	5,04	1,97	

**Tableau 12** : Énergies annuelles moyennées sur 19 ans (en MWh)  
(demi-largeur : 2,5 m, PTO adaptatif, profondeur de 3 m CM)

Les résultats d'énergies annuelles montrent que le système à flotteur pilonnant produit le plus d'énergie (8,34 MWh/an) pour le couple de houle (2 m, 12 s).

En sommant l'ensemble des énergies produites pour tous les couples de houle ( $H_s$ ,  $T_p$ ) de la table de l'énergie moyenne annuelle, l'énergie annuelle est alors obtenue. Au point n°1, la somme des énergies annuelles pour les différents couples de houle ( $H_s$ ,  $T_p$ ) permet de déterminer la production globale annuelle, qui est de 53,8 MWh par unité de longueur de flotteur pilonnant.

## Résultats énergétiques pour les différentes configurations

Cette production est directement liée à l'efficacité du système houlomoteur et aux optimisations réalisées du coefficient  $C_{pto}$  et de la demi-largeur du flotteur. Les différents résultats obtenus sont présentés ensuite, en mettant en valeur les meilleures optimisations du WEC (surlignés en jaune dans les tableaux 13 et 14).



## Résultats concernant l'optimisation du PTO

Avec une demi-largeur fixée à 0,75 m, l'utilisation d'un PTO adaptatif est en moyenne plus efficace de +1,1 % comparée aux résultats obtenus avec un PTO fixe. Ce gain global, bien que faible, contribue à l'optimisation du système (tableau 13).

Le gain est de 4,4 % pour le niveau de pleine mer et de 1,7 % pour celui de la basse mer. Par contre, l'utilisation d'un PTO adaptatif apparaît moins efficace (-1,37 %) pour le niveau de mi-marée, ce qui reste inexpliqué.

		Demi-largeur $l = 0,75$ m					
		PTO adaptatif		PTO fixe ( $C_{pto}=26000$ )		Comparaison Cpto adaptatif (vs) Cpto fixe	
		par an	$\eta$	par an	$\eta$	par an	$\eta$
Coefficient de Pondération							
Energie totale		34,37 MWh	34,4%	33,99 MWh	34,0%	0,38 MWh	1,1%
Energie (BM)	0,3	28,03 MWh	44,8%	26,81 MWh	42,8%	1,22 MWh	4,4%
Energie (Mi)	0,4	35,08 MWh	35,1%	35,56 MWh	35,6%	-0,48 MWh	-1,4%
Energie (PM)	0,3	39,76 MWh	29,0%	39,07 MWh	28,5%	0,69 MWh	1,7%

**Tableau 13** : Résultats énergétiques obtenus pour les deux types de PTO (adaptatif ou fixe) pour une demi-largeur de 0,75 m

## Résultats concernant les différentes largeurs de flotteur

Ces résultats montrent l'importance de la demi-largeur du flotteur (i.e. sa largeur).

		$l = 2$ m		$l = 2,5$ m		$l = 3$ m		$l = 4$ m	
		par an	$\eta$	par an	$\eta$	par an	$\eta$	par an	$\eta$
Coefficient de Pondération									
Energie totale (en MWh)		53,03	53,1%	53,76	53,8%	53,32	53,4%	52,43	52,5%
Energie (BM) (en MWh)	0,3	38,92	62,2%	39,48	63,1%	38,99	62,3%	44,35	70,9%
Energie (Mi) (en MWh)	0,4	56,54	56,6%	57,03	57,1%	56,37	56,4%	51,53	51,6%
Energie (PM) (en MWh)	0,3	62,47	45,6%	63,69	46,4%	63,59	46,4%	61,70	45,0%

**Tableau 14** : Résultats énergétiques obtenus pour les différentes demi-largeurs de flotteur avec un PTO adaptatif

La demi-largeur de flotteur de 2,5 m permet de produire une énergie totale annuelle de 53,76 MWh, la plus importante, correspondant à un rendement de 53,8 %. Pour cette demi-largeur de flotteur, le rendement est optimum à pleine mer, avec un rendement de 63,1 %.

En comparant ce rendement obtenu avec celui d'une demi-largeur de 0,75 m, le système dans cette configuration (PTO adaptatif et  $l = 2,5$  m) est capable de produire 23,9 MWh en plus, au niveau de pleine mer, par an. L'ensemble des résultats est présenté en annexes (3.1 à 3.10).

