



12^{èmes} Journées de l'Hydrodynamique
Nantes , 17-19 novembre 2010

**HYDRODYNAMIQUE EXTRÊME EN MER PRÈS DES
CÔTES**

***EXTREME HYDRODYNAMICS IN COASTAL
ENVIRONMENT***

P. ROBIN*, O. KIMMOUN*, H. BRANGER*, C. KHARIF*

* Équipe Structure Océan Atmosphère, Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre
Technopôle de Château-Gombert, 13384 Marseille Cedex 13, France
robin@irphe.univ-mrs.fr

15 octobre 2010

Résumé

Lors d'événements météorologiques extrêmes comme les cyclones ou les tempêtes, la formation de vagues exceptionnelles avec un déferlement important, une montée du niveau de l'eau sur le littoral (surcote) et un envahissement des terres émergées peuvent causer des dégâts humains et matériels (Xynthia, février 2010). Aujourd'hui, la modélisation de l'hydrodynamique liée à ces événements extrêmes et à ses conséquences est insuffisante. Un modèle numérique de type Boussinesq a été développé en tenant compte des effets combinés vagues/vent/déferlement. Ce modèle décrit ici, avec l'ajout d'un terme de vent et de déferlement. Le modèle est comparé avec des expériences réalisées dans la grande soufflerie de L'IRPHE à Marseille-Luminy sur la focalisation de vagues en présence de vent. Puis sont présentés les premiers résultats d'une campagne de mesure sur le runup/rowndown des vagues sur une plage inclinée en présence de vent, effectuée dans cette grande soufflerie.

Summary

During extreme weather events like cyclones and storms, wave formation with important breaking, coastal flooding can cause human and material damage (Xynthia, february 2010). Today, the hydrodynamic modeling related to these extreme events and its consequences are insufficient. A Boussinesq-type model has been developed taking into account the combined effects of wave / wind / wave. It described here, with the addition of a term of wind and breaking. The model is compared with experiments conducted in the large air-sea facility of IRPHE at Marseille-Luminy on focusing waves in the presence of wind. Then the first results of a measurement campaign on the runup / rowndown waves on a sloping beach in windy conditions, carried out in this large air-sea facility are presented.

I – Introduction

Environ la moitié de la population mondiale vit sur une bande littorale de 200 km de large. D’après l’UNESCO, en 2025, cette proportion devrait atteindre 75%, soit environ 6,3 milliards de personnes. Les usages du littoral se multiplient en lien avec le commerce maritime, le tourisme de masse, les industries énergétiques : pétrole, gaz et énergies renouvelables. Les infrastructures et les vies humaines sont régulièrement mises en danger par les phénomènes hydrodynamiques associés aux événements météorologiques extrêmes comme les cyclones ou les tempêtes. Ces événements se traduisent principalement par la formation de vagues exceptionnelles avec un déferlement important, une montée du niveau de l’eau sur le littoral (surcote) et un envahissement des terres émergées. Les dégâts humains et matériels peuvent être considérables. Aujourd’hui, la modélisation de l’hydrodynamique liée à ces événements extrêmes et à ses conséquences est insuffisante. Par exemple, la prévision des surcotes est parfois sous-estimée dans le cas de fortes tempêtes (source Division Marine et océanographie de Météo France), conduisant à une sous-estimation des dégâts potentiels. Le but de ce travail est d’améliorer la connaissance expérimentale et la modélisation de la montée des eaux sur les plages (runup) en tenant compte des effets combinés vagues/vent/déferlement.

En terme de modélisation, une approche de type Boussinesq a été retenue. Depuis le début des années 1990, de nombreuses formulations ont vu le jour qui ont pour but d’améliorer conjointement les propriétés non-linéaires et dispersives (propriétés linéaires). Une avancée décisive a été initiée par Agnon *et al* (1999)[2], puis par Madsen *et al* (2002)[15] et (2003)[16]. Ces modèles permettent d’obtenir la même précision des propriétés non-linéaires que des propriétés linéaires [15]. La procédure est basée sur une formulation exacte de la condition limite à la surface libre et au fond, combinée avec une solution approximative de l’équation de Laplace donnée en terme de développement en série tronqué. Dans la littérature, deux formulations différentes ont été développées : soit en terme de vitesse ([16], Madsen *et al* (2006)[17]), soit en terme de potentiel de vitesse (Jamois 2005[9], Bingham et al (2009)[4]). La formulation de potentiel de vitesse est choisie ici car l’effort de calcul est réduit par deux environ et un couplage plus simple du modèle avec d’autres solveurs d’écoulement potentiel de tels sorte qu’il est possible d’utiliser la méthode des éléments frontières (BEM)(Bingham et al (2009)[4]).

Les effets de l’amplification des vagues par le vent ont été pris en compte dans le modèle. La question de l’interaction vent-vagues est une question ouverte depuis de nombreuses années. Les bases des théories aujourd’hui encore utilisées ont été développées entre autres par Jeffreys [10, 11] et Miles [20]. Jeffreys suppose que le transfert de l’énergie du vent aux vagues est dû à un décollement aérien au dessus de la crête de toutes les vagues tandis que Miles établit un modèle quasi laminaire du transfert de l’énergie à la surface des vagues à partir d’un écoulement de cisaillement turbulent. Bien que la littérature sur l’intégration d’un terme de forçage par le vent dans les modèles spectraux soit très fournie (voir la revue de Cavaleri *et al* (2007)[6]), peu d’exemples peuvent être trouvés dans les modèles à résolution de phases. Kharif *et al* (2008)[14] ont développé un modèle de Jeffreys modifié appliqué à une méthode à intégrale de frontière pour traiter le problème des ondes focalisées en présence de vent. Chen *et al* (2004)[7] proposent l’intégration dans des équations de Boussinesq d’une nouvelle paramétrisation du flux de quantité de mouvement transféré du vent aux vagues dans la région côtière, en s’appuyant sur des observations de terrain. Considérant des conditions de vent fort, et l’existence de décollement aérien se produisant au dessus de la crête de la vague en eau peu profonde, les auteurs indiquent

que la traînée de forme est un facteur dominant pour le flux de quantité de mouvement entre l’atmosphère et le champ de vagues près du rivage. Cette hypothèse est en accord avec la théorie d’abris proposée par Jeffreys (1925), appliquée dans ce cas uniquement aux vagues les plus cambrées.

