



**HAL**  
open science

# Etude de vagues extrêmes se propageant d'une profondeur intermédiaire vers le rivage

Iskander Abroug

► **To cite this version:**

Iskander Abroug. Etude de vagues extrêmes se propageant d'une profondeur intermédiaire vers le rivage. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Normandie Université, 2019. Français. NNT : 2019NORMLH32 . tel-02510976

**HAL Id: tel-02510976**

**<https://theses.hal.science/tel-02510976>**

Submitted on 18 Mar 2020

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

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



Normandie Université

## THESE

**Pour obtenir le diplôme de doctorat**

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

**Préparée au sein de l'université du Havre**

# Etude des vagues extrêmes se propageant d'une profondeur intermédiaire vers le rivage

**Présentée et soutenue par  
Iskander ABROUG**

le 02/12/2019 devant le jury composé de		
Julien Touboul	Maître de conférence, HDR, Université de Toulon	Rapporteur
Michel Benoit	Professeur des universités, Institut de recherche sur les phénomènes hors équilibre (irphé) et Ecole centrale de Marseille	Rapporteur
Xavier Bertin	Directeur de recherche CNRS, Université de la Rochelle	Examineur
Denys Dutykh	Chargé de recherche CNRS, Université de Savoie Mont-Blanc	Examineur
Nadia Sénéchal	Professeur des universités, Université de Bordeaux	Présidente
Nizar Abcha	Maître de conférences, Université de Caen Normandie	Co-encadrant
Armelle Jarno	Maître de conférences, Université Le Havre Normandie	Co-encadrante
François Marin	Professeur des universités, Université Le Havre Normandie	Directeur de thèse

**Thèse dirigée par François MARIN, laboratoire LOMC UMR 6294**

**Co-encadrée par Nizar ABCHA, laboratoire M2C UMR CNRS 6143**

**Co-encadrée par Armelle JARNO, laboratoire LOMC UMR CNRS 6294**





# Remerciements

Mes premiers remerciements s'adressent à mes encadrants. Je voudrais remercier tout d'abord mon directeur de thèse, François Marin, Professeur à l'université du Havre, avec qui j'ai travaillé avec un grand plaisir. Je souhaite lui exprimer mon remerciement pour son respect et son soutien durant les trois années de thèse. Je le remercie pour la confiance qu'il m'a accordé en me laissant une grande autonomie qui m'a permis de progresser et tout en étant très présent tout le long de la thèse. Merci aussi pour les relectures des différents chapitres du manuscrit et des articles.

Je tiens à exprimer ma gratitude à mon encadrante Armelle Jarno, enseignante à l'université du Havre. Merci pour son suivi mené avec une attention pointilleuse en particulier dans la rédaction de la thèse et de l'article. Ses remarques importantes ont eu des impacts significatifs sur la qualité du manuscrit, en particulier en ce qui concerne l'organisation et l'ordre des idées. Mes remerciements s'adressent également à Nizar Abcha, enseignant chercheur à l'université de Caen, pour l'encadrement de ma thèse. Je le remercie de m'avoir fait bénéficier de son expérience dans le domaine de la mécanique des fluides. Merci de m'avoir fait familiariser avec le matériel expérimental utilisé. Merci aussi de m'avoir appris à progresser sur le plan personnel. Merci pour sa disponibilité et pour son soutien dans les moments difficiles malgré les problèmes personnels qu'il a vécu durant ma deuxième et troisième année de thèse.

Je remercie les deux rapporteurs, Michel Benoit et Julien Touboul, pour avoir accepté de juger mon travail et pour tous les commentaires très constructifs qui ont sans doute amélioré la qualité de la version finale du manuscrit. Je remercie également Nadia Sénéchal, Xavier Bertain et Denys Dutykh d'avoir accepté à la participation au jury de ma soutenance de thèse.

Je voudrais remercier particulièrement Denys Dutykh qui m'a fait bénéficier du code de calcul numérique 'mPeregrine'. Les résultats numériques ont contribué d'une manière importante à la qualité du travail effectué.

Je tiens ensuite à remercier chaleureusement Laurent Froideval, Xavier Pellerin Le-bas et Charlotte Déliré pour leur bonne humeur et pour les nombreuses discussions que nous avons pu avoir. Merci de m'avoir fait découvrir la série STAR WARS. Je remercie tous les doctorants qui contribuent à la bonne ambiance régnant dans le laboratoire M2C. Durant les trois années, j'ai aussi passé de très bons moments en compagnie de Christophe Conessa, Ilan Robin, Paul Ternon, Sahar Seifi, Noémie Baux, Alissia Rieux, Beatriz Boulloza Allariz, Guiomar Lopez, Khalil Traoré, Thomas Chevallier, Elise Grenard-Grand, Franck Garestier, Pierre Weill, Salomé Andrés, Ottman Khalfaoui, Yoann Lebars, Feddy Adong, Hans Gunno, Samira Housseini, Nathan Fillatre. J'en profite aussi pour remercier Dominique Mouazé, enseignant à l'université de Caen, pour les nombreuses discussions scientifiques et non-scientifiques (en

particulier sur le foot) qu'on a eu ensemble. Merci aussi pour les remarques et les conseils pertinents quelques jours avant la soutenance.

Je n'oublie pas de remercier d'une façon générale tous les membres du laboratoire M2C. Je remercie en particulier l'ingénieur d'étude, Laurent Perez, pour sa gentillesse et sa disponibilité. Il a consacré tout son temps pour réparer une panne technique qui a affecté la commande du générateur de vagues. Grâce à lui, j'ai réussi à finir mes manipulations dans le temps imparti. J'adresse pour finir des remerciements sincères à toute l'équipe du laboratoire M2C Caen : Marie Pierre Bouet, Frank Ielong, Christophe Marie, Valérie Cassado, Laurent Benoit, Magalie Legrain.

Je remercie chaleureusement Thomas Tallec et Marie Martinot, que j'ai eu l'honneur de co-encadrer pendant leur période de stage au laboratoire M2C Caen. Leur sérieux et leur motivation m'ont sans doute aidé à faire avancer mes travaux, en particulier en ce qui concerne la partie traitement de signal.

Merci aussi à tous les gens qui ont pu se déplacer et assister à ma soutenance de thèse qui s'est déroulé au Havre. Je remercie en particulier Ilan Robin qui a été présent malgré que son père était hospitalisé le jour même de la soutenance. Je pense entre autres à Xavier, Charlotte, Laurent, Christophe, Rachid Makhoulfi, Pierre Weil, Laurent Perez, Mohamed Issaoui, Paul Ternon, Ottman Khalfaoui, Mohammed Baatout, Siwar Ben Amor et le petit Zayn Baatout. J'en profite aussi pour remercier toute la famille Baatout pour le soutien moral.

Merci infiniment aux différents membres de ma famille et en particulier, mon père Abderrazak, ma mère Nabiha et ma sœur Sabrine. En grande partie, c'est grâce à eux que j'ai réussi. Merci pour toutes les sacrifices qu'ils ont fait dès mon enfance jusqu'à aujourd'hui. Je me sens vraiment fier d'appartenir à cette famille et j'espère que j'étais à la hauteur de ce qu'ils ont fait pour moi. Une personne aussi importante dans tout ça ! mon chère grand-père. Merci pour tout, 'Baya l'Monji'. Merci également à mes deux grand-mère.

Enfin, une pensée particulière pour celle qui a partagé les durs instants et les moments de stress. Merci Sonia, pour avoir été présente à chaque fois pour le soutien moral. Merci pour les relectures approfondies des deux articles publiés dans des revues internationales. J'espère être à la hauteur pour te rendre encore plus heureuse les années qui viennent.

# Table des matières

Introduction générale.....	i
1. Les tsunamis .....	i
2. Les vagues scélérates.....	ii
3. Houles tempétueuses.....	iv
4. Contexte scientifique .....	viii
1. Etude bibliographique .....	11
1. 1. Caractéristiques des vagues.....	11
1. 2. Houle de Stokes .....	13
1. 3. Houle irrégulière .....	14
1. 3. 2. Spectre de Pierson-Moskowitz.....	14
1. 3. 3. Spectre de JONSWAP .....	15
1. 4. Vague solitaire .....	16
1. 4. 1. Modèles théoriques d'ondes solitaires .....	18
1. 4. 2. Déferlement des vagues.....	20
1. 4. 3. Runup des vagues solitaires .....	23
1. 5. Focalisation dispersive .....	26
1. 5. 1. Définition.....	26
1. 5. 2. Méthodes de génération CWA et CWS .....	28
1. 5. 3. Autres méthodes de génération .....	30
1. 6. Analyse et caractérisation des trains de vagues irréguliers .....	32
1. 6. 1. Variation spatiale des paramètres caractéristiques d'un train d'ondes... ..	32
1. 6. 2. Dissipation de l'énergie sur le fond plat.....	34
1. 6. 3. Variation spatiale de l'énergie spectrale et transferts d'énergie .....	35
1. 6. 4. Evolution spatiale des paramètres de formes .....	40
1. 6. 5. Spectres d'ordre supérieur.....	43
1. 6. 6. Runup des vagues focalisées.....	46

1. 7. Modélisation numérique .....	48
1. 7. 1. Revue bibliographique .....	48
1. 7. 2. Choix du modèle numérique .....	49
1. 7. 3. Éléments principaux du modèle numérique (mPeregrine).....	50
1. 8. Synthèse .....	53
2. Matériel et méthodes .....	55
2. 1. Introduction .....	55
2. 2. Dispositif expérimental et matériel de mesure .....	56
2. 2. 1. Canal à houle .....	56
2. 2. 2. Sondes résistives .....	58
2. 2. 3. Dispositif de visualisation et traitement d'image .....	59
2. 3. Transformation de Fourier rapide .....	62
2. 4. Transformation en ondelettes .....	64
2. 4. 1. Définition .....	64
2. 4. 2. Bicohérence .....	65
2. 5. Diagramme spatio-temporel (DST) .....	69
2. 6. Paramètres caractéristiques de l'onde solitaire .....	70
2. 7. Paramètres caractéristiques d'un train d'ondes .....	72
2. 7. 1. Paramètre local d'un train d'ondes.....	72
2. 7. 2. Fréquence caractéristique.....	73
2. 8. Partitionnement en régions fréquentielles .....	74
2. 9. Spectrogrammes .....	77
2. 10. Synthèse.....	77
3. Ondes solitaires .....	79
3. 1. Introduction .....	79
3. 2. Génération de l'onde solitaire .....	80
3. 2. 1. Forme de l'onde solitaire .....	80
3. 3. Le shoaling de l'onde solitaire .....	83
3. 4. Le processus de déferlement des vagues solitaires .....	85
3. 5. Le processus du runup des vagues solitaires .....	88

3. 5. 1. Résultats expérimentaux et comparaison avec des formulations théoriques	88
3. 5. 2. Résultats de la simulation numérique	92
3. 6. Synthèse	96
4. Trains d'ondes gaussiens	99
4. 1. Introduction	99
4. 2. Génération des trains d'ondes gaussiens	100
4. 3. Variation spatiale de la fréquence de pic	103
4. 4. Variation spatiale de la fréquence caractéristique	105
4. 5. Variation spatiale de l'énergie et transferts énergétiques	107
4. 5. 1. Partitionnement fréquentiel des régions spectrales	107
4. 5. 2. Variation spatiale de l'énergie spectrale dans les différentes régions	109
4. 6. Variation spatiale des paramètres de forme	113
4. 7. Variation spatiale des interactions non-linéaires entre les composantes fréquentielles	117
4. 8. Résultats de la simulation numérique et discussion	123
4. 8. 1. Introduction	123
4. 8. 2. Variation spatiale de la fréquence de pic	123
4. 8. 3. Variation spatiale de l'énergie spectrale et transferts énergétiques	125
4. 8. 4. Variation spatiale des paramètres de forme	126
4. 9. Synthèse	127
5. Trains d'ondes non-gaussiens	131
5. 1. Introduction	131
5. 2. Génération des trains d'ondes non-Gaussiens	132
5. 3. Variation spatiale de la fréquence de pic ( $f_p$ )	134
5. 4. Variation spatiale de la fréquence caractéristique ( $f_s$ )	135
5. 5. Variation spatiale de l'énergie sur le fond plat	137
5. 6. Variation spatiale de l'énergie spectrale et transferts d'énergie	139
5. 6. 1. Partitionnement fréquentiel des régions spectrales	139
5. 6. 2. Variation spatiale de l'énergie spectrale dans les différentes régions	139



5. 7. Evolution spatiale des paramètres de forme.....	145
5. 8. Evolution spatiale de la bicohérence .....	148
5. 8. 1. Cas d'un train d'ondes de JONSWAP de faible $S_0$ .....	148
5. 8. 1. Cas d'un train d'ondes de JONSWAP de forte $S_0$ .....	149
5. 8. 1. Cas d'un train d'onde de Pierson-Moskowitz .....	153
5. 9. Résultats de la simulation numérique et discussions.....	155
5. 9. 1. Variation spatiale de la fréquence de pic.....	156
5. 9. 2. Variation spatiale de l'énergie spectrale et transferts énergétiques .....	157
5. 9. 3. Variation spatiale des paramètres de forme .....	158
5. 10. Synthèse.....	160
6. Conclusions et perspectives .....	163
Références .....	169
Liste des figures .....	187
Liste des tableaux .....	194
Annexes .....	195
A. Physical Modelling Of Extreme Waves: Gaussian Wave Groups And Solitary Waves In The Nearshore Zone .....	197
B. Experimental and numerical study of the propagation of focused wave groups in the nearshore zone .....	213

# Liste des symboles

$ S(f) ^2$	: Module de la transformée de Fourier
$\langle \eta \rangle$ [m]	: Moyenne spatiale de la hauteur de la vague
$\Delta f$ [Hz]	: Largeur spectrale
$\Delta t$ [s]	: Temps de répétition
$A_0$ [m]	: Amplitude de l'onde solitaire à 3 mètres du générateur de vagues
$A_1$	: Amplitude de l'onde solitaire à une position quelconque sur la pente
$a_1, a_2, a_3$ [s]	: Facteur de dilatation/ échelle pseudo-fréquentielle dans le calcul des ondelettes
$A_b$	: Amplitude de déferlement
$A_p$ [m]	: Amplitude de l'onde solitaire au pied de la pente
$A_s$ [m]	: Amplitude de l'onde solitaire à un endroit quelconque du canal à houle
$b(a_1, a_2)$	: Densité bispectrale
$b^2(a_1, a_2)$	: Bicohérence
$c_m$ [m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ]	: Coefficient de frottement de Manning
$C_{gr}$ [m/s]	: Vitesse du groupe d'un train d'ondes
$E_0$	: Energie totale adimensionnée par $E_{01}$ à $x$ quelconque du générateur de vagues.
$E_{01}$	: Energie totale à $x = 4$ m du générateur de vagues
$E_1$	: Energie adimensionnée par $E_{01}$ dans la zone de pic à $x$ quelconque du générateur de vagues
$E_2$	: Energie adimensionnée par $E_{01}$ dans la zone de transfert à $x$ quelconque du générateur de vagues
$E_3$	: Energie adimensionnée par $E_{01}$ dans la zone des hautes fréquences à $x$ quelconque du générateur de vagues
$E_4$	: Energie adimensionnée par $E_{01}$ dans la zone des basses fréquences à $x$ quelconque du générateur de vagues
$E_s$	: Energie adimensionnelle de l'onde solitaire
$F(f)$	: Transformée de Fourier
$f_1, f_2$ [Hz]	: Fréquences de coupure
$f_c$ [Hz]	: Fréquence centrale
$f_p$ [Hz]	: Fréquence de pic
$f_{p0}$ [Hz]	: Fréquence de pic déterminée en $x = 4$ m
$f_s$ [Hz]	: Fréquence caractéristique
$f_{s0}$ [Hz]	: Fréquence caractéristique déterminée en $x = 4$ m
$g$ [cm/s <sup>2</sup> ]	: Accélération de la pesanteur

$h_0$ [m]	: Hauteur d'eau sur le fond plat
$h_b$	: Hauteur locale de déferlement
$k$ [ $m^{-1}$ ]	: Nombre d'onde
$k_s$ [ $m^{-1}$ ]	: Nombre d'onde caractéristique
$M$	: La plus grande échelle (dans le calcul des ondelettes)
$N$	: Nombre de points dans un signal temporel (Nombre de mailles dans la simulation numérique)
$R$ [m]	: runup
$s_0$	: Paramètre de non-linéarité de Grilli et al. (1997)
$S_0$	: Paramètre local d'un train d'ondes (Calculé à 4 mètres du générateur de vagues)
$V_s$ [m/s]	: Vitesse de l'onde solitaire
$x$ [m]	: Distance par rapport au générateur de vagues
$x_b$ [m]	: Distance de déferlement par rapport au générateur de vagues
$\beta$ [rad]	: Angle de la pente
$\gamma$	: Coefficient d'élancement pour le spectre de JONSWAP
$\delta$	: Facteur d'échelle dans le calcul des ondelettes
$\varepsilon'$	: Non-linéarité de l'onde solitaire à 4 mètres du générateur de vagues
$\varepsilon$	: Non-linéarité de l'onde solitaire au pied de la pente
$\eta$ [m]	: Déplacement de la surface libre
$\lambda_3$	: Asymétrie verticale du déplacement de la surface libre
$\lambda_4$	: Aplatissement du déplacement de la surface libre
$\rho$ [ $Ks/m^3$ ]	: Masse volumique de l'eau
$\tau$ [m]	: Facteur de translation dans le calcul des ondelettes
$\tau_s$ [s]	: Durée de l'onde solitaire
$\Phi$ [rad]	: Phase à la focalisation

# Introduction générale

Les vagues extrêmes sont des vagues de très grande amplitude. Elles représentent un phénomène imprévisible et irrégulier. Il s'agit d'un processus qui fait intervenir des interactions non linéaires assez complexes à l'échelle des vagues (Kharif et al. (2009)) et qui peut se produire dans les eaux profondes et peu profondes, avec et sans courant (Touboul et Kharif (2015)). Depuis les années 70, les océanographes ont réussi à prouver leur existence grâce aux observations effectuées par les industries pétrolières et maritimes. Des observations récentes par satellite ont également mis en évidence leur présence à l'échelle du globe. La communauté scientifique cherche désormais à mieux comprendre et appréhender de tels phénomènes dans le but de mieux y faire face. Selon la littérature, il existe plusieurs types de vagues extrêmes.

## 1. Les tsunamis

Le tsunami représente la vague extrême la plus médiatisée. Son apparition est due au déplacement brusque et brutal d'une importante masse d'eau (Roy (2014)). La vague de tsunami, qui possède une longueur d'onde pouvant atteindre une centaine de kilomètres, se propage à une vitesse importante qui peut dépasser 800 km/h. Quand le tsunami s'approche de la zone côtière, il perd en vitesse mais gagne beaucoup en hauteur (quelques dizaines de mètres). Plusieurs mécanismes naturels peuvent engendrer l'apparition des tsunamis tels que les glissements de terrain, les éruptions volcaniques ou encore les séismes (magnitude > 7).



Figure i. Image satellites de Kalutara, Sri Lanka avant et après le passage du tsunami, le 26 décembre 2004. Source, site de la NASA, Earthquake Satellite Imagery

Le tsunami qui s'est produit dans l'océan indien le 26 décembre 2004 représente le tsunami le plus meurtrier de l'histoire. Le bilan en vies humaines était de l'ordre de 250000 personnes. Il a frappé les côtes de l'Indonésie, du Sri Lanka (Figure i) et du sud de l'Inde. Il

avait pour origine un tremblement de terre (de magnitude 9.3) qui s'est produit au large de l'Indonésie. La carte des hauteurs atteintes montre que le littoral indonésien a été frappé par des vagues de hauteur 10-20 m (Figure ii).

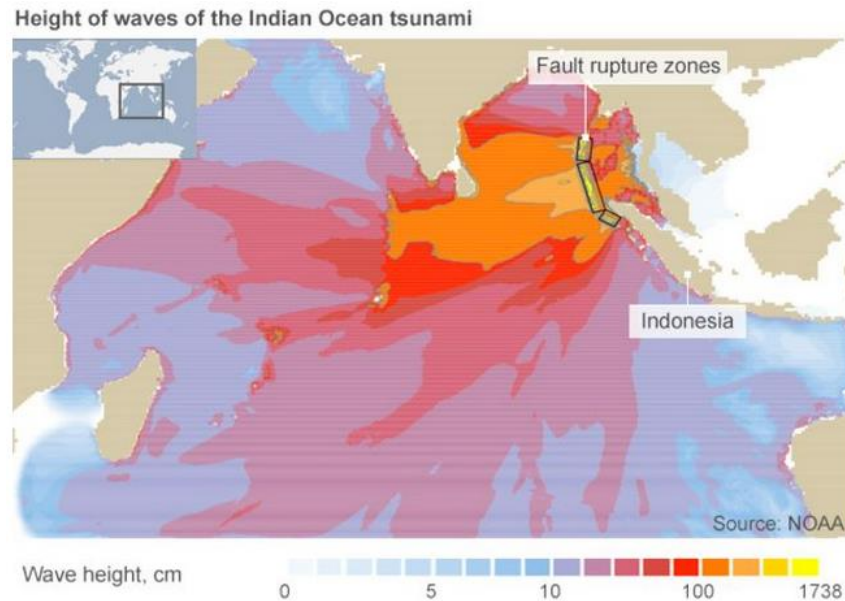


Figure ii. Carte des hauteurs atteintes. Source, NOAA Pacific Marine Environmental Laboratory

## 2. Les vagues scélérates

Les vagues scélérates représentent un autre type de vagues extrêmes. Il s'agit de vagues océaniques de grandes hauteurs. Une vague est dite scélérate si son hauteur crête creux est supérieur à deux fois la hauteur significative des vagues d'un état de mer donné (Haver et Anderson (2000), Dysthe et al. (2008)). Ce sont aussi les vagues ayant des hauteurs supérieures à celles prévues par la distribution de Rayleigh. En d'autres termes, il s'agit de vagues ayant une distribution de hauteurs qui s'écarte de celle d'une loi normale. De nombreux mécanismes à l'origine des vagues scélérates ont été présentés dans la littérature. Ils ont été décrits par Kharif et Pelinovsky (2003), Kharif et al. (2009), Didenkulova et al. (2010) et plus récemment par Onorato et al. (2013), Adcock et al. (2014) et Zhang et al. (2019).

La variation de la bathymétrie et du courant, et leur influence sur la vitesse, la hauteur et la direction de propagation de la houle, sont parmi les processus qui peuvent engendrer l'apparition des vagues scélérates. En d'autres termes, les inhomogénéités présentes dans le milieu de propagation peuvent amener à former des points de focalisation d'énergie. Un courant opposé à la direction de propagation de la houle peut également engendrer la formation d'une singularité importante (Cavaleri et al. (2012)).

Un autre processus de formation des vagues scélérates est la focalisation dispersive de trains d'ondes linéaires. Ce processus s'appuie sur le fait que les vagues longues, initialement

situées derrière les vagues courtes, se propagent à une vitesse plus grande et par la suite toutes les composantes se focalisent au même point de l'espace pour former une singularité énergétique importante (Baldock et al. (1996) ; Pelinovsky et al. (2000)).

Récemment, il est apparu que le processus d'instabilité modulationnelle, mise en évidence par Benjamin & Feir (1967), constitue aussi un phénomène qui peut engendrer des vagues scélérates. La modulation d'un train d'ondes est le résultat d'un échange d'énergie entre la composante fondamentale et les composantes voisines (Henderson et al. (1999) ; Zakharov (1966) ; Zakharov (1968) ; Zakharov et Ostrovsky (2009)). Le paquet d'ondes subit une série de modulations et de démodulations, connues sous le nom de récurrence de Fermi-Pasta-Ulam. Au maximum de cette récurrence, une vague scélérate peut se former (Osborne et al. (2000) ; Slunyaev et al. (2002)). Dans le cas bidimensionnel, l'instabilité modulationnelle n'existe pas pour  $kh < 1.363$  (avec  $k$  le nombre d'onde et  $h$  la profondeur d'eau) (Janssen et al. (2007) ; Fedele et al. (2019)). En d'autres termes, ce phénomène est peu probable dans le cas des trains d'ondes se propageant dans une eau de faible profondeur. Dans le cas tridimensionnel, l'instabilité modulationnelle peut avoir lieu même à une profondeur inférieure à la valeur critique de  $kh = 1.363$  (Toffoli et al. (2013) ; Fedele et al. (2019)).

Une des premières personnes qui a observé ce phénomène et l'a relaté est Dumont d'Urville, capitaine et officier naval d'une expédition en 1826. Ce dernier a dit avoir aperçu des vagues allant à 30 mètres de hauteur. Un siècle plus tard, le navire américain Ramapo a signalé avoir observé une vague de 34 mètres de haut au Pacifique Nord en 1933 (Draper 1964 ; Dennis et Wolff (1996)). Les membres d'équipage ont mesuré cette hauteur en alignant à la fois la crête de la vague avec l'horizon et aussi un point sur le mât du navire avec le fond du creux (Figure iii).

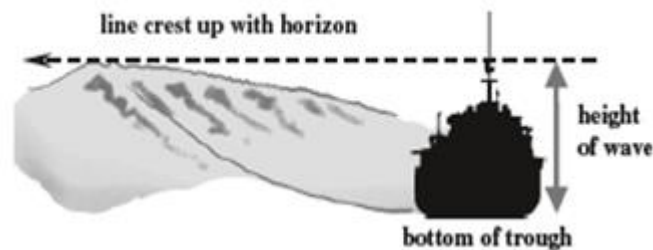


Figure iii. Détermination de la hauteur de la vague par le navire Ramapo (Draper (1964))

Quelques années plus tard, des enregistrements étonnants ont été obtenus le 1<sup>er</sup> janvier 1995 sur la plateforme pétrolière Draupner qui se trouve en Norvège en mer du Nord (Haver et Anderson (2000)). Ces enregistrements (Figure iv) montrent un pic anormalement élevé qui a surgit au milieu d'un champ de houle dont la hauteur significative est de l'ordre de  $H_s = 12$  m, la période caractéristique  $T_s = 12$  s et la longueur d'onde  $\lambda = 220$  m. Cette vague, appelée par la suite *vague du nouvel an*, possède une hauteur  $H = 25,6$  m et se propage à une profondeur d'eau

$h_0 = 70$  m (Haver et Anderson (2000)). Nous précisons que, dans un champ de houle donné, la hauteur significative  $H_s$  est la hauteur moyenne du tiers des vagues les plus hautes observées (approche vague par vague).

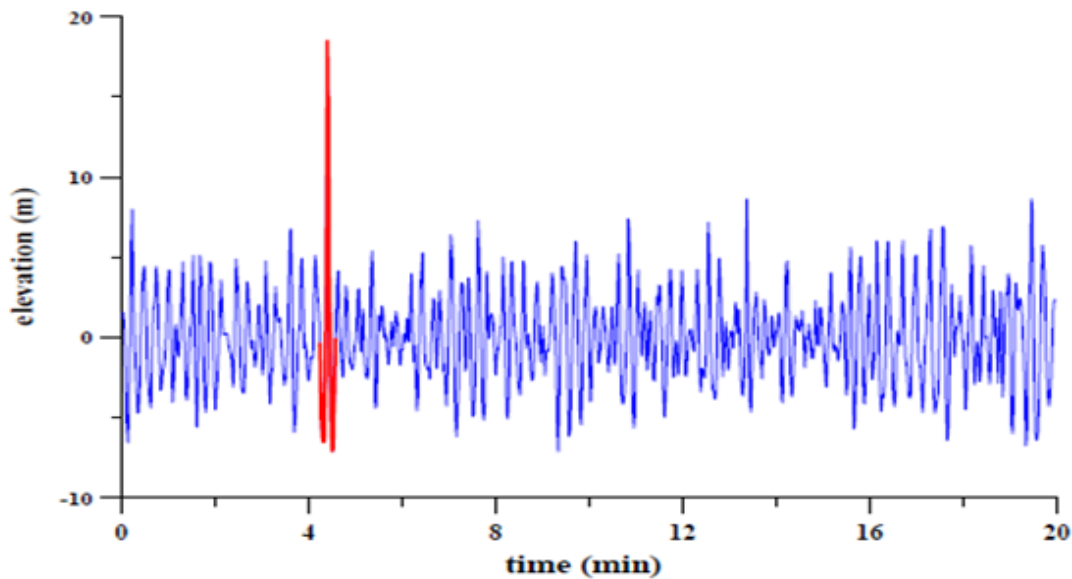


Figure iv. Enregistrement effectué sur la plateforme Draupner le 01/01/1995 (Haver and Anderson (2000))

Un mois plus tard, le paquebot Elizabeth a croisé une vague géante de 29 m dans l'Atlantique Nord en février 1995. Des vagues de 29 m de haut ont été aussi mesurées en 2000 par un navire britannique à côté du Rockall à l'ouest de l'Ecosse (Holliday et al. (2006)).

### 3. Houles tempétueuses

Il existe un autre type de vagues pouvant être meurtrières, ce sont les houles de tempêtes. Elles sont le résultat d'une augmentation importante du niveau de la mer causée par les vents ayant une dépression importante. D'une façon générale, l'apparition de ce type de vagues est associée aux cyclones, aux ouragans ou aux typhons (Wright et al. (1999); Harley (2017)).

Entre le 3 et le 6 octobre 2007, un enregistrement effectué par la bouée de Gueishantao à Taiwan pendant la période du typhon, montre la présence de pics anormalement élevés (au-delà de 25m) (Figure v). Selon Paul. C et al. (2009), il n'y a aucune corrélation entre les typhons et la présence des vagues extrêmes.

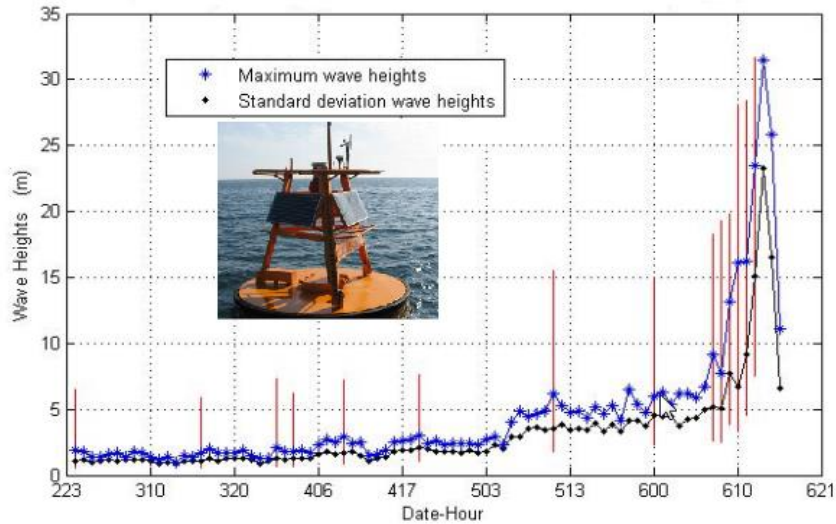


Figure v. Enregistrement effectué par la bouée de Guishanto entre le 3 et le 6 octobre 2007 (Paul. C et al. (2008))

Au niveau national, les vingt dernières années ont été marquées par de nombreuses tempêtes et catastrophes naturelles qui ont touché le littoral français. Lors de la tempête Klaus qui a touché le sud-ouest de la France (Janvier 2009), des houles de hauteur significative de l'ordre de 10m ont été enregistrées par des bouées positionnées le long du littoral (Liberato et al. (2011)). En février 2010, le littoral ouest français a été touché par Xynthia, la tempête qui représente l'évènement marquant de cette dernière décennie. Des hauteurs significatives entre 4 m et 7 m ont été mesurées dans les départements de la Charente-Maritime et de la Vendée. La tempête Xynthia provoque une surcote maximale enregistrée à la Rochelle de l'ordre 1,60 m (Bertin et al. (2015)). Cet évènement dramatique a été responsable de nombreux dégâts matériels qui s'élèvent à plus de 2 milliards d'euros (André et al. (2013)) et de 47 victimes, dont 41 liés à la submersion marine. Les figures vi et vii de l'BRGM (Bureau de Recherche Géologiques et Minières) (2010) montrent respectivement le débordement sur les zones portuaires provoquant la destruction de pontons et l'impact de l'érosion et de l'affouillement sur les bâtiments proches des côtes.





Figure vi. Dommages sur des structures portuaires (île de Ré, en Charente-Maritime, port de La Flotte (BRGM (2010))

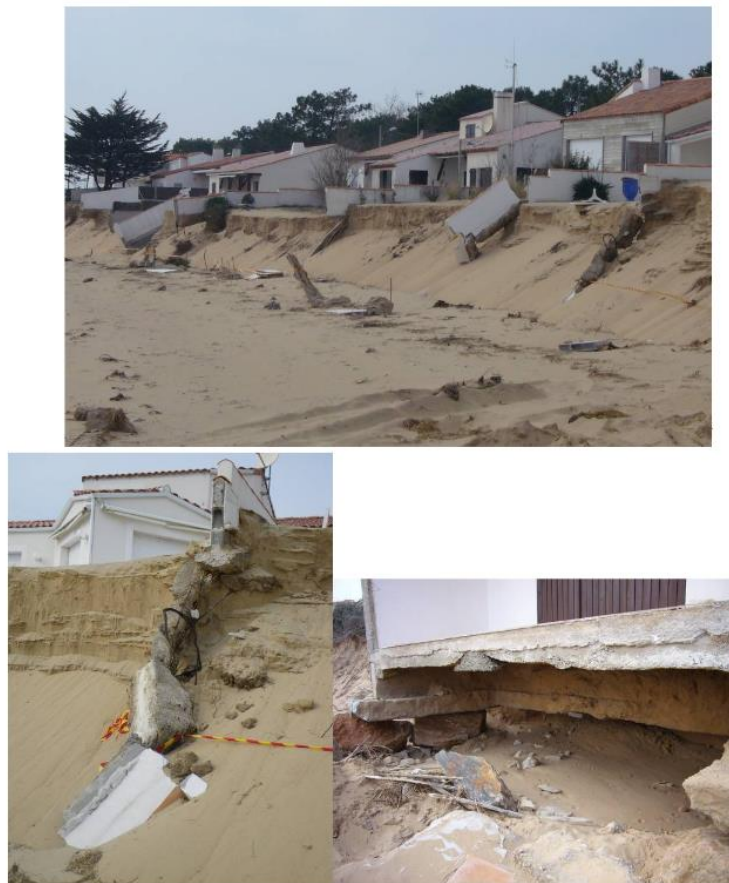


Figure vii. Dommages sur les bâtiments dus à l'érosion liée à l'action des vagues. Affouillement du terrain sableux (La Tranche-sur-Mer, en Vendée, BRGM (2010))

A l'échelle régionale, les rapports sur ces vagues sont liés principalement à des incidents qui ont eu lieu avec des navires. Le 20/02/2007 à 10h, un enregistrement effectué par la bouée

*La Carosse* du réseau Marel Seine, a mis en évidence un pic énorme correspondant à une hauteur de 11m par rapport à des vagues moyennes de l'ordre de 2m (Figure viii).

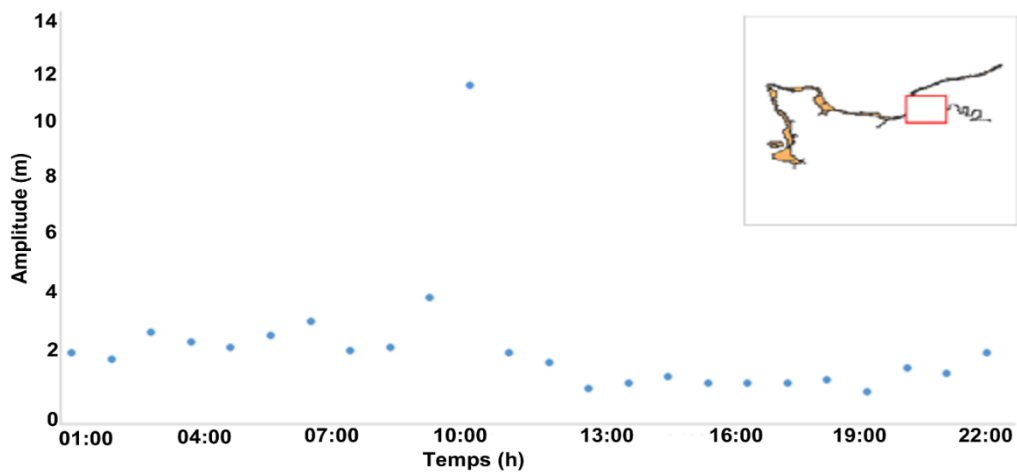


Figure viii: Enregistrement effectué par la bouée *La Carosse* du réseau Marel-Seine (enregistrement du 20/02/2007)). Emplacement selon WGS84 ; Longitude :0,025329, Latitude :49,484246 ; fichier fourni par Franck Jacqueline (Ifremer Port en Bessin).

Plus récemment, le 03/01/2018, la tempête Eleanor a balayé toute la Normandie avec des vents violents de 110-130 km/h. Des vagues puissantes de 3-4 m ont frappé les côtes d'Étretat (Figure ix). Sur son passage, cette tempête a fait un mort, 26 blessés et de nombreux dégâts matériels.



Figure ix: Tempête Eleanor (03/01/2018), Isabelle Simon/ SIPA

Le nombre d'accidents mentionnés par les médias augmente de plus en plus car les moyens de détection sont de plus en plus sophistiqués en comparant avec le passé. Une grande collection d'observations de vagues extrêmes, réalisée par des navires entre 1969 et 1994, se

trouvent dans le journal *Scientist Magazine* (Figure x, Lawton (2001)). Vingt-deux grands transporteurs ont été perdus entre 1969 et 1994 à cause de collisions avec des vagues géantes.



Figure x. Une collection d'observations de vagues extrêmes entre 1969 et 1994 (G. Lawton (2001)).

#### 4. Contexte scientifique

La compréhension du mécanisme de génération et la physique qui accompagne la propagation des vagues extrêmes présentent un grand centre d'intérêt pour la communauté scientifique. Plusieurs études expérimentales, théoriques et numériques ont été menées depuis des années dans le but de prédire ce que peut engendrer un tel phénomène et par la suite appréhender les risques qui ne menacent pas seulement les infrastructures côtières (Smith and Swan (2002)), mais aussi la vie humaine. Une approche stochastique est proposée dans la littérature pour étudier le processus d'apparition d'une vague extrême en évitant la résolution des équations dynamiques complexes (Touboul et Kharif (2015)). Dans un enregistrement de houle donné, chaque élévation de surface libre peut être considérée comme une variable aléatoire. Plusieurs auteurs se sont intéressés à la détermination de la fonction qui permet de décrire l'espérance de cette variable aléatoire et par la suite déterminer les moments d'ordres supérieurs tels que son coefficient d'asymétrie et son coefficient d'aplatissement (Touboul et Kharif (2015); Mori et Janssen (2006); Akhmediev et al. (2011)). Ces deux derniers paramètres permettent de prendre en considération les effets non linéaires de la vague.

La théorie linéaire qui suppose que les composantes fréquentielles dans un état de mer n'interagissent pas entre elles ne permet pas de décrire convenablement la physique qui accompagne la propagation de ce type de vagues. Le spectre décrivant ces vagues fait intervenir

plusieurs composantes fréquentielles qui se propagent avec la composante fondamentale. Par conséquent, la propagation est un lieu d'intenses transferts d'énergie entre composantes fréquentielles en amont et en aval du déferlement.

Dans le contexte du laboratoire, il existe plusieurs mécanismes physiques de génération des vagues extrêmes. Cette approche permet de reproduire facilement ce phénomène dans un contexte contrôlable. Les études menées au laboratoire forment la méthode la plus fiable par rapport aux simulations numériques qui sont moins efficaces vue la difficulté à décrire parfaitement la physique qui accompagne le déferlement (Pelinovsky et al. (2000) ; Contento et al. (2001) ; Fochesato et al. (2007) ; Gibson and Swan (2007) ; Zhang et al. (2019)). En outre, les mesures sur le terrain (Sand et al. (1989)) sont également moins faciles à analyser vue la multitude des paramètres difficilement contrôlables et la difficulté pratique de mesure de vagues extrêmes. En ce qui concerne les travaux de cette thèse, nous avons choisi de nous concentrer sur l'étude expérimentale de deux types d'ondes pouvant conduire à des vagues de grande hauteur:

- l'onde solitaire.
- la focalisation dispersive de trains d'ondes linéaires.

De nombreuses études sur ce sujet ont certes déjà été menées, mais principalement en eau profonde ou intermédiaire (Osborne et al. (2000) ; Mori et al. (2007) ; Tian et al. (2010)). Dans cette étude nous nous intéressons aux événements se produisant près des côtes.

Dans ce contexte, les objectifs principaux de la thèse étaient de :

- (1) : étudier expérimentalement la dynamique des vagues extrêmes se propageant d'une profondeur intermédiaire vers le rivage
- (2) : caractériser les transformations observées par plusieurs biais
- (3) : comparer les résultats expérimentaux collectés avec les résultats d'un modèle numérique développé par une équipe de recherche hors de cette thèse

En ce qui concerne l'objectif (1), l'évolution spatiale des vagues extrêmes unidirectionnelle en profondeur variable a été étudiée via des essais en canal à houles réalisés à l'Université Caen Normandie. Ceci a été effectué en analysant les processus physiques de transformation des trains d'ondes au cours de leur propagation (shoaling, déferlement, runup). Plusieurs cas ont été testés dans de différentes conditions expérimentales. Quant à l'objectif (2), la caractérisation des transformations a été effectuée en étudiant la variation spatiale des paramètres caractéristiques des trains d'ondes, de leur comportement énergétique, de leur paramètre de forme, de leur bicohérence, etc. Une attention particulière a été portée sur l'analyse fine des transferts d'énergie au sein du spectre de vagues. Finalement, l'objectif (3) a été consacré pour confronter les résultats expérimentaux avec des simulations numériques via un code de calcul existant fondé sur un jeu d'équations de type Boussinesq.

Ce manuscrit comporte cinq chapitres. Le chapitre 1 représente les généralités concernant les caractéristiques hydrodynamiques des vagues. La suite de ce premier chapitre présente les résultats d'une recherche bibliographique approfondie sur les deux mécanismes de génération de vagues employés lors de cette étude.

Le chapitre 2 comporte essentiellement trois parties. La première est consacrée aux dispositifs expérimentaux employés et à la présentation des instruments de mesure. La deuxième partie est dédiée aux outils de traitement de signal et d'images. La transformée de Fourier rapide et la transformée en ondelettes sont les deux principaux outils de traitements utilisés. La dernière partie est consacrée à la description détaillée du calcul des paramètres de vagues.

Le chapitre 3 représente les résultats expérimentaux concernant l'onde solitaire. La première partie présente une étude comparative (forme, vitesse et durée) entre le signal expérimental de la vague générée et la formulation théorique de Boussinesq. L'influence de la variation de l'amplitude de l'onde solitaire sur le shoaling, le runup et le comportement énergétique est étudiée. A la fin de ce chapitre les résultats des prédictions numériques du runup issus du code mPeregrine sont présentés.

Dans les chapitres 4 et 5 nous exposons respectivement les résultats concernant la focalisation dispersive des trains d'ondes gaussiens et non-gaussiens. Les variations spatiales de la fréquence de pic, la fréquence caractéristique et l'énergie spectrale dans les différentes composantes fréquentielles sont présentées. En outre, les interactions non-linéaires entre les composantes fréquentielles par une approche basée sur les ondelettes, sont illustrées à la fin de chaque chapitre. Une comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux issus de la simulation numérique est aussi présentée afin de déterminer les limites du modèle numérique employé.

Enfin, la conclusion présente un résumé des résultats obtenus et propose par la suite des perspectives dans le but d'étendre ces travaux.

# 1. Etude bibliographique

## 1.1. Caractéristiques des vagues

Etudier l'évolution des caractéristiques des vagues lors de leur propagation dans les zones côtières est primordial pour comprendre la physique du phénomène. Les principaux paramètres physiques pour caractériser la dynamique des vagues sont les suivants (Figure 1.1) :

- $H$  : Hauteur crête à creux de la vague, m.
- $A$  : Amplitude de la vague, m.
- $\lambda$  : Longueur d'onde, m.
- $\eta(x,t)$  : Elévation de surface libre, m.
- $T$  : Période, s.
- $h$  : Profondeur d'eau, m
- $h_0$  : Profondeur d'eau sur un fond plat.
- $\omega = 2\pi/T$  : Pulsation,  $\text{rad.s}^{-1}$ .
- $k = 2\pi/\lambda$  : Nombre d'onde,  $\text{rad.m}^{-1}$ .
- $g = 9,81$  : Accélération de pesanteur,  $\text{m.s}^{-2}$ .

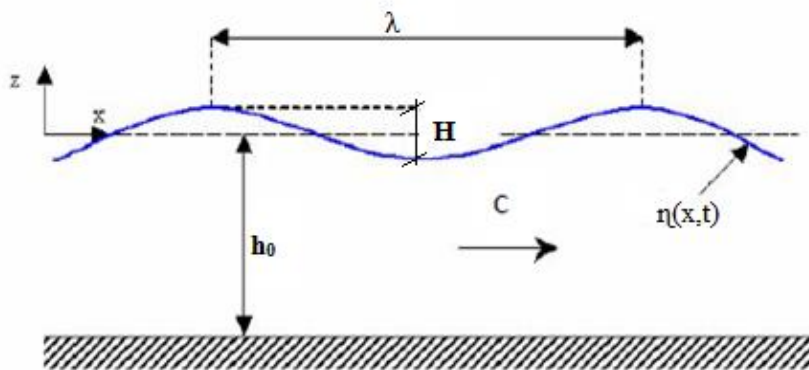


Figure 1.1. Principales caractéristiques d'une onde

En plus des paramètres physiques, les nombres adimensionnels caractéristiques d'une vague en profondeur finie sont les suivants :

$\Gamma = H/\lambda$  : Cambrure de la vague.

- $U_r = \frac{H\lambda^2}{h_0^3}$  : Nombre d'Ursell
- $\mu^2 = \left(\frac{h_0}{\lambda}\right)^2$  : La dispersion
- $\varepsilon = A/h$  : La non-linéarité
- $BFI = \frac{\varepsilon\sqrt{2}}{\sigma}$  : Index de Benjamin-Feir ( $\sigma$  [Hz], largeur spectrale)

La dispersion et la non-linéarité représentent les deux paramètres fondamentaux de la vague. Le nombre d'Ursell indique la non-linéarité de la vague qui dépend de la profondeur et de l'amplitude. Ces paramètres peuvent être utilisés pour placer les différents types de vagues dans le diagramme de Méhauté (1976) qui contient les différentes théories de la houle (Figure 1.2). Ce diagramme montre le plan (H, h) où figurent plusieurs régions. Les deux axes ont été normalisés par la distance  $gT^2$

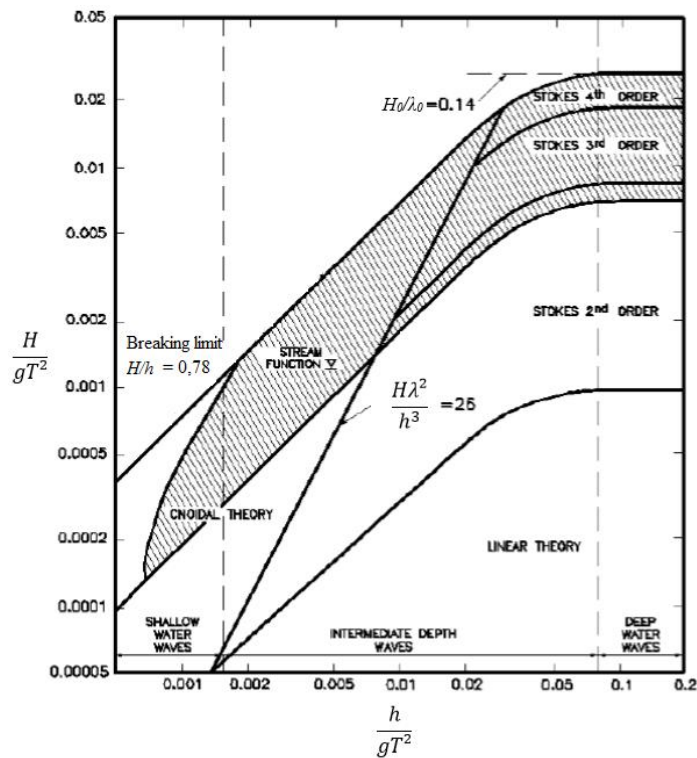


Figure 1.2. Domaine de validité de quelques théories de la houle (La méhauté (1976))

En bas à droite du diagramme (Figure 1.2), là où l'amplitude de la vague est suffisamment faible et la longueur d'onde n'est pas très importante par rapport à la profondeur d'eau, la théorie linéaire de Stokes au 1<sup>er</sup> ordre (Houle d'Airy (1845)) est appliquée. Quand l'amplitude de la vague augmente, le développement de Stokes doit être tronqué à des ordres supérieurs (Paragraphe 1.2) pour obtenir des approximations précises. En outre, dans le cas d'une eau de profondeur intermédiaire, le modèle de Stokes reste applicable pour  $U_r < 26$ . Quand la profondeur d'eau devient très faible par rapport à la longueur d'onde, la houle peut être une solution des équations Korteweg-de Vries (houle cnoïdale (1895)).

Les solutions exactes de l'élévation  $\eta$  de surface libre et du potentiel de vitesse  $\phi$  peuvent être décrites comme suit :

$$\eta(x, t) = \Gamma^1 \eta_1 + \Gamma^2 \eta_2 + \dots + \Gamma^n \eta_n \quad (1.1)$$

$$\phi(x, t) = \Gamma^1 \phi_1 + \Gamma^2 \phi_2 + \dots + \Gamma^n \phi_n \quad (1.2)$$

$$\phi(x, \eta, t) = \phi_{z=0} + \eta \frac{\partial \phi}{\partial z_{z=0}} + \frac{1}{2} \eta^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2_{z=0}} + \dots \quad (1.3)$$

où  $\Gamma$  désigne la cambrure de la vague. L'expression de la surface libre contient n-1 termes correctifs qui représentent les harmoniques de la vague. Ces harmoniques se propagent avec une vitesse égale à celle du mode fondamental mais avec une pulsation double pour l'harmonique ordre 2 (triple pour ordre 3 ...).

## 1. 2. Houle de Stokes

La houle de Stokes au 1<sup>er</sup> ordre, appelée également houle d'Airy, est historiquement la première approche théorique des vagues périodiques. La faible cambrure est une hypothèse principale pour la validité de ce modèle. Le modèle de Stokes au premier ordre se base sur les hypothèses suivantes:

- Fluide parfait et incompressible,
- Ecoulement irrotationnel,  $\Delta \phi(x, z, t) = 0$ .
- Profondeur d'eau constante.
- Cambrure très faible (i.e.  $H/\lambda \ll 1$ )
- Les termes non-linéaires (dans les équations 1.1, 1.2 et 1.3) sont négligés

En prenant en compte que les termes d'ordre 1 ( $\Gamma^1$  dans les équations 1.1, 1.2 et 1.3), la solution possède une forme sinusoïdale :

$$\eta(x, t) = a \sin(\omega t - kx) \quad (1.4)$$

où  $k$  et  $\omega$  doivent satisfaire la relation de dispersion suivante :

$$\omega^2 = gk \tanh(kh_0) \quad (1.5)$$

Lorsque la hauteur de la vague  $H$  augmente, l'approximation d'Airy n'est plus valable et il est nécessaire de retenir les termes d'ordre supérieurs pour modéliser correctement la houle. Dans la théorie de Stokes au 2<sup>nd</sup> ordre, il s'agit d'inclure les termes allant jusqu'à l'ordre  $\Gamma^2$ . La solution au second ordre s'écrit comme suit :

$$\eta(x, t) = a \cos(kx - \omega t) + a^2 k \frac{(3 - \tanh^2(kh))}{4 \tanh^3(kh)} \cos(2(kx - \omega t)) - \frac{1}{2} \frac{a^2 k}{\sinh(2kh)} \quad (1.6)$$



Dans la littérature, il existe plusieurs travaux sur les théories d'ordres supérieurs, dont Borgman et Chappellear (3<sup>ème</sup> ordre), Skjelbreia et Hendrickson (1961) (5<sup>ème</sup> ordre) et Fenton (1972) (9<sup>ème</sup> ordre). Pour un calcul précis de vagues progressives non-linéaires, voici les méthodes de résolution couramment utilisées :

- Mode couplage (Longuet –Higgins (1962), Hasselmann (1962))
- Méthode d'approximation en série de Fourier (Rienecker et Fenton (1981))
- Méthode de Boussinesq (Madsen et al. (2002))
- Méthode utilisant la formulation intégrale des équations (Grilli et al. (2001))
- Méthodes basées sur les équations RANS (Chen et al. (1999)).

### 1. 3. Houle irrégulière

En réalité, la houle est rarement définie par une seule période, une seule hauteur et une seule direction. Les tests réalisés durant ce travail ont été tous menés en canal de longueur limitée. Par conséquent, le caractère multidirectionnel de ce phénomène ne sera pas traité. Il existe deux approches d'analyse pour caractériser une houle irrégulière :

- Une analyse statistique dans le domaine temporel qui consiste à caractériser et effectuer un traitement des différentes vagues présentes dans un champ de houles donné.
- Une analyse spectrale qui consiste à décomposer la surface libre en une superposition d'ondes monochromatiques et en déduire par la suite la répartition fréquentielle de l'énergie.

En ce qui concerne l'analyse spectrale, l'objectif consiste à effectuer une transformation du domaine temporel vers le domaine fréquentiel. Pour cela, la technique de la transformée de Fourier rapide (FFT) est fréquemment utilisée. Une houle spectrale dans le domaine fréquentiel est caractérisée principalement par le terme densité spectrale ( $S(f)$ ) qui représente la répartition de l'énergie de la vague en fonction de la fréquence. Plusieurs formulations mathématiques de spectres ont été élaborées dans le but de reproduire au mieux les états de mer réels.

#### 1. 3. 2. Spectre de Pierson-Moskowitz

Le spectre de Pierson-Moskowitz a été souvent utilisé pour d'écrire l'état de mer formée principalement en eau peu profonde. Il a été proposé par Pierson-Moskowitz (1964) après l'analyse d'un nombre important d'enregistrements effectués en Atlantique Nord. Ce spectre est parmi les plus simples à utiliser pour mieux décrire la distribution de l'énergie des vagues. Il peut être décrit par la formulation suivante :

$$E_{pm}(f) = \alpha \frac{g^2}{(2\pi)^4} f^{-5} \exp[-1,25 \left(\frac{f}{f_p}\right)^{-4}] \quad (1.7)$$

avec  $\alpha = 0,0081$  : constante de Philips déterminée empiriquement ;  $f_p = \frac{g v_{19,5}^{PM}}{U_{19,5}}$  : fréquence du pic où  $v_{19,5}^{PM} = 0,14$  et  $U_{19,5}$  représente la vitesse du vent sur le fetch à 19,5 m de la surface libre.

### 1. 3. 3. Spectre de JONSWAP

Un facteur de correction a été ajouté au spectre de Pierson-Moskowitz, appelé facteur d'élanement  $\gamma$ , dans le but d'améliorer la prédiction de la densité spectrale d'énergie des états de mer. Par conséquent le spectre de JONSWAP (Joint North Sea Wave Project) qui a été proposé par Hasselmann et al. (1973) après avoir dépouillé des mesures effectuées lors de la formation de tempêtes en Mer du Nord, est défini par la formulation suivante :

$$E_j(f) = \alpha \frac{g^2}{(2\pi)^4} f^{-5} \exp[-1,25 \left(\frac{f}{f_p}\right)^{-4}] \gamma^\delta \quad (1.8)$$

avec  $\alpha = \left(\frac{gF}{U_{10}^2}\right)^{-0,22}$  ;  $\delta = \exp\left(\frac{-(\frac{f}{f_p}-1)^2}{2\sigma^2}\right)$  et  $\sigma = 0,07$  si  $f \leq f_p$  et  $0,09$  si  $f > f_p$ .

Le facteur d'élanement  $\gamma$  détermine la hauteur du pic et l'étroitesse du spectre. La seule différence entre le spectre de Pierson-Moskowitz et celui de JONSWAP réside dans la variation de ce paramètre. De point de vue pratique, il varie généralement de 1 pour un spectre de type Pierson-Moskowitz, à 7 pour le spectre le plus étroit (Figure 1.3). Dans la littérature, nous avons trouvé que le facteur d'élanement peut atteindre une valeur supérieure à 7 (entre 10 et 20, e.g. Nørgaard et al. (2017)).

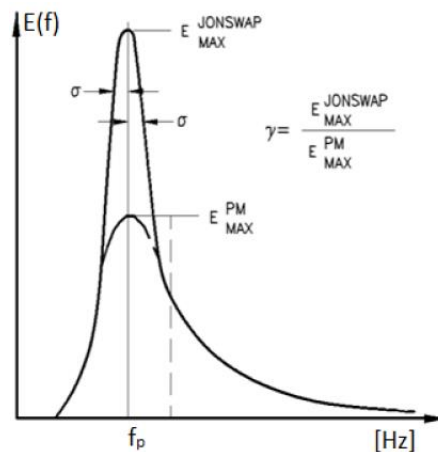


Figure 1.3. Spectre de Pierson-Moskowitz (PM) et de JONSWAP (Hasselmann et al. (1973))

## 1. 4. Vague solitaire

John Scott Russel (1845) a été le premier à décrire ce phénomène non linéaire, appelé par la suite *vague solitaire*. Cette vague résulte d'un équilibre entre la non-linéarité et la dispersion (Sandee and Hutter (1991)). Russel (1845) était en train d'observer un bateau entrainé par deux chevaux le long du canal de l'Union à Hermiston (USA) (Figure 1.4). Quand le bateau s'est soudainement arrêté, John Scott a remarqué la présence d'une vague se propageant à une grande vitesse sans changement de forme. Elle était tellement stable qu'il a pu la poursuivre à cheval sur plusieurs kilomètres. Dans l'objectif de comprendre le phénomène, il a construit un canal et essayé de reproduire ce qu'il a aperçu. Cette découverte fut une réalisation scientifique remarquable à cette époque.

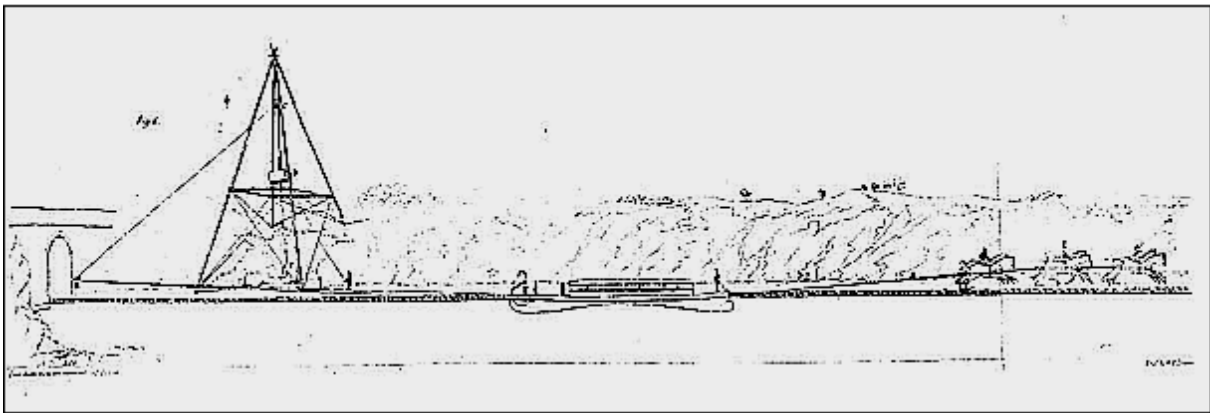


Figure 1.4. Génération de l'onde solitaire (Report on waves, John Russel (1845))

Comme les tsunamis, les vagues solitaires peuvent être générées par un mécanisme impulsif. Pour cette raison, proche de la zone de génération, leurs profils contiennent à la fois une surélévation et une dépression (Figure 1.5). Les tsunamis possèdent de grandes longueurs d'ondes et se propagent à des vitesses impressionnantes. Ainsi, la dépression peut rester attachée à la vague solitaire le long de sa propagation. Ceci est particulièrement visible dans le cas des tsunamis générés proche des zones côtières, vu que les effets visqueux et dispersifs n'ont pas suffisamment de temps pour affecter le profil de dépression. Ceci a été observé et photographié lors du tsunami mexicain en 1995.

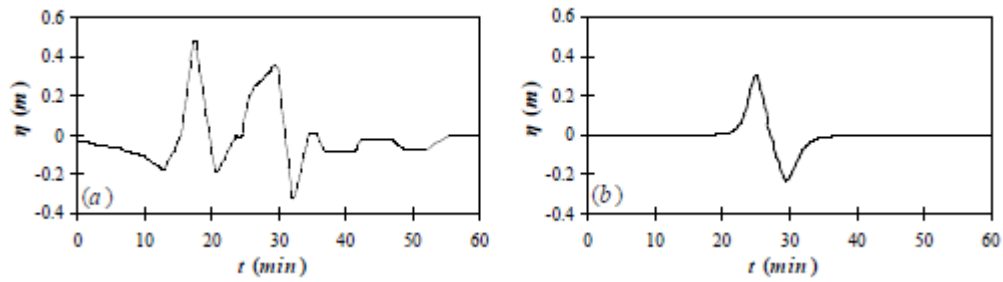


Figure 1.5. Variation spatiale de la forme d'un tsunami généré par un tremblement de terre sous-marin. (a): forme initiale du tsunami proche de la zone de génération, (b): forme du tsunami loin de la zone de génération (Geist et Dmowska (1999))

Les ondes solitaires ont été utilisées dans de nombreuses études comme approximation des vagues de tsunami grâce aux similarités hydrodynamiques. Une vague solitaire est une perturbation à la surface libre d'une couche fluide d'amplitude  $A$  non négligeable devant  $h$  et localisée sur une longueur  $\Delta x$ . Cette perturbation peut se propager sans se déformer sur de longues distances grâce à un effet de compensation. Expérimentalement, il existe plusieurs procédures permettant de générer en laboratoire des ondes solitaires, et parmi celles-ci, on cite :

- la chute de poids (John. R (1845) et Wiegel (1955))
- le déplacement d'une masse d'eau grâce à un fond montant (Daily. J. W (1952))
- la libération d'une quantité d'eau derrière une barrière (Kishi. T (1966))
- le mouvement horizontal d'une plaque verticale (piston) (Camfield. F. E (1969) Goring. D. G (1978) et Whittaker et al. (2017))
- le mode de résonance ( $n = 2$  ; Ezersky et al. (2006))
- l'effondrement granulaire (Mannon. R. S et al. (2018))

Parmi les méthodes citées, la génération d'ondes solitaires à l'aide d'un piston a été la méthode la plus couramment utilisée. Goring (1978) a établi une formule qui décrit la trajectoire du piston lors de la génération en partant du principe que la vitesse moyenne horizontale des particules d'eau adjacentes au piston est égale à la vitesse du piston (Equation 1.9).

$$\frac{d\xi}{dt} = \bar{u}(\xi, t) = \frac{V_s \eta|_{x=\xi}}{h + \eta|_{x=\xi}} \quad (1.9)$$

$\xi(t)$  : la position instantanée du piston,  $t$  : temps mesuré depuis le début du mouvement du piston et  $V_s$  : vitesse de l'onde solitaire,  $m.s^{-1}$ .

### 1. 4. 1. Modèles théoriques d'ondes solitaires

Les modèles qui vont être traités dans ce paragraphe se distinguent seulement par la manière de décrire le déplacement de surface libre  $\eta$  et la célérité de la vague solitaire  $V_s$ .

#### 1. 4. 1. 1. Modèle de Boussinesq

Boussinesq a établi entre 1871 et 1877 l'équation qui régit la propagation de la vague en eau peu profonde, comme par exemple celle qui se propage en canal. Cette équation admet une solution appelée *onde solitaire*. Boussinesq était le premier à donner une preuve théorique de la stabilité de cette onde en faisant appel à un principe, appelé en langage moderne principe variationnel. L'élévation de surface libre est décrite comme suit (Jager (2006)):

$$\frac{d^2\eta}{dx^2} = \frac{3\eta}{2h_0^3} (2A - 3\eta) \quad (1.10)$$

$$\eta \rightarrow 0 \text{ et } \frac{d\eta}{dx} \rightarrow 0 \text{ pour } x \rightarrow \infty$$

$$\eta(x, t) = A \operatorname{sech}^2\left(\sqrt{\frac{3A}{4h_0^3}}(x - V_s t)\right) \quad (1.11)$$

$$V_s = \sqrt{gh_0} + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{g}{h_0}}A : \text{Célérité de l'onde solitaire}$$

Pendant la même période, Rayleigh (1876) a également réussi à trouver l'équation qui représente l'évolution des vagues solitaires. Il a été conclu que ces ondes sont plus pures et plus rapidement établies en comparant avec les autres modèles. La description du déplacement de la surface libre est similaire à celle de Boussinesq (Jager (2006)).

#### 1. 4. 1. 2. Modèle de KDV

Quelques années plus tard, l'équation régissant la propagation d'une onde solitaire en eau peu profonde a été redécouverte par les deux néerlandais D. J. Korteweg et G. de Vries (1895). Ces deux derniers ont travaillé avec la méthode de Rayleigh en intégrant un terme correspondant à la tension superficielle (T). Leur formulation aboutit à l'équation KDV qui s'écrit comme suit (Jager (2006)) :

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{1}{2}\eta^2 + \frac{2}{3}\alpha\eta + \frac{1}{3}\sigma\frac{d^2\eta}{dx^2}\right) = 0 \quad (1.12)$$

$$\eta \rightarrow 0, \quad \left(\frac{d\eta}{dx}, \frac{d^2\eta}{dx^2}\right) \rightarrow 0 \text{ pour } x \rightarrow \infty$$

$$\frac{d\eta}{dx} = \mp \sqrt{\frac{-\eta^2(\eta + 2\alpha)}{\sigma}}$$

$$\eta(x, t) = A \operatorname{sech}^2\left(\sqrt{\frac{A}{4\sigma}} x\right) \quad (1.13)$$

$$V_s = \sqrt{gh_0} - \sqrt{\frac{g}{h_0}} \alpha = \sqrt{gh_0} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g}{h_0}} A$$

avec  $\alpha$  c'est le terme correctif de la célérité de l'onde solitaire et  $\sigma = \frac{1}{3} h_0^3 - \frac{Th_0}{\rho g}$ , le terme contenant la tension superficielle  $T$ . Pour une élévation de surface libre qui, à l'infini, tend vers 0, il est bien clair que la théorie de Boussinesq aboutit au même résultat que celui de Korteweg et de Vries si la tension superficielle est négligée ( $T = 0$ ) (Jager (2006)).

### 1. 4. 1. 3. Modèle de Grimshaw

La solution de Grimshaw a été déduite du développement de la surface libre jusqu'au 3ème ordre (R. H. J. Grimshaw. 1971). Le déplacement de la surface libre est décrit comme suit :

$$\eta = h \left( \left(\frac{A}{h_0}\right) S^2 - \frac{3}{4} \left(\frac{A}{h_0}\right)^2 S^2 T^2 + \left(\frac{A}{h_0}\right)^3 \left( \frac{5}{8} S^2 T^2 - \frac{101}{80} S^4 T^4 \right) \right) \quad (1.14)$$

$$T = \tanh[KX], \quad S = \operatorname{Cosh}^{-1}[KX], \quad K = \sqrt{\frac{3A}{4h_0^3} \left( 1 - \frac{5}{8} \left(\frac{A}{h_0}\right) + \frac{75}{128} \left(\frac{A}{h_0}\right)^2 \right)}$$

$$X = (\xi - V_s t - x_0)$$

où  $x_0$  désigne la position initiale de la crête de la vague. L'équation 1.12 permet de suivre la déformation d'une onde solitaire se propageant dans une seule direction sur un fond légèrement variable.

### 1. 4. 1. 4. Méthodes numériques

En plus des solutions analytiques, il existe dans la littérature des méthodes d'approximation pour le calcul des ondes solitaires. Une approximation asymptotique à l'ordre 9 a été par exemple proposée pour la première fois par Fenton (1972). Cependant, ces approximations d'ordre élevé sont valides seulement pour une non-linéarité faible. Pour faire face à cette problématique, plusieurs approches numériques ont été proposées dans les travaux de Fenton and Rienecker (1982) et Okamoto and Shōji (2002). Nous pouvons aussi évoquer la méthode des équations intégrales de frontière appliquée pour le calcul des ondes solitaires

(Hunter and Vanden Broeck (1983) ; Maklakov (2002)). L'algorithme de Tanaka (1986) représente également l'une des méthodes les plus utilisées. La figure 1.6 de Chen et al. (2015) montre une comparaison graphique entre les profils d'ondes solitaires issus des expériences et ceux issus des modèles de Green-Naghdi (1976) et Tanaka (1986). Dans le même contexte, nous citons les travaux de Clamond et Dutykh (2013) qui ont proposé une méthode numérique basée sur les itérations de Petviashvili permettant de faire un calcul exact des ondes solitaires solution des équations d'Euler (Clamond and Dutykh (2013)).

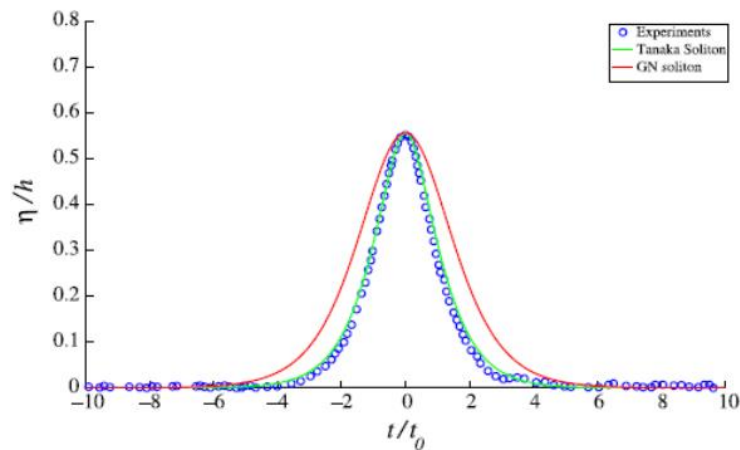


Figure 1.6. Comparaison graphique des profils d'ondes solitaires issues de: en rouge, modèle de Green-Naghdi (1976), en vert, modèle de Tanaka (1986) et en cercles bleus, expériences de Chen et al. (2015). La non-linéarité de l'onde solitaire est  $A/h = 0,556$ . Figure de Chen et al. (2015).

Dans cette partie nous avons présenté les différents modèles décrivant le déplacement de la surface libre d'une onde solitaire. Un descriptif bref de l'histoire et sur le développement de ces modèles a été donné. Il était primordial de savoir à quel modèle correspond la vague solitaire générée lors de cette étude. Dans le début du chapitre 2 nous présenterons le choix du modèle théorique qui concorde avec le modèle physique obtenu par le générateur de houles.

## 1. 4. 2. Déferlement des vagues

### 1. 4. 2. 1. Cas des vagues régulières

D'une façon générale, le déferlement est défini comme étant la déformation rapide du profil d'onde. C'est le moment où le front de l'onde devient vertical. Concrètement, le déferlement se produit pour deux raisons : soit la cambrure de la houle ( $F=H/\lambda$ ) devient trop importante, soit c'est la non-linéarité ( $\varepsilon = A/h_0$ ) qui dépasse un certain seuil. En eau peu profonde, la profondeur est le facteur dominant pour le déferlement. Selon la pente de la plage, la cambrure et la non-linéarité des vagues incidentes, il existe trois types de déferlement

(Figure 1.7). Battjes (1974) a défini un paramètre de déferlement dans le cas des vagues régulières  $\xi_m$  qui permet d'estimer à quel type correspond le déferlement (Equation 1.15). Ce paramètre est une forme modifiée du nombre d'Iribarren proposé antérieurement par Iribarren et Nogales (1949).

$$\xi_m = \frac{\tan\beta}{\sqrt{\frac{A_b}{\lambda_0}}} \quad (1.15)$$

où  $\lambda_0$  désigne la longueur d'onde de la houle au large,  $A_b$  la hauteur locale de déferlement et  $\beta$  la pente de la plage. Le déferlement est dit glissant pour  $\xi_m < 0,5$ , gonflant pour  $\xi_m > 3,3$  et plongeant sinon (Battjes (1974)). Toujours dans le cas des vagues régulières, Galvin (1968) a défini un paramètre  $K = A_b \cdot \tan(\beta)^{-1} / gT^2$ , avec  $A_b$  désigne l'amplitude de déferlement et  $T$  est la période de la vague. Le déferlement est dit glissant pour  $K < 0,003$ , gonflant pour  $K > 0,068$  et plongeant sinon.

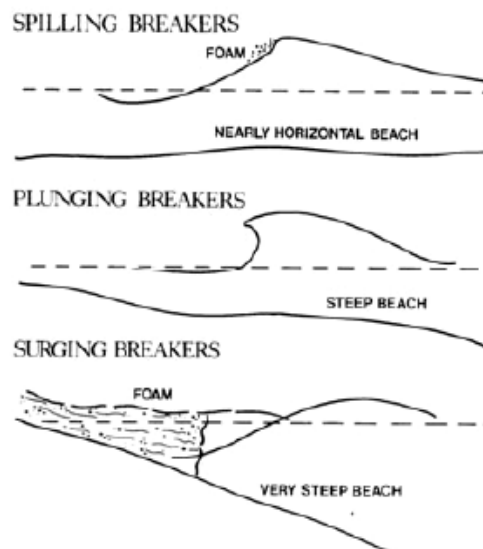


Figure 1.7. Les différents types de déferlements (Bryson et al. (2013))

#### 1. 4. 2. 2. Cas des vagues solitaires

Concernant l'onde solitaire, McCowan (1891) était le premier à établir une formule empirique qui prédit la hauteur de déferlement  $A_b$  sur un fond plat connaissant la hauteur de l'eau  $h_0$ . La figure 1.8 illustre les différents paramètres caractéristiques du déferlement de l'onde solitaire. Soixante-trois ans plus tard, Ippen et Kulin (1954) ont travaillé sur les ondes solitaires se propageant sur 3 plages de différentes pentes. Ils ont trouvé que le rapport  $A_b/h_b$  est constant et égal à 1,2 (=0,78 dans la théorie de McCowan) sur un fond de pente très douce ( $\beta=1/43$ ) indépendamment de l'onde solitaire incidente. Selon Ippen et Kulin (1954), ceci n'invalide pas la théorie de McCowan (1891), puisque la moindre valeur de pente peut impacter



considérablement la théorie. Concernant les pentes les plus raides, Kulin et al. (1954) ont montré que ce ratio ( $A_b/h_b$ ) augmente avec l'augmentation de la pente et avec la diminution de la hauteur initiale de l'onde solitaire au large ( $A_0$ ). En 1997, Grilli a réussi à trouver une formule plus générale, basée sur des études expérimentales précédentes, qui permet de déduire l'amplitude  $A_b$  et la profondeur locale de déferlement  $h_b$  d'une onde solitaire soit déferlante soit non déferlante (Equations 1.20, 1.21 et 1.22). Ce travail a été effectué pour une large gamme d'amplitudes d'ondes solitaires et de pentes. Grilli et al. (1997) ont introduit un critère (équation 1.19) qui permet de prédire si l'onde solitaire est déferlante ou pas. Selon le paramètre  $s_0$  (Equation 1.19), on distingue 3 types de déferlement de l'onde solitaire :

- $0,3 < s_0 < 0,37$  : déferlement gonflant.
- $0,025 < s_0 < 0,3$  : déferlement plongeant.
- $s_0 < 0,025$  : déferlement glissant.

Grilli et al. (1997) ont conclu également que quelque soit la vague solitaire incidente, cette dernière ne peut pas déferler sur une plage de pente  $\beta > 1/4,7$ . Le tableau 1.1, résume quelques formulations empiriques qui servent aussi à déterminer l'amplitude et la hauteur de déferlement des ondes solitaires.

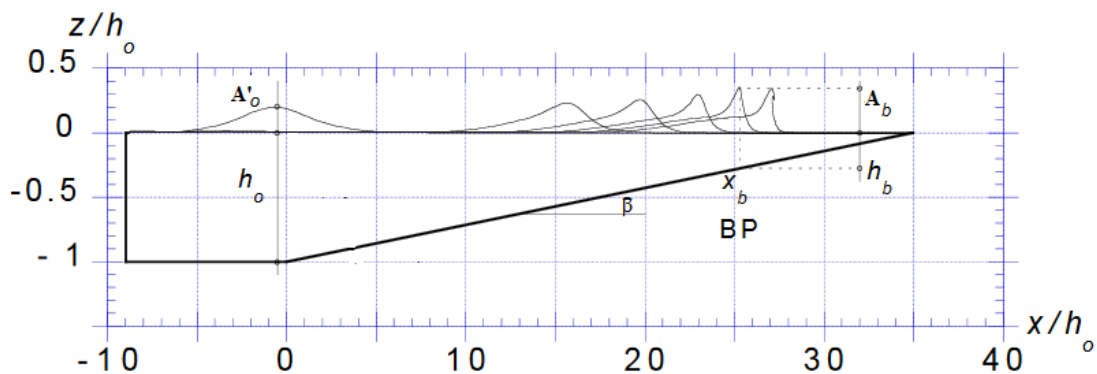


Figure 1.8. Paramètres caractéristiques du déferlement de l'onde solitaire (Grilli et al. (1997))

Etude	$\beta$ (radians)	Equation	Numéro
	0	$\frac{A_b}{h_b} = 0,78$	(1.16)
McCowan (1891)	fond plat	$\frac{A_b}{A_0} = \frac{0,88}{(A_0 h_0)^{0,5}}$	(1.17)
		$\frac{h_b}{h_0} = 1,13 \left(\frac{A_0}{h_0}\right)^{0,5}$	(1.18)

		$s_0 = 1,521 \frac{\beta}{\sqrt{\varepsilon}} \quad (1.19)$
		$A'_0$ : Amplitude de l'onde solitaire au pied de la pente
Grilli (1997)	1/100 :1/8	$\frac{A_b}{h_b} = 0,841 e^{6,421 s_0} \quad (1.20)$
		Déferlement glissant et plongeant
		$\frac{h_b}{h_0} = \frac{0,149}{\left(\frac{s_0}{\varepsilon}\right)^{0,523}} \quad (1.21)$
		$\varepsilon = \frac{A_0}{h_0}$
		Déferlement plongeant
		$\frac{h_b}{h_0} = \frac{0,0508}{\frac{s_0}{\varepsilon}} \quad (1.22)$
Camfield and Street (1969)	1/43, 1/20, 1/16	$\frac{A_b}{h_b} = 0,75 + 25\beta - 112\beta^2 + 3,870\beta^3 \quad (1.23)$
Hafsteinsson (2017)	$R_\beta = \tan\beta (\varepsilon^{\tan(\beta)})^{0,20}, 0 < R_\beta < 0,08$	$\frac{h_b}{h_0} = -0,25 [1 + \ln(\varepsilon'^{-1} \tan\beta)] \quad (1.24)$

Tableau 1.1. Tableau récapitulatif des formulations empiriques et théoriques de déferlement pour les ondes solitaires

### 1. 4. 3. Runup des vagues solitaires

Le runup est défini comme étant la hauteur au-dessus du niveau moyen de la surface libre que peut atteindre le rouleau de vague après avoir déferlé sur la côte (Figure 1.9).

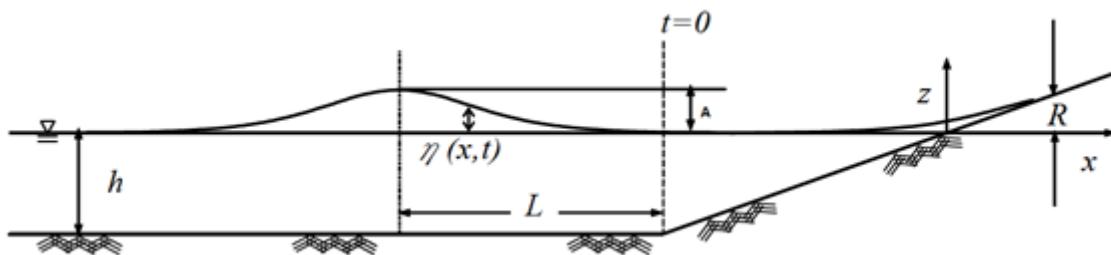


Figure 1.9. Schéma explicatif du runup (Synolakis (1987)). R représente le runup, t=0 le temps auquel l'onde solitaire franchit la pente

Synolakis (1987) était parmi les premiers à avoir étudié le runup des vagues solitaires déferlantes et non déferlantes sur une pente  $\beta = 1/19,85$ . En se basant sur ses résultats expérimentaux, il a établi deux relations empiriques permettant d'estimer le runup. La première concerne les vagues solitaires non-déferlantes alors que la deuxième concerne celles qui sont déferlantes (Equations 1.27 et 1.28, tableau 1.2). Le tableau 1.2 résume quelques formules empiriques du calcul de runup correspondant aux ondes solitaires.

Ultérieurement, plusieurs chercheurs ont mené de nombreux travaux sur la détermination expérimentale, théorique, et numérique du runup correspondant aux ondes solitaires dans le cas de plusieurs pentes. Parmi ces auteurs, on cite Hughes (2004), qui a établi une formulation théorique du runup (Equation 1.29) en utilisant le paramètre de quantité de mouvement ( $M_F$ ) (Figure 1.10). Hsiao et al. (2008) ont travaillé sur le runup des ondes solitaires dans un canal à houle de grandes dimensions (300 x 5 x 5,2). Ils ont établi une formule établie à l'aide de la méthode des moindres carrés pour une pente  $1/60 < \beta < 1/15$  (Equation 1.26).

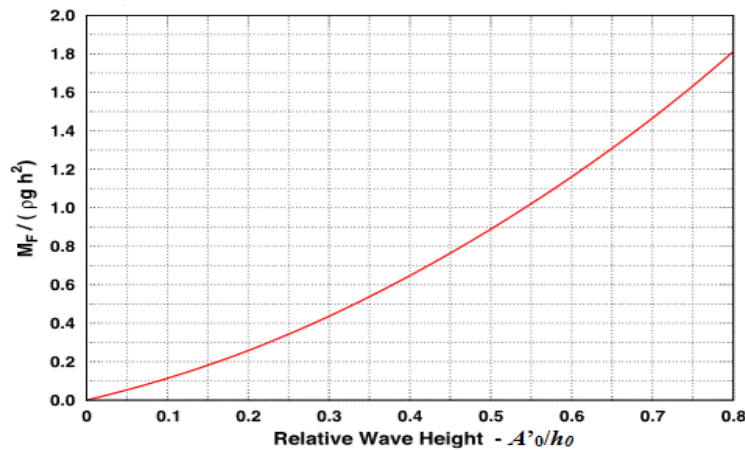


Figure 1.10. Variation du paramètre de quantité du mouvement en fonction de l'amplitude de l'onde solitaire adimensionnelle  $A'/h_0$

Etude	$\beta$ (radians)	Equation	Numéro
Hsiao et al. (2008)	1/60	$\frac{R}{h_0} = 0,429(\tanh(\varepsilon'))^{0,445}$	(1.25)
Hsiao et al. (2008)	1/15 ; 1/19,85 ; 1/30 ; 1/60	$\frac{R}{h_0} = 7,712(\cot \beta)^{-0,632}(\sin \varepsilon')^{0,618}$	(1.26)
Synolakis (1987)	1/19,85	$\frac{R}{h_0} = 2,831(\cot \beta)^{0,5\varepsilon^4}$ Onde solitaire non déferlante	(1.27)

		$\frac{R}{h_0} = 1,109\varepsilon'^{0,582}$	(1.28)
Onde solitaire déferlante			
Hughes (2004)	1/10... 1/30	$\frac{R}{h_0} = (1,39 - 0,027 \cot(\beta)^{0,7})\left(\frac{M_F}{\rho g h_0^2}\right)$	(1.29)
Li and Raichlen (2003)	1/15	$\frac{R}{h_0} = \frac{1 - \Pi}{1,5\alpha} \varepsilon'$ $\alpha = 0,18$	(1.30)
Kobayashi and Karjadi (1994)	$0,125 < \xi_m < 1,757$	$\frac{R}{h_0} = 2,955 \xi^{0,395}$	(1.31)
Briggs (1995)	1/30	$R = 0,0013 + 0,7755 \frac{V_s}{2gh_0}$	(1.32)
Hafsteinsson et al. (2017)	$0 < R_\beta < 0,08$	$\frac{R}{h_0} = 19R_\beta, R_\beta = \tan\beta(\varepsilon'^{\tan(\beta)})^{0,20}$	(1.33)

Tableau 1.2. Tableau récapitulatif des formulations empiriques et théoriques du runup pour les ondes solitaires

Li and Raichlen (2003) ont proposé une formule théorique (Equation 1.30) qui permet de calculer le runup pour les ondes solitaires déferlantes en se basant sur la loi de conservation d'énergie (Energy Balance Model). Le paramètre  $\Pi$  dans cette formule représente le ratio de la quantité d'énergie dissipée due au déferlement par rapport à l'énergie de l'onde incidente. Ils ont également signalé que la dissipation liée au fond et aux parois latérales n'est pas prise en considération dans leur modèle.

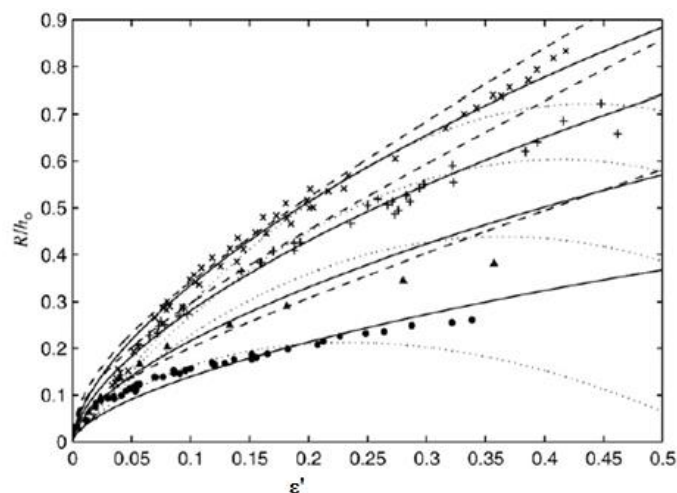


Figure 1.11. Runup en fonction de la hauteur de l'onde solitaire au pied de la pente (Hsiao et al. (2008). (x) : résultats expérimentaux pour une pente 1/15 (Li and Raichlen(2002)); (+) résultats expérimentaux pour une pente 1/19,85 (Synolakis (1987)); (\blacktriangle) résultats expérimentaux pour une pente 1/30 (Briggs et al. (1995) ; (\bullet) résultats expérimentaux de Hsiao et al. (2008) pour une pente 1/60;(trait en pointillé) Equation 1.28 ; (2003) ; (trait discontinu) : Equation 1.27 ; (trait plein) : Equation 1.24

La figure 1.11 de Hsiao et al. (2008) contient l'évolution du runup en fonction de l'amplitude de l'onde solitaire au pied de la pente pour le cas de 4 plages différentes. Synolakis a constaté que le taux d'accroissement du runup est plus important pour les vagues non-déferlantes. Ceci a été prouvé expérimentalement dans les études antérieures et dans le cas d'une pente  $1/60 < \beta < 1/15$ . La figure 1.11 montre que l'Equation 1.30 fournit des prédictions satisfaisantes pour une pente  $\beta = 1/60$  tant que  $\varepsilon = A' \omega / h_0 < 0,25$ . Les prédictions de cette équation sont moins satisfaisantes dans le cas des pentes plus raides. En outre, l'équation 1.29 fournit des prédictions satisfaisantes pour des non-linéarités  $\varepsilon' < 0,3$  et pour des pentes  $\beta > 1/30$ . De plus, l'équation 1.26 de Hsiao et al. (2008) montre que cette formule, bien qu'elle ne possède aucune signification physique, fournit des prédictions légèrement plus satisfaisantes que celles issues des équations 1.29 et 1.30 et pour une gamme de pente  $1/60 < \beta < 1/15$ .

## 1. 5. Focalisation dispersive

### 1. 5. 1. Définition

A la différence de la vague solitaire, la surface réelle de la mer peut être décrite comme la superposition de nombreux paquets d'ondes se propageant dans différentes directions avec différentes vitesses. La focalisation dispersive est la focalisation spatio-temporelle d'un train d'ondes modulé en fréquence (New wave theory : Tromans et al. (1991) ; Taylor and Williams (2004)). Ce phénomène est également connu pour avoir joué un rôle important dans la formation des vagues extrêmes (Baldock et al. (1996), Nepf et al. (1998) ; Porubov et al. (2005), Kharif et al. (2003), etc.). La focalisation d'un train d'ondes est due principalement à la dispersion (Figure 1.12). Les ondes longues se propagent à une vitesse plus importante que les ondes courtes situées initialement devant. Par conséquent des vagues d'amplitudes importantes se forment et se produisent en un point qu'on appelle le point de focalisation,  $xb$  (Touboul et al. (2006) ; Merkoune et al. (2013)). En se basant sur la théorie linéaire, l'élévation de surface libre pour un train d'ondes peut s'écrire comme suit :

$$\eta(x, t) = \sum_{i=1}^N a_i \cos(k_i x - \omega_i t - \Phi_i) \quad (1.34)$$

où  $a_i$  est l'amplitude de la  $i$ ème composante fréquentielle,  $k_i$  est le nombre d'onde,  $2\pi f_i = \omega_i$  est la pulsation et  $\Phi_i$  est la phase à la focalisation. Ce dernier paramètre détermine la forme du train d'onde à la focalisation. En effet, si le paramètre  $\Phi = 0$ , il s'agit d'un train d'onde ayant une crête à la focalisation et si  $\Phi = \pi$ , il s'agit d'un train d'onde ayant un creux à la focalisation (Figure 1.13).  $N$  est le nombre de composantes fréquentielles et les deux paramètres  $f_i$  et  $k_i$  sont reliés par la relation de dispersion suivante :

$$\frac{(2\pi f_i)^2}{g} = k_i \tanh(k_i h_0) \quad (1.35)$$

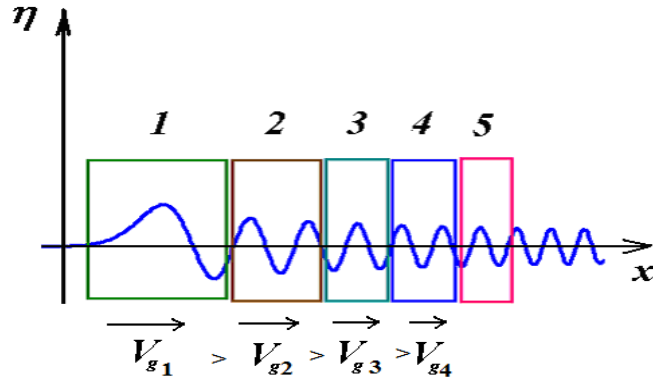


Figure 1.12. Variation spatiale d'un train d'ondes (schéma simplifié).  $\vec{V}_{g_i}$  représente la vitesse de la composante  $a_i$

La phase de chaque composante se calcule en imposant le cosinus de l'équation 1.34 égal à 1. La formulation qui est basée sur la théorie linéaire, ne prend pas en compte la dispersion non-linéaire d'amplitude, ni les interactions entre les composantes.

$$\cos(k_i x - 2\pi f_i t - \Phi_i) = 1 \Rightarrow \Phi_i = k_i x_f - \omega_i t_f \quad (1.36)$$

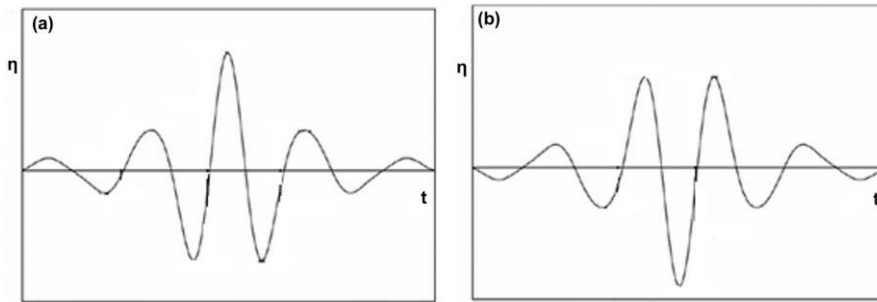


Figure 1.13. Impact du changement de paramètre de phase ( $\Phi$ ). (a): train d'onde ayant une crête à la focalisation, (b): train d'onde ayant un creux à la focalisation (Hunt-Raby et al. (2011))

Les observations en laboratoire de Baldock et al. (1996) et Whittaker et al. (2017) montrent que les effets non linéaires conduisent à une modification du processus linéaire traduit par la dispersion de fréquences (Figures 1.14 et 1.15).

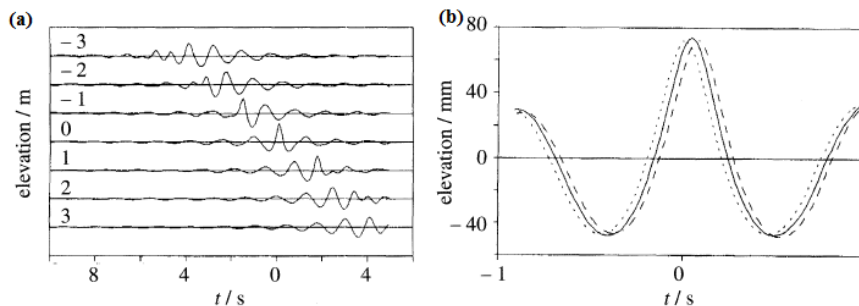


Figure 1.14. (a) Evolution spatio-temporelle d'un train d'onde aléatoire, (b) : zoom sur la zone proche du point de focalisation (Baldock et al. (1996))

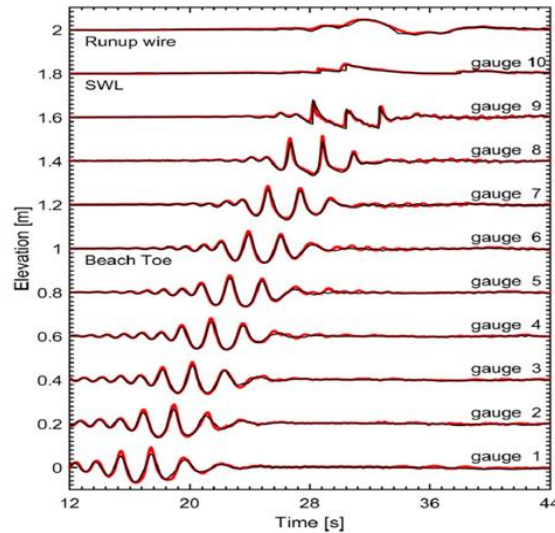


Figure 1.15. Evolution spatio-temporelle d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz (Whittaker et al. (2017)). En noir : résultats expérimentaux, en rouge: résultats d'une simulation numérique (Boussinesq)

Dans la littérature nous distinguons plusieurs méthodes de génération de trains d'ondes. Ces méthodes dépendent principalement du spectre à partir duquel ces trains d'ondes sont construits.

### 1. 5. 2. Méthodes de génération CWA et CWS

Nous allons présenter dans ce paragraphe brièvement les deux méthodes classiquement utilisées dans la littérature pour générer des trains d'ondes.

#### 1. 5. 2. 1. Train d'onde à amplitude spectrale constante (CWA)

La méthode CWA (Constant wave Amplitude) est parmi les premières techniques employées dans la littérature pour générer des paquets d'ondes. Dans un spectre à amplitudes égales (CWA), nous avons la relation suivante sur les amplitudes (Rapp and Melville (1990)) :

$$a_1 = a_2 = a_i = a_N \text{ et } a = a_i N$$

Les composantes fréquentielles discrètes  $f_i$  sont uniformément réparties sur une largeur spectrale :

$$\Delta f = f_N - f_1$$

$$f_c = \frac{1}{2} (f_N + f_1)$$

Le paramètre  $f_c$  représente la fréquence centrale et  $k_c$  désigne le nombre d'onde correspondant. Les trains d'ondes sont générés en variant la largeur spectrale et l'amplitude  $ak_c$ . Ce dernier paramètre, qui est indépendant de la largeur spectrale  $\Delta f/f$ , est varié en multipliant le

paquet d'ondes par un facteur de gain (Rapp and Melville (1990)). L'amplitude  $a$  est une mesure théorique de l'amplitude du train d'ondes à la focalisation. La figure 1.16 représente un spectre correspondant à un train d'ondes CWA.

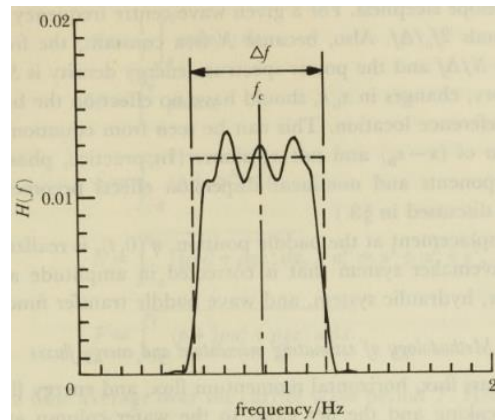


Figure 1.16. Spectre d'un train d'ondes CWA (Rapp and Melville (1990))

#### 1. 5. 2. 2. Train d'ondes à non-linéarité constante (CWS)

La méthode CWS (*Constant wave steepness*) représente également une technique classiquement utilisée dans la littérature pour générer des trains d'ondes (Baldock et al. (1996) ; Nepf et al. (1998)). Dans cette méthode, les amplitudes sont choisies de cette manière :

$$a_n = \frac{G_1}{k_n}$$

où  $G_1$  représente le facteur de gain qui est utilisé pour varier la non-linéarité du train d'ondes. Le paramètre  $G_1$  est par conséquent le même pour toutes les composantes fréquentielles (i.e.  $k_i a_i = \text{constante}$ ). Le paramètre  $k_n$  désigne le nombre d'onde correspondant à la fréquence  $f_n$ . La figure 1.17 montre deux spectres correspondant à deux trains d'ondes CWS de non-linéarité différente.

