

10^{èmes} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

Nantes, 7, 8 et 9 mars 2005

Run-up sur une plaque verticale

Effet de l'incidence de la houle

B. Molin¹, E. Jamois^{1,2}, F. Remy¹, O. Kimmoun¹

¹ École généraliste d'ingénieurs de Marseille, 13 451 Marseille cedex 20

² Saipem SA, 1/7 avenue San Fernando, 78 884 Saint-Quentin Yvelines cedex

Résumé

Le problème considéré est celui des fortes surélévations de surface libre souvent observées vers le milieu du bordé des navires par houle de travers. Ces effets de (run-up) sont attribués à des phénomènes d'interaction tertiaire entre houle incidente et houle réfléchiée par la structure. Celle-ci est ici réduite à une simple plaque verticale et on étudie la sensibilité du run-up à l'angle d'attaque de la houle incidente (régulière). Deux modèles numériques sont mis en œuvre et des essais dédiés sont menés dans le bassin BGO-First. On conclut que les effets de run-up deviennent négligeables dès que la houle incidente s'écarte de plus de 20 degrés de la direction normale.

Summary

The phenomenon considered here is the wave run-up often observed along ship hulls in beam waves. These run-up effects are believed to be due to tertiary interactions between the incoming wave-field and the reflected waves by the ship, on its weather side. A simple geometry, a vertical plate, is considered here. Numerical and experimental investigations are carried out on the sensitivity of the run-up to the angle of attack of the incoming waves. Two numerical models are comparatively used. The experiments are performed in the BGO-First offshore tank. It is concluded that the run-up effects disappear when the angle, between the incoming waves and the normal to the plate, exceeds 20 degrees.

1 Introduction

Cette communication traite du phénomène de «run-up», tel qu'il a été observé par exemple lors d'essais en bassin sur une barge rectangulaire ou sur une digue rigide : par houle de travers, au milieu du bordé (ou de la digue), de fortes surélévations de surface libre apparaissent dès lors que la cambrure de la houle incidente devient appréciable. L'élévation de surface libre peut devenir 4 à 5 fois supérieure à l'amplitude de la houle incidente. De telles valeurs ne sont pas prédites par la théorie linéaire.

Un modèle théorique a été proposé par Molin *et al.* (2005), basé sur les interactions tertiaires entre houle incidente et houle réfléchi par la structure. Ces interactions modifient la houle incidente d'une manière similaire à celle qui résulterait d'un haut-fond : elle est «ralentie», ses lignes de crête s'incurvent, ce qui entraîne des phénomènes de focalisation. Le modèle théorique a été validé par des comparaisons extensives avec des résultats d'essais réalisés au BGO-First. Dans ces essais la maquette consistait en une plaque verticale, collée à un des murs du bassin. Ce montage limitait les essais à l'incidence normale.

Une autre approche a été mise en œuvre à l'EGIM, celle du «bassin à houle numérique». Le modèle numérique développé s'appuie sur les équations de Zakharov (1968) (équations d'évolution pour l'élévation η et le potentiel $\tilde{\Phi}$ à la surface libre) et sur une approche Boussinesq pour déterminer, à chaque pas de temps, la vitesse verticale w à la surface libre. Ce modèle, décrit dans Jamois *et al.* (2004, 2005), a également été validé sur les essais du BGO-First et, sur ce cas, fournit des résultats comparables à ceux donnés par le modèle simplifié de Molin *et al.* (2005), bien qu'il existe des différences comme on le verra plus loin.

Lors d'essais réalisés au BGO-First sur une barge rectangulaire, ancrée au milieu du bassin, il a été observé que le maximum de run-up ne prenait pas toujours place exactement au milieu du bordé. Ceci peut s'expliquer par un défaut d'alignement de la barge, ou un mauvais réglage de l'ancrage (formé de quatre lignes, donc hyperstatique), ou un manque de planéité de la houle incidente, ou la combinaison de tous ces paramètres ; mais ceci suggère aussi que le run-up est très sensible à la direction de propagation de la houle incidente. On a donc voulu vérifier le bien-fondé de cette conjecture, à l'aide des outils numériques et expérimentaux.

La première partie de cette communication décrit brièvement le phénomène d'interaction non-linéaire entre houle incidente et houle réfléchi, tel que nous le comprenons, et présente l'extension à la houle oblique du modèle simplifié décrit dans Molin *et al.* (2005). Les résultats obtenus sont comparés à ceux tirés d'une nouvelle campagne d'essais au BGO-First. Finalement le modèle numérique de Jamois *et al.* (2005) est également étendu à la houle incidente oblique et des résultats comparatifs sont présentés.

2 Modèle théorique

2.1 Interactions tertiaires entre ondes planes

Dans le cas d'ondes planes, il est connu depuis longtemps (Longuet-Higgins & Phillips, 1962) que leurs interactions non linéaires conduisent à des modifications mutuelles de leurs vitesses de phase ou, à pulsations imposées, de leurs longueurs d'onde. Il faut aller à l'ordre trois d'approximation pour mettre en évidence ce phénomène. Supposant, pour simplifier, la profondeur infinie, et considérant deux ondes planes de même pulsation ω , la première, d'amplitude A_1 , se propageant suivant l'axe x et la seconde, d'amplitude A_2 , dans la direction β , soit donc, au

premier ordre d'approximation, l'élévation de surface libre :

$$\eta^{(1)} = A_1 \cos(kx - \omega t) + A_2 \cos(kx \cos \beta + ky \sin \beta - \omega t) \quad (1)$$

et le potentiel :

$$\Phi^{(1)} = \frac{A_1 g}{\omega} e^{kz} \sin(kx - \omega t) + \frac{A_2 g}{\omega} e^{kz} \sin(kx \cos \beta + ky \sin \beta - \omega t) \quad (2)$$

on établit que la modification du nombre d'onde de la première composantes est donnée par :

$$k_1^{(2)} = k^3 A_2^2 f(\beta) + \frac{1}{2} k^3 A_1^2 f(0) = k^3 A_2^2 f(\beta) - k^3 A_1^2 \quad (3)$$

où la fonction $f(\beta)$ est donnée par :

$$f(\beta) = - \left\{ (1 - \cos \beta) \sqrt{2 + 2 \cos \beta} + 2 \cos \beta + \frac{1}{2} \sin^2 \beta + \frac{2(1 - \cos \beta)}{\sqrt{2 + 2 \cos \beta} - 4} \left(1 + \cos \beta + \sqrt{2 + 2 \cos \beta} \right) \right\} \quad (4)$$

et représentée sur la figure 1.

