

7<sup>e</sup> JOURNEES DE L'HYDRODYNAMIQUE

MARSEILLE - 8, 9, 10 MARS 1999

## Un critère de déferlement pour la simulation numérique de l'écoulement d'un fluide visqueux

Bertrand Alessandrini, Gérard Delhommeau

*L.M.F., Division Hydrodynamique Navale*

*Ecole Centrale de Nantes, BP 92101, 44321 Nantes Cedex 3*

*Tel : 02 40 37 25 96, Fax : 02 40 37 25 23, Email : Bertrand.Alessandrini@ec-nantes.fr*

### Résumé

Le déferlement de la surface libre est aujourd'hui un des problèmes limitant la simulation numérique des écoulements autour de carènes de navires. La solution proposée ici consiste en l'introduction d'un modèle de déferlement susceptible de détecter l'apparition du déferlement et d'absorber une énergie juste suffisante pour le supprimer. Ce modèle permet d'améliorer sensiblement la robustesse d'un logiciel de résolution des équations de Navier-Stokes mais est également applicable pour des modélisations fondées sur l'hypothèse d'un écoulement potentiel. L'article présente la validation du modèle pour une carène de Série 60  $C_b = 0.6$ .

### Summary

Free surface breaking is today one of the most important problems concerning flow simulations past ship hulls. The solution presented here consists in introducing a wave breaking model allowing detection and absorption of breaking energy in order to eliminate it. This model allows to significantly improve the robustness of Navier-Stokes solver and is useful for perfect flows based on potential theory too. Model validation on Series 60  $C_b = 0.6$  is presented on this paper.

## 1 Introduction

Un des problèmes majeurs pour la simulation numérique de l'écoulement d'un fluide autour d'une carène de navire concerne, dès l'instant où l'on s'affranchit de l'hypothèse de linéarité, le déferlement de la surface libre. L'objectif de la présente étude consiste en la mise au point d'un modèle permettant la détection des zones contaminées par le déferlement autour d'un corps flottant ainsi que la poursuite de la simulation après le déferlement.

Aujourd'hui la résolution d'un problème à surface libre pour un fluide visqueux régi par les équations de Navier-Stokes, cadre de cette étude, est classiquement effectuée suivant deux techniques fort distinctes.

La première méthode s'appuie sur un maillage fixe de l'ensemble des espaces liquide et gazeux. La surface libre n'est pas représentée par une surface du maillage mais calculée, schématiquement, soit par une méthode lagrangienne de suivi de particules (TUMMAC) soit en repérant les iso-valeurs d'une fonction densité convectée sur l'ensemble du maillage [17]. Cette méthode s'avère tout à fait capable de représenter et de calculer des formes de surface libre complexes après le déferlement. Cependant la validité des résultats dans le cas de l'écoulement tridimensionnel autour d'une carène de navire n'a pas encore été clairement établi même dans le cas d'un écoulement non déferlant.

Une seconde approche, plus précise, est fondée sur l'intégration des équations de Navier-Stokes dans le domaine fluide uniquement. Ainsi, le maillage utilisé se déforme en fonction du temps de façon à s'adapter à chaque instant à la nouvelle forme de surface libre [1], [2]. Malheureusement, dans ce cas, les singularités numériques apparaissant au moment du déferlement ainsi que l'impossibilité de définir un maillage limitent cette méthode au calcul d'écoulements ne présentant pas de déferlement.

Cette limitation qui s'avère en pratique très contraignante, interdisait jusqu'à maintenant l'utilisation d'un maillage adaptatif pour la simulation de l'écoulement autour de navire rapide (nombre de Froude élevé), en incidence ou en giration [3], [4], [5], [6], [7].

Le but de la présente étude consiste en la mise au point d'un critère de déferlement local adapté aux méthodes de résolutions des équations de Navier-Stokes sur un maillage adaptatif du domaine fluide (mais transposable dans un cadre plus général, pour les simulations fondées sur la théorie de l'écoulement potentiel par exemple) et permettant d'accroître notablement la robustesse et le domaine de validité du code de calcul.

Le critère de déferlement étudié se décompose en une étape de détection des zones de la surface libre susceptibles de déferler (critère de détection) et une étape de dissipation appliquée uniquement sur les régions sélectionnées par le critère de détection (modèle de dissipation).

Le critère de détection proposé dans cet article est une généralisation du critère proposée par Nadaoka en 1997 [18]. Celui-ci proposait de se fonder sur le gradient de pression vertical, nous proposons dans cet article une généralisation du critère utilisant le module du gradient de pression.

Le modèle de dissipation utilisé reste très classique et consiste en l'introduction d'un terme d'amortissement fondé sur le module des vitesses sur la surface libre dans la condition dynamique normale [14].

Les chapitres suivants présentent les grands principes de discrétisation des équations de Navier-Stokes utilisés pour cette étude et proposent une application numérique pour le problème du déferlement de la vague d'étrave d'une carène de navire.

