

10^{èmes} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

Nantes, 7, 8 et 9 mars 2005

**SIMULATION NUMÉRIQUE D'UNE CARÈNE EN DÉRAPAGE PAR
UNE MÉTHODE DE CAPTURE D'INTERFACE.**

***NUMERICAL SIMULATION OF A SHIP AT DRIFT ANGLE WITH AN
INTERFACE CAPTURING METHOD.***

PATRICK QUEUTEY ET MICHEL VISONNEAU

Laboratoire de Mécanique des Fluides, CNRS-UMR 6598
Equipe Modélisation Numérique,
Ecole Centrale de Nantes, B.P. 92101, 44321 Nantes Cedex 3. France.

Résumé

L'étude porte sur la simulation numérique de l'écoulement et de la déformation de la surface libre induits par le mouvement d'une carène de navire à vitesse d'avance fixe et sous un angle de dérapage imposé. La méthode de capture de la surface libre est formulée en terme de discontinuité de densité des fluides considérés (air et eau), dans le cadre de la méthode des volumes finis pour des maillages non-structurés arbitraires. Cette méthode numérique de prédiction de la surface libre est présente dans le code de calcul des écoulements visqueux ISIS développé au sein de l'équipe de modélisation numérique (EMN) du Laboratoire CNRS de Mécanique des Fluides de l'Ecole Centrale de Nantes. Les résultats des simulations sont analysés en comparant les solutions numériques à l'importante base de données expérimentales issue de l'IIHR (Iowa Institute of Hydraulic Research) relative au modèle Series 60 $C_b = 0.6$, avec et sans angle de dérapage [1].

Summary

The study concerns the numerical simulation of the the flow, including free surface prediction, induced by a ship with a constant advance velocity with a drift angle. The free surface capturing method is written down in term of density discontinuity betwen considered fluids (air and water), in the context of the finite-volume method for arbitrary unstructured meshes. That numerical method for free surface prediction is implemented in the computational flow solver for viscous flows, ISIS, developed in the EMN team (équipe de modélisation numérique) of the CNRS fluid mechanic laboratory in Ecole Centrale de Nantes. Simulations results are studied by comparing numerical solutions corresponding to the extensive experimental data base from IIHR (Iowa Institute of Hydraulic Research), and devoted to the Series 60 model $C_b = 0.6$, with and without drift angle [1]

I-INTRODUCTION

Cette étude porte sur la simulation numérique de l'écoulement et de la déformation de la surface libre induits par le mouvement d'une carène de navire à vitesse d'avance fixe et sous un angle de dérapage imposé. La méthode de capture de la surface libre est formulée en terme de discontinuité de densité des fluides considérés (air et eau), dans le cadre de la méthode des volumes finis pour des maillages non-structurés arbitraires. Cette méthode de prédiction de la surface libre est présente dans le code de calcul des écoulements visqueux ISIS développé au sein de l'équipe de modélisation numérique (EMN) du Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'Ecole Centrale de Nantes.

Alors que les problèmes relatifs à la modélisation de la turbulence et à l'optimisation des carènes ont été abordés dans [2, 3], ce papier est plus spécifiquement consacré à la surface libre en termes de : stratégies de simulation, algorithmes numériques, précision et stabilité des schémas de discrétisation et puissance de calcul.

Durant le dernier atelier de travail de Gothenburg en 2000 [4], il a été constaté que la méthodologie de capture d'interface est de plus en plus populaire dans la communauté des développeurs en hydrodynamique navale visqueuse. Cette approche a déjà été validée par notre équipe avec succès, notamment dans le contexte de l'off-shore [5]. Cet intérêt accru est dû au fait que cette approche est robuste, comparée à celle basée sur une méthode de suivi de la surface libre même dans un cadre non-structuré [6] car le remaillage n'est pas nécessaire et le déferlement (vague d'étrave notamment) est parfaitement toléré.

Lorsque des schémas à caractère compressif sont utilisés pour discrétiser l'équation de conservation du taux de présence, et qu'un traitement adéquat de l'équation de pression en présence de discontinuités de densité est mis en œuvre, on peut alors assurer que la position de l'interface entre l'eau et l'air est correctement prédite et maintenue aussi fine que possible.

L'implantation de ces prérequis en 3D dans le code ISIS ainsi que l'influence du nombre de points et des schémas de discrétisation sont vérifiées et validées en comparant les solutions numériques à l'importante base de données expérimentales issue de l'IIHR (Iowa Institute of Hydraulic Research) relative au modèle Series 60 $C_b = 0.6$, avec et sans angle de dérapage [1]. Ces données s'inscrivent dans le cadre général d'une étude concernant les effets de la surface libre sur l'écoulement de couche-limite et de sillage. Les résultats complets concernant les effets de dérapage sont disponibles dans [7]. Bien que cette carène ait été largement utilisée par les chercheurs comme cas test de validation, seuls quelques résultats numériques ont été comparés dans les mêmes conditions expérimentales [8, 9, 10].

II-LE SOLVEUR DE FLUIDE VISQUEUX ISIS

Le code de calcul ISIS utilise les équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds pour des écoulements de fluides visqueux en régime incompressible. la méthode numérique repose sur une formulation de volumes finis pour construire la discrétisation spatiale des équations de conservation (masse et quantité de mouvement). Basé sur une technique de parcours des faces, le code est généralisé à des supports bidimensionnels, rotationnellement-symétriques, ou tridimensionnels, pour des maillages non-structurés pour lesquels les volumes de contrôle non superposables sont bornés par un nombre arbitraire de faces constitutives. En régime turbulent, des équations de transport supplémentaires des variables turbulentes sont résolues d'une façon analogue aux équations de quantité de mouvement. La prise en compte de phases incompressibles et non miscibles est rendue possible par l'utilisation d'équations de conservation de chaque fraction de volume (ou concentration) d'une phase considérée et notée c . On peut alors

parler d'une méthode de capture d'interfaces en référence à une méthode de suivi où l'interface est une limitante du domaine.

De nombreuses fermetures pour les quantités turbulentes sont présentes dans le solveur, allant de modèles linéaires à des fermetures évoluées du second ordre [11]. Pour l'étude considérée, et sous certaines conditions, une méthode originale et robuste à fonction de paroi [12] est utilisée comme condition aux limites pariétales au lieu d'une formulation bas Reynolds. Cela évite les difficultés relatives au comportement de l'interface rencontrées au voisinage des parois avec des maillages très étirés (en particulier, le problème de "mouillage" non physique des parois [5]).

III-CAS TEST ET CONDITIONS NUMÉRIQUES

Dans le but de vérifier et valider la stratégie de capture de surface libre, la base de donnée Series 60 [1] est donc retenue en raison de la disponibilité et de la qualité de nombreuses configurations de dérapage. Les angles retenus sont $\beta = 0^\circ$ (sans dérapage), $\beta = 5^\circ$ et $\beta = 10^\circ$. Les calculs sont effectués sur des calculateurs à architecture parallèle en utilisant le standard de passage de messages MPI [13] entre des blocs issus d'un découpage du maillage par partitionnement [14]. Les corrélations turbulentes sont modélisées par le modèle $k - \omega$ SST [15] avec fonctions de parois sur la surface du modèle.