## Remarque importante

Ces résultats, issus d'une modélisation en 2D, sont obtenus par unité de longueur de flotteur pilonnant, c'est-à-dire pour 1 m de longueur de flotteur. Pour obtenir des résultats plus tangibles, une longueur de 5 m est choisie, multipliant de ce fait la quantité d'énergie produite par 5. Cela permet, de produire au point n°1 positionné près de la digue une énergie totale de 268,8 MWh/an.

Le sur-coût occasionné par cet allongement peut être négligeable au vu du coût relativement faible des matériaux constitutifs du flotteur, et permet donc de diviser par 5 le coût de production de l'énergie.

## 4.2. Coût de l'énergie

Le coût de l'énergie est estimé en rapportant l'ensemble des coûts sur une durée de 20 ans, à la production annuelle totale sur cette même durée, avec un taux d'actualisation retenu de 10 % (cf. paragraphe 1.4). Les résultats obtenus pour les différentes configurations sont regroupés dans le tableau 15.

Pour un WEC de type flotteur pilonnant de 5 m de long, d'un coût initial de 1 M€ incluant le coût d'installation et de démantèlement, le coût de l'énergie la moins chère est de 360 €/MWh. Ce flotteur est donc le plus performant dans la configuration de 5 m de long, avec une demi-largeur de 2,5 m, un tirant d'eau de 0,75 m et un dégagement de 3 m par rapport à la digue.

### Calculs communs

avec un taux d'actualisation retenu de 10% sur une durée de 20 ans

Coût du WEC (CAPEX + démantèlement)	<b>1 M€</b>
Coût d'entretien et de maintenance (OPEX) par an	100 k€
Durée d'exploitation	20 ans
Soit un coût total (CAPEX + OPEX + démantèlement) de :	<b>1,94 M€</b>

### Résultats pour les différentes configurations de Cpto et de demi-largeurs

	PTO fixe l = 0,75 m	PTO adaptatif l = 0,75 m	PTO adaptatif l = 2,5 m
Energie totale sur la durée d'exploitation (20 ans)	3398,82 MWh	3437,11 MWh	5376,30 MWh
Coût de l'énergie pour un flotteur de 5 m de long (COE)	570 €/MWh	563 €/MWh	<b>360 €/MWh</b>

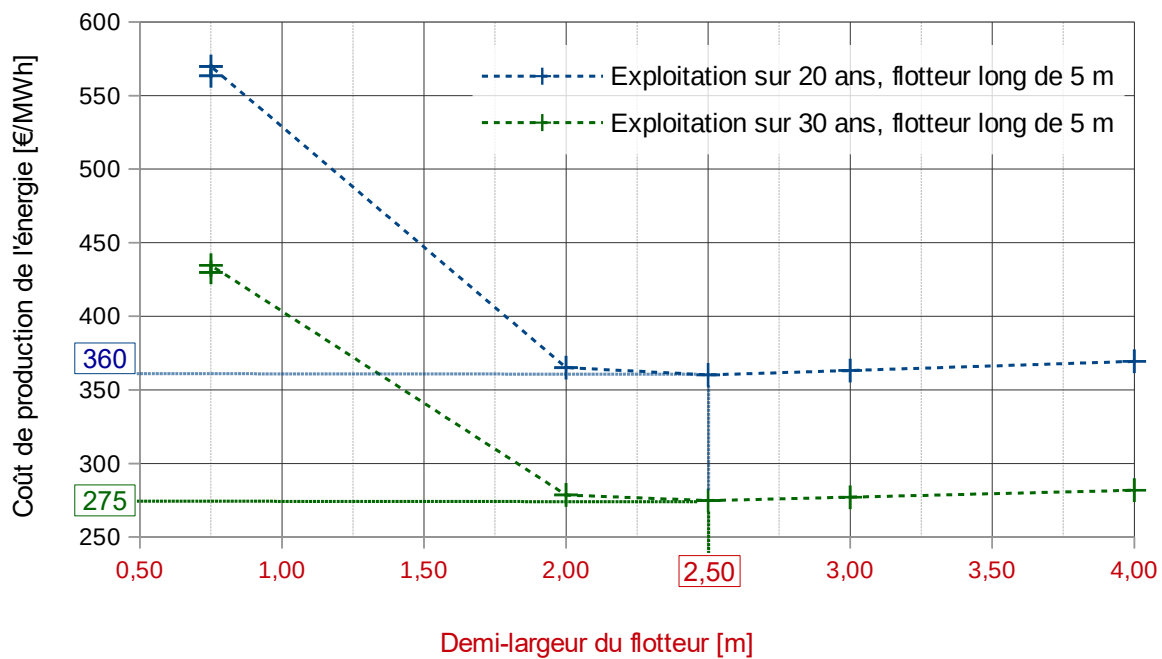
  

	PTO adaptatif l = 2 m	PTO adaptatif l = 3 m	PTO adaptatif l = 4 m
Energie totale sur la durée d'exploitation (20 ans)	5303,32 MWh	5332,22 MWh	5242,59 MWh
Coût de l'énergie pour un flotteur de 5 m de long (COE)	365 €/MWh	363 €/MWh	369 €/MWh

