



**HAL**  
open science

# Etudes expérimentales et numériques de la propagation des vagues au-dessus de bathymétries complexes en milieu côtier

Nicolas Jarry

► **To cite this version:**

Nicolas Jarry. Etudes expérimentales et numériques de la propagation des vagues au-dessus de bathymétries complexes en milieu côtier. Océan, Atmosphère. Université du Sud Toulon Var, 2009. Français. NNT: . tel-00644931

**HAL Id: tel-00644931**

**<https://theses.hal.science/tel-00644931>**

Submitted on 25 Nov 2011

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

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

# THÈSE

Présentée à

**L'UNIVERSITÉ DU SUD TOULON-VAR**

Ecole doctorale des Sciences Fondamentales et Appliquées

par

**Nicolas JARRY**

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR**

Spécialité : Sciences de l'univers

Mention : Océanographie physique

---

Etudes expérimentales et numériques de la propagation des vagues au-dessus de bathymétries complexes en milieu côtier

---

Soutenue le 16 décembre 2009

Devant le jury composé de :

M. J. Brossard	Rapporteur	LMPG, Université du Havre
M. C. Kharif	Rapporteur	IRPHE, Université de Marseille
M. P. Fraunié	Examineur	LSEET-LEPI, Toulon
M. J. Bougis	Examineur	SCS-INGENIERIE, Opio
M. D. Lajoie	Examineur	ACRI-IN, Sophia Antipolis
M. V. Rey	Directeur de thèse	LSEET-LEPI, Toulon



## PREFACE

### **Introspection du monde marin**

Comme la mer, les vagues se méritent. Elles ne sont pas du domaine de la consommation ordinaire et elles ignorent l'égalité de traitement. Elles finissent par imprégner les sens autant que l'intelligence. Au minimum, elles requièrent une initiation et un apprentissage qui peut aller jusqu'à une forme de culture, une explication générale de l'univers.

L'homme a naturellement le goût des métamorphoses, du spectacle de la nature, de ce qui est merveilleux et qui le dépasse. Il aime à regarder la mer assoupie, figée par un air immobile, s'éveiller par plaques qui frisent, plissent et zèbrent tandis que la brise s'anime et que les risées courent sur l'onde. Il se sent gagné par une espèce d'euphorie lorsqu'il mêle son souffle au vent du large et que les bourrasques commencent à écorcher les crêtes. Il se laisse bientôt submerger par l'harmonie sauvage, glorieuse, vivifiante du chaos naissant et, instinctivement, partage l'excitation des oiseaux de mer.

Mais s'il pressent que des lois, un ordonnancement, une justification président à la tourmente qui s'annonce, il n'en discerne pas, ou mal, les règles et n'en mesure pas les effets dans toute leur complexité. En fait, il se contente de vivre. Et de laisser l'expérience, cette mémoire confuse mais irremplaçable, lui enseigner la nature. Car le déplacement des particules d'eau se vit et s'expérimente.

Pour le commun, la pratique et l'intelligence des vagues appartiennent au domaine sensible. Le spectateur même distrait, a tôt fait d'en noter les traits essentiels. Il voit bien, et sait même d'instinct, que les vagues naissent du vent, se dirigent dans le même sens que lui au moins dans un premier temps, et que leur hauteur et leur période croissent avec sa force. Il se doute bien que les masses d'eau ne se déplacent pas en même temps que la houle qui parcourt leur surface. Que les ondulations enflent et déferlent lorsqu'elles arrivent sur un haut-fond, et qu'elles déferlent de toute façon quand leur cambrure atteint un seuil critique.

A y regarder de plus près, l'observateur s'aperçoit vite que l'agitation des eaux procède d'un ensemble de phénomènes si complexe, si instable, si anarchique dans son apparence et sa diversité qu'il a, de prime abord, tendance à en décourager l'analyse. Après tout, comment pourrait-il en être autrement lorsqu'il s'agit de deux fluides aussi différents et versatiles que l'air et l'eau ? Il lui reste alors à se laisser absorber par le spectacle des vagues, et par leur mouvement, s'il est à bord d'un bateau. Rien n'est plus possessif et obsédant qu'une vague, qui chahute et chamboule l'équilibre, au point de rendre malade, qui joue à gifler d'embruns, à faire partir en glissade ou à faire peur, qui use les nerfs et éprouve les sens avec un entêtement infernal.

On peut, à force de proximité, entretenir avec elle des rapports intermittents, passionnels, fondés sur le jeu, le défi et une espèce de sensualité dont on tire une exaltation telle qu'on en est comme oblitéré, à jamais. Mais alors on est surfeur ! Même chez le terrien le plus repu, ou le plus frileusement attaché à son univers quotidien, le spectacle des vagues de l'océan libère

des pulsions qui échappent au raisonnable. Comme toujours quand il s'agit de phénomènes d'origine cosmique, même lorsque la relation de causalité connaît quelques détours, la tempête alimente une forme de peur irraisonnée, irréprouvable et pourtant tempérée par une curiosité un peu morbide. Et parfois compliquée, confusément, d'une attirance. Ce sentiment naît d'une incapacité à se hisser à un niveau suffisant d'entendement, peut-être d'une absence de repères. Comment ne pas ressentir une espèce de vertige existentiel devant une nature déchaînée et superbe qui vous jette à la face votre sujétion à l'Univers et à ses lois ?

Nous ne sommes plus au siècle d'Homère et des dieux omnipotents et capricieux avec lesquels le marin savait qu'il fallait entretenir des relations démonstratives et prévenantes s'il voulait s'épargner les pires ennuis. La mer a beaucoup perdu de son aura légendaire qui alimentait les méditations des anciens et captivait les jeunes mousses. On ne croit plus guère aux chants maléfiques des sirènes, aux grands serpents de mer, aux vaisseaux fantômes surgis de la brume ou aux maelströms qui, irrésistiblement, engloutissaient les navires dans des abîmes terrifiants. L'antique frayeur de la mer n'a, heureusement sans doute, pas totalement disparu. Elle se trouve perpétuée et, d'une certaine manière, confirmée par l'océanographie. Les abominations et le surnaturel de jadis ont cédé la place à d'autres phénomènes, parfaitement identifiés, dont l'évocation peut suffire à réveiller l'angoisse des éléments déchaînés, qu'on appelle cyclone, tsunamis, vague scélérate. Peut-être leur doit-on le respect qu'inspirent encore les grandes manifestations de l'océan ?

Mais, bien plus que par le passé, la mer est devenue une amie, une alliée, un objet de sollicitude. Et une source de plaisirs sportifs et esthétiques, jusque dans ses débordements. Elle est encore plus belle alors, plus changeante, plus recommencée, et elle exprime une explosion de vie, une intensité du présent qui submergent tout. Elle mêle harmonie et couleur, fureur et fracas. Puis douceur et sérénité lorsque le vent s'apaise, que les plis de la houle rythment l'horizon, répétant inlassablement l'éclat incandescent du soleil, tandis que monte dans la touffeur du soir la rumeur de l'océan.

La mer, si présente et insaisissable, n'a pas fini de captiver le monde scientifique. Malgré le développement de l'océanographie, les progrès de la météorologie, le regard des satellites, jamais peut-être il n'a eu une conscience aussi claire de mal la connaître dans ses mécanismes intimes. Faut-il se plaindre que notre planète conserve une part essentielle de son mystère ?

Paul Robin, Vagues l'énergie magnifique

## **L'érosion littorale**

Si les fluctuations de la ligne de côte ont toujours existé, ce n'est que depuis l'installation massive des hommes sur les littoraux que l'érosion marine nous importe. L'érosion n'existe que dans l'écoumène. En menaçant des territoires toujours plus habités, toujours plus attractifs, elle a longtemps reçu une réponse quasiment guerrière, dont le seul but était de contenir l'avancée de l'ennemi, de protéger le territoire contre son invasion par la mer. Pour gagner cette guerre, dont les ingénieurs étaient les généraux, des techniques toujours plus sophistiquées ont été développées. Dans un contexte qui plaçait l'Homme comme maître et possesseur de la nature, la recherche d'une délimitation précise de la ligne frontière, le perfectionnement des ouvrages de protection, l'institutionnalisation de la défense, sont les marques de la première gestion de l'érosion des rivages habités. Celle-ci repose sur le refus de subir les aléas naturels, sur la volonté de s'affranchir de contraintes que la puissance technique nous met désormais en mesure de dominer. C'est ainsi que les rivages, lieux de toutes les incertitudes, de toutes les mouvances, s'étouffent peu à peu sous la carapace censée les protéger. En ce début de XXI<sup>ème</sup> siècle, alors que nous pouvons maintenant retenir la mer, la question de la gestion de l'érosion marine est posée dans une toute autre optique, orientée par l'évolution de l'homme avec son milieu.

L'ennemi indomptable, la Mer, l'Océan, qui épouvantait nos ancêtres, n'est plus le seul adversaire véritable. Les rivages « hostiles et dangereux » sont devenus parmi les plus attractifs, objets de toutes les convoitises, que l'engouement pour le tourisme littoral ne vient pas démentir. La question de l'érosion marine n'est donc plus, ou si peu, une seule question technique. La réflexion sur une véritable gestion de l'érosion nous conduit à repenser notre installation sur les rivages et à répondre à l'autre menace qui pèse aujourd'hui sur les littoraux, celle du développement incontrôlé des implantations humaines.

A l'heure des interrogations sur la possibilité de soutenir un niveau de développement qui ne mette pas en péril les ressources de la planète, qui permette de léguer un monde viable aux générations futures, le glissement de l'attitude de conquête de la nature vers une protection de l'environnement est observable sur la scène littorale à travers la question, énoncée au début des années 1970 et souvent reprise : « quels littoraux voulons-nous aujourd'hui et pour le futur ? ».

Christine Clus-Auby : « la gestion de l'érosion côtière : l'exemple aquitain ».



# GLOSSAIRE

## Symbole Signification

$A$	Amplitude de la vague
$\hat{A}$	Amplitude complexe de la vague
$B$	Largeur de berme du récif
$B_a$	Coefficient d'amortissement
$C$	Vitesse de phase de la vague
$C'$	Vitesse de phase en présence de diffraction
$C_0$	Vitesse de phase au large (profondeur infinie)
$C_g$	Vitesse de groupe
$C'_g$	Vitesse de groupe en présence de diffraction
$C_{g0}$	Vitesse de groupe au large (profondeur infinie)
$D(\beta)$	Fonction de répartition angulaire des vagues
$d$	Diamètre des sédiments
$E$	Energie moyenne
$E_p$	Energie potentielle
$E_c$	Energie cinétique
$E_m$	Energie mécanique
$E_t$	Energie transmise
$E(\sigma, \beta)$	Spectre de densité d'énergie
$e$	Facteur d'échelle
$e_1$	Facteur d'échelle associé aux abscisses curvilignes
$e_2$	Facteur d'échelle associé aux ordonnées curvilignes
$F(t)$	Signal délivré par le capteur de force du dash-pot
$F$	Hauteur d'eau entre la surface et le sommet du récif
$f$	Fonction
$f(\omega)$	Fonction de transfert
$g$	Constante gravitationnelle
$H$	Hauteur de la houle crête à creux
$\overline{H}$	Hauteur crête à creux moyenne
$\tilde{H}$	Représentation complexe de la hauteur
$\hat{H}$	Enveloppe des hauteurs
$H_\Gamma$	Paramètre correspondant à la hauteur de houle dépassé avec un risque $\Gamma$



## Glossaire

$\overline{H}_\Gamma$	Moyenne des hauteurs supérieurs à $\tilde{H}_\Gamma$
$H_{1/3}$	Hauteur moyenne du tiers des vagues les plus hautes
$H_{1/10}$	Hauteur moyenne du 1/10 <sup>ème</sup> des vagues les plus hautes
$H_S$	Hauteur significative des vagues
$H_0$	Hauteur de la vague au large (profondeur infinie)
$H'_0$	Hauteur de la vague équivalente au large (profondeur infinie)
$H_B$	Hauteur de la vague au déferlement
$H_{rms}$	Hauteur quadratique moyenne des vagues
$H_{0,rms}$	Hauteur quadratique moyenne au large (profondeur infinie)
$H_{\Re}$	Partie réelle de l'enveloppe des hauteurs sous forme complexe
$H_t$	Hauteur de la houle transmise à l'arrière du récif
$h$	Profondeur d'eau
$h_B$	Profondeur d'eau au déferlement
$h'$	Hauteur d'eau entre la surface et le sommet du haut-fond expérimental
$K_S$	Coefficient de Shoaling
$K_r$	Coefficient de réfraction
$K$	Constante
$K_t$	Coefficient de transmission
$k$	Nombre d'onde de la vague
$\vec{k}$	Vecteur d'onde de la vague
$k'$	Nombre d'onde en présence de diffraction
$L_p$	Longueur de la plaque du récupérateur d'énergie de la houle
$l_p$	Largeur de la plaque du récupérateur d'énergie de la houle
$l_C$	Largeur du canal à houle
$M$	Moyenne d'ensemble
$m_n$	Moment $n$ du spectre
$N_v$	Nombre de vague
$N_{max}$	Nombre maximal de vagues
$N(\sigma, \beta)$	Spectre de densité d'action des vagues
$n$	Vecteur normal aux rayons
$\vec{n}$	Vecteur normal
$O$	Ordre
$p$	Pression
$p_{atm}$	Pression atmosphérique
$P_{R(H)}$	Loi de Rayleigh pour les hauteurs crêtes à creux
$P_{W(H)}$	Loi de Weibull
$P(\omega)$	Pression due aux effets de Longuet-Higgins
$P_S$	Pression significative
$P_{RMS}$	Pression quadratique moyenne

## Glossaire

$P_{1/3}$	Pression moyenne du tiers des pressions les plus hautes
$Q$	Expression quadratique
$QTF$	Fonction de transfert quadratique
$R_{(\tau)}$	Fonction d'auto-corrélation
$R$	Rendement hydrodynamique
$S_{(\omega)}$	Densité spectrale
$S(\omega, \beta)$	Spectre directionnel des vagues
$S$	Phase de la vague
$S_{sp}(\sigma, \beta)$	Somme des termes sources et des termes puits dans l'équation de SWAN
$S(\Omega)$	Spectre des pressions dues aux effets de Longuet-Higgins
$S_{KV}(\omega)$	Spectre de la fonction $KV(\omega)$
$s$	Vecteur normal aux crêtes
$s_{\rho}$	Ratio entre la densité du grain de sédiment et l'eau de mer
$T$	Période de la vague
$T_m$	Période moyenne des vagues
$T_p$	Période pic des vagues
$T_0$	Période propre du piston du récupérateur d'énergie de la houle
$U$	Composante du courant suivant l'axe des abscisses
$\vec{U}$	Vecteur courant
$U_r$	Paramètre d'Ursell
$U_w$	Vitesse orbitale juste au dessus du fond
$U_{wc}$	Vitesse orbitale sous les crêtes
$U_{wt}$	Vitesse orbitale sous les creux
$U_{rms}$	Vitesse orbitale quadratique moyenne
$U_{wcr}$	Vitesse orbitale seuil
$V$	Composante du courant suivant l'axe de ordonnées
$V(\omega)$	Vitesse du piston dans son mouvement oscillant vertical
$\vec{v}$	Champ de vitesse d'une particule fluide
$W_m$	Puissance moyenne récupérable
$WA_i$	Puissance incidente moyenne
$W_{incident}$	Puissance incidente de la houle irrégulière
$W_{recueillie}$	Puissance recueillie au niveau du récupérateur d'énergie de la houle
$X$	Position horizontale d'une particule fluide
$x$	Axe horizontal suivant les abscisses
$x(t)$	Signal délivré par le capteur de déplacement du piston
$y$	Axe horizontal suivant les ordonnées
$Z$	Position verticale d'une particule fluide

## Glossaire

$z$	Axe vertical
$\alpha$	Pente locale du fond
$\alpha_J$	Paramètre du spectre de Jonswap
$\alpha_W$	Coefficient de la loi de Weibull
$\alpha_R$	Pente du récif
$\beta$	Angle de direction des vagues
$\bar{\beta}$	Angle moyen de direction des vagues
$\Gamma$	Risque de dépassement de la hauteur de la houle
$\gamma$	Cambrure de la houle
$\gamma_J$	Coefficient d'élancement du spectre de Jonswap
$\gamma_B$	Critère de déferlement
$\delta_H$	Paramètre de diffraction
$\varepsilon$	Petit paramètre
$\varepsilon$	Paramètre de largeur
$Z$	Dénivelé de la surface libre due à la présence de courant
$\eta$	Déformée de la surface libre
$\eta^{(1)}$	Déformée de la surface libre d'ordre 1
$\eta^{(2)}$	Déformée de la surface libre d'ordre 2
$\eta_{(t)}$	Déformée temporelle de la surface libre
$\eta$	Ordonnée curviligne correspondant aux lignes de crêtes de la houle
$\theta$	Déphasage de la houle
$\Theta$	Diamètre de l'opercule du dash-pot
$\lambda$	Longueur d'onde d'une vague
$\lambda_0$	Longueur d'onde de la vague au large
$\lambda_{rms}$	Longueur d'onde quadratique moyenne
$\lambda_{0,rms}$	Longueur d'onde quadratique moyenne au large (profondeur infinie)
$\xi$	Abscisses curvilignes correspondant aux rayons de propagation de la houle
$\xi_0$	Nombre d'Irribaren au large
$\xi_B$	Nombre d'Irribaren au point de déferlement
$\rho$	Masse volumique de l'eau
$\rho_W$	Coefficient de la loi de Weibull
$\sigma$	Pulsation ou fréquence relative dans le repère lié au courant
$\tau$	Ecart temporel
$\nu$	Pertes d'énergie par dissipation
$\Phi$	Potentiel des vitesses

## Glossaire

$\Phi^{(1)}$	Potentiel des vitesses d'ordre 1
$\Phi^{(2)}$	Potentiel des vitesses d'ordre 2
$\phi$	Expression complexe du potentiel des vitesses
$\varphi$	Phase de la vague
$\psi$	Potentiel bidimensionnel simplifié
$\omega$	Pulsation de la vague
$\omega_p$	Pulsation pic des vagues
$\omega$	Pulsation de rencontre dans le domaine absolu
$\Omega$	Somme des pulsations



# Avant-propos

Avant d'entrer dans le vif du sujet, il me tenait à cœur d'exprimer mon point de vue sur les thèmes abordés pendant ma thèse, et partager mon expérience personnelle les concernant.

## **Les sciences**

Etudier l'océan dans son ensemble nécessite des passerelles reliant les compétences transversales des différentes sciences de la terre et du vivant. Dans la perspective du changement climatique, la modélisation et l'analyse qui conduisent à la compréhension et à la recherche de solutions face aux conséquences de la hausse du niveau de la mer, de la modification des courants, de l'acidification des océans, de la modification de la trajectoire des tempêtes, de l'érosion des côtes, de l'impact sur la flore, la faune et donc, par extension, sur notre société, sont la parfaite illustration de cette nécessaire collaboration. Les sciences exactes comme les sciences humaines et sociales, se sont complexifiées et spécialisées, s'isolant et s'éloignant ainsi les unes des autres dans des domaines de plus en plus pointus et restreints. Néanmoins, il devient impératif qu'elles tissent des liens nouveaux entre elles pour détecter, saisir, et comprendre toutes les interactions présentes au sein de ce vaste système complexe qu'est notre environnement. Dans chacun des champs scientifiques, cette prise de recul sera nécessaire pour traiter le plus grand problème auquel l'humanité n'a jamais été confrontée. Ainsi, même si cette thèse traite particulièrement de l'aspect physique de l'océan à travers le phénomène de la houle, j'ai tenté autant que possible de replacer les travaux effectués dans un contexte d'évolution globale de la connaissance scientifique, et de présenter leurs applications dans divers champs d'investigations à travers de brefs mais nombreux apartés sur d'autres domaines d'études et de recherches.

## **La houle**

La plus spectaculaire manifestation physique se produisant dans l'océan est sans doute la houle. Fruit de processus complexes, c'est un phénomène qui reflète la diversité du vivant tant les vagues paraissent si différentes les unes des autres. Elles sont le résultat d'interactions entre l'océan et l'atmosphère qui leur donnent naissance à des dizaines, des centaines, voire des milliers de kilomètres de la côte où elles terminent leur parcours. Avec de l'expérience, leur histoire peut se deviner dans leur manière de déferler. Il suffit de s'asseoir sur la plage et de les regarder pour s'apercevoir qu'aucune n'est identique à une autre. Les surfeurs, tantôt observateurs contemplant la nature océane assis sur leur planche au line-up, tantôt acteurs profitant de l'énergie libérée par le déferlement pour goûter au plaisir de la glisse, entretiennent avec l'océan une passion qui confère au spirituel. Ils savent que jamais deux vagues ne sont semblables et que c'est ce qui fait leur charme. C'est pourquoi, même si le phénomène de houle peut être traité comme un mécanisme physique ondulatoire, je pense que sa compréhension intime n'en requiert pas moins une certaine connaissance pratique du milieu et un sens aigu de l'observation. Ces qualités sont un avantage certain pour un ingénieur côtier ou un océanographe qui doit interpréter les résultats de ses simulations.

## **Expérience personnelle**

Cela fait une vingtaine d'années que je vois la mer tous les jours, j'y surfe, j'y pêche, j'y plonge, j'y nage, j'y navigue, et le reste du temps, je la contemple. Je vis près d'elle, et depuis maintenant 3 ans, je l'étudie de manière approfondie. En terme de statistiques, 20 ans est une courte période qui permet tout juste d'extrapoler correctement les houles de projet. Cependant, elle a suffi à changer la Méditerranée, à la polluer et à la vider de certaines de ses ressources jusqu'à l'épuisement. J'ai par ailleurs vu son littoral privatisé, artificialisé, bétonné par la main de l'Homme, et ses plages rétrécir inexorablement d'année en année.

Observateur quotidien pendant tant d'années du bout de côte méditerranéenne où je vis, je me suis forgé l'intime conviction que la trajectoire des dépressions et la direction des houles s'est aussi modifiée au cours du temps. Les saisons semblent bouleversées. C'est ainsi que les houles de Sud des mois de Septembre et de Mars, marquant ces périodes d'équinoxes, soulevées par un Sirocco chargé de sable saharien si caractéristique, se sont raréfiées. Je suis nostalgique du spectacle extraordinaire offert par ce ciel assombri aux nuages menaçants de couleur jaune-orangé, annonciateur de l'imminent déluge et de la tempête accompagnée de vagues énormes baptisée « coup de l'Abbé » par certains, (au lieu de « coup de labé » en référence au vent) probablement pour le côté mystique de cette ambiance apocalyptique.

Ces épisodes climatiques ont laissé place, en Septembre, à des étés indiens se prolongeant de plus en plus tardivement. La mer, dont l'inertie thermique est beaucoup plus importante que celle de l'air, reste chaude plus longtemps après la période estivale. Lorsque l'automne arrive, l'anticyclone des Açores se positionne plus au large et laisse la route libre aux dépressions atlantiques qui réussissent alors à passer au niveau de Gibraltar dans le bassin méditerranéen. Elles puisent dans ses eaux chaudes une énergie considérable qui les ravive et les creuse à nouveau. On assiste ainsi toujours à de fortes houles de Sud, mais elles se sont décalées aux mois d'Octobre, Novembre, Décembre, et parfois même Janvier. La fin d'année 2008 a d'ailleurs été un millésime unique avec cinq houles de Sud de type décennales à cinquantiennes entre Novembre et Décembre. En revanche, cela fait plusieurs années qu'il n'y a plus eu de houle de Sud au printemps comme c'était le cas jadis. Certes la nature obéit à des cycles, mais les surfeurs, comme les pêcheurs et marins de Méditerranée, ont par conséquent été perturbés dans leurs habitudes. L'expérience acquise, les perceptions et sensations innées, les savoirs et la mémoire transmis de générations en générations s'effacent devant des changements climatique et océanographique soudains et chaotiques, conséquences d'une activité humaine débridée, et dont ils sont les principaux témoins.

Cependant, je reste convaincu que la science est un formidable outil pour analyser, comprendre, et prévoir le comportement des phénomènes naturels. A condition que les moyens de recherche soient justifiés par des fins idéalistes au bénéfice collectif et universel, et par une réelle volonté de philanthropie, de développement durable et de respect de la seule vraie richesse qui soit : notre Terre. A mon humble avis, l'idée de progrès ne peut déroger à ce cadre. Cette thèse est la modeste pierre que je souhaite apporter à cet édifice. Mais j'espère sincèrement qu'au-delà de l'objet traité, les applications présentées en termes de modélisation, de récupération d'énergie, de lutte contre l'érosion côtière, et toutes celles qui en découleront dans l'avenir, s'inscriront fidèlement à cette idée du progrès, évitant par là-même d'illustrer, comme c'est trop souvent le cas, cette citation d'Albert Einstein :

*« Ce qui caractérise notre époque,  
c'est la perfection des moyens et la confusion des fins ».*

# Table des matières

<b>INTRODUCTION</b> .....	<b>19</b>
<b>CHAPITRE I</b>	
<b>GENERALITES SUR L'OCEANOGRAPHIE ET THEORIE DE LA HOULE</b> .....	<b>25</b>
I.1 Quelques rappels .....	26
I.2 Hypothèses sur les phénomènes physiques prépondérants .....	27
I.3 Equations générales.....	28
I.3.1 Equation de continuité.....	28
I.3.2 Condition cinématique à la surface libre.....	28
I.3.3 Condition dynamique .....	29
I.3.4 Condition dynamique à la surface libre.....	29
I.3.5 Condition dynamique sur le fond.....	29
I.3.6 Caractérisation des vagues .....	30
I.4 Houle de Stokes.....	30
I.4.1 Théorie linéaire, houle d'Airy .....	31
I.4.2 Houle de Stokes au deuxième ordre.....	36
I.5 Mesures de la houle.....	39
I.6 Description statistique de la houle .....	40
I.6.1 Analyse vague par vague.....	40
I.6.2 L'analyse spectrale.....	41
I.6.3 Statistiques de l'état de mer .....	41
I.6.4 Spectres usuels .....	42
I.6.5 Répartition angulaire de l'énergie .....	43
I.6.6 Définition des houles de projet.....	44
I.7 Stratégies de modélisation.....	45
I.8 Les différents phénomènes liés à la houle.....	47
I.8.1 Formation et propagation au large .....	47
I.8.2 Dynamique des vagues en zone côtière.....	49
I.9 Réchauffement climatique et hausse du niveau de la mer .....	61
I.9.1 Rapport du GIEC.....	61
I.9.2 Les observations sur l'élévation du niveau des océans.....	61
I.9.3 Les causes de l'élévation du niveau de la mer .....	63
I.9.4 Les conséquences du changement climatique.....	63
<b>CHAPITRE II</b>	
<b>DEVELOPPEMENT D'UN CODE DE PROPAGATION DE LA HOULE EN COORDONNEES CURVILIGNES : SIMAC-POSEIDON</b> .....	<b>65</b>
II.1 Introduction bibliographique.....	66
II.1.1 Les modèles spectraux .....	66



II.1.2	Les modèles de propagation à résolution de phase .....	66
II.2	Présentation et principe du code.....	69
II.3	Equations de base du modèle .....	70
II.3.1	Equation de Berkhoff généralisée .....	70
II.3.2	Equation de Berkhoff en coordonnées cartésiennes.....	71
II.3.3	Equation de Berkhoff en coordonnées curvilignes orthogonales.....	72
II.3.4	Equation de propagation de l'enveloppe de la houle .....	73
II.3.5	Construction de la métrique de POSEIDON.....	76
II.3.6	Résolution du système d'équations de POSEIDON .....	78
II.3.7	Limites du modèle.....	78
II.3.8	Philosophie de l'insertion d'un paramètre de diffraction.....	79
II.4	Insertion d'un paramètre de diffraction.....	80
II.4.1	Interprétation de l'équation de Berkhoff.....	80
II.4.2	Insertion du paramètre de diffraction dans les équations.....	82
II.4.3	Insertion du paramètre de diffraction dans l'équation des rayons .....	84
II.4.4	Construction de la métrique à l'avancement .....	85
II.5	Résolution du système d'équations .....	87
II.5.1	Résolution numérique de l'équation de propagation de l'enveloppe de la houle.....	87
II.5.2	Résolution numérique du paramètre de diffraction.....	89
II.5.3	Conditions aux limites du modèle.....	90
II.6	Application du modèle sur l'expérience de Vincent et Briggs.....	91
II.6.1	Description du protocole expérimental .....	91
II.6.2	Application du modèle sur l'expérience.....	93

### CHAPITRE III

#### **ETUDE EXPERIMENTALE DE LA PROPAGATION DE LA HOULE AU-DESSUS D'UN HAUT-FOND..... 99**

III.1	Introduction .....	99
III.2	Dispositif expérimental .....	100
III.3	Résultats expérimentaux bruts .....	105
III.3.1	Profondeur d'eau 40cm .....	105
III.3.2	Profondeur d'eau 35cm .....	107
III.3.3	Profondeur d'eau 20cm .....	114
III.3.4	Conclusions sur les résultats expérimentaux bruts.....	117
III.4	Traitement du signal des sondes de mesure .....	118
III.4.1	Analyse vague par vague.....	118
III.4.2	Analyse spectrale du signal .....	119
III.5	Analyse des résultats expérimentaux .....	121
III.5.1	Présentation du modèle déterministe REFDIF1 .....	121
III.5.2	Analyse des coefficients d'amplification .....	123
III.5.3	Reconstitution des plans de vagues.....	133
III.5.4	Conclusion de l'analyse des résultats.....	142
III.6	Conclusions de l'expérimentation.....	144

### CHAPITRE IV

#### **ETUDE THEORIQUE DES EFFETS DE REFRACTION ET DE DIFFRACTION : APPLICATION A PARTIR DU MODELE SIMAC-POSEIDON..... 145**

IV.1	Influence du paramètre de diffraction .....	146
IV.1.1	Retour sur les équations du paramètre de diffraction.....	146
IV.1.2	Influence du paramètre de diffraction sur l'organisation de la surface libre ....	147
IV.2	Application du modèle à l'expérience de Vincent et Briggs.....	154
IV.2.1	Plan de vagues en réfraction-diffraction .....	154
IV.2.2	Coefficient d'amplification .....	156
IV.3	Application du modèle à des cas réels .....	158
IV.3.1	Villefranche-sur-Mer.....	158
IV.3.2	Comparaison entre SIMAC-POSEIDON et SWAN sur une étude pour le port de Marseille.....	161
IV.3.3	Forçage du modèle d'agitation par le modèle de propagation pour l'étude de l'extension du port de Marseille.....	176
IV.4	Conclusions .....	182

## CHAPITRE V

### **EXTRACTION DE L'ENERGIE DES VAGUES PAR L'ACTION DES FORCES DE PRESSIONS QUI RESULTENT DES EFFETS DE LONGUET-HIGGINS..... 184**

V.1	Description du projet.....	186
V.1.1	Introduction .....	186
V.1.2	Fonctionnement du dispositif.....	186
V.2	Généralités théoriques sur la pression due aux effets de Longuet-Higgins .....	187
V.2.1	Hypothèses .....	187
V.2.2	Houle régulière.....	187
V.2.3	Houle irrégulière .....	190
V.3	Essais en canal.....	193
V.3.1	Présentation du canal.....	193
V.3.2	Analyse des pressions recueillies au fond du canal.....	195
V.3.3	Essais sur le prototype de récupération d'énergie de la houle .....	203
V.3.4	Estimation du rendement en houle aléatoire à partir des résultats expérimentaux établis en houle régulière.....	212
V.3.5	Conclusion des expérimentations.....	217
V.3.6	Suggestions pour de futures investigations .....	217
V.4	Estimation des performances du système de récupération de l'énergie de la houle sur un site réel : Monaco .....	218
V.4.1	Etude environnementale du site de Monaco .....	218
V.4.2	Etude théorique des pressions de Longuet-Higgins en houle réelle.....	225
V.4.3	Estimation de la production énergétique du système à Monaco .....	238
V.4.4	Discussions autour des résultats.....	241
V.4.5	Conclusions sur l'application du récupérateur d'énergie de la houle dans son état actuel à Monaco .....	241

## CHAPITRE VI

### **ETUDE DE SOLUTIONS DU TYPE « RECIF ARTIFICIEL IMMERGE » EN GEOTEXTILE: APPLICATIONS EN INGENIERIE..... 244**

VI.1	Projet de récif artificiel pour protéger la digue du Port des franchissements .....	248
VI.1.1	Propagation de la houle du large à la côte.....	250
VI.1.2	Dimensionnement du récif artificiel immergé .....	256

## Table des matières

VI.1.3	Influence du récif sur les hauteurs significatives .....	261
VI.1.4	Calculs des hauteurs significatives à l'arrière du récif avec SWAN.....	262
VI.1.5	Essais en canal.....	264
VI.1.6	Conclusions sur l'installation d'un récif artificiel immergé en géotextile pour lutter contre les franchissements de la digue du port de Bormes-les-Mimosas .....	285
VI.2	Projet de récif artificiel pour lutter contre l'érosion côtière de la plage de l'aéroport de Nice Côte d'Azur .....	286
VI.2.1	Les conditions environnementales .....	287
VI.2.2	Calculs préliminaires.....	295
VI.2.3	Conclusions sur l'étude de l'aéroport de Nice Côte d'Azur .....	299
<b>CONCLUSION.....</b>		<b>300</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE.....</b>		<b>304</b>
<b>ANNEXE A</b>		
EQUATION DE PROPAGATION DE L'ENVELOPPE DE LA HOULE EN COORDONNEES CURVILIGNES .....		310
<b>ANNEXE B</b>		
NOTE DE CALCUL SUR L'EQUATION DES RAYONS.....		320
<b>ANNEXE C</b>		
PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN HOULO-MOTEUR FONDE SUR L'EXPLOITATION DE L'OSCILLATEUR DE LONGUET-HIGGINS EN PRESENCE D'UN CLAPOTIS EN EAU PROFONDE.....		324
<b>ANNEXE D</b>		
PHOTOS DU RECIF ARTIFICIEL IMMERGE EN GEOTEXTILE DE NARROWNECK EN AUSTRALIE .....		334

# Introduction

Depuis les années 60, un petit groupe de privilégiés composé des cosmonautes, astronautes, et spatonautes de l'Histoire, relayés désormais par les scientifiques de la station spatiale internationale, ont pu constater depuis l'espace à quel point la planète Terre est une planète bleue. Si fragile, si petite au milieu de l'immensité cosmique, elle est le fruit d'évènements statistiquement si peu probables que, des milliards d'années d'évolution plus tard, nous découvrons qu'elle est une exception dans notre système solaire, notre galaxie, voire l'univers tout entier. L'eau qu'elle recèle est si précieuse, primordiale et essentielle au développement de la vie, que sont dorénavant recherchées des traces de sa présence sur toutes les autres planètes. Loin d'être réduites à l'assemblage des éléments hydrogène et oxygène, ses molécules sont, rappelons-le, le principal constituant des êtres vivants. Coïncidence anecdotique, on retrouve la même proportion d'eau dans l'organisme humain que de surface océanique recouvrant la Terre. Cela n'explique pas pourquoi l'Homme se fascine pour les océans, pourquoi tant de légendes leur ont été attribuées, pourquoi leur nature, les dangers qu'ils recèlent, parfois fantasmés, parfois avérés, ont tant fait couler d'encre. Toujours est-il que l'Homme, peut-être parce qu'il sait qu'il lui doit son existence, continue de l'explorer et l'étudie de nos jours sous tous les angles, depuis le fond jusqu'à la surface, le long de ses rivages et même depuis l'espace grâce aux satellites.

Géographes, océanographes et météorologues ont chacun, à travers leurs travaux, un regard propre pour mesurer l'importance des océans sur notre planète. Les premiers ont établi qu'ils occupent 71% de la surface totale du globe, les seconds que leur volume atteint 1370 millions de kilomètres-cubes. S'il était incompressible et uniformément réparti, ce volume serait suffisant pour que les océans recouvrent la planète entière sous 2700 mètres d'eau. Les météorologues vérifient tous les jours à quel point l'influence de l'océan se fait sentir tant sur le climat à l'échelle géologique que sur le temps qu'il fait chaque jour. En effet, l'hydrosphère joue un rôle climatique capital. Les caractéristiques physiques de l'eau dont sa capacité à emmagasiner, transporter et transmettre la chaleur, sont sans commune mesure avec celles de l'atmosphère. Les physiciens ont montré pour leur part que l'eau des océans est en perpétuel mouvement : elle s'évapore, participant au cycle de l'eau, circule avec les courants, se déplace au grès des marées, sert de support à la propagation d'ondes diverses, et subit des interactions multiples à des échelles de temps et d'espace allant de l'infiniment petit à l'infiniment grand. Quant aux biologistes, ils estiment que les océans recèlent la plus importante biomasse animale de la planète, et que 90% des ressources marines proviennent du plateau continental. Selon les Nations Unies, 80% de la population mondiale vivra à moins de 100km du littoral en 2010. En 2009, 7 des 10 villes les plus peuplées au monde, Bombay, Sao Paulo, Shanghai, Séoul, Karachi, Istanbul et Tokyo, et 8 des 10 plus grandes agglomérations, Tokyo, New York, Jakarta, Manille, Istanbul, Bombay, Sao Paulo et Hong Kong, sont situées sur la côte. Voilà à quel point le domaine maritime prend une place capitale dans le contexte socio-économique et même géopolitique.

## Connaissance du phénomène de houle

On comprend alors l'intérêt primordial d'étoffer les connaissances théoriques sur la dynamique marine et les interactions qui agissent autour de tous ces domaines d'études et des recherches. La modification du milieu naturel n'étant jamais sans conséquences sur l'un des processus qui rentre dans ce système complexe, elle doit être soigneusement évaluée pour que son impact sur l'environnement soit minimisé. D'où l'intérêt d'une étroite collaboration et d'une synergie harmonieuse entre les différents chercheurs et acteurs du domaine maritime.

L'un des forçages prépondérants de l'océan est la houle. Caractérisant la réponse de l'eau à une perturbation de sa surface par les vents, elle voyage sur de nombreux kilomètres par grand fond, se modifie à l'approche de la côte avant de venir s'échouer sur les plages. Depuis une quarantaine d'années, les recherches sur l'étude et la compréhension du phénomène de houle ont considérablement progressé tant d'un point de vue fondamental que leur application en ingénierie côtière par exemple.

Les théories mathématiques, à la base de toute connaissance théorique du fonctionnement physique de notre environnement, qui traitent de la houle, se sont développées et complexifiées. Elles représentent une grande quantité des phénomènes liés à la houle à partir d'hypothèses élaborés depuis les équations générales de la mécanique des fluides, et permettent désormais d'étudier de manière analytique et numérique des problèmes toujours plus pointus.

Comme pour toutes les sciences, l'essor de l'informatique a largement contribué, en résolvant des équations toujours plus complexes avec des temps de calculs de plus en plus courts, à améliorer la connaissance des phénomènes océaniques. Les codes numériques se sont démocratisés et perfectionnés à tel point qu'aucun projet en génie côtier n'est de nos jours réalisé sans faire appel à la modélisation numérique. Qu'ils soient spectraux, à résolution de phase, basés sur les équations de Boussinesq, linéaires, non-linéaires, tous sont plus ou moins adaptés à un cas spécifique et l'innombrable choix de codes dans la littérature permet de trouver le meilleur à employer ou celui encore à développer, pour s'adapter à l'application que l'on veut en faire. Certains modèles, de type « hindcast » ou « forecast », sont même dorénavant forcés par les conditions météorologiques, assimilent les données en temps réel et prédisent les conditions de houle à la côte plusieurs jours à l'avance.

Par ailleurs, les modèles physiques hydrauliques sont devenus un formidable outil pour conforter les calculs et les simulations réalisées avec les modèles numériques, ou les remplacer lorsque ceux-ci trouvent leur limite, et représenter des processus liés à la houle en modèle réduit. Les avancées récentes en termes d'instrumentations et moyens de mesures des phénomènes ont permis de représenter la houle de façon toujours plus proche de la réalité. Ainsi, les générateurs de houle en canal produisent désormais des houles irrégulières, et les cuves sont de plus en plus souvent équipées de batteur de type « serpent » par exemple, permettant de reproduire des houles aléatoires multidirectionnelles.

Les satellites et les bouées de mesures, sont de nos jours également équipés de capteurs performants permettant d'observer et de mesurer depuis l'espace ou les océans, les variations de niveau d'eau. Ils fournissent ainsi des données précieuses notamment sur les caractéristiques de la houle au large à un instant donné, qui archivées permettent de dresser des statistiques au large d'une zone d'intérêt.

## L'érosion

La houle, en venant déferler, modèle et sculpte inlassablement les rivages. Le littoral matérialise ainsi la frontière physique, en perpétuel mouvement, entre l'océan et la terre. Il constitue un espace tampon entre les processus océaniques et terrestres et les interactions dont il est le siège. Depuis plus d'un demi-siècle (les chiffres sur la répartition de la population mondiale en attestent), le littoral est de plus en plus convoité pour le confort de vie qu'il apporte, son attrait touristique et l'activité économique qu'il draine autour de lui. Les créations de ports, de marinas, d'habitations, de routes en bord de mer, se sont multipliées et par la même occasion, des digues, des épis, des brise-lames, pour protéger ces infrastructures des assauts de la mer. Et même si depuis peu, les effets néfastes de ces aménagements sur le littoral ont été démontrés, cette urbanisation intensive liée à une évolution du milieu (naturelle et anthropique) entraîne une instabilité importante de cet espace fragile, caractérisé par un phénomène généralisé d'érosion.

Le recul des plages observé peut s'expliquer par le fait que le bilan sédimentaire global est en déficit. En effet, l'action naturelle érosive de la mer et le phénomène de rééquilibrage isostatique, ne sont plus compensés par l'apport naturel en sédiments charriés par les fleuves. L'exploitation intensive des sédiments le long des cours d'eau, l'artificialisation des lits des fleuves, ou encore l'installation de barrages et de digues ont fortement réduit l'apport sédimentaire. A titre d'exemple, de nos jours le delta du Rhône ne reçoit plus que 2 à 6 millions de tonnes de sédiments contre 17 à 21 millions au cours du XIXème siècle. Cette carence en apport de sédiment, couplé à la mise en place de structures côtières lourdes souvent aménagées en « épis du bon sens » et coupant le transit sédimentaire restant, engendre des phénomènes d'érosion important.

Une quantité considérable des côtes de l'Union européenne est ainsi actuellement érodée malgré le développement de mesures de protection des rivages. La perspective de l'élévation du niveau de la mer due au changement climatique, et l'héritage de cette gestion désastreuse du problème impliquent que l'érosion côtière sera un souci d'importance croissante dans un proche avenir. C'est pourquoi le Parlement européen a lancé depuis 2001 EUROSION, un programme de recherche dont le but est de développer des recommandations concernant les politiques de lutte contre ce fléau. Selon les experts d'EUROSION, l'érosion gagne environ 20% des 100 925 km de côtes que compte le littoral européen. En ce qui concerne la France, sur ses 3427 km de façade atlantique, et ses 1700 km en Méditerranée, plus d'un tiers sont en érosion et 850 km subissent un recul supérieur à 1 m/an. Les plages sableuses sont les plus vulnérables et sont touchées à 48 %, contre 12 % pour les côtes rocheuses.

En 2006, l'institut français de l'environnement estimait que 25 % du trait de côte reculaient alors que seuls 10 % engraisaient, et ce malgré les ouvrages de défense. Par ailleurs 25,9% des côtes érodées étaient des zones urbanisées, commerciales ou artificialisées. Le Grenelle de la mer en 2009, a estimé que la loi littorale visant à encadrer l'aménagement de la côte pour notamment la protéger des excès de la spéculation immobilière, était insuffisamment appliquée. Il a mis en évidence le manque de coordination entre les communes d'une même partie littorale concernée par ledit processus physique, et invite à une vision plus globale d'évaluation des risques.

Face à cette problématique, des nouvelles techniques de lutte contre l'érosion plus respectueuses de l'environnement que les enrochements longtemps préconisés, voient le jour et semblent constituer une alternative efficace. C'est le cas par exemple des récifs artificiels

immergés en géotextiles, des systèmes de type Ecoplage® ou encore des engraisements de plage qu'on appelle communément « solutions douces ».

### **Démarche suivie dans le cadre de cette thèse**

La thèse regroupe plusieurs études et travaux réalisés au sein de l'entreprise ACRI<sub>IN</sub> sur différents projets industriels ou de recherches liés aux activités de la société pendant la durée du contrat CIFRE. Toutes ont le point commun de traiter de la propagation de la houle au-dessus de bathymétries complexes. Sont ainsi principalement abordés les phénomènes de transformation que subit la houle en milieu côtier à savoir la réfraction, la diffraction, la réflexion et la transmission, selon plusieurs modes opératoires : l'observation, la modélisation et l'expérimentation.

L'éventail des processus abordés se situe ainsi entre le proche large et la côte. Le grand large ou les phénomènes de génération, dissipation par moutonnement et autres quadruplets de fréquences ne sont représentés qu'au travers de l'utilisation de code spectral courant tel que SWAN, pour une application donnée, ou simplement évoqués pour une compréhension générale de l'étude. Mais dans l'ensemble, cette thèse traite de la propagation de la houle déjà formée et des transformations qu'elle subit quand le fond remonte, ou quand elle rencontre des obstacles au niveau de littoral.

Elle comprend d'une part une forte partie recherche sur l'étude des conditions de houle à la côte, et une partie plus orientée application en ingénierie, destinée à la réalisation d'ouvrages de protection portuaire ou de lutte contre l'érosion côtière, abordée selon des considérations environnementales et de prise en compte des effets du changement climatique. Les études sont pour l'essentiel réalisées en mer Méditerranée, de faible marnage, mais où les surcotes engendrées par les variations barométriques et les ondes de tempêtes (« storm surge ») peuvent avoir des effets importants.

Pour cela, le chapitre I rappelle les équations de la physique fondamentale et de la mécanique des fluides, ainsi que les différentes hypothèses permettant d'aboutir aux équations de représentation de la houle et les théories qui lui sont associées. Les divers phénomènes de formation, de modification de la houle à l'approche du rivage sont également abordés, de même qu'un aparté sur les conséquences du réchauffement climatique. Ce chapitre permet ainsi d'installer les bases nécessaires à la compréhension des chapitres suivants.

Le chapitre II s'intéresse au développement d'un code de propagation de la houle en coordonnées curvilignes formées par les rayons et les crêtes à partir d'un modèle déjà existant. Après un rappel de l'état de l'art sur les modèles d'approche, les modifications apportées au modèle sont présentées et détaillées. Les travaux entrepris dans la démarche de calibration du modèle sur un cas test, mettent en avant les lacunes sur les connaissances du comportement de la surface libre lors de sa propagation au-dessus d'un haut-fond, ayant conduit à entreprendre notre propre expérience.

Le chapitre III présente l'expérience réalisée au bassin à houle de l'ISITV sur un haut-fond de forme ellipsoïdale. Les photos prises et les coefficients d'amplification de la houle enregistrés, sur la propagation de la houle à différents niveaux d'eau, sont analysés puis comparés au modèle numérique REFDIF1. Les résultats issus de cette expérience sont discutés et interprétés.

Le chapitre IV reprend les données de l'expérience pour expliquer les phénomènes observés d'un point de vue théorique. Les résultats permettent tout d'abord d'apporter des suggestions quant à la gestion des conditions limites du modèle de propagation développé dans le cadre de la thèse, et par ailleurs de valider le modèle. Certaines limites actuelles du code sont également discutées. Le modèle est ensuite comparé aux résultats de REFDF1 sur la simulation d'une houle monochromatique au-dessus d'un haut-fond, puis à ceux de SWAN dans le cas de houles irrégulières sur le site de la rade de Marseille. Le modèle est enfin couplé à un modèle d'agitation portuaire pour une étude sur la création d'un nouveau bassin dans le port.

Le chapitre V traite de travaux de recherche fondamentale sur l'extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions qui résultent des effets de Longuet-Higgins lorsque la houle se réfléchit sur un mur ou une digue. Les recherches ont conduit à l'élaboration d'un prototype et à des essais en canal au sein du laboratoire hydrodynamique d'ACRI<sub>IN</sub>. L'expérimentation en houle régulière est décrite et un développement pour étendre les résultats en houle irrégulière est réalisé. Le calcul du rendement énergétique du système installé sur un site réel est aussi effectué.

Le chapitre VI présente les recherches menées concernant l'implantation de récifs artificiels immergés en géotextiles afin de lutter contre l'érosion côtière. Dans le cadre de deux projets nécessitant leur dimensionnement, des essais en canal à houle ont été réalisés. Les coefficients de transmission à l'arrière de la structure mesurés pour différents types de houles incidentes en houle régulière et irrégulière, et les résultats sont présentés et discutés. Une référence au premier prototype aboutit de ce nouveau concept de lutte contre l'érosion, plus respectueux de l'environnement que les solutions traditionnellement employées, est réalisée.





## Chapitre I

# Généralités sur l'océanographie et théorie de la houle

La connaissance théorique du fonctionnement physique de notre environnement est primordiale afin de comprendre le monde dans lequel on vit, et entreprendre des modifications du milieu naturel qui soient les plus adaptées possibles. La maîtrise de l'aménagement du littoral est ainsi étroitement liée à la compréhension des processus hydrodynamiques dont il est le siège. En ingénierie côtière, le dimensionnement des ouvrages se réfère autant à des considérations structurelles qu'à la prise en compte de sollicitations liées à l'environnement marin.

La mise en place de digues, d'épis ou encore de jetées doit répondre, au même titre que les constructions classiques, au critère de garantie. Cela suppose que tout ouvrage doit être suffisamment bien conçu pour résister au temps et aux assauts de la mer. Selon la durée de vie fixée pour le dimensionnement, l'ouvrage devra être pérennisé vis-à-vis des plus grosses houles pouvant déferler durant cette période. La connaissance de ces houles dites de « projet » au large, leur caractéristique à la côte et leur répercussions sur les ouvrages, est alors essentielle en phase de conception.

L'aménagement de la côte doit aussi tenir compte des conséquences à court et long termes qui affecteront la zone de projet. La modification du milieu entraîne indéniablement des répercussions sur l'équilibre naturel, qui doivent être préalablement évaluées dans le but de diminuer les impacts environnementaux néfastes. Contrairement à ce qui a été fait par le passé, l'artificialisation de la côte, notamment avec des matériaux de construction dits « durs » - enrochements de carrière, béton... - doit impérativement tenir compte des effets liés à la dynamique sédimentaire et à ses bouleversements, et donc aux processus hydrodynamiques qui en sont à l'origine.

Ce chapitre rappelle les équations générales régissant les phénomènes océaniques ondulatoires tels que les vagues, principal moteur du mouvement des masses d'eau et du transport sédimentaire en zone côtière. Une rapide synthèse sur leur formation et les différents processus associés est proposée, ainsi qu'un recensement des différents moyens de mesures, d'analyses et de modélisation de la houle actuellement disponibles. Une partie est également dédiée à la hausse du niveau de la mer due au réchauffement climatique, à sa répartition et à ses conséquences, qu'on ne peut désormais plus ignorer.

## I.1 Quelques rappels

La surface des océans est perturbée par de nombreux phénomènes physiques tels l'action du vent, les mouvements du plancher océanique dus aux séismes et glissements de terrains se répercutant dans la colonne d'eau, l'interaction entre la Terre et les astres, ou encore les différences de pressions atmosphériques. Les forces mises en jeu déforment la surface libre et entraînent un transfert d'énergie mécanique qui se manifeste par la formation et la propagation d'ondes.

L'apparition d'un mouvement oscillant suite à ces perturbations n'est possible que s'il existe des forces de rappel qui tendent à ramener le fluide à sa position d'équilibre. Toutes les ondes présentes en mer sont soumises à plusieurs forces de rappel parmi lesquelles on trouve la gravité, la force de Coriolis, les tensions superficielles et la compressibilité du fluide.

On distingue donc les forces génératrices (forces éoliennes, tectoniques, astronomiques...) qui contribuent à la déformation de la surface libre des océans, et les forces de rappel qui permettent leur propagation. La diversité de ces phénomènes entraîne ainsi pour l'ensemble des oscillations, une plage de périodes possibles extrêmement large.

Par exemple, les ondes de marée principalement diurnes ou semi-diurnes ont des harmoniques sur plusieurs semaines, voire plusieurs mois ou plusieurs années si l'on tient compte de toutes les évolutions dans le système solaire. Les périodes sont de quelques minutes pour les tsunamis, de quelques secondes pour les houles, et se comptent en fractions de secondes pour les ondes de capillarité ; ce qui confère à toutes ces ondes des longueurs d'onde pouvant varier de quelques centimètres à plusieurs milliers de kilomètres. Une classification temporelle des vagues dans l'océan est illustrée par la figure I.1. Les processus observés en zone côtière couvrent donc une gamme très large d'échelle spatio-temporelle.

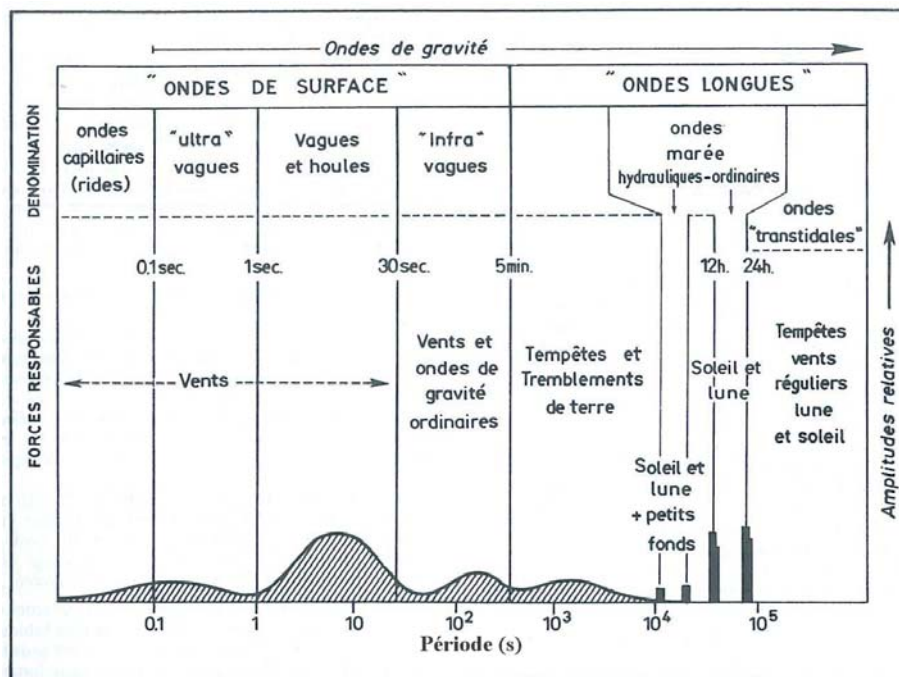


FIG I.1 – Classification temporelle des vagues dans l'océan, d'après Munk, 1951.

Si toutes ces ondes répondent aux mêmes équations de la mécanique des fluides, chacune d'entre elles possède néanmoins des particularités bien spécifiques, c'est pourquoi il existe une stratégie de modélisation permettant d'étudier les processus physiques qui agissent pour chaque gamme de fréquence. Avant d'entreprendre une étude concernant une zone côtière, il faut donc préalablement cerner la problématique (dimensionnement d'ouvrage de protection, agitation dans un port, problèmes d'érosion...) afin de déterminer l'importance de chaque processus dans la zone de projet et définir la stratégie de modélisation la plus adaptée.

Par exemple, l'étude de l'agitation dans un port requiert la modélisation de la propagation des ondes de surface plutôt courtes (1s à 20s) et fait appel aux équations de Berkhoff, afin de considérer les phénomènes de réfraction, diffraction et réflexion, en isolant quelques houles caractéristiques. Une étude sédimentaire au contraire, nécessite la prise en compte d'ondes plus longues, des vagues jusqu'aux ondes de marée, et fait appel à des statistiques de houle sur du long terme, à des équations souvent énergétique, et à des modèles couplant les vagues, les courants et la dynamique sédimentaire.

### **I.2 Hypothèses sur les phénomènes physiques prépondérants**

On ne s'intéresse dans cette étude qu'à la houle, initialement générée par le vent. La houle est un phénomène de propagation d'une perturbation depuis un endroit d'un milieu matériel à un autre, qui n'engendre pas de mouvement global du milieu lui-même. La propagation d'une perturbation se traduit par un transport d'énergie, à une vitesse qui n'est pas forcément identique à celle de la perturbation.

Contrairement aux ondes de capillarité, la viscosité de l'eau et l'interaction entre les molécules sur la surface libre joue un rôle très mineur pour la houle. De même, on néglige la compressibilité du fluide seulement primordiale pour la propagation des ondes sonores. Les fréquences et les longueurs d'onde de la houle sont suffisamment courtes pour ignorer la force de Coriolis et toutes les variations des champs de force à l'échelle de la planète. Enfin, l'action de la houle s'estompe suffisamment rapidement suivant la profondeur pour négliger le plus souvent les stratifications en densité des océans.

Les hypothèses de base supposent donc un fluide parfait, isovolume. Pour une houle déjà formée, ne subissant plus les fluctuations de pression qui accompagnent le vent, les seules forces agissantes sont la gravité et la pression atmosphérique. Toutes deux sont constantes dans l'espace et dans le temps. Sous toutes ces hypothèses, les équations générales de la mécanique des fluides conduisent aux lois fondamentales qui régissent le mouvement ondulatoire de la houle.

La vitesse de propagation des vagues dépend de leur longueur d'onde, de leur amplitude et à l'approche du littoral, de la profondeur d'eau. Le phénomène de propagation des vagues est donc dispersif. Par ailleurs, les vagues ne se propagent pas toutes dans la même direction, d'où un aspect parfois chaotique de l'état de surface de la mer.

Les vagues sont donc caractérisées par des spectres d'énergie, qui font apparaître des grandeurs caractéristiques, avec par exemple une hauteur significative  $H_s$ , une période significative  $T_s$ , etc.... Ces spectres sont larges pour les vagues de vent, plus étroits pour une houle déjà formée qui continue à se propager loin de sa zone de génération par le vent.

## I.3 Equations générales

### I.3.1 Equation de continuité

L'équation de conservation de la masse pour une particule fluide est donnée par la relation :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (1.1)$$

Si l'on considère une masse volumique  $\rho$  constante, c'est à dire un fluide incompressible ( $\rho$  indépendant de  $t$ ) et homogène ( $\rho$  indépendant de  $x, y, z$ ) l'équation ne fait intervenir que le champ de vitesse  $\vec{v}(x, y, z, t)$  et se résume à :

$$\text{div}(\vec{v}) = 0 \quad (1.2)$$

Pour un fluide parfait, on montre qu'une perturbation irrotationnelle le reste indéfiniment.

On peut appliquer ce théorème au mouvement des ondes dont l'écoulement sera supposé de rotationnel nul :

$$\text{rot}(\vec{v}) = \vec{0} \quad (1.3)$$

On définit donc dans tout le fluide un potentiel de vitesses  $\Phi(x, y, z, t)$  tel que :

$$\vec{v} = \vec{\nabla} \Phi \quad (1.4)$$

Où  $\nabla$  désigne l'opérateur gradient.

L'équation de continuité prend la forme d'une équation scalaire et se traduit par la nullité du Laplacien ( $\Delta$ ) du potentiel de vitesses dans le domaine fluide :

$$\Delta \Phi = 0$$

Soit

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1.5)$$

### I.3.2 Condition cinématique à la surface libre

La déformation de la surface libre due à la perturbation, notée  $\eta(x, y, t)$  dépend des coordonnées horizontales de l'espace et du temps, l'axe  $Oz$  est choisi vertical orienté vers le haut (figure I.2).

La condition cinématique stipule qu'une particule de la surface libre doit y rester :

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (1.6)$$

### I.3.3 Condition dynamique

La condition dynamique traduit l'équilibre des forces sur la surface libre. Pour un fluide parfait, incompressible et irrotationnel, dont la seule force de rappel est la force de gravité  $\vec{g}$ , l'équation de quantité de mouvement dans le champ gravitationnel s'écrit :

$$\vec{grad} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (\vec{grad} \Phi)^2 + \frac{p}{\rho} + gz \right) = 0 \quad (1.7)$$

En intégrant suivant les coordonnées spatiales, on exprime la pression par la relation de Bernoulli-Lagrange telle que :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (\vec{grad} \Phi)^2 + \frac{p}{\rho} + gz = C(t) \quad (1.8)$$

La fonction  $\Phi$  étant définie à une constante dépendant du temps, il est possible d'exprimer la pression de la façon suivante :

$$p = \underbrace{p_{am} - \rho g z}_{\text{pression hydrostatique}} - \underbrace{\rho \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (\vec{grad} \Phi)^2 \right)}_{\text{pression dynamique}} \quad (1.9)$$

### I.3.4 Condition dynamique à la surface libre

Par un choix convenable de l'origine des altitudes au niveau de la surface libre et en prenant pour origine des pressions la pression atmosphérique, la condition dynamique devient :

$$\left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (\vec{grad} \Phi)^2 + gz \right)_{z=\eta} = 0 \quad (1.10)$$

Sachant que  $\vec{v} \cdot \vec{\nabla} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) = \frac{1}{2} \frac{\partial v^2}{\partial t}$  et en supposant la pression constante et égale à zéro à l'interface air-eau, on en déduit de la dérivée totale de (1.8) la condition limite en  $z = \eta$  pour le potentiel  $\Phi$  :

$$\left[ g \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial v^2}{\partial t} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + \frac{1}{2} \vec{v} \cdot \vec{\nabla} (v^2) \right]_{z=\eta} = 0 \quad (1.11)$$

### I.3.5 Condition dynamique sur le fond

Pour une mer en profondeur « finie », la condition d'imperméabilité au fond, interdisant tout transfert de masse à travers le fond ayant comme équation  $z = -h(x, y)$ , est donnée par :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} \Big|_{z=-h} = 0 \quad (1.12)$$

Où  $\vec{n}$  est la normale au fond.

## I. Généralités sur l'océanographie et théorie de la houle

Lorsque l'écoulement induit par la houle n'affecte pas le fluide au voisinage du fond, on est dans le cas appelé « profondeur infinie ». La condition dynamique devient :

$$\lim_{z \rightarrow -\infty} \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (1.13)$$

Des solutions analytiques sont trouvées par fond plat ou en profondeur infinie en apportant certaines simplifications à la condition dynamique de surface libre. La solution la plus simple mais la plus restrictive est obtenue après linéarisation. Des solutions plus réalistes sont obtenues par des développements en perturbations de la solution.

### I.3.6 Caractérisation des vagues

La figure I.2 représente un champ de vagues dans son repère  $(x,y,z)$  et les différents paramètres géométriques qui permettent de le caractériser. Une catégorisation importante des théories de houle est liée aux rapports respectifs des trois paramètres géométriques que sont la hauteur crête à creux  $H$  avec  $H = 2A$  où  $A$  est l'amplitude, la longueur d'onde  $\lambda$  et la profondeur d'eau  $h$ .  $\eta$  est la déformée de la surface libre énoncée dans l'équation (1.6).

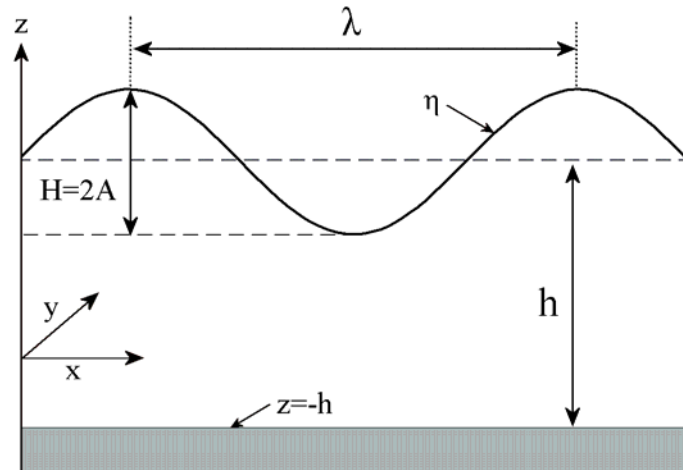


FIG I.2 – Représentation des paramètres caractéristiques des vagues

## I.4 Houle de Stokes

L'ensemble des équations de base forme un système non linéaire, où l'on exprime le potentiel et ses dérivées sur une surface libre de profil inconnu. Les théories de houle en eau profonde, intermédiaire ou en eau peu profonde sont liées à la valeur prise par le paramètre d'Ursell (1953):

$$U_r = \frac{A}{h} \frac{1}{(kh)^2} = \frac{A\lambda^2}{4\pi h^3} \quad (1.14)$$

Une valeur de  $U_r$  petite devant 1 signifie que les effets de dispersion sont prépondérants devant les effets non linéaires. Une solution au problème peut être recherchée en développant le potentiel  $\Phi$ . C'est la théorie dite de Stokes qui conduit aux modèles de houles régulières (monochromatiques) portant son nom et dont l'ordre N signifie que le développement est tronqué à cet ordre en omettant les termes suivants. A l'inverse, une valeur du paramètre

d'Ursell de l'ordre ou grande devant 1 conduit à prendre comme petit paramètre le ratio  $h/\lambda$ . On aboutit alors aux modèles de houle cnoïdale et d'onde solitaire (Molin, 2002).

### I.4.1 Théorie linéaire, houle d'Airy

Les premières approches analytiques consistent d'abord à supposer que les ondes se propagent sur un fond plat. La houle la plus simple s'obtient en linéarisant les équations cinématique et dynamique.

#### I.4.1.1 Expression des potentiels des vitesses

On suppose que l'amplitude de l'onde est « infiniment petite », c'est-à-dire qu'on peut négliger les termes proportionnels au carré de l'amplitude dans l'expression (1.11). La condition peut ainsi être écrite en  $z=0$  par un développement de Taylor au premier ordre. La houle irrotationnelle « infiniment petite » est aussi appelée « houle d'Airy » (d'après les travaux de Airy, 1845) ou « houle de Stokes au 1<sup>er</sup> ordre ».

On recherche des solutions en fond plat, ou en profondeur infinie. La condition limite de (1.11) devient alors :

$$\text{En } z=0 \quad g \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0 \quad (1.15)$$

$$\text{En } z=-h \quad \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (1.16)$$

La périodicité du mouvement  $T = 2\pi/\omega$  où  $\omega$  correspond à la pulsation de la houle, suggère pour le potentiel  $\Phi(x, z, t)$  une expression complexe (dont la solution est sa partie réelle) de la forme :

$$\Phi(x, z, t) = \phi(x, z) e^{i\omega t} \quad (1.17)$$

La recherche de solutions harmoniques pour  $\phi(x, z)$ , tel que  $\Phi(x, z, t)$  satisfait aux conditions limites de (1.15) et (1.16) permet d'obtenir :

$$\phi(x, z) = [K^- e^{-ikx} + K^+ e^{+ikx}] \cosh k(z+h) \quad (1.18)$$

Où  $k$ , le nombre d'onde, vérifie la relation de dispersion :

$$\omega^2 = gk \tanh(kh) \quad (1.19)$$

La vitesse de propagation de l'onde, ou vitesse de phase, notée  $C$  est donnée par :

$$C = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(kh)} \quad (1.20)$$

La vitesse de phase  $C$  dépend donc de la pulsation  $\omega$ . La propagation de la houle est un phénomène dispersif, et sa longueur d'onde diminue avec la profondeur d'eau :

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = CT \quad (1.21)$$



## I. Généralités sur l'océanographie et théorie de la houle

En profondeur infinie, la relation (1.20) se réduit à  $C = \sqrt{g/k}$ . Tandis qu'en eau peu profonde, elle tend vers  $C = \sqrt{gh}$  où la vitesse de phase dépend alors uniquement de la profondeur. Le phénomène devient dans ce cas non dispersif.

Pour une onde d'amplitude  $A$  (ou de crête à creux  $H = 2A$ ) se propageant dans le sens des  $x$  croissants, la déformée de la surface libre  $\eta$  et le potentiel des vitesses  $\Phi$  sont donnés par :

$$\eta(x, t) = A \sin(\omega t - kx) \quad (1.22)$$

Et

$$\Phi(x, z, t) = \frac{A\omega}{k} \frac{\cosh[k(z+h)]}{\sinh(kh)} \cos(\omega t - kx) \quad (1.23)$$

Par commodité, on peut aussi écrire les expressions de  $\eta$  et de  $\Phi$  sous les formes complexes suivantes :

$$\eta(x, t) = -iAe^{i(\omega t - kx)} \quad (1.24)$$

Et

$$\Phi(x, z, t) = \frac{A\omega}{k} \frac{\cosh[k(z+h)]}{\sinh(kh)} e^{i(\omega t - kx)} \quad (1.25)$$

### I.4.1.2 Champs de vitesse

Le champ de vitesses étant déduit de  $\vec{v} = \vec{\nabla}\Phi$ , les positions des particules  $X$  et  $Z$  sont obtenues en intégrant :

$$\frac{dX}{dt} = u = \frac{\partial\Phi}{\partial x} \quad (1.26)$$

$$\frac{dZ}{dt} = w = \frac{\partial\Phi}{\partial z} \quad (1.27)$$

En identifiant la vitesse des particules en  $(X, Z)$  à celle de leur position moyenne  $(x, z)$  on obtient :

$$X = A\omega \frac{\cosh[k(z+h)]}{\sinh(kh)} \cos(\omega t - kx) = X_o \cos(\omega t - kx) \quad (1.28)$$

$$Z = A\omega \frac{\sinh[k(z+h)]}{\sinh(kh)} \sin(\omega t - kx) = Z_o \sin(\omega t - kx) \quad (1.29)$$

### I.4.1.3 Trajectoires des particules

Les trajectoires forment des ellipses vérifiant l'équation :

$$\left[ \frac{X}{X_o} \right]^2 + \left[ \frac{Z}{Z_o} \right]^2 = 1 \quad (1.30)$$

La trajectoire des particules est donc circulaire en profondeur infinie ( $h/\lambda > 0.5$ ), et elliptique de forme de plus en plus écrasée au fur et à mesure que le fond remonte.

Les trajectoires des particules fluides au premier ordre d'approximation, illustrées par la figure I.3, sont donc des ellipses d'autant plus aplaties que le fond remonte (et réduite à un mouvement de va et vient avant le déferlement). En profondeur infinie, ( $h/\lambda > 0.5$ ), ce sont des cercles dont le rayon décroît exponentiellement avec l'immersion  $z$ .

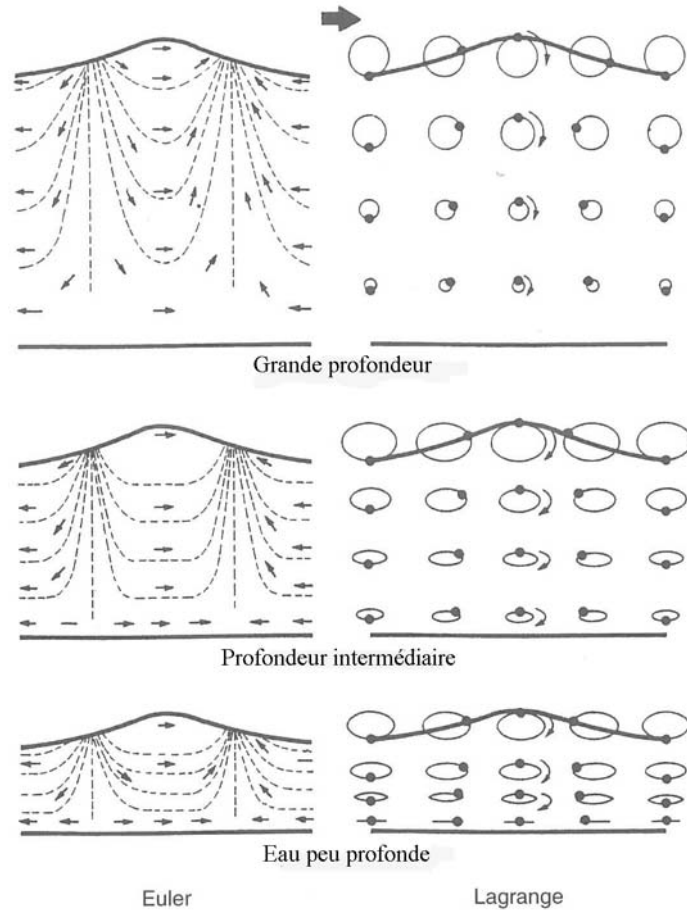


FIG I.3 – Représentation des mouvements orbitaux des particules fluides au passage d'une houle progressive

#### I.4.1.4 Champ de pression

Le champ de pression dans le fluide (1.9), pour une houle d'Airy, peut se réduire à:

$$p = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \rho g z \quad (1.31)$$

On étudie dans le chapitre V, concernant l'étude d'un processus de récupération de l'énergie de la houle, les champs de pressions de type non linéaires, issus de la réflexion de la houle contre un ouvrage côtier.

#### I.4.1.5 Considérations énergétiques

L'énergie potentielle par unité de volume est donnée par  $dE_p = \rho g z dx dy dz$ , avec  $z$  altitude par rapport à l'état de référence  $z = 0$ .

## I. Généralités sur l'océanographie et théorie de la houle

L'énergie potentielle  $E_p$  par unité de longueur d'onde  $\lambda$  et de largeur  $dy$  d'une houle monochromatique se propageant suivant l'axe  $(Ox)$  s'écrit par conséquent :

$$E_p = \int_0^\lambda \rho g \frac{\eta^2(x)}{2} dx \quad (1.32)$$

Expression qui devient pour une houle linéaire d'Airy:

$$E_p = \frac{\rho g A^2}{4} \lambda \quad (1.33)$$

L'énergie cinétique par unité de longueur d'onde et de largeur  $dy$  est donnée par :

$$E_c = \frac{1}{2} \int_{x=0}^\lambda \int_{z=-h}^\eta \rho v^2 dx dz \quad (1.34)$$

Expression qui devient pour une houle linéaire d'Airy:

$$E_c = \frac{\rho g A^2}{4} \lambda \quad (1.35)$$

L'énergie totale (ou mécanique) de la houle est donc la somme de (1.33) et (1.35) et donne :

$$E_m = \frac{\rho g A^2}{2} \lambda \quad (1.36)$$

L'énergie moyenne par unité de surface  $dx dy$ , notée  $E$ , est donnée par :

$$E = \frac{\rho g A^2}{2} \quad (1.37)$$

L'expression de l'énergie moyenne de la houle transmise  $E_t$  à travers le plan  $(yOz)$ , normal à sa direction de propagation, est donnée par :

$$E_t = \frac{1}{T} \int_0^{t+T} \int_{x=-h}^\eta p \vec{v} \cdot \vec{n} dz dt \quad (1.38)$$

Où  $p = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \rho v^2$  est la pression dynamique, qui pour une houle d'Airy est approchée par  $p = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t}$ , et  $\vec{n}$  la normale au plan  $(yOz)$ .

L'expression (1.38) devient alors :

$$E_t = \frac{\rho g A^2}{4} C \left[ 1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right] = \frac{\rho g A^2}{2} C_g = EC_g \quad (1.39)$$

L'énergie de la houle se propage donc à la vitesse de groupe, nommée  $C_g$ , et définie par :

$$C_g = \frac{1}{2} C \left[ 1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right] \quad (1.40)$$

#### I.4.1.6 Houle irrégulière

La linéarité de la solution permet d'appliquer le théorème de superposition pour la description d'une houle réelle, comme la somme des composantes spectrales indépendantes au 1<sup>er</sup> ordre, soit une combinaison de houles d'Airy sous la forme :

$$\eta_{(t)} = \sum_i A_i \cos(\omega_i t + k_i x + k_i y + \theta_i) \quad (1.41)$$

Où  $(\omega_i, k_i)$  vérifie la relation de dispersion (1.19) et  $\theta_i$  correspond au déphasage.

Les équations de représentation des houles irrégulières, sont traitées de manière approfondie dans chapitre V sur l'énergie de la houle.

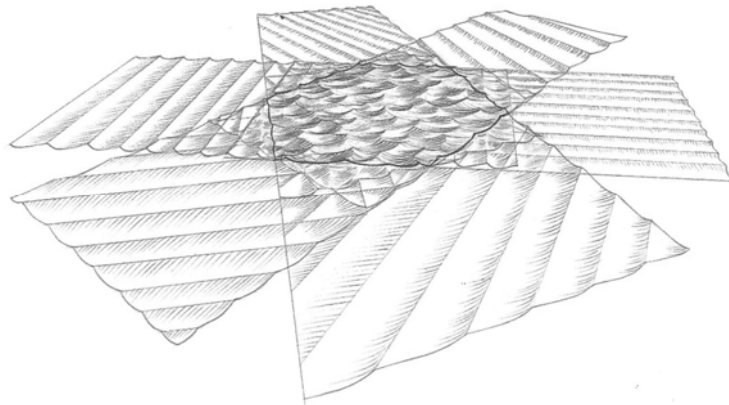


FIG I.4 – Représentation de l'état de mer par la superposition d'ondes

La figure I.4 montre une illustration d'un état de mer, par la décomposition de plusieurs trains d'onde de caractéristiques et de directions différentes.

#### I.4.1.7 Domaine d'application de la houle linéaire

Le domaine d'application du modèle linéaire de Stokes au 1<sup>er</sup> ordre présente l'inconvénient de ne s'appliquer en toute rigueur qu'à une houle de faible amplitude ( $kA \ll 1$ ). Ce domaine est encore plus réduit en profondeur finie où la profondeur  $h$  qui intervient, doit rester grande comparée à l'amplitude ( $A/h \ll 1$ ). La théorie linéaire pour des houles régulières et pour les houles irrégulières basées sur l'équation (1.41) est d'autant plus erronée que la houle se rapproche de la côte, en raison du fait que la courbure augmente fortement après avoir légèrement diminué.

Il existe plusieurs approches analytiques, en général fondées sur des développements en séries des différentes grandeurs. Elles tentent de réduire les erreurs commises sur les véritables conditions de surface libre. Les modèles de houle les plus classiquement utilisés sont la houle « cnoïdale » et le modèle de vague solitaire pour la zone côtière, et la houle de Stokes (1847) aux ordres supérieurs en formulation Eulérienne ou la houle de Gerstner (1802) en formulation Lagrangienne (et de type rotationnelle), pour les ondes du large. D'autres méthodes comme celles fondées sur les résolutions intégrales aux frontières (BIEM) permettent de résoudre « exactement » les équations. Mais seule la houle de Stokes au deuxième ordre est évoquée dans cette partie en référence aux applications présentées dans le chapitre V.

### I.4.2 Houle de Stokes au deuxième ordre

Lorsqu'une onde n'est plus d'amplitude très faible, la déformée de la surface libre n'est pas sinusoïdale mais décrit une courbe de forme « trochoïdale » en profondeur infinie, dont une approximation correcte peut être obtenue par un développement par perturbations.

De façon générale, pour de tels développements, on appelle  $\varepsilon$  le petit paramètre et on écrit :

$$\eta = \varepsilon\eta^{(1)} + \varepsilon^2\eta^{(2)} + O(\varepsilon^3) \quad (1.42)$$

$$\Phi = \varepsilon\Phi^{(1)} + \varepsilon^2\Phi^{(2)} + O(\varepsilon^3) \quad (1.43)$$

Où  $O(\varepsilon^n)$  englobe les termes dont la contribution dans les expressions de  $\eta$  et de  $\Phi$  est d'ordre  $\varepsilon^n$ . La troncature au premier ordre aboutit à la houle linéaire déjà formulée.

En écrivant  $\eta$  et  $\Phi$  sous les formes respectives (1.42) et (1.43), dans les expressions (1.5) et (1.11), et en utilisant un développement de Taylor pour (1.11), on en déduit la condition de Laplace, la condition limite au fond et la condition limite pour la surface libre en  $z=0$ , aux ordres  $O(\varepsilon)$  et  $O(\varepsilon^2)$  suivantes :

Condition de Laplace, à chaque ordre  $\varepsilon^i, i=1,2$  :

$$\frac{\partial^2 \phi^{(i)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi^{(i)}}{\partial z^2} = 0 \quad (1.44)$$

Condition en  $z=-h$  : à chaque ordre  $\varepsilon^i, i=1,2$  :

$$\frac{\partial \Phi^{(i)}}{\partial z} = 0 \quad (1.45)$$

Condition de surface libre

Ordre  $\varepsilon$  :

$$\frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial z} = 0 \quad (1.46)$$

Ordre  $\varepsilon^2$  :

$$\frac{\partial^2 \Phi^{(2)}}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial z} + \eta_1 \left( \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial t^2 \partial z} + g \frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left[ \left( \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial z} \right)^2 \right] = 0 \quad (1.47)$$

L'expression de la déformée de la surface libre est obtenue à partir de la condition de Bernoulli (1.8). Elle est donnée aux différents ordres en  $z=0$  par les relations :

Ordre  $\varepsilon$  :

$$-g\eta^{(1)} = \frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial t^2} \quad (1.48)$$

Ordre  $\varepsilon^2$  :

$$-g\eta^{(2)} = \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial t} + \eta_1 \left( \frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial z \partial t} \right) + \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (1.49)$$

Les expressions de  $\Phi$  et  $\eta$  sont alors recherchées en résolvant successivement les équations aux ordres  $\varepsilon$  et  $\varepsilon^2$ .

## I. Généralités sur l'océanographie et théorie de la houle

On suppose que la profondeur d'eau est constante et égale à  $h$ . Le calcul des expressions aux différents ordres du potentiel des vitesses et de la déformée de la surface libre se fait de la même manière que pour la théorie linéaire.

D'ailleurs, les solutions à l'ordre  $\varepsilon$  sont celles du cas de la houle d'Airy, ou Stokes premier ordre, d'une « houle infiniment petite » pour une profondeur finie. Pour l'ordre  $\varepsilon^2$ , en résolvant les équations (1.44), (1.45) ainsi que (1.47) et (1.49), on obtient après calculs :

Le potentiel des vitesses :

$$\begin{aligned} \text{Ordre } \varepsilon : \\ \text{Ordre } \varepsilon^2 : \end{aligned} \quad \Phi(x, z, t) = \begin{cases} \Phi^{(1)} \\ + \\ \Phi^{(2)} \end{cases} = \begin{cases} \frac{A\omega}{k} \frac{\cosh[k(z+h)]}{\sinh(kh)} \cos(\omega t - kx) \\ + \\ \frac{3}{8} \frac{A^2\omega}{\sinh^4(kh)} \cosh[2k(z+h)] \sin 2(\omega t - kx) \end{cases} \quad (1.50)$$

La déformée de la surface libre :

$$\begin{aligned} \text{Ordre } \varepsilon : \\ \text{Ordre } \varepsilon^2 : \end{aligned} \quad \eta(x, t) = \begin{cases} \eta^{(1)} \\ + \\ \eta^{(2)} \end{cases} = \begin{cases} A \sin(\omega t - kx) \\ + \\ -\frac{A^2k}{2 \sinh(2kh)} + \frac{A^2k}{4} \frac{(3 - \tanh^2(kh))}{\tanh^3(kh)} \cos 2(\omega t - kx) \end{cases} \quad (1.51)$$

La condition de validité de l'approximation linéaire était obtenue en exprimant que les termes non-linéaires restaient faibles par rapport aux termes linéaires dans l'expression de la déformée de la surface libre.

Pour des ondes d'amplitude « finie », le potentiel  $\Phi$  s'exprime comme la somme de la solution linéaire  $\Phi^{(1)}$  et de la correction  $\Phi^{(2)}$ , qui reste faible mais non négligeable devant  $\Phi^{(1)}$ .

La solution linéaire n'est donc correcte que si  $|\Phi^{(2)}| \ll |\Phi^{(1)}|$ , c'est-à-dire :

$$\left| \frac{\Phi^{(2)}}{\Phi^{(1)}} \right| = \left| Ak \frac{\cosh[2k(z+h)]}{\cosh[k(z+h)]} \frac{1}{\sinh^3 kh} \right| \ll 1 \quad (1.52)$$

En eau profonde ( $kh \gg 1$ ), le rapport  $\left| \frac{\Phi^{(2)}}{\Phi^{(1)}} \right| \cong \frac{Ak}{e^{2kh}}$  et tend donc vers 0 quand  $h \rightarrow \infty$

En eau peu profonde ( $kh \ll 1$ ), le rapport  $\left| \frac{\Phi^{(2)}}{\Phi^{(1)}} \right| \cong \frac{3}{8} \frac{kA}{(kh)^3} = \frac{3}{8} Ur$

Où  $Ur$  est le paramètre d'Ursell formulé en (1.14).

Le nombre d'Ursell doit donc rester petit pour que la théorie de Stokes de 2<sup>ème</sup> ordre reste correcte. Une représentation de la houle de Stokes au 2<sup>ème</sup> ordre comparée à la forme de la houle d'Airy est réalisée sur la figure I.5.

# I. Généralités sur l'océanographie et théorie de la houle

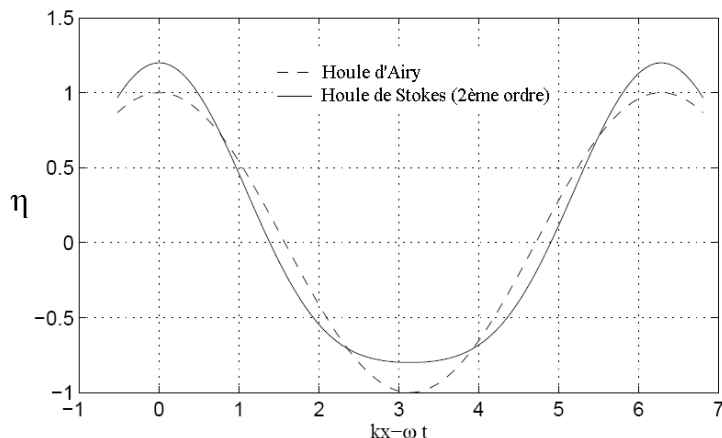


FIG I.5 – Comparaison des profils de surface libre pour la houle d’Airy et la houle de Stokes au 2<sup>ème</sup> ordre.

En profondeur infinie, les calculs sur la houle de Stokes montrent que  $\Phi^{(2)} = 0$ . La composante de deuxième ordre de l’élévation de la surface libre se réduit alors à :

$$\eta^{(2)} = \frac{1}{2} A^2 k \sin(\omega t - kx) \tag{1.53}$$

La correction relative par rapport à  $\eta^{(1)}$  est de  $\frac{1}{2} kA$ . Son effet est donc de surélever les crêtes et de combler les creux de la sinusoïde initiale.

La figure I.6 présente le domaine de validité de chacune des théories de représentation de la houle suivant les paramètres de hauteur, longueur d’onde de la houle et profondeur d’eau.

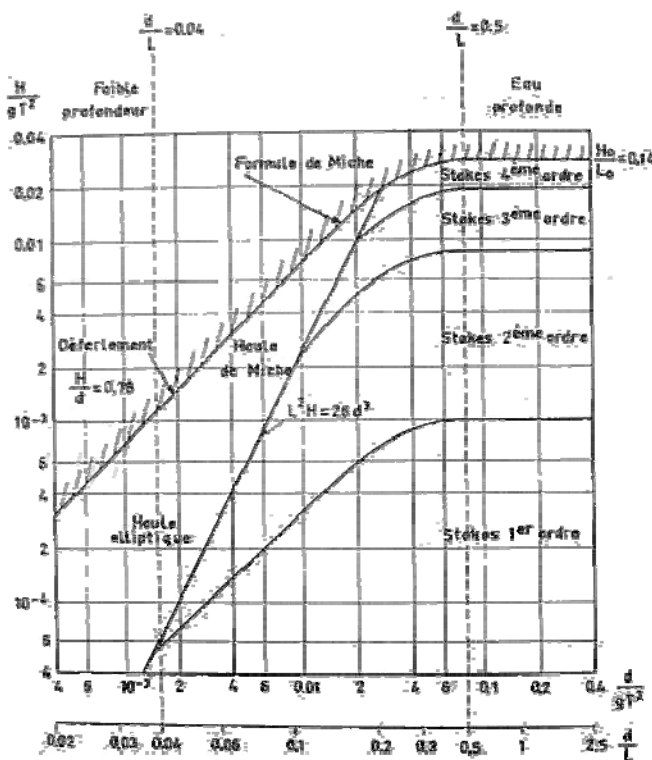


FIG I.6 – Domaine de validité des différentes théories de la houle

## I.5 Mesures de la houle

Connaitre les conditions de houle à la côte suppose généralement de récupérer les données de houle au large, puis de faire propager les houles d'intérêt jusqu'au rivage à l'aide d'outils numériques. Or les conditions de houle au large peuvent être issues de différentes sources : bouées de mesures, satellites ou encore modèles numériques de prévisions d'état de mer.

Les bouées de mesures de la houle sont certainement le moyen le plus fiable et efficace de connaître les conditions de houle à un endroit donné. Ces « houlographes », dont une illustration est présentée par la figure I.7, mesurent courants et pressions, permettant ainsi de récolter les informations relatives à la hauteur et la période de la houle. Ils peuvent aussi disposer d'accéléromètres. Certaines bouées sont équipées en plus d'un compas permettant de suivre la direction de la houle.



FIG I.7 – Photo d'une bouée de mesure de houle

Le signal brut provenant des bouées de mesures demande néanmoins un traitement et une analyse dont les principes sont décrits dans la section suivante. Cependant les bouées de mesures ne peuvent pas être installées partout sur la surface de l'océan. C'est pourquoi les bureaux d'étude font souvent appel à des données numériques.

Certains laboratoires d'observation de l'océan maintiennent depuis de nombreuses années des modèles globaux vent-houle couvrant la surface du globe. Ces modèles sont alimentés en continu par les variations dans l'espace et le temps des dépressions atmosphériques. Leurs paramètres sont ajustés, par assimilation, aux données satellitaires et aux données des bouées disponibles, pour fournir les caractéristiques des houles toutes les trois heures. Les reconstitutions par modèle numérique complètent très avantageusement les données satellitaires brutes, lesquelles ne sont disponibles que ponctuellement dans le temps, à quelques heures, voire quelques jours d'intervalle, sur une zone donnée, si bien que les pics des tempêtes ne sont pas toujours « vus ».



## I.6 Description statistique de la houle

Un projet en génie côtier nécessite la connaissance des conditions environnementales spécifiques au site d'étude, et notamment les états de mer au large. Mesures et traitement des données de la houle sont indispensables pour définir des houles de projet nécessaires à son dimensionnement et à sa réalisation.

Au cours de leur vie, les structures côtières vont être sollicitées par des millions de vagues dans des conditions de mer variant constamment. On distingue ainsi plusieurs échelles de temps : celles associées au passage des vagues de l'ordre de quelques secondes et pouvant entraîner par exemple des franchissements, celles liées à la variation de l'état de mer, de l'ordre de quelques heures et jouant sur la stabilité des ouvrages, et celles liées au changement des conditions climatiques sur plusieurs années. On admet qu'un état de mer est considéré comme stable sur une échelle de temps de 3 heures, ce qui correspond de façon générale à la périodicité des relevés météorologiques, et au temps utilisé pour la simulation de tempêtes dans des essais expérimentaux en canal ou bassin à houle.

Il existe des méthodes de prédiction de la houle à partir des conditions de vent qui ont conduit à des modèles de prévisions (le plus connu et couramment utilisé étant WW3) permettant de dresser des statistiques de houle. Mais la méthode la plus fiable reste la mesure de la houle réalisée directement in situ avec des bouées de mesure. Les enregistrements peuvent alors être exploités de deux façons différentes : par une analyse vague par vague ou par une analyse spectrale.

Les deux méthodes sont présentées ci-après :

### I.6.1 Analyse vague par vague

On considère un enregistrement brut d'élévation de la surface libre  $\eta(t)$  pour lequel on suppose que la moyenne temporelle est nulle. Par convention on définit une vague comme la portion du signal limitée par deux passages à zéro successifs en montant (zéro up-crossing) ou en descendant (zéro down-crossing), et la hauteur comme la distance verticale entre son plus bas minimum et son plus haut maximum. On obtient alors sur l'intervalle échantillonné un nombre de vagues de hauteur  $H$  et de période  $T$  desquels on peut tirer différentes valeurs statistiques comme les valeurs moyennes, maximales... Il est d'usage pour décrire la houle d'utiliser les données de hauteur moyenne du tiers des vagues les plus hautes ( $H_{1/3}$ ) et la période moyenne du tiers des vagues les plus longues ( $T_{1/3}$ ).

On définit par ailleurs le paramètre de largeur (ou d'étroitesse) par :

$$\varepsilon^2 = 1 - \left( \frac{N_v}{N_{\max}} \right)^2 \quad (1.54)$$

Où  $N_v$  représente le nombre de vagues de l'enregistrement et  $N_{\max}$  le nombre de maxima. Lorsque  $\varepsilon$  est proche de 0, il existe très peu de maxima secondaires. A l'inverse, lorsque  $\varepsilon$  est proche de 1, il en existe infiniment plus que de vagues.

### I.6.2 L'analyse spectrale

On considère la fonction de transfert d'auto-corrélation  $R_{(\tau)}$  au signal  $\eta(t)$  définie par :

$$R_{(\tau)} = M [\eta(t)\eta(t + \tau)] \quad (1.55)$$

$M$  étant la moyenne d'ensemble calculée pratiquement à partir de la valeur moyenne temporelle (hypothèse d'ergodicité). A cette fonction d'auto-corrélation, on fait correspondre la densité spectrale  $S_{(\omega)}$ , définie par :

$$S_{(\omega)} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} R_{(\tau)} \cos \omega \tau d\omega \quad (1.56)$$

Où la densité spectrale représente la répartition en fréquence de l'énergie de la houle. En considérant le signal de l'élévation de la surface libre comme la superposition d'un grand nombre de sinusoides selon l'expression (1.41), il vient que la relation entre le spectre et la fonction d'auto-corrélation peut faire apparaître l'équation de l'amplitude de la houle sous la forme :

$$A_i^2 = 2S(\omega_i) d\omega_i \quad (1.57)$$

Les moments du spectre  $S_{(\omega)}$  sont définis par :

$$m_n = \int_0^{\infty} \omega^n S_{(\omega)} d\omega \quad (1.58)$$

Ce qui permet d'introduire la période moyenne  $T_m$  par la relation :

$$T_m = 2\pi \frac{m_0}{m_1} \quad (1.58)$$

On définit également la période pic  $T_p$ , telle que  $S(\omega)$  passe par sa valeur maximale en  $\omega_p = 2\pi/T_p$ .

### I.6.3 Statistiques de l'état de mer

En se basant sur l'hypothèse que la houle est un processus gaussien, ce qui est souvent le cas en eau profonde, on considère que la houle peut être décomposée en un grand nombre de sinusoides indépendantes. Le paramètre de largeur (1.54) peut être exprimé en fonction des moments du spectre décrits en (1.58) :

$$\varepsilon^2 = 1 - \left( \frac{N_v}{N_{\max}} \right)^2 = 1 - \frac{m_2^2}{m_0 m_4} \quad (1.59)$$

Où pour chaque  $m$  correspond le moment d'ordre indicé. La densité de probabilité des maxima dépend du paramètre  $\varepsilon$ .

Dans la pratique, si l'on filtre les composantes de très hautes fréquences, le paramètre de largeur des houles réelles est inférieur en général à 0.5. On admet donc que les maxima, et les hauteurs  $H$  suivent une loi de Rayleigh qui s'exprime par :

## I. Généralités sur l'océanographie et théorie de la houle

$$p_{R(H)} = \frac{H}{4m_o} e^{-\frac{H^2}{8m_o}} \quad (1.60)$$

On peut alors en déduire la hauteur crête à creux moyenne  $\bar{H}$  selon la formule:

$$\bar{H} = \int_0^{\infty} H p_{(H)} dH \quad (1.61)$$

On peut également introduire le paramètre  $H_{\Gamma}$  correspondant à la hauteur de houle dépassée avec un risque  $\Gamma$ . La valeur moyenne des hauteurs supérieurs à  $H_{\Gamma}$  est alors donnée par :

$$\bar{H}_{\Gamma} = \frac{1}{\alpha} \int_{\tilde{H}_{\alpha}}^{\infty} H p_{(H)} dH \quad (1.62)$$

On obtient ainsi des valeurs du type :

$$H_{1/3} = 4.004\sqrt{m_o} \cong 4\sqrt{m_o} \quad (1.63)$$

$$H_{1/10} = 5.092\sqrt{m_o} \cong 5.1\sqrt{m_o} \quad (1.64)$$

En ingénierie marine le concept de  $H_{1/3}$  est très largement utilisé car il correspond à la valeur des hauteurs obtenue par des observations visuelles. Lorsque  $H_{1/3}$  est estimé à partir du spectre de houle, on parle plutôt de hauteur significative  $H_s$ . Pour une explication plus détaillée, le lecteur peut se rapporter à Molin (2002).

### I.6.4 Spectres usuels

A partir de considérations théoriques et d'ajustements empiriques, des formes analytiques de spectres de houles ont été développées. Basés sur la vitesse du vent, la longueur de fetch ou encore sur la hauteur significative et une des périodes caractéristiques, ils permettent de représenter le type de houle à un endroit donné. On trouve parmi eux, par exemple les spectres de Pierson-Moskovitz et le spectre de Jonswap.

Le spectre de Pierson-Moskovitz a été bâti à partir d'observations d'états de mer pleinement développés dans l'atlantique Nord. Il est décrit par :

$$S(\omega) = \frac{1}{4\pi} H_s^2 (\omega_p)^4 \omega^{-5} e^{1/\pi(\omega/\omega_p)^4} \omega^{-4} \quad (1.65)$$

Le spectre de JONSWAP (JOint North Sea WAve Project, Hasselman et al. 1973) résulte de campagnes de mesures en mer du Nord. Sa forme est plus générale et englobe le spectre de Pierson-Moskovitz comme cas particulier, il s'écrit :

$$S(\omega) = \alpha_J H_s^2 \omega_p^4 \omega^{-5} e^{-\frac{5}{4} \left( \frac{\omega}{\omega_p} \right)^4} \gamma_J^a \quad (1.66)$$

où

$$a = \frac{e^{-\frac{(\omega-\omega_p)^2}{2g^2\omega_p^2}}}{2g^2\omega_p^2} \quad (1.67)$$

Avec  $g = 0.07$  pour  $\omega < \omega_p$  et  $g = 0.09$  pour  $\omega > \omega_p$

Le pic est d'autant plus étroit que le paramètre  $\gamma_J$  est élevé. En pratique on se restreint à des valeurs comprises entre 1 (on retrouve alors le spectre de Pierson-Moskovitz) et 10, avec une valeur standard de 3.3. Le coefficient  $\alpha_J$  est à ajuster pour que l'équation suivante soit vérifiée :

$$H_s^2 = 16 \int_0^{\infty} S(\omega) d\omega \quad (1.68)$$

Un exemple de spectre de JONSWAP calculé pour 3 types de houle est présenté figure I.8.

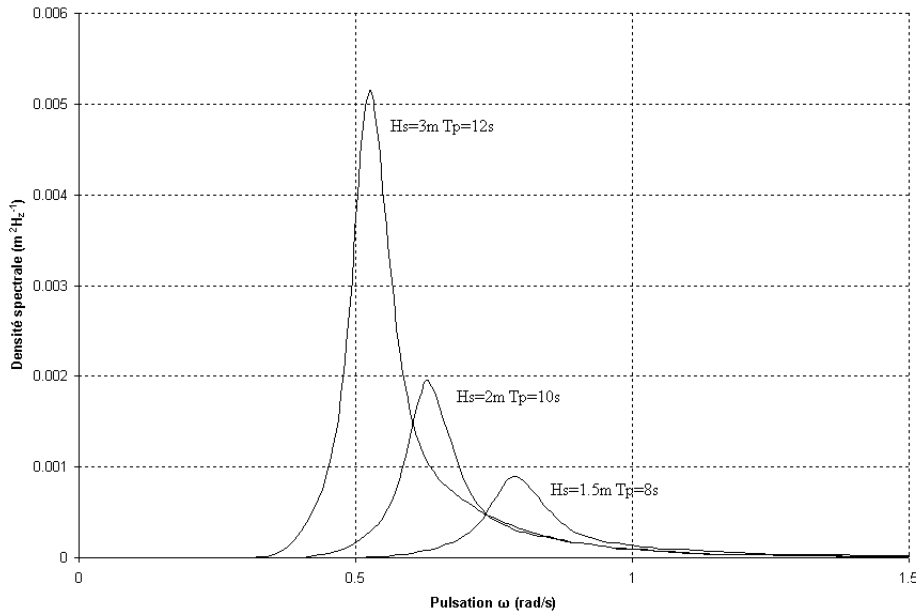


FIG I.8 – Représentation spectrale de JONSWAP avec un coefficient d'élancement de 3.3 pour 3 types de houle

### I.6.5 Répartition angulaire de l'énergie

Sous la forme  $S(\omega)$ , les spectres de houle relèvent de la description de l'élévation de la houle en un point, sans information sur la répartition directionnelle. Pour tenir compte de l'étalement directionnel de la houle, on utilise des spectres dits directionnels qui dépendent à la fois de la pulsation  $\omega$  et de l'angle de direction  $\beta$ , et décrits par :

$$S(\omega, \beta) = S(\omega) D(\omega, \beta) \quad (1.69)$$

Où la fonction de répartition angulaire peut être de la forme énoncée par Goda, 1990 :

$$D(\beta) = G_{IS} \cos 2 \times IS \left( \frac{\beta - \bar{\beta}}{2} \right) \quad (1.70)$$

Avec  $-\pi \leq \beta - \bar{\beta} \leq \pi$  et où  $G_{IS}$  est une constante telle que  $\int_0^{2\pi} D(\beta) d\beta = 1$

" IS " est un facteur d'élancement fixant l'écart angulaire sur lequel l'énergie est répartie. Celui-ci peut avoir une dépendance suivant la fréquence  $f$  du clapot. L'une des distributions réalistes s'exprime comme suit :

$$IS = \begin{cases} IS_{\max} \left( \frac{f}{f_p} \right)^5 & f < f_p \\ IS_{\max} \left( \frac{f}{f_p} \right)^{-2,5} & f > f_p \end{cases}$$

où  $IS_{\max}$  est faible pour des houles de vent dont l'énergie est largement répartie en direction, et grand pour des houles formées et mesurées loin de la zone de génération. La figure I.9 présente un graphique de la répartition d'énergie cumulée par direction suivant différents paramètres de largeur de spectre.

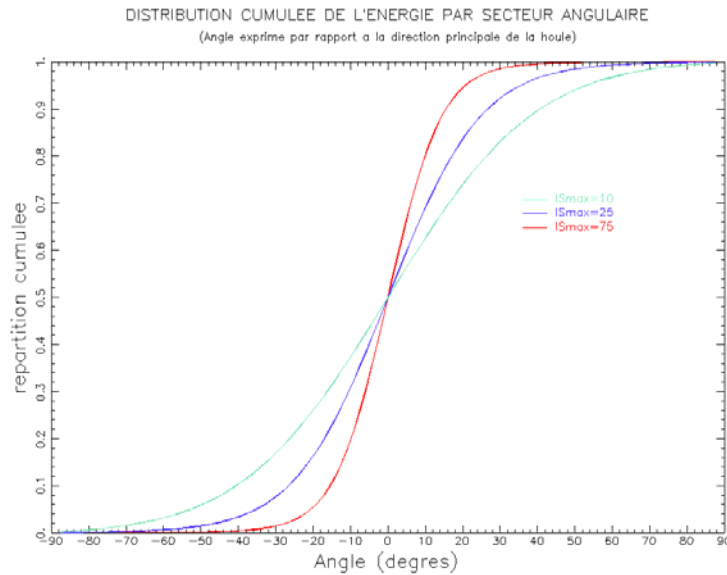


FIG I.9 – Représentation de la répartition cumulée d'énergie par direction en fonction du paramètre de largeur de spectre,  $IS_{\max} = 10, 25, 75$

### I.6.6 Définition des houles de projet

Les mesures de la houle, qu'elles soient réalisées par des bouées ou par satellites, et leur analyse, permettent de tracer des diagrammes de type hauteur période, pour lesquels à chaque donnée correspond un temps d'observation, en général 3h. La durée totale des enregistrements dépend bien évidemment de la date d'installation du système d'observation. Pour déterminer des états de mer sur de plus longues périodes et ainsi les houles de projet ou de design à partir de ces observations limitées dans le temps, on utilise des méthodes basées sur des fonctions de répartition empiriques. On en déduit alors par extrapolation sur les courbes définies, les houles de projet, c'est-à-dire des houles ayant la probabilité qu'elles soient dépassées en moyenne tous les ans, 10 ans, 50 ans ou 100 ans. La loi de Weibull est un exemple de ces lois asymptotiques :

$$p_W(H) = 1 - e^{-\frac{H^{\alpha_W}}{\rho_W}} \quad (1.71)$$

où  $\alpha_W$  et  $\rho_W$  sont deux constantes déterminées à partir des observations qui sont à disposition par régression linéaire du tracé des points de  $\ln[-\ln(1 - p_W(H))]$  en fonction de  $\ln H$

Loi de Gumbel, non décrite ici, est également une loi dont on peut faire appel pour tenter de faire « coller » au mieux les courbes aux observations.

La même démarche peut également être réalisée pour le vent. Un exemple de courbes de ce type est illustré figure I.10 pour la détermination des vents de projet sur l'île d'Oléron à partir de mesures réalisées au centre de Météo France sur une quinzaine d'années. La courbe retenue dans ce cas là est celle de Weibull, en bleu clair ( $k=1.5$ ).

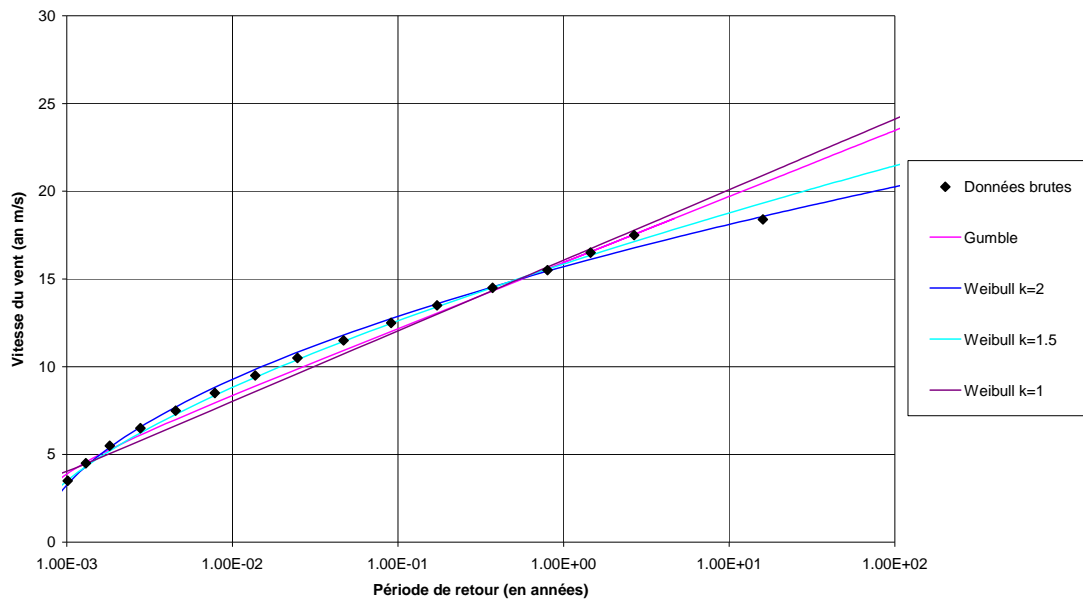


FIG I.10 – Exemple d'ajustement par les lois de Weibull et de Gumbel (avec différents coefficients), à partir de données de vents sur l'île d'Oléron.

Des exemples de travaux de recherches réalisés à partir de houles de projet sont présentés dans le chapitre VI.

## I.7 Stratégies de modélisation

Les différentes représentations statistiques de la houle font apparaître différents modes de représentation pour la modélisation. En fonction de l'échelle de temps à considérer pour une étude (figure I.11), qui peut aller de la seconde dans le cas d'une simple onde solitaire, jusqu'au siècle pour les prévisions de climat de houle et leurs valeurs extrêmes à long terme comme pour les houles de projet, une stratégie de modélisation spécifique doit être prise en compte.

Par ailleurs, hormis les échelles de temps, le modèle mis en place doit également tenir compte des phénomènes physiques à modéliser. Ainsi différents modèles numériques (figure I.12) dont une description est réalisée dans le chapitre II, permettent de considérer ou négliger un des processus lié à la houle (décrits en partie I.8) plutôt qu'un autre. En effet, il n'existe pas de modèle qui permette de modéliser l'ensemble des processus physiques à toutes les échelles de temps. Il en va donc de la compétence du modélisateur de choisir le modèle le plus adapté à l'étude qu'il doit réaliser.

I. Généralités sur l'océanographie et théorie de la houle

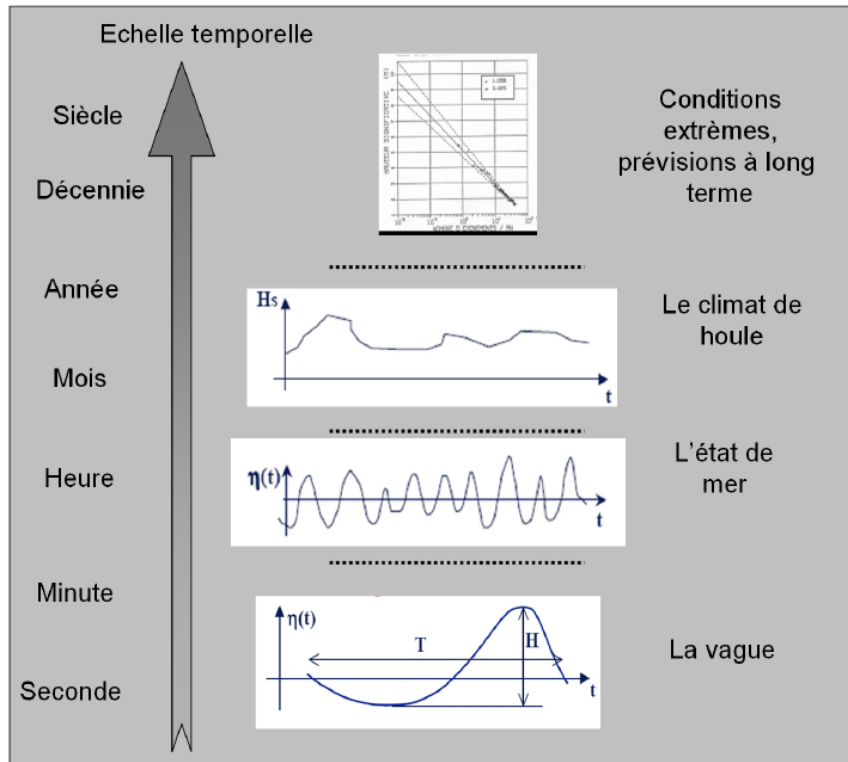


FIG I.11 – Considération des échelles de temps de la houle par rapport au processus étudié, d'après Benoit, 2006

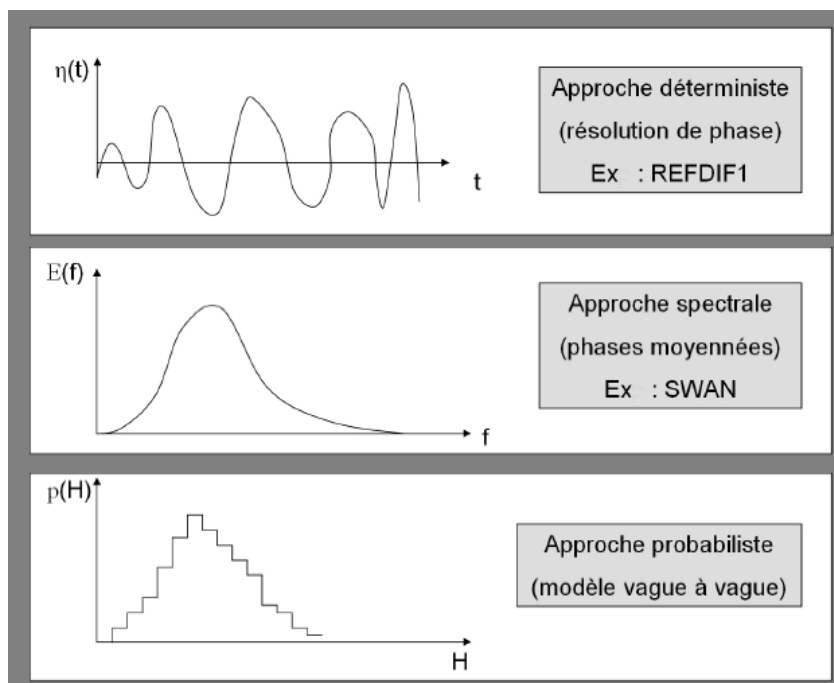


FIG I.12 – Différents modes de représentations pour la modélisation de la houle, d'après Benoit, 2006.

## I.8 Les différents phénomènes liés à la houle

Les vagues de l'océan font partie, à l'évidence, des phénomènes cycliques qui rythment l'univers quotidien des riverains de la mer et modèlent inlassablement les rivages. Elles représentent sans doute la forme la plus spectaculaire que peut revêtir le transfert d'un fluide (le vent) à l'autre (l'eau).

En effet, depuis leur formation jusqu'à leur déferlement, les vagues subissent une quantité de mécanismes physiques bien spécifiques qui font appel à des considérations énergétiques extrêmement variées. Ainsi l'étude des vagues et des interactions qui y sont liées nécessite la prise en compte dans son ensemble de phénomènes d'échelle planétaire à microscopique.

### I.8.1 Formation et propagation au large

#### I.8.1.1 Formation des vagues

Le transfert de quantité de mouvement et l'énergie de l'air vers l'eau est à l'origine de la formation des vagues. Les tensions de cisaillement et les gradients de pression locale vont contraindre la surface libre et conduire à la formation d'une superposition d'ondes progressives qui vont s'amplifier ou se dissiper selon les conditions atmosphériques.

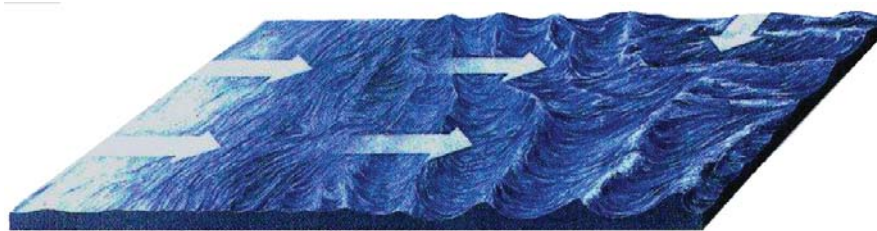


FIG I.13 – Illustration de la formation d'une mer de vent dans une zone ventée

Lorsque le vent souffle sur la surface de l'eau, de minuscules ondulations signalent d'abord son passage. Elles indiquent qu'il a une vitesse au moins égale à 4 nœuds, seuil en dessous duquel la tension superficielle de l'eau empêche leur formation. Ces rides sont provoquées par les turbulences qui accompagnent les déplacements d'air. Leurs vibrations ébranlent la surface en produisant une agitation superficielle qui est rapidement relayée et activée par la poussée qu'exerce le vent sur l'arrière des ondulations. D'innombrables expériences en soufflerie ont permis d'observer en détail ce transfert d'énergie de l'air à l'eau. En fonction de la force du vent, la durée sur laquelle il souffle et son étendue (« le Fetch ») les rides laissent place à des vaguelettes de plus en plus grosses, puis à une mer développée et enfin à une houle formée. La croissance des vagues continue tant que leur célérité reste inférieure à la vitesse du vent.

#### I.8.1.2 Le vent

Le vent est un phénomène résultant de la différence de pression entre deux masses d'air, et de la rotation de la terre. Il tourne autour des systèmes météorologiques, parallèlement aux isobares : dans le sens horaire autour d'un anticyclone et antihoraire autour des dépressions dans l'hémisphère Nord, et l'inverse dans l'hémisphère Sud. La rotation des vents est due à la présence de la force de Coriolis, qui intervient sur tous les fluides en mouvement sur la planète.



## I. Généralités sur l'océanographie et théorie de la houle

Les vagues océaniques sont principalement formées par les dépressions, issues des conflits de masses d'air polaire (froid) et subtropical (chaud). Ces dépressions peuvent engendrer des vents très violents et produire de longs trains de houles. La figure I.14 montre une dépression ayant battu le record des plus faibles pressions enregistrées dans l'Atlantique Nord.

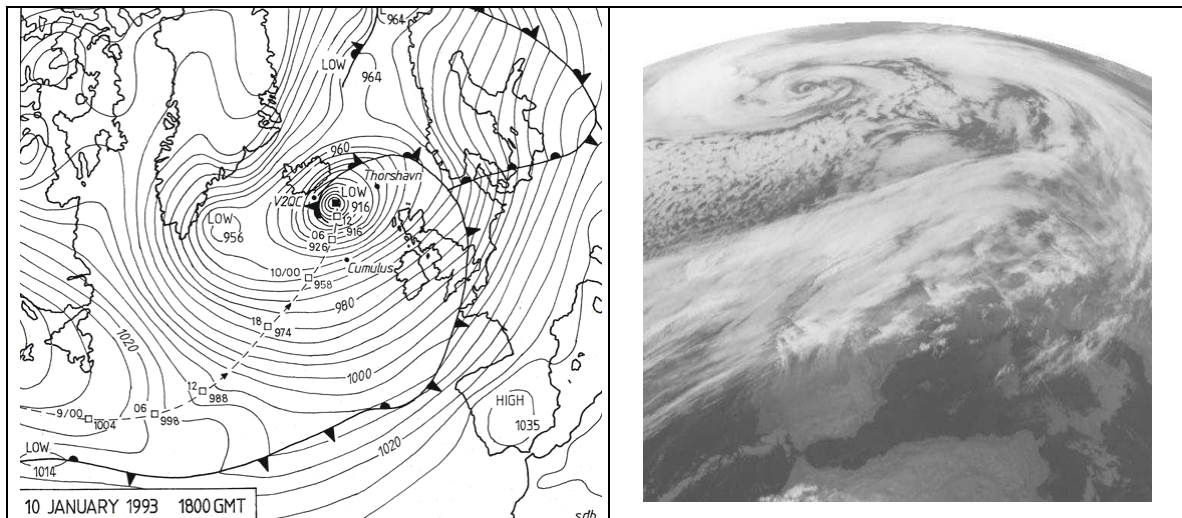


FIG I.14 – Carte météorologique et image satellite correspondante d'un système dépressionnaire centré dans l'atlantique Nord ayant formé en 1993 des vagues de plus de 15m.

En Méditerranée les vagues peuvent aussi être créées par des épisodes de Mistral, qui naissent de la différence de pression entre une dorsale anticyclonique sur le proche atlantique et un minimum dépressionnaire dans le Golfe de Gênes. Le vent créé est alors canalisé et accéléré dans la vallée du Rhône par effet venturi, puis produit des vagues de Nord-Ouest en direction de la Corse et de la Sardaigne, comme illustré figure I.15.

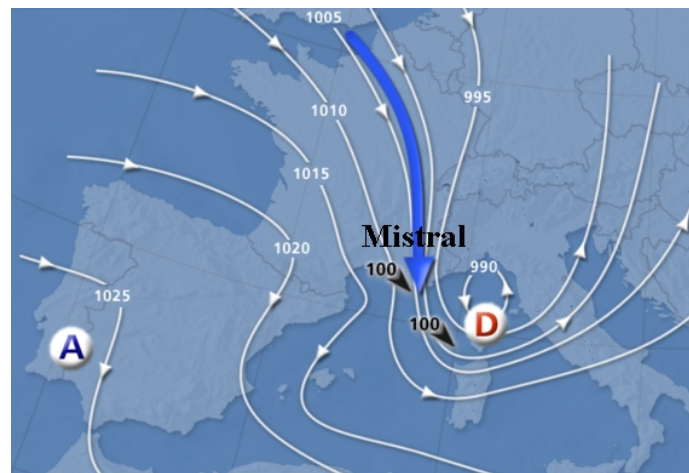


FIG I.15 – Carte météorologique montrant la disposition de l'anticyclone (A) et de la dépression (D) nécessaire à la formation du Mistral en Méditerranée.

En quittant la zone ventée, les ondulations les plus courtes vont se dissiper les premières à cause de la tension superficielle du fluide ou du déferlement (« whitecapping »). La surface de la mer va alors passer d'un aspect chaotique à celui de trains d'onde réguliers, ou train de houle.

### I.8.1.3 La propagation

La propagation caractérise la transmission d'un signal d'un point à un autre. Par effet dispersif (1.19), chaque composante d'un train de houle se propage avec sa célérité propre qui croît avec la période. La tête des trains devient donc de plus en plus riche en vagues de plus en plus longues, tandis que la queue des trains devient plus riche en vagues de plus en plus courtes. Si la dépression est suffisamment lointaine, les trains d'ondes les plus longs seront ainsi les premiers à toucher le littoral. Cela se vérifie souvent sur la côte aquitaine. Par contre en Méditerranée la distance de propagation est trop courte pour disperser suffisamment les trains d'ondes.

Par ailleurs, l'énergie du champ de vague est redistribuée par interaction non-linéaire dans l'ensemble du spectre. Les ondes les plus courtes se dissipant plus rapidement, on observe une augmentation de la période moyenne des vagues qui s'ajoute au caractère dispersif des vagues en eau profonde. Ainsi au fur et à mesure de leur propagation, les trains de houle vont s'allonger (augmentation de la période et de la longueur d'onde). C'est pourquoi on rencontre les houles les plus longues sur les océans les plus vastes.

L'énergie des vagues va également être diffusée par transfert dans les autres directions de propagation. Par exemple, le champ de vague formé par le Mistral en Méditerranée (généralement de secteur N-NW) va aussi induire une faible houle d'Est sur la côte du Languedoc et une faible houle d'Ouest sur les côtes varoise et un résidu de houle de Sud-Ouest jusqu'en Ligurie.

## I.8.2 Dynamique des vagues en zone côtière

La houle est une onde, de période donnée mais dont la longueur d'onde (ou le vecteur d'onde) dépend de la profondeur d'eau. Pour une houle d'Airy (ou Stokes 1<sup>er</sup> ordre), ce vecteur d'onde est donné en fonction de la profondeur d'eau à partir de la relation de dispersion (1.19). Les particules d'eau mises en mouvement au passage d'une onde jusqu'à une profondeur équivalente à la moitié de la longueur d'onde, vont influencer la vitesse de propagation de l'onde lorsqu'elles vont ressentir le fond. Ainsi une bathymétrie hétérogène aura tendance à modifier la direction de propagation des ondes qui voyagent au-dessus d'elle à partir d'une certaine profondeur. Les phénomènes de déformation observés vont dépendre de l'importance des variations bathymétriques, caractérisées par l'ordre de grandeur du paramètre :

$$m = O\left(\frac{\|\vec{\nabla}_h h\|}{kh}\right) \quad (1.72)$$

Avec  $\vec{\nabla}_h = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}\right)$  le gradient horizontal.

Si les variations bathymétriques sont faibles, soit quantitativement si  $m \ll 1$ , la houle sera réfractée. Par contre si les variations sont plus importantes, des effets de réflexion devront être considérés en plus de la réfraction.

### I.8.2.1 La réfraction

La réfraction des vagues est une figure essentielle du comportement de la houle en zone côtière. Elle caractérise les changements de direction et de vitesse, qui interviennent lorsque la houle traverse une zone bathymétrique variable et hétérogène, ou en présence d'un courant marin. En effet, selon l'équation (1.20) la vitesse de propagation diminue avec la profondeur d'eau. Elle est plus faible vers les petites profondeurs d'eau que vers les grandes. Ainsi la profondeur joue le même rôle dans la propagation d'une onde de gravité que l'indice de réfraction d'un milieu pour une onde lumineuse. En zone côtière, les variations du fond sont faibles au regard des échelles caractéristiques de la houle, la déformée de la surface libre peut être exprimée comme suit sous sa forme complexe:

$$\eta = Ae^{(i\varphi)} \quad (1.73)$$

où  $\varphi(\vec{x}, t, \vec{k}, \omega)$  est sa phase. Pour des bathymétries faiblement variables, l'amplitude  $A(\vec{x}, t)$  est une fonction lentement variable du temps et de l'espace. On définit le vecteur d'onde local  $\vec{k}$  et la pulsation  $\omega$  par :

$$\vec{k} = -\vec{\nabla}_h \varphi \quad (1.74)$$

et

$$\omega = \frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad (1.74)$$

Qui sont des fonctions également lentement variables de l'espace et du temps, et qui vérifient après élimination de la phase:

$$\frac{\partial \vec{k}}{\partial t} + \vec{\nabla}_h \omega = 0 \quad (1.75)$$

Cette équation est couramment appelée théorie des rayons. Dans le plan géométrique, on appelle « rayons de houle » ou « raies », les courbes tangentes en tout point du plan au vecteur  $\vec{k}$  local. Le potentiel des vitesses  $\Phi(x, y, z, t)$  pour une houle d'Airy caractérisé localement par son vecteur d'onde  $\vec{k}(k_1 = k \cos \beta ; k_2 = k \sin \beta)$  est donnée par :

$$\Phi(x, y, z, t) = \frac{A\omega}{k} \frac{\cosh[k(z+h)]}{\sinh(kh)} \cos \varphi \quad (1.76)$$

Avec  $\varphi = \omega t - k_1 x - k_2 y$ ,  $k = \|\vec{k}\|$ , donnée par la relation de dispersion (1.19) et qui vérifie par ailleurs d'après (1.74) l'équation :

$$\left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 = k^2 \quad (1.77)$$

On appelle cette équation l'équation eikonale.  $\vec{k}$  étant défini comme le gradient de la phase  $\varphi$ , le rotationnel de  $\vec{k}$  est nul, on en déduit alors :

$$\frac{\partial(k \sin \beta)}{\partial x} - \frac{\partial(k \cos \beta)}{\partial y} = 0 \quad (1.78)$$

## I. Généralités sur l'océanographie et théorie de la houle

Si la profondeur ne dépend que de  $x$ , on en déduit que le second terme de l'équation (1.78) est une constante et que l'équation se réduit au premier terme uniquement. On peut donc écrire que :

$$\frac{\sin \beta_1}{C_1} = \frac{\sin \beta_2}{C_2} \quad (1.79)$$

C'est la loi de Snell, qui montre que l'angle d'incidence  $\beta$  décroît quand la profondeur  $h$  diminue.

Cela se traduit par une évolution de la direction de propagation de la houle. Les lignes de crêtes se déforment et tendent à devenir normales à la ligne de plus grande pente. La figure I.16 montre une schématisation de la propagation de la houle au-dessus d'une bathymétrie présentant une alternance de baies et de caps. On voit que la réfraction tend à faire converger la houle au niveau des caps et à la faire diverger au niveau des baies.

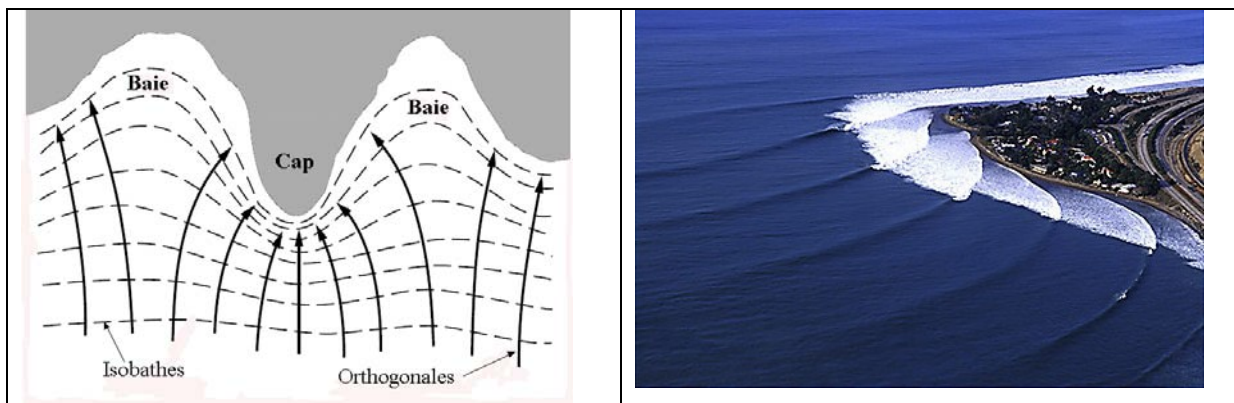


FIG I.16 – Illustration du phénomène de réfraction de la houle

Etant donné que la direction de propagation des vagues est définie ici comme la direction de leur flux d'énergie, et que le flux d'énergie se conserve entre deux rayons, on observe donc une concentration d'énergie au niveau des caps et une dispersion de l'énergie au niveau des baies. Ceci est observable dans la nature, notamment sur les côtes rocheuses et escarpées de Méditerranée ou les avancées « captent » beaucoup plus la houle que les baies. Les rayons correspondent donc à un ensemble de courbes dont la direction à chaque point coïncide avec celle du flux d'énergie, ceci tant que l'onde reste localement « plane ». En l'absence de courant, les rayons sont orthogonaux aux crêtes, tandis qu'en présence d'un courant dont la composante dans la direction des crêtes n'est pas nulle, ils les traversent obliquement.

Mais la théorie de réfraction pure n'est valable que dans certaines limites. En effet, lors de convergences très marquées, comme c'est le cas derrière des hauts-fonds par exemple, la conservation de flux d'énergie entre deux rayons conduit à des points d'énergie infinie. Ces points appelés « caustiques », sont irréalistes d'un point de vue physique. La disparité de hauteur observée alors au sein d'une même crête, entraîne des effets de diffraction qui ne peuvent plus être omis puisqu'ils tendent à répartir l'énergie le long de cette crête, et réorganisent par conséquent la disposition de la surface libre.

Les phénomènes de réfraction et diffraction de la houle ainsi que la délicate interprétation du champ de vague à l'arrière des hauts-fonds fait l'objet d'une étude précise dans le chapitre III.

### I.8.2.2 La diffraction

La diffraction caractérise la réaction du fluide à un gradient d'amplitude d'onde :

C'est le cas lorsque la houle rencontre des lignes isobathes irrégulières, comme des hauts-fonds, où la diffraction tend à diffuser l'énergie accumulée sur la crête au-dessus de ces perturbations bathymétriques, vers le reste de la crête.

C'est aussi le cas lorsque la houle rencontre un obstacle, comme une digue, où la diffraction diffuse une partie de l'énergie dans la zone protégée (Fig.I.17). La houle contourne alors l'obstacle avec un rayon de courbure de l'ordre de la longueur d'onde.

Le phénomène peut être expliqué par le principe de Huygens-Fresnel selon lequel : « Tous les points d'un front d'ondes peuvent être considérés comme des sources de petites ondes secondaires sphériques (ou cylindriques dans le cas de la propagation d'ondes bidimensionnelles).

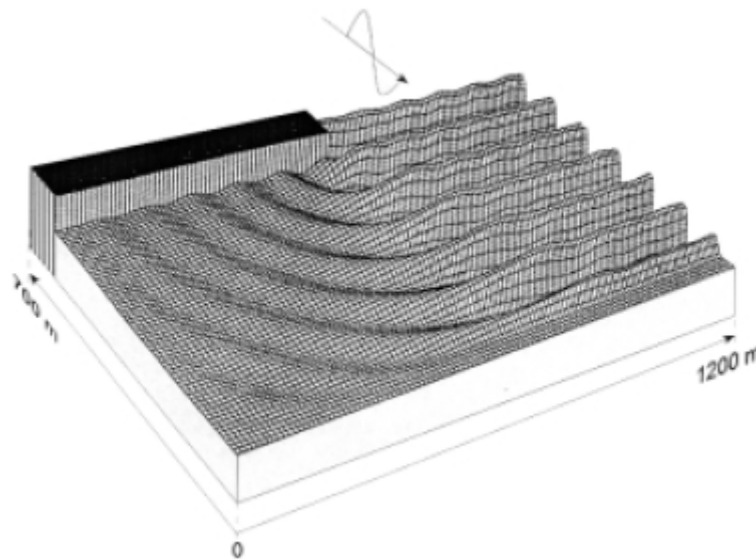


FIG I.17 – Simulation de la diffraction d'une houle monochromatique à l'arrière d'une digue  
(source : Danish Hydraulic Institute)

Le phénomène de diffraction relève de considérations énergétiques à période constante dans le plan horizontal. Des solutions analytiques pour des cas de diffraction simples existent (voir par exemple Horikawa, 1988). Mais de manière générale la diffraction est prise en compte de manière combinée avec le phénomène de réfraction. En effet la réfraction peut engendrer des gradients d'amplitude importants pour lesquels la diffraction tend à réduire la concentration d'énergie qui en résulte. Dans ce cas là pour évaluer les effets des deux phénomènes, on utilise généralement l'équation de Berkhoff qui combine la réfraction et la diffraction.