La question du déferlement reste dans notre cas, une question ouverte. En effet, bien que des modèles de déferlement soient actuellement mis en oeuvre et validés dans les modèles Boussinesq (voir par exemple [24, 18, 19, 13, 28]), les modifications des caractéristiques du déferlement par le vent sont encore mal connues. Chen *et al* (2004) [7] proposent pour le déferlement bathymétrique un critère empirique fonction de la vitesse du vent. Cependant ces modèles ne permettent pas de décrire la dissipation par moutonnement, caractéristique des vagues de vent en eau profonde. Dans l’état actuel du modèle, un simple modèle de roller est utilisé. Des développements sont en cours pour introduire un modèle de dissipation de type ”glissant” associé à un critère de déferlement fonction de l’intensité du vent.

Pour le runup, le modèle de Lynett *et al* (2002)[21] a été utilisé. Ce modèle simple à implémenter correspond à une extrapolation linéaire de l’élévation de surface libre et de la vitesse à la surface à l’intérieur de la région sèche. Cette méthode permet de ne pas modifier la taille du domaine, alors que la taille du domaine fluide est variable.

Les objectifs de cet article seront dans un premier temps de présenter le modèle utilisé, ainsi que le terme de forçage dû à l’effet du vent (Jeffreys) et le terme de dissipation dû au déferlement. Les résultats obtenus seront comparés avec des expériences réalisées dans la grande soufflerie de L’IRPHE à Marseille-Luminy sur la focalisation de vagues en présence de vent. Dans un deuxième temps, seront présentés les premiers résultats d’une campagne de mesure sur le runup/rowndown des vagues sur une plage inclinée en présence de vent, effectuée dans cette grande soufflerie.

II – Description du Modèle

L’hypothèse d’un fluide incompressible et non visqueux est faite, l’écoulement irrotationnel est considéré. Un système de coordonnées cartésien est adopté. L’axe horizontal x est localisé selon le plan d’eau au repos et l’axe z est pointé verticalement vers le haut. Le domaine fluide est limité par le fond de la mer à $z = -h(x)$ et à la surface libre à $z = \eta(x, t)$.

Selon l’hypothèse de l’écoulement irrotationnel, le potentiel des vitesses ϕ est introduit : $\mathbf{u} = \nabla\phi$ où \mathbf{u} est la vitesse et $\nabla = [\frac{\partial}{\partial x}]$ l’opérateur gradient horizontal.

L’hypothèse de Boussinesq suppose que le potentiel des vitesses a une variation verticale de forme polynomiale, définie à une position verticale arbitraire $z = \hat{z}(x)$. Le choix du niveau \hat{z} est une clé importante dans la bonne utilisation du modèle : pour une bathymétrie en pente légère, [17] Madsen *et al* (2006) ont déjà mis en place un choix optimal dans le développement du niveau $\hat{z} = -\sigma h$ avec $\sigma = 0.5$, pour obtenir une meilleure précision de la relation de dispersion et du profil de vitesse. Dans notre cas, \hat{z} est fixé à $-0.5h$. Le potentiel de vitesse est décrit comme suivant :

$$\phi(x, z, t) = \hat{\phi}(x, z, t) + (z - \hat{z})\hat{w} + \sum_{n=0}^{4N+1} \frac{1}{n!} (z - \hat{z})\hat{\phi}^{(n)} \quad (1)$$

$$\text{avec } N = 2, \quad \text{et où } \hat{\phi} = \phi(x, \hat{z}, t), \quad \hat{w} = \left. \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial z} \right|_{z=\hat{z}} \quad \text{et} \quad \hat{\phi}^{(n)} = \frac{\partial^n \phi(x, \hat{z}, t)}{\partial z^n}$$

Le potentiel est introduit dans l'équation de Laplace pour obtenir une relation de récurrence pour $\hat{\phi}^{(n)}$ en fonction de $(\hat{\phi}, \hat{w})$. Utilisant la condition de fond, un système d'équation est obtenu avec deux inconnues $\hat{\phi}$ et \hat{w} .

Suivant Zakharov (1968) [29], les conditions aux limites à la surface libre sont écrites en termes de potentiel de vitesse $\tilde{\phi} = (\phi)_{z=\eta}$ et de vitesse verticale $\tilde{w} = (\phi_z)_{z=\eta}$ directement à la surface libre. Les conditions dynamiques (2) et cinématiques (3) à la surface libre sont écrites et permettent l'avance en temps :

$$\eta_t + \nabla\eta \cdot \nabla\tilde{\phi} - \tilde{w}(1 + \nabla\eta \cdot \nabla\eta) = 0 \quad (2)$$

$$\tilde{\phi}_t + g\eta + \frac{1}{2}(\nabla\tilde{\phi})^2 - \frac{1}{2}\tilde{w}^2(1 + \nabla\eta \cdot \nabla\eta) = 0 \quad (3)$$

où g est l'accélération gravitationnelle. L'intégration numérique est calculée avec un schéma classique de runge-Kutta d'ordre quatre.

Les détails du modèle sont décrits par Bingham *et al* (2009) [4].

III – Le vent dans le modèle

Pour modéliser l'interaction vague-vent deux mécanismes ont été envisagés dans le modèle : les mécanismes de Miles et de Jeffreys. Seul le second modèle sera examiné ici, dans le cas de la focalisation d'un groupe d'ondes en présence de vent.

Introduit pour la première fois par Jeffreys (1925) [10], ce mécanisme est basé sur la différence de pression entre la face au vent et la face sous le vent de la vague, provoquée par un décollement aérien sur la crête des vagues. Jeffreys suggère que la pression de l'écoulement d'air à l'interface, $z = \eta(x, t)$, est liée à la pente locale de la vague :

$$p = \rho_a s (U - c_\varphi)^2 \frac{\partial\eta}{\partial x} \quad (4)$$

avec s le coefficient d'abris de Jeffreys, U la vitesse du vent (m/s), c_φ la vitesse de phase, et ρ_a la densité de l'air. Des expériences [3, 22] ont montré que ce phénomène se produisait seulement sur des vagues fortement cambrées.

