

## Résistance à l'avancement des navires rapides par une méthode "Volume Of Fluid" (VOF)

C. de Jouët, O. Laget, J.M. Le Gouez, S. Rigaud

Principia R.D., Port de Brégaillon, 83507 La Seyne sur Mer  
Tel : 04 94 11 54 34, Fax : 04 94 06 58 83

### Résumé

L'évolution des techniques a permis de concevoir des navires de plus en plus rapides, autour desquels il paraît nécessaire de modéliser correctement l'écoulement, et les déformées de surface libre afin de prédire et d'optimiser leurs performances (propulsion). Grâce à l'évolution des moyens de calcul, les simulations numériques d'écoulements de fluides parfaits ou réels sont de plus en plus sollicitées comme aide à la conception. La grande majorité des codes de calculs existants mettent en œuvre une méthode de maillage adaptatif, qui consiste à déformer la grille de discrétisation pour suivre l'évolution de la surface libre au cours du temps. Or cette technique apparaît limitée pour restituer des interfaces compliquées comme le déferlement. Devant la complexité des phénomènes fortement non linéaires mis en jeu, la méthode VOF (Volume Of Fluid) apparaît mieux adaptée pour représenter des fractionnements de fluide.

Un couplage a été développé dans le logiciel de mécanique des fluides EOLE entre les équations stationnaires ou instationnaires d'Euler/Navier-Stokes avec l'équation instationnaire d'évolution d'une fraction de volume fluide VOF dans le but de prédire la résistance à l'avancement des navires rapides.

Après la description théorique de la méthode, on présente quelques cas tridimensionnels de validation : une carène de Wigley, une carène de type séries 60, un mât cylindrique vertical de section lenticulaire, et une carène planante prismatique.

### Abstract

The technical evolutions have led to design faster and faster ships. Hence, an accurate calculation of the flow around ship hull is necessary to predict and to optimize their performances (propulsion). Thanks to the development of means of computations, numerical simulations of steady and unsteady flows for perfect or real fluid are more and more used as a design tool. The free-surface method included in most of the computational codes is the adaptative grid method which is limited for reproducing complicated interfaces. As the physical phenomena are very non-linear indeed, the VOF method seems more adapted for breaking waves.

An algorithm of coupling the steady or unsteady conservative equations of Euler/Navier-Stokes with the unsteady transport equation of a fraction of fluid volume (VOF) has been developed and incorporated in the CFD code EOLE to predict the total resistance of fast ship.

After the theoretical description of the technique, three-dimensional tests of validation are presented : An analytical Wigley hull, a series 60 ship hull, a cylindrical vertical mast with a lens-shaped section and a prismatic planing hull.

## 1. Introduction

L'étude de la résistance à l'avancement des navires en eau calme pose deux problèmes : celui du calcul de l'effort de résistance total et de ses différentes contributions et celui de la détermination du champ de vagues proche de la coque, notamment vers l'étrave et dans le sillage.

La première approche consiste à mettre en œuvre la méthode de Dawson en théorie potentielle. Cette technique est un outil rapide de prédiction d'efforts, mais nécessite des formules approchées pour inclure les effets visqueux. De plus, les effets non-linéaires de surface libre reproduits sont assez restreints.

Une démarche plus complète, mais plus onéreuse en temps calculs, est de traiter le problème par une approche fluide réel dans laquelle on résout les équations moyennées de Navier-Stokes. Le suivi de la surface libre est assuré par une méthode de type maillage adaptatif dans laquelle la grille de discrétisation suit la déformée de l'interface au cours du calcul. Ce type de méthode est assez limité dans le cas de fortes cambrures de vagues et de déferlement. Cependant, les profils de vagues le long de la carène sont assez bien représentés pour des navires classiques, si ce n'est, en général, une sous-évaluation de la vague d'étrave, bien que les mesures limnimétriques de la dénivelée de la surface libre puissent aussi être mises en cause. La détermination des vagues dans le sillage se heurte à la difficulté du choix du modèle de turbulence. De plus grandes différences avec les expériences sont constatées dans cette zone de forte séparation de l'écoulement.

Lorsque que l'on s'intéresse aux navires rapides, et donc à des vitesses d'avance élevées, le champ de vagues devient très perturbé et déferle le long de la coque. La méthode V.O.F. semble adaptée à ce genre d'écoulement car elle présente peu de limitations quant aux interfaces à restituer et peut traiter des discontinuités de variables physiques. Dans ce cas, il reste également à déterminer les contributions à l'effort total que sont la résistance de vagues, la résistance visqueuse et enfin la résistance d'embruns. C'est dans ce contexte, qu'un couplage entre les équations d'Euler/Navier-Stokes et la méthode VOF a été mis au point dans le logiciel EOLE, développé à Principia depuis 1990. La théorie est, dans cet article, décrite pour les équations d'Euler de fluides incompressibles avec lesquelles tous les cas de validation ont été effectués. On s'intéresse dans une première étape à la résistance de vagues. Ces travaux s'inscrivent dans la continuité de la démarche de validation de la méthode VOF appliquée à la génération de vagues en mer calme [5].

## 2. Mise en équations de l'approche de pseudo-compressibilité

Dans le code EOLE, les équations d'Euler pour les écoulements stationnaires de fluides incompressibles sont résolues par une approche de pseudo-compressibilité. Il s'agit d'une méthode itérative qui consiste à calculer la solution des équations stationnaires comme la limite asymptotique, lorsque le temps tend vers l'infini, de la solution d'un système d'équations de type instationnaire. On introduit respectivement dans les équations de continuité et de quantité de mouvement des dérivées fictives, par rapport à un pseudo-temps  $\tau$  (système (1)). La solution transitoire peut être dénuée de tout sens physique, pourvu que la solution asymptotique existe et qu'elle soit solution du problème stationnaire étudié [2] et [10]. Le système pseudo-instationnaire choisi [3], écrit sous forme strictement conservative, est de la forme:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \tau} + \text{div}(\rho \vec{U}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \vec{U}}{\partial \tau} + \text{div}(\rho \vec{U} \otimes \vec{U} + p \vec{I} - \vec{\tau}) = \rho \vec{f}$$

où  $\rho$  est la masse volumique (constante),

$\vec{U}$  le vecteur vitesse,

$p$  la pression,

$\vec{I}$  le tenseur unité,

$\vec{\tau}$  le tenseur des contraintes visqueuses,

$\vec{f}$  les forces extérieures,

le symbole  $\otimes$  représente le produit tensoriel de deux vecteurs.

$\bar{\rho}$  joue le rôle d'une masse volumique artificielle et est appelée pseudo-masse volumique. Elle doit rester positive au cours du processus itératif.