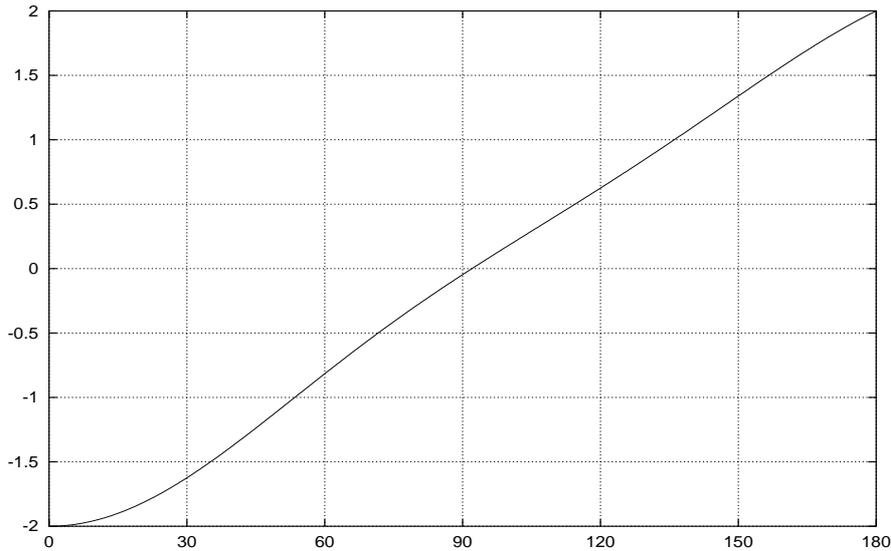


FIG. 1 – Fonction d'interaction $f(\beta)$.

L'auto-interaction de la première composante diminue son nombre d'onde. C'est la correction bien connue du modèle de Stokes à l'ordre trois. Son interaction avec la seconde composante augmente son nombre d'onde dès que l'angle β est supérieur à 92° . Dans le cas d'un clapotis ($A_1 = A_2$; $\beta = 180^\circ$), l'effet de l'interaction croisée l'emporte sur l'auto-interaction et la longueur d'onde diminue.

Ces résultats s'appliquent à des systèmes d'ondes planes. Dans le cas de l'interaction entre une houle incidente plane et le champ de vagues renvoyé par une structure, on conçoit intuitivement que des phénomènes similaires vont prendre place, i.e. la houle incidente va être «freinée» dans sa progression vers la structure. Le problème qui se pose, pour quantifier cet effet, est que le champ de vagues renvoyé par la structure n'est pas une onde plane (en trois dimensions).

Dans Molin *et al.* (2005) on idéalise, localement, le champ de vagues diffracté par une onde plane équivalente, d'amplitude $A_R(x,y)$ et direction de propagation $\beta_R(x,y)$ et on applique le résultat (3). La condition de Laplace fournit alors une équation d'évolution pour l'amplitude complexe de la houle incidente, résolue numériquement.

La première étape est donc de déterminer l'amplitude et la direction de propagation de l'onde plane équivalente au champ de vagues réfléchi. Dans Molin *et al.* (2005) l'obstacle considéré est une plaque sans épaisseur, en incidence normale, accolée à une des parois du bassin. On peut alors résoudre le problème linéarisé de diffraction de façon semi-analytique, en s'appuyant sur une base de fonctions propres en canal (satisfaisant la condition de glissement aux murs $y = 0$ et $y = b$). On considère ici le même obstacle, la houle incidente ayant une direction de propagation quelconque.

2.2 Résolution du problème linéarisé de diffraction

On considère toujours une géométrie confinée par deux murs, en $y = \pm b$, $y = 0$ étant le plan médian du bassin. La plaque, de largeur $2d$, est située en $x = 0$, au milieu du bassin (de $y = -d$ à $y = d$). La houle incidente se propage suivant la direction β_I par rapport à l'axe Ox (elle passe donc à travers les murs). La profondeur est toujours supposée infinie.

On divise le domaine fluide en deux sous-domaines, à gauche et à droite de la plaque. Dans le sous-domaine gauche ($x < 0$), le potentiel est exprimé sous la forme :

$$\varphi_1 = \frac{-i A_I g}{\omega} e^{kz} \left\{ e^{i(kx \cos \beta_I + ky \sin \beta_I)} + \sum_{n=0}^{\infty} B_n e^{-i \alpha_n x} \cos \lambda_n(y+b) \right\} \quad (5)$$

Et dans le sous-domaine droit ($x \geq 0$) :

$$\varphi_2 = \frac{-i A_I g}{\omega} e^{kz} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} C_n e^{i \alpha_n x} \cos \lambda_n(y+b) \right\} \quad (6)$$

où :

$$\Phi_i^{(1)}(x,y,z,t) = \Re \{ \varphi_i(x,y,z) e^{-i\omega t} \} \quad (7)$$

Dans ces expressions $\lambda_n = n\pi/(2b)$ et $\alpha_n = \sqrt{k^2 - \lambda_n^2}$ pour $n = 0, N$, $\alpha_n = i \sqrt{\lambda_n^2 - k^2}$ pour $n = N + 1, \infty$.

De l'égalité des vitesses suivant x : $\varphi_{1x} = \varphi_{2x}$ pour $y \in [-b, b]$, on tire

$$\vec{C} = -\vec{B} + \vec{D} \quad (8)$$

où :

$$D_m = \frac{k \cos \beta_I I_m}{\alpha_m b (1 + \delta_{m0})} \quad I_m = \int_{-b}^b e^{i k y \sin \beta_I} \cos \lambda_m(y+b) dy \quad (9)$$

On écrit ensuite que $\varphi_{2x} = 0$ pour $y \in [-d, d]$ et que $\varphi_1 = \varphi_2$ pour $y \in [-b, -d] \cup [d, b]$, ce qui donne :

$$C_m b (1 + \delta_{m0}) + \sum_{n \neq m} C_n \left(\frac{\alpha_n}{\alpha_m} - 1 \right) \int_{-d}^d \cos \lambda_m(y+b) \cos \lambda_n(y+b) dy \quad (10)$$

$$= \frac{1}{2} \int_{d \leq |y| \leq b} e^{i k y \sin \beta_I} \cos \lambda_m(y+b) dy + \frac{1}{2} \sum_n D_n \int_{d \leq |y| \leq b} \cos \lambda_m(y+b) \cos \lambda_n(y+b) dy \quad (11)$$

Ce système linéaire est résolu par une méthode de Gauss standard.

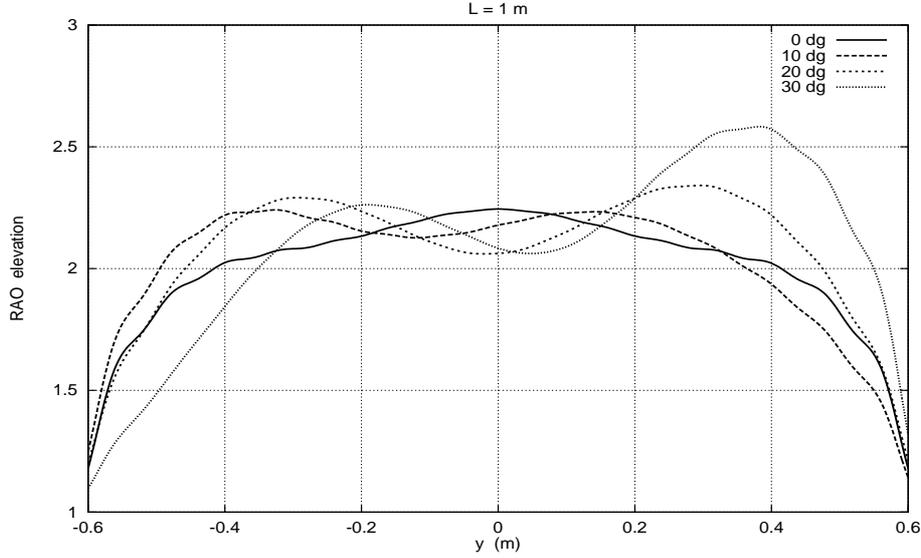


FIG. 2 – Fonctions de transfert de l'élévation le long de la plaque. Longueur d'onde 1 m.

