

7^e JOURNEES DE L'HYDRODYNAMIQUE

MARSEILLE - 8, 9, 10 MARS 1999

RESOLUTION DU PROBLEME DE RADIATION AVEC VITESSE D'AVANCE EN FLUIDE VISQUEUX

Pierre-Emmanuel GUILLERM et Bertrand ALESSANDRINI

Division Hydrodynamique Navale, Laboratoire de Mécanique des Fluides, Ecole Centrale de Nantes, 1 rue de la Noë 44072 Nantes Cedex 03, France, tel : 02 40 37 25 96, fax : 02 40 37 25 23

Résumé

Cet article concerne les écoulements à surface libre d'un fluide visqueux incompressible autour d'une carène de navire. On étudie ici plus particulièrement le cas de la radiation avec vitesse d'avance. Les mouvements du navire sont écrits dans un repère se déplaçant à la vitesse moyenne du corps et l'on cherche à calculer les efforts sur la carène et les coefficients hydrodynamiques. Les équations de Navier-Stokes en présence d'une surface libre sont résolues à l'aide d'une méthode complètement couplée en vitesse-pression-élévation de la surface libre. Le système d'équations linéarisées est discrétisé par différences finies et résolu par une méthode itérative. Un modèle $k - \omega$ fondé sur la résolution de deux équations de transport est utilisé pour calculer la viscosité turbulente.

Les efforts de pression et de viscosité calculés à chaque pas de temps sont comparés avec des calculs fluide parfait et des résultats expérimentaux.

Summary

This paper deals with the calculation of free surface flows of viscous incompressible fluid around ship hull. More precisely, the radiation with forward speed is considered here. Ship movements are written in a basis moving at the mean hull velocity and forces and hydrodynamic coefficients are computed.

Navier-Stokes equations with free surface conditions are solved with a fully coupled method for velocity-pressure-free surface elevation. The linear set of equations is discretized by finite differences and solved by an iterative method. Moreover a $k - \omega$ model is used to evaluate turbulent viscosity.

Pressure and viscosity forces on the hull are computed at each time step and compared with non-viscous flows calculation and with experiments.

INTRODUCTION

Cet article se place dans le cadre de l'étude du couplage fluide visqueux-fluide parfait. Après des résultats encourageants pour le cas du navire avançant à vitesse constante sur une mer initialement calme [2], il est apparu intéressant d'étudier le couplage sur le mouvement de radiation. La première étape de cette tâche est donc l'étude de la radiation en fluide visqueux sans couplage.

Le problème du calcul des efforts hydrodynamiques sur une structure soumise à des oscillations forcées a déjà été largement étudié. Des solutions fluide parfait s'appuyant sur des méthodes de perturbations ont tout d'abord été développées. Les premières solutions analytiques ont ainsi été obtenues par T. H. Havelock [12] en 1940 et le problème tridimensionnel complet pour un corps flottant a été formulé en 1950 par F. John [13]. En 1960, J. V. Wehausen et E. Laitone [16] récapitulèrent toutes les études antérieures effectuées sur le sujet et proposèrent des formulations de la fonction de Green du problème tridimensionnel.

La première approche du problème tridimensionnel a été obtenue à partir de résultats bidimensionnels (théorie des tranches) par B. V. Korvin-Kroukowsky [17] en 1961. Dans les années 70, on a vu apparaître de nombreux codes résolvant le problème tridimensionnel par une méthode des singularités. Parallèlement à ces méthodes s'appuyant sur des développements aux différents ordres des grandeurs physiques, certains auteurs comme Faltinsen [18] et J. G. Telste [14] ont entrepris de résoudre le problème non linéaire complet.

Les premiers résultats en fluide visqueux bidimensionnel et tridimensionnel ont été présentés par Nichols et Hirt [19] pour des corps en pilonnement. Enfin, Yeung et Ananthakrishnan [20] ont également développé une solution en fluide visqueux, les équations de Navier-Stokes étant résolues par une formulation faisant intervenir un champ de vitesse auxiliaire.

Dans la méthode utilisée ici, on résout les équations de Navier-Stokes en présence d'une surface libre à l'aide d'une méthode complètement couplée en vitesse - pression - élévation de la surface libre. Les équations de Navier-Stokes et de continuité sont transformées suivant un système de coordonnées curvilignes. Dans ce système de coordonnées, la surface libre et la surface du corps correspondent à des lignes de coordonnées. Une fois le système constitué, celui-ci est résolu à l'aide d'une méthode de gradient conjugué avec préconditionnement du bloc de pression. On remaille ensuite le domaine de calcul à l'aide de la nouvelle déformée de surface libre.

Les efforts de pression et les efforts visqueux sur la carène sont calculés à chaque pas de temps. Ces derniers ne sont par ailleurs accessibles que de façon expérimentale ou empirique. On peut donc observer l'influence de la viscosité sur les coefficients d'amortissement. De plus, ce travail permet de calculer les efforts totaux sur la carène et de les comparer directement à des résultats expérimentaux.