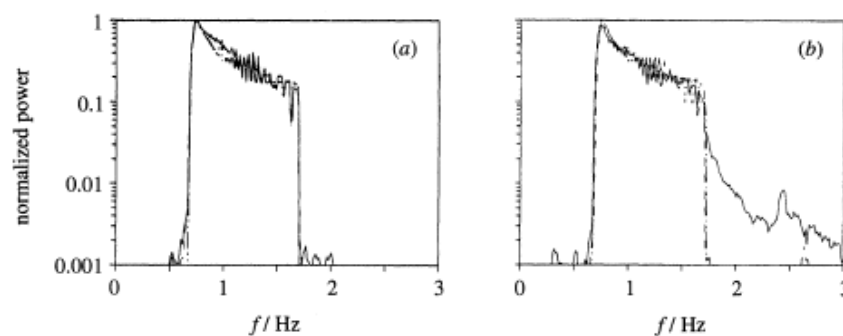


Figure 1.17. Spectres de deux trains d'ondes (CWS). (a), amplitude d'entrée  $A = 22$  mm ; (b)  $A = 55$  mm. La ligne continue représente le signal spectral au point de focalisation et la ligne en pointillé représente le signal spectral 8 m avant la focalisation (Baldock et al. (1998)).



### 1. 5. 3. Autres méthodes de génération

En plus des méthodes classiques CWS et CWA, nous pouvons aussi distinguer dans la littérature des trains d'ondes construits à partir de spectre Gaussien. Les trains d'ondes Gaussiens permettent d'avoir un contrôle excellent de la forme du train d'ondes ainsi que son spectre (Coulson (1949) ; Kinsman (1965) ; Günther et al. (1986), Abroug et al. (2019)). Parmi les formulations mathématiques les plus simples, nous citons celle qui est proposée par Günther et al. (1986) :

$$\eta(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(k) \exp[i(kx - \omega t)] dk \quad (1.37)$$

avec  $k=2\pi/\lambda$  le nombre d'onde. Cette formulation correspond à un paquet d'ondes modulé d'enveloppe gaussienne à l'instant de focalisation. L'expression du spectre Gaussien est la suivante :

$$E_g(k) = \frac{a_0^2}{s\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(k-k_0)^2}{2s^2}\right] \quad (1.38)$$

où  $a_0$  désigne l'amplitude maximale du train d'ondes et  $s$  représente l'écart-type de la distribution, appelé aussi coefficient de forme du spectre Gaussien. En augmentant la valeur de  $s$ , l'énergie totale est distribuée sur une large gamme de fréquence. En d'autres termes, un grand facteur de forme implique un spectre large ayant plusieurs composantes fréquentielles (Figure 1.18). La figure 1.19 de Günther et al. (1986) illustre un exemple typique d'un train d'ondes gaussien.

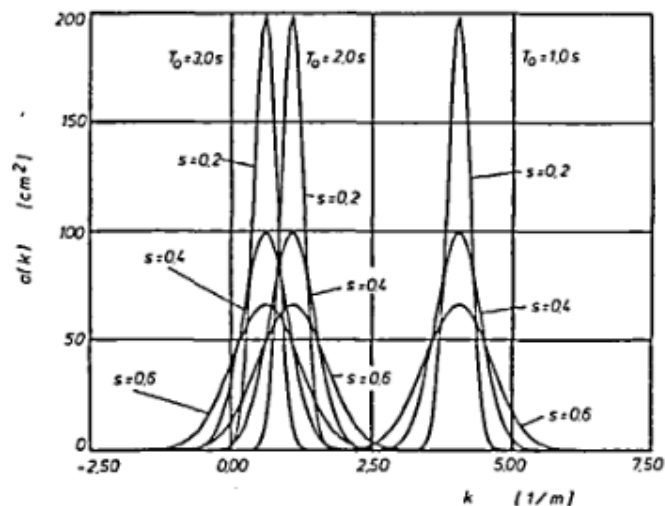


Figure 1.18. Spectre gaussien (Günther et al. (1986))

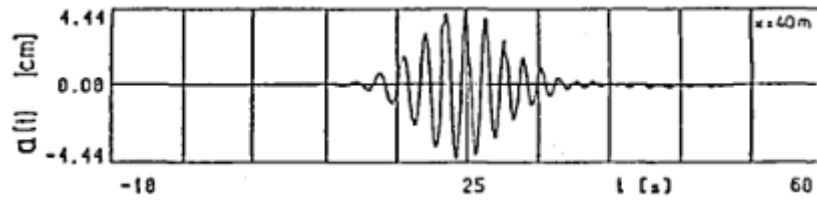


Figure 1.19. Train d'ondes Gaussien (Günther et al. (1986))

Les trains d'ondes construits à partir de spectres de Pierson-Moskowitz (Whittaker et al. (2017); Abroug et al. (2020)) ou de JONSWAP (Abroug et al. (2020); Katsardi and Swan (2010)) font également partie des trains d'ondes récemment étudiés dans la littérature. Les figures 1.20 et 1.21 illustrent respectivement l'évolution temporelle d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz et d'un train d'ondes de JONSWAP.

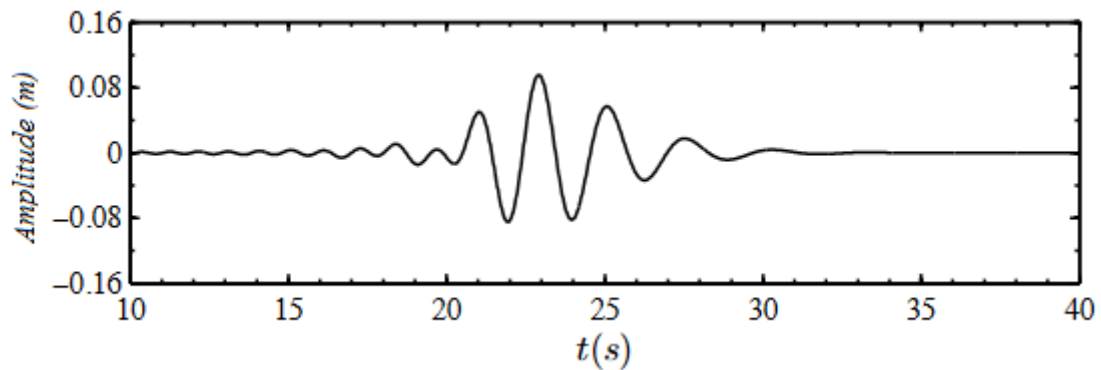


Figure 1.20. Train d'ondes construit à partir de spectre de Pierson-Moskowitz (Whittaker et al. (2017))

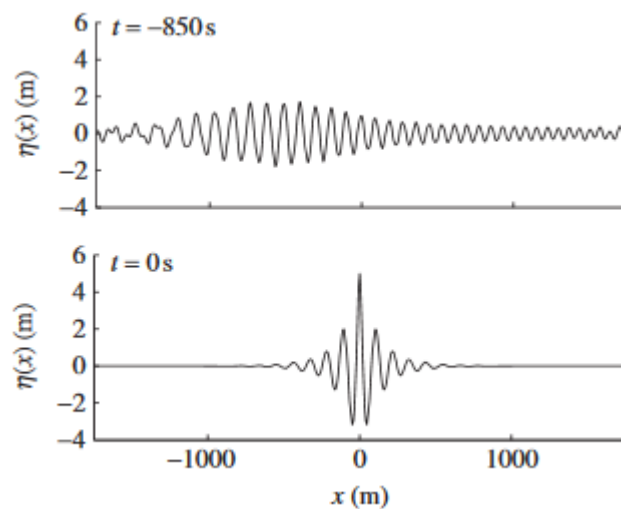


Figure 1.21. Train d'ondes construit à partir de spectre de JONSWAP à deux différentes sections du canal (Katsardi and Swan (2010))

Dans cette thèse, nous allons nous focaliser particulièrement à l'étude des paquets d'ondes construits à partir de :

- Spectre Gaussien
- Spectre de Pierson-Moskowitz
- Spectre de JONSWAP

## 1. 6. Analyse et caractérisation des trains de vagues irréguliers

### 1. 6. 1. Variation spatiale des paramètres caractéristiques d'un train d'ondes

Parmi les paramètres caractéristiques d'un train d'ondes, nous citons : la fréquence de pic ( $f_p$ ) (Figure 1.22), la fréquence caractéristique (ou fréquence moyenne) ( $f_s$ ) et le paramètre local de non-linéarité ( $S_0$ ). Les deux derniers paramètres représentent respectivement un indicateur du changement spectral (Liang et al. (2017)) et la non-linéarité du train d'ondes (Tian et al. (2010)). En d'autres termes, un accroissement spatial de la fréquence caractéristique désigne une augmentation énergétique au niveau des hautes fréquences et une non-linéarité importante est caractérisée par un train d'ondes de fortes amplitudes. Ces deux paramètres se calculent en utilisant respectivement les équations 1.39 et 1.40.

$$f_s = \frac{\sum_{i=1}^n [f_i a_i^2 (\Delta f)_i]}{\sum_{i=1}^n [a_i^2 (\Delta f)_i]} \quad (1.39)$$

$$S_0 = k_{s0} \sum_{i=1}^n a_i \quad (1.40)$$

où  $f_i$  (Hz) désigne la fréquence correspondant à l'amplitude  $a_i$  (m),  $\Delta f$  est le pas de fréquence et  $k_s$  est le nombre d'onde caractéristique qui est déterminée en utilisant la relation de dispersion (1.35). Ces différents paramètres sont déterminés grâce à une analyse spectrale.

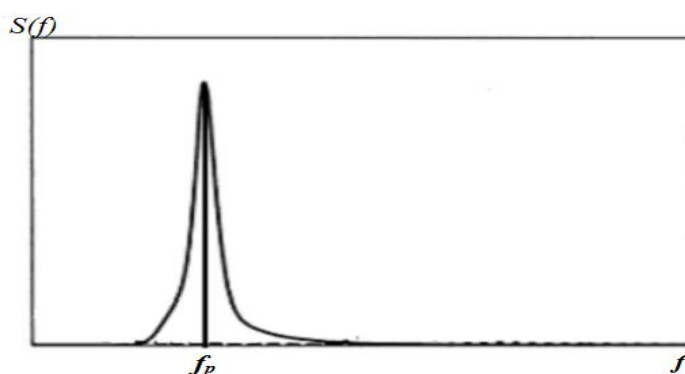


Figure 1.22. Spectre d'une vague ; emplacement de la fréquence de pic ( $f_p$ ).  $S(f)$  désigne la densité spectrale (Molin (2002))

Liang et al. (2017) ont étudié les variations spatiales de la fréquence de pic dans le cas d'un train d'ondes à non-linéarité constante (CWS) et de Pierson-Moskowitz se propageant dans une eau profonde sur un fond de bathymétrie constante. Liang et al. (2017) ont démontré expérimentalement que la fréquence de pic demeure constante le long de la propagation, en amont et en aval du déferlement (Figure 1.23). Cependant, Tian et al. (2010) qui ont travaillé sur des trains d'ondes de spectre CWS se propageant dans une eau profonde, ont trouvé que la fréquence de pic décroît au cours de la propagation (Figure 1.24).

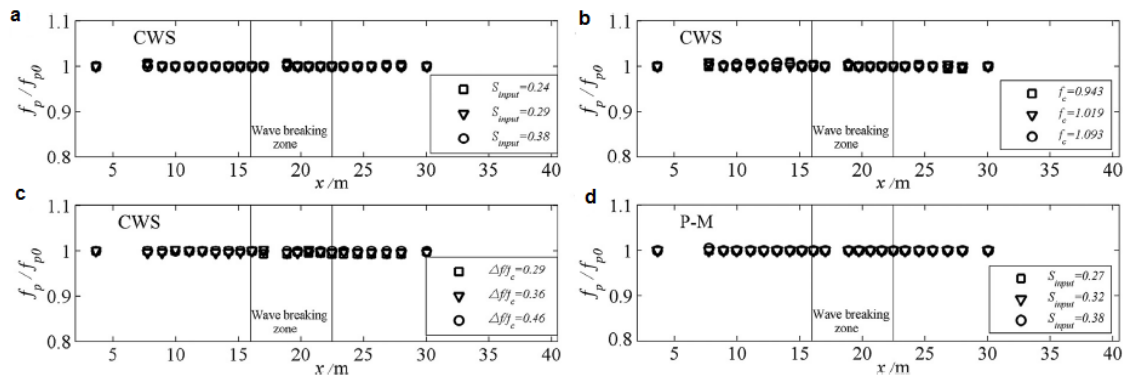


Figure 1.23. Variation spatiale de la fréquence de pic ( $f_p$ ) (Liang et al. (2017)).  $f_{p0}$  désigne la fréquence de pic calculée à  $x = 3,65$  m du générateur de vagues (Longueur totale du canal : 69 m),  $S_{input}$  représente la non-linéarité du train d'onde,  $\Delta f/f_c$  est un paramètre indiquant la largeur spectrale et P-M c'est le spectre de Pierson-Moskowitz

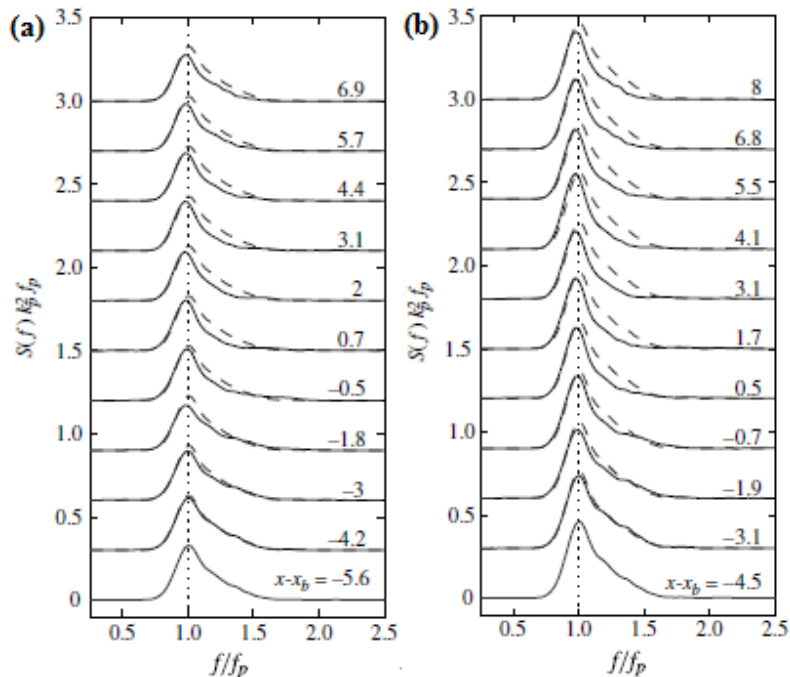


Figure 1.24. Variation spatiale de la fréquence de pic (Tian et al. (2011)).  $S(f)k_p^2 f_p$  désigne la densité spectrale, la ligne verticale en pointillée représente la position initiale de la fréquence de pic et  $x_b$  c'est l'abscisse de déferlement

La variation spatiale de la fréquence caractéristique ( $f_s$ ) a été étudiée par Liang et al. (2017). La figure 1.25 montre que ce paramètre reste relativement constant dans le cas des trains

d'ondes de faible non-linéarité et diminue légèrement dans le cas des trains d'ondes de forte non-linéarité. Juste avant le déferlement, ce paramètre subit une légère augmentation et ensuite diminue d'une manière significative. Selon Liang et al. (2017) ces variations sont le constat des transferts d'énergie qui s'accroissent lors du déferlement.

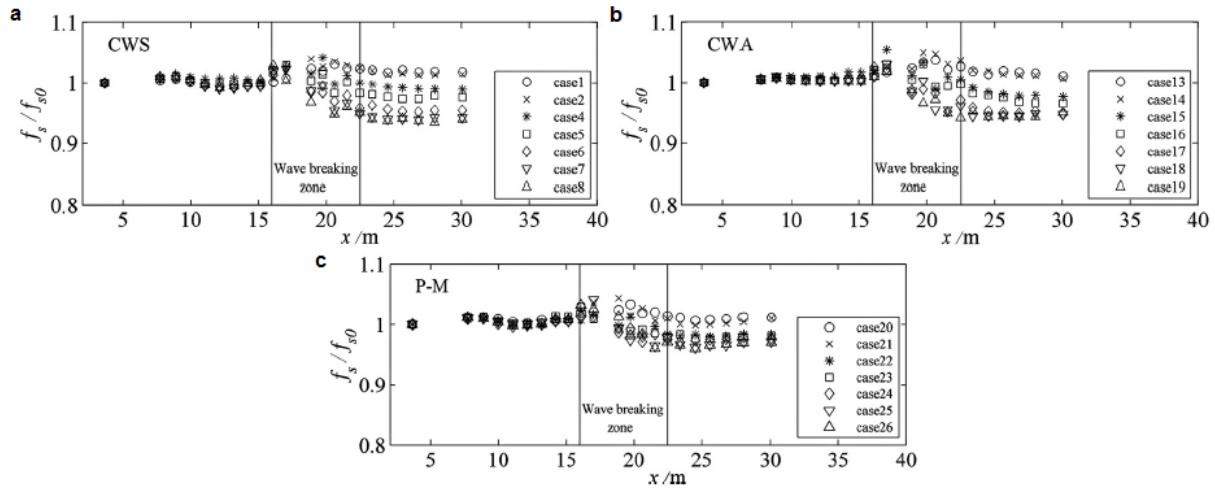


Figure 1.25. Variation spatiale de la fréquence caractéristique (Liang et al. (2017)).  $f_{s0}$  désigne la fréquence caractéristique calculée à  $x = 3,65$  m du générateur de vagues

### 1. 6. 2. Dissipation de l'énergie sur le fond plat

La dissipation énergétique des vagues provient essentiellement de l'influence de la résistance de l'air sur la surface libre, du frottement au niveau du fond et des parois latérales et du déferlement (Tian et al. (2010) ; Merkoune et al. (2013)). Dans cette partie, nous nous intéressons exclusivement à la dissipation énergétique due au frottement du fond et des parois latérales dans le cas des trains d'ondes se propageant dans une profondeur d'eau constante. Merkoune et al. (2013) ont trouvé que le groupe de vagues focalisé subit une dissipation énergétique de l'ordre de 25% sur une longueur de 14 m quelque soit l'amplitude initiale du train d'ondes (Figure 1.26). Ces résultats ont été validés pour des profondeurs intermédiaires et profondes (i.e.  $0,9 < kh_0 < 2,95$ ). Ces pertes sont dues principalement à la dissipation visqueuse de l'énergie liée aux frottements avec les parois du fond et des côtés.

Les pertes d'énergie obtenues dans les travaux de Merkoune et al. (2013) sont plus grandes que celles obtenues antérieurement par Tian et al. (2010) (Figure 1.27). Cette différence s'explique par le fait que les expériences sont menées dans un canal ayant une largeur et une profondeur plus faibles. En effet, les tests réalisés dans le cadre des travaux de Merkoune et al. (2013) ont été effectués dans un canal à houle de dimension  $17 \times 0,5 \times 0,6$  m rempli de  $h_0 = 0,25$  m d'eau alors que ceux réalisés dans Tian et al. (2010) ont été effectués dans un canal à houle de dimension  $35 \times 0,7$  rempli de  $h_0 = 0,62$  m d'eau.

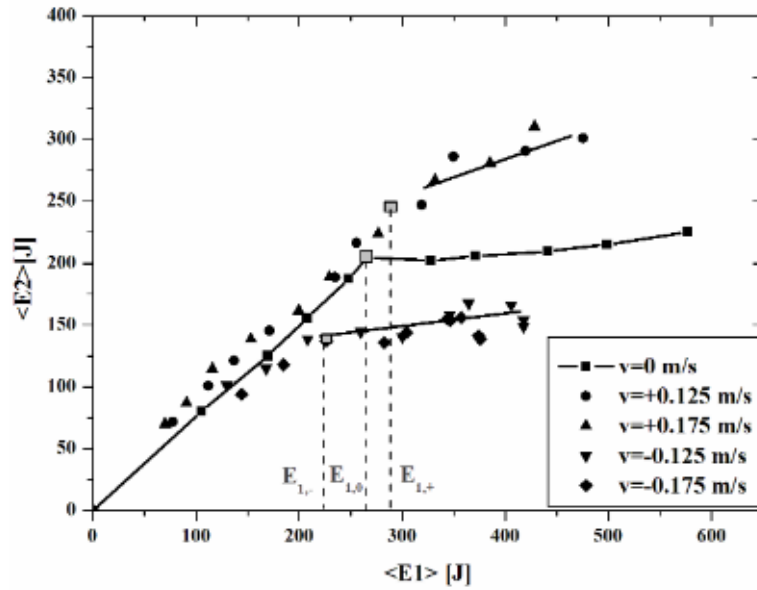


Figure 1.26. Dissipation énergétique sur un fond plat (Merkoune et al. (2013)).  $E_1$  : énergie en  $x = 1$  m du générateur de vagues et  $E_2$  : énergie en  $x = 15$  m. Sur la légende, les symboles indiquent la vitesse du courant appliqué. Nous nous contenterons de la partie de la courbe qui contient des observations pour  $v = 0$  m/s. Les traits verticaux en pointillé désignent le début du déferlement

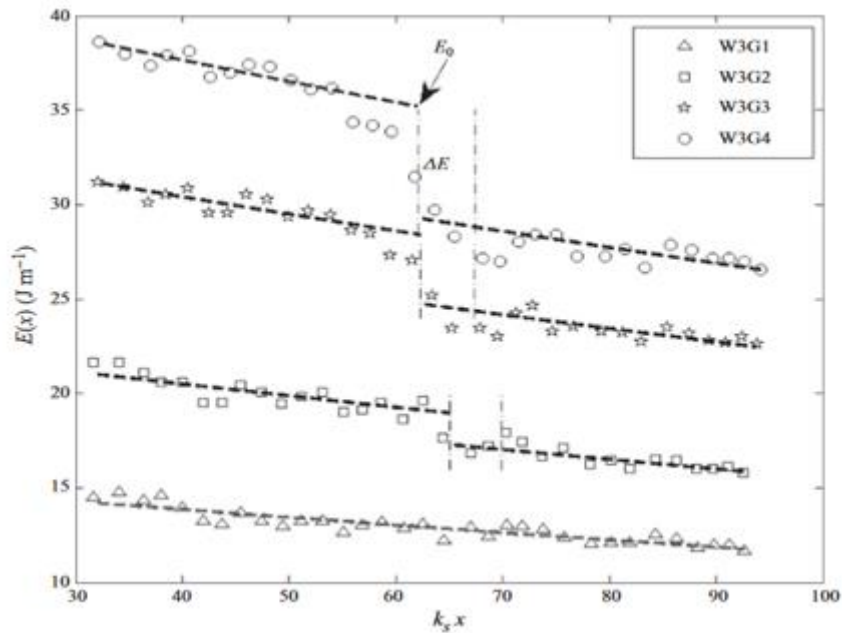


Figure 1.27. Variation spatiale de l'énergie totale sur un fond plat et dans une eau profonde (Tian et al. (2010)). Les 4 différents symboles représentent 4 différents trains d'ondes

### 1. 6. 3. Variation spatiale de l'énergie spectrale et transferts d'énergie

Les résultats décrits dans le paragraphe précédent concernent uniquement les pertes énergétiques globales sur un fond plat. En revanche, pour quantifier les variations spatiales de l'énergie dans les différentes composantes fréquentielles, une approche spectrale s'impose.

Cette approche a pour finalité d'étudier et ensuite quantifier les changements spectraux lors de la propagation du train d'ondes, en amont et en aval de déferlement.

Le déferlement joue un rôle important dans les zones côtières puisque c'est au cours de cet évènement que la vague perd beaucoup de son énergie. Ce phénomène favorise également les échanges énergétiques entre l'eau et l'air en générant de la turbulence au niveau de la surface libre. Plusieurs études ont été menées afin d'évaluer le comportement de la vague en amont et en aval du déferlement (Rapp et Melville (1990), Perlin et al. (1996), Melville et al. (2002), Banner and Peirson (2007), Drazen et al. (2008), Tian et al. (2008, 2010, 2011)).

Les études expérimentales qui ont été menées dans le but de suivre, d'une manière quantitative, les variations spatiales de l'énergie spectrale dans le cas des trains d'ondes déferlants, sont relativement peu nombreuses. Rapp et al. (1990) étaient parmi les premiers qui ont réussi, d'une manière qualitative, à mettre en évidence des changements spectraux lors du propagation d'un train d'onde dans une eau profonde (Figure 1.28). Baldock et al. (1996) ont examiné les transferts d'énergie vers les hautes fréquences au cours du processus de focalisation. Ils ont démontré que les changements spectraux sont de plus en plus intenses en s'approchant du point de focalisation.

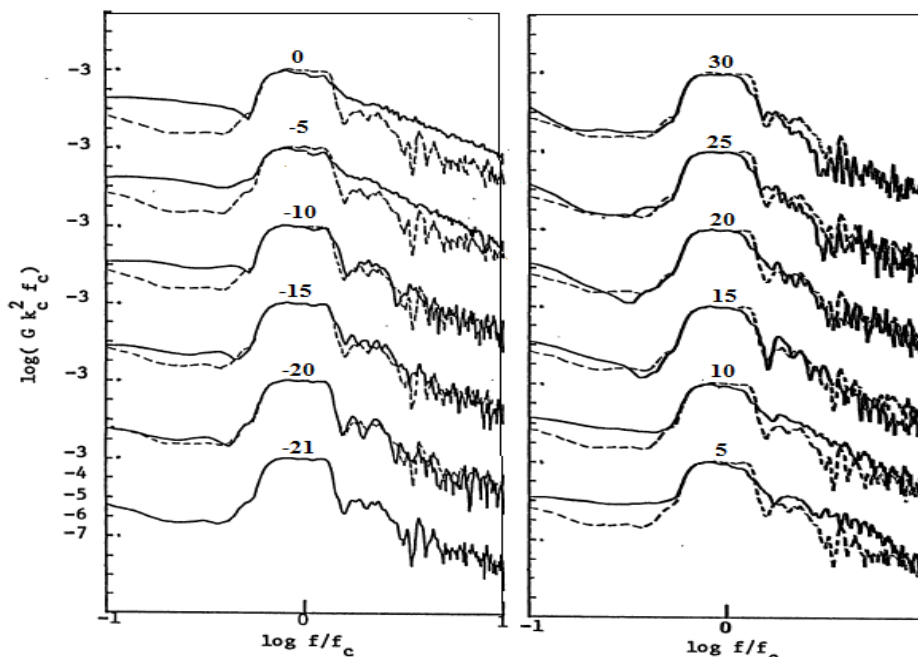


Figure 1.28. Variation spatiale de l'énergie spectrale d'un train d'onde à amplitudes constantes (CWA). Le trait en pointillé désigne le spectre référence calculé à 21 m avant le déferlement. Les chiffres au-dessus de chaque spectre représentent la position à laquelle la mesure a été effectuée et la position 0 correspond à la position de déferlement. L'axe des ordonné représente la densité spectrale et l'axe des abscisses représente la fréquence centrale ( $f_c$ ) (Rapp and Melville (1990)).  $f_c = 0,5(f_{max} - f_{min})$ , où  $f_{max}$  et  $f_{min}$  désigne respectivement la fréquence minimale et la fréquence maximale présentes dans un spectre CWA (Voir Rapp and Melville (1990))

Plusieurs auteurs ont montré leur intérêt pour la quantification de l'énergie dissipée lors du déferlement (Banner and Peirson (2007), Drazen et al. (2008)). Meza et al. (2000) ont trouvé que la majorité de l'énergie dissipée provient des composantes hautes fréquences ( $f > f_p$ ) et une faible portion de cette énergie est transférée vers les composantes faibles fréquences ( $f < 0,5f_p$ ). Ils ont également trouvé que le spectre au niveau du pic garde à peu près la même forme après le déferlement.

Dans les travaux menés dans Tian et al. (2011), les auteurs ont partitionné le spectre correspondant à un train d'ondes de type CWS en 4 régions spectrales afin d'examiner les variations spatiales de l'énergie dans chacune de ces régions. Ils ont appelé E1 : la région de pic, E2 : la région de transfert, E3 : la région des hautes fréquences et E4 : la région des basses fréquences. La tableau 1.3 contient quelques partitionnements de spectres, relatifs aux trains d'ondes, effectués dans des études précédentes. Il est important de signaler que dans leurs travaux, les auteurs se sont basé exclusivement sur la forme du spectre pour effectuer ce partitionnement. Par la suite, Tian et al. (2011) ont réussi à mettre en évidence des transferts non-linéaires de l'énergie en aval de déferlement, de la région des hautes fréquences vers la région de transfert (Figure 1.29). Ils ont réussi à caractériser les variations spatiales de l'énergie dans les différentes gammes de fréquences. L'énergie dissipée concerne en bonne partie la première harmonique ( $f/f_p = [1 : 2]$ ).

Etude	Forme des spectres	Choix de $f_p$ et $f_c$	Intervalle de fréquence (Hz)	Partitionnement
Tian et al. (2011)	CWS	$f_c : [1,11 : 1,55]$ Hz $f_p : [0,95 : 1,25]$ Hz	[0,2 : 0,38]	E4 : $0,5 < f/f_p < 0,9$ E1 : $0,9 < f/f_p < 1,1$ E2 : $1,1 < f/f_p < 1,5$ E3 : $1,5 < f/f_p < 2,5$
Liang et al. (2017)	PM, CWS et CWA	$\emptyset$	0,48	E3 : $1 < f/f_p$
Baldock et al. (1996)	Aléatoire	$\emptyset$	[0,66 : 2]	E3 : $1,5 > f/f_p$
Rapp et Melville (1990)	CWA	$f_c = 0,88$ Hz ; 1,08 Hz ; 1,28 Hz	[0,3 : 1,6]	E3 : $f < f_c$ E4 : $f > f_c$
	JONSWAP	$f_p = 1,25$ Hz	$\emptyset$	E3 : $1 < f/f_p < 1,5$



Alberto et al. (2018)				
Thomas et al. (2018)	Gaussien	$f_p = 0,64$ Hz	$\emptyset$	E1 et E2 : $[f_p : 0,92]$ E3 : $[0,92 : 2,5f_p]$
Günther et al. (1986)	Gaussien	$f_p = 1,25$ Hz ; 0,5 Hz	$\emptyset$	E3 : $f > f_p$

Tableau 1.3. Tableau récapitulatif de quelques partitionnements spectraux effectués dans les travaux précédents et dans le cas des trains d'ondes de différents types de spectre

Récemment, Liang et al. (2017) ont travaillé sur trois types de spectres : Pierson-Moskowitz, CWA et CWS se propageant dans des eaux profondes ( $h_0 = 1,5$  m). Les travaux ont été réalisés dans un canal à houle qui fait 4 m de large. Ils ont démontré expérimentalement que l'énergie totale reste approximativement constante (Figure 1.30) dans le cas des trains d'ondes non-déferlants car la largeur du canal est grande. Avec l'augmentation de la non-linéarité, la perte d'énergie à cause du déferlement augmente. La perte totale de l'énergie est de l'ordre de 35% pour les vagues (CWS) et 25% pour les vagues de Pierson-Moskowitz.

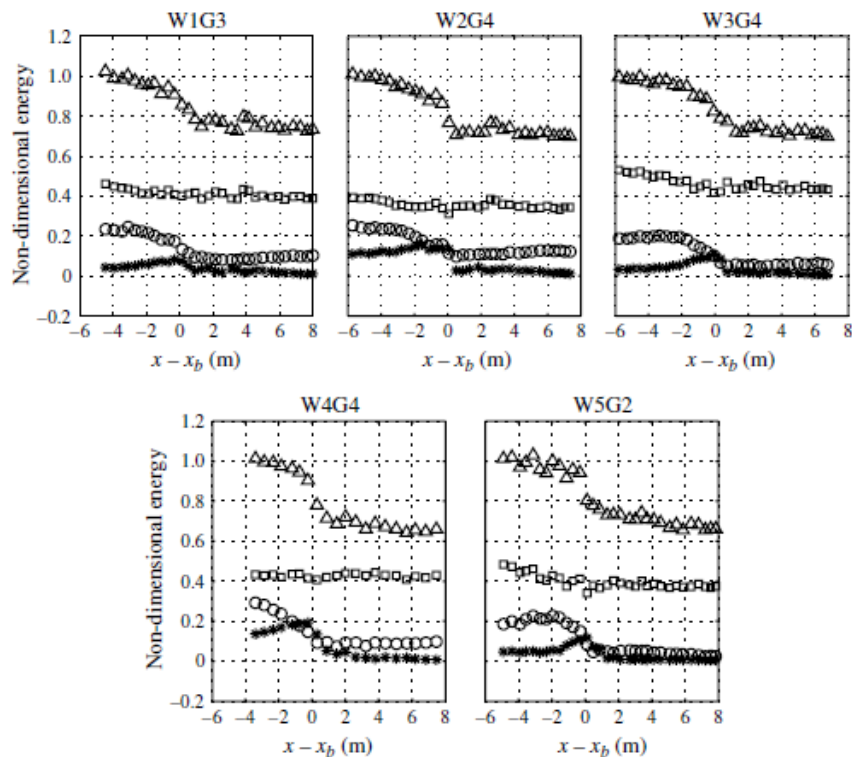


Figure 1.29. Variation spatiale de l'énergie. ( $\Delta$ ): Energie totale E0; ( $\square$ ): Energie dans la zone de pic E1, ( $\circ$ ): Energie dans la zone de transfert E2; ( $*$ ): Energie dans la zone des hautes fréquences E3. L'axe des ordonné représente l'énergie adimensionnée et l'axe des abscisses représente la position  $x - x_b$ , où  $x_b$  c'est la position de déferlement. Les appellations W1G3, W2G4, W3G4, W4G4 et W5G2 désignent les 5 trains d'ondes étudiés dans Tian et al. (2011)

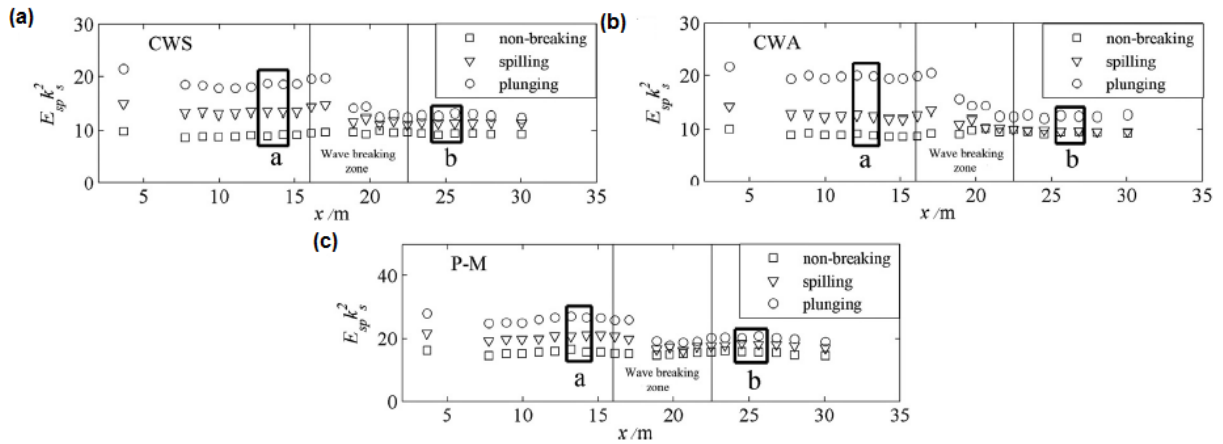


Figure 1.30. Variation spatiale de l'énergie totale. (a): spectre CWS; (b): spectre CWA; (c): spectre P-M. (Liang et al. (2017)). Les lettres a et b à l'intérieur des trois figures désignent les positions références avant et après déferlement

En ce qui concerne l'énergie dans la région des basses fréquences ( $E_4$ ), plusieurs études ont été menées dans le but de suivre son évolution le long de la propagation. Meza et al. (2000) et Yao and Wu (2004) ont expérimentalement montré qu'il existe un gain d'énergie au niveau de cette région quand la vague déferle. Tian et al. (2011) ont essayé de quantifier son évolution spatiale. Ils ont conclu que l'énergie dans cette région reste quasiment constante le long de la propagation pour le cas de trains d'ondes non déferlants, alors qu'elle augmente pour le cas de trains d'ondes déferlants (Figure 1.31). Ceci est expliqué par un possible transfert d'énergie de la région du pic ( $E_1$ ) et la région de transfert ( $E_2$ ) vers la région des basses fréquences ( $E_4$ ).

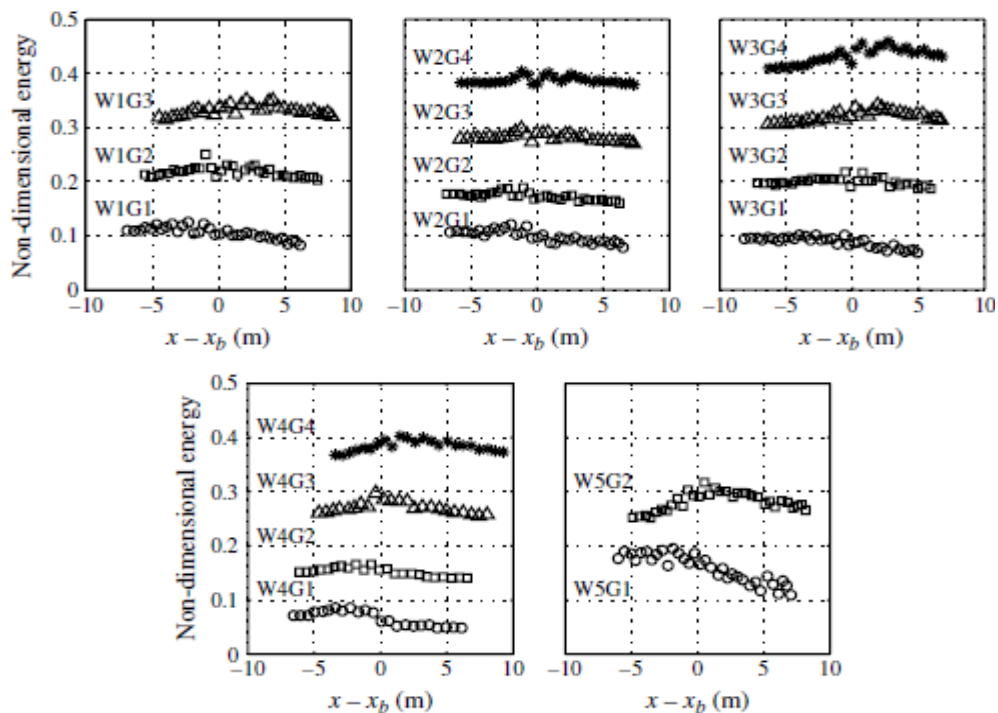


Figure 1.31. Variation spatiale de l'énergie dans la région des basses fréquences  $E_4$  (Tian et al. (2011)). Les 4 différents symboles correspondent à 4 différents trains d'ondes. Les appellations W1G3, W1G2, W1G3... désignent les différents trains d'ondes étudiés dans Tian et al. (2011)

#### 1. 6. 4. Evolution spatiale des paramètres de formes

On appelle paramètres de forme les deux moments d'ordre supérieur à deux de l'élévation de surface libre. Il s'agit de deux paramètres caractéristiques qui permettent d'analyser plus finement la forme de la distribution correspondant au train d'ondes. D'une part, le moment d'ordre trois, appelé aussi paramètre d'asymétrie (Skewness ;  $\lambda_3$ ), mesure l'asymétrie verticale de l'élévation de surface libre. D'autre part, le moment d'ordre quatre, appelé aussi paramètre d'aplatissement (Kurtosis ;  $\lambda_4$ ), mesure l'étroitesse de l'enveloppe extérieure de l'élévation de surface libre. Ce paramètre permet de savoir si, et jusqu'à quel point, la distribution est étroite (Hair et al. (2014)). Son accroissement peut indiquer l'apparition des vagues extrêmes (Mori et al. (2011)). Les formules (1.41) et (1.42) sont utilisées pour estimer ces deux paramètres :

$$\lambda_3 = N^{1/2} \frac{\sum_{i=1}^N \eta_i^3}{(\sum_{i=1}^N \eta_i^2)^{3/2}} \quad (1.41)$$

$$\lambda_4 = N \frac{\sum_{i=1}^N \eta_i^4}{(\sum_{i=1}^N \eta_i^2)^2} \quad (1.42)$$

où N est le nombre d'échantillons. Ce nombre doit être choisi convenablement car il peut avoir un effet sur l'intensité de  $\lambda_4$  et  $\lambda_3$ . Tous les  $\eta(t) = 0$  sont exclues dans le calcul de ces deux paramètres (Tian et al. (2011)). Autrement dit, toutes les élévations de surface libre nulles sont éliminées dans la détermination de  $\lambda_4$  et  $\lambda_3$ . Une distribution standard de référence (i.e. distribution normale) est caractérisée par une asymétrie égale à 0 et un aplatissement égal à 3.

Plusieurs tests expérimentaux et simulations numériques ont été menés dans le cas des trains d'ondes unidirectionnels se propageant dans des eaux de profondeur constante et variable. Dans les travaux de Tian et al. (2011), la propagation du train d'ondes est accompagnée d'une augmentation du paramètre d'asymétrie ( $\lambda_3$ ) qui atteint son maximum juste avant le déferlement. Au-delà de ce point, le moment d'ordre trois diminue et tend à revenir à sa valeur initiale (Figure 1.32.a et 1.32.c). Selon Tian et al. (2011), ce comportement est attendu, vu que ce paramètre mesure essentiellement l'asymétrie verticale (crête/creux) de l'élévation de surface libre. Ce qui est intéressant cependant, c'est la présence des valeurs négatives de ce paramètre proche du lieu où se produit le déferlement. Ceci est expliqué par la présence des creux importants à proximité de déferlement.

En outre, une augmentation du paramètre d'aplatissement ( $\lambda_4$ ) a été observée au cours de la propagation du train d'ondes (Figure 1.32.b et 1.32.d), indiquant la formation de crêtes importantes. Ce phénomène a été validé dans le cas des groupes d'ondes déferlants et non-déferlants (Tian et al. (2011)). Comme pour l'asymétrie, le paramètre d'aplatissement tend à revenir à sa valeur initiale en aval de la zone de déferlement.

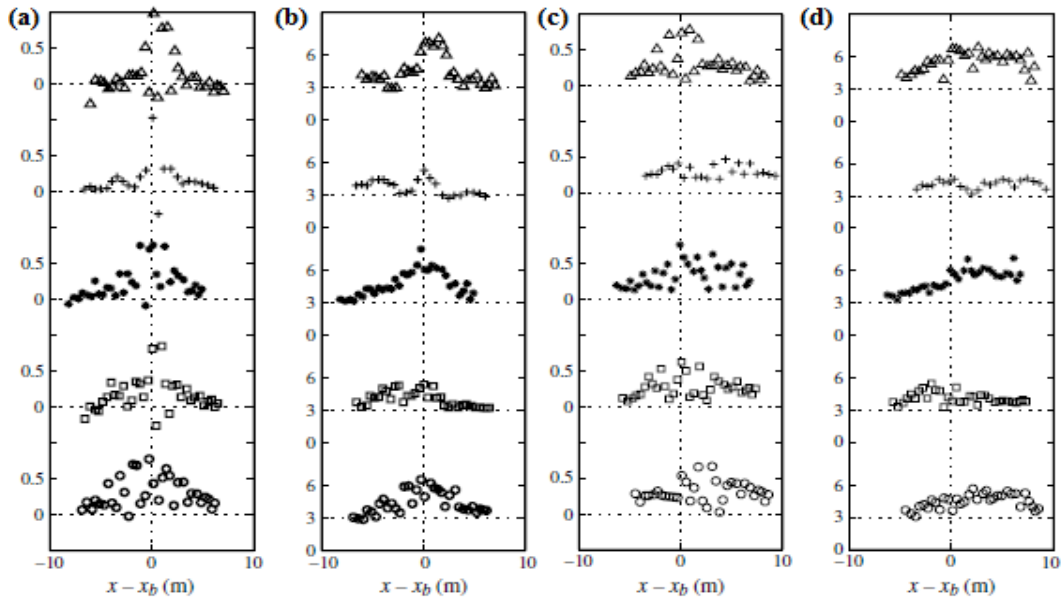


Figure 1.32. Variation spatiale des paramètres de formes. (a), (b) :asymétrie et aplatissement pour le cas des trains d’ondes non déferlants ; (c), (d) : asymétrie et aplatissement pour le cas des trains d’ondes déferlants. (Tian et al. (2011)). Les 5 différents symboles correspondent à 5 différents trains d’ondes de spectre CWS et de non-linéarité similaires se propageant dans une eau profonde

Récemment, Kashima et al. (2014) ont étudié la variation spatiale des deux paramètres de forme dans le cas des trains d’ondes de JONSWAP se propageant dans quatre différentes configurations de plages (Figure 1.33). Ils ont réussi à montrer expérimentalement que le paramètre d’aplatissement augmente avec l’augmentation du paramètre d’asymétrie indépendamment de la houle incidente pour  $k_p h < 1,363$  où  $k_p$  est le nombre d’onde correspondant à la fréquence de pic  $f_p$  (eau peu profonde) (Figure 1.34). Par contre, dans le cas des eaux profondes ( $k_p h > 1,363$ ), il n’existe aucune relation entre les deux paramètres de forme.

En outre, Kashima et al. (2014) ont démontré expérimentalement que l’augmentation du paramètre d’aplatissement, dans les eaux de faible profondeur peut avoir lieu à cause de deux mécanismes différents. Le premier est relié aux interactions du troisième ordre qui deviennent de plus en plus faibles avec la diminution de la profondeur d’eau. Le deuxième mécanisme correspond aux interactions du second ordre (associé au shoaling) qui deviennent dominantes lors de la transition d’une eau profonde à une eau de faible profondeur. Yuen et Lake (1982) et Janssen et Onorato (2007) ont fait des conclusions similaires. Ils ont signalé que les transferts d’énergie dus aux interactions du troisième ordre deviennent de plus en plus faibles avec la diminution de la profondeur d’eau ( $k_p h < 1,363$ ).

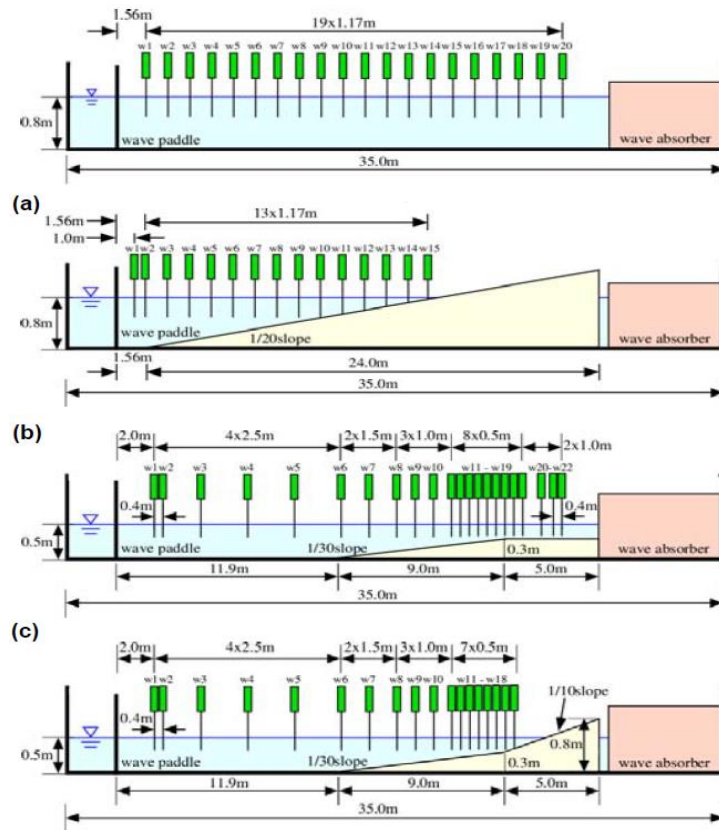


Figure 1.33. Les 4 configurations de bathymétries dans Kashima et al. (2014)

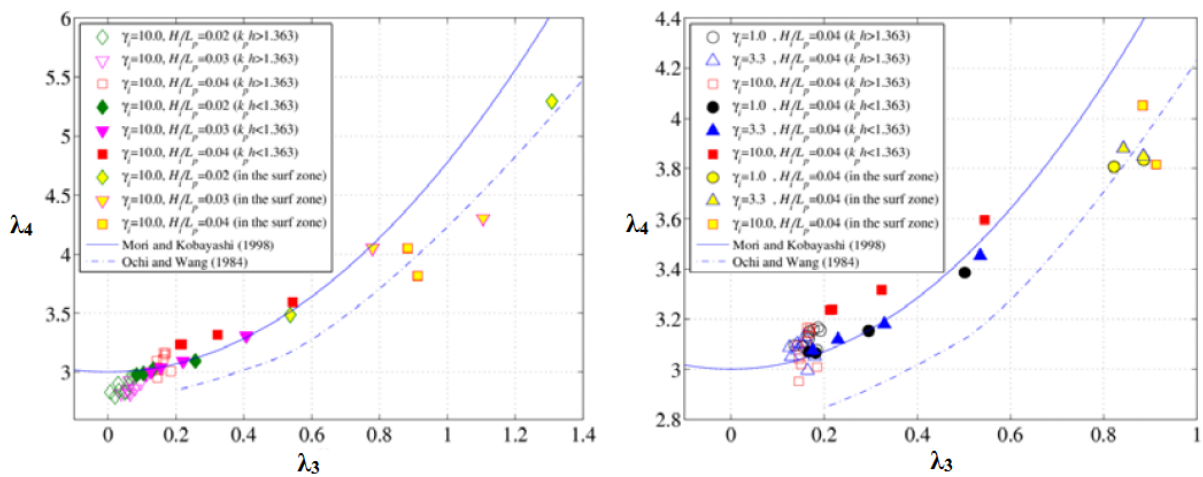


Figure 1.34. Paramètre d'asymétrie ( $\lambda_3$ ) en fonction du paramètre d'aplatissement ( $\lambda_4$ ) pour un train d'onde de JONSWAP se propageant d'une eau profonde vers la zone côtière (Kashima et al. (2014))

## 1. 6. 5. Spectres d'ordre supérieur

Dans les parties précédentes, ce sont les deux approches spectrale et stochastiques qui sont utilisées pour caractériser les variations spatiales de l'énergie et des paramètres de formes. Ces deux approches ne sont pas suffisantes dans la caractérisation des interactions non-linéaires entre les composantes fréquentielles. Dans cette partie nous présentons l'approche bispectrale par ondelettes. A la différence de l'approche spectrale qui transforme le signal en une somme de sinus simple, l'approche bispectrale par ondelettes consiste à transformer le signal temporel en une somme d'ondelettes mère. Parmi les ondelettes mères les plus citées et utilisées dans la littérature, nous citons celle de Morlet (Equation 1.43), Paul (Equation 1.44) et Dog (Equation 1.45) (Figure 1.35).

$$\pi^{-1/4} e^{i\omega_0 \eta} e^{-\eta^2/2} \quad (1.43)$$

$$\frac{2^m i^m m!}{\sqrt{\pi(2m)!}} (1 - i\eta)^{-(m+1)} \quad (1.44)$$

$$\frac{-1^{(m+1)}}{\sqrt{\Gamma(m+\frac{1}{2})}} \frac{d^m}{d\eta^m} (e^{-\eta^2/2}) \quad (1.45)$$

où  $m$  est l'ordre. Plus de détails sur la détermination des autres paramètres se trouvent dans Christopher et al. (1998). Dans le chapitre 2 nous présenterons l'ondelette mère qui a été choisie dans l'approche bispectrale. Ce type de traitement de signal permet par exemple de déterminer la variation temporelle du contenu fréquentiel ce qui n'est pas possible avec l'approche spectrale. Grinsted et al. (2004) ont examiné les variations du contenu fréquentiel en fonction de l'évolution temporelle de l'oscillation arctique afin de déterminer à quel instant le contenu spectral subit un changement brusque (Figure 1.36). Pour simplifier, l'approche par ondelettes permet de détecter les changements brusques du contenu fréquentiel (Elsayed (2006)).

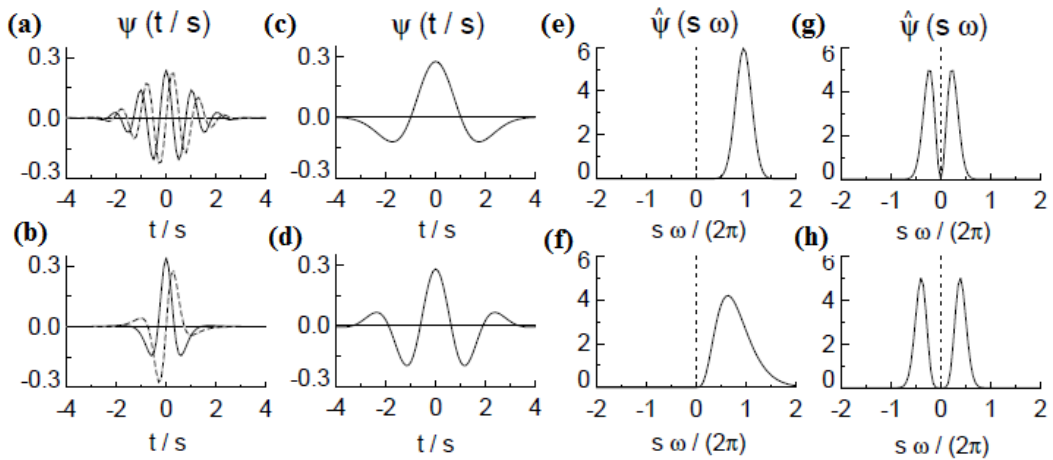


Figure 1.35. Quatre ondelettes mère. (a) : Morlet, (b) : Paul (ordre 4), (c) : Dog (ordre 2) et (d) : Dog (ordre 6). Les figures (e), (f), (g) et (h) représentent l'ondelette correspondante dans le domaine fréquentiel (Christopher et al. (1998))

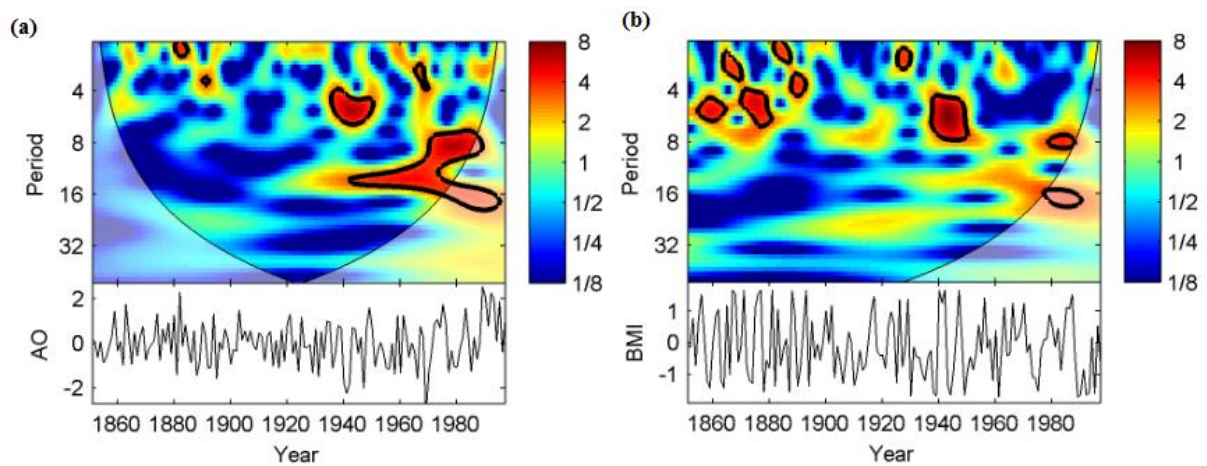


Figure 1.36. (a) : Variation du contenu fréquentiel en fonction de l'évolution temporelle de l'oscillation Arctique (b) : Etendue moyenne des glaces de l'Arctique (Grinsted et al. (2004)). La barre de couleur indique la densité spectrale par ondelettes

L'analyse en ondelettes, représente aussi un outil puissant pour la détermination de l'intensité des interactions entre un triplet de fréquences présentes dans un signal donné, grâce à un paramètre appelé le paramètre de bicohérence. Ce paramètre, introduit par Van Milligan et al. (1995), varie de 0 pour une interaction non-linéaire inexistante à 1 pour une interaction non-linéaire maximale.

Les démarches pour le calcul de ce paramètre pour les tests effectués dans le cadre de cette thèse sont bien détaillées dans le chapitre 2. La figure 1.37 représente l'évolution du paramètre de bicohérence dans un signal électrique. Par exemple, il est clair que l'interaction non-linéaire entre  $f_1 = 65$  Hz et  $f_2 = 55$ Hz est plus importante que celle entre  $f_1 = 40$  et  $f_2 = 20$ .

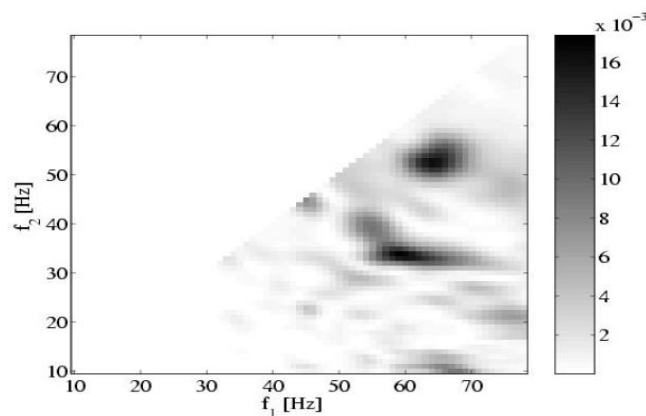


Figure 1.37. Paramètre de bicohérence pour un signal électrique (Larsen et al. (2001))

La figure 1.38, montre l'évolution spatiale de la bicohérence entre les composantes fréquentielles dans le cas d'un train d'onde de JONSWAP se propageant sur un fond contenant un obstacle curviligne situé à 20m du générateur de vagues (Voir figure 1 dans Guohai et al. (2008)). Guohai et al. (2008) ont réussi à mettre en évidence des variations remarquables au niveau des interactions non-linéaires entre les composantes fréquentielles le long de la propagation du train d'onde. En effet, quand le train d'onde franchit l'obstacle (figure 1.38.b), les interactions entre les composantes fréquentielles commencent à augmenter. Au sommet de l'obstacle (figure 1.38.d), les interactions atteignent leur niveau maximal. Guohai et al. (2008) ont démontré expérimentalement que le shoaling est la raison principale de l'accroissement des interactions non-linéaires entre les composantes fréquentielles.

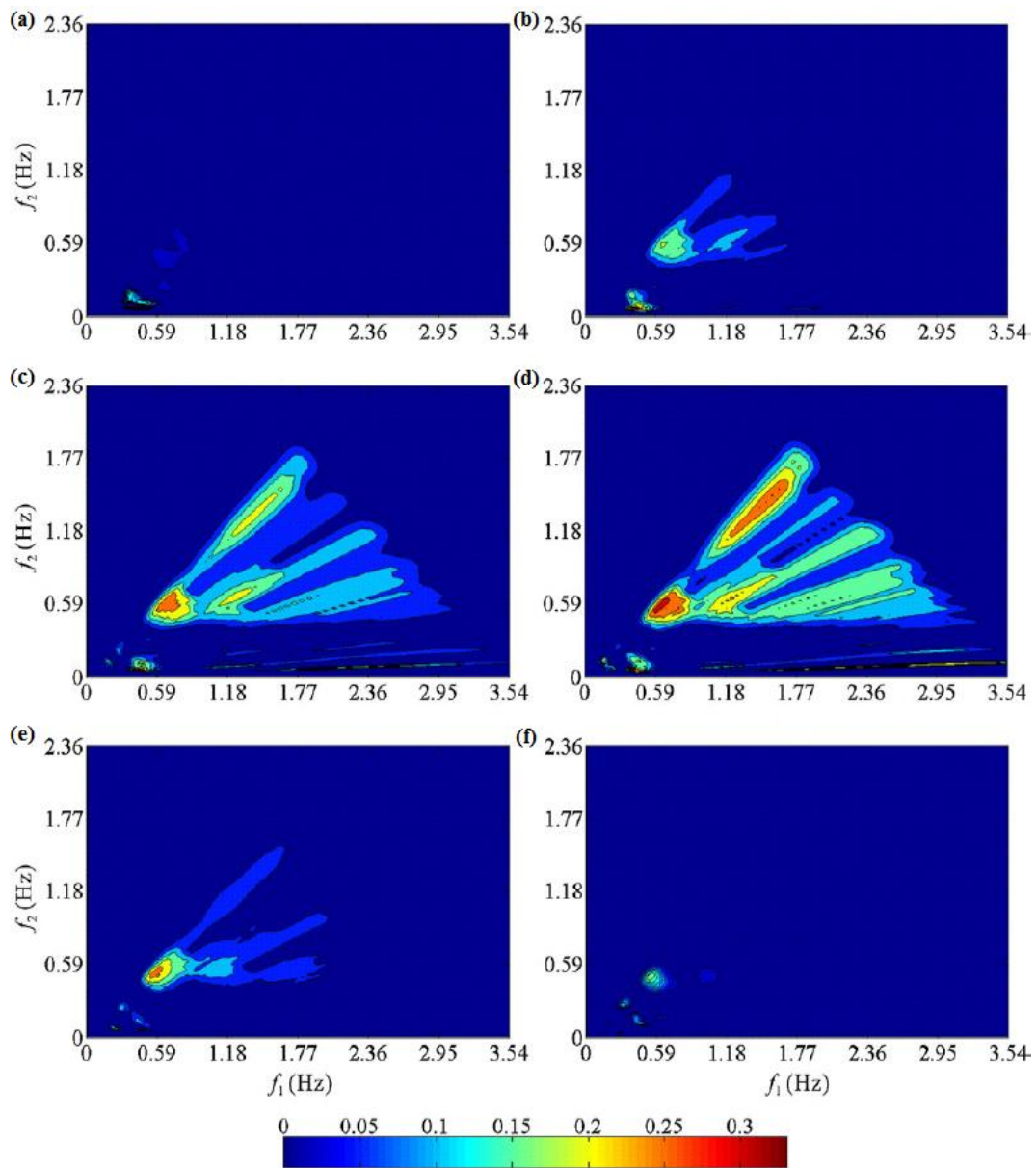


Figure 1.38. Variation spatiale du paramètre de bicohérence pour un train d'onde de JONSWAP déferlant. (a) :  $h_0 = 0,44$  m ;(b) :  $h_0 = 0,26$  m ;(c) :  $h_0 = 0,18$  m ;(d) :  $h_0 = 0,14$  m ;(e) :  $h_0 = 0,10$  m ;(f) :  $h_0 = 0,44$  m (Guohai et al. (2008)). La barre de couleur indique l'intensité de la bicohérence



### 1. 6. 6. Runup des vagues focalisées

Dans le cas général, les composantes subharmoniques (faibles fréquences) qui sont présentes dans un spectre donné peuvent correspondre en partie aux ondes liées et aux ondes parasites liées au mode de génération (Siriam et al. (2015) et Borthwick et al. (2006)). En effet, les ondes subharmoniques se propageant devant le train d'onde (sous forme d'une petite bosse), engendrent une pénétration amplifiée du bore dans le rivage. Par conséquent, le runup augmente (Whittaker et al. (2017) et Orszaghova et al. (2014)).

La figure 1.39.a et 1.39.b de Orszaghova et al. (2014) représente le résultat d'une simulation numérique de l'évolution spatio-temporelle d'un train d'ondes en utilisant une génération du premier et du second ordre. Leur modèle numérique est basé sur les équations de Boussinesq pour les trains d'ondes non-déferlants et sur les équations de Saint Venant (NLSW) pour les trains d'ondes déferlants. Nous pouvons observer une légère différence entre les deux figures. D'une part, la crête centrale qui commence à  $t = 40$  s, et celle de gauche sont légèrement plus importantes dans le cas d'une génération du premier ordre. D'autre part, le creux de gauche est plus important dans le cas d'une génération du second ordre.

Les figures 1.39.c, 1.39.d, montre le résultat d'un filtre passe bas ( $< 0,5$  Hz) effectué pour isoler les composantes basses fréquences du même train d'onde. L'utilisation d'une génération du second ordre modifie considérablement le signal correspondant aux composantes basses fréquences. Dans la génération du premier ordre, la longue vague parasite de fréquence  $f < 0,5$  Hz se propage à une vitesse plus importante que celle du train d'ondes principal.

Whittaker et al. (2017), étaient parmi les premiers à tenter de réaliser expérimentalement une génération du second ordre dans le but d'étudier le runup correspondant aux trains d'ondes. Comme dans Orszaghova et al. (2014), ils se sont basés sur la formulation théorique de Schäffer (1996) pour effectuer une correction partielle du signal généré. Cette correction consiste à ajouter des termes correctifs au signal d'entrée. Ces termes correspondent à des vagues régulières de fréquences  $f < 0,5$  Hz mais de phase  $\Phi = \pi$ . En l'ajoutant à ces termes correctifs, les composantes basses fréquences parasites tendent vers 0. La figure 1.40 montre la différence frappante entre le runup fourni par les deux types de générations (avec et sans correction). Une génération du premier ordre engendrera sans aucun doute un runup surestimé. Whittaker et al. (2017) a mentionné aussi que les corrections effectuées dans leur travail ne sont pas suffisantes pour supprimer totalement les composantes subharmoniques parasites.

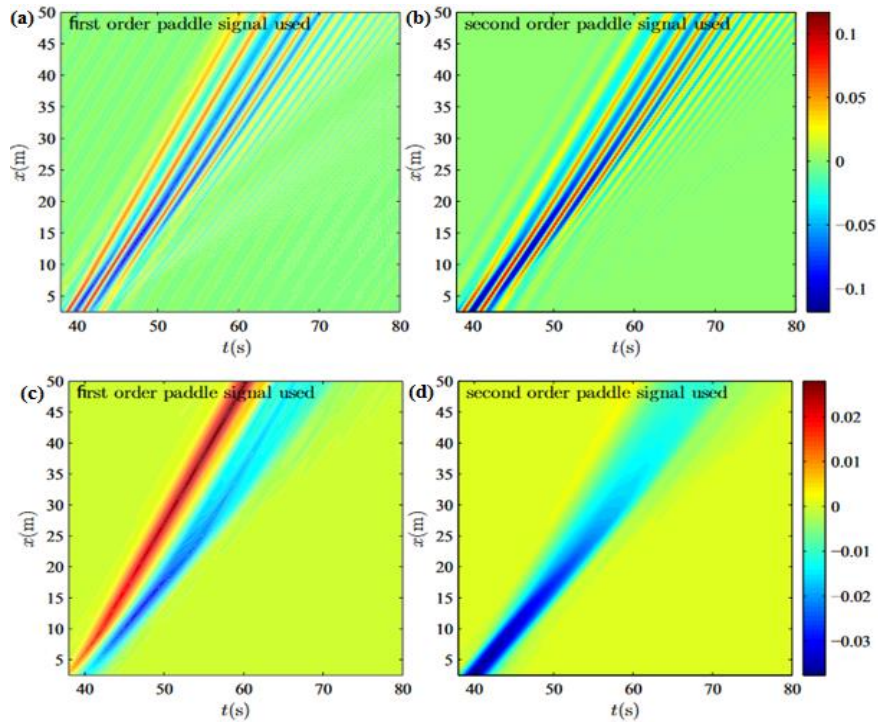


Figure 1.39. Diagrammes spatio-temporels pour un train d'ondes de Pierson-Moskowitz (simulation numérique). (a) et (b) : signal de génération de premier ordre et de second ordre (signal complet) ; (c) et (d) : même chose pour un signal filtré autour des basses fréquences ( $f < 0,5$  Hz) (Orszaghova et al. (2014))

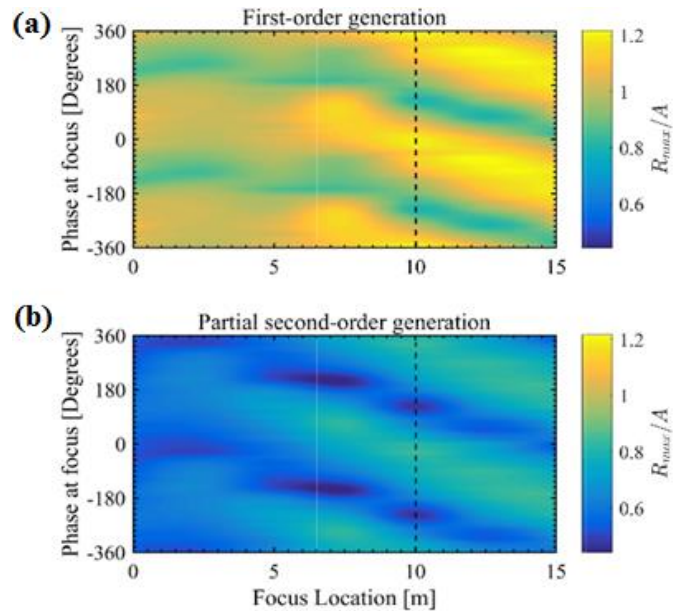


Figure 1.40. L'effet d'une correction partielle sur le signal obtenu expérimentalement pour un train d'ondes de Pierson-Moskowitz.  $R_{max}$  : runup maximal et  $A$  : Amplitude de l'onde solitaire à la focalisation. (Whittaker et al. (2017)). (a) : Génération du premier ordre ; (b) génération du second ordre

## 1. 7. Modélisation numérique

### 1. 7. 1. Revue bibliographique

Depuis plusieurs décennies, de nombreux modèles mathématiques et méthodes numériques ont été proposés dans le but de prédire la dynamique complexe en zone côtière des vagues fortement non-linéaire tout en prenant en compte les effets dispersifs, les variations bathymétriques et le caractère multidirectionnel de la houle. Dans cette optique, les modèles numériques basés sur les équations de Navier-Stokes représentent un moyen pertinent pour la prédiction de la propagation de la vague en amont et en aval du déferlement. Malgré la haute précision que peuvent fournir ces modèles, ces derniers nécessitent des ressources informatiques de hautes performances (Yates et benoit (2012)). Même avec la puissance de calcul des ordinateurs actuels, il est relativement difficile de réaliser des simulations numériques rapides en utilisant les équations de Navier-Stokes. L'idée est par conséquent de simplifier ces équations tout en conservant les phénomènes physiques importants (déferlement, dissipation énergétique...).

En supposant que l'écoulement est hydrostatique et les vagues sont suffisamment longues, les modèles de type Saint-Venant (NLSW) sont très utilisés dans le cas des vagues se propageant dans des eaux de faible profondeur (*inner surf zone*, Duran et al. (2018)). Plusieurs travaux ont été réalisés en utilisant cette approche (Zhou et al. (2002); Antuono et al. (2009); Anastasiou and Chan (1999)). D'un point de vue pratique, les équations de Saint-Venant permettent de prédire avec précision le runup des vagues longues (Cea et al. (2004), Dutykh et al. (2011)). Depuis plusieurs années, les chercheurs ont essayé d'étendre le domaine d'application de ces équations, de manière à inclure les eaux de profondeur intermédiaire.

Depuis plus de 40 ans, les modèles de la famille Boussinesq-Serre-Green-Naghdi sont de plus en plus utilisés pour la modélisation de l'hydrodynamique dans la zone côtière. Au début, les équations de Boussinesq possédaient un domaine de validité limité aux eaux peu profondes (faible effets de dispersion) et aux vagues faiblement non-linéaires (comme les modèles NLSW) (Peregrine (1967)). Proposées par Boussinesq (1871), ces équations ont été considérablement améliorées par exemple dans les travaux de Peregrine (1967), Green et al. (1976), Duran et al. (2018), Madsen et al. (2003), Madsen et Sørensen (1992), Kirby (2003), Wei et al. (1995), Dingemans (1997). En outre, les équations de Boussinesq, contrairement aux équations de Saint-Venant (NLSW) qui prédisent un déferlement prématuré de la vague, arrivent à modéliser le déferlement d'une manière assez satisfaisante (Duran et al. (2018)). Parmi les problèmes rencontrés lors de la simulation de ces équations, nous citons le traitement numérique du rivage et la stabilité de la méthode. Une bonne majorité des algorithmes de simulation peuvent avoir des problèmes de calcul quand il s'agit de simuler une vague de forte

non-linéarité. Selon Bellotti et al. (2001) et Duran et al. (2018), ces problèmes sont essentiellement dus aux instabilités numériques incontrôlées provenant des termes dispersifs.

Au-delà des modèles de Saint-Venant et ceux de Boussinesq-Serre-Green-Naghdi, nous pouvons également mentionner les travaux de Papoutsellis et al. (2018) qui ont proposé la méthode HCMT (Hamiltonian Coupled-Mode Theory). Il s'agit d'une technique basée sur le traitement du problème complètement non-linéaire. La méthode HCMT est une reformulation de la théorie potentielle FSPF (Free-Surface Potential Flow) sans aucune simplification concernant la non-linéarité, la dispersion et la déformation du fond (Papoutsellis et al. (2019)). La méthode HCMT permet de prédire avec précision la propagation, sur un fond variable, d'une vague fortement non-linéaire et fortement dispersive jusqu'au déferlement (Papoutsellis et al. (2018); Raoult et al. (2016); Yates and Benoit (2015)). Papoutsellis et al. (2019) ont continué à travailler avec la méthode HCMT en se focalisant sur le phénomène de déferlement.

### 1. 7. 2. Choix du modèle numérique

En ce qui concerne les moyens numériques employés au cours de cette thèse, nous avons choisi de travailler avec un modèle de calcul basé sur les équations de Boussinesq, appelé mPeregrine. Il s'agit d'un code de calcul existant développé par une équipe de recherche hors de cette thèse (Duran et al. (2018)). MPeregrine est un code numérique faiblement dispersif qui permet d'étudier la propagation de la vague sur une plage de bathymétrie variable. Duran et al. (2018) ont modifié le système de Peregrine classique (1967) dans le but d'étendre le domaine de validité jusqu'à la zone de runup. Contrairement aux équations de Barré de Saint-Venant, le code mPeregrine permet de prendre en considération partiellement les effets de dispersion.

Le choix d'un modèle de la famille Boussinesq est par conséquent basé sur le fait que les vagues générées dans cette étude commencent majoritairement à se propager dans une eau de profondeur intermédiaire. Dans le cas où les vagues longues se propagent à une vitesse plus importante que celle des vagues courtes, l'utilisation d'un modèle qui prend en compte la dispersion est par conséquent primordiale. En d'autres termes, dans la focalisation dispersive, les célérités des vagues dans les eaux peu profondes ne sont pas exclusivement fonction de la hauteur d'eau ( $C = \sqrt{gh}$ ), mais elles sont aussi fonction de la longueur d'onde ( $C = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(kh)}$ ). En outre, nous pouvons trouver dans la littérature plusieurs codes numériques aussi basés sur les équations de Boussinesq tels que FUNWAVE (en *open source*) et Mike21. Nous avons cependant choisi de travailler avec le code mPeregrine car il était parmi les moyens disponibles et a été validé dans la problématique du runup des vagues solitaires (Dutykh et al. (2011)).

Une étude comparative avec les résultats expérimentaux sera menée dans l'optique de déterminer les limites de ce modèle dans la prédiction de l'évolution spatio-temporelle des vagues se propageant dans une eau de profondeur intermédiaire vers le rivage.

### 1. 7. 3. Éléments principaux du modèle numérique (mPeregrine)

#### 1. 7. 3. 1. Équations générales

Dans la partie suivante, les équations principales utilisées sont présentées brièvement. La figure 1.41 représente un schéma simplifié du domaine de calcul et le système suivant représente les conditions aux limites principales:

$$\begin{cases} z = -h(x), \text{ au fond} \\ z = \eta(x, t), \text{ élévation de surface libre} \\ H(x, t) = h(x) + \eta(x, t) \end{cases} \quad (1.46)$$

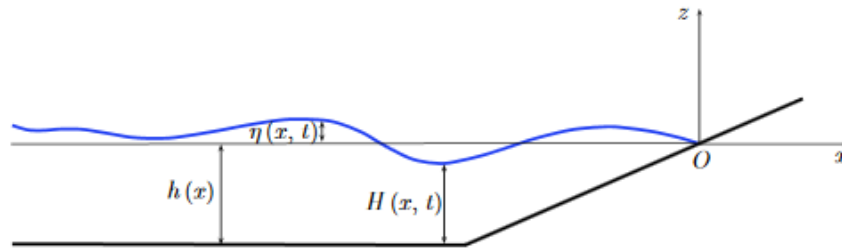


Figure 1.41. Schéma simple du domaine de calcul (Duran et al. (2018))

D. H. Peregrine (1967) a dérivé le système d'équations qui est valable dans le cadre du régime de Boussinesq d'ondes longues :

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta_t + ((h + \eta)u)_x = 0 \end{array} \right. \quad (1.47)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} u_t + uu_x + g\eta_x - \frac{h}{2}(hu)_{xxt} + \frac{h^2}{6}u_{xxt} = 0 \end{array} \right. \quad (1.48)$$

Les deux équations 1.47 et 1.48 représentent respectivement la loi de conservation de masse et la loi de conservation de la quantité de mouvement. Le paramètre  $u(x, t)$  désigne la vitesse moyenne du fluide et les deux termes  $u_x \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\partial u}{\partial x}$  et  $\eta_t \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\partial \eta}{\partial t}$  désignent les dérivées partielles. Le système d'équations mPeregrine (Peregrine modifié) est le suivant (Duran et al. (2018)) :

$$\begin{cases} H_t + Q_x = 0 & (1.49) \\ Q_t + \left(\frac{Q^2}{H} + \frac{g}{2}H^2\right)_x - P(H, Q) = gHh_x & (1.50) \\ P(H, Q) = \frac{H^2}{3}Q_{xxt} - \frac{1}{3}\left(H_x^2 - \frac{1}{6}HH_{xx}\right)Q_t + \frac{1}{3}HH_xQ_{xt} & (1.51) \end{cases}$$

Les deux premières équations du système précédent représentent respectivement la loi de conservation de masse et la loi de conservation de la quantité de mouvement. La quantité  $H(x, t) = \eta(x, t) + h(x)$  représente la hauteur d'eau totale,  $Q(x, t) = H(x, t)u(x, t)$  désigne la quantité de mouvement horizontal et les deux termes  $H_t: \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\partial H}{\partial t}$ ,  $Q_x: \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\partial Q}{\partial x}$  désignent les dérivées partielles. Nous ajoutons qu'en négligeant le terme dispersif (dernière équation du système), nous obtenons le système classique qui correspond aux équations de Saint-Venant. L'inclusion des effets dispersifs est la différence principale entre le modèle de mPeregrine modifié, le modèle Peregrine classique (1967) et celui de Saint-Venant (NLSW) (Nadaoka et al. (1997) ; Dutykh et al. (2016)).

La résolution numérique du problème est basée sur la méthode des volumes finis pour la discrétisation spatiale et sur la méthode Runge-Kutta (3ème ordre) pour la discrétisation temporelle. Plus de détails se trouvent dans Duran et al. (2018) et Dutykh et al. (2011).

### 1. 7. 3. 2. Propriétés dispersives et non-linéaires du modèle

En ce qui concerne les propriétés dispersives, la relation de dispersion linéaire dans le code mPeregrine est la même que celle de Peregrine (1967). C'est en effet la première approximation de Padé de la relation de dispersion d'Euler.

L'approximation de Padé de la fonction  $\tanh(x)/x$  est la suivante ( $\forall x \neq 0$ ) :

$$\frac{\tanh(x)}{x} = \frac{1}{1 + \frac{1}{3}x^2} \quad (1.52)$$

En utilisant la relation 1.52, la célérité de phase pour Euler  $C_e$  est :

$$\left(\frac{C_e}{\sqrt{gh}}\right)^2 = \frac{\tanh(kh)}{(kh)} \quad (1.53)$$

Et par conséquent, la célérité de phase pour mPeregrine  $C_p$  est :

$$\left(\frac{C_p}{\sqrt{gh}}\right)^2 = \frac{1}{1 + \frac{1}{3}(kh)^2} \quad (1.54)$$

La figure 1.42 montre que la célérité de phase pour le modèle Peregrine (donc mPeregrine aussi) concorde parfaitement avec celle d'Euler pour  $kh < 0,5$ . Pour les eaux un peu

plus profondes ( $0,5 < kh < 1,3$ ), nous pouvons distinguer une différence qui varie entre 0,5% et 1,5%.

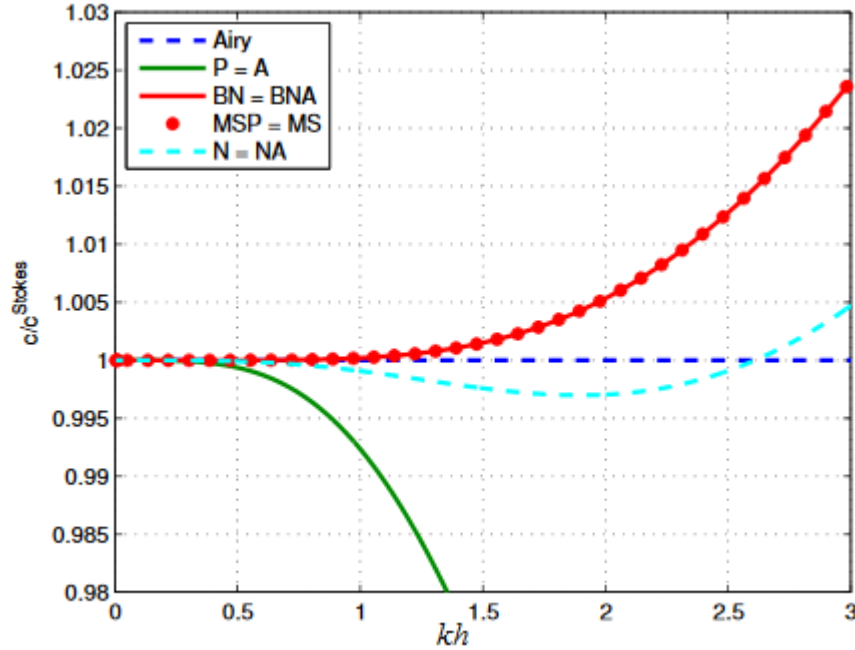


Figure 1.42. Erreurs sur la célérité de phase en fonction de  $kh$ . En bleu : pour celle d'Euler et en vert : pour celle de Peregrine. Plus de détails sur le reste de la légende se trouve dans Filippini et al. (2015)

En ce qui concerne les propriétés non-linéaires du système mPeregrine, plus de termes non-linéaires ont été rajoutés en comparant avec le système Peregrine classique. La transformation consiste à écrire la profondeur  $H(x)$  (Schéma de la figure 1.41) comme suit:

$$H(x, t) = h(x) + \varepsilon \eta(x, t), \varepsilon = \frac{a}{h} \quad (1.55)$$

où  $\varepsilon$  désigne la non-linéarité de la vague et  $a$  l'amplitude correspondante.

### 1. 7. 3. 3. Prise en compte de la dissipation énergétique

Dans le but de prendre en considération les effets de frottement qui accompagne la propagation du train d'ondes, une source dissipative est introduite dans l'équation de conservation de mouvement (Equation 1.50) :

$$F(u, H) = -c_m g \frac{u|u|}{H^{1/3}} \quad (1.56)$$

où  $c_m [s.m^{-1/3}]$  désigne le coefficient de Manning,  $H(x,t) = \eta(x,t)/h(x)$  la hauteur d'eau totale adimensionnelle,  $h(x)$  la hauteur d'eau au-dessous du niveau moyen de la surface libre et  $u(x,t)$  la vitesse du fluide. Nous ajoutons ici que le code mPeregrine ne contient pas d'autres ingrédients extérieurs liés au caractère local du déferlement.

La figure 1.43 montre une comparaison entre les simulations numériques du code mPeregrine modifié et celle de Saint-Venant. La résolution numérique du système d'équations précédent a été effectuée grâce à la méthode des volumes finis (Duran et al. (2018)). Dans leur étude, Duran et al. (2018) n'ont pas pris en compte l'effet de la dissipation et les résultats numériques sont basés uniquement sur les formulations mathématiques. Au cours de la propagation et du runup, la solution mPeregrine est toujours derrière celle de NSW et ceci est dû à l'effet dispersif présent dans le code mPeregrine. Par conséquent, la vitesse de propagation est plus proche de sa valeur physique réelle.

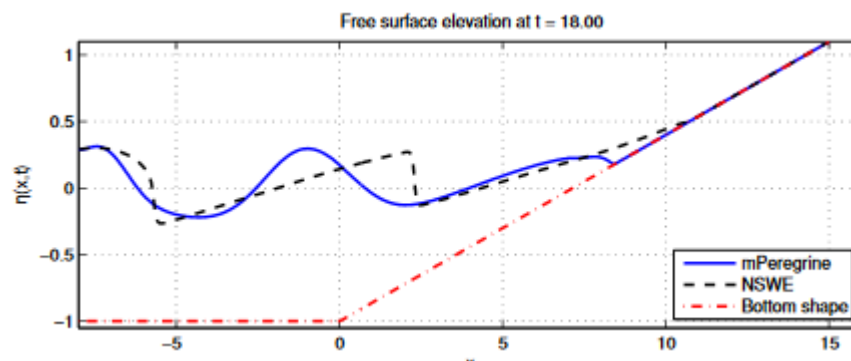


Figure 1.43. Profil instantané de surface libre à  $t = 18s$ . La ligne bleue correspond à la solution du système mPeregrine, la ligne noire correspond à la solution des équations de Saint-Venant et la ligne rouge montre le fond du canal (Duran et al. (2018))

## I. 8. Synthèse

Dans le chapitre bibliographique nous avons montré que depuis plus d'un siècle, la communauté scientifique s'intéresse à comprendre le mécanisme de génération des vagues extrêmes et la physique qui accompagne leur propagation dans les eaux profondes.

En revanche, les études sur l'évolution spectrale d'un champ de vagues dans la zone côtière sont peu abondantes, d'où l'intérêt de focaliser notre étude expérimentale sur la génération des vagues extrêmes se propageant d'une zone de profondeur intermédiaire vers la zone côtière.

Pour la modélisation physique des vagues extrêmes, nous nous sommes intéressés aux deux modes de générations : onde solitaire et focalisation dispersive. D'une part, les vagues solitaires peuvent être générées par un mécanisme impulsif similairement aux tsunamis. D'autre



part le mécanisme de la focalisation dispersive a été beaucoup étudié dans le contexte des vagues extrêmes dans les eaux profondes (Touboul et Kharif (2015)).

Pour le premier mode de génération, nous avons constaté que la littérature est relativement abondante. Notre objectif sera principalement de confronter nos résultats à ceux des travaux précédents en étudiant finement la propagation de l'onde solitaire dans la zone côtière et en faisant varier son amplitude. De plus nous allons utiliser le code mPeregrine dans le but de comparer le runup prédit avec celui issu de l'étude expérimentale. Ceci fera l'objet du chapitre 3.

Concernant le deuxième mode de génération, nous avons constaté que la focalisation d'un train d'ondes a été majoritairement étudiée dans le cas d'une eau profonde de bathymétrie constante, d'où l'intérêt d'analyser l'influence du phénomène de shoaling qui accompagne la propagation du train d'onde en amont et en aval de déferlement. Les trains d'ondes qui feront l'objet de cette étude seront :

- des trains d'ondes gaussiens (chapitre 4) et
- des trains d'ondes non-gaussiens (Pierson-Moskowitz et JONSWAP) (chapitre 5)

Grâce à l'étude bibliographique, nous avons remarqué également que dans la majorité des travaux, les auteurs se sont contentés de l'approche spectrale qui a pour finalité de décrire les variations spatiales de l'énergie. En revanche, les interactions entre les composantes fréquentielles qui peuvent être analysées grâce à l'approche bispectrale (par ondelettes) sont rarement étudiées. En d'autres termes, les fréquences impliquées dans le processus de propagation de la vague ne sont pas identifiées dans la majorité des études précédentes. Nous allons par conséquent essayer de discerner ces interactions non-linéaires et ensuite de les quantifier.

En ce qui concerne la simulation numérique, nous avons choisi d'utiliser le code mPeregrine basé sur les équations de Boussinesq vu l'intérêt qu'il présente par rapport aux autres modèles basés sur les équations de Saint-Venant. Contrairement aux équations de Barré de Saint-Venant, le code mPeregrine permet de prendre en considération partiellement les termes dispersifs et par conséquent il permet de mieux traduire l'effet de la dispersion. Le modèle numérique utilisé permet d'étudier la propagation des ondes longues dans une eau de faible profondeur avec une pente située à une distance donnée du générateur de vague. Une étude comparative sera menée dans le but de discerner les limites de ce modèle dans la prédiction de la fréquence de pic, les variations spectrales et les paramètres de forme dans le cas de la focalisation dispersive.

## **2. Matériel et méthodes**

### **2. 1. Introduction**

Ce chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental, du matériel utilisé, de la technique d'acquisition et des techniques du traitement de données.

La première partie de ce chapitre sera réservée à la présentation des installations qui ont servi aux expériences menées dans le cadre des travaux de thèse. Dans cette section, le canal à houle et les éléments constitutifs du dispositif expérimental seront décrits. Le principe de mesure de l'évolution des profils de surface libre par sondes résistives, du déferlement et du runup seront explicités.

La deuxième partie porte sur la description de la transformation de Fourier rapide et de la transformation en ondelettes qui constituent les deux outils principaux de traitement du signal dans cette étude.

La description et le calcul correspondant des différents paramètres caractéristiques d'un train d'onde font l'objet de la troisième partie. La méthode de partitionnement du spectre en différentes régions spectrales sera détaillée ainsi qu'une description relative des spectrogrammes et de leur utilité dans l'évolution spatiale de l'énergie.

## 2. 2. Dispositif expérimental et matériel de mesure

### 2. 2. 1. Canal à houle

Le canal à houle du laboratoire Morphodynamique Continentale et Côtière de Caen dans lequel tous les essais ont été menés possède une longueur  $L = 20$  m, une largeur  $l = 0,8$  m et une hauteur utile qui peut varier de 25 cm à 40 cm (Figure 2.1). Un générateur de vagues de type piston (Edinburg designs Ltd) est utilisé pour simuler de nombreuses conditions de houles (Figure 2.2). Le canal à houle repose sur des poteaux métalliques de 0,5 m de haut. Des vagues de différents spectres et amplitudes peuvent être générées dans des eaux profondes et peu profondes. Le générateur de vagues est contrôlé par un ordinateur qui excite des impulsions à différentes fréquences variant entre 0.15 Hz et 3 Hz.

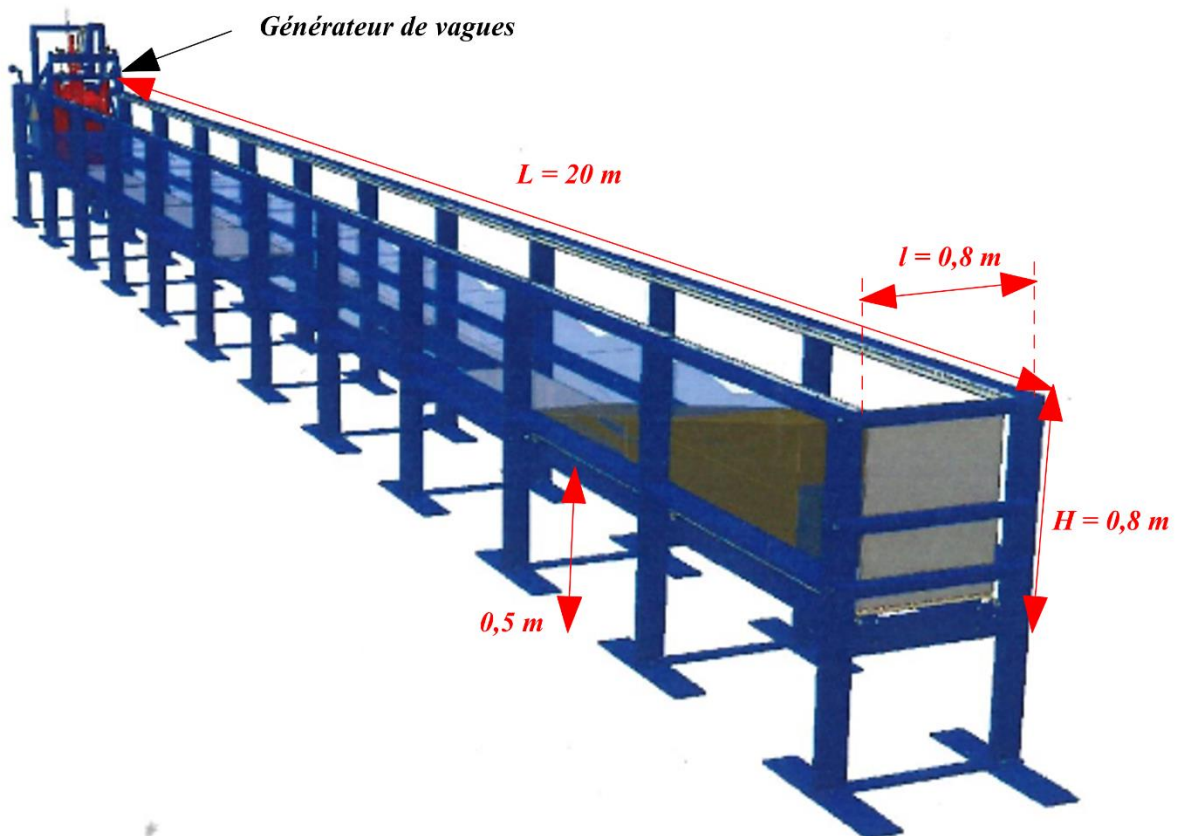


Figure 2.1. Canal à houle (réalisé sur Autocad par Sylvain Haquin)

Les vagues se propagent vers l'autre extrémité du canal, de gauche à droite, selon la figure 2.3 à travers une profondeur d'eau uniforme jusqu'à une plage en PVC inclinée ( $\beta = 1/25$ ) qui se situe à 9.5 mètres du générateur. Le canal à houle est composé de parois latérales vitrées

collées à une armature métallique. Les parois transparentes donnent la possibilité d'utiliser des appareils de mesure optique. Le fond plat (de longueur 9,5 m) est constitué de verre et il est considéré comme hydrauliquement lisse. La hauteur d'eau retenue est  $h_0 = 0.3$  m. Les expériences comportent deux parties indépendantes: une première partie dédiée à l'évolution spatiale de l'onde solitaire et une deuxième partie portant sur la compréhension des aspects hydrodynamiques et physiques de l'évolution des trains d'ondes.

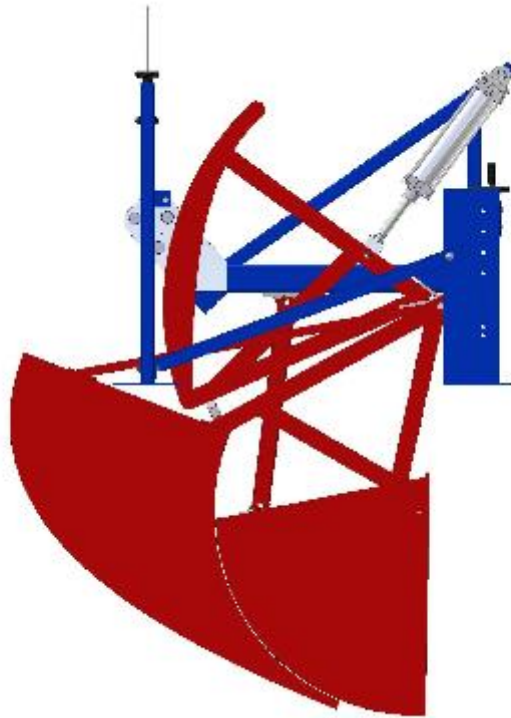


Figure 2.2. Schéma du générateur de type piston (Réalisé sur Autocad par Sylvain Haquin)

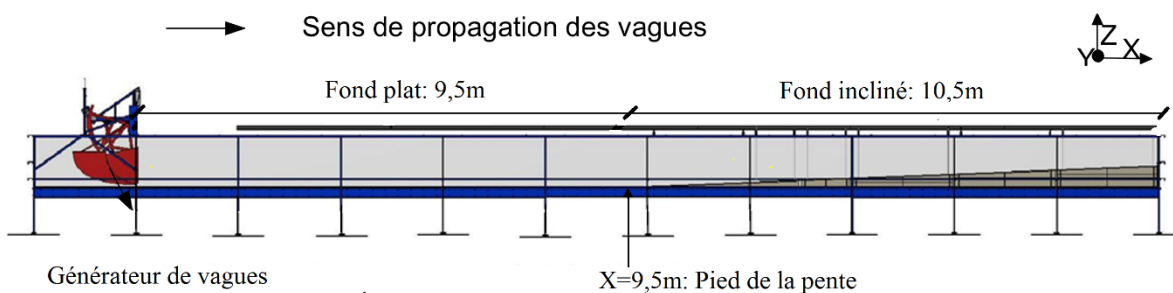


Figure 2.3. Plan du canal à houle. La direction de propagation : de droite à gauche

### 2. 2. 2. Sondes résistives

Les profils de surface libre des vagues générées dans le canal à houle sont enregistrés par le biais de sondes résistives composées chacune de deux tiges en cuivre de 50 cm de longueur (Figure 2.4). Pour maintenir la précision de mesure, les deux tiges sont frottées au début de chaque expérience avec une feuille abrasive (à grains super fin) pour enlever les incrustations de calcaire provenant de l'eau qui, avec le temps, peuvent fausser les résultats. Les sondes sont montées chacune sur un support horizontal placé le long du canal (Figure 2.4). Le fonctionnement d'une sonde à surface libre repose sur le principe de la variation de la résistance de la couche d'eau immergée (en mV). Au début de chaque expérience, un étalonnage de sonde est prérequis. Il est effectué avant de commencer les acquisitions (une fois par jour). Cette opération a pour finalité de déterminer la relation linéaire qui lie la tension en mV qui s'affiche lors de l'acquisition et le déplacement vertical de la surface libre (en mètre). L'étalonnage consiste en trois relevés statiques de la surface libre correspondant à trois différents niveaux d'immersion des sondes. La corrélation trouvée sera appliquée aux données recueillis en faisant une approximation linéaire.