**Tableau 15** : Résultats des coûts énergétiques pour différentes configurations, sur une durée d'exploitation de 20 ans (taux d'actualisation de 10%)

A titre de comparaison, en mettant en place un système sur une durée d'exploitation de 30 ans, le taux d'actualisation retenu est réduit à 8 %, et l'énergie la moins chère obtenue revient à 275 €/MWh (tableau 53 en annexe 3.10) pour un système à flotteur pilonnant d'un coût initial de 1 M€.

En augmentant de 10 ans la durée d'exploitation du WEC, cela diminue de 23,6 % le coût de l'énergie produite. L'influence de la durée d'exploitation est très visible (figure 11).



**Figure 11** : Représentation du coût de production de l'énergie en fonction de la demi-largeur du flotteur, suivant la durée d'exploitation (20 et 30 ans) et la longueur du flotteur

Les coûts d'énergie sont calculés en ne prenant en compte que la mise en place d'une seule unité de production. Avec la création d'un parc de 20 unités de systèmes houlomoteurs devant la digue d'Esquibien, il pourrait être possible de mutualiser les coûts d'installation et de maintenance, réduisant ainsi le coût de l'énergie (Lehmann, 2017).

# Bibliographie

- [1] J ABANADES, D GREAVES et G IGLESIAS. « Coastal defence through wave farms ». In : *Coastal Engineering* 91 (2014), p. 299-307.
- [2] P ANDERSEN et H WUZHOU. « On the calculation of two-dimensional added mass and damping coefficients by simple Green's function technique ». In : *Ocean engineering* 12.5 (1985), p. 425-451. (Visité le 10/05/2017).
- [3] A BABARIT. *L'énergie des vagues : ressource, technologies et performance*. iSTE éditions, 2018.
- [4] A BABARIT et A H CLÉMENT. « Optimal latching control of a wave energy device in regular and irregular waves ». In : *Applied Ocean Research* 28.2 (2006), p. 77-91.
- [5] 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)*. 2015.
- [6] A BABARIT et H MOUSLIM. « Récupération de l'énergie des vagues ». In : *Techniques de l'Ingénieur* (2013).
- [7] A BABARIT et al. « La récupération de l'énergie de la houle, partie 1 : caractérisation de la ressource et bases de l'hydrodynamique ». In : *revue 3EI* (2009), pp-17. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00676184/> (visité le 10/05/2017).
- [8] A BABARIT et al. « Simulation of the SEAREV wave energy converter with a by-pass control of its hydraulic power take off ». In : *Proc. World Renewable Energy Congress, Glasgow, UK*. 2008, p. 1004-1009.
- [9] L BERGGREN et M JOHANSSON. « Hydrodynamic coefficients of a wave energy device consisting of a buoy and a submerged plate ». In : *Applied Ocean Research* 14.1 (1992), p. 51-58.
- [10] P BESLEY. « Wave overtopping of seawalls, design and assessment manual ». In : *R&D technical report W178* (1998).