La fermeture du système d'équations (1) est assurée par une relation liant la pseudo-masse volumique à la pression. En fait, on exprime la pression  $p$  en fonction de  $\bar{\rho}$ . Pour des raisons de robustesse et de convergence [4], on choisit la relation suivante:

$$p = \rho U_0^2 \ln(\bar{\rho}/\rho_{ref}) + p_{ref} \quad (2)$$

où  $U_0$ ,  $\rho_{ref}$  et  $p_{ref}$  sont des constantes.

La méthode de résolution du système pseudo-instationnaire retenu est caractérisée par une discrétisation centrée en espace, de type volumes finis, des termes de viscosité artificielle du second et du quatrième ordre, un schéma de Runge-Kutta à cinq étapes appliqué au pseudo-temps et un lissage implicite des résidus.

On utilise la technique du pas de temps local qui consiste à prendre, pour chaque cellule, la valeur locale maximale du pas de temps autorisée par la condition de stabilité. Le pas de temps local, pour les écoulements stationnaires, est donné par l'expression suivante dans un système de coordonnées curvilignes  $(\xi, \eta, \zeta)$  :

$$\frac{1}{\delta\tau} = \frac{1}{\delta\tau_\xi} + \frac{1}{\delta\tau_\eta} + \frac{1}{\delta\tau_\zeta} \quad (3)$$

où  $\delta\tau_\xi$ ,  $\delta\tau_\eta$ ,  $\delta\tau_\zeta$  sont les pseudo-pas de temps dans les directions  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$ .

### 3. Présentation de la méthode V.O.F.

Initialement, la méthode V.O.F. a été utilisée pour traiter des problèmes bidimensionnels d'écoulements instationnaires à partir de grilles eulériennes régulières. Elle met en œuvre une fraction de volume fluide  $F$  représentant le taux de remplissage de chaque cellule du maillage. Une fraction unitaire est caractéristique d'une cellule pleine, alors qu'une cellule vide correspond à  $F = 0$ . Lorsqu'une cellule est traversée par la surface libre, elle est dite mixte et sa fraction  $F$  est comprise entre zéro et l'unité.

Pour le problème stationnaire de la résistance à l'avancement, l'équation de conservation de  $F$  ne s'écrit pas au cours du temps  $t$ , mais en fonction d'un pseudo-pas de temps  $\tau'$ , variable itérative. La raison de ce choix est d'éviter d'atteindre un état stationnaire en utilisant l'algorithme de résolution des équations instationnaires, ce qui augmenterait de façon considérable les temps de calcul.

Si on définit une fonction  $f$  continue en tout point du domaine fluide par :

$f(\vec{x}, t) = 1$ , si  $(\vec{x}, t)$  est occupé par le fluide;

$f(\vec{x}, t) = 0$ , sinon.

L'équation de bilan de masse pour la cellule  $\Omega$  s'écrit :

$$\frac{d}{d\tau'} \int_{\Omega} f dV + \int_{\partial\Omega} f \vec{U} \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (4)$$

On pose :

$$V_{\Omega} = \int_{\Omega} dV \quad , \quad F = \frac{1}{V_{\Omega}} \int_{\Omega} f dV \quad (5)$$

d'où:

$$\frac{dF}{d\tau'} + \frac{1}{V_{\Omega}} \int_{\partial\Omega} f \vec{U} \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (6)$$

La méthode de calcul des flux de  $F$  au travers des faces des mailles est basée, en coordonnées cartésiennes, sur la méthode dite "méthode donneur-accepteur", proposée initialement par Hirt et Nichols [7] (figure 1). Il s'agit d'un calcul approché des flux dans lequel on ne considère que trois inclinaisons possibles de la surface au sein des mailles : orthogonales à chacune des trois directions  $x$ ,  $y$ ,  $z$ .

L'extension de cette technique aux calculs tridimensionnels d'écoulements stationnaires est présentée ci-après pour des maillages curvilignes quelconques.

Dans un repère de coordonnées curvilignes  $(\xi, \eta, \zeta)$ , une cellule  $\Omega$  est délimitée par les faces notées  $\delta\Omega_{\xi-}$ ,  $\delta\Omega_{\xi+}$ ,  $\delta\Omega_{\eta-}$ ,  $\delta\Omega_{\eta+}$ ,  $\delta\Omega_{\zeta-}$ ,  $\delta\Omega_{\zeta+}$ .

On note  $J$  le jacobien de la transformation de coordonnées :

$$J = \frac{\partial(\xi, \eta, \zeta)}{\partial(x, y, z)} \quad (7)$$

soit :

$$dx dy dz = \frac{1}{J} d\xi d\eta d\zeta \quad (8)$$

Sur la facette  $\delta\Omega_{\xi+}$ , on a :

$$\vec{n} dS = \frac{1}{J} \vec{g} r \vec{a} d\xi d\eta d\zeta \quad (9)$$

Sur la facette  $\delta\Omega_{\xi-}$ , on a :

$$\vec{n} dS = -\frac{1}{J} \vec{g} r \vec{a} d\xi d\eta d\zeta \quad (10)$$

De plus,

$$V_{\Omega} = \int_{\Omega} dx dy dz = \int_{\Omega} \frac{1}{J} d\xi d\eta d\zeta = \frac{1}{J} \Delta\xi \Delta\eta \Delta\zeta \quad (11)$$

$J$  est donc calculé à partir du volume d'une cellule, tandis que  $\bar{J}$  est une grandeur relative aux interfaces des cellules.

L'équation (6) de bilan de masse pour la cellule  $\Omega$  s'écrit donc :

$$\begin{aligned} \frac{dF}{d\tau'} + \frac{1}{\Delta\xi \Delta\eta \Delta\zeta} & \left( \int_{\delta\Omega_{\xi+}} f \hat{u} d\eta d\zeta - \int_{\delta\Omega_{\xi-}} f \hat{u} d\eta d\zeta + \right. \\ & \left. \int_{\delta\Omega_{\eta+}} f \hat{v} d\xi d\zeta - \int_{\delta\Omega_{\eta-}} f \hat{v} d\xi d\zeta + \right. \\ & \left. \int_{\delta\Omega_{\zeta+}} f \hat{w} d\xi d\eta - \int_{\delta\Omega_{\zeta-}} f \hat{w} d\xi d\eta \right) = 0 \end{aligned} \quad (12)$$

où les composantes contravariantes  $\hat{u}$ ,  $\hat{v}$  et  $\hat{w}$  de la vitesse sont définies par :

$$\hat{u} = \vec{U} \cdot \vec{g} r \vec{a} d\xi \frac{J}{J} \quad \hat{v} = \vec{U} \cdot \vec{g} r \vec{a} d\eta \frac{J}{J} \quad \hat{w} = \vec{U} \cdot \vec{g} r \vec{a} d\zeta \frac{J}{J} \quad (13)$$

On note que le rapport  $\frac{J}{J}$  est différent de 1 lorsque le pas d'espace varie suivant l'une des trois directions.

