



Prise en compte des effets non linéaires de surface libre en écoulement instationnaire

Alain Rebeyrotte^a, Malick Ba^a, Michel Guilbaud^{b,*}

^a LEA (UMR CNRS 6609), ENSMA, 1, rue Clément Ader, BP 40109, 86960 Futuroscope Chasseneuil cedex, France

^b LEA (UMR CNRS 6609), CEAT, université de Poitiers, 43, rue de l'Aérodrome, 86036 Poitiers cedex, France

Reçu le 10 octobre 2003 ; accepté après révision le 21 septembre 2004

Disponible sur Internet le 21 novembre 2004

Présenté par Sébastien Candel

Résumé

On présente une méthode de calculs de l'écoulement tridimensionnel instationnaire autour d'un obstacle immergé avec vitesse d'avance par une méthode de singularités. Les deux conditions de surface libre sont utilisées sous leurs formes non-linéaires. On utilise une modélisation dans le domaine temporel par une méthode mixte Euler–Lagrange reposant sur la connaissance, à chaque pas de temps, du potentiel sur la surface libre et de sa position. On résout alors un problème mixte, avec une condition de Neumann sur le corps et de Dirichlet sur la surface libre. On utilise une technique des sources désingularisées. La méthode est validée sur des exemples stationnaires. *Pour citer cet article : A. Rebeyrotte et al., C. R. Mecanique 333 (2005).*

© 2004 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Abstract

Calculations of unsteady flow with non linear effects of the free surface. This Note describes a computational method for three dimensional unsteady flows around a submerged body with forward speed. The two free-surface boundary conditions are written under their non linear form. The calculations are carried out in the time domain using a mixed Euler–Lagrange scheme based on the knowledge, at each time step, of the potential on the free surface and of the location of this surface. A mixed problem with a Neumann condition on the body and a Dirichlet one on the free surface is then solved. The panel method uses desingularized sources to represent free surface effects. Validations are carried out on steady flows. *To cite this article: A. Rebeyrotte et al., C. R. Mecanique 333 (2005).*

© 2004 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Mots-clés : Mécanique des fluides numérique ; Hydrodynamique ; Conditions de surface libre non linéaires ; Forces ; Champ de vagues ; Domaine temporel ; Instationnaire

Keywords: Computational fluid mechanics; Hydrodynamics; Non linear free surface effects; Forces; Wave pattern; Time domain; Unsteady

* Corresponding author.

Adresse e-mail : michel.guilbaud@lea.univ-poitiers.fr (M. Guilbaud).

Abridged English version

Behaviour of bodies in waves is often calculated by inviscid methods, fully able to represent the wave pattern. Nevertheless, if the wave amplitude is not weak, a non linear formulation of the free surface boundary conditions is required. Some examples are presented in [1] or [2], but the full and direct solution of the time-dependent problem has been introduced by [3], using a mixed Euler–Lagrange (MEL) method to solve the problem of 2D wave propagation. It is based on two procedures, an Eulerian one (a linear problem has to be solved to obtain the strengths of the singularities used to represent the free surface and the body) and a Lagrangian one, to follow the particle paths by integrating, with respect to time, the two non linear free surface boundary conditions, in order to update the free surface elevation and the potential on this surface. References [4–7] describe this method for problems without forward speed and [8] treats the case of a submerged doublet with unsteady motion. One key point is the choice of a stable and accurate stepping technique to integrate the free surface boundary conditions. In [9], the stability of the time integrations have been shown to depend on the geometry and on the technique used; three dimensional problems seem to be more stable than two dimensional cases and Euler explicit schemes are unconditionally unstable while the implicit and Runge–Kutta schemes are stable. To avoid the numerical difficulties due to singular integrals in panel methods, particularly for a moving surface, use of desingularized point sources on the free surface [10–12] reduces the CPU time without loss of accuracy. Simple formulas have been proposed in [12,13] to calculate the desingularisation distance.

We consider the unsteady irrotational flow of an incompressible and inviscid fluid with either finite or infinite water depth around a submerged body. A frame of reference $Oxyz$ fitted to the body is used. The continuity equation together with the irrotational flow condition enables the use of a perturbation velocity potential $\phi(x, y, z, t)$ satisfying the Laplace equation, the body condition (eventually a similar condition on the water bottom) and a condition of decaying perturbation at infinite distance of the body. If $\mathbf{U}(t)$ is the known body velocity, the kinematic free surface condition is given by Eq. (1), $\mathbf{X}(x, y, \eta)$ is the position vector of the points on the free surface. Eq. (2) constitutes the dynamic condition. Initial conditions have to be added: $\eta = 0$ and $\phi = 0$ for $t \leq 0$.

