

9^{èmes} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

10 - 11 - 12 MARS 2003

POITIERS - FUTUROSCOPE

**SIMULATION NUMERIQUE DE DEFERLEMENT 3-D A L'AIDE DU
COUPLAGE ENTRE UNE METHODE VOF ORIGINALE ET UNE
METHODE D'ELEMENTS FRONTIERES**

***NUMERICAL SIMULATION OF 3-D WAVE BREAKING WITH THE
COUPLING OF AN ORIGINAL VOF METHOD AND A BOUNDARY
ELEMENT METHOD***

B. BIAUSSER^{*}, R. MARCER^{}, C. DE JOUËTTE^{**}**

^{*} LSEET, UMR 6017 du CNRS, Université de Toulon et du Var, BP 132, 83957 La Garde cedex

^{**} PRINCIPIA R&D, Z.A.C. Athélia 1, 13600 La Ciotat

Résumé

L'article présente une simulation 3D de la phase de déferlement et de post-déferlement d'une onde solitaire sur une bosse. Le modèle numérique est basé sur le couplage d'une méthode d'éléments frontières (BIEM) résolvant les équations potentielles non-linéaires de l'écoulement et d'une méthode de type Volume Of Fluid (VOF) associée à un solveur des équations de Navier-Stokes 3D. L'analyse des profils de vague et des champs physiques (vitesse, pression, vorticité) est présentée.

Summary

The paper describes a 3D simulation of the breaking and post-breaking process of a solitary wave over a sloping ridge. The numerical model is based on a coupling between a higher-order Boundary Element Method (BIEM) solving nonlinear potential flow equations and a Volume Of Fluid (VOF) method solving the 3D Navier-Stokes equations. Analysis of wave profiles and kinematics (velocity, vorticity, pressure) are carried out.

I. INTRODUCTION

Durant les deux dernières décennies, de nombreuses études ont été menées afin de mieux comprendre le déferlement des vagues océaniques. L'étude du déferlement est important pour de nombreuses applications comme par exemple les interactions océan-atmosphère, le transport sédimentaire ou pour la compréhension des dommages causés par les vagues sur les structures navales. Parmi les différents types de déferlement, nous nous intéressons dans cet article au déferlement plongeant tridimensionnel caractérisé par la formation d'un jet déferlant en faible profondeur d'eau dont la dynamique et la cinématique, particulièrement complexes, sont encore imparfaitement comprises.

De nombreuses études traitant des vagues déferlantes ont été effectuées pour des problèmes bidimensionnels mais peu de résultats concernant le déferlement tridimensionnel sont disponibles dans la littérature. Dans cet article, le déferlement d'une onde solitaire sur une bosse est présenté. Dans ce but, deux méthodes numériques ont été couplées, une méthode intégrale aux frontières (Boundary Integral Equation Method, BIEM) pour la propagation et le début du retournement de la vague, et une méthode de type Volume Of Fluid (VOF) associée à un solveur des équations de Navier-Stokes pour la phase de déferlement.

Le modèle BIEM d'ordre élevé de Grilli et al. (2001) résolvant les équations potentielles non-linéaires de l'écoulement est très précis et efficace pour simuler la phase de propagation de la vague dans la zone de shoaling jusqu'au tout début du déferlement quand la crête de la vague commence à se retourner. Par contre, ce modèle ne permet pas de simuler la phase même du déferlement caractérisée notamment par des processus complexes de reconnections d'interface voire même d'arrachement de structures liquides de la crête de la vague.

De plus, après le déferlement, l'écoulement devient rotationnel et la théorie potentielle n'est plus valable.

La méthode de suivi d'interface de type VOF est plus coûteuse en temps de calcul que la méthode BIEM mais elle permet de simuler le déferlement et le post-déferlement. C'est pourquoi un couplage entre les deux méthodes a été réalisé. Les avantages des deux méthodes sont ainsi conjugués.

La formulation mathématique des modèles est présentée dans la première partie. La seconde partie traite brièvement de la partie numérique de ces modèles. Le cas d'une onde solitaire se retournant et déferlant sur une bosse est finalement analysée dans la dernière partie.

II. FORMULATION MATHÉMATIQUE

II.1 Formulation BIEM

Les équations pour un écoulement potentiel non-linéaire en présence d'une surface libre sont décrites ci-dessous. Le potentiel de vitesse $\mathbf{f}(\mathbf{x},t)$ est utilisé pour décrire un écoulement 3D irrotationnel de fluide parfait en coordonnées cartésiennes $\mathbf{X}=(x,y,z)$, avec z la direction verticale ($z=0$ sur la surface libre au repos), et la vitesse du fluide est définie comme $\mathbf{u} = \nabla \mathbf{f}$. L'équation de continuité pour le domaine fluide $\Omega(t)$ de frontière $\Gamma(t)$ est l'équation de Laplace :

$$\nabla^2 \mathbf{f} = 0 \tag{1}$$

La fonction de Green 3D associée est définie par :

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) = \frac{1}{4\pi r} \quad \text{avec} \quad \frac{\partial G}{\partial n}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) = -\frac{1}{4\pi} \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}}{r^3}, \quad (2)$$

avec $r = |\mathbf{X} - \mathbf{X}_i|$ la distance du point source \mathbf{X} au point \mathbf{X}_i (tous les deux sur la frontière Γ), et \mathbf{n} le vecteur normal extérieur à la frontière au point \mathbf{X} . La seconde formule de Green transforme (1) en équation intégrale aux frontières (BIE) :

$$\mathbf{a}(\mathbf{x}_i) \mathbf{f}(\mathbf{x}_i) = \int_{\Gamma} \left[\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial n}(\mathbf{x}) G(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) - \mathbf{f}(\mathbf{x}) \frac{\partial G}{\partial n}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) \right] d\Gamma, \quad (3)$$