L'expression des flux de  $F$ , mise au point initialement par Hirt et Nichols [7], se trouve modifiée de la façon suivante :

$$\Delta F = \min (F_{AD} |\hat{U}| \delta\tau' + CF, F_D V_{\Omega}) \quad (14)$$

avec :

$$CF = \max ((1 - F_{AD}) |\hat{U}| \delta\tau' - (1 - F_D) V_{\Omega}, 0) \quad (15)$$

où  $F_A$  est la fraction de volume fluide de la cellule accepteur,  $F_D$  la fraction de volume fluide de la cellule donneur et  $F_{AD}$  vaut  $F_A$  ou  $F_D$  suivant la pente de la surface libre. D'une façon générale, le mode "accepteur" est le mode le plus adapté au calcul de flux lorsque l'interface se déplace suivant

sa normale.

Au critère CFL portant sur le schéma explicite de Runge-Kutta, vient s'ajouter un deuxième critère CFL, noté  $CFL_{VOF}$  dû au schéma explicite en pseudo-temps  $\tau'$  de l'équation de bilan massique de  $F$ . La valeur du pseudo-temps  $\Delta\tau'$  est limitée par le fait que l'on impose à la surface libre de ne parcourir qu'une partie de la maille au cours du pseudo-pas de temps  $\Delta\tau'$ , selon :

$$\frac{U_j \Delta\tau'}{\Delta x_j} < CFL_{VOF} \quad (16)$$

où  $x_j$  et  $U_j$  prennent respectivement les valeurs  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$  et  $\hat{u}$ ,  $\hat{v}$ ,  $\hat{w}$  pour  $j = 1, 2, 3$ . Ainsi, à chaque itération, la valeur du pas en pseudo-temps est réévaluée et est égale au minimum des pas de temps définis par les formules (3) et (16).

#### 4. Algorithme de couplage des équations d'Euler et de la méthode V.O.F.

On couple l'équation de conservation de  $F$  (6) aux équations de continuité et de quantité de mouvement au cours des itérations en pseudo-temps  $\tau$ .

Les équations de continuité et de quantité de mouvement ne sont résolues que pour les cellules totalement pleines ( $F = 1$ ). La réévaluation de la fraction de volume fluide s'effectue pour les cellules mixtes et les cellules pleines au voisinage immédiat de la surface libre.

Le calcul des flux de  $F$  se fait à chaque itération en pseudo-temps (à la fin de la cinquième étape du Runge-Kutta). Par contre, l'application des conditions aux limites sur les frontières (y compris la surface libre, notée  $SL$ ) du domaine de calcul est effectuée à chaque étape du schéma de Runge-Kutta. Un algorithme présentant les grandes étapes du calcul figure ci-dessous.

##### 1- Itérations en pseudo-temps:

Supposons connue une évaluation de la solution à l'itération  $\tau^m$  en considérant la surface libre  $SL^m$ . On recherche la solution à  $\tau^{m+1}$

##### 2- Application du schéma de Runge-Kutta à 5 étapes:

Pour chaque étape :

- bilan des flux et calcul des résidus,
- lissage implicite des résidus,
- réévaluation des variables dépendantes dans le

domaine fluide  $\rightarrow (\vec{U}, \bar{\rho})^{m+1}$ ,

- calcul de la pression  $p^{m+1}$ ,

• si 5ième étape :

- calcul des flux de  $F$

- nouveau repérage de la surface libre,

- Application des conditions aux frontières, en particulier traitement des cellules mixtes sur la surface libre:

pression imposée  $p^{m+1} = p_{atm}$ ,

vitesse extrapolée depuis les cellules pleines,

fin de la boucle sur les étapes du Runge-Kutta.

fin de la boucle sur les itérations.

## 5. Simulations numériques

### 5.1 Carène analytique de Wigley

On considère une carène de Wigley de longueur  $L = 80.m$ , de largeur  $B = 8.m$  et de tirant d'eau  $T = 5.m$ . Le maillage comprend 193 points dans la direction longitudinale, 49 points dans les directions radiale et azimutale, soit un total de 463393 points (figures 2,3,4).

Les figures 5,6,7 présentent respectivement, pour les trois nombres de Froude 0.25, 0.289 et 0.316., la superposition de la solution d'EOLE avec les élévations de surface libre obtenues par d'autres

méthodes numériques [1] (REVA, hypothèse de fluide parfait et ELISA : hypothèse de fluides réels), et par des essais expérimentaux [9]. Les mesures proviennent de deux campagnes d'essais, l'une (exp UT) réalisée à l'Université de Tokyo, l'autre (exp SRI) du Ship Research Institute et de l'Université de Tokyo. Dans l'ensemble, les déformées sont bien représentées malgré une sous-estimation du premier pic qui tend, cependant, à diminuer avec l'augmentation du nombre de Froude. Cette remarque met en évidence les difficultés de la méthode V.O.F. à restituer des petites déformées. Une solution consisterait à utiliser un maillage plus fin.

Néanmoins, on peut constater que la difficulté de capter la surface libre le long de la carène est aussi présente lors des essais expérimentaux, car les différences entre les deux types de mesures (SRI et UT) augmentent lorsque le nombre de Froude diminue. De plus, la vague à l'arrière de la carène est surestimée par rapport à celle mesurée.

Chaque calcul a nécessité 37 heures CPU pour 1000 itérations sur une station Digital DEC ALPHA 600/266 (428 SPECfp92).

## 5.2 Carène de type séries 60

Les efforts obtenus avec EOLE, pour  $Fr = 0.25$  et  $0.316$ , sont comparés aux résultats expérimentaux appartenant à une base de données d'essais réalisée par Y. Kodama du Ship Research Institute au Japon.

Si  $L$  est la longueur entre les perpendiculaires avant et arrière du navire, les frontières du domaine de calcul sont disposées comme suit :

- longueur à l'avant de la carène :  $1.25 L$
- longueur à l'arrière de la carène :  $1.75 L$
- distance latérale:  $1.125 L$
- Profondeur maximale par rapport à l'axe longitudinal :  $0.5 L$

Le maillage comprend 608580 mailles ( $230 \times 54 \times 49$ ) avec des resserrements locaux à l'étrave, à la poupe, et le long du navire.

Le temps CPU pour 1500 itérations est de 36 heures sur une station Digital DEC ALPHA 500/400 (600 SPECfp92).

Le graphe 8 montre que les valeurs de résistance de vagues pour les deux nombres de Froude testés ( $0.25$  et  $0.316$ ) sont correctement prédits par le code.