### I.8.2.3 Equation de réfraction-diffraction combinée

Pour des fonds entraînant de fortes concentrations locales d'énergie, la méthode des rayons basée sur la loi de réfraction de Snell n'est plus applicable à cause des phénomènes de diffraction qui interviennent. Le comportement de la houle peut alors être modélisé par un modèle linéaire appelé équation de Berkhoff ou approximation en pente faible (mild-slope equation) qui tient compte des phénomènes de réfraction et de diffraction de la houle sur des pentes lentement variables.

## I. Généralités sur l'océanographie et théorie de la houle

On admet la théorie linéaire des ondes monochromatiques sur des fonds faiblement variables avec un potentiel de la forme  $\Phi(x, y, z, t) = \phi(x, y, z) e^{i\omega t}$  où  $\phi$  vérifie l'équation de Laplace. Pour une profondeur  $h(x, y)$  la condition d'imperméabilité au fond devient :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = -\vec{\nabla}_h h \cdot \vec{\nabla}_h \Phi \quad (1.80)$$

Les conditions que vérifie le potentiel  $\phi$  pour de faibles variations du fond sont :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} &= -\vec{\nabla}_h^2 \phi && \text{pour } 0 \geq z \geq -h(x, y) \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi &= 0 && \text{en } z = 0 \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} &= -\vec{\nabla}_h h \cdot \vec{\nabla}_h \phi && \text{en } z = -h(x, y) \end{aligned} \quad (1.81)$$

La propagation de l'onde se fait dans le plan  $(xOy)$ . En appliquant une formulation faible de l'équation de Laplace, en multipliant par la fonction de Green  $f = \frac{\cosh[k(z+h)]}{\sinh(kh)}$  et en intégrant sur la verticale entre  $z = -h$  et  $z = 0$ , après intégration par parties et utilisation des conditions aux limites et de la relation de dispersion, on obtient (Mei, 1989) :

$$\int_{-h}^0 (k^2 f \phi + f \nabla_h^2 \phi) dz = - \left[ f (\vec{\nabla}_h h \cdot \vec{\nabla}_h \phi) \right]_{z=-h} \quad (1.81)$$

Par ailleurs en notant que :

$$\phi(x, y, z) = \frac{-ig}{\omega} \frac{\cosh[k(z+h)]}{\cosh(kh)} \eta(x, y) \quad (1.82)$$

Et en utilisant les relations :

$$\vec{\nabla}_h \phi = \frac{-ig}{\omega} \left[ f \vec{\nabla}_h \eta + \eta \frac{\partial f}{\partial h} \vec{\nabla}_h h \right] \quad (1.83)$$

$$\nabla_h^2 \phi = \frac{-ig}{\omega} \left[ f \vec{\nabla}_h^2 \eta + 2 \frac{\partial f}{\partial h} \vec{\nabla}_h \eta \cdot \vec{\nabla}_h h + \eta \frac{\partial^2 f}{\partial h^2} [\vec{\nabla}_h h]^2 + \eta \frac{\partial f}{\partial h} \vec{\nabla}_h^2 h \right] \quad (1.84)$$

L'expression (1.81) devient après multiplication par  $\frac{-ig}{\omega}$  :

$$\begin{aligned} \int_{-h}^0 \left( f^2 \vec{\nabla}_h^2 \eta + 2f \frac{\partial f}{\partial h} \vec{\nabla}_h \eta \cdot \vec{\nabla}_h h + \eta f \frac{\partial^2 f}{\partial h^2} [\vec{\nabla}_h h]^2 + \eta f \frac{\partial f}{\partial h} \vec{\nabla}_h^2 h + k^2 \eta f^2 \right) dz \\ = - \left[ f^2 \vec{\nabla}_h h \cdot \vec{\nabla}_h \eta + \eta f \frac{\partial f}{\partial h} (\vec{\nabla}_h h)^2 \right]_{z=-h} \end{aligned} \quad (1.85)$$

Après utilisation de la formule de Leibnitz :

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{a(x)}^{b(x)} f(x, y) dy = \int_{a(x)}^{b(x)} \frac{\partial f}{\partial x} dy + f(x, b(x)) \frac{\partial b}{\partial x} - f(x, a(x)) \frac{\partial a}{\partial x} \quad (1.86)$$

## I. Généralités sur l'océanographie et théorie de la houle

On en déduit :

$$\begin{aligned} & \vec{\nabla}_h \cdot \int_{-h}^0 f^2 \vec{\nabla}_h \eta dz + \int_{-h}^0 k^2 f^2 \eta dz \\ &= - \left[ \eta f \frac{\partial f}{\partial h} (\vec{\nabla}_h h)^2 \right]_{z=-h} - \int_{-h}^0 \eta f \frac{\partial^2 f}{\partial h^2} [\vec{\nabla}_h h]^2 dz - \int_{-h}^0 \eta f \frac{\partial f}{\partial h} \vec{\nabla}_h^2 h dz \end{aligned} \quad (1.87)$$

En se limitant aux termes d'ordre  $m$ , et sachant que  $\frac{\vec{\nabla}_h h}{kh} = O(m)$ ,  $\frac{\vec{\nabla}_h h}{kh} = O(1)$ , et  $O(\vec{\nabla}_h) = O(k)$ , on en déduit que les termes de droite dans l'équation (1.87) sont négligeables (d'ordre  $m^2$ ) devant ceux de gauche. Après intégration, on obtient :

$$\vec{\nabla}_h \cdot (a_1 \vec{\nabla}_h \eta) + \omega^2 a^2 \eta = 0 \quad (1.88)$$

avec

$$\begin{aligned} a_1 &= gh \frac{\tanh(kh)}{kh} \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right] \\ a_2 &= \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right] \end{aligned} \quad (1.89)$$

Sachant que les vitesses de phase et de groupe sont respectivement représentées par les équations (1.20) et (1.40), on en déduit alors l'équation de Berkhoff (1972) :

$$\vec{\nabla}_h \cdot (CC_g \vec{\nabla}_h \phi) + k^2 CC_g \phi = 0 \quad (1.90)$$

L'équation de Berkhoff sous cette forme est de type elliptique. Elle régit la propagation de la houle au-dessus de fonds variables en tenant compte des effets de réfraction, diffraction et réflexion pour une houle monochromatique.

### Approche parabolique

En posant  $\varphi = \sqrt{CC_g} \phi$ , on montre que l'équation (1.90) devient :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = -k^2 \varphi \quad (1.91)$$

On retrouve alors une équation de type « équation d'Helmholtz ». En écrivant  $\varphi = \varphi^+ + \varphi^-$ , où  $\varphi^+ \approx e^{-ikx}$  et  $\varphi^- \approx e^{+ikx}$  sont respectivement les champs transmis et réfléchis, on en déduit :

$$\frac{\partial \varphi^+}{\partial x} = \left( -ik - \frac{1}{2k} \frac{\partial k}{\partial x} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \varphi^+ + \left( \frac{1}{2k} \frac{\partial k}{\partial x} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \varphi^- \quad (1.92)$$

$$\frac{\partial \varphi^-}{\partial x} = \left( \frac{1}{2k} \frac{\partial k}{\partial x} + \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \varphi^+ + \left( ik - \frac{1}{2k} \frac{\partial k}{\partial x} + \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \varphi^- \quad (1.93)$$

Et si on néglige l'onde réfléchie :

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \left( -ik - \frac{1}{2kCC_g} \frac{\partial}{\partial x} (kCC_g) \right) \phi + \frac{i}{2kCC_g} \frac{\partial}{\partial y} \left( CC_g \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \quad (1.94)$$

## I. Généralités sur l'océanographie et théorie de la houle

Cette équation est appelée équation de Berkhoff parabolisée. Elle ne présente une dérivée au premier ordre que suivant la direction  $Ox$  de propagation et possède l'avantage d'être résolue par différences finies en progressant ligne par ligne, ce qui limite le stockage en mémoire.

Un historique de la philosophie ayant conduit à la l'élaboration d'une telle équation est présentée dans le chapitre II. Par ailleurs, une présentation du modèle REFDIF1, basée entre autres sur une équation parabolique, est réalisée dans le chapitre III.

### I.8.2.4 La réflexion

Lorsque des vagues rencontrent un obstacle ou progressent au dessus d'un fond fortement variable, c'est-à-dire lorsque la condition  $m \ll 1$  n'est plus vérifiée, elles sont réfléchies, en partie ou en totalité. Bénéfique au large où, au contact de la remontée des fonds marins, elle produit une atténuation de la puissance des vagues, la réflexion de la houle devient gênante lorsqu'elle engendre, dans les bassins abrités, des zones de concentration d'énergie.

La réflexion ou la rétro diffusion provoquée par les variations de la bathymétrie intéresse le prévisionniste de l'état de mer parce qu'elle peut contribuer à réduire la hauteur des vagues se dirigeant vers le rivage. Long (1973) a établi que la rétrodiffusion pouvait jouer un rôle important dans l'amortissement des vagues se propageant en eau profonde. Des fonds ondulés provoquent par exemple une forte réflexion de l'énergie des vagues en déclenchant une résonance de Bragg.

Il est difficile de remédier aux inconvénients engendrés par la réflexion de la houle, qui peut entraîner une forte agitation, voire dans certain cas, des phénomènes de seiches. Les ports du monde entier sont quotidiennement confrontés à ce type de problème. La mise en place de caisson Jarlan par exemple, permet de réduire significativement les coefficients de réflexion en absorbant une part de l'énergie de la houle.

Le phénomène de réflexion est développé au sein du chapitre IV dans la partie qui traite du couplage entre le modèle de propagation de la houle et le modèle d'agitation, ainsi que dans le chapitre V, concernant l'extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions qui résultent des effets de Longuet-Higgins.

### I.8.2.5 Le shoaling

Le shoaling correspond à la modification des caractéristiques de la houle due à la remontée des fonds à l'approche de la côte et relève de considérations énergétiques à périodes constantes sur le plan vertical.

Quand la pente des fonds remonte, la longueur d'onde et la vitesse de phase de la houle diminue selon la théorie des ondes de faibles amplitudes, ce qui fait varier également la hauteur des vagues. La cause de la modification de la hauteur des vagues est liée à la variation de la vitesse de propagation de l'énergie des vagues avec l'évolution du fond. Pour une houle de faible amplitude de période  $T$ , la variation de la hauteur des vagues due aux effets de shoaling est calculée par l'équation suivante :

$$K_s = \frac{H}{H'_0} = \sqrt{\frac{C_{g0}}{C_g}} = \frac{1}{\sqrt{\left[1 + \frac{4\pi h/\lambda}{\sinh(4\pi h/\lambda)}\right] \tanh \frac{2\pi h}{\lambda}}} \quad (1.95)$$



## I. Généralités sur l'océanographie et théorie de la houle

Avec

$K_s$  : Coefficient de shoaling

$H$  : La hauteur des vagues

$H'_0$  ; La hauteur des vagues équivalente en eau profonde (correspond au produit de la hauteur par le coefficient de réfraction et de diffraction)

$C_g$  : La vitesse de groupe

$C_{g0}$  : La vitesse de groupe en eau profonde =  $\frac{1}{2} C_o = 0.78 \times T$

L'effet de shoaling est assez complexe et consiste en la combinaison de deux facteurs distincts :

- Le premier résulte du raccourcissement de la longueur d'onde de la houle au fur et à mesure que la houle freine et que le fond remonte. Du fait que l'énergie de la houle reste constante entre les crêtes, la taille des vagues augmente pour compenser le raccourcissement de la longueur d'onde. Ainsi, les vagues deviennent plus grosses à la côte qu'au large. C'est particulièrement vrai pour les longues houles à de grandes périodes.
- Le second engendre l'effet opposé en diminuant la taille des vagues à cause de la baisse de la vitesse de phase des vagues (jusqu'à ce qu'elle atteigne la vitesse de groupe). Comme la vitesse de groupe représente la vitesse à laquelle voyage l'énergie des vagues, la taille des vagues prises individuellement va décroître avec la vitesse de phase, jusqu'à ce que vitesse de phase et de groupe soit égales.

Le second facteur prédomine quand les vagues commencent à ressentir le fond, et fait baisser la taille des vagues jusqu'à environ 91.3% de la taille des vagues en eau profonde, soit une baisse de 8.7% comme montre la figure I.18. Au-delà de ce point, l'effet du premier facteur devient prépondérant et la taille des vagues augmente jusqu'au déferlement.

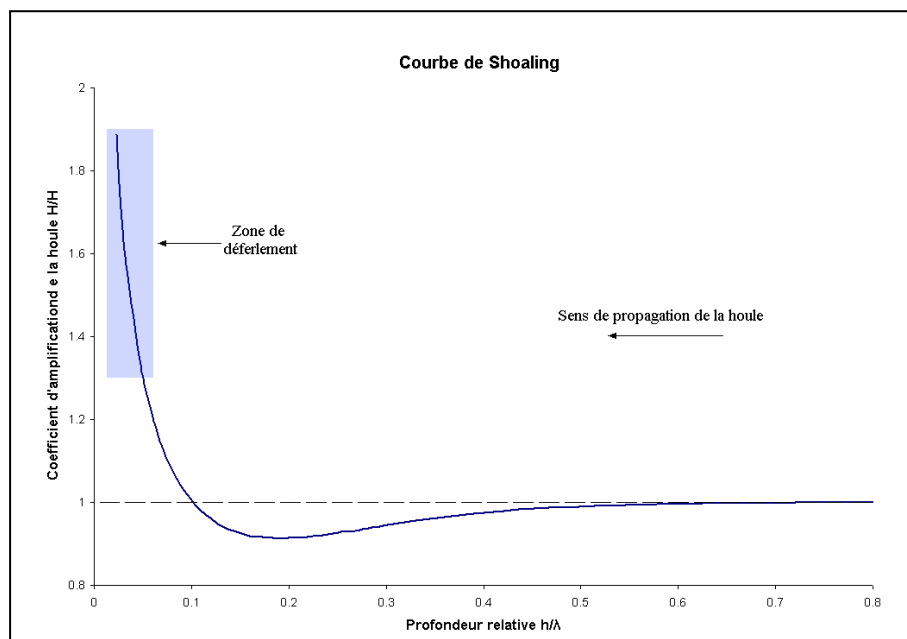


FIG I.18 – Courbe de shoaling représentant le coefficient d'amplification de la houle ( $H / H'_0$ ) par rapport à la profondeur relative ( $h/\lambda$ )

L'action conjointe de la réfraction et du shoaling est caractérisée par le rapport :

$$\frac{H}{H_0} = K_r \cdot K_s \quad (1.96)$$

Où  $K_r$  est le coefficient de réfraction.

### I.8.2.6 Le déferlement

C'est le phénomène, essentiellement non-linéaire et chaotique, au cours duquel la houle est partiellement ou totalement détruite, suite par exemple à une forte interaction avec les fonds marins, avec le vent ou encore avec les courants.

Le premier cas se produit à l'approche des côtes où, à mesure que le plateau continental se relève, la houle devient de plus en plus cambrée, avec une dissymétrie de plus en plus marquée et s'écarte progressivement du modèle linéaire. Lorsque la cambrure atteint une valeur limite, la vague devient instable et se brise. Le déferlement est déclenché lorsque la vitesse horizontale des particules situées sur la crête de la vague dépasse la vitesse de phase de l'onde. Il en résulte une transformation de l'onde en un mélange chaotique d'eau et d'air qui s'organise ensuite sous la forme de ressauts hydrauliques propagatifs.

Suivant la pente locale du fond et la cambrure de la houle au large, les vagues vont déferler avec plus ou moins d'intensité. Cela se traduit par différentes formes de déferlement. Dans la littérature, on distingue généralement quatre types de déferlement (Galvin, 1968 ; Komar, 1998) : les déferlement glissant (« spilling »), plongeant (« plunging »), à effondrement (« collapsing ») et frontal (« surging »), illustrés sur la figure I.19.

- Le déferlement glissant ou à déversement se caractérise par un glissement d'un mélange d'eau et d'air (mousse ou « white water ») sur la face avant de la vague par effet de cascade. Le déferlement glissant est favorisé par les houles courtes et les pentes faibles
- Le déferlement plongeant se traduit par une déstabilisation rapide de la vague et par une projection de la lèvre de la vague vers l'avant, laissant apparaître une zone de vide plus ou moins circulaire (nommé « tube » ou « barrel » par les pratiquants de surf). L'impact du jet sur la surface libre crée une « éclaboussure » ou un jet secondaire (« splash-up »). Le déferlement plongeant est favorisé par la présence d'une houle longue et d'une pente moyennement douce.
- Le déferlement frontal ou à gonflement se caractérise par la propagation d'un mur d'eau vertical de forme dissymétrique et bombé vers le sommet, qui vient s'échouer sur la ligne de rivage. Il est observé pour des pentes relativement fortes.
- Le déferlement à effondrement représente un type intermédiaire entre le déferlement plongeant et le déferlement frontal. Il se caractérise par une instabilité de la base de la vague pouvant entraîner un déferlement sous le niveau moyen de l'eau. Il est souvent observé pour des variations brusques de bathymétries.

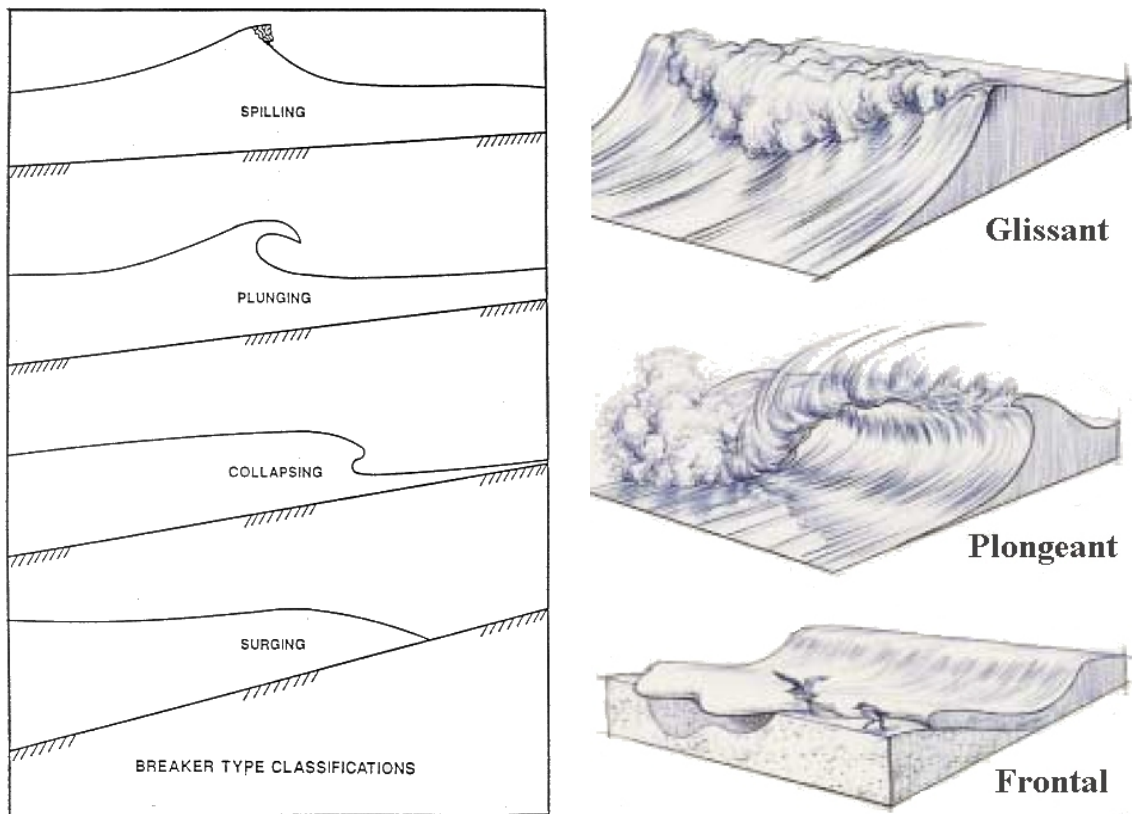


FIG I.19 – Profils cross-shores des quatres types de déferlement Galvin (1968) et représentation graphique de 3 d'entre eux issue du livre « the book of wave » de Drew Kampion

De nombreux auteurs ont cherché à relier le type de déferlement avec les caractéristiques de la houle au large et de la pente locale. Galvin (1968) a utilisé les nombres d'Iribaren au large  $\xi_0$  et au point de déferlement  $\xi_B$  pour décrire les différents types de déferlement. Ils sont donnés par les formules :

$$\xi_0 = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{\frac{H_0}{\lambda_0}}} \quad (1.97)$$

$$\xi_B = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{\frac{H_B}{\lambda_0}}}$$

Où  $\alpha$  est la pente locale du fond,  $H_0$  et  $H_B$  respectivement la hauteur des vagues au large et au point de déferlement, et  $\lambda_0$  la longueur d'onde de la houle au large.

La figure I.20 présente une illustration du type de déferlement selon la cambrure de la houle et la pente des fonds, et le tableau I.1 décrit le type de déferlement en fonction du nombre d'Iribaren.

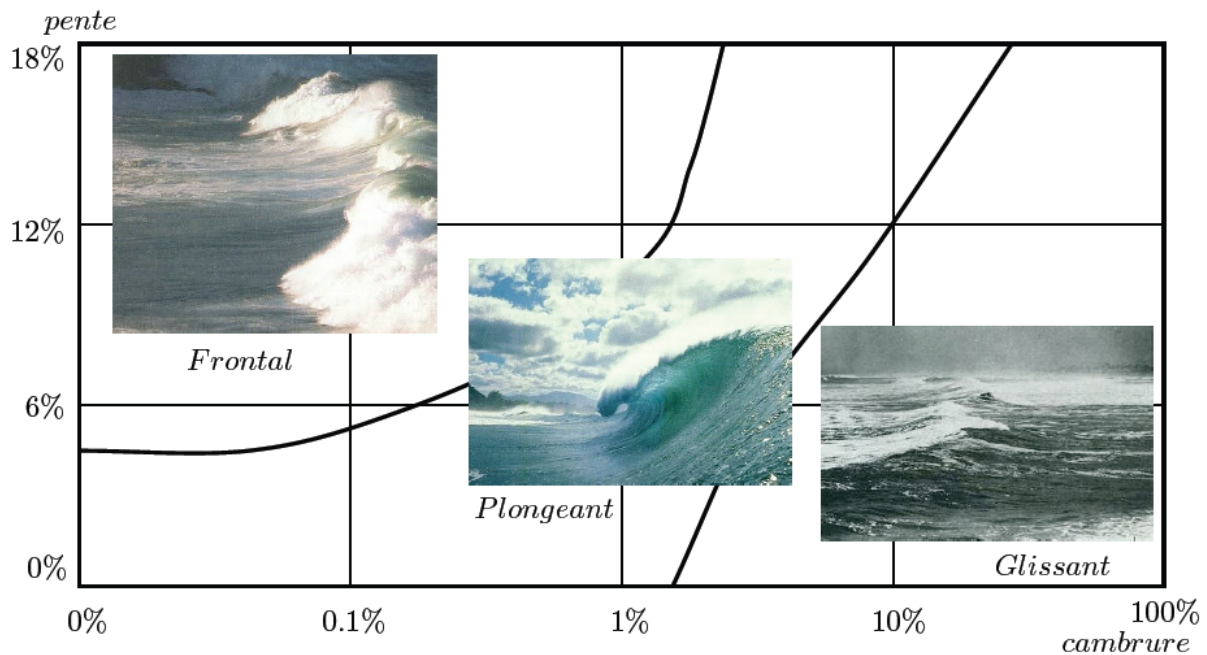


FIG I.20 – Graphique des types de déferlement en fonction de la pente des fonds et de la cambrure des vagues

Type de Déferlement	Nombre d'Iribaren au large	nombre d'Iribaren au déferlement
glissant	$\xi_0 < 0.5$	$\xi_B < 0.4$
plongeant	$0.5 < \xi_0 < 3.3$	$0.4 < \xi_B < 2.0$
à effondrement	$\xi_0 = 3.3$	$\xi_B = 2.0$
frontal	$3.3 < \xi_0$	$2 < \xi_B < 4.0$
Pas de déferlement		$4.0 < \xi_B$

TAB I.1 – Type de déferlement en fonction du nombre d'Iribaren, d'après Galvin (1968)

D'autres paramètres peuvent influencer sur le type de déferlement tel la présence de courant ou de vent local. En effet par exemple un vent soufflant depuis la terre « off-shore » favorise les déferlements plongeant en retardant la rupture de stabilité de la crête, tandis qu'un vent venant de la mer « on-shore » favorise le déferlement glissant en écrêtant une partie de la crête lorsque celle-ci devient trop raide.

De nombreuses recherches ont été entreprises pour déterminer avec précision la localisation du point de déferlement en fonction des caractéristiques de la houle et du fond. Dans les cas d'une houle monochromatique et en absence de courant, Stokes (1880), a montré que lorsque la déformation de la houle devient trop importante et que l'angle de la crête (angle formé par les tangentes à la crête de la vague) devient inférieur à  $120^\circ$ , la vague déferle.

Pour une vague en eau profonde, cette valeur angulaire correspond à une valeur théorique maximale de la cambrure estimée par Michell en 1893 à :

## I. Généralités sur l'océanographie et théorie de la houle

$$\frac{H_0}{\lambda_0} = 0.142 \quad (1.98)$$

Où  $H_0$  et  $\lambda_0$  correspondent respectivement à la hauteur et la longueur d'onde en eau profonde. En eau peu profonde, Miche, 1951 a proposé une formule selon laquelle :

$$\frac{H_B}{\lambda_B} = 0.142 \tanh \frac{2\pi h_B}{\lambda_B} \quad (1.99)$$

Où  $\lambda_B$  est la longueur d'onde de la houle au déferlement,  $h_B$  la profondeur d'eau au déferlement, et  $H_B$  la hauteur de la vague en ce point, calculées à partir de la théorie des ondes de faible amplitude.

Cette formule peut également être écrite en faisant apparaître le critère de déferlement  $\gamma_B$  telle que (Battjes et Stive, 1985) :

$$H_B = \frac{0.88}{k} \tanh \left( \frac{\gamma_B}{0.88} k h_B \right) \quad (1.100)$$

Cependant ces formules ne tiennent pas compte de la pente de la plage. Si l'on incorpore ce paramètre, on obtient alors les formules empiriques proposées par Ostendorf et Madsen, 1979, suivantes :

$$\frac{H_B}{\lambda_B} = 0.14 \tanh \left[ (0.8 + 5 \tan \beta) \frac{2\pi h_B}{\lambda_B} \right] \quad \text{pour } \tan \beta < 0.1$$

$$\frac{H_B}{\lambda_B} = 0.14 \tanh \left[ (1.3) \frac{2\pi h_B}{\lambda_B} \right] \quad \text{pour } \tan \beta > 0.1 \quad (1.101)$$

Le critère de déferlement le plus utilisé fait référence de manière simplifiée au rapport de la hauteur de la houle sur la profondeur, nommé  $\gamma_B$ . Et selon les formules utilisées, varie de 0.892 (pour Miche), à  $0.70 + (4.40 \tan \beta)$  et 1.14 respectivement pour les équations (1.100) et (1.101) de Ostendorf et Madsen. Plus couramment, il prend la valeur de 0.78 (Munk, 1949).

Dans le cas de houles irrégulières, le critère de déferlement ne peut plus être rapporté à la hauteur, mais à la hauteur significative  $H_s$  ou à la hauteur quadratique moyenne  $H_{rms}$ . Par conséquent la valeur du paramètre, pour des houles irrégulières s'exprimerait alors suivant la formule de Battjes et Stives, 1985 :

$$\gamma_B = 0.5 + 0.4 \tanh \left( \frac{33 H_{0,rms}}{\lambda_{0,rms}} \right) \quad (1.102)$$

Où  $H_{0,rms}$  est la hauteur quadratique moyenne au large et  $\lambda_{0,rms}$  la longueur d'onde quadratique moyenne au large.

En ingénierie côtière, pour déterminer la houle irrégulière maximale pouvant atteindre une digue à une profondeur d'eau connue, il est coutume d'utiliser les abaques de Goda, 1985.

## **I.9 Réchauffement climatique et hausse du niveau de la mer**

L'élévation du niveau de la mer due au réchauffement climatique doit dorénavant être prise en compte dans toute étude de dimensionnement d'ouvrages côtiers, d'études liées à l'érosion littorale ou toute autre étude dont les projections se font sur plusieurs décennies. En effet les estimations du dernier rapport du Groupe d'Experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat (GIEC) de 2007 prévoient une augmentation de la température mondiale de 1.8°C à 4°C et par conséquent une élévation du niveau de la mer de 18cm à 59cm d'ici la fin du XXI<sup>ème</sup> siècle.

### **I.9.1 Rapport du GIEC**

Le rapport de consensus du GIEC prévoit que, faute de nouvelles mesures pour limiter les émissions de gaz à effet de serre, la température moyenne de la planète s'élèvera très probablement de 1,8 à 4 °C supplémentaires au cours de ce siècle, après avoir augmenté de plus de 0,7 °C au cours du siècle passé. Même les valeurs les plus faibles de cette fourchette signifieraient un réchauffement de plus de 2° C par rapport à l'ère préindustrielle, seuil à partir duquel les conséquences pourraient être irréversibles, voire catastrophiques. Le réchauffement climatique mondial et l'élévation du niveau de la mer se sont accélérés. Les récentes observations et mesures présentées dans le rapport, ne permettent plus de douter que le climat de la planète est en train de changer et que la plupart des changements observés au cours de ces cinquante dernières années sont imputables à l'activité humaine.

### **I.9.2 Les observations sur l'élévation du niveau des océans**

Le niveau de la mer s'est élevé de près de 120m depuis le pic de la dernière glaciation, il y a environ 18 000 ans. L'augmentation a surtout eu lieu jusqu'à 6 000 ans avant aujourd'hui. Mais alors que depuis cette époque le niveau de la mer a peu varié (les observations géologiques et archéologiques indiquent une vitesse d'élévation de l'ordre de seulement 0.1 mm/an depuis 2000 ans), les enregistrements marégraphiques montrent une hausse du niveau moyen global de la mer de l'ordre de 1.8 mm/an au cours du XX<sup>ème</sup> siècle.

Depuis la mise en place en 1992 de l'altimétrie satellite à partir de Topex/Poseidon et Jason-1, les mesures ont montré entre janvier 2003 et mi-2007, une hausse de 3.06 +/- 0.4 mm/an. A cette valeur, on doit retrancher l'effet du rebond post glaciaire, estimé à -0.3 mm/an), ce qui conduit à une hausse du niveau de la mer de ~3.3 mm/an pour les 15 dernières années (Cazenave and Nerem, 2004).

La couverture globale des données altimétriques permet aussi la cartographie de la distribution régionale des vitesses de variation du niveau de la mer. Les figures I.21 et I.22 présentent les cartes de distributions géographiques des vitesses de variations de la mer entre 1993 et 2007 à l'échelle du globe, et pour la Méditerranée entre 1993 et 2006.

Dans certaines régions (Pacifique Ouest, Est de Océan Indien), la vitesse d'élévation apparaît jusqu'à 5 fois plus rapide que la vitesse moyenne pour la période 1993-2007. Dans d'autres régions (Pacifique Est, Ouest de l'océan Indien), le niveau de la mer a baissé (Fig. I.21). La distribution géographique des vitesses de variation du niveau de la mer apparaît assez stable sur la période de 15 ans analysée. La figure I.22 sur la Méditerranée montre que les variations régionales de la variation du niveau de la mer peuvent être importantes.

## I. Généralités sur l'océanographie et théorie de la houle

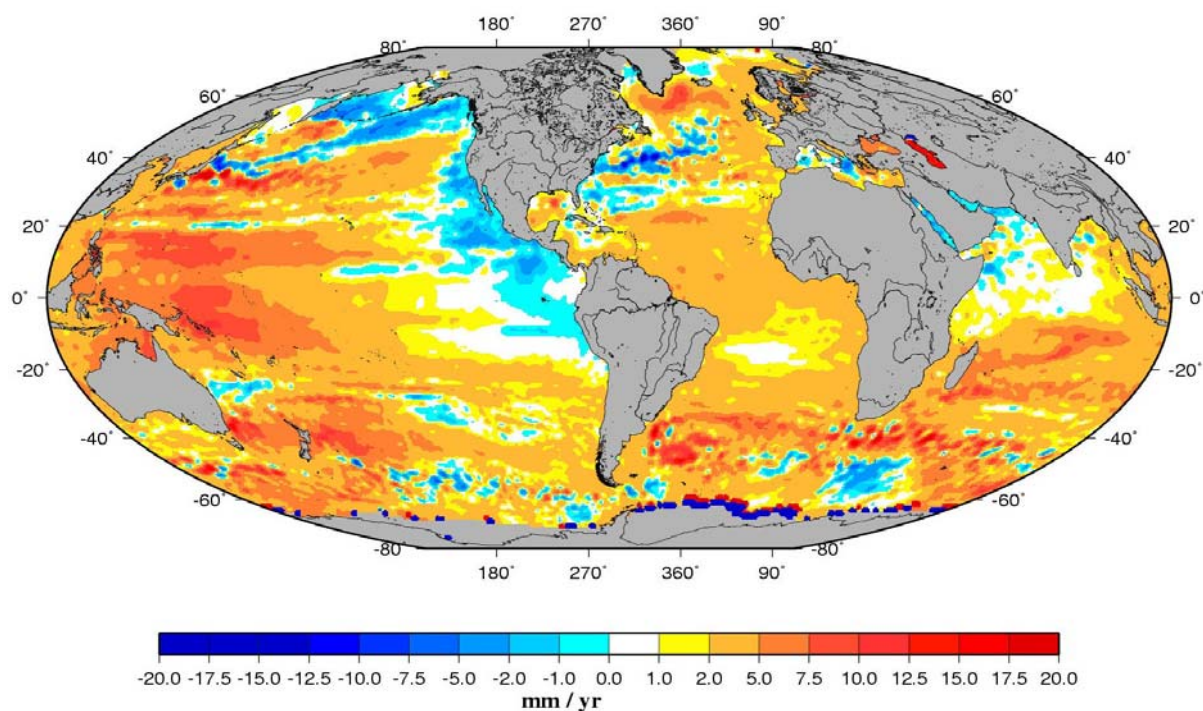


FIG I.21 – Carte de la distribution géographique des vitesses de variation du niveau de la mer (1993-2007) à l'échelle du globe d'après Topex/Poseidon et Jason-1.  
Source [www.legos.obs-mip.fr](http://www.legos.obs-mip.fr)

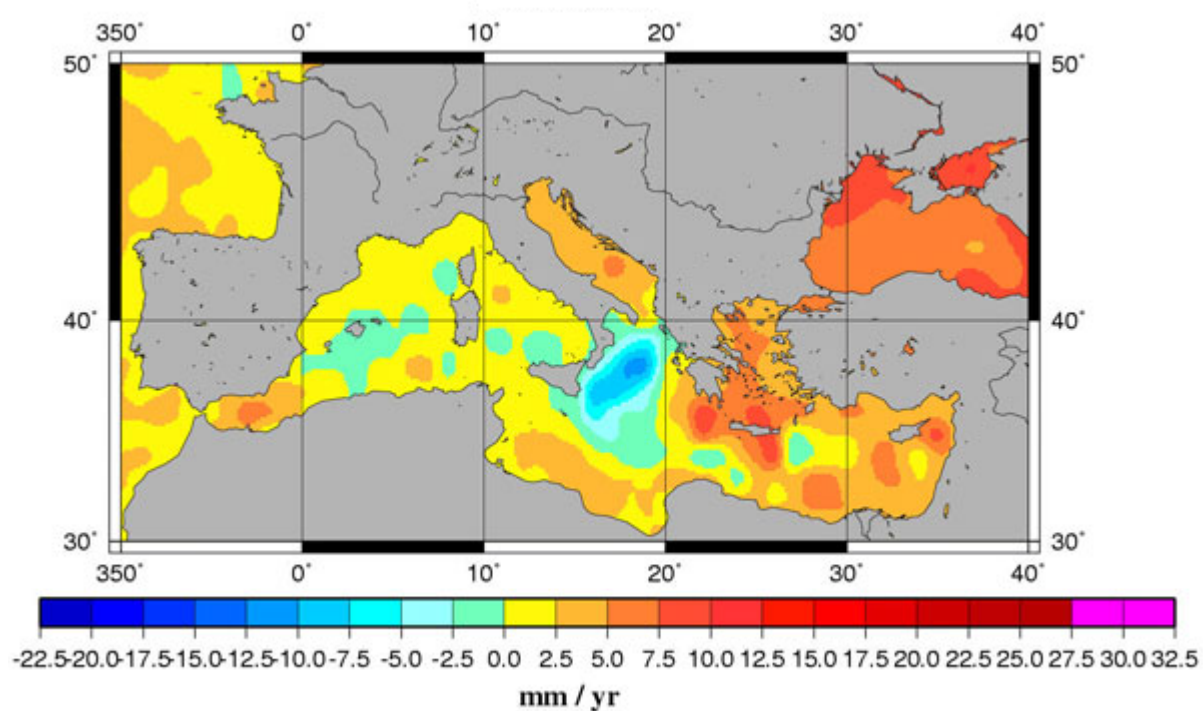


FIG I.22 – Carte de la distribution géographique des vitesses de variation du niveau de la mer (1993-2006) en Méditerranée d'après Topex/Poseidon et Jason-1.  
Source [www.legos.obs-mip.fr](http://www.legos.obs-mip.fr)

### **I.9.3 Les causes de l'élévation du niveau de la mer**

Aux échelles de temps de 1 à 100 ans, les deux principaux phénomènes à l'origine de la hausse du niveau moyen global de la mer sont l'expansion thermique (due aux variations de températures de l'océan) et l'apport d'eau douce à l'océan dues aux échanges avec les réservoirs continentaux et à la fonte des glaciers de montagne et des calottes polaires.

A l'échelle régionale, le calcul de la distribution géographique des vitesses de variation du niveau de la mer d'origine thermique entre 1993 et 2003 a confirmé la très forte corrélation avec la variabilité régionale des vitesses observées par Topex/Poseidon. Ceci indique que si d'autres phénomènes contribuent aux variations régionales du niveau de la mer (variations de pression atmosphérique, stress du vent, etc.), l'effet stérique est dominant et responsable des structures caractéristiques vues par l'altimétrie spatiale.

### **I.9.4 Les conséquences du changement climatique**

C'est sur les terres émergées et aux hautes latitudes Nord que le réchauffement devrait être le plus marqué et c'est dans l'océan Austral et dans certaines parties de l'Atlantique Nord qu'il devrait être le moins prononcé (Fig. I.21). D'autres changements sont prévus, comme une augmentation de l'acidité des océans, une diminution de la couverture neigeuse et de la banquise, des fortes précipitations et des vagues de chaleur plus fréquentes, des cyclones tropicaux plus intenses, un déplacement vers les pôles de la trajectoire des tempêtes extratropicales, et un ralentissement des courants océaniques.

Les conséquences du changement climatique et de la hausse du niveau de la mer risquent donc d'être dramatiques pour certaines régions du globe. Ces conséquences doivent, dans la mesure du possible, être prises en compte dans les calculs, bien que l'évolution de la trajectoire des tempêtes qui pourrait affecter considérablement les houles de projet sont difficiles à évaluer. Néanmoins les calculs de dimensionnement notamment concernant les ouvrages de protection pour lutter contre les franchissements doivent dès à présent tenir compte de l'élévation du niveau de la mer en plus des surcote habituellement utilisées.

Par ailleurs l'érosion engendrée par l'élévation du niveau de la mer sera bien entendue très importante, et les ouvrages de protection surement nécessaires au maintien du tait de côte dans son état actuel. Ces ouvrages devront être totalement repensés pour s'intégrer au mieux à l'environnement et à l'évolution rapide des conditions océaniques. Car la carte de la répartition régionale de l'élévation du niveau de la mer montre que toutes les régions du globe ne seront pas soumises aux mêmes variations et que certaines subiront des valeurs extrêmes très supérieures aux moyennes globales. Les conséquences en seront d'autant plus dramatiques.

Le chapitre VI aborde le problème de l'érosion côtière, à travers des recherches sur la transmission des vagues au dessus de solutions innovantes testées en canal à houle.





## Chapitre II

# Développement d'un code de propagation de la houle en coordonnées curvilignes : SIMAC-POSEIDON

L'étude d'un projet en zone littorale tel qu'un engraissement de plage, un récif artificiel, un port, une digue, ou toute autre structure côtière, nécessite la connaissance de la climatologie des vagues qui viendront affecter la zone. Or on a montré dans le chapitre I, qu'en raison des transformations que subit la houle lors de son transfert du large vers la côte, les conditions de houle rencontrées au niveau du projet ne sont pas les mêmes que les conditions mesurées au large. C'est pourquoi il est important de connaître à la fois les états de mer au large pour dresser des statistiques à plus ou moins long terme et définir des houles de projet, mais il faut également étudier le devenir de ces houles au niveau de la zone d'étude. C'est le principe des modèles de propagation de la houle, également appelés modèles d'approche.

En effet, le mouvement des vagues est caractérisé par différents processus cinématiques et dynamiques incluant la réfraction et la diffraction en zone côtière, causés par une variation graduelle de la topographie du fond et la présence d'îles, de hauts-fonds ou de structures. Or l'estimation exacte des effets de réfraction et de diffraction de la houle qui se propage à travers une bathymétrie relativement complexe reste un des problèmes majeurs auquel est confrontée l'ingénierie côtière.

Depuis l'essor de l'océanographie physique, de nombreuses recherches ayant débouché sur plusieurs théories ont été développées (cf chapitre I). Plus récemment, depuis que l'informatique permet la résolution des équations de plus en plus complexes et le recours à des mémoires de plus grande capacité, les modèles numériques basés sur différentes hypothèses ont été conçus afin de traiter le problème de la propagation de la houle. Ces modèles sont plus ou moins performants selon les conditions dans lesquelles ils sont appliqués, et chacun d'entre eux possède ses avantages et ses inconvénients. Avant d'entreprendre toute étude, il est donc important de cerner le problème à traiter, afin de choisir la bonne stratégie à adopter et le bon modèle numérique à exploiter.

C'est face à cette problématique qu'a été décidé le développement d'un code de propagation de la houle, à partir d'un code déjà existant, qui tienne compte des besoins nécessaires au bureau d'étude ACRI<sub>IN</sub> pour la réalisation de ses études en génie côtier.

Ce code, basé sur le modèle développé par Bougis (2004), du nom de SIMAC-POSEIDON (SIMAC étant le nom du code d'agitation développé par ACRI<sub>IN</sub>, Lajoie (1996), et POSEIDON étant le nom du code source développé par Bougis) suit la propagation de la houle en coordonnées curvilignes à l'avancement suivant les crêtes et les rayons de la houle.

Après un rappel historique et bibliographique sur les différents modèles de propagation de la houle, ce chapitre présente le principe et les équations régissant le code de propagation de la houle en coordonnées curvilignes. Dans le cadre de la validation du modèle, les recherches débouchent sur une réflexion concernant le comportement de la surface libre au passage d'un haut-fond.

### II.1 Introduction bibliographique

Les modèles d'approche sont destinés à suivre les modifications de direction et de hauteur que subit la houle lors de sa propagation du large vers la côte, sous les effets de variations bathymétriques, et la présence de courant. On distingue deux grandes familles de modèles, les modèles spectraux (stochastiques ou à phase moyennée), et les modèles déterministes (ou à résolution de phase).

#### II.1.1 Les modèles spectraux

Les modèles spectraux traitent la formation et l'accroissement des vagues sous l'influence du vent, et leur propagation sous les effets de variations bathymétriques. Ils peuvent également prendre en compte la dissipation par moutonnement, le frottement sur le fond, le déferlement et les interactions non linéaires entre triplets et quadruplets de fréquence. Ils présentent l'avantage de considérer la houle de façon aléatoire mais ils perdent toute information sur la phase et ne tiennent pas, ou peu compte des phénomènes de diffraction. Parmi ces modèles on trouve le modèle TOMAWAC (Benoit et al, 1996) ou bien le modèle SWAN (Booij et al, 1999) dont la présentation est faite dans le chapitre V.

#### II.1.2 Les modèles de propagation à résolution de phase

Les modèles à résolution de phase suivent la propagation des vagues crêtes à crêtes et conservent l'intégralité des caractéristiques propres aux ondes. Leurs équations sont généralement exprimées sous l'hypothèse d'ondes monochromatiques. Ceci permet d'intégrer les phénomènes de réfraction et de diffraction de manière satisfaisante, mais pas le caractère spectral des vagues, du moins pas en première approche.

##### II.1.2.1 Historique

Jusqu'au début des années 70, le problème de la modification de la houle à l'approche de la côte a été traité exclusivement par la méthode dite des rayons aussi appelée méthode en réfraction pure, qui suit l'approximation d'optique géométrique suivant les lois de Snell-Descartes. Malheureusement, cette approximation est trop contraignante à la vue de certaines situations car elle peut faire apparaître des zones, à l'intersection et au chevauchement de raies contiguës, où l'énergie est infinie. On les appelle des « caustiques », lesquelles sont naturellement irréalistes d'un point de vue physique. Par ailleurs, les modèles de réfraction ne permettent pas de suivre la houle lors du contournement d'obstacles ou de haut fonds, quand la diffraction le long des crêtes devient importante, voire localement prépondérante. L'erreur de la méthode se situe dans le fait qu'elle ne prend pas en compte les variations d'amplitude des vagues lors de leur propagation et omet donc le phénomène de diffraction.

Les effets de réfraction diffraction combinés ont été traités par Berkhoff en 1972 au travers de l'équation dite de « pente douce » ou « mild-slope equation » (chapitre I, équation 1.90). Cette équation, considérée comme l'un des modèles mathématiques les plus utiles pour la description des vagues à la côte sous les effets de réfraction et de diffraction, est une équation elliptique pouvant être résolue par la méthode des éléments finis ou des différences finies. Mais sous sa forme elliptique, son calcul numérique est assez lourd et ne peut se faire que dans une zone d'étude relativement réduite, comme dans des enceintes portuaires par exemple, pour les études d'agitation.

### II.1.2.2 L'équation parabolique en pente douce

Pour pallier à cette limitation, plusieurs approximations de l'équation en pente douce ont été proposées. Parmi les nombreux modèles existants, ceux basés sur une parabolisation de l'équation en pente douce sont très largement employés en ingénierie côtière en raison de la simplicité de leur schéma numérique, la fiabilité de leur solution et leur gain en terme de temps de calcul.

L'équation parabolique a été introduite pour la première fois par Radder en 1979 pour des cas de vagues monochromatiques en coordonnées cartésiennes. Elle a ensuite été améliorée par de nombreux chercheurs pour inclure les effets non-linéaires (Yue et Mei, 1980 ; Kirby et Dalrymple, 1983 et 1986a ; Liu et Tsay, 1984), le frottements sur le fond (Liu, 1986), le déferlement (Kirby et Dalrymple, 1986b) et les interactions entre vagues et courants (Kirby, 1984).

Le principe de base de l'équation parabolique consiste à projeter l'équation de réfraction-diffraction sur un axe privilégié de propagation de la houle, en négligeant la dérivée seconde de sa hauteur selon cet axe (chapitre I, équation 1.94). On néglige de fait la réflexion de la houle, en supposant que l'essentiel de l'information des vagues voyage dans le sens de propagation, ce qui permet un calcul à l'avancement et limite les besoins en ressources informatiques.

Cependant le champ de houle est alors incomplètement traité d'une part devant les obstacles puisque les réflexions sont négligées, mais d'autre part lorsque la houle tourne trop par rapport à l'axe de parabolisation. L'axe de calcul de la dérivée seconde n'est alors plus tangent à la ligne de crête. Au delà d'une rotation de 30°, les résultats se dégradent rapidement et la méthode devient inopérante pour l'étude de certains cas.

Un premier progrès dans l'assouplissement de cette limitation a été fait en utilisant des approximations d'ordres supérieurs (Kirby, 1986), ou en introduisant une relation de dispersion non-linéaire (Dalrymple et Kirby, 1988, et Dalrymple et al, 1989). Ces termes ont conduit à une extension de la gamme de validité du modèle d'équation jusqu'à une capacité angulaire de 50 à 60° (Mordane et al, 2004).

Panchang et al. (1990) ont conduit une série de simulations numériques à partir de modèles basés sur l'équation parabolique comprenant ces effets non-linéaires. Ils ont comparés leurs résultats avec les mesures en laboratoire de la déformation de vagues irrégulières au dessus d'un haut fond elliptique (Vincent et Briggs, 1989). L'équation parabolique a été employée pour simuler les vagues irrégulières avec une large gamme de fréquences et de spectres directionnels, par superposition linéaire d'un grand nombre de composantes de vagues monochromatiques. Des résultats de comparaison satisfaisants ont été obtenus sur le cas de la bosse elliptique par cette méthode.

Les récents développements de la méthode parabolique incluent dorénavant les effets d'interaction entre vagues et courant, différentes formes de non-linéarités, des effets de dissipation et de déferlement, et sont à l'origine de modèles performants tels que REFDIF (Kirby et Özkan 1994) dont la présentation de la dernière version est faite dans le chapitre III.

Par ailleurs depuis peu, le développement de modèles complètement non-linéaires basés sur les équations de Boussinesq voient le jour (Chen et al, 2000 ; Li et Zhan, 2001) et semblent montrer de très bons résultats.

### II.1.2.3 Une approche en coordonnées curvilignes

Il existe une limitation commune à l'application de ces modèles, dû au fait que tous les paramètres des vagues se trouvent confinés dans une bande étroite de direction centrée autour d'une direction principale de propagation préalablement déterminée. Et même si l'introduction de termes non-linéaires a permis l'extension de la gamme de validité des modèles, ils restent limités dans certains cas de figures.

Une approche alternative pour pallier à cette restriction consiste à faire une approximation parabolique en coordonnées curvilignes.

Les premiers développements de ce type avaient pour objectif de résoudre les problèmes de limites latérales irrégulières du modèle, dans lesquels les lignes de coordonnées curvilignes sont choisies approximativement le long des directions prédominantes des vagues. Les recherches qui ont suivi ont permis à la fois la prise en compte d'approximations d'ordres petits et supérieurs, et l'interaction des vagues avec le courant (Shi et Kirby, 2004).

Pour éliminer la limitation angulaire du modèle mathématique, Isobe (1986) a proposé de suivre la houle dans des coordonnées curvilignes orthogonales formées par ses rayons et ses crêtes, solution du problème traité, à travers l'équation de Berkhoff sous sa forme parabolique. L'avantage est de pouvoir visualiser les lignes de crêtes tout au long de la propagation de la houle, mais le maillage calculé sur une bathymétrie lissée pour éviter les croisements de nappe, ne coïncide pas exactement avec les lignes de crête au passage de hauts-fonds par exemple.

Bougis (2004) a élargi cette théorie à un modèle d'approche de la houle par une méthode de réfraction-diffraction en coordonnées curvilignes. Le processus élaboré est itératif, les axes de dérivation n'étant connus qu'après résolution du problème. La dérivée seconde de la hauteur de la houle selon l'axe transversal coïncide alors toujours avec celle qui engendre la diffraction le long des crêtes.

On rappelle dans ce chapitre le processus élaboré par Bougis (2004) et les modifications apportées au code de calcul pour étendre le domaine de validité du modèle. Les équations régissant le modèle et le schéma numérique sont détaillés ci-après.

Les travaux entrepris lors de cette étude ont par ailleurs conduit à des recherches fondamentales sur le comportement réel de la houle au-dessus de cas particuliers comme les hauts-fonds, pour traiter des conditions aux limites du modèle.

## II.2 Présentation et principe du code

Parmi les modèles d'approches, on distingue les modèles à phase moyennée et les modèles à résolution de phase. Les modèles à phase moyennée traitent directement de l'aspect spectral de la houle et des considérations énergétiques mais perdent l'information sur la phase. Ils ne prennent par ailleurs que très peu en considération les effets de diffraction. Les modèles déterministes résolvent les équations associées aux ondes monochromatiques sans prendre en compte la génération, la dissipation ou encore les interactions entre les vagues.

Pour tenter d'étendre le champ de validité des modèles spectraux, Holthuijsen et al (2003) ont introduit de la diffraction dans un modèle spectral (SWAN) par une approximation de réfraction-diffraction à phase découplée. Elle est basée sur l'équation en pente douce, en omettant néanmoins toute information sur la phase.

C'est sur le même principe qu'un paramètre de diffraction a été ajouté dans un modèle à résolution de phase (SIMAC-POSEIDON), dans le but de résoudre l'équation en pente douce sur un maillage construit à l'avancement en réfraction-diffraction.

En effet, Bougis (2004) a développé un modèle d'approche de la houle par une méthode de réfraction-diffraction en coordonnées curvilignes formées par les rayons et les crêtes. Lorsque la houle tourne, la dérivée seconde de la hauteur est ainsi toujours calculée le long des crêtes. Les limitations angulaires liées à la parabolisation de l'équation de Berkhoff sur un axe privilégié (Radder, 1979), sont alors éliminées. Le processus est itératif, la position de la crête n'étant pas connue a priori. La construction du maillage s'effectue en réfraction pure à la première itération. La position de la crête est ensuite successivement modifiée en fonction des changements de direction apportée par la diffraction.

Le modèle élaboré permet de calculer une équation elliptique de Berkhoff à l'avancement avec des temps de calculs très brefs sans limitations angulaires. Néanmoins, si les phénomènes de réfraction et de diffraction sont pris en compte et que le modèle converge pour des cas de diffraction autour des caps par exemple, ce n'est plus le cas derrière des hauts-fonds ou des zones de fortes convergences. L'application du modèle sur le cas test de Vincent et Briggs (1989) a ainsi révélé certaines limitations dans le code.

Il s'avère en effet que l'étude de la diffraction à travers les travaux de Holthuijsen et al (2003) et son application sur le cas de Vincent et Briggs, a montré qu'elle intervenait non seulement sur la direction de propagation de la houle mais également sur les caractéristiques propres aux vagues, comme la longueur d'onde.

La méthode présentée ici, basée sur le modèle de Bougis (2004), consiste à construire un maillage en réfraction pure d'abord, puis à le modifier grâce à un paramètre de diffraction, par un processus itératif. Ce paramètre modifie les caractéristiques des vagues et donc la métrique jusqu'à la convergence du modèle.

## II.3 Equations de base du modèle

### II.3.1 Equation de Berkhoff généralisée

Les hypothèses de base supposent un fluide parfait et isovolume. On considère également une approximation linéaire d'une houle monochromatique au premier ordre, ainsi que de faibles variations des fonds devant la longueur d'onde.

Le potentiel de vitesse associé à une onde de surface se propageant sans courant s'écrit alors de la façon suivante :

$$\Phi(x, y, z, t) = \Re e \left\{ \frac{-ig}{2\omega} \frac{ch(k(z+h))}{ch(kh)} \tilde{H}(x, y, \omega) e^{-i\omega t} \right\} \quad (2.1)$$

Où  $\tilde{H}(x, y, \omega)$  correspond à la représentation complexe de la hauteur crête à creux de l'élévation de la surface libre,  $\omega$  la pulsation,  $h(x, y)$  la profondeur d'eau,  $g$  l'accélération de la pesanteur et  $k$  le nombre d'onde tel que  $k \tanh(kh) = \omega^2/g$ . La hauteur crête à creux  $\tilde{H}$  peut s'écrire en dissociant l'enveloppe des hauteurs  $\hat{H}(x, y, \omega)$  et sa phase  $S(x, y, \omega)$  telles que :

$$\tilde{H} = \hat{H} e^{is} \quad (2.2)$$

En présence d'un courant de vitesse  $U$ , indépendant du temps et uniforme sur la profondeur, induisant une dénivelée de la surface libre  $\zeta$  dont les variations sont faibles sur une longueur d'onde, le potentiel des vitesses est recherché sous la forme suivante :

$$\Phi(x, y, z, t) = \Re e \left\{ \frac{-ig}{\sigma} \frac{ch(k(z+h))}{ch(kh)} \tilde{H}(x, y, \omega) e^{-i\omega t} \right\} \quad (2.3)$$

Avec  $\sigma = \omega - \vec{U} \cdot \vec{k}$ , la pulsation relative dans le repère lié au courant,  $\omega$  est dans ce cas la pulsation de rencontre dans le repère absolu. La relation de dispersion dans ce repère est alors donnée par :

$$k \tanh(k(h + \zeta)) = \frac{\sigma^2}{g} \quad (2.4)$$

En absence de courant, l'équation d'onde de surface introduite par J.C.W. Berkhoff en 1972, s'exprime comme suit en fonction de  $\tilde{H}$  :

$$\text{div} \left( CC_g \overrightarrow{\text{grad}} \tilde{H} \right) + k^2 CC_g \tilde{H} = 0 \quad (2.5)$$

En présence d'un courant, l'équation de Berkhoff sous sa forme généralisée s'écrit :

$$\text{div} \left( CC_g \overrightarrow{\text{grad}} \tilde{H} \right) - g \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \zeta \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \tilde{H} + (1 + i\nu_i) k^2 CC_g \tilde{H} = 0 \quad (2.6)$$

Le terme en  $(i\nu_i)$  traduit les pertes d'énergie par dissipation, c'est à dire le frottement et le déferlement.

### II.3.2 Equation de Berkhoff en coordonnées cartésiennes

En coordonnées cartésiennes, l'équation de Berkhoff (2.5) peut s'écrire sous la forme :

$$CC_g \frac{\partial^2 \tilde{H}}{\partial x^2} + CC_g \frac{\partial^2 \tilde{H}}{\partial y^2} + \left( \frac{\partial CC_g}{\partial x} \right) \frac{\partial \tilde{H}}{\partial x} + \left( \frac{\partial CC_g}{\partial y} \right) \frac{\partial \tilde{H}}{\partial y} + k^2 CC_g \tilde{H} = 0 \quad (2.7)$$

En incluant le courant et les termes de dissipation, l'équation généralisée (2.6) devient alors :

$$CC_g \frac{\partial^2 \tilde{H}}{\partial x^2} + CC_g \frac{\partial^2 \tilde{H}}{\partial y^2} + \left( \frac{\partial CC_g}{\partial x} - g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \frac{\partial \tilde{H}}{\partial x} + \left( \frac{\partial CC_g}{\partial y} - g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) \frac{\partial \tilde{H}}{\partial y} + k^2 CC_g (1 + i\nu_t) \tilde{H} = 0 \quad (2.8)$$

L'équation de Berkhoff est de type elliptique, son discriminant est négatif. Si l'on développe l'expression de la hauteur  $\tilde{H}$  sous sa forme exprimée en (2.2) selon sa dérivée première et seconde par rapport à l'axe des abscisses, on obtient le groupe d'équations suivant :

$$\begin{aligned} \tilde{H} &= \hat{H} e^{is} \\ \frac{\partial \tilde{H}}{\partial x} &= \frac{\partial \hat{H}}{\partial x} e^{is} + ik\tilde{H} \\ \frac{\partial^2 \tilde{H}}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial x^2} e^{is} + ik \frac{\partial \hat{H}}{\partial x} e^{is} + i \frac{\partial k}{\partial x} \tilde{H} + ik \frac{\partial \tilde{H}}{\partial x} = \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial x^2} e^{is} + 2ik \frac{\partial \tilde{H}}{\partial x} + k^2 \tilde{H} + i \frac{\partial k}{\partial x} \tilde{H} \end{aligned} \quad (2.9)$$

En substituant les expressions obtenues en (2.9) dans (2.8) et en négligeant la dérivée seconde de  $\tilde{H}$  par rapport à  $x$ , on obtient l'équation parabolique en coordonnées cartésienne suivante :

$$CC_g \frac{\partial^2 \tilde{H}}{\partial y^2} + \left( 2ikCC_g \frac{\partial CC_g}{\partial x} - g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \frac{\partial \tilde{H}}{\partial x} + \left( \frac{\partial CC_g}{\partial y} - g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) \frac{\partial \tilde{H}}{\partial y} + CC_g \left[ k^2 (2 + i\nu_t) + i \frac{\partial k}{\partial x} \right] \tilde{H} = 0 \quad (2.10)$$

Dans cette équation, au discriminant nul, les termes de diffraction liés aux dérivées secondes sont conservés le long des crêtes. Par ailleurs, l'absence de dérivée seconde du module de l'amplitude de la houle selon l'axe principal de propagation permet une résolution de l'équation à l'avancement nécessitant moins de ressources mémoires que pour la résolution de l'équation elliptique complète.

La plupart des modèles de propagation de la houle du large vers la côte utilisent ce type de formulation parabolique. L'approche parabolique donne des résultats satisfaisants dans la mesure où la direction de propagation de la houle ne s'écarte pas trop de l'axe de parabolisation.

On expose ci-après les formulations en coordonnées curvilignes permettant de suivre localement le cheminement de la houle.



### II.3.3 Equation de Berkhoff en coordonnées curvilignes orthogonales

L'équation de Berkhoff sous sa forme généralisée en (2.6), incluant le terme de dissipation d'énergie et le terme de dénivelée de surface libre lié à un courant horizontal quasi-stationnaire peut être décomposé en 3 termes:

$$\underbrace{\text{div}(CC_g \overrightarrow{\text{grad}} \tilde{H})}_{\text{terme1}} - \underbrace{g \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \zeta \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \tilde{H}}_{\text{terme2}} + \underbrace{(1 + i\nu_t)k^2 CC_g \tilde{H}}_{\text{terme3}} = 0$$

On considère maintenant le système de coordonnées curvilignes orthogonales  $(\xi, \eta)$  où :

$\xi$  : abscisses curvilignes correspondant aux rayons de propagation de la houle

$\eta$  : ordonnées curvilignes correspondent aux lignes de crêtes de la houle.

Soient  $e_1$  et  $e_2$ , les facteurs d'échelle associés aux systèmes de coordonnées tel que :

$$\begin{aligned} e_1^2 &= \left( \frac{\partial x}{\partial \xi} \right)^2 + \left( \frac{\partial y}{\partial \xi} \right)^2 \\ e_2^2 &= \left( \frac{\partial x}{\partial \eta} \right)^2 + \left( \frac{\partial y}{\partial \eta} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.11)$$

En exploitant les expressions des opérateurs vectoriels :

$$\text{gradient:} \quad \overrightarrow{\text{grad}} \tilde{H} = \vec{\nabla} \tilde{H} = \frac{1}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \vec{U}_{e_1} + \frac{1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} \vec{U}_{e_2} \quad (2.12)$$

$$\text{laplacien:} \quad \text{div}(\overrightarrow{\text{grad}} \tilde{H}) = \Delta \tilde{H} = \frac{1}{e_1 e_2} \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} \right) \right] \quad (2.13)$$

Le terme 1 peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{1}{e_1 e_2} \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} \left( CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} \right) \right] \quad (2.14)$$

Le terme 2 associé à la dénivelée  $\zeta$  du niveau moyen de la surface libre s'exprime en coordonnées curvilignes par :

$$-g \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \zeta \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \tilde{H} = -g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \cdot \frac{1}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} - g \frac{1}{e_2} \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \cdot \frac{1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} \quad (2.15)$$

Le terme 3 n'est pas modifié par le passage en coordonnées curviligne. L'équation de Berkhoff devient dans ce nouveau système de coordonnées :

$$\begin{aligned} \text{(terme 1)} \quad & \frac{1}{e_1 e_2} \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} \left( CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} \right) \right] \\ \text{(terme 2)} \quad & -g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \cdot \frac{1}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} - g \frac{1}{e_2} \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \cdot \frac{1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} \\ \text{(terme 3)} \quad & + (1 + i\nu_t)k^2 CC_g \tilde{H} = 0 \end{aligned} \quad (2.16)$$

Après développement et séparation des termes en dérivées premières et secondes de  $\tilde{H}$ , il vient l'équation de réfraction-diffraction elliptique de Berkhoff en coordonnées curvilignes :

$$\begin{aligned}
 & \frac{CC_g}{e_1^2} \frac{\partial^2 \tilde{H}}{\partial \xi^2} + \frac{CC_g}{e_2^2} \frac{\partial^2 \tilde{H}}{\partial \eta^2} \\
 & + \left[ \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{e_2}{e_1} \right) + \frac{1}{e_1^2} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) \right] \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \\
 & + \left[ \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{e_1}{e_2} \right) + \frac{1}{e_2^2} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \eta} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \right) \right] \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} \\
 & + (1 + i\nu_t) k^2 CC_g \tilde{H} = 0
 \end{aligned} \tag{2.17}$$

En écrivant que  $\xi = x$ ,  $\eta = y$  et  $e_1 = e_2 = 1$ , on retrouve l'équation de Berkhoff en coordonnées cartésiennes (2.8).

En développant l'expression de la hauteur  $\tilde{H}$  sous sa forme exprimée en (2.2) selon sa dérivée première et seconde non plus par rapport aux abscisses cartésiennes (2.9) mais par rapport aux abscisses curvilignes (la démonstration est réalisée en II.3.4), et en négligeant la dérivée seconde  $\frac{\partial^2 \tilde{H}}{\partial \xi^2}$ , on obtient l'équation de Berkhoff parabolisée en coordonnées curvilignes :

$$\begin{aligned}
 & \frac{CC_g}{e_2^2} \frac{\partial^2 \tilde{H}}{\partial \eta^2} + \left[ 2ike_1 \frac{CC_g}{e_1^2} + \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{e_2}{e_1} \right) + \frac{1}{e_1^2} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) \right] \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \\
 & + \left[ \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{e_1}{e_2} \right) + \frac{1}{e_2^2} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \eta} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \right) \right] \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} \\
 & + CC_g \left[ k^2 (2 + i\nu_t) + i \frac{1}{e_1^2} \frac{\partial ke_1}{\partial \xi} \right] \tilde{H} = 0
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

La encore, si l'on écrit que  $\xi = x$ ,  $\eta = y$  et  $e_1 = e_2 = 1$ , on retrouve l'équation parabolique de Berkhoff en coordonnées cartésiennes (2.10).

### II.3.4 Equation de propagation de l'enveloppe de la houle

L'équation de propagation en fonction de  $\tilde{H}$  décrit les variations de la dénivelée de la surface libre, en passant d'une crête à une creux. Sous cette forme, elle est donc contraignante car elle impose une résolution avec un pas d'espace en  $\xi$  de l'ordre d'un dixième de la longueur d'onde. Sa résolution est donc plus coûteuse que celle de l'équation de réfraction pure qui permet l'usage d'un pas d'espace de l'ordre de la longueur d'onde. C'est pourquoi Bougis (2004), a résolu l'équation de réfraction diffraction en distinguant l'enveloppe  $\hat{H}$  et la phase  $S$  de la forme complexe  $\tilde{H} = \hat{H}e^{is}$ .

Le principe est d'établir une équation de propagation des ondes vers un sens croissant en faisant coïncider les coordonnées curvilignes  $(\xi, \eta)$  avec les rayons correspondant à la direction de propagation, et les lignes de crêtes locales.

## II. Développement d'un code de propagation en coordonnées curvilignes : SIMAC-POSEIDON

Par construction, on admet dans un premier temps la relation suivante, valable uniquement en réfraction pure :

$$\vec{k} = \overrightarrow{\text{grad}S} \quad (2.19)$$

D'où, suivant le système de coordonnées curvilignes :

$$\begin{cases} k = \frac{1}{e_1} \frac{\partial S}{\partial \xi} \\ \frac{1}{e_2} \frac{\partial S}{\partial \eta} = 0 \end{cases} \quad (2.20)$$

En rappelant que la hauteur crête à creux  $\tilde{H}$  s'écrit en dissociant l'enveloppe des hauteurs  $\hat{H}(x, y, \omega)$  et sa phase  $S(x, y, \omega)$  selon la relation (2.2), ses dérivées par rapport aux coordonnées curvilignes s'écrivent :

$$\begin{aligned} \tilde{H} &= \hat{H}e^{is} \\ \frac{1}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} &= \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} + ik\hat{H}e^{is} \\ \frac{1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} &= \frac{1}{e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} e^{is} \end{aligned} \quad (2.21)$$

Après calculs, les termes de l'équation de Berkhoff en coordonnées curvilignes (2.16) s'écrivent alors respectivement :

Termes 1 :

$$\begin{aligned} \text{selon } \xi \quad & \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \right] = \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] e^{is} + 2ikCC_g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} \\ & + \left( \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ikCC_g e_2] - CC_g k^2 \right) \hat{H}e^{is} \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\text{selon } \eta \quad \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \right] = \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \right] e^{is} \quad (2.23)$$

Termes 2 :

$$\text{selon } \xi \quad -g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \cdot \frac{1}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} = \frac{1}{e_1^2} g \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} - \frac{1}{e_1} igk \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \hat{H}e^{is} \quad (2.24)$$

$$\text{selon } \eta \quad -g \frac{1}{e_2} \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \cdot \frac{1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} = -\frac{1}{e_2^2} g \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} e^{is} \quad (2.25)$$

Termes 3 :

$$iv_t CC_g k^2 \tilde{H} = iv_t CC_g k^2 \hat{H}e^{is} \quad (2.26)$$

Le détail du développement est présenté en annexe A.

Après simplification par  $e^{is}$ , l'équation en coordonnées curvilignes en fonction de l'enveloppe des hauteurs devient :

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \right] \\
 & + \left( 2ikCC_g - \frac{g}{e_1} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} - \frac{g}{e_2^2} \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \\
 & + \left( i\nu_r k^2 CC_g + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ikCC_g e_2] - \frac{igk}{e_1} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) \hat{H} = 0
 \end{aligned} \tag{2.27}$$

En séparant les dérivées premières et secondes de  $\hat{H}$ , on obtient :

$$\begin{aligned}
 & \frac{CC_g}{e_1^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2} + \frac{CC_g}{e_2^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \eta^2} \\
 & + \left( \frac{2ikCC_g}{e_1} + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \right] - \frac{g}{e_1^2} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \\
 & + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} - \frac{g}{e_2^2} \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \right] \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \\
 & + \left( i\nu_r k^2 CC_g + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ikCC_g e_2] - \frac{igk}{e_1} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) \hat{H} = 0
 \end{aligned} \tag{2.28}$$

Ce qui donne au final l'équation généralisée en coordonnées curvilignes orthogonales en fonction de l'enveloppe de la houle suivante :

$$\begin{aligned}
 & \frac{CC_g}{e_1^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2} + \frac{CC_g}{e_2^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \eta^2} \\
 & + \left( \frac{2ikCC_g}{e_1} + \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \frac{e_2}{e_1} \right] + \frac{1}{e_1^2} \left[ \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right] \right) \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \\
 & + \left( \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \frac{e_1}{e_2} \right] + \frac{1}{e_2^2} \left[ \frac{\partial CC_g}{\partial \eta} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \right] \right) \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \\
 & + \left( i\nu_r k^2 CC_g + \frac{iCC_g}{e_1} \frac{\partial k}{\partial \xi} + ik \left[ \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial e_2}{\partial \xi} + \frac{1}{e_1} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) \right] \right) \hat{H} = 0
 \end{aligned} \tag{2.29}$$

Celle-ci peut se simplifier si l'on néglige les termes de dissipation d'énergie et de dénivelée de la surface libre liée au courant, à :

$$\begin{aligned}
 & \frac{CC_g}{e_1^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2} + \frac{CC_g}{e_2^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \eta^2} + \left[ 2ik \frac{CC_g}{e_1} + \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{e_2}{e_1} \right) + \frac{1}{e_1^2} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} \right) \right] \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \\
 & + \left[ \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{e_1}{e_2} \right) + \frac{1}{e_2^2} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \eta} \right) \right] \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \\
 & + \left[ \frac{iCC_g}{e_1} \frac{\partial k}{\partial \xi} + ik \left( \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial e_2}{\partial \xi} + \frac{1}{e_1} \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} \right) \right] \hat{H} = 0
 \end{aligned} \tag{2.30}$$

Dans l'équation (2.30) :

- le terme  $\left(\frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2}\right)$  caractérise la variation de l'enveloppe de la déformée de la surface libre sous l'effet de la diffraction suivant les raies. Ici, ce terme n'est pas négligé contrairement aux formulations à base de l'équation parabolisée.
- le terme  $\left(\frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \eta^2}\right)$  caractérise la variation de l'enveloppe de la déformée de la surface libre sous l'effet de la diffraction le long des lignes de crêtes.

De même que précédemment, si l'on néglige le terme de dérivée seconde en  $\xi$ , on obtient l'expression parabolique suivant l'axe de propagation en fonction des dérivées premières et secondes le long des crêtes :

$$\begin{aligned} & \frac{CC_g}{e_2^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \eta^2} + \left( \frac{2ikCC_g}{e_1} + \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \frac{e_2}{e_1} \right] + \frac{1}{e_1^2} \left[ \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right] \right) \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \\ & + \left( \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \frac{e_1}{e_2} \right] + \frac{1}{e_2^2} \left[ \frac{\partial CC_g}{\partial \eta} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \right] \right) \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \\ & + \left( i\nu_t k^2 CC_g + \frac{iCC_g}{e_1} \frac{\partial k}{\partial \xi} + ik \left[ \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial e_2}{\partial \xi} + \frac{1}{e_1} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) \right] \right) \hat{H} = 0 \end{aligned} \quad (2.31)$$

La fonction  $\hat{H}$  est sensée être une fonction réelle, mais il apparaît que sa dérivée, selon l'abscisse curviligne  $\xi$ , est complexe. Cela s'explique par le fait que la dérivée de l'enveloppe rend non seulement compte de la variation du module, mais aussi de celle de la phase. Dans ces conditions  $\hat{H}$  n'est réelle que sur les crêtes de la houle. La position de la crête peut donc être déterminée en cherchant le lieu où la partie imaginaire de  $\hat{H}$  est nulle (Bougis, 2004).

### II.3.5 Construction de la métrique de POSEIDON

Le pas d'espace pour la progression de la houle est compté en nombre entier  $N$  de longueur d'onde. Deux crêtes distantes de  $N\lambda$  étant connues, l'équation eikonale (2.19) permet de construire, en réfraction pure, les rayons et la crête du pas suivant  $N\lambda$  plus loin, puis la métrique qui s'appuie sur ces trois crêtes. Les crêtes de houle sont en tout point orthogonales au vecteur d'onde  $k$  qui porte la vitesse de phase  $C$  et la vitesse de groupe  $C_g$ . Le flux d'énergie de la houle se conserve entre deux rayons définis par les lignes tangentes au champ du vecteur  $C_g$  (ce n'est plus forcément valable en présence de courant). Les courbures des rayons et crêtes s'écrivent respectivement en fonction des dérivées de l'angle que fait le vecteur d'onde  $k$  avec l'axe  $Ox$  selon l'équation des rayons.

#### II.3.5.1 Equation des rayons

En hydrodynamique on appelle réfraction toute variation de longueur d'onde, de célérité, d'amplitude ou de direction d'une houle, uniquement due à une évolution lente de la profondeur. Ce phénomène, physiquement observable à la surface de la mer se manifeste

## II. Développement d'un code de propagation en coordonnées curvilignes : SIMAC-POSEIDON

également dans la masse du fluide. Les études relatives à ce phénomène remontent au milieu du siècle dernier. Les équations différentielles qui le décrivent, dérivèrent d'abord des travaux sur la lumière de Snell-Descartes et sur l'hypothèse que l'énergie est constante entre deux rayons. C'est la théorie des « rayons » ou « approximation de l'optique géométrique ». Elle permet de tracer la direction de propagation des ondes ainsi que leur crêtes.

Cette théorie est représentée par l'équation eikonale (2.19) :  $\vec{k} = \overrightarrow{grad}S$ , cette relation impliquant mathématiquement que :

$$\overrightarrow{rot} \vec{k} = \vec{0} \quad (2.32)$$

d'où :

$$\nabla \wedge k = \frac{\partial}{\partial y}(k \cos \beta) - \frac{\partial}{\partial x}(k \sin \beta) = 0 \quad (2.33)$$

ou bien:

$$\frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\cos \beta}{C} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\sin \beta}{C} \right) = 0 \quad (2.34)$$

avec  $k = \omega/C$

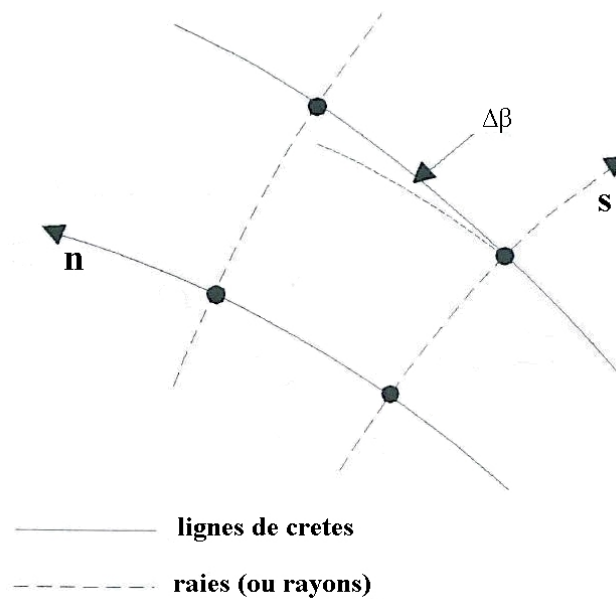


FIG II.1 – Schéma illustratif des paramètres utilisés dans la construction de la méthode des rayons

En exploitant les relations classiques entre repères cartésien et curviligne :

$$\frac{\partial \beta}{\partial s} = \cos \beta \frac{\partial \beta}{\partial x} + \sin \beta \frac{\partial \beta}{\partial y} \quad (2.35)$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial n} = -\sin \beta \frac{\partial \beta}{\partial x} + \cos \beta \frac{\partial \beta}{\partial y} \quad (2.36)$$

L'équation des raies s'écrit :

$$\frac{\partial \beta}{\partial s} = \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial n} \quad (2.37)$$

Ou bien encore :

$$\frac{\partial \beta}{\partial s} = -\frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial n} \quad (2.38)$$

En dérivant l'équation de dispersion  $k \tanh(kh) = \omega^2 / g$  par rapport à  $n$ , on obtient :

$$\frac{dk}{dn} = -k^2 \frac{1 - \tanh^2 kh}{\tanh kh + kh (1 - \tanh^2 kh)} \frac{dh}{dn} \quad (2.39)$$

Puis après développement, on aboutit à l'expression :

$$\frac{d\beta}{ds} = \frac{-2kh}{\sinh 2kh + 2kh} \frac{1}{h} \frac{dh}{dn} \quad (2.40)$$

L'intégralité du développement est réalisée en annexe B.

L'équation différentielle du premier ordre obtenue est intégrée de manière itérative par la méthode de Crank-Nicholson.

La solution de l'équation elliptique (2.29) n'est réelle que si le sinus de la phase est nul, c'est-à-dire sur les crêtes et dans les creux. Les crêtes sont alors déterminées en cherchant le lieu où la partie imaginaire de l'expression complexe de  $\hat{H}$  s'annule. La position de la crête recherchée étant extrapolée à la première itération, la métrique est corrigée, puis le calcul est recommencé jusqu'à la convergence (Bougis, 2004).

### II.3.6 Résolution du système d'équations de POSEIDON

Par ailleurs paraboliser l'équation elliptique n'a qu'un intérêt théorique si le but n'est pas la recherche de solutions par la méthode des caractéristiques (une des trois méthodes de recherche de la position de la crête avec la méthode de Snell et celle de Huyghens). Dans la pratique, les outils numériques permettent de chercher une solution propagative de l'équation elliptique dans de bonnes conditions.

La résolution de l'équation elliptique (2.29) est réalisée à l'avancement après discrétisation d'un système d'équations linéaires tridiagonales, obtenu en substituant l'expression des dérivées de  $\hat{H}$  suivant  $\eta$  à partir du développement en série de MacLaurin dans l'équation (2.29), et en adoptant une approximation de type Newmark pour la fonction  $\hat{H}$  et sa dérivée suivant  $\xi$ .

Le système, dont le second membre dépend de la solution et de ses dérivées des deux pas d'espace précédents, permet de déterminer la dérivée seconde de  $\hat{H}$ , la dérivée première, puis  $\hat{H}$  sous forme complexe (Bougis, 2004).

Le procédé est expliqué en détail dans la partie II.5.2.

### II.3.7 Limites du modèle

Le modèle permet d'assurer le transfert de la houle du large vers la côte en prenant en compte tous les effets liés à la propagation, à la réfraction et à la diffraction dues aux

variations de profondeur et aux variations de vitesse de direction des courants, à la dissipation d'énergie et au déferlement, avec une grande efficacité sur de nombreux cas étudiés et une rapidité proche de celle des modèles de réfraction pure (Bougis, 2004).

L'équation de l'enveloppe de la houle en coordonnées curvilignes orthogonales formées par les rayons et les crêtes permet de calculer la hauteur de la houle en chaque point d'intersection entre un rayon et une crête sur un maillage construit à l'avancement en réfraction pure d'abord, puis en cherchant « artificiellement » la bonne direction de la houle lorsque le phénomène de diffraction intervient.

La recherche de l'angle du rayon, et donc de la position de la crête, par itération donne entière satisfaction quand la houle s'épanouit dans des baies ou autours de caps. Cependant la convergence n'est pas atteinte dans certains cas, notamment lorsque le phénomène de diffraction dû à une concentration de houle, comme c'est le cas au-dessus de haut-fond, devient prépondérant.

En effet le modèle a dans un premier temps été testé sur le haut-fond elliptique de Vincent et Briggs (cf II.6) pour lequel l'utilisation de la réfraction pure au-dessus de la bosse montre une convergence importante, un croisement des rayons et donc une caustique.

L'emploi de la méthode de Bougis pour rendre compte de la modification de la direction de la houle en raison de la diffraction n'a alors pas permis de faire converger le modèle dans ce cas précis. Les réflexions menées se sont alors portées sur le comportement de la houle et la modification de ses caractéristiques lorsque le phénomène de diffraction devient important.

### **II.3.8 Philosophie de l'insertion d'un paramètre de diffraction**

Si la recherche de l'angle par itération ne permet pas de déterminer la position exacte de la crête et ainsi de faire converger le modèle, c'est que outre le fait de modifier la direction de propagation de la houle, la diffraction doit influencer également sur la longueur d'onde de la houle.

C'est pourquoi il a été décidé d'ajouter un terme de diffraction dans les équations de propagation issues de Berkhoff ainsi que dans l'équation des rayons, pour tenir compte de l'éventuelle modification des caractéristiques des vagues due à la diffraction dans ces cas extrêmes.

L'insertion du paramètre de diffraction est fondée sur le même principe que celui élaboré par Holtuijsen et al (2003), qui ont introduit de la diffraction de manière découplée dans un modèle spectral (SWAN) à partir d'une décomposition de l'équation de Berkhoff.



## II.4 Insertion d'un paramètre de diffraction

L'insertion d'un paramètre de diffraction a comme objectifs de connaître l'influence de la diffraction sur les caractéristiques des vagues, puis de trouver la position exacte de la crête de manière à faire converger le modèle dans les cas de forte dispersion d'énergie par diffraction.

### II.4.1 Interprétation de l'équation de Berkhoff

Reprenons l'équation de Berkhoff sous sa forme simplifiée (2.5) sans dissipation ni courant :

$$\operatorname{div}\left(CC_g \overrightarrow{\operatorname{grad}}\tilde{H}\right) + k^2 CC_g \tilde{H} = 0$$

Cette équation en fonction de l'enveloppe des hauteurs  $\hat{H}$  et de la phase  $S$  a pour expression :

$$\operatorname{div}\left(CC_g \overrightarrow{\operatorname{grad}}\hat{H}e^{is}\right) + k^2 CC_g \hat{H}e^{is} = 0 \quad (2.41)$$

En séparant partie réelle et partie imaginaire, on obtient le couple d'équations suivant :

$$\begin{cases} \operatorname{div}\left(CC_g \overrightarrow{\operatorname{grad}}\hat{H} \cos S\right) + k^2 CC_g \hat{H} \cos S = 0 \\ \operatorname{div}\left(CC_g \overrightarrow{\operatorname{grad}}\hat{H} \sin S\right) + k^2 CC_g \hat{H} \sin S = 0 \end{cases} \quad (2.42)$$

En multipliant respectivement ces deux équations par  $\cos S$  et  $\sin S$ , et en les additionnant, on parvient à l'équation :

$$\left(\overrightarrow{\operatorname{grad}}S\right)^2 = k^2 + \frac{\operatorname{div}\left(CC_g \overrightarrow{\operatorname{grad}}\hat{H}\right)}{CC_g \hat{H}} \quad (2.43)$$

En multipliant de nouveau les deux équations par  $\hat{H} \cos S$  et  $\hat{H} \sin S$ , et en les soustrayant, il vient l'équation de conservation de conservation d'énergie :

$$\operatorname{div}\left(CC_g \hat{H}^2 \overrightarrow{\operatorname{grad}}S\right) = 0 \quad (2.44)$$

En réfraction pure, où la variation de l'amplitude est considérée comme négligeable, l'équation (2.43) conduit à l'équation eïkonale (2.19) :

$$\vec{k} = \overrightarrow{\operatorname{grad}}S$$

Cette équation permet d'établir le tracé des rayons de la houle lors de sa propagation du large vers la côte. L'équation (2.44) traduisant la conservation de l'énergie s'écrit alors :

$$\operatorname{div}\left(CC_g \hat{H}^2 \vec{k}\right) = \operatorname{div}\left(CC_g \hat{H}^2 k \frac{\vec{k}}{k}\right) = \operatorname{div}\left(CC_g \hat{H}^2 \frac{\omega \vec{k}}{C k}\right) = \omega \operatorname{div}\left(C_g \hat{H}^2 \frac{\vec{k}}{k}\right) = 0$$

Et donc :

$$\operatorname{div}\left(C_g \hat{H}^2 \frac{\vec{k}}{k}\right) = 0 \quad (2.45)$$

## II. Développement d'un code de propagation en coordonnées curvilignes : SIMAC-POSEIDON

La vitesse de groupe étant colinéaire à la direction de propagation de l'onde, on écrit aussi :

$$\vec{C}_g = C_g \frac{\vec{k}}{\|\vec{k}\|} \quad (2.46)$$

Ce qui donne

$$\text{div}(\hat{H}^2 \vec{C}_g) = 0 \quad (2.47)$$

Lorsque le phénomène de diffraction devient important, le deuxième terme de l'équation (2.43) à savoir  $\frac{\text{div}(CC_g \overrightarrow{\text{grad}}\hat{H})}{CC_g \hat{H}}$  ne peut être négligé si bien que  $k$  tel que  $k \tanh(kh) = \frac{\omega^2}{g}$  n'est plus directement assimilable au nombre d'onde d'une onde progressive.

Par construction, le nombre d'onde d'une onde se propageant vers un sens donné est égal à  $\overrightarrow{\text{grad}}S$ . En posant :

$$k' = \overrightarrow{\text{grad}}S \quad (2.48)$$

Les deux équations issues de l'équation de Berkhoff (2.43) et (2.44) s'écrivent (Holtuijsen et al, 2003) :

$$k'^2 = k^2 + \frac{\text{div}(CC_g \overrightarrow{\text{grad}}\hat{H})}{CC_g \hat{H}} \quad (2.49)$$

Et

$$\text{div}(CC_g \hat{H}^2 \vec{k}') = \text{div}\left(\frac{\omega}{k} \hat{H}^2 C_g \vec{k}'\right) = 0$$

D'où

$$\text{div}\left(\hat{H}^2 C_g \frac{\vec{k}'}{k}\right) = 0 \quad (2.50)$$

En présence de diffraction, une vague se propage à la vitesse de phase corrigée  $C'$  suivant la relation :

$$k' = \frac{\omega}{C'} \quad (2.51)$$

En posant le paramètre de diffraction  $\delta_H$  tel que:

$$\delta_H = \frac{\text{div}(CC_g \overrightarrow{\text{grad}}\hat{H})}{k^2 CC_g \hat{H}} \quad (2.52)$$

Il vient  $\frac{k'^2}{k^2} = 1 + \delta_H$  et donc :

$$k' = k \sqrt{1 + \delta_H} \quad (2.53)$$

De même  $\frac{C^2}{C'^2} = 1 + \delta_H$  et donc :

$$C' = \frac{C}{\sqrt{1 + \delta_H}} \quad (2.54)$$

## II. Développement d'un code de propagation en coordonnées curvilignes : SIMAC-POSEIDON

L'énergie se propage alors à la vitesse de groupe corrigée  $\vec{C}'_g = C_g \frac{\vec{k}'}{k}$ , soit:

$$C'_g = C_g \sqrt{1 + \delta_H} \quad (2.55)$$

Le paramètre de diffraction modifie donc les caractéristiques des vagues à savoir le nombre d'onde, la vitesse de phase et même la vitesse de groupe.

En coordonnées curvilignes orthogonales l'expression (2.52) de  $\delta_H$  s'écrit :

$$\begin{aligned} \delta_H = \frac{1}{k^2 CC_g \hat{H}} \times & \left[ \frac{CC_g}{e_1^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2} + \frac{CC_g}{e_2^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \eta^2} + \left[ \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{e_2}{e_1} \right) + \frac{1}{e_1^2} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} \right) \right] \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] \\ & + \left[ \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{e_1}{e_2} \right) + \frac{1}{e_2^2} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \eta} \right) \right] \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \end{aligned} \quad (2.56)$$

Le paramètre de diffraction  $\delta_H$  fait apparaître les dérivées premières et seconde de l'enveloppe des hauteurs en fonction des coordonnées curvilignes  $(\xi, \eta)$  au niveau du numérateur, tandis que le dénominateur ne dépend que de la valeur de l'enveloppe des hauteurs.

Le paramètre de diffraction ayant une influence uniquement dans les zones où le phénomène de diffraction est important, c'est à dire là où les crêtes présentent une inhomogénéité dans la répartition de leur hauteur, on peut penser que certains termes de l'équation (2.56), notamment la dérivée seconde de la hauteur le long des crêtes  $\frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \eta^2}$ , auront une influence prépondérante sur la valeur du paramètre. Une étude approfondie de ce paramètre est réalisée dans le chapitre IV.

### II.4.2 Insertion du paramètre de diffraction dans les équations

On reprend l'équation de Berkhoff sous sa forme (2.16) en coordonnées curvilignes généralisées.

Par construction on impose que :

$$\vec{k}' = \vec{grad} S \quad (2.57)$$

ce qui donne :

$$\begin{cases} k' = \frac{1}{e_1} \frac{\partial S}{\partial \xi} \\ \frac{1}{e_2} \frac{\partial S}{\partial \eta} = 0 \end{cases} \quad (2.58)$$

Les dérivées en coordonnées curvilignes de la hauteur s'écrivent de la même façon qu'en (2.21) en fonction de l'enveloppe  $\hat{H}$  et de sa phase  $S$  :

$$\begin{aligned}\tilde{H} &= \hat{H}e^{is} \\ \frac{1}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} &= \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} + ik' \hat{H} e^{is} \\ \frac{1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} &= \frac{1}{e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} e^{is}\end{aligned}\quad (2.59)$$

Après calculs, les termes de l'équation de Berkhoff en coordonnées curvilignes (2.16) s'écrivent alors respectivement :

Terme 1 :

$$\begin{aligned}\text{selon } \xi & \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \right] = \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] e^{is} + 2ik' CC_g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} \\ & + \left( \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ik' CC_g e_2] - CC_g k'^2 \right) \hat{H} e^{is}\end{aligned}\quad (2.60)$$

$$\text{selon } \eta \quad \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \right] = \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \right] e^{is} \quad (2.61)$$

Terme 2 :

$$\text{selon } \xi \quad -g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \cdot \frac{1}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} = \frac{1}{e_1^2} g \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} - \frac{1}{e_1} igk' \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \hat{H} e^{is} \quad (2.62)$$

$$\text{selon } \eta \quad -g \frac{1}{e_2} \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \cdot \frac{1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} = -\frac{1}{e_2^2} g \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} e^{is} \quad (2.63)$$

Terme 3 :

$$i\nu_r CC_g k^2 \tilde{H} = i\nu_r CC_g k^2 \hat{H} e^{is} \quad (2.64)$$

L'équation de propagation de l'enveloppe de la houle en coordonnées curvilignes orthogonales en tenant du paramètre de diffraction devient:

$$\begin{aligned}& \frac{CC_g}{e_1^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2} + \frac{CC_g}{e_2^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \eta^2} \\ & + \left[ 2ik'e_1 \frac{CC_g}{e_1^2} + \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{e_2}{e_1} \right) + \frac{1}{e_1^2} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) \right] \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \\ & + \left[ \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{e_1}{e_2} \right) + \frac{1}{e_2^2} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \eta} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \right) \right] \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \\ & + \left[ \left[ (1 + i\nu_r) k^2 - k'^2 \right] CC_g + \frac{iCC_g}{e_1^2} \left( \frac{\partial k'}{\partial \xi} e_1 + k' \frac{\partial e_1}{\partial \xi} \right) + \right. \\ & \left. + ik'e_1 \left( \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{e_2}{e_1} \right) + \frac{1}{e_1^2} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) \right] \hat{H} = 0\end{aligned}\quad (2.65)$$

Le détail des calculs aboutissant à cette équation est présenté en annexe A.

### II.4.3 Insertion du paramètre de diffraction dans l'équation des rayons

Comme pour la théorie des rayons en réfraction pure, on détermine la direction de propagation d'une onde progressive influencée par le phénomène de diffraction. On exploite alors l'irrotationnalité du vecteur d'onde  $k'$  sachant  $\vec{k}' = \overrightarrow{\text{grad}S}$

On se place dans le système de coordonnées curvilignes orthogonales  $(\xi, \eta)$  associés aux facteurs d'échelle  $e_1$  et  $e_2$  tels que :

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 = (e_1 d\xi)^2 + (e_2 d\eta)^2 \quad (2.66)$$

Le système curviligne est construit de telle sorte que la variable  $\xi$  suive la même direction que  $k'$ . Pour toute fonction scalaire  $f$  on a les relations suivantes entre le système cartésien et le système curviligne :

$$\overrightarrow{\text{grad}f} = \underbrace{\frac{\partial f}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial f}{\partial y} \vec{j}}_{\text{système cartésien}} = \underbrace{\frac{1}{e_1} \frac{\partial f}{\partial \xi} \vec{u}_{e_1} + \frac{1}{e_2} \frac{\partial f}{\partial \eta} \vec{u}_{e_2}}_{\text{système curviligne}} \quad (2.67)$$

En posant l'angle  $\beta$  tel que :

$$\vec{u}_{e_1} = \begin{pmatrix} \cos \beta \\ \sin \beta \end{pmatrix} \text{ et } \vec{u}_{e_2} = \begin{pmatrix} -\sin \beta \\ \cos \beta \end{pmatrix} \quad (2.68)$$

Il vient également le couple d'équations :

$$\begin{aligned} \frac{1}{e_1} \frac{\partial f}{\partial \xi} &= \frac{\partial f}{\partial x} \cos \beta + \frac{\partial f}{\partial y} \sin \beta \\ \frac{1}{e_2} \frac{\partial f}{\partial \eta} &= -\frac{\partial f}{\partial x} \sin \beta + \frac{\partial f}{\partial y} \cos \beta \end{aligned} \quad (2.69)$$

L'irrotationnalité du vecteur  $\vec{k}'$  aboutit à :

$$\frac{\partial k' \cos \beta}{\partial x} - \frac{\partial k' \sin \beta}{\partial y} = 0 \quad (2.70)$$

Puis :

$$\begin{aligned} \frac{\partial k'}{\partial x} \cos \beta + k' \frac{\partial \cos \beta}{\partial x} - \frac{\partial k'}{\partial y} \sin \beta - k' \frac{\partial \sin \beta}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial k'}{\partial x} \cos \beta - \frac{\partial k'}{\partial y} \sin \beta - k' \sin \beta \frac{\partial \beta}{\partial x} - k' \cos \beta \frac{\partial \beta}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \quad (2.71)$$

D'après les relations (2.71), on peut écrire que :

$$\begin{aligned} \frac{\partial k'}{\partial x} \cos \beta - \frac{\partial k'}{\partial y} \sin \beta &= \frac{1}{e_2} \frac{\partial k'}{\partial \eta} \\ k' \sin \beta \frac{\partial \beta}{\partial x} + k' \cos \beta \frac{\partial \beta}{\partial y} &= k' \frac{1}{e_1} \frac{\partial \beta}{\partial \xi} \end{aligned} \quad (2.72)$$

Il s'ensuit :

$$\frac{1}{e_2} \frac{\partial k'}{\partial \eta} - \frac{k'}{e_1} \frac{\partial \beta}{\partial \xi} = 0 \quad (2.73)$$

Ce qui conduit à :

$$\frac{1}{e_1} \frac{\partial \beta}{\partial \xi} = \frac{1}{k' e_2} \frac{\partial k'}{\partial \eta} \quad (2.74)$$

Or comme  $k'$  dépend du paramètre de diffraction à travers l'équation (2.53), l'équation (2.74) s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{1}{e_1} \frac{\partial \beta}{\partial \xi} = \frac{1}{k' e_2} \frac{\partial k'}{\partial \eta} = \frac{1}{k \sqrt{1 + \delta_H} e_2} \frac{\partial k \sqrt{1 + \delta_H}}{\partial \eta} \quad (2.75)$$

$$\frac{1}{e_1} \frac{\partial \beta}{\partial \xi} = \frac{1}{k \sqrt{1 + \delta_H} e_2} \left( \frac{\partial k}{\partial \eta} \sqrt{1 + \delta_H} + \frac{k}{2 \sqrt{1 + \delta_H}} \frac{\partial \delta_H}{\partial \eta} \right) \quad (2.76)$$

$$\frac{1}{e_1} \frac{\partial \beta}{\partial \xi} = \frac{1}{k e_2} \frac{\partial k}{\partial \eta} + \frac{1}{2(1 + \delta_H) e_2} \frac{\partial \delta_H}{\partial \eta} \quad (2.77)$$

$$\frac{1}{e_1} \frac{\partial \beta}{\partial \xi} = \frac{1}{e_2} \left[ \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial \eta} + \frac{1}{2(1 + \delta_H)} \frac{\partial \delta_H}{\partial \eta} \right] \quad (2.78)$$

Dans le repère curviligne  $(\vec{s}, \vec{n})$  suivant le cheminement de la houle, on aurait :

$$\frac{\partial \beta}{\partial s} = \underbrace{\frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial n}}_{\text{refraction}} + \underbrace{\frac{1}{2(1 + \delta_H)} \frac{\partial \delta_H}{\partial n}}_{\text{diffraction}} \quad (2.79)$$

Dans le cas où la diffraction est nulle, on retrouve bien l'équation en réfraction pure (2.35).

#### II.4.4 Construction de la métrique à l'avancement

Dans le modèle, hauteur et période de la houle incidente au large sont imposées par l'utilisateur. De même, la longueur de la crête de départ et sa direction sont choisies libres sur la grille bathymétrique. La position de chaque crête dans la propagation de la houle est calculée à l'avancement en réfraction pure dans un premier temps, suivant l'équation eikonale en admettant  $k' = k$ . Le calcul du paramètre de diffraction  $\delta_H$ , qui dépend des variations de  $\hat{H}$  et de ses dérivées, intervient ensuite pour modifier les caractéristiques des vagues.

L'équation complexe (2.64) admettant une solution réelle seulement si le sinus de la phase est nul, c'est-à-dire sur les crêtes, l'opération est réitérée et le maillage modifié en tenant compte du paramètre de diffraction. Le modèle converge lorsque la valeur du paramètre de diffraction se stabilise et que la partie imaginaire de l'expression complexe de  $\hat{H}$  s'annule.

Cette procédure est détaillée figure II.2.

## SCHEMA NUMERIQUE DU MODELE

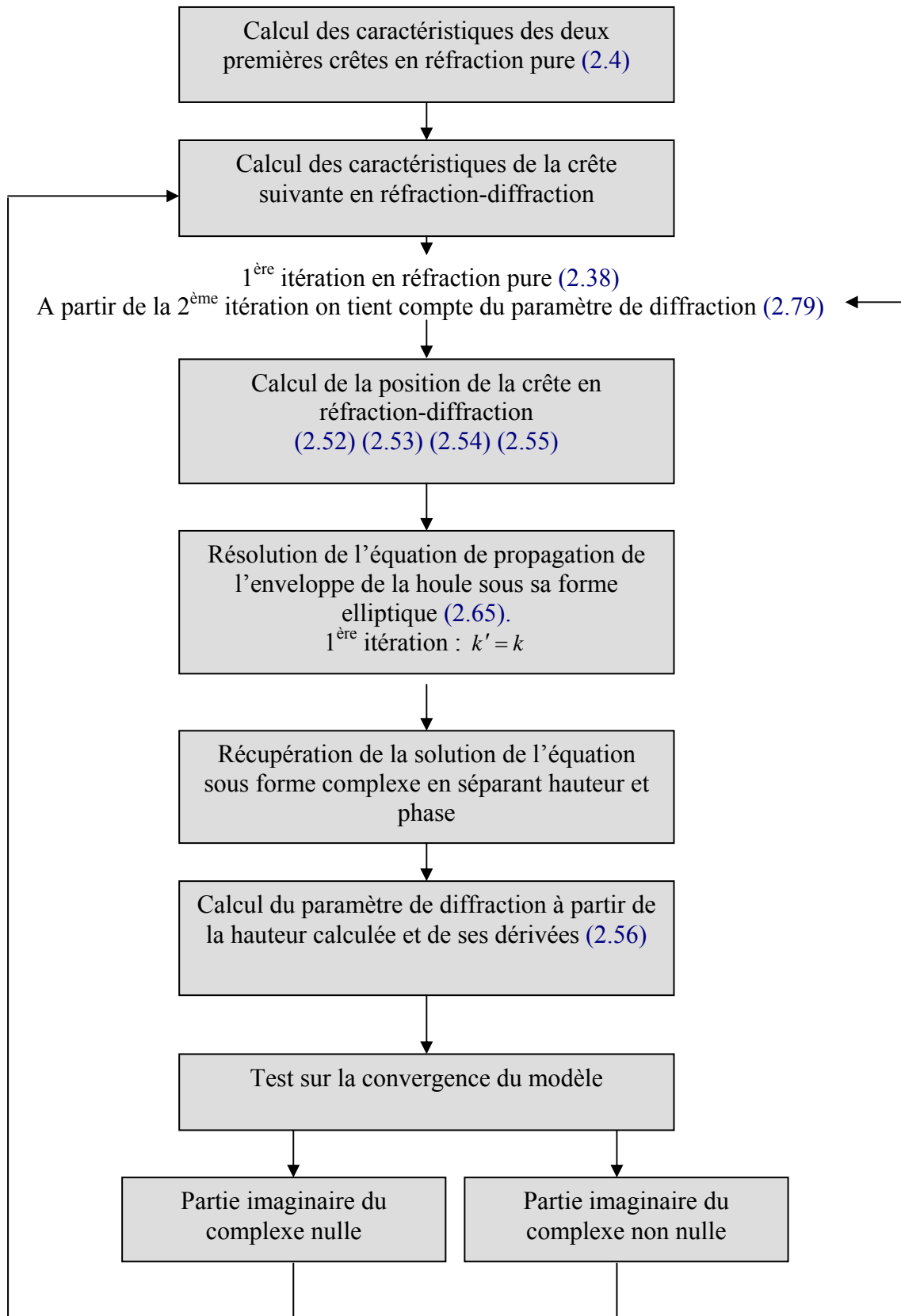


FIG II.2 – Schéma numérique du modèle pour la construction du plan de vagues

## II.5 Résolution du système d'équations

### II.5.1 Résolution numérique de l'équation de propagation de l'enveloppe de la houle

La solution propagative recherchée est celle de l'équation elliptique (2.65) plutôt que l'équation parabolique. Le développement qui suit est issu de Bougis (2004).

Les dérivées de  $\hat{H}$  selon  $\eta$  s'écrivent à partir du développement en série de MacLaurin :

$$\frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta}(\xi, \eta) = \frac{\hat{H}(\xi, \eta + \Delta\eta) - \hat{H}(\xi, \eta - \Delta\eta)}{2\Delta\eta} + O((\Delta\eta)^2) \quad (2.80)$$

$$\frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \eta^2}(\xi, \eta) = \frac{\hat{H}(\xi, \eta + \Delta\eta) - 2\hat{H}(\xi, \eta) + \hat{H}(\xi, \eta - \Delta\eta)}{(\Delta\eta)^2} + O((\Delta\eta)^3) \quad (2.81)$$

Il vient donc, en substituant ces expressions des dérivées dans l'équation différentielle :

$$\begin{aligned} A \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2}(\xi, \eta) + D \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi}(\xi, \eta) + \left( \frac{C}{(\Delta\eta)^2} + \frac{E}{2\Delta\eta} \right) \hat{H}(\xi, \eta + \Delta\eta) + \\ \left( F - \frac{2C}{(\Delta\eta)^2} \right) \hat{H}(\xi, \eta) + \left( \frac{C}{(\Delta\eta)^2} - \frac{E}{2\Delta\eta} \right) \hat{H}(\xi, \eta - \Delta\eta) = 0 \end{aligned} \quad (2.82)$$

Avec :

$$\begin{aligned} A &= \frac{CC_g}{e_1^2} \\ C &= \frac{CC_g}{e_2^2} \\ D &= 2ik'e_1 \frac{CC_g}{e_1^2} + \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{e_2}{e_1} \right) + \frac{1}{e_1^2} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} \right) \\ E &= \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{e_1}{e_2} \right) + \frac{1}{e_2^2} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} \right) \\ F &= \left[ (1 + i\nu_t)k^2 - k' \right] CC_g + \frac{iCC_g}{e_1^2} \left( \frac{\partial k'}{\partial \xi} e_1 + k' \frac{\partial e_1}{\partial \xi} \right) + ik'e_1 \left( \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{e_2}{e_1} \right) + \frac{1}{e_1^2} \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} \end{aligned} \quad (2.83)$$

La discrétisation de l'équation elliptique générale dans le sens de la propagation  $\xi$  est naturellement plus délicate, car elle conditionne la stabilité et la convergence de la solution de l'équation de propagation. C'est pourquoi on adopte une approximation de type Newmark pour la fonction  $\hat{H}(\xi, \eta)$  et sa dérivée selon  $\xi$  :

$$\frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi}(\xi, \eta) = \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi}(\xi - \Delta\xi, \eta) + \Delta\xi \left[ (1-a) \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2}(\xi - \Delta\xi, \eta) + a \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2}(\xi, \eta) \right] \quad (2.84)$$



$$\begin{aligned} \hat{H}(\xi, \eta) &= \hat{H}(\xi - \Delta\xi, \eta) + \Delta\xi \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi}(\xi - \Delta\xi, \eta) \\ &+ \frac{(\Delta\xi)^2}{2} \left[ (1-2b) \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2}(\xi - \Delta\xi, \eta) + 2b \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2}(\xi, \eta) \right] \end{aligned} \quad (2.85)$$

En introduisant ces expressions dans l'équation, on obtient :

$$\begin{aligned} &+ \left( \frac{C}{(\Delta\eta)^2} - \frac{E}{2\Delta\eta} \right) (\Delta\xi)^2 b \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2}(\xi, \eta - \Delta\eta) \\ &+ \left( A + aD\Delta\xi + \left( F - \frac{2C}{(\Delta\eta)^2} \right) (\Delta\xi)^2 b \right) \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2}(\xi, \eta) \\ &+ \left( \frac{C}{(\Delta\eta)^2} + \frac{E}{2\Delta\eta} \right) (\Delta\xi)^2 b \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2}(\xi, \eta + \Delta\eta) = \\ &- \left( \frac{C}{(\Delta\eta)^2} - \frac{E}{2\Delta\eta} \right) \hat{H}(\xi - \Delta\xi, \eta - \Delta\eta) - \left( F - \frac{2C}{(\Delta\eta)^2} \right) \hat{H}(\xi - \Delta\xi, \eta) \\ &- \left( \frac{C}{(\Delta\eta)^2} + \frac{E}{2\Delta\eta} \right) \hat{H}(\xi - \Delta\xi, \eta + \Delta\eta) - \left( \frac{C}{(\Delta\eta)^2} - \frac{E}{2\Delta\eta} \right) \Delta\xi \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi}(\xi - \Delta\xi, \eta - \Delta\eta) \\ &- \left( D + \Delta\xi \left( F - \frac{2C}{(\Delta\eta)^2} \right) \right) \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi}(\xi - \Delta\xi, \eta) - \left( \frac{C}{(\Delta\eta)^2} + \frac{E}{2\Delta\eta} \right) \Delta\xi \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi}(\xi - \Delta\xi, \eta + \Delta\eta) \\ &- \left( \frac{C}{(\Delta\eta)^2} - \frac{E}{2\Delta\eta} \right) \frac{(\Delta\xi)^2 (1-2b)}{2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2}(\xi - \Delta\xi, \eta - \Delta\eta) \\ &- \left( D\Delta\xi(1-a) + \frac{(\Delta\xi)^2 (1-2b)}{2} \left( F - \frac{2C}{(\Delta\eta)^2} \right) \right) \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2}(\xi - \Delta\xi, \eta) \\ &- \left( \frac{C}{(\Delta\eta)^2} + \frac{E}{2\Delta\eta} \right) \frac{(\Delta\xi)^2 (1-2b)}{2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2}(\xi - \Delta\xi, \eta + \Delta\eta) \end{aligned} \quad (2.86)$$

Cette équation conduit à la formation d'un système d'équations linéaires tridiagonal avec un second membre qui dépend de la solution et de ses dérivées des deux pas d'espace précédents. Ce système d'équations permet de déterminer la dérivée seconde de  $\hat{H}(\xi, \eta)$ . La dérivée première puis  $\hat{H}(\xi, \eta)$  sont ensuite déterminées en appliquant respectivement les relations (2.84) et (2.85). L'étude de la stabilité de la méthode de Newmark montre que la solution est inconditionnellement stable si les coefficients  $a$  et  $b$  vérifient la relation :

$$2b \geq a \geq \frac{1}{2}$$

L'étude de la convergence de la méthode de Newmark montre que la solution converge au premier ordre sauf si le coefficient  $a$  est égal à 1/2. Il convient donc de retenir les valeurs qui imposent au schéma semi-implicite le niveau maximal d'explicité et le niveau minimal d'implicité :

$$a = \frac{1}{2} \text{ et } b = \frac{1}{4}$$

### II.5.2 Résolution numérique du paramètre de diffraction

Le calcul de  $\delta_H$  s'effectue juste après la résolution du système tridiagonal permettant de déterminer la hauteur de la houle en chaque point du maillage. En effet, son expression utilisant toutes les dérivées de  $\hat{H}$ , le calcul du paramètre de diffraction ne peut être effectué qu'après le calcul des hauteurs. Or comme ce paramètre influe dans la redistribution des hauteurs le long des crêtes, plusieurs itérations sont nécessaires.

L'expression du paramètre de diffraction (2.56) peut être écrite en fonction des dérivées premières et secondes de  $\hat{H}$  par rapport à  $\xi$  et  $\eta$  sous la forme :

$$\delta_H = \frac{I \frac{\partial^2 H_{\Re}}{\partial \xi^2} + J \frac{\partial^2 H_{\Re}}{\partial \eta^2} + K \frac{\partial H_{\Re}}{\partial \xi} + L \frac{\partial H_{\Re}}{\partial \eta}}{MH_{\Re}} \quad (2.87)$$

Avec :

$$\begin{aligned} I &= \frac{CC_g}{e_1^2} \\ J &= \frac{CC_g}{e_2^2} \\ K &= \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{e_2}{e_1} \right) + \frac{1}{e_1^2} \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} \\ L &= \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{e_1}{e_2} \right) + \frac{1}{e_2^2} \frac{\partial CC_g}{\partial \eta} \\ M &= k^2 CC_g \end{aligned} \quad (2.88)$$

Et où :

$$H_{\Re} = \Re e(\hat{H}) \quad (2.89)$$

$\hat{H}$  étant un nombre complexe devant tendre vers un nombre réel au fil des itérations, il est naturel d'utiliser uniquement la partie réelle de  $\hat{H}$  pour le calcul du paramètre de diffraction  $\delta_H$ .

A la première itération, où le maillage est construit en réfraction pure, la partie imaginaire de  $\hat{H}$  n'est pas nulle si le phénomène de diffraction est présent. Mais elle tend à le devenir au fur et à mesure des itérations, lorsque le paramètre de diffraction, même calculé uniquement avec la partie réelle, modifie le maillage. Lorsque le paramètre de diffraction intervient, la partie imaginaire se réduit et le paramètre de diffraction s'affine alors jusqu'à ce que la partie imaginaire de  $\hat{H}$  devienne nulle. La convergence est alors atteinte.

Dans la formule de  $\delta_H$  (2.87) les termes en dérivées seconde et première de  $\hat{H}$  suivant  $\xi$  et  $\eta$  ainsi que la valeur de  $\hat{H}$ , sont connus puisqu'ils ont été calculés précédemment.

### **II.5.3 Conditions aux limites du modèle**

Les performances théoriques de l'algorithme de résolution des équations développées dans ce chapitre ne suffisent pas à assurer la qualité et la robustesse du modèle de propagation de la houle du large à la côte. En effet, la totalité d'une zone d'étude ne pouvant être modélisée, il faut restreindre le calcul à un domaine qui nous intéresse, ce qui nécessite une gestion correcte des conditions aux limites du modèle. Par ailleurs, lorsque la houle tourne ou converge, les rayons peuvent interagir les uns avec les autres. D'où la nécessité d'une bonne gestion des conditions également au sein de la nappe simulée.

#### **II.5.3.1 Limites latérales**

La condition aux limites latérales du modèle doit être réaliste et limiter la propagation d'erreur. Il existe plusieurs possibilités dont celle de n'inclure ni les effets de réfraction, ni de diffraction sur les rayons extrêmes, dans le cas où ces rayons traversent une bathymétrie homogène. Si la bathymétrie rencontrée est relativement accidentée, une solution simple consiste à négliger uniquement la diffraction le long des rayons latéraux, mais c'est souvent insuffisant. Il est donc préférable de recourir à une hypothèse d'ordre supérieur en conservant la dérivée première ou la dérivée seconde de la hauteur normalement aux rayons extrêmes.

#### **II.5.3.2 Limites internes**

Lorsque la houle rencontre une île ou une digue, les rayons s'arrêtent et deux nappes prennent naissance de part et d'autre de l'obstacle. Ces nappes sont suivies comme deux problèmes indépendants, peuvent se croiser, et leurs conditions aux limites latérales sont respectivement gérées comme précédemment. Les nappes se propagent jusqu'à ce que leur hauteur décroisse en-dessous d'une certaine valeur limite. Une fois cette valeur atteinte, dont le choix est laissé libre à l'utilisateur, la hauteur de la houle est tellement insignifiante que les rayons sont arrêtés.

Lorsque les rayons s'écartent trop ou se rapprochent trop sans toutefois se couper, il convient de créer de nouveaux rayons intermédiaires ou de supprimer des rayons devenus inutiles. La qualité du suivi des épanouissements, des focalisations et des croisements dépend de l'efficacité de la gestion des créations et des suppressions de rayons en fonction des obstacles, et des conditions aux limites sur les bords de ces nappes.

#### **II.5.3.3 Gestion des limites et réflexion sur les croisements**

Quand la houle converge au-dessus d'un haut-fond, si le pas d'espace pour la progression de la houle, ou celui entre les rayons est trop grand, les rayons auront facilement tendance à se croiser. Quelle est alors la représentation physique d'un tel phénomène et comment le modèle doit-il gérer ce croisement ?

Afin de répondre à cette question, d'obtenir une bonne gestion des croisements ou d'empêcher que les rayons ne se croisent quand ils ne doivent pas, de le rendre plus robuste et donc de valider le modèle, celui-ci a été testé sur le haut-fond de l'expérience de Vincent et Briggs (1989).

## II.6 Application du modèle sur l'expérience de Vincent et Briggs

### II.6.1 Description du protocole expérimental

Dans le but de valider le modèle, celui-ci a dans un premier temps été testé sur le haut-fond de l'expérience de Vincent et Briggs. Cette expérience, menée par l'U.S. Army Corps of Engineers (Vincent and Briggs, 1989) au sein de leur bassin de recherche au Coastal Engineering Research Centre (CERC), avait pour objectif d'estimer les effets de réfraction et de diffraction au passage d'une bathymétrie complexe sur différents types de houle incidente.

Le dispositif, dans la cuve à houle de 35m de longueur et de 29m de largeur, était constitué d'une simple bosse de forme ellipsoïdale, posée sur un fond plat de 45.7cm de profondeur. La bosse avait pour dimensions une longueur maximale de 8m sur son grand axe et une largeur maximale de 6m sur son petit axe, pour une hauteur au sommet de 30.48cm. La hauteur d'eau minimum au dessus de la bosse était donc de 15.22cm.

Les contours du demi-ellipsoïde sont donnés par la formule suivante :

$$\frac{x^2}{(3.96)^2} + \frac{y^2}{(3.05)^2} = 1 \quad (2.90)$$

Tandis que l'équation de la profondeur en un point de la bosse est donnée par :

$$h = 0.9144 - 0.762 \sqrt{1 - \frac{x^2}{(4.95)^2} + \frac{y^2}{(3.81)^2}} \quad (2.91)$$

L'amplitude de la houle a été mesurée sur 9 sections : 5 parallèles au générateur et 4 perpendiculaires. Chacune des sections était composée de 9 sondes résistives séparées de 76 cm les unes des autres.

Le dispositif expérimental est schématisé par les deux figures ci-dessous :

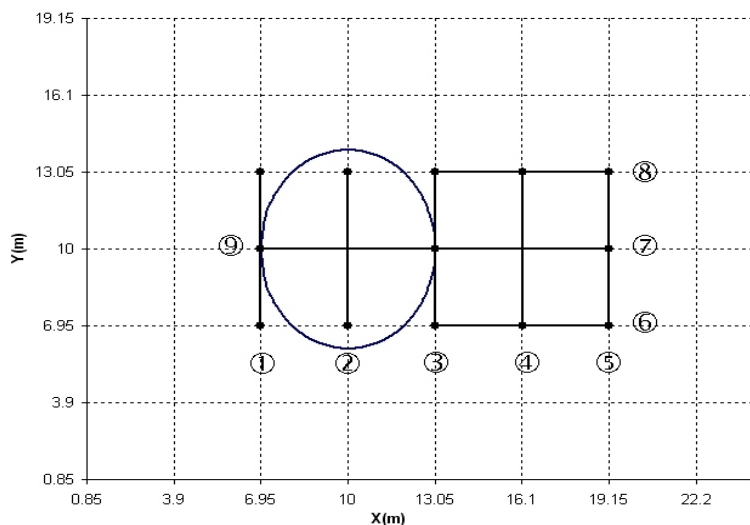


FIG II.3 – Illustration du dispositif de Vincent et Briggs, du contour de la bosse et des sections de mesures

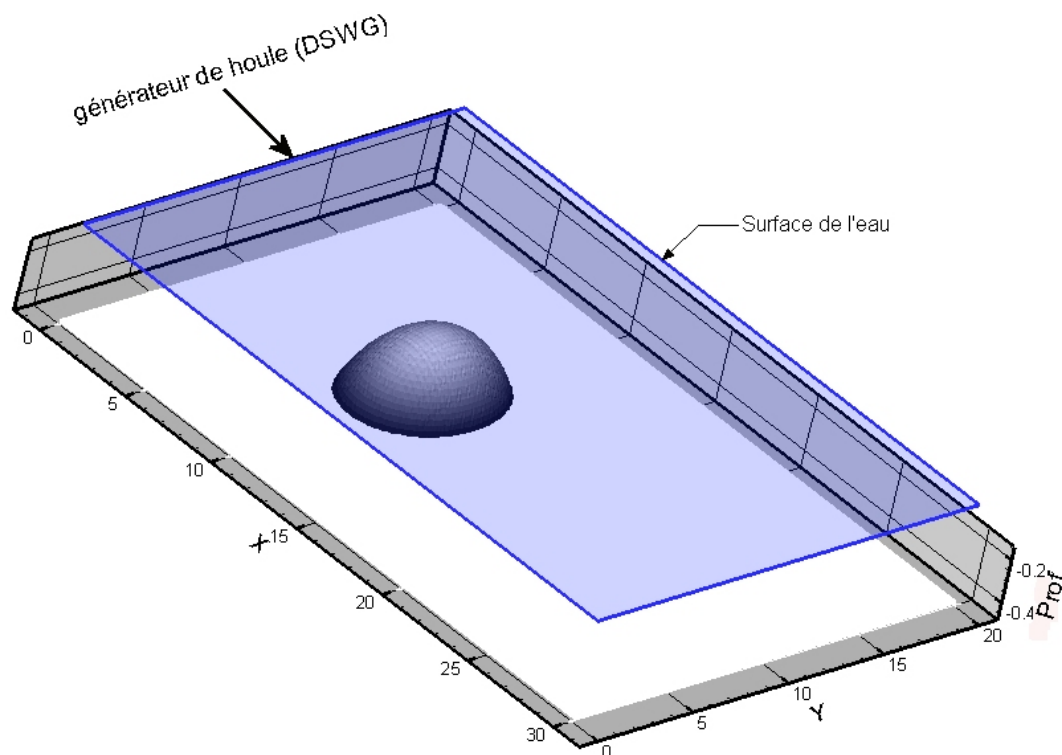


FIG II.4 – Illustration en 3D du demi-ellipsoïde installé dans le bassin à houle du CERC

Le générateur de houle était de type DSWG : « Directional Spectral Wave Generator » et pouvait générer de la houle régulière ou irrégulière. Plusieurs houles de caractéristiques différentes, 17 au total, ont ainsi été testées sur le haut-fond : monochromatiques, spectrales, avec des spectres étroits et larges, avec différents angles d'incidence, déferlantes et non déferlantes, et de différentes amplitudes.

Cette expérimentation a servi de cas-test à de nombreuses études parmi lesquelles Panchang et al, 1990 ; Sue et Dalrymple, 1993.

Les conclusions de l'étude de Vincent et Briggs ont montré que lorsque la bathymétrie entraînait une forte convergence, les ondes monochromatiques s'amplifiaient plus que les houles irrégulières, et que par conséquent, l'approche monochromatique pour la modélisation de la houle dans ces cas là n'était pas appropriée.

Par ailleurs les auteurs ont déduit que l'influence des effets de réfraction-diffraction dépend de l'amplitude des vagues, et qu'il paraît donc difficile de simuler une solution de réfraction-diffraction pour une taille de vague unique et d'utiliser une fonction de transfert pour appliquer les résultats à une large gamme de hauteurs. Ils ont cependant conclu que cette méthode est applicable s'il n'y a pas de répartition en direction pour la houle irrégulière et que la houle employée satisfait la condition de faible amplitude.

Néanmoins, afin de rester le plus linéaire possible, et étant donné la nature déterministe du modèle curviligne, nous nous sommes intéressés uniquement aux résultats de Vincent et Briggs sur les essais menés pour une houle régulière de  $H=2.54\text{cm}$  et  $T=1.3\text{s}$ , qui n'engendrait pas de déferlement.

## II.6.2 Application du modèle sur l'expérience

La bathymétrie exacte de l'expérience de Vincent et Briggs a été reconstituée selon un maillage régulier avec un pas d'espace de 10cm, sur un domaine de 30m de longueur par 20m de largeur autour du haut-fond. Soit un domaine bathymétrique de 60501 points.

Le pas d'espace pour la propagation de la houle dans le modèle curviligne a été de 0.2 pour les crêtes et 0.2 pour les raies. Ce qui signifie que 5 crêtes sont représentées par longueur d'onde, et que la distance entre chaque raie est la même que pour les crêtes. Le pas d'espace adopté est relativement fin dans le but de pallier le fait que le modèle numérique SIMAC-POSEIDON est basé sur l'équation de Berkhoff, autrement appelée « équation en pente douce », qui suppose que les variations bathymétriques ne doivent pas être trop importantes devant la longueur d'onde de la houle. Il a néanmoins été démontré que les modèles basés sur l'équation de réfraction-diffraction de Berkhoff restent robustes même dans des cas extrêmes de haut-fond où variations bathymétriques sont importantes (Berkhoff et al, 1982).

Dans le cas d'une houle de période  $T=1.3s$  se propageant au-dessus du fond plat d'une profondeur de 45.7cm, la longueur d'onde est alors de 2.25m. Avec un pas d'espace d'un cinquième de longueur d'onde, on trace une crête et une raie tous les 45cm par fond plat.

On présente dans ce chapitre, uniquement les plans de vagues réalisés avec le logiciel sur l'expérience de Vincent et Briggs en réfraction pure. L'application du modèle sur l'expérience en réfraction-diffraction ainsi que sur des cas réels est présentée au chapitre IV.

### II.6.2.1 Plan de vague en réfraction pure

L'interface du modèle curviligne permet à l'utilisateur de choisir le nombre d'itération qu'il veut réaliser. Si aucune itération n'est opérée dans le modèle numérique, la propagation de la houle à travers la construction du plan de vague est alors réalisée en réfraction pure, sans diffraction puisque le paramètre de diffraction au travers l'équation (2.80) n'intervient pas. Le plan de vague est construit à l'avancement sans tenir compte de la diffraction, et la hauteur en chaque point d'intersection des rayons et des crêtes est obtenue après résolution de l'équation (2.64) sur le maillage réalisé, en supposant  $k' = k$ .

Le plan de vagues, obtenu dans un premier temps avec l'équation des rayons classique, est illustré par la figure II.5. On observe sur cette figure que le haut-fond agit comme une lentille en focalisant les rayons au centre de la bosse. La convergence est tellement importante que l'on observe l'apparition d'un croisement des crêtes et des rayons au niveau du bout de la bosse.

On constate que le modèle curviligne gère parfaitement le croisement entre les rayons en stoppant le rayon central et en créant deux nappes de part et d'autre, qui continuent leur chemin indépendamment l'une de l'autre. Le plan de vague est parfaitement symétrique. Une fois le haut-fond passé, le fond redevient plat et le phénomène de réfraction n'intervient donc plus. Les rayons continuent ainsi dans la même direction en conservant l'angle que leur a donné la réfraction.

Ce plan de vagues est représentatif de tous les logiciels basés sur l'équation des rayons à partir de l'équation eikonale et qui ne font pas intervenir de phénomène de diffraction dans la construction du plan de vagues.

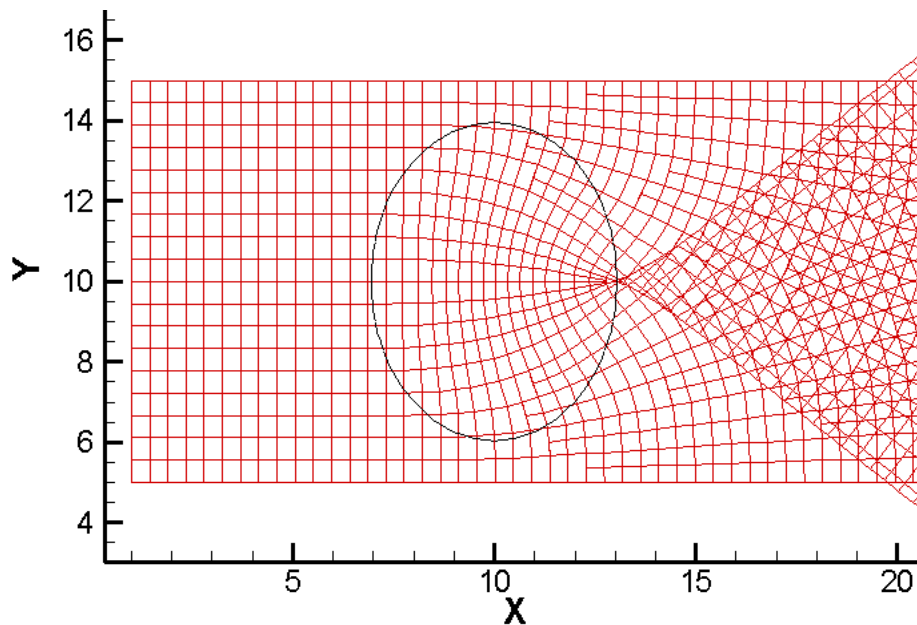


FIG II.5 – Plan de vague réalisé en réfraction pure sur l'expérience de Vincent et Briggs

### II.6.2.2 Réflexion sur le comportement de la houle

Le modèle a dans un premier temps été utilisé selon la méthode initiale, c'est-à-dire en cherchant le lieu où la partie imaginaire de  $\hat{H}$  s'annule, en jouant uniquement sur l'angle de direction de propagation de la houle. Dans ce cas, le modèle a montré que plus on s'approchait du lieu du croisement et plus la solution s'éloignait d'un nombre complexe avec une partie imaginaire nulle. Malgré un nombre important d'itérations et un resserrement du maillage à un pas d'espace d'un dixième de longueur d'onde, la recherche de la position de la crête était vaine. Par ailleurs le changement d'angle en tenant compte de la diffraction ne permettait pas d'éviter le croisement. Le plan de vagues obtenu ressemblait alors à celui de la figure II.5.

Puisque le lieu où la partie imaginaire de  $\hat{H}$  s'annule était introuvable, il a été décidé d'insérer un paramètre de diffraction dans l'équation de construction du maillage, qui tienne compte de la modification des caractéristiques des vagues lorsque le phénomène de diffraction devient important (II.4). Cependant même si le code résout correctement l'équation de Berkhoff sur un maillage construit à l'avancement en réfraction-diffraction, celui-ci doit s'accompagner d'une gestion rigoureuse des conditions aux limites, surtout dans des lieux où la convergence de la houle entraîne des phénomènes complexes.

Avant d'entreprendre toute modification au sein du code de calcul, une connaissance de la physique des vagues était requise. La problématique du croisement de la houle au-dessus d'un haut-fond a donc été soulevée à travers les questions suivantes :

- *Quel est le comportement réel de la houle lorsque celle-ci se propage au-dessus d'un haut-fond immergé comme celui de Vincent et Briggs ?*
- *Est-ce que les vagues croisent, comme semble indiqué le plan de vague en réfraction pure, ou est-ce que le phénomène de diffraction empêche les vagues de se croiser ?*

Pour tenter de répondre à cette problématique, plusieurs pistes ont été explorées à commencer par la modélisation de la propagation de la houle avec un modèle numérique classique résolvant les équations complètes de Berkhoff, suivis par des recherches dans la littérature, le recours à l'avis de différents chercheurs et enfin l'analyse de photographies aériennes ou d'archives.

### II.6.2.3 Simulation à l'aide d'un modèle « Berkhoff complet »

Une simulation de la propagation de la houle au-dessus de la bosse de Vincent et Briggs a été réalisée avec le logiciel de simulation d'agitation côtière d'ACRI<sub>IN</sub> SIMAC-AGITATION (présenté dans le chapitre IV), qui résout l'équation de Berkhoff sous sa forme complète, afin de prendre en compte l'intégralité des phénomènes pouvant intervenir (réfraction, diffraction et réflexion). Le résultat de la simulation avec ce logiciel sur l'expérience de Vincent et Briggs est présenté figure II.6.