REPERES

On suppose que le mouvement du navire est la superposition d'un mouvement rectiligne à vitesse constante (U_a) et de mouvements de radiation sinusoidaux. Les équations sont résolues dans un repère (R_0) se déplaçant à la vitesse moyenne (U_a) du navire. L'axe x de ce repère est parallèle à la vitesse moyenne du navire et dirigé à l'opposé de celle-ci, tandis que l'axe z est vertical orienté vers le haut.

Le navire peut être soumis à des mouvements de translation suivant les trois axes du repère (R_0) ou à des mouvements de rotation :

le mouvement de lacet correspond à une rotation autour de l'axe $(O; \vec{z})$ et transforme le repère (R_0) en $(R_1) = (O; \vec{x}_1; \vec{y}_1; \vec{z})$.

le mouvement de tangage correspond à une rotation autour de l'axe $(O; \vec{y}_1)$ et transforme le repère (R_1) en $(R_2) = (O; \vec{x}_2; \vec{y}_1; \vec{z}_2)$.

le mouvement de roulis correspond à une rotation autour de l'axe $(O; \vec{x}_2)$ et transforme le repère (R_2) en $(R_3) = (O; \vec{x}_2; \vec{y}_3; \vec{z}_3)$, le repère (R_3) étant le repère lié à la carène.

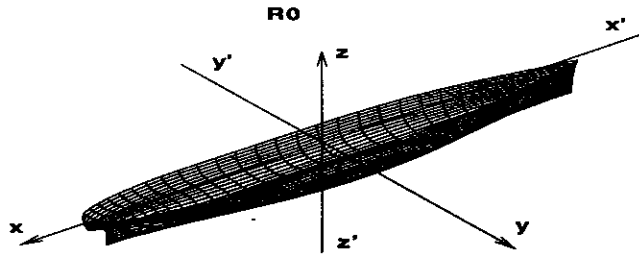


Figure 1: Repères

EQUATIONS

Les équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds sont écrites sous une forme convective pour un écoulement turbulent tridimensionnel et un fluide Newtonien incompressible. A chaque pas de temps, une transformation partielle de l'espace cartésien physique en évolution (x^1, x^2, x^3) vers un espace de calcul curviligne fixe (ξ^1, ξ^2, ξ^3) est appliquée. Afin de simplifier la définition des frontières dans cet espace de calcul, le maillage s'adapte aux formes de la carène et de la déformée de la surface libre. $\xi^2 = 0$ et $\xi^3 = 0$ représentent respectivement l'équation de la partie mouillée de la carène et de la surface libre à chaque instant. Les inconnues dépendantes sont les trois composantes de la vitesse (u^i) et la pression (p) incluant les effets gravitationnels $(\rho g x^3)$ et l'énergie cinétique turbulente $(2/3 \rho k)$. Les équations de transport de quantité de mouvement appliquées dans le référentiel non galiléen (R_0) s'écrivent :

$$u_t^\alpha + \left(a_i^j (u^i - u_g^i) - \nu_{eff} f^j - a_k^i \nu_{t,i} a_k^j \right) u_j^\alpha + \frac{1}{\rho} a_{\alpha,k}^k p_{,k} - \nu_{eff} g^{ij} u_{,ij}^\alpha - a_k^i \nu_{t,i} a_j^\alpha u_{,j}^k + \delta_{1\alpha} U a_{,t} = 0 \quad (1)$$

et l'équation de continuité :

$$a_i^j u_{,j}^i = 0 \quad (2)$$

Dans ces équations, (a^i) représente la base contravariante, (g^{ij}) le tenseur métrique contravariant, (f^i) les fonctions de contrôle de grille, (u_g^i) les vitesses de glissement du domaine calcul et (U_a) la vitesse moyenne d'avance de la carène.

Afin de fermer le système d'équations on utilise un modèle de turbulence $k - \omega$ à deux équations de transport proposé par Wilcox [3] [4] [5].

CONDITIONS DE SURFACE LIBRE

Les conditions de surface libre comprennent une condition cinématique, deux conditions dynamiques tangentielles et une condition dynamique normale. La condition cinématique traduit le fait que les particules fluides de la surface libre restent sur cette surface matérielle :

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

Dans cette équation (b^i) représente la base contravariante bidimensionnelle.

Les conditions dynamiques sont données par la continuité des contraintes sur la surface libre. Si l'on suppose que la pression est constante au dessus de la surface libre, la condition dynamique normale devient :

$$p - \rho gh - 2 \frac{\rho \nu_{eff}}{|a^3|^2} a_i^3 a_j^3 a_{j,k}^i u^i - \frac{\gamma}{r} = 0 \quad (4)$$

où γ est le coefficient de tension superficielle et r le rayon de courbure moyen de la surface libre. Les conditions dynamiques tangentielles sont données par une combinaison linéaire des dérivées premières des vitesses :

$$a_{\alpha i} g^{j3} u_{,j}^i = 0 \quad (5)$$

MOUVEMENT DU CORPS

Le code de calcul utilisé était initialement fait pour étudier les écoulements autour de carènes avançant de façon rectiligne dans le fluide. Le navire était donc immobile dans le repère de calcul. Afin d'étudier la radiation, il a d'abord fallu prendre en compte les mouvements du corps dans le repère de calcul. A chaque pas de temps la position de la carène dans le repère (R_0) est calculée puis le domaine de calcul est remaillé en fonction de la position de la carène et de la déformée de la surface libre trouvée au pas de temps précédent. La carène est soumise à des oscillations forcées en translation et /ou en rotation, la condition de non-glissement sur le corps impose donc que sur la carène la vitesse du fluide est égale à la vitesse de la carène :