La variation du niveau d'eau  $h_0 = 0,3$  m est contrôlée le long des tests réalisés et limitée à  $\pm 1,5$  mm. Cinq minutes est le temps requis entre deux tests successifs pour avoir une eau calme. Dans le but de réduire l'effet de la réflexion, les mesures sont effectuées avant le retour des composantes réfléchies par la plage vers le point de mesure. Nous avons réalisé plusieurs fois le même type d'essais afin de s'assurer de la bonne répétabilité des tests ( $\pm 3\%$  de différence). Les données expérimentales recueillies ont été échantillonnées avec une fréquence d'échantillonnage  $f_e = 50$  Hz.

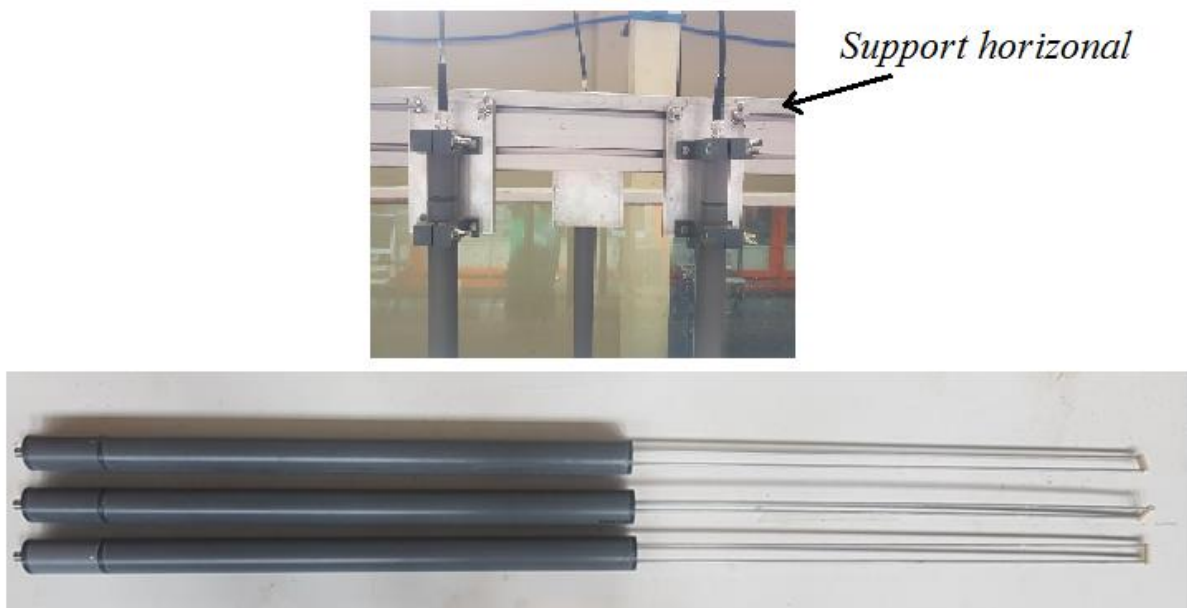


Figure 2.4. Une photo de trois sondes résistives

### 2. 2. 3. Dispositif de visualisation et traitement d'image

#### 2. 2. 3. 1. Dispositif de visualisation

Les enregistrements vidéo ont été utilisés comme outil afin de capturer et suivre certains phénomènes d'écoulement complexes tel que le déferlement. Une caméra rapide (100 images/seconde), AVT Pike IEEE 1394.b modèle F-0.32 (Figure 2.5), est placée à 1,5 m du canal et en face des parois vitrées pour visualiser le point et la hauteur à laquelle la vague déferle. Elle offre un champ de vision de 640 x 480 pixels. Au cours des essais de répétabilité nous avons détecté un déplacement de la zone de déferlement qui était inférieur à  $\pm 1,5$ cm.

Il est important de signaler que les intensités de chaque pixel des images acquises sont contenues dans des matrices. Les pixels sont convertis en unité de longueur à partir de la visée d'un bloc en plastique servant pour étalonner, placé juste en face de la caméra et collé sur les parois latérales du canal. L'épaisseur, la largeur et la longueur de ce bloc sont respectivement : 1,5 cm, 5 cm et 13,5 cm. La résolution spatiale est de l'ordre de 0,46 mm/pixel. Le film de déferlement est enregistré et ensuite séquencé en intervalles de temps réguliers. Ces séquences sont ensuite utilisées pour la reconstruction morphologique de la vague au voisinage du déferlement. Dans notre étude, chaque séquence vidéo contient 1000 images (i.e. 10 s d'acquisition).



Figure 2.5. Caméra haute vitesse utilisée 'AVT Pike IEEE' ( $f = 100$  image/s)

Dans cette étude, nous avons utilisé la technique de rétroéclairage (Tian et al. (2008) ; Yao et Wu (2005)) dans le but d'améliorer le contraste d'affichage et assurer une bonne distinction entre le fond de la plage et la surface libre durant le déferlement. Deux sources lumineuses de forte intensité de type LED Washer 1x30W surélevées de  $\sim 1$ m, ont été placées

en amont et en aval de déferlement. Le faisceau lumineux est orienté légèrement en bas pour éclairer la surface libre (Figure 2.6). Nous mentionnons ici que les parois vitrées et le haut du canal à houle sont couverts par des tissus noirs pour éviter tout éclairage parasite. Par conséquent, les deux sources lumineuses mentionnées ci-dessus représentent la seule source de lumière lors de l'acquisition de la séquence de déferlement.



Figure 2.6. Source lumineuse type LED Washer 1x30W

### 2. 2. 3. 2. Seuillage et détection de contour

La technique de seuillage est appliquée lors de cette étude afin de pouvoir repérer et ensuite tracer la surface libre des vagues dans la région autour de la zone de déferlement (Figures 2.7.a et 2.7.c). Cette méthode consiste à ne garder que les pixels qui sont entre les deux seuils d'intensité caractérisant le fond et la vague. Pour tout pixel de l'image ayant une intensité supérieure à une certaine valeur seuil sera attribué une couleur blanche sinon le pixel sera noir (Cheriet et al. (1998)). Par conséquent, le processus de binarisation effectué nous permet d'avoir une image comportant seulement le noir et le blanc (Figure 2.7.d)

Du point de vue pratique, un programme de traitement d'images a été développé sous Matlab et ensuite utilisé afin de représenter le profil de la surface libre de la vague à différents instants. Il permet de capter et ensuite tracer la surface libre. La fonction "edge" de Matlab est utilisée afin de tracer le contour des objets (Figure 2.7.b). La position et la hauteur du déferlement sont ainsi bien caractérisés (Figure 2.8).

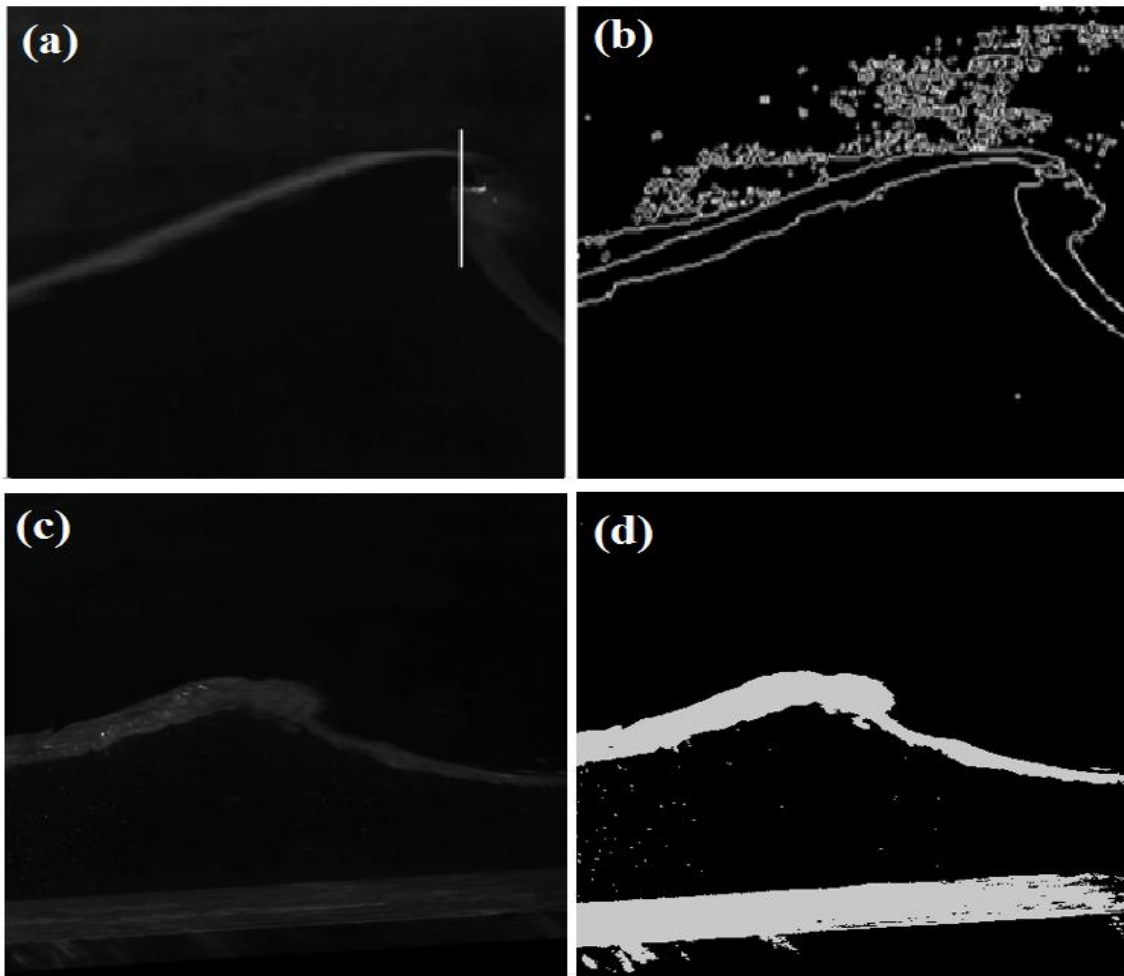


Figure 2.7. Processus de déferlement d'une onde solitaire; (a) Image réelle lors du déferlement, (b) Utilisation de la fonction Edge de Matlab (c) Image réelle juste après le déferlement (d) Application du seuillage pour la détection du contour et du fond

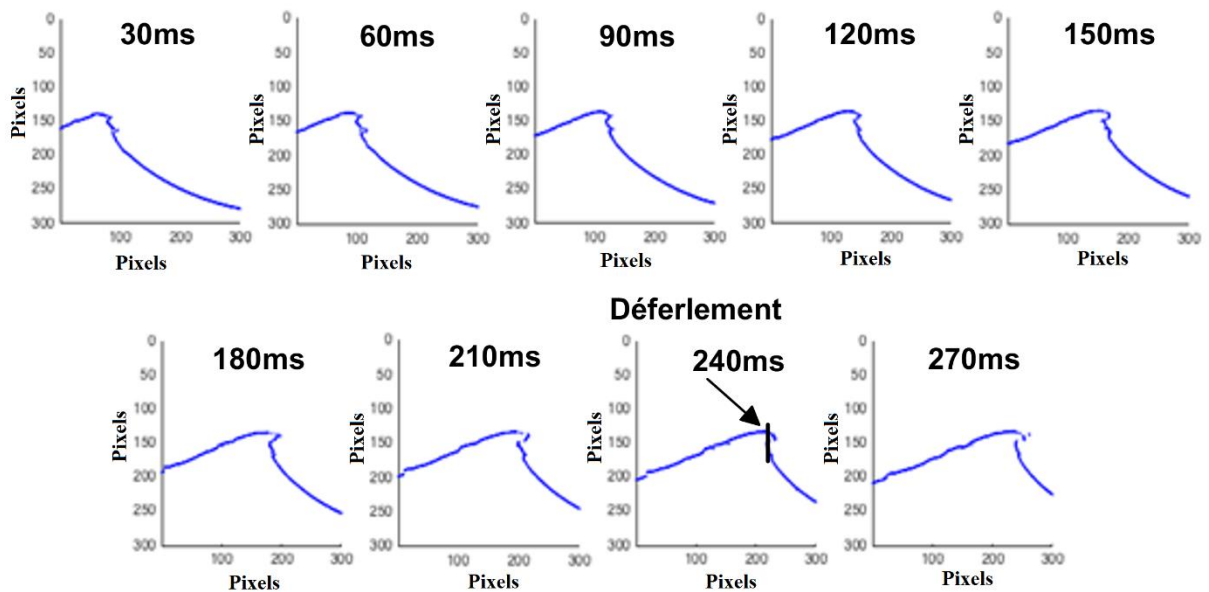


Figure 2.8. Evolution du profil de surface libre d'une onde solitaire permettant de suivre un évènement rapide de type déferlement



### 2. 3. Transformation de Fourier rapide

La Transformée de Fourier Rapide (FFT) est un outil mathématique qui permet de décomposer la fonction temporelle originale en série de termes sinusoïdaux, ayant chacun une amplitude, une fréquence et une phase. Ce processus permet de convertir une fonction temporelle qui est difficile à décrire mathématiquement, en une série de fonctions sinusoïdales, qui lorsqu'elles sont sommées, reproduisent d'une manière satisfaisante la fonction originale. Par conséquent, au lieu d'avoir une fonction qui dépend du temps, cette dernière est convertie en une fonction dépendant des amplitudes de fréquences temporelles (i.e. densité spectrale). La transformation de Fourier peut être décrite mathématiquement par une fonction  $F(f)$  définie sur l'ensemble  $\mathbb{R}$  et à valeurs réelles ou complexes :

$$F(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{-2\pi ift} dt \quad (2.1)$$

La figure 2.9(a), représente un signal temporel d'une onde stationnaire ayant la forme  $\eta(x) = \sin(2\pi f_e t)$ . En appliquant une transformée de Fourier rapide, la fonction originale est représentée par un seul pic en  $f_e$  dans le domaine fréquentiel (Figure 2.9(b)).

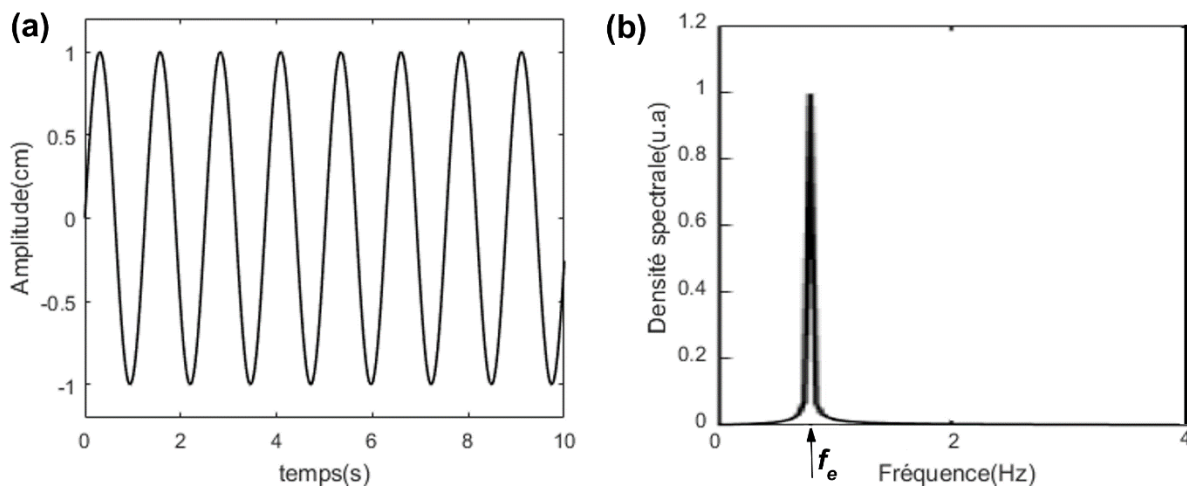


Figure 2.9. (a): Evolution temporelle d'une fonction sinusoïdale, (b): spectre d'énergie d'une fonction de type sinusoïdale

La figure 2.10(a), représente le signal temporel donné par une sonde résistive d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz. On rappelle que le signal temporel d'un train d'ondes ayant  $n$  composantes fréquentielles, peut d'une façon générale s'écrire sous la forme :

$$\eta(x, t) = \sum_{i=1}^n a_i \cos(k_i x - w_i t + \Phi_i) \quad (2.2)$$

A la différence du cas précédant (vague régulière), l'amplitude spectrale est caractérisée par  $n$  sommets (Figure 2.10(b)). Par conséquent, la fonction originale est composée de  $n$  fonctions sinusoïdales ayant  $n$  fréquences différentes. Dans notre étude, nous avons utilisé la transformée de Fourier rapide pour calculer le paramètre local d'un train d'ondes ( $S_0$ : Equation 1.42), la fréquence caractéristique ( $f_s$ : Equation 1.41) et pour estimer les changements spectraux.

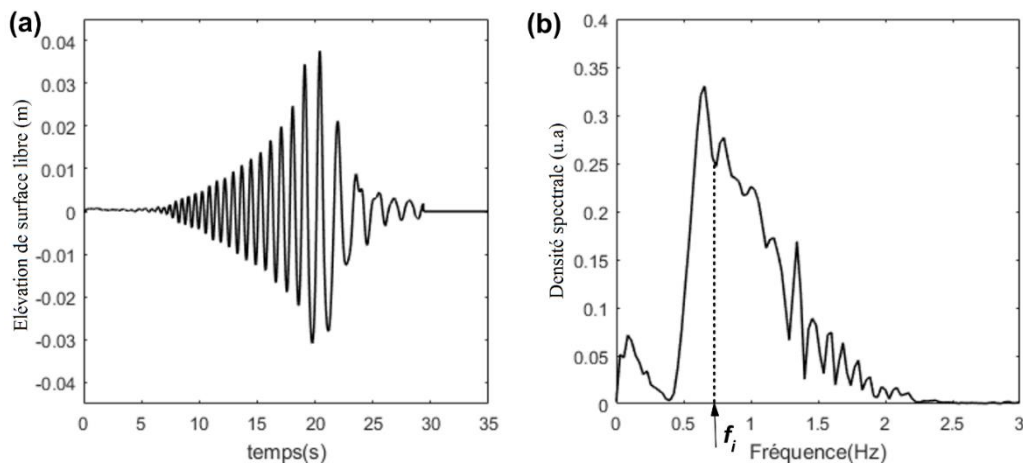


Figure 2.10. (a): Evolution temporelle d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz, (b): Représentation fréquentielle d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz

D'un point de vue pratique, les signaux générés dans ce travail sont de durée  $\Delta T = 35$  s et les FFT sont calculées sur des segments de 1750 points ( $1750 = 35/0,02$ ). Chaque transformée de Fourier est moyennée par la densité spectrale totale (entre 0,2Hz et  $3f_p$ ) déterminée à la première station ( $x = 4$ , Figure 2.15).

L'analyse de Fourier rapide (FFT) sur le signal original ne donne pas d'informations sur les variations fréquentielles au cours du temps. L'analyse de Fourier à fenêtre glissante (STFT) est utilisée pour surmonter ce problème. C'est en effet une transformation qui permet d'analyser le contenu fréquentiel dans un intervalle de temps donné. Dans notre étude nous avons utilisé la FFT pour déterminer le contenu fréquentiel des signaux. Pour détecter les interactions entre les différentes composantes fréquentielles, nous avons utilisé la transformation en ondelettes au lieu de la STFT.

## 2. 4. Transformation en ondelettes

### 2. 4. 1. Définition

L'analyse par ondelettes traite le développement des fonctions (ici signal temporel) en un ensemble de fonctions de base (Daubechies (1992); Christopher et al. (1998)). Ce type d'analyse, contrairement à l'analyse de Fourier (fonctions trigonométriques simples), permet d'exprimer le signal original sous forme de dilatations et de translations d'une fonction donnée, appelée ondelette mère (Lee (1994)). Une ondelette mère est une fonction qui varie dans le temps et dans l'espace. La transformée en ondelettes continue d'un signal temporel est définie comme suit :

$$WT(a, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \psi_{a,\tau}^* dt \quad (2.3)$$

où  $\psi_{a,\tau}$  représente l'ondelette mère,  $a$  est le facteur de dilatation (i.e. échelle pseudo temporelle),  $\tau$  est le facteur de translation et  $*$  correspond au complexe conjugué. L'ondelette de Morlet a été choisie comme ondelette mère (Figure 2.11). Nous avons choisi l'ondelette de Morlet en raison de sa nature oscillatoire et de la proche relation entre l'échelle pseudo temporelle  $a$  et la période de Fourier (i.e.,  $T \sim a$ ) (Guohai et al. (2008) ; Ma et al. (2010)). Mathématiquement, l'ondelette de Morlet s'écrit comme un produit d'une onde sinusoïdale et une enveloppe gaussienne:

$$\psi(t) = \pi^{-1/4} e^{-\frac{t^2}{2}} e^{i\omega_0 t} \quad (2.4)$$

La pulsation propre de pic de l'ondelette  $\omega_0$  est souvent choisie égale à  $6 \text{ rad.s}^{-1}$  pour l'ondelette de Morlet (Farge (1992)). Du point de vue pratique, pour calculer  $WT(a, \tau)$  d'une série temporelle échantillonnée, les deux facteurs  $a$  et  $\tau$  doivent être discrétisés (Torrence and Campo (1998)):

$$a_i = a_0 2^{i\delta}, i = 0, 1, 2, \dots, M \quad (2.5)$$

$$M = \frac{1}{\delta} \log_2 \left( \frac{N\Delta t}{a_0} \right) \quad (2.6)$$

avec  $N$  le nombre de points dans la série temporelle,  $\Delta t$  le temps d'échantillonnage,  $a_0 = 2\Delta t$  le facteur de dilatation le plus petit,  $M$  la plus grande échelle et  $\delta$  le facteur d'échelle (Christopher et al. (1998)). Ce dernier paramètre doit être bien choisi pour fournir un échantillonnage adapté au facteur de dilatation  $a$ . Il est aussi important de souligner qu'un facteur d'échelle petit fournit une résolution élevée mais une vitesse de calcul relativement lente. Pour l'ondelette de Morlet, un facteur d'échelle  $\delta = 0,5$  est la plus grande valeur qui

fournit un échantillonnage adéquat au facteur de dilatation (Guohai et al. (2008)). Nous avons opté pour un facteur d'échelle  $\delta = 0,02 \ll 0,5$  qui nous permettra d'avoir des hautes résolutions de calcul. Pour conclure, nous obtenons un vecteur qui contient 395 facteurs de dilatation allant de 0,04 pour la détection des plus hautes fréquences à 11,83 pour la détection des plus basses fréquences.

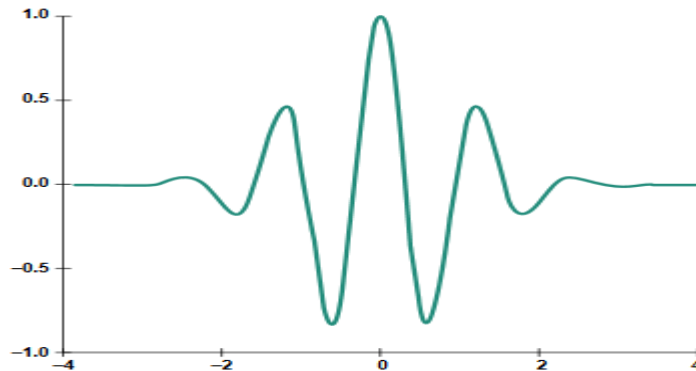


Figure 2.11. Onde de Morlet (Daniel. T. L et al. (1994))

L'avantage de ce type d'analyse par rapport à la STFT, est que les bornes délimitant la fenêtre temporelle n'ont pas une forme constante (i.e. intervalle de temps variable). La figure 2.12 montre d'une manière schématique, les différences entre une transformée de Fourier rapide simple, une transformée de Fourier à fenêtre glissante et une transformée en ondelettes. En d'autres termes, la transformée en ondelettes présente deux principaux avantages par rapport à la transformée de Fourier rapide classique :

- La représentation temporelle du signal contrairement à la transformée de Fourier rapide qui est uniquement une représentation fréquentielle du signal.
- La haute résolution fréquentielle permettant de détecter des changements brusques dans un signal temporel.

#### 2. 4. 2. Bicohérence

Le calcul de la bicohérence est une méthode standard qui sert à examiner les non linéarités qui apparaissent sous forme de couplage de phase entre les différentes composantes de Fourier dans un signal (Larsen 2001).

Dans la littérature, nous distinguons deux approches pour le calcul de ce paramètre. La première est basée sur l'analyse de Fourier (Hasselmann et al. (1963); Elgar and Guza (1988); Elgar et al. (1990); Elgar et al. (1993); Young and Eldeberky (1998); Eldeberky. Y (1996); Becq-Girard et al. (1999); Eldeberky and Madsen (1999)). Plus récemment,

Guohai et al. (2008) ont démontré, en se basant sur une analyse de Fourier, qu'un intervalle de confiance important (95%) exige au moins 100 degrés de liberté (i.e. long signal) pour obtenir une bicohérence raisonnable (Chung and Powers (1998) ; Guohai et al. (2008)). Pour cette raison, cette approche ne peut pas être utilisée pour étudier le couplage de phase entre les composantes fréquentielles dans un signal relativement court (Larsen et al. (2001) ; Gurley et al. (2003) ; Guohai et al. (2008)). La deuxième approche correspond à une démarche basée sur les ondelettes. Cette méthode, qui représente un outil puissant pour les signaux temporels relativement courts, est choisie par la suite pour étudier les interactions non-linéaire entre les composantes fréquentielles dans le cas de nos essais (durée des signaux étudiés  $\Delta t = 35$  s).

Avant de définir l'expression de la bicohérence, il est primordial de définir celle de la densité bispectrale par ondelettes (Equation 2.7). C'est en effet un paramètre statistique permettant de montrer les interactions entre les différentes composantes.

$$B(a_1, a_2) = \int WT_x(a_1, \tau) WT_x(a_2, \tau) WT_x^*(a_3, \tau) d\tau \quad (2.7)$$

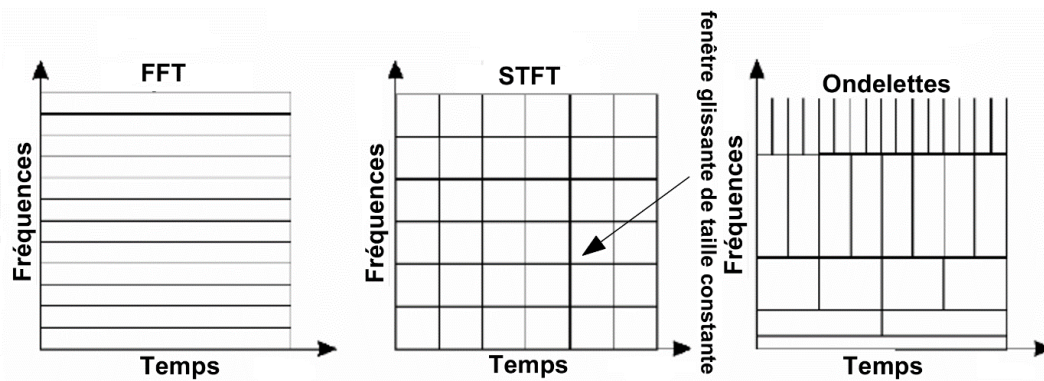


Figure 2.12. Comparaison entre la FFT, la STFT et la transformée en ondelettes

Ce paramètre permet de mesurer, dans un intervalle de temps, l'interaction entre trois composantes d'ondelettes d'échelle pseudo fréquentielle  $a_1$ ,  $a_2$  et  $a_3$  de telle sorte que les deux conditions suivantes sont remplies (Van Milligan et al. (1995)):

$$\frac{1}{a_3} = \frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} \quad (2.8)$$

$$\varphi_3 = \varphi_1 + \varphi_2 + \text{constante} \quad (2.9)$$

où  $a_1$ ,  $a_2$  et  $a_3$  désignent les échelles pseudo fréquentielles et  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  et  $\varphi_3$  sont les phases correspondant aux trois échelles. Le couplage quadratique non-linéaire se produit entre  $a_1$  et  $a_2$ , ainsi il génère une troisième composante  $a_3$ . La relation entre l'échelle et la fréquence (i.e.  $a = 1/f$ ) permet d'interpréter la densité bispectrale comme un couplage de phases entre les fréquences  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3 = f_1 + f_2$  (Larsen (2001)). La procédure d'estimation de la densité bispectrale peut être visualisée sur un plan complexe (Figure 2.13). Si les deux fréquences sont

couplées en phase, leur couplage avec la troisième composante est constant dans le temps. Par conséquent, les deux vecteurs  $b_1$  (vecteur représentant  $a_1$ ) et  $b_2$  (vecteur représentant  $a_2$ ) s'alignent et le vecteur complexe moyen (B en vert) aura un grand module. Si les composantes ne sont pas en couplage de phase, le vecteur complexe moyen (B en rouge) aura un faible module.

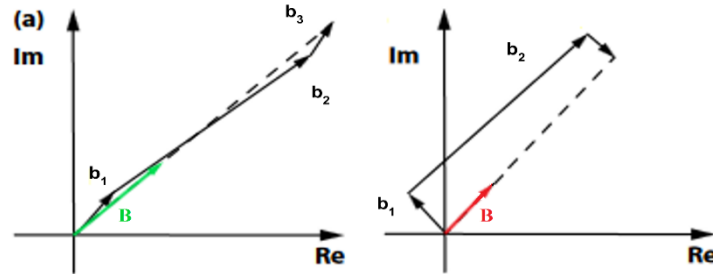


Figure 2.13. Calcul de la densité bispectrale; (a) les deux fréquences  $f_1$  et  $f_2$  sont en couplage de phase, (b) les deux composantes ne sont pas en couplage de phase (Peter et al. (2018))

Le paramètre de bicohérence peut être défini comme la densité bispectrale normalisée et il se calcule comme suit :

$$b^2(a_1, a_2) = \frac{|B(a_1, a_2)|^2}{\int_{t=0}^{t=35} |WT_x(a_1, \tau) WT_x(a_2, \tau)|^2 d\tau \int_{t=0}^{t=35} |WT_x(a_3, \tau)|^2 d\tau} \quad (2.10)$$

L'utilisation des ondelettes permettra de mettre en évidence des pics énergétiques à des fréquences qui sont indétectables par une analyse classique (e. g. FFT, STFT). Ce paramètre varie entre 0 pour des interactions non-existantes et 1 pour un maximum d'interaction entre les composantes. Dans la théorie de Stokes, pour toutes les composantes harmoniques, la bicohérence est égale à 1 (Larsen et al. (20101)). D'une manière plus générale, si les deux fréquences  $f_1$  et  $f_2$  sont en couplage de phase (i.e. les deux conditions 2.8 et 2.9 sont vérifiées),  $b^2(f_1, f_2)$  tend vers 1, sinon la bicohérence tend vers 0.

La figure 2.14 montre l'évolution spatiale de la bicohérence pour un train d'ondes gaussien dans 5 sections différentes le long du canal. Nous ajoutons ici que la zone de déferlement de ce train d'onde est entre  $x = 11,72$  m et  $x = 12,70$  m. Au cours de la propagation nous pouvons voir que le nombre de fréquences impliquées dans le processus de focalisation augmente.

En  $x = 4$  m, nous pouvons observer que les interactions les plus intenses dans le processus de focalisation sont en majorité aux alentours de la fréquence de pic  $f_p = 0,69$  Hz. Par exemple,  $b^2(0,69, 0,69) = 0,90$  indique la présence d'une interaction forte entre  $f_p$  et  $f_p$  couplées avec la fréquence  $2 \cdot f_p = 1,38$  Hz. Avec le début de déferlement ( $11,72$  m  $< x = 12$  m ; figure 2.15 (d)), le nombre de fréquences participant au processus de focalisation atteint son maximum. Au-delà de la zone de déferlement ( $x = 14$  m ; figure 2.14 (e)), la valeur de la bicohérence décroît d'une manière remarquable.

L'évolution spatiale de ce paramètre sera examinée pour les différents trains d'ondes mesurés et pour les différents types de spectres. L'objectif sera de mettre en évidence, quantifier et ensuite interpréter les interactions non-linéaires entre les composantes fréquentielles au cours de la propagation d'un train d'ondes.

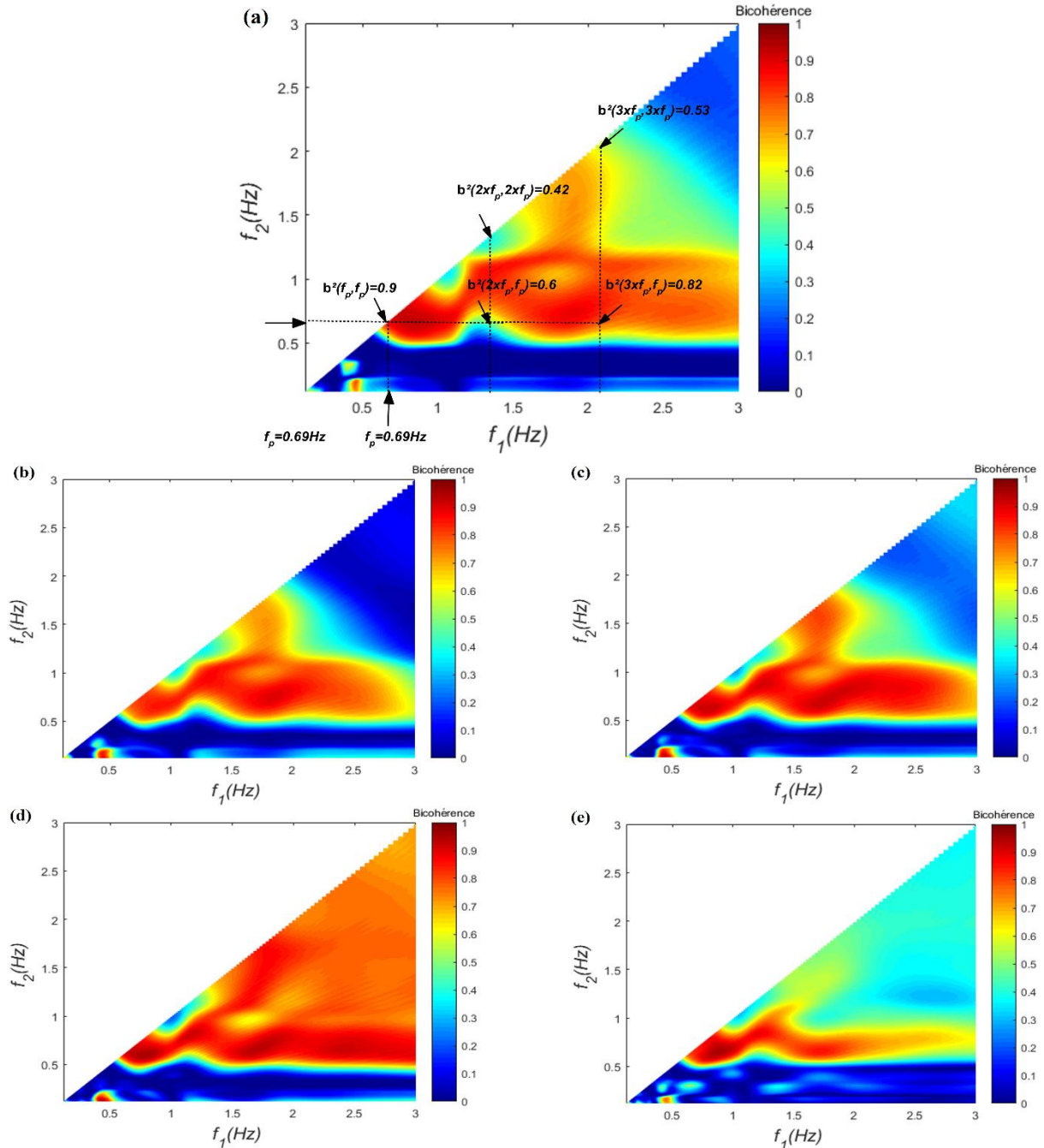


Figure 2.14. Exemple d'évolution spatiale de la bicoherence entre les harmoniques dans le cas d'un train d'ondes gaussien à 5 différentes sections le long du canal. (a) :  $x = 4$  m ( $h = 0,3$  m), (b) :  $x = 9,5$  m ( $h = 0,3$  m), (c) :  $x = 11$  m ( $h = 0,24$  m), (d) :  $x = 12$  m ( $h = 0,2$  m), (e) :  $x = 14$  m ( $h = 0,12$  m)

## 2. 5. Diagramme spatio-temporel (DST)

Pour tous les trains d'ondes générées, les élévations de la surface libre ont été enregistrées à différents endroits le long du canal avec deux sondes résistives (Figure 2.15). En effet, la sonde 1 est fixée en  $x = 4$  m et utilisée comme une référence temporelle. La sonde 2 est déplacée de 0,2 m après chaque test jusqu'à la dernière acquisition située en  $x = 14$  m. En d'autres termes, chaque test est répété 50 fois et l'élévation de surface libre est décrite sur une distance de 10 m ( $50 \times 0,2 = 10$  m). Le générateur de vague est arrêté pendant 5 minutes entre deux tests successifs afin d'avoir une surface d'eau calme avant chaque enregistrement. La durée de chaque signal temporel est  $\Delta T = 35$  s avec un pas de temps  $\Delta t = 0.02$  s.

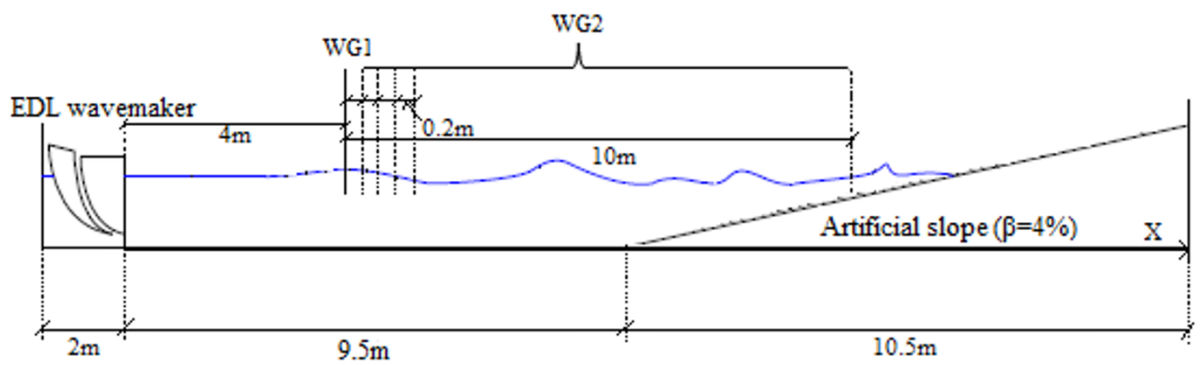


Figure 2.15. Configuration expérimentale. WG1 et WG2 désignent les deux sondes utilisées

Les informations obtenues le long du canal à partir des sondes résistives sont introduites dans une matrice  $M$  qui constitue le fichier source décrivant l'évolution de la surface libre le long du canal sur une distance  $D = 10$  m (de  $x = 4$  m à  $x = 14$  m). Chaque colonne  $C_i$  de cette matrice doit contenir les valeurs qui décrivent le déplacement de la surface libre à une abscisse donnée (Equation 2.11). Chaque matrice contient 1750 lignes (i.e.  $\Delta T/\Delta t = 35/0.02$ ) et 50 colonnes. La figure 2.16 illustre l'évolution spatio-temporelle d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz.

$$M = \begin{bmatrix} a_{1,1} & \cdots & a_{n,1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{n,1} & \cdots & a_{n,n} \end{bmatrix} \quad (2.11)$$



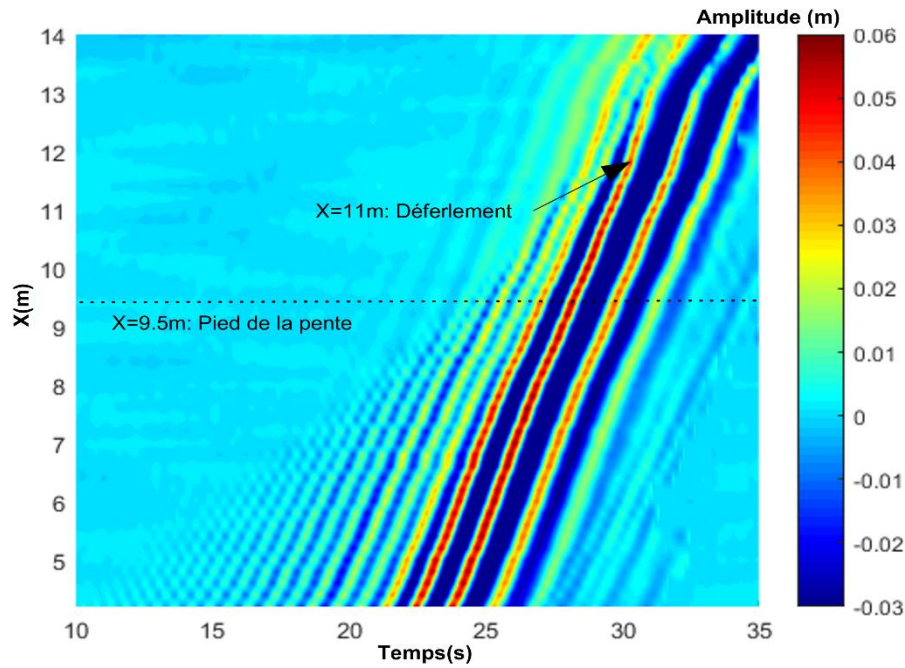


Figure 2.16. Diagramme spatio-temporel (DST) d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz

## 2. 6. Paramètres caractéristiques de l'onde solitaire

L'onde solitaire est caractérisée par la non-linéarité correspondante en  $x = 3$  m du générateur, noté  $\varepsilon = A_0/h_0$ , où  $A_0$  est l'amplitude de la vague solitaire en  $x = 3$  m et  $h_0 = 0,3$  m désigne la hauteur d'eau sur le fond plat. La deuxième non-linéarité de l'onde solitaire est calculé en  $x = 9,5$  m du batteur,  $\varepsilon' = A'/h_0$ , où  $A'$  désigne l'amplitude de la vague solitaire au pied de la pente. Parmi les paramètres étudiés dans le cas de l'onde solitaire nous citons :

- l'amplitude  $A_s$ , la durée  $\tau_s$  et la vitesse  $V_s$ .
- la hauteur locale  $h_b$  et l'amplitude de l'onde solitaire au déferlement  $A_b$ .
- la position de déferlement par rapport au générateur de vagues,  $x_b$  (m).
- le comportement énergétique de l'onde solitaire le long du canal à houle,  $E_s$  (adimensionnelle).
- le runup  $R$  qui se détermine grâce à une caméra vidéo placée au-dessus du canal à houle.

La durée caractéristique de l'onde solitaire est définie pour  $\frac{A}{A_s} = \cosh^{-2}(1) = 0.41997$ , où  $A$  désigne l'amplitude (Ezersky et al. (2006)). La figure 2.17 de Abcha et al. (2014), qui fait apparaître les deux paramètres  $A_s$  et  $\tau_s$ , illustre la forme de l'onde solitaire générée dans leurs travaux.

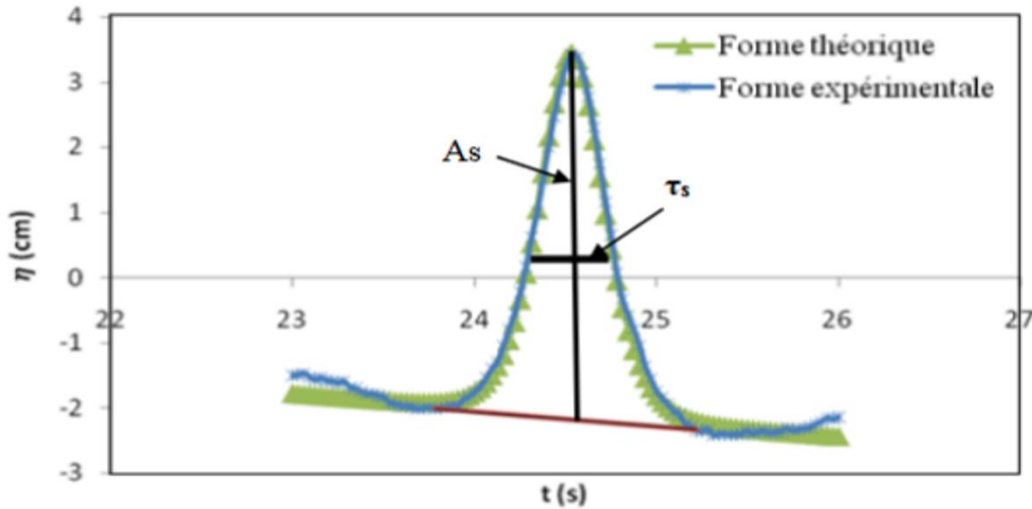


Figure 2.17. Comparaison entre la forme expérimentale d'une vague solitaire obtenue par sonde résistive (en bleu) et la forme théorique de KDV (en vert) (Abcha et al. (2014))

Selon Ezersky et al. (2006), la durée et la vitesse théorique se calculent respectivement en utilisant les deux relations suivantes :

$$\tau_s = \frac{1}{V_s} \sqrt{4h_0^3} / 3A_s \quad (2.12)$$

$$V_s = V_0 \left( 1 + \frac{A_s}{2h_0} \right) \quad (2.13)$$

Pour l'onde solitaire, l'objectif sera d'étudier ces différents paramètres mentionnés ci-dessus pour 16 différentes ondes solitaires. Le runup sera également étudié numériquement à l'aide du code mPeregrine (Duràn et al. (2018)).

#### Remarque

Il est important de signaler que le runup pour les trains d'ondes n'a pas été étudié à cause de la présence d'une vague subharmonique qui succède à la propagation du train d'onde principal. Etant donné qu'un signal linéaire est utilisé pour la génération des vagues focalisées, ceci peut engendrer des ondes parasites qui apparaissent principalement à cause du mode de génération (Whittaker et al. (2016)). Schäffer (1996) a proposé la théorie de génération du second ordre pour un générateur de type piston afin de supprimer l'onde subharmonique parasite. Malheureusement, notre logiciel ne permet pas à l'utilisateur de contrôler le déplacement du piston et la course totale du piston du générateur n'est pas suffisamment grande pour produire le terme du second ordre permettant de supprimer cette onde. Whittaker et al. (2016) et Orszaghova et al. (2014) ont prouvé expérimentalement que l'utilisation d'un signal linéaire de génération donne naissance à un train d'onde contaminée par une erreur subharmonique. Ceci sera un problème lors de l'étude du runup et du volume de franchissement

dans le cas des trains d'ondes. Ce type d'onde n'est pas présent lors de la génération d'une onde solitaire (Hunt-Raby et al. (2011)).

## 2. 7. Paramètres caractéristiques d'un train d'ondes

Les caractéristiques d'un train d'ondes incluant la non-linéarité locale  $S_0$ , la fréquence caractéristique  $f_s$  et le nombre d'onde caractéristique  $k_s$ , sont décrites ci-dessous. La non-linéarité locale est déterminée à partir de l'élévation de la surface libre obtenue par la sonde résistive située à 4 m du générateur car nous considérons que le train d'ondes est bien formé à partir de cette abscisse. Dans cette partie nous reprenons les équations 1.39, 1.40 et 1.35 pour donner plus de détails pratiques sur la manière avec laquelle  $S_0$ ,  $f_s$  et  $k_s$  sont calculés.

### 2. 7. 1. Paramètre local d'un train d'ondes

Rapp et Melville (1990) étaient les premiers à introduire un paramètre qui mesure l'intensité du déferlement d'un train d'ondes ayant une distribution à amplitude constante (CWA). Ils ont démontré expérimentalement que le paramètre,  $S_{kc} = K_c \sum a_i$ , est en corrélation avec l'intensité du déferlement. Dans cette expression,  $a_i$  est l'amplitude de la  $i^{\text{ème}}$  composante et  $k_c$  est le nombre d'onde qui correspond à la fréquence centrale. Récemment, Drazen et al. (2008) ont retrouvé les mêmes conclusions trouvées dans Rapp et Melville (1990) mais en utilisant une autre définition du paramètre local,  $S_{ki} = \sum k_i a_i$ . Whittaker et al. (2016) a décrit un train d'onde par le rapport de l'amplitude du train d'onde à la focalisation divisée par la hauteur d'eau sur le fond plat.

Dans cette étude, nous avons utilisé l'élévation de la surface libre obtenue au lieu de la première station ( $x = 4$  m) pour calculer le paramètre local d'un train d'ondes. La formule proposée par Tian et al. (2010) a été utilisée pour le calcul de ce paramètre :

$$S_0 = k_{s0} \sum_{i=1}^n a_i \quad (2.14)$$

où  $k_{s0}$ , est le nombre d'onde spectralement pondéré calculé en utilisant la relation de dispersion à l'abscisse  $x = 4$  m (Equation 1.35). Dans ce paragraphe nous expliquons la technique avec laquelle  $S_0$  est calculée selon Tian et al. (2010). D'après la théorie des ondes linéaires,  $\sum a_i$  est l'élévation de la surface libre à la focalisation. Pour son calcul, une décomposition de Fourier est effectuée sur le signal temporel obtenu en  $x = 4$  m. Le signal temporel est décomposé en  $n$  composantes fréquentielles et exprimé analytiquement sous forme d'une somme de fonctions sinusoïdales. La figure 2.18 montre une décomposition schématique d'un spectre donné en 70 composantes de Fourier. Dans le calcul de  $S_0$ , seules les composantes fréquentielles de Fourier dans l'intervalle  $[f_1, f_2]$  sont incluses.

Les deux fréquences  $f_1 = f_{coup-min} = 0.2$  Hz et  $f_2 = f_{coup-max} = 3f_p$  Hz, sont appelées les fréquences de coupure et ailleurs la densité spectrale est considérée comme négligeable

Un filtre passe-bande est effectué sur le signal fréquentiel autour de  $f_1$  et  $f_2$ . Ensuite une transformée de Fourier inverse est effectuée (IFFT) sur le signal filtré. Les amplitudes correspondant aux différentes fonctions sinusoïdales formant le signal temporel original sont ensuite sommées pour obtenir  $\sum a_i$ . Nous avons constaté que le paramètre local d'un train d'ondes reste constant même si toutes les composantes de Fourier sont incluses dans le calcul de  $S_0$ . Une autre observation révèle notamment que la valeur de  $S_0$  est insensible à la durée du signal tant que toutes les élévations non nulles du paquet d'ondes sont incluses dans la détermination de la densité spectrale.

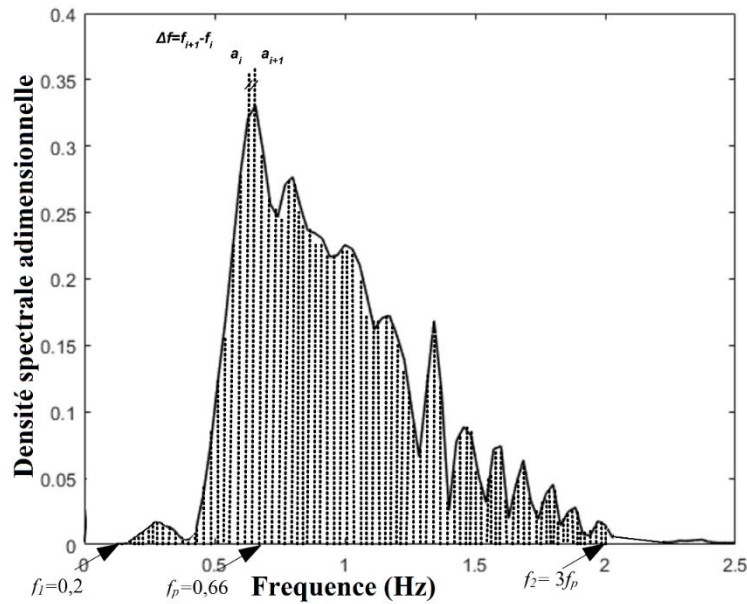


Figure 2.18. Décomposition schématique du signal fréquentiel correspondant à un train de Pierson-Moskowitz pour la détermination du paramètre local  $S_0$

### 2. 7. 2. Fréquence caractéristique

Un train d'ondes est caractérisé par trois fréquences différentes : la fréquence centrale ( $f_c = 0,5 (f_1 + f_2)$ ), la fréquence de pic ( $f_p$ ) et la fréquence caractéristique ( $f_s$ ). Pour le calcul de cette dernière, nous avons opté pour la formule de Tian et al. (2010) :

$$f_s = \frac{\sum_{i=1}^n [f_i a_i^2 (\Delta f)_i]}{\sum_{i=1}^n [a_i^2 (\Delta f)_i]} \quad (2.15)$$

$$\omega_s^2 = g k_s \tanh(k_s h), \text{ avec } \omega_s = 2\pi f_s \quad (2.16)$$

où  $\Delta f$  est le pas de fréquence qui est constant et égale à 0.0286 Hz. Dans la pondération spectrale,  $a_i^2$  (proportionnel à l'énergie de la vague) est utilisé au lieu de  $a_i$ . L'équation 2.15 montre que le calcul de  $f_s$  prend en considération les changements spectraux le long de la propagation et les transferts d'énergie vers les hautes ( $f > f_p$ ) et les basses fréquences ( $f < f_p$ ) (Liang et al. (2015) ; Liang et al. (2017)). La relation de dispersion donnée par l'équation 2.16 est utilisée pour déterminer le nombre d'onde relatif ( $k_s$ ). Nous avons trouvé, comme pour le paramètre local ( $S_0$ ), que les valeurs de  $k_s$  et  $f_s$  restent inchangées même en incluant les composantes de Fourier qui se situent à une fréquence supérieure à  $3f_p$ .

## 2. 8. Partitionnement en régions fréquentielles

Avant de commencer le calcul spectral, nous rappelons que la fréquence d'échantillonnage adoptée dans les expériences est  $f_e = 50$  Hz. La fréquence maximale contenue dans un signal correspondant à un train d'ondes donné est inférieure à  $f = 2,5$  Hz. Par conséquent, le théorème de Nyquist-Shannon est bien vérifié ( $2,5 \text{ Hz} \ll 1/2 \cdot 50 \text{ Hz}$ ). La densité spectrale adimensionnelle dans une section du canal se calcule comme suit :

$$S(f) = 2|F(f)^2|/E_{01} \quad (2.17)$$

où  $E_{01}$  désigne l'intégrale de l'énergie spectrale calculée en  $x = 4$  m du générateur entre les deux fréquences de coupure  $f_1$  et  $f_2$ . Dans la littérature, nous avons constaté que plusieurs auteurs ont tenté de suivre et quantifier les variations spatiales de l'énergie dans les différentes composantes fréquentielles (section 1.6.3). Afin de suivre finement l'évolution spatiale de la densité spectrale dans les différentes composantes fréquentielles, nous avons partitionné le spectre de référence (calculé en  $x = 4$  m) en quatre régions principales. La méthode de partitionnement est expliquée dans le paragraphe suivant.

- E1 : Région du pic principal
- E2 : Région de transfert
- E3 : Région des hautes fréquences
- E4 : Région des basses fréquences

La fenêtre de fréquences pour les différentes régions dépend de type du spectre. Afin de distinguer les différentes régions spectrales, un partitionnement du spectre initial ( $S_0(f)$  à  $x = 4$  m) a été effectuée (Figures 2.19 et 2.20). Ce partitionnement, réalisé dans ce travail, a été effectué en se basant sur l'énergie spectrale qui correspond à la fréquence de pic  $f_p$ .

Par ailleurs, la limite inférieure de la région basse fréquences (E4) a été choisie égale à 0,2 Hz. La limite supérieure de cette région coïncide avec la limite inférieure de la région de pic qui correspondent à 20% de la densité spectrale en  $f_p$ . De surcroît, les deux limites de E1 ont été choisies en vue de prendre en considération les densités spectrales autour de  $f_p$ . La

transition vers la région du transfert (E2) est marquée par une diminution significative de la densité spectrale (de l'ordre de 60% de la densité spectrale en  $f_p$ ). En outre, la limite supérieure de la région de transfert a été choisie de manière à coïncider avec 20% de la densité spectrale maximale. Quant à la région des hautes fréquences (E3), elle est située au-delà de la région de transfert. La limite supérieure a été fixée égale à  $3f_p$  et la densité spectrale située au-delà de cette région est très faible et peut être considérée comme négligeable. La figure 2.21 illustre l'évolution temporelle et fréquentielle d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz dans trois sections du canal. Qualitativement, cette figure montre des changements spectraux importants le long de la propagation du train d'ondes.

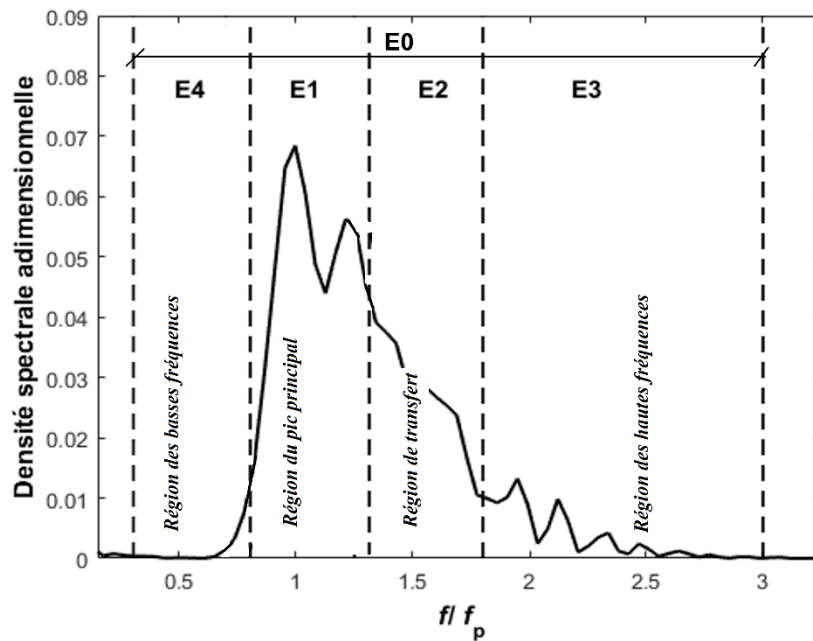


Figure 2.19. Partitionnement d'un spectre d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz en quatre régions spectrales

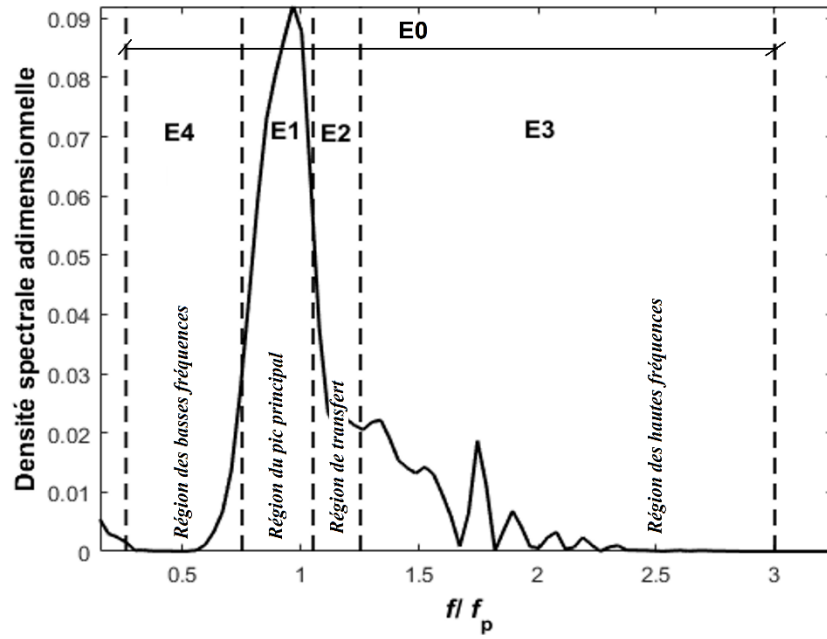


Figure 2.20. Partitionnement d'un spectre d'un train d'ondes de JONSWAP en quatre régions spectrales

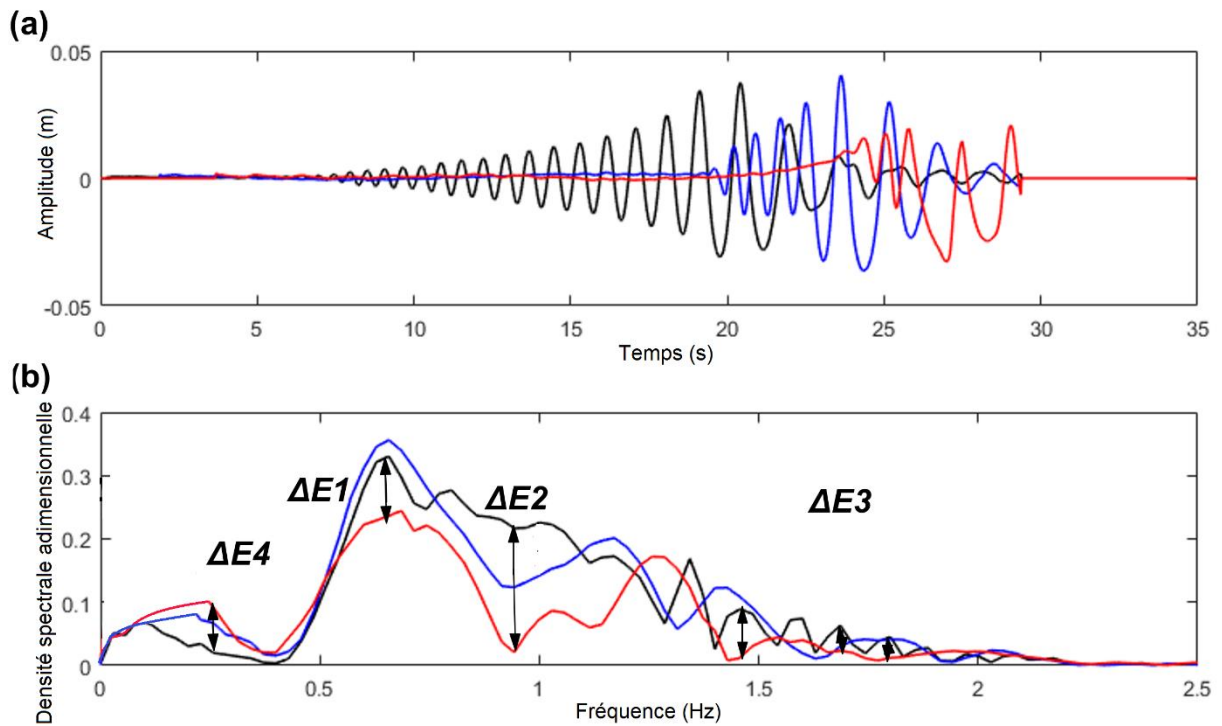


Figure 2.21. (a) Signal temporel d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz (b) Signal fréquentiel ; en noir : enregistrement effectué à 4m du batteur, en bleu : au pied de la pente, rouge : Après le déferlement

## 2. 9. Spectrogrammes

Dans notre étude, on définit les spectrogrammes comme étant des graphes représentant l'évolution spatiale de la forme du spectre et de sa densité entre  $x = 4$  m à  $x = 14$  m. La figure 2.22 illustre un spectrogramme d'un train d'onde gaussien ( $f_p = 0,66$  Hz). Ce spectrogramme montre que les densités spectrales significatives se situent principalement dans la gamme des fréquences de contrôle (entre  $0,91 = 0,6/0,66$  et  $1,36 = 0,9/0,66$ ). Les lignes en pointillés indiquent les limites des régions spectrales. L'intensité de la densité spectrale adimensionnée ( $/E0_1$ ) est indiquée par la barre de couleur.

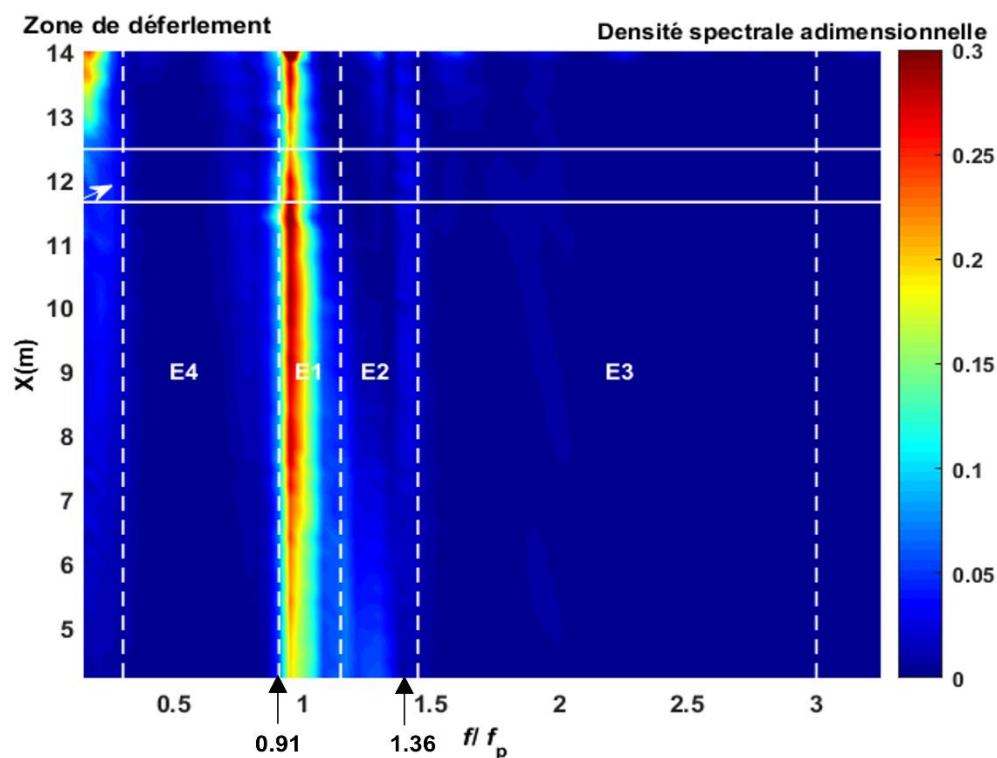


Figure 2.22. Spectrogramme d'un train d'ondes Gaussien

## 2. 10. Synthèse

Ce deuxième chapitre a permis de décrire en détail le dispositif expérimental ainsi que les outils utilisés pour l'acquisition et le traitement des données.

Dans un premier lieu, nous avons décrit les dispositifs expérimentaux utilisés pendant les travaux de thèse. Ensuite, nous avons présenté les instruments employés :

- Sondes résistives pour mesurer l'élévation de surface libre.



- Caméra haute vitesse pour déterminer le point, la hauteur de déferlement et le runup.

Ce chapitre a permis également de définir d'une manière explicite les différents paramètres caractéristiques d'un train d'ondes donné. La transformation de Fourier rapide qui est l'un des outils de traitement de signal de cette étude a été rappelée tout en illustrant avec quelques exemples simples montrant le principe de fonctionnement de cette méthode de traitement de signal. La transformée en ondelettes a été utilisée pour mettre en évidence les interactions entre les différentes composantes fréquentielles. Ce type de traitement de signal a été employé afin de quantifier le couplage de phase, en calculant la bicohérence respective, entre un triplet de fréquences présent dans un signal et dans différentes sections du canal à houle.

# 3. Ondes solitaires

## 3. 1. Introduction

Depuis environ 50 ans, la théorie des vagues solitaires a été utilisée en modélisation physique et numérique pour prédire la propagation des tsunamis dans la zone côtière (Kanoğlu and Synolakis (1998) ; Tonkin et al. (2003) ; Kobayashi and Lawrence (2003)). Bien que ceci a été contesté dans des récents travaux (Madsen et al. (2008) et Chan and Liu (2012)), l'étude des vagues solitaires à travers des expériences en laboratoire peut fournir un bon aperçu sur l'érosion des zones côtières causée par le runup et le rundown des vagues longues. Concernant ce sujet, la littérature est considérée comme abondante (Ippen and Kulin (1954); Synolakis and Skjelbreia (1993) ; Lin et al. (1999) ; Chang et al. (2009)).

L'objectif principal de ce chapitre est d'étudier la propagation de l'onde solitaire sur le fond plat et sur la pente, de confronter nos résultats à ceux issus des travaux précédents et ensuite d'utiliser le modèle numérique mPeregrine dans le but de simuler le runup et comparer les résultats expérimentaux à ceux obtenus par simulation numérique. Le but est aussi d'étendre la base de données des mesures de runup sur une plage de pentes  $\beta = 1/25$  qui pourra être utile dans plusieurs applications, telles qu'en simulation numérique et dans l'évaluation des risques liés aux vagues longues se propageant en zone côtière.

Dans la première partie, nous nous sommes focalisés sur la forme de la vague solitaire générée, sa célérité et sa durée. Dans la deuxième partie, une attention particulière est accordée à la zone de shoaling.

La dernière partie porte sur le déferlement et le runup. Les résultats obtenus sont comparés à ceux issus des formulations empiriques et théoriques citées dans le chapitre 1. Les résultats expérimentaux du runup sont également comparés à ceux issus de la simulation numérique effectuée avec le code mPeregrine. Le code mPeregrine est aussi utilisé dans l'optique d'évaluer ses performances dans la prédiction du runup sur des pentes qui varient entre  $\beta = 1/15$  et  $\beta = 1/30$  en utilisant les résultats expérimentaux des travaux précédents (Synolakis et al. (1987) ; Briggs et al. (1993) ; Raichlen et al. (2002)).

## 3. 2. Génération de l'onde solitaire

### 3. 2. 1. Forme de l'onde solitaire

En ce qui concerne les ondes solitaires, notre générateur de vagues est équipé par un mode de génération assez particulier. Il permet en effet de générer un train d'impulsions et quand la première impulsion est formée le batteur est stoppée par l'utilisateur. Une utilisation en mode contrôle directe de déplacement du batteur n'était pas possible à cause des limitations logicielles imposées par le fabricant Edinburgh designs. En effet, la mise en place de la méthode de Goring (1978) (paragraphe 1.4) dans le logiciel n'était pas possible car le batteur a été employé en mode contrôle indirecte de déplacement. Ses mouvements sont calculés en appliquant une fonction de transfert à la surface libre que nous souhaitons générer. Ceci a été aussi le cas dans les travaux de Whittaker et al. (2017) qui ont utilisé un générateur de type piston de Edinburgh designs.

Les mesures de surface libre ont été effectuées grâce à deux sondes résistives, une qui sert comme référence temporelle et l'autre qui est déplacée de 10cm après chaque acquisition. Les mesures sont réalisées de  $x = 3$  m jusqu'à  $x = 14,7$  m du générateur de vagues (Figure 3.1). Nous rappelons les paramètres caractéristiques  $V_s$ ,  $\tau_s$ ,  $A_0$ ,  $A_p$ ,  $A_b$ ,  $h_b$  qui sont respectivement, la vitesse de l'onde solitaire, la durée, l'amplitude en  $x = 3$  m, l'amplitude au pied de la pente ( $x = 9,5$  m), l'amplitude de déferlement et la hauteur locale de déferlement (figure 3.1). Le tableau 3.1 résume les vagues solitaires générées lors de cette étude. Nous mentionnons que le paramètre de non-linéarité  $\varepsilon$  varie entre 0,067 et 0,269, ce qui traduit un niveau de non-linéarité modéré.

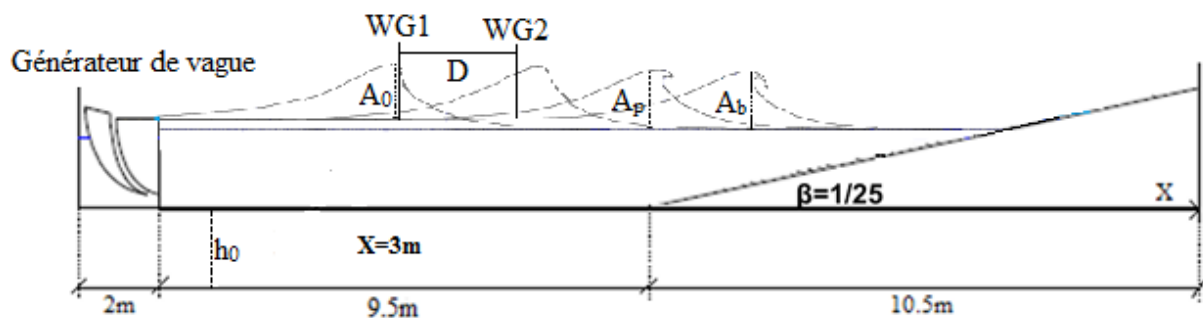


Figure 3.1. Schéma descriptif des paramètres caractéristiques de l'onde solitaire

Plusieurs essais préliminaires ont été menés dans le but de générer une impulsion et ensuite regarder à quoi correspond sa forme. La fréquence d'excitation et l'amplitude sont les deux paramètres variés lors de ces essais.

La figure 3.2 montre qu'il y a un accord relativement satisfaisant entre la solution de Boussinesq obtenue avec l'équation 1.11, celle d'Euler et celle obtenue avec une sonde résistive. Nous pouvons observer un léger désaccord entre les allures au niveau du côté amont. Ceci peut être expliqué par l'impossibilité technique de l'implémentation de la méthode de Goring (1978) dans le logiciel pilotant le générateur et par la suite l'accord n'est pas excellent.

La solution d'Euler a été calculée en utilisant le code numérique développé par Clamond et Dutykh (2012) qui est disponible en libre accès sur internet. Ce code de calcul a été comparé aux résultats issus de l'algorithme de Tanaka classique (Tanaka (1986)) et ceux issus de la solution à l'ordre 9 de Fenton (1972). Dutykh et Clamond (2014) ont trouvé un bon accord entre la solution d'Euler et celle de Tanaka dans le cas des vagues solitaires de non-linéarité modérées ( $\varepsilon < 0,4$ ).

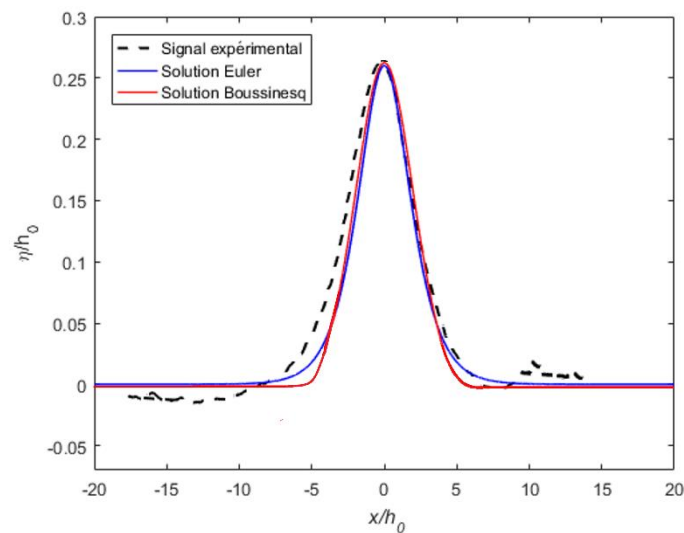


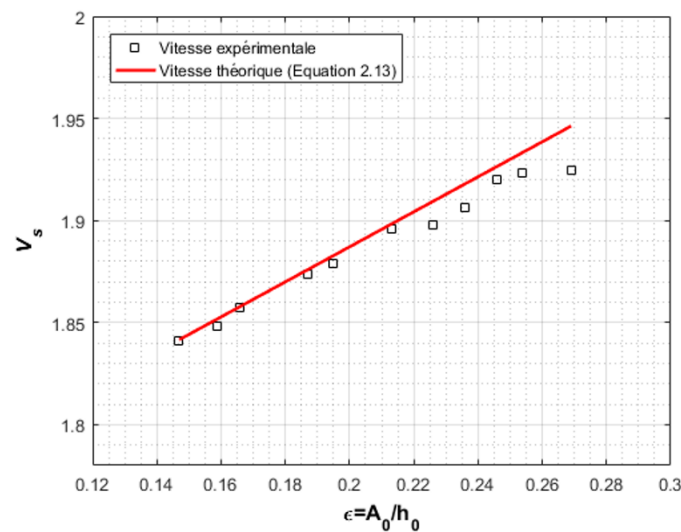
Figure 3.2. Comparaison entre : en tirets noirs, la forme expérimentale d'une vague solitaire (SW16) obtenue par une sonde résistive ; en rouge la forme théorique de Boussinesq et en bleu la solution d'Euler.

Nom de la vague solitaire	$\varepsilon = A_0/h_0$	$\varepsilon = A_p/h_0$	$A_b/h_b$	$h_b/h_0$	$x_b$
SW1	0,067	0,056	∅	∅	∅
SW2	0,093	0,081	∅	∅	∅
SW3	0,103	0,093	∅	∅	∅
SW4	0,12	0,105	∅	∅	∅
SW5	0,14	0,126	∅	∅	∅
SW6	0,147	0,127	2,015	0,136	15,98

SW7	0,159	0,145	1,926	0,146	15,90
SW8	0,166	0,158	1,874	0,172	15,7
SW9	0,187	0,17	1,792	0,186	15,6
SW10	0,195	0,185	1,672	0,210	15,42
SW11	0,2133	0,2	1,664	0,222	15,33
SW12	0,226	0,214	1,627	0,239	15,2
SW13	0,236	0,225	1,589	0,253	15,11
SW14	0,246	0,239	1,556	0,259	15,05
SW15	0,254	0,251	1,472	0,279	14,9
SW16	0,269	0,266	1,465	0,288	14,83

Tableau 3.1. Paramètres caractéristiques des vagues solitaires

La figure 3.3, représente les vitesses expérimentales ( $V_s = D/\Delta t$ ) des vagues solitaires obtenues à partir des séries temporelles pour différentes amplitudes d'excitation et celles prédites par la théorie (i.e.  $V_s = V_0 \left(1 + \frac{A_s}{2h_0}\right)$ ). Le paramètre D représente la distance séparant deux sondes données WG1 et WG2 (Figure 3.1). Le paramètre  $\Delta t$  correspond au temps que met le signal pour parcourir la distance D. La figure 3.3 montre qu'il existe une dépendance linéaire entre  $V_s$  et  $A_s$ . Les vitesses expérimentales et celles prédites par la théorie, sont en bonne concordance et un léger écart de moins de 1% est observé pour les ondes solitaires de non-linéarité  $\varepsilon > 0.21$ .

Figure 3.3. Comparaison entre la vitesse de l'onde solitaire expérimentale ( $\square$ ) et théorique (en rouge)

Sur la figure 3.4, la durée de la vague solitaire  $\tau_s$  est proportionnelle à  $A_s^{-1/2}$ . Il est clair que l'amplitude de l'onde solitaire diminue avec l'augmentation de  $\tau_s$ . La deuxième constatation qui ressort de cette figure est la légère différence de tendance entre l'équation théorique (Équation 2.12) et les points expérimentaux (Différence de 10% au maximum). Nous pouvons conclure par la suite que l'impulsion générée s'approche à une onde solitaire de Boussinesq. Nous ajoutons ici que les durées, solution d'Euler, concordent parfaitement avec ceux trouvées avec l'équation 2.12.

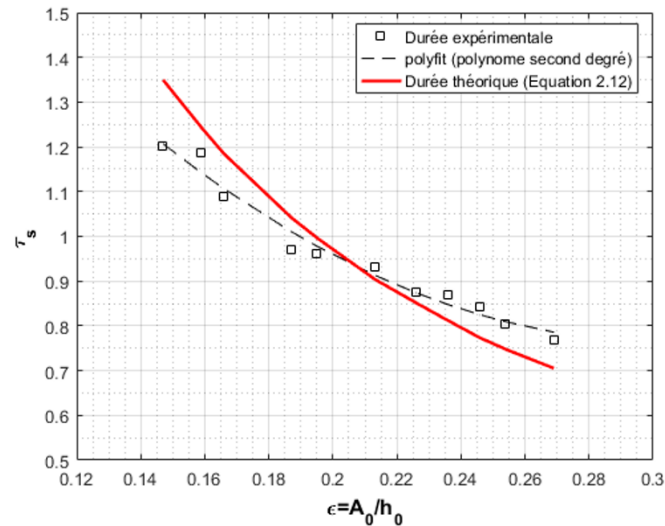


Figure 3.4. Comparaison entre la durée de l'onde solitaire expérimentale ( $\square$ ) et théorique (en rouge). La ligne en pointillés représente un fit des données expérimentales (polynôme du second degré)

### 3.3. Le shoaling de l'onde solitaire

Le profil de la vague solitaire garde approximativement la même forme et la même amplitude le long du fond plat ( $3 \text{ m} < x < 9,5 \text{ m}$ ). En arrivant sur la pente, la hauteur augmente et le forme devient de plus en plus asymétrique. Synolakis et Skjelbreia (1993) ont montré que, en amont du déferlement, l'évolution de l'amplitude de la vague solitaire sur une plage peut comporter deux zones (Hsiao et al. (2008)) :

- zone de shoaling progressif
- zone de shoaling rapide

Dans chaque zone, l'amplitude locale  $A_l$  sur la pente peut être exprimée par la formule de loi puissance suivante :

$$\left(\frac{A_l}{h_b}\right) = \left(\frac{h}{h_b}\right)^n \quad (3.1)$$

Où  $n = -1/4$  pour la zone du shoaling progressif (loi de Green) et  $n = -1$  pour la zone du shoaling rapide (loi de Boussinesq) (Synolakis et Skjelbreia (1993)).

La figure 3.5 montre l'évolution du ratio  $A_1/h_b$  en fonction de  $h/h_b$  en amont du déferlement (de  $x = 9,5$  m à  $x = 13,5$  m). La première constatation qui ressort de cette figure est que, pour les 4 vagues solitaires traitées, la distribution des hauteurs comporte essentiellement deux zones (Figures 3.5.a et 3.5.b). En effet, le taux d'augmentation d'amplitude sur la pente peut être décrit par la loi de Green ( $n = -1/4$ ) et la loi de Boussinesq ( $n = -1$ ). De plus, nous pouvons constater que plus non-linéarité est faible plus la zone de pré-déferlement est longue et par conséquent les deux zones sont plus perceptibles (Figure 3.5.a). Toutefois, pour les non-linéarités plus importantes (Figure 3.5.b), il est possible de représenter assez bien le nuage de points jusqu'au déferlement avec une loi ayant un exposant unique (Green,  $n = -1/4$ , trait en couleur jaune, Figure 3.5.b). Nous ajoutons que la longueur du canal n'est pas suffisamment grande pour pouvoir observer les deux zones de post-déferlement représentant respectivement la désintégration rapide ( $n = 1$ ) et la désintégration progressive ( $n = 1/4$ ) (Voir Figure 6 de Hsiao et al. (2008)).

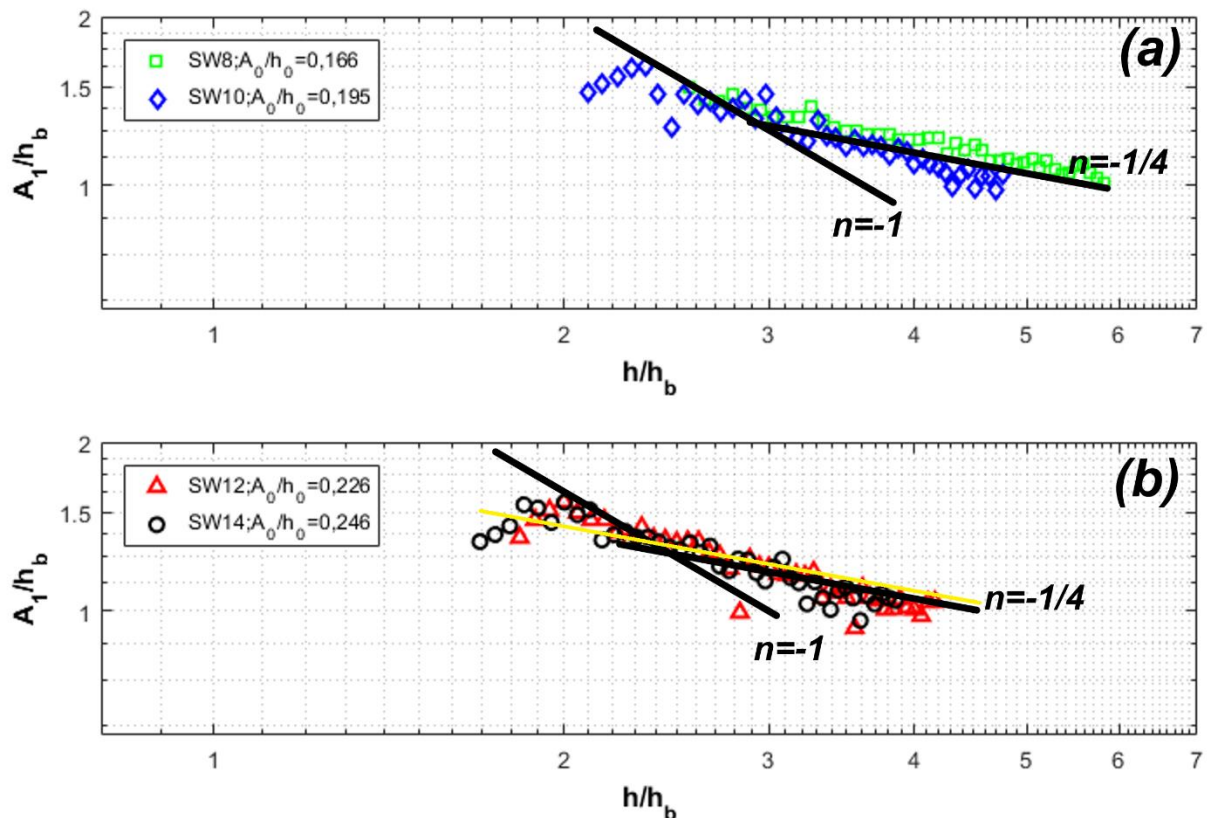


Figure 3.5. Le shoaling correspondant à quatre vagues solitaires : (a) et (b) : (□) : SW8, (◇) : SW10 ; (c) et (d) : (△) : SW12, (○) : SW14. Les lignes en noir désignent la formule 3.1 ( $n = -1/4$  ou  $-1$ ) et les échelles sont en log-log

### 3. 4. Le processus de déferlement des vagues solitaires

Pour chaque vague solitaire générée, le déferlement est filmé et ensuite séquencé en images (Figure 3.6). Le temps  $t = 0$  s sur la figure 3.6.a, représente l'instant correspondant à l'apparition de la vague SW15 dans le champ de vision de la caméra. La représentation du profil de surface libre des vagues à différents pas de temps est effectuée à l'aide d'un programme de traitement d'images développé sous Matlab. Ce programme permet de détecter et ensuite tracer la surface libre des vagues dans le but de déterminer la position et la hauteur de déferlement (Figure 3.6.e).

L'objectif de cette partie est d'étudier le déferlement des ondes solitaires et de confronter les résultats à ceux issus des formules théoriques et empiriques de la littérature. En se basant sur la formule empirique de Camfield et Street (1969) (Equation 1.21), nous trouvons un rapport  $\frac{A_b}{h_b} = \text{cte} = 1,57$ . Grilli et al. (1997) ont développé un modèle non-linéaire basé sur les écoulement potentiels (FNPM) pour étudier les ondes solitaires qui déferlent sur une plage d'angle  $\beta$ . Ils ont proposé le paramètre  $s_0 = 1,521 \frac{\beta}{\sqrt{\varepsilon}}$  qui permet de distinguer une vague déferlante d'une autre non déferlante. Nous avons trouvé que ce paramètre varie dans l'intervalle  $0,117 < s_0 < 0,158$ . Par conséquent, les vagues solitaires générées lors de cette étude sont en théorie des vagues déferlantes. De plus, le déferlement est considéré comme plongeant car  $0,025 < s_0 < 0,3$ . Ces constatations théoriques sont en bon accord avec les observations expérimentales. Plus de détails sur le calcul de ce paramètre se trouvent dans le chapitre 1. Grilli et al. (1997) ont proposé deux formules pour calculer la profondeur et la hauteur de déferlement :

$$\frac{h_b}{h_0} = \frac{0,149}{(s_0/\varepsilon)^{0,523}} \quad (3.2)$$

$$\frac{A_b}{h_b} = 0,841 e^{6,421 s_0} \quad (3.3)$$

Gardant à l'esprit que l'identification de la position du déferlement  $x_b$  est déterminée par la caméra placée en face des parois vitrées du canal. Par conséquent la profondeur locale de déferlement  $h_b$  peut être facilement calculée en se basant sur la topographie (Equation 3.4).

$$h_b = h_0 - (9,5 \cdot x_b) \tan(\beta) \quad (3.4)$$



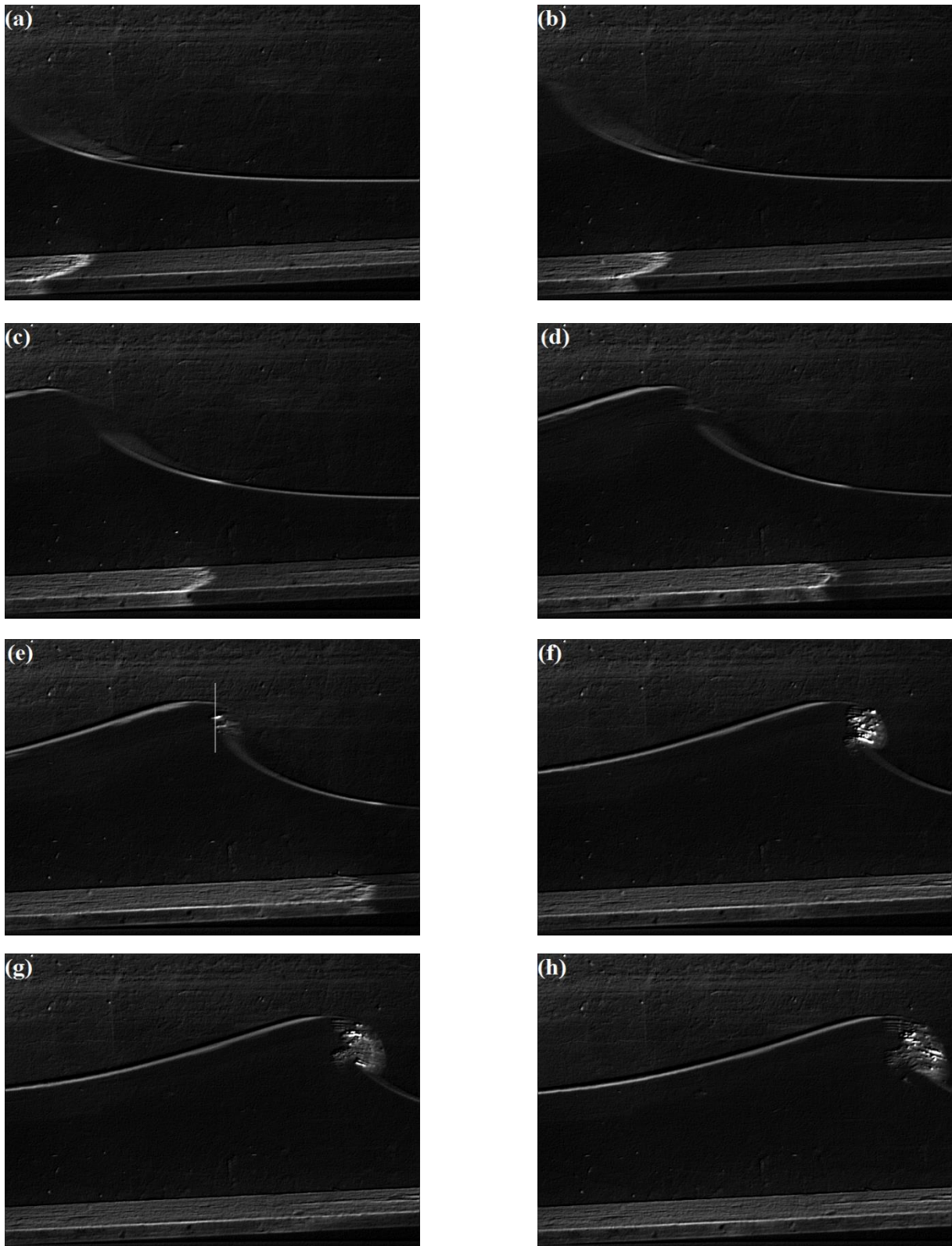


Figure 3.6. Profils instantanés d'une vague solitaire (SW15) à proximité du déferlement. (a) :0 s ; (b) :0,1 s ;(c) :0,26 s ;(d) :0,43 s ;(e) :0,6 s (déferlement) ;(f) :0,77 s ;(g) :0,9 s ;(h) :0,97 s

La figure 3.7.a montre que l'équation 3.2 permet d'une manière satisfaisante de détecter la profondeur locale de déferlement  $h_b$  pour une non-linéarité  $\varepsilon \in [0,147, 0,269]$ . Pour une abscisse inférieure à 0,6 (i.e.  $\varepsilon < 0,66$ ), l'équation sous-estime légèrement la hauteur locale de déferlement. Cela s'explique peut-être en partie par la non-prise en compte de la dissipation énergétique dans le modèle FNPM.

La figure 3.7.b montre une comparaison entre les hauteurs de déferlement  $A_b$  prédites par l'équation 3.3 et celles déterminées expérimentalement. Les écarts observés sont en partie dus au fait que le déferlement de la vague se produit très près du rivage et par conséquent la moindre variation dans  $h_b$  peut engendrer un écart important dans le ratio  $A_b/h_0$ . Une autre raison tient au fait qu'uniquement 7 échantillons dans l'intervalle  $s_0 \in [0,1, 0,2]$  ont été utilisées pour établir l'équation 3.3.

De façon générale, les comparaisons avec les deux formules existantes montrent des tendances relativement similaires, mais aussi des différences remarquables. Ceci peut être lié à la fois au critère choisi pour détecter le déferlement (critère géométrique) et à la difficulté de mesurer précisément l'abscisse de déferlement  $x_b$ . Pour le critère de déferlement, d'autres moyens pratiques peuvent être testés. Nous pouvons citer par exemple le critère cinétique (Banner and Peirson (2007)) et le critère dynamique (Saket et al. (2018) ; Saket et al. (2017)). Il serait aussi intéressant d'utiliser une autre caméra, en particulier plus rapide (mieux que 100 images/s), pour revoir les abscisses de déferlement trouvées dans cette étude.

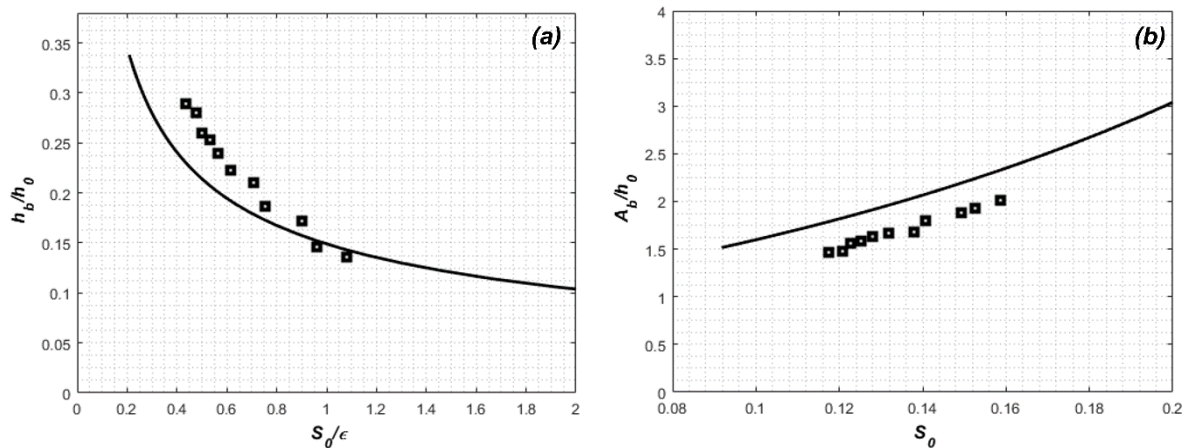


Figure 3.7. (a) : Variation expérimentale de la hauteur locale de déferlement  $h_b/h_0$  en fonction du paramètre de non-linéarité adimensionnel  $s_0/\varepsilon$ , en trait noir : les prédictions de l'équation 3.2. (b) : Variation expérimentale de l'amplitude de déferlement  $A_b/h_0$  en fonction du paramètre de non-linéarité  $s_0$ , en trait noir : les prédictions de l'équation 3.3

### 3. 5. Le processus du runup des vagues solitaires

#### 3. 5. 1. Résultats expérimentaux et comparaison avec des formulations théoriques

Le runup des 16 vagues solitaires est mesuré expérimentalement grâce à une caméra vidéo (100 fps). La figure 3.8 illustre une séquence d'images de runup de SW13.

