

10^{èmes} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

Nantes, 7, 8 et 9 mars 2005

Simulation d'essais d'extinction et de roulis forcé à l'aide d'un code de calcul Navier-Stokes à surface libre instationnaire

E. Jacquin, P.E. Guillerm, Q. Derbanne, L. Boudet (Bassin d'essais des carènes)
B. Alessandrini, (Ecole Centrale de Nantes)

RESUME

Cet article présente les efforts de développement réalisés dans le code ICARE afin de prendre en compte de façon rigoureuse les équations de la dynamique du Navire. Ce travail doit permettre de modéliser le comportement complet du navire et ouvre la voie à de nouvelles applications comme la manœuvrabilité et la tenue à la mer. Les équations de Navier-Stokes sont résolues dans un repère fixe, le navire et le maillage se déplaçant dans ce repère, afin de ne pas avoir de termes d'accélération d'entraînement dans la formulation des équations. Les mouvements du navire sont évalués dans un repère lié au navire afin de simplifier l'écriture des termes d'inertie. Les tests de validation du modèle libre ont été effectués sur des mouvements de lâcher de roulis. Des simulations de roulis forcé ont été réalisées, mettant en évidence des non-linéarités et leur dépendance à l'amplitude du roulis, à la vitesse d'avance ou la pulsation.

SUMMARY

The present paper introduces recent developments made in the Reynolds-Averaged Navier-Stokes solver ICARE in order to accurately model unsteady ship motions. The present work would allow us to model realistic ship-behavior and thus would open the way to new applications in CFD like manoeuvrability and seakeeping. Navier-Stokes equations are solved in a galilean frame to avoid inertia-terms discretizing. The computational grid is then moving relatively to that frame. Ship motions are evaluated in a frame linked to the hull to make the definition of ship accelerations easier. This paper presents methods and algorithms used to derivate the ship-dynamics solver and first results on forced and free decay roll are presented.

INTRODUCTION

Le développement de codes Navier-Stokes à surface libre pour les applications de l'hydrodynamique navale remonte maintenant à une dizaine d'années. Leur utilisation a montré leur intérêt en permettant une amélioration notable de la précision des calculs. Cependant, leur domaine d'application reste aujourd'hui principalement la résistance à l'avancement, en traction droite ou en dérive. Or le champ d'application de ces outils est beaucoup plus vaste, notamment lorsqu'ils sont instationnaires, puisqu'ils permettent potentiellement de simuler l'ensemble du comportement du navire, en unifiant des applications aujourd'hui disjointes pour cause de linéarisation des équations (stabilité, tenue à la mer, manœuvrabilité ...). L'intérêt de telles simulations numériques dans le domaine de la tenue à la mer est une meilleure prise en compte des composantes d'origine visqueuse des efforts hydrodynamiques, tels que ceux exercés par les quilles anti-roulis ou les ailerons de stabilisation. Pour la manœuvrabilité, ces simulations devraient permettre de mieux prendre en compte les effets non-linéaires des interactions entre la propulsion, l'appareil à gouverner et la carène.

Pour les problèmes spécifiques de la résistance à l'avancement, les codes Navier-Stokes sont maintenant couramment utilisés et leur champ d'application s'étend maintenant à l'optimisation de formes de carène (Tahara et al. [15], Jacquin et al. [10], Campana et al. [9]). Des premiers calculs de manœuvrabilité basés sur des simulations Navier-stokes ont aussi été réalisés (Alessandrini [4]). Di Mascio [8] présente des résultats de simulations de mouvements forcés de série 60. De même, Wilson et Stern [13] présentent des résultats de calculs d'amortissement et de masse ajoutée ainsi qu'un premier résultat de lâcher de roulis. Des premiers calculs de tenue à la mer sur houle ont aussi été effectués à l'aide de solveurs Navier-Stokes. Une première approche utilisée par Xing-Kaeding [16] consiste à générer la houle depuis la frontière amont du domaine fluide. Cependant, il existe une autre approche présentée par Alessandrini et al. [14]. Cette dernière approche modifie les équations de Navier-Stokes afin de prendre en compte explicitement le champ de vagues incident dans les équations, en réduisant ainsi le domaine de calcul et les effets de dissipation de la houle entre le générateur et le navire.

Les efforts de développement réalisés au Bassin d'essais des carènes dans le code ICARE vont actuellement dans ce sens, et nous présentons dans cet article la validation numérique des essais d'extinction de roulis d'une carène avec et sans vitesse d'avance. Cet article présente les développements récents effectués au Bassin d'Essais des Carènes afin d'introduire un module de résolution des équations de la mécanique du navire dans le code de calcul Icare. Les équations de Navier-Stokes sont résolues dans un repère fixe, le navire et le maillage se déplaçant dans ce repère, afin de ne pas avoir de termes d'accélération d'entraînement dans la formulation des équations. Les mouvements du navire sont évalués dans un repère lié au navire afin de simplifier l'écriture des termes d'inertie. La méthode de résolution des équations de Navier-Stokes utilisée dans ICARE est d'abord brièvement présentée, puis les équations de la dynamique du navire sont présentées ainsi que la méthode de résolution utilisée. Les tests de validation du modèle libre ont été effectués sur des mouvements de lâcher de roulis. Des simulations de roulis forcé ont été réalisées, mettant en évidence des non-linéarités et leurs dépendances à l'amplitude du roulis, à la vitesse d'avance ou la pulsation.

DESCRIPTION DU CODE ICARE

Le logiciel de simulation hydrodynamique utilisé dans cet article est le logiciel ICARE développé au Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'Ecole Centrale de Nantes ([1], [2], [3], [4], [5] et [6]). Ce code a montré sur de multiples projets traités au Bassin d'essais des carènes et à l'Ecole Centrale de Nantes la précision de ses prédictions dans le domaine de la résistance à l'avancement. [1]

Les équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds sous forme convective sont écrites en effectuant une transformation partielle de l'espace cartésien (x_1, x_2, x_3) vers un espace curviligne (ξ^1, ξ^2, ξ^3) adapté à la surface de la carène et de la surface libre à chaque instant. L'élévation de la surface libre, les trois composantes cartésiennes de la vitesse (u_i), la pression (p) et l'énergie cinétique de la turbulence ($\frac{2}{3} \rho k$) sont les inconnues.

Les équations de transport pour la quantité de mouvement s'écrivent :

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

a_i représente la base contravariante, g_{ij} est le tenseur de la métrique contravariante, f_i sont les fonctions de contrôle de grille et u_g^i représentent les vitesses de glissement du maillage. Les efforts d'inertie dus à un référentiel non-galiléen (giration, accélération) sont pris en compte dans le terme q_i , si nécessaire.

