



HAL
open science

Modélisation du comportement hydroélastique des navires sur houle non linéaire

Marie Robert

► **To cite this version:**

Marie Robert. Modélisation du comportement hydroélastique des navires sur houle non linéaire. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Bretagne Loire, 2017. Français. NNT: . tel-02885545

HAL Id: tel-02885545

<https://hal.science/tel-02885545>

Submitted on 30 Jun 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse de Doctorat

Marie ROBERT

*Mémoire présenté en vue de l'obtention
du grade de Docteur de l'École Centrale de Nantes
sous le sceau de l'Université Bretagne Loire*

École doctorale : SPI

*Discipline : Mécanique des Fluides
Unité de recherche : UMR 6598*

Soutenue le 18 / 12 / 2017

Modélisation du comportement hydroélastique des navires sur houle non linéaire

JURY

Rapporteurs : **Jacques André ASTOLFI**, Professeur des Universités, Ecole Navale
Ould EL MOCTAR, Professeur des Universités, Université de Duisburg-Essen

Examineurs: **Bernard MOLIN**, Docteur - HDR, Ecole Centrale de Marseille
Hervé LE SOURNE, Docteur - HDR, ICAM Nantes

Invité: **Charles MONROY**, Docteur, Bureau Veritas

Directeur de thèse : **Pierre FERRANT**, Professeur des Universités, Ecole Centrale de Nantes

Co-encadrant de thèse : **Antoine DUCOIN**, Maître de Conférences, Ecole Centrale de Nantes

Table des matières

Introduction	11
1 Etat de l'art	17
1.1 Comportement des navires rigides sur houle	18
1.1.1 Description du phénomène	18
1.1.2 Approches expérimentales	22
1.1.3 Approches numériques par la théorie potentielle	23
1.1.4 Approches numériques par les méthodes RANS	26
1.2 Hydroélasticité de la poutre navire	33
1.2.1 Contexte général des interactions fluide-structure	33
1.2.2 Méthodes numériques en hydroélasticité	47
2 Présentation des modèles fluide et structure utilisés	53
2.1 Modèle de fluide visqueux dans ICARE	54
2.1.1 Le cœur du modèle : une formulation RANSE en différences finies	55
2.1.2 Modèle libre rigide	69
2.1.3 Génération et propagation de houle régulière	74
2.2 Modèle analytique de poutre en structure	77
2.2.1 Modèle analytique pour une poutre idéale en flexion verticale pure	77
2.2.2 Application au cas d'une structure élancée tridimensionnelle	82
2.3 Couplage hydroélastique	86
2.3.1 Principe du couplage	86
2.3.2 Projection des efforts sur les modes élastiques	86
2.3.3 Déformation du maillage suivant les modes élastiques	88
2.3.4 Résolution du modèle libre pour les degrés de liberté élastiques	88
3 Validation du couplage sur le cas test de la barge	91
3.1 Présentation du cas test de la barge	92
3.1.1 Géométrie et constantes physiques	92
3.1.2 Maillage du domaine fluide	92
3.1.3 Pré-analyse de structure de la barge	95
3.2 Diffraction sur houle	96
3.2.1 Réponse sur houle peu cambrée	96
3.2.2 Réponse sur houle non linéaire	110
3.3 Radiation sur mer plate	119
3.3.1 Mouvement forcé de faible amplitude	119
3.3.2 Mouvement forcé d'amplitude quelconque	128
4 Vers la mise en place de calculs sur houle irrégulière	139
4.1 Quelques éléments sur le couplage ICARE-HOS	140
4.1.1 Principe de la méthode HOS	140
4.1.2 Couplage avec la méthode SWENSE	142
4.1.3 Aspects pratiques de la mise en place d'un calcul ICARE-HOS	143

4.2	Tests réalisés sur le DTMB	144
4.2.1	Présentation du cas	144
4.2.2	Résistance ajoutée sur houle régulière à cambrure croissante	145
4.3	Tests réalisés sur le sous-marin	150
4.3.1	Présentation du cas	150
4.3.2	Résultats obtenus sur houle régulière	150
4.3.3	Résultats obtenus sur houle bichromatique	150
4.4	Bilan des tests et perspectives	150
	Conclusion	151
	Bibliographie	152

Figures

1.1	Schéma des échanges énergétiques entre le navire sur houle et les champs de vague	19
1.2	Définition de la résistance ajoutée sur houle	20
1.3	Évolution type de la résistance ajoutée sur houle de face en fonction de la longueur d'onde	21
1.4	Évolution type des harmoniques 1 de la réponse en pilonnement (a) et tangage (b) sur houle de face, en fonction de la longueur d'onde	22
1.5	Orientation des composantes de l'effort hydrodynamique sur une facette	22
1.6	Variations des formes d'étrave du KVLCC2 dans les essais expérimentaux réalisés à l'Université de Séoul (Lee <i>et al.</i> , 2013)	24
1.7	Méthodes numériques en théorie potentielle sur houle	26
1.8	Conditions opérationnelles des cas du CFD workshop 2010	28
1.9	Représentation polaire des résultats de Sadat (2015) en la résistance ajoutée sur houle oblique pour le KCS	30
1.10	Conditions opérationnelles des cas du CFD workshop 2015	32
1.11	Schéma d'un porte conteneurs sur houle avec $\lambda / L = 1$	35
1.12	Déformées modales de flexion verticale pour une poutre libre à ses extrémités	37
1.13	Section simplifiée de navire pour le calcul du moment quadratique	38
1.14	Vitesse réduite en fonction du nombre de Cauchy pour différents problèmes FSI (échelle log)	41
1.15	Principe des couplages monolithiques (a) et partitionnés (b)	42
1.16	Exemples de schémas d'avance en temps FSI	46
2.1	Illustration de l'hypothèse (iv) d'élévation surface libre univoque	55
2.2	Orientation du repère cartésien \mathcal{R}_0	56
2.3	Topologie en demi O	57
2.4	Localisation des inconnues	63
2.5	Molécule de discrétisation des vitesses	64
2.6	Molécule de discrétisation du gradient de pression	64
2.7	Molécule de discrétisation des conditions dynamiques tangentielles	65
2.8	Molécule de discrétisation de la condition dynamique normale	65
2.9	Visualisation 2D des sous domaines du maillage fluide	67
2.10	Principe du remaillage sous la surface libre, sur une surface à i constant	68
2.11	Exemple de remaillage sous la surface libre pour une barge	69
2.12	Repères de résolution \mathcal{R}_0 et \mathcal{R}_B	72
2.13	Repère pour le modèle de poutre	77
2.14	Bilan des efforts sur un élément de poutre	78
2.15	Déformation d'une poutre réelle suivant les modèles Euler-Bernouilli et Timoshenko	83
2.16	Déformation en flexion d'une poutre d'épaisseur non nulle	83
2.17	Décomposition du déplacement d'un point d'une poutre d'épaisseur non nulle	84
2.18	Procédure de couplage	87

3.1	Géométrie de la barge	92
3.2	Carène de la barge pour le maillage fluide	93
3.3	Maillage du domaine fluide autour de la barge	94
3.4	Déformées de la barge suivant les premiers modes de flexion verticale	96
3.5	Principe du test de diffraction	96
3.6	Courbes de convergence des composantes de l'effort de diffraction sur la barge pour $\omega = 4$ rad/s et $kA = 3\%$	97
3.7	Comparaison des champs de vagues diffractés suivant le raffinement du maillage	98
3.8	Comparaison des élévations de surface libre incidente - Coupe XZ	99
3.9	Comparaison des élévations de surface libre diffractée - Coupe XZ	100
3.10	Comparaison des élévations de surface libre totale - Coupe XZ	101
3.11	Barge rigide en diffraction - Elévation de surface libre (1/2)	102
3.12	Barge rigide en diffraction - Elévation de surface libre (2/2)	103
3.13	Barge rigide en diffraction - Allure des efforts Fz et Fx - $\omega = 4$ rad/s $kA = 3\%$	104
3.14	Barge rigide en diffraction - Séries temporelles Fx, Fz, My	104
3.15	Barge rigide en diffraction - Efforts projetés sur les modes 2 et 3 - $\omega = 4$ rad/s $kA = 3\%$	105
3.16	Barge rigide en diffraction - Efforts projetés sur les modes 2 et 3 - $\omega = 4$ rad/s $kA = 3\%$	106
3.17	Barge rigide en diffraction - Harmonique 1 des efforts projetés sur les modes rigides - Comparaison aux résultats HydroStar de Bureau Veritas [résolution à améliorer, graduation en x à enrichir, légende à corriger en HydrStar / ICARE]	108
3.18	Barge rigide en diffraction - Harmonique 1 des efforts projetés sur les modes élastiques - Comparaison aux résultats HydroStar de Bureau Veritas [résolution à améliorer, graduation en x à enrichir, légende à mettre en bas]	109
3.19	Barge rigide en diffraction à cambrure croissante - Motif de champ perturbé	111
3.20	Barge rigide en diffraction à cambrure croissante - Profils d'élévation de surface libre	112
3.21	Barge rigide en diffraction à cambrure croissante - Champs de vitesse et de pression	114
3.22	Barge rigide en diffraction à cambrure croissante - Champs de vorticité et lignes de courant	115
3.23	Barge rigide - RAO harmonique 1 des efforts projetés - Influence de la cambrure kA	116
3.24	Barge rigide - RAO harmonique 0 des efforts projetés - Influence de la cambrure kA	117
3.25	Principe du test de radiation	119
3.26	Déformée modale du mode 3	119
3.27	Cycle de déformation en mouvement forée suivant le mode 3	120
3.28	Champs de vitesse W et de pression P adimensionnels pour le mouvement forée de faible amplitude en flexion 2 (1/2)	121
3.29	Champs de vitesse W et de pression P adimensionnels pour le mouvement forée de faible amplitude en flexion 2 (2/2)	122
3.30	Coefficients de masse ajoutée en pilonnement (mode 0) et tangage (mode 1) de la barge	124
3.31	Coefficients d'amortissement en pilonnement (mode 0) et tangage (mode 1) de la barge	125
3.32	Coefficients de masse ajoutée modaux de la barge	126
3.33	Coefficients d'amortissement modaux de la barge	127
3.34	Amplitude de déformation croissante - Champ de vitesse et de pression pour un instant de maximum de déformation	129

3.35	Amplitude de déformation croissante - Champ de vitesse et de pression pour un instant de maximum vitesse de déformation	130
3.36	Amplitude de déformation croissante - Champ d'élévation de surface libre pour un instant de maximum de déformation	131
3.37	Amplitude de déformation croissante - Champ d'élévation de surface libre pour un instant de maximum vitesse de déformation	132
3.38	Amplitude de déformation croissante - Champ de vorticité pour un instant de maximum de déformation	133
3.39	Amplitude de déformation croissante - Champ de vorticité pour un instant de maximum vitesse de déformation	134
3.40	Coefficients hydrodynamiques en fonction de l'amplitude de déformation à fréquence donnée - $\omega = 8$ rad/s - Forçage mode 3	136
3.41	Coefficients hydrodynamiques en fonction de l'amplitude de déformation à fréquence donnée - $\omega = 12$ rad/s - Forçage mode 3	137
3.42	Séries temporelles d'effort projeté - Mouvement imposé suivant le mode de flexion à 2 nœuds à $\omega = 8$ rad/s	138
3.43	Séries temporelles d'effort projeté - Mouvement imposé suivant le mode de flexion à 3 nœuds à $\omega = 8$ rad/s	138
4.1	Géométrie du DTMB	144
4.2	Maillage du domaine fluide autour du DTMB - 225 000 points	144
4.3	Composantes de l'effort horizontal F_x - DTMB sur houle $\lambda/L = 1.2$ - $k_A = 6\%$	145
4.4	Composantes de l'effort horizontal F_z - DTMB sur houle $\lambda/L = 1.2$ - $k_A = 6\%$	146
4.5	Résistance ajoutée sur houle du DTMB en fonction de la longueur d'onde . .	146
4.6	Résistance ajoutée sur houle du DTMB en fonction du carré de l'amplitude de houle	147
4.7	Résistance ajoutée sur houle du DTMB en fonction du carré de l'amplitude de houle - $\lambda/L = 0.8$	148
4.8	Résistance ajoutée sur houle du DTMB en fonction du carré de l'amplitude de houle - $\lambda/L = 1.2$	148
4.9	Résistance ajoutée sur houle du DTMB en fonction du carré de l'amplitude de houle - $\lambda/L = 1.2$	148

Liste des tableaux

1.1	Exemples de campagnes expérimentales en RAW (1/2)	24
1.2	État de l'art des études de résistance ajoutée sur houle en RANS	31
1.3	Grandeurs caractéristiques du problème fluide	35
1.4	Grandeurs caractéristiques relatives à la houle incidente	36
1.5	Dimensions caractéristiques du problème structure (1/2)	37
1.6	Dimensions caractéristiques du problème structure (2/2)	39
1.7	Analyse dimensionnelle du problème structure	40
1.8	Analyse dimensionnelle du problème IFS	40
1.9	Problèmes IFS à solution analytique (Sigrist, 2015) [pbm mise en forme] . . .	41
1.10	Tableau récapitulatif des méthodes couplées fluide-structure	45
2.1	Racines de l'équation différentielle d'une poutre libre aux extrémités	80
3.1	Caractéristiques géométriques et physiques de la barge	93
3.2	Constantes physiques du milieu fluide	93
3.3	Caractéristiques du maillage à 200 000 points - Distances adimensionnées par la longueur L	94
3.4	Fréquences propres, masses et raideurs des modes secs de la barge en flexion verticale	95
3.5	Résultats de convergence en maillage sur les harmoniques 1 des efforts F_x , M_y et F_z pour un cas de diffraction à $\omega = 4$ rad/s et $kA = 3\%$	97
4.1	Caractéristiques géométriques de la maquette INSEAN du DTMB	144
4.2	Caractéristiques géométriques de la maquette INSEAN du DTMB	145

Introduction

Contexte

Ces travaux de thèse dans le domaine de la mécanique des fluides ont vu le jour dans le cadre d'une collaboration entre le laboratoire LHEEA (Laboratoire de recherche en Hydrodynamique, Energétique et Environnement Atmosphérique) hébergé sur le site de l'Ecole Centrale de Nantes, et la société HydrOcéan, spécialiste de la simulation numérique en hydrodynamique navale et offshore, aujourd'hui devenue filiale du groupe Bureau Veritas. Ces deux acteurs co-développent depuis des années un logiciel de simulation numérique dédié à l'étude des performances des navires en résistance à l'avancement (ICARE) et souhaitent poursuivre l'amélioration des fonctionnalités alors disponibles. Les applications visées concernent le comportement des navires sur houle, avec l'ambition de se doter d'une méthodologie efficace permettant de simuler la réponse du navire sur des états de mer réalistes, tout en ouvrant un pont avec le domaine de la mécanique des structures. L'optimisation et la sécurisation du transport maritime est un enjeu fort.

Quelques chiffres sur le commerce international permettent d'illustrer le rôle central joué par le transport maritime. C'est de premier mode de transport des biens avec 80% du volume et 70% de la valeur. 9 milliards de tonnes de marchandises sont transportées par voie maritime chaque année, dont 1.5 milliard de tonnes en conteneurs, soit 17% de la masse.

Jusqu'à récemment, la plupart des simulations faites en amont de la construction d'un navire pour le dimensionnement de la propulsion et l'optimisation des formes de carène étaient réalisées sur mer plate. L'enjeu d'une bonne prédiction de la vitesse d'avance du navire est fort car les contrats qui encadrent une commande dans le secteur de la construction navale prévoient des pénalités financières significatives pour le chantier dès que les écarts de vitesse constatés lors des essais en mer sont de l'ordre de quelques pourcents de la valeur cible. Après la construction, les essais en mer ont lieu à une date planifiée à l'avance, pour lesquelles les conditions météorologiques ne sont pas choisies. Il existe des tables empiriques de compensation pour les cas où les essais ont lieu sur une mer formée, mais le degré de maîtrise des coefficients de correction est imparfait, notamment pour des carènes innovantes. D'où l'idée de se doter d'outils numériques permettant de simuler le comportement sur houle, en complément des essais sur maquette en bassin. Hormis ces aspects contractuels de mise en service du navire, les conditions opérationnelles des navires comportent une part de mer plate, mais aussi une part non négligeable de progression sur mer formée. Dans une optique plus large de prévision de la consommation annuelle de carburant pour le navire, il est primordial de disposer d'informations représentatives concernant la résistance à l'avancement sur houle.

Au jour le jour, suivant les prix de l'énergie, les navires adaptent leur vitesse. A 25 nœuds, un porte conteneurs de 14000 EVP (Equivalent Vingt Pieds, soit un conteneur) consomme 300 tonnes de carburant par jour. Pour une vitesse d'avance réduite de moitié, il ne consomme plus que 50 tonnes de carburant par jour. La marge de manœuvre est donc conséquente pour réduire la consommation, bien sûr au prix d'une augmentation des temps de transit qui a, elle aussi, un coût. L'envolée des prix du pétrole à partir de 2005 a donné lieu à une réduction de la vitesse d'avance des navires. Un navire étant optimisé pour des conditions opérationnelles

bien définies, certaines compagnies ont été jusqu'à modifier les formes de carène de façon conséquente, avec par exemple le remplacement du bulbe de plusieurs navires CMA-CGM. Dans les processus de décision, la simulation numérique joue un rôle essentiel car elle permet maintenant d'estimer de façon fiable, et dans des délais relativement courts les gains de consommation que l'on peut espérer suivant les différentes stratégies.

Dans une perspective un peu plus long terme, à l'échelle de la durée de vie du navire, l'analyse des phénomènes de fatigue est également de première importance. En présence de houle, les efforts exercés par l'écoulement fluide sur la carène donnent lieu à des mouvements de type pilonnement, tangage ou roulis, qui sont bien connus des passagers. Mais ils engendrent aussi des déformations d'ensemble de la structure du navire, ainsi que des contraintes internes. La répétition de ces cycles, si elle n'a pas été anticipée, peut amener à des fissures dans la structure du navire, mettant ainsi en danger la sécurité des biens et des personnes à son bord, voire la sécurité du navire en lui-même. Dans la phase de conception et de certification du navire, l'identification de ces phénomènes est donc de première importance.

