



**HAL**  
open science

# Prédiction déterministe de houle par mesure du profil de vitesse

Marion Huchet

► **To cite this version:**

Marion Huchet. Prédiction déterministe de houle par mesure du profil de vitesse. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. École centrale de Nantes, 2021. Français. NNT : 2021ECDN0025 . tel-03351959

**HAL Id: tel-03351959**

**<https://theses.hal.science/tel-03351959>**

Submitted on 22 Sep 2021

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

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

# THESE DE DOCTORAT DE

L'ÉCOLE CENTRALE DE NANTES

ÉCOLE DOCTORALE N° 602

*Sciences pour l'Ingénieur*

Spécialité : Mécanique des Milieux Fluides

Par

**Marion HUCHET**

**Prédiction déterministe de houle par mesure du profil de vitesse**

Thèse présentée et soutenue à Nantes, le 11 juin 2021

Unité de recherche : UMR 6598, Laboratoire de recherche en hydrodynamique, énergétique et environnement atmosphérique (LHEEA)

## Rapporteurs avant soutenance :

Laurent DAVID  
Marissa YATES

Professeur des universités, Université de Poitiers  
Chargée de recherche HDR, CEREMA, Chatou

## Composition du Jury :

Président : Stéphane GRILLI  
Dir. de thèse : Pierre FERRANT  
Co-dir. de thèse : Guillaume DUCROZET  
Co-encadrant : Jean-Christophe GILLOTEAUX

Professeur, University of Rhode Island (Etats-Unis)  
Professeur des universités, École Centrale de Nantes  
Maître de conférences HDR, École Centrale de Nantes  
Ingénieur de recherche, École Centrale de Nantes



# Remerciements

Même si la thèse est parfois perçue comme une association exclusive entre la doctorante et son sujet, je n'ai pas cheminé seule dans cette aventure. Je profite donc de ce préambule pour saluer les personnes qui m'ont accompagnée, conseillée, épaulée durant ces quelques années.

En premier lieu, je souhaite remercier Madame Marissa Yates et Monsieur Laurent David, rapporteurs de ce mémoire, ainsi que Monsieur Stéphane Grilli, examinateur et président du jury, pour leurs retours constructifs et pour leur temps. Je vous suis également reconnaissante d'avoir fait le déplacement pour la soutenance de thèse, dans une période où la situation ne l'exigeait pourtant pas, voire le déconseillait. Votre présence dans la salle a permis de matérialiser pour moi cette conclusion qu'est la soutenance de thèse.

J'exprime ensuite toute ma gratitude à mes encadrants du LHEEA, pour leurs conseils précieux mais aussi pour leur confiance : Pierre Ferrant pour ses remarques avisées et sa bienveillance, Guillaume Ducrozet pour sa disponibilité sans faille et ses relectures minutieuses, Jean-Christophe Gilloteaux pour son implication constante et, à l'occasion, ce rappel salutaire : *terminé, c'est mieux que parfait!* J'essaierai de m'en souvenir... Je remercie également Aurélien Babarit, présent dès le départ, et qui m'a fait bénéficier de son enthousiasme et son suivi régulier. Merci à vous de m'avoir proposé ce qui s'annonçait d'abord comme une idée à creuser, et qui a évolué en un sujet de recherche à part entière.

Celui-ci impliquait un volet expérimental qui m'a donné un peu de fil à retordre. Un immense merci, donc, à toute l'équipe Bassin pour leur aide et leur réactivité lorsque le montage ne fonctionnait pas comme prévu (et encore désolée d'avoir saboté le bassin avec les micro-billes...). J'ajoute un remerciement spécial pour Boris Horel, qui a accepté de me tenir compagnie un vendredi de pont, afin que je puisse utiliser les infrastructures une journée de plus : cela s'est avéré précieux. Toujours au laboratoire, mes remerciements vont également à l'équipe administrative, notamment Anne Lagatu, Sonia Lambert, Denisse Lerma, Elodie Lizé, ainsi qu'à l'équipe informatique : Adrien Grellier et Vincent Degat, qui se sont toujours montrés disponibles quand j'avais une question sur un remboursement, un problème technique, ou simplement lorsque j'avais besoin de matériel.

Enfin, si ces années au LHEEA ont été si agréables, c'est aussi grâce aux personnes que j'y ai côtoyées au quotidien : la Team Tupperware bien sûr, sans qui les déjeuners n'auraient pas eu la même saveur ; les occupants du bureau D230, qui en ont fait un endroit chaleureux même quand le chauffage était en rade ; les motivés du footing du midi, même si je n'arrivais pas à vous suivre jusqu'au bout (ce n'est pas moi qui suis lente, c'est vous qui courez vite) ; les habitués des pauses café en journée et/ou pauses bistrot le soir, pour discuter science, cuisine, ou autre... tout ce joli monde se recoupant plus ou moins. Un merci particulier à Nicolas Desmars pour nos discussions sur la prédiction de houle, qui m'ont permis de clarifier bien des points.

Il y a aussi une vie hors du laboratoire, et c'est ici l'occasion de remercier la famille et les amis pour les bons moments passés ensemble pendant cette période. Il est difficile, dans un parcours, de faire la part des choses entre les décisions personnelles, le hasard et les influences diverses. Mais il est certain que je ne serais pas arrivée là si mes parents ne m'avaient donné le goût des sciences et la possibilité de faire de longues études : merci du fond du cœur pour cela, ainsi que pour votre confiance tranquille depuis toujours.

Et puis il y a les copains, de Nantes ou d'ailleurs, toujours là quand il s'agit de se changer les idées : le *vollé* pour les exploits sportifs (ou pas), Ouessanne & Nico pour les envois de thés et la playlist de thèse, Rapha pour l'opération *sneaky curfew* et tout un tas de chouettes moments, Vincent & Iris pour les virées en ville, les dîners à l'appartement et les discussions interminables... et bien sûr Arthur, *alias* le-coloc-en-or, pour l'appui logistique et moral<sup>[1]</sup> qui me sauva plus d'une fois des raviolis aux raviolis.

Pour finir, il y a une personne qui est passée par là avant moi, et qui a eu la délicatesse de me soutenir, de près comme de loin, en partageant son expérience sans l'imposer comme modèle : Thomas, merci pour ta présence durant cette belle aventure.

---

[1]. C'est la définition même du métier d'aide à domicile sur [carrieres-publiques.com](https://www.carrieres-publiques.com), si jamais tu veux te reconvertir.

# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>11</b>
<b>1 Introduction à la prédiction déterministe de houle</b>	<b>15</b>
1.1 Contexte . . . . .	16
1.2 Approche stochastique . . . . .	18
1.2.1 Description spectrale des états de mer . . . . .	18
1.2.2 Principe de fonctionnement . . . . .	19
1.2.3 Atouts et limites . . . . .	20
1.3 Approche déterministe . . . . .	21
1.3.1 Enjeux . . . . .	21
1.3.2 Fonctionnement général . . . . .	21
1.4 Moyens de mesure déterministes . . . . .	23
1.4.1 Mesures ponctuelles . . . . .	23
1.4.2 Mesures de champs . . . . .	24
1.5 Méthodologies pour la prédiction déterministe . . . . .	26
1.5.1 Formulation du problème de propagation et non-linéarités . . . . .	27
1.5.2 Modèles linéaires . . . . .	27
1.5.3 Modèles partiellement non-linéaires . . . . .	29
1.5.4 Modèles non-linéaires . . . . .	32
1.6 Bilan . . . . .	35
<b>2 Méthode de prédiction proposée</b>	<b>37</b>
2.1 Introduction . . . . .	38
2.2 Exposé de la méthode générale . . . . .	39
2.2.1 Hypothèses . . . . .	39
2.2.2 Principe . . . . .	40
2.2.3 Zone de prédiction accessible . . . . .	41
2.3 Modèle de vagues : HOS-NWT . . . . .	43
2.3.1 Formulation du problème . . . . .	43
2.3.2 Cœur de la méthode HOS . . . . .	45
2.3.3 Résolution par méthode spectrale . . . . .	46
2.3.4 Génération de la houle : condition en $x_0$ . . . . .	46
2.3.5 Autres aspects numériques . . . . .	47
2.3.6 Avantages du modèle choisi . . . . .	47
2.4 Bilan . . . . .	48
<b>3 Renseignement de l'état de mer amont sous forme de profil de vitesse</b>	<b>49</b>
3.1 Introduction . . . . .	50
3.2 Moyens de mesure de vitesses en milieu océanique . . . . .	50
3.2.1 Cahier des charges . . . . .	50
3.2.2 Anémomètre thermique . . . . .	52
3.2.3 Vélocimètres optiques . . . . .	54

3.2.4	Courantomètre électromagnétique . . . . .	59
3.2.5	Vélocimètres acoustiques . . . . .	61
3.2.6	Choix d'une technologie de mesures . . . . .	66
3.3	Reconstruction de $U$ à partir de mesures par ADCP . . . . .	67
3.4	Influence des paramètres de mesures sur la qualité du profil de vitesse re- construit . . . . .	70
3.4.1	Génération des données de référence . . . . .	70
3.4.2	États de mer étudiés . . . . .	71
3.4.3	Indicateurs d'erreur . . . . .	71
3.4.4	Influence de l'espacement des ADCP . . . . .	72
3.4.5	Influence de la discrétisation verticale des mesures . . . . .	74
3.4.6	Influence de l'état de mer . . . . .	75
3.4.7	Configuration de mesures réaliste en bassin . . . . .	76
3.4.8	En résumé . . . . .	79
3.5	Bilan . . . . .	80
<b>4</b>	<b>Étude numérique de la méthode de prédiction</b>	<b>81</b>
4.1	Introduction . . . . .	82
4.2	Principe général de vérification . . . . .	82
4.2.1	Simulations de référence . . . . .	82
4.2.2	Indicateurs d'erreur . . . . .	83
4.3	Prédiction à partir d'un profil de vitesse analytique . . . . .	85
4.3.1	États de mer testés et paramètres numériques . . . . .	85
4.3.2	Vérification en configuration idéale . . . . .	86
4.3.3	Étude de sensibilité de la qualité de la prédiction à la qualité de la condition aux limites . . . . .	89
4.4	Prédiction à partir d'une condition aux limites reconstruite . . . . .	99
4.4.1	Prédiction avec une configuration de mesures idéale . . . . .	100
4.4.2	Prédiction avec une configuration de mesures dégradée . . . . .	111
4.5	Bilan . . . . .	114
<b>5</b>	<b>Validation expérimentale en bassin sur de la houle irrégulière</b>	<b>117</b>
5.1	Introduction . . . . .	118
5.2	Dispositif expérimental et numérique . . . . .	119
5.2.1	Montage expérimental . . . . .	119
5.2.2	Mesures de vitesse . . . . .	121
5.2.3	États de mer étudiés et simulations de référence . . . . .	123
5.3	Analyse des données expérimentales . . . . .	125
5.3.1	Réflexion . . . . .	125
5.3.2	Qualité générale des mesures . . . . .	128
5.4	Reconstruction de la condition aux limites . . . . .	133
5.4.1	Traitement des données d'ADCP . . . . .	133
5.4.2	Reconstruction de la vitesse horizontale . . . . .	135
5.4.3	Évaluation de la vitesse horizontale reconstruite . . . . .	135
5.5	Prédictions d'élévation de surface libre . . . . .	141
5.5.1	Simulations de prédiction . . . . .	141
5.5.2	Zone de prédiction accessible . . . . .	141
5.5.3	Erreur moyenne de prédiction . . . . .	142
5.5.4	Corrélation . . . . .	146
5.6	Conclusion . . . . .	149
	<b>Conclusion générale</b>	<b>153</b>

# Table des figures

1	Présentation du dispositif houlomoteur S3. . . . .	12
1.1	Fonctionnement de la plupart des méthodes de prédiction déterministe. . .	22
1.2	Échantillonnage spatial par radar ou lidar avec un angle d'incidence rasant. .	25
2.1	Méthode proposée pour la prédiction déterministe de vagues. . . . .	39
2.2	Définition de la zone de prédiction théoriquement accessible. . . . .	41
3.1	Cahier des charges pour la mesure de profils de vitesses. . . . .	51
3.2	Exemples d'anémomètres thermiques. . . . .	52
3.3	Principe de l'effet Doppler (d'après SonTek (2000)). . . . .	54
3.4	Relation entre le vecteur vitesse et le décalage en fréquence. . . . .	55
3.5	Franges d'interférences créées à l'intersection de deux faisceaux laser cohérents (Jensen, 2004). . . . .	56
3.6	Schéma de principe de la PIV. Adapté de Jensen (2004). . . . .	57
3.7	Estimation du champ de vitesses grâce à deux imagerie (Schon <i>et al.</i> , 2007). .	58
3.8	Principe de fonctionnement d'un courantomètre électromagnétique. . . . .	59
3.9	Géométrie d'un ADV. Adapté de SonTek (2000). . . . .	61
3.10	Exemple d'un ADCP à 3 faisceaux, monté sur le fond (SonTek, 2017). . . . .	63
3.11	Envoi et réception des ondes acoustiques en fonction du temps et de l'espace (Teledyne RD Instruments Inc., 2011). . . . .	64
3.12	Méthode de reconstruction du profil de vitesse horizontale à partir de profils de vitesse verticale. . . . .	69
3.13	Profils d'erreur sur la vitesse horizontale reconstruite suivant l'espacement $\Delta x$ entre les ADCP. . . . .	73
3.14	Convergence de l'erreur NRMS sur $\hat{U}$ en $z = 0$ , en fonction de $\lambda_p/\Delta x$ . . . . .	73
3.15	Erreur de reconstruction sur $\hat{U}$ en fonction de la discrétisation verticale $\Delta z$ des mesures. . . . .	75
3.16	Profil de l'erreur NRMS sur $\hat{U}$ pour différents états de mer. . . . .	76
3.17	Vue schématique des différentes configurations de mesures étudiées. . . . .	77
3.18	Principe de reconstruction du profil complet de $\hat{U}$ à partir de mesures partielles. . . . .	78
3.19	Profil d'erreur NRMS sur $\hat{U}$ pour différentes configurations de mesures. . . . .	78
3.20	Série temporelle de la vitesse reconstruite $\hat{U}$ en $z = 0$ , comparée à la vitesse horizontale de référence $U$ , pour deux configurations de mesures. . . . .	80
4.1	Vérification numérique pour une prédiction obtenue à partir d'une condition aux limites $U(x_0, z, t)$ fournie par les données de référence. . . . .	85
4.2	Erreur $\varepsilon_{\mathcal{D}}$ moyennée sur toute la zone de prédiction théorique, pour différentes cambrures et différents rapports $\lambda_p/h$ . . . . .	87
4.3	Séparation de l'erreur globale $\varepsilon_{\mathcal{D}}$ en une erreur de reconstruction $\varepsilon_{rec}$ et une erreur de prédiction $\varepsilon_{pred}$ . . . . .	87

4.4	Séries temporelles d'élévation de surface libre $\eta$ en différents emplacements en aval de $x_0$ , pour une configuration idéale. . . . .	89
4.5	Erreur sur $\eta$ en fonction de la discrétisation verticale des mesures. . . . .	91
4.6	Exemple d'un profil instantané de vitesse horizontale avec une part variable de données non disponibles au fond. . . . .	92
4.7	Erreur sur $\eta$ en fonction de la profondeur maximale des mesures disponibles. . . . .	92
4.8	Exemple d'un profil instantané de vitesse horizontale avec une part variable de données non disponibles près de la surface libre. . . . .	93
4.9	Erreurs moyennes sur $\eta$ en fonction de la profondeur minimale des mesures disponibles. . . . .	94
4.10	Corrélation entre $\eta$ (référence) et $\hat{\eta}$ (prédiction) pour différentes configurations de mesures et un état de mer faiblement cambré. . . . .	95
4.11	Séries temporelles d'élévation de surface libre en $x = x_0 + 5\lambda_p$ , pour une proportion variable de données absentes près de la surface libre. . . . .	95
4.12	Corrélation entre $\eta$ (référence) et $\hat{\eta}$ (prédiction) pour différentes configurations de mesures et un état de mer fortement cambré. . . . .	96
4.13	Séries temporelles d'élévation de surface libre en $x_0$ , pour une proportion variable de données absentes près de la surface libre. . . . .	97
4.14	Séries temporelles d'élévation de surface libre en $x = x_0 + 5\lambda_p$ , pour une proportion variable de données absentes près de la surface libre. . . . .	98
4.15	Vérification numérique pour une prédiction obtenue à partir d'une condition aux limites $\hat{U}(x_0, z, t)$ reconstruite. . . . .	100
4.16	Profil du biais sur les amplitudes de la vitesse horizontale reconstruite. . . . .	102
4.17	Profil d'erreur NRMS sur la vitesse horizontale reconstruite. . . . .	103
4.18	Extrait d'une série temporelle de vitesse reconstruite en $z = 0$ pour une cambrure $\epsilon_c = 3,5\%$ . . . . .	104
4.19	Distribution, en $z = 0$ , de l'erreur sur la vitesse reconstruite, normalisée par la vitesse RMS de référence. . . . .	104
4.20	Champ d'erreur moyenne $\varepsilon(x, t)$ , calculé pour chaque état de mer listé dans le Tableau 4.5. . . . .	106
4.21	Champ d'erreur $\varepsilon(x, t)$ extrait de la Figure 3.9 de Wu (2004). . . . .	106
4.22	Évolution de la corrélation en fonction d'une distance de propagation adimensionnalisée par la cambrure au carré. . . . .	108
4.23	Prédictions d'élévation de surface libre en $x = x_0 + 6\lambda_p$ suivant l'ordre de non-linéarité choisi dans le modèle de vagues, pour $\epsilon_c = 3,5\%$ . . . . .	110
4.24	Profil de l'erreur NRMS sur la vitesse horizontale reconstruite, pour une configuration de mesures réaliste. . . . .	112
4.25	Série temporelle de la vitesse reconstruite en $z = 0$ . . . . .	113
4.26	Champ d'erreur moyenne $\varepsilon(x, t)$ pour un cas test imitant une configuration de mesures réaliste. . . . .	113
4.27	Prédictions d'élévation de surface libre en différents emplacements, pour une configuration de mesures réaliste. . . . .	114
5.1	Bassin de traction et sondes à houle. . . . .	119
5.2	Schéma du montage expérimental. . . . .	120
5.3	Principe général de la validation expérimentale. . . . .	120
5.4	Différence entre les mesures et les simulations de référence pour l'essai A.1. . . . .	125
5.5	Essais de réflexion en houle régulière : enregistrement de la sonde à houle pour $T = 2\text{ s}$ en $x = 32\text{ m}$ . . . . .	126
5.6	Spectres de bruit normalisés. . . . .	128
5.7	Exemple de mesures de $W$ pour un essai bruité. . . . .	129
5.8	Exemple de mesures de $W$ pour un essai amélioré. . . . .	129

5.9	Analyse spectrale de $W$ en $z_{ADV} = -0,54$ m. . . . .	130
5.10	Zone d'ensemencement du milieu autour de $x_0$ . . . . .	130
5.11	Proportion des mesures d'ADCP dépassant un seuil donné de corrélation. . . . .	132
5.12	Exemple de série temporelle de vitesse verticale en $z = -0,86$ m (essai A.2). . . . .	132
5.13	Qualité des mesures de l'ADCP 1, pour les cas A ( $T_p = 2$ s). . . . .	134
5.14	Profils d'erreur sur $\hat{U}$ , calculés sur un seul essai pour chaque état de mer. . . . .	137
5.15	Séries temporelles des vitesses horizontales de référence ( $U$ ) et reconstruite ( $\hat{U}$ ), pour $z = z_{ref}$ . . . . .	138
5.16	Séries temporelles de $U$ et $\hat{U}$ pour $z = 0$ . . . . .	139
5.17	Profils d'erreur sur $\hat{U}$ , moyennés sur $N_\phi = 10$ tirages de phases pour chaque état de mer. . . . .	139
5.18	Profils d'erreur sur $\hat{U}$ , calculés séparément ( $N_\phi = 1$ ) pour chaque tirage de phases associé à un état de mer. . . . .	140
5.19	Zone de prédiction pour une reconstruction de durée $30 T_p$ . . . . .	142
5.20	Erreur de prédiction $\varepsilon^{\mathcal{P}}$ en fonction de la quantité de données utilisées. . . . .	143
5.21	Erreur de prédiction $\varepsilon^{\mathcal{P}}$ pour les cas A.7 et B.1. . . . .	144
5.22	Erreur de prédiction $\varepsilon^{\mathcal{P}}$ moyennée pour les cas A et B. . . . .	145
5.23	Corrélation entre les élévations de surface libre mesurée et prédite, pour les cas A.7 et B.1. . . . .	146
5.24	Corrélation entre les élévations de surface libre mesurée et prédite pour les cas A et B, moyennée sur leurs différents jeux de phases. . . . .	147
5.25	Cas A.7 : séries temporelles d'élévations de surface libre mesurée et prédite. . . . .	149
5.26	Cas B.1 : séries temporelles d'élévation de surface libre en trois emplacements de la zone de prédiction. . . . .	150

# Liste des tableaux

3.1	Caractéristiques générales des techniques de mesures de vitesse dans les fluides. Adapté de Lyon et Wosnik (2014). . . . .	67
3.2	Caractéristiques des champs de vagues étudiés. Spectres de JONSWAP avec $\gamma = 3,3$ . . . . .	71
3.3	Fréquences des plus petites vagues mesurables en fonction de l'espacement $\Delta x$ entre les ADCP. . . . .	74
4.1	Caractéristiques des champs de houle étudiés. . . . .	86
4.2	Discrétisations régulières testées pour des mesures sur toute la colonne d'eau. . . . .	90
4.3	Configurations testées dans le cas d'une indisponibilité des mesures près du fond. Ici, $\Delta z = 9,1$ cm i.e. $\lambda_p/\Delta z = 69$ . . . . .	91
4.4	Configurations testées dans le cas d'une indisponibilité des mesures près de la surface libre. Ici, $\Delta z = 9,1$ cm i.e. $\lambda_p/\Delta z = 69$ . . . . .	93
4.5	Caractéristiques des états de mer considérés. Spectres de JONSWAP avec $T_p = 12s$ et $\gamma = 3,3$ . . . . .	100
4.6	Erreurs de prédiction moyennées sur l'ensemble de la zone de prédiction théorique, pour des états de mer de cambrures variables. Résultats : (a) tirés de Wu (2004) ; (b) tirés de Blondel <i>et al.</i> (2010) ; (c) obtenus pour la méthode de prédiction évaluée ici, utilisant $\hat{U}$ reconstruite. . . . .	107
5.1	États de mer testés lors de la validation expérimentale. . . . .	124

# Introduction générale

On désigne communément par le terme *vagues* les ondes de gravité générées sous l'effet du vent soufflant à la surface de l'océan, et se déplaçant à l'interface océan-atmosphère. Leurs périodes caractéristiques sont de l'ordre de 1 à 30 secondes et leurs longueurs d'onde, de quelques dizaines de centimètres à quelques centaines de mètres. Pour décrire l'état de mer observé sous l'influence de ces vagues, on distingue généralement entre la *mer du vent*, engendrée sous l'action du vent local, et la *houle* issue de la propagation de trains de vagues générés ailleurs, dans des régions parfois situées à des dizaines de milliers de kilomètres de la zone d'observation. Ces deux systèmes peuvent coexister sur une même zone. La houle présente un aspect plus régulier que la mer du vent, avec un contenu énergétique moins étalé en fréquence et en direction.

La propagation de ces vagues à la surface du globe suscite l'intérêt depuis toujours, notamment du fait de ses répercussions sur les activités humaines. En premier lieu, les dangers que représentent les tempêtes pour la navigation ou les infrastructures côtières ont motivé l'accumulation de connaissances, au début qualitatives, pour prévoir leur apparition et leur trajectoire. En ingénierie, le calcul des forces hydrodynamiques est essentiel au dimensionnement et à l'étude du comportement des structures en mer (navires, plateformes). Les vagues jouent par ailleurs un rôle clé dans la géomorphologie littorale, dans des processus susceptibles de modifier le paysage tels que l'érosion côtière, le transport ou l'accumulation de sédiments, etc. On peut également citer leur contribution au fonctionnement général du système climatique, la constitution de bases de données océanoclimatiques participant alors à une meilleure compréhension des phénomènes à l'œuvre. Enfin et pour clore cet inventaire non exhaustif, plutôt qu'un facteur de risques certains observateurs voient dans le mouvement des vagues un formidable gisement d'énergie renouvelable. Les tentatives pour récupérer une partie de ce potentiel essaient ainsi depuis plus de deux siècles, sans être arrivées pour l'instant jusqu'au stade du développement commercial. De tels projets sont en effet confrontés à des difficultés d'ordre technique (efficacité et robustesse des machines) aussi bien qu'économique (coûts élevés de déploiement, de raccordement et de maintenance).

Pour surmonter ces obstacles, la société SBM Offshore développe depuis 2009 un dispositif houlomoteur appelé « S3 », dont le principe de fonctionnement est radicalement différent de ceux des prototypes testés jusqu'à présent (Jean *et al.*, 2012). Malgré la diversité des systèmes caractérisant les machines de première génération, ils partagent en effet une conception reposant sur plusieurs parties mécaniques distinctes, source de complexité et de fragilité dans un milieu parfois hostile. Le S3, au contraire, est uniquement constitué d'un tube en caoutchouc rempli d'eau, fermé à ses deux extrémités et entouré d'anneaux de polymères électro-actifs (EAP). Flottant juste en-dessous de la surface libre, le tube subit des variations de pression sous l'action de la houle qui provoquent des changements locaux de diamètre (Babarit *et al.*, 2017). Les anneaux convertissent l'énergie mécanique due à cette déformation radiale en énergie électrique (Figure 1). En l'absence de parties rigides articulées entre elles, le système est soumis à des contraintes beaucoup plus faibles.

Il s'avère ainsi plus robuste et le besoin de maintenance est réduit en conséquence. L'utilisation des ondes de déformation stationnaires du tube comme moyen de récupération d'énergie rend également le dispositif opérable sur une plus grande plage de fréquences de vagues, augmentant son efficacité.

Le développement du S3 est soutenu par un financement du Programme d'Investissements d'Avenir, opéré par l'ADEME qui cherche à favoriser la diversification du mix énergétique français. Coordonné par SBM Offshore et conduit en partenariat avec l'IFPEN et Centrale Nantes, le projet S3 a ainsi pour objectif d'accélérer le développement de ce système houlomoteur, par la mise en place du tissu industriel nécessaire à sa production et par la démonstration en mer des capacités du prototype. Bien que le système puisse déjà fonctionner en mode passif, l'un des axes du projet vise également à optimiser la récupération d'énergie par le S3 en développant des stratégies de contrôle actif. Il s'agit de piloter le comportement du système (ici, les instants de décharge des condensateurs dans les EAP) afin de maximiser l'énergie récoltée, tout en restant dans ses limites de fonctionnement pour ne pas risquer de l'endommager. En complément des innovations techniques garantissant une plus grande robustesse du S3, une récupération d'énergie optimisée améliorerait de façon significative la rentabilité énergétique et économique du dispositif.

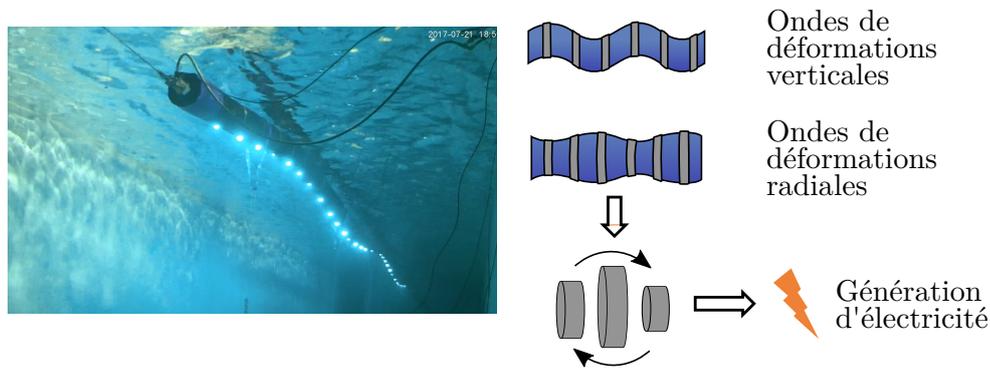


FIGURE 1 – Présentation du dispositif houlomoteur S3. À gauche, vue des essais en bassin réalisés à l'ECN en 2017, sur un modèle de 35 m de long. À droite, principe de fonctionnement du dispositif (adapté de B. Gendron).

Dans ce contexte, la commande prédictive (*Model Predictive Control*, ou MPC) apparaît comme particulièrement intéressante pour le contrôle de dispositifs houlomoteurs (Richter *et al.*, 2013). Ce type de méthode pourrait en effet permettre à une machine de récupérer jusqu'à 80 % d'énergie supplémentaire par rapport à l'utilisation d'un contrôleur Proportionnel Intégral (Nguyen *et al.*, 2016). La mise en place d'une telle stratégie de commande prédictive suppose néanmoins de disposer d'une connaissance précise et fiable des vagues arrivant au niveau du dispositif une vingtaine de secondes à l'avance, une information non disponible de façon satisfaisante aujourd'hui.

Le présent travail de thèse, également financé par l'ADEME dans le cadre du projet S3, vise à répondre à ce besoin. La problématique générale est ainsi de proposer une méthode de prédiction déterministe de houle à la fois précise et efficace, susceptible d'être utilisée dans une chaîne de traitement opérationnel pour fournir l'information sur les vagues incidentes au module de contrôle. Par prédiction *déterministe*, on entend la description sans ambiguïté de l'évolution spatio-temporelle de l'écoulement, qu'il s'agisse de la forme de la surface libre, de la cinématique induite ou encore des champs de pression associés. Dans la suite de ce document, on s'attachera plus particulièrement à obtenir une prédiction sur l'élévation de surface libre. Le terme *opérationnel* fait quant à lui référence à une uti-

lisation possible de l'outil en temps réel, contrairement à une méthode qui fonctionnerait uniquement avec des données hors ligne. Une chaîne de prédiction opérationnelle traite les données d'entrée en continu et porte un intérêt particulier à l'efficacité des processus de calcul pour pouvoir atteindre le temps réel.

Dans le cadre de l'application envisagée ici, la méthode de prédiction est conçue pour une zone d'intérêt supposée fixe, donc avec des moyens de mesure qui peuvent l'être également. Au vu des échelles spatio-temporelles de propagation et de l'importance pour le module de contrôle d'obtenir une information fiable sur la phase des vagues, une attention particulière est accordée à la prise en compte des non-linéarités de l'état de mer, notamment pour le calcul des vitesses de propagation. Une méthode de prédiction telle que développée dans ce travail serait également susceptible de bénéficier à d'autres applications. On peut citer par exemple l'anticipation, en temps réel, de la survenue de périodes de calme relatif à un endroit donné (ou à l'inverse, l'arrivée de séries de vagues particulièrement hautes). Disposer d'une telle information permettrait d'améliorer la sécurité d'opérations marines délicates, comme l'appontage d'avions ou d'hélicoptères, ou encore la maintenance d'éoliennes en mer, qui nécessite de connecter le navire à la plateforme.

La mise en œuvre d'un tel outil de prédiction déterministe est difficile à plus d'un titre. D'une part, les modèles de propagation déterministe sont exigeants en puissance de calcul et leur utilisation s'est longtemps cantonnée à des cas d'études théoriques, avant de se démocratiser ces dernières décennies grâce à l'augmentation des capacités informatiques. D'autre part, les données requises pour alimenter ces modèles doivent fournir des informations suffisamment détaillées pour permettre une description complète de l'état de mer, posant la question des moyens de mesure disponibles pour cela. Enfin, ces données doivent subir divers pré-traitements avant de pouvoir être utilisables par les modèles. La complexité de cette étape dépend de la technologie de mesure et du modèle de vagues sélectionnés, mais elle ralentit dans tous les cas le processus de prédiction, rendant jusqu'à présent le calcul en temps réel inaccessible (sauf pour des modèles de vagues très simplifiés).

Pour cette raison, il n'existe pas aujourd'hui de solution entièrement satisfaisante au problème posé et l'ambition de ce travail n'est pas de fournir un outil clé en main. Il s'agit plutôt d'évaluer le potentiel d'une approche alternative, représentant un pas de côté par rapport aux méthodes testées jusqu'à présent. La plupart des méthodes de prédiction déterministe proposées recueillent en effet l'information sur l'état de mer incident sous forme d'élévation de surface libre. Ici, l'approche retenue consiste plutôt à mesurer la vitesse de l'écoulement dû à la houle en amont de la zone d'intérêt. Ces mesures servent de condition aux limites à un modèle de propagation non-linéaire, reposant sur une formulation de la méthode HOS initialement prévue pour la modélisation de bassins de houle numériques, et légèrement modifiée ici pour convenir à notre application. L'objectif de la thèse est ainsi d'évaluer la faisabilité générale de la méthode retenue, à l'aide de vérifications numériques puis de validations en bassin si les résultats sont prometteurs. Ces évaluations seront menées en deux dimensions (vagues unidirectionnelles).

Ce document se décompose en cinq chapitres. Dans un premier temps, on présente le contexte de la prévision de vagues, avec la distinction entre prévision stochastique et prédiction déterministe. Le fonctionnement général des méthodes de prédiction déterministe y est exposé, avec l'articulation entre recueil de données *in situ* et propagation de l'information. Ce Chapitre 1 propose également un aperçu des moyens de mesure ainsi que des modèles de vagues actuellement utilisés dans les méthodes de prédiction déterministe implémentées jusqu'à présent, avec leurs avantages et leurs limites. Le Chapitre 2 expose ensuite la méthode de prédiction déterministe développée dans le reste de la thèse. On y

présente le principe général ainsi que la formulation du modèle de vagues choisi. La notion de « zone de prédiction théoriquement accessible » est également définie dans le cadre de la présente étude, car elle sera utilisée par la suite dans l'évaluation des résultats.

Dans le Chapitre 3, on s'intéresse aux conditions pratiques d'acquisition des données *in situ* pour l'alimentation du modèle de vagues. On propose ici un tour d'horizon des technologies actuellement disponibles pour la mesure de vitesses en milieu océanique, permettant de choisir le type d'instrumentation le plus susceptible de convenir à notre application. Une méthode de traitement des données pour les rendre utilisables par le modèle est également développée, et de premières évaluations numériques sont menées sur la qualité de la condition aux limites ainsi obtenue.

Des vérifications numériques plus extensives sont menées au Chapitre 4. S'appuyant sur des données de vitesses purement synthétiques, elles évaluent la qualité de la prédiction obtenue en fonction de celle de la condition aux limites renseignée dans le modèle de propagation. Les résultats permettent de confirmer l'aptitude de la méthode à fournir une prédiction fiable pour des configurations réalistes d'instrumentation, sans toutefois tenir compte des erreurs de mesure. Enfin, suite à ces résultats prometteurs le Chapitre 5 présente les essais en bassin conduits pour valider expérimentalement la méthode. Ces derniers ont été réalisés en houle irrégulière et unidirectionnelle dans le bassin de traction de Centrale Nantes.

# Chapitre 1

## Introduction à la prédiction déterministe de houle

---

Ce premier chapitre propose un aperçu bibliographique de la prévision de houle, définissant les notions importantes et distinguant entre l'approche stochastique et l'approche déterministe. Il établit ensuite les critères spécifiques à la prédiction déterministe de houle, présente les moyens de mesure généralement utilisés dans ce domaine puis les principales méthodologies testées jusqu'à présent, par ordre de complexité croissante. Il met également l'accent sur les difficultés rencontrées par ces différentes tentatives, reposant sur des mesures d'élévation de surface libre.

---

### Sommaire

---

1.1	Contexte . . . . .	<b>16</b>
1.2	Approche stochastique . . . . .	<b>18</b>
1.2.1	Description spectrale des états de mer . . . . .	18
1.2.2	Principe de fonctionnement . . . . .	19
1.2.3	Atouts et limites . . . . .	20
1.3	Approche déterministe . . . . .	<b>21</b>
1.3.1	Enjeux . . . . .	21
1.3.2	Fonctionnement général . . . . .	21
1.4	Moyens de mesure déterministes . . . . .	<b>23</b>
1.4.1	Mesures ponctuelles . . . . .	23
1.4.2	Mesures de champs . . . . .	24
1.5	Méthodologies pour la prédiction déterministe . . . . .	<b>26</b>
1.5.1	Formulation du problème de propagation et non-linéarités . . . . .	27
1.5.2	Modèles linéaires . . . . .	27
1.5.3	Modèles partiellement non-linéaires . . . . .	29
1.5.4	Modèles non-linéaires . . . . .	32
1.6	Bilan . . . . .	<b>35</b>

---

## 1.1 Contexte

Dans ce chapitre, on s'intéresse aux différents aspects constituant une méthode de prévision de vagues, c'est-à-dire un outil de modélisation permettant, à partir de données d'entrée sur l'état de mer, de prévoir l'évolution du champ de vagues dans le temps et dans l'espace. Les informations fournies par une telle méthode sont de nature et de précision variables. Dans tous les cas cependant, la construction de ce genre d'outil s'appuie sur les problématiques imbriquées des moyens de mesure disponibles et du choix d'un modèle décrivant correctement les phénomènes d'intérêt.

Le terme générique de « prévision des vagues » recouvre ainsi l'étude des processus de génération, propagation et dissipation des vagues à l'aide de modèles numériques et de données d'observation. Elle peut être utilisée dans un cadre purement académique comme en opérationnel. Dans son acception la plus large, la discipline met en jeu de nombreux phénomènes physiques, tels que le forçage des vagues par le vent via les interactions air-eau, les interactions non-linéaires des vagues entre elles, le moutonnement ou encore la modification des vagues sous l'influence de la bathymétrie et des courants, etc. L'enjeu est de choisir ceux qu'il est pertinent de prendre en compte suivant l'application visée et de trouver comment les reproduire efficacement.

Dans ce domaine, on distingue classiquement entre la modélisation stochastique et la modélisation déterministe, deux termes recouvrant des approches différentes du problème.

La **modélisation stochastique** fournit des informations sur l'état de mer sous une forme statistique. L'état de mer est caractérisé par son spectre de vagues, qui donne la répartition de l'énergie suivant les fréquences et directions de propagation des vagues qui le composent. L'approche stochastique vise alors à rendre compte de l'évolution de ce spectre dans le temps et dans l'espace. Elle repose sur un bilan global d'énergie, modélisant les différents processus à l'œuvre au moyen de termes sources. Cette famille de modèles est la première développée pour permettre la description d'états de mer réalistes, et est restée jusqu'à récemment la seule option viable dans ce domaine. Elle est adaptée à de grandes échelles spatio-temporelles de simulation (modèles globaux ou régionaux, pas de temps de l'ordre de plusieurs minutes) et s'appuie sur des moyens de mesure aujourd'hui bien maîtrisés : mesures et rejeux de vents, bouées, satellites, etc. Elle n'est en revanche pas capable de conserver l'information sur la phase des vagues, indispensable à une description précise de la surface libre. Pour cette raison, les modèles de cette famille sont également appelés « à phase moyennée ». Une description succincte de leur fonctionnement est proposée dans la section 1.2 à titre indicatif.

La **modélisation déterministe**, quant à elle, résout numériquement les équations de propagation pour des écoulements à surface libre. On considère ici un état de mer stable du point de vue de son contenu énergétique, c'est-à-dire qu'on néglige généralement les processus de génération et de dissipation des vagues pour se concentrer sur la propagation. Cette approche conserve l'information sur la phase des vagues, et est ainsi capable de fournir une description spatio-temporelle de la forme précise de l'élévation de surface libre, au prix cependant d'un coût en calcul beaucoup plus élevé. En conséquence, les échelles spatio-temporelles en jeu ici sont au maximum de l'ordre de la dizaine de kilomètres carrés et de l'heure, un cadre plus restreint que l'approche stochastique. Du fait de ses besoins en puissance de calcul et en données d'entrée (plus détaillées que pour une description statistique), la modélisation déterministe est ainsi longtemps restée cantonnée à l'étude théorique de certains phénomènes, ou à la reproduction numérique d'essais en bassin. Son utilisation à des fins de prédiction s'est développée plus tardivement.

Dans la première approche, en raison de la nature probabiliste des informations fournies, on utilise plutôt le terme de « prévision » de vagues. Dans la deuxième, l'objectif étant la description sans ambiguïté de l'état de mer, on peut parler de « prédiction », même si celle-ci peut toujours s'avérer de mauvaise qualité dans le cas où les données d'entrée ou le modèle présentent des défauts.

Historiquement<sup>[1]</sup>, les premiers travaux sur la modélisation des vagues se sont intéressés à l'approche déterministe avec, dans la seconde moitié du XIX<sup>ème</sup> siècle, la théorie des vagues linéaires d'Airy, la prise en compte par Stokes d'ordre de non-linéarité plus élevés, ou les apports de Boussinesq sur les ondes longues en faible profondeur. Ces avancées significatives ont permis une meilleure compréhension de la physique sous-tendant la propagation de vagues régulières en régime établi. Les états de mers réels, cependant, sont formés de vagues irrégulières générées par le vent, évoluant dans le temps et l'espace, et se propageant dans de multiples directions. Du fait de la complexité des phénomènes à reproduire, de la difficulté de résoudre numériquement les équations, mais également de l'absence de lien entre la théorie et les (rares) données d'observation disponibles à l'époque, cette approche déterministe est ainsi restée sans applications immédiates en termes de prédiction.

La modélisation réaliste des états de mer a démarré avec l'essor des modèles de vagues stochastiques, dont les équations étaient accessibles à la résolution numérique pour les moyens de l'époque. Leur développement a été accéléré par le regain d'intérêt pour la prévision opérationnelle de houle au milieu du XX<sup>ème</sup> siècle. La planification du débarquement allié à la fin de la Seconde Guerre mondiale avait en effet mis en évidence d'importantes lacunes dans la compréhension des mécanismes de génération, propagation et dissipation des vagues. Dans leur étude publiée après-guerre, Sverdrup et Munk (1947) intègrent alors ces thématiques et proposent une approche moderne de la prévision, généralisant les progrès réalisés par le premier service de prévision des vagues au Maroc dans les années 1920 (Gain, 1918; Montagne, 1922). Les travaux de Sverdrup et Munk (1947) sont orientés vers une description paramétrique des états de mer, avec notamment l'introduction de la notion de « hauteur significative » des vagues (cf 1.2.1, et opèrent une synthèse entre résultats théoriques et observations empiriques. Ils relient les caractéristiques moyennes des vagues observées (hauteurs, périodes) aux conditions de vent rencontrées (vitesse, fetch, durée).

À la même époque, Pierson *et al.* (1955) introduisent le concept de spectre de vagues. Le premier modèle numérique de prévision de houle est proposé par Gelci *et al.* (1957), et repose sur une équation de bilan énergétique qui décrit l'évolution de ce spectre dans le temps et dans l'espace : c'est le début des modèles de vagues stochastiques. Leur développement va de pair avec la mise à disposition de moyens de mesure à grand échelle, car ils s'appuient beaucoup sur l'étude empirique des phénomènes à l'œuvre pour paramétrer les termes sources du modèle.

Après-guerre, l'essor des forages pétroliers offshore et l'expansion du commerce maritime mondial continuent de soutenir l'intérêt pour la modélisation des états de mers, car une compréhension fine de l'environnement est nécessaire pour dimensionner correctement les structures à construire. Les modèles stochastiques connaissent ainsi une série d'améliorations, résultant à la fois des progrès dans les techniques de calcul numérique et de la disponibilité croissante des moyens d'observations. La troisième génération de ces modèles voit le jour dans les années 1990 et est toujours utilisée aujourd'hui (moyennant quelques modifications). Leur raffinement croissant fait d'eux des outils de modélisation des états de mer adaptés à de nombreuses applications, y compris la prévision en opérationnel à

---

[1]. Le résumé qui suit s'appuie notamment sur des éléments tirés de Dean et Dalrymple (1984), Mitsuyasu (2002) et Janssen (2008).

grande échelle. Il leur manque cependant l'information sur la phase des vagues, qui s'avère indispensable pour reconstruire l'évolution détaillée, en temps et en espace, de l'écoulement induit par la houle. Ces modèles sont de ce fait incapables de fournir par exemple la déformée de surface libre ou la cinématique associée aux vagues.

Parallèlement, la recherche se poursuit sur la résolution numérique des équations « déterministes » de propagation des vagues, mais l'attention est tournée vers la compréhension des phénomènes physiques plutôt que vers d'éventuelles applications de prédiction, qui semblent à l'époque impossibles à atteindre. Il faut attendre les années 1990 pour que l'augmentation des capacités informatiques rende envisageable la propagation déterministe d'un état de mer dans un temps de calcul raisonnable. Les premiers travaux sur le sujet (Morris *et al.*, 1992, 1998) reposent sur un modèle linéaire de vagues et se concentrent sur les conditions nécessaires à l'obtention d'une prédiction déterministe. Cet objectif est considéré comme atteignable avec les moyens de mesure disponibles à l'époque, cependant l'imbrication des problématiques de calcul, d'instrumentation et de traitement du signal rend la tâche ardue. La difficulté augmente si l'on souhaite en prime modéliser la houle de façon non-linéaire. Malgré cela, on observe une montée en puissance de la thématique de la prédiction déterministe au début des années 2000, avec notamment les travaux de Trulsen et Stansberg (2001) et ceux de Belmont *et al.* (2003). Les années 2010 marquent un tournant et voient se multiplier les tentatives adoptant des approches diverses, qui seront détaillées dans la section 1.3.

Bien que dans la suite de ce travail on s'intéresse exclusivement à l'approche déterministe, le présent chapitre propose également un aperçu du fonctionnement des modèles stochastiques. S'étant développés les premiers et requérant moins de puissance de calcul pour une même étendue spatiale, ceux-ci sont en effet toujours largement majoritaires dans les applications de prévision marine. L'approche stochastique fait également appel à des notions qui nous seront utiles par la suite, notamment la description spectrale des états de mer qui permet de les classifier (par hauteur et période moyennes).

## 1.2 Approche stochastique

Parce qu'elle proposait une représentation efficace de l'état de mer permettant de mettre à profit les mesures disponibles à l'époque, l'approche stochastique a été la première à se développer, et aujourd'hui les modèles de vagues à visée opérationnelle appartiennent presque tous à cette catégorie. En raison de cette position hégémonique, on présente rapidement dans cette section leur principe de fonctionnement, leurs atouts et leurs limites.

### 1.2.1 Description spectrale des états de mer

L'approche spectrale s'appuie sur l'hypothèse que les propriétés statistiques (hauteur, période et direction moyennes, etc.) d'un état de mer irrégulier varient lentement dans le temps et l'espace, par rapport aux périodes et longueurs d'ondes caractéristiques des vagues considérées. Sous cette hypothèse, l'état de mer peut alors être représenté localement comme la superposition linéaire d'un grand nombre d'ondes sinusoïdales. Chaque composante de fréquence  $f_i$  est caractérisée par son amplitude  $a_i$ , et sa phase  $\phi_i$ , représentant des variables aléatoires. L'élévation de surface libre est décrite comme un processus gaussien stationnaire, qui peut s'écrire en un point donné comme :

$$\eta(t) = \sum_i a_i \cos(2\pi f_i t + \phi_i) \quad (1.1)$$

L'équation (1.1) exprime une réalisation possible de la surface libre à partir des caractéristiques données, les amplitudes et les phases étant tirées parmi des probabilités de distribution (dans le cas des phases, la distribution est uniforme dans  $[0; 2\pi]$ ). Pour obtenir une description statistique complète, on considère un grand nombre de ces réalisations permettant de réaliser des moyennes d'ensemble  $\langle \cdot \rangle$ . On définit alors la densité spectrale de la variance de l'élévation de surface libre par :

$$E(f_i) = \lim_{\Delta f \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta f} \left\langle \frac{1}{2} a_i^2 \right\rangle \quad (1.2)$$

À un facteur  $\rho g$  près (où  $\rho$  est la masse volumique de l'eau et  $g$  l'accélération), cette quantité représente la répartition de la densité spectrale d'énergie des vagues en fonction des fréquences. En pratique cependant, les vagues se propagent dans toutes les directions. On peut alors généraliser cette approche pour écrire la distribution de l'énergie en fonction de la fréquence  $f$  et de la direction de propagation  $\theta$ . La quantité  $E(f, \theta)$  obtenue est communément appelée spectre (directionnel) de vagues. On peut extraire de ce spectre différentes propriétés statistiques communément utilisées pour caractériser un état de mer, telles que :

- la hauteur significative des vagues, définie historiquement par la hauteur moyenne du tiers des vagues les plus hautes (mesurées entre crête et creux), mais pouvant également être approximée par  $H_s \approx 4\sqrt{m_0}$ , où  $m_0$  est le moment d'ordre zéro du spectre  $E(f, \theta)$  ;
- la période pic  $T_p = 1/f_p$ , définie à partir de la fréquence  $f_p$  à laquelle  $E(f, \theta)$  atteint son maximum ;
- la direction moyenne de propagation ;
- l'étalement directionnel.

**Remarque :** dans la suite du document, ne pas confondre la description spectrale des états de mer avec les *méthodes pseudo-spectrales* qui seront abordées dans la section 1.5.4, et qui sont des méthodes pour la résolution numérique d'équations aux dérivées partielles.

## 1.2.2 Principe de fonctionnement

Le formalisme précédent est utilisé par les modèles de vagues stochastiques qui visent à décrire les caractéristiques moyennes de l'état de mer, supposées évoluer lentement. Toute l'information statistique nécessaire à cette description est en effet contenue dans la densité spectrale d'énergie  $E(f, \theta)$ , qui dans ces modèles s'exprime préférentiellement en nombre d'onde plutôt qu'en fréquence :  $E(k, \theta)$ . Les deux quantités  $f$  et  $k$  sont liées par la relation de dispersion linéaire :  $\sigma^2 = gk \tanh(kh)$ , où  $\sigma = 2\pi f$  est la pulsation et  $h$  la profondeur. La relation entre les deux notations  $E(f, \theta)$  et  $E(k, \theta)$  s'écrit alors :  $E(k, \theta) = \frac{df}{dk} E(f, \theta)$ .

Les modèles stochastiques étudient l'évolution de cette quantité à l'aide d'une équation globale de bilan d'énergie, où les processus physiques à l'œuvre sont modélisés sous forme de termes sources (ou puits). En l'absence de courant, cette équation de bilan s'écrit ainsi :

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla_{\mathbf{x}} \cdot (\mathbf{c}_{\mathbf{g}} E) + \nabla_{\mathbf{k}} \cdot (\mathbf{c}_{\mathbf{k}} E) = \frac{S_{tot}}{\sigma} \quad (1.3)$$

Dans cette formulation,  $\mathbf{c}_{\mathbf{g}} = \partial\sigma/\partial\mathbf{k}$  est la vitesse de groupe obtenue à partir de la relation de dispersion linéaire et  $\mathbf{k} = (k, \theta)$  est le vecteur nombre d'onde. Le deuxième terme dans le membre de gauche rend compte de l'advection de  $E$  dans l'espace physique, à la vitesse de propagation  $\mathbf{c}_{\mathbf{g}}$ . De la même façon, le troisième terme exprime l'advection de  $E$  dans l'espace des nombres d'ondes avec la vitesse  $\mathbf{c}_{\mathbf{k}}$ , qui représente la variation en nombre d'onde due à la bathymétrie et à la courbure de la Terre.

Enfin, le terme de droite  $S_{tot}$  correspond à la somme des termes sources et puits modélisant les processus physiques. Ce terme générique est classiquement divisé en trois contributions principales :

- le terme  $S_{in}$ , regroupant les processus de génération, modélisant l’apport d’énergie aux vagues sous l’effet du vent local ;
- le terme  $S_{nl}$ , représentant les interactions non-linéaires entre vagues qui transfèrent de l’énergie des hautes vers les basses fréquences du spectre et en modifient la forme ;
- le terme  $S_{ds}$ , qui rend compte des processus de dissipation d’énergie : par friction au fond, déferlement bathymétrique, moutonnement, etc.

On peut noter qu’une telle description spectrale de l’état de mer considère celui-ci comme une superposition linéaire de diverses composantes. Cela n’est pas particulièrement gênant ici car on ne cherche pas à reproduire la forme exacte de la surface libre mais de son contenu énergétique.

Ces modèles prennent en entrée principalement des champs spatio-temporels de vents mais aussi de courants, éventuellement de glace. Leur initialisation requiert une description de l’état de mer au début de la simulation, généralement obtenue par la combinaison de données de bouées ou d’altimètres, et d’une précédente estimation de l’état de mer par une simulation ou de la climatologie.

### 1.2.3 Atouts et limites

Avec cette formulation de l’équation d’évolution utilisant des termes sources, un avantage des modèles stochastiques est que chaque processus physique peut être étudié séparément. Les avancées dans la compréhension physique d’un domaine sont alors implémentées par une simple modification du terme source correspondant. Suivant les applications envisagées, des termes supplémentaires peuvent également être ajoutés pour prendre en compte des phénomènes spécifiques, par exemple les interactions vagues - banquise dans les régions polaires.

Les modèles stochastiques ont connu des progrès importants au cours des dernières décennies, portés par l’augmentation des capacités de calcul mais également par la multiplication des données d’observation permettant d’améliorer les paramétrisations. La mutation vers les modèles de troisième génération, en particulier, a été accélérée à la fois par l’arrivée des premiers super-calculateurs dans les années 1980 et par la collecte de nouvelles données par des instruments de mesures embarqués dans des missions satellitaires (ERS-1, TOPEX-Poseidon).

Les nouvelles formulations pour les termes sources, ainsi que le développement de schémas numériques plus robustes et plus efficaces, rendent aujourd’hui ces modèles capables de fournir des prévisions de plus en plus détaillées de paramètres statistiques (hauteur significative de vagues, période de pic, direction moyenne de propagation, etc.). Ceux-ci caractérisent l’état de mer supposé stationnaire sur des plages temporelles allant de quelques dizaines de minutes à plusieurs heures. Parmi les modèles de troisième génération utilisés actuellement, outre le modèle fondateur WAM (The WAMDI Group, 1988) exploité par le Centre européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme (ECMWF), on peut également citer WAVEWATCH III® (Tolman, 1991), le modèle MRI-III (Ueno et Kohno, 2004) ou encore le modèle SWAN développé spécifiquement pour les applications côtières (Booij *et al.*, 1999).

Ces modèles sont bien adaptés à une large gamme d’applications : planification à moyen terme d’opérations en mer, obtention de prévisions météo-océaniques ou encore construction de réanalyses utilisées dans les études climatiques. Pour autant, ils sont par

construction incapables de produire une description précise de la forme de l'élévation de surface libre, puisqu'ils ne conservent pas l'information sur la phase des vagues. Or deux états de mer caractérisés par le même spectre directionnel peuvent également être associés à des élévations de surface libre (et des cinématiques) très différentes, suivant le jeu de phases complétant la description spectrale.

Quelle que soient la qualité du modèle et des mesures utilisées, l'approche stochastique s'avère alors insuffisante pour un certain nombre d'applications : par exemple, le renseignement d'un module de commande prédictive à l'aide d'une prédiction vague à vague sur une zone d'intérêt. C'est la raison pour laquelle, dans la suite de ce travail, on s'intéresse désormais plutôt à la prédiction déterministe.

## 1.3 Approche déterministe

### 1.3.1 Enjeux

Pour certaines tâches délicates en ingénierie marine, il serait très intéressant de bénéficier d'une prédiction vague à vague de l'état de mer telle que la proposent les modèles dits « déterministes » ou « à phase résolue ». Une telle méthode de prédiction améliorerait par exemple la sécurité des opérations difficiles telles que l'utilisation de grues, le transfert de personnel ou de marchandises (Hilmer et Thornhill, 2015). Couplée à d'autres systèmes (simulateur de navire, modules de contrôle), elle serait utile au positionnement dynamique de navire, au contrôle d'éoliennes flottantes ou de dispositifs houlomoteurs, etc.

Malgré les avantages évidents qu'il y aurait à disposer d'une description déterministe de la surface libre, l'utilisation de modèles à phase résolue est longtemps restée cantonnée à des domaines spatio-temporels de simulation très restreints. Les raisons tiennent autant aux coûts de calcul associés qu'au niveau de détail pour les données d'entrée qu'un tel modèle requiert. Ainsi, leur développement à partir des années 1990 a été permis par l'augmentation des capacités informatiques mais aussi par l'amélioration des moyens de mesure, deux caractéristiques qui jusque-là limitaient sérieusement l'applicabilité des modèles. Depuis ces progrès et les travaux précurseurs de Morris *et al.* (1992), la recherche sur les modèles déterministes permet d'envisager ces derniers comme une possibilité crédible pour la prédiction précise et à court-terme des états de mer. Cependant, alors que les modèles stochastiques partagent un fonctionnement commun (malgré des paramétrisations de termes sources et des schémas numériques différents), aujourd'hui encore la prédiction déterministe fait l'objet d'approches assez diverses. Le reste de ce chapitre propose un panorama des méthodes envisagées, de leurs forces et de leurs faiblesses.

### 1.3.2 Fonctionnement général

La prédiction déterministe vise à obtenir une description de l'écoulement à des échelles spatio-temporelles bien plus restreintes que la prévision stochastique. Ainsi, les phénomènes principaux à traiter sont ici la propagation des vagues en milieu dispersif et en profondeur plus ou moins importante, éventuellement les interactions non-linéaires et (rarement) le déferlement. Les modèles ne prennent généralement pas en compte l'action du vent sur les vagues, les distances de propagation étant trop faibles pour que celle-ci ait une véritable influence. Les données requises pour alimenter les modèles déterministes doivent quant à elles fournir également l'information sur la phase des vagues, une contrainte supplémentaire par rapport aux moyens de mesure utilisés pour la prévision stochastique. L'instrumentation correspondante doit donc être adaptée. La disponibilité de telles données fiables et complètes sur l'état de mer représente l'un des facteurs limitants dans le développement de la prédiction déterministe.

Dans leur grande majorité, les méthodes de prédiction déterministe explorées depuis les années 1990 s'articulent en deux étapes principales, schématisées sur la Figure 1.1 : l'acquisition d'informations « déterministes » sur l'état de mer à distance de la zone d'intérêt, pour reconstruire les vagues incidentes ; et la propagation, pendant laquelle un modèle de vagues initialisé grâce aux données recueillies prédit l'évolution de la surface libre à l'endroit et l'instant ciblés.

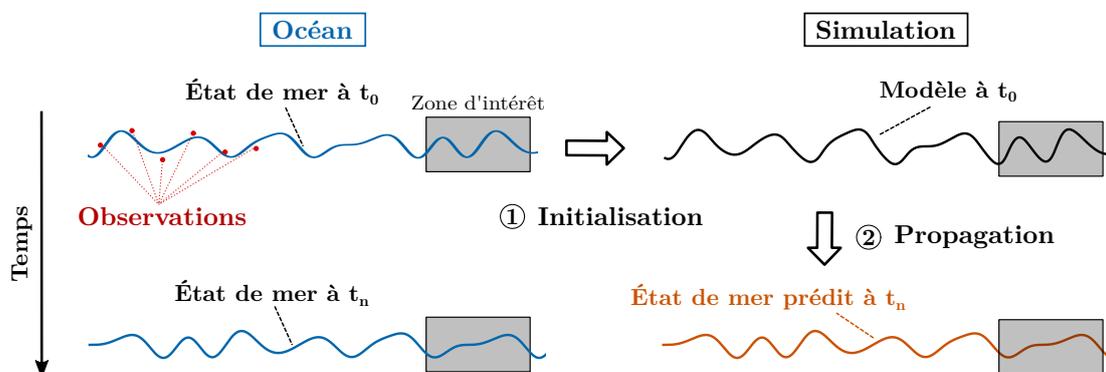


FIGURE 1.1 – Schéma de fonctionnement commun à la plupart des méthodes de prédiction déterministe. Étape 1 : Reconstruction du champ de vagues à partir de données d'observation, pour initialiser un modèle de vagues. Étape 2 : Propagation de cet état initial par le modèle pour obtenir la prédiction.

La prédiction déterministe n'est alors envisageable en temps réel qu'à la condition de résoudre une double contrainte : d'une part le besoin d'obtenir quasi-instantanément des données fiables sur l'état de mer incident, et d'autre part l'exigence d'une solution précise et efficace pour la propagation. Il est en effet indispensable que le modèle choisi pour cette deuxième étape soit suffisamment rapide pour obtenir la prédiction d'élévation de surface libre avant que les vagues correspondantes n'atteignent le point d'intérêt. Il existe peu de modèles déterministes capables de telles performances, et la section 1.5 présente un tour d'horizon de ceux qui sont susceptibles d'être utilisés dans ce type d'approche. L'étape d'acquisition de données ainsi que leur éventuel pré-traitement dépendent du modèle utilisé pour la propagation. Cependant, à l'exception notable du modèle hybride de Zhang *et al.* (1999b), toutes les approches décrites par la suite requièrent des données d'entrée sous la forme d'élévation de surface libre uniquement, c'est pourquoi un bref aperçu des technologies de mesure actuellement disponibles pour fournir cette grandeur est également proposé.

Enfin, puisque le but poursuivi est la description la plus complète possible de l'état de mer à un instant donné, il faut également définir les conditions auxquelles cette prédiction est atteignable. La notion de « zone de prédiction théoriquement accessible », introduite à cet effet par Morris *et al.* (1992), délimite ainsi la zone spatio-temporelle accessible à la prédiction déterministe. Sa définition précise dépend en partie de la méthode et de la configuration de mesures choisies, c'est pourquoi elle sera explicitée au Chapitre 2 en même temps que la méthode retenue.

**Remarque :** Si la plupart des méthodes de prédiction s'appuient sur cette articulation en deux étapes, quelques approches se distinguent de la procédure « reconstruire - propager ». L'analyse de séries temporelles, par exemple, utilise directement l'historique des données mesurées au point d'intérêt pour identifier les paramètres d'un modèle temporel. La prédiction est alors obtenue en propageant le modèle dans le temps uniquement. L'utilisation de modèles auto-régressifs, dans Forsberg (1986), Fusco et Ringwood (2010) ou Schoen *et al.* (2011) est un exemple mise en œuvre de ce genre de méthodes. Une autre approche suscite l'intérêt depuis quelques années, reposant sur les réseaux de neurones artificiels. Ce genre de méthode « basée sur les données » (*data-driven approach*) s'affranchit de la procédure conventionnelle de prédiction en deux étapes en établissant une corrélation entre les entrées et sorties du système, en fonction d'un ensemble de données préalablement utilisées pour entraîner le modèle (Law *et al.*, 2020). Le calcul de corrélation est ainsi *instantané* entre les données et l'état de mer à prédire, il n'y a pas d'étape de propagation.

Le fonctionnement de ces approches alternatives est cependant très éloigné de celui étudié ici et ne sera pas donc pas développé plus avant.

## 1.4 Moyens de mesure déterministes

Le développement des modèles déterministes est étroitement lié aux capacités d'observation de l'état de mer incident. Parmi les méthodes de prédiction présentées dans les paragraphes qui suivent, la quasi-totalité repose sur l'hypothèse de mesures obtenues sous forme d'élévation de surface libre, qu'il s'agisse de données ponctuelles ou surfaciques. Cette grandeur présente en effet l'avantage d'être relativement aisée à observer (au moins qualitativement), et de décrire directement les phénomènes étudiés. On restreint donc ici la présentation des techniques de mesures à celles permettant d'obtenir l'élévation de surface libre.

Les premiers instruments développés dans ce but sont des dispositifs ponctuels et restent encore aujourd'hui très utilisés. De nouvelles techniques de télé-détection ont été développées plus récemment, permettant d'avoir accès à des *champs* de hauteurs de vagues. Ces deux catégories sont brièvement décrites ci-dessous.

### 1.4.1 Mesures ponctuelles

Il s'agit du type de mesures le plus ancien, et dont la mise en œuvre est la mieux maîtrisée. Suivant l'application envisagée, les capteurs ponctuels peuvent être ancrés ou dérivants. L'élévation de surface libre peut être obtenue au moyen de mesures de pression, de résistivité, d'accélération ou par effet Doppler.

Dans le cas d'un capteur de pression, la grandeur mesurée est la fluctuation de pression lors du passage des vagues à l'aplomb du capteur. La technologie, assez ancienne, est surtout adaptée aux mesures en faible profondeur car cela permet de fixer l'instrument sur le fond sans compromettre la précision de la mesure. Les variations de pression dues au vagues décroissant de façon exponentielle dans la colonne d'eau, pour un déploiement en plus grande profondeur il conviendrait de monter l'instrument sur une plateforme fixe ou flottante.

Les sondes à houle mesurent une variation de résistance ou de capacité liée à la proportion de tige immergée. Elles sont le plus souvent utilisées en laboratoire car elles requièrent une phase de calibration ainsi qu'une source d'alimentation et car les efforts induits par les vagues sur la tige peuvent être importants. Cependant, on les retrouve

occasionnellement dans des campagnes de mesures en mer sur des structures fixes telles que des plateformes pétrolières (Zhang *et al.*, 1999a; Benetazzo *et al.*, 2012).

Les bouées houlographes sont équipées (entre autres) d'un accéléromètre et suivent la variation de l'élévation de surface libre, qui est ainsi obtenue après une double intégration de l'accélération verticale. L'avantage est qu'étant situées en surface, elle peuvent transmettre leurs données en temps réel par radio. Il faut cependant noter que les coordonnées horizontales de la bouée sont susceptibles de varier car elle a tendance à suivre les mouvements des vagues, ce qui peut s'avérer problématique.

Enfin, une autre possibilité pour mesurer l'élévation de surface libre est d'avoir recours à un courantomètre à effet Doppler (ADCP) dont l'un des faisceaux est orienté à la verticale. L'émission d'ondes acoustiques à la verticale et la mesure du temps d'arrivée du signal réfléchi par l'interface permettent de déterminer la hauteur d'eau. Par rapport à la mesure par capteur de pression, l'avantage de cette méthode est qu'elle permet de s'affranchir des limites de profondeur imposées pour des raisons de précision.

Toutes ces technologies de mesure ponctuelles partagent le même défaut : elles ne donnent pas d'information sur la direction des vagues, en tout cas pas d'un point de vue déterministe. (Il est possible de reconstruire un spectre directionnel de vagues à partir de mesures par des bouées houlographes ou par ADCP). L'information sur la direction peut être estimée par un réseau de capteurs, une stratégie validée expérimentalement avec des sondes à houle en bassin (Benoît et Teisson, 1994; Bonnefoy, 2005). En pratique cependant, une résolution suffisamment fine de la direction ne peut être obtenue qu'avec un grand nombre d'instruments. Pour cette raison, lorsque cela est possible on préfère souvent avoir recours à des mesures de champs avec une instrumentation dédiée.

## 1.4.2 Mesures de champs

Ce type d'instrumentation, développé plus récemment, est considéré comme un atout majeur dans la prédiction déterministe de vagues car il est capable de balayer quasi-instantanément de vastes régions de l'océan.

### 1.4.2.1 Le RADAR

De l'acronyme anglais *RAdio Detection And Ranging*, le radar est un système de télé-détection reposant sur l'émission d'ondes radio et l'analyse du signal rétro-diffusé (l'écho radar) pour déterminer la position et la vitesse de divers objets : navires, avions, ou encore interface océan-atmosphère. Les instruments utilisés dans la navigation sont des radars à bande X, utilisant une plage de fréquences de 8 à 12 GHz. Depuis quelques années, une des applications envisagées pour ces radars est l'obtention de grands jeux de données (spatio-temporelles) d'élévation de surface libre autour de leur point d'observation, qui peut être fixe ou en mouvement. De tels systèmes sont aujourd'hui proposés par Ocean-WaveS GmbH<sup>TM</sup> avec WaMoS II (Hilmer et Thornhill, 2015), par NextOcean<sup>TM</sup> (Naaijen *et al.*, 2018) ou par FutureWaves<sup>TM</sup> (Kusters *et al.*, 2016).

La présence des vagues est perçue par le radar comme une modulation dans le signal rétro-diffusé, due au phénomène de « résonance de Bragg » entre les micro-ondes émises par le radar (longueur d'onde :  $\approx 3$  cm) et les ondes capillaires générées par le vent (longueur d'onde :  $\approx 1,5$  cm). L'extraction des informations sur l'élévation de surface libre se fait alors le plus souvent à l'aide d'une « fonction de transfert de modulation » (*Modulation Transfer Function* MTF) qui est un opérateur linéaire, appliqué au signal dans le domaine des nombres d'onde pour obtenir l'élévation de surface libre (Nieto Borge *et al.*, 2004). Cette MTF est semi-empirique et repose sur une calibration à l'aide de données synthétiques ou

réelles, pour compenser d'autres difficultés techniques (comme l'effet d'ombrage) liées au radar. Une analyse plus détaillée de la problématique du traitement des images radar est accessible notamment dans Fucile (2017).

### 1.4.2.2 Le LIDAR

De l'anglais *LIght Detection And Ranging*, le lidar fonctionne sur le même principe que le radar, à la différence près qu'il utilise des ondes lumineuses. Les capacités du lidar dans la mesure de champs d'élévation de surface libre sont étudiées depuis quelques années avec des résultats prometteurs (Belmont *et al.*, 2007; Grilli *et al.*, 2011; Nouguier *et al.*, 2014). Le système est capable de fournir directement une carte géo-référencée de l'élévation de surface libre à partir de la mesure du temps de trajet pour ses rayons (Desmars *et al.*, 2020). L'avantage principal du lidar est que, contrairement au radar, le système ne repose pas sur une calibration semi-empirique pour remonter à l'élévation de surface libre à partir des mesures. Il offre également une bien meilleure résolution spatiale que le radar, permettant de mieux reconstruire la surface libre.

Un inconvénient spécifique au lidar, cependant, réside dans la faiblesse du signal de retour mesuré lorsqu'il est utilisé à faible incidence (Belmont *et al.*, 2007). La puissance des lasers ne peut être beaucoup amplifiée pour pallier ce problème pour des raisons de sécurité (risque de dommages aux yeux). En conséquence, la portée du système est plus limitée que celle d'un radar et le mauvais ratio signal-sur-bruit a également empêché le développement de cette technique jusqu'à l'avènement de procédures de traitement du signal suffisamment perfectionnées. La technologie est ainsi moins mature pour la mesure d'élévation de surface libre et son coût reste important, même si plusieurs entreprises se sont impliquées dans le secteur ces dernières années.

### 1.4.2.3 Effets des angles d'incidence rasants

Le radar comme le lidar partagent un inconvénient commun : ces instruments sont généralement fixés à faible hauteur, étant montés par exemple sur le mât d'un navire. Dans cette configuration, l'angle d'incident rasant des faisceaux est à l'origine de certaines limitations, schématisées sur la Figure 1.2.

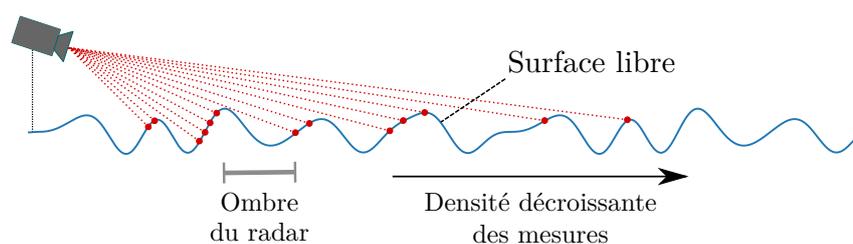


FIGURE 1.2 – Vue schématique de l'échantillonnage spatial tel que réalisé par un dispositif de mesure de type radar ou lidar avec un angle d'incidence rasant.

La première est que, supposant une répartition angulaire régulière des faisceaux, la densité des points de mesure diminue de façon géométrique avec la distance à l'instrument (Desmars *et al.*, 2020). La seconde est l'apparition d'un phénomène d'ombrage : lorsque la pente des vagues est trop forte, les crêtes rendent certaines zones derrière elles inaccessibles à la mesure. Ces limitations conduisent à un échantillonnage spatial non-uniforme de la surface libre, une caractéristique peu pratique dans la mesure où elle empêche l'utilisation directe de techniques spectrales discrètes, plébiscitées pour leur efficacité numérique. Les

mesures doivent alors être relocalisées sur une grille régulière, par exemple au moyen d'interpolations ou de filtres.

#### 1.4.2.4 Stéréo-vidéo

Pour compléter ce tour d'horizon des mesures de champs de vagues en milieu océanique, on peut citer une technique de stéréo-vidéo développée dans les années 2010 (Benetazzo *et al.*, 2012; Fedele *et al.*, 2013). Le principe est le même que celui de la vision humaine, à savoir que deux caméras filmant la même zone de l'océan avec deux angles différents permettent d'obtenir le relief de la surface libre. Le système est fixe, les deux caméras sont placées à environ deux mètres l'une de l'autre, à une douzaine de mètres au-dessus du niveau de la mer. La prise de vue est synchronisée entre les deux instruments, la surface mesurée est de l'ordre de 1000 m<sup>2</sup>.

Couplée à une méthode de traitement d'images appropriée, cette technique permet de reconstruire des champs d'élévation surface libre dont les propriétés spectrales ( $H_s, T_p$ ) sont bien reproduites, comme l'atteste leur validation par Benetazzo *et al.* (2012) en les comparant avec d'autres moyens de mesure ponctuels (des sondes à houle et un ADCP utilisé en mode altimètre). Puisque ce type d'instrumentation fournit des instantanés de surface libre, il pourrait théoriquement être utilisé en modélisation déterministe. Cependant son étendue spatiale reste pour l'heure trop restreinte, et les procédés de traitement des images semblent coûteux en temps de calcul. On peut également noter que les conditions d'ensoleillement sont susceptibles d'influer fortement sur la qualité des résultats. Il s'agit ainsi d'une technologie *a priori* moins mature que les autres techniques de mesures de champs et dont les capacités ne semblent pas avoir été testées pour une application en prédiction, mais qui pourrait se révéler intéressante à l'avenir.

## 1.5 Méthodologies pour la prédiction déterministe

Après cette brève revue des technologies de mesure d'élévation de surface libre, on présente ici quelques exemples emblématiques de méthodes de prédiction déterministe proposées ces dernières années. L'accent est mis sur le choix du modèle de vagues pour la propagation, les types d'instrumentation possibles ayant déjà été abordés dans la section précédente. Néanmoins, du fait de l'imbrication des problématiques de mesures, d'assimilation et de propagation, les aspects « recueil et traitement des données d'entrée » sont également abordés, pour inclure une vision globale de la méthodologie mise en œuvre.