Soit P un point de la carène coïncidant à l'instant t avec un noeud du maillage. Le point P étant lié à la carène, sa vitesse est nulle dans le repère (R_3). La vitesse du point P dans le repère (R_0) s'écrit alors :

$$\left. \frac{d\overline{OP}}{dt} \right|_{R_0} = \left. \frac{d\overline{OP}}{dt} \right|_{R_3} + \overline{\Omega}_{03} \wedge \overline{OP} = \overline{\Omega}_{03} \wedge \overline{OP}$$

$\overline{\Omega}_{03}$: vitesse de rotation du repère (R_3) par rapport au repère (R_0).

DISCRETISATION

Les équations sont discrétisées de façon implicite à l'aide d'un schéma de différences finies précis au second ordre en espace et en temps. Les inconnues discrètes sont distribuées sur un maillage curviligne structuré qui s'adapte à la forme de la carène et de la déformée de la surface libre. Les composantes de la vitesse cartésienne, l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation sont localisés aux noeuds du maillage. La pression est localisée au centre de chaque volume

élémentaire et l'élévation de la surface libre est calculée au centre des interfaces de la surface libre.

Les termes de convection sont calculés à l'aide d'un schéma décentré amont au second ordre qui utilise une molécule de discrétisation à 13 noeuds. Le terme de diffusion utilise une molécule à 7 noeuds pour les dérivées secondes au deuxième ordre et une molécule à 12 noeuds pour les dérivées croisées au second ordre (1). La discrétisation du gradient de pression nécessite une molécule à 8 noeuds pour chaque composante [1].

En ce qui concerne le calcul de la surface libre, il a été montré que la méthode classique consistant à prendre la condition dynamique normale comme une condition de Dirichlet pour la pression et la condition cinématique pour calculer l'élévation de la surface libre amène à des problèmes de conservation de la masse sous la surface libre [1]. Une solution efficace consiste à utiliser un algorithme complètement couplé qui résout à chaque pas de temps le système linéaire constitué des équations de quantité de mouvement, de l'équation de continuité et de toutes les conditions aux limites. Malheureusement, même les algorithmes de résolution les plus efficaces ne sont pas capables d'inverser ce système à cause du très mauvais conditionnement de la matrice. La solution consiste alors à modifier le système en utilisant les conditions de surface libre pour exprimer l'annulation du flux à travers la surface libre. Dans ce cas, le conditionnement de la matrice diminue sensiblement et le système complètement couplé devient inversible par des algorithmes itératifs. Le système linéaire résultant pour la vitesse (U) et la pseudo-vitesse (\tilde{U}), la pression (P) et l'élévation de la surface libre (H) s'écrit alors :

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & 0 \\ M_{21} & M_{22} & 0 & 0 \\ 0 & M_{32} & M_{33} & 0 \\ 0 & 0 & M_{43} & M_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U \\ \tilde{U} \\ P \\ H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} fu \\ f\tilde{u} \\ fp \\ fh \end{pmatrix} \quad (6)$$

Ce système linéaire est résolu à l'aide d'un algorithme CGSTAB avec préconditionnement du bloc de pression [6].

RESULTATS

Calcul des efforts

Les efforts dus à la pression dynamique et aux frottements s'exerçant sur le corps sont calculés sur la surface exacte de la carène à chaque pas de temps. Par contre, l'intégration directe des efforts de pression statique sur la surface exacte de la carène à chaque pas de temps amène à des erreurs d'approximation très importantes. En effet la pression statique étant bien supérieure à la pression dynamique, l'erreur sur cette intégration est de l'ordre de grandeur des efforts dus à la pression dynamique. Pour ne pas avoir d'erreurs trop importantes, on ne calcule les efforts de rappel hydrodynamique que sur la partie exacte de la carène située entre la cote $z = 0$ et la hauteur de la surface libre. Les efforts de rappel hydrostatique ne sont donc pas calculés.