D'après Touboul *et al* (2006) [27], une valeur critique de la pente locale η_{xc} , est définie au dessus de laquelle l'énergie du vent est transférée à la vague. C'est le mécanisme d'abris de Jeffreys modifié. Pour chaque vague, la pente maximale est calculée et la distribution de pression à la surface de la vague est donnée par :

$$p(x) = \begin{cases} 0 & \text{if } \max(\frac{\partial\eta}{\partial x}) < \eta_{xc} \\ \rho_a s (U - c)^2 \frac{\partial\eta}{\partial x}(x) & \text{if } \max(\frac{\partial\eta}{\partial x}) \geq \eta_{xc} \end{cases} \quad (5)$$

où s est le coefficient d'abris de Jeffreys.

Ce mécanisme modifié de Jeffreys est appliqué dans la section "Validation".

IV – Déferlement

IV – 1 Introduction

Dans le domaine temporel, de nombreuses formulations de déferlement existent pour les équations de Boussinesq. Plusieurs auteurs ([26]; [1]; [30]; [23]; [12]; [13]) ont inclu l'effet du déferlement de vagues à travers un concept de tourbillons visqueux. Dans ces travaux, la formulation du tourbillon visqueux est basée sur les gradients horizontaux de

la profondeur intégrée ou de la vitesse horizontale intégrée sur la profondeur. Une autre approche est d'introduire le concept de "roller", conduisant à ajouter un terme de pression dans l'équation de quantité de mouvement, [8]; [5], ou d'ajouter un terme convectif [24]. Récemment, Veeramory *et al* (2000) [28] a présenté un modèle de roller basé sur la vorticité générée par le processus de déferlement.

Schäffer *et al* (1993) [24] appliquent leur modèle de déferlement sur des vagues régulières ainsi que sur des vagues irrégulières déferlant au dessus d'une barre. De plus des expériences ont été présentées par Madsen *et al* (1997a) [18] pour des plages de pente uniforme. Leur modèle de Boussinesq n'étant que faiblement non linéaire, la hauteur maximale des vagues juste avant déferlement n'a pu être atteinte pour certains tests. A cette exception près, les résultats du modèle sont en accord avec les mesures pour le profil des vagues ainsi que pour le setup. Le moment qui suit le début du déferlement est aussi capté par le modèle.

IV – 2 Description générale du modèle de Roller

Pour prendre en compte la dissipation due au déferlement, nous introduisons le modèle de "roller" d'après Schäffer *et al* (1993) [24], initialement suggéré par Svendsen (1984a)[25] pour un modèle de moyenne de phase. Ce modèle de roller décrit la forme et la hauteur des vagues décroissantes dues au déferlement avec une bonne précision d'après Schäffer *et al* (1993) [24] et Madsen *et al* (1997a) [18]. L'idée de base est de séparer l'onde déferlante en une région où l'onde a une vitesse u_0 intégrée sur la profondeur et une partie au sommet, la région du roller, qui représente le volume d'eau en mouvement avec une vitesse supérieure à celle de l'onde. L'épaisseur verticale du roller est notée δ . L'introduction du roller amène à une discontinuité dans le profil de vitesses horizontales en bas de la région du roller, (figure 1, milieu). Le terme R (7) de dissipation est introduit à la condition dynamique à la surface libre (6). Il est fonction de l'épaisseur du roller δ , de la vitesse du roller c , de la profondeur totale $d = \eta + h$ et de la vitesse intégrée sur la profondeur u_0 (figure 1, gauche, milieu).

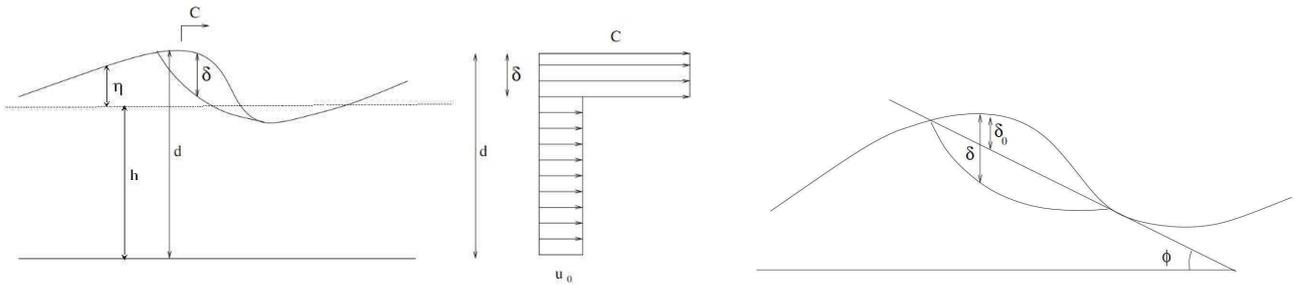


Figure 1 – Schéma de définition du roller (   gauche) et profil vertical de la vitesse associée (au milieu). Détail de la méthode (   droite).

$$\begin{cases} \eta_t + \nabla\eta \cdot \nabla\tilde{\phi} - \tilde{w}(1 + \nabla\eta\nabla\eta) = 0 \\ \tilde{\phi}_t + g\eta + \frac{1}{2}(\nabla\tilde{\phi})^2 - \frac{1}{2}\tilde{w}^2(1 + \nabla\eta\nabla\eta) = R \end{cases} \quad (6)$$

$$\text{où} \quad R = \delta\left(1 - \frac{\delta}{d}\right)(c - u_0)^2, \quad \text{avec} \quad d = h + \eta \quad (7)$$

avec u_0 la vitesse horizontale intégrée sur la profondeur et $c = 1.3\sqrt{gd}$ la vitesse du roller. En profondeur infinie ce terme se simplifiera ainsi :

$$R = \delta(c - u_0)^2 \quad \text{avec} \quad c = 1.3 \frac{g}{\omega} \quad (8)$$

V – Validation : focalisation d’ondes

V – 1 Description de l’expérience

Les résultats numériques sont comparés avec une étude expérimentale en profondeur constante développée par Giovanangeli *et al* (2008) [14], dans la grande soufflerie de l’IRPHE à Marseille-Luminy. Cette soufflerie est composée d’une veine aérienne fermée de 40m de long, 3.20m de large et 1.60m de hauteur et d’un canal sous-jacent de 40m de long, 2.60m de large et d’environ 80cm de profondeur. Le ventilateur peut créer du vent de 1m/s à 15m/s. A l’amont du canal se trouve un batteur à houle de type volet piloté par ordinateur via l’interface Labview, qui permet de générer des vagues dont la fréquence peut varier de 0.7Hz à 2Hz (de 1.4s à 0.5s de période). L’élévation de la surface libre est mesurée à l’aide de sondes à vagues capacitatives localisées à différents fetchs.