La figure 3.9 montre que le runup augmente avec l'augmentation de la non-linéarité. Ceci résulte de l'important contenu énergétique pour les ondes solitaires de grandes amplitudes. L'approximation polynômiale montre un comportement asymptotique de la fonction  $f(\varepsilon') = R/h_0$  (Équation 3.5). Synolakis (1987) était le premier à distinguer entre le runup des vagues déferlantes et celui des vagues non-déferlantes. Selon lui, la fonction  $f(\varepsilon') = R/h_0$ , possède deux régions distinctes. Dans cette étude, nous rappelons que toutes les ondes solitaires étudiées sont déferlantes. Sur la même figure, nous avons rajouté en rouge une ellipse indiquant les frontières envisageables de la région décrivant le runup des vagues solitaires non-déferlantes.

$$\frac{R}{h_0} = 30,6 \varepsilon'^3 - 17,77 \varepsilon'^2 + 3,88 \varepsilon' + 0,003 \quad (3.5)$$

A partir des données actuelles, une formule empirique (Équation 3.6), de la forme  $a \cdot \varepsilon'^b$  (ou a et b sont deux constantes), est proposée pour l'estimation du runup dans le cas d'une pente  $\beta = 1/25$  et pour une non-linéarité dans l'intervalle  $0.056 < \varepsilon' < 0.0266$ .

$$\frac{R}{h_0} = 0.71 \varepsilon'^{0.5}, R^2=0,98 \quad (3.6)$$



Figure 3.8. Variation temporelle du runup d'une vague solitaire (SW13). (a) : début du runup ( $t=0$  s) ; (b) :  $0,06$  s ; (c) :  $0,21$  s ; (d) :  $0,26$  s ; (e) :  $0,49$  s ; (f) :  $0,78$  s

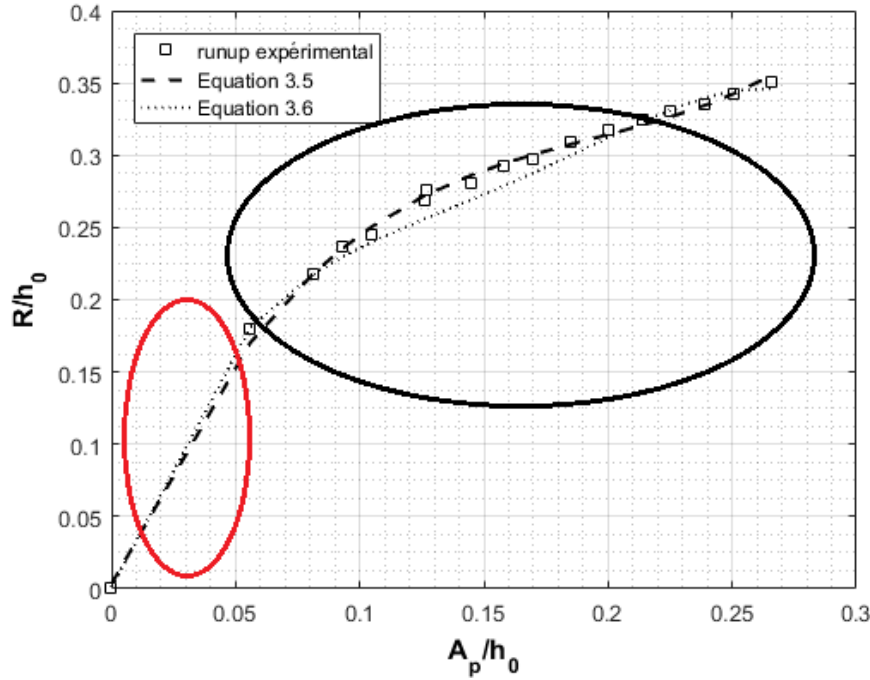


Figure 3.9. Résultats expérimentaux du runup. En rouge, les frontières indiquant les frontières envisageables de la région décrivant le runup des vagues solitaires non-déferlantes

Les résultats expérimentaux sont comparés à ceux issus des formulations théoriques et empiriques citées dans le chapitre 1. Deux de ces formulations ont été utilisées dans le but de prédire le runup dans le cas d'une pente  $\beta = 1/25$ . Nous rappelons que l'équation 3.7 proposée par Hughes et al. (2004) est une formule basée sur le paramètre de quantité de mouvement (voir chapitre 1). Hughes et al. (2004) ont précisé que leur formule empirique peut fournir de bonnes prédictions pour un angle  $1/30 < \beta < 1/10$ . Cependant l'équation 3.8, proposée par Hsiao et al. (2008), est une formule théorique établie à l'aide de la méthode des moindres carrés pour une pente dans l'intervalle  $1/60 < \beta < 1/15$  en se basant sur des résultats expérimentaux antérieurs (Synolakis et al. (1987) ; Raichlen et al. (2002) ; Briggs et al. (1993) et Hsiao et al. (2008)).

$$\frac{R}{h_0} = (1,39 - 0,027 \cot(\beta))^{0,7} \left( \frac{MF}{\rho g h_0^2} \right); \text{ Hughes et al. (2004)} \quad (3.7)$$

$$\frac{R}{h_0} = 7,712 (\cot \beta)^{-0,632} (\sin \varepsilon')^{0,618}; \text{ Hsiao et al. (2008)} \quad (3.8)$$

La figure 3.10 montre que, pour  $\varepsilon' < 0,15$ , le runup obtenu expérimentalement et celui issu des deux formulations théoriques proposées convergent approximativement vers le même résultat. Pour une non-linéarité  $\varepsilon' = A_p/h_0 = 0,127$ , la valeur du runup expérimental est  $R/h_0 = 0,275$ , celle issue de l'équation 3.5 est  $R/h_0 = 0,276$  et celle issue de l'équation 3.6 est  $R/h_0 = 0,269$ .

Cependant, pour les vagues fortement non-linéaires ( $\varepsilon' > 0,15$ ), les deux formules surestiment légèrement le runup. Pour une non-linéarité  $\varepsilon' = A_p/h_0 = 0,24$ , la valeur du runup expérimental est  $R/h_0 = 0.335$ , celle issue de l'équation 3.5 est  $R/h_0 = 0,386$  et celle issue de l'équation 3.6 est  $R/h_0 = 0.408$ . La surestimation dans l'équation 3.7 peut être expliquée par le fait que la pente optée dans cette étude est relativement proche de la limite inférieure de l'intervalle  $1/30 < \beta < 1/10$ . Concernant la surestimation dans l'équation 3.8, ceci peut être expliquée par l'utilisation de la méthode des moindres carrés pondérés dans son établissement.

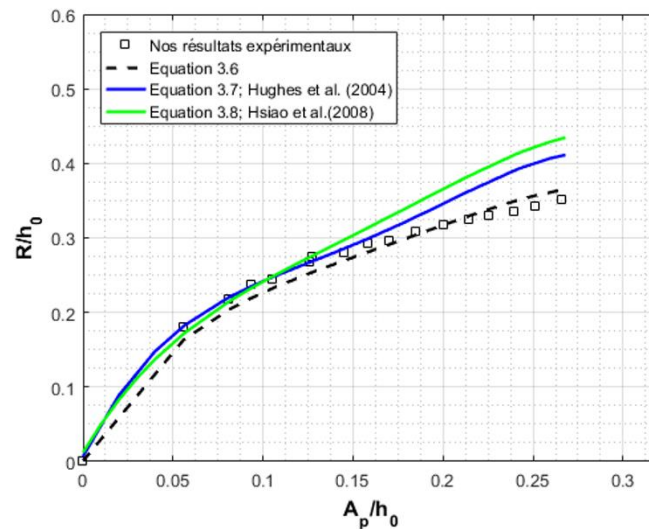


Figure 3.10. Comparaison du runup issu de l'expérimentation avec celui issu de l'équation 3.5 (trait en pointillé), de l'équation 3.6 (trait bleu) et de l'équation 3.7 (trait vert)

Récemment, Wu et al. (2018) ont établi une formule empirique *unifiée* (Équation 3.9) en se basant sur les travaux expérimentaux de Synolakis et al. (1987), Briggs et al. (1995), Li and Raichlen (2002), Hsiao et al. (2008), Chang et al. (2009), Lo et al. (2013), Ting (2013), Smith et al. (2017) et Wu et al. (2018) avec un coefficient de prédiction  $R^2$  estimé à 0,96.

$$\frac{R}{A_0} = \frac{4,5 \xi_s^{1,52}}{0,04 + \xi_s^{1,19}}, \xi_s = \beta \left(\frac{A_0}{h_0}\right)^{-9/10} \quad (3.9)$$

où  $\xi_s$  désigne le paramètre de *surf* défini dans Lo et al. (2013). La figure 3.11 montre qu'en utilisant la formule empirique de Wu et al. (2018), les prédictions sont très proches de nos résultats expérimentaux (écarts < 6%).

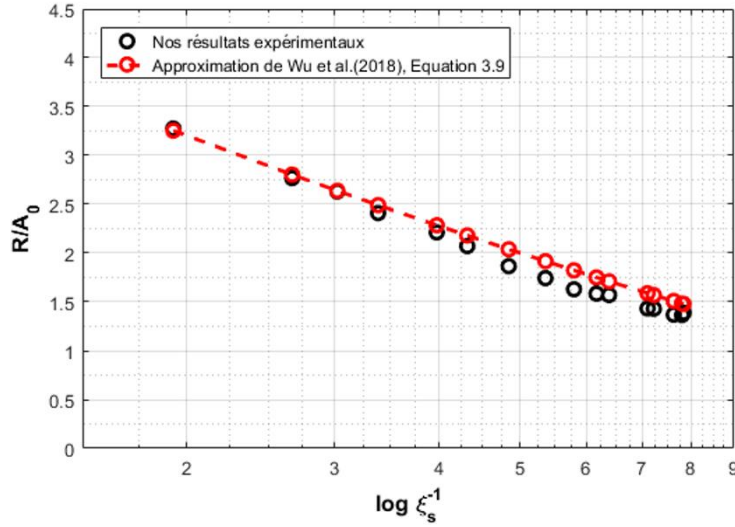


Figure 3.11. Comparaison du runup issu de l'expérimentation avec celui issu de l'équation 3.9 (Approximation de Wu et al. (2018))

### 3. 5. 2. Résultats de la simulation numérique

Le code mPeregrine (Duran et al. (2018)) est utilisé dans le but de comparer les résultats expérimentaux du runup avec ceux issus de la simulation numérique. En premier lieu, le script a été utilisé pour calculer la solution stationnaire (une onde qui se propage avec vitesse constante sur un fond plat). Nous précisons ici que les solutions analytiques des ondes solitaires ne sont pas connues dans le système Peregrine (1967) classique. Trouver une solution exacte en forme analytique n'était aussi pas possible dans le système mPeregrine. Par conséquent, Duran et al. (2018) ont appliqué des méthodes numériques permettant d'estimer approximativement les solutions des ondes solitaires. D'après Duran et al. (2018), une solution progressive possède cette forme :

$$H(x, t) = H(X), \quad V_s H(x, t) = V_s H(X), \quad X \stackrel{\text{def}}{=} x - V_s t \quad (3.10)$$

où  $V_s$  désigne la vitesse de l'onde solitaire dans le cadre de référence inertiel. Après avoir remplacé l'équation (3.10) dans le système mPeregrine (équations 1.49 et 1.50), le système obtenu est le suivant :

$$-V_s H' + Q' = 0 \quad (3.11)$$

$$-V_s \left( 1 + \frac{1}{3} (H'^2) - \frac{1}{6} H H'' \right) Q' + \frac{V_s}{3} H^2 Q''' + \frac{V_s}{3} H H' Q'' + \left( \frac{Q^2}{H} + \frac{g}{2} H^2 \right)' = 0 \quad (3.12)$$

$$u(x) = \frac{V_s \eta(x)}{h + \eta(x)} \quad (3.13)$$

où  $u(x)$  désigne le profil de vitesse. Les solutions des vagues solitaires ( $\eta(x)$ ,  $u(x)$ ) peuvent être déterminées numériquement en résolvant les équations différentielles 3.11, 3.12 et 3.13. Ceci a été réalisé par la méthode de Newton et une méthode de discrétisation inspirée des travaux de Boyd (1986) (Duran et al. (2018)). La figure 3.12 montre une comparaison entre la solution mPeregrine, celle d'Euler et celle de Goring pour une non-linéarité  $\varepsilon' = 0,15$ .

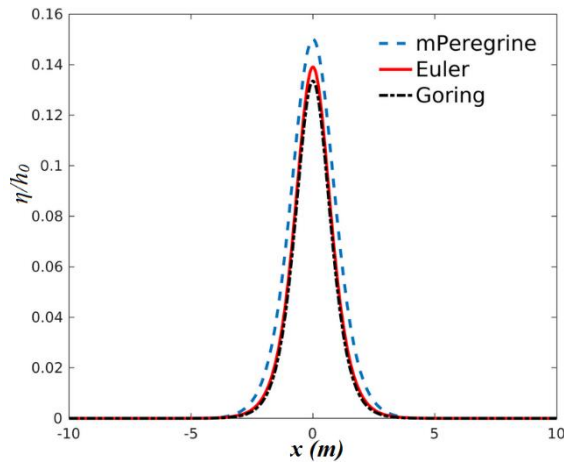


Figure 3.12. Comparaison entre le profil de l'onde solitaire ( $\varepsilon' = 0,15$ ) solution de : en bleu, mPeregrine ; en rouge, Euler et en noir, Goring

Nous avons introduit les vitesses obtenues expérimentalement  $V_s$  (Figure 3.3) dans le code mPeregrine dans le but de simuler le profil de surface libre et l'amplitude  $A_0$ . La figure 3.13 montre que l'amplitude  $A_0$  mesurée expérimentalement en  $x = 3$  m concorde d'une manière satisfaisante avec celle prédite par le code mPeregrine. La figure 3.14 montre une comparaison des résultats expérimentaux en  $x = 3$  m et ceux issus des simulations numériques de la forme des deux vagues solitaires de non-linéarité différente. Nous pouvons constater que l'accord est relativement satisfaisant.

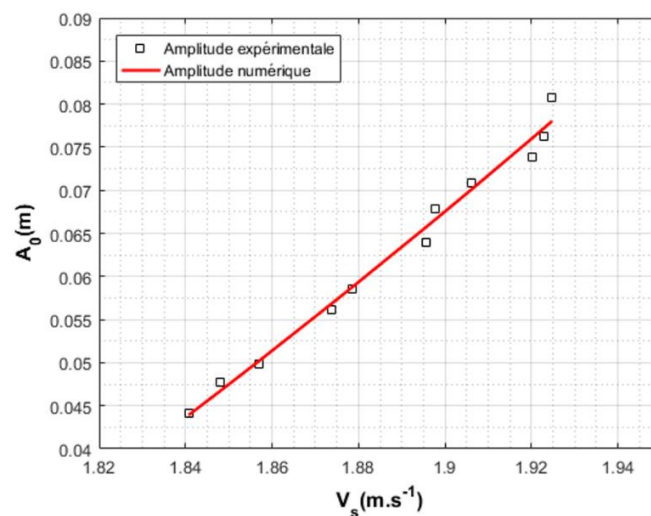


Figure 3.13. Comparaison entre la vitesse expérimentale de l'onde solitaire et celle issue de la simulation numérique (validation de la solution stationnaire), écart  $< 4\%$



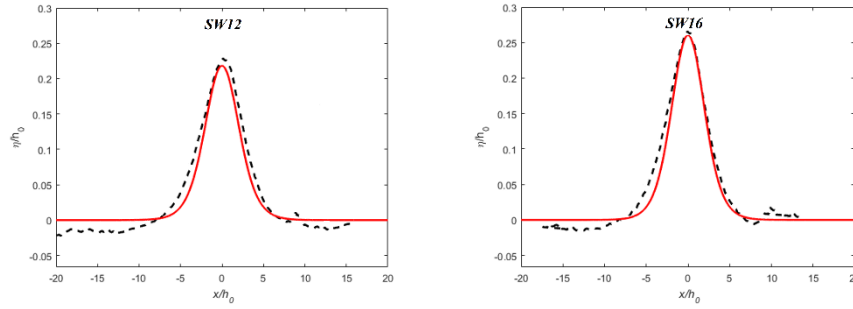


Figure 3.14. Comparaison des résultats concernant la forme des deux vagues solitaires de non-linéarité différente en  $x = 3$  m du générateur obtenu expérimentalement (en noir) et ceux issus des simulations numériques (en rouge)

La configuration du canal numérique est illustrée sur la figure 3.15. Dans cette configuration, l'eau recouvre une hauteur  $h_0 = 0,3$  m. La première donnée (en particulier  $V_s$ ), enregistrée en  $x = 3$  m du générateur, est imposée au code de calcul comme condition initiale. La bathymétrie dans les simulations numériques est établie suivant le système suivant:

$$h(x) = \begin{cases} h_0, & x \in [a, b] \\ h_0 - (x - b) \tan(\beta), & x \in [b, c] \end{cases} \quad (3.14)$$

où  $[a, c]$  sont les frontières gauche et droite du canal numérique  $a = 0$  m et  $b = 9,5$  m désigne le pied de la pente. La distance  $[a, c]$  est maillée et  $c_i = (X_{i-1/2}, X_{i+1/2})$  désigne la  $i^{\text{ème}}$  maille centrée en  $X_i = 1/2(X_{i-1/2} + X_{i+1/2})$ . Le pas de temps numérique est calculé comme suit :

$$\Delta t = \left( \frac{t_f - t_i}{M} \right) = 0,1 \text{ s} \quad (3.15)$$

où  $t_i = 0$  désigne le temps initial,  $t_f = 140$  s le temps final et  $M = 1400$  le nombre de pas de temps.

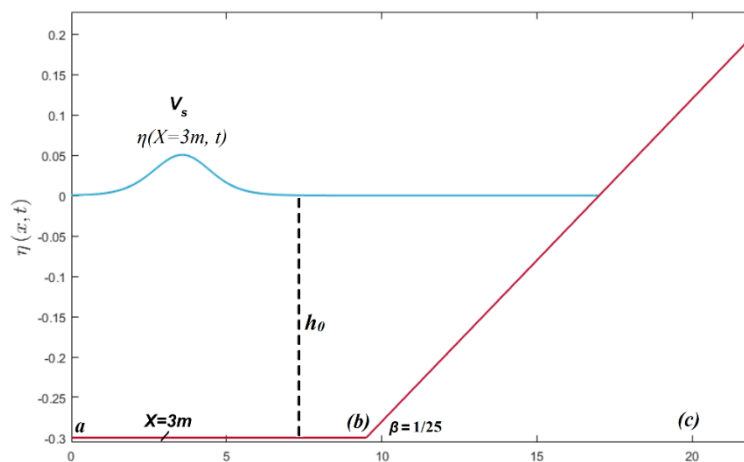


Figure 3.15. Configuration du canal numérique. En bleu l'élévation de surface libre  $\eta(x, t)$

Le modèle a été calibré en modifiant le coefficient de dissipation  $c_m$  (équation 1.56) jusqu'à obtenir une bonne concordance entre les prédictions et les résultats expérimentaux. Pour simplifier le coefficient  $c_m$  a été choisi égal à une constante,  $c_m = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ s.m}^{-1/3}$  ( $c_m = 2 \cdot 10^{-4} \text{ s.m}^{-1/3}$  dans Dutykh et al. (2011)).

Dans cette section nous avons effectué une comparaison entre le runup prédit par le code mPeregrine et celui obtenu expérimentalement dans le cas d'une pente  $\beta = 1/15$  (Li and Raichlen (2002)),  $\beta = 1/19,85$  (Synolakis (1987)),  $\beta = 1/25$  (nos résultats expérimentaux) et  $\beta = 1/30$  (Briggs et al. (1993)). Dans toutes les simulations, les paramètres de discrétisation sont  $\Delta t = 0,1 \text{ s}$  et  $\Delta x = 0,0342 \text{ m}$  et le coefficient de dissipation  $c_m = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ s.m}^{-1/3}$ . Ces résultats de comparaison sont illustrés sur la figure 3.16.

Pour le cas de notre pente ( $\beta = 1/25$ ), le modèle mPeregrine estime d'une manière satisfaisante le runup pour une non-linéarité dans l'intervalle  $0,056 < \varepsilon' < 0,266$  et les différences sont inférieures à 7%.

Concernant la pente  $\beta = 1/19,85$ , le code mPeregrine a été validé pour le cas des vagues solitaires non-déferlantes (e.g.  $\varepsilon' = 0,0185$  et  $0,04$ ) dans Dutykh et al. (2011). D'après nos simulations, nous pouvons dire que les résultats numériques sont satisfaisants pour les 3 autres pentes et pour une non-linéarité dans l'intervalle  $0,04 < \varepsilon' < 0,25$ . Cette constatation s'impose malgré que la technique employée pour modéliser la dissipation par déferlement est basée sur l'approche de Manning-Strickler et par la suite le caractère local du déferlement n'est pas pris en compte. Avec l'augmentation de non-linéarité, le paramètre de dissipation  $F(u,H)$  devient de plus en plus déterminant dans la prédiction du runup.

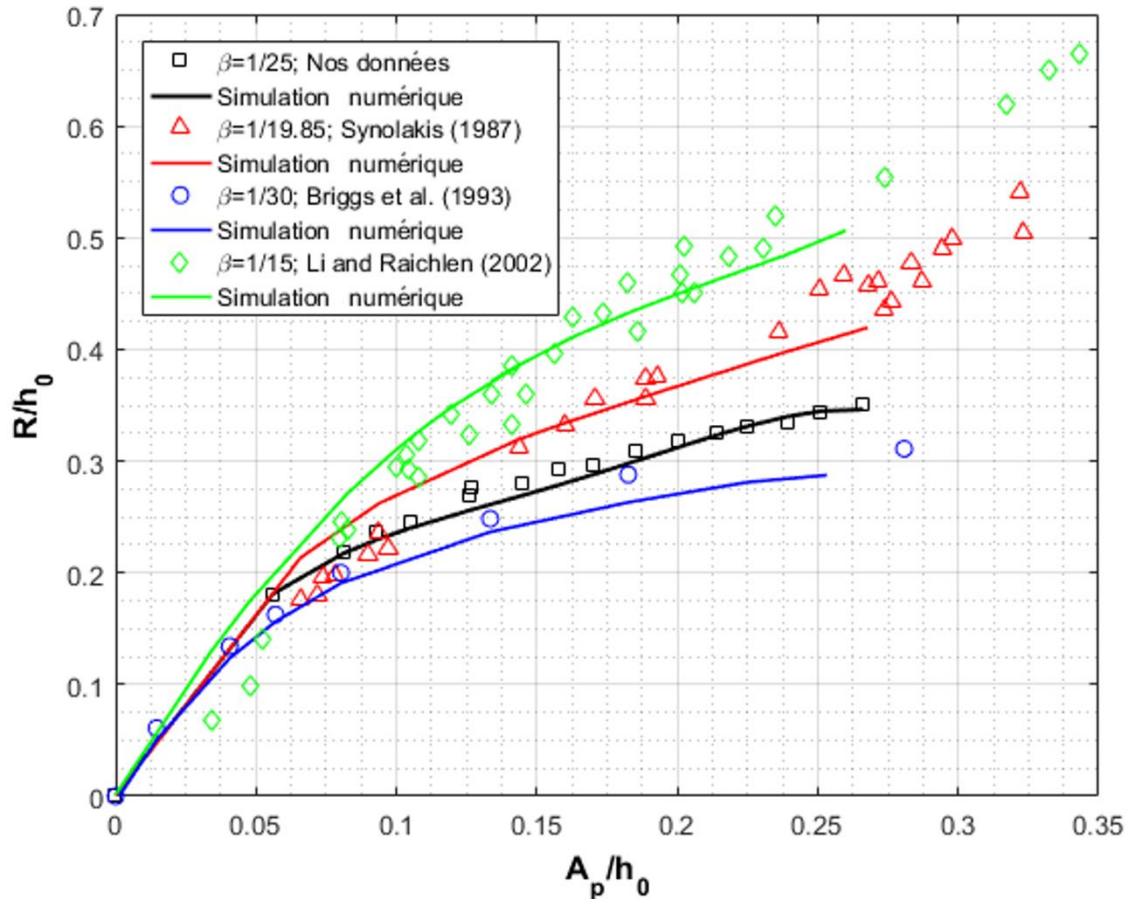


Figure 3.16. Comparaisons entre les résultats expérimentaux obtenus pour les quatre pentes et les simulations numériques du runup issues du code mPeregrine

### 3. 6. Synthèse

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'étude de la propagation des vagues solitaires de non-linéarité  $\varepsilon \in [0,067, 0,0269]$  depuis la zone de génération jusqu'à la zone de runup en passant par le shoaling et le déferlement. Les résultats expérimentaux sont présentés et ensuite comparés à ceux issus des travaux précédents. Nous avons aussi utilisé le code mPeregrine dans l'optique de prédire le runup pour des pentes dans l'intervalle  $1/30 < \beta < 1/15$  et ensuite déterminer ses limites.

La comparaison théorique et expérimentale de la forme, de la vitesse de propagation et de la durée montre que le pulse généré est bien une vague solitaire qui s'approche de la formulation théorique de Boussinesq. Concernant le shoaling, les résultats mettent en évidence l'existence de deux régions distinctes. La première peut être décrite parfaitement par la loi de Green, alors que la deuxième suit grossièrement la loi de Boussinesq. Ces deux zones sont plus perceptibles dans le cas des vagues solitaires de faible non-linéarité car elles sont caractérisées par une longue distance de pré-déferlement par rapport aux vagues de fortes non-linéarités.

Concernant le déferlement et le runup, les résultats issus des essais expérimentaux sont relativement en bon accord avec ceux issus des formules théoriques et empiriques proposées dans la littérature et particulièrement dans le cas des vagues solitaires faiblement non-linéaires ( $\varepsilon' \leq 0,15$ ). L'écart devient de plus en plus important avec l'augmentation de l'amplitude. En utilisant un coefficient de frottement constant  $c_m = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ s.m}^{-1/3}$  pour toutes les simulations, les prédictions numériques sont satisfaisantes pour une pente  $1/30 < \beta < 1/15$  et pour une non-linéarité  $\varepsilon' \in [0,056, 0,266]$ .



# 4. Trains d'ondes gaussiens

## 4. 1. Introduction

Dans la littérature, la plupart des recherches se focalisent sur l'évolution des trains d'ondes se propageant dans une eau de profondeur constante. Cependant, il est à souligner que l'influence de la variation de la profondeur d'eau a été moins étudiée dans la caractérisation spatio-temporelle des trains d'ondes se propageant dans une eau intermédiaire vers la zone côtière. Ce chapitre est consacré aux résultats des essais relatifs à l'étude spatio-temporelle de seize trains d'ondes gaussiens se propageant sur un fond plat horizontal, puis sur un fond incliné. Il peut être subdivisé en cinq parties distinctes.

Dans la première partie, une attention particulière est accordée à l'évolution spatiale des paramètres caractéristiques d'un train d'ondes gaussien tels que : la fréquence de pic  $f_p$  et la fréquence caractéristique  $f_s$ . L'influence de la variation de plusieurs paramètres physiques tels que : la largeur spectrale  $\Delta f/f_c$ , la non-linéarité  $S_0$  et la phase à la focalisation  $\Phi$  sur l'évolution spatiale des paramètres caractéristiques a été également étudiée.

Dans la deuxième partie, une analyse spectrale est utilisée dans le but de caractériser le comportement énergétique des trains d'ondes gaussiens en amont et en aval du déferlement. Cette approche a été utilisée afin d'essayer de mieux comprendre les transferts énergétiques non-linéaires qui accompagnent la propagation du train d'ondes. Dans cette partie, la transformation de Fourier rapide est utilisée afin de quantifier l'énergie spectrale.

La troisième partie de ce chapitre porte sur l'analyse fine de la déformation des trains d'ondes au cours de leur propagation à travers la variation spatiale de l'asymétrie  $\lambda_3$  et de l'aplatissement  $\lambda_4$ .

La quatrième partie est consacrée à l'approche bispectrale qui est utilisée dans l'intention de mettre en évidence les interactions non-linéaires entre les composantes fréquentielles et ensuite les quantifier lors de la propagation du train d'ondes, en amont et en aval de la zone de déferlement. Dans cette partie, la transformation en ondelettes est utilisée.

Dans l'optique d'évaluer les performances du code mPeregrine, la dernière partie porte sur les comparaisons entre les résultats expérimentaux et ceux issus de la simulation numérique.

## 4. 2. Génération des trains d'ondes gaussiens

Concernant la génération des trains d'ondes, nous avons fait face à trois problèmes techniques:

- (1) : Le logiciel Edinburgh designs ne permet pas l'utilisateur à manipuler le générateur en mode contrôle directe de déplacement du batteur (similairement à l'onde solitaire).
- (2) : La course du batteur n'est pas suffisamment grande pour produire les corrections du second ordre (Whittaker et al. (2017)). Par conséquent, une génération du premier ordre a été employée.
- (3) : La bande fréquentielle autorisée par le logiciel Edinburgh designs ne va pas suffisamment bas pour générer les basses fréquences ( $< 0,15$  Hz) permettant de corriger le signal du 1<sup>er</sup> ordre.

Les trains d'ondes gaussiens sont générés en imposant une distance de focalisation  $x = 12$  m basée sur une focalisation linéaire dans une eau de profondeur constante. Il est important de souligner que le déferlement sur la pente empêche la focalisation parfaite, ce qui n'est pas l'objectif ultime de ce travail (Whittaker et al., 2017). La même technique expliquée dans la section 2.5 est utilisée pour suivre finement l'évolution spatio-temporelle des seize trains d'ondes gaussiens générés de  $x = 4$  m à  $x = 14$  m. Afin de bien se situer spatialement, la figure 4.1 est présentée à nouveau.

Nous soulignons que la présence de la pente et le phénomène de focalisation prématurée (expliqué dans Dianyong et al. (2017)) engendrent la présence d'un deuxième déferlement qui se produit en aval du premier. Par conséquent, nous appelons la distance qui sépare les deux déferlements, zone de déferlement  $x_b$ . Cette zone est présentée dans le tableau 4.1 sous forme d'intervalle. Les seize trains d'ondes gaussiens générés sont résumés dans le tableau 4.1.

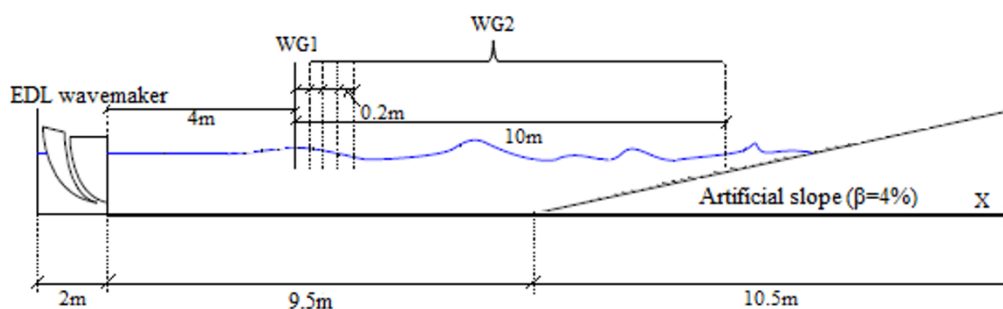


Figure 4.1. Configuration expérimentale. WG1 et WG2 désignent les deux sondes utilisées

Nom du trains d'ondes	Intervalle de fréquences	$\Phi$ (rad)	$f_c$ (Hz)	$\Delta f/f_c$	$S_0$	$f_p$ (Hz)	$x_b$ (m): Zone de déferlement (m)
GW1	[0,65..0,85]	0	0,75	0,27	0,15	0,69	[12,93..13,4]
GW2	[0,65..0,85]	0	0,75	0,27	0,19	0,69	[11,85..12,55]
GW3	[0,65..0,85]	$\pi$	0,75	0,27	0,19	0,69	[11,72..12,70]
GW4	[0,6..0,9]	0	0,75	0,4	0,10	0,63	14,3
GW5	[0,6..0,9]	0	0,75	0,4	0,18	0,63	[13,1 13,61]
GW6	[0,6..0,9]	0	0,75	0,4	0,20	0,63	[12..13]
GW7	[0,6..0,9]	$\pi$	0,75	0,4	0,20	0,63	[12,13..13,10]
GW8	[0,6..0,9]	0	0,75	0,4	0,23	0,63	[11,64..12,47]
GW9	[0,55..0,95]	0	0,75	0,53	0,13	0,66	13,6
GW10	[0,5..1]	0	0,75	0,67	0,13	0,54	13,42
GW11	[0,5..1]	0	0,75	0,67	0,18	0,54	11,86
GW12	[0,4..1,1]	0	0,75	0,93	0,11	0,46	13,81
GW13	[0,4..1,1]	0	0,75	0,93	0,17	0,46	[12,9...13,4]
GW14	[0,4..1,1]	0	0,75	0,93	0,23	0,46	11,32
GW15	[0,4..1,1]	$\pi$	0,75	0,93	0,23	0,46	[10,66..12,10]
GW16	[0,7..1,2]	0	0,95	0,53	0,16	0,77	[13,11..13,8]

Tableau 4.1. Paramètres caractéristiques des trains d'ondes gaussiens

Les seize trains d'ondes gaussiens générés dans cette étude se distinguent par :

- la non-linéarité  $S_0$
- la phase à la focalisation  $\Phi$
- la largeur spectrale  $\Delta f/f_c$

La largeur spectrale  $\Delta f/f_c$  est un paramètre très important au sein du train d'onde gaussien. Nous rappelons que  $\Delta f$  est la largeur entre les deux bornes fréquentielles imposées au générateur de vagues. Concernant la fréquence centrale  $f_c$ , ce paramètre suppose que les fréquences présentes dans une houle spectrale sont uniformément réparties entre les deux bornes fréquentielles. Ces deux dernières sont choisies de telle sorte que  $f_c$  soit égale à 0,75 Hz ( $k_{ch0} \sim 0,9$ ) et par conséquent l'hypothèse de propagation du train d'ondes dans une eau de profondeur intermédiaire vers la zone côtière est bien vérifiée.



Nous rappelons que le paramètre de non-linéarité  $S_0$  est calculé en utilisant la formule 1.42 et qu'une phase  $\Phi = 0$  correspond à un train d'ondes ayant une crête à la focalisation alors qu'une phase  $\Phi = \pi$  correspond à un train d'ondes ayant un creux à la focalisation. La deuxième colonne du tableau 4.1 représente les intervalles de fréquences imposés au générateur de vagues. La borne inférieure et la borne supérieure représentent respectivement la fréquence minimale et la fréquence maximale délimitant les composantes significatives dans le signal. La dernière colonne indique la zone de déferlement déterminée avec la caméra rapide (100 images/seconde). La figure 4.2 illustre la variation spatiale d'un train d'ondes gaussien (GW2) ayant un spectre étroit ( $\Delta f/f_c = 0,27$ ) à six différentes sections du canal.

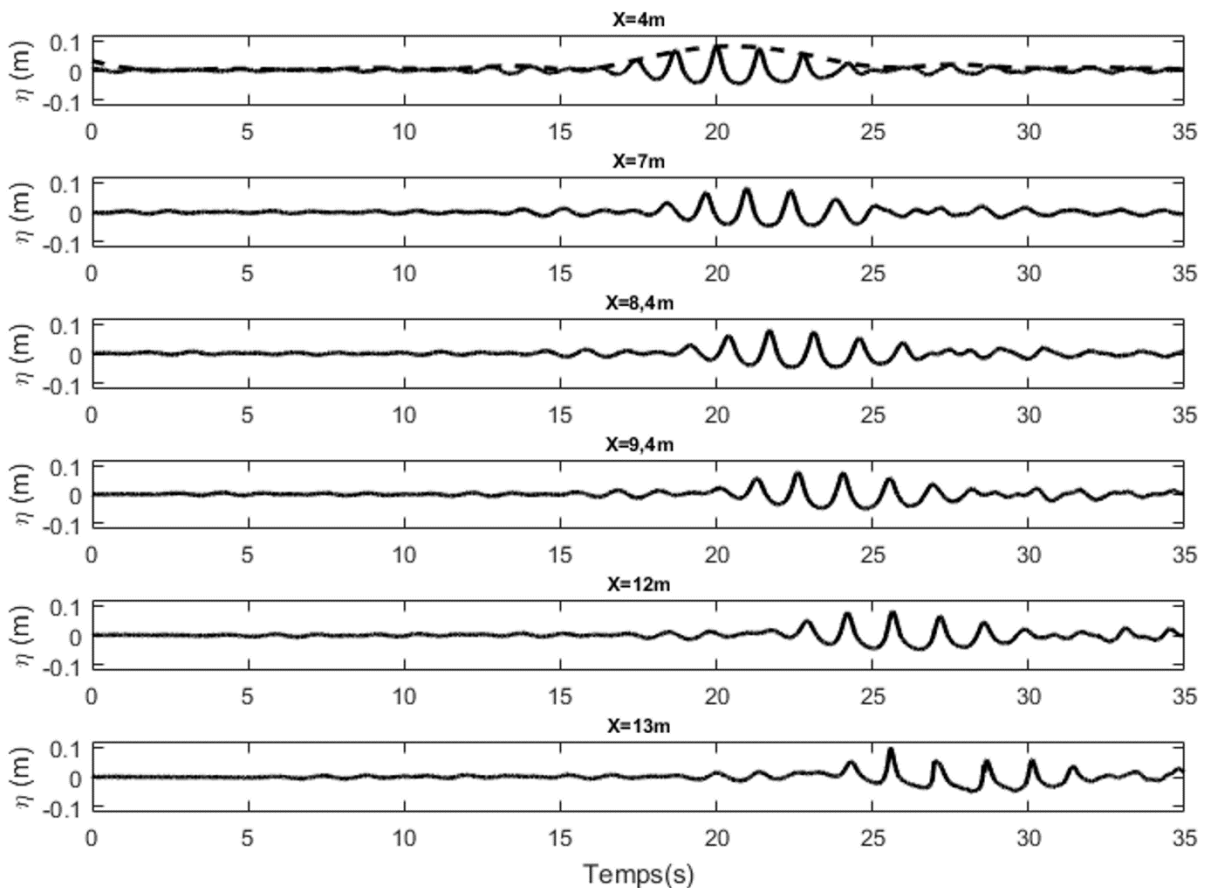


Figure 4.2. Elévations de la surface libre d'un train d'ondes à spectre étroit (GW2) mesurée par sondes résistives à 6 différentes sections du canal. Le trait en pointillé représente l'enveloppe extérieure du train d'onde à 4 m du générateur de vagues

La figure 4.3 représente la variation spatiale du spectre des fréquences de trois trains gaussiens de non-linéarité  $S_0$  proches à 6 différentes sections du canal. Le spectre de référence, calculé en  $x = 4$  m, est tracé en pointillé à chaque station. La première constatation qui ressort de cette figure est que la distribution énergétique dans les composantes fréquentielles varie d'un

spectre à un autre. Concernant la vague GW3 ayant un spectre étroit ( $\Delta f/f_c = 0,27$ ), l'énergie se concentre principalement aux alentours de la fréquence de pic. Cependant, dans le cas de la vague GW14 ayant un spectre large  $\Delta f/f_c = 0,93$ , l'énergie est distribuée d'une manière irrégulière entre  $f = 0,8 \cdot f_p$  et  $f = 2,35 \cdot f_p$ . Qualitativement, la figure 4.3 montre un changement important au niveau du contenu spectral qui concerne toutes les parties du spectre: zone de pic ( $f \sim f_p$ ), zone des hautes fréquences ( $f > f_p$ ) et zone des basses fréquences ( $f < f_p$ ). Des résultats quantitatifs sur la variation spatiale des changements spectraux se trouvent dans la section 4.5.

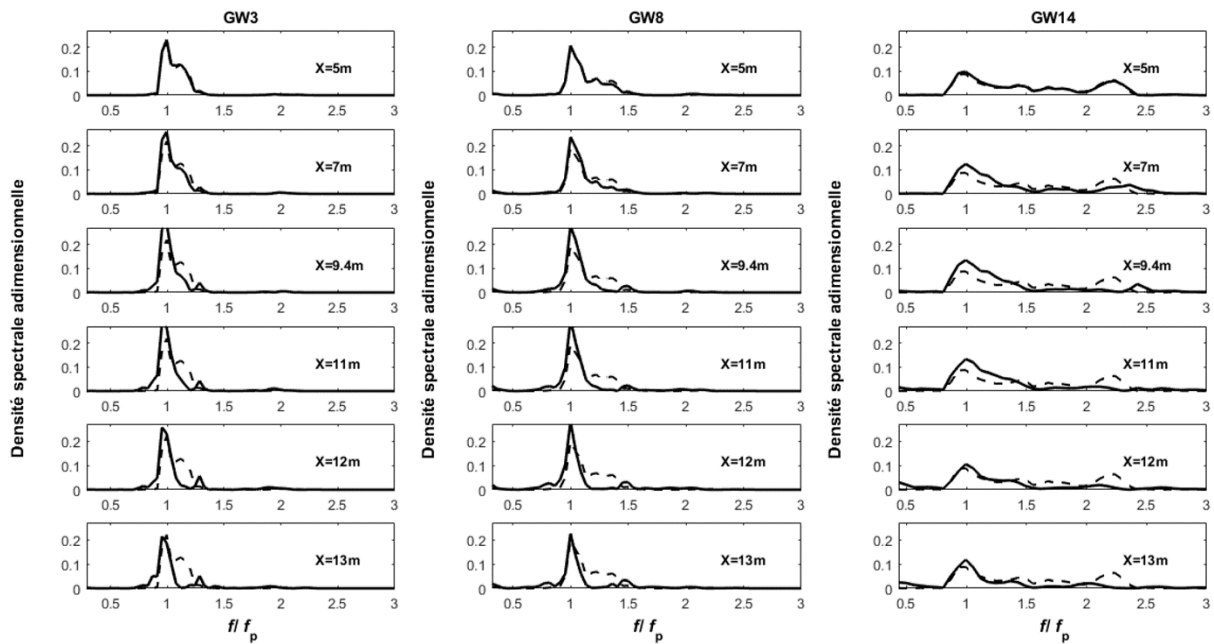


Figure 4.3. Densité spectrale adimensionnelle de trois trains d'ondes gaussiens de non-linéarité  $S_0$  proches et de différentes largeurs spectrales  $\Delta f/f_c$  à 6 sections du canal. Le déferlement se produit entre  $x = 11,32$  m et  $x = 12,71$  m pour les 3 trains d'ondes représentés

### 4. 3. Variation spatiale de la fréquence de pic

La fréquence de pic représente l'un des paramètres caractéristiques dans une houle spectrale. Nous rencontrons dans la littérature des études qui portent en partie sur le comportement de ce paramètre (Tian et al. (2011), Liang et al. (2017)) au cours de la propagation d'un train d'ondes dans une eau de profondeur constante. Dans cette partie, la variation spatiale de la fréquence de pic  $f_p$  au cours de la propagation est étudiée pour les seize trains d'ondes gaussiens. Dans cette optique, ce paramètre est déterminé tous les 20 cm de  $x = 4$  m à  $x = 14$  m et ensuite normalisé par  $f_{p0}$ , la fréquence de pic calculée en  $x = 4$  m. Les variations spatiales de la fréquence de pic en amont et en aval de la zone de déferlement sont illustrées sur la figure 4.4. Sur le même graphique, deux lignes verticales sont ajoutées dans le but d'indiquer la zone de déferlement.

La première constatation qui ressort de la figure 4.4.a est l'indépendance entre la variation spatiale de la fréquence de pic et la phase à la focalisation. En effet, la fréquence de pic a un comportement similaire dans le cas de deux trains d'ondes étroits ayant la même non-linéarité  $S_0$  mais de phase à la focalisation opposée (GW2 et GW3). Ce paramètre commence à décroître légèrement au pied de la pente pour atteindre 95% de sa valeur initiale et ensuite reste inchangé même en aval de déferlement. Cette décroissance peut s'expliquer par la dissipation énergétique importante qui s'accroît avec le début du shoaling.

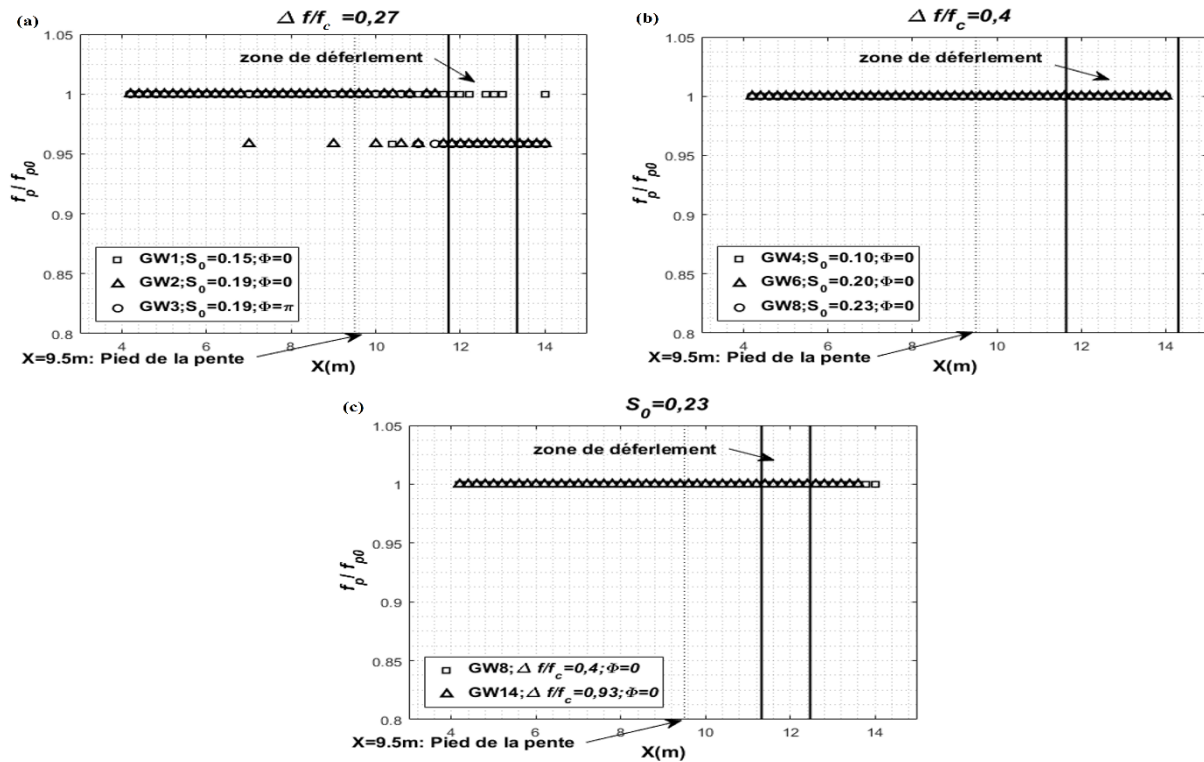


Figure 4.4. Variation spatiale de la fréquence de pic issue des mesures expérimentales (a) impact du changement de la phase ( $\Phi$ ), (b) la non-linéarité ( $S_0$ ) et (c) la largeur spectrale  $\Delta f/f_c$

Dans le cas des trains d'ondes ayant un contenu spectral plus important (i.e.  $\Delta f/f_c = 0,4$ ), la figure 4.4.b montre que, indépendamment de l'intensité de la non-linéarité  $S_0$ , la fréquence de pic reste inchangée au cours de la propagation du train d'ondes sur le fond plat et sur le fond incliné.

Dans le cas des trains d'ondes ayant la même non-linéarité  $S_0 = 0,23$  et une largeur spectrale différente (Figure 4.4.c), la fréquence de pic déterminée expérimentalement reste inchangée le long de la propagation du train d'ondes.

Pour conclure, la fréquence de pic décroît spatialement indépendamment de la phase à la focalisation  $\Phi$  dans le cas des trains d'ondes étroits  $\Delta f/f_c \leq 0,27$ . Ce comportement est directement lié à la non-linéarité  $S_0$ . Pour les trains d'ondes ayant une largeur spectrale

$\Delta f/f_c > 0,27$ ,  $f_p$  reste inchangée au cours de la propagation du paquet d'ondes. Ce comportement est indépendant de la non-linéarité  $S_0$  et aussi de la phase à la focalisation  $\Phi$ .

#### 4.4. Variation spatiale de la fréquence caractéristique

La fréquence caractéristique est un bon indicateur des changements spectraux et des transferts énergétiques lors de la propagation du train d'onde (Liang et al. (2015)). Contrairement à la fréquence de pic, la fréquence caractéristique est sensible aux transferts énergétiques puisque toutes les composantes fréquentielles significatives sont incluses dans sa détermination. Ce paramètre est calculé en utilisant la formule 2.15. Comme mentionné dans le chapitre 2, ce paramètre est déterminé en utilisant un algorithme de transformée de Fourier rapide et seules les composantes dans l'intervalle  $[0,2 : 3 \cdot f_p]$  Hz sont incluses dans sa détermination. Afin de suivre finement la variation spatiale de ce paramètre, il est calculé tous les 20 cm entre  $x = 4$  m et  $x = 14$  m et ensuite adimensionné par la fréquence caractéristique initiale  $f_{s0}$ , calculée en  $x = 4$  m. La figure 4.5 illustre la variation spatiale de ce paramètre dans les différents cas.

De la figure 4.5, nous pouvons retenir principalement que le paramètre  $f_s$  décroît progressivement le long du fond plat ( $4 \text{ m} < x < 9,5 \text{ m}$ ) pour tous les cas traités. Cette décroissance est un constat direct de la dissipation visqueuse de l'énergie liée aux frottements avec les parois du fond et des côtés. Quand le train d'ondes franchit la pente ( $x > 9,5 \text{ m}$ ),  $f_s$  croît légèrement et atteint sa valeur maximale au niveau du déferlement ( $x = x_b$ ). Cette croissance qui accompagne le shoaling, est attribuée directement à l'augmentation de l'énergie spectrale dans les composantes hautes fréquences ( $f > f_p$ ) qui devient dominante par rapport à la dissipation observée sur le fond plat. En aval de la zone de déferlement ( $x > x_b$ ), c'est l'inverse qui se produit et ceci est le constat direct à la fois de la dissipation énergétique dans les composantes hautes fréquence ( $f > f_p$ ) et de l'augmentation de l'énergie spectrale dans les composantes basses fréquences ( $f < f_p$ ). Ceci est en bon accord avec les travaux précédents qui ont confirmé que le déferlement est accompagné par une forte dissipation énergétique au niveau des composantes hautes fréquences.

L'impact du changement de la largeur spectrale  $\Delta f/f_c$  pour une non-linéarité donnée  $S_0$  sur la décroissance de la fréquence caractéristique traduite par la variation de l'écart relatif  $\Delta f_s/f_{s0}$  (en %) calculé au pied de la pente ( $x = 9,5 \text{ m}$ ) et en aval de la zone de déferlement ( $x = x_b$ ) est illustré respectivement sur les figures 4.6.a et 4.6.b. Sur les mêmes figures, des tendances linéaires sont ajoutées pour distinguer le comportement propre de chaque largeur spectrale  $\Delta f/f_c$  en fonction de la non-linéarité  $S_0$ .

Nous pouvons conclure que pour une valeur de  $S_0$  donnée,  $\Delta f_s/f_{s0}$  a une tendance à être directement lié à la largeur du contenu spectral. En d'autres termes,  $\Delta f_s/f_{s0}$  (en %) augmente avec

l'augmentation de  $\Delta f/f_c$ . Ceci peut être attribué à la richesse du spectre en composantes hautes fréquences ( $f > f_p$ ) dans le cas d'un train d'onde ayant une largeur spectrale importante. Dans le cas d'un spectre étroit, les composantes hautes fréquences sont moins nombreuses et moins riches que celles présentes dans un spectre large et par la suite la dissipation qui accompagne le déferlement est moins prononcée.

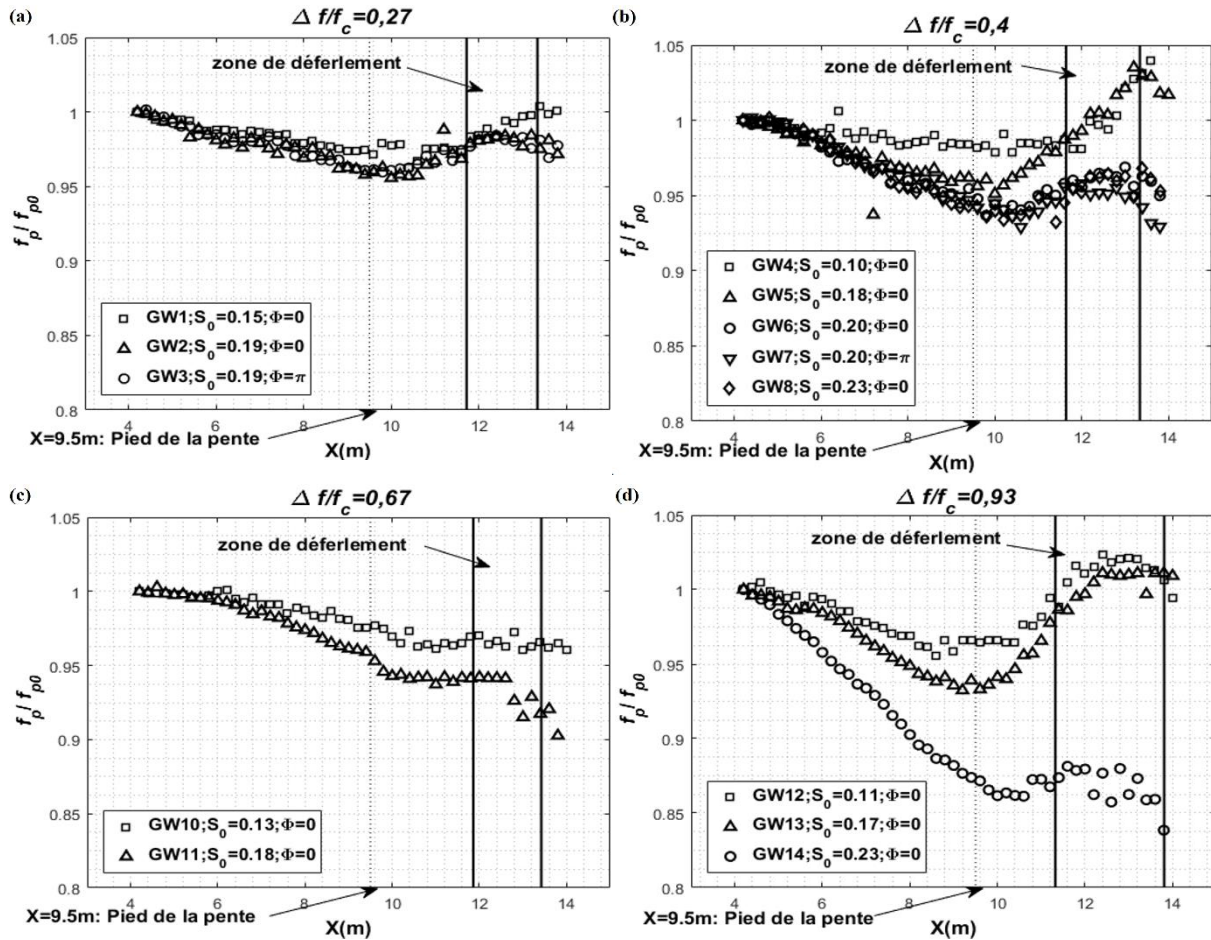


Figure 4.5. Evolution spatiale de la fréquence caractéristique issue des mesures expérimentales ; (a) : GW1, GW2, GW3 :  $\Delta f/f_c = 0,27$ ; (b) : GW4, GW5, GW6, GW7, GW8 :  $\Delta f/f_c = 0,4$ ; (c) GW10, GW11 :  $\Delta f/f_c = 0,67$  ; (d) : GW12, GW13, GW14 :  $\Delta f/f_c = 0,93$

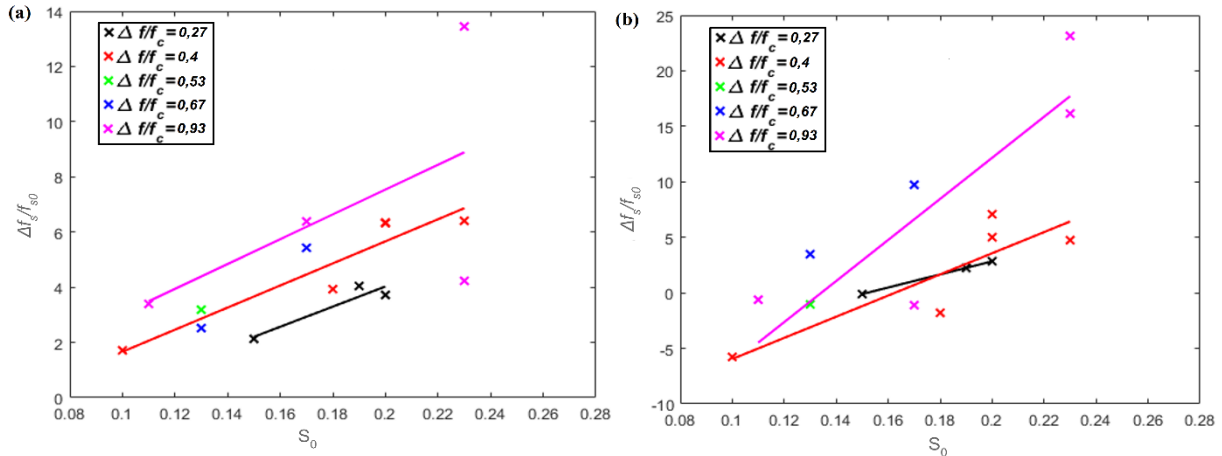


Figure 4.6. (a) : impact de la variation du contenu spectral sur la variation relative de  $f_s$  en fonction de  $S_0$  (au pied de la pente), (b) : impact de la variation relative de  $f_s$  en fonction de  $S_0$  du contenu spectral sur la décroissance de  $f_s$  (au-delà du déferlement  $x = 14$  m)

Lorsqu'on cherche à analyser les variations spatiales de l'énergie au sein des différentes régions (i.e. E1, E2, E3 et E4), le calcul de ce paramètre n'est pas suffisant malgré la prise en compte de toutes les composantes fréquentielles significatives et une analyse spectrale détaillée s'impose. Ceci fera l'objet de la partie suivante.

## 4. 5. Variation spatiale de l'énergie et transferts énergétiques

### 4. 5. 1. Partitionnement fréquentiel des régions spectrales

La méthode expliquée dans le chapitre 2 (section 2.8) a été utilisée pour analyser le partitionnement de l'énergie en quatre régions spectrales. Le partitionnement adopté est le suivant :

#### Trains d'ondes de largeur spectrale $\Delta f/f_c = 0,27$

- Région du pic principal :  $0,9f_p < E1 < 1,1f_p$
- Région du transfert :  $1,1f_p < E2 < 1,3f_p$
- Région des hautes fréquences :  $1,3f_p < E3 < 3f_p$
- Région des basses fréquences :  $0,2 < E4 < 0,9f_p$

#### Trains d'ondes de largeur spectrale $\Delta f/f_c = 0,4$

- Région du pic principal :  $0,9f_p < E1 < 1,15f_p$
- Région du transfert :  $1,15f_p < E2 < 1,45f_p$

- Région des hautes fréquences :  $1,45f_p < E3 < 3f_p$
- Région des basses fréquences :  $0,2 < E4 < 0,9f_p$

**Trains d'ondes de largeur spectrale  $\Delta f/f_c = 0,53$**

- Région du pic principal :  $0,8f_p < E1 < 1,15f_p$
- Région du transfert :  $1,15f_p < E2 < 1,45f_p$
- Région des hautes fréquences :  $1,45f_p < E3 < 3f_p$
- Région des basses fréquences :  $0,2 < E4 < 0,8f_p$

**Trains d'ondes de largeur spectrale  $\Delta f/f_c = 0,67$**

- Région du pic principal :  $0,85f_p < E1 < 1,3f_p$
- Région du transfert :  $1,3f_p < E2 < 1,85f_p$
- Région des hautes fréquences :  $1,85f_p < E3 < 3f_p$
- Région des basses fréquences :  $0,2 < E4 < 0,85f_p$

**Trains d'ondes de largeur spectrale  $\Delta f/f_c = 0,93$**

- Région du pic principal :  $0,85f_p < E1 < 1,5f_p$
- Région du transfert :  $1,5f_p < E2 < 2,35f_p$
- Région des hautes fréquences :  $2,35f_p < E3 < 3f_p$
- Région des basses fréquences :  $0,2 < E4 < 0,85f_p$

Les bornes des bandes de fréquences varient, parfois d'une manière remarquable, en fonction de la largeur du spectre considéré. L'idée était de réaliser un partitionnement spectral sur des trains d'ondes se propageant dans une eau de profondeur  $0,54 < kh < 0,96$  tout en utilisant la même technique. En particulier, nous pouvons remarquer que la limite supérieure de la région de transfert E2, dans le cas des trains d'ondes ayant une largeur spectrale  $\Delta f/f_c = 0,93$ , est placée au-delà de  $2 \times f_p$ , et donc la région du premier pic harmonique du pic principal est incluse. Nous précisons que les trains d'ondes ayant une largeur spectrale  $\Delta f/f_c = 0,93$  se propagent dans une eau relativement peu profonde (i.e.  $kh = 0,54$ ). Pour être cohérent, nous n'avons pas changé la technique de partitionnement pour ces trains d'ondes et nous avons gardé celle expliquée dans la section 2.8 pour les différents paquets d'ondes étudiés.

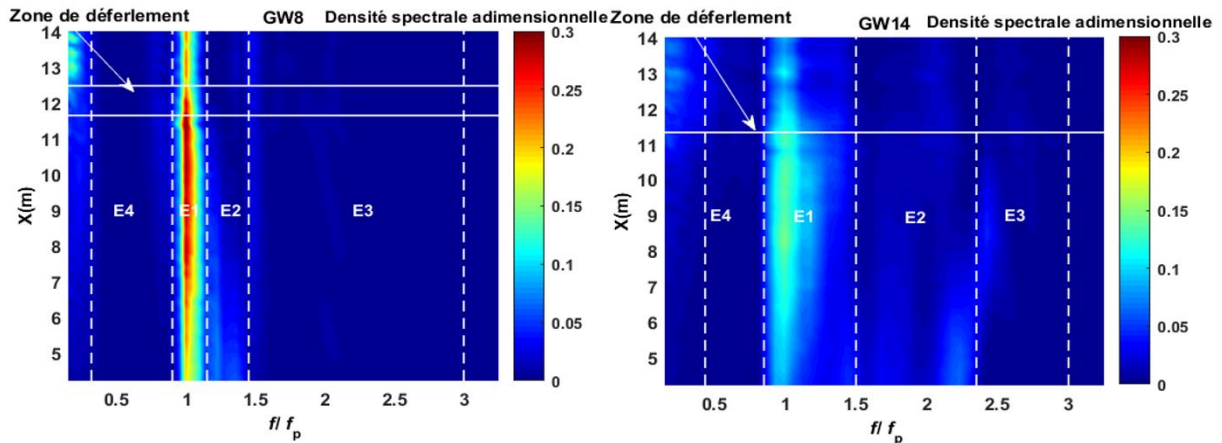


Figure 4.7. Partitionnement réalisé sur les spectrogrammes (expérimentaux) correspondants à deux trains d'ondes de non-linéarité similaire ( $S_0 = 0,23$ ) et de largeur spectrale différente (i.e.  $\Delta f/f_c = 0,4$  pour GW8 et  $\Delta f/f_c = 0,93$  pour GW14). L'axe des ordonnées ( $x$  (m)) représente l'abscisse sur le canal à houles. Les deux lignes horizontales tracées en blanc désignent la zone de déferlement  $x_b$

Nous rappelons que E0 représente l'énergie totale entre les deux bornes fréquentielles 0,2 Hz et  $3f_p$ . Le partitionnement en régions spectrales est présenté sur la figure 4.7 pour deux trains d'ondes de non-linéarité similaire et de largeur spectrale différente.

#### 4. 5. 2. Variation spatiale de l'énergie spectrale dans les différentes régions

L'étude des paramètres caractéristiques n'est pas suffisante pour décrire finement les transferts énergétiques qui accompagnent la propagation du train d'ondes. Pour cela, le partitionnement effectué dans la section précédente est utilisé dans le but de quantifier les variations spatiales de l'énergie sur le fond plat, sur le fond incliné, en amont et en aval du déferlement. Les énergies spectrales au sein des 4 régions ainsi définies sont normalisées par E0, qui représente l'intégrale de la densité spectrale entre  $0,25f_p$  et  $3f_p$  en  $x = 4$  m (i.e. c'est E0 en  $x = 4$  m). Les composantes fréquentielles de fréquence  $f > 3f_p$  n'ont pas d'impact sur l'énergie totale E0 car elles sont considérées comme négligeables (moins de 2%). Comme pour les paramètres caractéristiques, cette quantification énergétique est effectuée tous les 20 cm entre  $x = 4$  m et  $x = 14$  m. Les figures 4.8, 4.9, 4.10 et 4.11 montrent les variations spatiales de  $E0/E0_1$  (carrés),  $E1/E0_1$  (triangles),  $E2/E0_1$  (cercles) et  $E3/E0_1$  (signe plus) des différents trains d'ondes gaussiens générés dans cette étude.

La première constatation qui ressort de ces figures est que l'énergie totale E0 reste relativement constante sur le fond plat ( $4 \text{ m} < x < 9,5 \text{ m}$ ). Quand le train d'ondes franchit la pente ( $9,5 \text{ m} < x < x_b$ ), l'énergie totale commence à décroître et perd entre 5% et 25% de son niveau initial (E0). En aval de déferlement ( $x > x_b$ ), plus la non-linéarité est forte, plus les pertes sont importantes. En fonction de l'intensité de la non-linéarité  $S_0$ , le taux de dissipation varie



entre 10% pour les trains d'ondes les plus faibles (e.g. GW1, GW9) et 45% de l'énergie totale pour les trains d'ondes les plus intenses (e.g. GW14 et GW15).

La quantité initiale de l'énergie située dans la région du pic E1 varie entre 60% et 80% de l'énergie totale E0. Il est observé que l'énergie spectrale dans la région E1 augmente légèrement de 5% à 10% sur le fond plat. Cette légère augmentation peut être expliquée par le transfert d'énergie qui se fait entre E2 et E1. C'est en quelque sorte une manière pour compenser la forte dissipation énergétique dans la région voisine E2. Quand le train d'onde franchit la pente, c'est l'inverse qui se produit. En fonction de l'intensité de la non-linéarité  $S_0$ , le contenu spectral présent dans cette région atteint son niveau minimal en aval du déferlement (dissipation entre 7% et 25% de E0). Cette observation montre que le déferlement a un effet immédiat sur l'énergie spectrale dans la région de pic E1.

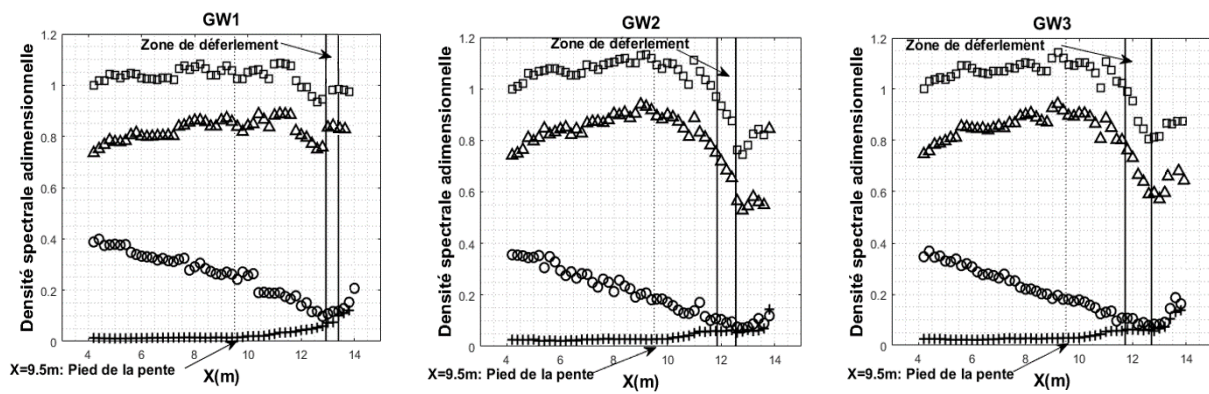


Figure 4.8. Variation spatiale de l'énergie spectrale pour les trains d'ondes gaussiens de largeur spectrale  $\Delta f/f_c = 0,27$ .  $\square$  : énergie spectrale totale E0 ;  $\Delta$  : énergie spectrale dans E1 ;  $\circ$  : énergie spectrale dans E2 ;  $+$  : énergie spectrale dans E3

En ce qui concerne l'énergie dans la zone de transfert E2, la région où le changement spectral est le plus perceptible, elle diminue d'une manière progressive et considérable. Les dissipations énergétiques dans cette région sont liées à deux phénomènes : la dissipation visqueuse liée au fond et les transferts énergétiques vers les régions E1 et E3. Dans le cas de GW8 par exemple, elle passe de 35% en  $x = 4$  m à 2% de E0 en  $x = x_b$ . Ceci a été observé dans le cas de tous les trains d'ondes gaussiens étudiés mais avec des proportions différentes. En effet, pour GW15, le train d'onde qui possède la même non-linéarité que GW8 mais de largeur spectrale  $\Delta f/f_c = 0,93 > 0,4$ , l'énergie contenue dans cette région décroît de 45% à 5% de E0. En aval du déferlement, une légère augmentation énergétique dans E2 est observée. Ceci est plus perceptible dans le cas des trains d'ondes ayant une forte non-linéarité  $S_0$  (e.g. GW7, GW8, GW14). Ce comportement a été également observé dans les travaux de Tian et al. (2011). Selon eux, ceci peut être le résultat d'un transfert énergétique réversible.

De surcroît, l'énergie spectrale dans la région des hautes fréquences E3 augmente légèrement sur le fond plat ( $4 \text{ m} < x < 9,5 \text{ m}$ ). En aval du déferlement ( $x > x_b$ ), l'énergie dans cette région commence à diminuer jusqu'à s'annuler. Ce comportement est clairement

perceptible dans le cas des trains d'ondes ayant une forte non-linéarité  $S_0$  (e.g. GW6, et GW14). Cette constatation est en bon accord avec les résultats obtenus dans les travaux de Tian et al. (2011) qui ont démontré expérimentalement que le déferlement est accompagné d'une perte énergétique dans les composantes hautes fréquences ( $1,5f_p < f < 2,5f_p$ ).

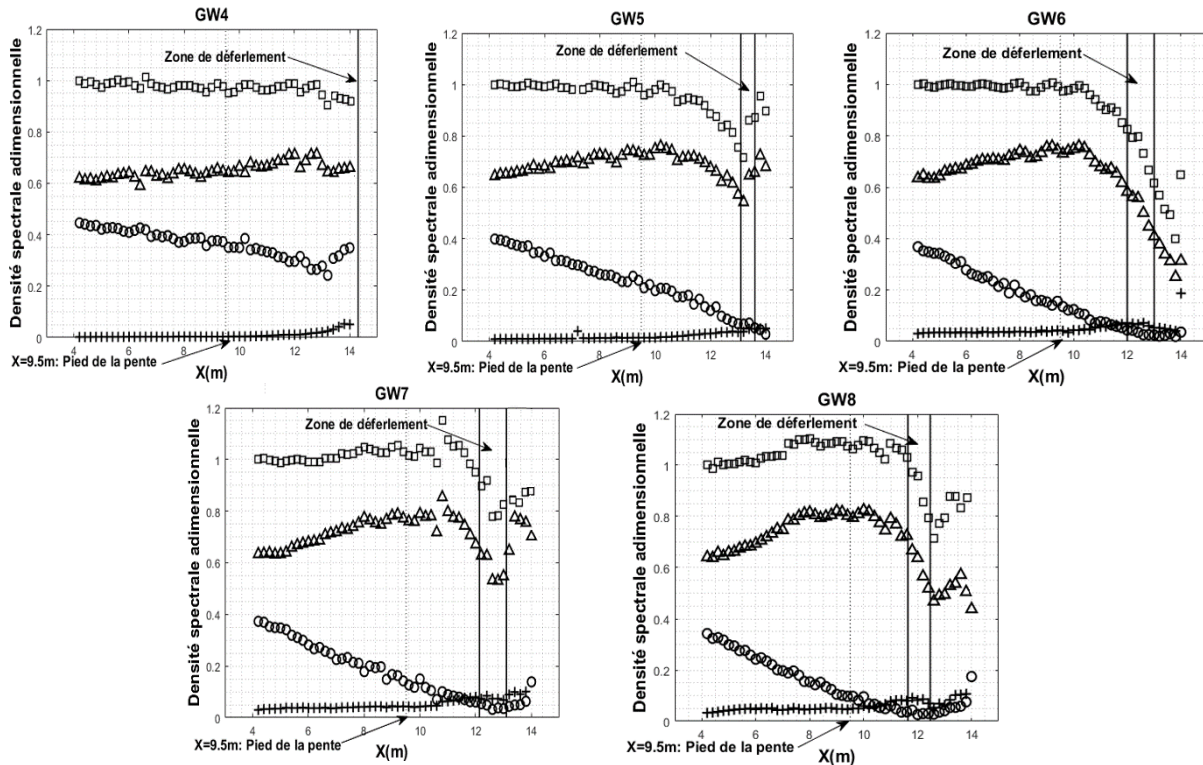


Figure 4.9. Variation spatiale de l'énergie spectrale pour les trains d'ondes gaussiens de largeur spectrale  $\Delta f/f_c = 0,4$ .  $\square$  : énergie spectrale totale  $E_0$  ;  $\Delta$  : énergie spectrale dans  $E_1$  ;  $\circ$  : énergie spectrale dans  $E_2$  ;  $+$  : énergie spectrale dans  $E_3$

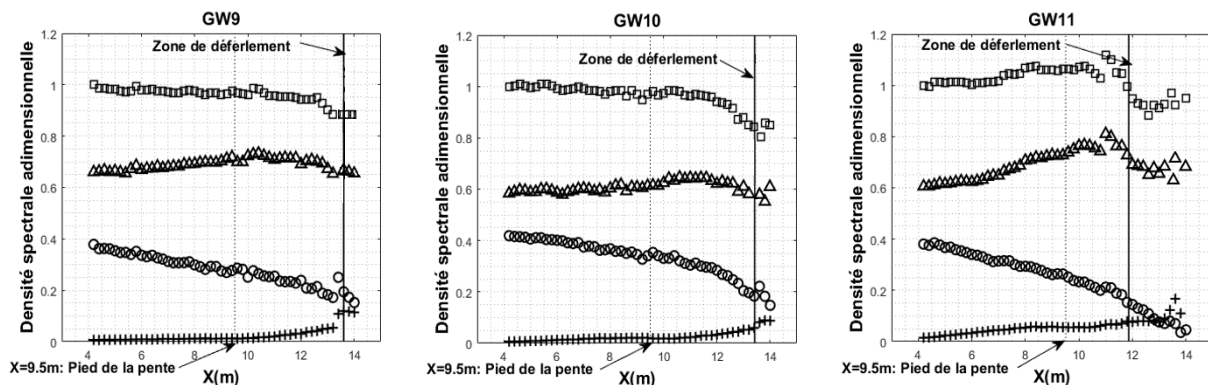


Figure 4.10. Variation spatiale de l'énergie spectrale pour les trains d'ondes gaussiens de largeur spectrale  $\Delta f/f_c = 0,53$  et  $0,67$ .  $\square$  : énergie spectrale totale  $E_0$  ;  $\Delta$  : énergie spectrale dans  $E_1$  ;  $\circ$  : énergie spectrale dans  $E_2$  ;  $+$  : énergie spectrale dans  $E_3$

Les variations spatiales de l'énergie spectrale dans la région des basses fréquences  $E_4$  sont illustrées sur la figure 4.12. Une augmentation énergétique qui accompagne la propagation du train d'ondes est observée. Les composantes basses fréquences subissent un gain énergétique

qui varie entre 3% et 8% de l'énergie totale. En aval de déferlement ( $x > x_b$ ), l'énergie spectrale contenue dans E4 arrête d'augmenter. Ces conclusions sont en bon accord qualitatif avec les résultats trouvés dans Tian et al. (2011) et Yao et al. (2004). Les auteurs qui ont réussi à démontré ceci, ont expliqué cette augmentation par un transfert énergétique depuis les régions des hautes fréquences ( $f > 0,9f_p$ ) qui s'arrête avec le déferlement de la vague.

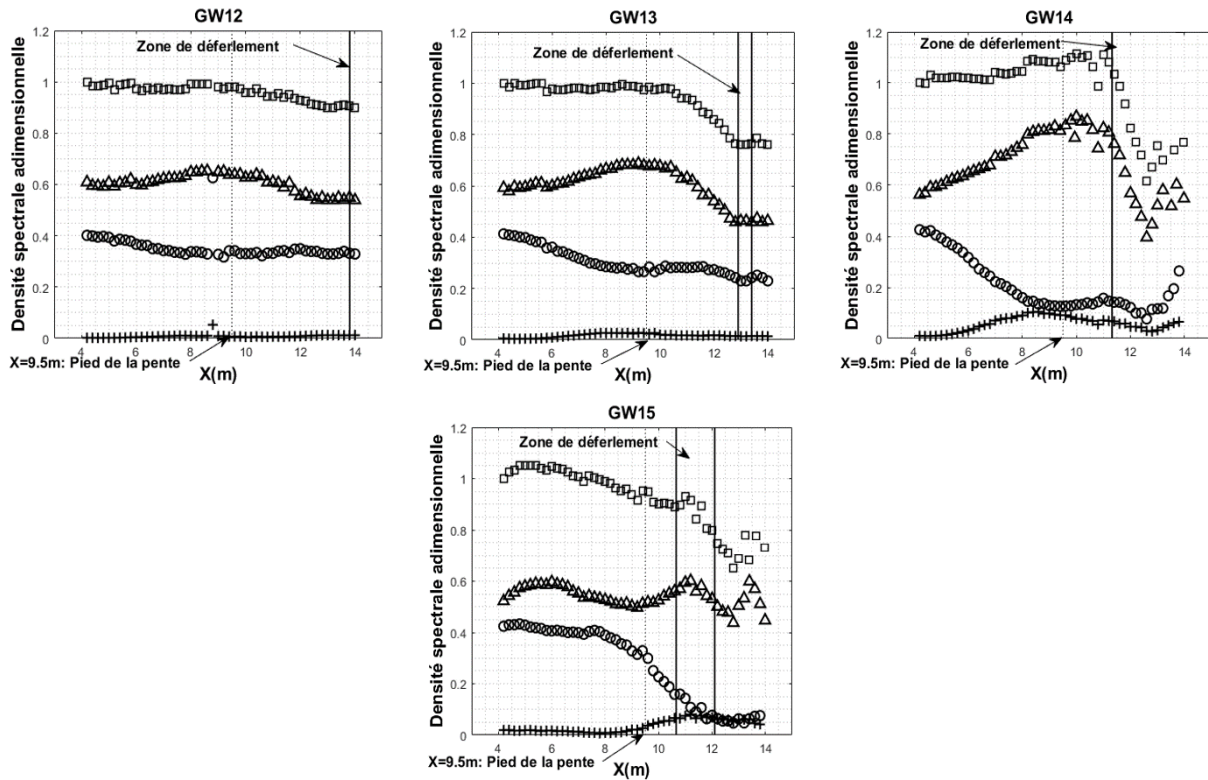


Figure 4.11. Variation spatiale de l'énergie spectrale pour les trains d'ondes gaussiens de largeur spectrale  $\Delta f/f_c = 0,93$ .  $\square$  : énergie spectrale totale E0 ;  $\Delta$  : énergie spectrale dans E1 ;  $\circ$  : énergie spectrale dans E2 ;  $+$  : énergie spectrale dans E3

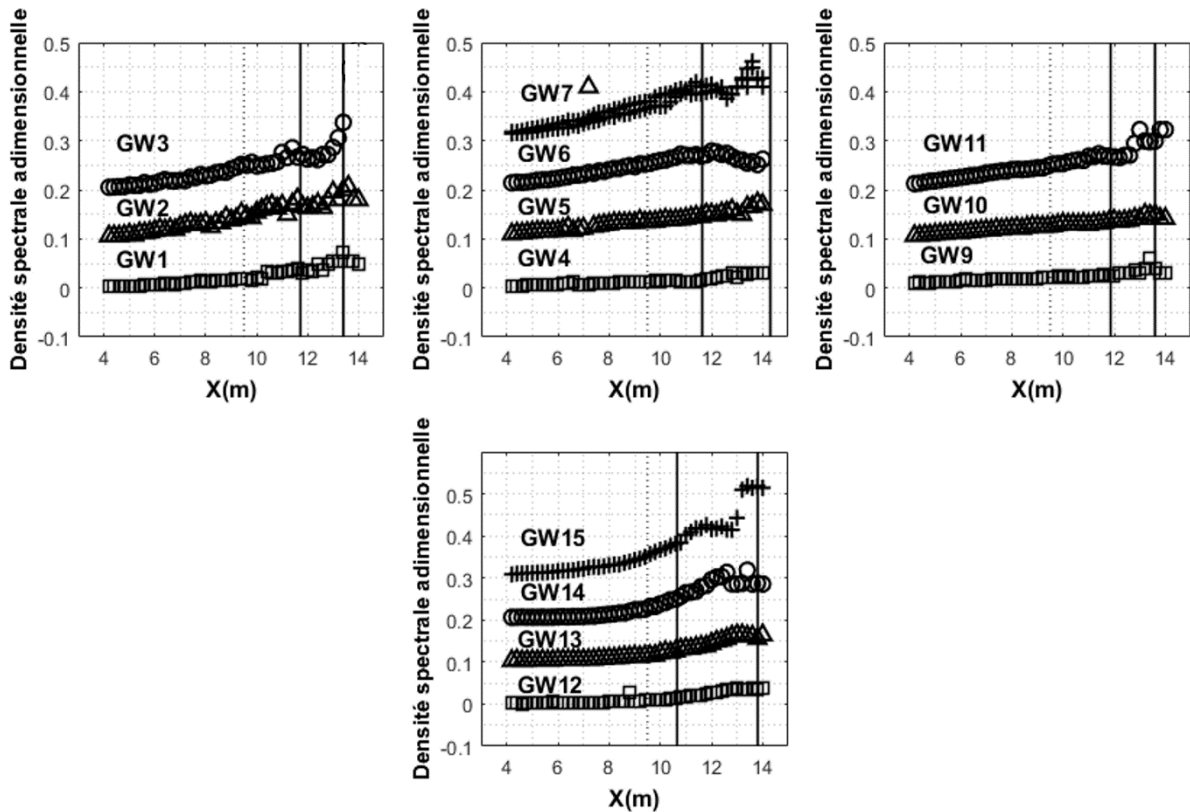


Figure 4.12. Variation spatiale de l'énergie spectrale dans E4 pour les trains d'ondes gaussiens de différentes non-linéarités et largeurs spectrales

#### 4. 6. Variation spatiale des paramètres de forme

L'évolution de l'écart entre une distribution gaussienne et une distribution normale fait l'objet de cette section. Dans cette perspective, les moments d'ordre élevé des surfaces libres, appelé aussi asymétrie et aplatissement, sont calculés tous les 20cm entre  $x = 4$  m et  $x = 14$  m à partir des profils instantanés de surface libre et en utilisant les formules 1.43 et 1.44. Dans ce chapitre la notion d'excès d'aplatissement  $\lambda_{4\text{excès}} = \lambda_4 - 3$  est utilisée (Janssen (2009)). Nous précisons que l'excès d'aplatissement est défini comme étant la différence entre un aplatissement quelconque et celui d'une loi normale ( $\lambda_4 = 3$ ). Sur les figures 4.13 et 4.14, montrant les variations spatiales des deux paramètres de forme, les régions de déferlement sont indiquées par deux lignes verticales.

En premier lieu il faut rappeler que les trains d'ondes générés commencent à se propager dans une eau en profondeur intermédiaire ( $0,8 < k_p h_0 < 0,95$ ). Le long des deux premiers mètres ( $4 \text{ m} < x < 6 \text{ m}$ ), le paramètre d'asymétrie est relativement constant, car il est indépendant de la dynamique de la vague dans une eau profonde et intermédiaire (Mori and Yasuda (2002) ; Toffoli et al. (2008)). Au-delà de  $x = 6$  m, le profil du train d'ondes devient de plus en plus asymétrique. En outre, les crêtes du paquet d'ondes subissent un rétrécissement au cours de la

propagation tandis que les creux respectifs deviennent de plus en plus aplatis (Figure 4.15). Une autre chose à signaler est que le comportement du paramètre d'asymétrie est qualitativement similaire entre les trains d'ondes gaussiens ayant une faible et une forte largeur spectrale ( $\Delta f/f_c$ ) (figures 4.13.a, 4.13.b, 4.14.a et 4.14.b).

Comme attendu, quand le train d'onde franchit la pente ( $x > 9,5$  m), le moment du troisième ordre augmente d'une manière considérable avec la diminution de la profondeur d'eau ( $k_{ph}$  ↘). Par conséquent, l'asymétrie augmente et s'éloigne progressivement de zéro. Ce constat est en accord qualitatif avec les résultats obtenus dans les travaux de Forristall (2000) et Toffoli et al. (2006)). En aval du déferlement ( $x = x_b$ ), le paramètre d'asymétrie décroît drastiquement et atteint des valeurs négatives dans le cas des trains d'ondes ayant une forte non-linéarité ( $S_0$ ) (e.g. GW6 ; GW7 ; GW14 et GW15). Ceci est attribué à la présence des creux importants à la position de déferlement (Tian et al. (2011)).

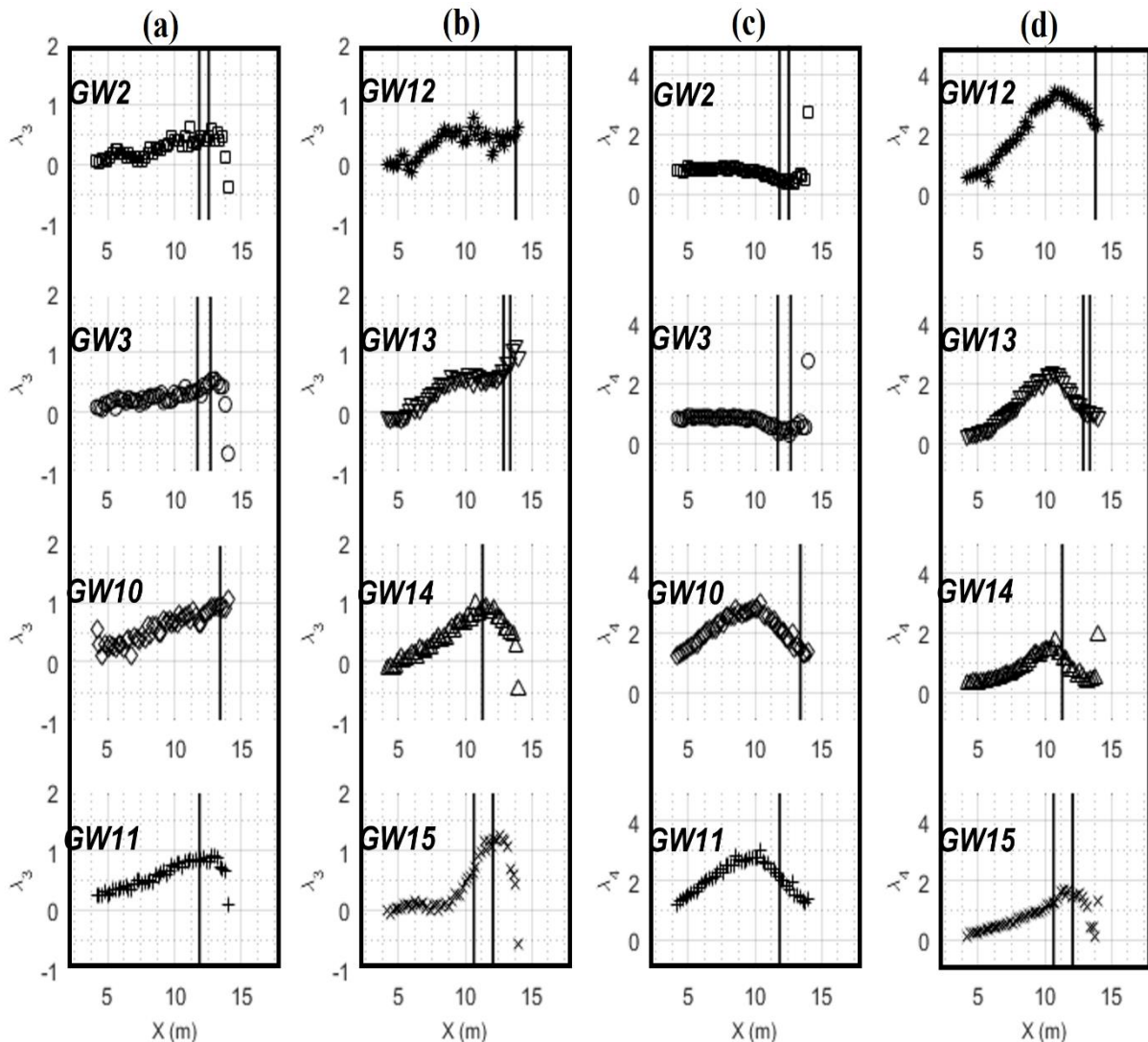


Figure 4.13. Variation spatiale de (a), (b) l'asymétrie  $\lambda_3$  et (c), (d) l'aplatissement  $\lambda_4$  de 8 trains d'ondes gaussiens.  $\square$  : GW2,  $\circ$  : GW3,  $\diamond$  : GW10,  $+$  : GW11,  $*$  : GW12,  $\nabla$  : GW13,  $\triangle$  : GW14,  $\times$  : GW15

Concernant le paramètre d'aplatissement, les valeurs obtenues pour les différents cas et aux différentes sections du canal sont positives et relativement importantes. Ceci est en bonne concordance avec les résultats obtenus dans les travaux de Mori et al. (2011) qui ont travaillé avec des trains d'ondes se propageant dans une seule direction. Le moment d'ordre 4 reste approximativement constant le long du fond plat et dans le cas des trains d'ondes ayant une largeur spectrale étroite  $0,27 \leq \Delta f/f_c \leq 0,4$ . C'est en effet le cas de GW2 et GW3 sur la figure 4.13.c. et GW4, GW5 et GW6 sur la figure 4.14.c. En revanche, le paramètre d'aplatissement augmente d'une manière significative dans le cas des trains d'ondes ayant des spectres plus larges et plus précisément pour  $\Delta f/f_c > 0,4$  (Figure 4.13.d).

Nous avons remarqué que, dans certains cas, les valeurs d'aplatissement  $\lambda_4$  dans la section à profondeur d'eau constante sont supérieures à la valeur de 3 attendue théoriquement pour un état de mer dont l'élévation de surface libre suit une distribution gaussienne. Ceci peut être expliqué par l'inclusion des petites perturbations (qu'on ne trouve pas en théorie) dans le traitement des signaux temporels à partir desquels le paramètre d'aplatissement  $\lambda_4$  a été calculé.

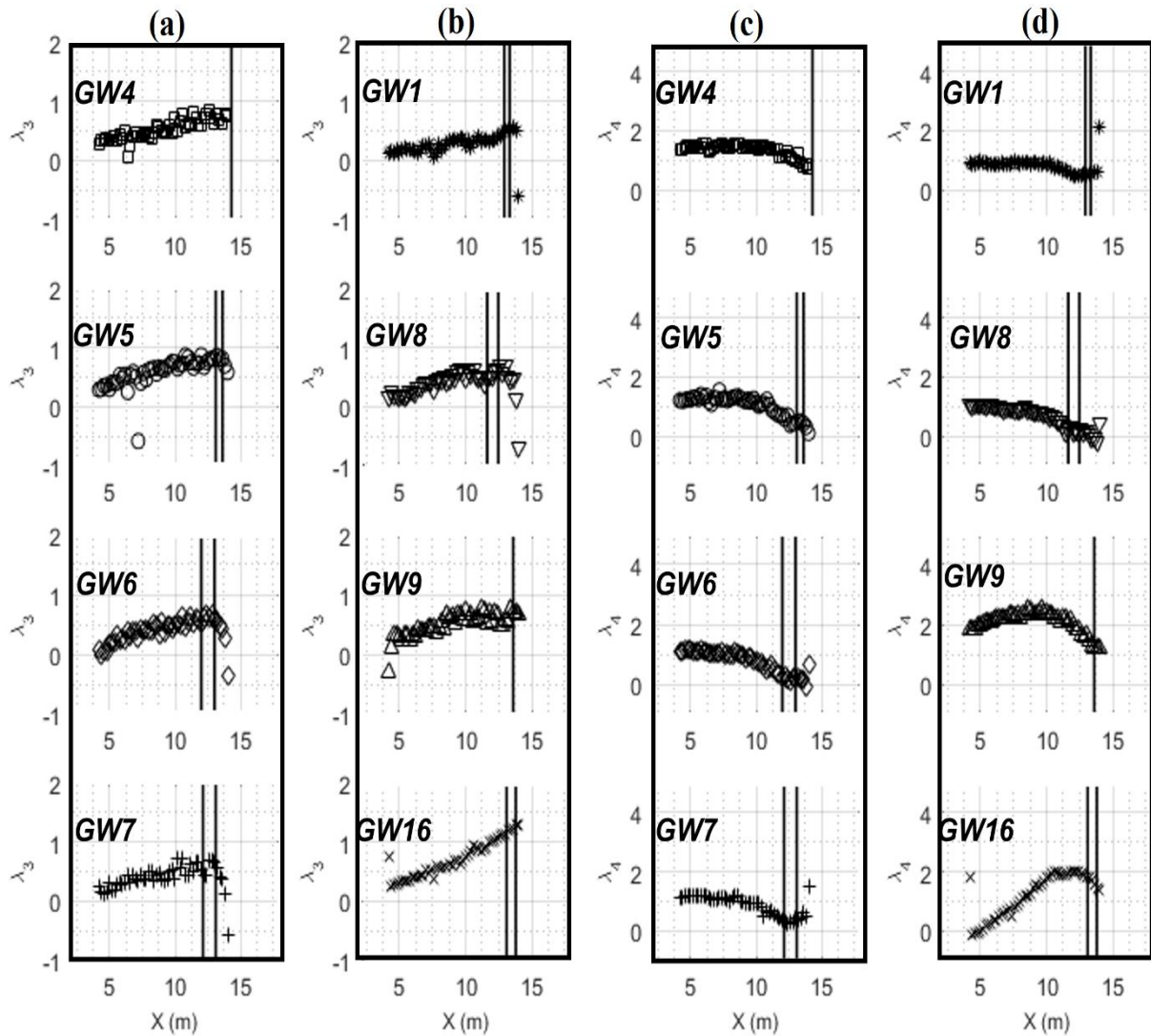


Figure 4.14. Variation spatiale de (a), (b) l'asymétrie  $\lambda_3$  et (c), (d) l'aplatissement  $\lambda_4$  de 8 trains d'ondes gaussiens.  $\square$  : GW4,  $\circ$  :GW5,  $\diamond$  : GW6,  $+$  : GW7,  $*$  : GW1,  $\nabla$  : GW8,  $\triangle$  : GW9,  $x$  : GW16

En aval du déferlement, le paramètre d'aplatissement chute et tend à revenir progressivement à sa valeur initiale ( $\lambda_4 = 0$ ). Ceci est clairement perceptible surtout pour les trains d'ondes ayant des fortes non-linéarités (GW14 et GW15, figure 4.13.d). Pour les trains d'ondes ayant une plus faible non-linéarité ( $S_0 < 0,17$ ) ceci est moins visible car le déferlement se produit à proximité de  $x = 14$  m.