Comme le montrent les figures 9 et 10, la déformée de surface libre est en bon accord avec les résultats expérimentaux pour les nombres de Froude  $Fr = 0.25$  et  $Fr = 0.316$ . La figure 11 présente une comparaison des champs de vagues calculé par EOLE et fourni par les essais expérimentaux.

## 5.3 Mât vertical cylindrique de section lenticulaire

Le mât considéré a pour caractéristiques géométriques une épaisseur de 45 mm, une longueur de 337.5 mm et un tirant d'eau de 400 mm. Il a fait l'objet d'une étude de l'ECN, portant sur les non-linéarités de surface libre [6].

Les essais numériques ont été réalisés pour des nombres de Froude compris entre 0.4 et 1.2, par pas de 0.2. Les comparaisons de la déformée de surface libre le long du mât et dans le plan de symétrie ont été effectuées avec les résultats disponibles pour les nombres de Froude de 0.4, 0.6 et 1. Expérimentalement, on observe le déferlement à partir de  $Fr = 0.5$ . On retrouve numériquement que la surface libre à partir de cette valeur présente des fractionnements de fluide. Mais l'aspect haché de la surface libre provient également de son mode de représentation : seul l'isocontour  $VOF=0.5$  est tracé.

Le temps CPU nécessaire à ce type d'essai est d'environ 37 heures pour 2000 itérations (sur une station Digital DEC ALPHA 600/266 (428 SPECfp92)).

### Discretisation du domaine fluide :

Pour des raisons de symétrie, seule la moitié du corps est représentée. Le maillage est composé de deux blocs : l'un décrivant le domaine fluide sur le côté du mât, l'autre représentant le domaine fluide sous le mât (figure 12).

Le maillage du premier bloc est de type "O" et comporte 197120 mailles ( $70 \times 44 \times 64$ ). Si  $L$  représente la corde du profil, la frontière extérieure en amont du mât est formée :

- d'un arc d'ellipse dont le petit axe (porté sur  $x$ ) est de 1.5 L, le grand axe (porté sur  $y$ ) de 2.3 L. Le centre se situe sur le bord d'attaque du corps,
  - suivi d'un segment de droite placé à une ordonnée égale à 2.3 L,
  - et enfin d'un second arc d'ellipse de grand axe (porté sur  $x$ ) de 3 L et de petit axe (porté sur  $y$ ) de 2.3 L.
- Le deuxième bloc est également de type "O" et comprend 30240 mailles (70x48x9). Il ferme le domaine de calcul en dessous du mât. La totalité du maillage renferme 227360 cellules. Les nœuds de la partie supérieure du maillage se situent à une côte de 0.08 m, tandis que ceux de la partie inférieure sont à -0.8 m.

#### Élévation de surface libre :

La figure 14 présente la dénivelée de la surface libre le long du mât pour  $Fr = 0.4$  : à cette vitesse d'avance, il n'apparaît pas de fractionnement de fluide. La déformée de la surface libre le long du mât est comparable à celle calculée par la théorie potentielle (logiciel REVA) [6]. Bien que les pics soient d'une plus grande amplitude, le creux principal est du même ordre.

Le déferlement apparaît dès  $Fr = 0.5$  et est plus intense à  $Fr = 0.6$ . La figure 15 montre des fractions de fluide au-dessus de la seconde crête. Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux provenant de la théorie potentielle fournis par le code REVA [6]. Le premier pic est plus important. L'amplitude du creux principal est du même ordre. La seconde crête est légèrement moins importante mais plus étalée. Ces déformations principales sont correctement placées par rapport au corps. On constate toutefois que la dénivelée de surface libre est très amortie dans le sillage du mât.

À  $Fr = 1.0$ , le déferlement est encore plus prononcé. Le premier creux tend à disparaître pour ne mettre en évidence qu'une seule vague sur le mât (figure 16).

Le mode de représentation de la surface libre, réalisée à l'aide de l'isocontour  $VOF=0.5$ , peut accentuer le caractère haché de la surface libre. EOLE prédit une vague d'amplitude plus grande et un creux plus atténué que REVA. Néanmoins, on constate qu'à cette vitesse d'avance, la représentation de l'élévation de la surface libre dans le sillage est similaire. En effet, dans cette zone, la surface libre ne déferle plus.

Les déformées de surface libre, dans le cas de déferlement, ne peuvent être que qualitatives. En effet, les équations résolues sont les équations stationnaires d'Euler et ne permettent donc pas de simuler correctement les phénomènes fortement instationnaires que sont les fractionnements de fluide.

La vue en perspective 17 montre le champ de vagues au voisinage du mât.

#### Résistance de vagues :

Les valeurs du coefficient de résistance de vagues calculés par EOLE sont comparées à celles présentées dans le rapport [6]. Dans l'ensemble, les valeurs du coefficient de résistance de vagues calculées sont assez proches des valeurs expérimentales : légèrement plus élevées que celles issues des expériences pour  $Fr = 0.4, 0.8, 1.0$  et 1.2 et inversement pour les nombres de Froude de 0.5 et 0.6 (figure 13).

#### **5.4 Carène planante prismatique**

Ce test s'inspire d'une série d'essais, effectuée par S. Hirano et Y. Himeno de l'Université d'Osaka [8], sur des carènes planantes prismatiques. L'intérêt d'étudier ce genre de carènes est de pouvoir décomposer la résistance totale à l'avancement en une résistance de vagues, une résistance de frottement et une résistance d'embruns due au déferlement. La résistance d'embruns est égale à la résistance due à la perte de quantité de mouvements d'embruns. C'est pourquoi, lors des essais, les embruns sont récupérés dans des bacs fixés sur les côtés de la carène. Ces bacs ont pour but d'empêcher que les embruns ne retombent à la surface de l'eau, ce qui perturberait la résistance de vagues et fausserait la mesure de la hauteur de vagues par la sonde.

Deux maquettes de 750 mm de long ont été testées. Elles ne diffèrent que par leurs largeurs (200 mm et 400 mm). La vitesse de traction est de  $V = 2.5\text{ m/s}$ , ce qui correspond à  $Fr = 1.262$ . L'angle d'assiette initial est de 6 degrés.

Le temps CPU est d'environ 38 heures pour 2000 itérations sur une station Digital DEC ALPHA 500/400 (600 SPECfp92).

### Discrétisation du domaine fluide :

En premier lieu, le maillage a été réalisé pour un angle d'assiette nul. La carène possédant des angles vifs, le maillage est de type H. Il est composé de trois blocs autour de la demi-carène comme le montre la figure 18. Le domaine de calcul est délimité de la manière suivante :

- la frontière amont se situe à  $L/4$  à l'avant de la carène (selon  $x$ ),
- la frontière aval à  $2.L$  de l'arrière du corps,
- et la frontière latérale est placée respectivement à  $1.5L$  et  $0.75L$  pour les largeurs  $0.4m$  et  $0.2m$ ,
- la profondeur du maillage est de  $-0.45m$  et la hauteur de  $0.3m$  (figure 19).