La frontière est divisée en plusieurs parties sur lesquelles différentes conditions aux limites sont appliquées. Sur la surface libre $\Gamma_f(t)$, \mathbf{f} satisfait les conditions cinématiques et dynamiques non-linéaires :

$$\frac{D\mathbf{R}}{Dt} = \mathbf{u} = \nabla \mathbf{f} \quad (4)$$

$$\frac{Df}{Dt} = -gz + \frac{1}{2} \nabla \mathbf{f} \cdot \nabla \mathbf{f} - \frac{p}{r}, \quad (5)$$

respectivement, dans une formulation Mixed Eulerian-Lagrangian (MEL), avec \mathbf{R} le vecteur position d'une particule fluide sur la surface libre, g l'accélération due à la gravité, p la pression atmosphérique, \mathbf{r} la densité fluide et $D/Dt = \partial/\partial t + \tilde{\mathbf{N}} \mathbf{f} \cdot \tilde{\mathbf{N}}$ la dérivée lagrangienne. La tension superficielle est négligée. Pour des vagues simples comme les ondes solitaires, la géométrie de la surface libre, le potentiel et la vitesse normale de la vague incidente sont spécifiés au temps $t=0$ sur la surface libre grâce à la méthode de Tanaka (Tanaka, 1986).

Sur le fond, Γ_b et sur les autres parties fixées de la frontière une condition de glissement est définie par :

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial n} = 0 \quad (6)$$

Une fois que (3) est résolue, la solution dans le domaine intérieur peut être calculée explicitement à partir des valeurs aux frontières. Par exemple, la vitesse intérieure au point \mathbf{X}_i est donnée par (7) et (8), respectivement :

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}_i) = \nabla \mathbf{f}(\mathbf{x}_i) = \int_{\Gamma} \left[\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial n}(\mathbf{x}) Q(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) - \mathbf{f}(\mathbf{x}) \frac{\partial Q}{\partial n}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) \right] d\Gamma \quad (7)$$

$$Q(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) = \frac{1}{4\pi r^3} \mathbf{r}, \quad \frac{\partial Q}{\partial n}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) = \frac{1}{4\pi r^3} \left[\mathbf{n} \cdot 3(\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}) \frac{\mathbf{r}}{r} \right] \quad (8)$$

où r est la distance du point frontière \mathbf{X} à \mathbf{X}_i .

II.2 Formulation Navier-Stokes

Les équations de Navier-Stokes 3D pour les écoulements diphasiques (air-eau) sont données, dans une formulation curviligne semi-conservative :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\partial G}{\partial \mathbf{h}} + \frac{\partial H}{\partial \mathbf{c}} = \frac{R}{J} + \frac{T}{J} \quad (9)$$

avec F, G et H les termes de flux, R le terme source des forces volumiques et T le terme source de tension superficielle, avec :

$$F = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \mathbf{r}\tilde{u} \\ \mathbf{r}\tilde{u}u + \mathbf{x}_x p - \bar{\nabla}(\mathbf{x}) \cdot \bar{\mathbf{t}}_x \\ \mathbf{r}\tilde{u}v + \mathbf{x}_y p - \bar{\nabla}(\mathbf{x}) \cdot \bar{\mathbf{t}}_y \\ \mathbf{r}\tilde{u}w + \mathbf{x}_z p - \bar{\nabla}(\mathbf{x}) \cdot \bar{\mathbf{t}}_z \end{pmatrix}; G = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \mathbf{r}\tilde{v} \\ \mathbf{r}\tilde{v}u + \mathbf{h}_x p - \bar{\nabla}(\mathbf{h}) \cdot \bar{\mathbf{t}}_x \\ \mathbf{r}\tilde{v}v + \mathbf{h}_y p - \bar{\nabla}(\mathbf{h}) \cdot \bar{\mathbf{t}}_y \\ \mathbf{r}\tilde{v}w + \mathbf{h}_z p - \bar{\nabla}(\mathbf{h}) \cdot \bar{\mathbf{t}}_z \end{pmatrix};$$

$$H = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \mathbf{r}\tilde{w} \\ \mathbf{r}\tilde{w}u + \mathbf{c}_x p - \bar{\nabla}(\mathbf{c}) \cdot \bar{\mathbf{t}}_x \\ \mathbf{r}\tilde{w}v + \mathbf{c}_y p - \bar{\nabla}(\mathbf{c}) \cdot \bar{\mathbf{t}}_y \\ \mathbf{r}\tilde{w}w + \mathbf{c}_z p - \bar{\nabla}(\mathbf{c}) \cdot \bar{\mathbf{t}}_z \end{pmatrix}; W = \begin{pmatrix} 0 \\ \mathbf{r}u \\ \mathbf{r}v \\ \mathbf{r}w \end{pmatrix}; T = \begin{pmatrix} 0 \\ \sigma K n_x \\ \sigma K n_y \\ \sigma K n_z \end{pmatrix}; R = \begin{pmatrix} 0 \\ \mathbf{r}f_x \\ \mathbf{r}f_y \\ \mathbf{r}f_z \end{pmatrix}$$

$$\tilde{u} = \mathbf{x}_x u + \mathbf{x}_y v + \mathbf{x}_z w; \tilde{v} = \mathbf{h}_x u + \mathbf{h}_y v + \mathbf{h}_z w; \tilde{w} = \mathbf{c}_x u + \mathbf{c}_y v + \mathbf{c}_z w;$$

$$J = \frac{\partial(\mathbf{x}, \mathbf{h}, \mathbf{c})}{\partial(x, y, z)}$$

$$\bar{\mathbf{t}}_x = \bar{\mathbf{t}} \cdot \bar{\mathbf{e}}_x \quad \bar{\mathbf{t}}_y = \bar{\mathbf{t}} \cdot \bar{\mathbf{e}}_y \quad \bar{\mathbf{t}}_z = \bar{\mathbf{t}} \cdot \bar{\mathbf{e}}_z \quad \bar{\mathbf{t}} = \mathbf{m}(\bar{\nabla} \bar{U} + \bar{\nabla}' \bar{U}) \quad (10)$$

avec $(\mathbf{x}, \mathbf{h}, \mathbf{c})$ le système de coordonnées curvilignes, J la matrice Jacobienne du changement de coordonnées, (u, v, w) les coordonnées cartésiennes de la vitesse pour chaque phase, $(\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w})$ les composantes contravariantes de la vitesse, p la pression, \mathbf{r} la densité, \mathbf{m} la viscosité dynamique, $\bar{\mathbf{t}}$ le tenseur des contraintes visqueuses, σ le coefficient de tension superficielle, K la courbure de la surface et $\bar{\mathbf{n}} = (n_x, n_y, n_z)$ le vecteur normal à l'interface.

