

## MODÉLISATION DU PROBLÈME LINÉARISÉ DE TENUE À LA MER PAR UNE MÉTHODE POTENTIELLE TEMPORELLE: LIST

### *MODELING OF THE LINEARIZED SEAKEEPING PROBLEM BY A TIME-DOMAIN POTENTIAL-FLOW METHOD: LIST*

C. Monin<sup>(1)</sup>, B. Bouscasse<sup>(1)</sup>, Y.-M. Choi<sup>(2)</sup>, P. Ferrant<sup>(1)</sup>, A. Colagrossi<sup>(1,3)</sup>  
*claire.monin@ec-nantes.fr, benjamin.bouscasse@ec-nantes.fr, youngmyung.choi@pusan.ac.kr*  
*pierre.ferrant@ec-nantes.fr, andrea.colagrossi@cnr.it*

(1) LHEEA, Ecole Centrale de Nantes, Nantes, France

(2) Dept. of Naval Arch. and Ocean Eng., Pusan National University, Busan, Republic of Korea

(3) CNR-INM (INstitute of Marine engineering), Rome, Italy

### Résumé

Une formulation potentielle linéarisée est développée pour étudier le problème de tenue à la mer d'un navire avec vitesse d'avance. Une méthode de Rankine est mise en œuvre pour obtenir les efforts et la réponse en mouvements d'une carène dans le domaine temporel. Le modèle est développé de telle sorte qu'aucune information de connectivité sur le maillage n'est nécessaire, permettant une discrétisation avec plusieurs niveaux de raffinement. Des tests avec des vagues d'impulsion sont implémentés pour réduire les temps de simulation lors du calcul des fonctions de transfert. Les résultats montrent de bonnes propriétés de convergence pour le solveur et montrent que le modèle est capable de reproduire la réponse linéaire d'une carène de Wigley et d'une carène de navire vraquier.

### Summary

A time-domain potential-flow solver is developed to study the linearized ship-wave interaction problem. A Rankine panel method is implemented to model the problem of seakeeping with forward speed yielding the loads and motion responses in incident waves. The formulation is developed such that no connectivity information is necessary on the meshes, allowing for the use of grids with multiple levels of refinement. Tests with impulse waves are implemented to reduce simulation times when calculating transfer functions. Results show good convergence properties for the solver and show the model is able to reproduce the linear response of both a Wigley and a bulk carrier hull.

## I – Introduction

La décarbonation du transport maritime demande une bonne compréhension des facteurs influents sur la consommation d’un navire. Le développement d’outils de simulation numérique adaptés permet d’optimiser la conception et la gestion des flottes maritimes. Dans ce contexte, la prédiction de la réponse d’un navire en présence de vagues est un élément clé. Il existe deux approches numériques principales pour étudier la tenue à la mer d’une carène : les méthodes dites RANSE (Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations), et les méthodes d’écoulement potentiel. Ces dernières présentent un coût de calcul réduit et constituent un moyen efficace de modéliser les interactions vague-structure dans le cas où les effets visqueux sont négligeables.

Nous présentons une méthode potentielle pour modéliser le problème de la tenue à la mer d’un navire avec vitesse d’avance en domaine temporel à l’aide d’une formulation linéarisée. Les méthodes potentielles temporelles, par opposition aux résolutions fréquentielles, permettent plus de flexibilité dans la formulation, par exemple pour l’inclusion d’effets transitoires, de vitesse d’avance ou d’effets non linéaires. Les méthodes fréquentielles ont montré leur efficacité pour résoudre le problème de tenue à la mer et sont encore largement utilisées [22, 13, 1], cependant elles ne permettent de prendre en compte la vitesse d’avance que par des corrections apportées a posteriori aux résultats de calcul tenant compte seulement de la fréquence de rencontre des vagues. Il est possible d’adapter la méthode fréquentielle au problème avec vitesse d’avance mais cela implique une implémentation complexe [3]. La résolution en domaine temporel apparaît alors comme un choix naturel lorsqu’une vitesse d’avance non nulle est considérée. Deux approches peuvent être adoptées pour discrétiser le problème : les méthodes de fonctions de Green et les méthodes de Rankine. Ces dernières nécessitent de discrétiser la surface libre mais sont plus simples à implémenter et peuvent être facilement adaptées à différentes conditions de bord. La tenue à la mer d’un navire avec vitesse d’avance est un problème non-linéaire dont la résolution a été étudiée dans plusieurs méthodes [21, 8, 2] mais qui reste coûteux à résoudre en termes de ressources de calcul. De nombreuses formulations linéarisées ont été développées afin de réduire les temps de simulation, notamment [22, 13, 1] en domaine fréquentiel citées précédemment et [6, 24] en domaine temporel. Sur la base de ces modèles, des adaptations ont été faites pour inclure certains effets plus complexes. Ainsi, le code **SWAN** a été écrit à l’origine avec une formulation linéaire dans le domaine fréquentiel pour étudier la tenue de mer des navires [16] et a ensuite été complexifié avec une version ”weak-scatterer” dans le domaine temporel [7]. De même, différentes versions du code **WISH** ont été réalisées sur la base d’un premier modèle linéaire, avec une formulation prenant en compte des non-linéarités dans les efforts de Froude-Krylov et une version ”weak-scatterer” [11]. Les formulations en domaine temporel permettent également d’étudier des effets de couplage et de transitoires. Ainsi, **WISH** a été couplé à des modèles de manœuvrabilité et de flexibilité [11]. Dans [19], une résolution dans un référentiel fixé au corps a été développée pour étudier l’interaction entre des mouvements basse fréquence de grande amplitude et la réponse du corps à des vagues. Le modèle dans [18], quant à lui, tire parti de la résolution temporelle pour modéliser simultanément plusieurs structures avec vitesse d’avance instationnaire.