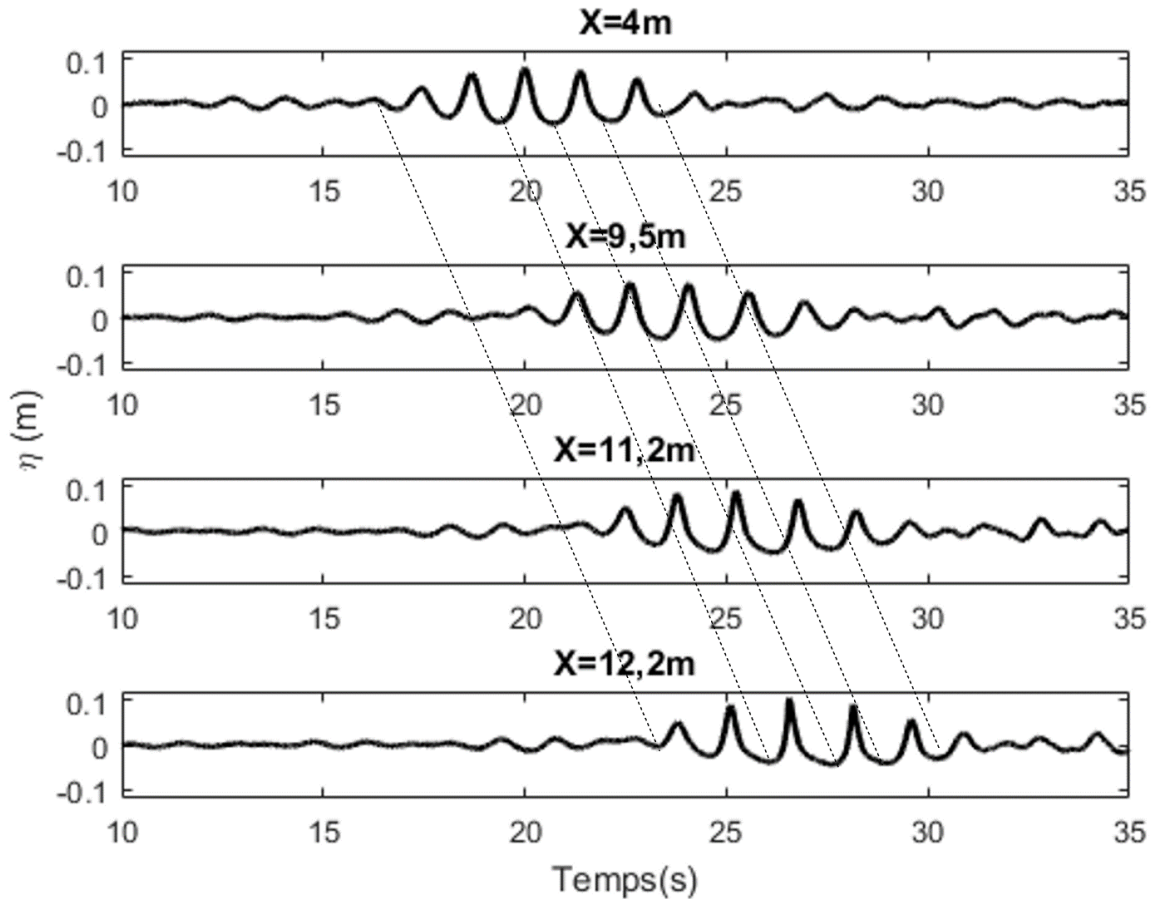


Figure 4.15. Rétrécissement de la crête et l'élargissement des trous au cours de la propagation d'un train d'ondes Gaussien (GW3)

#### 4.7. Variation spatiale des interactions non-linéaires entre les composantes fréquentielles

L'approche spectrale utilisée dans les parties précédentes ne permet pas malheureusement de détecter les interactions non-linéaires entre les composantes fréquentielles. En particulier, la position et l'instant d'apparition d'une fréquence nouvelle dans le spectre de Fourier nécessite de mettre en œuvre d'autres outils d'analyse. Ceci est réalisable en calculant le paramètre de bicohérence (Equation 2.10) qui varie entre 0 pour une interaction non-linéaire inexistante et 1 pour une interaction non-linéaire maximale.

Le paramètre de bicohérence a été calculé tous les 20 cm entre  $x = 4$  m et  $x = 14$  m du générateur. Ceci permettra par la suite de détecter les interactions au cours de la propagation, en amont et en aval de déferlement. Dans cette partie, exclusivement les résultats correspondants aux 3 trains d'ondes GW1, GW2 et GW11 sont présentés. Ce choix a été effectué afin de voir l'impact du changement de la non-linéarité  $S_0$  (GW1 et GW2 ;  $\Delta f/f_c = 0,27$ ) pour une largeur spectrale donnée et de  $\Delta f/f_c$  pour une non-linéarité  $S_0$  donnée (GW2 et GW11 ;  $S_0 \sim 0,19$ ).



La figure 4.16 représente la variation spatiale de la bicohérence de GW1 qui a une largeur spectrale  $\Delta f/f_c = 0,27$ . Six combinaisons d'interactions fréquentielles possibles entre la composante fondamentale et ses harmoniques sont particulièrement illustrées sur la figure 4.16.g. Sur le fond plat ( $4 < x < 9,5$ ), le couplage de phase reste quasiment inchangé. Les légères variations observées sur la figure 4.16.g sont considérées comme négligeables. Quand le train d'ondes franchit la pente ( $x > 9,5$  m), le paramètre de bicohérence augmente légèrement et ceci se traduit par une augmentation de la bicohérence qui atteint son maximum au niveau de déferlement ( $x = x_b$ ). Le couplage non-linéaire entre les composantes fréquentielles fait intervenir plus de composantes fréquentielles et devient plus important avec le début du shoaling. Ce comportement est en concordance avec l'augmentation de l'énergie dans la région des hautes fréquences (E3). En revanche, en aval de déferlement ( $x > x_b$ ), les interactions non-linéaires entre les fréquences diminuent. Les figure 4.16.e et 4.16.f (après le déferlement) montre que le nombre de fréquences impliquées dans le processus de propagation du train d'ondes a diminué drastiquement entre  $x = 12$  m et  $x = 14$  m. Les interactions qui restent importantes au-delà de déferlement sont ceux entre  $f_p$  et ces harmoniques (Figure 4.16.g). Ce constat est dû principalement à la décroissance drastique des composantes hautes fréquences qui accompagne le déferlement du train d'ondes. Ceci démontre clairement que l'intensité croissante des interactions non-linéaires entre composantes fréquentielles est une des raisons principales de déferlement des vagues dans les eaux peu profondes. Ce phénomène se reflète dans la forme de l'élévation de surface libre. Quand le train d'ondes se propage sur la pente, sa forme devient de plus en plus raide, tandis qu'au-delà du déferlement, sa forme s'aplatit de nouveau (Guohai (2008)).

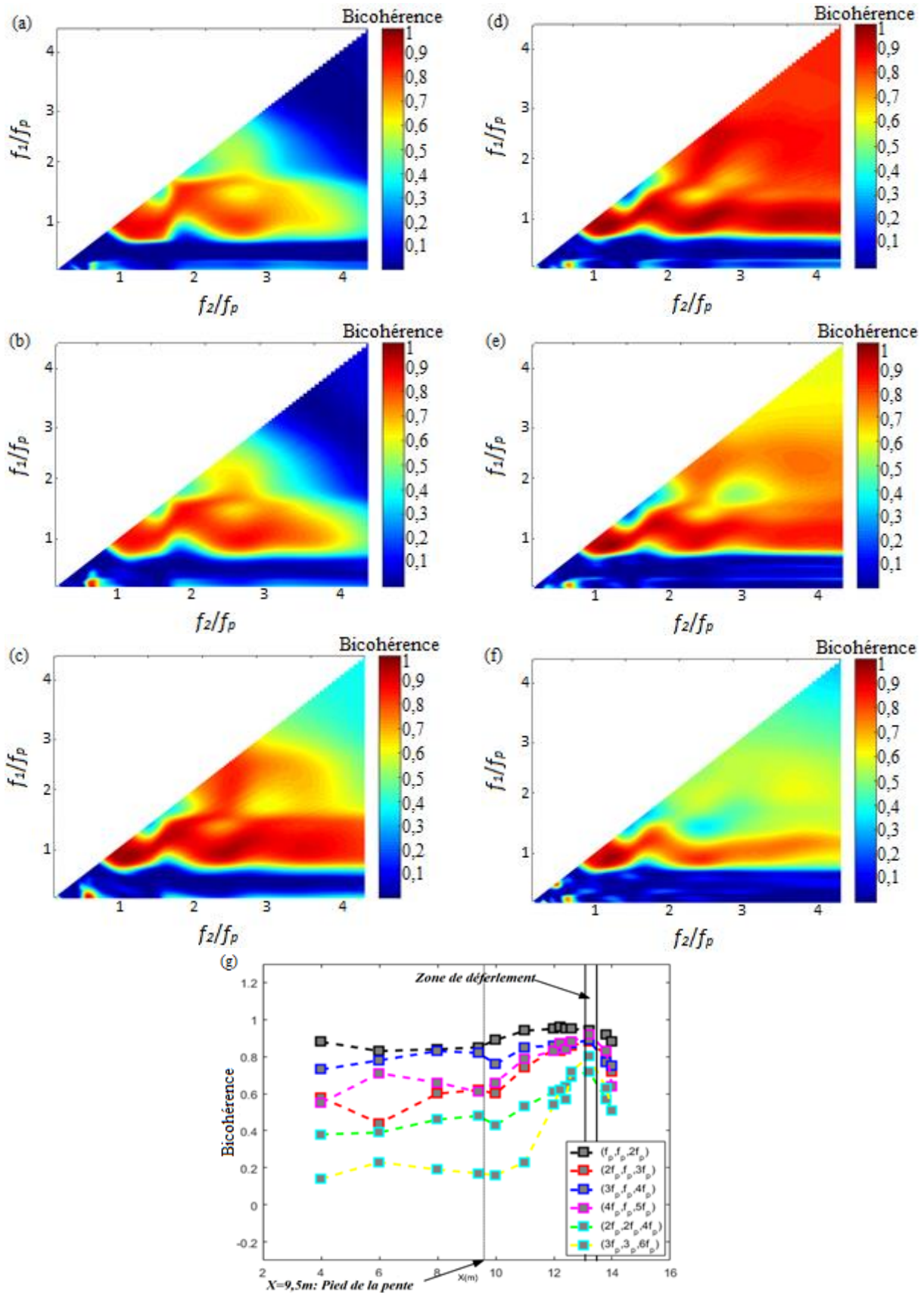


Figure 4.16. Variation spatiale de la bicohérence dans le cas d'un train d'ondes gaussien de faible largeur spectrale  $\Delta f/f_c = 0,27$  (GW1); (a) :  $x = 4$  m ( $h = 0,3$  m), (b) :  $x = 9,5$  m ( $h = 0,3$  m), (c) :  $x = 12,4$  m ( $h = 0,18$  m), (d) :  $x = 13,2$  m ( $h = 0,15$  m), (e) :  $x = 13,8$  m ( $h = 0,13$  m), (f) :  $x = 14$  m ( $h = 0,12$  m). (g) : Variation spatiale de la bicohérence entre les harmoniques

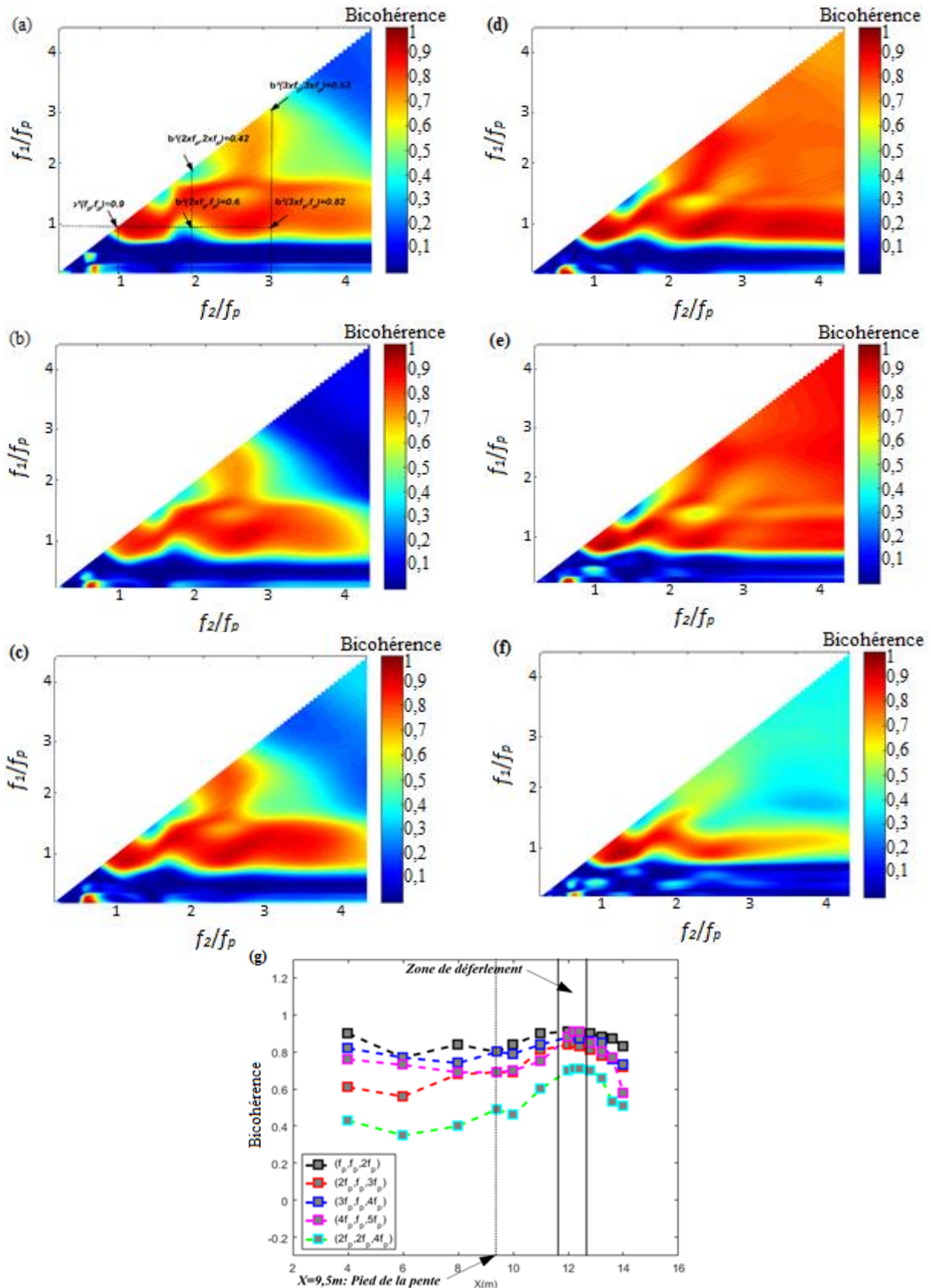


Figure 4.17. Variation spatiale de la bicohérence dans le cas d'un train d'ondes gaussien de faible largeur spectrale  $\Delta f/f_c = 0.27$  (GW2); (a) :  $x = 4$  m ( $h = 0,3$  m), (b) :  $x = 9,5$  m ( $h = 0,3$  m), (c) :  $x = 11$  m ( $h = 0,24$  m), (d) :  $x = 12$  m ( $h = 0,2$  m), (e) :  $x = 13$  m ( $h = 0,16$  m), (f) :  $x = 14$  m ( $h = 0,12$  m). (g) : Variation spatiale de la bicohérence entre les harmoniques

Dans le cas d'un train d'onde ayant le même contenu spectral ( $\Delta f/fc = 0,27$ ) mais de non-linéarité plus importante (GW2), les interactions entre les composantes fréquentielles sur le fond plat sont légèrement plus importantes que dans le cas de GW1 (Figure 4.17.g). Prenons l'exemple de la bicohérence correspondante au triplet  $(3f_p, f_p, 4f_p)$  en  $x = 4$  m :  $b^2(3f_p, f_p) = 0,73$  dans le cas de GW1, alors que  $b^2(3f_p, f_p) = 0,83$  dans le cas de GW2. Ceci montre que le couplage de phase au sein des trains d'ondes ayant le même contenu spectral est fortement lié à leurs non-linéarités. Dans la zone du shoaling, le paramètre de bicohérence possède pratiquement le même comportement dans les deux cas (GW1 et GW2) mais le maximum atteint est plus important dans le cas de GW2. Nous pouvons conclure par la suite que les interactions non-linéaires pour les trains d'ondes ayant le même contenu spectral sont directement liées à leurs non-linéarités  $S_0$ . A proximité de  $x = x_b$ , le couplage de phase est largement réparti au niveau de toutes les paires de fréquences (Figure 4.17.d). A cette section du canal, les valeurs de la bicohérence au sein de la majorité des paires de fréquences sont très importantes  $b^2 > 0,8$ . Au-delà du déferlement ( $x > x_b$ ), seules les interactions entre  $f_p$  et ces harmoniques qui restent importantes (Figure 4.17.g), tandis que les interactions entre les autres composantes de fréquences  $f > f_p$  perdent entre 10% et 50% de leurs intensités atteintes en  $x = x_b$ .

La figure 4.18 illustre le cas du train d'ondes GW11 qui possède une non-linéarité  $S_0$  similaire à celle de GW2 et une largeur spectrale plus importante  $\Delta f/fc = 0,67 > 0,27$ . Une première constatation concerne la variation spatiale de la bicohérence sur le fond plat. Contrairement aux cas précédents, les interactions non-linéaires entre les composantes augmentent entre  $x = 4$  m et  $x = 9,5$  m (Figure 4.4.g). Ceci montre que la largeur spectrale contrôle l'augmentation des interactions non-linéaires entre les composantes fréquentielles. Ce résultat suggère que la variation spatiale de la bicohérence est plus rapide dans le cas d'un train d'onde ayant une largeur spectrale importante. En aval de déferlement, la décroissance du couplage de phase est particulièrement plus apparente dans le cas d'un train d'onde de largeur spectrale importante. Par exemple la bicohérence qui correspond au triplet  $(5f_p, f_p, 6f_p)$  en  $x = x_b = 11,86$  m :  $b^2(5f_p, f_p) = 0,8$  et diminue drastiquement pour atteindre  $b^2(5f_p, f_p) = 0,21$  en  $x = 13,2$  m. Cette constatation suggère également que les transferts énergétiques sont plus importants dans le cas des trains d'ondes à large contenu spectral.

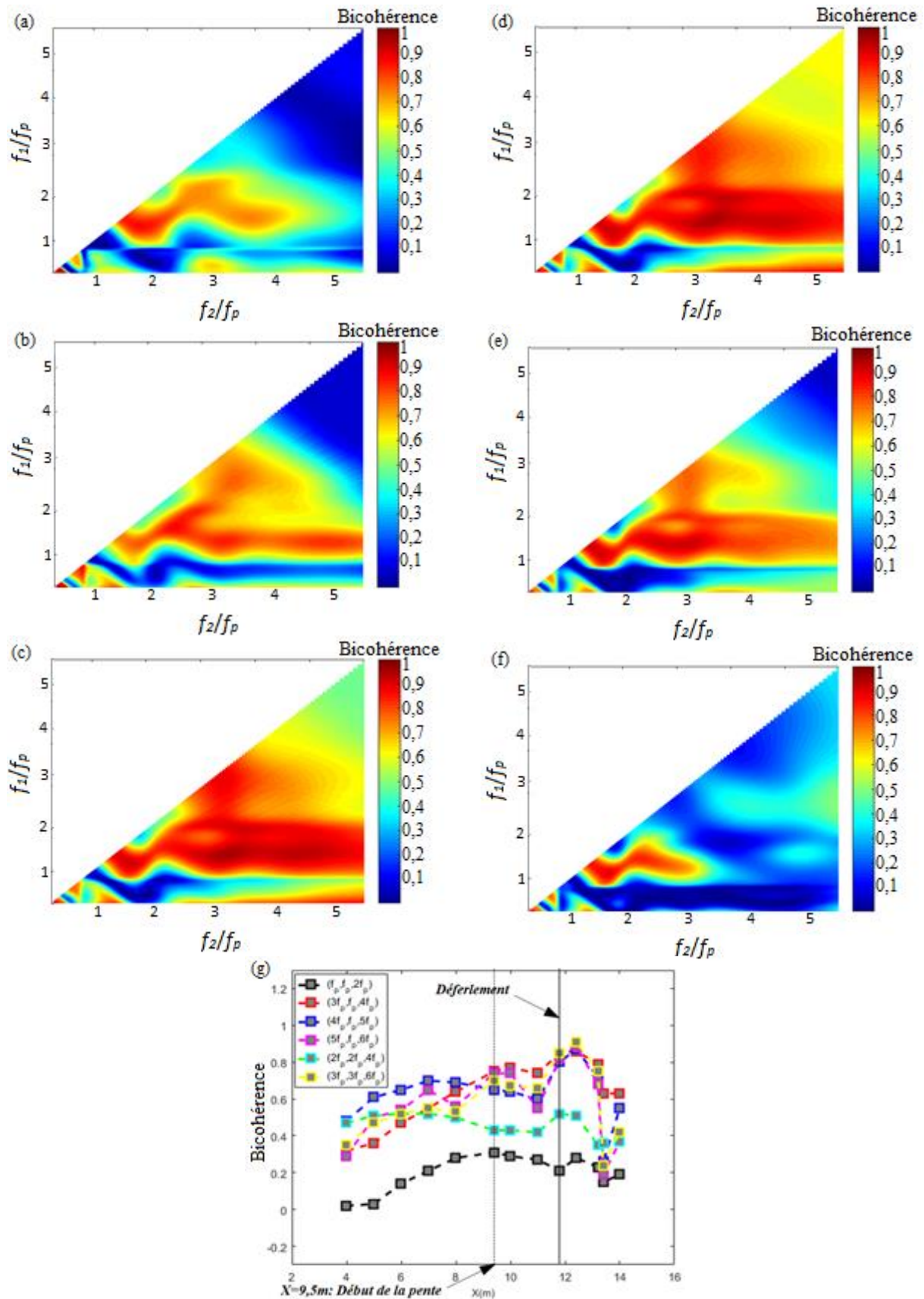


Figure 4.18. Variation spatiale de la bicohérence dans le cas d'un train d'ondes gaussien de forte largeur spectrale  $\Delta f/f_c = 0.67$  (GW11); (a) :  $x = 4$  m ( $h = 0,3$  m), (b) :  $x = 9,5$  m ( $h = 0,3$  m), (c) :  $x = 11,6$  m ( $h = 0,21$  m), (d) :  $x = 12$  m ( $h = 0,2$  m), (e) :  $x = 12,2$  m ( $h = 0,19$  m), (f) :  $x = 14$  m ( $h = 0,12$  m). (g) : Variation spatiale de la bicohérence entre les harmoniques

## 4. 8. Résultats de la simulation numérique et discussion

### 4. 8. 1. Introduction

Dans ce travail, le système mPeregrine a été utilisé pour reproduire les expériences réalisées sur des trains d'ondes gaussiens. Nous supposons que le fluide est incompressible et animé d'un mouvement irrotationnel. Le nombre de points de grille est égal à  $N_{\text{num}} = 2000$  dans un domaine spatial de 20 m et le pas du temps est égal à  $\Delta t = 0,02$  s. Le mouvement du train d'ondes est simulé jusqu'à un temps  $t = 35$  s. Les données expérimentales obtenues en  $x = 4$  m sont utilisées pour générer le début de la propagation du train d'ondes dans la simulation numérique.

Dans le but de prendre en considération les pertes énergétiques liées au fond et aux parois latérales, un coefficient de dissipation est employé. Ce dernier correspond au coefficient de Manning  $c_m = 0,01 \text{ s.m}^{-1/3}$  qui est suffisamment proche de la valeur  $c_m = 0,009 \text{ s.m}^{-1/3}$  prévue pour le plastique. Pour simplifier, ce coefficient est supposé constant le long du processus de propagation de la vague.

La figure 4.19 montre une comparaison entre l'élévation de surface libre expérimentale et numérique d'un train d'ondes gaussien à cinq sections du canal. On voit très bien que le résultat issu de la simulation numérique, en amont et en aval du déferlement, est en accord satisfaisant avec celui obtenu expérimentalement. Les objectifs de cette section engloberont l'évaluation de la précision du modèle dans la détermination de la variation spatiale de la fréquence de pic, des paramètres de formes et du comportement énergétique. Ceci a été réalisé dans l'optique de déterminer les limites du code mPeregrine en le testant sur plusieurs cas d'amplitudes et de spectres.

### 4. 8. 2. Variation spatiale de la fréquence de pic

La figure 4.20 montre la variation spatiale du ratio  $f_p/f_{p0}$  prédit par les simulations numériques. En se référant à la figure 4.4 nous pouvons conclure que, pour une largeur spectrale  $\Delta f/f_c > 0,27$ , les prédictions numériques sont en bon accord quantitatif avec les résultats expérimentaux. Pour les trains d'ondes ayant une largeur spectrale  $\Delta f/f_c < 0,27$ , à la différence des résultats expérimentaux, la décroissance (de  $\sim 4\%$ ) débute dans la zone de déferlement.

Nous pouvons par la suite conclure que les résultats de la simulation numérique sont globalement en accord satisfaisant avec les résultats expérimentaux. Le code mPeregrine représente un outil performant pour la prédiction de la variation spatiale de la fréquence de pic dans le cas des trains d'ondes gaussiens.

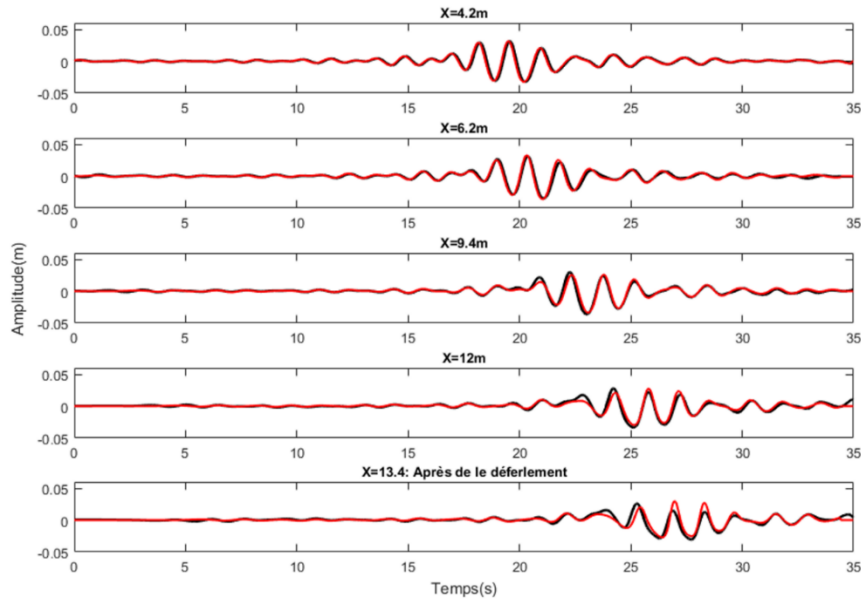


Figure 4.19. Comparaison entre l'élevation de surface libre obtenue expérimentalement (en noir) et celle prédite par le modèle numérique (en rouge) d'un train d'onde Gaussien (GW2) à cinq sections du canal

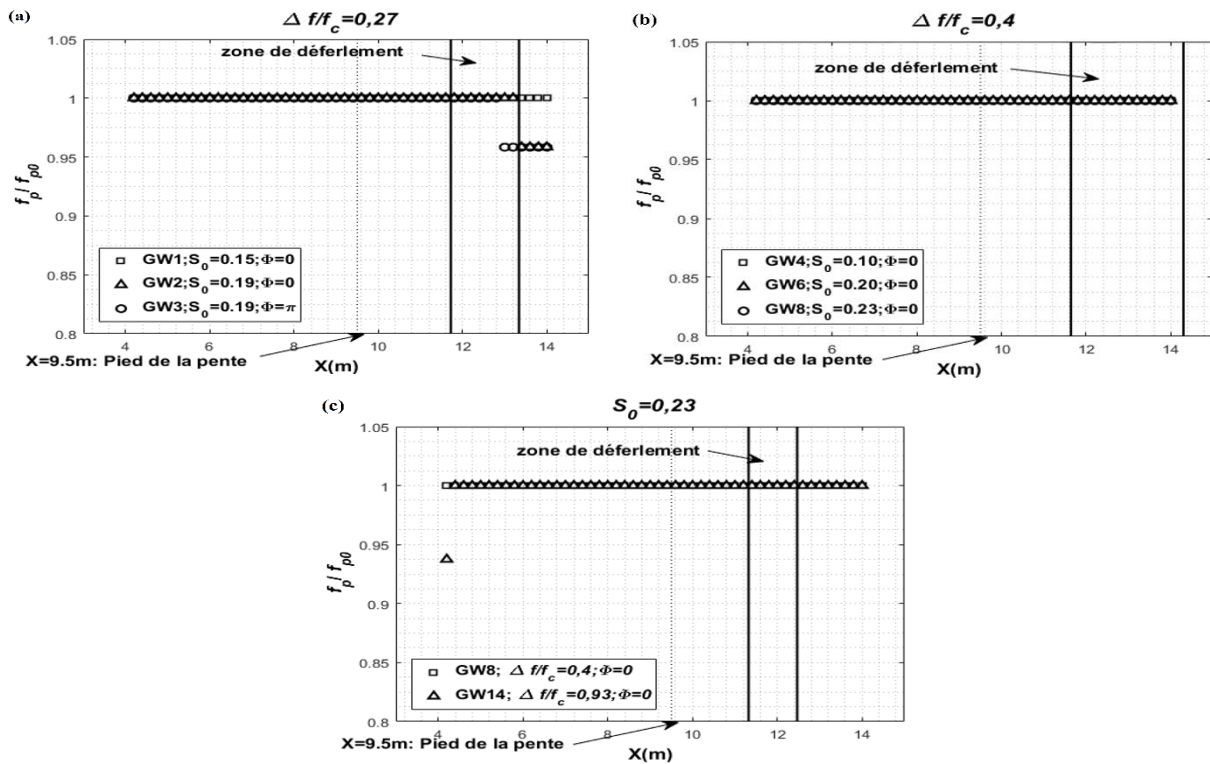


Figure 4.20. Variation spatiale de la fréquence de pic issue des simulations numériques (a) impact du changement de la phase ( $\Phi$ ), (b) la non-linéarité ( $S_0$ ) et (c) la largeur spectrale  $\Delta f/f_c$

En complément des comparaisons effectuées sur la fréquence de pic, dont les évolutions sont très faibles, la variation numérique et expérimentale de la hauteur maximale  $A_{max}$  a été étudiée. La figure 4.21 (a) montre que pour les trains d'ondes de faible non-linéarité, les tendances sont relativement les mêmes sur le fond plat (i.e.  $A_{max}/h(x) \sim$  constante). Quand le

train d'ondes franchit la pente ( $x > 9,5$  m), les tendances restent les mêmes, mais les écarts deviennent de plus en plus importants (pouvant aller jusqu'à 15%). Concernant les trains d'ondes de fortes non-linéarités, la figure 4.21 (b) montre que les écarts sur la pente sont plus importants (pouvant aller jusqu'à 30%).

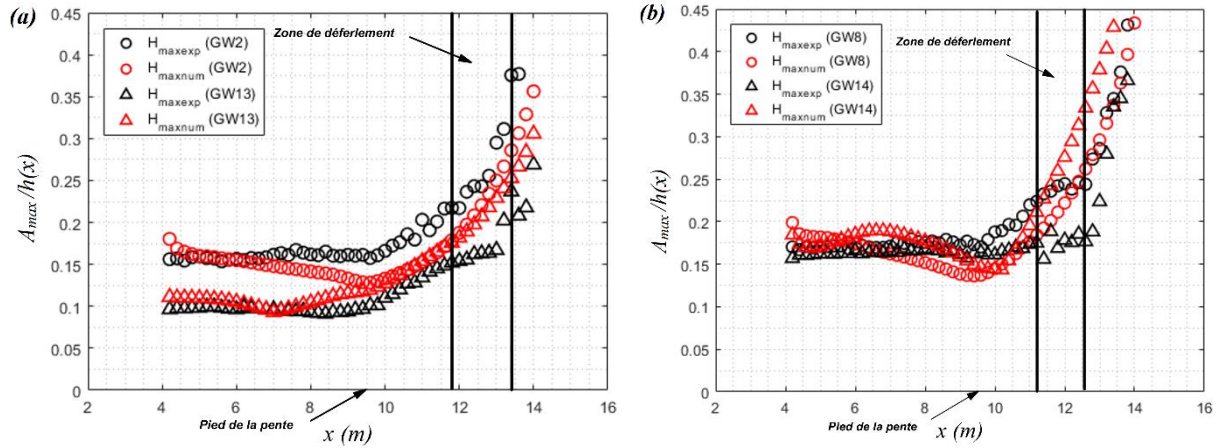


Figure 4.21. Comparaison entre l'évolution spatiale de la hauteur maximale. En noir : les résultats expérimentaux, en rouge : les résultats des simulations numériques.

#### 4. 8. 3. Variation spatiale de l'énergie spectrale et transferts énergétiques

Des simulations numériques ont été effectuées dans le but de prédire les variations spatiales de l'énergie dans les différentes régions spectrales. À partir de la figure 4.22 nous pouvons remarquer que, les spectres simulés numériquement montrent une diminution monotone de l'énergie au pic au cours de la propagation. En revanche, les spectres mesurés expérimentalement montrent une accumulation de l'énergie dans la gamme de fréquences  $0,97f_p < f < 1,07f_p$  (due au shoaling sur la pente), puis une atténuation rapide due au déferlement. Cette différence de comportement est due à la façon avec laquelle est choisie le terme dissipatif (i.e. terme constant ne prenant pas en compte le caractère local du déferlement). Quantitativement, l'énergie simulée dans les deux régions E1 et E2 est en bon accord qualitatif avec celle obtenue expérimentalement (différences entre 15% et 25% pour GW8). Concernant les trains d'ondes de large contenu fréquentiel (GW14), l'accord est moins satisfaisant (différences +50%).

En outre, les résultats de la simulation numérique concernant la variation spatiale de l'énergie dans les régions hautes et basses fréquences sont médiocres en comparant avec les résultats expérimentaux dans le cas des trains d'ondes étroits. Le code mPeregrine peine à reproduire ces variations dans le cas des trains d'ondes ayant une largeur spectrale  $\Delta f/f_c > 0,4$ . Une explication possible est que, en présence des ondes subharmonique parasites dues au mode de génération, les résultats de la simulation numérique sont par la suite sous-estimés.



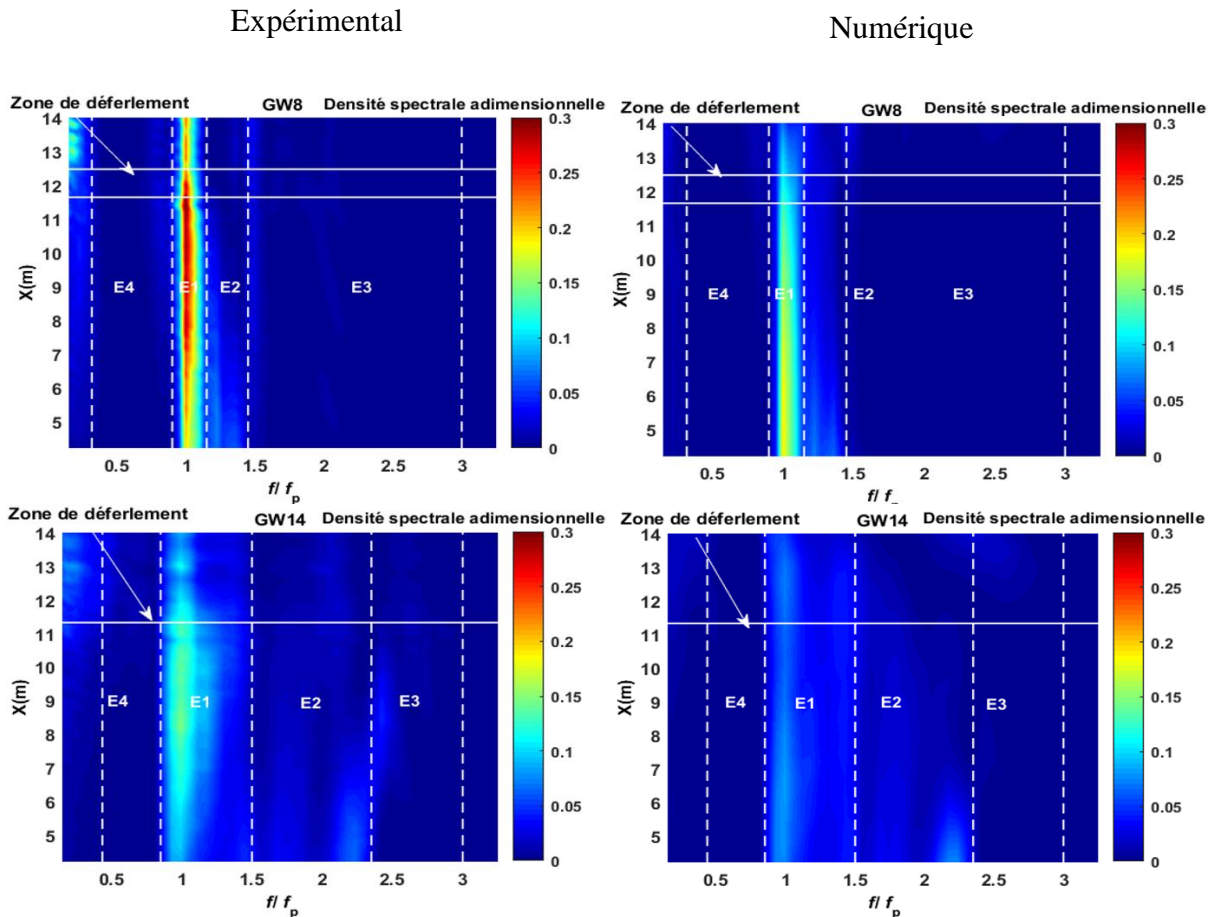


Figure 4.22. Comparaison entre les spectrogrammes correspondants à deux trains d'ondes gaussiens de non-linéarité similaire et de largeur spectrale différente. Les figures à gauche représentent les résultats expérimentaux et celles de droite représentent les résultats des prédictions numériques

#### 4. 8. 4. Variation spatiale des paramètres de forme

Le code mPeregrine est utilisé aussi pour prédire les paramètres de formes (Figure 4.23). Dans le cas des trains d'ondes ayant un spectre étroit (GW2 et GW8), les simulations numériques effectuées sont en parfaite concordance avec les résultats obtenus par les sondes résistives et l'écart est considéré comme très faible. En revanche, Cet écart est qualitativement plus observable dans le cas des trains d'ondes de largeur spectrale  $\Delta f/f_c > 0,67$  et il est de plus en plus prononcé à la position de déferlement. L'impact du déferlement des vagues sur les distributions, prédit par le code mPeregrine, ne fait pas partie des objectifs de ce travail et ceci représente l'une des tâches défis à réaliser dans le but de réussir à paramétrer des états de mer complexes en présence de déferlement. Dans le chapitre suivant, le même travail sera effectué, mais dans le cas des trains d'ondes ayant des distribution différentes (Pierson-Moskowitz et JONSWAP).

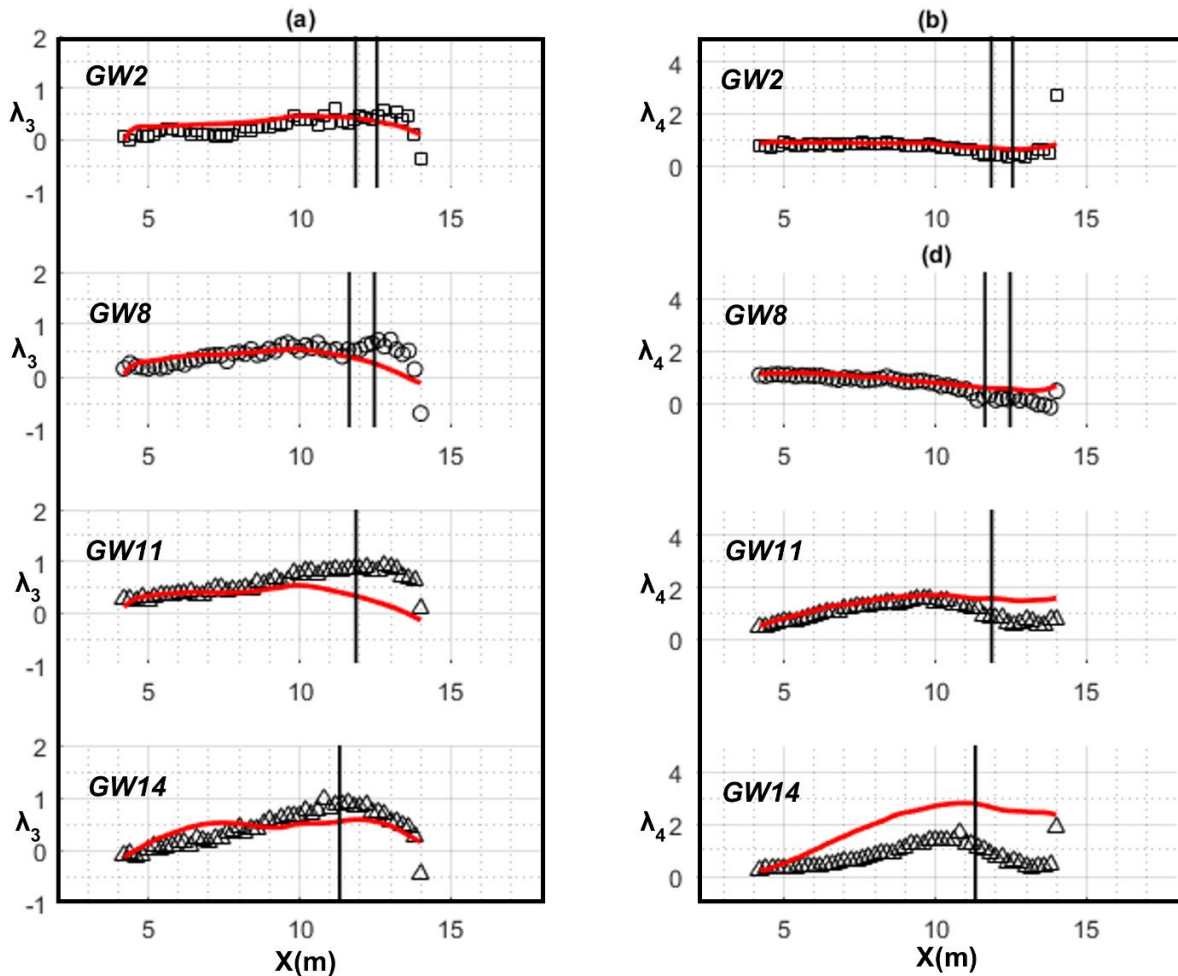


Figure 4.23. Variation spatiale de (a) : l'asymétrie et (b) : l'aplatissement déterminés expérimentalement de 3 trains d'ondes de S0 de  $\Phi$  similaires.  $\square$  : PMW3,  $\circ$  : JSW2,  $\Delta$  : JSW5. En rouge sont représentés les résultats issus de la simulation numérique du code mPeregrine. Les lignes verticales en noir désignent les zones de déferlement

## 4.9. Synthèse

Dans ce chapitre, seize trains d'ondes de type gaussien ont été étudiés. L'objectif principal était d'examiner leurs évolutions spatio-temporelles et ensuite de déterminer l'influence de la largeur spectrale  $\Delta f/f_c$ , la non-linéarité  $S_0$  et la phase à la focalisation sur la variation spatiale de la fréquence de pic, la fréquence caractéristique, les paramètres de formes, les transferts énergétiques et les interactions entre les composantes fréquentielles. Une autre finalité était d'évaluer les performances du code mPeregrine dans la prédiction de la propagation d'un train d'ondes gaussien se propageant dans une eau de profondeur intermédiaire vers la zone côtière.

La fréquence de pic  $f_p$  était le premier paramètre à étudier dans ce chapitre. Les résultats obtenus par les sondes résistives montrent que  $f_p$  reste constante en amont et en aval de déferlement, sauf pour le cas des trains d'onde ayant une faible largeur spectrale  $\Delta f/f_c = 0.27$ , là où elle décroît et atteint 95% de sa valeur initiale. Cette décroissance pourrait être liée aux

transferts d'énergie importants vers les composantes basses fréquences. Ceci a été observé également grâce au code mPeregrine et par la suite ce dernier est considéré comme un bon outil pour prédire les variations spatiales de la fréquence de pic dans le cas des trains d'ondes gaussiens ayant une largeur spectrale  $\frac{\Delta f}{f_c} \in [0,27, 0,93]$ .

La fréquence caractéristique  $f_s$  est un paramètre qui prend en compte toutes les composantes significatives et qui permet par la suite de suivre les changements spectraux qui se produisent au cours de la propagation. Une décroissance a été observée le long du fond plat et qui s'inverse quand le train d'onde franchit la pente. Ceci est le constat direct d'une dissipation de l'énergie liée aux frottements avec les parois du fond et des côtés et ensuite d'un gain énergétique dominant dans les composantes hautes fréquences qui accompagne le shoaling de la vague. Ce comportement a été qualitativement constaté pour les différents trains d'ondes gaussiens étudiés. De point de vue quantitatif, il a été observé que la décroissance de la fréquence caractéristique est proportionnelle à la largeur spectrale  $\Delta f/f_c$ .

Une approche spectrale a été utilisée dans le but d'étudier les variations spatiales de l'énergie au cours de la propagation du train d'onde gaussien. Dans cette optique, le spectre est découpé en quatre régions différentes en utilisant la même méthode expliquée dans le chapitre 2. E1 représente la région de pic principal, E2 la région de transfert, E3 la région des hautes fréquences et E4 la région des basses fréquences.

Des transferts d'énergie entre ces différentes régions ont été mis en évidence. En amont du déferlement, la forte dissipation énergétique dans la région de transfert représente l'aspect le plus marquant. Cette énergie perdue est transférée en partie vers la région des hautes fréquences E3. En aval du déferlement, deux aspects peuvent être distingués. D'une part, l'énergie spectrale contenue dans E1 et E3 commence à décroître spatialement et d'autre part, l'énergie spectrale contenue dans E2 subit une légère augmentation et tend à revenir à son niveau initial. Dernier aspect remarquable, est l'accroissement spatial de l'énergie dans la région des basses fréquences E4.

En outre, la variation spatiale des deux paramètres de forme a été effectuée pour les différents trains d'onde dans le but de quantifier l'évolution de l'écart entre une distribution donnée et une distribution gaussienne ( $\lambda_3 = 0$  et  $\lambda_4 = 3$ ). Il a été remarqué que le paramètre d'asymétrie est inversement proportionnel à la hauteur d'eau locale. En effet, il augmente avec la diminution de la hauteur d'eau pour atteindre son maximum en  $x = x_b$ . En aval du déferlement, ce paramètre diminue et tend à revenir à 0. En ce qui concerne le paramètre d'aplatissement, il augmente d'une manière considérable dans le cas des trains d'ondes ayant une largeur spectrale  $\Delta f/f_c > 0,4$ . Par conséquent, la probabilité d'occurrence des vagues extrêmes est plus importante dans le cas des trains d'onde de large spectre. Au meilleur de notre connaissance, il n'y a pas eu de conclusions similaires sur la variation des paramètres de formes des trains d'ondes gaussiens (de différentes largeurs spectrales  $\Delta f/f_c$ ) se propageant dans une eau de profondeur intermédiaire vers la zone côtière.

Pour compléter les résultats obtenus par approche spectrale, une méthode bispectrale est utilisée dans le but de déterminer les interactions non-linéaires entre les composantes fréquentielles au cours de la propagation. Il est important de rappeler que cette approche, basée sur le calcul de paramètre de bicohérence par ondelettes, n'est pas possible par analyse de Fourier à cause de la courte durée du signal étudié. Ce paramètre varie de 0 pour un couplage de phase inexistant à 1 pour un couplage de phase maximal. Cette méthode n'a jamais été utilisée pour traiter les trains d'ondes gaussiens se propageant dans une eau de profondeur intermédiaire vers la zone côtière. Les résultats expérimentaux montrent que la bicohérence demeure relativement constante le long du fond plat. Ceci montre que pour  $4 \text{ m} < x < 9,5 \text{ m}$  ( $0,8 < k_p h_0 < 0,9$ ), il y a relativement peu de fréquences (sauf  $f_p$  et ces harmoniques) qui sont impliquées dans le processus de focalisation. Nous précisons ici qu'une fréquence n'est pas impliquée dans le processus de focalisation se traduit par une bicohérence qui tend vers 0. Une augmentation dans le nombre de fréquences impliquées et dans les interactions inter-fréquentielles est observée au début de shoaling ( $x > 9,5 \text{ m}$ ). Ce comportement s'accroît au fur et à mesure et l'intensité inter-fréquentielle atteint son niveau maximal en  $x = x_b$ . En aval du déferlement, une décroissance drastique est observée au niveau du couplage de phase entre les composantes. Par conséquent, nous pouvons conclure que l'accroissement des interactions entre les composantes fréquentielles est une des raisons principales du déferlement des trains d'onde gaussiens dans les eaux peu profondes. Cette conclusion est en accord qualitatif avec celle présentée par Guohai et al. (2008) qui ont travaillé sur deux trains d'ondes de JONSWAP se propageant sur un objet fixe situé à une distance donnée du générateur à houle.



# 5. Trains d'ondes non-gaussiens

## 5.1. Introduction

Dans ce chapitre nous focalisons notre attention sur l'évolution spatio-temporelle des trains d'ondes non-gaussiens. Afin de bien se situer spatialement, la figure 5.1 est présentée à nouveau. Nous avons étudié l'influence de la variation de différents paramètres physiques tels que : le type du spectre, le paramètre de non-linéarité  $S_0$ , la fréquence de pic  $f_p$  et la phase à la focalisation  $\Phi$ . Deux types de spectre sont étudiés dans cette partie :

- Spectre de Pierson-Moskowitz
- Spectre de JONSWAP ( $\gamma = 3.3$  et  $\gamma = 7$ )

Les résultats sont présentés comme suit :

- Evolution spatiale de la fréquence de pic  $f_p$  et de la fréquence caractéristique  $f_s$
- Variation spatiale de l'énergie spectrale et transferts d'énergie
- Evolution spatiale des paramètres de formes ( $\lambda_3$  et  $\lambda_4$ )
- Evolution spatiale de la bicohérence  $b^2(f_i, f_j)$ , où  $f_i$  et  $f_j$  désignent deux fréquences quelconques du signal
- Comparaisons des résultats expérimentaux avec les simulations numériques

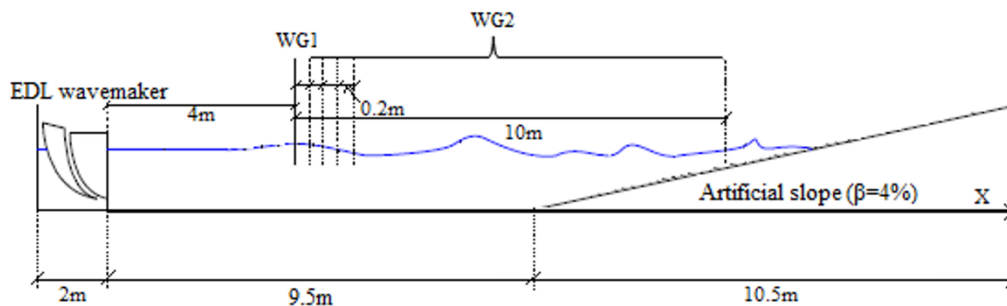


Figure 5.1. Configuration expérimentale. WG1 et WG2 désignent les deux sondes utilisées

## 5.2. Génération des trains d'ondes non-Gaussiens

Comme pour les trains d'ondes gaussiens, les trains d'ondes non-gaussiens sont générés en imposant une distance de focalisation  $x = 12$  m (Figure 5.1) basée sur une focalisation linéaire dans une eau de profondeur constante. La même technique expliquée dans la section 2.5 est utilisée pour suivre finement l'évolution spatio-temporelle des dix-sept trains d'ondes non-gaussiens générés. Comme dans le chapitre précédent, nous soulignons que la présence de la pente et le phénomène de focalisation prématurée (expliqué dans Dianyong et al. (2017)) engendrent la présence d'un deuxième déferlement qui se produit en aval du premier (Tableau 5.1, colonne 6). Les dix-sept trains d'ondes non-gaussiens générés sont résumés dans le tableau 5.1.

Nom du train d'ondes	Spectre	$S_0$	$f_p$ (Hz)	$\Phi$ (rad)	$x_b$ : Zone de déferlement (m)
P-MW1	Pierson-Moskowitz	0.14	0.66	0	12.9
P-MW2	Pierson-Moskowitz	0.19	0.66	0	[12.65;13.28]
P-MW3	Pierson-Moskowitz	0.23	0.66	0	[12.22;12.69]
P-MW4	Pierson-Moskowitz	0.28	0.66	0	[11.09;11.82]
P-MW11	Pierson-Moskowitz	0.14	0.66	$\pi$	12.81
P-MW22	Pierson-Moskowitz	0.19	0.66	$\pi$	[12.7;13.2]
P-MW33	Pierson-Moskowitz	0.23	0.66	$\pi$	[12.18;12.67]
P-MW44	Pierson-Moskowitz	0.29	0.66	$\pi$	[11.02;11.89]
JSW1	JONSWAP ( $\gamma=3.3$ )	0.16	0.75	0	[12.9;13.7]
JSW2	JONSWAP( $\gamma=3.3$ )	0.25	0.75	0	[12.13;12.81]
JSW22	JONSWAP( $\gamma=3.3$ )	0.26	0.75	$\pi$	[12.07;12.76]
JSW3	JONSWAP( $\gamma=3.3$ )	0.36	0.75	0	[11;11.96]
JSW33	JONSWAP( $\gamma=3.3$ )	0.38	0.75	$\pi$	[10.5;11.61]
JSW4	JONSWAP( $\gamma=7$ )	0.11	0.75	0	13.5
JSW5	JONSWAP( $\gamma=7$ )	0.23	0.75	0	[12.07;12.69]
JSW6	JONSWAP( $\gamma=7$ )	0.35	0.75	0	[10.71;11.86]
JSW55	JONSWAP( $\gamma=7$ )	0.27	0.75	$\pi$	[11.95;12.49]

Tableau 5.1. Paramètres caractéristiques des train d'ondes non-gaussiens

La figure 5.2 illustre la variation spatiale du spectre des fréquences de trois trains d'ondes non-gaussiens de non-linéarité  $S_0$  similaire à 6 différentes sections du canal. Le spectre de référence, calculé en  $x = 4$  m, est tracé en pointillé à chaque station. La figure 5.2 montre que la distribution énergétique dans les composantes fréquentielles varie d'un spectre à un autre. Concernant le spectre de JONSWAP ( $\gamma = 7$ ) (JSW5), l'énergie se concentre principalement aux alentours de la fréquence de pic. Cependant, dans le cas du spectre de Pierson-Moskowitz (P-MW3), l'énergie diminue progressivement avec l'augmentation de la fréquence ( $f/f_p > 1$ ).

Qualitativement, la figure 5.2 montre un changement important au niveau du contenu spectral le long de la propagation du train d'ondes. Ce changement concerne toutes les parties du spectre: zone de pic ( $f \sim f_p$ ), zone des hautes fréquences ( $f > f_p$ ) et zone des basses fréquences ( $f < f_p$ ). En outre, une légère décroissance de la fréquence de pic est observée au cours de la propagation des deux trains d'ondes de JONSWAP (JSW2 et JSW5). Des résultats quantitatifs sur la variation spatiale de  $f_p$  et des changements spectraux se trouvent dans les sections suivantes.

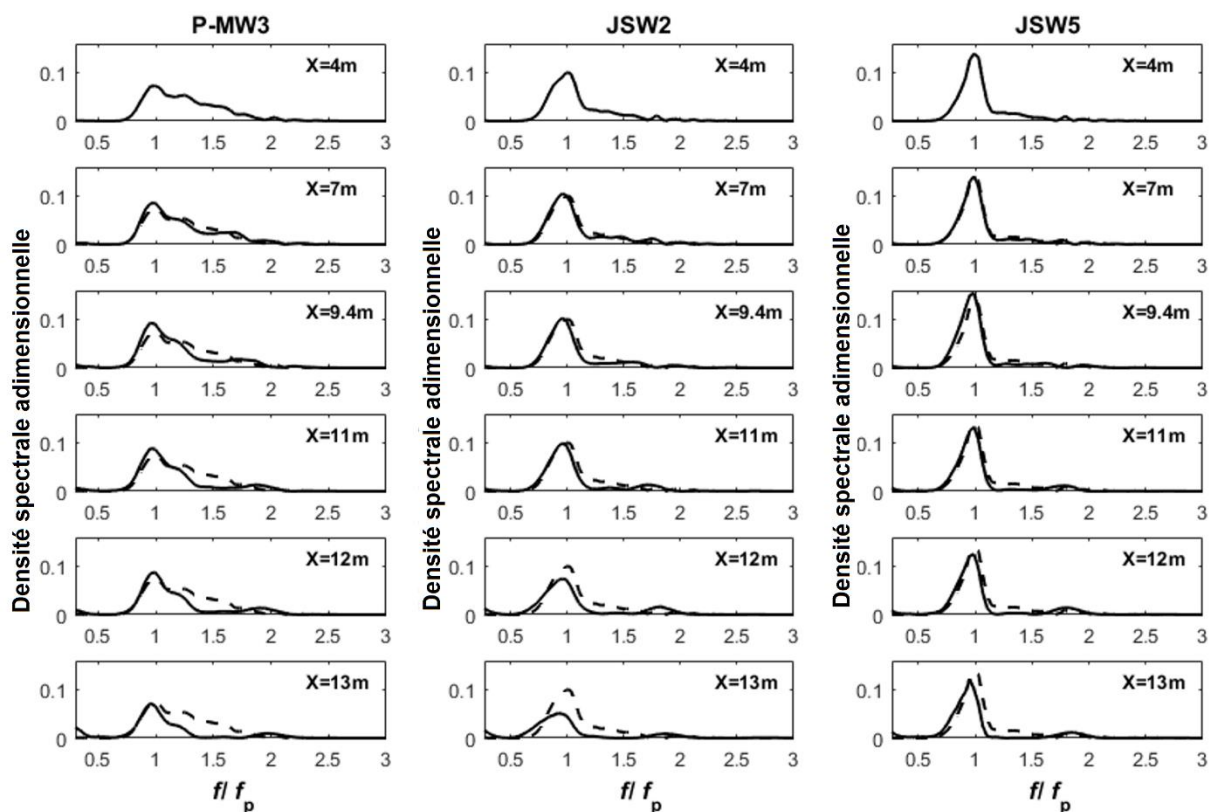


Figure 5.2. Densité spectrale adimensionnelle d'un train d'onde de Pierson-Moskowitz, JONSWAP ( $\gamma = 3.3$ ) et JONSWAP ( $\gamma = 7$ ) à 6 différentes sections du canal. Le déferlement se produit entre  $x = 12,07$  m et  $x = 12,81$  m pour les 3 trains d'ondes représentés (Abroug et al. (2020))



### 5.3. Variation spatiale de la fréquence de pic ( $f_p$ )

Dans cette section, la variation de la fréquence de pic durant le processus de focalisation est étudiée pour les deux spectres et pour plusieurs amplitudes  $S_0$  afin de voir dans quel cas il y a une diminution spatiale de ce paramètre. La fréquence de pic initiale  $f_{p0}$  est déterminée en effectuant une FFT sur le signal temporel enregistré en  $x = 4$  m. Afin de suivre finement la variation spatiale de la fréquence de pic, le rapport  $f_p/f_{p0}$  est calculée tous les 20cm entre  $x = 4$  m jusqu'à  $x = 14$  m. La figure 5.3 présente l'évolution spatiale de  $f_p/f_{p0}$  le long du canal. Sur la même figure, deux lignes verticales sont ajoutées afin d'indiquer la zone de déferlement.

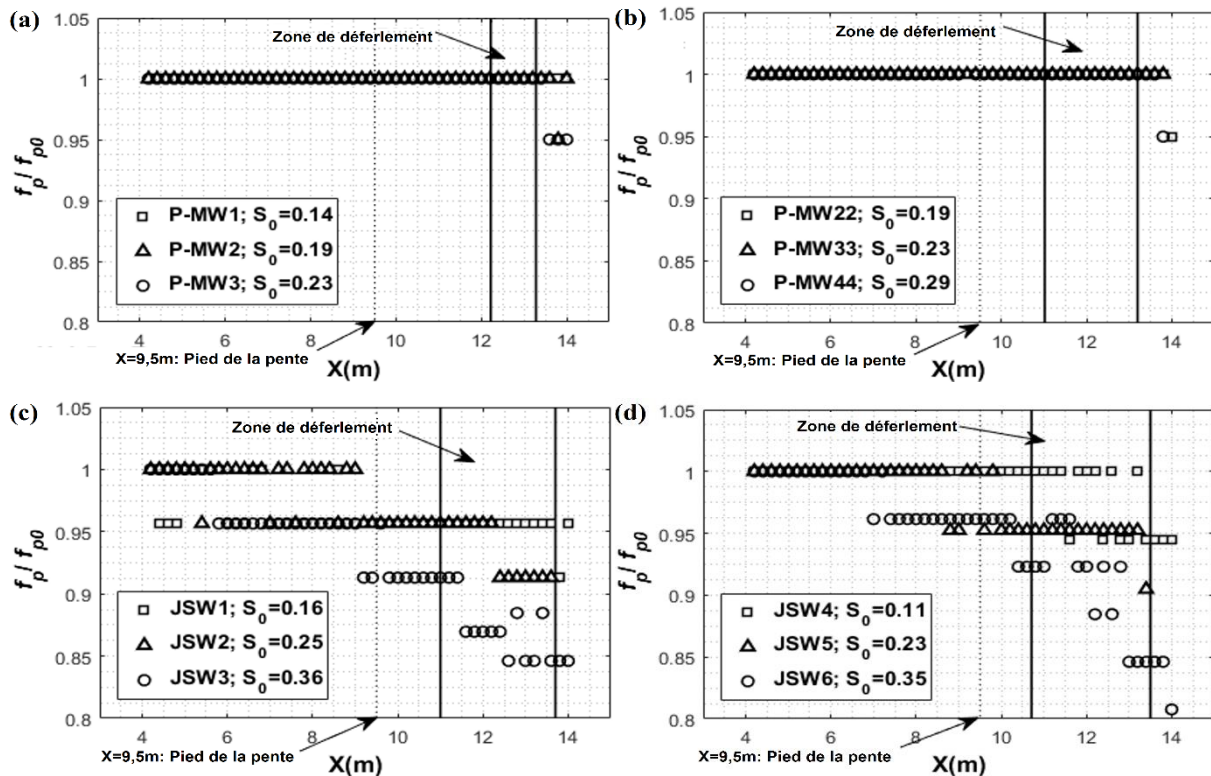


Figure 5.3. Variation spatiale de la fréquence de pic issue des mesures expérimentales ; (a) Pierson-Moskowitz ( $\Phi = 0$ ), (b) Pierson-Moskowitz ( $\Phi = \pi$ ), (c) : JONSWAP ( $\gamma = 3,3$ ), (d) : JONSWAP ( $\gamma = 7$ ). Les deux barres verticales indiquent la zone de déferlement. (Abroug et al. (2020))

Les figures 5.3.a et 5.3.b montrent la variation spatiale du ratio  $f_p/f_{p0}$  dans le cas de six trains d'ondes de Pierson-Moskowitz de différentes non-linéarités  $S_0$  et de phase à la focalisation  $\Phi$  différente. Ce ratio demeure constant en amont et dans la zone de déferlement ( $4 \leq x \leq x_b$ ). Au-delà de  $x_b$ , le ratio  $f_p/f_{p0}$  décroît légèrement de 5% dans les deux cas (i.e.  $\Phi = 0$  et  $\Phi = \pi$ ). Par conséquent, la variation spatiale de la fréquence de pic d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz se propageant dans une eau de profondeur intermédiaire vers la zone côtière, n'est affectée ni par le paramètre de non-linéarité  $S_0$  ni par la phase à la focalisation  $\Phi$ . Récemment, Liang et al. (2017) ont étudié la variation spatiale de la fréquence de pic pour des trains d'ondes à amplitudes constantes (CWA) et de Pierson-Moskowitz se propageant dans

des eaux profondes. Ils ont trouvé que ce paramètre reste inchangé le long du processus de focalisation indépendamment du type du spectre, de la largeur correspondante et de la non-linéarité du train d'ondes ( $S_0$ ). Des conclusions similaires ont été tirées par Stansberg (1994) qui a étudié des trains d'ondes bichromatique à spectre large et à spectre étroit se propageant dans une profonde.

Concernant les trains d'ondes à spectres plus étroits (i.e. JONSWAP ( $\gamma = 3.3$  et  $\gamma = 7$ )), la fréquence de pic subit une décroissance qui dépend de la non-linéarité  $S_0$ . Cette diminution est plus prononcée sur la pente. Pour les deux trains d'ondes les plus intenses JW3 et JSW6,  $f_p$  atteint respectivement 85% et 81% de sa valeur initiale en  $x = 14$  m (Figures 5.3.c et 5.3.d). Au cours de la propagation, le train d'ondes tend naturellement vers une configuration plus stable via une décroissance de la fréquence de pic. La décroissance spatiale de  $f_p$  peut être interprétée comme une *autosabilisation* du processus de propagation.

Dans la littérature, il est communément admis que la diminution spatiale de la fréquence de pic est le résultat de la combinaison entre : la modulation de l'enveloppe du train d'ondes, la dissipation énergétique et le déferlement. Les modulations les plus importantes sont observées dans le cas des trains d'ondes ayant un spectre étroit. Cependant, dans le cas des trains d'ondes ayant un spectre large, i.e. Pierson-Moskowitz, le contenu énergétique semble être assez stable et par conséquent la fréquence de pic reste relativement constante le long de la propagation du train d'ondes.

#### 5. 4. Variation spatiale de la fréquence caractéristique ( $f_s$ )

Dans cette section, l'évolution spatiale de la fréquence caractéristique le long du canal est examinée en utilisant l'équation 2.15 pour différents cas et pour différentes non-linéarités  $S_0$ . Les composantes de Fourier dans l'intervalle  $[0, 2, 3f_p]$  Hz sont incluses dans le calcul de  $f_s$ . Comme pour la fréquence de pic, la fréquence caractéristique est normalisée par la fréquence caractéristique initiale  $f_{s0}$  déterminée en  $x = 4$  m du générateur de vagues.

La figure 5.4 montre l'évolution spatiale de la fréquence caractéristique. Sur chaque figure, deux lignes verticales sont tracées afin d'indiquer les limites de la zone de déferlement. Les figures 5.4.a, b et c montrent que la fréquence caractéristique reste quasiment constante le long des deux premiers mètres pour les différents trains d'ondes. Au cours de la propagation,  $f_s$  décroît progressivement au-delà de ces deux premiers mètres. Juste avant le déferlement, la fréquence caractéristique augmente légèrement grâce à l'élargissement du spectre qui accompagne la propagation du train d'ondes. Ce comportement est presque le même pour tous les trains d'ondes étudiés. Quand la vague déferle, la fréquence caractéristique décroît d'une manière significative. Cette décroissance s'explique à la fois par une forte perte d'énergie dans

les composantes hautes fréquences ( $f > f_p$ ) et par un gain d'énergie au niveau des composantes basses fréquences.

La figure 5.4.d, montre que le taux de décroissance de la fréquence caractéristique traduit par la variation de l'écart relatif  $\Delta f_s/f_{s0}$  (en%) dépend principalement de la non-linéarité du train d'ondes  $S_0$  et de type du spectre. Nous pouvons néanmoins constater qu'il existe une relation linéaire différente entre  $S_0$  et  $\Delta f_s/f_{s0}$  en passant d'un spectre à un autre. Pour la même intensité du train d'ondes, le taux de décroissance est plus prononcé pour les vagues de Pierson-Moskowitz que celui obtenue pour les vagues de JONSWAP ( $\gamma = 3.3$  et  $\gamma = 7$ ). La fréquence caractéristique atteint 77% de sa valeur initiale pour le train d'ondes de Pierson-Moskowitz le plus intense (P-MW44). Elles atteignent 83% et 94% de leurs valeurs initiales pour les deux vagues de JONSWAP, JSW33 et JSW55 respectivement. Par conséquent, le taux de décroissance de la fréquence caractéristique est plus important pour les spectres ayant une large région de pic (E1). Ce comportement a été expérimentalement démontré par Liang et al. (2017) dans le cas des eaux profondes. Ils ont constaté que le taux de décroissance est plus important dans le cas des trains d'ondes à amplitude constantes (CWA) que celui dans le cas des trains d'ondes de Pierson-Moskowitz.

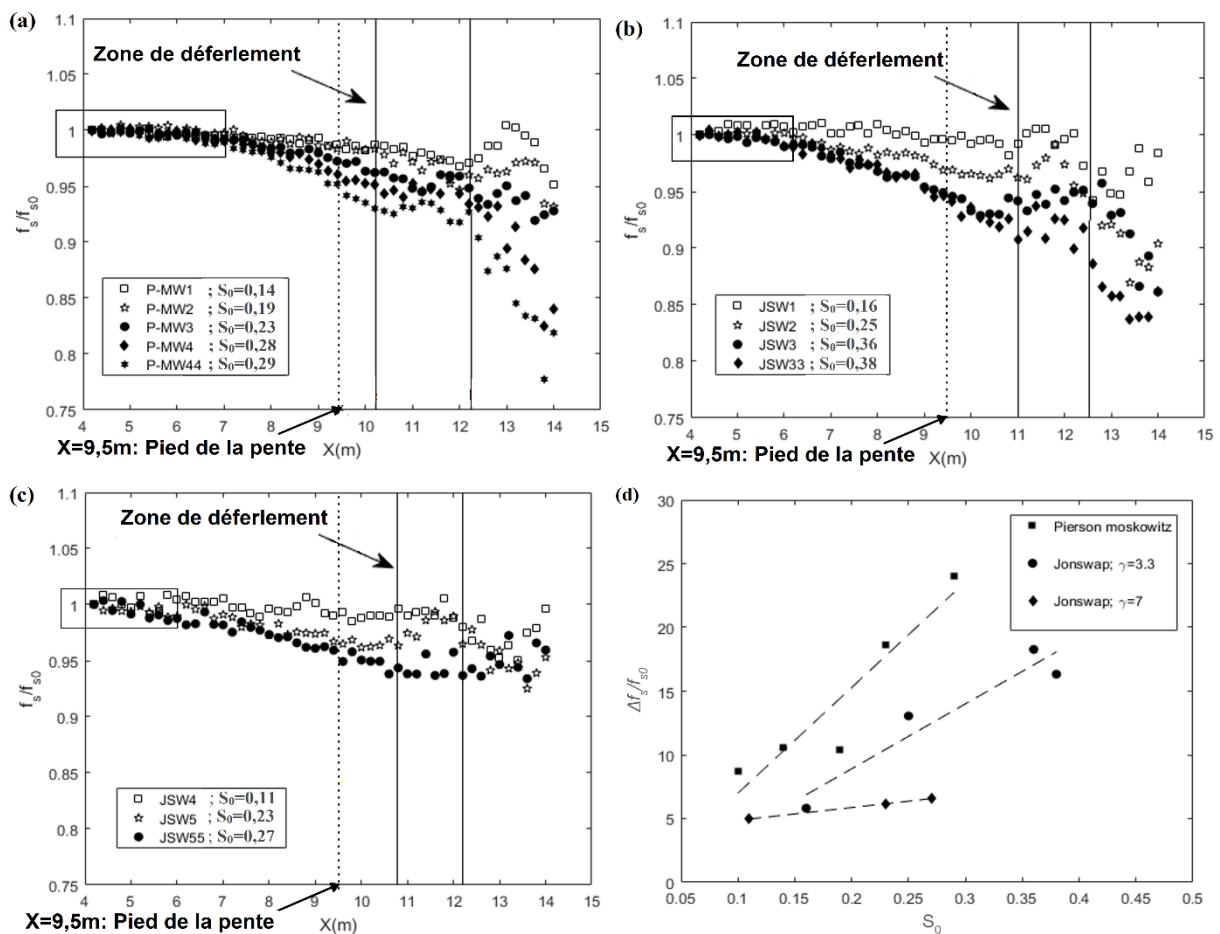


Figure 5.4. Evolution spatiale de la fréquence caractéristique issue des mesures expérimentales ; (a) : Pierson-Moskowitz, (b) : JONSWAP ( $\gamma = 3,3$ ), (c) : JONSWAP ( $\gamma = 7$ ) ; (d) : Variation relative de  $f_s$  en fonction de  $S_0$

## 5.5. Variation spatiale de l'énergie sur le fond plat

Dans cette partie nous présentons une procédure d'estimation de la dissipation de l'énergie des vagues sur le fond plat. Les trains d'ondes générés lors de cette étude, se focalisent et par la suite déferlent sur la pente. Par conséquent, les pertes d'énergie sur le fond plat sont dues exclusivement aux effets de dissipation et de frottements et pas au déferlement. Des séries de mesures de l'élévation de la surface libre ont été réalisées en faisant varier la non-linéarité  $S_0$  et la phase à la focalisation  $\Phi$  dans le cas des trains d'ondes de Pierson-Moskowitz ayant une fréquence de pic  $f_p = 0,66$  Hz. Deux sondes ont été utilisées pour cette finalité. La première est placée à 1,5 m et l'autre à 9,5 m du générateur. Il est possible de mesurer l'énergie des vagues par l'intégration de l'enveloppe d'un paquet d'ondes sur un temps de passage  $\Delta t = 35$  s (Equation 5.1 utilisée dans Tian et al. (2010) et Merkoune et al. (2013)). Nous rappelons que notre canal à houle possède une largeur  $L = 0,8$  m.

$$E = \frac{\rho g}{2} C_{gr} \int_{t=0}^{t=35} (\eta - \langle \eta \rangle)^2 dt \quad (5.1)$$

avec  $C_{gr}$  la vitesse du groupe (correspondant à  $f_p$ ) et  $\langle \eta \rangle$  moyenne spatiale de l'élévation de la surface libre. Nous avons trouvé qu'il y a une dépendance linéaire entre  $E_{s1}$  (énergie en  $x = 1,5$  m) et  $E_{s2}$  (énergie en  $x = 9,5$  m : pied de la pente) :

$$E_{s2} = \alpha \cdot E_{s1}; \quad \alpha = 0.9 \quad (5.2)$$

Cette dépendance linéaire (diminution de 10 % sur 8 m, 1,25% par mètre) est due à la dissipation visqueuse de l'énergie liée aux frottements avec les parois du fond et des côtés ainsi qu'à l'influence de la résistance de l'air sur la surface libre. Nous précisons que la perte d'énergie mentionnée due à la résistance de l'air est très faible par rapport aux frottements sur le fond et les parois latérales. Dans cette étude, le taux de dissipation dans le cas d'un train d'ondes se propageant sur un fond plat dans une eau de profondeur intermédiaire est comparable à celui obtenu dans les travaux de Tian et al. (2010) réalisés dans un canal à houle de largeur  $L = 0,7$  m (15% de perte sur une longueur de 15 m, 1% par mètre). Plus récemment, Merkoune et al. (2013) ont travaillé sur des trains d'ondes aléatoires se propageant dans un canal à houle de longueur  $l = 15$  m et de largeur  $L = 0,5$  m. Ils ont trouvé des pertes énergétiques de l'ordre de 25%. Cette perte plus importante peut être expliquée par la largeur du canal à houle ( $L = 0,5$  m <  $L = 0.8$  m).

L'estimation théorique de la perte d'énergie due à la dissipation visqueuse des groupes de vagues non déferlantes a été traitée dans les travaux antérieurs de Mei (1983) et Tulin et al. (1997). Ils ont montré que la perte d'énergie pour un train d'ondes non-déferlantes le long d'une hauteur d'eau constante se calcule comme suit :

$$E_{s2} = E_{s1} e^{-\sigma x} \quad (5.3)$$

avec  $\sigma$  le taux de décroissance spatiale due à la viscosité de la couche limite du fond et des parois latérales. L'estimation théorique montre qu'il y a une dissipation de l'ordre de 8% sur une longueur de 8 m (1% par mètre) qui est inférieur aux 10% (1,25% par mètre) trouvés dans les expériences. Cette légère différence peut être expliquée par l'existence des effets menant à une perte d'énergie supplémentaire comme la rugosité des parois non contrôlée.

La figure 5.5 montre que deux trains d'ondes de même non-linéarité  $S_0$ , mais de phases à la focalisation  $\Phi$  opposées, subissent la même dissipation d'énergie. L'objectif de cette partie était d'appliquer l'équation 5.1 afin de confronter nos résultats à ceux obtenus dans des travaux précédents (Tian et al. (2010) ; Merkoune et al. (2013)). Par contre, une autre méthode sera utilisée pour estimer finement les variations spatiales de l'énergie dans chaque composante fréquentielle. Cette méthode, qui fait l'objet de la section suivante, est basée sur la différence de densité spectrale entre deux positions de sondes.

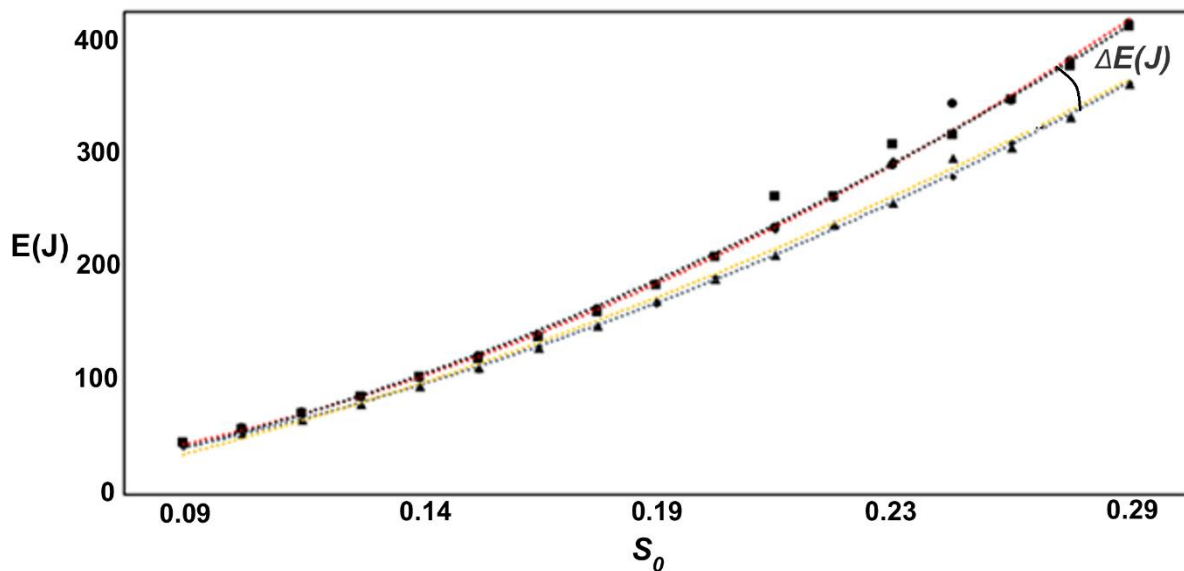


Figure 5.5. Perte d'énergie entre les deux sondes pour un train d'ondes de Pierson-Moskowitz pour différentes non-linéarités initiales ( $S_0$ ); ●,  $E_{s1}$  pour le cas  $\Phi = 0$ , ■ ;  $E_{s1}$  pour le cas  $\Phi = \pi$  ; ▲,  $E_{s2}$  pour le cas  $\Phi = 0$ ; ◆,  $E_{s2}$  pour le cas  $\Phi = \pi$ . En rouge et noir (pointillé) : approximation polynomiale des résultats obtenus en  $x = 1,5$  m ; en jaune et gris (pointillé) : approximation polynomiale des résultats obtenus en  $x = 9,5$  m.

## 5. 6. Variation spatiale de l'énergie spectrale et transferts d'énergie

### 5. 6. 1. Partitionnement fréquentiel des régions spectrales

La méthode expliquée dans le chapitre 2 (section 2.8) a été utilisée pour analyser le partitionnement de l'énergie en quatre régions spectrales. Le partitionnement adopté est le suivant :

#### Le spectre de Pierson-Moskowitz

- Région du pic principal :  $0,7 f_p < E1 < 1,25 f_p$
- Région du transfert :  $1,25 f_p < E2 < 1,85 f_p$
- Région des hautes fréquences :  $1,85 f_p < E3 < 3 f_p$
- Région des basses fréquences :  $0,2 \text{ Hz} < E4 < 0,7 f_p$

#### Le spectre de JONSWAP ( $\gamma = 3.3$ )

- Région du pic principal :  $0,7 f_p < E1 < 1,1 f_p$
- Région du transfert :  $1,1 f_p < E2 < 1,45 f_p$
- Région des hautes fréquences :  $1,45 f_p < E3 < 3 f_p$
- Région des basses fréquences :  $0,2 \text{ Hz} < E4 < 0,7 f_p$

#### Le spectre de JONSWAP ( $\gamma = 7$ ):

- Région du pic principal :  $0,75 f_p < E1 < 1,05 f_p$
- Région du transfert :  $1,05 f_p < E2 < 1,25 f_p$
- Région des hautes fréquences :  $1,25 f_p < E3 < 3 f_p$
- Région des basses fréquences :  $0,2 \text{ Hz} < E4 < 0,75 f_p$

Le partitionnement en régions spectrales est présenté sur la figure 5.6 pour quatre trains d'ondes de non-linéarité similaire.

### 5. 6. 2. Variation spatiale de l'énergie spectrale dans les différentes régions

Dans cette section, toutes les formes d'énergie sont normalisées par  $E_{01}$  qui est l'intégrale de la densité spectrale entre les fréquences de coupure  $0,2 \text{ Hz}$  et  $3f_p$  en  $x = 4 \text{ m}$ . La variation spatiale de l'énergie dans chaque région est calculée en intégrant le spectre entre les deux bornes fréquentielles tous les  $20 \text{ cm}$ , de  $x = 4 \text{ m}$  jusqu'à  $x = 14 \text{ m}$ . Les figures 5.7, 5.8 et 5.9 montrent la variation spatiale de l'énergie totale  $E_0$  et celle dans les régions  $E_1$ ,  $E_2$  et  $E_3$ .

Sur les mêmes figures, deux lignes verticales sont tracées afin d'indiquer la zone de déferlement.

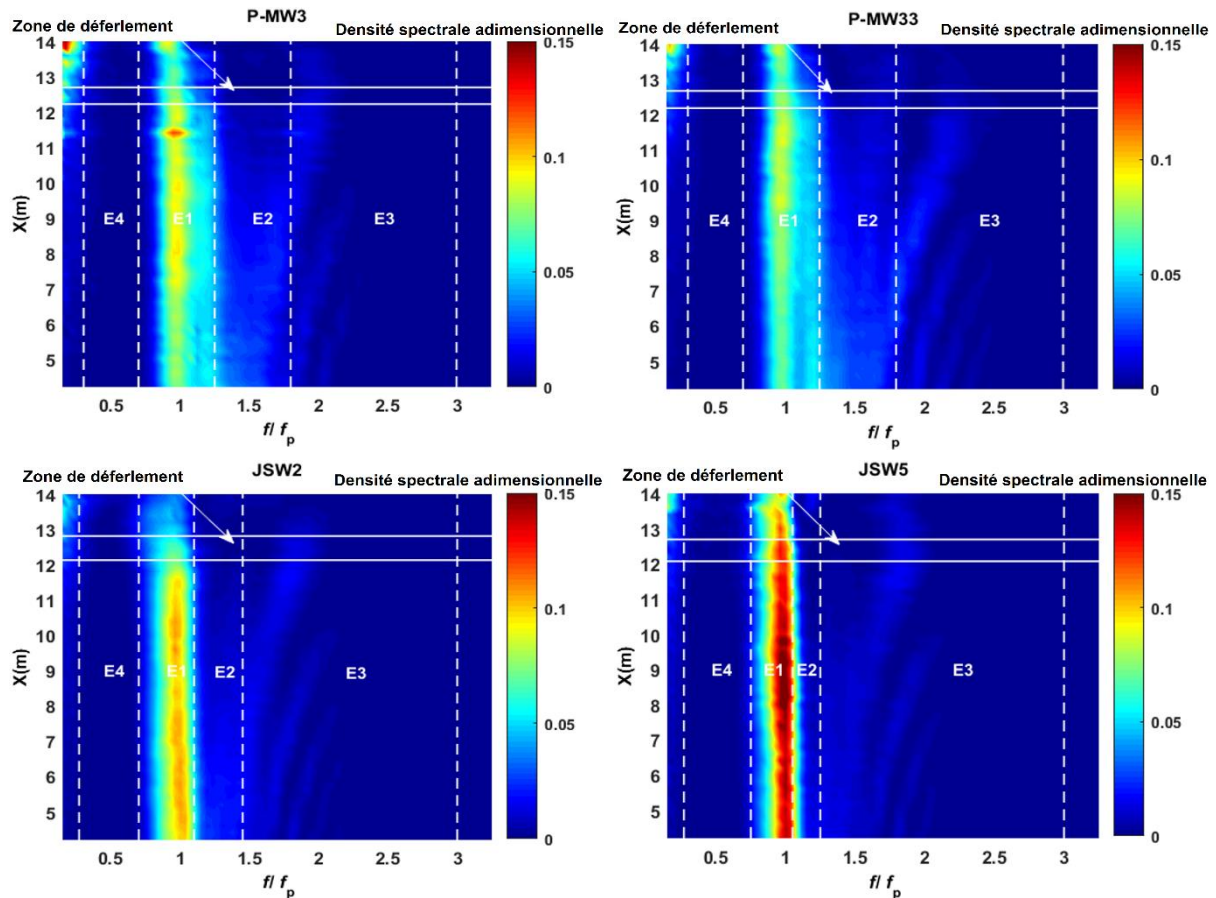


Figure 5.6. Partitionnement réalisé sur les spectrogrammes (expériences correspondants à 4 trains d'ondes de non-linéarité similaires). L'axe des ordonnées ( $x(m)$ ) représente l'abscisse sur le canal à houles. Les deux lignes blanches tracés en continu désignent la zone de déferlement  $x_b$

Le premier constat que nous pouvons tirer est que pour les différents trains d'ondes étudiés, l'énergie totale  $E_0$  décroît progressivement sur le fond plat ( $4\text{ m} < x < 9,5\text{ m}$ ). Entre 5% et 15% de l'énergie totale est dissipée. Cette perte énergétique est principalement due à la dissipation visqueuse de l'énergie liée aux frottements avec les parois du fond et des côtés. En aval de déferlement ( $x > x_b$ ), plus la non-linéarité est forte, plus les pertes sont importantes. En  $x = 14\text{ m}$ , le taux de dissipation est aux alentours de 15% de l'énergie totale pour le train d'ondes de Pierson-Moskowitz le plus faible (P-MW1), alors qu'il est de l'ordre de 70% de l'énergie totale pour le train d'ondes le plus fort (P-MW4). Similairement, le taux de dissipation est de l'ordre de 60% de l'énergie totale pour JSW33 et de 35% pour JSW22.

La quantité initiale de l'énergie situé dans  $E_1$  varie entre 50% et 70% de l'énergie totale ( $E_0$ ). Ces pourcentages sont qualitativement comparables à ceux obtenus dans les travaux de Tian et al. (2011). Les figure 5.8, 5.9 montrent que l'énergie spectrale dans  $E_1$ , pour la majorité

des trains de JONSWAP étudiés, reste relativement constante le long du fond plat ( $4\text{ m} < x < 9,5\text{ m}$ ). En revanche, l'énergie contenue dans cette région subit une légère augmentation et atteint, par exemple, 1,2 de sa valeur initiale pour le train d'ondes P-MW4 au pied de la pente. Ceci pourrait être une manière pour compenser la dissipation énergétique dans E2. Liang et al. (2017) ont fait des observations similaires dans le cas de trois différents types de trains d'ondes se propageant dans des eaux profondes (i.e. CWA, CWS et Pierson-Moskowitz).

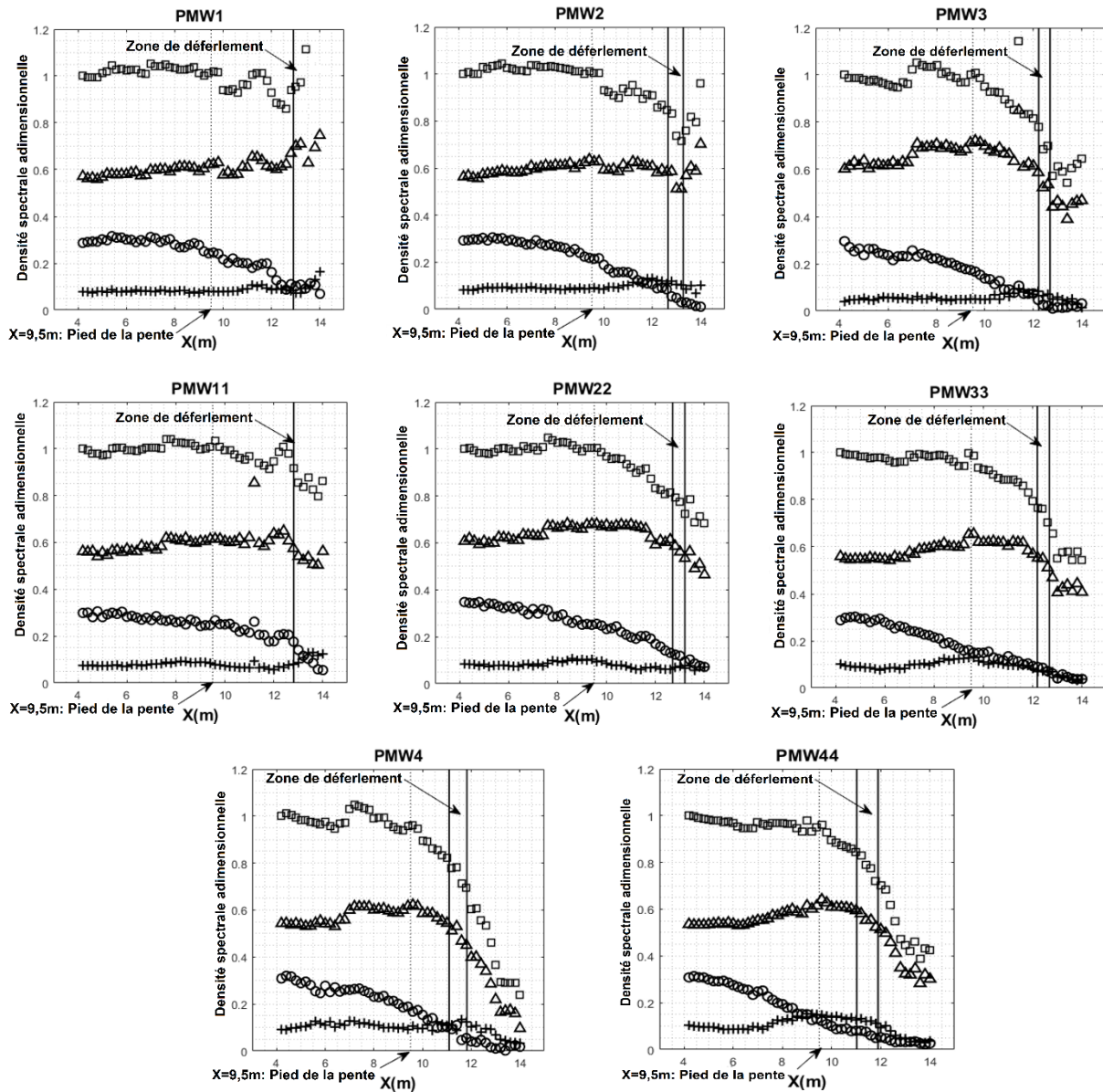


Figure 5.7. Variation spatiale de l'énergie spectrale pour les trains d'ondes de Pierson-Moskowitz.  $\square$  : énergie spectrale totale E0 ;  $\Delta$  : énergie spectrale dans E1 ;  $\circ$  : énergie spectrale dans E2 ;  $+$  : énergie spectrale dans E3 (Abroug et al. (2020))

En aval de déferlement ( $x > x_b$ ), une dissipation rapide et importante est observée pour tous les trains d'ondes étudiés. Ce constat montre que le déferlement a un impact immédiat sur l'énergie spectrale dans la région de pic (E1). Nous précisons également que ce taux de



décroissance associé au déferlement est directement proportionnel à la non-linéarité du train d'ondes ( $S_0$ ). L'énergie relative dissipée dans cette région (i.e.  $\Delta E_1/E_1$ ) varie entre 10%-60%, 8%-70% et 6-65% respectivement pour les trains d'ondes de Pierson-Moskowitz, JONSWAP ( $\gamma = 3.3$ ) et JONSWAP ( $\gamma = 7$ ).

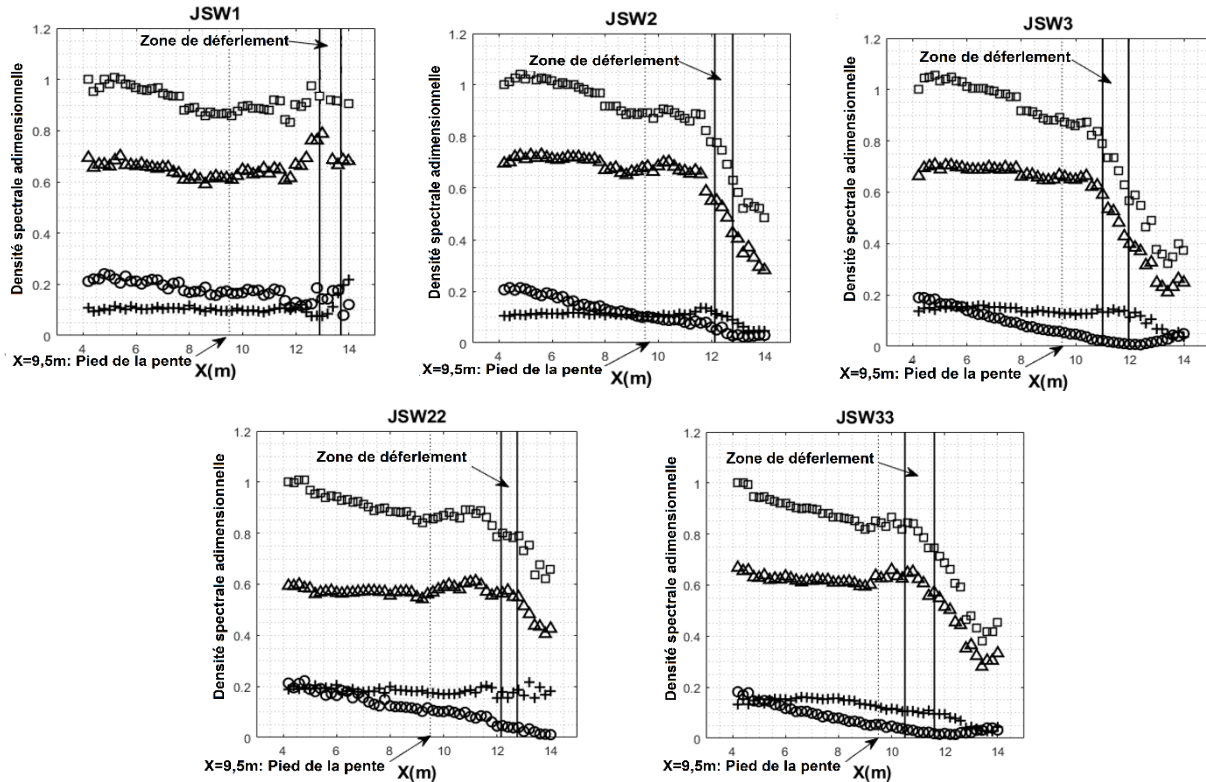


Figure 5.8. Variation spatiale de l'énergie spectrale pour les trains d'ondes de JONSWAP ( $\gamma=3,3$ ).  $\square$  : énergie spectrale totale  $E_0$  ;  $\Delta$  : énergie spectrale dans  $E_1$  ;  $\circ$  : énergie spectrale dans  $E_2$  ;  $+$  : énergie spectrale dans  $E_3$  (Abroug et al. (2020))

L'évolution spatiale de l'énergie spectrale dans la région de transfert ( $E_2$ ) ainsi que dans la région des hautes fréquences ( $E_3$ ) ont été étudiées. La quantité initiale de l'énergie situé dans  $E_2$  est entre 20% et 35% et entre 10% et 20% de l'énergie totale dans  $E_3$ . Ce constat est en accord quantitatif avec les résultats obtenus dans les travaux de Tian et al. (2011). Les trois figures 5.7, 5.8 et 5.9 montrent que l'énergie spectrale dans  $E_2$  diminue progressivement et significativement en amont du déferlement ( $4 \text{ m} < x < x_b$ ). Ce comportement est qualitativement similaire pour les deux spectres et pour toutes les non linéarités  $S_0$ . De surcroît, nous n'avons pas remarqué un changement dans le comportement de l'énergie dans  $E_2$  lors du shoaling du train d'ondes ( $9,5 \text{ m} < x < x_b$ ). Juste avant le déferlement ( $x \sim x_b$ ), l'énergie dans la région de transfert atteint son niveau minimal. Les pertes énergétiques dans cette région sont en partie reliées à la dissipation visqueuse liée au fond. Une autre partie de cette énergie est transférée vers la région des hautes fréquences lors de la propagation du train d'ondes. Quantitativement, en fonction de la non-linéarité du train d'ondes, entre 2% et 9% de l'énergie totale est transférée de  $E_2$  vers  $E_3$ . Nous précisons ici que nous avons supposé, en se référant à la littérature, que les transferts d'énergie se font principalement entre deux régions voisines et

par conséquent, un transfert d'énergie entre E1 et E3 est peu probable (Tian et al. (2011)). Le transfert d'énergie de la première harmonique vers les hautes harmoniques est qualitativement cohérent avec les résultats obtenus dans les études antérieures réalisés dans les eaux profondes (Baldock et al. (1997) ; Tian et al. (2011) ; Kway et al. (1998) ; Brown and Jensen (2001) ; Yao et al. (2004) ; Liang et al. (2015)). Ainsi, le comportement de l'évolution spatiale de l'énergie spectrale dans E2 et E3 en eaux intermédiaires et en eaux peu profondes est qualitativement similaire à celui en eaux profondes.