## 2 Hypothèses et équations du problème

Le fluide considéré (l'eau !) est supposé incompressible et Newtonien. L'écoulement turbulent et instationnaire est régi par les équations de Navier-Stokes écrites sous forme convective et moyennées au sens de Reynolds. Un changement de variable classique (transformation partielle) permet l'utilisation des composantes curvilignes  $(\xi^1, \xi^2, \xi^3)$  comme variables indépendantes. L'élévation de surface libre ( $h$ ), les trois composantes cartésiennes de la vitesse ( $u^i$ ) ainsi que la pression ( $p$ ) incluant les effets gravitationnels ( $\rho g x^3$ ) et l'énergie cinétique de la turbulence ( $\frac{2}{3} \rho k$ ) représentent les inconnues dépendantes.

Les équations de transport de la quantité de mouvement dans un référentiel non galiléen lié à la carène s'écrivent :

$$\begin{aligned} u_{,t}^\alpha + (a_i^j (u^i - u_g^i) - \nu_{eff} f^j - a_k^i \nu_{t,i} a_k^j) u_{,j}^\alpha \\ + \frac{1}{\rho} a_\alpha^k p_{,k} - \nu_{eff} g^{ij} u_{,ij}^\alpha - a_k^i \nu_{t,i} a_j^\alpha u_{,j}^k + q^i = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

avec  $a^i$  la base contravariante,  $g^{ij}$  le tenseur métrique contravariant,  $f^i$  la fonction de contrôle de grille et  $u_g^i$  les vitesses de glissement traduisant la déformation du maillage au cours du temps. Les forces d'inertie dues à l'utilisation d'un référentiel non-galiléen sont prises en compte dans le termes  $q^i$ . Pour un navire en translation pure, celles-ci s'écrivent simplement :

$$\begin{cases} q^1 = q_d^1 = U a_{,t} \\ q^2 = q_d^2 = 0 \\ q^3 = q_d^3 = 0 \end{cases} \quad (2)$$

La conservation s'exprime grâce à l'équation de continuité :

$$a_i^j u_{,j}^i = 0 \quad (3)$$

Afin de fermer le système d'équations, le modèle de turbulence  $k - \omega$  proposé par Wilcox, [9], [10], introduisant une dissipation spécifique  $\bar{\omega}$  est implanté sans recours à une quelconque loi de paroi. Les équations de transport de l'énergie cinétique et de la dissipation turbulente s'écrivent comme suit :

$$\begin{aligned} k_{,t} + (a_i^j (u^i - u_g^i) - (\nu + \sigma^* \nu_t) f^j - a_k^i \sigma^* \nu_{t,i} a_k^j) k_{,j} \\ - (\nu + \sigma^* \nu_t) g^{ij} k_{,ij} - Pr + \beta^* \bar{\omega} k = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \bar{\omega}_{,t} + (a_i^j (u^i - u_g^i) - (\nu + \sigma \nu_t) f^j - a_k^i \sigma \nu_{t,i} a_k^j) \bar{\omega}_{,j} \\ - (\nu + \sigma \nu_t) g^{ij} \bar{\omega}_{,ij} - \gamma \bar{\omega} Pr/k + \beta \bar{\omega}^2 = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

avec :

$$\nu_t = \gamma^* \frac{k}{\bar{\omega}} \quad (6)$$

et :

$$\begin{cases} \beta = \frac{3}{40}; \sigma = 0.5; \gamma = \frac{5}{9} \\ \beta^* = 0.09; \sigma^* = 0.5; \gamma^* = 1 \end{cases} \quad (7)$$

Les conditions aux limites de surface libre consistent en une condition cinématique, deux conditions

dynamiques tangentielles et une condition dynamique normale. La condition cinématique découlant directement de l'hypothèse de continuité et traduisant le fait que les particules de la surface libre restent sur la surface libre s'écrit :

$$h_{,i} + \left( b_i^j (u^i - u_g^i) h_{,j} \right)_{(i,j) \in \{1,2\}} - u^3 = 0 \quad (8)$$

Les conditions dynamiques traduisent la continuité des contraintes sur la surface libre. Si la pression est supposée constante au-dessus de la surface libre, la condition dynamique normale s'écrit :

$$p - \rho g h - 2 \frac{\rho \nu_{eff}}{\|a^3\|^2} a_i^3 a_j^3 a_{,k}^k u_{,k} = 0 \quad (9)$$

Les conditions dynamique tangentielles sont écrites sous la forme de deux combinaisons linéaires indépendantes des gradients de vitesses sur la surface libre :

$$a_{\alpha i} g^{j3} u_{,j}^i = 0 \quad (10)$$

### 3 Résolution numérique

La résolution numérique est fondée sur une discrétisation implicite par différences finies au deuxième ordre en temps et en espace. Les inconnues discrètes sont réparties sur un maillage curviligne adapté à chaque itération à la position de la carène et de la surface libre. Les composantes cartésiennes de la vitesse ainsi que les grandeurs relatives à la turbulence (énergie cinétique turbulente, dissipation ...) sont localisées sur les noeuds du maillage. Les inconnues discrètes de pression sont localisées au centre de chaque volume élémentaire et les inconnues d'élévation de surface libre au centre des facettes du maillage de la surface libre.

Les termes de convection sont exprimés à l'aide d'un schéma au second ordre décentré amont faisant intervenir les 13 cellules voisines. Les termes de diffusion nécessitent 7 noeuds pour les dérivées secondes et 12 pour les dérivées croisées alors que le gradient de pression nécessite 8 noeuds pour chacune des trois composantes [1], [2].

