

**EXEMPLES DE SIMULATION D'ÉCOULEMENTS INSTATIONNAIRES
NON-LINEAIRES A SURFACE LIBRE PAR LA METHODE
MIXTE EULER-LAGRANGE**

A.CLEMENT

Laboratoire d'Hydrodynamique Navale
URA CNRS 1217*

Résumé

La simulation des écoulements instationnaires à surface libre de fluides parfaits est abordée par la méthode Mixte-Euler-Lagrange désormais classique. Le problème aux limites défini à chaque pas de temps est résolu par une méthode de singularités mixtes de Rankine ; la géométrie du domaine et les conditions aux limites sont quant à elles actualisées entre deux pas de temps par une méthode de Runge-Kutta. Un programme de calcul destiné à représenter, à terme, un véritable bassin numérique bidimensionnel a été écrit. Dans cette communication, nous présentons trois applications qui devraient démontrer l'efficacité de la méthode. Tout d'abord nous présentons des résultats sur la diffraction d'une onde solitaire par un cylindre immergé, puis par un corps perçant la surface libre. Nous montrons ensuite l'évolution de la surface libre jusqu'au déferlement à la suite d'une rupture de barrage. Enfin, nous illustrons les premières applications de la méthode à la description du champ de vague d'un navire en marche.

Summary

Unsteady free surface flows are modeled by the well-known MEL method. The boundary problem is solved at each time step by a first order boundary element method ; the geometry and the boundary conditions are updated by a Runge-Kutta process. In this paper, three examples are treated using this "numerical wave tank". First, we show the diffraction of a solitary wave by a submerged cylinder, and by a free-surface piercing body. Then, we present results about the dam-breaking problem, from the initial rest up to the breaking of the wave. Finally we give the first results of an attempt to apply the method to calculate the non-linear wave pattern of a thin ship at constant forward speed.

* 1, Rue de la Noë, 44300 NANTES. Telex: ENSM 711716F; fax 40 74 74 06

Introduction

Les équations non-linéaires qui régissent les écoulements instationnaires à surface libre des fluides pesants parfaits peuvent être résolues par la méthode dite Mixte Euler Lagrange proposée par Longuet-Higgins (1976). Cette méthode a été initialement introduite pour étudier la déformation des solutions périodiques en espace des équations non-linéaires de surface libre dans le domaine du temps. On a pu alors simuler l'évolution des ondes de gravité fortement cambrées jusqu'au déferlement. La méthode MEL a été appliquée par la suite à la modélisation de l'interaction de ces ondes avec des corps fixes ou en mouvement [Greenhow & al.(1982), Lin (1984)]. En tridimensionnel, les volumes et temps de calculs sont encore trop lourds pour envisager d'autres applications que les configurations à géométrie axisymétrique [Dommermuth & al. (1986)]. Par contre, les codes de calculs de simulation des ondes de gravité bidimensionnelles non-linéaires se sont multipliés ces dernières années, et tendent à devenir de véritables canaux à houle numériques. [Cointe (1989 a,b), Sen & al. (1989)]

C'est dans cet esprit que nous avons développé le code CANAL au Laboratoire d'Hydrodynamique Navale de Nantes. Ce code est capable de simuler la génération d'ondes de gravité dans un canal à partir du repos, leur propagation et leur interaction avec un corps immergé ou perçant la surface libre, ou les deux à la fois. Le but premier était de mettre à la disposition des chercheurs du Laboratoire un outil numérique d'investigation des phénomènes bidimensionnels non-linéaires mettant en jeu la surface libre, de manière à pouvoir mener de front calculs et expériences grâce à notre nouveau canal d'étude (40x1x0.5 m). A plus long terme, nous espérons pouvoir aborder la résolution du problème instationnaire tridimensionnel non-linéaire en unissant nos efforts à ceux de P.Ferrant (1991).

Ce programme de calcul a été validé par comparaison avec les résultats de programmes similaires (SINBAD de R.Cointe - IFP) ou de programmes basés sur la méthode *Marker And Cell* (MACCUVE de J.P.Cordonnier - LHN).

Dans la présente communication nous présentons des exemples d'applications susceptibles d'illustrer l'efficacité de la méthode MEL. Les trois problèmes présentés ici sont généralement résolus par des méthodes fondées sur la dégénérescence des équations de surface libre sous certaines hypothèses de petites perturbations. Le code CANAL va nous permettre d'obtenir les solutions de ces problèmes instationnaires non-linéaire sans avoir recours à ces hypothèses.

Formulation et méthode de résolution

Les hypothèses consenties sont celles qui permettent d'aborder cette simulation dans le cadre des écoulements de fluides pesants à surface libre dérivant d'un potentiel des vitesses. Ainsi nous supposons que le fluide est parfait et incompressible, que l'écoulement est irrotationnel, que le fluide est au repos à l'instant initial, que la pression atmosphérique est constante (et sert ici de pression de référence).

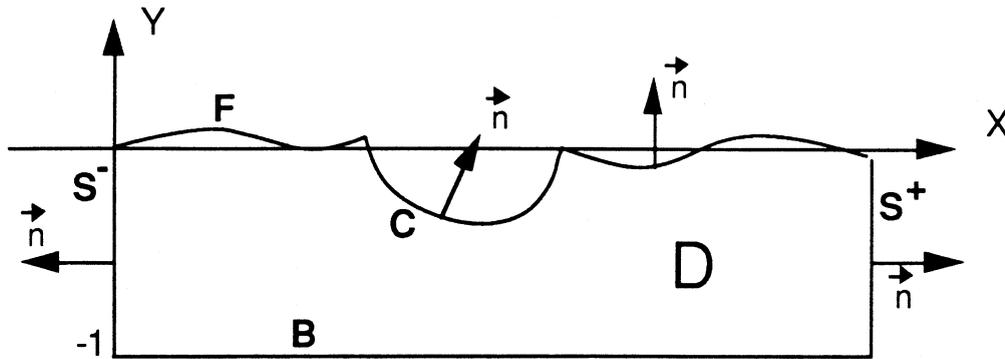


FIGURE 1 : Domaine géométrique - notations

Soit $\Phi(M,t)$ le potentiel des vitesses, on a:

$$\vec{V}(M,t) = \vec{\text{Grad}} \Phi(M,t) \quad (1)$$

$\Phi(M,t)$ étant la solution du problème initial-aux limites suivant:

$$\Delta \Phi(M,t) = 0 \quad M \in D, t \geq 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n}(M,t) = \vec{V} \cdot \vec{n}(M,t) \quad M \in C \cup S^+ \cup S^- \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n}(M,t) = 0 \quad M \in B \quad (4)$$

$$M(X,Y) \in F \quad \begin{cases} \frac{DX}{Dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial X} \\ \frac{DY}{Dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial Y} \\ \frac{D\Phi}{Dt} = -Y + \frac{1}{2}(\vec{\text{Grad}}\Phi)^2 \end{cases} \quad (5)$$