- [11] J BHATTACHARJEE et C G SOARES. « Oblique wave interaction with a floating structure near a wall with stepped bottom ». In : *Ocean Engineering* 38.13 (2011), p. 1528-1544.
- [12] M A. BHINDER et al. « Potential time domain model with viscous correction and CFD analysis of a generic surging floating wave energy converter ». en. In : *International Journal of Marine Energy* 10 (juin 2015), p. 70-96. ISSN : 22141669. DOI : [10.1016/j.ijome.2015.01.005](https://doi.org/10.1016/j.ijome.2015.01.005). (Visité le 29/03/2017).
- [13] H BLASIUS. « Stromfunktion für die Strömung durch Turbinenschaufeln ». In : *Z Math Phys* 59 (1911), p. 225-243.
- [14] L BONFIGLIO, S BRIZZOLARA et C CHRYSOSTOMIDIS. « Added mass and damping of oscillating bodies : a fully viscous numerical approach ». In : *Recent Advances in Fluid Mechanics, Heat & Mass Transfer and Biology* (2011), p. 210-215.
- [15] K BUDAL et J FALNES. « Interacting point absorbers with controlled motion ». In : *Power from sea waves* (1980), p. 381-399.
- [16] I B CELIK et al. « Procedure for estimation and reporting of uncertainty due to discretization in CFD applications ». In : *Journal of fluids Engineering-Transactions of the ASME* 130.7 (2008).
- [17] CC CHEN et al. « Fluid forces on a square cylinder in oscillating flows with non-zero-mean velocities ». In : *International journal for numerical methods in fluids* 60.1 (2009), p. 79-93.
- [18] JT CHEUNG et E F CHILDRESS III. *Ocean Wave Energy Harvesting Devices*. Rapp. tech. Teledyne scientific et imaging LLC thousand OAKS CA, 2007.
- [19] IH CHO et MH KIM. « Hydrodynamic performance evaluation of a wave energy converter with two concentric vertical cylinders by analytic solutions and model tests ». In : *Ocean Engineering* 130 (2017), p. 498-509.
- [20] A CLÉMENT et al. « Wave energy in Europe : current status and perspectives ». In : *Renewable and sustainable energy reviews* 6.5 (2002), p. 405-431. (Visité le 10/05/2017).
- [21] J COIGNARD et al. « Projet EMACOP : modélisation numérique des vagues à l'approche de la digue d'Esquibien par le code SWASH ». In : *XIIIèmes Journées Nationales Génie Côtier–Génie Civil, Dunkerque, 2-4 juillet 2014*. 2014.

- [22] C F COLEBROOK et al. « Correspondence. Turbulent flow in pipes, with particular reference to the transition region between the smooth and rough pipe laws. (includes plates). » In : *Journal of the Institution of Civil engineers* 12.8 (1939), p. 393-422.
- [23] H COZIJN, R UITTENBOGAARD, E BRAKE et al. « Heave, roll and pitch damping of a deep-water CALM buoy with a skirt ». In : *The Fifteenth International Offshore and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore et Polar Engineers. 2005.
- [24] J CRUZ. *Ocean wave energy : current status and future perspectives*. Springer Science & Business Media, 2007.
- [25] AH DAY et al. « Hydrodynamic modelling of marine renewable energy devices : A state of the art review ». In : *Ocean Engineering* 108 (2015), p. 46-69.
- [26] Baron Gaspard Riche DE PRONY. « Essai expérimental et analytique : sur les lois de la dilatabilité de fluides élastique et sur celles de la force expansive de la vapeur de l'alkool, a différentes températures ». In : *Journal de l'école polytechnique* 1.22 (1795), p. 24-76.
- [27] JP DE WAAL et JW VAN DER MEER. « Wave runup and overtopping on coastal structures ». In : *Coastal Engineering* 1992. 1993, p. 1758-1771.
- [28] B DREW, A R PLUMMER et M N SAHINKAYA. *A review of wave energy converter technology*. 2009.
- [29] N DRIMER, Y AGNON et M STIASSNIE. « A simplified analytical model for a floating breakwater in water of finite depth ». In : *Applied Ocean Research* 14.1 (1992), p. 33-41.
- [30] Y. DROBYSHEVSKI. « Hydrodynamic coefficients of a two-dimensional, truncated rectangular floating structure in shallow water ». In : *Ocean Engineering* 31.3 (2004), p. 305-341. ISSN : 00298018. DOI : [10.1016/j.oceaneng.2003.07.004](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2003.07.004). (Visité le 10/05/2017).
- [31] P A DURBIN. « Separated flow computations with the k-epsilon-v-squared model ». In : *AIAA journal* 33.4 (1995), p. 659-664.
- [32] G ELCHAHAL, R YOUNES et P LAFON. « The effects of reflection coefficient of the harbour sidewall on the performance of floating breakwaters ». In : *Ocean Engineering* 35.11 (2008), p. 1102-1112.
- [33] EMACOP. *Rapport de montage, Projet National EMACOP, Énergies Marines, COtières et Portuaires*. Rapp. tech. IREX, 2011.