À titre d'illustration, on considère une plaque de longueur $2d = 1.2$ m, au milieu d'un bassin large de $2b = 12$ m. La figure 2 présente les fonctions de transfert (RAO) de l'élévation de surface libre le long de la plaque, pour des houles incidentes de longueur d'onde 1 m et d'incidences 0, 10, 20 et 30 degrés. L'allure un peu zigzagante des courbes est due aux fortes singularités aux extrémités de la plaque (les séries ont été tronquées à 300 termes pour ces calculs).

2.3 Prise en compte des interactions tertiaires

On se place dans un repère OXY tel que OX soit la direction de propagation de la houle incidente. Les coordonnées xy et XY sont liées par :

$$\begin{aligned} x &= X \cos \beta_I - Y \sin \beta_I \\ y &= X \sin \beta_I + Y \cos \beta_I \end{aligned} \quad (12)$$

Dans ce système de coordonnées, comme dans Molin *et al.* (2005), on exprime le potentiel φ_I sous la forme :

$$\varphi_I(X, Y, z) = \frac{-i A (\epsilon^2 X, \epsilon Y) g}{\omega} e^{(k + \epsilon^2 k^{(2)}) (\epsilon^2 X, \epsilon Y) z} e^{i k (1 - \epsilon^2) X} \quad (13)$$

À l'ordre $\epsilon^2 \equiv k^2 A_I^2$ la condition de Laplace fournit l'équation parabolique pour l'amplitude complexe A :

$$2i k A_X + A_{YY} + 2k^4 [A_R^2 f(\beta_R - \beta_I) + A_I^2 - \|A\|^2] A = 0 \quad (14)$$

où A_R est l'amplitude locale de l'onde plane équivalente au champ de vagues réfléchi et β_R sa direction de propagation dans Oxy .

On applique la même méthode de résolution que dans l'article en référence : on introduit des murs fictifs en $Y = \pm b$ et on exprime $A(X,Y)$ sous la forme :

$$A(X,Y) = A_I \left(1 + \sum_{n=0}^{\infty} a_n(X) \cos \lambda_n(Y + b) \right) \quad (15)$$

L'équation (14) est intégrée à partir d'une abscisse $X_0 = -l$ jusqu'en $X = 0$. Cela signifie qu'on ne couvre pas strictement le sous-domaine $x \leq 0$: il «manque» le triangle $-y \tan \beta_I \leq x \leq 0$ (pour $y > 0$) et on «rajoute» le triangle $0 \leq x \leq -y \tan \beta_I$ (pour $y < 0$) (on suppose $\beta_I \geq 0$). Dans ce second triangle on annule le terme de forçage ($A_R \equiv 0$).

Lorsque l'angle β_I est petit on peut espérer que les effets secondaires sont faibles. Lorsque l'angle β_I n'est pas petit, on verra que les effets de run-up disparaissent.

2.4 Nouvelle résolution du problème de diffraction

On peut à nouveau résoudre le problème de diffraction avec, dans le sous-domaine gauche (au voisinage immédiat de la plaque), le potentiel exprimé sous la forme :

$$\begin{aligned} \varphi_1 = & \frac{-i A_I g}{\omega} e^{kz} \left\{ \left[1 + \sum_n a_n(0) \cos \lambda_n(y \cos \beta_I + b) \right] e^{i(kx \cos \beta_I + ky \sin \beta_I)} \right. \\ & \left. + \sum_{n=0}^{\infty} A_n e^{-i \alpha_n x} \cos \lambda_n(y + b) \right\} \quad (16) \end{aligned}$$

Par rapport au problème précédent, les complications sont minimales.

Comme dans Molin *et al.* (2005), on remet ainsi à jour successivement les potentiels incidents et diffractés et on itère jusqu'à convergence.

3 Campagne expérimentale

Une campagne expérimentale dédiée a été réalisée à l'automne 2004 dans le bassin de génie océanique BGO-First de la Seyne sur mer. Le modèle expérimental de la campagne précédente a été ré-utilisé, soit donc une plaque rigide longue de 1.2 m et haute de 2 m, installée non plus contre la paroi mais au milieu du bassin, à environ 14 m des batteurs. Cela signifiait une échelle 1/2 par rapport aux essais précédents où l'on bénéficiait de la plaque image (à travers le mur). On a donc spécifié des longueurs d'onde de 0.60 m, 0.80 m et 1 m, correspondant *a priori* à des conditions favorables à l'apparition du run-up. Le faux plancher a été remonté à 1.2 m de la surface libre, soit donc des conditions de profondeur infinie aux longueurs d'onde considérées. Comme dans les essais précédents, les cambrures H/L réalisées ont été de 2, 3, 4, 5 et 6 %. On rappelle que la largeur du bassin est de 16 m.

Trois incidences de houle, soit trois orientations de la plaque, ont été considérées : 0, 5 et 10 degrés. A la longueur d'onde de 1 m une incidence supplémentaire de 20 degrés a été réalisée.

L'instrumentation consistait en des sondes à houle de type capacitif et résistif le long de la plaque, plus quelques sondes extérieures. Les huit sondes capacitives, de type ORCA, étaient implantées à une distance de 15 mm de la paroi. Trois sondes résistives étaient également placées le long de la plaque, encadrant les précédentes et en leur milieu, à 26 mm de la paroi. L'élévation de surface libre était ainsi mesurée tous les 10 cm.

Lors de l'exploitation des résultats des essais, un manque d'homogénéité transversale de la houle incidente a été mis en évidence. L'origine du problème n'a pas été clairement identifiée