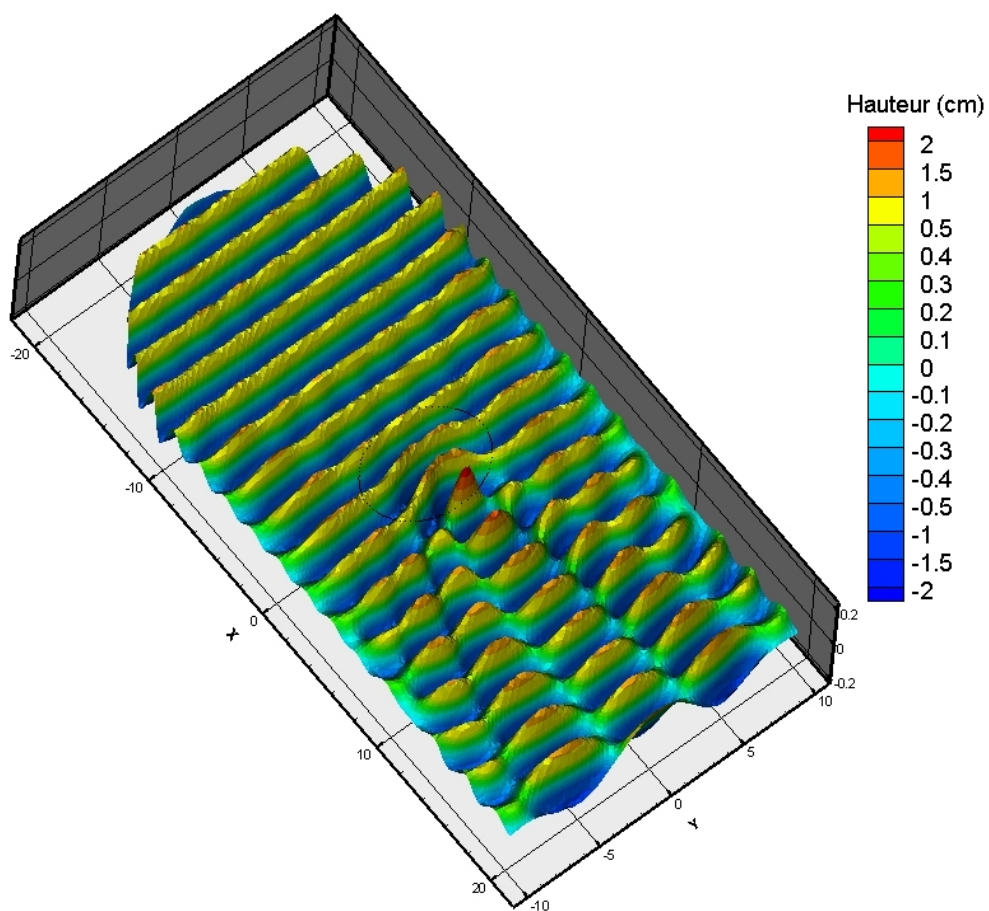


FIG II.6 – Simulation réalisée avec SIMAC sur l'expérience de Vincent et Briggs

On remarque d'après la figure II.6 qu'il est difficile de donner une interprétation du champ de vague obtenu après le passage du haut-fond. On peut aussi bien distinguer un croisement qu'une réorganisation des crêtes sans croisement. Néanmoins, on voit que l'ensemble des processus semble s'opérer après le passage de la bosse c'est-à-dire par fond plat. Or dans cette zone, la réfraction n'intervient plus. Donc l'organisation des crêtes et des creux résulte soit d'un croisement entraînant une succession de ventres et de nœuds, soit uniquement de la diffraction qui répartit l'énergie due à la concentration de la houle au centre de la bosse par les effets de réfraction.



#### II.6.2.4 Avis de la communauté scientifique

La concertation des nombreux chercheurs ayant réalisé des expériences sur un haut-fond immergé, et l'absence de toute référence sur des recherches de ce type dans la littérature, n'a pas apporté plus de précision. Au contraire, les réponses contradictoires apportées par la communauté scientifique ont plutôt contribué à prouver que la question de l'organisation des crêtes et des creux après le passage d'un haut-fond n'avait jamais été traitée. Les recherches sur ce type d'expérience s'étant d'avantage focalisées sur les coefficients d'amplification mesurés à l'arrière de la bosse plutôt qu'à l'étude de la surface libre proprement dite.

#### II.6.2.5 Analyse de photographies aériennes

La recherche et l'analyse de photos aériennes de houle se propageant au dessus de hauts-fonds naturels étaient relativement délicates, d'une part elles sont relativement rares et d'autre part elles impliquent la connaissance des conditions de houle au moment où elles ont été prises. En effet l'interprétation des photos et des phénomènes observables sur un lieu bien précis, surtout dans des cas aussi complexes, ne peut se faire qu'avec une connaissance parfaite des conditions environnementales ainsi que des spécificités de la zone sur laquelle la houle se propage.

Il paraît par ailleurs difficile de retrouver dans la nature des cas aussi idéalistes que les houles monochromatiques et unidirectionnelles obtenues dans un bassin à houle à l'aide d'un générateur mécanique. La comparaison des photos aériennes dans la nature avec le cas de Vincent et Briggs, pour lesquels les photos prises pendant l'expérience étaient inexploitable, semble donc quasiment impossible. Néanmoins, quelques clichés récoltés pendant les recherches sur des sites particuliers ont permis de mettre en évidence différents phénomènes intéressants liés à la houle.

La figure II.7 présente ainsi la photographie d'un croisement très net entre deux trains de houle, prouvant que les vagues peuvent croiser. Mais on ne connaît pas l'origine du croisement (présence d'une île au large ou d'un haut-fond) et surtout il est impossible de savoir si ces crêtes proviennent de la même crête d'origine. Car la problématique se base sur la simulation d'une houle monochromatique, et l'éventuel croisement au sein d'une même crête à cause des effets de réfraction. Il est évident que des trains de houle indépendants de directions différentes, ou ayant été séparés par une île ou un obstacle, peuvent librement se croiser.



FIG II.7 – Illustration d'un croisement entre deux trains de houle

D'autres photographies ont mis en évidence des phénomènes non-linéaires lors du passage de la houle au-dessus d'un haut-fond. La figure II.8 illustre par exemple que la houle peut légèrement déferler au dessus d'un haut-fond et libérer des harmoniques de périodes et donc de longueurs d'ondes beaucoup plus faibles que celles des crêtes d'origine.

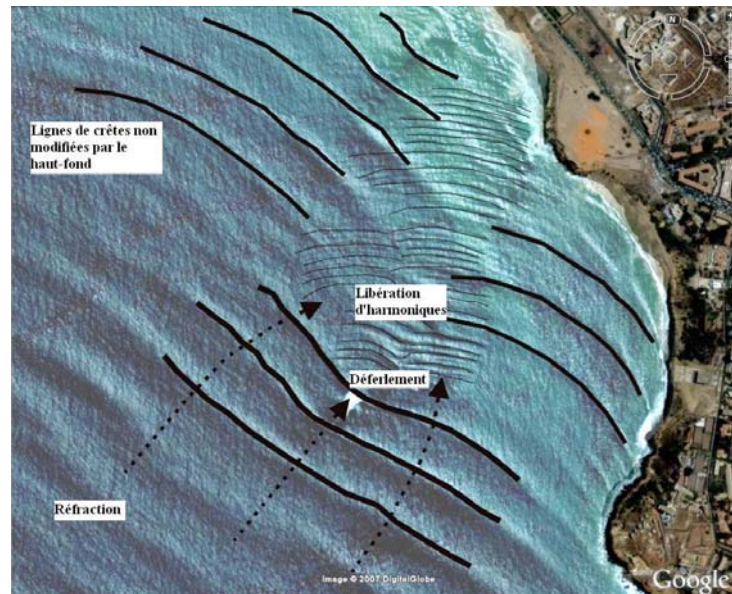


FIG II.8 – Illustration de la propagation d'une houle au-dessus d'un haut-fond (Dakar, Sénégal)

Ce phénomène est également observable au-dessus des barrières de corail lorsque la houle qui vient partiellement s'y briser, ne dissipe pas la totalité de son énergie avant d'entrer dans le lagon. La houle résiduelle continue alors sa propagation avec des caractéristiques totalement différentes de celle qui a déferlé. La figure II.9. présente le déferlement, le croisement et la libération d'harmoniques au-dessus d'une barrière de corail à l'île Maurice. On voit également la diffraction de la houle qui contourne la barrière par la passe.

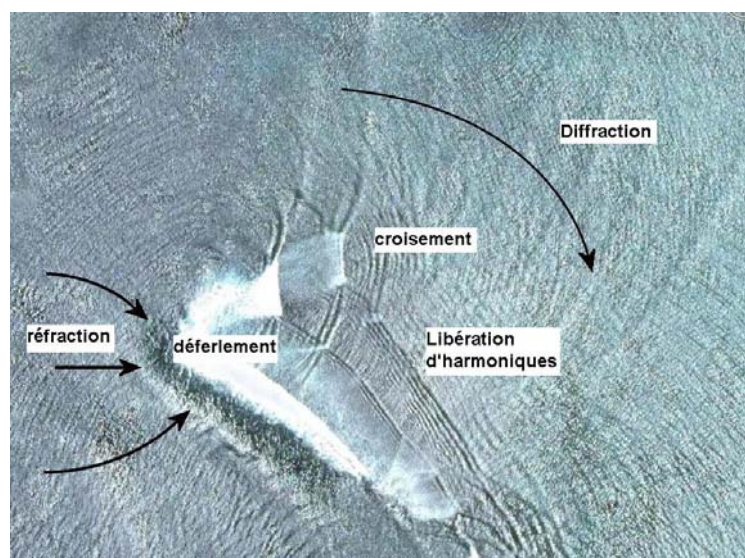


FIG II.9 – Déferlement, croisement, diffraction de la houle et libération d'harmoniques au dessus d'une barrière de corail à l'île Maurice

### II.6.2.6 Analyse des photographies d'archives

Une bibliographie a été réalisée sur des photos d'expériences en bassin à houle. Et certains des clichés ont montré que lorsque la houle se propageait face à un fort courant contraire (Hales et Herbich, 1972), elle pouvait avoir tendance à se désorganiser. Le courant joue le même rôle qu'un haut-fond et provoque des effets de réfraction. On voit très clairement sur la figure II.10, que la houle est désorganisée mais que les crêtes ne semblent pas pour autant se croiser. Les lignes de crêtes semblent même se déphaser face au courant, et se réorganiser ensuite, puisqu'on retrouve en aval de la perturbation une crête tout à fait rectiligne.

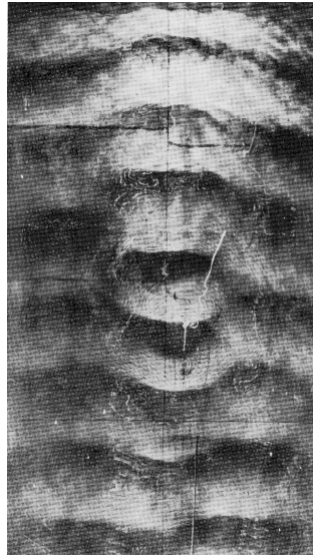


FIG II.10 – *Modification de la propagation de la houle face à un courant contraire (d'après Hales et Herbich, 1972)*

### II.6.2.7 Conclusion des recherches

Face aux avis contradictoires des spécialistes, aux différents phénomènes possibles mis en évidence par les photographies et les données recueillies, et enfin au manque de références concernant le comportement de la surface libre au passage d'un haut-fond dans la littérature, il a été décidé de mener une investigation expérimentale dans un bassin à houle dans le cadre de cette étude.

La terminologie de « thèse » prend ici tout son sens. Car celle défendue par son auteur autour de cette problématique, consistait à dire que les crêtes d'un train de houle ne croisent pas en voyageant au dessus d'un haut-fond, à partir du moment où la houle incidente est de type monochromatique et qu'elle ne déferle pas.

Le chapitre III présente ci-après l'expérience menée en bassin à houle sur la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond et les conclusions qu'elle a permis d'apporter.

La suite du développement sur le code SIMAC-POSEIDON et son application en réfraction-diffraction sur le cas test de Vincent et Briggs et sur des cas réels est présentée dans le chapitre IV.

## Chapitre III

# Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

Le développement du code de propagation de la houle en coordonnées curvilignes SIMAC-POSEIDON a mis en exergue les lacunes concernant la connaissance du comportement de la houle au passage d'un haut-fond immergé. Face aux avis contradictoires de l'ensemble de la communauté scientifique à ce sujet, des essais ont été menés pour déterminer la disposition des crêtes et des creux de la houle en aval de la perturbation et ainsi trancher sur la question posée : Croisement ou non ?

### III.1 Introduction

La détermination des caractéristiques de la houle à la côte est certainement un des problèmes majeurs de l'ingénierie côtière. C'est pourquoi ces trente dernières années, le développement des codes de propagation de la houle a conduit les chercheurs à entreprendre de nombreuses expériences en bassin à houle. En effet, les modèles numériques de propagation de la houle qu'ils soient spectraux (Booij et al., 1999 ; Benoit et al., 1996), à résolution de phase (Berkhoff, 1972 ; Radder, 1979 ; Kirby, 1986) ou basés sur les équations de Boussinesq (Li and Zhan, 2001), demandent une validation de leur résultats par des valeurs expérimentales. Ainsi, plusieurs expériences à travers le monde sur des configurations de haut-fond de formes diverses ont été réalisées (Arthur, 1946 ; Berkhoff et al., 1982 ; Vincent and Briggs, 1989). Mais toutes ces expériences avaient pour objectif principal l'étude de l'amplification de la houle à l'arrière du haut-fond. Depuis que l'emploi de la méthode des rayons (Isobe, 1986) a été abandonné au profit de modèles plus performants, le suivi de la surface libre de la houle au cours de sa propagation n'a pas été traité.

Le but de cette étude expérimentale était donc d'analyser l'organisation des crêtes et des creux au passage d'un haut-fond, d'observer son influence dans la suite de la propagation de la houle, et de finalement conclure sur la présence d'un croisement ou non en aval de la perturbation. Car la connaissance du comportement de la surface libre est primordiale si le but en est la représentation au travers d'un modèle à résolution de phase, seul modèle permettant un couplage avec un modèle d'agitation. Certes, les modèles actuels conservant la phase dans le calcul représentent de façon relativement correcte la surface libre, mais c'est l'interprétation de celle-ci qui était l'objet de l'expérience menée.

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

Une série de tests a donc été réalisée sur un haut-fond de forme elliptique pour des houles d'amplitudes et de périodes variables et suivant différents niveaux d'eau dans le bassin.

Ce chapitre présente les résultats des essais à travers une analyse des observations et des mesures réalisées. L'objectif est d'une part d'en déduire des lois physiques générales sur les phénomènes observés, et d'autre part de se servir de ces résultats pour améliorer la gestion des conditions limites au sein du code de propagation en coordonnées curvilignes.

## III.2 Dispositif expérimental

L'expérience s'est inspirée de celle de Vincent et Briggs pour laquelle de nombreux modèles numériques ont été testés (Suh and Dalrymple, 1993 ; Holthuijsen et al., 2003). L'expérience de Vincent et Briggs consistait en une bosse de forme elliptique imposante de 8m de longueur par 6m de largeur pour une hauteur de 30cm posée sur un fond plat, sur laquelle arrivait une houle monochromatique incidente de hauteur  $H=2.5\text{cm}$  et de période  $T=1.3\text{s}$ . Plusieurs sections composées de nombreuses sondes avaient été disposées de part et d'autre de la bosse et avait permis de reconstituer le signal d'amplitude (voir chapitre II).

L'expérience pour cette étude a été menée au bassin à houle de l'Institut des Sciences de l'Ingénieur de Toulon – Var (ISITV), d'une longueur de 10.0m et d'une largeur effective de 2.60m, pour une profondeur maximale de 1.20m (figure III.3). Un batteur à houle permettait de générer des houles régulières ou irrégulières à partir des spectres de type Pierson-Moskowitz ou JONSWAP, mais seules les houles régulières ont été testées pour cette expérience. Les houles étaient unidirectionnelles, d'une hauteur inférieure à  $H=0.20\text{m}$  et de période comprise entre  $T=0.3\text{s}$  et  $T=3.0\text{s}$ . À l'autre extrémité du bassin se trouvait une plage parabolique recouverte d'un caillebotis jouant le rôle d'amortisseur de la houle.

La photo du bassin est présentée sur la figure III.1.

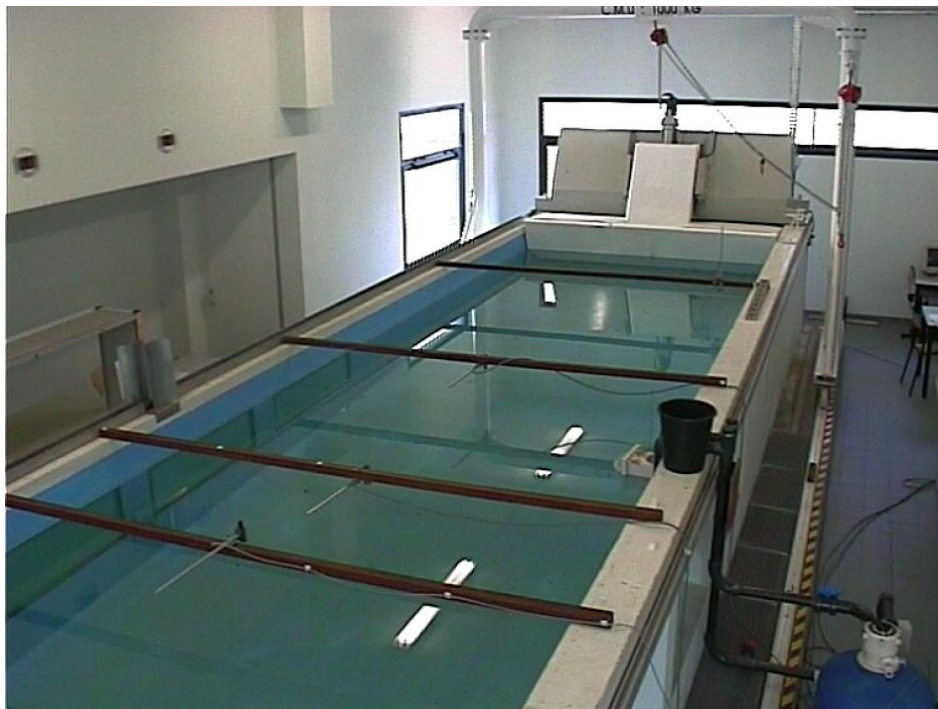


FIG III.1 – Photographie du bassin d'essai de l'ISITV

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

Le dimensionnement du haut-fond a été fait par analogie avec la bosse de l'expérience originelle de Vincent et Briggs, à l'échelle du bassin à houle de l'ISITV, et suivant les contraintes liées à la construction de la maquette ainsi qu'à son transport. La maquette, construite entièrement dans les locaux d'ACRI<sub>IN</sub>, possédait une forme quasi ellipsoïdale de 1.50m de longueur maximale par 1m de largeur maximale, pour une hauteur au sommet de 0.30m. C'était en fait une demi-sphère élargie d'une partie rectiligne en son centre (figure III.2).

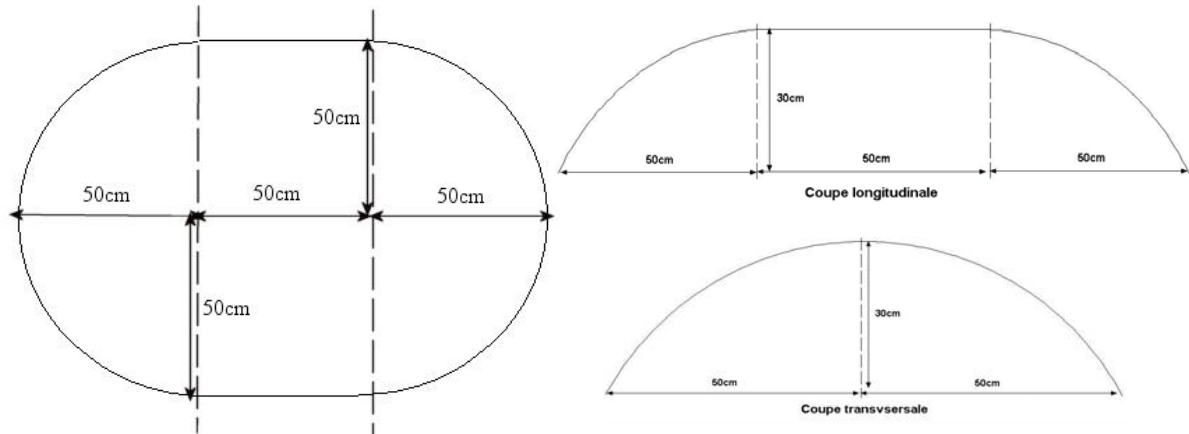


FIG III.2 – Vues en plan et en coupe des dimensions de la bosse

L'allongement de la bosse dans le sens de propagation de la houle a été testé numériquement pendant la phase de dimensionnement pour permettre d'amplifier plus fortement la houle et d'offrir une portion plus large sur laquelle la houle est perturbée. Ce type de bosse est appelé UTM (Underwater Three Dimensional Mound). Le schéma du dispositif expérimental est représenté figure III.3.

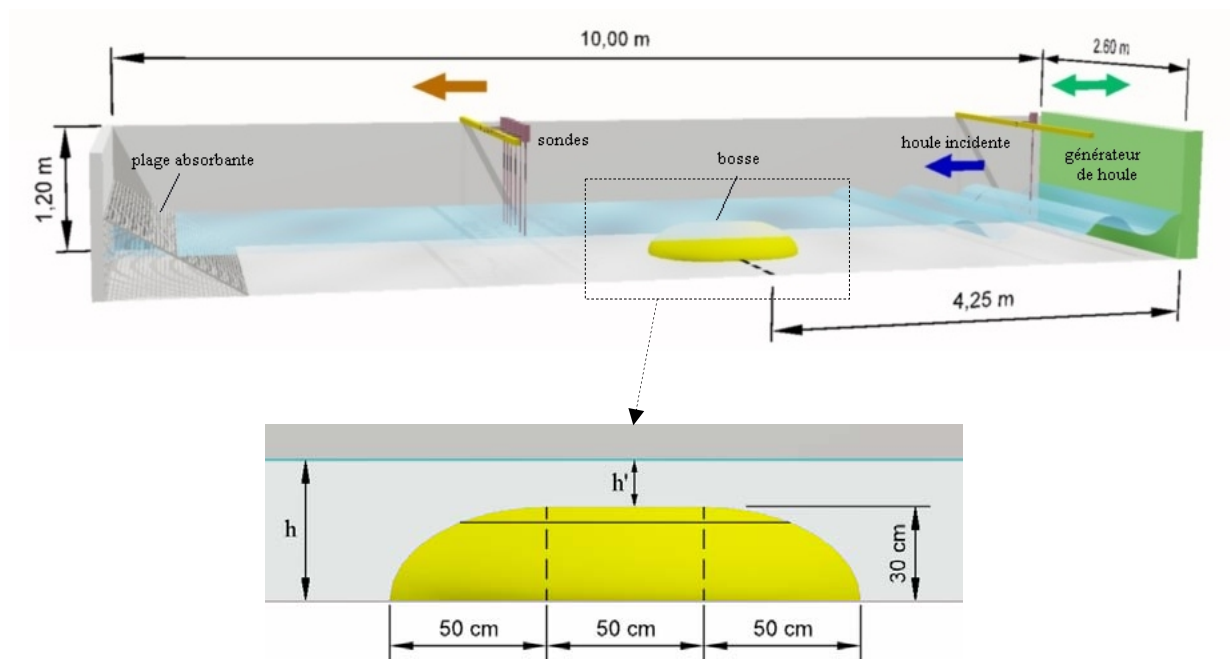


FIG III.3 – Dispositif expérimental

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

Pour cette expérimentation, on disposait de 7 sondes résistives, reliées à un logiciel d'acquisition. Afin d'obtenir une cartographie de mesures la plus précise possible, une sonde fixe a été placée à l'avant du batteur (de manière à avoir une valeur témoin de la houle incidente avant qu'elle ne se déforme) et 6 sondes ont été fixées linéairement dans le sens transversal sur une poutre mobile. Les 6 sondes mobiles ont été placées sur la moitié du bassin car le phénomène observé était symétrique. Les sondes 2 à 4 étaient séparées d'une distance de 15cm alors que les sondes 4 à 7 étaient espacées d'une distance de 20cm, ceci afin d'obtenir des données plus précises sur les phénomènes qui s'opéraient juste au dessus du centre de la bosse.

La largeur effective du bassin étant de 2.60m, la distance entre le centre de la bosse et le bord du bassin était donc de 1.30m. Les sondes couvraient quant à elles une distance de 90 cm, laissant 40 cm entre la sonde 7 et le bord du bassin, pour éviter de mesurer des effets de bord.

Le dispositif de mesure de la houle est présenté schématiquement par la figure III.4

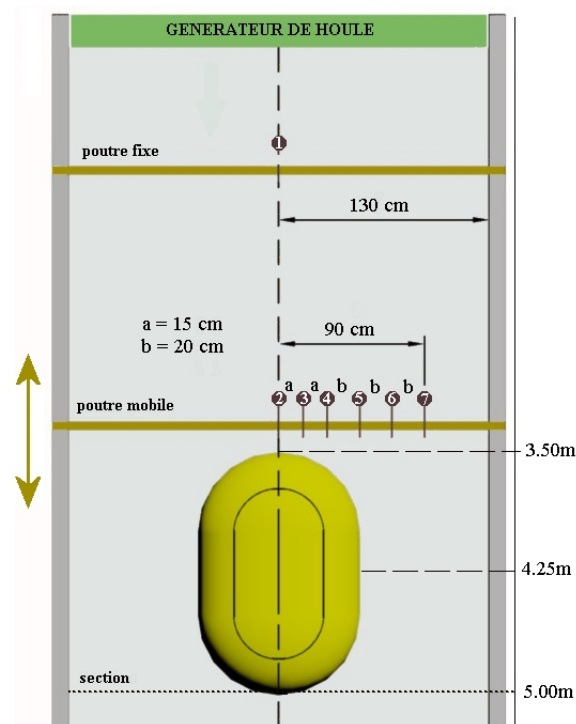


FIG III.4 – Vue en plan de la bosse et de la disposition des sondes de mesures

La bosse a été fixée sur une planche de contre plaqué marine jouant le rôle de faux fond, renforcée par des tiges métalliques dans le but d'éviter qu'elle ne cède sous la pression verticale dirigée vers le haut exercée par la bosse. Celle-ci a été montée dans le bassin de sorte que son centre soit placé devant la vitre de visualisation. Le milieu de la bosse se trouvait ainsi à 4.25 m du générateur, soit 3.50 m entre le début de la bosse et le générateur.

L'acquisition des mesures a été faite tous les 10cm dans le sens longitudinal (pour la profondeur 35cm) ou à une distance équivalente à la longueur d'onde des houles incidentes (pour les profondeurs 40cm et 20cm), en commençant environ 25cm avant le début de la

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

bosse. Les mesures d'amplification de la houle ont été effectuées pour tous les runs au niveau d'une section commune, à 5.0m du générateur, c'est-à-dire au bout de la bosse.

Le dispositif dans le bassin à houle est illustré sur la figure III.5.

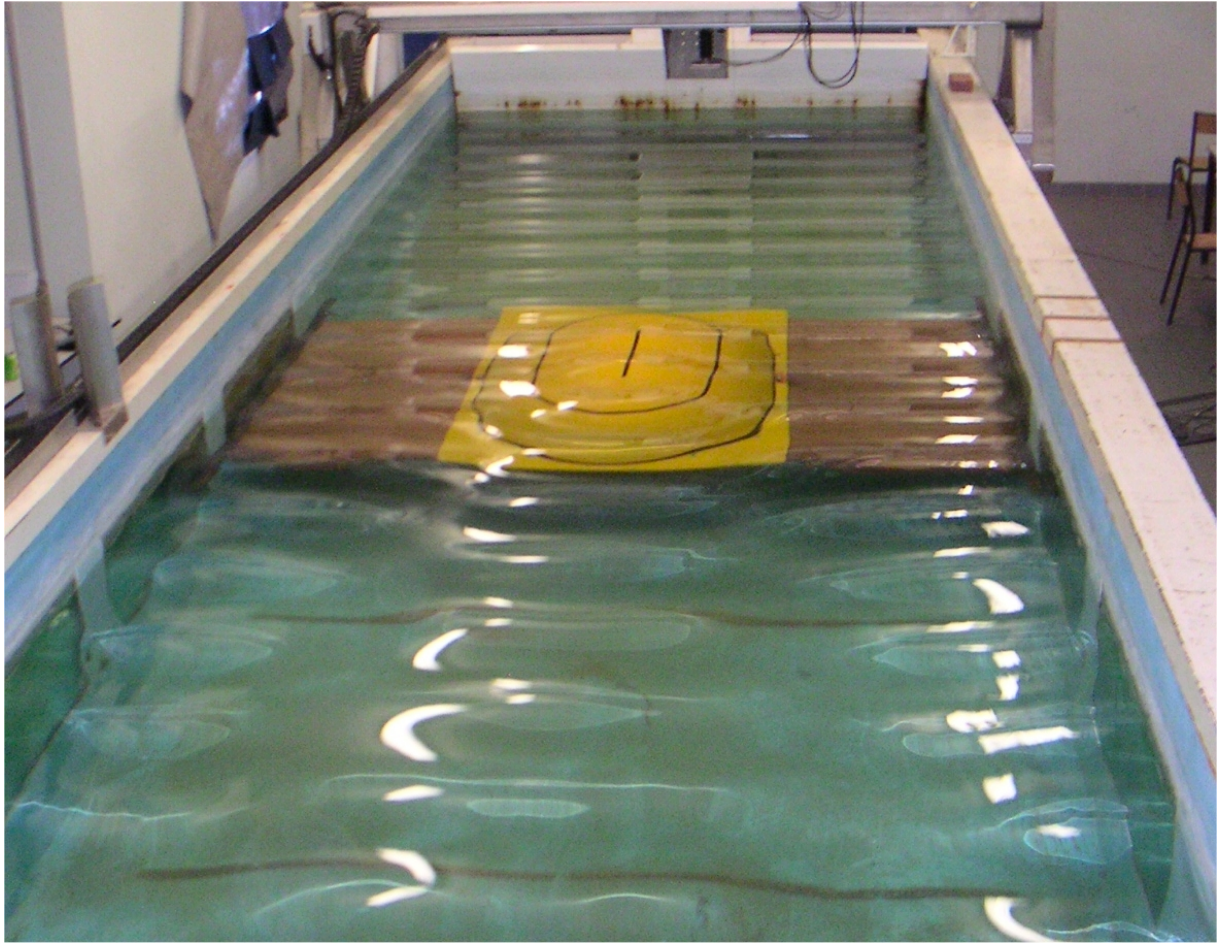


FIG III.5– Photos du dispositif expérimental dans le bassin

Un appareil photo numérique était placé sur une passerelle à 8m du générateur et pouvait prendre des photos à 1m et 2m au dessus du niveau de l'eau. Les expériences ont été conduites dans le noir avec comme seul éclairage celui du flash de l'appareil photo. Cela permettait de relativement bien distinguer les crêtes et les creux sur les photos, particulièrement pour les vagues les plus cambrées.



### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

L'ensemble des essais réalisés est synthétisé dans le tableau III.1 suivant

Test	Hauteur d'eau h (cm)	Hauteur d'eau au-dessus de la bosse h' (cm)	Amplitude des vagues A (cm)	Période des vagues T (s)	Longueur d'onde des vagues en eau profonde $\lambda$ (cm)	Cambrure (%)	Atténuateur de houle
Run 1	40	10	0.5	0.3	14	7.1	non
Run 2	40	10	0.5	0.4	25	4.0	non
Run 3	40	10	0.5	0.5	39	2.6	non
Run 4	40	10	0.5	0.6	56	1.8	non
Run 5	35	5	0.5	0.3	14	7.1	non
Run 6	35	5	0.5	0.4	25	4.0	non
Run 7	35	5	0.5	0.5	39	2.6	non
Run 8	35	5	0.5	0.6	56	1.8	non
Run 9	35	5	0.7	0.3	14	10.0	non
Run 10	35	5	0.7	0.4	25	5.6	non
Run 11	35	5	0.7	0.5	39	3.6	non
Run 12	35	5	0.7	0.6	56	2.5	non
Run 13	35	5	0.5	0.3	14	7.1	oui
Run 14	35	5	0.5	0.4	25	4.0	oui
Run 15	35	5	0.5	0.5	39	2.6	oui
Run 16	35	5	0.5	0.6	56	1.8	oui
Run 17	20	-10	0.5	0.3	14	7.1	oui
Run 18	20	-10	0.5	0.4	25	4.0	oui
Run 19	20	-10	0.5	0.5	39	2.6	oui
Run 20	20	-10	0.5	0.6	56	1.8	oui

TAB III.1 – *Tableau des conditions expérimentales*

Plusieurs niveaux d'eau ont été testés avec différentes périodes de houle incidente. Faire varier le niveau d'eau avait pour objectif de voir l'influence de la bosse sur la propagation de la houle. Le but recherché était d'observer et de distinguer une surface libre dont les crêtes ne subissent presque aucune influence (niveau d'eau h=40cm), d'une surface libre où les crêtes sont fortement influencées par la bosse : d'abord lorsque la bosse est faiblement immergée (niveau d'eau h=35cm) et puis lorsque la bosse est émergée (niveau d'eau h=20cm).

L'expérience tentait à prouver qu'à partir du moment où le haut-fond est immergé, la diffraction empêche les crêtes (dans le cas d'une houle monochromatique et unidirectionnelle) de se croiser et de former une caustique. Au contraire, lorsque le haut-fond est émergé, les crêtes se croisent à l'arrière de celui-ci.

Un atténuateur / amortisseur de houle, constitué de plaques de tapis brosse synthétique (présenté Fig.III.15) appliqué sur la surface de la bosse, a été utilisé dans un premier temps avec un niveau d'eau à h=35 cm, pour tenter d'empêcher la focalisation d'énergie qui intervient au dessus de la bosse. Dans un deuxième temps cet atténuateur a permis, lorsque la bosse était émergée, d'éviter le déferlement et la réflexion de la houle sur la bosse, qui pollue le signal et perturbe la propagation.

Enfin une série de mesures a été réalisée pour une amplitude un peu plus grande (A=7mm au lieu de A=5mm) afin de comparer les coefficients d'amplification et les plans de vagues à différentes amplitudes.

### III.3 Résultats expérimentaux bruts

On présente dans un premier temps pour chaque profondeur d'eau, les résultats bruts de l'expérimentation à savoir :

- les photographies des périodes pour lesquelles les surfaces libres sont les plus représentatives,
- Les coefficients d'amplification uniquement au niveau de la section située à 5m du générateur de houle, issus des données des sondes de mesures.

Une description de la méthodologie employée pour traiter les signaux enregistrés ainsi qu'une analyse plus détaillée des coefficients d'amplification est réalisée dans la partie III.4.

#### III.3.1 Profondeur d'eau 40cm

Les runs 1 à 4 ont été menés pour une profondeur dans le bassin de  $h=40\text{cm}$ , soit une profondeur au dessus du sommet de la bosse de  $h'=10\text{cm}$ , et des houles incidentes de  $H=5\text{mm}$  pour des périodes variant de  $T=0.3\text{s}$  à  $T=0.6\text{s}$ . A cette profondeur d'eau, on observe que la surface libre pour l'ensemble des houles incidentes testées est très peu perturbée au passage de la bosse, et surtout que les crêtes restent uniformes dans tous les cas. On note tout de même une légère amplification de la houle au centre du bassin en aval de la bosse, visible notamment pour les grandes périodes ( $T=0.5\text{s}$  et  $T=0.6\text{s}$ ).

L'analyse des sondes sur la section située à 5m du générateur, confirme les impressions visuelles et montre logiquement que plus la période de la houle incidente est grande, et plus le coefficient d'amplification est important. Les résultats sont résumés dans le tableau III.2

Run	Période	Max d'amplification	Distance par rapport au générateur (m)	Distance par rapport au bout de la bosse (m)
1	$T=0.3$	1	-	-
2	$T=0.4$	1.12	4.80	-0.20
3	$T=0.5$	1.31	4.90	-0.10
4	$T=0.6$	1.53	4.90	-0.10

TAB III.2 – *Maximum d'amplification et localisation du pic pour  $h=40\text{cm}$*

On voit d'après ce tableau que la houle de période  $T=0.3\text{s}$  n'est pas du tout influencée puisqu'aucune amplification n'est mesurée à l'arrière de la bosse. Les amplifications sont ensuite croissantes au fur et à mesure que la période de la houle incidente augmente. L'amplification passe ainsi de 1.12 pour  $T=0.4\text{s}$ , à 1.31 pour  $T=0.5\text{s}$  et enfin 1.53 pour  $T=0.6\text{s}$ . On note que le pic d'amplification est mesuré à une distance relativement identique du générateur, soit entre 4.80m et 4.90m, ce qui correspond à une distance de 10 ou 20cm avant le bout de la bosse.

La surface libre à  $T=0.4\text{s}$  est illustrée par la figure III.6. Les coefficients d'amplification le long de la section mesurée à 5m du générateur sont présentés figure III.7 (on relie intentionnellement les points expérimentaux pour des raisons de visualisation).

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond



FIG III.6 – Photo de la surface libre pour le run 2 ( $T=0.4s$ ,  $h=40cm$  et  $h'=10cm$ )

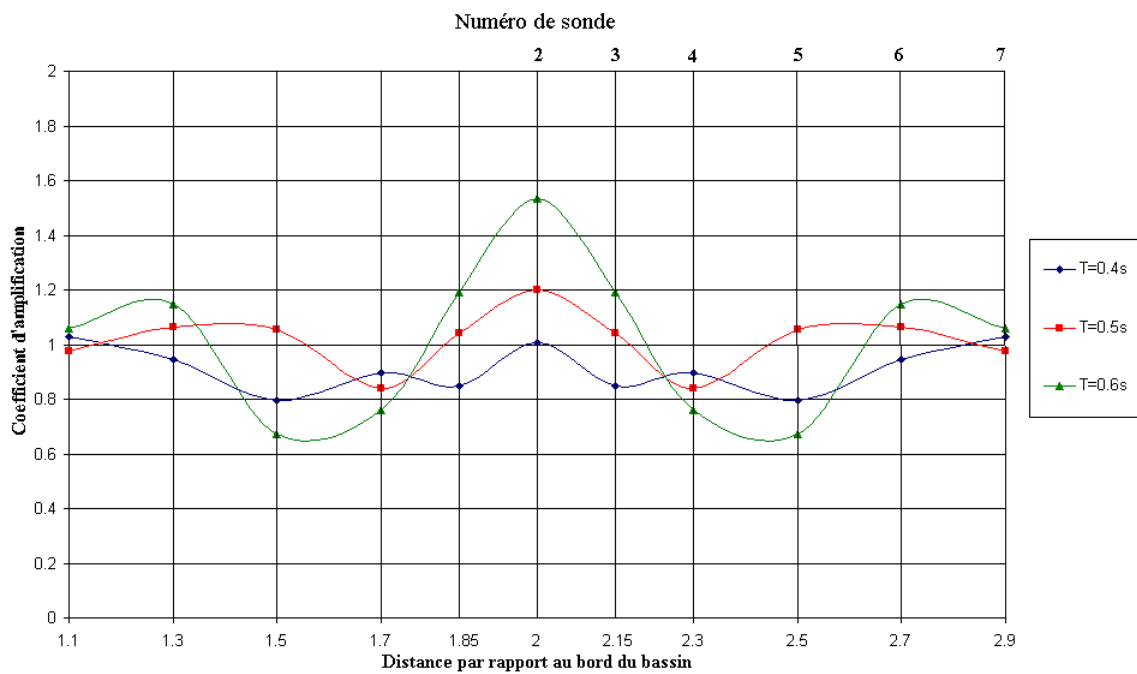


FIG III.7 – Graphique des coefficients d'amplifications à  $x=5m$  du générateur, pour les runs 1 à 4

### III.3.2 Profondeur d'eau 35cm

On s'intéresse dans un premier temps aux runs 5 à 8 pour lesquels  $A=0.5\text{cm}$ ,  $h=35\text{cm}$  et  $h'=5\text{cm}$ . L'objectif en baissant le niveau d'eau dans le bassin de 5cm était de « forcer » la houle à être influencée par la bosse. On présente ci-dessous les observations détaillées réalisées pour chacune des périodes.

#### Run 5

Pour le run 5, les modifications que subit la houle au passage de la bosse ne sont pas significatives et les crêtes restent uniformes. On constate néanmoins 2 lignes symétriques par rapport au centre du bassin, où l'amplification est moins importante.

#### Run 6

A une période de houle incidente de  $T=0.4\text{s}$  (run 6), on commence à distinguer visuellement l'influence de la bosse sur la surface libre de la houle (figure III.8). On observe également deux démarcations plus visibles que pour  $T=0.3\text{s}$  de part et d'autre du centre du bassin, en aval de la bosse dans le sens de propagation de la houle, sur lesquelles l'amplitude est plus faible.

Vues de profil, ces lignes forment une marche et marquent un décalage entre la crête rectiligne au centre du bassin et la crête du bord, sans pour autant qu'on puisse dissocier les deux crêtes. Il y a un léger décrochage et déphasage de la partie de la crête qui a freiné en passant au dessus de la bosse, par rapport à celle qui n'a pas été influencée par la bosse. Il paraît également très net que les deux lignes de faibles amplitudes s'ouvrent selon un certain angle par rapport à l'axe longitudinal du bassin.

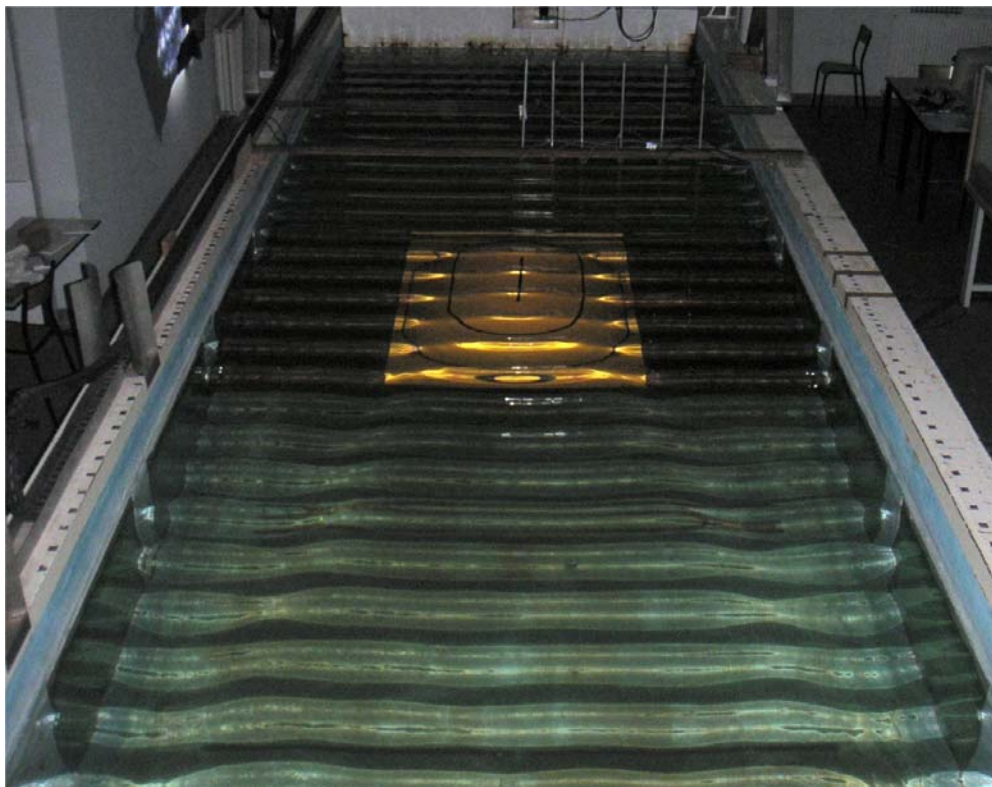


FIG III.8– Photographie de la surface libre pour le run 6 (  $T=0.4\text{s}$ ,  $h=35\text{cm}$  et  $h'=5\text{cm}$ )

#### Run 7

La période  $T=0.5s$  (run 7) est certainement la plus significative dans ces conditions d'essais pour observer l'influence de la bosse à cette profondeur d'eau. On observe figure III.9, que la surface libre est très perturbée au passage de la bosse. En effet, alors que les crêtes sont rectilignes et uniformes en amont de la bosse, celles-ci s'organisent de façon différente en aval. Le décrochage de la crête centrale est plus prononcé que pour la période  $T=0.4s$ , il est d'ailleurs suffisamment important pour séparer les crêtes et les rendre dissociables. On voit également les deux lignes de faible amplitude qui séparent les crêtes déphasées. Si l'on regarde sur les bords du bassin, on constate que la crête du bord n'est pas perturbée, sauf que sa largeur s'amenuise au fur et à mesure que la crête centrale s'élargit et que les lignes de faibles amplitudes marquant la frontière entre les crêtes déphasées, s'écartent vers le bord du bassin.

Sur la figure III.10, correspondant à une vue zoomée de la figure III.9, on voit très distinctement la séparation de la crête centrale par rapport à la crête du bord. Pour plus de clarté dans la visualisation, les crêtes ont été représentées en bleu. On observe ainsi la formation de 3 crêtes indépendantes, séparées par les deux lignes de faibles amplitudes représentées en pointillés violets.

Les photos montrent que la crête générée par le batteur est rectiligne et uniforme. Cependant au passage de la bosse, la partie centrale de la crête est influencée par la bosse et subit les effets de shoaling et de réfraction, contrairement au reste de la crête sur les côtés du bassin de part et d'autre de la bosse, qui continue sa propagation en eau profonde sans ressentir le fond.

La crête centrale freine à cause de la présence de la bosse et « perd du terrain » sur le reste de la crête qui continue sa propagation normalement. Au niveau du centre de la bosse, le retard devient si important que la crête finit par se détacher. Une partie de la crête devient alors complètement indépendante puisqu'elle n'appartient plus au reste de la crête de départ, ni à la crête qui la précède ou même celle qui la devance. Alors qu'au départ la crête était uniforme, on obtient à l'arrière de la bosse la formation de 3 crêtes distinctes et déphasées.

Par ailleurs sur la figure III.10, on voit que la frontière entre les crêtes déphasées est représentée, comme pour les périodes  $T=0.3s$  et  $T=0.4s$ , par deux lignes de faible amplitude symbolisées en pointillés violets. Ces lignes de déphasage semblent par ailleurs s'ouvrir selon un certain angle par rapport à l'axe longitudinal du bassin, augmentant ainsi la largeur de la crête centrale et diminuant celle de la crête du bord. Ce phénomène, qui intervient après le passage de la bosse, ne peut être attribué qu'à la diffraction puisque le fond est alors plat et que la réfraction n'intervient plus. C'est donc la diffraction qui intervient pour répartir et diffuser une partie de l'énergie des vagues accumulée au centre par effet de réfraction, et qui réorganise alors la surface libre.

On constate par ailleurs que le déphasage entre la crête au centre du bassin, et les crêtes du bord n'ayant pas subi l'influence de la bosse, semble être visuellement d'environ une demi-phase. On voit sur la figure III.9 que la propagation au-dessus de la bosse entraîne également la libération d'harmoniques et donc de petites vagues de longueur d'onde plus courte que la houle incidente. Les fortes variations bathymétriques produisent souvent la création d'ondes d'ordres supérieurs, comme c'est le cas d'ailleurs à l'arrière des barrières de corail (figure II.8 et II.9). L'analyse des sondes devrait confirmer la présence d'effets non-linéaires.

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

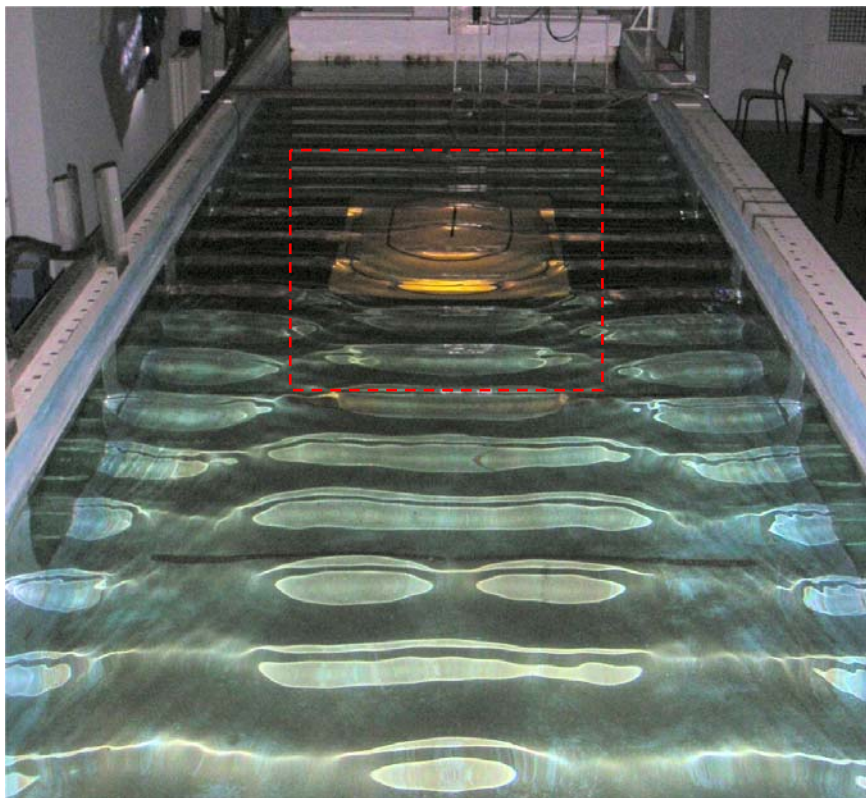


FIG III.9 – Photographie de la surface libre pour le run 7 ( $T=0.5s$ ,  $h=35cm$  et  $h'=5cm$ )

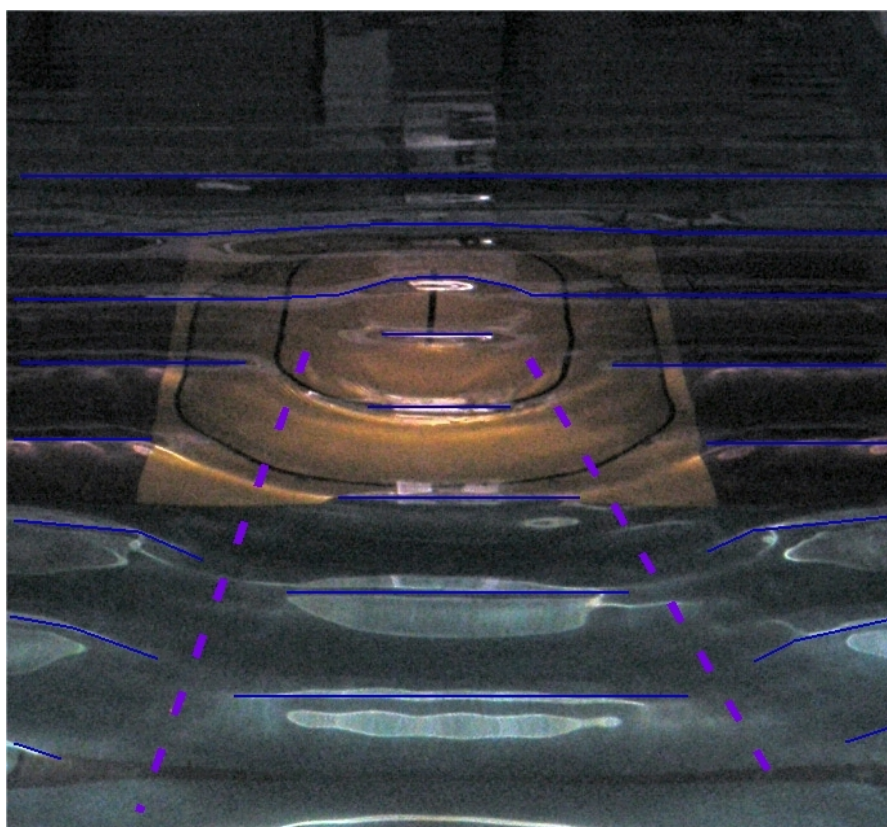


FIG III.10 – Vue zoomée de la surface libre au dessus de la bosse pour le run 7 ( $T=0.5s$ ,  $h=35cm$  et  $h'=5cm$ )

### Run 8

A  $T=0.6s$  (run 8), le bassin est vite sujet à des oscillations dans le sens transversal qui perturbent la surface libre. La distinction des crêtes et des creux est difficile d'autant plus que la cambrure des vagues et très faible à cette période.

On arrive néanmoins à percevoir sur la figure III.11 un déphasage sur les premiers trains de houle, avant que le plan d'eau ne devienne chaotique. Comme pour la surface libre à la période  $T=0.5s$ , on distingue également 3 crêtes indépendantes. La crête centrale est déphasée par rapport aux crêtes du bord, la séparation étant marquée par deux lignes de faible amplitude visiblement plus larges que pour les périodes plus courtes. Par ailleurs le déphasage de la crête centrale semble légèrement plus grand qu'une demi-phase. On remarque pour cette période aussi, la libération d'harmoniques juste après le passage de la bosse.

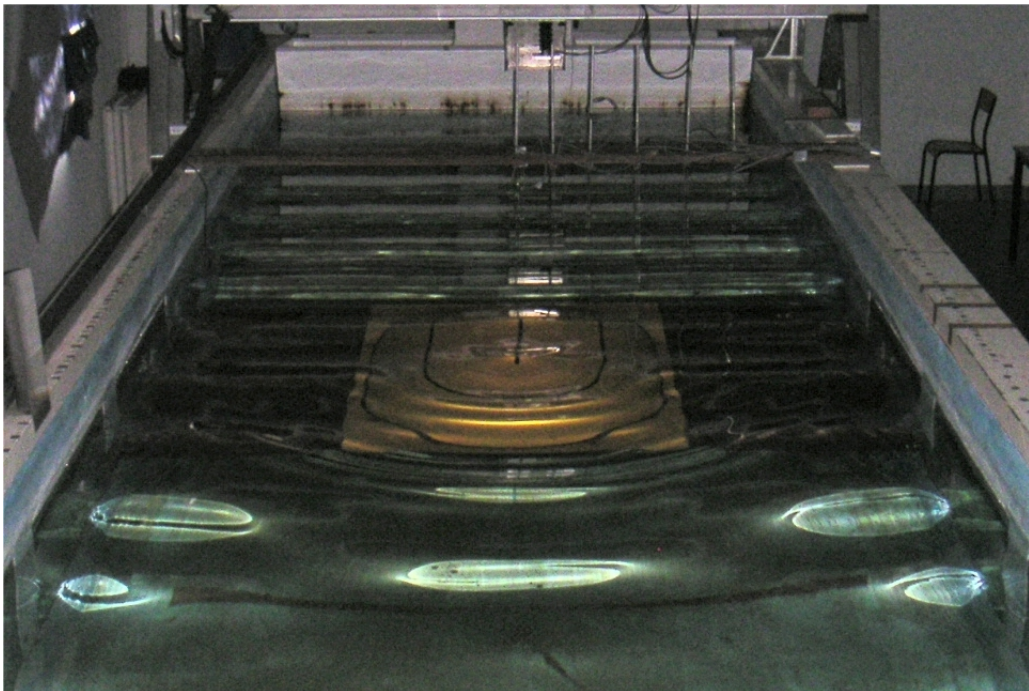


FIG III.11– Photographie de la surface libre pour le run 8  $T=0.6s$ ,  $h=35cm$  et  $h'=5cm$

### Analyse des hauteurs pour les runs 5 à 8

Les coefficients d'amplification ont été tracés sur une surface autour de la bosse pour le run 7 (l'analyse détaillée est réalisée dans la partie suivante). La figure III.12 montre, comme pour l'expérience de Vincent and Briggs, une focalisation et donc une amplification de la houle au sommet de la bosse due à la réfraction (en jaune/orange/rouge). Cette accumulation d'énergie au centre s'accompagne naturellement d'une diminution de la hauteur de la houle sur les côtés (en bleu foncé).

On remarque que la baisse de la hauteur des vagues en bleu n'est pas localisée uniquement au niveau du pic d'amplification de la houle au centre de la bosse. En effet, on voit qu'elle se maintient au long de la propagation à l'arrière de la bosse et s'ouvre selon un certain angle. Cela va dans le sens des observations visuelles et tend à confirmer que les lignes de faible amplitude marquent la frontière entre les crêtes déphasées.

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

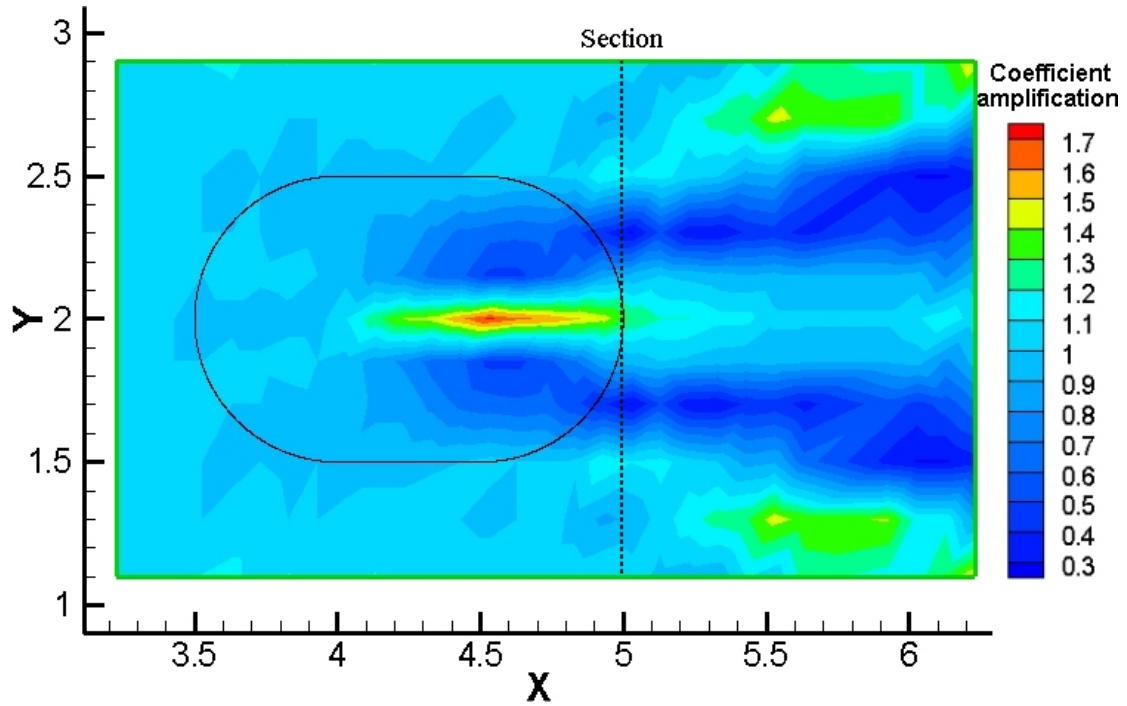


FIG III.12– Hauteurs reconstituées à partir des sondes de mesures pour le run 7

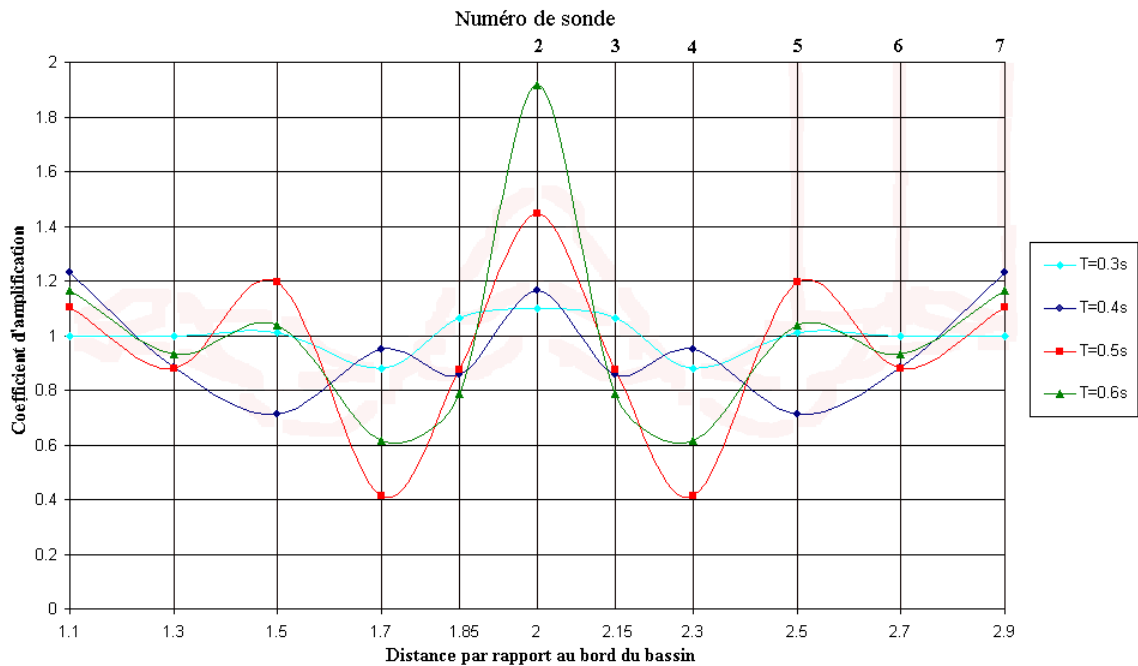


FIG III.13– Graphique des coefficients d'amplifications à  $x=5m$  du générateur, pour les runs 5 à 8



### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

Les coefficients d'amplification sur la section située à 5m du générateur ont été tracés, figure III.13, et montrent la présence d'un pic d'amplification au centre accompagné d'une baisse d'amplification sur les côtés. Le signal décrit une oscillation décroissante du centre vers le bord du bassin. On retrouve une alternance de pics et de creux dont les maximums sont situés au centre du bassin. Ce signal ressemble fortement aux franges de diffraction de la lumière que l'on obtient à l'arrière d'un opercule. Les résultats sont résumés dans le tableau III.3.

Run	Période	Maximum d'amplification	Distance par rapport au générateur (m)
5	T=0.3	1.17	4.70
6	T=0.4	1.40	4.80
7	T=0.5	1.75	4.70
8	T=0.6	2.00	4.70

TAB III.3 – *Maximum d'amplification et localisation du pic pour H=35cm*

Le coefficient d'amplification maximum est nettement plus important que pour la profondeur h=40cm. Il est même de 2.0 contre 1.53 pour la profondeur précédente à la période T=0.6s. Par ailleurs, on remarque que le pic d'amplification s'est décalé légèrement en amont de la propagation, entre 20 et 30cm avant l'extrémité aval de la bosse.

#### **Runs 9 à 12**

Les essais à cette profondeur avec une amplitude plus importante (runs 9 à 12), n'ont pas montré de modification significative dans le comportement de la surface libre. Un léger déferlement venait simplement perturber l'observation de la disposition des crêtes.

#### **Conclusions runs 5 à 12**

Pour cette profondeur d'eau h=35cm, on constate que plus la période est grande et plus les modifications sur l'organisation des crêtes sont importantes. Il est donc dommage que des tests à des périodes plus importantes (T=0.7s et T=0.8s) n'aient pas pu être réalisés à cause de l'agitation confuse qui règne alors dans le bassin. Ils auraient sans doute permis d'observer si le déphasage croît en augmentant la période ou pas, et s'il peut atteindre une phase complète.

Un bassin de dimension plus grande aurait aussi pu permettre de voir si les crêtes tendent à se reformer au cours de la propagation ou si elles restent toujours déphasées loin après le passage de la bosse.

D'après les résultats sur les coefficients d'amplification, il semble que l'on obtienne dans cette expérience et ces conditions d'essais, le même phénomène d'amplification de la houle que ceux décrits par Vincent et Briggs dans leur expérience. Cependant le déphasage de la houle n'avait pas été caractérisé à l'époque puisque les auteurs n'avaient pas fait varier la période de la houle incidente. Aucune information n'avait été décrite concernant un déphasage ou un éventuel croisement.

Or, d'après les observations sur les essais réalisées à l'ISITV, les crêtes déphasées paraissent complètement rectilignes et ne semblent pas s'incurver au passage de la bosse. Il n'y a ainsi aucun signe visuel d'un quelconque croisement entre deux nappes.

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

Afin de valider cette théorie, deux manipulations ont été réalisées :

- Tout d'abord un atténuateur de houle a été utilisé pour essayer d'absorber une partie de l'énergie concentrée au centre du bassin après le passage de la bosse (runs 13 à 16).
- Ensuite le niveau d'eau a été abaissé de 15cm afin de faire émerger la bosse et tenter de faire croiser les vagues à l'arrière de l'île (runs 17 à 20).

La comparaison des plans de vagues devait permettre de caractériser le déphasage observé lorsque le haut-fond est immergé et d'en déduire s'il s'agit ou non d'un croisement.

#### **Runs 13 à 16**

Un atténuateur a été posé sur le sommet de la bosse pour absorber une partie de l'énergie due à la focalisation de la houle par effet de réfraction, et limiter l'effet de diffraction qui en découle. La mise en place d'un atténuateur pouvait permettre d'obtenir des plans de vagues différents de ceux obtenus précédemment.

Mais les résultats, figure III.14, n'ont pas montré de changements significatifs sur le comportement de la surface libre. Les coefficients d'amplification, mesurés ultérieurement avec les sondes, ont permis de vérifier que le système utilisé atténuait bien la houle. En effet la baisse de l'amplification mesurée était de 12.5%. Mais ce chiffre n'est pas suffisant. Il aurait fallu une atténuation supérieure à au moins 50% pour obtenir le phénomène recherché. L'atténuateur n'a donc pas eu l'effet escompté.

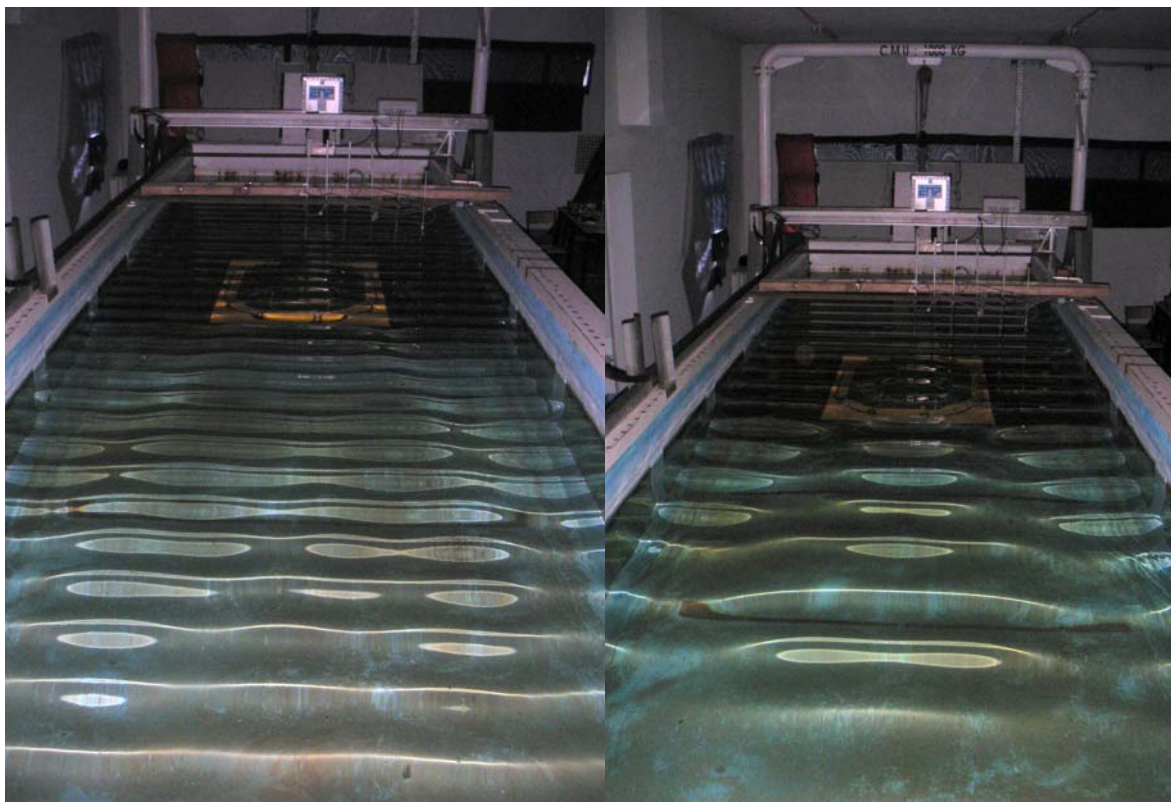


FIG III.14 – Propagation de la houle au dessus de la bosse munie d'un amortisseur de houle pour le run 14 ( $T=0.4s$ ) à gauche et le run 15 ( $T=0.5s$ ) à droite

### III.3.3 Profondeur d'eau 20cm

A 20cm de profondeur d'eau dans le bassin, la bosse est émergée de 10cm. Pour éviter la réflexion, le déferlement et autres effets non linéaires pouvant survenir lorsque la houle rencontrait l'île, l'atténuateur a été conservé et utilisé sur toute la surface de la bosse, figure III.15. On ne présente pas dans cette partie les coefficients d'amplification à la section située à 5m du générateur, seulement les observations visuelles et photographiques.

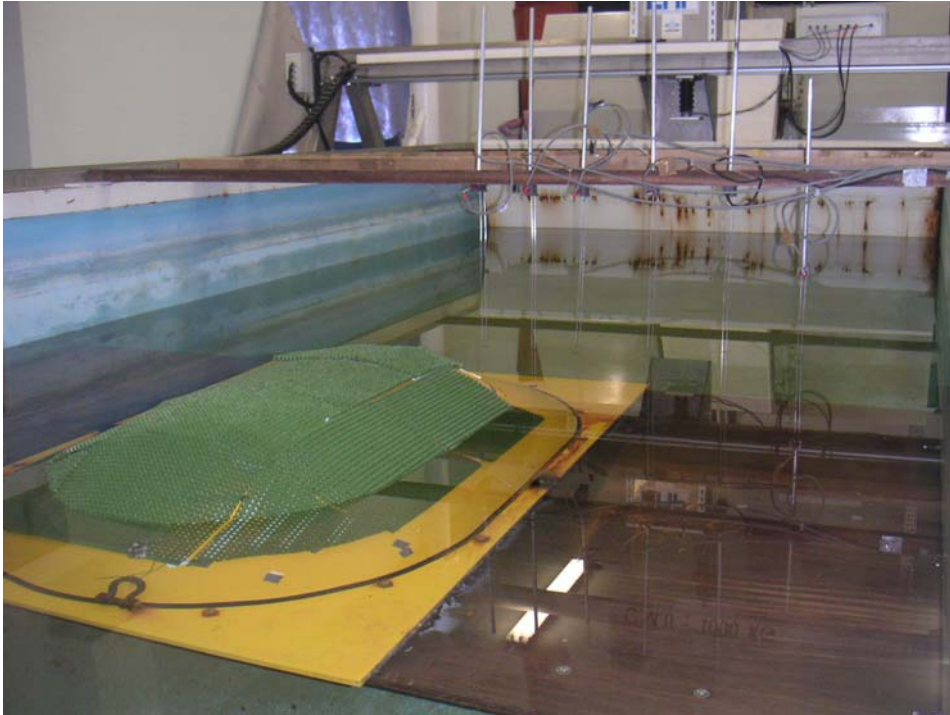


FIG III.15– Atténuateur de houle appliqué sur toute la surface de la bosse

#### Run 17

A la période  $T=0.3s$ , les observations montrent que la propagation de la houle est perturbée par la bosse. Les vagues se séparent de chaque côté de la bosse, puis contournent celle-ci (figure III.16). Les deux crêtes qui se rejoignent montrent clairement qu'elles se croisent. Le croisement ne se fait toutefois pas directement contre la bosse mais un peu plus loin, laissant apparaître une zone d'ombre et de calme. Le plan d'eau à cet endroit est complètement plat. Le croisement est clair et distinctif, et l'expérience dans ces configurations paraît semblable aux photographies aériennes prises au-dessus des îles en pleine mer.

Dans ce cas là, le croisement est net et la surface libre (figure III.17) est très différente de celles des photos précédentes. Ici on observe des nœuds et des ventres de formes circulaires, typiques du croisement de deux houles. Bien en aval de la bosse, on peut également observer des petits sillons dont l'amplitude est très faible. Ces sillons ressemblent quelque peu aux lignes du déphasage observées lorsque la bosse est immergée, mais ils sont plus nombreux, au nombre de 6, et semblent s'écarter suivant un angle plus étroit. Ils sont plus ou moins orientés dans le sens longitudinal du bassin, c'est-à-dire de façon presque perpendiculaire aux lignes de crêtes.

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

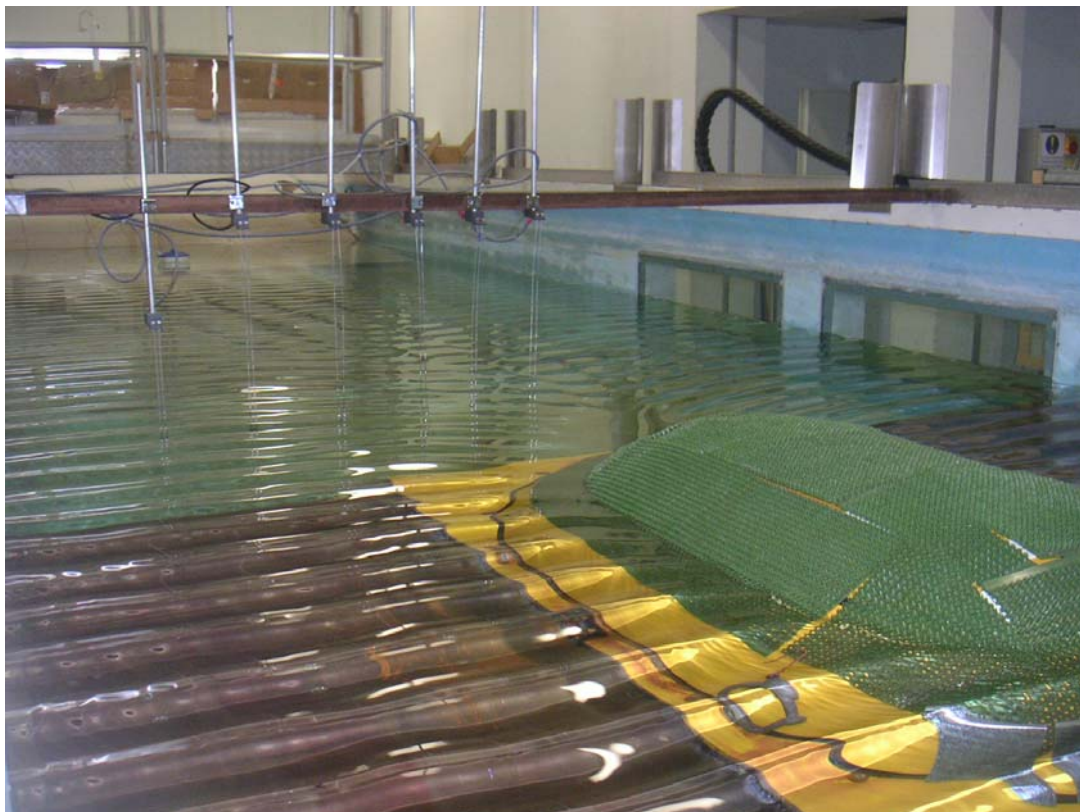


FIG III.16– Photographie du croisement des vagues à l'arrière la bosse émergée, run 17

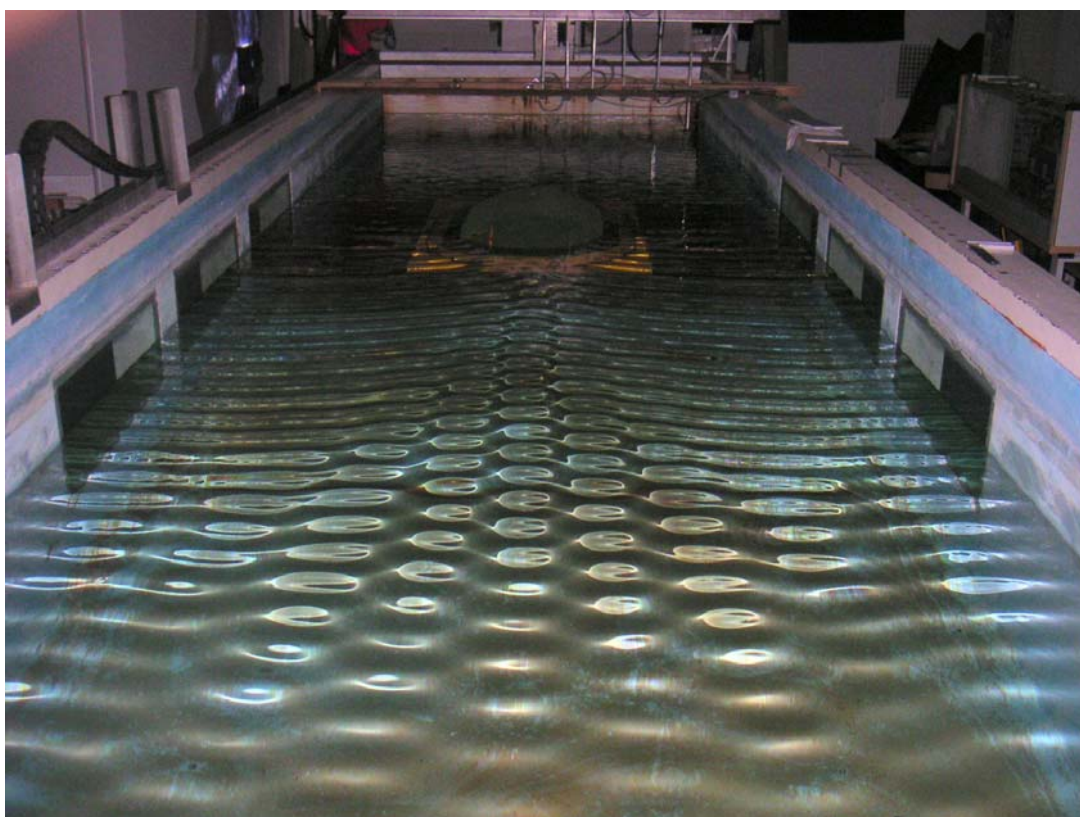


FIG III.17– Photographie de la surface libre pour le run 17

### Run 18

Pour la période  $T=0.4s$  on observe (figure III.18) également un croisement des crêtes à l'arrière de la bosse, néanmoins il est un peu moins distinctif que pour le run 17. La houle semble avoir plus de mal à tourner, la bosse ayant naturellement moins d'influence sur des longueurs d'onde plus grandes. Par ailleurs on note, comme pour la période  $T=0.3s$ , des lignes de délimitations des nœuds et des ventres. Mais on n'en distingue que deux. A la différence des lignes de déphasage à la même période mais à une profondeur de 35cm, run 6, elles paraissent beaucoup plus étroites et semblent confirmer que le phénomène observé est différent.



FIG III.18– *photographie de la surface libre pour le run 18*

### Run 19

A  $T=0.5s$  l'interprétation est plus difficile que pour les autres périodes. On voit, figure III.19, que les crêtes disparaissent à l'arrière de la bosse pour laisser place à une zone d'ombre dans laquelle les hauteurs sont quasiment nulles. On ne distingue véritablement les crêtes que sur les bords du bassin et il n'y a ni croisement ni sillons. La houle a l'air d'« absorber » la bosse et semble vouloir se reformer un peu plus loin au cours de la propagation.

### Run 20

Les photos prises pour cette période n'étaient pas exploitables, et ne permettaient pas une comparaison avec les photos prises à la même période pour des profondeurs différentes.



FIG III.19– Photographie de la surface libre pour le run 19

### III.3.4 Conclusions sur les résultats expérimentaux bruts

On constate à travers les photographies et les coefficients d'amplification mesurés, que la surface libre de la houle incidente réagit logiquement de manière différente au passage de la bosse pour les périodes et les niveaux d'eau testés. Il semble néanmoins qu'on puisse affirmer que l'on trouve, du moins visuellement au travers de cette expérience, deux types de modification bien distinctes : le **déphasage** et le **croisement**.

- Lorsque la bosse est immergée, la crête ralentit au sommet de la bosse puis tend à se déphaser de façon plus ou moins marquée suivant la période. Il se forme alors deux lignes de faible amplitude qui séparent la crête centrale ayant été influencée par la bosse, des crêtes sur les bords du bassin n'ayant pas subi de perturbation.

- Lorsque la bosse est émergée, la houle se sépare en deux nappes qui s'incurvent et se croisent entraînant une série de ventres et de nœuds délimités par des sillons. La houle est alors de type « gaufrée ».

Pour confirmer cette théorie, une étude détaillée des données récoltées avec les sondes de mesures a été réalisée.

### III.4 Traitement du signal des sondes de mesure

Les mesures prises dans le bassin avec les sondes résistives correspondent aux variations temporelles de la surface libre enregistrées avec une fréquence d'échantillonnage de 32Hz. L'utilisation de houles de faible amplitude à des hautes fréquences, donc peu énergétiques, a permis de limiter les réflexions multiples sur les bords du bassin ou sur la plage dissipative. Le signal recueilli était ainsi relativement propre même si des modulations apparaissaient lorsque le temps d'attente entre deux essais était trop court.

Outre les phénomènes de réfraction-diffraction qu'engendraient les fortes variations bathymétriques dues à la bosse, le passage d'une onde au-dessus d'une bosse crée des non-linéarités. Pour cette raison, l'analyse des courbes brutes issues des sondes ne pouvait pas se limiter à un seul traitement spectral par transformée de Fourier. En effet, si dans le cas d'une houle linéaire le traitement par transformée de Fourier permet de retrouver l'amplitude moyenne de la houle, qui est égale à l'amplitude du pic à la fréquence de la houle, ce n'est plus le cas pour une houle non linéaire dont l'énergie est répartie entre les différentes harmoniques. C'est pourquoi une analyse vague par vague a été privilégiée pour traiter les signaux enregistrés.

#### III.4.1 Analyse vague par vague

L'analyse vague par vague a été réalisée en isolant chaque vague du signal selon la méthode dite « up-crossing ». La hauteur crête à creux a été déterminée par calcul des maxima positifs et négatifs. Cette méthode a ensuite été appliquée à l'ensemble du signal afin de déterminer la hauteur moyenne par sonde, pour chaque point de mesures. L'analyse vague par vague permet également de voir la forme de la houle. Le signal donné par les sondes et reconstitué en hauteur, montre une houle parfaitement sinusoïdale en amont de la bosse (figure III.20), devenant complètement cnoïdale en arrivant au sommet de la bosse (figure III.21).

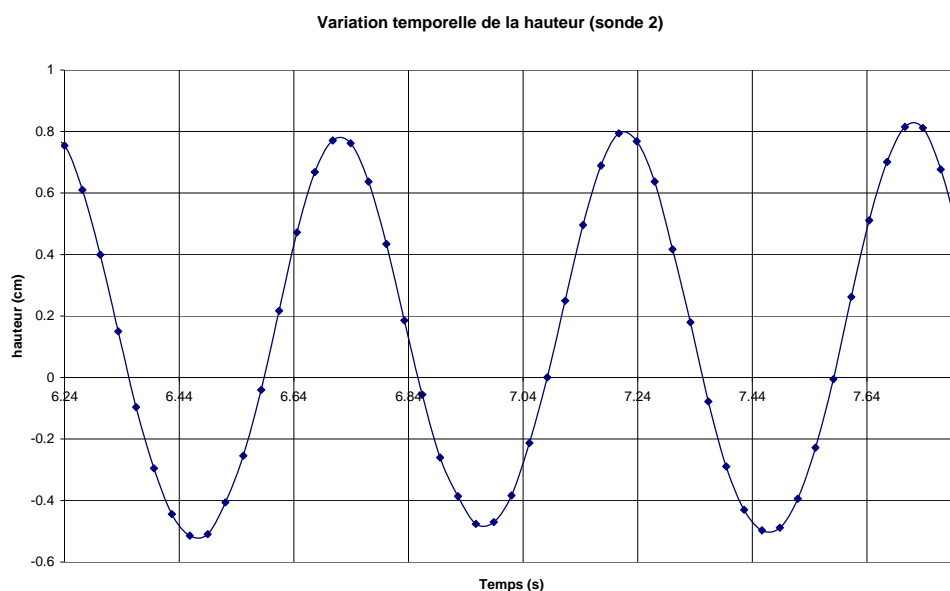


FIG III.20– Variation temporelle de la hauteur de la houle à partir du signal de la sonde 2 positionnée à 25cm en amont de la bosse au cours du run 7

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

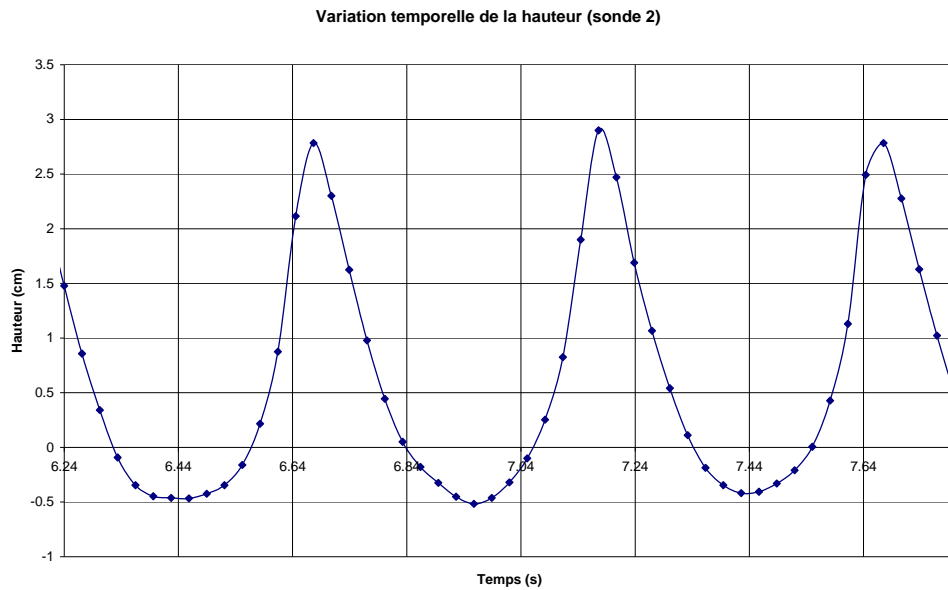


FIG III.21 – Variation temporelle de la hauteur de la houle à partir du signal de la sonde 2 positionnée au dessus de la bosse au cours du run 7

Ces graphiques montrent le caractère non-linéaire de la houle lorsqu'elle arrive au niveau du sommet de la bosse. Un traitement spectral de la houle doit confirmer la présence d'harmoniques dans le signal.

#### III.4.2 Analyse spectrale du signal

Une analyse spectrale des données expérimentales recueillies a été réalisée afin de mettre en évidence le caractère linéaire ou non de la houle au cours de sa propagation. Pour cela une transformée de Fourier discrète (FFT) a été appliquée aux signaux pour révéler la présence d'harmoniques.

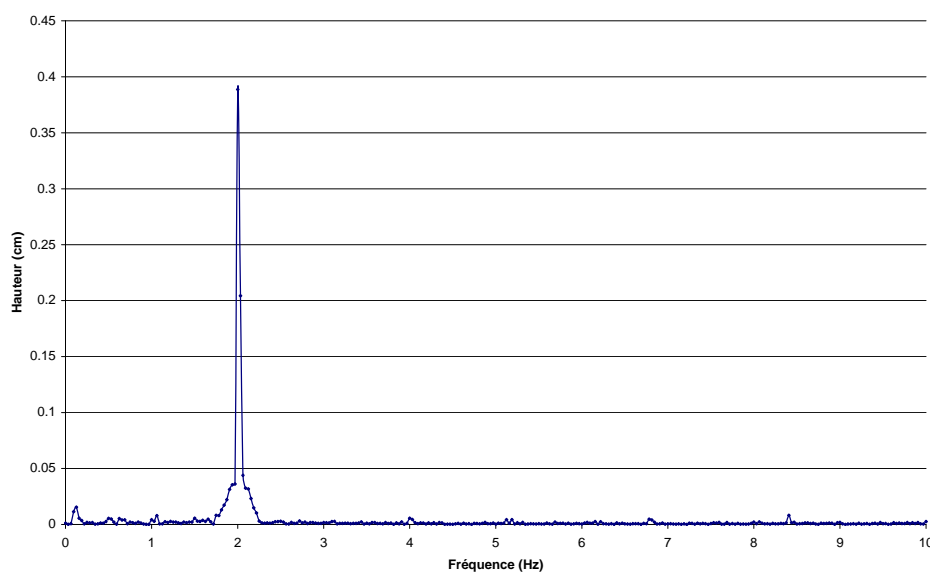


FIG III.22 – Spectre de la houle réalisé à partir de la sonde 2 positionnée à 25cm en amont de la bosse au cours du run 7



### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

La figure III.22 présente le spectre obtenu pour la sonde 2 positionnée à 25cm de la bosse par 35cm de profondeur, avec une houle incidente de  $T=0.5s$  (run 7). Le spectre montre la présence d'un seul pic, à la fréquence de 2 Hz, soit celle de fréquence de la houle incidente. Ce qui prouve que la houle est complètement linéaire à cet endroit.

Par contre en arrivant au sommet de la bosse, la houle devient non-linéaire car on relève la présence de plusieurs harmoniques (figure III.23). On a même une houle de 5<sup>ème</sup> ordre puisqu'on distingue 5 pics à  $f$ ,  $2f$ ,  $3f$ ,  $4f$  et  $5f$ .

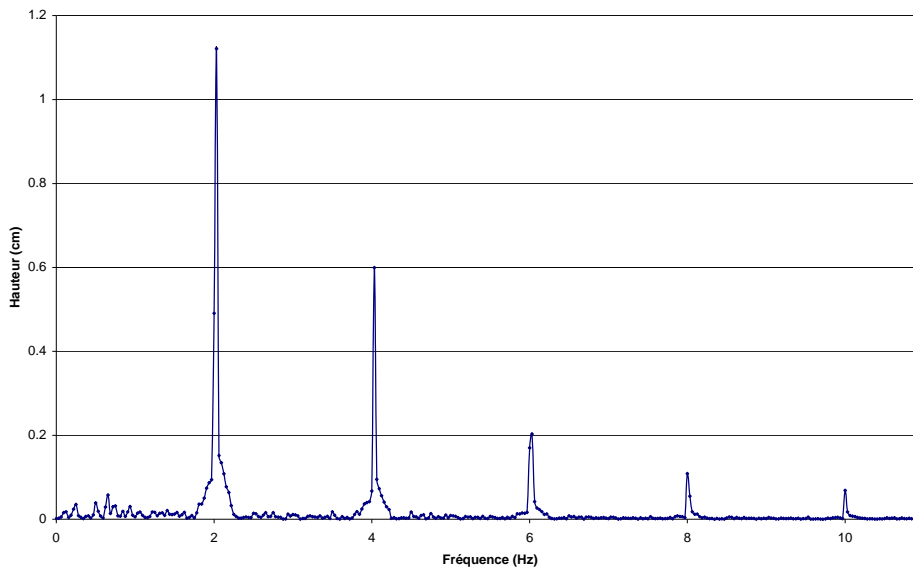


FIG III.23 – Spectre de la houle réalisé à partir de la sonde 2 positionnée au dessus de la bosse au cours du run 7

Par ailleurs on voit sur les graphiques que la focalisation de la houle au sommet de la bosse fait fortement augmenter sa hauteur. On passe ainsi de  $H=0.4cm$  (figure III.22), à  $H=1.15cm$  rien que pour le pic à 2Hz. Plus en aval de la propagation de la houle après le passage de la bosse, la houle retrouve sa linéarité avec de nouveau un seul pic à la fréquence de la houle incidente.

A 40cm de profondeur, la houle reste plus ou moins linéaire quelle que soit la période, de même pour la profondeur de 20cm. Il n'y a véritablement qu'à la profondeur de 35cm que la houle est très fortement non-linéaire, notamment pour les périodes  $T=0.5s$  et  $T=0.6s$ .

Comme on pouvait s'y attendre, il apparaît que la propagation de la houle au dessus de la bosse entraîne des effets non-linéaires d'ordres supérieurs. Il semble néanmoins que ces effets non-linéaires ne soient pas à l'origine du comportement de la surface libre. Ce ne sont en effet pas eux qui créent le déphasage ou le croisement de la houle, en raison du fait que ces phénomènes apparaissent même pour des houles relativement linéaires.

La réfraction et la diffraction semblent ainsi être les seuls responsables de l'organisation des crêtes et des creux lors de la propagation de la houle sur la bosse, ce qui veut dire qu'il paraît tout à fait envisageable de pouvoir modéliser le déphasage et le croisement des crêtes avec un modèle simplement linéaire.

### **III.5 Analyse des résultats expérimentaux**

Les résultats expérimentaux et notamment les signaux issus de sondes de mesures ont été analysés afin non seulement de calculer les coefficients d'amplification (comme ce fut le cas pour la section située à 5m du générateur) mais également de tracer les plans de vagues et reconstituer la surface libre de la houle. Les coefficients d'amplification et les plans de vagues sont comparés au modèle déterministe REFDIF1.

Préalablement, il est nécessaire d'évoquer le fait que les légères imprécisions lors des essais imposent d'émettre des réserves sur les résultats des coefficients d'amplification expérimentaux, notamment sur certains runs. En effet, on peut citer à titre d'exemple que le générateur créait des houles pouvant varier pour une même hauteur et même période imposée en commande, que les sondes de mesures présentaient parfois quelques anomalies et se déréglaient après un changement de position de la poutre mobile, ou que la connexion et les branchements entre le système d'acquisition des données et les sondes faisaient aussi varier le signal obtenu...

Par ailleurs tous les inconvénients liés à la propagation de la houle même peu énergétique dans un espace confiné, et les imprécisions protocolaires lors de l'étalonnage des sondes ainsi que les erreurs numériques liées au traitement des signaux, ont sans doute contribué à ce que les résultats même moyennés sur plusieurs essais ne soient pas totalement parfaits.

Il est donc probable que les coefficients d'amplification trouvés numériquement à partir du modèle REFDIF1 soient plus fiables, aux limitations du modèle près, que ceux des résultats expérimentaux. Il est toutefois intéressant de comparer ces résultats, même si l'expérimentation avait pour objectif de se focaliser davantage sur la surface libre et l'étude du comportement des crêtes au cours de la propagation, plutôt que l'étude des coefficients d'amplification en vue d'une comparaison avec un modèle numérique.

Il est à noter que les imprécisions sur les mesures de hauteurs, n'ont aucune influence sur la reconstitution des champs de crêtes et de creux, lesquels ont été tracés grâce à une méthode de calcul du déphasage des vagues les unes par rapport aux autres. La méthodologie est explicitée dans la partie III.5.3.

#### **III.5.1 Présentation du modèle déterministe REFDIF1**

REFDIF1 est un code de calcul développé par J.Kirby et R.Dalrymple (Université de Delaware, 1983) qui décrit le comportement de la houle au dessus de fonds variables en prenant en compte les effets de shoaling, réfraction, diffraction et dissipation. REFDIF1 est un modèle à résolution de phase qui résout l'équation de Berkhoff parabolisée (1.94) sur un axe privilégié. Il prend également en compte l'influence du courant sur la propagation de la houle et calcule le champ de vague pour une surface libre moyenne plane (pas de calcul du set-up). Comme tout modèle parabolique, il ne prend pas en compte la réflexion.

##### **III.5.1.1 Historique du développement de REFDIF1**

L'équation en pente douce parabolisée de Radder (1.94) ne présente une dérivée au premier ordre que suivant la direction  $Ox$  de propagation. Elle possède l'avantage d'être résolue par différences finies en progressant ligne par ligne, ce qui limite le stockage en mémoire. Cependant l'approximation de Radder restreint le modèle parabolique vis-à-vis des dérivées transverses, et limite ainsi la validité du modèle à une direction de propagation des vagues

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

inférieure à un angle de  $45^\circ$  par rapport à l'axe de parabolisation. Booij (1981), en utilisant une approche Lagrangienne, a développé une version de l'équation en pente douce incluant l'influence d'un courant faible. Il a pour cela utilisé une méthode « splitting » de l'équation elliptique, dont la procédure inclut plus de termes dans l'approximation de la dérivation transversale, et a ainsi pu ouvrir l'angle jusqu'à  $60^\circ$ . La procédure de Booij a été introduite dans la première version de REFDIF. Plus récemment, Kirby (1986) a développé une extension de l'approximation de Booij, basée sur le principe Minimax, qui étend la gamme de validité des équations du modèle. L'interaction entre les vagues et le courant a également été introduite dans ce modèle. L'équation finale obtenue s'écrit :

$$\begin{aligned}
 & (C_g + U)\hat{A}_x - 2\Delta_1 V\hat{A}_y + i(\bar{k} - a_o k)(C_g + U)\hat{A} + \left[ \frac{\omega}{2} \left( \frac{Cg + U}{\omega} \right)_x - \Delta_1 \sigma \left( \frac{V}{\omega} \right)_y \right] \hat{A} + \\
 & i\Delta' \left[ (Y - V^2) \left( \frac{\hat{A}}{\omega} \right)_{y_y} \right] - i\Delta_1 \left\{ \left[ UV \left( \frac{\hat{A}}{\omega} \right)_{y_x} \right] + \left[ UV \left( \frac{\hat{A}}{\omega} \right)_{x_y} \right] \right\} + \\
 & \frac{i\omega k^2}{2} G |\hat{A}|^2 \hat{A} + \frac{\tilde{\omega}}{2} \hat{A} + \frac{-b_1}{k} \left\{ \left[ (Y - V^2) \left( \frac{\hat{A}}{\omega} \right)_{y_{yx}} \right] + 2i \left( \omega V \left( \frac{\hat{A}}{\omega} \right)_{y_x} \right) \right\} + \\
 & b_1 \Sigma \left\{ 2i\tilde{\omega}U \left( \frac{\hat{A}}{\omega} \right)_x + 2i\omega V \left( \frac{\hat{A}}{\omega} \right)_y - 2UV \left( \frac{\hat{A}}{\omega} \right)_{xy} + \left[ (Y - V^2) \left( \frac{\hat{A}}{\omega} \right)_{y_y} \right] \right\} + \\
 & -\frac{i}{k} b_1 \left[ (\tilde{\omega}V)_y + 3(\tilde{\omega}U)_x \right] \left( \frac{\hat{A}}{\omega} \right)_x - \Delta_2 \left[ \tilde{\omega}U \left( \frac{\hat{A}}{\omega} \right)_x + \frac{1}{2} \tilde{\omega}U_x \left( \frac{\hat{A}}{\omega} \right) \right] + ik\tilde{\omega}U(a_o - 1) \left( \frac{\hat{A}}{\omega} \right) = 0
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Avec  $Y = CCg$ ,  $\sigma = \omega + kU$ ,  $\hat{A}$  l'amplitude complexe de la houle,  $\bar{k}$  le nombre d'onde moyen le long de l'axe  $y$ ,  $U$  et  $V$  les composantes respectives du courant moyen suivant  $x$  et  $y$  (avec  $Ox$  dans le sens principal de propagation de la houle) et  $G$  le terme non linéaire tel que :

$$G = \frac{(\cosh 4kh + 8 - 2 \tanh^2 kh)}{8 \sinh^4 kh} \tag{3.2}$$

$$\Sigma = \frac{k_x}{k^2} + \frac{(k(p - U^2))_x}{2k^2(p - U^2)} \tag{3.3}$$

$$\Delta_1 = a_1 - b_1 \tag{3.4}$$

$$\Delta_2 = 1 + 2a_1 - 2b_1 \tag{3.5}$$

$$\Delta' = a_1 - b_1 \frac{\bar{k}}{k} \tag{3.6}$$

Par défaut, le code REFDIF1 utilise les approximants de Padé suivants :

$$\begin{cases} a_0 = 1 \\ a_1 = -0.75 \\ b_1 = -0.25 \end{cases}$$

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

Par ailleurs  $\tilde{\omega}$  représente ici le coefficient de dissipation (déferlement, couche limite laminaire ou turbulente au fond et en surface, sable poreux).

REFDIF1 utilise les différences finies pour résoudre l'équation (3.1). L'aire d'étude est une grille homogène dans les directions (x,y), de maille  $\Delta_x$  et  $\Delta_y$ .

L'amplitude complexe de l'onde est calculée en chaque point de la grille par la technique de Crank-Nicolson. La discrétisation utilise un schéma aux différences finies en amont dans la direction x et un schéma aux différences centrées dans la direction y, le schéma général s'écrivant ainsi :

$$aA_{i+1}^{j+1} + bA_{i+1}^j + caA_{i+1}^{j-1} = daA_i^{j+1} + eaA_{i+1}^j + fA_i^{j-1} \quad (3.7)$$

Où a, b, c, d, e et f sont des termes complexes non linéaires.

Les valeurs de l'amplitude et la direction de la houle sont calculées en chaque nœud d'une grille régulière de bathymétrie. Les fichiers sources du code REFDIF1 sont libre d'accès et peuvent être téléchargés à partir du site de l'Université de Delaware.

REFDIF1 a montré son efficacité à reproduire la propagation de la houle en zone littorale dans de nombreuses publications. Le code est d'ailleurs fourni avec plusieurs cas tests. L'intérêt d'utiliser un modèle à résolution de phase comme REFDIF1 est qu'il permet de retranscrire la surface libre de la houle tout au long de sa propagation au-dessus de la bosse. C'est pourquoi les données numériques obtenues à partir de REFDIF1 ont été confrontées aux résultats expérimentaux, non seulement sur les coefficients d'amplifications mais également sur la position des crêtes et des creux.

#### III.5.2 Analyse des coefficients d'amplification

L'étude des coefficients d'amplification au long de la propagation de la houle n'était pas l'objet de cette expérimentation. C'est pourquoi une analyse détaillée (tous les 10cm) n'a été réalisée uniquement qu'à la profondeur h=35cm. Etant donné que le temps imparti pour cette expérimentation était relativement restreint et qu'elle se concentrait principalement sur les plans de vagues, l'acquisition des données pour les autres profondeurs, h=40cm et h=20cm, ne s'est faite qu'à une distance équivalente à la longueur d'onde de la houle, en profondeur infinie, pour chaque période de houle simulée.

Par ailleurs les données de coefficients d'amplification ont également été récoltées à une section fixe située à 5m du générateur, en bout de bosse. L'ensemble de ces données a donc permis de donner un « aperçu » des coefficients d'amplification au cours de la propagation de la houle et de les confronter au modèle REFDIF1, pour chaque profondeur d'eau.

##### III.5.2.1 Profondeur h=40cm

On ne présente pour cette profondeur que les coefficients d'amplification comparés à REFDIF1, pour la houle de période T=0.6s (run 4) au niveau de deux sections : la section transversale située en bout de bosse à 5m du générateur, et sur une section longitudinale au centre du bassin (données correspondant à la sonde 2).

Les résultats figure III.24 et III.25 montrent une assez bonne corrélation entre les mesures expérimentales et les données de REFDIF1. Le pic d'amplification est bien représenté au

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

centre du bassin dans la coupe transversale, et à environ 4.90m du générateur dans le sens longitudinal. Les mesures expérimentales semblent toutefois légèrement plus grandes à l'arrière de la bosse sur la coupe longitudinale.

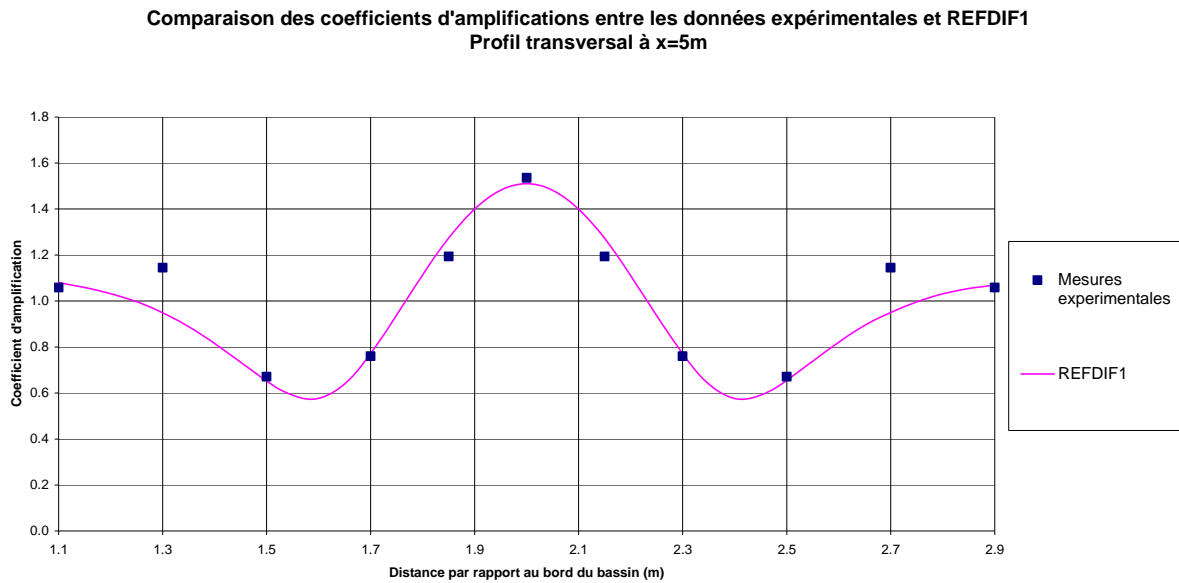


FIG III.24 – *Comparaison des coefficients d'amplification entre les données expérimentales et REFDFI1 à la section transversale située à 5m du générateur, pour les conditions  $H=40\text{cm}$  et  $T=0.6\text{s}$  (run 4)*

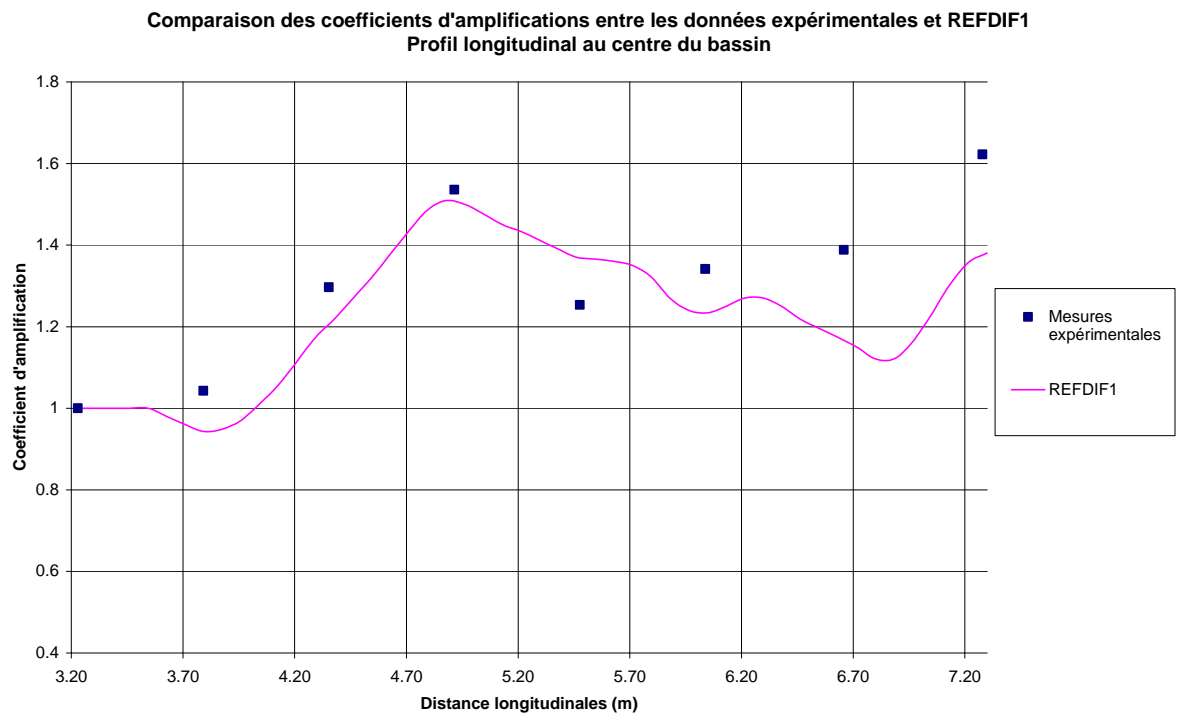


FIG III.25 – *Comparaison des coefficients d'amplification entre les données expérimentales et REFDFI1 sur une section longitudinale au centre du bassin, pour les conditions  $H=40\text{cm}$  et  $T=0.6\text{s}$  (run 4)*

### III.5.2.2 Profondeur $h=35\text{cm}$

Les simulations faites avec REFDIF1 ont permis de mettre évidence que la profondeur de  $h=35\text{cm}$  était la plus représentative pour étudier le phénomène recherché. Une attention toute particulière a donc été menée pour les tests à cette profondeur. L'acquisition a été faite, grâce à la poutre mobile, tous les 10cm dans le sens longitudinal, permettant de dresser une cartographie des coefficients d'amplification autour de la bosse et de comparer les mesures avec les résultats de REFDIF1 sur une surface et non plus uniquement sur des profils.

On ne présente que les résultats pour les périodes les plus intéressantes à savoir  $T=0.5\text{s}$  et  $T=0.6\text{s}$ , les essais aux périodes inférieurs montrant moins d'amplification de la houle. Les résultats à ces périodes sont représentés par une vue en plan et deux coupes, comme pour la profondeur précédente : une coupe transversale à  $x=5\text{m}$  du générateur et une coupe longitudinale le long du centre de bassin.

Pour la visualisation en plan, le logiciel TECPLOT a été utilisé. Le logiciel permet une triangulation des données entre les points où les mesures étaient absentes. Néanmoins cette triangulation provoque un pic de houle au centre qui paraît plus étroit sur les résultats de l'expérimentation que sur les résultats issus de REFDIF1, alors que ce phénomène n'apparaît pas sur les profils des coefficients d'amplifications. En effet, la distance entre chaque sonde de mesures étant relativement importante (15cm et 20cm), le logiciel ne peut pas connaître la forme de la courbe entre deux points de mesures. Les résultats en plan et en coupe entre les mesures expérimentales et REFDIF1 sont présentés ci-après.

Les résultats en plan pour la période  $T=0.5\text{s}$  (Fig.II.26 et II.27) montrent une assez bonne corrélation. En coupe, on constate une légère surestimation des valeurs de coefficients d'amplification de REFDIF1 par rapport aux mesures expérimentales (figures III.28 et III.29). On voit sur la coupe longitudinale figure III.29, que la hauteur de la houle baisse à l'arrière de la bosse mais qu'elle diminue plus vite dans les mesures expérimentales que pour REFDIF1 et que le pic d'amplification est légèrement décalé.

Les résultats pour la période  $T=0.6\text{s}$  sont assez similaires en plan (figures III.30 et III.31). En coupe, les résultats de REFDIF1 sous-estiment légèrement les coefficients d'amplification par rapport aux valeurs expérimentales (figures III.32 et III.33).

D'une manière générale, les tendances du comportement de la houle au dessus du haut-fond mesurées par les sondes sont reproduites, puisqu'on retrouve :

- Un pic d'amplification au centre de la bosse et une baisse de l'amplitude de la houle sur les côtés due à la réfraction.
- Une diminution progressive du pic d'amplification à l'arrière de la bosse par effet de diffraction entraînant une ouverture et un élargissement du pic central.

On note que les différences entre les mesures expérimentales et les résultats de REFDIF1 peuvent s'expliquer par le fait que les houles de  $H=5\text{mm}$  était très contraignante pour le batteur qui avait du mal à reproduire des houles identiques d'un essai à l'autre. Ces variations ont été constatées sur la sonde de référence (numéro 1), située sur la poutre fixe juste à l'avant du générateur de houle.

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

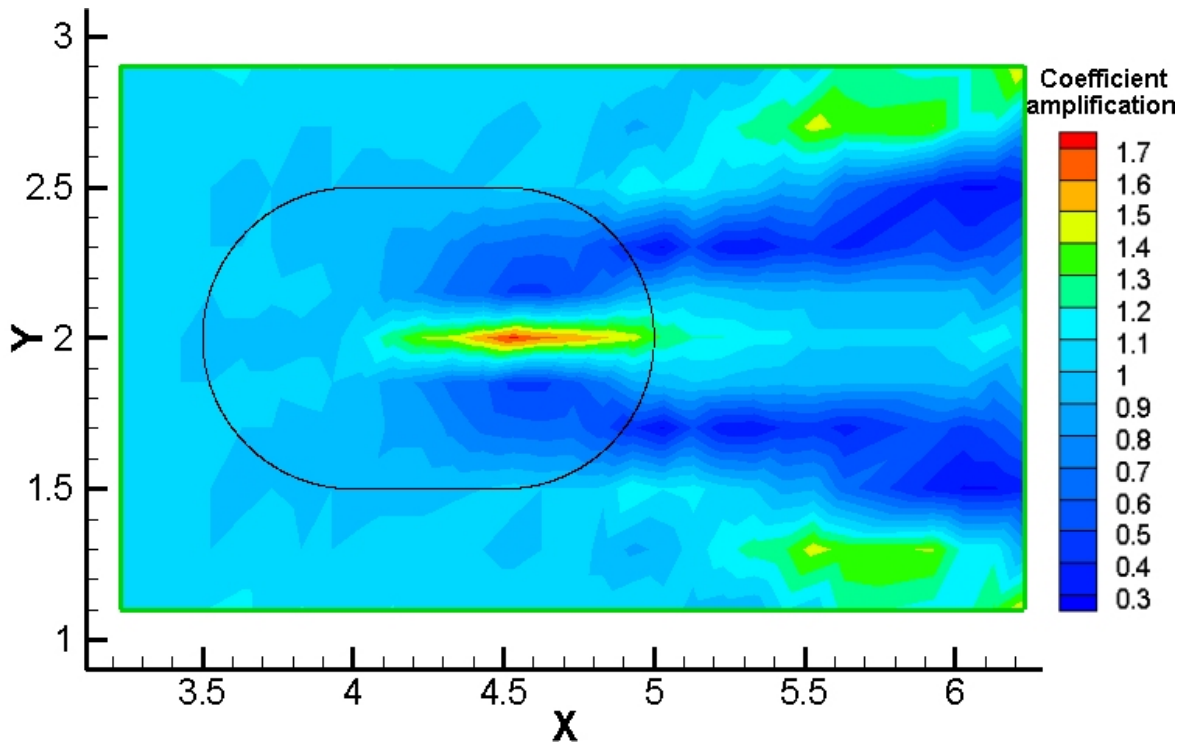


FIG III.26 – Vue en plan des coefficients d'amplification autour de la bosse à partir des données expérimentales pour le run 7 ( $H=35\text{cm}$  et  $T=0.5\text{s}$ )

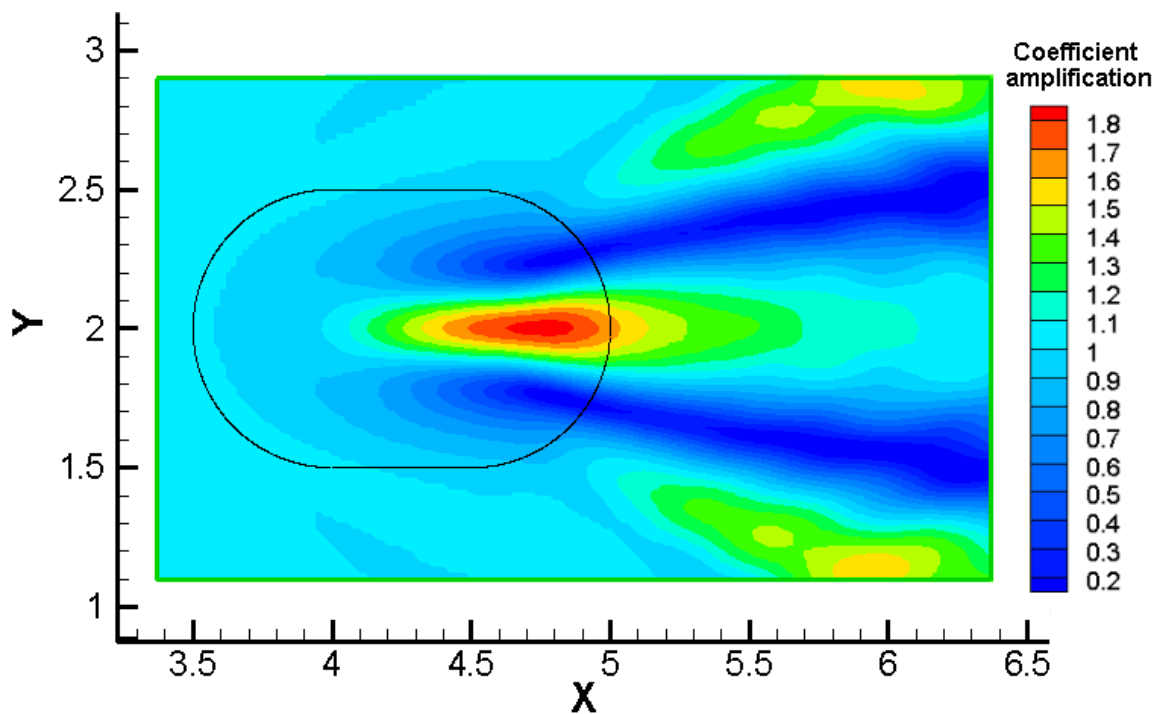


FIG III.27 – Vue en plan des coefficients d'amplification autour de la bosse calculés par REFIDIF1 pour  $H=35\text{cm}$  et  $T=0.5\text{s}$

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

Comparaison des coefficients d'amplification entre les mesures expérimentales et REFDF1  
Profil transversal à x=5m

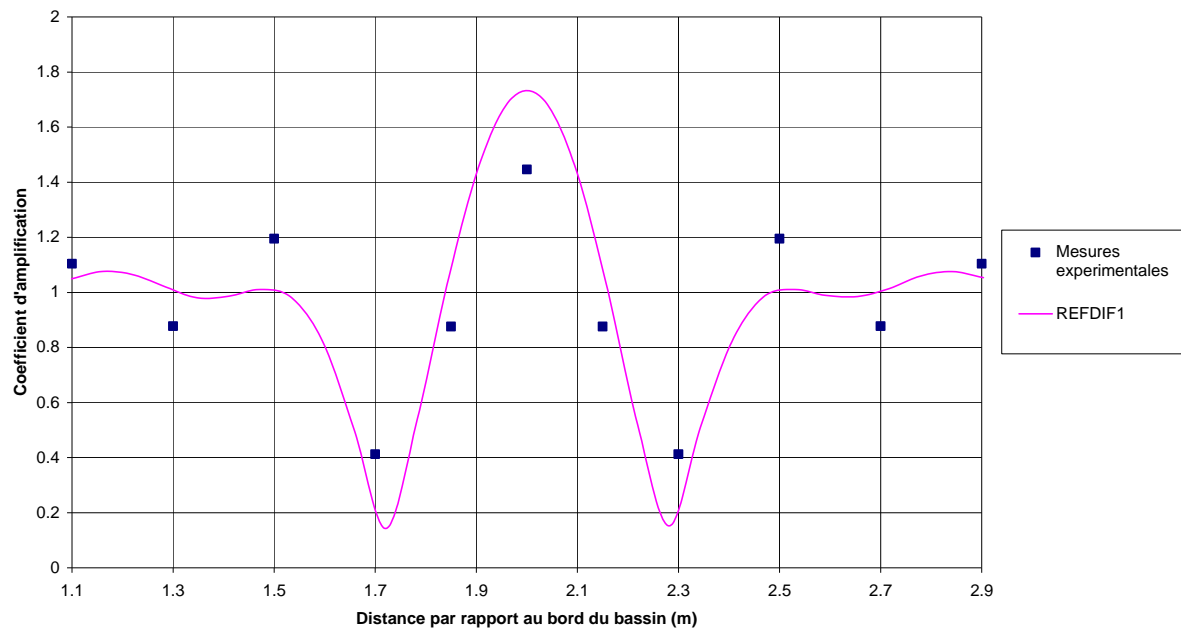


FIG III.28 – Comparaison des coefficients d'amplification entre les données expérimentales et REFDF1 à la section transversale située à 5m du générateur, pour les conditions  $H=35\text{cm}$  et  $T=0.5\text{s}$  (run 7)

Comparaison des coefficients d'amplification entre les mesures expérimentales et REFDF1  
Profil longitudinal au centre du bassin

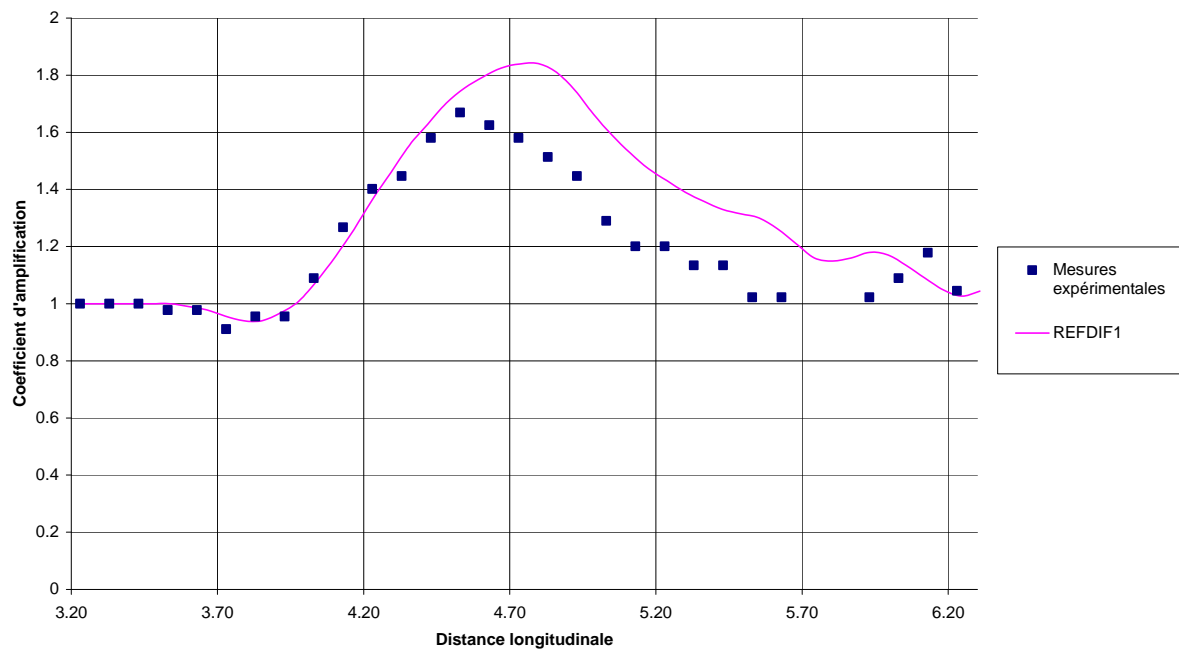


FIG III.29 – Comparaison des coefficients d'amplification entre les données expérimentales et REFDF1 sur une section longitudinale au centre du bassin, pour les conditions  $H=35\text{cm}$  et  $T=0.5\text{s}$  (run 7)



### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

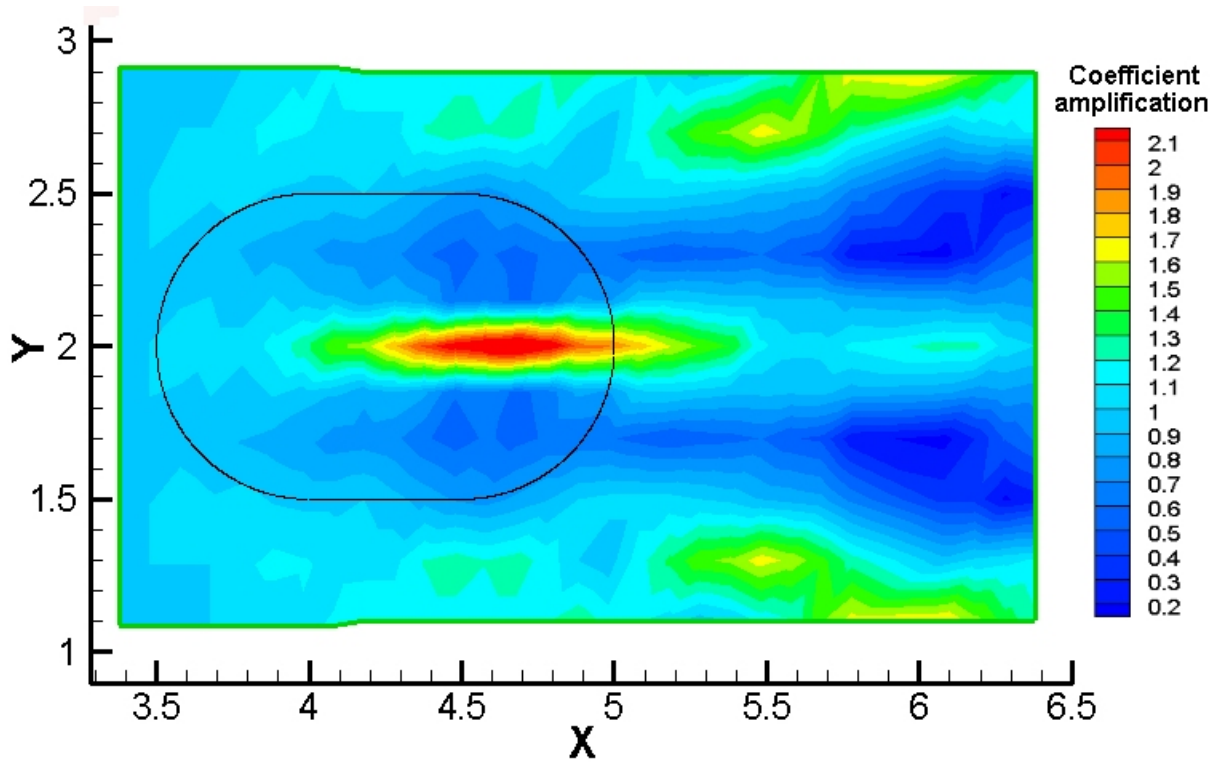


FIG III.30 – Vue en plan des coefficients d'amplification autour de la bosse à partir des données expérimentales pour  $H=35\text{cm}$  et  $T=0.6\text{s}$  (run 8)

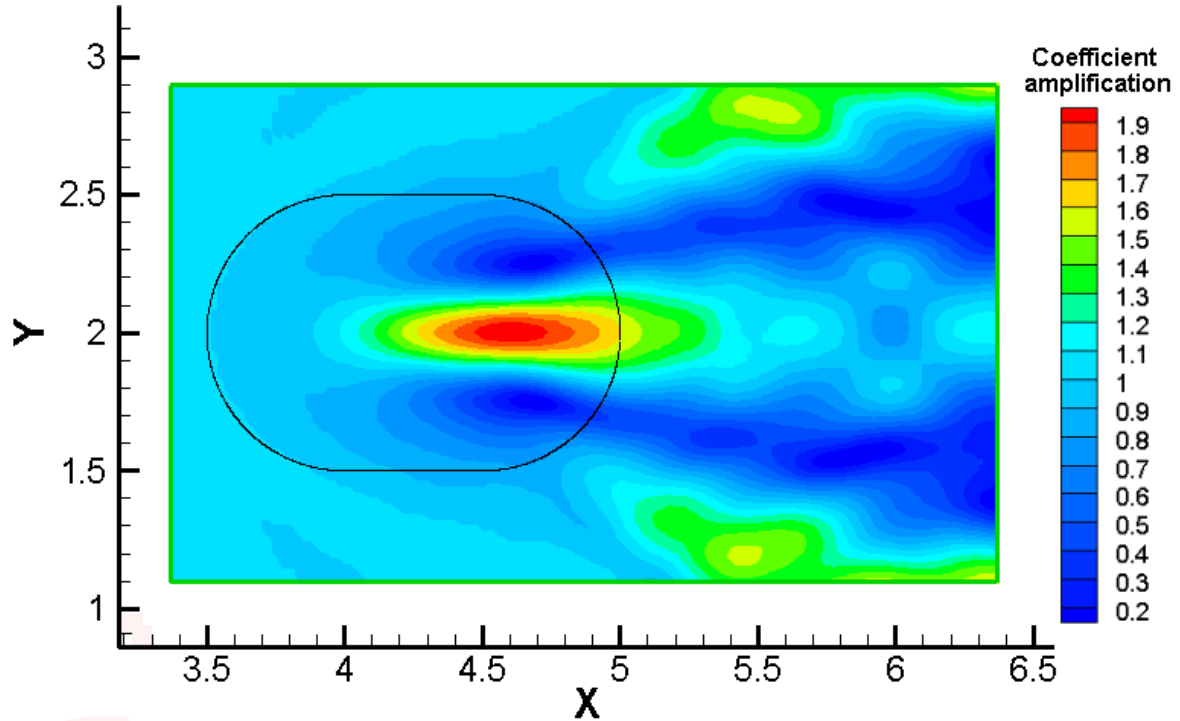


FIG III.31 – Vue en plan des coefficients d'amplification autour de la bosse calculés par REFIDIF1 pour  $H=35\text{cm}$  et  $T=0.6\text{s}$  (run 8)

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

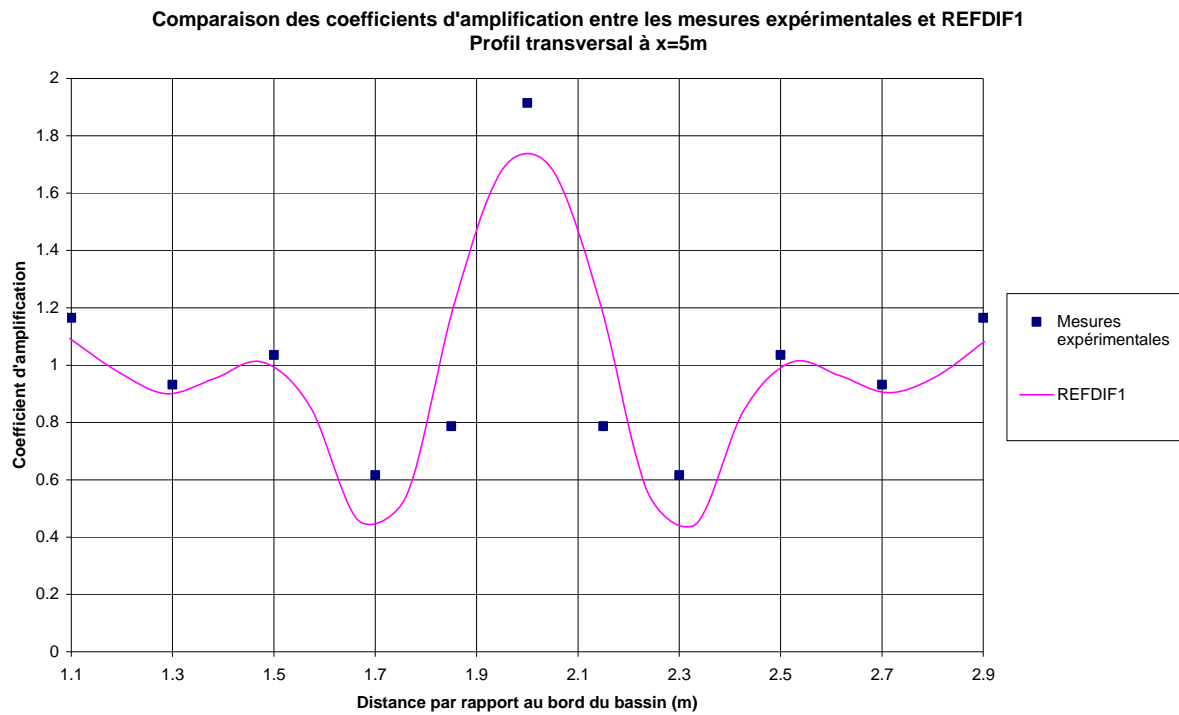


FIG III.32 – Comparaison des coefficients d'amplification entre les données expérimentales et REFDIF1 à la section transversale située à 5m du générateur, pour les conditions  $H=35\text{cm}$  et  $T=0.6\text{s}$

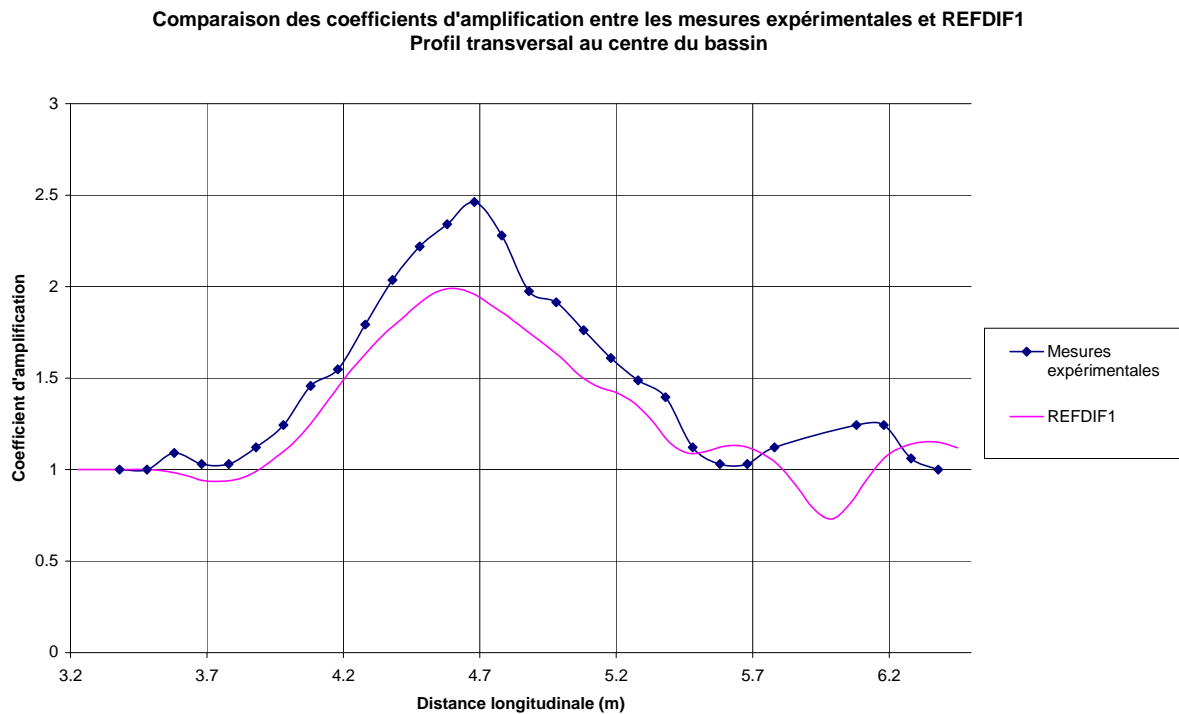


FIG III.33 – Comparaison des coefficients d'amplification entre les données expérimentales et REFDIF1 sur une section longitudinale au centre du bassin, pour les conditions  $H=35\text{cm}$  et  $T=0.6\text{s}$

### III.5.2.3 Profondeur $h=20\text{cm}$ (bosse émergente)

Pour la profondeur  $h=20\text{cm}$ , les profils réalisés ont été les mêmes que pour la profondeur  $h=40\text{cm}$ , soit une série de mesures toutes les longueurs d'onde de la houle incidente, en prenant toutefois le soin d'enlever les sondes 2, 3 et 4 lors du passage au dessus de la bosse. Le profil à  $x=5\text{m}$  a également pu être réalisé.