- [34] M ERIKSSON. « Modelling and experimental verification of direct drive wave energy conversion : buoy-generator dynamics ». OCLC : 938423643. Thèse de doct. Uppsala : Acta Universitatis Upsaliensis Acta Universitatis Upsaliensis, 2007.
- [35] M ERIKSSON, J ISBERG et M LEIJON. « Hydrodynamic modelling of a direct drive wave energy converter ». In : *International Journal of Engineering Science* 43.17-18 (2005), p. 1377-1387.
- [36] DV EVANS. « The maximum efficiency of wave-energy devices near coast lines ». In : *Applied Ocean Research* 10.3 (1988), p. 162-164.
- [37] M FADAEENEJAD et al. « New approaches in harnessing wave energy : With special attention to small islands ». In : *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 29 (2014), p. 345-354.
- [38] A FALCAO. « Wave energy utilization : A review of the technologies ». In : *Renewable and sustainable energy reviews* 14.3 (2010), p. 899-918.
- [39] J FALNES. « A review of wave-energy extraction ». In : *Marine Structures* 20.4 (2007), p. 185-201. ISSN : 09518339. DOI : [10.1016/j.marstruc.2007.09.001](https://doi.org/10.1016/j.marstruc.2007.09.001). (Visité le 10/05/2017).
- [40] J FALNES. *Ocean waves and oscillating systems : linear interactions including wave-energy extraction*. Cambridge university press, 2002.
- [41] J FALNES et al. « Optimum control of oscillation of wave-energy converters ». In : *International Journal of Offshore and Polar Engineering* 12.02 (2002).
- [42] A FLUENT. « ANSYS fluent theory guide 15.0 ». In : *Inc, Canonsburg, PA* (2013).
- [43] M FOLLEY. *Numerical Modelling of Wave Energy Converters : State-of-the-Art Techniques for Single Devices and Arrays*. Academic Press, 2016.
- [44] M FOLLEY, R CURRAN et T WHITTAKER. « Comparison of LIMPET contra-rotating wells turbine with theoretical and model test predictions ». In : *Ocean Engineering* 33.8-9 (2006), p. 1056-1069.
- [45] M. FOLLEY et T.J.T. WHITTAKER. « Analysis of the nearshore wave energy resource ». In : *Renewable Energy* 34.7 (2009), p. 1709-1715. ISSN : 09601481. DOI : [10.1016/j.renene.2009.01.003](https://doi.org/10.1016/j.renene.2009.01.003). (Visité le 22/05/2017).
- [46] Y GAO et al. « A fully floating system for a wave energy converter with direct-driven linear generator ». In : *Energy* 95 (2016), p. 99-109. ISSN : 03605442. DOI : [10.1016/j.energy.2015.11.072](https://doi.org/10.1016/j.energy.2015.11.072). (Visité le 10/05/2017).

- [47] R GENEST. « Développement et validation expérimentale de stratégies de contrôle des récupérateurs de l'énergie des vagues ». Thèse de doct. 2014.
- [48] Y GODA. *Random seas and design of maritime structures*. T. 33. World Scientific Publishing Company, 2010.
- [49] Y GODA et Y SUZUKI. « Estimation of incident and reflected waves in random wave experiments ». In : *Coastal Engineering 1976. 1977*, p. 828-845. (Visité le 11/04/2017).
- [50] N. HANSEN. « The CMA evolution strategy : a comparing review ». In : *Towards a new evolutionary computation : Advances in estimation of distribution algorithm* (2006). Sous la dir. d'Inza I. LOZANO J. A. Larra nga P. et Bengoetxea E. (EDS), p. 75-102.
- [51] K HASSELMANN et al. « Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP) ». In : *Ergänzungsheft 8-12* (1973).
- [52] 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.
- [53] R HENDERSON. « State of the Art Hydraulics for the Pelamis Wave Energy Converter ». In : *Second CA-OE, Work Shop* (2005).
- [54] H. L. HENNING. « Investigation of the heave, sway and roll motions of typical ship like hull sections using rans numerical methods ». Thèse de doct. Department of Mechanical et Mechatronic Engineering, University of Stellenbosch, 2011. (Visité le 10/05/2017).
- [55] A HENRY et al. « The characteristics of wave impacts on an oscillating wave surge converter ». In : *The Twenty-third International Offshore and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore et Polar Engineers. 2013.
- [56] DM HERBERT. *Wave overtopping of vertical walls*. Rapp. tech. HR Wallingford, 1993.
- [57] C W HIRT et B D NICHOLS. « Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries ». In : *Journal of computational physics* 39.1 (1981), p. 201-225.
- [58] K HU, C G MINGHAM et Derek M C. « Numerical simulation of wave overtopping of coastal structures using the non-linear shallow water equations ». In : *Coastal engineering* 41.4 (2000), p. 433-465.
- [59] R I ISSA. *Solution of the Implicitly Discretized Fluid Flow Equations by Operator-Splitting*. Rapp. tech. Internal Report Dept. of Min. Resources Engineering Imperial College, London, 1982.