Entre le XVII^e et le XX^e, le commerce maritime international a connu une accélération rapide, que ce soit au niveau de la réduction des temps de transport ou de la quantité de marchandises par navire et par marin. En 1770, il fallait entre 6 et 12 mois pour transporter 1000 tonnes de marchandises entre l'Europe et la Chine, sur un navire de 60 m mené par 120 hommes d'équipage. En 1950, il ne faut plus que 23 jours et 33 hommes d'équipage sur un navire de 150 m pour transporter 14 000 tonnes de marchandises. La motorisation et la mécanisation sont passées par là. Entre 1950 et aujourd'hui, la quantité de marchandises transportées par un navire est encore multipliée par 10 : on passe ainsi de porte conteneurs transportant 1700 boîtes - ou EVP - à des porte conteneurs transportant 14 000 à 20 000 EVP pour les plus grands. Cette croissance du volume transporté se fait principalement par le biais d'une augmentation significative des dimensions des navires. Les navires de transport de marchandises au long court d'aujourd'hui ne sont plus les mêmes objets que ceux du milieu du siècle dernier. Les phénomènes qui gouvernent leur comportement en mer ont évolué et de nouvelles précautions sont à prendre pour assurer la sécurité de ces géants des mers. L'objet de cette thèse est donc d'apporter une contribution dans l'effort collectif des architectes, des constructeurs navals, des sociétés de classification et des instituts de recherche pour le développement d'outils numériques dédiés à la modélisation des navires de commerce en mer. Cette thèse vise à établir un pont entre une description détaillée de l'écoulement autour du navire, description offerte par un logiciel avancé de simulation numérique en hydrodynamique, et une modélisation globale de la structure du navire, par le biais d'un couplage entre ces deux approches.

Secteur naval

Comme nous l'avons vu, la taille des porte conteneurs n'a cessé d'augmenter depuis 1950. Or une des caractéristiques clé pour décrire le comportement d'une structure est sa fréquence propre. C'est la fréquence de vibration à laquelle elle va naturellement répondre à la suite d'un choc. Exposée à des sollicitations de l'environnement, tels que les efforts des vagues sur la carène par exemple, la structure aura des amplitudes de déformation d'autant plus importantes que la fréquence de la sollicitation extérieure se rapprochera de cette fréquence propre. C'est le phénomène bien connu de résonance. Cette fréquence propre dépend de la nature du matériau constituant la structure, de la géométrie de la structure et, de façon primordiale, des dimensions de la structure. On comprend donc qu'avec l'augmentation de la taille des navires, les fréquences propres de leur structure ont évolué : elles se sont décalées vers les basses fréquences. Ainsi, on est passé d'une situation où la réponse vibratoire de la structure du navire était dans le domaine des hautes fréquences et les efforts de houle engendrant les mouvements du navire étaient à basse fréquence, à une situation où les fréquences caractéristiques de la structure et celles de la houle peuvent se recouper, ce qui donne lieu à de nouvelles

interactions entre les efforts de houle, les mouvements du navire et ses déformations.

Ces nouvelles interactions ont été étudiées au fur et à mesure de la construction des nouveaux navires. Certains ont pu en faire les frais. Il y eu notamment une série d'accidents sur des navires de transport de marchandises brute qui sillonnaient les grands lacs d'Amérique du Nord avec une carène très élancée. Plus récemment, des porte conteneurs ont du faire face à des avaries de structure, alors qu'ils étaient de construction récente et qu'il progressaient sur des états de mer raisonnables. Si dans certains cas, des défauts de construction ont pu être à l'origine de ces accidents, la répétition des occurrences de même nature semble orienter vers des phénomènes de fatigue non anticipés, liés à la répétition des cycles de déformation au rythme de la houle.

L'intérêt des constructeurs navals et des sociétés de classification pour la modélisation numérique du couplage hydroélastique s'est accru. Les expériences en bassin guident le développement des outils, avec l'objectif à terme de disposer d'outils numériques fiables permettant de limiter le recours à l'expérimentation. Ces expériences en bassin sont longues et très coûteuses à mettre en œuvre. De plus, lors qu'on souhaite représenter des phénomènes de couplage tels que les déformations élastiques sur houle, une difficulté supplémentaire s'ajoute pour le respect des similitudes à l'échelle de la maquette. Il est très complexe, voire parfois impossible, de respecter les lois de similitude de tous les phénomènes que l'on souhaite observer. La simulation numérique présente l'avantage de pouvoir modéliser les objets d'étude directement à l'échelle 1.

Les acteurs du domaine n'ont pas attendu le démarrage de cette thèse pour se doter d'outils numérique de modélisation du comportement des navires sur houle en élasticité. Des outils ont été développés à partir des années 1960. Avec le développement de la puissance de calcul, ces outils sont aujourd'hui devenus très efficaces, et permettent de traiter des configurations nombreuses en un temps limité et au prix d'une puissance de calcul disponible sur un ordinateur ordinaire. Mais ces outils s'appuient souvent sur des hypothèses simplificatrices fortes. L'objet de notre travail est de proposer un nouvel outil de couplage s'appuyant sur des hypothèses peu restrictives au niveau de la représentation du détail des phénomènes hydrodynamiques. Cet outil est appliqué à des cas tests, pour lesquels on compare nos résultats à ceux obtenus à l'aide des méthodes classiques, de façon à valider nos développements, puis à déterminer les seuils de cambrure de houle ou de déformation de navire à partir desquels les outils classiques ne sont plus adaptés.

Simulation numérique en hydrodynamique

Nous disposons de toujours plus de puissance de calcul. D'après les conjectures de [Moore \(1965\)](#), la puissance de calcul des ordinateurs double environ tous les 2 ans. Cette loi se vérifie encore aujourd'hui. En hydrodynamique, cela se manifeste de façon concrète par un recours de plus en plus fréquent à la CFD (ou Computational Fluid Dynamics), notamment pour les calculs sur houle, qui se réalisaient encore récemment majoritairement à l'aide de méthodes potentielles rapides.

Remarque : au sens strict du terme, la CFD est une branche de la mécanique des fluides qui utilise des méthodes numériques pour résoudre des problèmes d'écoulements fluides. Toutes les méthodes numériques en hydrodynamique peuvent donc être rangées dans la CFD. Nous utiliserons ici une autre signification de CFD, pour désigner uniquement les méthodes avec prise en compte de la turbulence et qui ne s'appuient pas sur une hypothèse d'irrotationnalité du fluide, ce qui est par abus de langage l'acceptation courante de ce sigle.

Les écoulements à surface libre autour de structures libres en mouvement comportent de nombreuses non linéarités :

- Non linéarité de surface libre : la position de la surface libre, qui constitue une des frontières du domaine fluide est une inconnue du problème.

-
- Non linéarité de modèle libre : à nouveau la position d’une des frontières du domaine est une inconnue. Il s’agit cette fois-ci de la carène du navire, qui subit des déplacements, et potentiellement des déformations pour les cas qui nous intéressent.
 - Non linéarité liées aux effets visqueux.
 - Non linéarités liées aux phénomènes tourbillonnaires.
 - Non linéarités liées à la turbulence de l’écoulement.

La prise en compte des effets non linéaires permet de traiter les cas de géométrie complexe et/ou de chargement hydrodynamique non linéaire, mais aussi d’obtenir des réponses structurales plus précises dans le cas général, et ainsi de pouvoir diminuer les coefficients de sécurité des sociétés de classification [El Moctar, 2016].

Aujourd’hui, la représentation des écoulements aux plus petites échelles reste encore inaccessible pour des applications courantes, et la question est toujours de savoir où on place le curseur entre calcul direct et représentation des phénomènes à l’aide de modèles. La méthode que nous proposons ici est une sorte d’hybride entre potentiel rapide et CFD coûteuse, et se situe encore en bas de l’échelle en terme de temps de calcul et de précision. Nous pensons qu’il s’agit d’un compromis efficace pour les applications que nous visons.

Problématique

Dotés de notre outil de simulation numérique en hydrodynamique, nous allons nous intéresser à la modélisation numérique du comportement hydroélastique des navires sur houle non linéaire. Par hydroélasticité, nous entendons distorsion de corps déformables en réponse à des sollicitations hydrodynamiques.

Lorsqu’un navire progresse sur une mer formée, plusieurs types d’événements sont susceptibles d’advenir :

- Un événement de “green water”, qui correspond à un envahissement violent du pont du navire par volume d’eau important.
- Un événement de slamming, qui est un impact violent et de courte durée entre la surface libre et la coque du navire.
- un événement de whipping, qui désigne le mode de vibration transitoire à haute fréquence de la poutre navire qui suit un impact de slamming. Le whipping peut être à l’origine d’une augmentation allant jusqu’à 30% des efforts internes qui parcourent la structure, et ainsi donner lieu à d’importants dommages sur la structure du navire.
- Le springing, qui désigne également un mode de vibration résonant de la poutre navire, induit non pas par un événement de slamming mais par l’effort hydrodynamique lié à l’interaction avec le champ de vague. Comparé au whipping, c’est un mode vibration basse fréquence, qui occasionne des efforts instantanés d’amplitude beaucoup moins importante. Mais les efforts internes liés au springing semblent par contre avoir un rôle majeur dans les phénomènes de fatigue.

Le springing n’est généralement pas pris en compte dans le dimensionnement des navires, qui s’attache plutôt à prévenir les événements extrêmes. A notre connaissance, son impact précis sur l’intégrité de la structure des navires demeure assez peu documenté. L’objet de cette thèse est de développer un outil permettant de mieux évaluer et de mieux quantifier ce phénomène.

Dans la réponse de springing, on peut distinguer deux types de résonance :

- La résonance de première harmonique, qui correspond au cas où la fréquence de rencontre de la houle est égale à la fréquence propre de la structure.
- La résonance dite “super harmonique”, qui correspond aux cas où la fréquence de rencontre de la houle est un sous multiple de la fréquence propre de la structure : $f_e = f_p/n$ avec n entier.

C'est à ce phénomène que nous souhaitons nous intéresser. Voici la démarche qui a été adoptée.

Présentation de la démarche

Le chapitre 1 présente un état de l'art des méthodes existantes et des connaissances acquises jusqu'ici dans deux domaines : le comportement des navires rigides sur houle et l'hydroélasticité des navires sur houle. La première partie s'intéresse aux différentes méthodes numériques de prédiction de la résistance ajoutée sur houle, qui est définie à cette occasion. La seconde partie vise à replacer notre étude dans le contexte plus large des interactions fluide-structure. Après avoir donné quelques repères à l'aide des nombres adimensionnels caractéristiques de ce type d'interactions, on identifie les phénomènes prépondérants dans le problème de la déformation des navires sur houle. On donne ensuite un aperçu de la diversité des méthodes de couplage disponibles pour traiter ce problème, pour terminer par un passage en revue des travaux existants dans le domaine de la simulation numérique de l'hydroélasticité des navires. On s'intéresse plus particulièrement à la modélisation du springing, qui est notre sujet d'intérêt pour la suite. Que ce soit pour le comportement des navires sur houle ou pour l'hydroélasticité des navires sur houle, des références expérimentales sont fournies. Elles pourront servir de cas de validation pour nos simulations numériques.

Le chapitre 2 présente les outils utilisés pour la résolution du domaine fluide et du domaine structure, ainsi que le couplage en lui-même. Pour ce qui est du domaine fluide, nous avons pu bénéficier de l'accès au code de calcul ICARE qui résout les équations de Navier-Stokes moyennés au sens de Reynolds (RANS) par différences finies. Nous présentons la compréhension que nous avons de l'outil existant ainsi que les développements qui y ont été intégrés. Pour ce qui est du domaine structure, nous adoptons une formulation analytique pour la mise en place d'un modèle de poutre en flexion. Le cheminement assez classique permettant l'établissement de la solution analytique est fourni en mettant l'accent sur les hypothèses simplificatrices ainsi que les points d'attention pour la suite de la mise en place du couplage.

Le chapitre 3 s'attache à présenter les résultats de validation de la mise en place du modèle hydroélastique dans ICARE. La démarche consiste à valider séparément chacune des étapes de développement. Nous commençons par un cas test de réflexion de houle sur structure fixe pour valider la projection des efforts hydrodynamiques sur les modes élastiques. C'est le cas de diffraction. Puis on poursuit avec un cas test de mouvement forcé sur mer plate, permettant de vérifier le comportement du modèle pour un mouvement imposé suivant un mode de déformation élastique. C'est le cas de radiation. Les comparaisons aux résultats numériques obtenus à l'aide de méthodes potentielles, dites rapides, pour les faibles amplitudes de houle et de déformation permettent de valider la mise en place dans les deux cas. Une analyse de comportement est menée pour chaque cas test en faisant varier les fréquences d'excitation. Elle permet d'identifier des tendances dans l'interaction entre le fluide et la structure.

S'appuyant sur la validation précédente, une montée en cambrure de houle dans le cas de la diffraction et une montée en amplitude de déformation dans le cas de la radiation sont simulées sous ICARE. Les résultats obtenus permettent de quantifier l'importance des non linéarités dans chacun des cas, identifiant ainsi les grandeurs sensibles. Au terme de cette analyse, nous sommes à même de fournir des seuils d'apparition des non linéarités dans les réponses. Ces seuils pourront servir lors du choix des outils pour de futures études. La méthodologie proposée est décrite précisément et peut donc être reproduite si le cas s'avère très différent de notre cas test.

Le chapitre 4 illustre les réflexions menées dans l'optique de la mise en place de calculs sur houle irrégulière, avec deux objectifs en tête : réaliser des calculs en hydroélasticité sur houle irrégulière avec notre outil, et optimiser le processus général d'obtention de résultats sur houle irrégulière. Les simulations sur houle régulière n'ayant pu être mises en œuvre de façon satisfaisante, il n'y a pas eu de tentative de calculs sur houle irrégulière. L'effort a donc porté

sur les méthodologies de calculs sur houle régulière, avec pour champ d'application directe l'évaluation de la résistance ajoutée sur houle. Les tests effectués en vue de la mise en place d'une méthode d'obtention de certaines caractéristiques de la réponse sur houle irrégulière à partir de calculs sur houle régulières sont présentés. Une synthèse sur les perspectives nous paraissant envisageables dans ce domaine est proposée en ouverture.

Chapitre 1

Etat de l'art

Plan

1.1	Comportement des navires rigides sur houle	18
1.1.1	Description du phénomène	18
1.1.2	Approches expérimentales	22
1.1.3	Approches numériques par la théorie potentielle	23
	A. Théorie des tranches 2D	23
	B. Méthodes 3D	25
1.1.4	Approches numériques par les méthodes RANS	26
	A. Comparaisons RANS / potentiel	26
	B. Analyse du CFD workshop 2010 de Gothenburg	27
	C. Autres contributions	29
	D. Analyse du CFD workshop 2015 de Tokyo	32
1.2	Hydroélasticité de la poutre navire	33
1.2.1	Contexte général des interactions fluide-structure	33
	A. Analyse dimensionnelle du problème	33
	B. Méthodes usuelles en Interaction Fluide Structure (IFS)	41
1.2.2	Méthodes numériques en hydroélasticité	47
	A. Méthodes linéaires 2D	47
	B. Méthodes 3D BEM-poutre et BEM-FEM	48
	C. RANS-poutre ou RANS-FEM	50
	D. Masses ajoutées	52

Ces travaux de thèse s'inscrivent à la croisée de deux domaines : la simulation numérique du comportement des navires rigides sur houle et la simulation numérique des interactions fluide-structure entre la poutre navire flexible et l'écoulement de proche carène. La première étape du travail a donc consisté en la réalisation d'un état de l'art des connaissances et des techniques numériques dans ces deux domaines.

1.1 Comportement des navires rigides sur houle

L'étude du comportement des navires sur houle présente une spécificité par rapport à l'étude des structures ancrées ou dérivantes : il faut prendre en compte une vitesse d'avance, elle-même affectée par la présence de la houle. Lors de la progression du navire sur houle, on s'intéresse à la réponse en mouvements décrite à l'aide des fonctions de transfert ou RAO (Response Amplitude Operator), mais également à la vitesse d'avance et aux aspects liés à la propulsion du navire, à savoir la résistance à l'avancement sur houle et la consommation de carburant correspondante. Jusqu'à 15% à 30% de puissance supplémentaire est nécessaire pour progresser sur houle (Arribas, 2007). Ce n'est donc pas un point de détail mais bien un élément clé dans l'efficacité énergétique des navires.

L'enjeu de la prédiction exacte de ces grandeurs est important, notamment pour les chantiers navals. Les contrats qui encadrent les commandes de navires sanctionnent fortement le chantier naval constructeur dès que la vitesse d'avance constatée lors des essais diffère de 1% de la valeur définie initialement. Les essais sont réalisés à une date fixée à l'avance, bien souvent dans des conditions éloignées des conditions de mer plate et de vent faible, ce qui donne lieu à un comportement spécifique du navire. La correction des essais de recette - vérification de la vitesse cible - se fait actuellement à l'aide de coefficients empiriques. La simulation numérique du comportement du navire dans les conditions rencontrées le jour des essais pourrait aider à réduire les incertitudes hors des conditions optimales. Cependant, il reste encore du travail pour obtenir des simulations fiables à 100%. Nous le verrons dans l'état de l'art des méthodes Computational Fluid Dynamics (section 1.1.4). De façon plus générale, la prédiction par la simulation numérique du comportement d'un navire sur houle, à l'aide de ses seules caractéristiques de forme, de répartition des masses et de propulsion, est un outil précieux pour la conception des navires, notamment pour le respect des normes de l'OMI (Organisation Maritime Internationale) pour la sécurité et le confort des passagers et/ou des marchandises.

Notons que nous confondrons dans ce manuscrit les notions de "houle" et de "mer de vent" pour nous intéresser de façon plus générale au "champ incident". Par abus de langage, courant dans le domaine, on pourra désigner ce champ par l'appellation "houle incidente". Une description fine du champ incident prend en compte les deux phénomènes, les distingue et les quantifie par le biais d'un spectre contenant les amplitudes des composantes à différentes fréquences : basse fréquence pour la houle [0.04 – 0.12Hz], haute fréquence -relative - pour la mer du vent [0.12 – 1Hz]. Avant d'étudier ces phénomènes de façon mêlée, on s'intéressera à eux de façon isolée et autonome en étudiant la réponse à un champ de vagues régulier dont on fera varier la fréquence. Le passage vers une description plus réaliste des états de mer sera abordé dans l'état de l'art (section 1.1.4) ainsi que dans le chapitre 4 qui traite de la mise en place des calculs sur houle irrégulière.

1.1.1 Description du phénomène

A. Interactions d'un navire propulsé avec une houle incidente

La résistance ajoutée sur houle peut-être interprétée en terme énergétique comme le surcroît de force propulsive à apporter au navire pour contrer la perte d'énergie occasionnée par la progression sur houle par rapport à une progression sur mer plate. Les échanges énergétiques

entre le champs de vagues et le navire sont multiples et de plusieurs natures (Figure 1.1). Sur mer calme, le navire transmet de l'énergie au champ de vague par le biais des vagues radiées uniquement. Ceci dissipe une partie de l'énergie fournie pour la propulsion du navire. Sur houle, d'autres phénomènes interviennent : le champ de vagues réfléchi par le navire (ou champ diffracté) dissipe l'énergie d'une partie du champ incident ; une partie de l'énergie du champ de vague incident est transmise au navire et nourrit son mouvement ; le champ de vague induit par les mouvements du navire dissipe lui de l'énergie qui provient pour partie du champ incident et pour partie de la propulsion du navire.