La carène du modèle est comprise entre $x/L = 0$ and $x/L = 1$, si $L = 3.048m$ est la longueur de référence du modèle. La valeur de l'angle de dérapage correspond à l'angle de rotation autour de la verticale z imposé au modèle de telle sorte que la vitesse d'avance \vec{U}_c est $U_c \cdot (-\cos(\beta), -\sin(\beta), 0)$ dans un référentiel fixe (X, Y, Z) , figure 1, lié au système de coordonnées du bassin des carènes. Les calculs se font dans ce référentiel fixe mais, pour la présentation des résultats, c'est le système de coordonnées (x_r, y_r, z_r) attaché au modèle de navire qui est utilisé.

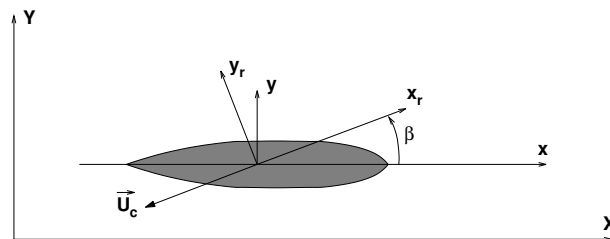


FIG. 1. Angle de dérapage et référentiels utilisés.

Les conditions de simulation correspondent à un nombre de Froude $F_r = U_c / \sqrt{gL} = 0.316$, $g = 9.8031m/s^2$ est l'accélération de la gravitation, et la vitesse du charriot $U_c = 1.73m/s$, de telle sorte que le nombre de Reynolds (dans l'eau) est $Re = 5.310^6$. Le rapport des densités entre l'eau et l'air est 833.33. Numériquement, la vitesse d'avance croît linéairement depuis 0 jusqu'à la valeur nominale U_c entre les temps adimensionnels $t = 0$ et $t = 1$. Cette accélération uniforme imposée au modèle permet de s'affranchir autant que faire se peut des effets transitoires importants que l'on rencontrerait avec une mise en impulsion brutale.

Pour converger vers un état stationnaire, et plus particulièrement pour s'assurer du bon étalement du champ de vagues, il a été nécessaire de poursuivre la modélisation jusqu'au temps adimensionnel $t=40$ (pour le cas le plus sévère $\beta = 10^\circ$).

C'est pourquoi, il a été décidé de démarrer les calculs avec un schéma de capture non-restreint en nombre de Courant (GDS), puis, de passer à un schéma compressif (MGDS) avec

un pas de temps dix fois plus petit ($\Delta t = 0.001$) afin de bénéficier d'une capture plus fine vers la fin des calculs. Cette procédure est seulement valide pour des écoulement stationnaires et permet de réduire les coûts calculs. Dans le cas le plus défavorable, ($\beta = 10^\circ$, grille fine, schéma MGDS), le nombre de Courant maximum observé est de l'ordre de 7.

IV-RÉSULTATS

1-Influence du nombre de points de calcul

Pour évaluer l'influence du nombre de points de discrétisation sur la solution, une étude de convergence en maillage est faite sur trois maillages non-structurés dont la topologie est décrite par la figure 2 avec seulement quelques domaines significatifs qui illustrent que la majorité des volumes de contrôle se situent au voisinage des parois, dans le sillage et près de la zone interfaciale. Dans le but de mieux contrôler l'étalement de l'interface eau-air, des volumes fins hexahédriques sont disposés près de l'interface et aussi près du corps pour garantir une discrétisation précise des termes de diffusion visqueuse. Des éléments prismatiques sont préférés ailleurs pour relaxer la densité de maillage. Pour éviter de trop longs calculs, cette étude est limitée au cas $\beta = 10^\circ$.

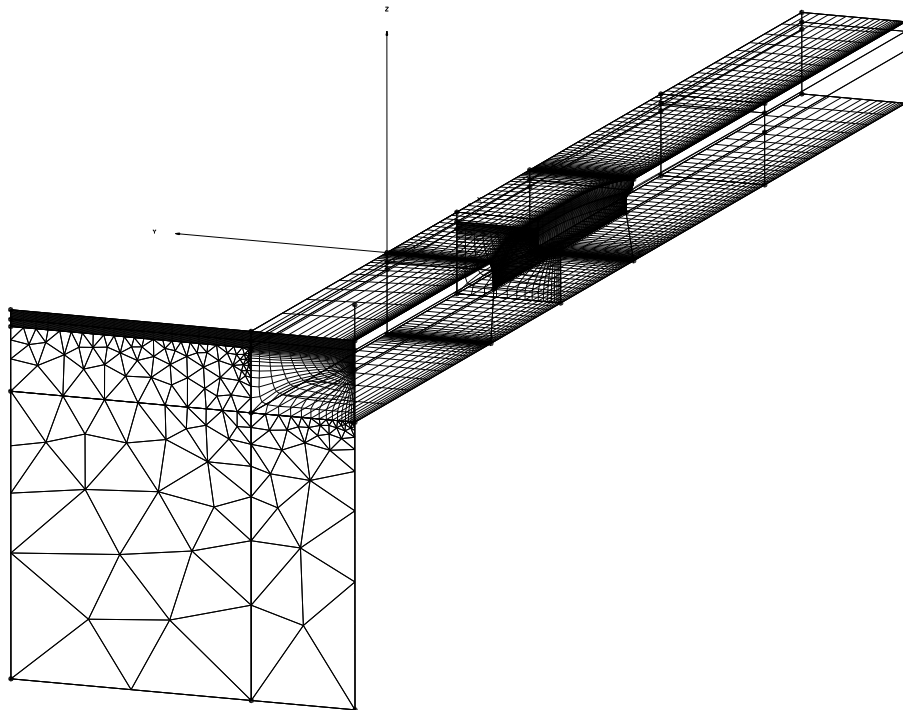


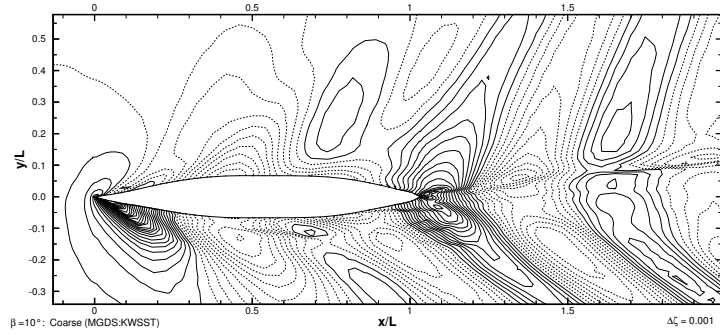
FIG. 2. Topologie non-structurée type

Les caractéristiques globales des trois maillages sont données par la table 1 avec le temps de calcul correspondant.