La méthode classique de calcul de l'élévation de surface libre utilisant la condition dynamique normale comme une condition de Dirichlet pour la pression et la condition cinématique comme équation de transport de l'élévation de surface libre est à l'origine de nombreuses difficultés numériques liées au mauvais codage de la conservation de la masse sous la surface libre [2]. La solution adoptée ici consiste en l'utilisation d'une méthode totalement couplée pour les inconnues de vitesses, pression et élévation de surface libre [2] nécessitant à chaque itération la résolution exacte du système linéaire discret suivant :

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & 0 \\ M_{21} & M_{22} & 0 & 0 \\ 0 & M_{32} & M_{33} & 0 \\ 0 & 0 & M_{43} & M_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U \\ \tilde{U} \\ P \\ H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} fu \\ f\tilde{u} \\ fp \\ fh \end{pmatrix} \quad (11)$$

( $U$ ) est le vecteur contenant les inconnues discrètes de vitesses. ( $\tilde{U}$ ) est un champ de vitesse purement

convectif utilisé comme inconnue secondaire et permettant de réduire considérablement l'espace mémoire nécessaire. Résoudre le problème couplé sans introduire ce champ secondaire est théoriquement possible mais peu réaliste (surtout en trois dimensions et pour des schémas précis au second ordre). ( $P$ ) et ( $H$ ) représentent respectivement les inconnues discrètes de pression et d'élévation de surface libre.

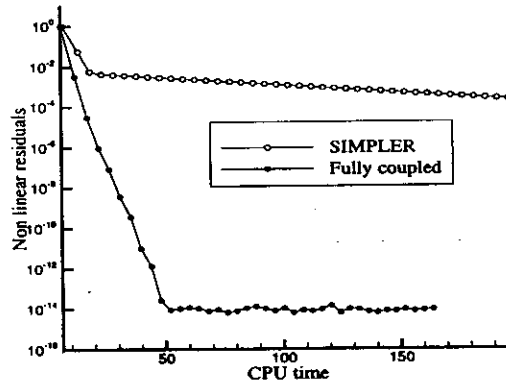


FIG. 1: comparaison entre la méthode totalement couplée et l'algorithme SIMPLER

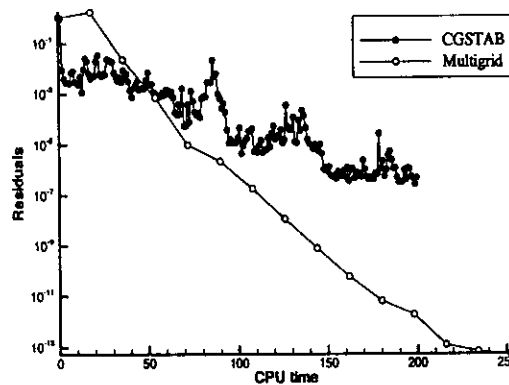


FIG. 2: Comparaison entre les algorithmes CGSTAB et Multigrille

Outre un codage plus rigoureux des conditions aux limites de surface libre, les performances de la méthode couplée sur le taux de convergence du processus itératif non-linéaire s'avèrent très supérieures (figure 1) aux méthodes faiblement couplées classiques (PISO, SIMPLER ...).

Deux méthodes itératives récentes ont été utilisées pour résoudre le système couplé. La première méthode est fondée sur l'algorithme CGSTAB préconditionné par une décomposition LU et la seconde utilise un processus multigrille. L'efficacité de chacune de ces techniques est présentée sur la figure 2.

## 4 Critère de déferlement

### 4.1 Détection du déferlement

L'utilisation du gradient de pression en temps que critère significatif pour la détection du déferlement des vagues est motivé par les constatations suivantes :

- En profondeur infinie, l'angle limite de Stokes (120 degrés) est un critère communément admis. La théorie prévoit alors un gradient de pression vertical  $\frac{\partial P}{\partial z}|_{SL} = -\frac{1}{2}\rho g$ , P représentant la pression totale [20].
- Pour un fluide irrotationnel, la pression minimale est nécessairement localisée sur une frontière et en milieu infini cette frontière est nécessairement la surface libre [19]. La pression sur la surface libre étant supposée constante, cette constante est la pression minimale et par voie de conséquences  $\frac{\partial P}{\partial z}|_{SL} \leq 0$ .

On le voit, selon chacune de ces deux théories, il existe un facteur limitatif du gradient de pression vertical sur la surface libre qui, traduit en terme de pression dynamique, nous donne :

$$\frac{1}{\rho g} \frac{\partial P}{\partial z}|_{SL} \leq \frac{1}{2} \quad (12)$$

pour le critère de Stokes et :

$$\frac{1}{\rho g} \frac{\partial P}{\partial z}|_{SL} \leq 0 \quad (13)$$

pour le critère de Lamb.

Ces considérations incitent à vérifier expérimentalement la pertinence du gradient de pression verticale pour la détection du déferlement. C'est ce qui a été effectué expérimentalement par Nadaoka en 1997 [18] et que nous nous proposons de vérifier numériquement pour le déferlement des vagues d'étrave.