The free surface Γ_{fs} and the body Γ_b are discretised by quadrilateral (triangular close to the body ends) panels. For the free surface, n_p desingularised point sources located at a distance L_d above the nodes on the free surface are used (given by Eq. (3), following [13], Δx and Δy being the panel dimensions). The collocation points are the n_p sources located at nodes \mathbf{X}_{s_j} for the free surface and the n_c centres of gravity \mathbf{X}_{s_k} of the panels on the body. The source strength σ_{X_s} is considered as constant on each elementary panel. The boundary conditions are given by Eqs. (4) and (5). This yields a linear system of order $n_p \times n_c$ to solve.

At each time step a MEL problem is solved, with a Neumann condition on the body (normal derivative on the body known) and a Dirichlet condition on the free surface (potential known); a linear system of equations has to be solved to calculate the strengths of the sources satisfying the previous boundary conditions, (4) and (5). Then, the free surface conditions (1) and (2) are used to update the potential and the free surface elevation.

In [14,15], preliminary calculations on a source-sink set with strength $\pm\mu_0$ (submersion $f = 1$; separated by $0.1f$) have been carried out in order to optimize the calculation parameters. We have checked that the results are in good agreement with those of [16] (steady linear), [17] (unsteady linear) and [12] (unsteady non linear). To avoid generating excessive velocity gradients, it is necessary to use starting functions given by Eq. (6) where the parameters k and α depend on the value of the Froude number $F = U/\sqrt{gf}$.

A second set of calculations correspond to an ellipsoid with maximum thickness $2b$ (using 30×12 grid points) with longitudinal to transverse dimension ratio of 5. The motion is steady motion in a domain of infinite depth. We have compared the maximum absolute value of the water elevation η with results of [2] (steady non linear), Fig. 1. The agreement is excellent. In order to emphasize the non linear effects, linear results [16] corresponding to the same conditions are also plotted on this figure. Non linear effects are important (for weak submersion depth f), the wave amplitude being larger than for the linear method. The difference is more pronounced for lower values of the Froude number. Fig. 2 shows the wave resistance coefficient on the ellipsoid versus the Froude number with $2b/f = 0.8$. Our results, in good agreement with those of [2] (steady), show that linear methods [16] overestimate

the wave resistance in the high Froude number range. For the same calculations with finite water height ($h/f = 2$) but with the same value of the submersion depth of the ellipsoid, the coefficient is greatly increased.

For a finite water height, the evolution of the Kelvin angle for the wave pattern above the same ellipsoid has been studied for different values of the Froude number based on the water height h , $F_h = U/\sqrt{gh}$. Results are presented in Fig. 3; the upper part shows the free surface elevation for Froude numbers based on the body length $F = 0.6, 1$ and 1.2 for infinite water depth while the lower part corresponds to finite depth (with $F_h = F$). For a semi-infinite fluid, the angle limiting the wave is constant, the pattern with transverse and V waves for $F = 0.6$, is transformed a situation dominated by V waves when the Froude number increases. For finite depth, this angle increases close to the critical value $F_h = 1$, and then decreases for $F_h = 1.2$. These results are in good agreement with calculations of [18] for a submerged source predicting a sharp increase of this angle from $19^\circ 28'$ till 90° for $F_h \approx 1$ followed by a slow decrease to the initial value close to $F_h \approx 3$.

The second example corresponds to the unsteady 3D flow above a submerged body with an unsteady forward speed. The method uses two free surface boundary conditions in their non linear formulation in a MEL procedure to solve the problem: at each time step the potential on the free surface and its position are known and can be used to solve a mixed boundary value problem to find the unknown strength of the Rankine singularities distributed on the body and the free surface. To update the potential and the elevation of the free surface, a 4th order Runge–Kutta scheme is used. A desingularized technique is used for the distribution of the singularities on the free surface, while the body is discretised into quadrilateral (or triangular close to the ends) panels where the source strength is assumed to be constant. The motion of a submerged ellipsoid in infinite and finite water depth is studied next. The influence of a Froude number based on the water height on the dihedral wave pattern has been put in evidence. Results concerning unsteady motions (change of direction, circular motion, . . .) can be computed with this method and work is in progress to extend it to a surface-piercing body. In this last case, it is important to compute the integrals for the free surface and the body with the same technique.