III. MODELES NUMERIQUES

Pour plus de détails on pourra consulter Biauxser et al. (2003)

III.1 Méthode numérique pour le modèle BIEM

Un schéma explicite du second ordre basé sur un développement de Taylor permet d'actualiser la position R et le potentiel de vitesse ϕ de la surface libre. Une méthode d'éléments frontières d'ordre élevée est utilisée pour résoudre numériquement les BIE (3) pour ϕ et $\partial\phi/\partial t$ (Grilli et al., 2001). La frontière est discrétisée en des points de collocation définissant des éléments 2D pour l'interpolation locale de la solution entre ces nœuds. Pour chaque élément, la géométrie de l'interface et les champs physiques sont interpolés grâce à des fonctions de forme polynomiales d'ordre 3 (les éléments frontières sont des quadrilatères de 4x4 nœuds associés à des fonctions de forme bi-cubiques). Les intégrales aux frontières discrétisées sont évaluées en chaque point de collocation par intégration numérique. Le système linéaire résultant de la discrétisation des BIE (3) est en général non-symétrique et dense. Aussi on utilise un algorithme de minimisation des résidus (GMRES) avec pré-conditionnement pour le résoudre (Xü & Yue, 1992). La précision est accrue dans les régions de grandes variations en redistribuant les nœuds grâce à une technique de remaillage.

III.2 Méthode numérique pour le modèle VOF/Navier-Stokes

La discrétisation temporelle est effectuée à l'aide d'un schéma implicite du second ordre. La solution du système non-linéaire au temps $n+1$ est basée sur une méthode de pseudo-compressibilité (Viviand 1980, De Jouët et al. 1991), dans laquelle une variable itérative \mathbf{t} , appelée le pseudo-temps est introduite. Par conséquent des termes pseudo-instationnaires sont ajoutés dans (9). Ce sont des dérivées par rapport à \mathbf{t} des inconnues au temps $n+1$. Ces termes pseudo-instationnaires font apparaître une nouvelle variable $\tilde{\mathbf{r}}$, la pseudo-densité, qui est astreinte à rester positive. La pression est calculée comme une fonction de $\tilde{\mathbf{r}}$, grâce à une équation supplémentaire, la pseudo-loi d'état:

$$p^{n+1} = \mathbf{r}(U_0^2 + \mathbf{I}U_n^2) \ln\left(\frac{\tilde{\mathbf{r}}}{\mathbf{r}}\right)^{n+1} \quad (11)$$

Le choix d'une pseudo-loi d'état optimale est fait dans Viviand (1995).

La méthode VOF utilisée est une méthode de type semi-lagrangienne 3D avec modélisation affine par morceaux de l'interface, SL-VOF 3D (Segment Lagrangian Volume Of Fluid Method). Elle permet de traiter de grandes déformations de l'interface y compris la reconnection topologique. L'utilisation de nombres CFL élevés est également possible grâce à l'advection lagrangienne de l'interface, ce qui permet ainsi de réduire les temps de calcul.

IV. RESULTATS NUMERIQUES

Le couplage entre les deux modèles numériques est activé dans le cas du calcul de la propagation (shoaling) et du déferlement d'un soliton sur une bosse. Le modèle BIEM est utilisé pour toute la phase de shoaling car l'approche potentielle est connue pour être bien adaptée pour cette étape (Grilli et al., 1994, 1997). Lorsque la vague est sur le point de se retourner, la solution BIEM est utilisée comme initialisation de la position de la surface libre et des valeurs des champs physiques, pour le modèle Navier-Stokes/VOF. La suite de la

simulation c'est à dire la phase de déferlement est calculée à l'aide de la méthode VOF en résolvant les équations d'Euler (on néglige la viscosité). Cette procédure a déjà été utilisée en 2D par Guignard et al. (1999) et Biaisser et al. (2003).

IV.1 Domaine de calcul

Le domaine possède un fond plat (de profondeur = 1 m) pour $x = 1$ à 5.225 m, puis un fond en pente débutant à $x=5.225$ m avec une pente 1 : 15 dans la section médiane ($y = 0$) et une modulation transversale de type $\text{sech}(ky)$ ($y = \pm 2$ m, $k = 0.5$), de telle sorte que la pente du fond sur les cotés est 1 : 36 (Fig. 1). Pour la première partie de la simulation (BIEM), la bosse est tronquée en $x = 17.6$ m. Soit H_0 la hauteur de vague initiale et $H_0' = H_0/h_0$. La vague initiale est une onde solitaire exacte (Tanaka, 1986) avec $H_0' = 0.6$ et une crête initialement positionnée en $x = 5.7$ m. La vague se propage du temps adimensionnel $t' = t\sqrt{g/h_0} = 0$ à $t' = 6$. Le modèle VOF est initialisé pour $t' = 6$ dans le domaine de calcul pour $x \in [7.6; 21.3]$. Il contient $352 \times 40 \times 64$ cellules (Fig. 1).