FIG. 3 – *Modèle expérimental avec ses sondes à houle.*

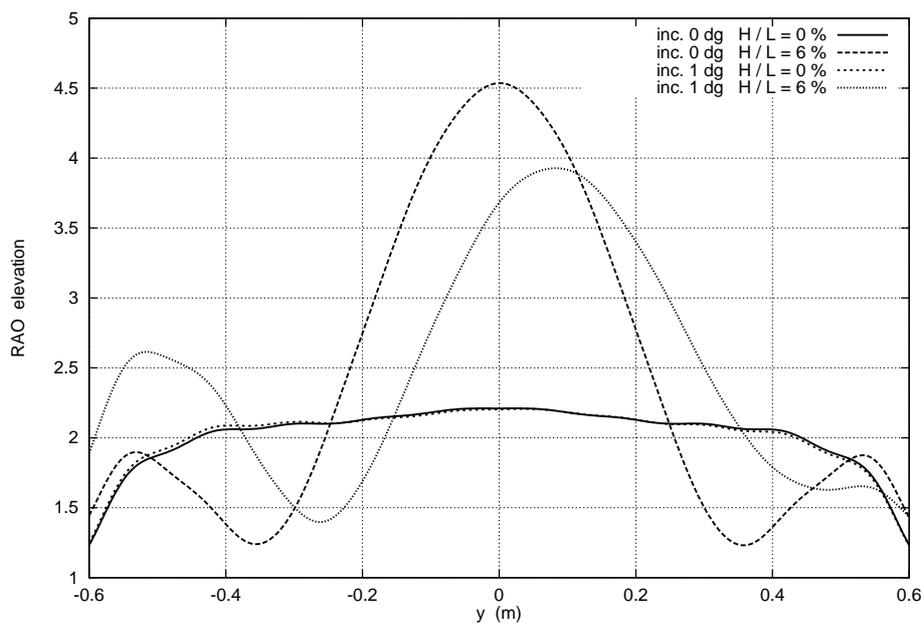


FIG. 4 – *Effet de l'incidence sur le run-up. Période 0.8 s. Cambrures H/L : 0 et 6 %.*

et une analyse plus détaillée du phénomène est en cours. Une explication possible serait un dérèglement de l'asservissement des batteurs pour les faibles amplitudes générées et les faibles périodes associées. Ce défaut est évidemment assez rédhibitoire pour le phénomène étudié puisqu'à l'incidence (en principe) nulle, le run-up expérimental sur la plaque n'est pas symétrique (photo 3). Ce résultat est à rapprocher du fait que notre modèle théorique prédit une très forte sensibilité du run-up à l'incidence : un degré suffit à déporter le maximum, comme le montre la figure 4.

4 Comparaisons entre résultats théoriques et expérimentaux

On ne considère que les essais réalisés à la période de 0.8 s, pour laquelle la qualité de la houle incidente était la plus satisfaisante. C'est aussi la période pour laquelle l'incidence supplémentaire de 20 degrés a été couverte.

La technique d'extraction des fonctions de transfert expérimentales de l'élévation est similaire à celle utilisée lors des campagnes précédentes : la durée exploitable d'essais est considérée être égale au temps de parcours plaque-batteurs-plaque à la vitesse de groupe. Pour une période de houle de 0.8 s et une distance plaque-batteurs de 14 m, cela donne environ 45 s à partir du moment où le front de vagues atteint la plaque. Cette durée est suffisante pour qu'un régime établi ait été atteint. Sur les 3 dernières périodes avant le retour des réflexions, les signaux sont traités par analyse de Fourier, la fonction de transfert étant alors exprimée comme le rapport des fondamentaux.

Pour les calculs, la largeur du bassin a été réduite à 12 m, et la distance d'interaction entre houle incidente et houle réfléchi a été prise égale à 14 m. D'après notre expérience (Molin *et al.*, 2005), ces restrictions sont sans incidence sur le résultat final. Les séries (5) et (6) exprimant le potentiel dans les deux sous-domaines ont été tronquées à 200 termes (accentuant encore le caractère mal lissé des courbes obtenues). Le nombre d'itérations nécessaires à la convergence, à période donnée, augmente avec la cambrure et diminue avec l'incidence : à 6 % de cambrure et 0° d'incidence, une dizaine d'itérations sont nécessaires (sans relaxation).

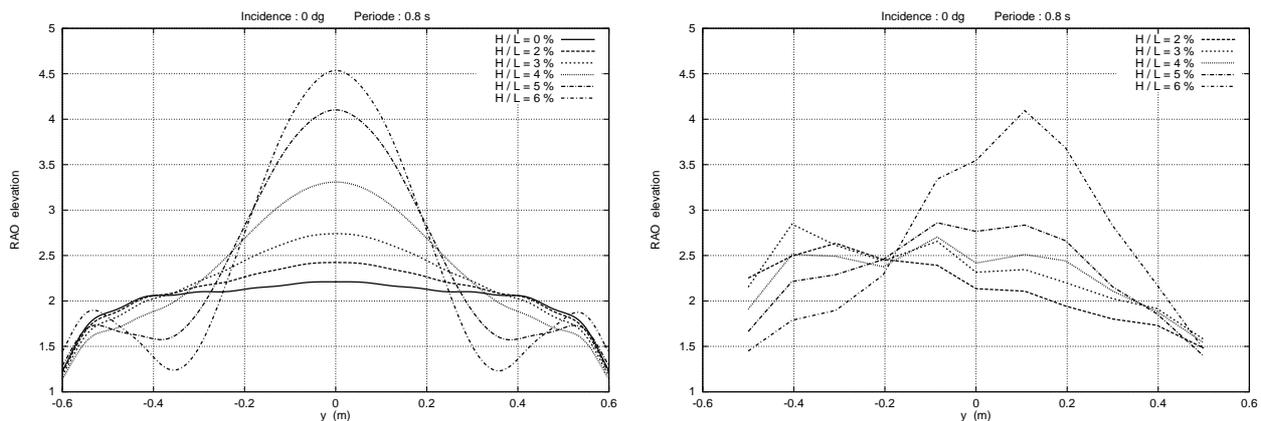


FIG. 5 – Période 0.8 s. Incidence 0 degré. Élévation de surface libre le long de la plaque. Fonctions de transfert calculées (gauche) et mesurées (droite).

Les figures 5 à 8 présentent les fonctions de transfert, théoriques et expérimentales, de l'élévation de surface libre le long de la plaque, aux différentes cambrures H/L , et pour les incidences de 0, 5, 10 et 20 degrés. Il convient de noter que les cambrures expérimentales ne sont pas strictement égales à 2, 3, 4, 5 et 6 %, ni, d'ailleurs, précisément connues dans la mesure où les valeurs fournies par les différentes sondes de référence diffèrent quelque peu. On a ici pris comme référence les élévations fournies par la sonde R2, à mi-distance de la plaque et du mur nord, avant contamination par le champ de vagues réfléchi. L'intervalle de confiance pour la cambrure expérimentale est, grossièrement, de ± 0.5 autour de la valeur indiquée.