Nadaoka observe le déferlement éventuel d'une onde incidente sur un fond en pente. Si celui-ci se produit, il déduit de la mesure de la hauteur de houle et d'une estimation de la vitesse horizontale sur la surface libre (par la méthode de la fonction de courant de Dean) le gradient de pression vertical.

D'autre part, les mesures de hauteur de surface libre permettent d'accéder au gradient de pression horizontal pour une autre série d'expériences. Les résultats sont reportés sur la figure 3 en fonction du rapport de la hauteur de vague au moment du déferlement et de la profondeur locale.

Il est dommage que les mesures du gradient de pression vertical et horizontal n'aient pas été effectuées sur les mêmes séries et ne correspondent pas aux mêmes valeurs du rapport hauteur de vague sur profondeur. Cependant il semble y avoir corrélation entre les deux composantes du gradient de pression au moment du déferlement et le critère retenu pour les applications numériques sera de la forme :

$$\frac{1}{\rho g} \|\text{grad}(p)\|_{max} = \frac{1}{\rho g} \max\left(\left|\frac{\partial p}{\partial x}\right|, \left|\frac{\partial p}{\partial y}\right|, \left|\frac{\partial p}{\partial z}\right|\right) > c_{grad} \quad (14)$$

Ou  $c_{grad}$  est une constante qui expérimentalement semble s'établir autour de la valeur 0.5.

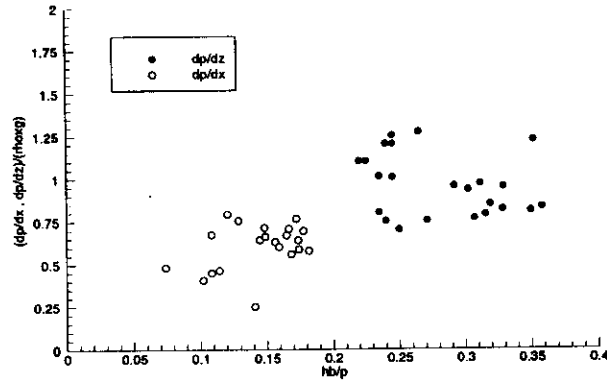


FIG. 3: mesure du gradient de pression au moment du déferlement

## 4.2 Dissipation de l'énergie

Dans l'éventualité où le critère défini ci-dessus détecte un déferlement, l'objectif est de dissiper localement l'énergie du champ de vague de telle sorte que le déferlement soit supprimé sans modifier radicalement l'écoulement dans les régions extérieures au déferlement. De nombreux auteurs se sont intéressés à ce problème en bidimensionnel dans le cadre du déferlement de la houle sur une plage et ont proposé des modèles de dissipation. Nous avons retenu plus particulièrement le modèle étudié entre autres par Subramani en 1998 [14] consistant en une modification de la condition dynamique normale de surface libre [21], [22]. Une pression dissipative (correspondant à un travail négatif à chaque instant) est ainsi ajoutée au second membre de la condition dynamique normale :

$$p - \rho gh - 2 \frac{\rho \nu_{eff}}{\|a^3\|^2} a_i^3 a_j^3 a_k^3 u_{,k} = p_{diss} \quad (15)$$

avec :

$$P_{diss} = -\sigma \rho \|u\|^2 \text{sign}(u \cdot a^2)$$

$a^2$  représentant une normale intérieure au fluide et  $\sigma$  un coefficient déterminé par Subramani [14] et pris égal à 12.5. L'influence de ce paramètre sur les caractéristiques du champ de vagues dans les zones sans déferlement est relativement faible : les calculs effectués avec  $\sigma = 25$  présentent une différence très faible avec ceux pour  $\sigma = 12.5$ [14]. Il va sans dire que la pression de dissipation est ajoutée uniquement lorsque le critère (14) est vérifié.

## 5 Applications numériques

### 5.1 Présentation des calculs

Les premiers tests de comportement du modèle de déferlement ont été effectués sur une carène de Serie 60  $CB = 0.60$  pour un nombre de Froude  $Fr = 0.316$  et un nombre de Reynolds  $Re = 4.5 \cdot 10^6$ . Les calculs ont été effectués sur un maillage relativement grossier comportant 92169 noeuds ( $57 \times 49 \times 33$ ) pour une topologie O-O et adapté à chaque itération à la nouvelle position de la surface libre une concentration de  $2 \cdot 10^{-5}$  à la paroi. L'application numérique simule exactement un essai en bassin de traction comportant une rampe d'accélération durant  $T_{ac} = t_{ac} \times \frac{U_a}{l} = 2.5$  et une phase à vitesse constante constante ( $T_{ac}$  représentant la valeur adimensionnelle de la durée d'accélération  $t_{ac}$  et  $l$  la longueur caractéristique d'adimensionnalisation). Le pas de temps adimensionnel est choisi égal à 0.025.