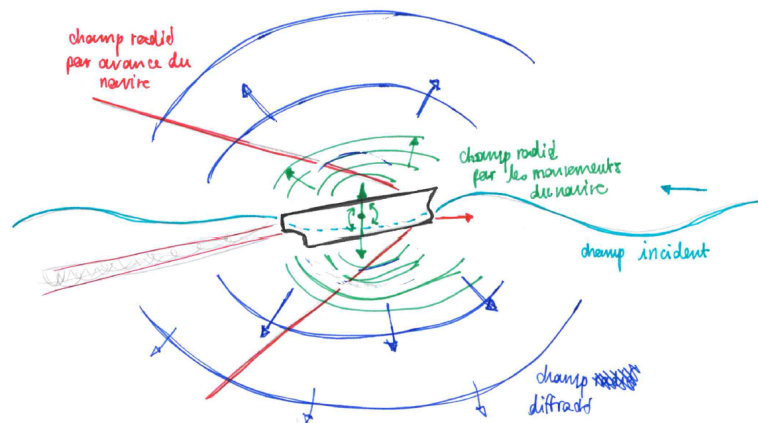


FIGURE 1.1 – Schéma des échanges énergétiques entre le navire sur houle et les champs de vague

L'interaction avec un champ de vague donné est elle-même complexe et mêle : les efforts hydrostatiques, les efforts de pression dynamique et les efforts de frottement, au sein d'un écoulement visqueux et turbulent. Il conviendra de quantifier l'importance relative des ces différents phénomènes.

L'interaction du propulseur avec le champ de vague incident et les mouvements du navire a également un impact important sur la prédiction de puissance ajoutée sur houle. L'étude de cette interaction est une problématique spécifique. Pour le dimensionnement des carènes, la modélisation actuelle des propulseurs se fait souvent à l'aide de méthodes de type "actuator disk" (Hough et Ordway, 1964). Cette théorie propose de considérer le propulseur comme un disque infiniment fin dans le cadre d'un écoulement stationnaire en fluide parfait. L'action du propulseur sur le navire est prise en compte par le biais d'une force externe propulsive appliquée sur le navire à l'emplacement de l'arbre d'hélice. L'action du propulseur sur l'écoulement est prise en compte en imposant un champ de vitesse en aval de la position de l'hélice. Cette méthode, qui nécessite une étude préliminaire sur les points de fonctionnement de l'hélice, permet de se passer de la représentation détaillée des pales en rotation dans la simulation de la dynamique du navire tout en prenant en compte l'action du propulseur. Elle présuppose un champ de vitesse et de pression uniforme en amont du disque hélice. Les travaux de Guo (2011) ont montré par l'étude des champs de vitesse et de pression dans le plan du propulseur que l'hypothèse de constance de l'écoulement n'était pas valable sur houle, avec des variations de vitesse allant jusqu'à 30% de la vitesse d'avance. Carrica *et al.* (2012) ont montré sur un cas de broaching (départ au surf par mer de l'arrière) que l'utilisation d'appendices et de propulseurs réels permettait d'améliorer nettement la fiabilité des résultats numériques. On peut imaginer que c'est la voie qui sera suivie dans le futur. Mais ces calculs restent à l'heure actuelle inaccessibles d'un point de vue industriel puisqu'ils requièrent environ 100 000 heures CPU pour 10 s de simulation au réel (Mofidi *et al.*, 2015). Des travaux récents proposent une amélioration des méthodes d'actuator disk, permettant de prendre en compte l'anisotropie et les variations temporelles des champs amont, avec par exemple le couplage entre la simulation

complète du navire et un solveur de comportement du propulseur (Kim *et al.*, 2015).

Des effets de perte de poussée liés au changements d'angle de barre pour le maintien du cap ont également été mis en évidence par Chuang et Steen (2012). Sur des vagues de forte cambrure et de grande amplitude, les événements d'impact de la carène - slamming - et de ventilation du propulseur par sortie d'eau sont également de nature à freiner nettement la progression du navire.

Nous venons de parcourir, sans prétendre être exhaustifs, les principaux phénomènes en jeu dans le comportement d'un navire propulsé sur houle. Par la suite, nous mettons de côté les questions concernant la propulsion, le slamming, les effets de zigzag sur houle, les houles obliques et les houles de l'arrière, pour nous concentrer sur une partie spécifique du problème : la résistance ajoutée sur houle de face et les mouvements du navire associés. Cette simplification du problème permet d'isoler certains phénomènes pour mieux comprendre leurs interactions, et de disposer d'un cadre clair avec un nombre de paramètres réduit pour la mise en place du couplage hydroélastique.

B. Définition de la résistance ajoutée sur houle

Sur mer plate, la résistance à l'avancement d'un navire est la composante horizontale de l'effort hydrodynamique s'exerçant sur une carène dotée d'une vitesse d'avance. La résistance ajoutée sur houle est définie par rapport à la résistance sur mer plate comme le surplus d'effort horizontal apporté par la présence de la houle. Que ce soit expérimentalement ou numériquement, la détermination de la résistance ajoutée sur houle pour une vitesse d'avance donnée passe par la comparaison de la réponse sur mer plate avec la réponse sur houle. Comme présenté sur la Figure 1.2, l'analyse des séries temporelles de l'effort horizontal permet de déterminer la résistance ajoutée sur houle à partir de la résistance à l'avancement sur mer plate R_{calme} et la résistance à l'avancement sur houle R_{houle} .

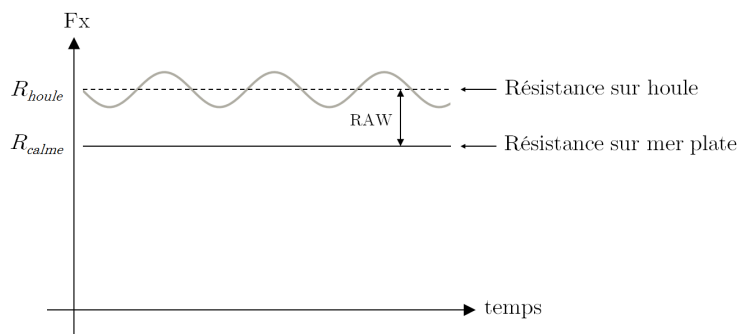


FIGURE 1.2 – Définition de la résistance ajoutée sur houle

La résistance ajoutée sur houle est notée RAW (1.1) pour Resistance Added in Waves.

$$RAW = R_{houle} - R_{calme} \quad (1.1)$$

La résistance ajoutée sur houle est généralement présentée en adimensionnel. Deux conventions existent :

$$RAW_{adim,1} = \frac{R_{houle} - R_{calme}}{R_{calme}} \quad (1.2)$$

$$RAW_{adim,2} = \frac{R_{houle} - R_{calme}}{\rho g \xi_a^2 B^2 / L_{pp}} \quad (1.3)$$

Où ξ_a est l'amplitude de houle incidente, L_{pp} la longueur du navire et B la largeur du navire.

La seconde formulation est la plus couramment adoptée dans les publications de référence ([Sadat-Hosseini et al., 2013](#)). Le terme d'adimensionnalisation indique les dépendances supposées de la résistance ajoutée sur houle aux principales grandeurs dimensionnantes du cas, avec notamment une dépendance au carré de l'amplitude de houle incidente.

Il convient de noter que cette présentation des résultats fait abstraction de la composante verticale des efforts qui est d'importance fondamentale dans les phénomènes de résistance ajoutée sur houle. On se propose donc dans la suite chapitre 4 de présenter les résultats de surplus d'effort vertical dans le repère terrestre, ainsi que les composantes horizontales et verticales dans le repère bateau, de façon à estimer la sensibilité des résultats au point de vue adopté.

C. Quelques caractéristiques de la résistance ajoutée sur houle

Un des paramètres déterminants pour la résistance ajoutée sur houle est le rapport entre la longueur d'onde λ de la houle incidente et la longueur du navire L . La Figure 1.3 présente les différents types de comportement que l'on peut observer suivant les rapports entre la longueur d'onde et la longueur du navire.

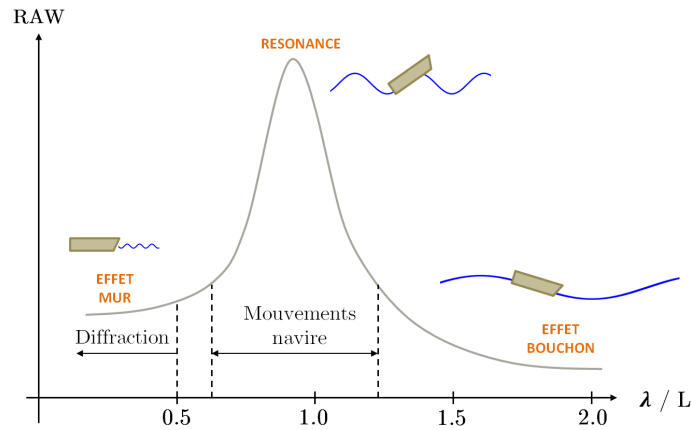


FIGURE 1.3 – Évolution type de la résistance ajoutée sur houle de face en fonction de la longueur d'onde

L'amplitude de houle ξ_a est un autre paramètre important. Une hypothèse courante consiste à considérer que la résistance ajoutée sur houle est proportionnelle au carré de l'amplitude houle incidente. Cette question a suscité de nombreux travaux théoriques ([Gerritsma et Beukelman, 1972](#)) et expérimentaux ([Journée, 1976](#)). Plus récemment, [Arribas \(2007\)](#) a pu montrer que cette hypothèse de dépendance linéaire au carré de l'amplitude de houle incidente se vérifiait bien dans un certain nombre de cas pratiques. Cependant cette approximation trouve ses limites. ([Bouscasse et al., 2013](#)) notent, lors d'expériences sur une coque de catamaran, l'apparition d'un comportement non linéaire vis-à-vis du carré de l'amplitude de houle incidente dès $kA = 5\%$ de cambrure. Nous nous intéresserons à cette question section 4.2.

La vitesse d'avance du navire intervient également dans la résistance ajoutée sur houle. Son principal effet est de décaler la fréquence de la houle perçue par le navire par rapport à la fréquence de houle perçue par un observateur fixe. Pour une houle de face, la pulsation de rencontre ω_e s'exprime en fonction de la vitesse d'avance du navire U_0 , de la fréquence de houle ω et de la longueur d'onde de houle λ .

$$\omega_e = \omega + \frac{2\pi}{\lambda} U_0 \quad (1.4)$$

La réponse du navire sur houle est caractérisée par la résistance ajoutée mais aussi par les mouvements de navire. L'aspect typique des amplitudes de pilonnement et de tangage sur

houle en fonction de la longueur d'onde est présenté Figure 1.4. $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde et ξ_a l'amplitude de la houle incidente.

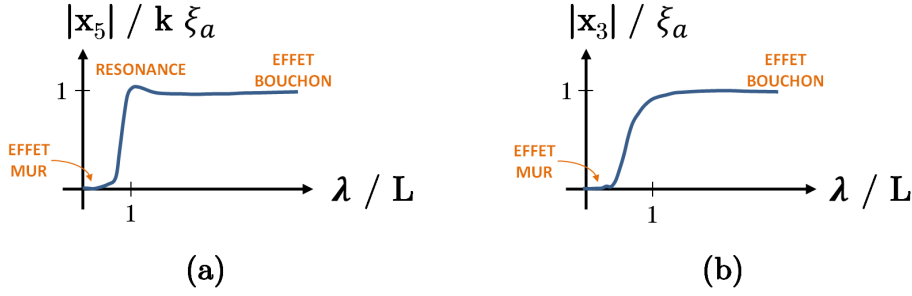


FIGURE 1.4 – Évolution type des harmoniques 1 de la réponse en pilonnement (a) et tangage (b) sur houle de face, en fonction de la longueur d'onde

On identifie bien les comportements dans les cas limites : aux grandes longueurs d'onde, le mouvement du navire suit le mouvement de la houle ; aux très faibles longueurs d'onde, la houle incidente n'a pas d'impact sur les mouvements du navire, elle est purement réfléchié ; aux longueurs d'onde de l'ordre de la longueur du navire, il y a résonance en pilonnement.

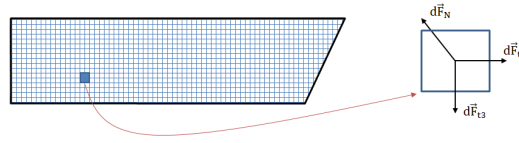


FIGURE 1.5 – Orientation des composantes de l'effort hydrodynamique sur une facette

Au niveau local, sur une facette du maillage du navire (Figure 1.5), on peut distinguer plusieurs composantes dans l'effort hydrodynamique élémentaire $d\vec{F}$ (1.5) : la composante de pression normale $d\vec{F}_N$ orientée perpendiculairement au plan de la facette, puis les composantes tangentielles $d\vec{F}_{t1}$ et $d\vec{F}_{t3}$, comprises dans le plan de la facette et orthogonales entre elles. On appelle composante normale de la résistance ajoutée F_N (1.6) et composante de friction de la résistance ajoutée F_T (1.7) les grandeurs obtenues respectivement par intégration sur la carène des efforts élémentaires de pression normale et des efforts élémentaires tangentiels.

$$d\vec{F} = d\vec{F}_N + d\vec{F}_{t1} + d\vec{F}_{t3} \quad (1.5)$$

$$\vec{F}_N = \sum_{\text{carene}} d\vec{F}_N = \sum_{\text{carene}} p_N d\vec{S} \quad (1.6)$$

$$\vec{F}_T = \sum_{\text{carene}} d\vec{F}_{t1} + d\vec{F}_{t3} \quad (1.7)$$

Guo (2011) montre dans sa thèse que la composante de friction de la résistance ajoutée sur houle est négligeable par rapport à la composante de pression normale. Nous illustrerons cette observation sections 4.2 et ??.

1.1.2 Approches expérimentales

L'objectif des paragraphes qui suivent est de donner un bref aperçu des techniques expérimentales usuelles, ainsi que de fournir une liste des campagnes de mesure existantes à notre connaissance.

A. Techniques expérimentales pour l'évaluation de la résistance ajoutée sur houle

La méthode la plus classique pour la réalisation d'essais de résistance ajoutée sur houle de face consiste à tracter une maquette sur un canal dans lequel on génère une houle régulière. La maquette peut alors être fixe ou bien libre en pilonnement, libre en tangage, et même libre en cavalement. Un point auquel il faut porter attention lors que l'on souhaite reproduire numériquement des essais expérimentaux de ce type est le montage reliant la maquette au chariot de traction : principe du mécanisme, point d'accroche et raideur du ressort si le cavalement est libre.

L'autre possibilité consiste à instrumenter une maquette autopropulsée et réaliser des essais dans un bassin de génie océanique. Cette méthode permet de couvrir de nombreux cas tels que les houles obliques et l'autopropulsion sur houle, mais la mise en œuvre est plus complexe et les résultats sont plus complexes à analyser.

Les mesures directes sur houle irrégulière sont théoriquement les plus à même de fournir une réponse fiable sur houle irrégulière. Cependant leur mise en place peut s'avérer compliquée, voire impossible. Après réalisation d'études de sensibilité, l'ITTC (ITTC, 2008) préconise la réalisation de plusieurs essais sur houle irrégulière, de 2 heures chacun, avec des tirages de phases différents. En pratique, aucune d'installation expérimentale ne permet de tracter une maquette instrumentée pendant 2 heures en ligne droite sur une houle irrégulière présentant toutes les composantes d'un spectre usuel. La majorité des essais est donc réalisée sur houle régulière et les résultats sont présentés sous cette forme, laissant le soin à l'utilisateur d'adopter la méthode de son choix pour reconstituer une éventuelle réponse sur houle irrégulière.

B. Campagnes expérimentales de mesure de résistance ajoutée sur houle

De nombreuses campagnes de mesure ont été entreprises pour quantifier les phénomènes de résistance ajoutée sur houle et de réponse en mouvement des navires sur houle. Nous proposons dans le Tableau 1.1 une description succincte de certaines de ces campagnes de mesure, précisant les caractéristiques principales des maquettes testées et les laboratoires qui ont réalisé les mesures.

Ces dernières années, une attention toute particulière a été apportée à la répétabilité des résultats expérimentaux au sein d'une même campagne (Bouscasse *et al.*, 2013), mais aussi à la répétabilité des résultats expérimentaux entre différents bassins d'essais. Pour ce faire, les mêmes carènes de KVLCC2 ont été utilisées à plusieurs reprises dans des moyens d'essais différents. Toujours dans cet état d'esprit, l'estimation des incertitudes est également documentée de façon précise (Park *et al.*, 2015).

Dernièrement, l'impact des formes d'étrave sur la résistance ajoutée sur houle a été étudié par Lee *et al.* (2013). Les auteurs ont pu tester expérimentalement le comportement d'une carène de KVLCC2 dotée de 3 étraves différentes : la géométrie initiale du navire, une accentuation du bulbe surmontée d'une étrave perçante, et une étrave droite sans bulbe (Figure 1.6. Les réponses en mouvement des 3 carènes étaient similaires mais les deux nouvelles formes testées se sont avérées légèrement plus performantes en terme de résistance ajoutée sur houle. Cette étude montre donc que la forme d'étrave, notamment dans les œuvres mortes - c'est-à-dire au-dessus de la ligne de flottaison au repos - a une influence sur la résistance ajoutée sur houle.