Les vagues extrêmes sont générées par le mécanisme de focalisation spatio-temporel reposant sur le comportement dispersif des vagues. Une approche linéaire de ce problème est faite, considérant la surface de l’eau comme une superposition d’ondes linéaires de fréquences $\omega(x, t)$ imposées au batteur pour focaliser toutes les ondes en un seul point. Le signal de la sonde à un fetch de 1m est pris comme condition initiale dans le modèle (figure 2, 3 top). La fréquence du batteur varie linéairement de $f_{max} = 1.3Hz$ à $f_{min} = 0.8Hz$ durant $\Delta T = 14.5s$ (figure 2, 3). La difficulté de cette simulation vient du contenu haute fréquence qui nécessite une discrétisation très précise.

L’étude se concentre ici sur des vagues très pentues, dans ce cas, tel qu’il est décrit au paragraphe (3), l’écoulement de l’air est complexe, donc le mécanisme d’abris de Jeffreys modifié est utilisé pour la simulation numérique. Pour les deux cas, voici la valeur des paramètres utilisés : le paramètre de Jeffreys $s = 0.5$, et la pente critique $\eta_{xc} = 0.31$.

V – 2 Évolution de la surface libre

Pour estimer la précision du modèle, nous avons comparé premièrement l’évolution de la surface libre à différents fetchs, sans vent puis avec vent. Les résultats sont affichés sur la figure 2 pour le cas sans vent, ils montrent un bon accord entre l’expérience et le numérique. Le cas avec vent est représenté en figure 3. Les résultats révèlent un bon accord entre l’expérience et le numérique sauf avant et après la focalisation du groupe d’ondes. Ces petites oscillations correspondent à de jeunes vagues générées par le vent, or le mécanisme d’abris de Jeffreys traite seulement l’amplification des vagues et non leur génération. Cependant même si la génération des vagues de vent n’est pas prise en compte, le modèle permet une bonne description de l’amplification et des modifications des vagues par le vent.

V – 3 Évolution du facteur d’amplification

Pour examiner comment l’amplitude de l’enveloppe des vagues change le long de la direction de propagation de l’onde, le facteur d’amplification A est calculé :

$$A(x, U) = \frac{H_{max}(x, U)}{H_{ref}} \quad (9)$$

où $H_{max}(x, U)$ est la hauteur maximale entre deux crêtes et creux consécutifs à différents fetchs x pour une vitesse de vent fixée et H_{ref} est la hauteur initiale de l’onde. Les résultats sont montrés sur la figure 4 pour deux cas : avec vent ($U=6$ m/s) et sans

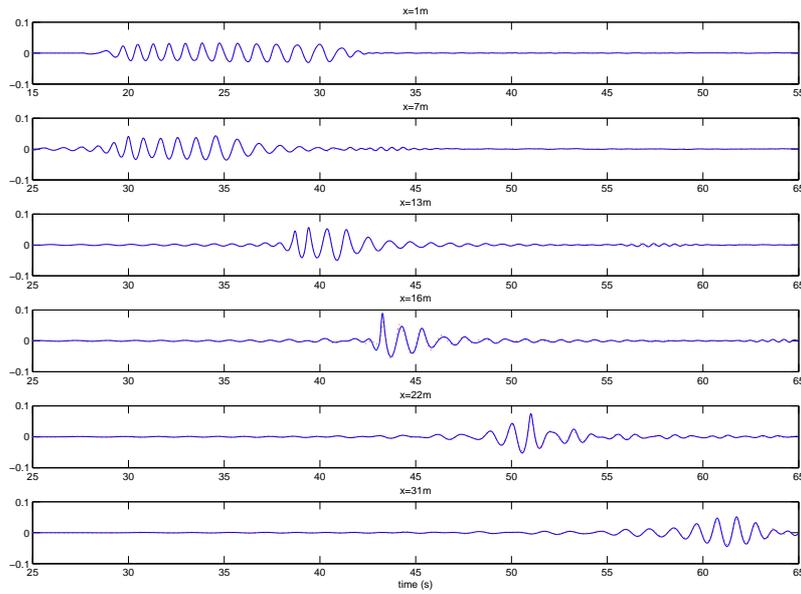


Figure 2 – 1er cas : (1.3Hz à 0.8Hz) : Comparaison entre les résultats du modèle (ligne bleue continue) et l'expérience (pointillé rouge) pour la surface libre à différents fetchs (en m) sans vent ($U=0\text{m/s}$).