1. Introduction

En hydrodynamique navale, les méthodes de calcul en fluide parfait représentent correctement les effets de surface libre ; on peut calculer ces écoulements à l'aide de la théorie du potentiel réduisant ainsi le coût numérique de la simulation tout en préservant une bonne qualité des résultats. Les calculs avec une condition de surface libre linéarisée limitent la validité aux problèmes avec des vagues de faibles cambrures et de faibles amplitudes par rapport à la longueur des obstacles. Si on veut travailler avec des conditions non linéaires, la position de la surface est inconnue a priori. Pour des vitesses d'avance constantes, on peut utiliser une procédure itérative pour satisfaire les conditions non-linéaires de surface libre, [1,2]. La résolution complète et directe du problème non-linéaire dépendant du temps a été introduite par [3], avec une méthode mixte Euler–Lagrange (MEL) pour résoudre un problème de propagation de vagues en 2D. Cette méthode temporelle nécessite deux parties importantes : une partie dite Eulérienne où on doit résoudre un problème linéaire afin d'obtenir les intensités de l'ensemble des singularités utilisées pour modéliser la surface libre et le corps et une phase Lagrangienne, où on suit le déplacement des particules en intégrant les deux conditions non-linéaires de surface libre par rapport au temps afin de mettre à jour le potentiel et l'élévation des points de la surface libre. Cette méthode a été appliquée dans [4–7] en absence de vitesse d'avance et dans [8], pour un doublet immergé en mouvement instationnaire. Une des clés de la réussite de cette méthode mixte réside dans le choix d'une procédure d'avance temporelle, utilisée pour l'intégration des conditions aux limites de surface libre, stable et précise (comme dans [3] qui emploie un schéma d'intégration prédicteur-correcteur du type Adams–Bashford–Moulton). Toutefois, une instabilité en dent-de-scie peut apparaître ; elle peut être supprimée par une fonction de lissage. Il a été montré dans [9] que la stabilité des intégrations temporelles pour des problèmes 2D et 3D dépendait de la géométrie du problème et de la technique utilisée et que les problèmes 3D semblent plus stables que ceux en 2D ; de même, les schémas Euler explicites sont inconditionnellement instables alors que les schémas implicites et Runge–Kutta sont stables.

Pour éviter la difficulté liée à l'évaluation d'intégrales singulières, on peut utiliser des techniques de désingularisation avec des sources ponctuelles [10–12] en déplaçant les singularités légèrement à l'extérieur du domaine de calcul sans perte de précision. On peut aussi utiliser des panneaux avec une distribution constante de sources en transformant l'intégrale de surface en une intégrale sur le contour (théorème de Stokes); toutefois, la technique de désingularisation est plus simple et plus rapide pour des surfaces qui se déforment. Pour cette raison, on n'a utilisé cette technique que pour la surface libre. Les Références [12] et [13] proposent des méthodes pour calculer la distance de désingularisation.

On utilise ici une méthode de singularités de Rankine pour l'étude de l'écoulement instationnaire et tridimensionnel, en présence ou non de fond, d'un fluide parfait avec surface libre autour d'un obstacle immergé à l'aide d'une méthode MEL. L'interface sera simulée par une répartition de sources ponctuelles désingularisées. Nous comparerons nos résultats avec des résultats disponibles dans la littérature sur des exemples stationnaires.

2. Méthode de résolution

2.1. Présentation du problème

On considère l'écoulement irrotationnel d'un fluide parfait incompressible autour d'un obstacle immergé qui peut avoir un mouvement instationnaire (en vitesse et en direction). On se place dans un référentiel $Oxyz$ fixe par rapport au corps. La profondeur d'eau est quelconque. Dans le domaine fluide, l'équation de continuité avec l'hypothèse d'irrotationnalité permet d'utiliser le potentiel de perturbation $\phi(x, y, z, t)$ qui doit satisfaire l'équation de Laplace. La vitesse est donnée par $\mathbf{V} = -\mathbf{U}(t) + \nabla\phi$. De plus, ce potentiel doit satisfaire une condition de non perturbation à l'infini et une condition de glissement classique sur le corps, et sur le fond si celui-ci est à distance finie. La condition cinématique sur la surface libre Γ_{fs} s'écrit :

$$\frac{D\mathbf{X}}{Dt} = \nabla\phi - \mathbf{U}(t) \quad \text{sur } \Gamma_{fs} \quad (1)$$

$\mathbf{X}(x, y, \eta)$ est le vecteur position des points sur cette dernière. Si on appelle η l'élévation de surface libre, la condition dynamique est donnée par :

$$\frac{D\phi}{Dt} = -g\eta + \frac{1}{2}\nabla\phi \cdot \nabla\phi \quad \text{sur } \Gamma_{fs} \quad (2)$$

On doit ajouter des conditions initiales : $\eta = 0$ et $\phi = 0$ à $t \leq 0$.