En ce qui concerne les modèles de vagues, plusieurs possibilités seraient théoriquement envisageables pour la formulation du problème de propagation. Cependant, on s'aperçoit que les modèles utilisés pour la prédiction déterministe reposent tous sur la théorie des écoulements potentiels de fluide parfait, les hypothèses simplificatrices en jeu étant quasi-incontournables pour limiter la durée des calculs. Après un rapide exposé de la formulation générale du problème dans le cadre de cette théorie, on propose de présenter les méthodologies de prédiction par ordre croissant de complexité (et de précision) dans les modèles de propagation utilisés, en distinguant modèles de vagues linéaires et non-linéaires.

### 1.5.1 Formulation du problème de propagation et non-linéarités

Dans la littérature, les modèles de vagues utilisés pour obtenir une prédiction déterministe ont recours à des hypothèses simplificatrices pour alléger les calculs : le fluide est supposé incompressible et non visqueux, et l'écoulement irrotationnel. La vitesse du fluide dans l'écoulement dérive alors d'un potentiel  $\phi$  :  $\vec{v} = \vec{\nabla}\phi$ .

On se place en profondeur constante notée  $h$ , dans un repère cartésien  $(O, \mathbf{x}, z)$  avec l'axe vertical orienté vers le haut et son origine au niveau moyen de la surface libre au repos. La surface libre est notée  $\eta(\mathbf{x}, t)$  et supposée prendre une valeur unique (pas de déferlement). L'influence du courant et du vent sur les vagues étant également négligée, les équations du problème s'écrivent alors comme suit :

$$\Delta\phi = 0 \quad \text{dans le domaine fluide} \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial z} = 0 \quad \text{en } z = -h \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial\eta}{\partial t} = \frac{\partial\phi}{\partial z} - \nabla\phi \cdot \nabla\eta \quad \text{en } z = \eta(\mathbf{x}, t) \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = -g\eta - \frac{1}{2} |\vec{\nabla}\phi|^2 \quad \text{en } z = \eta(\mathbf{x}, t) \quad (1.7)$$

où  $\nabla$  est le gradient horizontal et  $\vec{\nabla}$  le gradient volumique. L'expression des équations (1.6) et (1.7) rend le problème difficile à résoudre numériquement dans le cas général. Ces dernières présentent en effet des non-linéarités de position, dues au fait qu'elles sont exprimées au niveau de la surface libre dont la position  $\eta$  est inconnue, et des linéarités dues aux opérateurs intervenant dans ces équations.

Divers niveaux de simplification du problème sont alors envisageables en fonction des propriétés des états de mer étudiés. Pour les états de mer caractérisés par des vagues de petites amplitudes, une simplification courante consiste à linéariser les conditions cinématique (1.6) et dynamique (1.7) de surface libre autour de la position de la surface libre au repos. L'approximation ainsi opérée est suffisante pour de nombreux cas d'applications.

Pour les autres cas, des modèles alternatifs ont été développés, plus coûteux en temps de calcul et prenant en compte des versions moins simplifiées de ces équations. Les capacités des modèles sont évaluées par l'ordre de non-linéarité  $M$  qu'ils sont capables de prendre en compte, c'est-à-dire que les termes qu'il retiennent dans leurs équations sont dominés par un paramètre  $\varepsilon^M$ , où  $\varepsilon \ll 1$  représente la cambrure de l'état de mer. Ainsi, dans un modèle au second ordre de non-linéarité, les termes en  $O(\varepsilon^3)$  seront négligés. Ce paramètre de cambrure  $\varepsilon \ll 1$  représente typiquement le ratio entre l'amplitude des vagues et leur longueur d'onde :  $\varepsilon = ka$  pour une houle régulière,  $\varepsilon = H_s/\lambda_p$  (alternative :  $\varepsilon = k_p H_s/2$ ) pour une houle irrégulière.

### 1.5.2 Modèles linéaires

L'approche linéaire étant la plus simple à formuler et à mettre en œuvre, elle est la première à avoir été envisagée pour la prédiction déterministe, dès les travaux de Morris *et al.* (1992). Il s'agit d'une approche reposant sur la description de l'élévation de surface libre comme une somme de sinusoides à coefficients (amplitudes, phases) constants. L'objectif est d'obtenir les amplitudes et phases associées à chaque composante grâce aux signaux de houle mesurés pendant l'étape d'acquisition. La propagation est ensuite effectuée dans le domaine fréquentiel à l'aide de transformées de Fourier rapides (FFT), lui conférant une grande efficacité car cette étape est analytique et ne requiert donc pas d'intégration temporelle. Cette caractéristique est essentielle dans les applications à visée

opérationnelle et la modélisation linéaire a ainsi servi de base à de nombreux travaux sur la prédiction déterministe, des années 1990 à aujourd’hui. On peut notamment citer ceux de Morris *et al.* (1992); Naaijen et Huijsmans (2008); Naaijen et Blondel-Couprie (2012); Blondel-Couprie et Naaijen (2012); Hilmer et Thornhill (2015).

L’étape de propagation ne pose pas de difficulté particulière et le gros de l’effort porte sur l’initialisation du modèle de vagues. Cette phase d’initialisation est la partie la plus critique dans toutes les méthodologies de prédiction rencontrées dans la littérature, qu’elles reposent sur un modèle linéaire comme ici, ou sur les modèles non-linéaires présentés dans les paragraphes suivants. Il s’agit en fait d’exploiter au mieux les données d’observation disponibles pour initialiser la simulation. Pour ce faire, on a recours à l’*assimilation de données*, un ensemble de méthodes mathématiques et numériques visant à combiner de façon optimale toutes les informations disponibles (données d’observation, équations du modèle), pour obtenir la meilleure estimation possible de l’état du système à un instant donné. Les techniques d’assimilation de données peuvent être plus ou moins sophistiquées suivant la complexité du système étudié.

Dans le cas de modèles linéaires, l’objectif est d’identifier les paramètres du modèle (les amplitudes et les phases des différentes composantes fréquentielles) à l’aide des données mesurées, reconstruisant ainsi l’élévation de surface libre initiale. Lors des premières tentatives, l’étape d’initialisation reposait sur des signaux ponctuels d’élévation de surface libre tels qu’en produisent les sondes à houle. Depuis le développement des radars à bande X tels que le système WaMoS II (Hilmer et Thornhill, 2014), qui scannent la surface de la mer sur des centaines de mètres, les données d’entrée sont généralement supposées fournies par ce type d’instrument. Le pré-traitement repose la plupart du temps sur une décomposition de Fourier des signaux enregistrés, par des FFT (Morris *et al.*, 1998; Naaijen et Blondel-Couprie, 2012) ou par une méthode des moindres carrés (Connell *et al.*, 2015; Naaijen *et al.*, 2009). Dans tous les cas, la procédure n’est pas triviale car le caractère fini des enregistrements introduit des erreurs dans la représentation par rapport à l’état de mer réel. Avec des coefficients d’amplitude et de phase discrets et constants, le modèle représente en effet un signal rendu artificiellement périodique.

Cette approche linéaire est aujourd’hui la plus mature, du fait de ses faibles exigences en calcul et du développement d’instrumentation adaptée. Elle est capable de prévoir les principales caractéristiques de l’état de mer avec une précision plutôt satisfaisante lorsque l’information requise porte uniquement sur la survenue de périodes de calme relatif entre deux séries de vagues (Belmont *et al.*, 2014), lorsqu’il s’agit de prédire des états de mer modérés et sur de faibles distances de propagation (Hilmer et Thornhill, 2015), ou lorsque l’on s’intéresse surtout aux houles susceptibles d’avoir une influence sur le comportement de grandes structures en mer. Les modèles linéaires sont ainsi bien adaptés aux applications telles que la prévision des mouvements des navires, pour éventuellement faciliter leur positionnement dynamique lors d’opérations délicates. Aujourd’hui, les systèmes commerciaux NextOcean™(Next Ocean) ou FutureWaves™(Kusters *et al.*, 2016) proposent ce genre de service et utilisent pour cela des mesures radar couplées à un module de propagation linéaire et déterministe de vagues.

Néanmoins, la précision de ces modèles reste limitée. Lorsque la cambrure de l’état de mer augmente, les effets non-linéaires ne peuvent plus être négligés, et les modèles linéaires ne parviennent pas à appréhender correctement l’évolution de la houle (Toffoli *et al.*, 2008; Bonnefoy *et al.*, 2010; Toffoli *et al.*, 2010; Zhang *et al.*, 2017). L’un des principaux effets des non-linéarités, mal appréhendé par ces modèles, est la modification de la vitesse de phase des vagues. Or la bonne résolution de ce paramètre est d’un intérêt particulier dans notre contexte de travail. La stratégie de contrôle à mettre en place pour le S3 nécessite

en effet une bonne résolution de la phase des vagues, afin de décider quand décharger les condensateurs pour optimiser la récupération d'énergie.

### 1.5.3 Modèles partiellement non-linéaires

#### 1.5.3.1 Modèle hybride (second ordre)

Parmi les approches partiellement non-linéaires appliquées à la prédiction déterministe, Zhang *et al.* (1996) proposent des modèles qu'ils qualifient d'« hybrides », pour des houles unidirectionnelles (HWM, *Hybrid Wave Model*) et multidirectionnelles (DWHM, *Directional Hybrid Wave Model*). Il s'agit d'une méthode de prédiction avec un modèle de Stokes au second ordre pour la propagation, conçu pour pouvoir être initialisé avec différents types de données. Cette méthode est ainsi capable de prendre en compte des informations ponctuelles sur l'état de mer incident sous diverses formes (pression, élévation de surface libre, vitesse) avec un minimum de trois emplacements différents pour que la méthode fonctionne. À partir de ces mesures, l'état de mer est décomposé entre ondes libres et ondes liées par un processus itératif. Dans un cadre eulérien, les interactions non-linéaires entre les composantes de la houle au second ordre de perturbation sont calculées par une méthode hybride qui associe méthode conventionnelle de couplage modal et modulation de phase, permettant ensuite de déterminer l'évolution du champ de vagues.

Les deux modèles (HWM et DWHM) ont fait l'objet de validations expérimentales. En particulier, la méthode DWHM pour les états de mer multidirectionnels a été validée sur de la houle en bassin ainsi que sur des jeux de mesures réelles en mer (Zhang *et al.*, 1999a). La validation en bassin, sur un état de mer modérément cambré, a démontré que le modèle pouvait effectivement être alimenté par différents types d'instruments : ici, des sondes à houle et des capteurs de pression. Les auteurs rapportent une qualité de prédiction satisfaisante, avec toutefois une légère dégradation des résultats lorsque les données d'entrée sont fournies par les capteurs de pression. Ils l'expliquent par un mauvais rapport signal-sur-bruit dû à l'atténuation exponentielle du signal de pression avec la profondeur.

La validation sur données réelles, quant à elle, utilise deux jeux de données obtenus par différentes instrumentations de structures fixes, en l'occurrence des plateformes pétrolières. Le premier est l'enregistrement d'un état de mer très faiblement cambré par un réseau de capteurs de pression : la prédiction obtenue est de moins bonne qualité qu'en bassin mais reste satisfaisante. On peut cependant noter que les capteurs n'étant séparés les uns des autres que de quelques dizaines de mètres, la distance de prédiction est faible. Le deuxième jeu de données est l'enregistrement d'une tempête (état de mer très cambré, nombreux déferlements) par une sonde à houle et des courantomètres électro-magnétiques. Les mesures fournies au modèle de prédiction consistent alors en une série temporelle d'élévation de surface libre ponctuelle et deux séries temporelles des composantes de la vitesse horizontale, à une profondeur fixée. Pour cette configuration de mesures, la prédiction ne porte que sur les composantes horizontales de la vitesse et les résultats sont plus mitigés. Les auteurs attribuent cette dégradation des performances au bruit dans les mesures ainsi qu'à la présence de nombreux événements déferlants.

Ainsi, l'approche hybride semble permettre une représentation à court-terme satisfaisante pour des houles de cambrure faible à modérée, sur de faibles distances de propagation. Cependant l'absence de prise en compte des effets d'ordre supérieur sur les vitesses de propagation des différentes composantes empêche son application à de la prédiction au-delà du très court terme. Le modèle est par ailleurs mis en défaut quant à la reproduction précise de la cinématique des vagues près de la surface libre (Blondel-Couprie, 2009).

### 1.5.3.2 Variantes de l'équation de Schrödinger

La famille de méthodes dites « d'enveloppe », basées sur l'équation de Schrödinger non-linéaire (NLS), est un autre exemple d'approche partiellement non-linéaire. La formulation standard (Hasimoto et Ono, 1972) prend en compte les non-linéarités jusqu'au troisième ordre et reproduit bien certains phénomènes non-linéaires pour des spectres suffisamment étroits. Cependant elle repose sur une hypothèse de spectre étroit et se trouve rapidement limitée lorsqu'il s'agit de décrire des états de mer plus réalistes. La version modifiée de l'équation (MNLS) prend en compte des termes supplémentaires (Dysthe, 1979), et relâche la contrainte de bande étroite existant pour la version standard en utilisant une relation de dispersion linéaire exacte (Trulsen et Dysthe, 1996; Trulsen *et al.*, 2000).

Plusieurs études expérimentales et numériques montrent que l'équation MNLS fournit de meilleurs résultats que la version standard de l'équation, qu'il s'agisse d'étudier la propagation de vagues bi-chromatiques (Trulsen et Stansberg, 2001) ou celle de vagues irrégulières et unidirectionnelles (Trulsen, 2005). Dans ce dernier cas, la version modifiée de l'équation améliore grandement la représentation des vagues par rapport à la théorie linéaire et permet d'espérer utiliser la méthode dans un cadre de prédiction déterministe. Cependant, Simanesew *et al.* (2017) ont complété cette étude par une analyse des capacités de différents modèles (linéaires et (M)NLS) à fournir une prédiction déterministe pour des vagues multidirectionnelles. Ils mettent en évidence une dégradation des performances des modèles (M)NLS lorsque l'étalement directionnel de l'état de mer s'accroît, quelle que soit la version de l'équation retenue. Le manque de précision sur la direction des vagues dans les données d'entrée empêche de conclure sur la cause de cette détérioration, qui peut être liée aux insuffisances du modèle comme à celles des mesures utilisées dans son initialisation.

Dans le cas général, cette initialisation se fait à l'aide de données sur l'élévation de surface libre, par exemple sous forme ponctuelle comme dans les expériences en bassin de Trulsen (2005) et de Simanesew *et al.* (2017). Pour la prédiction d'états de mer uni- comme multidirectionnels en bassin, ces derniers utilisent des séries temporelles enregistrées par plusieurs sondes à houles, disposées perpendiculairement à la direction (principale) de propagation. Dans l'optique de tester des configurations de mesures susceptibles d'être rencontrées en conditions réelles, Klein *et al.* (2020) initialisent leur modèle à partir de données synthétiques, qui reproduisent le champ instantané (*snapshot*) d'élévation de surface libre tel qu'il pourrait être fourni par un radar. Réalisée en unidirectionnel, l'étude montre des résultats encourageants pour la prédiction d'états de mer modérés, mais les auteurs précisent que la récupération de ces champs à partir de véritables mesures radar (bruitées) est à la fois une condition cruciale de réussite et le point critique dans la chaîne de prédiction.

### 1.5.3.3 Modèle « Choppy » et mesures par lidar

Enfin, une autre méthode partiellement non-linéaire ayant suscité l'intérêt pour des applications de prédiction déterministe utilise le modèle de vagues « Choppy » développé par Noguier *et al.* (2009). Reposant sur une description Lagrangienne au premier ordre du mouvement des particules à la surface libre, c'est une extension de la théorie de Gerstner à des vagues irrégulières et multidirectionnelles. Robuste et efficace en calcul, le modèle de propagation est capable de rendre compte des propriétés du deuxième ordre (eulérien) de l'état de mer telles que la modification des hauteurs de crêtes et creux ainsi que l'asymétrie des pentes de vagues. Il a été utilisé dans des algorithmes de reconstruction et prédiction d'élévation de surface libre à partir de données spatio-temporelles simulant des mesures par lidar (Grilli *et al.*, 2011; Noguier *et al.*, 2014). Les résultats obtenus sont intéressants

pour des états de mer modérés, caractérisés par un spectre relativement étroit et pour des temps de propagation assez courts (quelques périodes pic).

Guérin *et al.* (2019) en proposent une version étendue au second ordre de non-linéarité en lagrangien tout en assurant une vitesse de phase non-linéaire correcte (correspondant à des effets du troisième ordre en eulérien). Décrivant les effets dominants du deuxième ordre, à savoir la « dérive » de Stokes et la modification du niveau moyen, la méthode ne fait toutefois pas appel à une description Lagrangienne complète au second ordre : ne retenant pas le terme d'interaction du second ordre, elle conserve ainsi une efficacité numérique comparable à la version initiale du modèle. La validation expérimentale en unidirectionnel conduite par Desmars *et al.* (2020) conclut à l'amélioration des performances de cette version modifiée pour la prédiction de vagues par rapport à la théorie linéaire, même s'il est précisé que des modèles d'ordre plus élevés permettraient une prédiction plus précise, au prix d'une augmentation de l'effort (et probablement du temps) de calcul.

Les travaux publiés sur une méthode de prédiction déterministe utilisant le modèle Choppy s'appuient sur l'hypothèse de mesures d'élévation de surface libre fournies par un lidar scannant. Ils incluent donc également le développement d'algorithmes spécifiques pour l'initialisation du modèle (version standard ou améliorée) à partir de ces mesures par lidar. Jusqu'ici, ces mesures ont été simulées par des données synthétiques. L'étape de reconstruction a été étudiée, dans la version standard du modèle, pour des états de mer uni- et multidirectionnels (Grilli *et al.*, 2011; Noguier *et al.*, 2014; Desmars *et al.*, 2020). Le même travail est réalisé dans Desmars *et al.* (2018) pour la version améliorée du modèle.

En pratique, l'élévation de surface libre, directement fournie par l'instrument, se présente sous forme d'observations réparties sur une grille spatiale non-uniforme, du fait du phénomène d'ombrage évoqué en 1.4.2. La reconstruction (non-linéaire) donne de meilleurs résultats lorsque le jeu de données fourni par le lidar est une combinaison spatio-temporelle d'observations (Noguier *et al.*, 2014). Cela permet de lever l'ambiguïté sur le sens de propagation des vagues, mais aussi d'accéder à de nouveaux points de mesures, en illuminant à un instant donné des zones qui étaient dans l'ombre du lidar l'instant d'avant. Cette extension des observations est raisonnable, car la fréquence d'échantillonnage de l'instrument est suffisamment élevée.

L'identification des paramètres du modèle Choppy, quelle que soit la version retenue, se fait alors par assimilation de données. À partir d'un vecteur d'observations spatio-temporelles, les paramètres du modèle sont déterminés par la minimisation d'une fonction de coût quadratique, exprimant l'erreur RMS entre les observations et la modélisation. Cet algorithme est itératif, et s'il nécessite aujourd'hui quelques secondes pour converger, il devrait être possible de réduire grandement le temps de calcul associé. Les résultats sont bons en unidirectionnel et permettent de reproduire les grandes caractéristiques de la houle multidirectionnelle. D'autres études sont nécessaires pour évaluer la dépendance de la configuration de mesures à l'état de mer étudié.

### 1.5.4 Modèles non-linéaires

Enfin, certains modèles de vagues sont également capables de prendre en compte la propagation de la houle de façon complètement non-linéaire. Incorporés dans une méthodologie de prédiction déterministe, il seraient donc *a priori* susceptibles de fournir de meilleurs résultats que des modèles de propagation partiellement non-linéaires. Parmi ces modèles complètement non-linéaires, on peut citer la famille des méthodes d'éléments frontières (BEM), utilisant une formulation intégrale des équations pour résoudre le problème aux frontières du domaine de simulation, les méthodes volumiques reposant sur une discrétisation du domaine entier et une résolution par différences finies ou éléments finis, et enfin les méthodes spectrales qui résolvent le problème sur la surface libre uniquement.

Parmi ces approches, la méthode dite *High-Order Spectral* (HOS), appartenant à la famille des méthodes spectrales, est l'une des plus économes en temps de calcul. Ainsi, les modèles de vagues reposant sur une méthode HOS font partie des rares propositions complètement non-linéaires envisageables pour un objectif d'application en temps réel. Ces dernières années, plusieurs méthodes de prédiction déterministe utilisant ce genre de modèle ont été proposées.

#### 1.5.4.1 Méthode HOS

Ce paragraphe présente brièvement le principe de la résolution du problème de propagation par des modèles utilisant la méthode HOS. Reprenant les équations du problème des écoulements potentiels de fluide parfait présentés en 1.5.1, la méthode HOS s'appuie sur la reformulation des conditions aux limites de surface libre (1.6) et (1.7) proposée par Zakharov (1968) :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = (1 + |\nabla \eta|^2) \frac{\partial \phi}{\partial z} - \nabla \phi^s \cdot \nabla \eta \quad \text{en } z = \eta(\mathbf{x}, t) \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial \phi^s}{\partial t} = -g\eta - \frac{1}{2} |\nabla \phi^s|^2 + \frac{1}{2} (1 + |\nabla \eta|^2) \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \quad \text{en } z = \eta(\mathbf{x}, t) \quad (1.9)$$

Cette écriture des équations de surface libre reste complètement non-linéaire. À l'exception de la vitesse verticale du fluide à l'interface notée  $W = \frac{\partial \phi}{\partial z}$ , elle fait appel uniquement à des quantités surfaciques : l'élévation de surface libre  $\eta(\mathbf{x}, t)$  et le potentiel des vitesses surfacique  $\phi^s = \phi(\mathbf{x}, z = \eta, t)$ , évalué au niveau de la surface libre. Cela permet la résolution du problème sur une surface plutôt que sur un volume.

La méthode HOS, proposée par Dommermuth et Yue (1987) ainsi que par West *et al.* (1987), consiste alors à calculer la vitesse verticale  $W$  à l'aide d'un schéma itératif, puis à utiliser les conditions de surface libre pour avancer les inconnues  $\eta$  et  $\phi^s$  en temps. La détermination de  $W$  constitue le cœur de la méthode et se fait par une double expansion : une décomposition en série de puissances tronquée à un ordre de non-linéarité arbitraire, et un développement de Taylor autour de  $z = 0$ . L'adoption d'une approche spectrale pour résoudre le système d'équations qui en découle, combinée à l'utilisation de FFT, rend la méthode particulièrement efficace. Elle converge ainsi très rapidement avec le nombre de modes  $N$  et l'ordre de non-linéarité  $M$  choisis. Pour  $N$  et  $M$  fixés, le coût de calcul pour un pas de temps est estimé en  $O(M^2 N \log N)$ .

La grande précision de la méthode HOS et son efficacité numérique en font ainsi un outil de choix pour des simulations sur de vastes domaines spatio-temporels, d'autant plus qu'elle est bien adaptée à la modélisation d'états de mer réalistes. De nombreuses études ont déjà validé sa capacité à propager des états de mer complexes sur de longues périodes (voir par exemple Tanaka (2001); Ducrozet *et al.* (2007); Bonnefoy *et al.* (2010)). Pour ces raisons, cette approche a fait l'objet d'attentions renouvelées ces dernières années, et

a été largement étudiée en vue d’une éventuelle application à la prédiction déterministe et non-linéaire de vagues.

Le modèle développé par Wu (2004) semble représenter la première tentative d’appliquer une méthode HOS à la prédiction déterministe de vagues, suivi notamment par Blondel-Couprie (2009), Qi *et al.* (2018a), Köllisch *et al.* (2018) ou encore Klein *et al.* (2019). Tous ces travaux démontrent l’intérêt d’utiliser une méthode HOS pour une bonne prise en compte des non-linéarités aux échelles de prédiction considérées. La propagation est efficace et la précision des résultats satisfaisante, y compris pour des états de mers multidirectionnels.

Cependant, les difficultés rencontrées dans l’initialisation du modèle à partir des observations disponibles compliquent son utilisation pour des applications de prédiction en temps réel. En effet, comme pour les autres méthodes décrites précédemment, les mesures sont fournies uniquement sous la forme de champs d’élévation de surface libre. Dans le cas des méthodes HOS, l’étape d’initialisation fait appel à des procédés d’optimisation ou d’assimilation de données, principalement pour en retirer des conditions initiales complètes : il s’agit d’obtenir également le champ initial du potentiel de surface  $\phi^s$  correspondant à l’élévation de surface libre mesurée, et ce de façon non-linéaire. Du fait de la prise en compte des non-linéarités d’ordre supérieur, le coût en calcul associé à ces opérations augmente encore par rapport à l’assimilation de données réalisée pour des modèles partiellement non-linéaires.

Les problèmes spécifiques à l’approche HOS et les tentatives de résolution sont décrits plus en détail dans le paragraphe suivant.

#### 1.5.4.2 Difficultés d’initialisation du modèle HOS

Dans la formulation HOS classique, le domaine de simulation est considéré comme périodique et les simulations doivent être initialisées par le renseignement de deux quantités surfaciques sur tout le domaine spatial : l’élévation de surface libre  $\eta(\mathbf{x}, t = 0)$  et le potentiel des vitesses surfacique  $\phi^s(\mathbf{x}, z = \eta, t = 0)$ , qui sont des quantités théoriquement indépendantes l’une de l’autre. Plusieurs difficultés surgissent de cette contrainte.

La première est que le champ d’élévation de surface libre décrit par le modèle est non-linéaire et doit donc être initialisé avec des champs eux-mêmes non linéaires. Dans un objectif de prédiction déterministe à court terme, l’initialisation du modèle doit être la plus précise possible, sous peine de ne pas reproduire correctement le champ de vagues étudié et d’entraîner une augmentation rapide de l’erreur lors de la phase de prédiction. Les conditions initiales ne peuvent donc pas être fournies simplement à l’aide d’une méthode linéaire qui utiliserait par exemple des données spectrales.

Cela peut avoir des conséquences sur l’utilité directe des données récoltées avec les techniques de mesures disponibles actuellement, qui constituent malgré tout un des piliers de la prédiction. Fucile (2017) considère par exemple que les radars, malgré l’avantage indéniable apporté par leur capacité à échantillonner de vastes régions spatiales, ne permettent pas d’initialiser directement le modèle HOS. En effet, les hypothèses classiques utilisées dans les techniques d’inversion du signal radar conduisent à une élévation de surface libre dépourvue des informations non-linéaires qui seraient nécessaires à une initialisation correcte.

Le deuxième problème lié à l’initialisation est que les moyens de mesure actuellement disponibles ne sont généralement capables de fournir que des champs d’élévation de surface libre (ceci parfois au prix de traitements complexes des données), quand il faudrait disposer d’informations indépendantes supplémentaires telles que la valeur du potentiel de vitesse

à la surface libre,  $\phi^s$ . Ce genre d'information n'étant pas facile à récupérer à partir de mesures de terrain, cette quantité peut être soit approximée au premier ordre (Klein *et al.*, 2019), soit calculée à l'aide d'un processus d'assimilation de données (Aragh et Nwogu, 2008; Blondel-Couprie et Naaijen, 2012; Köllisch *et al.*, 2018), aucune de ces méthodes n'étant pleinement satisfaisante en raison des approximations faites ou des coûts de calcul supplémentaires induits.

Plus généralement, du fait de ces difficultés les mesures d'élévation de surface libre doivent subir un « pré-traitement » avant d'être jugées aptes à l'initialisation du modèle. La procédure varie suivant les approches et si Klein *et al.* (2019) se contentent d'initialiser le potentiel surfacique par approximation au premier ordre, la plupart des méthodes retenues impliquent plutôt des processus itératifs susceptibles d'augmenter le temps total de calcul.

Ainsi, Wu (2004) et Blondel *et al.* (2010); Blondel-Couprie *et al.* (2013) ont recours à une procédure d'optimisation pour déterminer  $\eta(\mathbf{x}, t = 0)$  et  $\phi^s(\mathbf{x}, z = \eta, t = 0)$  à partir de mesures ponctuelles effectuées par des sondes à houle. Formulée comme un problème variationnel, cette procédure consiste à minimiser l'erreur d'assimilation (la fonction de coût) par une méthode directe, par exemple à l'aide d'un schéma de Rosenbrock. Cela permet d'éviter le calcul du gradient de la fonction de coût, qui dans le cas de l'approche HOS ne dépend pas directement des paramètres de contrôle, et serait donc soit très complexe soit très exigeant en temps de calcul. Malgré ce choix, le procédé retenu nécessite de nombreuses évaluations de la fonction de coût, chacune d'elle impliquant de recourir à une simulation HOS. Le temps de calcul associé est donc très long.

Aragh et Nwogu (2008), quant à eux, testent une procédure d'assimilation de données variationnelle reposant sur le calcul du gradient par méthode adjointe, qui demande moins d'évaluations de la fonction coût. Cependant l'expression du modèle linéaire tangent et du modèle adjoint est de plus en plus difficile lorsque l'ordre de non-linéarité retenu augmente. Ainsi, leurs travaux sont présentés à un ordre de non-linéarité  $M = 3$  pour HOS, alors que l'expression des modèles linéaires tangent et adjoint est limitée à l'ordre 1, dégradant la précision de la solution et l'intérêt de la procédure.

Ces exemples de mise en place d'étapes supplémentaires pour initialiser correctement le modèle soulignent que dans le fonctionnement actuel des méthodes de prédiction utilisant des modèles HOS, la plus grande partie du temps de calcul est consacrée au traitement des données recueillies sur les vagues incidentes avec la technologie disponible sur le terrain. Cette phase de pré-traitement représente aujourd'hui le principal obstacle à une application en temps réel.

On peut cependant noter que très récemment, Köllisch *et al.* (2018) ont proposé une approche alternative pour obtenir le potentiel de surface libre  $\phi^s$  à partir des enregistrements de surface libre. La procédure d'assimilation de données qu'ils présentent repose sur l'hypothèse que les mesures de surface libre sont échelonnées dans le temps, permettant un calcul direct des dérivées temporelles. Une méthode de Newton-Krylov est utilisée pour obtenir les champs d'élévation de surface libre  $\eta(\mathbf{x}, t = 0)$  et de potentiel surfacique  $\phi^s(\mathbf{x}, z = \eta, t = 0)$  qui soient cohérents à la fois avec les données disponibles et avec l'équation d'évolution non-linéaire de la surface libre. La procédure d'assimilation mise en place semble efficace et permettrait une prédiction déterministe compatible avec le temps réel. Ces conclusions sont émises sous les conditions que les données d'élévation de surface libre soient elles aussi disponibles en temps réel et que les mesures soient complètes. L'importance potentielle des erreurs de mesure, non prise en compte dans ce travail, est également soulignée.

En résumé, l'utilisation d'un modèle HOS pour la propagation de champs de vagues non-linéaires est très prometteuse en raison de la grande précision obtenue et de l'efficacité numérique de la méthode. L'inconvénient majeur, toutefois, est qu'un tel modèle est difficile à initialiser à l'aide des données recueillies sur l'état de mer incident qui, au vu des moyens de mesure actuellement disponibles, se présentent généralement sous forme de champs d'élévation de surface libre. Cette difficulté se traduit par l'ajout d'étapes de pré-traitement complexes entre la collecte des données et la propagation du champ de vagues, susceptibles d'augmenter déraisonnablement le temps de calcul et d'empêcher un fonctionnement de la méthode en temps réel.

## 1.6 Bilan

À l'issue de cet état des lieux, un premier constat est que la prédiction déterministe d'états de mers complexes n'est obtenue avec une précision satisfaisante qu'en utilisant des modèles au moins partiellement non-linéaires. En particulier, la prise en compte d'une relation de dispersion correcte s'avère essentielle. Même avec une approche linéaire, une correction non-linéaire de cette relation de dispersion permet déjà des améliorations importantes et peut apporter des résultats satisfaisants en termes de prédiction et de temps de calcul (Blondel-Couprie *et al.*, 2013; Desmars *et al.*, 2020). Cependant, selon la cambrure des états de mer et les distances de propagation considérées, l'approche HOS peut dans certains cas être la seule à garantir une prédiction de qualité. La propagation avec ce genre de modèle est efficace et la précision des résultats est satisfaisante, y compris pour des états de mers multidirectionnels et sans contraintes sur la largeur du spectre.

Ces arguments, ainsi que l'expérience déjà acquise au LHEEA dans le développement et l'utilisation de modèles HOS (Le Touzé, 2003; Bonnefoy, 2005; Ducrozet, 2007; Blondel-Couprie, 2009; Perignon, 2011; Gouin, 2016), plaident pour l'adoption de cette approche dans notre contexte d'étude. Deux codes HOS *open-source* ont été développés au LHEEA ces dernières années. Le premier, HOS-ocean (Ducrozet *et al.*, 2016), reprend la formulation classique et propose un outil de simulation pour des domaines océaniques ouverts. Ce code a été utilisé par exemple dans les thèses de Blondel-Couprie (2009) et Perignon (2011), réalisées au LHEEA sur la prédiction déterministe de houle. Le deuxième code, HOS-NWT (Ducrozet *et al.*, 2012), a été développé pour reproduire un bassin numérique. Il utilise une formulation des conditions aux limites différente de la version classique pour prendre en compte le problème de génération des vagues avec un batteur.

Le deuxième constat est que malgré ces atouts indéniables, l'initialisation d'un modèle HOS à partir des capacités de mesures actuelles est tout sauf triviale. En effet, parmi le type de données qu'il est raisonnablement envisageable d'obtenir avec les techniques d'instrumentation disponibles, les champs d'élévation de surface libre sont les grandeurs les plus largement utilisées. Le développement récent des techniques de détection par radar ou lidar permet aujourd'hui de fournir plus ou moins directement des estimations de ces champs. Ce type de données présente l'avantage de produire des informations directionnelles plus détaillées par rapport à des mesures ponctuelles. Cependant pour initialiser un modèle HOS classique, la connaissance de l'élévation de surface libre reste insuffisante et impose l'ajout d'une étape d'assimilation de données, ce qui augmente grandement le temps de calcul nécessaire à l'obtention d'une prédiction, et fait douter de la viabilité de la méthode globale pour une application en temps réel.

Pour pallier ces difficultés, le présent travail de thèse développe une méthodologie originale permettant d'utiliser un modèle de propagation non-linéaire complet de type HOS, tout en s'affranchissant de la phase d'assimilation. Cette nouvelle approche repose sur la

mesure de la cinématique induite par les vagues plutôt que sur des données d'élévation de surface libre, et sera le sujet du prochain chapitre.

# Chapitre 2

## Méthode de prédiction proposée

---

Ce chapitre présente la méthode mise en œuvre dans ce travail pour obtenir une prédiction déterministe de vagues, dont les performances seront évaluées dans les prochains chapitres. Dans la section 2.2, après l'exposé des hypothèses choisies pour circonscrire le problème, on présente le principe général de la méthode de prédiction, définissant également la zone spatio-temporelle sur laquelle cette prédiction est accessible. La section 2.3 propose quant à elle un bref aperçu du fonctionnement du modèle de propagation retenu et de ses avantages.

---

### Sommaire

---

2.1	Introduction . . . . .	<b>38</b>
2.2	Exposé de la méthode générale . . . . .	<b>39</b>
2.2.1	Hypothèses . . . . .	39
2.2.2	Principe . . . . .	40
2.2.3	Zone de prédiction accessible . . . . .	41
2.3	Modèle de vagues : HOS-NWT . . . . .	<b>43</b>
2.3.1	Formulation du problème . . . . .	43
2.3.2	Cœur de la méthode HOS . . . . .	45
2.3.3	Résolution par méthode spectrale . . . . .	46
2.3.4	Génération de la houle : condition en $x_0$ . . . . .	46
2.3.5	Autres aspects numériques . . . . .	47
2.3.6	Avantages du modèle choisi . . . . .	47
2.4	Bilan . . . . .	<b>48</b>

---

## 2.1 Introduction

L'objectif de ce travail de thèse est de proposer une méthode de prévision déterministe de houle, qui permettrait la mise en place d'une stratégie de contrôle actif de dispositifs houlomoteurs pour maximiser l'énergie récupérée. Cette méthode doit être fiable pour des distances de propagation de l'ordre de plusieurs centaines de mètres et un horizon de prédiction d'une vingtaine de secondes. Elle doit également rester précise sur la phase des vagues, être adaptée à des états de mer complexes et être opérable en temps réel.

Comme exposé au Chapitre 1, les modèles de prédiction développés jusqu'à présent fonctionnent généralement en deux étapes : la reconstruction de l'état de mer autour de la zone d'intérêt à partir de données *in situ* pour initialiser un modèle de vagues, et la propagation à l'aide de ce modèle. Lors de l'étape d'initialisation, l'information sur l'état de mer incident est le plus souvent prise en compte sous forme d'élévation de surface libre. Celle-ci peut être obtenue à l'aide de mesures ponctuelles (Wu, 2004; Blondel-Couprie *et al.*, 2013) ou, le plus souvent, surfaciques (Aragh et Nwogu, 2008; Naaïjen et Wijaya, 2014; Belmont *et al.*, 2014; Desmars *et al.*, 2018). Dans le cas de modèles non-linéaires, l'utilisation de ces mesures pour l'initialisation requiert une étape d'assimilation de données, qui est exigeante en temps de calcul et qui empêche l'obtention de la prévision en temps réel.

Ce chapitre propose une méthode alternative pour la prévision déterministe de houle. Son originalité réside dans l'exploitation d'un autre type d'informations que l'élévation de surface libre, permettant de s'affranchir du goulet d'étranglement qu'est l'assimilation de données dans les approches classiques. Dans cette nouvelle méthode, présentée dans la section 2.2, les données sur l'état de mer incident sont ainsi recueillies sous forme de profils de vitesse due aux vagues le long de la colonne d'eau, fournissant une information volumique plutôt que surfacique. Cette information est utilisée pour initialiser un modèle de propagation à partir du repos, via une condition aux limites exprimée sous la forme d'un flux horizontal imposé.

Au vu des échelles spatio-temporelles considérées et de l'application envisagée ici, il est important de modéliser correctement les effets non-linéaires lors de la propagation des vagues, notamment pour garantir une bonne prédiction de la phase des vagues. L'étape de propagation est donc assurée ici à l'aide d'un modèle de vagues reposant sur la méthode HOS (cf section 2.3), qui permet de prendre en compte les non-linéarités de l'état de mer jusqu'à un ordre arbitraire. Ce modèle utilise une version légèrement différente de la formulation HOS classique, initialement exprimée pour un domaine ouvert. Il a été sélectionné car il fournit une prévision non-linéaire à un coût de calcul particulièrement intéressant pour des applications visant le temps réel.

Le modèle de vagues choisi ayant fait l'objet de nombreux travaux de validation ces dernières années (Bonney *et al.*, 2010; Ducroz *et al.*, 2006, 2012), sa capacité à rendre compte précisément et efficacement de la propagation d'états de mer complexes est déjà bien établie. La difficulté principale posée par la méthode développée réside alors dans les modalités pratiques d'alimentation du modèle. Dans cette nouvelle approche, la simulation part de l'état de repos, et l'étape d'initialisation du modèle ne pose donc pas de problème particulier. Il reste cependant à déterminer quel type de mesures est susceptible de fournir une information exploitable sur la vitesse du fluide, et comment obtenir, à partir de ces mesures, l'expression de la condition aux limites imposée en amont du domaine sous la forme d'un flux horizontal prescrit à chaque instant.

On note pour finir que l'approche retenue repose sur la propagation, dans le temps et dans l'espace, d'informations sur l'état de mer recueillies sur une étendue spatiale et

temporelle finie. En conséquence, la région spatio-temporelle dans laquelle une prédiction fiable est théoriquement accessible à partir de ces informations est elle aussi limitée, et il conviendra de proposer une définition de cette zone de prédiction théorique.

## 2.2 Exposé de la méthode générale

### 2.2.1 Hypothèses

Dans le cadre de ce travail, on se place en deux dimensions (vagues unidirectionnelles uniquement) et en profondeur intermédiaire constante  $h$ . L'extension au cas tridimensionnel ne pose pas de difficulté théorique mais se heurte à des contraintes pratiques liées aux moyens de mesure, qui seront abordées plus loin. Les effets du forçage par le vent, celui des courants ainsi que le déferlement sont ignorés. Le domaine spatial considéré, noté  $\mathcal{D}$ , est associé au système de coordonnées cartésien  $(O, x, z)$ . L'axe vertical ( $Oz$ ) est orienté vers le haut et l'altitude  $z = 0$  correspond au niveau de la surface libre au repos. Les vagues se propagent suivant l'axe horizontal ( $Ox$ ), dans le sens des  $x$  croissants. La zone d'étude est délimitée horizontalement par les bornes notées  $x = x_0$  et  $x = x_0 + L_x$ , verticalement par le fond plat en  $z = -h$  et par la surface libre paramétrée par  $z = \eta(x, t)$ . La configuration générale est présentée sur la Figure 2.1. En supposant le fluide incompressible et non visqueux, et l'écoulement irrotationnel, on se place dans le cadre de la théorie des écoulements potentiels de fluide parfait.

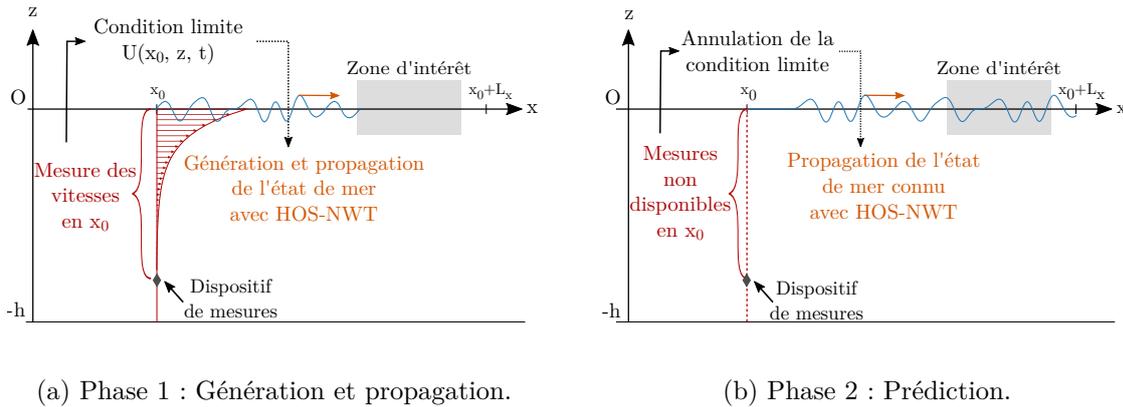


FIGURE 2.1 – Méthode proposée pour la prédiction déterministe de vagues.

Ceci constitue bien sûr une simplification du problème, source de limitations si l'on souhaite appliquer la méthode à des cas réels complexes. Cependant, ces hypothèses simplificatrices sont jugées suffisantes pour une première étude de faisabilité. Il sera toujours temps de lever ces restrictions au moment de tester la méthode de prédiction dans des situations réelles, au prix d'une complexification du problème. On peut noter dès maintenant que certains modèles HOS sont déjà capables de prendre en compte le déferlement des vagues (Seiffert *et al.*, 2017) ou encore, pour des formulations en domaine ouvert, les effets d'une propagation en profondeur variable (Gouin, 2016) ainsi que certains effets dus à la présence de courant (Wu, 2004).

### 2.2.2 Principe

La méthode présentée vise à fournir une prédiction déterministe de houle à un horizon de quelques périodes pic (de l'ordre de 20 secondes), à partir d'un dispositif de mesures de vitesse installé en amont de la zone d'intérêt. L'approche retenue, illustrée sur la Figure 2.1, consiste à mesurer la vitesse de l'écoulement due à la houle le long d'une colonne d'eau, en un point fixe noté  $x_0$ . Les mesures sont utilisées pour reconstruire le profil de la composante horizontale de la vitesse instantanée en  $x_0 : U(x_0, z, t)$ . Ce profil est renseigné comme condition aux limites dans un modèle déterministe et non-linéaire de propagation, et représente un flux horizontal imposé à la frontière amont.

Partant d'un état initial au repos, le processus de prédiction se décompose alors en deux temps : la reconstruction de l'état de mer, puis la prédiction proprement dite. La phase de reconstruction, de durée  $T$  et située dans le passé par convention, est présentée sur la Figure 2.1a. Pour  $-T \leq t \leq 0$ , les mesures de vitesse obtenues en  $x_0$  dans la colonne d'eau sont actualisées en permanence. La condition aux limites, obtenue à partir de ces mesures et fournie au modèle de propagation, prend la forme d'un profil instantané de vitesse horizontale imposé en  $x_0$ . Le modèle génère puis propage la houle incidente à partir de  $x_0$  jusqu'à la zone d'intérêt en aval. Dans un deuxième temps illustré sur la Figure 2.1b, pour  $t > 0$ , les mesures de vitesse contenant l'information sur l'état de mer incident en  $x_0$  ne sont plus mises à jour, et la condition aux limites est mise à zéro. Le modèle de vagues ne propage alors plus que de l'information collectée avant  $t = 0$  et déjà présente dans le domaine de simulation, marquant le début de la phase de prédiction proprement dite en aval.

Cette approche peut être vue comme une variante des deux étapes constituant la plupart des méthodes de prédiction déterministes, décrites au Chapitre 1. Ici, l'étape d'initialisation du modèle est remplacée par une étape de génération et propagation « directe » de l'état de mer à partir du repos, à l'aide du modèle de vagues. L'avantage principal de cette approche est qu'elle se déleste de la procédure d'assimilation de données requise par l'étape habituelle d'initialisation, qui représente la plus grande partie du temps de calcul pour l'obtention d'une prévision non-linéaire (Blondel-Couprie *et al.*, 2013). Elle la remplace par une période plus longue de simulation de l'état de mer, mais qui ne nécessite qu'une seule itération du modèle de propagation.

Cette formulation permet également d'avoir recours à un modèle de bassin de houle numérique, qui génère les vagues à partir d'une condition aux limites telle que la vitesse horizontale sur la colonne d'eau. Divers niveaux de complexité et de précision peuvent être envisagés, la propagation pouvant se faire en linéaire ou à l'aide d'un modèle non-linéaire complexe (de type BEM, ou volumique). Ici, on choisit d'utiliser le modèle HOS-NWT (Le Touzé, 2003; Bonnefoy, 2005; Ducrozet, 2007; Bonnefoy *et al.*, 2010), reposant sur la méthode HOS qui prend en compte les non-linéarités jusqu'à un ordre arbitraire. Ce modèle, décrit dans la section 2.3, a été sélectionné pour son efficacité de calcul et la précision des résultats obtenus même pour des états de mer fortement non-linéaires.

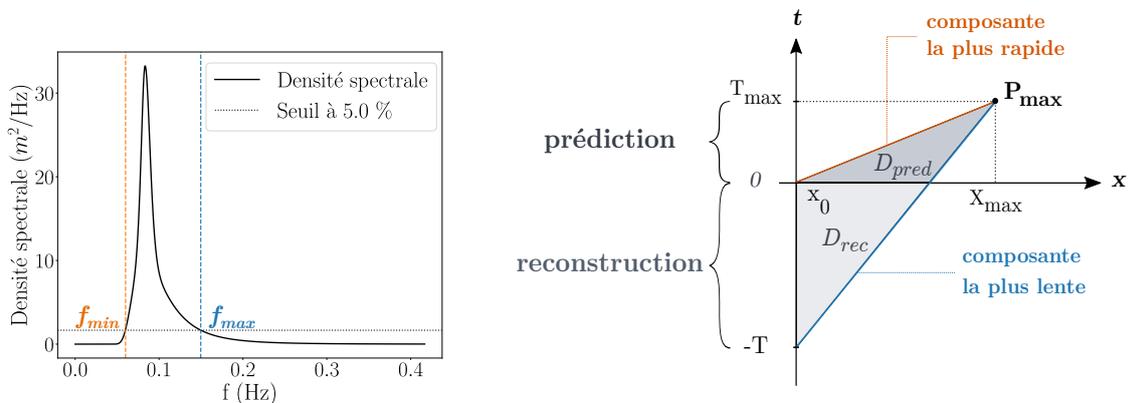
### 2.2.3 Zone de prédiction accessible

À l’instar d’autres méthodes de prédiction reposant sur la propagation d’informations collectées en amont de la zone d’intérêt, le procédé décrit ici ne peut fournir de reconstruction-prédiction fiable que sur une région spatio-temporelle finie : les données recueillies par un dispositif de mesures ponctuel étant limitées dans le temps et dans l’espace, l’étendue sur laquelle on peut reconstruire et prédire la houle l’est aussi. La zone de prédiction théorique, notée  $\mathcal{D}_{x,t}$ , désigne ainsi le domaine spatio-temporel rendu accessible par le calcul déterministe avec les informations dont on dispose. Cette notion a déjà été largement discutée dans de nombreuses publications, par exemple dans Wu (2004); Blondel-Couprie (2009); Naaijen *et al.* (2014); Qi *et al.* (2018b); Fucile *et al.* (2018), etc. On se contente donc ici d’en donner la définition adaptée au contexte de l’étude, à savoir pour de la houle unidirectionnelle, mesurée en amont de la zone d’intérêt en un unique point fixe situé en  $x_0$ , pendant une durée  $T$  (avec  $t \in [-T; 0]$ ).

Lorsqu’on s’intéresse à un champ de vagues irrégulières se propageant dans une seule direction, l’élévation de surface libre peut être décrite comme une superposition de sinusoïdes caractérisées par différentes fréquences, amplitudes et phases. La répartition énergétique des contributions entre ces différentes composantes est donnée par le spectre de vagues, dont un exemple est présenté sur la Figure 2.2a. En considérant que le contenu énergétique du spectre est négligeable à l’extérieur de bornes en fréquence  $f_{min}$  et  $f_{max}$  judicieusement choisies, l’étude de la propagation des vagues peut être réduite aux composantes comprises entre ces bornes, tout en prenant en compte correctement les phénomènes physiques principaux. L’état de mer en un point  $(x_1, t_1)$  donné peut alors être décrit si la contribution de toutes les composantes comprises entre  $f_{min}$  et  $f_{max}$  est connue en ce point, c’est-à-dire si à la fois :

- toutes les composantes pertinentes ont été mesurées en  $x_0$  entre  $t = -T$  et  $t = t_1$  ;
- ces composantes se sont propagées jusqu’en  $x_1$  entre  $t = -T$  et  $t = t_1$ .

La zone de prévision définie par ces critères est ainsi délimitée conjointement par la vitesse de propagation de la composante la plus lente mesurée à  $t = -T$  d’une part, et par celle de la composante la plus rapide mesurée à  $t = 0$  d’autre part, comme illustré sur la Figure 2.2b.



(a) Exemple d’un spectre de vagues et de ses bornes  $f_{min}$  et  $f_{max}$  délimitant les contributions retenues.

(b) Zone théoriquement accessible à la prédiction déterministe de vagues, en fonction de la durée de mesure  $T$  et des vitesses de groupe considérées.

FIGURE 2.2 – Définition de la zone de prédiction.

Pour le domaine spatio-temporel considéré ici, où  $x \geq x_0$  et  $t \geq -T$ , cela se traduit par la double inégalité suivante (Blondel-Couprie, 2009) :

$$(x_1, t_1) \in \mathcal{D}_{x,t} \quad \text{si} \quad -T + \frac{x_1 - x_0}{C_{g_{min}}} \leq t_1 \leq \frac{x_1 - x_0}{C_{g_{max}}} \quad (2.1)$$

où  $C_{g_{min}} = C_g(f_{max})$  et  $C_{g_{max}} = C_g(f_{min})$  sont les vitesses de groupe des composantes respectivement les plus lentes et les plus rapides de l'état de mer considéré. Par la suite, on notera également  $t_{min}(x_1) = -T + (x_1 - x_0)/C_{g_{min}}$  et  $t_{max}(x_1) = (x_1 - x_0)/C_{g_{max}}$  les bornes de la plage temporelle pour laquelle il est possible d'obtenir une reconstruction - prédiction de la surface libre au point  $x_1$ .

Divers travaux ont précédemment débattu du choix de la vitesse de phase ou de groupe pour ces estimations, notamment Morris *et al.* (1998); Wu (2004); Abusedra et Belmont (2011); Naaijen *et al.* (2014). En effet, chaque composante fréquentielle se propage individuellement à sa vitesse de phase mais l'énergie (ou l'information) associée à ces composantes se propage quant à elle à leur vitesse de groupe. Les études numériques et expérimentales présentées dans Naaijen *et al.* (2014) plaident en faveur de l'utilisation de la vitesse de groupe, qui est ainsi retenue pour la définition de la zone de prédiction.

Les vitesses de groupe limites  $C_{g_{min}}$  et  $C_{g_{max}}$  dépendent elles-mêmes des bornes fréquentielles  $f_{min}$  et  $f_{max}$  choisies, qui doivent permettre de rendre compte au mieux de l'information contenue dans le spectre de vagues tout en garantissant un horizon de prédiction satisfaisant. Dans notre démarche, sur le modèle de Blondel-Couprie (2009) (mais contrairement à Wu (2004)),  $f_{min}$  et  $f_{max}$  sont choisies de façon à ne conserver que les fréquences pour lesquelles la densité spectrale d'énergie est supérieure à un pourcentage donné de la densité d'énergie au pic (cf Figure 2.2a), fixé classiquement à 5 %.

Enfin,  $C_{g_{min}}$  et  $C_{g_{max}}$  sont calculées ici avec la relation de dispersion linéaire : bien que le présent travail aborde la prédiction de vagues non-linéaires, plusieurs études ont démontré que la zone de prévision théorique obtenue à partir d'une relation de dispersion linéaire s'avérait plus restrictive qu'en prenant les non-linéarités en compte (Wu, 2004; Blondel-Couprie, 2009; Qi *et al.*, 2018a). La zone de prédiction théorique calculée de cette manière donne ainsi une estimation minimale du domaine accessible, et une bonne qualité de prédiction est susceptible d'être observée légèrement en-dehors des bornes retenues, même si pour les vitesses en jeu l'influence des non-linéarités reste de toute façon limitée.

À partir de l'inégalité (2.1), les coordonnées des « extrémités » de la zone de prédiction notées  $P_{min} = (X_{min}, T_{min})$  et  $P_{max} = (X_{max}, T_{max})$  sont alors données par :

$$\begin{cases} X_{min} = x_0, & X_{max} = x_0 + T \frac{C_{g_{min}} \cdot C_{g_{max}}}{C_{g_{max}} - C_{g_{min}}} \\ T_{min} = -T, & T_{max} = T \frac{C_{g_{min}}}{C_{g_{max}} - C_{g_{min}}} \end{cases} \quad (2.2)$$

L'instant  $T_{max}$  est l'horizon de prédiction maximal accessible avec le dispositif décrit, qui est atteint au point  $X_{max}$ . Comme évoqué au paragraphe 2.2.2, pour  $t \in [-T; 0]$  la zone de prédiction s'apparente plutôt à une zone de reconstruction, notée  $\mathcal{D}_{rec}$  (en gris clair) sur la Figure 2.2b. La prédiction proprement dite ne concerne que la partie de la zone pour laquelle  $t \in [0; t_{max}]$ , notée  $\mathcal{D}_{pred}$  (en gris plus foncé) sur la Figure 2.2b.

**Remarque :** Cette définition d'une zone de prédiction théoriquement accessible ne tient compte ni de l'influence des erreurs de mesure, ni d'éventuelles erreurs dans le modèle de propagation. Il s'agit uniquement de séparer la zone dans laquelle on peut aspirer à construire une prédiction satisfaisante, si les mesures sont de bonne qualité, du reste du domaine pour lequel les informations n'ont simplement pas été recueillies aux endroits et aux instants nécessaires. C'est donc une étendue théorique, qui ne garantit pas une erreur

de prédiction nulle dans son périmètre. Par ailleurs, lorsque l'on considère de la houle irrégulière constituée de nombreuses contributions fréquentielles, la qualité de la prédiction se dégrade graduellement aux abords extérieurs de la zone théoriquement accessible, plutôt que de produire brusquement une prédiction inutilisable : en d'autres termes, l'augmentation de l'erreur est continue (Qi *et al.*, 2018a).

## 2.3 Modèle de vagues : HOS-NWT

Dans la méthode présentée en 2.2.2, l'information mesurée sur l'état de mer incident est utilisée pour reconstruire puis propager les vagues le long de l'axe ( $Ox$ ) à l'aide d'un flux horizontal imposé en  $x_0$ . Cette étape est réalisée à l'aide du code open-source HOS-NWT<sup>[1]</sup>, développé au LHEEA depuis 2002 (Le Touzé, 2003; Bonnefoy, 2005; Ducrozet, 2007; Bonnefoy *et al.*, 2010).

Il s'agit d'un modèle de propagation déterministe et non-linéaire reposant sur la méthode HOS et conçu à l'origine pour modéliser un bassin de houle numérique. Ce code a été sélectionné pour ses très bonnes performances numériques ainsi que son haut niveau de précision (Ducrozet *et al.*, 2012). Ces propriétés en font un outil particulièrement adapté à la prédiction d'états de mer complexes, tout en conservant la possibilité d'atteindre le temps réel. De plus, dans HOS-NWT la génération des vagues par un batteur à houle est modélisée en imposant un flux horizontal au niveau de la position du batteur, qui varie autour de  $x_0$ . Cette proximité avec notre problématique permet d'adapter facilement le modèle pour servir l'application visée.

Le fonctionnement du modèle HOS-NWT est déjà décrit en détail dans plusieurs travaux, par exemple Ducrozet *et al.* (2006) ou Ducrozet *et al.* (2012). Dans cette section, on extrait de ces publications un résumé des caractéristiques principales du modèle, avant de présenter les changements mineurs apportés pour l'adapter à notre problématique de prédiction.

### 2.3.1 Formulation du problème

On considère le domaine fluide  $\mathcal{D}$  défini précédemment (cf. 2.2.1), de longueur  $L_x$  et de profondeur constante  $h$ . Le domaine est délimité horizontalement par les sections  $x = x_0$ , qui dans la version originelle du code marque la position du batteur au repos, et  $x = x_0 + L_x$ , correspondant au mur opposé du bassin. Le fluide est initialement au repos, et on cherche à décrire l'évolution dans le temps et dans l'espace de l'élévation de surface libre  $\eta(x, t)$ . Sous les hypothèses énoncées en 2.2.1, la vitesse du fluide dans tout le domaine dérive d'un potentiel, et l'équation de continuité devient l'équation de Laplace pour le potentiel des vitesses  $\phi$  :

$$\Delta\phi = 0 \quad \text{dans } \mathcal{D} \quad (2.3)$$

La condition aux limites au fond du bassin numérique est une condition de flux nul :

$$\frac{\partial\phi}{\partial z} = 0 \quad \text{en } z = -h \quad (2.4)$$

La condition cinématique à la surface libre s'écrit comme une condition de flux nul à travers la surface libre (imperméabilité) et la condition dynamique de surface libre, découlant de l'équation de Bernoulli, traduit le fait qu'au niveau de la surface libre la pression du fluide est égale à la pression atmosphérique. Suivant la formulation de Zakharov (1968), ces deux équations sont exprimées en fonction de quantités surfaciques, à savoir l'élévation

---

[1]. Disponible à l'adresse : <https://github.com/LHEEA/HOS-NWT>

de surface libre  $\eta$  et le potentiel de surface  $\phi^s$  défini par  $\phi^s(x, t) = \phi(x, z = \eta, t)$ . Elles s'écrivent alors :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \left(1 + |\nabla \eta|^2\right) \frac{\partial \phi}{\partial z} - \nabla \phi^s \cdot \nabla \eta \quad \text{en } z = \eta(x, t) \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial \phi^s}{\partial t} = -g\eta - \frac{1}{2} |\nabla \phi^s|^2 + \frac{1}{2} \left(1 + |\nabla \eta|^2\right) \left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right)^2 \quad \text{en } z = \eta(x, t) \quad (2.6)$$

où  $\nabla$  est le gradient horizontal (ici en deux dimensions, on a simplement  $\nabla = \partial/\partial x$ ). Dans ces expressions, la seule quantité non surfacique est la vitesse verticale  $W = \frac{\partial \phi}{\partial z}(x, z = \eta, t)$ , dont l'évaluation constitue le cœur de la méthode HOS. Une fois  $W$  obtenue, les inconnues  $\eta$  et  $\phi^s$  peuvent être avancées en temps grâce aux équations (2.5) et (2.6).

Pour clore le système, on exprime pour finir les conditions aux limites sur les frontières latérales du domaine :  $x = x_0$  et  $x = x_0 + L_x$ . Contrairement aux équations précédentes qui sont communes à toutes les formulations HOS, y compris les versions originelles développées pour des domaines de simulation ouverts (Dommermuth et Yue, 1987; West *et al.*, 1987; Ducrozet *et al.*, 2007; Bonnefoy *et al.*, 2010), les conditions aux limites latérales diffèrent entre les versions modélisant des domaines ouverts et celles reproduisant un bassin de houle numérique. Dans le premier cas, elles prennent la forme de champs  $\eta$  et  $\phi^s$  imposés, le domaine étant supposé périodique dans l'espace. Dans le deuxième cas qui nous intéresse ici, les conditions aux limites périodiques de la méthode originelle sont remplacées par des conditions de Neumann en  $x_0$  et sur la paroi opposée :

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad \text{en } x = x_0 \quad \text{et } x = x_0 + L_x \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad \text{en } x = x_0 + L_x \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = U(z, t) \quad \text{en } x = x_0 \quad (2.9)$$

où  $U(z, t)$  est le flux horizontal imposé en  $x_0$ , responsable de la génération des vagues dans le domaine. Dans la méthode générale décrite en 2.2.2, il s'agit du profil instantané de vitesse horizontale obtenu à partir des mesures en  $x_0$ .

**Remarque :** L'expression de la condition aux limites (2.9) est plus simple que dans la version décrivant un bassin numérique complet telle qu'initialement développée au LHEEA. Ici, elle s'exprime en effet comme une condition de flux imposée sur une surface fixe (en  $x_0$ ), au lieu d'une condition de flux nul sur la surface du batteur en mouvement, qui s'écrirait :

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial X}{\partial t} - \frac{\partial X}{\partial z} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad \text{en } x = X(z, t)$$

où  $x = X(z, t)$  désigne la position du batteur. Par rapport au code HOS-NWT décrivant un bassin numérique, cette version présente donc l'avantage d'appliquer la condition aux limites directement en  $x_0$ . Cela supprime les difficultés liées à la prise en compte d'une frontière mobile, la quantité  $\partial \phi / \partial x$  étant renseignée directement et sans approximation sur les non-linéarités du flux imposé.

### 2.3.2 Cœur de la méthode HOS

L'expression des conditions aux limites de surface libre (2.5) et (2.6) à l'aide de quantités surfaciques permet de simplifier drastiquement le problème, en le ramenant à une résolution des inconnues au niveau de la surface libre seulement (s'affranchissant ainsi de la dimension  $z$ ). Le cœur de la méthode HOS, développée indépendamment par West *et al.* (1987) et Dommermuth et Yue (1987), consiste alors à évaluer, à partir de  $\eta$  et  $\phi^s$  et de façon itérative, la seule quantité volumique restante dans les équations (2.5) et (2.6) : la vitesse verticale au niveau de la surface libre,  $W(x, t) = \frac{\partial \phi}{\partial z}(x, z = \eta(x, t), t)$ .

La méthode repose sur une double expansion du potentiel des vitesses. Dans un premier temps,  $\phi$  est décomposé en série de puissances de  $\eta$ , tronquée à l'ordre  $M$  (appelé ordre HOS) :

$$\phi(x, z, t) = \sum_{m=1}^M \phi^{(m)}(x, z, t) \quad (2.10)$$

Chaque potentiel  $\phi^{(m)}$  est également exprimé au niveau de la surface libre comme un développement de Taylor autour de  $z = 0$  :

$$\phi^{(m)}(x, \eta, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\eta^n}{n!} \frac{\partial^n \phi^{(m)}}{\partial z^n}(x, 0, t) \quad (2.11)$$

La combinaison de ces deux développements donne un système triangulaire pour  $\phi$  :

$$\phi^{(1)}(x, 0, t) = \phi^s(x, t) \quad (2.12)$$

$$\phi^{(m)}(x, 0, t) = - \sum_{k=1}^{m-1} \frac{\eta^k}{k!} \frac{\partial^k \phi^{(m-k)}}{\partial z^k}(x, 0, t) \quad \text{pour } m > 1 \quad (2.13)$$

où la solution pour chaque ordre est obtenue successivement à partir des solutions d'ordre inférieur. De la même façon, à partir du système ((2.12), (2.13)) et du même type de décomposition, on peut former un deuxième système pour calculer la vitesse verticale au niveau de la surface libre  $W(x, t)$ , suivant en cela la formulation proposée par West *et al.* (1987) et Dommermuth et Yue (1987) :

$$W^{(1)}(x, t) = \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z}(x, 0, t) \quad (2.14)$$

$$W^{(m)}(x, t) = \sum_{k=0}^{m-1} \frac{\eta^k}{k!} (x, t) \frac{\partial^{k+1} \phi^{(m-k)}}{\partial z^{k+1}}(x, 0, t) \quad (2.15)$$

À chaque instant, la vitesse verticale au niveau de la surface libre  $W(x, t) = \sum_{m=1}^M W^{(m)}(x, t)$  est ainsi calculée à partir des quantités  $\eta$  et  $\phi^s$ , puis ces variables sont avancées en temps via les conditions de surface libre, à l'aide d'un schéma de type Runge-Kutta avec pas de temps adaptatif. L'avantage d'une telle méthode itérative est que l'ordre de non-linéarité  $M$  est choisi arbitrairement. Étudier la convergence vis-à-vis de ce paramètre  $M$  permet alors de s'assurer de la précision de la solution obtenue.

### 2.3.3 Résolution par méthode spectrale

Le système d'équations est résolu à l'aide d'une méthode pseudo-spectrale, également appelée « méthode de collocation » (pour plus de détails sur ces méthodes, voir par exemple Le Touzé (2003)). Elle consiste à rechercher les solutions  $\eta$  et  $\phi$  en les décomposant sur une base de fonctions  $\psi_n(x)$ , judicieusement choisies en fonction de la géométrie du domaine considéré et des conditions aux limites du problème, pour permettre l'utilisation de transformées de Fourier dans les calculs.

Considérons pour l'instant le cas où la géométrie du domaine de simulation est fixe, c'est-à-dire que les frontières latérales sont des parois immobiles en  $x_0$  et  $x_0 + L_x$ . Cela revient à ignorer le phénomène de génération de houle en  $x_0$ . En choisissant les fonctions de base sous la forme  $\psi_n(x) = \cos(k_n x)$ , celles-ci satisfont toutes individuellement et implicitement l'équation de Laplace dans  $\mathcal{D}$  (2.3), la condition aux limites au fond (2.4) ainsi que des conditions de Neumann homogènes aux deux frontières latérales, le terme  $U(z, t)$  dans l'équation (2.9) en  $x_0$  étant remplacé par 0. À chaque ordre  $m$  de non-linéarité considéré, le potentiel des vitesses solution de ce problème peut alors s'exprimer (en 2D) sous la forme :

$$\phi^{(m)}(x, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{\phi^{(m)}}(t) \frac{\cosh(k_n[z + h])}{\cosh(k_n h)} \psi_n(x) \quad (2.16)$$

avec  $k_n = n\pi/L_x$ . De la même façon, l'élévation de surface libre  $\eta$  s'écrit pour chaque ordre :

$$\eta^{(m)}(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{\eta^{(m)}}(t) \psi_n(x) \quad (2.17)$$

En pratique, ces superpositions sont tronquées à une somme de  $N$  modes, correspondant à  $N$  points de collocation dans l'espace physique. Exprimer  $\eta$  et  $\phi$  de cette façon revient à décomposer ces quantités selon les modes propres du bassin, et à faire des amplitudes modales  $A_n^{\phi^{(m)}}(t)$  et  $A_n^{\eta^{(m)}}(t)$  les seules quantités à évaluer. L'utilisation de transformées de Fourier rapides (ou FFT) pour le calcul de  $\phi$ ,  $\eta$  ainsi que de leurs dérivées et leurs gradients, est rendue possible par cette expression sous forme spectrale. Elle permet d'assurer à la fois la rapidité de la convergence et la précision de la solution.

Le problème ici est que la formulation spectrale proposée suppose des conditions aux limites latérales assurant une périodicité spatiale dans le domaine considéré. Ce n'est pas le cas dans notre contexte, puisque le système à résoudre comporte une condition de flux imposé en  $x = x_0$  et une condition de flux nul en  $x = x_0 + L_x$ , empêchant *a priori* une résolution spectrale classique. Pour traiter le problème de la génération de houle, qui s'exprime par la condition de Neumann inhomogène en  $x_0$  (2.9), on a alors recours à un approche complémentaire explicitée dans la section suivante.

### 2.3.4 Génération de la houle : condition en $x_0$

Pour remédier à la difficulté posée par l'absence de périodicité spatiale dans le problème traité, on a recours à une méthode dérivée de Agnon et Bingham (1999) résumée brièvement ici. Celle-ci permet de traiter la question de la génération de houle tout en conservant l'approche spectrale requérant une géométrie simple et fixe. Pour ce faire, le potentiel des vitesses  $\phi$ , solution du problème complet, est décomposé en deux quantités :

$$\phi = \phi_{spec} + \phi_{add}$$

Le potentiel total  $\phi$ , ainsi que  $\phi_{spec}$  et  $\phi_{add}$  séparément, satisfont l'équation de Laplace (2.3). Le potentiel dit « spectral »  $\phi_{spec}$  est le potentiel décrit dans la section précédente, qui rend compte uniquement de l'évolution de la surface libre dans un domaine rectangulaire

fermé et fixe. En plus de l'équation de Laplace, il satisfait des conditions de Neumann homogènes en  $z = -h$  et  $x = x_0 + L_x$  mais également en  $x = x_0$ , ainsi que les conditions de surface libre (dont l'expression se trouve légèrement modifiée suite à l'introduction de la notion de potentiel additionnel).

Le potentiel dit « additionnel »  $\phi_{add}$ , quant à lui, est solution d'un second problème défini spécifiquement pour prendre en compte la génération de houle et permettant d'imposer une condition inhomogène en  $x_0$ . En plus de l'équation de Laplace, il satisfait les conditions de flux nul en  $z = -h$  (2.4) et  $x = x_0 + L_x$  (2.8), ainsi que l'équation de flux imposé en  $x_0$  (2.9). Il ne prend pas de condition en compte sur la surface libre, qui n'est pas définie dans ce second problème.

À chaque pas de temps, connaissant la vitesse horizontale imposée en  $x_0$ , le problème du potentiel  $\phi_{add}$  est d'abord résolu numériquement dans un domaine de simulation spécifique, permettant également l'utilisation de FFT pour maintenir l'efficacité de la méthode. Puis, une fois  $\phi_{add}$  obtenu, il est réinséré dans le problème formulé pour le potentiel complet : cela revient à chercher  $\phi_{spec}$  avec des termes de forçage supplémentaires dans les conditions de surface libre. Plus de détails sur l'implémentation de cette procédure sont disponibles par exemple dans Bonnefoy *et al.* (2010) et Ducrozet *et al.* (2012).

### 2.3.5 Autres aspects numériques

On complète cette description du modèle en mentionnant deux fonctionnalités d'intérêt pour la suite. On note en premier lieu qu'une « zone d'absorption » numérique précède la frontière en  $x = x_0 + L_x$  correspondant au mur du bassin opposé au batteur. Cette zone reproduit le comportement des plages présentes dans la majorité des bassins de houle physiques pour limiter la réflexion à l'extrémité du bassin. Elle est implémentée dans le modèle grâce à une modification locale de la condition dynamique à la surface libre. La mise en place n'est pas détaillée ici, des informations supplémentaires étant disponibles dans Bonnefoy *et al.* (2006). Dans l'application envisagée ici, cette fonctionnalité est également intéressante car elle permet d'absorber les vagues en aval de la zone d'intérêt, à condition que le domaine de simulation (de taille  $L_x$ ) soit choisi suffisamment long pour que la plage joue son rôle sans empiéter sur la zone de prédiction.

Enfin, une rampe en temps est appliquée au flux imposé en  $x_0$  au début de la simulation. Pour la modélisation d'un bassin physique (qui part d'un état initial au repos), cette rampe reproduit la rampe réelle imposée pour réduire les contraintes mécaniques sur le batteur et limiter l'excitation de modes transitoires dans le bassin. Elle s'avère également utile pour la présente application, car elle limite les discontinuités dans la simulation numérique et facilite ainsi l'avance en temps.

### 2.3.6 Avantages du modèle choisi

Par rapport à d'autres modèles de propagation, la méthode HOS permet de rendre compte de l'évolution d'états de mer non-linéaires avec un coût de calcul acceptable et un bon degré de précision. Les conditions de surface libre sont traitées de façon complètement non-linéaire et résolues à l'emplacement de la surface libre, l'évaluation de  $W$  (la vitesse verticale à la surface libre) par la méthode HOS étant un processus interne qui conserve le caractère non-linéaire du problème. L'utilisation d'une approche spectrale et de FFT assure la convergence rapide de la solution et le maintien de temps de calcul raisonnables, en  $O(N \log N)$  (avec  $N$  le nombre de modes).

De plus la formulation HOS présentée ici (légèrement adaptée de celle modélisant un bassin de houle numérique) est particulièrement intéressante dans un objectif de pré-

diction déterministe. Dans sa version d'origine, simulant un domaine ouvert et reposant sur des conditions aux limites périodiques, la méthode HOS requiert en effet d'initialiser les simulations avec les champs de variables indépendantes  $\eta$  et  $\phi^s$ , *a priori* non-linéaires. Cette étape reste compliquée à assurer avec les moyens de mesure actuellement disponibles, notamment parce qu'il n'existe pas de méthode pour mesurer  $\phi^s$ . Pour cette raison, l'assimilation de données est aujourd'hui une étape indispensable dans l'initialisation de modèles HOS classiques avec des mesures *in situ*. Or, comme on l'a vu au Chapitre 1, cette procédure supplémentaire se révèle longue et complexe à mettre en œuvre et finit par représenter la plus grande partie du temps de calcul nécessaire à l'obtention d'une prédiction.

La variante du modèle utilisée ici s'affranchit de ce besoin et repose à la place sur la génération en continu des vagues, via la condition de flux imposée en  $x_0$ . Elle s'appuie uniquement sur des données de vitesses, qui devraient s'avérer plus faciles à obtenir que des estimations indépendantes de l'élévation de surface libre et du potentiel surfacique avec les techniques de mesures actuelles.