L’objectif de l’approche présentée, **LiST**, est de disposer d’un modèle linéaire robuste et efficace à partir duquel des formulations plus complexes pourront être développées. **LiST** est basé sur une résolution indirecte du potentiel utilisant une distribution de sources à valeurs constantes sur des panneaux plans. Plusieurs formulations mettent en place des méthodes d’ordre supérieur avec des panneaux quadratiques ou cubiques [5, 23], ou des

interpolations spline [24, 14]. Le choix d’une résolution sur panneaux plans sert à réduire les coûts de calcul et permet de formuler le problème sans avoir besoin d’information sur la connectivité du maillage. Cette dernière propriété est exploitée pour construire des maillages avec plusieurs niveaux de raffinement. Une résolution fine est adoptée sur les zones où des forts gradients de pression sont attendus tout en limitant les temps de simulation. Le solveur permet à la fois de calculer la résistance de vague d’une carène en mer calme, et de simuler sa réponse en présence de houle. La validation du code est ici présentée sur un cas de tenue à la mer. Les réponses en pilonnement et en tangage d’une carène de Wigley et de la carène plus complexe d’un navire vraquier sont présentées et comparées à des résultats expérimentaux.

## II – Modélisation mathématique

La tenue à la mer d’un navire avec vitesse d’avance  $U$  est étudiée. Le fluide est supposé non visqueux en écoulement incompressible et irrotationnel de sorte que la vitesse du fluide en tout point du domaine puisse s’écrire comme le gradient d’un potentiel  $\Phi$ . Celui-ci est solution d’un problème aux limites gouverné par l’équation de Laplace, valable dans tout le domaine fluide  $\Omega$  :

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad \text{dans } \Omega \quad (1)$$

Trois référentiels sont définis : un référentiel terrestre, un référentiel attaché au corps dans lequel la géométrie est décrite, et un référentiel inertiel en translation uniforme à la vitesse d’avance  $U$  du navire par rapport au référentiel terrestre. Le repère associé à ce dernier est défini tel que l’axe vertical  $z$  est orienté vers le haut et le navire avance vers la direction  $-x$ . En supposant les mouvements du navire et les vagues de faible amplitude, une formulation linéaire est dérivée pour calculer le potentiel de vitesse  $\Phi$ . L’écoulement est décomposé en un écoulement de base  $\Phi_B$ , lié à la vitesse d’avance et modélisé par l’écoulement double modèle tel que décrit dans [4], et un écoulement de perturbation  $\Phi^{(1)}$  associé aux vagues incidentes et aux vagues générées par le navire.

$$\Phi = \Phi_B + \Phi^{(1)} \quad (2)$$

L’écoulement de perturbation est supposé un ordre de grandeur plus petit que  $\Phi_B$ . Dans le cadre de la théorie linéaire, la modélisation d’Haskind, décrite par exemple dans [17], permet de décomposer  $\Phi^{(1)}$  en une somme de solutions à des problèmes indépendants : le problème stationnaire de vitesse d’avance en mer calme et les problèmes instationnaires de diffraction et radiation. Ainsi :

$$\Phi^{(1)}(\mathbf{x}, t) = \phi(\mathbf{x}) + \varphi(\mathbf{x}, t) \quad (3)$$

$\phi(\mathbf{x})$  est associé aux vagues générées par la vitesse d’avance en mer calme.  $\varphi(\mathbf{x}, t)$  modélise l’écoulement lié aux vagues incidentes et aux vagues générées par la réponse du navire, c’est-à-dire aux vagues de diffraction et radiation.

Le problème aux limites dont  $\Phi^{(1)}$  est solution est exprimé dans le référentiel inertiel en translation. Les conditions de bord sont linéarisées et exprimées sur la surface libre moyenne  $z = 0$  et sur la surface mouillée moyenne du corps  $S_{B0}$ . La condition de radiation impose que la perturbation causée par le navire s’annule loin du corps. Pour le problème

stationnaire les conditions sur la surface libre et sur la carène s'écrivent :

$$\begin{cases} \nabla\eta_s \cdot \mathbf{W} - \phi_z - \eta_s \Phi_{B,zz} - \frac{\nabla \mathbf{W}^2}{2g} \cdot \mathbf{W} + \left( \frac{\mathbf{W}^2 - U^2}{2g} \right) \Phi_{B,zz} = 0 \\ \mathbf{W} \cdot \nabla\phi + g\eta_s = 0 \end{cases} \quad \text{sur} \quad z = 0 \quad (4)$$

$$\nabla\phi \cdot \mathbf{n} = 0 \quad \text{sur} \quad \mathbf{x} \in S_{B0} \quad (5)$$

où  $\mathbf{W} = \nabla\Phi_B$ ,  $\eta_s$  représente l'élévation de surface libre due à l'écoulement de perturbation stationnaire et  $\mathbf{n}$  est le vecteur normal à la surface de la carène dirigé vers le fluide.