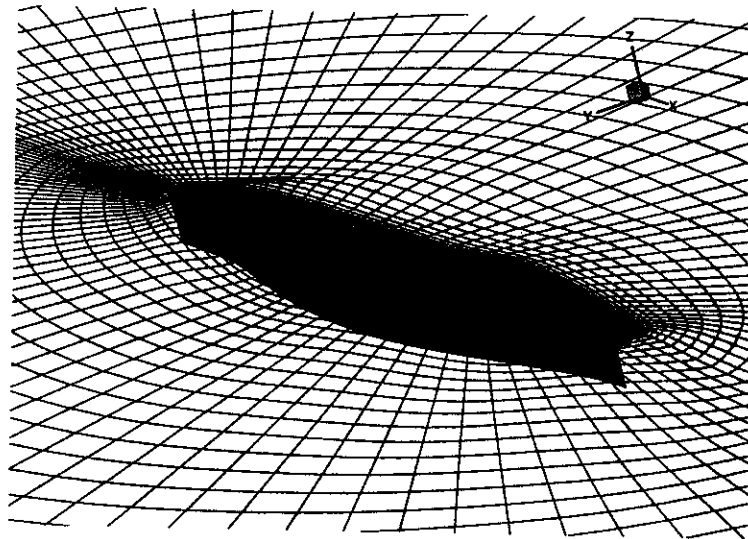


FIG. 4: Maillage du domaine de calcul autour du Serie 60

### 5.2 Apparition du déferlement

Le test utilisé est caractéristique des problèmes rencontrés lors du calcul de l'écoulement autour d'un navire par résolution des équations de Navier-Stokes. Le déferlement est localisé sur une région très peu étendue proche de l'étrave et est pratiquement invisible à l'échelle de la carène. La méthode numérique utilisant la fonction "élévation de surface libre" est incapable de prédire le moindre retournement. Si un déferlement se produit physiquement, une augmentation excessive de la vitesse verticale et de l'élévation de surface libre est observé numériquement, le conditionnement de la matrice du problème couplé augmente dans des proportions telles qu'ils devient quasiment impossible de résoudre le système linéaire associé, la méthode de résolution itérative sature et la solution se dégrade très rapidement pour devenir très rapidement absurde.

La figure 5 représente l'évolution du nombre d'itérations de l'algorithme CGSTAB pour résoudre le système couplé lorsque aucun modèle de déferlement n'est appliqué. On observe au début de la simulation



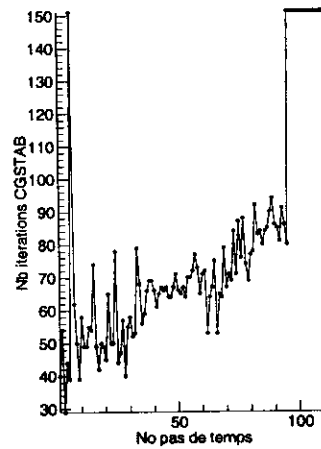


FIG. 5: évolution des itérations CGSTAB lors de la simulation

une croissance modérée du nombre d'itération correspondant au phénomène de mise en accélération et brusquement une croissance rapide et une saturation correspondant à la présence de pentes et de vitesses très importantes sur la surface libre. La solution diverge alors très rapidement.

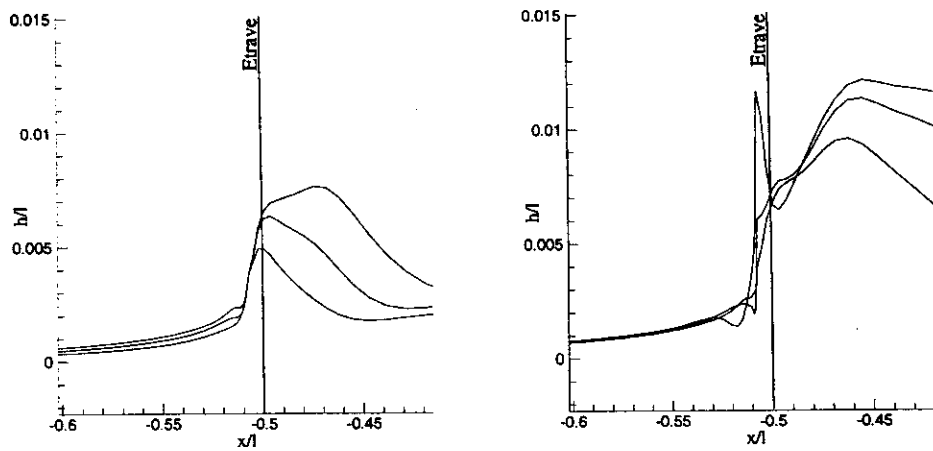


FIG. 6: évolution de la surface libre sur l'étrave (pas de temps 50, 60 et 75 à gauche et 80, 90 et 95 à droite)

Une représentation de la surface libre au cours du temps (figure 6) précise le phénomène. On peut distinguer nettement la montée de la surface libre sur l'étrave et la présence du pic corrélé avec l'augmentation du conditionnement du système.

### 5.3 Influence du critère de déferlement

Nous nous proposons d'étudier dans ce chapitre l'influence du paramètre de détection du déferlement  $c_{grad}$ . En effet, une valeur trop importante de ce paramètre induirait une détection du déferlement trop tardive et une éventuelle saturation ou divergence des processus itératifs. En revanche, une valeur trop faible détecterait le déferlement là où physiquement il n'existe pas, affectant la qualité des résultats numériques.