1.1.3 Approches numériques par la théorie potentielle

A. Théorie des tranches 2D

Maruo (1957) et Joosen (1966) sont certainement les précurseurs en terme de calcul de résistance ajoutée par méthode numérique. Ils s'appuient sur la théorie des tranches, qui fournit

CARÈNE	LONGUEUR RÉELLE (M)	ECHELLE	C_B	RÉFÉRENCE	PARTICULARITÉS
KCS	230	37.9	0.65	MARIN	Libre 6 DDL + autoprop, zigzag
KCS	230	52.7	0.65	FORCE	Captif
KCS	230	52.7	0.65	BSHC	Libre 6 DDL + autoprop, zigzag
KCS	230	31.6	0.65	MOERI	Captif
KCS	230	75.5	0.65	NMRI	Captif
KVLCC2	320	100.0	0.81	INSEAN	Captif
KVLCC2	320	110.0	0.81	NMRI	Captif
KVLCC2	320	75.0	0.81	FHR	Captif ou libre 6 DDL + autoprop, zigzag
KVLCC2	320	46.4	0.81	HMRI	Captif
KVLCC2	320	??	0.81	(Park <i>et al.</i> , 2016)	

TABLE 1.1 – Exemples de campagnes expérimentales en RAW (1/2)

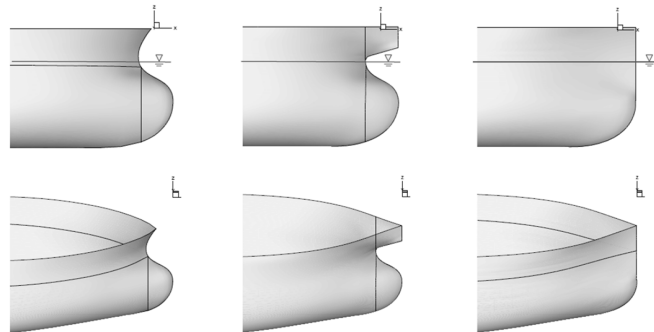


FIGURE 1.6 – Variations des formes d'étrave du KVLCC2 dans les essais expérimentaux réalisés à l'Université de Séoul (Lee *et al.*, 2013)

pour chaque section de navire les coefficients hydrodynamiques de masse d'eau ajoutée et d'amortissement. Les interactions entre les différentes sections du navire ne sont pas prises en compte, ce qui empêche la modélisation des effets 3D. La méthode de [Gerritsma et Beukelman \(1972\)](#), développée un peu plus tard, constitue une référence parmi ces formulations. L'idée est d'estimer l'énergie radiée par chaque tranche du navire lors de son mouvement relatif par rapport à la surface libre. L'énergie radiée par l'ensemble du navire est donnée par la formule (1.8).

$$E = \int_0^{T_e} \int_0^L b' V_{zb} dx dt \quad (1.8)$$

Le terme b' est un coefficient d'amortissement calculé à partir des coefficients hydrodynamiques en tangage, tandis que V_{zb} est la vitesse relative d'un point de la tranche du navire par rapport à la surface libre, elle aussi en mouvement. Malgré ses limitations, cette formulation simple reste intéressante, car elle met en évidence les principaux phénomènes à prendre en compte : le champ de vague radié et le mouvement relatif entre la carène et la surface libre. Plus tard, lorsque l'on analysera les résultats de simulations CFD en résistance ajoutée sur houle, on attachera une attention particulière à la bonne représentation de ces phénomènes.

[Boese \(1970\)](#) développe lui aussi une méthode s'appuyant sur la théorie des tranches, mais pour intégrer les pressions sur la carène du navire. Quelques années plus tard, la méthode asymptotique de [Faltinsen et al. \(1980\)](#) a permis d'estimer la résistance ajoutée à partir de considérations sur le champ diffracté. Ces deux dernières méthodes permettent de prendre en compte les houles obliques et les houles rattrapantes, ce qui n'était pas le cas de la méthode de [Gerritsma et Beukelman \(1972\)](#).

B. Méthodes 3D

Les formulations dites 3D utilisent les méthodes de singularités aussi appelées Panel Methods ou Boundary Element Methods (BEM). La puissance de ces méthodes est de ramener la résolution d'un problème volumique dans tout le domaine à la résolution d'un problème surfacique sur les frontières du domaine fluide, par le biais des formules de Green. Différentes formulations ont été proposées, avec des niveaux croissants de prise en compte des non linéarités (Figure 1.7).

Dans les méthodes purement linéaires, les conditions aux limites de surface libre sont appliquées sur la position moyenne de la surface libre, c'est-à-dire la position de repos. La position du navire est également estimée à sa position moyenne. On se place dans le domaine fréquentiel pour résoudre le potentiel de l'écoulement en décomposant celui-ci en une somme de potentiels incident, radié et diffracté. Les efforts sont calculés à partir de ces différents potentiels et comprennent la composante hydrostatique.

Avec la méthode faiblement non linéaire de Froude-Krylov, le calcul des efforts de houle incidente et le calcul des efforts hydrostatiques sont faits en tenant compte de la déformée exacte de la surface libre incidente et de la position moyenne du navire. Le calcul des efforts de radiation et de diffraction se fait toujours via une approche totalement linéaire.

Dans les approches dites "body non linear", le calcul des efforts de radiation et de diffraction se fait sur la position exacte de la carène mais sur la position moyenne de la surface libre. Cette méthode nécessite un remaillage à chaque pas de temps, ce qui impacte directement le temps de calcul. Les approches "weak-scatterer" prennent en compte la déformée exacte de surface libre incidente et la position exacte de la carène, mais pas la position exacte de la surface libre perturbée. Pour finir, certaines méthodes proposent la prise en compte de toutes les non linéarités de surface libre.

Ces méthodes ne prennent en compte ni le déferlement ni les effets visqueux. Elles sont éprouvées et relativement efficaces en terme de temps de calcul. Elles sont de nos jours très

utilisées pour les applications nécessitant la prise en compte de nombreux cas de figure. Ces approches servent aussi de référence avant la réalisation d'études plus poussées, par exemple à l'aide des méthodes RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) que nous allons maintenant évoquer.

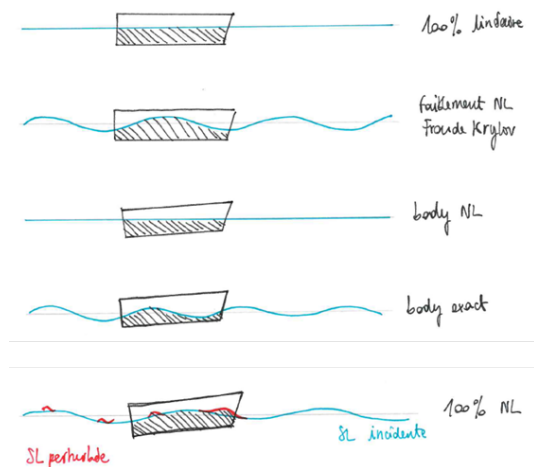


FIGURE 1.7 – Méthodes numériques en théorie potentielle sur houle

1.1.4 Approches numériques par les méthodes RANS

Le traitement de la résistance ajoutée sur houle par méthode RANS apparaît au premier CFD workshop “Ship viscous flow” à Tokyo (Hino, 2005). Il est repris à Gothenburg en 2010 où une amélioration de la précision des résultats est constatée. De nombreux points restent cependant à travailler et sont proposés en perspective du workshop. Le workshop de Tokyo 2015 confirme cette tendance en proposant aux participants des calculs de plus en plus complexes à mettre en place, avec des procédures de vérification et de validation très complètes. Aujourd’hui, aborder le problème de la résistance à l’avancement par le biais de la CFD devient relativement accessible : les coûts en terme de temps de calcul deviennent acceptables, et de plus en plus d’outils libres ou commerciaux sont proposés.

Pour la description des modèles théoriques utilisés en RANS, le lecteur pourra se référer à la section 2.1, qui n’a pas valeur d’universalité, mais qui présente les principes de ce type d’approche, en même temps que les spécificités liées au code ICARE.

A. Comparaisons RANS / potentiel

Il existe une différence notable entre les calculs RANS et les calculs potentiels : le temps de calcul. Une étude récente réalisée sur le cas du KCS (Sadat-Hosseini *et al.*, 2015) a montré qu’il pouvait y avoir un facteur 13000 sur le temps de calcul : 6 min par fréquence en potentiel sur 4 cœurs contre plus d’une journée en RANS sur 224 cœurs. Une question naturelle est d’identifier le gain apporté par cet effort de calcul supplémentaire.

Bunnik *et al.* (2010) ont réalisé une comparaison entre les résultats de 8 codes potentiels et 3 codes RANS sur un cas de ferry en houle régulière de face et sur un cas de porte-conteneurs en houle régulière de face, pour lesquels ils disposaient de résultats expérimentaux. Une des premières observations est la dispersion des résultats de résistance ajoutée en potentiel, dispersion notamment liée aux disparités entre les méthodes vues section 1.1.3. Les meilleurs codes potentiels offrent une précision allant jusqu’à 2% des valeurs mesurées pour les déplacements et 20% des valeurs mesurées pour la résistance ajoutée aux grandes longueurs d’onde. La précision des simulations en potentiel est nettement dégradée aux longueurs d’onde de vague inférieures à $0.8 L_{pp}$. Avec les méthodes RANS, les résultats en déplacement sont de

précision similaire pour les moyennes et les grandes longueurs d'onde. La prédiction de résistance ajoutée est correcte mais sans réelle amélioration par rapport aux résultats en potentiel. Les modèles RANS n'apportent pas d'amélioration sensible pour les cas étudiés, mais les auteurs font remarquer que ceux-ci ne présentent pas d'effets non linéaires ou d'effets visqueux marqués.

Les proceedings du CFD workshop de Gothenburg (Larsson *et al.*, 2010) proposent une analyse comparative de simulations réalisées avec des méthodes RANS et potentielles. Le principal atout des solutions RANS est leur large plage de validité, notamment en ce qui concerne la longueur d'onde. Une étude sur le KVLCC2 libre en pilonnement et tangage, proposée par Sadat-Hosseini *et al.* (2013), fournit des éléments allant dans le même sens. Les auteurs font remarquer qu'aux faibles longueurs d'onde, quand on procède à amplitude constante, la cambrure augmente et ceci dégrade en soi la qualité de la solution obtenue en potentiel. Il est donc préférable de travailler à cambrure constante et non à amplitude constante lorsqu'on veut comparer la qualité de résultats obtenus pour des longueurs d'onde différentes. C'est la démarche que l'on adoptera chapitre 4.

Enfin, une autre étude, proposée par l'Université de Séoul (Seo *et al.*, 2013) s'est intéressée à la comparaison entre des résultats provenant d'approches numériques de 3 générations différentes : une méthode par tranche, une méthode BEM et une méthode RANS sur grille cartésienne. Les comparaisons sont menées sur les carènes Wigley I, Wigley III, Series 60 et S175 containership, avec à chaque fois des références expérimentales. Les résultats mettent en évidence l'apport de la résolution en RANS aux vitesses d'avance élevées ($Fr \geq 0.25$), notamment pour la prédiction de la période de pic de la réponse en mouvement et la prédiction de la réponse en résistance ajoutée sur houle.

Ces comparaisons entre méthodes potentielles et méthodes RANS pour le problème de résistance à l'avancement sur houle ont permis de conclure que :

- Les méthodes potentielles sont efficaces et précises pour le calcul de RAO en mouvement pour des longueurs d'onde supérieures à $0.8 L_{pp}$, des nombres de Froude de l'ordre de 0.2 ou inférieurs, et des cambrures kA de l'ordre de 5%.
- Les méthodes RANS ont une précision similaire ou légèrement inférieure pour le calcul de la RAO en mouvement aux longueurs d'onde supérieures à $0.8 L_{pp}$ à des cambrures faibles. Elles apportent par contre un réel gain aux faibles longueurs d'onde, aux vitesses d'avance élevées et aux cambrures plus marquées, où des non linéarités peuvent apparaître.
- Pour une même simulation, quelle que soit la méthode numérique utilisée, les écarts relatifs à l'expérience sont plus importants pour la donnée de résistance à l'avancement que pour les données de mouvement. Indépendamment de cette observation, il semble qu'il y ait une corrélation entre la qualité des résultats en mouvement et la qualité des résultats en résistance ajoutée sur houle. Ceci paraît cohérent avec les principes de la méthode de Gerritsma et Beukelman (1972) et indique donc l'importance d'une bonne résolution des degrés de liberté rigides du navire pour l'obtention de la résistance ajoutée.

B. Analyse du CFD workshop 2010 de Gothenburg

A l'occasion du CFD Workshop de Göteborg (Larsson *et al.*, 2010), consacré à l'évaluation des codes CFD dédiés au calcul de la résistance à l'avancement, trois cas de navires avec vitesse d'avance en houle de face ont été proposés aux participants :

- Le tanker KVLCC2 libre en pilonnement et tangage, ou bien libre en pilonnement, tangage et cavalement, carène nue (12 contributions)
- Le porte-conteneurs KCS libre en pilonnement et tangage, pourvu d'un safran (6 contrib.)
- La frégate militaire DTMB 5415, fixe en pilonnement, tangage et cavalement (4 contrib.)

La Figure 1.8 présente les conditions opérationnelles testées pour chaque navire, ainsi que leurs principales caractéristiques géométriques.

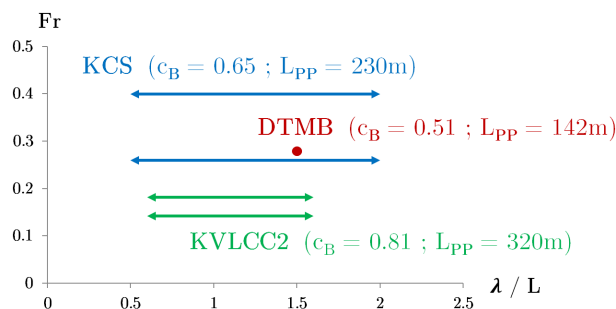


FIGURE 1.8 – Conditions opérationnelles des cas du CFD workshop 2010

La fiabilité des expériences de référence pour le KCS est remise en question par les contributeurs car celles-ci présentent des incertitudes dix fois supérieures à celles d'expériences du même type réalisées sur le DTMB. L'intérêt de ce cas réside donc plus dans la comparaison entre les solutions numériques obtenues par les participants que dans la comparaison à des expériences de référence.

Caractéristiques des codes utilisés Pour les cas tests proposés dans le workshop, dix institutions ont apporté une contribution sur au moins un cas. Si une relative homogénéisation des méthodes utilisées apparaît sur certains aspects tels que la discrétisation temporelle ou le traitement de la surface libre, il reste encore des aspects pour lesquels les méthodes employées sont diverses. C'est le cas de la discrétisation spatiale ou de la modélisation de la turbulence.

DISCRÉTISATION SPATIALE ET TEMPORELLE

3 codes utilisent une discrétisation de type différences finies, tandis que 7 codes utilisent des volumes finis. Parmi les codes les plus performants sur le panel des cas proposés, les deux approches sont présentes. Les codes utilisant une discrétisation de type différences finies s'appuient tous sur des maillages structurés, en O ou cartésiens. Les codes utilisant une discrétisation en volumes finis utilisent des maillages structurés ou non-structurés. Deux codes à maillages structurés offrent la possibilité de faire de l'overlapping, c'est-à-dire de la superposition de grilles indépendantes attachées à des sous-corps en mouvement les uns par rapport aux autres. Le nombre de points des maillages varie entre 0,3 et 8 millions de points. Les maillages très raffinés présentés permettent d'obtenir de très bons résultats. Du point de vue de la discrétisation en temps, les schémas implicites d'ordre 2 sont les plus courants et les plus efficaces.

TRAITEMENT DE LA SURFACE LIBRE

La surface libre est prise en compte par des modèles de capture d'interface de type Volume-Of-Fluid (VOF) ou Level-Set sauf pour deux institutions utilisant une technique de suivi d'interface. Les cas-tests proposés ne font pas intervenir de déferlement marqué. Le traitement des cas sans vitesse d'avance apparaît comme une difficulté majeure restant à surmonter pour les méthodes de capture d'interface.

MODÉLISATION DE LA TURBULENCE

La plupart des codes utilisent une modélisation de la turbulence à deux équations : $(k-\omega)$ SST ou $(k-\varepsilon)$. Un code fait de la Detached Eddy Simulation (DES), c'est-à-dire une modélisation hybride RANS-LES de la turbulence et obtient alors des résultats différents pour le cas du KCS dans la houle de face. Un autre code fait du Direct Navier-Stokes (DNS) mais présente une seule contribution sur le KVLCC2, avec des écarts importants par rapport aux valeurs expérimentales.

RÉSOLUTION DU SYSTÈME VITESSE-PRESSION

La majorité des résolutions se fait par des méthodes à correction de pression faiblement

couplées. L'algorithme SIMPLE est alors le plus représenté. L'algorithme PISO est utilisé une fois. Deux codes se distinguent par l'utilisation de méthodes différentes :

- Correction de pression fortement couplée
- Compressibilité artificielle

Les résultats présentés ne permettent pas de tirer de conclusion sur la pertinence des différentes méthodes de résolution du système vitesse-pression.

GÉNÉRATION DE LA HOULE INCIDENTE

La majeure partie des codes RANS génère de la houle, régulière ou irrégulière, en spécifiant des cinématiques de houle sur une partie des frontières extérieures du domaine, à l'amont de la structure qui va interagir avec la houle. En aval de la structure, une condition d'absorption est utilisée dans une zone d'amortissement pour limiter les problèmes de réflexion. Un seul code utilise une décomposition fonctionnelle permettant de résoudre des équations RANS modifiées où seuls les champs diffractés sont inconnus.

Analyse des résultats présentés CONVERGENCE EN MAILLAGE

Une seule institution a présenté une étude de convergence pour le cas du KVLCC2 dans la houle (Deng *et al.*, 2010). Pour le cas $\lambda/L = 1.1$, proche de la résonance, trois maillages ont été testés avec respectivement 0.8 millions, 1.3 millions et 1.9 millions de points. La convergence en espace n'apparaît pas de façon nette. Classiquement, on retient le chiffre de 60 à 80 mailles par longueur d'onde comme cible pour la discrétisation longitudinale. La convergence en temps apparaît elle de façon nette : il faut au moins 250 pas de temps par période de houle pour avoir un écart relatif inférieur à 4%.

COMPARAISON DES RÉSULTATS NUMÉRIQUES AUX RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Pour le KVLCC2, 12 contributions ont été proposées par 5 institutions et les essais expérimentaux ont été réalisés successivement dans 3 institutions avec des incertitudes acceptables. C'est donc un cas pour lequel les résultats expérimentaux peuvent être considérés comme fiables, et pour lequel les résultats numériques sont nombreux.

Quelques données, extraites de Larsson *et al.* (2010), méritent d'être présentées pour comprendre où en est l'état de l'art. En moyenne, l'écart par rapport aux résultats expérimentaux est de :

- 22% pour les harmoniques 0 et 1 de résistance
- 17% pour les harmoniques 0 et 1 de mouvement
- 33% pour les harmoniques supérieures

Ces erreurs sont assez importantes, si on les compare à l'erreur moyenne obtenue sur mer calme en RANS lors de ce workshop, de l'ordre de 2%. Même les meilleurs résultats fournis présentent une erreur relative de 11% sur la résistance et 3% sur les mouvements.

En moyenne, les erreurs sont constantes quand la longueur d'onde ou la cambrure varie. Le cas sans vitesse d'avance pose de réels problèmes pour tous les codes sauf ICARE. Les erreurs relatives sont comprises entre 44% pour la résistance et 27% pour les mouvements.

C. Autres contributions

VÉRIFICATION ET VALIDATION

Suite aux remarques du CFD workshop 2010 sur le manque d'étude de convergence en temps et en maillage, Guo, Steen, et Deng (2012) reprennent les travaux réalisés sur le KVLCC2 sous FINE Marine pour mener à bien ces études. Les résultats montrent une convergence sur la taille du maillage d'ordre 2 pour les harmoniques 0 du pilonnement et du tangage, d'ordre 1.4 pour l'harmonique 1 et d'ordre 0.7 pour l'harmonique 1 en tangage, l'ordre théorique de convergence étant de 2. Ceci constitue une avancée importante par rapport aux quelques études de convergence présentées lors du workshop.