Ce problème est résolu par une méthode de type Mixte-Euler-Lagrange, ou méthode MEL, dont le principe est le suivant:

Le temps est discrétisé en intervalles de durée Δt non nécessairement constante si la méthode d'intégration de (5) le permet. Supposons qu'à un instant donné soient connus:

- la géométrie du domaine fluide
- le potentiel sur la surface libre (F)
- la vitesse normale sur les surfaces solides (C, S+, S-).

Le problème aux limites (2),(3),(4), peut alors recevoir la formulation intégrale suivante:

$$\alpha \Phi(M) = \int_{\partial D} \left[\Phi(M') \frac{\partial}{\partial n'} G(M, M') - G(M, M') \frac{\partial}{\partial n'} \Phi(M') \right] d\ell' \quad M \in \partial D \quad (6)$$

avec

$$G(M, M') = \text{Log} |MM'| = \Re [\text{Log}(Z-Z')] \quad (7)$$

la fonction de Green dite *source de Rankine* du problème bidimensionnel. Les conditions aux limites de Neumann sur les surfaces solides et de Dirichlet sur

la surface libre réduisent (6) à une équation intégrale de Fredholm de première ou de seconde espèce selon la localisation du point de contrôle.

$$\int_{S^+, S^-, C} \Phi \frac{\partial G}{\partial n} dl - \int_F G \frac{\partial \Phi}{\partial n} dl = \alpha \Phi + \int_{S^+, S^-, C} G \frac{\partial \Phi}{\partial n} dl - \int_F \Phi \frac{\partial G}{\partial n} dl \quad (8)$$

La résolution de (8) se fait de manière classique par approximation du bord du domaine fluide par un polygone, les distributions de sources et de doublets étant elles mêmes approchées par des fonctions linéaires sur les segments. Les points de contrôle sont les noeuds du maillage, extrémités des segments de discrétisation, et non le milieu des segments comme dans les méthodes utilisant des fonctions constantes sur les segments. La résolution du système linéaire résultant de cette discrétisation de (8) donne accès au potentiel sur les surfaces solides, et à la vitesse normale sur la surface libre. Le potentiel étant désormais connu sur toutes les frontières de D , la vitesse tangentielle est calculée par différenciation numérique.

On peut alors évaluer les seconds membres des équations différentielles (5) et donc procéder à leur intégration par un schéma classique du type *Runge-Kutta 4^{ème} ordre*. On connaît alors au pas de temps suivant: la nouvelle géométrie du domaine fluide et la trace du potentiel sur la surface libre. Les vitesses normales des surfaces matérielles étant données par ailleurs, on peut avancer d'un pas de temps et itérer.

L'histoire de l'écoulement, connue par l'intermédiaire de la vitesse, de la position des limitantes du domaine fluide et de la trace du potentiel sur ces surfaces, est stockée sur disque. Un post-traitement permet de calculer après coup à partir de ces résultats primaires toutes les grandeurs particulières intéressant l'utilisateur qui peuvent s'en déduire (pressions, efforts, énergie,...).

Caractéristiques de la version actuelle du code CANAL

Le programme de calcul que nous avons mis au point à partir de cette formulation présente un certain nombre d'options que nous pouvons résumer comme suit:

Tout d'abord, on peut modéliser:

- un canal sans obstacle,
- un canal avec un corps perçant la surface libre,
- un canal avec un corps immergé,
- la combinaison des deux précédentes configurations.

La géométrie des corps ainsi disposés dans le canal est donnée par l'utilisateur sous la forme d'équations paramétriques $X(p), Y(p)$ $0 < p < 1$. Ces obstacles peuvent être fixes, ou animés d'une vitesse donnée par l'utilisateur (mouvement forcé).

On notera que, pour le moment, le fond du canal est plan, horizontal et fixe. On pourra envisager ultérieurement des versions avec fond non-plan et/ou mobile.

Les parois qui ferment le canal sont des plans verticaux. De la même manière, l'extension à des cas de parois différentes ne posera pas de problème théorique. Ces parois sont les générateurs de houle du bassin numérique. L'utilisateur

doit spécifier dans des sous-programmes les lois de vitesse de ces générateurs en fonction du temps.

Diffraction d'un soliton par un cylindre immergé

Le logiciel CANAL est utilisé ici pour simuler le passage d'une onde solitaire sur un obstacle immergé fixe. Le problème voisin du passage sur une déformation isolée du fond a déjà été examiné théoriquement dans l'hypothèse de faible profondeur d'eau (*shallow water theory*) par Seabra-Santos & al. (1987) dans le cas d'un obstacle triangulaire, et plus récemment par une approche numérique du même type que la nôtre par Cooker & al. (1990) dans le cas d'une bosse semi-circulaire. Par contre, nous n'avons trouvé aucun résultat sur le problème de l'interaction soliton/corps immergé, ni sur l'interaction soliton/corps émergent.