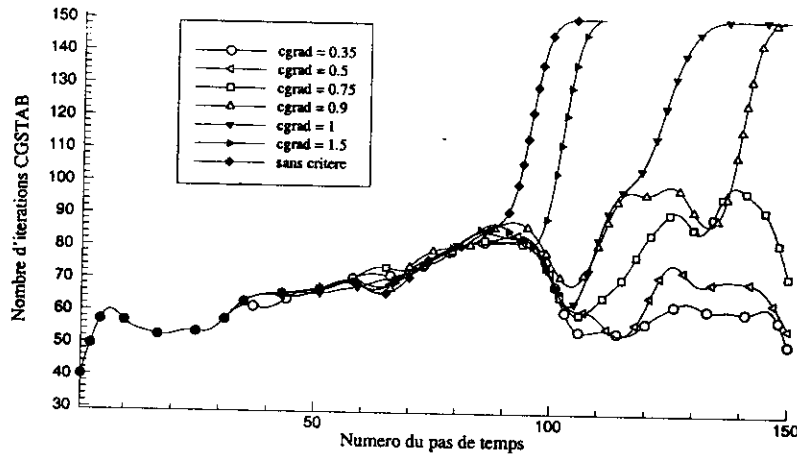


FIG. 7: influence du paramètre  $c_{grad}$  sur la résolution du système couplé

La figure 7 représente l'évolution des itérations de résolution du système linéaire couplé au cours des itérations en temps pour différentes valeurs du paramètre  $c_{grad}$ . Les courbes ont été lissées afin de mieux distinguer leur comportement qualitatif. On distingue trois phases dans la simulation.

- Les 30 premiers pas de temps sont équivalents du point de vue de la résolution du système linéaire. On peut supposer qu'aucun déferlement ne vient perturber l'écoulement.
- Du pas de temps 30 au pas de temps 90 on constate des comportements numériques voisins mais non parfaitement équivalents : le critère de déferlement a donc été actif mais les comportements résultants sont similaires.
- A partir du pas de temps 90, pour certaines valeurs de  $c_{grad}$  ( $c_{grad} \geq 0.9$ ) le nombre d'itérations nécessaires pour résoudre le système croît brutalement et sature. Ce comportement similaire à celui représenté sur la figure 5 correspond à la présence d'un déferlement détecté trop tard ou non détecté. Pour  $c_{grad} < 0.9$  le nombre d'itérations commence par s'accroître mais la détection du déferlement associé à la dissipation d'énergie sur la surface libre permet de limiter le phénomène et le calcul se poursuit sans encombre.

La figure 8 représente le nombre moyen d'itérations CGSTAB entre les pas de temps 90 et 150. Les symboles carrés représentent les calculs pour lesquels le processus itératif a divergé. Le cas  $c_{grad} = 0.9$  n'est pas comptabilisé dans les processus divergeants cependant l'allure de la courbe (figure 7) indique clairement que la poursuite des itérations se solderait inévitablement par la divergence. Il est très intéressant

de constater que la courbe de la figure 8 croît très régulièrement, en d'autres termes, le conditionnement du système linéaire semble directement lié à la valeur de limitation du gradient de pression.

Expérimentalement il semble que le gradient de pression maximum sur la surface libre soit compris entre  $0.8 \times \rho g$  et  $1.2 \times \rho g$ , ce qui correspond exactement à la coupure numérique nécessaire pour éliminer la divergence. Il existe donc une corrélation forte entre la valeur maximale du gradient de pression sur la surface libre, le conditionnement du système linéaire et le phénomène physique du déferlement.

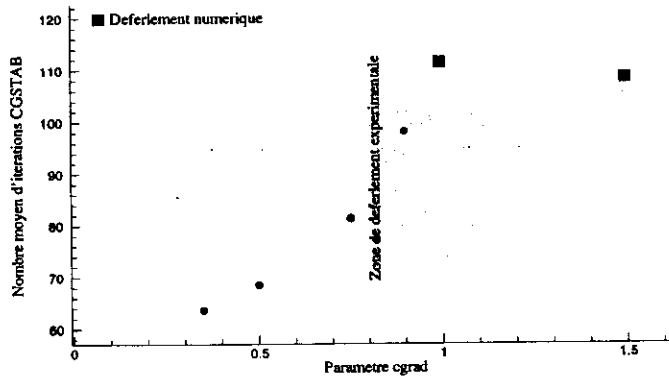


FIG. 8: nombre moyen d'itérations en fonction du paramètre  $c_{grad}$

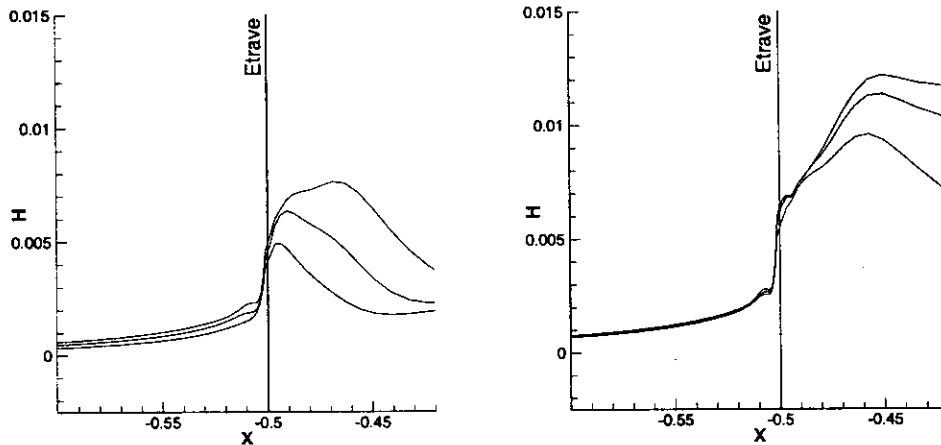


FIG. 9: évolution de la déformée de surface libre pour  $c_{grad} = 0.5$  (pas de temps 50, 60 et 75 à gauche et 80, 90 et 95 à droite)