A chaque itération en temps on calcule donc (n_i représente les composantes de la normale unitaire extérieure au corps) :

$$Rp_i(t) + Rf_i(t) + Rh_{di}(t) = - \int_{corps} P_d \cdot n_i \cdot dS + \int_{corps} \rho \cdot \nu \cdot \left(\frac{\partial u^i}{\partial x^j} + \frac{\partial u^j}{\partial x^i} \right) \cdot n_j \cdot dS - \int_0^h \int_{\Gamma_0} \rho \cdot g \cdot (h - x^3) \cdot n_i \cdot dS$$

Calcul des coefficients hydrodynamiques

Le navire est soumis à une excitation sinusoïdale en pilonnement ou en tangage de la forme :

$$\tilde{\eta} = \tilde{A} * \sin(\tilde{\omega} \tilde{t} + \varphi)$$

$$\theta = \Theta * \sin(\tilde{\omega} \tilde{t} + \varphi)$$

Toutes les grandeurs sont définies par rapport à la longueur de la carène L , la vitesse moyenne d'avance U_a et la densité de l'eau ρ :

$$\tilde{A} = \frac{A}{L}; \tilde{\omega} = 2.\pi.f; \tilde{f} = f.\sqrt{\frac{L}{g}}; \tilde{\eta} = \frac{\eta}{L}; \tilde{t} = t.\sqrt{\frac{g}{L}}; \tilde{F} = \frac{F}{\rho.g.L^3} \text{ et } \tilde{M} = \frac{M}{\rho.g.L^4}$$

Les coefficients hydrodynamiques sont calculés à partir des efforts hydrodynamiques sur la carène

Ces efforts sur la carène sont alors développés en série de Fourier. On peut donc en déduire les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement de la carène :

$$\tilde{F}_\eta(\tilde{t}) = \tilde{F}_0 + \tilde{F}_1 * \cos(\tilde{\omega} \tilde{t} + \varphi) + \tilde{F}_2 * \sin(\tilde{\omega} \tilde{t} + \varphi) + \dots$$

$$\tilde{M}_\theta(\tilde{t}) = \tilde{M}_0 + \tilde{M}_1 * \cos(\tilde{\omega} \tilde{t} + \varphi) + \tilde{M}_2 * \sin(\tilde{\omega} \tilde{t} + \varphi) + \dots$$

que l'on veut écrire sous la forme :

$$\tilde{F}_\eta(\tilde{t}) = \tilde{F}_0 + \tilde{C}_{a33} * \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{M}_{a33} * \frac{\partial^2 \tilde{\eta}}{\partial \tilde{t}^2}$$

$$\tilde{M}_\theta(\tilde{t}) = \tilde{M}_0 + \tilde{C}_{a55} * \frac{\partial \theta}{\partial \tilde{t}} + \tilde{M}_{a55} * \frac{\partial^2 \theta}{\partial \tilde{t}^2}$$

On en déduit donc :

$$\begin{aligned} \tilde{C}_{a33} &= \frac{\tilde{F}_1}{\tilde{A} * \tilde{\omega}} & \tilde{M}_{a33} &= -\frac{\tilde{F}_2}{\tilde{A} * \tilde{\omega}^2} \\ \tilde{C}_{a55} &= \frac{\tilde{M}_1}{\Theta * \tilde{\omega}} & \tilde{M}_{a55} &= -\frac{\tilde{M}_2}{\Theta * \tilde{\omega}^2} \end{aligned}$$

Le calcul est effectué sur une fenêtre d'une période que l'on fait glisser le long du signal. Sur la figure 2, on a représenté les coefficients de masse ajoutée M_{a33} et d'amortissement C_{a33} en fonction du temps. Sur cette figure on observe bien la rampe de mise en mouvement au début de la simulation.

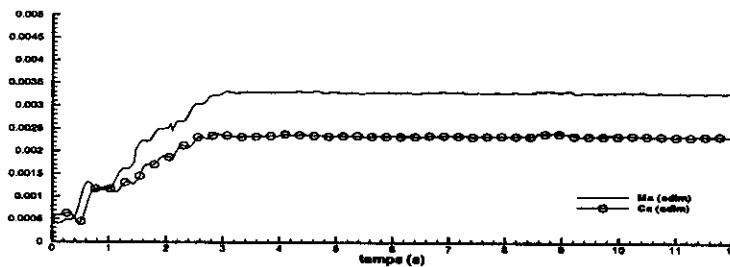


Figure 2: Coefficients hydrodynamiques en fonction du temps

Hémisphère

Afin de valider la mise en place des mouvements de radiation dans le code Navier-Stokes, une première série de calculs a été effectuée sur une demi-sphère en pilonnement sans vitesse d'avance. Pour ce cas, on dispose de résultats théoriques [7], obtenus à partir des hypothèses de fluide parfait et des équations de surface libre linéarisées, et de résultats expérimentaux [8] pour la force d'excitation, les coefficients hydrodynamiques et la pression sur la demi-sphère. Celle-ci a un rayon R de 0.152 m et se prolonge par un cylindre au dessus de la surface libre. L'amplitude de pilonnement est de 0.0127 m soit un rapport $\frac{am_p}{R} = 0,08$. Pour ces calculs, on utilise un maillage en "O" de 57 mailles le long de la demi-sphère, 49 mailles dans la direction radiale et 33 mailles dans la troisième direction. L'épaisseur de la première maille est de l'ordre de $\frac{\epsilon}{R} = 0,001$. De plus, le pas de temps est choisi de façon à avoir 40 itérations par période d'oscillation et le calcul est effectué sur 20 périodes, les cinq premières servant à la mise en mouvement progressive du corps. Les calculs ont été effectués pour différentes fréquences et sont présentés sur les figures 3 à 6.