Sur la première figure, à 0°, on constate une forte asymétrie des valeurs expérimentales, surtout aux plus faibles cambrures. Plus qu'à un défaut d'alignement de la plaque, cette asymétrie nous semble due, comme déjà argumenté, à un défaut de planéité de la houle incidente. Peut

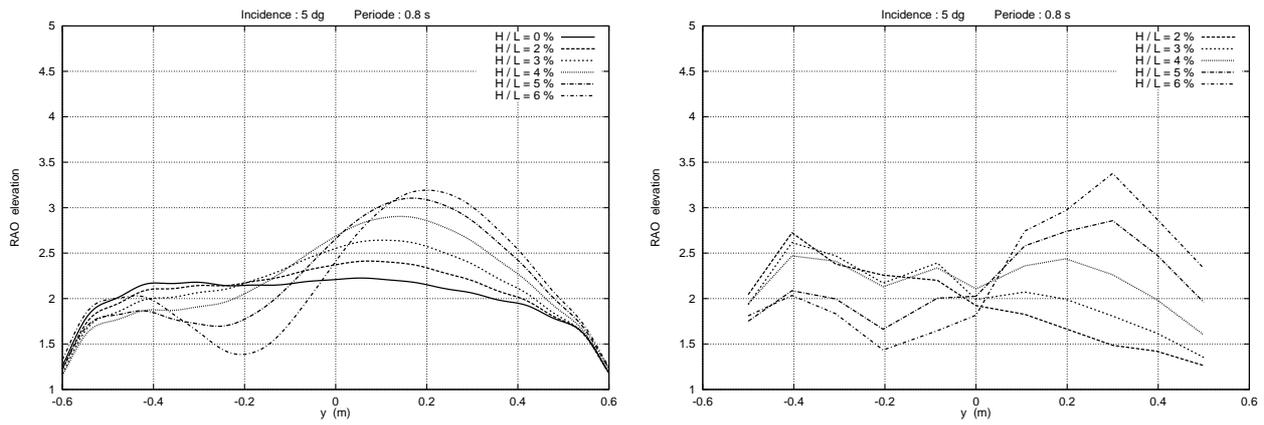


FIG. 6 – Période 0.8 s. Incidence 5 degrés. Élévation de surface libre le long de la plaque. Fonctions de transfert calculées (gauche) et mesurées (droite).

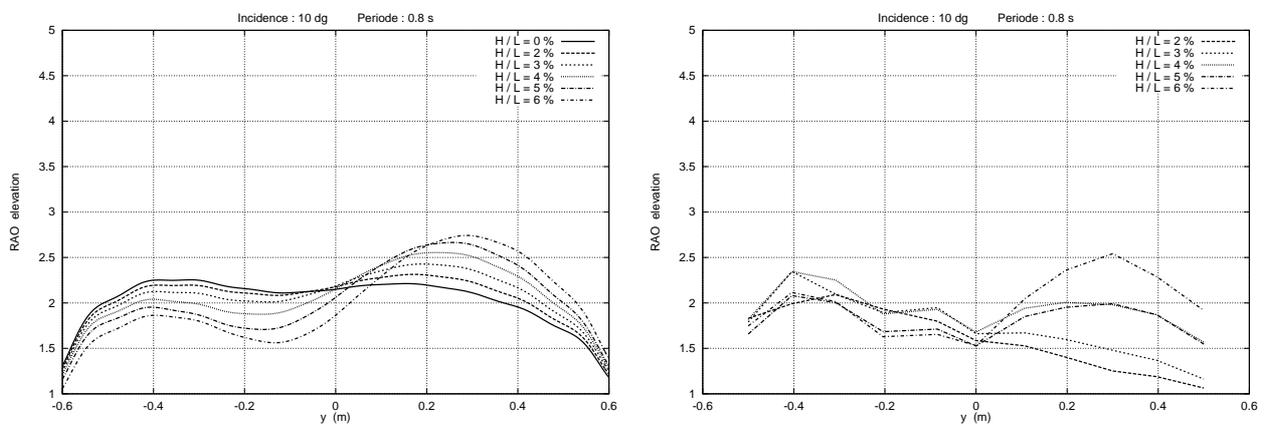


FIG. 7 – Période 0.8 s. Incidence 10 degrés. Élévation de surface libre le long de la plaque. Fonctions de transfert calculées (gauche) et mesurées (droite).

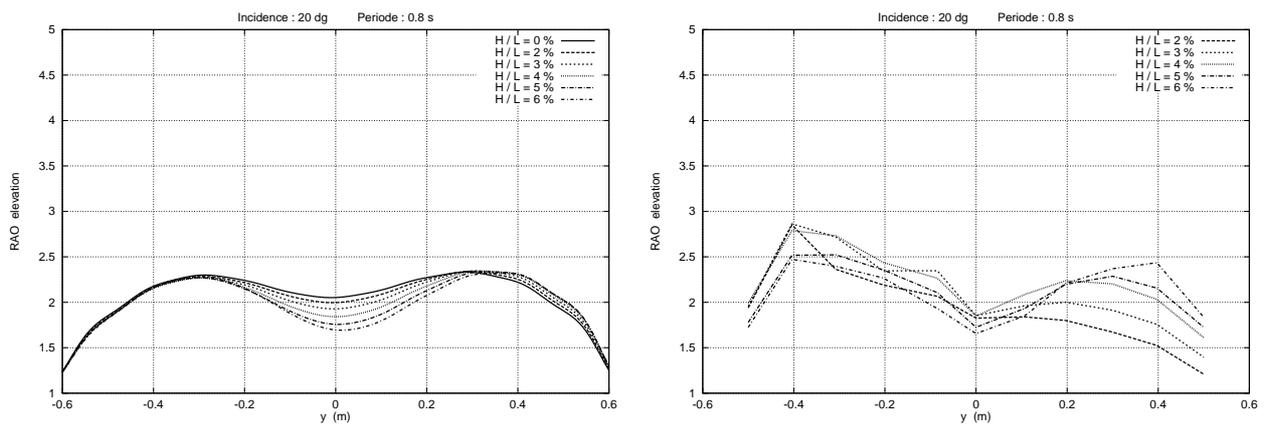


FIG. 8 – Période 0.8 s. Incidence 20 degrés. Élévation de surface libre le long de la plaque. Fonctions de transfert calculées (gauche) et mesurées (droite).

aussi avoir joué un problème de bruit sur les signaux délivrés par les sondes ORCA, particulièrement gênant aux faibles amplitudes.

À l'incidence de 0° , la confrontation calculs-essais n'est donc pas flatteuse. À 5° , on note toujours une forte asymétrie des valeurs expérimentales aux faibles cambrures, et un relativement bon accord calculs-essais aux cambrures de 5 et 6 %. De même à 10 et 20° , l'accord est satisfaisant à la cambrure de 6 %. Le modèle théorique et les essais s'accordent sur le fait que les effets de run-up disparaissent lorsque l'incidence augmente.

5 Approche numérique

5.1 Modélisation

Pour corroborer ces résultats, l'approche numérique proposée par Jamois *et al.* (2005) a été utilisée. Cette méthode de type Boussinesq est basée sur les équations développées par Madsen *et al.* (2003) (méthode III) associées à des approximants de Padé [2,2] et reformulées en terme de potentiel de vitesse au lieu des variables de vitesses horizontales couramment utilisées. Ce modèle est capable de décrire précisément la propagation de vagues dispersives et non-linéaires jusqu'à des profondeurs adimensionnelles de $kh \approx 10$ (où k est le nombre d'onde des vagues considérées et h la profondeur d'eau). Une étude des équations (méthode de perturbation type Stokes) au troisième ordre en non-linéarité, démontre que l'amplitude de l'harmonique d'ordre 3, $A^{(3)}$, est correctement reproduite jusqu'à $kh \approx 8$. Dans cette approche de type Boussinesq la principale limitation est liée à une reproduction correcte des profils verticaux de vitesses dans la colonne d'eau. Une analyse théorique au premier ordre montre que la cinématique interne des vagues est bien retranscrite jusqu'à des profondeurs d'eau correspondant à $kh \approx 3.5$. Cette limite correspond en théorie à celle dite de «profondeur infinie», et ainsi le modèle peut être appliqué à la zone côtière au sens large. Une formulation en terme de potentiel de vitesse permet de diminuer la taille du système d'équations à résoudre et donc de réduire nettement le coût numérique des simulations. Dans un écoulement potentiel, les vitesses sont singulières au niveau d'un coin extérieur. Cette singularité mathématique introduit de nombreux problèmes en pratique, lorsque l'on s'intéresse à l'interaction entre la houle et une structure rectangulaire verticale dans la colonne d'eau. Un autre avantage de la formulation en potentiel est qu'il n'est pas explicitement singulier au niveau d'un coin extérieur. Cette propriété contribue à l'obtention d'un modèle stable, autorisant l'inclusion de structures dans le fluide. Les détails sur les méthodes numériques utilisées pour mettre en œuvre cette formulation et introduire une structure dans le fluide sont décrites dans Jamois *et al.* (2005).