Les conditions de bord dans le cas du problème instationnaire sont exprimées comme suit.

$$\begin{cases} \dot{\eta} + \nabla\eta \cdot \mathbf{W} - \varphi_z - \eta\Phi_{B,zz} = 0 \\ \dot{\varphi} + \mathbf{W} \cdot \nabla\varphi + g\eta = 0 \end{cases} \quad \text{sur} \quad z = 0 \quad (6)$$

$$\nabla\varphi \cdot \mathbf{n} = \sum_{i=1}^6 [\dot{q}_i n_i + q_i m_i] \quad \text{sur} \quad \mathbf{x} \in S_{B0} \quad (7)$$

$\eta$  est l'élévation de surface libre associée à l'écoulement de perturbation instationnaire,  $q_i$ ,  $n_i$ , et  $m_i$  sont les mouvements instationnaires du navire, la normale généralisée et les termes de couplage "m-terms" dans le degré de liberté  $i$  (Cavalement, Embardée, Pilonnement, Roulis, Tangage, Lacet). Les termes  $m_i$  prennent en compte le fait que les mouvements du navire sont réalisés au sein d'un écoulement ambiant  $\mathbf{W}$  lié à la vitesse d'avance [25]. La normale généralisée et les termes  $m_i$  sont définis à un point  $\mathbf{x}$  du navire par :

$$\begin{cases} (n_1, n_2, n_3) := \mathbf{n} \\ (n_4, n_5, n_6) := (\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) \times \mathbf{n} \end{cases} \quad \begin{cases} (m_1, m_2, m_3) := -(\mathbf{n} \cdot \nabla)\mathbf{W} \\ (m_4, m_5, m_6) := -(\mathbf{n} \cdot \nabla)((\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) \times \mathbf{W}) \end{cases} \quad (8)$$

où  $\mathbf{n}$  est la normale sortante du navire en  $\mathbf{x}$ , et  $\mathbf{x}_0$  est le centre de rotation de la carène.

Les efforts globaux sur la carène, notés  $\mathbf{F}$  pour les forces agissant selon la direction des axes et  $\mathbf{M}$  pour les moments, sont calculés par intégration de la pression sur la surface du corps :

$$\mathbf{F} = - \int_{S_B} p \cdot \mathbf{n} dS; \quad \mathbf{M} = - \int_{S_B} p \cdot [(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) \times \mathbf{n}] dS \quad (9)$$

$$p = -\rho \left( gz + \dot{\Phi} + \frac{1}{2} \nabla\Phi \cdot \nabla\Phi - \frac{1}{2} U^2 \right) \quad \text{sur} \quad S_B \quad (10)$$

Afin d'exprimer les efforts à l'ordre 1, la surface de la carène  $S_B$  est décomposée en la surface mouillée moyenne  $S_{B0}$  et une variation de cette surface liée aux mouvements verticaux  $h_3^{(1)}$  et à l'élévation de surface libre  $\eta^{(1)}$ . La pression sur  $S_{B0}$  est exprimée au moyen d'un développement de Taylor. L'intégration sur la surface mouillée variable est ramenée à une intégrale sur la ligne de flottaison moyenne  $\mathcal{W}_{L0}$ . Les efforts hydrodynamiques et hydrostatiques linéaires sont ainsi exprimés par :

$$\begin{aligned} \mathbf{F}^{(1)} = & - \int_{S_{B0}} p^{(0)} \mathbf{n}^{(0)} dS - \int_{S_{B0}} [p^{(1)} + \mathbf{h}^{(1)} \cdot \nabla p^{(0)}] \mathbf{n}^{(0)} dS \\ & - \int_{S_{B0}} p^{(0)} \mathbf{n}^{(1)} dS - \int_{\mathcal{W}_{L0}} [\eta^{(1)} - h_3^{(1)}] \left( -\rho \frac{W^2 - U^2}{2} \right) \mathbf{n}^{(0)} \frac{1}{\cos(\gamma)} dl \end{aligned} \quad (11)$$

Les moments sont obtenus de manière similaire, en remplaçant  $\mathbf{n}^{(0)}$  et  $\mathbf{n}^{(1)}$  par  $[(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) \times \mathbf{n}^{(0)}]$  et  $[(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) \times \mathbf{n}^{(1)}]$ . Les exposants dans l'équation (11) indiquent l'ordre des variables.  $\mathbf{h} = [q_1 \ q_2 \ q_3]^T + [q_4 \ q_5 \ q_6]^T \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}_0)$  représente le déplacement d'un point sur la surface de la carène dû aux mouvements instationnaires de celle-ci.  $\mathbf{x}$  désigne les coordonnées de ce point dans le référentiel attaché au corps.  $h_3$  est la composante selon l'axe vertical  $z$  de  $\mathbf{h}$ .  $\gamma$  est l'angle entre la surface de la carène à la ligne de flottaison et l'axe vertical ( $\gamma = 0$  pour une paroi verticale).

$$\mathbf{n}^{(1)} = [q_4 \ q_5 \ q_6]^T \times \mathbf{n}^{(0)} \quad (12)$$

$$p^{(0)} = -\rho g z - \rho \left( \frac{W^2 - U^2}{2} \right) \quad (13)$$

$$p^{(1)} = -\rho \left( \dot{\Phi}^{(1)} + \mathbf{W} \cdot \nabla \Phi^{(1)} \right) \quad (14)$$

### III – Méthode de résolution

Une méthode de panneaux de Rankine est mise en œuvre pour résoudre le problème de tenue à la mer dans le domaine temporel. La coque et la surface libre sont discrétisées en panneaux plans sur lesquels des sources de Rankine de valeurs constantes sont placées avec une distribution d'intensité inconnue  $\sigma$ . L'écoulement de base, indépendant du temps, est résolu en premier. L'élévation de surface libre, le potentiel de perturbation sur la surface libre, ainsi que le mouvement et la vitesse de la carène sont ensuite calculés dans le temps par une méthode de Runge-Kutta d'ordre 4.