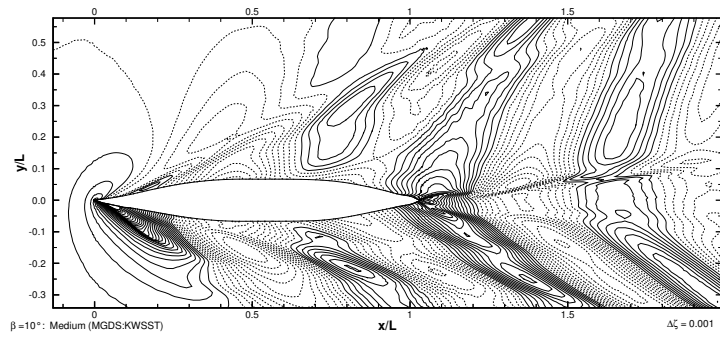
Les figures 3 montrent les élévations de la surface libre calculées pour un angle de 10 degrés sur les trois grilles mentionnées précédemment avec le schéma MGDS. Il en découle que la grille grossière est définitivement trop grossière pour capturer un angle de Kelvin correct. Avec les grilles moyenne et fine, la simulation s'avère plus précise, avec des détails fins sur la grille la plus dense plus en accord avec l'expérience ; figure 4.

TAB. 1. Caractéristiques des grilles de l'étude de convergence en maillage

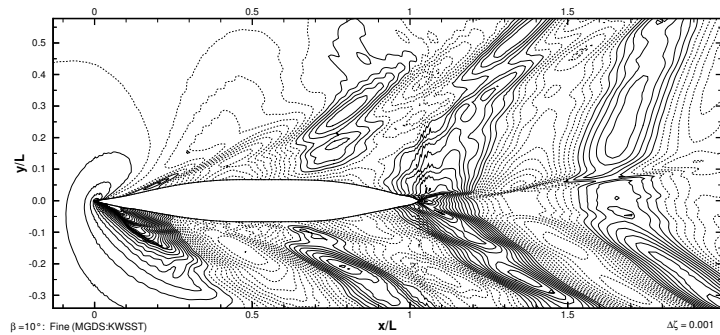
<i>Maillage</i>	<i>Nombre de points de maillage</i>	<i>Nombre de processeurs</i>	<i>Coût calcul</i>
Grossier	$6.52 \cdot 10^5$	16	7 heures
Moyen	$2.82 \cdot 10^6$	32	2.5 jours
Fin	$3.89 \cdot 10^6$	32	5 jours



(a) Grille grossière



(b) Grille moyenne



(c) Grille fine

FIG. 3. Surface libre, $\beta = 10^\circ$. Influence du nombre de points

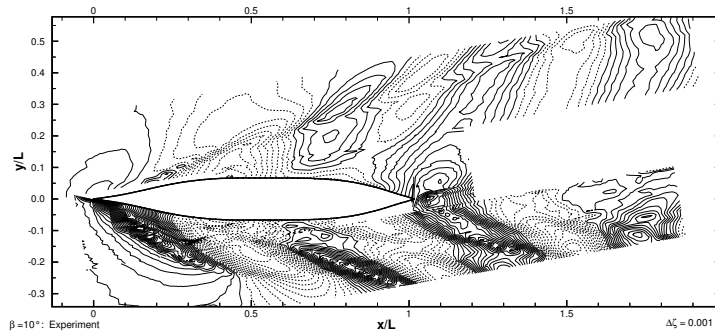
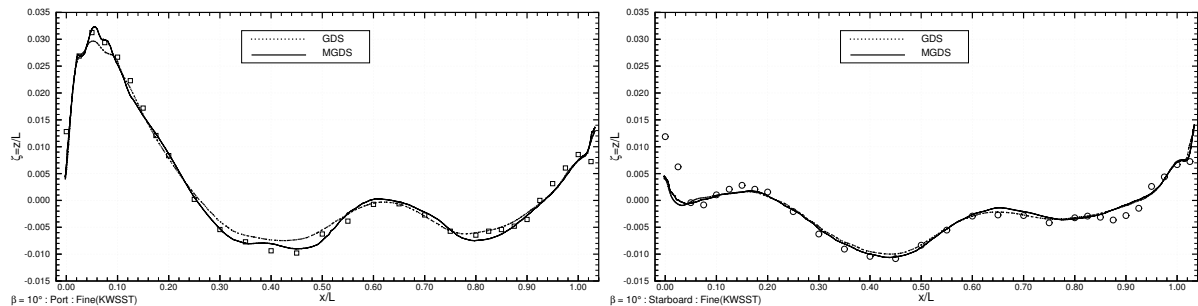


FIG. 4. Surface libre, $\beta = 10^\circ$. Experience

2-Influence du schéma de capture

Le défi posé par la discrétisation de l'équation de transport de la concentration peut se résumer à la prise en compte précise d'une discontinuité de contact. La compressivité du schéma numérique est théoriquement cruciale pour conserver une interface aussi fine que possible, quand bien même cette propriété puisse conduire à des limitations sévères sur le nombre de Courant. Il est alors intéressant d'évaluer sur des maillages fins l'influence de l'erreur de discrétisation pour vérifier s'il est réaliste d'utiliser une discrétisation non-compressive, bien plus économique puisque sans contrainte en nombre de Courant. Les figures 5 comparent les profils de vague sur la carène obtenus à l'angle de dérapage de 10 degrés et sur le maillage fin. Sur ces figures,



(a) Côté au vent (CAV)

(b) Côté sous le vent (CSV)

FIG. 5. Profils de vague à $\beta = 10^\circ$. Comparaison des schémas GDS et MGDS

côté au vent (CAV ou port side) l'expérience est visible à partir des carrés blancs et, côté sous le vent (CSV ou starboard side), par des cercles blancs. Les calculs sont représentés avec des lignes continues ou discontinues selon le modèle numérique utilisé. On peut alors conclure que le schéma de discrétisation a peu d'influence puisque les résultats ne diffèrent que marginalement. Cependant, considérant les figures 6 qui comparent les élévations de la surface libre, le schéma de discrétisation joue un rôle important même si ces résultats sont obtenus sur la grille la plus fine. Non seulement les amplitudes des vagues divergentes sont modifiées, mais aussi on observe que la surface libre prédite à partir du schéma MGDS contient de nombreuses ondes secondaires à l'intérieur de l'angle de Kelvin et en bon accord avec l'expérience ; comportement qui n'est pas simulé avec autant de détails par l'économique schéma GDS. Mentionnons plus particulièrement que, à 5 et 10 degrés, les vagues à l'étrave sont remarquablement bien reproduites à partir du schéma MGDS. D'autres illustrations de comparaisons plus fines confirment l'analyse et sont présentées ultérieurement à la section 4.

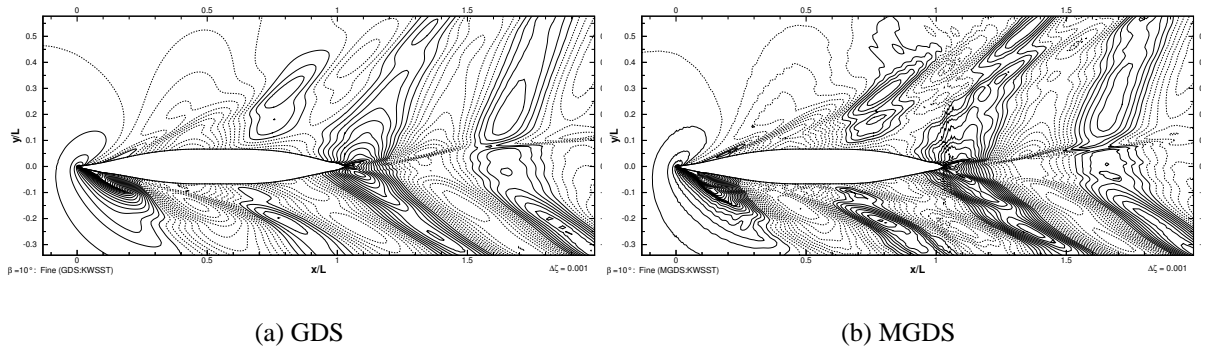


FIG. 6. Elevations à $\beta = 10^\circ$. Comparaison des schémas GDS et MGDS.