HARMONIQUES D'ORDRES SUPÉRIEURS

Certaines études en RANS comme [Sadat-Hosseini et al. \(2013\)](#) ou He et al. (2012) [ref à trouver] montrent que l'effort longitudinal peut présenter des harmoniques supérieurs d'amplitude non négligeable, ce qui montre que ces quantités présentent un intérêt dans certaines conditions et méritent d'être présentées. [+ qualifier les conditions opérationnelles]

VAGUES OBLIQUES

De nombreuses approches numériques en résistance ajoutée sur houle se concentrent sur la houle de face, qui est supposée correspondre à un maximum de résistance ajoutée par rapport aux autres incidences. Ce cas présente une symétrie évidente permettant de traiter le problème par des simulations sur des demi domaines, en limitant le nombre de degrés de liberté au pilonnement et au tangage. Cependant, il n'est pas représentatif de tous les phénomènes en présence lors de la progression d'un navire sur une mer de face. Par les effets de barre, le navire oscille autour de la direction principale de progression et subit donc des effets liés à la dissymétrie de l'écoulement. Par ailleurs, les navires ne progressent pas toujours sur des mers provenant de l'avant. Les mers de côté sont critiques pour la prédiction des effets de roulis. Les mers de l'arrière peuvent occasionner des accélérations du navire sur sa course, voire des pertes de contrôle du système de barre, qu'il est utile de prévoir ([Horel, 2016](#)).

Le problème des vagues obliques est de plus en plus traité. Ils exigent une fiabilité supérieure des codes, notamment au niveau de la résolution des degrés de liberté multiples, et de la modélisation des effets de dérive, avec de possibles détachements tourbillonnaires aux extrémités de la carène. Les simulations de [Carrica et al. \(2008\)](#) et [Castiglione et al. \(2013\)](#) sur le Delft catamaran, ou les simulations de [Sadat-Hosseini et al. \(2015\)](#) sur le KCS sont des exemples de contribution sur le sujet.

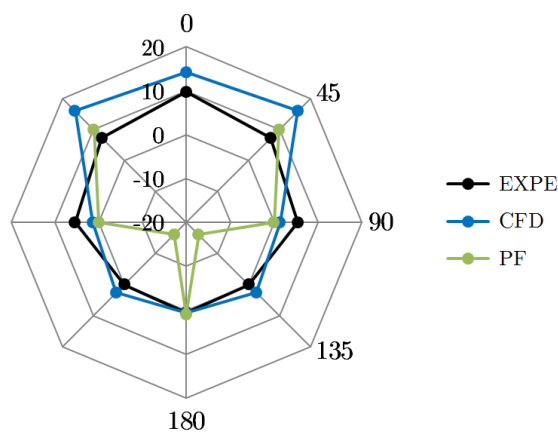


FIGURE 1.9 – Représentation polaire des résultats de Sadat (2015) en la résistance ajoutée sur houle oblique pour le KCS

HOULE IRRÉGULIÈRE

Dans les CFD workshop 2010 et 2015 [à confirmer], aucun cas de résistance à l'avancement sur houle irrégulière n'a été proposé aux participants. Cependant plusieurs codes RANS offrent cette possibilité et de plus de plus de contributions sont proposées dans ce sens. On peut citer par exemple [Carrica et al. \(2008\)](#) sur un problème de broaching en houle irrégulière, ou He et al en 2013 [ref à retrouver] qui proposent une étude sur un catamaran dans la houle irrégulière avec le code CFDShip-Iowa. Dans ce dernier papier, une simulation sur un temps suffisant permet d'avoir en entrée de domaine un contenu énergétique pour le spectre de houle très proche de la forme cible.

Les travaux de [Carrica et al. \(2007\)](#) donnent quelques éléments sur la précision de la houle générée et propagée dans le code RANS CFDShip-Iowa. L'amplitude de la houle décroît de

1% et la phase se décale de 0,66% entre l'entrée et la sortie du domaine. L'accord entre le numérique et la solution analytique est très bon puisque l'erreur quadratique moyenne vaut 1,9%.

Sur les problématiques de propagation et d'absorption de houle, on peut également noter la contribution de Peric à NuTTS [ref à retrouver], qui fournit des guidelines intéressantes sur les façons de tester l'existence d'un rebond sur une interface d'amortissement.

[Ajouter succinctement d'autres références plus récentes sur ce sujet. Cf présentation à NuTTS par exemple d'un calcul sous StarCCM avec houle irrégulière, ou un calcul réalisé par Numeca? vérifier où en sont les Croates de ce point de vue et BV : (Seng *et al.*, 2014) à lire.]

FAIBLES LONGUEURS D'ONDE

Aux faibles longueurs, les mouvements du navires deviennent de plus en plus faibles, de sorte que leur amplitude s'approche de celles du bruit numérique et/ou des instabilités résiduelles du modèle libre, et qu'il devient difficile d'extraire la réponse en mouvement. Seo *et al.* (2013) compare différents modèles numériques de prédiction de résistance ajoutée sur houle en s'intéressant à la question des faibles longueurs d'onde. Pour les cas traités (Series 60 et S175 containership), ils comparent les méthodes asymptotiques de : Fujii et Takahashi (1975), Faltinsen *et al.* (1980), Kuroda *et al.* (2008). La méthode la plus récente développée par Kuroda montre sa supériorité pour les cas étudiés. Si les méthodes RANS peuvent apporter des résultats fiables pour des longueurs d'onde de l'ordre de $0.6 L_{pp}$, en deça, les méthodes asymptotiques restent performantes.

ETATS DE MER SÉVÈRES

Drummen *et al.* (2008) ont proposé une étude expérimentale et numérique sur le comportement des porte-conteneurs modernes (par opposition au S175, considéré comme vieux) dans des états de mer sévères. Une partie de l'étude porte sur le comportement du navire rigide. La méthode numérique utilisée pour la comparaison aux expériences est une méthodes inspirée de la théorie des tranches, pour laquelle différents niveaux de prise en compte des non linéarités ont été implémentés. [à relire absolument et faire une petite synthèse]

SPÉCIFICITÉ	RÉFÉRENCE
Vagues obliques	(Carrica <i>et al.</i> , 2012) (Castiglione <i>et al.</i> , 2013)
Faibles λ	(Fujii et Takahashi, 1975) (Faltinsen <i>et al.</i> , 1980) (Kuroda <i>et al.</i> , 2008)
Harmoniques ordres sup.	(Sadat-Hosseini <i>et al.</i> , 2013)
États de mer sévères	(Drummen <i>et al.</i> , 2008)
Génération de houle	(Luquet <i>et al.</i> , 2004)
Houle irrégulière	(Carrica <i>et al.</i> , 2008) (Monroy <i>et al.</i> , 2010)
Vérifications et validations	(Guo <i>et al.</i> , 2012)

TABLE 1.2 – État de l'art des études de résistance ajoutée sur houle en RANS

D. Analyse du CFD workshop 2015 de Tokyo

Pour le Workshop de Tokyo 2015 consacré à l'évaluation des codes CFD dédiés au calcul de la résistance à l'avancement, 2 cas de navires avec vitesse d'avance sur houle ont été proposés aux participants :

- Le porte-conteneurs KCS, libre pilonnement et tangage sur houle de face, puis libre en cavalement, pilonnement, tangage et roulis sur houle de face et oblique
- La frégate militaire ONR Tumblehome, qui reprend la carène du DTMB en ajoutant un pont, en auto-propulsion, pour des houles provenant des cinq directions principales (0° , 45° , 90° , 135° , 180°)

La Figure 1.10 présente les conditions opérationnelles testées pour chaque navire, ainsi que leurs principales caractéristiques géométriques.

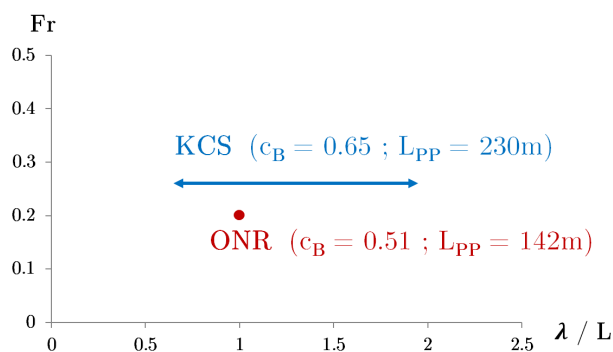


FIGURE 1.10 – Conditions opérationnelles des cas du CFD workshop 2015

Par rapport au précédent workshop de 2010, le nombre de cas sur houle était plus restreint, mais les cas proposés permettaient de tester des fonctionnalités supplémentaires des logiciels, telles que l'auto-propulsion sur houle ou bien les vagues obliques.

Les grandes caractéristiques des codes utilisés ont relativement peu évolué depuis 2010 : la discrétisation spatiale se fait toujours en différences finies ou en volumes finis ; le traitement de la surface libre est en VOF ou en level-set ; la turbulence repose majoritairement sur des modèles à 2 équations en (k_ϵ) ou $(k - \omega)SST$; le système vitesse-pression est résolu à l'aide d'un algorithme PISO ou SIMPLE. A noter tout de même : un code résout l'écoulement du fluide dans le repère bateau, l'habitude étant plutôt de la faire dans le repère terrestre inertiel. Pour la résolution du modèle libre, plusieurs variantes existent : 6 degrés de liberté classique, ou bien 6 degrés de liberté avec quaternion, ou bien 6 degrés de liberté avec des sous-corps à degrés de liberté supplémentaires.

Les ressources utilisées sont diverses, avec des maillages raffinés allant de 1 million ($y+$ de l'ordre de 50 en première maille) à 28 millions de points ($y+$ de l'ordre de 1 en première maille). Globalement, la tendance est à l'augmentation du nombre de points et du nombre de processeurs utilisés pour les calculs.

En terme de résultats numériques, les écarts aux références expérimentales semblent se réduire par rapport au précédent workshop. En houle de face, les harmoniques 0 de résistance à l'avancement sont précises à 5% en dehors de la résonance ; les erreurs sur les harmoniques 1 d'effort longitudinal sont entre 3% et 25% avec une dispersion un peu plus importante de la précision suivant les institutions. En houle oblique ou rattrapante, les écarts restent relativement importants, avec des erreurs de l'ordre de 30%, même pour les codes les plus performants en houle de face.

1.2 Hydroélasticité de la poutre navire

1.2.1 Contexte général des interactions fluide-structure

De même que les ponts, les immeubles, les avions ou les éoliennes, les navires sont des structures déformables soumises à l'action d'un milieu naturel fluide. Dans les conditions de fonctionnement normales, les déformations sont faibles. Dans certains cas où les fréquences caractéristiques des phénomènes environnementaux sont concordantes avec les fréquences caractéristiques d'une structure, les déformations d'ensemble peuvent devenir importantes, voire à même de menacer l'intégrité de la structure. C'est le phénomène de résonance qui a notamment été mis en évidence lors de la destruction du pont de Tacoma. L'objectif des développements de cette thèse est de modéliser précisément les cas de faible de déformation d'ensemble des navires, qui se révèlent être dimensionnant pour la structure car très récurrents et donc cruciaux d'un point de vue fatigue des matériaux. On souhaite également être capable d'identifier et de quantifier les phénomènes de résonance en springing, qui peuvent apparaître sur houle en dehors des phases d'impact, et qui sont eux aussi dimensionnant lors du design du navire.

Même si les superstructures des navires sont soumises à l'action du vent, celui-ci a un rôle généralement négligeable dans le comportement d'ensemble de la structure du navire. C'est en tout cas l'hypothèse de que nous ferons, les cas d'application visés étant les porte-conteneurs. Les paramètres prépondérants seront le chargement du navire - terme ambigu, mais on veut ici parler de la répartition des masses à bord - et les efforts hydrodynamiques exercés par l'eau sur la carène, notamment en présence de vagues. Les efforts hydrodynamiques liés au champ de houle incident sont des efforts périodiques, dont les cycles sont répétés pendant des heures ou des jours. Ils sont de nature à générer de la fatigue. Les longueurs d'onde des houles océaniques sont comprises entre 100 m et 500 m, ce qui correspond aux dimensions des navires de commerce. Il y a donc interaction entre les houles océaniques et les structures des navires.

Afin de mettre en lumière les phénomènes prépondérants dans notre cas cible du porte conteneurs sur houle, on se propose de mener une analyse dimensionnelle du problème, en utilisant les outils de classification des interactions fluide-structure, avant de présenter les méthodes usuelles en interaction fluide-structure ainsi que les spécificités des méthodes numériques dans le contexte particulier de l'hydroélasticité. Nous terminerons cette partie par une justification des choix faits lors du lancement du développement de notre outil, et par un passage en revue des bases de données expérimentales existantes.

A. Analyse dimensionnelle du problème

Pour identifier les grandeurs caractéristiques de notre problème de porte conteneurs déformable sur houle, on se propose d'adopter la méthode d'analyse dimensionnelle et de classification décrite par [De Langre \(2001\)](#). On commence par identifier les grandeurs caractéristiques du problème fluide et les grandeurs caractéristiques du problème structure, avant de s'intéresser au problème couplé. Dans chaque cas, on part des équations adimensionnelles pour faire identifier les nombres sans dimension.

Côté fluide

Le domaine fluide est constitué de l'eau de mer qui entoure le navire. Il est délimité d'une part par la coque du navire qui constitue une frontière solide, et d'autre part par la surface libre. Ces deux frontières sont potentiellement mobiles. La troisième frontière est placée suffisamment loin du navire pour être hors de portée des phénomènes de perturbation de l'écoulement liés à la présence du navire. On considère la profondeur suffisante pour que le fond de la mer n'intersecte pas le domaine fluide.

Les équations du domaine fluide en incompressible se présentent sous la forme d'un bilan de masse et d'une équation de conservation de la quantité de mouvement faisant intervenir un terme d'inertie, un terme de gravité, un terme de gradient de pression et un terme d'effort visqueux. Ces bilans forment les équations de Navier-Stokes.

$$\nabla \underline{U} = 0 \quad (1.9)$$

$$\frac{d\underline{U}}{dt} = -g\underline{e}_z - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \underline{U} \quad (1.10)$$

L	Longueur caractéristique du problème fluide
U_0	Vitesse caractéristique du problème fluide
ρ	Masse volumique du fluide
ν	Viscosité cinématique du fluide
g	Accélération de la pesanteur
ξ_a	Amplitude de houle incidente
c_{son}	Vitesse du son dans le fluide

On définit les variables adimensionnelles suivantes pour le domaine fluide :

$$\tilde{x} = \frac{x}{L} \quad ; \quad \tilde{U} = \frac{U}{U_0} \quad ; \quad \tilde{t} = \frac{t}{T_{fluid}} = \frac{U_0}{L} t \quad ; \quad \tilde{p} = \frac{p}{\rho U_0^2} \quad (1.11)$$

On obtient alors la forme adimensionnelle des équations du domaine fluide.

$$\nabla \tilde{U} = 0 \quad (1.12)$$

$$\frac{d\tilde{U}}{d\tilde{t}} = -\frac{gL}{U_0^2} \underline{e}_z - \nabla \tilde{p} + \frac{\nu}{U_0 L} \Delta \tilde{U} \quad (1.13)$$

Où apparaissent les nombres sans dimension classiques en hydrodynamique :

$$Re = \frac{U_0 L}{\nu} \quad Fr = \frac{U_0}{\sqrt{gL}} \quad (1.14)$$

Le nombre de Reynolds, qui donne le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité, et le nombre de Froude, qui compare l'énergie cinétique de l'écoulement à l'énergie potentielle du champ de pesanteur, permettent de récrire l'équation de quantité de mouvement (1.15).

$$\frac{d\tilde{U}}{d\tilde{t}} = -\frac{1}{Fr^2} \underline{e}_z - \nabla \tilde{p} + \frac{1}{Re} \Delta \tilde{U} \quad (1.15)$$

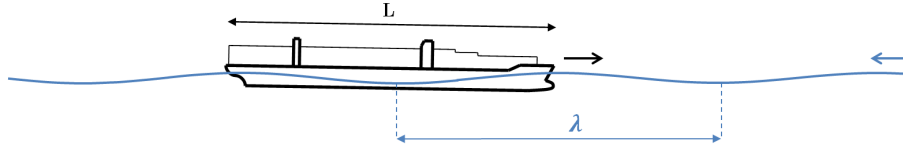
En s'appuyant sur l'étude statistique des dimensions des porte conteneurs réalisée par [Otto \(2012\)](#), on fixe les ordres de grandeur des dimensions principales d'un porte conteneurs de type Panamax. On obtient les nombres sans dimension présentés dans le [Tableau 1.3](#).

Les termes d'inertie et de pression pèsent pour 1 dans l'équation du mouvement. Le terme de gravité est du même ordre de grandeur et sera déterminant dans l'évolution de l'écoulement. Le terme visqueux est a priori de faible influence.

Si on s'intéresse à la progression d'un porte-conteneurs sur houle, il est intéressant de prendre en compte les grandeurs caractéristiques de la houle incidente. En houle linéaire premier ordre, en grande profondeur, on peut relier la période de houle T_{houle} à la longueur d'onde λ par le biais de la relation de dispersion (1.16).

L (m)	300
U_0 (nds)	21
U_0 (m/s)	10.8
ρ (kg/m ³)	1025
g (m/s ²)	9.81
ν (m ² /s)	$1.01 * 10^{-6}$
Fr	0.39
Re	$3.22 * 10^9$
$1/Fr^2$	6.67
$1/Re$	$3.11 * 10^{-10}$
T_{fluid} (s)	27.8

TABLE 1.3 – Grandeurs caractéristiques du problème fluide

FIGURE 1.11 – Schéma d'un porte conteneurs sur houle avec $\lambda / L = 1$

$$T_{houle} = \sqrt{\frac{2\pi\lambda}{g}} \quad (1.16)$$

En considérant que les longueurs d'onde λ critiques pour le comportement du navire seront celles de l'ordre de grandeur de la longueur du navire L (Figure 1.11), on peut estimer les périodes de houle critiques pour notre couplage. Pour un navire de 300 m de long, elles seront de l'ordre de 14 s, c'est-à-dire dans le spectre des houles océaniques.

Grâce à la théorie potentielle linéaire, on connaît également l'ordre de grandeur de la vitesse des particules fluide proches de la surface libre.

$$v_{orb} = \frac{\xi_a g T_{houle}}{\lambda} = \frac{k \xi_a}{2\pi} g T_{houle} \quad (1.17)$$

Une cambrure $k \xi_a$ relativement faible de l'ordre de 5% avec une longueur d'onde λ de 300 m correspond à une amplitude de houle ξ_a de 2.4 m. Pour ces nouvelles échelles de longueur et de temps, qui sont également significatives pour notre problème, on calcule Tableau 1.4 un nombre de Froude Fr_{houle} et un nombre de Reynolds Re_{houle} (1.18).

$$Fr_{houle} = \frac{v_{orb}}{\sqrt{g \xi_a}} \quad Re_{houle} = \frac{v_{orb} \xi_a}{\nu} \quad (1.18)$$

Les nombres adimensionnels sont différents de ceux trouvés précédemment, mais l'importance relative des termes est similaire. Si les termes d'inertie et de gradient de pression pèsent pour 1, le terme de gravité lié au nombre de Froude Fr_{houle} est prédominant car un ordre de grandeur au-dessus. Le terme visqueux est toujours de moindre importance mais il a gagné quelques ordres de grandeur.