La conservation de la masse s'exprime à l'aide de l'équation de continuité :

$$a_i^j u_{,j}^i = 0$$

Le système d'équations est fermé par un modèle de turbulence $k - \omega$ proposé par Wilcox [6]. Les équations de transport de l'énergie cinétique de la turbulence et du taux de dissipation s'écrivent :

$$\begin{cases} k_{,t} + (a_i^j (u^i - u_g^i) - (v + \sigma^* v_t) f^j - a_k^i \sigma^* v_{t,i} a_k^j) k_{,j} - \\ (v + \sigma^* v_t) g^{ij} k_{,ij} - \text{Pr} + \beta^* \omega k = 0 \\ \omega_{,t} + (a_i^j (u^i - u_g^i) - (v + \sigma v_t) f^j - a_k^i \sigma v_{t,i} a_k^j) \omega_{,j} - \\ (v + \sigma v_t) g^{ij} \omega_{,ij} - \gamma \omega \text{Pr} / k + \beta \omega^2 = 0 \end{cases}$$

$$\text{avec: } \begin{cases} \beta = \frac{3}{40}; \sigma = 0.5; \gamma = \frac{5}{9} \\ \beta^* = 0.09; \sigma^* = 0.5; \gamma^* = 1 \end{cases} \quad \text{et } v_t = \gamma^* \frac{k}{\omega}$$

Les conditions de surface libre sont constituées d'une condition cinématique, de 2 conditions dynamiques tangentielles et d'une condition dynamique normale. La condition cinématique exprime que les particules sur la surface libre restent sur celle-ci :

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

Les conditions de surface libre dynamiques expriment la continuité du tenseur des contraintes à la traversée de la surface libre. La pression est supposée constante au dessus de la surface libre et la condition dynamique normale s'écrit :

$$p - \rho g h - 2 \frac{\rho v_{eff}}{\|a^3\|^2} a_i^3 a_j^3 a_k^i u_{,k}^j - \frac{\gamma}{r} = 0$$

Dans cette équation γ est la tension de surface et r représente le rayon de courbure de la surface libre. Les conditions dynamiques tangentielles sont données par une combinaison linéaire des dérivés premières de la vitesse.

$$a_\alpha^i g^{j3} u_{,j}^\alpha = 0$$

Les équations sont discrétisées à l'aide de la méthode des différences finies. Les schémas de discrétisation utilisés sont implicites et du second ordre en espace et en temps. Un maillage structuré adapté à la forme de la surface libre et de la carène est utilisé. Les composantes cartésiennes de la vitesse, l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation de la turbulence sont situés sur les nœuds du maillage. La pression est située au centre des volumes et les inconnues d'élévation de la surface libre sont situés au centre de chaque face sur la surface libre.

Les termes de convection sont discrétisés à l'aide d'un schéma décentré amont du second ordre qui utilise 13 nœuds. Les termes de diffusion pour les dérivées secondes utilisent 7 nœuds tandis que 12 nœuds sont nécessaires pour exprimer les dérivés secondes croisées. Le gradient de pression est discrétisé en utilisant 8 centres de cellules pour chaque composante.

Pour le calcul de l'élévation de la surface libre, la méthode classique utilisant la condition dynamique normale comme une condition de type Dirichlet pour la pression et la condition cinématique découplée comme une équation de transport pour la hauteur de la surface libre conduit à des difficultés de résolution liées à la conservation de la masse dans les cellules sous la surface libre [2]. Une solution efficace consiste alors à utiliser un algorithme complètement couplé [2] [3] [4] qui résout à chaque itération un système linéaire comprenant les équations de quantité de mouvement, l'équation de continuité et toutes les conditions aux limites y compris les conditions de surface libre. Malheureusement la matrice du système linéaire est très mal conditionnée et ce système linéaire est très difficilement inversible. La solution consiste alors à modifier le système linéaire en utilisant les conditions de surface pour exprimer le flux à travers la surface libre. Le conditionnement de la matrice est alors réduit et le système complètement couplé devient inversible à l'aide d'algorithmes itératifs du type Bi-CGSTAB préconditionné.

Le système linéaire pour la vitesse (U), la pseudo-vitesse (U^*), la pression (P) et la surface libre (H) s'écrit :

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{11} & M_{11} & 0 \\ M_{11} & M_{11} & 0 & 0 \\ 0 & M_{11} & M_{11} & 0 \\ 0 & 0 & M_{11} & M_{11} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} U \\ \tilde{U} \\ P \\ H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_u \\ f_{\tilde{u}} \\ f_p \\ f_h \end{pmatrix}$$

MODELE LIBRE A SIX DEGRES DE LIBERTE

Afin de simuler le comportement dynamique d'un navire, on résout les équations classiques de la dynamique appliquées à ce navire, à partir des efforts hydrodynamiques calculés à chaque pas de temps. La résolution de ces équations pose de nombreux problèmes numériques, liés notamment au couplage entre les mouvements du navire et le calcul des efforts hydrodynamiques s'y appliquant. La discrétisation temporelle des équations induit un décalage d'un pas de temps entre les efforts calculés (pas de temps t), et le déplacement calculé pour le pas de temps $t+l$, qui est la cause d'instabilités et d'erreurs numériques.

Repère de résolution

Le choix du repère de résolution est important car il permet de se ramener à problème plus simple. Deux repères doivent être distingués. Le premier repère est le repère de résolution des équations de Navier-Stokes, le second est de le repère de résolution des équations de la dynamique du navire.

Dans le cas d'un calcul Navier-Stokes, l'utilisation d'un repère lié au navire oblige à prendre en compte des termes d'entraînement dans chaque cellule du fluide, le navire restant fixe dans ce repère. Cette prise en compte oblige à une formulation complexe des équations de Navier-Stokes et pose de nombreuses difficultés de résolution numérique. Il a donc été choisi de résoudre les équations de Navier-Stokes dans le repère Galiléen (R_0). La résolution des équations de la dynamique peut se faire indépendamment du repère de résolution des équations de Navier-Stokes, et aucune contrainte particulière ne s'applique au choix de ce repère. Les équations sont donc classiquement résolues dans le repère lié au navire et centré sur son centre de gravité (R_G).

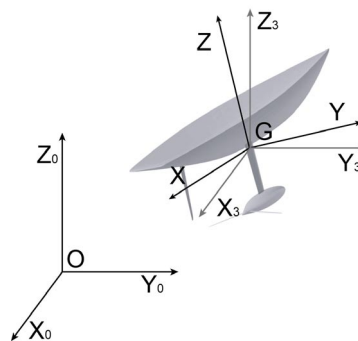


Figure 1 : Repère R_0 et R_G utilisés respectivement pour la résolution des équations de Navier-Stokes et de la dynamique du navire

La matrice de rotation utilisée pour transformer les coordonnées du repère fixe R_0 au repère bateau R_G est définie par :

$$P_{R_3 \rightarrow R} = P_{R_1 \rightarrow R} P_{R_2 \rightarrow R_1} P_{R_3 \rightarrow R_2}$$

Où R_1 , R_2 et R_3 sont les repères intermédiaires définis par la figure 2.

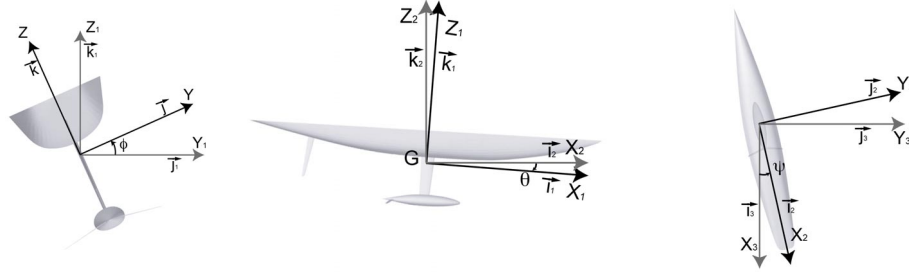


Figure 2 : Rotations élémentaire permettant le passage du repère R_3 au repère R_G

La matrice de passage peut s'écrire sous la forme condensée suivante :

$$P_{R_3 \rightarrow R} \begin{bmatrix} c(\psi)c(\theta) & -s(\psi)c(\theta) & +s(\theta) \\ c(\psi)s(\theta)s(\varphi) + s(\psi)c(\varphi) & c(\psi)c(\varphi) - s(\psi)s(\theta)s(\varphi) & -c(\theta)s(\varphi) \\ -c(\psi)s(\theta)c(\varphi) + s(\psi)s(\varphi) & c(\psi)s(\varphi) + s(\psi)s(\theta)c(\varphi) & c(\theta)c(\varphi) \end{bmatrix}$$

Où ψ , φ et θ sont respectivement les angles de dérive, d'assiette et de gîte.