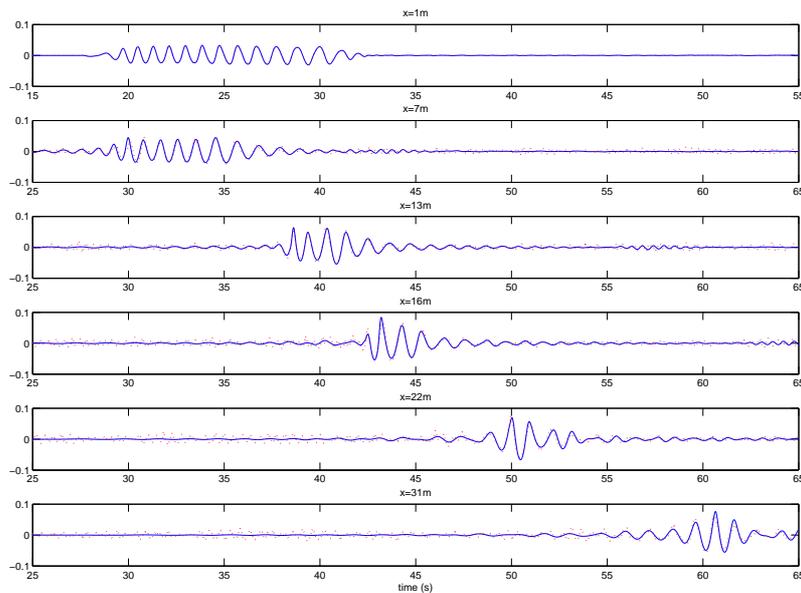


Figure 3 – 1er cas : (1.3Hz à 0.8Hz) : Comparaison entre les résultats du modèle (ligne bleue continue) et l'expérience (pointillé rouge) pour la surface libre à différents fetchs (en m) avec vent ($U=6\text{m/s}$).

vent ($U=0\text{ m/s}$). Nous observons que les résultats numériques sont en accord avec les résultats expérimentaux pour les deux cas. Avec vent, nous constatons un maintien de la coalescence du groupe après le point de focalisation. Nous remarquons que la dissipation due au déferlement joue un rôle important dans notre modèle comme nous pouvons le voir en figure 4, droite.

La prochaine étape de cette étude est de prévoir le comportement de ce genre de groupe d'ondes en eau peu profonde en bathymétrie variable avec du vent fort, de même pour

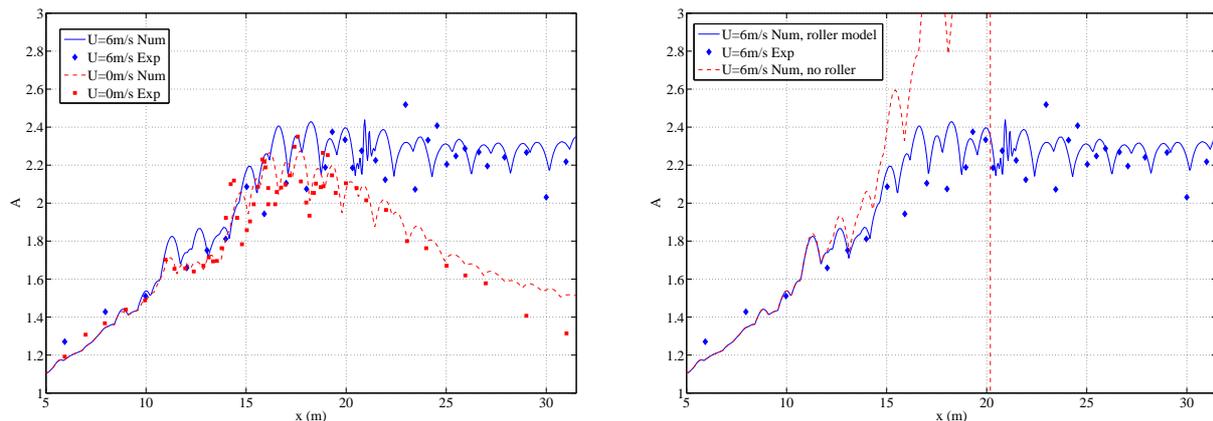


Figure 4 – Comparaison entre les résultats numérique ($U=0\text{m/s}$ ligne bleue, $U=6\text{m/s}$ pointillé rouge) et les résultats expérimentaux ($U=0\text{m/s}$ carré rouge, $U=6\text{m/s}$ losange bleu) pour l'évolution du facteur d'amplification $A(x,t)$ en fonction du fetchs (en m). Influence de la dissipation dû au déferlement (à droite).

une houle régulière et irrégulière. Pour cela une campagne expérimentale est actuellement réalisée dans la grande soufflerie de l'IRPHE à Marseille-Luminy pour le cas d'une plage en pente avec vagues régulières et irrégulières ou des groupes d'ondes en présence de vent. Dans la partie suivante, nous présentons quelques résultats de cette campagne de mesures.

VI – Quelques résultats d'expériences

Pour développer et valider le modèle numérique qui prévoit l'action du vent près des côtes, des expériences ont été réalisées dans la grande soufflerie de Luminy décrite ci-dessus. Une plage en aluminium de 35m de long, de pente 1/30 a été construite dans le canal. Nous utiliserons le repère suivant pour décrire les grandeurs que nous voulons évaluer :

- L'axe \vec{x} est déterminé par l'axe de la soufflerie.
- L'axe \vec{z} est identifié par la verticale ascendante partant du fond du canal où il n'y a pas de plage et de la plage elle même lorsque nous nous rapprochons du rivage.
- L'axe \vec{y} est défini par les deux autres de telle sorte que le repère $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ soit direct. Il est donc transversal à l'axe de la soufflerie.

L'origine de ce repère est la ligne de rive lorsque l'eau est au repos. Nous étudions trois différents cas de houles :

- Houle régulière de fréquence 1.3Hz avec vent (5, 8, 11 et 15m/s),
- Houle irrégulière de type Jonswap 1HZ avec vent (5, 8, 11 et 15m/s),
- Vent seul (5, 8, 11 et 15m/s).

Un chariot mobile (pouvant être déplacé suivant l'axe du canal) et une rampe fixe (à l'amont du canal) permettent l'installation d'appareils de mesures et donc d'accéder aux caractéristiques de l'état de la mer suivant différents fetchs. Afin d'étudier l'action du vent sur une plage, nous avons mis en oeuvre plusieurs dispositifs expérimentaux, comme par exemple les sondes à vagues qui mesurent les oscillations des vagues ou le courantomètre (ADV) qui évalue le courant dans le canal. Nous avons aussi utilisé un système de mesure par vidéo pour mesurer la montée des eaux sur la plage.