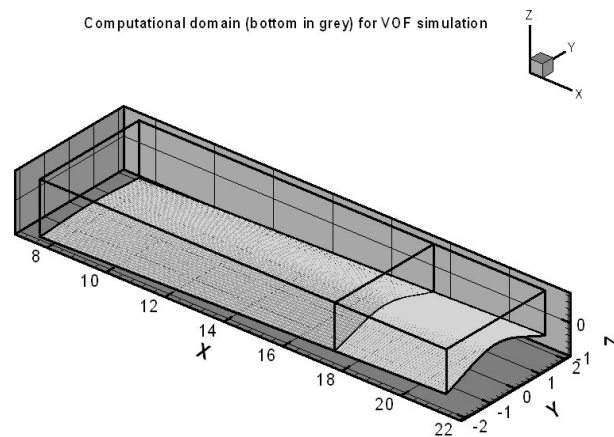


Figure 1: domaine de calcul BIEM/VOF pour le shoaling d'une onde solitaire sur un fond de type bosse

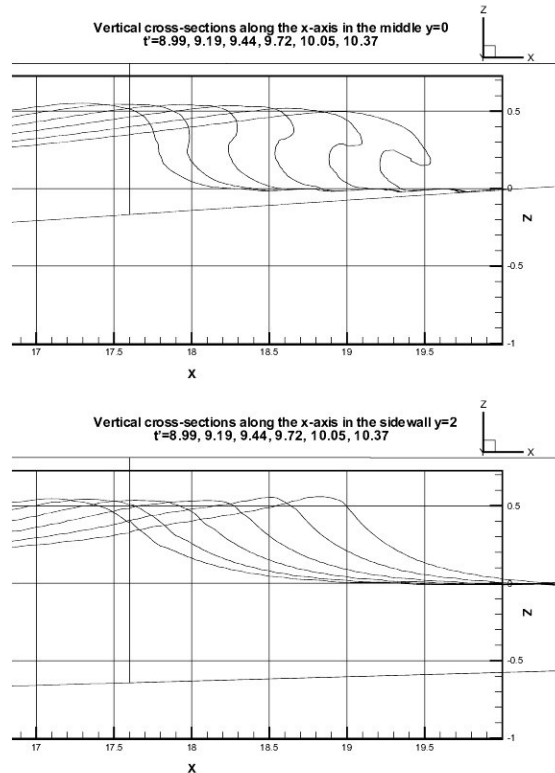


Figure 2: section verticale suivant l'axe x en $y = 0$ et $y = \pm 2$ pour le calcul du shoaling d'une onde solitaire de hauteur initiale $H' \approx 0.6$ dans le domaine de calcul de la Fig. 1.

IV.2 Phase de retournement

Pendant que le shoaling de la vague se poursuit dans le domaine VOF, la variation du fond provoque progressivement la cambrure et le retournement de la vague. La Fig.2 montre la section verticale de la surface libre au milieu ($y=0$) et sur les cotés ($y=\pm 2$ m) du domaine de calcul pour les temps $t' = 8.99, 9.19, 9.44, 9.72, 10.05, 10.37$. Des vues 3D sont présentées sur la figure 3 pour les temps $t' = 9.19, 9.44, 9.72, 10.05$ et 10.37 . L'aspect 3D du retournement de la vague apparaît clairement sur les figures 2 et 3. Du fait de la variation de profondeur sur le fond, on remarque que le profil de vague en $y=0$ est déjà retourné et qu'un jet déferlant s'est créé, alors qu'en $y= \pm 2$ la vague ne s'est pas encore retournée. La vague atteint sa hauteur maximale $H' \approx 0.58$ près du point de déferlement (correspondant à l'apparition d'une tangente verticale sur le profil avant de la surface libre). L'élévation de la vague diminue alors progressivement pendant que le jet liquide est projeté en avant.

Une autre analyse intéressante est de comparer le champ de pression au point de déferlement avec le champ de pression hydrostatique basé sur l'élévation de l'interface. Ceci permet d'estimer le champ d'application des modèles de vagues longues supposant que le champ de pression est hydrostatique. On constate sur la figure 4 que le rapport entre la pression calculée et la pression hydrostatique varie entre 0.2 et 2.5. Le champ de pression est donc loin d'être hydrostatique, en particulier juste devant la vague à cause des accélérations verticales importantes (Guyenne et Grilli, 2002), négligées dans les modèles de vagues longues.

La figure 5 représente la vitesse adimensionnelle et son module adimensionnel aux temps $t' = 9.82$ et $t' = 10.34$ pour $y = 0$, après le point de déferlement. Pendant le déferlement, des grandes vitesses sont observées dans le jet déferlant à cause de la focalisation accrue de

l'écoulement au milieu de la bosse. La vitesse présente des variations verticales importantes dans le jet déferlant.

La figure 6 présente les variations transverses de la vitesse dues à la focalisation de l'écoulement par le fond. La vitesse adimensionnelle et son module sont représentés pour $t' = 9.82$ et $t' = 10.34$, en $z = -0.2$ m.