Le croisement derrière la bosse entraînait une analyse des données difficile du fait du nombre restreint de sondes à disposition. Par ailleurs, l'analyse vague par vague sur les signaux enregistrés ne donnait pas des résultats très pertinents, car les coefficients d'amplification derrière la bosse étaient trop faibles.

Néanmoins, on compare ici les résultats expérimentaux tels qu'ils ont été traités avec les résultats issus de REFDIF1 pour les périodes les plus représentatives à savoir  $T=0.3\text{s}$  et  $T=0.4\text{s}$ .

Les résultats pour ces deux périodes montrent sur les coupes en profils, figures III.34 et III.36 une chute des hauteurs directement à l'arrière de la bosse. La comparaison entre les mesures expérimentales et les données de REFDIF1 montre des écarts relativement faibles. On remarque que les courbes ont une forme en entonnoir, les coefficients d'amplification sont très faibles au centre et remontent progressivement sur les côtés. Par ailleurs, la zone de calme, où les coefficients d'amplification sont très faibles, paraît plus large pour la période  $T=0.4\text{s}$  que pour la période  $T=0.3\text{s}$ .

Les résultats pour les coupes longitudinales, figures III.35 et III.37, montrent des différences beaucoup plus notables. Les résultats de REFDIF1 et les mesures expérimentales montrent des écarts importants, notamment pour la période  $T=0.3\text{s}$  où les valeurs de REFDIF1 sont nettement surestimées par rapport aux valeurs expérimentales.

On remarque au final que les courbes associées au clapotis gaufré à l'aval de la bosse émergente tentent de décrire un champ de vague avec des variations de hauteur à une échelle trop petite devant l'espacement des sondes. Les courbes de hauteur sont donc naturellement chaotiques par rapport aux courbes associées au champ de vagues sans croisement de nappes à l'aval de la bosse immergée.

La présence ou non de croisement de nappes, qui reste le problème majeur à résoudre dans le cadre de ces essais, est examinée à travers l'analyse de la position des crêtes et des creux après reconstitution des plans de vagues.

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

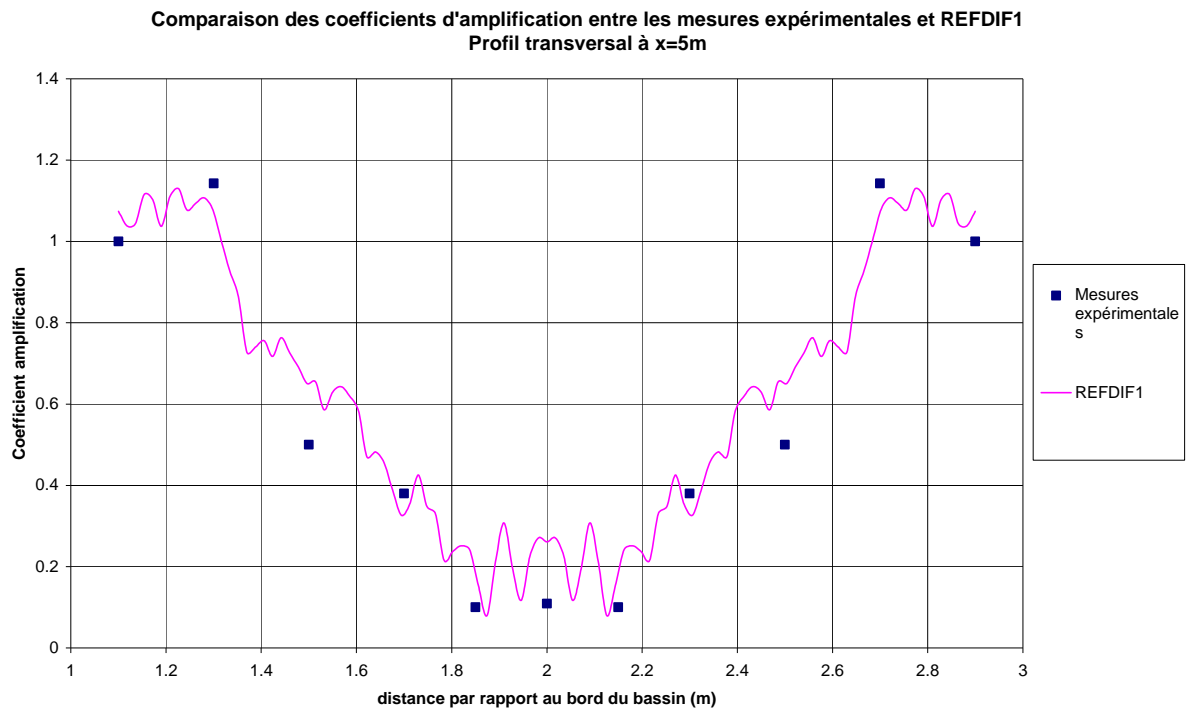


FIG III.34 – Comparaison des coefficients d'amplification entre les données expérimentales et REFDF1 à la section transversale située à 5m du générateur, pour les conditions  $H=20\text{cm}$  et  $T=0.3\text{s}$

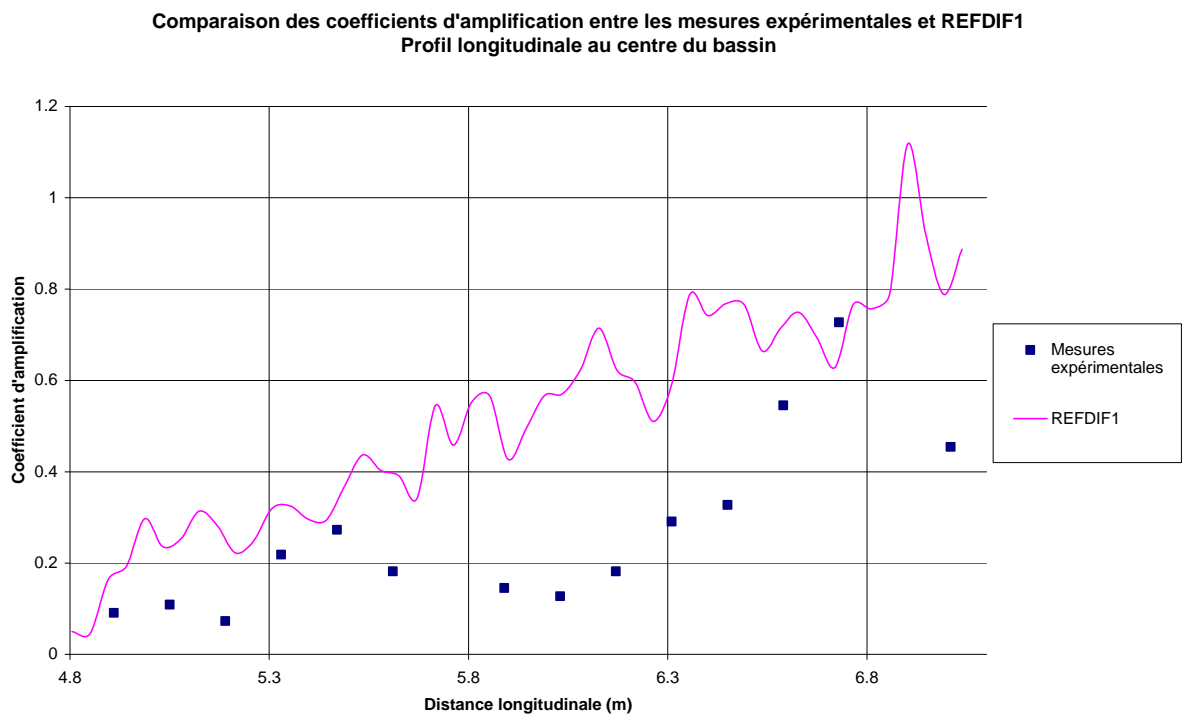


FIG III.35 – Comparaison des coefficients d'amplification entre les données expérimentales et REFDF1 sur une section longitudinale au centre du bassin, pour les conditions  $H=20\text{cm}$  et  $T=0.3\text{s}$

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

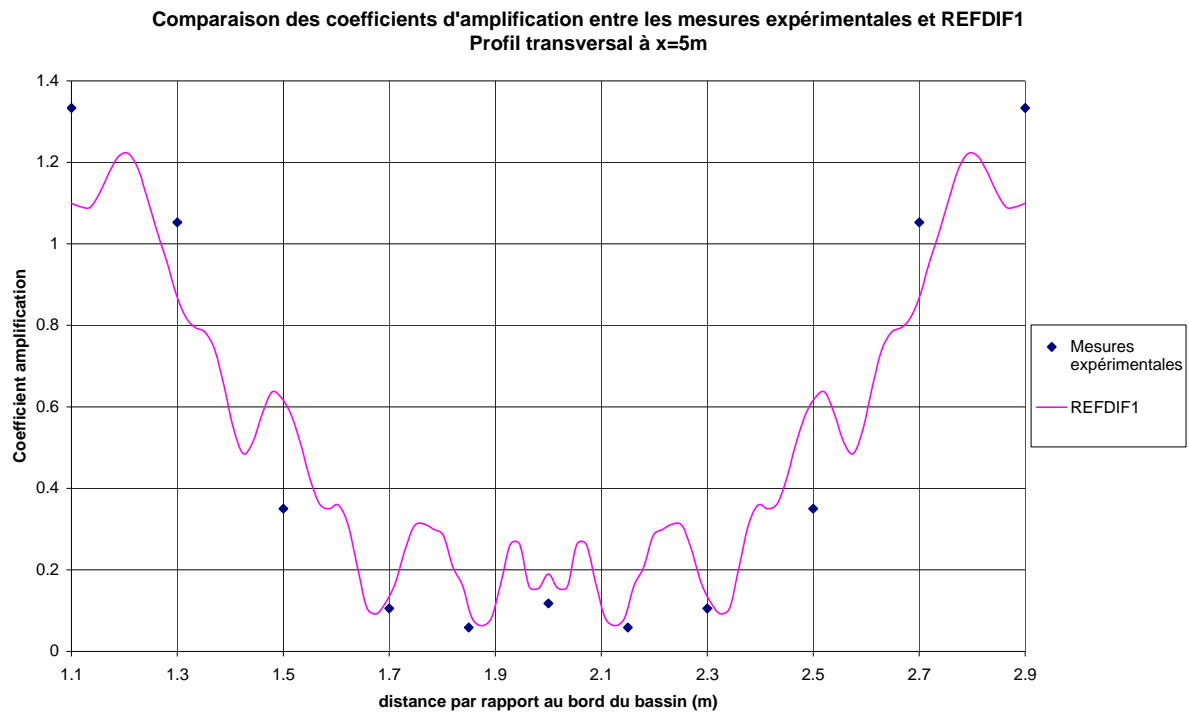


FIG III.36 – Comparaison des coefficients d'amplification entre les données expérimentales et REFDF1 à la section transversale située à 5m du générateur, pour les conditions  $H=20\text{cm}$  et  $T=0.4\text{s}$

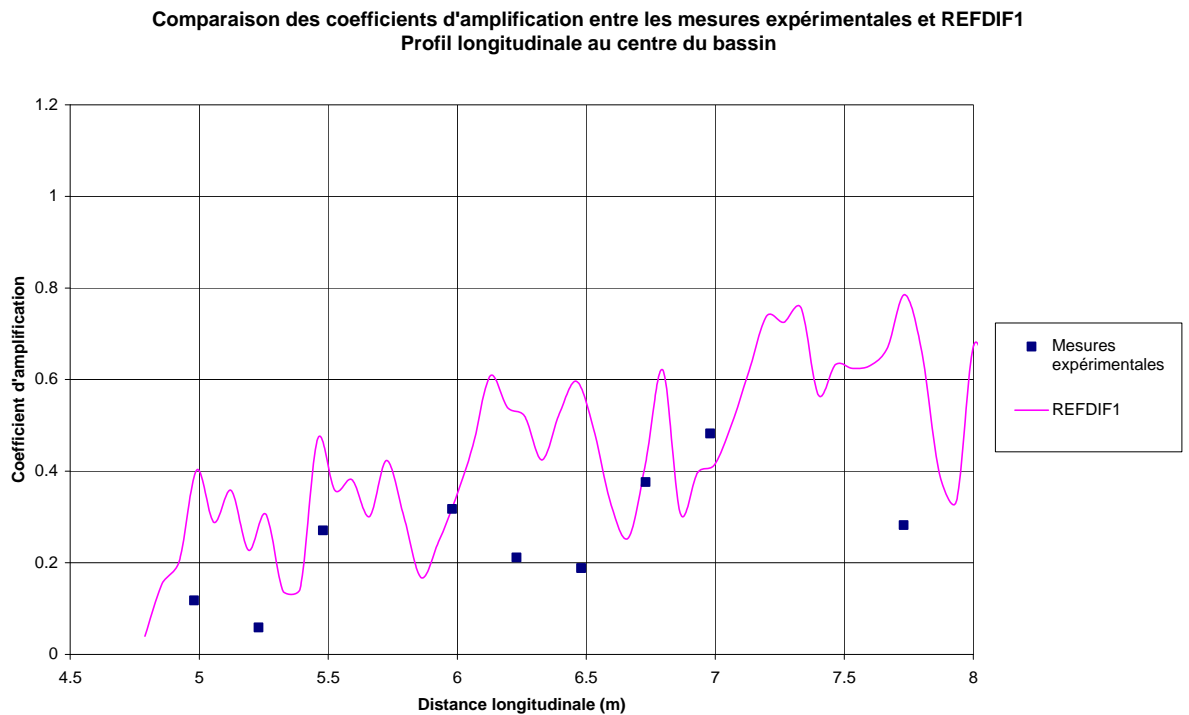


FIG III.37 – Comparaison des coefficients d'amplification entre les données expérimentales et REFDF1 sur une section longitudinale au centre du bassin, pour les conditions  $H=20\text{cm}$  et  $T=0.4\text{s}$

### III.5.3 Reconstitution des plans de vagues

Le calcul de la position des crêtes au cours de la propagation de la houle, et ainsi la reconstitution du plan de vagues, a été fait de la façon suivante :

1. Récupération des signaux bruts des sondes de la poutre mobile.
2. Calcul du déphasage des signaux par rapport à une sonde de référence, en l'occurrence la sonde 7 la plus au bord du bassin, en supposant qu'elle ne soit ni influencée par la réfraction ni par la diffraction.
3. Calcul de la vitesse de phase des vagues en chaque point de mesure, en connaissant la fréquence d'échantillonnage et la profondeur d'eau à cet emplacement.
4. Calcul de la position de la crête par rapport à la sonde de référence.

Cette méthodologie justifie les enregistrements des sondes sur la poutre mobile à des distances équivalentes à la longueur d'onde de la houle en profondeur infinie, car à chaque point de mesure devait correspondre une crête au niveau de la sonde 7 de référence.

Les résultats issus du calcul de la position des lignes de crête est présentée seule, puis superposées aux résultats de REFDIF1 pour plus de clarté et/ou aux photographies si nécessaires. Les résultats sont illustrés ci-après pour chaque degré d'immersion,  $h=40\text{cm}$  et  $h=35\text{cm}$  (bosse immergée), et  $h=20\text{cm}$  (bosse émergente).

#### III.5.3.1 Profondeur $h=40\text{cm}$

Les photos réalisées pour les runs 1 à 2 ne montrent visiblement pas de déphasage, de croisement ou de manière plus générale, de modifications significatives de la surface libre. On ne présente la position de chaque crête au niveau des points de mesures, que pour les périodes les plus élevées  $T=0.5\text{s}$  et  $T=0.6\text{s}$ .

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

Les résultats bruts de calculs de phase pour le run 3,  $T=0.5s$  et  $h=40cm$  sont illustrés ci-dessous figure III.38.

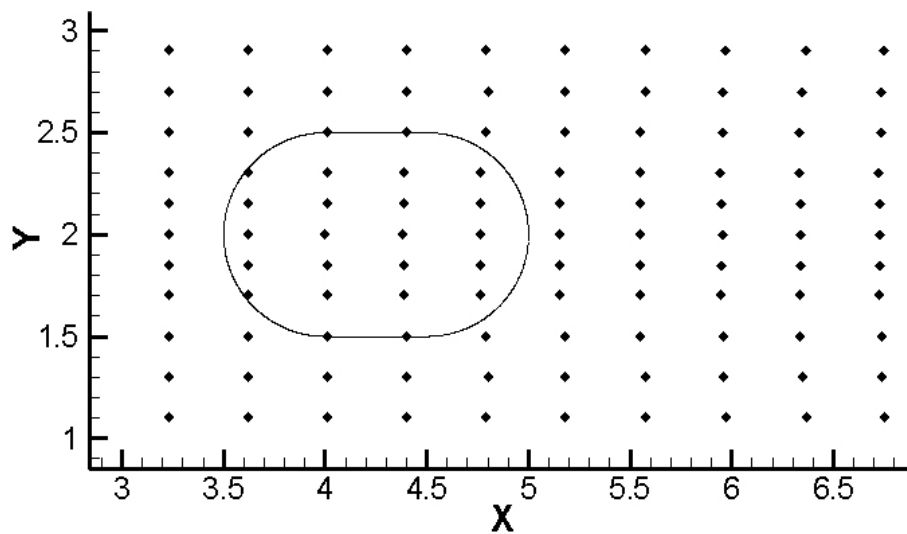


FIG III.38 – Reconstitution de la position des crêtes à partir des mesures des sondes pour le run 3

On distingue un léger retard de phase au niveau des sondes 2, 3 et 4 situées au milieu du bassin. Mais les crêtes semblent rester uniformes. Il est intéressant de confronter ces résultats à ceux de REFDF1.

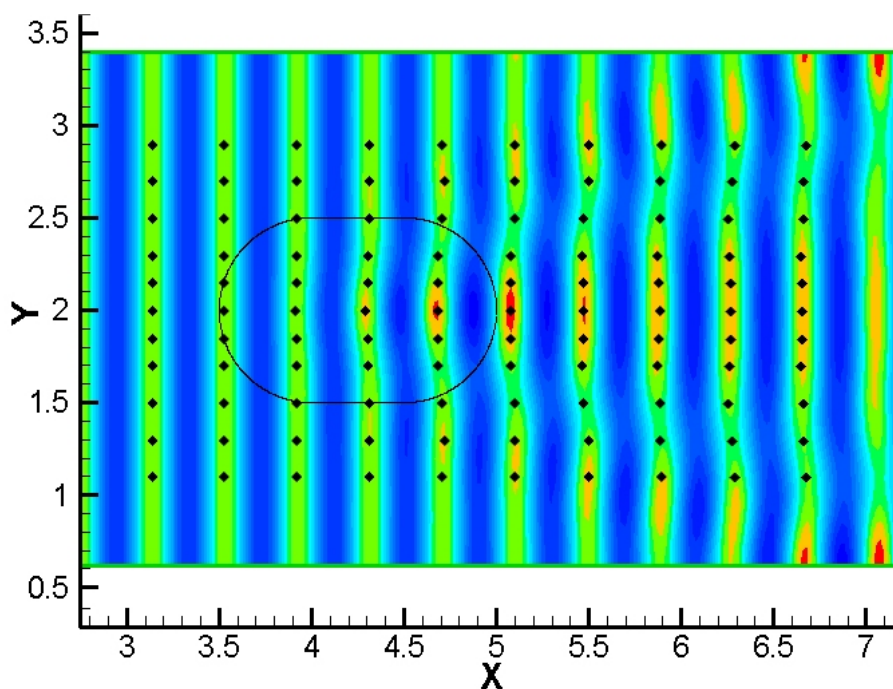


FIG III.39 – Superposition des mesures expérimentales de plan de vague aux résultats de REFDF1 pour le run 3

Les crêtes sont représentées en vert et les creux en bleu. On voit sur la figure III.39 que les mesures collent parfaitement aux résultats de REFDF1. On remarque la légère influence de la bosse sur la propagation de la houle à cette période.

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

Les résultats bruts de calculs de phase pour le run 4,  $T=0.6s$  et  $h=40cm$  sont illustrés figure III.40

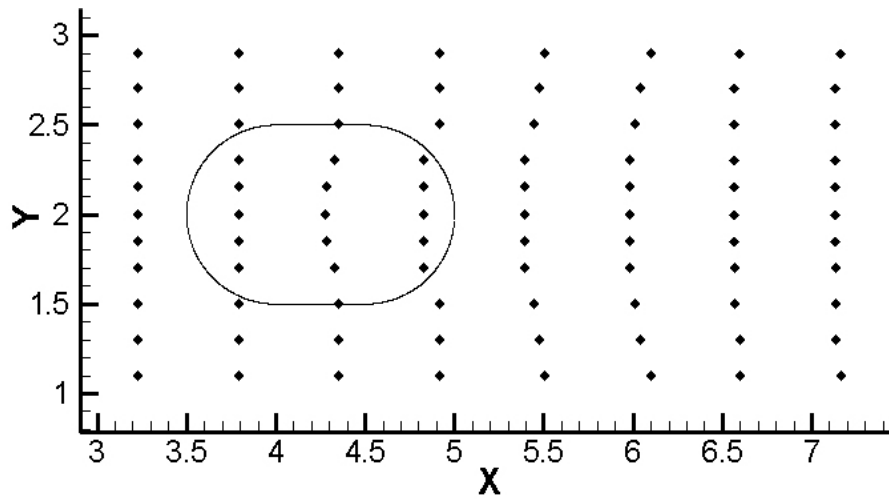


FIG III.40 – Reconstitution de la position des crêtes à partir des mesures des sondes pour le run 4

Le retard de phases est très net pour les sondes situées au centre du bassin à cette période. On remarque cependant que la crête finit par redevenir presque rectiligne. C'est sans doute la raison pour laquelle il est difficile d'apercevoir une modification de la surface libre à l'œil nu.

La comparaison avec les résultats de REFDIF1 est illustrée par la figure III.41

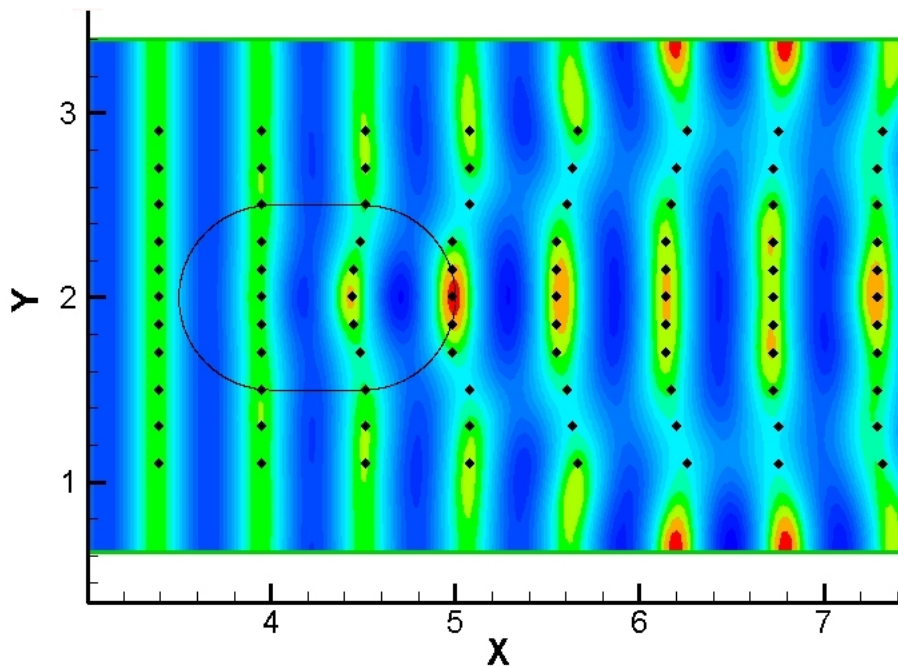


FIG III.41 – Superposition des mesures expérimentales de plan de vague aux résultats de REFDIF1 pour le run 4

Là encore, les résultats expérimentaux se confondent parfaitement avec les résultats de REFDIF1.

Il apparaît donc qu'à cette profondeur d'eau, les crêtes commencent à subir l'influence de la bosse, notamment pour les périodes  $T=0.5s$  et  $T=0.6s$ , mais sans pour autant se désolidariser.



### III.5.3.2 Profondeur $h=35\text{cm}$

Etant donné la complexité des phénomènes intervenant à cette profondeur, et pour des raisons de clarté dans la visualisation des résultats, les mesures expérimentales sont directement superposées aux résultats de REFDIF1. On présente les résultats pour les périodes suivantes,  $T=0.4\text{s}$ ,  $T=0.5\text{s}$  et  $T=0.6\text{s}$  soit les runs 6, 7 et 8.

Les résultats des mesures expérimentales superposées aux résultats de REFDIF1 pour le run 6,  $T=0.4\text{s}$  et  $H=35\text{cm}$ , sont illustrés figure III.42.

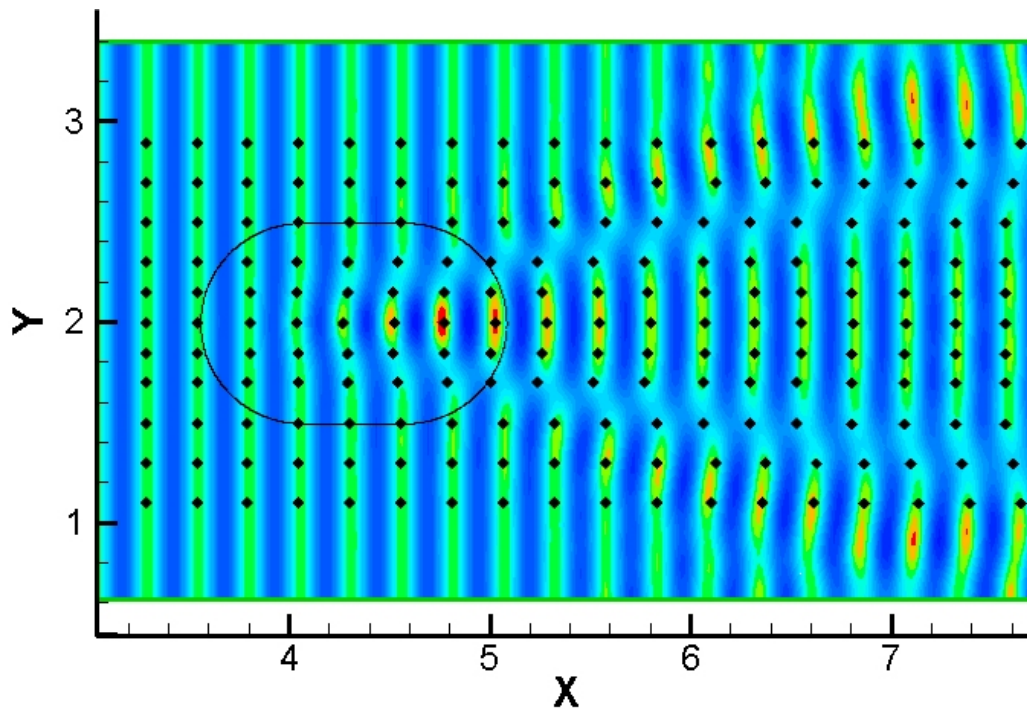


FIG III.42 – *Superposition des mesures expérimentales de plan de vague aux résultats de REFDIF1 pour le run 6*

Les mesures expérimentales se confondent parfaitement avec les résultats de REFDIF1 à cette période et cette profondeur. On voit qu'au centre du bassin au dessus du sommet de la bosse, la crête freine et s'incurve (au niveau de  $x=4.8\text{m}$ ). On distingue ensuite certainement le rôle de la diffraction qui fait accélérer la crête et l'incurve dans l'autre sens (à  $x=5\text{m}$ ), avant que la crête ne redevienne quasiment rectiligne (à partir de  $x=7\text{m}$ ). La houle est légèrement déphasée au centre et on note la présence de deux lignes s'ouvrant avec un certain angle. Ces lignes marquent un léger décalage entre les crêtes sans qu'on puisse pour autant les dissocier.

On constate que les lignes de crête sont prêtes à se séparer, notamment au niveau de  $x=5\text{m}$  où la crête qui n'a pas été influencée par la réfraction tend à s'orienter vers la crête précédente. Ces résultats sont tout à fait conformes à la figure III.8 où l'on voit bien la démarcation de la crête ayant freiné au centre, symbolisée et délimitée par les lignes de faible amplitude de chaque côté. L'angle d'ouverture des lignes sur la photo de la figure III.8, semble également en bon accord avec les simulations de REFDIF1.

Cette période est intéressante pour observer le comportement des crêtes avant le décrochement et le déphasage qui se produit aux périodes plus grandes ( $T=0.5\text{s}$  et  $T=0.6\text{s}$ ).

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

Le résultat des mesures expérimentales superposées aux résultats de REFDIF1 pour le run 7,  $T=0.5s$  et  $h=35cm$ , est illustré figure III.43.

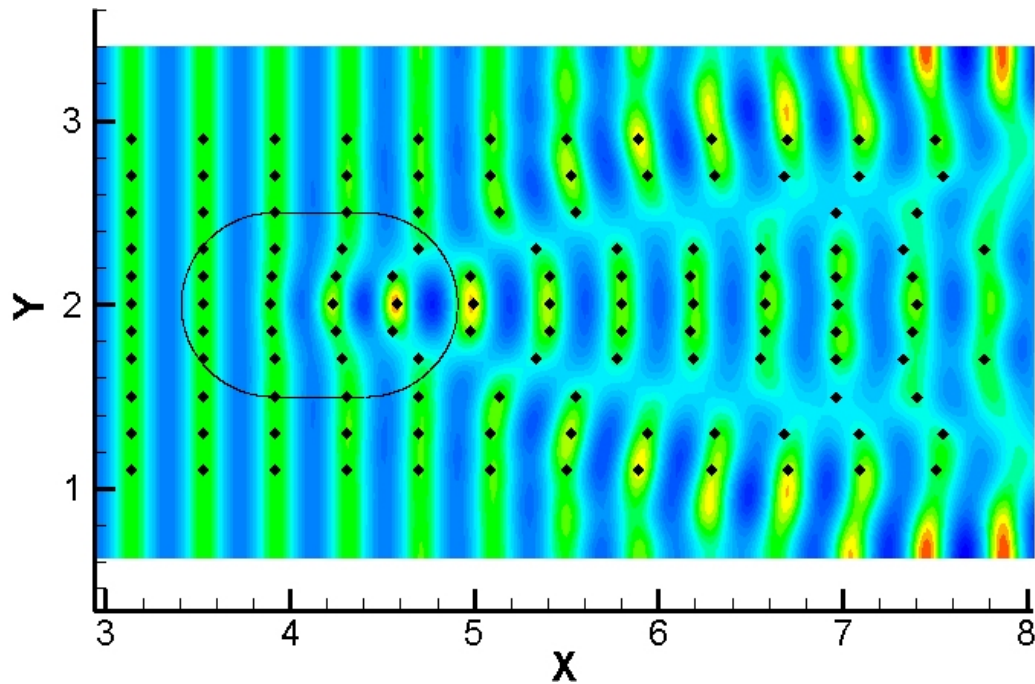


FIG III.43 – *Superposition des mesures expérimentales de plan de vague aux résultats de REFDIF1 pour le run 7*

De même que précédemment, les résultats de REFDIF1 sur la totalité de la largeur du bassin sont en accord avec les mesures expérimentales. Comme on pouvait s'y attendre, on remarque que la surface libre devient relativement complexe à cette période et cette profondeur d'eau. On observe un déphasage s'opérer au niveau de  $x=5m$  avec une séparation de la crête du milieu, qui a trop freiné pour rester accrochée à la crête du bord. On distingue très nettement les deux lignes de faible amplitude, symétriques de part et d'autre de la bosse qui marquent la frontière du déphasage. Ces lignes s'ouvrent avec un certain angle par rapport à l'axe longitudinal de propagation de la houle, qui semble très peu différent de celui de la période  $T=0.4s$ . Cette observation laisserait suggérer que l'angle dépend plus des caractéristiques de la bosse que de la période de la houle incidente.

Le fait que les crêtes soient rectilignes de part et d'autre des deux lignes de séparation prouve qu'il n'y a visiblement pas de croisement. En effet s'il y avait un quelconque croisement, les crêtes seraient incurvées du centre vers le bord du bassin. Les résultats pour la profondeur de  $h=20cm$  doivent confirmer cette hypothèse.

Par ailleurs les mesures de la sonde 5 sont absentes sur 3 crêtes entre  $x=5.8m$  et  $x=6.6m$ . Ceci est dû au fait que la sonde était placée sur la ligne de faible amplitude, et la quasi-absence de variation dans le signal (signal plat) ne permettait pas de calculer le déphasage et donc la position de la crête.

La disposition des crêtes résulte des phénomènes de réfraction et de diffraction qui interviennent au cours de la propagation de la houle et de son passage au dessus de la bosse. Pour analyser plus profondément ces phénomènes, on présente ci-après une vue plus détaillée au niveau de la bosse.

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

La figure III.44 ci-dessous présente les coordonnées de 6 profils réalisés avec la sonde mobile, ainsi que l'emplacement des crêtes (en noir et en rouge) reconstitué à partir du déphasage de signal de chaque sonde de mesure par rapport à la sonde 7 de référence.

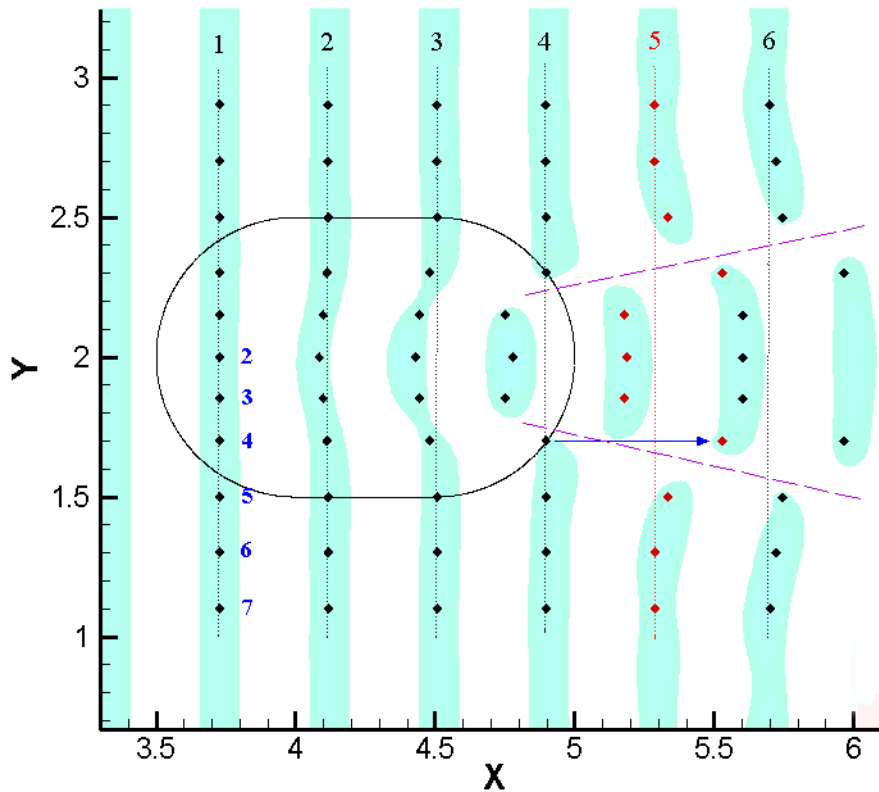


FIG III.44 – Reconstitution de la position de la crête sur 6 profils du run 7

La poutre mobile a été avancée d'une longueur d'onde par pas de mesure, soit 39cm à chaque fois. On voit que pour le profil 1, la crête est rectiligne et qu'il n'y a pas de déphasage dans le signal des sondes. Elles sont toutes en phase comme le montre la figure III.45 ci-dessous :

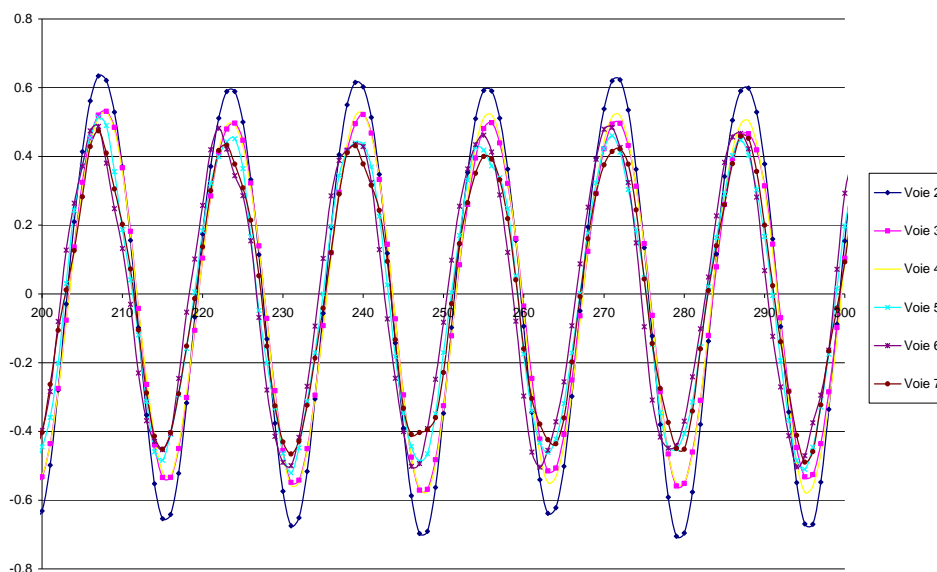


FIG III.45 – Signal des sondes sur le profil 1

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

Dès le profil 2, on voit sur la figure III.44 que la crête commence à freiner au niveau des sondes 2 et 3, et prend une forme incurvée vers l'arrière. Elle reste néanmoins uniforme jusqu'au profil 3. Au profil 4, la crête centrale s'incurve dans l'autre sens, vers l'avant. Ce qui semble montrer le point de départ du décrochement. Au profil 5, on ne se situe plus sur la bosse, donc la réfraction n'intervient plus. Seule la diffraction, liée à la diffusion de l'énergie accumulée au dessus de la bosse, joue un rôle dans l'organisation des crêtes à partir de là. On voit ainsi que la diffraction fait accélérer la crête au niveau de la sonde 4. La longueur d'onde à cet endroit augmente considérablement (flèche bleue).

Alors qu'au profil 4, la sonde 4 était située sur la crête n'ayant pas encore été influencée par la bosse (puisqu'on voit qu'elle est toujours rectiligne et en phase avec les sondes 5, 6 et 7), elle accélère d'une phase et demie pour se rattacher à la crête centrale précédente, entre les profils 5 et 6. Elle est en avance par rapport à la sonde 7 sur le profil 5 et rejoint le bout de crête en retard du profil 6.

Le signal obtenu au niveau du profil 5 est représenté par la figure III.46 :

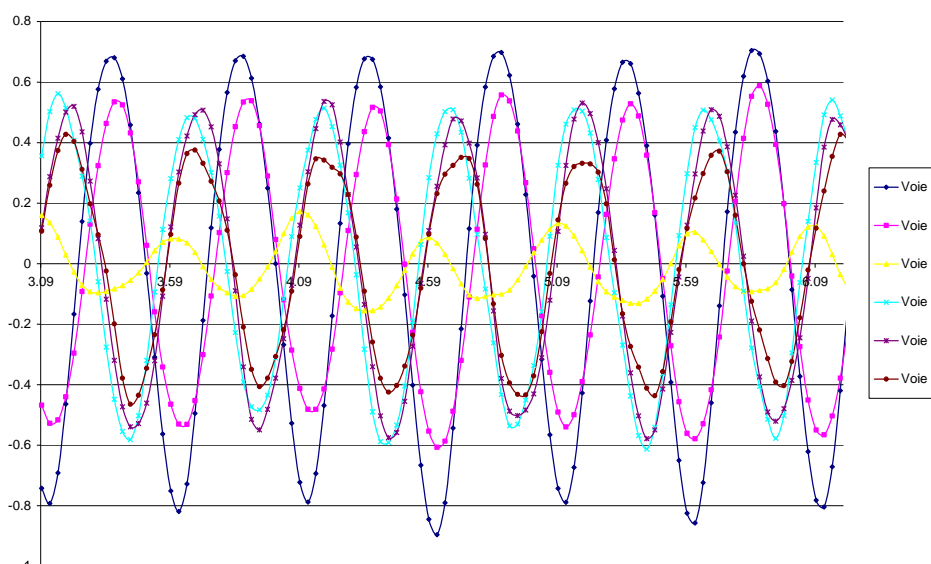


FIG III.46 – Signal des sondes sur le profil 5

Sur le signal de la figure III.46, la sonde de référence est la sonde 7 en marron. On voit que les signaux des sondes 5, 6 et 7 sont quasiment en phase tandis que ceux des sondes 2 et 3 sont très en retard. Le signal de la sonde 4 est très en avance par rapport à celui de la sonde 7.

Le profil 5 permet de mettre en évidence le décrochage, symbolisé par la présence d'une crête devenue indépendante au centre (au niveau des sondes 2 et 3), et le rattachement d'un bout de crête périphérique avec la crête centrale précédente (mélange de rouge et noir sur le profil 6) uniquement par effet de diffraction.

Ceci prouve que la diffraction joue un rôle important dans la disposition des crêtes. En effet, elle modifie les caractéristiques des vagues, en augmentant la longueur d'onde et la vitesse de phase comme indiqué par les équations (2.53) et (2.54) même après le passage de la bosse, afin d'éviter que les vagues ne se croisent.

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

Les simulations de REFDIF1 permettent de superposer la surface libre et les vecteurs directionnels de la houle en chaque point du maillage. Les vecteurs directionnels sont perpendiculaires aux crêtes et indiquent la direction des vagues. On voit sur la figure III.47 l'influence de la réfraction qui fait converger l'énergie au centre de la bosse, et celle de la diffraction qui disperse l'énergie après le passage de la bosse.

La comparaison avec les photos des figures III.9 et III.10 montre que REFDIF1 reproduit parfaitement bien la surface libre à cette période.

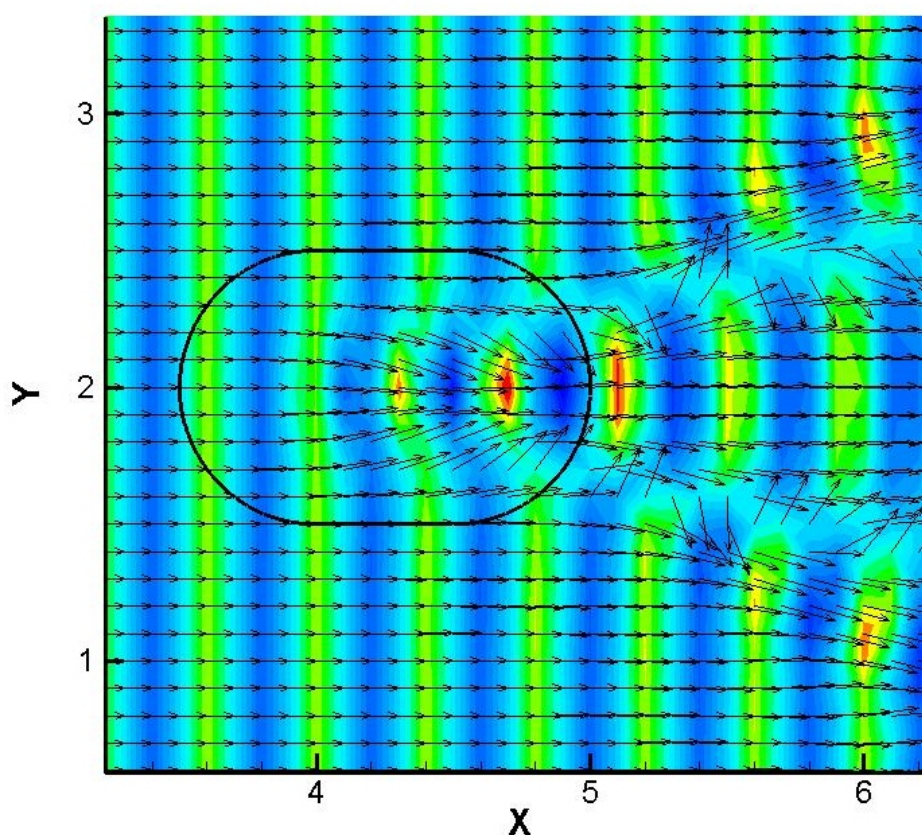


FIG III.47 – Illustration de la surface libre et des vecteurs directionnels de la houle réalisée avec REFDIF1 pour le run 7

Pour le run 8,  $T=0.6s$  et  $h=35cm$ , figure III.48 le plan de vague que l'on observe est assez similaire à celui obtenu pour la période  $T=0.5s$ . Bien qu'émettant une réserve sur les résultats obtenus lors de l'expérimentation à cette période (à cause des nombreuses réflexions sur les bords du bassin et d'un mode transversal qui se manifestait très rapidement) on constate sur la figure III.48 que les résultats des mesures sont assez satisfaisants, comparés aux plans de vagues de REFDIF1.

On voit de nouveau l'influence importante de la diffraction qui empêche le croisement. Comme pour la période  $T=0.5s$ , la crête au niveau de la sonde 4 passe d'une position légèrement en retard sur le profil 3 à une position où elle est très en avance dans le profil 4. Les lignes isophases empêchent là aussi de positionner la crête à partir du profil 6, car le signal obtenu est complètement plat et ne permet aucune analyse. L'angle des lignes de faible amplitude semble être le même que pour les périodes  $T=0.4s$  et  $T=0.5s$ , cependant la largeur des lignes est plus grande.

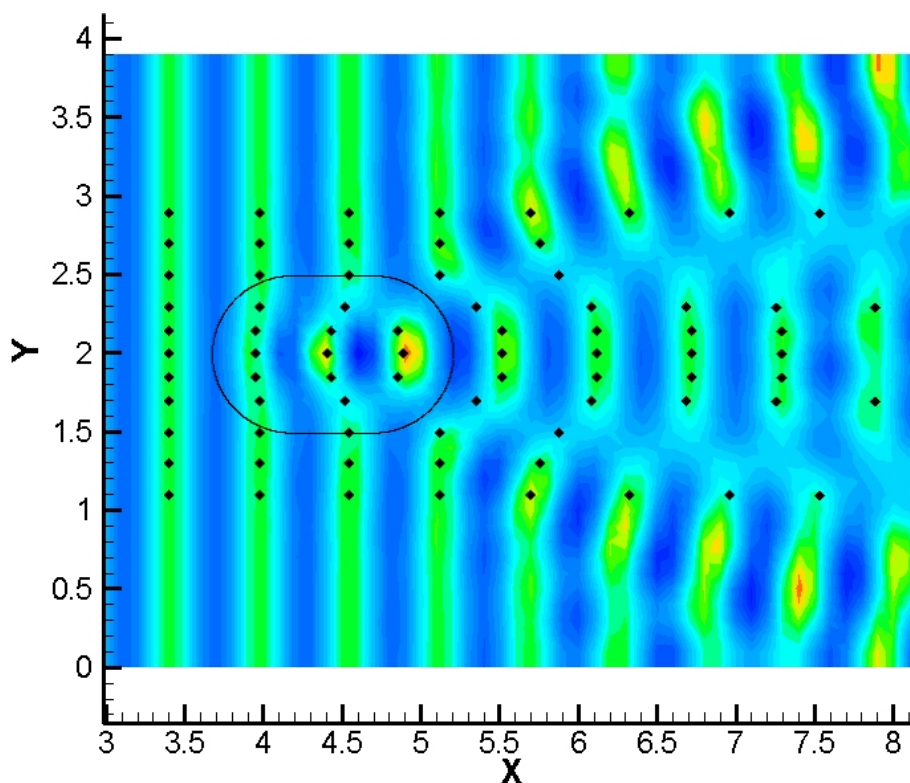


FIG III.48 – *Superposition des mesures expérimentales de plan de vagues aux résultats de REFDIF1 pour le run 8*

La comparaison entre la surface libre obtenue avec REFDIF1 et la photo de la figure III.11 est frappante, et montre la capacité de REFDIF1 à reproduire la propagation de la houle de manière très satisfaisante.

#### III.5.3.3 Profondeur $h=20\text{cm}$

Lorsque la bosse est émergée de  $h'=-10\text{ cm}$ , on observe sur les photographies un croisement à l'arrière de la bosse. Si tel est le cas, la méthode de reconstitution du plan de vague telle qu'elle a été réalisée n'est alors plus possible étant donné que le signal à l'arrière de la bosse correspond à la somme de deux ondes. Les coefficients d'amplification peuvent toujours être calculés mais pas les phases.

L'observation des signaux obtenus à l'arrière de la bosse par les sondes de mesures montre effectivement un aspect très différent de ceux obtenus quand la bosse est immergée. Ils sont par ailleurs complètement inexploitable pour reconstituer les phases. Ce qui tend à prouver que les phénomènes qui interviennent lorsque la bosse est immergée et quand elle est émergée, sont différents.

Puisque les signaux ne peuvent être analysés, et étant donné que les simulations précédentes ont démontré la capacité de REFDIF1 à reproduire de manière satisfaisante la propagation de la houle, l'étude de la surface libre pour cette profondeur n'est faite qu'au travers des résultats de REFDIF1.

Si les phénomènes observés entre bosse émergée et immergée sont différents, les résultats des plans de vagues simulés avec REFDIF1 doivent montrer un comportement de la surface libre également différents des précédents, et cela quelles que soient les périodes simulées.

### III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

Les résultats de REFDIF1 sont présentés ci-après, pour les périodes  $T=0.3s$ ,  $T=0.4s$  et  $T=0.5s$ , sur l'ensemble du bassin (et non plus uniquement sur la surface couverte par les sondes de mesures) pour pouvoir être comparées aux photos.

La figure III.49 pour  $T=0.3s$  est parfaitement en accord avec les photos réalisées (figures III.16 et III.17). On y voit effectivement un croisement bien distinctif à l'arrière de la bosse. Ce plan de vague est bien différent des plans de vagues lorsque la bosse est immergée. Les vagues restent incurvées vers l'arrière contrairement à ce qui se passe lors du déphasage. Par ailleurs on voit sur le plan de vague de REFDIF1, la formation de plusieurs petits sillons longitudinaux qui prennent leur source après qu'on ne puisse plus distinguer le croisement. On note aussi la présence de nœuds et de ventres, que l'on retrouve sur les photos.

Sur la figure III.50 à  $T=0.4s$ , le croisement est présent mais un peu moins visible que sur la figure III.49. On retrouve également les deux petits sillons en bout de bassin conformément à la photo de la figure III.18.

Sur la figure III.51 pour  $T=0.5s$ , on ne distingue plus réellement de croisement. La bosse paraît être absorbée par la houle, mais son influence se transcrit tout de même par une baisse des hauteurs à l'arrière de celle-ci. La photo de la figure III.19 de l'expérimentation pour cette profondeur d'eau montre exactement le même plan de vague.

#### III.5.4 Conclusion de l'analyse des résultats

Les données effectuées avec les sondes de mesures ont permis de calculer les coefficients d'amplification et de tracer les plans de vagues tant que la bosse était immergée. Dans le cas où la bosse était émergée, les données ont pu être exploitées uniquement pour calculer les coefficients d'amplification. Retrouver la position des crêtes à un instant donné n'était alors plus possible en raison du signal qui retranscrit le passage de deux ondes en même temps.

Les résultats expérimentaux ont montré que la bosse perturbe la propagation de la houle lorsque celle-ci est immergée. Les coefficients d'amplifications révèlent un pic plus ou moins important des hauteurs de houle au-dessus de la bosse pour chaque profondeur d'eau et périodes incidentes testées. Ce pic est accompagné d'un creux sur les côtés résultants de la perte de hauteur due à la concentration d'énergie au centre.

La reconstitution des plans de vagues et les résultats de REFDIF1 ont démontré que, pour cette étude, lorsque la bosse était immergée la diffraction empêchait la houle de croiser en modifiant ses caractéristiques. Il se formait alors un décrochage des crêtes et un déphasage.

Lorsque la bosse est émergente, la propagation de la houle autour de la bosse forme un croisement de nappes diffractantes à l'arrière de celle-ci. Enfin REFDIF1 a montré une grande capacité à reproduire de manière excellente la surface libre observée pendant l'expérimentation.

III. Etude expérimentale de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond

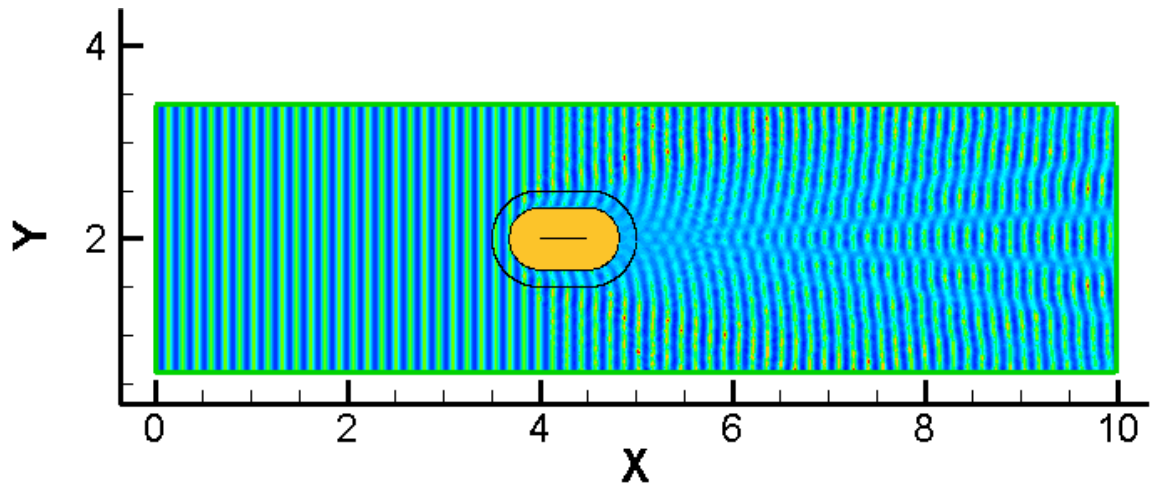


FIG III.49 – Illustration de la surface libre obtenue avec REFDIF1 pour le run 17

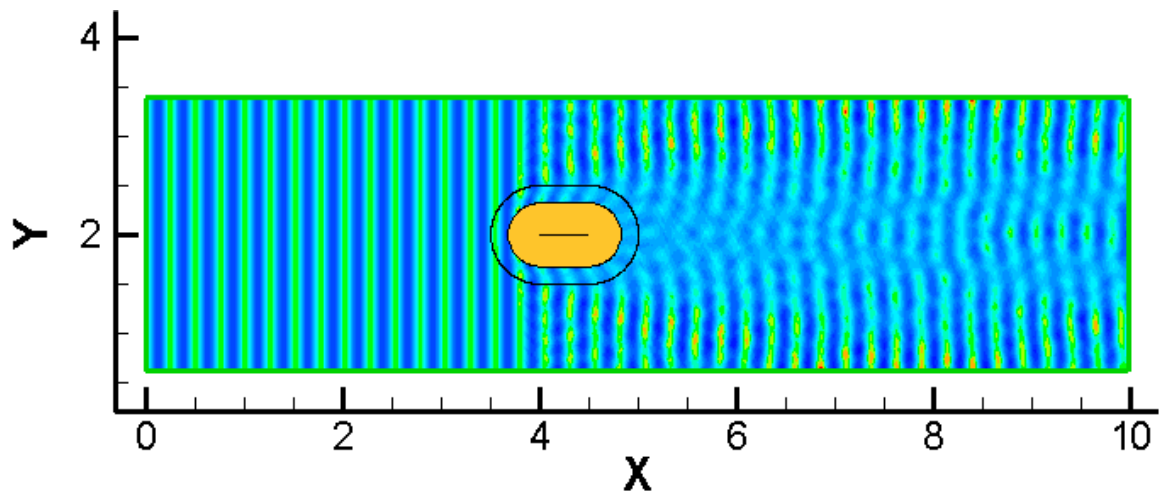


FIG III.50 – Illustration de la surface libre obtenue avec REFDIF1 pour le run 18

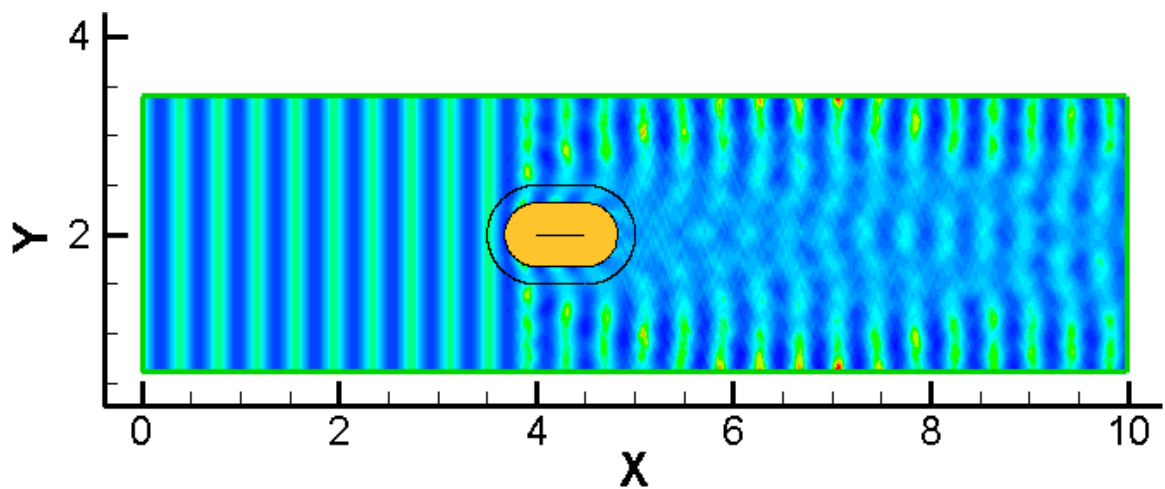


FIG III.51 – Illustration de la surface libre obtenue avec REFDIF1 pour le run 19



### III.6 Conclusions de l'expérimentation

L'expérimentation réalisée au bassin d'essai à houle de l'ISITV a permis de mettre en évidence les phénomènes de réfraction et de diffraction agissant lors de la propagation d'une houle influencée par un haut-fond. Ces deux phénomènes agissent de façon séparée ou combinée en fonction de la bathymétrie, et conduisent à des surfaces libres différentes selon la prédominance de l'un ou de l'autre.

Cette expérimentation a réussi à démontrer que la diffraction qui intervient à la suite d'une focalisation engendrée par la réfraction, agit en diffusant l'énergie sur les côtés et en modifiant les caractéristiques des vagues afin d'éviter le croisement, dans le cas d'une houle monochromatique et unidirectionnelle.

La diffraction agit dans ce sens à partir du moment où la bosse est immergée. Elle se manifeste par un décrochement et un déphasage des vagues, ainsi que par l'apparition de lignes de faibles amplitudes délimitant les vagues déphasées.

Quand la bosse est émergente, il n'y a pas d'amplification de la hauteur par effet de réfraction. Lorsque la houle arrive au bout de la bosse, la diffraction intervient pour diffuser l'énergie à l'arrière de la bosse, épouser sa forme, et combler le vide. Les crêtes qui se rejoignent des deux côtés de la bosse forment alors un croisement dont les caractéristiques sont très différentes de celles du déphasage observé lorsque la bosse est immergée. La houle à l'arrière de la bosse est de type « gaufrée ».

Les phénomènes de réfraction et de diffraction qui organisent les crêtes ne font pas intervenir d'effets non-linéaires. Leur modélisation peut donc se faire par un modèle complètement linéaire.

Ces recherches permettent d'améliorer les connaissances sur le comportement de la houle lors de sa propagation. Elles doivent servir de base à l'étude théorique du phénomène en vue d'améliorer le code en cours de développement SIMAC-POSEIDON. Il reste toutefois, pour ce faire, à caractériser quantitativement l'angle d'ouverture des lignes de faible amplitude. Les futures recherches pourraient s'intéresser à calculer l'angle de ces lignes en fonction des caractéristiques de la houle incidente (hauteurs et périodes), et celles de la bosse (longueur, largeur, hauteur, profondeur d'immersion...). Le suivi de la phase pourrait également permettre de savoir où et comment intervient, ou pas, le raccrochement des crêtes.

## Chapitre IV

# Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SIMAC-POSEIDON

Le chapitre III a permis de mettre en évidence les rôles prépondérants de la réfraction et de la diffraction dans l'organisation des crêtes et des creux au cours de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond. Il a démontré que les crêtes d'une houle monochromatique ne peuvent pas se croiser tant qu'elles ne sont pas considérées comme indépendantes, et qu'elles tendent plutôt à se déphaser à partir du moment où les perturbations bathymétriques restent immergées. A contrario, les photos aériennes et l'expérience menée au bassin à houle de l'ISITV ont également montré que, dès lors que la houle rencontre un obstacle, elle peut se séparer et donner des crêtes se comportant comme deux trains de houle complètement indépendants, de directions différentes, et qui peuvent se croiser.

Il est évident que l'observation de phénomène lors d'essais en laboratoire n'a d'intérêt scientifique que s'ils peuvent être analysés, interprétés voire dans le meilleur des cas modélisés. Or même si les essais de l'ISITV ont renforcé la thèse de l'intervention de la diffraction dans l'organisation des crêtes pour éviter le croisement, et conforté la théorie du déphasage, il reste à expliquer et à donner une interprétation mathématique et physique aux observations.

La première partie de ce chapitre IV reprend les données de l'expérience de Vincent et Briggs et de celles de l'ISITV, pour tenter d'expliquer théoriquement à travers le paramètre extrait des équations de Berkhoff, comment le phénomène de diffraction agit. L'étude du paramètre de diffraction et des équations qui le régissent, développées dans le chapitre II, permet d'analyser son comportement et son influence sur l'organisation de la surface libre au fur et à mesure de la propagation de la houle au-dessus de la bosse.

La seconde partie présente l'application du modèle SIMAC-POSEIDON avec l'emploi du paramètre de diffraction. Le modèle est ainsi comparé à REFDF1 dans le cas de l'expérience de Vincent et Briggs pour des houles régulières, puis appliqué à un cas réel, le site de la rade de Marseille, où il est comparé aux résultats de SWAN pour les houles irrégulières. Le modèle est enfin couplé au modèle d'agitation SIMAC-AGITATION dans le cadre d'une étude pour la création d'un nouveau bassin dans le port de Marseille.

## IV.1 Influence du paramètre de diffraction

Pour expliquer de façon théorique l'influence du phénomène de diffraction dans l'organisation des crêtes et des creux, une étude du paramètre de diffraction est nécessaire. En effet le chapitre II a mis en évidence que le paramètre de diffraction, extrait des équations de Berkhoff, tendait à modifier les caractéristiques des vagues ainsi que leur direction de propagation. Il faut donc analyser l'évolution de ce paramètre au sein d'une même crête lors de sa propagation au-dessus du haut-fond.

### IV.1.1 Retour sur les équations du paramètre de diffraction

On rappelle que le paramètre de diffraction  $\delta_H$  est donné par la relation :

$$\delta_H = \frac{\text{div}(CC_g \overrightarrow{\text{grad}} \hat{H})}{k^2 CC_g H} \quad (4.1)$$

Il s'exprime aussi en coordonnées curvilignes en fonction de l'enveloppe des hauteurs  $\hat{H}$  :

$$\delta_H = \frac{1}{k^2 CC_g \hat{H}} \times \left[ \frac{CC_g}{e_1^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2} + \frac{CC_g}{e_2^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \eta^2} + \left[ \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{e_2}{e_1} \right) + \frac{1}{e_1^2} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} \right) \right] \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] \\ + \left[ \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{e_1}{e_2} \right) + \frac{1}{e_2^2} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \eta} \right) \right] \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \quad (4.2)$$

Le paramètre de diffraction  $\delta_H$  apporte une correction au nombre d'onde, à la vitesse de phase et à la vitesse de groupe par rapport à la théorie de la réfraction pure.

Il vient ainsi :

$$\text{Le nombre d'onde :} \quad k' = k \sqrt{1 + \delta_H} \quad (4.3)$$

$$\text{La vitesse de phase :} \quad C' = \frac{C}{\sqrt{1 + \delta_H}} \quad (4.4)$$

$$\text{La vitesse de groupe :} \quad C'_g = C_g \sqrt{1 + \delta_H} \quad (4.5)$$

Lorsque le phénomène de diffraction est important, les caractéristiques intrinsèques des vagues, calculées aux intersections entre les crêtes et les rayons, subissent des modifications. La diminution ou l'augmentation des paramètres  $k'$ ,  $C'$  et  $C'_g$  dépend du signe de  $\delta_H$ .

En se focalisant sur les équations (4.3) et (4.4), on remarque que par rapport à la réfraction pure :

- si  $\delta_H > 0$  le nombre d'onde augmente et la vitesse de phase diminue
- si  $\delta_H < 0$  le nombre d'onde diminue et la vitesse de phase augmente

Le nombre d'onde étant directement relié à la longueur d'onde par la relation  $k = 2\pi/\lambda$ , lorsque le nombre d'onde augmente, la longueur d'onde diminue, et inversement.

Par ailleurs, on note que les équations (4.1) et (4.2) font apparaître que le paramètre de diffraction  $\delta_H$  est directement lié aux variations de  $\hat{H}$ . Il faut donc examiner en détails ces variations de hauteurs lors de la propagation de la houle pour déterminer l'influence du paramètre de diffraction sur l'organisation de la surface libre.

### IV.1.2 Influence du paramètre de diffraction sur l'organisation de la surface libre

Les données récoltées lors des expériences de Vincent et Briggs et de l'ISITV avec les sondes de mesures, permettent de reconstituer les variations de la hauteur au cours de la propagation de la houle au dessus du haut-fond, et donc d'en déduire l'évolution du paramètre de diffraction.

#### IV.1.2.1 Expérience de Vincent et Briggs

On se penche dans un premier temps sur l'expérience de Vincent et Briggs en raison des dimensions plus grandes de la bosse et du bassin que celles de l'ISITV, qui permettent de distinguer un nombre plus important de crêtes au-dessus de la bosse, et d'en faire ainsi une meilleure analyse.

Si l'on reprend le dispositif décrit dans la partie II.6.1, et que l'on trace les coefficients d'amplification mesurés au niveau de la section 3, c'est-à-dire au bout de la bosse dans le sens transversal au bassin, on obtient la courbe illustrée par la figure IV.1.

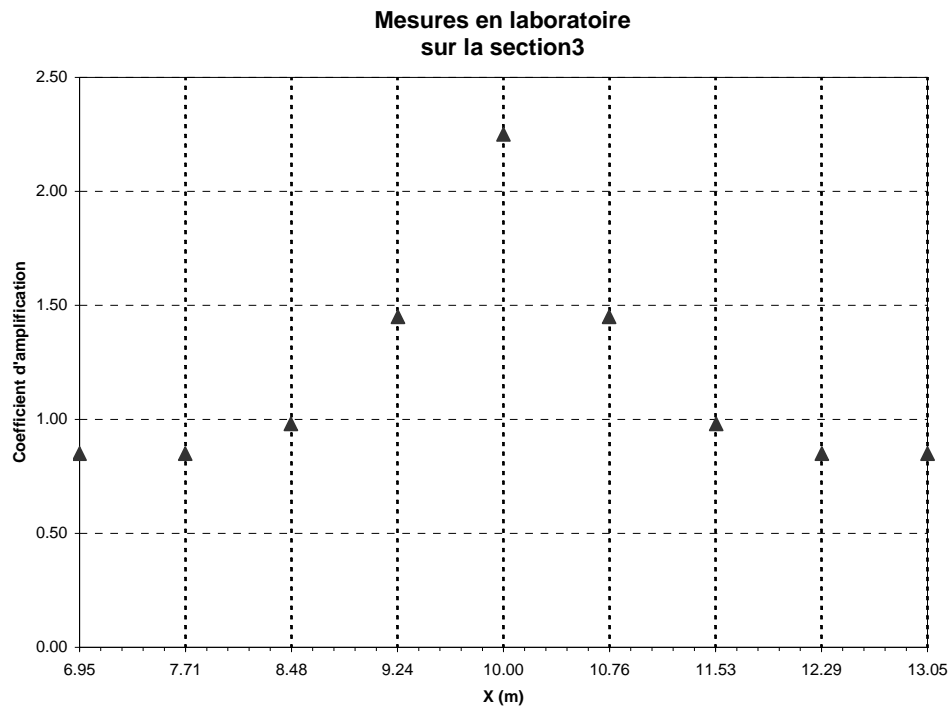


FIG IV.1 – Coefficients d'amplifications mesurés expérimentalement sur la section 3 de l'expérience de Vincent et Briggs

Cette courbe montre, comme pour l'expérience de l'ISITV, une forte concentration de la houle au dessus de la bosse due à la réfraction. Elle est symbolisée par un pic d'amplification qui atteint la valeur de 2.25 au centre de cette section. La forte concentration au centre du

#### IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

bassin s'accompagne, par conservation d'énergie, d'une diminution de la hauteur de la houle sur les côtés, les coefficients de réduction étant d'environ 0.8.

L'écartement des sondes, tous les 76cm pour cette expérience, ne permet pas d'obtenir des relevés de hauteur suffisamment précis pour connaître la forme exacte de la courbe entre les points de mesure. Il semble toutefois que la tendance générale de la courbe paraisse relativement gaussienne.

On trace les coefficients d'amplification mesurés dans le sens longitudinal, au niveau du centre du bassin sur les sections 7 et 9 du dispositif de la figure II.3, on obtient alors les courbes illustrées respectivement par les figures IV.2 et IV.3. Dans ce sens, on remarque que lors de la propagation au-dessus de la bosse, la hauteur de la houle augmente doucement puis baisse légèrement avant de remonter significativement jusqu'à l'extrémité aval de la bosse. La hauteur décroît ensuite progressivement une fois le haut-fond passé.

On constate, à travers l'analyse de ces courbes, que les variations de hauteurs sont beaucoup plus importantes dans le sens transversal, c'est-à-dire selon les crêtes, que les variations dans le sens longitudinal selon les rayons, qui s'opèrent sur des distances plus grandes et de manière plus progressive.

On peut ainsi doré-et-déjà émettre des hypothèses, avant même l'étude du paramètre de diffraction, sur l'influence des termes composant son équation. En effet, il apparaît que les termes en  $\eta$  suivant les crêtes seront prédominants par rapport aux termes en  $\xi$  suivant les rayons.

De plus, si l'on étudie l'expression du paramètre de diffraction selon son expression en coordonnées curvilignes en (4.2), on constate que les termes faisant intervenir des dérivées secondes sont prépondérants par rapport aux termes faisant intervenir des dérivées premières, si bien que le paramètre de diffraction  $\delta_H$  suit principalement l'évolution du terme

$$\frac{CC_g}{e_2^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \eta^2}.$$

Par ailleurs, en considérant le terme  $\frac{CC_g}{e_2^2}$  comme lentement variable dans l'espace et toujours positif, on peut réduire l'évolution du paramètre  $\delta_H$  uniquement à l'ordre de grandeur de sa dérivée seconde suivant les crêtes.

Soit

$$O(\delta_H) \approx O(\Delta_\eta H) \quad (4.6)$$

Dans la nature, cette constatation est relativement vérifiée car les phénomènes de réfraction-diffraction sont souvent prédominants. On peut ainsi observer des variations importantes de la hauteur dans le sens transversal à la propagation autour des systèmes barres-bâines landaises ou autour des récifs coralliens. Néanmoins plusieurs phénomènes peuvent entraîner des variations dans le sens de propagation nettement plus importantes que dans le sens transversal, comme par exemple certains effets non-linéaires, l'apparition de vagues scélérates, les ondes avec des longueurs d'ondes très grandes comme les tsunamis ou une remontée brusque du plateau continental comme à Hawaii. Dans ces cas là, la relation (4.6) n'est plus valable.

#### IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

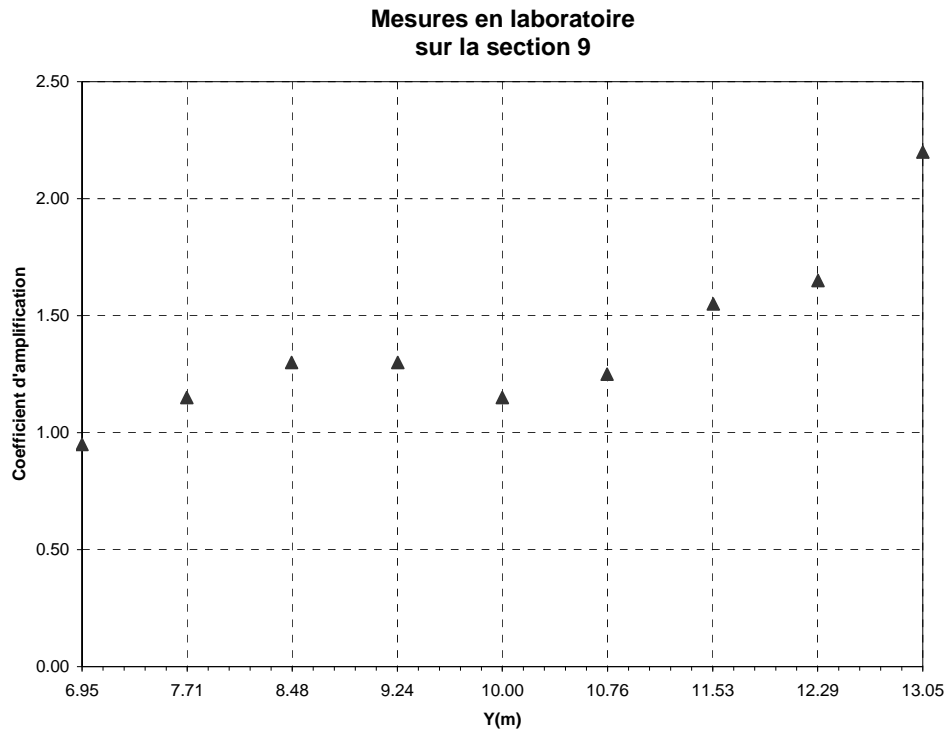


FIG IV.2 – Coefficients d'amplification mesurés expérimentalement sur la section 9 de l'expérience de Vincent et Briggs

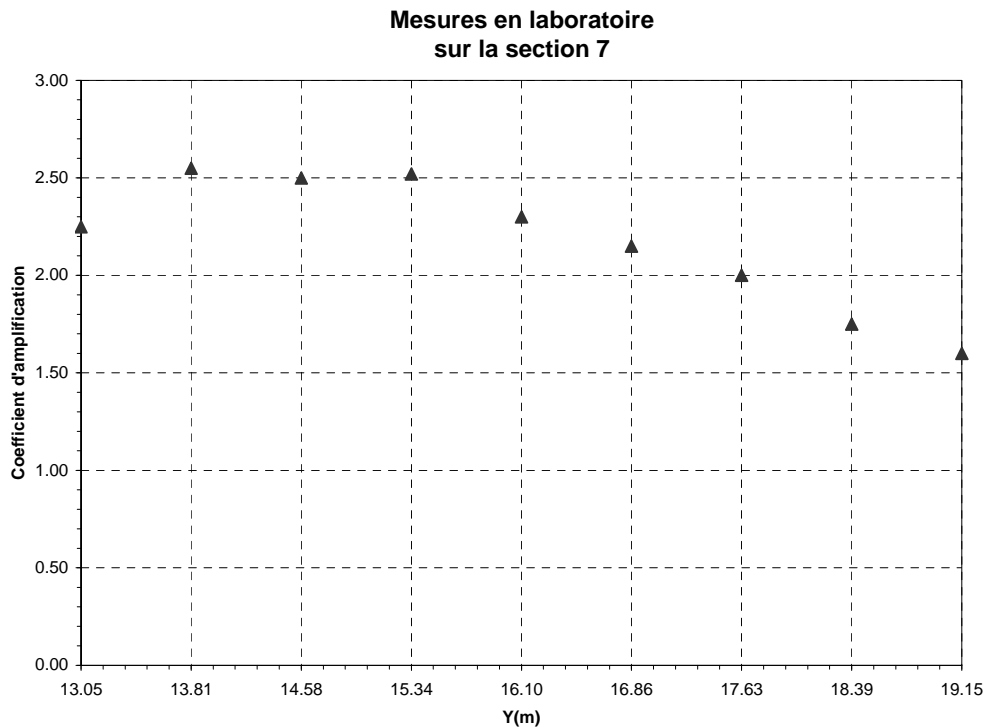


FIG IV.3 – Coefficients d'amplification mesurés expérimentalement sur la section 7 de l'expérience de Vincent et Briggs

#### IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

En reprenant la courbe des hauteurs de la section 3, qui correspond à l'extrémité de la bosse, et en traçant la dérivée première puis la dérivée seconde de la hauteur selon cet axe, on obtient la figure IV.4 suivante :

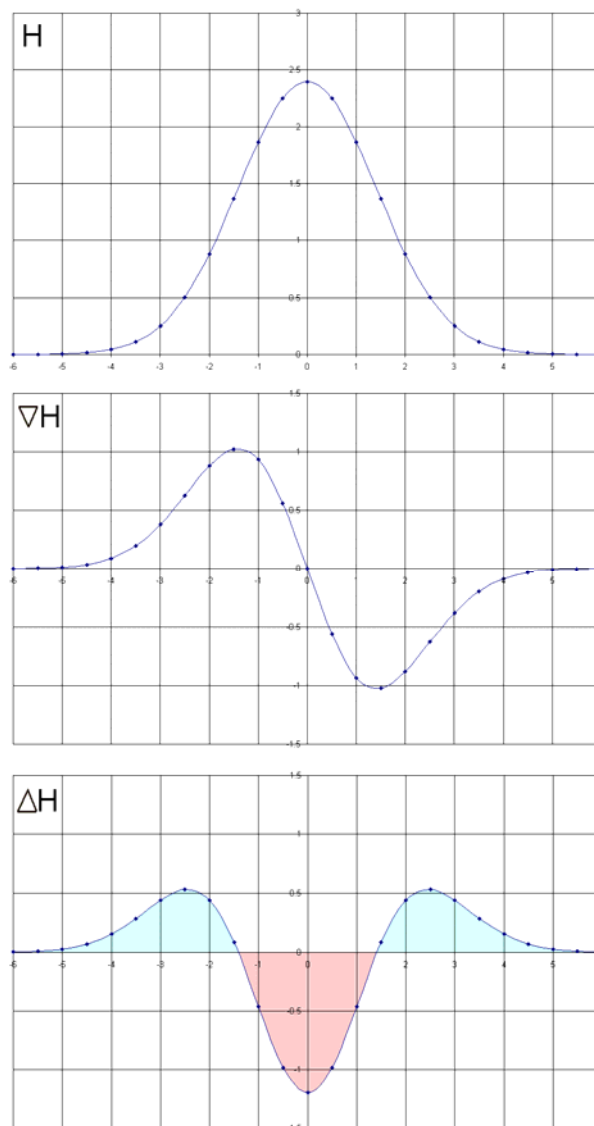


FIG IV.4 – Illustration des courbes de la hauteur de la houle à l'arrière de la bosse, de sa dérivée première et de sa dérivée seconde

En partant de l'hypothèse selon laquelle le paramètre de diffraction  $\delta_H$  est proportionnel à la dérivée seconde de la hauteur suivant les crêtes, on obtient la courbe d'évolution ci-dessus. On a tracé en rouge le lieu où le paramètre  $\delta_H$  est négatif et en bleu là où il est positif.

L'analyse de l'évolution du paramètre de diffraction et de ses différents termes au cours de la propagation de la houle au-dessus du haut-fond, a confirmé qu'au niveau de la section 3 le paramètre suivait la courbe décrite en IV.4.

Lorsque le paramètre de diffraction est négatif, il influe sur la crête en augmentant localement la longueur d'onde et la vitesse de phase. Alors que là où il est positif, il tend à diminuer la longueur d'onde et la vitesse de phase localement. On remarque aussi qu'il est le plus fortement négatif au centre de la bosse, là où le pic d'amplification est le plus grand.



En reprenant le plan de vague réalisé avec SIMAC-POSEIDON en réfraction pure sur l'expérience de Vincent et Briggs (figure II.5) et en arrêtant la crête juste avant le croisement des rayons, c'est-à-dire au niveau de la section 3, on peut observer l'influence de la diffraction sur l'évolution de la crête, schématisé par la figure IV.5.

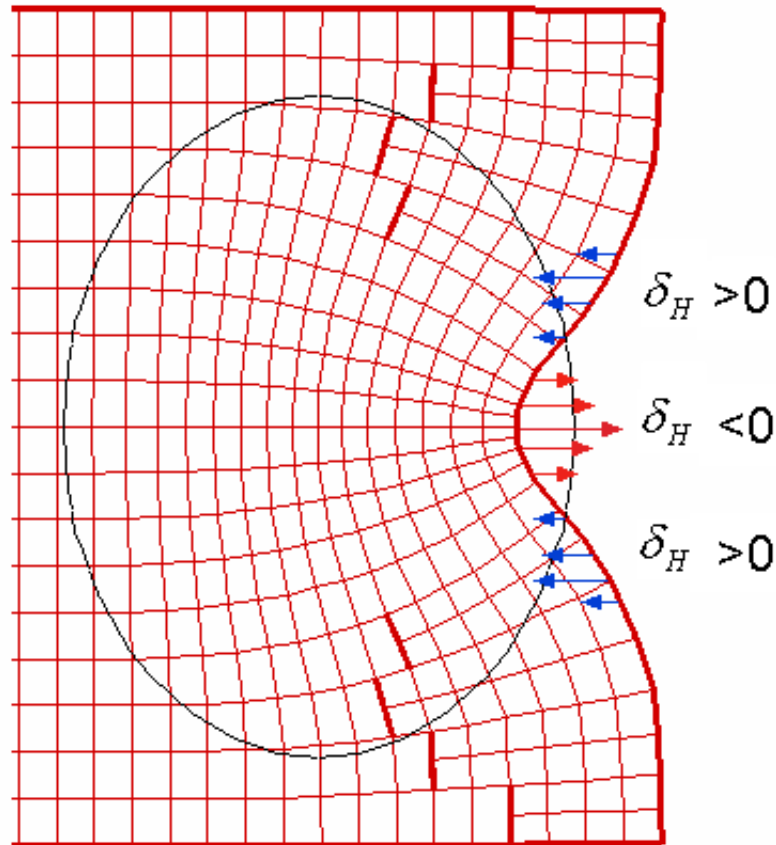


FIG IV.5 – Illustration de l'influence de la diffraction à travers le paramètre de diffraction, sur le comportement des crêtes au-dessus du haut-fond de l'expérience de Vincent et Briggs

La figure IV.5 montre que la diffraction tend à redresser la crête au niveau du centre en augmentant la longueur d'onde proportionnellement à sa hauteur et à son retard sur la propagation. On voit que la raie centrale au niveau de la bosse correspond à la fois au lieu où l'amplification est la plus importante, où la crête est la plus en retard, et où, selon la figure IV.4, le lieu où le paramètre de diffraction devient le plus négatif. Cela signifie que plus la crête est freinée par réfraction, plus le paramètre de diffraction devient négatif, ce qui réaccélère légèrement la crête, contribuant à une tendance au redressement.

Dans le même temps, la diffraction tend à ralentir la crête dans la zone de transition entre le centre de la bosse et l'extérieur. Le paramètre de diffraction  $\delta_H$  est positif dans cette zone, ce qui réduit la vitesse de phase et la longueur d'onde, contribuant au redressement de la crête par rapport à l'incurvation théorique que l'on obtiendrait sur l'ensemble de la bosse si le phénomène de réfraction agissait seul.

On a ainsi mis en évidence l'influence de la diffraction pour modifier la longueur d'onde et la vitesse de phase afin d'éviter le croisement.

#### IV.1.2.2 Expérience de l'ISITV

Même si la diffraction tend à redresser la crête afin d'éviter le croisement, l'expérience sur le haut-fond de l'ISITV a montré que la crête à l'aval de la bosse ne reste pas solidaire avec les crêtes extérieures à la bosse.

La figure IV.6 A montre une vue en coupe de la hauteur de la houle au dessus de la bosse sur laquelle on a superposé la courbe du paramètre de diffraction correspondante. Par similitude avec l'expérience de Vincent et Briggs, on a tracé en bleu les zones où le paramètre de diffraction est positif, et en rouge la zone où le paramètre de diffraction est négatif.

La figure IV.6 B montre une vue en plan de la propagation de la houle au-dessus du haut-fond conforme aux photographies de l'expérience. On a superposé aux crêtes l'action du paramètre de diffraction qui, lorsqu'il est négatif, augmente la longueur d'onde et la vitesse de phase et lorsqu'il est positif, diminue la longueur d'onde et la vitesse de phase.

On voit très distinctement comment la diffraction redresse la crête et la rend plus rectiligne. Cependant le retard pris par la portion de la crête se propageant au-dessus du haut-fond n'est que faiblement compensé par la diffraction. Lorsque la convergence est marquée, il en résulte une séparation de la crête centrale avec les crêtes extérieures qui ne sont pas influencées par le haut-fond. La séparation a lieu là où l'amplitude est la plus faible, laissant apparaître un déphasage entre la crête centrale et les deux crêtes extérieures (cf observations mentionnées au chapitre III).

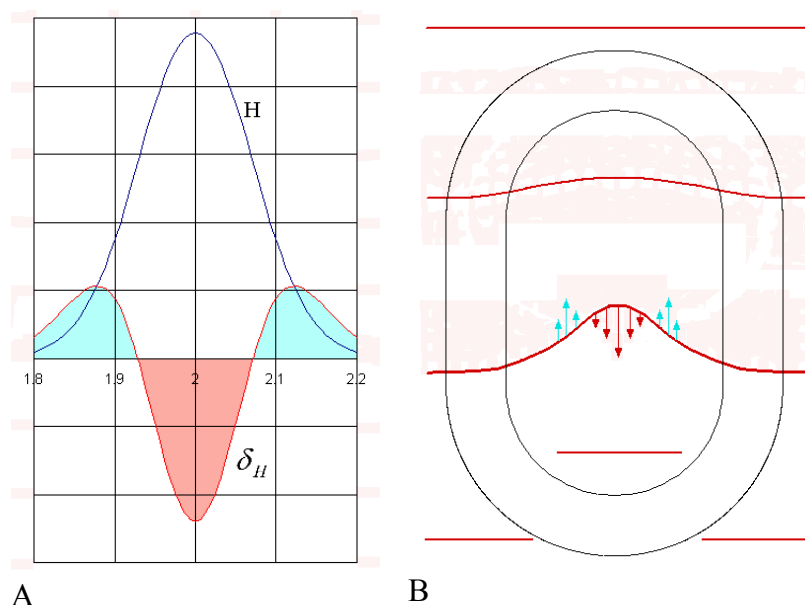


FIG IV.6

*A. Evolution du paramètre  $\delta_H$  avec la courbe des hauteurs*

*B. Influence du paramètre  $\delta_H$  dans l'organisation des crêtes*

L'étude du paramètre de diffraction permet d'expliquer les phénomènes observés lors de la propagation de la houle au-dessus d'un haut-fond et conforte l'hypothèse du déphasage de la houle plutôt que du croisement.

## IV.2 Application du modèle à l'expérience de Vincent et Briggs

Le paramètre de diffraction a été introduit dans les équations du modèle de propagation en coordonnées curvilignes suivant le principe explicité dans le chapitre II. Le paramètre intervient aussi bien dans l'équation de propagation de la houle, que dans la direction de propagation à travers l'équation des rayons, lesquelles sont intimement liées. En effet, le paramètre de diffraction participe à la répartition de l'énergie accumulée due à la focalisation de la houle par effet de réfraction sur les côtés de la crête à travers l'équation de Berkhoff, tout en modifiant les caractéristiques et la direction de propagation des vagues.

Le modèle SIMAC-POSEIDON a été testé sur l'expérience de Vincent et Briggs pour en déduire sa validité, tant au niveau des coefficients d'amplification qu'au niveau des plans de vagues.

### IV.2.1 Plan de vagues en réfraction-diffraction

Dans des cas aussi complexes que celui du déphasage, il est difficile et relativement restrictif d'utiliser une méthode de représentation de la houle par des crêtes et des rayons, les conditions aux limites étant extrêmement délicates à appliquer. Mais c'est pourtant la clé de la robustesse de tout modèle numérique. C'est pourquoi le modèle de propagation SIMAC-POSEIDON nécessite encore des recherches complémentaires pour tenter de représenter correctement le déphasage, de localiser le lieu de la séparation, et déterminer celui où les crêtes finissent par se rejoindre éventuellement.

Néanmoins il se peut, comme dans l'expérience de Vincent et Briggs, que le déphasage atteigne un cycle complet. Auquel cas, la crête ayant fortement ralenti au passage de la bosse, est rattrapée par la crête précédente. La houle se reforme alors en aval de la perturbation. On peut ainsi obtenir un plan de vague tenant compte de la diffraction, du déphasage, et de la jonction des crêtes, comme illustré par la figure IV.7.

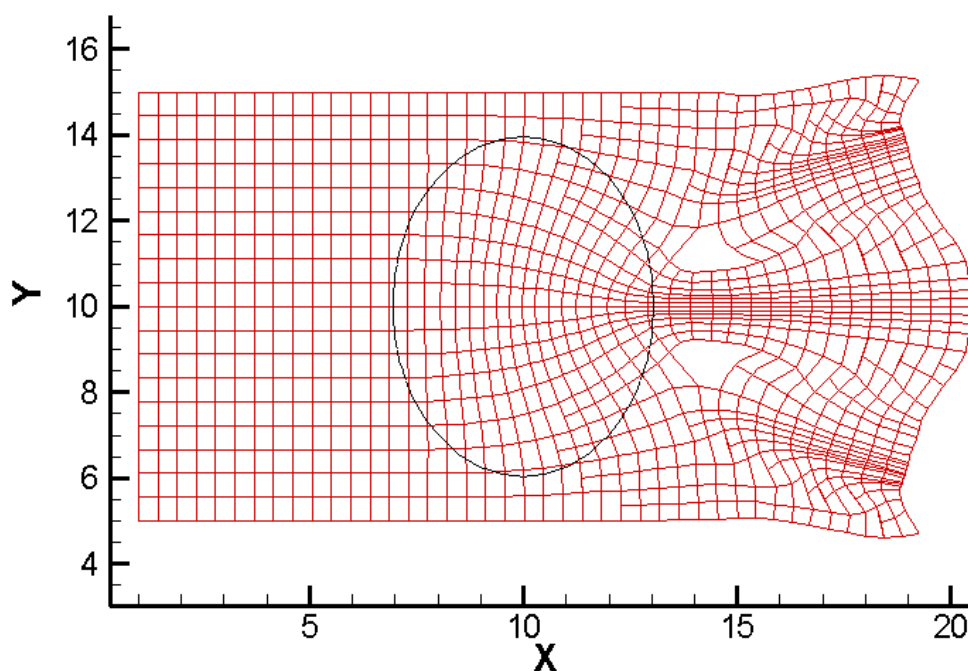


FIG IV.7 –: Exemple de plan de vague réalisé en réfraction-diffraction sur l'expérience de Vincent et Briggs avec SIMAC-POSEIDON

Si l'on superpose le plan de vague obtenu avec SIMAC-POSEIDON, à la surface libre simulée par le modèle REFDF1, on obtient la figure IV.8.

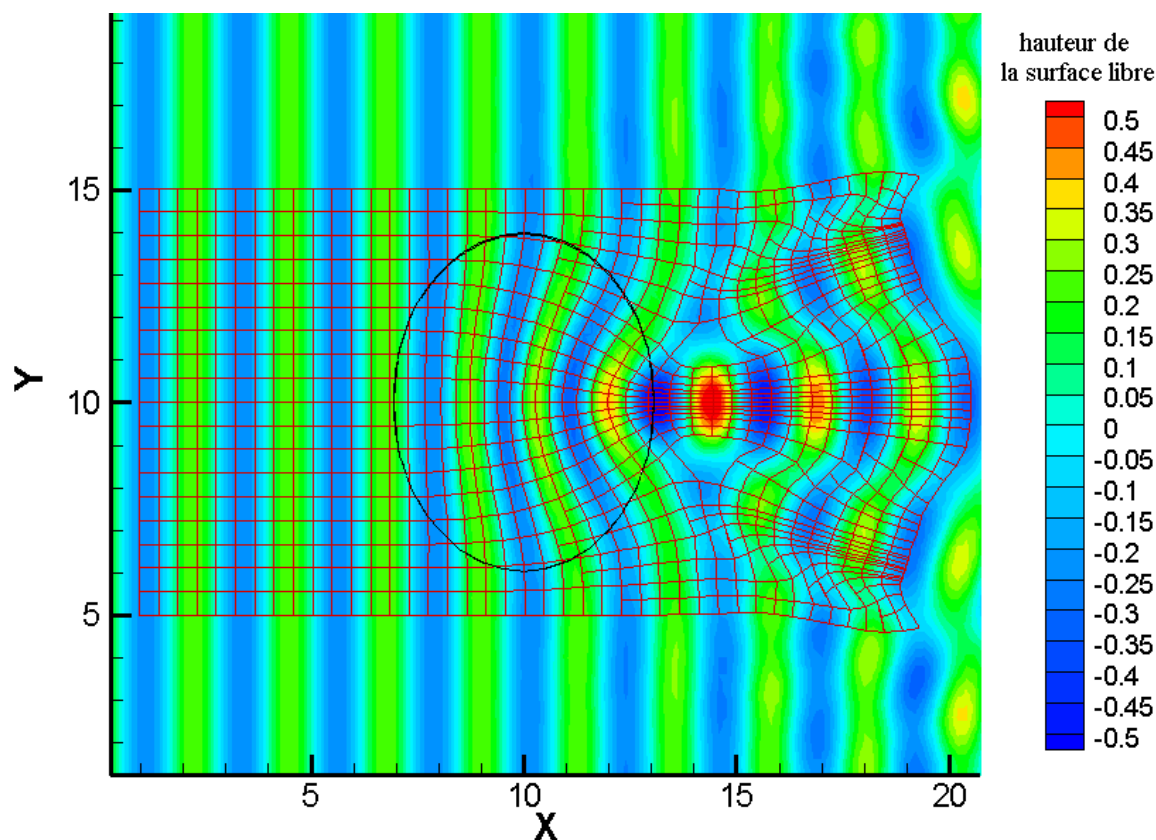


FIG IV.8 —: *Superposition des plan de vagues REFDF1 et de SIMAC-POSEIDON réalisé en réfraction-diffraction, sur l'expérience de Vincent et Briggs*

On voit que les deux modèles s'accordent parfaitement et que le déphasage, marqué par une crête isolée au centre après le passage de la bosse est bien représenté. Les dimensions de la bosse de Vincent et Briggs paraissent suffisamment importantes pour provoquer un déphasage d'une période. La crête centrale est ainsi rattrapée par la crête précédente n'ayant pas été influencée par le passage au-dessus de la bosse et les crêtes se recollent.

Par ailleurs il apparaît que les phénomènes de réorganisation, qui s'opèrent après le passage de la bosse, ne sont dus qu'aux effets de la diffraction. Comme pour l'expérience de l'ISITV, après le passage de la bosse, le fond est plat et la réfraction n'intervient plus.

La concentration de la houle par réfraction au-dessus du haut-fond provoque une modulation dans la répartition des hauteurs le long des crêtes. Cette modulation engendre de la diffraction, qui réorganise les crêtes en modifiant les caractéristiques des vagues pour répartir l'énergie accumulée. Ainsi, on voit que le pic d'amplification de la houle est situé au niveau de la crête complètement isolée au centre. La diffraction prend le relais pour étaler cette énergie sur les côtés et étendre la crête jusqu'à ce qu'elle rejoigne ou non, en fonction du déphasage, la crête précédente. Par ailleurs, la diffraction va continuer d'agir sur les crêtes même loin après le passage de la bosse pour niveler les modulations d'amplitude engendrées par le passage au-dessus de la bosse.

#### IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

La gestion des conditions limites n'est pas tout à fait réglée dans le modèle. Et certains cas, notamment quand le déphasage n'atteint pas une phase complète et où la houle reste déphasée même loin après le passage de la bosse (comme pour l'expérience de l'ISITV) reste encore à développer.

Des recherches théoriques et expérimentales complémentaires doivent être entreprises afin de caractériser le phénomène du « déphasage » ainsi que les lignes de faible amplitude où la phase paraît nulle. Le problème se résume essentiellement à élaborer une condition aux limites appropriée entre les nappes déphasées.

Cependant, dans son état actuel, le modèle reste robuste dans la plupart des cas et le paramètre de diffraction permet d'éviter le croisement intempestif des vagues, qui pouvait survenir en pleine mer dans la précédente version du modèle.

##### **IV.2.2 Coefficient d'amplification**

Le modèle ne peut être validé si les coefficients d'amplification qu'il fournit sont erronés. Les coefficients d'amplification de SIMAC-POSEIDON associés au plan de vague de la figure IV.7 ont été comparés, sur les sections 3 et 9 de l'expérience de Vincent et Briggs (cf figure II.3), aux mesures expérimentales ainsi qu'à ceux obtenus avec le modèle REFDIF1 et le modèle d'agitation SIMAC-AGITATION (Berkhoff elliptique). Les sections 3 et 9 correspondent respectivement aux deux sections les plus représentatives dans le sens transversal et dans le sens longitudinal.

Les résultats sont présentés pour les deux sections par les figures IV.9 et IV.10.

La figure IV.9, en coupe transversale sur la section 3 à l'extrémité aval de la bosse, montre une légère sous-estimation de la hauteur maximale de la houle au centre, mais de meilleurs résultats que REFDIF1 et que le modèle elliptique sur les côtés, même si ceux-ci restent légèrement inférieurs aux valeurs expérimentales. La forme de la courbe à cet endroit est relativement gaussienne et ne retranscrit pas les variations sinusoïdales qu'on retrouve avec le modèle elliptique et, dans une moindre mesure, avec REFDIF1.

La figure IV.10 en coupe longitudinale sur la section 9 traversant la bosse de part en part, montre une assez bonne corrélation entre les résultats de SIMAC-POSEIDON et les mesures expérimentales. Toutefois, aucun modèle ne semble reproduire l'augmentation puis la légère baisse des hauteurs avant le milieu de la bosse, probablement dû aux effets de shoaling. Le modèle sous-estime légèrement les valeurs de coefficients d'amplification devant SIMAC-AGITATION et REFDIF1 mais semble plus proche des valeurs expérimentales.

On constate sur le cas de l'expérience de Vincent et Briggs que lorsque les conditions limites sont bien gérées et que le plan de vagues représente correctement la surface libre, les coefficients d'amplification obtenus sont tout à fait satisfaisants.

IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

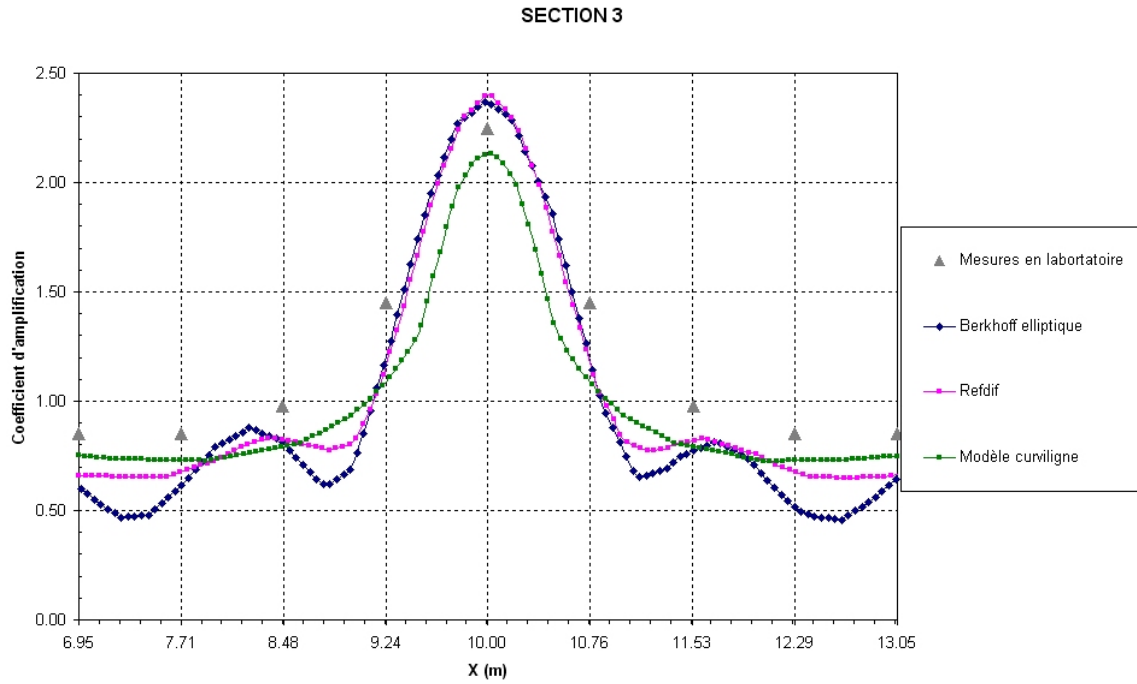


FIG IV.9 –: Comparaison des hauteurs de houle sur la section 3 de l'expérience de Vincent et Briggs, entre mesures expérimentales, modèle elliptique (bleu), REFDF1 (rose) et modèle curviligne (vert)

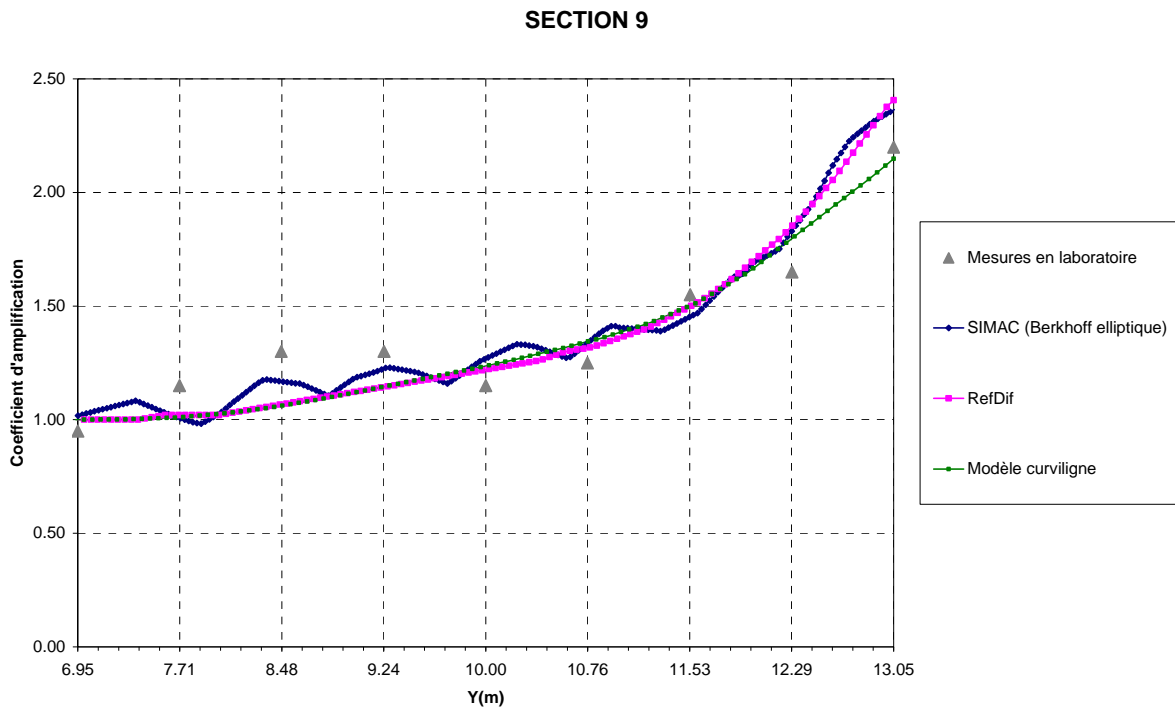


FIG IV.10 – Comparaison des hauteurs de houle sur la section 9 de l'expérience de Vincent et Briggs, entre mesures expérimentales, modèle elliptique (bleu), REFDF1 (rose) et modèle curviligne (vert)

### IV.3 Application du modèle à des cas réels

Après avoir démontré que le modèle SIMAC-POSEIDON fournissait de bons résultats sur un cas test tel que celui de l'expérience de Vincent et Briggs, celui-ci a été employé pour simuler la propagation de la houle sur des cas réels.

Le modèle a été utilisé dans le cadre d'un projet à Villefranche-sur-Mer et Saint-Jean Cap Ferrat, où l'agitation devait être déterminée au sein de la rade de Villefranche-sur-Mer en vue de l'installation de corps morts pour la création de mouillages organisés.

Le modèle a également été utilisé dans la rade de Marseille pour déterminer les houles sollicitant la digue du large du Port Autonome de Marseille et dimensionner les blocs nécessaires à sa réfection, ainsi que dans le cas d'une étude d'agitation pour la création d'un nouveau bassin.

Lors de la première étude dans la rade de Marseille, une analyse spectrale a été réalisée avec le modèle SIMAC-POSEIDON par combinaison d'un grand nombre de houles monochromatiques, afin de comparer les résultats avec le modèle SWAN. Dans la deuxième étude, le modèle SIMAC-POSEIDON a été couplé avec le modèle d'agitation SIMAC-AGITATION.

#### IV.3.1 Villefranche-sur-Mer

Le conseil Général des Alpes-Maritimes souhaitait mettre en place des mouillages organisés à l'aide de corps morts pour lutter contre les mouillages forains sauvages sur le bord de mer des villes de Villefranche-sur-Mer, Saint-Jean-Cap Ferrat et Beaulieu-sur-Mer. Des plans de mouillages devaient être élaborés en fonction de l'agitation régnant dans les différentes zones prévues pour l'installation de ces mouillages. Le modèle SIMAC-POSEIDON a été employé pour simuler la propagation de la houle depuis le large vers la rade de Villefranche-sur-Mer.

On présente figure IV.11 et IV.12 les plans de vagues seuls et les plans de vagues superposés aux hauteurs pour le cas d'une houle d'Est de  $H=3.2\text{m}$  et de période  $T=10\text{s}$ . On voit que le modèle représente très bien la diffraction de la houle autour du Cap Ferrat. Le modèle s'épanouit ensuite jusqu'au fond de la rade et les vagues tournent quasiment jusqu'à  $180^\circ$ . On voit sur la figure IV.11, que les vagues venues de l'Est convergent au niveau de Beaulieu-sur-Mer sans pour autant se croiser, tandis qu'elles deviennent insignifiantes au fur et à mesure de leur propagation dans le fond de la rade de Villefranche-sur-Mer.

La figure IV.13 présente le plan de vague superposé aux hauteurs pour le cas d'une houle de Sud de  $H=2\text{m}$  et  $T=12\text{s}$ . Le modèle montre là encore pour cette direction que la houle diffracte autour du cap Ferrat et s'épanouit ensuite dans les baies. Les hauteurs montrent par ailleurs une zone de forte convergence de la houle au fond de la rade de Villefranche-sur-Mer (entourée en blanc) où la hauteur monte à près de  $H=3\text{m}$ . Cette convergence est confirmée par une photo prise dans la rade à cet endroit pour cette condition de houle au large en Novembre 2001. On y voit figure IV.14 que la houle gonfle et déferle en forme de triangle à cet endroit. Ce lieu est d'ailleurs connu des surfeurs de la France entière pour sa capacité à concentrer la houle et former des vagues parfois gigantesques ( $>5\text{m}$ ). Le modèle représente ainsi correctement les phénomènes physiques que l'on retrouve dans la réalité.

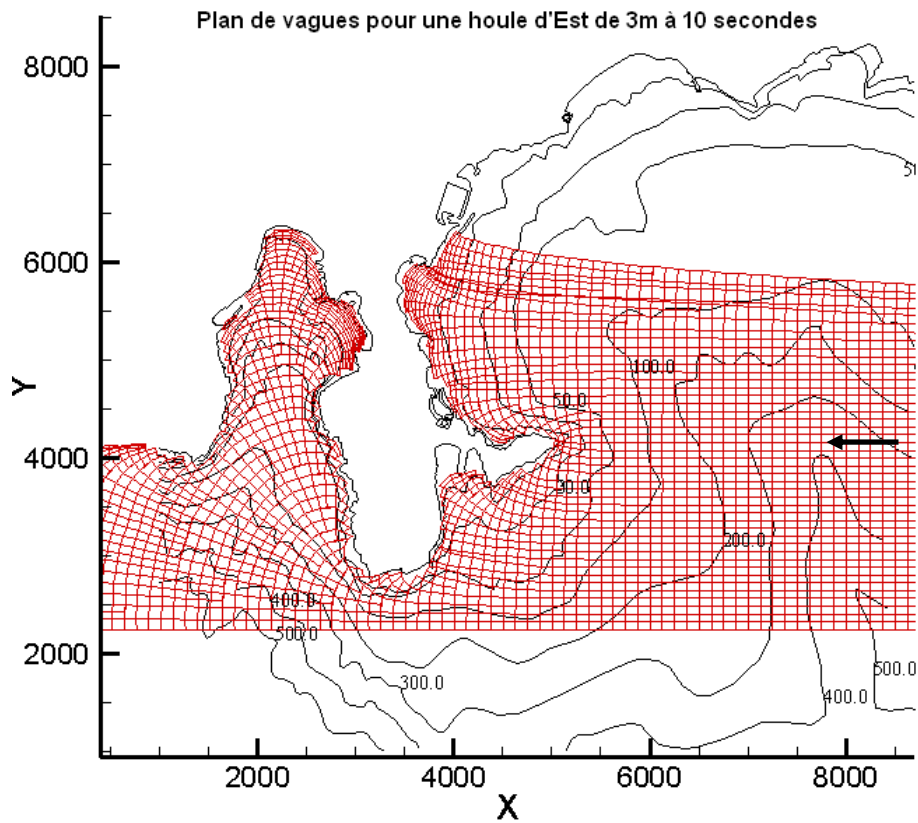


FIG IV.11 – Plan de vagues simulé pour une houle d'Est de  $H=4\text{m}$  et  $T=10\text{s}$  autour du Cap Ferrat-dans les Alpes-Maritimes

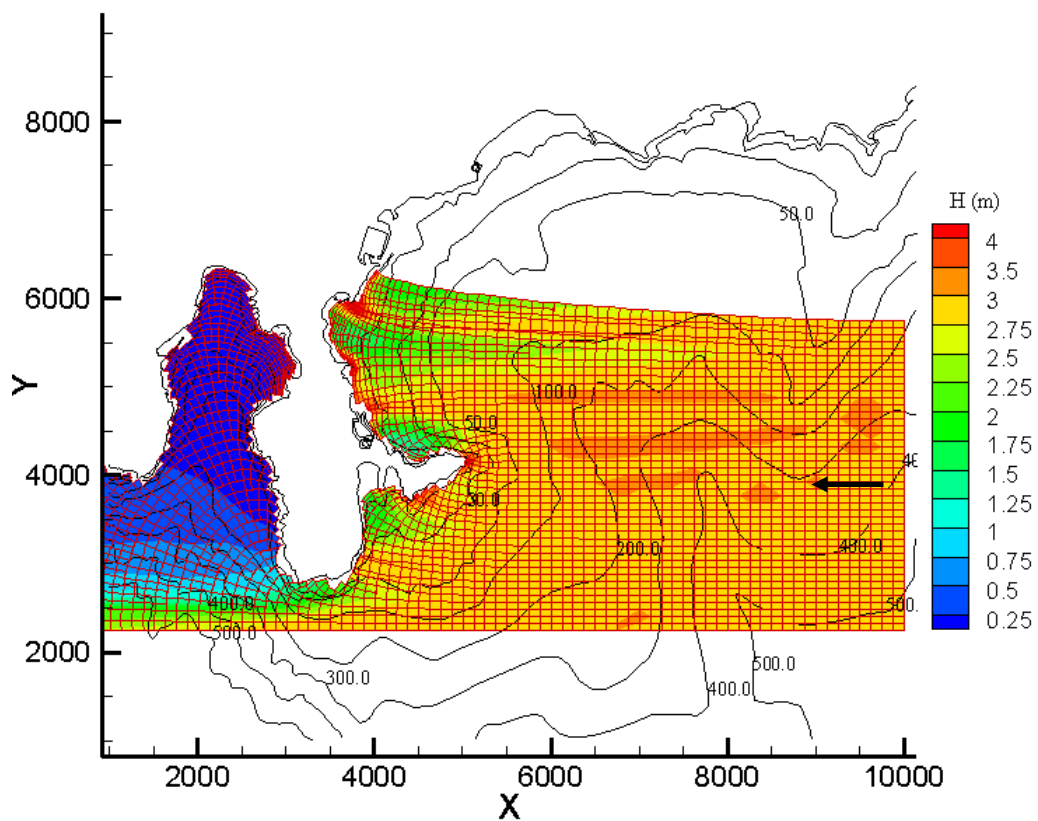


FIG IV.12 – Superposition du plan de vagues et des hauteurs simulées pour une houle d'Est de  $H=3.2\text{m}$  et  $T=10\text{s}$  autour du Cap Ferrat-dans les Alpes-Maritimes



IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

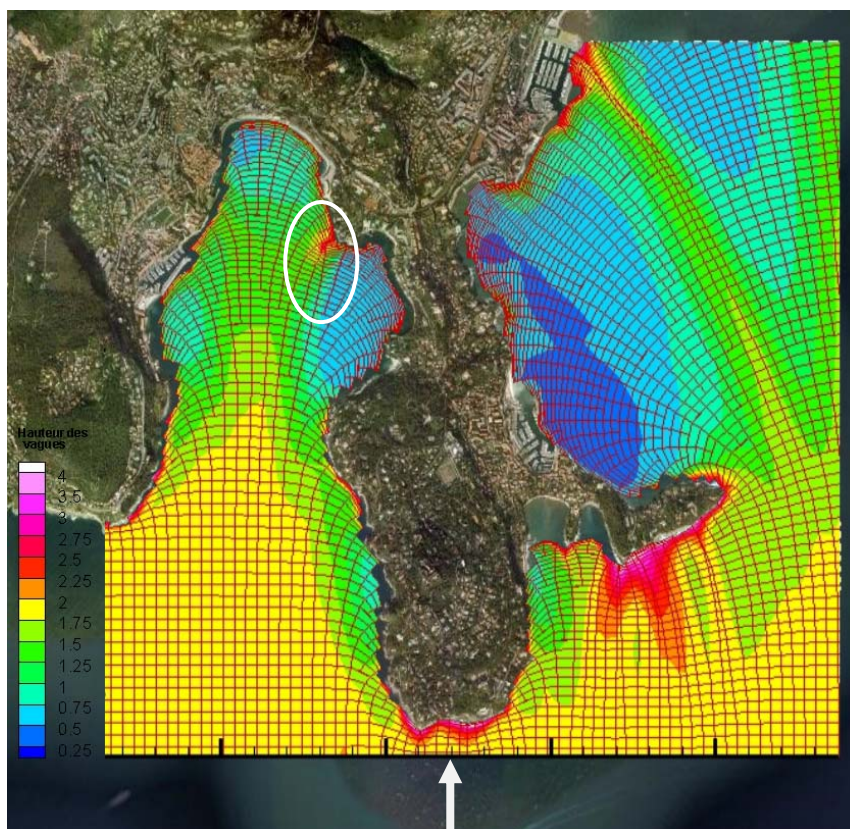


FIG IV.13 – *Superposition du plan de vagues et des hauteurs simulées pour une houle de Sud de  $H=2m$  et  $T=12s$  dans la rade de Villefranche-sur-Mer et mise en évidence de la concentration de la houle au fond de la rade*

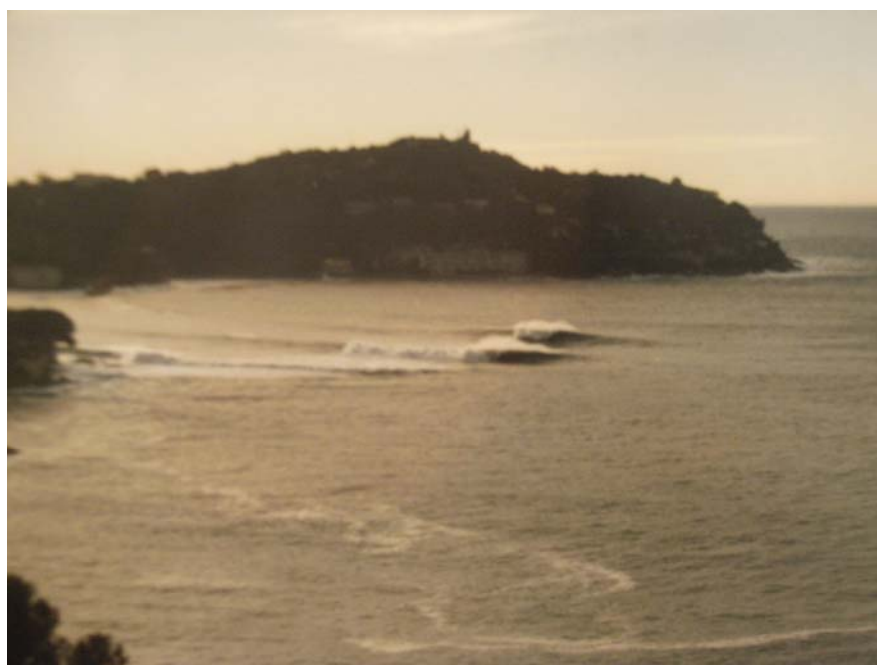


FIG IV.14 – *Illustration de la concentration de la houle dans la rade de Villefranche-sur-Mer et du déferlement au niveau du spot de surf mis en évidence dans les simulations*

### IV.3.2 Comparaison entre SIMAC-POSEIDON et SWAN sur une étude pour le port de Marseille

Dans le cadre d'une étude confiée à ACRI<sub>IN</sub> sur l'expertise complète de la digue du large du Port Autonome de Marseille, une étude de propagation de houle du large vers le Port a été réalisée. Le modèle SIMAC-POSEIDON à résolution de phase et le modèle spectral SWAN ont été utilisés à cette occasion afin de comparer leurs résultats.

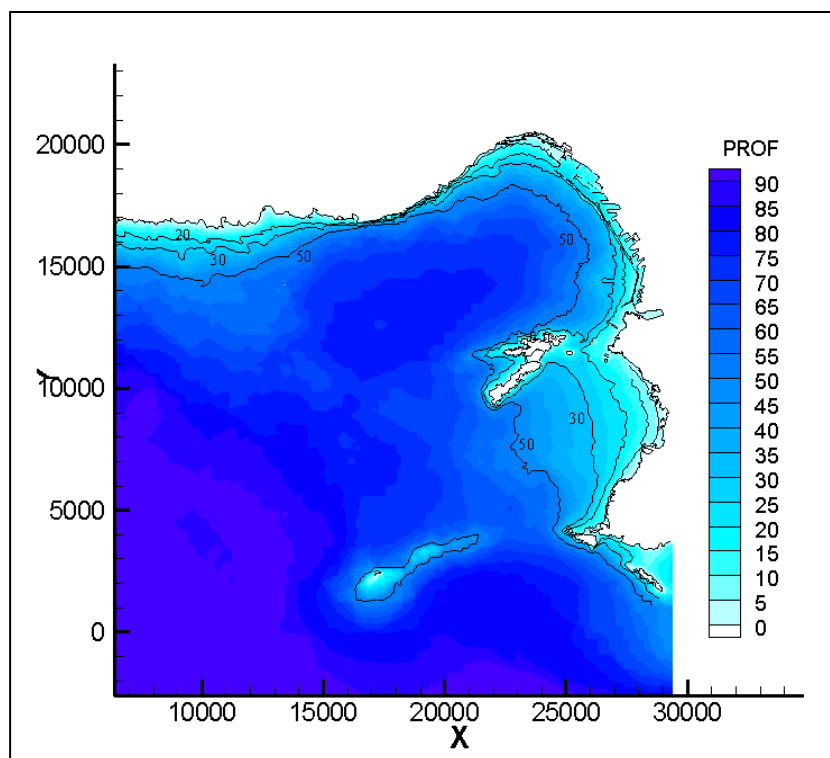


FIG IV.15 – Bathymétrie de la zone d'étude

Une précédente étude d'ACRI<sub>IN</sub> pour le compte du Port Autonome de Marseille avait permis de rassembler des données de houle, achetées auprès du laboratoire HR Wallingford (Grande Bretagne) qui dispose de résultats de modèles globaux vent-houle du UK Met Office. Les paramètres d'entrée du modèle global couvrent toute la mer Méditerranée et sont rafraîchis toutes les trois heures en fonction des variations des dépressions atmosphériques. Les données opérationnelles fournies s'étendaient de 1987 à 2002 pour un point de calcul situé au large (coordonnées 43.25N 5.14E) à 93m de profondeur, dans la rade de Marseille. Une liste de caractéristiques de tempêtes sélectionnées par direction et par année au-delà d'un certain seuil ( $H_S=2m$ ) a d'abord été extraite. L'emploi de la méthode du renouvellement avait permis d'extrapoler les caractéristiques des houles extrêmes provenant de l'Est à l'Ouest.

Souhaitant affiner son approche pour cette étude, ACRI<sub>IN</sub> s'est procuré des données complémentaires provenant de la société GLOBOCEAN, dont l'une des spécialités est la reconstitution de climats de houle. GLOBOCEAN utilise pour cela le modèle de prédiction WAVEWATCH III, alimenté en continu par les données de vent provenant du NCEP (National Center of Environmental Prediction – Washington DC – USA). Les données fournies correspondent à une reconstitution de l'état de mer toutes les 3 heures entre 1993 et 2006.

#### IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

La comparaison des données globales du modèle UKMO avec les nouvelles données issues du modèle WAVEWATCH III a permis de regrouper plus convenablement les houles par secteur de provenance homogène.

Estimation des hauteurs significatives et des périodes pic des houles extrêmes au large de Marseille			
Période de retour	1 an	10 ans	100 ans
Provenance			
N105°-135°	H <sub>S</sub> =3.5m, T <sub>p</sub> =6s à 8s	H <sub>S</sub> =5.0m, T <sub>p</sub> =8s à 10 s	H <sub>S</sub> =6.4m, T <sub>p</sub> =10s à 12s
N 135°-165°	H <sub>S</sub> =2.8m, T <sub>p</sub> =6s à 8s	H <sub>S</sub> =4.0m, T <sub>p</sub> =6s à 8s	H <sub>S</sub> =4.8m, T <sub>p</sub> =8s à 10s
N165°-210°	H <sub>S</sub> =3m, T <sub>p</sub> =7s à 9s	H <sub>S</sub> =4.8m, T <sub>p</sub> =8s à 10s	H <sub>S</sub> =6.5m, T <sub>p</sub> =10s à 12s
N210°-255°	H <sub>S</sub> =1.9m, T <sub>p</sub> =4s à 6s	H <sub>S</sub> =2.8m, T <sub>p</sub> =6s à 8s	H <sub>S</sub> =3.6m, T <sub>p</sub> =6s à 8s
N255°-285°	H <sub>S</sub> =2.2m, T <sub>p</sub> =5s à 7s	H <sub>S</sub> =3.6m, T <sub>p</sub> = 7s à 9s	H <sub>S</sub> =4.6m, T <sub>p</sub> =8s à 10s
N285°-315°	H <sub>S</sub> =2.1m ,T <sub>p</sub> =4s à 6s	H <sub>S</sub> =3.2m, T <sub>p</sub> =6s à 8s	H <sub>S</sub> =4.1m, T <sub>p</sub> =6s à 8s

TAB IV.1 – Estimation des hauteurs significatives et des périodes pic des houles extrêmes au large de Marseille

Toutes les houles du tableau IV.1 ne sont pas « dimensionnantes » pour la digue du large, et au vu de l'orientation de la rade de Marseille, il a été décidé de ne garder que les houles provoquant le plus de désordres et de dégâts sur la digue. Ces houles proviennent de trois secteurs : Sud N165°-N210°, Sud-Ouest N210°-N255° et Ouest N255°-N285°. Les houles de projet simulées avec SWAN et SIMAC-POSEIDON sont résumées dans les tableaux IV.2.

Direction=N200°			Direction =N240°		
Période de retour	Hs (m)	Tp (s)	Période de retour	Hs (m)	Tp (s)
Annuelle	3 m	8.5 s	Annuelle	1.9 m	5.5 s
Décennale	4.8 m	9 s	Décennale	2.8 m	6.5 s
Centennale	6.5 m	11 s	Centennale	3.6 m	8 s

Direction =N180°			Direction =N260°		
Période de retour	Hs (m)	Tp (s)	Période de retour	Hs (m)	Tp (s)
Annuelle	3 m	8.5 s	Annuelle	2.2 m	6.5 s
Décennale	4.8 m	9 s	Décennale	3.6 m	9 s
Centennale	6.5 m	11 s	Centennale	4.6 m	10 s

TAB IV.2 – Houles de projet simulées, classées par occurrence et direction

SWAN étant un modèle spectral, les caractéristiques des différentes houles de projet sont rentrées et simulées directement dans le modèle. Les ajustements sur la houle concernent le type de spectre à utiliser et la répartition directionnelle qui, surtout en Méditerranée, diffère énormément d'une direction de houle à une autre. Par exemple, les houles de Sud générées par des vents soufflant depuis le détroit de Gibraltar, ont un fetch plus longs et confèrent aux houles des spectres beaucoup plus étroits que les houles d'Ouest formées par le Mistral depuis la côte voisine, dont les spectres correspondent plus à des mers de vent. SIMAC-POSEIDON simule des houles monochromatiques, le caractère spectral est obtenu à posteriori par recombinaison de plusieurs houles monochromatiques selon un spectre choisi.

### IV.3.2.1 Description du modèle SWAN

SWAN (Simulating WAVes Nearshore) est un modèle de troisième génération développé à Delft Hydraulics (Booij et al., 1999), permettant de décrire la génération et la propagation des vagues quand les phénomènes de réflexion sont négligeables. La capacité de SWAN à simuler le champ de vagues en milieu côtier, hors et dans la zone de déferlement, a été décrite par de très nombreux auteurs (voir par exemple Ris et al. 1999) sur différents cas tests. Les résultats sont généralement satisfaisants. SWAN est un code de propagation de houle fondé sur l'équation de conservation d'action des vagues. C'est un modèle spectral donnant les valeurs statistiques comme la hauteur significative et la direction moyenne de la houle. Il a l'avantage de prendre en compte des effets non linéaires comme des interactions vague-vague ou de simuler la génération et la dissipation d'énergie par les effets du vent et de déferlement. A l'origine, il n'intégrait que les effets de réfraction combinés avec la génération, mais depuis quelques années, il permet d'intégrer les effets de diffraction (Hasselmann et al., 2003). Etant fondé sur les principes de conservation d'énergie, il ne permet pas en revanche de calculer les positions des crêtes des vagues. Il est, de ce fait, adapté à l'étude de propagation de houle sur de très grandes étendues.

Dans SWAN les vagues sont décrites selon un spectre de densité des vagues en 2 dimensions, même quand les phénomènes non-linéaires dominent (particulièrement dans la zone de surf). La raison vient du fait qu'utiliser le spectre dans des conditions de fortes non-linéarités, semble pouvoir prédire la distribution spectrale du moment des vagues de second ordre de façon tout à fait convenable. Le spectre considéré dans SWAN est le spectre de densité d'action des vagues  $N(\sigma, \beta)$  plutôt que le spectre de densité d'énergie  $E(\sigma, \beta)$  du fait qu'en présence de courant, la densité d'action est conservée alors que la densité d'énergie ne l'est pas.  $\sigma$  correspond à la fréquence relative (comme observé dans un référentiel se déplaçant sous l'action de la vitesse de propagation), et  $\beta$  la direction des vagues (la direction normale aux crêtes des vagues de chaque composante spectrale). La densité d'action des vagues  $N(\sigma, \beta)$  est telle que par :

$$N(\sigma, \beta) = \frac{E(\sigma, \beta)}{\sigma} \quad (4.6)$$

L'équation de conservation de la densité spectrale d'action des vagues s'écrit en coordonnées cartésiennes (Hasselmann et al., 1973) :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial(C_x N)}{\partial x} + \frac{\partial(c_y N)}{\partial y} + \frac{\partial(c_\sigma N)}{\partial \sigma} + \frac{\partial(c_\beta N)}{\partial \beta} = \frac{S_{sp}}{\sigma} \quad (4.7)$$

Dans cette équation le premier terme  $\frac{\partial N}{\partial t}$  correspond à la variation temporelle de densité d'action des vagues. Les formulations des différentes vitesses de transfert de densité d'action des vagues  $(C_x, C_y, C_\sigma, C_\beta)$  sont issues de la théorie linéaire et de l'équation de conservation du nombre de crêtes (Whitham, 1974 ; Mei, 1989 ; Dingemans, 1997).  $C_x$  et  $C_y$  sont les vitesses de propagation dans l'espace  $(x, y)$  de la houle, et  $C_\sigma$  traduit le transfert d'énergie en fréquence.  $C_x$ ,  $C_y$  et  $C_\sigma$  résultent de l'action combinée d'un courant moyen  $\vec{U}$  et des variations bathymétriques. Le dernier membre de gauche  $C_\beta$  représente le transfert d'énergie angulaire.

#### IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

Dans le membre de droite,  $S_{sp} = S_{sp}(\sigma, \beta)$  correspond à la somme des termes source et termes puits. Il contribue à la dissipation ou à la génération de densité d'action des vagues (déferlement, génération par le vent, frottement sur le fond, interaction entre triplets ou quadruplets de fréquence...).

$$S_{sp}(\sigma, \beta) = S_{Génération}(\sigma, \beta) + S_{Whitcapp}(\sigma, \beta) + S_{Deferl}(\sigma, \beta) + S_{Fond}(\sigma, \beta) + S_{Triplet}(\sigma, \beta) + S_{Quad}(\sigma, \beta) \quad (4.8)$$

#### IV.3.2.2 Houles irrégulières avec SIMACPOSEIDON

SIMAC-POSEIDON étant un modèle à résolution de phase, le calcul est d'abord effectué en admettant la houle monochromatique et monodirectionnelle (une période  $T$  donnée et une direction  $\beta$  fixée au large). Les simulations sont multipliées sur une large plage de fréquences (5s à 15s toutes les demi-secondes) et de directions (N175° à N270° tous les 5°) puis recombinaison afin d'extraire des valeurs statistiques de houle, telles que la hauteur significative et la direction moyenne sur plusieurs secteurs de la zone d'étude et permet ainsi la comparaison des résultats avec SWAN.