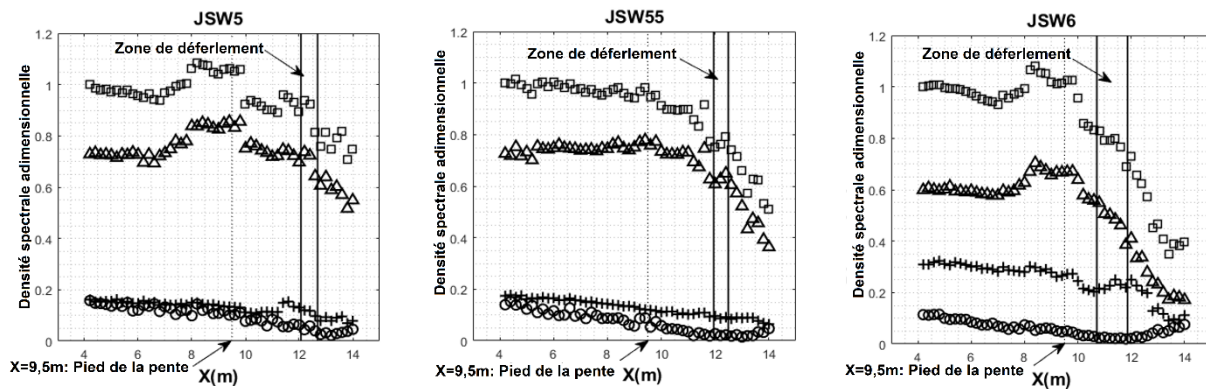


Figure 5.9. Variation spatiale de l'énergie spectrale pour les trains d'ondes de JONSWAP ( $\gamma=7$ ).  $\square$  : énergie spectrale totale E0 ;  $\Delta$  : énergie spectrale dans E1 ;  $\circ$  : énergie spectrale dans E2 ; + : énergie spectrale dans E3 (Abroug et al. (2020))

Après le déferlement ( $x > x_b$ ), le phénomène s'inverse. L'énergie spectrale dans E2 subit une légère augmentation dans le cas des trains d'ondes de JONSWAP ( $\gamma = 7$  and  $\gamma = 3.3$ ). Ceci est clairement perceptible pour les trains d'ondes ayant une forte non-linéarité (JSW3, JSW33 et JSW6). Ce résultat peut être expliqué par la réversibilité du transfert énergétique non-linéaire entre E2 et E1. En outre, l'énergie dans la région des hautes fréquences E3 tend vers 0 ce qui est quantitativement similaire aux résultats obtenus dans les travaux de Tian et al. (2011).

Les résultats sont assez similaires de point de vue qualitative pour les deux spectres et pour toutes les non-linéarités  $S_0$ . Ceci confirme bien le choix des limites des régions fréquentielles effectué dans la section précédente.

L'évolution spatiale de l'énergie spectrale dans la région des basses fréquences E4 a été également étudiée. La quantité d'énergie située initialement ( $x = 4$  m) dans E4 est entre 1% et 5% de l'énergie totale. La figure 5.10 montre que l'énergie dans cette région augmente progressivement jusqu'au point de déferlement ( $x = x_b$ ). Cette augmentation peut s'expliquer par un éventuel transfert non linéaire d'énergie depuis les régions des hautes fréquences (E1 et E2) vers la région des basses fréquences (E4). Lors du déferlement ( $x > x_b$ ), l'énergie dans E4 commence à diminuer et ceci est clairement perceptible pour les trains d'ondes ayant des fortes non-linéarités et de spectre étroit (JSW3, JSW33 et JSW6). Ceci peut être attribué à une compensation de la dissipation énergétique importante qui accompagne le déferlement du train d'ondes, plus précisément dans la région de pic E1.

Pour conclure, le gain spectral dans E4 varie légèrement d'un spectre à un autre. En aval de la zone de déferlement ( $x \sim 14$  m), les composantes basses fréquences ( $f < f_p$ ) subissent au maximum un gain énergétique de l'ordre de 12% de l'énergie totale pour les trains d'ondes de Pierson-Moskowitz, 10% pour les trains d'ondes de JONSWAP ( $\gamma = 3.3$ ) et 8% pour les trains d'onde de JONSWAP ( $\gamma = 7$ ).

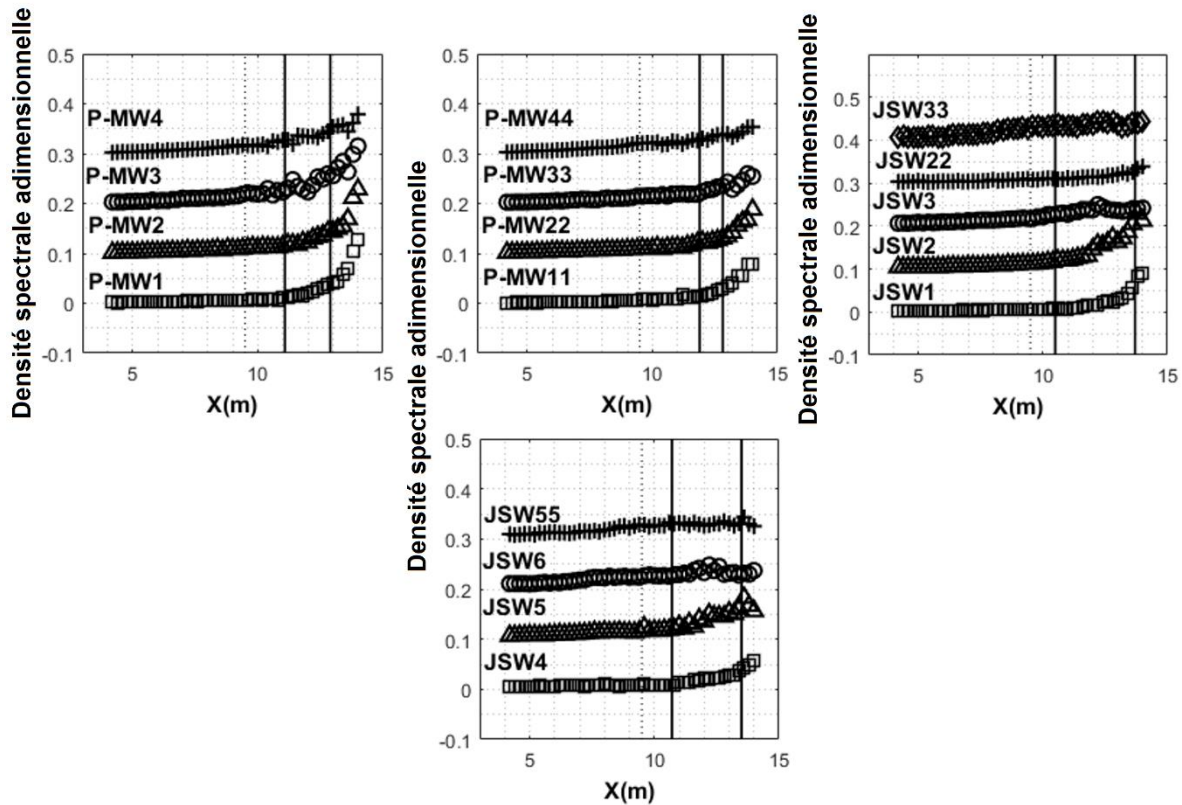


Figure 5.10. Variation spatiale de l'énergie spectrale dans E4 pour les trains d'ondes de Pierson-Moskowitz, de JONSWAP ( $\gamma = 3,3$ ) et de JONSWAP ( $\gamma = 7$ ) (Abroug et al. (2020))

Longuet-Higgins (1996), Hasselmann (1971) et Melville (1996) ont essayé analytiquement de comprendre le transfert d'énergie qui accompagne le déferlement depuis les composantes hautes fréquences vers les composantes basses fréquence. Selon Melville (1996), ce transfert peut être attribué au relâchement des ondes libres qui accompagne le déferlement de la vague. Meza et al. (2000) étaient parmi les premier à avoir essayer de quantifier ce transfert énergétique lors du déferlement du train d'ondes. Ils ont trouvé que les composantes fréquentielles  $f < f_p$  subissent un gain énergétique de l'ordre de 12% de l'énergie dissipée par les composantes fréquentielles  $f > f_p$ . Les conclusions obtenues lors de ce travail sont qualitativement en bonne concordance avec les résultats obtenus dans de nombreuses travaux antérieurs (Rapp et al. (1990) ; Meza et al. (2000) ; Tian et al. (2011) réalisés dans le cadre des eaux profondes. Des conclusions similaires ont été également formulées par Yao et al. (2004), qui ont fait simplement des comparaisons entre le spectre de la vague de JONSWAP en amont et en aval du déferlement (eau profonde).

## 5.7. Evolution spatiale des paramètres de forme

Dans cette section, les paramètres d'asymétrie  $\lambda_3$  et d'aplatissement  $\lambda_4$  sont calculés à différentes stations le long du canal en utilisant respectivement les formules 1.43 et 1.44. Les figures 5.11 et 5.12 montrent l'évolution spatiale des deux paramètres de forme. Les deux lignes verticales présentes dans chaque figure permettent à nouveau de repérer la zone de déferlement.

Lorsque le train d'ondes se propage sur le fond plat ( $4 \text{ m} < x < 9.5 \text{ m}$ ), les deux paramètres de forme augmentent progressivement. Les figures 5.11 et 5.12 montrent que le paramètre d'asymétrie augmente et atteint 0.5 en  $x = 9.5 \text{ m}$  indiquant une légère asymétrie crête creux pour tous les trains d'ondes. Le paramètre d'aplatissement augmente progressivement et atteint une valeur comprise entre 2 et 3.

Quand le train d'ondes franchit la pente ( $9,5 \text{ m} < x < x_b$ ), les deux paramètres de formes augmentent rapidement. Juste avant le déferlement, le paramètre d'asymétrie atteint une valeur de 1.5 pour les trains d'ondes de Pierson-Moskowitz et de JONSWAP. Dans Kashima et al. (2014), le paramètre d'asymétrie maximal atteint dans une eau de profondeur constante est inférieur à 1 indiquant que l'asymétrie crête creux est plus forte dans notre étude. Ceci est expliqué par le phénomène de shoaling, puisque tous les trains d'ondes générés dans notre étude déferlent sur la pente. L'accroissement des moments du troisième  $\lambda_3$  et du quatrième ordre  $\lambda_4$  est principalement lié aux interactions non linéaires du second ordre associé au shoaling des vagues et aux effets des eaux peu profondes (Kashima et al. (2014)).

Après le déferlement ( $x > x_b$ ), le train d'ondes se disperse à nouveau et les deux paramètres convergent vers zéro. Ceci peut s'expliquer par la forte dissipation d'énergie qui accompagne le phénomène de déferlement, en particulier dans les régions des hautes fréquences (E2 et E3). Par conséquent, l'asymétrie crête creux et l'aplatissement tendent vers zéro.

Le maximum des deux paramètres de forme est atteint juste avant le déferlement. Nous avons trouvé qu'il n'y a pas de dépendance apparente avec la non-linéarité du train d'ondes  $S_0$ . Ceci a été expérimentalement démontré d'une manière analogue dans les travaux de Tian et al. (2011) dans le cas des trains d'ondes CWS se propageant dans des eaux profondes. Par conséquent, nous pouvons conclure qu'il n'y a pas une relation claire entre le maximum des deux paramètres ni avec la non-linéarité du train d'ondes ni avec le type du spectre.

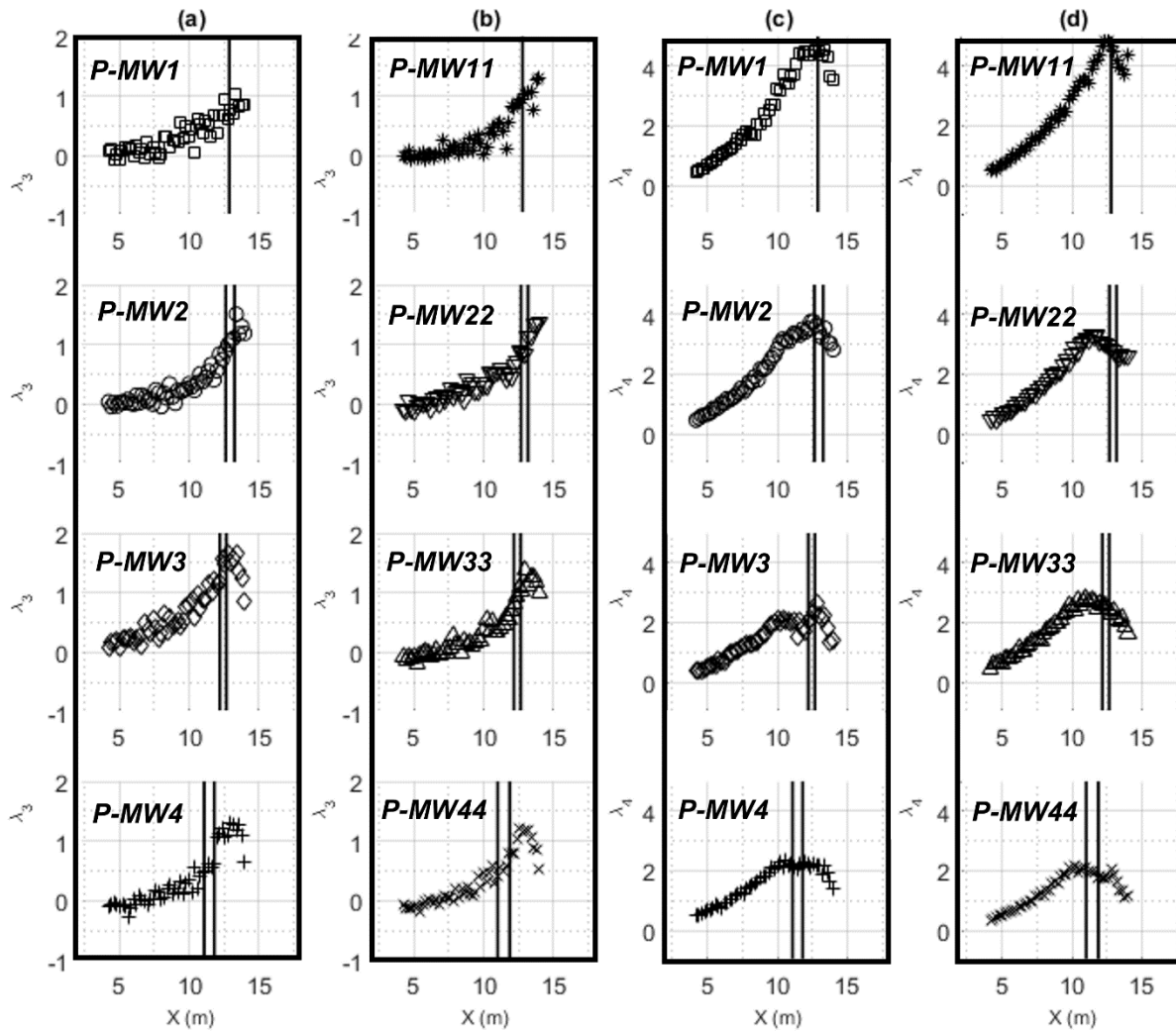


Figure 5.11. Variation spatiale de (a), (b) l'asymétrie et (c), (d) l'aplatissement de 8 trains d'ondes de Pierson-Moskowitz.  $\square$  : P-MW1,  $\circ$  : P-MW2,  $\diamond$  : P-MW3,  $+$  : P-MW4,  $*$  : P-MW11,  $\nabla$  : P-MW22,  $\Delta$  : P-MW33,  $x$  : P-MW44. Les lignes verticales en noir désignent les zones de déferlement

La figure 5.13 montre la relation entre l'asymétrie et l'aplatissement dans les eaux intermédiaires et peu profondes. Cette figure fait apparaître seulement six trains d'ondes afin d'éviter l'encombrement du graphe. Sur la même figure, la théorie non linéaire du second ordre proposée par Mori et Kobayashi (1998) est représenté par une ligne en noir. Ce modèle théorique montre que le paramètre d'aplatissement augmente avec l'augmentation du paramètre d'asymétrie.

Pour  $\lambda_3 < 0.5$  et pour ces données ainsi représentées, le paramètre d'aplatissement est sous-estimé par la théorie non linéaire. Cette différence peut être associée à la présence des non-linéarités de troisième ordre malgré le fait qu'elles sont faibles pour  $kph < 1,36$  (Kashima et al. (2014); Guedes Soares et al. (2003)). En s'approchant du rivage ( $\lambda_3 > 0.5$  et  $kph \rightarrow$ ), les interactions du troisième ordre diminuent considérablement et celles du second ordre deviennent de plus en plus importantes. Par conséquent, l'accord entre les données expérimentales et la théorie linéaire du second ordre de Mori et Kobayashi (1998) est plus satisfaisant en s'approchant vers le rivage.

L'aplatissement maximal atteint dans cette étude est plus grand que celui trouvé dans certaines études antérieures telles que dans Kashima et al. (2014). Comme mentionné dans Tian et al. (2011), lorsqu'un seul train d'ondes est généré lors d'une acquisition, les résultats correspondant ne peuvent pas concerner les mesures sur le terrain de groupes d'ondes continus.

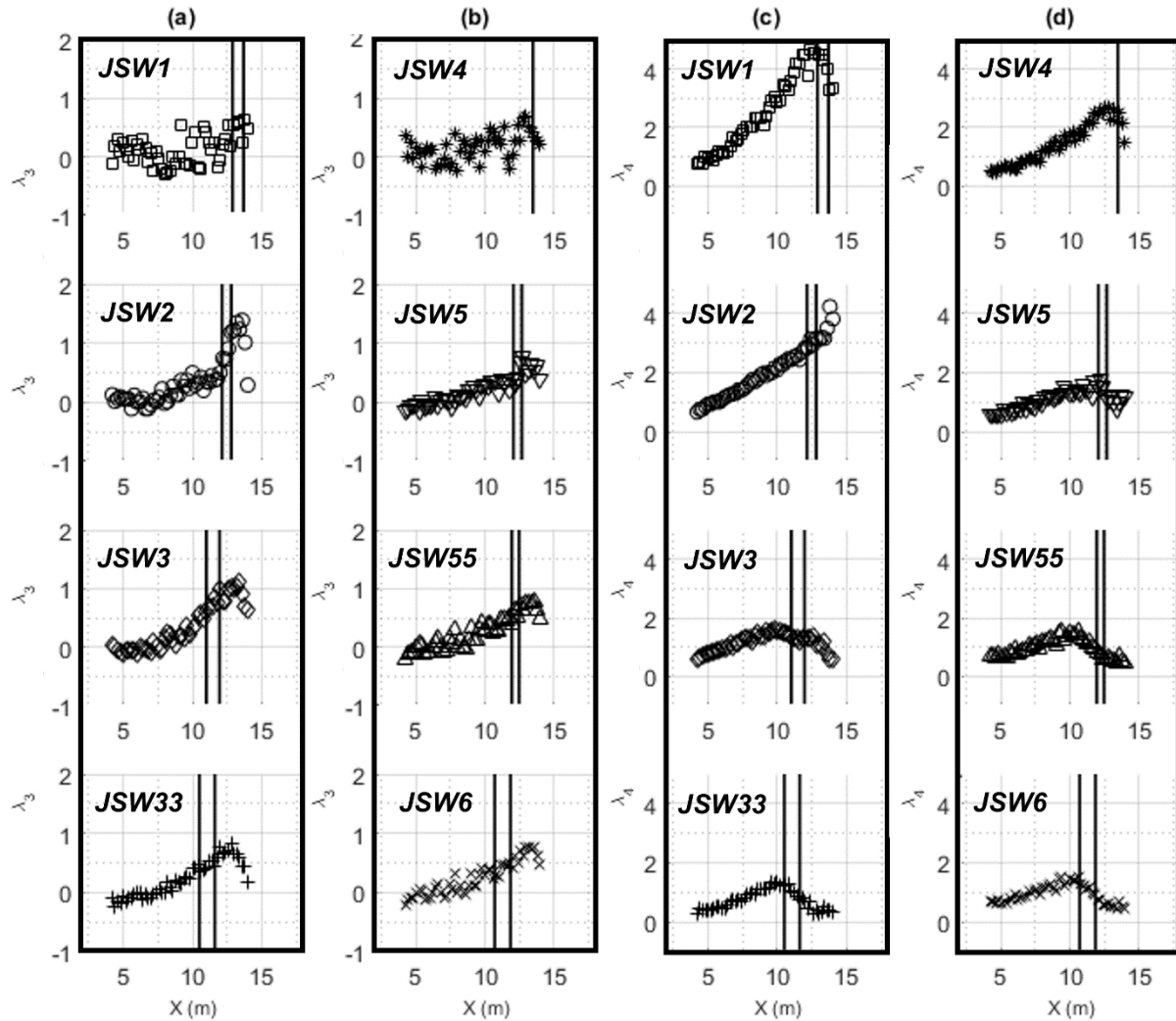


Figure 5.12. Variation spatiale de (a), (b) l'asymétrie et (c), (d) l'aplatissement de 8 trains d'ondes de JONSWAP ( $\gamma=3,3$  et  $\gamma=7$ ).  $\square$  : JSW1,  $\circ$  : JSW2,  $\diamond$  : JSW3,  $+$  : JSW33,  $*$  : JSW4,  $\nabla$  : JSW5,  $\Delta$  : JSW55,  $x$  : JSW6. Les lignes verticales en noir désignent les zones de déferlement

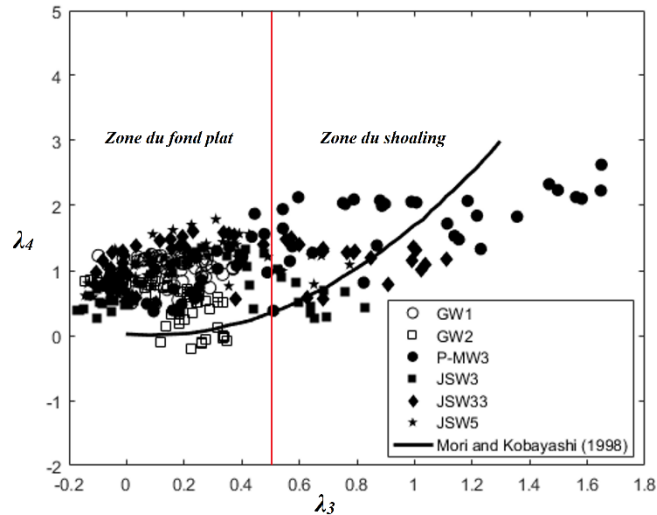


Figure 5.13. La relation entre l'asymétrie et l'aplatissement depuis une profondeur intermédiaire jusqu'au rivage. La théorie linéaire du second ordre de Mori and Kobayashi (1998) est représentée par une courbe en noir

## 5. 8. Evolution spatiale de la bicohérence

### 5. 8. 1. Cas d'un train d'ondes de JONSWAP de faible $S_0$

La notion d'énergie spectrale décrite dans la section précédente permet d'avoir la distribution de l'énergie dans le domaine fréquentiel mais, ne donne pas d'information sur le couplage de phase entre les composantes. Ainsi, le paramètre de bicohérence qui est déterminé à l'aide de méthodes axées sur les ondelettes, est utilisé pour détecter l'évolution spatiale du couplage quadratique de phase entre les composantes au cours du processus de focalisation. Dans les eaux peu profondes, des interactions d'ordre supérieur peuvent se produire, mais nous allons nous concentrer seulement sur les interactions du 4<sup>ème</sup> ordre qui peuvent être déterminées grâce à une analyse bispectrale.

La figure 5.14 montre l'évolution spatiale de la bicohérence d'une vague de JONSWAP d'une faible non linéarité (JSW1) à 8 différentes sections du canal. Au début de la propagation ( $x = 4$  m), nous pouvons constater qu'il n'existe que quelques modes de fréquences qui sont impliquées dans le processus de focalisation et le couplage de phase est très faible, voire inexistant (Figure 5.14.a). Par exemple,  $b^2(f_p, f_p) = b^2(0,77, 0,77) = 0,07$ , montre qu'il existe une faible interaction entre  $f_p$ ,  $f_p$  et la première harmonique ( $f = 1,54$  Hz =  $2 \cdot f_p$ ). En plus des interactions entre les modes fondamentaux ( $f_p$ ), le couplage de phase peut se produire entre les fréquences fondamentales et les composantes de hautes fréquences. Par exemple,  $b^2(0,77, 1,54) = 0.03$ , montre qu'il existe une très faible interaction non-linéaire entre la fréquence de pic et la première harmonique  $f = 1.54$  Hz couplée avec la fréquence  $f = 3 \cdot f_p = 2.31$  Hz.

Quand le train d'ondes franchit la pente, nous pouvons constater facilement que le paramètre de bicohérence augmente au fur et à mesure avec la diminution de la profondeur

d'eau. A la position  $x = 11$  m qui correspond à une hauteur  $h = 0.24$  m (Figure 5.14.f), plusieurs fréquences sont impliquées dans le processus de focalisation. Le couplage de phase devient de plus en plus évident dans les eaux peu profondes. L'interaction entre le mode fondamental couplé avec la première harmonique (i. e.  $b^2(f_p, f_p)$ ) devient plus importante avec la diminution du niveau d'eau. Le paramètre de bicohérence est de l'ordre de  $b^2(0,77, 0,77) = 0.10$  en  $h = h_0 = 0.3$  m, 0.44 en  $h = 0.24$  m et 0.78 en  $h = 0.19$  m. Le paramètre de bicohérence,  $b^2(0,77, 1,54) = 0,02$  en  $h = h_0 = 0.3$  m, 0,19 en  $h = 0.24$  m et 0,5 en  $h = 0,19$  m montrent que l'interaction entre la fréquence de pic  $f_p = 0.77$  Hz et la première harmonique  $f_p = 1.54$  Hz couplée avec la deuxième harmonique  $f = 2,31$  Hz augmente avec la diminution de la profondeur d'eau. Ce résultat est en concordance avec l'augmentation de l'énergie spectrale dans la zone des hautes fréquences (E3) qui s'intensifie avec le début du shoaling.

En plus du couplage de phase entre la fréquence de pic et les fréquences harmoniques, il existe d'autres modes qui participent au processus de focalisation. Par exemple,  $b^2(1,82, 0,75) = 0,72$  à une profondeur  $h = 0,19$ , indique une forte interaction entre  $f = 1,82$  Hz et  $f = 0,75$  Hz couplé avec la fréquence  $f = 2,57$  Hz.

Le paramètre de bicohérence atteint sa valeur maximale au moment du déferlement et après décroît considérablement. La figure 5.14.h montre que la gamme de fréquences impliquées dans le processus de focalisation diminue après le déferlement, et le couplage de phase maximale demeure aux alentours de la fréquence de pic  $f_p = 0,75$  Hz.

### 5. 8. 1. Cas d'un train d'ondes de JONSWAP de forte $S_0$

La figure 5.15 montre l'évolution spatiale de la bicohérence d'un train d'ondes de JONSWAP à une forte non-linéarité (JSW33) en 8 différentes sections du canal. Cette figure montre que le couplage non linéaire de phase possède des caractéristiques similaires à celle obtenues pour JSW1. Les interactions sont faibles dans les eaux de profondeur intermédiaires ( $h = h_0 = 0,3$  m) et s'intensifient avec le début du shoaling. L'augmentation du couplage de phase ne concerne pas seulement la fréquence de pic couplée avec les harmoniques, mais aussi les harmoniques couplées avec les harmoniques. Par exemple,  $b^2(0,77, 0,77) = 0,28$ ,  $b^2(1,54, 0,77) = 0,4$  et  $b^2(1,54, 1,54) = 0,03$  à une profondeur d'eau  $h = h_0 = 0,3$  m (en  $x = 9,5$  m) ;  $b^2(0,77, 0,77) = 0,69$ ,  $b^2(1,54, 0,77) = 0,45$  et  $b^2(1,54, 1,54) = 0,25$  à une profondeur d'eau  $h = 0,22$  m (en  $x = 11,4$  m). Ce résultat est en bonne concordance avec le transfert d'énergie de la zone de transfert (E2) vers la zone des hautes fréquences (E3). Au-delà du déferlement ( $x > x_b$ ), c'est l'inverse qui se produit et le couplage de phase décroît progressivement. Le paramètre de bicohérence atteint sa valeur maximale au moment du déferlement et après décroît d'une manière significative. Cela démontre clairement que l'intensité croissante des interactions non-linéaires est l'une des raisons pour lesquelles les vagues déferlent en eau peu profonde. En  $x = 13,8$  m, nous pouvons voir que le couplage de phase diminue drastiquement.



Cette constatation est en bon accord avec la diminution de l'énergie, qui accompagne le déferlement du train d'ondes dans la zone des hautes fréquences E3.

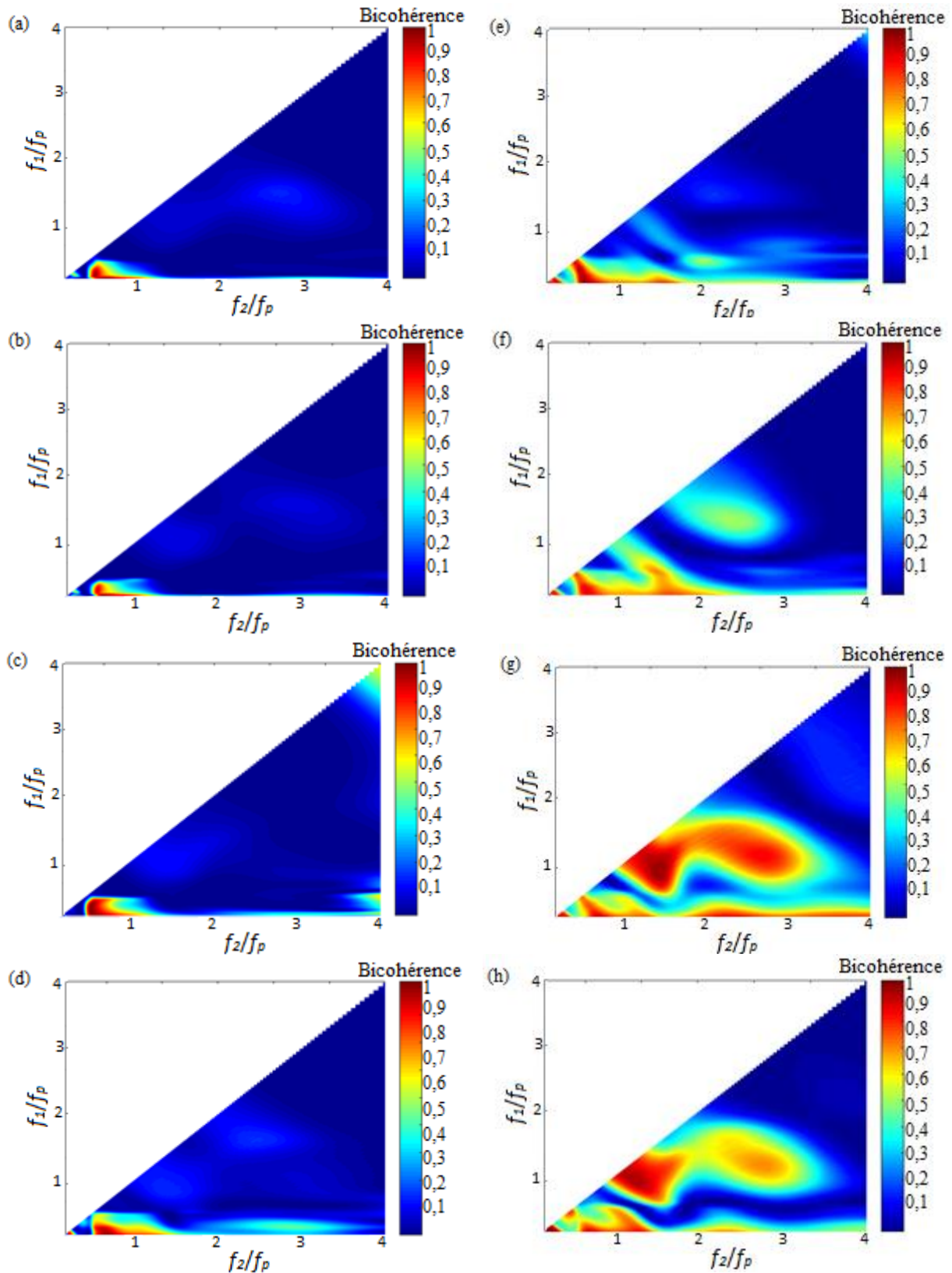


Figure 5.14. Evolution spatiale de la bicohérence pour un train d'ondes de JONSWAP de faible non-linéarité initiale (JSW1) ; (a) :  $x = 4$  m ( $h = 0,3$  m), (b) :  $x = 5$  m ( $h = 0,3$  m), (c) :  $x = 6$  m ( $h = 0,3$  m), (d) :  $x = 8$  m ( $h = 0,3$  m), (e) :  $x = 9,6$  m ( $h = 0,29$  m), (f) :  $x = 11$  m ( $h = 0,24$  m), (g) :  $x = 12$  m ( $h = 0,2$  m), (h) :  $x = 13$  m ( $h = 0,16$  m)

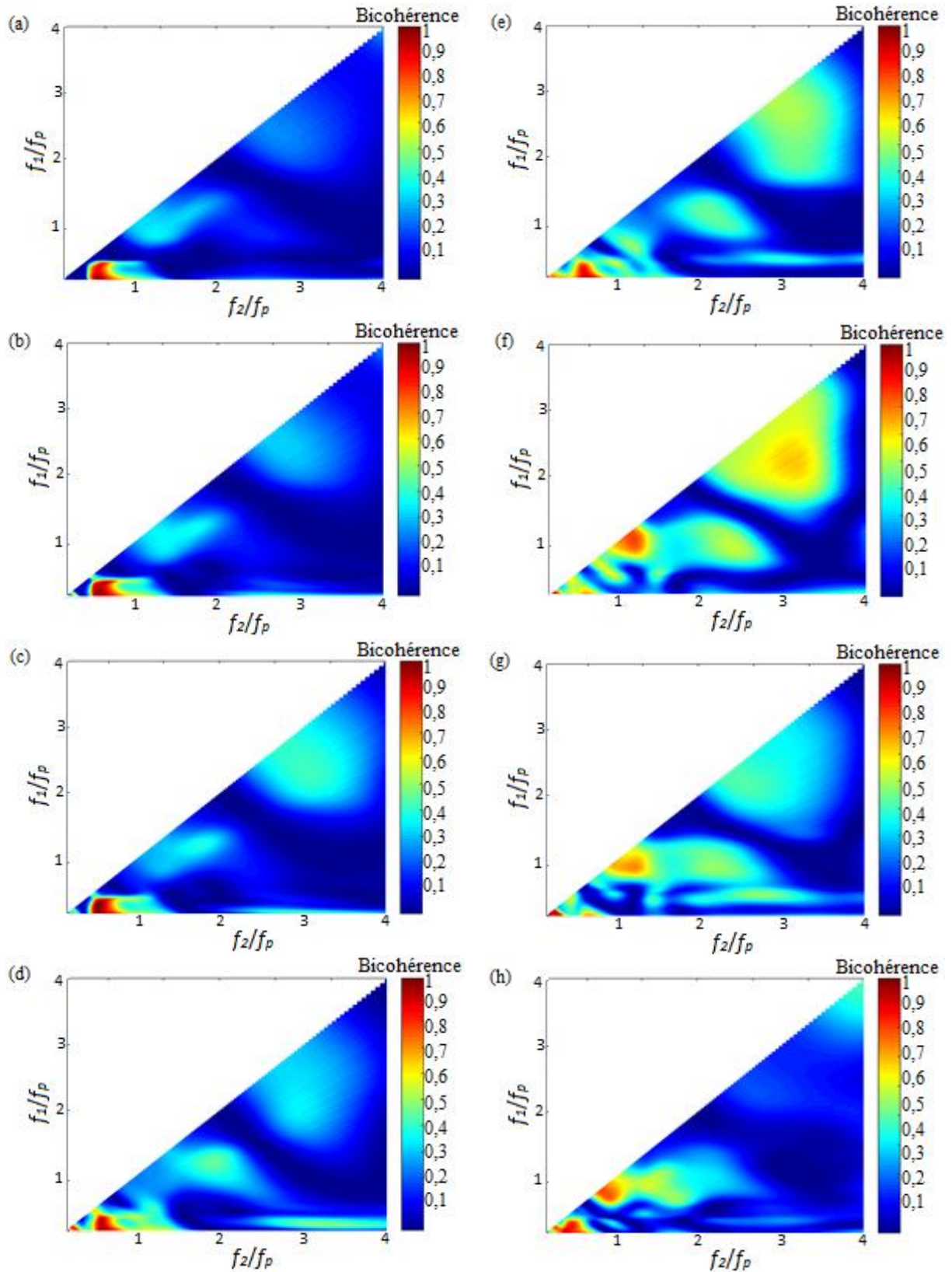


Figure 5.15. Evolution spatiale de la bicohérence pour un train d'ondes de JONSWAP de forte non-linéarité initiale (JSW33); (a) :  $x = 4$  m ( $h = 0,3$  m), (b) :  $x = 5$  m ( $h = 0,3$  m), (c) :  $x = 6$  m ( $h = 0,3$  m), (d) :  $x = 8$  m ( $h = 0,3$  m), (e) :  $x = 9,6$  m ( $h = 0,29$  m), (f) :  $x = 11,6$  m ( $h = 0,21$  m), (g) :  $x = 12,4$  m ( $h = 0,18$  m), (h) :  $x = 13,8$  m ( $h = 0,13$  m)

Par conséquent, le comportement de la bicohérence est assez similaire pour les deux trains d'ondes (Figures 5.14 et 5.15). La principale différence entre les deux cas c'est que la décroissance du couplage de phase après le déferlement est plus visible pour le train d'ondes ayant une forte non-linéarité. Nous pouvons aussi remarquer que les trains d'ondes ayant des non-linéarités  $S_0$  importantes, subissent des interactions non linéaires quadratiques plus fortes sur le fond plat, comparé avec des trains d'ondes avec des faibles paramètres de non-linéarités  $S_0$ . Ceci montre que le couplage de phase pour les trains d'ondes ayant le même contenu fréquentiel est fortement lié à leurs non-linéarités  $S_0$ . En d'autres termes, l'augmentation dans la non-linéarité à travers l'augmentation de l'amplitude implique une augmentation dans le couplage de phase entre les composantes fréquentielles.

### **5. 8. 1. Cas d'un train d'onde de Pierson-Moskowitz**

La figure 5.16 montre l'évolution spatiale de la bicohérence d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz d'une forte et d'une faible non-linéarité (P-MW22 et P-MW44) à 4 différentes sections du canal. Nous pouvons facilement observer que le couplage de phase possède les mêmes caractéristiques que celles trouvées pour le cas des trains d'ondes de JONSWAP. Nous pouvons conclure que, globalement l'évolution spatiale de la bicohérence n'est pas impactée par le type du spectre et le couplage de phase évolue de la même manière au sein des deux spectres non-gaussiens étudiés.

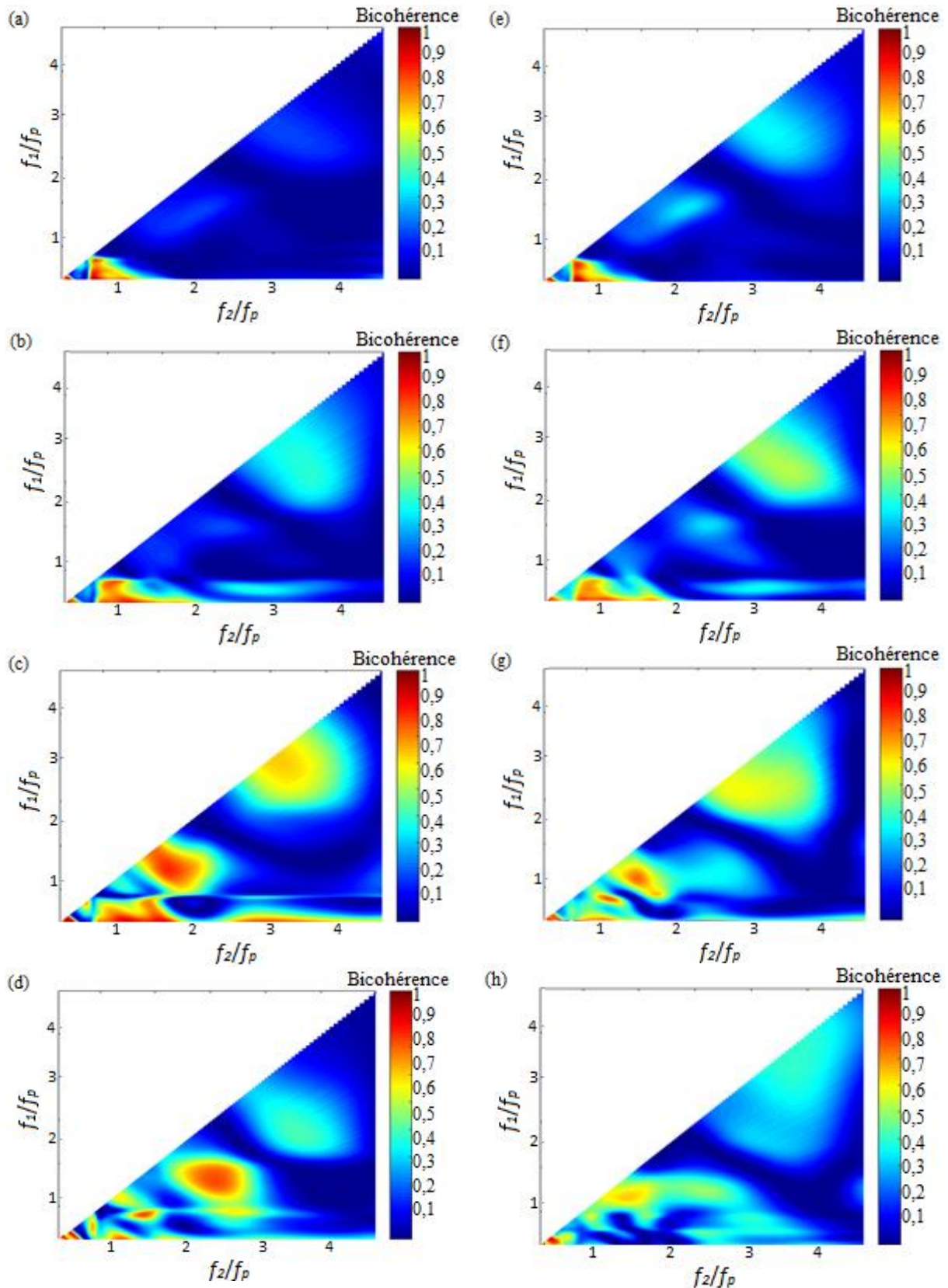


Figure 5.16. Evolution spatiale de la bicohérence pour un train d'ondes de Pierson-Moskowitz de faible non-linéarité initiale (PMW22) ; (a) :  $x = 4$  m ( $h = 0,3$  m), (b) :  $x = 9,6$  m ( $h = 0,29$  m), (c) :  $x = 12$  m ( $h = 0,2$  m), (d) :  $x = 14$  m ( $h = 0,12$  m), et de forte non-linéarité initiale (PMW44) ; (e) :  $x = 4$  m ( $h = 0,3$  m), (f) :  $x = 9,6$  m ( $h = 0,29$  m), (g) :  $x = 12$  m ( $h = 0,2$  m), (h) :  $x = 14$  m ( $h = 0,12$  m)

## 5. 9. Résultats de la simulation numérique et discussions

Des simulations numériques ont été effectuées dans le but d'évaluer les performances du modèle numérique de mPeregrine dans les calculs de l'évolution spatiale de la fréquence de pic  $f_p$ , de l'énergie spectrale et des deux paramètres de formes ( $\lambda_3$  et  $\lambda_4$ ). Avant d'entamer les comparaisons, nous mentionnons que l'accord entre le spectre des fréquences obtenu expérimentalement et celui prédit par la simulation numérique est moins satisfaisant que celui entre l'élévation de surface libre enregistré par la sonde résistive et celui simulé numériquement. En d'autres termes, les différences observées dans les élévations de surface libre sont amplifiées puisque le spectre des fréquence est directement lié au carré de l'amplitude (Equation 2.17  $S(f) = 2|F(f)^2|/E0_1$ ).

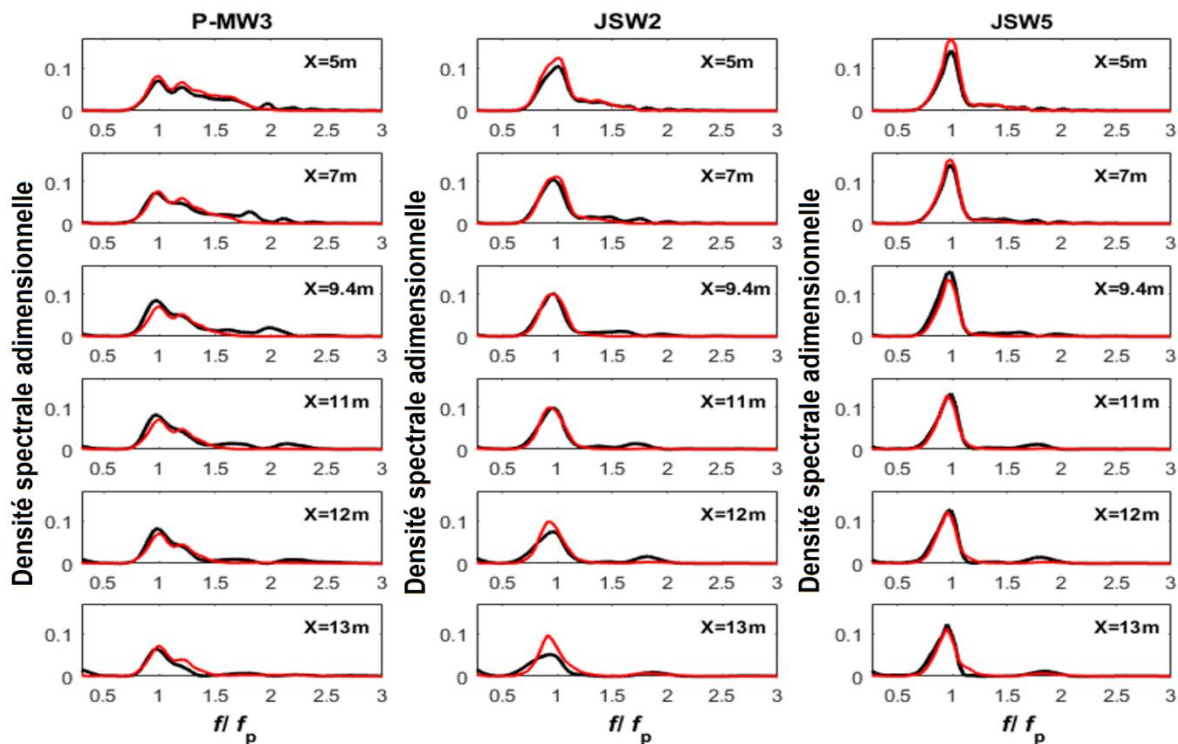


Figure 5.17. Densité spectrale adimensionnelle d'un train d'onde de Pierson-Moskowitz, JONSWAP ( $\gamma = 3.3$ ) et JONSWAP ( $\gamma = 7$ ) à 6 différentes sections du canal. En noir : les résultats expérimentaux ; en rouge : les prédictions issues de la simulation numérique. Le déferlement se produit entre  $x = 12,07$  m et  $x = 12,81$  m pour les 3 trains d'ondes représentés

La figure 5.17 représente le spectre des fréquences de 3 différents trains d'ondes, de  $S_0$  similaires, calculé expérimentalement (en noir) et celui prédit par la simulation numérique (en rouge) à 6 différentes sections du canal. Qualitativement, le modèle reproduit d'une manière satisfaisante le spectre des fréquences et la décroissance spatiale de la fréquence de pic dans le cas d'un train d'ondes de JONSWAP ( $\gamma = 7$ ) (Figure 5.17 ; JSW5). En revanche, l'accord est

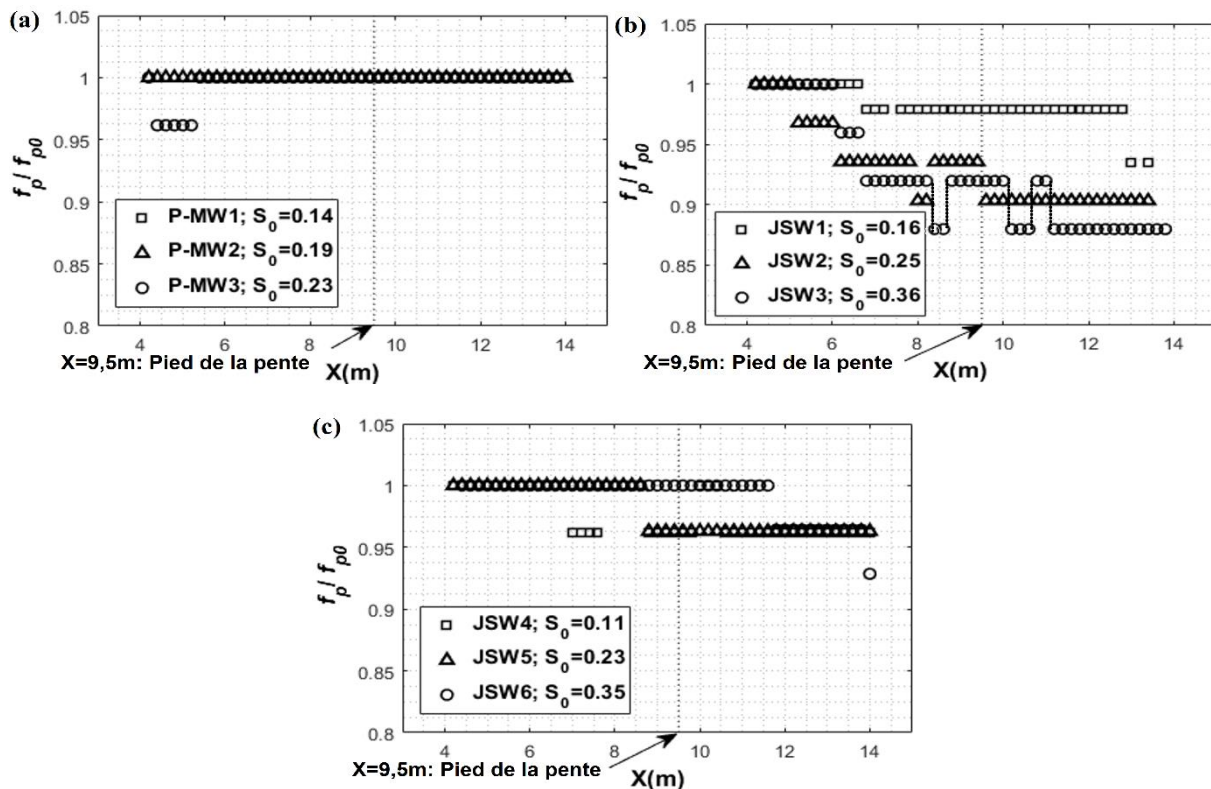
moins satisfaisant dans le cas des deux autres trains d'ondes (P-MW3 et JSW2). Ce désaccord est amplifié à proximité de la zone de déferlement.

### 5. 9. 1. Variation spatiale de la fréquence de pic

La figure 5.18 montre la variation spatiale de  $f_p/f_{p0}$  prédite par les simulations numériques. Cette figure montre que la fréquence de pic minimale atteinte dans les différents cas traités est en accord qualitatif avec celle déterminée expérimentalement (Figure 5.3). L'écart varie entre 0% et 10%.

La variation spatiale de la fréquence de pic prédite par le code de mPeregrine pour le train d'ondes de forte non-linéarité (JSW3 ;  $S_0 = 0,36$ ), présente des chutes qui sont présentées par des lignes en pointillées en  $x \sim 9$  m et en  $x \sim 11$  m sur la figure 5.18.b. La présence de ces chutes expérimentalement inexistantes, est liée aux instabilités numériques incontrôlées qui proviennent de la discrétisation des termes dispersifs près du rivage dans le cas des trains d'ondes de forte non-linéarité (Bellotti (2001) ; Duran et al. (2018)).

Pour conclure, le modèle mPeregrine représente un outil satisfaisant pour la prédiction de la variation spatiale de la fréquence de pic dans le cas des trains d'ondes de Pierson-Moskowitz et de JONSWAP ( $\gamma = 3$  et  $\gamma = 7$ ).



En complément des comparaisons effectuées sur la fréquence de pic, l'évolution spatiale numérique et expérimentale de la hauteur de vague maximale  $A_{max}$  a été étudiée. La figure 5.19 (a) montre que pour les trains d'ondes de faible non-linéarité, les tendances sont les mêmes sur le fond plat. Quand le train d'ondes franchit la pente ( $x > 9,5$  m), les tendances restent les mêmes, par contre les écarts deviennent de plus en plus importants (pouvant aller jusqu'à 30% en s'approchant du déferlement). Concernant les trains d'ondes de fortes non-linéarités, la figure 5.19 (b) montre que les écarts sur la pente varient entre 5% et 20%.

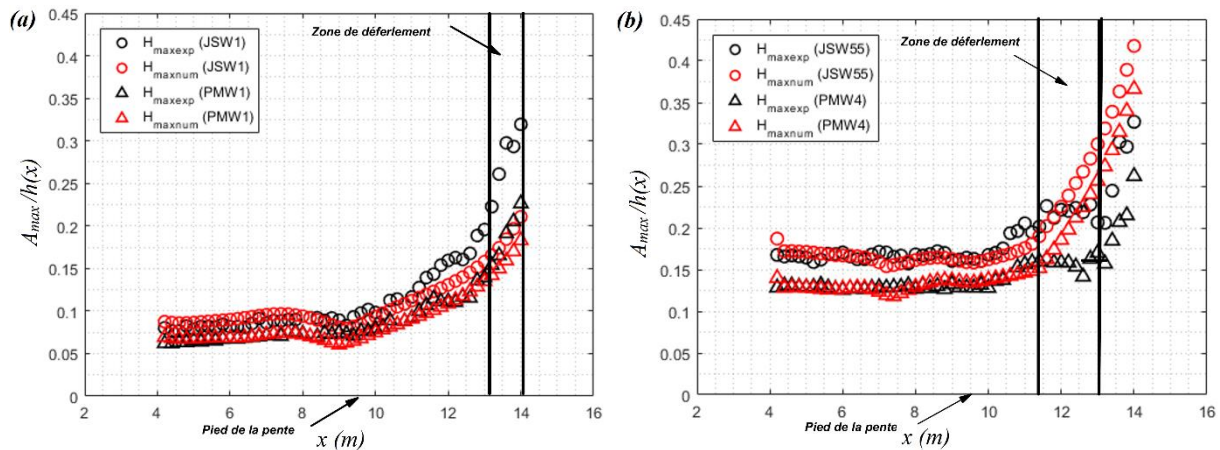


Figure 5.19. Comparaison entre l'évolution spatiale de la hauteur maximale. En noir : les résultats expérimentaux, en rouge : les résultats des simulations numériques.

### 5. 9. 2. Variation spatiale de l'énergie spectrale et transferts énergétiques

Dans le but d'évaluer la précision du modèle dans le calcul spectral, le même partitionnement adopté dans la section 5.6.1 est utilisé pour suivre les variations spatiales de l'énergie dans les différentes composantes fréquentielles. Les figures 5.20 et 5.21 représentent des comparaisons entre des spectrogrammes obtenus expérimentalement et ceux issus des simulations numériques.

Du point de vue quantitatif, les prédictions numériques de l'énergie spectrale dans E1 et E2 sont satisfaisantes dans le cas des trains d'ondes ayant un spectre étroit (JONSWAP). Les différences sont entre 10% et 20% (Figure 5.20). En revanche, la figure 5.21 montre que les écarts deviennent importants dans le cas des trains d'ondes de Pierson-Moskowitz. Ce constat pourrait être lié à la largeur importante de la fenêtre spectrale E1 ( $0.7f_p < E1 < 1.25f_p$ ) dans le spectre de Pierson-Moskowitz. En outre, le spectre des fréquences dans E3 est sous-estimé dans les prédictions numériques dans tous les cas traités ( $\forall S_0$ ). Cela était prévisible, étant donné que le code mPeregrine est développé principalement pour modéliser en eaux peu profondes les long trains d'ondes spectralement localisés. En d'autres termes, le modèle numérique reproduit de manière satisfaisante les variations spatiales de l'énergie dans E2 et E1 tant que  $f < 1,4f_p$ .



De surcroît, l'augmentation de l'énergie dans les composantes basses fréquences est qualitativement observée dans les simulations numériques. Cependant, l'accord entre les résultats expérimentaux et ceux issus des simulations numériques n'est quantitativement pas satisfaisant pour  $f < 0.6f_p$  (différences de  $\sim 50\%$ ). Ce constat pourrait être lié à la présence d'une vague parasite (onde sous-harmonique de fréquence  $f < 0.5f_p$ ) due au mode de génération.

Pour conclure cette partie, ce modèle simple avec un coefficient de Manning constant, fournit des prédictions satisfaisantes pour des fréquences  $0.6f_p < f < 1.4f_p$ . Les résultats de la simulation numériques ne sont pas satisfaisants lorsque l'élévation de la surface libre correspond à une distribution qui n'est pas bien localisée spectralement autour de la fréquence de pic.

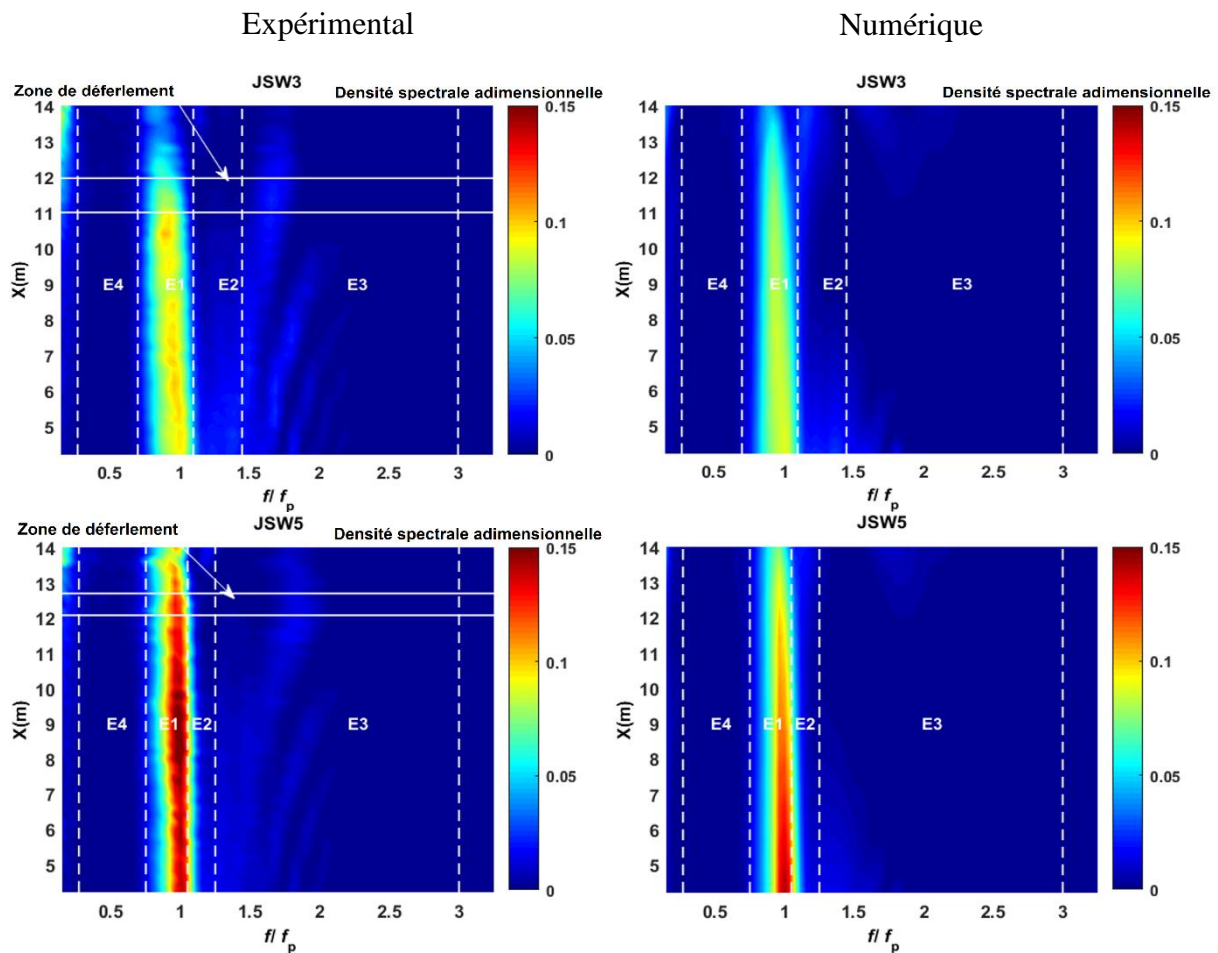


Figure 5.20. Comparaison entre les spectrogrammes correspondant aux trains d'ondes de JONSWAP ( $\gamma = 3.3$  and  $\gamma = 7$ ) obtenus expérimentalement et ceux issus de la simulation numérique. Les figures dans la colonne gauche représentent les résultats expérimentaux et celles dans la colonne droite représentent les résultats des prédictions numériques (Abroug et al. (2020))

### 5. 9. 3. Variation spatiale des paramètres de forme

Les deux paramètres de forme sont également calculés numériquement en utilisant les deux équations 1.43 et 1.44. La figure 5.22 représente une comparaison entre les paramètres de formes déterminés expérimentalement et ceux issus de la simulation numérique dans le cas de 3 trains d'onde de non-linéarité  $S_0$  et de phase à la focalisation  $\Phi$  similaires. La seule chose qui varie entre ces 3 vagues c'est le type du spectre (i.e. Pierson-Moskowitz et JONSWAP ( $\gamma = 3,3$  ;  $\gamma = 7$ )). Sur le fond plat ( $4 \text{ m} < x < 9.5 \text{ m}$ ), les résultats obtenus expérimentalement sont en bonne concordance avec les prédictions numériques du code de mPeregrine dans le cas des trains d'ondes de JONSWAP ( $\gamma = 7$ ). Toutefois, les comparaisons sont moins satisfaisantes pour les trains d'ondes de Pierson-Moskowitz et de JONSWAP ( $\gamma = 3.3$ ). C'est le cas de l'aplatissement ( $\lambda_4$ ), qui est en simulation numérique, approximativement deux fois plus grand que celui obtenu expérimentalement en  $x = 9.5 \text{ m}$  pour les trains d'onde de JONSWAP ( $\gamma = 3.3$ ). Cette surestimation est encore plus prononcée dans le cas des trains d'ondes de Pierson-Moskowitz.

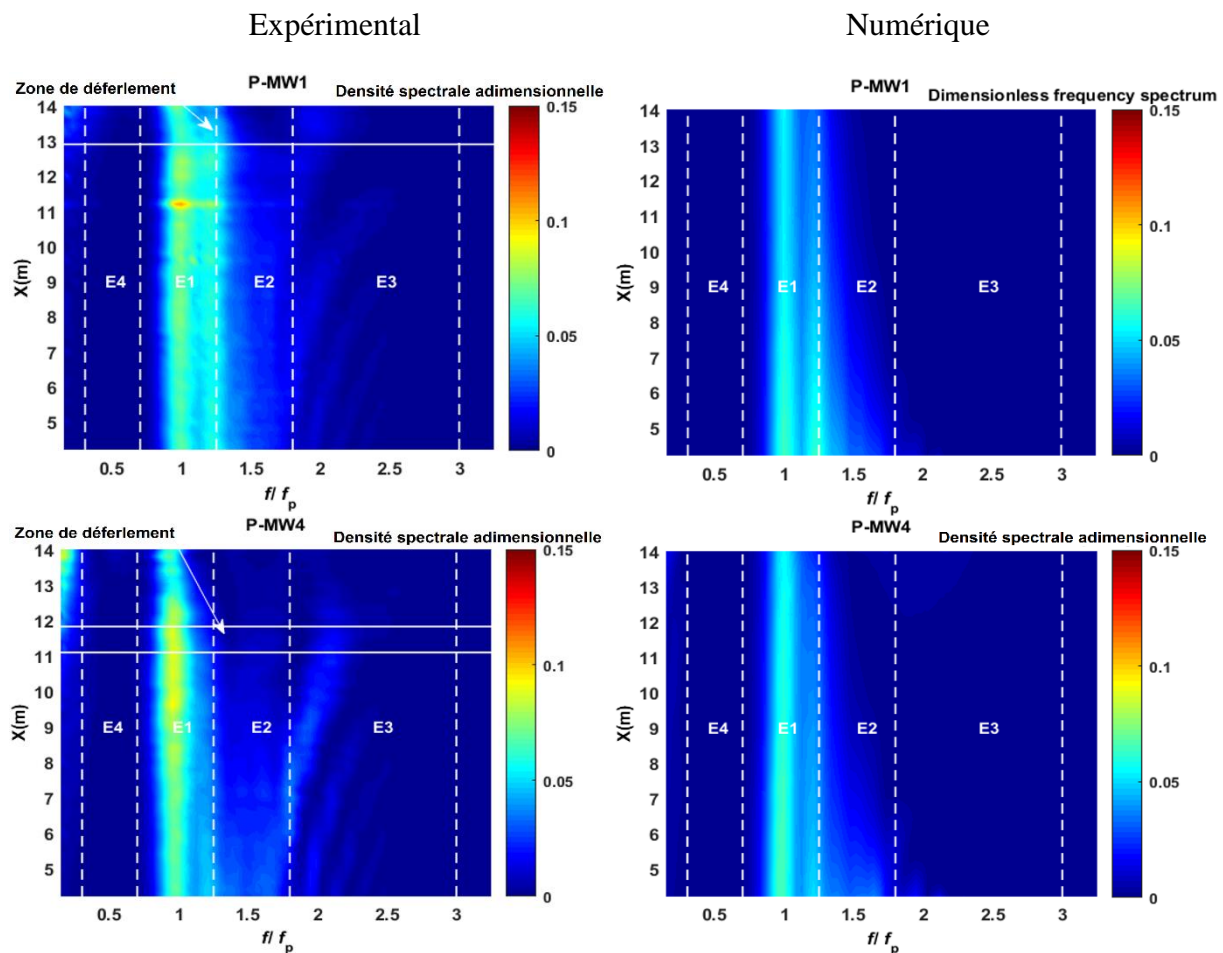


Figure 5.21. Comparaison entre les spectrogrammes correspondants aux trains d'ondes de Pierson-Moskowitz obtenus expérimentalement et ceux issus de la simulation numérique. Les figures dans la colonne gauche représentent les résultats expérimentaux et celles dans la colonne droite représentent les résultats des prédictions numériques (Abroug et al. (2020))

Quand le train d'ondes franchit la pente ( $9.5 \text{ m} < x < x_b$ ), les moments de troisième ( $\lambda_3$ ) et de quatrième ordre ( $\lambda_4$ ) calculés expérimentalement sont en bon accord avec les prédictions

numériques pour le cas des trains d'ondes de JONSWAP ( $\gamma = 7$ ). Néanmoins, les comparaisons montrent des écarts importants dans le cas des trains d'ondes de JONSWAP ( $\gamma = 3.3$ ) et de Pierson-Moskowitz. Ceci montre que le modèle numérique n'est pas un bon outil pour la prédiction des paramètres de forme pour ce type de conditions de vagues. Après le déferlement ( $x > x_b$ ), les deux paramètres mesurés sont en bonne concordance avec ceux issues de la simulation numérique dans le cas des vagues de JONSWAP ( $\gamma = 7$ ) et les écarts sont inférieurs à 10%.

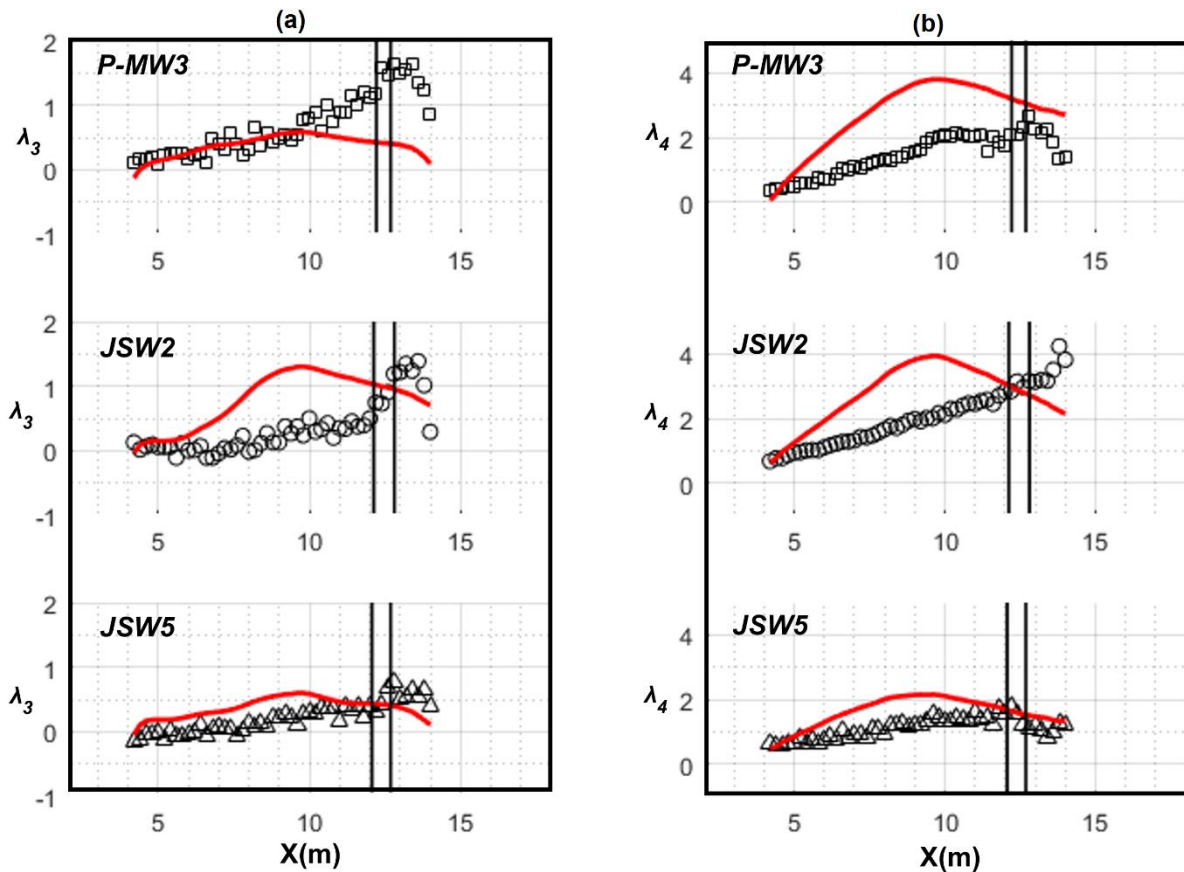


Figure 5.22. Variation spatiale de (a) : l'asymétrie et (b) : l'aplatissement déterminés expérimentalement de 3 trains d'ondes de  $S_0$  de  $\Phi$  similaires.  $\square$  : PMW3,  $\circ$  : JSW2,  $\Delta$  : JSW5. En rouge sont représentés les résultats issus de la simulation numérique du code mPeregrine. Les lignes verticales en noir désignent les zones de déferlement

## 5. 10. Synthèse

Les trains d'ondes de Pierson-Moskowitz et de JONSWAP ( $\gamma = 3,3$  et  $\gamma = 7$ ) sont les deux types de houles spectrales étudiées dans ce chapitre. L'objectif était à la fois de déterminer l'influence de la variation de type du spectre, la non-linéarité  $S_0$  et la phase à la focalisation  $\Phi$  sur l'évolution spatiale des caractéristiques du train d'ondes et d'évaluer les performances du code mPeregrine.

Les résultats issus des expériences et des simulations numériques, montrent que la fréquence de pic  $f_p$  reste stable au cours de la propagation d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz, tandis qu'elle décroît dans le cas d'un train d'ondes de JONSWAP. Cette décroissance est due à l'effet combiné de la non-linéarité et de la largeur de la région de pic E1. Ce constat pourrait être lié aux transferts d'énergie des composantes hautes fréquences vers les composantes basses fréquences car le train d'ondes tend naturellement vers une configuration plus stable.

En considérant convenablement toutes les composantes fréquentielles significatives, la fréquence caractéristique  $f_s$  est calculée en amont et en aval du déferlement. Ce paramètre qui a une signification physique plus importante que celle de la fréquence de pic, décroît progressivement jusqu'au déferlement. Cette décroissance peut être expliquée par une perte d'énergie dans la zone de transfert (E2). Nous avons constaté que, pour une non-linéarité donnée  $S_0$ , le taux de décroissance de la fréquence caractéristique  $\Delta f_s/f_{s0}$  est directement proportionnel à la largeur de la fenêtre de pic (E1).

En outre, une analyse spectrale (FFT) a été effectuée dans le but de suivre l'évolution de l'énergie dans les différentes régions. Avant le déferlement ( $x < x_b$ ), nous avons constaté un transfert d'énergie, qui dépend de la non-linéarité du train d'ondes  $S_0$ , de la région de transfert E2 vers la région des hautes fréquences E3. Après le déferlement, c'est l'inverse qui se produit et ceci peut être expliqué par la réversibilité dans le transfert non linéaire d'énergie entre E3 et E2. Cette dernière constatation est en concordance avec les résultats trouvés dans les travaux de Tian et al. (2011) dans le cas des trains d'ondes CWS (i.e. Constant wave steepness) se propageant dans des eaux profondes. Nous avons également constaté que la densité spectrale augmente dans la région de basses fréquences E4 le long de la propagation des vagues. Les résultats sont assez similaires du point de vue qualitatif pour tous les spectres et toutes les non-linéarités  $S_0$ . Ceci confirme le choix des limites des régions fréquentielles effectué au début de ce chapitre. En dernier lieu nous avons trouvé que les résultats des simulations numériques sont assez satisfaisants pour une fréquence dans l'intervalle  $0,6f_p < f < 1,4f_p$ . En d'autres termes, le modèle est satisfaisant tant que les deux fenêtres spectrales E1 et E2 sont étroites.

De surcroît, l'asymétrie ( $\lambda_3$ ) et l'aplatissement ( $\lambda_4$ ) ont été étudiés pour tous les trains d'ondes. Nous avons trouvé une augmentation progressive de ces deux paramètres au cours de la propagation du trains d'ondes, mais qui s'intensifie quand le train d'ondes franchit la pente. Cependant, nous avons remarqué une transition rapide en passant d'une eau de profondeur intermédiaire à une eau peu profonde. Le paramètre d'asymétrie dépend de l'évolution du paramètre d'aplatissement indépendamment de la non-linéarité  $S_0$ . En outre, le code mPeregrine fournit des prédictions satisfaisantes de ces paramètres tant que les trains d'ondes sont étroits. Ces dernières constatations rejoignent celles qui ont été obtenues lors de l'analyse de l'évolution spatiale de l'énergie spectrale.

Quant aux interactions non linéaires entre les différentes composantes fréquentielles, nous avons opté pour une analyse bispectrale à base d'ondelettes qui présente un outil performant pour cette finalité. Le paramètre de bicohérence est utilisé pour détecter l'évolution spatiale du couplage quadratique de phase entre les composantes au cours du processus de focalisation. Plusieurs cas de trains d'ondes ayant différentes amplitudes et spectres ont été étudiés. Les résultats obtenus montrent que le couplage de phase augmente d'une manière significative dans la zone de shoaling ( $x > 9,5$  m) et décroît après le déferlement. Ainsi l'analyse bispectrale à base d'ondelettes fournit une preuve de croissance de l'énergie spectrale dans la région des hautes fréquences (E3) le long de la propagation du train d'ondes. Pour toutes les vagues étudiées, le couplage de phases entre les composantes atteint son niveau maximal juste avant le déferlement et décroît ensuite. Ceci montre que les interactions du quatrième ordre entre les composantes fréquentielles présentent une des raisons principales de déferlement de la vague dans les eaux peu profondes. Finalement, il est important de souligner que les résultats obtenus grâce à une analyse bispectrale à base d'ondelettes ne peuvent pas être obtenus par une simple analyse de Fourier à cause de son incapacité à résoudre le spectre dans le temps.

## 6. Conclusions et perspectives

Dans le domaine du génie côtier et de l'océanographie, la recherche se focalise pour comprendre la physique qui accompagne la propagation d'une houle extrême fortement non-linéaire. Dans la littérature, plusieurs études ont été menées à ce sujet. Cependant, la majorité de ces travaux ont été effectués dans le cadre des vagues se propageant en eau profonde. Nos travaux ont porté sur l'évolution spatio-temporelle des vagues extrêmes se propageant en eau de profondeur intermédiaire vers la zone côtière. Les expériences en laboratoire ont été toutes menées dans un canal à houle et deux configurations de vagues y ont été testées :

- Ondes solitaires
- Focalisation dispersive

Concernant les vagues solitaires, nous nous sommes focalisés sur le phénomène de propagation, dès la zone de génération jusqu'à la zone de runup en passant par le shoaling et le déferlement. La comparaison théorique et expérimentale de la forme, la vitesse de propagation et la durée ont montré que le pulse généré est une vague solitaire qui concorde avec la formulation théorique de Boussinesq. L'amplitude de l'onde solitaire reste approximativement constante sur le fond plat ce qui est conforme avec la théorie de la vague solitaire (Russel 1845). Quand la vague franchit la pente, les observations du shoaling mettent en évidence une bonne concordance entre les résultats expérimentaux, la loi de Green et celle de Boussinesq.

Concernant le runup, les résultats issus des essais expérimentaux sont en bon accord avec ceux issus des formules théoriques et empiriques proposées dans la littérature (Equations 3.6 et 3.7) et particulièrement dans le cas des vagues solitaires de non-linéarité dans l'intervalle  $0,05 < \varepsilon' < 0,15$  (Figure 3.12). L'écart devient plus important ( $\sim 20\%$ ) avec l'augmentation de l'amplitude. Cet écart peut être expliqué par la non-prise en compte des fortes pertes énergétiques qui accompagnent le déferlement des vagues solitaires de fortes non-linéarités dans les formules proposées par Hughes et al. (2004) et Hsiao et al. (2008).

En plus des expériences menées en laboratoire, une simulation numérique a été amorcée dans l'optique d'évaluer les performances du code mPeregrine (Duran et al. (2018) dans la prédiction du runup. Ce code de calcul est une version modifiée du système de Peregrine classique basé sur les équations de Boussinesq (1967). Il s'agit d'un modèle faiblement non-linéaire et faiblement dispersif. Nous avons d'abord validé la solution stationnaire en comparant les profils de surface libre et les amplitudes des ondes solitaires avec des résultats obtenus expérimentalement à une distance  $x = 3$  m du générateur. Une fois cette validation confirmée, la solution instationnaire est résolue en discrétisant les équations principales du système mPeregrine par une méthode de volumes finies. Un terme de dissipation a été ajouté dans le but

de prendre en considération les effets de frottements qui accompagne la propagation de la vague jusqu'au déferlement (Equation 1.56). Il a été observé que la valeur de cette contribution jouait un rôle important sur la prédiction du runup. Ce terme contient le coefficient de frottement de Manning qui a été, pour simplifier, fixé à  $c_m = 1,2 \cdot 10^{-4}$  pour toutes les vagues solitaires étudiées.

En utilisant  $c_m = 1,2 \cdot 10^{-4}$  il a été observé que les résultats de prédictions du runup sont en bonne concordance avec ceux obtenus expérimentalement pour la pente  $\beta = 1/25$  et pour une non-linéarité dans l'intervalle  $0,056 < \varepsilon' < 0,266$ . D'après nos simulations, nous pouvons aussi dire que les prédictions numériques sont satisfaisantes pour les 3 autres pentes (i.e.  $\beta = 1/15$ ,  $1/19,85$  et  $1/30$ ) et pour une non-linéarité dans l'intervalle  $0,04 < \varepsilon' < 0,25$ . Avec l'augmentation de la non-linéarité, le paramètre de dissipation  $F(u,H)$  devient de plus en plus déterminant dans la prédiction du runup.

La suite de l'étude portait sur la propagation des trains d'ondes modulés en fréquences. A la différence de l'onde solitaire, ce type de vague est composés de  $n$  composantes fréquentielles se propageant à  $n$  vitesses différentes. Chaque train d'ondes générés se distinguent par : le type du spectre, la fréquence de pic  $f_p$ , la fréquence caractéristique  $f_s$ , la largeur spectrale  $\Delta f/f_c$ , la non-linéarité en  $x = 4 \text{ m } S_0$  et la phase à la focalisation  $\Phi$ . Trois types de houles spectrales ont été examinées :

- trains d'ondes gaussiens
- trains d'ondes de JONSWAP ( $\gamma = 3,3$  ou  $\gamma = 7$ )
- trains d'ondes de Pierson-Moskowitz

Dans un premier temps, l'évolution spatiale des paramètres caractéristiques, tel que  $f_p$  et  $f_s$ , a été étudiée pour les différents trains d'ondes générés. Concernant la fréquence de pic, il a été observé que ce paramètre reste approximativement constant au cours de la propagation des trains d'ondes gaussiens de largeur spectrale  $\Delta f/f_c > 0,27$  et des trains d'ondes de Pierson-Moskowitz. Cependant, il a été observé une baisse de la fréquence de pic qui dépend fortement de la non-linéarité du paquet d'ondes ayant un spectre plus étroit. Cette baisse est aux alentours de 5% pour les trains d'ondes gaussiens de largeur spectrale  $\Delta f/f_c \leq 0,27$  et varie entre 6% et 19% pour les trains d'ondes de JONSWAP. Cette décroissance peut être liée au fait que le train d'ondes étroit, le long de sa propagation, tend vers une configuration plus stable via une décroissance de  $f_p$ . La décroissance spatiale de  $f_p$  peut être interprétée comme une *autosabilisation* du processus de propagation. Dans le cas des trains d'ondes ayant un spectre large, i.e. Pierson-Moskowitz, le contenu spectral semble être assez stable et par conséquent la fréquence de pic reste relativement constante le long de la propagation du train d'ondes.

A la différence de la fréquence de pic, la fréquence caractéristique  $f_s$  possède une signification physique plus importante puisque son calcul prend en considération toutes les composantes fréquentielles significatives (Equation 2.15). Ce paramètre, utilisé pour la première fois par Tian et al. (2010), a été souvent calculé dans le cas des trains d'ondes ayant un spectre à non-linéarité égale (CWS) et dans le cas des eaux profondes. Une vue globale sur

le comportement de ce paramètre, montre que  $f_s$  décroît progressivement sur le fond plat ( $4 \text{ m} < x < 9,5 \text{ m}$ ), révélant l'effet de la dissipation liée au fond et aux parois latérales. Quand le train d'onde franchit la pente ( $9,5 \text{ m} < x < x_b$ ), ce paramètre subit une légère augmentation et atteint son maximal en  $x = x_b$ , révélant que le shoaling est accompagné par un gain énergétique aux niveaux des composantes hautes fréquences ( $f > f_p$ ). En aval du déferlement, ce paramètre décroît drastiquement. Ce comportement est le constat direct de la dissipation énergétique importante au niveau des composantes hautes fréquences. Ce résultat est en accord qualitatif avec celui obtenu dans le cas des eaux profondes. Concernant les trains d'ondes gaussiens, nous avons réussi à mettre en évidence une dépendance entre la largeur spectrale  $\Delta f/f_c$  et la décroissance totale de  $f_s$ . Un comportement qualitativement similaire a été observé pour les trains d'ondes non-gaussiens. A non-linéarité  $S_0$  égale, la diminution de  $f_s$  est plus importante pour les trains d'ondes ayant un contenu spectral important (Pierson-Moskowitz). Au meilleur de notre connaissance, nous n'avons pas trouvé une constatation similaire dans la littérature.

Malgré la prise en compte de toutes les composantes fréquentielles, une étude spectrale détaillée s'est imposée pour la quantification des changements spectraux lors de la propagation du train d'ondes sur le fond plat et sur la plage, en amont et en aval de déferlement. Dans cette optique, chaque spectre de référence calculé en  $x = 4 \text{ m}$  est partitionné en 4 différentes régions fréquentielles :

- E1 : Région du pic central
- E2 : Région de transfert
- E3 : Région des hautes fréquences
- E4 : Région des basses fréquences

Ce partitionnement, expliqué dans la section 2.8, varie d'un spectre à un autre. E0 représente l'énergie totale contenue dans l'intervalle  $f \in [0, 2\text{Hz}, 3f_p]$  et l'énergie est considérée comme négligeable en dehors de E0, E1 à E4 (< 1% de E0). Nous avons réussi à mettre en évidence des transferts énergétiques entre les différentes régions au cours de la propagation du train d'ondes.

Parmi les aspects les plus marquants, nous citons la diminution significative (entre 10% et 30%) de l'énergie spectrale dans la région du transfert (E2) en amont du déferlement. Ceci est dû à deux différents phénomènes : les pertes énergétiques liées au fond et le transfert d'énergie de E2 vers E3. En aval de déferlement un transfert énergétique inverse de E3 vers E2 a été observé. Nous avons aussi remarqué une légère augmentation de l'énergie (de 8% à 12%) dans la région des basses fréquences (E4). Cet accroissement peut s'expliquer par un éventuel transfert de E1 vers E4. Ces résultats sont qualitativement similaires de point de vue qualitatif pour tous les spectres et toutes les non-linéarités (Figures 4.8-4.12 et Figures 5.7-5.10). Par conséquent, le choix des limites des régions fréquentielles basé sur la méthode expliquée dans la section 2.8 est bien justifié.



De surcroît, la variation spatiale de l'aplatissement  $\lambda_4$  et de l'asymétrie  $\lambda_3$  a été effectuée pour les différents trains d'ondes afin de quantifier l'écart entre une distribution donnée et celle de Rayleigh ( $\lambda_3 = 0$  et  $\lambda_4 = 3$ ). L'aspect dominant dans l'évolution spatiale de l'asymétrie c'est qu'elle est inversement proportionnelle à la hauteur d'eau. Le moment d'ordre 3 augmente avec la diminution de la profondeur d'eau et atteint son maximum en  $x = x_b$ . En aval de déferlement, ce paramètre chute drastiquement et tend progressivement vers 0 (plus perceptibles pour des fortes non-linéarités  $S_0$ ). En ce qui concerne l'aplatissement, ce paramètre augmente d'une manière significative (2 à 5 fois la valeur initiale) et ceci est vrai surtout pour les trains d'ondes ayant un large contenu spectral. Ce constat montre que la probabilité d'occurrence des vagues extrêmes est plus importante dans le cas des trains d'ondes de large spectre.

L'approche spectrale utilisée est malheureusement incapable de détecter le couplage de phases entre les composantes fréquentielles et un autre outil d'analyse s'est imposé pour résoudre cette problématique. Ceci a été réalisé grâce à une approche bispectrale basée sur les ondelettes. Cette méthode de traitement a donc été transposée et adaptée à notre étude afin de pouvoir détecter quelles sont les fréquences et à quel instant elles commencent à être impliquées dans le processus de propagation de la vague. Cette méthode utilise un paramètre appelé la bicohérence  $b^2(f_1, f_2)$ . Pour un triplet de fréquences donné  $(f_1, f_2, f_1 + f_2)$ , ce paramètre varie de 0 pour une interaction non-linéaire non existante à 1 pour une interaction non-linéaire maximale. Cette méthode n'a jamais été utilisée pour traiter les trains d'ondes gaussiens et non-gaussiens se propageant dans une eau de profondeur intermédiaire vers la zone côtière. Les résultats expérimentaux ont montré que la bicohérence reste relativement constante le long du fond plat révélant une faible interaction entre les composantes fréquentielles ( $b^2(f_1, f_2) \sim 0$ ). Cependant, une augmentation significative de la bicohérence est observée avec le début du shoaling et qui continue pour atteindre son niveau maximal en  $x = x_b$ . En aval du déferlement, ce paramètre décroît drastiquement. Nous pouvons par conséquent conclure que l'augmentation des interactions entre les composantes fréquentielles est parmi les raisons principales du déferlement des trains d'ondes dans les eaux peu profondes.

Cette étude est une ouverture pour des essais supplémentaires. Comme perspective pour la partie expérimentale, il serait pertinent de regarder le degré de généralité des transferts énergétiques mis en évidence dans le cas des trains d'ondes Gaussiens et non-Gaussiens. L'idée serait d'étudier la possibilité d'étendre les résultats obtenus qualitativement et quantitativement à des états de mer irréguliers. D'un point de vue pratique, il serait pertinent de générer des états de mer irréguliers définis par des spectres de JONSWAP et de Pierson-Moskowitz en gardant au maximum les mêmes paramètres d'entrée ( $S_0, f_p, \dots$ ).

Les résultats trouvés concernant l'évolution spatiale du paramètre d'aplatissement  $\lambda_4$  sont aussi motivants pour effectuer des investigations supplémentaires sur l'étude détaillée de la probabilité d'occurrence des vagues extrêmes en zone côtière. A ce sujet, nous pouvons nous référer par exemple aux récents travaux réalisés par Zhang et al. (2019) qui ont regardé en détail la distribution des hauteurs dans le cas des états de mer irréguliers (JONSWAP) se propageant

dans des eaux peu profondes. Ils ont par la suite comparé leurs résultats expérimentaux avec ceux issus d'autres modèles de distribution des hauteurs (e.g. Rayleigh, Glukhovskiy, Composite Weibull ...).

En ce qui concerne l'aspect génération des trains d'ondes, une génération du 1<sup>er</sup> ordre a été employée. Il serait intéressant de refaire le même travail avec une génération du 2<sup>ème</sup> ordre dans le but de voir l'impact sur les résultats obtenus. Ceci sera facilement réalisable si une mise à jour du logiciel pilotant le générateur est effectuée dans le but d'étendre la bande fréquentielle autorisée. Ceci a été la contrainte principale pour l'étude du runup des vagues focalisées. Tout ceci nous permettra par la suite d'établir la relation entre le comportement énergétique et le runup associé.

Il serait également intéressant de voir l'impact de l'introduction des sédiments dans le comportement spatio-temporel des vagues fortement non-linéaires. Ceci représente l'une des tâches importantes à réaliser dans le la but de mieux comprendre relation vagues extrêmes/sédiments et par la suite améliorer les relations sur le transport sédimentaire qui existent dans la littérature. Aussi, d'autres non-linéarités pourront être étudiées dans le but d'étendre la base de données des mesures. En outre, l'obtention de mesures ponctuelles de la vitesse de la propagation des vagues serait d'une grande utilité pour compléter les résultats obtenus et mener une discussion plus élaborée.

En plus des expériences menées en laboratoire, une simulation numérique a été amorcée. Des trains d'ondes gaussiens et non-gaussiens ont été simulés numériquement en utilisant le code mPeregrine. Pour prendre en considération les effets de dissipation liée au fond, un coefficient de dissipation constant  $c_m = 0,01 \text{ s.m}^{-1/3}$  est utilisé. D'une façon générale, la confrontation aux simulations numériques fait apparaître quelques points d'accord avec les expériences, mais aussi de nombreuses divergences. Les prédictions numériques de l'évolution spatiale de la fréquence de pic et des deux paramètres de formes se sont révélés être en bon accord avec l'expérimentation dans le cas des trains d'ondes ayant un faible contenu spectral (i.e. JONSWAP ( $\gamma = 7$ ) et gaussien  $\Delta f/f_c = 0,27$ ). Les prédictions numériques de l'énergie dans E1 et E2 sont en bon accord qualitatif avec les résultats expérimentaux pour une fréquence  $0,6f_p < f < 1,4f_p$  dans le cas des trains d'ondes non-gaussiens et pour  $\Delta f/f_c \leq 0,4$  dans le cas des trains d'ondes gaussiens (différences entre 15% et 25%). Cependant, pour les trains d'ondes de large contenu fréquentiel, l'accord est moins satisfaisant (différence + 50%). D'une façon générale, la confrontation aux simulations numériques fait apparaître quelques points d'accord avec les expériences, mais aussi de nombreuses divergences.

Comme perspective pour la partie numérique, nous avons l'intime conviction que l'établissement d'un coefficient de dissipation qui prend en considération le déferlement est primordial. En effet, le déferlement est un phénomène très localisé en espace provoquant par la suite des variations brusques, tandis que le frottement est un processus qui agit de façon répartie dans l'espace. Par conséquent, d'autres approches sont envisageable pour modéliser la

dissipation et surtout le déferlement autre que l'approche de Manning-Strickler utilisée dans cette thèse. A ce sujet, nous trouvons dans la littérature plusieurs méthodes pour prendre en considération le déferlement extrinsèquement (*surface roller*, Svendsen (1984)) ou intrinsèquement (Veeramony et al. (2000)). Nous pouvons également nous référer aux récents travaux de Papoutsellis et al. (2019) qui ont développé deux techniques fondées sur une formulation Hamiltonienne de la théorie potentielle pour la modélisation du déferlement.

Cette étude pourrait être menée avec une démarche similaire à celle suivie dans ce travail pour des vagues de spectre gaussien, de Pierson-Moskowitz et de JONSWAP et de différentes non-linéarités. C'est une problématique qui a des applications en océanographie physique pour les modèles de propagation de la houle complexe sur un fond lisse ou rugueux et de profondeur variable.

# Références

- Abcha. N, Michaux-Leblond. N, Ezersky. A. (2014). Etude d'une onde solitaire se propageant en présence d'un courant. Conférence de la mécanique, Marseille.
- Abroug. I, Abcha. N, Dutykh. D, Jarno. A and Marin. F. (2020). Experimental and numerical study of the propagation of focused wave groups in the nearshore zone, in: *Physics Letters A*, 384 (6), 126144.
- Abroug. I, Abcha. N, Jarno. A and Marin. F. (2019). Physical modelling of extreme waves: Gaussian wave groups and solitary waves in the nearshore zone, in: *Advances and Applications in Fluid Mechanics* 23, pp. 141-159.
- Adcock. T. A. A, Taylor. P. H. (2014). The physics of anomalous ('rogue') ocean waves. *Rep. Prog. Phys*, 77, 105901.
- Akhmediev. N, Ankiewicz. A, Soto-Crespo. J. M and Dudley. J. (2011). Rogue wave early warning through spectral measurements, *Physics Letters A*, 375, 541-544.
- Alberello. A, Chabchoub. A, Monty. J. P, Nelli. F, Hoon Lee. J, Elsnab. J and Toffoli. A. (2018). An experimental comparison of velocities underneath focused breaking waves, in: *Ocean Engineering*, 155, 201-210.
- Anastasiou. K and Chan. C. T. (1999). Solution of the 2D shallow water equations using the finite volume method on unstructured triangular meshes, in: *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 24, pp. 1225-1245.
- André. C, Monfort. D, Bouzit. M and Vinchon. C. (2013). Contribution of insurance data to cost assessment of coastal flood damage to residential buildings: insights gained from Johanna (2008) and Xynthia (2010) storm events, in: *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 13, pp. 2003-2012.
- Annenkov. S. A and Shrira. V. I. (2014). Evaluation of skewness and kurtosis of wind waves parameterized by JONSWAP spectra, in: *Journal of Physical Oceanography*, volume 44 (6), pp. 1582-1594.
- Antuono. M, Liapidevskii. V. Y and Brocchini. M. (2009). Dispersive Nonlinear Shallow-Water Equations, in: *Studies in Applied Mathematics*, 122(1), pp. 1-28.

- Baldock. T, Swan. T. E and Taylor. P. H. (1996). A laboratory study of non-linear surface waves on water, in: *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A* 354, pp. 1-28.
- Banner. M. L and Peirson. (2007). Wave breaking onset and strength for two-dimensional deep-water wave groups, in: *Fluid Mechanics*, 585, pp. 93-115.
- Battjes. J. A. (1974). Surf similarity, in: *Proceedings of 14<sup>th</sup> Coastal engineering conference*, Copenhagen, Denmark, American society of Civil engineers, NewYork, pp. 466-480.
- Becq-Girard. F, Forget. Ph and Benoit. M. (1999). Nonlinear propagation of unidirectional wave fields over varying topography, in: *Coastal Engineering*, 38(2), pp. 91-113.
- Bellotti. G and Brocchini. M. (2001). On the shoreline boundary conditions for Boussinesq-type models, *International Journal of Numerical in Methods Fluids* 37(4): pp. 479-500.
- Benjamin. T. B and Feir. J. E. (1967). Disintegration of wave trains on deep water, Part1, Theory. *J. Fluid Mech.* 27, 27, pp. 417-430.
- Bertin. X, Aron Roland. K and Bidlot. J-R. (2015). The contribution of short-waves in storm surges: Two case studies in the Bay of Biscay, in: *Continental Shelf Research*, (96), pp. 1-15.
- Borerro. J, Ortiz. M, Titov. V and Synolakis. C. E. (1997). Field survey of Mexican tsunami produces new data, unusual photos, in: *Eos Trans. AGU*, 78(8), 85, pp. 87–88.
- Borgman. L. E and Chappellear. J. E. (1958). On the theory of the highest waves, *Proceedings*, 6<sup>th</sup> conference on coastal engineering.
- Borthwick. A. G. L, Hunt. A. C, Feng. T, Taylor. P. H and Stansby. P. K. (2006). Flow kinematics of focused wave groups on a plane beach in the U.K, in: *Coastal Research Facility*, in *Coastal Engineering* 53, pp. 1033-1044.
- Boussinesq. M. H, *Théorie de l'intumescence liquide, appelée onde solitaire ou de translation, se propageant dans un canal rectangulaire*, C.-R. Acad. Sci. Paris, 1871, 72p.
- Boyd. J. P. (1986). Solitons from sine waves: analytical and numerical methods for non-integrable solitary and cnoidal waves, in *Physical D*, 21, pp. 227-246.
- BRGM/RP-58261-FR (2010). *Tempête Xynthia: Compte rendu de mission préliminaire*.
- Briggs. M. J, Synolakis. C. E, Harkins. G. S, Hughes. S. A. (1995). Large-scale three dimensional laboratory measurements of tsunami inundation. *Tsunamis-progress in*

- prediction, Disaster Prevention and Warning, in: Kluwer Academic Publishers, pp. 129-149.
- Brown. M. G and Jensen. (2001). Experiments on focusing unidirectional water waves. *Journal of Geophys. Res., (Oceans)*, 106(C8), pp. 16917-16928.
- Camfield. F. E and Street. R. L. (1969). Shoaling of solitary waves on small slopes, in: *Journal of Waterway and Harbor Division, ASCE*, 1, pp. 1-22.
- Cavaleri. L, Bertotti. L, Torrisi. L, Bitner-Gregersen. E, Serio. M and Onorato. M. (2012). Rogue waves in crossing seas: the Louis Majesty accident, in: *Journal of Geophysical Research*, 117, C00J10.
- Cea. L, Ferreiro. A, Vasquer-Cendon. M. E and Puertas. J. (2004). Experimental and numerical analysis of solitary waves generated by bed and boundary movement, in: *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 46, pp. 793-813.
- Chan. I. C, Liu. P. L. F. (2012). On the runup of long waves on a plane beach, *Journal of Geophysical Research*, 117(C8) :C08006.
- Chang. Y. H, Hwang. K. S, Hwung. H. H. (2009). Large-scale laboratory measurements of solitary wave inundation on a 1:20 slope. *Coast. Eng.* 566, pp. 1022-1034.
- Chen. G, Kharif. C, Zaleski. S and Li. J. (1999). Two-dimensional Navier-Stokes simulation of breaking waves. *Physics and Fluids*, 111, pp. 121-133.
- Chen. Y. Y, Kharif. C, Yang. J. H, Hsu. H. C, Touboul. J and Chambarel. J. (2015). An experimental study of steep solitary wave reflection at a vertical wall, in: *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, (49), pp. 20-28.
- Cheriet. M. S. J. N, Suen. C. Y. (1998). A recursive thresholding technique for image segmentation, in: *IEEE Transactions on Image Processing*, Vol. n.6, pp. 918-921.
- Christopher. T, Gilbert. P. C. (1998). A practical guide to wavelet analysis, in: *Program in Atmospheric and Oceanic Sciences, University of Colorado, Boulder, Colorado*, Volume 79, Issue 1, pp. 61-78.
- Chung. J, Powers. J. (1998). The statistics of wavelet-based bicoherence. *Proceedings of the IEEE-SP international symposium on time-frequency and time-scale analysis*, Pittsburgh, USA, pp. 141-144.