2.2. Résolution numérique

Pour utiliser une méthode de singularités de Rankine, on discrétise la surface libre Γ_{fs} et l'obstacle Γ_b en panneaux quadrilatéraux (triangulaires aux extrémités du corps). Sur la surface libre on utilise seulement des sources ponctuelles désingularisées placées au dessus des nœuds du maillage. Ces sources sont déplacées verticalement d'une distance L_d en suivant [13]. Pour minimiser l'erreur numérique par rapport à la solution analytique d'un problème de propagation d'ondes, la distance L_d est donnée par :

$$L_d = k \cdot \Delta x^\mu \cdot \Delta y^\nu; \quad k = 0,969, \quad \mu = 0,294 \text{ et } \nu = 0,016 \quad (3)$$

Δx et Δy sont les dimensions des panneaux. On a choisi les nœuds comme points de collocation sur la surface libre et les centres de gravité des facettes sur le corps. Les intensités $\sigma_{X_{s_j}}$ des sources sont considérées comme constantes sur ces facettes. Les conditions aux limites peuvent alors s'écrire :

1. Condition de Dirichlet sur la surface libre : $\forall \mathbf{X}_i \in \Gamma_{fs}; i = 1, n_p$

$$\sum_{j=1}^{n_p} \sigma_{X_{s_j}} \frac{1}{|\mathbf{X}_i - \mathbf{X}_{s_j}|} + \sum_{k=1}^{n_c} \sigma_{X_{s_k}} \iint_{\Gamma_{b_k}} \frac{1}{|\mathbf{X}_i - \mathbf{X}_{s_k}|} d\Gamma_b = \Phi_0(\mathbf{X}_i) \quad (4)$$

\mathbf{X}_{s_j} sont les n_p sources désingularisées et \mathbf{X}_{s_k} les n_c centres de gravité des facettes du corps Γ_b . Φ_0 est le potentiel, connu, sur la surface libre.

2. Condition de Neumann sur le corps : $\forall \mathbf{X}_l \in \Gamma_b ; l = 1, n_c$

$$\sum_{j=1}^{n_p} \sigma_{X_{s_j}} \frac{(\mathbf{X}_l - \mathbf{X}_{s_j}) \cdot \mathbf{n}_{X_l}}{|\mathbf{X}_l - \mathbf{X}_{s_j}|^3} + \sum_{k=1}^{n_c} \sigma_{X_{s_k}} \int_{\Gamma_{b_k}} \frac{(\mathbf{X}_l - \mathbf{X}_{s_k}) \cdot \mathbf{n}_{X_l}}{|\mathbf{X}_l - \mathbf{X}_{s_k}|^3} d\Gamma_b = \mathbf{U}(t) \cdot \mathbf{n}_{X_l} \quad (5)$$

où \mathbf{n}_{X_l} sont les n_c normales extérieures unitaires à la facette de centre \mathbf{X}_l . On obtient ainsi un système linéaire d'ordre $n_p \times n_c$ à résoudre.

2.3. Schéma Mixte d'Euler-Lagrange (MEL)

On résout à chaque pas de temps le problème mixte que l'on vient de définir sans itération, avec une condition de Neumann sur le corps (dérivée normale connue) et une condition de Dirichlet sur la surface libre (potentiel connu) ce qui conduit à un système linéaire d'équations dérivant de la méthode des singularités, pour calculer les intensités des sources satisfaisant les conditions aux limites, (4) et (5). On intègre ensuite les conditions de surface libre (1) et (2) par une méthode de Runge-Kutta du 4ème ordre, pour mettre à jour le potentiel et la position de la surface libre.

3. Résultats numériques

3.1. Mise au point des paramètres de calcul à l'aide d'un ensemble source-puits

Des calculs préliminaires ont été effectués pour définir les valeurs des paramètres de calcul [14,15] en utilisant un ensemble source-puits d'intensité $\pm \mu_0$, immergé de $f = 1$ en absence de fond et séparés de $0,1f$. Les calculs sont en bon accord avec les résultats de la théorie linéaire stationnaire, [16], et instationnaire, [17], pour de faibles valeurs de μ_0 , et ceux d'une méthode non linéaire instationnaire, [12].