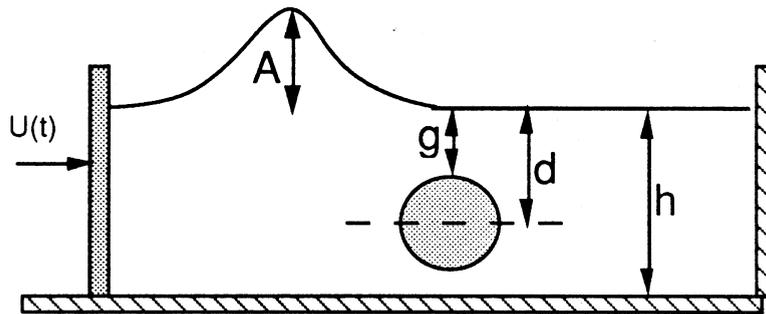


FIGURE 2: passage d'un soliton sur un cylindre circulaire

La génération d'un soliton par le programme CANAL se fait, comme en bassin physique, en imposant à un des murs le mouvement approprié. La loi de vitesse adoptée ici est déduite de la solution classique de l'onde solitaire dans l'approximation des théories d'eau peu profonde. L'élévation de surface libre est donnée par:

$$\eta = A \operatorname{sech}^2 \left[\sqrt{\frac{3A}{4(1+A)}} (X + X_0 - Ct) \right] \quad (9)$$

et la vitesse de propagation par:

$$C = \sqrt{1+A} \quad (10)$$

Dans ces approximations, la vitesse horizontale de toutes les particules à une abscisse donnée est liée à la déformation de surface libre par:

$$U(t) = \frac{C \eta(t)}{1 + \eta(t)} \quad (11)$$

La génération d'un soliton par le programme CANAL ne nécessite donc que le choix de l'amplitude réduite A et de X_0 . Cette dernière variable correspond au retard à l'origine des temps, ce qui revient à dire que le sommet du soliton se trouve à $X = -X_0$ à $t=0$.

Nous avons procédé à trois simulations de ce type pour un cylindre de section circulaire comme sur le schéma ci-dessus; dans ces trois calculs, seule la cote du centre du cylindre circulaire d et donc la profondeur d'immersion g ont varié.

Les paramètres de ces trois simulations sont les suivant:

- amplitude du soliton:	$A = 0.5h$
- diamètre du cylindre:	$D = 0.5h$
- cote du centre	$d = 0.5h ; 0.4h ; 0.3h$
- profondeur d'immersion	$g = 0.25h ; 0.15h ; 0.05h$
- longueur du bassin	$L = 20h$
- nombre de segments	$N \approx 260$ (approx)

Sur la figure 3, nous avons reporté l'histoire de la surface libre en fonction du temps (celui-ci est croissant du bas vers le haut; l'onde solitaire se déplaçant de gauche à droite) pour le cas $d=0.5h$. Le rapport des échelles verticales et horizontales sur cette figure est de 4.125. La section du cylindre circulaire y apparait donc comme une ellipse.

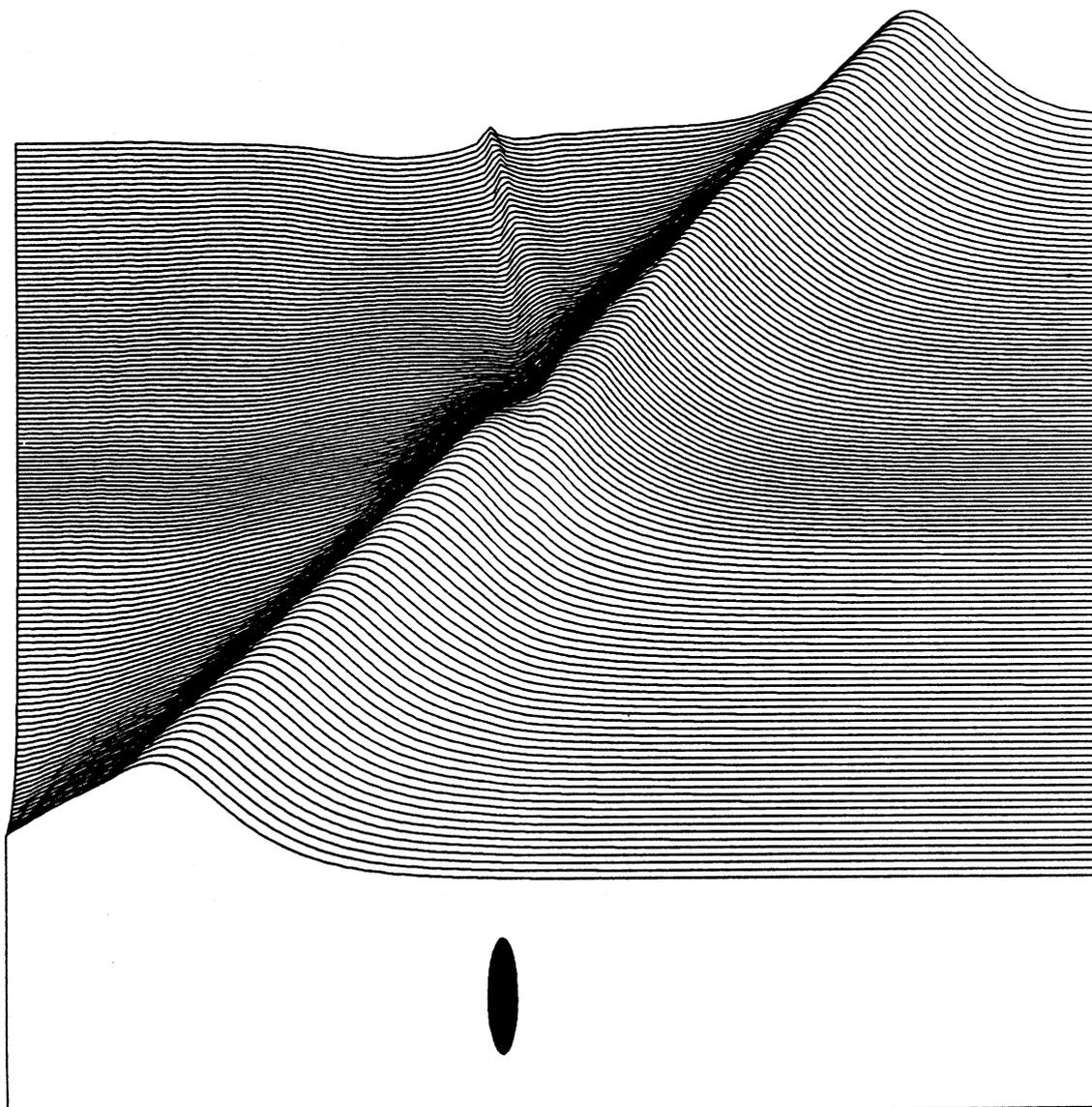


FIGURE 3: Passage d'un soliton sur un cylindre circulaire fixe

Dans les trois cas on observe le phénomène suivant: Avant que la crête du soliton incident n'arrive à l'aplomb du cylindre, il se forme sur sa face avant une ondulation secondaire qui va en s'amplifiant. Quand on arrive au voisinage de l'obstacle, la crête du soliton incident s'affaisse et la crête secondaire semble prendre le relais pour donner naissance au soliton transmis qui va continuer à

se propager au delà de l'obstacle. Certains auteurs (Cooker 1990) parlent d'*échange de crête* entre solitons incident et transmis.