On s'intéresse ici à l'extension de ce modèle à la génération de houle régulières obliques. Le domaine numérique est composé de six zones. Deux zones de génération étendues sur une longueur d'onde sont placées respectivement en entrée du bassin numérique et sur l'un des murs latéraux. Cette technique empêche la diffraction de la houle oblique. Deux zones d'amortissement, de type «sponge layer», sont situées à la sortie du domaine et au niveau de l'un des murs latéraux pour assurer l'absorption des vagues en sortie de la zone d'intérêt. Dans le cas d'une profondeur d'eau variable ou de la présence d'une structure, deux zones supplémentaires sont ajoutées au dispositif. Ces zones de relaxation situées au devant des zones de génération permettent d'absorber les champs de vagues réfléchis vers les batteurs. La théorie de fonction de courant proposée par Fenton (1988) est utilisée pour générer les vagues non-linéaires sur le domaine. Initialement, on impose le profil de surface libre sur une partie du domaine. Finalement, pour le générateur latéral, on utilise une rampe avançant dans le temps à la vitesse de groupe du champ de vagues incident si bien que la solution théorique est imposée progressivement sur l'ensemble du domaine. Cette méthode permet d'éviter des discontinuités entre la partie du bassin au repos et le champ de vagues imposé latéralement en entrée du domaine

d'intérêt. Dans le cas d'une houle oblique, la longueur des zones d'absorption est liée à la composante normale k_n du vecteur d'onde des vagues à absorber, *i.e.* $l_{sponge} \approx 2 \times 2\pi/k_n$. Pour une houle d'incidence normale à la zone d'absorption, une distance de deux longueurs d'onde suffit à garantir une bonne absorption. Dans le cas de faible incidence ($< 10^\circ$), le nombre de points nécessaire pour assurer une bonne absorption latérale devient trop important et l'utilisation de «sponge layer» trop coûteuse. Dans ces cas de figure, le domaine d'étude est alors agrandi, de telle manière que les réflexions d'ondes sur le mur latéral ne viennent pas perturber la zone d'intérêt au devant de la plaque. Ces réflexions parasites sont finalement absorbées par la zone d'absorption située en sortie de domaine.

5.2 Résultats

Les cas de cambrures 4 % et 6 % pour les incidences $\beta = 5^\circ$ et 10° ont été reproduits numériquement. Le champ de vagues incident pour une incidence de 0° se propage suivant la direction \mathbf{y} . À la période considérée, $T = 0.8$ s, les hauteurs de houle simulées correspondantes sont respectivement $H = 0.04$ m et $H = 0.06$ m. Par la théorie de fonction de courant, on obtient ainsi des cambrures $H/L = 3.98\%$ et $H/L = 5.85\%$. La profondeur d'eau est réduite à $h = 0.5$ m ($kh = 3.12$), ce qui permet de rester dans la zone optimale de profondeur du modèle tout en résolvant un problème de type grande profondeur. À noter que pour les cas de cambrure égale à 6 %, il est nécessaire d'augmenter légèrement la profondeur jusqu'à $h = 0.65$ m ($kh = 4$). Ce processus améliore la stabilité du code numérique dans le cas de très fortes non-linéarités (un déferlement partiel localisé sur les crêtes des vagues a été observé expérimentalement). Un filtrage local est appliqué à chaque pas de temps au voisinage des coins de la structure. Il permet d'éliminer le bruit numérique dans les simulations non-linéaires dû aux forts gradients au voisinage des coins et de lisser les imprécisions de discrétisation près des coins. Pour les cas de fortes cambrures un filtrage global sur l'ensemble du domaine est appliqué une fois par période et élimine les oscillations parasites de longueur d'onde $2\Delta x$ et $2\Delta y$. Ces filtres ont été analysés dans Jamois *et al.* (2005) et ont un impact négligeable sur les propriétés physiques des vagues simulées.

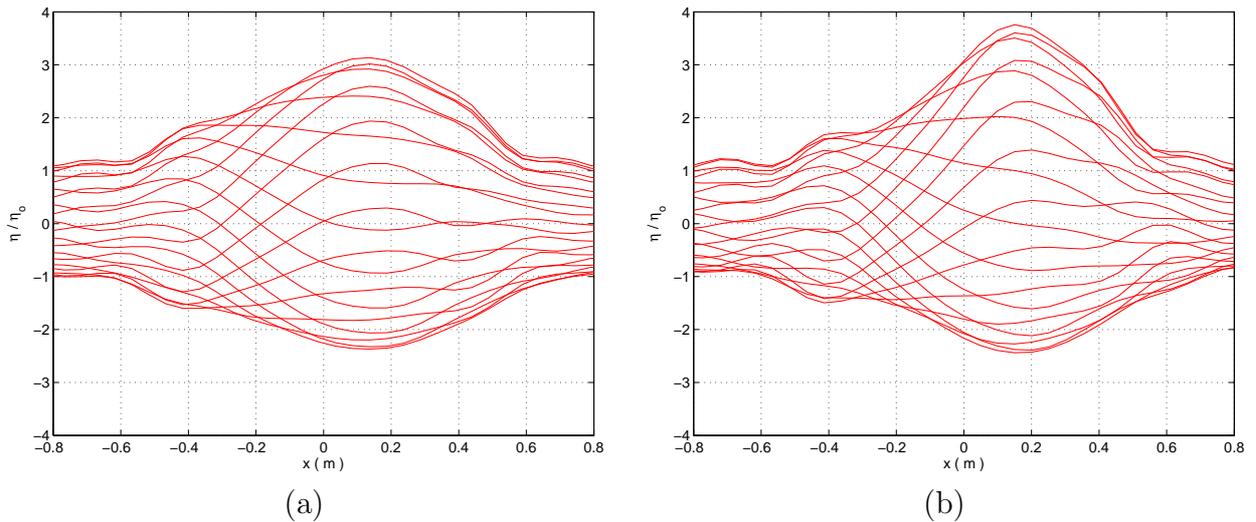


FIG. 9 – Enveloppe du profil de la surface libre numérique au devant de la plaque obtenu pour les cas $H = 0.04$ m (a) et $H = 0.06$ m (b), $T = 0.8$ s et $\beta = 5^\circ$ après établissement d'un régime stationnaire.