Par rapport à SWAN, cette méthode permet de disposer des positions des crêtes de la houle pour chaque période et directions, ce qui est indispensable pour forcer les caractéristiques de houle en entrée d'un modèle d'agitation portuaire.

Les hauteurs significatives sont alors données en fonction :

- de la hauteur significative au large,
- de la direction principale de la houle,
- de sa fréquence pic c'est-à-dire la fréquence où l'on observe les plus fortes vagues.

Le spectre fréquentiel est un spectre classique de JONSWAP avec un coefficient d'élancement de 3,3 (Goda, Y., 1990). La densité d'énergie  $S$  de la houle incidente est alors répartie comme suit sur la bande de fréquences :

$$S(\omega) = aH_{s0}^2 \omega_p^4 \omega^{-5} e^{-1,25 \left( \frac{\omega}{\omega_p} \right)^4} \gamma_J e^{\frac{(\omega - \omega_p)^2}{2\sigma^2 \omega_p^2}} \quad (4.9)$$

avec  $\omega_p$  : pulsation pic ;  $\sigma = 0,07$  pour  $\omega < \omega_p$  et  $\sigma = 0,09$  pour  $\omega > \omega_p$  ; « a », étant une constante telle que la hauteur significative  $H_s$  puisse vérifier la loi classique inhérente aux processus supposés gaussiens (et dont les maximums suivent une loi de Rayleigh):

$$H_s = 4 \sqrt{\int_0^\infty S(\omega) d\omega} \quad (4.10)$$

La distribution directionnelle de l'énergie de la houle incidente est issue de la théorie simple, et le spectre directionnel de la forme :

$$D_\beta = b \cos^4(\beta - \beta_{moyen}) \quad (4.11)$$

où b est une constante telle que  $\int_{-x}^x D_\beta d\beta = 1$ .

IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

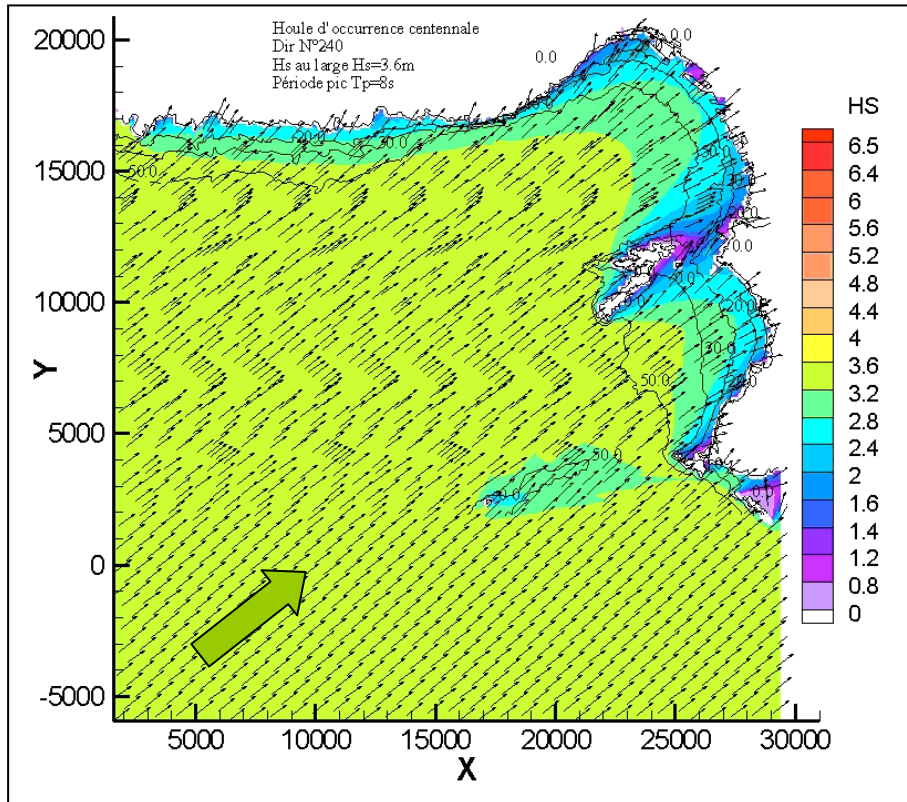


FIG IV.16 – Hauteurs significatives des vagues dans la rade de Marseille réalisée avec SWAN, pour une houle de N240° d'occurrence centennale ( $H_s=3.6\text{m}$  et  $T_p=8\text{s}$ )

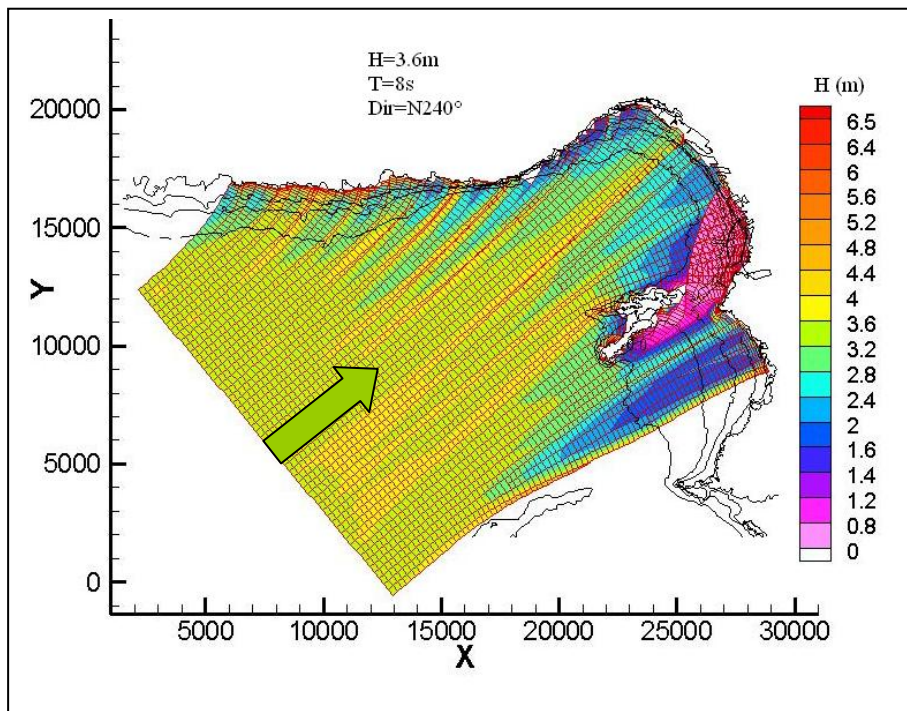


FIG IV.17 – Plan de vagues réalisé avec SIMAC-POSEIDON pour une houle monochromatique de N240°,  $H=3.6\text{m}$  et  $T=8\text{s}$

#### IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

La figure IV.15 présente un plan de vague réalisé avec SWAN pour une houle d'occurrence centennale de direction N240° ( $H_s=3.6\text{m}$  et  $T_p=8\text{s}$ ) avec un spectre classique de JONSWAP, un coefficient d'élancement de 3.3 et une répartition directionnelle de 25° de part et d'autre de la direction principale. La figure IV.17 présente le plan de vague réalisé avec SIMAC-POSEIDON pour les caractéristiques de cette même houle mais en monochromatique, c'est-à-dire en considérant  $H=3.6\text{m}$  et  $T=8\text{s}$ . Les plans de vagues ne sont bien évidemment pas comparables entre eux, car celui de SWAN est réalisé en spectral tandis que celui de SIMAC-POSEIDON est en monochromatique. On peut néanmoins observer certaines similitudes.

On voit par ailleurs sur la figure IV.17, que la houle tourne autour des îles du Frioul, les nappes croisant à l'arrière de celles-ci. Alors que le croisement n'est pas discernable sur le plan de vagues de SWAN de la figure IV.16 puisqu'il ne retranscrit pas la position des phases.

Les résultats de chacun des deux modèles ont ensuite été interpolés sur un maillage semi-circulaire couvrant l'ensemble de la digue du large du Port de Marseille. L'emprise du maillage est présentée sur la figure IV.18.

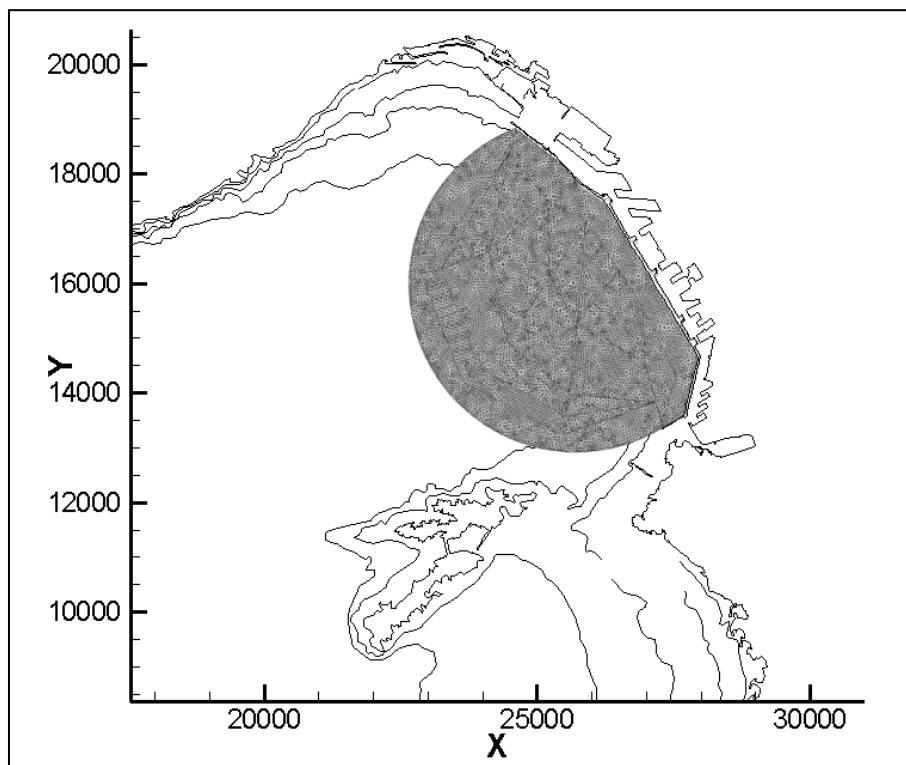


FIG IV.18 – Maillage utilisé pour l'interpolation des résultats de SWAN et de SIMAC-POSEIDON

Ce maillage, composé d'environ 10 000 nœuds, a été construit à l'aide du logiciel FEMAP. Les mailles utilisées pour l'interpolation sont de types triangulaires. Les résultats de l'interpolation de chacun des modèles ont alors été comparés pour chaque houle de projet par occurrence et direction. Par ailleurs une extraction des valeurs de hauteurs significatives a été réalisée sur un profil le long de la digue du large, comme indiqué sur la figure IV.19. Le point d'origine de l'extraction a été fixé au Sud de la digue du large et la distance est comptée en mètres jusqu'à l'extrémité Nord de la digue.



FIG IV.19 – Profil d'extraction des valeurs de hauteurs significatives de chacun des modèles devant la digue du large

Les résultats sont illustrés ci-après par direction de houle de projet. On présente dans un premier temps les valeurs de hauteurs significatives interpolées pour SWAN à gauche et pour SIMAC-POSEIDON à droite. La même échelle a été conservée sur l'ensemble des figures d'une part pour permettre une bonne comparaison entre les deux modèles, et d'autre part pour pouvoir observer directement la houle la plus contraignante pour la digue du large. On présente ensuite, par direction de houle de projet, les résultats d'extraction des hauteurs le long du profil de la figure IV.19.

Les figures (IV.20 à IV.27) montrent une très bonne corrélation entre les résultats de SWAN et les résultats issus de SIMAC-POSEIDON. On note toutefois une légère surestimation des valeurs de SWAN par rapport à SIMAC-POSEIDON dans les cas où les houles viennent plutôt du secteur Sud (N180° et N200°) et l'inverse dans le cas où la houle vient de l'Ouest (N260°). Les résultats sont par contre parfaitement identiques pour la houle de N240°. Cette différence entre les deux modèles peut s'expliquer par la présence des îles du Frioul qui a une incidence sur la partie Sud de la digue du large. En effet, SIMAC-POSEIDON semble prendre en compte de manière plus importante les effets de diffraction autour des îles. De ce fait, lorsque la houle vient du Sud, la houle simulée par SIMAC-POSEIDON tourne plus autour des îles et disperse ainsi son énergie, d'où les hauteurs plus faibles par rapport à SWAN. A l'inverse pour la direction N260° une partie de l'énergie de la houle est reçue à l'arrière des îles par effet de diffraction avec SIMAC-POSEIDON. Les hauteurs trouvées au niveau de la partie Sud de la digue sont alors légèrement plus élevées que celles de SWAN, qui prend moins en compte la diffraction dans le modèle.



IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

SWAN

SIMACPOSEIDON

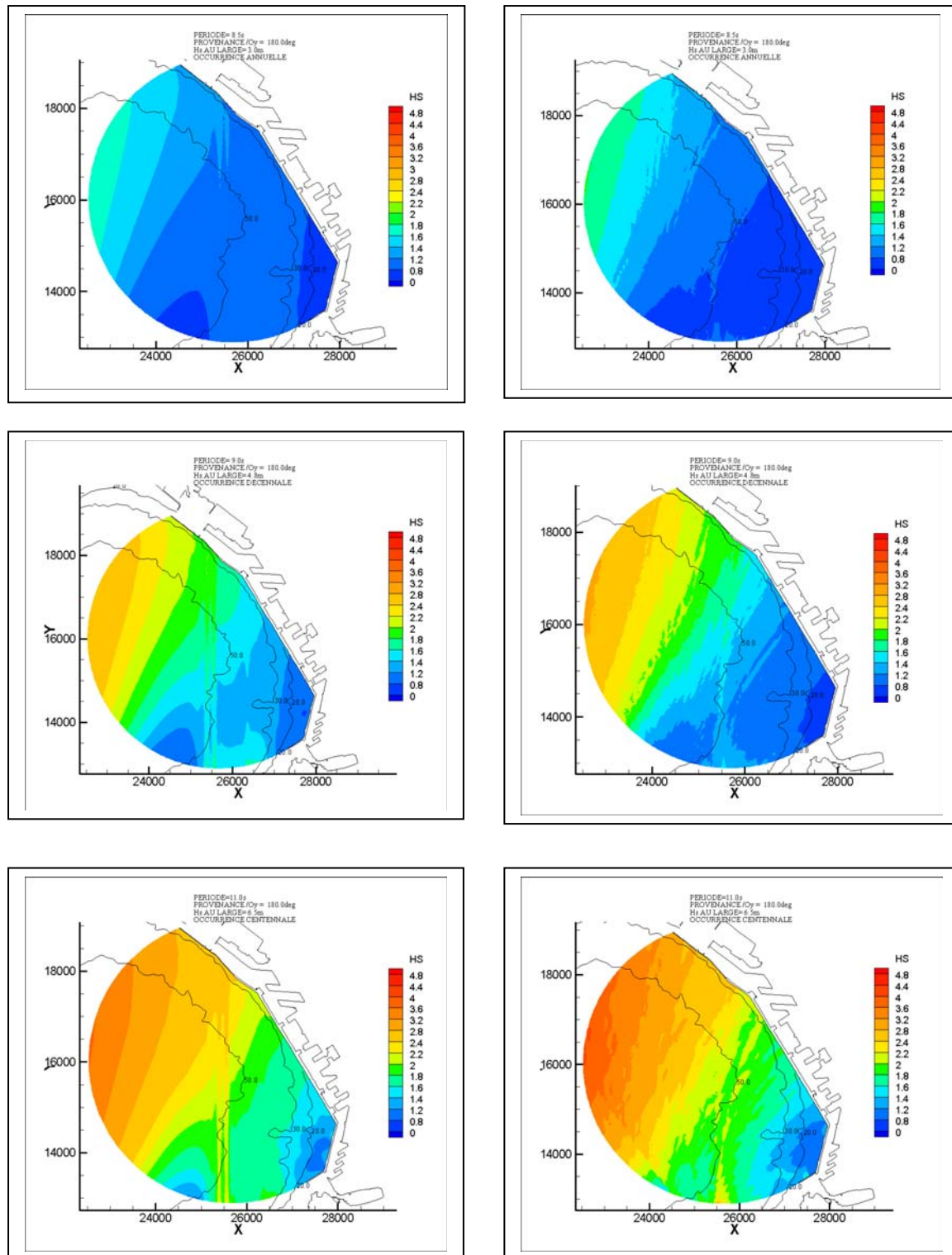


FIG IV.20 – Comparaison des résultats de SWAN à gauche et de SIMAC-POSEIDON à droite, pour les différentes occurrences des houles de direction N180°

#### IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

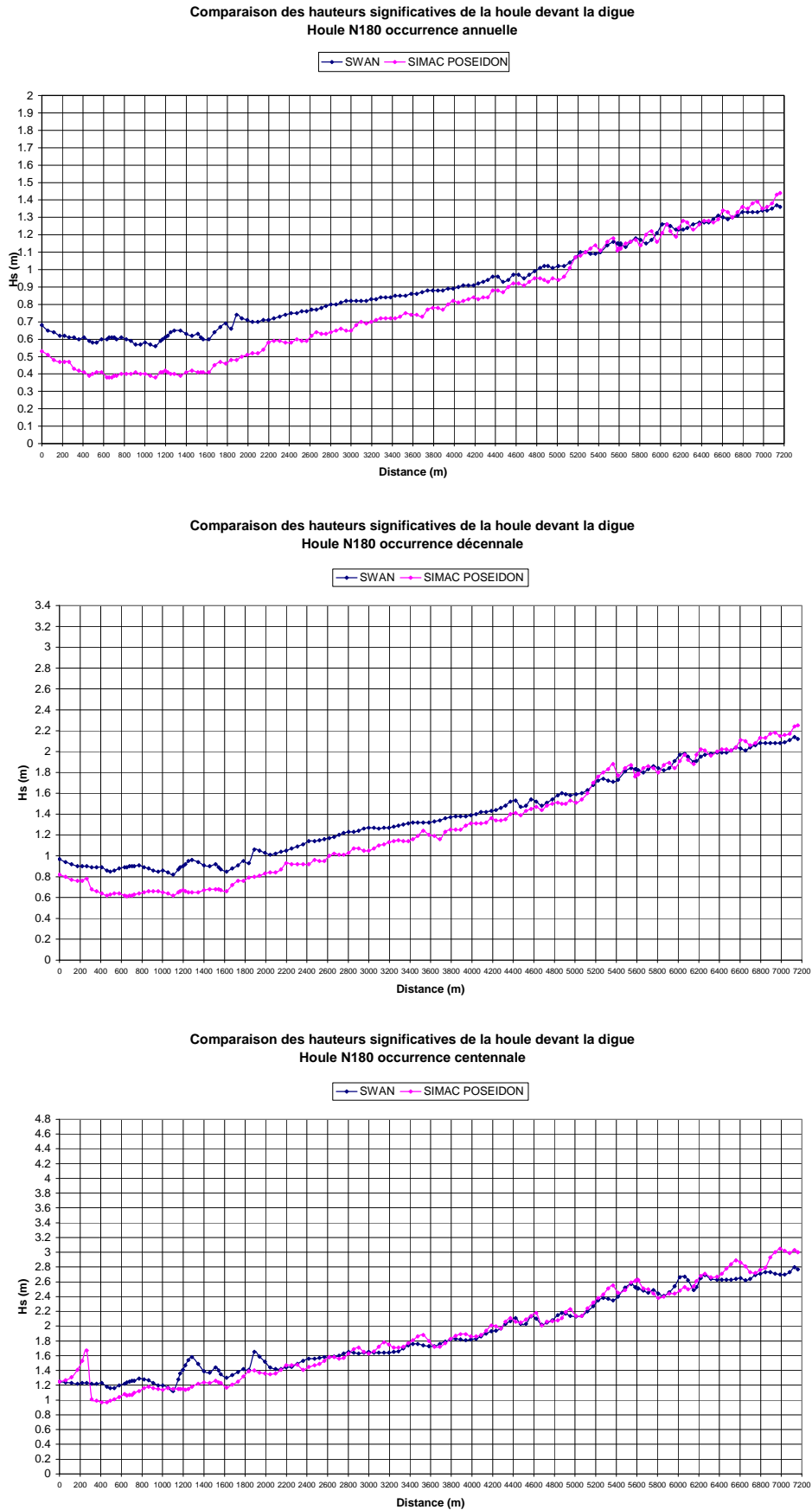


FIG IV.21 – Comparaison des résultats de hauteurs extraites le long de la digue du large entre SWAN (en bleu) et SIMAC-POSEIDON (en rose), pour les houles de projet de N180°

IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

SWAN

SIMACPOSEIDON

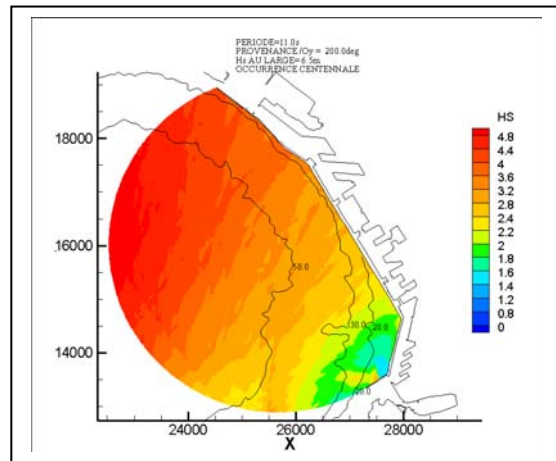
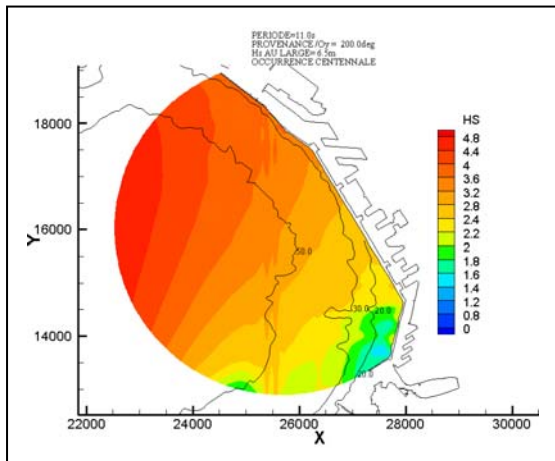
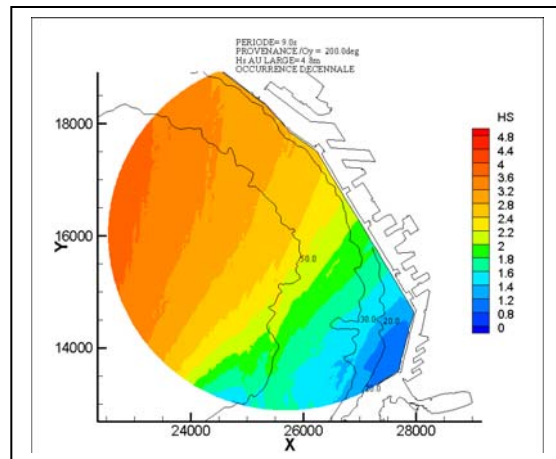
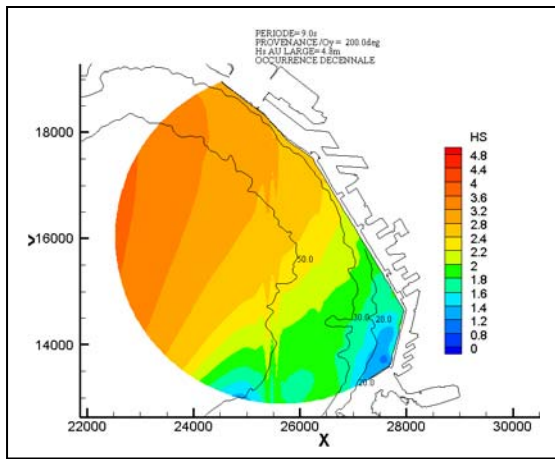
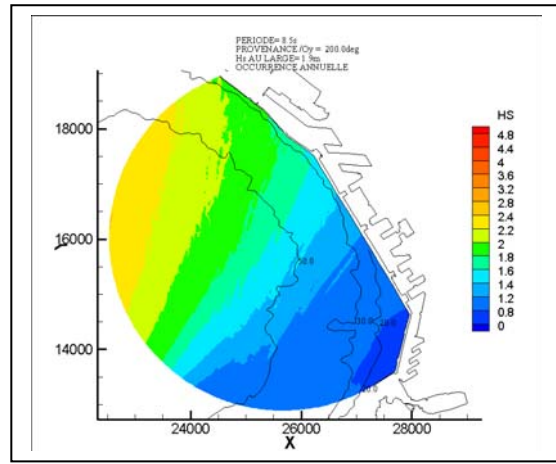
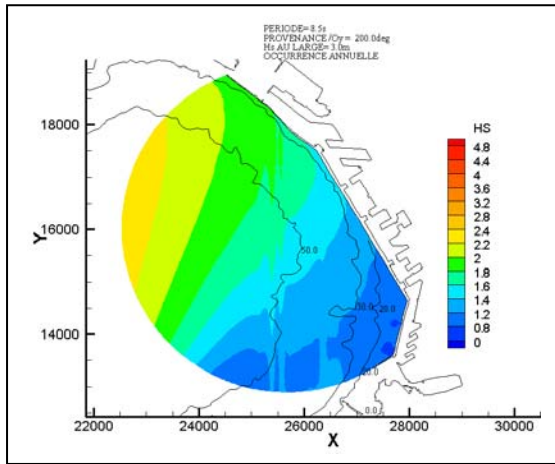


FIG IV.22 – Comparaison des résultats de SWAN à gauche et de SIMAC-POSEIDON à droite, pour les différentes occurrences des houles de direction N200°

#### IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

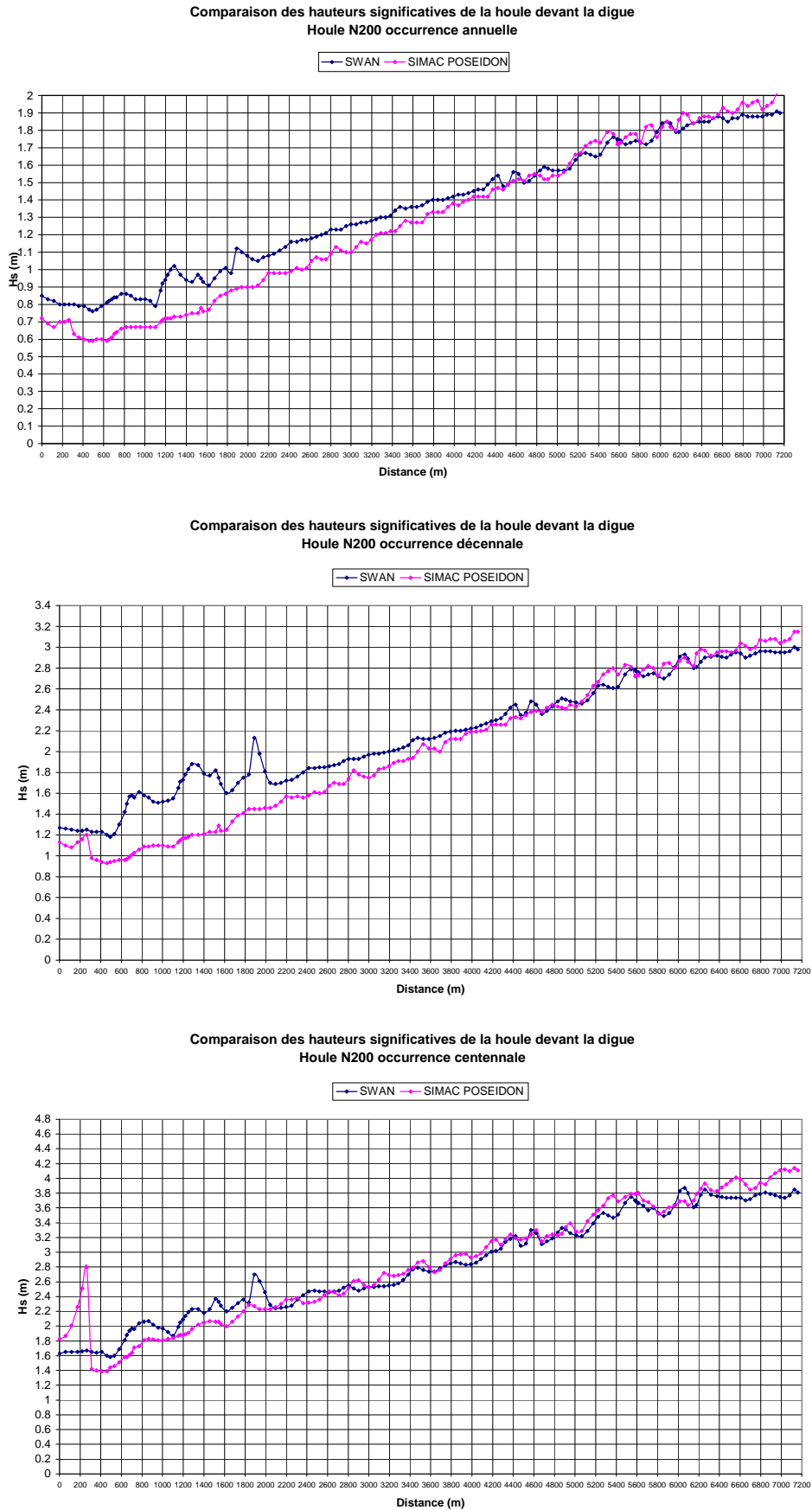


FIG IV.23 – Comparaison des résultats de hauteurs extraites le long de la digue du large entre SWAN (en bleu) et SIMAC-POSEIDON (en rose), pour les houles de projet de N200°

IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

SWAN

SIMACPOSEIDON

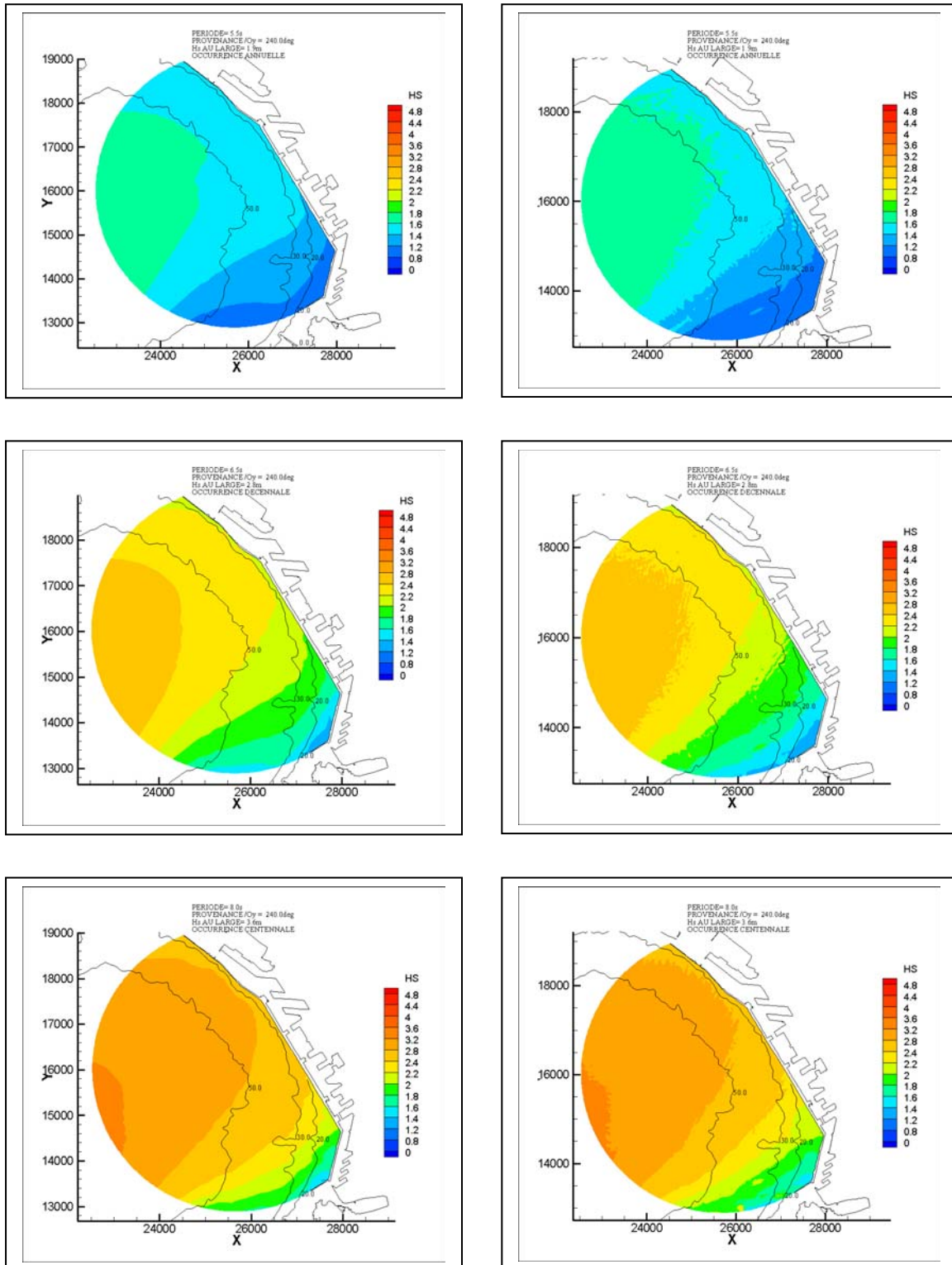


FIG IV.24 – Comparaison des résultats de SWAN à gauche et de SIMAC-POSEIDON à droite, pour les différentes occurrences des houles de direction N240°

#### IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

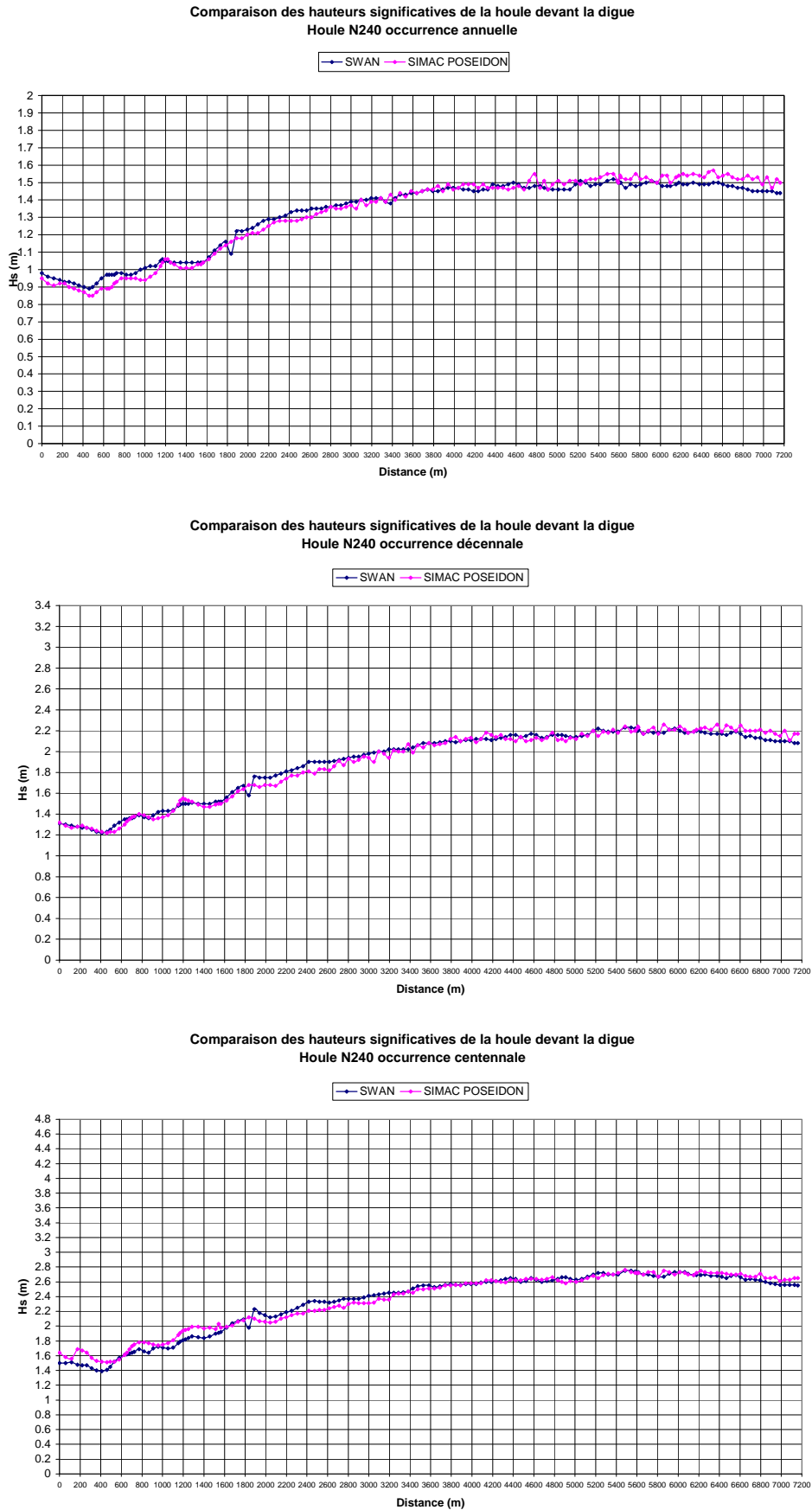


FIG IV.25 – Comparaison des résultats de hauteurs extraites le long de la digue du large entre SWAN (en bleu) et SIMAC-POSEIDON (en rose), pour les houles de projet de N240°

IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

SWAN

SIMACPOSEIDON

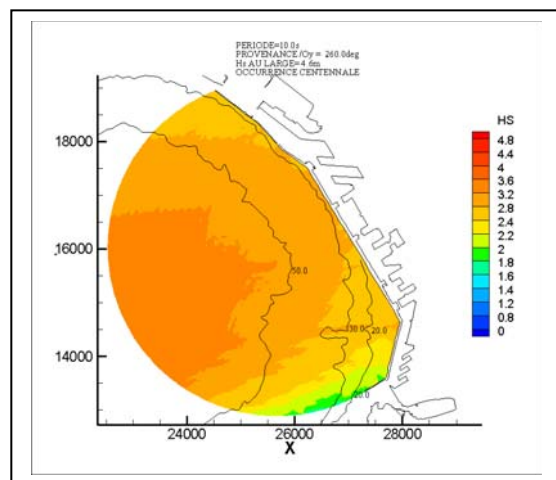
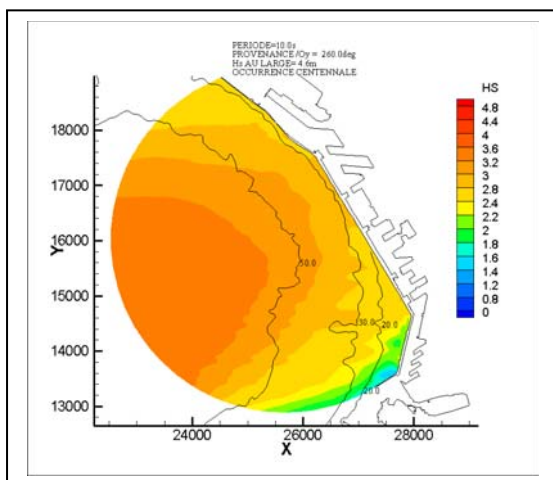
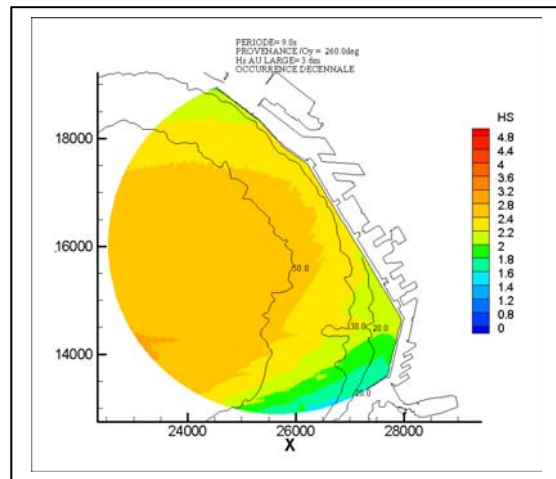
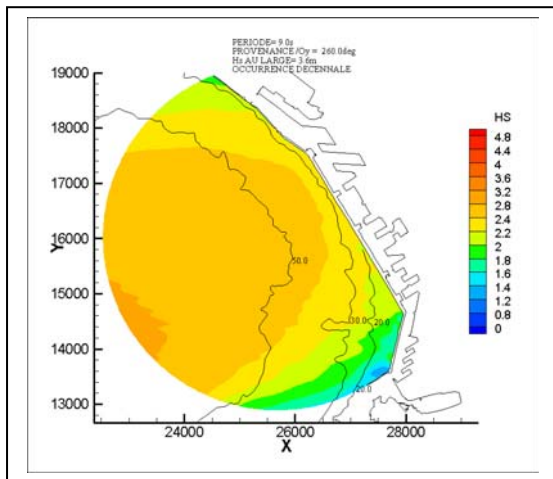
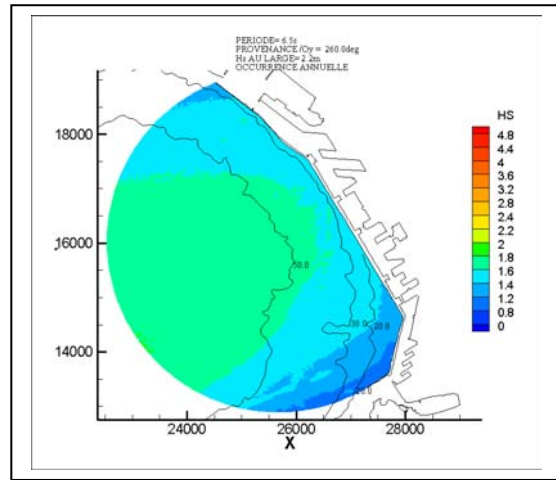
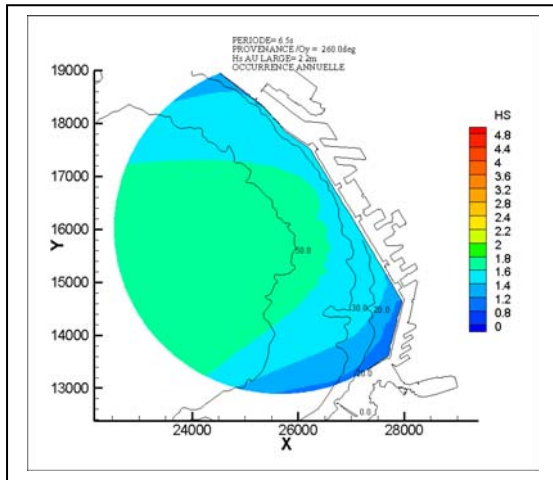


FIG IV.26 – Comparaison des résultats de SWAN à gauche et de SIMAC-POSEIDON à droite, pour les différentes occurrences des houles de direction N260°

#### IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

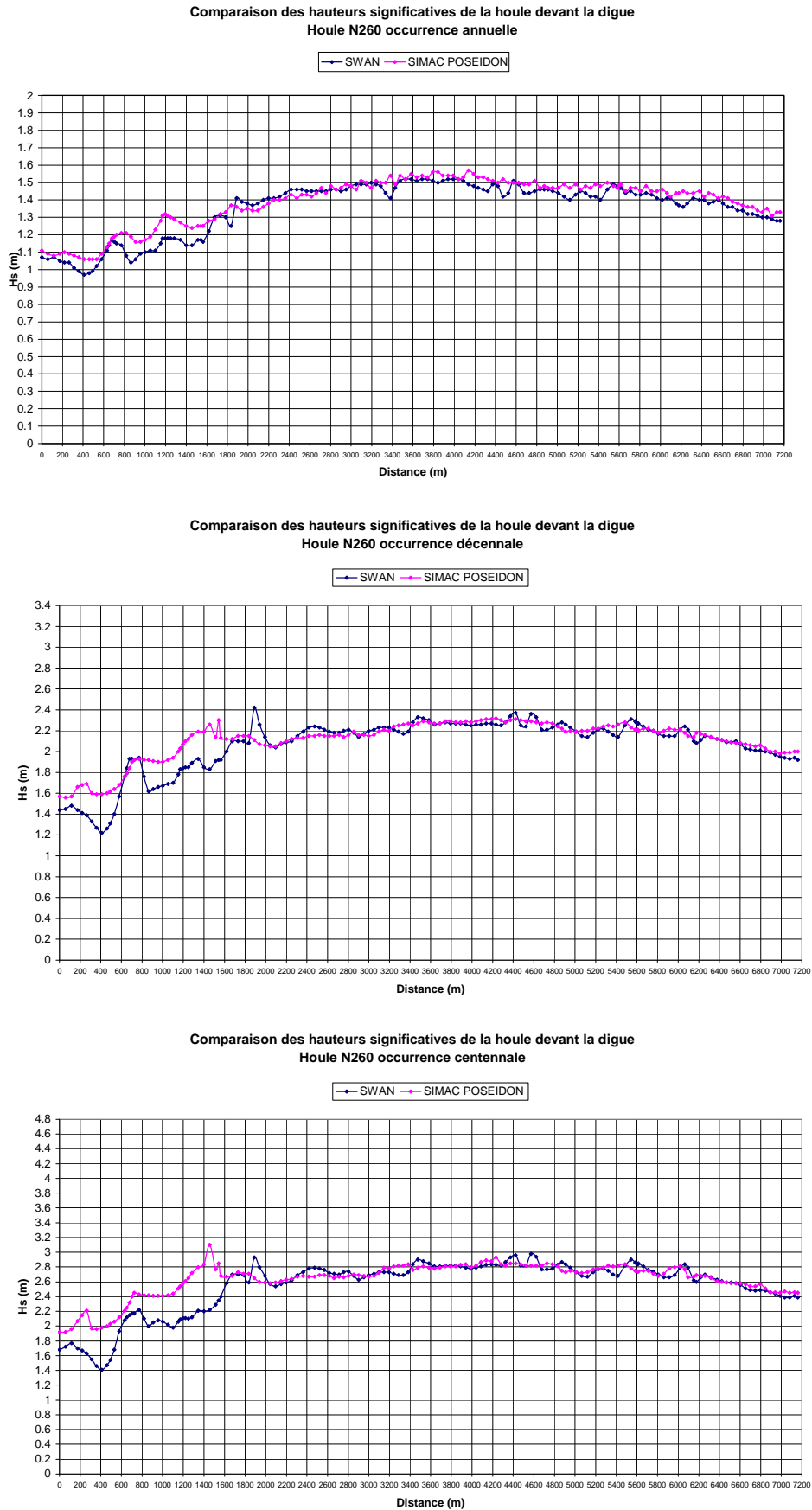


FIG IV.27 – Comparaison des résultats de hauteurs extraites le long de la digue du large entre SWAN (en bleu) et SIMAC-POSEIDON (en rose), pour les houles de projet de N260°



### **IV.3.3 Forçage du modèle d'agitation par le modèle de propagation pour l'étude de l'extension du port de Marseille**

L'essor du marché de la croisière a incité la ville de Marseille à étudier la faisabilité d'un nouveau bassin pour l'accueil de gros navires. Le bassin d'accueil d'une telle activité exigerait une extension significative des limites du Port Autonome actuel. Une zone pressentie se situerait côté extérieur de la digue existante, le long des du Bassin de la grande Joliette. L'étude de l'agitation engendrée par la houle du large, est nécessaire de manière à esquisser l'implantation de nouvelles infrastructures portuaires et vérifier que celles-ci n'auront pas d'influence sur l'agitation résiduelle dans l'avant port de la Joliette.

Or l'étude de l'agitation du plan d'eau à l'intérieur et à proximité de divers aménagements côtiers doit prendre en compte les phénomènes de réfraction et de diffraction mais aussi de réflexion, de transmission et de dissipation. Cela nécessite donc l'utilisation d'un modèle elliptique résolvant l'intégralité des équations de Berkhoff, à la différence d'un modèle de propagation qui les résout suivant une approximation parabolique ou à l'avancement, comme c'est le cas pour SIMAC-POSEIDON.

Ces modèles requièrent un maillage dont le pas d'espace est beaucoup plus fin que les modèles de propagation. Ils ont par ailleurs besoin de connaître les caractéristiques des houles incidentes en entrée de modèles, puisqu'ils ne peuvent pas tenir compte des modifications que subit la houle avant d'arriver au niveau de la frontière ouverte du modèle.

Un développement a été nécessaire pour forcer le modèle d'agitation avec les conditions d'entrée données par le modèle de propagation.

#### **IV.3.3.1 Présentation du modèle d'agitation SIMAC-AGITATION**

Le modèle SIMAC-AGITATION d'ACRI<sub>IN</sub> (Lajoie, 1996) permet de calculer l'agitation du plan d'eau à l'intérieur et à proximité de divers aménagements côtiers, comme par exemple les ports, lorsque ceux-ci subissent les attaques de houles incidentes venant du large. Il emploie la méthode des éléments finis pour résoudre l'équation d'onde dite « des faibles pentes » de Berkhoff sous sa forme complète ; ce qui permet de simuler les effets oscillatoires combinés de :

- réfraction (faibles variations de la bathymétrie) ;
- diffraction (présence de hauts-fonds, de digues,...)
- réflexion totale ou partielle (quais verticaux, digues à talus, plages, dispositifs partiellement réfléchissants divers,...) ;
- transmission partielle d'énergie (digues perméables,...).

Le maillage bidimensionnel horizontal peut être déstructuré (utilisation de triangles ou quadrangles de formes quelconques) de manière à représenter correctement la géométrie du plan d'eau limitée par :

- une frontière fictive ouverte sur le large, sur laquelle on affiche les caractéristiques de la houle incidente, de même que des conditions de non réflexion des ondes de retour, comme celles réfléchies sur les digues extérieures ou celles sortant du port ;

- des frontières physiques délimitant les différents ouvrages. Le modèle étant bidimensionnel, les digues à talus sont en fait assimilées à des murs verticaux auxquels on attribue des coefficients de réflexion (ou même transmission) partielle.

Il est aussi possible d'accroître l'étendue du domaine d'étude où l'on résout l'équation d'onde de Berkhoff sous sa forme complète en effectuant le calcul par sous-domaines élémentaires. Les limites d'application de SIMAC-AGITATION peuvent aussi être largement étendues en insérant localement, à l'intérieur de la zone d'étude, des modules tridimensionnels, renfermant éventuellement les zones où la bathymétrie pourrait varier brusquement, ou bien contenant un ensemble de structures de formes quelconques, émergentes ou immergées, fixes ou mobiles (comme des atténuateurs de houle par exemple). Chacun de ces modules fait alors l'objet d'une simulation tridimensionnelle locale (par une méthode de type singularités) entièrement couplée avec la modélisation bidimensionnelle horizontale (de type éléments finis) de l'ensemble de la zone d'étude (Lajoie, 1996).

#### IV.3.3.2 Forçage entre le modèle de propagation et le modèle d'agitation

Les plans de vagues réalisés pour l'étude de la digue du large du Port de Marseille (cf partie IV.3.2) ont permis l'obtention de houles irrégulières dans la rade de Marseille tout en conservant la phase dans le calcul. La comparaison avec le modèle SWAN ayant montré de bons résultats, les plans de vague ont donc été utilisés afin de récupérer les caractéristiques des houles en entrée du modèle d'agitation. La frontière ouverte du modèle d'agitation superposée au plan de vague du modèle de propagation est illustrée par la figure IV.28.

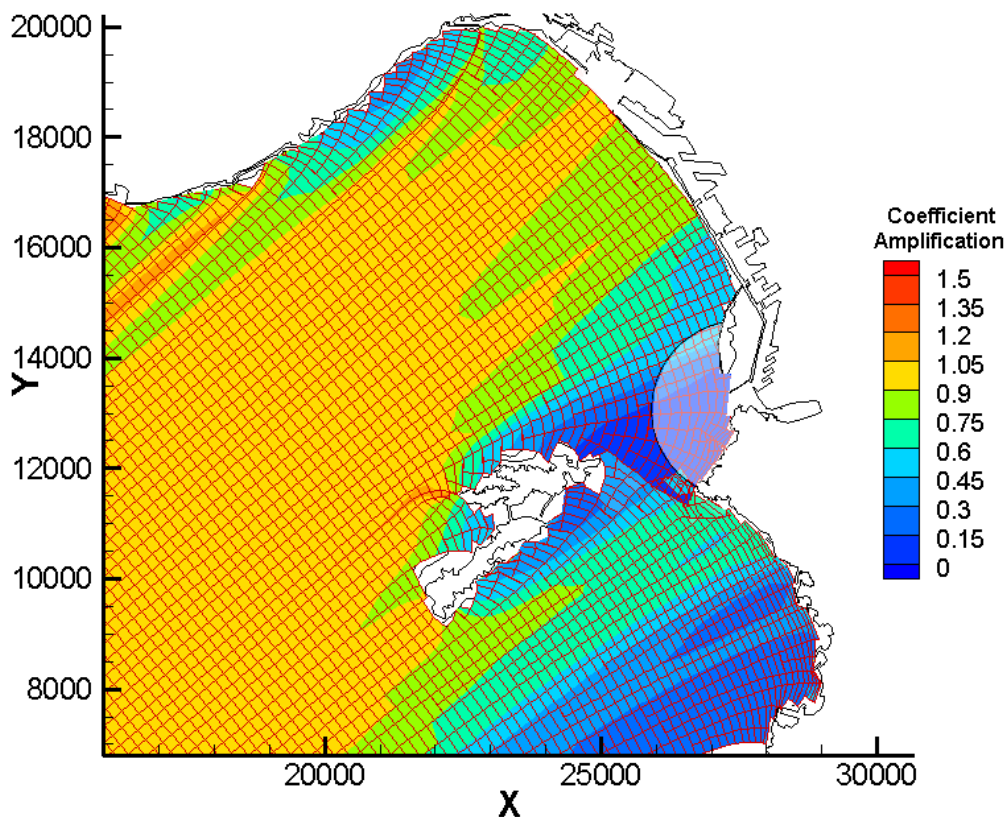


FIG IV.28 – Exemple de plan de vague réalisé avec le modèle de propagation dans la rade de Marseille (houle de N230°), et bulle d'interpolation pour le forçage du modèle d'agitation dans l'avant-port.

#### IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

Le domaine de calcul du modèle d'agitation portuaire s'étend du port Malmousque au Sud de la plage des Catalans jusqu'à la nouvelle digue protégeant le nouveau port pour les bateaux de croisière. Le domaine inclut également l'avant port du Vieux Port de Marseille. Le maillage de type éléments finis triangulaires autorise une grande souplesse dans la représentation des zones complexes et dans la distorsion entre les mailles, ce qui permet d'affiner localement leur taille.

Une résolution correcte des équations complètes de Berkhoff nécessite de disposer d'un minimum de six à huit points de calcul par longueur d'onde de la houle. La distance entre deux points de calcul est comprise entre 4m et 6m. Le maillage ainsi obtenu est constitué d'environ 106 000 nœuds de calcul. Il est présenté sur la figure IV.29.

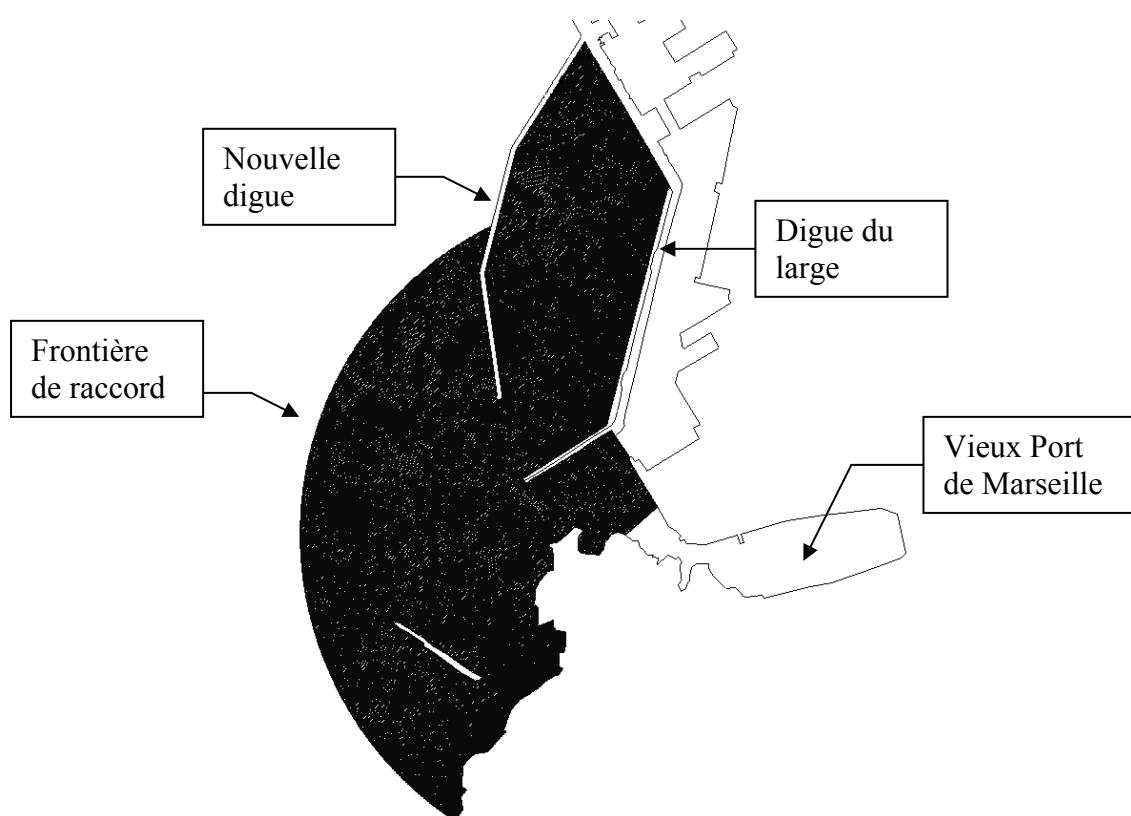


FIG IV.29 – Maillage du modèle d'agitation utilisé pour l'étude de la création d'un nouveau bassin portuaire dans le port de Marseille

Les caractéristiques des houles déterminées à partir du modèle d'agitation sont récupérées au niveau de la frontière fictive du modèle d'agitation, représentée par l'arc de cercle de la figure IV.29. Les mailles de type triangulaires possèdent des nœuds et des segments. La superposition du maillage du modèle d'agitation et du maillage du modèle de propagation constitué par les rayons et les crêtes de la houle est présentée sur la figure IV.30.

L'interpolation des hauteurs calculées sur le plan de vague de SIMAC-POSEIDON se fait au niveau des nœuds de la frontière du maillage du modèle d'agitation par :

#### IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

- une interpolation des données de hauteurs, phase et profondeur par une méthode de pivot de Gauss classique en cherchant les 4 données les plus proches entourant les nœuds ;
- un calcul de la direction de la maille par rapport à l'axe  $Ox$  ;
- un calcul du nombre d'onde local tel que  $\lambda = \frac{2\pi T^2}{g} \tanh(kh)$  ;
- un calcul de la valeur complexe de la hauteur et de sa dérivée spatiale ;
- la somme complexe des valeurs dans le cas où il y a plusieurs nappes superposées.

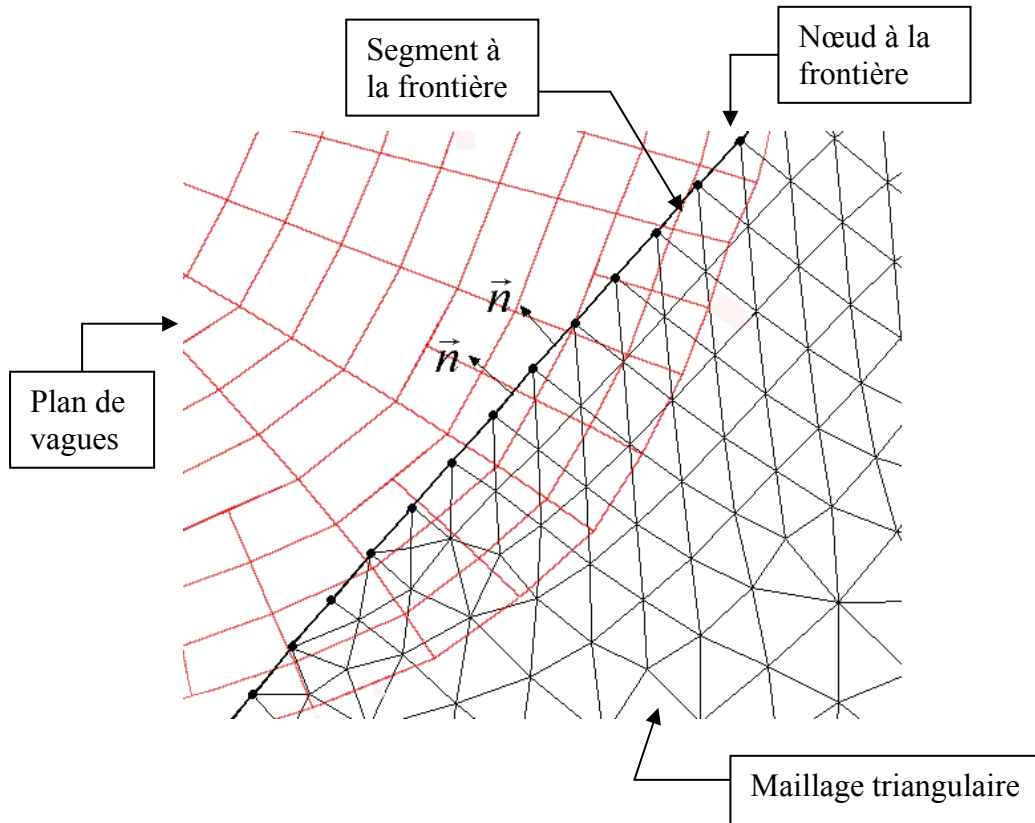


FIG IV.30 – Illustration des paramètres à la frontière entre le maillage du modèle de propagation et le maillage du modèle d'agitation

L'interpolation des dérivées se fait à travers les segments des éléments du maillage du modèle d'agitation. Dans ce cas, la procédure est la même que pour les hauteurs hormis qu'on exécute également le calcul de la valeur complexe de la dérivée du potentiel simplifié  $\psi$  dans le sens de propagation.

Pour ce faire on rappelle que le potentiel des vitesses  $\Phi$  au premier ordre pour une houle d'Airy, est défini par :

$$\Phi(x, z, t) = \frac{Ag}{\omega} \frac{ch(k(z+h))}{ch(kh)} \sin(\pm kx - \omega t) \quad (4.12)$$

Où  $A$  correspondant à l'amplitude de la houle, et pour laquelle :

$$\eta(x, y, t) = A \cos(kx \cos \beta + ky \sin \beta - \omega t) \quad (4.13)$$

#### IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

représente la déformée de la surface libre d'une onde qui se propage dans une direction faisant un angle  $\beta$  avec l'axe  $Ox$ .

On reprend l'équation du potentiel des vitesses associées à une onde se propageant sans courant sous forme complexe, selon la formulation utilisée pour le développement du code de propagation, à savoir :

$$\Phi(x, y, z, t) = \Re e \left\{ -\frac{ig}{2\omega} \frac{ch[k(z+h)]}{ch(kh)} H(x, y, \omega) e^{-i\omega t} \right\} \quad (4.14)$$

Avec :

$$H(x, y, \omega) = \hat{H}(x, y, \omega) e^{iS(x, y, \omega)} \quad (4.15)$$

Où  $\hat{H}(x, y, \omega)$  désigne l'enveloppe de la hauteur de la houle et  $S(x, y, \omega)$  la phase.

En considérant la pulsation  $\omega$  constante au long de la propagation de la houle, on peut alors écrire le potentiel bidimensionnel simplifié  $\psi$ , nécessaire au forçage tel que :

$$\psi = H(x, y) e^{is(x, y)} \quad (4.16)$$

Qui peut s'écrire aussi sous la forme :

$$\psi = H(x, y) e^{ik(x \cos \beta + y \sin \beta)} \quad (4.17)$$

Les valeurs de  $H$  sont données sous forme complexe directement dans le sens de propagation de la houle, puisqu'elles sont interpolées entre les 4 nœuds formés par l'intersection entre les rayons et les crêtes les plus proches entourant le segment.  $\psi$  est donc également obtenu sous forme complexe.

La récupération des données de la houle provenant du modèle de propagation sur les nœuds et les segments de la frontière du modèle d'agitation s'obtient par le rapport entre la dérivée du potentiel  $\psi$  et la dérivée du vecteur  $\vec{n}$ , soit :

$$\frac{\partial \psi}{\partial n} = \vec{n} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \psi \quad (4.18)$$

$\vec{n}$  étant le vecteur normal au segment du maillage au niveau de la frontière ouverte.

Ce qui donne

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial x} &= ik \cos \beta \psi \\ \frac{\partial \psi}{\partial y} &= ik \sin \beta \psi \end{aligned} \quad (4.19)$$

Le gradient de  $\psi$  est alors calculé par:

$$\overrightarrow{\text{grad}} \psi = ik \psi = ik H e^{is} \quad (4.20)$$

Une fois les données de houle du modèle de propagation récupérées au niveau de la frontière, celles-ci sont appliquées en entrée du modèle d'agitation SIMAC-AGITATION.

#### IV. Etude théorique des effets de réfraction et de diffraction : application à partir du modèle SP

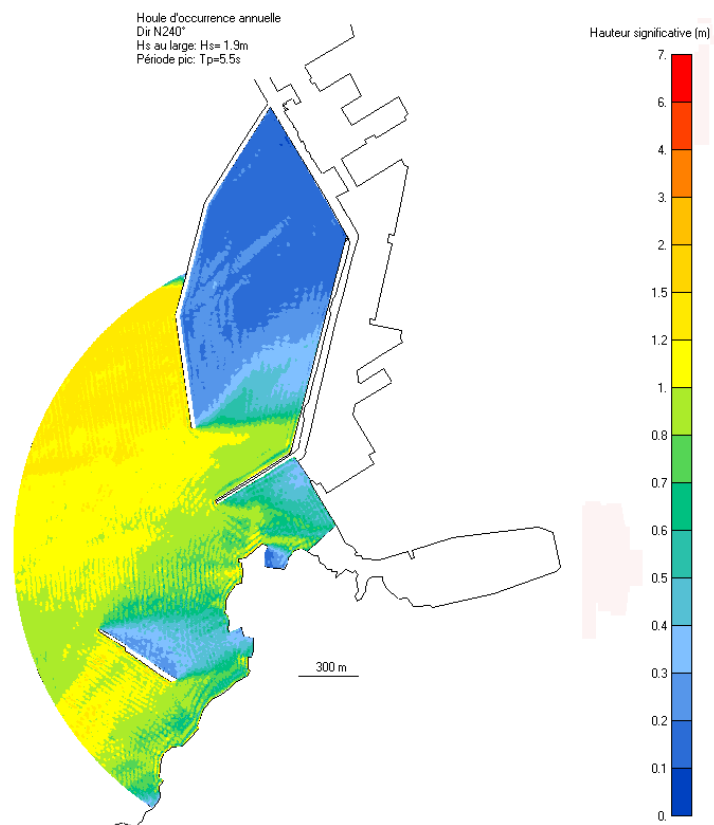


FIG IV.31 – Planche d'agitation pour la houle annuelle de N240° (Hs=1.9m et Tp=5.5s)

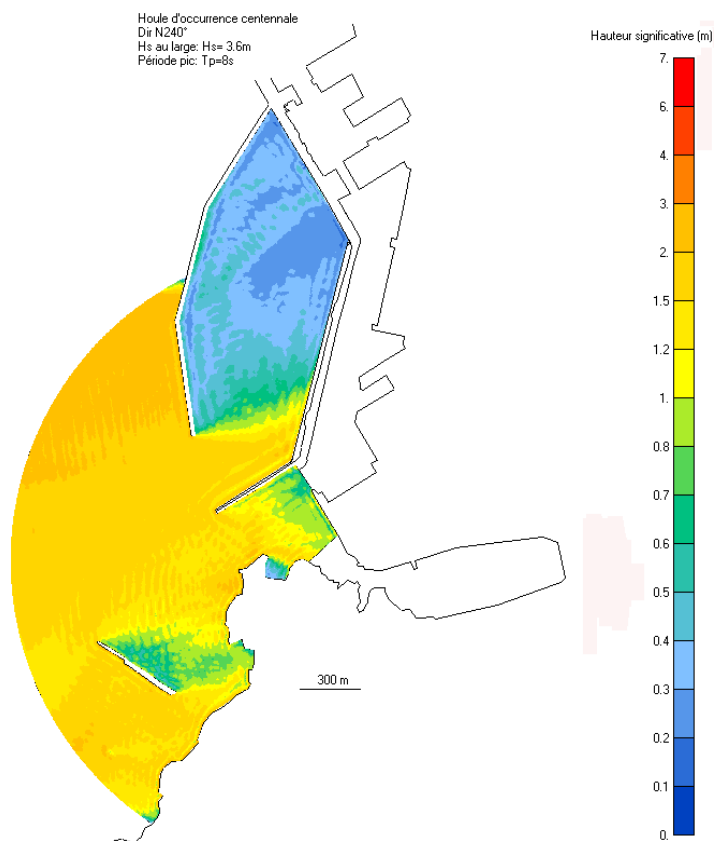


FIG IV.32 – Planche d'agitation pour la houle centennale de N240° (Hs=3.6m et Tp=8s)

On présente sur les figures IV.31 et IV.32 les planches d'agitation réalisées pour des houles annuelle et centennale de direction au large N240°, sur une des configurations d'agrandissement du Port de Marseille proposées.

Le forçage s'opère parfaitement, les hauteurs calculées par le modèle de propagation se retrouvant au niveau de la frontière fictive. Le forçage permet également la prise en compte de houles irrégulières dans le calcul de l'agitation, après recombinaisons des résultats en houle régulière.

## **IV.4 Conclusions**

Ce chapitre a mis en évidence le rôle prépondérant de la diffraction de la houle à travers un paramètre de diffraction qui, introduit dans les équations du modèle curviligne, a permis de rendre compte de cet effet au cours de la propagation de la houle.

Le modèle numérique SIMAC-POSEIDON permet ainsi de simuler la propagation de la houle pour des houles régulières de manière satisfaisante, même si des recherches supplémentaires notamment pour améliorer ses conditions limites doivent être entreprises. La comparaison avec les résultats de SWAN pour des houles irrégulières, en utilisant une méthode de recombinaison d'un grand nombre de houles régulières, a montré une très bonne similitude.

Enfin, le développement d'un outil assurant le forçage du modèle d'agitation par le modèle de propagation permet d'obtenir un outil performant simulant la houle depuis le large vers la côte sous les effets de réfraction et diffraction, ainsi que l'agitation au niveau d'une enceinte portuaire.





## Chapitre V

# Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions qui résultent des effets de Longuet-Higgins

Un des processus qui intéresse particulièrement la propagation de la houle en milieu côtier sur des bathymétries complexes, est le phénomène de réflexion qui intervient lorsque la houle rencontre un obstacle ou progresse au-dessus d'un fond très accidenté.

Les chapitres II et IV ont montré que les modèles de propagation de la houle, basés sur une équation parabolique ou énergétique, ne représentaient pas ce phénomène pour des considérations de ressources informatiques, mais que les modèles d'agitation avec lesquels ils peuvent être couplés, le prennent en compte dans leur équation elliptique. La réflexion est d'ailleurs, dans les enceintes portuaires, le phénomène prédominant qui peut entraîner, selon la configuration du port, des gênes importantes pour la stabilité du plan d'eau.

Lorsque la réflexion de la houle est totale et que l'onde réfléchie se propage dans le sens opposé aux vagues incidentes, il se forme ce que les ingénieurs en génie côtier appellent un « clapotis ». Le clapotis est par définition une onde stationnaire résultant de la superposition de deux houles progressives de mêmes caractéristiques mais se propageant en sens inverse. Une des particularités de la houle en condition de clapotis est qu'elle peut provoquer des pressions au second ordre, synchrones et largement supérieures à celles prédites par la théorie linéaire. Ces pressions sont ressenties au fond même pour des conditions de profondeur infinie. Le premier à avoir mis en évidence ce phénomène est M.S Longuet-Higgins en 1950.

Ce phénomène physique, que certains attribuent comme à l'origine probable de micro-séismes en mer, laisse également entrevoir la possibilité d'une ressource exploitable d'énergie renouvelable inépuisable. Alors que les ressources énergétiques d'origine fossile s'épuisent et qu'aucune alternative n'est aujourd'hui clairement établie pour remplacer ces énergies polluantes, dont la combustion sature l'atmosphère de gaz à effet de serre avec l'impact sur le climat que l'on connaît, il apparaît que le développement des recherches sur les énergies renouvelables doit s'intensifier.

En effet, avec 35% de la consommation énergétique de la planète (le même pourcentage pour la France, bien que les débats sur l'énergie tendent à se focaliser sur le nucléaire ou

l'éolien), le pétrole est la première des énergies consommées dans le monde, devant le charbon (25%), le gaz (20%), le bois (10%), le nucléaire et l'hydroélectricité (près de 5% chacun). Les énergies nouvelles se trouvent réduites à des pourcentages infimes : 0.5% pour la géothermie, 0.2% pour les biocarburants, 0.07% environ pour l'éolien, et à peu près 10 fois moins pour le photovoltaïque. L'énergie des vagues n'est, quant à elle, même pas énoncée dans ce classement.

Il s'avère donc que 85% de notre consommation d'énergie actuelle vient de stocks finis (charbon, pétrole, gaz et uranium 235) non renouvelables, ayant mis des milliers voire des millions d'années à se constituer, et à moitié pillés en un peu plus d'un demi-siècle.

En 2008, la production mondiale de pétrole s'élevait à 85 millions de barils par jour. Chiffre qui ne devrait plus augmenter puisqu'il semble selon l'OPEP que cette production ne saurait répondre à une demande supérieure à l'actuelle, étant donné que la grande majorité des pays exportateurs de pétrole ont passé leur pic de production (Arabie Saoudite et Russie en tête). A titre indicatif, il faut savoir qu'en France, la consommation journalière de pétrole est de 1.9 millions de barils (environ 206 000 tonnes, soit un gros pétrolier tous les jours).

Par ailleurs, les deux tiers de la production mondiale d'électricité sont réalisés avec des énergies fossiles. Donc quand le prix du pétrole augmente, c'est le prix de toute l'énergie et donc de l'activité de la planète qui augmente. Et si la crise boursière de 2008 est probablement en grande partie imputable à la conjugaison d'un prix du baril extrêmement élevé et une financiarisation excessive de l'économie, il en va très certainement de l'avenir de l'humanité de trouver des solutions alternatives aux énergies fossiles. C'est pourquoi outre les conséquences de la consommation de ces énergies sur le climat, le développement d'énergies propres est primordial pour l'avenir de notre société, et les recherches sur les énergies éolienne, solaire, marémotrice, géothermique ou marine doivent impérativement être renforcées. L'océanographie et l'ingénierie côtière à travers la connaissance de la physique du monde marin peuvent intervenir dans la recherche de récupération d'énergie du mouvement ondulatoire de la surface des océans : source inépuisable.

Dans ce chapitre, on présente les recherches menées sur l'extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces qui résultent des effets de Longuet-Higgins à travers une étude théorique du phénomène, une étude expérimentale sur un prototype de récupération conçu par Pierre Guével, et une estimation de son rendement sur un site réel. Contrairement aux autres chapitres, il n'est pas discuté ci-après de modélisation ou de simulations numériques, mais de représentation mathématique d'un phénomène physique remarquable qui laisse présager la possibilité d'utiliser l'énergie des vagues de façon inédite.

## V.1 Description du projet

### V.1.1 Introduction

Dans le cadre d'une étude sur l'explication et la compréhension de la formation de micro-séismes en mer au pied de plates-formes pétrolières, des recherches ont été menées dans le laboratoire d'hydrodynamique d'ACRI<sub>IN</sub>. Les travaux ont montré, à l'instar d'une publication de Longuet-Higgins, la réalité d'un phénomène physique remarquable dont l'existence était loin d'être avérée. Ce phénomène est caractérisé par l'apparition d'une pression dynamique de deuxième ordre qui se fait ressentir dans toute la colonne d'eau, même pour des conditions de « profondeur infinie ». Cette découverte a donc rapidement conduit à entrevoir la possibilité d'une nouvelle source exploitable d'énergie renouvelable.

Bien que vérifié mathématiquement par une approche différente de celle de Longuet-Higgins par Pierre Guevel en 2005, ce phénomène se devait d'être examiné expérimentalement. Ce fut l'objet d'une première phase de travail, qui s'est déroulée dans le laboratoire de septembre 2005 à janvier 2006. Cette phase a consisté à vérifier l'existence du phénomène par des mesures de pression en canal à houle puis à construire intuitivement une première machine fonctionnant sur le principe mis ainsi en évidence. Une seconde campagne a ensuite permis de caractériser ce dispositif de récupération de l'énergie de la houle et de calculer les premiers rendements du prototype notamment en houle régulière. Les rendements en houles irrégulières ont ensuite été extrapolés à partir de la théorie, et appliqués à un projet d'installation sur un site réel.

### V.1.2 Fonctionnement du dispositif.

Le système se base sur un phénomène physique décrit pour la première fois par M.S. Longuet-Higgins en 1950 :

En condition de clapotis devant un ouvrage fortement réfléchissant (mur vertical, digue de port...), un signal de pression synchrone largement supérieur à celui prédit par la théorie linéaire est observé sur le fond de la mer. La fréquence d'oscillation de cette surpression est double de celle de la houle d'excitation. L'amplitude de ce signal est directement proportionnelle au produit des amplitudes des ondes incidentes et réfléchies devant l'ouvrage.

Cependant ce phénomène n'a jamais été directement exploité. Pourtant, il est doublement intéressant car la phase du signal est identique en n'importe quel point du fond à un temps  $T$  donné. Ainsi, la taille du système est indépendante de la longueur d'onde de la houle d'excitation (houle incidente). Un autre intérêt du phénomène réside dans le fait que celui-ci a lieu au fond, dans des conditions parfaites et par houle régulière, quelle que soit la profondeur.

Le système développé par ACRI<sub>IN</sub>, et présenté dans ce chapitre, se propose de transformer cette pression alternative en énergie exploitable via un système mécanique et de quantifier le rendement énergétique susceptible d'être obtenu grâce à ce procédé. Les recherches conduites dans le cadre de cette étude sont présentées ci-après.

## V.2 Généralités théoriques sur la pression due aux effets de Longuet-Higgins

La pression due aux effets de Longuet-Higgins est une pression de second ordre. Elle fait donc appel aux équations non-linéaires et aux houles de Stokes d'ordres supérieurs. Les équations générales développées dans le chapitre I pour une onde progressive sont ici utilisées pour le calcul d'une onde de surface résultant de la superposition d'une onde incidente et d'une onde réfléchie.

### V.2.1 Hypothèses

On suppose toutes les hypothèses de départ, décrites dans le chapitre I à savoir :

- Un océan de profondeur  $h$  constante
- Un fluide parfait et incompressible dont l'écoulement est supposé irrotationnel
- Un repère orthonormé  $(Oxyz)$  tel que  $(Oxy)$  coïncide avec le plan horizontal de la surface libre au repos et  $(Oz)$  soit vertical et dirigé vers le haut
- La surface libre représentée sous la forme :  $z = \eta(x, y, t)$
- Le potentiel des vitesses  $\Phi(x, y, z, t)$  vérifiant l'équation de conservation de la masse, c'est à dire Laplacien nul

L'expression de la condition d'imperméabilité sur le fond (1.45) et les expressions cinématiques (1.46) et (1.47) et dynamiques (1.48) et (1.49) à la surface libre, conduisent à rechercher le potentiel de l'écoulement sous la forme d'un développement de Taylor. On aboutit suivant l'approximation réalisée aux houles de Stokes.

Après un rappel des expressions de potentiel des vitesses et de surface libre au premier ordre et au second ordre, on présente ci-après les développements qui permettent de mettre en évidence la pression de Longuet-Higgins en houle régulière et en houle irrégulière.

### V.2.2 Houle régulière

#### V.2.2.1 Houle régulière au premier ordre

En condition de « profondeur infinie », la relation de dispersion :

$$\omega^2 = gk \tanh(kh) \quad (5.1)$$

se réduit à :

$$\omega^2 = gk \quad (5.2)$$

L'expression du potentiel des vitesses à l'ordre 1 sous cette condition est exprimée par :

$$\Phi^{(1)}(x, z, t) = \frac{A\omega}{k} \frac{\cosh[k(z+h)]}{\cosh(kh)} \cos(\omega t - kx) \quad (5.3)$$

Qui peut s'écrire également pour  $kh$  très grand :

$$\Phi^{(1)}(x, z, t) = \frac{A\omega}{k} e^{kz} \cos(\omega t - kx) \quad (5.4)$$

Et l'expression de la dénivelé de la surface libre est donnée par :

$$\eta^{(1)}(x, t) = A \sin(\omega t - kx) \quad (5.5)$$

### V.2.2.2 Equations fondamentales au deuxième ordre

Au deuxième ordre d'approximation, le potentiel des vitesses en  $z = 0$  respecte l'équation :

$$\frac{\partial^2 \Phi^{(2)}}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial z} = -\eta_1 \left( \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial t^2 \partial z} + g \frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial}{\partial t} \left[ \left( \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (5.6)$$

Tandis que l'élévation de la surface libre est exprimée sous la forme :

$$-g\eta^{(2)} = \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial t} + \eta^{(1)} \left( \frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial z \partial t} \right) + \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (5.7)$$

### V.2.2.3 Pression due aux effets de Longuet-Higgins

On considère le problème plan d'une houle régulière réfléchi par une digue ou un mur. Le système d'axes  $(Oxz)$  est centré à l'intersection de la digue et du plan de la surface libre au repos. La houle incidente arrive des  $x$  négatifs. On suppose que la profondeur est grande :  $kh \geq 1$ . En houle régulière on note  $A_i$  et  $A_r$  l'amplitude de l'onde incidente et de l'onde réfléchi.

On recherche le potentiel de l'écoulement sous la forme d'un développement :

$$\Phi(x, y, z, t) = \varepsilon \Phi^{(1)} + \varepsilon^2 \Phi^{(2)} + \varepsilon^3 \Phi^{(3)} + \dots \quad (5.8)$$

Où  $\varepsilon$  se relie à la cambrure  $kA$ .

Au premier ordre d'approximation, les expressions (5.4) et (5.5) deviennent pour une onde partiellement stationnaire résultant de la superposition des ondes incidente et réfléchi unidirectionnelles mais de sens opposés :

$$\Phi^{(1)}(x, z, t) = \frac{A_i \omega}{k} e^{kz} \cos(\omega t - kx) + \frac{A_r \omega}{k} e^{kz} \cos(\omega t + kx) \quad (5.9)$$

Et

$$\eta^{(1)}(x, t) = A_i \sin(\omega t - kx) + A_r \sin(\omega t + kx) \quad (5.10)$$

Au deuxième ordre d'approximation, le calcul est plus délicat. On reprend l'expression du potentiel exprimée en (5.6), que l'on décompose comme suit :

$$\frac{\partial^2 \Phi^{(2)}}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial z} = \underbrace{-\eta_1 \left( \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial t^2 \partial z} + g \frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial z^2} \right)}_{\text{expression 1}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \left[ \left( \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial z} \right)^2 \right]}_{\text{expression 2}} \quad (5.11)$$

Les deux premiers termes de l'expression 1 donnent :

$$\frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial t^2 \partial z} = -A_i \omega^3 \cos(\omega t - kx) - A_r \omega^3 \cos(\omega t + kx) \quad (5.12)$$

$$g \frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial z^2} = gA_i \omega k \cos(\omega t - kx) + gA_r \omega k \cos(\omega t + kx) \quad (5.13)$$

Or d'après la relation de dispersion (5.2), l'expression 1 est nulle :

$$\left[ \frac{\partial^3 \Phi^{(1)}}{\partial t^2 \partial z} + g \frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial z^2} \right] = 0 \quad (5.14)$$

Il ne reste ainsi que les termes de l'expression 2 qui donnent :

$$\left( \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial x} \right)^2 = [A_i \omega \sin(\omega t - kx) - A_r \omega \sin(\omega t + kx)]^2 \quad (5.15)$$

$$\left( \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial z} \right)^2 = [A_i \omega \cos(\omega t - kx) + A_r \omega \cos(\omega t + kx)]^2 \quad (5.16)$$

L'addition des termes conduit à :

$$\left( \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial z} \right)^2 = \begin{cases} A_i^2 \omega^2 [\cos^2(\omega t - kx) + \sin^2(\omega t - kx)] \\ + A_r^2 \omega^2 [\sin^2(\omega t + kx) + \cos^2(\omega t + kx)] \\ - 2A_i A_r \omega^2 \sin(\omega t - kx) \sin(\omega t + kx) \\ + 2A_i A_r \omega^2 \cos(\omega t - kx) \cos(\omega t + kx) \end{cases} \quad (5.17)$$

Après développement :

$$\left( \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial z} \right)^2 = A_i^2 \omega^2 + A_r^2 \omega^2 + 2A_i A_r \omega^2 \cos 2\omega t \quad (5.18)$$

L'expression 2 se résume à :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \left( \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial z} \right)^2 \right] = -4A_i A_r \omega^3 \sin 2\omega t \quad (5.19)$$

Et l'équation (5.6) devient alors :

$$\frac{\partial^2 \Phi^{(2)}}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial z} = +4A_i A_r \omega^3 \sin 2\omega t \quad (5.20)$$

Ce qui donne :

$$\Phi^{(2)} = \Phi^{(2)}(t) = +4A_i A_r \omega^3 \sin 2\omega t - \frac{1}{4\omega^3} \sin 2\omega t \quad (5.21)$$

Et donc :

$$\Phi^{(2)} = -A_i A_r \omega \sin 2\omega t \quad (5.22)$$

Si  $A_i = A_r$ , on aboutit à :

$$\Phi^{(2)} = A^2 \omega \sin 2\omega t \quad (5.23)$$

La pression, définie comme en (1.9) et réduite à celle de l'approximation d'une houle d'Airy du fait que  $\Phi^{(2)}$  est indépendant de  $x$  et de  $z$ , donne :

$$-\rho \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial t} = -2\rho A^2 \omega^2 \cos 2\omega t \quad (5.24)$$

L'expression (5.24) montre que la pression exercée sur le fond varie de manière homogène dans l'espace à deux fois la pulsation de la houle incidente. Elle est par ailleurs d'amplitude proportionnelle au carré de l'amplitude des vagues. L'absence de terme en  $h$  indique également que la pression se fait ressentir sur toute la colonne d'eau, quelle que soit la profondeur.

Ce phénomène a été décrit pour la première fois par M.S Longuet-Higgins en 1950 comme pouvant être à l'origine de micro-séismes.

### V.2.3 Houle irrégulière

En houle irrégulière, on note  $A_i$  et  $A_j$  l'amplitude des ondes incidentes et réfléchies. On présente directement pour chaque ordre, l'expression de l'élévation de la surface libre et des potentiels des vitesses lorsque la houle est réfléchiée par un mur.

#### V.2.3.1 Houle irrégulière au premier ordre

Au premier ordre, on représente une houle irrégulière comme la superposition d'un grand nombre de houles d'Airy élémentaires dont les amplitudes sont déduites du spectre d'énergie.

On écrit ainsi l'élévation de surface libre sous la forme :

$$\eta^{(1)}(x, y, t) = \sum_i A_i \cos [k_i (x \cos \beta_i + y \sin \beta_i - \omega_i t + \theta_i)] \quad (5.25)$$

Avec :

$$A_i^2 = 2S(\omega_i, \beta_i) \delta\omega_i \delta\beta_i \quad (5.26)$$

Où  $S(\omega, \beta)$  est le spectre à la fois fréquentiel et directionnel.

Le potentiel des vitesses est donné par la superposition des potentiels élémentaires de chacune des composantes à savoir :

$$\Phi^{(1)}(x, y, z, t) = \sum_i \frac{A_i g}{\omega_i} \frac{\cosh k_i (z + h)}{\cosh k_i h} \sin [k_i (x \cos \beta_i + y \sin \beta_i - \omega_i t + \theta_i)] \quad (5.27)$$

Pour l'étude de notre cas, on considère le problème d'une houle irrégulière intégralement réfléchiée par un mur. Le système de l'axe  $(Oxy)$  est centré à l'intersection du mur et du plan de la surface libre au repos. La houle incidente se propage depuis les  $x$  négatifs selon la figure V.1.

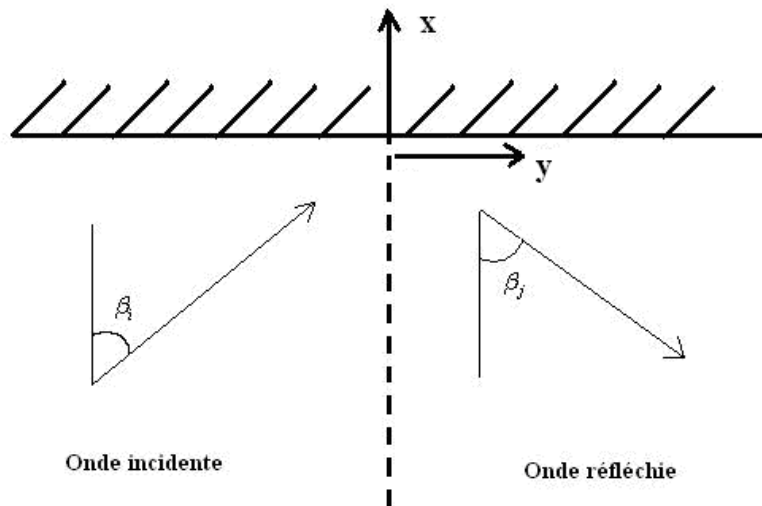


FIG V.1 – Schéma du système de coordonnées considéré pour la réflexion d'une onde contre un mur

En condition de réflexion contre un mur, l'expression de l'élévation de la surface libre au premier ordre est alors donnée par :

$$\eta^{(1)}(x, y, t) = \begin{cases} \sum_i A_i \cos [k_i (x \cos \beta_i + y \sin \beta_i - \omega_i t + \theta_i)] + \\ \sum_j A_j \cos [-k_j (x \cos \beta_j + y \sin \beta_j - \omega_j t + \theta_j)] \end{cases} \quad (5.28)$$

Dans laquelle :

$A \cos(+kx - \omega t)$  représente une onde qui se déplace dans le sens des  $x$  positifs

$A \cos(-kx - \omega t)$  représente une onde qui se déplace dans le sens des  $x$  négatifs

Le potentiel des vitesses est écrit sous la forme :

$$\Phi^{(1)}(x, y, z, t) = \begin{cases} \sum_i \frac{A_i g}{\omega_i} \frac{\cosh k_i (z+h)}{\cosh k_i h} \sin [k_i (x \cos \beta_i + y \sin \beta_i - \omega_i t + \theta_i)] + \\ \sum_j \frac{A_j g}{\omega_j} \frac{\cosh k_j (z+h)}{\cosh k_j h} \sin [k_j (x \cos \beta_j + y \sin \beta_j - \omega_j t + \theta_j)] \end{cases} \quad (5.29)$$

### V.2.3.2 Houle irrégulière au deuxième ordre

Le deuxième membre de l'équation de surface libre vérifiée par  $\Phi^{(2)}$  étant une expression quadratique en  $\Phi^{(1)}$  et  $\eta^{(1)}$ , il prend la forme :

$$Q = \Re \left\{ q_{ii} e^{-2i\omega_i t} + q_{jj} e^{-2i\omega_j t} + q_{ij+} e^{-i(\omega_i + \omega_j)t} + q_{ij-} e^{-i(\omega_i - \omega_j)t} \right\} \quad (5.30)$$

Les deux premiers termes représentent l'interaction de chaque onde avec elle-même (incidente avec incidente et réfléchie avec réfléchie). Les deux derniers termes correspondent aux interactions croisées (onde incidente avec onde réfléchie) et font apparaître une composante en mode somme ( $\omega_i + \omega_j$ ) et une composante en mode différence ( $\omega_i - \omega_j$ ).

Pour cette étude, on considère uniquement les expressions en mode somme du potentiel, car ce sont elles qui font apparaître la pression de Longuet-Higgins.



Après calculs, l'expression du potentiel de deuxième ordre devient :

$$\Phi^{(2)}(x, y, z, t) = \sum_i \sum_j \frac{q_{+ij}}{-(\omega_i + \omega_j)^2 + gk_+ \tanh k_+ h} A_i A_j \frac{\cosh k_+(z+h)}{\cosh k_+ h} \times \sin \left[ (k_i \cos \beta_i - k_j \cos \beta_j)x + (k_i \sin \beta_i + k_j \sin \beta_j)y - (\omega_i + \omega_j)t + \theta_i + \theta_j \right] \quad (5.31)$$

avec

$$q_{+ij} = -\frac{1}{2} \left( \frac{\omega_i^3}{\sinh^2 k_i h} + \frac{\omega_j^3}{\sinh^2 k_j h} \right) - (\omega_i + \omega_j) \left( \frac{\cos(\beta_i - \beta_j)}{\tanh k_i h \times \tanh k_j h} - 1 \right) \quad (5.32)$$

Le vecteur d'onde des composantes de deuxième ordre en mode somme est associé à l'équation:

$$k_+^2 = (k_i \cos \beta_i - k_j \cos \beta_j)^2 + (k_i \sin \beta_i + k_j \sin \beta_j)^2 \quad (5.33)$$

Or pour un mur rectiligne et une houle unidirectionnelle,  $\beta_i = \beta_j = \beta$  si bien que :

$$q_{+ij} = -\frac{1}{2} \left( \frac{\omega_i^3}{\sinh^2 k_i h} + \frac{\omega_j^3}{\sinh^2 k_j h} \right) - (\omega_i \times \omega_j)(\omega_i + \omega_j) \left( \frac{-2 \cos \beta}{\tanh k_i h \times \tanh k_j h} \right) \quad (5.34)$$

Et

$$k_+^2 = k_i^2 + k_j^2 - 2k_i k_j \cos 2\beta \quad (5.35)$$

La pression associée aux effets de Longuet-Higgins en houle irrégulière se calcule en dérivant l'expression du potentiel obtenu en (5.31) par rapport au temps suivant la formule :

$$P = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} \text{ en } z = -h \quad (5.36)$$

Ce qui aboutit à :

$$P = +\rho \sum_i \sum_j \frac{q_{+ij} A_i A_j (\omega_i + \omega_j)}{-(\omega_i + \omega_j)^2 + gk_+ \tanh k_+ h} \times \frac{1}{(\cosh k_+ h)} \times \cos[F_{ij}] \quad (5.37)$$

où

$$F_{ij} = [(k_i - k_j) \cos \beta x + (k_i + k_j) \sin \beta y - (\omega_i + \omega_j)t + \theta_i + \theta_j] \quad (5.38)$$

soit :

$$P = +\rho \sum_i \sum_j \frac{q_{+ij} A_i A_j (\omega_i + \omega_j)}{-(\omega_i + \omega_j)^2 + \cosh k_+ h + gk_+ \sinh k_+ h} \times \cos[F_{ij}] \quad (5.39)$$

On tire de cette équation une fonction de transfert quadratique QTF :

$$QTF = \frac{q_{+ij} (\omega_i + \omega_j)}{-(\omega_i + \omega_j)^2 + \cosh k_+ h + gk_+ \sinh k_+ h} \quad (5.40)$$

Un développement plus détaillé est présenté dans Molin (2002) et Molin et al (2008). On précise que dans l'expérience en canal à houle qui suit, les amplitudes incidentes et réfléchies sont notées  $A_i$  et  $A_r$ , et que leur direction est normale au mur.

### V.3 Essais en canal

#### V.3.1 Présentation du canal

Les essais du récupérateur d'énergie de la houle se sont déroulés dans le canal à houle d'ACRI<sub>IN</sub> dont les dimensions caractéristiques sont les suivantes :

- longueur : 31m
- largeur : 1.8m
- hauteur : 1.8m
- hauteur utile : 1.5m

Une coupe du canal est présentée figure V.2.

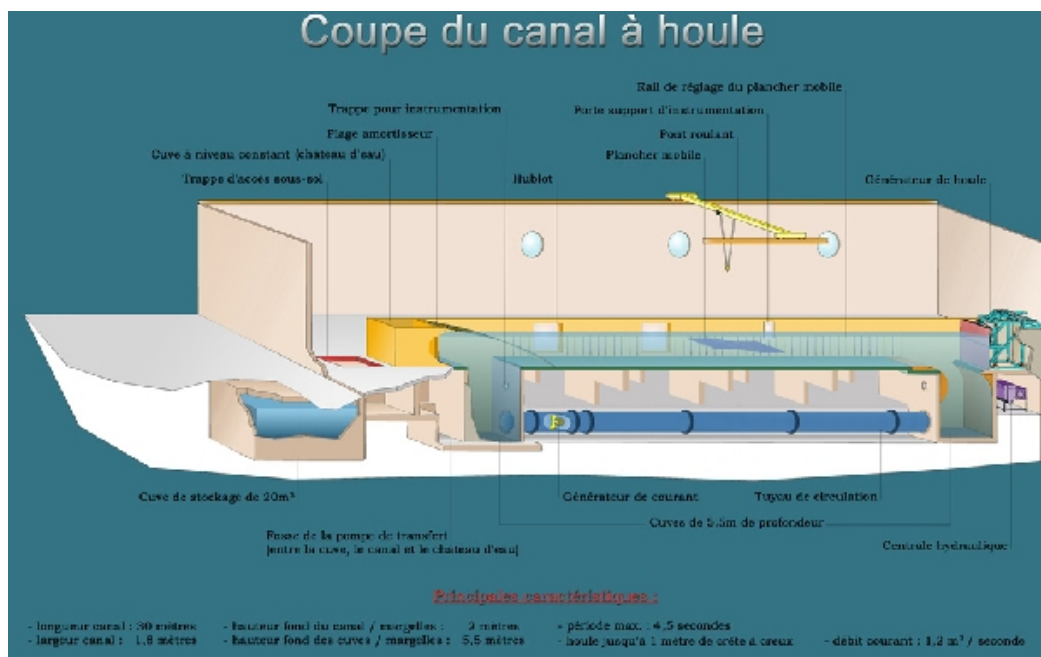


FIG V.2 – Coupe du canal à houle d'ACRI<sub>IN</sub>

Le canal est équipé d'un plancher mobile, réglable en hauteur et en inclinaison de manière à reproduire efficacement le profil bathymétrique.

Le générateur de houle régulière ou irrégulière est constitué d'un vérin hydraulique et d'un volet articulé. Il peut produire des vagues dont les hauteurs maximales selon la période sont représentées dans le tableau V.1 :

Période	Hauteur maximale
T=3s	H<50cm
T=2s	H<75cm

TAB V.1 – Hauteur maximale pouvant être générée par le batteur en fonction de la période

Le canal est équipé d'une veine de recirculation qui permet de générer un courant ou un contre-courant simultanément à la houle (non utilisée lors de cette expérimentation).

## V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

Les essais ont été menés pour des houles régulières et irrégulières, ces dernières suivant un spectre fréquentiel classique de JONSWAP avec un coefficient d'élancement  $\gamma_J = 3.3$ . La densité d'énergie  $S(\omega)$  de la houle incidente est alors répartie sur la bande de fréquences selon :

$$S_{(\omega)} = aH_{S0}^2 \omega_p^4 \omega^{-5} e^{-1,25\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^4} \gamma_J e^{-\frac{(\omega-\omega_p)^2}{2\sigma^2\omega_p^2}} \quad (5.41)$$

Avec :

$\omega_p$  : pulsation pic ;

$\sigma = 0,07$  pour  $\omega < \omega_p$

$\sigma = 0,09$  pour  $\omega > \omega_p$  ;

"a", étant une constante telle que la hauteur significative  $H_S$  puisse vérifier la loi classique inhérente aux processus supposés gaussiens (et dont les maxima suivent une loi de Rayleigh):

$$H_S = 4\sqrt{\int_0^{\infty} S(\omega) d\omega} \quad (5.42)$$

Le canal est équipé de sondes « limnimétriques » résistives, offrant une stabilité temporelle et une réponse fréquentielle. L'incertitude de mesure est de +/- 1mm, soit quelques centimètres au réel selon l'échelle. Les signaux délivrés par les sondes sont enregistrés (à une fréquence de 20 Hz pour ces essais) sur micro-ordinateur et traités afin d'extraire les caractéristiques spectrales désirées.

La séparation des ondes incidente et réfléchi est réalisée à l'aide d'une méthode de mesure à deux sondes, dont l'écartement est réglé en fonction de la période de la houle incidente, dérivée de la méthode de GODA (l'écartement est calculé de manière à se situer le plus près possible d'une distance équivalente à un quart de la longueur d'onde en houle régulière, et éviter la demi-longueur d'onde quelle que soit les composante du spectre en houle irrégulière) Pour chaque essai, elle permet de déterminer  $H_{S\text{incident}}$  et  $H_{S\text{réfléchi}}$ .

Un calage de la consigne est alors réalisé afin d'obtenir la houle significative incidente souhaitée. Un exemple de signal mesuré dans le canal pour une houle irrégulière est présenté sur la figure V.3.

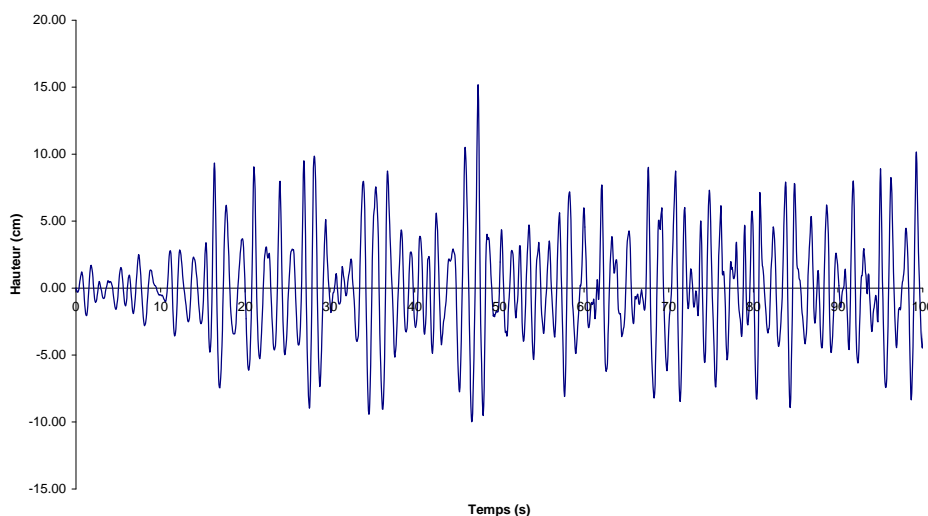


FIG V.3 – Mesure de la houle aléatoire dans le canal

### V.3.2 Analyse des pressions recueillies au fond du canal

Des essais en canal ont été réalisés pour mesurer les pressions au fond de l'eau exercées par la houle en condition de clapotis pur devant un mur réfléchissant. Le but était de vérifier l'existence des pressions liées aux effets de Longuet-Higgins, de les isoler, les quantifier et les comparer aux valeurs calculées par la théorie. Les essais ont été menés en houle régulière pour des hauteurs  $H=5\text{cm}$  et  $H=10\text{cm}$ , de période  $T=1\text{s}$ , et en houle irrégulière pour des hauteurs significatives  $H_s=5\text{cm}$  et  $H_s=10\text{cm}$ , de période pic  $T_p=1\text{s}$ .

#### V.3.2.1 Dispositif expérimental

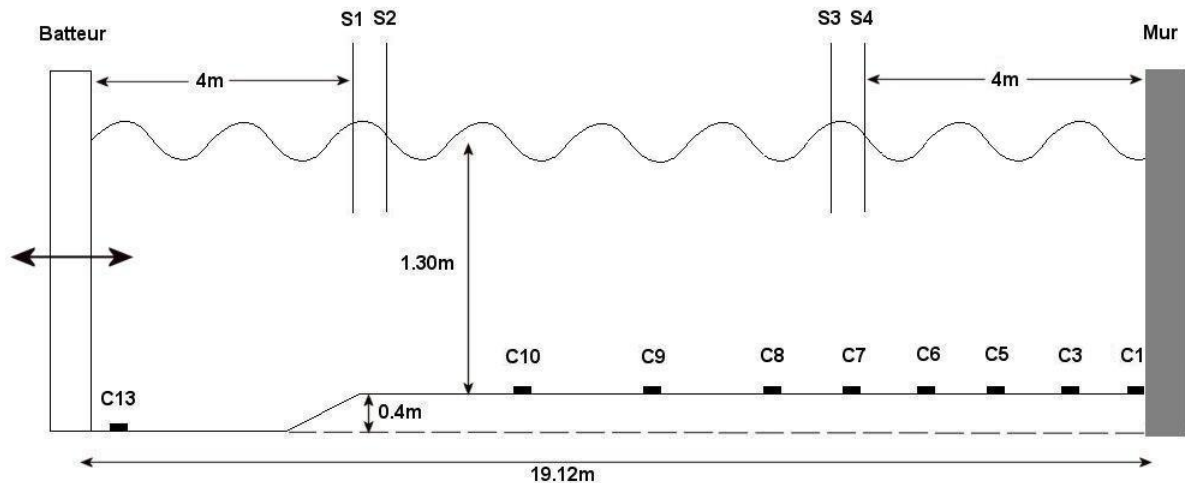


FIG V.4 – Schéma du dispositif expérimental de mesures des pressions

Le dispositif expérimental comprenait quatre sondes de mesure résistives, dont deux étaient situées à 4 m du générateur et deux à 4 m du mur réfléchissant. Par ailleurs, neuf capteurs de pressions étaient installés au fond du canal. Le dispositif est illustré par la figure V.4, tandis que le positionnement des neuf capteurs de pression, par rapport au mur réfléchissant est présenté dans le tableau V.2

Capteur	Distance par rapport au mur réfléchissant
C1	0.0 m (pied du mur)
C3	1.0 m
C5	2.0 m
C6	3.0 m
C7	4.0 m
C8	5.0 m
C9	7.0 m
C10	9.0 m
C13	18.5 m (pied du batteur)

TAB V.2 – Positionnement des capteurs de pressions par rapport au mur réfléchissant

La hauteur d'eau de 1.30 m au-dessus du plancher permettait de respecter la condition de « profondeur infinie », du moins pour les périodes de houles régulières testées. L'emplacement prévu pour le dispositif de récupération de la houle se situait au devant de la vitre de visualisation, c'est-à-dire au niveau des capteurs C6 et C7.

### V.3.2.2 Analyse des données brutes

L'inhomogénéité des courbes brutes obtenues (dont un exemple, pour les sondes avals 3 et 4, est présenté figure V.5) fait apparaître d'une part la présence d'onde longue dans le canal, et d'autre part une instationnarité de cette onde (notamment entre  $t=160$  et  $220$ s). C'est pourquoi une transformée de Fourier s'est avérée nécessaire pour pouvoir isoler les pressions correspondant aux effets de Longuet-Higgins à une fréquence double de la fréquence de la houle d'excitation.

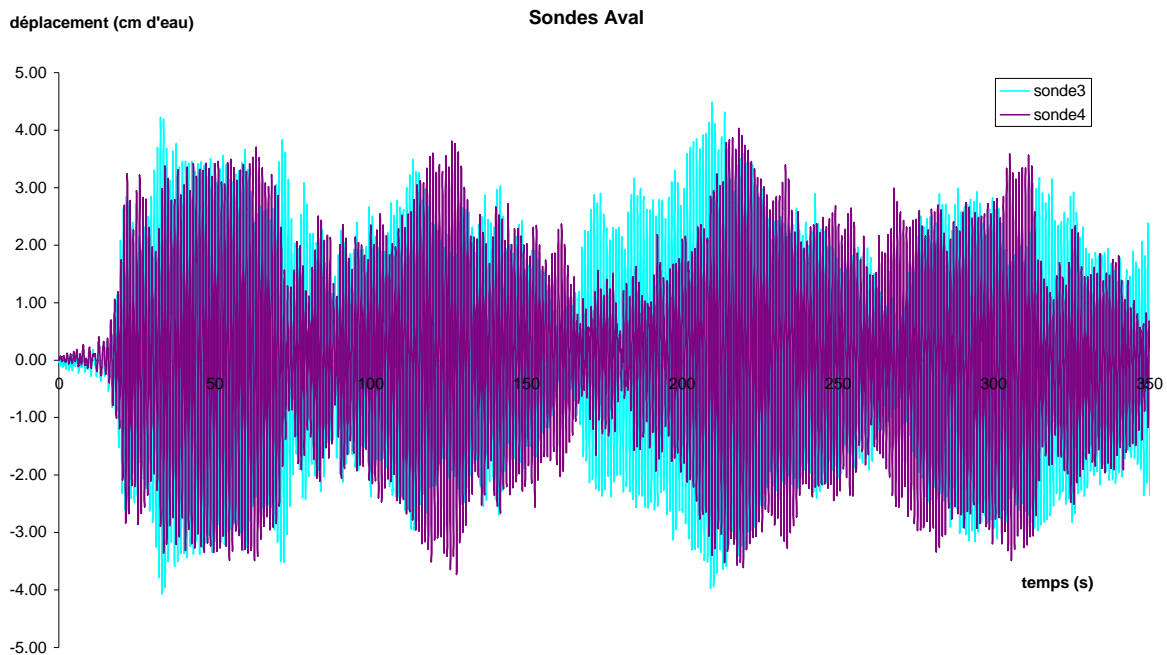


FIG V.5 – Courbes des sondes situées à 4m du mur pour une houle incidente de  $H=5$ cm et de période  $T=1$ s

### V.3.2.3 Analyse des spectres

#### Houles régulières

L'analyse des spectres en houle régulière montre pour  $H=5$ cm et pour  $H=10$ cm, la présence d'un pic de pression à une fréquence de 2 Hz, soit le double de la fréquence de la houle d'excitation et confirme ainsi la présence de la pression de Longuet-Higgins au fond du canal.

#### Essais à $H=5$ cm

Pour les essais à  $H=5$ cm, on constate la présence du pic de pression à la fréquence de 2 Hz, mais également un autre à 1 Hz, prépondérant pour les capteurs C1 et C13, et faible voire inexistant le long des capteurs C3 à C10. On attribue ce pic de pression au champ proche au niveau du mur (capteur C1, illustré par la figure V.6) et au niveau du batteur (capteur C13). Dans le cas du batteur, au mode propagatif se superposent des modes évanescents linéaires dont le signal est perceptible même par « profondeur infinie », qui décroissent de façon exponentielle avec la distance au batteur. On considère généralement qu'au-delà d'une distance égale à deux fois la profondeur d'eau, les modes évanescents ont disparus. Pour le cas capteur C1, le calcul montre que le phénomène n'est pas censé se manifester en régime

## V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

établi pour un mur vertical. Sa présence implique donc des phénomènes de type instationnaires où liés au dispositif expérimental (verticalité du mur, flexibilité, fuite d'eau par dessous...). Néanmoins, si la présence de pic à 1 Hz est encore perceptible sur le capteur C6 (figure V.7) et C7, il ne l'est quasiment plus au capteur C8, C9 et C10.

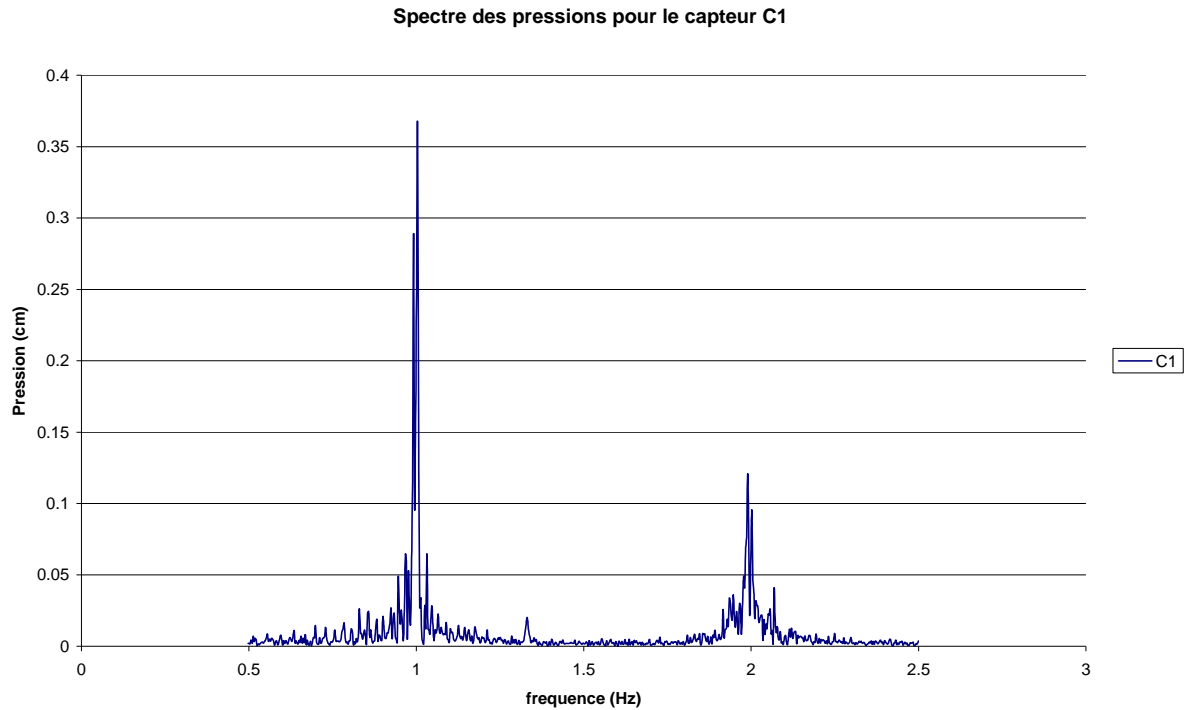


FIG V.6 – Spectre des pressions pour le capteur C1 pour une houle régulière de  $H=5\text{cm}$  à  $T=1\text{s}$ .

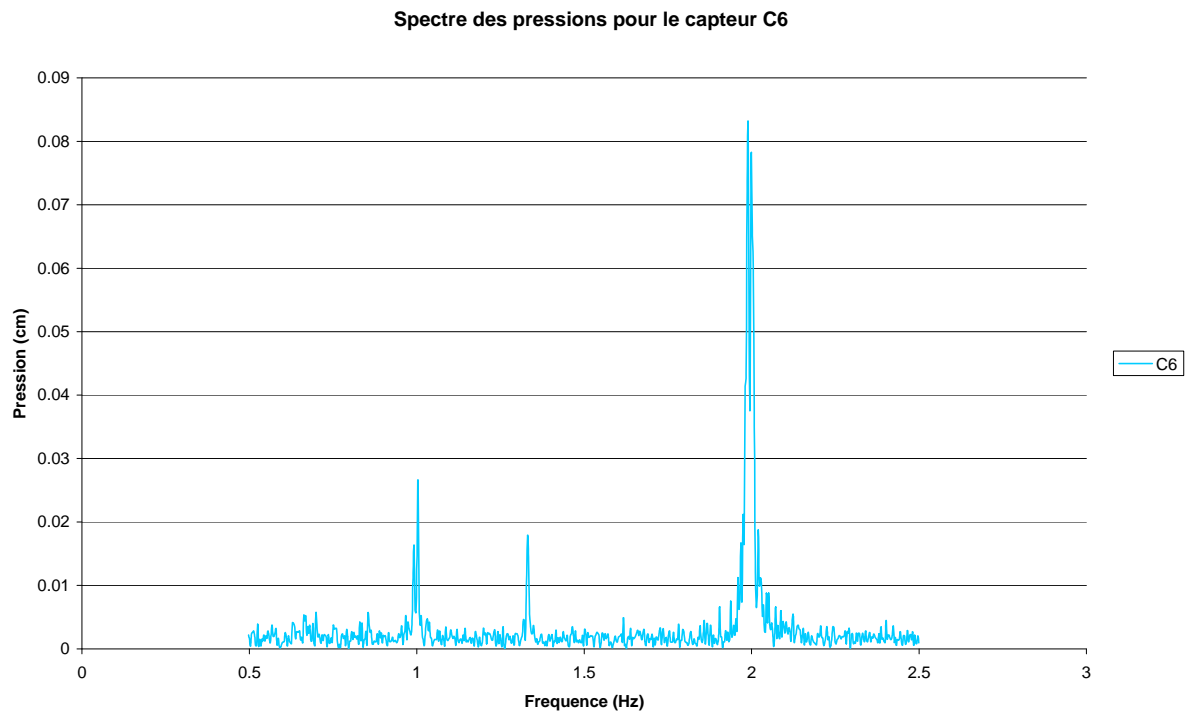


FIG V.7 – Spectre de pressions pour le capteur C6 pour une houle régulière de  $H=5\text{cm}$  à  $T=1\text{s}$ .

*Essais à H=10cm*

Pour les essais à H=10cm, même si les spectres des pressions sont plus larges que pour les houles de H=5cm (dû très certainement à la cambrure des vagues), ils suivent la tendance mise en évidence pour les essais à H=5cm à savoir: un pic très marqué à une fréquence de 2Hz pour les capteurs C3 à C10 correspondant aux pressions dues aux effets de Longuet-Higgins, et à l'inverse un pic à 1Hz dominant pour les capteurs C1 et C13 correspondant au modes évanescents.

On présente figure V.8 le spectre des pressions uniquement pour le capteur C6.

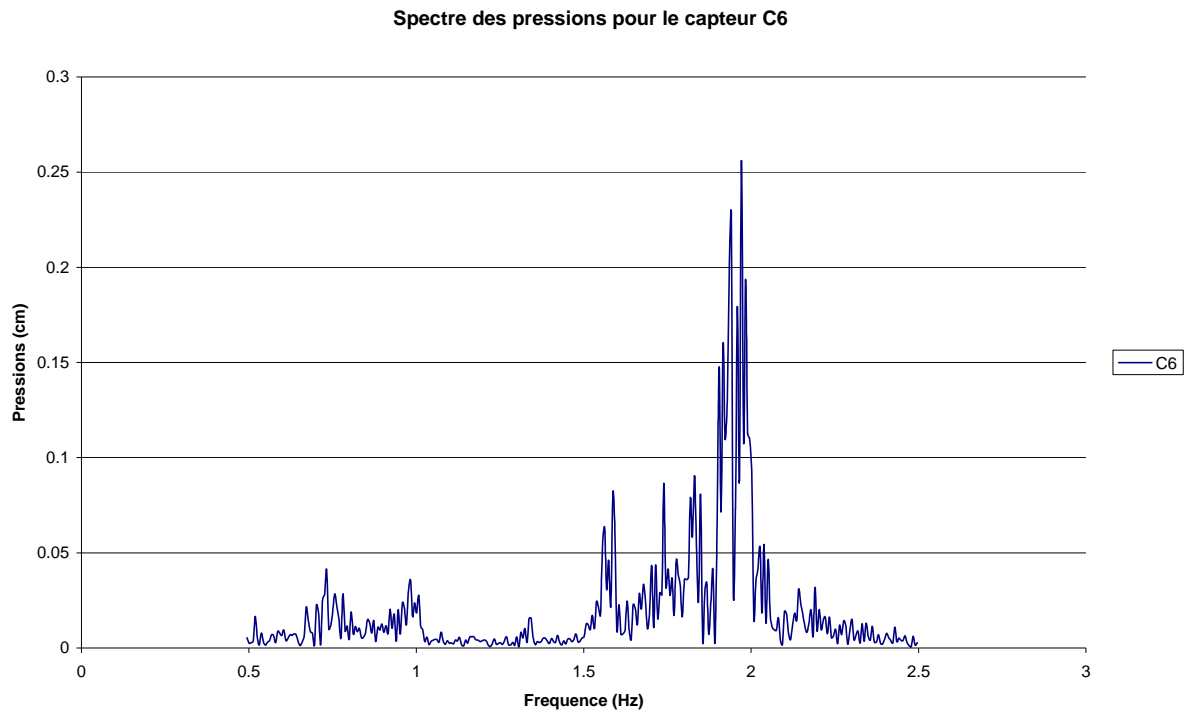


FIG V.8 – *Spectre des pressions pour une houle régulière de H=10cm et T= 1s au capteur C6. Le spectre est plus large que pour une houle de 5cm.*

**Houle irrégulière**

En ce qui concerne la houle irrégulière, l'hypothèse de profondeur infinie n'est plus respectée pour l'ensemble des composantes du spectre.

En effet la gamme de période du spectre de JONSWAP varie environ de T=0.4s à T=1.6s autour de la période pic, ce qui engendre des longueurs d'ondes atteignant  $\lambda=4m$  pour les plus grandes périodes. A cette longueur d'onde et une profondeur de 1.30m dans le canal, la condition de « profondeur infinie » ( $h \geq \lambda/2$ ) n'est pas respectée.

La figure V.9 présente le spectre des pressions obtenu au niveau du capteur C7 pour une houle de Hs=5cm et Tp=1s. La figure V.10 présente le même type de spectre au niveau du capteur C8 pour une houle de Hs=10cm et Tp=1s. Les courbes montrent que, même en houle irrégulière alors que la condition de « profondeur infinie » n'est pas respectée pour l'ensemble des composantes du spectre, les pressions dues aux effets de Longuet-Higgins à une fréquence double de la houle incidente, restent prépondérantes.

## V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

On voit sur les deux figures un léger décalage des spectres vers les basses fréquences indiquant que le spectre des houles générées par le batteur était différent du spectre imposé en consigne.

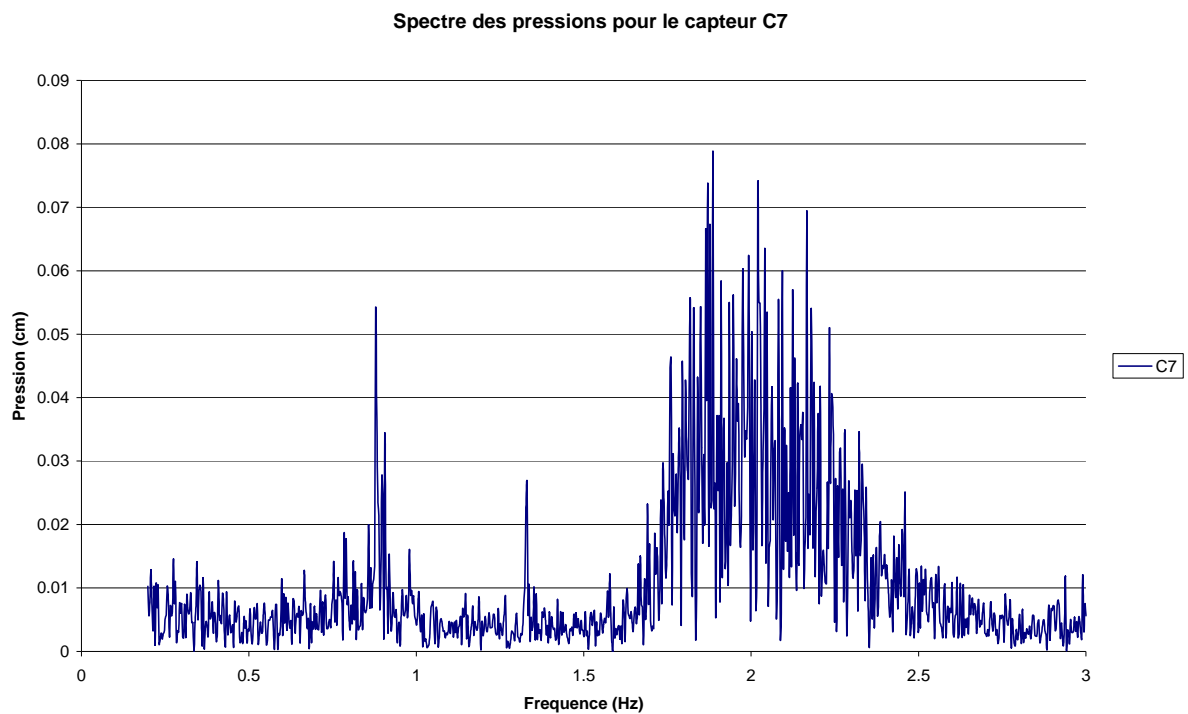


FIG V.9 – Spectre des pressions au capteur C7 pour une houle irrégulière de  $H_s=5\text{cm}$  et  $T_p=1\text{s}$ .

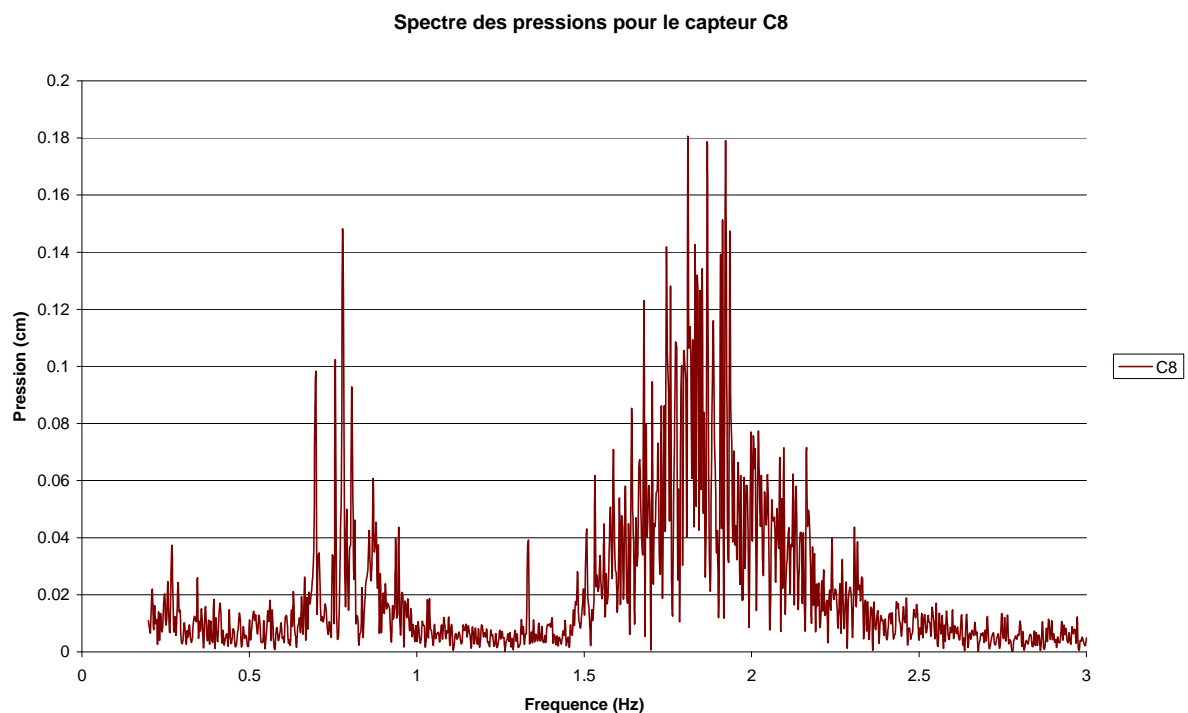


FIG V.10 – Spectre des pressions au capteur C8 pour une houle irrégulière de  $H_s=10\text{cm}$  et  $T_p=1\text{s}$ .



### V.3.2.4 Analyse des pressions

La forme des spectres permet de définir la gamme de fréquence à prendre en compte pour le filtrage des courbes temporelles de pressions. En houle régulière, les pressions dues aux effets de Longuet-Higgins peuvent être isolées en considérant une gamme de fréquence autour 2 Hz (de 1.9 à 2.1 Hz pour  $H=5\text{cm}$ , et entre 1.7 et 2.2 Hz pour  $H=10\text{cm}$ ).

Par contre en houle irrégulière, la gamme de fréquence de la houle incidente étant très large, les fréquences entre 0.2 et 3Hz sont conservées, seul le signal est filtré.

#### Houle régulière

Les valeurs de la pression due aux effets de Longuet-Higgins en houle régulière peuvent être obtenues directement par une analyse graphique sur la période de temps où le signal est relativement stable. La figure V.11 présente la courbe d'évolution temporelle de la pression au niveau du capteur C3 pour le cas d'une houle de  $H=5\text{cm}$  et  $T=1\text{s}$ .

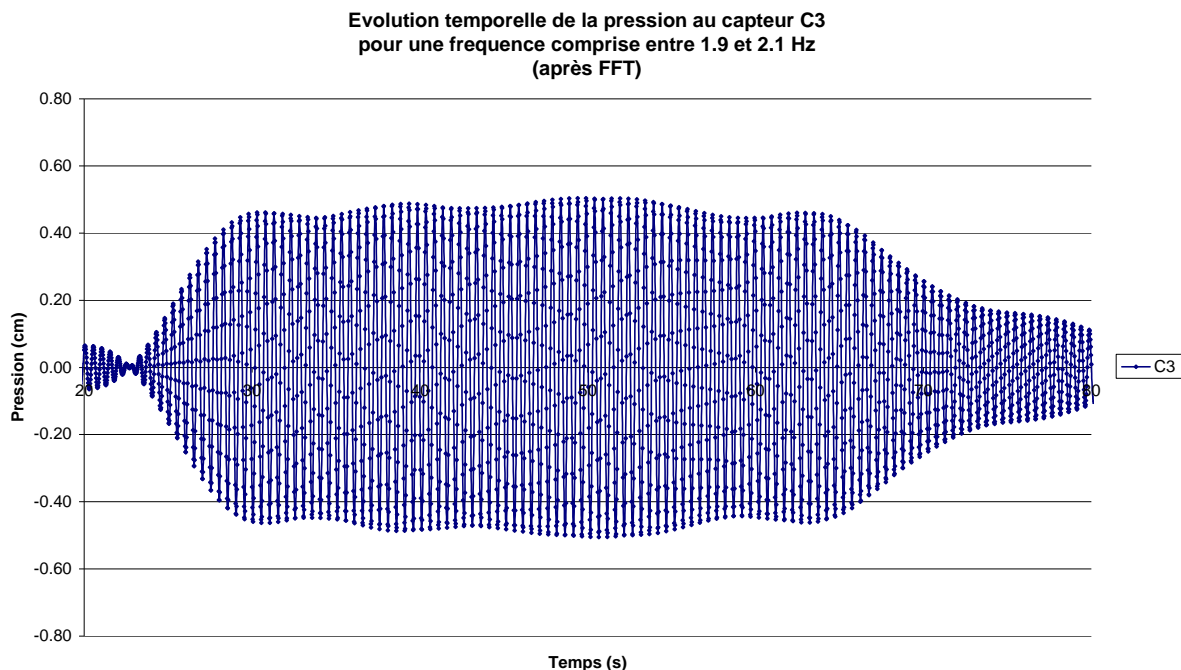


FIG V.11 – Courbe d'évolution temporelle de la pression pour une houle régulière de  $H=5\text{cm}$  et  $T=1\text{s}$  au capteur C3

L'analyse des courbes du même type sur tous les capteurs, montre une disparité des valeurs de pressions d'un capteur à l'autre. Les valeurs ont donc dû être moyennées. Le tableau V.3 présente les pressions recueillies au niveau des capteurs C3 à C10, la moyenne des pressions par hauteur de houle incidente ainsi que la comparaison avec les valeurs théoriques.

Les résultats montrent que la moyenne des pressions recueillies au fond de l'eau pour les capteurs C3 à C10 (on omet les capteurs situés au pied du mur et au pied du batteur) dont la fréquence est comprise entre 1.9 et 2.1 Hz, est de  $P=0.58\text{cm}$  pour une houle de  $H=5\text{cm}$ , et de  $P=2.00\text{cm}$  pour une houle de  $H=10\text{cm}$ . Les valeurs de pression établies théoriquement à l'aide de l'équation (5.24) donnent une valeur de  $P=0.50\text{cm}$  pour une houle de  $H=5\text{cm}$  et  $P=2.00\text{cm}$  pour une houle de  $H=10\text{cm}$ . Les valeurs expérimentales et théoriques semblent donc être parfaitement en accord.