Le potentiel de vitesse est déterminé à l'aide d'une méthode indirecte de Rankine. En tout point  $\mathbf{P}^*$  du domaine fluide, le potentiel généré par un panneau  $i$  de surface  $S_i$  et d'intensité constante  $\sigma_i$  sur le panneau est :

$$\Phi_i(\mathbf{P}^*, t) = \int_{S_i} \sigma_i(\mathbf{P}, t) G(\mathbf{P}, \mathbf{P}^*) dS = \sigma_i(t) \int_{S_i} G(\mathbf{P}, \mathbf{P}^*) dS \quad (15)$$

où  $G$  est la fonction de Green pour des sources de Rankine :

$$G(\mathbf{P}, \mathbf{P}^*) = -\frac{1}{4\pi|\mathbf{P} - \mathbf{P}^*|} \quad (16)$$

Le potentiel en tout point de collocation est obtenu en additionnant l'influence de tous les panneaux, de sorte qu'un système algébrique est dérivé. On introduit la matrice d'influence  $K_0$  et les vecteurs  $\Phi$  et  $\sigma$  contenant le potentiel et l'intensité des sources sur chaque panneau :

$$\Phi = K_0 \sigma; \quad K_0(i, j) = \int_{S_j} G(\mathbf{P}_j, \mathbf{P}) dS \quad (17)$$

$K_0$  est indépendante du temps et est donc factorisée une seule fois avant l'intégration temporelle.

À chaque pas de temps, l'équation (17) est utilisée pour calculer l'intensité des sources, à partir de laquelle les vitesses potentielles de perturbation peuvent être dérivées sur chaque surface. Les conditions aux limites (6) permettent d'obtenir les dérivées temporelles de  $\eta$  et  $\Phi^{(1)}$  sur la surface libre. L'accélération du corps est calculée à partir de l'équation du mouvement, après avoir obtenu les efforts par intégration de la pression.

### III – 1 Calcul des dérivées spatiales

Les dérivées partielles de premier ordre du potentiel de vitesse sont obtenues par différentiation de la fonction de Green. En notant les dérivées par un indice :

$$\Phi_x = K_{1x} \sigma, \quad \Phi_y = K_{1y} \sigma, \quad \Phi_z = K_{1z} \sigma, \quad \Phi_n = K_{1n} \sigma \quad (18)$$

où les coefficients  $i, j$  des matrices d'influence sont définis par :

$$K_{1\alpha}(i, j) = \int_{S_i} \frac{\partial G(\mathbf{P}_j, \mathbf{P})}{\partial \alpha} dS \quad \text{pour une variable de dérivation } \alpha = \{x, y, z, n\} \quad (19)$$

Le gradient de l'élévation de surface libre, nécessaire pour calculer  $\eta$  dans la condition cinématique de surface libre, est obtenu en dérivant dans l'espace la condition limite dynamique (6) :

$$\nabla \eta = -\frac{1}{g} \left[ \nabla \dot{\Phi}^{(1)} + \nabla(\mathbf{W} \cdot \nabla \Phi^{(1)}) \right] \quad (20)$$

où les dérivées du second ordre du potentiel sont obtenues par différentiation de la fonction de Green, comme dans (18). La différentiation sur la surface libre est possible car la surface libre est modélisée par le plan  $z = 0$ , cependant, sur le corps la courbure de la surface n'est pas bien décrite par les panneaux plans ce qui induit de larges erreurs dans les dérivées d'ordre supérieur. En particulier les dérivées du second ordre du potentiel de l'écoulement de base doivent être calculées car elles interviennent dans les efforts de rappel et dans les "m-terms". Afin d'éviter les erreurs induites par une différentiation sur la carène, une méthode d'extrapolation est mise en œuvre pour calculer les dérivées loin de la surface dans le domaine fluide et extrapoler leur valeur sur la surface du corps.

Ainsi, l'utilisation d'une résolution indirecte à l'aide de sources d'intensité constante et la méthode d'extrapolation implémentée permettent de calculer les dérivées spatiales sans qu'aucune information de connectivité sur le maillage ne soit nécessaire. Cela permet d'utiliser des maillages non structurés et ainsi de réduire les coûts de calcul.