3-Elevations de la surface libre

Les profils de vague sur la coque, pour les angles de $\beta = 0^\circ, 5^\circ$ et 10° , sont tracés aux figures 7 avec comparaisons aux données expérimentales. Sans dérapage, figure 7(a), la comparaison est limitée à un seul côté et au plan de symétrie puisque seul le demi-domaine $y/L \geq 0$ est utilisé. Les simulations reproduisent parfaitement la dépendance au dérapage, à savoir des amplitudes qui croissent/décroissent côtés CAV/CSV lorsque l'angle augmente.

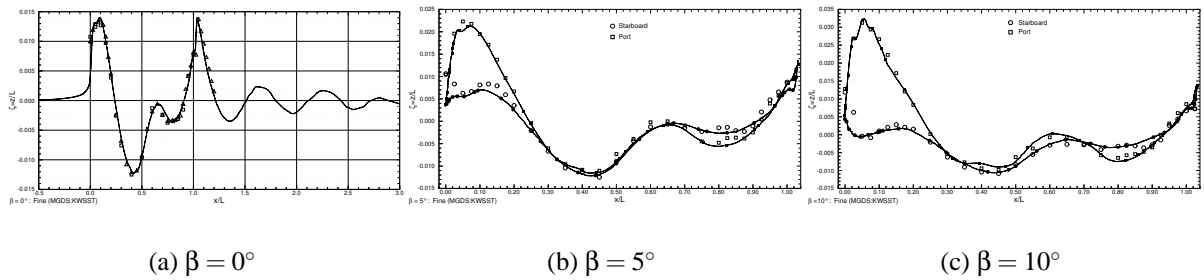


FIG. 7. Profils de vague à $\beta = 0^\circ, 5^\circ$ et 10° . Calculs et mesures

Les figures respectives 8, 9 et 10 montrent les élévations de la surface libre prédites à partir des maillages fins comparées à l'expérience pour les angles respectifs de 0, 5 et 10 degrés. Notons le très bon accord entre calcul et expérience puisque l'ensemble des vagues divergentes est précisément capturé par la simulation. Les vagues transversales à l'arrière de la carène sont aussi en bon accord avec le champ expérimental.

Tout comme les profils pariétaux, les contours de vagues sont notablement influencés par le dérapage puisque les amplitudes croissent/décroissent très fortement sur les côtés CAV/CSV. Il apparaît que l'influence du schéma compressif MGDS est surtout marquée côté CAV puisque l'écoulement est globalement repoussé en avant de la carène impliquant une dépendance amont des caractéristiques et qui ne peut-être correctement pris en compte numériquement que par une méthode compressive pouvant faire jouer des décentrement aval.

4-Coupes de profils de vague

Les coupes transversales aux figures 13 illustrent l'influence de l'erreur de discrétisation sur les élévations de surface libre. Elles sont obtenues à partir d'interpolations sur le champ de surface libre $c = 0.5$ avec un incrément minimum de $\Delta x/L = 0.05L$ pour les coupes longitudinales,