	Capteur	Pression recueillie (cm)	Moyenne des pressions recueillies (cm)	Pression calculée théoriquement
H=5cm	C3	0.50 cm	0.58 cm	0.50 cm
	C5	0.38 cm		
	C6	0.35 cm		
	C7	0.62 cm		
	C8	0.75 cm		
	C9	1.00 cm		
	C10	0.50 cm		
H=10cm	C3	1.50 cm	2.02 cm	2.00 cm
	C5	1.30 cm		
	C6	1.20 cm		
	C7	2.20 cm		
	C8	2.50 cm		
	C9	3.50 cm		
	C10	2.00 cm		

TAB V.3 – Tableau des pressions recueillies au niveau des capteurs C3 à C10

### Houle irrégulière

Les courbes d'évolution de la pression en houle irrégulière sont plus difficilement interprétables graphiquement, comme le montre la figure V.12.

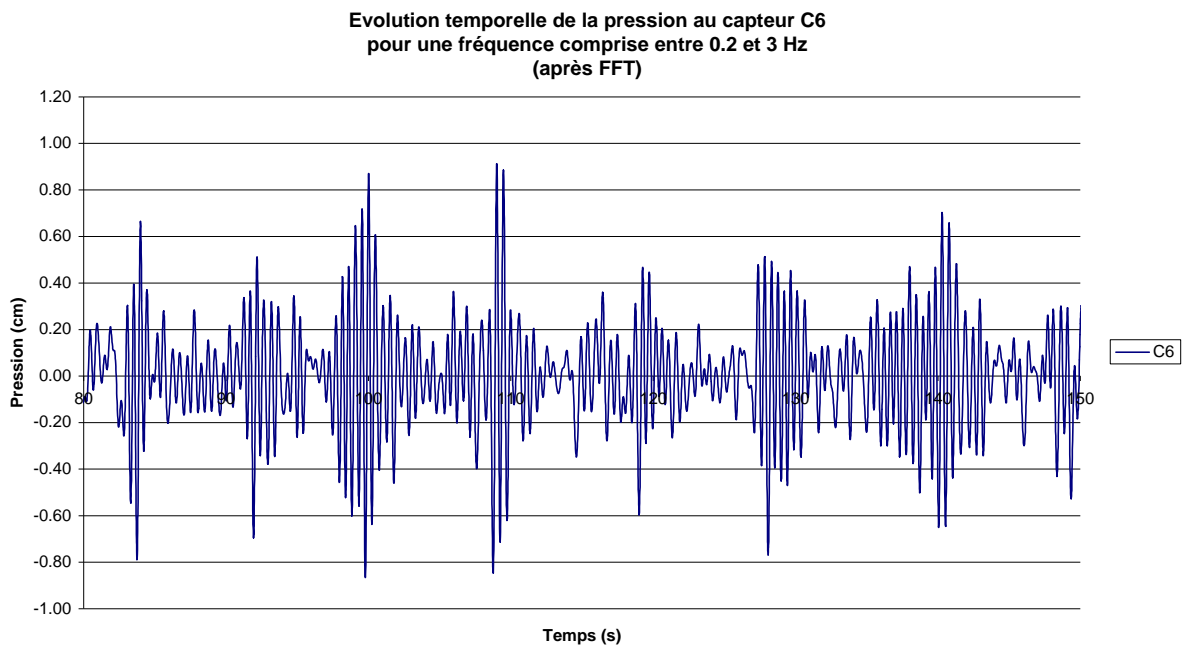


FIG V.12 – Courbe de l'évolution temporelle de la pression au capteur C6 pour une houle irrégulière de  $H_s=5\text{cm}$  et  $T_p=1\text{s}$

Il existe, comme pour l'analyse des données brutes des vagues, deux possibilités pour calculer la pression significative à partir du signal de pression :

## V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

- Une analyse similaire à celle « vague par vague », dans laquelle la valeur que l'on nomme  $P_{1/3}$  est égale à la moyenne des valeurs du tiers des plus hautes pressions.
- Une analyse spectrale dans laquelle on associe au signal de pression une fonction d'auto-corrélation, à laquelle on fait correspondre la densité spectrale égale à sa transformée de Fourier. La valeur significative de la pression  $P_s$  est alors égale à :  

$$P_s = 4\sqrt{m_0}$$
où  $m_0$  est le moment d'ordre 0.

Les deux méthodes ont été appliquées pour chacun des capteurs. La pression significative recueillie a été prise en moyenne sur l'ensemble des capteurs C3 à C10. Les résultats, présentés dans le tableau V.4 donnent des pressions expérimentales de  $P=0.46\text{cm}$  pour une houle de  $H_s=5\text{cm}$ , et de  $P=0.91\text{cm}$  pour une houle de  $H_s=10\text{cm}$ .

	Capteur	Pression recueillie (cm)	Moyenne des pressions recueillies (cm)	Pression calculée théoriquement
Hs=5cm	C3	0.41cm	0.46cm	0.25cm
	C5	0.29cm		
	C6	0.26cm		
	C7	0.52cm		
	C8	0.57cm		
	C9	0.76cm		
Hs=10cm	C3	0.77cm	0.91cm	1.20cm
	C5	0.59cm		
	C6	0.50cm		
	C7	0.97cm		
	C8	1.10cm		
	C9	1.63cm		
	C10	0.84cm		

TAB V.4 – Tableau des pressions significatives calculées à partir des signaux brutes au niveau des capteurs C3 à C10

Les pressions recueillies sont relativement supérieures aux valeurs théoriques calculées à partir de l'équation (5.39) en ce qui concerne la houle de  $H_s=5\text{cm}$  (0.46cm contre 0.25cm), et légèrement inférieures pour la houle de  $H_s=10\text{cm}$  (0.91cm contre 1.2cm). Il faut tenir compte dans ces résultats que les courbes d'évolution de la pression au fond de l'eau ont été obtenues pour une gamme de fréquence très large, et donc que la pression d'ordre 1 a certainement perturbé le signal de pression de second ordre recueillie au niveau des capteurs.

Néanmoins cette série d'essais a permis de révéler la présence des pressions dues aux effets de Longuet-Higgins, de caractériser et de quantifier le phénomène en houle régulière et irrégulière.

L'étape suivante a consisté en l'élaboration d'un dispositif de récupération de l'énergie et une seconde série d'essais a permis d'en calculer le rendement.

### V.3.3 Essais sur le prototype de récupération d'énergie de la houle

#### V.3.3.1 Description du système

Le système développé pour récupérer l'énergie de cette pression dynamique, est constitué d'un plateau laissé libre en translation verticale, séparant d'une part le milieu marin, et d'autre part une cuve remplie d'air en équipression avec le milieu extérieur. L'étanchéité était assurée par un joint déformable.

Le système est mis en place au fond de la mer en avant d'un ouvrage côtier fortement réfléchissant. La superposition de la houle incidente venant du large et de la houle réfléchie sur l'ouvrage crée alternativement une surpression puis une dépression. Cette succession de pressions-dépansions conduit le plateau à se mettre en mouvement alternatif.

L'air à l'intérieur de la cuve, ainsi comprimé puis détendu, joue le rôle d'un ressort et participe à l'oscillation du plateau. La succession de pressions-dépansions obtenues à l'intérieur de la cuve entraîne alors une turbine auto-rectifiante ou tout autre système de transformation de mouvement en énergie.

Un schéma descriptif du dispositif est présenté figure V.13.

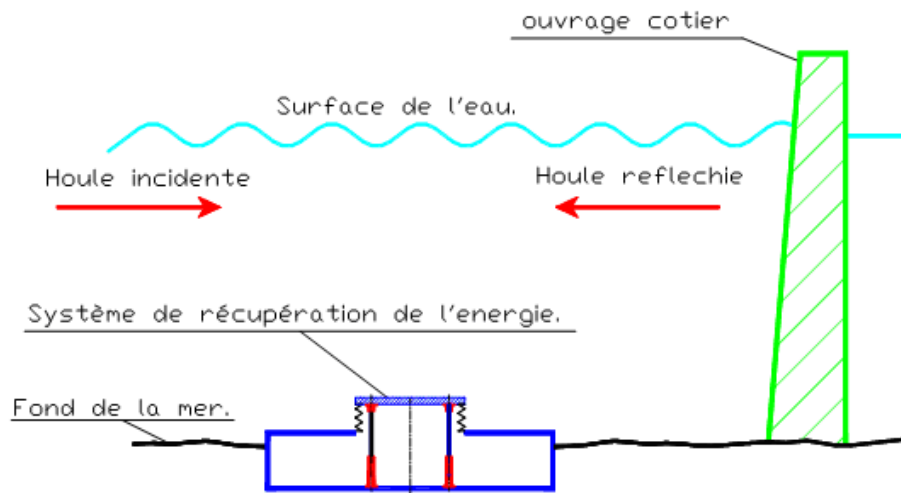


FIG V.13 – Schéma descriptif du procédé de récupération de l'énergie de la houle

#### V.3.3.2 Avantages du procédé

Cette méthode de récupération de l'énergie de la houle a le mérite de se situer au fond de la mer. Elle est donc totalement invisible contrairement aux techniques de récupération d'énergie comme les éoliennes marines, les systèmes construits sur les falaises ou autres fermes de systèmes articulés fonctionnant en surface. Elle est par ailleurs beaucoup moins encombrante que les hydroliennes, et peut être installée en pied d'usine de désalinisation par exemple, très gourmande en énergie.

De par sa position, ce système est donc à l'abri de tous les dommages qui peuvent survenir en surface (collisions avec des navires, destructions dues aux conditions météorologiques) et n'a quasiment aucun impact environnemental.

### V.3.3.3 Le modèle réduit

Le modèle testé est un caisson parallélépipédique, étanche et rempli d'air. Sur la face supérieure de ce caisson est placé un plateau mobile libre de se déplacer dans le sens vertical. Cet élément mobile est guidé en translation par quatre guidages linéaires à billes (Fig V.14).

L'étanchéité entre le caisson et le plateau mobile est réalisée par un joint soufflet, spécialement étudié et réalisé dans les ateliers d'ACRI<sub>IN</sub>, afin de permettre à ce plateau des déplacements de plus ou moins 5 centimètres d'amplitude, et cela sans apporter de raideur à l'ensemble mobile.

La pression de l'air à l'intérieur du caisson est contrôlée et ajustée depuis la surface afin que le volume interne du caisson soit en équipression avec le milieu extérieur.

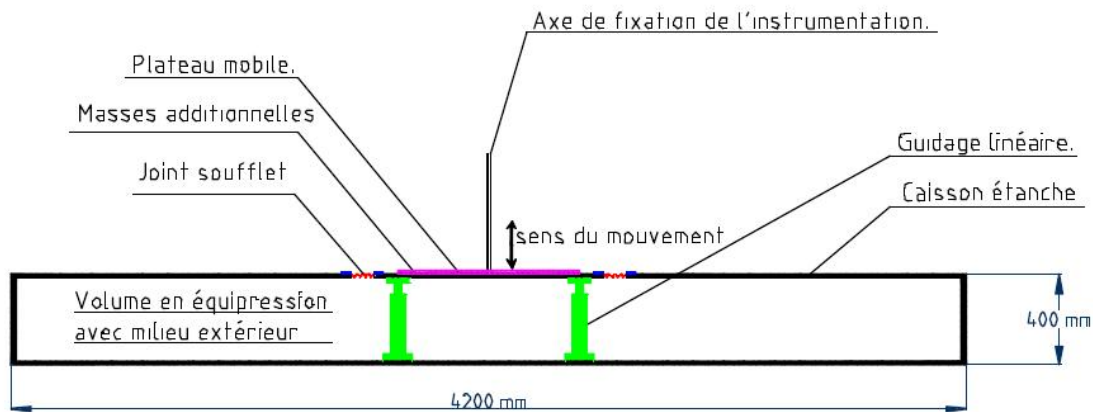


FIG V.14 – Vue en coupe du système de récupération de l'énergie de la houle

Des masses additionnelles en acier pouvaient être ajoutées ou retirées du plateau afin de pouvoir faire varier la période propre du système oscillant (Fig V.15).

Ce plateau, de longueur  $L_p = 1.80\text{m}$  et de largeur  $l_p = 1\text{m}$ , était équipé en son centre de différents appareils de mesures. Il était prévu initialement que l'amortissement extérieur du piston soit créé par un moteur linéaire réversible, alimentant une résistance variable et qui serait logé dans une cavité d'air situé sous ce réservoir. Malheureusement, les constructeurs sollicités n'ont pas été en mesure de livrer à temps ce matériel en raison des difficultés liées à la réalisation d'un appareil de très faible puissance.

Il a donc été nécessaire de remplacer celui-ci par un amortisseur de type « dash-pot » monté sur un mat vertical fixé au milieu du piston mobile. L'amortisseur était constitué d'une chambre dans laquelle circulait un piston relié mécaniquement à la plaque oscillante. La chambre était munie d'une ouverture de dimensions variables à son extrémité de manière à ajuster la dissipation d'énergie provoquée par perte de charge à travers l'orifice, et ainsi maximiser le rendement du système pour des conditions de houle données.

L'amortissement créé par ce dash-pot était rendu réglable en utilisant un jeu d'opercules de différents diamètres.

## V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

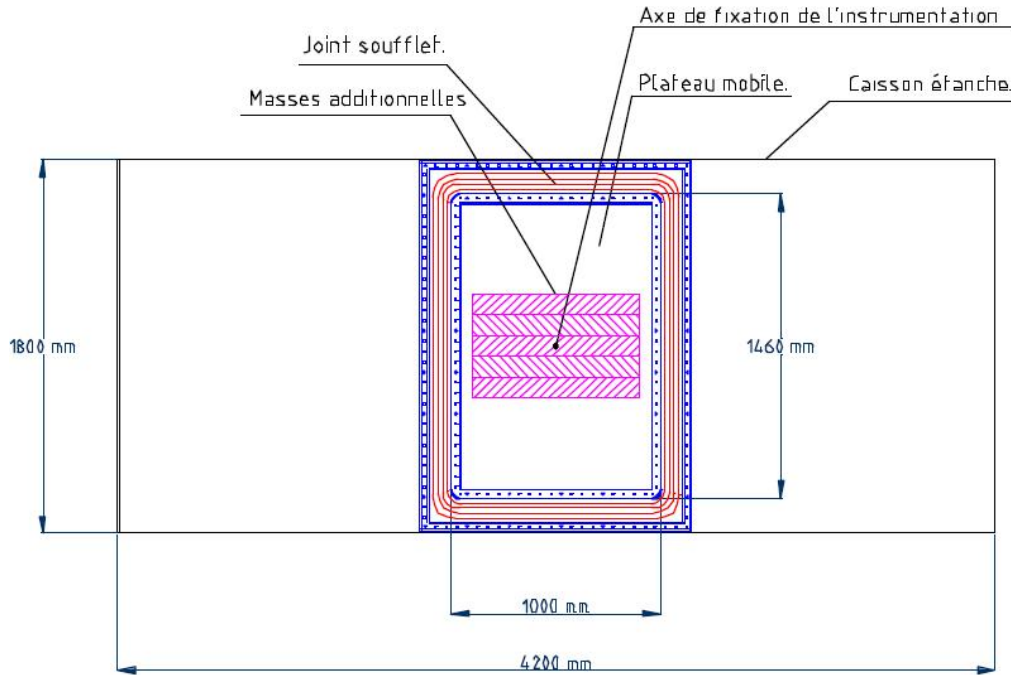


FIG V.15 – Vue en plan du système de récupération de l'énergie de la houle

### V.3.3.4 Installation du système dans le canal à houle

L'ensemble de la maquette a été installé dans le canal à houle de façon à être intégré au fond c'est-à-dire pour que le caisson soit dans le prolongement du plancher, comme le montre la figure V.16. Cette photo a été prise depuis le mur réfléchissant et montre le système de récupération d'énergie de la houle dans le canal lors de la mise en eau. On aperçoit le générateur de houle au fond.

Le mur réfléchissant était placé de telle sorte qu'en absence de tout obstacle dans le canal, la mise en route du générateur pour une période donnée, n'engendre qu'un clapotis ayant une amplitude sensiblement égale à celle de la houle obtenue en interposant un amortisseur contre le mur. C'est pourquoi la longueur choisie était de type  $n\lambda + \lambda/4$ , soit 19.12m (en prenant  $n=12$ ) pour une houle incidente de  $T=1$ s.

Par ailleurs, la période  $T=1$ s s'écarte des périodes d'excitation qui risquent d'engendrer des résonances transversales, et caractérisées par :  $T_n = 2\sqrt{\pi \frac{l_c}{g}} \frac{1}{\sqrt{n \tanh n\pi \frac{h}{l_c}}}$ ,  $n=1,2,3\dots$

Où  $l_c$  correspond à la largeur du canal.

Ces conditions réunissaient les chances pour que l'état d'agitation dans le canal reste stable pendant un temps significatif.

Le récupérateur d'énergie de la houle, placé devant la vitre de visualisation, avait son centre situé à une distance de 3.47m du mur réfléchissant.

## V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

Comme pour la mesure des pressions, le système était immergé à une profondeur de  $h=1.3\text{m}$  afin de respecter la condition de « profondeur infinie » pour l'ensemble des houles régulières testées.

Enfin, 5 sondes résistives, dont une était placée sur un chariot mobile, permettaient de mesurer la houle dans le canal à chaque instant.

Le dispositif final est représenté par la figure V.17.



FIG V.16 – Photo du dispositif de récupération de l'énergie de la houle installé dans le canal à houle d'ACRI<sub>IN</sub> prise depuis le mur réfléchissant

### V.3.3.5 Réglages préliminaires en houle régulière

La période  $T$  imposée au générateur de houle variait entre les périodes  $T=0.85\text{s}$  et  $T=1.2\text{s}$ .

La période propre  $T_0$  du piston horizontal a été réglé en ajoutant un jeu de lest (visible sur la figure V.16) de manière à obtenir  $T_0=0.5\text{s}$ , soit la moitié de la période de la houle  $T=1\text{s}$ .

On s'attendait donc à récupérer un maximum d'énergie à cette période de houle incidente.

V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

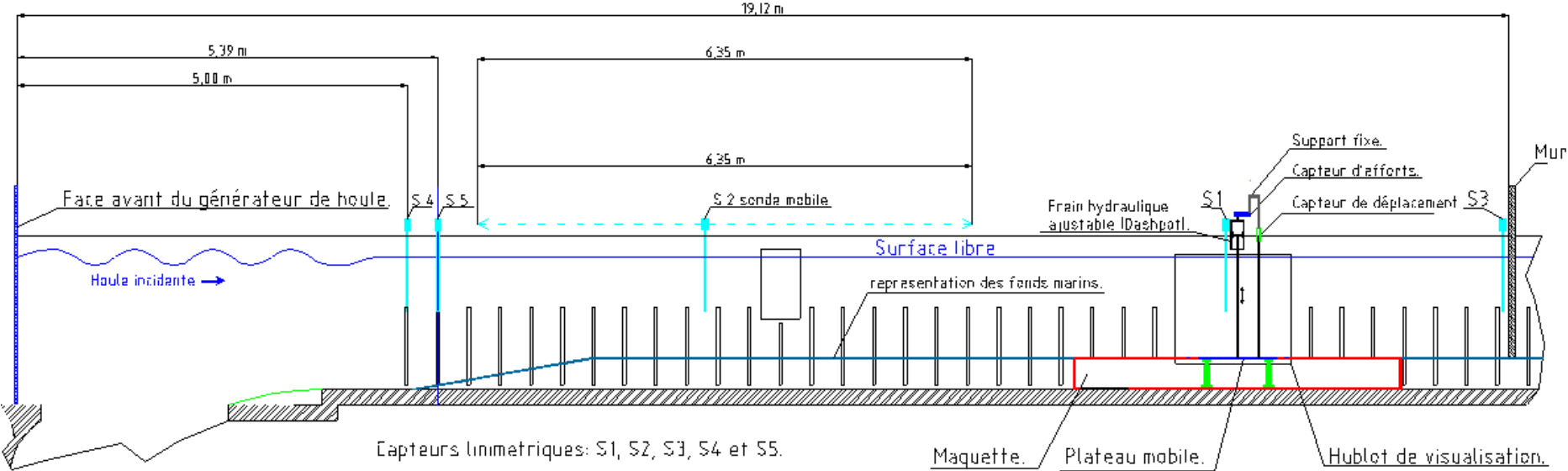


FIG V.17 – Vue en coupe de l'installation du dispositif dans le canal à houle



### V.3.3.6 Essais en houle régulière

Les essais ont dans un premier temps été menés pour une houle régulière de période  $T = 1s$  et de hauteur  $H = 10cm$ . Et malgré les précautions prises pour éviter les phénomènes parasites, un régime établi à peu près stationnaire n'a seulement été observé que pendant un bref laps de temps après la mise en route du générateur (noté instant  $t_0$ ). Le traitement a donc du se faire sur le meilleur intervalle de temps des enregistrements, on parle de fenêtre « utile ».

La figure V.18 présente une courbe de la déformée de la surface libre obtenue dans le canal par la sonde sur chariot mobile

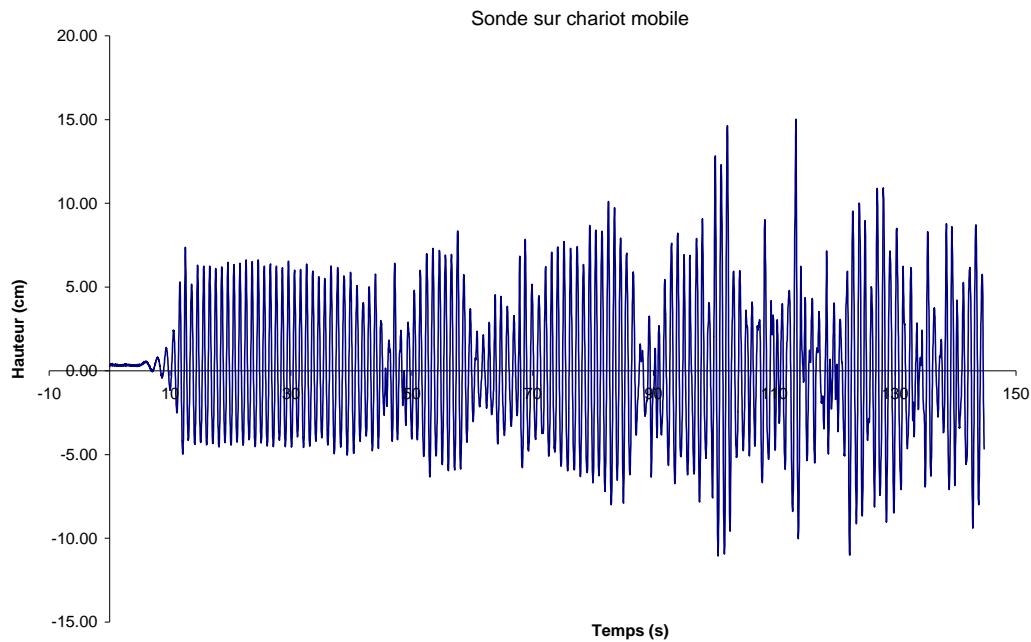


FIG V.18 – Courbe temporelle de la déformée de la surface libre, obtenue à partir de la sonde sur chariot mobile, pour les conditions de houle  $T=1s$  et  $H=10cm$

On détermine l'intervalle de temps  $\Delta t$  tel que :

$$\Delta t = t_2 - t_1 \quad (5.43)$$

Pour lequel les valeurs des amplitudes incidentes  $A_i$  et réfléchies  $A_r$  demeurent les plus constantes possibles. Sur la figure V.18,  $\Delta t$  se situe entre 20 et 40s puisqu'à partir de 50s, on voit l'apparition d'oscillations correspondant à des modes transversaux et longitudinaux du canal, qui rend le signal inexploitable.

Un tel train d'onde étant supposé se déplacer à la vitesse de groupe  $C_g$ , on doit s'attendre à trouver des valeurs stabilisées de l'élongation du piston, dans l'intervalle de temps  $\Delta t'$ , où :

$$\Delta t' = \frac{dist}{C_g} \quad (5.44)$$

Avec  $dist$  correspondant à la distance de la sonde au mur et du mur au piston.

## V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

On en déduit alors la puissance moyenne récupérable  $W_m$  telle que :

$$\langle W_m \rangle = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_1}^{t_2} F(t) \frac{dx}{dt} dt \quad (5.45)$$

$F(t)$  et  $x(t)$  étant respectivement les signaux délivrés par le capteur de force et le capteur de déplacement qui équipent le dash-pot et le piston.

On présente ci-dessous figures V.19 et V.20, les efforts engendrés par la plaque lors du déplacement de la membrane, et les déplacements de la membrane.

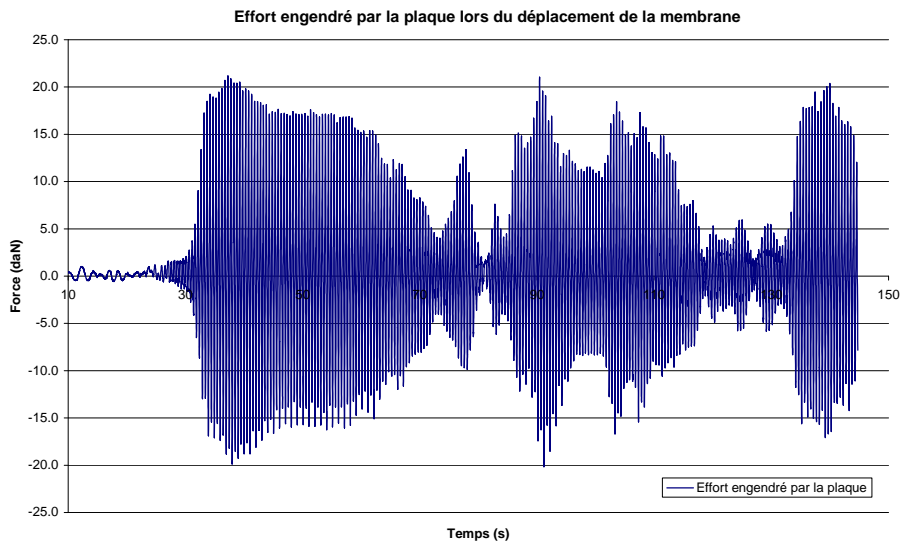


FIG V.19 – Courbe temporelle de l'effort engendré par la plaque lors du déplacement de la membrane, enregistré par le capteur d'effort

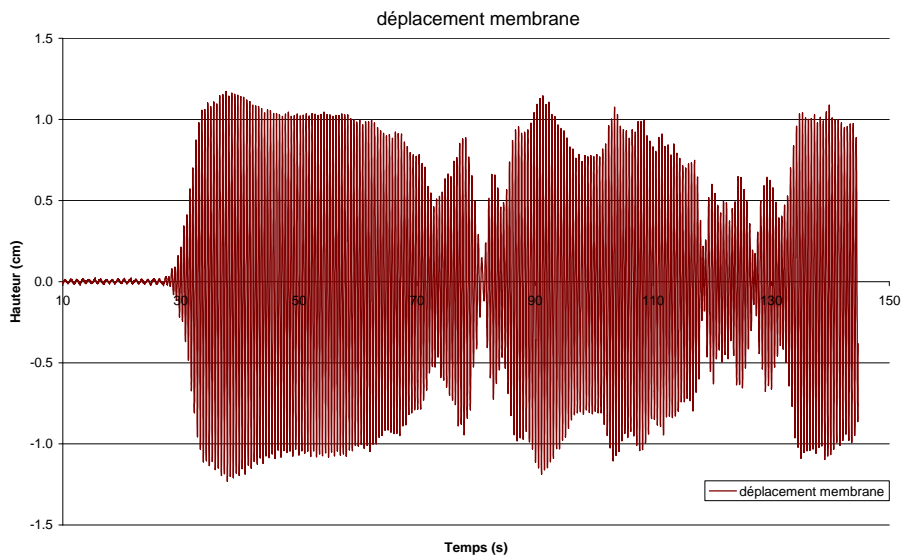


FIG V.20 – Courbe temporelle du déplacement de la membrane du récupérateur d'énergie de la houle, enregistré par le capteur de déplacement

## V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

Le rendement hydrodynamique  $R$  du dispositif est ensuite déduit en fonction de la période  $T$ , de l'amplitude de la houle incidente  $A_i$ , et du diamètre de l'opercule  $\Theta$  par :

$$R = \frac{\langle W_m \rangle}{\langle WA_i \rangle} \quad (5.46)$$

Avec

$$\langle WA_i \rangle = \frac{\rho g A_i^2}{2} C_g \quad (5.47)$$

Pour associer une puissance incidente moyenne  $WA_i$  à une puissance recueillie moyenne, on doit déterminer le décalage dû à la vitesse de groupe. En considérant la vitesse de groupe  $C_g$  telle que, en profondeur infinie :

$$C_g = \frac{C}{2} \quad (5.48)$$

Avec la vitesse de phase  $C = \lambda/T$ , on aboutit à :

$$C_g = \frac{1}{2} \left( \frac{g}{2\pi} \times T \right) = 0.78 m.s^{-1} \text{ (pour } T=1s) \quad (5.49)$$

La distance étant égale à  $d = 14.12 + 3.47 = 17.59m$ , on obtient la valeur du décalage:  $\Delta t' = 22.55s$  que l'on applique au graphique des puissances de la figure V.21.

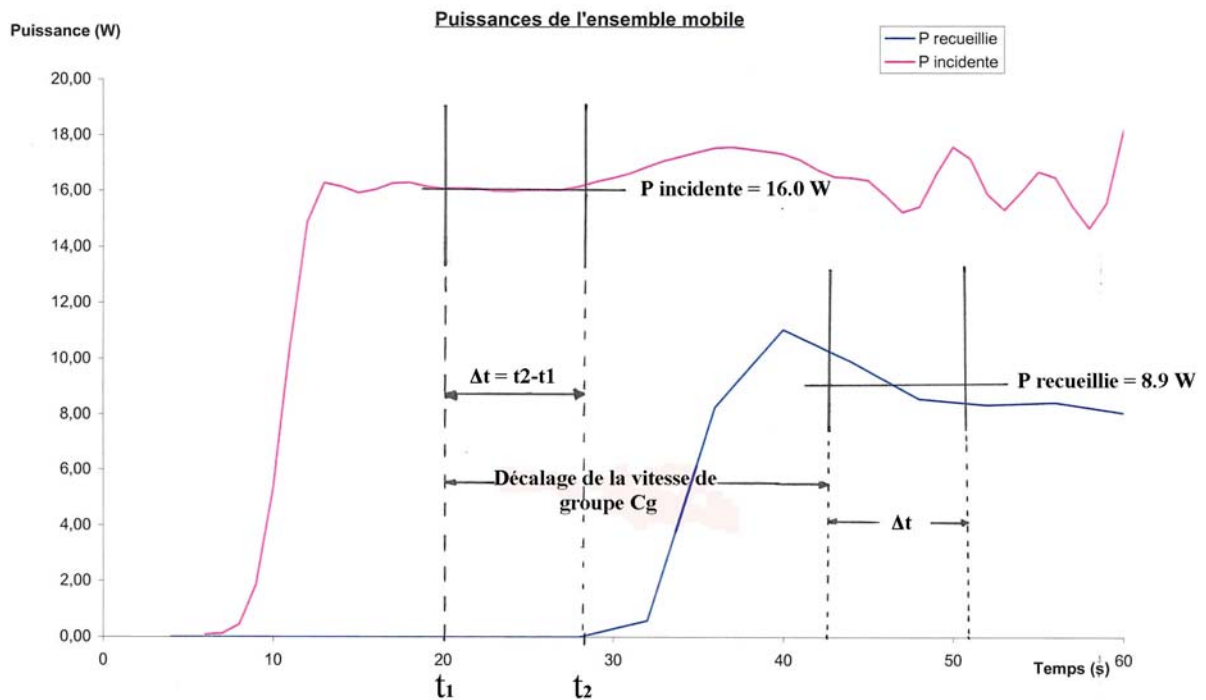


FIG V.21 – Puissance de l'ensemble mobile pour  $T = 1s$ ,  $H = 10cm$  et  $\Theta = 8mm$

On trouve ainsi les valeurs de 16W pour la puissance incidente et de 8.9W pour la puissance recueillie. Soit un rendement  $R \approx 56\%$  pour une cambrure  $\gamma = 0.06$ .

Ce résultat est proche des valeurs théoriques trouvées par Guevel (2005), dont les recherches théoriques sur le principe de fonctionnement d'un houle-moteur fondé sur l'exploitation de l'oscillateur de Longuet-Higgins en présence d'un clapotis en eau profonde sont présentées en annexe C.

La méthode a été appliquée de la même façon pour tous les essais et a conduit à l'obtention des courbes de rendement du dispositif en fonction de la période. Les courbes illustrées figure V.22 sont celles qui sont le plus représentatives du potentiel de récupération d'énergie pour les hauteurs de houle de  $H=5\text{cm}$  et  $H=10\text{cm}$ , avec des diamètres d'opercules de  $8\text{mm}$  et  $9\text{mm}$ .

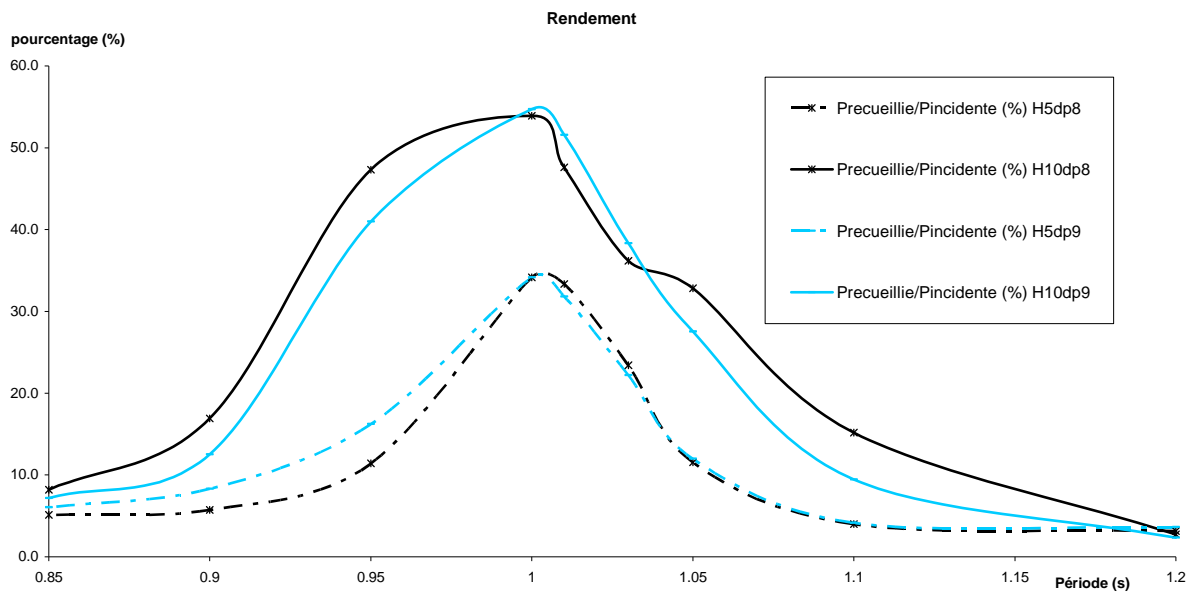


FIG V.22 – Courbe de rendement en houle régulière pour  $H = 5\text{cm}$  et  $10\text{cm}$ , et  $\Theta = 8\text{mm}$  et  $9\text{mm}$

La courbe nous indique que le rendement du système peut être conséquent et atteindre 56% pour  $H=10\text{cm}$ , lorsque la période de la houle incidente est parfaitement le double de la période propre sur laquelle le système est réglé. Mais on remarque également que le rendement diminue fortement au fur et à mesure que l'on s'écarte de cette valeur. A noter qu'une houle expérimentale de  $T=1\text{s}$  et  $H=10\text{cm}$  correspond à une houle réelle de  $T=3.16\text{s}$  et  $H=1\text{m}$  à l'échelle  $1/10^{\text{ème}}$ .

### V.3.3.7 Essais en houle irrégulière

Il n'a pas été possible d'exploiter les enregistrements des signaux en houle irrégulière de façon fiable sur un  $\Delta t$  suffisamment long, car le confinement du canal engendrait des ondes parasites, en particulier dans le sens transversal, qui rendait la surface complètement chaotique au bout de quelques secondes.

Cet état de fait, inhérent au confinement du canal d'essais, n'est pas censé se manifester dans la réalité d'une installation en mer.

Pour donner un aperçu des performances du dispositif en houle irrégulière, le rendement a été estimé de façon théorique, à partir des résultats en houle régulière.

### V.3.4 Estimation du rendement en houle aléatoire à partir des résultats expérimentaux établis en houle régulière

Le rendement n'ayant pas pu être établi en houle irrégulière à cause de l'agitation confuse qui régnait dans le bassin, celui-ci doit être estimé de façon théorique à partir des résultats obtenus en houle régulière (partie V.3.3).

Le procédé fait appel aux équations de la pression due aux effets de Longuet-Higgins en houle aléatoire établies en V.5.2.3 et nécessite d'établir une fonction de transfert à partir des résultats en houle régulière. On détaille préalablement les paramètres utilisés théoriquement dans la méthodologie employée.

#### V.3.4.1 Spectre d'énergie

On adopte pour la houle irrégulière théorique, un spectre de JONSWAP classique à une houle de période pic de 1s, selon la formule déjà définie en (5.41)

La courbe du spectre  $S(\omega)$  avec un coefficient d'élancement de  $\gamma_J = 3.3$  est représentée par la figure V.23.

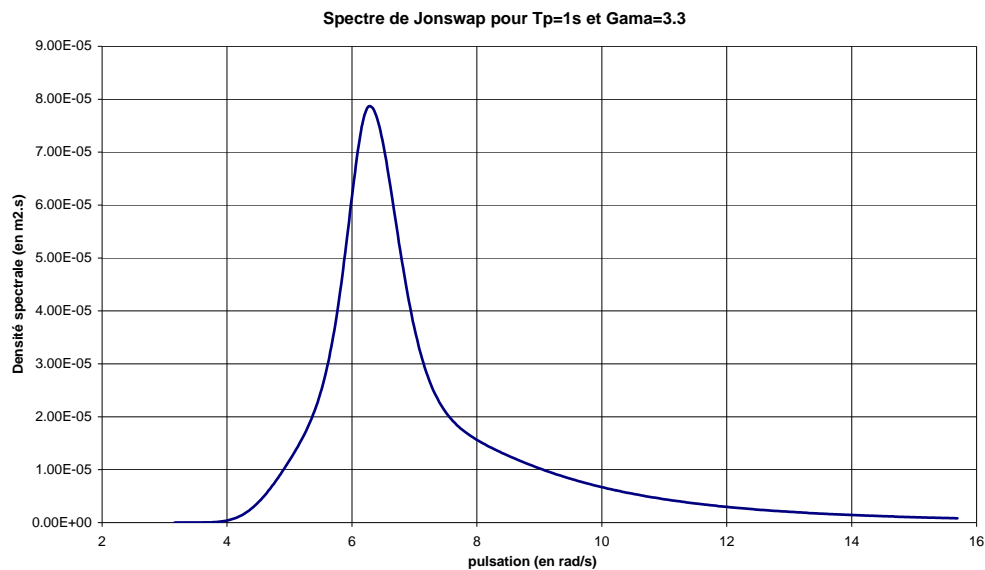


FIG V.23 – Spectre de Jonswap pour  $T_p = 1s$  et  $\gamma_J = 3.3$

#### V.3.4.2 Evolution temporelle de la pression

L'évolution de la pression de Longuet-Higgins au fond de l'eau en fonction du temps est obtenue par l'équation (5.39), les phases  $\theta_i$  et  $\theta_j$  étant choisies de manière aléatoire et les amplitudes  $A_i$  et  $A_j$  déduites du spectre d'énergie.

Une courbe théorique de l'évolution temporelle de la pression pour une houle aléatoire dont les caractéristiques sont  $H_s=10cm$  et  $T_p=1s$  est représentée figure V.24. Elle est à comparer à la courbe brute obtenue figure V.12 avec les capteurs de pression.

## V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

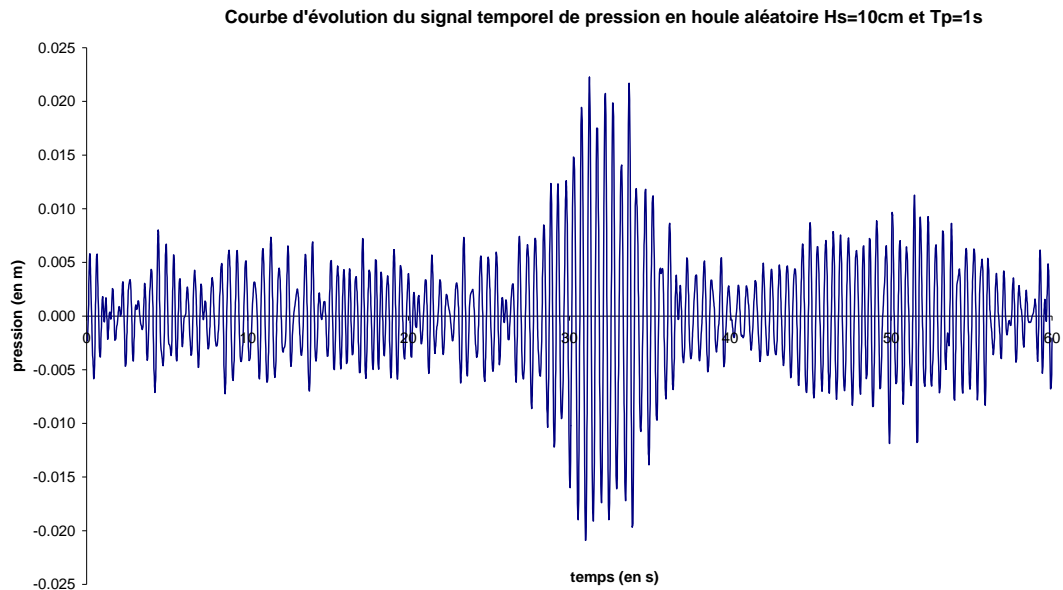


FIG V.24 – Courbe théorique d'évolution du signal de pression pour une houle de  $H_s = 10\text{cm}$  et  $T_p = 1\text{s}$

### V.3.4.3 Spectre de pression

Le spectre de la pression au fond de l'eau due aux effets de Longuet-Higgins est obtenu à partir de la fonction de transfert quadratique  $QTF$  de l'équation (5.40) et du spectre de la houle, par la relation suivante :

$$S(\Omega) = 8 \times \int_0^{\Omega/2} S(\omega_i) S(\omega_j) QTF^2(\omega_i, \omega_j) d\omega \quad (5.50)$$

Où  $\Omega = \omega_i + \omega_j$  On obtient alors la courbe du spectre de la pression illustrée par la figure V.25:

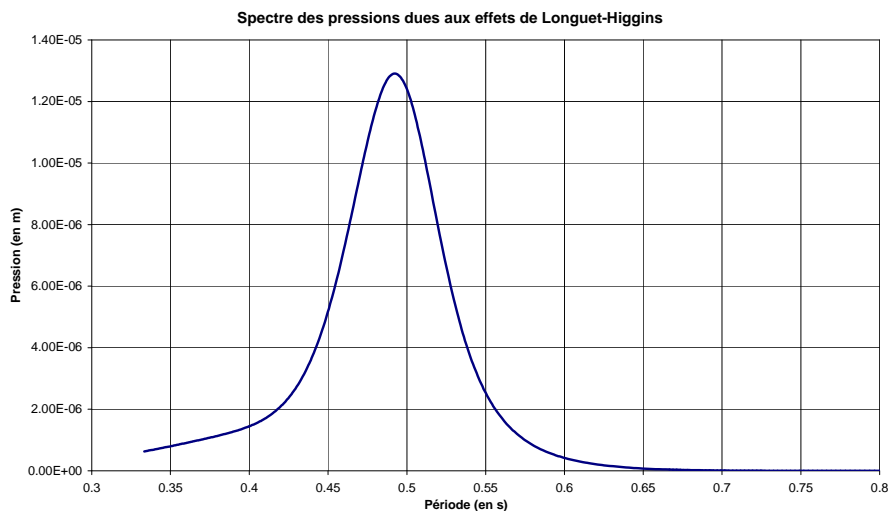


FIG V.25 – Courbe du spectre de pression due aux effets de Longuet-Higgins pour une houle incidente de  $H_s=10\text{cm}$  et  $T_p=1\text{s}$

On remarque que conformément aux calculs préalables, la pression de Longuet-Higgins est maximale à environ la moitié de la période pic de la houle (soit 2 fois la pulsation).

## V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

La valeur de la pression significative  $P_s$  est déduite du spectre de pression par la formule :

$$P_s = 2\sqrt{\int_0^{\infty} S(\Omega)d\Omega} \quad (5.51)$$

Et la valeur  $P_{RMS}$  de l'écart type du signal est donnée par :

$$P_{RMS} = \sqrt{2} \sqrt{\int_0^{\infty} S(\Omega)d\Omega} \quad (5.52)$$

Sur le graphe de la figure V.26, on compare la pression de Longuet-Higgins en houle régulière pour  $H=10\text{cm}$  et  $H=5\text{cm}$  (en supposant  $A_i = A_r$ , clapotis pure) et la pression significative correspondante en houle irrégulière pour  $H_s=10\text{cm}$  et  $H_s=5\text{cm}$ .

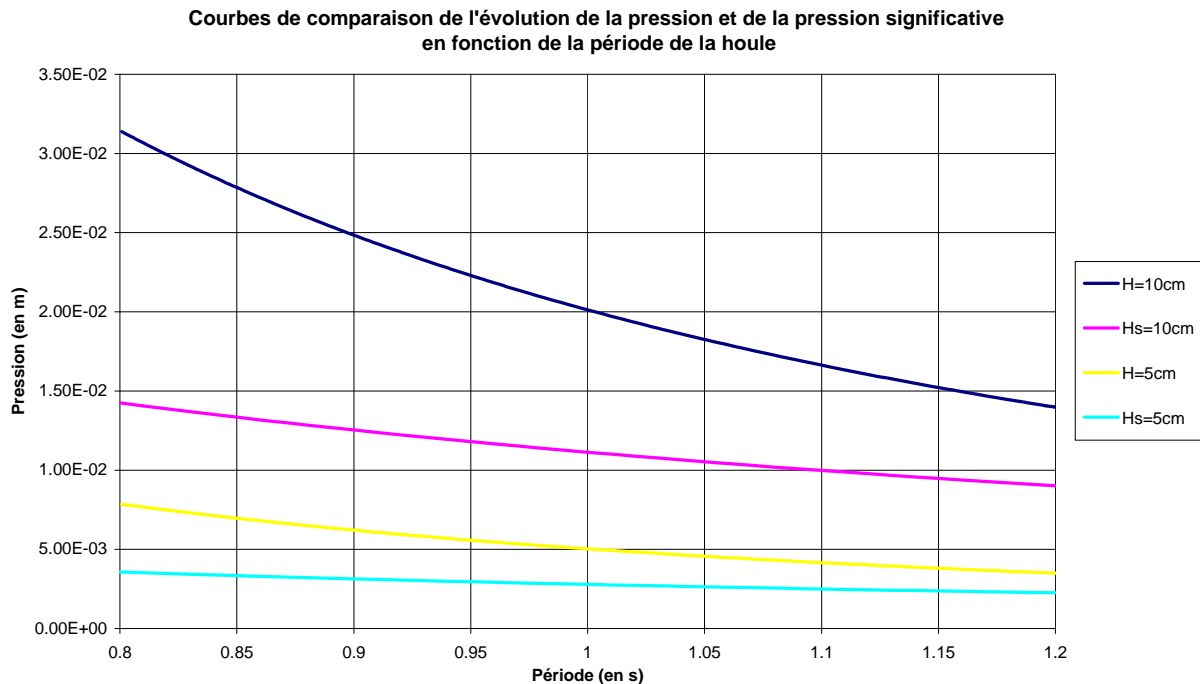


FIG V.26 – Courbes de comparaison de la pression en fonction de  $H$  et  $T$ , et de la pression significative en fonction de  $H_s$  et  $T_p$  correspondant

Les courbes montrent une nette chute des pressions significatives en houle irrégulière par rapport aux pressions en houle régulière. Par ailleurs, on voit la dépendance des pressions de Longuet-Higgins à la cambrure de la houle, en raison de la présence du terme lié au produit des amplitudes incidentes et réfléchies dans l'équation (5.24).

### V.3.4.4 Energie récupérée

Pour déduire l'énergie récupérée à partir de la pression significative qui lui est associée, il faut établir une fonction de transfert à partir de nos résultats en houle régulière. La puissance recueillie en houle régulière est connue sur une grande plage de périodes pour des houles de  $H=10\text{cm}$  et  $H=5\text{cm}$ . Or l'amplitude du signal de pression au fond de l'eau due aux effets de Longuet-Higgins en houle régulière en eau profonde peut s'écrire :

$$P = 2\rho A_i A_r \omega^2 \cos 2\omega t = 4\pi\rho g \frac{A_i A_r}{\lambda} \cos 2\omega t \quad (5.53)$$

## V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

La fonction de transfert  $f(\omega)$  est obtenue par le rapport entre une variable proportionnelle à l'effort de frottement sur le dash-pot et la pression en houle régulière. Il vient ainsi :

$$f(\omega) = \frac{KV(\omega)}{P(\omega)} \quad (5.54)$$

Avec :

$V(\omega)$  : la vitesse du piston dans son mouvement oscillant vertical

$K$  : la constante telle que  $K^2(\omega) V^2(\omega) = \text{Energie récupérée}$ , mesurée expérimentalement, et donc  $K = \sqrt{B_a}$  où  $B_a$  correspond au coefficient d'amortissement (cf annexe C)

$P(\omega)$  : l'amplitude de la pression de Longuet-Higgins comme si le clapotis était pur c'est-à-dire  $\left( \frac{4\pi A_i^2 \rho g}{\lambda} \right)$

Pour estimer l'énergie récupérée en houle irrégulière, on adopte le raisonnement suivant :

### 1<sup>ère</sup> étape

On admet qu'il y a une linéarité entre la pression  $P(\omega)$  de Longuet-Higgins et la fonction  $KV(\omega)$  proportionnelle à l'effort de frottement sur le dash-pot, ce qui signifie que  $f(\omega)$  ne dépend pas de l'effort d'excitation  $P(\omega)$ . Cette approximation est acceptable pour les faibles déplacements entraînant peu de récupération d'énergie (Hs=5cm par exemple). En effet, dès que le système oscille fortement comme à la résonance H=10cm et T=1s, la récupération d'énergie est telle que la pression de Longuet-Higgins réelle, à savoir  $P(\omega) = \frac{4\pi A_i A_r \rho g}{\lambda}$ , est

différente de  $P(\omega) = \frac{4\pi A_i^2 \rho g}{\lambda}$  qui est une pression potentielle avant que les effets de récupération d'énergie n'engendrent une chute de  $A_r$  par rapport à  $A_i$ . Pour tenir compte de cet effet non linéaire du système oscillant, il faudrait faire une analyse temporelle vague par vague avec itération sur chaque vague.

### 2<sup>ème</sup> étape

En gardant l'approximation linéaire visant à encadrer l'efficacité du système en houle aléatoire, on effectue les calculs suivants avec deux ajustements :

- On calcule d'abord la fonction de transfert  $f(\omega)$  sur les résultats de mesure avec H=5cm. Dans ces conditions, on surestime les résultats sur le mouvement des pistons pour les vagues plus fortes que 5cm, et on sous estime légèrement le rendement des vagues plus petites. On obtient alors un majorant sur le fonctionnement du système.

- On cale la fonction de transfert  $f(\omega)$  sur les résultats de mesure avec H=10cm. Dans ce cas, on a tendance à sous-estimer le rendement des vagues plus petites, et on obtient un minorant du rendement en houle irrégulière.

### 3<sup>ème</sup> étape

L'analyse spectrale classique du système linéaire nous permet de relier le spectre  $S_p(\omega)$  des pressions  $P(\omega)$  et le spectre  $S_{KV}(\omega)$  de la fonction  $KV(\omega)$ .



Il vient ainsi :

$$S_{KV}(\omega) = \|f(\omega)\|^2 \times S_p(\omega) \quad (5.55)$$

$$\int_0^\infty S_p(\omega) d\omega = \sum_i \frac{1}{2} P_i^2(\omega_i) \quad (5.56)$$

$$\int_0^\infty S_{KV}(\omega) d\omega = \sum_i \frac{1}{2} K^2 V_i^2(\omega_i) = \frac{1}{2} W_{\text{récupérée}} \quad (5.57)$$

### V.3.4.5 Rendement

Dans un premier temps, la puissance incidente de la houle irrégulière est calculée par la relation :

$$W_{\text{incidente}} = \int_0^\infty \frac{1}{2} \times l_c \times \rho \times g \times C_g \times A_i A_r \quad (5.58)$$

Où  $l_c$  est la largeur du canal, et  $C_g = \frac{C}{2} \left( 1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right)$

Le rendement correspond alors au rapport entre puissance recueillie et puissance incidente :

$$\text{Rendement} = \frac{W_{\text{recueillie}}}{W_{\text{incidente}}} \quad (5.59)$$

Le rendement théorique attendu en houle irrégulière est calculé pour des coefficients d'élanement du spectre de JONSWAP de la houle de  $\gamma_J = 1$ ,  $\gamma_J = 3.3$  et  $\gamma_J = 10$ . Les hauteurs significatives  $H_s$  testées sont 0.05m, 0.0707m, 0.1m et 0.14m avec la fonction de transfert calculée à partir de  $H=5\text{cm}$  et  $H=10\text{cm}$ . Les résultats sont résumés dans le tableau V.5 suivant:

	$H_s$ (en m)	$H_{\text{RMS}}$ (en m)	Rendement en courbe majorante	Rendement en courbe minorante
$\gamma_J = 1$	0,05	0.035	1.90%	0.82%
	0.0707	0,05	3.80%	1.65%
	0,1	0.0707	7.60%	3.30%
	0.14	0,1	15.10%	6.60%
$\gamma_J = 3.3$	0,05	0.035	4.75%	2.08%
	0.0707	0,05	9.50%	4.15%
	0,1	0.0707	19.00%	8.30%
	0.14	0,1	38.00%	16.60%
$\gamma_J = 10$	0,05	0.035	9.00%	3.90%
	0.0707	0,05	18.00%	7.80%
	0,1	0.0707	36.00%	15.60%
	0.14	0,1	72.00%	31.20%

TAB V.5 – Rendement du système en houle irrégulière pour différentes valeurs de  $H_s$  et  $\gamma_J$

## V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

Les calculs ont été effectués pour des hauteurs  $H_{RMS}$  de 5cm et 10cm, car ils permettent de comparer le rendement à la même valeur de la hauteur en houle régulière.

Pour  $H_{RMS}=5\text{cm}$  le rendement est compris entre 4.15 % et 9.50 % pour un  $\gamma_J$  de 3,3

Pour  $H_{RMS}=10\text{cm}$  le rendement est compris entre 16.6% et 38.0 % pour un  $\gamma_J$  de 3,3

### V.3.5 Conclusion des expérimentations

Les difficultés rencontrées au cours des essais avaient été correctement appréhendées et anticipées par Pierre Guevel lors de l'élaboration théorique du système et du protocole d'essais. En particulier, la nécessité de définir une section de contrôle sur l'avant du générateur (mais soustraite des vagues proches émises par celui-ci) s'est avérée réaliste et fort utile. Ainsi les résultats en houle régulière sont cohérents puisqu'à peine inférieurs à ceux prévus par le calcul ( $R_{\text{expérimental}} \cong 0.53$ ,  $R_{\text{théorique}} \cong 0.60$ , pour une houle de période  $T=1\text{s}$  et de hauteur  $H=10\text{ cm}$ ).

En houle irrégulière, la complémentarité de l'expérience et de la théorie a permis d'estimer :  $16\% \leq R \leq 38\%$  pour  $H_{RMS}=10\text{cm}$ ,  $T_p=1\text{s}$ ,  $\gamma_J=3.3$ . La réalité est dans ce cas plus proche de la valeur minorante avec une approximation numérique calée sur des résultats expérimentaux de vagues assez cambrées, ce qui nous conduirait à un rendement de l'ordre de 20% pour  $H_{RMS}=10\text{cm}$  (c'est-à-dire  $H_s=14\text{cm}$ ) et de l'ordre de 10 à 15% pour  $H_s=10\text{cm}$ .

L'approche théorique nous montre que les pressions de Longuet-Higgins sont encore conséquentes pour une houle irrégulière par rapport à celles évaluées en houle régulière. La baisse de rendement viendrait essentiellement du système oscillant dont la réponse en résonance est significative sur une bande de fréquence assez étroite. Une adaptation du système mécanique pour élargir sa plage de réponse apparaît comme une piste possible d'amélioration.

### V.3.6 Suggestions pour de futures investigations

Etant donnée l'extrême complexité des phénomènes se manifestant dans une installation confinée, on a décidé d'envisager de relever, sur une période de une année, les pressions de Longuet-Higgins qui règnent au pied d'un ouvrage réfléchissant situé sur un site estimé favorable à la réalisation d'un tel type de houlo-moteur.

Faisant ensuite confiance au calcul, on établira la ressource énergétique attendue sur un an. D'où, un premier élément d'aide à la décision en ce qui concerne l'opportunité de réaliser un prototype en mer. Dans cette prise de décision, il sera également tenu compte du fait que le dispositif a également pour effet de protéger la digue contre les houles les plus agressives ; sans oublier aussi sa robustesse face aux intempéries et à sa discrétion en ce qui concerne les nuisances sur les plans esthétique et de l'entrave à la navigation.

Dans un premier temps et dans le cadre de cette thèse, une étude du rendement théorique du système, dans son état actuel, sur des houles réelles a été calculé pour un site particulier : celui de la digue du port de Fontvieille à Monaco. La partie suivante présente les résultats obtenus.

## **V.4 Estimation des performances du système de récupération de l'énergie de la houle sur un site réel : Monaco**

Les premiers résultats en canal à houle pour des houles régulières et les résultats extrapolés numériquement pour des houles irrégulières, ont permis de faire une estimation de la puissance énergétique susceptible d'être créée par ce procédé de récupération d'énergie de la houle pour des cas expérimentaux.

Une nouvelle campagne d'essais dans un bassin à houle de plus grandes dimensions et de meilleures performances n'ayant pas été envisagée, et en raison des résultats relativement encourageant de l'expérimentation, il a été décidé de mesurer directement les pressions dues aux effets de Longuet-Higgins sur un site réel, celui de la digue de Fontvieille à Monaco.

Préalablement, un calcul théorique des performances énergétiques du système sur ce site est réalisé dans ce chapitre afin d'analyser les paramètres qui peuvent influencer sur le rendement, notamment l'angle d'incidence de la houle, et mettre ainsi en évidence les éventuelles modifications à apporter pour augmenter le rendement du système.

Cette partie alliant la recherche théorique sous un aspect d'ingénierie, permet d'étudier les caractéristiques d'un site réel, de déterminer s'il est propice ou non à l'installation d'un tel système de récupération d'énergie de la houle, et de donner des préconisations en vue de la recherche d'un site le plus adéquat possible.

### **V.4.1 Etude environnementale du site de Monaco**

Pour étudier les performances théoriques du système sur un site réel, il faut connaître les caractéristiques environnementales du site étudié et les conditions de houle incidente qui viendront exciter le récupérateur d'énergie.

#### **V.4.1.1 Le site d'étude**

Le site choisi pour une éventuelle implantation du système de récupération d'énergie de la houle, serait celui de la digue de Fontvieille à Monaco. En effet, ayant été construit sur la mer, le site possède de nombreux avantages :

- La digue séparant le quartier de Fontvieille de la mer Méditerranée est totalement verticale, ce qui permet une réflexion quasi parfaite de la houle incidente (coefficient de réflexion très proche de 1).
- Cette digue s'étend sur une longueur de 580 m de façon quasi-linéaire, du port de Fontvieille jusqu'au port de Cap d'ail.
- La profondeur d'eau devant la digue est relativement importante, ce qui permet d'éviter au système d'être pollué par le déferlement et surtout par les pressions de premier ordre (jusqu'à une certaine période) qui perturbent le signal de pression de deuxième ordre.

La figure V.27 présente une vue satellite du site d'étude. La figure V.28 montre l'emplacement possible pour l'implantation du système de récupération de l'énergie de la houle au pied de la digue de Fontvieille.

V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins



FIG V.27 – Photo satellite de Monaco

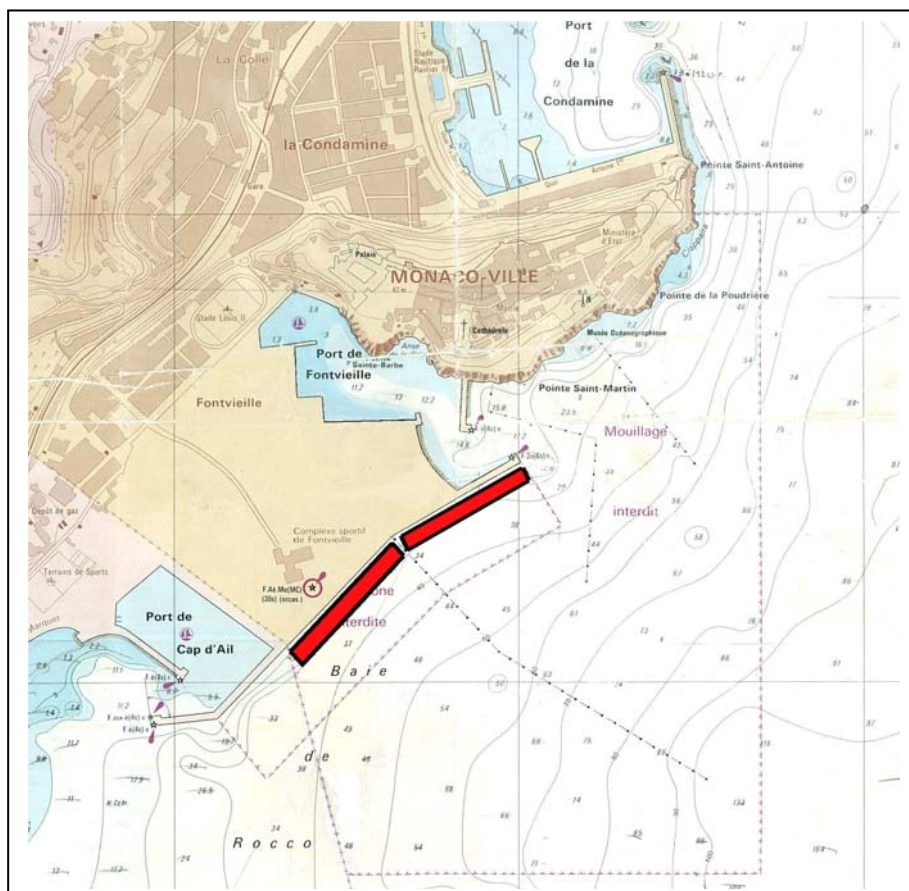


FIG V.28 – Emplacement possible du récupérateur d'énergie de la houle

#### V.4.1.2 Données de houle

Les données de houle utilisées proviennent du laboratoire HR Wallingford (Grande Bretagne). Ces données sont issues de modèles globaux de prévisions vent-houle au point UKMO 43.50°N de latitude et 7.53°E de longitude (situé au large de Monaco). Ces données couvrent une période allant de Novembre 1986 à Mars 2005 et sont fournies en pourcentage d'occurrence des hauteurs de houle par directions (tableau V.6), et pourcentage d'occurrence des hauteurs de houle par période pic (tableau V.7).

Tableau de pourcentages des hauteurs en fonction de la direction de provenance des houles													
	0°	30°	60°	90°	120°	150°	180°	210°	240°	270°	300°	330°	Total %
<b>0-0.5 m</b>	1.61	1.67	2.38	3.59	2.69	2.96	5.65	10.39	7.39	1.92	1.16	1.1	42.49
<b>0.5-1 m</b>	1.49	1.77	2.98	3.98	1.66	2.24	3.22	10.7	6.19	1.36	1.19	1.17	37.95
<b>1-1.5 m</b>	0.38	0.78	1.76	1.55	0.52	0.49	0.97	3.26	1.92	0.44	0.25	0.22	12.55
<b>1.5-2 m</b>	0.09	0.22	0.72	0.55	0.16	0.18	0.39	0.85	0.37	0.17	0.09	0.06	3.83
<b>2-2.5 m</b>	0.02	0.05	0.15	0.21	0.07	0.07	0.17	0.29	0.04	0.02	0.02	0.02	1.14
<b>2.5-3 m</b>	0	0	0.07	0.03	0.02	0.03	0.07	0.14	0.01	0.01	0	0	0.4
<b>3-3.5 m</b>	0	0	0.02	0.01	0.01	0.01	0.03	0.03	0	0	0	0	0.11
<b>3.5-4 m</b>	0	0	0.01	0.01	0.01	0	0	0.02	0	0	0	0	0.05
<b>4-4.5 m</b>	0	0	0	0.01	0	0	0.01	0.01	0	0	0	0	0.02
<b>4.5-5 m</b>	0	0	0	0	0	0	0.01	0.01	0	0	0	0	0.02
<b>Total %</b>	3.59	4.49	8.09	9.94	5.14	5.98	10.52	25.7	15.92	3.92	2.71	2.57	<b>98.56</b>

TAB V.6 – Pourcentage d'occurrence des hauteurs de houle par directions au large de Monaco

Tableau de pourcentages des hauteurs en fonction de la période pic (Tp) des houles									
	4.3 s	5.6 s	6.8 s	8.1 s	9.3 s	10.6 s	11.8 s	13.0 s	Total %
<b>0-0.5 m</b>	35.493	5.912	0.892	0.16	0.03	0.004	0	0	42.491
<b>0.5-1 m</b>	18.705	13.474	4.367	1.167	0.223	0.009	0.002	0.004	37.947
<b>1-1.5 m</b>	1.388	7.475	2.501	0.873	0.269	0.037	0	0	12.543
<b>1.5-2 m</b>	0.264	1.05	2.109	0.32	0.082	0.009	0	0	3.834
<b>2-2.5 m</b>	0	0.028	0.801	0.258	0.048	0.004	0	0	1.139
<b>2.5-3 m</b>	0	0	0.069	0.29	0.035	0.006	0	0	0.4
<b>3-3.5 m</b>	0	0	0.002	0.089	0.02	0.002	0	0	0.113
<b>3.5-4 m</b>	0	0	0	0.009	0.033	0.002	0	0	0.044
<b>4-4.5 m</b>	0	0	0	0	0.02	0	0	0	0.02
<b>4.5-5 m</b>	0	0	0	0	0.011	0.006	0	0	0.017
<b>Total %</b>	55.85	27.939	10.741	3.166	0.771	0.079	0.002	0.004	<b>98.55</b>

TAB V.7 – Pourcentage d'occurrence des hauteurs de houle par période pic au large de Monaco

Afin d'obtenir un historique de toutes les houles existantes sur Monaco par pourcentage d'occurrence du temps, le tableau V.8 suivant fait part des pourcentages d'occurrence de périodes pics de houle par classe de hauteurs (ramenés à 100%). Ceci permet de calculer les hauteurs de houle suivant toutes les périodes et les directions et de représenter statistiquement le pourcentage de chaque houle sur une année.

## V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

Tableau des pourcentages d'occurrence de périodes pics (Tp) de houle par classe de hauteur de houle									
	4.3 s	5.6 s	6.8 s	8.1 s	9.3 s	10.6 s	11.8 s	13.0 s	Total %
0-0.5 m	83.53	13.91	2.10	0.38	0.07	0.01	0	0	100
0.5-1 m	49.29	35.51	11.51	3.08	0.59	0.02	0.01	0.01	100
1-1.5 m	11.07	59.59	19.94	6.96	2.14	0.29	0	0	100
1.5-2 m	6.89	27.39	55.01	8.35	2.14	0.23	0	0	100
2-2.5 m	0	2.46	70.32	22.65	4.21	0.35	0	0	100
2.5-3 m	0	0	17.25	72.50	8.75	1.50	0	0	100
3-3.5 m	0	0	1.77	78.76	17.70	1.77	0	0	100
3.5-4 m	0	0	0	20.45	75.00	4.55	0	0	100
4-4.5 m	0	0	0	0	100	0	0	0	100
4.5-5 m	0	0	0	0	64.71	35.29	0	0	100

TAB V.8 – Pourcentage d'occurrence de périodes pics de houle, par classe de hauteur de houle, au large de Monaco

La rose des pourcentages de direction de provenance des houles au large de Monaco, figure V.29, tracée à partir du tableau V.6, permet de constater que les houles proviennent majoritairement des secteurs Sud à Sud-Ouest (entre les directions N180° et N240°).

Or il s'avère que la digue de Fontvieille est orientée face au N143°, secteur qui est très peu fréquemment rencontré au large (autour de 6% du temps) en raison de la présence de la Corse et de la Sardaigne, et de manière générale à cause de la trajectoire des dépressions en Méditerranée qui génèrent rarement du vent et donc des houles de cette provenance. Il paraît ainsi impératif de calculer l'influence de l'angle d'incidence de la houle sur les pressions dues aux effets de Longuet-Higgins (notamment pour les houles subissant peu ou pas de réfraction).

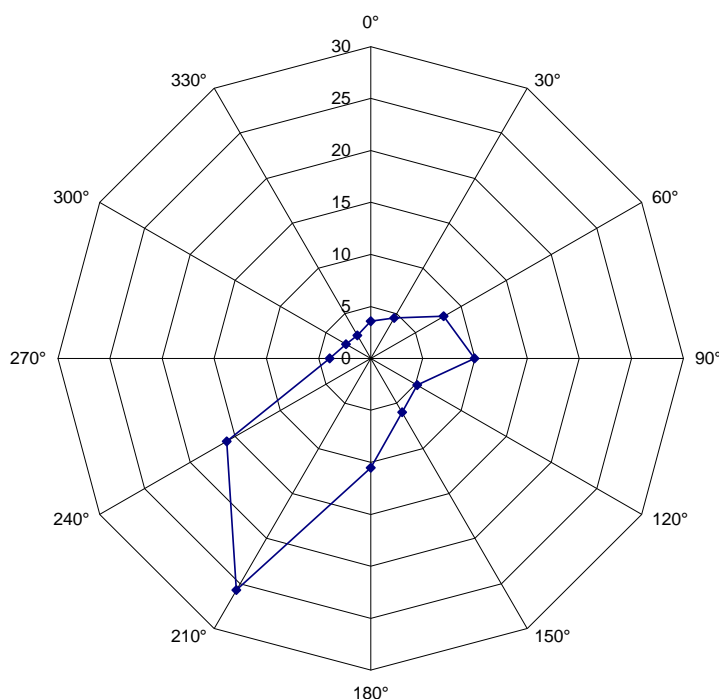


FIG V.29 – Rose des pourcentages de direction de provenance des houles à Monaco

#### V.4.1.3 Détermination de l'emplacement pour l'installation du système et hypothèses

La détermination de l'emplacement pour l'installation du système de récupération d'énergie est délicate. En effet plusieurs paramètres sont à prendre en considération, entre autres :

- La décroissance des pressions de Longuet-Higgins avec la profondeur (qui intervient seulement en houle irrégulière en raison de la présence de termes en  $kh$ )
- La réfraction qui modifie l'angle d'incidence de la houle incidente et réfléchie
- La perturbation du signal de pressions d'ordre 2 due aux pressions d'ordre 1 quand la condition de profondeur infinie n'est pas satisfaite

L'étude des pressions au fond du canal pendant les essais avec les capteurs de pressions (partie V.3.2) a montré que le récupérateur d'énergie ne devait pas être installé directement au pied du mur en raison des perturbations créées par les effets de bord. Cependant la digue de Fontvieille n'étant pas infinie, plus on s'éloigne du mur réfléchissant dans sa direction normale, et moins l'onde réfléchie sera perceptible.

Par ailleurs, on observe dans les calculs une décroissance des pressions dues aux effets de Longuet-Higgins en houle irrégulière avec la profondeur (à cause des termes en  $kh$ ). Il paraît donc nécessaire d'aménager le récupérateur d'énergie proche de la surface tout en respectant pour le plus grand nombre de houles possibles la condition de profondeur infinie, afin d'éviter l'influence des pressions de premier ordre. Ces dernières ont une variation spatiale du même ordre que la taille de la plaque oscillante, ce qui engendre autant de surpression que de dépression, parasitant la mécanique de la plaque prévue pour osciller en pilonnant sous l'effet d'une pression quasi-uniforme à l'échelle de la plaque.

La coupe transversale de la digue et du talus du remblai de Fontvieille (figure V.30) montre une possibilité d'implantation du récupérateur d'énergie de la houle à  $h=15\text{m}$  de fond, c'est-à-dire à environ 6 mètres au large dans l'axe de la digue.

A  $h=15\text{m}$  de fond, l'approximation « profondeur infinie » est valable pour une période de houle inférieure à 4.4s. Jusqu'à cette période, les houles incidentes subiront très peu de réfraction avant d'arriver au dessus du plateau, seule la diffraction autour du cap Ferrat et du cap d'Ail entraîneront un changement de la direction des houles du large. Aucune réfraction n'intervient entre le récupérateur d'énergie et le mur réfléchissant puisque le fond est plat à cet endroit et qu'il n'y a que 6 mètres à peine entre les deux. Ainsi, l'angle de la houle incidente pris au dessus du plateau sera identique à l'angle d'incidence de l'onde réfléchie.

Pour les houles dont la période est supérieure à 4.4s, la condition en « profondeur infinie » n'est plus respectée, ce qui entraîne que :

- Les houles vont subir le phénomène de réfraction qui va contribuer à diminuer l'angle d'incidence de la houle par rapport au mur, et donc augmenter considérablement le rendement.
- Les houles voyant le fond, le signal de pressions dû aux effets de Longuet-Higgins va être « pollué » par les pressions d'ordre 1 qui vont solliciter les plaques oscillantes

## V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

avec une distribution de pressions variables à l'échelle de la plaque, induisant probablement quelques gênes mécaniques.

Une étude complémentaire sur l'influence de la pression de premier ordre sur le système pourrait permettre de calculer les corrections à apporter aux valeurs de rendement du système.

Pour l'approche de cette étude, nous considérons que la pression de premier ordre n'influe pas sur le dispositif, lequel n'est d'ailleurs pas conçu pour résonner aux périodes de 1<sup>er</sup> ordre. Par ailleurs la profondeur d'implantation du système est fixée à  $h=15\text{m}$ . Une étude sur l'influence de la profondeur par rapport au rendement du système est réalisée (partie V.4.2.8) pour savoir si cette profondeur de 15m est adéquate.

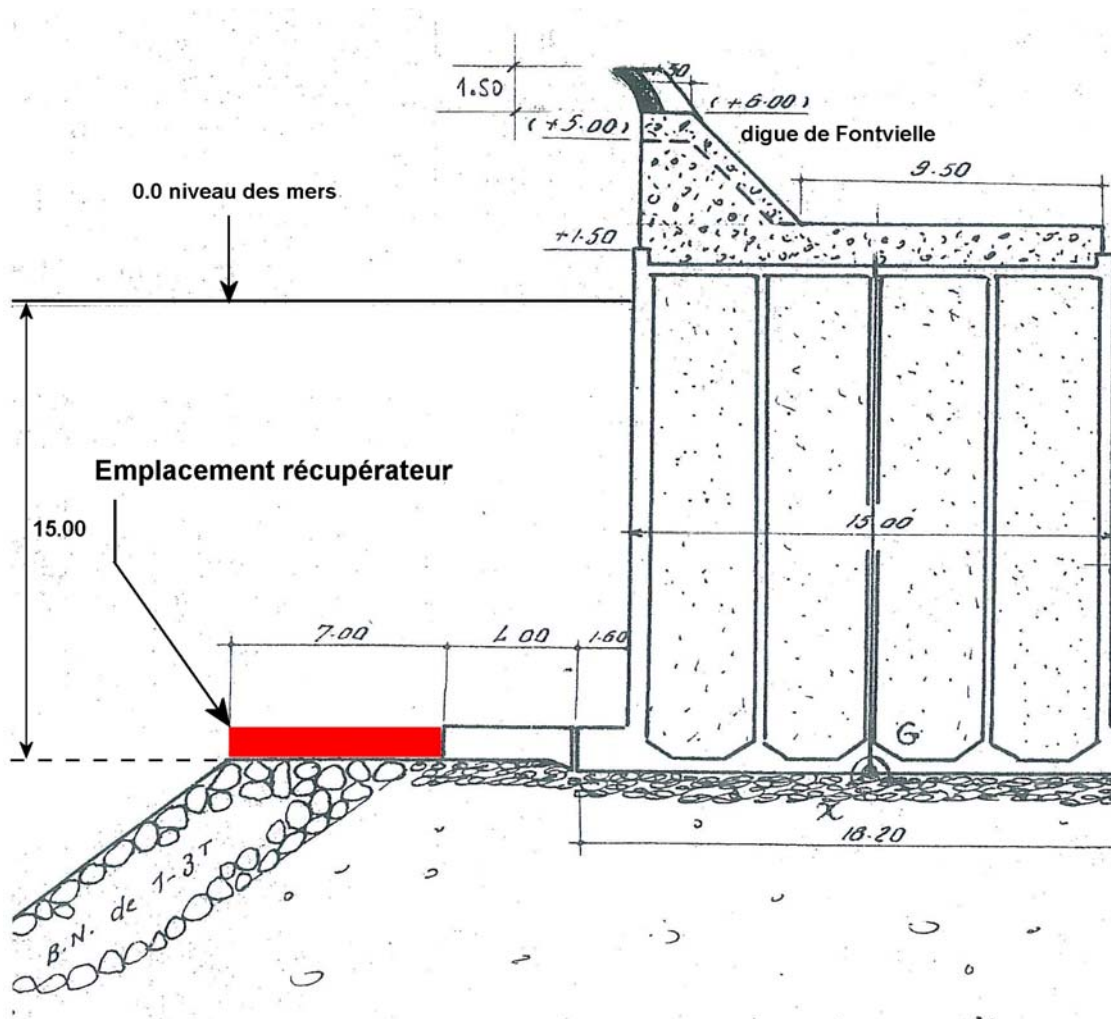


FIG V.30 – Coupe transversale de la digue de Fontvieille et emplacement du récupérateur d'énergie de la houle

Sur la figure V.30, on constate que le système peut être implanté à 15m de fond directement sur le sommet du talus de blocs naturels. A cet emplacement, le seul qui soit relativement plat, la largeur du dispositif ne peut excéder 7m.



#### V.4.1.4 Détermination des coefficients d'amplification et de réfraction

Pour connaître les conditions de houle arrivant au niveau du récupérateur d'énergie, le logiciel SWAN a été utilisé afin de simuler la propagation de la houle du large vers la digue de Fontvieille (en prenant en compte les effets de réfraction, diffraction et répartition angulaire). La direction spectrale des houles a été définie suivant le secteur délimité par le Cap Martin à l'Est et le Cap Ferrat à l'Ouest, c'est-à-dire entre les directions N70° et N255°, comme le montre la figure V.31.

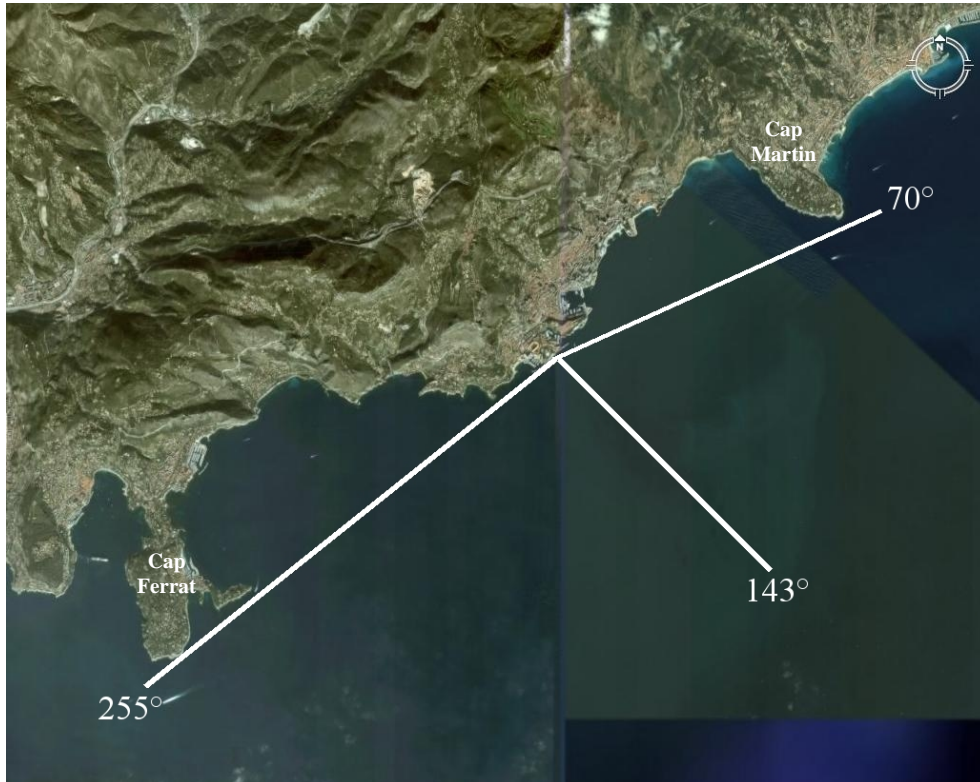


FIG V.31 – Secteur directionnel des houles arrivant sur la digue de Fontvieille

La digue de Fontvieille étant orientée dans la direction N143°, on admet que les clapots levés par un vent d'Est-Nord-Est entre les directions N53° (dans l'axe de la digue) et N70° n'ont pas d'influence sur le récupérateur d'énergie. Les coefficients d'amplification de la houle ainsi que la direction des houles au niveau du récupérateur d'énergie (à 15m de profondeur au devant de la digue de Fontvieille) par rapport aux conditions du large, sont présentés dans les tableaux V.9 et V.10.

Coefficient d'amplification au niveau du récupérateur							
	N60°	N90°	N120°	N150°	N180°	N210°	N240°
<b>4s</b>	0.68	0.96	1.00	1.00	1.00	0.89	0.59
<b>6s</b>	0.63	0.88	1.00	0.99	1.00	0.77	0.51
<b>8s</b>	0.59	0.85	0.95	0.95	0.88	0.70	0.45
<b>10s</b>	0.57	0.80	0.90	0.89	0.84	0.65	0.44
<b>12s</b>	0.56	0.78	0.90	0.85	0.80	0.65	0.44

TAB V.9 – Coefficient d'amplification des houles au niveau du récupérateur d'énergie, suivant les différentes périodes pics et directions de houles du large

## V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

Direction des houles au niveau du récupérateur							
	N60°	N90°	N120°	N150°	N180°	N210°	N240°
<b>4s</b>	84	97	120	150	180	200	212
<b>6s</b>	85	98	120	149	176	195	208
<b>8s</b>	87	101	121	148	172	190	202
<b>10s</b>	92	104	122	145	168	183	193
<b>12s</b>	98	107	122	144	163	176	184

TAB V.10 – Direction des houles au niveau du récupérateur d'énergie, suivant les différentes périodes pic et directions de houles du large

Le tableau V.9 indique que les houles du large d'une direction de N240°, très présentes puisqu'elles constituent environ 16% de la totalité des houles, possèdent les coefficients d'amplification les plus faibles.

Par ailleurs, les simulations montrent que la plus grosse houle atteignant la digue de Fontvieille (par rapport aux données observée au large entre 1986 et 2005) est une houle de  $H_s=4\text{m}$ ,  $T_p=10.57\text{s}$  de direction N167°, correspondant à une houle de  $H_s=4.75\text{m}$  et de direction N180° au large.

Sur le tableau V.11, les directions de houles au niveau du générateur ont été ramenées en angle d'incidence par rapport à l'axe de la digue :

Angle d'incidence en (°) par rapport à la digue de Fontvieille							
	N60°	N90°	N120°	N150°	N180°	N210°	N240°
<b>4s</b>	59	46	23	7	37	57	69
<b>6s</b>	58	45	23	6	33	52	65
<b>8s</b>	56	42	22	5	29	47	59
<b>10s</b>	51	39	21	2	25	40	50
<b>12s</b>	45	36	21	1	20	33	41

TAB V.11 – Angle d'incidence des houles par rapport à la digue de Fontvieille au niveau du récupérateur d'énergie, en fonction de la direction des houles au large et suivant différentes périodes pic

L'angle d'incidence le plus grand, rencontré pour une houle de direction au large N240° et de période pic  $T_p=4\text{s}$ , est de 69° par rapport à la digue. Les angles d'incidence par rapport au mur réfléchissant étant relativement grands, il est nécessaire de connaître leurs influences sur les pressions de Longuet-Higgins.

### V.4.2 Etude théorique des pressions de Longuet-Higgins en houle réelle

#### V.4.2.1 Variation théorique de la pression significative avec l'angle d'incidence

Les essais réalisés en canal à houle (2D) n'ont pas permis de prendre en compte l'angle d'incidence de la houle par rapport au mur réfléchissant et son influence sur les forces de pressions qui résultent des effets de Longuet-Higgins.

Cependant les équations (partie V.2.3.2) font intervenir un terme en  $\cos\beta$  qui rend compte de l'angle d'incidence de la houle par rapport au mur. Il est donc possible d'étudier de façon analytique l'évolution des pressions lorsque l'on fait varier cet angle.

C'est ce qu'illustre la figure V.32, pour une houle irrégulière équivalente aux conditions expérimentales lors des essais, c'est-à-dire  $H_s=0.1m$ ,  $T_p=1s$  et  $h=1.3m$ .

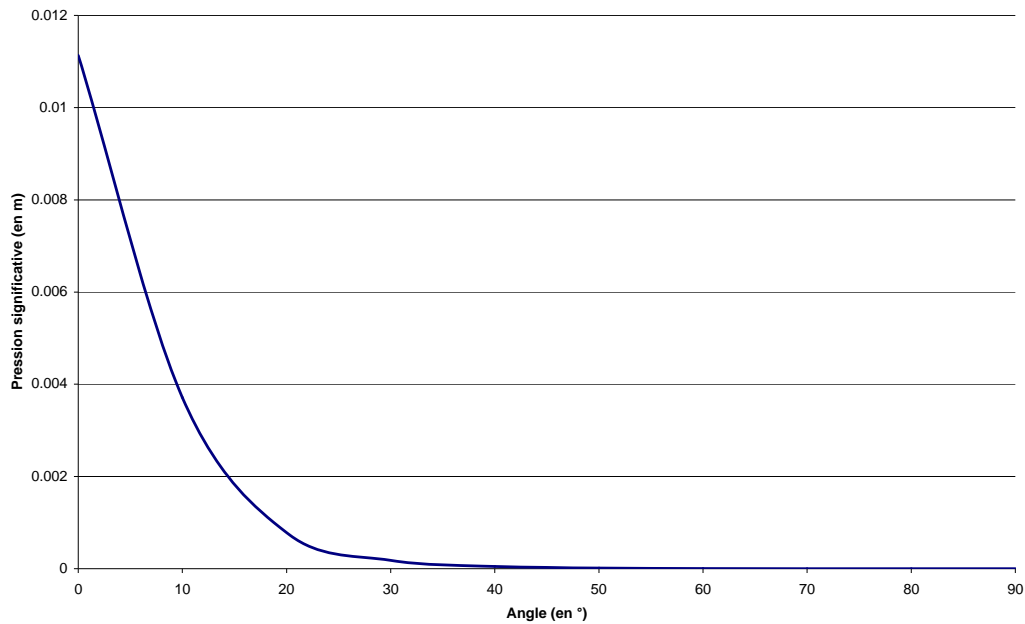


FIG V.32 – Variation de la pression significative avec un angle d'incidence pour une houle irrégulière expérimentale de  $H_s=0.1m$ ,  $T_p=1s$  et  $h=1.3m$

On remarque que l'angle d'incidence de la houle influe fortement sur les pressions de deuxième ordre rencontrées au pied d'un ouvrage réfléchissant. En effet à cette profondeur ( $\gg \lambda/2$ ), avec un angle d'incidence de  $10^\circ$  par rapport au mur (donc un angle de  $20^\circ$  entre l'onde incidente et l'onde réfléchie) la pression due aux effets de Longuet-Higgins est divisée par 3, et par 14 pour un angle de  $20^\circ$ . Au-delà de  $40^\circ$ , les pressions deviennent quasiment inexistantes.

La même démarche a été réalisée pour les pressions significatives devant la digue de Fontvieille. Sur la figure V.33, on a tracé les pressions significatives à une profondeur de  $h=15m$  pour une houle  $H_s=1.75m$  en fonction de l'angle d'incidence de la houle (entre 0 et  $50^\circ$ ) pour différentes périodes pics (de  $T_p=4.3s$  à  $T_p=10.6s$ ).

On a vu précédemment qu'en houle régulière, les pressions dues aux effets de Longuet-Higgins sont définies comme le rapport entre la hauteur de la houle au carré et sa longueur d'onde. Donc plus les hauteurs sont grandes et les longueurs d'onde courtes, et plus les pressions sont importantes. On constate tout d'abord sur le graphique que conformément aux équations, pour une même hauteur et un même angle d'incidence, plus la période est petite et plus la pression significative est grande.

On remarque par ailleurs que, plus les périodes sont courtes et plus la chute des pressions est brutale lorsque l'angle d'incidence de la houle augmente. A l'inverse, plus la période est grande et moins la courbe des pressions décroît vite.

Alors que les pressions sont fortes pour des petites périodes et faibles pour des grandes périodes sans angle d'incidence, cette tendance s'inverse à partir de  $20^\circ$ .

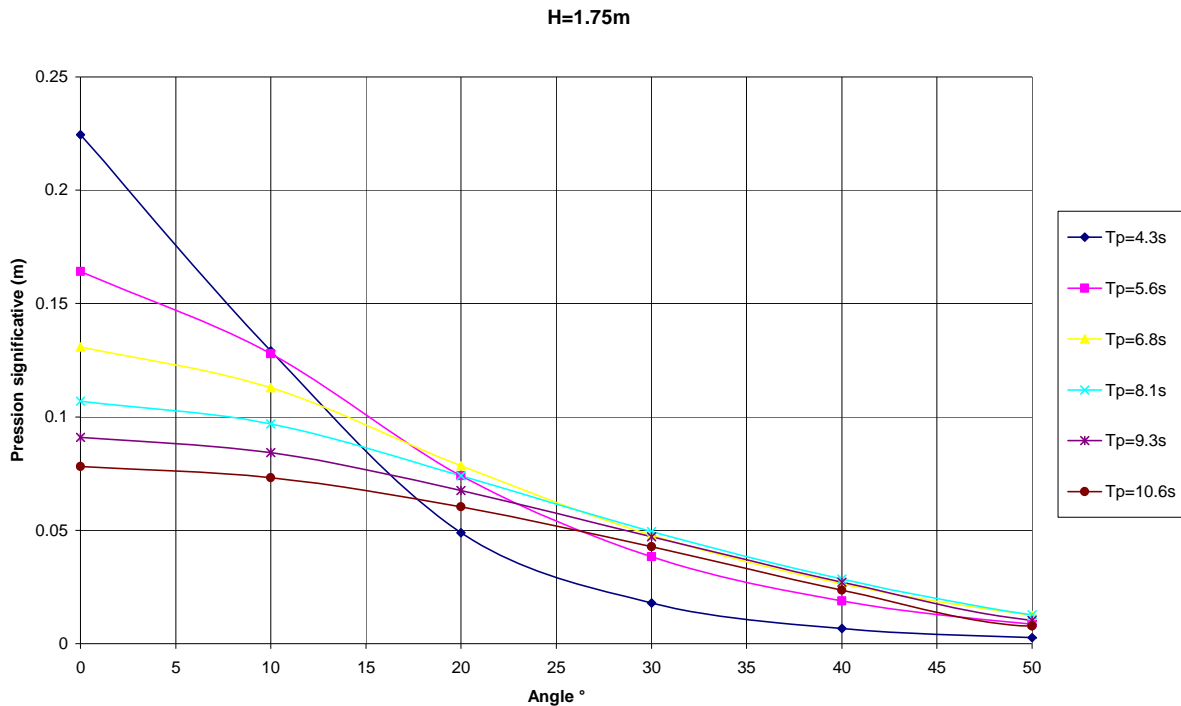


FIG V.33 – Variations de la pression significative pour  $H=1.75m$  en fonction de l'angle d'incidence de la houle pour différentes périodes pics (à  $h=15m$ )

#### V.4.2.2 Influence de la cambrure

La cambrure de la houle influence grandement les pressions significatives qui résultent des effets de Longuet-Higgins puisqu'elles sont définies théoriquement comme le rapport entre le produit des hauteurs et la longueur d'onde de la houle.

C'est pourquoi on a tracé figure V.34, les variations de la pression significative en fonction des hauteurs de houle pour différentes périodes pics. On remarque que conformément aux équations, pour une même période, plus la hauteur de la houle est grande et plus les pressions sont importantes. De même, pour une hauteur de houle identique, plus la houle est courte et plus les pressions sont grandes.

L'intérêt de l'installation d'un système de récupération de houle de ce type en Méditerranée est donc certain puisque les périodes de houles rencontrées sont courtes et les hauteurs peuvent être grandes, en raison des vents qui soufflent parfois fort sur des fetchs relativement restreints. Par ailleurs, la nécessité de respecter le plus possible la condition de profondeur infinie pour la gamme de périodes de houle arrivant sur le site, convient à cette région dont la pente des fonds est relativement forte à cause de la présence de la chaîne alpine.

Malgré tout, le nombre de jours où les vagues sont supérieures à  $H_s=1m$  à Monaco reste très nettement inférieur à celui d'autres régions de Méditerranée comme la Corse par exemple ou plus généralement à celui des océans ; ce qui devrait réduire d'autant la production énergétique d'un tel système sur une année.

## V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

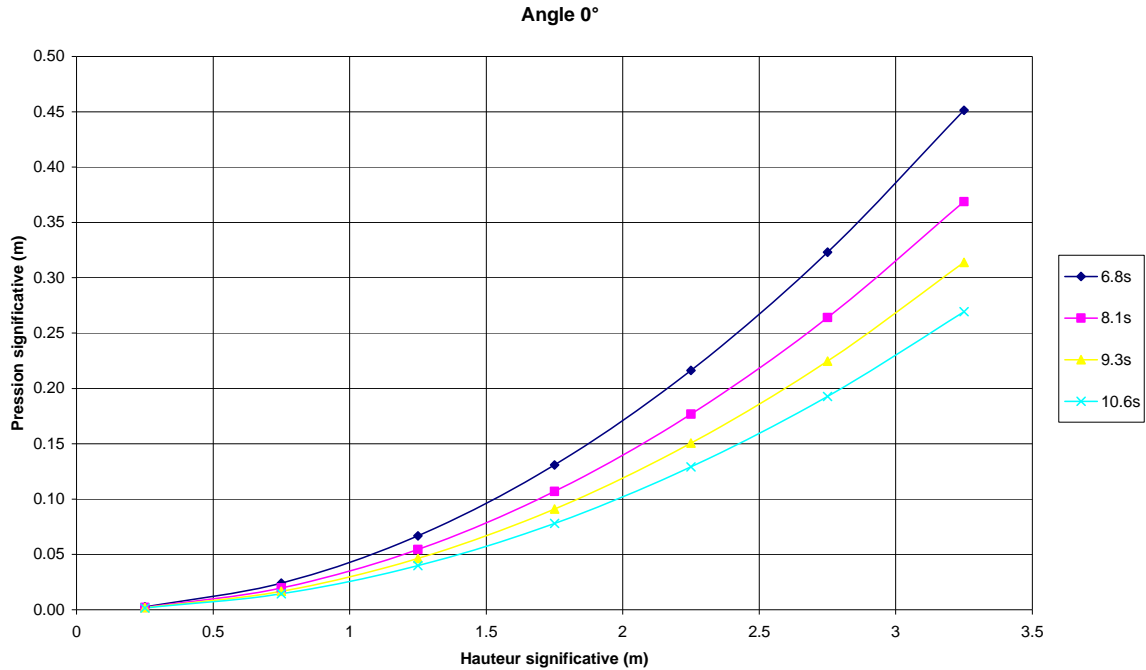


FIG V.34 – Pressions significatives en fonction de la hauteur significative de la houle, pour différentes périodes pics sans angle d'incidence à  $h=15m$

### V.4.2.3 Rendement du système autour de la période pic

Le système dans son état actuel, ne peut être réglé et optimisé que pour une seule période de houle donnée. L'ajustement des paramètres physiques (masse et raideur) permet de contrôler la fréquence de résonance d'oscillation de la plaque, en l'occurrence le double de la fréquence de la houle choisie. Il est intéressant de connaître le rendement de ce système en houle irrégulière autour de la période pic sur laquelle le système est réglé. C'est ce qu'illustre la figure V.35 ci-dessous.

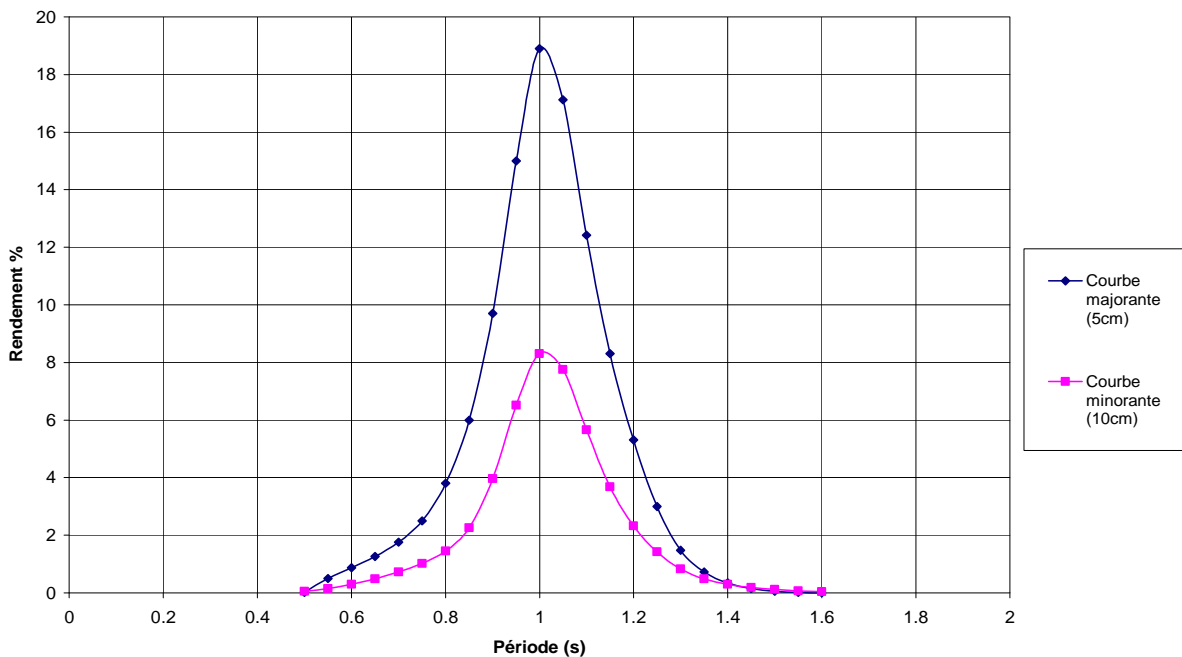


FIG V.35 – Evolution du rendement en fonction de la période pic d'une houle irrégulière incidente ( $\gamma = 3.3$ ) d'un récupérateur optimisé pour la période 1s.

La figure V.35 présente le rendement du système (en courbes majorante et minorante) pour une houle irrégulière en fonction de la période pic de la houle incidente, du récupérateur optimisé pour une houle de  $T_p=1s$  (c'est-à-dire dans les conditions expérimentales). On voit très clairement que lorsque l'on s'écarte de la période optimale, le rendement chute fortement, comme on avait déjà pu le constater en houle régulière. Ainsi le rendement devient quasiment nul au-delà de 0.4s de part et d'autre de la période pic optimale.

Si le système ne s'adapte pas à la période pic de la houle incidente, il est fort probable que le rendement du système sur un site tel que Monaco soit négligeable, même en étant réglé sur la période pic moyenne annuelle des houles arrivant sur le site.

Pour calculer le rendement du système à l'échelle réelle, il faut reprendre les équations établies précédemment et calculer l'influence de l'angle d'incidence de la houle sur les pressions (et donc sur le rendement), dans les conditions expérimentales, et étendre les calculs sur les rendements du système vis-à-vis des houles sur Monaco.

#### V.4.2.4 Effet de l'angle d'incidence sur les pressions en houle réelle

Pour transposer les résultats des essais à l'échelle réelle, il faut connaître l'effet de l'angle d'incidence sur les pressions et sur le rendement du système. La figure V.36 présente un croquis du dispositif.

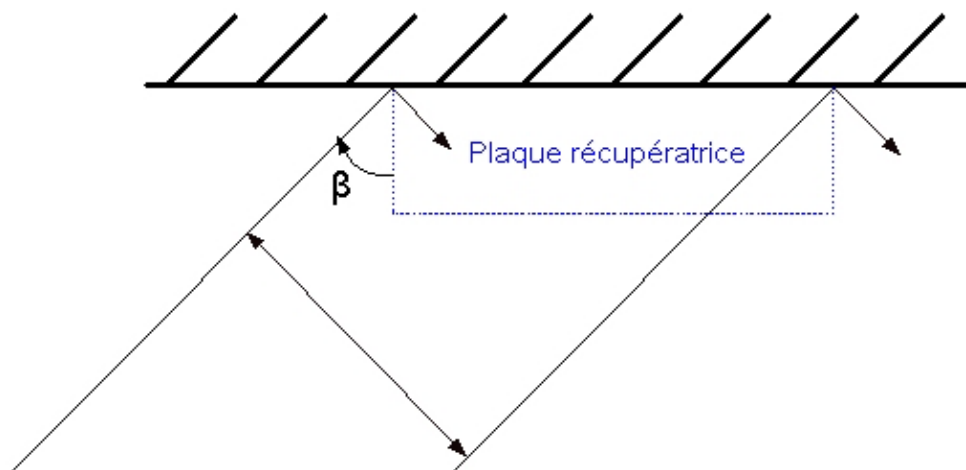


FIG V.36 – Croquis du dispositif au devant de la digue de Fontvieille..  
La houle arrive avec un angle d'incidence  $\beta$

Dans le canal, les essais ont été réalisés pour une houle sans angle d'incidence. A partir des résultats et de l'approche théorique, il est possible de déterminer les résultats qu'on aurait obtenus si les essais avaient pu être menés avec un angle d'incidence par rapport au mur. Pour cela, on rappelle que les essais ont permis de déterminer la fonction de transfert  $f(\omega)$ , obtenue par le rapport entre une variable proportionnelle à l'effort de frottement sur le dash-pot et la pression en houle régulière, selon l'équation (5.54).

Par ailleurs, l'analyse spectrale classique du système linéaire nous permet de relier la densité spectrale  $S_p(\omega)$  des pressions  $P(\omega)$  et la densité spectrale  $S_{KV}(\omega)$  de la fonction  $KV(\omega)$  par la relation (5.55).

On peut écrire aussi que conformément aux équations (5.56) et (5.57) :

$$m_{0P} = \int_0^{\infty} S_p(\omega) d\omega = \sum_i \frac{1}{2} P_i^2(\omega_i) \quad (5.60)$$

$$m_{0KV} = \int_0^{\infty} S_{KV}(\omega) d\omega = \sum_i \frac{1}{2} K^2 V_i^2(\omega_i) = \frac{1}{2} W_{\text{récupérée}} \quad (5.61)$$

Et

$$W_{\text{récupérée}} = 2m_{0KV} \quad (5.62)$$

A partir de la figure V.32 montrant l'influence théorique de l'angle d'incidence sur les pressions significatives en conditions expérimentales (c'est-à-dire à la profondeur  $h=1.3\text{m}$ ), on montre qu'avec un angle d'incidence de la houle de  $10^\circ$ , les pressions significatives  $P_{1/3}$  passent de  $P=11\text{mm}$  à  $P=3.7\text{mm}$ . Elles tombent à  $P=0.78\text{mm}$  pour un angle d'incidence de  $20^\circ$ .

Soit :

$$\begin{cases} P_{1/3}^{10^\circ} = \frac{1}{3} P_{1/3}^{0^\circ} \\ P_{1/3}^{20^\circ} = \frac{1}{14} P_{1/3}^{0^\circ} \end{cases} \quad (5.63)$$

Sachant que  $P_{1/3} = 2\sqrt{m\sigma_p}$ , on trouve après développement que :

$$\begin{cases} S_p(\omega)^{10^\circ} = \frac{1}{9} S_p(\omega)^{0^\circ} \\ S_p(\omega)^{20^\circ} = \frac{1}{196} S_p(\omega)^{0^\circ} \end{cases} \quad (5.64)$$

La valeur de la densité spectrale des pressions sans angle est donc divisée par un facteur 9 pour un angle de  $10^\circ$  et par un facteur 196 pour un angle de  $20^\circ$ .

La valeur de la densité spectrale  $S_{KV}(\omega)$  avec un angle d'incidence permettant de calculer l'énergie récupérée, à travers l'équation (5.55), s'obtient alors par la formule :

$$S_{kv}(\omega) = \|f(\omega)\|^2 \times \frac{S_p(\omega)}{\text{facteur}} \quad (5.65)$$

#### V.4.2.5 Effet de l'angle d'incidence sur le rendement

En reprenant l'équation sous cette forme :

$$E_{\text{récupérée}} = 2 \int_0^{\infty} \|f(\omega)\|^2 \times \frac{S_p(\omega) d\omega}{\text{facteur}} \quad (5.66)$$

On obtient l'énergie récupérée pour chaque période significative autour de la période pic des conditions d'essais (à savoir  $T_p=1\text{s}$ ) et pour différents angles d'incidence ( $0^\circ$ ,  $10^\circ$  et  $20^\circ$ ).

## V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

Pour calculer le pourcentage d'énergie récupérée, il suffit alors de faire le rapport entre la puissance récupérée dans le dash-pot pour les différents angles, et la puissance incidente, soit :

$$\text{Pourcentage}_{E_{\text{récupéré}}} = \frac{\text{Puissance}_{\text{récupérée}}}{\text{Puissance}_{\text{incidente}}} \quad (5.67)$$

En sachant que l'angle intervient également dans l'énergie incidente par la relation:

$$E_{\text{incidente}} = E_{\text{incidente}}^0 \times \cos \beta \quad (5.68)$$

où  $E_{\text{incidente}}^0$  correspond l'énergie incidente par houle frontale, et  $\beta$  l'angle d'incidence, on obtient sur la figure V.37, la variation (calculée pour le cas d'une courbe majorante) du pourcentage d'énergie récupérée en fonction de la période pour différents angles d'incidence dans les conditions d'essais.

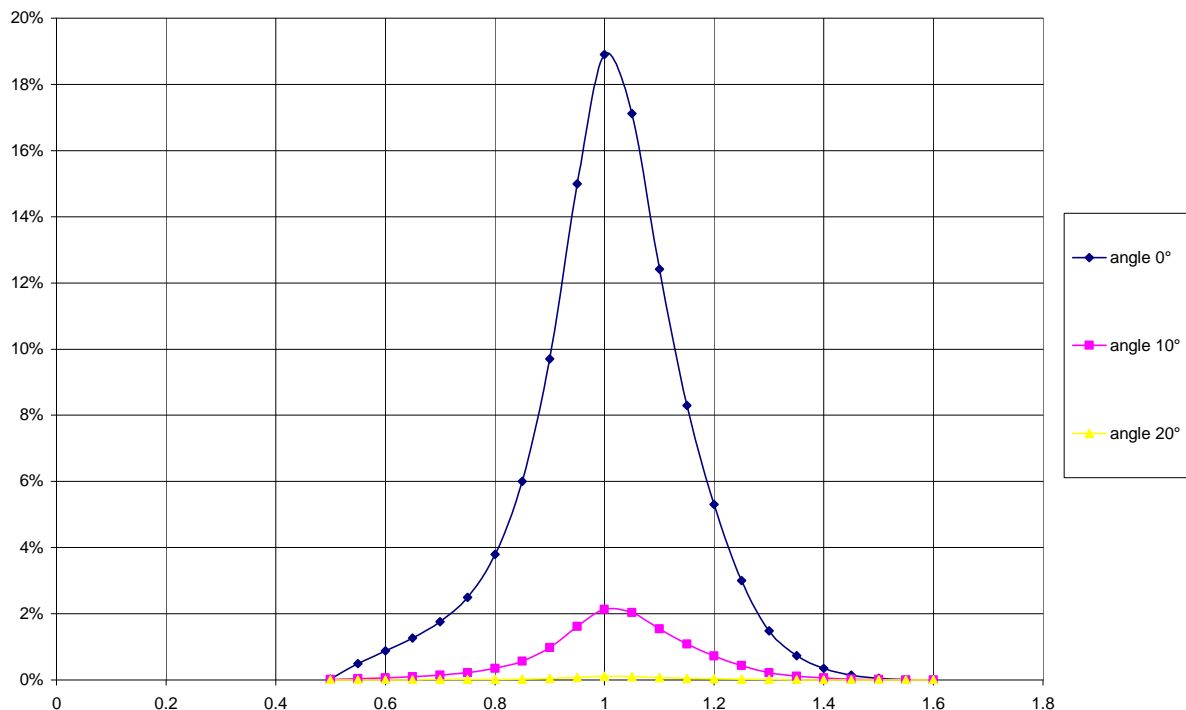


FIG V.37 – Pourcentage d'énergie récupérée en fonction de la période dans les conditions d'essais ( $H_s=0.1m$ ,  $T_p=1s$ ,  $h=1.3m$ ), pour différents angles d'incidence

On constate que l'angle d'incidence a un effet dramatique sur le rendement qui passe de 18.9% à 2.1% (soit une baisse d'un facteur 9) pour seulement 10° d'angle, et devient quasiment inexistant pour un angle de 20° (baisse d'un facteur 196).

On rappelle que ces valeurs ne sont valables que pour les conditions d'essais à une profondeur bien supérieure à la demi-longueur d'onde de la houle incidente. La figure V.33 montre en effet qu'en se situant à une profondeur équivalente voir même inférieure à la demi-longueur d'onde, la chute des pressions et donc du rendement suivant l'angle d'incidence est moins brutale.



On ne peut pas extrapoler directement les valeurs de rendements du système en conditions expérimentales aux conditions réelles à Monaco. Il faut, pour ce faire, ramener pour chaque période de houle incidente, les hauteurs significatives suivant les lois d'échelle, et faire de même pour les variables nécessaires au calcul du rendement.

#### V.4.2.6 Mise à l'échelle des périodes et du récupérateur

Pour calculer l'estimation de la production énergétique du récupérateur de houle au site de Monaco, une première approche consiste à considérer une période de houle incidente choisie. La plaque est alors réglée pour cette période et sa surface est adaptée en fonction des lois d'échelle.

Par exemple en prenant  $T_p=5.6s$ , la gamme de période autour de laquelle la plaque va fournir de l'énergie est multipliée par 5.6. Le rendement varie non plus entre les périodes 0.6s et 1.4s (comme sur la figure V.37) mais entre les périodes 3.36s et 7.84s avec un pic à 5.6s.

Par ailleurs on considère l'échelle  $e$  telle que :

$$\sqrt{e} = \frac{T_p \text{ réelle}}{T_p \text{ expérimental}} \quad (5.69)$$

Avec  $T_p \text{ expérimental} = 1s$ , l'échelle  $e$  prend pour la période  $T_p=5.6s$ , la valeur  $e = 5.6^2 = 31.36$ .

La plaque doit alors mesurer :  $31.36 \times 1.80 = 56.40m$  par  $31.36 \times 1.0 = 31.36m$  devant la digue de Fontvieille pour se conformer aux résultats expérimentaux. Dans ce calcul, 1.80m correspond à la longueur  $L_p$  de la plaque lors des essais, soit la largeur du canal notée  $l_c$  dans l'équation (5.58), et 1.0m à la largeur  $l_p$  de la plaque.

En respectant ces calculs, les 31.36m de large supposeraient dans un premier temps de devoir placer le plateau au-delà du talus (qui ne fait que 7m) pour obtenir les mêmes rendements. Cette approche suppose également que la plaque ne peut être adaptée en fréquence propre et en dimension, que pour une seule période de houle incidente.

Il faut dans un deuxième temps calculer le rapport à appliquer lorsque l'on fixe la taille de la plaque pour toutes les périodes. Cette approche est développée dans la partie 4.3.2 simplement à titre indicatif étant donné la complexité des phénomènes, et le fait que cette étude n'a pour intérêt que de donner un aperçu du rendement du système de récupération d'énergie de la houle en conditions réelles.

Le rendement du système à Monaco est donc calculé pour chaque période pic des tableaux V.7 et V.8 en considérant que la mécanique de la plaque s'adapte à la période pic de la houle choisie.

#### V.4.2.7 Mise à l'échelle de la puissance énergétique et de la fonction de transfert

Il est également indispensable de faire une analyse dimensionnel du système pour calculer les facteurs d'échelle associés à la puissance énergétique et à la fonction de transfert  $f(\omega)$ .

##### Puissance énergétique

On sait que :

$$Puissance = Force \times Vitesse$$

Sachant que :

$$\begin{cases} Force = M \times L \times T^{-2} \\ Vitesse = L \times T^{-1} \end{cases}$$

Où  $M$  représente une masse,  $L$  une longueur et  $T$  un temps.

On en déduit :

$$Puissance = M \times L \times T^{-2} \times L \times T^{-1} = M \times L^2 \times T^{-3}$$

En terme d'échelle, cela conduit à :

$$Puissance = e^3 \times e^2 \times \sqrt{e^{-3}} = e^5 \times e^{-3/2} = e^{7/2}$$

La puissance énergétique est multipliée par l'échelle à la puissance  $^{7/2}$ . Ainsi, quand on passe de la houle expérimentale de  $T_p=1s$  à une houle réelle de  $T_p=5.6s$ , la puissance énergétique est multipliée par  $e^{7/2}$  soit  $31.36^{7/2} = 172\,709$

##### Fonction de transfert

La fonction de transfert  $f(\omega)$ , définie comme le rapport entre une variable proportionnelle à l'effort de frottement sur le dash-pot et la pression en houle régulière, va également subir les lois d'échelle. Dans l'équation (5.54) qui définit la fonction de transfert  $f(\omega)$ , la constante  $K$  équivaut à la racine du coefficient d'amortissement  $B_a$ .

La force d'amortissement  $F(t)$  de l'équation (5.45) peut être écrite sous la forme :

$$F = B_a \times V = e^3$$

Comme :

$$V = \sqrt{e}$$

Il vient :

$$B_a = e^2 \sqrt{e}$$

Ainsi :

$$K = e^{5/4}$$

Et donc :

$$f(\omega) = \frac{KV}{P} = \frac{e^{7/4}}{e} = e^{3/4}$$

La fonction de transfert doit être multipliée par l'échelle à la puissance  $^{3/4}$ .

#### V.4.2.8 Puissance théorique récupérable par le système

On a déterminé pour les différentes périodes de houle à Monaco (cf. tableaux V.7 et V.8), les facteurs d'échelle correspondant. A partir de ces facteurs d'échelle, on a ensuite calculé les hauteurs significatives incidentes, les dimensions de la plaque et la profondeur d'immersion du système, permettant d'obtenir le même rendement que celui calculé pour la houle irrégulière à partir des résultats expérimentaux en houle régulière (avec la courbe majorante), à savoir 18.9%.

L'objectif est d'abord de conforter le calcul des échelles de la puissance et de la fonction de transfert ainsi que les équations établies, en retrouvant bien une valeur de rendement identique pour ces houles.

Les puissances incidentes théoriques ont été calculées (en Watt) grâce à l'équation (5.58), pour laquelle le paramètre  $l_c$  est remplacé par la longueur  $L_p$  de la plaque le long de la digue. Le calcul suppose intrinsèquement que la largeur  $l_p$  de la plaque respecte également la mise à l'échelle, même si la largeur du talus ne permet pas d'installer une plaque de plus de 7m de large.

Les résultats sont présentés dans le tableau V.12.

A chaque période, on note que les valeurs de puissances incidentes et récupérées calculées, respectent les lois d'échelle. En effet, par exemple pour la période  $T_p=4.3$ , on trouve une puissance incidente de 215 184 W soit un rapport d'environ 27 000 par rapport à la puissance incidente de 7.9 W, à la période expérimentale  $T_p=1s$ . Le résultat est le même pour la puissance recueillie :  $40\,785/1.49 \cong 27\,000$ .

Le calcul de la mise à l'échelle de la puissance énergétique effectué en V.4.2.7 indique bien que le rapport des puissances est égal à  $e^{7/2}$  soit, dans le cas de la houle de période  $T_p=4.3s$  :  $18.49^{7/2} = 27\,000$ .

Le tableau V.12 nous indique par ailleurs qu'il est possible de retrouver le même rendement que lors de l'expérimentation en canal, c'est-à-dire 18.9%. Cependant, les houles respectant les facteurs d'échelles par rapport à la houle de l'expérimentation sont rarissimes voir irréalistes. En effet, ces houles sont extrêmement cambrées et les valeurs de hauteurs significatives sont très grandes. On trouve par exemple des valeurs telles que  $H_s=3.14m$  pour  $T_p=5.6s$  ou encore  $H_s=16.9m$  pour  $T_p=13s$ . Les houles réelles possédant des hauteurs significatives plus faibles à la même période, produiront des pressions moins importantes. Le calcul effectué avec des houles réelles aura ainsi tendance à fortement baisser le rendement par rapport aux résultats expérimentaux.

Par contre, les facteurs d'échelles indiquent que les rendements de 18.9% sont obtenus pour des profondeurs très grandes. L'implantation du système à une profondeur de 15m, inférieure à ces valeurs, aura donc tendance à augmenter le rendement.

V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

Période pic (s)	Echelle	Hs expérimentale mise à l'échelle (m)	Longueur de la plaque mises à l'échelle (m)	Largeur de la plaque mise à l'échelle (m)	Puissance incidente (W) calculée avec l'équation (5.58)	Puissance récupérée (W)	Rendement %	Hauteur d'eau nécessaire pour avoir un rendement de 18.9% (m)
1	1	0.10	1.8	1	7.9	1.49	18.9	1.30
4.3	18.49	1.85	33.3	18	215 184	40 785	18.9	24.04
5.6	31.36	3.14	56.4	31	1 369 260	259 917	18.9	40.77
6.8	46.24	4.62	83.2	46	5 307 280	1 003 181	18.9	60.11
8.1	65.61	6.56	118.1	66	18 085 200	3 423 350	18.9	85.29
9.3	86.49	8.65	155.7	86	47 592 900	9 013 690	18.9	112.44
10.6	112.36	11.24	202.2	112	118 990 000	22 544 660	18.9	146.07
11.8	139.24	13.92	250.6	139	251 760 000	47 642 700	18.9	181.01
13	169	16.90	304.2	169	496 209 000	93 956 000	18.9	219.70

TAB V.12 – Puissance théorique récupérable pour différentes houles respectant les lois d'échelle des conditions expérimentales, et profondeur d'eau nécessaire pour obtenir le même rendement

#### V.4.2.9 Influence de la profondeur

Il est intéressant de calculer les rendements du système pour ces mêmes houles (même si elles sont totalement irréalistes) à une profondeur d'immersion de 15m.

Les résultats sont illustrés par le tableau V.13

Période pic (s)	Hs expérimentale mis à l'échelle (m)	Puissance incidente du modèle (W)	Puissance récupérée (W)	Rendement %
4.3	1.85	215 184	56 462	26.2
5.6	3.14	1 369 260	491 966	35.9
6.8	4.62	5 307 280	2 329 050	43.9
8.1	6.56	18 085 200	9 847 730	54.5
9.3	8.65	47 592 900	29 536 300	62.1
10.6	11.24	118 990 000	87 963 100	73.9

TAB V.13 – Rendements calculés pour différentes houles respectant les lois d'échelle des conditions expérimentales, d'un récupérateur implanté à 15m de profondeur

Le tableau V.13 montre qu'à 15m de profondeur, les rendements sont plus élevés et que plus les périodes et les hauteurs significatives augmentent, et plus le rendement devient important. On passe ainsi d'un rendement de 18.9% à 24m de profondeur pour la houle de  $T_p=4.3s$ , à un rendement de 26.2% à une profondeur de 15m. De même, on passe à une valeur de rendement de 73.9% pour la houle de  $T_p=10.6s$ .

Les périodes de houle plus grandes que  $T_p=10.6s$  n'ont pas été représentées dans le tableau V.13 puisque les hauteurs significatives indiquent qu'elles déferlent à une profondeur de 15m.

Contrairement à la houle régulière, la profondeur joue un rôle sur les pressions de Longuet-Higgins en houle irrégulière. C'est pourquoi il est intéressant d'observer l'influence de la profondeur d'immersion du système sur le rendement. C'est ce qu'illustre la figure V.38 pour une période  $T_p=4.3s$  et une hauteur  $H_s=1.85m$ :

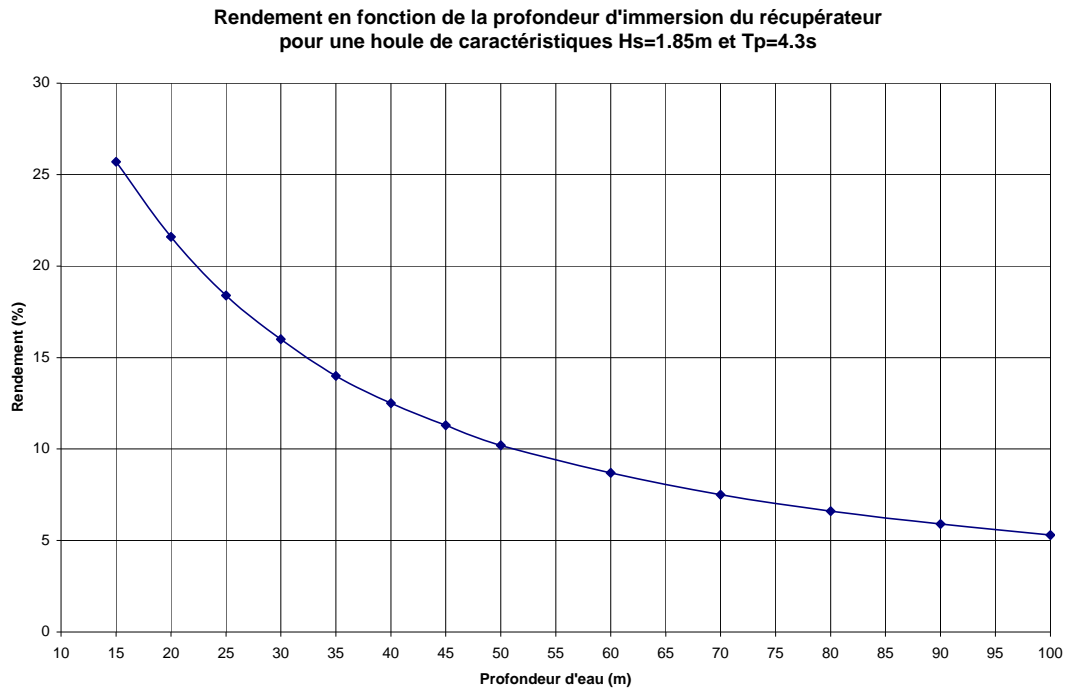


FIG V.38 – Evolution du rendement en fonction de la profondeur d'immersion du récupérateur d'énergie de la houle pour une houle incidente de  $H_s=1.85\text{m}$  et  $T_p=4.3\text{s}$

On constate sur la courbe de la Fig. V.38 que le rendement diminue avec la profondeur. Le calcul ne commence ici qu'à partir de 15m (profondeur d'installation prévue) car elle correspond pour les caractéristiques de la houle choisie, à la limite de l'hypothèse profondeur infinie ( $h=\lambda/2$ ).

Alors que les 18.9% de rendement (valeur expérimentale) sont atteints pour une profondeur de  $h=24\text{m}$  (cf Tab V.12), le rendement tombe à 10% pour une profondeur de  $h=50\text{m}$ . Cette chute de rendement avec la profondeur est relativement douce et paraît beaucoup moins rédhibitoire que l'angle d'incidence de la houle par apport au mur réfléchissant.

Par ailleurs, le calcul du rendement ne tient pas compte des pressions de 1<sup>er</sup> ordre. On peut donc penser qu'une profondeur de  $h=15\text{m}$  est un bon compromis pour avoir un aperçu de la production énergétique du système implanté à Monaco sans engendrer trop d'erreurs par rapport aux hypothèses.

Même si on ne respecte pas la condition de profondeur infinie pour la majorité des houles (celles supérieures à  $T_p=4.3\text{s}$ ), cette profondeur évite le déferlement (pour les houles réelles présentes sur le site), et se situe suffisamment proche de la surface pour récupérer encore une partie de l'énergie des houles incidentes.

On présente ci-après l'estimation de la production énergétique du système à Monaco en prenant en compte les différentes hypothèses et calculs précédents. Cette partie relativement d'aspect plus ingénierie que fondamentalement théorique, n'est réalisée que pour finaliser le raisonnement.

### **V.4.3 Estimation de la production énergétique du système à Monaco**

#### **V.4.3.1 Analyse des houles du site**

L'analyse des houles du large ainsi que les plans de vagues réalisés avec SWAN montrent que les houles atteignant la digue de Fontvieille (secteur situé entre 70°N et 255°N) représentent 82% des houles totales du large, soit 300 jours par an en considérant qu'il y a de la houle tous les jours.

En ne considérant que les houles supérieures à  $H_s=50\text{cm}$  au large, le pourcentage des houles arrivant sur la digue de Fontvieille tombe à 47%, soit 171 jours par an. De même, le pourcentage est de 15% pour les houles supérieures à  $H_s=1\text{m}$ , ce qui représente 56 jours par an.

La houle au large la plus fréquemment rencontrée au cours de l'année est une houle de direction N210°  $H_s=0.25\text{m}$  et  $T_p=4.3\text{s}$  (environ 32 jours par an). Malheureusement en arrivant devant la digue de Fontvieille au niveau du récupérateur, celle-ci n'est que de  $H_s=0.22\text{m}$  avec un angle d'incidence de 56°, et induit des pressions significatives négligeables.

Les houles induisant les pressions significatives les plus importantes sont les houles de Sud-Sud-Est arrivant avec le moins d'angle sur la digue (150° au large). Malheureusement leur occurrence est très faible au cours de l'année. Par exemple les houles de hauteurs  $H_s=3.25\text{m}$ , de direction N150° ne se rencontrent statistiquement que moins d'1 heure par an.

On peut dès lors envisager que le site de Monaco, ou tout du moins la digue de Fontvieille, ne soit pas idéalement orientée par rapport au climat de houle de la région et donc que l'angle d'incidence sera préjudiciable sur le rendement du système.

#### **V.4.3.2 Production énergétique du système**

L'estimation de la production énergétique du système a été réalisée dans un premier temps (Tab.V.14) en supposant que le plateau était réglé (tel qu'il est à l'heure actuelle) à une période pic fixe de houle, en fréquence d'oscillation et en dimension (de la plaque oscillante). Cela suppose que les dimensions de la plaque sont adaptées à la période choisie en respectant les lois d'échelles.

La démarche consiste à calculer la puissance incidente et la puissance récupérée pour chaque houle des tableaux V.6, V.7 et V.8 (selon la courbe majorante des pressions significatives calculées) et de multiplier ces résultats par la durée statistique annuelle de ces houles (en heures).

Ce calcul a été réalisé pour les houles dont l'angle d'incidence n'excède pas 50°, puisque le la figure V.33 montre que le rendement est insignifiant au-delà.

La puissance calculée en Watt pour une période de houle, multipliée par le nombre d'heures d'occurrence de cette houle sur une année, nous donne l'énergie correspondante en Watt heure.

On présente ci-dessous l'énergie susceptible d'être produite par an par le récupérateur pour les différentes périodes pics des houles incidentes sur Monaco :

## V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

Période pic (s)	Nombre d'heures de houle par an à cette période	Energie incidente sur un an (W/h)	Energie récupérée sur un an (W/h)	Rendement %
4.3	4 022	35 641 307	162 839	0.46
5.6	2 043	116 137 740	721 644	0.62
6.8	798	171 910 013	1 825 000	1.06
8.1	259	139 622 373	2 217 844	1.59
9.3	60	72 122 803	1 363 010	1.89
10.6	6	12 773 865	220 839	1.73
11.8	0.14	43 529	27	0.061
13	0.28	114 996	63	0.055
<b>Total</b>	<b>7188 h</b>	<b>548 366 626 Wh</b>	<b>6 511 266 Wh</b>	<b>1.19 %</b>

TAB V.14 – Production énergétique du récupérateur d'énergie sur un an par période de houle

Les 7188 heures correspondent aux 300 jours de houle que l'on trouve à Monaco sur une année. On voit sur le tableau V.14 que les houles rencontrées le plus souvent sur Monaco sont les houles de périodes  $T_p=4.3s$ , viennent ensuite les houles de  $T_p=5.6s$  et ainsi de suite jusqu'aux houles de  $T_p=13s$  dans l'ordre décroissant d'occurrence (seule la houle de  $T_p=13s$  est un peu plus fréquente que la houle de  $T_p=11.8s$ ).

Le tableau indique que les houles possédant les meilleurs rendements sont les houles de  $T_p=9.3s$  avec une valeur de 1.89%. Par ailleurs, les houles fournissant le plus d'énergie sont les houles de  $T_p=8.1s$ .

L'énergie incidente totale, calculée sur la surface du plateau variant avec la période, s'élève à 548 MWh tandis que l'énergie récupérée est de 6.5 MWh, soit un rendement de 1.19%. Ce qui est relativement négligeable.

Il est à noter que le calcul de production énergétique a aussi été réalisé à partir des valeurs de rendement trouvées pour les essais expérimentaux. Pour cela, la houle a été considérée frontale par rapport à la digue et les angles d'incidence ont été pris en compte en apportant une correction sur les densités spectrales de pressions suivant la méthode de la partie V.4.2.4. Les valeurs trouvées sont du même ordre de grandeur que celles du tableau V.14.

On considérant maintenant un plateau de taille fixe, qui aurait les dimensions suivantes :  $L_p = 100m$  et  $l_p = 7m$ , installé au pied de la digue de Fontvieille. Sachant que, selon le système masse ressort établi, l'énergie récupérée est proportionnel à la surface, on obtient la production énergétique par période, pour une taille de plateau fixe, illustré par le tableau V.15.



V. Extraction de l'énergie des vagues par l'action des forces de pressions de Longuet-Higgins

Période pic (s)	Echelle	Longueur de la plaque (m)	Largeur de la plaque (m)	Surface de la plaque (m <sup>2</sup> )	Energie incidente sur un an (W/h)	Energie récupérée sur un an (W/h)	Surface de la plaque à Monaco (m <sup>2</sup> )	Rapport de surface	Energie incidente sur la plaque de 100m x 7m (W/h)	Energie récupérée sur la plaque de 100m x 7m (W/h)
4.3	18.49	33.3	18.5	615.4	35 641 307	162 839	700	0.9	40 542 015	185 230
5.6	31.36	56.4	31.4	1770.2	116 137 740	721 644	700	2.5	45 924 750	285 362
6.8	46.24	83.2	46.2	3848.6	171 910 013	1 825 000	700	5.5	31 267 349	331 935
8.1	65.61	118.1	65.6	7748.4	139 622 373	2 217 844	700	11.1	12 613 641	200 362
9.3	86.49	155.7	86.5	13464.9	72 122 803	1 363 010	700	19.2	3 749 439	70 859
10.6	112.36	202.2	112.4	22724.6	12 773 865	220 839	700	32.5	393 482	6 803
11.8	139.24	250.6	139.2	34898.0	43 529	27	700	49.9	873	0.5
13	169	304.2	169.0	51409.8	114 996	63	700	73.4	1 566	0.9
<b>Total</b>					<b>548 366 626 Wh</b>	<b>6 511 266 Wh</b>			<b>134 493 115 Wh</b>	<b>1 080 552 Wh</b>

TAB V.15 – Production énergétique d'un récupérateur de dimensions 100m par 7m, installé au pied de la digue de Fontvieille

On constate sur le tableau V.15 que l'énergie totale incidente sur une plaque de dimensions fixes de 100m par 7m s'élève à 134 MWh. Si le plateau du récupérateur d'énergie se réglait à la période de la houle incidente, la production énergétique possible du système, dans un état actuel pour les dimensions décrites, s'élèverait à 1 MWh, soit un rendement de 0.80%.