### III – 2 Calcul du potentiel d'accélération

La pression sur la surface de la carène dépend du potentiel d'accélération instationnaire  $\dot{\varphi}$ . La différentiation par rapport au temps de la condition sur le corps (7) pour le potentiel de vitesse donne un problème aux limites pour  $\dot{\varphi}$ . Cependant, la condition de bord sur le corps qui en résulte dépend de l'accélération du navire qui est inconnue au moment de la résolution. Pour contourner cette difficulté, le potentiel d'accélération est décomposé en potentiels  $\psi_{1j}$  et  $\psi_{2j}$ ,  $j = 1, \dots, 6$ , pour lesquels des problèmes aux limites indépendants de l'accélération du corps sont écrits et résolus.

$$\dot{\varphi} = \sum_{j=1}^6 \ddot{q}_j \psi_{1j} + \sum_{j=1}^6 \dot{q}_j \psi_{2j} \quad (21)$$

Les efforts liés aux potentiels  $\psi_{1j}$  peuvent être exprimés en fonction de la masse ajoutée à fréquence infinie  $A^\infty$  [15] :

$$-\rho \int_{S_B} \psi_{1j} n_i dS \cdot \ddot{q}_j = A_{ij}^\infty \cdot \ddot{q}_j \quad \text{pour } i, j = 1, \dots, 6 \quad (22)$$

La contribution de l'accélération dans les efforts peut ainsi être isolée et ajoutée à la matrice d'inertie du navire dans l'équation de mouvement.

### III – 3 Plage d’amortissement

La condition de radiation est satisfaite par l’ajout d’une zone d’amortissement sur les bords de la surface libre. Le terme  $(2\nu\eta - \nu^2\Phi^{(1)}/g)$  est introduit dans la condition limite cinématique. Le paramètre d’amortissement  $\nu$  est calculé à l’aide d’une fonction polynomiale, de sorte qu’il est maximal à la limite extérieure de la plage et nul à la limite intérieure.

### III – 4 Filtrage numérique

Comme observé dans de nombreuses méthodes de panneaux de Rankine, des vagues de longueur d’onde très courte se développent dans le domaine et provoquent des instabilités numériques. Le problème a été analysé par exemple dans [12] et [10] et est généralement résolu par filtrage. A chaque pas de temps, un filtre numérique passe-bas est appliqué à l’élévation de surface libre et au potentiel de vitesse sur le maillage de la surface libre. Pour une fonction  $f$ , la valeur filtrée en un point d’indice  $j$  est calculée comme suit :

$$f_{j,filtr.} = f_j - \sum_{i=-N_f}^{N_f} \alpha_i \cdot f_{j-i} \quad (23)$$

où  $f_{j-i}$  est la valeur de  $f$  sur le  $i$ -ème panneau voisin du panneau  $j$  dans la direction  $x$ .  $\alpha_i$  sont les coefficients du filtre et  $N_f$  est utilisé pour ajuster le nombre de voisins pris en compte et ainsi contrôler les propriétés de filtrage.

## IV – Résultats

Le problème de la tenue à la mer est étudié à travers les réponses en pilonnement et en tangage de navires en houle de face. Des tests de diffraction, de radiation et des tests de navire flottant librement sont réalisés sur la carène Wigley IV modifiée par Journée [9] et sur un navire vraquier étudié dans le cadre de RIOS (Research Initiative on Ocean-going Ships) et repris par [20] dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 1.

Carène	Longueur [m]	Largeur [m]	Tirant d’eau [m]	Déplacement [m <sup>3</sup> ]	Coefficient de bloc
Wigley IV	3.0	0.6	0.1875	0.1560	0.46
Vraquier RIOS	2.4	0.4	0.1280	0.09830	0.80

TABLE 1 – Caractéristiques des carènes étudiées.

Il a été vérifié que la superposition des résultats en diffraction et en radiation donne bien la même réponse que la simulation d’une carène libre en présence de vagues. Ce dernier cas est donc présenté. La carène est libre de se déplacer en pilonnement et en tangage et simulée en présence de houle d’avant. La réponse du navire à une fréquence donnée est obtenue à partir d’une simulation temporelle en utilisant la transformée de Fourier, dénotée  $FT$  :

$$\left[ \frac{q_j}{\eta_0} \right] (\omega) = \frac{FT[q_j(t)]}{FT[\eta_0(t)]} \quad (24)$$

Une méthode de vague d’impulsion est utilisée pour obtenir la fonction de transfert des mouvements à toutes fréquences en une seule simulation temporelle plutôt que de

simuler le navire en vagues régulières à chaque fréquence d'intérêt. La carène est soumise à une vague modélisée par une fonction Gaussienne. Le contenu fréquentiel du spectre de vague est ajusté en modifiant la largeur de l'impulsion. Les séries temporelles en pilonnement et tangage sont analysées par transformée de Fourier pour obtenir les fonctions de transfert comme ratio entre les spectres de réponse et le spectre de vague incidente. Une série temporelle d'élévation de surface libre correspondant à une impulsion incidente et une réponse en pilonnement sont montrées en figure 1. Les spectres correspondants sont présentés.