- [60] María L JALÓN et al. « An analytical model for oblique wave interaction with a partially reflective harbor structure ». In : *Coastal Engineering* (2018).
- [61] J P KOFOED et al. « Prototype testing of the wave energy converter wave dragon ». In : *Renewable energy* 31.2 (2006), p. 181-189.
- [62] W KOO et JD KIM. « Simplified formulas of heave added mass coefficients at high frequency for various two-dimensional bodies in a finite water depth ». In : *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering* 7.1 (2015), p. 115-127. ISSN : 20926782. DOI : [10.1515/ijnaoe-2015-0009](https://doi.org/10.1515/ijnaoe-2015-0009). (Visité le 10/05/2017).
- [63] W KUTTA. « Beitrag zur näherungsweise Integration totaler Differentialgleichungen ». In : (1901).
- [64] M LEIJON et al. « Wave energy from the North Sea : Experiences from the Lysekil research site ». In : *Surveys in geophysics* 29.3 (2008), p. 221-240.
- [65] I J LOSADA et al. « Numerical analysis of wave overtopping of rubble mound breakwaters ». In : *Coastal engineering* 55.1 (2008), p. 47-62.
- [66] P LUBIN et al. « Three-dimensional large eddy simulation of air entrainment under plunging breaking waves ». In : *Coastal engineering* 53.8 (2006), p. 631-655.
- [67] Y LUO et al. « Numerical simulation of a heave-only floating OWC (oscillating water column) device ». In : *Energy* 76 (2014), p. 799-806. ISSN : 03605442. DOI : [10.1016/j.energy.2014.08.079](https://doi.org/10.1016/j.energy.2014.08.079). (Visité le 10/05/2017).
- [68] E PD MANSARD et E. R. FUNKE. « The measurement of incident and reflected spectra using a least squares method ». In : *Coastal Engineering* 1980. 1980, p. 154-172. (Visité le 11/04/2017).
- [69] 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 on Ocean Energy (ICOE-2010), Bilbao, Spain*. T. 68. 2010.
- [70] H MARTINS-RIVAS et CC MEI. « Wave power extraction from an oscillating water column along a straight coast ». In : *Ocean engineering* 36.6-7 (2009), p. 426-433.
- [71] P MCIIVER et DV EVANS. « An approximate theory for the performance of a number of wave-energy devices set into a reflecting wall ». In : *Applied Ocean Research* 10.2 (1988), p. 58-65.

- [72] P MCIVER et DV EVANS. « An approximate theory for the performance of a number of wave-energy devices set into a reflecting wall ». In : *Applied Ocean Research* 10.2 (1988), p. 58-65.
- [73] P MCIVER et DV 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.
- [74] E MENDOZA et al. « Beach response to wave energy converter farms acting as coastal defence ». In : *Coastal Engineering* 87 (2014), p. 97-111.
- [75] B MICHARD, S BOULAND et P SERGENT. « EMACOP S2 – Systèmes houlomoteurs sur ouvrages anciens. Analyse économique de la production d'énergie renouvelable de systèmes houlomoteurs sur le site d'Esquibien (Finistère) ». In : *Rapport de Recherche EMACOP* (2017).
- [76] B MICHARD, S BOULAND et P SERGENT. « Thème S2 – Systèmes houlomoteurs sur ouvrages anciens, Analyse économique de la production d'énergie renouvelable de systèmes houlomoteurs sur le site d'Esquibien (Finistère) ». In : *Projet EMACOP* (2019).
- [77] B MICHARD, E COSQUER et G DUFOUR. « Projet EMACOP : évaluation du potentiel houlomoteur de 22 sites français en Manche et Atlantique ». In : *XIIIth Journées Nationales Génie Côtier, Génie* 155 (2014), p. 2-4.
- [78] B MICHARD et al. *EMACOP project : characterising the wave energy resources of hot spots in Brittany for on-shore WEC*. Rapp. tech.
- [79] B MICHARD et al. *EMACOP project : characterising the wave energy resources of hot spots in Brittany for on-shore WEC*. Rapp. tech. 2015-09.
- [80] B MICHARD et al. « Projet EMACOP : analyse économique de la production d'énergie renouvelable de systèmes houlomoteurs sur le site d'Esquibien (Finistère) ». In : *XVèmes Journées Nationales Génie Côtier – Génie Civil* (2018).
- [81] B MICHARD et al. « Projet EMACOP : caractérisation des vagues et du potentiel houlomoteur des sites d'Esquibien et de Saint-Guérolé par simulation numérique ». In : *XIVèmes Journées Nationales Génie Côtier–Génie Civil, 29 juin-1er juillet 2016, Toulon*. 2016.
- [82] C MOKRANI, S ABADIE et P LUBIN. « Simulation numérique du phénomène de franchissement d'ouvrage par une houle irrégulière ». In : *Journées Nationales Génie Côtier – Génie Civil* (2014).