VI – 1 Sonde à vagues

Les fluctuations de la surface libre ont été mesurées pour les différentes conditions de houle et de vent à différents fetchs entre le batteur et la ligne de rive après avoir étalonné les sondes. Nous avons ensuite procédé au traitement du signal en calculant le niveau moyen, la hauteur significative des vagues, puis la fréquence pour chaque condition de houle/vent à différents fetchs.

VI – 1.1 Niveau moyen

Les niveaux moyens calculés sont montrés sur la figure 5 (à gauche), de haut en bas respectivement pour une houle régulière, irrégulière et pour le vent seul.

Pour les trois différentes conditions de houle, en ce qui concerne le niveau moyen nous distinguons une allure similaire : en effet la présence d'un ou deux noeuds définissant l'endroit où le niveau moyen ne varie pas, délimite la zone du canal où il y a basculement de régime. Du large à ce point, nous observons un régime où le niveau moyen est en dessous du niveau de repos et de ce point au rivage, nous observons une augmentation du niveau moyen par rapport au repos. Pour chaque cas, plus le vent est fort, plus le set down/up est grand.

Au rivage l'apport de la houle (régulière ou irrégulière) est minime sur le set-up par fort vent, tandis que la houle renforce le setup pour des vents de 11m/s et inférieur. Quant au set-down, il n'est que faiblement influencé par le type de houle, il dépend presque seulement du vent. Le vent a donc une grande influence sur le set-up/down. L'apport de la houle renforce considérablement le setup par vent inférieurs à 11m/s.

VI – 1.2 Hauteurs significatives

Les hauteurs significatives des vagues sont montrées sur la figure 5 (à droite), de haut en bas respectivement pour une houle régulière, irrégulière et pour le vent seul.

En ce qui concerne la hauteur significative, pour les trois différentes conditions, nous observons un comportement similaire : partant du large d'une hauteur significative faible, elle augmente et atteint un pic d'autant plus proche du rivage que le vent est faible, diminue ensuite rapidement vers le rivage et tend vers zéro. C'est l'effet de shoaling : lorsque la profondeur diminue en arrivant près du rivage les vagues s'amplifient puis, arrivées à une cambrure maximale déferlent, et donc perdent de l'énergie et diminuent en amplitude. Plus le vent est fort, plus la hauteur significative est grande. L'ajout au vent de la houle régulière ou irrégulière amplifie d'autant plus la hauteur significative. L'augmentation est plus marquée avec la houle régulière qu'avec la houle irrégulière.

VI – 2 Courantomètre : Acoustic Doppler Velocimeters

Pour mesurer le courant aux abords du rivage nous avons utilisé un MicroADV (16MHz) de chez Sontek, c'est un instrument de mesure utilisant la technologie acoustique Doppler permettant de mesurer la vitesse de l'écoulement en trois dimensions.

En cas de houle seule, il apparaît sur la figure 6, un faible courant de surface dirigé vers le rivage et un courant de retour au fond vers le large. Lorsqu'il y a un fort vent, nous observons sur la figure 6, que l'eau est poussée vers le rivage.

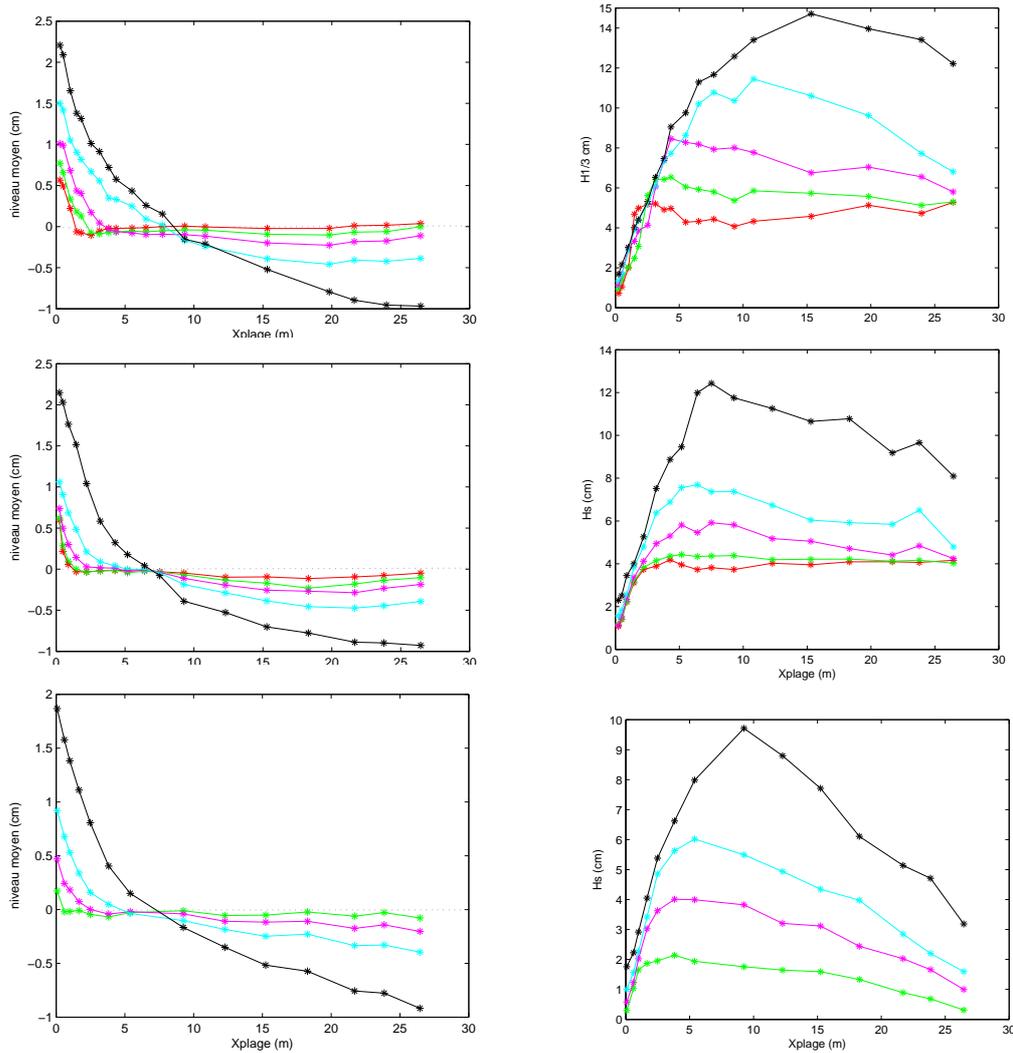


Figure 5 – (en haut) Houle régulière + vent, (au milieu) houle irrégulière + vent, (en bas) vent seul. Niveau moyen (à gauche), Hauteur significative (à droite). En rouge : houle seule, en vert : + 5m/s, en rose : + 8m/s, en bleu : + 11m/s, en noir : + 15m/s).