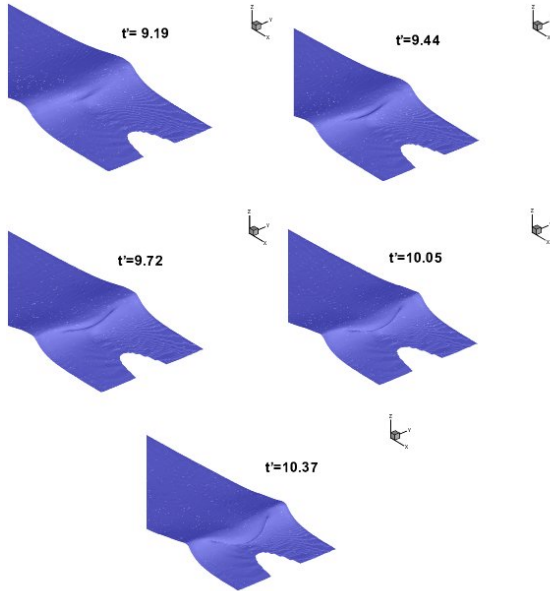


Figure 3 : détails 3-D du retournement du soliton

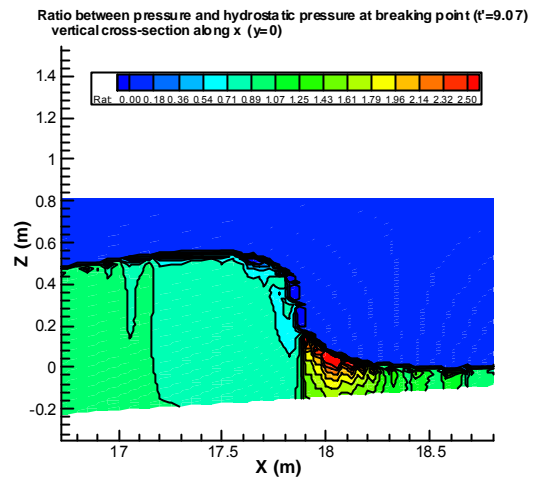


Figure 4: rapport entre la pression calculée et la pression hydrostatique pour le soliton ($y=0$)

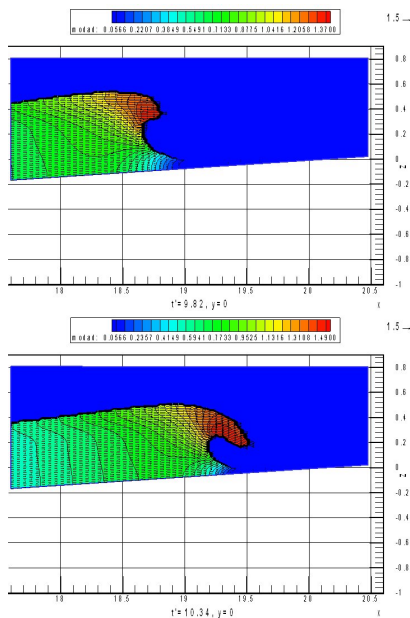


Figure 5: module de la vitesse adimensionnel $t' = 9.82$ et $t' = 10.34$ ($y = 0$)

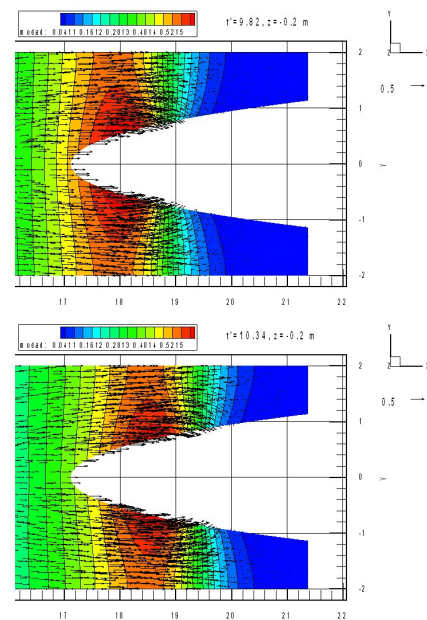


Figure 6 : variations transverses de la vitesse ($z = -0.2$ m)

IV.3 Phase de déferlement et de post-déferlement

Le déferlement se produit d'abord au centre du domaine et se propage progressivement sur les côtés. La figure 7 présente le déferlement aux temps $t' = 10.53, 10.68, 10.82$ et 10.89 au centre du domaine. Le jet déferlant impacte la surface libre en aval en $x= 19.85$ m au temps $t'=10.65$. Le module maximal de la vitesse adimensionnelle est de 1.63 à cet instant. La vague est soumise à une forte accélération avant le déferlement. L'accélération maximale observée est de $4.9g$ juste avant l'impact.

L'aspect 3-D du déferlement est présenté sur la Fig. 8 où l'on montre différentes coupes verticales suivant l'axe y , et sur la Fig. 9 où l'on représente des vues 3-D de déferlement. Au départ, on constate que le déferlement se produit au centre du domaine mais pas encore sur les côtés.

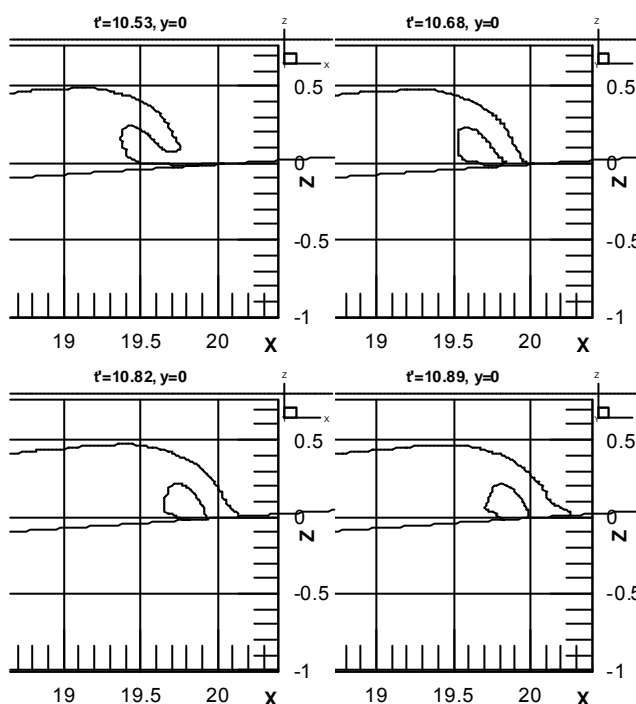


Figure 7 : déferlement au centre du domaine à $t' = 10.53, 10.68, 10.82$ et 10.89 ($y = 0$)