Le tableau indique également que si le système ne s'adaptait pas à la période de la houle incidente, celui-ci devrait être réglé par rapport à la période de la houle de  $T_p=6.8s$  car avec 331 935 Wh, c'est elle qui fournit le plus d'énergie.

#### **V.4.4 Discussions autour des résultats**

Les valeurs de production énergétique sont assez faibles quelle que soit la période choisie. Il semble que l'angle d'incidence de la houle joue un rôle prépondérant dans le rendement, car les valeurs chutent brutalement dès que la houle n'arrive pas de face par rapport au mur réfléchissant (Fig V.32 et V.33).

Le rendement calculé entre l'énergie incidente et l'énergie récupérée sur un plateau de dimension fixe n'est que de 0.80%, ce qui est trop peu pour une région où les jours de fortes houles sont assez rares.

Toutefois, on constate que l'énergie incidente des houles sur un an devant la digue de Fontvieille, est de 134 MWh. Ce qui n'est pas négligeable.

Si les améliorations du système pouvaient permettre de récupérer 20% de cette énergie incidente (comme lors des essais expérimentaux), le système produirait alors une trentaine de MWh, ce qui représente la consommation d'une dizaine de foyers pendant un an.

#### **V.4.5 Conclusions sur l'application du récupérateur d'énergie de la houle dans son état actuel à Monaco**

Il semble que les valeurs d'estimation de production énergétique du récupérateur d'énergie installé à Monaco soient relativement faibles.

En effet, la production énergétique annuelle suivant les hypothèses émises n'est que 1 080 kWh/an pour un système se réglant à la période pic de la houle incidente (ce qui n'est pas le cas à l'heure actuelle).

Il paraît évident que pour être implanté, le système de récupération de la houle doit subir de nombreuses modifications. :

- D'une part l'efficacité du rendement en houle irrégulière doit être améliorée et s'élargir autour de la période pic.
- D'autre part la fréquence d'oscillation doit pouvoir se régler le mieux possible à la houle incidente.

Du point de vue technologique, cette opération ne semble pas poser d'énormes difficultés : Il suffirait de doter le plateau résonnant d'un système de ballastage à l'eau de mer, piloté par un groupe de pompes. Ce qui permettrait d'ajuster la masse du plateau, et donc sa période

propre aux états de mer incidents, pour peu que le système soit asservi par une commande reliée à une bouée de mesure de la houle.

Malgré tout, les nombreuses hypothèses émises dans cette étude ainsi que les incertitudes théoriques et expérimentales sur le rendement du système en houle irrégulière, permettent d'émettre des réserves quant aux résultats obtenus. C'est pourquoi l'installation de capteurs de pression au pied de la digue de Fontvieille sur une durée de un an, pour relever les pressions dues aux effets de Longuet-Higgins, pourrait permettre de conforter les calculs. On pourrait ainsi avoir une idée de la marge d'erreurs des calculs théoriques notamment concernant les effets d'angle d'incidence de la houle et de la profondeur.

La mise en place d'une bouée Datawell directionnelle au large de la digue de Fontvieille pourrait aussi permettre de connaître les conditions de houles incidentes et donc de confirmer la relation entre la houle incidente et les pressions rencontrées au pied de l'ouvrage.

Néanmoins cette étude paraît mettre en évidence le rôle prépondérant de l'angle d'incidence de la houle par rapport au mur réfléchissant et son influence sur les pressions dues aux effets de Longuet-Higgins. Un site dont la digue réfléchissante serait orientée dans la direction moyenne de la provenance des houles les plus fréquentes, serait sans doute plus approprié.



## Chapitre VI

# Etude de solutions du type « récif artificiel immergé » en géotextile: applications en ingénierie

La prise en compte de l'ensemble des processus qui participent à la modification de la houle lors de sa propagation permet, outre la connaissance des caractéristiques de la houle au niveau de la côte, de mettre en place des ouvrages, les dimensionner, étudier leur effet sur la houle incidente et par conséquent leur impact sur le littoral.

Certains ouvrages récents, comme les récifs artificiels immergés, permettent de réduire de manière significative la houle en la faisant déferler. En partie inspirés des récifs naturels, ils tentent de recréer un fond artificiellement tout en limitant les impacts environnementaux. Leur application est double puisqu'en réduisant la taille des vagues, ils peuvent protéger directement une zone sensible (ports, promenades, habitations...) particulièrement sujette à l'action des vagues, et peuvent en même temps contribuer à lutter contre l'érosion côtière.

Ce chapitre présente les recherches effectuées sur les structures artificielles immergées en géotextiles dans le cadre de deux applications en ingénierie dont le bureau d'étude ACRI<sub>IN</sub> avait la charge: celle de la protection de la digue du Port de Bormes-les-Mimosas contre les franchissements, et celle de la protection de la plage de l'Aéroport de Nice Côte d'Azur contre l'érosion.

La première étude se concentre sur les coefficients de transmission de la houle à l'arrière d'ouvrages en géotextiles en fonction de leur dimensionnement, calculés théoriquement et comparés aux valeurs expérimentales récoltées à la suite d'essais menés en canal à houle. La deuxième étude se focalise sur l'action de la houle sur les sédiments, dans un souci de lutte contre l'érosion côtière.

La modélisation morpho-dynamique dans son ensemble n'est pas abordée ici, même si un modèle 3D (ROMS) a été mis en place pendant la thèse. Il s'agit plutôt d'un compte rendu sur le dimensionnement de ces structures artificielles immergées en géotextiles, dont les caractéristiques principales sont, d'un point de vue ingénierie, leur facilité de mise en œuvre et la souplesse de leur design, et d'un point de vue environnemental, leur faible impact sur le transit sédimentaire et leur capacité à fixer la faune et la flore marine.

## **Introduction bibliographique sur les récifs immergés**

Les structures côtières situées au niveau de la zone de surf, ou plus au large, sont depuis quelques années étudiées pour limiter l'érosion des plages. Les digues à talus construites en matériaux alternatifs tel que le béton préfabriqué ou plus récemment les géocontainers en géotextiles, constituent les méthodes de construction les plus largement répandues. La fonction première de ces ouvrages est de réduire considérablement la quantité d'énergie des vagues incidentes, et d'engendrer un dépôt de sédiments au niveau du rivage, par modification des courants dans la zone.

En effet, les ouvrages de protection conventionnels comme les digues et les épis en enrochements ou en béton appelés communément « solutions dures », deviennent de plus en plus impopulaires, principalement à cause de leur impact négatif, notamment en termes de stabilité du trait de côte et de considérations esthétiques. A l'inverse, les structures immergées de type « solutions douces » paraissent capables de fournir une protection contre l'érosion côtière sans les impacts néfastes pour l'environnement. La popularité croissante de ces structures immergées est aussi due au fait que leur bathymétrie (forme et design) peut être optimisée afin de permettre d'améliorer les conditions de surf dans la zone.

Il apparaît donc qu'une structure de ce type fournissant à la fois les bénéfices d'une protection de plage et une vague permettant la pratique du surf, sans altérations esthétiques ni environnementales, soit une solution alternative à considérer pour lutter contre l'érosion côtière. Le récent récif artificiel de la Gold Coast est d'ailleurs une parfaite illustration du potentiel de tels designs multifonctionnels (Black and Mead, 2001 ; Jackson et al., 2005).

Pourtant, le recours aux brise-lames émergés pour la protection côtière est très récurrent en Europe et aux Etats-Unis (Dean et Dalrymple, 2001), et encore plus au Japon où Seiji et al. (1987) ont reporté la construction de pas moins de 4000 brise-lames émergés depuis le milieu des années 1980. Hormis en Australie, des structures complètement immergées ont rarement été adoptées pour la protection de plage bien que l'observation dans la nature de récifs naturels, ou de hauts-fonds immergés, montrent qu'ils sont souvent associés à des salients et que leur présence favorise le maintien du trait de côte.

Il existe donc très peu de recul sur la réponse du rivage à l'installation d'une structure artificielle immergée. Les récents travaux expérimentaux et numériques de Ranasinghe et Turner. (2005), et Ranasinghe et al. (2006) ont toutefois permis de mettre en avant les paramètres fondamentaux qui gouvernent l'hydrodynamique et la morphodynamique autour d'une structure côtière immergée. Il apparaît selon leurs conclusions que les caractéristiques et les processus gouvernant la dynamique sédimentaire et l'évolution du trait de côte autour d'une structure artificielle immergée soient fondamentalement différents de ceux d'une structure émergée.

### **Un récif de référence : « Narrowneck artificial surfing reef »**

Un rapport australien, le « Northern Gold Coast Beach Protection Strategy » a proposé il y a une quinzaine d'années un plan à long terme pour maintenir et réhabiliter les plages de Surfers Paradise dans l'état du Queensland, fortement sujette au phénomène d'érosion côtière. Un programme a été lancé car le tourisme balnéaire, plus grande ressource économique du pays, était menacé par la diminution grandissante des plages après chaque tempête.

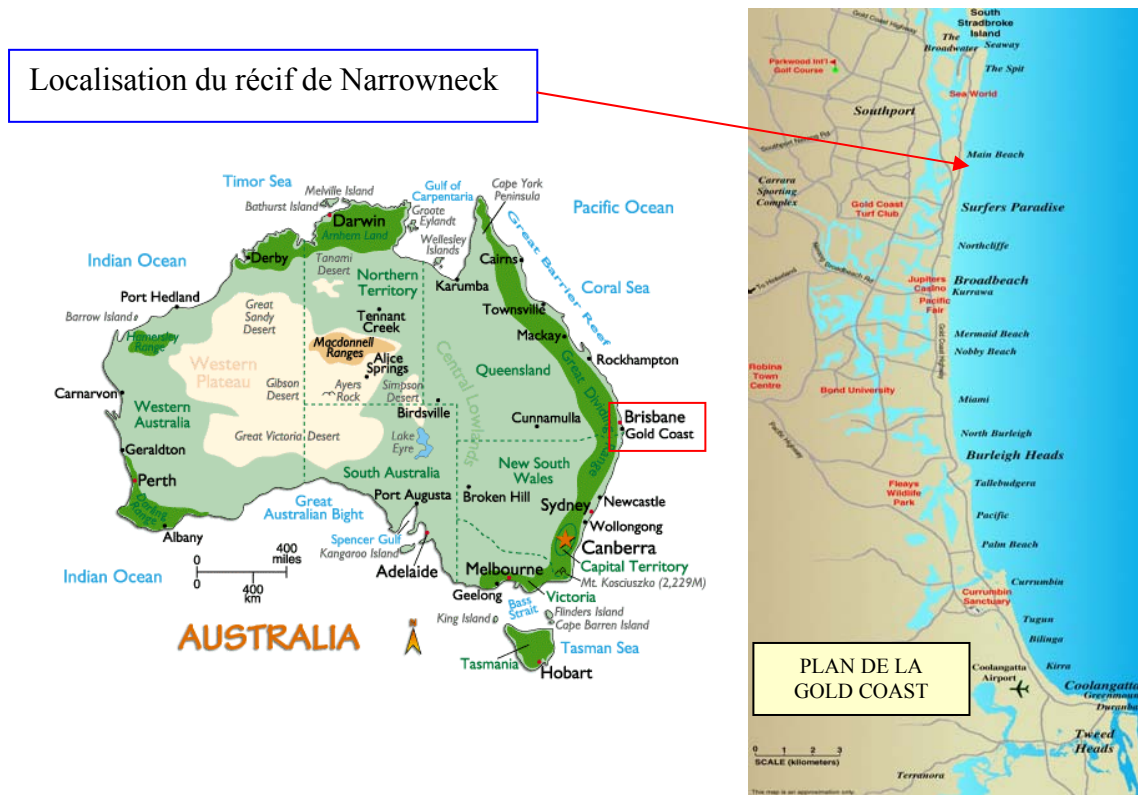


FIG VI.1 – Localisation du récif artificiel immergé

Le projet prévoyait un plan d'aménagement côtier qui avait le double objectif d'accroître la quantité de sable depuis la dune par une extension de 30m à 50m de la largeur de la plage, et la construction d'une structure côtière immergée qui fasse tampon pour éviter que la plage nouvellement créée ne s'érode. Le cahier des charges précisait également que le récif artificiel immergé devait agir comme un point de contrôle pour diminuer la taille des vagues incidentes dans la zone et limiter ainsi l'érosion due aux vagues de tempêtes. Il devait également permettre d'améliorer les conditions de surf en faisant déferler une vague suffisamment longtemps selon des critères définis pour la pratique de ce sport. Enfin, il devait offrir en prime un habitat pour le développement de la faune et de la flore marine.

La construction du récif a commencé en 1999. Et à ce jour 430 géocontainers de 3m à 4.5m de diamètre par 20m de longueur, remplis de sable, pour un poids de 350 tonnes, ont été déposés sur une longueur totale de 400m. Les sacs en géotextiles ont été spécialement étudiés et fabriqués pour s'adapter à la faune et la flore marine locale. Les caractéristiques du récif sont présentées figure VI.2. Parallèlement, un engraissement de la plage à hauteur de 1 170 000 m<sup>3</sup> de sable a été effectué par pompage de gisement de sable disponible au large, au-delà de la profondeur de fermeture. L'engraissement a débuté six mois avant le début de la construction du récif et s'est terminé approximativement en même temps.

Le dimensionnement de ce récif et son impact sur l'évolution du trait de côte ont été réalisés par le Griffith Center for Coastal Management, le laboratoire WRL, et l'université de Waikato en Nouvelle-Zélande grâce à des outils numériques 2D et 3D, et validés par la suite par des tests en cuve à houle. Afin d'optimiser le déferlement de la vague pour la pratique du surf, la théorie basée sur les observations recommandait une berme très proche de la surface de l'eau (approximativement le niveau à marée basse) ainsi qu'une large zone de concentration de la houle avec une pente très faible au niveau du déferlement.

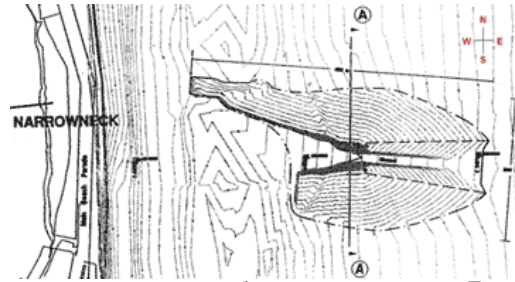
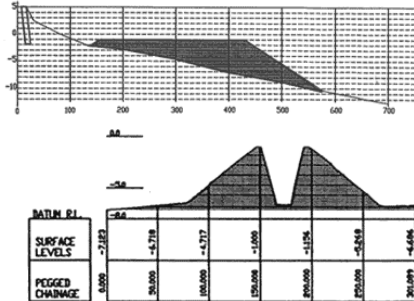
Caractéristiques du récif :

*Dimensions:*

*Longueur maximale: 400m*

*Largeur maximale: 200m*

*Peel angles > 40 degrees*



*Hauteur minimum: 1 m et maximum: 7m*

*Pente de la section principale: 1/2*

*Pente au point de déferlement: 1/18*

*Récif composé de 2 bras séparés par un chenal:*

*Largeur maximale: 50 m*

*Largeur minimale: 20m*

FIG VI.2 – Caractéristiques du récif

Dix années après la fin de la construction du récif, dont une photo aérienne est présentée figure VI.3, de nombreuses données de monitoring (bathymétrie, évolution du trait de côte, image ARGUS...) ont été récoltées et permettent de confirmer l'efficacité du récif dans tous les domaines : maintien du trait de côte, amélioration des conditions de surf, et prolifération de la faune et de la flore marine sur les sacs géotextiles. Afin de se faire une idée plus précise du dispositif, des images détaillées sont présentées en annexe D.



FIG VI.3 – Photo aérienne du récif artificiel immergé de Narrowneck



## VI.1 Projet de récif artificiel pour protéger la digue du Port des franchissements

Le port de Bormes-les-Mimosas a sollicité l'entreprise ACRI<sub>IN</sub> pour étudier la possibilité de réaménager la digue de protection face au large, sous-dimensionnée au vu des nombreux dégâts et franchissements occasionnés lors des tempêtes. Dans le cadre des études réalisées, il a été envisagé la possibilité d'implanter un récif artificiel immergé en géotextile au large pour diminuer la taille des vagues incidentes avant qu'elles n'atteignent la digue. Cette partie présente les études et les travaux de recherches effectués pour répondre à la problématique.



FIG VI.4 – Photo aérienne du Port de Bormes-les-Mimosas

La digue de protection du port de Bormes-les-Mimosas (Fig.VI.4) est régulièrement franchie par les vagues soulevées depuis l'Est lors des tempêtes. Trois événements ont particulièrement marqué la vie du port, en 2001, 2003, et très récemment au lendemain de Noël 2008, où en plus des franchissements de lames d'eau (figure VI.5), des dégâts significatifs ont été relevés sur la carapace de l'ouvrage.

Pour réduire ces franchissements, une solution de confortement à base de blocs ECOPODE® 6m<sup>3</sup> a été adoptée dans la partie Nord de la digue. Celle-ci consiste à raidir la pente actuelle de la carapace de manière à former un bassin de déversement entre le couronnement et le mur abri. Le mur abri doit être rehaussé de 1,5m (+5,5m NGF), tandis que l'arase de la carapace, déjà surélevée en partie Nord, reste au même niveau (+5,80m NGF). Cette modification est faite sans toucher au pied de l'ouvrage où se trouvent les posidonies.

Par contre, dans la partie Sud de la digue où l'on n'observe pas d'herbiers protégés, mais où la rehausse du mur abri ne peut être réalisée en raison de l'impact visuel sur les habitations, une solution de berme sous-marine de 20m en enrochement a été retenue, en plus d'un renforcement de la digue par des ECOPODES® de 4m<sup>3</sup>. Néanmoins, en raison de l'extension de la limite de concession du Port que représente un tel ouvrage et sous réserve d'acceptation

de la solution par la DDE maritime, le Yatch Club propriétaire du Port, a demandé au bureau d'étude ACRI<sub>IN</sub> d'étudier la possibilité d'une solution alternative.



FIG VI.5 – Photo de franchissement au-dessus de la digue du port de Bormes-les-Mimosas

C'est pourquoi une solution plus douce et innovante a été proposée. Elle consiste en l'installation d'un récif artificiel immergé, de préférence en matériaux géotextiles (dans un souci de préservation du milieu naturel) situé au large. Cette implantation n'est théoriquement rendue possible que par l'absence d'herbiers dans la zone, et sous condition de validation d'un permis de construire au large. Le brise-lame pourrait être placé en face de la zone d'habitations en considérant plusieurs cas de figure au niveau de la digue :

- Aucuns travaux supplémentaires sur la digue, celle-ci resterait dans sa configuration actuelle
- Une solution ECOPODE® 4m<sup>3</sup> arasée à la cote +4.30m NGF, mais sans berme
- Un remaniement de la configuration actuelle par la création d'un bassin de déversement avec les matériaux présents

Dans les trois cas de figures, le récif doit permettre de réduire suffisamment la hauteur significative des vagues incidentes pour éviter les franchissements. Pour ce faire, une analyse détaillée des houles à l'approche de la zone permettant une optimisation des caractéristiques du récif artificiel immergé est réalisée dans un premier temps. Une étude théorique approfondie du dimensionnement du récif et des coefficients de transmissions induits à l'arrière de la structure est ensuite réalisée, et confrontée à des résultats numériques issus du modèle SWAN. Ces résultats sont enfin comparés aux résultats expérimentaux issus d'essais menés au sein du laboratoire hydrodynamique d'ACRI<sub>IN</sub> (dont une présentation est faite dans le chapitre V). Malgré son aspect ingénierie, cette partie traite de recherches sur les coefficients de transmission au travers de structures en géotextiles n'ayant jamais été abordées dans la littérature.

## VI.1.1 Propagation de la houle du large à la côte

### VI.1.1.1 Houles de projet au large

Les houles de projet au large, définies en 2004 pour une précédente étude à partir de données achetées au laboratoire HRW au large du Port de Bormes-les-Mimosas, ont été réévaluées pour tenir compte des tempêtes de 2008. Car l'année 2008 a été le siège de nombreuses tempêtes dont les caractéristiques des houles engendrées rentraient dans la classification des houles de projet, notamment celle du 26 décembre. Les houles d'occurrence cinquantennale et centennale ont ainsi été revues légèrement à la hausse, comme le montre le tableau VI.1.

Houles de projet (avant 2008) Provenance N60-90°			Houles de projet (après 2008) Provenance N60-90°		
Période de retour	Hauteur significative	Période pic	Période de retour	Hauteur significative	Période pic
1 an	3.3m	8s	1 an	3.3m	8s
10 ans	4.8m	9s	10 ans	4.8m	9s
50 ans	5.7m	11s	Tempête du 26/12/2008	5.7m	11s
100 ans	6.1m	12s	50 ans	6.2m	11s
			100 ans	6.8m	12s

TAB VI.1 – Comparaison des houles de projet déterminées au large du Port de Bormes-les-Mimosas avant 2008 (à gauche) et après 2008 (à droite)

Le tableau VI.1 de droite présente la tempête du 26 décembre 2008 pour laquelle les caractéristiques ( $H_s=5.7\text{m}$  et  $T_p=11\text{s}$ ) la classent entre une tempête décennale et cinquantennale au niveau de la hauteur significative, et cinquantennale pour la période pic.

Les caractéristiques de la tempête du 26 décembre ont été tirées directement des données brutes provenant de la bouée du CETMEF située au large de l'île de Porquerolles. Ces caractéristiques correspondent à la plus grande hauteur significative, ainsi qu'à la plus grande période pic enregistrée pendant l'épisode de tempête. Or l'analyse de la carte de prévisions du modèle PREVIMER (Lecornu et De Roeck, 2009), illustrées par la figure VI.6 pour cette date, montre une très bonne corrélation entre les données enregistrées par la bouée du CETMEF et les houles au large de Bormes-les-Mimosas.

La houle de direction N75° très au large a tendance à tourner pour s'orienter au secteur N90° en passant le cap Camarat. Une partie de l'énergie présente au grand large par effet de vent soufflant sur le fetch depuis les côtes, ne se retrouve pas près du littoral, même par grands fonds. Il y a logiquement une diminution des hauteurs à l'approche du cap Camarat par rapport au grand large. Les vagues à la bouée du CETMEF, subissant également l'influence des îles du Levant et de Port-Cros, sont soumises au même phénomène de réduction par rapport au grand large que celui observé au cap Camarat. Il en résulte que la hauteur des vagues au niveau du passage du cap Camarat, en face de Bormes-les-Mimosas, est très proche de celle mesurée par la bouée du CETMEF.

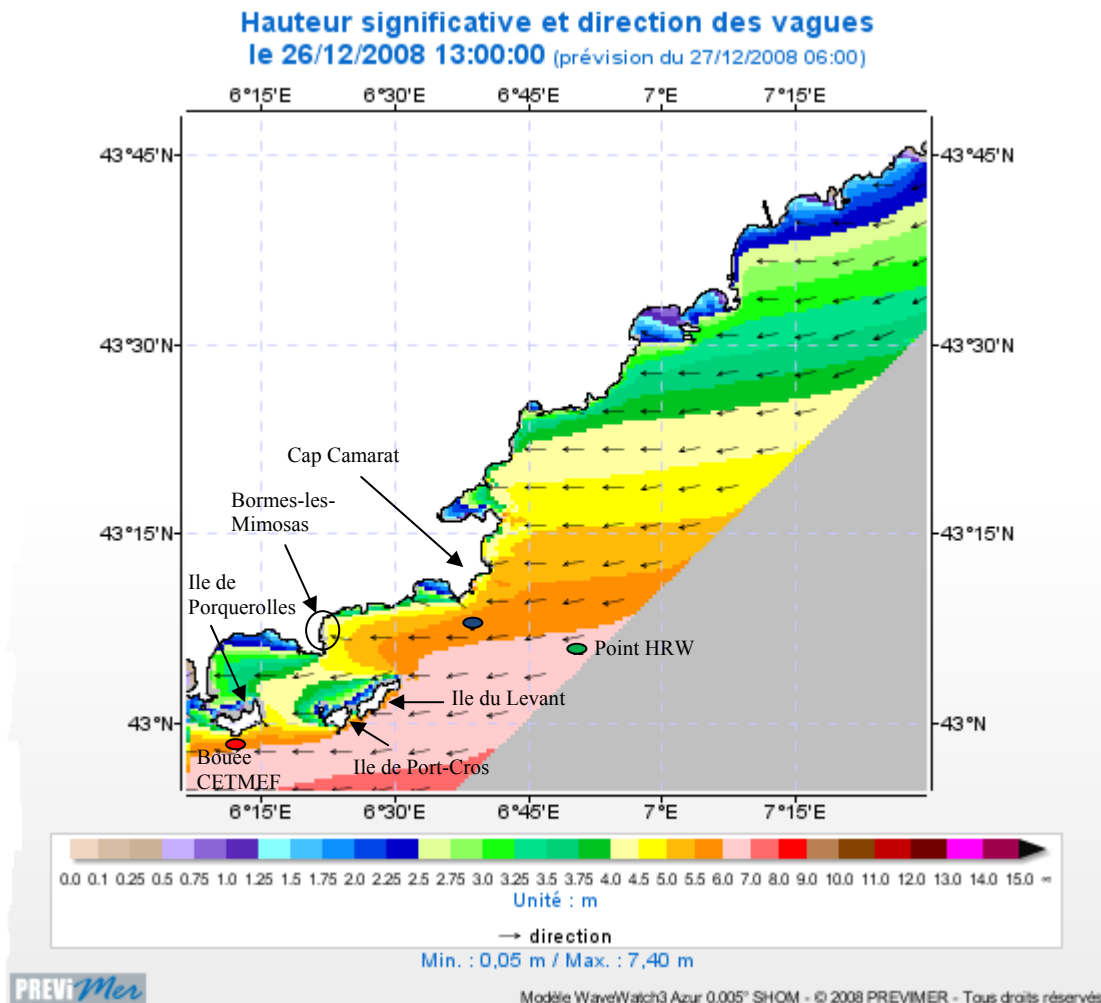


FIG VI.6 – Carte des hauteurs significatives issue des données du modèle PREVIMER sur la côte d’azur le 26 décembre 2008 à 13h, et position des points de mesures

Sur la carte (Fig.VI.6), la hauteur significative le 26 décembre 2008 à 13h était évaluée entre  $H_S = 5.5\text{m}$  et  $H_S = 6.0\text{m}$  au niveau de la bouée du CETMEF (symbolisée par un point noir au large de l’île de Porquerolles) tandis que l’on constate la même gamme de valeurs au niveau de l’entrée du golfe (symbolisé par un point bleu), en face du Port de Bormes-les-Mimosas. Au même moment, la hauteur significative de houle atteignait  $H_S = 7.0$  à  $8.0\text{m}$  au grand large des îles d’Hyères.

Le modèle PREVIMER nous renseigne également sur le spectre et son étalement directionnel, ainsi que sur les données de vents. Toutes ces caractéristiques sont représentées par la figure VI.7 pour la tempête du 26 décembre 2008. Le modèle indique une direction moyenne  $N74^\circ$  au grand large, un étalement directionnel de  $28.6^\circ$ , et une intensité du vent de  $46.8$  nœuds.

On peut reproduire numériquement la propagation de la houle vers le port de Bormes-les-Mimosas en se limitant à un modèle dont la grille commence au niveau du cap Camarat, en imposant la houle en entrée équivalente à celle des mesures de la bouée CETMEF. La distribution de hauteurs de houle sur la carte PREVIMER montre également que la position du point de calcul HRW (point vert), à l’Est des îles d’Hyères, est représentative des houles du large se dirigeant vers Bormes-les-Mimosas, avec une légère surévaluation.

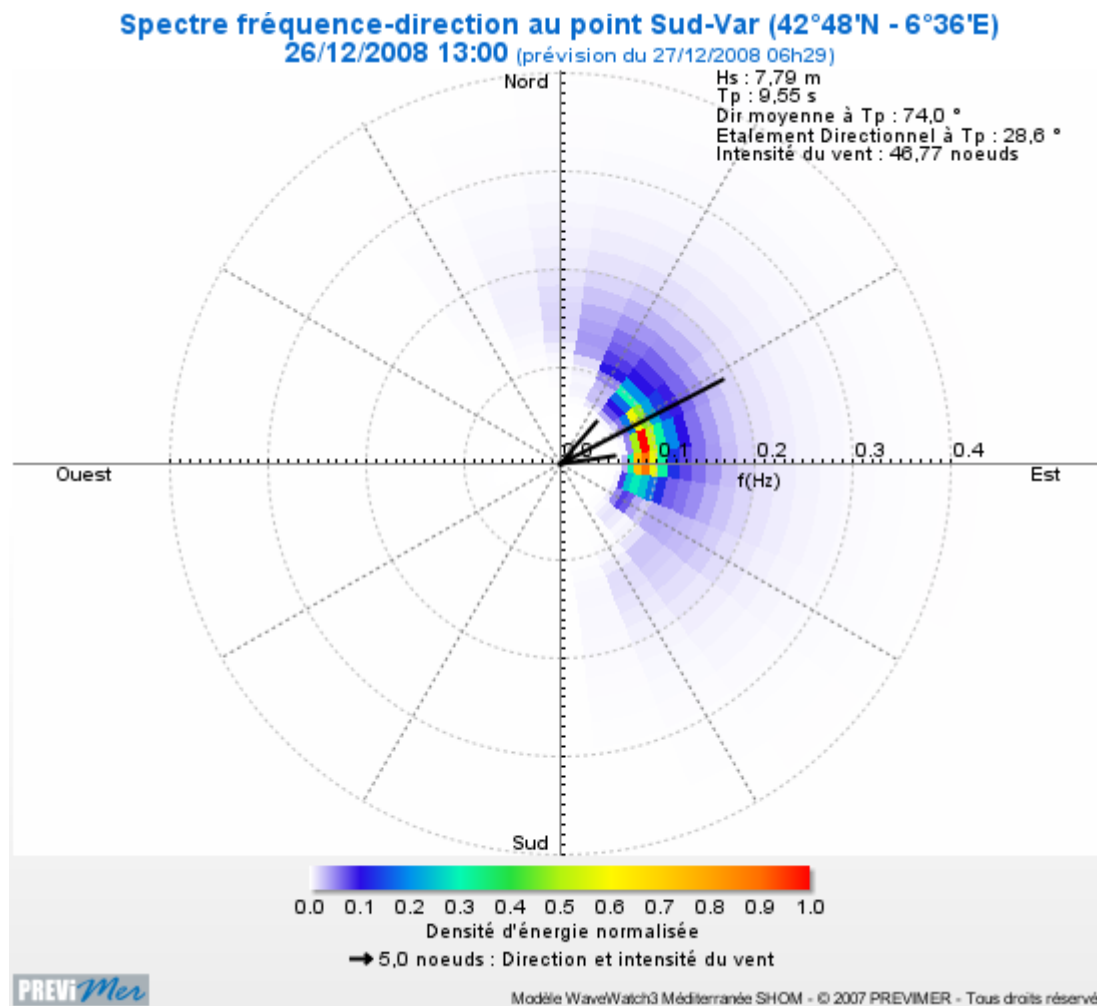


FIG VI.7 – Spectre fréquence-direction des prévisions PREVIMER au niveau du point de calcul à la bouée du CETMEF

### VI.1.1.2 Modèle de propagation

La propagation de la houle a été réalisée avec le modèle SWAN (présenté dans le chapitre IV) plutôt qu'avec le modèle SIMAC-POSEIDON car le but était uniquement de connaître les caractéristiques de la houle à l'approche de la digue de Bormes-les-Mimosas. Le modèle SIMAC-POSEIDON aurait en revanche été utilisé si le modèle de propagation avait dû être couplé à SIMAC-AGITATION dans le cadre d'une étude d'agitation du port, comme ce fut le cas dans la précédente étude de 2004.

Les caractéristiques Hs et Tp des houles de projet sont imposées en entrée du modèle sur la frontière au large, pour toutes les occurrences et pour la direction la plus pénalisante pour le port (N90°), sur un maillage régulier orthogonal. Le modèle consiste en l'emboîtement de 3 domaines de calculs différents dont les tailles de mailles varient de 100m à 20m. Le spectre utilisé est un spectre classique de JONSWAP avec un coefficient d'élancement de 3.3. Bien que plusieurs tests aient été effectués sur l'étalement directionnel dans les simulations, celui qui a été retenu est conforme à la tempête du 26 décembre, soit 14.2° de part et d'autre de la direction principale.

Un exemple de résultats de plan de vagues du modèle emboîté est présenté figure VI.8.

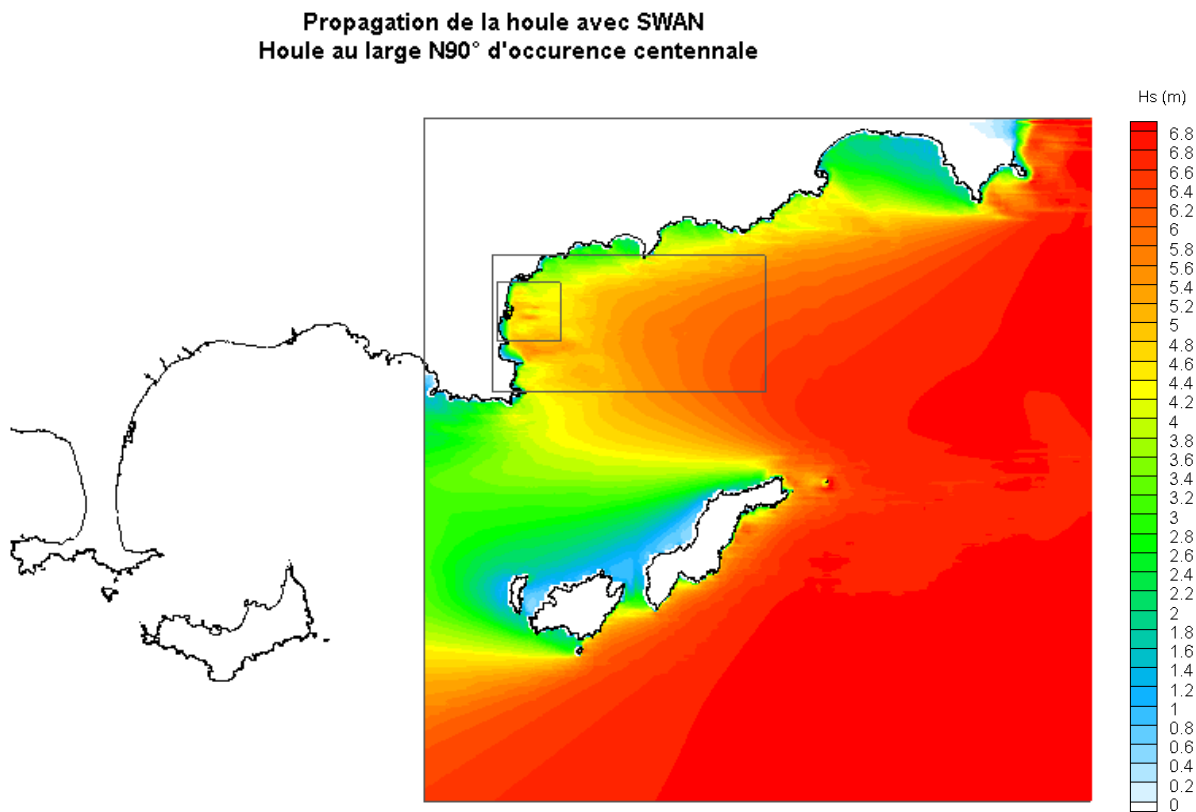


FIG VI.8 – Exemple de plan de vagues réalisé avec SWAN pour la houle centennale de N90°

Le modèle emboîté permet de resserrer le pas d'espace du maillage dans la zone d'intérêt et de réduire considérablement les temps de calcul. Sur la figure VI.8, le grand domaine possède un pas d'espace de 100m, le domaine intermédiaire de 50m et le petit domaine, autour du Port de Bormes-les-Mimosas, de 20m.

On s'intéresse particulièrement aux résultats du petit domaine, pour lequel le pas d'espace est de 20m. L'analyse des houles sur ce domaine permet d'extraire leurs caractéristiques au devant de la digue du port, mais également au large, à l'emplacement du récif artificiel immergé.

### VI.1.1.3 Analyse des résultats

D'après les résultats, on observe une forte concentration de l'énergie des vagues en deux zones, au niveau de la digue au Nord, ainsi qu'au large en face des habitations. Cette observation est valable particulièrement pour les courtes périodes (jusqu'à l'occurrence décennale), les grandes périodes ayant tendance à lisser le phénomène.

Cette accumulation d'énergie est due à la présence de deux hauts-fonds situés au large. Ces hauts-fonds entraînent un phénomène de réfraction qui provoque une concentration de l'énergie de la houle à ces endroits. Le phénomène de diffraction qui s'ensuit tend à dissiper une partie de l'énergie avant que les vagues n'arrivent sur la digue. Néanmoins les valeurs de hauteurs significatives au niveau de la digue se trouvent être plus élevées en face des ces hauts-fonds. L'analyse des profils de hauteurs le long de la digue devrait le confirmer.

La figure VI.9 présente une illustration d'un plan de vagues réalisé avec SWAN sur le petit domaine.

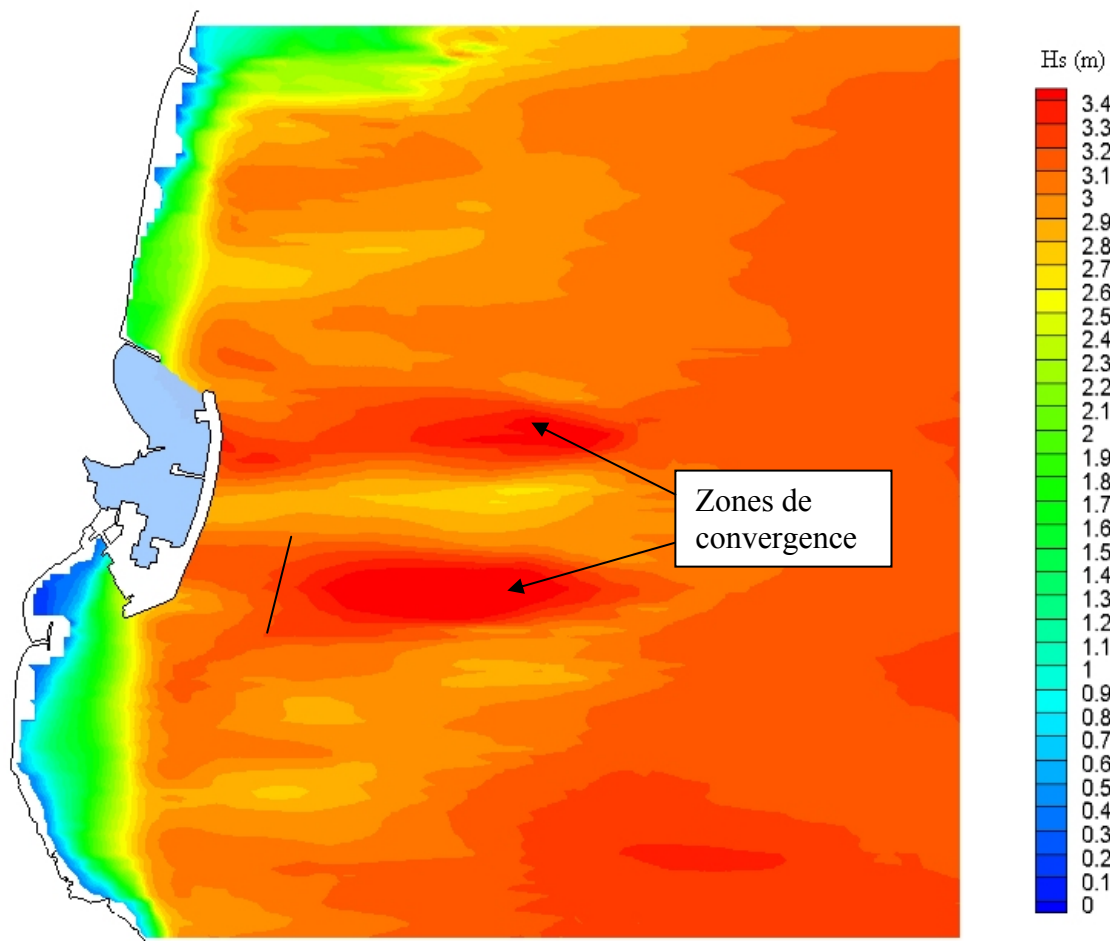


FIG VI.9 – Plan de vagues réalisé avec SWAN sur le petit domaine, pour une houle de direction  $N90^\circ$  d'occurrence annuelle (pour une répartition angulaire très faible)

Sur la figure VI.9, on a représenté en noir, la ligne d'extraction des hauteurs significatives autour de l'emplacement envisagé pour le récif artificiel immergé, dans le but de connaître les caractéristiques des houles à l'approche de la structure immergée pour toutes les houles de projet. En vue du dimensionnement théorique du récif, les profils de hauteurs significatives au niveau de l'emplacement du récif ont été extraits des résultats de SWAN pour la houle annuelle, la houle décennale, la tempête du 26 décembre 2008, la houle cinquantennale et la houle centennale, selon la méthode expliquée en VI.1.4.1, et comparées aux hauteurs significatives extraites au niveau du pied de la digue du Port.

Les résultats, présentés figure VI.10, montrent que les hauteurs significatives au niveau de l'emplacement du récif sont plus élevées qu'au niveau du pied de la digue, et que plus la hauteur significative et la période pic au large est grande et plus les différences sont importantes. Le phénomène de shoaling qui s'opère entre le récif et la digue du port ne compense donc pas les effets de diffraction (et de déferlement).

Cela signifie que le positionnement du récif doit être correctement choisi, car trop près de la digue les masses d'eau n'auraient pas le temps de s'évacuer après le déferlement des vagues,

on aurait alors un phénomène « d'ensachage » préjudiciable, et trop loin de la digue les effets de shoaling auraient tendance à amplifier les vagues transmises à l'arrière du récif.

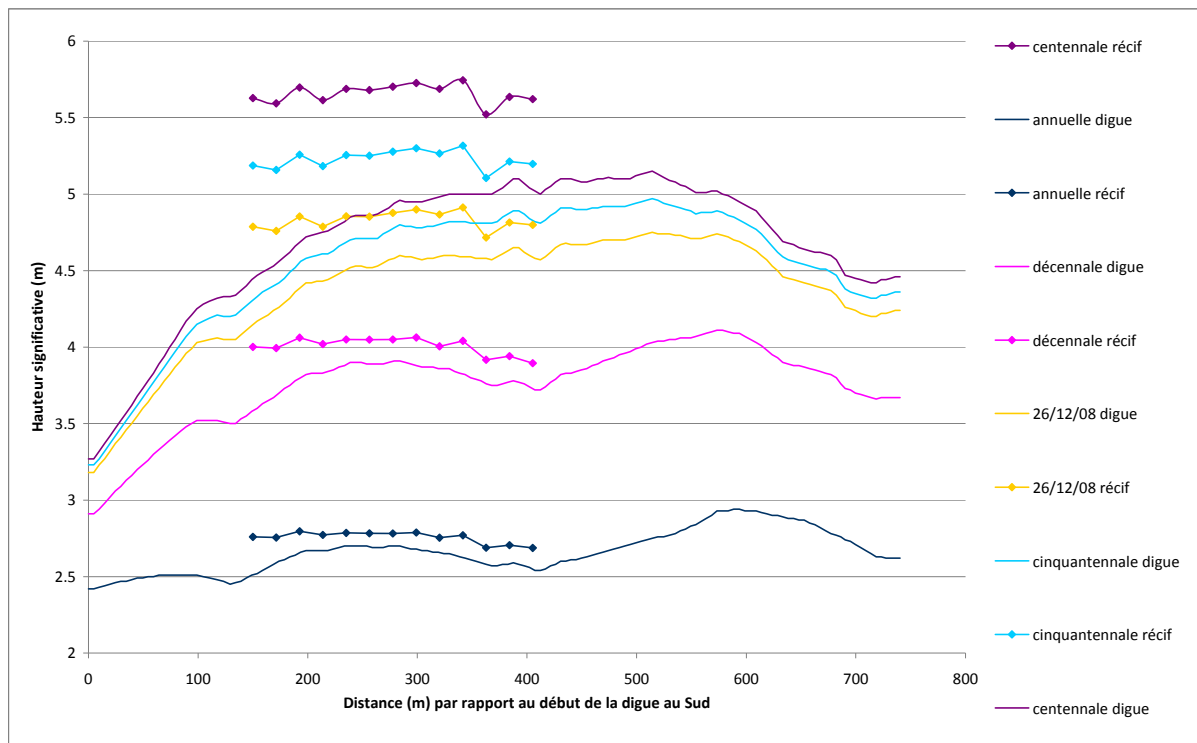


FIG VI.10 – Comparaison des profils de hauteurs significatives au devant de l'emplacement du récif artificiel immergé et au niveau du pied de la digue du Port

D'après le résultat des simulations réalisées avec SWAN, les caractéristiques des houles retenues au niveau de l'emplacement du récif artificiel immergé, nécessaires pour le dimensionnement, sont présentées dans le tableau VI.2.

Houles retenues au devant du récif artificiel pour son dimensionnement		
Période de retour	Hauteur significative	Période pic
1 an	2.8m	8s
10 ans	4.1m	9s
Tempête du 26/12/ 2008	4.9m	11s
50 ans	5.3m	11s
100 ans	5.8m	12s

TAB VI.2 – Caractéristiques des houles retenues au devant du récif artificiel pour le dimensionnement du récif

On considère par ailleurs dans la suite, que les phénomènes de shoaling entre le récif et la digue du port de Bormes-les-Mimosas sont négligeables.



## VI.1.2 Dimensionnement du récif artificiel immergé

### VI.1.2.1 Etat de l'art sur le dimensionnement de structures immergées

L'implantation d'une digue sous-marine, installée au large du port en zone dépourvue d'herbiers, favoriserait le déferlement des fortes vagues, mais aussi la dispersion des masses d'eau déferlantes avant qu'elles n'atteignent la digue. On présente ici la théorie issue de l'état de l'art sur le dimensionnement des brise-lames immergés.

Le coefficient de transmission théorique à travers la structure peut être calculé par les formules classiques d'Angremond, Van der Meer et de Jong (1996), en supposant pour le dimensionnement, que la structure forme un simple trapèze.

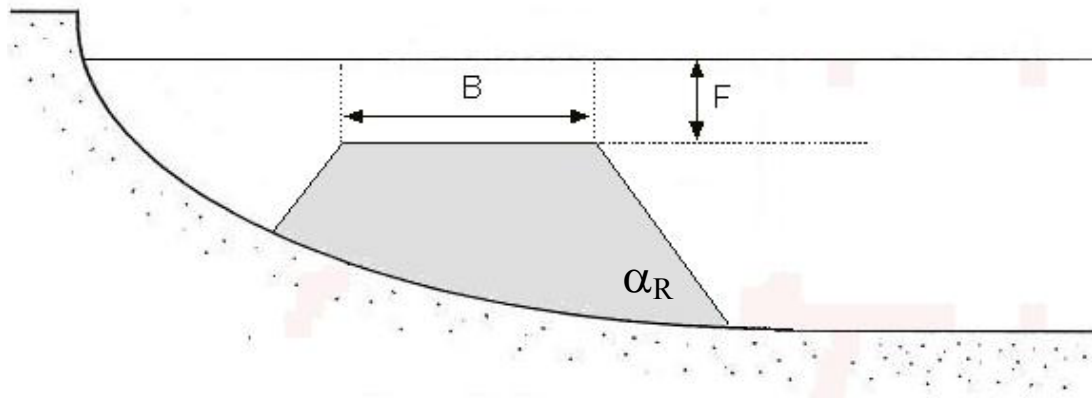


FIG VI.11 – Schéma d'illustration des paramètres utilisés pour le dimensionnement d'une structure immergée

Les formules développées par d'Angremond, Van der Meer et de Jong donnent la relation suivante :

$$K_t = -0.4 \frac{F}{H_s} + C_p \times \left( \frac{B}{H_s} \right)^{-0.31} \times [1 - \exp(-0.5 \xi_B)] \quad (6.1)$$

Où :

$K_t$  est le coefficient de transmission

$F$  est la hauteur d'eau entre la surface et le sommet de la structure

$H_s$  est la hauteur significative incidente

$B$  est la largeur du sommet du récif

$C_p$  est le coefficient de perméabilité ( $C_p = 0.64$  dans le cas d'un ouvrage perméable, et  $C_p = 0.80$  dans le cas d'un ouvrage imperméable)

$\xi_B$  est le nombre d'Iribarren au déferlement tel que :

$$\xi_B = \frac{\tan(\alpha)}{\sqrt{\frac{H_s}{\lambda_0}}} \quad (6.2)$$

Et avec  $\alpha_R$  la pente du talus, et  $\lambda_0$  la longueur d'onde de la houle au large =  $gT^2/2\pi$

On précise que l'équation (6.1) est valable tant que  $\frac{B}{H_s} < 10$  et  $0.075 < K_t < 0.8$

Connaissant le coefficient de transmission  $K_t$ , que l'on veut obtenir à l'arrière de la structure, on peut modifier les paramètres (hauteur d'eau, largeur et pente du talus) pour optimiser le dimensionnement du récif. Par ailleurs, la distance par rapport à la digue de protection du port à laquelle la digue sous-marine doit être implantée, fait appel à des équations relativement complexes et dépend de l'objectif recherché (protection contre l'érosion des plages ou simple réduction de la hauteur significative de la houle) et de la bathymétrie du site. L'étude numérique suivante ainsi que les essais en canal à houle devraient permettre d'optimiser le dimensionnement et l'emplacement du récif.

Dans le cadre de cette partie sur le dimensionnement, on considère que la digue sous-marine doit être implantée à une longueur d'onde au minimum de la houle incidente la plus longue, de la digue du port.

### VI.1.2.2 Dimensionnement théorique du récif

Dans un premier temps, le récif est dimensionné pour éviter les franchissements sur la configuration actuelle de la digue, sans travaux supplémentaires sur celle-ci. Les résultats de la précédente étude et des essais en canal antérieurs avaient permis de mettre en évidence qu'une houle de  $H_s=3.5\text{m}$  et  $T_p=8\text{s}$  au pied de la digue suffisait à entraîner des franchissements significatifs ( $>1.0$  l/s/m). L'étude de propagation de la houle indique que cette houle de  $H_s=3.5\text{m}$  et  $T_p=8\text{s}$  au pied de la digue est légèrement plus grosse en hauteur que la houle annuelle.

Il importe d'estimer les coefficients de transmission pour chaque type de houle, rapport entre hauteur de houle à l'arrière du récif et hauteur de houle incidente. La houle qui traverse le récif doit déferler suffisamment pour que la hauteur significative des vagues, entre le récif et la digue, ne dépasse pas la valeur à partir de laquelle on commence à observer des franchissements. Ce critère est vérifié pour des caractéristiques inférieures à  $H_s=3.5\text{m}$  et  $T_p=8\text{s}$ . Néanmoins, si une houle telle que  $H_s \leq 3.5\text{m}$  et  $T_p=8\text{s}$  ne franchit pas l'ouvrage, ceci n'est pas garanti pour des houles de même hauteur mais plus longues ( $T_p \geq 8\text{s}$ ). On se fixe arbitrairement à titre conservatif une hauteur maximale  $H_s=2.7\text{m}$  à l'arrière l'ouvrage quelle que soit la période pic de la houle incidente. Les coefficients de transmission à ne pas dépasser sont présentés tableau VI.3 pour chaque type de houle.

Calculs des coefficients de transmission nécessaires pour obtenir un $H_s < 2,7\text{m}$			
Période de retour	Hauteur significative incidente à l'approche du récif	Période pic	Coefficient de transmission
1 an	2.8m	8s	96%
10 ans	4.1m	9s	66%
26/12/2008	4.9m	11s	55%
50 ans	5.3m	11s	52%
100 ans	5.8m	12s	46%

TAB VI.3 – Calculs des coefficients de transmission nécessaires pour éviter les franchissements

## VI. Etude de solutions de type « récif artificiel immergé » en géotextile : application en ingénierie

On choisit arbitrairement, pour des raisons de coût, le coefficient de transmission de 55% comme critère de dimensionnement, et éviter ainsi totalement les franchissements par des houles ayant les mêmes caractéristiques que celle qui a frappé le port de Bormes-les-Mimosas le **26 décembre 2008**. En effet, il est rare de considérer des houles de projet supérieures à la cinquantennale pour dimensionner les ouvrages côtiers.

Le dimensionnement du récif permettant d'obtenir un coefficient de transmission de 55% sur la houle du 26 décembre 2008, est effectué pour deux niveaux d'eau différents :

- un dimensionnement **sans surcote** ;
- un dimensionnement pour une **surcote de +0.9m NGF** (soit +1.2m CM).

Le niveau d'eau à +1.4m NGF tenant compte de la montée de 50cm du niveau général des océans à cause du changement climatique n'est pas pris en compte au stade des estimations numériques.

La méthode consiste à considérer un récif implanté à h=12m de profondeur, à une centaine de mètre au large de la digue, pour lequel on fait varier la pente côté large (sa pente côté port est fixée à 2/1), le tirant d'eau, ainsi que sa longueur de berme.

Les divers récifs, dont les dimensions entraînent un coefficient de transmission de 55% pour la houle du 26 décembre 2008, sont présentés ci-dessous par les tableaux VI.4 et VI.5, aux deux surcotes :

### VI.1.2.3 Dimensionnement du récif sans surcote

Balayage des paramètres de dimension du récif pour obtenir $K_t=0,55$ dans les conditions du 26/12/08						
<i>Calculs sans surcote</i>						
N°	F (m)	B (m)	pente	Largeur totale du récif (m)	Surface approximative en coupe (m <sup>2</sup> )	Volume total approximatif pour un récif de 200m de long (m <sup>3</sup> )
1	-2	22	1	52	370	74 000
2	-2	11	0.5	51	310	62 000
3	-2	6	0.33	56	310	62 000
4	-1.5	16	1	47.5	333	66 675
5	-1.5	8	0.5	50	305	60 900
6	-1.5	4	0.33	56.5	318	63 525
7	-1	11	1	44	303	60 500
8	-1	6	0.5	50	308	61 600
9	-1	3	0.33	58	336	67 100
10	-0.5	9	1	43.5	302	60 375
11	-0.5	5	0.5	51	322	64 400
12	-0.5	2.5	0.33	60	359	71 875

TAB VI.4 – Tableau de balayage des paramètres de dimension du récif pour obtenir une  $K_t=0.55$  dans les conditions de la tempête du 26 décembre 2008 sans surcote

#### VI.1.2.4 Dimensionnement du récif pour une surcote de +0.9m NGF

Balayage des paramètres de dimension du récif pour obtenir $K_t=0,55$ dans les conditions du 26/12/08						
Calculs avec surcote de +0.9 NGF						
N°	F (m)	B (m)	pen	Largeur totale du récif (m)	Surface approximative en coupe (m <sup>2</sup> )	Volume total approximatif pour un récif de 200m de long (m <sup>3</sup> )
1	-2	40	1	70	550	110 000
2	-2	22	0.5	62	420	84 000
3	-2	11	0.33	61	360	72 000
4	-1.5	28	1	59.5	459	91 875
5	-1.5	15	0.5	57	378	75 600
6	-1.5	8	0.33	60.5	360	71 925
7	-1	20	1	53	402	80 300
8	-1	11	0.5	55	363	72 600
9	-1	5.5	0.33	60.5	363	72 600
10	-0.5	14	1	48.5	359	71 875
11	-0.5	8	0.5	54	357	71 300
12	-0.5	4	0.33	61.5	377	75 325

TAB VI.5 – Tableau de balayage des paramètres de dimension du récif pour obtenir une  $K_t=0.55$  dans les conditions de la tempête du 26 décembre 2008 avec une surcote de +0.9m NGF

Compte tenu de ces éléments, il est possible de dégager un dimensionnement de récif optimal. On calcule alors les coefficients de transmission pour chaque type de houle à chaque surcote, et les résultats théoriques sont confrontés aux résultats numériques et expérimentaux.

#### VI.1.2.5 Choix des dimensions du récif

La profondeur d'immersion de -1.5m NGF est un bon compromis entre efficacité, coût et esthétique. Par ailleurs, dans le cas d'une structure en sacs géotextiles et pour des raisons de stabilité, la pente de 2/1 est préconisée par le constructeur. Le dimensionnement de récif pour ces paramètres est représenté en bleu dans les tableaux VI.4 et VI.5.

A titre conservatif et pour des raisons évidentes de coût, les dimensions préconisées doivent se situer entre les dimensions nécessaires à un coefficient de transmission de 55% sans surcote, et celles nécessaires avec surcote de +0.9 NGF.

On va ainsi retenir les paramètres de dimensionnement suivants:

- une profondeur d'immersion de -1.5m NGF ;
- une largeur de berme de 10m ;
- des pentes à l'avant et à l'arrière du récif de 2/1.

VI. Etude de solutions de type « récif artificiel immergé » en géotextile : application en ingénierie

Les caractéristiques du récif retenu pour cette étude sont résumées dans tableau VI.6 suivant :

Largeur de Berme	penne	Largeur du récif	Surface en coupe	Volume total pour un récif de 200m de long
10 m	2/1	50.9 m	311 m <sup>2</sup>	62 200 m <sup>3</sup>

TAB VI.6 – Dimensions retenues pour le récif

La figure VI.12 présente les dimensions du récif, de forme trapézoïdale, à son emplacement au large de la digue du port, face aux habitations :

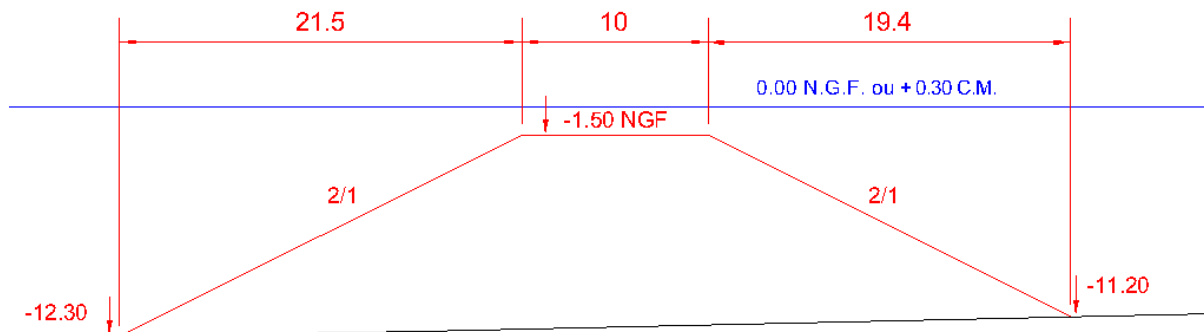


FIG VI.12 – Vue en coupe du récif de forme trapézoïdal

Le récif ainsi déterminé, aurait environ 50m d'emprise au sol pour une surface en coupe de 311m<sup>2</sup>, soit un volume de 62 200 m<sup>3</sup> sur un linéaire de 200m. La figure VI.12 montre les caractéristiques du récif (la côte et le port de Bormes-les-Mimosas sont situés à droite, ce qui correspondant à l'Ouest).

C'est sur ces dimensions que les hauteurs significatives théoriques à l'arrière du récif et au niveau de la digue du port vont être calculées analytiquement et numériquement, puis comparées aux valeurs expérimentales réalisées dans le canal à houle.

La forme trapézoïdale n'est pas forcément la plus adaptée si l'objectif recherché est de dissiper un maximum de l'énergie des vagues incidentes. Cependant, elle a le mérite d'être simple de mise en œuvre, et moins coûteuse qu'une solution plus complexe, d'autant que le but recherché ici est de réduire suffisamment la hauteur significative afin d'éviter les franchissements de la digue.

Mais il se peut qu'en raison de ce profil, la houle tende à diffracter aux extrémités du récif, réduisant ainsi son efficacité sur les bords. Une étude numérique plus fine autour du récif, avec un modèle comme REFDIF par exemple, pourrait rendre compte de ces effets, de même que des essais 3D en bassin à houle.

### VI.1.3 Influence du récif sur les hauteurs significatives

Les estimations théoriques précédentes nous conduisent à retenir, pour les approches numériques et expérimentales, un récif dont la berme fait 10m de large, positionné à environ 100m au large de la digue à 1.5m sous le niveau 0.0 NGF et avec des pentes de 2/1 à l'avant et à l'arrière.

Dans ce chapitre, les hauteurs significatives à l'arrière du récif sont déduites des coefficients de transmission calculés théoriquement. Par ailleurs, les hauteurs significatives sont également calculées numériquement à l'aide du modèle numérique SWAN et sont ensuite confrontées aux résultats expérimentaux.

#### VI.1.3.1 Calculs des hauteurs significatives théoriques à l'arrière du récif

Les coefficients de transmission ont été calculés théoriquement pour trois niveaux de surcote, à l'aide de l'équation (6.1). Les hauteurs significatives à l'arrière du récif, déduites de ces coefficients de transmission, sont présentées dans le tableau VI.7.

Surcote NGF	Période de retour	Hs devant le récif (m)	$K_t$	Hs à l'arrière du récif (m)
0.0	1an	2.8	54.9	1.5
0.0	10ans	4.1	51.1	2.1
0.0	26 dec	4.9	52.7	2.6
0.0	50 ans	5.3	52.1	2.8
0.0	100ans	5.8	53.0	3.1
+0.9	1an	2.8	67.7	1.9
+0.9	10ans	4.1	59.8	2.5
+0.9	26 dec	4.9	60.0	2.9
+0.9	50 ans	5.3	58.9	3.1
+0.9	100ans	5.8	59.2	3.4
+1.4	1an	2.8	74.9	2.1
+1.4	10ans	4.1	64.7	2.7
+1.4	26 dec	4.9	64.1	3.1
+1.4	50 ans	5.3	62.6	3.3
+1.4	100ans	5.8	62.7	3.6

TAB VI.7 – *Calculs des coefficients de transmission et des hauteurs significatives correspondantes à l'arrière du récif pour 3 surcotes*

On remarque que pour une même houle donnée, le coefficient de transmission augmente naturellement au fur et à mesure que le niveau d'eau au dessus du récif s'élève. On passe ainsi d'un coefficient de transmission pour la houle annuelle de 54.9% pour 0.0 NGF, à 67.7% pour +0.9m NGF et 74.9% pour +1.4m NGF, et donc à des hauteurs significatives respectives de  $H_s=1.5m$ ,  $H_s=1.9m$  et  $H_s= 2.1m$ .

La houle la plus pénalisante pour la digue est logiquement associée à une occurrence centennale avec une surcote extrême de +1.4m NGF. Sa hauteur est de  $H_s=3.6m$  à l'arrière du récif, alors que pour la même occurrence sans surcote, on obtient  $H_s=3.1m$ .

Ces données indiquent que les dimensions du récif pourraient permettre de réduire suffisamment la hauteur des vagues incidentes, pour diminuer très fortement les franchissements. Il est à noter que l'on considère ici la même hauteur significative des houles incidentes identique quelle que soit la surcote envisagée, ce qui dans la réalité n'est pas forcément le cas.

#### VI.1.4 Calculs des hauteurs significatives à l'arrière du récif avec SWAN

##### VI.1.4.1 Plan de vagues

Le logiciel SWAN a été utilisé pour modéliser la propagation et le déferlement de la houle au passage du récif. La taille des mailles utilisées dans le petit domaine n'a pas pu être réduite au dessous de 20m (pour des raisons numériques). Etant donné que la largeur de la berme (10m) est inférieure à la taille des mailles, les résultats ne peuvent pas être aussi précis qu'avec les formules d'Angremond, Van der Meer et de Jong et seront donc à prendre avec précaution.

Les résultats de SWAN ont ensuite été interpolés sur un maillage triangulaire de 5m autour de la zone du port. Un exemple de plan de vague ainsi créé est présenté sur la figure VI.13 pour le cas de la houle annuelle.

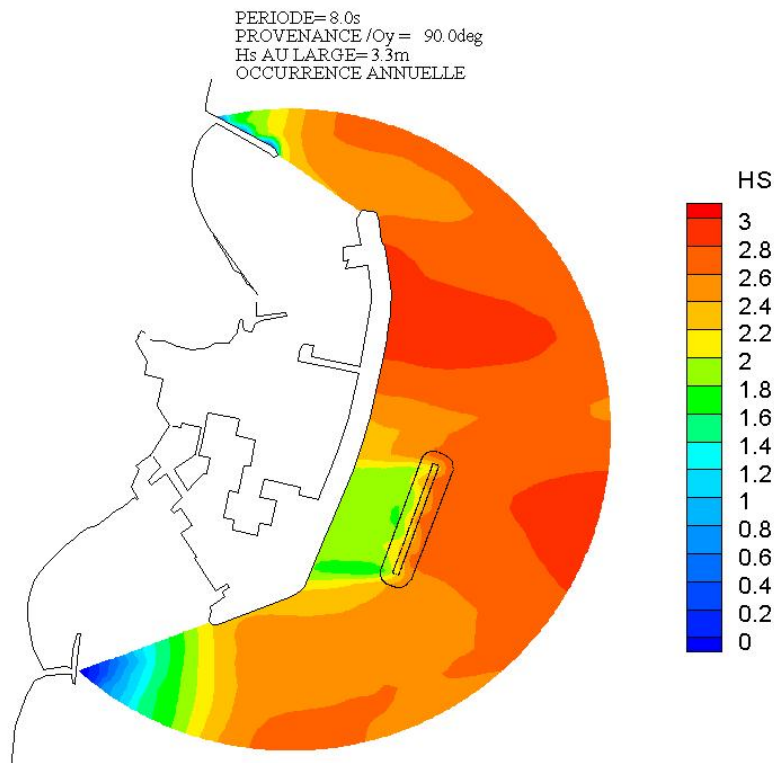


FIG VI.13 – Plan de vague réalisé avec SWAN et interpolé sur un maillage triangulaire autour de la zone d'intérêt

Les plans de vague montrent clairement le déferlement des vagues au dessus du récif et donc la réduction des hauteurs significatives à l'arrière de celui-ci. Afin d'observer les hauteurs significatives restantes au niveau de la digue après le passage du récif, les profils de hauteurs ont été extraites au niveau du pied de la digue pour toutes les houles.

Les profils obtenus ont ensuite comparés aux profils réalisés (Fig.VI.10) sur la digue sans la présence du récif. On présente sur la figure VI.14 ci-dessous la comparaison du rapport entre hauteurs significatives avec et sans la présence du récif, pour différentes occurrences de houle, extraites le long de la digue du Port.

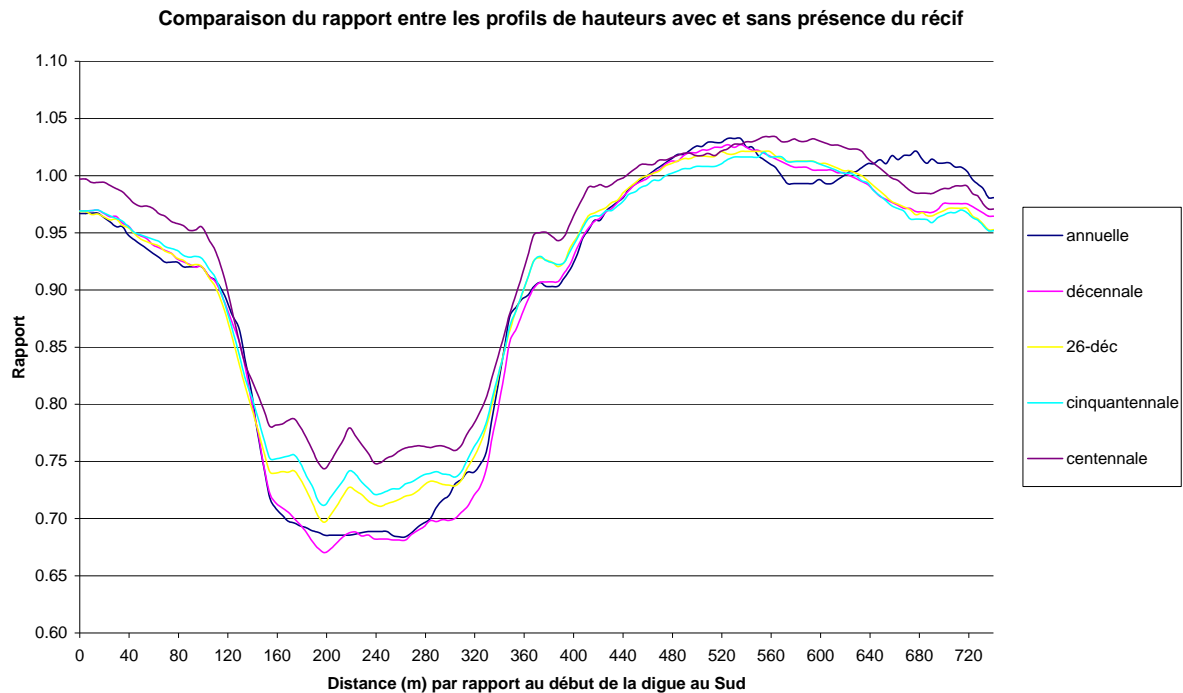


FIG VI.14 – *Comparaison du rapport entre les profils de hauteurs avec et sans la présence du récif pour différentes occurrences de houle*

On voit sur les courbes que le déferlement engendre une réduction significative des hauteurs au niveau de la digue. On observe, selon l'occurrence de la houle incidente, une chute de l'ordre de 24% à 32% des hauteurs avec la présence du récif par rapport aux hauteurs sans le récif. Les courbes montrent aussi que les coefficients de transmission augmentent de façon inversement proportionnelle à l'occurrence. C'est-à-dire que plus les houles possèdent des hauteurs significatives grandes et des périodes longues et moins le récif joue son rôle dissipateur.

Par ailleurs, on ressent l'influence du récif également de part et d'autre des côtés du récif ou les profils des hauteurs sont perturbés. En raison de l'inclinaison du récif par rapport à la direction de propagation de la houle (figure VI.13), le récif protège une partie de la digue au Sud, mais pas au Nord. Au contraire, on voit qu'alors que sur la figure VI.14 le rapport des hauteurs significatives au Sud du récif reste inférieur à 1, le rapport s'inverse sur la partie Nord de la digue et devient supérieur à 1. La houle se trouve ainsi légèrement amplifiée au Nord avec la présence du récif, entre 480m et environ 640m depuis le bout de la digue au Sud. Cette constatation peut être expliquée par les phénomènes de réfraction, de diffraction et par l'angle d'incidence de la houle par rapport au récif, pris en compte dans le modèle SWAN, et qui tendent à légèrement faire converger la houle à cet endroit.

Pour les essais en canal qui suivent, on étudie uniquement les coefficients de transmission au dessus du récif en supposant que la houle arrive de manière frontale au récif.



### VI.1.5 Essais en canal

Des essais en canal ont été menés dans le canal à houle d'ACRI<sub>IN</sub> (dont les caractéristiques sont présentées dans le chapitre V.3). Ils avaient pour objectifs de calculer expérimentalement les coefficients de transmission à l'arrière du récif, en considérant que la houle n'a pas d'angle d'incidence, puis d'observer l'influence de l'implantation du récif au large sur les franchissements de la digue de Bormes-les-Mimosas.

La recherche d'optimisation d'une solution a conduit les essais en canal à être menés sur 5 profils différents :

- Récif artificiel immergé seul
- Récif artificiel immergé devant la digue solution ECOPODES®
- Récif artificiel immergé devant la configuration actuelle de la digue, remaniée pour créer un bassin de déversement.
- Récif de dimensions réduites devant la configuration actuelle remaniée de la digue
- Configuration actuelle remaniée de la digue seule sans récif

A l'origine, les essais devaient être réalisés avec un récif situé au devant de la configuration actuelle de la digue de Bormes-les-Mimosas. A titre comparatif, le choix de l'échelle s'était donc porté sur celle utilisée en 2004 sur les essais de la configuration actuelle de la digue seule, soit 1/36<sup>ème</sup>. Néanmoins, de nouveaux essais de récif devant certaines configurations de digue ayant été demandés, l'emploi d'une échelle au 1/40<sup>ème</sup> a été nécessaire.

#### VI.1.5.1 Construction de la maquette du récif

La maquette a été conçue en sacs géotextiles de type tissés, fournis par l'entreprise Ten Cate Nicolon Geosynthetics à l'échelle 1/36<sup>ème</sup>, et remplis de sable. Le sable utilisé pour le remplissage était du sable de Biot fin naturel de silice, dont la granulométrie est inférieure à 1.2mm. Le maillage des tissus géotextiles était de 180µm et laissait donc passer les particules fines inférieures à cette valeur.

Le remplissage des sacs s'est fait verticalement par l'extrémité ouverte. Puis, une fois le bon volume de sable atteint (calculé théoriquement pour obtenir les dimensions souhaitées), les sacs ont été refermés et cousus, et le sable uniformément réparti sur la longueur des sacs.

Le récif était composé de 4 couches de sacs superposés, 3 couches de géocontainers et 1 couche de géotubes de longueur égale à celle du canal, soit 1.80m (cf figure VI.15). La différence entre les géotubes et les géocontainers réside dans leur rapport hauteur / largeur : il est de 1 pour 2 pour les géotubes, et 1 pour 4 pour les géocontainers.

Les géocontainers ont été conçus pour que leur hauteur moyenne fasse 5.3cm et donc leur largeur 21.2cm, soit en réalité 1.90m de hauteur pour 7.6m de largeur. Les géotubes avaient une hauteur moyenne de 8.3cm pour une largeur de 16.6cm, soit 3.0m sur 6.0m en réalité. Ces valeurs sont toutefois théoriques car la malléabilité des sacs ainsi que la perte des fines à travers les mailles entraînaient de légères variations, ce qui est en principe fidèle à la réalité physique.

## VI. Etude de solutions de type « récif artificiel immergé » en géotextile : application en ingénierie

La première couche du récif était composée de 7 sacs, la deuxième couche de 5 sacs, la troisième de 3 sacs et la quatrième de 2 sacs, dans le but de respecter au mieux le profil théorique du récif, dessiné sur la figure VI.12.

Le récif a été placé devant la vitre du canal pour permettre de filmer et de photographier les essais. La figure VI.15 montre le récif et son profil théorique, installés dans le canal d'essais avant la mise en eau.



FIG VI.15 – Photo du récif artificiel immergé en géotextile dans le canal

### VI.1.5.2 Profil de digue testé en canal

Le profil de la digue du Port de Bormes-les-Mimosas testé lors des essais en canal (hormis pour le cas du récif seul) est le profil Sud appelé « profil 1 ». C'est le profil le plus délicat car la cote d'arase de la digue à cet endroit ne doit pas dépasser +4.35m NGF afin de ne pas obstruer la vue donnant sur la mer depuis les habitations. Une photo de l'emplacement du profil testé en canal est présentée sur la figure VI.16 ci-après.

La coupe exacte du profil choisi sur l'ensemble du linéaire, a été celle où la profondeur d'eau est la plus importante au pied de la digue. La bathymétrie réelle a été mesurée depuis la digue en direction du large perpendiculairement à l'axe de la digue grâce à un sondeur, et reproduite de manière conforme à l'échelle requise, dans le canal à l'aide du plancher mobile.

Les essais sur les différentes configurations de récif et de digue sont présentés ci-après.



FIG VI.16 – Emplacement du profil testé en canal à houle

### VI.1.5.3 Récif artificiel immergé seul

Le récif a dans un premier temps été testé seul dans le canal à houle par fond plat, afin de mesurer expérimentalement les coefficients de transmission, et confronter les résultats obtenus aux valeurs théoriques calculées analytiquement avec la formule d'Angremond, Van der Meer et de Jong.

Pour cela, des houles régulières et irrégulières, de hauteurs (significatives) et périodes (pics) variables ont été envoyées sur le récif, pour différents niveaux d'eau. En réalité, la maquette de la digue du Port de Bormes-les-Mimosas ayant été construite avant la mise en place du récif, un panier amortisseur a été placé devant la digue, d'une part pour éviter d'endommager la digue et d'autre part pour éviter que la réflexion des vagues sur la digue n'engendre des perturbations sur le récif. Ce dispositif de « fortune » a néanmoins pu engendrer quelques erreurs expérimentales, notamment dû à l'écoulement des masses d'eau dans un canal 2D confiné.

L'utilisation d'un fond plat permettait d'appliquer la méthode de Goda sur les données récoltées par deux sondes proches à l'avant et à l'arrière du récif. Cette méthode permet de séparer des signaux bruts les ondes incidentes des ondes réfléchies et d'en déduire ainsi les hauteurs (significatives) incidentes et transmises.

Le coefficient de transmission est obtenu par la formule suivante :

$$K_t = \frac{H_{t \text{ exp}}}{H_{i \text{ exp}}}$$

Où  $H_t$  est la hauteur (significative) mesurée à l'arrière du récif, et  $H_i$  la hauteur (significative) mesurée à l'avant du récif.

### Essais en houle régulière

Pour les essais en houle régulière, 90 runs ont été menés sur des hauteurs de houles incidentes variant de  $H=1.5\text{m}$  à  $H=5\text{m}$  (limitées au déferlement) par pas de  $0.5\text{m}$ , des périodes allant de  $T=8\text{s}$  à  $T=12\text{s}$  par pas de  $1.0\text{s}$  et pour 3 niveaux d'eau différents :  $0.0\text{NGF}$ ,  $+0.9\text{m NGF}$  et  $+1.4\text{m NGF}$ . La surcote  $0.0\text{NGF}$  correspond au niveau d'eau par temps calme ( $+0.3\text{m}$  Carte Marine), le niveau  $+0.9\text{m NGF}$  correspond à la valeur de surcote extrême tandis que la valeur  $+1.4\text{m}$  tient compte d'une hausse de  $+0.5\text{m}$  du niveau général des océans à cause du changement climatique. Ceci impliquait des niveaux d'eau au-dessus du récif de  $+1.5\text{m}$ ,  $+2.4\text{m}$  et  $+2.9\text{m}$  au réel.

La figure VI.17 présente les coefficients de transmission mesurés en fonction de la cambrure de la houle incidente, pour les trois niveaux d'eau :

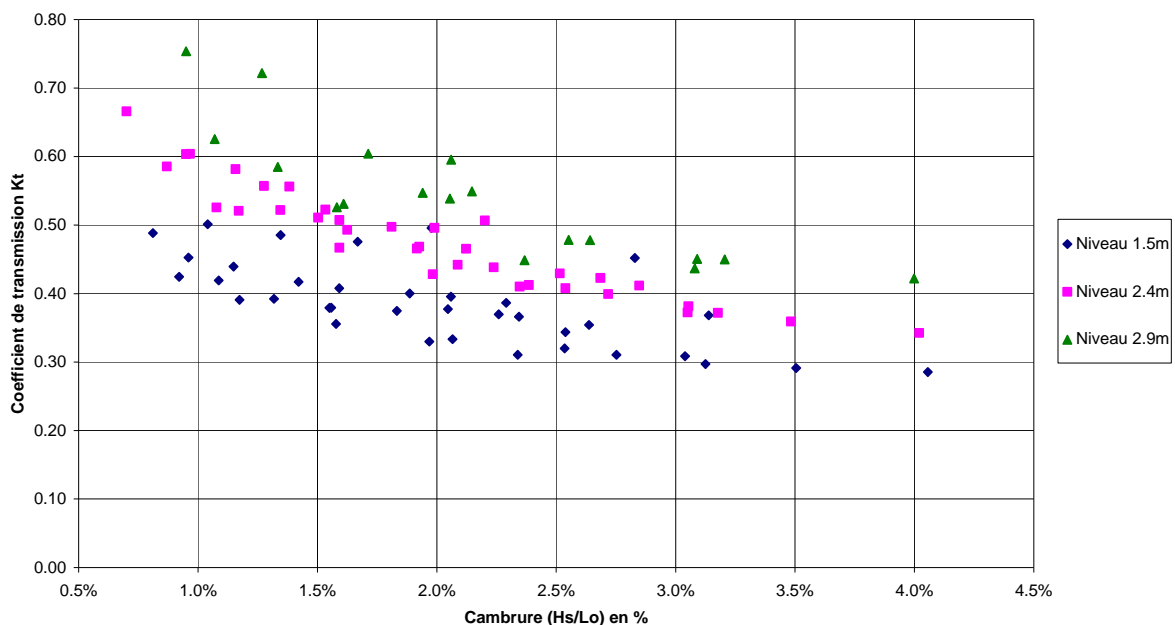


FIG VI.17 – Graphique des coefficients de transmission en houle régulière mesurés en fonction de la cambrure de la houle incidente, pour 3 niveaux d'eau

Les essais et la figure VI.17 nous confortent sur les tendances mises en évidence lors des calculs préliminaires de dimensionnement à savoir que :

- Pour une même hauteur de houle incidente, lorsque la période augmente, le coefficient de transmission augmente également.
- Pour une même période de houle incidente, lorsque la hauteur augmente, le coefficient de transmission diminue.
- Pour une même hauteur et une même période de houle incidente, lorsque le niveau d'eau au-dessus du récif augmente, le coefficient de transmission augmente aussi.

Sur l'ensemble des runs réalisés en houle régulière, les coefficients de transmission obtenus varient entre 29% et 75%. Ces valeurs correspondent aux houles extrêmes simulées c'est-à-dire un niveau d'eau à  $0.0\text{NGF}$  et une houle incidente de  $H=4\text{m}$  et  $T=8\text{s}$  (le déferlement intervenait au dessus de  $H=4\text{m}$  pour cette période) pour  $K_t=29\%$ , et un niveau d'eau de  $+1.4\text{m NGF}$  et une houle incidente de  $H=2\text{m}$  à  $T=12\text{s}$  pour  $K_t=75\%$ .

VI. Etude de solutions de type « récif artificiel immergé » en géotextile : application en ingénierie

On présente ci-dessous figures VI.18 et VI.19 quelques photos du déferlement des vagues au-dessus du récif, prises pendant les essais :

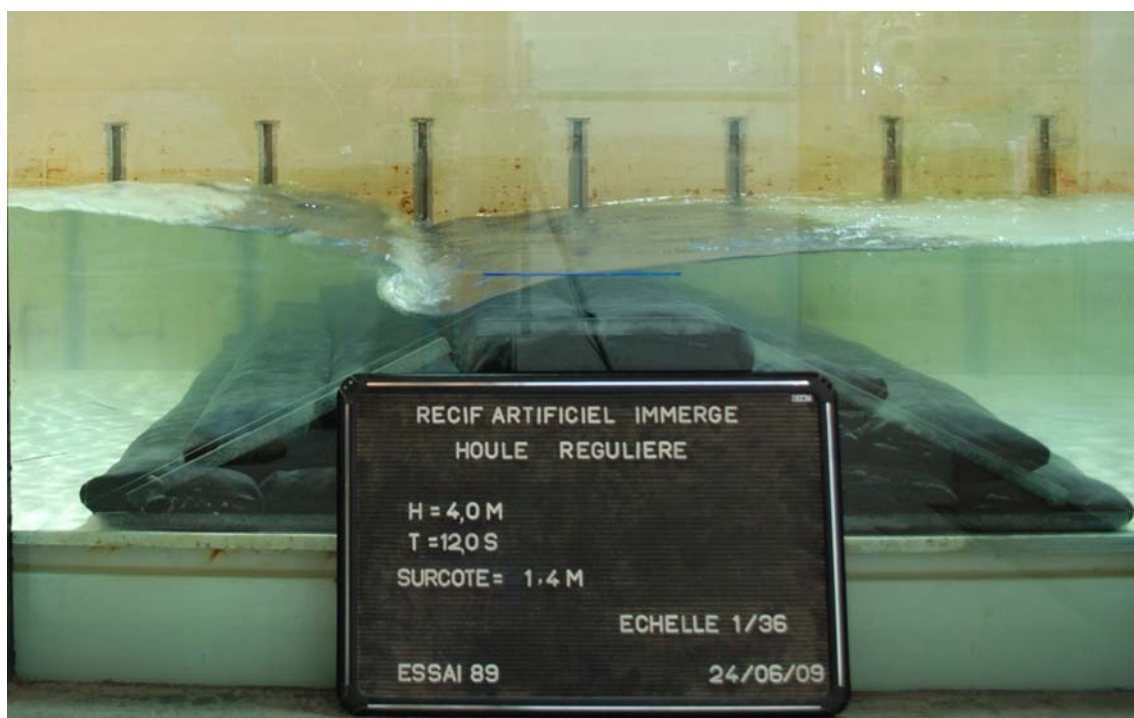


FIG VI.18 – Photo pour  $H=4.0m$ ,  $T=12s$  et  $Surcote=+1.40m$  NGF

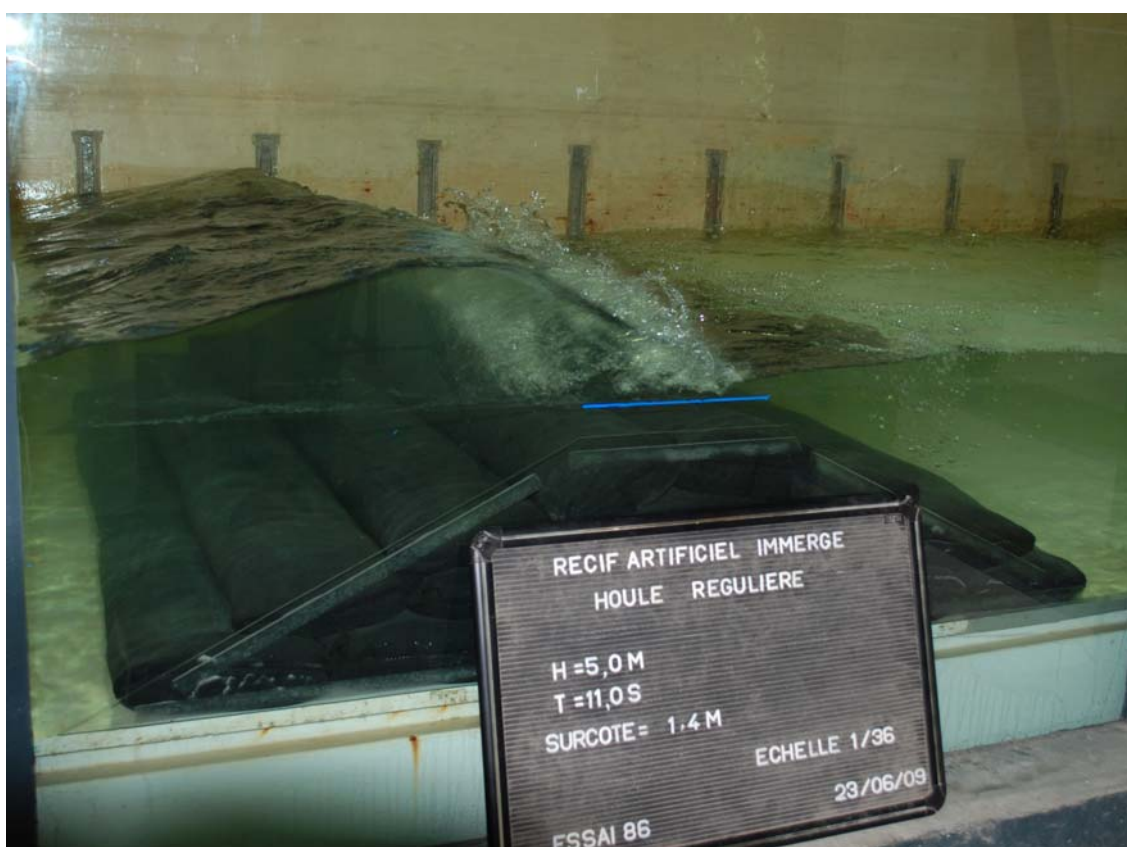


FIG VI.19 – Photo pour  $H=5.0m$ ,  $T=11s$  et  $Surcote=+1.40m$  NGF

## VI. Etude de solutions de type « récif artificiel immergé » en géotextile : application en ingénierie

Les valeurs expérimentales ont ensuite été confrontées, à titre indicatif, aux valeurs théoriques données par la formule (6.1) pour les mêmes houles, même si cette formule ne s'applique qu'aux houles irrégulières. La figure VI.20 présente une comparaison des hauteurs incidentes et transmises théoriques et expérimentales pour la houle de période  $T=8s$ , pour laquelle on voit que les mesures expérimentales sont très nettement inférieures aux valeurs théoriques pour cette période.

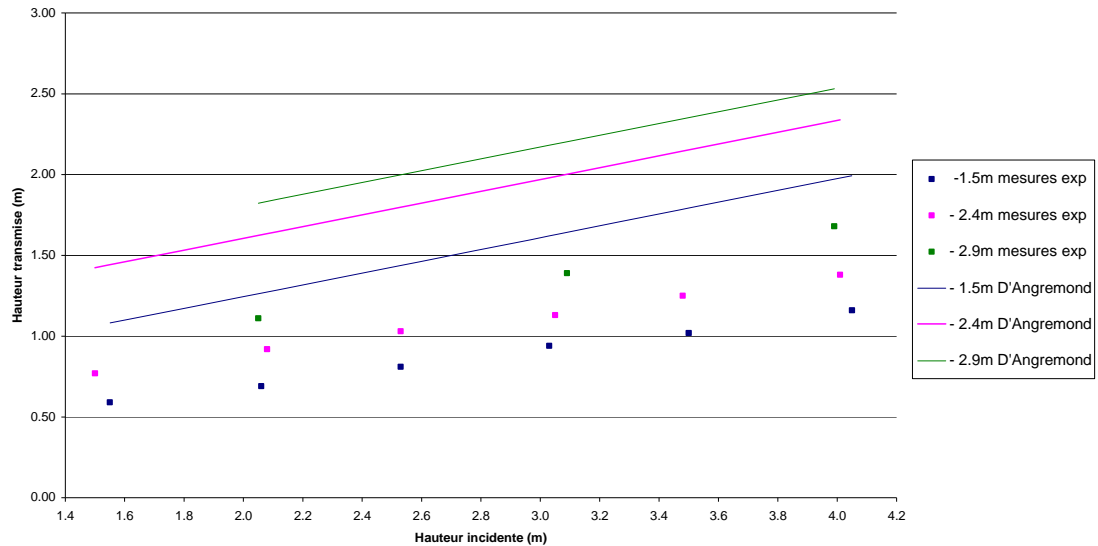


FIG VI.20 – Comparaison des hauteurs transmises à l'arrière du récif entre les valeurs expérimentales et théoriques, pour différentes hauteurs de houle de  $T=8s$

Sur la figure VI.21 on présente une comparaison des coefficients de transmissions entre valeurs expérimentales et théoriques pour l'ensemble des essais en houle régulière :

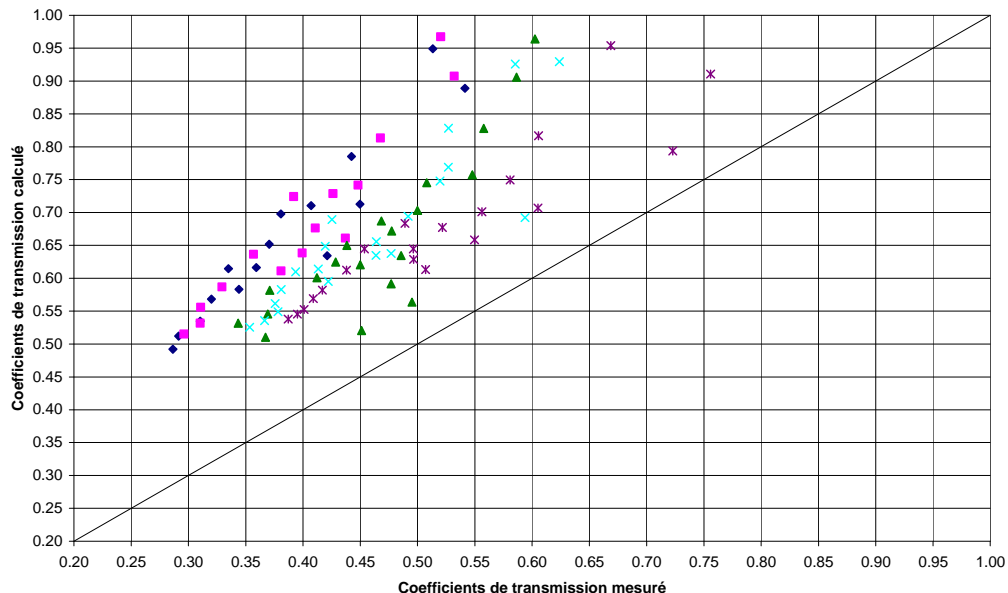


FIG VI.21 – Comparaison des coefficients de transmissions entre les valeurs expérimentales et théoriques pour l'ensemble des essais en houle régulière

On voit que, quelles que soient la période et la hauteur de la houle incidente, les coefficients de transmission mesurés sont tous largement inférieurs à la théorie.

Etude du déferlement

La pente du récif de 2/1 étant relativement raide, celle-ci impliquait des modifications importantes sur la houle. En effet, les phénomènes de réfraction, de diffraction et de shoaling, modélisables par l'équation en pente douce s'opèrent à une échelle d'espace de l'ordre de la longueur d'onde. Ici, la différence de bathymétrie était extrêmement brusque et engendrait donc indéniablement des effets non linéaires. Dans tous les essais réalisés, le déferlement observé était surgissant à plongeant. Voici figure VI.22 un exemple de déferlement au dessus du récif:

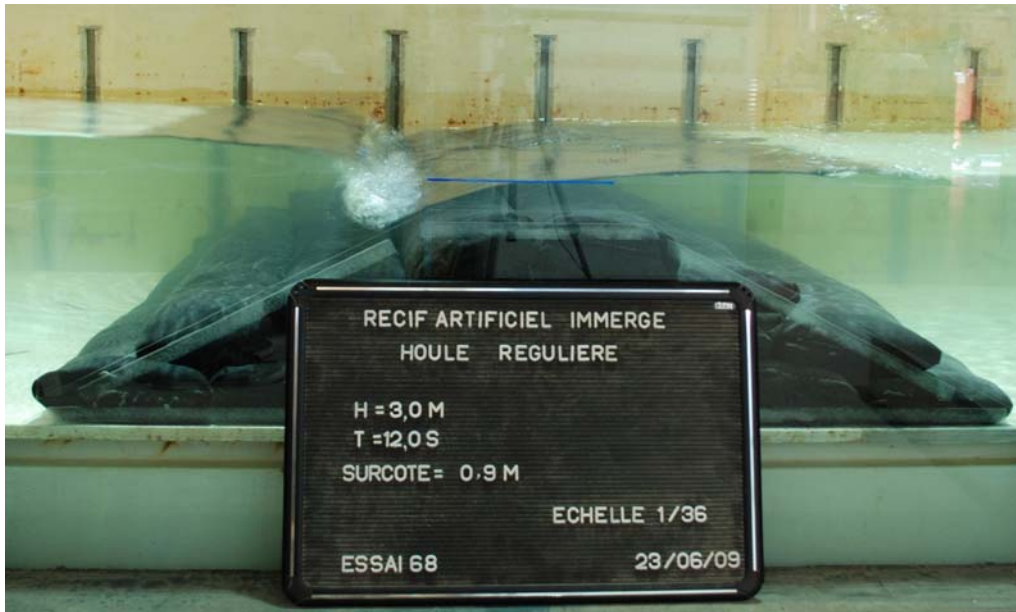


FIG VI.22 – Photo du déferlement au dessus du récif pour une houle de  $H=3.0m$ ,  $T=12s$  et une surcote de  $+0.9m$  NGF

Le critère d'Irribarren au déferlement a été calculé pour chacune des houles de projet dans le tableau VI.8.

Etude du critère d'Irribarren sur le récif				
H (m)	T (s)	$\lambda_0$ (m)	$\tan(\alpha)$	$\xi_B$
2.7	8	99.8	0.5	3.04
3.98	9	126.4	0.5	2.82
4.84	11	188.8	0.5	3.12
5.27	11	188.8	0.5	2.99
5.77	12	224.6	0.5	3.12

TAB VI.8 – Etude du critère de déferlement sur le récif

On rappelle selon le tableau I.1, que le déferlement est glissant pour des pentes faibles ( $\xi_B < 0.4$ ), plongeant pour des pentes relativement importantes ( $0.4 < \xi_B < 2$ ) et surgissant (à effondrement) ou frontal pour des pentes fortes ( $\xi_B > 2$ ). Les calculs confirment le type de déferlement observé bien que le critère d'Irribarren ne tienne pas compte de la profondeur d'eau au dessus du récif. En effet, par grosse surcote, petite houle à faible période, le

VI. Etude de solutions de type « récif artificiel immergé » en géotextile : application en ingénierie

déferlement tendait à devenir plongeant. Par ailleurs, on voit nettement sur la figure VI.23 que le déferlement s'opérait largement sous le niveau moyen de l'eau. Les efforts sont ainsi plus importants sur le sac géotextile situé en face du déferlement.



FIG VI.23 – Vue en décomposition du déferlement au dessus du récif pour une hauteur  $H=5\text{m}$ , une période  $T=11\text{s}$  et une surcote de  $+1.4\text{m NGF}$



### Essais en houle irrégulière

54 runs ont été menés en houle irrégulière (suivant un spectre fréquentiel de JONSWAP avec un coefficient d'élanement de 3.3) sur des hauteurs significatives de houles incidentes variant de  $H_s=2\text{m}$  à  $H_s=5\text{m}$  (limitées au déferlement) par pas de 1m, des périodes pics allant de  $T_p=8\text{s}$  à  $T_p=12\text{s}$  par pas de 1s et pour les 3 niveaux d'eau différents.

Comme pour la houle régulière, on présente figure VI.24 le graphique des coefficients de transmission mesurés en fonction de la cambrure de la houle incidente, pour les trois niveaux d'eau :

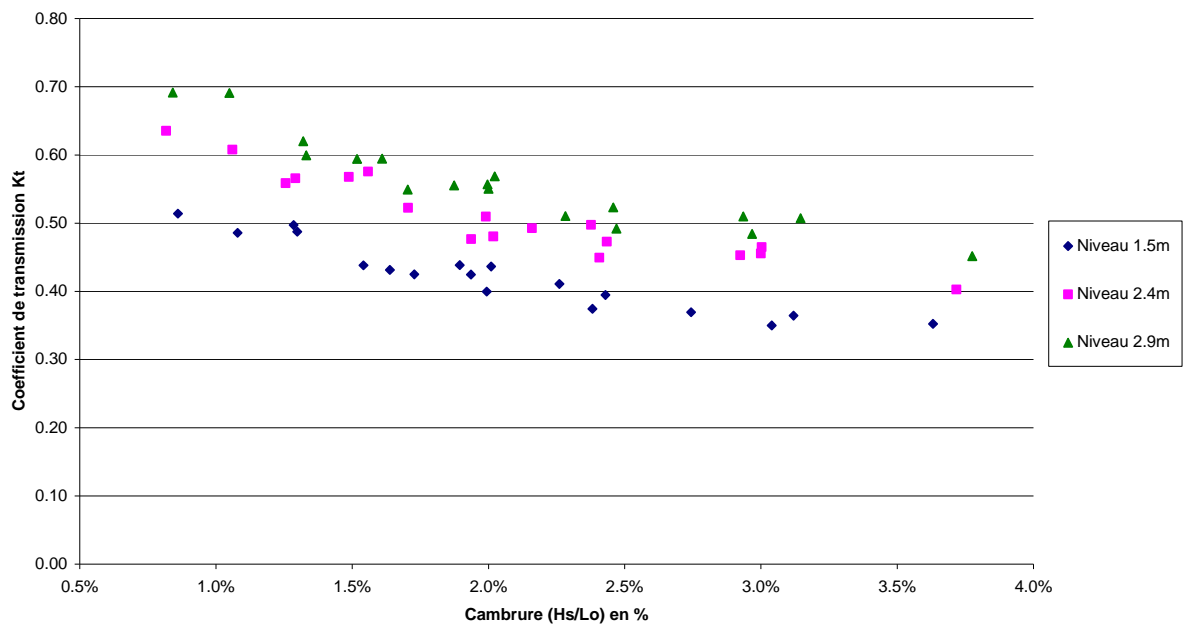


FIG VI.24 – Graphique des coefficients de transmission en houle irrégulière mesurés en fonction de la cambrure de la houle incidente, pour 3 niveaux d'eau

On voit sur la figure VI.24 que l'on obtient les mêmes tendances que pour les essais en houle régulière. Les mêmes conclusions que précédemment peuvent ainsi être déduites de ce graphique concernant le comportement des coefficients de transmissions vis-à-vis des hauteurs significatives incidentes, des périodes pics des houles incidentes et des niveaux d'eau au dessus du récif. Les coefficients de transmission varient de 35% à 69% pour les houles extrêmes, respectivement  $H_s=4\text{m}$  et  $T_p=8\text{s}$  à niveau +0.0 NGF, et  $H_s=2\text{m}$  et  $T_p=12\text{s}$  à niveau +1.4m NGF.

Les valeurs expérimentales ont ensuite été confrontées aux valeurs théoriques données par la formule d'Angremond, Van der Meer et de Jong qui prend en compte le caractère irrégulier de la houle. On présente ci-après figure VI.25 une comparaison des hauteurs significatives incidentes et transmises, théoriques et expérimentales, pour la houle de période  $T_p=12\text{s}$ .

On voit, comme pour la houle régulière, que les mesures expérimentales de coefficients de transmission sont très nettement inférieures aux valeurs théoriques pour cette période. Néanmoins que ce soit en houle régulière ou en houle irrégulière les coefficients directeurs des droites semblent identiques, car les droites sont relativement parallèles, seul un décalage sur la courbe des ordonnées distingue les valeurs théoriques des valeurs expérimentales.

VI. Etude de solutions de type « récif artificiel immergé » en géotextile : application en ingénierie

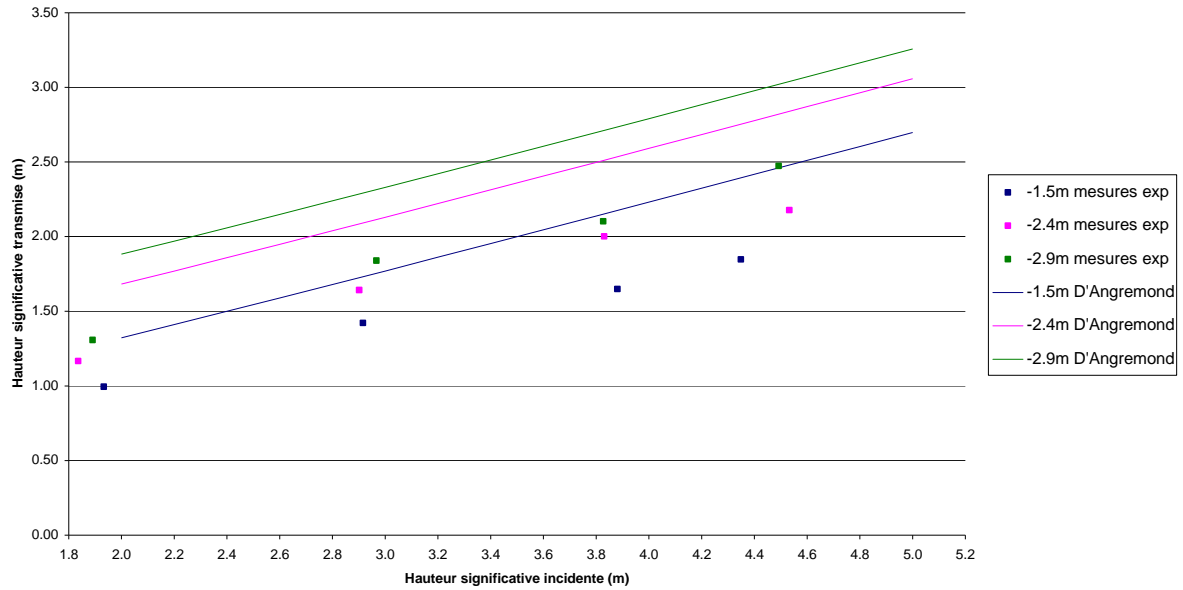


FIG VI.25 – Comparaison des hauteurs significatives transmises à l’arrière du récif entre les valeurs expérimentales et théoriques pour une houle de période  $T_p=12s$

Sur la figure VI.26, on présente les coefficients de transmissions entre valeurs expérimentales et théoriques pour l’ensemble des essais en houle irrégulière :

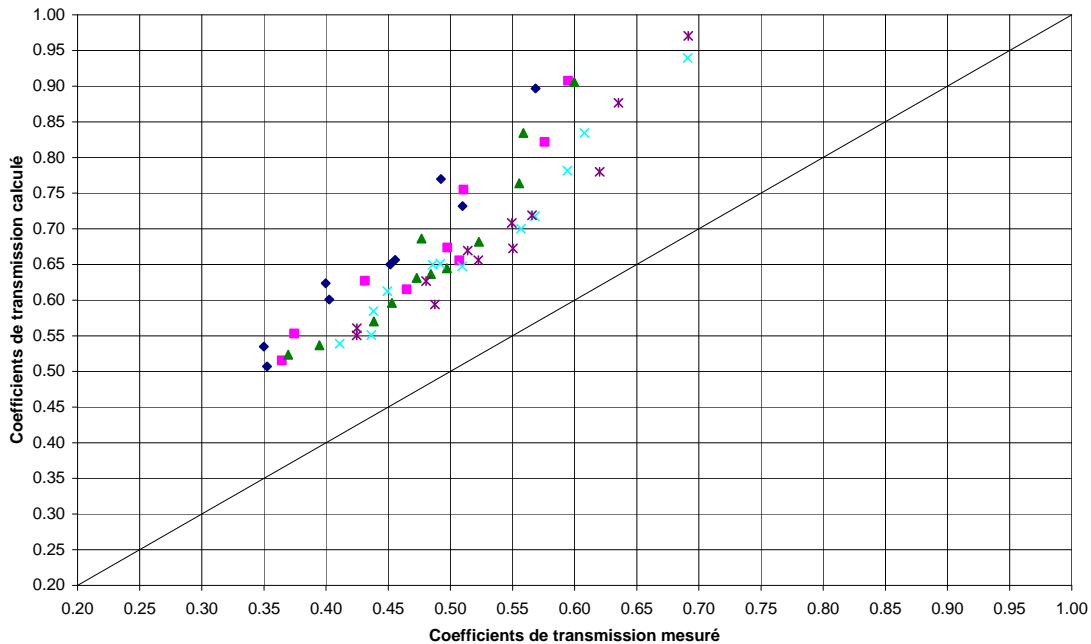


FIG VI.26 – Comparaison des coefficients de transmission entre les valeurs expérimentales et théoriques pour l’ensemble des essais en houle irrégulière

Comme pour la houle régulière, l’ensemble des mesures de coefficient de transmission réalisées lors des essais en houle irrégulière sur le récif seul et sur fond plat, donnent des valeurs nettement inférieures, de l’ordre de 10% à 35%, par rapport aux valeurs théoriques.

### Comparaison houle régulière – houle irrégulière

On compare ici sur la figure VI.27, les valeurs de coefficients de transmission obtenus expérimentalement entre les houles régulières et les houles irrégulières correspondantes.

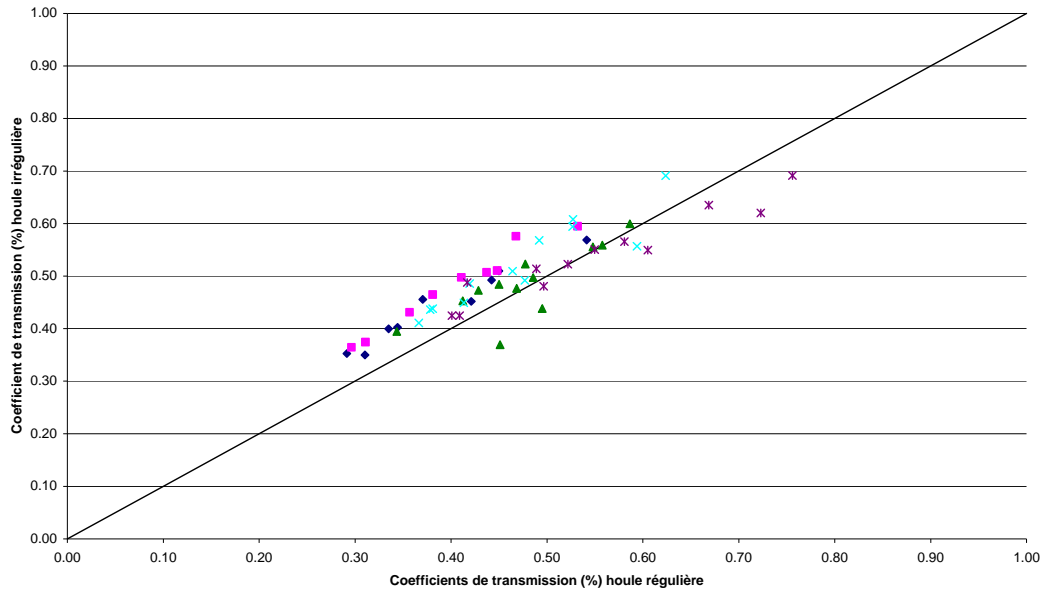


FIG VI.27 – Comparaison des coefficients de transmission (%) mesurés lors des essais entre houle régulière et houle irrégulière

On voit une assez bonne corrélation entre houle régulière et irrégulière, même si sur les plus petites périodes (8s et 9s), les coefficients de transmissions paraissent plus faibles en houle régulière. Ce graphique n'a toutefois qu'une valeur indicative puisqu'il est difficile de comparer des hauteurs avec des hauteurs significatives, et des périodes avec des périodes pics, d'autant plus que les coefficients de transmissions n'ont pas été calculés exactement pour les mêmes houles incidentes.

### Application des résultats des essais aux houles de projet

Les résultats des essais en houle irrégulière ont été extrapolés aux houles de projet. En effet les courbes de régression linéaires ont été tracées sur chacune des périodes et des niveaux d'eau testés, afin d'en déduire les hauteurs significatives transmises à l'arrière du récif pour les houles de projets. Le tableau VI.9 présente les hauteurs significatives transmises à l'arrière du récif :

Occurrence	Hs (m) devant le récif	Période (s)	Hs (m) à l'arrière du récif		
			0.0 NGF	+0.9 NGF	+1.4 NGF
1 an	2.8	8	1.02	1.26	1.41
10ans	4.1	9	1.47	1.87	2.04
26 dec	4.9	11	2.01	2.22	2.43
50 ans	5.3	11	2.15	2.35	2.57
100ans	5.8	12	2.34	2.71	3.02

TAB VI.9 – Hauteurs significatives à l'arrière du récif, extrapolées à partir des essais

On présente tableau VI.10, une comparaison entre les hauteurs significatives extrapolées à partir des essais en canal et celles obtenus analytiquement par la formule (6.1) pour les houles de projet :

Période de retour	surcote	Hs devant le récif (m)	Hs à l'arrière du récif (m) D'Angremond	Hs à l'arrière du récif (m) Mesures	Différence en %
1 an	0	2.8	1.54	1.02	34
10ans	0	4.1	2.09	1.47	30
26 dec	0	4.9	2.58	2.01	22
50 ans	0	5.3	2.76	2.15	22
100ans	0	5.8	3.07	2.34	24
1 an	0.9	2.8	1.90	1.26	34
10ans	0.9	4.1	2.45	1.87	24
26 dec	0.9	4.9	2.94	2.22	25
50 ans	0.9	5.3	3.12	2.35	25
100ans	0.9	5.8	3.43	2.71	21
1 an	1.4	2.8	2.10	1.41	33
10ans	1.4	4.1	2.65	2.04	23
26 dec	1.4	4.9	3.14	2.43	23
50 ans	1.4	5.3	3.32	2.57	23
100ans	1.4	5.8	3.63	3.02	17

TAB VI.10 – Comparaison des hauteurs significatives à l'arrière du récif pour les houles de projet entre valeurs expérimentales et théoriques

On remarque que les hauteurs significatives à l'arrière du récif sont beaucoup plus faibles pour les essais que la théorie. La différence moyenne est de 25%. Selon les essais, la hauteur significative la plus grande à l'arrière du récif est de Hs=3.02m pour la houle d'occurrence centennale à un niveau d'eau de +1.40m. Ces résultats montrent que le récif, pour ces dimensions, permettrait d'empêcher totalement les franchissements au niveau de la digue du port.

### Stabilité des sacs géotextiles

Les boudins en géotextile ont montré une très grande stabilité vis-à-vis des houles et du nombre d'essais qu'ils ont subis. Certes, leur longueur n'était pas à l'échelle (normalement celle-ci dépend de la longueur de la barge à clapet disponible pour la réalisation du projet) mais en considérant une longueur raisonnable de 20m au réel, cela aurait fait une longueur, au 1/36<sup>ème</sup>, de 0.55m dans le canal au lieu des 1.80m utilisés lors des essais. Toutefois on peut estimer que quelle que soit la longueur des sacs utilisée, leur stabilité n'aurait pas été beaucoup perturbée ; d'une part par le poids des sacs et d'autre part par l'angle d'incidence de la houle, qui arrive de manière frontale par rapport aux sacs.

L'accumulation des essais a toutefois engendré un léger modelage des sacs par la houle. Les sacs ont travaillé et encaissé une grosse partie de l'énergie de la houle, contrairement à ce qu'on observe avec les enrochements. En particulier, la face avant du récif, c'est-à-dire la face orientée vers le large, s'est légèrement modifiée au fil des essais. En effet les sacs ont travaillé pour tenter de combler le vide laissé par l'escalier formé par l'empilement des sacs.

Ainsi, le boudin de la couche supérieure avait tendance à s'écarter pour glisser d'environ 2cm vers l'avant et s'incliner, comme le montre la figure VI.28.

Il semble également que la répartition du sable à l'intérieur du sac joue un rôle important dans la stabilité. En effet la non uniformisation du sable dans les sacs peut entraîner des déséquilibres, surtout lorsque le sac est placé dans une couche inférieure, car il déstabilise alors les couches supérieures.



FIG VI.28 – Photo de la légère rotation du sac vers l'arrière

### Conclusion des essais avec le récif seul

Les essais sur le récif artificiel en géotextile seul, sur fond plat, ont montré que les coefficients de transmission mesurés à l'arrière du récif étaient notablement inférieurs aux valeurs théoriques calculées à l'aide de la formule (6.1). Cette formule dont les paramètres sont ajustés d'ordinaire pour une digue en enrochement, semble moins bien s'appliquer à une digue en géotextile, même si les coefficients directeurs des droites semblent identiques. Un ajustement des paramètres de la formule pourrait permettre d'appliquer de manière générale la formule aux récifs en géotextile.

Toutefois une importante incertitude dans les résultats réside autour de la dissipation due au déferlement au dessus du récif et aux écoulements des eaux. En effet, la maquette de la digue de Bormes-les-Mimosas reconstituée à l'échelle, complètement étanche, et le panier amortisseur disposé devant la digue, induisaient probablement un blocage des masses d'eau après déferlement sur le récif.

Or, il s'avère que lorsque les vagues déferlent au dessus d'une anomalie bathymétrique, elles entraînent avec elles d'importantes masses d'eau. C'est le phénomène « d'ensachage » observable notamment à l'arrière des barrières de corail où les lagons se remplissent d'eau. La surcote engendrée induit alors des courants de retour important dans les passes. Le même phénomène se produit au niveau des systèmes barres-bâines, où l'accumulation de masse d'eau engendrée par le déferlement des vagues au dessus des barres sableuses s'évacue par les bâines, provoquant des courants puissants en direction du large.

Cependant dans le cas d'espace confiné en 2 dimensions comme dans un canal à houle, et particulièrement ici en raison de la présence du panier amortisseur et de la digue, le courant de retour ne peut pas s'effectuer par les côtés, seulement par l'arrière. Le courant circule alors face à la houle incidente et force le déferlement, provoquant ainsi une dissipation plus importante. C'est peut-être une piste à envisager pour expliquer les si faibles coefficients de transmission mesurés à l'arrière du récif. Des essais supplémentaires avec la mise en place d'un système d'écoulement sur les côtés ou d'une pompe entraînant une circulation des eaux vers l'arrière, pourraient permettre de lever le doute à ce sujet.

Néanmoins, les essais sur le récif seul ont montré la grande qualité des sacs géotextiles en terme de stabilité. Car même si ceux-ci ont parfois légèrement bougé, ils sont restés dans l'ensemble très stables compte tenu du nombre de runs par fortes houles simulés.

Les parties suivantes présentent les résultats des essais réalisés avec le récif devant la digue de Bormes-les-Mimosas, reproduite suivant différentes configurations.

### VI.1.5.4 Récif immergé devant la digue en ECOPODES®

Les essais ont ensuite été menés avec le récif artificiel immergé en géotextile au large de la digue de Bormes-les-Mimosas, dont la configuration est représentée figure VI.29.

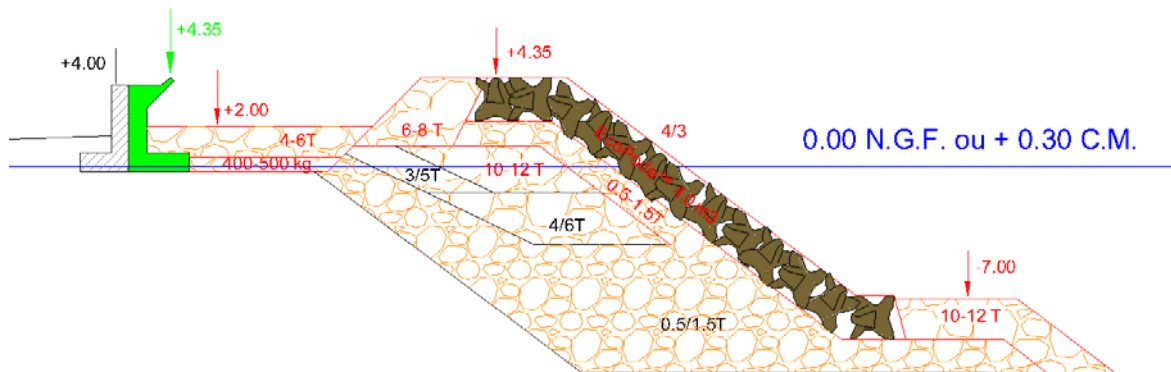


FIG VI.29 – Configuration de la solution ECOPODES® testé

Il s'agit de la même configuration que celle retenue pour l'instant par le maître d'ouvrage, mais avec suppression de la berme sous-marine, remplacée par un pied d'enrochements de 10-12 tonnes. Le but était de comparer l'efficacité du récif par rapport à la berme sous-marine en enrochement de 20m de long. Le profil bathymétrique a été reproduit et le récif arrangé de manière à obtenir les mêmes caractéristiques (pente de 2/1 à l'avant et à l'arrière, longueur de berme de 10m). Toutefois, un changement d'échelle a été nécessaire puisque la digue nécessitait une échelle au 1/40<sup>ème</sup> en raison de la présence des ECOPODES®. Les sacs, conçus normalement pour une échelle au 1/36<sup>ème</sup> n'ont pas été changés, seul le profil a été modifié pour obtenir la géométrie recherchée au 1/40<sup>ème</sup>.



FIG VI.30 – Photo du récif et de la digue en ECOPODES® dans le canal d'essai

Les deux structures ont été placées devant les vitres de visualisation du canal (Fig.VI.30). Ceci engendrait une distance entre la digue et le port légèrement plus grande que celle initialement prévue. Néanmoins les effets de shoaling supplémentaires intervenant entre le récif et la digue étaient négligeables étant donné la pente très faible des fonds. Les effets de shoaling étant, au demeurant, conservatifs.

Le tableau VI.11 résume les franchissements observés sur la digue pour cette configuration sur les houles de projet :

<b>Bormes les Mimosas Essais sur profil 1 récif + solution ECOPODES®</b>				
occurrence	Hs au large (m)	Hs au pied de l'ouvrage (m)	Période pic (réelle) (s)	Débit de franchissement ( <b>récif+ECOPODES®</b> ) (l/s/m)
Niveau: +0.0m NGF				
1 an	3.3	2.70	8	<b>0</b>
Niveau: + 0,3m NGF				
10 ans	4.8	3.98	9	<b>0</b>
26 déc 08	5.7	4.84	11	<b>0</b>
50 ans	6.2	5.27	11	<b>0</b>
100 ans	6.8	5.77	12	<b>0</b>
Niveau: + 0,9m NGF				
26 déc 08	5.7	4.84	11	<b>0</b>
50 ans	6.2	5.27	11	<b>0</b>
100 ans	6.8	5.77	12	<b>0</b>
Niveau: + 1,4m NGF				
26 déc 08	5.7	4.84	11	<b>embruns</b>
50 ans	6.2	5.27	11	<b>embruns</b>
100 ans	6.8	5.77	12	<b>embruns</b>

TAB VI.11 – *Tableau des franchissements observés sur la configuration :  
Récif immergé devant digue en ECOPODES®*

Sur cette configuration, aucun franchissement n'est observé sur la digue. Seulement quelques embruns apparaissent pour les plus fortes houles à un niveau extrême de +1.4m NGF. Il est évident que la combinaison du récif, dimensionné à l'origine pour la configuration actuelle de la digue, et de la digue en ECOPODES®, préserve totalement le port de tout franchissement, quelle que soit la houle incidente et la surcote simulée. Il en résulte que, dans cette configuration, soit le récif paraît un peu surdimensionné, soit la digue avec la mise en place d'ECOPODES® ne paraît pas nécessaire si le récif est implanté au large avec ces dimensions.

En termes de stabilité de la digue, seuls de légers déplacements des enrochements 6-8 tonnes ont été observés en haut de la berme. Les ECOPODES® par contre n'ont subi aucun dégât, pas de déplacement ni même de rocking, tout comme le pied de la digue qui est resté stable.

Les essais ont cependant montré que la berme en ECOPODE® était franchie et que le bassin de déferlement jouait son rôle en retenant le surplus d'eau entre les ECOPODES® et le mur chasse-mer. Il a donc été décidé de conserver le bassin de déferlement quelle que soit la solution adoptée. C'est pourquoi, une solution moins coûteuse que la solution ECOPODE® consistant en un remaniement de la digue actuelle du port, a été proposée puis testée.



### VI.1.5.5 Récif immergé devant la digue actuelle remaniée

En raison des excellents résultats obtenus pour la digue en ECOPODES®, le récif artificiel immergé en géotextile a ensuite été testé devant une nouvelle configuration de la digue du Port de Bormes-les-Mimosas, dit profil actuel remanié, dont la coupe est présentée sur la figure VI.31.

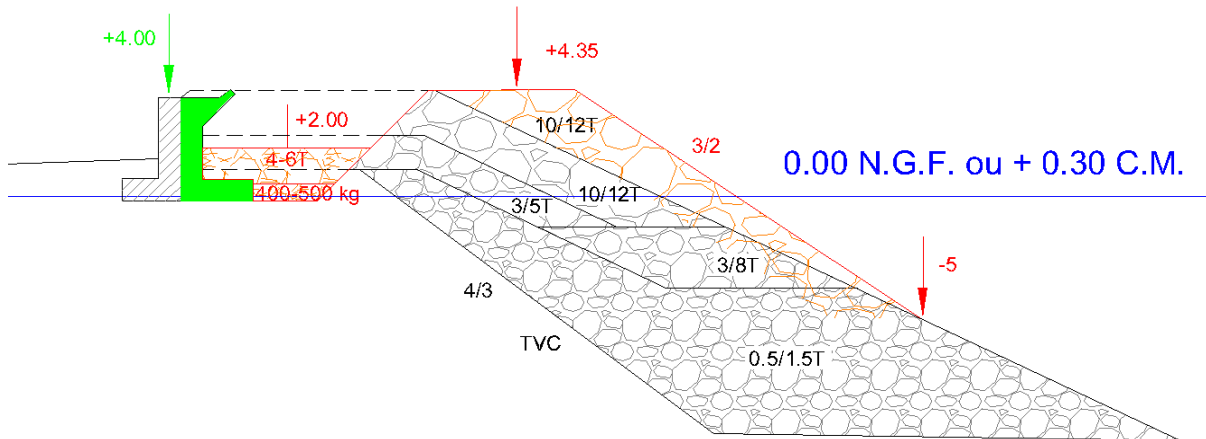


FIG VI.31 – Configuration de la solution digue actuelle remaniée

Cette configuration a consisté en une conservation de la totalité des matériaux présents sur la digue, sans ajout de matériaux extérieurs. Ceci implique des coûts de construction beaucoup moins importants que la mise en place d'ECOPODES®. Le principe était de créer un bassin de déferlement entre le mur chasse-mer et les enrochements en 10-12 tonnes, puis de déplacer les matériaux excédents retirés à l'aplomb du mur, vers le large. La longueur de la berme supérieure est ainsi conservée, mais celle-ci est déplacée vers le large. L'emplacement du pied de la digue restant inchangé, c'est la pente des enrochements qui se voit raidie.

Des photos du dispositif dans le canal sont présentées sur la figure VI.32.

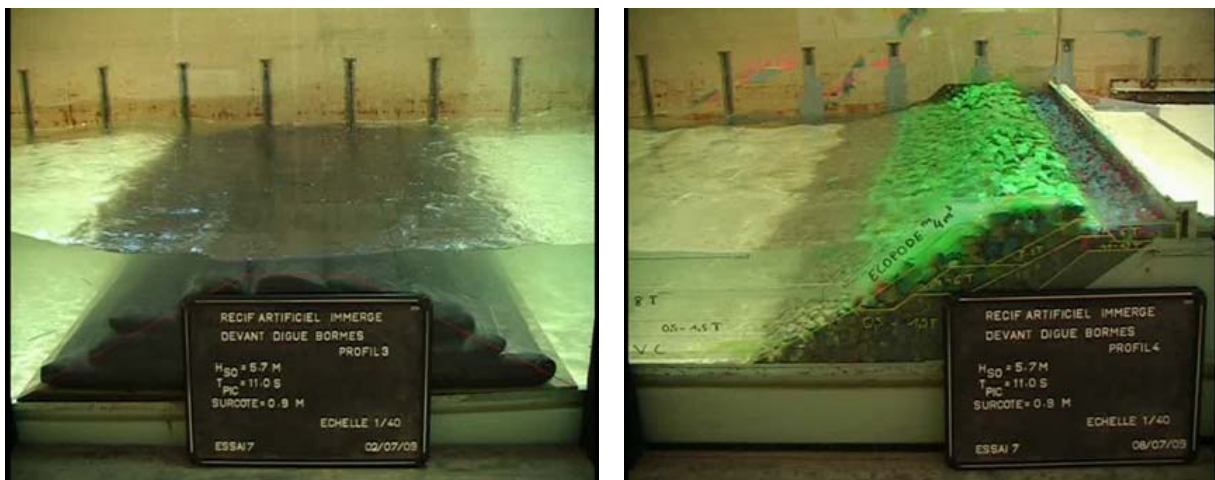


FIG VI.32 – Photo du récif et de la digue en « arrangée » dans le canal d'essai

Le tableau VI.12 résume les franchissements observés sur la digue pour cette configuration sur les houles de projet :

<b>Bormes les Mimosas Essais sur profil 1 récif + digue actuelle remaniée</b>				
occurrence	Hs au large (m)	Hs au pied de l'ouvrage (m)	Période pic (réelle) (s)	Débit de franchissement (récif+enrochements) (l/s/m)
Niveau: +0.0m NGF				
1 an	3.3	2.70	8	<b>0</b>
Niveau: + 0,3m NGF				
10 ans	4.8	3.98	9	<b>0</b>
26 déc 08	5.7	4.84	11	<b>embruns</b>
50 ans	6.2	5.27	11	<b>embruns</b>
100 ans	6.8	5.77	12	<b>&lt; 0.01</b>
Niveau: + 0,9m NGF				
26 déc 08	5.7	4.84	11	<b>&lt; 0.01</b>
50 ans	6.2	5.27	11	<b>0.01</b>
100 ans	6.8	5.77	12	<b>&lt; 0.05</b>
Niveau: + 1,4m NGF				
26 déc 08	5.7	4.84	11	<b>0.01</b>
50 ans	6.2	5.27	11	<b>&lt; 0.05</b>
100 ans	6.8	5.77	12	<b>&lt; 1.0</b>

TAB VI.12 – *Tableau des franchissements observés sur la configuration :  
Récif immergé devant digue actuelle remaniée*

Pour cette configuration, les franchissements sont légèrement plus importants que pour la solution en ECOPODES®. Toutefois les valeurs sont tout à fait respectables et restent inférieures à 0.05 l/s/m pour la houle d'occurrence centennale à un niveau d'eau de +0.9m NGF, et inférieur à 1.0 l/s/m pour la même houle à un niveau exceptionnel de +1.4m NGF.

Et même si la configuration de la digue se rapproche de la configuration actuelle pour laquelle le récif avait été dimensionné pour des conditions de houles identiques à celle du 26 décembre 2008, les résultats montrent que le récif empêche tout franchissement important de la digue. Seule la houle centennale à un niveau d'eau exceptionnel de +1.4m NGF pourrait empêcher la circulation des piétons sur la digue. On reste néanmoins bien en dessous des 170 l/s/m observés lors de la tempête du 26 décembre 2008 sur le profil actuel.

Concernant la stabilité de la digue, 3 enrochements 10-12 tonnes ont été retournés et / ou déplacés durant la totalité de la digue sur cette configuration.

Compte tenu de ces observations et des performances du récif, il a été décidé de diminuer la taille de ce dernier au devant de cette configuration.

### VI.1.5.6 Récif de dimensions réduites devant solution actuelle remaniée

Etant donné que les performances du récif étaient bien supérieures à ce qu'annonçait la théorie, des tests ont été effectués sur un récif de dimensions réduites. Ainsi, il a été décidé de retirer plusieurs sacs afin qu'il ne reste au final que 4 sacs sur la 1<sup>ère</sup> couche, 3 sur la 2<sup>ème</sup>, 2 sur la 3<sup>ème</sup> et 1 sur la couche supérieur, comme illustré par la figure VI.33.

Par ailleurs les sacs ayant perdu énormément de fines pendant les essais qui ont précédé, le récif s'est légèrement affaissé en hauteur, et les dimensions du récif obtenu étaient alors les suivantes :

- Longueur de la berme : 5.2m
- Pente à l'avant et à l'arrière : 2/1 (inchangée)
- Profondeur d'immersion : -3.0m NGF



FIG VI.33 – Photo du récif de dimensions réduites dans le canal à houle pour une surcote de +0.9m NGF

Le tableau des franchissements sur cette configuration est présenté dans le tableau VI.13.

On constate que par rapport au précédent récif, les franchissements obtenus dans ce cas sont plus importants mais que les ordres de grandeurs sont tout à fait raisonnables. Ainsi la valeur de 0.37 l/s/m à partir de laquelle la circulation des piétons peut se faire en sécurité est dépassée uniquement pour la houle centennale à un niveau d'eau de +0.9m NGF et pour les houles cinquantennale et centennale à un niveau d'eau de +1.4m NGF. Mais les valeurs de franchissements observés ne dépassent pas 1.0 l/s/m, valeur pour laquelle les franchissements ne provoquent aucun dégât sur les infrastructures.

En terme de stabilité, la solution petit récif protège un peu moins bien la digue des houles incidentes, c'est pourquoi les dommages observés sont un peu plus importants que pour le gros récif.

<b>Bormes les Mimosas</b> <b>Essais sur profil 1</b> <b>petit récif + digue actuelle remaniée</b>				
occurrence	Hs au large (m)	Hs au pied de l'ouvrage (m)	Période pic (réelle) (s)	Débit de franchissement <b>petit récif + enrochements</b> (l/s/m)
Niveau: NGF				
1 an	3.3	2.70	8	*
Niveau: NGF + 0,3 m				
10 ans	4.8	3.98	9	*
26 déc 08	5.7	4.84	11	<b>embruns</b>
50 ans	6.2	5.27	11	<b>embruns</b>
100 ans	6.8	5.77	12	<b>&lt; 0.01</b>
Niveau: NGF + 0,9 m				
26 déc 08	5.7	4.84	11	<b>&lt; 0.01</b>
50 ans	6.2	5.27	11	<b>&lt; 0.1</b>
100 ans	6.8	5.77	12	<b>&lt; 1.0</b>
Niveau: NGF + 1,4 m				
26 déc 08	5.7	4.84	11	<b>&lt; 0.1</b>
50 ans	6.2	5.27	11	<b>&lt; 0.5</b>
100 ans	6.8	5.77	12	<b>1.0</b>

TAB VI.13 – *Tableau des franchissements observés sur la configuration :  
Récif de dimensions réduites devant digue actuelle remaniée*

Bien que les dimensions du récif aient été considérablement réduites, les franchissements et les dégâts observés sur la configuration actuelle remaniée de la digue restent très inférieurs à ce que les tests sur la configuration actuelle de la digue avaient révélé. Il semble donc que même le récif de cette taille cumulé à un léger réaménagement de la digue puisse suffire à prévenir le port des dégâts causés chaque année par les tempêtes.