La largeur «utile» du bassin numérique a été réduite à 12 m comme pour le modèle théorique. Les discrétisations retenues sont un vingtième de longueur d'onde en espace (en x et en y) et un

vingtième de période en temps. Les dimensions de la plaque dans le bassin numérique sont de $1.2 \text{ m} \times 2 \Delta y$ du fait de l'extension spatiale du stencil de discrétisation qui correspond à un carré de 5×5 points. Les zones de relaxation et d'absorption en sortie de domaine sont étendues sur $2L$. Pour l'incidence de 5° , le domaine d'étude est agrandi d'une zone de 100 points suivant \mathbf{x} , ainsi les réflexions parasites dues au mur latéral ne perturbent pas la zone d'intérêt au devant de la plaque. Pour 10° d'incidence, une zone d'absorption sur 200 points suivant \mathbf{x} est mise en place et assure l'absorption latérale des vagues quittant la zone d'étude. La formulation en terme de potentiel de vitesse utilisée ici permet de simuler de très grands domaines de calcul du fait de la réduction du coût numérique qu'elle entraîne. Pour référence, si l'on considère le cas $H = 0.04 \text{ m}$, $\beta = 10^\circ$, la taille de la grille numérique est de 460×379 points et une simulation sur 1500 pas de temps (60 s) requiert 6 h 15 min. Les fenêtres temporelles simulées correspondent au temps après lequel le front d'onde a parcouru la distance batteur-plaque-batteur à la vitesse de groupe (soit environ 60 s du fait de la condition initiale). Les figures 9 (a) et (b) présentent les allures des profils numériques normalisés de l'élevation de surface libre au devant de la plaque pour une incidence de 5° . L'abscisse 0 m correspond au centre de la plaque, qui s'étend donc de -0.6 m à 0.6 m . Pour le cas de cambrure 6%, un facteur d'amplification maximum de 3.75 localisé à $+0.2 \text{ m}$ sur la plaque est obtenu.

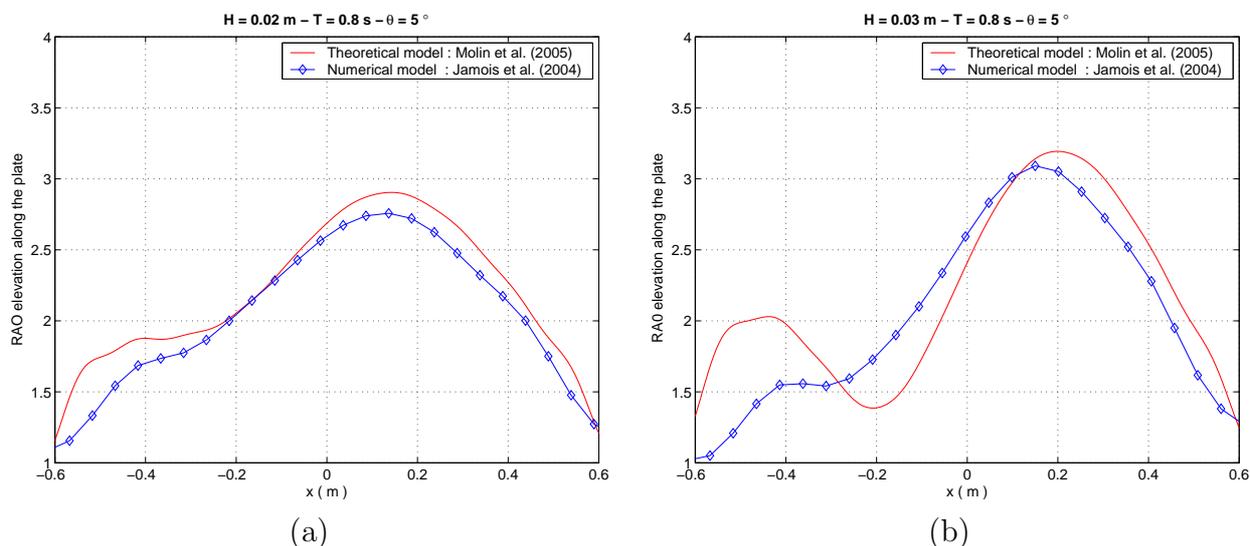


FIG. 10 – Comparaison des fonctions de transfert calculées le long de la plaque par la formulation numérique et le modèle théorique décrits ci-dessus : $H = 0.04 \text{ m}$ (a) et $H = 0.06 \text{ m}$ (b), $T = 0.8 \text{ s}$ et $\beta = 5^\circ$.

Les figures 10 et 11 rassemblent les profils des fonctions de transfert (amplitude de la composante de pulsation ω) le long de la plaque, obtenus pour les incidences 5° et 10° par les deux modèles. On peut noter un relativement bon accord entre les résultats. La principale différence est que le modèle de type Boussinesq prévoit une amplitude plus faible pour le second maximum local qui apparaît lorsque la cambrure augmente. La qualité limitée des résultats expérimentaux ne permet malheureusement pas de trancher entre les deux modèles.

Finalement, la figure 12 donne une vue d'ensemble du bassin numérique «utile» (*i.e.* sans la zone d'absorption ou d'extension latérale) pour le cas $H = 0.04 \text{ m}$, $T = 0.8 \text{ s}$ et $\beta = 5^\circ$.

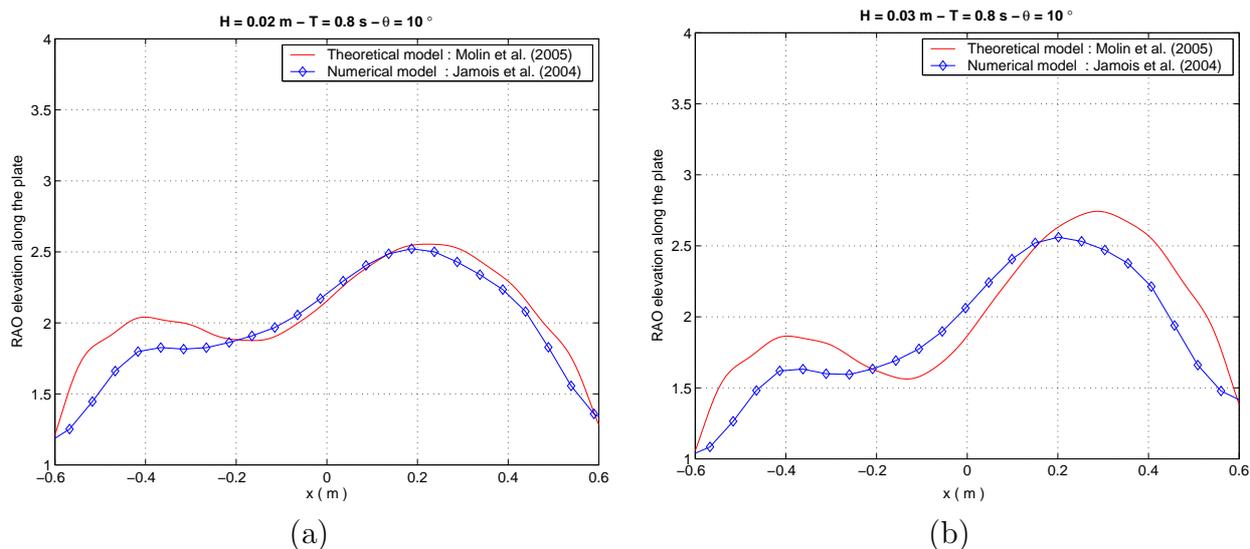


FIG. 11 – Comparaison des fonctions de transfert calculées le long de la plaque par la formulation numérique et le modèle théorique décrits ci-dessus : $H = 0.04$ m (a) et $H = 0.06$ m (b), $T = 0.8$ s et $\beta = 10^\circ$.