Equations de la mécanique

Les équations de la dynamique appliquées au navire dans le repère R_G s'écrivent :

$$\begin{cases} m \left(\frac{d\vec{V}_{G/R}}{dt} + \vec{\omega}_R \cdot \vec{V}_{G/R} \right) = \vec{F}_{/R} \\ I_R \frac{d(\vec{\omega}_R)}{dt} + \vec{\omega}_R \cdot (I_R \vec{\omega}_R) = \vec{M}_{G/R} \end{cases}$$

Avec :

- m la masse du navire
- I_R la matrice d'inertie
- $\vec{V}_{G/R}$ la vitesse du centre de gravité
- $\vec{\omega}_R$ le vecteur vitesse de rotation du navire
- $\vec{F}_{/R}$ les efforts extérieurs s'appliquant au navire (efforts hydrodynamiques et forces de gravitation)
- $\vec{M}_{G/R}$ les moments extérieurs s'appliquant au navire (moments hydrodynamiques)

Résolution numérique

La résolution des équations de la dynamique se déroule en deux intégrations successives. Les efforts étant connus au pas de temps courant, l'utilisation de schémas explicites est relativement aisée, car ne modifiant pas la structure de résolution itérative en temps du code.

Dans les codes de calculs de post-traitement temporels de codes de tenue à la mer potentiels, la méthode d'intégration la plus communément utilisée est la méthode Runge-Kutta, avec un ordre de discrétisation de quatre. La précision et la stabilité de ces méthodes est importante, mais demande des évaluations nombreuses de la fonction, pour des pas de temps intermédiaires. Elles s'adaptent donc mal à l'algorithme d'un code Navier-Stokes instationnaire.

La forme générale des équations de la mécanique peuvent se mettre sous la forme générale suivante :

$$\frac{d^2x}{dt^2} = f\left(t, x, \frac{dx}{dt}\right)$$

On se ramène à un système linéaire du premier ordre en posant :

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = v \\ \frac{dv}{dt} = f\left(t, x, \frac{dx}{dt}\right) \end{cases}$$

Après plusieurs tests de convergence, nous avons opté pour un schéma basé sur une étape de prédiction et une étape de correction effectuée par une itération non linéaire en temps. L'étape de prédiction est réalisée par un schéma du premier ordre Euler pour la prédiction de la vitesse, et par un schéma Adams-Moulton pour la prédiction de la position. L'étape de correction utilise uniquement le schéma Adams-Moulton, utilisant les résultats de l'étape de prédiction et une nouvelle évaluation de la fonction.

Les schémas utilisés peuvent donc se résumer à :

$$\begin{aligned} \text{Etape de prédiction :} & \begin{cases} v_{n+1} = v_n + \Delta t \cdot f(t_n, x_n, v_n) \\ x_{n+1} = x_n + \Delta t \cdot \frac{1}{2}(v_n + v_{n+1}) \end{cases} \\ \text{Etape de correction :} & \begin{cases} v_{n+1} = v_n + \Delta t \cdot \frac{1}{2} \cdot (f(t_n, x_n, v_n) + f(t_{n+1}, x_{n+1}, v_{n+1})) \\ x_{n+1} = x_n + \Delta t \cdot \frac{1}{2} \cdot (v_n + v_{n+1}) \end{cases} \end{aligned}$$

Les tests de convergence ont été réalisés en intégrant la fonction $\frac{d^2x}{dt^2} = ((a^2 - 1)x - 2a \cos(t) \cdot e^{-at})$, avec $a = -0.05$.

La solution de cette équation étant connue analytiquement, $x = \sin(t) \cdot e^{-at}$, cela permet de quantifier la précision du schéma utilisé, pour plusieurs valeurs du pas de temps d'intégration, et de le comparer à un schéma de type Euler sans étape de correction.

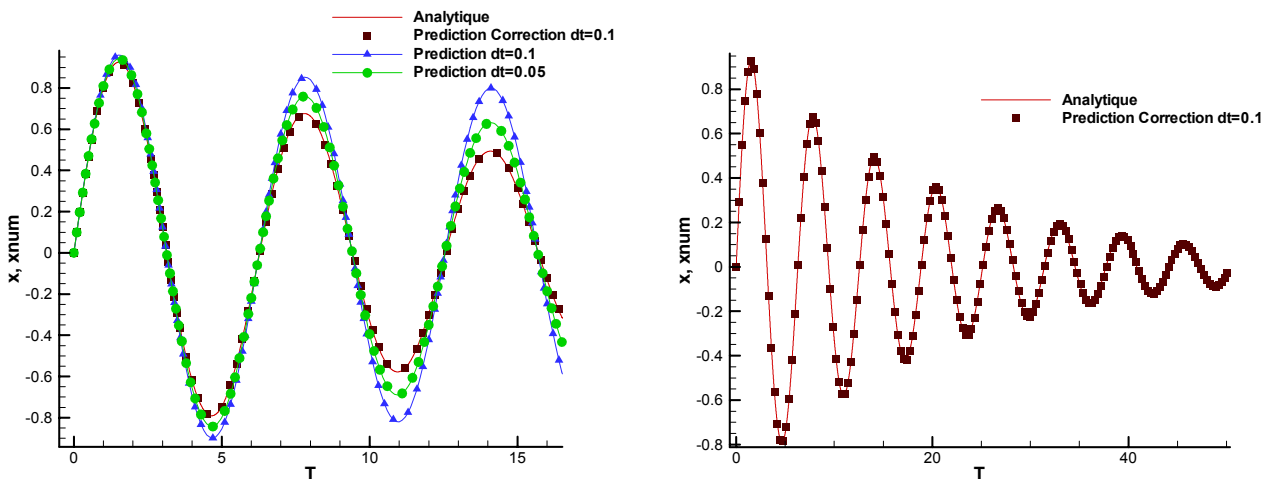


Figure 3 : Comparaison des résultats de l'intégration de la fonction test, pour plusieurs pas de temps, avec et sans étape de correction.

La figure 3 montre l'intérêt d'utiliser une étape de correction. Bien que nécessitant une évaluation supplémentaire de la fonction, ce schéma d'intégration reste plus efficace que le schéma Euler d'ordre 1, avec un pas de temps deux fois plus faible. C'est ce schéma qui a été utilisé dans la suite des simulations, avec un pas de temps adimensionnel de 0.01, correspondant à 0.05 s à l'échelle de la maquette. Il permet d'obtenir le même nombre de points d'évaluation par période que celui présenté dans l'intégration analytique ci-dessus, et est du

même ordre de grandeur que celui utilisé actuellement pour les applications de résistance à l'avancement ($dt = 0.02$). Ce point est important car il signifie que les temps de calculs seront du même ordre de grandeur entre un calcul de résistance et des applications de mouvement instationnaires, au nombre de périodes près.