Pour éviter des gradients de vitesse trop élevés, il est nécessaire d'utiliser des fonctions de démarrage données par :

$$U(t) = U_0(1 - e^{-kt^\alpha}); \quad \mu(t) = \mu_0(1 - e^{-kt^\alpha}) \quad (6)$$

Les valeurs de k et α dépendent du nombre de Froude $F = U/\sqrt{gf}$ (cf. [14,15]) pour éviter des instabilités. Ces calculs ont montré qu'on pouvait utiliser un maillage variable en y sur la surface libre (augmentation de 10% à chaque nœud) et que le choix d'un repère lié à l'obstacle permettait de supprimer les réflexions à l'arrière du domaine par rapport à un repère fixe.

3.2. Ellipsoïde immergé

Dans le cas d'un fluide de profondeur infinie, les calculs sont effectués pour un ellipsoïde de rapport d'axes 5 avec une grille 30×12 en utilisant une loi de variation en puissance suivant l'axe x pour la discrétisation. On a comparé les valeurs absolues des maxima η des élévations de surface libre avec ceux de [2], utilisant une méthode de calcul non linéaire stationnaire en fonction du nombre de Froude, pour diverses valeurs de l'immersion relative $2b/f$ ($2b$ épaisseur de l'ellipsoïde, f immersion du grand axe de l'ellipsoïde), Fig. 1. Nos résultats sont donnés par les courbes et ceux de [2] par des symboles pleins. L'accord est excellent dans tous les cas. On a aussi cherché à mettre en évidence les effets des non linéarités en comparant nos résultats avec les résultats linéaires de [16] (symboles creux), dans les mêmes conditions. La figure met en évidence les effets non linéaires importants (pour des immersions faibles), la théorie linéaire sous-estimant les élévations de surface libre ; plus le nombre de Froude est faible, plus la différence est forte. La Fig. 2 présente, en fonction du nombre de Froude, la variation du coefficient de résistance de vagues $C_w = R_x/(\pi \rho g c^3)$ (c est la demi-distance focale de l'ellipsoïde) pour une immersion

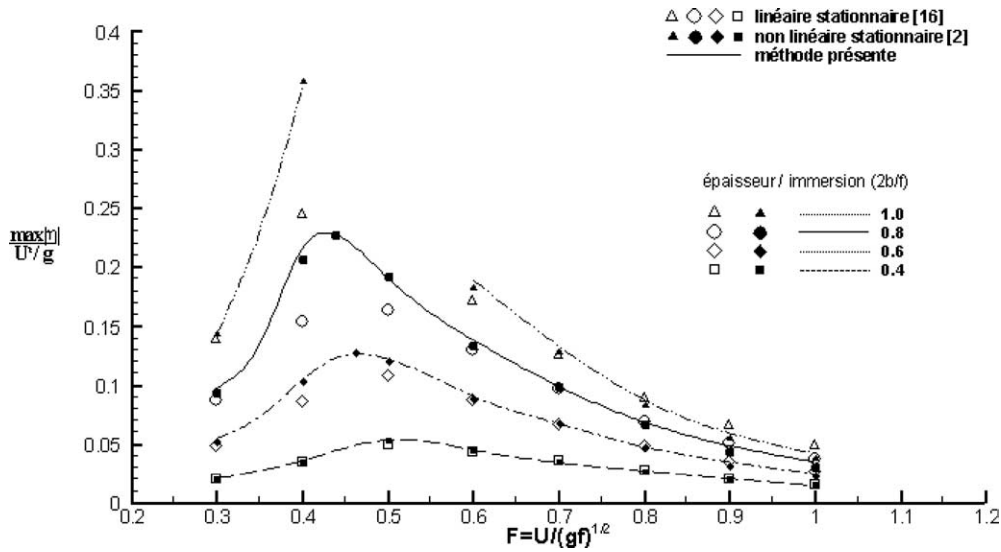


Fig. 1. Valeur absolue des maxima des élévations de surface libre en fonction du nombre de Froude pour diverses immersions. Comparaison avec [2] et étude des effets non-linéaires.

Fig. 1. Absolute value of the wave elevation versus the Froude number for various body depths. Comparison with [2].