Le premier bloc situé dans le prolongement amont de la carène contient 10400 points ( $8 \times 20 \times 65$ ). Le second dans le prolongement aval du corps comprend 101400 points ( $78 \times 20 \times 65$ ). Et enfin, le troisième sous-domaine compte 312000 points ( $160 \times 30 \times 65$ ), soit au total 423800 points.

Puis la totalité de la grille a été inclinée de 6 degrés. Il est donc inutile de resserrer les mailles au voisinage de l'étrave, car le premier bloc auquel elles appartiennent est totalement hors de l'eau, étant donné cette rotation de maillage.

L'initialisation du champ de VOF a été effectuée à partir de l'intersection du plan d'eau au repos et de la grille inclinée à six degrés. Malgré une mise en œuvre délicate, ce calcul s'est correctement déroulé, montrant la robustesse de la méthode.

### Champs de vagues :

La figure 20 présente le champ de vagues obtenu à 2000 itérations. On constate des perturbations du champ de vagues proche de la carène et en amont de celle-ci, ce qui n'a pas de réalité physique.

Les calculs ne restituent pas de déferlement pour cette vitesse d'avance comme c'est le cas lors des expériences. Cette différence peut provenir des quilles d'angles fixées sur les maquettes et qui ne sont pas prises en compte dans la modélisation numérique.

### Résistance de vagues :

Le tableau suivant donne le coefficient de résistance de vagues  $C_w$  obtenus par Eole et par les essais pour les deux maquettes.

Largeur de la Maquette	$C_w$ (Eole)	$C_w$ (Essais)
0.4 m	6.2E-3	4.175E-3
0.2 m	2.034 E-3	2.113E-3

Table 1: Coefficients de Résistance de vagues.

L'ordre de grandeur est respecté, avec toutefois une valeur plus proche des expériences pour la largeur de 0.2 m. L'explication peut provenir du maillage deux fois plus resserré latéralement que celui relatif à la carène de 0.4 m de large.

## 6. Conclusion

La validation du couplage des équations d'Euler/Navier-Stokes avec la méthode VOF doit être poursuivie pour des navires rapides. Mais, pour de grandes vitesses d'avance, il reste extrêmement délicat de se comparer avec des essais expérimentaux déjà existants car la plupart des maquettes comportent des rails de spray ou des quilles d'angles que l'on ne peut modéliser numériquement à l'heure actuelle.

Des calculs Navier-Stokes seront entrepris prochainement pour une carène de Wigley et une carène de type séries 60.

## Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier la "Direction de la REcherche et de la Technologie" (DGA/DRET) pour avoir financé ces travaux de recherche et pour soutenir les développements concernant ce sujet depuis 1995.



## References

- [1] Alessandrini B. and Delhommeau G., *Simulation of three-dimensional Unsteady Viscous Free Surface Flow Around a Ship Model*, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 19, 321-342, 1994.
- [2] Crocco L., *A Suggestion for the Numerical Solution of the Steady Navier-Stokes Equations*, AIAA Journal, vol. 3, pp. 1824-1832, 1965.
- [3] de Jouët C., Viviand H., Wornom S., et Le Gouez J.M., *Pseudo-Compressibility Methods for Incompressible Flow Calculation*, 4th International Symposium on Computational Fluid Dynamics, University of California at Davis, 1991.
- [4] Calm - de Jouët C., *Développement d'une méthode de pseudo-compressibilité pour le calcul des écoulements de fluide incompressible - Applications aux écoulements en présence d'une surface libre*, Rapport de thèse, Université de Nice/Sophia-Antipolis, décembre 1994.
- [5] C. de Jouët, J.M. Le Gouez, O. Put (Laget), S. Rigaud, *Volume of Fluid Method (VOF) Applied to Non-Linear Wave Problems on Body-Fitted Grids*, 11th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Hamburg, Germany, 17-20 March 1996.
- [6] G. Delhommeau, C. Couchman, L. Jeannaud, H. Doyer., *Etude Théorique et Numérique des Non-Linéarités dans les Problèmes d'Écoulements Stationnaires à Surface Libre et Validation Expérimentale.*, Rapport de synthèse finale du contrat DRET/ECN No 92/142, Laboratoire de Mécaniques des Fluides, Division Hydrodynamique Navale, Ecole Centrale de Nantes, 1994.
- [7] Hirt C.W. and Nichols B.D., *Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries*, Journal of Computational Physics, Vol. 39, pp. 201-225, 1981.
- [8] S. Hirano, Y. Himeno, T. Nakagawa and K. Kitagawa., *Separation of Resistance Components of Prismatic Planing Hull Forms.*, J.S.N.A. of Japan, Vol. 215, 1991.
- [9] F. Noblesse and J.H. McCarthy., *Proceedings of The Second DTNSRDC Workshop on Ship Wave-Resistance Computations.*, David W. Taylor Naval Ship Research and Development Center Bethesda, Maryland 20084, United States of America, 16-17 November 1983.
- [10] Viviand H., *Systèmes pseudo-stationnaires pour le calcul d'écoulements stationnaires de fluides parfaits*, Publication ONERA, No. 1983-4, 1983.

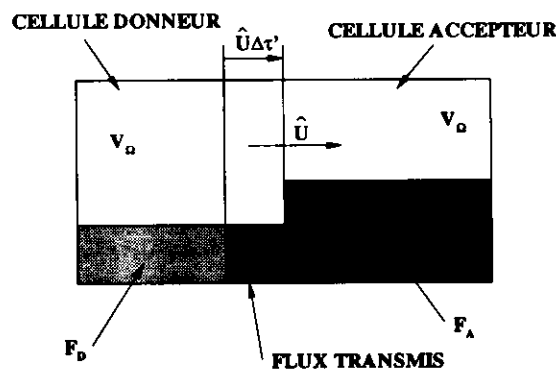


Figure 1: Méthode VOF - Principe des cellules donneur et accepteur.

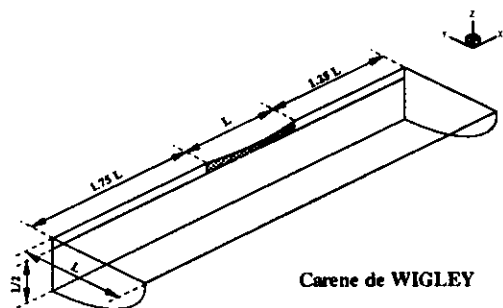


Figure 2: Carène de Wigley : définition de la topologie.