APPLICATION AU CALCUL DE L'AMORTISSEMENT EN ROULIS DU SERIE 60

Afin de valider les développements réalisés, des calculs sont comparés à des expériences d'extinction de roulis, et de roulis forcé, réalisées au Krilov Shipbuilding Research Institute de St Petersburg sur une maquette de Série 60; ces essais ont effectués avec et sans vitesse d'avance, pour différents angles de lâcher initiaux et différentes valeurs de rayon métacentrique [7]. Réalisés pour le compte du Bassin d'essais des carènes en 1994, ils sont particulièrement intéressants car ils ont été réalisés dans le but d'identifier des effets non-linéaires, effets normalement naturellement pris en compte dans les simulations réalisées avec un code de calcul Navier-Stokes à surface libre.

Lâcher de roulis avec et sans vitesse d'avance

Lors des expériences, la maquette est libre en roulis, pilonnement et tangage, les autres mouvements étant bloqués à l'aide de sandows. Le montage plus ou moins souple, ainsi que la taille relativement faible de la maquette rendant les mesures plus difficiles, induisent une incertitude évaluée par les auteurs des expériences à 1.5% sur les mesures, et à un maximum de 8% sur la détermination du coefficient d'amortissement de roulis.

Lors des simulations numériques, le modèle est tracté avec une gîte initiale (30 degrés sur la figure 4), jusqu'à la vitesse désirée. Le mouvement de roulis est alors libéré, tout en laissant libre les mouvements couplés du navire que sont le pilonnement et le tangage.

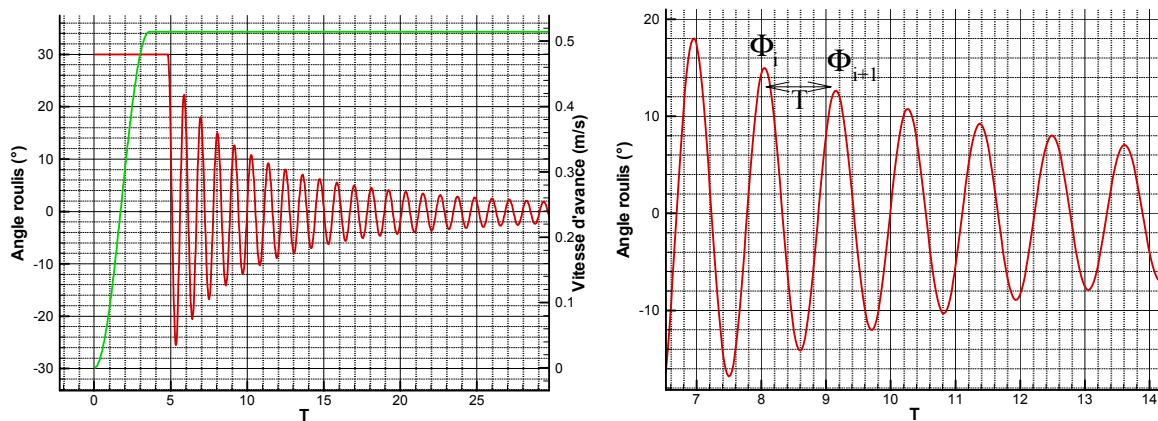


Figure 4 : Déroulement d'une simulation de lâcher de roulis avec vitesse d'avance

Les conditions d'essais pour la maquette du Série 60 au $1/50^{\text{ème}}$, et reproduites lors des calculs sur la maquette de 2.45 m, sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Cas	1	2	3
Déplacement (kg)	61.8	61.8	61.8
GM (cm)	3.31	1.42	0.89
KG (cm)	9.8	11.69	12.22
Ixx (kg.m ²)	0.6347	1.0644	1.3381

Tableau 1 : Conditions des calculs lors des simulations de lâcher de roulis, pour des nombres de Froude de 0, 0.1034 et 0.2068.

Les figures ci-dessous montrent la décroissance de l'angle de roulis. De façon classique, cette décroissance est visualisée en traçant l'amplitude du roulis pour la période i , en fonction de l'amplitude pour la période $i+1$ (Cf. Figure 4).

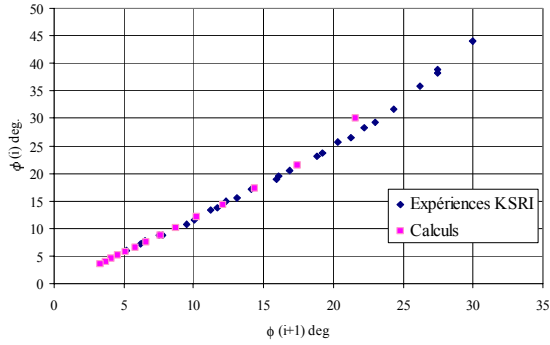


Figure 5 : Cas 1, Fr =0

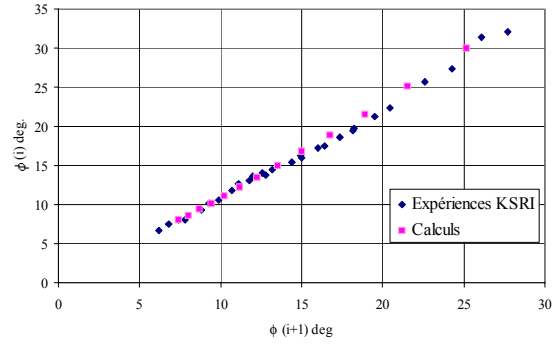


Figure 6 : Cas 3, Fr =0

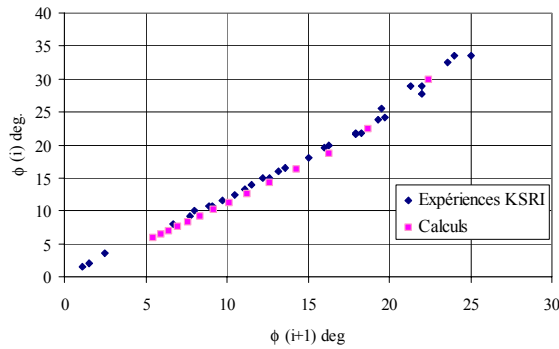


Figure 7 : Cas 1, Fr =0.2068

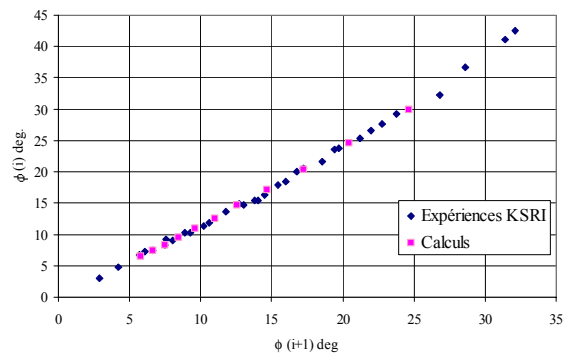


Figure 8 : Cas 3, Fr =0.1034

Les figures 5 à 8 montrent qu'il existe un bon accord entre la décroissance de roulis mesurée lors des essais au KSRI, et les calculs réalisés, pour l'ensemble des conditions de calculs.

Cependant, si l'on souhaite déterminer le coefficient d'amortissement de roulis à partir des simulations, on utilise une représentation qui permet de faire ressortir la variation d'amplitude en fonction de l'amplitude moyenne.

Pour cela, on trace $\frac{(\Phi_i - \Phi_{i+1})}{\frac{1}{2}(\Phi_i + \Phi_{i+1})}$ en fonction de $\frac{1}{2}(\Phi_i + \Phi_{i+1})$, pour chaque période. Le coefficient

d'amortissement linéaire est déterminé par l'origine de la droite de régression linéaire passant par les points, alors que le coefficient d'amortissement quadratique peut être déterminé par la pente de cette droite. La figure 9 montre cette détermination pour les résultats des simulations et des essais.