Une telle solution éviterait la mise en place d'ECOPODES® couteux et difficiles de mise en œuvre et d'une berme de 20m dont la mise à disposition des matériaux nécessaires à sa construction entraînerait des effets indésirables d'un point de vue écologique (turbidité de l'eau), environnementale (pollution liée au transport des enrochements par camions, destruction et prélèvement de ressources naturelles minérales), touristique et circulaire (acheminement des enrochements tous les jours par camions même en période estivale).

Comme les franchissements pour cette configuration remaniée de digue sans présence de récif n'étaient pas connus, et que nous ne disposions que des tableaux de franchissements pour la configuration actuelle de la digue, le récif a été retiré et les houles de projets testées sur cette configuration.

#### **VI.1.5.7 Digue actuelle remaniée seule**

Afin de pouvoir comparer les résultats de franchissements entre la digue seule, la digue avec le récif artificiel immergé et la digue avec le petit récif, ce dernier a été retiré. Néanmoins toutes les houles de projets aux différents niveaux d'eau n'ont pas été testées. Il ne s'agissait dans ce cas que d'observer la houle à partir de laquelle on commençait, pour chaque niveau d'eau, à obtenir des franchissements. Et également de regarder la stabilité de la digue en

enrochement à 3/2. Le tableau VI.14 présente les résultats de franchissements pour les houles testées :

<b>Bormes les Mimosas Essais sur profil 1 digue actuelle remaniée seule</b>				
occurrence	Hs au large (m)	Hs au pied de l'ouvrage (m)	Période pic (réelle) (s)	Débit de franchissement (enrochements seuls) (l/s/m)
Niveau: +0.0m NGF				
1 an	3.3	2.70	8	*
Niveau: + 0,3m NGF				
10 ans	4.8	3.98	9	*
26 déc 08	5.7	4.84	11	<b>0.1</b>
50 ans	6.2	5.27	11	<b>1.0</b>
100 ans	6.8	5.77	12	*
Niveau: + 0,9m NGF				
26 déc 08	5.7	4.84	11	<b>0.5</b>
50 ans	6.2	5.27	11	<b>&gt;1.0</b>
100 ans	6.8	5.77	12	*
Niveau: + 1,4m NGF				
26 déc 08	5.7	4.84	11	*
50 ans	6.2	5.27	11	*
100 ans	6.8	5.77	12	*

TAB VI.14 – *Tableau des franchissements observés sur la configuration : digue actuelle remaniée seule*

Les \* correspondent aux houles qui n'ont pas été testées.

On voit que pour cette configuration, les franchissements commencent à être observés à partir de la houle cinquantennale pour un niveau d'eau à +0.3m NGF, et dès la houle du 26 décembre 2008 pour un niveau d'eau à +0.9m NGF.

Cette configuration de digue remaniée fonctionne donc mieux que la digue actuelle puisque les essais de 2004 avait permis de mettre en évidence que sur la digue actuelle, les franchissements (>1 l/s/m) commençaient à être observés à partir d'une houle de Hs=3.5m et Tp=8s. Or dans le cas de la configuration remaniée, pour une surcote de +0.3m NGF, on peut estimer que les franchissements du même ordre de grandeur se produiront pour une hauteur significative d'environ Hs=5.0m. Des lames d'eau franchiraient l'ouvrage pour des tempêtes de même intensité que celles de 2008. Les bâtiments ne sont pas en sécurité pour l'occurrence trentennale à cinquantennale.

Par ailleurs, cette configuration seule, sans ajout de récif au large, ne pourrait pas être envisagée en raison de l'extrême instabilité des enrochements avec une pente de 2/3 face à la houle. En effet les tests ont montré que pour les 4 essais simulés, les dégâts étaient extrêmement importants.

### **VI.1.6 Conclusions sur l'installation d'un récif artificiel immergé en géotextile pour lutter contre les franchissements de la digue du port de Bormes-les-Mimosas**

L'étude d'une solution de récif artificiel immergé pour réduire la taille des vagues incidentes et lutter contre les franchissements, a permis de mettre en évidence les nombreux avantages de ce type de solution pour le port de Bormes-les-Mimosas.

Dans un premier temps, l'étude de propagation de la houle du large à la côte a permis de dégager les conditions de houles arrivant au niveau de l'emplacement estimé du récif artificiel immergé. L'étude a également montré que le port était situé derrière une zone de convergence de la houle, d'où l'intérêt d'implanter une structure permettant de diminuer la hauteur des houles incidentes avant qu'elles n'atteignent la digue du Port, dans le cas où l'absence d'herbiers de Posidonies au large le permet.

A partir de ces houles, un dimensionnement théorique de récif a été établi avec les formules classiques de la littérature. La propagation de la houle du large à la côte a été réalisée avec SWAN en tenant compte de la présence du récif. La modélisation a confirmé la présence d'un déferlement de la houle au niveau du récif et montré que celui-ci jouait bien son rôle de brise-lame. Cependant la précision dans les calculs n'a pas permis de tirer des conclusions sur les éventuels coefficients de transmissions à l'arrière du récif et conforté le dimensionnement réalisé analytiquement.

Des essais en canal ont donc été menés dans le canal à houle d'ACRI<sub>IN</sub> sur un récif artificiel immergé en géotextile. Les essais réalisés sur le récif seul ont permis de calculer les coefficients de transmissions à l'arrière du récif, et montré que ceux-ci sont inférieurs de 25% à ceux des formules de la littérature. Des recherches supplémentaires pourraient permettre d'expliquer le phénomène observé. L'utilisation des sacs géotextiles alliée à une sur-dissipation due au courant de retour peuvent expliquer en partie les faibles coefficients de transmission obtenus sur le récif seul.

Les essais réalisés avec deux configurations de digue, une avec des ECOPODES® et l'autre en aménageant les enrochements de la digue actuelle, ont montré la grande efficacité du récif à réduire les franchissements quelle que soit la configuration adoptée. Une réduction des dimensions du récif pourrait même être envisagée au vu des résultats et des faibles franchissements obtenus même pour une houle d'occurrence centennale.

Il apparaît d'après les résultats que la grande stabilité, la facilité de mise en œuvre, le respect de l'environnement, les faibles coefficients de transmission ainsi que le faible coût d'une solution « récif artificiel immergé » lui confère indéniablement de nombreux avantages sur les solutions classiques en enrochement.

Par ailleurs la recherche de gisement à proximité du site, exploitable en vue du remplissage des sacs permettrait d'affiner les estimations des coûts de construction d'un tel projet. Il apparaît également que la mise en place d'une telle solution nécessiterait des autorisations spécifiques de la part des autorités compétentes.

## **VI.2 Projet de récif artificiel pour lutter contre l'érosion côtière de la plage de l'aéroport de Nice Côte d'Azur**

On a vu dans la partie VI.1 que les récifs artificiels immergés de part leur position au large, pouvaient jouer un rôle dans la réduction de la taille des vagues incidentes et protéger ainsi de l'action de la houle, des zones particulièrement sensibles. Lorsque le récif est placé au devant d'une plage, la réduction des conditions de houle au niveau de ce site affecte également les processus hydrodynamiques autour de la structure. L'interaction de la houle avec les sédiments tels que le sable ou les galets est modifiée et peut entraîner de l'érosion, de l'accrétion ou un maintien du trait de côte selon que le bilan sédimentaire soit négatif, positif ou stable. Dans le cadre du projet de Narrowneck par exemple, la mise en place de la structure a permis de protéger la plage des houles de tempêtes, et de maintenir le trait de côte, voire de créer un léger salient en aval du récif.

Cependant, les processus qui interagissent rendent la modélisation morphodynamique délicate, car elle suppose la prise en compte de nombreux phénomènes complexes sur des échelles de temps relativement long, et nécessite souvent un couplage entre les vagues, les courants et les sédiments et donc une calibration rigoureuse avec des données de granulométrie, de courantologie, de transit sédimentaire... La mise en place d'un modèle morphodynamique complet pour l'observation d'un phénomène dans un but de recherche est d'ailleurs souvent élaboré dans le cadre de thèses de doctorat (Castelle, 2004 ; Gouaud, 2007).

C'est pourquoi ce chapitre se propose à travers une étude d'ingénierie, de calculer simplement de façon théorique l'influence de l'implantation d'un récif artificiel immergé sur les vitesses orbitales dues au vagues et ses conséquence sur l'érosion côtière.

### **Contexte de l'étude**

Les digues du terre-plein de l'aéroport ont été construites au début des années 80 pour protéger des agressions de la houle la plate-forme gagnée sur la mer. Certaines parties du linéaire, notamment les casiers situés entre les épis au Sud du port de clapage, ne sont pas protégées et font l'objet de remblais contrôlés, les matériaux venant le plus souvent des travaux de génie civil sur la plate-forme aéroportuaire. Ces parties non endiguées ont été gelées par arrêté préfectoral, suite à l'effondrement du sol lors de la construction du port de commerce en 1979. Des études géotechniques en cours sur les zones à risque pourraient permettre de lever le gel.

En attendant, le bureau d'étude ACRI<sub>IN</sub> en charge de la maîtrise d'œuvre complète des travaux de réfection, réfléchit à l'idée d'implanter une structure immergée afin de limiter les travaux de remblais annuels nécessaires pour compenser les pertes liée à l'érosion des vagues.

Par ailleurs, une étude récente se penche sur l'éventualité de supprimer une grande partie de la digue située en face de l'héliport, et de prolonger ainsi la plage en y ajoutant des galets. Car le plan de vol des hélicoptères assurant la liaison entre l'aéroport de Nice Côte d'Azur et Monaco les contraint à décoller et passer au dessus de ladite digue en direction de la mer, pour ne pas entraver le trafic aérien des avions de ligne. Or la zone de décollage des hélicoptères pouvant s'avérer périlleuse par tempêtes, la sécurité n'est pas assurée en raison de la présence des enrochements formant la digue, notamment en cas d'atterrissage ou d'amerrissage d'urgence.

## VI.2.1 Les conditions environnementales

### VI.2.1.1 Les site d'étude

La zone d'étude se situe au Sud-Ouest de l'aéroport de Nice Côte d'Azur, comme illustré par la figure VI.34.

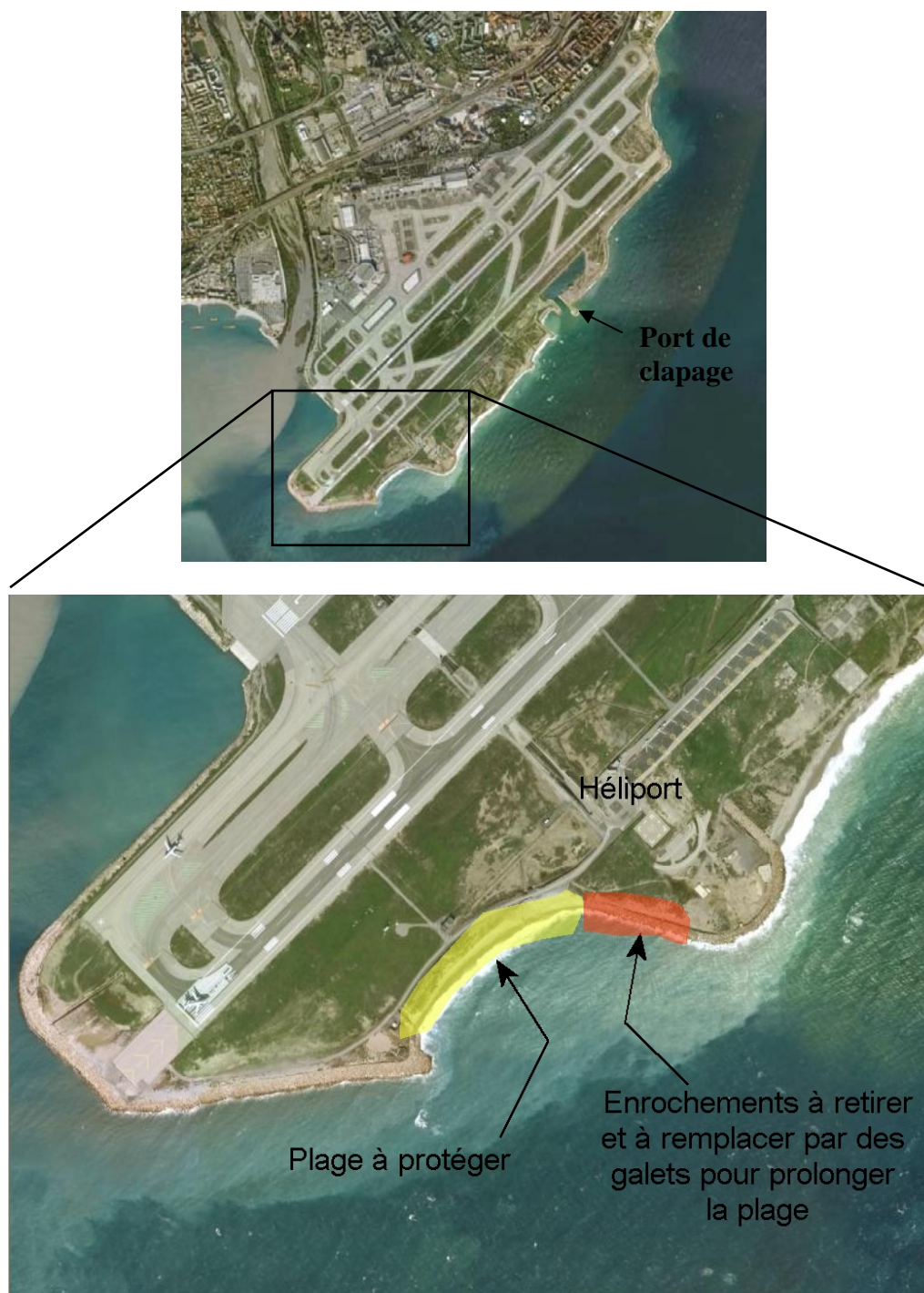


FIG VI.34 – Photo aérienne de l'aéroport de Nice Côte d'Azur et détails des travaux à réaliser



La plage Sud-Ouest, entièrement artificielle et gagnée sur la mer lors de la construction de la plate-forme de l'aéroport de Nice, est située dans une zone assez contraignante. En effet, on constate que la bathymétrie autour de la zone d'étude est relativement accidentée due à l'effondrement de l'extension de l'aéroport en 1979. Il semble visuellement que les houles ont tendance à s'amplifier en se propageant vers le site, et affectent un côté ou l'autre de la plage selon la direction de provenance des houles du large. Une étude de propagation de la houle doit confirmer ces observations.

Convergence ou pas, la plage subit les assauts répétés de la mer qui engendrent une inexorable érosion. Et la perte de sédiments ne peut pas être compensée par un apport naturel de galet étant donné l'emplacement très au large de la plage, le caractère artificiel de celle-ci, ses pentes abruptes, et les modifications apportées dans le lit du Var qui ne charrie de toute façon plus aucun sédiment. La construction de l'aéroport a également modifié l'embouchure du Var qui est désormais orientée vers le Sud-Ouest (Fig.VI.34). Seul un rechargement annuel par des matériaux venant le plus souvent des travaux de génie civil sur la plate-forme aéroportuaire, permet à la plage de ne pas trop reculer.

La mise en place d'une structure immergée devra permettre de réduire de manière significative la hauteur des vagues incidentes afin que leur action érosive soit fortement diminuée. La structure immergée devra donc protéger la plage déjà présente et la nouvelle plage substituée à la digue existante. Cependant, une accrétion naturelle n'étant pas présente sur le site, le récif n'aura pour but que de limiter un phénomène qui, dans tous les cas et au regard de la montée des eaux dû au réchauffement climatique, ne pourra s'inverser.

#### VI.2.1.2 Analyse des houles

Les houles de projet au large de l'aéroport sont présentées dans le tableau VI.15.

Occurrence	Direction	Période pic (s)	Hs au large (m)
Annuelle	N90°	6.0	2.0
Décennale		7.5	3.2
Cinquantennale		9.5	3.9
Centennale		10.0	4.2
Annuelle	N160°	6.0	1.3
Décennale		8.5	2.4
Cinquantennale		10.0	3.1
Centennale		10.5	3.4
Annuelle	N180°	7.5	3.1
Décennale		9.5	4.4
Cinquantennale		11.0	5.2
Centennale		12.0	5.5
Annuelle	N200°	7.5	3.1
Décennale		9.5	4.4
Cinquantennale		11.0	5.2
Centennale		12.0	5.5

TAB VI.15 – Classification des houles rencontrées au large de l'aéroport de Nice Côte d'azur par occurrence, direction, période pic et hauteur significative

## VI. Etude de solutions de type « récif artificiel immergé » en géotextile : application en ingénierie

Les houles de projet du tableau VI.15, classées par occurrence, direction, période pic et hauteur significative, ont été réalisées par analyse statistique à partir des données issues de la bouée CANDHIS directionnelle DATAWELL mise en place par le centre d'études techniques maritimes et fluviales (CETMEF) au large de l'aéroport de Nice Côte d'Azur.

Ces houles ont permis de tracer les plans de vagues du large vers la côte avec le logiciel SWAN et d'interpoler les valeurs autour de la zone d'étude. Les valeurs de hauteurs significatives devant la plage ont été extraites sur les nœuds ayant servi à l'interpolation, situés sur la ligne bathymétrique -10m, comme le montre la figure VI.35.

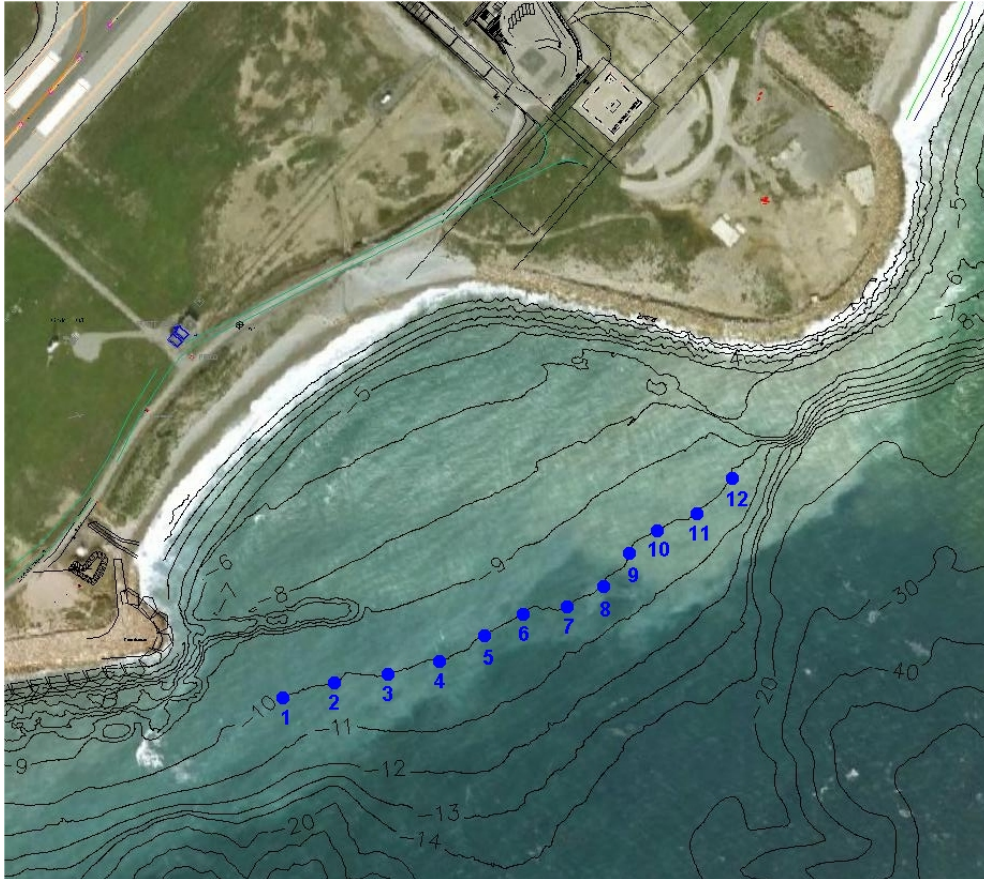


FIG VI.35 – Position des nœuds sur lesquels ont été extrapolées les valeurs de hauteurs significatives issues des plans de vague interpolés de SWAN

On présente sur les figures VI.36 à VI.43, les plans de vagues interpolés de SWAN ainsi que les profils de hauteurs significatives des vagues extraites au niveau de la ligne bathymétrique -10m devant la plage, pour les différentes directions de houle et occurrences.

Les plans de vagues confirment les impressions visuelles et l'amplification de la houle au niveau de la plage (bien visibles sur les figures VI.38 et VI.40). On constate par ailleurs sur les profils, qu'hormis pour la direction N90° où les valeurs de hauteurs significatives sont nettement plus faibles que pour les autres directions, la digue semble être beaucoup plus sollicitée que la plage. En effet, les valeurs de hauteurs significatives aux nœuds 7 à 11 sont plus importantes que sur les autres nœuds. Il semble que l'amplification de la houle du au phénomène de réfraction sur les fonds s'oriente vers le côté Est de la plage et sur le début de la digue.

VI. Etude de solutions de type « récif artificiel immergé » en géotextile : application en ingénierie

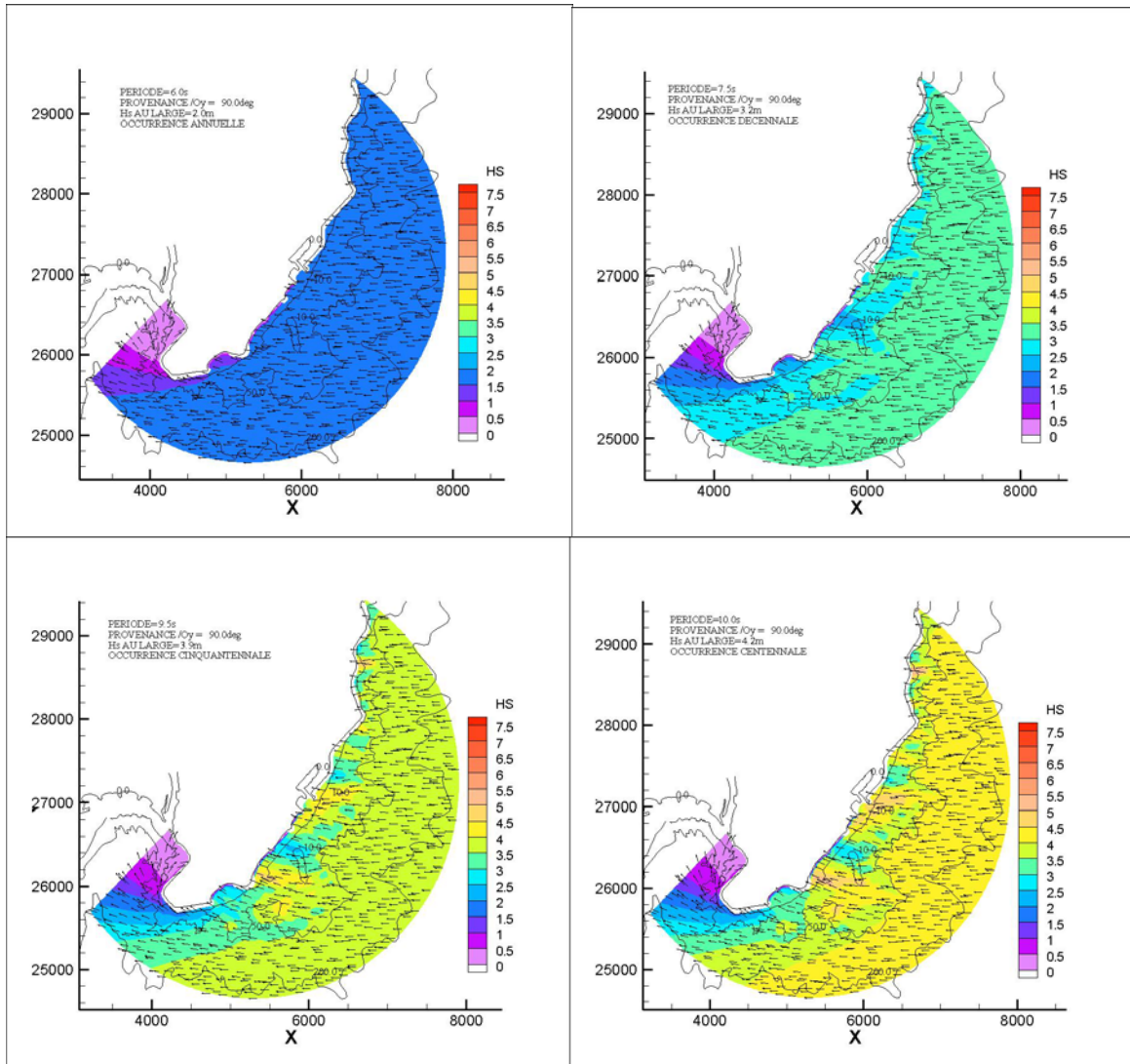


FIG VI.36 – Plan de vagues réalisée avec SWAN et interpolée autour de la zone d'étude pour les houles annuelles, décennale, cinquantennale et centennale de direction N90°

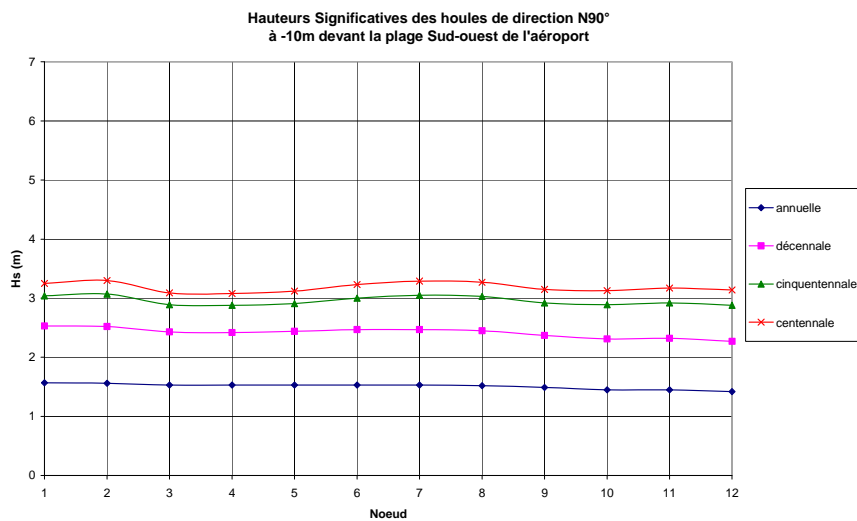


FIG VI.37 – Hauteurs significatives des houles de N90° extrapolée à la ligne -10m: annuelle (en bleue), décennale (en rose), cinquantennale (en rose) et centennale (en rouge)

VI. Etude de solutions de type « récif artificiel immergé » en géotextile : application en ingénierie

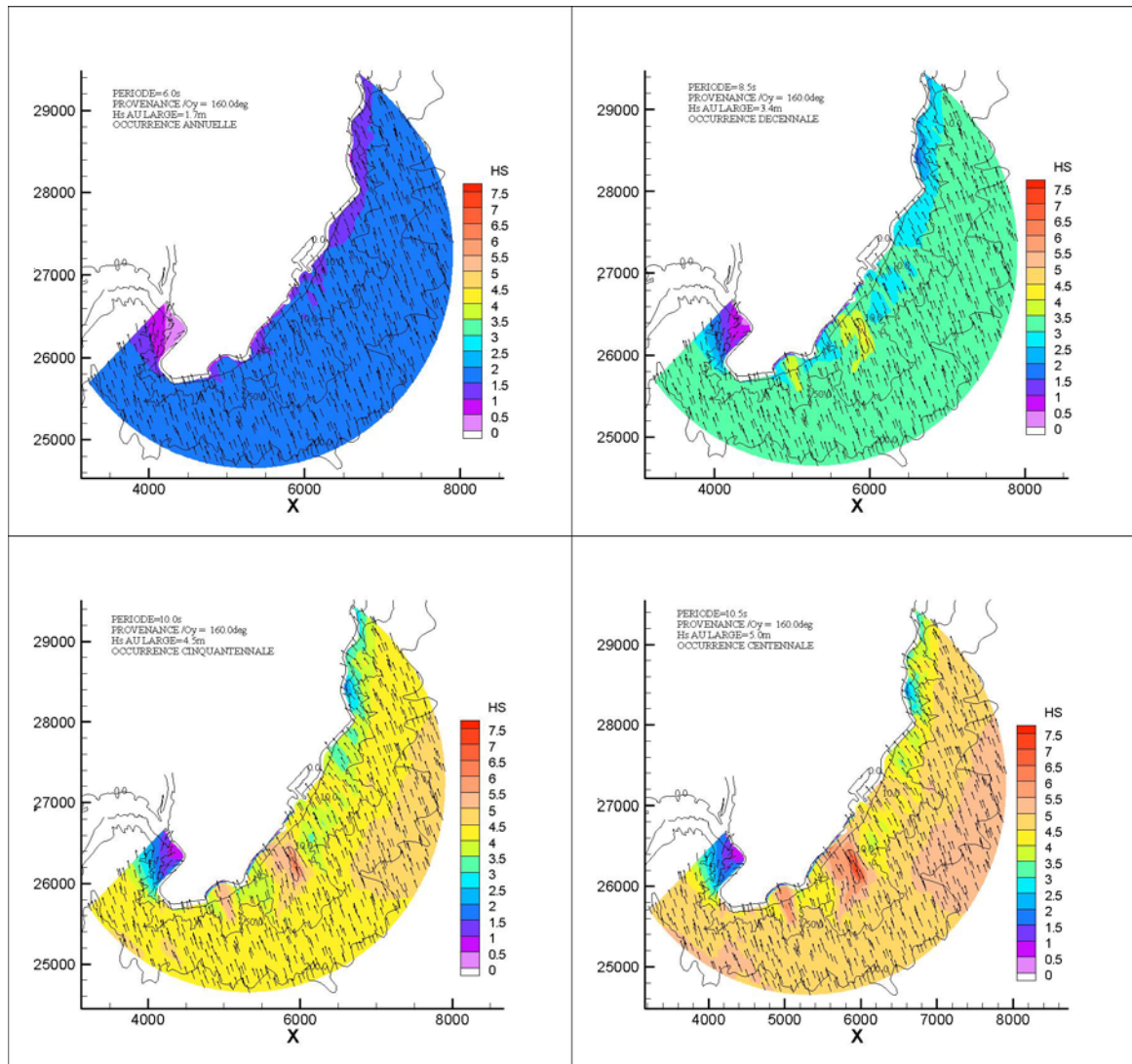


FIG VI.38 – Plan de vagues réalisée avec SWAN et interpolée autour de la zone d'étude pour les houles annuelles, décennale, cinquantennale et centennale de direction N160°

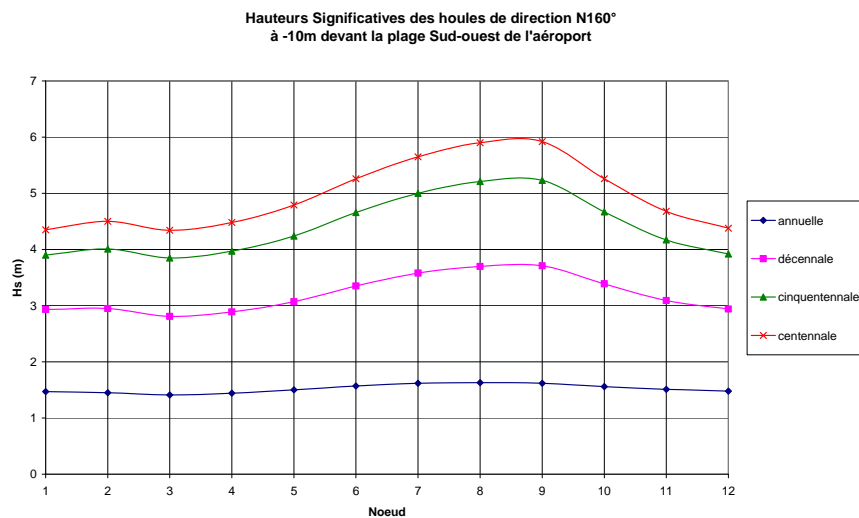


FIG VI.39 – Hauteurs significatives des houles de N160° extrapolée à ligne -10m : annuelle (en bleue), décennale (en rose), cinquantennale (en rose) et centennale (en rouge)

VI. Etude de solutions de type « récif artificiel immergé » en géotextile : application en ingénierie

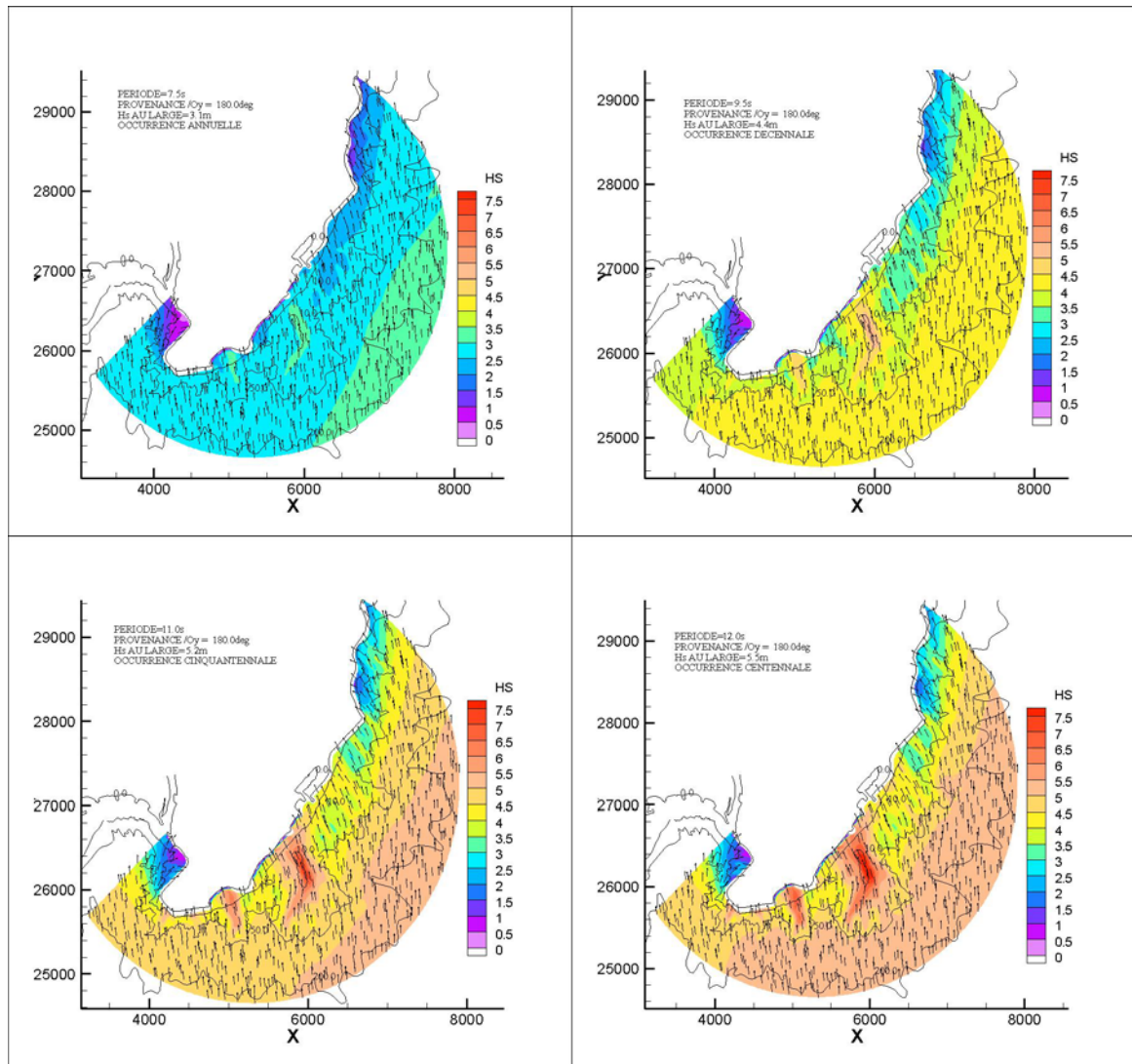


FIG VI.40 – Plan de vagues réalisée avec SWAN et interpolée autour de la zone d'étude pour les houles annuelles, décennale, cinquantennale et centennale de direction N180°

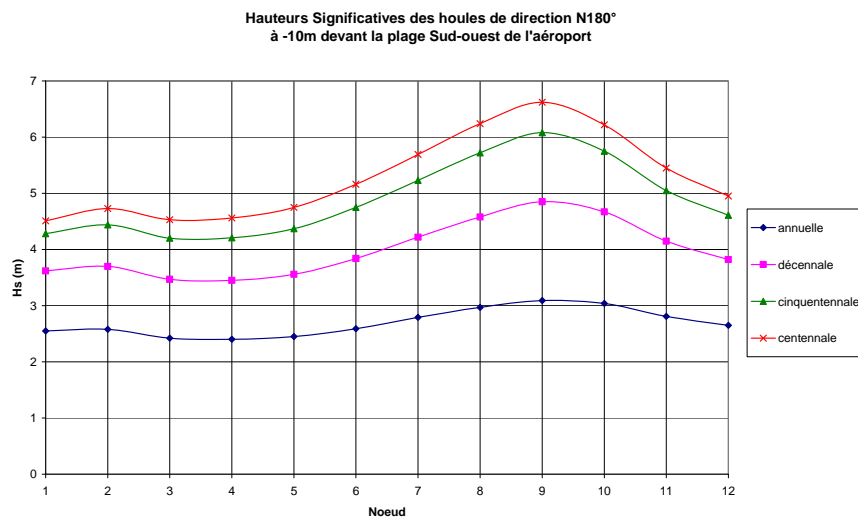


FIG VI.41 – Hauteurs significatives des houles de N180° extrapolée à la ligne -10m: annuelle (en bleue), décennale (en rose), cinquantennale (en rose) et centennale (en rouge)

VI. Etude de solutions de type « récif artificiel immergé » en géotextile : application en ingénierie

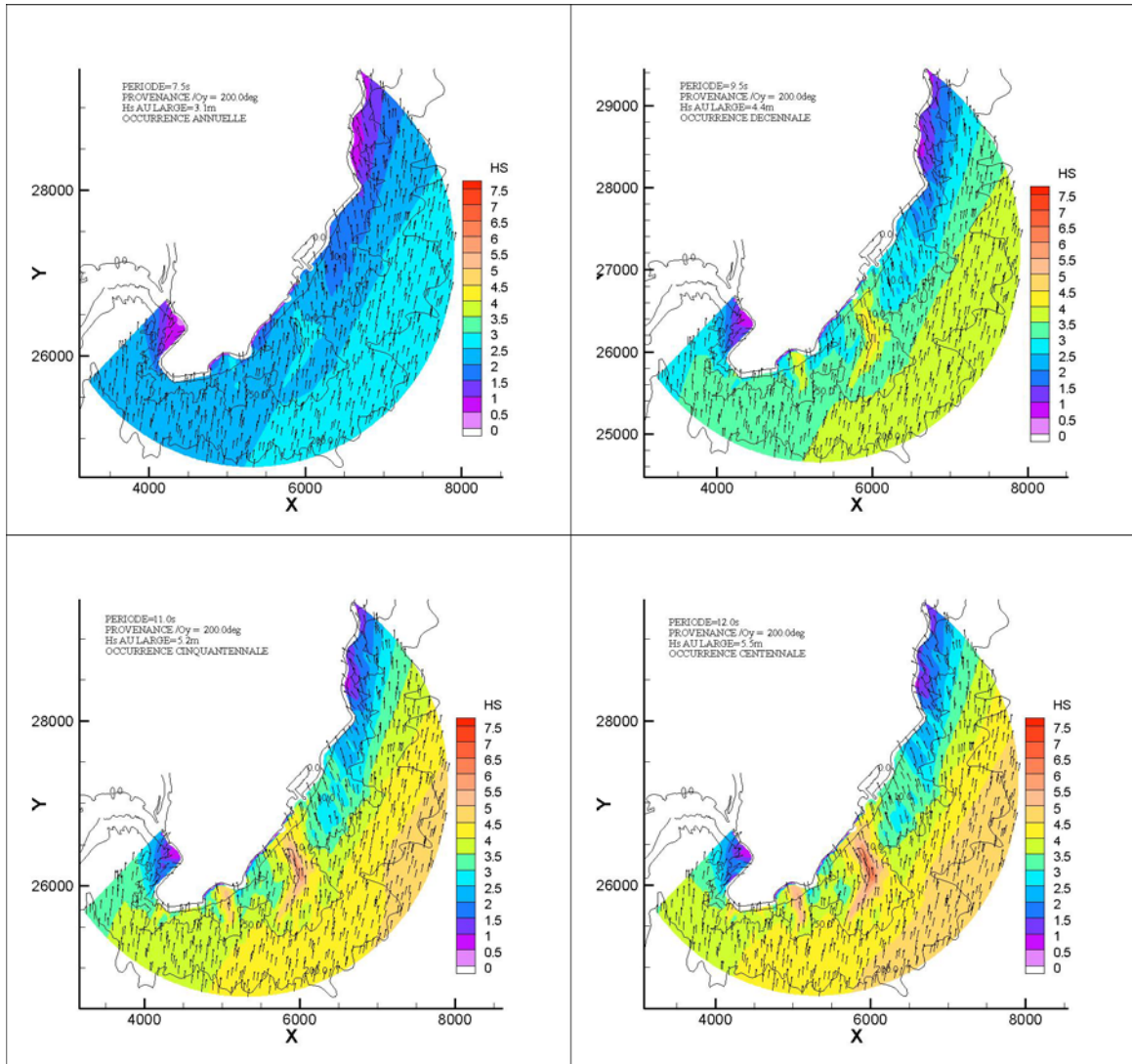


FIG VI.42 – Plan de vagues réalisée avec SWAN et interpolée autour de la zone d'étude pour les houles annuelles, décennale, cinquantennale et centennale de direction N200°

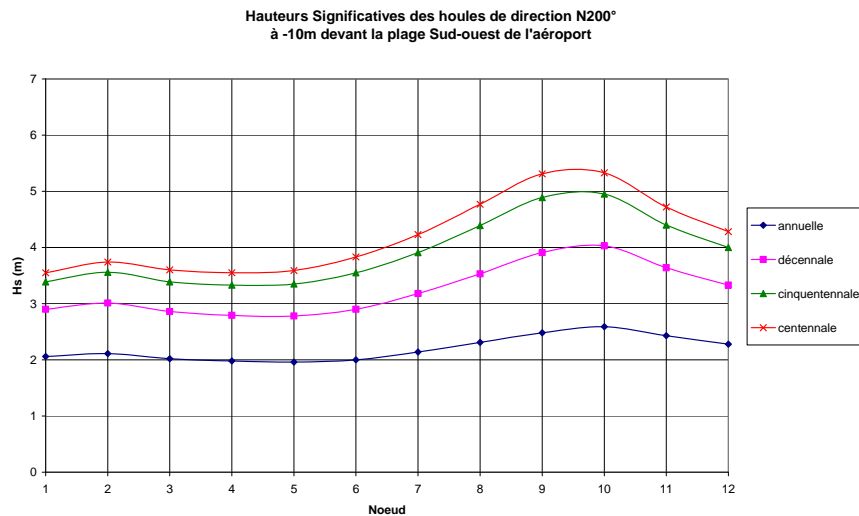


FIG VI.43 – Hauteurs significatives des houles de N200° extrapolée à la ligne -10m: annuelle (en bleue), décennale (en rose), cinquantennale (en rose) et centennale (en rouge)

### VI.2.1.3 Analyse du site

Bien que l'analyse des houles montre une amplification des hauteurs significatives autour de la région Nord-Est de la plage et sur la digue de l'héliport, on constate sur la figure VI.44 une érosion plus marquée dans la région Sud-Ouest. En effet la largeur de la plage semble nettement plus étroite sur la partie Sud-Ouest, juste à l'arrière de la digue en enrochement. Ceci laisserait penser que le climat de houle à dominance Sud-Ouest dans la région (cf rose des houles Fig. V29) joue un rôle plus important dans le transport sédimentaire que les tempêtes, en créant un courant de dérive du Sud-Ouest vers le Nord-Est. Ce courant de dérive du à l'obliquité des vagues par rapport au rivage favoriserait l'accrétion au Nord-Est et l'érosion au Sud-Ouest.

Néanmoins étant donné le fait que la plage est artificielle et que l'on ne peut donc pas comparer la situation aujourd'hui avec les photos de la plage dans son état naturel plusieurs années auparavant, cette constatation est à prendre avec prudence. D'autant plus que le manque de données sur les quantités de rechargements annuels et leur répartition sur la plage ne nous permet pas d'en conclure définitivement que le transport sédimentaire est principalement lié aux houles de Sud-Ouest.

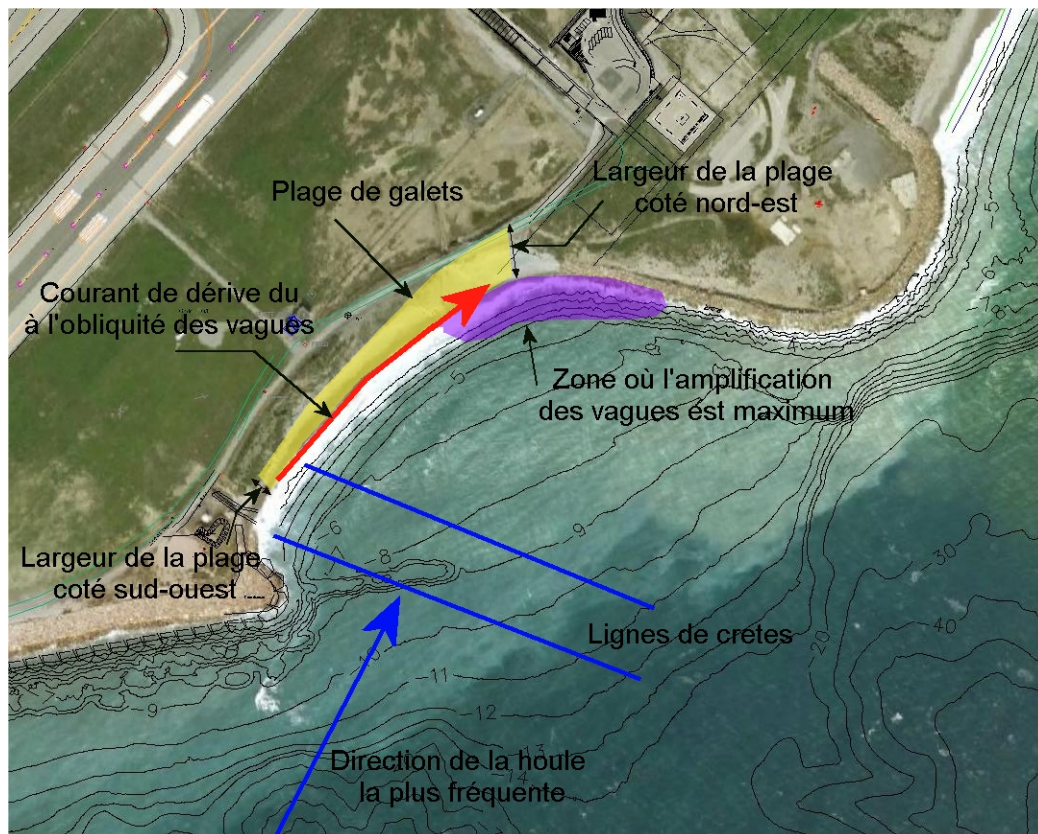


FIG VI.44 – Schéma du fonctionnement de la plage par houle de Sud-Ouest

Toutefois, la figure VI.44 indique que la zone où l'amplification de la houle est la plus forte ne correspond pas forcément à la zone où l'érosion est la plus marquée, on peut penser que les houles de tempêtes décennales à centennales ne seront pas dimensionnantes pour la structure immergée. Les quantités de sédiments arrachés à la plage par les houles annuelles, beaucoup plus fréquentes, doivent certainement être comparables à celles des houles plus grosses, comme la houle centennale, mais beaucoup plus rares.

## VI.2.2 Calculs préliminaires

Le dimensionnement de la structure immergée est délicat et plusieurs calculs préalables sont nécessaires. Dans un premier temps, on suppose que seules les vitesses orbitales dues aux vagues mettent en mouvement les sédiments présents sur la plage. Les vitesses orbitales constituent ainsi la seule force d'action pouvant entraîner de l'érosion.

Après avoir déterminé le seuil des vitesses orbitales à partir duquel on peut supposer que le sédiment sera mis en mouvement, on peut ensuite calculer les hauteurs des vagues correspondantes en fonction de la période. Connaissant les hauteurs maximales des houles qui doivent venir déferler sans dommages pour la plage, on peut calculer le coefficient de transmission à prendre en compte. Ce coefficient de transmission permet de dimensionner la structure immergée (largeur, hauteur, profondeur et pente) à mettre en place. On utilise pour cela l'équation d'Angremond, Van der Meer et de Jong (6.1) plutôt que les coefficients de transmissions issus des essais en canal de Bormes-les-Mimosas, à titre conservatif, et en raison des incertitudes qui pèsent pour le moment sur les résultats.

### VI.2.2.1 Calculs des vitesses orbitales

En eau relativement peu profonde, c'est-à-dire approximativement :

$$h < 0.1gT^2 \quad (6.3)$$

Avec  $h$  la hauteur d'eau,  $g$  l'accélération due à la gravité et  $T$  la période de la houle, les vagues exercent une force de frottement oscillante qui agit sur le fond et donc sur le sédiment.

Pour une houle monochromatique, non déferlante, de très faible cambrure et de hauteur  $H$ , l'amplitude  $U_w$  de la vitesse orbitale juste au dessus du fond est donnée par la relation :

$$U_w = \frac{\pi H}{T \sinh(kh)} \quad (6.4)$$

Cette relation n'est cependant valable que pour une houle théorique d'Airy. Pour tenir compte des aspects non linéaires de la houle en zone côtière, des corrections sont à apporter à l'équation du dessus. Ainsi pour une houle de Stokes de 2<sup>ème</sup> ordre, il vient :

$$U_{wc} = U_{wt} = U_w \times \left[ 1 + \frac{3kh}{8 \sinh^3(kh)} \frac{H}{h} \right] \quad (6.5)$$

$U_{wc}$  et  $U_{wt}$  correspondent respectivement aux vitesses orbitales sous les crêtes et sous les creux.

De même il est nécessaire d'apporter une correction sur ces vitesses orbitales pour prendre en considération l'aspect aléatoire et irrégulier des vagues. On caractérise ainsi la déviation standard  $U_{ms}$  des vitesses orbitales pour une houle spectrale.

La figure VI.45 présente les courbes de vitesses au fond pour une houle monochromatique ainsi que pour une houle aléatoire avec un spectre de JONSWAP.



VI. Etude de solutions de type « récif artificiel immergé » en géotextile : application en ingénierie

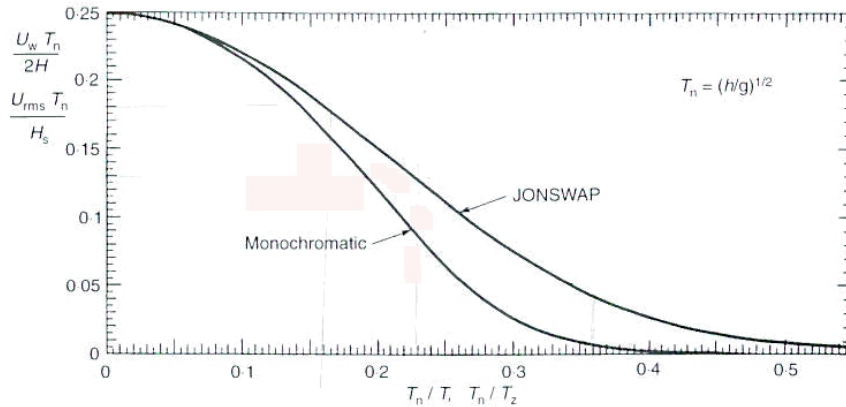


FIG VI.45 – Vitesse au fond pour une houle régulière ( $U_w T_n / 2H$  par rapport à  $T_n / T$ ) et pour une houle irrégulière ( $U_{rms} T_n / H_s$  par rapport à  $T_n / T$ )

En considérant que l'action des vague est la seule force qui intervient, le seuil de mis en mouvement des sédiments dépend alors de la vitesse orbitale  $U_w$ , mais aussi de la période  $T$  de la houle incidente, du diamètre  $d$  des sédiments et de leur densité  $\rho_s$ .

Le seuil de vitesse orbitale  $U_{wcr}$  peut être déterminé par l'équation de Komar et Miller (1974), valable pour tout sédiment de diamètre  $d > 0.5mm$  :

$$U_{wcr} = [1.09g(s_p - 1)]^{1/7} d^{3/7} T^{1/7} \quad (6.6)$$

Où  $s_p$  est le ratio entre la densité du grain de sédiment et celle de l'eau de mer.

Ceci donne pour différentes périodes de houle et différents diamètres de sédiments, les valeurs seuils de vitesses orbitales du tableau VI.16.

Vitesse orbitale (m/s)		diamètre des sédiments en m				
		0.02	0.05	0.07	0.1	0.12
Période de la houle (s)	4	1.15	1.7	1.97	2.29	2.48
	6	1.22	1.8	2.08	2.43	2.62
	7.5	1.26	1.86	2.15	2.51	2.71
	9.5	1.3	1.93	2.22	2.59	2.8
	10	1.31	1.94	2.24	2.61	2.82
	11	1.33	1.97	2.27	2.65	2.86
	12	1.34	1.99	2.3	2.68	2.9

TAB VI.16 – Seuil des vitesses orbitales (en m/s) nécessaire à la mise en mouvement de sédiments en fonction du diamètre des grains et de la période de la houle incidente

Il s'agit donc des hauteurs significatives de houle pour lesquelles les hauteurs maximales engendrent les vitesses orbitales susceptibles de mettre en mouvement le sédiment.

D'après ce calcul, on est relativement conservatif puisque d'une part la mise en mouvement du sédiment n'entraîne pas forcément de l'érosion, d'autre part on prend dans le calcul les

hauteurs de vagues maximales, ce qui représente un nombre limité de vagues (environ 5%) sur la totalité des vagues d'une houle spectrale. Par ailleurs la formule de Komar et Miller comparée à des résultats expérimentaux montre qu'elle surestime légèrement les valeurs de vitesses orbitales.

### VI.2.2.2 Calculs des coefficients de transmission

A partir du tableau des hauteurs significatives maximales qu'on peut trouver à l'arrière de la structure immergée avant que leur vitesse orbitale ne mette en mouvement le sédiment, il est possible de calculer les coefficients de transmission nécessaire à l'obtention de ces valeurs.

On va donc calculer le coefficient de transmission par direction de provenance de la houle du large, et son occurrence par rapport au diamètre des sédiments.

Les profils de hauteurs significatives montrent que les valeurs ne sont pas homogènes le long de la plage. Pour rester le plus conservatif possible, on ne retient dans le calcul des coefficients de transmission que les valeurs maximales. Toutefois, les valeurs de hauteurs significatives ont été extrapolées à la ligne bathymétrique -10m pour empêcher des erreurs liées à l'interpolation de la bathymétrie dans le maillage sous SWAN. En effet, le pas d'espace relativement grand (20m) adopté, ne permettait pas d'extrapoler des valeurs trop près de la côte. Un coefficient de shoaling entre la ligne bathymétrique -10m et la structure, n'a pas non plus été appliqué. On suppose donc que les hauteurs significatives à 10m de profondeur sont celles qui viendront déferler sur la structure et que l'on retient pour le calcul des coefficients de transmission.

Les coefficients de transmission calculés pour chaque direction (Fig.VI.17, 18, 19 et 20), correspondent donc au pourcentage de hauteur de houle incidente maximale que l'on peut laisser passer sans que le sédiment soit mis en mouvement. Par exemple pour la direction N90° (Tab.VI.17), on constate que la houle annuelle n'a aucune influence sur les sédiments de la plage dont le diamètre est supérieur à 7cm. On peut donc laisser passer 100% de la hauteur significative des vagues. Par contre pour la houle centennale de Hs=3.30m au pied de la structure immergée, il faut diminuer la hauteur significative de 50% pour la plage dont les sédiments font 5cm et de 66% pour des sédiments de 2cm.

Coefficient de transmission (%) pour N90°							
Occurrence	Période	Hs incident	diamètre des sédiments en m				
			0.02	0.05	0.07	0.1	0.12
Annuel	6.0 s	1.57 m	64	94	100	100	100
Décennale	7.5 s	2.53 m	42	61	71	83	90
Cinquennale	9.5 s	3.05 m	36	54	62	72	78
Centennale	10.0 s	3.30 m	34	50	58	68	73

TAB VI.17 – Coefficient de transmission maximum par occurrence de houle et diamètre des sédiments pour la direction N90°

Coefficient de transmission (%) pour N160°							
Occurrence	Période	Hs incident	diamètre des sédiments en m				
			0.02	0.05	0.07	0.1	0.12
Annuel	6.0 s	1.63 m	61	90	100	100	100
Décennale	8.5 s	3.71 m	29	43	50	58	63
Cinquennale	10.0 s	5.23 m	21	32	37	43	46
Centennale	10.5 s	5.92 m	19	28	33	38	41

TAB VI.18 – Coefficient de transmission maximum par occurrence de houle et diamètre des sédiments pour la direction N160°

Coefficient de transmission (%) pour N180°							
Occurrence	Période	Hs incident	diamètre des sédiments en m				
			0.02	0.05	0.07	0.1	0.12
Annuel	7.5 s	3.09 m	34	50	58	68	73
Décennale	9.5 s	4.85 m	23	34	39	45	49
Cinquennale	11.0 s	6.08 m	19	28	32	37	40
Centennale	12.0 s	6.62 m	17	26	30	35	38

TAB VI.19 – Coefficient de transmission maximum par occurrence de houle et diamètre des sédiments pour la direction N180°

Coefficient de transmission (%) pour N200°							
Occurrence	Période	Hs incident	diamètre des sédiments en m				
			0.02	0.05	0.07	0.1	0.12
Annuel	7.5 s	2.59 m	41	60	69	81	88
Décennale	9.5 s	4.03 m	27	41	47	55	59
Cinquennale	11.0 s	4.95 m	23	34	39	46	49
Centennale	12.0 s	5.33 m	22	32	37	43	47

TAB VI.20 – Coefficient de transmission maximum par occurrence de houle et diamètre des sédiments pour la direction N200°

### VI.2.2.3 Analyse des résultats

Etant donné que le rechargement des plages est réalisé annuellement, on peut supposer que les houles décennale, cinquennale et centennale sont moins dimensionnantes pour la structure immergée que la houle annuelle. Malgré le fait que la quantité de matériaux enlevés à la plage par ce type de tempête soit plus importante que pour une tempête annuelle par exemple, il est probable que leur occurrence soit trop faible pour véritablement influencer la dynamique sédimentaire de la plage. En effet ces tempêtes sont ponctuelles et interviennent donc très rarement dans le fonctionnement et la dynamique générale de la plage.

Une étude sédimentaire avec un modèle cross-shore pourrait permettre de calculer les volumes de sédiments érodés par chacune de ces tempêtes. En multipliant ce volume par l'occurrence des tempêtes, on pourrait connaître leur influence exacte sur la dynamique sédimentaire. Pour cela il faudrait également faire une étude plus détaillée du site afin de connaître la taille exacte des sédiments présents sur la plage et au fond de l'eau. La plage ayant été construite avec des matériaux de carrière et rechargée annuellement avec des matériaux venant en grande partie des travaux de génie civil sur la plate-forme aéroportuaire, on peut penser que la taille des sédiments n'est pas monodispersée. Afin de calibrer le modèle, il serait nécessaire de connaître la proportion de chaque taille de sédiments.

Les coefficients de transmission calculés montrent que la houle la plus contraignante est la houle de Sud (N180°) car c'est elle qui engendre les coefficients de transmission maximum les plus faibles quelque soit la taille de sédiments, en raison du fait que ses valeurs de hauteurs significatives incidentes au niveau de la ligne bathymétrique -10 m, sont les plus importantes.

Le dimensionnement du récif doit donc être réalisé par rapport à la houle annuelle de direction N180°. En se référant aux précédents tableaux, on constate que les coefficients d'amplifications varient entre 34% et 73% pour des diamètres de sédiments respectifs de 2cm à 12cm.

### **VI.2.3 Conclusions sur l'étude de l'aéroport de Nice Côte d'Azur**

Cette étude apparait plus comme une application en ingénierie côtière que comme de la recherche fondamentale sur l'influence de l'implantation d'une structure immergée en géotextiles sur l'érosion côtière. Elle présente néanmoins une méthode efficace couplant données brutes, modélisation numérique et approche théorique, et permet d'obtenir un premier outil pour dimensionner ce genre de structures artificielles immergées. Elle ouvre la voie à une validation par des modèles morphodynamiques ou des essais en cuves à houle.

# Conclusion

Les travaux de cette thèse se sont attachés à traiter du problème de la propagation de la houle au-dessus de bathymétries complexes en milieu côtier, par l'étude des phénomènes de réfraction, diffraction, réflexion et transmission et à travers plusieurs modes opératoires : l'étude théorique, numérique et expérimentale.

Par ailleurs, cette thèse avait plusieurs objectifs principaux : développer et améliorer un code de propagation de la houle, étendre les recherches sur un système de récupération d'énergie de la houle, et entrevoir de nouveaux moyens lutte contre les franchissements et l'érosion côtière plus respectueux de l'environnement. Elle s'inscrivait donc dans un cadre à la fois de recherche fondamentale mais également d'application en ingénierie, en s'appuyant sur des études du littoral Méditerranéen, de faible marnage mais sensible aux surcotes barométriques et pouvant présenter des bathymétries accidentées.

## **Propagation de la houle**

Dans un premier temps, le développement du code de propagation de la houle à résolution de phase devait permettre d'obtenir un modèle rapide d'exécution, qui puisse déterminer les conditions de houle à la côte en ayant la possibilité de simuler de la houle irrégulière et forcer un modèle d'agitation portuaire. Les travaux entrepris dans le cadre de ces recherches ont soulevé plusieurs questions théoriques sur le comportement physique de la houle et sur les effets de réfraction et diffraction, dont nous nous sommes attachés à répondre, et qui nous ont amenés à entreprendre des essais en canal à houle.

Les résultats ont montré que la description de la houle selon la méthode de représentation de rayons et de crêtes, sur laquelle le modèle est basé, était délicate du fait de la complexité des phénomènes qui apparaissent lorsque la houle se propage au-dessus d'un haut-fond. Il s'avère que les crêtes ne croisent pas, comme on pourrait le croire, à la suite d'une perturbation bathymétrique entraînant des effets de réfraction importants, à cause de la diffraction qui intervient pour modifier les caractéristiques des vagues derrière la convergence. Il en résulte un phénomène que l'on a nommé « déphasage » pour lequel les crêtes ne restent plus solidaires entre elles. La séparation entre la partie des crêtes ayant été influencées au passage du haut-fond et celles s'étant propagées normalement, est représentée par des lignes de faible amplitude où la phase est absente.

Un paramètre de diffraction a été introduit dans le modèle et les conditions limites ajustées pour tenir compte de ces effets. Un procédé de recombinaison d'un grand nombre de composantes de houles régulières selon un spectre choisi, permet d'obtenir des houles irrégulières avec le modèle. La comparaison des simulations avec le modèle SWAN montre des résultats très satisfaisants. La conservation de la phase dans les calculs permet également au modèle de forcer un modèle d'agitation côtière.

## Conclusion

Les recherches ont donc conduit à l'obtention d'un outil complet permettant la modélisation des processus du large vers la côte. Le modèle de propagation, qui résout les équations à l'avancement, est très rapide et nécessite très peu de place mémoire. Après avoir apporté les conditions de houle à la frontière, il est ensuite relayé par le modèle d'agitation résolvant l'équation elliptique de Berkhoff, qui plus lourd de mise en place, peut désormais se restreindre à une zone d'étude plus réduite.

### **Energie de la houle**

Le système de récupération de l'énergie de la houle par exploitation des effets de Longuet-Higgins développé et étudié, est original et innovant. Les recherches entreprises à la suite des travaux de Pierre Guével ont consisté à appliquer les résultats obtenus lors des essais en houle régulière, en houle irrégulière. Les travaux se sont également attachés à estimer la production énergétique d'un tel système implanté sur un site naturel, pour étudier quels étaient les processus prépondérants agissant en houle aléatoire, et mettre en évidence d'une part les points à améliorer sur le système, et d'autre part les caractéristiques du site optimal pour implanter un tel système.

Si les essais ont été relativement encourageants en houle régulière, l'application théorique des résultats en houle irrégulière a montré une chute relativement importante du rendement. Par ailleurs, l'estimation de la production énergétique sur le site de Monaco a révélé que l'angle d'incidence de la houle par rapport au mur réfléchissant, la profondeur d'immersion du système, et la baisse de rendement lorsque le système n'était pas réglé à la période de la houle incidente, étaient les facteurs qui prédominent pour expliquer les faibles valeurs trouvées. Les conclusions ont montré qu'un site recevant de fortes houles avec un spectre très étroit, de direction moyenne la plus frontale possible au mur réfléchissant serait plus adapté.

Néanmoins le système de récupération d'énergie de la houle paraît répondre à la problématique actuelle de recherche d'énergie renouvelable propre, tout en offrant la possibilité d'être implanté au fond de l'eau, n'entravant pas la navigation, et n'ayant que très peu d'impact sur l'environnement, contrairement à d'autres procédés.

### **Récif artificiel immergé en géotextile**

Des recherches sur la transmission de la houle à travers des structures de type récif artificiel immergé en géotextile ont été entreprises dans le cadre de deux projets d'ingénierie, pour limiter le franchissement d'un port et lutter contre l'érosion d'une plage. Le but de ces structures innovantes, ayant montré une incroyable efficacité sur un prototype en Australie, est de diminuer la taille des vagues et lutter ainsi contre l'érosion côtière, constituer un habitat pour la flore et la faune marine, et pourquoi pas offrir la possibilité de développer des activités nautiques telles que le surf.

Les recherches menées ont conduit à des essais en canal à houle. Ils ont révélé la tendance des géotextiles à dissiper la houle de manière plus importante que prévue par la théorie. Par ailleurs, en dissipant une partie de la houle avant qu'elle n'arrive sur la côte, les récifs artificiels en géotextile participent à la diminution des vitesses orbitales des vagues et donc à la lutte contre le phénomène d'érosion. Les recherches ont également abouti à la mise en place d'un outil théorique permettant le dimensionnement de ce genre de structures et ont démontré la complémentarité entre modélisation numérique et approche théorique.

### Perspectives

Chacun des chapitres aurait sans doute nécessité davantage de recherches pour une compréhension totale des phénomènes décrits et mis en évidence. Cependant le cadre industriel dans lequel s'inscrivait la thèse, imposait des applications concrètes, liées au fonctionnement même de l'entreprise. Les résultats des travaux dans les différents domaines abordés ouvrent néanmoins la voie à de nombreuses études futures.

Concernant la propagation de la houle, le phénomène de « déphasage » doit être caractérisé de manière quantitative et nécessite d'autres essais en canal voire des simulations sur différents types de bosses dans le but d'établir une relation qui permette de calculer l'angle d'ouverture des lignes de faible amplitude qui séparent les crêtes déphasées. Ces futures investigations pourraient permettre également de s'intéresser au raccrochement ou non des crêtes au cours de la propagation et aux phénomènes qui y contribuent.

Le modèle de propagation en coordonnées curvilignes nécessite encore des développements supplémentaires, qui découleront des recherches sur la caractérisation du « déphasage », pour le rendre le plus robuste possible notamment dans les cas de fortes convergences, et afin que la représentation des lignes de crêtes issue du modèle soit la plus fidèle possible à la réalité. Une piste d'exploration consisterait à resserrer automatiquement le maillage dès que les rayons de la houle se rapprochent trop au-dessus d'une perturbation bathymétrique, et chercher par itération la position exacte de la phase à chaque pas de temps.

Le récupérateur d'énergie de la houle est un immense sujet pour d'éventuelles recherches aussi bien fondamentales qu'industrielles. Il est évident qu'à ce stade, le système n'est pas suffisamment au point pour produire assez d'énergie pour être rentable. D'un point de vue de la recherche théorique, une analyse temporelle de l'action du récupérateur d'énergie en tant qu'amortisseur de houle pourrait être entreprise pour déterminer l'amortissement de la houle réfléchi par rapport à la houle incidente. L'installation de capteurs de pression au pied d'un site propice à l'installation d'un tel système permettrait de conforter, en couplant les valeurs avec les conditions de houle, les calculs théoriques élaborés au sein de ce mémoire. D'un point de vue industriel, des recherches sur l'élaboration d'un moteur linéaire efficace peuvent être menées, et une adaptation de la fréquence propre du plateau à la houle incidente permettrait d'améliorer son rendement.

L'étude sur les récifs artificiels immergés en géotextile, même si leur application était très axée ingénierie, ont eu le mérite de mettre en évidence l'éventail des recherches qui restent encore à entrevoir vis-à-vis d'un phénomène qui ne va cesser de progresser dans les années à venir. Aussi, la lutte contre l'érosion devra s'intégrer, contrairement à ce qui a été fait par le passé, dans un souci d'environnement même dans des lieux comme l'aéroport de Nice Côte d'Azur complètement artificiel et loin d'être un exemple en matière de préservation du milieu naturel. Cette étude présente par ailleurs une méthode relativement efficace pour dimensionner ce genre de structure côtière immergée, complètement théorique, et qui demande à être validée et affinée par des modélisations numériques ou des essais en cuve à houle. En particulier, les effets d'échelles liés à la taille des géotextiles et du sédiment les remplissant sur la dissipation des vagues restent à quantifier plus précisément. Enfin, les récifs artificiels immergés semblent constituer une solution douce alternative aux habituels et trop récurrents enrochements préconisés et mis en place depuis un certain nombre d'années, malgré la preuve de leur inefficacité et leur impact sur l'environnement.





# Bibliographie

Airy, G.B., 1845. Tides and Waves. Encyclopaedia Metropolitana, London.

Arthur, R.S., 1946. Refraction of water waves by islands and shoals with circular bottom contours. Trans. Am. Geophys. Un., 1946, 27, No. 2, 168.

Battjes, J.A., Stive, M.J.F., 1985. Calibration and verification of a dissipation model for random breaking waves. HJournal.

Benoit, M., Marcos, F., Becq, F., 1996. Development of a third-generation shallow-water wave model with unstructured spatial meshing. Proc 25<sup>th</sup> int. Conf. Coastal Eng. ASCE, New York, pp 465-478.

Berkhoff, J.C.W., 1972. Computation of combined refraction-diffraction. Proc. 13<sup>th</sup> Coastal Eng. Conf., ASCE, New York, pp. 471-490.

Berkhoff, J.C.W., Booy, N., Radder, A.C. 1982. Verification of numerical wave propagation models for simple harmonic linear water waves. Coastal Eng., 6(3), 255-279.

Black, K., Mead, S., 2001. Design of the gold coast reef for surfing, beach amenity and coastal protection: surfing aspects. Journal of Coastal Research, Special Issue 29 Natural and Artificial Reefs for Surfing and Coastal Protection, pp. 115-130.

Bouguis, J., 2004. Modèle d'approche de la houle par une méthode de refraction-diffraction en coordonnées curvilignes. VIIIèmes journées nationales génie côtier. Compiègne. Session 1 : Hydrodynamique côtière.

Booij, N., Ris, R.C., Holthuijsen, L.H., 1999. A third generation wave model for coastal regions, part I, model description and validation. J. Geophys. Res. 104, 7649-7666.

Castelle. B. 2004. Modélisation de l'hydrodynamique sédimentaire au-dessus des barres sableuses soumises à l'action de la houle: application à la côte Aquitaine. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I.

Cazenave, A., Nerem, R.S., 2004. Present-Day sea level change: observations and causes, Review of Geophysics, 42.

Chen, Q., Kirby, J.T., Dalrymple, R.A., Kennedy, A.B., Chawal, A., 2000. Boussinesq modeling of wave transformation, breaking and runup. II: two horizontal dimension. J. Waterw. Port Coast. Ocean Eng. 126, 48-56.

## Bibliographie

- D'Angremond, K., Van der Meer, J.W., de Jong, R.J. 1996. Wave transmission at Low-crested Structures. Proceedings of the 25th International Conference on Coastal Engineering (ICCE) ; Kobe, Japan.
- Dalrymple R.A., Kirby, J.T., 1988. Models for very wide-angle water waves and wave diffraction. J. Fluid Mech., 192, 33-50.
- Dalrymple R.A., Shu K.D., Kirby, J.T., Chae J.W., 1989. Models for very wide-angle water waves and wave diffraction. Part 2: Irregular bathymetry. J. Fluid Mech., 201, 299-322.
- Dean, R.G., Dalrymple, R.A., 2001. Coastal Processes with Engineering Applications. Cambridge University Press. 488 pp.
- Dingemans, M.W., 1997. Water wave propagation over uneven bottoms. Part 1. Linear wave propagation, Advanced Series on Ocean Engineering, 13, World Scientific, 471 p.
- Galvin, C., 1968. A breaker type classifications of three laboratory beaches. Journal of Geophysical Research 73, 3651-3659.
- Gouaud. F. 2007. Etude de l'évolution du trait de côte à long terme : modélisation physique et numérique. Thèse de doctorat. Université du Sud Toulon-Var.
- Gerstner, F.J., 1802. Theorie der wellen. Abhandlungen der Königl. Böh. Ges. der Wiss. zu Prag für das Jahr.
- Goda, Y. 1985. Random seas and design of maritime structures. Advanced Series on Ocean Engineering – Volume 15. World Scientific. pp 87-90.
- Goda Y., 1990. Handbook of coastal and ocean engineering. Vol1. Herbich Editor.
- Grenelle de la mer. 2009. Rapport du groupe I. La délicate rencontre entre la terre et la mer.
- Guevel, P. 2005. Principe de fonctionnement d'un houle-moteur fondé sur l'exploitation de l'oscillateur de Longuet-Higgins en présence d'un clapotis en eau profonde.
- Hasselmann K et al. 1973. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP). Deutsche Hydr Zeit, Reihe A8, 7-95.
- Hales, L.Z. and Herbich, J.B., 1972. Tidal inlet current-ocean wave interaction, Proc; 13<sup>th</sup> ICCE, 669-688.
- Horikawa, K., 1988. Nearshore dynamics and coastal processes. University of Tokyo Press.
- Holthuijsen L.H., Herman A., Booij N., 2003. *Phase-decoupled refraction-diffraction for spectral wave models*. Coastal Engineering 49, pp 291-305.
- Isobe, M., 1986. A parabolic refraction-diffraction equation in the ray-front coordinate system. Proc. 20<sup>th</sup> Int. Conf. On Coastal Eng., Taipei pp. 306-317.

## Bibliographie

- Jackson, L.A., Tomlinson, R., McGrath, J., Turner, I., 2002. Monitoring of a multi-functional submerged geotextile reef breakwater. Proc. 28<sup>th</sup> International Conference on Coastal Engineering, 2002. ASCE, Cardiff, UK, pp.1923-1935.
- Kirby, J.T., Dalrymple, R.A., 1983. A parabolic equation for combined refraction and diffraction of stokes waves by mildly varying topography. *J. Fluid Mech.* 136, 453-466.
- Kirby, J.T., 1984. A note on linear surface wave-current interaction over slowly varying topography. *J. Geophys. Res.* 91, 933-952.
- Kirby, J.T., 1986. Higher order approximations in the parabolic equation method for water waves. *J. geophys. Res.* 91, 933-952.
- Kirby, J.T., Dalrymple, R.A., 1986a. An approximate model for nonlinear dispersion in monochromatic wave propagation models. *Coast. Eng.* 9, 545-561.
- Kirby, J.T., Dalrymple, R.A., 1986b. Modeling waves in surfzones and around islands. *J. Waterw. Port Coast. Ocean Eng.* 112, 78-93.
- Kirby, J.T., Özkan, H.T., 1994. Combined refraction/diffraction model for spectral wave conditions, REF/DIF S, version 1.1: documentation and user's manual. Research rep. No. CACR-94-04, Center for Applied Coastal Research; Dept. of Civil Eng., Univ. of Delaware, Newmark, DE 19716.
- Komar ; P., 1998. Beach processes and Sedimentation. Prentice Hall.
- Lajoie, D. 1996. Modélisation de la houle en zone côtière: prévision de l'agitation à l'intérieur des ports et mise au point d'atténuateurs de houle dynamiques. Thèse de doctorat. Université Aix-Marseille II.
- Lecornu, F., De Roeck, Y.H. 2009. PREVIMER – Observations et prévisions côtières. La houille blanche/N°1-2009, pp 60-63.
- Li, Y.S., Zhan, J.M., 2001. Boussinesq-type model with boundary-fitted coordinate system. *J. Waterw., Port Coast. Ocean Eng.*, ASCE, New York, 127, 152-160.
- Liu, P.L.-F., Tsay, T.-K., 1984. Refraction-diffraction model for weakly nonlinear water waves. *J. Fluid Mech.* 141, 265-274.
- Liu, P.L.-F., 1986. Viscous effects on evolution of stokes waves. *J. Waterw. Port Coast. Ocean Eng.* 112, 55-63.
- Long, R.B., 1973. Scattering of surface waves by an irregular bottom. *Jour. Geophys. Res.*, 78 (33), 7861-7870.
- Longuet-Higgins, M.S., 1950. A theory of the origin of microseisms. Department of Geodesy and Geophysics. University of Cambridge. Vol 243; A.857.

## Bibliographie

- Mordane, S., Mangoub, G., Maroihi, K.L., Chagdali, M. 2004. A parabolic equation based on a rational quadratic approximation for surface gravity wave propagation. *Coastal Engineering*, pp 85-95.
- Mei, C., 1989. *The applied dynamics of ocean surface waves*. World Scientific.
- Miche, R. 1951. Le pouvoir réfléchissant des ouvrages maritime exposés à l'action de la houle, *Annales des Ponts et Chaussées*, 121<sup>ème</sup> annexe, pp 285-319.
- Michell, J.H., 1893. The highest waves in water, *Phil. Mag.* (5) 36 (1893) 430-437.
- Molin, B., 2002. *Hydrodynamique des structures offshore. Guides pratiques sur les ouvrages en mer*. Ed Technip. pp 61-83.
- Molin, B., Lajoie, D., Jarry, N., Rousseaux, G. 2008. Tapping wave energy through Longuet-Higgins microseism effet. *International Workshop on water waves and floating bodies*, Korea.
- Munk, W.H., 1949. Surf beats. *Trans. Am. Geophys. Union*. 30, 849-584.
- Munk, W.H., 1951. Origin and generation of waves. *Proc. First Coastal Engineering Conference*, Long Beach, Calif., 1-4.
- Ostendorf, D., Madsen, O. 1979. An analysis of longshore current and associated sediment transport in the surf zone. Boston: Massachusetts Institute of Technology, Department of Civil Engineering Technical Report 241. 169. p.
- Panchang, V.G., Wei, G., Pearce, B.R., Briggs, M.J., 1990. Numerical simulation of irregular wave propagation over a shoal. *J. Waterw. Port. Ocean Eng.* 116, 324-340.
- Radder, A.C, 1979. On the parabolic equation method for water-wave propagation. *Journal of Fluid Mechanics* 95, 159-176.
- Ranasinghe, R., Turner, I.L, 2005. Shoreline response to submerged structures: a review. *Coastal Engineering* 53 (2006), pp 65-79.
- Ranasinghe, R., Turner, I.L., Symonds, G. 2006. Shoreline response to multi-functional artificial reefs: A numerical and physical modelling study. *Coastal Engineering* 53 (2006), pp 589-611.
- Ris, R.C., Booij, N., Holthuijsen, L.H., 1999 : A third-generation wave model for coastal regions, Part II : Verification, *J. Geophys. Res.*, 104, C4, 7667-7681.
- Seiji, W.N., Uda, T., Tanaka, S., 1987. Statistical study on the effect and stability of detached breakwaters. *Coastal Engineering in Japan* 30(1), 121-131.
- Shi, F., Kirby, J.T., 2004. Curvilinear parabolic approximation for surface wave transformation with wave-current interaction. *J. of Comp. Phys.* 204, 562-586.

## Bibliographie

Suh, K.D., Dalrymple, R.A., 1993. Application of angular spectrum model to simulation of irregular wave propagation. *Journal of Waterway Port Coastal and Ocean Engineering*, Vol 119. pp 505-520.

Stokes, G.G. 1847. On the theory of oscillatory waves. *Trans. Cambridge Philos. Soc.* 8 (1847), pp. 441-455.

Ursell, F., 1953. The long wave paradox in the theory of gravity waves. In *Proc. Cambridge Phil. Soc.* volume 49, pages 685-694.

Vincent, C.L., Briggs, M.J., 1989. Refraction-diffraction of irregular waves over a mound. *J. Waterw. Port Coast. Ocean Eng.* 115,269,284.

Whitham, G.B., 1974. *Linear and nonlinear waves*, Wiley, New York, 636 p.

Yue, D.P.K., Mei, C.C., 1980. Forward diffraction of stokes waves by a thin edge. *J. Waterw. Port Coast. Ocean Eng.* 99, 33-52



## Annexe A

### Equation de propagation de l'enveloppe de la houle en coordonnées curvilignes

## Equation de propagation de l'enveloppe de la houle en coordonnées curvilignes

Démonstration réalisée par David Lajoie

Hypothèses :

- Fluide parfait et isovolume
- Approximation linéaire à l'ordre 1
- Faibles variations des fonds devant la longueur d'onde
- Houle monochromatique

Le potentiel de vitesse associé à une onde de surface se propageant sans courant s'écrit:

$$\Phi(x, y, z, t) = \Re e \left\{ \frac{-ig}{2\omega} \frac{ch(k(z+h))}{ch(kh)} \tilde{H}(x, y, \omega) e^{-i\omega t} \right\} \quad (\text{A.1})$$

Où

$\tilde{H}(x, y, \omega)$ : la représentation complexe de la hauteur crête à creux de l'élévation de la surface libre,  
 $\omega$  : la pulsation,  
 $h(x, y)$  : la profondeur d'eau,  
 $g$  l'accélération de la pesanteur  
 $k$  le nombre d'onde tel que  $k \tanh(kh) = \omega^2 / g$ .

En présence d'un courant de vitesse  $U$ , indépendant du temps et uniforme sur la profondeur, induisant une dénivelée de la surface libre  $z$  dont les variations sont faibles sur une longueur d'onde, le potentiel des vitesses est recherché sous la forme suivante :

$$\Phi(x, y, z, t) = \Re e \left\{ \frac{-ig}{\sigma} \frac{ch(k(z+h))}{ch(kh)} \tilde{H}(x, y, \omega) e^{-i\omega t} \right\} \quad (\text{A.2})$$

Avec  $\sigma = \omega - \vec{U} \cdot \vec{k}$ , la pulsation relative dans le repère lié au courant,  $\omega$  est dans ce cas la pulsation de rencontre dans le repère absolu. La relation de dispersion devient :

$$k \tanh(k(h + \zeta)) = \frac{\sigma^2}{g} \quad (\text{A.3})$$

En intégrant sur la profondeur les équations de continuité en prenant en compte les conditions aux limites à la surface libre et sur le fond, on obtient l'équation de Berkhoff :

$$\text{div} \left( CC_g \overrightarrow{\text{grad}} \tilde{H} \right) - g \overrightarrow{\text{grad}} \zeta \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \tilde{H} + (1 + i\nu_t) k^2 CC_g \tilde{H} = 0 \quad (\text{A.4})$$

Le terme en  $(i\nu_t)$  traduit les pertes d'énergie par dissipation, c'est à dire le frottement et le déferlement.

En considérant dans un premier temps une approche simplifiée sans dissipation ni courant, l'équation de Berkhoff devient :

$$\text{div} \left( CC_g \overrightarrow{\text{grad}} \tilde{H} \right) + k^2 CC_g \tilde{H} = 0 \quad (\text{A.5})$$



Equation en coordonnées curvilignes

Soit le système de coordonnées curvilignes  $(\xi, \eta)$  associé aux facteurs d'échelle  $(e_1, e_2)$  tels que :

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 = (e_1 d\xi)^2 + (e_2 d\eta)^2 \quad (\text{A.6})$$

En exploitant les expressions des opérateurs vectoriels :

$$\text{gradient:} \quad \overrightarrow{\text{grad}} \tilde{H} = \nabla H = \frac{1}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \vec{U}_{e_1} + \frac{1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} \vec{U}_{e_2} \quad (\text{A.7})$$

$$\text{laplacien:} \quad \text{div}(\overrightarrow{\text{grad}} \tilde{H}) = \Delta \tilde{H} = \frac{1}{e_1 e_2} \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} \right) \right] \quad (\text{A.8})$$

L'équation de Berkhoff s'écrit comme suit :

$$\frac{1}{e_1 e_2} \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} \left( CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} \right) \right] + k^2 CC_g \tilde{H} = 0 \quad (\text{A.9})$$

Après développement pour séparer les termes en dérivées premières et secondes, il vient :

$$\begin{aligned} & \frac{CC_g}{e_1^2} \frac{\partial^2 \tilde{H}}{\partial \xi^2} + \frac{CC_g}{e_2^2} \frac{\partial^2 \tilde{H}}{\partial \eta^2} \\ & + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( CC_g \frac{e_2}{e_1} \right) \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( CC_g \frac{e_1}{e_2} \right) \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} \\ & + k^2 CC_g \tilde{H} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Ce qui peut s'écrire également :

$$\begin{aligned} & \frac{CC_g}{e_1^2} \frac{\partial^2 \tilde{H}}{\partial \xi^2} + \frac{CC_g}{e_2^2} \frac{\partial^2 \tilde{H}}{\partial \eta^2} \\ & + \left[ \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{e_2}{e_1} \right) + \frac{1}{e_1^2} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} \right) \right] \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} + \left[ \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{e_1}{e_2} \right) + \frac{1}{e_2^2} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \eta} \right) \right] \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} \\ & + k^2 CC_g \tilde{H} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Equation de propagation de l'enveloppe de la houle

La hauteur crête à creux  $\tilde{H}$  peut s'écrire en dissociant l'enveloppe des hauteurs  $\hat{H}(x, y, \omega)$  et sa phase  $S(x, y, \omega)$  tel que :

$$\tilde{H} = \hat{H} e^{is} \quad (\text{A.12})$$

Par ailleurs par construction, on admet la relation suivante valable uniquement en réfraction pure :

$$\vec{k} = \overrightarrow{\text{grad}} S, \text{ soit } k = \frac{1}{e_1} \frac{\partial S}{\partial \xi} \text{ et } \frac{1}{e_2} \frac{\partial S}{\partial \eta} = 0 \quad (\text{A.13})$$

Les termes de l'équation (A.11) s'expriment alors de la façon suivante :

- Termes de dérivée première en  $\xi$

$$\frac{1}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} = \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}e^{is}}{\partial \xi} = \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} + \frac{1}{e_1} \hat{H} \frac{\partial e^{is}}{\partial \xi} = \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} + ik\hat{H}e^{is} \quad (\text{A.14})$$

$$CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} = CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} + ikCC_g e_2 \hat{H}e^{is} \quad (\text{A.15})$$

- Termes de dérivée seconde en  $\xi$

$$\begin{aligned} \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \right] &= \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} \right] + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ikCC_g e_2 \hat{H}e^{is}] \\ &= \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] e^{is} + \frac{1}{e_1 e_2} CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \frac{\partial}{\partial \xi} [e^{is}] \\ &+ \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ikCC_g e_2] \hat{H}e^{is} + \frac{1}{e_1 e_2} ikCC_g e_2 \frac{\partial}{\partial \xi} [\hat{H}e^{is}] \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Après simplification des fractions, et sachant que  $\frac{\partial}{\partial \xi} [e^{is}] = ik e_1 e^{is}$ , il vient

$$\begin{aligned} \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \right] &= \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] e^{is} + ikCC_g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} \\ &+ \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ikCC_g e_2] \hat{H}e^{is} + ikCC_g \frac{1}{e_1} \frac{\partial}{\partial \xi} [\hat{H}e^{is}] \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

En reprenant l'expression de la dérivée première, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \right] &= \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] e^{is} + ikCC_g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} \\ &+ \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ikCC_g e_2] \hat{H}e^{is} + ikCC_g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} + ikCC_g ik\hat{H}e^{is} \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

Après regroupement des termes, il s'ensuit :

$$\begin{aligned} \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \right] &= \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] e^{is} + 2ikCC_g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} \\ &+ \left( \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ikCC_g e_2] - CC_g k^2 \right) \hat{H}e^{is} \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

- Termes de dérivée première en  $\eta$

Comme  $\frac{1}{e_2} \frac{\partial S}{\partial \eta} = 0$ , alors :

$$\frac{1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} = \frac{1}{e_2} \frac{\partial \hat{H} e^{is}}{\partial \eta} = \frac{1}{e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} e^{is} \quad (\text{A.20})$$

- Termes de dérivée seconde en  $\eta$

$$\frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \right] = \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \right] e^{is} \quad (\text{A.21})$$

En injectant les termes obtenus ci-dessus dans l'équation de Berkhoff :

$$\frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \right] + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \right] + k^2 CC_g \tilde{H} = 0 \quad (\text{A.22})$$

On obtient l'équation suivante :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] e^{is} + 2ik CC_g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} + \left( \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ik CC_g e_2] - CC_g k^2 \right) \hat{H} e^{is} \\ & + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \right] e^{is} + k^2 CC_g \hat{H} e^{is} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

Qui après simplification par le terme  $e^{is}$  peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \right] + 2ik CC_g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \\ & + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ik CC_g e_2] \hat{H} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

Après développement pour séparer les dérivées premières et secondes en  $\tilde{H}$ , il vient :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{e_1 e_2} CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \right] \\ & + \frac{1}{e_1 e_2} CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \right] + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \right] \\ & + 2ik CC_g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ik CC_g e_2] \hat{H} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

$$\begin{aligned} & \frac{CC_g}{e_1^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2} + \frac{CC_g}{e_2^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \eta^2} \\ & + \left( \frac{2ik CC_g}{e_1} + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \right] \right) \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \right] \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \\ & + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ik CC_g e_2] \hat{H} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

Ce qui donne :

$$\begin{aligned}
& \frac{CC_g}{e_1^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2} + \frac{CC_g}{e_2^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \eta^2} \\
& + \left( \frac{2ikCC_g}{e_1} + \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \frac{e_2}{e_1} \right] + \frac{1}{e_1^2} \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} \right) \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \\
& + \left( \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \frac{e_1}{e_2} \right] + \frac{1}{e_2^2} \frac{\partial CC_g}{\partial \eta} \right) \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \\
& + \left( \frac{iCC_g}{e_1} \frac{\partial k}{\partial \xi} + ik \left[ \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \frac{e_2}{e_1} \right] + \frac{1}{e_1} \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} \right] \right) \hat{H} = 0
\end{aligned} \tag{A.27}$$

### Insertion des termes de dissipation et de courant

L'expression de l'équation de Berkhoff généralisée avec le terme de dissipation d'énergie et le terme de dénivelé de surface libre liée à un courant horizontal quasi-stationnaire est donnée par (A.4) :

$$\operatorname{div} \left( CC_g \overrightarrow{\operatorname{grad}} \tilde{H} \right) - g \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}} \zeta \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}} \tilde{H} + (1 + i\nu_t) k^2 CC_g \tilde{H} = 0$$

Le développement des termes supplémentaires en coordonnées curvilignes en fonction de l'enveloppe de la houle donne :

- Terme de dissipation

Le terme de dissipation s'ajoute facilement dans l'équation en  $\hat{H}$  sachant :

$$i\nu_t CC_g k^2 \tilde{H} = i\nu_t CC_g k^2 \hat{H} e^{is} \tag{A.28}$$

- Terme de dénivelée du niveau moyen de la surface libre :

Le terme associé à la dénivelée du niveau moyen de la surface libre s'exprime comme suit en coordonnées curvilignes orthogonales :

$$-g \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}} \zeta \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}} \tilde{H} = -g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \cdot \frac{1}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} - g \frac{1}{e_2} \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \cdot \frac{1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} \tag{A.29}$$

Le premier terme en dérivées selon  $\xi$  devient :

$$\begin{aligned}
& -g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \cdot \frac{1}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} = -g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \cdot \left( \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} + ik \hat{H} e^{is} \right) \\
& = \frac{1}{e_1^2} g \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} - \frac{1}{e_1} igk \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \hat{H} e^{is}
\end{aligned} \tag{A.30}$$

Le seconde terme en dérivées selon  $\eta$  devient :

$$-g \frac{1}{e_2} \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \cdot \frac{1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} = -\frac{1}{e_2^2} g \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} e^{is} \tag{A.31}$$

Equation généralisée en coordonnées curvilignes orthogonales

L'équation généralisée en coordonnées curvilignes en fonction de l'enveloppe des hauteurs devient avec ces termes supplémentaires :

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \right] \\
& + \left( 2ikCC_g - \frac{g}{e_1} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} - \frac{g}{e_2^2} \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \\
& + \left( iv_t k^2 CC_g + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ikCC_g e_2] - \frac{igk}{e_1} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) \hat{H} = 0
\end{aligned} \tag{A.32}$$

En séparant les dérivées premières et secondes de  $\hat{H}$ , on obtient :

$$\begin{aligned}
& \frac{CC_g}{e_1^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2} + \frac{CC_g}{e_2^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \eta^2} \\
& + \left( \frac{2ikCC_g}{e_1} + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \right] - \frac{g}{e_1^2} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \\
& + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} - \frac{g}{e_2^2} \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \right] \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \\
& + \left( iv_t k^2 CC_g + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ikCC_g e_2] - \frac{igk}{e_1} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) \hat{H} = 0
\end{aligned} \tag{A.33}$$

Ce qui donne au final donne :

$$\begin{aligned}
& \frac{CC_g}{e_1^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2} + \frac{CC_g}{e_2^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \eta^2} \\
& + \left( \frac{2ikCC_g}{e_1} + \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \frac{e_2}{e_1} \right] + \frac{1}{e_1^2} \left[ \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right] \right) \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \\
& + \left( \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \frac{e_1}{e_2} \right] + \frac{1}{e_2^2} \left[ \frac{\partial CC_g}{\partial \eta} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \right] \right) \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \\
& + \left( iv_t k^2 CC_g + \frac{iCC_g}{e_1} \frac{\partial k}{\partial \xi} + ik \left[ \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial e_2}{\partial \xi} + \frac{1}{e_1} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) \right] \right) \hat{H} = 0
\end{aligned} \tag{A.34}$$

Approche parabolique en coordonnées curvilignes

En reprenant l'expression la plus compacte de l'équation de Berkhoff en coordonnées curvilignes, soit sous sa forme en (A.24) :

$$\frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \right] + 2ikCC_g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ikCC_g e_2] \hat{H} = 0$$

Et en isolant le terme en dérivée première, on obtient :

$$\begin{aligned} 2ikCC_g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} = & -\frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ikCC_g e_2] \hat{H} \\ & -\frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] - \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.35})$$

Ou bien :

$$\begin{aligned} \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} = & -\frac{1}{2kCC_g e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [kCC_g e_2] \hat{H} \\ & + \frac{i}{2kCC_g e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] + \frac{i}{2kCC_g e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.36})$$

En négligeant le terme de diffraction dans le sens de propagation de la houle, c'est-à-dire le terme en dérivée seconde suivant  $\xi$  de l'enveloppe  $\hat{H}$  des hauteurs, il vient :

$$\frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} = -\frac{1}{2kCC_g e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [kCC_g e_2] \hat{H} + \frac{i}{2kCC_g e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \right] \quad (\text{A.37})$$

En multipliant par  $e^{is}$  pour retrouver une expression en fonction de  $\tilde{H}$  et non plus de  $\hat{H}$ , il vient :

$$\frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H} e^{is}}{\partial \xi} = -\frac{1}{2kCC_g e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [kCC_g e_2] \hat{H} e^{is} + \frac{i}{2kCC_g e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \right] e^{is} \quad (\text{A.38})$$

Soit :

$$\frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H} e^{is}}{\partial \xi} - ik\tilde{H} = -\frac{1}{2kCC_g e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [kCC_g e_2] \hat{H} e^{is} + \frac{i}{2kCC_g e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \hat{H} e^{is}}{\partial \eta} \right] \quad (\text{A.39})$$

Ou bien :

$$\frac{1}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} = ik - \frac{1}{2kCC_g e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [kCC_g e_2] \tilde{H} + \frac{i}{2kCC_g e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \eta} \right] \quad (\text{A.40})$$

On retrouve l'expression parabolique donnée par Isobe, 1986.

### Insertion d'un paramètre de diffraction

Si l'on reprend l'équation de Berkhoff sous sa forme (A.22) et que par construction, on impose le nombre d'onde en tenant compte du phénomène de diffraction tel que :

$$\left( \overrightarrow{\text{grad}S} \right)^2 = k'^2 = k + \frac{\text{div} \left( CC_g \overrightarrow{\text{grad} \hat{H}} \right)}{CC_g \hat{H}} \quad (\text{A.41})$$

Soit :

$$\begin{cases} k' = \frac{1}{e_1} \frac{\partial S}{\partial \xi} \\ \frac{1}{e_2} \frac{\partial S}{\partial \eta} = 0 \end{cases} \quad (\text{A.42})$$

Avec

$$k' = k\sqrt{1 + \delta_H} \quad (\text{A.43})$$

Et  $\delta_H$  le paramètre de diffraction défini comme :

$$\delta_H = \frac{\text{div}(CC_g \overrightarrow{\text{grad}} \hat{H})}{k^2 CC_g \hat{H}} \quad (\text{A.44})$$

Alors les termes de l'équation de Berkhoff s'expriment de la façon suivante en fonction de l'enveloppe de  $\hat{H}$  et de sa phase  $S$  :

- Termes de dérivée première en  $\xi$

$$\frac{1}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} = \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H} e^{is}}{\partial \xi} = \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} + \frac{1}{e_1} \hat{H} \frac{\partial e^{is}}{\partial \xi} = \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} + ik' \hat{H} e^{is} \quad (\text{A.45})$$

$$CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} = CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} + ik' CC_g e_2 \hat{H} e^{is} \quad (\text{A.46})$$

- Termes de dérivée seconde en  $\xi$

$$\begin{aligned} \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} \right] &= \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] e^{is} + 2ik' CC_g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} e^{is} \\ &+ \left( \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ik' CC_g e_2] - CC_g k'^2 \right) \hat{H} e^{is} \end{aligned} \quad (\text{A.47})$$

Les termes de dérivées par rapport à  $\eta$  ne changeant pas, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \right] + 2ik' CC_g \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \\ + \left( [k^2 - k'^2] CC_g + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ik' CC_g e_2] \right) \hat{H} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.48})$$

Si l'on ajoute les termes liés à la dissipation par frottement ou déferlement et ceux liés à la dénivelée de la surface libre sous l'influence d'un courant, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ CC_g \frac{e_2}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \right] + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ CC_g \frac{e_1}{e_2} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \right] + \left( 2ik' CC_g - \frac{g}{e_1} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) \frac{1}{e_1} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \\ - \frac{g}{e_2^2} \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} + \left( [(1 + i\nu_t)k^2 - k'^2] CC_g + \frac{1}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} [ik' CC_g e_2] - \frac{igk'}{e_1} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) \hat{H} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.49})$$

En séparant les dérivées premières et secondes de  $\hat{H}$ , on obtient :

$$\begin{aligned}
& \frac{CC_g}{e_1^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \xi^2} + \frac{CC_g}{e_2^2} \frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial \eta^2} \\
& + \left( \frac{2ik'CC_g}{e_1} + \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \frac{e_2}{e_1} \right] + \frac{1}{e_1^2} \left[ \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right] \right) \frac{\partial \hat{H}}{\partial \xi} \\
& + \left( \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \frac{e_1}{e_2} \right] + \frac{1}{e_2^2} \left[ \frac{\partial CC_g}{\partial \eta} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \right] \right) \frac{\partial \hat{H}}{\partial \eta} \\
& + \left( [(1 + i\nu_t)k^2 - k'^2] CC_g + \frac{iCC_g}{e_1} \frac{\partial k'}{\partial \xi} + ik' \left[ \frac{CC_g}{e_1 e_2} \frac{\partial e_2}{\partial \xi} + \frac{1}{e_1} \left( \frac{\partial CC_g}{\partial \xi} - g \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) \right] \right) \hat{H} = 0
\end{aligned} \tag{A.50}$$



## Annexe B

### Note de calcul sur l'équation des rayons

**Note de calcul sur l'équation des rayons**

La théorie des rayons repose sur l'hypothèse de l'équation eikonale sous la forme :

$$\left(\overrightarrow{\text{grad}S}\right)^2 = k^2 \quad (\text{B.1})$$

Où  $S$  est la phase et  $k$  le nombre d'onde.

Avec la relation de dispersion :

$$k \tanh(kh) = \frac{\omega^2}{g} \quad (\text{B.2})$$

Où  $\omega$  correspond à la pulsation de la houle et  $h$  la profondeur d'eau locale.

L'équation (B.1) implique mathématiquement que :

$$\overrightarrow{\text{rot}k} = 0 \quad (\text{B.3})$$

D'où

$$\nabla \wedge k = \frac{\partial}{\partial y}(k \cos \beta) - \frac{\partial}{\partial x}(k \sin \beta) = 0 \quad (\text{B.4})$$

$$\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\cos \beta}{C}\right) - \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\sin \beta}{C}\right) = 0 \quad (\text{B.5})$$

$\beta$  étant l'angle de  $k$  avec l'axe positif des abscisses.

En exploitant les relations classiques entre repères cartésien et curviligne :

$$\frac{\partial \beta}{\partial s} = \cos \beta \frac{\partial \beta}{\partial x} + \sin \beta \frac{\partial \beta}{\partial y} \quad (\text{B.6})$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial n} = -\sin \beta \frac{\partial \beta}{\partial x} + \cos \beta \frac{\partial \beta}{\partial y} \quad (\text{B.7})$$

L'équation des raies s'écrit :

$$\frac{\partial \beta}{\partial s} = \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial n} \quad (\text{B.8})$$

Ou bien encore :

$$\frac{\partial \beta}{\partial s} = -\frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial n} \quad (\text{B.9})$$

Selon la figure II.1,  $s$  correspond au vecteur unitaire suivant les rayons, et  $n$  suivant les crêtes.

En considérant la vitesse de phase  $C = \omega/k$  :

$$\frac{\partial \beta}{\partial s} = -\frac{1}{(\omega/k)} \frac{\partial(\omega/k)}{\partial n} \quad (\text{B.10})$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial s} = -\frac{k}{\omega} \left( \frac{1}{k} \frac{\partial \omega}{\partial n} + \omega \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{k} \right) \right) \quad (\text{B.11})$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial s} = -\frac{k}{\omega} \left( \frac{1}{k} \frac{\partial \omega}{\partial n} - \frac{\omega}{k^2} \frac{\partial k}{\partial n} \right) \quad (\text{B.12})$$

Or le terme  $\frac{1}{k} \frac{\partial \omega}{\partial n} = 0$  puisque la pulsation  $\omega$  est constante tout au long de la propagation de la houle. Il vient ainsi :

$$\frac{\partial \beta}{\partial s} = -\frac{k}{\omega} \left( -\frac{\omega}{k^2} \frac{\partial k}{\partial n} \right) \quad (\text{B.13})$$

Et donc :

$$\frac{\partial \beta}{\partial s} = \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial n} \quad (\text{B.14})$$

En dérivant l'équation de dispersion (2) par rapport à  $n$ , on obtient :

$$\frac{d}{dn} (k \tanh kh) = 0 \quad (\text{B.15})$$

$$\frac{dk}{dn} \tanh kh + k \left[ \frac{1}{\cosh^2 kh} \right] \frac{dkh}{dn} = 0 \quad (\text{B.16})$$

$$\frac{dk}{dn} \tanh kh + \frac{kh}{\cosh^2 kh} \frac{dk}{dn} + \frac{k^2}{\cosh^2 kh} \frac{dh}{dn} = 0 \quad (\text{B.17})$$

$$\frac{dk}{dn} \left[ \tanh kh + \frac{kh}{\cosh^2 kh} \right] = -\frac{k^2}{\cosh^2 kh} \frac{dh}{dn} \quad (\text{B.18})$$

$$\frac{dk}{dn} = -k^2 \frac{1 - \tanh^2 kh}{\tanh kh + kh (1 - \tanh^2 kh)} \frac{dh}{dn} \quad (\text{B.19})$$

$$\frac{dk}{dn} = \frac{-k^2}{\cosh^2 kh \tanh kh + kh} \frac{dh}{dn} \quad (\text{B.20})$$

$$\frac{dk}{dn} = \frac{-k^2}{\sinh kh \cosh kh + kh} \frac{dh}{dn} \quad (\text{B.21})$$

$$\frac{1}{k} \frac{dk}{dn} = \frac{-k}{1/2 \sinh 2kh + kh} \frac{dh}{dn} \quad (\text{B.22})$$

$$\frac{1}{k} \frac{dk}{dn} = \frac{-2k}{\sinh 2kh + 2kh} \frac{dh}{dn} \quad (\text{B.23})$$

Et donc :

$$\frac{d\beta}{ds} = \frac{-2kh}{\sinh 2kh + 2kh} \frac{1}{h} \frac{dh}{dn} \quad (\text{B.24})$$



## Annexe C

Principe de fonctionnement d'un houlo-moteur fondé sur l'exploitation de l'oscillateur de Longuet-Higgins en présence d'un clapotis en eau profonde

*Théorie et démonstration réalisée par Pierre Guevel*

## Comportement du plateau (P) soumis à l'action des forces de pression qui résultent des effets de Longuet-Higgins

### Notations

$M$ , la masse généralisée du plateau, égale à la somme de sa masse structurelle et de sa masse d'eau ajoutée

$B_a$  et  $K$  son amortissement et sa raideur

$F(t) = \Re e(F e^{-i\omega t})$ , la résultante des pressions motrices

$\tilde{A}$ , l'amplitude du mouvement du piston

### Equations du mouvement

$$M \frac{d^2 y}{dt^2} + B_a \frac{dy}{dt} + Ky = \Re e(F e^{-i\omega t}) \quad (C.1)$$

Mise sous forme canonique, celle-ci prend la forme suivante :

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2\omega_0 \xi \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = \frac{1}{M} \Re e(F e^{-i\omega t}) = \frac{1}{2M} (F e^{-i\omega t} + \bar{F} e^{i\omega t}) \quad (C.2)$$

En posant la pulsation propre du système supposé non amorti tel que :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{M}} \quad (C.3)$$

Et le coefficient adimensionnel d'amortissement par :

$$\xi = \frac{B_a}{2M\omega_0} \quad (C.4)$$

Solution de l'équation du mouvement en régime établi :

$$y(t) = \Re e(\tilde{A} e^{-i\omega t}) \quad (C.5)$$

Avec

$$\tilde{A} = \frac{1}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 - 2i\xi \frac{\omega}{\omega_0}} \times \frac{F}{M\omega_0^2} \quad (C.6)$$

Dans l'application visée, on cherche à réaliser les plus grandes valeurs possibles de l'amplitude  $\tilde{A}$  ; ce qui implique d'imposer  $\omega_0 = \omega$ , soit :

$$\frac{K}{M} = \omega^2 \quad (C.7)$$

$\omega$  étant la pulsation de la pression de Longuet-Higgins.

A ce moment là, on a très simplement :

$$\tilde{A} = i \frac{1}{2\xi} \frac{F}{K} \quad (C.8)$$

La puissance moyenne développée par les forces d'amortissement

$$\langle P \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T B_a V \cdot V dt = \frac{1}{2} B_a \omega^2 |\tilde{A}|^2 = \frac{1}{2} B_a \omega^2 \left( \frac{1}{2\xi} \frac{|F|}{K} \right)^2 \quad (\text{C.9})$$

Soit

$$\langle P \rangle = \frac{|F|^2}{4M\omega} \frac{1}{\xi} \quad (\text{C.10})$$

En fait, le coefficient d'amortissement est ici égal à la somme :

$$\xi = \xi_m + \xi_0 + \xi_v \quad (\text{C.11})$$

$\xi_m$  : étant le coefficient d'amortissement du système de récupération de l'énergie des vagues équipant le plateau mobile (P)

$\xi_0$  : le coefficient d'amortissement d'ondes, dont il a été établi qu'il peut toujours être rendu nul

$\xi_v$  : le coefficient d'amortissement d'origine visqueuse, dont la théorie précédente ne rend absolument aucun compte

La détermination de ce dernier sera effectuée expérimentalement par des essais préliminaires d'oscillations, libres ou forcées, en l'absence de houle incidente. Cependant, il est utile d'en donner dès maintenant l'ordre de grandeur ; ne serait-ce que pour pouvoir poursuivre les calculs destinés à connaître les performances que l'on peut attendre du dispositif proposé en tant que récupérateur de l'énergie de la houle.

Pour cela, on est amené à faire la distinction entre les caractéristiques de l'écoulement provoqué » par le piston, selon que la vitesse de celui-ci, prise sous la forme  $V = \omega \tilde{A} \sin \omega t$  est positive ou négative.

Le piston est animé d'une vitesse verticale positive ( $0 < t < T/2$ )

Dans ce cas, l'écoulement s'apparente à celui d'un jet bidimensionnel, de largeur  $l$ , de vitesse  $V$ , entrant dans un réservoir de grande dimension. Cette configuration donne lieu à une perte de charge rédhibitoire qui, d'après la formule de Borda, a pour valeur :

$$\Delta H = \frac{V^2}{2g} \quad (\text{C.12})$$

La dissipation d'énergie correspondante est alors, durant le temps  $dt$  :

$$dW_v = \rho g q \frac{V^2}{2g} dt = \frac{\rho l}{2} V^3 dt = \frac{\rho l}{2} \tilde{A}^3 \omega^3 \sin^3 \omega t dt \quad (\text{C.13})$$

D'où, la déperdition d'énergie, d'origine visqueuse, pendant le laps de temps compris entre 0 et  $T/2$  :

$$W_v^{(1)} = \frac{\rho l}{2} \tilde{A}^3 \omega^3 \int_0^{T/2} \sin^3 \omega t dt = \frac{\rho l}{2} \tilde{A}^3 \omega^3 \int_0^\pi \sin^3 u du \quad (C.14)$$

Soit

$$W_v^{(1)} = \frac{2}{3} \rho l \tilde{A}^3 \omega^2 \quad (C.15)$$

Le piston est animé d'une vitesse verticale négative ( $T/2 < t < T$ )

Dans ce cas, l'écoulement est le siège d'une perte de charge singulière, se manifestant à l'entrée du piston, et dont la valeur est :

$$\Delta H = \left( \frac{1}{C_c} - 1 \right)^2 \frac{V^2}{2g} \quad (C.16)$$

$C_c$  étant un coefficient, dit de contraction, compris entre 0.5 et 1.

En procédant de la même manière que ci-dessus, on obtient maintenant l'expression suivante de la déperdition d'énergie pendant l'intervalle de temps compris entre  $T/2$  et  $T$  :

$$W_v^{(2)} = \frac{2}{3} \left( \frac{1}{C_c} - 1 \right) \rho l \tilde{A}^3 \omega^2 \quad (C.17)$$

D'où une estimation de l'énergie totale dissipée, pendant une période, par les effets hydrodynamiques d'origine visqueuse :

$$W_v = \frac{2}{3} \left[ 1 + \left( \frac{1}{C_c} - 1 \right)^2 \right] \rho l \tilde{A}^3 \omega^2 \quad (C.18)$$

Sa moyenne temporelle est par conséquent :

$$\langle W_v \rangle = \frac{1}{3\pi} \left[ 1 + \left( \frac{1}{C_c} - 1 \right)^2 \right] \rho l \tilde{A}^3 \omega^3 \quad (C.19)$$

Par la suite, on retiendra plutôt la valeur conservative suivante :

$$\langle W_v \rangle = \frac{2}{3\pi} \rho l \tilde{A}^3 \omega^3 \quad (C.20)$$

Qui correspond à un très mauvais profil de raccordement entre le piston mobile et le fond du canal ( $C_c = 0.5$  correspondant à un ajustage rentrant).

Afin de faciliter les futures investigations, on retiendra l'amortissement linéaire « équivalent »  $B_v^l$  qui développerait la même déperdition d'énergie  $W_v$ . Celui-ci est, par définition, tel qu'on ait :

$$B_v^l \frac{1}{T} \int_0^T |\tilde{A}|^2 \omega^2 \sin^2 \omega t dt = W_v \quad (C.21)$$

On en tire :



$$B_v^l = \frac{4}{3\pi} \rho l \omega |\tilde{A}| \quad (\text{C.22})$$

Le coefficient adimensionnel d'amortissement visqueux, après avoir été linéarisé, a alors pour expression :

$$\xi_v = \frac{2}{3\pi} \frac{\rho l}{M} |\tilde{A}| \quad (\text{C.23})$$

En rappelant que  $M$  désigne la masse généralisé du plateau (P) par unité de largeur.

On fera dorénavant la distinction entre le effets d'amortissement d'origine mécanique et d'origine visqueuse, caractérisés respectivement par les coefficients  $\xi_m$  et  $\xi_v$ .

Cela entraine, tout d'abord, de devoir mettre la formule (C.8) sous la forme suivante :

$$|\tilde{A}| = \frac{F}{2M\omega^2} \times \frac{1}{(\xi_m + \tilde{\xi}_v) |\tilde{A}|} \quad (\text{C.24})$$

Avec

$$\tilde{\xi}_v \approx \frac{2}{3\pi} \frac{\rho l}{M} \quad (\text{C.25})$$

Il s'ensuit que maintenant, la valeur de  $|\tilde{A}|$  est donnée par une équation du second degré :

$$\tilde{\xi}_v |\tilde{A}| + \xi_m |\tilde{A}| - \frac{|F|}{2M\omega^2} = 0 \quad (\text{C.26})$$

Dont la seule racine admissible est :

$$|\tilde{A}| = \frac{1}{2} \frac{\xi_m}{\tilde{\xi}_v} \left[ \sqrt{1 + \frac{2|F|}{M\omega^2} \frac{\tilde{\xi}_v}{\xi_m^2} - 1} \right] = \frac{1}{\xi_m} \frac{|F|}{M\omega^2} \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{2|F|}{M\omega^2} \frac{\tilde{\xi}_v}{\xi_m^2}} \right]^{-1} \quad (\text{C.27})$$

Par ailleurs, la puissance mécanique récupérable sera seulement :

$$\langle P_m \rangle = \frac{|F|^2}{M\omega} \frac{1}{\xi_m} \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{2|F|}{M\omega^2} \frac{\tilde{\xi}_v}{\xi_m^2}} \right]^{-2} \quad (\text{C.28})$$

### Estimation des performances du dispositif de récupération de l'énergie des vagues

Le piston mobile (P), un simple système masse-ressort amorti, disposé sur le fond de la mer est mis en oscillations forcées sous les seuls effets d'une houle interceptée par un mur vertical (M) parfaitement réfléchissant.

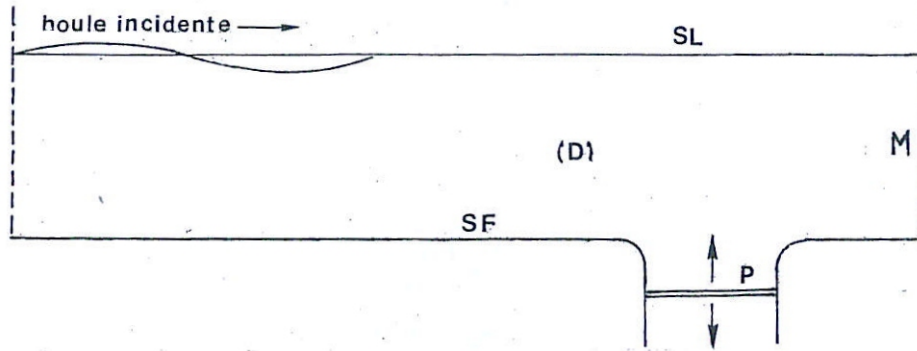


FIG C.1 – croquis du dispositif de récupérateur d'énergie de la houle en phase d'élaboration

Lorsque le piston est maintenu immobile, le domaine fluide (D) est le siège d'un clapotis pur résultant de la superposition de l'onde incidente et de l'onde réfléchiée par le mur ; à ce moment là, le piston est soumis à la résultante des forces de pression de Longuet-Higgins, de fréquence double de celle du clapotis et d'amplitude connue :

$$F = 4\pi \rho g l \frac{A_i A_r}{\lambda} = 4\pi \rho g l \frac{A_i^2}{\lambda} \quad (\text{C.29})$$

Où  $l$  est la largeur de la plaque.

Mais dès qu'il est libre d'osciller, celui-ci dissipe de l'énergie par les effets des amortisseurs visqueux et mécanique ; il en résulte que, sur le mur, les amplitudes  $A'_i$  et  $A'_r$  des houles incidentes et réfléchies se trouvent toutes deux réduites dans la même proportion.

D'où :

$$A'_r = A'_i = mA_i \quad (\text{C.30})$$

$m$  étant un coefficient pondérateur inconnu a priori.

La force motrice activant le piston n'est alors plus que :

$$F = 4\pi \rho g l \frac{A_i^2}{\lambda} m^2 \quad (\text{C.31})$$

Par ailleurs l'amplitude  $A_r$  de la houle réfléchiée à l'infini amont est, elle aussi, inférieure à celle prise sur le mur, soit :

$$A_r = n \times A_i = n \times m \times A_i \quad (\text{C.32})$$

On admettra, du moins dans une première approche, que la valeur de  $n$  est égale à celle de  $m$ , de sorte qu'on retiendra :

$$A_r = m^2 \times A_i \quad (\text{C.33})$$

Afin de déterminer la valeur du coefficient  $m$ , associé à une configuration expérimentale donnée, on exploitera l'équation de la conservation de l'énergie dans tout le domaine fluide (D).

On écrira alors que l'énergie entrant dans celui-ci,

$$W_{\text{entrant}} = \frac{\rho g}{2} C_g A_i^2 \quad (\text{C.34})$$

$$\text{Avec } C_g = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g}{k} \tanh kh} \left( 1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \text{ et } k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Est égale à la somme :

- de l'énergie qui sort:

$$W_{\text{sortant}} = \frac{\rho g}{2} C_g A_r^2 \approx \frac{\rho g}{2} C_g A_i^2 m^4 \quad (\text{C.35})$$

- de l'énergie dissipée par viscosité :

$$W_v = \frac{\omega^3}{3\pi} \rho l \tilde{A}^3 \quad (\text{C.36})$$

- de l'énergie captée par le piston :

$$W_m = \frac{F^2}{4\omega M} \frac{\xi_m}{(\xi_m + \tilde{\xi}_v \tilde{A})^2} \quad (\text{C.37})$$

Dans l'équation ainsi obtenue,

$$\frac{\rho g}{2} C_g A_i^2 (1 - m^4) = \frac{\omega^3}{3\pi} \rho l \tilde{A}^3 + \frac{4\pi^2}{\omega M} \rho^2 g^2 \frac{l^2}{\lambda^2} A_i^4 \frac{\xi_m}{(\xi_m + \tilde{\xi}_v \tilde{A})^2} m^4 \quad (\text{C.38})$$

L'amplitude  $\tilde{A}$  du mouvement du piston doit être explicitée à partir de la formule (C.18).

On contournera la difficulté du calcul qui en résulte en supposant tout d'abord que l'énergie dissipée par viscosité est négligeable ; ce qui conduit à n'avoir à résoudre que la simple équation :

$$(1 - m^4) = 8\pi^2 \rho g \frac{l^2}{\lambda^2} \frac{1}{M\omega C_g} A_i^2 \frac{1}{\xi_m} m^4 \quad (\text{C.39})$$

Qui admet pour solution :

$$m^4 = \frac{\xi_m}{\xi_m + \chi} \quad (\text{C.40})$$

Avec

$$\chi = 8\pi^2 \rho g \frac{l^2}{\lambda^2} \frac{1}{M\omega C_g} A_i^2 \quad (\text{C.41})$$

Soit, en introduisant la cambrure  $\gamma = \frac{2A_i}{\lambda}$  de la houle incidente :

$$\chi = 2\pi^2 \rho g \frac{l^2}{\lambda^2} \frac{1}{M\omega C_g} \gamma^2 \quad (\text{C.42})$$

On en déduit l'expression de l'énergie moyenne captée par le piston pendant l'unité de temps :

$$W_m = W_{\text{incident}} (1-m^4) = W_{\text{incident}} \frac{\chi}{\xi_m + \chi} \quad (\text{C.43})$$

D'où le rendement du dispositif dans les conditions idéales où les pertes d'énergie d'origine visqueuse seraient nulles :

$$\eta_{\text{ideal}} = \frac{\chi}{\xi_m + \chi} \quad (\text{C.44})$$

Par ailleurs, l'amplitude du mouvement du piston est, dans cette même circonstance :

$$\tilde{A} = \frac{1}{2\xi_m} \frac{F}{M\omega^2} = \frac{2\pi\rho g l}{M\omega^2} \frac{A_i^2}{\lambda} \frac{m^2}{\xi_m} \quad (\text{C.45})$$

Soit :

$$\tilde{A} = \frac{C_g}{4\pi\omega} \frac{\lambda}{l} \sqrt{\frac{\chi^2}{\xi_m(\xi_m + \chi)}} \quad (\text{C.46})$$

Afin d'illustrer ces premiers résultats, on prendra l'exemple de l'une des configurations d'essais retenues pour effectuer des investigations expérimentales en canal à houle :

Tirant d'eau moyen	h=1.5m
Période de la houle incidente	T=1.2s
Amplitude de la houle incidente	A <sub>i</sub> =0.05m

Les autres grandeurs caractéristiques de cette houle sont :

La longueur d'onde	λ=2.25m
La cambrure	γ=0.0444
La pulsation	ω=5.236 s <sup>-1</sup>
La vitesse de groupe	C <sub>g</sub> =0.940 m/s
L'énergie transmise par unité de temps	W <sub>i</sub> =11.5 Watt

Par ailleurs, le piston, de longueur l=1m, est écarté du mur réfléchissant d'une distance de 1m ; il a pour caractéristiques hydro-dynamiques :

Masse généralisée	M =500kg
-------------------	----------

Période propre	$T_0 = 0.6s$
Raideur	$K = 54.800 \text{ N/m}$
Coefficient d'amortissement visqueux	$\xi_v$ , supposé nul
Coefficient d'amortissement mécanique	$\xi_m$ , à paramétrer

Enfin, le nombre adimensionnel  $\chi$ , défini en (C.13), a ici pour valeur :  $\chi = 0.0777$

On est alors en mesure de dresser le tableau suivant qui fournit, en fonction de  $\xi_m$ , les valeurs de l'amplitude  $\tilde{A}$  du mouvement du piston et celle de sa vitesse  $V$ , ainsi qu'une estimation du rendement  $\eta_{\text{ideal}}$  du dispositif de récupération de l'énergie des vagues.

$\xi_m$	$\tilde{A}$ (mm)	$V$ (m/s)	$R_{\text{ideal}}$
0.025	24.6	0.258	0.76
0.050	15.6	0.164	0.61
0.075	11.7	0.122	0.51
0.100	9.4	0.098	0.44
0.125	7.8	0.082	0.38
0.150	6.8	0.071	0.34
0.200	5.3	0.055	0.28
0.250	4.4	0.046	0.24

TAB C.1 – *Calculs théoriques des rendements du récupérateur d'énergie de la houle*

On observe ainsi que  $\eta_{\text{ideal}}$  est d'autant plus élevé que  $\xi_m$  est choisi plus petit ; mais à ce moment là, l'amplitude du mouvement du piston devient excessivement grande.

Ce constat irréaliste est lié à l'hypothèse, tout aussi irréaliste, de l'absence d'amortissement d'origine visqueuse ; du moins pour les grandes valeurs de  $\tilde{A}$ .

On reprend maintenant les calculs en tenant compte de l'existence d'un amortissement visqueux rédhibitoire, caractérisé par le coefficient adimensionnel :

$$\xi_v = \tilde{\xi}_v \tilde{A} \quad (\text{C.47})$$

Où on a retenu en première approximation :

$$\tilde{\xi}_v = \frac{2}{3\pi} \frac{\rho l}{M} \approx 0.425 \text{ m}^{-1} \quad (\text{C.48})$$

Pour cela, on remarque que la même valeur de l'amplitude  $\tilde{A}$  du mouvement du piston est obtenue indifféremment

- Soit, en imposant à  $\xi_v$  la valeur de zéro et à  $\xi_m$  la valeur  $\xi_m(\tilde{A})$  selon la loi de dépendance établie dans le tableau précédent ;
- Soit, en donnant à  $\xi_v$  la valeur  $\tilde{\xi}_v \tilde{A}$  et à  $\xi_m$  la valeur  $\xi'_m = \xi_m - \xi_v$

Or dans l'une ou l'autre de ces deux circonstances, l'énergie totale, prélevée au fluide par les effets des amortissements visqueux et mécanique, reste invariant et égal à :

$$W_t = \eta(\tilde{A}) \Big|_{\text{ideal}} \times W_{\text{incident}} \quad (\text{C.49})$$

Mais celle-ci se répartit ainsi :

$$\begin{cases} W_v = \frac{\xi_v}{\xi'_m + \xi_v} W_{\text{incident}} \\ W'_m = \frac{\xi'_m}{\xi'_m + \xi_v} W_{\text{incident}} \end{cases} \quad (\text{C.50})$$

D'où les nouveaux résultats, obtenus immédiatement à partir de ceux consignés dans le précédent tableau :

$\xi_m$	$\tilde{A}$ (mm)	$\xi_v$	$\xi'_m$	$R$
0.025	24.6	0.0105	0.0145	0.44
0.050	15.6	0.0066	0.0435	0.53
0.075	11.7	0.0050	0.0700	0.48
0.100	9.4	0.0040	0.0960	0.42
0.125	7.8	0.0033	0.1217	0.37
0.150	6.8	0.0029	0.1471	0.33
0.200	5.3	0.0023	0.1977	0.28
0.250	4.4	0.0019	0.2481	0.24

De façon prévisible, il se confirme que l'existence d'amortissements hydrodynamiques, d'origine visqueuse, dégrade très sensiblement les performances du dispositif, du moins lorsque le coefficient d'amortissement mécanique  $\xi'_m$  est réglé pour obtenir le meilleur rendement  $R$  possible (ici,  $R_{\text{max}}=53\%$ , pour  $0.030 < \xi'_m < 0.043$ ).

Il est théoriquement envisageable, mais non réaliste, d'obtenir de plus hauts rendements en augmentant la longueur du piston ; par exemple, pour  $l=2\text{m}$  au lieu de  $1\text{m}$ , on a seulement  $R_{\text{max}}=68\%$ .

Il apparait aussi que, toutes choses restant égales par ailleurs, le rendement maximal est d'autant plus élevé que la houle incidente est de plus forte cambrure ; on obtient, en effet, pour  $l=1\text{m}$  :

$$R_{\text{max}} = \begin{cases} 35\% \text{ pour } \gamma = 0.020 \\ 53\% \text{ pour } \gamma = 0.444 \\ 60\% \text{ pour } \gamma = 0.060 \end{cases}$$

## Annexe D

Photos du récif artificiel immergé en géotextile  
de Narrowneck en Australie



FIG D.1 – Remplissage d'un méga conteneur



FIG D.2 – Vue aérienne de l'empilement de méga conteneurs formant le récif artificiel





FIG D.3 – *Vue aérienne du récif artificiel*



FIG D.4 – *Vue sous-marine de la prolifération de la faune marine sur les géotextiles*

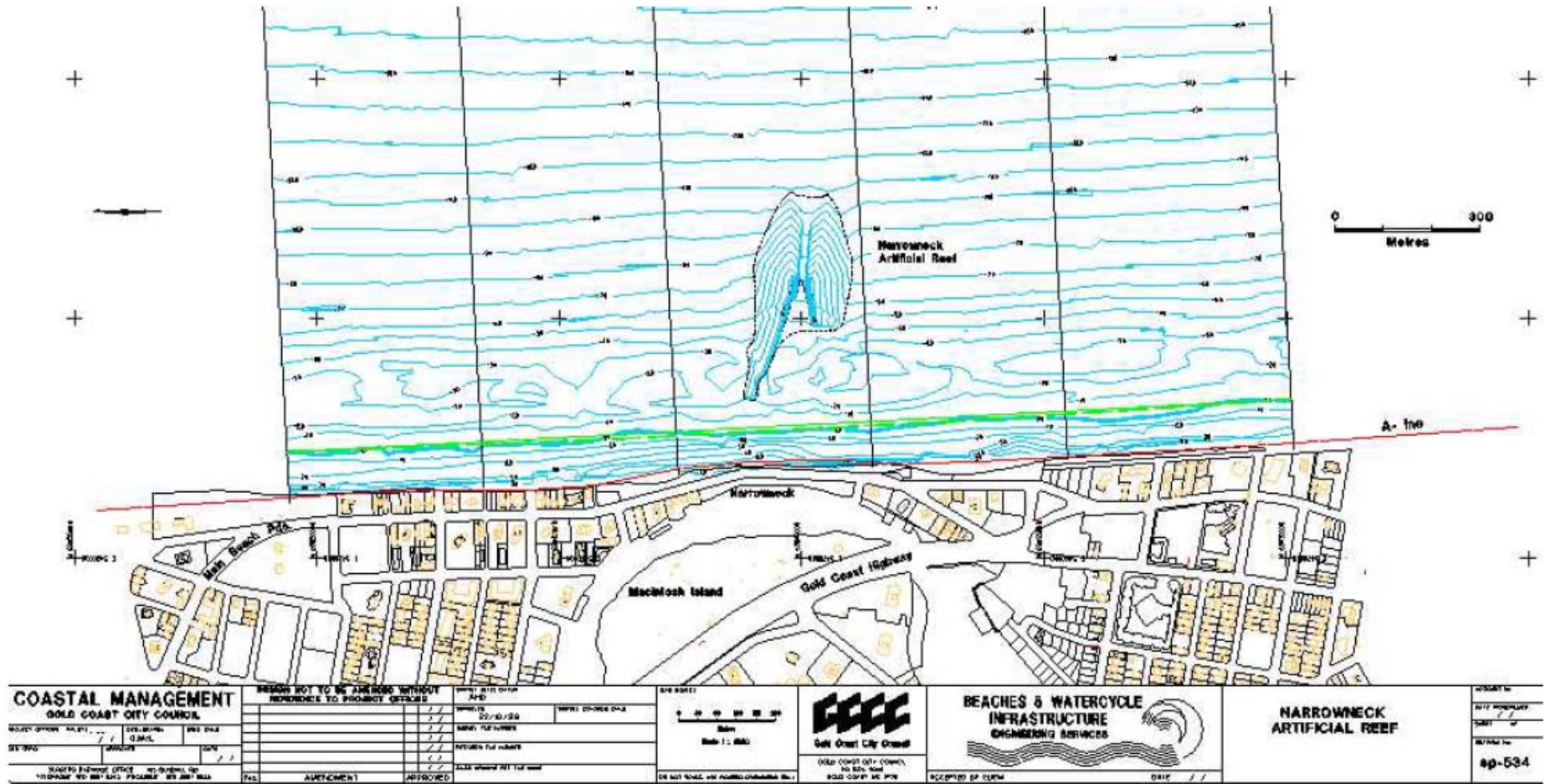


FIG D.5 – Vue en plan de l'emplacement du récif à Narrowneck



FIG D.6 – Photo montage d'une photo aquatique du déferlement de la vague sur le récif et d'une photo sous-marine. Credit : International Coastal management



FIG D.7 – Photo du déferlement des vagues sur le récif artificiel immergé