#### 5.4 Evolution de la surface libre, calcul des efforts

La figure 9 présente l'évolution de la surface libre au même pas de temps que pour la figure 6 mais pour un calcul utilisant le modèle de déferlement proposé ( $c_{grad} = 0.5$ ). On peut constater que l'allure de la surface

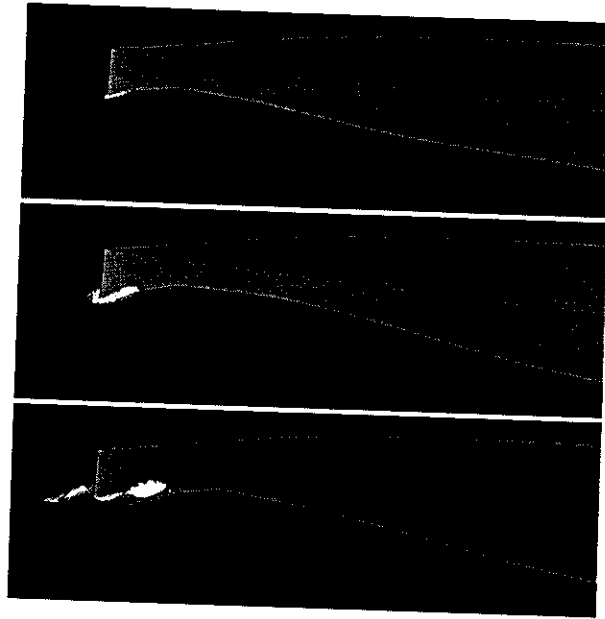


FIG. 10: évolution du critère de déferlement sur la surface libre (pas de temps 90, 120, 500)

libre est pratiquement inchangée et que seul le pic sur l'étrave, à l'origine des problèmes numériques et interprété comme la conséquence d'un déferlement, a disparu. Le calcul peut alors être mené à son terme. On peut noter, cependant qu'il est impossible d'obtenir un régime stationnaire, le modèle de déferlement dissipant périodiquement les pics apparaissant sur l'étrave.

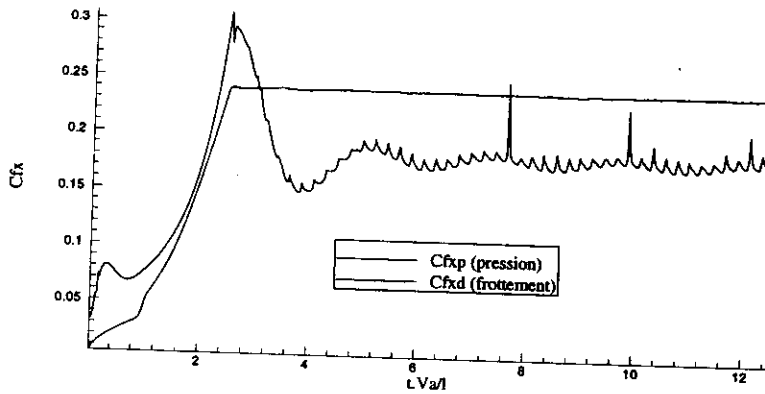


FIG. 11: évolution de la résistance à l'avancement durant la simulation

La figure 10 représente l'évolution du critère sur la surface libre représentant les zones susceptibles de déferler. au début (pas de temps 90) on observe l'apparition du déferlement se transformant rapidement en un bourrelet fluctuant sur l'étrave.

Ces fluctuations se traduisent naturellement par une oscillation des efforts liés à l'intégration des pressions (figure 11). Deux fréquences caractéristiques se dégagent de la courbe d'évolution des efforts. La première est liée aux oscillations de relaxation, phénomène bien connu après une mise en accélération. Il s'agit de la

fréquence la plus basse dont la valeur adimensionnelle théorique est  $f_1 = 1/(8\pi F_r^2)$ . La seconde fréquence caractéristique vraisemblablement liée au phénomène de déferlement est indépendante du paramètre choisi pour le critère de déferlement.

## 6 Conclusion

Nous avons présenté dans cet article un modèle de déferlement fondé sur le gradient de pression pour la phase de détection et sur une modification de la condition dynamique normale pour la phase dissipative. Ce modèle testé sur un code de résolution des équations de Navier-Stokes permet d'en accroître singulièrement la robustesse. En effet, bien des problèmes concrets nécessitent de pouvoir calculer ou modéliser le déferlement. Cette étude a révélé la corrélation forte qui existe entre les problèmes physiques du déferlement et le conditionnement du système linéaire couplé : l'impossibilité pratique d'inverser le système correspond exactement avec l'apparition du déferlement.