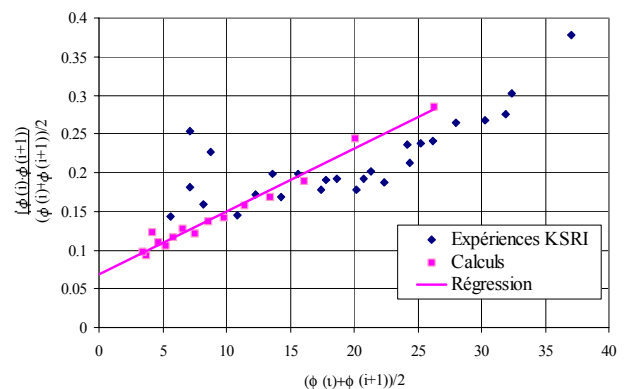
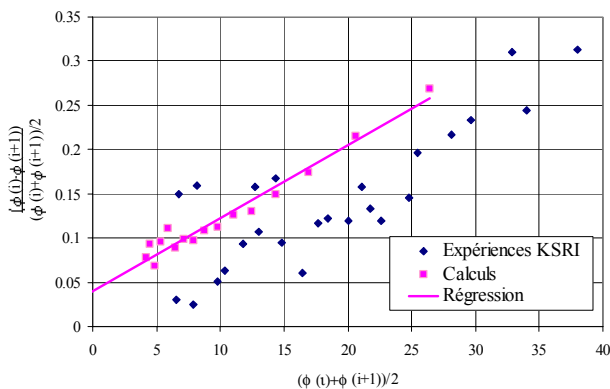


Figure 9 : Détermination du coefficient d'amortissement de roulis (cas 2 Fn=0.0 à gauche, cas 2 Fn=0.1034 à droite)

Sur la figure 9, on observe une distribution linéaire des résultats de la simulation, alors que les données expérimentales présentent une forte dispersion. Cela s'explique tout d'abord par l'imprécision des mesures sur une maquette de 2.5m et pour les faibles angles de roulis, et par le traitement manuel des données expérimentales déduites de graphiques relativement peu précis. Il est donc difficile de conclure à partir de ces essais de la capacité à prédire quantitativement le coefficient d'amortissement en roulis, même si les résultats numériques semblent très consistants.

ROULIS FORCE AVEC ET SANS VITESSE D'AVANCE

Afin de mettre en évidence les non-linéarités prises en compte dans les calculs réalisés, des simulations de roulis forcé ont été réalisées et comparées à la théorie linéaire. On se place ici dans le cas d'un modèle à un degrés de liberté, en considérant le roulis découplé des autres mouvements.

En théorie linéaire, les équations du mouvement de roulis du navire peuvent s'écrire:

$$(I_{xx} + I_A)\ddot{\Phi} + B_{\Phi}\dot{\Phi} + \Delta gGM_t\Phi = M_{\Phi}$$

avec I_{xx} l'inertie mécanique suivant l'axe x, I_A l'inertie ajoutée, B_{Φ} l'amortissement, ΔgGM_t la raideur hydrostatique en roulis, M_{Φ} le moment des efforts extérieurs suivant l'axe de roulis.

De façon classique, l'amortissement se décompose en $B_{\Phi} = B_a + B_v$, avec B_a l'amortissement ajouté ayant pour origine les effets de rayonnement, et B_v l'amortissement de nature visqueuse.

D'autre part, lors des simulations numériques, les efforts sont décomposés en :

$$I_{xx}\ddot{\Phi} = M_{px} + M_{fx} + M_{\Phi}$$

avec M_{px} moment dû aux efforts de pression (efforts normaux) et M_{fx} moment due aux efforts visqueux (efforts tangentiels). Par la suite, les efforts hydrodynamique totaux sont décomposés en M_{hx} moment dû aux efforts de pression hydrostatiques, et $M_{px}-M_{hx}$ qui correspond au moment hydrodynamique pur (efforts normaux ou efforts de pression).

Nous nous sommes alors intéressés à la comparaison des efforts d'origine identique (hydrostatiques, hydrodynamiques et visqueux) prédits par la théorie linéaire, et calculés lors de simulations numériques.

Dans l'équation linéaire du roulis ci-dessous, chaque terme est mis en correspondance avec les efforts calculés par ICARE. Ces termes sont identiques pour des très faibles mouvements, lorsque la théorie linéaire s'applique.

$$\underbrace{I_{xx}\ddot{\Phi}}_{\text{Inertie mécanique}} + \underbrace{I_A\ddot{\Phi} + B_a\dot{\Phi}}_{-(M_{px}-M_{hx})} + \underbrace{B_v\dot{\Phi}}_{-(M_{fx})} + \underbrace{\Delta GM_t\Phi}_{-(M_{hx})} = \underbrace{M_{\Phi}}_{\text{Moment extérieur}}$$

Pour des essais de roulis forcé, les termes $I_{xx}\ddot{\Phi}$ et M_{Φ} se retrouvent de façon identique dans la théorie linéaire et dans le code de calcul et ne présentent donc pas d'intérêt.

Non linéarité des termes hydrostatiques

Le terme $\Delta GM_t\Phi$ de la théorie linéaire est une approximation linéaire du rappel hydrostatique du navire. Il est comparé dans les figures ci-dessous au moment hydrostatique issu d'un calcul hydrostatique pour des angles de roulis allant jusqu'à 30 degrés, au moment hydrostatique prenant en compte la surface libre modifiée par les effets de vitesse d'avance et de rayonnement. A titre de comparaison, les efforts hydrodynamiques normaux (M_{px}) ont été portés sur le graphique. Ils présentent un hystérésis permettant d'identifier les phases de croissance ou de décroissance de roulis.

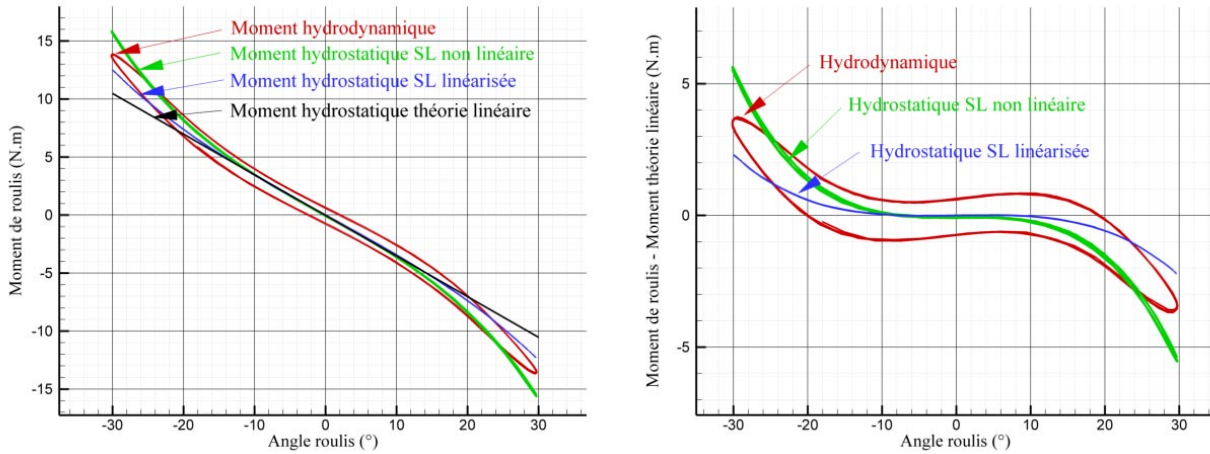


Figure 10 : Moment de roulis (gauche) et Moment de roulis moins le moment de roulis calculé par la théorie linéaire (droite)

La figure 11 montrent que la théorie linéaire est valable pour cette carène jusqu'à un angle de roulis de 10°. Au delà, les effets hydrostatiques non linéaires, mais surtout les effets de surface libre déformée sur le calcul du moment hydrostatique de roulis deviennent prépondérants.