En même temps que ce phénomène d'échange de crêtes on observe l'émission, en avant du cylindre, d'une onde secondaire qui se propage à très faible vitesse dans la direction opposée du soliton incident. Cette onde se cambre en se propageant et finit par déferler vers l'arrière juste au dessus de l'obstacle. Le même phénomène dit de *backwards breaking* a été observé par Cooker & al. dans leur simulation numérique, et confirmé expérimentalement par Losada dans le cas où l'obstacle est une bosse semi-circulaire sur le fond.

Les trois simulations présentées ici ont été stoppées d'elles mêmes par la divergence du code au moment du "déferlement numérique". Il est à noter que ce déferlement de l'onde rétrograde ne s'accompagne pas d'une concentration des marqueurs lagrangiens au niveau de la crête, comme c'est généralement le cas dans les déferlements sans interaction avec un obstacle. Nous n'avons pas d'explication de ce fait dont une des conséquences est l'apparition d'instabilités numériques du fait de l'augmentation de la courbure de la surface libre sans raccourcissement des segments censés l'approximer.

Le phénomène est le même pour les cas où l'immersion du cylindre est plus faible ($d=0.4h$, $d=0.3h$), mais il est d'autant plus marqué que la profondeur d'immersion g est plus faible. Pour $d=0.3h$ et $g=0.05h$, le déferlement se produit juste au dessus du cylindre au moment où les deux sommets s'y croisent.

Sur la figure 4 , nous avons tracé pour chaque valeur de l'immersion:

- la trajectoire de la crête dans le plan (X,T). On entend ici par crête le point le plus élevé du plan d'eau à un instant donné, sans chercher à identifier à quelle onde il appartient au cas où plusieurs ondes existent dans le canal.
- les composantes horizontale et verticale des efforts hydrodynamiques. Le cylindre restant constamment immergé, nous avons soustrait de la composante verticale totale la composante constante d'origine hydrostatique.

Les courbes représentant la trajectoire des sommets présentent des parties rectilignes dont la pente est égale à la vitesse de propagation des ondes solitaires. Ces vitesses, supérieures à la vitesse limite de propagation en théorie linéaire, sont en bon accord avec les prédictions des modèles *shallow water*. On constate clairement une discontinuité de ces courbes au passage au dessus du cylindre dont le centre est à l'abscisse $x=10$. Cette discontinuité illustre bien le phénomène d'échange de crête entre deux solitons distincts, chacun ayant sa propre trajectoire rectiligne dans le plan (X,T).

Sur les deux autres courbes, on peut remarquer que la composante horizontale des efforts hydrodynamiques change de signe après le passage de la crête. Ce changement de signe n'était pas prévisible d'une façon évidente puisqu'on sait que le champ de vitesses sous le soliton est uniforme et constamment orienté dans le sens de propagation. Mais ce qui est encore plus remarquable c'est que ce changement de signe a lieu très exactement au moment où les deux crêtes sont à l'aplomb du cylindre (*i.e* à l'instant du saut sur la courbe supérieure). Comme on peut l'observer sur les courbes, ceci s'est reproduit dans les trois cas que nous avons simulés. Nous n'avons pas d'explication de ce phénomène, ni de point de comparaison dans la littérature. Il serait très intéressant de pouvoir confirmer ces résultats par des essais en canal.