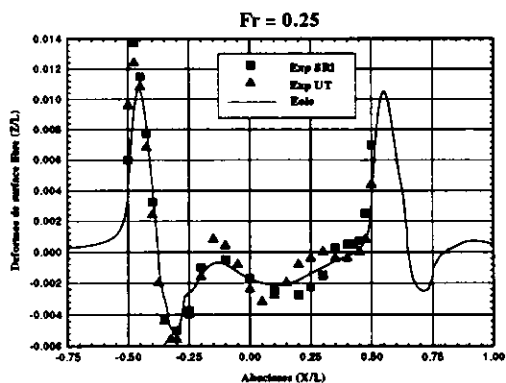


Figure 5: Carène de Wigley : élévation de surface libre,  $Fr = 0.25$ .

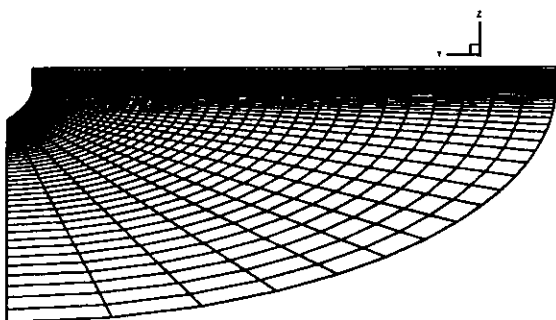


Figure 3: Carène de Wigley : vue du maillage en coupe transversale.

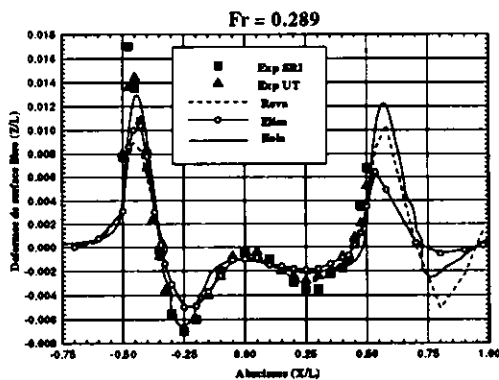


Figure 6: Carène de Wigley : élévation de surface libre,  $Fr = 0.289$ .

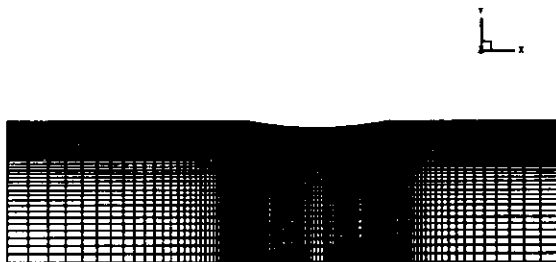


Figure 4: Carène de Wigley : vue de dessus du maillage.

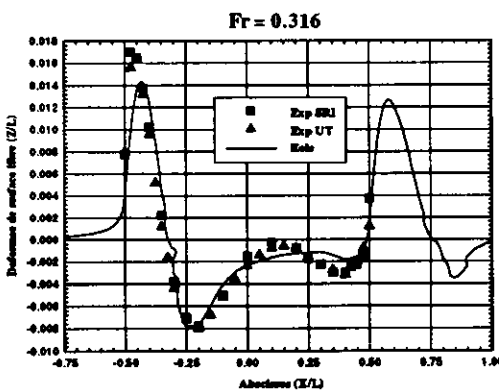


Figure 7: Carène de Wigley : élévation de surface libre,  $Fr = 0.316$ .

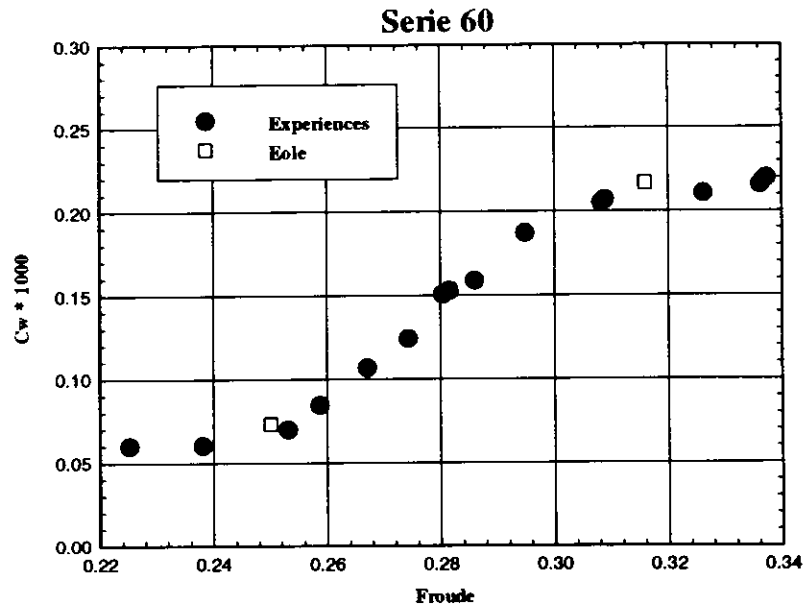


Figure 8: Carène de type Série 60 : coefficients de résistance de vague.

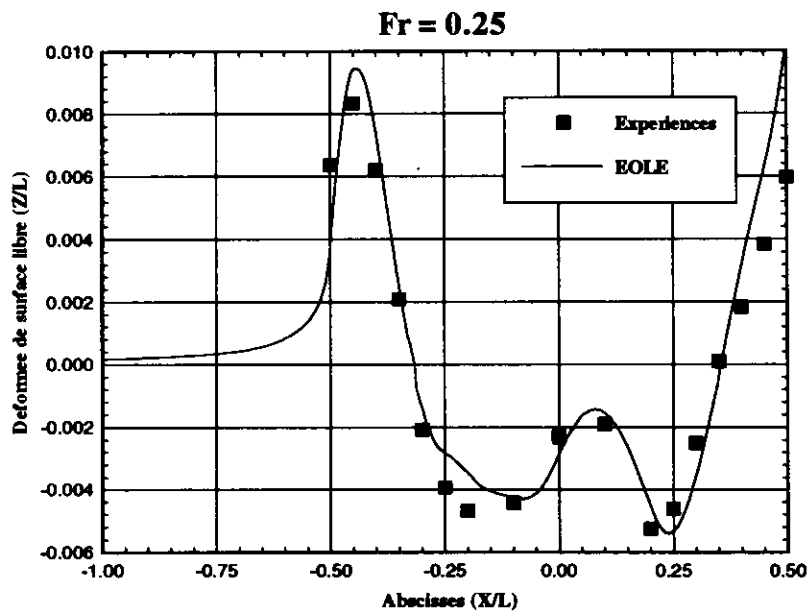


Figure 9: Carène de type Série 60 : élévation de surface libre le long de la carène,  $Fr = 0.25$ .