Lors des essais et des simulations de roulis forcé, l'angle de roulis peut s'exprimer sous la forme : $\Phi = \Phi_a \cos(\omega t)$, et par dérivation successives : $\dot{\Phi} = -\omega \cdot \Phi_a \sin(\omega t)$ et $\ddot{\Phi} = -\omega^2 \cdot \Phi_a \cos(\omega t)$

Les termes fonction de la vitesse de rotation de roulis sont donc adimensionnalisés par $\omega \cdot \Phi_a$ et ceux proportionnels à l'accélération de roulis par $\omega^2 \cdot \Phi_a$.

Non linéarités des termes visqueux

En théorie linéaire, le terme d'amortissement visqueux est $B_v \dot{\Phi}$, et est donc une droite de pente B_v dans une représentation en fonction de la vitesse de roulis $\dot{\Phi}$. Les figures ci-dessous permettent de comparer cette hypothèse de linéarité aux résultats issus de simulations pour la même pulsation, et des amplitudes de 5 à 30 degrés de roulis, sans vitesse d'avance.

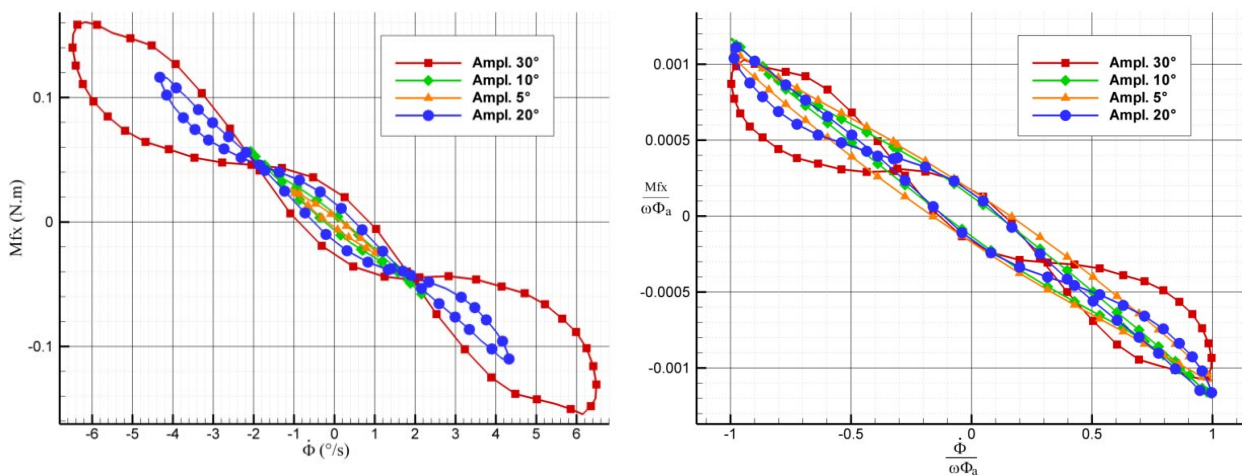


Figure 11 : Moment visqueux en fonction de la vitesse de roulis pour plusieurs amplitudes. Dimensionnel (gauche) et adimensionnalisé par $\omega \cdot \Phi_a$ (droite)

Les résultats montrent tout d'abord que l'hypothèse de linéarité n'est pas strictement vérifiée, même pour les faibles amplitudes, où l'ouverture de la droite à l'origine montre qu'une partie de l'effort de frottement est en

phase avec le roulis. Cette représentation met de plus en évidence de fortes non-linéarités qui augmentent avec l'amplitude du mouvement de roulis. Toutes ces non linéarités peuvent s'expliquer par des lâchers de structures tourbillonnaires ou des déstabilisations de la couche limite, d'autant plus importantes que l'amplitude est importante (Figures 12 et 13).

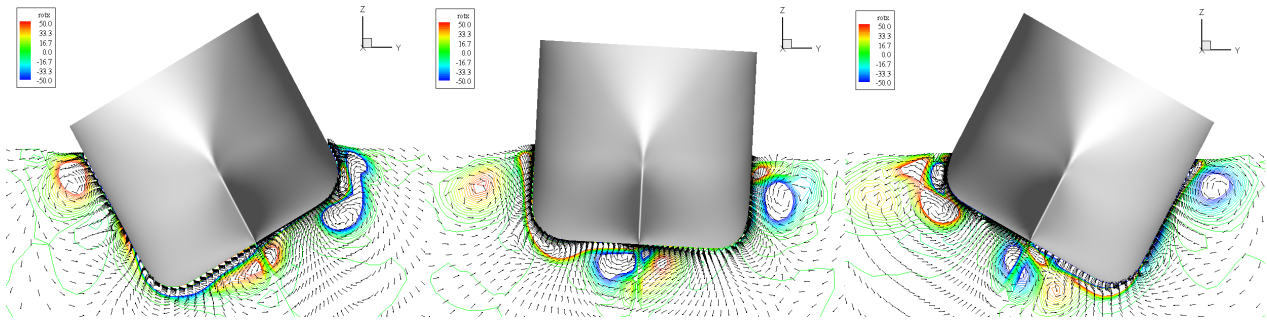


Figure 12 : Vorticité et champ de vitesse dans un plan au milieu du navire, à trois instants de la simulation

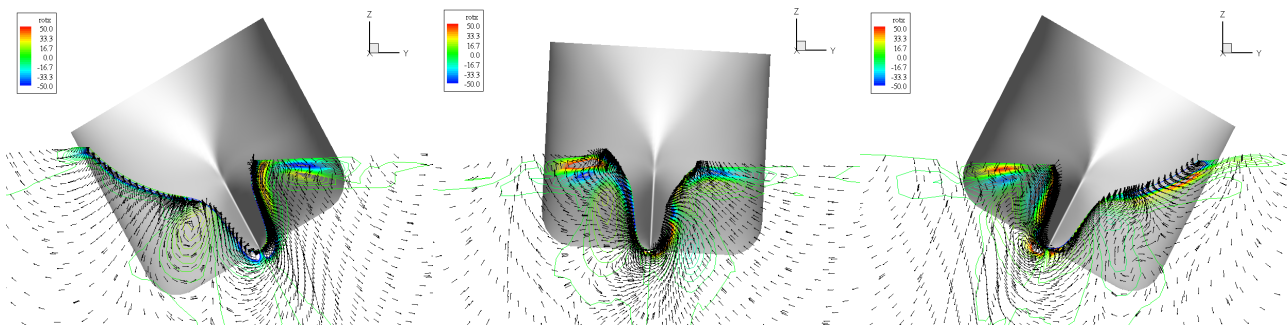


Figure 13 : Vorticité et champ de vitesse dans un plan sur l'arrière du navire, à trois instants de la simulation

Non linéarités des termes de pression

En théorie linéaire, les termes qui s'apparentent aux termes de pression s'écrivent $(I_A \ddot{\Phi} + B_a \dot{\Phi}) = (-I_A \cdot \omega^2 \cdot \cos(\omega t) - B_a \cdot \omega \cdot \sin(\omega t)) \cdot \Phi_a$. Dans un graphique représentant ce terme en fonction de $\ddot{\Phi}$ ou de $\dot{\Phi}$, on n'obtient donc pas une droite, mais une ellipse dont l'inclinaison et l'ouverture dépendent de I_A et B_a . L'adimensionnalisation par $-\omega^2 \cdot \Phi_a$ permet de comparer l'inclinaison de l'ellipse reliée à l'inertie ajoutée en fonction de l'amplitude des oscillations forcées de roulis. On voit apparaître une légère augmentation de la pente en fonction de l'amplitude, et l'apparition de fortes non linéarités pour l'amplitude de 30 degrés.