Côté solide

On adopte les notations suivantes :

T_{houle} (s)	13.9
ξ_a (m)	2.4
v_{orb} (m/s)	1.1
ρ (kg/m ³)	1025
g (m/s ²)	9.81
ν (m ² /s)	$1.01 \cdot 10^{-6}$
Fr_{houle}	$2.24 \cdot 10^{-1}$
Re_{houle}	$2.57 \cdot 10^6$
$1/Fr_{houle}^2$	$2.00 \cdot 10^1$
$1/Re_{houle}$	$3.90 \cdot 10^{-7}$

TABLE 1.4 – Grandeurs caractéristiques relatives à la houle incidente

L	Longueur caractéristique du problème structure
ξ	Déplacement de la structure
ξ_0	Déplacement caractéristique du problème structure
ρ_s	Masse volumique de la structure
E	Module d'Young
G	Module de cisaillement
I_{vert}	Moment quadratique de flexion verticale
I_{hori}	Moment quadratique de flexion horizontale
I_{tors}	Moment quadratique polaire de torsion
J_{tors}	Moment quadratique polaire de massique

On se place dans le contexte de la mécanique des milieux continus et on suppose que l'on peut décomposer les déformations du solide en une superposition de déformations modales. On considère par la suite le cas d'un mode unique de déformation pour lequel on connaît la déformée modale $\underline{\varphi}(\underline{x})$ et pour lequel on s'intéresse à l'évolution du déplacement modal $q(t)$. Ce mode peut-être n'importe lequel des modes issu de la décomposition. L'approximation modale consiste en la décomposition (1.19) qui sépare les dépendances en temps et en espace.

$$\underline{\xi}(\underline{x}, t) = q(t) \cdot \underline{\varphi}(\underline{x}) \quad (1.19)$$

On définit les variables adimensionnelles suivantes pour le domaine structure :

$$\tilde{\underline{x}} = \frac{\underline{x}}{L} \quad ; \quad \tilde{t} = \frac{t}{T_{solid}} \quad ; \quad \tilde{\underline{\xi}} = \frac{\underline{\xi}}{\xi_0} \quad ; \quad \tilde{q} = \frac{q}{\xi_0} \quad (1.20)$$

Par substitution dans (1.19), on obtient l'approximation modale en adimensionnel (1.21).

$$\tilde{\underline{\xi}}(\tilde{\underline{x}}, \tilde{t}) = \tilde{q}(\tilde{t}) \cdot \underline{\varphi}(\tilde{\underline{x}}) \quad (1.21)$$

Pour le cas d'un porte-conteneurs en acier qui subit des déformations de l'ordre de 1 m lors de sa progression sur houle, on obtient les caractéristiques structurelles du Tableau 1.5. Toujours en s'appuyant sur la même étude statistique (Otto, 2012), on considère un déplacement léger de 30 000 tonnes et un port en lourd de 90 000 tonnes, soit un déplacement total de 120 000 tonnes.

En première approche, on souhaite représenter la structure du navire par une poutre. Pour les vibrations verticales d'une poutre libre à ses extrémités, les déformées modales (1.22) des premiers modes de déformation prennent la forme présentée en Figure 1.12, avec respectivement 0, 1, 2 et 3 nœuds.

DONNÉE (unité)	PORTE CONTENEUR TYPE	VRAQUIER (Hirdaris <i>et al.</i> , 2003)	7800 TEU (Senjanović <i>et al.</i> , 2009)
L (m)	300	281.9	319
ξ_0 (m)	1		
M (kg)	$1.20 \cdot 10^8$	$1.86 \cdot 10^8$	$1.35 \cdot 10^8$
c_B	0.67	0.86	0.67
ρ_s (kg/m ³)	8000		
E (GPa)	200		
G (GPa)	80		

TABLE 1.5 – Dimensions caractéristiques du problème structure (1/2)

$$\underline{\varphi}_n(x) = w_n(x) \underline{e}_z \quad (1.22)$$

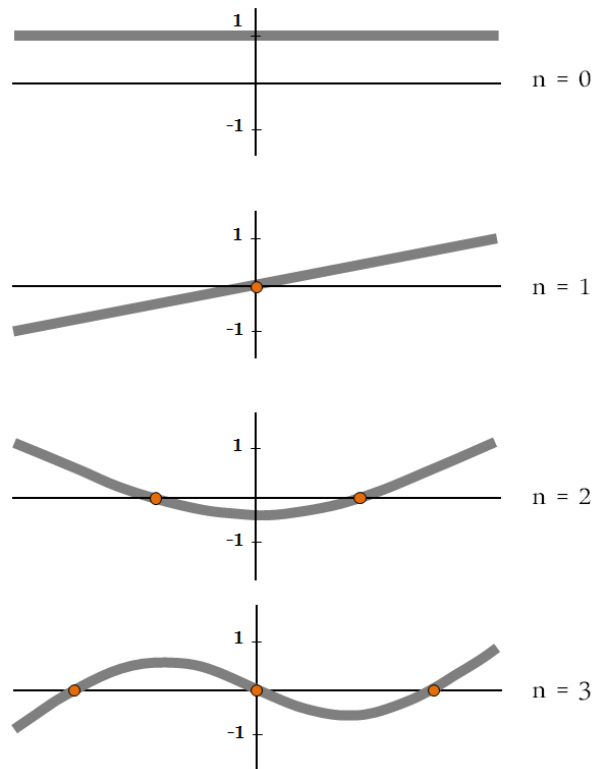


FIGURE 1.12 – Déformées modales de flexion verticale pour une poutre libre à ses extrémités

Pour une poutre idéale, on connaît (Senjanović *et al.*, 2008a) l'expression des fréquences caractéristiques des modes secs en flexion pure (1.23) et en torsion pure (1.24). Par pure, on entend non couplé à d'autres types de déformation.

$$\omega_{n,flex,dry} = \left(\frac{\beta_n L}{L} \right)^2 \sqrt{\frac{EI}{M/L}} \quad (1.23)$$

Où n est le nombre de nœuds du mode de flexion concerné, I le moment quadratique de la section de la poutre, et $\beta_n L$ les racines n -ièmes de l'équation $\tan(\beta L) \pm \tanh(\beta L) = 0$.

De même :

$$\omega_{n,tors,dry} = \frac{n \pi}{L} \sqrt{\frac{G I_{tors}}{J_{tors}}} \quad (1.24)$$

Où n est le nombre de nœuds du mode de torsion, I_{tors} le moment quadratique polaire de section et J_{tors} le moment quadratique polaire massique.

Dans cette représentation le terme EI et GI_{tors} jouent les rôles de raideur du système mécanique. L'estimation de ces raideurs constitue la difficulté principale dans la représentation d'un navire par une poutre idéale. La question qui se pose est la suivante : au comportement de quelle poutre idéale peut-on identifier le comportement structurel du navire ?

Pour le cas du porte-conteneurs qui nous intéresse, on considère un navire en acier, matériau dont le module d'Young E est connu. Il reste à estimer le moment quadratique d'une section I . On considère que le navire est de section rectangulaire, avec les dimensions indiquées sur la Figure 1.13 et dans le Tableau 1.6.

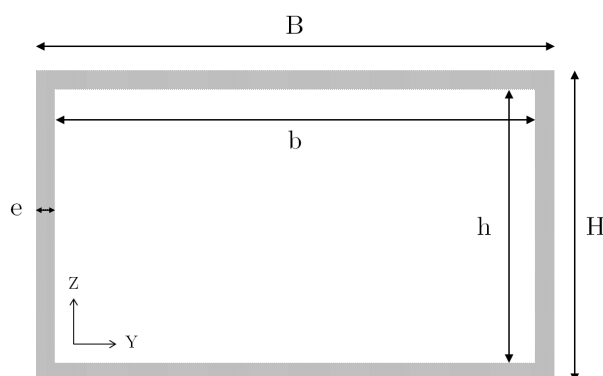


FIGURE 1.13 – Section simplifiée de navire pour le calcul du moment quadratique

A partir de ces dimensions, on calcule I_{zz} et I_{yy} les moments quadratiques de la section de porte conteneurs (1.25), I_{tors} le moment quadratique polaire de section et J_{tors} le moment quadratique polaire massique (1.26), ainsi que les fréquences caractéristiques des premiers modes élastiques à 2 et 3 nœuds.

On peut comparer les valeurs obtenues dans le Tableau 1.6 à celles obtenues à l'aide d'un modèle structure détaillé par Hirdaris *et al.* (2003) pour un vraquier de dimensions proches et par Senjanović *et al.* (2009) pour un porte conteneur de capacité 7800 TEU.

$$I_{zz} = \frac{B H^3 - b h^3}{12} \quad I_{yy} = \frac{H B^3 - h b^3}{12} \quad (1.25)$$

$$I_{tors} = \frac{BH(B^2 + H^2) - bh(b^2 + h^2)}{12} \quad J_{tors} = \frac{M}{L} \frac{I_{vert}}{BH - bh} \quad (1.26)$$

D'après les Tableaux 1.6 et 1.7, les valeurs de moment d'inertie et de fréquence des premiers modes propres secs sont relativement bien approchées par notre méthode analytique, ce qui est satisfaisant car on s'est donc dotés d'une méthodologie permettant d'estimer très rapidement les principales caractéristiques structurelles du navire à partir de peu d'informations : longueur, largeur, hauteur, épaisseur de coque, déplacement, module d'Young et module de cisaillement du matériau de construction. La comparaison plus détaillée des données fait apparaître une autre tendance connue : les moments quadratiques et les fréquences propres des premiers modes secs de flexion verticales sont approchées de façon satisfaisante tandis que les écarts sont plus marqués pour les modes de flexion horizontale et de torsion. Certains auteurs (Hirdaris *et al.*, 2003; Senjanović *et al.*, 2009) ont comparé les effets de l'utilisation de modèle poutre ou de modèles 3D éléments finis pour le calcul de ces fréquences propres et ont conclu que les modes de flexion horizontale et de torsion sont moins bien appréhendés

DONNÉE (unité)	PORTE CONTENEUR TYPE	VRAQUIER (Hirdaris <i>et al.</i> , 2003)	7800 TEU (Senjanović <i>et al.</i> , 2009)
B (m)	42	44.20	42.8
H (m)	24	24.99	24.6
e (m)	0.025	0.050 (recalculé)	
A (m ²)	3.3	7	
I_{zz} (m ⁴)	359	1800	
I_{yy} (m ⁴)	836	800	
I_{tors} (m ⁴)	1195	1400	
$\omega_{2,zz,dry}$ (rad/s)	3.3	4.5	4.0
$\omega_{3,zz,dry}$ (rad/s)	9.2	9.1	8.4
$\omega_{2,yy,dry}$ (rad/s)	5.1	5.6	
$\omega_{3,yy,dry}$ (rad/s)	14.01	10.9	
$\omega_{1,rx,dry}$ (rad/s)	XXX	5.2	2.1
$\omega_{2,rx,dry}$ (rad/s)	XXX	12.8	3.6

TABLE 1.6 – Dimensions caractéristiques du problème structure (2/2)

par les modèles de poutre simples, que ce soit au niveau de la fréquence propre ou de la déformée modale.

Le nombre de déplacement D donne l'importance relative des déplacements par rapport à la dimension principale de la structure.

$$D = \frac{\xi_0}{L} \quad (1.27)$$

Le nombre d'élastogravité E_G quantifie l'impact de la gravité sur les déformations de la structure en comparant l'intensité du chargement lié à la gravité à la raideur du matériau.

$$E_G = \frac{\rho_s g L}{E} \quad (1.28)$$

Le temps de référence pour la structure sera ici la période propre du premier mode de flexion verticale de la structure. Les valeurs obtenues pour ces nombres adimensionnels supplémentaires et pour les temps caractéristiques de la structure sont présentés Tableau 1.7

Couplage fluide-structure

Pour la résolution du couplage fluide-structure, la prise en compte des interactions entre les deux domaines à l'interface est essentielle. C'est la continuité des champ de vitesse et de contrainte qui fait le lien entre les deux milieux. Pour identifier les phénomènes prépondérants dans le couplage, on s'intéresse à de nouveaux nombres adimensionnels qui comparent les vitesses et les chargements des milieux fluide et structure.

La vitesse réduite U_R donne le rapport entre la vitesse caractéristique du fluide et la vitesse caractéristique dans la structure. La définition classique (1.29) de la vitesse réduite fait intervenir la vitesse de propagation des ondes dans le milieu solide : $c = \sqrt{E/\rho_s}$. Cette vitesse ne semble pas pertinente pour notre couplage car elle concerne un matériau brut alors que le porte-conteneurs est une coque creuse. On se propose donc de définir une vitesse caractéristique propre à notre problème structure à l'aide l'amplitude des déformations ξ_0 et de la

D (m)	42
G (kg)	24
e (m)	0.025
I (m ⁴)	359
$T_{2,zz,dry}$ (rad/s)	1.89
$T_{3,zz,dry}$ (rad/s)	0.68
$T_{2,yy,dry}$ (rad/s)	1.24
$T_{3,yy,dry}$ (rad/s)	0.45

TABLE 1.7 – Analyse dimensionnelle du problème structure

période caractéristique du premier mode de flexion $T_{2,zz,dry}$ estimée précédemment Tableau 1.7.

$$U_{R,1} = \frac{U_0}{\sqrt{E/\rho_s}} \quad U_{R,2} = \frac{U_0}{4 \xi_0 / T_{2,zz,dry}} \quad (1.29)$$

Le nombre de Cauchy C_Y (1.30) donne le rapport entre le chargement fluide et la raideur de la structure.

$$C_Y = \frac{\rho U_0^2}{E} \quad (1.30)$$

Le nombre de masse M_a (1.31) donne le rapport des effets inertiels des deux milieux dans le couplage.

$$M_a = \frac{\rho_f}{\rho_s} \quad (1.31)$$

Les valeurs obtenues pour les nombres adimensionnels caractéristiques du couplage fluide-structure sont présentés Tableau 1.8.

$U_{R,1}$	$2.16 * 10^{-3}$
$U_{R,2}$	5.09
C_Y	$5.98 * 10^{-7}$
M_a	$1.28 * 10^{-1}$

TABLE 1.8 – Analyse dimensionnelle du problème IFS

La Figure 1.14 présente la position du problème d'hydroélasticité dans l'espace des nombres adimensionnels U_R et C_Y par rapport à d'autres problèmes classiques en interaction fluide-structure. Le problème hydroélastique se place dans un espace bien différent de celui du problème aéroélastique car il se situe dans le cas des vitesses réduites U_R faibles. Les cas du springing et du whipping se distinguent également. Pour rappel, le whipping correspond à la réponse vibratoire suite à impact de la carène sur la surface libre, tandis que le springing correspond à la réponse résonante de la poutre navire pour une excitation par le chargement fluide continu lié à la houle uniquement. Le whipping est caractérisé par une vitesse réduite U_R et un nombre de Cauchy C_Y plus importants. Notre étude cible les cas de réponse sur houle, résonante ou non résonante, mais en tout cas pas les cas d'impact sur houle. Nous nous plaçons donc de façon claire dans le domaine des faibles vitesses réduites et des faibles nombres de Cauchy.

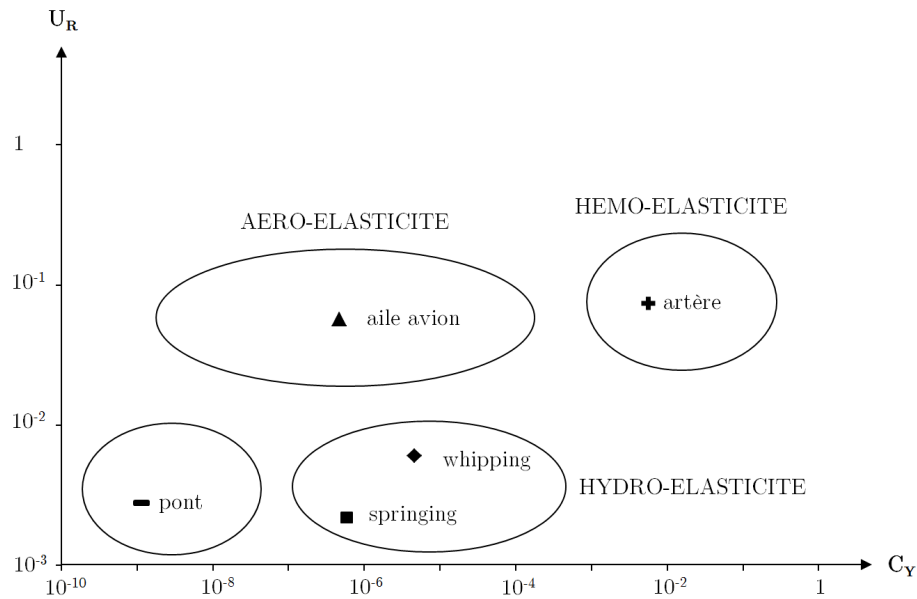


FIGURE 1.14 – Vitesse réduite en fonction du nombre de Cauchy pour différents problèmes FSI (échelle log)

B. Méthodes usuelles en Intraaction Fluide Structure (IFS)

L'objet de ces méthodes est de résoudre de façon conjointe l'évolution des grandeurs clés des domaines fluide et structure, tout en prenant en compte les interactions entre ces domaines. Les difficultés sont de plusieurs natures. Quelques solutions analytiques existent pour des problèmes académiques (Sigrist, 2015). Ces quelques cas peuvent être précieux pour de la validation de modèle numériques avec méthode de discrétisation. Il s'agit de ceux présentés Tableau 1.9. En pratique, il est rare de disposer d'une solution analytique pour le domaine fluide ou pour le domaine structure. Il est donc encore plus rare de disposer d'une solution analytique pour le couplage. La représentation des deux domaines est différente, au niveau de la discrétisation mais aussi au niveau des variables principales. Les phénomènes prépondérants étant potentiellement différents dans chaque domaine, une seule classe d'approximation peut rarement permettre de résoudre efficacement les deux domaines en même temps.