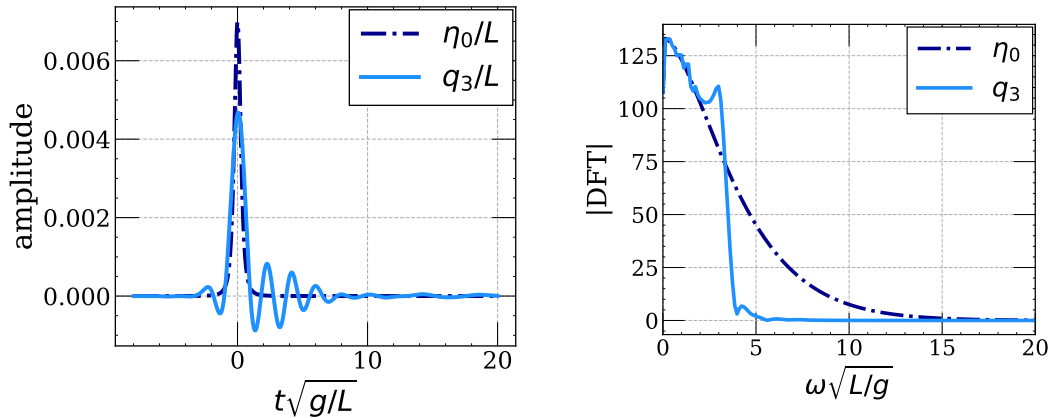


FIGURE 1 – Série temporelle (gauche) et amplitude de la Transformée de Fourier Discrète (DFT) (droite) pour une vague d'impulsion  $\eta_0$  et la réponse en pilonnement  $q_3$  de la carène RIOS.

Des tests de convergence sont réalisés sur la carène Wigley IV. La sensibilité des réponses en pilonnement et en tangage par rapport au pas de temps et par rapport au raffinement des maillages est étudiée. Les résultats convergent correctement lorsque le pas de temps est réduit et lorsque le maillage est raffiné. Le paramètre le plus sensible étant le raffinement du maillage de surface libre, la réponse pour différentes résolutions sur la surface libre est présentée dans la figure 2. L'influence de la taille de la surface libre, des paramètres de la zone d'amortissement et des paramètres de filtrage est également vérifiée. Les résultats sont bien indépendants des dimensions de la surface libre à partir d'un certain seuil. Un domaine de longueur  $1L$  devant la carène,  $2L$  derrière, et  $2L$  sur le côté est choisi. La plage d'amortissement n'affecte pas la réponse si la condition de radiation est bien respectée et les résultats sont peu sensibles aux paramètres de filtrage dès lors que la simulation est stable.



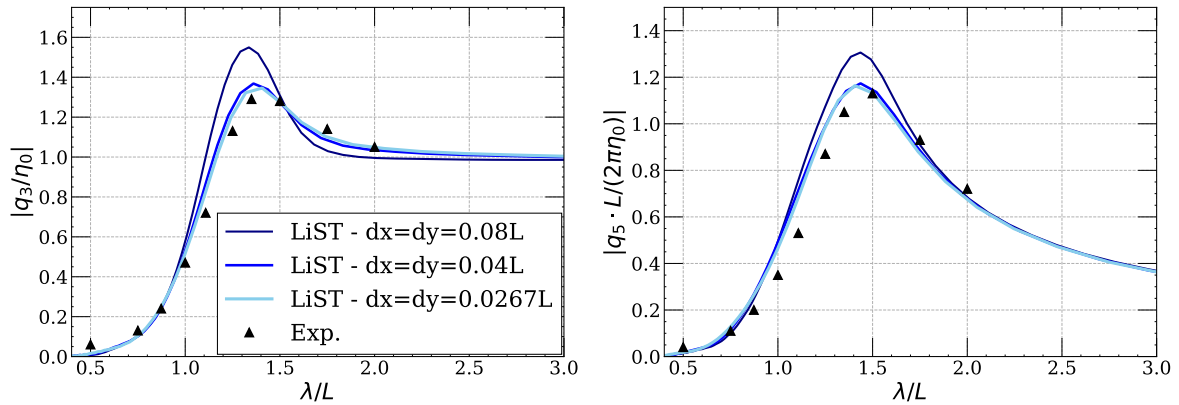


FIGURE 2 – Amplitude des fonctions de transfert en pilonnement et tangage pour la carène Wigley IV à nombre de Froude  $Fr = 0.30$  pour différentes résolutions de maillage sur la surface libre. Le pas de temps est adapté afin de conserver le ratio  $U \cdot dt/dx$  constant. Les résultats expérimentaux sont obtenus dans [9].

La carène RIOS est étudiée afin de tester les capacités du code sur un navire plus complexe. Les maillages de carène et de surface libre sont présentés figure 3. Un maillage avec plusieurs niveaux de raffinement est utilisé afin de réduire les temps de simulation. Les résultats sont comparés à ceux d'un calcul réalisé sur une surface libre de résolution uniforme. La figure 4 montre que les séries temporelles en pilonnement et en tangage sont identiques pour les deux calculs, validant l'utilisation de maillages à plusieurs niveaux de raffinement. Les fonctions de transfert pour la réponse du navire sont présentées figure 5. LiST est comparé à des résultats potentiels obtenus avec le code linéaire en domaine fréquentiel HydroStar-V publiés dans [4] ainsi qu'aux données expérimentales publiées dans [20]. Une différence dans la réponse en tangage est observée entre le calcul HydroStar-V et le calcul LiST. Cela s'explique par une différence de formulation. Le terme d'intégrale sur la ligne de flottaison introduit dans l'équation 11 n'est pas pris en compte dans le calcul HydroStar-V. Une simulation est faite dans LiST en supprimant ce terme afin de comparer les deux codes. Le résultat correspondant, également tracé figure 5, montre que l'écart de résultat en tangage est en grande partie expliqué par ce terme. Hormis cette différence, les deux codes produisent des courbes similaires. La réponse en tangage correspond bien aux données expérimentales. La réponse en pilonnement, quant à elle, est légèrement surestimée par les deux codes mais le pic de réponse est correctement identifié. Les résultats permettent ainsi de valider la capacité du solveur LiST à calculer la réponse linéaire en tenue à la mer d'une carène complexe avec vitesse d'avance.