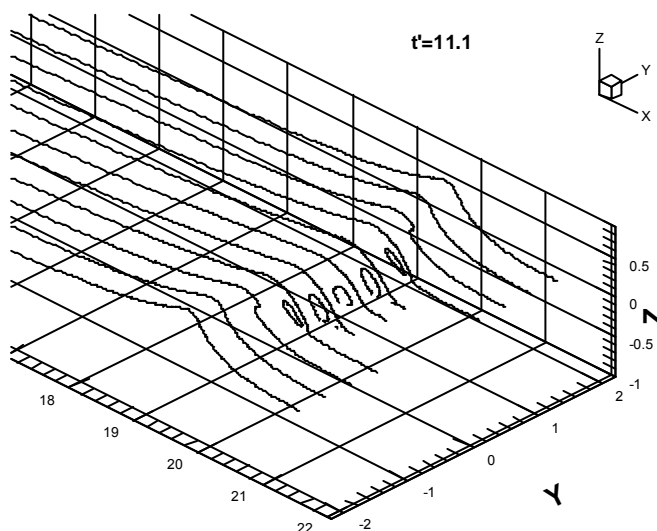


Figure 8 : déferlement à $t' = 11.01$ pour différentes sections $y = \text{constante}$

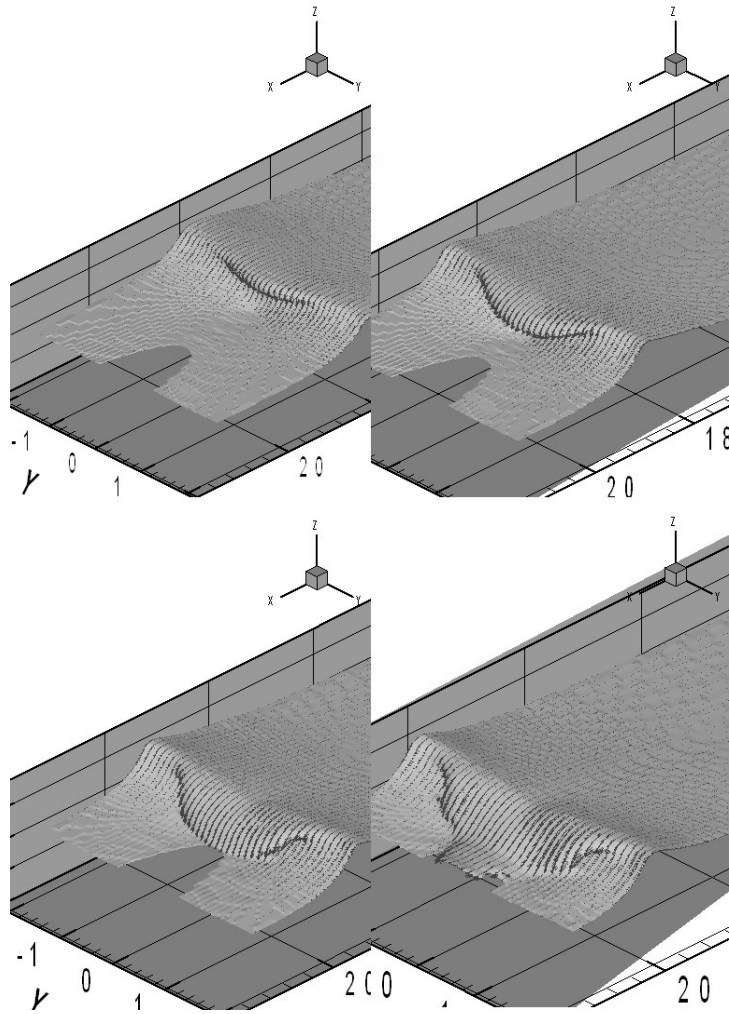


Figure 9: évolution du déferlement (vues 3-D)

Les figures 10ab proposent l'évolution de la vorticité dans un plan de coupe $y=0.4$ m, pour différents instants, avant et après l'impact du jet déferlant. Comme l'impact du jet se produit en faible profondeur d'eau, peu de vorticité est observée, le maximum se produisant à l'impact du jet. En revanche, un modèle incluant la viscosité devrait créer plus de vorticité.

Après l'impact, la Fig. 11 montre que le rouleau d'air formé par la vague déferlante est progressivement écrasé pendant que la vague continue à s'effondrer dans la zone de swash (zone dans laquelle le jet liquide est projeté avec une grande vitesse le long de la pente). Après l'impact, on n'observe pas de jet secondaire car le déferlement se produit en faible profondeur d'eau.

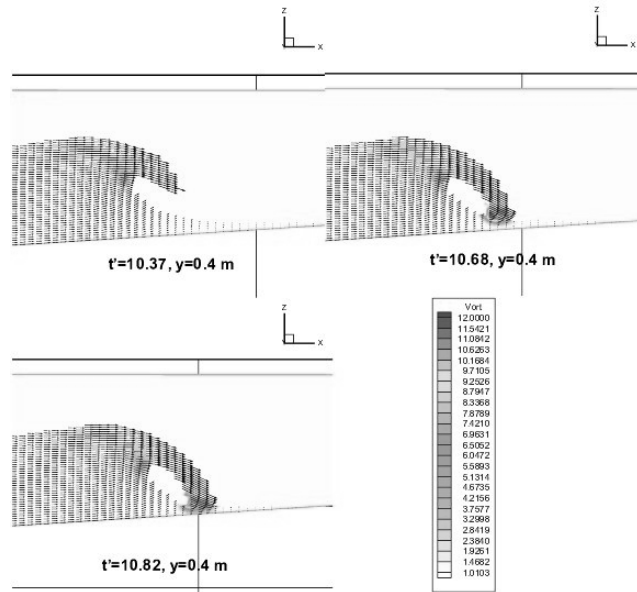


Figure 10.a: vorticité dans le plan $y = 0.4$ m pour différents t' .