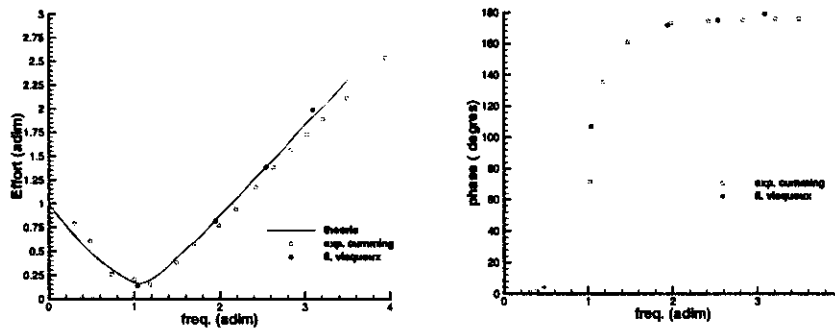


Figure 3: efforts adimensionnalisés sur la demi-sphère en pilonnement

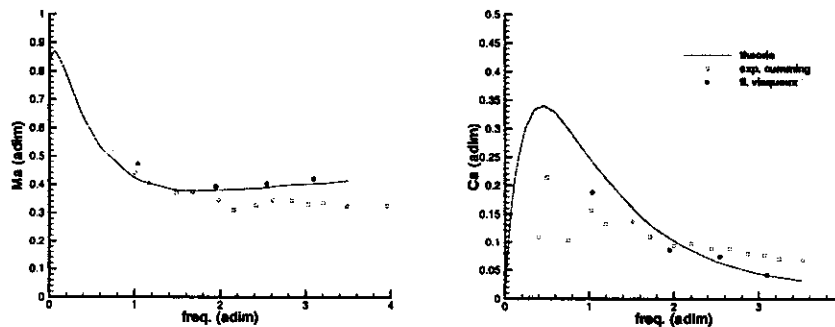


Figure 4: Coefficients de masse ajoutée Ma_{33} et d'amortissement Ca_{33} sur la demi-sphère en pilonnement

On observe que les résultats en fluide visqueux sont en bon accord avec les courbes théoriques, mais qu'il y a de légères différences par rapport aux expériences de R. A. Cumming [8]. Pour les mouvements considérés le nombre de Reynolds de l'écoulement, calculé à partir du rayon de la demi-sphère et de la vitesse de radiation, est de l'ordre de 10^4 . Or pour ce nombre de Reynolds

la turbulence ne se déclenche pas, les résultats sont donc très proches des résultats théoriques. Nous n'avons pas effectué de calculs aux basses fréquences, R. A. Cumming [8] n'étant pas sûr de ses résultats en dessous de la fréquence adimensionnée 1, à cause de réflexions éventuelles sur les bords du bassin d'essais.

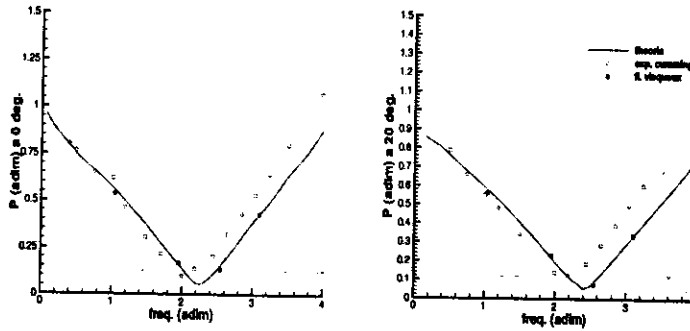


Figure 5: Pressions adimensionnées sur la demi-sphère

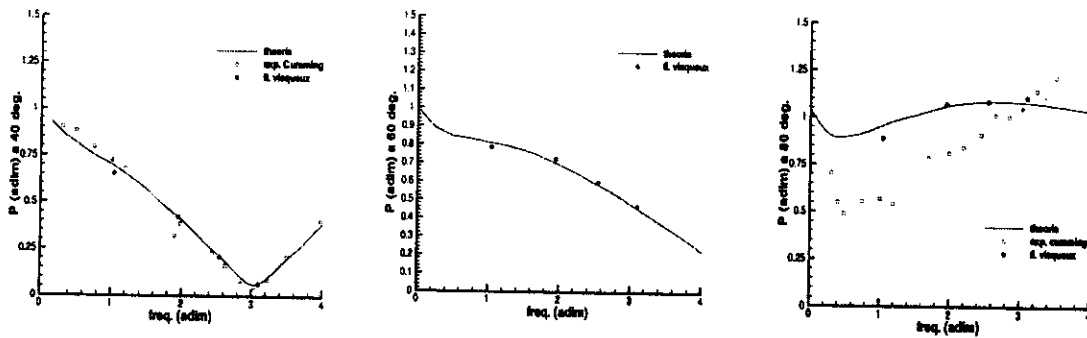


Figure 6: Pressions adimensionnées sur la demi-sphère

Pour la pression l'angle θ égale 0 degrés correspond au point situé exactement sous la demi-sphère et l'angle θ égale 80 degrés correspond aux points proches de la surface libre. Pour les points situés sous la demi-sphère (0 et 20 degrés), les pressions issues des calculs en fluide visqueux restent très proches des courbes théoriques pour toutes les fréquences et des résultats expérimentaux pour les basses fréquences. Aux hautes fréquences les résultats expérimentaux sont décalés par rapport aux calculs fluide visqueux et à la courbe théorique.