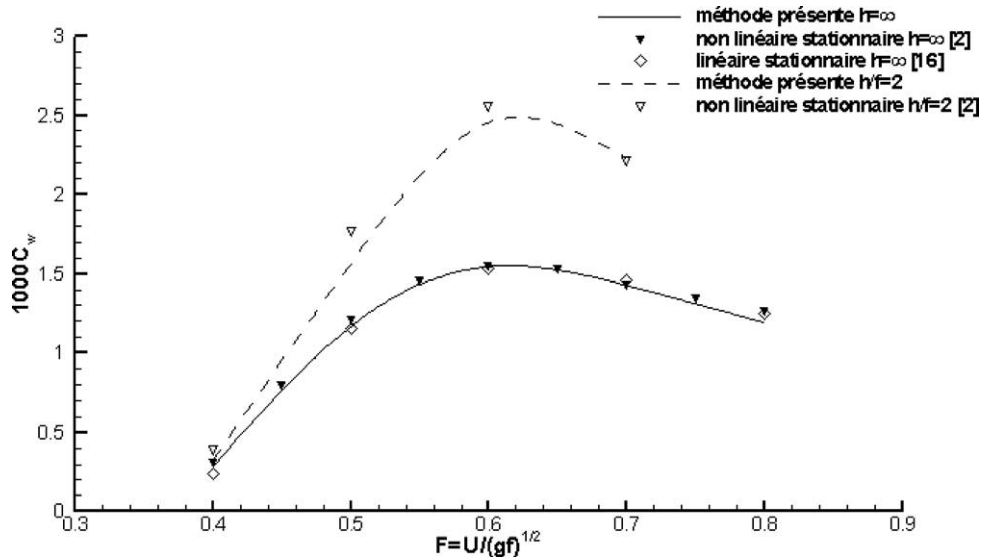


Fig. 2. Evolution du coefficient de résistance de vagues de l'ellipsoïde avec le nombre de Froude ($2b/f = 0,8$, avec $h = \infty$ ou $h/f = 2$).

Fig. 2. Wave resistance coefficient versus the Froude number. ($2b/f = 0,8$, with $h = \infty$ or $h/f = 2$).

relative $2b/f = 0,8$. Nos résultats sont en bon accord avec ceux stationnaires de [2] et montrent que les calculs linéaires [16] sous-estiment la résistance de vagues aux faibles nombres de Froude et la surestime aux grandes.

En profondeur finie ($h/f = 2$), l'écoulement est calculé autour du même ellipsoïde avec la même profondeur d'immersion, $2b/f = 0,8$. On voit sur la Fig. 2 que le coefficient de résistance de vague, en accord avec les résultats de [2], augmente fortement. Ces calculs concernent des nombres de Froude basés sur la hauteur d'eau h ,