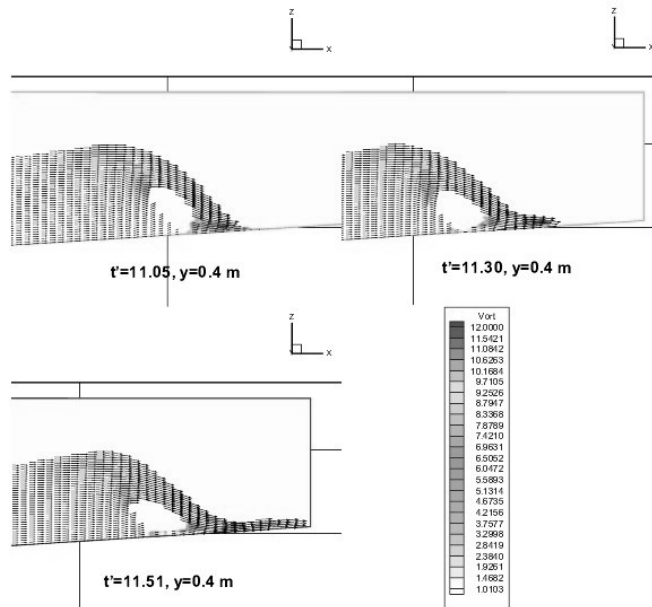


Figure 10.b: vorticité dans le plan $y = 0.4$ m pour différents t' .

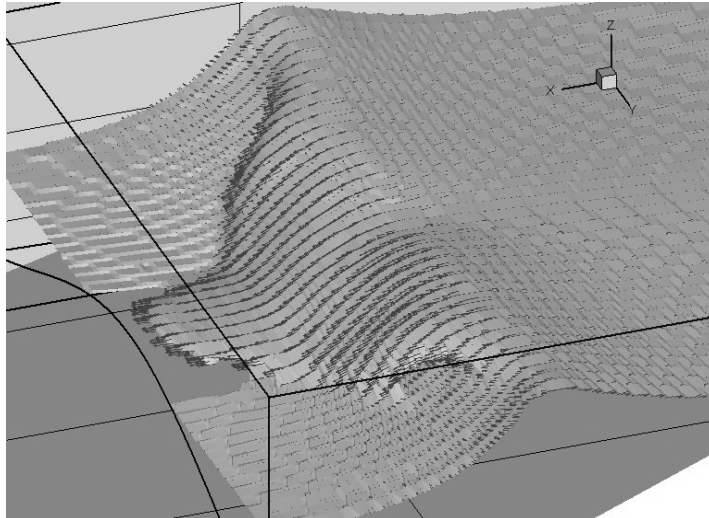


Figure 11: effondrement de la vague et début de la zone de swash

IV.4 Performances numériques et comparaisons avec les résultats BIEM

Le temps CPU de la simulation VOF est de 5 jours et 10 heures sur une station de travail de type Dec alpha 500MHz bi-processeur. L'erreur numérique commise sur la conservation du volume est de moins de 0.7%. L'erreur commise sur la conservation de l'énergie totale est d'environ 10%. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'on utilise ici une modélisation monophasique qui revient à ne pas considérer l'écoulement dans l'air. Cette simplification physiquement acceptable impose toutefois d'utiliser des conditions limites sur la surface libre pour la vitesse et la pression. Celles-ci concernent donc les cellules d'interface et sont obtenues par des interpolations des valeurs de vitesse et pression calculées dans les cellules liquide voisines. Cette procédure est à l'origine d'un léger lissage numérique qui tend à diminuer de manière artificielle l'énergie de l'écoulement.

Dans le cas d'une onde solitaire le maximum de vitesse est localisé sur la crête de la vague à l'endroit précis où les interpolations sont effectuées. Ceci conduit à une perte non physique d'amplitude et d'énergie. Ce phénomène a été également observé par Guignard et al. (1999,2001) pour des simulations 2D.

La perte d'énergie numérique peut aussi expliquer le retard au déferlement observé par rapport aux résultats BIEM. Les comparaisons à $t' = 9.182$ et $t' = 9.196$ entre les résultats VOF et les résultats BIEM de Guyenne et Grilli (pour $y=0$ m et $y=2$ m) montrent que la hauteur de vague est plus importante pour les résultats BIEM. Dans les simulations de Guyenne et Grilli (2002) reproduites Fig 12, l'énergie de la vague est très précisément conservée et le déferlement se produit plus tôt (à $t' \approx 9$ et $x \approx 18$ m) que dans la simulation VOF. La hauteur de vague au niveau du déferlement est également supérieure, 0.7 m contre 0.58 m. La Fig. 12 montre également que la phase de retournement est plus développée pour des temps similaires avec la méthode BIEM. Une comparaison des vitesses et accélérations montre que la vitesse maximale calculée avant l'impact est de 1.94 en BIEM (contre 1.63 avec le VOF) et que l'accélération maximale est de 5.9 g en BIEM (contre 4.9 g avec le VOF). Par conséquent, le mouvement de la vague est légèrement plus dynamique avec la méthode BIEM qu'avec le modèle Navier-Stokes/Euler.

Toutefois, malgré les différences observées, imputables au traitement de la surface libre en mode monophasique, le mouvement général de la vague est reproduit de manière similaire par les deux méthodes : effets de focalisation sur la bosse, en particulier les effets 3-D sur la vitesse transversale, dynamique et aspect du jet déferlant.

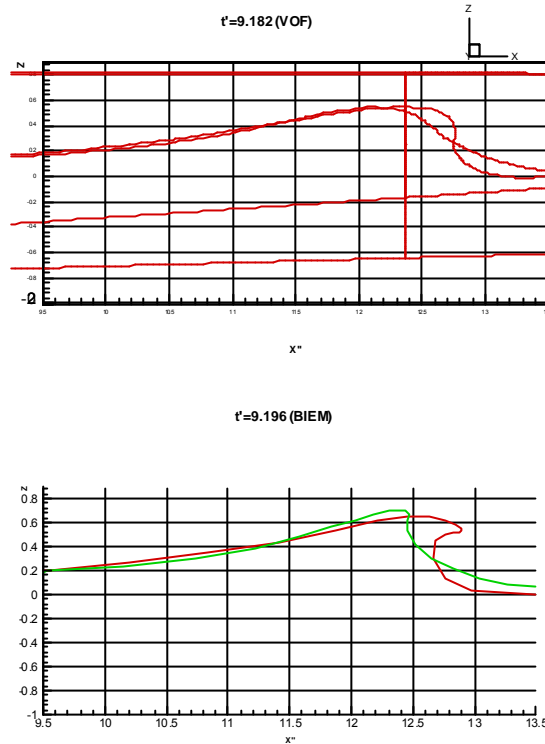


Figure 12 : comparaisons entre les résultats VOF(en haut) et BIEM (en bas) pour des temps t' similaires et en $y = 0$ m et $y = 2$ m