- [83] JR MORISON, Joe William JOHNSON et Morrough Parker O'BRIEN. « Experimental studies of forces on piles ». In : *Coastal Engineering Proceedings* 1.4 (1953), p. 25.
- [84] JR MORISON, JW JOHNSON, SA SCHAAF et al. « The force exerted by surface waves on piles ». In : *Journal of Petroleum Technology* 2.05 (1950), p. 149-154.
- [85] G MORK et al. « Assessing the global wave energy potential ». In : *ASME 2010 29th International conference on ocean, offshore and arctic engineering*. American Society of Mechanical Engineers. 2010, p. 447-454.
- [86] MA MUELLER et NJ BAKER. « Direct drive electrical power take-off for offshore marine energy converters ». In : *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy* 219.3 (2005), p. 223-234.
- [87] B MULTON. *Marine renewable energy handbook*. John Wiley & Sons, 2013.
- [88] B MULTON et al. *Systèmes de conversion des ressources énergétiques marines*. 2006.
- [89] S. MUZAFERIJA et al. « A two-fluid Navier-Stokes solver to simulate water entry ». In : *Proceedings of the Twenty-Second Symposium on Naval Hydrodynamics*. Washington DC, USA, 1998, p. 638-649.
- [90] R NAZAR, N AMIN et I POP. « Unsteady boundary layer flow due to a stretching surface in a rotating fluid ». In : *Mechanics Research Communications* 31.1 (2004), p. 121-128.
- [91] S NEUVEGLISE et al. « Impact of a Quayside Floating System on Overtopping ». In : *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* [submitted] (2018).
- [92] S NEUVEGLISE et al. « Numerical and Physical Modeling of a Quayside Wave Energy Recovery System ». In : *12th EWTEC (27th Aug - 1st Sept 2017)*.
- [93] S NEUVEGLISE et al. « Numerical and Physical Modelling of a Quayside Floating System ». In : *Ocean Engineering* [submitted] (2018).
- [94] JN NEWMAN, B SORTLAND et T VINJE. « Added mass and damping of rectangular bodies close to the free surface ». In : *Journal of ship research* 28.4 (1984), p. 219-225.
- [95] Dezhi NING et al. « Analytical and experimental study on tandem WEC-type floating breakwaters ». In : (2017).
- [96] Dezhi NING et al. « Hydrodynamic performance of a pile-restrained WEC-type floating breakwater : An experimental study ». In : *Renewable Energy* 95 (2016), p. 531-541.

- [97] S. V. PATANKAR. *Numerical heat transfer and fluid flow*. 197 pages. USA : Taylor & Francis, 1980.
- [98] S V PATANKAR. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences*. Hemisphere, New York, 1980.
- [99] S V PATANKAR et D B SPALDING. « A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows ». In : *Int. J. of Heat and Mass Transfer*. T. 15. Elsevier, 1972, p. 1787-1806.
- [100] J PEARSON et al. « Violent wave overtopping—measurements at large and small scale ». In : *Coastal Engineering 2002 : Solving Coastal Conundrums*. World Scientific, 2003, p. 2227-2238.
- [101] A PECHER et J P KOFOED. *Handbook of Ocean Wave Energy*. Springer, 2017.
- [102] M PENALBA, T KELLY et J V RINGWOOD. « Using NEMOH for Modelling Wave Energy Converters : A Comparative Study with WAMIT ». In : *Centre for Ocean Energy Research (COER), Maynooth University, Co. Kildare, Ireland (2017)*.
- [103] T PEREZ et T I FOSSEN. « A matlab toolbox for parametric identification of radiation-force models of ships and offshore structures ». In : (2009).
- [104] A ROESSLING et JV RINGWOOD. « Finite order approximations to radiation forces for wave energy applications ». In : *Renewable energies offshore (2015)*, p. 359-366.
- [105] R S ROGALLO et P MOIN. « Numerical simulation of turbulent flows ». In : *Annual review of fluid mechanics* 16.1 (1984), p. 99-137.
- [106] Y. SAAD et M. H. SCHULT. « 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.
- [107] S H SALTER, JRM TAYLOR et NJ CALDWELL. « Power conversion mechanisms for wave energy ». In : *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part M : Journal of Engineering for the Maritime Environment* 216.1 (2002), p. 1-27.
- [108] V SAVIĆ et al. « Determination of pressure losses in hydraulic pipeline systems by considering temperature and pressure ». In : *Strojniški vestnik-Journal of Mechanical Engineering* 55.4 (2009), p. 237-243.
- [109] S SHAO et al. « Simulation of wave overtopping by an incompressible SPH model ». In : *Coastal Engineering* 53.9 (2006), p. 723-735.