A 40 degrés, on observe une bonne concordance entre les trois méthodes pour toute la plage de fréquence. A 80 degrés les résultats obtenus par résolution des équations de Navier-Stokes restent très proches du résultat théorique mais sont éloignés des résultats expérimentaux. Cela vient du fait que bien que l'on résolve le problème non linéaire complet, l'élévation de la surface libre sur le cylindre restent très proche de zéro et les effets des non linéarités restent négligeables pour les pressions. La pression en θ égale 80 degrés restent donc très proches de la pression théorique.

Série 60 $CB=0.6$ en pilonnement

Afin de pouvoir mieux observer l'apport du fluide visqueux, on s'est alors intéressé au cas du navire avançant à vitesse constante en pilonnant. Pour ce cas nous disposons de résultats expérimentaux [10] [11] et de résultats obtenus en utilisant l'approximation de la fréquence de rencontre [21].

Les calculs ont été faits dans les conditions expérimentales. Le nombre de Froude de l'écoulement vaut 0.2 et le nombre de Reynolds $8,3 \cdot 10^5$. Pour tous les calculs l'amplitude de pilonnement adimensionalisée $\frac{ampl}{L} \simeq 0,01$. Les calculs ont été effectués sur un maillage grossier - 33 mailles le long de la carène, 33 mailles dans la direction perpendiculaire à la coque et 17 mailles dans la troisième direction - et sur un maillage plus fin - 57 mailles le long de la carène, 49 mailles dans la direction perpendiculaire à la coque et 33 mailles dans la troisième direction -. L'épaisseur de la première maille le long de la carène est $\frac{e}{L} = 1,1 \cdot 10^{-4}$ pour le premier maillage et $\frac{e}{L} = 8 \cdot 10^{-5}$ pour le deuxième maillage. Le calcul est effectué sur 20 périodes d'oscillation du mouvement, les cinq premières périodes servant à la mise en mouvement progressive du navire. Comme pour les calculs sur la demi-sphère le pas de temps est choisi de façon à avoir 40 itérations par période.

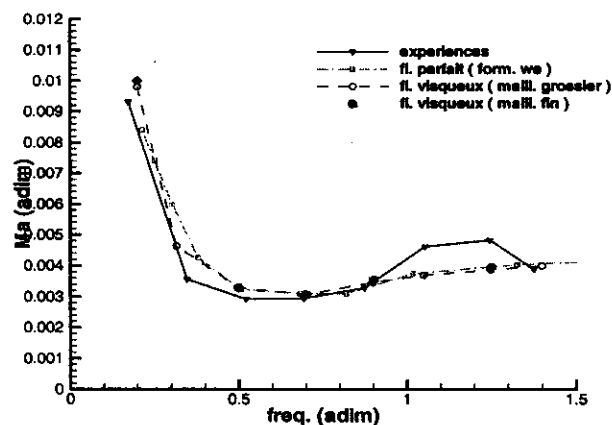


Figure 7: Masse ajoutée Ma_{33} série 60 en pilonnement

Sur la figure 7 on remarque que les résultats obtenus par résolution des équations de Navier-Stokes sont très proches des résultats expérimentaux et des résultats obtenus par le calcul en fluide parfait pour la masse ajoutée Ma_{33} . Pour le coefficient d'amortissement Ca_{33} (figure 8) les résultats du calcul fluide visqueux sont plus proches des résultats expérimentaux que les calculs fluide parfait, surtout pour les basses fréquences, c'est à dire lorsque les effets de la viscosité sont importants. Enfin sur ces figures on remarque que l'utilisation du maillage fin n'améliore pas les résultats, ceux-ci étant pratiquement identiques à ceux obtenus sur le maillage grossier. Sur les figures 11 et 12 on a représenté la viscosité turbulente dans des tranches de l'écoulement ainsi que l'élévation de la surface libre autour du navire. Sur la première figure on observe l'augmentation de la viscosité turbulente près du corps et la création de deux tourbillons à l'arrière de la carène. Sur la deuxième figure on remarque l'amortissement numérique des vagues quand on s'éloigne de la carène, ainsi que les premières vagues de sillage.