- Clamond. D and Dutykh. D. (2012). <http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/39189-solitary-water-wave>.
- Clamond. D and Dutykh. D. (2013). Fast accurate computation of the fully nonlinear solitary surface gravity waves. *Computers and Fluids*, 84, 35-38.
- Contento. G, Codiglia. R and D'Este. F. (2001). Nonlinear effects in 2D transient nonbreaking waves in a closed flume. *Appl. Ocean Res*, 23, pp. 3-13.
- Coulson. C. A. (1949). *Waves, a mathematical account of the common types of wave motion*, Oliver and Boyd, Interscience Publ. Inc., NY, 159 pages.
- Daily. J. W and Stephan. S. C. (1952). The solitary wave: its celerity, internal velocity and amplitude attenuation in a horizontal smooth channel, in: *Proc. 3<sup>rd</sup> Conf of Coastal engineering*, pp. 13-30.
- Daubechies. I. (1992). *Ten lectures on Wavelets*. Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia. PA, 377 pages.
- Dennis. J. and Wolff. G. (1996). Waves, freak waves and rogues, in: *the bird in the waterfall*.
- Dianyong. L, Yuxian. M, Guohai. D and Perlin. M. (2016). Detuning and wave breaking during nonlinear surface wave focusing, in: *Ocean Engineering*. 113, pp. 215-223 (2016).
- Didenkulova. I. and Anderson. C. (2010). Freak waves of different types in the coastal zone of the Baltic Sea, in: *Nat. Hazards Earth Syst. Sci*, 10, pp. 2021-2029.
- Dingemans. M. (1997). *Water wave propagation over uneven bottoms*. Singapore: World Scientific.
- Draper. L. (1964). Freak ocean waves, in: *Oceanus* 10: pp. 13-15.
- Drazen. D. A, Melville. W. K. and Lenain. L. (2008). Inertial scaling of dissipation in unsteady breaking waves, in *Journal of Fluid Mechanics*, 611, 307-332.
- Duràn. A, Dutykh. D and Mitsotakis. D. (2018). Peregrine's System Revisited, Abcha. N, Pelinovsky. E. N and Mutabazi. I (Eds.), in *Nonlinear Waves and Pattern Dynamics*, pp. 3-43, Springer International Publishing AG, part of Springer Nature 2018.
- Dutykh. D and Clamond. D. (2016). Modified shallow water equations for significantly varying seabeds, *Applied mathematical modelling* (40), pp. 9767-9787.

- Dutykh. D, Katsaounis. T and Mitsotakis. D. (2011). Finite volume schemes for dispersive wave propagation and runup, in *Journal of Computational Physics*. 230(8), pp. 3035-3061.
- Dutykh. D. Clamond. D. (2014). Efficient computations of steady solitary gravity waves, in: *Wave motion*, (51), pp. 86-99.
- Dysthe. K, Krogstad. H. E and Müller. P. (2008). Oceanic rogue waves, in: *Annu. Rev. Fluid Mech*, 40, pp. 287-310.
- Eldeberky. Y and P. A. Madsen. (1999). Deterministic and stochastic evolution equations for fully dispersive and weakly nonlinear waves, in: *Coastal Engineering*, 38(1), pp. 1-24
- Eldeberky. Y. (1996). Nonlinear transformation of wave spectra in the nearshore zone, PhD. Thesis, published as *Communications on Hydraulic and Geotechnical Engineering*, Delft University of Technology, Faculty of Civil Engineering, Report No. 96-4, 203 pp
- Elgar. S and Guza. R. T. (1988). Statistics of bicoherence, in: *IEEE Transactions of Acoustics Speech and Signal Processing* 36, pp. 1667-1668.
- Elgar. S, Freilich. M and Guza. R. T. (1990). Model-data comparisons of moments of nonbreaking shoaling surface gravity waves, in: *journal of geophysical research* 95 (C9), pp. 16055-16063.
- Elgar. S, Guza. R. T, Freilich. M. (1993). Observations of nonlinear interactions in directionally spread shoaling surface gravity waves, in: *Journal of Geophysical Research* 98 (C11), pp. 20299-20305.
- Elsayed. M. A. K. (2006). A novel technique in analyzing non-linear wave-wave interaction, in: *Ocean Engineering*, 33(2), pp. 168-180.
- Ezersky. A, Polukhina. O, Brossard. J, Marin. F, Mutabazi. I. (2006). Spatiotemporal properties of solitons excited on the surface of shallow water in hydrodynamic resonator, *Physics of Fluids* 18(6), pp. 067104.
- Farge. M. (1992). Wavelet transforms and their applications to turbulence, in: *Annual Review of Fluid Mechanics* 24, pp. 395-457.
- Faulkner. D. (2001). Rogue waves, defining their characteristics for marine design, in: Olagnon M. Athanassoulis GA (eds) *Rogue Waves (2001)*, Ifremer, France, pp 3-18.



- Fedele. F, Herterich. J, Tayfun. A, Dias. F. (2019). Large nearshore storm waves off the Irish coast, in: *Scientific Reports* 9, Article number: 15406.
- Fenton. J. D and Rienecker. M. M. (1982). A Fourier method for solving nonlinear water-wave problems: application to solitary-wave interactions. *Journal of Fluid Mechanics*, 188, pp. 411-443.
- Fenton. J. D. (1972). A ninth-order solution for the solitary wave. *Journal of Fluid Mechanics*, 52, pp. 257-271.
- Fenton. J. D. (1999). Numerical methods for nonlinear waves, *Advances in Coastal and Ocean Engineering*, World Scientific. 5. pp. 241-324.
- Filippini. A. G, Bellec. S, Colin. M and Ricchiuto. M. (2015). On the nonlinear behavior of boussinesq type models: Amplitude velocity vs amplitude-flux forms, (99), pp. 109-123.
- Fochesato. C. Grilli. S and Dias. F. (2007). Numerical modeling of extreme rogue waves generated by directional energy focusing, in *Wave Motion*, 44(5), pp. 395-416.
- Forristall. G. (2000). Wave crests distributions: observations and second-order theory, in: *Journal of Physical Oceanography*, 30, pp. 1931-1943.
- Galvin. C. J. (1968). Breaker type classification on three laboratory beaches, *Journal of Geophys. Res*, 73, pp. 3651-3659.
- Geist. E. L and Dmowska. R. (1999). Local tsunamis and distributed slip at the source, in: *Pure and Applied Geophysics*, Vol. 154, No, 3-4, pp. 485-512.
- Gibson. R. S. and Swan. C. (2007). The evolution of large ocean waves: The role of local and rapid spectral changes. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 463(2077), pp. 21-48.
- Gobbi. M.F. Kirby. J.T. (1999). Wave evolution over submerged sills: tests of a high-order Boussinesq model, in: *Coastal Engineering* 37, pp. 57-96.
- Goring. D. G. (1978). Tsunami-the propagation of long wave onto a shelf, PhD thesis, California Institute of Technology, Pasadena, Calif.
- Green. A. E and Naghadi. P. M. (1976). A derivation of equations for wave propagation in water of variable depth, in *Fluid Mechanics*, 78: pp. 237-246.

- Grilli. S, Guyenne. P and Dias. F. (2001). A fully nonlinear model for three-dimensional overturning waves over arbitrary bottom, in: *Int. J. Num. Methods Fluids*, 35, pp. 829-867.
- Grilli. S. T, Svendsen. I. A and Subramanya. R. (1997). Breaking criterion and characteristics for solitary waves on slopes, in: *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Volume 123, issue 3, pp. 102-112.
- Grimshaw, R. H. J. (1971). The solitary wave in water of variable depth, part 2, in: *Journal of Fluid Mechanics*. 46, pp. 611-622.
- Grinsted. A. J. C, Moore. S, Jevrejeva. (2004). Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series, in: *Nonlinear Process in Geophysics*, 11, 561566.
- Guedes Soares. C, Cherneva. Z and Antão. E. (2003). Characteristics of abnormal waves in north sea storm sea states, in: *Applied Ocean Research*, pp. 337-344.
- Günther.F. Claus and Jan. B. (1986). Gaussian wave packets – a new approach to seakeeping tests of ocean structures, Volume 8, Issue 4, pp. 190-206.
- Guohai. D, Yuxiang. Ma, Perlin. M, Xiaozhou. M, Bo. Y, Jianwu. X. (2008). Experimental study of wave-wave nonlinear interactions using the wavelet-based bicoherence, in: *Coastal Engineering* 55, pp. 741-752.
- Gurley. K, Kujewsky. T and Kareem. A. (2003). First and higher order correlation detection using wavelet transforms. *J. Eng. Mech.* 192(2), pp. 188-201.
- Hafsteinsson. J. H, Evers. M. F and Hager. H. (2017). Solitary wave run-up: wave breaking and bore propagation, *Journal of Hydraulic Research* Vol. 55, No. 6, pp. 787-798.
- Hair. J. F, Hult. G. T. M, Ringle. C. M and Sarstedt. M. (2014). A primer on partial least squares structural equation modeling (PLS-SEM), in *Faculty Bookshelf*. 39, 2014
- Harley. M. D. (2017). Coastal storm definition, in: book, *Coastal Storms: Processes and Impacts*, First Edition, First Chapter.
- Hasselmann. K, Barnett. T, Bouws. E, Carlson. H, Cartwright. D, Enke. K, Ewing. J, Gienapp. H, Hasselmann. D, Krusemann. P, Meerburg. A, Muller. P, Olbers. D, Richter. K, Sell. W, Walden. H. (1973). Measurements of wind-wave growth and swell decay during the

- Joint North Sea Wave Project (JONSWAP). Ergänzung zur Deut. Hydrogr. Z., Reihe A (8), 12, pp. 1-95.
- Hasselmann. K, Munk. W and MacDonald. G. (1963). Bispectra of oceanwaves, in: Rosenblatt, M (Ed.), Times series analysis. Wiley, New York, pp. 125-139.
- Hasselmann. K. (1962). On the non-linear energy transfer in a gravity-wave spectrum. Part1, General theory. J. Fluid. Mech, 12, pp. 481-500.
- Hasselmann. K. (1971). On the mass and momentum transfer between short gravity waves and larger-scale motions, Journal of Fluid Mechanics. 50, pp. 189-205.
- Haver. S and Anderson. O.J. (2000). Freak waves: rare realization of a typical population or typical realization of a rare population, in: Proceedings of the 10<sup>th</sup> international offshore and polar engineering (ISOPE) Conference, 28 May- 2 June Seattle, USA.
- Henderson. K. L, Peregrine. D. H and Dold. J. W. (1999). Unsteady water wave modulations: fully nonlinear solutions and comparison with the nonlinear Schrödinger equation, in: Wave Motion, 29, pp. 341-361.
- Holliday. N. P, Yelland. M. J and Kent. E. (2006). Were extreme waves in the Rockall trough the largest ever recorded? , in: Geophysical Research Letters 330(5), No. 3, p. L05613.
- Hsiao. S. C, Lin. T. C. and Chang. Y. H. (2008). On the evolution and run-up of breaking solitary waves on a mild sloping beach, in: Coastal Engineering 55(12): pp. 975-988.
- Hughes. S.A. (2004). Estimation of wave run-up on smooth, impermeable slopes using the wave momentum flux parameter, in: Coastal Engineering. 51, pp. 1085-1104.
- Hunter. J and Vanden-Broeck. J. M. (1983). Solitary and periodic gravity-capillary waves of finite amplitude, in: J. Fluid. Mech, 134, pp. 205-219.
- Hunt-Raby. A. C, Borthwick. A. G. L, Stansby. P.K and Taylor. P. H. (2011). Experimental measurement of focused wave group and solitary wave overtopping, in Journal of Hydraulic Research. 49, pp. 450-464.
- Ippen. A. T and Kulin. G. (1954). The shoaling and breaking of the solitary wave, in: Coastal Engineering Proceedings, 5, Grenoble, France, Volume 1, pp. 27-47, ASCE.
- Iribarren. C. R and Nogales. C. (1949). Protection des ports, 17<sup>th</sup> int Navigation Congress, Volume 2, Communication 4, pp. 31-80.

- J. P. Boyd. Solitons from sine waves: analytical and numerical methods for non-integrable solitary and cnoidal waves. *Physica D*, 21:227–246, 1986.1
- Jager. E. M. (2006). On the origin of the Korteweg-de Vries equation, in: *Forum der Berliner mathematischen Gesellschaft*, Band 19, pp. 171-195.
- Janssen. P. A. E. M, Onorato. M. (2007). The intermediate water depth limit of the Zakharov equation and consequences for wave prediction, in: *J. Phys. Oceanogr*, 37, pp. 2389-2400.
- Janssen. P. A. E. M. (2009). On some consequences of the canonical transformation in the Hamiltonian theory of water waves, in: *Journal of Fluid Mechanics*, 637, pp. 1-44.
- Kanoğlu. U and Synolakis. C. E. (1998). Long wave runup on piecewise linear topographies, *J. Fluid Mech*, 347: pp. 1-28.
- Kashima. H Hirayama. K and Mori. N. (2014), Estimation of freak wave occurrence from deep to shallow water regions, *Coastal Engineering Proceedings*, Volume 34, 36.
- Katsardi. V and Swan. C. (2010). The evolution of large non-breaking waves in intermediate and shallow water. I. Numerical calculations of uni-directional seas, in: *Proceeding of The Royal Society A Mathematical Physical and Engineering Sciences* 467, pp. 778-805.
- Kharif. C and Pelinovsky. E. (2003). Physical mechanisms of the rogue wave phenomenon, in: *European Journal of Mechanics B*, 22, pp. 603-635.
- Kharif. C, Pelinovsky. E and Slunayev. A. (2009). Rogue waves in the ocean: observations, theories and modelling, in: *Advances in Geophysical and Environmental Mechanics and Mathematics*. Springer, pp. 255.
- Kinsman. B. (1965). *Wind waves, their generation and propagation on the ocean surface*, Prentice-Hall Inc, Englewood Cliffs, NJ.
- Kirby. JT. (2003). Boussinesq models and applications to nearshore wave propagation, surfzone processes and wave-induced currents, in: *Advances in coastal modelling*, pp. 1-41.
- Kishi. T. and Saeki. H. (1966). The shoaling, breaking and runup of the solitary wave on imperable rough slopes, *Proceedings of the 10<sup>th</sup> Conference on Coastal Engineering*, I, pp. 322-348.

- Kobayashi. N and Karjadi. E. A. (1994). Surf-Similarity parameter for breaking solitary-wave runup, in: *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Volume 120, issue 6, pp. 645-650.
- Kobayashi. N and Lawrence. A. R (2004). Cross-shore sediment transport under breaking solitary waves, *J. Geophys. Res.* 109, Volume 109, Num C3, pp. C03047.1-C03047
- Korteweg. D. J. and De Vries, Q. (1895). On the change of form of long waves advancing in a rectangular canal, and on a new type of long stationary waves, in: *Phil. Mag.* 39(5).
- Kway. J. H, Loh. Y and Chan. E. (1998). Laboratory study of deep-water breaking waves, *Ocean Eng.* 25(8), pp. 657-676.
- La Méhauté. B. (1976). *An introduction to hydrodynamics and water waves*, Springer-Verlag, New York. pp. 315
- Larsen. Y, Hanssen. A, Pecseli. H. L. (2001). Analysis of non-stationary mode coupling by means of wavelet-bicoherence, in: *Proceedings IEEE, int conf on Acoustics, speech, and signal processing*, Volume 6. IEEE, New York, pp. 3581-3584.
- Lavrenov. I. V. (1998). Mathematical modelling of wind waves in a spatially non-uniform ocean, in: *St. Petersburg, Gidrometeoizdat Publisher*.
- Lawon. G. (2001). Monsters of the Deep (the perfect wave), in: *New Scientist*, 170, pp. 28-32.
- Lawton. G. (2001), Monsters of the deep (The Perfect Wave), *New Scientist*, volume 170, No. 2297, pp. 28-32.
- Lee. D. T. L and Yamamoto. A. (1994). Wavelet analysis: theory and applications, in: *Hewlett-Packard Journal*, 45, pp. 44-54.
- Li. Y and Raichlen. F. (2002). Non-breaking and breaking solitary wave runup, in: *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 456, pp. 295-318.
- Li. Y. and Raichlen. F. (2003). Energy balance model for breaking solitary wave runup, in: *Waterw, Port, Coast, Ocean Engineering.* 129 (2), pp. 47-59.
- Liang. S, Zhang. Y, Sun. Z and Chang. Y. (2017). Laboratory study on the evolution of waves parameters due to wave breaking in deep water, in: *Wave Motion* 68, pp. 31-42.

- Liang. S. Zhaochena, Yihui. Z. Jiafa. S. and Zhang. Y. (2015). Laboratory study on the characteristics of Deep-water Breaking Waves, in *Procedia Engineering*, 11, pp. 414-421.
- Liberato. M, Pinto. J. G, Trigo. I. F and Trigo. R. M(2011). Klaus-an exceptional winter stormover northern Iberia and southern France, *Weather*, 66(12): pp. 330-334.
- Lin. P, Chang. K. A, Liu. P. L. F. (1999). Runup and rundown of solitary waves on sloping beaches. *J. Waterw, Port, Coast, Ocean. Eng.* 125(5), pp. 247-255.
- Lo. H-Y, Park. Y.P, Liu. P. L. F. (2013). On the runup and backwash processes of single and double solitary waves-An experimental study.
- Longuet-Higgins, M. S. (1996). A nonlinear mechanism for the generation of sea waves, *Proc. Roy. Soc. London*, 311A, pp. 371-389.
- Longuet-Higgins. M. S. (1962). Resonant interactions between two trains of gravity waves, in: *Fluid Mech.* 12, pp. 321-332.
- Ma. Y, Zang. J and Li. J. (2010). Laboratory study of unidirectional focusing waves in intermediate depth water. *Journal of engineering mechanics*, Volume 136, Issue 1, pp. 78-90.
- Madsen. P. A and Schäffer. H. A. (1999). A review of Boussinesq-type equations for surface gravity waves, in: *Advances in Coastal and Ocean Engineering*, 5, pp. 1-94.
- Madsen. P. A, Bingham. H. B and Liu. H. (2002). A new Boussinesq method for fully nonlinear waves from shallow to deep water, in *Fluid Mech*, 462, 1-30.
- Madsen. P. A, Bingham. H. B and Schäffer. H. A. (2003). Boussinesq-type formulations for fully nonlinear and extremely dispersive water waves: derivation and analysis, in: *Proc. R. Soc. Lond. A*, 126, pp. 1075-1104.
- Madsen. P. A, Fuhrman. D. R. A. (2008). Surf similarity and solitary wave runup, *Journal of Waterway, Port, Coastal, Ocean Engineering*, 134(3): pp. 195-198.
- Madsen. P. A, Sørensen. H. A and Schäffer. H. A. (1997). Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq-type model, part I, model description and cross-shore motion of regular waves, in: *Coastal Engineering*, 32: pp. 255-287.

- Madsen. P. A, Sørensen. OR. (1992). A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. Part 2. A slowly varying bathymetry, in: *Coast. Eng.* 18, pp. 183-204.
- Madsen. P.A and Schäffer. H.A. (1998). Higher-order Boussinesq-type equations for surface gravity waves: derivation and analysis, in: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A356*, pp. 3123–3184.
- Maklakov. D. V. (2002). Almost-highest gravity waves on water of finite depth, in: *Eur. J. App. Math*, 13, 67-93.
- McCowan. J. (1891). On the solitary wave, in: *Philosophical Magazine* 32(5), pp. 45-58.
- Mei, C. C. (1983). *The applied dynamics of ocean surface waves*, wiley-interscience, and p. 385.
- Melville. W. K, Veron. F and White. C. J. (2002). The velocity field under breaking waves: coherent structures and turbulence, in: *Fluid Mechanics*, 454, pp. 203-233.
- Melville. W. K. (1996). The role of surface-wave breaking in air-sea interaction, *Annu. Rev. Fluid. Mech*, 28, pp. 279-321.
- Merkoune. D, Touboul. J, Abcha. N, Mouazé. D, Ezersky. A. (2013). Focusing wave group on a current of finite depth, in: *Natural hazards and Earth System Sciences*, 2013, Sci., 13, pp. 2941-2949.
- Meza. E, Zhang. J and Seymour. R. J. (2000). Free-wave energy dissipation in experimental breaking waves, in: *Journal of Physical Oceanography*, 30, pp. 2404-2418.
- Molin. B. (2002). *Hydrodynamique des structures offshore*, Editions Technip.
- Mori. N and Janssen. P. A. E. M. (2006). On kurtosis and occurrence probability of freak waves, in: *Journal of Physical Oceanography*, 23, pp. 1471-1483.
- Mori. N and Kobayashi. N. (1998). Nonlinear distribution of nearshore free surface and velocity proceedings of 26<sup>th</sup> international conference of coastal engineering, Volume 1, pp. 189-202.
- Mori. N and Yasuda. T. (2002). Effects of high-order nonlinear interactions on unidirectional wave trains, in: *Ocean Engineering*, 29, pp. 1233-1245.

- Mori. N, Onorato. M, Janssen. P. A. E. M, Osborne. A. R and Serio. M. (2007). On the extreme statistics of long-crested deep-water waves: Theory and experiments, *Journal of Geophysical Research* 112, C09011.
- Mori. N, Onorato. M and Janssen. P. A. E. M. (2011). On the estimation of the kurtosis in directional sea states for freak wave forecasting, in *Journal of Physical Oceanography*. 41, 8, pp. 1484-1497.
- Nadaoka. K, Beji. S and Nakagawa. S. (1997). A fully dispersive weakly nonlinear model for water waves, *Proc, R. Soc, Lond. A.* (453), pp. 303-318.
- Nepf. H. M, Wu. C. H and Chan. E. S. (1998). A comparison of two and three dimensional wave breaking. *Journal of phys and Oceanogr*, 28(7), pp. 1496-1510.
- Nørgaard. J. Q. H, Anderson. T. L, Knudsen. E. J. (2017). Wave height distribution for nonlinear swell waves in deep and depth-limited wave conditions. *Proceedings of Coastal Dynamics*, pp. 377-388, Coastal Dynamics Conference.
- Okamoto and Shōji. M. (2002). The mathematical theory of permanent progressive water-waves, in *Advances Series in Nonlinear Dynamics*, World Scientific Pub Co Inc, 2, 3.
- Onorato. M, Residori. S, Bortolozzo. U, Montina. A, Arecchi. F. (2013). Rogue waves and their generating mechanisms in different physical contexts. *Phys. Rep*, 528, pp. 48-89.
- Orszaghova. J, Taylor. P. H, Borthwick. A. G. L and Raby. A. C. (2014). Importance of second-order wave generation for focused wave group runup and overtopping, in *Coastal Engineering*. 94, pp. 63-79.
- Osborne. A. R, Onorato. M and Serio. M. (2000). The non-linear dynamics of rogue waves and holes in deep-water gravity wave trains. *Phys. Lett. A*, 275(5-6), pp. 386-393.
- Papoutsellis. Ch. E, Charalampopoulos. A. G and Athanassoulis. G. A. (2018). Implementation of a fully nonlinear Hamiltonian Coupled-Mode Theory, and application to solitary wave problems over bathymetry, in: *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, (72), pp. 199-224.
- Papoutsellis. Ch. E, Yates. M. L, Simon. B, Benoit. M. (2019). Modeling of depth-induced wave breaking in a fully nonlinear free-surface potential flow model, in: *Coastal Engineering*, 154, 103579.



- Paul. C. Liu, Dong. J. Y, Hsuan. S. C, Chia. C. K and Yueh. J. G. H. (2009). Freak waves during a Typhoon, in: *Annales Geophysicae* 27(7).
- Pelinovsky. E, Talipova. T and Kharif. C. (2000). Nonlinear-dispersive mechanism of the freak wave formation in shallow water. *Physica D*, 147(1-2), pp. 83-94.
- Peregrine. D. H. (1967). Long waves on a beach, in *Journal of Fluid Mechanics*, 27, pp. 815-827.
- Perlin. M, He. J. H and Bernal. L. P. (1996). An experimental study of deep water plunging breakers, in: *Phys. Fluids*, 8(9), pp. 2365-2374.
- Peter. Z, Gergely. P, Gabor. P, Laszlo H and Gergo. I. (2018). Bicoherence analysis of nonstationary and nonlinear processes.
- Pierson. Willard. J. Jr and Moskowitz. Lionel. A. (1964). Proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S.A. Kitaigorodskii, *Journal of Geophysical Research*, Volume 69, pp. 5181-5190.
- Porubov. A. V, Tsuji. H, Lavrenov. I. V and Oikawa. M. (2005). Formation of the rogue wave due to non-linear two-dimensional waves interaction, in: *Wave Motion* 42, pp. 202-210.
- Raoult. C, Benoit and Yates. M. L. (2016). Validation of a fully nonlinear dispersive wave model with laboratory non-breaking experiments, in: *Coastal Engineering*, 114, pp. 194-207.
- Rapp. R. J. and Melville. W. K. (1990). Laboratory measurements of deep-water breaking waves, in *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A* 331, pp. 735-800.
- Rayleigh. J. W. S. (1876). *On waves*, in: *Philos. Mag. Ser. 5* 1, pp. 257-279.
- Rienecker. M and Fenton. J. D. (1981). A Fourier approximation method for steady water waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 104, pp. 119-137.
- Robbe-Saule. M, Morize. C, Bertho. Y, Sauret. A and Gondret. P. (2018), Génération des vagues de tsunami par effondrement granulaire, *Rencontre du non-linéaire 2018*.
- Robertson. B, Hall. K, Zytner. R and Nistor. L. (2013). Breaking waves: Review of characteristic relationships, *Coastal Engineering*, 55(01).
- Roy. A. B. (2014). Facts about Tsunami: Its origin, earthquake link and prediction: An Opinion, in: *J. Ind. Geophys. Union*, (18), pp. 330-335.

- Rui-tai. Xuan, Wei. Wu and Hua.Liu. (2013). An experimental study on runup of solitary waves on plane beaches, Volume 25, Issue 2, pp. 317-320.
- Russel. J. S. (1845). "Report on waves", in: proc. 14<sup>th</sup> Meeting. Brit. Ass. Adv., pp.311-390
- Saket. A, Peirson. W. L, Banner. M. L and Allis. M. J. (2018). On the influence of wave breaking on the height limits of two-dimensional wave groups propagating in uniform intermediate depth water, in: Coastal Engineering, 133, pp. 159-165.
- Saket. A, Peirson. W. L, Banner. M. L, Barthelemy. X and Allis. M. J. (2017). On the threshold for wave breaking of two-dimensional deep water wave groups in the absence and presence of wind, in: Journal of Fluid Mechanics, 811, pp. 642-658.
- Sand. S. E, Ottesen-Hansen. N. E, Klinting. P, Gudmestad. O. T, Sterndorff. M. J. (1989). Freak wave kinematics, Proceedings of the NATO, Advanced Research workshop on water wave kinematics, Molde: Kluwer Academic, pp. 535-550.
- Sandee. J and Hutter. K. (1991). On the development of the theory of the solitary wave. A historical essay, in: Acta Mechanica, 86, pp. 111-152.
- Schäffer. H. A. (1996). Second-order wave maker theory for irregular waves, in Ocean Engineering, 23, pp. 47-88.
- Siriam. V, Schlurmann. T and Scimmels. S. (2015). Focused wave evolution using linear and second order wavemaker theory, in: Applied Ocean Research, 53, pp. 279-296.
- Skjelbreia. L and Hendrickson. J. (1961). Fifth order gravity wave theory. Proc. 7<sup>th</sup> Int. Conf of Coastal Engineering, pp. 184-196.
- Slunyaev. A, Kharif. C, Pelinovsky. E and Talipova. T. (2002). Nonlinear wave focusing on water of finite depth, in: Physica D, 173, pp. 77-96.
- Smith. J. M, Hesser. T, Bryant. M. A, Roland. A and Dutour-Sikiric. M. (2017). Evaluation of unstructured WAVEWATCH III for nearshore application, 1<sup>st</sup> workshop on waves, storm surges and coastal hazards, Liverpool.
- Smith. S. F and Swan. C. (2002). Extreme two-dimensional water waves: An assessment of potential design solutions. Ocean Eng, 29(4), pp. 387-416.
- Stansberg. C. T. (1994). Effects from directionality and spectral bandwidth on nonlinear spatial modulations of deep-water surface gravity wave trains, Coastal Engineering,

- Proceedings of the XXIV international conference, Kobe, Japan, 23-28, (1994), pp. 579-593.
- Svendsen. IA. (1984). Max flux and undertow in a surf zone, in: *Coast. Eng.* 8, pp. 347-365.
- Synolakis. C and Skjelbreia. (1993). Evolution of maximum amplitude of solitary waves on plane beaches, in : *Journal of water and harbors port coastal ocean engineering*, 119(3) : pp. 323-342, 35, 43.
- Synolakis. C. E. (1987). The runup of solitary wave, in: *Fluid Mechanics*, 185, pp. 523-545.
- Tanaka. M. (1986). The stability of solitary waves, in *Phys. Fluids*, 29(3), pp. 650-655.
- Taylor. P. H and Williams. B. A. (2004). Wave statistics for intermediate depth water- NewWaves and symmetry, *ASME J. Offshore Mech. Arct. Eng.* 126(1), pp. 54-59.
- Thomas. V, Dimitris. S, Eugeny. B and Deborah. G. (2018). The evolution of free and bound waves during dispersive focusing in a numerical and physical flume, in: *Coastal Engineering*, Volume 132, pp. 95-109.
- Tian. Z, Perlin. M and Choi. W (2011). Frequency spectra evolution of two-dimensional focusing wave groups in finite water depth water, in: *Journal of Fluid Mechanics*. 688, pp. 169-194.
- Tian. Z, Perlin. M and Choi. W. (2008). Evaluation of a deep-water wave-breaking criterion, *Phys. Fluids*. 20, 066604.
- Tian. Z, Perlin. M and Choi. W. (2010). Energy dissipation in two-dimensional unsteady plunging breakers and an eddy viscosity model, in *Journal of Fluid Mechanics*, 55, pp. 217-257.
- Ting. F. C. K. (2013). Laboratory measurements of large-scale near-bed turbulent flow structures under plunging regular waves, in: *Coastal Eng.* 77, pp. 120-139.
- Toffoli. A, Fernandez. L, Monbaliu. J, Benoit. M, Gagnaire-Renou. E, Lefèvre. J. M, Cavaleri. L, Proment. D, Pakozdi. C, Stansber. C. T, Waseda. T and Onorato. M. (2013). Experimental evidence of the modulation of a plane wave to oblique perturbations and generation of rogue waves in finite water depth, in: *Physics of Fluids* 25(9).

- Toffoli. A, Onorato. M and Monbaliu. J. (2006). Wave statistics in unimodal and bimodal seas from a second-order model, in: *European journal of mechanics B-Fluids*, 25, pp. 649-661.
- Toffoli. A, Onorato. M, Bitner-Gregersen. E, Osborne. A. R and Babanin. A. V. (2008). Surface gravity waves from direct numerical simulations of the Euler equations: a comparison with second-order theory, in: *Ocean Engineering*, 35, pp. 367-379.
- Tonkin. S. H, Yeh. F and Sato. S. (2003). Tsunami scour around a cylinder *fluid mech*, J. 496, pp. 165-192.
- Torrence. C, Compo. G. P. (1998). A practical guide to wavelet analysis. *Bulletin of American meteorology society* 79(1), pp. 61-78.
- Touboul. J and Kharif. C. (2006). On the interaction of wind and freak waves due to modulational instability, *Physics of fluids*, American institute of physics, 18(10), pp. 108103.1-108103.4.
- Touboul. J and Kharif. C. (2015). Les vagues scélérates: mécanismes de generation et prédictibilité, in: *La météorologie*, N°90; pp. 62-68.
- Tromans. P. S, Anaturk. A. H. R and Hagemeyer. P. (1991). New model for the kinematics of large ocean waves applications as a design wave. *Proc. 1<sup>st</sup> Int, Offshore and polar engineering conf. (ISOPE)*, Volume 3, ISPOE, Cupertino, Calif, pp. 64-71.
- Tulin, M. P. and Wasseda, K. 1997. "Frequency downshift in three dimensional wave trains in a deep basin", *J. Fluid Mech.* 352, pp. 359-373.
- Van Milligen. B. P, Sanchez. E, Estrada. T, Hildalgo. C, Branas. B, Carreras. B and Garcia. L. (1995). Wavelet bicoherence: a new turbulence analysis tool. *Physics of Plasmas* 2(8), pp. 3017-3032.
- Veeramony. J and Svendsen. IA. (2000). The flow in surf-zone waves, in: *Coast. Eng.* 39, pp. 93-122.
- Wei. G, Kirby. JT, Grilli. ST and Subramanya. R. (1995). A fully nonlinear Boussinesq model for surface waves: part I. Highly nonlinear unsteady waves, in: *Journal of Fluid Mechanics*, 294, pp. 71-92.

- Whittaker. C. N, Fitzgerald. C. J, Raby. A. C, Taylor. P. H, Orszaghova. J and Borthwick. A. G. L. (2017). Optimisation of focused wave group runup on a plane beach, in *Coastal Engineering*. 121, pp. 44-55.
- Wiegel. R. L. (1955). Laboratory studies of gravity waves generated by the movement of a submarine body, in: *EOS Tran, AI, Geophys, Union 36*, pp. 759-774.
- Wright. J. D. Colling. A and Park. D. (1999). *Waves, tides and shallow-water processes*, Butterworth-Heinemann Oxford, Second Edition.
- Wu. Y-T, Liu. P. L-F, Hwang. K-S and Hwung. H-H. (2018). On the runup of laboratory generated breaking solitary and periodic waves on a uniform slope, in: *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 144, (6).
- Yao. A and Wu. C. H. (2004). Energy dissipation of unsteady wave breaking on currents, in: *Journal of Physical Oceanography*, 34, pp. 2288-2304.
- Yao. A. F and Wu. C. H. (2005). Incipient breaking of unsteady waves on sheared currents. *Phys. Fluids* 17, 08210.
- Yates. M. L and Benoit. M. (2012). Modélisation non-linéaire et dispersive des vagues en zone côtière : étude comparative de deux méthodes de simulation précises, 13<sup>èmes</sup> journées de l'Hydrodynamique
- Yates. M. L and Benoit. M. (2015). Accuracy and efficiency of two numerical methods of solving the potential flow problem for highly nonlinear and dispersive water waves, in: *Numerical Methods in Fluids*, (77), pp. 616-640
- Young. I. R and Eldeberky. Y. (1998). Observations of triad coupling of finite depth wind waves. *Coastal Engineering* 33, pp. 137-154.
- Yuen. H and Lake. B. M. (1982). Nonlinear dynamics of deep-water gravity waves. *Advance in Applied Mechanics*, Volme 22, pp. 67-327.
- Zakharov. V. (1968). Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of deep water, in: *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 9, pp. 190-194.
- Zakharov. V. E and Ostrovsky. L. A. (2009). Modulation instability: The beginning, in: *physical. D*, 238, pp. 540-548.

Zakharov. V. E. (1966). Instability of waves in nonlinear dispersive media, in: Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics, 51, pp. 1107-1114.

Zhang. J, Benoit. M, Kimmoun. O, Chabchoub. A and Hsu. H. C. (2019). Statistics of extreme waves in coastal waters: large-scale experiments and advanced numerical simulations, in: Fluids, 4(2), pp.

Zhou. J. G, Causon. D. M, Ingram. D. M and Mingham. C. G. (2002). Numerical solutions of the shallow water equations with discontinuous bed topography, in: Int. J. Numer. Meth. Fluids, 38, pp. 769-788.

## Liste des figures

Figure i. Image satellites de Kalutara, Sri Lanka avant et après le passage du tsunami, le 26 décembre 2004. Source, site de la NASA, Earthquake Satellite Imagery i

Figure ii. Carte des hauteurs atteintes. Source, NOAA Pacific Marine Environmental Laboratory ii

Figure iii. Détermination de la hauteur de la vague par le navire Ramapo (Draper (1964) iii

Figure iv. Enregistrement effectué sur la plateforme Draupner le 01/01/1995 (Haver and Anderson (2000) iv

Figure v. Enregistrement effectué par la bouée de Guishanto entre le 3 et le 6 octobre 2007 (Paul. C et al. (2008) v

Figure vi. Dommages sur des structures portuaires (île de Ré, en Charente-Maritime, port de La Flotte (BRGM (2010)) vi

Figure vii. Dommages sur les bâtiments dus à l'érosion liée à l'action des vagues. Affouillement du terrain sableux (La Tranche-sur-Mer, en Vendée, BRGM (2010)) vi

Figure viii. Enregistrement effectué par la bouée La Carosse du réseau Marel-Seine (enregistrement du 20/02/2002)). vii

Figure ix. Tempête Eleanor (03/01/2018), Isabelle Simon/ SIPA vii

Figure x. Une collection d'observations de vagues extrêmes entre 1969 et 1994 (G. Lawton (2001)). viii

Figure 1.1. Principales caractéristiques d'une onde 11

Figure 1.2. Domaine de validité de quelques théories de la houle 12

Figure 1.3. Spectre de Pierson-Moskowitz (PM) et de JONSWAP 15

Figure 1.4. Génération de l'onde solitaire (Report on waves, John Russel (1845)) 16

Figure 1.5. Variation spatiale de la forme d'un tsunami généré par un tremblement de terre sous-marin.	17
Figure 1.6. Comparaison graphique des profils d'ondes solitaires issues de: en rouge, modèle de Green-Naghdi (1976), en vert, modèle de Tanaka (1986) et en cercles bleus, expériences de Chen et al. (2015).	20
Figure 1.7. Les différents types de déferlements (Bryson et al. (2013))	21
Figure 1.8. Paramètres caractéristiques du déferlement de l'onde solitaire	22
Figure 1.9. Schéma explicatif du runup (Synolakis (1987)). R représente le runup, t=0 le temps auquel l'onde solitaire franchit la pente	23
Figure 1.10. Variation du paramètre de quantité du mouvement en fonction de l'amplitude de l'onde solitaire adimensionnelle $A'_{o}/h_0$	24
Figure 1.11. Runup en fonction de la hauteur de l'onde solitaire au pied de la pente (Hsiao et al. (2008)).	25
Figure 1.12. Variation spatiale d'un train d'ondes (schéma simplifié).	27
Figure 1.13. Impact du changement de paramètre de phase ( $\Phi$ ).	27
Figure 1.14. (a) Evolution spatio-temporelle d'un train d'onde aléatoire, (b) : zoom sur la zone proche du point de focalisation (Baldock et al. (1996))	27
Figure 1.15. Evolution spatio-temporelle d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz (Whittaker et al. (2017)).	28
Figure 1.16. Spectre d'un train d'ondes CWA (Rapp and Melville (1990))	29
Figure 1.17. Spectres de deux trains d'ondes (CWS). (a), amplitude d'entrée $A = 22$ mm ; (b) $A = 55$ mm.	29
Figure 1.18. Spectre gaussien (Günther et al. (1986))	30
Figure 1.19. Train d'ondes Gaussien (Günther et al. (1986))	31
Figure 1.20. Train d'ondes construit à partir de spectre de Pierson-Moskowitz (Whittaker et al. (2017))	31
Figure 1.21. Train d'ondes construit à partir de spectre de JONSWAP à deux différentes sections du canal (Katsardi and Swan (2010))	31
Figure 1.22. Spectre d'une vague ; emplacement de la fréquence de pic ( $f_p$ ).	32
Figure 1.23. Variation spatiale de la fréquence de pic ( $f_p$ ) (Liang et al. (2017)).	33
Figure 1.24. Variation spatiale de la fréquence de pic (Tian et al. (2011)).	33
Figure 1.25. Variation spatiale de la fréquence caractéristique	34
Figure 1.26. Dissipation énergétique sur un fond plat	35
Figure 1.27. Variation spatiale de l'énergie totale sur un fond plat et dans une eau profonde (Tian et al. (2010)).	35
Figure 1.28. Variation spatiale de l'énergie spectrale d'un train d'onde à amplitudes constantes (CWA).	36
Figure 1.29. Variation spatiale de l'énergie. ( $\Delta$ ): Energie totale $E_0$ ; ( $\square$ ): Energie dans la zone de pic $E_1$ , ( $\circ$ ): Energie dans la zone de transfert $E_2$ ; (*): Energie dans la zone des hautes fréquences $E_3$ .	38

Figure 1.30. Variation spatiale de l'énergie totale. (a): spectre CWS; (b): spectre CWA; (c): spectre P-M. (Liang et al. (2017)).	39
Figure 1.31. Variation spatiale de l'énergie dans la région des basses fréquences E4 (Tian et al. (2011)).	39
Figure 1.32. Variation spatiale des paramètres de formes.	41
Figure 1.33. Les 4 configurations de bathymétries dans Kashima et al. (2014)	42
Figure 1.34. Paramètre d'asymétrie ( $\lambda_3$ ) en fonction du paramètre d'aplatissement ( $\lambda_4$ ) pour un train d'onde de JONSWAP se propageant d'une eau profonde vers la zone côtière (Kashima et al. (2014))	42
Figure 1.35. Quatre ondelettes mère. (a) : Morlet, (b) : Paul (ordre 4), (c) : Dog (ordre 2) et (d) : Dog (ordre 6).	43
Figure 1.36. (a) : Variation du contenu fréquentiel en fonction de l'évolution temporelle de l'oscillation Arctique	44
Figure 1.37. Paramètre de bicohérence pour un signal électrique	44
Figure 1.38. Variation spatiale du paramètre de bicohérence pour un train d'onde de JONSWAP déferlant.	45
Figure 1.39. Diagrammes spatio-temporels pour un train d'ondes de Pierson-Moskowitz (simulation numérique).	47
Figure 1.40. L'effet d'une correction partielle sur le signal obtenu expérimentalement pour un train d'ondes de Pierson-Moskowitz.	47
Figure 1.41. Schéma simple du domaine de calcul (Duran et al. (2018))	50
Figure 1.42. Erreurs sur la célérité de phase en fonction de kh. En bleu : pour celle d'Euler et en vert : pour celle de Peregrine.	52
Figure 1.43. Profil instantané de surface libre à t = 18s. La ligne bleue correspond à la solution du système mPeregrine, la ligne noire correspond à la solution des équations de Saint-Venant et la ligne rouge montre le fond du canal (Duran et al. (2018))	53
Figure 2.1. Canal à houle (réalisé sur Autocad par Sylvain Haquin)	56
Figure 2.2. Schéma du générateur de type piston	57
Figure 2.3. Plan du canal à houle. La direction de propagation : de droite à gauche	57
Figure 2.4. Une photo de trois sondes résistives	58
Figure 2.5. Caméra haute vitesse utilisée 'AVT Pike IEEE' (f = 100 image/s)	59
Figure 2.6. Source lumineuse type LED Washer 1x30W	60
Figure 2.7. Processus de déferlement d'une onde solitaire	61
Figure 2.8. Evolution du profil de surface libre d'une onde solitaire permettant de suivre un évènement rapide de type déferlement	61
Figure 2.9. (a): Evolution temporelle d'une fonction sinusoïdale, (b): spectre d'énergie d'une fonction de type sinusoïdale	62
Figure 2.10. (a): Evolution temporelle d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz, (b): Représentation fréquentielle d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz	63
Figure 2.11. Onde de Morlet (Daniel. T. L et al. (1994))	65



Figure 2.12. Comparaison entre la FFT, la STFT et la transformée en ondelettes	66
Figure 2.13. Calcul de la densité bispectrale	67
Figure 2.14. Exemple d'évolution spatiale de la bicohérence entre les harmoniques dans le cas d'un train d'ondes gaussien à 5 différentes sections le long du canal.	68
Figure 2.15. Configuration expérimentale.	69
Figure 2.16. Diagramme spatio-temporel (DST) d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz	70
Figure 2.17. Comparaison entre la forme expérimentale d'une vague solitaire obtenue par sonde résistive (en bleu) et la forme théorique de KDV (en vert) (Abcha et al. (2014)	71
Figure 2.18. Décomposition schématique du signal fréquentiel correspondant à un train de Pierson-Moskowitz pour la détermination du paramètre local $S_0$	73
Figure 2.19. Partitionnement d'un spectre d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz en quatre régions spectrales	75
Figure 2.20. Partitionnement d'un spectre d'un train d'ondes de JONSWAP en quatre régions spectrales	76
Figure 2.21. (a) Signal temporel d'un train d'ondes de Pierson-Moskowitz (b) Signal fréquentiel ; en noir : enregistrement effectué à 4m du batteur, en bleu : au pied de la pente, rouge : Après le déferlement	76
Figure 2.22. Spectrogramme d'un train d'ondes Gaussien	77
Figure 3.1. Schéma descriptif des paramètres caractéristiques de l'onde solitaire	80
Figure 3.2. Comparaison entre : en tirets noirs, la forme expérimentale d'une vague solitaire (SW16) obtenue par une sonde résistive ; en rouge la forme théorique de Boussinesq et en bleu la solution d'Euler.	81
Figure 3.3. Comparaison entre la vitesse de l'onde solitaire expérimentale ( $\square$ ) et théorique (en rouge)	82
Figure 3.4. Comparaison entre la durée de l'onde solitaire expérimentale ( $\square$ ) et théorique (en rouge). La ligne en pointillés représente un fit des données expérimentales (polynôme du second degré)	83
Figure 3.5. Le shoaling correspondant à quatre vagues solitaires : (a) et (b) : ( $\square$ ) : SW8, ( $\diamond$ ) : SW10 ; (c) et (d) : ( $\Delta$ ) : SW12, ( $\circ$ ) : SW14.	84
Figure 3.6. Profils instantanés d'une vague solitaire (SW15) à proximité du déferlement. (a) :0 s ; (b) :0,1 s ;(c) :0,26 s ;(d) :0,43 s ;(e) :0,6 s (déferlement) ;(f) :0,77 s ;(g) :0,9 s ;(h) :0,97 s	86
Figure 3.7. (a) : Variation expérimentale de la hauteur locale de déferlement $h_b/h_0$ en fonction du paramètre de non-linéarité adimensionnel $s_0/\varepsilon$	87
Figure 3.8. Variation temporelle du runup d'une vague solitaire (SW13).	89
Figure 3.9. Résultats expérimentaux du runup.	90
Figure 3.10. Comparaison du runup issu de l'expérimentation avec celui issu de l'équation 3.5 (trait en pointillé), de l'équation 3.6 (trait bleu) et de l'équation 3.7 (trait vert)	91

Figure 3.11. Comparaison du runup issu de l'expérimentation avec celui issu de l'équation 3.9 (Approximation de Wu et al. (2018))	92
Figure 3.12. Comparaison entre le profil de l'onde solitaire ( $\varepsilon' = 0,15$ ) solution de : en bleu, mPeregrine ; en rouge, Euler et en noir, Goring	93
Figure 3.13. Comparaison entre la vitesse expérimentale de l'onde solitaire et celle issue de la simulation numérique (validation de la solution stationnaire), écart < 4%	93
Figure 3.14. Comparaison des résultats concernant la forme des deux vagues solitaires de non-linéarité différente en $x = 3$ m du générateur obtenu expérimentalement (en noir) et ceux issus des simulations numériques (en rouge)	94
Figure 3.15. Configuration du canal numérique. En bleu l'élévation de surface libre $\eta(x,t)$	94
Figure 3.16. Comparaisons entre les résultats expérimentaux obtenus pour les quatre pentes et les simulations numériques du runup issues du code mPeregrine	96
Figure 4.1. Configuration expérimentale.	100
Figure 4.2. Elévations de la surface libre d'un train d'ondes à spectre étroit (GW2) mesurée par sondes résistives à 6 différentes sections du canal.	102
Figure 4.3. Densité spectrale adimensionnelle de trois trains d'ondes gaussiens de non-linéarité $S_0$ proches et de différentes largeurs spectrales $\Delta f/f_c$ à 6 sections du canal.	103
Figure 4.4. Variation spatiale de la fréquence de pic issue des mesures expérimentales (a) impact du changement de la phase ( $\Phi$ ), (b) la non-linéarité ( $S_0$ ) et (c) la largeur spectrale $\Delta f/f_c$	104
Figure 4.5. Evolution spatiale de la fréquence caractéristique issue des mesures expérimentales	106
Figure 4.6. (a) : impact de la variation du contenu spectral sur la variation relative de $f_s$ en fonction de $S_0$ (au pied de la pente), (b) : impact de la variation relative de $f_s$ en fonction de $S_0$ du contenu spectral sur la décroissance de $f_s$ (au-delà du déferlement $x = 14$ m)	107
Figure 4.7. Partitionnement réalisé sur les spectrogrammes (expérimentaux) correspondants à deux trains d'ondes de non-linéarité similaire ( $S_0 = 0,23$ ) et de largeur spectrale différente (i.e. $\Delta f/f_c = 0,4$ pour GW8 et $\Delta f/f_c = 0,93$ pour GW14).	109
Figure 4.8. Variation spatiale de l'énergie spectrale pour les trains d'ondes gaussiens de largeur spectrale $\Delta f/f_c = 0,27$ .	110
Figure 4.9. Variation spatiale de l'énergie spectrale pour les trains d'ondes gaussiens de largeur spectrale $\Delta f/f_c = 0,4$ .	111
Figure 4.10. Variation spatiale de l'énergie spectrale pour les trains d'ondes gaussiens de largeur spectrale $\Delta f/f_c = 0,53$ et $0,67$ .	111
Figure 4.11. Variation spatiale de l'énergie spectrale pour les trains d'ondes gaussiens de largeur spectrale $\Delta f/f_c = 0,93$ .	112
Figure 4.12. Variation spatiale de l'énergie spectrale dans E4 pour les trains d'ondes gaussiens de différentes non-linéarités et largeurs spectrales	113

Figure 4.13. Variation spatiale de (a), (b) l'asymétrie $\lambda_3$ et (c), (d) l'aplatissement $\lambda_4$ de 8 trains d'ondes gaussiens.	114
Figure 4.14. Variation spatiale de (a), (b) l'asymétrie $\lambda_3$ et (c), (d) l'aplatissement $\lambda_4$ de 8 trains d'ondes gaussiens.	116
Figure 4.15. Rétrécissement de la crête et l'élargissement des trous au cours de la propagation d'un train d'ondes Gaussien (GW3)	117
Figure 4.16. Variation spatiale de la bicohérence dans le cas d'un train d'ondes gaussien de faible largeur spectrale $\Delta f/f_c = 0,27$ (GW1)	119
Figure 4.17. Variation spatiale de la bicohérence dans le cas d'un train d'ondes gaussien de faible largeur spectrale $\Delta f/f_c = 0,27$ (GW2)	120
Figure 4.18. Variation spatiale de la bicohérence dans le cas d'un train d'ondes gaussien de forte largeur spectrale $\Delta f/f_c = 0,67$ (GW11)	122
Figure 4.19. Comparaison entre l'élévation de surface libre obtenue expérimentalement (en noir) et celle prédite par le modèle numérique (en rouge) d'un train d'onde Gaussien (GW2) à cinq sections du canal	124
Figure 4.20. Variation spatiale de la fréquence de pic issue des simulations numériques (a) impact du changement de la phase ( $\Phi$ ), (b) la non-linéarité ( $S_0$ ) et (c) la largeur spectrale $\Delta f/f_c$	124
Figure 4.21. Comparaison entre l'évolution spatiale de la hauteur maximale. En noir : les résultats expérimentaux, en rouge : les résultats des simulations numériques.	125
Figure 4.22. Comparaison entre les spectrogrammes correspondants à deux trains d'ondes gaussiens de non-linéarité similaire et de largeur spectrale différente.	126
Figure 4.23. Variation spatiale de (a) : l'asymétrie et (b) : l'aplatissement déterminés expérimentalement de 3 trains d'ondes de $S_0$ de $\Phi$ similaires.	127
Figure 5.1. Configuration expérimentale.	131
Figure 5.2. Densité spectrale adimensionnelle d'un train d'onde de Pierson-Moskowitz, JONSWAP ( $\gamma = 3,3$ ) et JONSWAP ( $\gamma = 7$ ) à 6 différentes sections du canal.	133
Figure 5.3. Variation spatiale de la fréquence de pic issue des mesures expérimentales ; (a) Pierson-Moskowitz ( $\Phi = 0$ ), (b) Pierson-Moskowitz ( $\Phi = \pi$ ), (c) : JONSWAP ( $\gamma = 3,3$ ), (d) : JONSWAP ( $\gamma = 7$ ). Les deux barres verticales indiquent la zone de déferlement.	134
Figure 5.4. Evolution spatiale de la fréquence caractéristique issue des mesures expérimentales	136
Figure 5.5. Perte d'énergie entre les deux sondes pour un train d'ondes de Pierson-Moskowitz pour différentes non-linéarités initiales ( $S_0$ )	138
Figure 5.6. Partitionnement réalisé sur les spectrogrammes (expériences correspondants à 4 trains d'ondes de non-linéarité similaires.	140
Figure 5.7. Variation spatiale de l'énergie spectrale pour les trains d'ondes de Pierson-Moskowitz	141
Figure 5.8. Variation spatiale de l'énergie spectrale pour les trains d'ondes de JONSWAP ( $\gamma=3,3$ )	142

Figure 5.9. Variation spatiale de l'énergie spectrale pour les trains d'ondes de JONSWAP ( $\gamma=7$ )	143
Figure 5.10. Variation spatiale de l'énergie spectrale dans E4 pour les trains d'ondes de Pierson-Moskowitz, de JONSWAP ( $\gamma = 3,3$ ) et de JONSWAP ( $\gamma = 7$ ) (Abroug et al. (2020))	144
Figure 5.11. Variation spatiale de (a), (b) l'asymétrie et (c), (d) l'aplatissement de 8 trains d'ondes de Pierson-Moskowitz	146
Figure 5.12. Variation spatiale de (a), (b) l'asymétrie et (c), (d) l'aplatissement de 8 trains d'ondes de JONSWAP ( $\gamma=3,3$ et $\gamma=7$ )	147
Figure 5.13. La relation entre l'asymétrie et l'aplatissement depuis une profondeur intermédiaire jusqu'au rivage. La théorie linéaire du second ordre de Mori and Kobayashi (1998) est représentée par une courbe en noir	148
Figure 5.14. Evolution spatiale de la bicohérence pour un train d'ondes de JONSWAP de faible non-linéarité initiale (JSW1)	151
Figure 5.15. Evolution spatiale de la bicohérence pour un train d'ondes de JONSWAP de forte non-linéarité initiale (JSW33)	152
Figure 5.16. Evolution spatiale de la bicohérence pour un train d'ondes de Pierson-Moskowitz de faible non-linéarité initiale (PMW22)	154
Figure 5.17. Densité spectrale adimensionnelle d'un train d'onde de Pierson-Moskowitz, JONSWAP ( $\gamma = 3.3$ ) et JONSWAP ( $\gamma = 7$ ) à 6 différentes sections du canal.	155
Figure 5.18. Variation spatiale de la fréquence de pic issue des simulations numériques ; (a) Pierson-Moskowitz ( $\Phi = 0$ ), (b) : JONSWAP ( $\gamma = 3,3$ ), (c) : JONSWAP ( $\gamma=7$ ). Les deux barres verticales indiquent la zone de déferlement (Abroug et al. (2020))	156
Figure 5.19. Comparaison entre l'évolution spatiale de la hauteur maximale. En noir : les résultats expérimentaux, en rouge : les résultats des simulations numériques.	157
Figure 5.20. Comparaison entre les spectrogrammes correspondant aux trains d'ondes de JONSWAP ( $\gamma = 3.3$ and $\gamma = 7$ ) obtenus expérimentalement et ceux issus de la simulation numérique.	158
Figure 5.21. Comparaison entre les spectrogrammes correspondants aux trains d'ondes de Pierson-Moskowitz obtenus expérimentalement et ceux issus de la simulation numérique. Les figures dans la colonne gauche représentent les résultats expérimentaux et celles dans la colonne droite représentent les résultats des prédictions numériques (Abroug et al. (2020))	159
Figure 5.22. Variation spatiale de (a) : l'asymétrie et (b) : l'aplatissement déterminés expérimentalement de 3 trains d'ondes de $S_0$ de $\Phi$ similaires	160
Figure A.1. Experimental setup.	200
Figure A.2. Free surface elevation as measured by wave gauges of GW2.	200
Figure A.3. The measured water surface elevation (- -) compared to the Boussinesq solitary wave (-) of the same maximum height.	203
Figure A.4. Typical repartition of the initial spectrum $S_0(f)$ for GW1.	204
Figure A.5. Spectrograms as obtained by wave gauges through FFT	205

Figure A.6. Spatial evolution of frequency spectrum for (a): GW1, (b): GW2, (c): GW3, (d): GW4, (e): GW5, (f): GW6, (g): GW7	207
Figure A.7. The Spatial evolution of the characteristic frequency.	208
Figure A.8. Spectrogram of SW4 as obtained by wave gauges through FFT	209
Figure A.9. ■ Spatial evolution of frequency spectrum for SW1; ● SW2; ★ SW3; ◆ SW4.	210

## Liste des tableaux

Tableau 1.1. Tableau récapitulatif des formulations empiriques et théoriques de déferlement pour les ondes solitaires .....	23
Tableau 1.2. Tableau récapitulatif des formulations empiriques et théoriques du runup pour les ondes solitaires .....	25
Tableau 1.3. Tableau récapitulatif de quelques partitionnements spectraux effectués dans les travaux précédents et dans le cas des trains d'ondes de différents types de spectre ..	38
Tableau 3.1. Paramètres caractéristiques des vagues solitaires.....	82
Tableau 4.1. Paramètres caractéristiques des trains d'ondes gaussiens .....	101
Tableau 5.1. Paramètres caractéristiques des train d'ondes non-gaussiens.....	132

# **Annexes**





---

## **A. Physical Modelling Of Extreme Waves: Gaussian Wave Groups And Solitary Waves In The Nearshore Zone**

**Abroug Iskander<sup>1,2</sup>, Abcha Nizar<sup>2,\*</sup>, Jarno Armelle<sup>1</sup> and Marin François**

<sup>1</sup>LOMC, UMR 6294, CNRS

Normandie Univ.

UNILEHAVRE, 76058 Le Havre, France

<sup>2</sup>M2C, UMR 6294, CNRS

Normandie Univ.

UNICAEN, 14000 Caen, France

### **Abstract**

Laboratory-scale waves of two distinct types were generated in a two-dimensional wave flume to model the spatial evolution of the frequency spectrum in the nearshore zone. The two generated types are Gaussian wave groups of different spectra widths and solitary waves. In the experiment, the time series of free surface elevation along the flume are obtained along a distance of 10m using wave gauges. For each Gaussian wave train, four regions were defined, namely peak, transfer, high frequency and low frequency region referred to as E1, E2, E3 and E4. The repartition was based on the maximum frequency spectrum situated in E1 at X=4m. Focusing is a complex process; this is mainly due to nonlinear energy transfer between different frequency ranges. It was concluded that the energy keeps stable in E1 and spreads toward E3 before breaking. The frequency spectrum in E2 has a decreasing trend during the wave train propagation. After the breaking, the frequency spectrum in E2 stops decreasing. It was found also that frequency spectrum increases during the focusing process in E4. Concerning solitary waves, it was found that the frequency spectrum of the main solitary wave decreases as the wave approaches the breaking zone.



**Key words: Gaussian wave train/ frequency spectrum/ solitary wave/ peak frequency region/ transfer region.**

## **Nomenclature**

$A'$  [m]: Solitary wave amplitude at the toe of the slope.

$A_0$  [m]: Solitary wave amplitude at  $X=4\text{m}$  from the wave maker.

$A_b$  [m]: local breaking height.

$A_s$  [m]: Solitary wave amplitude.

$C$  [ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ]: Solitary wave celerity.

E1, E2, E3 and E4: peak region, transfer region, high frequency region and low frequency region (Gaussian waves).

$E_s$ : mains solitary wave frequency region situated between  $0.7f_p$  and  $1.5f_p$ , where  $f_p$  being the peak frequency.

$f_c$  [Hz]: Center frequency.

$f_p$  [Hz]: Peak frequency.

$f_s$  [Hz]: Characteristic frequency; Eq. 3.

$g$  [ $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ ]: Gravitational acceleration.

$h$  [m]: Water depth.

$h_b$  [m]: local breaking depth.

$k$  [ $\text{rad}\cdot\text{m}^{-1}$ ]: Wave number.

$S(f)$ : Frequency spectrum.

$S_0$ : Global wave steepness (at  $X=4\text{m}$  from the wave maker).

$X$  [m]: Distance along the flume.

$X_b$  [m]: Breaking position.

$\Delta f$  [Hz]: Frequency stepping.

$\eta(x, t)$  [m]: Free surface elevation.

$\varphi$  [rad]: Phase at focusing.

# 1. Introduction

Giant waves correspond to waves of very high amplitude, appearing mainly on high seas [1]. These waves may be accompanied by deep troughs that may appear before or after the highest peak. The appearance of unusually high waves in the nearshore zone is often associated with the transformation of these waves propagating from the open ocean to the shoreline. The physical processes involved in the transformation of these waves from the open sea to the coastal zone are poorly understood, despite the significant impact these waves may have on the coasts, such as overtopping, material damages, and erosion [2].

These waves can be investigated experimentally using a large variety of physical mechanisms including solitary waves and group focused waves [1]. The first description of solitary waves was made by John Russel [3]. These waves are traditionally used as tsunami approximations because of their hydrodynamic similarity [4]. Group focused waves are often cited in the framework of freak wave formation and have been widely used to study the statistics of rogue waves and their deviation from linear theory [5]. The generation mechanism is defined by the fast spreading of long waves and slow propagation of short waves [6]. The spatial evolution of frequency spectrum of waves in coastal zones is important in assessing danger to life and to marine constructions. However, data are sparse and the phenomenon is hard to investigate, especially in the inner surf zone.

Several studies have analysed the spatial evolution of the frequency spectrum of wave trains using the method of energy focusing [7, 8]. Most of these studies were conducted at deep-water conditions. The evolution of the frequency spectrum of group focused waves in intermediate and shallow water depth have received little attention. Rapp and Melville [9] and Tian et al. [10] found that energy loss due to breaking concerns mostly high frequency regions. By making simple comparisons of measurements upstream and downstream the breaking in deep-water depth, Yao and Wu [11] found that the frequency spectrum increases during the wave train propagation in low frequency regions (E4).

Recently, Merkoune et al. [12] reported an experimental study on energy dissipation of non-breaking focused wave groups in the presence of currents. They found that losses are around 25% of the total energy. These losses are caused by viscous dissipation and contact line. Energy calculations are simply based on free surface elevation measurements and not on detailed frequency spectra, even though the focusing process is far from linear superposition. Yao and Wu [11] found that during the propagation, the frequency spectrum in low frequency regions increases. This gain is attributed to losses in high frequency regions, more precisely in first harmonic region.

The paper is organised as follows. Section 2 describes the experimental setup and wave parameters. Section 3 is devoted to the results for Gaussian wave trains and solitary waves. The discussion is presented in section 4.

## 2. Materiel and methods

### 2.1. Experimental setup

The experiments were carried out in a wave flume of the coastal and continental morphodynamics Laboratory at Caen University, France. The flume is 20m long and 0.8m wide. An Edinburgh designs Ltd piston-type paddle was used to generate waves propagating through 0.3 m depth to a sloping bottom of an angle  $\beta=0.04$  rad situated at  $X=9.5$ m downstream the wave maker (Fig. 1). The flume bottom is elevated 1.15m from the ground to ease side visualisations. The governing parameters include the initial solitary wave amplitude  $A_0$  ( $S_0$  is the input steepness for Gaussian wave trains), the free surface elevation  $\eta(x, t)$ , breaking location  $X_b$  and frequency range for Gaussian wave trains.

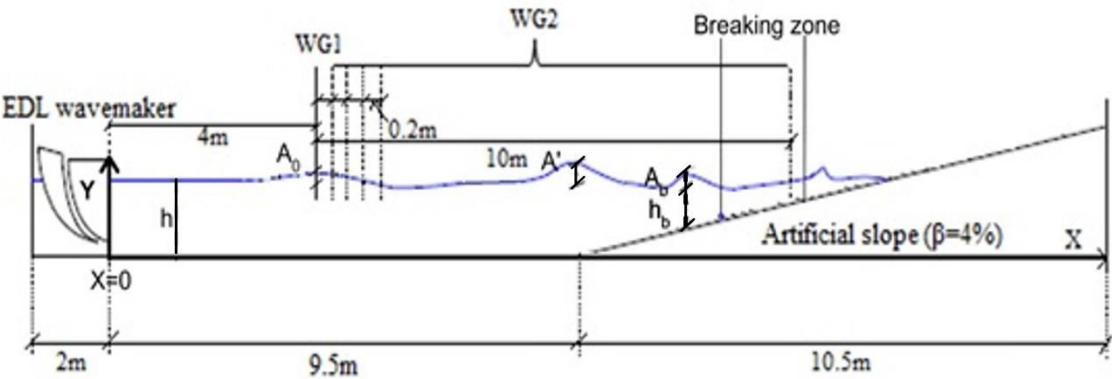


Figure A.1. Experimental setup.

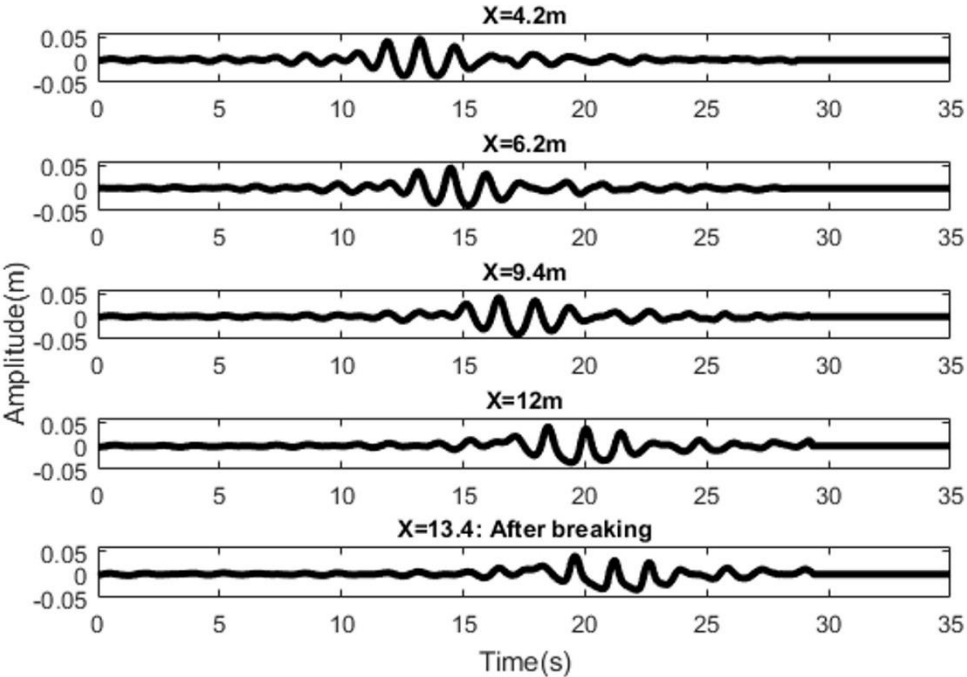


Figure A.2. Free surface elevation as measured by wave gauges of GW2.

The free surface elevations were recorded at different locations along the flume with resistive wave gauges. The first gauge is fixed and used as a temporal reference, the second gauge is moved 20 cm after each test (Fig. 1). Free surface elevations are overlaid chronologically at regular time intervals in order to obtain space-time diagrams. The fast Fourier transformation (called FFT) is computed for each signal measured by the wave gauges using Matlab [13, 14]. Additional video tests have been conducted to track the breaking process with a camera, which was set to record at a frequency of 100Hz. Each experiment requires a time interval of 5 minutes to ensure that the water surface is calm. For group focused waves, the input focusing point was fixed on  $X=12\text{m}$  in order to have a focusing on the slope.

It is important to clarify that the breaking on the slope will prevent complete focusing. Thus, the focusing is not experimentally perfect and so only breaking locations are mentioned in Table 1. Figure 2 presents time histories of the measured free surface elevation of a Gaussian wave train (GW2; see table 1) at five locations.

## 2.2. Wave parameters

Gaussian wave trains are generated using dispersive focusing technique. In this experiment, we adopted the Gaussian distribution to generate breaking waves in shallow water using wave energy focusing. According to linear theory, the free surface elevation can be written as follows:

$$\eta(x, t) = \sum_{i=1}^n a_i \cos(k_i x - \omega_i t + \varphi_i) \quad (1)$$

A wave train contains a range of individual linear sine wave components, each with amplitude  $a_i$ , angular frequency  $\omega_i$  and wave number  $k_i$ . The phase angle of each component  $\varphi_i$  was adjusted so that the crests of the individual components coincide at a selected location and time. We assume that the discrete frequency  $f_i$  ( $\omega_i/2\pi$ ) is uniformly distributed between  $f_1$  and  $f_2$ . Therefore, the frequency width and center frequency are defined by:

$$\Delta f = f_2 - f_1; f_c = 0.5(f_1 + f_2) \quad (2)$$

Four different bandwidths (i.e.  $\Delta f/f_c$ ) were set in order to investigate the variation of this parameter. The spectrally weighted frequency ( $f_s$ ) is chosen as the characteristic frequency of the wave train and is calculated using equation (3) [10].

$$f_s = \frac{\sum_{i=1}^n [f_i a_i^2 (\Delta f)_i]}{\sum_{i=1}^n [a_i^2 (\Delta f)_i]} \quad (3)$$

Here,  $f_i$  is the frequency of the  $i^{\text{th}}$  component of the wave packet and  $\Delta f_i$  is the difference between components, which is constant. Unlike solitary waves, wave group's nonlinearity cannot be characterised by a single amplitude, and therefore global wave steepness is used. Equation (4) given in [10] was chosen to calculate this parameter through spectrum analysis of wave gauge data at  $X=4\text{m}$ .

$$S_0 = k_s \sum_{i=1}^n a_i \quad (4)$$

Here,  $k_s$  is the spectrally weighted wavenumber related to  $f_s$  and  $\sum_{i=1}^n a_i$  is the surface elevation at the focusing point according to linear wave theory. With working depth  $h=0.3\text{m}$ , the value of  $k_c h$  is calculated using the finite depth dispersion relation. Hence, wave trains start propagating in intermediate water depth (i.e.  $k_c h=0.93$ ) to coastal zones. Each measurement is decomposed into 90 Fourier components and the correspondent surface elevation is expressed analytically as a summation of sinusoidal waves in order to determine different amplitudes ( $a_i$ ) and frequencies ( $f_i$ ) (Equation (5)) [15].

$$F(f) = \int_0^T \eta(t) e^{-2\pi i f t} dt \quad (5)$$

Here,  $F(f)$  is the Fourier transform of  $\eta(t)$  in a given location,  $T$  is the signal duration and is equal to 35s in our study (the time stepping is 0.02s). Careful observation of the free surface elevation shows that the signal duration is sufficient since it includes all meaningful wave components. The wave frequency spectrum is calculated as  $S(f) = 2|F(f)|^2/N$  where  $N$  is the number of points corresponding to the sampling time. For present tests,  $N=35/0.02=1750$  points.

Table 1. Gaussian wave trains parameters.

Wave train	Control frequency range (Hz)	$f_c(\text{Hz})$	$\Delta f/f_c$	$S_0$	$f_p(\text{Hz})$	$X_b(\text{m})$
GW1	[0.6..0.9]	0.75	0.4	0.10	0.63	14.3
GW2	[0.6..0.9]	0.75	0.4	0.17	0.63	[13.1..13.61]
GW3	[0.55..0.95]	0.75	0.53	0.12	0.67	13.6
GW4	[0.5..1]	0.75	0.67	0.13	0.54	13.42
GW5	[0.4..1.1]	0.75	0.93	0.11	0.46	13.81
GW6	[0.4..1.1]	0.75	0.93	0.17	0.46	[12.9...13.4]
GW7	[0.7..1.2]	0.95	0.53	0.15	0.77	[13.11..13.8]

Boussinesq derived a mathematical expression for the solitary wave profile generated on a horizontal, rectangular channel [16]. Equation (6) indicates the nonlinear solution obtained by Boussinesq approximation [17].

$$\eta(\xi) = A_s \cosh^{-2} \left( \sqrt{\frac{3A_s}{4h^3}} (x - Vt) \right) \quad (6)$$

Here,  $A_s$  is the solitary wave amplitude,  $V$  the theoretical wave velocity,  $x$  is the horizontal distance and  $t$  is the time.  $C$  is the wave celerity given by:

$$C = \sqrt{g(h + A_s)} \quad (7)$$

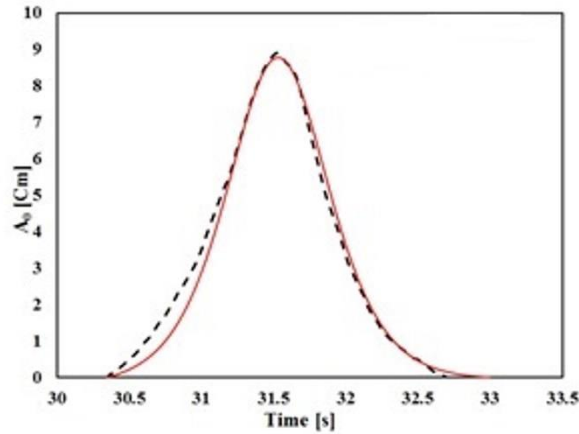


Figure A.3. The measured water surface elevation (- -) compared to the Boussinesq solitary wave (-) of the same maximum height.

Figure 3 shows a comparison between the experimental time history of the free surface elevation and the time history predicted by Equation (6) at  $X=4\text{m}$  downstream the wave maker. One can observe an excellent agreement between the experimental and the theoretical solution. In the generation of solitary waves, small trailing waves due to the piston pullback are observed behind the main solitary wave.

Table 2. Solitary waves parameters.

Solitary wave	$A_0/h$	$A'/h$	$A_b/h_b$	$h_b/h$	$X_b(\text{m})$
SW1	0.166	0.158	1.874	0.172	15.7
SW2	0.195	0.185	1.672	0.210	15.42
SW3	0.226	0.214	1.627	0.239	15.2
SW4	0.246	0.239	1.556	0.259	15.05

Table 1 indicates the different parameters corresponding to the seven Gaussian wave trains and Table 2 presents the parameters for the four solitary waves generated during the physical experiments.

### 3. Results

#### 3.1. Gaussian wave trains

##### 3.1.1. The frequency regions

To distinguish between different frequency regions, a repartition has been performed on the initial spectrum  $S_0(f)$  at  $X=4\text{m}$ . E1, E2, E3 and E4 are respectively peak, transfer, high frequency and low frequency regions. These four different frequency regions are illustrated in Figure 4.

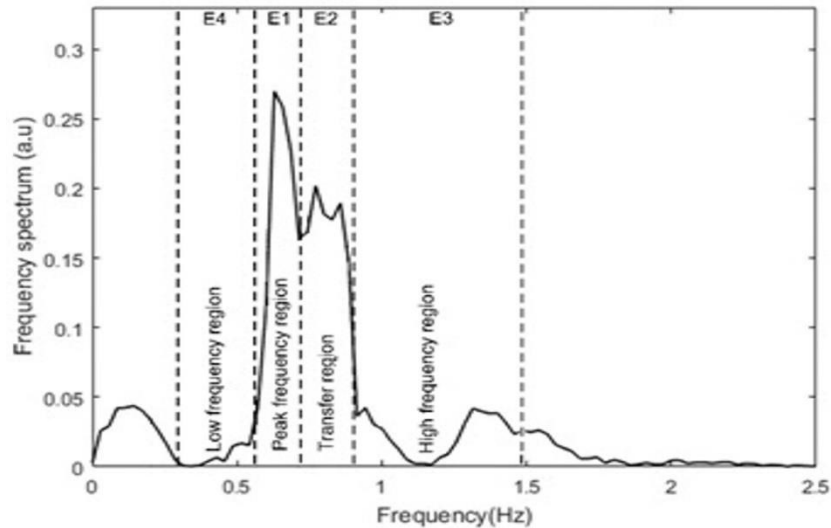


Figure A.4. Typical repartition of the initial spectrum  $S_0(f)$  for GW1.

Figure 5 shows spectrograms of the seven wave trains. These plots represent the frequency spectrum evolution during the wave train propagation. As mentioned above, different distributions have been performed on all spectra since their shapes differ. It should be noted that the repartition was based on the maximum frequency spectrum situated in E1 at  $X=4m$ . The lower limit for E4 is  $0.6f_p$  and the upper limit corresponds to 10% of the maximum frequency spectrum. The peak frequency region limits are different from one spectrum to another (Fig. 4). The lower and the upper limits have been selected in order to guarantee that all significant frequency spectra around the peak frequency are considered. The transition to E2 is characterised by a decrease of 60% of the maximum frequency spectrum. The upper limit of E2 coincides with 20% of the maximum frequency spectrum. Subsequently, E3 is situated beyond E2. The upper limit was chosen to be equal to  $2.5f_p$ . The spectral energy beyond this region is less than 3% of the total frequency spectrum and can be neglected.

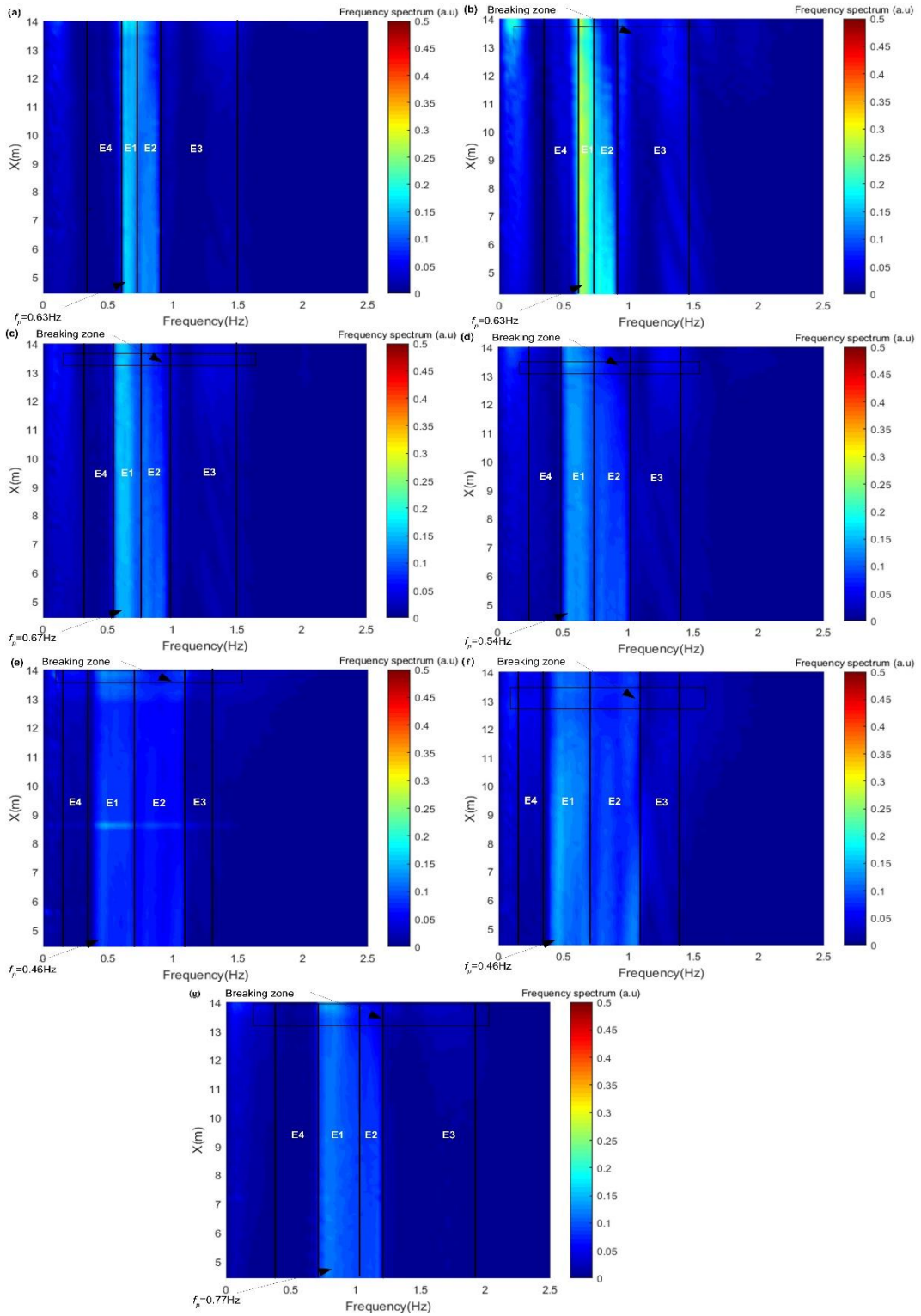


Figure A.5. Spectrograms as obtained by wave gauges through FFT (a) GW1, (b): GW2, (c): GW3, (d): GW4, (e): GW5, (f): GW6, (g): GW7. The colorbar indicates the wave frequency spectrum  $S(f)$  (arbitrary units) from  $X=4\text{m}$  to  $X=14\text{m}$ .



### 3.1.2. Spatial evolution of the frequency spectrum

In this section, all energy forms are normalized by  $E_0$ , which is the integral of the wave frequency spectrum  $S(f)$  between cut-off frequencies  $0.6f_p$  and  $2.5f_p$ . Energy variations are quantified as a function of space by integrating the wave frequency spectrum obtained at every 20cm from  $X=4\text{m}$  up to  $X=14\text{m}$ .

The initial frequency spectrum in E1 is between 45% and 60% of the total frequency spectrum. Figure 6 shows that the frequency spectrum in E1 increases slightly on the flat bottom ( $4\text{m} < X < 9.5\text{m}$ ) for all studied wave trains. Thus, it increases by 8% of its initial level for GW2. After breaking, the spectral energy in E1 decreases for the case of GW2 and GW7 and eventually reaches around 90% of their initial levels. This decrease is primarily caused by dissipation and nonlinear energy transfer to higher frequency regions [10].

The frequency spectrum in the transfer region (E2) decreases gradually and significantly upstream breaking. This behaviour is similar for all steepness and for all bandwidths of the studied wave trains. After the breaking, the frequency spectrum in E2 stops decreasing and begins to recover. For the two Gaussian wave trains having the same frequency bandwidth (GW1 and GW2), the frequency spectrum decrease in E2 is more obvious for GW2 when compared to GW1. This is more clear for wider wave trains (GW5 and GW6). The frequency spectrum in E2 for GW5 reaches around 85% of its initial level after breaking and for GW6 it reaches around 50% of its initial level after breaking. The frequency spectrum loss in E2 for the two Gaussian wave trains with approximately the same steepness (GW2 and GW6) is approximately the same.

The frequency spectrum in high frequency region (E3) increases gradually during the wave train propagation. For instance, it reaches 30% of its initial level for GW2 at the toe of the slope. The observed energy transfer from the first harmonic to higher harmonics is consistent with earlier studies in [10, 13]. Therefore, the energy transfer is similar to that in deep water regions. When the wave train breaks, frequency spectrum stops increasing in this region and starts to decrease. This is more obvious for GW2 and GW7. This can be explained by the reversibility of the nonlinear energy transfer between E2 and E3 [15].

In lower frequency region (E4), the spectral energy increases during the wave train propagation for the seven studied wave trains. This is consistent with [9, 10]. A possible nonlinear energy transfer from E2 and E1 to E4 could offer an explanation

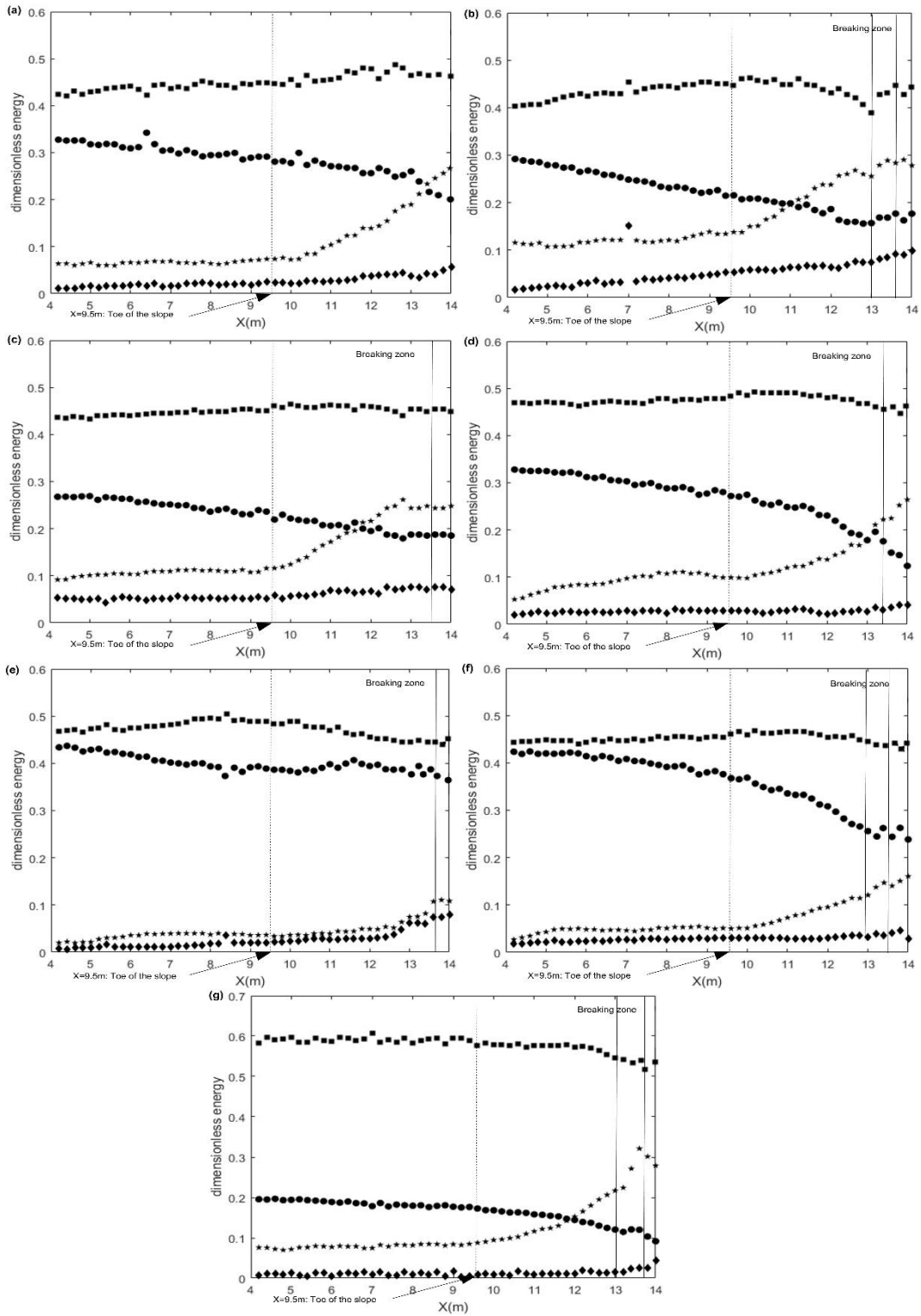


Figure A.6. Spatial evolution of frequency spectrum for (a): GW1, (b): GW2, (c): GW3, (d): GW4, (e): GW5, (f): GW6, (g): GW7.  $\blacksquare$  Frequency spectrum in E1;  $\bullet$  frequency spectrum in E2;  $\star$  frequency spectrum in E3;  $\blacklozenge$  frequency spectrum in E4.

### 3.1.3. Characteristic frequency

The characteristic frequency is a good predictor of energy transfer and frequency spectrum changes during the focused wave group propagation [18]. According to Equation (3),  $f_s$  is sensitive to energy transfers as long as all the meaningful frequency components are included in its determination. Fourier frequency components in the range of  $[0.6f_p, 2.5f_p]$  Hz are included in the calculation of  $f_s$ . The characteristic frequency is determined at  $X=4\text{m}$  and is normalized by the initial characteristic frequency ( $f_{s0}$ ).

Figure 7 shows the spatial evolution of spectrally weighted frequency. Two vertical solid lines are plotted in the same figure in order to indicate the breaking regions for different wave trains. It is found that  $f_s$  is stable from  $X=4\text{m}$  to  $X=5.5\text{m}$ . On the flat bottom, the characteristic frequency decreases gradually for all Gaussian wave trains, which is more obvious for wide spectrum waves. This decrease is explained by energy dissipation in E1 and E2. Just prior to breaking,  $f_s$  increases slightly and this is mainly due to spreading in high frequencies and to spectrum broadening. When the wave train breaks,  $f_s$  decreases, indicating a decreasing trend in high frequency regions. The characteristic frequency almost returns to its initial value after breaking. However, it does not recover to its initial value for the two weakest wave trains (GW1 and GW3) since they break at  $X>13.5\text{m}$ .

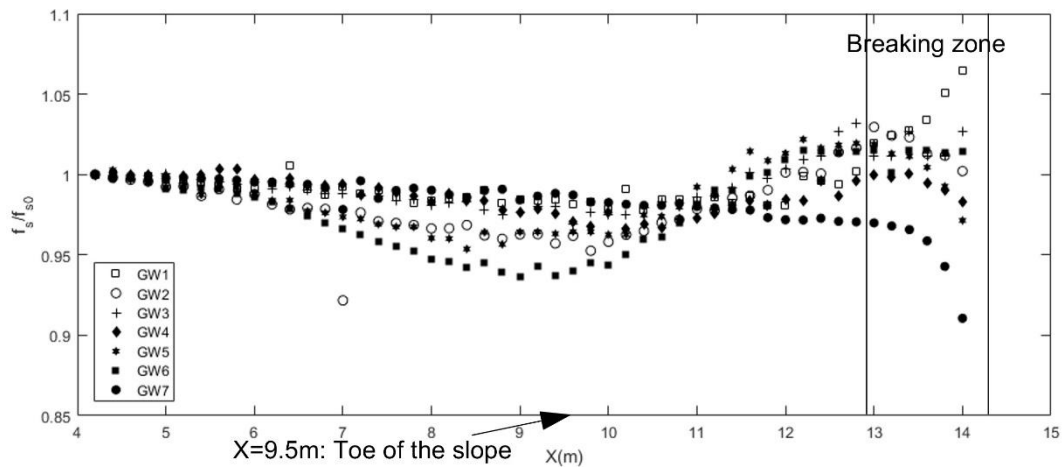


Figure A.7. The Spatial evolution of the characteristic frequency.

### 3.2. Solitary wave

Figure 8 presents the spectrogram for SW4, on which the narrow band at  $f=0.28\text{Hz}$  ( $E_s$ ) corresponds to the spatial evolution of the frequency spectrum of the solitary wave. One can see a second band at approximately  $0.75\text{Hz}$ , which corresponds to the frequency spectrum of the wave generated by the piston pullback. In terms of frequency spectrum, this band and the following bands of higher frequencies ( $1\text{Hz}$  and  $1.25\text{Hz}$ ) are less intense than the main band ( $0.28\text{ Hz}$ ). Higher frequency waves travel slower than lower frequency waves and reach the shore after the solitary wave [19]. Therefore, high frequency waves do not have a significant impact on the spatial evolution of the main solitary wave. Furthermore, the band at approximately  $0.15\text{Hz}$  corresponds to low frequency waves. These subharmonic waves are present along the flume and are amplified by shoaling when arriving on the slope. However, they are approximately three times less energetic than the main solitary wave. Hence, we consider that the subharmonic wave effect is not significant.

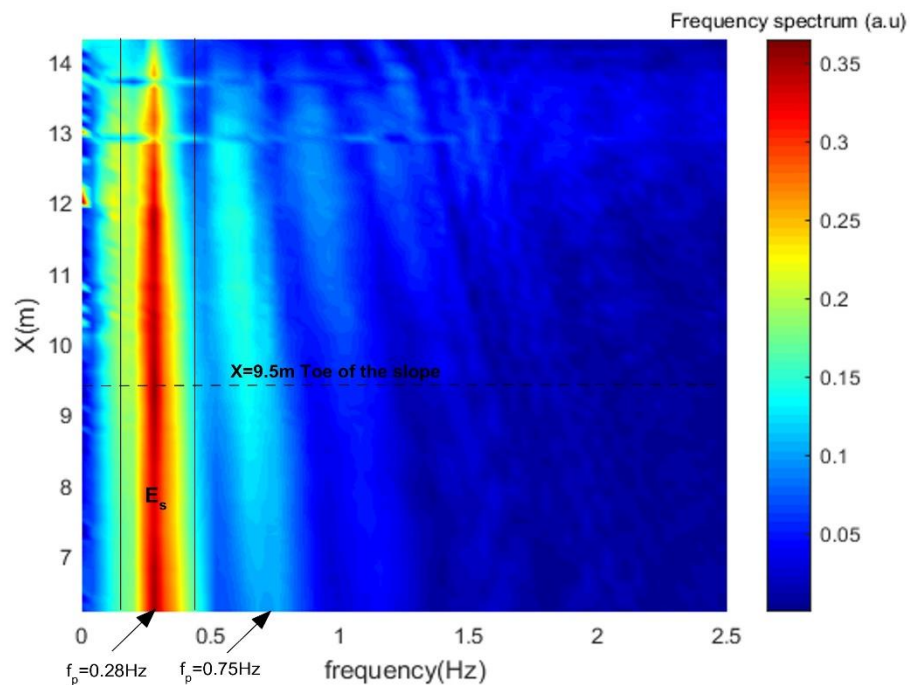


Figure A.8. Spectrogram of SW4 as obtained by wave gauges through FFT. The colorbar indicates the wave frequency spectrum  $S(f)$  (arbitrary units) from  $X=4\text{m}$  to  $X=14\text{m}$ .

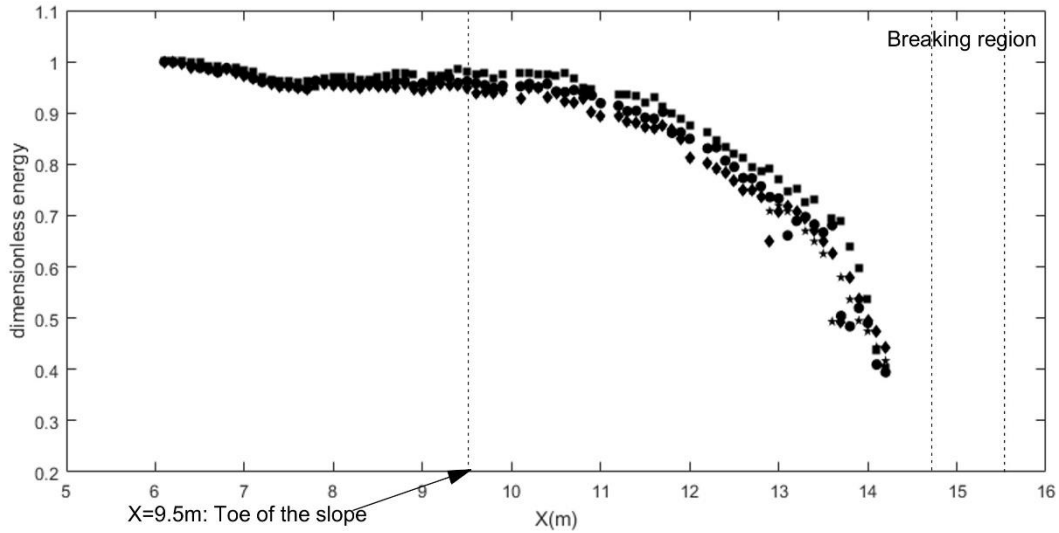


Figure A.9. ■ Spatial evolution of frequency spectrum for SW1; ● SW2; ★ SW3; ◆ SW4.