Enfin, le modèle de propagation a été présenté ici pour des houles unidirectionnelles. L'extension au cas réel multidirectionnel ne pose *a priori* pas de difficulté particulière en ce qui concerne la propagation, des validations antérieures du code HOS-NWT (Ducrozet *et al.*, 2006, 2012) ayant démontré que ce dernier était tout à fait capable de modéliser ce genre d'états de mer... dans l'hypothèse, du moins, où la condition aux limites en  $(x_0, y)$  est fournie avec une précision satisfaisante.

## 2.4 Bilan

Ce chapitre a exposé, pour de la houle unidirectionnelle, le principe général d'une nouvelle méthode de prédiction déterministe de vagues. Sous les hypothèses d'un écoulement potentiel de fluide parfait et dans les limites de la zone de prédiction théoriquement accessible, la méthode est conçue pour être à la fois capable de prendre en compte les effets non-linéaires présents aux échelles de propagation considérées, et suffisamment efficace en temps de calcul pour envisager à terme une opération en temps réel. Elle s'appuie pour cela sur une prise d'informations sous forme de profil instantané de vitesse due à la houle et sur un modèle de propagation déjà éprouvé, HOS-NWT, dont les simulations partent du repos. Ces deux caractéristiques lui permettent de s'affranchir de l'étape d'assimilation de données généralement requise dans l'initialisation d'un modèle de vagues, et qui représente la plus grande partie de l'effort de calcul dans les approches classiques de prédiction déterministe.

La faisabilité générale de la méthode de prédiction est étudiée dans la suite de ce travail. En uni- comme en multidirectionnel, la propagation non-linéaire du champ de vagues n'est en fait ni la nouveauté ni la difficulté centrale de l'approche présentée. Celle-ci réside plutôt dans la façon de récupérer des données de vitesses *in situ* et d'en faire une condition aux limites exploitable pour le code HOS-NWT. Les problématiques principales portent donc sur : d'une part, le choix de technologies et méthodes permettant de fournir cette condition aux limites de façon satisfaisante ; d'autre part, l'évaluation des capacités de prédiction en fonction de la qualité de la condition aux limites renseignée. Ces questions sont abordées dans les chapitres suivants.

## Chapitre 3

# Renseignement de l'état de mer amont sous forme de profil de vitesse

---

Dans la méthode de prédiction proposée, l'information sur l'état de mer incident est fournie sous la forme de profils instantanés de vitesse horizontale. Ce chapitre étudie comment obtenir cette information à partir des technologies de mesure actuellement disponibles en milieu océanique. Aucun instrument de mesure actuellement sur le marché n'est capable de fournir directement les données recherchées. Un état de l'art présenté dans la section 3.2 permet toutefois d'identifier les capteurs acoustiques de type ADCP comme des instruments utilisables pour récupérer l'information sur la vitesse horizontale, moyennant le développement d'une méthode spécifique de traitement des mesures, exposée en section 3.3, pour pallier les limites inhérentes à leur fonctionnement. La section 3.4 étudie la qualité de la reconstruction ainsi obtenue.

---

### Sommaire

---

3.1	Introduction . . . . .	<b>50</b>
3.2	Moyens de mesure de vitesses en milieu océanique . . . . .	<b>50</b>
3.2.1	Cahier des charges . . . . .	50
3.2.2	Anémomètre thermique . . . . .	52
3.2.3	Vélocimètres optiques . . . . .	54
3.2.4	Courantomètre électromagnétique . . . . .	59
3.2.5	Vélocimètres acoustiques . . . . .	61
3.2.6	Choix d'une technologie de mesures . . . . .	66
3.3	Reconstruction de $U$ à partir de mesures par ADCP . . . . .	<b>67</b>
3.4	Influence des paramètres de mesures sur la qualité du profil de vitesse reconstruit . . . . .	<b>70</b>
3.4.1	Génération des données de référence . . . . .	70
3.4.2	États de mer étudiés . . . . .	71
3.4.3	Indicateurs d'erreur . . . . .	71
3.4.4	Influence de l'espacement des ADCP . . . . .	72
3.4.5	Influence de la discrétisation verticale des mesures . . . . .	74
3.4.6	Influence de l'état de mer . . . . .	75
3.4.7	Configuration de mesures réaliste en bassin . . . . .	76
3.4.8	En résumé . . . . .	79
3.5	Bilan . . . . .	<b>80</b>

---

## 3.1 Introduction

Comme exposé au Chapitre 2, l'originalité de la méthode discutée dans ce travail réside dans le type d'informations sur l'état de mer qui est utilisé pour obtenir une prédiction déterministe. En effet, contrairement aux autres approches, celle-ci ne repose pas sur la mesure de champs d'élévation de surface libre, habituellement requis pour initialiser les modèles de propagation. À la place, elle utilise des données sur la vitesse instantanée de l'écoulement due aux vagues. Dans cette approche novatrice, partant d'une situation initiale au repos, le modèle de propagation reconstruit l'état de mer environnant à partir d'une condition aux limites exprimée sous la forme d'un flux horizontal imposé, c'est-à-dire d'un profil instantané de vitesse horizontale obtenu sur toute l'étendue de la colonne d'eau, qu'on note par la suite  $U(x_0, z, t)$ . L'objectif est de gagner en temps de calcul, en s'affranchissant de l'étape d'assimilation de données nécessaire pour initialiser le modèle de vagues lorsqu'on utilise des données d'élévation de surface libre.

Ce chapitre se concentre sur les moyens de mesure capables de recueillir des informations sur la cinématique de l'état de mer le long de la colonne d'eau, ainsi que sur les moyens d'utiliser ces mesures pour en faire une condition aux limites acceptable pour le modèle de propagation.

## 3.2 Moyens de mesure de vitesses en milieu océanique

La faisabilité de la méthode de prévision repose sur l'hypothèse qu'il est possible de recueillir relativement facilement des données de vitesses sur l'écoulement de houle. Afin d'évaluer cette hypothèse, cette section présente un état des lieux des technologies actuellement disponibles pour mesurer, de façon directe ou indirecte, la vitesse *déterministe* du fluide due aux vagues dans la colonne d'eau.

Ici, le terme « déterministe » souligne le fait qu'on ne cherche pas à mesurer une vitesse moyennée en temps ou des paramètres statistiques de l'état de mer, mais bien les vitesses orbitales dues au passage de vagues individuelles au niveau du dispositif de mesures. Bien qu'à ce jour il n'existe pas d'instrumentation conçue spécifiquement pour cet usage, l'objectif est de déterminer quels types de capteurs sont les plus prometteurs pour récupérer l'information de façon satisfaisante.

### 3.2.1 Cahier des charges

Le périmètre de l'étude est défini de la façon suivante : on recherche une technologie permettant de mesurer, directement ou indirectement, la cinématique due à la houle dans une tranche de colonne d'eau. Compte tenu des applications envisagées, l'étendue de profondeurs à considérer va de quelques dizaines à quelques centaines de mètres, avec un intérêt particulier pour les profondeurs relativement faibles, où des dispositifs de récupération d'énergie des vagues seraient plus susceptibles d'être installés. Les caractéristiques spatio-temporelles des phénomènes d'intérêt pour la prédiction sont : des périodes de houle comprises entre quelques secondes et quelques dizaines de secondes, et des hauteurs de vague allant de quelques dizaines de centimètres à une dizaine de mètres. L'étendue des vitesses mesurables peut donc atteindre quelques mètres par seconde près de la surface libre<sup>[1]</sup>. Les instruments retenus doivent par ailleurs pouvoir supporter une longue période de déploiement, ce qui implique des garanties sur l'autonomie et la robustesse du matériel. Enfin, pour une application à la prévision de houle en opérationnel, le traitement

---

[1]. Par exemple : jusqu'à environ  $5,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour  $T_p = 15 \text{ s}$  et une cambrure significative de  $\epsilon_c = H_s/\lambda_p = 4\%$ .

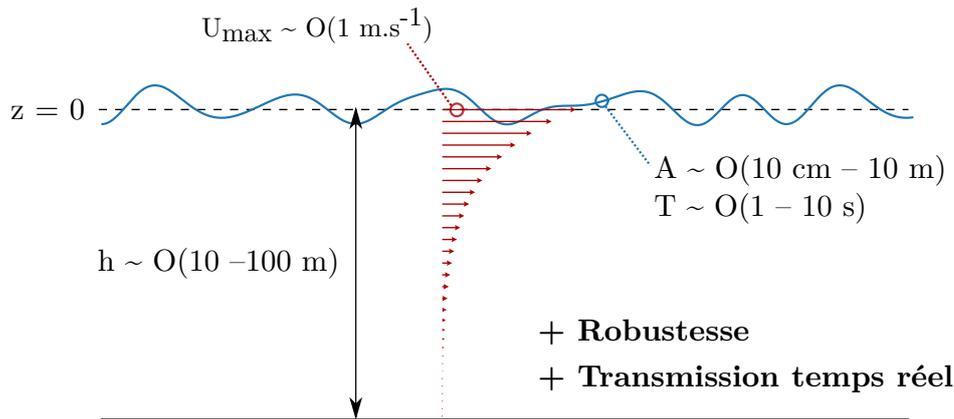


FIGURE 3.1 – Contraintes de fonctionnement pour le dispositif de mesures de vitesse dans la colonne d'eau.

des données de vitesses doit être envisageable en temps réel. Un résumé schématique des contraintes environnementales est proposé sur la Figure 3.1.

### Technologies de mesure de vitesse dans les fluides

Au cours du temps, plusieurs types de systèmes ont été développés pour la mesure d'états de mer en milieu océanique. La plupart de ceux conçus pour l'étude des vagues se concentrent sur la mesure ponctuelle ou surfacique de l'élévation de surface libre, comme exposé au Chapitre 1. Cependant d'autres domaines de recherche tels que la mesure de courants, la caractérisation de la turbulence ou encore l'étude de la dynamique sédimentaire s'intéressent quant à eux au recueil d'informations cinématiques. Plusieurs publications proposent ainsi un état des lieux des techniques de mesure des vitesses dans un fluide, que ce soit en laboratoire ou en milieu ouvert. La revue effectuée ici s'appuie en particulier sur les travaux de Courivaud (2002); Caré (2013); Lyon et Wosnik (2014). Les résolutions spatiales et temporelles varient suivant l'application envisagée et le type de technologie utilisée. Les principaux systèmes de mesures qui ressortent de cet état des lieux reposent sur des technologies :

- **thermiques**, avec la sonde à fil (ou film) chaud ;
- **optiques**, avec le vélocimètre laser Doppler (*Laser Doppler Velocimetry*, ou LDV) mais aussi la vélocimétrie par images de particules (*Particle Image Velocimetry*, ou PIV) ;
- **électromagnétiques**, avec le courantomètre électromagnétique (*Electromagnetic Current Meter*, ou ECM) ;
- **acoustiques**, avec le vélocimètre acoustique à effet Doppler (*Acoustic Current Velocimeter*, ou ADV) et le profileur de courant acoustique à effet Doppler (*Acoustic Doppler Current Profiler*, ou ADCP).

Les paragraphes suivants présentent brièvement les caractéristiques de ces différents types d'instrumentation. Le lecteur pressé pourra se reporter directement au bilan établi à la fin de cette section.

### 3.2.2 Anémomètre thermique

#### Principe de fonctionnement

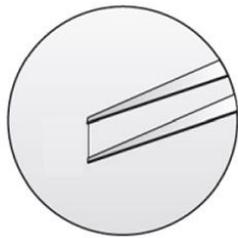
Développé dans la première moitié du XX<sup>ème</sup> siècle, l'anémomètre à fil chaud s'est depuis imposé comme un outil largement utilisé dans l'étude des environnements turbulents. Le principe consiste à mesurer la puissance dissipée par un fil fin chauffé par effet Joule et refroidi par l'écoulement d'un fluide autour du capteur, pour obtenir la vitesse instantanée de ce dernier. Les anémomètres à fil chaud utilisent des éléments métalliques très fins (de l'ordre de quelques microns), chauffés par un courant électrique à une température supérieure à celle de l'environnement (Jensen, 2004). Le fluide s'écoulant autour du capteur refroidit le fil : l'élément conducteur conserve sa température d'équilibre  $T_w$ , supérieure à la température ambiante, lorsque le transfert de chaleur vers l'environnement est compensé par la puissance électrique apportée (Caré, 2013) :

$$P = Q + \frac{dE_w}{dt} \quad (3.1)$$

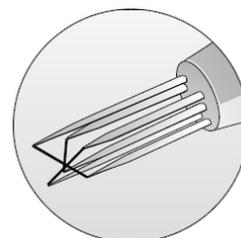
où  $P = R_w I^2$  est la puissance générée par effet Joule (avec  $R_w$  la résistance du fil),  $Q$  la chaleur transférée à l'environnement et  $E_w = C_w T_w$  l'énergie thermique stockée dans le fil (avec  $C_w$  la capacité thermique et  $T_w$  la température du fil).

Le transfert de chaleur du capteur vers l'environnement dépend de nombreux paramètres : l'écart de température entre l'élément et le fluide, les propriétés physiques et géométriques du capteur, les propriétés du fluide (conductivité, viscosité, densité, etc.), la direction de l'écoulement par rapport au capteur ainsi que sa vitesse. Connaissant tous les autres paramètres, la puissance emportée par le fluide donne donc une mesure indirecte de la vitesse instantanée de l'écoulement dans l'axe de la sonde.

Un anémomètre thermique est ainsi constitué d'un capteur mesurant le transfert de chaleur (Figure 3.2), et d'un circuit électronique convertissant ce transfert en une grandeur électrique mesurable. La technique de mesure par « anémométrie à température constante », largement majoritaire, consiste alors à ajuster l'intensité du courant pour maintenir la résistance (donc la température) du capteur constante, compensant ainsi les échanges thermiques avec le fluide environnant. La baisse de tension aux bornes du capteur donne ainsi une mesure de la puissance dissipée, permettant de déduire la vitesse instantanée de l'écoulement.



(a) Capteur pour des mesures 1D.



(b) Capteur pour des mesures 3D.

FIGURE 3.2 – Exemples d'anémomètres thermiques (Dantec Dynamics, 2020).

La fonction de transfert suit une loi de la forme  $E_s^2 = A + BU^n$  avec  $E_s$  la tension de sortie,  $U$  la vitesse du fluide que l'on cherche à mesurer, et  $A$ ,  $B$  et  $n$  des constantes à déterminer. Cette fonction de transfert est non-linéaire. De plus, toute variable influençant le transfert de chaleur (densité, température du fluide, etc.) affecte également la réponse du capteur, raison pour laquelle la réponse en vitesse de ce dernier doit être calibrée avant toute utilisation.

Aujourd'hui, des anémomètres thermiques sont également disponibles pour des mesures 2D ou 3D en augmentant le nombre de capteurs fixés sur la sonde (Figure 3.2b). Comme ces capteurs réagissent à la fois au module et à la direction du vecteur vitesse, des informations sur ces deux grandeurs peuvent être obtenues si au moins deux capteurs sont placés selon des angles différents par rapport à l'écoulement. Dans ce cas, l'instrument doit également être calibré pour sa réponse angulaire, c'est-à-dire pour caractériser l'influence de l'angle d'incidence de l'écoulement sur la sortie du capteur.

### Avantages et inconvénients

L'avantage principal de l'anémométrie thermique est son excellente résolution spatiale et temporelle, qui en fait un outil privilégié pour l'étude des fluctuations turbulentes, le dispositif étant par ailleurs faiblement intrusif. La plage de vitesses mesurables est très étendue, allant de  $0,01 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  à quelques  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  dans l'eau. La technique ne requiert pas non plus de préparation préalable du fluide pour s'assurer par exemple d'un ensemencement suffisant, contrairement à d'autres approches considérées ci-après. Elle reste cependant assez complexe à utiliser, la relation entre la grandeur mesurée et la vitesse étant non-linéaire et dépendante d'un grand nombre de variables (géométrie du capteur, température et salinité du milieu, etc.). Pour cette raison, la sonde doit être calibrée avant utilisation, et la mesure est susceptible de dériver lors d'une utilisation prolongée. Enfin, la faiblesse majeure de ce type d'instrumentation est sa fragilité. La sonde s'abîme en effet rapidement en milieu marin du fait de la corrosion, de la contamination par les sédiments, du phytoplancton, etc. La mesure reste de toute façon ponctuelle et l'obtention d'un profil de vitesse nécessiterait l'installation d'un réseau de capteurs de ce type.

### Applications

Bien que théoriquement adaptés à la mesure de vitesses dans les liquides, les anémomètres thermiques, comme leur nom le laissait supposer, sont en grande majorité utilisés dans l'air. Des tentatives ont été effectuées très tôt pour transposer ce capteur à une utilisation en milieu océanique (Grant *et al.*, 1962, 1968; Frey et McNally, 1973), se révélant dans un premier temps peu concluantes du fait de la dérive dans la sensibilité de la sonde, de la détérioration des films entraînant une courte durée de vie (une vingtaine d'heures), et de leur mauvaise sensibilité directionnelle. Des améliorations comme le revêtement des capteurs pour les protéger de la corrosion ont permis d'augmenter leur durée de vie jusqu'à 300 à 1000 heures sans dérive (Gust, 1982), pour des déploiements en faible ou grande profondeur, mais la durabilité n'est toujours pas suffisante pour l'application envisagée ici.

Hormis quelques exceptions (Sarrazin *et al.*, 2009), cette technologie semble aujourd'hui préférée pour des applications en profondeur inférieure à 5 m. Dans tous les cas, du fait de son excellente résolution spatio-temporelle, les exemples rencontrés dans la littérature dédient plutôt cette méthode à la mesure de la turbulence (principalement dans la couche limite) et au transport de sédiments lorsque les mesures se font en milieu liquide. L'anémométrie thermique ne semble pas être la technologie la plus adaptée pour répondre au besoin exprimé ici.

### 3.2.3 Vélocimètres optiques

La vélocimétrie optique est une famille de techniques de mesure non intrusives, reposant sur la mesure du déplacement de fines particules en suspension dans le fluide. Celles-ci sont supposées être des traceurs parfaits, distribués de façon homogène et dont la présence ne perturbe pas l'écoulement : dans ce cas, leur vitesse est égale localement à celle du fluide (Jensen, 2004). Le terme « vélocimétrie optique » recouvre en fait une assez grande variété de techniques, les plus utilisées pour des applications en hydrodynamique étant la vélocimétrie laser à effet Doppler (LDV) et la vélocimétrie par images de particules (PIV). Ces méthodes permettent de mesurer une gamme de vitesses allant de  $1 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  à plusieurs centaines de  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  et sont brièvement décrites dans les paragraphes suivants.

#### 3.2.3.1 Vélocimétrie laser à effet Doppler

##### Principe général de l'effet Doppler

L'effet Doppler désigne le changement de fréquence d'une onde telle que perçue par un récepteur lorsque ce dernier se déplace par rapport à l'émetteur, comme illustré sur la Figure 3.3. Si la distance entre l'instrument et l'objet en mouvement diminue, la fréquence perçue augmente par rapport à la fréquence émise. Si l'instrument et l'objet s'éloignent l'un de l'autre, la fréquence perçue diminue. Le changement de fréquence observé est proportionnel à la vitesse relative de l'objet par rapport à l'émetteur :

$$\Delta f = f_i \frac{V}{c} \quad (3.2)$$

où  $\Delta f$  représente le décalage en fréquence,  $f_i$  la fréquence de l'onde incidente,  $V$  la vitesse relative de l'objet par rapport à l'émetteur et  $c$  la vitesse de l'onde dans le milieu.

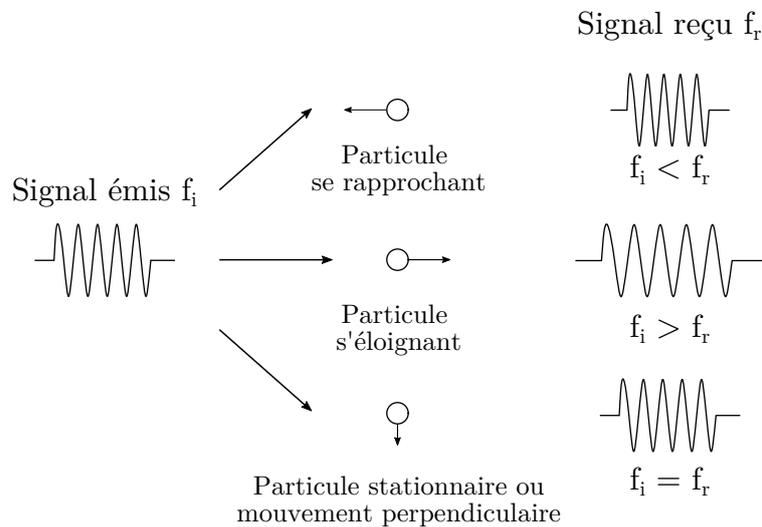


FIGURE 3.3 – Principe de l'effet Doppler (d'après SonTek (2000)).

Appliqué à la mesure de vitesses dans un fluide, le principe se décline comme suit : l'instrument émet une onde, généralement lumineuse ou acoustique, qui est réfléchié dans toutes les directions par les particules en suspension dans le milieu. Seule la partie du signal réfléchi se propageant dans l'axe du récepteur est captée et analysée. Ce type d'instrument mesure alors la projection de la vitesse dans l'axe du récepteur. Les mouvements des particules perpendiculaires à l'axe considéré n'induisant pas d'effet Doppler, la vitesse perpendiculaire au récepteur ne peut pas être mesurée.

Dans le cas le plus simple où l'émetteur est aussi récepteur, et pour une vitesse de particule non colinéaire au faisceau émis, la relation entre le décalage en fréquence  $\Delta f$  et la vitesse de la particule  $V$  dans l'axe du faisceau est donnée par :

$$\Delta f = \frac{2f_i \times V \cos(A)}{c} \quad (3.3)$$

avec  $A$  l'angle entre le vecteur vitesse et le rayon acoustique émis (cf Figure 3.4), et  $f_i$  la fréquence de l'onde émise. La présence du facteur 2 dans l'équation est due au fait que le signal rétro-diffusé mesuré par le récepteur a subi un double décalage en fréquence : le premier décalage Doppler est perçu par la particule lorsque l'onde émise se propage jusqu'à elle, et le deuxième décalage par le récepteur lorsque l'onde sonore est réfléchiée par la particule (Gunawan et Neary, 2011).

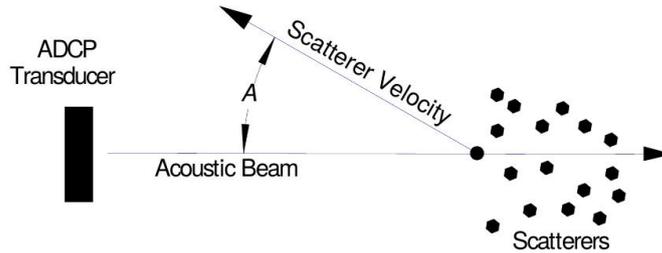


FIGURE 3.4 – Relation entre le vecteur vitesse et le décalage en fréquence, illustrée ici pour un appareil de mesure acoustique (Teledyne RD Instruments Inc., 2011)

En réalité, le grand nombre de particules présentes dans le volume de mesure implique que le signal réfléchi est plus complexe à traiter que le principe général de fonctionnement esquissé ci-dessus. Cet aspect dépasse cependant le cadre du présent travail et ne sera donc pas développé. Il suffit ici de savoir que des méthodes statistiques de traitement du signal, adaptées à l'étude d'échos complexes ainsi qu'à la technologie de mesure utilisée, ont été développées au fur et à mesure des progrès accomplis dans l'instrumentation.

### Utilisation en vélocimétrie laser

La vélocimétrie laser à effet Doppler (en anglais *Laser Doppler Velocimetry*, ou LDV) met en application le phénomène présenté ci-dessus dans le domaine de l'optique. Il s'agit ici de mesurer le décalage en fréquence issu de la rediffusion d'une onde lumineuse éclairant des particules dans un fluide, supposées se déplacer avec une vitesse égale localement à celle de l'écoulement. Les particules en suspension sont éclairées par un laser émettant une lumière monochromatique de fréquence  $f_i$ . Du fait de leur déplacement, elles diffusent (et/ou réfractent) de la lumière à une fréquence  $f_r$  différente de celle émise par le faisceau laser. Une partie de cette lumière diffusée est captée par un récepteur. Comme exposé ci-dessus, la différence de fréquence  $\Delta f$  entre la lumière émise et reçue est directement proportionnelle à la vitesse de la particule qui a traversé le volume de mesure. Il serait envisageable de mesurer directement la différence entre  $f_i$  et  $f_r$  pour obtenir  $\Delta f$ , cependant ces fréquences sont très élevées et  $\Delta f$  est petit en comparaison : cette approche s'accompagne d'une incertitude importante sur le résultat. Pour cette raison, les techniques de mesure directe de  $\Delta f$  (par exemple avec un interféromètre de Fabry-Pérot) sont généralement réservées aux environnements dans lesquels les vitesses en jeu sont très élevées.

Dans les autres cas, on cherche à améliorer la précision de la mesure de  $\Delta f$  par des méthodes indirectes. La technique la plus communément employée pour cela est l'interférométrie à franges (Boutier et Royer, 1998). Elle consiste à faire se croiser deux faisceaux

laser issus d'une même source monochromatique et ayant parcouru des chemins optiques très légèrement différents. L'angle  $\theta$  entre les faisceaux sécants est généralement de l'ordre de quelques degrés. Dans ce cas, les fréquences des deux rayons incidents  $f_{i,1}$  et  $f_{i,2}$  sont très légèrement différentes l'une de l'autre. Dans le volume de mesure constitué au niveau de l'intersection des faisceaux se crée alors un système de franges d'Young (cf Figure 3.5), composées de plans parallèles, alternativement sombres et lumineux. La distance inter-frange  $\delta_f$  dépend de la longueur d'onde  $\lambda$  du laser, de l'indice de réfraction  $n$  du milieu et de l'angle  $\theta$  entre les faisceaux :

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2 n \sin(\theta/2)} \quad (3.4)$$

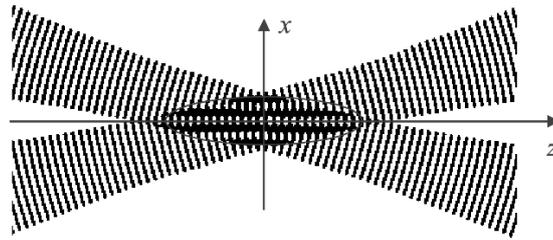


FIGURE 3.5 – Franges d'interférences créées à l'intersection de deux faisceaux laser cohérents (Jensen, 2004).

Sur la Figure 3.5, les franges sont orientées perpendiculairement à l'axe ( $Ox$ ). Une particule se déplaçant selon  $x$  dans le volume de mesure croise alors alternativement des franges sombres et brillantes, et diffuse un flux de lumière variable qui est capté par un photomultiplicateur. La fréquence de la variation d'intensité lumineuse mesurée, dite fréquence « de battement », est exactement la fréquence Doppler  $\Delta f$ . Elle est proportionnelle à la composante  $u_x$  de la vitesse selon  $x$ . On a alors :

$$u_x = \delta_f \times \Delta f = \frac{\lambda}{2 n \sin(\theta/2)} \Delta f \quad (3.5)$$

La fréquence de battement est bien inférieure à la fréquence de la lumière émise par les faisceaux laser, ce qui la rend plus facile à évaluer. La précision de la mesure dépend du nombre de franges qu'une particule croise quand elle passe dans le volume de mesure. L'extension de la mesure aux trois composantes du vecteur vitesse est possible en créant trois réseaux de franges avec des directions différentes (non coplanaires) et des caractéristiques également différentes, pour que le récepteur puisse les distinguer (Boutier et Royer, 1998).

### Avantages et inconvénients

Cette technologie non intrusive permet une mesure locale et instantanée du vecteur vitesse, sans perturbation de l'écoulement. La petite taille du volume de mesure confère au dispositif une très bonne résolution spatiale. La résolution temporelle est également excellente, chaque échantillon de vitesse étant obtenu en quelques micro-secondes seulement. Par ailleurs, la réponse directionnelle bien définie (avec levée d'ambiguïté sur le signe de la vitesse) permet l'étude d'écoulements complexes, y compris oscillants. Enfin, la réponse de l'instrument étant une fonction linéaire du seul paramètre vitesse (Boutier et Royer, 1998), la mesure n'est pas affectée par les autres paramètres physiques de l'environnement (température, pression, etc.). Il n'y a donc pas de calibration nécessaire ni de risque de dérive de la mesure. Cependant, la LDV présente plusieurs inconvénients majeurs dans notre contexte : la mesure fournie n'est que ponctuelle, le montage est complexe à installer, et la technologie suppose une bonne visibilité dans le milieu, trois caractéristiques qui en font un outil peu adapté à une utilisation en milieu marin.

## Applications

Malgré la précision des mesures de vitesse obtenues, la difficulté de mise en œuvre de la LDV a pour conséquence que la quasi-totalité des applications rencontrées se cantonnent aux utilisations en laboratoire, pour des écoulements dont la complexité et/ou la rapidité justifient la mise en place d'un équipement lourd et cher. Au-delà de leur utilisation en contrôle non destructif dans des secteurs variés tels que l'aéronautique ou le génie civil (Castellini *et al.*, 2006), les applications en hydrodynamique sont à chercher principalement du côté de la caractérisation expérimentale d'écoulements turbulents en bassin, par exemple autour de propulseurs de navire (Maganga *et al.*, 2010) ou dans le sillage d'hydroliennes (Lam *et al.*, 2012). On peut toutefois citer deux essais réalisés *in situ* par la même équipe : Agrawal et Belting (1988); Agrawal et Aubrey (1992). Les essais testaient un système de LDV capable de mesurer jusqu'à 5000 m de profondeur dans le cadre d'une étude sur le transport de sédiments dans l'océan profond, mais ces exemples sont minoritaires.

### 3.2.3.2 Vélocimétrie par images de particules

La vélocimétrie par images de particules (en anglais *Particle Image Velocimetry*, ou PIV) est une technique d'imagerie basée sur la mesure du déplacement des particules entre deux images consécutives, fournissant ainsi un champ de vitesses complet sur le domaine spatial étudié.

#### Principe de fonctionnement

La PIV consiste à prendre, au moyen d'une caméra, des images de ces particules à des instants rapprochés pour mesurer leurs déplacements pendant un intervalle de temps connu. Pour cela, on illumine une section transversale de l'écoulement, par exemple au moyen d'un laser, pour éclairer les particules s'y déplaçant. Une caméra est placée perpendiculairement au plan de lumière ainsi créé, et les images des particules prises à des instants rapprochés permettent de mesurer leurs déplacements aux nœuds d'un maillage du plan de lumière (Schon *et al.*, 2007). Un exemple de dispositif est présenté sur la Figure 3.6.

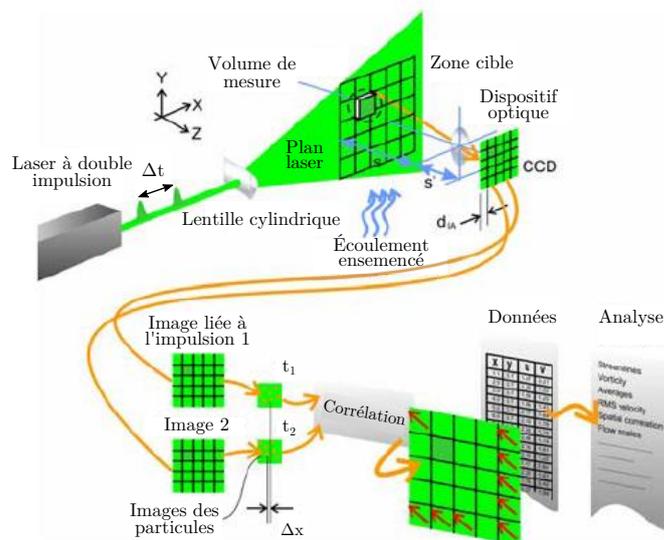


FIGURE 3.6 – Schéma de principe de la PIV. Adapté de Jensen (2004).

L'utilisation d'une seule caméra ne permet que la mesure de deux composantes de la vitesse, celles situées dans le plan de lumière. La mesure des trois composantes de la vitesse requiert ainsi l'utilisation de deux caméras synchronisées (stéréo-PIV).

Les images enregistrées par la caméra sont ensuite divisées en sous-régions se recouvrant partiellement (imassettes), dont la dimension détermine la résolution spatiale de la mesure. On calcule alors l'intercorrélation entre deux imassettes correspondantes (à deux instants  $t$  et  $t + \Delta t$ ), comme schématisé sur la Figure 3.7.

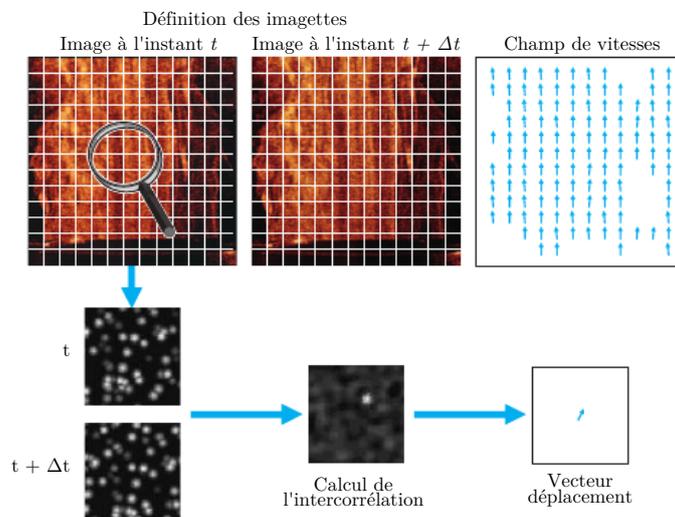


FIGURE 3.7 – Estimation du champ de vitesses grâce à deux imassettes (Schon *et al.*, 2007).

On obtient ainsi une troisième imassette, présentant un pic dont la position par rapport au centre de la fenêtre donne le déplacement global des particules d'une imassette à l'autre. En d'autres termes, la translation de la première imassette sur la seconde conduisant à la meilleure superposition (similarité maximale entre les deux imassettes) donne la valeur du déplacement recherché (Schon *et al.*, 2007).

**Remarque :** Dans le cas de la PIV, une forte concentration en particules est nécessaire. Si cette dernière est faible, on utilise plutôt la PTV, *Particle Tracking Velocimetry*, dont le montage est similaire sur le principe mais qui utilise des techniques d'analyse différentes pour remonter au champ de vitesses : la faible concentration en particules autorise un traitement individuel de la trace laissée par chaque particule.

### Avantages et inconvénients

La PIV est elle aussi une technique de mesure non intrusive, permettant une mesure locale et instantanée du vecteur vitesse avec une très bonne résolution spatiale et temporelle. Ici encore, la relation entre la grandeur mesurée et la vitesse est linéaire et la technologie ne requiert pas de calibration préalable, un avantage indéniable pour un déploiement de longue durée en mer. Surtout, elle fournit un champ de vitesses (avec les informations sur la direction), là où les techniques présentées jusqu'ici ne produisent qu'une mesure ponctuelle. Malheureusement le domaine spatial de mesure reste réduit, allant de quelques  $\text{cm}^2$  à quelques  $\text{m}^2$ . De plus, l'instrumentation est coûteuse et complexe à mettre en place. Elle requiert de bonnes conditions d'ensemencement et de luminosité et présente une consommation d'énergie relativement élevée, due au besoin d'illumination de l'écoulement.

## Applications

Comme pour la LDV, les applications de la PIV restent très majoritairement cantonnées au laboratoire du fait des inconvénients évoqués ci-dessus. Depuis les années 2000, quelques tentatives d'utilisation de la PIV sur le terrain ont pourtant été recensées : pour des mesures de turbulence dans la couche limite au fond de l'océan (Doron *et al.*, 2001), ou dans la couche limite de surface due à la mer du vent (Wang *et al.*, 2013). Des systèmes de PIV « grande échelle » ont également été développés pour mesurer des vitesses d'écoulement à la surface de rivières (Muste *et al.*, 2008). Aucun des exemples rencontrés ne semble cependant se rapprocher de l'utilisation envisagée ici, à savoir le traitement en temps réel d'un large domaine spatial, en profondeur relativement importante. La revue bibliographique indique plutôt qu'à l'heure actuelle, la PIV appliquée à des mesures *in situ* reste cantonnée à des zones faciles d'accès : près de la surface libre ou en faible profondeur, pour des domaines spatiaux très restreints (quelques dizaines de  $\text{cm}^2$ ).

### 3.2.4 Courantomètre électromagnétique

Les courantomètres électromagnétiques (en anglais, *Electromagnetic Current Meter* ou ECM) sont des dispositifs de mesures assez anciens mais toujours utilisés sur le terrain en raison de leur praticité et de leur légèreté. Il s'agit d'une technologie développée depuis 180 ans (Watrall *et al.*, 2015), et qui a été largement déployée depuis les années 1980, pour des applications dans l'industrie comme en océanographie.

#### Principe de fonctionnement

Un courantomètre électromagnétique plongé dans un fluide conducteur (par exemple, de l'eau de mer) mesure la vitesse de ce fluide suivant le principe d'induction électromagnétique de Faraday : « un conducteur électrique se déplaçant à travers les lignes d'un champ magnétique recueille à ses bornes une différence de potentiel dont l'amplitude est proportionnelle au vecteur vitesse » (Courivaud, 2002). L'instrument produit un champ magnétique  $\mathbf{B}$  grâce à une bobine d'induction et mesure la tension induite  $\mathbf{U}_E$  par le déplacement du fluide grâce à une paire d'électrodes. La différence de potentiel mesurée est proportionnelle à l'amplitude du vecteur vitesse du fluide  $\mathbf{v}$ , dans la direction perpendiculaire au champ magnétique généré. On a ainsi une relation de la forme  $U_E \propto B \cdot D \cdot v$  entre la grandeur mesurée  $U_E$  et celle recherchée  $v$ , où  $D$  est la distance entre les électrodes. Un schéma explicatif est proposé sur la Figure 3.8.

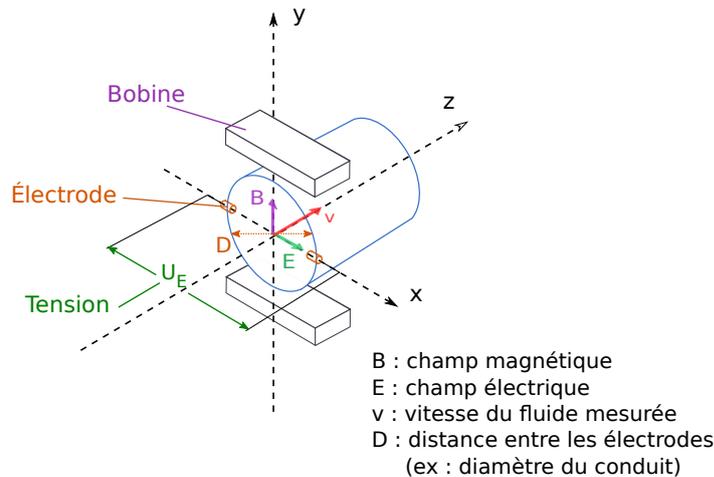


FIGURE 3.8 – Principe de fonctionnement d'un courantomètre électromagnétique.

Il est également possible de mesurer plusieurs composantes de la vitesse dans le volume de mesure, à l'aide de courantomètres dits bi-axiaux.

### **Avantages et inconvénients**

Simple, robuste et disponible dans le commerce depuis de nombreuses années, le courantomètre électromagnétique est capable de mesurer la vitesse du fluide environnant avec une grande précision (de nos jours,  $\pm 0,5\%$  de la mesure + la stabilité du zéro) et une bonne résolution temporelle, avec des fréquences d'échantillonnage allant de 4 à 20 Hz (MacVicar *et al.*, 2007). Le volume de mesure varie de la dizaine à la centaine de  $\text{cm}^2$ . La technique de mesure repose uniquement sur le caractère conducteur du fluide et son bon fonctionnement n'est pas influencé par la limpidité ou turbidité du milieu, contrairement à d'autres technologies présentées dans ce chapitre. Ces avantages en ont fait un instrument largement utilisé, que ce soit pour des mesures de débit en conduite fermée ou pour l'étude de divers phénomènes en milieu fluvial et marin. Les inconvénients liés à son utilisation tiennent principalement au besoin de calibration entre la tension mesurée et l'amplitude de la vitesse correspondante, au risque de dérive du zéro pour de longues périodes de mesures ainsi qu'à la sensibilité au bruit électromagnétique. Il s'agit également d'un dispositif de mesure intrusif au sens où la sonde est susceptible de perturber l'écoulement.

### **Applications**

Les courantomètres (ou débitmètres) électromagnétiques sont largement utilisés dans l'étude des écoulements en conduits fermés, par exemple dans l'industrie pétrolière (Leeungculsatien et Lucas, 2013). Concernant les mesures en milieu ouvert, la plupart des publications recensées font état d'une utilisation en faible profondeur (généralement moins de 10 m), dans des rivières, en zone côtière voire en zone de déferlement pour étudier des phénomènes d'érosion ou la dynamique sédimentaire. Les courantomètres électromagnétiques sont ainsi déployés pour des mesures de débit dans des cours d'eau (Watrall *et al.*, 2015), pour des mesures de courants près de la côte (Beardsley *et al.*, 1981), ou encore pour évaluer l'influence du levage (ou *shoaling*) et du déferlement sur la turbulence et l'évolution du spectre de vagues (Davidson-Arnott et Randall, 1984). Cependant, de nos jours ce type de capteur convient également à des déploiements en plus grande profondeur, permettant des mesures de courant jusqu'à 6000 m pour certains modèles.

Les ECM ont également été utilisés ces dernières années en validation ou comparaison d'instruments de mesure plus récents, les vélocimètres acoustiques à effet Doppler (ADV), qui reposent sur une technique de mesure acoustique présentée au paragraphe 3.2.5. Les diverses études réalisées (Lane *et al.*, 1998; Elgar *et al.*, 2001; Buffin-Bélanger et Roy, 2005; Tomasicchio, 2006; MacVicar *et al.*, 2007) indiquent une bonne correspondance entre les mesures fournies par les ADV et les ECM. Le courantomètre électromagnétique reste cependant privilégié dans les zones où la concentration en micro-particules en suspension n'est pas optimale pour les ADV (cf paragraphe 3.2.5.1) : en eau très claire, en très grande profondeur ou, à l'inverse, dans la zone de déferlement où la présence de bulles et d'impuretés en grand nombre est susceptible de bruyé les mesures de l'ADV.

### 3.2.5 Vélocimètres acoustiques

Comme en optique (cf paragraphe 3.2.3), la vélocimétrie acoustique repose sur la mesure du déplacement de particules en suspension dans le fluide, supposées être des traceurs parfaits de l'écoulement. Les instruments présentés dans ce paragraphe utilisent l'effet Doppler, dont le principe général a été exposé au paragraphe 3.2.3.1, appliqué aux ondes sonores. Les fréquences en jeu étant plus basses qu'en vélocimétrie optique, on peut envisager une mesure directe du décalage en fréquence  $\Delta f$  induit.

L'effet Doppler est utilisé dans une large gamme d'instruments acoustiques dédiés à la mesure de vitesses en milieu océanique. Les divers modèles sont généralement divisés entre les « vélocimètres acoustiques à effet Doppler » (*Doppler Acoustic Velocimeter*, ou ADV) qui sont des systèmes de mesures ponctuels, et les « profileurs acoustiques de courant à effet Doppler » (*Acoustic Current Doppler Profiler*, ou ADCP) qui permettent d'obtenir des profils de vitesses.

#### 3.2.5.1 Vélocimètre acoustique ponctuel

Les vélocimètres acoustiques à effet Doppler (ADV) sont la version ponctuelle de la mesure de vitesse par effet Doppler en acoustique. Utilisés aujourd'hui pour une très grande variété d'applications, ils ont peu à peu détrôné les courantomètres électromagnétiques (ECM) à partir des années 2000 pour les usages courants. Cette évolution est due à leur technique de mesure non intrusive, leur capacité à mesurer les 3 composantes de la vitesse, leur volume de mesure environ 100 fois inférieur à celui d'un ECM et leur absence de calibration, même si MacVicar *et al.* (2007) rapportent que, pour des mesures à haute fréquence en écoulement très turbulent, les ADV offrent de moins bonnes performances que les ECM (surtout concernant la résolution de la composante verticale).

#### Principe de fonctionnement

Un ADV est un système bistatique, c'est-à-dire que l'émetteur est physiquement séparé du récepteur. Ce type d'instrument est ainsi composé d'un émetteur, au centre, et de 2 à 4 récepteurs<sup>[2]</sup> autour, comme illustré sur la Figure 3.9. Un petit volume de mesure est ainsi créé à l'intersection des axes des récepteurs, qui se situe généralement à une distance de 5 à 10 cm de l'émetteur. La taille de ce volume de mesure est déterminée par la configuration du capteur et les conditions d'échantillonnage : un ordre de grandeur typique est celui d'un cylindre d'environ 10 mm de haut et 5 mm de diamètre.

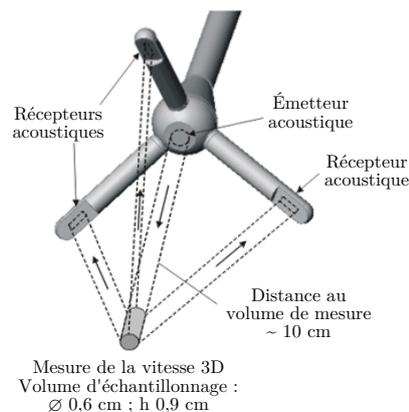


FIGURE 3.9 – Géométrie d'un ADV. Adapté de SonTek (2000).

[2]. Une configuration à quatre récepteurs permet la redondance des mesures et donc une première estimation de l'erreur commise sur les mesures.

Les modèles d'ADV les plus récents utilisent généralement une variante améliorée de la mesure de l'effet Doppler : la méthode par « impulsions cohérentes » (*pulse-coherent method*). Celle-ci consiste à envoyer une paire d'impulsions rapprochées au lieu d'une seule, séparées par un intervalle de temps connu. La détermination de la vitesse se fait alors par la mesure du déphasage entre les deux signaux plutôt que par celle du changement de fréquence. Cette technique permet une meilleure précision dans la mesure, au prix d'une réduction de la portée de l'instrument ainsi que de la vitesse maximale mesurable sans ambiguïté (Nortek, 2018).

Un ADV utilise généralement deux fréquences d'échantillonnage : les mesures sont d'abord récoltées à une fréquence dite « interne », de l'ordre d'une centaine de Hz et qui dépend à la fois du modèle de l'instrument et de l'étendue des vitesses à mesurer. Les données brutes sont alors moyennées sur plusieurs impulsions afin de réduire l'erreur aléatoire sur les mesures. La fréquence « de sortie », celle à laquelle les résultats sont enregistrés, s'en trouve réduite mais reste cependant de l'ordre de plusieurs dizaines de Hz, ce qui est suffisant pour les applications visées. Pour un échantillonnage à 25 Hz, chaque mesure utilise par exemple deux fois plus d'impulsions que si la fréquence d'échantillonnage était fixée à 50 Hz. Les données ainsi obtenues sont de meilleure qualité, au détriment de la résolution temporelle.

Comme expliqué précédemment, l'effet Doppler perçu par chacun des récepteurs donne une mesure de la composante de la vitesse du fluide dans l'axe de ce dernier. Au moins trois récepteurs sont alors nécessaires pour pouvoir remonter aux coordonnées 3D de la vitesse, à l'aide de relations s'appuyant sur la connaissance précise de la géométrie du capteur.

Généralement, en plus de la mesure des composantes de la vitesse dans l'axe des récepteurs, un ADV du commerce mesure d'autres grandeurs pour estimer la qualité et la précision de cette mesure. Pour chaque donnée de vitesse, il fournit donc également l'intensité du signal réfléchi, le ratio signal-bruit et une valeur de corrélation normalisée, donnant une estimation de la similarité entre les échos mesurés des deux impulsions. Une corrélation élevée indique que les récepteurs ont bien mesuré l'information qu'ils recherchaient, et que le déphasage ainsi déterminé est fiable. Ces grandeurs auxiliaires sont utiles dans le post-traitement des données, pour détecter d'éventuelles anomalies de mesure.

### **Avantages et inconvénients**

L'ADV repose sur une technologie considérée comme non intrusive, car le volume de mesure est situé suffisamment loin de la sonde pour estimer que l'écoulement n'est pas perturbé par l'instrument. Il permet de mesurer les trois composantes de la vitesse instantanée. Cette technologie ne nécessite pas de calibration, ce qui lui donne un avantage indéniable par rapport au courantomètre électromagnétique qui partage avec lui un certain nombre d'applications. La mesure est en outre effectuée avec une meilleure résolution temporelle et dans un plus petit volume de mesure qu'un courantomètre électromagnétique.

Cependant, contrairement à un ECM, les performances de l'ADV dépendent de l'ensemencement du milieu, qui doit être assez chargé en micro-particules pour que le signal retourné soit d'une force suffisante. (On note que cela ne pose généralement pas de problème pour des capteurs actuels et pour les concentrations habituellement trouvées dans l'océan.) Les mesures de vitesse sont par ailleurs susceptibles d'être parasitées par le bruit Doppler, le repliement du signal, etc., résultant en des données bruitées, qui peuvent présenter des pics dans toutes les composantes de la vitesse. Grâce aux progrès réalisés dans l'instrumentation, un réglage soigneux de la configuration de mesures ainsi que des pro-

chés de post-traitement adaptés permettent néanmoins d'obtenir des données de qualité satisfaisante dans la plupart des cas.

Enfin, le caractère ponctuel de la mesure est également un inconvénient majeur de la méthode, partagé avec la plupart des technologies présentées précédemment. Cela se traduit par un coût de déploiement élevé si l'on veut mesurer la vitesse en plusieurs profondeurs de la colonne d'eau.

### Applications

Une des forces de l'ADV est sa grande variété d'applications possibles. Initialement développé pour un usage en laboratoire, sa robustesse en fait également un instrument bien adapté à une utilisation en milieu océanique. Il peut être déployé en faible profondeur (<1 m) comme en grande profondeur (jusqu'à 6000 m) suivant les modèles, sur des campagnes de mesures pouvant durer plusieurs mois. Cette technologie est par exemple très utilisée pour des études de turbulence, en rivière (Lane *et al.*, 1998) comme dans l'océan (Thomson *et al.*, 2012). Elle est également mise à contribution dans d'autres applications telles que l'étude de vitesses orbitales dues aux vagues en zone côtière (You, 2009), l'obtention de spectres de vagues (Lin *et al.*, 2002), etc.

#### 3.2.5.2 Profileur acoustique

Le profileur de courant acoustique à effet Doppler (ADCP) a été développé dans les années 1970. Historiquement, il s'agit de l'adaptation d'un loch, un instrument servant à mesurer la vitesse du bateau (Gunawan et Neary, 2011). Les ADCP se distinguent des ADV par leur capacité à mesurer le profil de vitesse, et non plus seulement ses composantes en un seul point, au prix d'une perte de résolution des mesures.

#### Principe de fonctionnement

Un ADCP possède 2 à 8 transducteurs suivant les modèles, qui sont à la fois émetteurs et récepteurs des faisceaux acoustiques, contrairement à l'ADV. Les faisceaux acoustiques de l'ADCP sont divergents, comme illustré sur la Figure 3.10, et le volume de mesure augmente donc avec la distance à l'instrument.

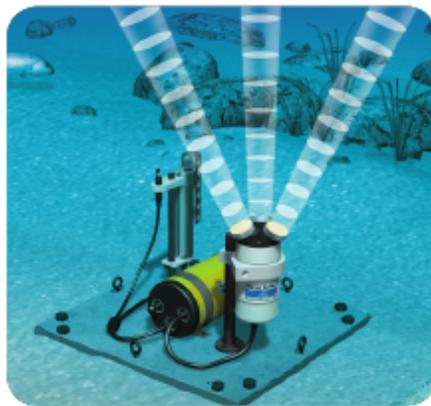


FIGURE 3.10 – Exemple d'un ADCP à 3 faisceaux, monté sur le fond (SonTek, 2017).

Le signal acoustique émis par les transducteurs est une succession d'impulsions modulées en fréquence, appelées *chirps* (pépiements). La concaténation de plusieurs de ces impulsions donne lieu à une seule émission (un *ping*). Les premiers modèles d'ADCP, dans les années 1970, utilisaient des impulsions dites « à bande étroite », où la modulation était inexistante (fréquence constante) ou bien se faisait sur une petite plage de fréquences. Les

années 1990 ont vu le développement d'ADCP « à bande large », c'est-à-dire avec une modulation en fréquence intervenant sur une gamme plus étendue qu'auparavant. Cette évolution a permis de diminuer l'erreur aléatoire associée à chaque *ping* (Nortek, 2017). Aujourd'hui, certains modèles proposent également des mesures à très haute résolution, utilisant pour cela une paire d'impulsions acoustiques cohérentes à chaque émission. La précision en est améliorée, au détriment de la portée de l'instrument et/ou de la fréquence d'échantillonnage, puisqu'il faut que le signal retour des deux impulsions soit enregistré avant d'émettre à nouveau.

Comme pour les ADV, un ADCP envoie des *pings* aussi rapidement que possible : le nombre maximum de *pings* est de 4 à 20 par seconde, suivant les instruments et configurations de mesures. Ces mesures sont moyennées sur un intervalle de temps spécifié par l'utilisateur : plus l'intervalle choisi est long, plus l'incertitude sur la mesure diminue. L'objectif de cette moyenne est de réduire l'erreur inhérente à un *ping* seul. Le bruit Doppler étant plus important pour les ADCP que pour les ADV (Thomson *et al.*, 2012), un grand nombre de *pings* serait idéalement nécessaire pour réduire l'erreur aléatoire. Pour certaines applications cependant, il y a un compromis à trouver car cette opération de moyenne rend illisible les fluctuations rapides de vitesse. Celles-ci sont par exemple nécessaires à l'estimation de la turbulence. Dans ce cas, les signaux sont laissés non moyennés et le bruit Doppler est retiré de la variance de la vitesse de façon statistique.

Un ADCP est conçu pour fournir un *profil* de vitesse et non plus seulement une mesure ponctuelle. Pour ce faire, chaque transducteur émet une impulsion acoustique dans l'axe du faisceau, et enregistre le signal réfléchi en fonction du temps. L'analyse du signal est alors subdivisée en différentes plages temporelles. L'ADCP définit de cette façon des « cellules » de mesures correspondant à des tranches de profondeurs différentes. La détermination de ces cellules, c'est-à-dire de l'emplacement des mesures dans la colonne d'eau, dépend de l'instant auquel l'écho est enregistré. Chaque cellule représente le signal de retour moyenné sur une période donnée, correspondant à la taille de la cellule, comme illustré sur la Figure 3.11.

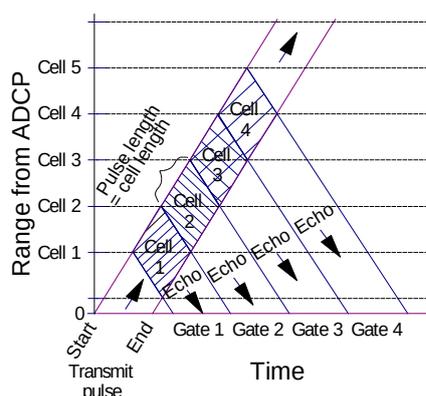


FIGURE 3.11 – Envoi et réception des ondes acoustiques en fonction du temps et de l'espace (Teledyne RD Instruments Inc., 2011).

En une profondeur donnée, on obtient ainsi (généralement) 3 ou 4 mesures non colocalisées des composantes de la vitesse projetée sur les faisceaux de l'ADCP. Ces faisceaux étant divergents, les méthodes de post-traitement classiques reposent alors sur une hypothèse très forte pour remonter aux composantes de la vitesse dans un repère cartésien à partir de ces mesures radiales : on suppose que le champ de vitesses à mesurer est uniforme horizontalement, ce qui revient à moyenner spatialement les composantes hori-

zontales de la vitesse sur tout le volume de mesure (délimité par les faisceaux acoustiques, donc augmentant avec la distance à l'instrument).

Pour cette raison, les ADCP sont initialement conçus pour mesurer les vitesses dans des environnements où il n'y a pas de forts gradients horizontaux, et où l'on s'intéresse plutôt aux variations verticales de la vitesse : typiquement, des mesures de courant moyen.

### **Avantages et inconvénients**

L'avantage fondamental de l'ADCP, comparé à tous les autres dispositifs de mesure de vitesse présentés jusqu'ici, est sa capacité à échantillonner la colonne d'eau sur une large étendue plutôt qu'en un seul point. À elle seule, cette caractéristique plaide déjà fortement en faveur de cette technologie pour notre application. De plus, en tant qu'instrument conçu dès le départ pour un usage en mer, son déploiement relativement aisé, sa faible exigence en maintenance et sa solidité (surtout dans le cas d'un montage sur le fond) sont des atouts de choix dans la perspective d'un usage prolongé. On peut également ajouter que ce type d'instrument a déjà été testé dans de nombreuses configurations de mesures (installé au fond de l'eau ou sur une ligne d'ancrage, orienté vers le haut ou vers le bas, etc.) et pour une grande variété d'applications, certaines impliquant une transmission des données en temps réel. Il bénéficie donc d'un long retour d'expérience et malgré la complexité de la technologie, les méthodes de traitement du signal associées ont fait leurs preuves. Enfin, l'ADCP n'est pas sujet à une dérive du zéro, lui garantissant de bonnes performances pour les mesures de faibles vitesses : cela se révèle appréciable lorsque l'on cherche à mesurer des signaux oscillants.

Pour autant, cette technologie n'est pas exempte de défauts. L'inconvénient principal et majeur de l'ADCP est la non-colocalisation des données mesurées, le volume de mesure augmentant avec la distance à l'instrument. À titre indicatif, à 10 m au-dessus de l'instrument et pour un ADCP avec des rayons divergents à 25° par rapport à la verticale, la distance entre les centres de deux faisceaux est d'environ 9 m. Pour une taille de cellule de 25 cm, cela correspond à un volume de mesure 3D de l'ordre de 20 m<sup>3</sup>. Si l'on reconstruit les trois composantes de la vitesse à l'aplomb de l'instrument avec des relations trigonométriques usuelles, cela revient à moyenniser horizontalement la mesure sur une distance de plus en plus grande au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'instrument. L'hypothèse sous-jacente est qu'à une profondeur fixée, les vitesses horizontales mesurées sont les mêmes dans tous les rayons. Ceci peut être vrai au sens statistique lorsque l'on cherche à mesurer des courants moyens ou des paramètres statistiques de turbulence, mais ce n'est pas le cas pour des mesures déterministes de vagues.

Outre cette faiblesse, il est également à noter que la fréquence d'échantillonnage actuellement permise par un ADCP est relativement basse, de 20 Hz au mieux (dépendant de la fréquence de l'onde acoustique et de la portée de l'instrument). Une fréquence d'échantillonnage de cet ordre devrait être suffisante pour mesurer les vagues. Néanmoins pour une utilisation classique, par exemple lorsque l'on mesure des écoulements unidirectionnels ou des vitesses moyennes, il est généralement recommandé de moyenniser les résultats sur plusieurs *pings* afin de diminuer l'erreur aléatoire sur la mesure (Nortek, 2017). Or dans le cas de mesures déterministes de vagues, il n'est pas souhaitable de moyenniser les résultats obtenus sur différents échos puisque l'on veut pouvoir résoudre chaque vague individuellement. Cela pourrait être envisageable avec une fréquence d'échantillonnage très élevée, mais n'est pas intéressant ici au vu des capacités des ADCP actuellement disponibles.

Enfin, un dernier inconvénient de l'ADCP tient à l'existence de deux zones du profil non couvertes par les mesures. La première est une « zone d'occultation » entre la tête de l'instrument et la première cellule accessible aux mesures, d'une taille variant entre 20 cm

et 2 m suivant les modèles d'ADCP (et leur fréquence acoustique). Cette zone est due aux vibrations de l'instrument qui persistent un court instant après avoir émis l'impulsion, et qui l'empêchent d'enregistrer correctement le signal réfléchi par les particules sur la distance parcourue par l'onde acoustique pendant ce laps de temps. La seconde zone non accessible traduit l'impossibilité de mesurer des vitesses à proximité des interfaces telles que la surface libre ou le fond (suivant la configuration de mesures). Le phénomène en cause, appelé « interférence des lobes secondaires » (*sidelobe interference*), rend généralement inutilisables les 5 à 10 % du profil de vitesse les plus proches de l'interface.

### Applications

Les ADCP sont utilisés depuis longtemps pour mesurer les vagues en plus du courant (Terray *et al.*, 1999), ainsi que le transport de sédiments (Kostaschuk *et al.*, 2005). Des mesures en temps réel sont avérées au moins depuis 2005 (Parra *et al.*, 2005). C'est la technique la plus citée dans la littérature pour les mesures de vitesse en milieu océanique.

Les exemples d'applications abondent, testant les ADCP dans une grande variété de situations : les mesures de courants pour lesquelles ils ont initialement été conçus, en grande comme en faible profondeur, le transport de sédiments, mais aussi la mesure du spectre des vagues (à défaut de la mesure des vagues individuelles), du déferlement, de la turbulence moyennant certaines hypothèses spécifiques, etc. Dans certains cas, il constitue une alternative intéressante à l'ADV. Thomson *et al.* (2012) considèrent par exemple que pour une caractérisation de site en vue de l'implantation d'une hydrolienne, utiliser un ADCP monté sur le fond est plus pratique qu'utiliser un ADV installé à hauteur de turbine, même si ce choix implique un accroissement du bruit et du volume de mesure. À noter également, l'utilisation d'ADCP couplés, permettant de mobiliser 8 faisceaux pour mesurer le profil complet du tenseur de Reynolds, dans une étude sur la turbulence (Vermeulen *et al.*, 2011).

L'ADCP est rarement utilisé en laboratoire, mis à part pour du suivi acoustique de surface libre (Fullerton et Fu, 2009), car pour des mesures de vitesse il requiert un ensemencement artificiel en particules ou la présence de bulles dans l'écoulement.

### 3.2.6 Choix d'une technologie de mesures

Les caractéristiques principales des technologies présentées dans cette section sont résumées dans le Tableau 3.1.

Bien que l'ensemble de ces techniques présentent des exemples d'applications *in situ*, les contraintes logistiques exprimées ici éliminent rapidement certaines options. En particulier, un déploiement à long terme en milieu océanique disqualifie l'anémomètre thermique, dont la durée de vie est trop faible. La longévité de systèmes de vélocimétrie par images de particules (PIV) ou de vélocimétrie laser à effet Doppler (LDV) n'a pas été évaluée, mais la complexité et le coût du montage rendent également ces technologies peu adaptées à l'usage prévu.

Restent donc le courantomètre électromagnétique (ECM), le vélocimètre acoustique ponctuel (ADV) et le profileur acoustique (ADCP), tous trois bien adaptés à des mesures en mer prolongées. Les deux premiers instruments sont utilisés pour des applications similaires, et présentent des propriétés intéressantes en termes de résolution spatiale et (surtout) temporelle, permettant de mesurer avec une précision satisfaisante les trois composantes de la vitesse dans un petit volume de mesure. Malheureusement, ces deux instruments ne fournissent que des mesures ponctuelles. Le déploiement de plusieurs de ces capteurs en divers points de la colonne d'eau se traduirait par une hausse significative du coût de l'opération. L'installation de ces capteurs à différentes profondeurs supposerait de

	Volume de mesure	Résolution temporelle	Type de mesure	Applications principales
<b>HWA</b>	$O(10^{-3} - 1\text{mm}^3)$	$O(1 - 10\text{kHz})$	3D, ponctuelle	Laboratoire
<b>PIV</b>	$O(1\text{mm}^3)$	$O(1\text{kHz})$	2D, champ	Laboratoire
<b>LDV</b>	$O(10^{-3}\text{mm}^3)$	$O(1\text{kHz})$	3D, ponctuelle	Laboratoire
<b>ECM</b>	$O(10^{-4}\text{m}^3)$	$O(1 - 10\text{Hz})$	3D, ponctuelle	Terrain
<b>ADV</b>	$O(1\text{cm}^3)$	$O(10 - 100\text{Hz})$	3D, ponctuelle	Terrain & Laboratoire
<b>ADCP</b>	3D : $O(10^{-1} - 10\text{m}^3)$ Cellule : $O(10^{-3} - 10^{-2}\text{m}^3)$	$O(1\text{Hz})$ (jusqu'à 16 Hz)	Radiale, profil	Terrain

TABLEAU 3.1 – Caractéristiques générales des techniques de mesures de vitesse dans les fluides. Adapté de Lyon et Wosnik (2014).

plus d'avoir recours à un ancrage dont la conception n'est pas aisée, et dont les vibrations seraient susceptibles de perturber les mesures.

Au vu de ces éléments, le profileur de courant acoustique à effet Doppler semble alors être le moyen de mesure le plus prometteur malgré l'inconvénient majeur présenté par son volume de mesure augmentant avec la distance à l'instrument. Il s'agit en effet du seul type de capteur théoriquement capable de mesurer des profils instantanés de vitesses de fluide sur une large portion de la colonne d'eau, à l'aide d'un seul instrument. L'étendue des vitesses mesurables correspond aux plages requises, et il propose une précision raisonnable sur les mesures. Enfin, les exemples d'utilisation d'ADCP sont nombreux dans la littérature. L'instrument bénéficie d'un long retour d'expérience et d'une certaine robustesse rendant possible son déploiement en mer sur une longue durée. De plus, ce genre de capteur est souvent installé sur les sites d'intérêt pour la récupération d'énergie des vagues. Leur déploiement en tant que moyen de mesure déterministe de houle pourrait donc ne représenter qu'un coût supplémentaire marginal par rapport à l'instrumentation déjà prévue sur un tel site.

En conséquence, l'ADCP est considéré comme la technologie la plus susceptible de fournir l'information recherchée dans la suite de ce travail, bien que des ajustements soient à prévoir.

### 3.3 Reconstruction de $U$ à partir de mesures par ADCP

Dans le cadre de la méthode de prévision déterministe étudiée ici, le besoin exprimé est de recueillir des informations sur l'état de mer incident à partir de mesures *in situ*, afin d'alimenter le modèle de propagation. Ces informations sont requises sous la forme de profils instantanés de la vitesse horizontale du fluide dans la colonne d'eau, ce qu'aucun type d'instrumentation disponible actuellement n'est en mesure de fournir directement.

Comme exposé dans la section précédente, les ADCP représentent néanmoins une possibilité intéressante dans la poursuite de cet objectif. Un certain nombre de difficultés pratiques subsistent pourtant dans l'emploi de ces ADCP pour le renseignement de la condition aux limites  $U(x_0, z, t)$ . Le principal obstacle à leur utilisation est ainsi que chaque faisceau acoustique émis par l'ADCP mesure, en une cellule donnée, la vitesse radiale des

particules en suspension dans le fluide. À une profondeur fixée, on obtient ainsi des mesures de vitesse non colocalisées, projetées sur les axes des faisceaux de l'ADCP. Les méthodes de post-traitement classiques utilisent ces mesures pour remonter aux trois composantes de la vitesse moyenne dans le repère cartésien à l'aide de relations trigonométriques, mais elles s'appuient pour cela sur une hypothèse très contraignante : les propriétés statistiques du fluide sont supposées « homogènes horizontalement » (Lu et Lueck, 1999), c'est-à-dire qu'à une profondeur donnée, les vitesses mesurées à des coordonnées différentes par les faisceaux divergents (en général, on en compte quatre) présentent la même amplitude et direction *moyennes* aux échelles de temps considérées.

Lorsqu'il s'agit de mesurer des courants moyens, cette hypothèse est raisonnable et la méthode a fait ses preuves au fil des années. Cependant si l'objectif est la mesure déterministe des vitesses de vagues, le procédé n'est pas pertinent. En effet, les grandeurs recherchées sont des vitesses instantanées et non des résultats moyennés sur plusieurs *pings*, comme c'est généralement l'usage pour réduire les erreurs de mesure.

D'autres méthodes ont été développées spécialement pour mesurer les vagues à l'aide d'ADCP (Terray *et al.*, 1999; Nortek, 2017), mais elles reposent toujours sur des quantités moyennées en temps. Ces méthodes fournissent donc uniquement des informations « moyennées en phase », telles que la direction moyenne des vagues ou la hauteur significative de l'état de mer, qui ne sont pas exploitables pour l'application envisagée ici.

Pour pallier ces insuffisances, une méthode spécifique est alors développée dans ce travail pour obtenir des profils instantanés (déterministes) de vitesse horizontale, utilisable pour de la prévision déterministe, à partir de mesures d'ADCP typiquement disponibles de nos jours.

Outre les quatre faisceaux divergents généralement présents dans un ADCP classique, certains modèles récents sont également équipés d'un cinquième faisceau, orienté vers la verticale (lorsque l'instrument est posé sur le fond). Ce dernier permet de restituer un profil de la composante verticale de la vitesse avec une bonne résolution (Nortek, 2017). Le présent paragraphe expose alors la méthode proposée pour reconstruire un profil instantané de vitesse horizontale, en utilisant le faisceau vertical de deux ADCP. On suppose ici que les quatre autres faisceaux (divergents) sont désactivés pour éviter les interférences.

Dans la configuration de mesures proposée, illustrée sur la Figure 3.12, les deux ADCP sont séparés d'une distance  $\Delta x$  dans la direction de propagation des vagues ( $Ox$ ) et mesurent ainsi deux profils instantanés de vitesse verticale, notés  $W(x_0 \pm \frac{\Delta x}{2}, z, t)$ .

L'hypothèse d'écoulement irrotationnel, déjà énoncée au Chapitre 2 exposant la méthode générale :  $\nabla \times \mathbf{v} = 0$  dans  $\mathcal{D}$ , s'écrit également :

$$\partial_z U(x, z, t) = \partial_x W(x, z, t) \quad \text{dans } \mathcal{D}, \quad (3.6)$$

où  $\mathbf{v} = (U, W)$  désigne la vitesse du fluide,  $U$  et  $W$  sont ses composantes horizontale et verticale dans le système cartésien défini précédemment, et  $\partial_x$  et  $\partial_z$  sont les dérivées partielles par rapport à  $x$  et à  $z$ .

À chaque instant  $t$  et en toute profondeur  $z_0$ , le profil reconstruit de la vitesse horizontale  $\hat{U}$  en  $x_0$  peut alors s'exprimer comme :

$$\hat{U}(x_0, z_0, t) = \int_{z_{ref}}^{z_0} \partial_x W(x_0, z, t) dz + U(x_0, z_{ref}, t) \quad (3.7)$$

avec  $z_{ref}$  une profondeur de référence arbitraire pour laquelle la vitesse horizontale  $U(x_0, z_{ref}, t)$  est connue. En supposant que les mesures de vitesse verticale sont accessibles dans toute la colonne d'eau en  $x = x_0 \pm \frac{\Delta x}{2}$  (par exemple à l'aide de deux ADCP),

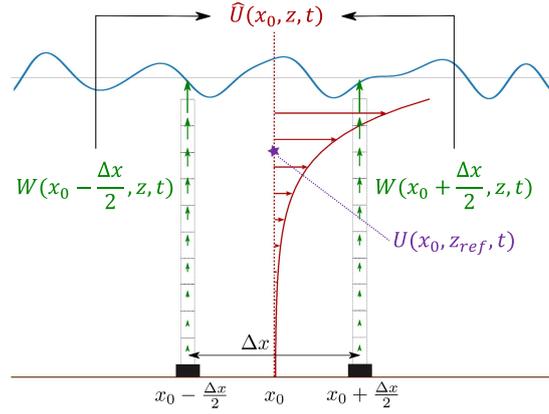


FIGURE 3.12 – Méthode proposée pour reconstruire le profil de vitesse horizontale  $U(x_0, z, t)$  à partir de données mesurées sous la forme de deux profils de vitesse verticale  $W(x_0 \pm \Delta x/2, z, t)$ .

et à condition que  $\Delta x$  soit suffisamment petit et que les mesures soient synchronisées dans le temps, la dérivée partielle instantanée de  $W$  par rapport à  $x$  peut être estimée en un point  $(x_0, z_0)$  donné par :

$$\begin{aligned} \partial_x W(x_0, z_0, t) &= \frac{1}{\Delta x} \left[ W\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}, z_0, t\right) - W\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}, z_0, t\right) \right] + O(\Delta x^2) \\ &= \frac{\Delta W(x_0, z_0, t)}{\Delta x} + O(\Delta x^2) \end{aligned} \quad (3.8)$$

avec  $\Delta W(x_0, z_0, t) = W(x_0 + \frac{\Delta x}{2}, z_0, t) - W(x_0 - \frac{\Delta x}{2}, z_0, t)$ . On peut alors proposer une expression approchée pour  $\hat{U}(x_0, z_0, t)$  à l'aide d'une intégration classique par méthode des trapèzes :

$$\begin{aligned} \hat{U}(x_0, z_0, t) &= \frac{1}{\Delta x} \sum_{k=1}^{N_z} \frac{\Delta W(x_0, z_{k-1}, t) + \Delta W(x_0, z_k, t)}{2} \Delta z_k + U(x_0, z_{ref}, t) \\ &\quad + O(\Delta x^2) + O(\Delta z^2) \end{aligned} \quad (3.9)$$

avec  $z_k$  les coordonnées des points de grille sur laquelle l'intégration est faite, divisant l'intervalle  $[z_{ref}; z_0]$  en  $N_z$  sous-intervalles (*a priori* non réguliers) de longueur  $\Delta z_k$ . Ici,  $\Delta z_k$  représente la taille des cellules de mesure des ADCP.

Pour des applications en grande profondeur, et en supposant que les profils de vitesse verticale  $W$  sont mesurés jusqu'à une profondeur  $z = z_{ref}$  à laquelle la vitesse devient négligeable, on peut fixer la vitesse de référence  $U(x_0, z_{ref}, t)$  à zéro sans introduire trop d'erreur. En profondeur intermédiaire en revanche, il est utile d'ajouter un vélocimètre ponctuel au dispositif de mesures, pour fournir la vitesse horizontale de référence.