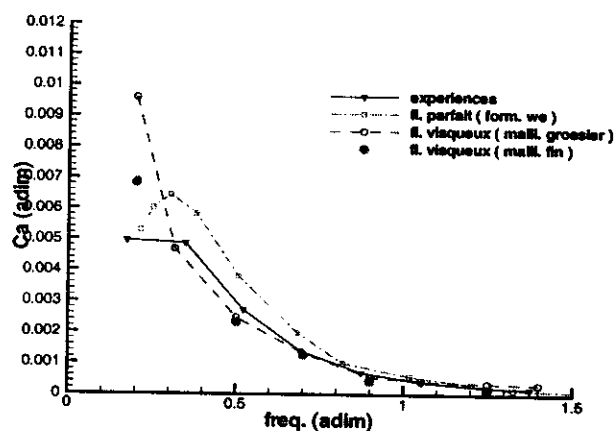


Figure 8: Coefficient d'amortissement Ca_{33} série 60 en pilonnement

Série 60 $CB=0.6$ en tangage

Un autre mouvement pour lequel nous disposons de résultats expérimentaux [10] [11] et de résultats numériques [22] [23] est le tangage.

Une série de calcul avec le maillage grossier a donc été effectuée sur ce mouvement. L'amplitude de tangage est de 1.5 degrés, ce qui correspond à une amplitude de mouvement $\frac{amp}{L} \simeq 0,013$ à l'avant et à l'arrière de la carène. Le calcul est effectué sur 20 périodes d'oscillation du mouvement, les cinq premières périodes servant à la mise en mouvement progressive du navire. Enfin le pas de temps est adapté de façon à avoir 40 itérations par période. Les résultats sont présentés sur les figures 9 et 10.

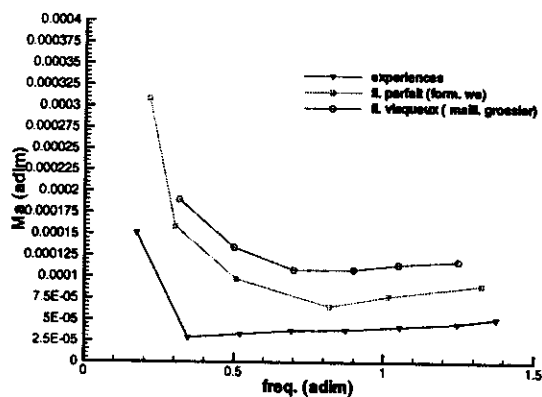


Figure 9: Masse ajoutée Ma_{55} série 60 en tangage

Sur la figure 9, on remarque que les courbes obtenues par le calcul en fluide visqueux et le calcul en fluide parfait ont des allures semblables, mais qu'elles sont décalées. Les résultats expérimentaux sont inférieurs et l'allure de la courbes est légèrement différentes. Pour le calcul des coefficients d'amortissement (figure 10) les résultats expérimentaux et les résultats en fluide visqueux sont assez proches pour les grandes fréquences, alors que pour les fréquences plus

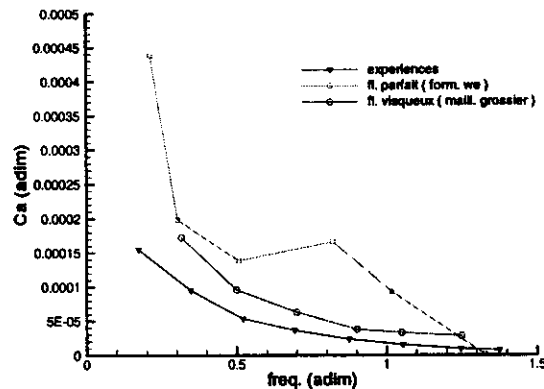


Figure 10: Coefficient d'amortissement Ca_{55} série 60 en tangage

faibles les coefficients d'amortissement trouvés par résolution des équations de Navier -Stokes se rapprochent des résultats fluide parfait.

Conclusion

Ces calculs nous ont permis de valider le code pour des calculs de radiation avec ou sans vitesse d'avance. Pour l'hémisphère en pilonnement nos résultats sont plus proches des résultats théoriques que des résultats expérimentaux. Par contre pour les calculs sur le série 60 en pilonnement l'apport du fluide visqueux par rapport au fluide parfait apparaît clairement pour les coefficients d'amortissement, ce qui semble logique les effets visqueux étant pratiquement en phase avec la vitesse. Pour le tangage, les résultats sont plus difficiles à analyser, les résultats expérimentaux et fluide parfait étant assez éloignés.

Il sera intéressant d'étudier la part des efforts visqueux dans les coefficients hydrodynamiques et dans les efforts totaux sur la carène et de poursuivre cette étude pour d'autres mouvements.

References

- [1] B. Alessandrini et 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, juin 1996
- [2] P. E. Guillerm et B. Alessandrini, "3D RANSE-Potential coupling using a Fourier-Kotchin approach", NSH7, Nantes (1999)
- [3] F.R. Menter, "Zonal two equation $k - \omega$ turbulence models for aerodynamics flows", AIAA Paper, 93-2906, Fluid Dynamics Conference, Orlando, July 1993.
- [4] D. C. Wilcox, "Multiscale model for turbulent flows", AIAA journal, vol. 26, pp. 1211-1320, November 1988.
- [5] D. C. Wilcox, "Reassessment of the scale determining equation for advanced turbulence models", AIAA journal, vol. 26, pp. 1299-1310, November 1988.