- [110] Y.M. SHEN, Y.H. ZHENG et Y.G. YOU. « On the radiation and diffraction of linear water waves by a rectangular structure over a sill. Part I. Infinite domain of finite water depth ». In : *Ocean Engineering* 32.8 (2005), p. 1073-1097. ISSN : 00298018. DOI : [10.1016/j.oceaneng.2004.07.011](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2004.07.011). (Visité le 10/05/2017).
- [111] Hongda SHI et al. « Theoretical study on the power take-off estimation of heaving buoy wave energy converter ». In : *Renewable energy* 86 (2016), p. 441-448.
- [112] H SORENSEN et al. « The results of two years testing in real sea of Wave Dragon ». In : *European Wave and Tidal Energy Conference*. Department of Mechanical Engineering, University of Strathclyde. 2005, p. 481-487.
- [113] V STRATIGAKI. « Modelling of wave attenuation induced by multi-purpose floating structures used for power supply and coastal protection ». In : *PIANC Yearbook 2015* (2014), p. 135.
- [114] T W THORPE et al. *A brief review of wave energy*. Harwell Laboratory, Energy Technology Support Unit London, 1999.
- [115] J TRINNAMAN et A CLARKE. *2004 Survey of energy resources*. Elsevier, 2004.
- [116] D VALÉRIO, P BEIRÃO et J da COSTA. « Optimisation of wave energy extraction with the Archimedes Wave Swing ». In : *Ocean Engineering* 34.17-18 (2007), p. 2330-2344.
- [117] J W VAN DER MEER, H VERHAEGHE et G J STEENDAM. « The new wave overtopping database for coastal structures ». In : *Coastal Engineering* 56.2 (2009), p. 108-120.
- [118] J W VAN DER MEER. « Technical report wave run-up and wave overtopping at dikes ». In : *TAW report (incorporated in the EurOtop manual)* (2002).
- [119] J W VAN DER MEER et al. *EurOtop : Manual on wave overtopping of sea defences and related structures : an overtopping manual largely based on European research, but for worldwide application*. eng. 2016, p. 264.
- [120] J P VAN DOORMAAL et G D RAITHBY. « Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flows ». In : *Numerical heat transfer* 7.2 (1984), p. 147-163.
- [121] J V WEHAUSEN et E V LAITONE. « Surface waves ». In : *Fluid Dynamics/Strömungsmechanik*. Springer, 1960, p. 446-778.

- [122] T. WHITTAKER et M. FOLLEY. « Nearshore oscillating wave surge converters and the development of Oyster ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 370.1959 (2012), p. 345-364. ISSN : 1364-503X, 1471-2962. DOI : [10.1098/rsta.2011.0152](https://doi.org/10.1098/rsta.2011.0152). (Visité le 22/05/2017).
- [123] J WU, Z WAN et Y FANG. « Wave reflection by a vertical wall with a horizontal submerged porous plate ». In : *Ocean engineering* 25.9 (1998), p. 767-779.
- [124] R YEMM et al. « Pelamis : experience from concept to connection ». In : *Phil. Trans. R. Soc. A* 370.1959 (2012), p. 365-380.
- [125] B ZANUTTIGH et E ANGELELLI. « Experimental investigation of floating wave energy converters for coastal protection purpose ». In : *Coastal Engineering* 80 (2013), p. 148-159.
- [126] HSs ZHANG et H ZHOU. « Wave radiation and diffraction by a two-dimensional floating body with an opening near a side wall ». en. In : *China Ocean Engineering* 27.4 (août 2013), p. 437-450. ISSN : 0890-5487, 2191-8945. DOI : [10.1007/s13344-013-0038-4](https://doi.org/10.1007/s13344-013-0038-4). (Visité le 29/03/2017).
- [127] YH. ZHENG, YG. YOU et YM. SHEN. « On the radiation and diffraction of water waves by a rectangular buoy ». In : *Ocean Engineering* 31.8 (2004), p. 1063-1082. ISSN : 00298018. DOI : [10.1016/j.oceaneng.2003.10.012](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2003.10.012). (Visité le 10/05/2017).
- [128] Y.H. ZHENG et al. « 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 : 00298018. DOI : [10.1016/j.oceaneng.2004.06.002](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2004.06.002). (Visité le 10/05/2017).
- [129] A S ZURKINDEN et al. « Non-linear numerical modeling and experimental testing of a point absorber wave energy converter ». In : *Ocean Engineering* 78 (2014), p. 11-21.