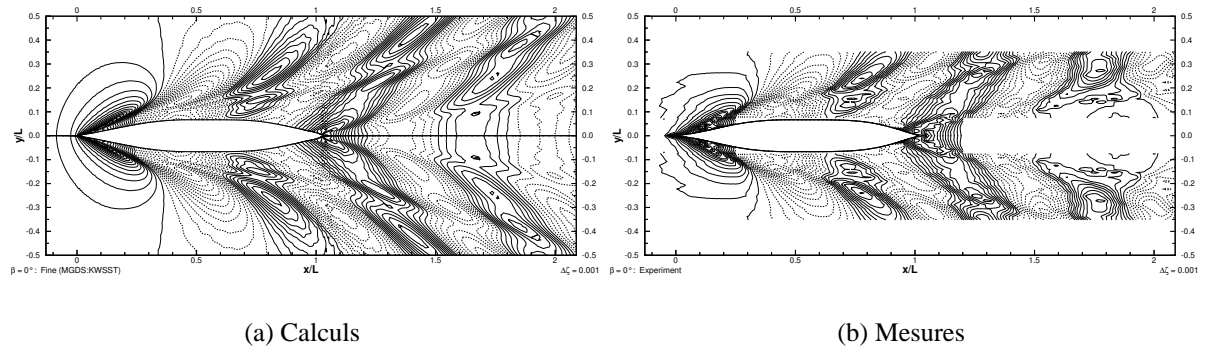


FIG. 8. Contours de surface libre à $\beta = 0^\circ$. Calculs et mesures

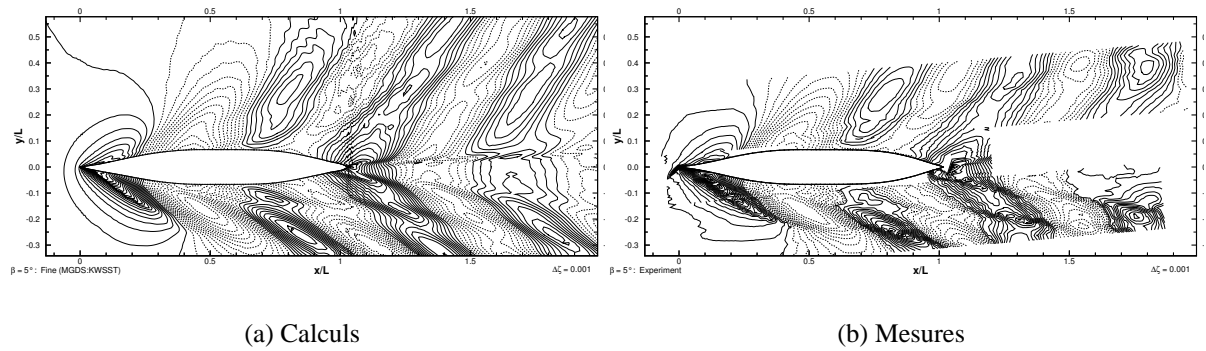


FIG. 9. Contours de surface libre à $\beta = 5^\circ$. Calculs et mesures

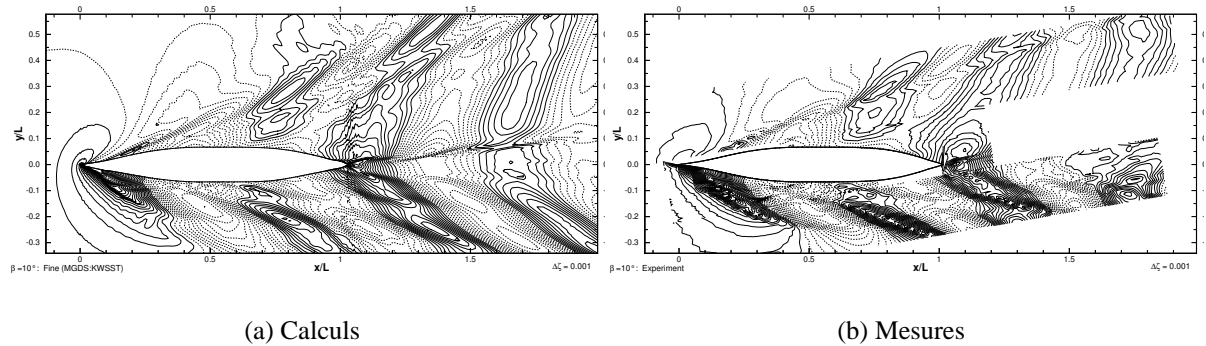


FIG. 10. Contours de surface libre à $\beta = 10^\circ$. Calculs et mesures

et un incrément de $\Delta y/L = 0.05L$ pour les coupes transversales. On note que les propriétés compressives du schéma MGDS améliorent la solution côté CAV alors que la solution côté CSV n'est que peu influencée par le schéma de discrétisation.

En particulier, le déferlement (constaté expérimentalement) sur l'avant est très mal capturé par un schéma plus diffusif (GDS). Les figures 12(c), 12(a) et 12(b), présentent des coupes transversales analogues pour un angle de 5 degrés. Les résultats obtenus sur la grille fine avec le schéma MGDS coïncident parfaitement avec les mesures. La même conclusion est tirée à partir des données longitudinales, figures 12(d) et 13(d).

Sans dérapage, figures 11, les différences entre les deux schémas sont marginales et les prédictions se comparent remarquablement aux mesures, tant dans la position des crêtes et des

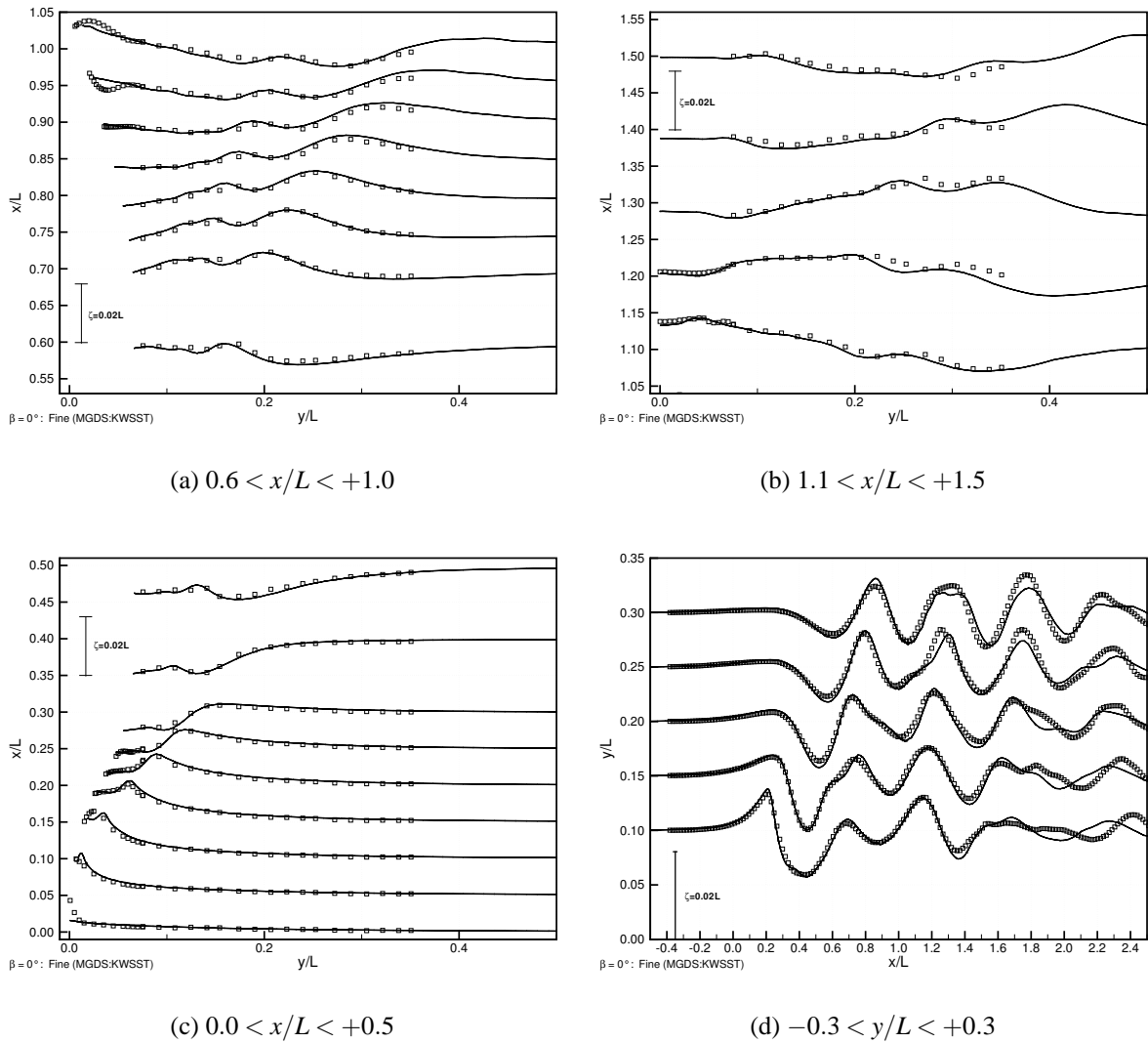
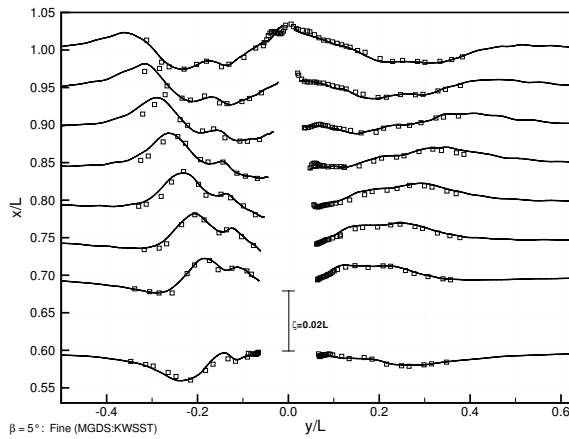


FIG. 11. Profils de vague à $x/L = cst.$ et $y/L = cst.$ pour $\beta = 0^\circ$. Calculs(MGDS) et mesures

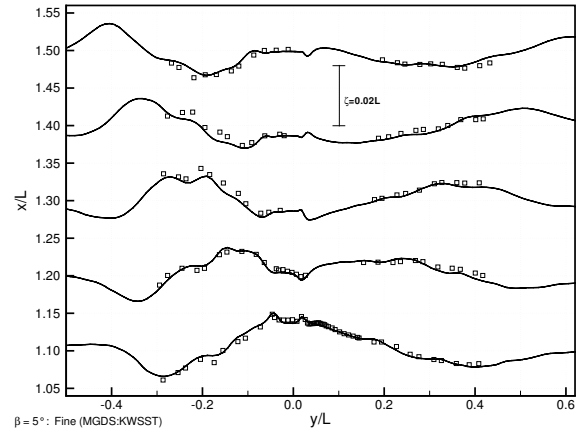
creux que dans leurs intensités, tout du moins dans une zone où la densité de point est suffisante : dans le sillage, jusqu'à $x/L = 1.5$, et sur les côtés jusqu'à $|y/L| = 0.3$. Cette dernière remarque relative à la corrélation entre densité du maillage et qualité des résultats reste valide pour les angles de dérapage non nuls puisque le maillage utilisé est le même.