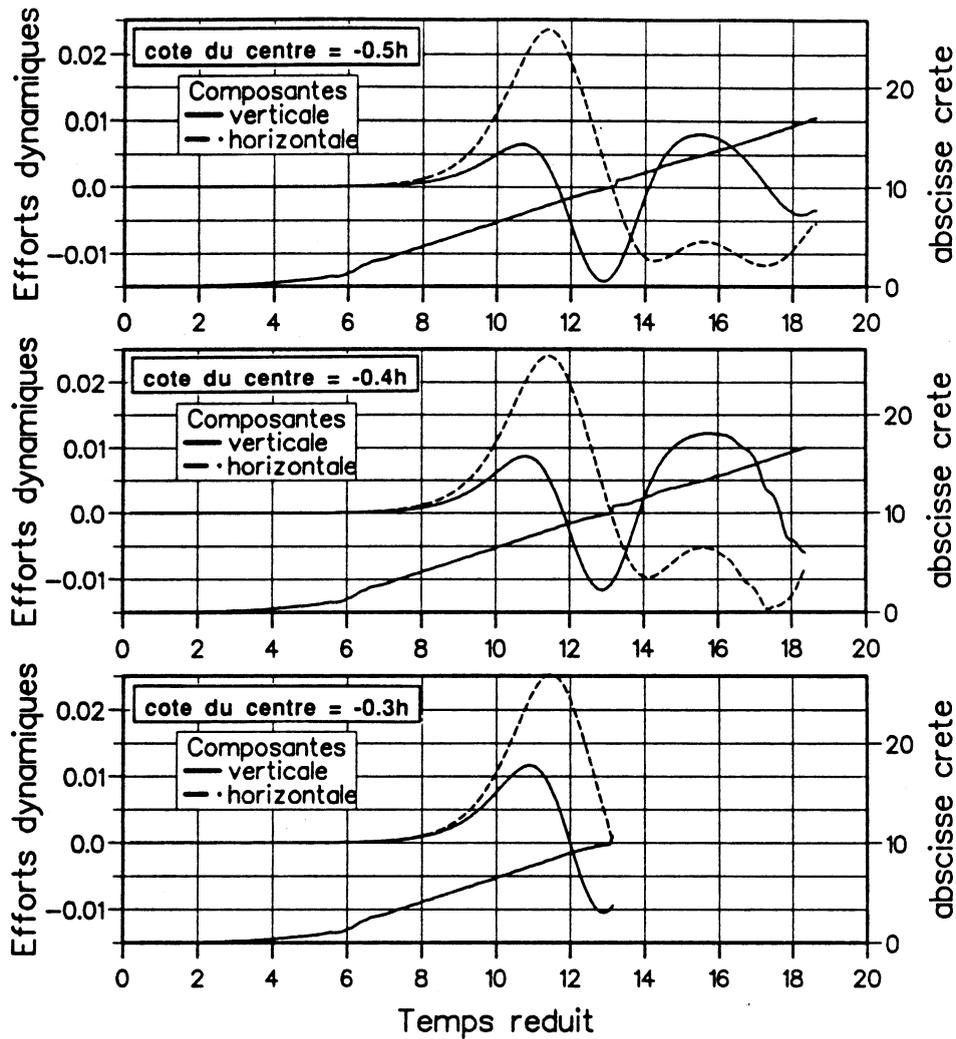


FIGURE 4: Efforts hydrodynamiques sur le cylindre

Diffraction d'un soliton par un cylindre émergent

En utilisant la même méthode nous avons également simulé la diffraction d'une onde solitaire par un obstacle fixe perçant la surface libre. Cet obstacle constitué d'un fond elliptique et de bordés verticaux (fig. 5, contour ABCDE) représente schématiquement une section de navire.

L'onde solitaire est générée comme précédemment [cf. (9), (10), (11)]. L'amplitude par contre a été prise plus faible

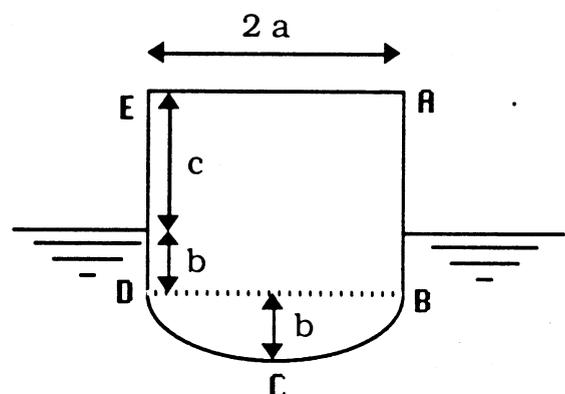


FIGURE 5: corps perçant la surface libre

Les paramètres de ce cas test sont les suivants :

- amplitude du soliton $A=0.25h$
- demi largeur $a=0.4h$
- demi petit axe $b=0.2h$

- tirant d'air

$$c=0.7h$$

La figure 6 ci-dessous reproduit l'histoire de l'élévation de surface libre en fonction du temps ; celui-ci étant croissant du bas vers le haut comme précédemment.

On assiste à un phénomène curieux et inattendu. Tout d'abord, à mesure que le soliton approche du cylindre, son amplitude augmente et on assiste à un phénomène de même nature que le *run-up* lors de la réflexion totale sur un mur ; on atteint ici une élévation maximale de 0.425 pour un soliton incident de 0.25, soit un facteur d'amplification de 1.7, alors que ce facteur dépasse 2. pour une réflexion totale.