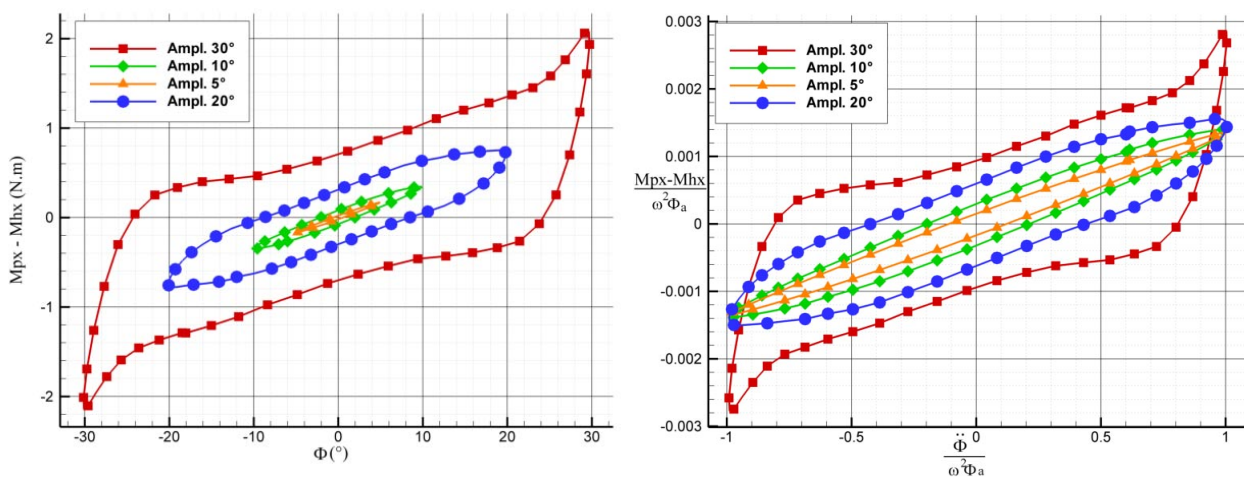


Figure 14 : Moment de pression en fonction du roulis et de l'accélération de roulis pour plusieurs amplitudes. Dimensionnel (gauche) et adimensionné par $\omega^2 \cdot \Phi_a$ (droite)

Influence de la vitesse d'avance

En théorie linéaire, les termes d'inertie ajoutée et d'amortissement ajouté dépendent de la vitesse d'avance. Ces termes sont calculés soit avec la fonction de Green exacte avec vitesse d'avance, soit par l'approximation dite de « fréquence de rencontre », qui applique des corrections aux termes calculés sans vitesse d'avance. Les graphiques ci-dessous montrent les résultats des simulations Navier-Stokes, et mettent en évidence une légère variation des moments de pression (gauche) et des moments visqueux (droite) avec la vitesse d'avance.

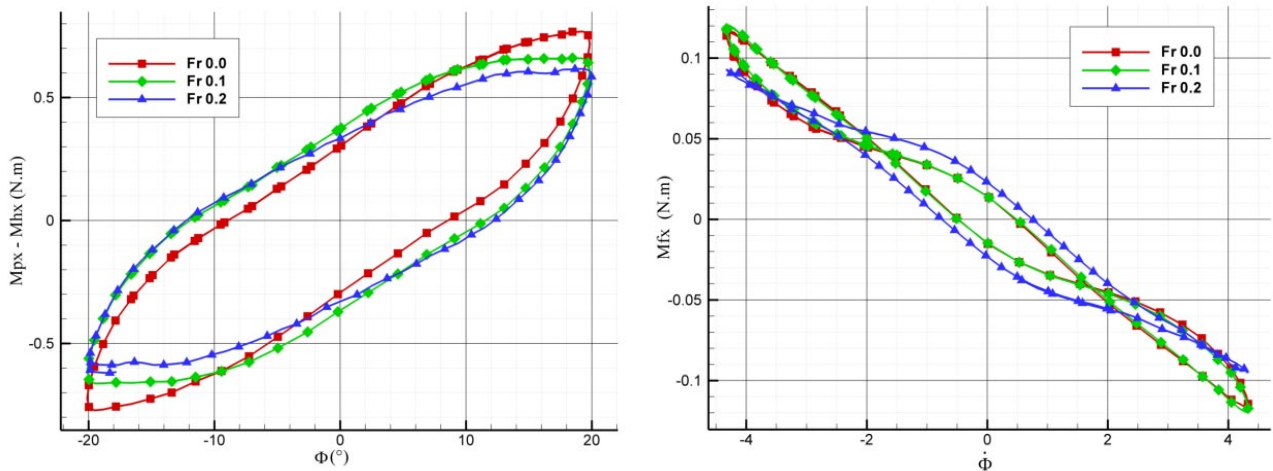


Figure 15 : Influence de la vitesse d'avance sur le moments de pression (gauche) et le moment visqueux (droite)

Influence de la pulsation de roulis

Les coefficients hydrodynamiques (I_A et B_a) dépendent aussi de la pulsation du mouvement. Les graphiques suivants montrent la sensibilité à la pulsation sans vitesse d'avance et pour une amplitude de 10° (conditions encore linéaires).

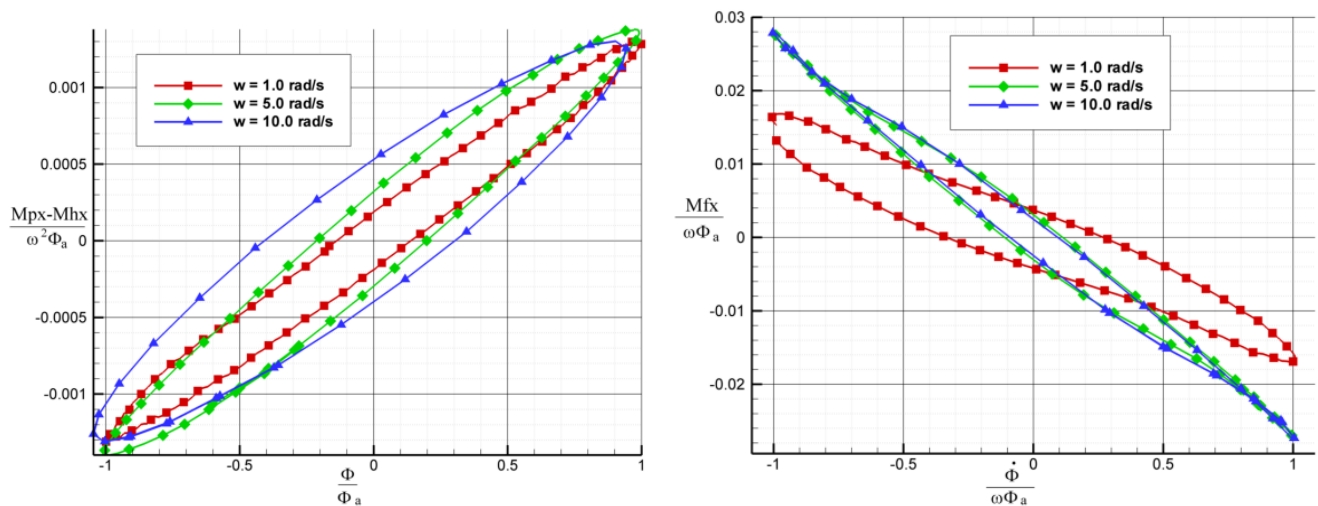


Figure 16 : Influence de la pulsation sur le moment de pression (gauche) et le moment visqueux (droite)

Par une analyse harmonique des résultats temporels calculés par ICARE, on peut déduire les contributions du premier ordre en phase et en opposition de phase avec le roulis, et calculer ainsi les coefficients hydrodynamiques pour les trois pulsations testées. Ces valeurs obtenues pour les trois pulsations sont comparées à celles obtenues avec un code potentiel de tenue à la mer. L'accord est encourageant et permet de valider le principe de la méthode utilisée.