5-Vorticité et écoulement moyen

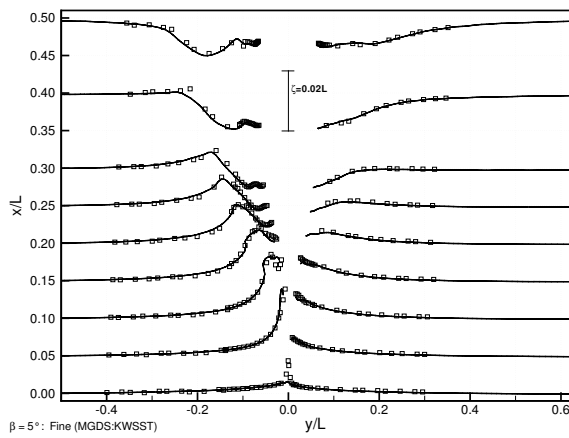
Alors que les sections précédentes sont axées sur la simulation de la surface libre, il est aussi important d'examiner le comportement des tourbillons longitudinaux créés au voisinage du corps. Une vue globale du champ de vorticité axiale, ω_x , à 10 degrés, est présente aux figures 16 : le calcul, figure 16(a), est fait sur la grille fine avec le schéma MGDS et les expériences, figure 16(b), sont tirées de [1]. L'effet du dérapage sur la production de la vorticité est bien reproduit par la simulation : les tourbillons FBV (de cale), FKV (de quille) et WBW (de vague) générés à l'avant. Le tourbillon FBV s'écarte de la paroi et suit une trajectoire qui le rapproche de la surface libre, figure 14. Les structures ABV et ABCV sont générées sur l'arrière et tournent d'environ 90° dans le sillage de $x/L = 1.0$ à 1.2 .



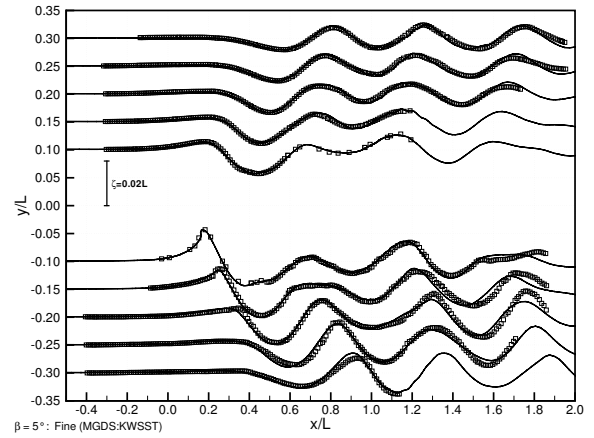
(a) $0.6 < x/L < +1.0$



(b) $1.1 < x/L < +1.5$



(c) $0.0 < x/L < +0.5$

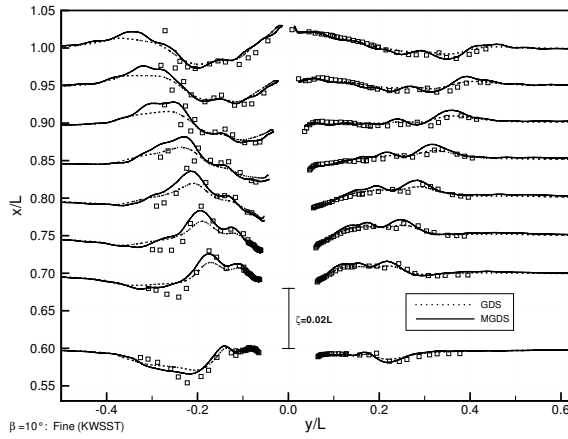


(d) $-0.3 < y/L < +0.3$

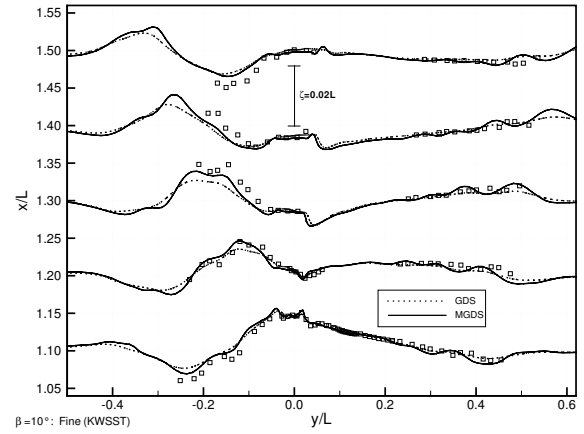
FIG. 12. Profils de vague à $x/L = cst.$ et $y/L = cst.$ pour $\beta = 5^\circ$. Calculs(MGDS) et mesures

Le tourbillon FBV du côté suction ($y/L > 0$) est encore visible dans le plan arrière $x/L = 1.0$: figure 15, avec comparaison calcul/expérience des lignes de courant de l'écoulement secondaire. Un tourbillon intense est prédit avec le modèle turbulent SST- $K - \omega$ et localisé à une profondeur $z/L = -0.029$ et $y/L = 0.018$ en parfait accord avec la position expérimentale $z/L = -0.029$ et $y/L = 0.017$.

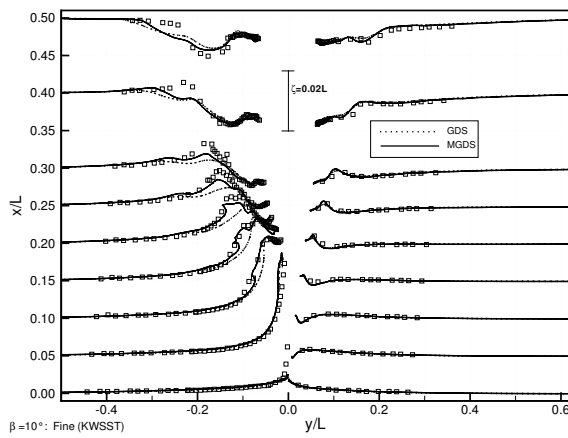
Enfin, il faut souligner que grâce à la méthode de capture, le vortex WBV créé par la vague déferlante est aussi observé numériquement, bien que beaucoup plus diffusé transversalement que dans l'expérience. Le modèle de turbulence SST- $K - \omega$ est utilisé sans aucune modification pour prendre en compte les effets de surface libre et, comme ce tourbillon provient d'une interaction forte entre la surface libre et l'écoulement, un haut (anormal ?) niveau de viscosité turbulente est produit au voisinage de l'interface qui dissipe rapidement l'intensité de cette structure.