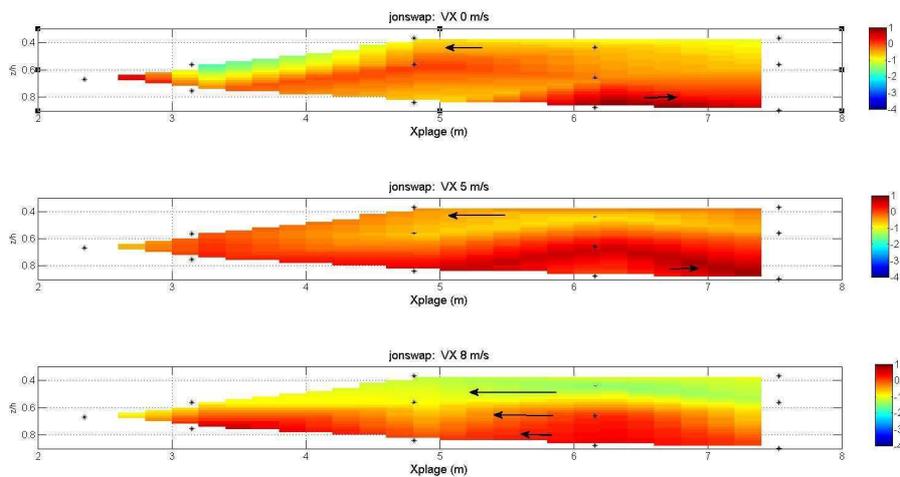


Figure 6 – profils de vitesse (cm/s) à l'abord du rivage pour une houle irrégulière.

VI – 3 Miroir-Laser

Un laser éclaire en lumière rasante l'eau du canal qui a été teinté avec de la fluorescéine, une caméra fixée au plafond du canal, peut ainsi filmer la variabilité de la ligne de rive.

Grâce à l'excitation des particules de fluorécéine par le laser il est alors possible d'observer les crêtes des vagues, d'en calculer une vitesse et leur runup maximal.

Nous pouvons voir sur la figure 7, pour deux cas de vent 5 m/s (à gauche) et 8m/s (à droite) l'image donnée par la caméra. Sachant que la caméra n'a pas changé de place, nous pouvons voir que la ligne de rive monte plus haut sur la plage avec un vent de 8m/s qu'avec un vent de 5m/s.

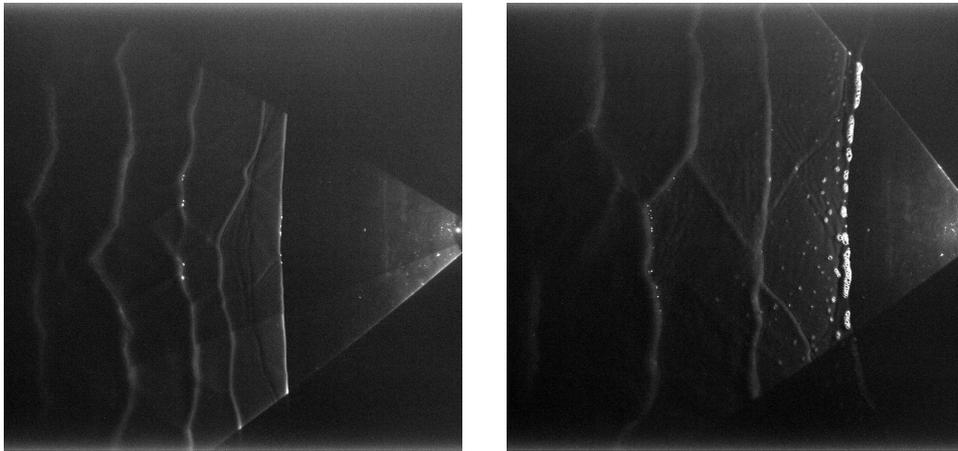


Figure 7 – Image de crête de vagues et de la rive pour un vent de 5m/s (à gauche) et 8m/s (à droite).

VII – CONCLUSION

Nous avons montré tout d'abord que le modèle est capable de décrire correctement la formation de vagues extrêmes en grande profondeur. Deuxièmement, l'ajout d'un terme de pression dans le modèle permet de décrire l'influence du vent sur le mécanisme de coalescence. Le comportement non linéaire du groupe d'ondes est bien reproduit par le modèle parce qu'il est en accord avec les résultats d'expériences de Kharif *et al* (2008) [14]. Le déferlement joue un rôle important comme nous l'avons vu dans la partie "validation". Il permet de décrire correctement la coalescence du groupe d'ondes. Il est à l'heure actuelle en cours d'amélioration, pour introduire un modèle de dissipation de type "glissant" associé à un critère de déferlement fonction de l'intensité du vent.

La dernière partie commente quelques résultats d'expériences en fond variable pour différentes conditions de houles et de vent. Grâce au signal des sondes à vagues, est réalisée, l'étude du setup du large (au plus près du batteur) au rivage ainsi que le calcul de la hauteur significative des vagues et de la fréquence. Une vitesse qualitative de l'écoulement dans la colonne d'eau est évaluée avec un courantomètre. Lorsqu'il n'y a que des vagues, l'eau amenée par les vagues repart vers le large par un courant de fond; au contraire lorsque le vent souffle, l'eau est poussée vers le rivage. L'eau monte sur le rivage d'autant plus vite que le vent est fort. La vidéo du rivage va nous permettre de quantifier cette montée d'eau sur la plage.