Il convient de noter également que l'utilisation du modèle de déferlement est à l'origine de phénomènes instationnaires sur la surface libre et correspond à des oscillations de la résistance à l'avancement à une fréquence très stable indépendante du paramètre utilisé pour la détection ( $c_{grad}$ ).

Précisons, pour conclure, que ce modèle testé sur un code Navier-Stokes tridimensionnel est tout à fait applicable au calcul d'écoulements potentiels.

## Références

- [1] B. Alessandrini, G. Delhommeau, "A multigrid velocity-pressure-free surface elevation fully coupled solver for turbulent incompressible flow around a hull calculation", 9th International Conference on Numerical Methods in Laminar and Turbulent flow, Atlanta, July 1995.
- [2] B. Alessandrini, G. Delhommeau, "A multigrid velocity-pressure-free surface elevation fully coupled solver for calculation of turbulent incompressible flow around a hull", 21st Symposium on Naval Hydrodynamics, Trondheim, June 1996.
- [3] B. Alessandrini, G. Delhommeau, "Viscous free surface flow past a ship in drift and in rotating motion", 22th Symposium on Naval Hydrodynamics, Washington DC, August 1998.
- [4] A. Di Mascio, R. Penna, M. Landrini, E.F. Campana, "Viscous free surface flow past a ship in steady drift motion", Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Carry Le Rouet, March 1997.
- [5] E.F. Campana, P.G. Esposito, R. Penna, "Numerical simulation of the drift motion of a ship", Proc of the 20th O.N.R. Symposium on Naval Hydrodynamics, Santa Barbara, 1994.
- [6] J. Longo, F. Stern, "Yaw effects on model-scale ship flows", 21st Symposium on Naval Hydrodynamics, Trondheim, June 1996.
- [7] Y. Toda, F. Stern, J. Longo, "Meanflow measurements in the boundary layer and wake and wave field of a Series 60  $C_b = 0.6$  ship model, Part 1 : Froude numbers 0.16 and 0.316", Journal of Ship Research, Vol 36, No 4, pp. 360-377, 1992.

- [8] J. Longo, F. Stern, Y. Toda, "Meanflow measurements in the boundary layer and wake and wave field of a Series 60 Cb = 0.6 ship model, Part 2 : scale effects on near field wave patterns and comparisons with inviscid theory", *Journal of Ship Research*, Vol 37, No 1, pp. 16-24, 1993.
- [9] D.C. Wilcox, "Multiscale model for turbulent flows", *AIAA Journal*, Vol. 26, pp. 1211-1320, November 1988.
- [10] D.C. Wilcox, "Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models", *AIAA Journal*, Vol. 26, pp. 1299-1310, November 1988.
- [11] M.S. Longuet-Higgins, "The instabilities of gravity waves of finite amplitude in deep water", Part 1, Superharmonics, *Proc. Royal Soc.*, Vol. 360 pp. 471-488, London, 1978.
- [12] M.S. Longuet-Higgins, "The instabilities of gravity waves of finite amplitude in deep water", Part 2, Superharmonics, *Proc. Royal Soc.*, Vol. 360 pp. 489-505, London, 1978.
- [13] W.K. Melville, "The instabilities and breaking of deep-water waves", *Journal of Fluid Mech.*, Vol 115, pp 165-185, 1978.
- [14] A.K. Subramani, R.F. Beck, W.W. Schultz, "Suppression of wave-breaking in nonlinear water wave computations", 13th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Delft, March 1998.
- [15] J.H.L. Kway, Y.S. Loh, E.S. Chan, "Laboratory study of deep-water breaking Waves", *Ocean Engng.* Vol 25, No 8, pp. 657-676, 1998.
- [16] J.V. Wehausen, E.V. Laitone, "Surface Waves", *Handbuch der Physik, Band IX, Strömungsmechanik III*, Springer-Verlag, Berlin, pp 446-815, 1960.
- [17] C. O. Ng, S.C. Kot, "Computations of water impact on a two dimensional flat bottomed body with a Volume of Fluid method", *Ocean Engng.*, Vol 19, No 4, 1992.
- [18] K. Nadaoka, O. Ono, H. Kurihara, "Analysis of near-crest pressure gradient of irregular water waves as a dynamic criterion of breaking", *Proceedings of the Sesenth International Offshore and Polar Engineering Conference*, Honolulu, May 1997.
- [19] H. Lamb, "Hydrodynamics", 6th ed., Cambridge Press, 1932.
- [20] M. S. Longuet-Higgins, "Generation of capillary waves by gravity waves", *J. Fluid Mech*, Vol 16, 1963
- [21] G. R. Baker, D. I. Meiron, S. A. Orzag, "Applications of a generalized Vortex Methods to nonlinear free surface flows", *Proc. Third Int. Conf. Num. Ship Hydrodynamics*, Paris, 1981.
- [22] R. Cointe, "Nonlinear Simulation of Transient Free Surface Flows", *Proc. 5th Int. Conf. Num. Ship Hydrodynamics*, Hiroshima, September 1989.