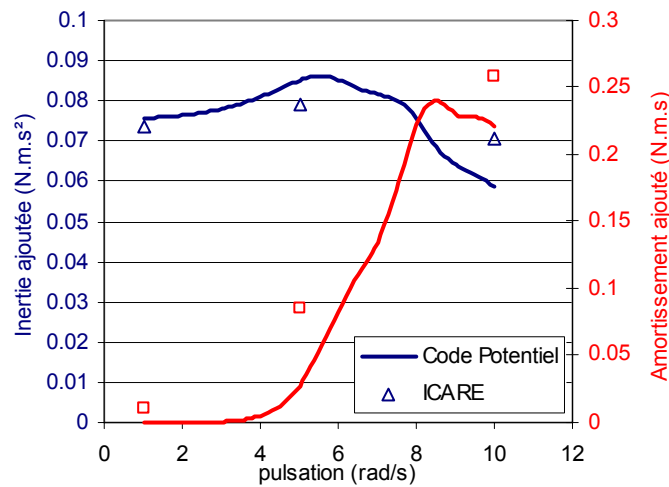


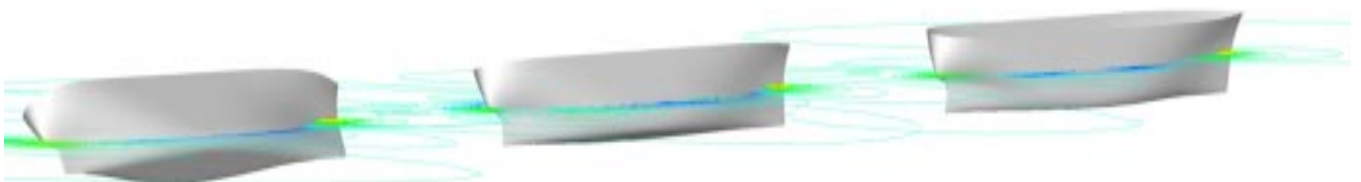
Figure 17 : Comparaison des coefficients hydrodynamiques calculés par ICARE et par un code potentiel

CONCLUSION

Les codes de calculs Navier-Stokes à surface libre, développés initialement pour traiter les applications de résistance à l'avancement, s'ouvrent aujourd'hui à de nouvelles applications. Les simulations présentées dans cet article en sont une illustration. Les résultats d'essais d'extinction de roulis montrent un bon accord avec les résultats expérimentaux. De nouvelles simulations devront être réalisées, notamment sur des carènes équipées d'appendices qui participent majoritairement à l'amortissement en roulis des navires.

Les simulations de roulis forcés présentées dans cet article permettent quand à elles de mettre en évidence la prise en compte lors des simulations de termes non linéaires, dans les termes de rayonnement et dans les termes visqueux. La comparaison de l'inertie ajoutée et de l'amortissement ajouté calculés lors des simulations à des résultats issus de calculs potentiels montrent un bon accord, ce qui est très encourageant pour les calculs Navier-Stokes.

Les prochaines extensions du code ICARE vont permettre de simuler l'ensemble du comportement du navire, notamment la tenue à la mer en utilisant la méthode novatrice SWENSE, la manœuvrabilité et enfin la manœuvrabilité sur houle, avec des temps de calculs compatibles avec l'expertise d'un projet de navire.



REFERENCES :

- [1] **B. Alessandrini, G. Delhommeau**, "Simulation of three-dimensional unsteady viscous free surface flow around a ship model", International Journal for Numerical Methods in Fluids, vol 19, pp 321-342, 1994
- [2] **B. Alessandrini, G. Delhommeau**, "A fully coupled Navier-Stokes solver for calculations of turbulent incompressible free surface flow past a ship hull", International Journal for Numerical Methods in Fluid, vol 29, pp 125-142, 1999
- [3] **B. Alessandrini, G. Delhommeau**, "Flow simulation past a ship in drift and in rotating motion", Proceedings of Symposium on Forces Acting on a Manoeuvring Vessel, Val de Reuil, septembre 1998.
- [4] **B. Alessandrini, G. Delhommeau**, "Viscous free surface flow past a ship in drift and in rotating motion", Proceedings of 22th Symposium on Naval Hydrodynamics, Washington, août 1998
- [5] **B. Alessandrini, L. Gentaz**, "A Fully Coupled Theory for Viscous Free Surface Flow Computation", CFD Workshop, Göteborg, septembre 2000
- [6] **D. C. Wilcox**, "Multiscale model for turbulent flows", AIAA Journal, Vol 26, pp. 1211-1320, Novembre 1988.
- [7] "Roll Damping Tests on Ship Model of Series 60", Rapport du Krylov Shipbuilding Research Institute, St Petersburg 1994.
- [8] **A. Di Mascio, R. Broglia, R. Muscari**, "Unsteady RANS Simulation of a Manoeuvring Ship Hull", 25th Symposium on Naval Hydrodynamics, St John's, Newfoundland and Labrador, Canada, Août 2004.
- [9] **E. F. Campana, D. Peri, Y. Tahara, F. Stern**, "Comparison and Validation of CFD Based Local Optimization Methods for Surface Combatant Bow", 25th Symposium on Naval Hydrodynamics, St John's, Newfoundland and Labrador, Canada, Août 2004.
- [10] **E. Jacquin, Q. Derbanne, D. Bellevre, S. Cordier, B. Alessandrini, Y. Roux**, "Hull Form Optimization Using A Free Surface RANSE Solver", 25th Symposium on Naval Hydrodynamics, St John's, Newfoundland and Labrador, Canada, Août 2004.
- [13] **R. Wilson, F. Stern**, "Unsteady RANS Simulation of a Surface Combatant with Roll Motion", 24th Symposium on Naval Hydrodynamics, Fukuoka, Japon, Juillet 2002.
- [14] **B. Alessandrini, E. Jacquin, R. Luquet, P.-E. Guillermin**, "RANSE with free surface computations around fixed and free DTMB 5415 model, in stillwater and waves", CFD Workshop, Tokyo, Japon, 2005.
- [15] **Y. Tahara, E. Paterson, F. Stern, Y. Himeno**, "Flow- and Wave-Field Optimisation of Surface Combatants Using CFD-Based Optimization Methods", 23th Symposium on Naval Hydrodynamics, Val de Reuil, France, Septembre 2000.
- [16] **Y. Xing-Kaeding, G. Jensen, I. Hadzic, M. Peric**, "Simulation of Flow-Induced Ship Motions in Waves using RANSE Method", Ship Technology Research, Vol. 51, 2004.