Dans cette méthode, en supposant pour l'instant que les mesures sont parfaites (absence de bruits, de biais de mesure, etc.), la qualité de la vitesse reconstruite dépend de trois paramètres principaux :

- la qualité de l'approximation faite sur la dérivée partielle  $\partial_x W$ , avec une précision théorique en  $O(\Delta x^2)$  ;
- la discrétisation verticale disponible pour les mesures de profils de vitesse verticale  $W$ , influant sur l'erreur d'intégration en  $z$  qui varie en  $O(\Delta z^2)$  ;
- la précision de la vitesse horizontale de référence en  $z = z_{ref}$ .

Par ailleurs, le procédé présenté ici utilise des données instantanées. La qualité de la vitesse reconstruite ne dépend donc pas de la discrétisation temporelle retenue. Elle suppose néanmoins une bonne synchronisation entre les différents instruments de mesure.

Cette méthode de reconstruction, proposée ici pour des états de mer unidirectionnels, peut théoriquement être étendue au cas multidirectionnel. À partir de trois instruments, il est possible d'obtenir  $\partial_y W(x_0, y_0, z, t)$  comme  $\partial_x W(x_0, y_0, z, t)$  par éléments finis, et donc de remonter à  $V(x_0, y_0, z, t)$  aussi bien qu'à  $U(x_0, y_0, z, t)$ .

Enfin, on peut également souligner que la méthode repose sur une hypothèse d'écoulement irrotationnel. Dans le cas d'écoulements turbulents ou en présence de courants, une détérioration des résultats serait à prévoir, car la condition sous-jacente  $\nabla \times \mathbf{v} = 0$  ne serait plus vérifiée.

Ainsi, la méthode exposée dans cette section propose un procédé de reconstruction du profil de vitesse horizontale à partir de profils de vitesse verticale, d'une vitesse de référence et de l'hypothèse d'écoulement irrotationnel. L'étape suivante est d'évaluer numériquement ses performances, d'abord en fonction des paramètres susceptibles d'intervenir sur la qualité de la reconstruction puis en testant une configuration réaliste de mesures.

### 3.4 Influence des paramètres de mesures sur la qualité du profil de vitesse reconstruit

Dans cette partie, on effectue une première vérification numérique de la méthode de reconstruction du profil instantané de vitesse horizontale  $U(x_0, z, t)$  à partir de données supposément obtenues par des ADCP. La vérification est conduite sous forme d'étude paramétrique et s'intéresse à la qualité du profil reconstruit en fonction de la configuration de mesures envisagée. Les paramètres pris en compte sont l'espacement  $\Delta x$  entre les deux ADCP dans la direction de propagation, la taille de cellule  $\Delta z$  pour les profils de vitesse verticale, mais aussi la profondeur d'eau par rapport à la longueur d'onde caractéristique de l'état de mer étudié. L'objectif est de déterminer si, indépendamment de l'influence des erreurs de mesure, la méthode pourrait permettre de reconstruire un profil de vitesse de qualité acceptable pour des configurations de mesure et des états de mer réalistes.

#### 3.4.1 Génération des données de référence

La méthode de reconstruction des vitesses est évaluée à partir de données synthétiques. Dans le reste de cette partie, s'il est rencontré le terme « mesures » désignera donc en réalité des données de référence, générées pour imiter celles qui pourraient être obtenues avec la configuration étudiée, mais sans tenir compte des éventuelles erreurs de mesure.

Les données de référence fournissent le profil de vitesse horizontale en  $x_0$  et les deux profils de vitesse verticale de part et d'autre de  $x_0$ . Les mesures des ADCP sont ainsi figurées par les profils de référence  $W(x_0 \pm \frac{\Delta x}{2}, z, t)$  et la vitesse horizontale reconstruite, notée  $\hat{U}(x_0, z, t)$ , est comparée au profil de vitesse horizontale de référence  $U(x_0, z, t)$ . Suivant les configurations, la vitesse horizontale  $U(x_0, z_{ref}, t)$  utilisée comme « constante » d'intégration dans l'équation (3.7) est supposée soit parfaitement connue, soit nulle.

Ces données de référence peuvent être générées soit par un modèle non-linéaire, soit directement par la théorie linéaire. En effet, la méthode ne repose sur aucune hypothèse de linéarité de l'état de mer et, du moment que la même théorie sous-tend la génération de  $U$  et  $W$ , la qualité de la reconstruction des profils de vitesse devrait être la même quelle que soit l'hypothèse retenue. Ici, pour des raisons de rapidité dans la génération des états de mer de référence, on choisit de réaliser l'évaluation à partir de données linéaires.

### 3.4.2 États de mer étudiés

En plus de sa vocation à évaluer la méthode de reconstruction, cette vérification numérique a également été conduite pour tester la faisabilité d'une validation en bassin avec des mesures obtenues par ADCP. Les essais correspondants seront présentés dans le Chapitre 5. Les états de mer utilisés pour vérifier numériquement la qualité de la vitesse reconstruite sont alors choisis à l'échelle du bassin de l'ECN, avec  $h = 2,9$  m. Ils sont présentés dans le Tableau 3.2.

$T_p$ (s)	$\lambda_p$ (m)	$\lambda_p/h$	$H_s$ (cm)
<b>1,5</b>	3,5	1,2	3,5
<b>2</b>	6,2	2,1	6,0
<b>3</b>	12,6	4,2	12,6

TABLEAU 3.2 – Caractéristiques des champs de vagues étudiés. Spectres de JONSWAP avec  $\gamma = 3.3$ .

Les cas tests retenus considèrent plusieurs périodes pics et donc plusieurs rapports  $\lambda_p/h$ , afin d'étudier l'influence éventuelle de la profondeur sur la qualité de la vitesse reconstruite. Les cambrures valent toutes  $\epsilon_c = H_s/\lambda_p = 1\%$ , ce qui n'a pas une grande importance ici puisque la procédure utilise des données linéaires.

La durée de chaque simulation, notée  $T$  par analogie avec la phase de reconstruction de l'état de mer présentée au Chapitre 2, est ici de  $T = 60 T_p$ . Pour chaque état de mer considéré, les simulations ont été réalisées pour  $N_{sim} = 10$  jeux de phases différents, ce qui est suffisant pour assurer la convergence de l'erreur (cf 3.4.3).

### 3.4.3 Indicateurs d'erreur

La méthode de reconstruction repose sur des « mesures » instantanées. À chaque instant, la vitesse reconstruite est donc indépendante de celle obtenue aux autres pas de temps, et la discrétisation temporelle choisie pour actualiser les mesures n'a pas d'influence sur la qualité de la reconstruction. Notons que le taux d'actualisation des mesures peut avoir son importance dans la qualité de la prédiction obtenue, mais ce n'est pas le sujet étudié dans ce chapitre. La durée de la simulation (liée au nombre de reconstructions indépendantes évaluées avec les indicateurs) est donc le seul paramètre temporel d'intérêt. Choisir une simulation suffisamment longue permet de limiter le nombre de jeux de phases nécessaires pour obtenir une valeur d'erreur stabilisée.

On choisit ici d'évaluer la qualité de la reconstruction à l'aide d'indicateurs statistiques : le biais sur les *amplitudes* de la vitesse reconstruite  $b_{|U|}(z)$  et l'erreur RMS normalisée  $\epsilon_{NRMS_U}(z)$ , définis comme suit :

$$b_{|U|}(z) = \frac{1}{N_{sim}} \sum_{i=1}^{N_{sim}} \frac{1}{T} \int_{-T}^0 |\widehat{U}_i(x_0, z, t)| - |U_i(x_0, z, t)| dt \quad (3.10)$$

$$\epsilon_{NRMS_U}(z) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_{sim}} \int_{-T}^0 [\widehat{U}_i(x_0, z, t) - U_i(x_0, z, t)]^2 dt}{\sum_{i=1}^{N_{sim}} \int_{-T}^0 U_i(x_0, 0, t)^2 dt}} \quad (3.11)$$

avec :

- $i = 1, \dots, N_{sim}$  l'indice du jeu de phases ;
- $T$  la durée de reconstruction considérée : ici,  $T = 60 T_p$  ;
- $U_i$  le profil de vitesse horizontale de référence pour le  $i^{\text{ème}}$  jeu de phases aléatoires ;

- $\hat{U}_i$  le profil correspondant de la vitesse horizontale reconstruite à l'aide des mesures et de l'équation (3.7).

L'indicateur  $b_{|U|}(z)$  permet d'estimer, à chaque profondeur, si la méthode tend à sous-estimer ( $b_{|U|}(z) < 0$ ) ou à sur-estimer ( $b_{|U|}(z) > 0$ ) l'amplitude de la vitesse reconstruite par rapport à celle de référence.

L'erreur  $\epsilon_{NRMSU}$  est ici normalisée par la valeur RMS de la vitesse de référence en  $z = 0$ . Le dénominateur dans l'équation (3.11) ne varie pas en fonction de  $z$ . L'amplitude des vitesses variant de façon exponentielle avec la profondeur, ce choix est susceptible d'écraser les variations d'erreur près du fond, le facteur de normalisation étant bien plus grand que les vitesses en jeu au numérateur. Il permet cependant de rendre compte de l'évolution de l'erreur près de  $z = 0$  et est également adapté au cas où  $U(x_0, z_{ref}, t)$  est inconnue et supposée nulle.

**Remarque :** Ces indicateurs donnent une évaluation de l'erreur commise sur la vitesse reconstruite pour tout  $z \in [-h ; 0]$ . Or, suivant les instants, typiquement lorsqu'un creux de vague passe à l'aplomb du point de coordonnées  $x_0$ , la vitesse en  $z = 0$  et juste en-dessous peut n'avoir aucune réalité physique, le point considéré étant hors de l'eau à ce moment précis. Ici, la vitesse est malgré tout reconstruite pour chaque profondeur, car dans le modèle de propagation HOS-NWT, la condition de flux imposé en  $x_0$  doit être fournie à tout instant et de  $z = -h$  jusqu'à  $z = 0$ , indépendamment de l'existence réelle de cette quantité. Dans le présent procédé de vérification numérique, cela ne pose pas de difficulté particulière, une fois admis que l'on compare des quantités qui peuvent ne pas être réelles. Les données synthétiques de référence  $U(x_0, z, t)$  comme  $W(x_0 \pm \Delta x/2, z, t)$  sont en effet calculées quoi qu'il arrive jusqu'en  $z = 0$ . Dans une configuration réaliste de mesures cependant, les profils de vitesse verticale  $W(x_0 \pm \Delta x/2, z, t)$  ne pourront être mesurés que jusqu'en  $z = \eta(x, t)$  au mieux, peut-être moins du fait de réflexions à l'interface. Pour obtenir une valeur de la vitesse reconstruite  $\hat{U}$  aux environs de  $z = 0$ , il faudra avoir recours à un procédé d'extrapolation.

### 3.4.4 Influence de l'espacement des ADCP

En l'absence d'erreurs de mesure, le premier paramètre susceptible d'influencer la qualité du profil de vitesse horizontale reconstruite est l'approximation faite en posant  $\partial_x W(x_0, z, t) \approx \frac{1}{\Delta x} \left[ W(x_0 + \frac{\Delta x}{2}, z, t) - W(x_0 - \frac{\Delta x}{2}, z, t) \right]$  dans l'équation (3.8). La précision de l'approximation dépend de l'espacement  $\Delta x$  entre les positions des deux ADCP dans la direction de propagation des vagues. L'objectif ici est alors de faire varier  $\Delta x$  pour un état de mer et une discrétisation verticale  $\Delta z$  fixés, afin d'évaluer l'influence de l'espacement des ADCP sur la qualité de la reconstruction.

L'état de mer considéré ici est caractérisé par  $H_s = 6$  cm,  $T_p = 2$  s. Pour une profondeur  $h = 2,90$  m, cela correspond à un rapport  $\lambda_p/h$  de 2,1. L'influence de la vitesse au fond est donc normalement très faible. On choisit cependant la vitesse horizontale de référence de l'équation (3.7) comme étant la vitesse au fond et la reconstruction du profil de vitesse se fait par intégration « vers le haut » à partir de  $z_{ref} = -h$ . Dans ce cas de figure,  $U(x_0, z_{ref}, t) = U(x_0, -h, t)$  est supposée connue.

Par ailleurs, les données sur  $W$  sont supposées disponibles entre  $z = -h$  et  $z = 0$  : l'étendue de mesure inclut donc toute la colonne d'eau. La discrétisation verticale  $\Delta z$  est choisie très fine et constante. Ici, on considère  $n_z = 561$  points de mesure répartis régulièrement dans toute la colonne d'eau, soit une taille de cellule de mesure  $\Delta z = 5$  mm (irréaliste pour un cas pratique). Cela correspond à plus d'un millier de points de mesure par longueur d'onde pic  $\lambda_p$ . Les valeurs pour l'espacement  $\Delta x$ , quant à elles, sont choisies

entre 1,25 cm et 40 cm et sont donc comprises entre 0,2 % et 6,4 % de la longueur d’onde pic.

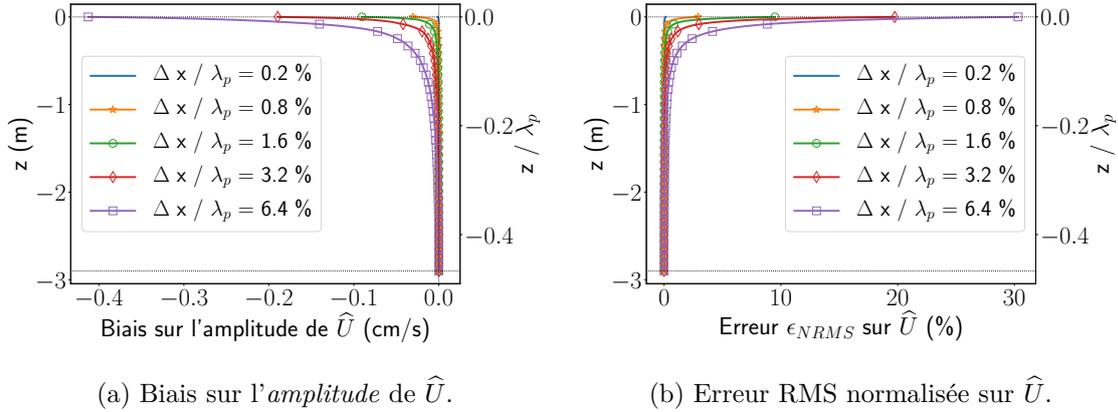


FIGURE 3.13 – Erreurs sur la vitesse horizontale reconstruite  $\hat{U}$ , en fonction de la profondeur. Le deuxième axe  $y$  sur la droite représente la profondeur normalisée par la longueur d’onde pic  $\lambda_p$ . Les résultats sont présentés pour  $H_s = 6$  cm,  $T_p = 2$  s soit un rapport  $\lambda_p/h = 2,1$ .

La Figure 3.13 présente les profils d’erreur pour différentes valeurs de  $\Delta x$ , pour les indicateurs introduits en 3.4.3 : le biais sur l’amplitude de la vitesse reconstruite est tracé sur la Figure 3.13a, et l’erreur RMS normalisée sur la Figure 3.13b. Quels que soient l’indicateur et la valeur de  $\Delta x$  considérés, l’erreur est nulle au fond (par construction) et augmente de façon exponentielle en se rapprochant de la surface libre, l’erreur d’intégration se cumulant sur  $z$ . Comme attendu, plus l’espacement  $\Delta x$  entre les ADCP est grand, plus l’erreur est importante.

Par ailleurs, comme illustré sur la Figure 3.13a, pour toutes les valeurs de  $\Delta x$  considérées sauf la plus faible, le biais sur l’amplitude est négatif à toutes les profondeurs. La méthode de reconstruction exposée dans la section 3.3 tend ainsi à sous-estimer l’amplitude instantanée de la vitesse reconstruite, que celle-ci soit positive ou négative. Cette tendance est surtout présente à proximité de la surface libre. Le biais reste cependant faible avec une valeur inférieure à  $0,5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  en  $z = 0$  dans le cas le plus défavorable considéré ici, ce qui représente environ 7 % de la vitesse RMS à cette profondeur.

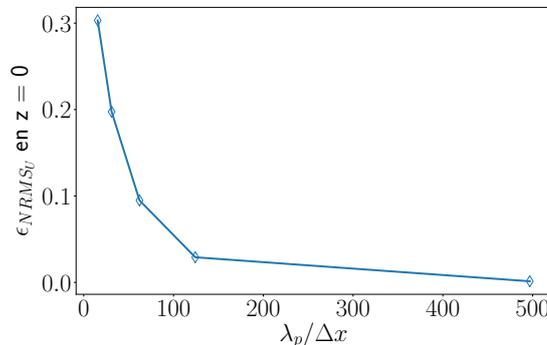


FIGURE 3.14 – Convergence de l’erreur NRMS sur  $\hat{U}$  en  $z = 0$ , en fonction de  $\lambda_p/\Delta x$ .

L’erreur RMS normalisée, tracée sur la Figure 3.13b, présente le même comportement que le biais sur l’amplitude : elle varie avec la profondeur, augmentant de façon significative près de la surface libre. Elle est également d’autant plus importante que l’espacement  $\Delta x$

est grand. Cependant, en-dessous d'une valeur seuil, le paramètre  $\Delta x$  n'a plus d'influence sur l'erreur de reconstruction et celle-ci se stabilise. La Figure 3.14 illustre cette convergence pour l'erreur RMS normalisée, calculée en  $z = 0$ . La stabilisation semble atteinte à partir de  $\lambda_p/\Delta x \approx 200$ , soit  $\Delta x \approx 0,5\% \lambda_p$  ou encore ici  $\Delta x \approx 3$  cm. Physiquement, cette convergence peut s'expliquer par le fait que l'espacement  $\Delta x$  entre les dispositifs de mesure implique que la résolution spatiale du gradient de vitesse verticale  $W$  est, au mieux,  $\lambda_{min} = 2\Delta x$ . En d'autres termes, le montage ne peut pas mesurer de variations de vitesse dues à des composantes de longueur d'onde inférieure à  $\lambda_{min}$ . Via la relation de dispersion, cela peut se traduire par la présence d'une « fréquence de coupure »  $f_c$ , dont la valeur est reportée dans le Tableau 3.3 suivant celle de  $\Delta x$ .

$\Delta x$ (cm)	1,25	2,5	5	10	20	40
$\Delta x/\lambda_p$	0,2 %	0,4 %	0,8 %	1,6 %	3,2 %	6,4 %
$f_c$ (Hz)	7,9	5,6	4,0	2,8	2,0	1,4
$f_c/f_p$	15,8	11,2	7,9	5,6	4,0	2,8

TABLEAU 3.3 – Fréquences des plus petites vagues mesurables en fonction de l'espacement  $\Delta x$  entre les ADCP.

Pour les plus petites valeurs de  $\Delta x$ , inférieures à environ  $1\% \lambda_p$ , la fréquence de coupure est élevée et correspond à des composantes du spectre de vagues dont la contribution énergétique à l'état de mer est négligeable. Avec les autres paramètres de mesures par ailleurs idéalement choisis, raffiner  $\Delta x$  pour obtenir  $f_c \geq 5f_p$  n'apporte ainsi pas de gain significatif sur la précision de la reconstruction.

Ainsi, un espacement des deux ADCP inférieur à  $0,5\% \lambda_p$  semble idéal, tandis qu'un espacement maintenu en-dessous d'environ  $1\% \lambda_p$  devrait pouvoir fournir une reconstruction de qualité suffisante, pour une configuration de mesures par ailleurs idéale. À l'échelle réelle, avec des longueurs d'onde pic généralement de l'ordre de la centaine de mètre, il devrait être possible de respecter ce critère sans difficulté particulière. À l'échelle bassin, le diamètre des instruments envisagés ( $\approx 15$  cm) rendrait ce montage irréaliste pour des houles multidirectionnelles. Mais la validation expérimentale prévue concerne dans un premier temps des houles unidirectionnelles. Cela permet de fixer une valeur de  $\Delta x$  inférieure à 10 cm, à condition que les deux instruments soient décalés l'un par rapport à l'autre sur l'axe transverse de propagation des vagues.

### 3.4.5 Influence de la discrétisation verticale des mesures

Dans ce paragraphe, on s'intéresse à l'influence de la discrétisation verticale  $\Delta z$  des mesures disponibles sur la qualité de la vitesse reconstruite  $\hat{U}$ . Cette discrétisation verticale est supposée uniforme dans toute la colonne d'eau et correspond à la taille des cellules de mesure des ADCP. Les autres paramètres de mesures sont choisis tels que la configuration retenue soit par ailleurs idéale :  $\Delta x = 2,5$  cm, avec des mesures disponibles de  $z = -h$  à  $z = 0$ .

Les résultats sont présentés pour l'état de mer caractérisé par  $H_s = 6$  cm,  $T_p = 2$  s, sur la Figure 3.15. Pour un état de mer donné, le profil de l'erreur NRMS tracé sur la Figure 3.15a montre que le paramètre  $\Delta z$  influe sur la qualité de la reconstruction uniquement près de la surface libre. Par ailleurs, l'erreur de reconstruction en  $z = 0$  converge avec la diminution de  $\Delta z$ , comme illustré sur la Figure 3.15b. Elle est stabilisée pour  $\lambda_p/\Delta z \geq 300$ , soit  $\Delta z \leq 0,3\% \lambda_p$ , mais les résultats sont de qualité acceptable dès  $\lambda_p/\Delta z \approx 100$ , soit  $\Delta z \approx 1\% \lambda_p$ . La même analyse qu'au paragraphe précédent conduit à traduire ce phénomène par la présence d'une fréquence de coupure liée à la discrétisation

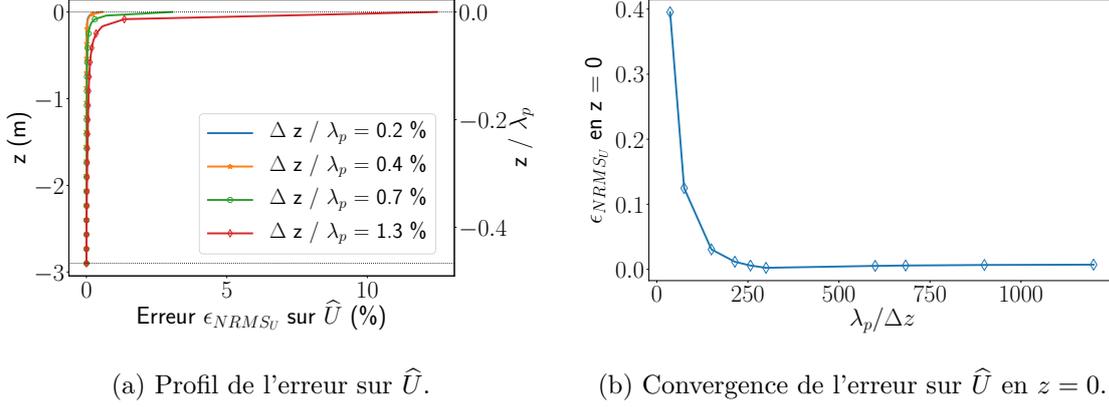


FIGURE 3.15 – Erreur NRMS de reconstruction sur  $\hat{U}$  pour différentes discrétisations verticales  $\Delta z$ . Les résultats sont présentés pour  $H_s = 6$  cm,  $T_p = 2$  s, soit un rapport  $\lambda_p/h = 2,1$ , et pour  $\Delta x = 2,5$  cm.

des mesures. Ici, pour  $\Delta z = 1\% \lambda_p$  cette fréquence vaut environ  $f_c = 7,1 f_p$ , et prend donc bien en compte les composantes les plus importantes dans la description de l'état de mer.

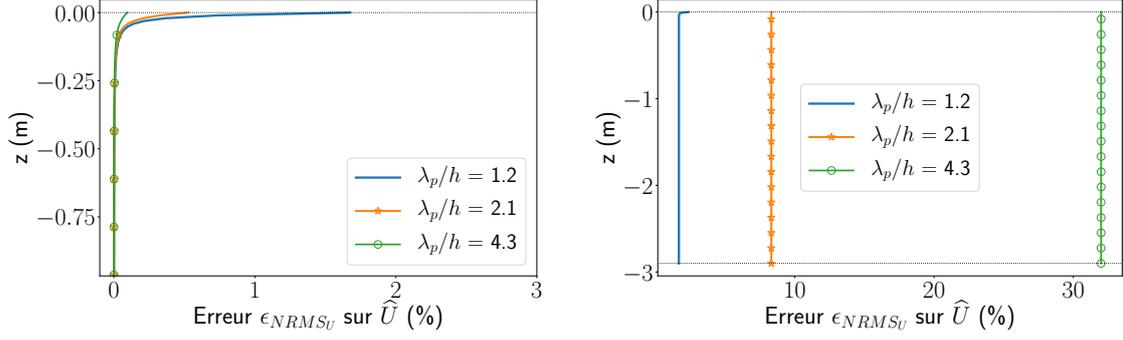
À l'échelle réelle, pour des longueurs d'onde pic généralement de l'ordre de la centaine de mètres, une telle discrétisation verticale correspond à une taille de cellule d'environ 1 m, compatible avec les capacités des modèles actuels d'ADCP (suivant l'étendue de mesure et la précision recherchées).

### 3.4.6 Influence de l'état de mer

Les données synthétiques sont générées de façon linéaire, et ne peuvent donc pas être utilisées pour étudier l'influence de la cambrure des états de mer sur la qualité de la vitesse reconstruite avec la méthode présentée en 3.3. Cela n'est *a priori* pas gênant car celle-ci ne s'appuie sur aucune hypothèse de linéarité de l'état de mer et les résultats ne devraient donc pas dépendre de ce paramètre. Ainsi, il a été vérifié avec ces données linéaires que pour une même période pic, des états de mer caractérisés par des hauteurs significatives différentes présentent le même profil d'erreur normalisée  $\epsilon_{NRMS_U}$ . (L'erreur varie en dimensionnel, mais après normalisation par la vitesse RMS, le profil est le même quelle que soit la cambrure).

Suivant la configuration de mesures retenue, le rapport  $\lambda_p/h$  est en revanche susceptible d'influer sur les résultats obtenus. Les résultats de la reconstruction de  $\hat{U}$  sont présentés sur la Figure 3.16, pour trois états de mer différents et une même configuration idéale de mesures, avec des données disponibles sur toute la colonne d'eau :  $\Delta x = 0,4\% \lambda_p$  et  $\lambda_p/\Delta z = 600$ . Les états de mer sont choisis avec différentes valeurs de  $T_p$ , donc de longueur d'onde pic  $\lambda_p$ , et la hauteur caractéristique  $H_s$  est fixée pour chacun de façon à obtenir une cambrure significative  $\epsilon_c = 1\%$  (bien que cela n'influe pas ici sur les résultats).

Dans un premier temps, la vitesse horizontale servant de référence pour l'intégration,  $U(x_0, z_{ref}, t)$  avec  $z_{ref} = -h$ , est supposée connue comme dans les tests précédents. Les résultats correspondants sont présentés sur la Figure 3.16a. Avec cette configuration idéale de mesures, la reconstruction est de qualité remarquable, même près de la surface libre. Pour cette raison, les résultats sont présentés sur le tiers supérieur de la colonne d'eau uniquement. L'influence de l'état de mer sur l'erreur est quasi-nulle : on observe à peine une très légère augmentation de l'erreur près de  $z = 0$ , pour les états de mer caractérisés par les longueurs d'onde pic les plus faibles.



(a)  $\epsilon_{NRMS_U}$  pour  $U(x_0, -h, t)$  connue (zoom). (b)  $\epsilon_{NRMS_U}$  pour  $U(x_0, -h, t)$  supposée nulle.

FIGURE 3.16 – Profil de l’erreur NRMS sur  $\hat{U}$  pour différents états de mer.

Dans un deuxième temps, on s’intéresse à l’erreur de reconstruction lorsque les mesures de vitesse horizontale en  $z_{ref} = -h$  ne sont pas disponibles. On suppose alors cette quantité identiquement nulle :  $U_{ref}(x_0, -h, t) = 0$ . Par construction,  $\hat{U}(x_0, -h, t)$  est nulle également. Comme on peut le voir sur la Figure 3.16b, l’influence de cette approximation sur la vitesse au fond dépend de l’état de mer considéré. Pour le plus petit rapport  $\lambda_p/h \approx 2,1$  l’erreur de reconstruction reste très faible, en-dessous de 3 %, ce qui est cohérent avec le fait qu’en  $z = -h$ , pour cet état de mer les vitesses orbitales sont de toute façon quasi-nulles. Comme l’on pouvait s’y attendre, il en va autrement pour les états de mer caractérisés par de plus grandes longueurs d’onde pic. L’approximation faite en supposant  $U(x_0, z_{ref} = -h, t) = 0$  est d’autant moins valide que le rapport  $\lambda_p/h$  est grand, et elle se répercute sur tout le profil, devenant ici le principal facteur d’erreur. Ces résultats ne sont pas surprenants, mais soulignent l’importance de disposer d’une vitesse horizontale de référence lorsqu’on travaille en profondeur intermédiaire.

### 3.4.7 Configuration de mesures réaliste en bassin

Les paragraphes précédents ont établi que la méthode de reconstruction était capable de fournir un profil instantané de vitesse horizontale d’excellente qualité à partir de deux profils de vitesse verticale et d’une vitesse horizontale de référence connus, dans le cas où les paramètres de mesures sont idéalement choisis. Ce paragraphe s’intéresse maintenant à la précision des résultats atteignables avec une configuration de mesures réaliste, dans le cas d’essais en bassin. Il s’agit d’évaluer si le type d’instrumentation envisagé pour un déploiement en mer (des ADCP) pourrait également être utilisé dans le cadre d’une campagne de validation de la méthode, à échelle réduite et en conditions contrôlées.

Dans ce contexte, la validation expérimentale étant envisagée dans un premier temps avec de la houle unidirectionnelle, l’espacement  $\Delta x$  entre les ADCP peut être choisi arbitrairement petit et sans tenir compte du diamètre effectif des instruments. En effet, en supposant les vagues générées de façon parfaitement unidirectionnelle, les ADCP peuvent être décalés l’un par rapport à l’autre sur l’axe ( $Oy$ ) transverse à la propagation, tout en mesurant le même état de mer, s’affranchissant ainsi des limitations liées aux dimensions des instruments. Ici, on choisit alors  $\Delta x = 2,5$  cm pour toutes les configurations étudiées.

La discrétisation verticale maximale  $\Delta z$  est quant à elle fixée à la taille de cellule minimale permise par l’instrument : ici,  $\Delta z = 2$  cm. La présence d’une zone d’occultation (*blanking distance*) entre l’instrument et la première cellule de mesure est également prise en compte, ainsi que la présence possible d’interférences dans le signal dues à la réflexion à l’interface, dans les 10% les plus proches de la surface libre au repos.

À  $\Delta x$  et  $\Delta z$  fixés, quatre cas de figure sont alors comparés. Le premier prend en compte une configuration dite « idéale », où les mesures des vitesses verticales  $W(x_0 \pm \Delta x/2, z, t)$  sont disponibles sur toute la colonne d'eau. Les trois autres configurations imitent un montage impliquant deux ADCP immergés à une profondeur variable et mesurant des profils de vitesse verticale  $W$  pour  $z > z_{min}$ , ainsi qu'un ADV mesurant la vitesse horizontale instantanée en  $z = z_{min}$ . Les valeurs retenues pour  $z_{min}$  diffèrent suivant la configuration étudiée : les cas  $z_{min} = [-2, 5; -1, 5; -1]$  m correspondent respectivement à des instruments posés sur le fond du bassin, immergés à mi-colonne ou au tiers de la colonne d'eau. Dans ce dernier cas, l'objectif est d'échantillonner la cinématique le plus près possible de la surface libre.

Pour chacune des trois configurations reproduisant un montage expérimental avec des ADCP et un ADV, la fin du profil mesurable pour les mesures d'ADCP (près de la surface libre) est notée  $z_{max}$ . Du fait de la réflexion du signal à l'interface, on considère généralement que la proportion de mesures inutilisables près de la surface libre atteint jusqu'à 10 % de l'étendue mesurée. Ici, la valeur de  $z_{max}$  est alors déterminée par la valeur choisie pour  $z_{min}$  :  $z_{max} = z_{min}/10$ . La profondeur de référence pour l'intégration est fixée en  $z_{ref} = z_{min}$  et la vitesse horizontale de référence correspondante  $U(x_0, z_{min}, t)$  est supposée connue, pouvant par exemple être mesurée à l'aide d'un ADV. La vitesse au fond, quant à elle, est supposée nulle en l'absence de dispositif de mesure supplémentaire (induisant ainsi mécaniquement une erreur dans la partie inférieure de la colonne d'eau).

La Figure 3.17 illustre l'étendue des données disponibles pour ces quatre configurations : les plages de couleurs représentent l'étendue des mesures de vitesse verticale  $W(x_0 \pm \Delta x/2, z, t)$ , et l'étoile matérialise la profondeur à laquelle est recueillie la vitesse horizontale de référence  $U(x_0, z_{ref}, t)$ .

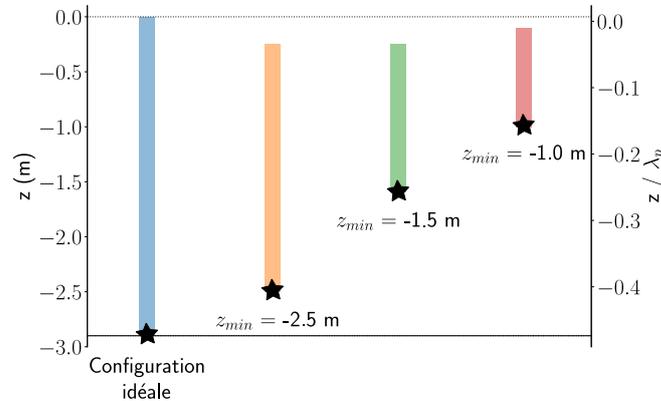


FIGURE 3.17 – Vue schématique des configurations étudiées. À gauche, une configuration idéale avec des mesures disponibles sur toute la colonne d'eau. Les trois autres configurations sont celles imitant l'utilisation de deux ADCP sur des étendues de mesures matérialisées par les plages de couleurs. À chaque fois,  $z_{max} = z_{min}/10$ . Pour les quatre configurations, l'étoile indique la profondeur à laquelle on prend la vitesse de référence.

Avec la méthode exposée dans la section 3.3 et les mesures disponibles en configurations « réalistes », le profil de vitesse horizontale peut être reconstruit uniquement entre  $z_{min}$  et  $z_{max}$ . Le modèle de propagation a cependant besoin d'un profil complet à chaque instant. Entre  $z = -h$  et  $z = z_{min}$  ainsi qu'entre  $z = z_{max}$  et  $z = 0$ , la vitesse horizontale est alors extrapolée à chaque instant à l'aide d'une spline d'ordre 3, dont les coefficients sont calculés à partir du profil de vitesse reconstruit entre  $z_{min}$  et  $z_{max}$ , et de l'hypothèse de vitesse nulle au fond. Ce choix ne permet pas de prendre en compte d'éventuels points

de rebroussement du profil de vitesse pour  $z > z_{max}$  (dus au caractère irrégulier de l'état de mer). Cependant, ici la portion de colonne d'eau sans mesures près de la surface libre ne dépasse pas 10 % de la profondeur, ce qui limite le risque. Le schéma de reconstruction d'un profil horizontal complet est illustré sur la Figure 3.18.

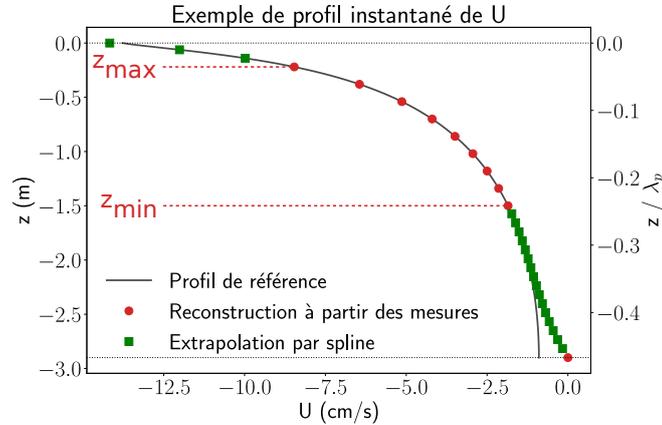
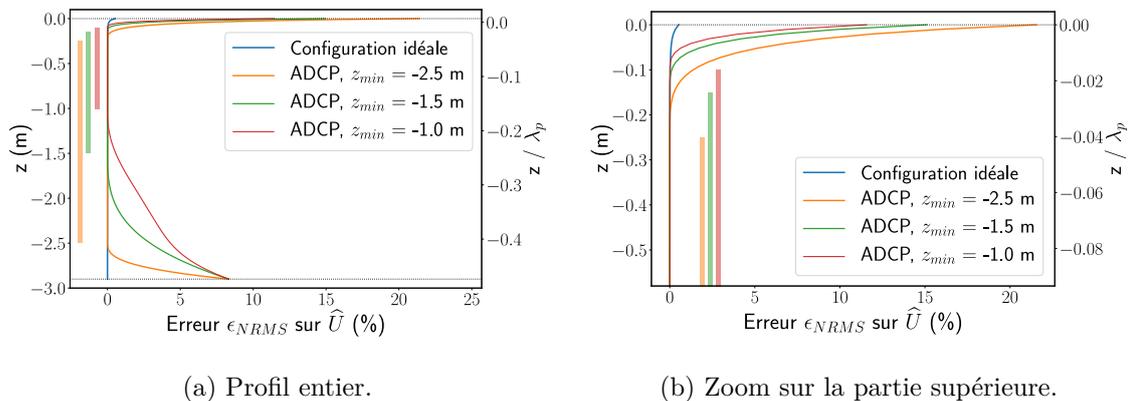


FIGURE 3.18 – Principe de reconstruction du profil complet de  $\hat{U}$  à partir de mesures par ADCP et ADV recueillies entre  $z_{min}$  et  $z_{max}$ .

Les profils d'erreur NRMS pour ces différentes configurations sont présentés sur la Figure 3.19, pour un état de mer caractérisé par  $H_s = 6$  cm,  $T_p = 2$  s. Sur la Figure 3.19a, le profil entier est représenté. Comme attendu, entre  $z_{min}$  et  $z_{max}$  (c'est-à-dire dans la partie de la colonne d'eau dans laquelle on dispose de mesures d'ADCP), le profil d'erreur pour chaque configuration de mesures supposant la présence de deux ADCP et d'un ADV est similaire à celui obtenu avec une configuration de mesures idéale. Les profils diffèrent essentiellement dans les zones non couvertes par les mesures de vitesse verticale.



(a) Profil entier.

(b) Zoom sur la partie supérieure.

FIGURE 3.19 – Profil de l'erreur NRMS sur  $\hat{U}$  pour différentes configurations de mesures,  $\hat{U}(x_0, -h, t)$  étant fixée à zéro. État de mer considéré :  $H_s = 6$  cm,  $T_p = 2$  s. Les bandes de couleur représentent les étendues de mesures accessibles aux ADCP pour chaque configuration.

L'erreur sur la vitesse reconstruite au fond est ainsi de l'ordre de 10 %. L'erreur diminue entre  $z = -h$  et  $z = z_{min}$  jusqu'à retrouver la valeur très faible de la configuration idéale en  $z = z_{min}$ . L'influence de la profondeur d'immersion des instruments est ainsi clairement visible dans le bas de la colonne d'eau. Rappelons cependant que le profil des vitesses est exponentiel et que la plus grande partie de l'information sur l'état de mer

incident est concentrée près de la surface libre. Le comportement de l'erreur dans la partie inférieure n'est donc pas le paramètre revêtant le plus d'intérêt ici.

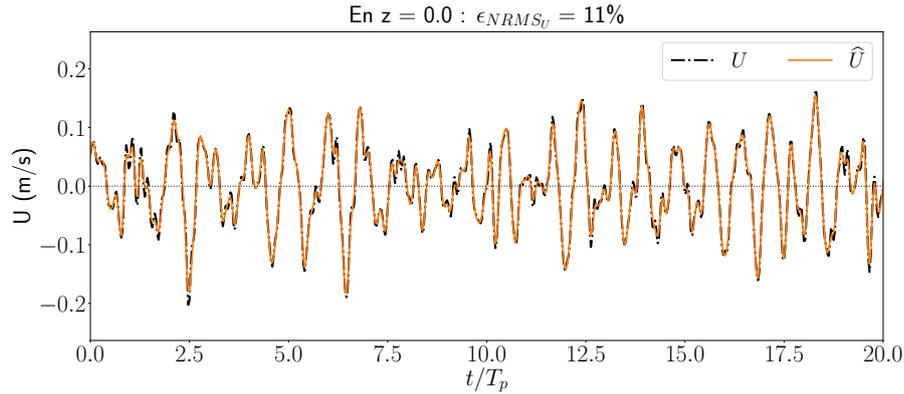
En se concentrant sur la partie supérieure de la colonne d'eau, présentée sur la Figure 3.19b, l'absence de mesures près de la surface libre dans les configurations modélisant une installation d'ADCP se traduit par une augmentation de l'erreur. Le profil montre un net décrochage dans la zone où la condition aux limites est extrapolée ( $z \in [z_{max}; 0]$ ), et sans surprise l'erreur est d'autant plus grande que l'étendue de mesures est tronquée loin de la surface libre. Elle varie ainsi de 12 % à 22 % suivant la profondeur de la dernière cellule de mesure disponible, plaidant pour un montage expérimental qui s'attacherait à mesurer les vitesses le plus près possible de l'interface.

Ces valeurs d'erreurs NRMS confirment la capacité de la méthode à reconstruire la vitesse horizontale à partir de données de vitesse verticale, pour des configurations de mesures réalistes (mais en l'absence d'erreurs de mesure). Ceci est illustré sur la Figure 3.20, qui compare les séries temporelles de vitesse horizontale de référence et reconstruite en  $z = 0$ , pour des valeurs d'erreur NRMS typiques de celles obtenues avec les différentes configurations de mesures. Comme on peut le constater sur la Figure 3.20a, la configuration la plus favorable, avec les ADCP implantés les plus proches de la surface libre au repos ( $z_{min} = -1,0$  m), fournit ainsi un signal reconstruit d'excellente qualité. Même la reconstruction la moins précise en  $z = 0$ , fournie par les ADCP implantés en  $z_{min} = -2,5$  m et caractérisée par une erreur NRMS de 22 %, montre en réalité une très bonne correspondance entre la vitesse reconstruite et celle de référence, comme illustré sur la Figure 3.20b. Les différences portent principalement sur l'amplitude des pics et crêtes reconstruites (avec une tendance à la sous-estimation pour la reconstruction la moins précise), et sur la moins bonne résolution des petites vagues pour la deuxième configuration, visible autour de  $t/T_p \approx 8$ .

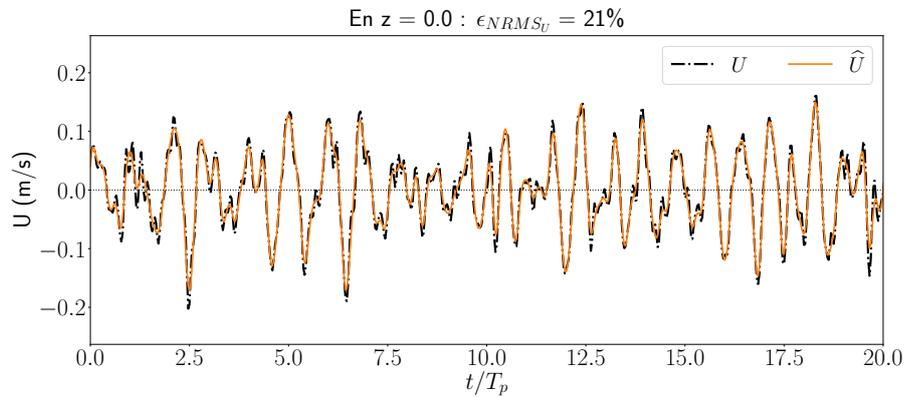
### 3.4.8 En résumé

Dans cette partie, la sensibilité de la méthode de reconstruction de la vitesse à divers paramètres de mesures a été étudiée numériquement, à l'échelle bassin et avec des données linéaires. L'évaluation s'est faite à l'aide de plusieurs états de mer caractérisés par leur rapport  $\lambda_p/h$ . Les résultats ont été stabilisés en faisant appel à plusieurs réalisations pour un même état de mer.

Cette vérification numérique donne un premier aperçu des capacités de la méthode à reconstruire correctement un profil instantané de vitesse horizontale, à partir de configurations imitant le fonctionnement d'instruments qui ne sont initialement pas conçus pour mesurer des vagues de façon déterministe. Ces résultats sont préliminaires et ont été obtenus à l'aide de données synthétiques, figurant des mesures parfaites et respectant les hypothèses sur lesquelles repose la méthode de reconstruction, en particulier celle d'un écoulement irrotationnel. Une validation expérimentale est évidemment nécessaire et s'intéressera aux limitations pratiques de la méthode, notamment lorsque le cas réel dévie des hypothèses de départ. Elle devra également prendre en compte des configurations de mesures plus réalistes (taille des cellules de mesure, portée des instruments, résolution) ainsi que l'influence des erreurs de mesure. Les premières avancées rapportées dans ce chapitre permettent cependant de poursuivre l'étude numérique de la méthode générale de prédiction déterministe, en utilisant ce profil de vitesse reconstruit comme condition aux limites dans le modèle de propagation.



(a) ADCP mesurant à partir de  $z_{min} = -1,0$  m.



(b) ADCP mesurant à partir de  $z_{min} = -2,5$  m.

FIGURE 3.20 – Série temporelle de la vitesse reconstruite  $\hat{U}$  en  $z = 0$ , comparée à la vitesse horizontale de référence  $U$ , pour deux configurations de mesures.

### 3.5 Bilan

La recherche de solutions technologiques pour répondre à nos besoins de mesures n'a pas identifié de capteurs capables, en l'état, de répondre à notre problématique. Dans ce chapitre, une méthodologie originale a donc été développée afin de reconstruire le profil instantané de vitesse horizontale à partir d'instruments de mesures couramment utilisés en océanographie : des profileurs de courant acoustiques à effet Doppler (ADCP). La qualité des profils reconstruits a été évaluée numériquement à l'aide de données synthétiques. Une étude de sensibilité a été conduite, pour proposer un choix de paramètres de mesures optimaux, et pour estimer la qualité du profil reconstruit dans une configuration plus réaliste.

L'étape suivante est alors de mettre en œuvre cette méthode afin de fournir une condition aux limites au modèle de vagues, et de générer puis propager l'état de mer correspondant. Le prochain chapitre s'intéresse ainsi à la vérification numérique des capacités de prédiction de la méthode générale, à partir d'une condition aux limites reconstruite.

## Chapitre 4

# Étude numérique de la méthode de prédiction

---

Dans ce chapitre, une série de vérifications numériques est conduite afin d'évaluer la faisabilité de la méthode de prédiction. La production de données synthétiques de référence ainsi que la méthode de comparaison sont exposées dans la section 4.2. Dans la section 4.3, la qualité de la prédiction est d'abord étudiée à partir d'une condition aux limites connue analytiquement aux points où elle est renseignée. Dans la section 4.4 on s'intéresse ensuite à la vérification de la méthode complète, comprenant l'étape de reconstruction de la condition aux limites à partir de données de vitesse verticale, toujours synthétiques ici.

---

### Sommaire

---

4.1	Introduction . . . . .	<b>82</b>
4.2	Principe général de vérification . . . . .	<b>82</b>
4.2.1	Simulations de référence . . . . .	82
4.2.2	Indicateurs d'erreur . . . . .	83
4.3	Prédiction à partir d'un profil de vitesse analytique . . . . .	<b>85</b>
4.3.1	États de mer testés et paramètres numériques . . . . .	85
4.3.2	Vérification en configuration idéale . . . . .	86
4.3.3	Étude de sensibilité de la qualité de la prédiction à la qualité de la condition aux limites . . . . .	89
4.4	Prédiction à partir d'une condition aux limites reconstruite . . . . .	<b>99</b>
4.4.1	Prédiction avec une configuration de mesures idéale . . . . .	100
4.4.2	Prédiction avec une configuration de mesures dégradée . . . . .	111
4.5	Bilan . . . . .	<b>114</b>

---

## 4.1 Introduction

Après la présentation de la méthode générale au Chapitre 2, le Chapitre 3 a proposé un procédé pour obtenir le profil vertical de vitesse horizontale à partir de l'instrumentation existante, pour fournir une condition aux limites au modèle de propagation. La qualité du profil de vitesse horizontale ainsi reconstruit y a également été évaluée en fonction de divers paramètres de mesures. Dans le présent chapitre, on conduit une vérification numérique afin d'estimer les capacités de prédiction de la méthode pour divers états de mer. On utilise ici des données synthétiques uniquement. Dans la suite de ce chapitre, l'influence des erreurs de mesure n'est donc pas prise en compte et le terme « mesure », s'il est employé, désignera en réalité ces données synthétiques de référence générées pour simuler le fonctionnement d'une instrumentation plus ou moins réaliste.

La méthode générale de prédiction est évaluée en deux temps. Dans la section 4.3, la prédiction est d'abord obtenue à partir d'une condition aux limites supposée connue directement, c'est-à-dire sans prendre en compte l'étape de reconstruction du profil de vitesse horizontale présentée au Chapitre 3. Cette première partie vise à étudier l'influence du nombre et de la position des points de renseignement de la condition aux limites sur la qualité de la prédiction obtenue. Dans l'optique de tester également la faisabilité d'une éventuelle validation expérimentale, l'étude a été effectuée à l'échelle bassin.

Dans un deuxième temps, la prédiction est obtenue en alimentant le modèle de propagation à l'aide d'une condition aux limites reconstruite à partir de données de vitesse verticale, selon la méthode décrite au Chapitre 3. L'objectif ici est d'évaluer la qualité de la prédiction avec la méthode complète, et de comparer les résultats avec des travaux précédents (Wu, 2004; Blondel-Couprie, 2009).

## 4.2 Principe général de vérification

L'évaluation des performances de la méthode se fait en comparant la prédiction obtenue, notée  $\hat{\eta}(x, t)$ , avec une solution de référence notée  $\eta(x, t)$ . Cette élévation de surface libre de référence, ainsi que d'autres grandeurs utiles, est elle-même générée numériquement par un code dédié. L'influence des erreurs de mesure dans le processus de prédiction n'est donc pas prise en compte. Dans cette section, on présente d'abord la procédure de génération des données de référence, puis les indicateurs d'erreur utilisés pour la comparaison des élévations de surface libre obtenues.

### 4.2.1 Simulations de référence

Les données de référence sont générées numériquement à l'aide d'un modèle de vagues non-linéaire, reposant lui aussi sur une méthode HOS mais formulée pour un domaine ouvert. Ce genre de modèle permet de fournir une représentation fidèle des états de mer réels (Ducrozet *et al.*, 2007; Toffoli *et al.*, 2010; Xiao *et al.*, 2013; Sergeeva et Slunyaev, 2013), et est largement utilisé pour étudier leur propagation sur de larges échelles spatio-temporelles, avec prise en compte des effets non-linéaires.

Plus précisément, le modèle numérique utilisé ici pour fournir les solutions de référence est le modèle HOS-ocean, un code open-source<sup>[1]</sup> également développé au LHEEA (Bonney *et al.*, 2010; Ducrozet *et al.*, 2016). Son fonctionnement est très proche du modèle HOS-NWT utilisé pour la propagation dans notre méthode de prédiction, à la différence près que dans HOS-ocean l'implémentation retenue est la version classique de la méthode, modélisant un domaine ouvert. Le cœur de la formulation est le même que

---

[1]. Disponible à l'adresse : <https://github.com/LHEEA/HOS-ocean>

présenté au Chapitre 2 pour le code HOS-NWT, les équations (2.3) à (2.6) restant inchangées. La différence réside dans la formulation des conditions aux limites latérales, qui dans HOS-NWT sont exprimées par les équations (2.7) à (2.8), et qui, pour HOS-ocean, s'écrivent sous la forme :

$$(\eta, \phi)(x_0, t) = (\eta, \phi)(x_0 + L_x, t) \quad (4.1)$$

La simulation d'états de mer irréguliers et unidirectionnels avec HOS-ocean se fait en fournissant une consigne sous la forme d'un spectre en fréquence (par exemple un spectre de JONSWAP) et d'un jeu de phases aléatoires. Avec ce modèle et contrairement à HOS-NWT, les simulations doivent être initialisées : les champs  $\eta(x, t)$  et  $\phi^S(x, t)$  sont renseignés sur tout le domaine spatial à  $t = 0$ , puis sont propagés de façon non-linéaire. Cette initialisation à partir d'un champ de vagues linéaire est connue pour créer des risques d'instabilités numériques. Pour éviter cela, la procédure d'initialisation décrite dans Dommermuth (2000) est mise en œuvre : on introduit une période de transition d'une durée  $T_a = 10T_p$ , pendant laquelle un schéma de relaxation est appliqué sur les termes non linéaires dans les conditions aux limites de surface libre (équations (2.5) et (2.6)). Cela permet une transition en douceur d'une condition initiale linéaire à un champ de vagues entièrement non linéaire, qui peut alors être considéré comme réaliste.

Le code HOS-ocean produit ainsi le champ d'élévation de surface libre de référence  $\eta(x, t)$  dans tout le domaine de simulation, auquel on pourra comparer la prédiction  $\hat{\eta}(x, t)$  obtenue par notre méthode. En plus de ces informations surfaciques, les champs de vitesse de référence  $U(x_0, z, t)$  et  $W(x_0 \pm \Delta x/2, z, t)$  sont également calculés à partir des résultats de HOS-ocean à l'aide d'une librairie dédiée, Grid2Grid<sup>[2]</sup> (Ducrozet *et al.*, 2005; Choi *et al.*, 2017). Suivant les cas, le profil de vitesse horizontale  $U(x_0, z, t)$  fournit ainsi directement la condition aux limites pour HOS-NWT (Section 4.3), ou est utilisé pour évaluer le profil de vitesse horizontale reconstruit (Section 4.4). Les profils de vitesse verticale  $W(x_0, \pm \Delta z/2, z, t)$  sont utilisés dans la Section 4.4 pour reconstruire la vitesse horizontale  $\hat{U}(x_0, z, t)$  à l'aide de la méthode décrite au Chapitre 3.

**Remarques :** Le code HOS-ocean avait été utilisé par Blondel-Couprie (2009) dans sa thèse sur la prédiction déterministe de houle. Ses capacités de modélisation étaient tout à fait adaptées à la problématique, cependant comme exposé au Chapitre 1, l'initialisation requise par le modèle passe par une étape d'assimilation de données dans le cas de la prédiction, qui se révèle trop longue pour atteindre l'objectif d'un fonctionnement en temps réel. Il convient par ailleurs de souligner que même si HOS-ocean et HOS-NWT reposent tous deux sur la méthode HOS, il s'agit bien de deux codes totalement indépendants, le problème résolu étant différent. Ceci permet de considérer les résultats de HOS-ocean comme données de référence pour un champ de vagues non-linéaires.

#### 4.2.2 Indicateurs d'erreur

L'évaluation des performances de la méthode de prédiction se fait en comparant les élévations de surface libre prédite et de référence. Plusieurs indicateurs sont proposés ici.

Dans un premier temps, la qualité de la prédiction est évaluée en calculant l'erreur sur  $\eta(x, t)$  à l'aide des mêmes indicateurs que ceux définis en Wu (2004). Un champ d'erreur RMS, normalisé par la hauteur significative de l'état de mer considéré, est d'abord défini comme suit :

$$\varepsilon(x, t) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_{sim}} [\hat{\eta}_i(x, t) - \eta_i(x, t)]^2}{N_{sim}}} \times \frac{2}{H_s} \quad (4.2)$$

---

[2]. Disponible à l'adresse : <https://github.com/LHEEA/Grid2Grid>

avec  $N_{sim}$  le nombre de simulations effectuées pour assurer la convergence statistique des résultats (méthode de Monte-Carlo),  $i$  l'index de ces simulations,  $\eta$  l'élévation de surface libre fournie par la simulation de référence et  $\hat{\eta}$  le résultat de la simulation de prédiction.

Outre cette carte d'erreur, un indicateur plus synthétique est également utilisé, en calculant la valeur moyenne de  $\varepsilon(x, t)$  dans la zone de prédiction théoriquement accessible  $\mathcal{D}_{x,t}$  (définie au Chapitre 2, paragraphe 2.2.3). Il en résulte une erreur scalaire associée à chaque état de mer :

$$\varepsilon_{\mathcal{D}} = \frac{\iint_{\mathcal{D}_{x,t}} \varepsilon(x, t) dx dt}{\iint_{\mathcal{D}_{x,t}} dx dt} \quad (4.3)$$

Cet indicateur peut également être séparé en deux, pour distinguer l'erreur de reconstruction  $\varepsilon_{rec}$  qui mesure la capacité de HOS-NWT à propager correctement un état de mer connu uniquement par son profil de vitesse horizontale en  $x = x_0$  pour  $t \in [-T ; 0]$ , et l'erreur de prédiction  $\varepsilon_{pred}$ , qui évalue la capacité du modèle à prédire l'élévation de surface libre sur le domaine pour  $t > 0$ . Dans ce cas, l'erreur de reconstruction seule est définie par :

$$\varepsilon_{rec} = \frac{\iint_{\mathcal{D}_{rec}} \varepsilon(x, t) dx dt}{\iint_{\mathcal{D}_{rec}} dx dt} \quad (4.4)$$

où  $\mathcal{D}_{rec}$  est la sous-région de reconstruction définie pour  $t \leq 0$  et illustrée sur la Figure 2.2 au Chapitre 2. L'erreur de prédiction seule est définie de la même façon sur  $\mathcal{D}_{pred}$ .

Les indicateurs d'erreur présentés ci-dessus sont utiles pour fournir une estimation globale de la qualité des résultats, et pour les comparer avec certaines méthodes de prédiction déterministe de la littérature. Cependant, ils ne fournissent pas d'information sur la nature de l'erreur, car ils ne font pas la distinction entre les erreurs sur l'amplitude et sur la phase. Or, cette dernière s'avère particulièrement importante à minimiser pour le développement d'une stratégie de contrôle prédictif de systèmes houlomoteurs, car il est crucial de connaître exactement l'instant d'arrivée de chaque vague au dispositif. Un indicateur d'erreur complémentaire est donc proposé, permettant d'évaluer la similarité entre deux séries temporelles sous la forme d'une corrélation croisée normalisée entre le signal de référence et le signal d'élévation prédit.

En un point de coordonnée  $x_C$  donnée, la corrélation croisée  $C$  est exprimée en fonction du décalage temporel  $\tau$  entre les deux signaux :

$$C(\tau) = \frac{1}{t_{max} - t_{min}} \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{\hat{\eta}(x_C, t)}{\hat{\sigma}} \times \frac{\eta(x_C, t + \tau)}{\sigma} dt \quad (4.5)$$

où  $\sigma = \text{std}(\eta(x_C, t_{min} \leq t \leq t_{max}))$  est l'écart-type sur  $\eta$  dans la zone de prédiction théorique ( $\hat{\sigma}$  celui sur  $\hat{\eta}$ ) et  $t_{min}, t_{max}$  sont les limites temporelles de la zone de prédiction théorique au point de coordonnée  $x_C$  considéré.

L'équation (4.5) donne le facteur de corrélation  $C$  en fonction d'un délai  $\tau$  : son maximum  $C_{max}$  ainsi que le délai  $T_s$  pour lequel il est atteint en sont extraits pour évaluer la qualité du signal prédit au point  $x_C$ . La valeur de  $C_{max}$  est une mesure de la similitude en forme et en amplitude entre les signaux, et  $T_s$  indique le déphasage éventuel de l'un sur l'autre. La corrélation croisée d'un signal avec lui-même donnera ainsi une amplitude maximale  $C_{max} = 1$  pour un déphasage  $T_s$  nul.

Pour un état de mer et un jeu de phases donnés, ces deux quantités  $C_{max}$  et  $T_s$  sont ainsi calculées en chaque point  $x_C$  du domaine de simulation, permettant de visualiser l'évolution de la qualité de la prédiction dans l'espace. Les valeurs obtenues sont ensuite moyennées sur tous les tirages de phases effectués (séparément pour chaque point  $x_C$ ).

### 4.3 Prédiction à partir d'un profil de vitesse analytique

Dans cette section, les simulations de prédiction conduites avec HOS-NWT utilisent directement la vitesse horizontale de référence  $U(x_0, z, t)$  (générée par HOS-ocean) comme condition aux limites. Cela revient à supposer que le profil instantané de vitesse horizontale est connu parfaitement, et donc à évaluer uniquement la capacité de la méthode à reconstruire et prédire la houle à partir des informations connues en amont. En d'autres termes, on n'a pas recours ici à la méthode de reconstruction de la vitesse horizontale à partir de profils de vitesse verticale développée au Chapitre 3. La procédure de vérification est schématisée sur la Figure 4.1.

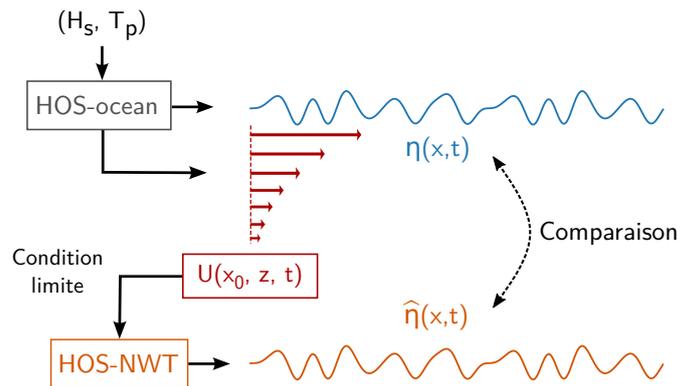


FIGURE 4.1 – Procédure de vérification numérique pour le cas où le modèle de prédiction est alimenté avec une condition aux limites  $U(x_0, z, t)$  évaluée directement à l'aide du code de référence.

Les études numériques présentées visent dans un premier temps à vérifier la prédiction de houle lorsque la condition aux limites est parfaitement renseignée, et dans un deuxième temps à évaluer la sensibilité de la méthode à la discrétisation spatiale de cette condition aux limites.

#### 4.3.1 États de mer testés et paramètres numériques

La méthode ayant vocation à être validée expérimentalement si l'étape de vérification numérique est concluante, les états de mer renseignés dans les simulations sont choisis ici à l'échelle du bassin de traction de l'ECN ( $h = 2,90$  m). Les états de mer étudiés permettent alors de cartographier les essais qu'il serait intéressant et possible de mener, avec les ordres de grandeur des erreurs minimales auxquelles on peut s'attendre. Les résultats sont cependant extensibles à l'échelle réelle. Présenté dans le Tableau 4.1, le panel d'états de mer considérés inclut des cambrures significatives ( $\epsilon_c = H_s/\lambda_p$ ) échelonnées entre 0,5 et 3 %. Des périodes de pic différentes sont également testées afin d'évaluer l'influence éventuelle du rapport  $\lambda_p/h$ .

Les jeux de données de référence sont générés avec HOS-ocean en profondeur  $h = 2,90$  m avec des paramètres numériques choisis pour assurer la convergence des résultats. Le domaine spatial de simulation est de longueur  $L_{ref} = 8\lambda_p$ , la décomposition des quantités d'intérêt se fait sur  $N_{ref} = 256$  modes (induisant un ratio  $k_{max}/k_p = 32$ ). L'ordre de non-linéarité retenu ici est  $M = 5$ .

$T_p$ (s)	$\epsilon_c = \mathbf{H}_s/\lambda_p$	0,5%	1%	2%	3%	4%
	$\lambda_p/h$	$H_s$ (cm)				
1,5	1,2	1,8	3,5	7,0	10,5	14,1
2,0	2,1	3,0	6,0	12,0	19,0	25,0
3,0	4,2	6,3	12,6	25,2	37,7 <sup>(*)</sup>	50,3 <sup>(*)</sup>

TABLEAU 4.1 – Caractéristiques des champs de houle étudiés ; <sup>(\*)</sup>Houle inaccessible en réalité dans le bassin.

La simulation HOS-NWT est quant à elle réalisée sur un domaine de longueur  $L_{NWT} = 16\lambda_p$  deux fois supérieure à celle de la simulation de référence, incluant ainsi une zone d’absorption numérique suffisamment longue pour garantir l’absence de réflexion sur la « paroi » numérique du fond. La comparaison des résultats se fait donc uniquement sur la première moitié du domaine, de longueur  $L_{ref} = 8\lambda_p$ . Les paramètres numériques sont choisis tels que  $N_x = 512$ ,  $N_z = 33$  et  $M = 5$ . Notons que contrairement au code HOS-ocean, dans HOS-NWT la surface libre est initialement au repos :  $\eta(x, t = 0) = 0$  et  $\phi^S(x, t = 0) = 0$ . C’est la condition aux limites imposée en  $x_0$  sous forme de profil de vitesse horizontale qui génère les vagues depuis la frontière.

Pour chaque état de mer considéré, les simulations de référence (HOS-ocean) produisent ici 60  $T_p$  de données, dont 10  $T_p$  sont dédiées à l’établissement d’un état de mer non-linéaire à partir d’une initialisation par des paramètres linéaires (période de relaxation), et sont donc retirés de la comparaison. La fréquence de sortie des résultats est de 16 Hz, ce qui représente de 24 à 48 « mesures » par période pic suivant les états de mer considérés. Utilisant les 50  $T_p$  de données de référence réellement disponibles, les simulations HOS-NWT comptent ainsi :

- 5  $T_p$  d’établissement progressif de l’état de mer à partir du repos, à l’aide d’une rampe en temps appliquée sur la condition aux limites  $U(x_0, z, t)$  ;
- 33  $T_p$  de reconstruction, durant lesquelles la condition aux limites est mise à jour en continu ;
- 1  $T_p$  de mise à zéro progressive de la condition aux limites à l’aide d’une rampe en temps ;
- 11  $T_p$  de prédiction.

### 4.3.2 Vérification en configuration idéale

Dans un premier temps, la qualité de la prédiction obtenue est évaluée en renseignant une condition aux limites parfaitement connue en tous points du maillage vertical de HOS-NWT. Ce modèle ayant déjà fait l’objet de nombreuses validations (Bonnefoy *et al.*, 2010; Ducroz *et al.*, 2006, 2012), l’objectif ici n’est pas de reproduire ces tests mais de vérifier que la modification mineure apportée au traitement de la condition aux limites en  $x_0$  n’a pas affecté les capacités du code à modéliser la propagation des vagues. Il s’agit alors d’estimer la qualité de prédiction obtenue pour divers états de mer lorsque la vitesse horizontale imposée en  $x_0$  est parfaitement renseignée. Pour cela, on simule une configuration de mesures idéale : les jeux de données de référence fournissent directement le profil de vitesse horizontale  $U(x_0, z, t)$  aux coordonnées exactes du maillage vertical de HOS-NWT. Les résultats obtenus pour les états de mer listés dans le Tableau 4.1 sont synthétisés sur la Figure 4.2 et la Figure 4.3.

La Figure 4.2 présente l’erreur  $\varepsilon_{\mathcal{D}}$  moyennée sur toute la zone de prédiction théorique  $\mathcal{D}_{x,t}$  (incluant donc la phase de reconstruction et celle de prédiction). Chaque courbe correspond à un rapport  $\lambda_p/h$  constant (donc à une même valeur de  $T_p$ ), avec variation

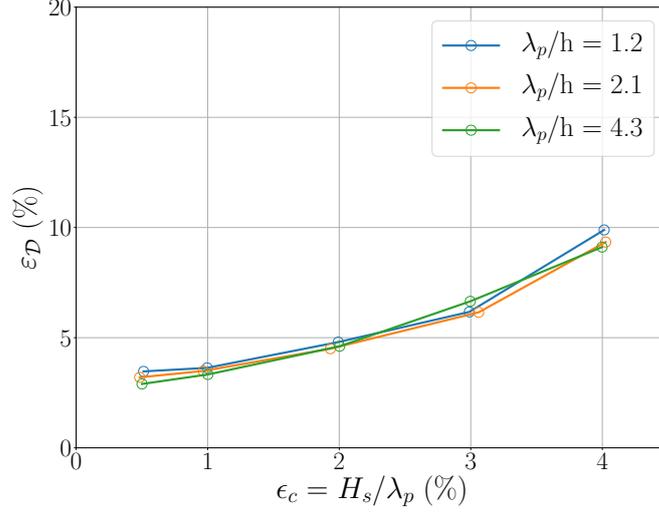


FIGURE 4.2 – Erreur  $\varepsilon_{\mathcal{D}}$  moyennée sur toute la zone de prédiction théorique  $\mathcal{D}_{x,t}$ , pour différentes cambrures et différents rapports  $\lambda_p/h$ .

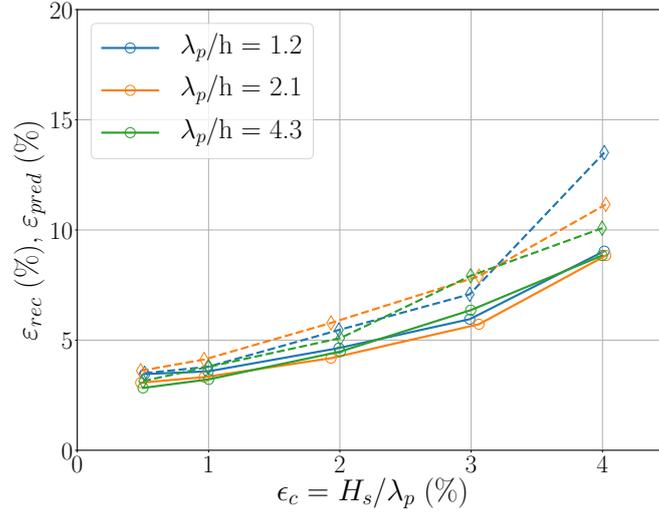


FIGURE 4.3 – Séparation de l'erreur globale  $\varepsilon_{\mathcal{D}}$  en une erreur de reconstruction  $\varepsilon_{rec}$ , calculée sur  $\mathcal{D}_{rec}$  (traits pleins) et une erreur de prédiction  $\varepsilon_{pred}$ , calculée sur  $\mathcal{D}_{pred}$  (traits pointillés), pour différentes cambrures et différents rapports  $\lambda_p/h$ .

de la cambrure significative  $\varepsilon_c$ . Sur chacune de ces courbes, chaque point illustre l'erreur moyenne obtenue sur  $N_{sim} = 20$  jeux de phases aléatoires. La Figure 4.3 suit le même principe, en reprenant la subdivision de la zone de prédiction théorique  $\mathcal{D}_{x,t}$  en  $\mathcal{D}_{rec}$  et  $\mathcal{D}_{pred}$  pour distinguer entre erreur de reconstruction de l'état de mer (lorsque la condition aux limites est actualisée en continu) et erreur de prédiction. Pour chaque état de mer, l'erreur de reconstruction  $\varepsilon_{rec}$  est tracée en traits pleins et l'erreur de prédiction  $\varepsilon_{pred}$  en pointillés.

Le premier constat est que quel que soit l'état de mer considéré, l'erreur globale  $\varepsilon_{\mathcal{D}}$  reste très faible, en-dessous de 10%. Lorsque cette erreur moyenne est calculée séparément pour chaque sous-région, elle s'avère plus importante dans la zone de prédiction proprement dite ( $\varepsilon_{pred}$ ) que dans la zone de reconstruction ( $\varepsilon_{rec}$ ), comme illustré sur la Figure 4.3. Les erreurs de reconstruction comme de prédiction pure augmentent avec la cambrure de l'état

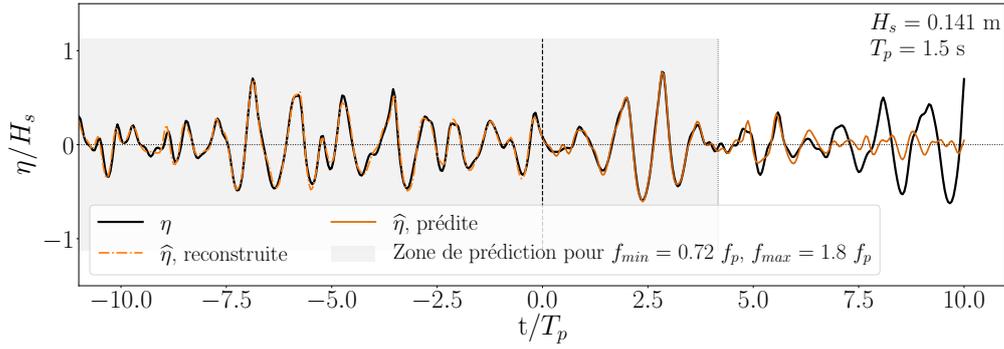
de mer considéré, et ceci alors même que le modèle de propagation utilisé est non-linéaire. Enfin, il ressort de ces simulations que la longueur d'onde pic (ou le rapport  $\lambda_p/h$ ) influe peu sur la qualité de l'élévation de surface libre obtenue. Cela confirme la capacité du modèle à propager correctement la houle à partir des informations données en entrée, pour des états de mer variés.

Les quantités  $\varepsilon_{\mathcal{D}}$ ,  $\varepsilon_{rec}$  et  $\varepsilon_{pred}$  représentent des moyennes, dans le temps et dans l'espace, de champs d'erreurs sur l'élévation de surface libre dans tout ou une partie de la zone de prédiction théorique  $\mathcal{D}_{x,t}$ . L'utilisation d'indicateurs aussi synthétiques est intéressante notamment pour réaliser des comparaisons entre différents états de mer ou configurations de mesures, mais ces quantités ne fournissent pas beaucoup d'informations sur l'allure de la surface libre prédite pour une valeur donnée de  $\varepsilon_{rec}$  ou  $\varepsilon_{pred}$ . Pour cette raison et afin d'illustrer ce que recouvrent ces indicateurs en termes de qualité de prédiction, on présente ci-dessous des allures d'élévation de surface libre pour un état de mer et un tirage de phase particuliers.