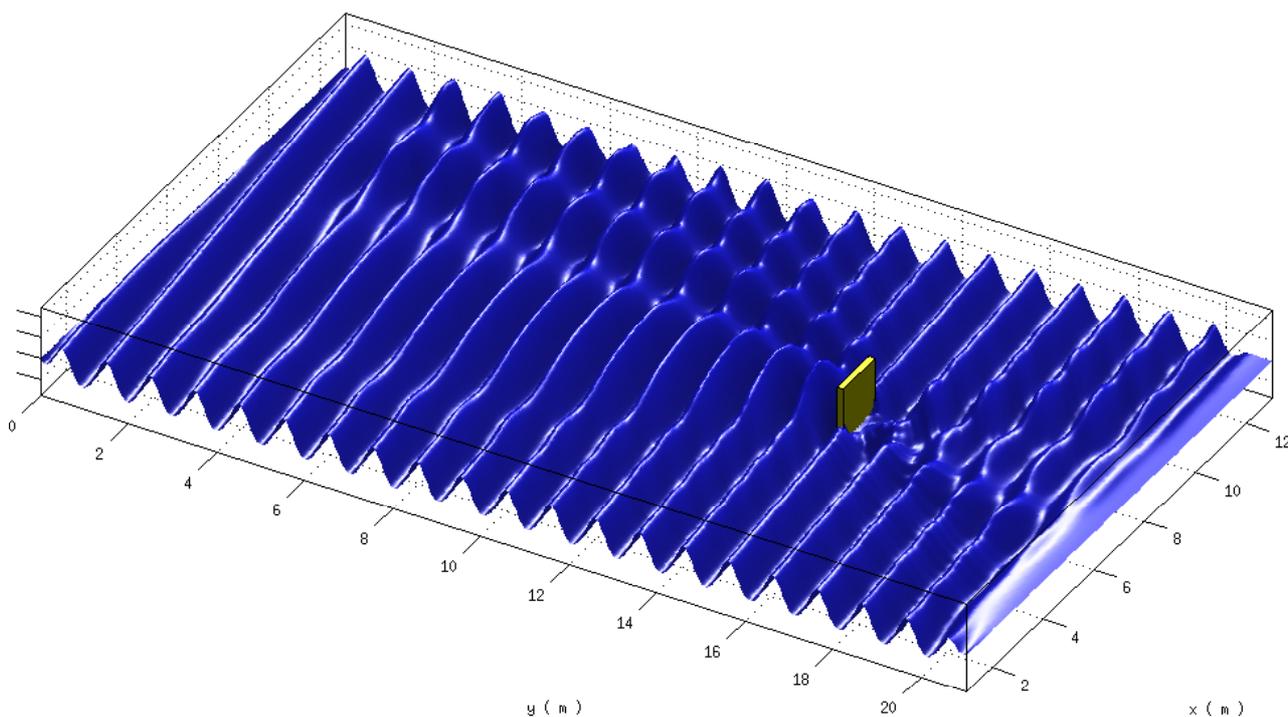


FIG. 12 – Vue 3D du bassin numérique «utile» utilisé pour le cas $H = 0.04$ m, $T = 0.8$ s et $\beta = 5^\circ$.

6 Conclusion

Les résultats numériques et expérimentaux présentés dans cette communication semblent confirmer que notre interprétation du phénomène de run-up est correcte. À savoir que le mécanisme générateur réside dans les interactions non-linéaires entre houle incidente et houle réfléchi. Lorsque l'angle de propagation de la houle dévie de la direction normale, l'amplitude de la houle réfléchi en sens opposé à la houle incidente diminue et les interactions sont plus

faibles. On comprend ainsi que les effets de run-up finissent par disparaître au-delà d'un certain angle, de l'ordre de 20 degrés pour la configuration étudiée ici.

On note que les valeurs fournies par les deux modèles numériques ne sont pas en parfait accord. D'une part le premier modèle repose sur de nombreuses approximations, discutées dans Molin *et al.* (2005). D'autre part le second modèle n'est pas non plus exact, puisque basé sur une valeur approchée de la vitesse verticale à la surface libre, et ses limites n'ont pas encore été explorées en détail. Il n'en demeure pas moins que cette approche Zakharov-Boussinesq nous semble très prometteuse. C'est la seule méthode, à notre connaissance, permettant de simuler l'interaction houle-structure en non-linéaire sur des domaines de plusieurs centaines de longueurs d'onde au carré. De nombreuses extensions restent à faire pour aboutir à un vrai outil de tenue à la mer.

Remerciements

Les essais au BGO-First ont été réalisés dans le cadre du GIS-HYDRO grâce au soutien financier du Conseil Général du Var. Les développements théoriques et numériques ont pour partie été effectués dans le cadre du projet CLAROM «Run-up» dont les partenaires, outre l'EGIM, sont Principia, le Bureau Veritas, Doris Engineering, Sogreah et Saipem SA.

Références

- FENTON J.D. 1988 The numerical solution of steady water waves problems, *Computers and Geosciences*, **14**, 357–368.
- JAMOIS E., KIMMOUN O., MOLIN B. & STASSEN Y. 2004 Nonlinear interactions and wave run-up near a gravity base structure, *Proc. ICCE Conf.*, Lisbonne.
- JAMOIS E., FUHRMAN D.R. & BINGHAM H.B. 2005 Wave-structure interactions and nonlinear wave processes on the weather side of reflective structures, en préparation.
- LONGUET-HIGGINS M.S. & PHILLIPS O.M. 1962 Phase velocity effects in tertiary wave interactions, *J. Fluid Mech.*, **12**, 333–336.
- MADSEN P.A., BINGHAM H.B. & SCHÄFFER H.A. 2003 Boussinesq-type formulations for fully nonlinear and extremely dispersive water waves, *Proc. R. Soc. Lond. A*, **459**, 1074–1104.
- MOLIN B., REMY F. & KIMMOUN O. 2004 Experimental study of the nonlinear wave interaction with a vertical plate, ISOPE, Toulon.
- MOLIN B., REMY F., KIMMOUN O. & JAMOIS E. 2005 The role of tertiary wave interactions in wave-body problems, à paraître dans *J. Fluid Mech.*.
- ZAKHAROV V.E. 1968 Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of a deep fluid, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, **9**, 190–194.