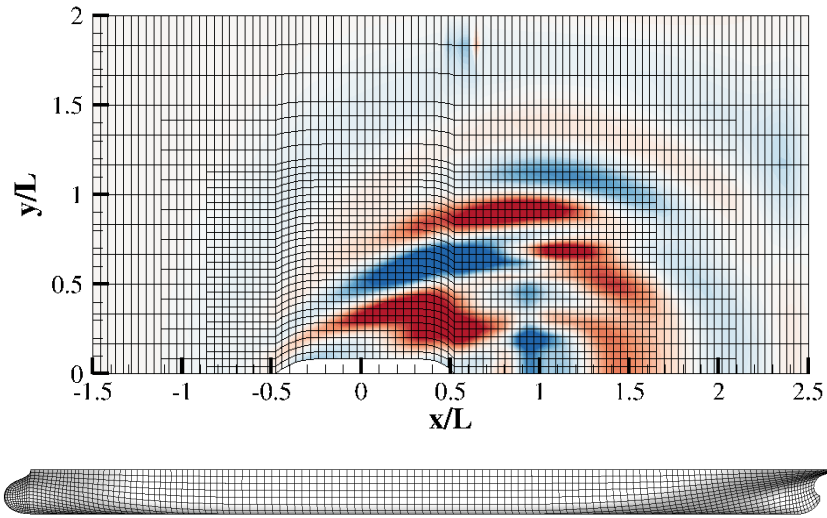


FIGURE 3 – Maillage multi-résolution de la surface libre (haut) et de la carène (bas). Les contours représentent les vagues générées par le navire suite à une vague d’impulsion.

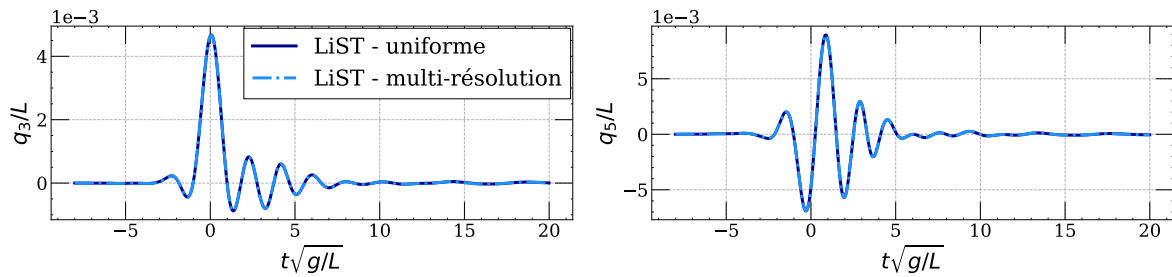


FIGURE 4 – Séries temporelles en pilonnement et en tangage pour la carène RIOs suite à une vague d’impulsion, calculées sur des maillages uniforme et multi-résolution.

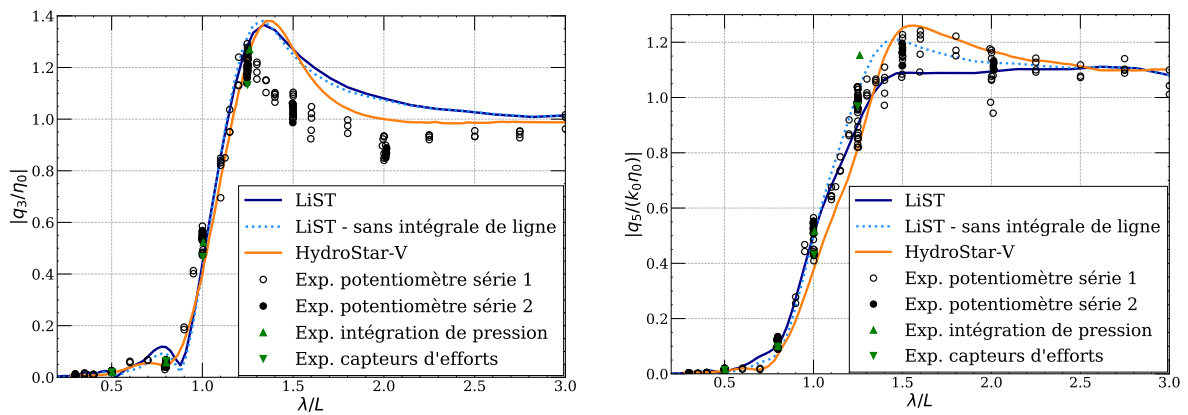


FIGURE 5 – Amplitude des fonctions de transfert en pilonnement (gauche) et en tangage (droite) à  $Fr = 0.18$ . Les résultats expérimentaux sont de [20] et ceux HydroStar-V de [4].

## V – Conclusions et perspectives

Un modèle linéarisé d'écoulement potentiel dans le domaine temporel est développé pour étudier le problème de tenue à la mer d'un navire avec vitesse d'avance. Une méthode de Rankine utilisant des panneaux plans et des sources d'intensité constante est implémentée dans le but d'obtenir un outil de calcul efficace. La formulation permet l'utilisation de maillages avec plusieurs niveaux de raffinement, ce qui réduit considérablement les coûts de calcul. La mise en œuvre de tests de vagues d'impulsion réduit encore les temps de simulation par rapport aux tests dans des vagues régulières. Les résultats montrent la capacité du code à reproduire la réponse de carènes avec une géométrie complexe. La méthode est donc validée pour le calcul de la réponse linéaire d'un navire en tenue à la mer, ce qui permet de développer, sur cette base, des formulations plus complexes notamment le calcul de la résistance ajoutée en présence de houle.