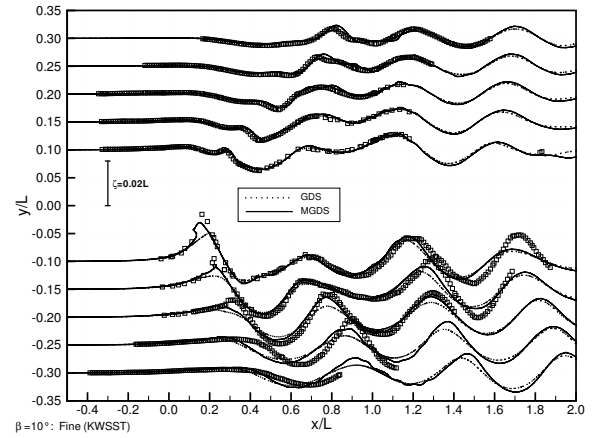
(a) $0.6 < x/L < +1.0$



(b) $1.1 < x/L < +1.5$



(c) $0.0 < x/L < +0.5$



(d) $-0.3 < y/L < +0.3$

FIG. 13. Profils de vague à $x/L = cst.$ et $y/L = cst.$ pour $\beta = 10^\circ$. Calculs et mesures

V-CONCLUSION

Le modèle numérique pour le traitement de variables discontinues présent dans le code ISIS a été validé sur un problème de l'hydrodynamique pour la prédiction des vagues autour du modèle Series 60 $C_b = 0.6$ avec et sans dérapage. L'accord entre les simulations et l'expérience est particulièrement encourageant : sur la prédiction de la surface libre aussi bien que sur le champ de vitesse. Une attention particulière a été portée à l'influence du schéma de discrétisation pour le transport de la concentration et il a été trouvé que, malgré la finesse des maillages utilisés, le rôle joué par les propriétés compressives du schéma est important, surtout aux dérapages élevés.

Cependant, et plus généralement, ce type de méthode est fiable si la grille conserve une densité de points suffisante pour décrire l'interface de discontinuité. Par ailleurs, pour des écoulements 3D et des géométries complexes, il n'est pas toujours possible d'obtenir une convergence "propre" en maillage : considérant les simulations présentées, des différences notables demeurent entre la grille intermédiaire, qui utilise déjà plus de 3 millions de points, et la grille la plus fine avec environ 4 millions de points quand bien même nous avons adopté une topologie non-structuré bien adaptée à partir d'une solution aux caractéristiques bien anticipées (à la fois la surface libre, la couche visqueuse et le sillage) de telle sorte que, la densité de points attendue

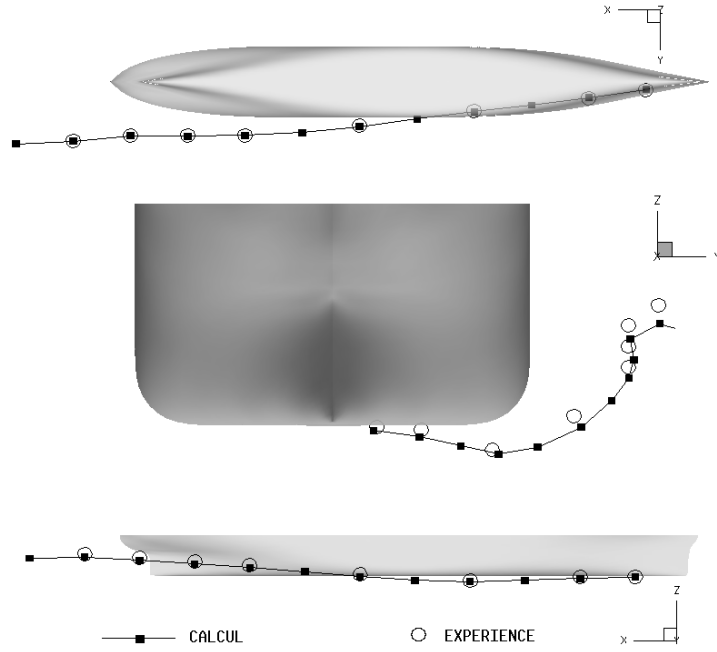


FIG. 14. Trajectoire du tourbillon FBV, $\beta = 10^\circ$.

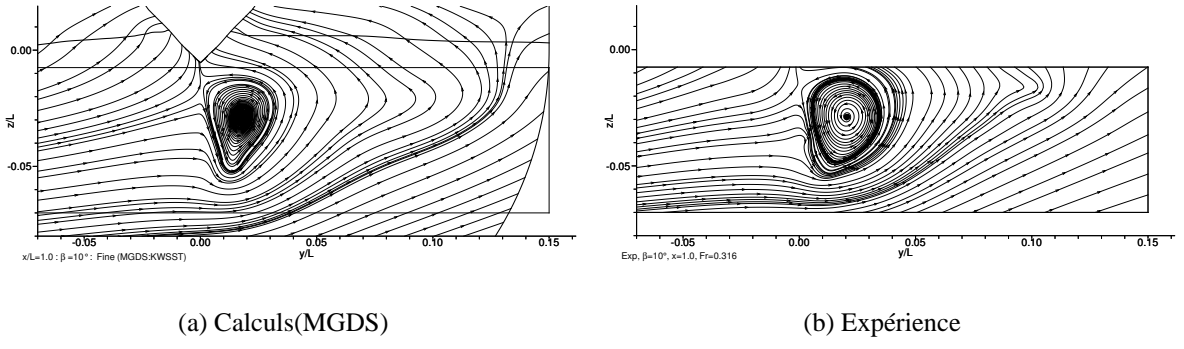


FIG. 15. Lignes de courants secondaires à $x/L = 1.0$ et $\beta = 10^\circ$ - Calculs et mesures

est grande là où l'erreur attendue sur la solution doit être grande.

En conséquence, une stratégie de simulation numérique idéale devrait intégrer un couplage entre la méthode de capture et une procédure d'adaptation (raffinement/dé-raffinement) automatique de maillage pour maintenir dynamiquement une densité prescrite de points autour de l'interface eau/air. Une telle approche a déjà été mise en œuvre dans le code ISIS pour l'estimation d'erreur [16] et commence à être étendue à des cas tridimensionnels de surface libre avec un indicateur d'erreur explicite (gradient de c , ...) [17].

VI-REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient le comité scientifique du CINES (Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur, projet dmn2050, l'IDRIS (Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique du CNRS, projet 000129), ainsi que le CCIPL (Centre de Calcul Intensif des Pays de la Loire), pour l'attribution d'heures de calcul.