Par la suite nous souhaitons comparer le modèle à l'expérience en fond variable.

Références

- [1] Y. Agnon, Per A. Madsen, and H.A. Schäffer. Simulation of wave breaking and runup. *in Seminar on Hydrodynamics of waves in coastal areas, 20th Congr. of IAHR*, IAHR, Moscow, 1983.

- [2] Y. Agnon, Per A. Madsen, and H.A. Schäffer. A new approach to high order boussinesq model. *J. Fluid Mech.*, 399 :319–333, 1999.
- [3] M. L. Banner and W. K. Melville. On the separation of air flow over water waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 77 :825–842, 1976.
- [4] H.B. Bingham, Per A. Madsen, and D.R. Fuhurman. Velocity potential formulation of highly accurate boussinesq-type models. *Coastal Engineering*, 56 :467–478, 2009.
- [5] M. Brocchini, M. Drago, and L. Iovenitti. The modelling of short waves in shallow waters : Comparison of numerical models based on boussinesq and serre equation. *In Proc. of the 23th Coastal Engineering Conference, ASCE*, 1 :76–88, 1992.
- [6] The WISE Group L. Cavaleri, J.-H.G.M. Alves, F. Ardhuin, A. Babanin, M. Banner, K. Belibassakis, M. Benoit, M. Donelan, J. Groeneweg, T.H.C. Herbers, P. Hwang, P.A.E.M. Janssen, T. Janssen, I.V. Lavrenov, R. Magne, J. Monbaliu, M. Onorato, V. Polnikov, D. Resio, W.E. Rogers, A. Sheremet, J. McKee Smith, H.L. Tolman, G. van Vledder, J. Wolf, and I. Young. Wave modelling – the state of the art. *Progress in Oceanography*, 75 :603–674, 2007.
- [7] Qin Chen, James M. Kaihatu, and Paul A. Hwang. Incorporation of wind effects into boussinesq wave models. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, dec 2004.
- [8] R. Deigaard. Mathematical modelling of waves in the surf zone. *ISVA, Technical University of Denmark, DK-2800, Denmark*, Progr. Rep. 69 :47–59, 1989.
- [9] Eric Jamois. *Interaction houle-structure en zone côtière*. PhD thesis, Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2005.
- [10] H. Jeffreys. On the formation of water waves by wind (first paper). *Proc Royal Society London A*, 107 :189–206, 1925.
- [11] H. Jeffreys. On the formation of water waves by wind (second paper). *Proc Royal Society London A*, 110 :241–247, 1926.
- [12] T. Karambas and C. Koutitas. A breaking wave propagation model based on the boussinesq equation. *Coastal Engineering*, 18 :1–19, 1992.
- [13] A.B. Kennedy, Q. Chen, J.T. Kirby, and R.A. Dalrymple. Boussinesq modelling of wave transformation, breaking and runup : I. 1d. *J. Waterw., Port, Coast. Ocean Engineering*, 126 :39–47, 2000.
- [14] C. Kharif, L. Grare J.-P. Giovanangeli, J. Touboul, and E. Pelinovski. Influence of wind on extreme wave events : experimental and numerical approaches. *Journal of Fluids Mechanics*, 494 :209–247, 2008.
- [15] Per A. Madsen, H.B. Bingham, and Hua Liu. A new boussinesq method for fully nonlinear waves from shallow to deep water. *J. Fluid Mech.*, 462 :1–30, 2002.
- [16] Per A. Madsen, H.B. Bingham, and H.A. Schäffer. Boussinesq-type formulations for fully nonlinear and extremely dispersive water waves : derivation and analysis. *Proc. Royal Society London*, 459 :1075–1104, 2003.
- [17] Per A. Madsen, D.R. Fuhurman, and B. Wang. A boussinesq type method for fully nonlinear waves interacting with a rapidly varying bathymetry. *Coastal Engineering*, 53 :487–504, 2006.
- [18] Per A. Madsen, O.R. Sorensen, and H.A. Schäffer. Surf zone dynamics simulated by a boussinesq type model.part1 : Model description and cross shore motion of regular waves. *Coastal Engineering*, 32 :255–287, 1997.
- [19] Per A. Madsen, O.R. Sorensen, and H.A. Schäffer. Surf zone dynamics simulated by a boussinesq type model.part2 : Surf beat and swash oscillation for wave groups and irregular waves. *Coastal Engineering*, 32 :289–319, 1997.

- [20] John W. Miles. On the generation of surface waves by shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 3 :185–204, 1957.
- [21] P.L.-F.Liu P.J.Lynett, T.-R.Wu. Modelling wave runup with depth-integred equations. *Coastal Engineering*, 46 :89–107, 2002.
- [22] N. Reul, H. Branger, and J.P. Giovanangeli. Air flow separation over unsteady breaking waves. *Phys. Fluids*, 11 :1959–1961, 1999.
- [23] S. Sato, M.B. Kabiling, and H. Suzuki. Prediction of near-bottom velocity history by a nonlinear dispersive wave model. *Coastal Engineering Japan*, 35 (1) :67–82, 1991.
- [24] H.A. Schäffer, P.A. Madsen, and R. Deigaard. A boussinesq model for waves breaking in shallow water. *Coastal Engineering*, 20 :185–202, 1993.
- [25] I.A. Svendsen. Wave heights and set-up in the surf zone. *Coastal Engineering*, 8 :303–329, 1984.
- [26] J. Tao. Computation of wave runup breaking, internal report. *Danish Hydraulic Institute, DK-2800 Horsholm, Denmark*, page 40, 1983.
- [27] J. Touboul, J.P. Giovanangeli, C. Kharif, and E. Pelinovsky. Freak waves under the action of wind : experiments and simulations. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 25 :662–676, 2006.
- [28] J. Veeramony and I.A. Svendsen. The flow in surf-zone waves. *Coastal Engeenering*, 39 :93–122, 2000.
- [29] V.E. Zakharov. Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of a deep. *Fuid. J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, 9 :190–194, 1968.
- [30] J. A. Zelt. Runup of nonbreaking and breaking solatary waves. *Coastal Engineering*, 15 :205–246, 1991.