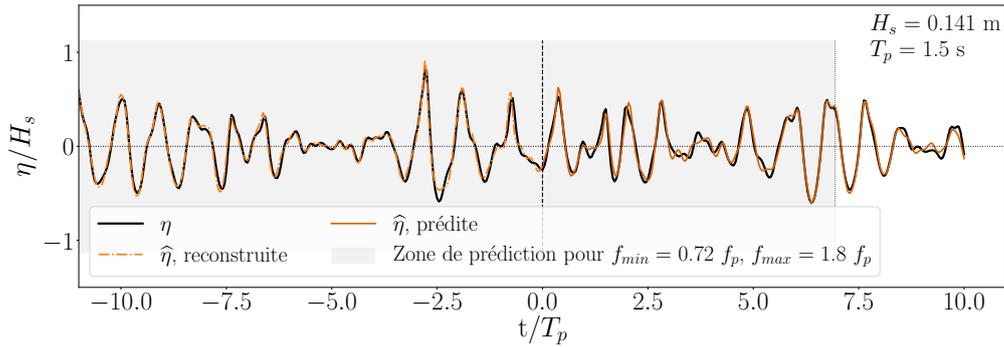
Le cas test choisi est celui d'une houle irrégulière de cambrure significative 4%, avec un rapport  $\lambda_p/h$  de 1,2 :  $H_s = 14,1$  cm et  $T_p = 1,5$  s, ce qui d'après la Figure 4.3 semble être l'un des cas les moins favorables, avec une erreur moyenne globale  $\varepsilon_{\mathcal{D}} = 9,9\%$  et des erreurs spécifiques  $\varepsilon_{rec} = 9,0\%$  et  $\varepsilon_{pred} = 13,5\%$ . Le jeu de phases retenu a été choisi pour être représentatif des résultats sur cet état de mer. La Figure 4.4 présente ainsi la comparaison temporelle des élévations de surface libre de référence  $\eta$  et reconstruite  $\hat{\eta}$ , en différents emplacements en aval de  $x_0$ . L'élévation de surface libre fournie par la simulation de référence y est tracée en noir, l'élévation reconstruite ( $t \leq 0$ ) puis prédite ( $t > 0$ ) en orange. La zone de prédiction théoriquement accessible est calculée pour chaque emplacement considéré à partir de l'équation (2.1). Elle est représentée par la plage temporelle grisée sur la figure, avec le passage de la reconstruction à la prédiction matérialisé par la ligne verticale en pointillés.

La Figure 4.4 permet de se représenter le fonctionnement de la zone de prédiction théorique : plus l'emplacement d'intérêt est situé loin du point auquel est renseignée la condition aux limites, plus l'horizon de prédiction  $t_{max}(x)$  s'allonge (dans la limite permise par la durée  $T$  des mesures). Pour  $T = 38 T_p$  de reconstruction, il est ainsi possible d'atteindre  $10 T_p$  de prédiction lorsqu'on se place à  $7\lambda_p$  en aval de  $x_0$ . Dans cette zone de prédiction théorique, l'élévation de surface libre apparaît reconstruite et prédite de façon satisfaisante aux trois emplacements considérés ici. La plupart des vagues sont très bien résolues dans la zone, les divergences entre la solution de référence et les résultats de notre méthode étant principalement relevées pour des vagues courtes : par exemple, autour de  $t/T_p = 0,5$  pour la Figure 4.4a et  $t/T_p = 3$  pour la Figure 4.4b. Les petites oscillations entre deux passages à zéro à partir de  $t/T_p = 5$  sur la Figure 4.4c sont également moins bien reproduites. La méthode apparaît cependant capable de simuler les vagues principales de façon très satisfaisante, avec notamment une information sur la phase qui se conserve bien, ce qui est un enjeu majeur de la prédiction déterministe. Ainsi, une valeur d'erreur globale  $\varepsilon_{\mathcal{D}}$  de l'ordre de 10%, qui pourrait *a priori* paraître élevée, traduit en réalité une bonne correspondance entre les élévations de surface libre comparées.

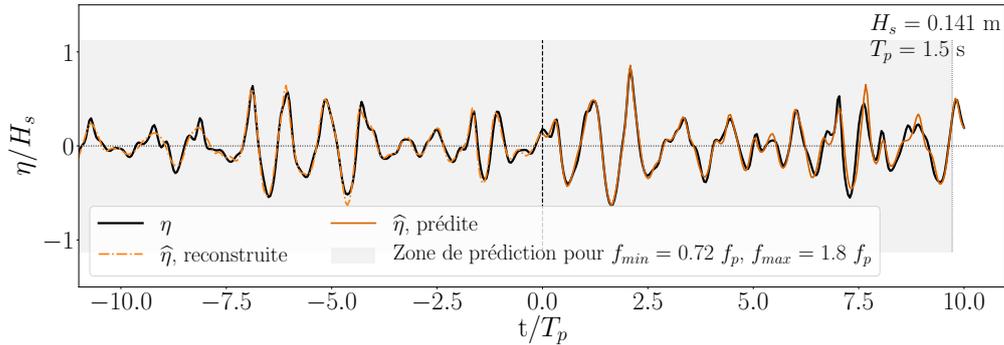
Au vu de ces résultats, cette première vérification confirme la capacité de la méthode à propager et prédire correctement la houle dans la zone de prédiction théoriquement accessible, lorsque le profil de vitesse est suffisamment bien renseigné. Les différences mineures observées entre la solution obtenue et l'élévation de surface libre de référence peuvent être dues au fait que dans HOS-NWT, la condition aux limites en  $x_0$  est renseignée uniquement jusqu'en  $z = 0$  et non  $z = \eta(x_0)$ .



(a) En  $x = x_0 + 3\lambda_p$ .



(b) En  $x = x_0 + 5\lambda_p$ .



(c) En  $x = x_0 + 7\lambda_p$ .

FIGURE 4.4 – Séries temporelles d'élévation de surface libre (référence et reconstruite) en différents emplacements en aval de  $x_0$ , pour une configuration idéale. État de mer caractérisé par  $H_s = 14,1$  cm et  $T_p = 1,5$  s. La ligne pointillée verticale représente l'instant de début de prédiction.

### 4.3.3 Étude de sensibilité de la qualité de la prédiction à la qualité de la condition aux limites

La section 4.3.2 a vérifié que la méthode était capable de prédire correctement la houle à partir d'une condition aux limites parfaitement renseignée. Dans cette partie, on s'intéresse à l'influence de la qualité de la condition aux limites  $U(x_0, z, t)$  renseignée dans HOS-NWT sur la qualité de prédiction obtenue en sortie. L'objectif est de déterminer le nombre et l'emplacement des points de mesure nécessaires pour fournir suffisamment d'informations sur l'état de mer incident, et obtenir ainsi une prédiction de bonne qualité.

On suppose toujours ici que  $U(x_0, z, t)$  est directement et parfaitement connue aux coordonnées verticales auxquelles elle est renseignée. Seul le nombre de ces points de « mesure » est modifié pour dégrader la connaissance de la condition aux limites en  $x_0$ . Les paramètres étudiés sont alors l’espacement de ces mesures ainsi que leur emplacement (régulièrement réparties dans toute la colonne d’eau, ou avec des zones inaccessibles aux mesures). Ces tests servent également à estimer la faisabilité de configurations de mesures impliquant des ADCP en bassin, pour lesquelles certaines parties du profil de vitesse ne seraient pas mesurables.

Cette étude de sensibilité est réalisée sur les états de mer caractérisés par  $T_p = 2$  s et des cambrures  $\epsilon_c$  variables, échelonnées entre 0,5 et 4 %.

#### 4.3.3.1 Influence de l’espacement des mesures

On s’intéresse dans un premier temps à la discrétisation verticale minimale nécessaire pour obtenir une prédiction correcte. Comme exposé au paragraphe 4.3.1, le modèle de propagation HOS-NWT utilisé dans ces simulations comporte  $N_z = 33$  modes verticaux, correspondant à des nœuds répartis uniformément dans la colonne d’eau entre  $z_{min} = -h$  et  $z_{max} = 0$ . Il s’agit d’un nombre de modes assurant la convergence des calculs dans HOS-NWT, qui divise la profondeur en cellules de taille  $\Delta z = 9,1$  cm. La convergence obtenue peut également s’expliquer en suivant le même raisonnement qu’au Chapitre 3 : l’espacement vertical des mesures se traduit par une fréquence de coupure  $f_c = 2,9$  Hz =  $5,9f_p$ , indiquant que les composantes principales de l’état de mer sont correctement représentées avec cette discrétisation verticale.

Avec  $N_z = 33$  modes verticaux dans HOS-NWT, la configuration de mesures idéale est donc celle qui fournit des données de vitesse horizontale directement en ces 33 points :  $n_{mes} = 33$ , avec  $n_{mes}$  le nombre de mesures renseignées sur l’étendue de la colonne d’eau. C’est celle qui a été utilisée dans la partie 4.3.2. Ici, cette configuration idéale est dégradée progressivement, en conservant l’étendue de la zone de mesure ( $z_{min}$  et  $z_{max}$  restent inchangés) et en diminuant le nombre de mesures sur cette zone. Le Tableau 4.2 décrit les configurations testées.

$n_{mes}$	33	25	17	12	9	5
$\Delta z$ (cm)	9,1	11,6	17,1	24,2	32,2	58
$\lambda_p/\Delta z$	69	53	36	26	19	11

TABLEAU 4.2 – Discrétisations régulières testées pour des mesures sur toute la colonne d’eau.

Pour  $n_{mes} < 33$ , les points de mesure ne coïncident plus avec les nœuds du maillage de HOS-NWT, et le code réalise alors une interpolation linéaire pour calculer la condition aux limites aux coordonnées verticales requises par HOS-NWT. Le ratio  $\lambda_p/\Delta z$  peut être vu comme un « nombre de points de mesure par longueur d’onde pic », ce qui permet de normaliser les résultats. Ces derniers sont présentés sur la Figure 4.5 sous la forme d’erreurs moyennes sur la zone de prédiction théoriquement accessible. Celle-ci est ici séparée en deux sous-régions,  $\mathcal{D}_{rec}$  pour la Figure 4.5a et  $\mathcal{D}_{pred}$  pour la Figure 4.5b.

Les erreurs correspondantes  $\epsilon_{rec}$  et  $\epsilon_{pred}$  y sont moyennées sur  $N_{sim} = 20$  jeux de phases différents. D’après les résultats présentés sur la Figure 4.5, l’erreur de reconstruction comme celle de prédiction se stabilisent à partir d’environ 40 points de mesure par longueur d’onde pic. À cette échelle, cela correspond à  $\Delta z \approx 15$  cm ou encore  $n_{mes} \approx 20$  points de mesure sur la colonne d’eau. Ce seuil est compatible avec la taille de cellule des instruments de mesure actuellement disponibles sur le marché.

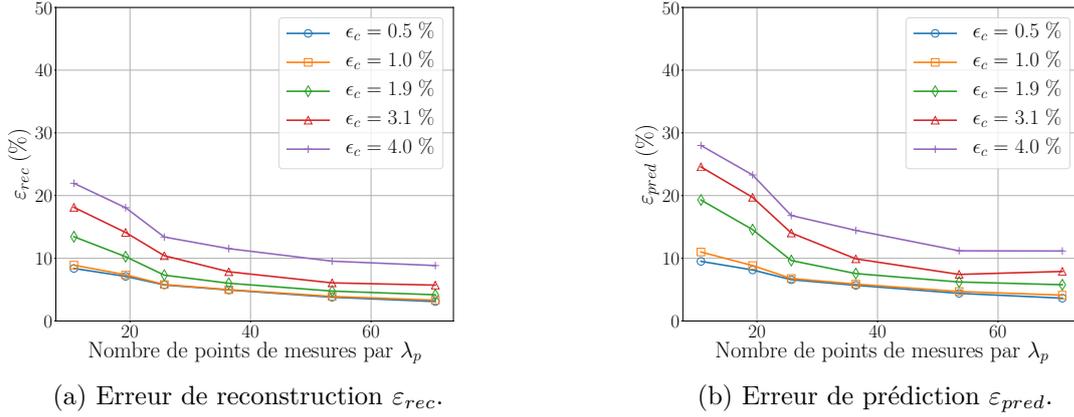


FIGURE 4.5 – Erreurs moyennes sur  $\eta$  en fonction de la discrétisation verticale des mesures, pour  $T_p = 2$  s et différentes cambrures.

### 4.3.3.2 Influence de la disponibilité des mesures au fond

On s'intéresse ici au cas où, pour des raisons pratiques, les mesures de vitesse ne seraient pas accessibles près du fond. Il s'agit alors d'évaluer dans quelle mesure la méthode est capable de prédire correctement la houle si le profil de vitesse n'est pas disponible dans le bas de la colonne d'eau. Les configurations étudiées ici présentent une discrétisation verticale fine des mesures, du moins sur l'étendue de profondeur où les données sont collectées :  $\Delta z = 9,1$  cm, correspondant à la distance entre deux points du maillage vertical de HOS-NWT ainsi qu'à la discrétisation pour la configuration de mesures optimale du paragraphe 4.3.2, qui a fourni de très bons résultats.

À la différence d'une configuration idéale cependant, ici la condition aux limites est dégradée dans une portion variable de la colonne d'eau en considérant que, près du fond, les mesures ne sont plus accessibles, c'est-à-dire en faisant varier la profondeur  $z_{min}$  des premières mesures ( $z_{max}$  étant ici fixé à 0). Aucune hypothèse supplémentaire n'est faite sur l'allure du profil en-dehors de  $[z_{min}, z_{max}]$ , y compris sur la valeur de la vitesse au fond (contrairement au Chapitre 3). En l'absence de données de vitesses entre  $z = -h$  et  $z = z_{min}$ , pour tous ses points de maillage dans cette zone le code HOS-NWT extrapole alors la condition aux limites au plus proche voisin :  $U(x_0, -h \leq z \leq z_{min}, t) = U(x_0, z_{min}, t)$ . La Figure 4.6 schématise les modalités de renseignement de la condition aux limites en  $x_0$  pour la présente étude.

Les configurations testées sont décrites dans le Tableau 4.3. Les résultats sont présentés sur la Figure 4.7 sous forme d'erreur sur l'élévation de surface libre moyennée dans la zone de prédiction (séparée en sous-régions de reconstruction,  $\mathcal{D}_{rec}$  et de prédiction,  $\mathcal{D}_{pred}$ ). L'étendue de la zone de mesures inaccessibles, normalisée par la profondeur totale,  $y$  est représentée en abscisse.

$z_{min}$ (m)	-2,90	-2,76	-2,61	-2,47	-2,32	-2,18	-2,03
<b>Proportion de la colonne d'eau sans mesures</b>	0 %	5 %	10 %	15 %	20 %	25 %	30 %
$(z_{min} + h)/\lambda_p$	0 %	2,3 %	4,7 %	7,0 %	9,3 %	11,6 %	14,0 %

TABLEAU 4.3 – Configurations testées dans le cas d'une indisponibilité des mesures près du fond. Ici,  $\Delta z = 9,1$  cm i.e.  $\lambda_p/\Delta z = 69$ .

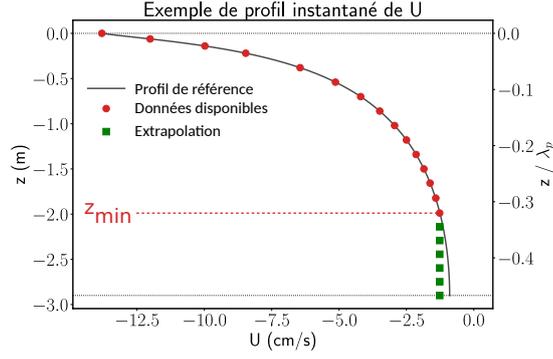


FIGURE 4.6 – Exemple d’un profil instantané de vitesse horizontale avec une part variable de données non disponibles au fond. Ici,  $z_{max} = 0$ . Les données manquantes, pour  $z < z_{min}$ , sont extrapolées au plus proche voisin.

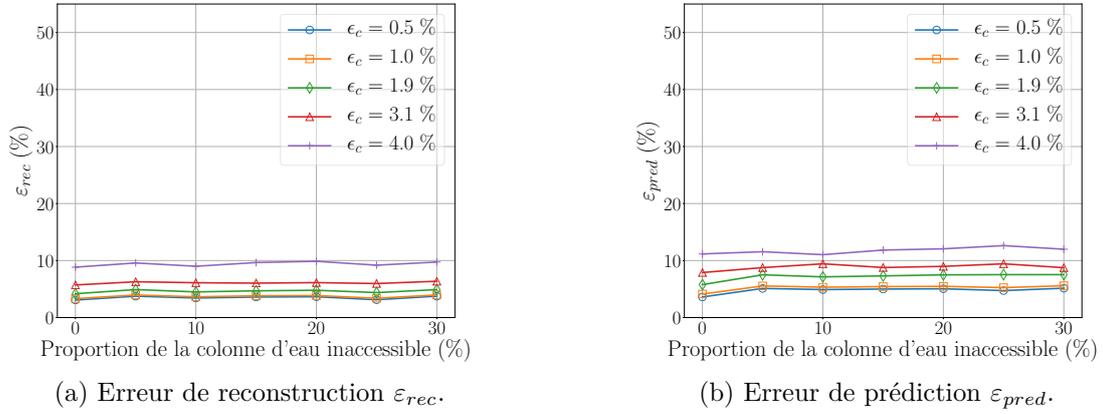


FIGURE 4.7 – Erreurs moyennes sur  $\eta$  en fonction de la profondeur maximale des mesures disponibles, pour  $T_p = 2$  s et différentes cambrures. Résultats moyennés pour  $N_{sim} = 20$  jeux de phases.

D’après cette figure, ce paramètre ne joue pas un grand rôle dans la qualité de l’élévation de surface libre prédite. Pour un état de mer tel que  $\lambda_p/h \approx 2$ , la présence éventuelle d’une zone d’occultation des mesures dans la partie inférieure de la colonne d’eau, représentant jusqu’à 30% de la profondeur totale<sup>[3]</sup>, ne devrait donc pas avoir de grandes conséquences sur la qualité de la prédiction obtenue. Ceci n’est pas étonnant au vu de l’évolution exponentielle des orbitales de vitesse avec la profondeur, mais permet de cartographier plus précisément la zone sur laquelle il est intéressant de disposer des mesures de vitesse.

[3]. Ce qui se lit aussi : la zone sans mesures représente jusqu’à 15% de la longueur d’onde pic.

### 4.3.3.3 Influence de la disponibilité des mesures près de la surface libre

Symétriquement, on évalue ensuite l'influence des données de vitesse près de la surface libre sur la qualité de la prédiction obtenue. Les configurations étudiées présentent la même discrétisation fine de mesures qu'au paragraphe 4.3.3.2, c'est-à-dire  $\Delta z = 9,1$  cm. La condition aux limites est ici dégradée en considérant que dans une portion variable de la colonne d'eau, près de la surface libre, les mesures ne sont plus accessibles, c'est-à-dire en faisant varier  $z_{max}$ . Le code HOS-NWT ne disposant plus de données de vitesse pour la zone  $z_{max} \leq z \leq 0$ , la condition aux limites est extrapolée au plus proche voisin pour tous les points de maillage concernés :  $U(x_0, z_{max} \leq z \leq 0, t) = U(x_0, z_{max}, t)$ . Cette extrapolation est illustrée sur la Figure 4.8, où  $z_{max}$  est variable selon la configuration étudiée.

Une extrapolation par spline aurait également pu être envisagée, qui aurait pu donner de meilleurs résultats pour les configurations où seule une petite portion de la colonne d'eau est inaccessible. Cependant la présence fréquente de points de rebroussement dans le profil instantané de vitesse horizontale (dus au caractère irrégulier de l'état de mer) est plus susceptible de créer des erreurs importantes dans les configurations où une fraction importante de la colonne d'eau est inaccessible. Dans un souci d'harmonisation des procédures, on choisit ici l'extrapolation au plus proche voisin pour toutes les configurations.

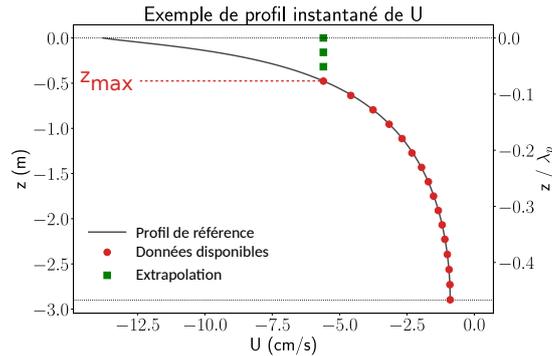


FIGURE 4.8 – Exemple d'un profil instantané de vitesse horizontale avec une part variable de données non disponibles près de la surface libre. Ici,  $z_{min} = -h$ . Les données manquantes, pour  $z > z_{max}$ , sont extrapolées au plus proche voisin.

Les configurations étudiées sont résumées dans le Tableau 4.4. L'influence de ces dernières sur l'erreur moyenne dans la zone de prédiction est présentée sur la Figure 4.9.

$z_{max}$ (m)	0	-0,18	-0,36	-0,45	-0,63	-0,82	-0,91
<b>Proportion de la colonne d'eau sans mesures</b>	0 %	5 %	10 %	15 %	20 %	25 %	30 %
$(z_{min} + h)/\lambda_p$	0 %	2,3 %	4,7 %	7,0 %	9,3 %	11,6 %	14,0 %

TABLEAU 4.4 – Configurations testées dans le cas d'une indisponibilité des mesures près de la surface libre. Ici,  $\Delta z = 9,1$  cm i.e.  $\lambda_p/\Delta z = 69$ .

L'évolution des erreurs moyennes  $\varepsilon_{rec}$  et  $\varepsilon_{pred}$  sur  $\eta$  en fonction des configurations de mesures souligne qu'à la différence de la partie inférieure de la colonne d'eau, la zone près de la surface libre s'avère cruciale pour une bonne prise en compte de l'information sur la houle incidente. Ainsi pour tous les états de mer étudiés, dès 5% de la colonne

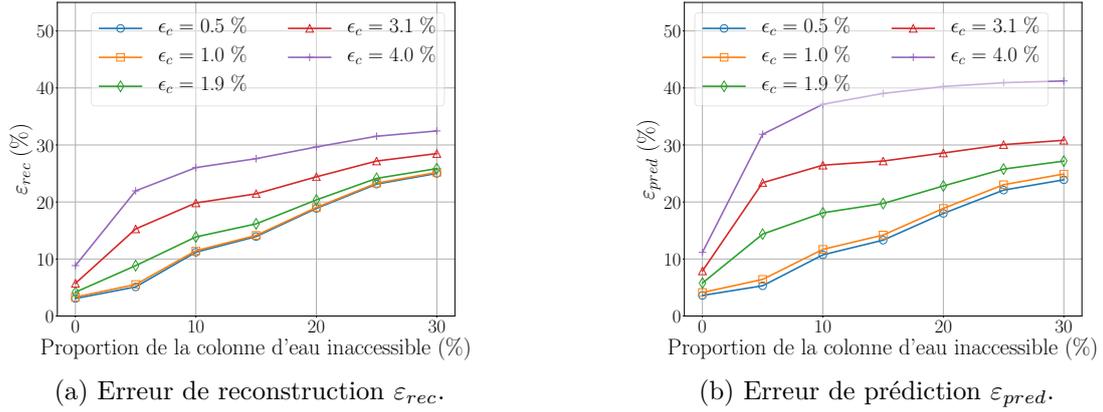


FIGURE 4.9 – Erreurs moyennes sur  $\eta$  en fonction de la profondeur minimale des mesures disponibles, pour  $T_p = 2$  s et différentes cambrures. Résultats moyennés pour  $N_{sim} = 20$  jeux de phases.

d'eau inaccessible aux mesures<sup>[4]</sup>, l'erreur  $\epsilon_{rec}$  sur la sous-région de reconstruction seule augmente nettement (Figure 4.9a) jusqu'à atteindre environ 30% dans le pire des cas. La tendance est plus marquée encore pour la phase de prédiction seule (Figure 4.9b), avec une erreur  $\epsilon_{pred}$  pouvant atteindre 40%. Enfin, l'augmentation de l'erreur avec l'étendue de la zone inaccessible est d'autant plus prononcée que la cambrure est élevée.

Deux phénomènes peuvent expliquer cette dégradation de la prédiction : la sous-estimation des vitesses près de la surface libre, due au procédé choisi pour extrapoler le profil entre  $z_{max}$  et 0, et l'amplification de l'erreur commise en  $x_0$  par les effets non-linéaires au cours de la propagation.

### Sous-estimation des vitesses

Premièrement, l'extrapolation du profil de vitesse horizontale au plus proche voisin, effectuée entre  $z_{max}$  et 0, se contente d'étendre la dernière mesure connue aux points près de la surface libre. Cette extension du profil est nécessaire pour pallier l'absence d'informations sur la vitesse horizontale entre  $z_{max}$  et 0, qui sont requises pour alimenter le modèle de propagation HOS-NWT. Mais elle ne permet pas de tenir compte de l'évolution exponentielle des orbitales de vitesse avec la profondeur. Cela conduit à une sous-estimation de celles-ci près de la surface libre, d'autant plus importante que la profondeur  $z_{max}$  à partir de laquelle se fait l'extrapolation augmente. Ce phénomène est mis en évidence à l'aide d'un état de mer faiblement non-linéaire, par exemple  $H_s = 6$  cm,  $T_p = 2$  s, associé à un jeu de phases représentatif de la situation moyenne pour cet état de mer.

La Figure 4.10 offre un aperçu de l'évolution de l'erreur avec la propagation : elle montre l'évolution de l'amplitude de corrélation  $C_{max}$  et du déphasage  $T_s$  en fonction de la distance de propagation  $(x - x_0)/\lambda_p$ , pour ce jeu de phases particulier et pour différentes configurations de mesures. Sur la Figure 4.10a, l'amplitude de corrélation  $C_{max}$  en  $x_0$  diminue lorsque le pourcentage de mesures inaccessibles augmente. Ces valeurs en  $x_0$  restent néanmoins élevées ( $C_{max} > 0,90$ ), traduisant une grande similitude de forme entre les élévations de surface libre comparées. Surtout, ce facteur de corrélation reste constant au fur et à mesure de la propagation. En accord avec ce comportement, le déphasage reste nul pendant la propagation : la forme des vagues reste bien résolue. Pourtant, même pour cet état de mer de cambrure modérée, la Figure 4.9 a montré une augmentation sensible

[4]. Équivalent à 2,4 % de zone aveugle lorsqu'on normalise par la longueur d'onde pic  $\lambda_p$ .

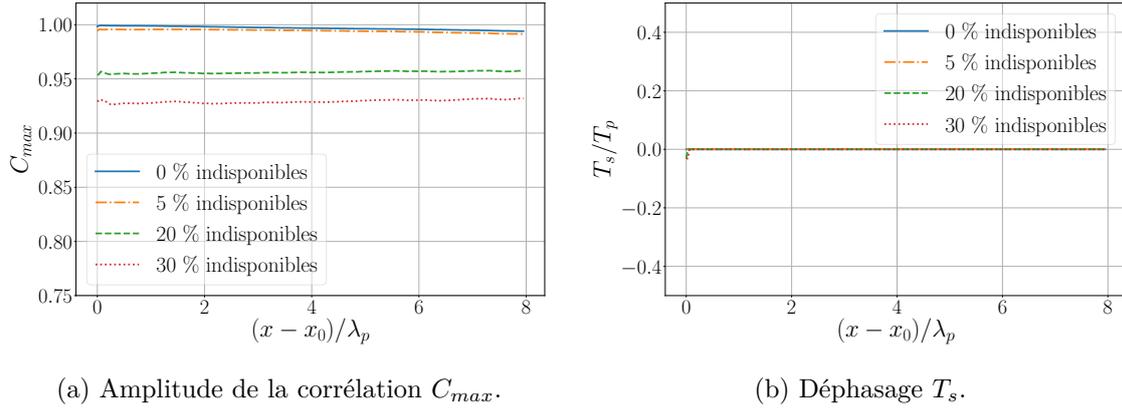
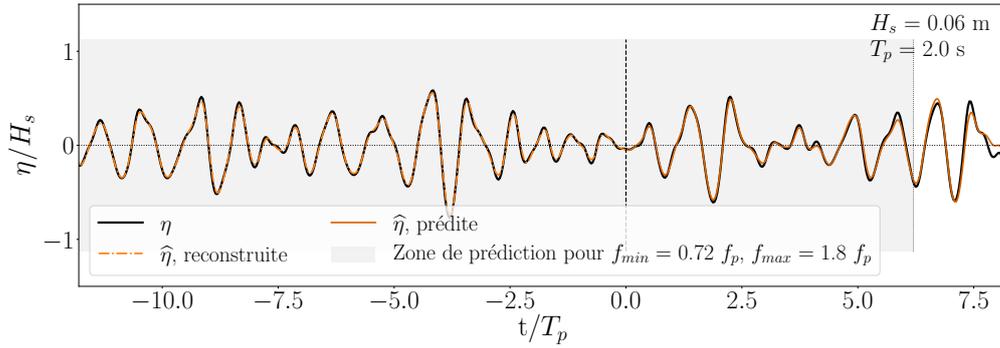


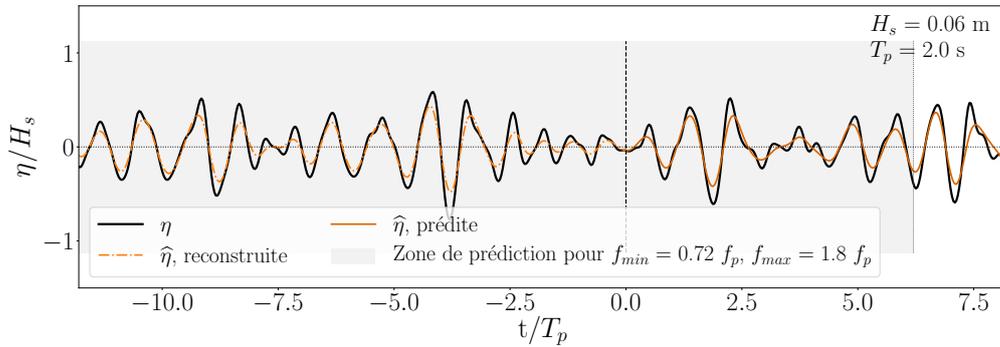
FIGURE 4.10 – Corrélation (calculée pour un seul jeu de phases) des signaux temporels  $\eta$  et  $\hat{\eta}$  en chaque point  $x_C$  du domaine spatial, pour différentes configurations de mesures. État de mer considéré :  $H_s = 6$  cm,  $T_p = 2$  s ( $\epsilon_c = 1\%$ ).

des erreurs  $\epsilon_{rec}$  et  $\epsilon_{pred}$  pour les configurations défavorables, traduisant les difficultés de la méthode à reproduire correctement la surface libre.

La Figure 4.11 donne un aperçu de l’allure de la prédiction caractérisée par ce comportement. Pour le même jeu de phases et un même emplacement, ici  $x = x_0 + 5\lambda_p$ , l’élévation



(a) Configuration avec 5% de la colonne d’eau inaccessible.



(b) Configuration avec 20% de la colonne d’eau inaccessible.

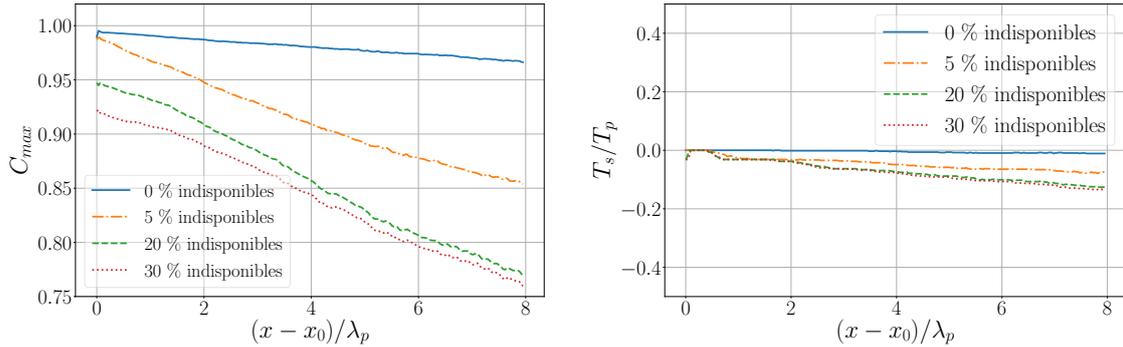
FIGURE 4.11 – Séries temporelles d’élévation de surface libre (de référence et prédite) à  $5\lambda_p$  en aval de  $x_0$ , pour une proportion variable de données absentes dans la partie la plus superficielle de la colonne d’eau. État de mer caractérisé par  $H_s = 6$  cm et  $T_p = 2$  s ( $\epsilon_c = 1\%$ ).

de surface libre  $\hat{\eta}$  fournie par notre méthode est comparée à l'élévation de surface libre de référence  $\eta$ , pour deux configurations de mesures.

On y observe bien une similitude dans la forme de la surface libre, et l'information sur la phase des vagues reste satisfaisante, mais la sous-estimation de la vitesse effectuée en  $x_0$  se traduit par une sous-estimation de l'amplitude des vagues générées, d'autant plus marquée que l'étendue sans mesures est grande. Pour les cambrures modérées comme ici, ce problème n'est pas trop gênant dans la mesure où les instants d'arrivée des crêtes et creux de vagues sont bien résolus. Ce comportement ne s'étend pas cependant aux états de mer avec des non-linéarités plus marquées.

### Amplification de l'erreur par la propagation non-linéaire

Le deuxième phénomène susceptible d'intervenir dans la dégradation de la prédiction est l'augmentation de l'erreur initialement commise en  $x_0$  (causée par le renseignement d'un profil de vitesse approximatif) au cours de la propagation, due aux effets non-linéaires. Les conséquences étant surtout visibles pour les cambrures importantes, on choisit ici l'état de mer le plus cambré pour mettre en évidence le phénomène :  $H_s = 25$  cm,  $T_p = 2$  s, associé à un jeu de phases représentatif des erreurs moyennes rencontrées. La Figure 4.12 présente ainsi l'évolution de  $C_{max}$  et  $T_s$  avec la propagation, pour différentes configurations de mesures.



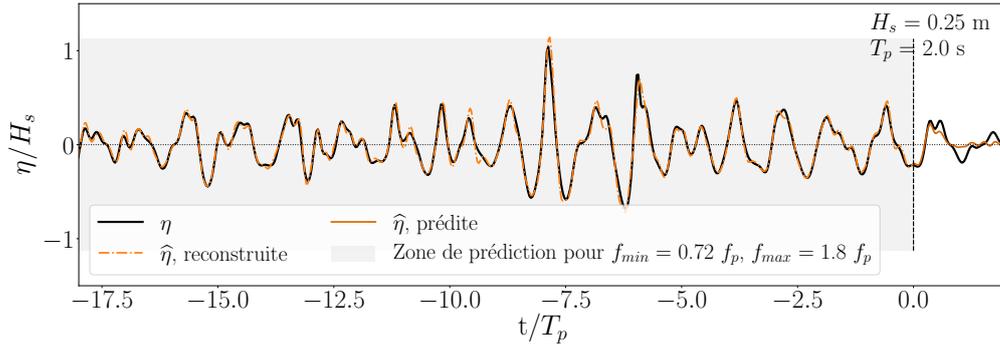
(a) Amplitude de la corrélation  $C_{max}$ .

(b) Déphasage  $T_s$ .

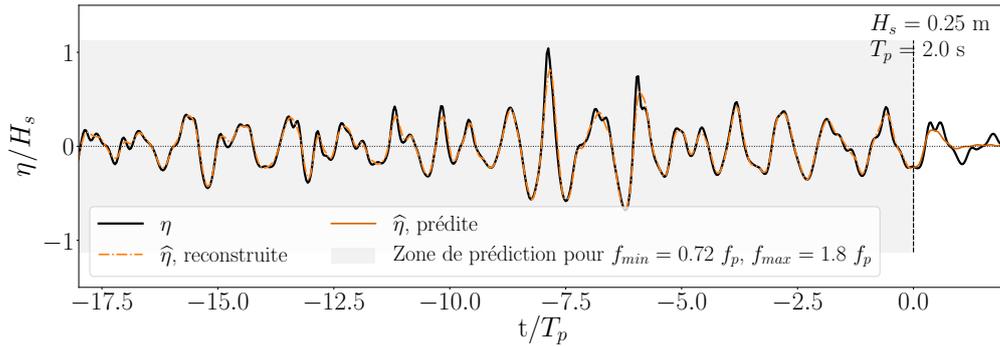
FIGURE 4.12 – Corrélation (calculée pour un seul jeu de phases) des signaux temporels  $\eta$  et  $\hat{\eta}$  en chaque point  $x_C$  du domaine spatial, pour différentes configurations de mesures. État de mer considéré :  $H_s = 25$  cm,  $T_p = 2$  s ( $\epsilon_c = 4\%$ ).

Comme pour le cas faiblement non-linéaire, on observe une diminution de  $C_{max}$  en  $x_0$  dans les cas où les mesures sont partiellement indisponibles. Cependant, contrairement au cas précédent, pour les configurations défavorables la corrélation se dégrade rapidement avec la distance de propagation. Le déphasage évolue également et peut atteindre  $0,1 T_p$  dès  $x \approx x_0 + 5,5\lambda_p$ . La traduction de cette dégradation sur l'allure de la surface libre prédite est illustrée à l'aide de la Figure 4.13 et de la Figure 4.14. La première présente une comparaison temporelle, en  $x = x_0$  et pour un même jeu de phases, de l'élévation de surface libre de référence ( $\eta$ ) avec les élévations de surface libre obtenues à partir de différentes configurations de mesures ( $\hat{\eta}$ ). La deuxième présente les séries temporelles pour les mêmes configurations mais en  $x = x_0 + 5\lambda_p$ .

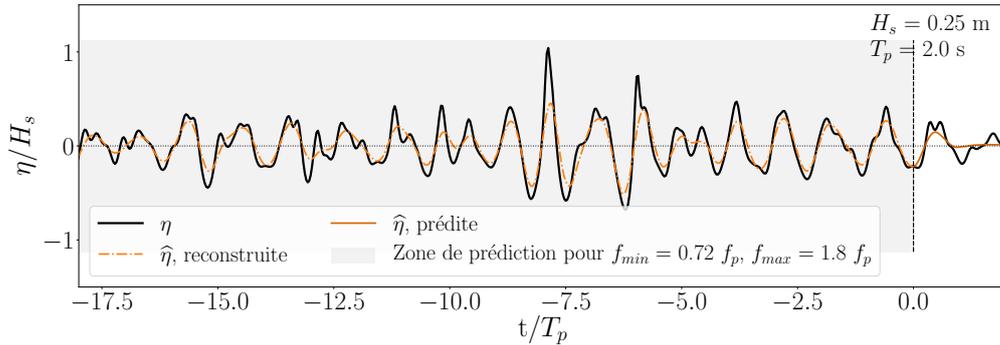
Comme on peut le voir sur la Figure 4.13, les deux premières configurations permettent d'obtenir une reconstruction satisfaisante de l'élévation de surface libre en  $x_0$ , malgré une sous-estimation des vagues les plus hautes dans le cas où 5 % des mesures ne sont pas accessibles (une proportion relativement faible). Cette tendance à la sous-



(a) Configuration idéale : toute la colonne d'eau accessible.



(b) Configuration avec 5% de la colonne d'eau inaccessible.

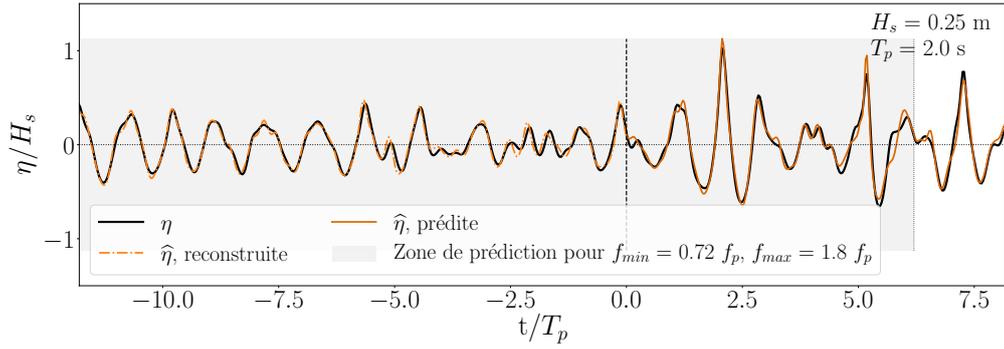


(c) Configuration avec 20% de la colonne d'eau inaccessible.

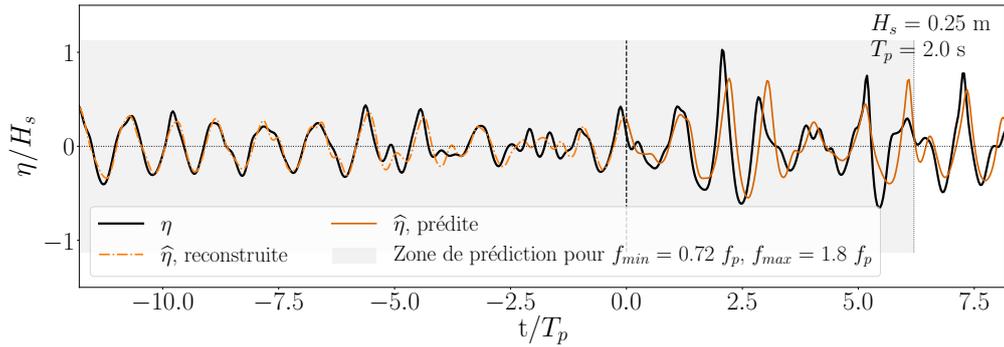
FIGURE 4.13 – Séries temporelles d'élévation de surface libre (de référence et prédite) en  $x_0$ , pour une proportion variable de données absentes dans la partie la plus superficielle de la colonne d'eau. État de mer caractérisé par  $H_s = 25$  cm et  $T_p = 2$  s ( $\epsilon_c = 4\%$ ).

estimation est plus marquée pour la configuration avec 20% de mesures non disponibles, mais la forme générale de la surface libre reste bien reproduite.

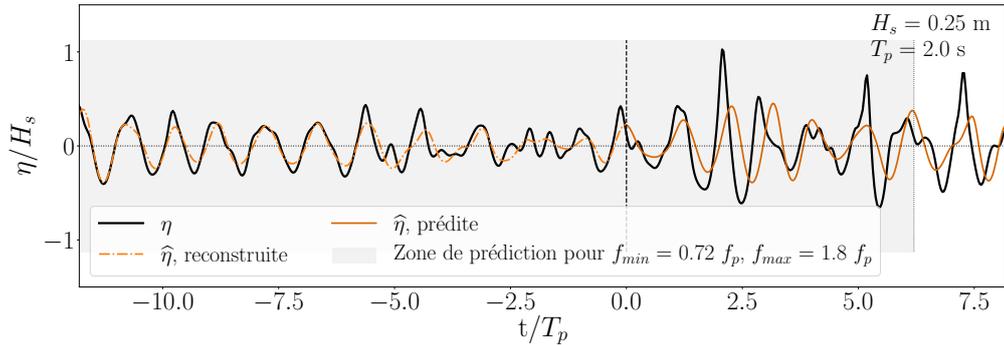
En  $x = x_0 + 5\lambda_p$  cependant, l'élévation de surface libre fournie par la méthode de prédiction s'est considérablement détériorée pour les deux configurations présentant des données manquantes, comme illustré sur les Figures 4.14b et 4.14c. En comparaison avec l'état de mer de faible cambrure ( $\epsilon_c = 1\%$ , cf Figure 4.11), la sous-estimation des amplitudes de vagues est moins marquée. Elle reste néanmoins visible, surtout sur la Figure 4.14b (vers  $t/T_p \approx -5$ ,  $t/T_p \approx 5$ ). On note également une mauvaise résolution des petites vagues autour de  $t/T_p \approx -2$ . La caractéristique principale des prédictions obtenues ici est cependant la perte de similitude dans la forme de certaines vagues, autour de  $t/T_p \approx 2, 5$ , associée à un déphasage important. Ces effets sont observés même pour



(a) Configuration idéale : toute la colonne d'eau accessible.



(b) Configuration avec 5% de la colonne d'eau inaccessible.



(c) Configuration avec 20% de la colonne d'eau inaccessible.

FIGURE 4.14 – Séries temporelles d'élévation de surface libre (de référence et prédite) à  $5\lambda_p$  en aval de  $x_0$ , pour une proportion variable de données absentes dans la partie la plus superficielle de la colonne d'eau. État de mer caractérisé par  $H_s = 25$  cm et  $T_p = 2$  s ( $\epsilon_c = 4\%$ ).

la configuration comportant seulement 5% de mesures inaccessibles (Figure 4.14b), qui proposait pourtant une reconstruction de l'élévation de surface libre en  $x_0$  qui pouvait sembler satisfaisante.

Ainsi, l'obtention de données de vitesse jusqu'à des profondeurs les plus proches possibles de  $z = 0$  s'avère d'une importance cruciale pour garantir une prédiction fiable. Ce comportement n'est qualitativement pas surprenant, mais il souligne que la prédiction est affectée négativement dès la perte des premiers points de mesure sous la surface libre, particulièrement lorsque la cambrure est élevée car l'erreur commise en  $x_0$  est susceptible d'augmenter avec la propagation à cause des effets non-linéaires. Dans le cas où seuls les points très proches de  $z = 0$  sont manquants, l'erreur faite sur l'extension du profil

pourrait être minimisée en choisissant une extrapolation par spline plutôt qu’une copie de la dernière valeur connue. Pour que cette extrapolation soit de qualité, il demeure cependant primordial d’assurer des mesures le plus près possible de l’interface. En pratique, on pourrait imaginer ajouter un dispositif ponctuel de mesure de vitesse au niveau de la surface libre, par exemple à l’aide d’une bouée à l’aplomb des ADCP.

#### 4.3.3.4 Bilan

L’étude de sensibilité réalisée indique que l’espacement des mesures, bien qu’influant sur la qualité de la prédiction, semble être un paramètre relativement aisé à satisfaire avec l’instrumentation envisagée. Par ailleurs et comme attendu, la disponibilité des données dans la partie inférieure de la colonne d’eau a relativement peu d’importance pour l’obtention d’une prédiction correcte. La plus grande difficulté réside en réalité dans le renseignement précis de la condition aux limites dans la partie supérieure de la colonne d’eau. La plus grande partie des informations sur la cinématique de houle étant concentrée dans cette zone, une connaissance précise du profil horizontal de vitesse près de l’interface s’avère en effet déterminante dans la qualité de la prédiction, particulièrement pour les états de mer présentant une cambrure importante. Ainsi, il semble pertinent de concentrer les efforts de mesure dans la partie supérieure de la colonne d’eau, quitte à proposer des approximations pour la reconstruction du profil de vitesse aux profondeurs plus importantes.

On note cependant que cette étude a été conduite en supposant qu’aux points où elle est renseignée, la vitesse horizontale instantanée est connue directement et parfaitement. Or, comme vu au Chapitre 3, celle-ci est en réalité obtenue indirectement à partir de mesures de vitesse verticale. Il reste donc à vérifier si la méthode de reconstruction du profil de vitesse fournit des données de qualité suffisante pour assurer une prédiction fiable. C’est l’objet de la section qui suit.

## 4.4 Prédiction à partir d’une condition aux limites reconstruite

Dans cette section, l’intégralité de la méthode de prédiction est évaluée numériquement. Les données synthétiques de vitesse verticale  $W(x_0 \pm \Delta x/2, z, t)$  (et éventuellement d’une vitesse horizontale de référence  $U(x_0, z_{ref}, t)$ ) permettent de reconstruire le profil instantané de vitesse horizontale  $\hat{U}(x_0, z, t)$  avec la méthode présentée au Chapitre 3. Puis, ce profil de vitesse reconstruit est renseigné comme condition aux limites dans le modèle de propagation HOS-NWT, utilisé dans la méthode de prédiction. La procédure de vérification avec reconstruction de la condition aux limites est schématisée sur la Figure 4.15.

La suite de cette section est divisée en deux parties. La première étudie la qualité de prédiction obtenue lorsque la configuration de mesures est idéale, c’est-à-dire dans le cas où les données de vitesse sont disponibles dans toute la colonne d’eau, avec une discrétisation verticale  $\Delta z$  fine par rapport à l’état de mer considéré et un espacement  $\Delta x$  entre les ADCP également réduit. Les états de mer sont par ailleurs choisis afin de permettre la comparaison avec des travaux précédents. La deuxième partie s’intéresse à une configuration qui se veut plus réaliste, avec une profondeur plus faible et des informations sur la vitesses reproduisant une configuration de mesures dégradée, susceptible de se rapprocher des conditions réelles (présence de zones aveugles aux mesures, ADCP plus espacés, discrétisation verticale des mesures plausible).

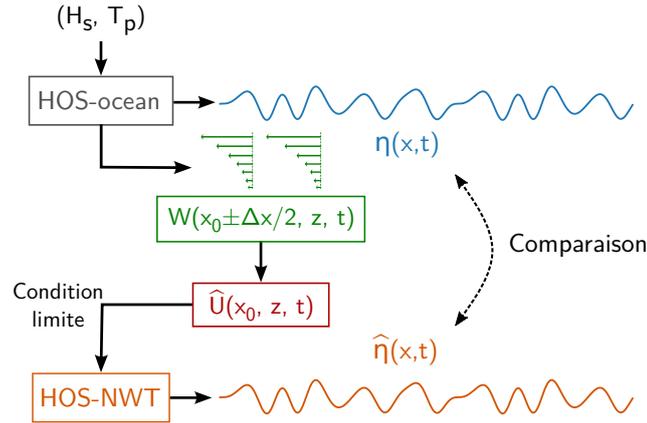


FIGURE 4.15 – Procédure de vérification numérique pour le cas où le modèle de prédiction est alimenté avec une condition aux limites  $\hat{U}(x_0, z, t)$  reconstruite à l’aide des données de vitesse  $W(x_0 \pm \Delta x/2, z, t)$  fournies par le code de référence.

#### 4.4.1 Prédiction avec une configuration de mesures idéale

Cette partie évalue la prédiction pour une configuration de mesures permettant une reconstruction de la condition aux limites  $\hat{U}(x_0, z, t)$  optimale au vu des paramètres étudiés au Chapitre 3.

##### 4.4.1.1 États de mer considérés et paramètres numériques

On choisit ici de s’intéresser aux mêmes états de mer que dans Wu (2004), afin de pouvoir comparer les performances des deux méthodes de prédiction. Ces états de mer sont caractérisés par un spectre de JONSWAP unidirectionnel, avec un facteur de pic  $\gamma = 3,3$ . La période de pic est fixée à  $T_p = 12$  s, à partir de laquelle la longueur d’onde pic  $\lambda_p$  est calculée par la relation de dispersion (linéaire). Pour chaque état de mer, la hauteur significative et la cambrure significative correspondante, définie comme  $\epsilon_c = H_s/\lambda_p$ , sont indiquées dans le Tableau 4.5.

$H_s$ (m)	0,48	3,75	6,26	7,82
$\epsilon_c = H_s/\lambda_p$ (%)	0,2	1,7	2,8	3,5

TABLEAU 4.5 – Caractéristiques des états de mer considérés. Spectres de JONSWAP avec  $T_p = 12$  s et  $\gamma = 3,3$ .

Dans un objectif de cohérence avec les cas tests de Wu (2004), les jeux de données de référence ont été générés à l’aide du code HOS-ocean en profondeur infinie, avec un ordre HOS de non-linéarité  $M = 4$ . Les paramètres des simulations numériques de référence ont été sélectionnés afin d’assurer la convergence des résultats, avec un nombre de modes sur la surface libre  $N_{ref} = 256$  pour un domaine de simulation de longueur  $L_{ref} = 8\lambda_p$  (soit un ratio  $k_{max}/k_p = 32$ ) et un seuil de tolérance de  $10^{-7}$  pour le schéma d’avance en temps. Les quantités d’intérêt ( $\eta$ ,  $U$ ,  $W$ ) sont évaluées à une fréquence de sortie de 8 Hz. Afin d’assurer la convergence statistique des résultats (méthode de Monte-Carlo),  $N_{sim} = 100$  jeux de phases différents ont été simulés pour chaque état de mer considéré.

Pour chaque jeu de phases, la simulation de référence dure  $51 T_p$ , dont seulement  $41 T_p$  sont effectivement disponibles pour la comparaison, du fait de la période de relaxation

$T_a = 10 T_p$  évoquée au paragraphe 4.2.1. Ces 41  $T_p$  de données réellement utilisables sont elles-mêmes divisées en deux temps pour la méthode de prédiction :

- 30  $T_p$  de reconstruction de l'état de mer à partir du repos, situées par convention dans le passé. Durant cette phase, la condition aux limites  $\widehat{U}(x_0, z, t)$  est obtenue et mise à jour en continu, à partir des données de vitesse  $W(x_0 \pm \Delta x/2, z, t)$  fournies par le modèle de référence ;
- 11  $T_p$  de prédiction, pendant lesquelles la condition aux limites en  $\widehat{U}(x_0, z, t)$  est égale à zéro. Le modèle de vagues HOS-NWT continue à propager vers l'aval uniquement l'état de mer préalablement reconstruit.

Dans HOS-NWT, la génération d'un état de mer à partir du repos requiert l'utilisation d'une rampe en temps pour une imposition progressive du flux horizontal. Ici, la durée de cette rampe est fixée à 5  $T_p$ . À strictement parler, la période de reconstruction de l'état de mer n'est donc que de  $T = 25 T_p$ , ce qui correspond bien aux expériences numériques menées par Wu (2004).

Si les données de référence ont été calculées en profondeur infinie afin d'assurer la cohérence avec les travaux de Wu (2004), dans le modèle de propagation HOS-NWT la profondeur doit cependant prendre une valeur finie. Celle-ci est donc choisie suffisamment grande pour que l'influence des vitesses ne se fasse plus sentir au fond : on prend ici  $h = 280$  m. La relation de dispersion linéaire donnant  $\lambda_p \approx 225$  m, les orbitales de vitesse devraient être quasi-nulles en  $z = -h$ .

Les paramètres numériques pour HOS-NWT ont également été étudiés pour garantir des résultats convergés. Le rapport  $k_{max}/k_p$  varie ainsi entre 25 et 32 selon l'état de mer considéré, et le nombre de modes sur la verticale est fixé à  $N_z = 33$ . Pour tous les cas, le paramètre de tolérance pour l'intégration temporelle est fixé à  $10^{-6}$  et l'ordre de non-linéarité à  $M = 5$ . Enfin, dans cette partie, chaque simulation HOS-NWT est également doublée par une simulation supplémentaire, effectuée avec  $M = 1$ , afin d'évaluer les effets de la prise en compte des non-linéarités.

#### 4.4.1.2 Reconstruction du profil de vitesse horizontale

On présente ici les résultats de la reconstruction du profil de vitesse horizontale  $\widehat{U}(x_0, z, t)$  utilisé comme condition aux limites dans le modèle de propagation HOS-NWT. La qualité de cette reconstruction est évaluée sur les états de mer présentés dans le Tableau 4.5.

Les données synthétiques générées par la procédure décrite au paragraphe 4.2.1 sont utilisées à la fois :

- comme une base de données d'entrée ( $W(x_0 \pm \Delta x/2, z, t)$ ) pour alimenter la méthode de reconstruction décrite au Chapitre 3 ;
- en tant que résultats de référence ( $U(x_0, z, t)$ ) pour l'évaluation de ladite méthode.

La configuration de mesures retenue ici est « idéale ». On suppose en effet que la vitesse horizontale en  $z_{ref} = -h$ , introduite dans l'équation (3.7) du Chapitre 3 et requise en plus des profils de vitesse verticale, est connue. La distance entre les deux profileurs mesurant la vitesse verticale est fixée à une valeur idéalement faible :  $\Delta x = 3,5$  m  $\approx \lambda_p/64$ , et les instruments sont supposés fournir des profils selon une grille verticale très fine :  $\Delta z = 0,55$  m  $\approx \lambda_p/410$ , afin de limiter l'erreur d'intégration.

Une condition aux limites sous forme de flux horizontal imposé étant requise uniquement dans la phase de « reconstruction » de la méthode générale de prédiction, cette étape n'est appliquée que pour  $t \in [-T ; 0] = [-30 T_p ; 0]$ .

La méthode s'appuie uniquement sur des données de vitesse instantanée récoltées par des capteurs espacés les uns des autres pour obtenir le profil de vitesse à chaque instant. La qualité de la reconstruction est donc indépendante du pas de temps utilisé, à condition que les instruments de mesure soient correctement synchronisés. (La fréquence de mise à jour de la condition aux limites pourrait influencer la génération et la propagation des vagues correspondantes, mais cet aspect est indépendant de la qualité de la reconstruction d'un seul profil instantané de vitesse). La qualité de chaque reconstruction à un instant donné est ainsi indépendante des autres pas de temps, et la durée de la simulation est le seul paramètre temporel pertinent pour fournir une vue consolidée des résultats. Afin d'assurer la convergence statistique, pour chaque état de mer et pour chacun des  $N_{sim} = 100$  jeux de phases différents, la vitesse reconstruite est alors calculée sur toute la période de « reconstruction » de durée  $T$ . Les résultats sont évalués à l'aide des indicateurs statistiques tels que le biais sur l'amplitude de la vitesse reconstruite  $b_{|U|}(z)$  et l'erreur quadratique moyenne normalisée  $\epsilon_{NRMSU}(z)$ , déjà utilisés au Chapitre 3 et dont on rappelle ici les définitions :

$$b_{|U|}(z) = \frac{1}{N_{sim}} \sum_{i=1}^{N_{sim}} \frac{1}{T} \int_{-T}^0 \left| \widehat{U}_i(x_0, z, t) \right| - |U_i(x_0, z, t)| dt \quad (4.6)$$

$$\epsilon_{NRMSU}(z) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_{sim}} \int_{-T}^0 \left[ \widehat{U}_i(x_0, z, t) - U_i(x_0, z, t) \right]^2 dt}{\sum_{i=1}^{N_{sim}} \int_{-T}^0 U_i(x_0, z, t)^2 dt}} \quad (4.7)$$

avec :

- $i = 1, \dots, N_{sim}$  l'indice du jeu de phases considérées ;
- $T$  la durée de « reconstruction » de l'état de mer ; ici,  $T = 30 T_p$  ;
- $U_i$  le profil de vitesse horizontale de référence pour le  $i^{\text{ème}}$  jeu de phases aléatoires ;
- $\widehat{U}_i$  le profil correspondant de vitesse reconstruite, obtenu à l'aide de l'équation (3.7).

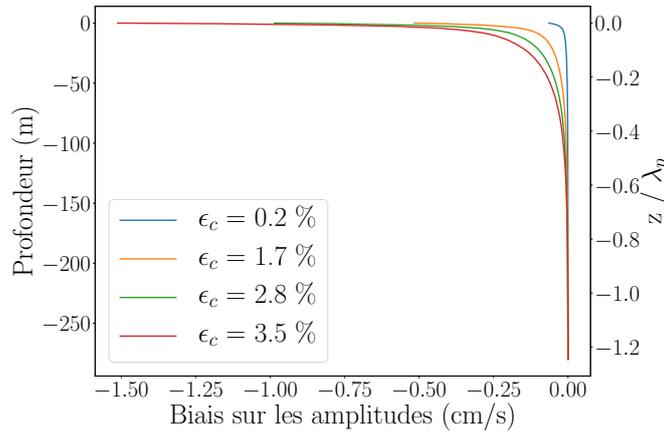


FIGURE 4.16 – Biais sur les amplitudes de la vitesse horizontale reconstruite, en fonction de la profondeur (l'axe  $y$  à droite représente la profondeur normalisée par  $\lambda_p$ ). Résultats présentés pour les cambrures  $\epsilon_c$  listées dans le Tableau 4.5.

Comme illustré sur la Figure 4.16, pour tous les états de mer étudiés, le biais sur les amplitudes est négatif. La méthode tend à sous-estimer légèrement les amplitudes (positives comme négatives) de la vitesse reconstituée, en particulier près de la surface libre. Cependant, même dans le pire des cas tests considérés ici, le biais sur les amplitudes reste inférieur à  $1,5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  en  $z = 0$ , ce qui représente environ 1,1% de la vitesse RMS à cette

profondeur pour l'état de mer correspondant [5]. Le biais étant une grandeur dimensionnelle, il augmente comme attendu avec la cambrure de l'état de mer, puisque pour une valeur donnée de  $T_p$  les vitesses augmentent elles-mêmes avec  $H_s$ .

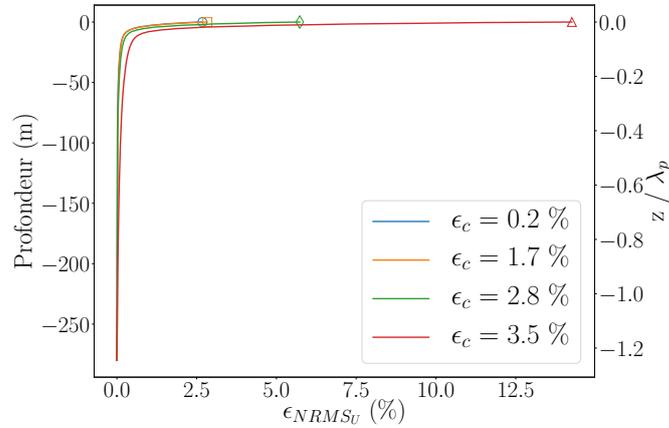


FIGURE 4.17 – Erreur RMS normalisée sur la vitesse horizontale reconstruite, en fonction de la profondeur (l'axe  $y$  à droite représente la profondeur normalisée par  $\lambda_p$ ). Les symboles marquent la valeur de l'erreur en  $z = 0$  pour mieux distinguer les courbes. Résultats présentés pour les cambrures  $\epsilon_c$  listées dans le Tableau 4.5.

En ce qui concerne l'erreur RMS normalisée, l'allure du profil est exponentielle pour tous les états de mer considérés, comme illustré sur la Figure 4.17, avec une augmentation de l'erreur concentrée à proximité de la surface libre. La figure met également en lumière une légère dépendance à l'état de mer considéré : pour les cambrures les plus faibles, l'erreur reste minimale (moins de 4%) sur l'ensemble du profil, tandis que pour les états de mer plus cambrés, la forme du profil d'erreur est modifiée et celle-ci subit une augmentation notable près de la surface libre, atteignant jusqu'à 14% dans le pire des cas.

Néanmoins l'erreur NRMS étant un indicateur quadratique, même une valeur plutôt élevée peut en fait correspondre à des résultats satisfaisants, comme le montre la Figure 4.18 : les séries temporelles de la vitesse de référence et de la vitesse reconstruite  $y$  sont tracées pour  $z = 0$ . Ces courbes sont présentées pour une seule réalisation (un seul tirage de phases), pour un sous-intervalle de temps dans lequel l'erreur NRMS calculée est similaire à sa valeur stabilisée. La Figure 4.18 illustre alors qu'une erreur NRMS de 14% traduit en réalité une reconstruction précise de la série temporelle de vitesse horizontale.

Enfin, une dernière façon de visualiser les résultats est proposée dans la Figure 4.19. La fonction de densité de probabilité de l'erreur, normalisée par la vitesse RMS de référence, est tracée pour  $z = 0$  (les mêmes précautions que dans la Figure 4.18 s'appliquent quant à sa signification physique). Comme on peut le voir sur la figure, la grande majorité des erreurs reste inférieure à 10% pour les trois états de mer les moins cambrés. Le dernier cas ( $H_s = 7,82$  m), avec le plus de non-linéarités, présente une courbe de distribution plus étalée, mais les erreurs restent à des niveaux très raisonnables.

Ainsi, ces observations donnent un aperçu de la capacité de la méthode à reconstruire correctement un profil instantané de vitesse horizontale, à partir de données synthétiques imitant le fonctionnement d'instruments qui n'ont pas été conçus à l'origine pour des mesures déterministes de vagues. Cette première étude porte sur une configuration de

[5]. Même remarque sur la validité de la vitesse en  $z = 0$  qu'au Chapitre 3 : la vitesse en  $z = 0$  est une grandeur théorique, requise pour alimenter le modèle de propagation et calculée ou extrapolée par le modèle même lorsqu'elle n'a pas d'existence physique.

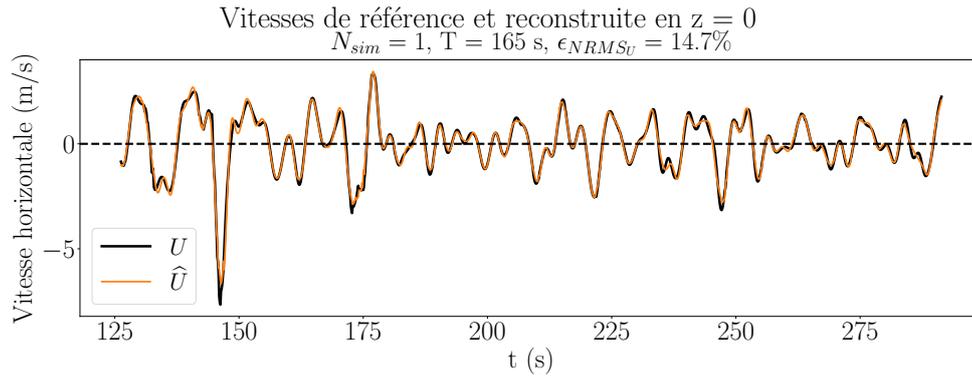


FIGURE 4.18 – Extrait d’une série temporelle de vitesse reconstruite en  $z = 0$  pour une cambrure  $\epsilon_c = 3,5\%$  ( $H_s = 7,82 \text{ m}$ ). L’erreur NRMS sur  $U$  calculée sur ces 165 s est similaire à la valeur convergée. La série temporelle donne donc un bon aperçu de la qualité de la vitesse reconstruite.

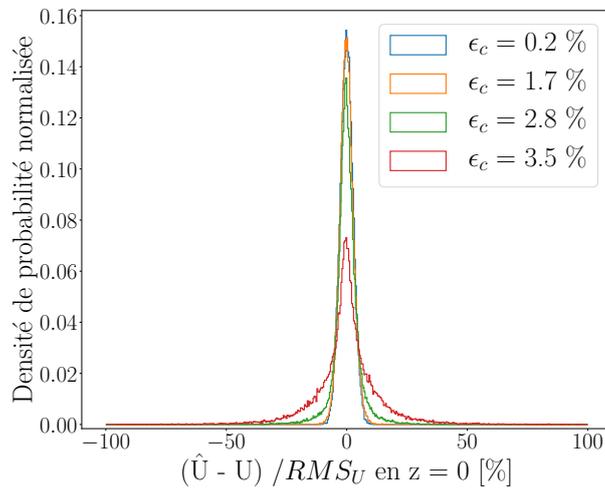


FIGURE 4.19 – Distribution, en  $z = 0$ , de l’erreur sur la vitesse reconstruite, normalisée par la vitesse RMS de référence. Résultats présentés pour différentes cambrures de vagues  $\epsilon_c$ , listées dans le Tableau 4.5.

mesures idéale et elle devrait être complétée pour prendre en compte des configurations de mesure plus réalistes (taille des cellules, espacement des dispositifs...) ainsi que l’influence des erreurs de mesure. Néanmoins la qualité de ces résultats, certes préliminaires, légitime la poursuite de l’étude numérique. L’étape suivante est d’évaluer la qualité de la prédiction déterministe obtenue en utilisant ce profil de vitesse reconstruit comme condition aux limites dans le modèle de vagues.

#### 4.4.1.3 Prédiction

On s'intéresse ici à l'élévation de surface libre  $\hat{\eta}$  obtenue avec la méthode complète de prédiction. Le profil de vitesse horizontale  $\hat{U}(x_0, z, t)$ , reconstruit à partir des deux profils synthétiques de vitesse verticale  $W(x_0 \pm \Delta x/2, z, t)$  et d'une vitesse horizontale de référence  $U(x_0, -h, t)$  supposée connue, est utilisé comme condition aux limites dans le modèle de vagues HOS-NWT. Renseigné en  $x_0$ , ce flux horizontal imposé permet de générer et propager l'état de mer correspondant.

Dans un premier temps, le champ d'erreur RMS normalisée  $\varepsilon(x, t)$  est calculé sur tout le domaine de simulation, à l'aide de l'équation (4.2) reprise de Wu (2004). Pour chaque état de mer, le calcul s'appuie sur  $N_{sim} = 100$  jeux de phases différents. La carte d'erreur ainsi obtenue est présentée sur la Figure 4.20 pour les quatre états de mer considérés. Les lignes blanches continues délimitent la zone de prédiction théoriquement accessible telle que définie au Chapitre 2, section 2.2.3. La ligne blanche en pointillés divise celle-ci en deux sous-régions : celle de la reconstruction ( $t/T_p \leq 0$ ) et celle de la prédiction ( $t/T_p > 0$ ). Les bornes en fréquences  $f_{min}$  et  $f_{max}$ , utilisées pour calculer les vitesses de groupe limitant la zone de prédiction, ont été choisies afin d'éliminer les fréquences de vagues représentant moins de 5% de la densité d'énergie au pic du spectre.

L'allure du champ d'erreur sur la Figure 4.20 confirme que la notion de zone de prédiction est utile pour déterminer la région dans laquelle la prédiction de vagues peut être considérée comme fiable. On observe bien une nette diminution de l'erreur  $\varepsilon(x, t)$  dans la zone de prédiction théorique, quel que soit l'état de mer considéré. À l'intérieur de cette région, l'erreur reste ainsi inférieure à 15 % pour toutes les cambrures, voire en-dessous de 10 % pour les deux premiers cas.

L'utilisation des mêmes états de mer et indicateurs d'erreur que dans les travaux de Wu (2004) permet de comparer nos résultats. On reproduit ainsi sa Figure 3-9 p.105 sur notre Figure 4.21, en la recentrant sur la zone de prédiction en aval de  $x_0$ . (Les noms et graduations des axes sont également modifiés pour faciliter la comparaison.) Cette figure présente le champ d'erreur  $\varepsilon(x, t)$  calculé à partir de  $N_{sim} = 1000$  simulations pour  $H_s = 0,48$  m et  $T_p = 12$  m, soit la cambrure la plus faible testée ici. La zone de prédiction tracée en noir est celle calculée par Wu (2004). Les bornes en fréquence utilisées,  $f_{min,Wu} = 0,057$  Hz et  $f_{max,Wu} = 0,169$  Hz, sont légèrement plus larges que celles définies dans notre méthode ( $f_{min} = 0,060$  Hz et  $f_{max} = 0,150$  Hz), mais ces différences sont minimes.

Pour le cas  $\epsilon_c = 0,2$  %, la comparaison des travaux de Wu (2004) et de nos résultats met en évidence une allure très similaire du champ d'erreur. Notre méthode semble induire une légère majoration de l'erreur dans la partie inférieure de la zone de prédiction (autour de la droite représentant la propagation de la composante la plus lente). Les résultats numériques complets de Wu (2004) n'étant cependant pas disponibles, la précision de l'échelle de couleurs n'est pas suffisante pour trancher.

Par ailleurs, la Figure 4.20 souligne également une augmentation de l'erreur avec la non-linéarité de l'état de mer. Pourtant, les capacités de propagation du modèle HOS-NWT sont déjà bien validées, y compris pour des cas fortement non-linéaires. L'augmentation de l'erreur avec la cambrure est donc probablement due à une implémentation imparfaite de la condition aux limites en  $x_0$ .

Outre la carte d'erreur présentée sur la Figure 4.20, l'indicateur scalaire  $\varepsilon_{\mathcal{D}}$  défini par l'équation (4.3) est également calculé. Fournissant la valeur moyenne de l'erreur dans la zone de reconstruction-prédiction, il est indiqué pour chaque état de mer dans le Tableau 4.6.

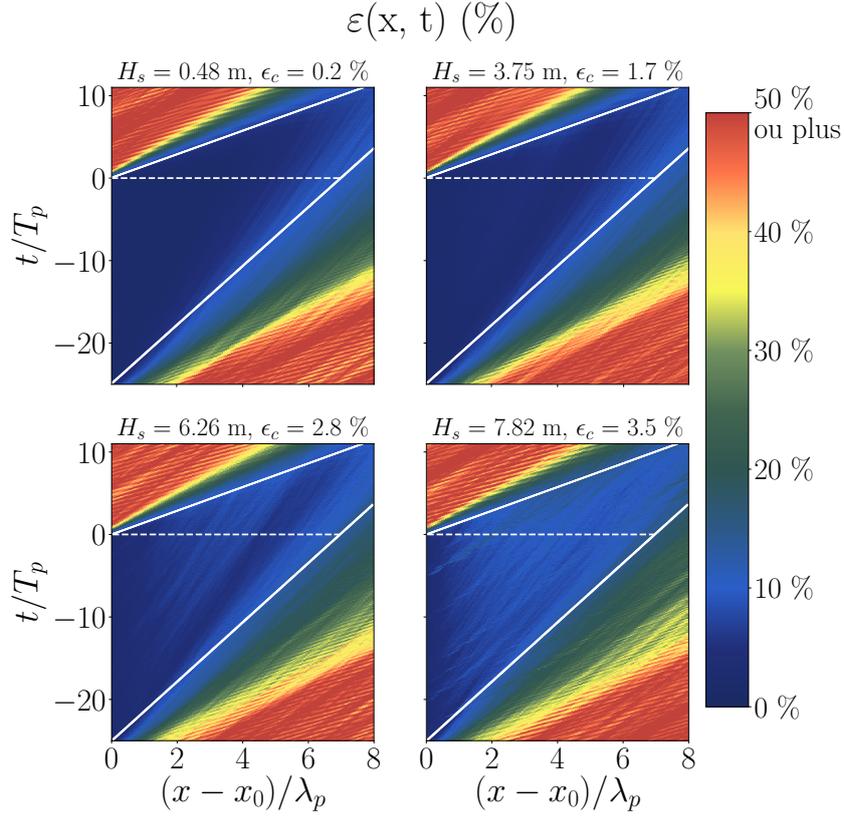


FIGURE 4.20 – Champ d’erreur  $\varepsilon(x, t)$ , calculé sur 100 jeux de phases pour chaque état de mer listé dans le Tableau 4.5. Les lignes blanches continues délimitent la zone de prédiction théorique  $\mathcal{D}_{x,t}$ . La ligne blanche horizontale tracée en pointillés divise celle-ci en sous-régions de reconstruction ( $t/T_p \leq 0$ ) et de prédiction ( $t/T_p > 0$ ).