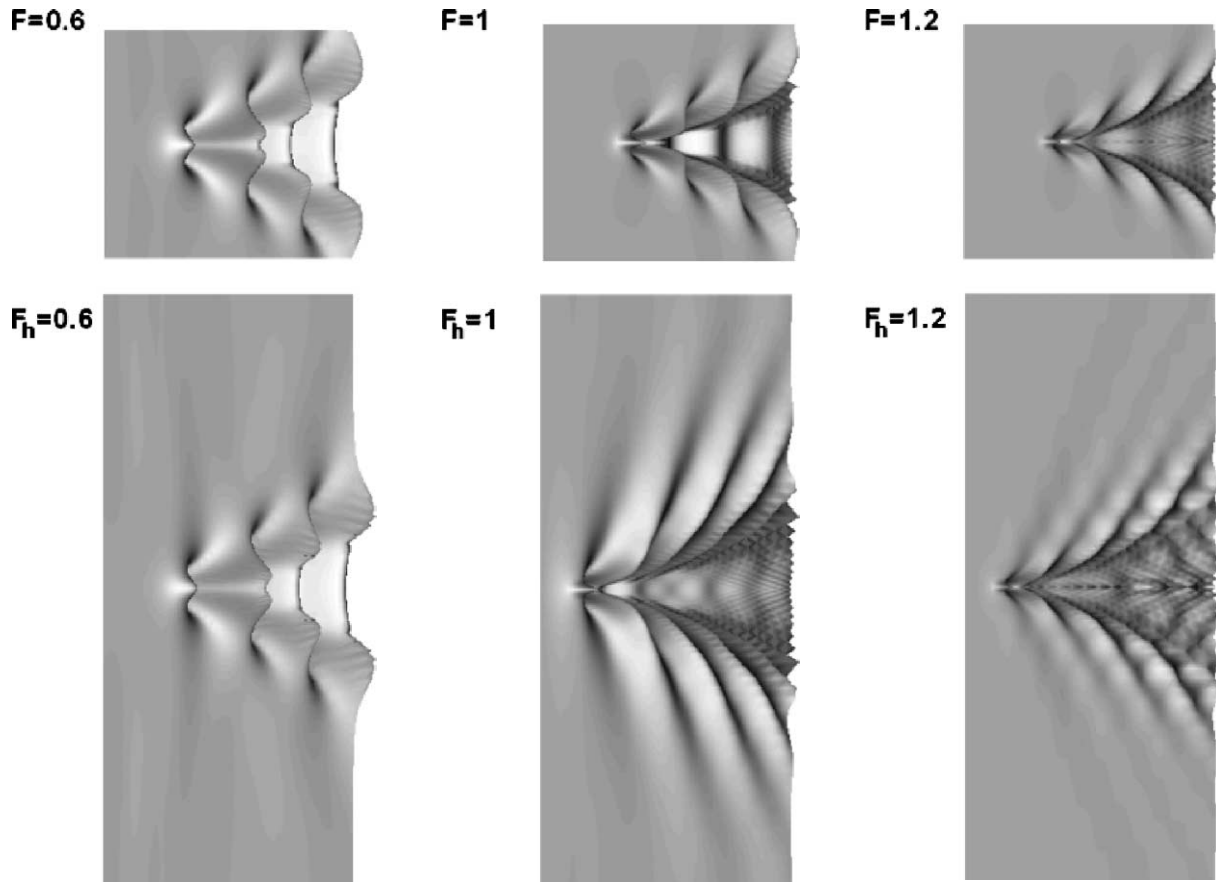


Fig. 3. Champs de vagues en profondeur infinie (partie supérieure, $F = 0,6; 1,0; 1,2$) et finie (partie inférieure, $F_h = 0,6; 1,0; 1,2$).

Fig. 3. Wave patterns in infinite (upper part, $F = 0.6; 1.0; 1.2$) and finite depth (lower part, $F_h = 0.6; 1.0; 1.2$).

$F_h = U/\sqrt{gh}$ inférieurs à 1. La Fig. 3 (partie supérieure) montre des champs de vagues pour des nombres de Froude basés sur la longueur du corps $F = 0,6, 1$ et $1,2$ en profondeur infinie. On peut voir que l'angle du dièdre formé par le champ de vagues ne varie pratiquement pas ; celui-ci composé de vagues transverses et en V si $F = 0,6$, se transforme en un champ avec uniquement des vagues en V quand le nombre de Froude augmente. On a aussi effectué ces calculs en profondeur finie, Fig. 3 (partie inférieure). On peut observer que l'angle du dièdre augmente près de la valeur critique $F_h = 1$, puis diminue lentement vers la valeur $F_h = 1,2$ (pour ces calculs, on a pris h tel que $F_h = F$). Ces résultats sont en accord avec les calculs analytiques de Havelock [18] pour une source immergée qui prévoient un angle de dièdre partant de la valeur classique de $19^\circ 28'$ en profondeur infinie puis augmentant rapidement jusqu'à 90° pour $F_h \approx 1$ pour diminuer lentement et retrouver la valeur initiale vers $F_h \approx 3$.

4. Conclusion

On propose une méthode de calcul pour l'écoulement instationnaire 3D autour d'un corps immergé (et particulièrement le champ de vagues associé). Dans ce travail, les deux conditions de surface libre sont conservées sous leurs formes non-linéaires. On utilise une formulation MEL pour résoudre ce problème, à chaque pas de temps où l'on connaît le potentiel sur la surface libre et l'élévation de celle-ci. On résout ainsi un problème mixte aux valeurs