GEOMETRIE	MODELE FLUIDE	SORTIES
	Fluide parfait incompressible	Masse ajoutée
	Fluide visqueux incompressible	Oscillations libres du cylindre
	Fluide compressible	Energie cinétique

TABLE 1.9 – Problèmes IFS à solution analytique (Sigrist, 2015) [pbm mise en forme]

Couplage monolithique ou partitionné

On différencie deux grands types de couplage : le monolithique qui utilise une seule résolution pour les deux milieux et le partitionné qui consiste à faire communiquer deux formulations indépendantes. Ces deux approches sont schématisées Figure 1.15.

Le couplage monolithique est un couplage fort. Les évolutions du fluide et de la structure sont calculées simultanément dans un même système. Cette résolution commune impose d'adopter une formulation commune pour les domaines fluide et structure. C'est par exemple possible en

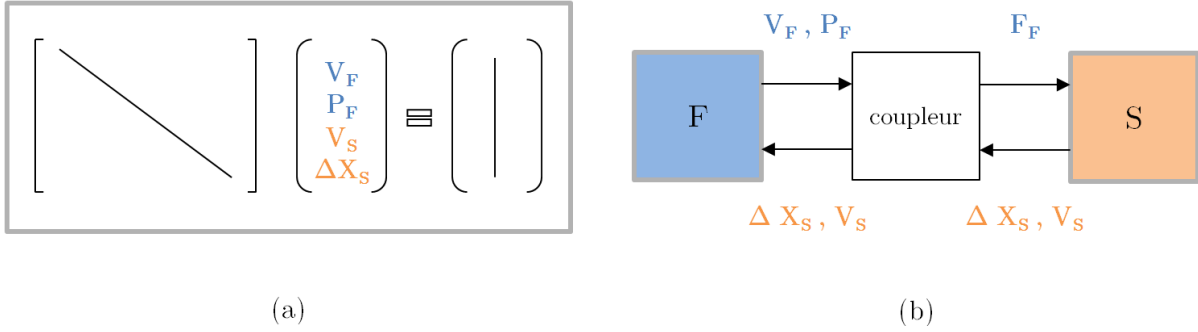


FIGURE 1.15 – Principe des couplages monolithiques (a) et partitionnés (b)

éléments finis [? ref JFS autre que 2015 ?] ou en SPH (Deuff, 2007) pour certains problèmes où les échelles de temps et les raideurs des domaines sont comparables. On dispose alors d’une continuité parfaite des champs de vitesse et de contrainte. La résolution conjointe des deux domaines assure des qualités de précision et de stabilité à la méthode. Le code de résolution est dédié à un couplage particulier, ce qui implique des coûts de développement et confine l’outil à un champ d’applications potentiellement restreint. Ces méthodes sont généralement bien adaptées pour la résolution des problèmes de vibro-acoustique (Sigrist, 2015).

Dès que les caractéristiques des deux domaines sont différentes, il devient délicat de résoudre un système commun. La méthode partitionnée (Felippa *et al.*, 2001) permet le couplage de deux formulations indépendantes. Elle a été développée et théorisée notamment par Piperno *et al.* (1995) à l’occasion de travaux sur l’aéroélasticité. Le partitionnement est maintenant appliqué à des couplages dans des domaines très divers. Il permet de tirer parti d’outils pré-existants pour la résolution des domaines fluide et structure, qui peuvent être directement mis en relation par la biais d’un coupleur, ou bien suite à des modifications mineures de leurs entrées-sorties. Le coupleur a pour seul rôle d’échanger les données physiques en entrée-sortie des deux modèles. Revers de la médaille : la précision et la stabilité du couplage ne sont pas acquises a priori et demandent une attention toute particulière.

Dans le cas du couplage entre le solveur Navier-Stokes ICARE avec le modèle de poutre analytique, nous faisons le choix du partitionnement car nous souhaitons conserver une bonne souplesse au niveau du choix du modèle de structure.

Représentation lagrangienne et/ou eulérienne

Les représentations lagrangienne et eulérienne traduisent un points de vue. L’approche lagrangienne est l’approche naturelle en dynamique des structures, tandis que l’approche eulérienne est souvent adoptée pour la résolution des problèmes fluide, même s’il existe des exceptions, avec notamment SPH et les méthodes vortex notamment. En eulérien, le système se déplace par rapport à une grille fixe sur laquelle on connaît les valeurs instantanées et moyennées en temps des grandeurs. En lagrangien, les équations du mouvement sont écrites dans un repère mobile lié au corps dont on modélise la dynamique. Les éléments de discrétisation se déplacent en même temps que le corps, ce qui permet de suivre les grands mouvements.

D’un point de vue formel, les grandeurs eulériennes peuvent être évaluées à tout instant t pour une position M quelconque de la grille, tandis que les grandeurs lagrangiennes sont évaluées aux positions instantanées atteintes par un ensemble de particules identifiées au lancement de la résolution.

$$V_{eul} = f(X, t) \quad V_{lag} = f(X_0, t) \quad (1.32)$$

Lorsqu’on effectue un couplage fluide-structure, il est possible d’adopter plusieurs point de vue suivant la nature du problème que l’on traite. On présente ici un rappel des principales méthodes existantes, avant de justifier le choix qui est retenu dans le cadre de notre approche.

COUPLAGE ALE - LAGRANGE

Lorsque la résolution fluide s'appuie sur une méthode maillée, en volumes finis, différences finies ou éléments finis, le maillage fluide en proche paroi est déformé pour s'adapter au maillage solide. C'est une méthode dite Arbitrary Lagrangian Eulerian (ALE) (Donea *et al.*, 1982), qui consiste à mixer deux approches a priori distinctes : les déformations de l'interface fluide-structure sont appréhendées en lagrangien, tandis que le domaine fluide est résolu avec une approche à dominante eulérienne sauf dans le voisinage de la paroi. L'emploi de la formulation ALE permet d'étendre la durée de bon déroulement de la simulation, grâce à la correction des erreurs liées au déplacement du maillage et grâce à la conservation d'une métrique de bonne qualité, de part le remaillage.

Un calcul ALE voit les étapes suivantes se succéder :

1. Dans le domaine structure, calcul lagrangien classique avec un maillage qui suit les déplacements et déformations obtenus.
2. Dans le domaine fluide, déplacement du maillage prenant en compte les nouvelles limites du domaine.
3. Correction des variables dans le domaine fluide pour prendre en compte le déplacement du maillage.
4. Avance en temps et nouvelle résolution du domaine fluide

COUPLAGE EULER - LAGRANGE

Lorsqu'on utilise un maillage totalement fixe pour la résolution du problème fluide, le fluide et l'interface solide se déplacent à travers les mailles. Il s'agit de repérer la position de l'interface sur cette grille. Plusieurs types de méthodes ont été proposées.

La première idée a été d'adapter des méthodes déjà connues pour le repérage d'une autre frontière mouvante du domaine fluide : la surface libre. Les méthodes Volume-Of-Fluid (VOF) (Hirt *et Nichols*, 1981) et Level Set (Osher *et Sethian*, 1988) ont été mises en œuvre pour le repérage de l'interface fluide-structure dans le cadre d'une résolution fluide sur grille fixe. Pour la méthode VOF, une quantité appelée fraction de volume est intégrée dans les équations du problème et résolue. Pour une cellule donnée, quand la fraction de volume est égale à un, la cellule est remplie de fluide. Quand la fraction de volume est égale à zéro, la cellule est remplie de solide. Les situations intermédiaires sont possibles et indiquent que l'interface fluide-structure traverse la cellule. Pour la méthode Level-Set, c'est cette fois-ci une fonction de distance à l'interface qui est introduite. Avec ces méthodes, se pose la question de la diffusion de l'interface fluide-solide au fur et à mesure de la simulation, induisant une perte de précision sur la position exacte de la frontière fluide-solide. La question de la reconstruction de l'interface peut alors se poser [ref à une publication de la conf FSI de Grenoble ?].

La méthode des frontières immergées (IB) consiste à utiliser une grille eulérienne pour la résolution du domaine fluide, en ne représentant la structure que par ses frontières (Peskin, 2002). Dans le voisinage de la frontière, des termes de forçage prenant en compte la vitesse du corps sont introduits dans les équations locales régissant le comportement du fluide. Une extension de cette méthode, proposée par Wang *et Liu* (2004), voit le domaine solide représenté par un maillage éléments finis classique ou une distribution de particules, et permet d'accéder aux champs de contraintes à l'intérieur de la structure. La méthode des domaines fictifs (FiD) se différencie de la méthode des frontières immergées par l'utilisation des multiplicateurs de Lagrange pour la prise en compte du solide dans le couplage (Glowinski *et al.*, 1994).

Les méthodes de frontières immergées et de domaines fictifs présentent un inconvénient majeur pour nos applications dans le domaine de l'hydrodynamique navale : elles ne permettent pas la prise en compte de la surface libre et de son intersection avec un corps. Elles sont principalement appliquées à la modélisation des écoulements sanguins au contact de parois déformables, où le fluide évolue en milieu fermé. Cependant, ces méthodes peuvent trouver

leurs applications pour la modélisation de phénomènes spécifiques sous la surface libre. [Le-tournel et al. \(2016\)](#) l'ont par exemple implémenté dans le code ICARE pour la résolution du comportement de structures jackets.

COUPLAGE LAGRANGE - LAGRANGE

Il s'agit pour le fluide de méthodes particulières, lagrangiennes, qui autorisent les mouvements importants et complexes, ainsi que les phénomènes de fragmentation et de reconnexion de la surface libre. Ce type de couplage est adapté à la prise en compte de grands déplacements de la frontière solide.

- En PFEM (Particle Finite Element Method), les informations sur les particules ne sont pas transférées sur une grille fixe mais sur un maillage élément fini reconstruit à chaque pas de temps en fonction des positions des particules.
- En SPH (Smooth Particle Hydrodynamics), aucune grille et aucun maillage ne sont reconstruits pour résoudre le système d'équations. Pour chaque particule, un voisinage volumique de forme sphérique est déterminé et les particules s'y trouvant participent à l'évaluation des gradients ([Antoci et al., 2007](#); [Fourey et al., 2017](#)).
- MPS ([Hwang et al., 2014](#)), une méthode particulière à la base un peu différente de la SPH, mais qui est devenue très proche dans sa version améliorée.

En bilan de cette taxinomie des méthodes de représentation eulérienne, lagrangienne et mixte pour les problèmes d'interaction fluide-structure, on propose la [Tableau 1.10](#), qui indique les avantages et les inconvénients des différentes méthodes du point de vue de l'application que nous visons : des petites déformations d'ensemble pour une structure qui intersecte la surface libre. Il apparaît que la présence de la surface libre exclut les méthodes de frontière immergée et de domaines fictifs. Le cadre des faibles déformations de la poutre navire nous oriente vers des méthodes tirant partie de cette hypothèse pour alléger les temps de calcul. C'est donc l'approche ALE qui semble la plus adaptée à notre problème. Le fait que cette méthode soit bien éprouvée constitue un avantage supplémentaire. Comme nous le verrons [Section 2.1.1](#), c'est déjà l'approche retenue pour la résolution des degrés de liberté intégrée dans notre solveur fluide ICARE. La résolution des degrés de liberté élastiques se fera donc par prolongement de cette approche ALE.

[ajouter de l'espace pour centrer]

	ALE - LAGRANGE	EULER - LAGRANGE IB & FID	EULER - LAGRANGE VOF & LS	LAGRANGE - LAGRANGE
Méthode fluide		Grille fixe eulérienne	Grille fixe eulérienne	Particulaire
Déformations admissibles	limitées	larges	larges	larges
Prise en compte de la SL	oui	non	oui	oui
Temps de calcul	moyen	moyen	moyen	long
Méthode éprouvée	+++	++	+	++
Applications	Hydrodynamique	Ecoulements sanguins	[...]	Impacts

TABLE 1.10 – Tableau récapitulatif des méthodes couplées fluide-structure

Couplage en temps et en espace

Le couplage en temps permet d'organiser les échanges d'information entre les itérations temporelles des solveurs fluide et structure. Là encore, les pas de temps de chacun des domaines ne sont pas nécessairement coïncidants. Même s'il est a priori plus facile d'adapter le pas de temps que la discrétisation spatiale des deux domaines, ceci n'est généralement pas souhaitable car cela fait perdre en efficacité et/ou en précision dans au moins l'un des domaines. Les stratégies mises en place pour faire communiquer les solveurs peuvent être de différentes natures. Le choix du type de couplage en temps est souvent déterminant dans la stabilité et la précision du couplage obtenu.

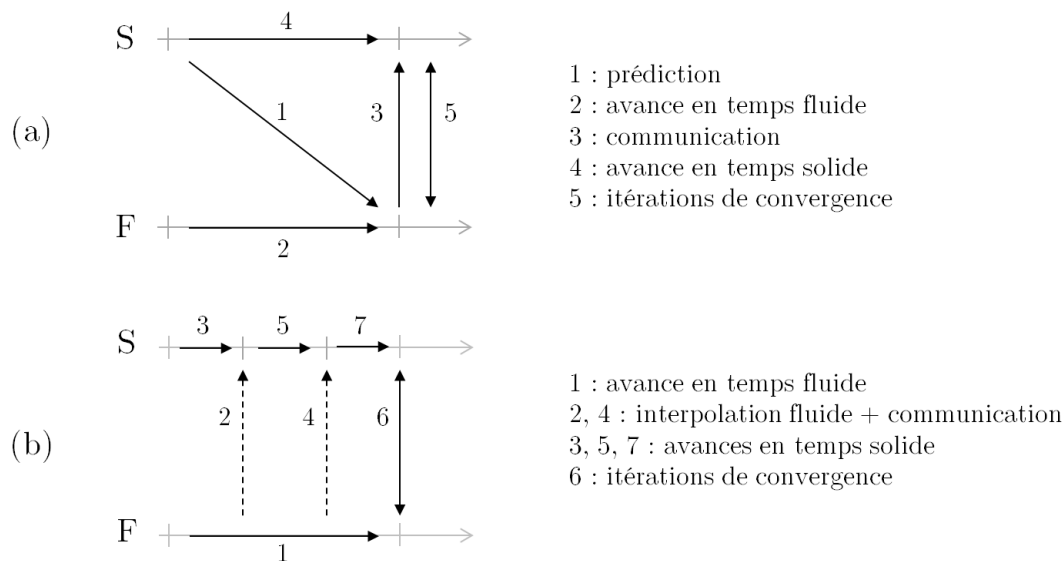


FIGURE 1.16 – Exemples de schémas d'avance en temps FSI

Le couplage en temps fait intervenir des étapes d'avance en temps, de prédiction, de communication, d'interpolation et d'itérations de convergences. De nombreuses combinaisons sont envisageables (Figure 1.16). La réalisation d'un bilan d'énergie sur l'ensemble des deux domaines permet de contrôler au fur et à mesure de la simulation la qualité du couplage en espace et en temps.

Le couplage en espace conditionne la qualité de la transmission des informations d'un domaine à l'autre. Le domaine fluide et le domaine structure ayant potentiellement chacun leur propre discrétisation spatiale, il n'y a pas de raison qu'il y ait coïncidence des deux discrétisations à l'interface. Il est donc nécessaire de mettre en place des stratégies spécifiques d'interpolation pour transmettre le plus précisément possible les efforts dans un sens et les déplacements dans l'autre sens.

MÉTHODES DE DÉFORMATION DE MAILLAGE EN ALE

Toute méthode ALE est dotée d'une procédure de remaillage, généralement automatisée. Le but est de conserver une métrique de bonne qualité malgré le déplacement des frontières du domaine fluide. Pour les résolutions s'appuyant sur des maillages structurés, le déterminant - qui évalue la déformation de la cellule par rapport à un parallélépipède rectangle - et le volume change - qui évalue la progressivité de changement de taille des mailles - sont des indicateurs clés pour le suivi de la qualité du maillage. On distingue plusieurs types de méthodes pour l'automatisation des déformations de maillage qui permettent de conserver la topologie initiale. Ces méthodes sont notamment présentées dans les travaux de [Seng \(2012\)](#) :

- En pseudo-solide, les points du maillage sont traités comme s'ils constituaient un solide élastique en petite déformation. Une analogie est faite entre les arrêtes des mailles et des ressorts linéaires simples ou de torsion.

- En “Laplacian smoothing”, la nouvelle position des points du maillage est évaluée à l’aide d’informations telles que la position des proches voisins.

$$\bar{x}_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N x_j \text{ où les } j \text{ sont dans les } N \text{ voisins immédiats}$$

- En interpolation algébrique, une direction principale du maillage structuré est identifiée et les coordonnées curvilignes des points du maillage suivant cette direction sont mises à jour de façon à avoir une répartition homogène des points, malgré le déplacement des frontières du domaine fluide.
- En déplacement solide d’ensemble, c’est tout le maillage fluide qui bouge avec le solide, y compris les frontières à l’infini.

Dans ICARE, deux de ces options sont disponibles : l’interpolation algébrique et le déplacement solide d’ensemble (voir Section ??). Le déplacement solide d’ensemble n’est pas adapté pour les déformations élastiques qui comportent des variations locales. Nous retenons donc le modèle d’interpolation algébrique, que nous modifions à la marge pour rendre les déformations de maillage plus progressives en proche paroi. L’ajustement proposé est décrit Section 2.3.3.

A l’issue de cette présentation du paysage de l’interaction fluide-structure, c’est donc une approche partitionnée en ALE qui est retenue pour notre modèle, avec un couplage fort et un remaillage par interpolation algébrique.

1.2.2 Méthodes numériques en hydroélasticité

Cette partie se propose d’exposer les travaux de recherche d’ordre numérique effectués en hydroélasticité. Une attention particulière est portée aux méthodes et applications liées aux navires. Les considérations sur les Very Large Floating Structures (VLFS) - qui sont des structures de type nappe, de grande étendue dans 2 dimensions comparativement à la troisième - sont volontairement laissées de côté, même si elles constituent un des centres d’intérêt de la communauté en hydroélasticité numérique. Après un rapide historique, l’accent est mis sur les contributions visant des applications du même type que les nôtres.

A. Méthodes linéaires 2D

Les premiers modèles numériques fréquentiels de [Betts, Bishop, et Price \(1977\)](#) sont issus des développements pour la tenue à la mer de [Salvesen *et al.* \(1970\)](#) appliqués à l’hydroélasticité. L’excitation purement monochromatique est générée par une houle sinusoïdale d’Airy prise au premier ordre.

Côté fluide, le modèle proposé s’appuie sur la théorie des tranches, qui consiste à résoudre en 2D le problème de diffraction-radiation pour chacune des sections du navire. La solution obtenue pour chaque tranche correspond à la solution linéique pour un navire de longueur infinie ayant pour section la section de la tranche qui nous intéresse. Cette solution est rendue tridimensionnelle en multipliant la solution linéique ainsi obtenue par l’épaisseur de la tranche concernée. L’assemblage de la contribution des tranches à l’ensemble se fait par sommation/intégration sur la longueur du navire. La solution fluide est ainsi obtenue de façon peu coûteuse en terme de temps de calcul. Les effets tridimensionnels d’interaction entre les tranches ne sont pas pris en compte.