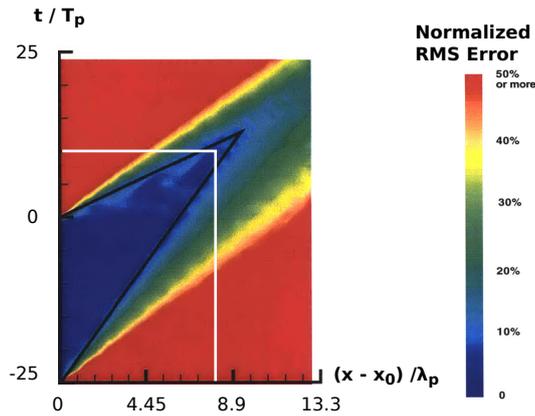


FIGURE 4.21 – Champ d’erreur  $\varepsilon(x, t)$  extrait de la Figure 3.9 de Wu (2004). La figure originelle a été rognée pour ne faire apparaître que les résultats en aval de  $x_0$ , et les axes  $(x, t)$  ont été transformés en  $(t/T_p, (x-x_0)/\lambda_p)$  pour une comparaison plus aisée. Le champ d’erreur est calculé à partir de  $N_{sim} = 1000$  simulations de l’état de mer caractérisé par  $\epsilon_c = 0,2\%$ . La zone de prédiction est tracée en noir, le cadre blanc représente le domaine de simulation illustré sur la Figure 4.20.

Les erreurs obtenues par Wu (2004) et Blondel *et al.* (2010) avec la même formule<sup>[6]</sup> y sont également reportées.

$H_s$ (m)	$\epsilon_c$ (%) = $H_s/\lambda_p$	$\epsilon_{\mathcal{D}}$ (%) <b>source : (a)</b>	$\epsilon_{\mathcal{D}}$ (%) <b>source : (b)</b>	$\epsilon_{\mathcal{D}}$ (%) <b>source : (c)</b>
0.48	0.2	5.25	5.3	4.14
3.75	1.7	5.53	5.7	4.87
6.26	2.8	5.07	6.4	6.74
7.82	3.5	8.19	8.9	9.19

TABLEAU 4.6 – Erreurs de prédiction moyennées sur l’ensemble de la zone de prédiction théorique, pour des états de mer de cambrures variables. Résultats : (a) tirés de Wu (2004) ; (b) tirés de Blondel *et al.* (2010) ; (c) obtenus pour la méthode de prédiction évaluée ici, utilisant  $\hat{U}$  reconstruite.

Ces résultats confirment une qualité de prédiction similaire pour Wu (2004), Blondel *et al.* (2010) et la nouvelle méthode de prédiction évaluée ici. Même le cas de cambrure  $\epsilon_c = 3,5\%$  présente des résultats plutôt satisfaisants, compte tenu du fait que le profil de vitesse reconstruite  $\hat{U}$  présente une erreur NRMS d’environ 14 % près de la surface libre au repos (évaluée au paragraphe 4.4.1.2). De plus, puisque notre méthode de prédiction ne requiert aucune étape d’assimilation de données pour initialiser le modèle de propagation, ces résultats représentent en réalité une amélioration très importante en termes d’efficacité du calcul, tout en garantissant des résultats aussi précis que ceux obtenus par des méthodes non-linéaires comparables.

Les indicateurs ci-dessus reposent sur un calcul d’erreur quadratique, qui agrège aussi bien les différences sur l’amplitude des signaux que leur déphasage. Afin de distinguer l’erreur en amplitude de l’erreur sur la phase pour la prédiction, on s’intéresse maintenant au facteur de corrélation  $C_{max}$  ainsi qu’au déphasage associé  $T_s$ , définis au paragraphe 4.2.2. Ces grandeurs sont évaluées à l’aide de simulations dédiées, qui fonctionnent sur le même principe que présenté en 4.2.1 mais qui génèrent les quantités d’intérêt avec un pas de temps plus fin, pour permettre de déterminer plus précisément la valeur d’un éventuel déphasage. Pour chaque état de mer présenté dans le Tableau 4.5,  $C_{max}$  et  $T_s$  sont calculés indépendamment pour 25 tirages de phases différents, puis moyennés afin de présenter des résultats stabilisés. Ces derniers sont tracés sur la Figure 4.22 en fonction d’une « distance de propagation adimensionnalisée », ou fetch adimensionnel, défini par  $\chi = \epsilon_c^2 k_p x$ . Cette quantité a été proposée par Trulsen et Stansberg (2001) (on reprend ici leur définition à un facteur  $\pi$  près) pour fournir une distance de propagation normalisée par la cambrure au carré. Elle permet de présenter sur un même graphe des résultats obtenus pour différents états de mer et d’identifier des tendances générales, en supposant que les principaux phénomènes physiques non-linéaires en jeu se développent à cette échelle. C’est le cas par exemple de la modulation non-linéaire et de la vitesse (de phase) non-linéaire.

Cette figure présente ainsi une comparaison des capacités de prédiction linéaire et non-linéaire : à partir des mêmes informations fournies sous la forme d’une condition aux limites en vitesse  $\hat{U}(x_0, z, t)$ , la partie « propagation » de la méthode est effectuée à la fois avec des simulations HOS-NWT linéaires ( $M = 1$ ) et non-linéaires ( $M = 5$ ). L’objectif est d’évaluer l’influence de la prise en compte des non-linéarités dans la propagation des vagues, toutes les autres procédures étant par ailleurs strictement équivalentes.

[6]. Les valeurs numériques pour Blondel *et al.* (2010) ont été estimées à partir de leur Figure 13.

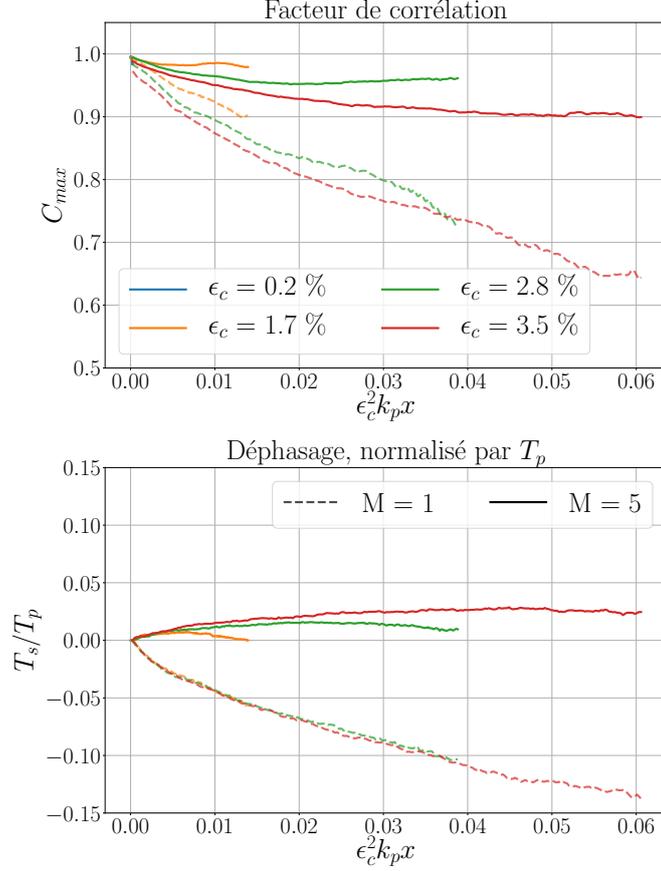


FIGURE 4.22 – Résultats sur la corrélation, tracés en fonction de la distance de propagation adimensionnée par la cambrure au carré :  $\chi = \epsilon_c^2 k_p x$ . (a) Amplitude de la corrélation. (b) Déphasage. Les traits pointillés représentent les résultats obtenus avec une prédiction linéaire, et les traits pleins de la même épaisseur, ceux obtenus avec la prédiction non-linéaire ( $M = 5$ ) pour le même état de mer.

La cambrure associée à l'état de mer  $H_s = 0,48$  m étant faible, le fetch adimensionnel  $\chi$  est petit également, et les résultats pour cet état de mer sont à peine visibles sur la Figure 4.22. Une figure supplémentaire dédiée montrerait que dans ce cas, la qualité de la prédiction est très similaire pour les simulations linéaires et non-linéaires, comme attendu. Toutefois, cela n'est vrai que pour les cambrures très faibles (ou, de façon équivalente ici, pour une faible distance de propagation adimensionnelle).

Les autres états de mer présentent des résultats divergents entre les prédictions linéaires et non-linéaires, à mesure que la distance  $\chi$  augmente. Bien que la corrélation croisée ne soit calculée que dans la zone de prédiction, la qualité des prédictions linéaires se détériore rapidement. Les résultats montrent une diminution du facteur de corrélation  $C_{max}$  (donc de la « similarité de forme ») ainsi que l'apparition rapide d'un déphasage. La caractéristique la plus notable est que la prédiction linéaire ne parvient pas à maintenir une information correcte sur la phase, même après une propagation relativement courte. La dégradation de la corrélation apparaît pilotée par ce fetch adimensionnel, l'évolution du déphasage en fonction de  $\chi$  se superposant parfaitement d'un état de mer à l'autre. Les différences d'ordonnées à l'origine mises à part, cette mise à l'échelle est également pertinente pour décrire l'évolution du facteur de corrélation  $C_{max}$ , toujours dans le cas linéaire. Sa diminution continue en fonction de  $\chi$  lui fait atteindre des valeurs déjà faibles avant même la distance maximale de propagation considérée ici, traduisant une dégradation im-

portante de la prédiction. Cette évolution était attendue, car la modification non-linéaire des vitesses de phase ainsi que la modulation d'amplitude sont des phénomènes connus pour évoluer en  $O(\epsilon_c^2)$  (Zakharov, 1968; Longuet-Higgins et Phillips, 1962; Trulsen, 2005).

À l'inverse, la prédiction non-linéaire offre des résultats très satisfaisants tant en termes d'amplitude de la corrélation que de déphasage. La propagation non-linéaire se traduit par une diminution du coefficient de corrélation  $C_{max}$  aux environs immédiats de  $x_0$ , mais celui-ci se stabilise avec l'augmentation de la distance  $\chi$ , à des palliers différents suivant les états de mer considérés. Le cas le plus défavorable, obtenu pour la cambrure maximale, montre une valeur stabilisée autour de 0,9. Il s'agit d'un résultat bien plus satisfaisant que son pendant linéaire mais aussi une bonne performance en soi, comme on le verra ci-après avec la Figure 4.23. La méthode s'avère également capable de fournir une information fiable sur la phase, pour tous les cas test étudiés. Les différentes courbes ne se superposent pas aussi bien que dans le cas de la prédiction linéaire, mais elles montrent des évolutions similaires et dans l'ensemble, le déphasage reste inférieur à 5 % de  $T_p$ .

Le comportement commun observé pour les simulations linéaires des différents états de mer confirme que lorsque l'influence des non-linéarités n'est pas prise en compte, l'erreur évolue principalement avec le carré de la cambrure. La disparition de ce comportement dans les résultats de prédiction obtenus avec  $M = 5$  confirme que les effets non-linéaires prédominants sont bien pris en compte par le modèle HOS-NWT, comme prévu. La dispersion des résultats non-linéaires observée en fonction de la cambrure suggère toutefois l'existence d'autres sources d'erreur. Les effets non-linéaires d'ordre supérieur intervenant dans la propagation des vagues en sont une première cause possible. L'erreur sur la condition aux limites reconstruite en  $x_0$  peut également y contribuer, le paragraphe 4.4.1.2 ayant montré que la qualité de la vitesse reconstruite dépendait de la cambrure.

Pour finir, la très bonne capacité de la méthode de prédiction non-linéaire à conserver l'information sur la phase sur de longues distances est illustrée sur la Figure 4.23. Celle-ci montre des séries temporelles d'élévation de surface libre  $\eta$ , pour des prédictions linéaire et non-linéaire, tracées en  $\chi = 0,5$ . Les graphes correspondent à l'état de mer le plus cambré ( $\epsilon_c = 3,5\%$ ,  $H_s = 7,82\text{ m}$ ), enregistré à  $x - x_0 = 6\lambda_p$  en aval du point de « mesures »  $x_0$ .

L'erreur  $\varepsilon^D$  associée à cette réalisation particulière (donc « moyennée » sur une seule simulation, ici) vaut 10,8 %, un chiffre légèrement supérieur à l'erreur moyennée sur 100 tirages de phases rapportée dans le Tableau 4.6. Le facteur de corrélation correspondant vaut  $C_{max} = 0,95$ , une valeur légèrement supérieure à la valeur moyenne de la Figure 4.22.

La Figure 4.23 souligne la différence dans la qualité de prédiction entre la propagation linéaire et non-linéaire de vagues : pour un modèle de vagues linéaire, même avec une condition aux limites reconstruite de bonne qualité, la simulation n'est pas capable de reproduire l'élévation de surface libre de façon satisfaisante lorsqu'on s'éloigne trop du point  $x_0$ . En particulier, les instants d'arrivée des crêtes et creux de vagues (l'information sur la phase) ne sont pas calculés correctement, alors qu'il s'agit d'un critère déterminant pour la qualité de la prédiction. En revanche, la même condition aux limites reconstruite appliquée à un modèle de propagation non-linéaire apparaît tout à fait capable de fournir une élévation de surface libre correspondant bien à celle de référence. La prédiction est de très bonne qualité jusqu'à  $t/T_p = 5$  (ici,  $t = 60\text{ s}$ ). Des divergences apparaissent ensuite, mais les vagues principales restent globalement bien résolues.

Ces résultats démontrent ainsi la capacité de la méthode proposée à fournir une prédiction précise des dizaines de secondes à l'avance, même pour des états de mer avec de fortes non-linéarités.

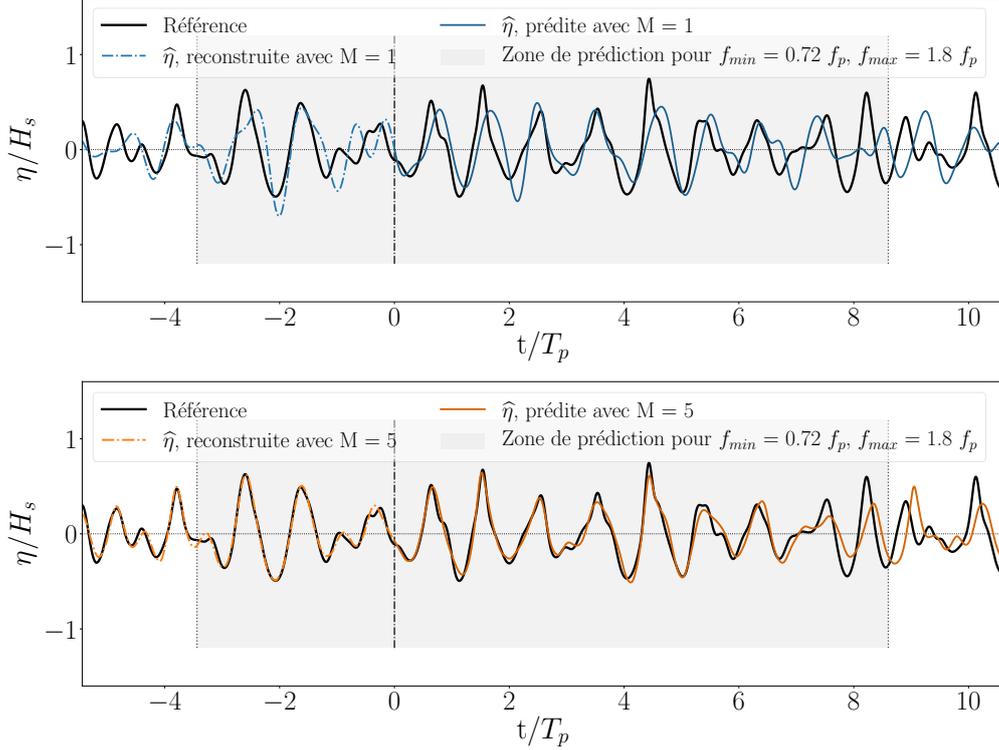


FIGURE 4.23 – Prédications d’élévation de surface libre (normalisée par  $H_s$ ) en  $x = x_0 + 6\lambda_p$ , et pour  $\epsilon_c = 3,5\%$  ( $\chi = 0,5$ ). La ligne verticale pointillée représente l’instant de début de prédiction. En haut : résultats pour une propagation linéaire ( $M = 1$  dans HOS-NWT). En bas : résultats pour une propagation non-linéaire (ordre de non-linéarité  $M = 5$  dans HOS-NWT).

#### 4.4.1.4 Bilan

Cette partie avait pour objectif de vérifier numériquement la méthode complète de prédiction, alimentée par des données synthétiques figurant un cas idéal. La configuration retenue simulait ainsi un dispositif de mesures capable de fournir les deux profils de vitesse verticale  $W(x_0 \pm \Delta x/2, z, t)$  avec une discrétisation spatiale et temporelle très fine, et un espacement  $\Delta x$  entre les deux profils idéalement petit. La vitesse horizontale servant de référence pour l’intégration,  $U(x_0, z_{ref} = -h, t)$  était également supposée connue. À partir de ces données synthétiques, la condition aux limites  $\hat{U}(x_0, z, t)$  a été reconstruite avec le procédé décrit au Chapitre 3 pour alimenter le modèle de propagation HOS-NWT, implémenté d’une part pour des simulations linéaires et d’autre part pour des simulations non-linéaires, qui correspondent à la méthode évaluée ici. Les résultats, présentés pour différents états de mer avec des cambrures variables, se sont révélés très satisfaisants : la qualité de prédiction obtenue dans la zone théoriquement accessible est tout à fait comparable aux résultats de Wu (2004) et Blondel *et al.* (2010), à la différence près que notre méthode s’affranchit de l’étape d’assimilation de données pour initialiser le modèle de propagation et permet donc un gain significatif en temps de calcul.

Par ailleurs et toujours dans un objectif d’efficacité, on peut noter ici que l’amélioration constatée des résultats par rapport à une simulation linéaire est principalement due à un calcul correct de la vitesse de phase tenant compte des non-linéarités. Il pourrait donc être intéressant d’étudier les performances de modèles de vagues faiblement non-linéaires par rapport au modèle HOS utilisé ici. Suivant les états de mer considérés, ils pourraient

en effet fournir des résultats encore plus rapidement tout en conservant une information correcte sur la forme des vagues. Le modèle « Choppy » (Nouguier *et al.*, 2009) présente par exemple des possibilités intéressantes, car sa formulation au second ordre améliorée proposée par Desmars *et al.* (2018) introduit des corrections pour les vitesses de phase et de groupe qui tiennent compte de certains effets non-linéaires.

Cette partie s'est intéressée à la prédiction obtenue par la méthode complète, pour divers états de mer mais avec une configuration de « mesures » considérée comme idéale. Dans le paragraphe suivant, on présente un exemple de configuration légèrement dégradée pour estimer la qualité de prédiction qu'il est envisageable d'atteindre avec une configuration de mesures plus réaliste.

#### 4.4.2 Prédiction avec une configuration de mesures dégradée

Dans cette section, on s'intéresse à un seul cas hypothétique en profondeur intermédiaire  $h = 30$  m, ce qui permet de tester la configuration de mesures formée par deux ADCP posés sur le fond. L'état de mer étudié est caractérisé par  $H_s = 3$  m et  $T_p = 8,4$  s, ce qui correspond à une longueur d'onde pic  $\lambda_p = 104,4$  m, un rapport  $\lambda_p/h = 3,5$  et une cambrure significative  $\epsilon_c = H_s/\lambda_p = 2,9\%$ . Cet état de mer est tiré d'un corrélogramme du CANDHIS (Centre d'Archivage National de Données de Houle In-Situ) pour la station de mesure du Plateau du Four ( $47^\circ 14,340'N, 2^\circ 47,220'W$ ). Il correspond à un état de mer peu fréquent mais néanmoins rencontré sur ce site, et a été choisi pour sa cambrure modérée et pour sa longueur d'onde associée à des orbitales de vagues perceptibles jusqu'au fond de la colonne d'eau. Il s'agit donc d'un cas plutôt défavorable.

La configuration de mesures retenue est celle de deux ADCP espacés de  $\Delta x = 2$  m, avec une taille de cellule de mesure fixée à  $\Delta z = 0,5$  m. La distance  $\Delta x$  fixée entre les instruments semble raisonnable, sachant que les modèles actuels déployés dans des profondeurs de quelques dizaines de mètres ne mesurent pas plus de 25 cm de diamètre. Dans leur montage impliquant des ADCP couplés, Vermeulen *et al.* (2011) avaient par exemple fixé la distance entre les instruments à 0,5 m (mais dans ce cas précis, les deux ADCP émettaient à tour de rôle). La taille de cellule de 0,5 m est elle aussi plausible, sachant que les modèles conçus pour être déployés dans des profondeurs allant jusqu'à 30 m proposent une taille de cellule variant de 0,2 à 2 m selon les configurations. Les paramètres choisis correspondent à des ratios  $\lambda_p/\Delta x \approx 50$  et  $\lambda_p/\Delta z \approx 210$ . D'après les tests conduits au Chapitre 3, cela devrait permettre une reconstruction correcte du profil de vitesse horizontale.

#### Paramètres numériques

Les jeux de données de référence sont générés pour  $N_{sim} = 40$  réalisations différentes de l'état de mer considéré ici. Les simulations avec HOS-ocean sont effectuées en profondeur  $h = 30$  m, avec un domaine spatial de longueur  $L_{ref} = 8\lambda_p$ ,  $N_{ref} = 256$  modes sur la surface libre (soit un ratio  $k_{max}/k_p = 32$ ) et un ordre de non-linéarité  $M = 5$ . Le seuil de tolérance pour le schéma d'avance en temps est fixé à  $10^{-7}$ . Les quantités d'intérêt ( $\eta$ ,  $U$ ,  $W$ ) sont fournies à une fréquence de sortie de 8 Hz.

Les simulations de référence durent  $61 T_p$ , laissant  $51 T_p$  de données disponibles pour la comparaison une fois retirée la période de relaxation. Ces  $51 T_p$  se répartissent en  $40 T_p$  de reconstruction de l'état de mer à partir du repos et  $11 T_p$  de prédiction (dont  $1 T_p$  de rampe pour mettre la condition aux limites à zéro). Ici la période de reconstruction inclut également  $5 T_p$  d'imposition progressive de la condition aux limites, donc la reconstruction d'un état de mer complet dure en réalité  $T = 35 T_p$ . Durant cette période, les quantités de référence  $W(x_0 \pm \Delta x/2, z, t)$  et  $U(x_0, z_{min}, t)$  sont utilisées pour reconstruire la condition

aux limites  $\hat{U}(x_0, z, t)$  qui est imposée en  $x_0$  dans la méthode de prédiction. Pour HOS-NWT, les paramètres numériques sont fixés à  $N_x = 1025$ ,  $N_z = 33$  et  $M = 5$  avec un paramètre de tolérance pour l'intégration temporelle de  $10^{-6}$ .

#### 4.4.2.1 Reconstruction du profil de vitesse

La configuration de mesures simulée fournit des données de vitesse verticale entre  $z_{min} = -28,5$  m et  $z_{max} = -2,8$  m, ainsi que des informations sur la vitesse horizontale en  $z_{ref} = z_{min}$ . Pour  $z \in [z_{min}; z_{max}]$ , la reconstruction de  $\hat{U}(x_0, z, t)$  se fait donc par intégration vers le haut en partant de  $z_{min}$ . Entre  $-h$  et  $z_{min}$ , aucune information sur la vitesse n'est disponible. Par commodité, on ajoute alors une information supplémentaire en supposant une vitesse nulle au fond :  $\hat{U}(x_0, -h, t) = 0$ . Cette hypothèse est ici particulièrement approximative puisqu'en  $z = -h \approx 0,3\lambda_p$  l'influence des orbitales est encore perceptible, mais elle permet de contraindre l'allure du profil de vitesse. La condition aux limites est ensuite fournie aux  $N_z = 33$  points du maillage vertical de HOS-NWT par une spline calculée à partir des points auxquels le profil de vitesse a été reconstruit :  $z = -h$  et  $z \in [z_{min}; z_{max}]$ . L'extrapolation par spline entre  $z_{max}$  et 0 est susceptible de manquer quelques retournements du profil, mais pour  $z_{max} \approx h/10$  cela ne devrait pas représenter un grand nombre d'instantanés ni entraîner une erreur trop importante.

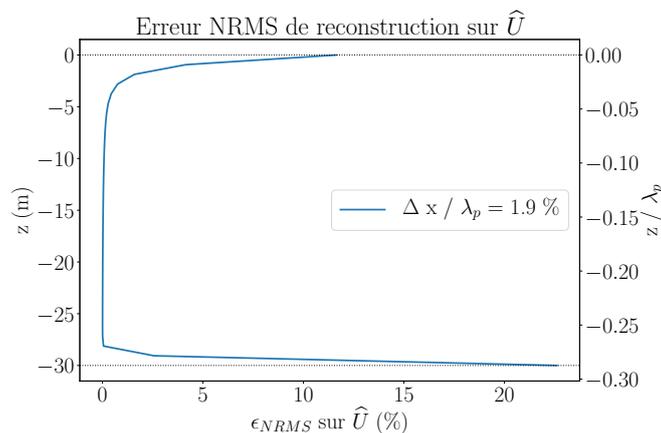


FIGURE 4.24 – Profil de l'erreur NRMS sur la vitesse horizontale. L'erreur est moyennée sur 15 réalisations. (L'axe vertical de droite représente la profondeur normalisée par  $\lambda_p$ ).

Le profil de l'erreur NRMS commise sur  $\hat{U}$  est présenté sur la Figure 4.24. Par construction, l'erreur est nulle en  $z = z_{min} = -28,5$  m et augmente fortement entre  $z_{min}$  et  $-h$ , l'hypothèse de vitesse nulle au fond n'étant pas correcte. Cela ne devrait cependant pas poser de gros problème, l'influence de la qualité du profil de vitesse près du fond étant limitée. L'erreur reste très faible sur la plus grande partie du profil entre  $z_{min}$  et  $z_{max}$ , son augmentation étant plus marquée dans la partie la plus superficielle de la colonne d'eau. L'extrapolation par spline n'a pas fait exploser l'erreur entre  $z_{max}$  et 0, qui reste en-deçà de 15% : en  $z = 0$ ,  $\epsilon_{NRMS_U} = 11,7\%$ .

Il s'agit d'une valeur très raisonnable, comme illustré sur la Figure 4.25. Celle-ci présente un extrait de série temporelle de vitesse horizontale en  $z = 0$ , sélectionné pour que l'erreur NRMS calculée sur cet extrait soit similaire à sa valeur moyennée sur tous les échantillons disponibles. Cet exemple est représentatif de ce que l'on peut attendre de la reconstruction : l'allure de la vitesse est très bien reproduite, mise à part une légère sous-estimation de l'amplitude (à cette profondeur, le biais moyen sur l'amplitude des vitesses reconstruites est d'environ  $2 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Il est donc possible de reconstruire un profil de vitesse horizontale de qualité satisfaisante avec une configuration de mesures réaliste.

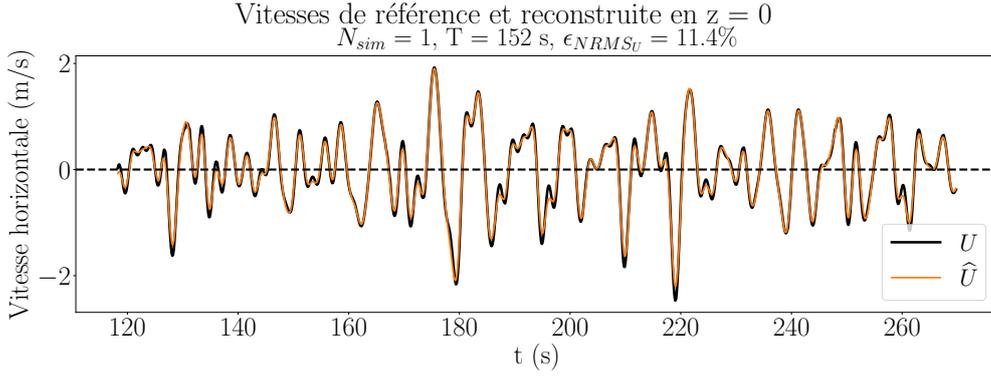


FIGURE 4.25 – Série temporelle restreinte de vitesse reconstruite en  $z = 0$ . L’erreur NRMS sur  $\hat{U}$ , calculée sur ces 152s seulement, est similaire à la valeur convergée en  $z = 0$ . La figure est donc un bon aperçu de ce que l’on peut attendre en termes de reconstruction de la vitesse.

#### 4.4.2.2 Prédiction

Le profil de vitesse ainsi reconstruit est fourni au modèle de propagation HOS-NWT pour générer puis prédire l’état de mer correspondant. Pour  $N_{sim} = 40$  réalisations, on obtient le champ d’erreur  $\varepsilon(x, t)$  présenté sur la Figure 4.26, calculée à partir de l’équation (4.2). L’erreur scalaire correspondante, moyennée sur toute la zone de prédiction, vaut  $\varepsilon_{\mathcal{D}} = 6,8\%$ , une valeur comparable à celle rapportée dans le Tableau 4.6 pour une cambrure similaire.

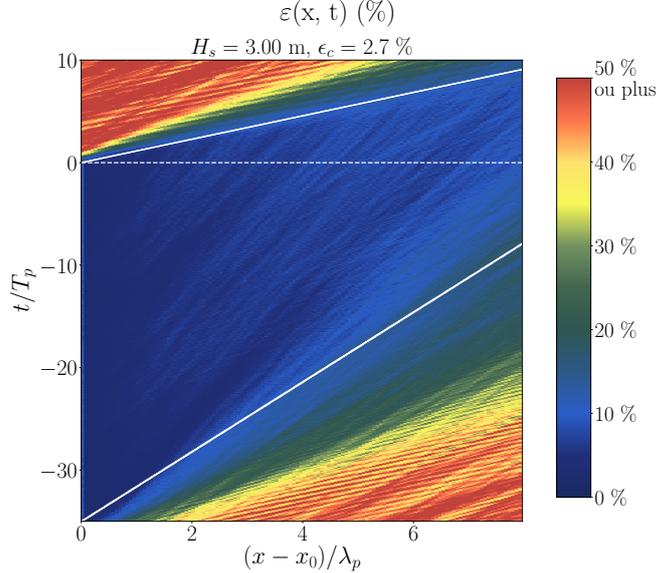
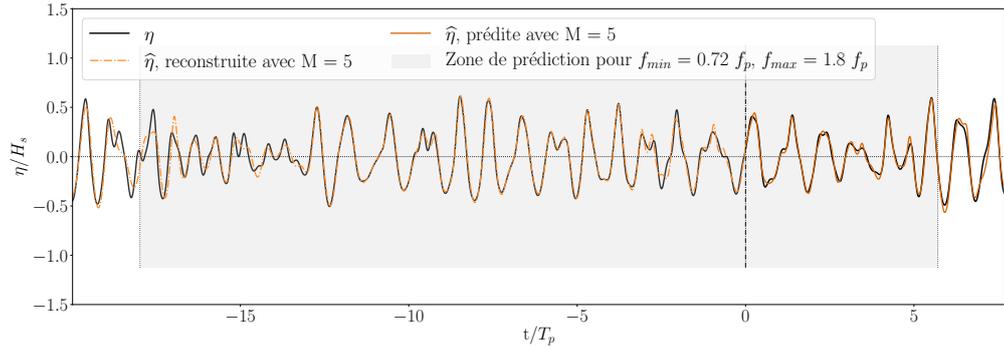
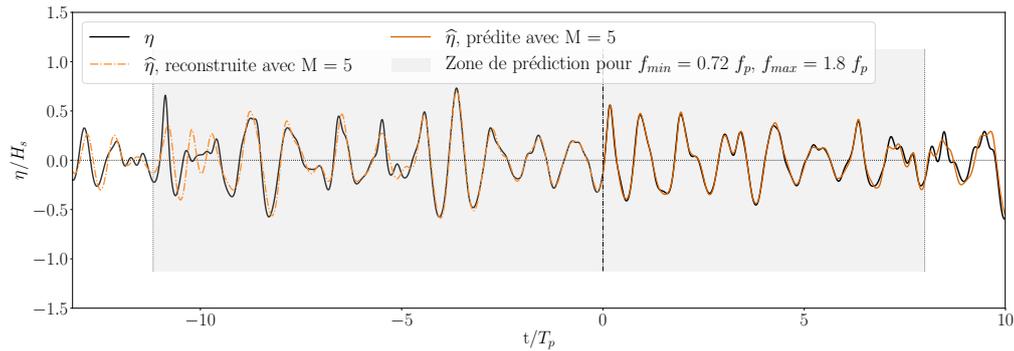


FIGURE 4.26 – Champ d’erreur  $\varepsilon(x, t)$  moyenné sur  $N_{sim} = 40$  tirages de phases, pour un cas test imitant une configuration de mesures réaliste. Les lignes blanches continues délimitent la zone de prédiction théorique  $\mathcal{D}_{x,t}$ . La ligne blanche pointillée divise celle-ci en sous-régions de reconstruction et de prédiction.

Un exemple de série temporelle est également présenté sur la Figure 4.27, pour une même réalisation et en deux emplacements en aval de  $x_0$ . On y observe un très bon accord général entre l’élévation de surface libre de référence,  $\eta$ , et celle obtenue avec la méthode de prédiction,  $\hat{\eta}$ . Les divergences sont dues à une sous-estimation de quelques grandes vagues



(a) En  $x = x_0 + 5\lambda_p$ .



(b) En  $x = x_0 + 7\lambda_p$ .

FIGURE 4.27 – Prédications d’élévation de surface libre en différents emplacements, pour un état de mer caractérisé par  $H_s = 3$  m et  $T_p = 8,4$  s. La configuration de mesures retenue tient compte des capacités d’ADCP actuels.

(autour de  $t/T_p = -17$  sur la Figure 4.27a, et de  $t/T_p = -11$  sur la Figure 4.27b), ainsi qu’à une résolution approximative des vagues courtes (pour  $t/T_p \approx -15$  sur la Figure 4.27a et  $t/T_p \approx 7$  sur la Figure 4.27b), probablement causée par le manque d’informations fiables près de la surface libre. L’allure globale de la surface libre est cependant très bien retrouvée, et surtout l’information sur la phase est correctement conservée.

Ainsi, la prédiction obtenue avec une configuration de « mesures » réaliste (bien que se situant dans la frange supérieure de ce qu’il est possible de faire aujourd’hui) s’avère également de qualité satisfaisante. Cela permet de se rassurer sur l’applicabilité de la méthode à des états de mer et des configurations usuelles.

## 4.5 Bilan

Ce chapitre clôt la vérification numérique de la méthode de prédiction déterministe étudiée, et confirme sa faisabilité. À la suite du Chapitre 3 qui s’intéressait aux modalités d’obtention d’une condition aux limites pour le modèle de propagation, l’objectif ici était d’étudier la prédiction obtenue en fonction de la qualité de cette condition aux limites, sous différentes hypothèses.

Dans un premier temps (paragraphe 4.3.2), le profil de vitesse horizontale a ainsi été supposé connu directement et parfaitement, en tous points requis par le modèle de propagation. Il s’agissait de vérifier les capacités de ce dernier à reconstruire et prédire la houle correctement, à partir d’informations sous la forme d’un flux horizontal imposé. La bonne qualité de la prédiction obtenue a confirmé ce point.

Une fois cette étape effectuée, une étude de sensibilité (paragraphe 4.3.3) a permis de déterminer la discrétisation verticale nécessaire pour obtenir une condition aux limites acceptable. En supposant toujours la vitesse horizontale connue directement aux coordonnées verticales où elle était renseignée, le nombre et l'emplacement de ces coordonnées ont été modifiés afin d'identifier les plages de profondeurs les plus importantes pour les mesures. De façon peu surprenante, c'est la partie supérieure de la colonne d'eau qui contient le plus d'informations nécessaires à une bonne prédiction. L'effort de mesure doit donc porter en priorité sur cette zone. Par ailleurs, les résultats de cette étude de sensibilité ont montré que la discrétisation verticale des mesures envisageable avec les profilers actuels est suffisante pour assurer une prédiction de qualité.

La dernière étape (section 4.4) a consisté à tester la méthode de prédiction dans sa globalité, c'est-à-dire en prenant également en compte le processus de reconstruction de la condition aux limites sous forme de profil de vitesse horizontale, détaillé au Chapitre 3. Pour une configuration de mesures jugée idéale puis pour un cas plus réaliste, les résultats obtenus sur la prédiction ont confirmé la capacité de la méthode à fournir une élévation de surface libre de bonne qualité dans la zone de prédiction théorique. En particulier, l'information sur la phase est reproduite correctement, ce qui était un critère déterminant dans l'évaluation de la prédiction obtenue.

Ces résultats numériques prometteurs permettent alors de concevoir une validation expérimentale de la méthode, en conditions contrôlées. Les essais en bassin réalisés à cette fin sont présentés au chapitre suivant.



# Chapitre 5

## Validation expérimentale en bassin sur de la houle irrégulière

---

Ce dernier chapitre présente les essais conduits dans le bassin de traction de Centrale Nantes afin de valider expérimentalement la méthode de prédiction. À la suite des résultats prometteurs obtenus avec les vérifications numériques, il s'agit de fournir une première preuve de concept en conditions contrôlées. Le dispositif expérimental et numérique est présenté dans la section 5.2, puis la qualité des mesures est analysée dans la section 5.3. La reconstruction de la condition aux limites à partir de données expérimentales est étudiée dans la section 5.4. La qualité de la prédiction obtenue avec la méthode complète est discutée dans la section 5.5.

---

### Sommaire

---

5.1	Introduction . . . . .	<b>118</b>
5.2	Dispositif expérimental et numérique . . . . .	<b>119</b>
5.2.1	Montage expérimental . . . . .	119
5.2.2	Mesures de vitesse . . . . .	121
5.2.3	États de mer étudiés et simulations de référence . . . . .	123
5.3	Analyse des données expérimentales . . . . .	<b>125</b>
5.3.1	Réflexion . . . . .	125
5.3.2	Qualité générale des mesures . . . . .	128
5.4	Reconstruction de la condition aux limites . . . . .	<b>133</b>
5.4.1	Traitement des données d'ADCP . . . . .	133
5.4.2	Reconstruction de la vitesse horizontale . . . . .	135
5.4.3	Évaluation de la vitesse horizontale reconstruite . . . . .	135
5.5	Prédictions d'élévation de surface libre . . . . .	<b>141</b>
5.5.1	Simulations de prédiction . . . . .	141
5.5.2	Zone de prédiction accessible . . . . .	141
5.5.3	Erreur moyenne de prédiction . . . . .	142
5.5.4	Corrélation . . . . .	146
5.6	Conclusion . . . . .	<b>149</b>

---

## 5.1 Introduction

Les chapitres précédents ont exposé la méthode de prédiction développée dans ce travail, et présenté les vérifications numériques conduites pour évaluer son potentiel. Le Chapitre 3 s'est ainsi intéressé aux modalités de renseignement de la condition aux limites dans le modèle de propagation sous la forme d'un profil de vitesse horizontale, ainsi qu'à l'influence de la configuration de mesures retenue sur la qualité de ce profil reconstruit. Dans le Chapitre 4, la méthodologie complète de prédiction a été évaluée, confirmant l'importance de la qualité de la condition aux limites à fournir pour obtenir une prédiction fiable, particulièrement dans la partie supérieure de la colonne d'eau.

Les analyses conduites dans ces deux chapitres se sont appuyées sur des données synthétiques simulant des états de mer réalistes, ce qui a permis de s'affranchir dans un premier temps des aléas pratiques de la collecte de données. Les résultats obtenus au terme de cette vérification numérique se sont avérés très satisfaisants et ont confirmé la faisabilité théorique de la méthode, notamment grâce à l'étude d'un cas réaliste de mesures. Cependant cette première approche ne tient pas compte des difficultés pratiques de la mesure de vitesse, puisque par construction les données synthétiques ont fourni des « mesures » parfaites, c'est-à-dire obtenues avec une précision optimale, en l'absence de bruit, et en supposant la donnée toujours disponible et fiable aux points de mesure considérés.

L'étape suivante consiste alors à mettre la méthode de prédiction à l'épreuve avec l'utilisation de données plus réalistes : c'est l'objet du présent chapitre. Celui-ci présente la mise en œuvre d'essais en bassin pour valider expérimentalement le principe de la prédiction déterministe de houle, à partir de profils instantanés de vitesse horizontale mesurés en amont de la zone d'intérêt. L'idée ici est de fournir une démonstration de faisabilité pratique de la méthode de prédiction, en testant le dispositif de mesures tout en gardant des conditions expérimentales contrôlées. On cherche ainsi à estimer l'influence des erreurs de mesure dans le fonctionnement de la méthode de prédiction. Ces erreurs peuvent être dues par exemple à des défauts dans le déploiement du montage, à un manque de précision des instruments, à un niveau de bruit trop élevé.

La validation expérimentale avait pour objectifs, en testant la méthode de prédiction sur de la houle unidirectionnelle irrégulière, d'évaluer :

- la capacité d'un ADCP à mesurer des profils *instantanés* de vitesse verticale  $W(x_0 \pm \frac{\Delta x}{2}, z, t)$  due à la propagation de houle en conditions contrôlées ;
- la méthode de reconstruction du profil de vitesse horizontale  $U(x_0, z, t)$  à partir de mesures réelles de vitesse verticale  $W(x_0 \pm \frac{\Delta x}{2}, z, t)$  ;
- la méthode générale de prédiction de houle, en renseignant ces données de vitesse en tant que condition aux limites dans le modèle de propagation HOS-NWT, et en estimant la qualité de la prédiction obtenue.

Pour cela, plusieurs cas de houle irrégulière ont été générés et mesurés dans un des bassins d'essais de Centrale Nantes. Ce chapitre présente les modalités d'obtention de ces mesures, leur traitement et les résultats obtenus, sur la reconstruction de la condition aux limites comme sur la prédiction. L'évaluation de la méthode se fait par comparaison avec des simulations numériques de référence pour la reconstruction des vitesses, et avec les mesures d'élévation de surface libre pour la prédiction.

## 5.2 Dispositif expérimental et numérique

### 5.2.1 Montage expérimental

Les essais ont été réalisés dans le bassin de traction de Centrale Nantes. De profondeur constante, celui-ci a pour dimensions  $L = 148 \text{ m} \times l = 5 \text{ m} \times P = 3 \text{ m}$ . Il est équipé, à l'une de ses extrémités, d'un batteur à houle unidirectionnel de type volet, actionné par un servo-vérin hydraulique. Les houles générées peuvent atteindre jusqu'à 0,5 m de hauteur crête à creux. À l'autre extrémité, une plage absorbante d'environ 8 m de long permet de limiter la réflexion des vagues dans le bassin <sup>[1]</sup>. L'origine de l'axe ( $Ox$ ) est fixée au niveau du batteur au repos, avec  $x$  croissant dans le sens de la propagation des vagues, vers la plage absorbante. Lors des essais, la hauteur d'eau au repos est de  $h = 2,90 \text{ m}$ .

Pour satisfaire les objectifs énoncés en introduction, le dispositif expérimental doit permettre de mesurer :

- l'élévation de surface libre  $\eta(x, t)$  en divers points du bassin ;
- la vitesse horizontale en une profondeur ponctuelle pour servir de référence :  $U(x_0, z_{ref}, t)$  ;
- ainsi que deux profils de vitesse verticale dans la colonne d'eau :  $W(x_0 \pm \frac{\Delta x}{2}, z, t)$ .

De façon assez classique, l'élévation de surface libre est mesurée en différents points du bassin grâce à des sondes à houle, qui sont ici fixées tous les 6 m : de  $x_{s1} = 6 \text{ m}$  jusqu'à  $x_{s20} = 120 \text{ m}$ . La fréquence d'acquisition de ces sondes résistives est fixée à 64 Hz. Cette partie du montage expérimental est bien connue et ne présente pas de difficultés particulières. Un aperçu du bassin de traction et de la disposition des sondes à houle est présenté sur la Figure 5.1.



FIGURE 5.1 – Bassin de traction et sondes à houle.

L'originalité du dispositif réside plutôt dans la partie du montage portant sur les mesures de vitesse. Elle vise à évaluer la méthode de reconstruction du profil instantané de vitesse horizontale, utilisé en condition aux limites dans le modèle de propagation, à partir de mesures de vitesse verticale.

La question des mesures de vitesse est détaillée dans le paragraphe 5.2.2, mais pour la compréhension générale du montage expérimental on peut noter dès maintenant que ces mesures de vitesse sont réalisées avec, d'une part, un vélocimètre ponctuel fixé en  $(x_0, z_{ADV}) = (20 \text{ m}, -0,54 \text{ m})$ , et d'autre part deux profileurs acoustiques installés sur le fond du bassin. Ces profileurs sont orientés vers le haut et fixés en  $x_{ADCP1} = x_0 + \frac{\Delta x}{2}$

[1]. Pour plus de documentation sur le bassin, voir : <https://lheea.ec-nantes.fr/moyens-dessais/bassins-de-genie-oceanique/bassin-de-traction>

et  $x_{ADCP_2} = x_0 - \frac{\Delta x}{2}$ . Leur position à 20 m du batteur assure une distance suffisante pour que l'état de mer généré corresponde aux caractéristiques requises, en se plaçant loin des ondes évanescentes générées par le batteur. Les ADCP mesurent une étendue de colonne d'eau notée  $z_{ADCP} = [z_{min} ; z_{max}]$ . La Figure 5.2 propose une vue schématique du montage général. La Figure 5.3 présente un récapitulatif des grandeurs mesurées et de leur utilisation pour la validation.

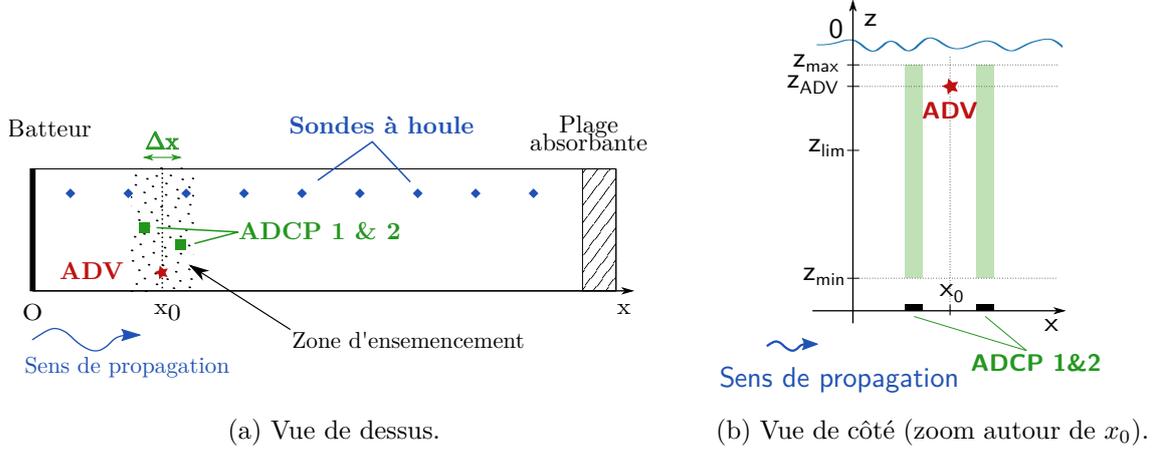


FIGURE 5.2 – Schéma du montage expérimental. Les distances réelles ne sont pas respectées. Les zones colorées sur la Figure 5.2b représentent l'étendue des mesures par ADCP.

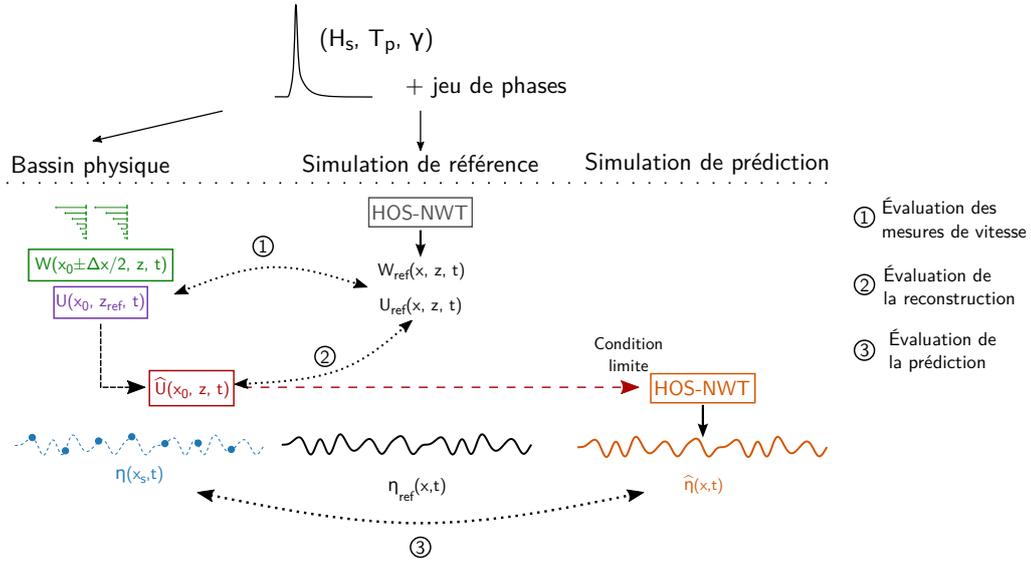


FIGURE 5.3 – Principe général de la validation expérimentale. Chaque état de mer testé, caractérisé par son spectre en fréquence et un jeu de phases associé, est utilisé par le batteur physique pour générer l'état de mer dans le bassin, et en entrée dans une simulation de référence. La vitesse horizontale reconstruite est utilisée en entrée dans la simulation de prédiction.

Pour tous les instruments présentés (sondes à houles, profileurs, vélocimètre), le début de l'enregistrement est déclenché par le signal de mise en route du batteur, assurant la synchronisation des données récoltées. La durée des mesures est de 350 s à compter du démarrage du batteur. Elle est suffisamment longue pour inclure le temps d'établissement complet de la houle et la propagation des vagues générées dans la zone d'intérêt, mais

reste inférieure à la période de répétition du mouvement batteur qui est ici de 512 s. Après chaque essai, une pause de plusieurs minutes est observée pour laisser au bassin le temps de revenir à l'état de repos.

### 5.2.2 Mesures de vitesse

Les mesures de vitesse liées à la houle dans le fluide sont au cœur du processus de validation de la prédiction déterministe. Elles sont utiles en premier lieu pour évaluer la méthode, présentée au Chapitre 3, de reconstruction du profil instantané de vitesse horizontale  $\hat{U}(x_0, z, t)$  à partir des mesures de deux profils de vitesse verticale  $W(x_0 \pm \frac{\Delta x}{2}, z, t)$  et d'une vitesse horizontale de référence  $U(x_0, z_{ref}, t)$  à une profondeur  $z_{ref}$  arbitraire. Une fois reconstruit, ce profil de vitesse horizontale permet dans un deuxième temps le renseignement d'une condition aux limites, sous la forme d'un flux imposé en  $x_0$ , pour alimenter le modèle de propagation utilisé dans la prédiction de vagues.

On rappelle ici la relation, tirée du Chapitre 3 et exprimée pour un écoulement irrotationnel, entre le profil de vitesse horizontale recherché et les grandeurs mesurées. À chaque instant  $t$  et en toute profondeur  $z_0$ , la vitesse horizontale reconstruite  $\hat{U}$  en  $x_0$  peut s'écrire :

$$\hat{U}(x_0, z_0, t) = \int_{z_{ref}}^{z_0} \frac{W(x_0 + \Delta x/2, z, t) - W(x_0 - \Delta x/2, z, t)}{\Delta x} dz + U(x_0, z_{ref}, t) \quad (5.1)$$

qui devient, après discrétisation :

$$\begin{aligned} \hat{U}(x_0, z_0, t) = & \frac{1}{\Delta x} \sum_{k=1}^{N_z} \frac{\Delta W(x_0, z_{k-1}, t) + \Delta W(x_0, z_k, t)}{2} \Delta z_k + U(x_0, z_{ref}, t) \\ & + O(\Delta x^2) + O(\Delta z^2) \end{aligned} \quad (5.2)$$

avec  $\hat{U}(x_0, z_0, t)$  la vitesse horizontale reconstruite à une profondeur  $z_0$  quelconque,  $\Delta W(x_0, z_k, t) = W(x_0 + \frac{\Delta x}{2}, z_k, t) - W(x_0 - \frac{\Delta x}{2}, z_k, t)$ , et  $z_k$  les coordonnées des points de mesure de la vitesse verticale  $W$ , qui divisent l'intervalle  $[z_{ref}; z_0]$  en  $N_z$  sous-intervalles, non nécessairement égaux, de longueur  $\Delta z_k$ .

Pour mesurer  $U(x_0, z_{ref}, t)$  et  $W(x_0 \pm \frac{\Delta x}{2}, z, t)$ , les instruments utilisés reposent tous sur l'effet Doppler en hydro-acoustique (exposé au Chapitre 3), qui permet d'obtenir la vitesse radiale du fluide dans la direction du faisceau récepteur. On a recours ici à un vélocimètre acoustique à effet Doppler (ADV) fixé en  $(x_0, z_{ref})$  pour mesurer les trois composantes ponctuelles de la vitesse en ce point, et à deux profileurs acoustiques de courant à effet Doppler (ADCP) pour mesurer les profils de vitesse verticale  $W(x_0 \pm \frac{\Delta x}{2}, z, t)$ . La différence entre ADV et ADCP réside principalement dans la configuration de leurs faisceaux acoustiques : divergents, avec un volume de mesure croissant de l'ordre d'un  $\text{dm}^3$  loin de l'instrument pour un ADCP dans la présente configuration (pouvant atteindre quelques  $\text{m}^3$  en milieu océanique) ; convergents, déterminant un volume de mesure de l'ordre de quelques  $\text{mm}^3$  pour un ADV.

Ces mesures de vitesse représentent l'aspect le plus délicat du montage expérimental, car elles visent à obtenir des informations déterministes sur la houle sous la forme de *profils instantanés*. Or, si l'utilisation d'ADV en laboratoire et pour des mesures détaillées de vitesse est relativement courante, le choix d'ADCP pour mesurer des profils instantanés de vitesse verticale représente quant à lui un détournement de leur utilisation habituelle. Comme expliqué au Chapitre 3, ces instruments sont en effet bien adaptés à la mesure des propriétés statistiques de l'écoulement : par exemple le profil de courant moyen, le spectre de houle ou l'intensité de turbulence sur un site d'intérêt. Ils fournissent des informations

sur l'état de mer moyennées sur des pas de temps de l'ordre de quelques minutes, permettant d'utiliser les données récoltées sur plusieurs *pings* (échos) pour plus de fiabilité. À l'inverse, en vue d'une application déterministe comme ici, l'opération de moyenne disparaît et les mesures brutes sont utilisées, chaque *ping* étant exploité directement au prix d'une possible perte en précision. Par ailleurs, les ADCP sont initialement conçus pour un déploiement en milieu océanique et leurs caractéristiques (fréquence acoustique, portée, taille de cellule, résolution) sont adaptées à des échelles spatio-temporelles plus larges que celles impliquées dans des essais à échelle réduite. L'utilisation d'une similitude de Froude (qui contracte d'autant plus l'échelle de temps) ainsi que l'absence de micro-particules en suspension dans le bassin constituent alors une configuration de mesures plutôt défavorable. Malgré ces difficultés, utiliser le même type d'instrument que celui prévu pour l'application à l'échelle réelle permet de tester directement leurs capacités pour la méthode de reconstruction du profil de vitesse horizontale.

## ADCP

Les ADCP ont ici vocation à mesurer deux profils distincts de la composante verticale  $W$  de la vitesse instantanée dans la colonne d'eau. Les profileurs de vitesses sont installés au fond du bassin, tête vers le haut, et l'espacement entre les instruments est fixé à  $\Delta x = 5$  cm. On verra avec la présentation des états de mer testés, au paragraphe 5.2.3, que cette distance équivaut à des ratios  $\Delta x/\lambda_p$  de 0,4% à 0,8 %, correspondant à un compromis entre la minimisation de l'erreur de reconstruction (obtenue pour  $\Delta x \leq 0,5\% \lambda_p$ , cf paragraphe 3.4.4) et les capacités du montage expérimental, qui doit être capable de mesurer précisément la différence entre les vitesses verticales  $\Delta W = W(x_0 + \frac{\Delta x}{2}) - W(x_0 - \frac{\Delta x}{2})$ . Les positions des ADCP dans le bassin sont ainsi  $x_{ADCP_{1,2}} = x_0 \pm \frac{\Delta x}{2}$  et les centres des instruments sont séparés de  $\Delta y = 20$  cm dans la direction transversale, à la fois pour limiter les risques d'interférence entre les faisceaux verticaux et car le diamètre des instruments (15 cm) est trop grand pour obtenir l'espacement  $\Delta x$  choisi avec deux ADCP alignés dans la direction de propagation. Ces deux difficultés, liées à l'échelle réduite des essais, sont contournées ici grâce au caractère unidirectionnel des vagues générées.

Les ADCP utilisés sont des *Signature 1000* (Nortek). Il s'agit d'instruments déployés en temps normal pour des mesures en mer et qui ne sont pas conçus pour des essais en bassin. Même si la méthode de mesure reste valable et que le montage a été adapté pour prendre en compte cette particularité, c'est un point à souligner car il est à l'origine de certaines difficultés rencontrées par la suite. En plus des quatre faisceaux divergents habituellement présents dans ce genre d'équipement et très largement utilisés dans les mesures de courant en environnement océanique, ce modèle est équipé d'un cinquième faisceau vertical doté d'un mode Haute Résolution. Dans des campagnes de mesures classiques, cette option est notamment utile dans une configuration à 5 faisceaux pour mesurer directement les grandeurs liées à la turbulence, pour raffiner des mesures de vitesse verticale induite par les vagues et les courants, ainsi que pour localiser la position de la surface libre (mode « altimètre »).

Dans le présent montage expérimental, les quatre faisceaux latéraux sont désactivés pour éviter les interférences et seul le cinquième faisceau est utilisé pour mesurer la vitesse verticale  $W(x_0 \pm \frac{\Delta x}{2}, z, t)$ . Le mode Haute Résolution est sélectionné pour garantir une meilleure précision, la perte de portée entraînée par cette configuration n'étant pas un problème ici puisque la profondeur du bassin est faible comparée aux capacités de l'instrument. En plus d'une précision augmentée, ce mode offre une meilleure résolution verticale du profil, avec une taille de cellule réduite. En tenant compte de la zone d'occultation juste devant l'instrument et de la dégradation du signal près de la surface libre par réflexion sur l'interface, les mesures sont effectuées entre  $z_{min} = -2,46$  m et  $z_{max} = -0,08$  m, avec

une taille de cellule de mesure  $\Delta z = 2$  cm. La fréquence d’acquisition des ADCP est fixée à 8 Hz. (La fréquence maximale d’échantillonnage est normalement de 16 Hz pour ces instruments, mais les contraintes de raccordement et de synchronisation dans le présent montage expérimental n’ont pas permis d’en bénéficier ici.)

## ADV

Les profils de vitesse verticale  $W(x_0 \pm \frac{\Delta x}{2}, z, t)$  obtenus par les ADCP sont complétés par les mesures d’un ADV. Ses faisceaux émetteurs convergents forment un volume de mesure bien plus petit que ceux des ADCP et en font un dispositif de mesure considéré comme ponctuel. Il permet d’obtenir directement les 3 composantes ( $U, V, W$ ) de la vitesse instantanée du fluide au point considéré, sous réserve d’être orienté correctement. L’ADV est fixé en  $x_0 = 20$  m et  $z_{ADV} = z_{ref} = -0,54$  m, afin de fournir la vitesse horizontale de référence  $U(x_0, z_{ref}, t)$ , utilisée comme « constante » d’intégration par rapport à  $z$  dans la méthode de reconstruction de la vitesse horizontale résumée par l’équation (5.2). L’ADV utilisé est un *Vectrino* (Nortek) dont la fréquence d’acquisition est fixée à 16 Hz. Le corps de l’instrument est fixé sur un pilier immergé dans le bassin, tandis que la tige portant les émetteurs permet de mesurer suffisamment loin de la structure pour que l’écoulement ne soit pas influencé par la présence du pilier.

## Ensemencement

Pour effectuer leurs mesures de vitesse, l’ADV et les ADCP utilisent la réflexion des ondes acoustiques émises sur des micro-particules en suspension dans le fluide. Il est donc indispensable que le milieu contienne suffisamment de ces particules pour obtenir un retour signal correct, et assurer la qualité des mesures. Bien que cela ne pose généralement pas de problème pour des essais en mer, dans le cas qui nous occupe l’eau du bassin est trop claire pour obtenir un retour satisfaisant. La turbidité du milieu est donc augmentée artificiellement à l’aide de micro-billes de verre creuses, de diamètre médian  $10 \mu\text{m}$  et de flottabilité légèrement négative (densité :  $1,1 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ ), leur permettant de couler très lentement. Un système de pompe alimente un réservoir avec de l’eau du bassin, dans lequel on ajoute ces micro-billes. Ce mélange concentré en particules est ensuite versé en pluie par le haut de la colonne d’eau avant chaque essai. La qualité de l’ensemencement s’est avérée essentielle pour celle des mesures expérimentales en bassin.

### 5.2.3 États de mer étudiés et simulations de référence

Les états de mer testés sont des houles irrégulières unidirectionnelles, caractérisées par un spectre de Pierson-Moskowitz. Deux périodes de pic sont considérées ici :  $T_p = 2$  s (cas A) et  $T_p = 3$  s (cas B). Pour chaque cas, la hauteur significative est choisie de façon à obtenir une cambrure significative modérée :  $\epsilon_c = H_s/\lambda_p = 1\%$ , soit  $H_s = 6$  cm pour le cas A et  $H_s = 12$  cm pour le cas B. La faible cambrure choisie vise à concentrer les efforts sur la validation des différentes briques de la méthode de prédiction, dans un premier temps pour des états de mer simples. Dix tirages de phases ont été réalisés pour chaque état de mer. Les caractéristiques des différents essais sont résumées dans le Tableau 5.1.

Chaque essai est également reproduit par une simulation de référence : une fonctionnalité de la version originelle du bassin de houle numérique HOS-NWT permet en effet de spécifier la même consigne de mouvement du batteur dans les expériences en bassin et dans le modèle numérique (Bonnetoy *et al.*, 2010; Ducrozet *et al.*, 2012). Les états de mer sont ici reproduits en utilisant  $N_x = 1024$  modes sur la surface libre,  $N_z = 33$  modes sur la profondeur et un ordre de non-linéarité  $M = 5$ . Outre les informations surfaciques  $\eta$  et  $\phi^s$  fournies directement par HOS-NWT, les champs de vitesses sont également calculés

dans tout le domaine fluide grâce à une librairie dédiée, Grid2Grid (Ducrozet *et al.*, 2005; Choi *et al.*, 2017). Ces simulations de référence fournissent alors des champs d'élévation de surface libre  $\eta_{ref}(x, t)$ , ainsi que les vitesses horizontales et verticales,  $U_{ref}(x, z, t)$  et  $W_{ref}(x, z, t)$ , dans tout le domaine.

$T_p = 2 \text{ s}, H_s = 6 \text{ cm (cible)}$										
Cas	A.1	A.2	A.3	A.4	A.5	A.6	A.7	A.8	A.9	A.10
$H_s$ sim (cm)	6,3	5,9	6,2	6,1	5,7	6,6	6,1	5,8	6,3	6,3
$H_s$ expé (cm)	6,5	6,4	6,5	6,5	6,1	6,8	5,8	5,8	6,7	6,4
$T_p = 3 \text{ s}, H_s = 12 \text{ cm (cible)}$										
Cas	B.1	B.2	B.3	B.4	B.5	B.6	B.7	B.8	B.9	B.10
$H_s$ sim (cm)	12,6	12,0	11,9	12,4	11,3	12,6	11,3	11,4	11,9	12,3
$H_s$ expé (cm)	13,0	13,1	12,7	12,9	11,7	13,2	11,5	11,7	12,5	12,3

TABLEAU 5.1 – États de mer testés lors de la validation expérimentale. Les valeurs expérimentales des  $H_s$  sont calculées sur 150  $T_p$ , sur une plage temporelle incluant la réflexion.

Des différences entre les hauteurs significatives simulées et celles réellement obtenues dans le bassin sont visibles dans le Tableau 5.1. Ces hauteurs significatives sont calculées avec la formule :

$$H_s = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N 4\sigma_\eta(x_i, t \geq t_{1,i}) \quad (5.3)$$

où  $N = 20$  est le nombre de sondes utilisées pour les mesures,  $\sigma_\eta$  est l'écart-type de l'élévation de surface libre et  $t_{1,i}$  est l'instant à partir duquel toutes les composantes de l'état de mer ont été générées et se sont propagées jusqu'à la sonde en  $x_i$ . Le  $H_s$  des simulations de référence est calculé à partir des résultats obtenus aux mêmes emplacements que ceux des sondes utilisées pour calculer le  $H_s$  expérimental. À l'exception de l'essai A.7, les hauteurs significatives mesurées lors des essais sont supérieures à la consigne, quand celles calculées à partir des simulations de référence s'en trouvent très proches.

La fonction de transfert du batteur physique est probablement à l'origine d'une grande partie de la différence entre le  $H_s$  expérimental et la consigne (Bonnefoy, 2005). En ce qui concerne les valeurs de  $H_s$  obtenues pour les simulations de référence, leur variabilité d'un tirage de phases à l'autre est principalement due au fait que les séries temporelles utilisées sont de même durée que pour les essais, et s'avèrent trop courtes pour obtenir un résultat convergé.

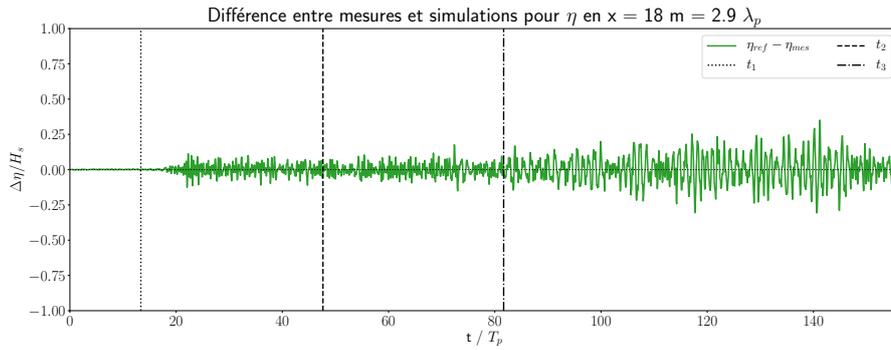
**Remarque :** Une autre configuration avait également été testée, avec  $T_p = 1,5 \text{ s}$  et  $H_s = 3,5 \text{ cm}$ . Il s'agissait du premier état de mer généré dans la série d'essais, mais les mesures des profileurs de vitesses se sont révélées inexploitable car trop bruitées. Il n'en est donc pas fait mention dans la suite. La mauvaise qualité des données récoltées pour cet état de mer peut s'expliquer par un problème d'ensemencement (cf paragraphe 5.3.2), ou par la faiblesse des vitesses en jeu par rapport aux capacités des instruments pour cet état de mer : en  $z = -0,5 \text{ m}$ , la vitesse horizontale RMS est ainsi de l'ordre de  $1,4 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  et n'est plus que d'environ  $6 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$  en  $z = -1 \text{ m}$ .

## 5.3 Analyse des données expérimentales

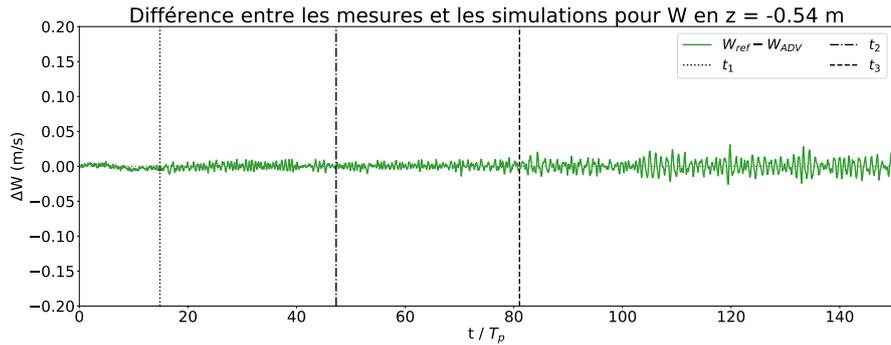
### 5.3.1 Réflexion

Un premier point de vigilance dans le traitement des données concerne la présence de réflexion dans les mesures, repérable dans les enregistrements des sondes à houle comme des instruments acoustiques. Ce phénomène est dû au fait que dans le bassin physique, la plage absorbante n'est pas parfaite et renvoie une partie de l'énergie apportée par la houle incidente. L'intensité de la réflexion variant en fonction de la fréquence des vagues, reproduire exactement le comportement de cette plage avec le modèle HOS-NWT nécessiterait des études numériques et expérimentales spécifiques, qui n'ont jusqu'à présent pas été réalisées pour le bassin de traction. Par défaut, dans le cadre du présent travail, la plage est alors modélisée comme parfaitement absorbante dans les simulations de référence. Ce paramétrage est à l'origine de divergences entre expériences et simulations, qui augmentent au fur et à mesure que l'influence de la réflexion se fait plus tangible dans les mesures.

Cette réflexion est mise en évidence par la comparaison de séries temporelles issues des simulations de référence avec les mesures réalisées lors des expériences, comme sur la Figure 5.4.



(a) Erreur sur l'élévation de surface libre normalisée en  $x = 18$  m.



(b) Différence entre vitesses verticales mesurées et simulées en  $x_0 = 20$  m,  $z = -0,54$  m.

FIGURE 5.4 – Différence entre les mesures et les simulations de référence pour le cas A.1 ( $H_s = 6$  cm,  $T_p = 2$  s).

Que l'on considère l'élévation de surface libre (Fig.5.4a) ou la vitesse verticale (Fig.5.4b), les comparaisons montrent une bonne correspondance entre simulations et mesures dans un premier temps, puis l'apparition d'une divergence. Sur les séries temporelles, on a distingué plusieurs instants, calculés séparément pour chaque emplacement

étudié : l'établissement de l'état de mer complet se fait entre  $t = 0$  s (démarrage du batteur) et  $t_1 = x/C_{g_{min}}$ , qui correspond au temps de propagation de la composante la plus lente du spectre jusqu'au point d'observation. L'instant  $t_2 = (2L_x - x)/C_{g_{max}}$  marque l'arrivée de la réflexion de la composante de fréquence  $f_{min}$  (la plus rapide du spectre), et l'instant  $t_3 = (2L_x - x)/C_{g_p}$  le début de la réflexion liée à la composante de fréquence  $f_p$ , correspondant au pic d'énergie du spectre de vagues. La valeur de  $t_1$ ,  $t_2$  et  $t_3$  varie suivant l'emplacement considéré. L'observation de ces séries temporelles semble indiquer que l'influence de la réflexion augmente significativement à partir de  $t_3$ . Les paragraphes suivants se proposent de tester cette hypothèse et de qualifier cette réflexion.

### 5.3.1.1 Réflexion dans le bassin pour des vagues régulières

Afin d'évaluer la réflexion de la plage absorbante aux fréquences de pic des états de mer étudiés, quelques essais supplémentaires ont été réalisés. Un groupe de vagues régulières de période 2 s (respectivement 3 s) et d'amplitude 3 cm (resp. 6 cm) a été généré, pour les mesurer à l'aller puis au retour. La longueur du bassin de traction permet de séparer clairement le train de vagues incidentes de leur réflexion, au moins dans la partie du bassin proche du batteur. On peut ainsi estimer le coefficient de réflexion en houle régulière à la fréquence étudiée. La Figure 5.5 montre l'enregistrement d'une sonde à houle pour un essai de ce type, pour  $T = 2$  s.

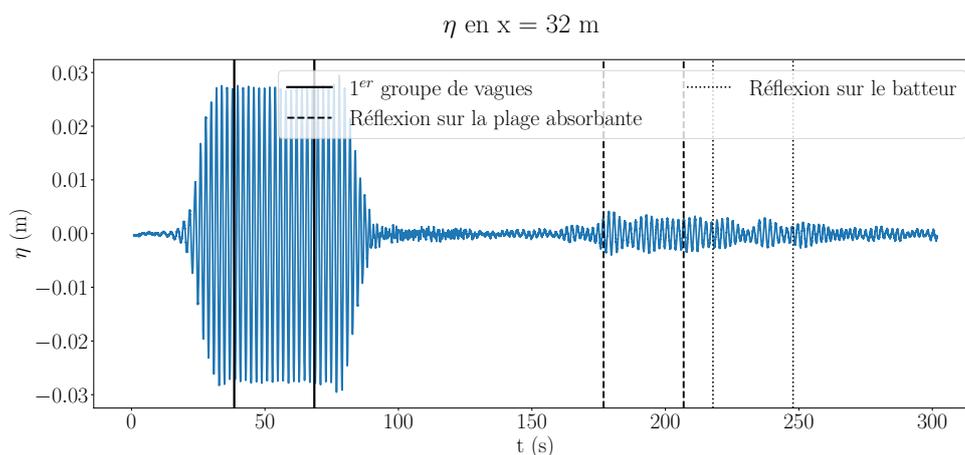


FIGURE 5.5 – Essais de réflexion en houle régulière : enregistrement de la sonde à houle pour  $T = 2$  s en  $x = 32$  m.

Une première période d'analyse, délimitée par les traits pleins sur la figure (—), est sélectionnée dans le groupe de vagues incidentes, et une transformée de Fourier sur un nombre entier de périodes permet d'obtenir l'amplitude incidente. De la même façon, la plage temporelle entre les pointillés longs (- - -) sur la figure est sélectionnée pour ne contenir que des vagues dues à la réflexion sur la plage absorbante. La transformée de Fourier de ce signal sur un nombre entier de périodes donne l'amplitude des vagues réfléchies. La dernière plage temporelle, entre pointillés courts (⋯⋯), matérialise la présence d'une deuxième réflexion, sur le batteur cette fois-ci, pour vérifier que les deux réflexions ne se superposent pas dans l'enregistrement retenu. Avec cette méthode, on estime qu'en houle régulière la réflexion est de l'ordre de 10 % en amplitude pour  $T = 2$  s, et de 12 % en amplitude pour  $T = 3$  s.

### 5.3.1.2 Répartition fréquentielle de la réflexion pour des vagues irrégulières

Une approche complémentaire, adaptée de Desmars *et al.* (2020), consiste à mesurer les perturbations résiduelles dans le bassin après l'arrêt du batteur, ce qui permet d'estimer l'influence et la répartition fréquentielle des ondes parasites en supposant que celles-ci sont représentatives de l'ensemble de l'expérience. Des essais dédiés ont ainsi été menés pour les cas A.1 et B.1. L'état de mer irrégulier est généré pendant une durée  $T_0 = 365$  s, puis le batteur est mis à l'arrêt tandis que les sondes à houle continuent de mesurer pendant quelques dizaines de périodes pic après le passage des dernières composantes de l'état de mer. La durée totale des mesures est notée  $T_{total} = 540$  s.