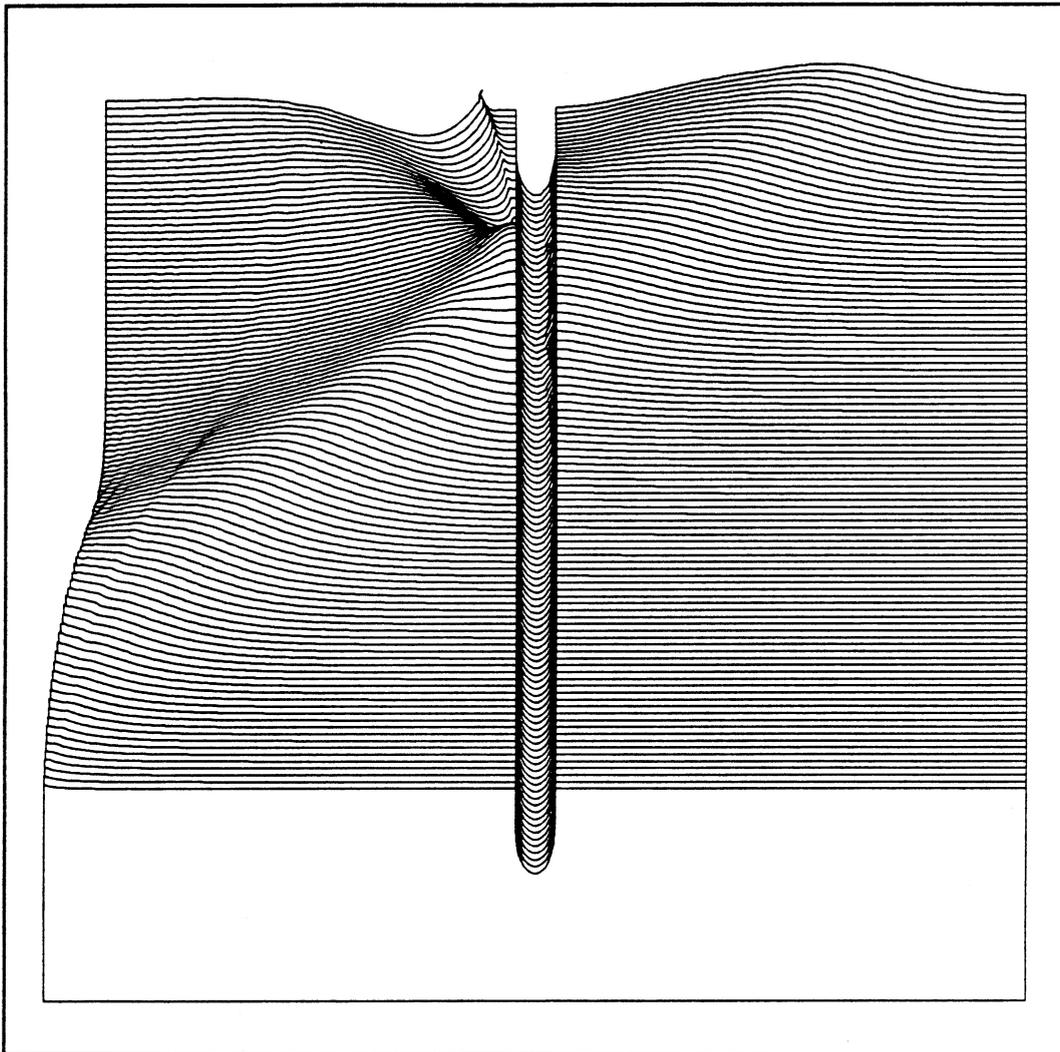


FIGURE 6: Diffraction d'un soliton par un corps fixe émergeant

Ensuite l'onde incidente se scinde en deux systèmes d'ondes :

- du côté aval (transmis), une onde solitaire d'amplitude plus faible se reforme après un certain retard (comme dans le cas de la réflexion sur le mur) dans le plan (X,T).
- du côté amont (incident), l'onde réfléchie est une dépression de surface libre qui va en s'élargissant dans le temps. Le bord aval de cette dépression présente une petite vague qui elle, par contre, se cambre

de plus en plus et finit par déferler vers l'arrière (*backward breaking*) comme dans le cas de l'obstacle immergé. A l'arrière de ce système d'ondes rétrogrades, entre la crête et le bordé amont du cylindre, la surface libre est complètement au repos et au niveau zéro.

Finalement, c'est le "déferlement" numérique de cette petite crête qui provoque l'arrêt de la simulation.

Nous n'avons pas trouvé de point de comparaison dans la littérature, ni au plan numérique, ni au plan expérimental. Une étude plus poussée dans ces deux directions permettrait de déterminer les paramètres qui influent sur ce phénomène. En effet, on conçoit bien intuitivement que plus on va enfoncer le cylindre, plus on va se rapprocher du cas de la réflexion sur un mur vertical pour lequel le phénomène est complètement différent. On devrait donc assister, pour une valeur à déterminer de l'enfoncement, à un changement complet du type de l'écoulement après le *run-up*.

La rupture de barrage

Deux plans d'eau au repos de tirants d'eau différents sont initialement séparés et maintenus à l'équilibre par une surface matérielle infiniment fine. A $t=0$, ce "barrage" disparaît. Dans la présente application, nous avons introduit un paramètre supplémentaire qui est l'angle formé par le barrage avec la verticale. En théorie linéarisée, la solution de ce problème dit : *de Riemann*, consiste en un train d'ondes dispersives allant en s'épanouissant du fait de son contenu très riche en harmoniques. En théorie non-linéaire, les choses sont différentes et l'écoulement évolue le plus souvent vers le déferlement. Là encore, un travail exploratoire devra être mené à l'aide de logiciels comme celui que nous présentons et avec des confrontations systématiques à l'expérience, pour cerner l'évolution du phénomène physique (*i.e* non-linéaire) en fonction des paramètres du problème: différence des niveaux, profondeur d'eau, angle du barrage. Les temps de calcul actuels sont encore malheureusement trop importants pour envisager un tel balayage du domaine des paramètres.

A titre d'exemple, nous ne présentons ici qu'un cas d'évolution menant directement au déferlement. Les conditions initiales sont les suivantes: la différence des niveaux est égale à 0.2 fois la plus haute des hauteurs d'eau. Le barrage est incliné à 45° ; la longueur du bassin est égale à 2 fois la plus forte hauteur d'eau.

La figure 7, produite par le post-processeur graphique du logiciel CANAL, représente l'évolution dans le temps de la surface libre. Sur cette figure le temps réduit: $t.(g/h)^{1/2}$ apparaît comme le deuxième axe horizontal du trièdre d'espace; ainsi, l'évolution dans le temps d'un problème bidimensionnel peut être avantageusement représentée par un volume. La frontière de ce volume peut être colorée pour représenter l'évolution d'un champ scalaire sur les bords du domaine fluide (potentiel, composantes des vitesses, pression,...). Sur la figure 7, c'est la composante normale de la vitesses du fluide qui est représentée par l'échelle de couleurs.

On observe que dès le début, le fluide subit au pied de l'ouvrage une forte accélération verticale avec formation d'une vague qui évolue rapidement vers un déferlement de type *plongeant*, alors que l'affaissement du sommet est beau-