V. CONCLUSIONS

Le couplage des méthodes BIEM et VOF a été utilisé avec succès pour calculer le déferlement plongeant d'un soliton sur une bosse. Les résultats BIEM dans la zone du déferlement ont été utilisés pour initialiser la méthode VOF sur un maillage fin avec lequel on peut calculer assez précisément le déferlement complet et le post-déferlement. Les effets tridimensionnels sur le profil de la vague et sur la cinématique de l'écoulement ont été illustrés et discutés. Les comparaisons avec les dernières phases du calcul BIEM (avant reconnection de l'interface) montrent qu'en dépit d'une légère perte d'amplitude et d'énergie constatée avec le modèle Navier-Stokes, la cinématique et l'aspect général de la vague sont proches des résultats BIEM qui sont très précis à ce niveau.

Les prochaines simulations concerneront la prise en compte de la viscosité et devraient permettre d'obtenir une génération de vorticité plus importante. Un calcul diphasique, avec prise en compte de l'écoulement gazeux devrait permettre de minimiser la perte d'énergie, à condition toutefois d'augmenter encore le nombre de cellules de calcul.

REMERCIEMENTS

Le Professeur S.T. Grilli de l'Université de Rhode Island est remercié pour son aide et la donnée des résultats BIEM.

REFERENCES

- Biausser, B., Guignard, S., Marcer, and R., Fraunié, P. (2001). "Numerical simulations of free surface flows using a new VOF method," *Proc. 4th Seminar Euler and Navier-Stokes Equations, Institute of Thermomechanics, Prague.*
- Biausser, B., Guignard, S., Marcer, and R., Fraunié, P. (2002).. "3-D two-phase flows numerical simulations by SL-VOF method", *submitted to Int. Jour. For Num. Meth. In Fluids.*
- Biausser, B., Grilli, S.T. and Fraunié, P. (2003). "Numerical Simulations of Three-dimensional Wave Breaking by Coupling of a VOF Method and a Boundary Element Method", *Proc. 13th Offshore and Polar Engng. Conf. (ISOPE03, Honolulu, HI, USA, May 2003), submitted for publication.*
- Brandini, C. and S.T., Grilli (2001). "Modeling of freak wave generation in a 3D-NWT, " *In Proc. 11th Offshore and Polar Engng. Conf. (ISOPE01, Stavanger, Norway, June 2001), Vol III, pp 124-131.*
- De Jouët, C., Viviand, H., Wornom, S. and Le Gouez, J.M. (1991). "Pseudo-Compressibility Methods for Incompressible Flow Calculation," *Proc 4th International Symposium on Computational Fluid Dynamics, University of California, Davis.*
- Grilli, S.T., Guyenne, P. and Dias, F. (2001). "A fully nonlinear model for three-dimensional overturning waves over arbitrary bottom," *Intl J. Numer. Meth. Fluids* , Vol 35, No 1, pp 829-867.
- Grilli, S.T., and Subramanya, R (1996). "Numerical modeling of wave breaking induced by fixed or moving boundaries," *Computational Mech.*, Vol 17, pp 374-391.
- Grilli, S., Subramanya, R., Svendsen, I.A. and Veeramony, J. (1994). "Shoaling of Solitary Waves on Plane Beaches." *J. Waterway Port Coastal and Ocean Engng.*, Vol 120, No 6, pp 609-628.
- Grilli, S.T., Svendsen, I.A. and Subramanya, R. (1997). "Breaking Criterion and Characteristics for Solitary Waves on Slopes." *J. Waterway Port Coastal and Ocean Engng.*, Vol 123, No 3, pp 102-112.
- Guignard, S., Grilli, S.T., Marcer, R. and Rey, V. (1999). "Computation of shoaling and breaking waves in nearshore areas by the coupling of BEM and VOF methods." *In Proc. 9th Offshore and Polar Engng. Conf. (ISOPE99, Brest, France, May 1999), Vol. III, pp 304-309*
- Guignard, S., Marcer, R., Rey, V., Kharif, Ch. and Fraunié, P. (2001). "Solitary wave breaking on sloping beaches: 2D two-phase flow numerical simulation by SL-VOF method". *Eur. J. Mech.*
- Guyenne, P., and Grilli, S.T. (2002). "Numerical study of three-dimensional overturning waves in shallow water", *submitted for publication.*
- Hirt, C.W., and Nichols, B.D. (1981). "Volume Of Fluid Method for the dynamics of free boundaries," *J.Comp. Phys.*, Vol 39, pp 323-345.
- Jameson, A., Schmidt, W. and Turkel, E. (1981). "Numerical solutions of Euler equations by finite volume methods using Runge-Kutta time stepping schemes," *AIAA Paper 81-1259.*
- Tanaka, M. (1986). "The stability of solitary waves," *Phys. Fluids*, Vol 29, No 3, pp 650-655.
- Viviand, H. (1980). "Pseudo-unsteady Methods for Transonic Flow Computations," *19th International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics, Stanford, in Lecture Notes in Physics, Vol. 141, Springer-Verlag, New-York.*
- Viviand, H. (1995). "Analysis of pseudo-compressibility systems for compressible and incompressible flows," *Comp. Fluid Dynamics Review, Hafez-Oshima editor, Wiley publishers*, pp.399-418.
- Xü, H, and Yue, D.K.P. (1992). "Computations of fully nonlinear three-dimensional water waves," *Proc. 19th Symp. On Naval Hydrodynamics, Seoul, Korea*