La partie de l'enregistrement présentant un intérêt pour l'étude des ondes parasites commence à l'instant  $t_n$  à partir duquel on estime que seul le bruit résiduel est mesuré par les sondes à houle. Il faut pour cela que les dernières vagues générées par le batteur à  $t = T_0$  aient toutes dépassé la sonde la plus éloignée du batteur, située en  $x_N$ , ce qui se traduit par  $t \geq T_0 + x_N/C_{gmin}$ . La vitesse de groupe minimale  $C_{gmin}$  est calculée à partir de la fréquence du spectre  $f_{max}$  après laquelle les autres composantes sont responsables de moins de 2% de la densité d'énergie au pic. Il faut également s'assurer que dans les signaux analysés, la réflexion est bien présente à toutes les sondes considérées, c'est-à-dire que les composantes fréquentielles les plus lentes générées depuis  $t = 0$  ont eu le temps de se propager jusqu'à la plage et de se réfléchir jusqu'en  $x_1$ , l'emplacement de la sonde la plus proche du batteur considérée pour la mesure du bruit. Ce critère se traduit par  $t \geq (2L_x - x_1)/C_{gmin}$ .

L'analyse du bruit résiduel débute alors à  $t_n = \max(T_0 + x_N/C_{gmin}, (2L_x - x_1)/C_{gmin})$ , où  $x_1$  et  $x_N$  délimitent l'étendue spatiale des sondes utilisées dans cette étude. Celles-ci sont sélectionnées parmi celles installées dans le bassin afin de garantir que la plage temporelle disponible pour la mesure du bruit dure au moins  $T_{total} - t_n \geq 20 T_p$ . Cela revient à utiliser  $N = 10$  sondes pour le cas A.1, avec  $T_{tot} - t_n = 20 T_p$ , et  $N = 11$  sondes pour le cas B.1, avec  $T_{tot} - t_n = 20 T_p$ . L'analyse des signaux d'élévation de surface libre à partir de  $t_n$  permet alors de calculer un « niveau de bruit »  $H_n$  sur le même modèle que la hauteur significative des vagues exprimée par l'équation (5.3), et d'en déduire un rapport bruit-signal  $NSR = H_n/H_s$ , avec :

$$H_n = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N 4\sigma_{\eta}(x_i, t \geq t_n) \quad (5.4)$$

Les calculs donnent un NSR de 10 % pour le cas A.1, et de 9 % pour le cas B.1. Ces valeurs sont inférieures à celles obtenues par Desmars *et al.* (2020) dans le grand bassin de l'ECN pour la même cambrure : d'après leur Figure 5.a, le NSR pour une cambrure  $\epsilon_c = 1\%$  y est d'environ 20 %. Cette différence peut s'expliquer par une présence moindre d'ondes parasites transverses dans le bassin de traction.

Outre le niveau de bruit moyen, on peut observer la répartition fréquentielle des ondes parasites, grâce à la densité spectrale moyenne du bruit  $S_n$ . Celle-ci est obtenue en moyennant les densités spectrales de bruit pour les enregistrements des  $N$  sondes à houle (limités à  $t_n \leq t \leq t_n + 20T_p$ ). Le spectre normalisé  $S_n^* = S_n f_p / m_0$ , avec  $m_0 = H_n^2 / 16$  le moment d'ordre zéro du spectre, est tracé sur la Figure 5.6 pour les deux états de mer étudiés. Pour ces deux états de mer, l'énergie due à la réflexion est surtout présente autour de la fréquence de pic. Le maximum de réflexion se situe autour de  $f_0 = 0,44$  Hz dans les deux cas, c'est-à-dire  $0,9f_p$  pour le cas A.1 ( $T_p = 2$  s) et  $1,3f_p$  pour le cas B.1 ( $T_p = 3$  s). L'énergie est plus resserrée autour du pic pour le cas A.1 que pour le cas B.1.

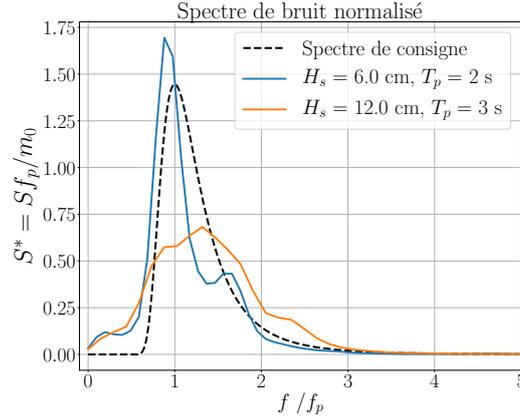


FIGURE 5.6 – Spectres de bruit normalisés.

Cette répartition du bruit fournit des pistes pour limiter l’influence de la réflexion dans l’analyse des résultats expérimentaux. Le bruit aux basses fréquences est présent mais beaucoup moins important qu’au pic de réflexion. Il est possible de l’atténuer en traitant les données à l’aide d’un filtre passe-haut, dont la fréquence de coupure doit cependant être choisie suffisamment basse pour ne pas supprimer d’informations liées à des composantes énergétiques du spectre de vagues. Les effets de la réflexion étant particulièrement importants aux fréquences autour de  $f_0$ , il serait intéressant de restreindre l’analyse des données expérimentales aux instants précédant l’arrivée de l’onde réfléchie de fréquence  $f_0$  au point considéré, lorsque c’est possible. C’est le cas pour l’évaluation de la vitesse reconstruite à l’aide des mesures d’ADCP et d’ADV, car la position des instruments de mesure autour de  $x_0$ , donc proche du batteur, permet d’obtenir rapidement un état de mer complet. La durée des mesures avant l’arrivée de l’onde réfléchie de fréquence  $f_0$  est ainsi suffisante pour les analyses. En revanche, ce n’est malheureusement pas faisable pour la prédiction, car le temps d’établissement de l’état de mer complet au niveau des sondes les plus en aval (utilisées pour évaluer la prédiction sur  $\eta$ ) est supérieur au temps de trajet de l’onde réfléchie de fréquence  $f_0$ .

### 5.3.2 Qualité générale des mesures

Outre la présence de réflexion dans le bassin, une deuxième difficulté de cette campagne d’essais est la qualité très variable des mesures obtenues. Une inspection rapide des signaux expérimentaux montre que, s’agissant des sondes à houle et de l’ADV, les données récoltées sont de bonne qualité pour tous les essais réalisés et s’accordent bien avec les résultats des simulations de référence. Les mesures de l’ADV ainsi que celles des sondes à houle sont donc simplement traitées par un filtre passe-bas idéal, de fréquence de coupure  $f_c = 4Hz$  (soit 8 à 12  $f_p$ , suivant l’état de mer considéré).

Malheureusement, les données des ADCP s’avèrent quant à elles de qualité médiocre sur de larges étendues, avec des signaux très bruités, comme illustré sur la Figure 5.7. Le spectre correspondant à ces mesures, non présenté ici, est bruité et plat. L’explication avancée ici est que les micro-particules utilisées pour ensemercer le milieu, bien qu’adaptées au fonctionnement d’un ADV, ne conviennent pas pour des ADCP : parce qu’elles ne sont pas de la bonne taille, ou qu’elles sont présentes en quantité insuffisante, ou qu’elles ne sont pas toutes de la bonne densité (une partie non négligeable des particules restant en surface). Cet écueil ayant été identifié au début des essais, des ajustements progressifs

ont permis d'améliorer l'ensemencement du milieu [2] : la qualité des mesures s'en est trouvée améliorée, mais même après cette modification des différences subsistent d'un essai à l'autre sur la densité et l'homogénéité de l'ensemencement.

L'amélioration des conditions expérimentales est illustrée sur la Figure 5.8, qui présente des mesures réalisées pour le même état de mer que la Figure 5.7, mais avec un meilleur ensemencement de la colonne d'eau. Les mesures y apparaissent de bien meilleure qualité jusqu'à  $z_{lim} \approx -1$  m. Le bruit reste important en-dessous de cette profondeur, probablement à cause d'une moindre présence des particules malgré les efforts fournis, mais aussi de la faiblesse des vitesses dans le bas de la colonne d'eau par rapport à la précision de l'instrument. La plus grande partie de l'information sur la vitesse due aux vagues se situe cependant dans la partie supérieure de la colonne d'eau, et cet effort supplémentaire sur l'ensemencement s'avère non seulement indispensable mais également payant.

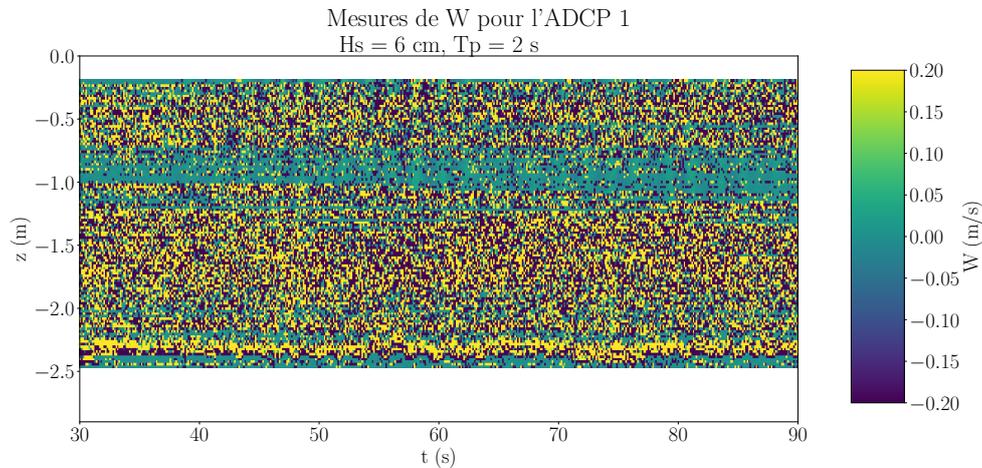


FIGURE 5.7 – Exemple d'essai bruité. Mesures de  $W$  effectuées par l'ADCP n° 1 pour  $H_s = 6$  cm,  $T_p = 2$  s, jeu de phases  $i_\phi = 2$ .

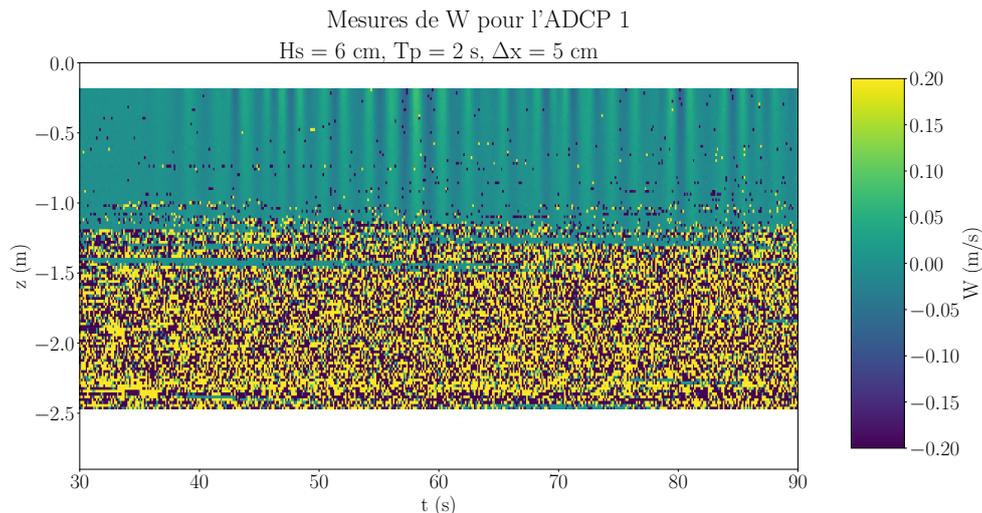


FIGURE 5.8 – Exemple d'essai amélioré. Mesures de  $W$  effectuées par l'ADCP n° 1 pour  $H_s = 6$  cm,  $T_p = 2$  s, jeu de phases  $i_\phi = 2$ .

[2]. En augmentant fortement la quantité de particules en suspension dans le fluide et en modifiant le dispositif pour faire varier la profondeur d'injection du mélange {eau + particules}, afin d'assurer leur diffusion jusque dans le bas de la colonne d'eau.

L'amélioration des mesures de l'ADCP est également visible en fréquentiel : la Figure 5.9 présente ainsi les spectres d'amplitudes de la vitesse  $W$  mesurée en  $z_{ADV} = -0,54$  m à la fois par l'ADCP n° 1 et par l'ADV. (Les deux points de mesure sont décalés de  $\frac{\Delta x}{2}$  l'un par rapport à l'autre mais la comparaison fréquentielle est pertinente.) La comparaison des données avant et après amélioration du dispositif expérimental souligne l'abaissement flagrant du niveau de bruit dans les mesures de l'ADCP, qui diminue d'un ordre de grandeur. Cependant, même amélioré, le signal récolté par l'ADCP dans la partie supérieure de la colonne d'eau reste relativement plat et beaucoup plus bruité que celui de l'ADV, comme illustré sur la Figure 5.9b.

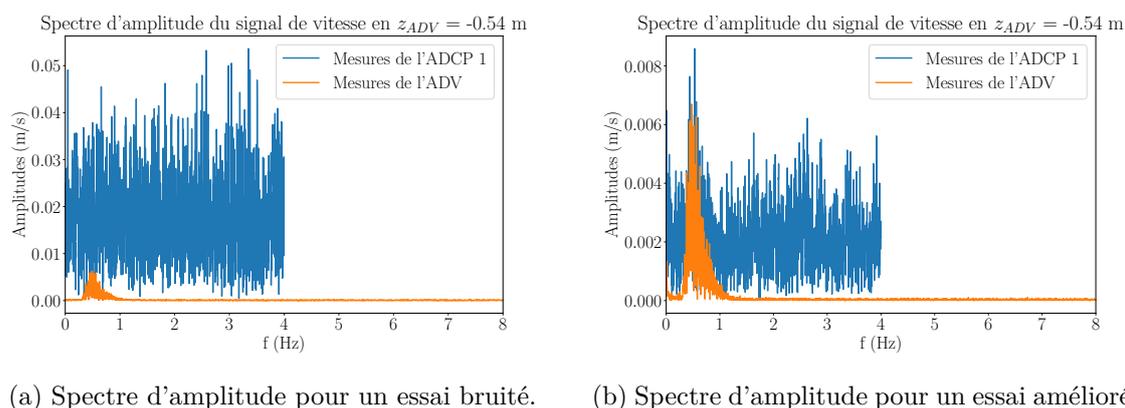


FIGURE 5.9 – Analyse spectrale de  $W$  en  $z_{ADV} = -0,54$  m. Les données de l'ADCP comme celle de l'ADV sont ici laissées brutes. État de mer considéré :  $H_s = 6$  cm,  $T_p = 2$  s,  $i_\phi = 2$ .

**Remarque :** Les efforts sur l'ensemencement du milieu ont des conséquences négatives sur la propreté du bassin de traction, qui se retrouve alors « pollué » par des micro-particules se maintenant à la surface après cette série d'essais, sans qu'il soit possible de le nettoyer facilement ensuite. Ce problème est illustré sur la Figure 5.10. Pour cette raison, si des expériences supplémentaires étaient à prévoir, il serait préférable de les effectuer dans de l'eau de mer (par exemple, dans le bassin d'essais de l'Ifremer de Brest), qui contient naturellement des particules de taille et de concentration pour lesquelles les instruments sont conçus. On pourrait également imaginer réaliser ces mesures directement en milieu océanique, mais sans aucun contrôle sur les conditions de vagues (qui seraient de plus multi-directionnelles).



FIGURE 5.10 – Zone d'ensemencement du milieu autour de  $x_0$ .

## Corrélation et plages de mesures exploitables

Malgré l'amélioration de la qualité des mesures de vitesse grâce à une modification du dispositif d'ensemencement, les signaux d'ADCP ne sont pas utilisables en l'état. Des points aberrants sont en effet présents dans les mesures, plus ou moins nombreux suivant la profondeur et l'essai considérés. Comme illustré sur la Figure 5.9b, le spectre est trop bruité pour envisager un post-traitement classique en utilisant des filtres. Dans un premier temps, la corrélation associée aux mesures de vitesse a ainsi été envisagée comme critère pour distinguer les mesures fiables des points aberrants. Il s'agit d'une quantité fournie directement par l'instrument en plus des autres données, indicative de la qualité du signal recueilli. Dans le cas des *Signature 1000* utilisés en mode « Haute Résolution » comme ici, cette grandeur est définie pour chaque mesure (c.-à-d. pour chaque cellule et chaque écho) comme l'amplitude maximale de la corrélation complexe entre les deux impulsions générées, elle-même définie par :

$$C(\tau) = \frac{Z_1(t) * Z_2(t + \tau)}{0.5\sqrt{|Z_1(t)|^2 + |Z_2(t + \tau)|^2}} \quad (5.5)$$

où  $Z_1$  représente la première impulsion,  $Z_2$  la deuxième et  $*$  le produit de convolution (Nortek, 2019). Le résultat est exprimé en pourcents, où 100% indique une corrélation parfaite (donc une très bonne qualité des données) et 0% l'absence de similarité entre les deux échos (ce qui n'arrive jamais en pratique, ne serait-ce qu'à cause du bruit dans le signal).

En tant qu'indicateur de la qualité d'une mesure, la corrélation est souvent utilisée pour faire un premier tri dans les données récoltées. Pour des applications classiques comme des mesures de courants ou de spectres de vagues, un seuil minimal de corrélation est ainsi fixé, généralement autour de 70 % (Nortek, 2018). La valeur du seuil est ajustée après un premier examen des données, et les points de mesure associés à une corrélation inférieure à ce seuil sont écartés.

Cette approche n'est pas envisageable ici. Dans le cas qui nous occupe, examiner la corrélation permet certes, dans un premier temps, d'estimer la qualité générale des mesures via le repérage de plages de la colonne d'eau pour lesquelles une large proportion des données affiche une corrélation élevée, et d'autres pour lesquelles le nombre de points avec une bonne corrélation est trop faible pour que les mesures correspondantes soient exploitables. Sur la Figure 5.11, la proportion de mesures présentant une corrélation supérieure au seuil requis est ainsi tracée en fonction de la profondeur, pour plusieurs valeurs de seuil et pour un essai particulier. Un décrochage de la proportion de mesures acceptables est nettement visible en-dessous de  $z_{lim} \approx -1$  m quelle que soit la valeur du seuil choisi, suggérant de se cantonner à l'examen des données de vitesses dans la partie supérieure de la colonne d'eau uniquement. Cette « stratification » des mesures se retrouve dans tous les essais réalisés.

Cependant, si la corrélation est un bon indicateur de la qualité générale des données, une valeur élevée associée à une mesure particulière ne suffit pas à garantir que cette mesure est valide, particulièrement quand on travaille avec des données instantanées (sur un seul *ping*) comme ici. Cette difficulté est illustrée sur la Figure 5.12, qui présente un extrait d'une série temporelle de la vitesse verticale  $W$ , obtenue à une profondeur arbitraire (ici  $z = -0,86$  m). Les données  $W_{ADCP}$  recueillies par l'ADCP n°2 sont figurées par des cercles, la couleur de chacun d'eux représentant la corrélation associée à la mesure. Elles sont accompagnées de la vitesse verticale  $W_{ref}$  fournie par la simulation de référence, pour comparaison.

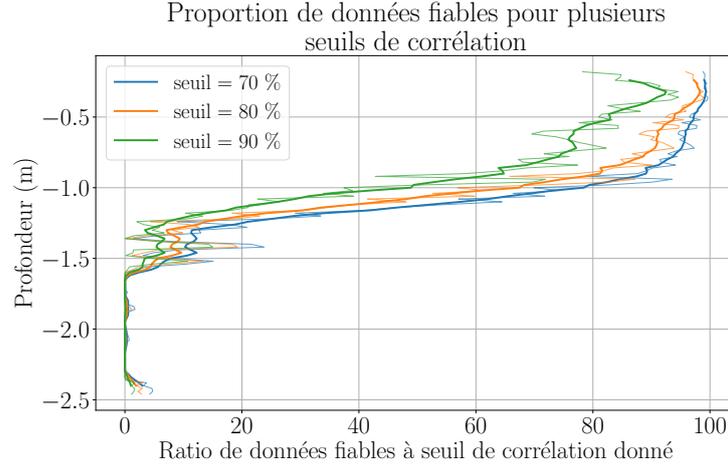


FIGURE 5.11 – Proportion des mesures dépassant un seuil donné de corrélation pour l’ADCP n° 1, sur l’essai A.2 ( $H_s = 6$  cm,  $T_p = 2$  s,  $i_\phi = 2$ ). Les traits fins représentent les profils obtenus cellule par cellule, les traits épais sont les profils lissés sur 7 cellules de mesure.

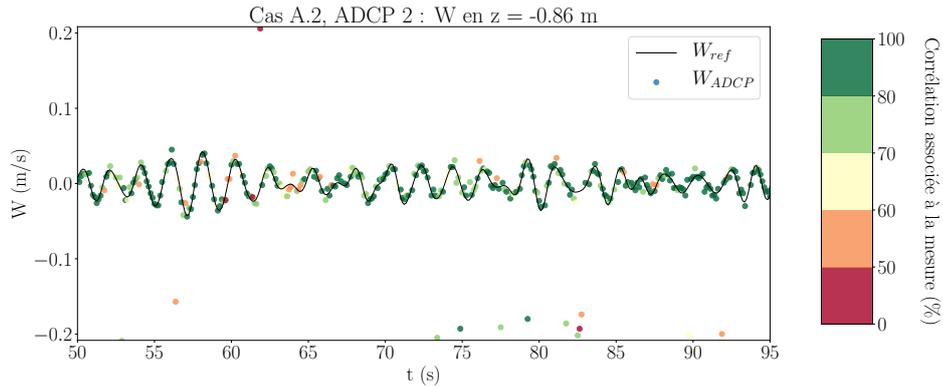


FIGURE 5.12 – Exemple de série temporelle de vitesse verticale en  $z = -0,86$  m sur l’essai A.2. La courbe noire présente les résultats de la simulation de référence. Les points colorés correspondent aux mesures de l’ADCP n° 2, avec la corrélation codée en couleur.

La correspondance est globalement bonne entre les mesures et les résultats de référence. Cependant, autour de  $75 \leq t \leq 85$  s, un groupe de points aberrants se distingue, dont certains affichent pourtant une très bonne corrélation (supérieure à 80 %). Réciproquement, autour de  $t = 60$  s les mesures sont visuellement cohérentes avec le signal de référence, mais présentent une faible valeur de corrélation (parfois  $< 50\%$ ). Cela est dû à une faible similarité entre les deux impulsions utilisées pour effectuer une mesure, mais cela ne veut pas dire pour autant que la donnée obtenue est fautive.

Ainsi, la corrélation s’avère utile à une première estimation de la qualité générale d’un enregistrement. Cependant, chercher à éliminer les points aberrants en se reposant uniquement sur cette information conduirait (via le choix d’un seuil minimal de corrélation élevé) à la suppression inutile de beaucoup de mesures, sans garantir pour autant la détection de tous les points concernés. La corrélation fournie automatiquement avec les données d’ADCP n’est donc pas ici un critère de confiance pour juger de leur qualité point par point. Un protocole de traitement des mesures ADCP, adapté au contexte de notre application, est alors proposé dans la section suivante.

## 5.4 Reconstruction de la condition aux limites

Suite aux observations du paragraphe 5.3.2, on s'intéresse spécifiquement aux données de vitesse enregistrées par les ADCP et l'ADV, à leur post-traitement et à leur utilisation dans la reconstruction du profil instantané de vitesse horizontale  $U(x_0, z, t)$  qui servira de condition aux limites au modèle de propagation HOS-NWT. L'objectif est d'évaluer la capacité des instruments à fournir des données de vitesse exploitables et de tester la méthode de reconstruction du profil avec des mesures réelles.

### 5.4.1 Traitement des données d'ADCP

#### 5.4.1.1 Détection des anomalies

Une première tentative de traitement par filtrage des données s'est révélée inadaptée au problème, le spectre des mesures étant trop bruité. Plutôt que de filtrer le contenu en fréquence, on procède alors sélectivement, par détection et remplacement des anomalies. Les points aberrants dans les mesures d'ADCP sont identifiés par des règles basées sur des considérations physiques : pour un état de mer et une profondeur donnés, la vitesse instantanée comme le taux de variation entre deux mesures consécutives ne peuvent excéder certaines limites. Un point  $W_{ADCP}(z, t)$  d'une série temporelle de mesures est alors écarté si l'une des deux conditions suivantes est vérifiée :

$$|W_{ADCP}(z, t)| > W_{max}(z) \quad \text{ou} \quad |\Delta^\pm W_{ADCP}(z, t)| > \Delta W_{max}(z)$$

où le symbole  $\pm$  signale qu'à la fois la différence entre la mesure courante et la précédente, ainsi que la différence entre la mesure courante et la suivante, dépassent le seuil fixé. Pour chaque profondeur, les seuils des valeurs acceptables pour les vitesses  $W_{max}(z)$  et pour leur variation  $\Delta W_{max}(z)$  sont définis à partir de valeurs maximales théoriques fournies par des simulations de référence jouant l'état de mer étudié (cf paragraphe 5.2.3) :

$$W_{max}(z) = 1,1 \times \max_t |W_{ref}(z, t)|$$

$$\Delta W_{max}(z) = 1,1 \times \max_t |\partial_t W_{ref}(z, t)| \times \Delta t$$

Les simulations utilisées ici sont non-linéaires, mais en pratique il serait probablement suffisant de proposer une estimation linéaire de ces seuils, par exemple à l'aide des informations fournies par le spectre de vagues.

Cette procédure de détection des anomalies a été choisie pour sa simplicité. Son efficacité dépend grandement des paramètres choisis (la valeur des seuils  $W_{max}$  et  $\Delta W_{max}$ ), c'est pourquoi elle suppose une connaissance préalable, au moins statistique, de l'état de mer considéré. L'utilisation du seuil de différences « symétrique »  $|\Delta^\pm W_{ADCP}(z, t)|$  requiert également de disposer d'information sur la mesure immédiatement postérieure à l'instant considéré. Enfin, si le test mis en place fonctionne bien pour détecter des points aberrants isolés, il manque de robustesse pour le cas où plusieurs points d'affilée sont aberrants tout en restant dans « l'enveloppe autorisée » de  $\pm W_{max}(z)$ .

Il serait possible de développer d'autres méthodes mieux adaptées à une application en conditions réelles (pas de connaissance *a priori* de l'état de mer, points aberrants plus nombreux, traitement en temps réel donc sans information sur la suite de la série temporelle...) mais au prix d'une implémentation plus complexe, ce qui n'a pas été réalisé dans le cadre de ce travail. La famille des modèles auto-régressifs (AR, ARMA, ARIMA), qui comparent une mesure à l'instant  $t_i$  avec la prédiction qu'en fait le modèle à partir des observations aux instants  $t_{i-p}, \dots, t_i - 1$ , pourrait être une piste intéressante. Ce

n'est cependant pas la seule possibilité et on peut également envisager l'utilisation de méthodes reposant sur les calculs de distance ( $k$  plus proches voisins, qui requiert une étape d'apprentissage. D'après Gupta *et al.* (2014) qui proposent un aperçu des nombreuses approches possibles pour la détection d'anomalies dans les séries temporelles, il n'existe pas de méthode convenant à toutes les applications. La conception d'un algorithme de détection d'anomalies doit plutôt être adaptée aux caractéristiques du problème (données et besoins).

#### 5.4.1.2 Sélection de la plage de données

À l'issue de cette première étape, les mesures ont été purgées de la plupart de leurs valeurs aberrantes. En chaque cellule de mesure ( $z \in [z_{min}; z_{max}]$ ), elles se présentent ainsi sous forme de séries temporelles partiellement masquées. Après détection des anomalies, la proportion de données correctes en fonction de la profondeur confirme le décrochage de la qualité des mesures, déjà pressenti par l'étude de la corrélation. La Figure 5.13 trace le profil de ce ratio pour les mesures de l'ADCP 1, et pour les essais correspondant au cas A (dix jeux de phases différents).

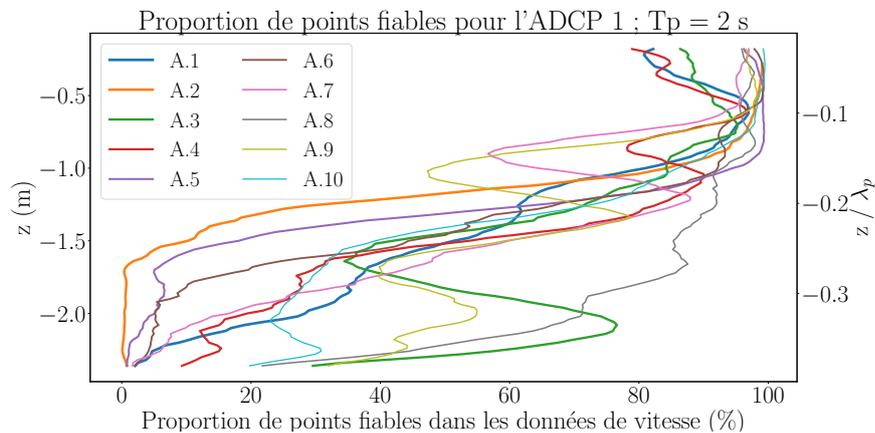


FIGURE 5.13 – Qualité des mesures de l'ADCP 1, pour les cas A ( $T_p = 2$  s).

Du fait de la disparité des conditions expérimentales, la baisse de qualité des mesures est plus ou moins marquée suivant les essais et n'intervient pas tout à fait à la même profondeur. Cependant, dans tous les jeux de phases considérés il apparaît préférable de restreindre les données à traiter à une plage de profondeurs plus réduite que la configuration expérimentale initiale, afin de ne garder que des mesures de qualité suffisante. On définit alors une profondeur limite  $z_{lim}$  en-dessous de laquelle les mesures des ADCP ne seront pas utilisées pour la reconstruction de la vitesse. Afin d'assurer un post-traitement homogène pour tous les tirages de phases liés à un état de mer donné, cette profondeur limite est définie en commun à partir du cas limitant. Le seuil est ainsi fixé à  $z_{lim} = -0,6$  m pour les cas A, et  $z_{lim} = -0,98$  m pour les cas B, ce qui correspond respectivement à  $|z_{lim}|/\lambda_p \approx 0,1$  et  $|z_{lim}|/\lambda_p \approx 0,8$ .

### 5.4.1.3 Complétion et lissage

Une fois la sélection des données effectuée, on dispose aux profondeurs retenues ( $z_{lim} \leq z \leq z_{max} = -0,08$  m) de séries temporelles partiellement masquées. Dans un premier temps, à chaque profondeur la série est alors complétée et lissée horizontalement à l'aide d'une spline d'ordre 3, en écartant les points aberrants pour le calcul de la spline. Une deuxième interpolation par spline, verticale cette fois, est réalisée pour limiter le « cisaillement » le long du profil de vitesse entre deux cellules adjacentes, pour un même instant de mesure. Ces deuxième séries de splines sont calculées à partir de l'ensemble des points issus des splines horizontales. Après cette dernière étape de post-traitement appliquée aux mesures des deux ADCP, on dispose de mesures lissées sous la forme de séries temporelles complètes, sur une plage de profondeurs restreinte à  $[z_{lim} ; z_{max}]$ .

### 5.4.2 Reconstruction de la vitesse horizontale

Dans la partie de la colonne d'eau pour laquelle on a traité les mesures des ADCP, la vitesse horizontale reconstruite notée  $\hat{U}$  est obtenue avec la méthode présentée au Chapitre 3 : à chaque pas de temps, pour  $z \in [z_{lim} ; z_{max}]$ ,

$$\hat{U}(x_0, z, t) = \int_{z_{ADV}}^z \frac{W_{ADCP1} - W_{ADCP2}}{\Delta x}(z', t) dz' + U_{ADV}(x_0, z_{ADV}, t)$$

Le terme  $(W_{ADCP1} - W_{ADCP2})$  est calculé à partir des portions de profils de vitesses verticales post-traitées. La vitesse horizontale  $U_{ADV}$  mesurée en  $z_{ADV} = -0,54$  m est utilisée comme référence pour l'intégration en  $z$ , qui se fait :

- vers le haut pour  $z \in [z_{ADV} ; z_{max}]$ ;
- vers le bas pour  $z \in [z_{lim} ; z_{ADV}]$ .

Dans les portions de colonne d'eau pour lesquelles les données de vitesse verticale ( $W_{ADCP1}$  ou  $W_{ADCP2}$ ) sont inexploitable, le profil de vitesse horizontale  $\hat{U}$  est extrapolé à partir de la reconstruction sur  $[z_{lim}, z_{max}]$  :

- Dans la partie supérieure de la colonne d'eau ( $z > z_{max}$ ), la vitesse reconstruite est extrapolée au plus proche voisin : à chaque instant,  $\hat{U}(x_0, z > z_{max}, t) = \hat{U}(x_0, z_{max}, t)$ .
- Dans la partie inférieure de la colonne d'eau ( $z \in [-h ; z_{lim}]$ ), la vitesse est supposée nulle au fond :  $\hat{U}(x_0, -h, t) = 0$ , et interpolée linéairement à chaque pas de temps entre  $z = -h$  et  $z = z_{lim}$ .

Enfin, un filtre passe-haut avec une fréquence de coupure  $f_c = 0,1$  Hz est appliqué à la vitesse horizontale reconstruite, supprimant les éventuelles basses fréquences présentes dans le signal reconstruit qui ne seraient pas utiles à la description de l'état de mer.

### 5.4.3 Évaluation de la vitesse horizontale reconstruite

On compare ici le profil de vitesse horizontale reconstruit en  $x_0$  aux données fournies par les simulations HOS-NWT de référence. Afin de s'affranchir autant que possible des réflexions parasites dans le bassin physique, dont la reproduction dans les simulations de référence est malaisée, on restreint l'analyse à la plage temporelle  $T_{rec}$  délimitée par :

- l'instant d'établissement de l'état de mer complet en  $x_0$  :  $t_{min} = x_0/C_g(f_{max})$  ;
- l'instant d'arrivée en  $x_0$  des vagues de fréquence  $f_p$  réfléchies par la plage en  $x = x_0 + L_x$ , susceptibles de constituer la majeure partie des ondes parasites :  $t_{max} = (2L_x - x_0)/C_g(f_p)$ .

Avec  $f_{max}$  choisie pour négliger les composantes responsables de moins de 5% du maximum de densité spectrale, cela correspond à une période de reconstruction totale  $T_{rec} = 126$  s  $\approx 63 T_p$  pour les cas A ( $T_p = 2$  s), et  $T_{rec} = 70$  s  $\approx 23 T_p$  au minimum pour les cas B ( $T_p = 3$  s).

Sur cette plage temporelle pendant laquelle la réflexion est normalement minimale, l'indicateur d'erreur utilisé ici est le même qu'au Chapitre 3, et fournit un profil d'erreur moyenne normalisée :

$$\varepsilon_{NRMS}(z) = \left[ \frac{\sum_{i=1}^{N_\phi} \int_0^{T_{rec}} [\widehat{U}_i(x_0, z, t) - U_i(x_0, z, t)]^2 dt}{\sum_{i=1}^{N_\phi} \int_0^{T_{rec}} U_i(x_0, 0, t)^2 dt} \right]^{1/2} \quad (5.6)$$

où  $\widehat{U}$  est la vitesse reconstruite,  $U$  la vitesse fournie par les simulations de référence,  $N_\phi$  est le nombre d'essais (jeux de phases) étudiés pour un même état de mer, et  $T_{rec}$  est la plage temporelle considérée pour la reconstruction dans chaque essai.

Les simulations numériques du Chapitre 4 ont montré que la méthode de reconstruction du profil de vitesse fonctionnait parfaitement en utilisant des données synthétiques (sans erreurs de mesure) disponibles dans toute la colonne d'eau. Lorsque ces données synthétiques n'étaient disponibles qu'à certaines profondeurs, les résultats montraient une augmentation de l'erreur mais restaient très satisfaisants. L'évaluation des capacités de la méthode à partir de mesures réelles, quant à elle, souligne d'emblée la forte dépendance entre la qualité du profil de vitesse reconstruit et celle des mesures, elles-mêmes très liées aux conditions expérimentales. Dans un premier temps, pour valider le principe de la méthode de reconstruction, on s'intéresse à un cas favorable pour chaque état de mer testé. Les essais A.7 et B.1 présentent chacun une large proportion de mesures brutes valides près de la surface libre à la fois pour l'ADCP 1 et l'ADCP 2 après la phase de détection des anomalies, et sont donc de bons cas d'étude.

Les profils d'erreur obtenus pour ces cas favorables sont présentés sur la Figure 5.14, respectivement pour  $T_p = 2$  s (a) et  $T_p = 3$  s (b). La zone colorée indique la plage de profondeurs sur laquelle on a exploité les données des ADCP pour reconstruire la vitesse horizontale. Pour chaque essai, on présente trois profils :

- la courbe orange correspond à l'erreur obtenue en utilisant uniquement des données de mesure dans la reconstruction du profil : les vitesses verticales  $W(x_0 \pm \Delta x/2, z, t)$  sont fournies par les deux ADCP, et la vitesse horizontale de référence  $U(x_0, z_{ref}, t)$  par l'ADV ;
- la courbe grise représente l'erreur de reconstruction obtenue à partir de données synthétiques provenant des simulations de référence, utilisées dans la même configuration de « mesures » que les données expérimentales (*i.e.* restreintes à  $z \in [z_{lim}; z_{max}]$ ). Ce profil représente l'erreur minimale théoriquement atteignable avec la méthode pour une configuration de mesures donnée.
- enfin, le profil d'erreur tracé en traits pointillés est obtenu en remplaçant les données de l'ADV, qui mesure la vitesse horizontale en  $z_{ref}$ , par les données fournies par la simulation de référence. Il permet de s'affranchir de l'erreur de mesure liée à l'ADV dans l'évaluation du profil reconstruit, et de se concentrer uniquement sur les performances des ADCP.

Pour rappel, en l'absence d'information supplémentaire la vitesse horizontale est supposée nulle au fond, et le profil reconstruit est interpolé linéairement à chaque instant entre  $\widehat{U}(x_0, z_{lim}, t)$  et  $\widehat{U}(x_0, -h, t) = 0$ . Dans la partie inférieure de la colonne d'eau ( $z \leq z_{lim}$ ), l'erreur sur la vitesse reconstruite est alors due en partie à la configuration des mesures, ce que confirme l'allure du profil obtenu avec les données synthétiques uniquement (en gris). Avec cette hypothèse de vitesse nulle en  $z = -h$ , on retrouve les mêmes ordres de grandeur d'erreur au fond que dans le Chapitre 3 (paragraphe 3.4.6) : de l'ordre de 10 % pour le cas A ( $\lambda_p/h = 2, 1$ ) et d'environ 30 % pour le cas B ( $\lambda_p/h = 4, 3$ ). La qualité de la reconstruction à ces profondeurs n'est cependant pas le problème principal, comme

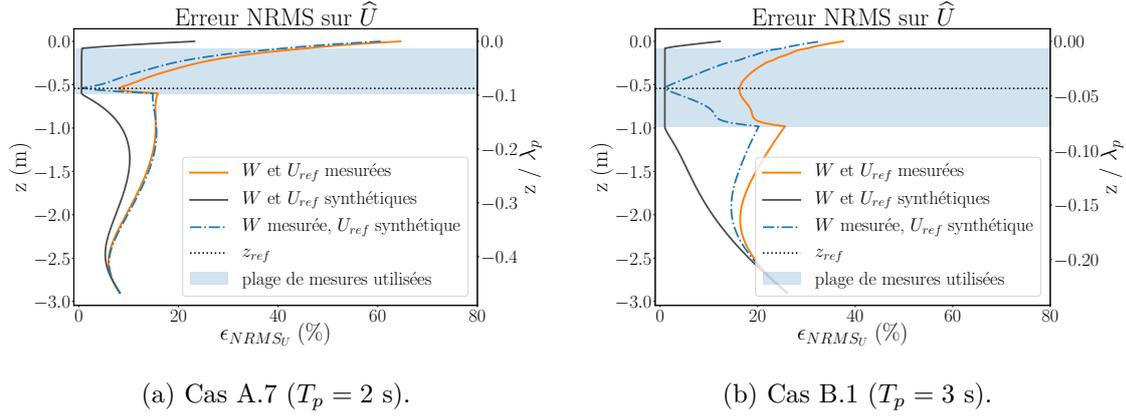


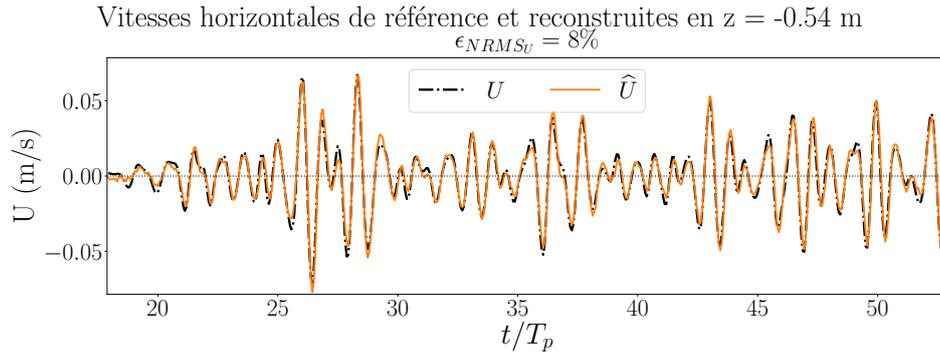
FIGURE 5.14 – Profils d’erreur sur  $\hat{U}$ , calculés sur un seul essai ( $N_\phi = 1$ ) pour chaque état de mer.

déjà vu au Chapitre 3. Aux alentours de  $|z|/\lambda_p \approx 0,3$  les vitesses en jeu sont en effet plus faibles et contiennent moins d’informations utiles pour la génération de l’état de mer que dans la partie proche de la surface libre.

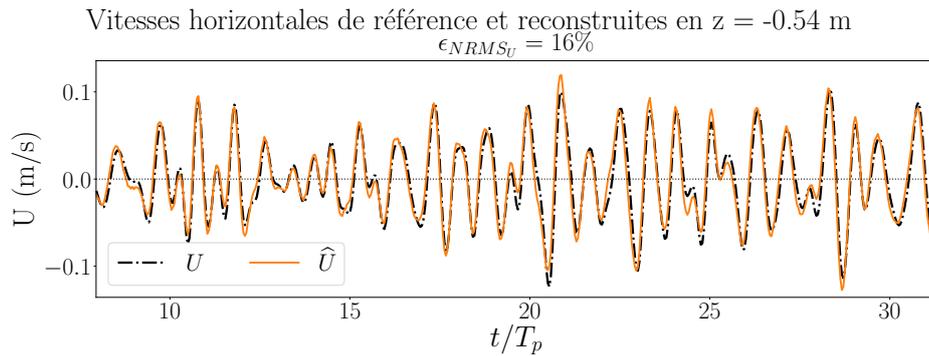
Dans le tiers supérieur de la colonne d’eau, identifié comme particulièrement important pour générer une prédiction de vagues correcte, l’erreur expérimentale reste relativement élevée. En particulier, dans la zone où s’effectue la reconstruction à partir des mesures d’ADCP, son augmentation flagrante par rapport à l’erreur obtenue avec des données synthétiques (courbe grise) souligne l’influence majeure des erreurs de mesure. L’erreur de reconstruction à partir de données purement synthétiques ne varie presque pas avec la profondeur : lorsque toutes les mesures sont parfaitement précises, l’intégration sur  $z$  ne provoque pas de cumul d’erreur. À l’inverse, pour les vitesses reconstruites à partir de données réelles d’ADCP et d’ADV (courbe orange), l’erreur expérimentale montre un minimum aux alentours de  $z = z_{ref}$  et augmente graduellement, vers le haut comme vers le bas, à partir de cette profondeur de référence. Le minimum d’erreur en  $z_{ref}$  est un comportement attendu dans la mesure où à cette profondeur, la vitesse horizontale est directement fournie par les mesures de l’ADV ( $\hat{U} = U_{ADV}$ ), qui sont plus précises que celles des ADCP et qui se passent en outre de l’étape d’approximation de  $\partial W/\partial x$ .

L’erreur de reconstruction en  $z_{ref}$  n’est pourtant pas nulle sur les vitesses reconstruites (profils orange), puisqu’elle est calculée par comparaison avec les données de référence et que les mesures de l’ADV diffèrent légèrement des résultats des simulations HOS-NWT. Cette divergence entre les mesures de l’ADV et les données de référence est ainsi responsable d’une erreur de 8% en  $z_{ref}$  pour le cas A, et de 16 % pour le cas B. Cependant, la Figure 5.15 montre que ces niveaux traduisent en réalité une très bonne correspondance entre les deux séries temporelles. Si l’on souhaite malgré tout isoler spécifiquement l’influence des erreurs de mesures des ADCP, on peut se reporter aux profils en pointillés sur la Figure 5.14, pour lesquels la vitesse horizontale en  $z_{ref}$  est fournie par les simulations de référence plutôt que par l’ADV. Par construction, l’erreur en  $z_{ref}$  y est bien nulle, mais on observe cependant une augmentation rapide de l’erreur avec l’intégration des données des ADCP, particulièrement dans le cas  $T_p = 2$  s.

Enfin, à proximité de la surface libre la vitesse reconstruite à partir des données expérimentales est de moins bonne qualité pour  $T_p = 2$  s que pour  $T_p = 3$  s. Les vitesses en jeu étant plus faibles pour le premier cas, les erreurs de mesure sur  $W_{ADCP_{1,2}}$  sont susceptibles d’être proportionnellement plus importantes, notamment pour les petites amplitudes, et d’influer négativement sur la qualité de la vitesse reconstruite. De plus, l’extrapolation



(a) Cas A.7 ( $T_p = 2$  s).



(b) Cas B.1 ( $T_p = 3$  s).

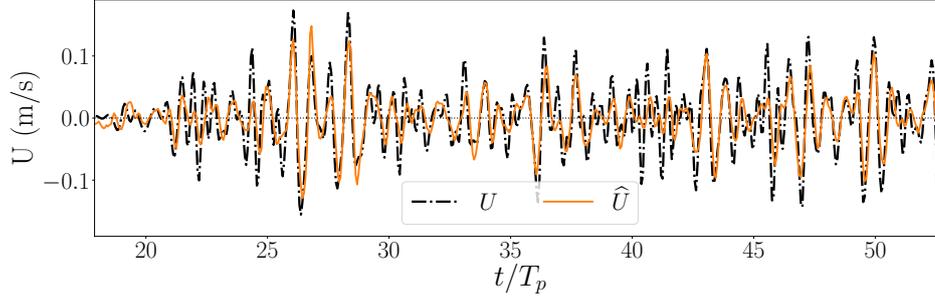
FIGURE 5.15 – Séries temporelles des vitesses horizontales de référence ( $U$ ) et reconstruite ( $\hat{U}$ ), pour  $z = z_{ref} = z_{ADV}$ . À cette profondeur la vitesse « reconstruite » est en réalité la vitesse mesurée directement par l’ADV.

du profil de vitesse entre  $z_{max}$  et 0 empêche de prendre en compte les petites longueurs d’onde, ce qui se traduit par une moins bonne résolution des vagues courtes. Or, celles-ci sont proportionnellement plus importantes pour une bonne description de l’état de mer dans le cas  $T_p = 2$  s que pour  $T_p = 3$  s. Ce phénomène est également visible dans le haut des profils obtenus à partir de données synthétiques. Cette différence d’erreurs est illustrée sur la Figure 5.16 sous la forme de séries temporelles de vitesses horizontales reconstruites en  $z = 0$ , pour  $T_p = 2$  s et  $T_p = 3$  s. On y aperçoit bien les difficultés de résolution des vagues courtes, plus importantes dans le cas A que dans le cas B.

Cette première analyse, effectuée sur des cas « favorables », est ensuite étendue à tous les tirages de phases pour chaque état de mer, afin de consolider les résultats en tirant parti d’un plus grand nombre de vagues disponibles. Pour rappel, bien que les mesures soient de qualité variable d’un essai à l’autre, la partie de la colonne d’eau sur laquelle sont traitées les mesures des ADCP est la même pour un état de mer donné. La Figure 5.17 présente le profil de l’erreur moyenne calculée avec  $N_\phi = 10$ . Les tirages étudiés précédemment, A.7 et B.1, sont tracés sur la même figure pour comparaison.

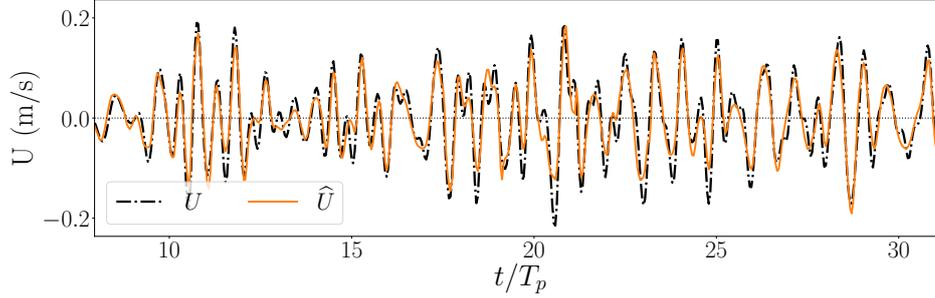
Les résultats moyennés confirment la forme générale des profils, mais les valeurs de l’erreur sont encore globalement supérieures aux cas particuliers étudiés précédemment. Cela est visible en milieu de colonne d’eau pour le cas A ( $T_p = 2$  s), mais surtout pour le cas B ( $T_p = 3$  s), et particulièrement près de la surface libre. Par ailleurs, comme le soulignait déjà la comparaison entre les profils d’erreur obtenus à partir de données synthétiques et ceux découlant de mesures réelles, la qualité de la reconstruction dépend

Vitesses horizontales de référence et reconstruites en  $z = 0.00$  m  
 $\epsilon_{NRMS_U} = 65\%$



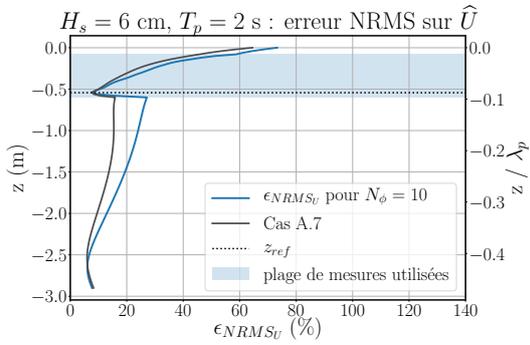
(a) Cas A.7 ( $T_p = 2$  s).

Vitesses horizontales de référence et reconstruites en  $z = 0.00$  m  
 $\epsilon_{NRMS_U} = 38\%$

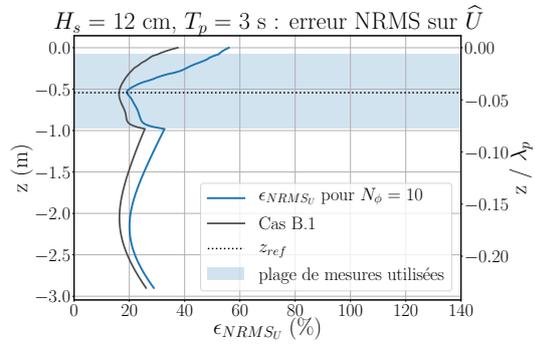


(b) Cas B.1 ( $T_p = 3$  s).

FIGURE 5.16 – Séries temporelles de  $U$  et  $\hat{U}$  pour  $z = 0$ .



(a) Cas A ( $T_p = 2$  s).



(b) Cas B ( $T_p = 3$  s).

FIGURE 5.17 – Profils d'erreur sur  $\hat{U}$ , moyennés sur  $N_\phi = 10$  tirages de phases pour chaque état de mer.

principalement de celle des données. L'augmentation de l'erreur moyenne observée sur la Figure 5.17 s'explique ainsi par la disparité des conditions expérimentales d'un essai à l'autre, entraînant une variabilité des erreurs de reconstruction pour un même état de mer, présentée sur la Figure 5.18.

Dans le cas A, cette disparité est plus visible dans la partie inférieure de la colonne d'eau et semble être due à une interpolation à partir d'une vitesse mal reconstruite en  $z = z_{lim}$  dans certains cas, suggérant d'étudier les effets d'une réduction de la plage de mesures utilisées dans la reconstruction. Dans les deux cas, la variabilité est plus gênante

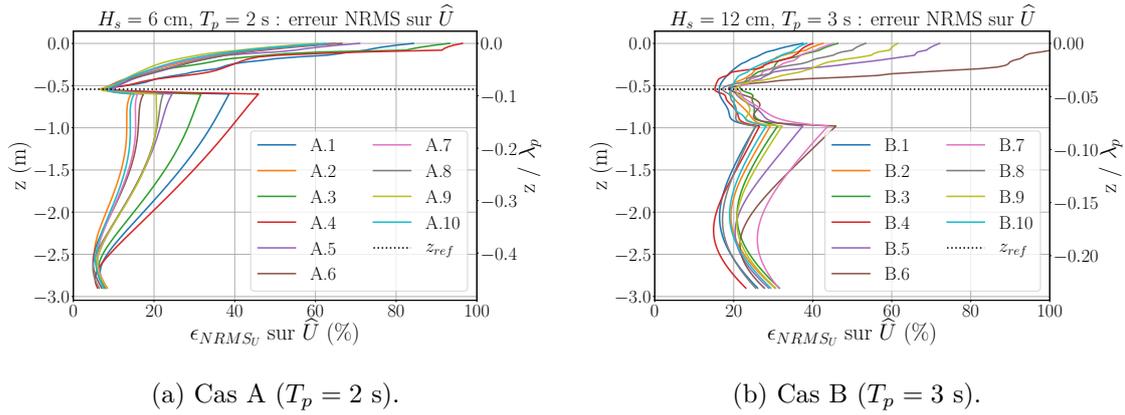


FIGURE 5.18 – Profils d’erreur sur  $\hat{U}$ , calculés séparément ( $N_\phi = 1$ ) pour chaque tirage de phases associé à un état de mer.

à proximité de la surface libre, où il serait pourtant préférable de disposer de données fiables du fait de l’importance de la vitesse dans cette partie de la colonne d’eau, pour la génération de l’état de mer dans les simulations de prédiction.

## Bilan

Après les étapes de post-traitement visant à compenser la qualité inégale des mesures réalisées par les ADCP, la comparaison des profils de vitesse horizontale reconstruits avec ceux issus de données de référence a fourni des résultats encourageants mais contrastés. La présence d’ondes parasites dans le bassin physique, difficilement reproductibles par le code HOS-NWT, a imposé quelques précautions : l’analyse de la vitesse reconstruite s’est ainsi limitée aux plages temporelles non affectées par ces ondes, probablement dues à la réflexion des vagues sur la plage absorbante (on les observe surtout après une durée correspondant à la vitesse de déplacement des ondes de fréquence  $f_p$ ). Cela réduit du même coup le nombre de vagues disponibles par essai pour évaluer la qualité de la reconstruction, mais le fait de disposer de dix jeux de phases par état de mer étudié a permis de pallier cette difficulté. L’observation de l’erreur de reconstruction permet surtout de confirmer le rôle important des conditions expérimentales dans la qualité des mesures et donc du profil reconstruit, avec une disparité de résultats assez marquée suivant les tirages de phases étudiés. Même dans les cas les plus favorables, l’erreur reste significativement supérieure aux niveaux obtenus avec une reconstruction à partir de données synthétiques parfaites. Néanmoins, l’allure du signal de vitesse semble correctement reproduite pour les vagues principales, même avec un niveau de l’erreur relative autour de 60 %, cette valeur élevée pouvant simplement traduire une mauvaise résolution des petites vagues.

Il reste à évaluer quelle qualité de prédiction est envisageable avec les profils de vitesses reconstruits dans ces conditions expérimentales. Idéalement, la section suivante devrait permettre de faire ce lien direct entre la capacité des ADCP à fournir un profil instantané de vitesse horizontale (en bassin), évaluée précédemment, et la qualité de la prédiction qui en découle. Mais il faut souligner ici que cette évaluation de la vitesse reconstruite a été menée à dessein sur des plages temporelles restreintes, pour assurer autant que possible que l’étude s’appliquait à un état de mer sans réflexion, et juger uniquement les performances de mesure des instruments et la pertinence de la méthode de reconstruction utilisée. En conséquence, l’erreur de reconstruction calculée ci-dessus n’est pas un indicateur exact de la qualité de la condition aux limites qui est réellement fournie aux simulations de prédiction pour cette validation expérimentale. En effet ces simulations

gènèrent puis reconstruisent l'état de mer, à partir du repos, sur une trentaine de périodes de pic avant de calculer la prédiction : elles sortent donc du contexte sans réflexion utilisé dans cette partie. Le signal utilisé pour reconstruire la condition aux limites dans l'étape suivante de validation, bien que filtré après traitement, est donc probablement de moins bonne qualité que ce qu'indiquent les niveaux d'erreur calculés ici.

## 5.5 Prédiction d'élévation de surface libre

Le deuxième objectif de la validation expérimentale concerne la prédiction de vagues proprement dite. Il s'agit d'établir la preuve de concept de la méthode complète, en évaluant sa capacité à fournir des champs d'élévations de surface libre dans la zone de prédiction théorique à partir des mesures accessibles. On s'intéresse donc ici à la prédiction obtenue à partir de profils instantanés de vitesse horizontale reconstruits uniquement à partir de données expérimentales, fournies par les mesures des ADCP et de l'ADV. L'élévation de surface libre obtenue, notée  $\hat{\eta}$ , sera comparée avec l'élévation de surface libre mesurée par les sondes à houle, notée  $\eta_r$ .

### 5.5.1 Simulations de prédiction

Dans cette section, la prédiction de vagues est générée par le code HOS-NWT qui prend comme condition aux limites les profils instantanés de vitesse horizontale  $\hat{U}(x_0, z, t)$  reconstruits à partir des mesures d'ADCP. Les paramètres retenus pour ces simulations sont :  $N_x = 1024$ ,  $N_z = 33$  et  $M = 5$ . Le domaine de simulation est choisi de la même longueur que le bassin physique :  $L_x = 140$  m [3]. La période de reconstruction de l'état de mer est fixée à  $T_{rec} = 30T_p$ , à laquelle on ajoute une rampe pour la mise en route du batteur virtuel de  $5T_p$ . Il est à noter que les simulations de prédiction sont en fait « décalées » dans l'espace par rapport aux expériences puisque, en se plaçant dans le référentiel du bassin, la génération des vagues est forcée en  $x_0 = 20$  m dans le code HOS-NWT alors qu'elle se fait en  $x = 0$  dans le référentiel de la simulation. Le calcul de la zone de prédiction théorique est adapté en conséquence.

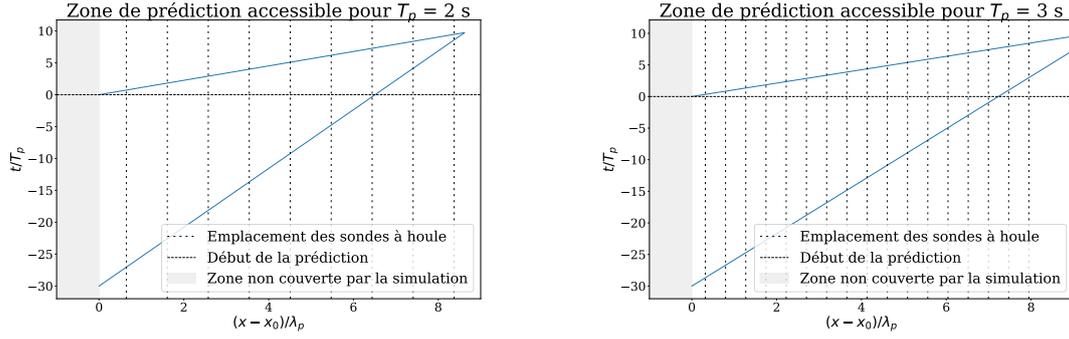
### 5.5.2 Zone de prédiction accessible

Dans la configuration retenue pour les expériences, les sondes sont fixes d'un essai à l'autre. En revanche, les bornes  $f_{min}$  et  $f_{max}$  définissant les composantes fréquentielles d'intérêt pour la prédiction sont définies séparément pour chaque état de mer, avec un seuil écartant les composantes responsables de moins de 5 % de l'énergie au pic du spectre. On a ainsi  $[f_{min}; f_{max}] = [0,34; 1,16]$  Hz pour  $T_p = 2$  s, et  $[f_{min}; f_{max}] = [0,22; 0,77]$  Hz pour  $T_p = 3$  s.

Cette différence se retrouve dans les calculs des vitesses de groupe minimale et maximale pour chaque état de mer : pour  $T_p = 2$  s,  $[C_{g_{min}}; C_{g_{max}}] = [0,67; 2,75]$  m · s<sup>-1</sup> ; pour  $T_p = 3$  s,  $[C_{g_{min}}; C_{g_{max}}] = [1,01; 3,96]$  m · s<sup>-1</sup>. Avec une période de reconstruction de  $30 T_p$  pour tous les essais, la zone de prédiction théoriquement accessible est illustrée pour les deux états de mer étudiés sur la Figure 5.19. Pour les cas A, l'horizon maximal de prédiction est ainsi de  $T_{pred} = 9,7 T_p$  en  $X_{max} = x_0 + 8,6\lambda_p$  (ici, 73,5 m). Pour les cas B, il est de  $T_{pred} = 10,1 T_p$  en  $X_{max} = x_0 + 9,5\lambda_p$  (ici, 140 m). La dernière sonde pertinente pour les cas A est donc située en  $x = 72$  m soit environ  $8,4 \lambda_p$  en aval des mesures de vitesse réalisées en  $x_0$  (mais la plage temporelle de prédiction y est très courte). La sonde

---

[3]. En toute logique on aurait pu choisir  $L_x = 120$  m mais cela n'a pas d'importance puisque dans les simulations le bassin est modélisé avec une réflexion nulle en  $x_0 + L_x$ .



(a) Zone accessible pour  $T_p = 2$  s (cas A).

(b) Zone accessible pour  $T_p = 3$  s (Cas B).

FIGURE 5.19 – Zone de prédiction pour une reconstruction de durée  $30 T_p$ . Les vitesses de groupe délimitant la zone sont calculées pour des fréquences  $f_{min}$  et  $f_{max}$  telles qu'à l'extérieur de ces bornes, l'amplitude de chaque composante est inférieure à 5 % de celle au pic du spectre de vagues.

exploitable la plus éloignée pour les cas B est située en  $x = 120$  m soit environ  $7,9 \lambda_p$  en aval des mesures.

### 5.5.3 Erreur moyenne de prédiction

Pour l'évaluation expérimentale de la prédiction, on définit un champ d'erreur moyenne  $\Delta_{exp}(x, t)$  en tout point du domaine spatio-temporel par l'expression suivante :

$$\Delta_{exp}(x, t) = \frac{1}{N_s} \sum_{i=1}^{N_s} |\hat{\eta}_i(x, t) - \eta_{r,i}(x, t)| / H_s \quad (5.7)$$

où  $\hat{\eta}$  est l'élévation de surface libre prédite,  $\eta_r$  celle fournie par l'expérience, et  $N_s$  est le nombre d'enregistrements utilisés pour lisser l'indicateur en moyennant les résultats. Ce champ d'erreur, utilisé par exemple dans Desmars *et al.* (2020), est différent de celui défini au Chapitre 4 (équation (4.2)), qui avait pour objectif de comparer nos vérifications numériques aux résultats obtenus par Wu (2004).

Dans les étapes de vérification numérique, les enregistrements utilisés dans l'établissement d'une erreur moyenne peuvent être à la fois nombreux et parfaitement indépendants car il suffit pour cela de simuler le même état de mer irrégulier avec des jeux de phases aléatoires différents. C'est ce qui avait été fait dans le Chapitre 4, même si la formulation de l'indicateur différait légèrement de celle-ci. Dans le cas des expériences cependant, on dispose de moins de réalisations d'états de mer pour analyser les résultats. Afin de profiter au mieux de la longue durée des mesures et de compenser le faible nombre de jeux de phases testés, on opte alors pour l'approche utilisée notamment dans Naaijen *et al.* (2014) et Desmars *et al.* (2020) : les  $N_s$  échantillons de surface libre se réfèrent à différents sous-segments d'une seule expérience (une seule réalisation), décalés l'un par rapport à l'autre dans le temps de  $\Delta t$ . Avec  $\Delta t < T_{rec}$ , ces échantillons se recoupent partiellement pour augmenter leur nombre. À partir des mesures de vitesse enregistrées pendant un seul essai de longue durée, il est ainsi possible de générer plusieurs simulations de prédiction en sélectionnant différents échantillons de ces mesures, ce qui revient à décaler l'instant de démarrage de la simulation. La durée totale du signal expérimental utilisé est notée  $T_{tot} = T_{rec} + (N_s - 1)\Delta t$ .

La comparaison entre la prédiction et les mesures n'est pertinente que lorsque l'état de mer est pleinement établi en  $x_0$ . Il faut donc prendre en compte le décalage spatial entre

les expériences et les simulations : le batteur physique génère les vagues en  $x = 0$ , alors que le domaine spatial de la simulation de prédiction commence en  $x_0$ . Les simulations de prédiction se concentrent alors sur la reproduction des enregistrements à partir de  $t_{0,pred} = T_{ramp} + x_0/C_{gmin}$ , où  $T_{ramp}$  est la rampe *physique* de mise en route du batteur (qui vaut 12 s) et  $x_0/C_{gmin}$  est le temps de propagation des ondes les plus lentes considérées jusqu'en  $x_0$ . Avec la zone de prédiction définie au paragraphe 5.5.2, le début des simulations est ainsi fixé à  $t_{0,pred} = 42\text{ s} = 21 T_p$  pour les cas A, et  $t_{0,pred} = 32\text{ s} \approx 11T_p$  pour les cas B. Les  $N_s$  échantillons sont prélevés dans la plage temporelle  $t \geq t_{0,pred}$ .

À partir du champ d'erreur  $\Delta_{exp}(x, t)$  défini par l'équation (5.7), on peut produire une erreur de prédiction pour un endroit donné, en moyennant cette quantité sur la zone (temporelle) de prédiction théoriquement accessible en ce point :

$$\varepsilon^{\mathcal{P}}(x) = \frac{1}{t_{max}(x) - t_{min}(x)} \int_{t_{min}}^{t_{max}} \Delta_{exp}(x, t) dt \quad (5.8)$$

où  $t_{min}(x)$  et  $t_{max}(x)$  désignent respectivement les instants de début et de fin de cette zone de prédiction au point considéré.

La Figure 5.20 donne un ordre de grandeur de la durée  $T_{tot}$  minimale pour obtenir une erreur  $\varepsilon^{\mathcal{P}}(x)$  stabilisée pour un état de mer, obtenue ici à partir de données numériques uniquement. Elle compare la simulation de référence (sans réflexion) avec des simulations de prédiction réalisées à partir de données de vitesses synthétiques issues de la simulation de référence. L'erreur de prédiction peut être considérée comme stabilisée à partir de  $T_{tot} \approx 60T_p$ , et ne varie par ailleurs pas beaucoup pour des durées  $T_{tot}$  légèrement inférieures.

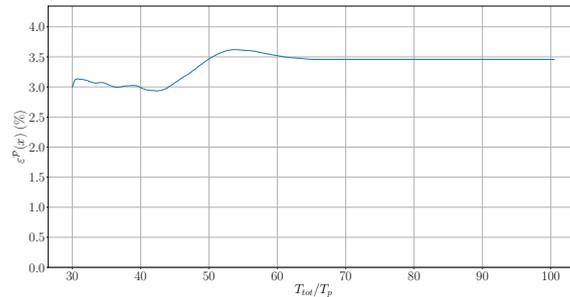


FIGURE 5.20 – Erreur de prédiction en fonction de la quantité totale de données utilisées, en  $x = 66\text{ m}$  pour le cas A.7 ( $T_p = 2\text{ s}$ ). Ici,  $\Delta t/T_p = 0,125$ .

### 5.5.3.1 Résultats pour les cas favorables

Dans un premier temps, on s'intéresse uniquement aux tirages de phases ayant permis de reconstruire les profils de vitesse les plus satisfaisants dans la section 5.4, à savoir le cas A.7 pour  $T_p = 2\text{ s}$  et le cas B.1 pour  $T_p = 3\text{ s}$ . On trace ainsi sur la Figure 5.21 l'erreur  $\varepsilon^{\mathcal{P}}(x)$  à l'emplacement des sondes présentes dans la zone de prédiction théorique, avec  $N_s$  choisi de façon à avoir pour chaque cas  $T_{tot} \geq 50T_p$ . L'erreur moyenne sur la prédiction fournie par ces simulations est ici comprise entre 6 et 10 % du  $H_s$ , suivant les états de mer et la position des sondes considérées. L'erreur est relativement stable pour le cas A.7, et semble indépendante de la distance de propagation. Elle affiche des variations plus importantes pour le cas B.1, avec une tendance à l'augmentation lorsque la distance au point de mesure augmente. Le maximum local de l'erreur en  $x = 78\text{ m}$  pourrait être dû à un groupe de vagues de l'expérience particulièrement mal représenté, si ce dernier est longtemps présent dans la zone de prédiction. Pour un aperçu de ce que

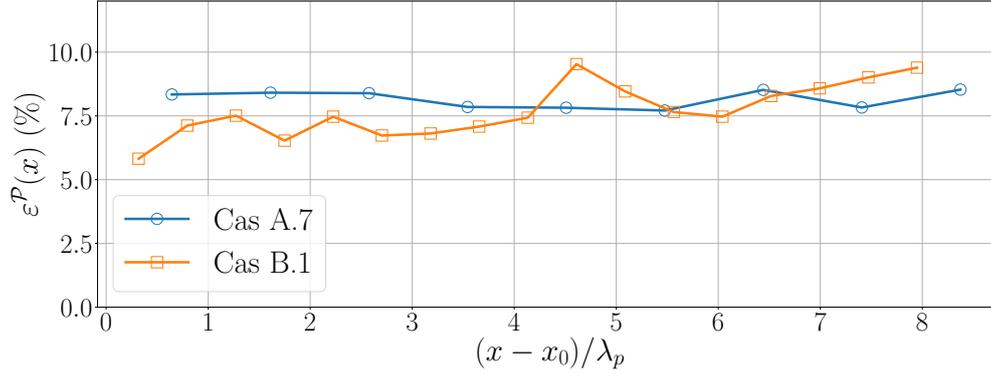


FIGURE 5.21 – Erreur de prédiction pour les cas A.7 et B.1. Ici,  $T_{tot} = 61 T_p$  pour A.7,  $T_{tot} = 51 T_p$  pour B.1 et  $\Delta t = 0,5$  s.

cet indicateur global recouvre en terme d’aspect des séries temporelles prédites, se référer au paragraphe 5.5.4.3.

La comparaison de ces résultats expérimentaux avec la littérature n’est pas évidente, car les approches de prédiction peuvent être très différentes. Par exemple, dans les travaux de Desmars *et al.* (2020) l’information sur la houle incidente est recueillie sur une zone d’observations plutôt qu’en un point seulement comme ici, et les erreurs de prédiction sont calculées en des points relativement proches de la zone de mesures. On peut néanmoins noter que les ordres de grandeurs de nos résultats sont similaires à ceux de leur Figure 15, tout en présentant des valeurs un peu plus élevées. Dans leurs travaux,  $\varepsilon^P(x)$  varie en effet de 3,5 à 6,4 % suivant la sonde de mesure et l’état de mer considérés.

Une première cause possible pour ces valeurs d’erreur plus élevées est l’imperfection de la condition aux limites renseignée dans le modèle de propagation, due aux mesures de vitesse bruitées et à leur post-traitement d’une part, et à l’absence d’informations sur une partie de la colonne d’eau d’autre part. Les conséquences de ces différences étaient visibles dès la section 5.4.3, avec une condition aux limites de moins bonne qualité que lorsqu’elle est reconstruite à partir de données synthétiques.

La présence de réflexion dans le bassin physique, mise en évidence dans la section 5.3.1, représente également une source d’erreur non négligeable. En effet, la méthode de prédiction telle qu’elle est configurée ici, avec un seul dispositif de mesures de vitesse en amont de la zone de prédiction, ne considère que la propagation des vagues vers les  $x$  croissants. Or les ondes réfléchies par la plage, dont la contribution à l’élévation de surface libre mesurée a été estimée à environ 10 % lors des expériences, se propagent vers les  $x$  décroissants et ne sont donc captées par le dispositif de mesure des vitesses en  $x_0$  qu’après avoir traversé la zone de prédiction théorique, ce qui rend leur prise en compte impossible. Comme de plus les simulations de prédiction se comparent aux mesures à partir de  $t \geq T_{ramp} + x_0/C_{gmin}$ , la réflexion due aux composantes de fréquence  $f_p$ , principale composante des ondes parasites, est bien présente dès le départ.

### 5.5.3.2 Résultats pour tous les tirages de phases

On calcule ensuite cet indicateur pour des cas reflétant la diversité des conditions expérimentales rencontrées. Pour un état de mer donné, l'erreur de prédiction  $\varepsilon^{\mathcal{P}}(x)$  est ainsi moyennée sur plusieurs jeux de phases mais à partir d'un seul échantillon de chaque réalisation disponible, et tracée sur la Figure 5.22. Les données sont comparées pour le sous-segment commençant à  $t_{0,pred} = T_{ramp} + x_0/C_{gmin}$ . Dans le cas A, un des enregistrements comportait des mesures de mauvaise qualité à partir de  $t = 120$  s et n'a pas pu servir au calcul de l'erreur, qui a donc été moyennée à partir de 9 réalisations seulement, contre 10 pour l'autre état de mer.