limites pour calculer les intensités inconnues des singularités de Rankine. Pour réactualiser les valeurs du potentiel et de l'élévation de la surface libre, on utilise un schéma Runge–Kutta d'ordre 4. Pour éviter d'avoir des noyaux singuliers à calculer, on utilise une technique de désingularisation pour les singularités ponctuelles de la surface libre, mais le corps est discrétisé en facettes, sur lesquelles les intensités de sources sont supposées constantes. A partir de calculs préliminaires sur une paire source-puits, on a optimisé les divers paramètres de calcul, puis on a appliqué la méthode pour calculer le champ de vagues et les forces sur un ellipsoïde immergé en présence ou en absence de fond. Les effets des non linéarités ont été mis en évidence. L'étude a porté sur l'influence du nombre de Froude sur les maxima de l'élévation de la surface libre. De plus, en profondeur finie, on a observé l'effet du nombre de Froude basé sur la profondeur d'eau sur l'angle de dièdre du champ de vagues. Cet angle augmente près de $F_h = 1,0$ puis diminue pour retrouver à peu près la valeur en profondeur infinie pour de grandes valeurs du nombre de Froude. Les résultats sont en bon accord avec ceux de la littérature disponible. La méthode permet de traiter également des mouvements non uniformes (changement de direction, virage, ...). Les travaux se poursuivent pour appliquer cette méthode sur des corps perçant la surface libre, mais dans ce cas pour conserver la consistance de la résolution numérique on doit utiliser la même technique pour calculer les intégrales de surface sur le corps et la surface libre.

Références

- [1] H.-C. Raven, A practical nonlinear method for calculating ship wave-making and wave resistance, in: 19th Symp. on Naval Hydrodynamics, Seoul, South Korea, 1992.
- [2] D.-C. Scullen, Accurate Computation of Nonlinear Free-Surface Flows, Ph.D. thesis, Adelaide University, Australia, 1998.
- [3] M.-S. Longuet-Higgins, E.D. Cokelet, The deformation of steep surface waves on water: a numerical method of computation, Proc. Roy. Soc. London A Math. 364 (1978) 1–26.
- [4] A.-H. Clément, Coupling of two absorbing boundary conditions for 2D time-domain simulations of free surface gravity waves, J. Comput. Phys. 126 (1996) 139–151.
- [5] P.-J.-F. Berkvens, P.-J. Zandbergen, Nonlinear reaction forces on oscillating bodies by a time-domain panel method, J. Ship Res. 40 (1996) 288–302.
- [6] P.-J.-F. Berkvens, Floating bodies interacting with water waves; Development of a time-domain panel method, Ph.D. thesis, Twente University, Enschede, Netherlands, 1998.
- [7] P. Ferrant, Fully non-linear interactions of long-crested wave packets with a three-dimensional body, in: 22nd Symp. on Naval Hydrodynamics, Washington, USA, 1998.
- [8] D.-G. Dommermuth, D.-K.-P. Yue, Numerical simulations of nonlinear axisymmetric flows with a free surface, J. Fluid Mech. 178 (1987) 195–219.
- [9] J.-H. Park, A. Troesch, Numerical modeling of short-time scale nonlinear water waves generated by large vertical motions of non-wallsided bodies, in: 19th Symp. on Naval Hydrodynamics, Seoul, South Korea, 1992.
- [10] W.-C. Webster, The flow about arbitrary 3D smooth bodies, J. Ship Res. 10 (1975) 206–218.
- [11] W.-W. Schultz, S.-W. Hong, Solution of potential problems using an over determined complex boundary integral method, J. Comput. Phys. 84 (1989) 414–440.
- [12] Y. Cao, W.-W. Schultz, R.-F. Beck, Three-dimensional desingularized boundary integral methods for potential problems, Int. J. Numer. Methods Fluids 12 (1991) 785–803.
- [13] F. Lalli, On the accuracy of the desingularized boundary integral method in free surface flow problems, Int. J. Numer. Methods Fluids 25 (1997) 1163–1184.
- [14] A. Rebeyrotte, Contribution à l'étude des effets non linéaires sur la surface libre au dessus de corps immergés en mouvement instationnaire, Thèse de doctorat de l'Université de Poitiers, 2003.
- [15] M. Ba, A. Rebeyrotte, M. Guilbaud, Unsteady non linear flows around submerged body in water of finite depth, in: 6th Numerical Towing Tank Symposium (NuTTS'03), Rome, Italy, 2003.
- [16] B. Ponizy, M. Guilbaud, M. Ba, Numerical computations and integrations of the wave resistance Green's function, Theor. Comput. Fluid Dynam. 12 (3) (1998) 179–194.
- [17] B.-K. King, R.-F. Beck, A.-R. Magee, Seakeeping calculations with forward speed using time-domain analysis, in: 17th Symp. on Naval Hydrodynamics, La Hague, Pays-Bas, 1988.
- [18] T.-H. Havelock, The propagation of groups of waves in dispersive media, with application to waves on water produced by a travelling disturbance, Proc. Roy. Soc. London A Math. 81 (1908) 398–430.