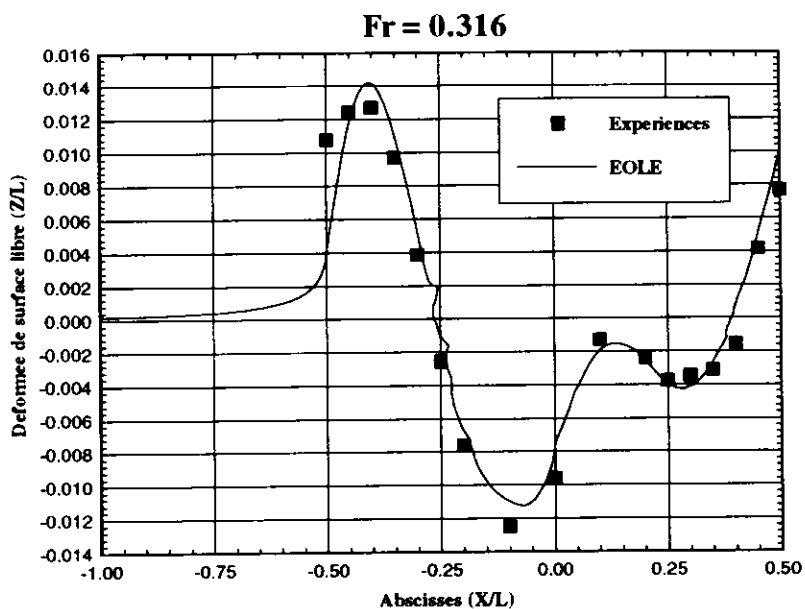


Figure 10: Carène de type Série 60 : élévation de surface libre le long de la carène,  $Fr = 0.316$ .

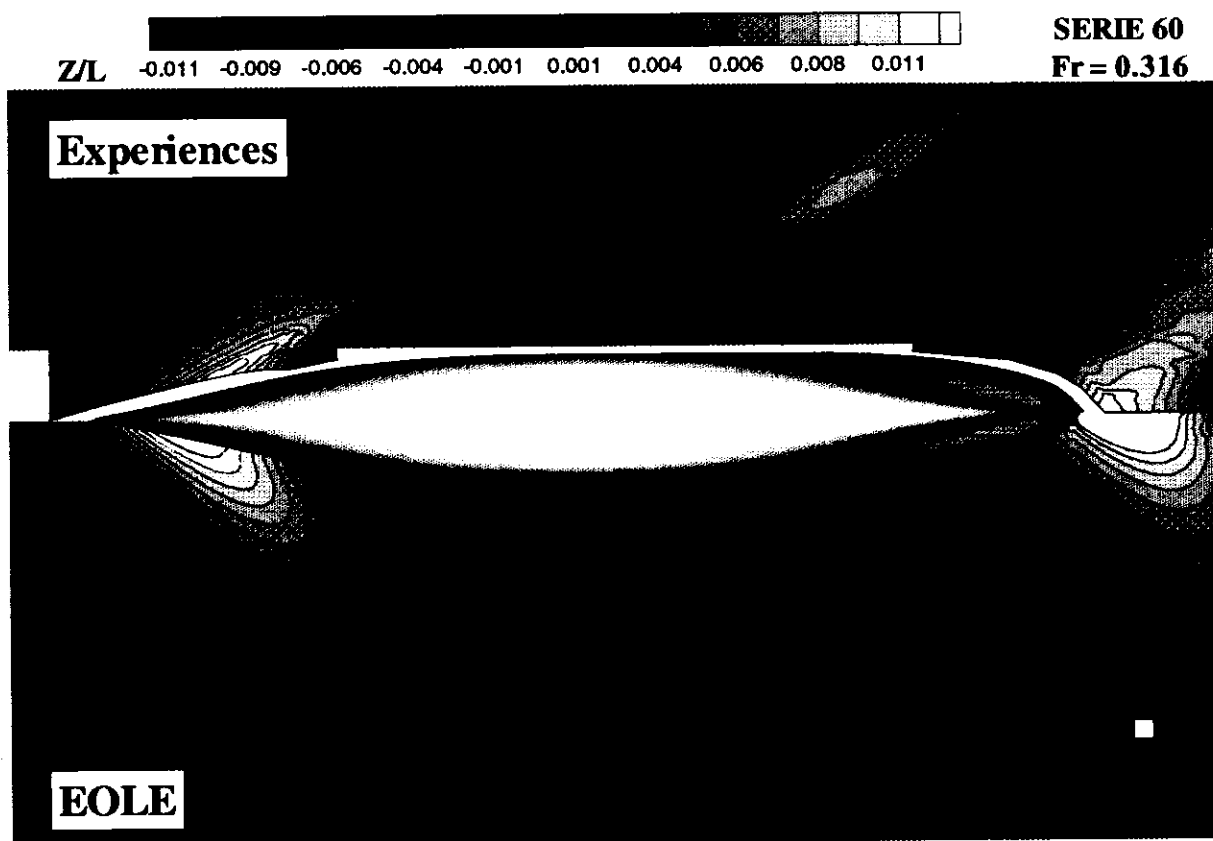


Figure 11: Carène de type Série 60 : champs de vagues calculé par Eole et fourni par les expériences,  $Fr = 0.316$ .

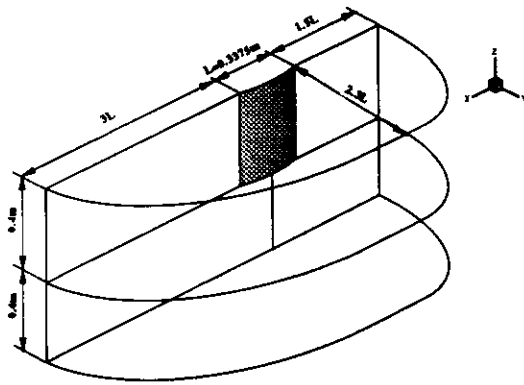


Figure 12: Mât lenticulaire : définition de la topologie.

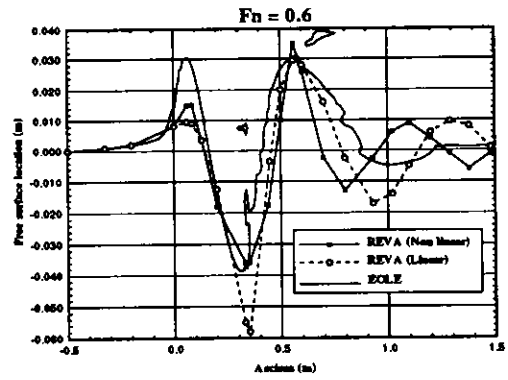


Figure 15: Mât lenticulaire : élévation de surface libre,  $Fr = 0.6$ .