CANAL 1.1

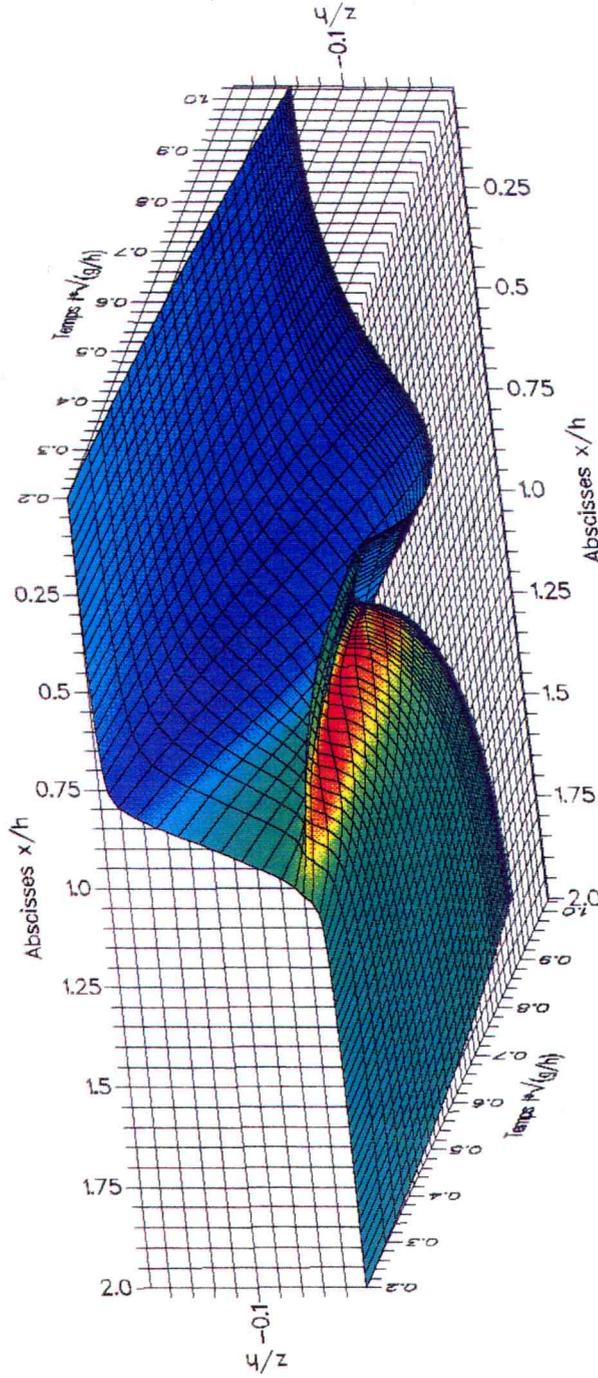
" DAM BREAKING "
 HAUTEUR DU PAS: 0.2
 HAUTEUR MAXI: 1.0
 INTEGRATEUR: RUNGE
 KUTTA COMPLET
 PAS DE TEMPS
 ADAPTATIF
 > > >
 >VAX8700

VIT	NORMALES
	0.5100
	0.5000
	0.4400
	0.4400
	0.3600
	0.3200
	0.3200
	0.2600
	0.2000
	0.1400
	0.0800
	0.0200
	-0.0400
	-0.1000
	-0.1600
	< -0.1600

DEFORMATION DES SURFACES ET EVOLUTION DES VITESSES NORMALES PENDANT LA SIMULATION



C.N.R.S.
 URA 1217



XOEIL=10.00
 YOEIL=20.00
 ZOEIL=5.00

FIGURE 7: rupture de barrage

PAGE INTENTIONNELLEMENT LAISSEE BLANCHE

(Verso image couleur)

coup moins brutal. Sur cette figure, on peut également se rendre compte du processus d'adaptation dynamique du pas de temps par le resserrement progressif des lignes *isotemps* sur la surface. La simulation s'arrête à $t.(g/h)^{1/2} = 1.22$, juste avant le déferlement de la vague qui a alors pratiquement atteint le niveau du plan d'eau supérieur.

Le champ de vagues d'un navire mince.

Cette méthode de calcul du champ de vagues accompagnant un navire mince en route à vitesse constante en eau calme, proposée par Ogilvie en 1972, a été reprise récemment par Fritts & al. (1988). La méthode consiste à modéliser l'écoulement instationnaire engendré dans un plan fixe perpendiculaire à l'axe par l'évolution de la section du navire quand il passe à vitesse constante à travers ce plan. Cette méthode, baptisée 2-1/2D dans la littérature, s'apparente à une "méthode des tranches instationnaire". Le découplage des écoulements longitudinaux et transversaux s'appuie sur l'hypothèse du navire mince. Ainsi, dans le plan transversal, on est ramené au problème de la génération des vagues par un batteur de houle dont la déformation est donnée par l'évolution de la section du navire dans le repère fixe.