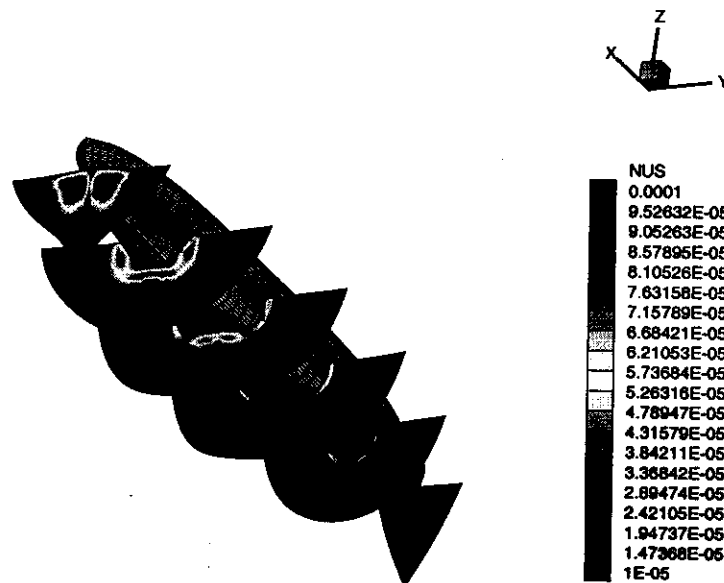


Figure 11: Viscosite turbulente (pilonnement)

- [6] H. A. Vorst, "BiCGSTAB : a fast and smoothly converging variant of Bi-CG for the solution of non-symmetric systems", J. Sci. Stat. Comp. vol 13, 1992.
- [7] T. H. Havelock, "Waves due to a floating sphere making periodic heaving oscillations", Proc. Royal Soc. serie A vol. 231 pp.1-7 (1955)
- [8] R. A. Cumming, "The experimental determination of forces and pressures acting on a hemisphere oscillating on a free surface ", report NA-63-1 Inst. Eng. Res. Univ. Berkeley (1963)
- [9] R. W. Yeung et C. F. Yu, "Viscosity effects on the radiation hydrodynamics of horizontal cylinders", Journal of Offshore Mechanics and Artic Engineering, 113, 334-343, 1991.
- [10] F. Guyot et M. Guilbaud, " Force and free surface elevation measurements on a serie 60 CB=0.6 ship model in forced oscillations " Proc. 5th ISOPE conference, La Haye (1995)
- [11] F. Guyot, " Etude expérimentale de la résistance ajoutée d'une maquette de navire soumise à des oscillations forcées harmoniques. Etude du champ de vagues instationnaires associé " Thèse de doctorat, Université de Poitiers (1995)
- [12] T. H. Havelock, "The pressure of water waves on a fixed obstacle", Proc. Roy. Soc. vol A 175 London pp. 409-421
- [13] F. John, "On the motion of floating bodies (1 et 2)" Commutation on pure and applied mathematics Vol. 2 et 3 New York
- [14] J. G. Telste, "Calculation of fluid motion resulting from large amplitude forced heave motion of two dimensionnal cylinder in a free surface", Proceeding fourth Int. Conf. on Numerical Ship Hydrodynamics, Washington D. C., 1985



Figure 12: Elevation de la surface libre autour de la carène (pilonnement)

- [15] R. W. Yeung et C. F. Wu, "Non-linear wave-body motion in a closed domain", *Computers and fluids* 17 pp. 351-370, 1989
- [16] J. V. Wehausen et E. Laitone, "Surface waves", *Handbuch der physik* vol. 9 Springer Verlag, 1960
- [17] B. V. Korvin-Kroukowsky, "Theory of Seakeeping", S.N.A.M.E. New York, 1961
- [18] O. M. Faltinsen, "Numerical solutions of transient nonlinear free-surface motion outside or inside moving bodies", *Proc. 2nd Int. Conf. on Num. Ship Hydrodyn. Univ. of California, Berkeley*, 347-357, 1977
- [19] B. D. Nichols et C. W. Hirts, "Non linear Hydrodynamic forces on floating bodies", *Proc. 2nd Int. Conf. on Num. Ship Hydrodyn. Univ. of California, Berkeley*, 382-394, 1977
- [20] R. W. Yeung et P. Ananthakrishnan, "Oscillation of a floating body in a viscous fluid", *Journal of Engineering Mathematics* 26, 211-230, 1992
- [21] G. Delhommeau, "Les problèmes de diffraction-radiation et de résistance de vagues : étude théorique et résolution numérique par la méthode des singularités", *Thèse de doctorat es science, Laboratoire d'hydrodynamique navale, Ecole Centrale de Nantes*, 1978
- [22] A. Brument, G. Delhommeau, C. Maury L. Gaillard et M. Guilbaud, "Comparison between numerical computations and experiments for seakeeping on ship's models with forward speed", *Euromech, Poitiers* (1998)
- [23] A. Brument, "Evaluation numérique de la fonction de Green de la tenue à la mer avec vitesse d'avance", *Thèse de doctorat, université de nantes* (1998)