## Références

- [1] Bureau Veritas. Hydrostar software, 2023. <https://marine-offshore.bureauveritas.com/hydrostar-software-powerful-hydrodynamic>, last accessed in June 2023.
- [2] B. Chen, S. Sun, A. Incecik, X. Hou, and H. Ren. Investigation on wave-body interactions by a coupled high-order spectrum method with fully nonlinear rankine source method. *Ocean Engineering*, 288 :115941, Nov. 2023.
- [3] X. Chen, Y. Choi, L. Diebold, S. Malenica, and Q. Derbanne. Prediction of wave-induced motions and added resistance by a novel method based on free-surface green function with viscosity. *34<sup>th</sup> Symposium on Naval Hydrodynamics*, 2022.
- [4] X. Chen, M. Nguyen, I. Ten, C. Ouled Housseine, Y. Choi, L. Diebold, S. Malenica, G. De-Hauteclocque, and Q. Derbanne. New seakeeping computations based on potential flows linearised over the ship-shaped stream. *15<sup>th</sup> Int. Symp. on Practical Design of Ships and Other Floating Structures*, 2022.
- [5] G. He and M. Kashiwagi. Time-domain analysis of steady ship-wave problem using higher-order bem. *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, 24(1) :1–10, 2014.
- [6] G. He and M. Kashiwagi. A time-domain higher-order boundary element method for 3d forward-speed radiation and diffraction problems. *Journal of Marine Science and Technology*, 19(2) :228–244, June 2014.
- [7] Y. Huang. Nonlinear ship motions by a rankine panel method, 1997. Doctoral thesis, Massachusetts Institute of Technology.
- [8] M. Irannezhad, A. Eslamdoost, M. Kjellberg, and R. Bensow. Investigation of ship responses in regular head waves through a fully nonlinear potential flow approach. *Ocean Engineering*, 246, 2022.
- [9] J. Journée. Experiments and calculations on 4 wigley hull forms in head waves, 1992. Technical Report, Delft University of Technology.
- [10] Y. Kim. Computation of higher-order hydrodynamic forces on ships and offshore structures in waves, 1999. Doctoral thesis, Massachusetts Institute of Technology.
- [11] Y. Kim, K.-H. Kim, J.-H. Kim, T. Kim, M.-G. Seo, and Y. Kim. Time-domain analysis of nonlinear motion responses and structural loads on ships and offshore

- structures : development of wish programs. *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering*, 2011.
- [12] D. Kring. Time domain ship motions by a three-dimensional rankine panel method, 1994. Doctoral thesis, Massachusetts Institute of Technology.
- [13] R. Kurnia and G. Ducrozet. Nemoh : Open-source boundary element solver for computation of first- and second-order hydrodynamic loads in the frequency domain. *Computer Physics Communications*, 292 :108885, Nov. 2023.
- [14] J.-H. Lee and Y. Kim. Study on steady flow approximation in turning simulation of ship in waves. *Ocean Engineering*, 195 :106645, 2020.
- [15] S. J. Liapis. Time-domain analysis of ship motions, 1986. Doctoral thesis, The University of Michigan.
- [16] D. Nakos. Ship wave patterns and motions by a three dimensional rankine panel method, 1990. Doctoral thesis, Massachusetts Institute of Technology.
- [17] J. Newman. *The Theory of Ship Motions*, volume 18, page 221–283. Elsevier, 1979.
- [18] S. Oh, B. Park, S. Jung, E. Kim, and H.-G. Sung. Development of time-domain rankine source method for multiple floating bodies with large plane displacement. *Ocean Engineering*, 294, 2024.
- [19] Y. Shao, Z. Zheng, H. Liang, and J. Chen. A consistent second-order hydrodynamic model in the time domain for floating structures with large horizontal motions. *Computer-Aided Civil and Infrastructure Engineering*, 37(7) :894–914, 2022.
- [20] K. Suzuki, H. Iwashita, M. Kashiwagi, M. Wakahara, T. Lida, and M. Minoura. An innovative efd using fbg pressure sensors for ship seakeeping. *Journal of Marine Science and Technology*, 2024.
- [21] H. Söding. Fast accurate seakeeping predictions. *Ship Technology Research*, 67(3) :121–135, Sept. 2020.
- [22] WAMIT Inc. Wamit user manual, version 7.4, 2023. <https://www.wamit.com/manual.htm>, last accessed in June 2023.
- [23] Y. Yang, R. Zhu, and L. Hong. A frequency-domain hybrid hobem for motion responses and added resistance of ships sailing in head and oblique waves. *Ocean Engineering*, 194 :106637, Dec. 2019.
- [24] W. Zhang and O. el Moctar. Numerical prediction of wave added resistance using a rankine panel method. *Ocean Engineering*, 178 :66–79, 2019.
- [25] R. Zhao and O. Faltinsen. A discussion of the  $m_j$  terms in the wave current body interaction problem, 1989. 4<sup>th</sup> Int. Workshop on Water Waves and Floating Bodies.