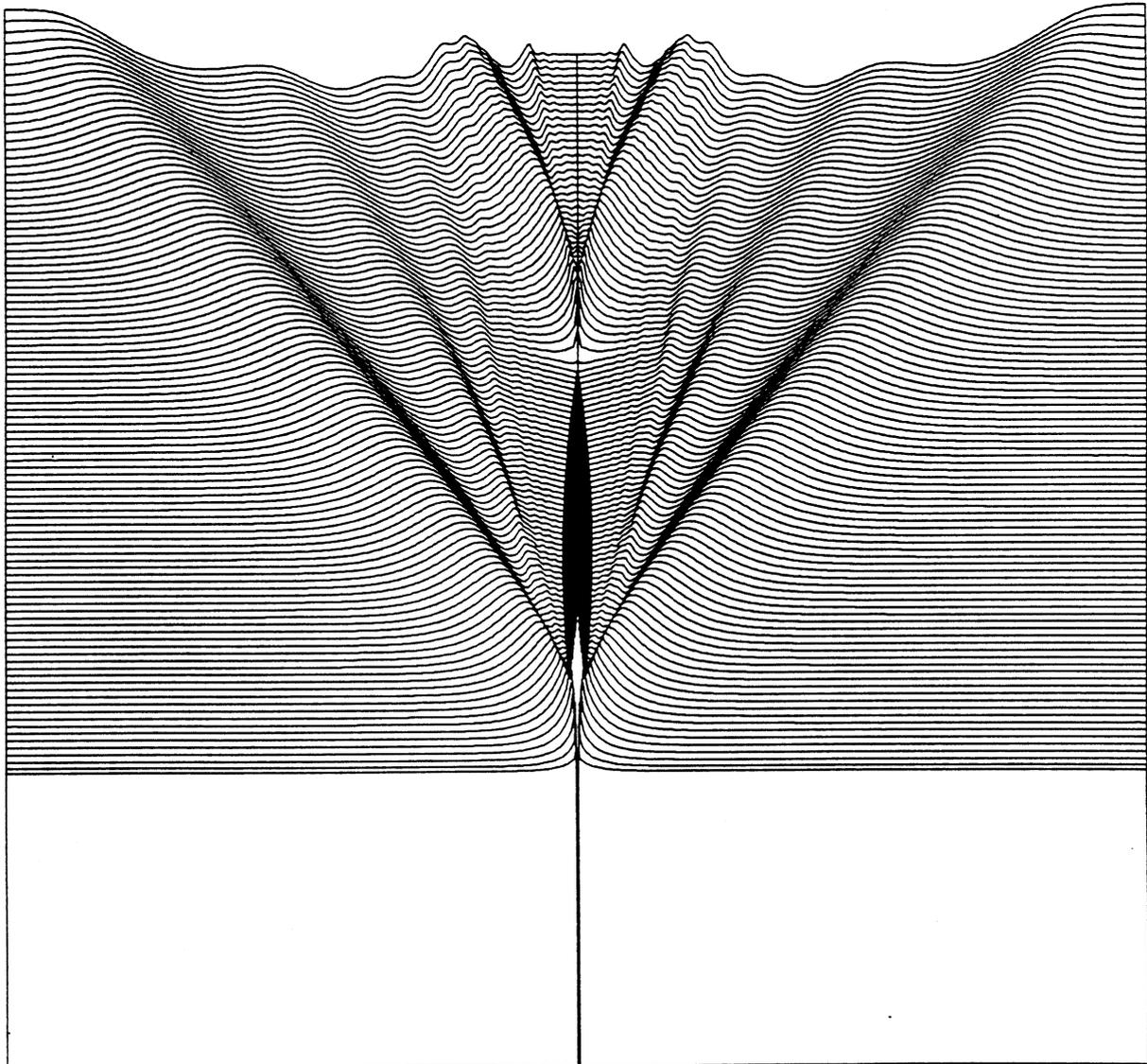


FIGURE 8: Champ de vagues d'un *mat Wigley* à $Fr=0.25$

Dans l'exemple ci-dessus, nous avons utilisé notre code pour calculer par cette méthode le champ de vagues créé par une carène amphidrome à parois verticales et flottaison parabolique de longueur $L=10.$, de largeur $B=1.$ (autrement dit : *un mat Wigley*) pour un nombre de Froude rapporté à la longueur égal à 0.25.

La figure 8 présente une vue du champ de vagues accompagnant la carène ; le domaine de calcul a été prolongé par symétrie autour du plan médian de la carène, et les élévations ont été amplifiées pour améliorer la lisibilité. Au premier examen, ces résultats semblent qualitativement corrects ; malheureusement, ils sont encore loin de représenter fidèlement les déformations observées expérimentalement, ou calculées par des codes de calcul dédiés à la résistance de vague comme nous l'ont montré les comparaisons que nous avons faites avec le code REVA développé au LHN [Maisonneuve (1989)].

Cet écart est principalement lié à l'hypothèse qui consiste à négliger la vitesse longitudinale de perturbation devant la vitesse d'avance. En effet, cette hypothèse n'est pas vérifiée partout d'une façon homogène, et pas du tout au voisinage des extrémités où les effets non-linéaires sont importants. Seule une méthode prenant en compte le couplage de l'écoulement longitudinal et de l'écoulement transversal pourra apporter des améliorations significatives. De tels développements seront possibles à partir du code existant.

Conclusion.

Ces quelques applications nous ont montré qu'une description relativement fine des écoulements instationnaires à surface libre peut être obtenue par cette méthode. Des configurations fortement non-linéaires peuvent être modélisées tant que le déferlement n'est pas atteint. Un grand nombre de problèmes qui n'avaient été résolus jusqu'ici que par une approche entièrement linéarisée, ou dans le cadre d'hypothèses restrictives vont pouvoir être réexaminés par cette méthode (rupture de barrage, interaction soliton/corps complexe,...). Des essais numériques systématiques sur des cas physiques simples permettront de déterminer l'influence des paramètres sur la phénoménologie. Dans ce cas, les expériences en canal physique, toujours nécessaires au recalage des codes de calcul, pourront être moins nombreuses. Néanmoins, de nombreux problèmes restent à résoudre avant de prétendre disposer d'un véritable bassin d'essais numérique (mouvements libres de flotteurs, absorption des ondes sortantes,...).

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

R.COINTE: *Calcul des efforts hydrodynamiques sur un cylindre horizontal* 2^{èmes} Journées de l'Hydrodynamique, Nantes, (1989).

R.COINTE: *Quelques aspects de la simulation numérique d'un canal à houle*. Thèse ENPC Paris (1989).

M.S.COOKER, D.H.PEREGRINE, C.VIDAL, J.W DOLD: *The interaction between a solitary wave and a submerged semicircular cylinder*. J. Fluid Mech. 215 pp1-22 (1990).

M.S.COOKER, D.H.PEREGRINE, C.VIDAL: *Experiments and computations of solitary waves action on a submerged obstacle*. 4th Workshop Water Waves Float. Bodies. Oystese, (1989)

D.G DOMMERMUTH, D.K.YUE: *Study of nonlinear axisymmetric body wave interaction*. 16th Symp. Nav. Hydrod. Berkeley (1986)

P. FERRANT: *Simulation numérique d'écoulements instationnaires tridimensionnels à surface libre*. 3^{èmes} Journées de l'Hydrodynamique, Grenoble, (1991).

M.J.FRITTS, M.J.MEINHOLD, C.H.von KERCZEK: *The calculation of nonlinear bow waves*. 17^{ème} O.N.R La Hague (1988)

M.GREENHOW, T.VINJE, P.BREVIG, J.TAYLOR: *A theoretical and experimental study of the capsizing of a Salter's duck in extreme waves*. J. Fluid Mech. Vol. 118 (1982)

W.M.LIN: *Nonlinear motion of the free surface near a moving body*. Phd thesis M.I.T (1984)

M.S.LONGUET HIGGINS, E.D.COKELET: *The deformation of steep surface waves on water: I- A numerical method of computation*. Proc Roy. Soc. Londres A350 (1976)

J.J MAISONNEUVE: *Résolution du problème de la résistance de vagues des navires par une méthode de singularités de Rankine*. Thèse- ENSM. Nantes (1989)

F.J SEABRA-SANTOS, D.P RENOARD, A.M TEMPERVILLE: *Numerical and experimental study of the transformation of a solitary wave over a shelf or an isolated obstacle* J. Fluid Mech., Vol. 176, pp 117-134, (1987)

D.SEN, J.S.PAWLOWSKI, J.LEVER, M.J.HINCHEY: *Two dimensional modelling of large motions of bodies in waves*. 5th Int. Conf. Num. Ship Hydrod. Hiroshima (1989).