REFERENCES

- [1] J. Longo and F. Stern, "Effects of drift angle on model ship flow," *Experiments in Fluids*, vol. 32, pp. 558–569, 2002. 1, 2, 3, 9
- [2] R. Duvigneau and M. Visonneau, "On the role played by turbulence closures in hull shape optimization at model and full scale," *J Mar Sci Technol*, vol. 8, pp. 11–25, 2003. 2
- [3] G. Deng and M. Visonneau, "Comparison of explicit algebraic stress models and second-order turbulence closures for steady flows around ships," in *Proc. 7th Int. Conf. on Numerical Ship Hydrodynamics*, 1999. 2
- [4] L. Larsson, F. Stern, and V. Bertram, "Summary, conclusions and recommendations of the Gothenburg 2000 Workshop," in *A Workshop on Numerical Ship Hydrodynamics* (L. Larsson, F. Stern, and V. Bertram, eds.), (Göteborg), Chalmers University of Technology, September 2000. 2
- [5] P. Queutey, M. Visonneau, and P. Ferrant, "Numerical investigation of wave interaction with a fixed vertical circular cylinder," *International Journal of Offshore and Polar Engineering (IJOPE)*, vol. 14, pp. 202–209, September 2004. 2, 3
- [6] C. Burg, K. Sreenivas, D. Hyams, and B. Mitchell, "Unstructured nonlinear free surface flow solutions : Validation and verification," in *AIAA Paper 2202-2977*, 32nd AIAA Fluid Dynamics Conference, June 2002. 2
- [7] J. Longo, *Yaw effects on model-scale ship flows*. PhD thesis, Department of Mechanical Engineering. University of Iowa., 1996. 2
- [8] B. Alessandrini and G. Delhommeau, "Viscous free surface flow past a ship in drift and in rotation motion.," in *Proceedings of the 22nd Symposium on Naval Hydrodynamics*, (Washington, DC), pp. 491–507, 1998. 2
- [9] A. D. Mascio and E. Campana, "The numerical solution of the yaw flow of a free surface," in *Proceedings of the Seventh International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics* (J. Piquet, ed.), (Nantes, France), Ecole Centrale de Nantes, July 1999. 2
- [10] Y. Tahara, J. Longo, and F. Stern, "Comparison of CFD and EFD for the Series 60 $cb=0.6$ in steady drift motion," *Journal of Marine Science and Technology*, vol. 7, pp. 17–30, 2002. 2
- [11] R. Duvigneau, M. Visonneau, and G. Deng, "On the role played by turbulence closures for hull shape optimization at model and full scale," *Journal of Marine Science and Technology*, vol. 8, June 2003. 3
- [12] G. Deng, R. Duvigneau, P. Queutey, and M. Visonneau, "Assessment of turbulence model for ship flow at full scale," in *Comp. Mech., WCCM IV*, (Beijing, China), September 2004. 3
- [13] MPI, "The Message Passing Interface (MPI) standard." <http://www-unix.mcs.anl.gov/mpi>. 3
- [14] MeTiS, "Family of Multilevel Partitioning Algorithms." <http://www-users.cs.umn.edu/~karypis/metis/>. 3
- [15] F. Menter, "Zonal two-equations $k - \omega$ turbulence models for aerodynamic flows.," *AIAA Paper*, vol. 93-2906, 1993. 3
- [16] A. Hay, *Etude de stratégies d'estimation d'erreur numérique et d'adaptation locale de maillages non-structurés pour les équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds*. PhD thesis, Université de Nantes, 2004. 12
- [17] A. Hay, P. Queutey, and M. Visonneau, "Computation of three-dimensional free-surface flows with an automatic adaptive mesh refinement and coarsening strategy," in *Proc. 25th Symposium on Naval Hydrodynamics*, St John's, Canada, 2004. 12

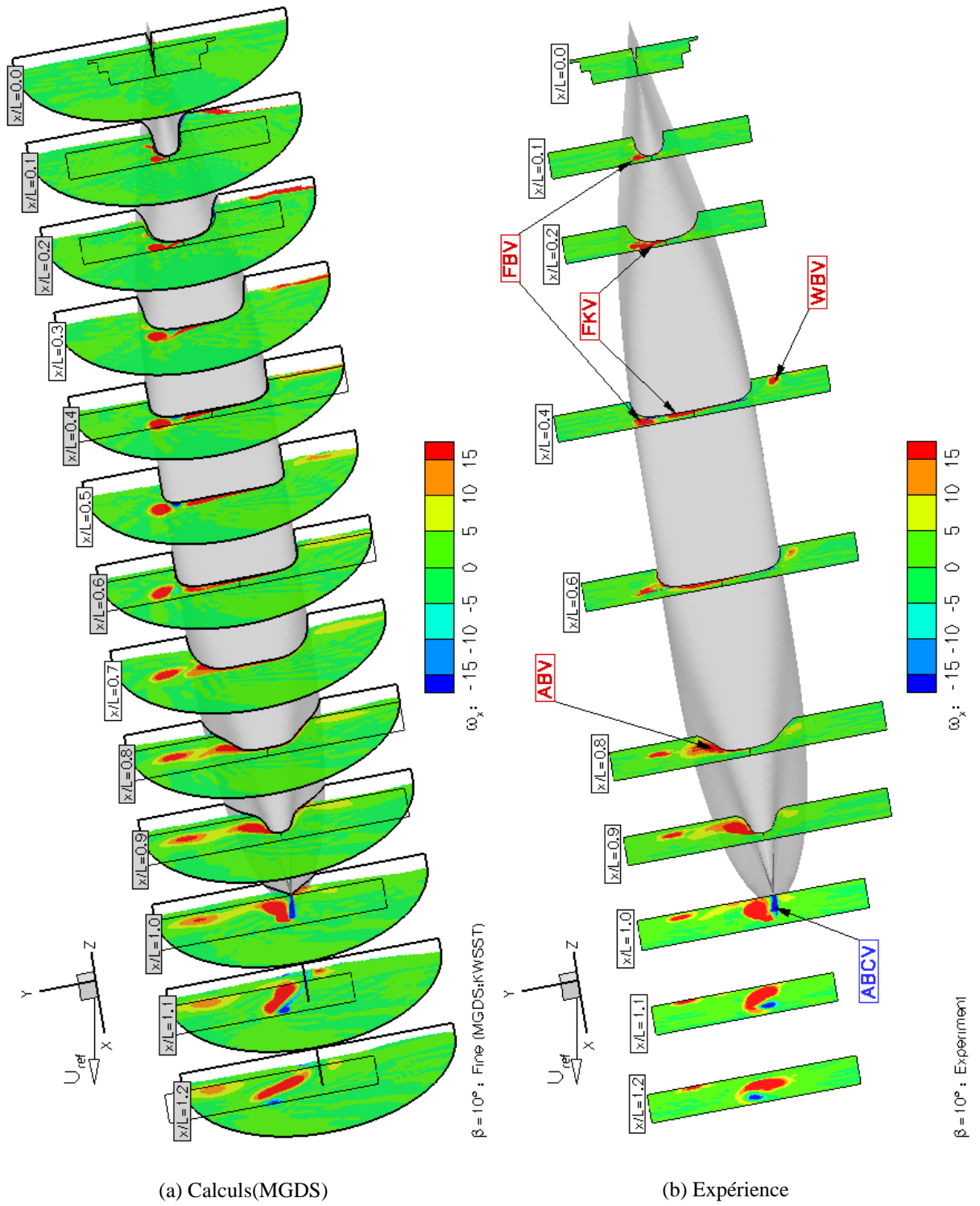


FIG. 16. Vorticité axiale ω_x à $\beta = 10^\circ$ - Calculs et mesures