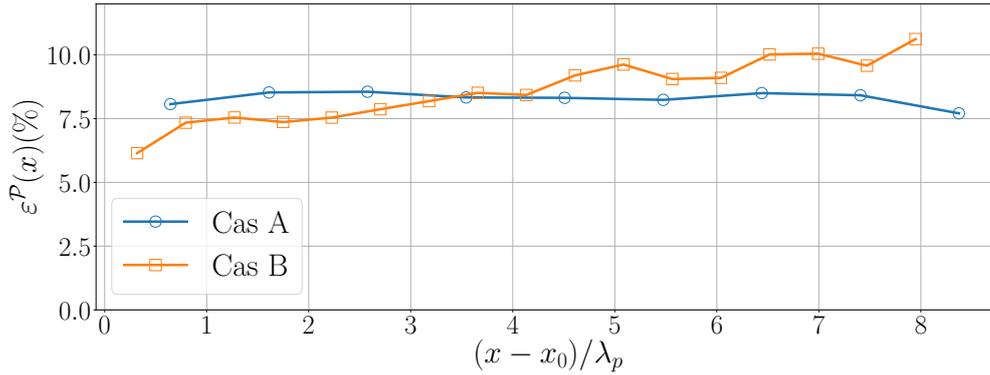


FIGURE 5.22 – Erreur de prédiction pour tous les jeux de phases disponibles pour les cas A et B ( $N_s = 9$  et  $10$ ), avec une simulation de prédiction débutant en  $t_{0,pred}$ .

Pour les cas A, lorsque l'on prend en compte les différentes qualités de reconstruction de la condition aux limites l'augmentation de l'erreur est minime (moins de 1 point). Elle est plus marquée dans les cas B, ce qui est cohérent avec les résultats déjà observés sur la Figure 5.18 : les valeurs d'erreur sur la vitesse reconstruite en  $z = 0$  sont plutôt regroupées d'un essai à l'autre pour les cas A (cf Figure 5.18a), alors que la dispersion est importante pour les cas B (Figure 5.18b). Enfin pour les cas B, l'augmentation de l'erreur observée avec la diversification des conditions expérimentales s'accompagne d'un lissage des résultats dans l'espace : la tendance à la hausse avec la distance au point de mesure est plus nette et plus régulière. Le point  $x - x_0 = 4,6\lambda_p$  ne ressort plus comme sur la Figure 5.21, ce qui semble confirmer que le pic observé était lié à cet essai particulier.

Cette tendance à la hausse pour  $T_p = 3$  s n'est pas visible dans les cas A. Une explication possible est que l'influence de la réflexion est plus présente dans les essais avec  $T_p = 3$  s. En effet, la période de mesure et reconstruction de l'état de mer avant la prédiction, de durée  $T_{rec} = 30 T_p$ , dure plus longtemps dans les cas B, ce qui laisse plus de temps à la réflexion pour s'établir. De plus, la longueur d'onde pic  $\lambda_p$  est environ deux fois plus grande que dans les cas A. Pour une même abscisse  $(x - x_0)/\lambda_p$  sur la Figure 5.22, la sonde est en réalité située deux fois plus loin du batteur dans le cas B que dans le cas A, et les ondes réfléchies les atteignent d'autant plus vite.

### 5.5.4 Corrélation

L'indicateur  $\varepsilon^{\mathcal{P}}$  défini précédemment permet d'estimer l'erreur moyenne de prédiction pour un état de mer donné. Pour compléter cette évaluation, on a également recours à la corrélation croisée, mieux adaptée à la comparaison déterministe, qui mesure la similitude entre deux séries temporelles : ici, l'élévation de surface libre enregistrée par une sonde donnée et la prédiction correspondante à cet emplacement. La corrélation croisée normalisée est définie en un point  $x_s$  quelconque par :

$$C(\tau) = \frac{1}{t_{max} - t_{min}} \int_{t_{min}}^{t_{max}} \widehat{\eta}^*(x_s, t) \eta_r^*(x_s, t + \tau) dt \quad (5.9)$$

où  $\eta_r^* = \eta_r / \sigma_{\eta_r}$  est l'élévation de surface libre mesurée par les sondes à houle, normalisée par son écart-type sur la zone de prédiction, et  $\widehat{\eta}^* = \widehat{\eta} / \sigma_{\widehat{\eta}}$  désigne de même l'élévation de surface libre prédite normalisée. Le calcul donne le facteur de corrélation  $C$  en fonction d'un délai  $\tau$  : son maximum  $C_{max}$  ainsi que le délai  $T_s$  pour lequel il est atteint permettent d'estimer respectivement la similitude en forme et amplitude entre les signaux, et le déphasage éventuel de l'un sur l'autre. La corrélation croisée d'un signal avec lui-même donnera ainsi une amplitude maximale  $C_{max} = 1$  pour un déphasage nul.

#### 5.5.4.1 Résultats pour les cas favorables

Dans un premier temps, on s'intéresse à la comparaison déterministe entre signaux mesurés et signaux prédits en calculant la corrélation croisée sur un seul sous-échantillon par état de mer. On reprend ici les mêmes réalisations qu'au paragraphe 5.5.3.1, à savoir les cas A.7 et B.1. L'échantillon sélectionné commence en  $t_{0,pred} = T_{ramp} + x_0 / C_{g_{min}}$  pour chaque état de mer. Les résultats sont présentés sur la Figure 5.23.

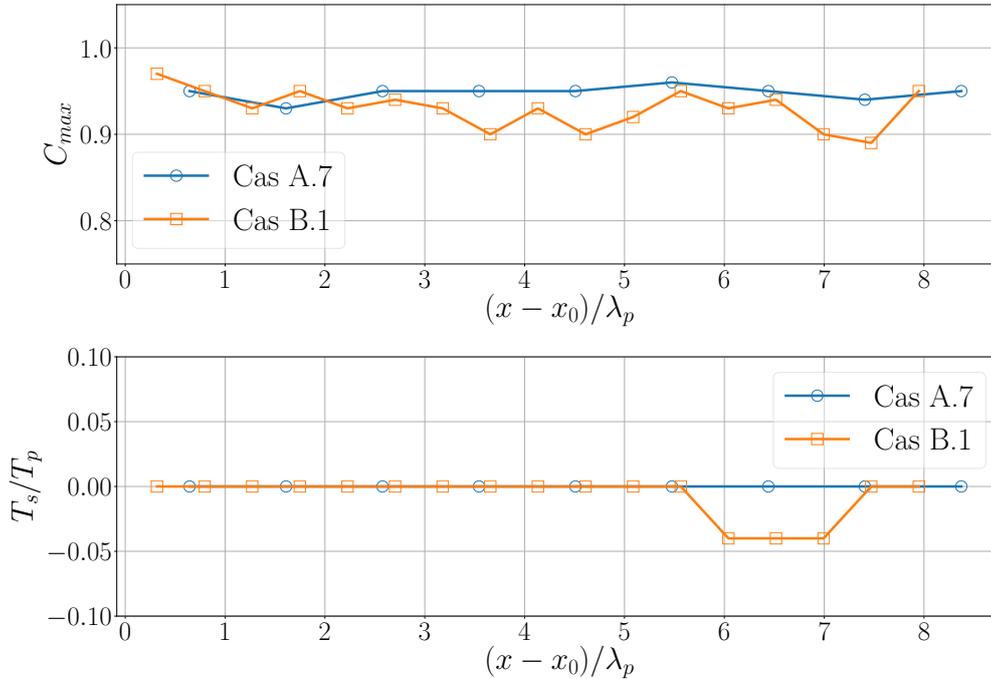


FIGURE 5.23 – Corrélation entre les signaux temporels de l'élévation de surface libre mesurée et prédite, pour les cas spécifiques A.7 et B.1. La plage temporelle sélectionnée pour le calcul correspond au premier des échantillons utilisés pour obtenir  $\varepsilon^{\mathcal{P}}$ .

La correspondance est globalement très bonne entre la prédiction et les mesures pour chaque sonde située dans la zone de prédiction théorique, avec un facteur de corrélation supérieur à 0,9 dans la plus grande partie de la zone. Le déphasage est nul sur la quasi-totalité des emplacements étudiés, sauf vers la fin de la zone de prédiction pour  $T_p = 3$  s, ce qui peut s'expliquer par deux raisons : d'une part, la faible cambrure des essais réalisés ( $\epsilon_c = 1\%$ ) limite l'erreur dans le calcul des vitesses de propagation ; d'autre part, la fréquence de sortie des résultats, limitée par la capacité d'échantillonnage des ADCP, est de 8 Hz seulement. Le déphasage minimal détectable est donc de  $T_{smin} = 0,125$  s, soit 4 ou 6 % de  $T_p$  suivant l'état de mer considéré. Des déphasages plus faibles pourraient exister plus en amont que ce qui est visible sur la figure, sans pouvoir être mis en évidence avec ce pas de temps.

#### 5.5.4.2 Extension à tous les tirages de phases

Afin d'évaluer l'influence de la diversité des conditions expérimentales, les indicateurs  $C_{max}(x)$  et  $T_s(x)$  définis à l'aide de l'équation (5.9) sont ensuite moyennés sur plusieurs jeux de phases pour chaque état de mer. Comme dans le paragraphe 5.5.3, les cas A sont moyennés sur 9 essais, et les cas B, sur 10. Les résultats sont présentés sur la Figure 5.24.

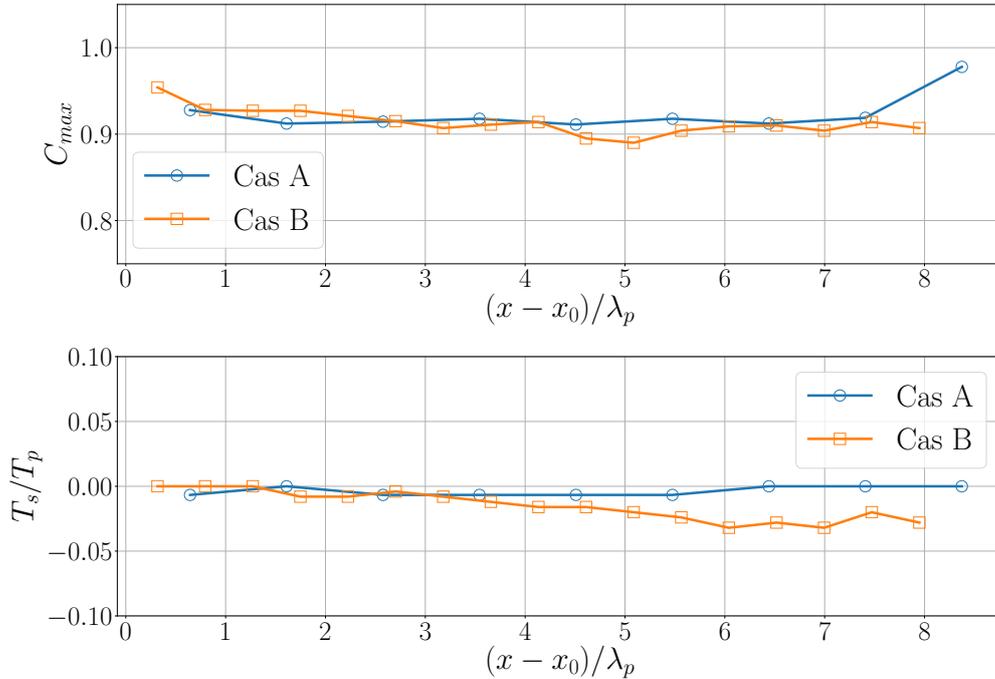


FIGURE 5.24 – Corrélation entre les signaux temporels de l'élévation de surface libre mesurée et prédite, pour les cas A moyennés sur 9 jeux de phases, et les cas B moyennés sur 10 jeux de phases. La plage temporelle sélectionnée pour le calcul correspond au premier des échantillons utilisés pour obtenir  $\epsilon^P$ .

Comme attendu, la prise en compte d'essais variés en termes de qualité des mesures fait chuter le facteur de corrélation  $C_{max}$  d'environ 2 points, et rapproche les résultats des cas A et B. Surtout, l'opération de moyenne, en gommant les aspects liés à un jeu de phases individuel, semble dégager une tendance concernant le déphasage : il devient négatif et s'accroît avec la distance de propagation, dans les cas B uniquement. Les vagues prédites sont donc en légère avance de phase, mais cet effet reste minime (moins de 5 % de  $T_p$ ). Le fait que cela ne concerne que les cas B pourrait indiquer qu'il s'agit d'un phénomène

lié à la réflexion dans le bassin. De façon plus générale, malgré une légère détérioration des indicateurs ces résultats démontrent que la prédiction déterministe obtenue reste de bonne qualité, y compris pour des distances de propagation élevées, de l'ordre de plusieurs longueurs d'onde pic.

### 5.5.4.3 Traduction en séries temporelles

Pour finir, on choisit d'illustrer certains points intéressants de la Figure 5.23 par les séries temporelles correspondantes, sur la Figure 5.25 pour le cas A.7 et sur la Figure 5.26 pour le cas B.1.

Les Figures 5.25 et 5.26b donnent ainsi un aperçu de ce que recouvre une valeur de corrélation élevée ( $\approx 95\%$ ) associée à un déphasage nul. Elles présentent un très bon accord global entre les prédictions et les mesures. La Figure 5.26c donne, elle, un exemple d'une corrélation élevée associée à un déphasage non nul : le décalage d'arrivée de la crête est visible pour quelques grandes vagues aux alentours de  $T/T_p \approx 4$ . Enfin, la Figure 5.26a présente un cas de corrélation plus faible (avec un déphasage nul) : on peut constater que si les plus grandes vagues de l'échantillon restent assez bien résolues, l'affaiblissement de la corrélation est probablement dû aux superpositions de plus petites vagues, qui elles ne sont pas reproduites par la simulation (autour de  $t/T_p \approx 2 - 4$  s). Cela pourrait expliquer l'augmentation de l'erreur déjà remarquée sur la Figure 5.21 en  $x = 78$  m.

Dans tous ces exemples, y compris ceux présentant des valeurs de corrélation élevées et une bonne reproduction de la surface libre, on note une moins bonne prise en compte des vagues courtes ainsi qu'une tendance générale à la sous-estimation de l'amplitude des vagues (crêtes et creux) par la prédiction. Ces deux observations sont cohérentes avec le fait que la vitesse fournie en condition aux limites au code HOS-NWT dans les 8 cm sous la surface est extrapolée par copie de la vitesse reconstruite plus bas, et est donc susceptible d'être sous-estimée.

Enfin, on note comme attendu que la qualité de l'élévation de surface libre prédite se dégrade en-dehors de la zone de prédiction théorique. Celle-ci est calculée ici à partir de critères de définition de  $f_{min}$  et  $f_{max}$  plutôt permissifs, puisqu'on a choisi un seuil à 5 %. La prédiction obtenue au-delà de cette zone se prive logiquement d'informations sur des composantes fréquentielles relativement importantes dans la description de l'état de mer. Malgré cela, à l'exception de la Figure 5.26b pour laquelle un groupe de vagues courtes et très irrégulières se présente juste après l'horizon maximal de prédiction théorique, la dégradation observée n'est pas brutale. Les résultats semblent en effet reproduire correctement les instants d'arrivée des vagues principales (à défaut de leur amplitude) quelque temps après l'horizon maximal de prédiction théorique. C'est particulièrement vrai sur les Figures 5.25 et 5.26c qui présentent une succession de vagues relativement régulières et peu élevées, et confirment les suppositions faites au Chapitre 2. Cela revient à dire que l'on pourrait éventuellement choisir un seuil plus bas pour  $f_{min}$ , qui est la fréquence utilisée pour calculer la vitesse de propagation maximale et en déduire l'horizon de prédiction.

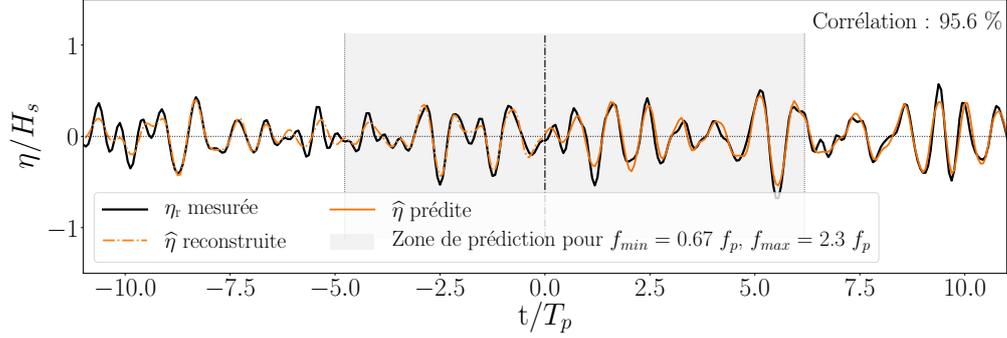


FIGURE 5.25 – Cas A.7 : séries temporelles d’élévation de surface libre. Comparaison entre  $\eta_r(t)$  mesurée par la sonde et  $\hat{\eta}(t)$  en  $x = 54$  m c.-à-d. à  $5,5 \lambda_p$  en aval de  $x_0$ . Exemple d’une corrélation élevée associée à un déphasage nul.

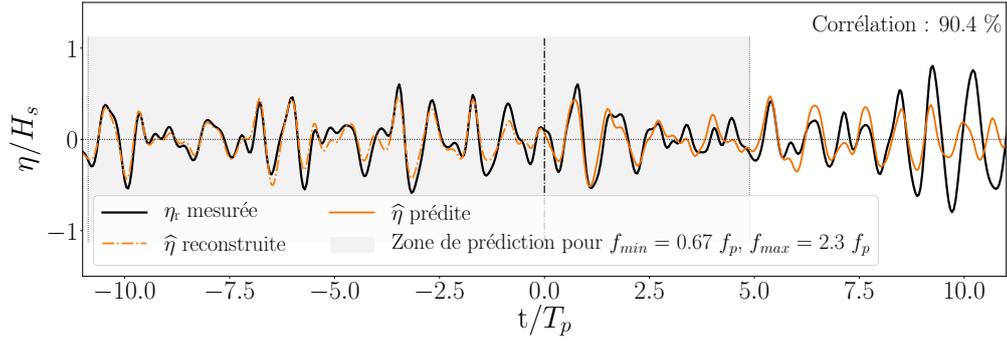
## Bilan

Cette partie évaluant la prédiction expérimentale représentait la dernière étape du processus de validation de la méthode. L’objectif était de fournir une preuve de concept intégrant la chaîne complète de prédiction : les mesures de vitesse par ADCP, la reconstruction de la condition aux limites et l’intégration de ces informations dans la simulation de prédiction. Parmi les essais réalisés, ceux bénéficiant de conditions de mesures appropriées se révèlent capables d’assurer la production d’une prédiction de bonne qualité, leurs mesures permettant la reconstruction d’une condition aux limites suffisamment précise. La faisabilité et le potentiel de la méthode sont ainsi confirmés. Certains essais présentent en revanche des mesures d’ADCP très bruitées, et la qualité de la condition aux limites dérivée s’en ressent. En prenant également en compte ces cas dégradés, l’erreur de prédiction augmente et seules les vagues les plus importantes sont bien résolues. Cependant ces résultats restent encourageants, et des améliorations dans le traitement des signaux des ADCP (ou dans les conditions de mesure) devraient permettre d’atténuer grandement le problème.

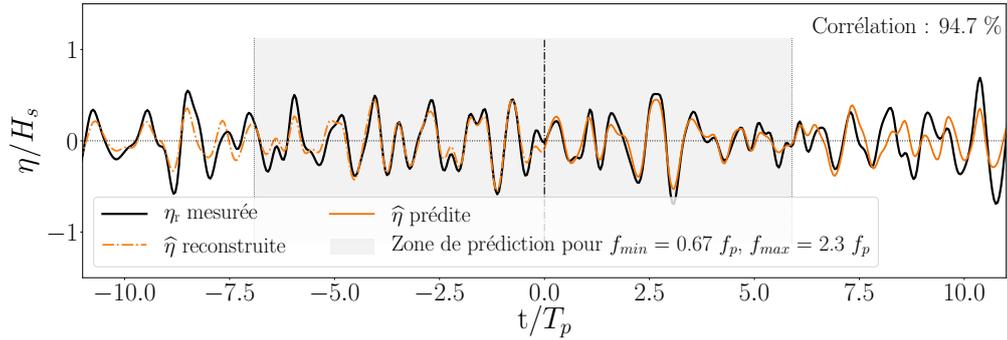
## 5.6 Conclusion

L’objet de ce chapitre était de valider expérimentalement la méthode de prédiction développée dans le présent travail de thèse. Dans la lignée des études numériques, les essais ont été réalisés pour des houles unidirectionnelles dans le bassin de traction de Centrale Nantes. Après description du montage expérimental et de l’instrumentation utilisée, une première analyse a présenté les capacités du dispositif de mesures et ses limites. On note ici que les essais en bassin ont été conduits dans des conditions expérimentales plutôt défavorables. La présence de réflexion dans le bassin physique, notamment, complique l’interprétation des résultats car elle n’est pas prise en compte dans le modèle numérique du bassin. La qualité variable des mesures liée à l’usage détourné qui est fait des ADCP constitue une deuxième difficulté, susceptible de fragiliser le dispositif mis en place. Ces deux limites sont spécifiques aux essais en bassin et ne sont pas intrinsèques à la méthode de prédiction.

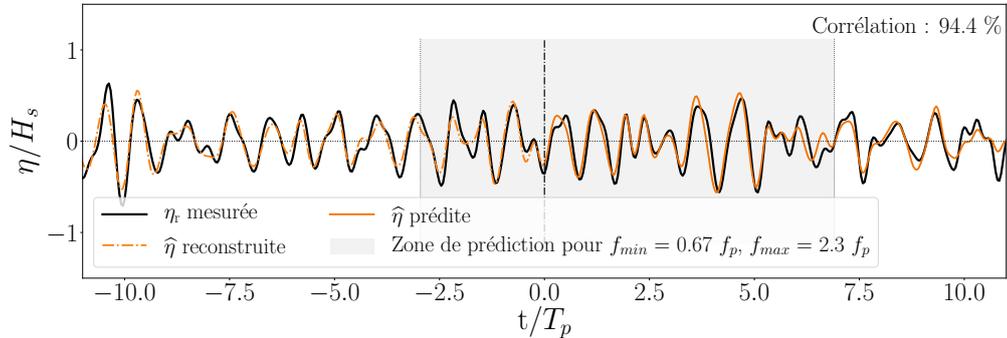
Les résultats obtenus, tant sur la reconstruction du profil de vitesse horizontale que sur la prédiction de houle, permettent d’évaluer l’influence des difficultés liées aux problématiques de mesures. Certes, la qualité de la condition aux limites utilisée dans le modèle de propagation s’est avérée fortement dépendante des conditions expérimentales. Pour certains essais, les données de vitesse très bruitées recueillies par les ADCP ont compliqué



(a) Comparaison de  $\eta_r(t)$  et  $\hat{\eta}(t)$  en  $x = 78$  m c.-à-d. à  $4,6 \lambda_p$  en aval de  $x_0$ . Exemple d'une corrélation un peu plus faible associée à un déphasage nul.



(b) Comparaison de  $\eta_r(t)$  et  $\hat{\eta}(t)$  en  $x = 90$  m c.-à-d. à  $5,6 \lambda_p$  en aval de  $x_0$ . Exemple d'une corrélation élevée associée à un déphasage nul.



(c) Comparaison de  $\eta_r(t)$  et  $\hat{\eta}(t)$  en  $x = 102$  m c.-à-d. à  $6,5 \lambda_p$  en aval de  $x_0$ . Exemple d'une corrélation élevée associée à un déphasage non nul.

FIGURE 5.26 – Cas B.1 : séries temporelles d'élévation de surface libre en trois emplacements de la zone de prédiction.

l'obtention d'un profil de vitesse horizontale correct. Cependant, même avec les procédés relativement simples de traitement des données d'ADCP utilisés ici, on a pu obtenir des prédictions de qualité correcte dans les pires des cas (avec une bonne résolution des vagues principales et une perte d'information sur les petites), et de très bonne qualité lorsque les mesures étaient satisfaisantes. Surtout, les résultats sont restés satisfaisants même sur de grandes distances de propagation et pour un horizon temporel important, de plusieurs  $T_p$ . Le protocole expérimental est donc déclaré suffisamment robuste pour valider la méthode générale de prédiction de houle en unidirectionnel. On peut supposer que le développement de méthodes de traitement du signal mieux adaptées contribuera également à réduire l'influence des conditions de mesure sur la qualité de la prédiction obtenue.

Dans l'hypothèse d'un déploiement en mer pour valider la méthode en conditions réelles, certaines des difficultés rencontrées en bassin n'auraient plus lieu d'être. En particulier, les problématiques d'ensemencement sont très peu fréquentes en milieu océanique pourvu que l'instrument soit bien choisi, si l'on en croit la littérature sur le sujet. Les plages de vitesses à mesurer seraient par ailleurs probablement mieux adaptées aux ADCP, avec des amplitudes plus grandes que celles mesurées en bassin et donc une meilleure précision des mesures.

Dans le cas de mesures en milieu océanique, on peut en revanche s'attendre à de plus grandes difficultés de déploiement (outre l'absence de contrôle des conditions de mer). Que l'option retenue soit celle d'ADCP posés sur le fond ou fixés sur une bouée sub-surface, le positionnement des instruments de mesures sera beaucoup plus délicat qu'en bassin. Notamment, la bonne orientation du faisceau vertical des ADCP est importante mais s'avère plus difficile à garantir en conditions réelles. Dans le cas d'une bouée subsurface (pour les ADCP ou pour un ADV qui serait utilisé pour fournir une vitesse horizontale de référence à une profondeur arbitraire), il faudrait également être capable de corriger les mouvements de la bouée et l'effet éventuel des vibrations.



# Conclusion générale

Les travaux de thèse présentés dans ce document ont proposé une nouvelle approche pour la prédiction déterministe de houle à visée temps réel. Les progrès importants réalisés depuis les années 1990 dans les technologies de mesure, les procédés de traitement du signal mais également l'augmentation de la puissance de calcul ont stimulé l'intérêt pour ce domaine de recherche ces dernières décennies. Le problème reste néanmoins d'actualité au vu de la difficulté de concilier des temps de calcul suffisamment courts avec la représentation fidèle d'états de mer non-linéaires.

Une méthode de prédiction déterministe qui se veut précise doit en effet prendre en compte ces non-linéarités dans son modèle de propagation. Or, l'initialisation de tels modèles non-linéaires se fait classiquement à partir de mesures de champs d'élévation de surface libre. Il s'agit d'une étape délicate qui requiert la mise en place d'une procédure d'assimilation de données. Celle-ci représente aujourd'hui la majeure partie du temps de calcul nécessaire à l'obtention d'une prédiction déterministe, et s'avère pour l'instant trop coûteuse pour obtenir une prédiction en temps réel.

Dans ce contexte, les travaux réalisés au cours de cette thèse avaient pour objectif d'évaluer le potentiel d'une nouvelle méthode de prédiction déterministe s'affranchissant de cette étape d'assimilation des données de mesure. Plutôt que d'utiliser des champs d'élévation de surface libre, l'approche proposée, décrite au Chapitre 2, recueille les informations sur l'état de mer incident sous la forme de données sur la cinématique induite par la houle. Partant d'un état initial au repos, ces données de vitesse sont renseignées dans un modèle de vagues complètement non-linéaire mais très efficace : HOS-NWT, reposant sur une formulation HOS pour un domaine fermé. L'avantage majeur d'une telle méthode est qu'elle repose sur l'utilisation d'un modèle de vagues non-linéaire, permettant d'assurer la propagation précise d'états de mer complexes (avec en particulier un calcul correct de la relation de dispersion) sans devoir payer le coût induit par l'ajout d'une étape d'assimilation de données.

Centrés sur le développement et l'évaluation des capacités de cette nouvelle approche, les apports principaux de la thèse sont ainsi les suivants :

- **Proposition d'une solution technologique pour la mesure de profils vitesses dues à la houle en milieu océanique**, présentée au Chapitre 3. L'objectif était d'obtenir, à partir de technologies de mesure disponibles sur le marché, un profil instantané de la composante horizontale de vitesse liée à la houle dans la colonne d'eau. En l'absence de solution prête à l'emploi, une revue approfondie de l'instrumentation dédiée aux mesures de vitesse en mer a identifié le profileur acoustique à effet Doppler (ADCP) comme étant le type de capteur le plus proche de répondre aux besoins exprimés ici. Afin de pallier les insuffisances bien connues de cet instrument pour la mesure déterministe de vagues, une méthode originale de reconstruction d'un profil de vitesse horizontale à partir de mesures d'ADCP a été développée. L'évaluation numérique des profils reconstruits à l'aide

de signaux synthétiques a montré de bons résultats, et a permis d'identifier les configurations de mesures favorables au bon fonctionnement de la méthode, ouvrant ainsi de nouvelles perspectives dans l'utilisation des ADCP.

- **Étude de faisabilité de la méthodologie de prédiction proposée.** Présentée au Chapitre 4, cette étude de sensibilité purement numérique avait pour but d'identifier les critères déterminants dans l'obtention d'une prédiction de bonne qualité. Dans un premier temps, l'évaluation a porté sur la capacité de la méthode à propager et prédire la houle en fonction de la qualité d'information disponible en amont. Sous l'hypothèse d'un profil de vitesse horizontale parfaitement connu aux points de renseignement de la condition aux limites, des simulations avec différentes configurations de mesures ont illustré les possibilités de la méthode mais aussi ses limites. Les très bons résultats obtenus avec une discrétisation spatiale fine de l'information ont ainsi été comparés avec ceux produits par un réseau de mesures plus lâche, confirmant l'importance de disposer de données fiables et précises le plus près possible de la surface libre. Dans un deuxième temps, l'intégralité de la méthode de prédiction a été évaluée numériquement, en y intégrant l'étape de reconstruction du profil de vitesse horizontale. Ces simulations complètes ont confirmé le potentiel de la méthode qui, en l'absence d'erreurs de mesure, est capable de fournir des prédictions de bonne qualité, y compris pour des configurations de mesures réalistes.
- **Validation expérimentale de la méthodologie de prédiction.** Présentée au Chapitre 5, cette dernière étape constitue la preuve de concept de la méthode développée dans ce travail. Le protocole expérimental mis en place a permis de valider le principe de la mesure déterministe de vitesse par des ADCP, ce qui constitue une extension de leur utilisation habituelle. La qualité des mesures s'est montrée dépendante des conditions expérimentales, mais celles-ci sont susceptibles d'être plus favorables en milieu océanique, les instruments étant à l'origine conçus pour un déploiement en mer. Ces essais en bassin ont également évalué la méthode de reconstruction du profil de vitesse horizontale à partir de mesures de vitesse par ADCP. Les profils reconstruits se sont révélés de qualité satisfaisante même avec les protocoles de post-traitement relativement simples utilisés ici, laissant présager que des méthodes de traitement du signal un peu plus sophistiquées permettraient d'améliorer encore les résultats. Pour finir, la validation expérimentale a également permis d'évaluer la méthode de prédiction complète, utilisant ces profils reconstruits. Les résultats obtenus sont prometteurs et confirment la capacité de cette nouvelle approche à prédire correctement l'élévation de surface libre à partir de mesures de vitesse en amont.

Ces analyses, réalisées en houle unidirectionnelle, constituent ainsi une première démonstration de faisabilité de cette nouvelle méthode de prédiction déterministe et non-linéaire. Les résultats obtenus, en numérique comme en expérimental, apparaissent très encourageants.

Ces travaux ouvrent également diverses perspectives. Les plus immédiates sont l'extension de la méthode à de la houle multidirectionnelle et la prise en compte de phénomènes physiques négligés dans le cadre de cette thèse, qui constituent des développements indispensables avant d'envisager une validation de la méthode en conditions réelles.

Le passage en houle multidirectionnelle pose le problème de l'information disponible avec les moyens de mesure choisis. La première étape est d'évaluer la quantité et la qualité de l'information sur l'état de mer incident rendue accessible par un nombre limité de points de mesure de vitesse, pour un état de mer multidirectionnel. Il s'agit ensuite d'estimer l'évolution de la qualité de prédiction envisageable à partir de telles mesures, en fonction

de l'étalement directionnel. Cela permettra d'évaluer, pour une configuration de mesures donnée, l'influence de l'étalement directionnel sur la qualité de la condition aux limites renseignée dans le modèle, puis sur la prédiction obtenue. Il serait également intéressant de tester plusieurs configurations pour un état de mer emblématique d'un site particulier, qui serait par exemple susceptible d'être choisi comme site de déploiement pour une validation en mer.

Une autre amélioration à prévoir concerne la prise en compte de divers phénomènes qui ont été négligés dans ce travail, mais qui sont susceptibles d'influer sur les performances de la méthode en conditions réelles. On pense en particulier à l'influence des courants, d'une bathymétrie variable ou du déferlement des vagues. On considère en revanche qu'au vu des échelles de temps et d'espace considérées, il n'est pas utile de modéliser l'effet du vent. Dans la méthode de prédiction proposée ici, le choix d'un modèle de propagation reposant sur une méthode HOS constitue de ce point de vue un atout supplémentaire. En effet, il existe déjà des versions de modèles HOS capables de propager les vagues sur une bathymétrie variable (Wu, 2004; Gouin, 2016), de prendre en compte le déferlement des vagues (Seiffert *et al.*, 2017; Seiffert et Ducrozet, 2018) ou l'influence du courant (Wu, 2004). La plupart de ces variantes sont pour l'instant implémentées uniquement dans des modèles HOS formulés en domaine ouvert, mais il serait envisageable d'adapter ces améliorations à la formulation retenue ici.

Ces études numériques en houle multidirectionnelle ainsi que la prise en compte de phénomènes additionnels sont des prérequis essentiels à la préparation d'essais en mer, afin d'en étudier la faisabilité et d'adapter le montage conçu pour les essais en bassin. Une telle campagne de validation en conditions réelles permettrait dans un premier temps d'évaluer le potentiel des ADCP pour la mesure déterministe de vitesses en conditions réelles, avec un ensemencement du fluide et des étendues de vitesses *a priori* plus adaptés qu'en bassin, mais également des phénomènes plus complexes à l'œuvre. L'expérimentation en mer constituerait une étape de plus dans la validation de la méthode générale de prédiction, et un bon test de sa robustesse. Il est à noter que le montage expérimental pour une validation en conditions réelles sera plus compliqué à concevoir et mettre en œuvre que pour ces premiers essais en bassin, notamment si l'on souhaite déployer un ADV à mi-hauteur de la colonne d'eau pour mesurer la vitesse horizontale de référence.

Parmi les pistes d'amélioration, on peut également citer l'optimisation de la méthode de reconstruction du profil de vitesse horizontale à partir des mesures d'ADCP. Dans la méthode présentée au Chapitre 3 en effet, seul le faisceau vertical de ces instruments est pour l'instant utilisé dans la reconstruction. Il pourrait être intéressant de mettre à contribution également leurs faisceaux divergents, à condition bien sûr que la configuration de mesures soit pensée pour permettre l'activation simultanée de tous les faisceaux des deux instruments sans provoquer d'interférences. L'idée serait d'utiliser les informations complémentaires fournies par ces faisceaux divergents (sous forme de vitesses radiales) pour minimiser l'erreur de reconstruction sur le profil de vitesse horizontale par un processus d'optimisation. Il faudrait néanmoins vérifier que l'amélioration éventuelle apportée par ce processus supplémentaire de traitement n'est pas contrebalancée par une augmentation trop importante du temps de calcul.

Enfin, puisque le but à terme est de fournir des prédictions en temps réel, un autre objectif serait de travailler sur l'efficacité du modèle de vagues utilisé, HOS-NWT. Ce travail de thèse a été réalisé avec une version séquentielle du code car l'accent a été mis ici sur la qualité de la prédiction obtenue plutôt que sur l'implémentation de la méthode dans une chaîne opérationnelle. Il serait ainsi intéressant d'évaluer les gains en temps de calcul permis par une parallélisation du code.



# Bibliographie

- L. ABUSEDRA et M. R. BELMONT : Prediction diagrams for deterministic sea wave prediction and the introduction of the data extension prediction method. *International Shipbuilding Progress*, 58(1):59–81, jan. 2011. ISSN 0020-868X. Publisher : IOS Press.
- Y. AGNON et H. B. BINGHAM : A non-periodic spectral method with application to nonlinear water waves. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 18(3):527–534, mai 1999. ISSN 0997-7546.
- Y. C. AGRAWAL et D. G. AUBREY : Velocity observations above a rippled bed using laser Doppler velocimetry. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 97(C12):20249–20259, 1992. ISSN 2156-2202. \_eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/92JC01797>.
- Y. C. AGRAWAL et C. J. BELTING : Laser velocimetry for benthic sediment transport. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, 35(6):1047–1068, juin 1988. ISSN 0198-0149.
- S. ARAGH et O. NWOGU : Variation Assimilating of Synthetic Radar Data into a Pseudo-spectral Wave Model. *Journal of Coastal Research*, 2008(10052):235–244, juin 2008. ISSN 0749-0208. Publisher : Coastal Education and Research Foundation.
- A. BABARIT, J. SINGH, C. MÉLIS, A. WATTEZ et P. JEAN : A linear numerical model for analysing the hydroelastic response of a flexible electroactive wave energy converter. *Journal of Fluids and Structures*, 74:356–384, oct. 2017. ISSN 0889-9746.
- R. C. BEARDSLEY, W. C. BOICOURT, L. C. HUFF, J. R. McCULLOUGH et J. SCOTT : CMICE : A near-surface current meter intercomparison experiment. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, 28(12):1577–1603, déc. 1981. ISSN 0198-0149.
- M. R. BELMONT, J. BAKER et J. M. K. HORWOOD : Avoidance of phase shift errors in short term deterministic sea wave prediction. *Journal of Marine Engineering & Technology*, 2(2):21–26, jan. 2003. ISSN 2046-4177.
- M. R. BELMONT, J. CHRISTMAS, J. DANNENBERG, T. HILMER, J. DUNCAN, J. M. DUNCAN et B. FERRIER : An Examination of the Feasibility of Linear Deterministic Sea Wave Prediction in Multidirectional Seas Using Wave Profiling Radar : Theory, Simulation, and Sea Trials. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 31(7):1601–1614, juil. 2014. ISSN 0739-0572, 1520-0426.
- M. R. BELMONT, J. M. K. HORWOOD, R. W. F. THURLEY et J. BAKER : Shallow Angle Wave Profiling Lidar. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 24(6):1150–1156, juin 2007. ISSN 0739-0572. Publisher : American Meteorological Society.
- A. BENETAZZO, F. FEDELE et G. GALLEGO : Offshore stereo measurements of gravity waves. *Coastal Engineering*, p. 12, 2012.

- M. BENOÎT et C. TEISSON : Laboratory Comparison of Directional Wave Measurement Systems and Analysis Techniques. *In Coastal Engineering 1994*, p. 42–56, Kobe, Japan, 1994. American Society of Civil Engineers. ISBN 978-0-7844-0089-0 978-0-7844-7952-0.
- E. BLONDEL, F. BONNEFOY et P. FERRANT : Deterministic non-linear wave prediction using probe data. *Ocean Engineering*, 37(10):913–926, juil. 2010. ISSN 0029-8018.
- E. BLONDEL-COUPRIE et P. NAAIJEN : Reconstruction and Prediction of Short-Crested Seas Based on the Application of a 3D-FFT on Synthetic Waves : Part 2 — Prediction. *In Volume 5 : Ocean Engineering; CFD and VIV*, p. 55, Rio de Janeiro, Brazil, juil. 2012. ASME. ISBN 978-0-7918-4492-2.
- E. BLONDEL-COUPRIE : *Reconstruction et prévision déterministe de houle à partir de données mesurées*. Thèse, Ecole Centrale de Nantes (ECN), Nantes, France, oct. 2009.
- E. BLONDEL-COUPRIE, F. BONNEFOY et P. FERRANT : Experimental validation of non-linear deterministic prediction schemes for long-crested waves. *Ocean Engineering*, 58: 284–292, jan. 2013. ISSN 0029-8018.
- F. BONNEFOY : *Modélisation expérimentale et numérique des états de mer complexes*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes (ECN), Nantes, France, 2005.
- F. BONNEFOY, G. DUCROZET, D. LE TOUZÉ et P. FERRANT : Time domain simulation of nonlinear water waves using spectral methods. *In Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*, vol. 11 de *Advances in Coastal and Ocean Engineering*, p. 129–164. World Scientific, avr. 2010. ISBN 978-981-283-649-6.
- F. BONNEFOY, D. LE TOUZÉ et P. FERRANT : A fully-spectral 3D time-domain model for second-order simulation of wavetank experiments. Part A : Formulation, implementation and numerical properties. *Applied Ocean Research*, 28(1):33–43, fév. 2006. ISSN 0141-1187.
- N. BOOIJ, R. C. RIS et L. H. HOLTHUIJSEN : A third-generation wave model for coastal regions : 1. Model description and validation. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 104(C4):7649–7666, 1999. ISSN 2156-2202.
- A. BOUTIER et H. ROYER : Visualisations et mesures optiques en aérodynamique. *Techniques de l'ingénieur Caractérisation des fluides*, base documentaire : TIB540DUO.(ref. article : r2160), 1998. Publisher : Editions T.I. Type : base documentaire \_eprint : base documentaire : TIB540DUO.
- T. BUFFIN-BÉLANGER et A. G. ROY : 1 min in the life of a river : selecting the optimal record length for the measurement of turbulence in fluvial boundary layers. *Geomorphology*, 68(1):77–94, mai 2005. ISSN 0169-555X.
- I. CARÉ : Mesures locales de la vitesse d'un fluide. *Techniques de l'ingénieur Métrologie relative aux fluides - Vitesses et débits*, base documentaire : TIB402DUO.(ref. article : r2110):25, 2013. Publisher : Editions T.I. Type : base documentaire \_eprint : base documentaire : TIB402DUO.
- P. CASTELLINI, M. MARTARELLI et E. P. TOMASINI : Laser Doppler Vibrometry : Development of advanced solutions answering to technology's needs. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 20(6):1265–1285, août 2006. ISSN 0888-3270.
- Y. M. CHOI, M. GOUIN, G. DUCROZET, B. BOUSCASSE et P. FERRANT : Grid2Grid : HOS Wrapper Program for CFD solvers. *arXiv :1801.00026 [physics]*, déc. 2017. arXiv : 1801.00026.

- B. S. H. CONNELL, J. P. RUDZINSKY, C. S. BRUNDICK, W. M. MILEWSKI, J. G. KUSTERS et G. FARQUHARSON : Development of an Environmental and Ship Motion Forecasting System. *In Volume 11 : Prof. Robert F. Beck Honoring Symposium on Marine Hydrodynamics*, p. V011T12A058, St. John's, Newfoundland, Canada, mai 2015. American Society of Mechanical Engineers. ISBN 978-0-7918-5659-8.
- J.-R. COURIVAUD : Mesures in situ en hydraulique à surface libre. *Techniques de l'ingénieur Caractérisation des fluides*, base documentaire : TIB540DUO.(ref. article : r2330), 2002. Publisher : Editions T.I. Type : base documentaire \_eprint : base documentaire : TIB540DUO.
- DANTEC DYNAMICS : Hot-wire Probes Archives, 2020.
- R. G. D. DAVIDSON-ARNOTT et D. C. RANDALL : Spatial and temporal variations in spectra of storm waves across a barred nearshore. *Marine Geology*, 60(1):15–30, août 1984. ISSN 0025-3227.
- R. DEAN et R. DALRYMPLE : *Water wave mechanics for engineers and scientists*. Prentice-hall inc éd'n, 1984. ISBN 0-13-946038-1 978-0-13-946038-8.
- N. DESMARS, F. BONNEFOY, S. T. GRILLI, G. DUCROZET, Y. PERIGNON, C. A. GUÉRIN et P. FERRANT : Experimental and numerical assessment of deterministic nonlinear ocean waves prediction algorithms using non-uniformly sampled wave gauges. *Ocean Engineering*, 212:107659, sept. 2020. ISSN 0029-8018.
- N. DESMARS, Y. PERIGNON, G. DUCROZET, C.-A. GUÉRIN, S. T. GRILLI et P. FERRANT : Phase-Resolved Reconstruction Algorithm and Deterministic Prediction of Nonlinear Ocean Waves From Spatio-Temporal Optical Measurements. *In Proceedings of the 37th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, OMAE2018*, vol. Volume 7B : Ocean Engineering, p. V07BT06A054, Madrid, Spain, juin 2018. American Society of Mechanical Engineers. ISBN 978-0-7918-5127-2.
- D. DOMMERMUTH : The initialization of nonlinear waves using an adjustment scheme. *Wave Motion*, 32(4):307–317, oct. 2000. ISSN 0165-2125.
- D. G. DOMMERMUTH et D. K. P. YUE : A high-order spectral method for the study of nonlinear gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 184:267–288, nov. 1987. ISSN 1469-7645, 0022-1120. Publisher : Cambridge University Press.
- P. DORON, L. BERTUCCIOLI, J. KATZ et T. R. OSBORN : Turbulence Characteristics and Dissipation Estimates in the Coastal Ocean Bottom Boundary Layer from PIV Data. *Journal of Physical Oceanography*, 31(8):2108–2134, août 2001. ISSN 0022-3670. Publisher : American Meteorological Society.
- G. DUCROZET, F. BONNEFOY, D. LE TOUZÉ et P. FERRANT : 3-D HOS simulations of extreme waves in open seas. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 7(1):109–122, jan. 2007. ISSN 1684-9981.
- G. DUCROZET : *Modélisation des processus non-linéaires de génération et de propagation d'états de mer par une approche spectrale*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes (ECN), Nantes, France, 2007.
- G. DUCROZET, F. BONNEFOY, D. LE TOUZÉ et P. FERRANT : Development of a fully nonlinear water wave simulator based on Higher Order Spectral theory. *In Proc. 20th Int. Workshop on Water Waves and Floating Bodies*, p. 4, Longyearbyen, Norway, mai 2005.

- G. DUCROZET, F. BONNEFOY, D. LE TOUZÉ et P. FERRANT : Implementation And Validation of Nonlinear Wavemaker Models In a HOS Numerical Wave Tank. *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, 16(03), sept. 2006. ISSN 1053-5381.
- G. DUCROZET, F. BONNEFOY, D. LE TOUZÉ et P. FERRANT : A modified High-Order Spectral method for wavemaker modeling in a numerical wave tank. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 34:19–34, juil. 2012. ISSN 0997-7546.
- G. DUCROZET, F. BONNEFOY, D. LE TOUZÉ et P. FERRANT : HOS-ocean : Open-source solver for nonlinear waves in open ocean based on High-Order Spectral method. *Computer Physics Communications*, 203:245–254, juin 2016. ISSN 0010-4655.
- K. B. DYSTHE : Note on a modification to the nonlinear Schrödinger equation for application to deep water waves. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 369(1736):105–114, déc. 1979. Publisher : Royal Society.
- S. ELGAR, B. RAUBENHEIMER et R. T. GUZA : Current Meter Performance in the Surf Zone. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 18(10):1735–1746, oct. 2001. ISSN 0739-0572. Publisher : American Meteorological Society.
- F. FEDELE, A. BENETAZZO, G. GALLEGRO, P.-C. SHIH, A. YEZZI, F. BARBARIOL et F. ARDHUIN : Space–time measurements of oceanic sea states. *Ocean Modelling*, 70:130–115, 2013.
- J. L. FORSBERG : On-line Identification and Prediction of Waves. In D. V. EVANS et A. F. O. de FALCÃO, eds : *Hydrodynamics of Ocean Wave-Energy Utilization*, International Union of Theoretical and Applied Mechanics, p. 185–193, Berlin, Heidelberg, 1986. Springer. ISBN 978-3-642-82666-5.
- H. R. FREY et G. J. MCNALLY : Limitations of conical hot platinum film probes as oceanographic flow sensors. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 78(9):1449–1461, 1973. ISSN 2156-2202. \_eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/JC078i009p01449>.
- F. FUCILE : *Deterministic sea wave and ship motion forecasting : from remote wave sensing to prediction error assessment*. Thesis, Università degli studi di Trieste, Trieste, Italy, 2017.
- F. FUCILE, G. BULIAN et C. LUGNI : A probabilistic approach for the quantification of prediction error in deterministic phase-resolved wave forecasting. *Ocean Engineering*, 163:718–736, sept. 2018. ISSN 0029-8018.
- A. M. FULLERTON et T. C. FU : Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP) Measurements of Breaking Waves. p. 413–417. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, juin 2009.
- F. FUSCO et J. V. RINGWOOD : Short-Term Wave Forecasting for Real-Time Control of Wave Energy Converters. *IEEE Transactions on Sustainable Energy*, 1(2):99–106, juil. 2010. ISSN 1949-3029, 1949-3037.
- L. GAIN : La prédiction des houles au Maroc. *Annales Hydrographiques*, p. 65–75, 1918.
- R. GELCI, H. CAZALÉ et J. VASSAL : Prévion de la houle : la méthode des densités spectro-angulaires. *Bulletin du comité cenral d’océanographie et d’étude des côtes*, 9:416–435, 1957.
- M. GOUIN : Modélisation déterministe d’états de mer à grande échelle en profondeur variable. p. 169, 2016.

- H. L. GRANT, A. MOILLIET et W. M. VOGEL : Some observations of the occurrence of turbulence in and above the thermocline. *Journal of Fluid Mechanics*, 34(3):443–448, déc. 1968. ISSN 1469-7645, 0022-1120. Publisher : Cambridge University Press.
- H. L. GRANT, R. W. STEWART et A. MOILLIET : Turbulence spectra from a tidal channel. *Journal of Fluid Mechanics*, 12(2):241–268, fév. 1962. ISSN 1469-7645, 0022-1120. Publisher : Cambridge University Press.
- S. T. GRILLI, C.-A. GUÉRIN et B. GOLDSTEIN : Ocean Wave Reconstruction Algorithms Based on Spatio-temporal Data Acquired by a Flash LIDAR Camera. In INTERNATIONAL SOCIETY OF OFFSHORE AND POLAR ENGINEERS, éd. : *Proceedings of the twenty-first (2011) International Offshore and Polar Engineering Conference*, : Maui, Hawaii, USA, juin 2011. International Society of Offshore and Polar Engineers. ISBN 978-1-880653-96-8. OCLC : 746899091.
- B. GUNAWAN et V. S. NEARY : ORNL ADCP post-processing guide and MATLAB algorithms for MHK site flow turbulence analysis. Technical report ORNL/TM-2011/404, 1034379, sept. 2011.
- M. GUPTA, J. GAO, C. C. AGGARWAL et J. HAN : Outlier Detection for Temporal Data : A Survey. *IEEE Transactions on Knowledge and Data Engineering*, 26(9):2250–2267, sept. 2014. ISSN 1558-2191. Conference Name : IEEE Transactions on Knowledge and Data Engineering.
- G. GUST : Tools for oceanic small-scale, high-frequency flows : metal-clad hot wires. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 87(C1):447–455, 1982. ISSN 2156-2202. \_eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/JC087iC01p00447>.
- C.-A. GUÉRIN, N. DESMARS, S. T. GRILLI, G. DUCROZET, Y. PERIGNON et P. FERRANT : An improved Lagrangian model for the time evolution of nonlinear surface waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 876:527–552, oct. 2019. ISSN 0022-1120, 1469-7645. Publisher : Cambridge University Press.
- H. HASIMOTO et H. ONO : Nonlinear Modulation of Gravity Waves. *Journal of the Physical Society of Japan*, 33(3):805–811, sept. 1972. ISSN 0031-9015. Publisher : The Physical Society of Japan.
- T. HILMER et E. THORNHILL : Deterministic wave predictions from the WaMoS II. In *OCEANS 2014 - TAIPEI*, p. 1–8, avr. 2014.
- T. HILMER et E. THORNHILL : Observations of predictive skill for real-time Deterministic Sea Waves from the WaMoS II. In *OCEANS 2015 - MTS/IEEE Washington*, p. 1–7, oct. 2015. ISSN : null.
- P. A. E. M. JANSSEN : Progress in ocean wave forecasting. *Journal of Computational Physics*, 227(7):3572–3594, mars 2008. ISSN 0021-9991.
- P. JEAN, A. WATTEZ, G. ARDOISE, C. MELIS, R. VAN KESSEL, A. FOURMON, E. BARRABINO, J. HEEMSKERK et J. P. QUEAU : Standing wave tube electro active polymer wave energy converter. In Y. BAR-COHEN, éd. : *Electroactive Polymer Actuators and Devices (EAPAD) 2012*, vol. 8340, p. 83400C, San Diego, California, avr. 2012. International Society for Optics and Photonics.
- K. D. JENSEN : Flow Measurements. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 26(4):400–419, déc. 2004. ISSN 1678-5878.

- M. KLEIN, M. DUDEK, G. F. CLAUSS, S. EHLERS, J. BEHRENDT, N. HOFFMANN et M. ONORATO : On the Deterministic Prediction of Water Waves. *Fluids*, 5(1):9, mars 2020.
- M. KLEIN, M. DUDEK, G. F. CLAUSS, N. HOFFMANN, J. BEHRENDT et S. EHLERS : Systematic Experimental Validation of High-Order Spectral Method for Deterministic Wave Prediction. In *Proceedings of the 38th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, OMAE2019*, p. 10, Glasgow, Scotland, UK, nov. 2019. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection.
- R. KOSTASCHUK, J. BEST, P. VILLARD, J. PEAKALL et M. FRANKLIN : Measuring flow velocity and sediment transport with an acoustic Doppler current profiler. *Geomorphology*, 68(1):25–37, mai 2005. ISSN 0169-555X.
- J. KUSTERS, K. COCKRELL, B. CONNELL, J. RUDZINSKY et V. VINCIULLO : Future-Waves™ : A real-time Ship Motion Forecasting system employing advanced wave-sensing radar. In *OCEANS 2016 MTS/IEEE Monterey*, p. 1–9, sept. 2016.
- N. KÖLLISCH, J. BEHRENDT, M. KLEIN et N. HOFFMANN : Nonlinear real time prediction of ocean surface waves. *Ocean Engineering*, 157:387–400, juin 2018. ISSN 00298018.
- W. H. LAM, D. J. ROBINSON, G. A. HAMILL et H. T. JOHNSTON : An effective method for comparing the turbulence intensity from LDA measurements and CFD predictions within a ship propeller jet. *Ocean Engineering*, 52:105–124, oct. 2012. ISSN 0029-8018.
- S. N. LANE, P. M. BIRON, K. F. BRADBROOK, J. B. BUTLER, J. H. CHANDLER, M. D. CROWELL, S. J. MCLELLAND, K. S. RICHARDS et A. G. ROY : Three-dimensional measurement of river channel flow processes using acoustic doppler velocimetry. *Earth Surface Processes and Landforms*, 23(13):1247–1267, 1998. ISSN 1096-9837.
- Y. Z. LAW, H. SANTO, K. Y. LIM et E. S. CHAN : Deterministic wave prediction for unidirectional sea-states in real-time using Artificial Neural Network. *Ocean Engineering*, 195:106722, jan. 2020. ISSN 0029-8018.
- D. LE TOUZÉ : *Méthodes spectrales pour la modélisation non-linéaire d'écoulements à surface libre instationnaires*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes (ECN), Nantes, France, 2003.
- T. LEEUNG CULSATIEN et G. P. LUCAS : Measurement of velocity profiles in multiphase flow using a multi-electrode electromagnetic flow meter. *Flow Measurement and Instrumentation*, 31:86–95, juin 2013. ISSN 0955-5986.
- W. LIN, L. P. SANFORD et S. E. SUTTLES : Wave measurement and modeling in Chesapeake Bay. *Continental Shelf Research*, 22(18):2673–2686, déc. 2002. ISSN 0278-4343.
- M. S. LONGUET-HIGGINS et O. M. PHILLIPS : Phase velocity effects in tertiary wave interactions. *Journal of Fluid Mechanics*, 12(3):333–336, mars 1962. ISSN 1469-7645, 0022-1120. Publisher : Cambridge University Press.
- Y. LU et R. G. LUECK : Using a Broadband ADCP in a Tidal Channel. Part I : Mean Flow and Shear. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 16(11):1556–1567, nov. 1999. ISSN 0739-0572.
- V. LYON et M. WOSNIK : Spatio-Temporal Resolution of Different Flow Measurement Techniques for Marine Renewable Energy Applications. avr. 2014. Accepted : 2014-06-30T19 :35 :28Z.

- B. J. MACVICAR, E. BEAULIEU, V. CHAMPAGNE et A. G. ROY : Measuring water velocity in highly turbulent flows : field tests of an electromagnetic current meter (ECM) and an acoustic Doppler velocimeter (ADV). *Earth Surface Processes and Landforms*, 32(9):1412–1432, 2007. ISSN 1096-9837. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/esp.1497>.
- F. MAGANGA, G. GERMAIN, J. KING, G. PINON et E. RIVOALEN : Experimental characterisation of flow effects on marine current turbine behaviour and on its wake properties. *IET Renewable Power Generation*, 4(6):498–509, nov. 2010. ISSN 1752-1424. Publisher : IET Digital Library.
- H. MITSUYASU : A Historical Note on the Study of Ocean Surface Waves. *Journal of Oceanography*, 58(1):109–120, fév. 2002. ISSN 1573-868X.
- R. MONTAGNE : Le service de prédiction de la houle au Maroc. *Annales Hydrographiques*, p. 157–186, 1922.
- E. L. MORRIS, H. K. ZIENKIEWICZ et M. R. BELMONT : Short term forecasting of the sea surface shape. *International shipbuilding progress*, 45(444):383–400, 1998.
- E. L. MORRIS, H. K. ZIENKIEWICZ, M. POURZANJANI, J. FLOWER et M. BELMONT : Techniques for sea state prediction. *Proceedings of the 2nd International Conference on Maneuvering and Control of Marine Craft, Southampton. Elsevier, Amsterdam, The Netherlands*, p. 547–571, 1992.
- M. MUSTE, I. FUJITA et A. HAUET : Large-scale particle image velocimetry for measurements in riverine environments. *Water Resources Research*, 44(4), 2008. ISSN 1944-7973. \_eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2008WR006950>.
- P. NAAIJEN, R. R. T. van DIJK, R. H. M. HUIJSMANS et A. A. EL-MOUHANDIZ : Real Time Estimation of Ship Motions in Short Crested Seas. In *Volume 4 : Ocean Engineering ; Ocean Renewable Energy ; Ocean Space Utilization, Parts A and B*, p. 243–255, Honolulu, Hawaii, USA, 2009. ASME. ISBN 978-0-7918-4344-4.
- P. NAAIJEN et A. P. WIJAYA : Phase Resolved Wave Prediction From Synthetic Radar Images. In *Proceedings of the 33rd International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, OMAE2014*, vol. Volume 8A : Ocean Engineering, p. V08AT06A045, San Francisco, California, USA, juin 2014. ASME. ISBN 978-0-7918-4550-9.
- P. NAAIJEN et E. BLONDEL-COUPRIE : Reconstruction and Prediction of Short-Crested Seas Based on the Application of a 3D-FFT on Synthetic Waves : Part 1 — Reconstruction. In *Volume 5 : Ocean Engineering ; CFD and VIV*, p. 43, Rio de Janeiro, Brazil, juil. 2012. ASME. ISBN 978-0-7918-4492-2.
- P. NAAIJEN et R. HUIJSMANS : Real Time Wave Forecasting for Real Time Ship Motion Predictions. In *Volume 4 : Ocean Engineering ; Offshore Renewable Energy*, p. 607–614, Estoril, Portugal, 2008. ASME. ISBN 978-0-7918-4821-0.
- P. NAAIJEN, K. TRULSEN et E. BLONDEL-COUPRIE : Limits to the extent of the spatio-temporal domain for deterministic wave prediction. *International Shipbuilding Progress*, 61(3-4):203–223, jan. 2014. ISSN 0020-868X.
- P. NAAIJEN, K. van OOSTEN, K. ROOZEN et R. van 't VEER : Validation of a Deterministic Wave and Ship Motion Prediction System. In *Volume 7B : Ocean Engineering*, p. V07BT06A032, Madrid, Spain, juin 2018. American Society of Mechanical Engineers. ISBN 978-0-7918-5127-2.
- NEXT OCEAN : Next Ocean - Less Risk, More Uptime.

- H.-N. NGUYEN, G. SABIRON, P. TONA, M. M. KRAMER et E. V. SANCHEZ : Experimental Validation of a Nonlinear MPC Strategy for a Wave Energy Converter Prototype. *In Volume 6 : Ocean Space Utilization ; Ocean Renewable Energy*, p. V006T09A019–V006T09A019, Busan, South Korea, juin 2016. American Society of Mechanical Engineers. ISBN 978-0-7918-4997-2.
- J. NIETO BORGE, G. R. RODRÍGUEZ, K. HESSNER et P. I. GONZÁLEZ : Inversion of Marine Radar Images for Surface Wave Analysis. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 21(8):1291–1300, août 2004. ISSN 0739-0572. Publisher : American Meteorological Society.
- NORTEK : The Comprehensive Manual for ADCP’s. Rap. tech., 2018.
- NORTEK : The Comprehensive Manual for Velocimeters. Nortek Manuals, nov. 2018.
- NORTEK : How are the amplitude [dB] and correlation [%] calculated?, 2019. Library Catalog : support.nortekgroup.com.
- A. NORTEK : Signature Principles of Operation, mai 2017.
- F. NOUGUIER, S. T. GRILLI et C. GUÉRIN : Nonlinear Ocean Wave Reconstruction Algorithms Based on Simulated Spatiotemporal Data Acquired by a Flash LIDAR Camera. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 52(3):1761–1771, mars 2014.
- F. NOUGUIER, C.-A. GUÉRIN et B. CHAPRON : “Choppy wave” model for nonlinear gravity waves. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 114(C9), 2009. ISSN 2156-2202.
- J. PARRA, A. ALONSO-MARTIRENA TORNOS, F. LOPEZ et A. CASTILLO : Real-time flow measurement in the River Guadiana estuary using acoustic Doppler technology. *In Proceedings of the IEEE/OES Eighth Working Conference on Current Measurement Technology, 2005.*, p. 97–100, juin 2005. ISSN : 2160-7176.
- Y. PERIGNON : *Modélisation déterministe des états de mer - Application à la rétrodiffusion d’ondes radar*. phdthesis, Ecole Centrale de Nantes (ECN), mars 2011.
- W. J. PIERSON, G. NEUMANN et R. W. JAMES : *Practical Methods for Observing and Forecasting Ocean Waves by Means of Wave Spectra and Statistics*. Num. 603. U.S. Navy Hydrographic Office, h.o. pub édn, 1955.
- Y. QI, G. WU, Y. LIU, M.-H. KIM et D. K. P. YUE : Nonlinear phase-resolved reconstruction of irregular water waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 838:544–572, mars 2018a. ISSN 0022-1120, 1469-7645.
- Y. QI, G. WU, Y. LIU et D. K. P. YUE : Predictable zone for phase-resolved reconstruction and forecast of irregular waves. *Wave Motion*, 77:195–213, mars 2018b. ISSN 0165-2125.
- M. RICHTER, M. E. MAGANA, O. SAWODNY et T. K. A. BREKKEN : Nonlinear Model Predictive Control of a Point Absorber Wave Energy Converter. *IEEE Transactions on Sustainable Energy*, 4(1):118–126, jan. 2013. ISSN 1949-3029.
- J. SARRAZIN, P. RODIER, M. K. TIVEY, H. SINGH, A. SCHULTZ et P. M. SARRADIN : A dual sensor device to estimate fluid flow velocity at diffuse hydrothermal vents. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, 56(11):2065–2074, nov. 2009. ISSN 0967-0637.
- M. P. SCHOEN, J. HALS et T. MOAN : Wave Prediction and Robust Control of Heaving Wave Energy Devices for Irregular Waves. *IEEE Transactions on Energy Conversion*, 26(2):627–638, juin 2011. ISSN 1558-0059. Conference Name : IEEE Transactions on Energy Conversion.

- J.-P. SCHON, T. FOURNEL et C. FOURNIER : Mesures de caractéristiques d'écoulement par imagerie numérique. *Techniques de l'ingénieur Caractérisation des fluides*, base documentaire : TIB540DUO.(ref. article : r2162):22, 2007. Publisher : Editions T.I. Type : base documentaire \_eprint : base documentaire : TIB540DUO.
- B. R. SEIFFERT et G. DUCROZET : Simulation of breaking waves using the high-order spectral method with laboratory experiments : wave-breaking energy dissipation. *Ocean Dynamics*, 68(1):65–89, jan. 2018. ISSN 1616-7228.
- B. R. SEIFFERT, G. DUCROZET et F. BONNEFOY : Simulation of breaking waves using the high-order spectral method with laboratory experiments : Wave-breaking onset. *Ocean Modelling*, 119:94–104, nov. 2017. ISSN 1463-5003.
- A. SERGEEVA et A. SLUNYAEV : Natural Hazards and Earth System Sciences. *Rogue waves*, p. 14, 2013.
- A. SIMANESEW, K. TRULSEN, H. E. KROGSTAD et J. C. NIETO BORGE : Surface wave predictions in weakly nonlinear directional seas. *Applied Ocean Research*, 65:79–89, avr. 2017. ISSN 0141-1187.
- SONTEK : Acoustic Doppler Profiler (ADP®) Principles of Operation, nov. 2000.
- SONTEK : Acoustic Doppler Profiler (ADP®) and Mini-ADP® Systems. Brochure S22-01-0417, 2017.
- H. U. SVERDRUP et W. H. MUNK : *Wind, Sea and Swell : Theory of Relations for Forecasting*. Num. 601. U.S. Navy Hydrographic Office, Washington, u.s. navy hydrographic office édn, 1947. Google-Books-ID : LxtSAQAAMAAJ.
- M. TANAKA : A method of studying nonlinear random field of surface gravity waves by direct numerical simulation. *Fluid Dynamics Research*, 28(1):41, jan. 2001. ISSN 1873-7005. Publisher : IOP Publishing.
- TELEDYNE RD INSTRUMENTS INC. : Acoustic Doppler Current Profiler Principles of Operation A Practical Primer, 2011.
- E. TERRAY, B. BRUMLEY et B. STRONG : Measuring waves and currents with an upward-looking ADCP. *In Proceedings of the IEEE Sixth Working Conference on Current Measurement (Cat. No.99CH36331)*, p. 66–71, mars 1999.
- THE WAMDI GROUP : The WAM Model—A Third Generation Ocean Wave Prediction Model. *Journal of Physical Oceanography*, 18(12):1775–1810, déc. 1988. ISSN 0022-3670. Publisher : American Meteorological Society.
- J. THOMSON, B. POLAGYE, V. DURGESH et M. C. RICHMOND : Measurements of Turbulence at Two Tidal Energy Sites in Puget Sound, WA. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 37(3):363–374, juil. 2012. ISSN 1558-1691. Conference Name : IEEE Journal of Oceanic Engineering.
- A. TOFFOLI, O. GRAMSTAD, K. TRULSEN, J. MONBALIU, E. BITNER-GREGERSEN et M. ONORATO : Evolution of weakly nonlinear random directional waves : laboratory experiments and numerical simulations. *Journal of Fluid Mechanics*, 664:313–336, déc. 2010. ISSN 1469-7645, 0022-1120.
- A. TOFFOLI, M. ONORATO, E. BITNER-GREGERSEN, A. R. OSBORNE et A. V. BABANIN : Surface gravity waves from direct numerical simulations of the Euler equations : A comparison with second-order theory. *Ocean Engineering*, 35(3):367–379, mars 2008. ISSN 0029-8018.

- H. L. TOLMAN : A Third-Generation Model for Wind Waves on Slowly Varying, Unsteady, and Inhomogeneous Depths and Currents. *Journal of Physical Oceanography*, 21(6):782–797, juin 1991. ISSN 0022-3670, 1520-0485. Publisher : American Meteorological Society Section : Journal of Physical Oceanography.
- G. R. TOMASICCHIO : Capabilities and limits for ADVP measurements of breaking waves and bores. *Coastal Engineering*, 53(1):27–37, jan. 2006. ISSN 0378-3839.
- K. TRULSEN : Spatial evolution of water surface waves. *In Proc. Ocean Wave Measurement and Analysis, Fifth International Symposium WAVES*, p. 1–10, 2005.
- K. TRULSEN et K. B. DYSTHE : A modified nonlinear Schrödinger equation for broader bandwidth gravity waves on deep water. *Wave Motion*, p. 9, 1996.
- K. TRULSEN, I. KLIAKHANDLER, K. B. DYSTHE et M. G. VELARDE : On weakly nonlinear modulation of waves on deep water. *Physics of Fluids*, 12(10):2432–2437, sept. 2000. ISSN 1070-6631. Publisher : American Institute of Physics.
- K. TRULSEN et C. T. STANSBERG : Spatial Evolution of Water Surface Waves : Numerical Simulation And Experiment of Bichromatic Waves. International Society of Offshore and Polar Engineers, jan. 2001.
- K. UENO et N. KOHNO : The development of the third generation wave model MRI-III for operational use. *In Proc. 8th International Workshop on Wave Hindcasting and Forecasting and Coastal Hazard Symposium*, vol. 2, p. 1–7, 2004.
- B. VERMEULEN, A. J. F. HOITINK et M. G. SASSI : Coupled ADCPs can yield complete Reynolds stress tensor profiles in geophysical surface flows. *Geophysical Research Letters*, 38(6):n/a–n/a, mars 2011. ISSN 00948276.
- B. WANG, Q. LIAO, J. XIAO et H. A. BOOTSMA : A Free-Floating PIV System : Measurements of Small-Scale Turbulence under the Wind Wave Surface. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 30(7):1494–1510, juil. 2013. ISSN 0739-0572. Publisher : American Meteorological Society.
- Z. WATRAL, J. JAKUBOWSKI et A. MICHALSKI : Electromagnetic flow meters for open channels : Current state and development prospects. *Flow Measurement and Instrumentation*, 42:16–25, avr. 2015. ISSN 0955-5986.
- B. J. WEST, K. A. BRUECKNER, R. S. JANDA, D. M. MILDER et R. L. MILTON : A new numerical method for surface hydrodynamics. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 92(C11):11803–11824, 1987. ISSN 2156-2202.
- G. WU : *Direct simulation and deterministic prediction of large-scale nonlinear ocean wave-field*. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2004.
- W. XIAO, Y. LIU, G. WU et D. K. P. YUE : Rogue wave occurrence and dynamics by direct simulations of nonlinear wave-field evolution. *Journal of Fluid Mechanics*, 720:357–392, avr. 2013. ISSN 0022-1120, 1469-7645. Publisher : Cambridge University Press.
- Z.-J. YOU : The statistical distribution of nearbed wave orbital velocity in intermediate coastal water depth. *Coastal Engineering*, 56(8):844–852, août 2009. ISSN 0378-3839.
- V. E. ZAKHAROV : Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of a deep fluid. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 9(2):190–194, mars 1968. ISSN 1573-8620.

- H. ZHANG, G. DUCROZET, M. KLEIN et C. GUEDES SOARES : An experimental and numerical study on breather solutions for surface waves in the intermediate water depth. *Ocean Engineering*, 133:262–270, mars 2017. ISSN 0029-8018.
- J. ZHANG, I. PRISLIN, J. YANG et J. WEN : Deterministic wave model for short-crested ocean waves : Part II. Comparison with laboratory and field measurements. *Applied Ocean Research*, 21(4):189–206, août 1999a. ISSN 0141-1187.
- J. ZHANG, J. YANG, J. WEN, I. PRISLIN et K. HONG : Deterministic wave model for short-crested ocean waves : Part I. Theory and numerical scheme. *Applied Ocean Research*, 21(4):167–188, août 1999b. ISSN 0141-1187.
- J. ZHANG, L. CHEN, M. YE et R. E. RANDALL : Hybrid wave model for unidirectional irregular waves—part I. Theory and numerical scheme. *Applied Ocean Research*, 18(2):77–92, avr. 1996. ISSN 0141-1187.

---

**Titre :** Prédiction déterministe de houle par mesure du profil de vitesse

**Mots clés :** hydrodynamique ; houle ; prédiction déterministe ; énergie des vagues ; ondes non-linéaires

**Résumé :** Cette thèse présente une nouvelle méthode pour la prédiction déterministe de houle, capable de décrire précisément l'évolution d'états de mer non-linéaires tout en conservant des temps de calculs raisonnables. Une attention particulière est portée à la qualité de l'information sur la phase des vagues.

Contrairement aux approches classiques qui reposent sur des mesures d'élévation de surface libre, les informations sur l'état de mer incident sont ici collectées sous la forme de profils instantanés de vitesse horizontale dus aux vagues, en amont de la zone d'intérêt. Le renseignement de cette information cinématique dans un modèle non-linéaire de propagation reposant sur une approche pseudo-spectrale permet de s'affranchir de l'étape d'assimilation de données habituellement requise dans ce genre de modèle, allégeant le temps de calcul en conservant la qualité de prédiction.

Ce travail présente un diagnostic de faisabilité de cette méthode en houle unidirectionnelle.

En l'absence d'instrumentation idéale pour la mesure de profils instantanés de vitesse horizontale, une méthode originale est développée pour reconstruire cette information à partir de mesures de profileurs acoustiques de courant à effet Doppler (ADCP), étendant ainsi le champ actuel d'application de ces instruments.

Des études numériques de sensibilité évaluent ensuite la qualité de la prédiction obtenue pour diverses configurations de mesures et états de mers.

On présente pour finir les essais en bassin conduits à Centrale Nantes, qui constituent la validation expérimentale de la méthode. Les résultats numériques et expérimentaux obtenus font de celle-ci une piste prometteuse.

---

**Title :** Deterministic sea wave prediction using velocity profile measurements

**Keywords :** hydrodynamics ; deterministic sea wave prediction ; wave energy ; nonlinear waves

**Abstract :** This PhD thesis presents a new method for deterministic sea wave prediction, able to accurately describe the evolution of non-linear sea states while keeping the computation time reasonable. Particular attention is paid to the quality of the wave phase information.

Contrary to classical approaches relying on free surface elevation measurements, information on the incident sea state is collected here in the form of instantaneous horizontal wave velocity profiles upstream of the area of interest.

This kinematic information is used in a nonlinear propagation model based on a pseudo-spectral approach, allowing to avoid the data assimilation step usually required in this kind of model. This greatly reduces the computation time while maintaining the prediction quality.

This work presents a feasibility study of this method for long-crested waves.

In the lack of an instrumentation dedicated to the measurement of instantaneous horizontal velocity profiles, an original method is developed to reconstruct this information from acoustic Doppler current profiler (ADCP) measurements, thus extending the current application scope of these sensors.

Numerical sensitivity studies then evaluate the quality of the prediction obtained for various measurement configurations and sea states.

Lastly, we present the trials conducted in Centrale Nantes' towing tank, which provide an experimental validation of the method for unidirectional waves. The good numerical and experimental results obtained make this method a promising approach.