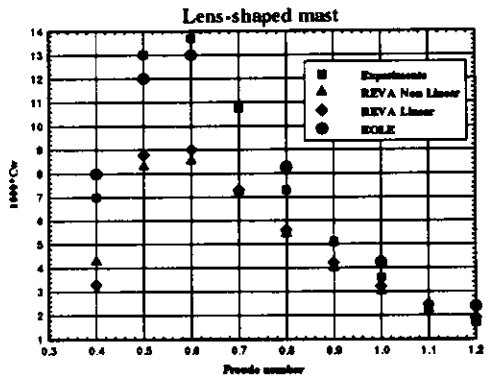


Figure 13: Mât lenticulaire : coefficients de résistance de vague.

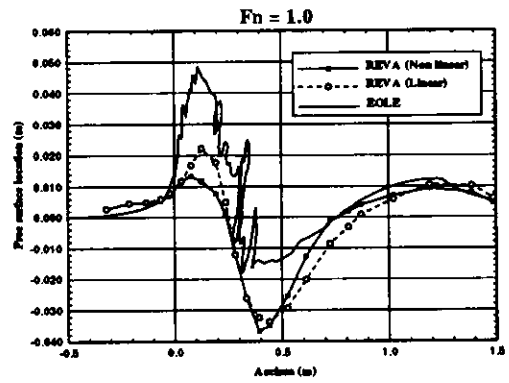


Figure 16: Mât lenticulaire : élévation de surface libre,  $Fr = 1$ .

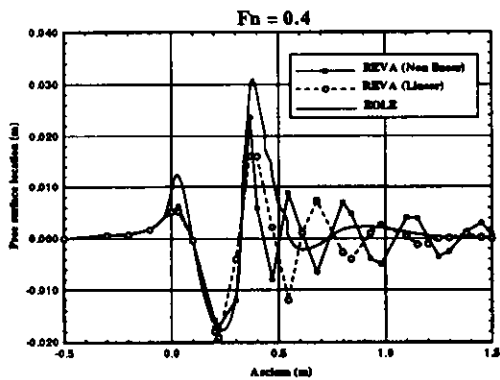


Figure 14: Mât lenticulaire : élévation de surface libre,  $Fr = 0.4$ .

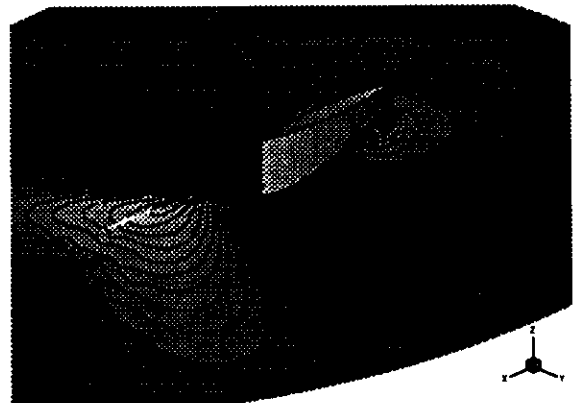


Figure 17: Mât lenticulaire : champ de vagues à  $Fr = 0.6$

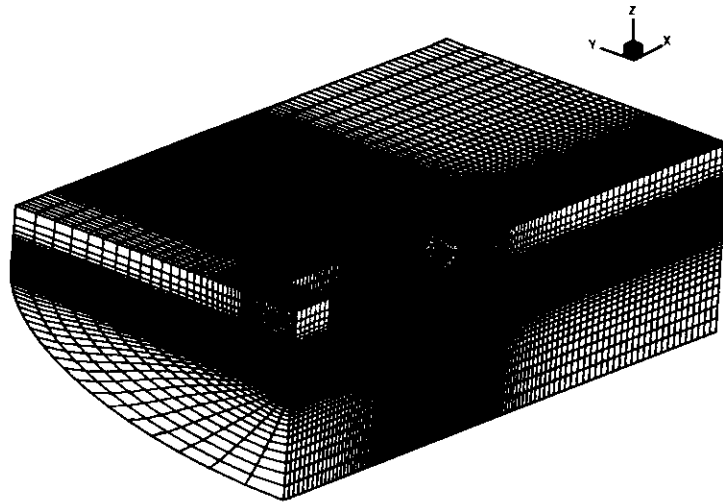


Figure 18: Carène prismatique : vue générale du maillage.

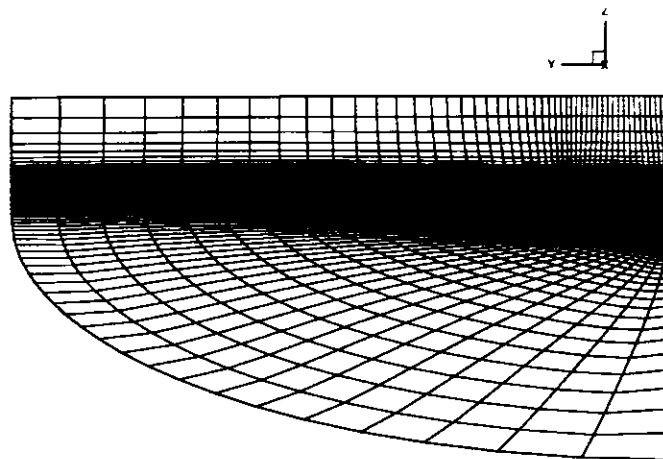


Figure 19: Carène prismatique : vue de face du maillage.

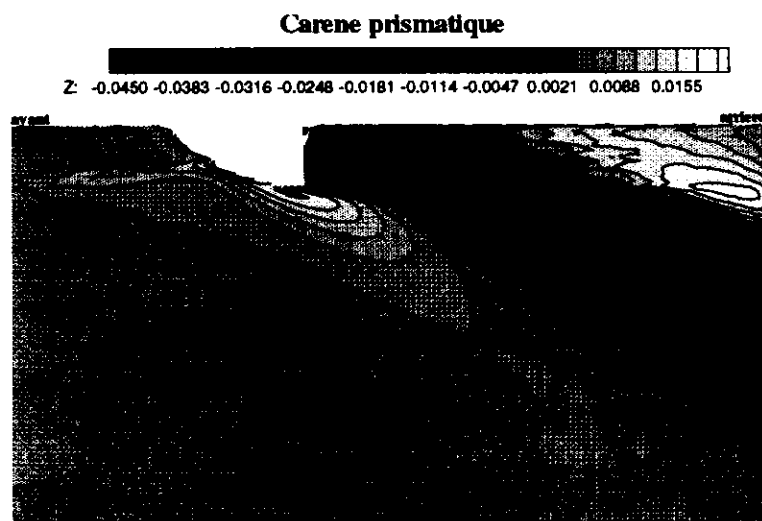


Figure 20: Carène prismatique : champ de vagues obtenu à 2000 itérations.