The frequency spectrum of the main solitary wave is mainly situated between  $0.7f_p$  and  $1.5f_p$ . Figure 9 shows that the frequency spectrum in  $E_s$  decreases gradually on the flat bottom ( $4\text{m} < X < 9.5$ ). It is important to clarify at this point that the decrease rate slightly depends on the initial solitary wave steepness ( $A_0$ ). The frequency spectrum reaches around 97% of its initial level for SW1 and around 93% of its initial level for SW4 at  $X=9.5\text{m}$  from the wave maker. This decrease is intensified when the solitary wave reaches the slope and is explained by the shoaling phenomenon, which has an impact on the solitary wave shape. This can be seen clearly by the narrowing of the solitary wave spectrum in Figure 8. For instance, this energetic decline reaches around 40% of its initial level for SW2. We can conclude from Figure 9 that the frequency spectrum loss is slightly impacted by the initial solitary wave steepness and the decreasing rate on the sloping bottom is fairly similar for the four solitary waves.

## 4. Discussion

This paper describes the spatial evolution of Gaussian wave groups and solitary waves along a flat and sloping bottom using a series of physical experiments. Different breaking intensities, center frequencies and frequency widths are considered for Gaussian wave trains. The spatial evolution of frequency spectrum upstream and downstream the wave breaking is studied for each test, thanks to 50 measurements carried out by wave gauges.

On the one hand, four energy regions are defined with the aim of monitoring the spatial evolution of frequency spectrum upstream and downstream the breaking for Gaussian wave trains. The repartition was based on the maximum frequency spectrum at  $X=4\text{m}$ . It was found that the energetic behavior is relatively similar for the seven generated wave trains and this confirms the limits that were defined. On the other hand, solitary waves are only described by one frequency region.

Based on our experimental data, the energy dissipation for solitary waves on the flat bottom ( $4\text{m} < X < 9.5\text{m}$ ) is small. For the steepest solitary wave, the energy dissipation is around 10%. These losses are caused by viscous dissipation and contact-line damping. Concerning Gaussian wave trains, the total energy dissipation is insignificant on the flat bottom and is

around 8% for the strongest wave train GW7. The total energy keeps stable along the 5.5m for the weakest wave trains and this is consistent with earlier studies in [18]. It should be mentioned that in our experiments losses of energy are smaller than in [12]. This difference found in [12] can be explained by the larger influence of viscous boundary layers at sidewalls and on the bottom since our measurements are performed at larger flume width.

On the sloping bottom ( $9.5\text{m} < X < X_b$ ), the shoaling happens. The energy behaviour differs for the two wave types. In fact, the main solitary wave is marked by a strong energy decrease. For Gaussian wave trains; however, the energetic increase in higher harmonic regions (E3) and the energetic decrease in the transfer region (E2) are intensified which indicates a stronger energy transfer than that on the flat bottom.

Along the wave train propagation, the energy decreases in the transfer region and increases slightly in the peak region. When the wave trains breaks, the frequency spectrum increase in E3 ceases and begins to decrease. This is consistent with earlier studies [13, 18]. Thus, the behaviour of spectral energy in E2 and E3 in intermediate and shallow water depth is close to that in deep water depth.

For the near future, we plan to perform new tests involving other spectra such as Pierson-Moskowitz and JONSWAP spectrum, in order to extend our experimental results to more realistic spectra.

## Acknowledgments

The authors acknowledge financial support from the Normandy.

## References

- [1] C. Kharif, E. Pelinovsky, Physical mechanisms of the rogue wave phenomenon, in: *European Journal of Mechanics B*, 2003, 22, 603-635.
- [2] A. Strusińska-Correia, H. Oumeraci, Nonlinear behavior of Tsunami-Like solitary wave over submerged impermeable structures of finite width, in: *Coastal engineering proceedings*, 2012, icce. v33. Currents.6
- [3] J. S. Russel, Report on waves, in: *Proceedings. 14<sup>th</sup> Meeting. Brit. Ass. Adv.*, 1845. Pp. 311-390.
- [4] S. C. Hsiao, T. C. Lin, Tsunami-like solitary waves impinging and overtopping an impermeable seawall: Experiment and RANS modeling, in: *Journal of Coastal Engineering*, 2010, Volume 57 , Issue 1, Pages 1-18.
- [5] N. Mori, M. Onorato, P. A. E. M. Janssen, A. R. Osborne and M. Serio, On the extreme statistics of long-crested deep-water waves: Theory and experiments in: *Journal of Geophysical Research*, 2007, 112, C09011.

- [6] J. Touboul, E. Pelinovsky, C. Kharif, Nonlinear focusing wave group on current, in: Journal of Korean Society of Coastal and Ocean Engineers, 2006, 19, 222-227.
- [7] T. Johannessen, C. Swan, a laboratory study of the focusing and transient and directionally spread surface water waves, in: Proceedings of the Royal Society A, London: Math. Phys. Eng. Sci, 2001, 457, 971-1006.
- [8] M. L. Banner, W. L. Peirson, Wave breaking onset and strength for two-dimensional deep-water wave groups, in: Journal of Fluid mechanics, 2007, 585:93-115.
- [9] R. Rapp, K. W. Melville, Laboratory measurements of deep-water breaking waves in: Philosophical Transactions of the Royal Society A, London, 1990, A. 331, 735-800.
- [10] Z. Tian, M. Perlin, W. Choi, Frequency spectra evolution of two dimensional focusing wave groups in finite water depth water, in Journal of Fluid Mechanics, 2011, vol. 688, pp. 169-194.
- [11] A. F. Yao, C. H. Wu, Energy dissipation of unsteady wave breaking on currents, in: Physical. Oceanography, 2004, 34, 2288-2304.
- [12] D. Merkoune, J. Touboul, N. Abcha, D. Mouazé, A. Ezersky, Focusing wave group on a current of finite depth, in: Natural hazards and earth system sciences, 2013, Sci., 13, 2941-2949.
- [13] T. Baldock, T.E. Swan, P. H. Taylor, A laboratory study of non-linear surface waves on water, in: Philosophical Transactions of the Royal Society A. R. Soc. London, Ser, 1996, A, 354, 1-28 5.
- [14] R. S. Gibson, C. Swan, The evolution of large ocean wave: The role of local and rapid spectral changes, in: Proceedings of the Royal Society A, London, Ser, 2007, A, 463-2077-21-48.
- [15] Z. G. Tian, M. Perlin, W. Choi, energy dissipation in two-dimensional unsteady plunging breakers and an eddy viscosity model, in: Journal of Fluid Mechanics, 2010. 655, 217-257.
- [16] M. H. Boussinesq, Théorie de l'intumescence liquide, appelée onde solitaire ou de translation, se propageant dans un canal rectangulaire, C.-R. Acad. Sci. Paris, 1871, 72p.
- [17] D. D. Goring, Tsunami-the propagation of long waves onto a shelf, in: PhD thesis, 1979, California Institute of Technology, Pasadena, Calif.
- [18] S. Liang, Y. Zhang, Z. Sun, Y. Chang, Laboratory study on the evolution of waves parameters due to wave breaking in deep water, in: Wave motion, Volume 68, 2017, Pages 31-42.
- [19] J. Orszaghova, H. P. Taylor, G. L. Alistair, Borthwick, A. C. Raby, Importance of second-order wave generation for focused wave group run-up and overtopping, in: Journal of Coastal Engineering, 2014, 94, 63-97

## **B. Experimental and numerical study of the propagation of focused wave groups in the nearshore zone**

Iskander Abroug <sup>1,2</sup>, Nizar Abcha <sup>2\*</sup>, Denys Dutykh <sup>3</sup>, Armelle Jarno<sup>1</sup>,  
and François Marin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Normandie Université, UNILEHAVRE, CNRS, UMR 6294 LOMC, 76600 Le Havre, France*

<sup>2</sup>*Normandie Université, UNICAEN, UNIROUEN, CNRS, UMR 6143 M2C, 14000 Caen, France*

<sup>3</sup>*Université Savoie Mont Blanc, CNRS UMR 5127, LAMA, 73000 Chambéry, France*

The propagation of focused wave groups in intermediate water depth and the shoaling zone is experimentally and numerically considered in this paper. The experiments are carried out in a two-dimensional wave flume and wave trains derived from Pierson-Moskowitz and JONSWAP spectrum are generated. The peak frequency does not change during the wave train propagation for Pierson-Moskowitz waves; however, a downshift of this peak is observed for JONSWAP waves. An energy partitioning is performed in order to track the spatial evolution of energy. Four energy regions are defined for each spectrum type. A nonlinear energy transfer between different spectral regions as the wave train propagates is demonstrated and quantified. Numerical simulations are conducted using a modified Boussinesq model for long waves in shallow waters of varying depth. Experimental results are in satisfactory agreement with numerical predictions, especially in the case of wave trains derived from JONSWAP spectrum.

Keywords: focused wave groups, frequency spectrum, Pierson-Moskowitz, JONSWAP, nonlinear transfer, mPeregrine system

\* nizar.abcha@unicaen.f



## 1. Introduction

The study of the propagation of focused wave groups in the nearshore zone is a challenging task. Dispersive focusing is defined by the fast spreading of long waves and slow propagation of short waves [1, see *section 4.5*]. Several experimental studies have analyzed the evolution of wave groups in two-dimensional wave flumes using energy focusing in deep water [2-10]. This subject has also been numerically studied, in particular to analyse the breaking processes [9,11]. However, the propagation of dispersive focusing waves has been less investigated in intermediate water depth and coastal zones.

The estimation of energy transfers among different frequency components during the wave train propagation in the nearshore zone remains poorly understood. Rapp and Melville (1990) [2] were among the first to study the spatial evolution of wave frequency spectra. They found that the energy loss due to breaking is mainly from the high frequency end of the first harmonic region ( $f_p < f < 2f_p$ , where  $f_p$  is the peak frequency). Baldock et al. (1996) [4] made similar observations and concluded that the focusing process is strongly nonlinear close to the focusing and breaking points. Tian et al. (2011) [11] studied experimentally and numerically the spatial evolution of frequency spectra of unidirectional narrow-banded waves (breaking and non-breaking) in deep water. A constant wave steepness spectrum (CWS) was adopted in their experimental and numerical focused wave study. They partitioned the spectrum into four regions to quantify the corresponding spectral variations. Nonlinear energy transfers and reversibility were found to occur between the transfer region ( $1,2f_p < f < 1,5f_p$ ) and the higher frequency regions ( $1,5f_p < f < 2,5f_p$ ) during the wave train propagation. A weak energy dissipation in the peak region ( $0,9f_p < f < 1,1f_p$ ) and a slight energy gain in lower frequency region ( $0,5f_p < f < 0,9f_p$ ) were experimentally demonstrated. When tracking the amount of energy contained in the low frequency components upstream and downstream the breaking, no obvious energy gain was observed in the lower frequency region. Thus, it was concluded that the energy gain in this region is explained by a possible nonlinear energy transfer and the breaking process may not necessarily increase the energy. Meza et al. (2000) [12] performed similar observations and concluded that there were no spectral changes in the peak region after the wave breaking.

Breaking waves may be induced by the propagation of wave trains of Benjamin and Feir (1967) [13] type, also known as modulational instability [8,14,15]. Another important mechanism of wave breaking is dispersive focusing, described by Longuet-Higgins (1974) [16], Rapp and Melville (1990) [2], and Drazen et al. (2006) [17]. This mechanism generates a

compact wave group. The energy dissipation rate due to wave breaking has been considered by Melville (1994) [18], Drazen et al. (2008) [8] and Tian et al. (2010) [9].

Most of the aforementioned studies were conducted for deep water conditions, with wave trains often derived from unrealistic spectrum shapes, such as constant wave amplitude (CWA) [2,4,19], constant wave steepness (CWS) [19] and Gaussian distribution [20]. To the authors' knowledge, neither study has attempted to quantify the spectral change resulting from the propagation of realistic spectrum wave trains in the nearshore zone. It is then important to analyze the characteristics of focused waves generated by the focusing energy technique in intermediate and shallow water depth, and the propagation of such waves in the shoaling and breaking zones.

In the present study, detailed experiments are performed on numerous wave trains in order to determine the spatial evolution of peak frequencies related to waves propagating from a constant intermediate water depth to the shoaling and breaking zones, to study the spatial evolution of frequency spectra and to quantify the energy transfers between different frequencies. We also apply a simple hybrid Boussinesq-shallow water model [21] in order to compare the experimental results to the numerical predictions. Compared to the Saint-Venant equations, Boussinesq equations are derived under the assumption of non-hydrostatic pressure, resulting in a dispersive system of equations. In the dispersive focusing technique, the wave speed depends on the wavelength. For this reason, Boussinesq equations capture more physical effects than the classical shallow water equations [22].

The experimental set-up and the test conditions are presented in section 2. The spatial evolution of the peak frequency and frequency spectra are discussed in section 3. Numerical simulations and discussion are provided in section 4. Section 5 is devoted to conclusions and perspectives.

## **2. Experimental setup and wave train parameters**

### **Experimental setup**

The experiments were carried out in the wave flume of the M2C (Morphodynamique Continentale et côtière) Laboratory at Caen University, France. Focused wave groups are generated with an Edinburgh Designs Ltd piston type paddle using a linear wave generation

signal. The wave flume is 22m long, 0.8m wide, 0.8m high and filled to a still water depth,  $h$ , of 0.3 m. The transformation of wave trains during their propagation towards the shore has been studied using an artificial slope  $\beta=4\%$ , which is placed 9.5 m downstream of the wave paddle in order to ensure intermediate water depth conditions before reaching the toe of the slope (Fig. 1).

The temporal variation of the free surface elevation is measured with wave gauges composed of two 50 cm long copper wires. Static calibrations made before and after each experiment are used to convert the measured voltage to surface elevation (in m). Two wave gauges are used in the experiments with a sampling rate of 50Hz. The first one (WG1), used as a temporal reference, is fixed at  $x = 4$  m from the wave maker and the second one (WG2) is moved 20 cm downstream after each experiment (Fig. 1). The last measurement is situated at  $x = 14$  m from the wave paddle. This ensures a precise overview of the spatial evolution of a single wave train from the 50 measurements obtained along a distance of 10m (Fig. 1).

In these experiments, a finite length wave train of a duration  $\Delta t = 35$ s is generated. This time is sufficient because all meaningful wave components are taken into account. The used focusing technique is capable of producing wave trains with reasonable spatial and temporal repeatability. In fact, a calm water surface before the beginning of each test is necessary to achieve good repeatability. Prior to wave generation, the water level variation is monitored and limited to less than  $\pm 1.5$ mm. Therefore, at least five minutes are required between experiments to obtain a near quiescent state which is also inspected visually before each experiment. In order to reduce the influence of reflection when generating single wave trains, measurements are made before reflected waves travel back to the measurement point. In other words, slope do not affect the present results. Video tests are also performed in order to track the breaking process. The flume walls are made of transparent glass enabling wave profiles to be viewed and recorded using an external camera, capturing a field of view of 640x480 pixels at 100 frames/s. The spatial resolution is 0.467 mm/pixel. Observations with a high-speed camera show that the horizontal locations of wave breaking onset varies within  $\pm 1$ cm.

The linear NewWave profile [23] is used as input for the present focused wave groups. A wave train is composed of  $n$  sinusoidal wave components that come into phase at a single point in time and space. Using linear wave theory (LWT), the free surface elevation can be written as follows:

$$\eta(x, t) = \sum_{i=1}^n a_i \cos(k_i x - \omega_i t + \varphi_i). \quad (1)$$

where  $x$  is the distance to the mean wavemaker position,  $t$  the time,  $a_i$  the wave amplitude of the  $i^{\text{th}}$  component,  $k_i$  the wave number,  $\omega_i$  the wave angular frequency and  $\varphi_i$  the phase angle at the focusing point. The input parameters are the wave spectrum type, the steepness, the phase at focusing ( $\varphi=\pi$  or  $\varphi=0$ ), the peak frequency ( $f_p$ ) and the focus location. The generated wave trains are derived from a Pierson-Moskowitz (Eq. (2)) [24] or a JONSWAP (Eq. (3)) spectrum [25].

$$E_{\text{Pierson-Moskowitz}}(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp\left(-\frac{5}{4} \left(\frac{f}{f_p}\right)^{-4}\right) \quad (2)$$

$$E_{\text{JONSWAP}}(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp\left(-\frac{5}{4} \left(\frac{f}{f_p}\right)^{-4}\right) \gamma^\delta \quad (3)$$

where  $\alpha = 0.0081$  corresponds to Phillips constant,  $g$  is the gravity acceleration and  $f_p$  denotes the peak frequency. The structure of the source functions representing the Pierson-Moskowitz and JONSWAP spectra are derived using field experiments data. The formula describing a JONSWAP spectrum (Eq. (3)) is obtained by multiplying a Pierson-Moskowitz spectrum with the peak-enhancement factor:

$$\gamma^\delta = \gamma^{\exp\left(-\frac{(f-f_p)^2}{2\sigma^2 f_p^2}\right)} \quad (4)$$

$$\sigma = \begin{cases} 0.07 & \text{for } f \leq f_p \\ 0.09 & \text{for } f \geq f_p \end{cases} \quad (5)$$

Where  $\gamma$  is the ratio of the maximum spectral energy to the maximum of the corresponding Pierson-Moskowitz spectrum and  $\sigma$  defines the left and the right sided widths of the spectrum [25]. Two different peak-enhancement factor were investigated during the experiments, i.e.  $\gamma = 3.3, 7$ . The lower value  $\gamma = 3.3$  corresponds to the standard JONSWAP formulation and  $\gamma = 7$  provides a narrower spectrum.

The strength of wave breaking is varied by changing the input wave steepness. Depending on the steepness, the breaking is located between  $x = 10.5$  m and  $x = 14.3$  m.

Concerning the phase at focusing, a crest-focused wave group is obtained for  $\phi_i=0$ , whereas a trough-focused wave group is obtained when  $\phi_i=\pi$  [26,27]. The theoretical focus location is fixed at  $x = 12$  m to ensure focusing occurred on the slope. Seventeen wave trains, each measured at 50 locations along the flume, are generated varying the spectrum type, the steepness and the phase at focusing.

Let us consider the wave parameters associated with the wave groups: the local wave steepness ( $S$ ), the characteristic wavenumber ( $K_s$ ) and the characteristic frequency ( $f_s$ ). The initial local wave steepness ( $S_0$ ) used to characterize wave train nonlinearity, is determined from surface elevation measured at the first wave station ( $x = 4$  m). Several definitions are given in previous studies to calculate this dimensionless parameter [8,18]. In the present work, the definition given in [9] is adopted:

$$S_0 = k_{s0} \sum_{i=1}^n a_i, \quad (6)$$

where  $\sum_{i=1}^n a_i$  is the surface elevation at the focusing point according to LWT and  $k_{s0}$  is the spectrally weighted wavenumber related to the spectrally weighted frequency ( $f_{s0}$ ) calculated at  $x = 4$  m. This frequency is obtained as follows [9]:

$$f_{s0} = \frac{\sum_{i=1}^n [f_i a_i^2 (\Delta f)_i]}{\sum_{i=1}^n [a_i^2 (\Delta f)_i]}. \quad (7)$$

where  $f_i = \omega_i/2\pi$  and  $\Delta f$  is the difference between components, which is constant ( $\Delta f = 0.0286$ ). Based on linear wave theory,  $f_i$ ,  $a_i$  and  $\Delta f$ , are obtained by spectrum analysis performed on the free surface elevation measured along the flume through FFT (Fast Fourier Transform) using Eq. (8). Each measurement is decomposed into 70 Fourier components and the corresponding surface elevation is expressed analytically as a summation of sinusoidal waves in order to determine the different amplitudes ( $a_i$ ) and frequencies ( $f_i$ ) [9]. Finally, the linear finite water depth dispersion relation given by Eq. (9) is applied to obtain  $k_{s0}$ .

$$F(f) = \int_0^T \eta(t) e^{-2\pi i f t} dt. \quad (8)$$

$$\omega_{s0}^2 = g k_{s0} \tanh(k_{s0} h), \quad \omega_{s0} = 2\pi f_{s0}. \quad (9)$$

Fourier frequency components in the range  $[0.2, 3f_p]$  Hz are included in the computation of  $S_0$ ,  $k_{s0}$  and  $f_{s0}$ . The latter parameters remain the same even when higher Fourier components are included. The different wave trains generated in this study are provided in Table. 1. The variable parameters are the spectrum type, the peak frequency  $f_p$ , the wave steepness and the phase at focusing ( $\varphi$ ). The wave trains start propagating in intermediate water depth ( $0.75 < k_p h < 0.96$ , where  $k_p$  is the wavenumber related to  $f_p$ ).

The wave group is generated with a given linear focus position based on linear focusing in a constant water depth. It should be noted that the breaking on the slope prevents complete focusing. Subsequently, the focusing is not experimentally perfect. For most of the generated wave trains, more than one breaker occurs. The wave train breaks in the vicinity of the focusing and so breaking locations ( $x_b$ ) will be indicated (Table 1).

The wave frequency spectrum in a given location is calculated as  $S(f) = 2|F(f)|^2$ . Fig. 2 exhibits three typical sets of the spatial evolution of wave spectra for Pierson-Moskowitz, JONSWAP ( $\gamma=3.3$ ) and JONSWAP ( $\gamma=7$ ) wave trains. The reference spectrum calculated at  $x = 4$  m is plotted as a dotted line. A first observation to be made is that, as expected, the energy distribution varies from one spectrum type to another. For JONSWAP ( $\gamma=7$ ) spectrum, the energy concentrates mainly near the peak frequency. However, for Pierson-Moskowitz, the frequency spectrum for  $f > f_p$  decreases gradually as the frequency increases. Qualitatively, Fig. 2 shows a considerable change in the spectrum shape during the wave train propagation, upstream and downstream breaking, on the flat and on the sloping bottom. This change concerns all parts of spectra: the peak frequency ( $f=f_p$ ), the high frequencies ( $f > f_p$ ), the low frequency regions ( $f < f_p$ ) and differs from one spectrum type to another. In addition, a slight downshift of the spectral peak frequency in the case of the two JONSWAP ( $\gamma=3.3$  and  $\gamma=7$ ) wave spectra is observed. Quantitative results are given in section 3.

## Spectra partitioning into frequency regions

In order to track spectral changes, Tian et al. (2011) [11] defined four frequency regions in the case of constant wave steepness (CWS) wave trains. This partitioning, simply based on spectral changes in a given location, is the following:

### *Constant wave steepness [11]*

}	Peak region	:	$0.9f_p < E1 < 1.1f_p$
	Transfer region	:	$1.1f_p < E2 < 1.5f_p$
	High frequency region	:	$1.5f_p < E3 < 2.5f_p$
	Low frequency region	:	$0.5f_p < E4 < 0.9f_p$

For present tests, a partitioning is performed for each spectrum type at  $x = 4$  m. E1, E2, E3 and E4 are respectively peak, transfer, high frequency and low frequency regions. Fig. 3(a) illustrates the four frequency regions obtained for a Pierson-Moskowitz wave train (PMW4). Fig. 3(b) shows the PMW4 spectrogram representing the spatial evolution of frequency spectrum from  $x = 4$  m to  $x = 14$  m

The present partitioning is based on the maximum frequency spectrum situated in the peak region (E1) at  $x = 4$  m. The lower limit for the low frequency region (E4) is 0.2Hz and the upper limit corresponds to the lower limit of the peak region, which is set to be 20% of the maximum frequency spectrum. The selected lower and upper limits for E1 guarantee consideration of all significant frequency spectrum around the peak frequency. The transition to the transfer region (E2) is marked by a significant decrease in frequency spectrum (i.e. 60% of the maximum frequency spectrum). The upper limit of E2 coincides with 20% of the maximum frequency spectrum. Subsequently, the high frequency region (E3) is situated beyond the transfer region and the upper limit of E3 is set to  $3f_p$ . The frequency spectrum situated beyond this region is very small (less than 2% of the total frequency spectrum) and can be neglected. The frequency limits for the E1 to E4 regions are given below for the Pierson-Moskowitz and JONSWAP ( $\gamma=3.3$  and  $\gamma=7$ ) spectra. In Fig. 4, a partitioning is applied to spectrograms of four wave trains with the following limits according to the spectrum type:

### Pierson-Moskowitz spectrum

}	Peak region	:	$0.7f_p < E1 < 1.25f_p$
	Transfer region	:	$1.25f_p < E2 < 1.85f_p$
	High frequency region	:	$1.85f_p < E3 < 3f_p$
	Low frequency region	:	$0.2 < E4 < 0.7f_p$

### JONSWAP spectrum ( $\gamma=3.3$ )

}	Peak region	:	$0.7f_p < E1 < 1.1f_p$
	Transfer region	:	$1.1f_p < E2 < 1.45f_p$
	High frequency region	:	$1.45f_p < E3 < 3f_p$
	Low frequency region	:	$0.2 < E4 < 0.7f_p$

### JONSWAP spectrum ( $\gamma=7$ ):

}	Peak region	:	$0.75f_p < E1 < 1.05f_p$
	Transfer region	:	$1.05f_p < E2 < 1.25f_p$
	High frequency region	:	$1.25f_p < E3 < 3f_p$
	Low frequency region	:	$0.2 < E4 < 0.75f_p$



### 3. Experimental results

#### The spatial evolution of the peak frequency

In this section, the variation of the peak frequency during the propagation is discussed for different spectra and for different levels of steepness ( $S_0$ ). In order to carefully monitor its spatial evolution,  $f_p$  is normalized by  $f_{p0}$  calculated at  $x = 4$  m. Fig. 5 exhibits the spatial variation of the peak frequency for the studied wave trains.

Recently, Liang *et al.* (2017) [19] studied the spatial evolution of the peak frequency for Pierson-Moskowitz and constant wave steepness spectrum in constant deep water. They found that  $f_p$  is constant along the wave train propagation and not affected by the breaking intensity, the frequency width, or spectral type. Fig. 5(a-b) show the variation in normalized peak frequency with distance for different Pierson-Moskowitz wave trains. The experimental peak frequency remains nearly stable upstream and in the breaking zone ( $4 \text{ m} < x < 14 \text{ m}$ ) for all tested Pierson-Moskowitz wave trains. Similar conclusions were made by Stansberg (1994) [28] who studied broad-banded and narrow-banded bichromatic deep-water waves. This behaviour is the same on the flat and the sloping bottom. However, a slight downshift (5%) is observed after breaking at  $x = 14$  m for group focused waves with trough or crest at focusing. Hence, the phase at focusing does not impact the peak frequency evolution for Pierson-Moskowitz wave trains.

Peak frequency variations in the case of JONSWAP ( $\gamma=3.3$  and  $\gamma=7$ ) wave trains are also quantified and exhibit a decreasing rate which depends on the steepness ( $S_0$ ). During its propagation, the wave train naturally tends to a more stable configuration via a downshift of the energy. In other words, the decrease is directly related to energy transfer from the higher to lower frequency ranges. For the two steeper JONSWAP wave trains,  $f_p$  decreases along the flat and the sloping bottom and reaches 85% of its initial level for JSW3 and 81% for JSW6 at  $x = 14$  m. To the best of our knowledge, similar results have not been reported in previous studies.

In the literature, it is commonly agreed that the spectral peak downshift is caused by a combination of nonlinear wave modulation, dissipation and breaking. The spectrum energy tends to shift to a lower frequency as the wave train propagates along the flume due to the sideband instability.

### **The spatial evolution of the frequency spectrum**

For a given wave train, measurements begin and end in quiescent conditions. Consequently, the time integration of the free surface elevation ( $\Delta t=35s$ ) provides the total energy. In other words, all the non-zero surface elevations of the generated wave train ( $\eta(x,t) \neq 0$ ) are included to calculate the frequency spectrum. In this section, all energy forms are normalized by  $E_{01}$ , which is the integral of the wave frequency spectrum  $S(f)$  between the cut-off frequencies  $[0.2, 3f_p]$  Hz and measured at the first wave station ( $x = 4m$ ). Energy variations are quantified as a function of space every 20 cm from  $x = 4m$  up to  $x = 14 m$ . The spatial variation of the energy in  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  and the total energy  $E_0$  are illustrated in Fig. 6, Fig. 7 and Fig. 8. The two vertical solid lines indicate the breaking region.

The first observation to be made is that the total energy  $E_0$  decreases gradually on the flat bottom ( $4 m < x < 9.5 m$ ) for all studied wave trains and between 5% and 15% of  $E_0$  is dissipated. This energy loss in the flat bottom is mainly due to surface damping and friction by the flume sidewalls and bottom. After the breaking, where  $x > x_b$ , the stronger the breaking, the greater the total energy dissipation at the end of the wave propagation ( $x = 14 m$ ). For instance, the loss ratio is about 15% of the total energy for the weakest Pierson-Moskowitz wave train (P-MW1) and 70% in the case of the strongest one (P-MW4). Similarly, the loss ratio is around 60% of the total energy for JSW33 and 35% for JSW22.

The initial energy amount in  $E_1$  is between 50% and 70% of the total energy ( $E_0$ ). Over the flat bed ( $4 m < x < 9.5 m$ ), the spectral peak energy of Pierson-Moskowitz wave trains increases slightly and reaches 1.2 times its initial level for P-MW44 at the toe of the beach. This could be a way of compensating for energy dissipation in the transfer region ( $E_2$ ). Liang et al. (2017) [19] made qualitatively similar observations in the case of three types of deep-water

wave spectra (i.e. constant-amplitude, constant-steepness, and Pierson-Moskowitz). The spectral peak energy (E1) remains approximately constant in the case of JONSWAP wave trains along the flat bottom.

A rapid dissipation introduced by wave breaking is illustrated in Fig. 6, Fig. 7 and Fig. 8. These results suggest that wave breaking has an immediate impact on the spectral peak region (E1). The decrease rate is directly proportional to the wave train steepness ( $S_0$ ). For example, the loss ratio is about 70% of its initial level for P-MW4 and around 50% for the JONSWAP wave train with similar nonlinearity (JSW55).

The spatial evolution of energy in the transfer region (E2) and in the high frequency region (E3) is also investigated. The initial energy amount is between 20% and 35% of the total energy (E0) in E2 and between 10% and 20% in E3, which is in good agreement with [11]. It is found that the energy in E2 decreases gradually and significantly upstream of breaking ( $4 \text{ m} < x < x_b$ ). This behaviour is qualitatively similar for all steepness and for both studied spectra (Fig 6, Fig. 7 and Fig. 8). No noticeable change in the decreasing trend is observed during the wave shoaling ( $9.5 \text{ m} < x < x_b$ ). Just prior to the breaking, the amount of energy in E2 reaches its minimum level. Losses found in the transfer region are partially due to surface damping and friction by the flume sidewalls and bottom. Moreover, energy contained in E2 spreads to E3 as the wave train evolves to the focal point. The observed energy transfer from the first harmonic to higher harmonics is consistent with earlier studies [4,11,29,30,31]. Hence, the spatial behaviour of energy in E2 and E3 in intermediate and shallow water depths is qualitatively similar to that in deep water depth. Quantitatively, from 2 to 9 % of the total energy is transferred from E2 to E3 depending on the breaking strength.

Downstream of breaking ( $x > x_b$ ), the energy contained in E2 starts to increase in the case of JONSWAP ( $\gamma=7$  and  $\gamma=3.3$ ) wave trains, which is clearly noticeable for the strongest steepness (JSW3, JSW33 and JSW6). This finding can be explained by the reversibility of the nonlinear energy transfer between E2 and E1. Concerning E3, the energy contained in this region tends to zero, which is quantitatively similar to observations made in [11].

Tian et al. (2011) [11] observed energy gain in low frequency components during wave train propagation. They suggested that this is possibly due to nonlinear energy transfer from the

transfer region to the lower frequency region. Longuet-Higgins (1969) [32], Hasselmann (1971) [33] and Melville (1996) [34] attempted analytically to understand how energy is transferred from high to low frequency components during the breaking process. According to [34], this energy transfer might be due to the release of free long wave components arising from breaking. Meza et al. (2000) [12] were the first to attempt to quantify experimentally the energy transferred to low frequency components during the breaking process. They found that the wave components  $f < f_p$  gain around 12% of the energy lost by the wave components  $f > f_p$ . Yao and Wu (2004) reached similar conclusions by simply comparing measurements upstream and downstream of breaking in deep water depth and for JONSWAP wave trains.

Fig. 9 indicates that the energy in the region E4 appears to increase during the propagation ( $4 \text{ m} < x < x_b$ ) for most of the breaking wave trains, which is consistent with the results obtained by other authors [2,11,12]. This increasing trend is due to a nonlinear energy transfer from higher frequency regions (E1 and E2) to the lower frequency region (E4). With the breaking intensity strengthening, energy contained in E4 decreases slightly when the wave train breaks. This is clearly noticeable for the steepest JONSWAP wave trains (JSW3, JSW33, and JSW6). This could be a way of compensating energy dissipation in the peak region.

To conclude, the spectral gain in E4 varies slightly from one spectrum to another. At the end of the propagation ( $x = 14 \text{ m}$ ), the wave components below the peak region increase by a maximum of 12 % of the total energy for the Pierson-Moskowitz spectrum, 10% for the JONSWAP spectrum with  $\gamma=3.3$  and 8% for the JONSWAP spectrum with  $\gamma=7$ .

#### 4. Numerical simulations and discussion

An enhanced version of the model developed by Dutykh et al. (2011) [35] is used herein to reproduce the laboratory experiments in order to provide further insight into the measured wave behavior. Dutykh et al.'s model solves an extended form of the classical Boussinesq equations derived by Peregrine [36], with higher order nonlinear terms used to ensure correct linear dispersion. It is assumed the fluid is incompressible and the flow irrotational. The equations are modified so that the governing equations are invariant (by vertical translation) with respect to choice of still water level. Full details of the shock-capturing adaptive Runge-Kutta finite volume solver, called mPeregrine, and its validation against experimental run-up data are given in [21] and [35] respectively.

Under the previously described physical assumptions, Dutykh et al. (2011) [35] derived the following system of equations based on Peregrine's system:

$$\begin{cases} H_t + Q_x = 0 \\ Q_t + \left(\frac{Q^2}{H} + \frac{g}{2}H^2\right)_x - P(H, Q) = gHh_x \\ P(H, Q) = \frac{H^2}{3}Q_{xxt} - \frac{1}{3}\left(H_x^2 - \frac{1}{6}HH_{xx}\right)Q_t + \frac{1}{3}HH_xQ_{xt} \end{cases} \quad (10)$$

where  $H(x, t) = \eta(x, t) + h(x)$  is the total water depth,  $h(x)$  represents the depth below the mean sea level,  $Q(x, t) = H(x, t)u(x, t)$  is the horizontal momentum,  $u(x, t)$  is the depth-averaged fluid velocity and under-scripts ( $H_t: \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\partial H}{\partial t}, Q_x: \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\partial Q}{\partial x}$ ) denote partial derivatives. We mention that ignoring the dispersive terms  $P(H, Q)$  of system 10 we obtain the classical shallow water equations.

In the present simulations we use 2000 cells, a time step of 0.2 s, and carry out computations on a domain length 20 m for a total simulation time of 35 s. Initial conditions are prescribed using experimental free surface signals obtained at  $x = 4$  m. The model is calibrated by altering the friction coefficient until close agreement is obtained between predicted and measured wave date. This is performed by including the appropriate dissipative term  $F(u, H) = -c_m g \frac{u|u|}{H^{1/3}}$  into momentum conservation equations (Eq. (10)). The calibrated value of Manning's coefficient is  $c_m = 0.01 \text{ s.m}^{-1/3}$  for a still water depth of 0.3 m, which is close to the expected value of  $0.009 \text{ s.m}^{-1/3}$  for plastic. Numerical simulations are carried out in order to evaluate the accuracy of the mPeregrine model with respect to spatial variations in peak frequency and spectral energy. It should be noted that less agreement is obtained for the frequency spectrum than the surface elevation time series because discrepancies between experimental and predicted free surface elevations are amplified because the spectrum relates to the squared wave amplitude.

Fig. 10 presents the experimental (black) and predicted (red) energy spectra at selected locations along the flume for Pierson-Moskowitz (left), JONSWAP ( $\gamma=3.3$ ) (middle), and JONSWAP ( $\gamma=7$ ) spectrum (right) spectra. Qualitatively, the model accurately predicts the peak frequency downshift and the spectrum computed on flat bottom, on sloping bottom, upstream

and downstream of breaking in the case of JONSWAP ( $\gamma=7$ ) spectrum. Nevertheless, discrepancies become larger for JONSWAP ( $\gamma=3.3$ ) and Pierson-Moskowitz spectra and are enhanced close to the wave breaking.

Fig. 11 shows that the predicted maximum peak frequency downshift is in qualitative agreement with that observed experimentally (Fig. 5) for all spectra, with differences within 0-10%. It is evident from Fig. 11(b) that the numerical evolution of the peak frequency for the steepest wave train (JSW3) exhibits slumps, which are represented by vertical solid lines. The presence of these slumps in the spatial evolution of peak frequency of large amplitude wave trains could be related to the uncontrolled numerical instabilities arising from the discretization of dispersive terms near the shoreline [21,37]. To conclude, the mPeregrine code has accurately predicted the spatial variation of the peak frequency in the case of Pierson-Moskowitz and JONSWAP ( $\gamma=3$  and  $\gamma=7$ ) wave trains.

In order to evaluate the accuracy of the numerical code in predicting the spectral evolution of wave groups, the same partitioning performed in section II is adopted to track energy variations in different frequency ranges. Fig. 12 and Fig. 13 represent comparisons between experimental and numerical spectrograms.

Numerical predictions of energy in the peak (E1) and transfer regions (E2) are satisfactory for the case of JONSWAP ( $\gamma=7$ ) wave trains (e.g. JSW5) and the difference is within 10-20% (Fig. 12). Yet, the discrepancies become large in the case of Pierson-Moskowitz wave trains (Fig. 13). A possible explanation might be the large width of E1 ( $0.7f_p < E1 < 1.25f_p$ ) in the Pierson-Moskowitz spectrum. The magnitude of the frequency spectrum in E3 is underestimated in numerical predictions for all wave steepness. This is expected because the equations underpinning the mPeregrine model are derived to represent localised, long, dispersive waves in shallow water. Consequently, the mPeregrine code reproduces satisfactorily the spatial evolution of energy in E2 and E1 as long as their width is narrow; the model is less robust for frequencies  $f > 1.4f_p$ .

Moreover, the increase in E4 is qualitatively tracked by numerical simulations. Nonetheless, this agreement is not quantitatively satisfactory for  $f < 0.6f_p$  and important discrepancies are observed (within 50%) caused by spurious waves (i.e. sub-harmonic error) generated by the wave maker [27,38].

To conclude this part, this simple model with constant Manning's roughness gives satisfactory predictions for frequencies between  $0.6f_p$  and  $1.4f_p$ . In other words, the agreement between numerical results and experiments remains adequate because E1 and E2 regions are narrow.

## 5. Conclusions and perspectives

This paper presents a study of the propagation of focused wave groups above an artificial bed before and after breaking using a series of physical experiments and numerical simulations. The influence of the steepness ( $S_0$ ), the spectrum type and the phase at focusing ( $\varphi$ ) on focused wave characteristics are examined.

Present results show that the peak frequency obtained experimentally remains stable during the wave train propagation for Pierson-Moskowitz wave trains, whereas an obvious downshift was observed in the case of JONSWAP ( $\gamma=3.3$  and  $7$ ) wave trains. The downshift can be interpreted as a self-stabilizing feature of the process. Its decreasing rate is more pronounced when the wave steepness ( $S_0$ ) is very high and the peak region (E1) is narrow. The most important modulations are observed in narrow-banded wave train spectra, while for broad-banded spectra, i.e. Pierson-Moskowitz, energy content seems to be more stable and the peak frequency remains approximately constant during the wave train propagation.

In order to track the energetic behaviour of the recorded wave trains in different frequency ranges, four energy regions are defined. Regions E1, E2, E3 and E4 are respectively the peak, transfer, high frequency and low frequency regions. Along the flat bottom ( $4 \text{ m} < x < 9.5 \text{ m}$ ), between 5% and 15% of the total energy ( $E_0$ ) is dissipated at the toe of the beach ( $x = 9.5 \text{ m}$ ) due to friction by the flume sidewalls and bottom. This energy loss is mainly from the transfer region E2. Of particular interest is the slight increase of energy in the peak region E1 in the case of Pierson-Moskowitz wave trains. This behaviour could be a way of compensating the strong energy dissipation in the transfer region. Energy is transferred to the surrounding upper and lower frequencies of  $f_p$ , which is consistent with the stable behaviour of the peak frequency in the case of Pierson-Moskowitz wave trains.

Along the wave train propagation ( $4 \text{ m} < x < x_b$ ), a nonlinear energy transfer from E2 to E3 is further observed. This is particularly noticeable when the wave steepness is very high. After breaking ( $x > x_b$ ), a considerable change in spectrum shape occurs and a loss of energy in E3 is

observed indicating an energy transfer to lower frequency regions (E2). The energy becomes concentrated in the narrow frequencies range near the peak frequency region (E1) and to a lesser degree near the transfer region (E2). These conclusions are consistent with experimental results found in deep water [11].

In addition, nonlinear energy transfer occurs from the peak region E1 to the low frequency region E4 during the wave train propagation ( $4 \text{ m} < x < x_b$ ). Between 8% and 12% of the total energy is transferred to E4 and no obvious decrease was found just after the breaking ( $x > x_b$ ). These findings indicate a qualitative similarity in the energetic behaviour between the two tested spectra, and this confirms the defined partitioning introduced at the beginning of section 2.

Complementary numerical simulations based on a Boussinesq-type model for long waves are conducted in shallow waters of varying depth. The model was calibrated using linear generation signals by altering the friction coefficient, with the best agreement achieved at  $c_m = 0.01 \text{ s.m}^{-1/3}$ . The numerical predictions are satisfactory in the prediction of peak frequency and spectral changes along the wave train propagation for frequencies between  $0.6f_p$  and  $1.4f_p$ . Outside this frequency range, the wave frequency spectra have some discrepancies with the measurements. In other words, by narrowing the spectrum, the real wave shape is closer to the predicted one. An inherent disadvantage of the dispersive focusing technique is the problem of scaling the findings to full scale. This kind of problem can be addressed by carrying out measurements at different scales. For the near future, we plan to perform new tests involving higher wave steepness, larger frequency bandwidths and to improve the numerical model in the case of random unidirectional sea in order to extend the simulations to wider spectra, in particular for the estimation of coastal responses to extreme waves.

### **Acknowledgements**

We thank the Normandy region for its financial support.



## References

- [1] C. Kharif, E. Pelinovsky, A. Slunayev, Rogue waves in the ocean: Observations, Theories and Modelling, Springer, pp. 255 (2009), advances in geophysical and environmental mechanics and mathematics.
- [2] R. J. Rapp, W. K. Melville, laboratory measurements of deep-water breaking waves, *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A* 331 (1990), 735-800.
- [3] C. Lin, D. Rockwell, Evolution of a quasi-steady breaking waves, *J. Fluid Mech.* 302(1995), 29-44.
- [4] T. Baldock, T. E. Swan, P. H. Taylor, A laboratory study of non-linear surface waves on water, *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A* 354(1996), 1-285.
- [5] M. Perlin, J. He, L. P. Bernal, An experimental study of deep water plunging breakers, *phys. Fluids* 8(9) (1996). 2365-2374.
- [6] H. M. Nepf, C. H. Wu, E. S. A. Chan, A comparison of two and three dimensional wave breaking, *J. Phys. Oceanogr*, 28(1998), 1496-1510.
- [7] T. B. Johannessen, C. Swan, A laboratory study of the focusing of transient and directionally spread surface water waves, in *Proceedings of the Royal Society A, London, Ser.* 457(2001), 971-1006.
- [8] D. A. Drazen, W. K. Melville, L. Lenain, Inertial scaling of dissipation in unsteady breaking waves, *J. Fluid Mech.* 611(2008), 307-332.
- [9] Z. Tian, M. Perlin, W. Choi, Energy dissipation in two-dimensional unsteady plunging breakers and an eddy viscosity model, *J. Fluid Mech.* (2010), pp. 217-275.
- [10] D. Liu, Y. Ma, G. Dong, M. Perlin, Detuning and wave breaking during nonlinear surface wave focusing, *Ocean Eng*, 113(2016), 215-223.
- [11] Z. Tian, M. Perlin, W. Choi, Frequency spectra evolution of two-dimensional focusing wave groups in finite water depth water, *J. Fluid Mech.* 688(2011), 169-194.
- [12] E. Meza, J. Zhang, R.J. Seymour, Free-wave energy dissipation in experimental breaking waves, *J.Phys. Oceanogr.* 30(2000), 2404-2418.

- [13] T. B. Benjamin, J. E. Feir, Disintegration of wave trains on deep water, Part1, Theory. *J. Fluid Mech.* 27(1967), 27, 417-430.
- [14] M. P. Tulin, T. Waseda, Laboratory observations of wave group evolution, including breaking effects, *J. Fluid Mech.* 378(1999), 197-232.
- [15] M. L. Banner, W. L. Peirson, Wave breaking onset and strength for two-dimensional deep-water wave groups, *J. Fluid Mech.* 585(2007), 93-115.
- [16] M. S. Longuet-Higgins, Breaking waves in deep or shallow water, in: Proc. 10<sup>th</sup> Conf. on Naval hydrodynamics, MIT, pp. 597-605 (1974).
- [17] D. Drazen, Laboratory studies of nonlinear and breaking surface waves, University of California, San Diego, p. 202(2006).
- [18] W. K. Melville, Energy-dissipation by breaking waves, *J. Phys. Oceanogr.* 24(1994), 2041-2049.
- [19] S. Liang, Y. Zhang, Z. Sun, Y. Chang, Laboratory study on the evolution of waves parameters due to wave breaking in deep water, *Wave Motion* 68, 31-42 (2017).
- [20] F. Günther, Claus, B. Jan. Gaussian wave packets – a new approach to seakeeping tests of ocean structures, *Applied Ocean Research* 8(4) (1986), 190-206.
- [21] A. Duràn, D. Dutykh, D. Mitsotakis, Peregrine's System Revisited, N. Abcha, E. N. Pelinovsky, and I. Mutabazi (Eds.): *Nonlinear Waves and Pattern Dynamics*, pp. 3-43(2018), champ: Springer International Publishing.
- [22] D. Dutykh, C. Dider. Modified shallow water equations for significantly varying seabeds, *Applied mathematical modelling* (40) (2016), 9767-9787.
- [23] P. S. Tromans, A. R. Anaturk, P. Hagemeyer, A new model for the kinematics of large ocean waves-application as a design wave, Proceedings of the first international offshore and polar engineering conference, the international society of offshore and polar engineers, pp. 64-71 (1991).
- [24] J. Jr. Pierson. Willard, L. Moskowitz, Proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S.A. Kitaigorodskii, *journal of geophysical research*, Vol. 69, p. 5181-5190.

- [25] K. Hasselmann, T. Barnett, E. Bouws, H. Carlson, D. Cartwright, K. Enke, J. Ewing, H. Gienapp, D. Hasselmann, P. Krusemann, A. Meerburg, A. Muller, P. Olbers, K. Richter, W. Sell, H. Walden. (1973). Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP). Deutsches Hydrographisches Institut, Volume 12.
- [26] A. C. Hunt-Raby, A. G. L. Borthwick, P. K. Stansby, P. H. Taylor, Experimental measurement of focused wave group and solitary wave overtopping, *J. Hydraul. Res.* 49(2011), 450-464.
- [27] C. N. Whittaker, C. J. Fitzgerald, A. C. Raby, P. H. Taylor, J. Orszaghova, A. G. L. Borthwick, Optimisation of focused wave group runup on a plane beach, *Coast. Eng.* 121(2017), 44-55.
- [28] C. T. Stansberg, Effects from directionality and spectral bandwidth on nonlinear spatial modulations of deep-water surface gravity wave trains, *Coastal Engineering, Proceedings of the XXIV international conference, Kobe, Japan, 23-28, (1994), pp. 579-593.*
- [29] J. H. Kway, Yloh, E. Chan, Laboratory study of deep-water breaking waves, *Ocean Eng.* 25(8) (1998), 657-676.
- [30] A. Yao, C. H. Wu, Energy dissipation of unsteady wave breaking on currents, *J. Phys. Oceanogr.* 34, 2288-2304 (2004).
- [31] S. Liang, S. Zhaochena, Z. Yihui, S. Jiafa, Y. Zhang, Laboratory study on the characteristics of Deep-water Breaking Waves, *in Procedia Engineering, 116(2015), 414-421.*
- [32] M. S. Longuet-Higgins, A nonlinear mechanism for the generation of sea waves, *Proc. Roy. Soc. London*, 311A(1969), 371-389.
- [33] K. Hasselmann, On the mass and momentum transfer between short gravity waves and larger-scale motions, *Journal. Fluid Mech.* 50(1971), 189-205.
- [34] W. K. Melville, The role of surface-wave breaking in air-sea interaction, *Annu. Rev. Fluid. Mech.* 28(1996), 279-321.
- [35] D. Dutykh, T. Katsaounis, D. Mitsotakis, Finite volume schemes for dispersive wave propagation and runup, *J. Comput. Phys.* 230(8) (2011), 3035-3061.
- [36] D. H. Peregrine, Long waves on a beach, *J. Fluid Mech.* 27(1967), 815-827.

[37] G. Bellotti, M. Brocchini, On the shoreline boundary conditions for Boussinesq-type models, *Int. J. Numer. Methods Fluids* 37(4) (2001): 479-500.

[38] J. Orszaghova, P. H. Taylor, A. G. L. Borthwick, A. C. Raby, Importance of second-order wave generation for focused wave group runup and overtopping, *Coast. Eng.* 94(2014), 63-79.

### Figure captions

1. Fig. 1. Side view of the flume. WG1 and WG2 are the two used wave gauges.
2. Fig. 2. The experimental dimensionless frequency spectrum for Pierson-Moskowitz, JONSWAP ( $\gamma=3.3$ ) and JONSWAP ( $\gamma=7$ ) spectrum. The reference spectrum calculated at  $x = 4$  m is plotted as a dotted line. For the three wave trains, the wave breaking occurs between  $x = 12.07$ m and  $x = 12.81$ m.
3. Fig. 3. (a) The partitioning performed on the spectrum frequency relative to a Pierson-Moskowitz wave train (P-MW4) computed at  $x = 4$  m. (b) The spectrogram relative to P-MW4. Concerning the spectrogram, the horizontal coordinate is the normalized frequency and the vertical coordinate is the abscissa (m) along the flume. The colorbar indicates the dimensionless wave frequency spectrum from  $x = 4$  m to  $x = 14$  m.
4. Fig. 4. Spectrograms obtained by wave gauges through FFT.
5. Fig. 5. The experimentally measured spatial peak frequency evolution of (a) Pierson-Moskowitz wave trains with crest at focusing, (b) Pierson-Moskowitz wave trains with trough at focusing, (c) JONSWAP ( $\gamma = 3.3$ ) wave trains and (d) JONSWAP ( $\gamma = 7$ ) wave trains.
6. Fig. 6. The spatial evolution of the dimensionless energy relative to Pierson-Moskowitz wave trains: squares correspond to the total energy  $E_0$ , triangles represent the energy in the peak region  $E_1$ , circles exhibits the energy in the transfer region  $E_2$ , plus sign (+) illustrates the energy in high frequency region  $E_3$ .
7. Fig. 7. The spatial evolution of the dimensionless energy relative to JONSWAP ( $\gamma=3.3$ ) wave trains: squares correspond to the total energy  $E_0$ , triangles represent the energy in the peak region  $E_1$ , circles exhibits the energy in the transfer region  $E_2$ , plus sign (+) illustrates the energy in high frequency region  $E_3$ .
8. Fig. 8. The spatial evolution of the dimensionless energy relative to JONSWAP ( $\gamma=7$ ) wave trains: squares correspond to the total energy  $E_0$ , triangles represent the energy in

the peak region E1, circles exhibits the energy in the transfer region E2, plus sign (+) illustrates the energy in high frequency region E3.

9. Fig. 9. The spatial evolution of the dimensionless energy in E4 for Pierson-Moskowitz and JONSWAP wave trains ( $\gamma=7$  and  $\gamma=3.3$ ).
10. Fig. 10. The experimental (black) and the numerical (red) dimensionless frequency spectrum for Pierson-Moskowitz, JONSWAP ( $\gamma=3.3$ ) and JONSWAP ( $\gamma=7$ ) spectrum. For the three wave trains, the wave breaking occurs between  $x = 12.07$  m and  $x = 12.81$  m.
11. Fig. 11. The numerically predicted spatial peak frequency evolution of (a) Pierson-Moskowitz wave trains with crest at focusing, (b) JONSWAP ( $\gamma=3.3$ ) wave trains, (c) JONSWAP ( $\gamma=7$ ).
12. Fig. 12. Comparison of spectrograms obtained by wave gauges and those predicted by the mPeregrine code for JONSWAP wave trains ( $\gamma=3.3$  and  $\gamma=7$ ). The figures on the left-hand column present experimental results whereas numerical predictions are presented on the right-hand column.
13. Fig. 13. Comparison of spectrograms obtained by wave gauges and those predicted by the mPeregrine code for Pierson-Moskowitz wave trains. The figures on the left-hand column present experimental results whereas numerical predictions are presented on the right-hand column

## **Table captions**

## Figures

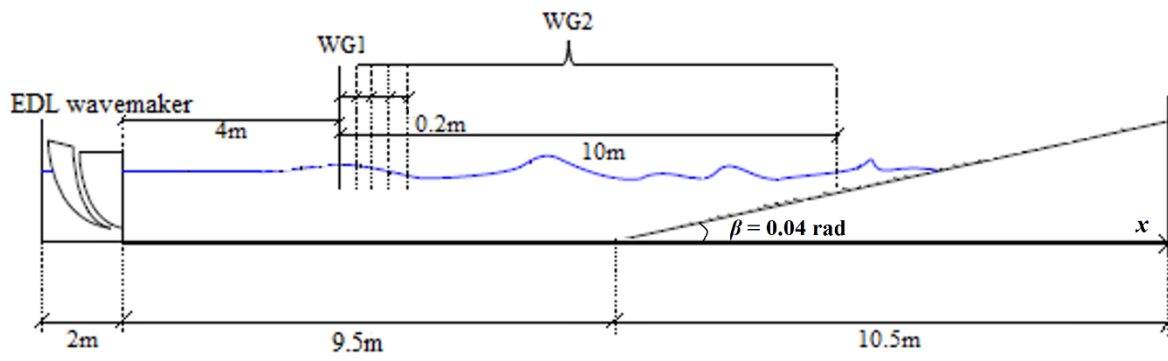


Fig.1

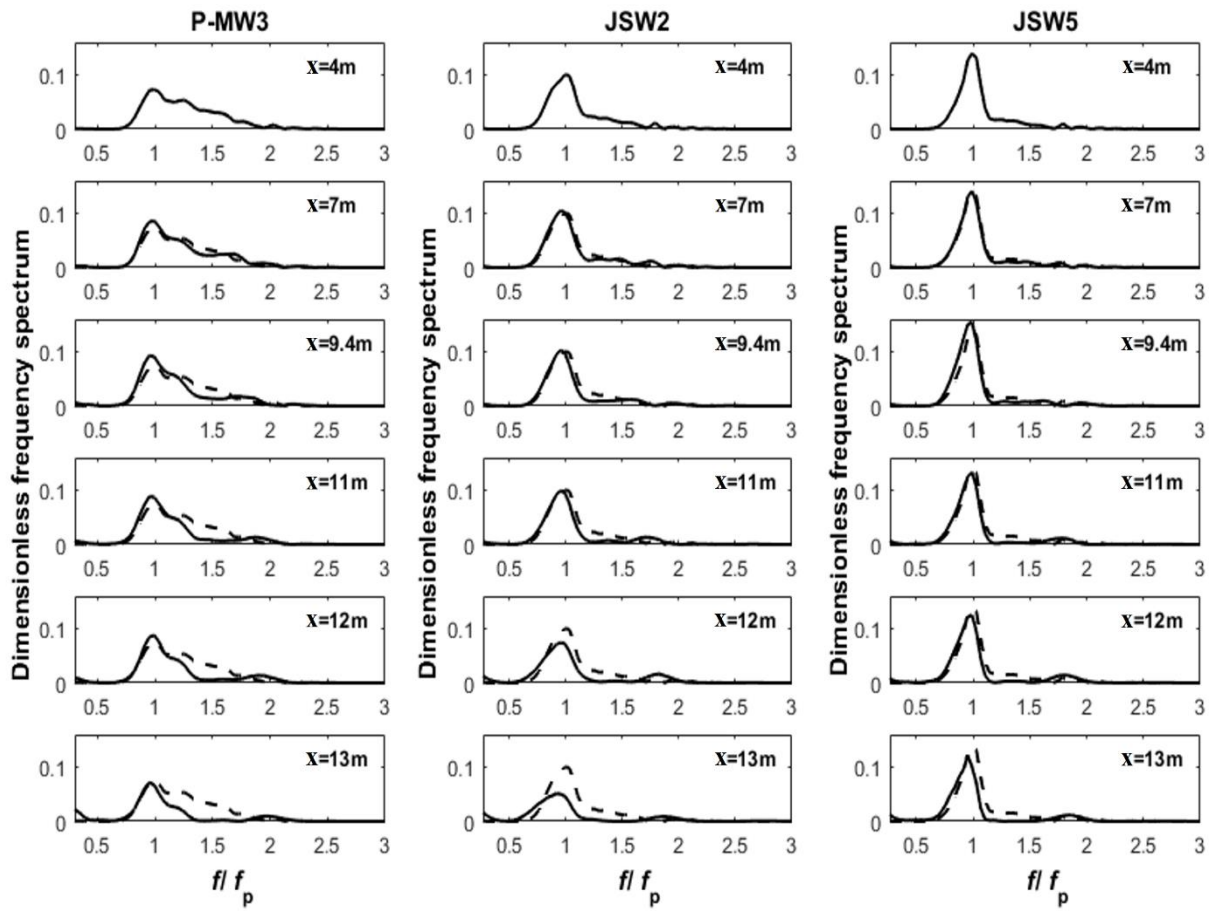


Fig. 2

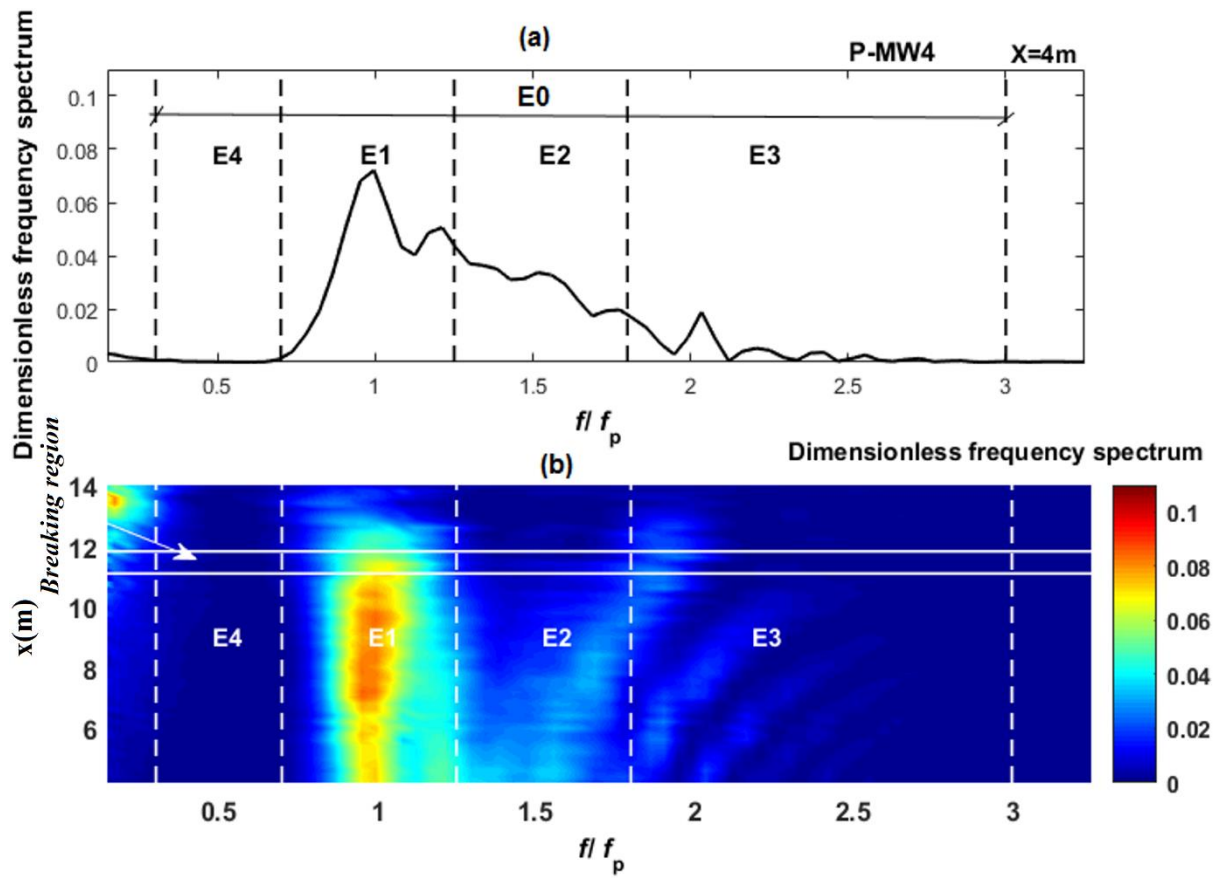


Fig. 3



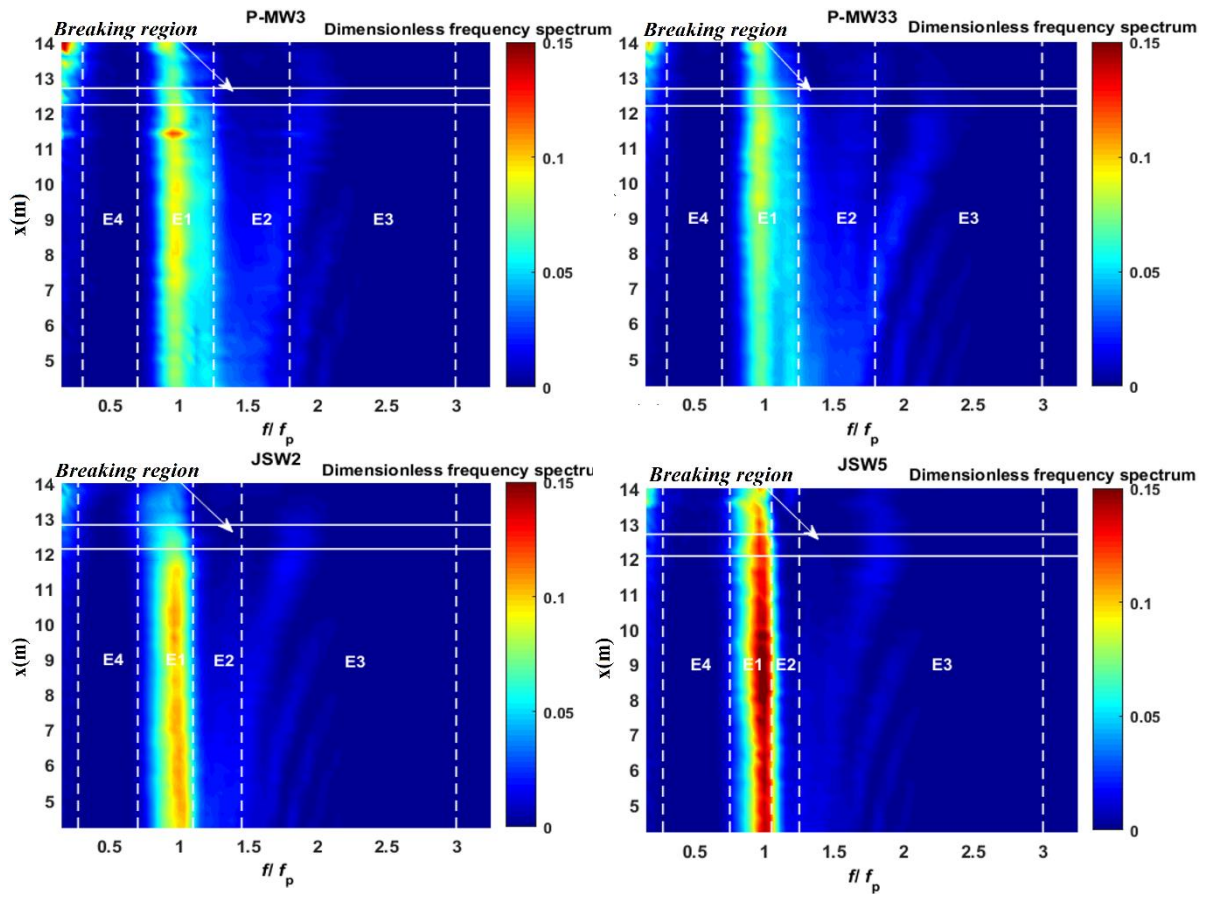


Fig. 4

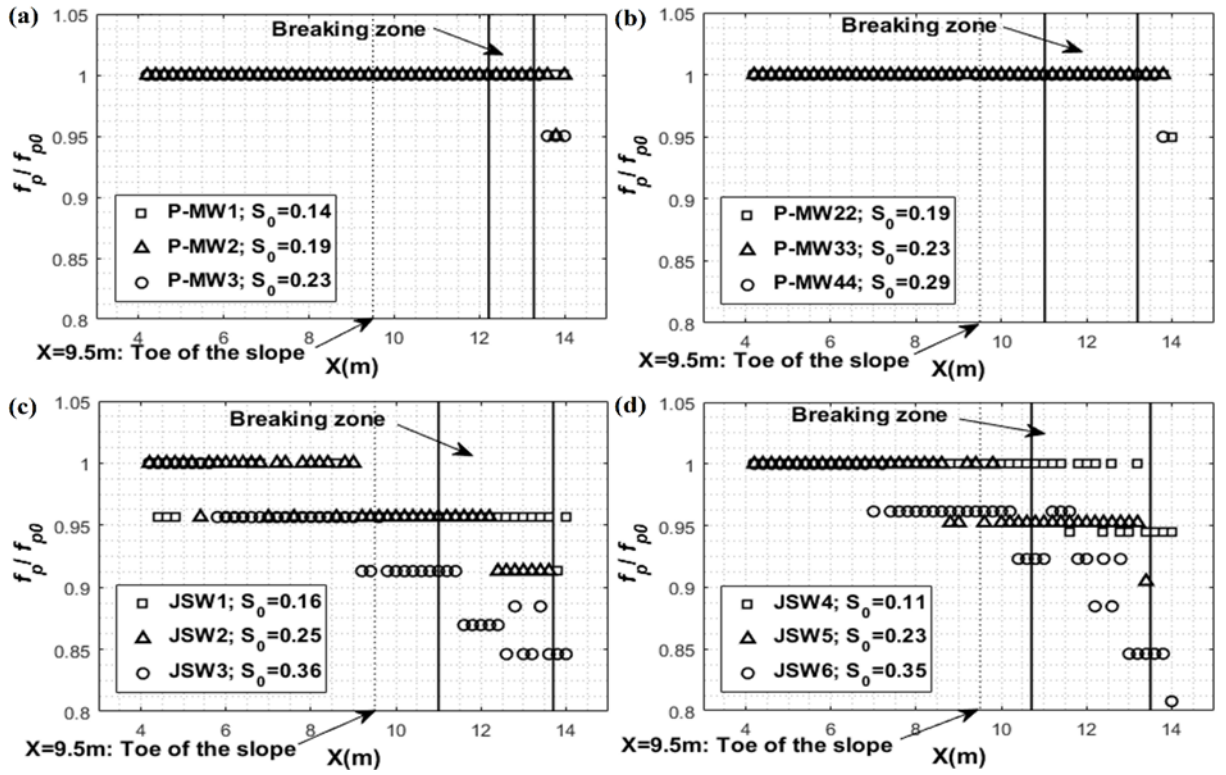


Fig. 5

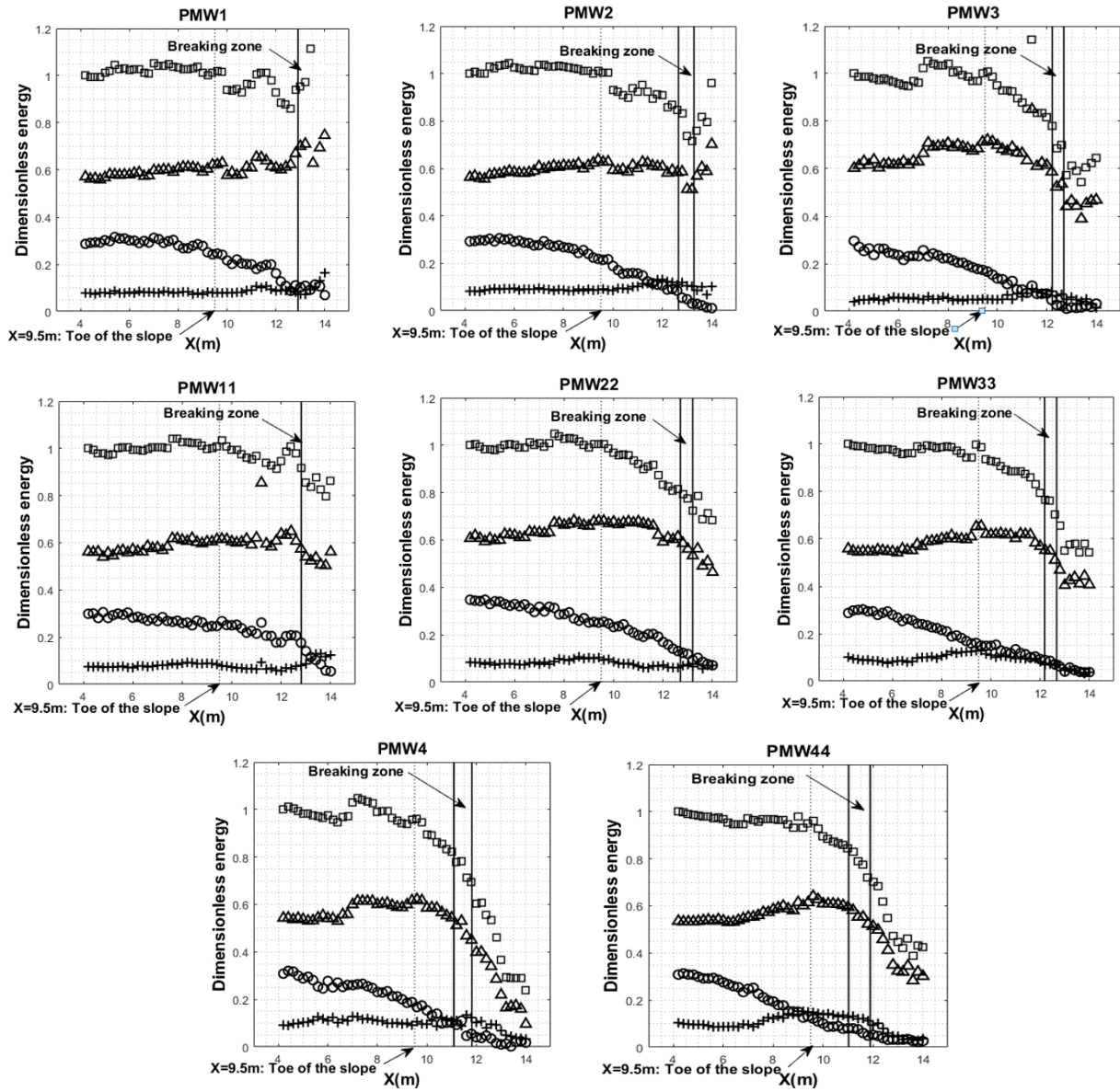


Fig. 6

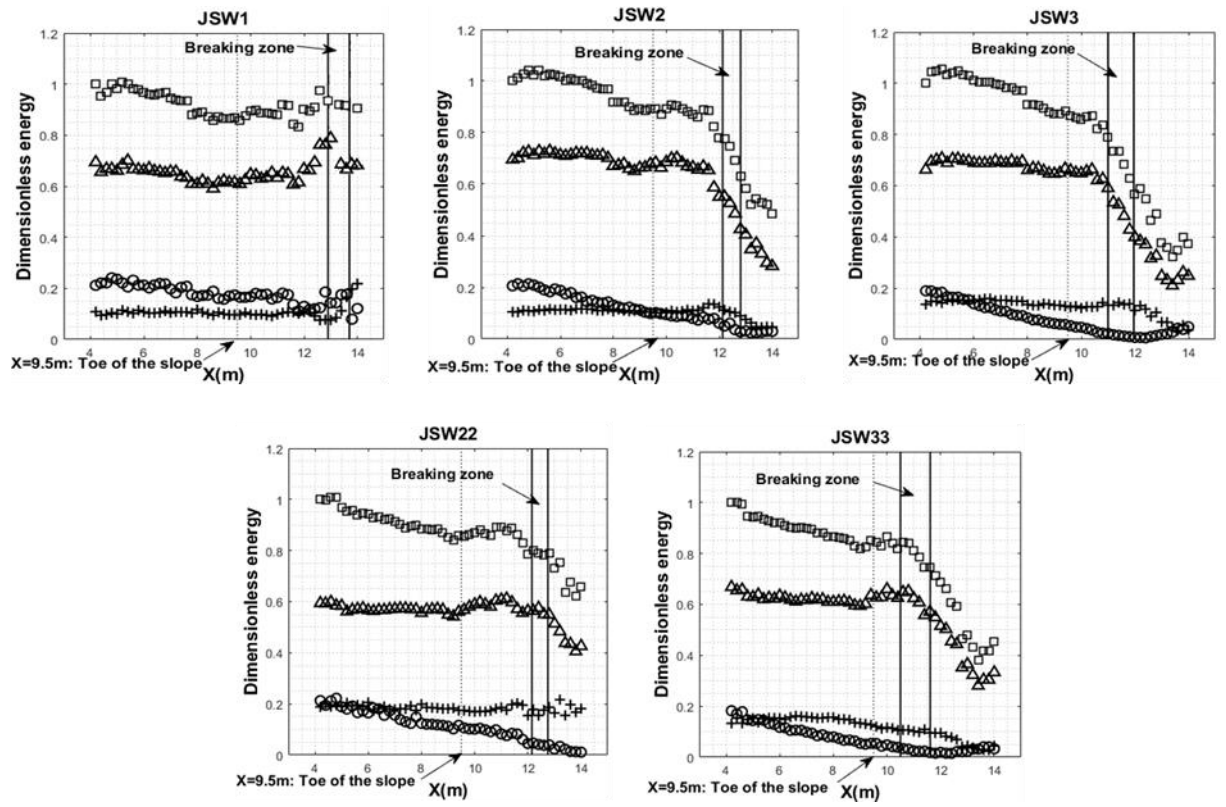


Fig. 7

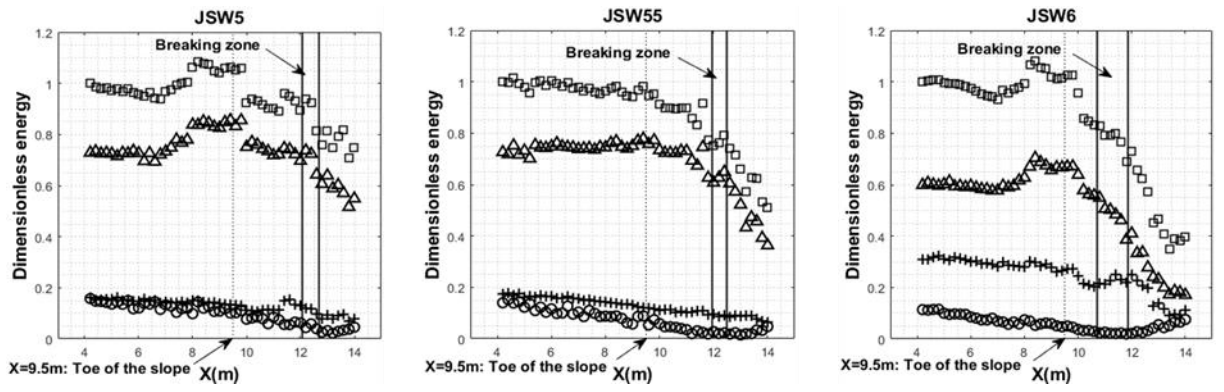


Fig. 8

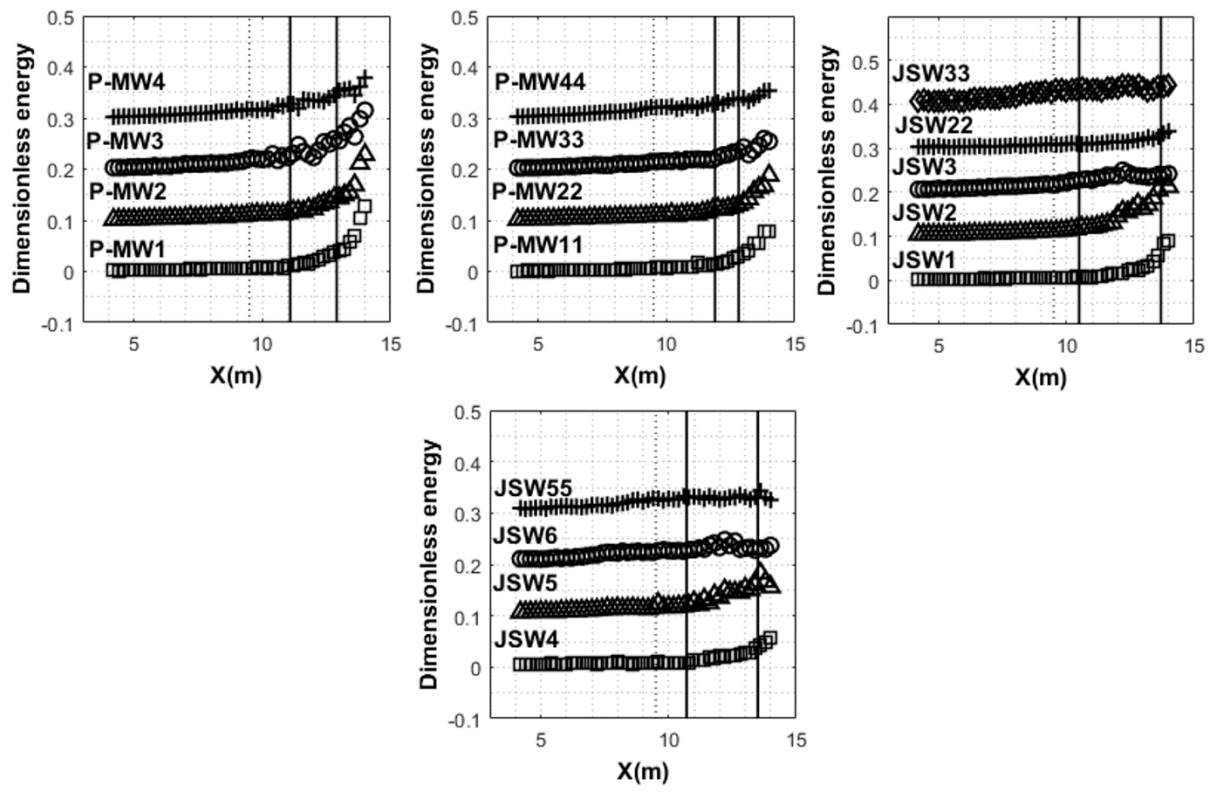


Fig. 9

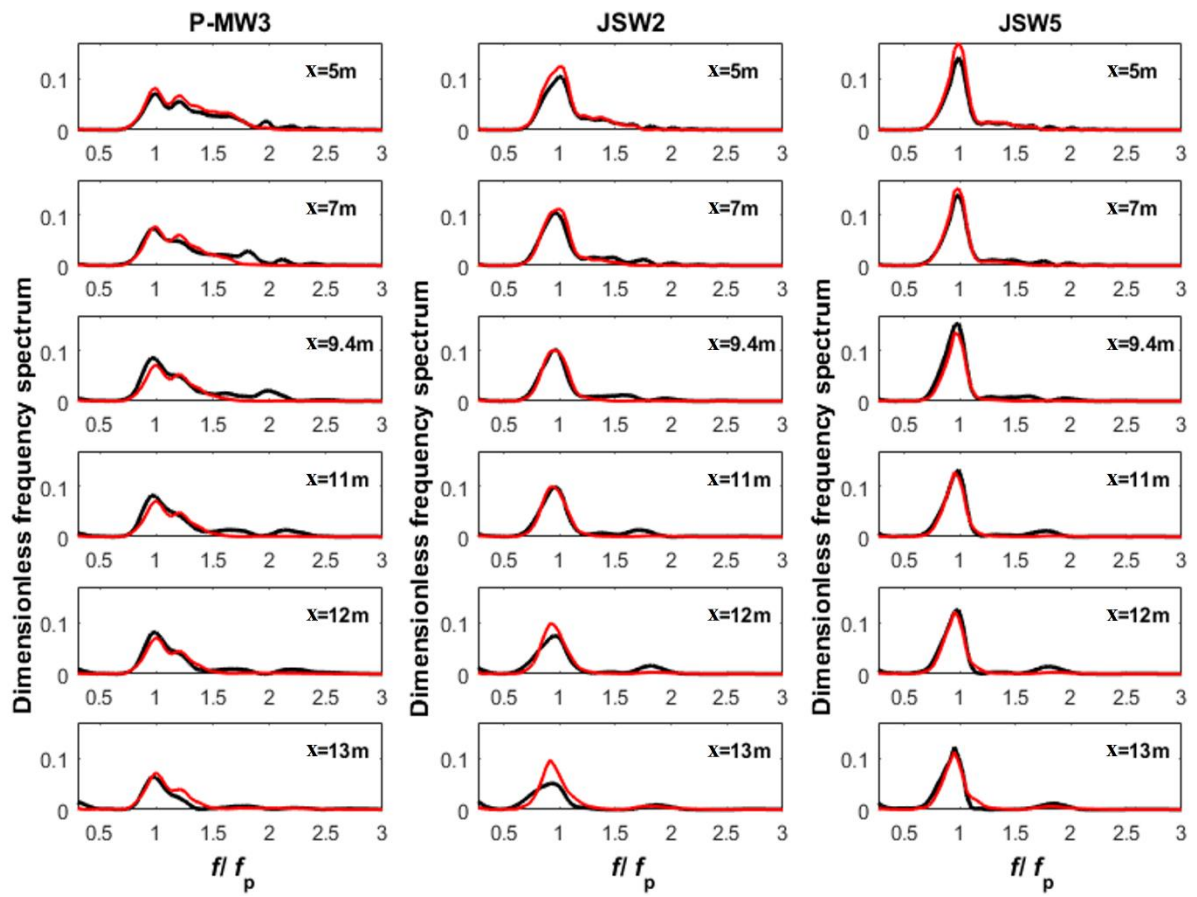


Fig. 10

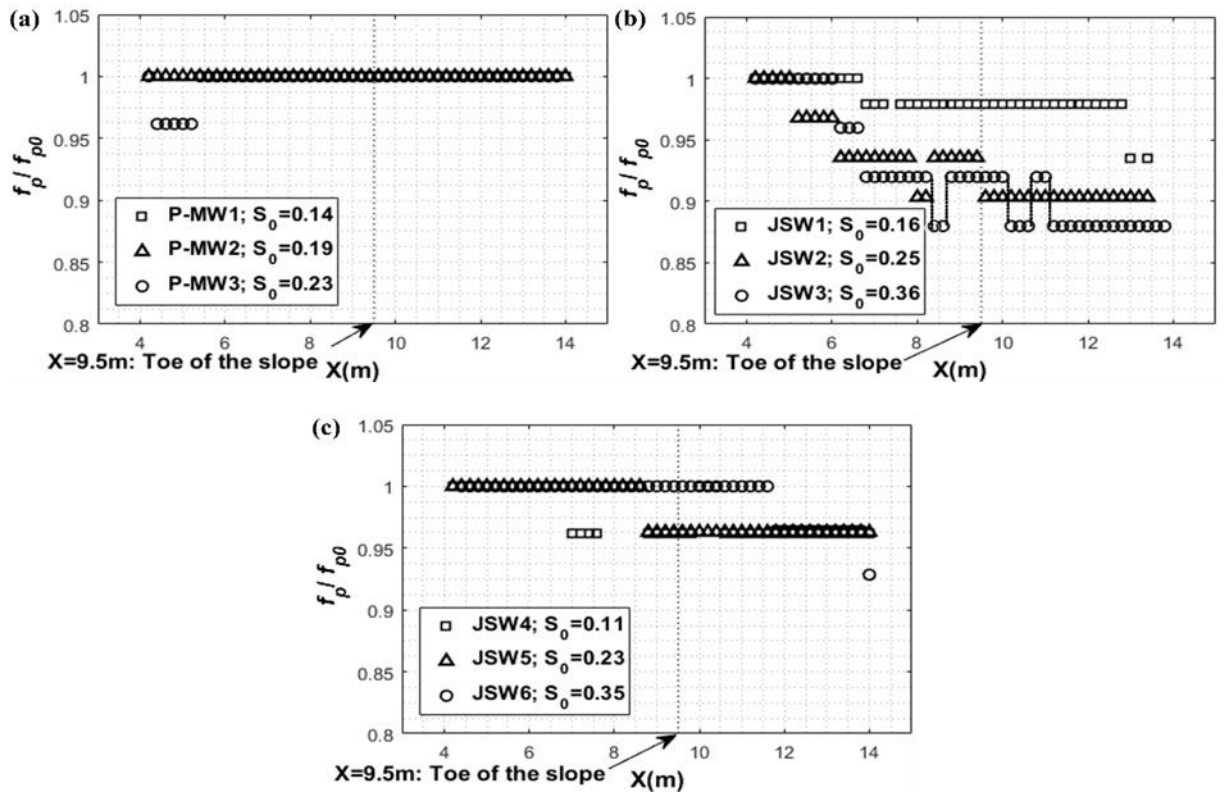


Fig. 11



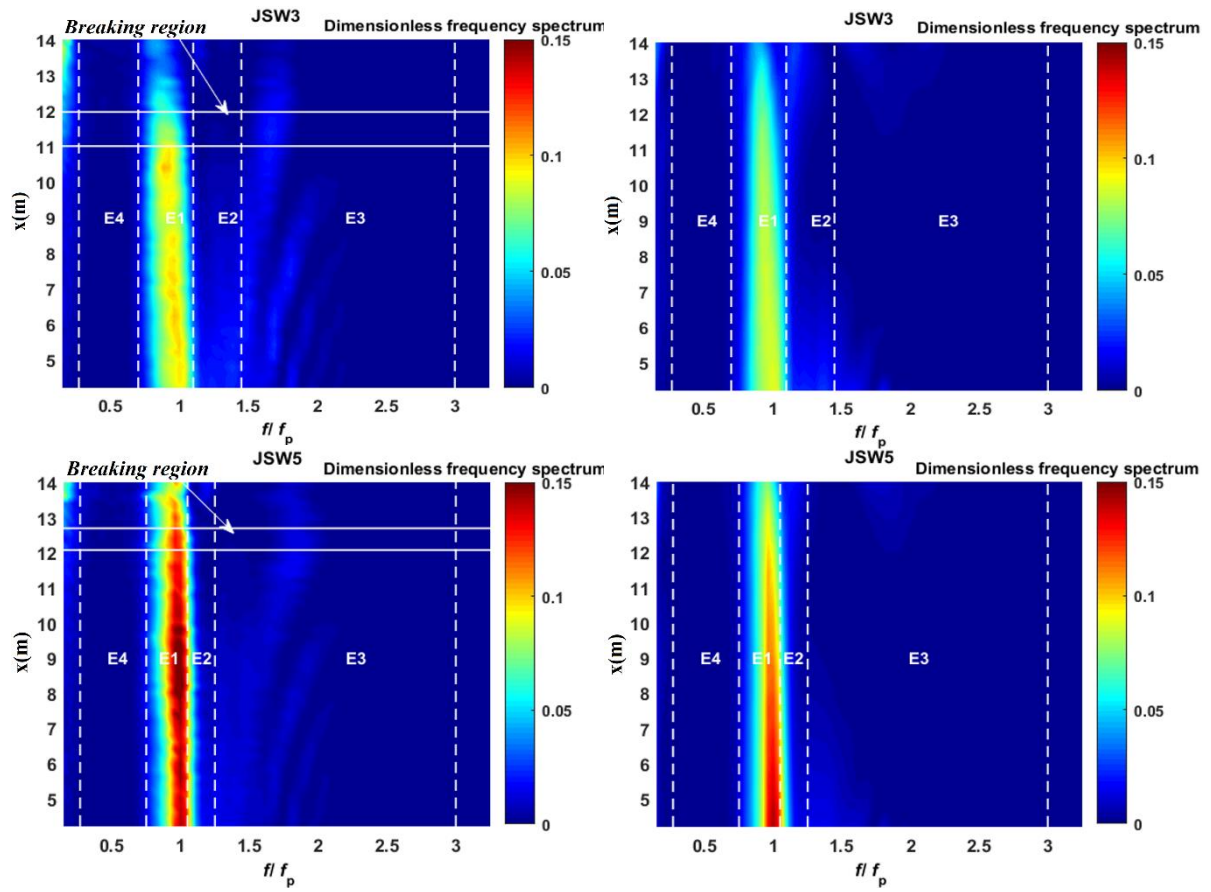


Fig. 12

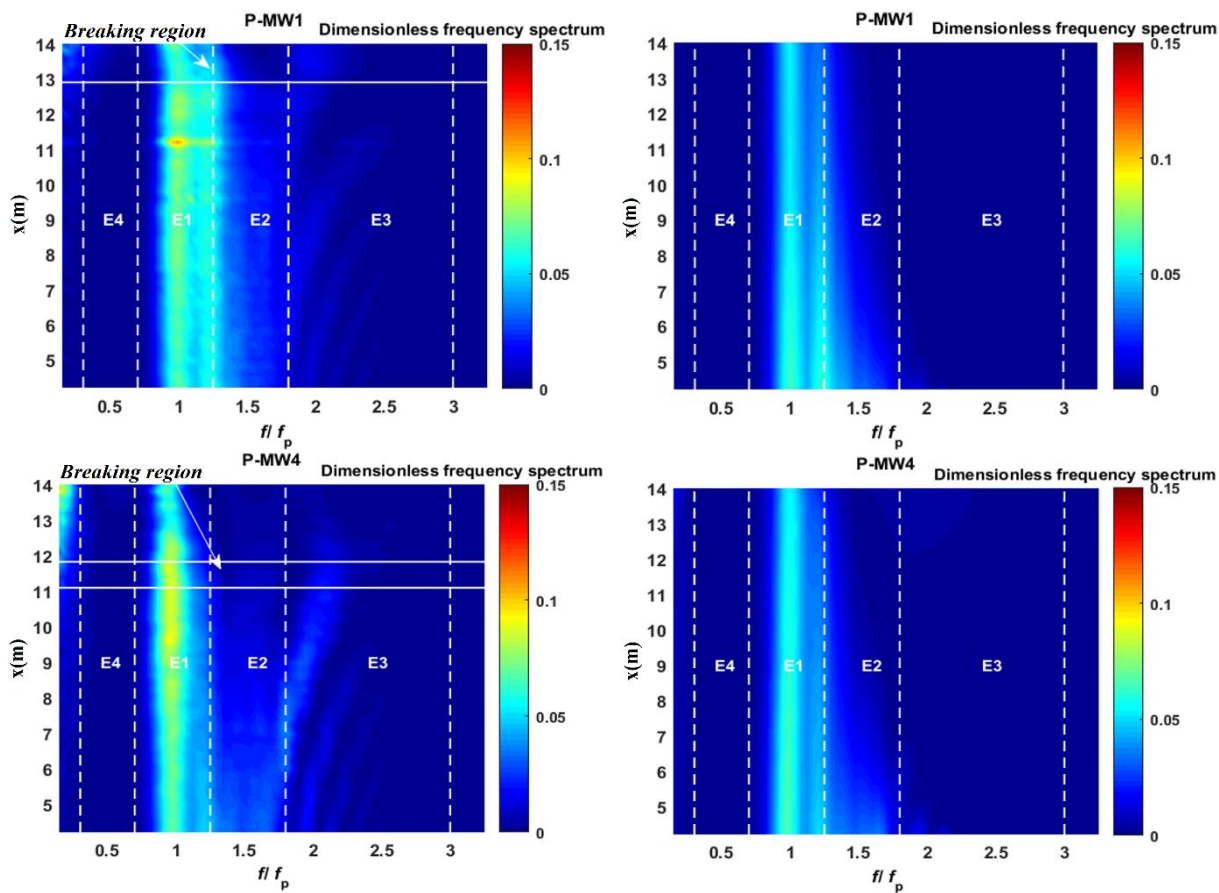


Fig. 13

Wave train	Spectrum	$S_0$	$f_p$ (Hz)	$\phi$ (rad)	$x_b$ : Breaking locations (m)
P-MW1	Pierson-Moskowitz	0.14	0.66	0	12.9
P-MW2	Pierson-Moskowitz	0.19	0.66	0	[12.65..13.28]
P-MW3	Pierson-Moskowitz	0.23	0.66	0	[12.22..12.69]
P-MW4	Pierson-Moskowitz	0.28	0.66	0	[11.09..11.82]
P-MW11	Pierson-Moskowitz	0.14	0.66	$\pi$	12.81
P-MW22	Pierson-Moskowitz	0.19	0.66	$\pi$	[12.7..13.2]
P-MW33	Pierson-Moskowitz	0.23	0.66	$\pi$	[12.18..12.67]
P-MW44	Pierson-Moskowitz	0.29	0.66	$\pi$	[11.02..11.89]
JSW1	JONSWAP ( $\gamma=3.3$ )	0.16	0.75	0	[12.9..13.7]
JSW2	JONSWAP( $\gamma=3.3$ )	0.25	0.75	0	[12.13..12.81]
JSW22	JONSWAP( $\gamma=3.3$ )	0.26	0.75	$\pi$	[12.07..12.76]
JSW3	JONSWAP( $\gamma=3.3$ )	0.36	0.75	0	[11..11.96]
JSW33	JONSWAP( $\gamma=3$ )	0.38	0.75	$\pi$	[10.5..11.61]
JSW4	JONSWAP( $\gamma=7$ )	0.11	0.75	0	13.5
JSW5	JONSWAP( $\gamma=7$ )	0.23	0.75	0	[12.07..12.69]
JSW6	JONSWAP( $\gamma=7$ )	0.35	0.75	0	[10.71..11.86]
JSW55	JONSWAP( $\gamma=7$ )	0.27	0.75	$\pi$	[11.95..12.49]

Table 1

## **Abstract**

The propagation of solitary waves and focused wave groups in intermediate water depth and the shoaling zone is experimentally considered in this work. The experiments are carried out in a two-dimensional wave flume and wave trains derived from gaussian, Pierson-Moskowitz and JONSWAP ( $\gamma=3.3$  or  $\gamma=7$ ) spectrum are generated. The influence of spectrum type, frequency bandwidth and steepness on focused wave characteristics were examined. The peak frequency does not change during the wave train propagation for Pierson-Moskowitz waves; however, a downshift of this peak is observed for JONSWAP waves. An energy partitioning is performed in order to track the spatial evolution of energy. Four energy regions are defined for each spectrum type. A nonlinear energy transfer between different spectral regions as the wave train propagates is demonstrated and quantified. The underlying nonlinear phase coupling between frequency components was examined using wavelet-based bicoherence which can detect non-linear coupling intensity in a short time series. As wave groups approached the breaking region, the values of bicoherence between primary components and its higher harmonics increased progressively to 1. Additional numerical simulations are conducted using a modified Boussinesq model for long waves in shallow waters of varying depth (Dutykh et al. (2011)). Experimental results are in satisfactory agreement with numerical predictions, especially in the case of wave trains derived from JONSWAP and narrow-banded gaussian spectrum.

Key words: Solitary wave, Dispersive focusing, nonlinear energy transfer, frequency spectrum, breaking, bicoherence.

## **Résumé**

Nous présentons les résultats expérimentaux sur la propagation des vagues solitaires et des trains d'ondes fortement non-linéaires se propageant en eau intermédiaire vers la zone côtière. Trois différents spectres ont été utilisés lors de la génération des groupes de vagues : spectre gaussien, spectre de Pierson-Moskowitz et spectre de JONSWAP. Les essais ont été réalisés dans le canal à houle du laboratoire M2C (UMR 6143 Caen). Les signaux obtenus par les sondes résistives sont utilisés pour la détermination de l'évolution spatiale de : la fréquence de pic, la fréquence caractéristique, les transferts énergétiques, les paramètres de forme et les interactions non-linéaires entre les composantes fréquentielles. La fréquence de pic demeure constante au cours de la propagation du train d'ondes de Pierson-Moskowitz ; cependant, une diminution est observée dans le cas des trains d'ondes de JONSWAP. Un partitionnement spectral a été effectué sur chaque spectre de référence pour quantifier les variations spatiales de l'énergie dans chaque gamme de fréquences. Des transferts énergétiques en amont et en aval de déferlement ont été mis en évidence. Une approche bispectrale par ondelettes a été utilisée dans le but de quantifier les interactions non-linéaires entre les composantes fréquentielles grâce à un paramètre appelé bicohérence. Au cours de la propagation, ce paramètre augmente progressivement et atteint des valeurs proches de 1 au moment du déferlement et décroît en aval de ce déferlement. Des simulations numériques ont été effectuées grâce au code mPeregrine, basé sur les équations de Boussinesq modifiées (Dutykh et al. (2011)). Les résultats expérimentaux concordent de façon satisfaisante avec les prédictions numériques, en particulier dans le cas des trains d'ondes gaussien (étroit) et de JONSWAP.

Mots clés : Vague solitaire, focalisation dispersive, transfert non linéaire d'énergie, énergie spectrale, déferlement, bicohérence.