Côté structure, l’approche utilisée est celle de la poutre de Timoshenko non uniforme prenant en compte les effets de cisaillement. La réponse structurelle est obtenue par une approche modale consistant à décomposer les efforts fluides ainsi que les déformations suivant les modes propres de la poutre dans le vide. Le problème d’interaction fluide-structure est alors traité

de façon monolithique par le biais d'une équation du mouvement faisant intervenir les caractéristiques modales de la structure et de l'écoulement.

$$(M + M_a)\ddot{X} + (b + B)\dot{X} + (K + C)X = F \quad (1.33)$$

X	Vecteur des coordonnées spatiales
M	Matrice masse de la structure
M_a	Matrice de masse ajoutée fluide
b	Matrice d'amortissement structure
B	Matrice d'amortissement fluide
K	Matrice de raideur structure
C	Matrice de rappel hydrostatique
F	Vecteur des efforts d'excitation hydrodynamique liées à la houle régulière

Cette formulation a été étendue au domaine temporel en ajoutant un terme de prise en compte du slamming sur houle régulière (Belik *et al.*, 1980) puis sur houle irrégulière.

$$X(t) = \sum_j \sqrt{2 S(\omega_{e,j}) \Delta\omega_{e,j}} H(\omega_{e,j}) F(\omega_{e,j}) e^{i(\omega_{e,j}t + \varphi_j)} + \int_0^t h(\tau) F_s(t - \tau) d\tau \quad (1.34)$$

ω_e	Fréquence de rencontre entre le navire et la houle
S	Spectre de houle irrégulière à $\omega_{e,j}$
H	Fonction de transfert de l'équation (1.33)
φ_j	Phase tirée aléatoirement
h	Matrice de réponse impulsionnelle obtenue par transformée de Fourier de H
F_s	Vecteur de modélisation de l'effort lié au slamming

Bishop, Price, et Temarel (1980) se sont intéressés à la réponse antisymétrique de la poutre navire, en prenant en compte la torsion et la flexion horizontale. Dans ce cadre, Pedersen (1982) a montré l'importance de la prise en compte des sections ouvertes dans l'établissement des caractéristiques modales de structure du navire en vue de la modélisation de la torsion.

Jensen et Pedersen (1981) proposent une formulation 2D non linéaire afin de prédire plus précisément la réponse de springing sur les états de mer modérés. Cette formulation s'appuie sur la précédente en y incluant les termes quadratiques liés à la houle non linéaire par une procédure de perturbation. Plus récemment, Shao et Faltinsen (2008) ainsi que Taghipour, Perez, et Moan (2009) ont poursuivi l'effort de recherche sur la modélisation des effets de second ordre dans le cadre d'une formulation bidimensionnelle. Ceci montre l'intérêt que peuvent avoir encore aujourd'hui ces méthodes fiables, relativement précises et peu gourmandes en moyens de calcul.

B. Méthodes 3D BEM-poutre et BEM-FEM

Une première formulation 3D linéaire est proposée par Bishop, Price, et Wu (1986) dans le cadre de la thèse de Wu (1984), dans le but pouvoir modéliser l'hydroélasticité de structures différentes de la poutre navire. Une approche éléments finis est adoptée pour la prise en compte du comportement dynamique de la structure dans le vide. Les efforts fluide sont quant à eux déterminés par le biais d'une méthode potentielle 3D s'appuyant sur les hypothèses de fluide parfait à écoulement irrotationnel. La résolution du couplage hydroélastique se fait toujours par l'équation (1.33). C'est la manière dont les différents termes sont évalués qui se trouve modifiée. Un peu plus tard, Price et Wu (1989) ont proposé une amélioration

permettant de prendre en compte certains effets visqueux par une approximation de type Morison des effort de trainée. Ce travail s'est encore poursuivi par la prise en compte des efforts hydrodynamiques de second ordre (Wu *et al.*, 1997).

La mise au point de ces formulations a ouvert la voie à de nombreuses applications, aussi bien dans le domaine des VLFS que pour l'hydroélasticité des navires sur houle.

Senjanović *et al.* (2008a) détaille les modèles analytiques de poutre dédiés la représentation des vibrations couplées en flexion et en torsion. Ces modèles analytiques présentent l'intérêt d'être faciles à mettre en œuvre. De façon évidente, leur champ d'application est limité puisqu'ils ne peuvent concerner que des structures de type poutre uniforme, dont la section et l'inertie varient peu sur la longueur. Mais ils constituent une bonne première approche pour des cas simples. L'Université de Zagreb (Senjanović *et al.*, 2008b) [à relire] et le Bureau Veritas (Malenica *et al.*, 2008) ont par la suite mis en place un couplage BEM-FEM, en s'appuyant sur une formulation de Green pour le fluide et une résolution FEM pour la structure.

Un code BEM-poutre en formulation Rankine a été développé à l'Université de Seoul (Yooil *et al.*, 2009), avec un couplage résolu en implicite dans le domaine temporel. Une attention particulière est portée sur les réponses de springing, ce qui en fait une référence particulièrement intéressante pour nous. Le modèle a ensuite été enrichi pour permettre le couplage avec les méthodes FEM. L'étude proposée par Kim *et al.* (2013) montre qu'un modèle numérique BEM-poutre peut apporter des résultats aussi satisfaisants qu'un modèle numérique BEM-FEM pour la représentation du comportement global du navire en houle de face sur des états de mer réalistes, avec tout de même certaines réserves à la résonance où le modèle de poutre semble sur-évaluer la réponse en mouvement. L'utilisation d'un modèle de poutre dans le couplage hydroélastique se montre par contre peu pertinent pour la prédiction des efforts transverses et des déformations locales.

A noter que l'obtention de la raideur hydrostatique pour les modes flexibles n'est pas aussi immédiate que pour les modes rigides. Les travaux de Senjanović *et al.* (2008c) et Riggs (2009) montrent l'importance d'une évaluation précise du terme de rappel hydrostatique dans le cadre d'une approche s'appuyant sur la résolution de l'équation du mouvement (1.33) et en proposent une formulation explicite. Avec l'utilisation d'un solveur Navier-Stokes, on élude cette difficulté puisque les efforts hydrostatiques sont obtenus par intégration directe des pressions hydrostatiques sur la carène.

L'étude réalisée en 2008 par Drummen *et al.* (2008) dans le cadre de sa thèse montre quant à elle les limites de l'utilisation de la théorie des tranches dans le cadre de l'hydroélasticité. Les travaux présentés mettent en évidence l'importance de la contribution des effets 3D dans le cas des états de mer dits « sévères ». Ces effets n'étant pas pris en compte dans la théorie des tranches, le terme de masse ajoutée ne peut être évalué correctement, ce qui conduit à des décalages en fréquence de la résonance et des erreurs importantes sur l'amplitude de la réponse.

L'étude proposée par Kim *et al.* (2013) vise notamment à établir l'apport d'une approche FEM en 3 dimensions par rapport à une approche poutre pour la prise en compte de la structure dans le cadre d'un couplage hydroélastique. Pour le fluide, le modèle retenu est un modèle BEM avec sources de Rankine. Deux modèles numériques ont été développés sur cette base et les résultats obtenus pour un cas de barge et des cas de porte-conteneurs sont mis en parallèle avec des résultats expérimentaux. La comparaison des fréquences propres obtenues par les deux modèles de structure donne lieu à des écarts de 0.1%. Pour les déformations d'ensemble et les réponses en effort par mer de face, les différences entre les deux approches sont minimales, ce qui amène les auteurs à conclure que le modèle de poutre est valide pour la réponse globale du navire. Des différences notables sont observées seulement pour les contraintes et déformations locales sur les cas de porte-conteneurs. Ce sont notamment ces résultats qui nous ont orientés vers un modèle de poutre pour le couplage présenté dans cette thèse.

L'apport de [Kim *et al.* \(2013\)](#) se situe également au niveau de l'analyse de l'amortissement sur le cas de la barge, question nous intéresse particulièrement pour la suite. IL s'agit de la même barge que celle présentée Section 3.1.3. Tous les modèles BEM-FEM ou BEM-poutre font intervenir un terme d'amortissement externe, qui a notamment pour objet de représenter la contribution de l'amortissement visqueux ([Remy *et al.*, 2006](#); [Senjanović *et al.*, 2008b](#)). [Kim *et al.* \(2013\)](#) proposent des tests comparatifs montrant l'importance de ce terme. L'introduction d'un terme d'amortissement peut aller jusqu'à faire varier d'un facteur 2 les valeurs de RAO en déplacement vertical aux extrémités du navire. Les auteurs indiquent leur méthodologie pour le choix de ce terme : il s'agit d'un effort externe appliqué sur la surface des pontons, proportionnellement à la vitesse du corps. Le coefficient d'amortissement retenu est celui qui permet de minimiser les écarts aux valeurs expérimentales. L'étude établit de façon claire l'importance de l'amortissement sur ce cas de barge. Les valeurs des coefficients ne sont malheureusement pas fournies dans les articles. Les auteurs insistent sur le fait que ce terme englobe à la fois : l'amortissement visqueux lié aux mouvements globaux de la barge, l'amortissement visqueux lié aux phénomènes locaux dans les interstices entre les pontons, non représentés dans leur modèle fluide, et l'amortissement structurel, également non pris en compte dans l'étude.

Une façon de remédier à ce problème de l'amortissement visqueux consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes pour un fluide visqueux et non plus pour un fluide parfait. C'est ce que nous nous proposons de faire dans le cadre du couplage Navier-Stokes - poutre présenté dans cette thèse. L'approche est plus lourde en terme de temps de calcul, mais elle devrait permettre de résoudre le problème hydroélastique avec une représentation plus précise du chargement du fluide sur la structure, sans ajout de terme correctif dépendant du cas traité.

L'autre intérêt de l'approche RANS pour la résolution du problème hydroélastique sur des navires réside dans la prise en compte des non linéarités de surface libre dans leur ensemble : on intègre les efforts hydrodynamiques sur la surface mouillée mise à jour à chaque pas de temps en fonction du déplacement de la carène, de l'élévation de surface libre incidente et de l'élévation de surface libre perturbée. Le travail de synthèse de [Hirdaris *et al.* \(2016\)](#) compare les résultats de mouvement et d'effort sur houle obtenus avec des modèles hydrodynamiques à différents niveaux de prise en compte des non linéarités, sur un cas de porte-conteneurs à 10 000 EVP de longueur 321 m. Une des conclusions de l'étude est que la prise en compte partielle des non linéarités n'apporte pas d'amélioration nette des résultats par rapport aux méthodes complètement linéaires, alors même que des phénomènes non linéaires sont clairement identifiés, à la proue, à la poupe et au milieu du navire. Nous allons maintenant nous intéresser aux approches de type RANS qui permettent donc une prise en compte d'ensemble des non linéarités.

C. RANS-poutre ou RANS-FEM

Les contributions récentes sur la mise en place de couplages faisant intervenir une résolution des équations RANS pour le domaine fluide ont particulièrement retenu notre attention, puisque c'est vers ce type de couplage que nous nous orientons.

A notre connaissance, la première contribution dans ce domaine a été réalisée avec le code CFDSHIP-Iowa et une description modale de la structure ([Paik, 2010](#)). Différents niveaux d'imbrication des solveurs sont alors comparés. Pour commencer, les efforts fluide obtenus sur le corps rigide sont utilisés pour le calcul d'efforts modaux, sans aucune prise en compte des déplacements liées aux déformations élastiques. Le second niveau fait intervenir une résolution successive des degrés de liberté rigides et élastiques, toujours en ne prenant en compte que les déformations rigides dans le code CFD. Le troisième niveau d'imbrication correspond au couplage complet, avec résolution des degrés de liberté rigides et élastiques, et prise en compte dans le code CFD des déplacements de l'interface fluide-structure liés aux déformations élastiques. L'outil est appliqué à des cas de réponse en whipping ([Paik *et al.*, 2009](#)). Sur

le cas du porte-conteneurs S175 sur houle régulière, le couplage unidirectionnel du fluide vers la structure permet d'obtenir des résultats de moment fléchissant très similaires à ceux du couplage bidirectionnel fort. Bien sûr, le couplage bidirectionnel seul peut permettre d'accéder aux amplitudes de déformation élastique réelles. Même si elles ne sont pas dimensionnantes a priori, ce sont tout de même des quantités d'intérêt, notamment pour la confrontation aux expériences en bassin et au réel.

Le modèle développé par [Seng \(2012\)](#) fait intervenir pour la partie fluide le solveur RANS bi-phasique VOF d'OpenFOAM, et pour la partie structure un modèle de poutre de Timoshenko non uniforme. La communication entre les deux solveurs se fait par le biais d'un couplage fort, en partitionné, avec un schéma prédicteur-correcteur. La houle incidente est générée à l'aide d'un batteur numérique intégré dans le domaine fluide. La principale application envisagée pour l'outil mis en place est alors la simulation d'événements de slamming faisant intervenir la partie avant de navires présentant une flexibilité importante, dans une mer de face. Les développements sont par la suite appliqués au cas de la barge avec un maillage cartésien à 1.26 millions de points. Les interstices entre les pontons sont représentés par deux cellules. Pour pallier l'absence de données expérimentales en amortissement structurel, celui-ci est fixé à 0.5% de l'amortissement critique. Les résultats obtenus sur un essai d'extinction de mouvement sont comparés aux résultats expérimentaux de [Remy et Molin \(2002\)](#). L'accord obtenu est bon mais il faut tout de même noter que la raideur du premier mode de flexion vertical à 2 nœuds est ajustée pour minimiser les écarts. L'originalité du travail réside dans la prise en compte des interstices entre les pontons et dans le choix et l'application d'un amortissement structurel.

Les travaux de [Oberhagemann, El Moctar, et others \(2011\)](#) ont permis la mise en place d'un couplage entre la code RANS COMET, déjà utilisé en résistance ajoutée sur houle, et un modèle de structure éléments finis, pour la modélisation du comportement flexible de navires. Les degrés de liberté rigides et flexibles sont résolus séparément. Les grands déplacements sont autorisés pour le modèle libre rigide, tandis que seules les déformations de faible amplitude sont autorisées en flexible. Le couplage est bidirectionnel fort. Des résultats sont obtenus en déplacement, déformation et efforts internes sur des cas de porte-conteneurs post-panamax. L'outil développé est repris par la suite ([El Moctar et al., 2017](#)) et appliqué à la prédiction de réponses sur houle irrégulière, démontrant ainsi la faisabilité d'une prédiction de réponse long terme avec un outil RANS. La question de l'amortissement hydrodynamique est abordée, avec l'identification de deux sources majeures pour cet amortissement : les détachements tourbillonnaires et le champ de vague radié. L'importance de cet amortissement pour la prédiction du springing est soulignée. Comme dans d'autres études, l'amortissement structurel est ici négligé.

Les couplages présentés jusqu'ici font intervenir principalement des codes développés en interne dans les centres de recherche, ce qui permet d'avoir des outils adaptés à l'application visée et avec un temps de calcul ajusté au mieux. Une autre stratégie a été mise en place par [Lakshmyraranana et al. \(2015a\)](#). Elle consiste à se concentrer sur le développement du coupleur et à utiliser des codes commerciaux pré-existants pour la modélisation des domaines fluide et structure. Dans le cas présent, il s'agit d'un couplage entre le solveur fluide StarCCM et le solveur structure Abaqus. Au prix d'un effort de calcul probablement conséquent, des simulations ont été mises en place sur les cas test classiques et les résultats obtenus sont de bonne qualité. Le cas de la barge est notamment traité par cette approche [Lakshmyraranana et al. \(2015b\)](#).

Pour conclure ce passage en revue des travaux existant en hydroélasticité navale, il faut mentionner le benchmark proposé par [Kim et Kim \(2016\)](#), qui propose une matrice de tests sur un porte-conteneurs 6750 EVP pour 287 m de long, et auquel ont participé 11 centres de recherche. Les auteurs signalent que les données expérimentales sont mises à disposition. Ce cas est donc appelé à devenir une référence pour la validation des modèles numériques en

hydroélasticité, au même titre que la barge (Remy et Molin, 2002), même si l'accent est mis principalement sur les déplacements en pilonnement/tangage et le moment de flexion, et non sur les déplacements globaux de la structure.

D. Masses ajoutées

La question des masses ajoutées ayant été anticipée comme une des difficultés dans la mise en place du couplage, une attention particulière a été portée aux contributions sur ce sujet. L'article de référence en la matière est celui de Söding (2001). Dans le domaine de l'hydrodynamique des corps rigides, les travaux de Jacquin (2007), Monroy (2010) puis Yvin *et al.* (2013) s'intéressent de près à l'influence du choix des masses ajoutées virtuelles et aux procédures permettant son automatisation, notamment par le biais d'un couplage avec un code potentiel. Cette stratégie est également adoptée dans le cadre du traitement de déformations élastiques. Young *et al.* (2012) propose une stratégie de couplage en aéroélasticité avec estimation des masses ajoutées virtuelles par une méthode potentielle. La démonstration de l'intérêt de cette stratégie d'un point de vue de robustesse et efficacité est faite par le biais d'expériences numériques comparées à des résultats expérimentaux.

Chapitre 2

Présentation des modèles fluide et structure utilisés

Plan

2.1	Modèle de fluide visqueux dans ICARE	54
2.1.1	Le cœur du modèle : une formulation RANSE en différences finies	55
	A. Hypothèses	55
	B. Repères et géométrie du domaine fluide	56
	C. Equations RANS	58
	D. Modèle de turbulence	60
	E. Conditions aux limites	61
	F. Localisation et discrétisation des inconnues	62
	G. Résolution numérique	67
	H. Procédure de remaillage sous la surface libre	68
2.1.2	Modèle libre rigide	69
	A. Calcul de l'effort hydrodynamique exercé par le fluide sur la carène	69
	B. Repère de résolution	71
	C. Résolution du PFD	72
	D. Blocage de degrés de liberté	74
2.1.3	Génération et propagation de houle régulière	74
	A. La méthode SWENSE	74
	B. Modèles de houle incidente spectrale	75
	C. Houle régulière de Riencker & Fenton	76
2.2	Modèle analytique de poutre en structure	77
2.2.1	Modèle analytique pour une poutre idéale en flexion verticale pure	77
	A. Hypothèses	77
	B. Equation différentielle de vibration en flexion verticale	77
	C. Solution de l'équation différentielle de vibration en flexion verticale	78
	D. Obtention des paramètres/caractéristiques modales de flexion verticale	81
	E. Obtention du moment de flexion	81
2.2.2	Application au cas d'une structure élancée tridimensionnelle	82
2.3	Couplage hydroélastique	86
2.3.1	Principe du couplage	86
2.3.2	Projection des efforts sur les modes élastiques	86
2.3.3	Déformation du maillage suivant les modes élastiques	88
2.3.4	Résolution du modèle libre pour les degrés de liberté élastiques	88

Ce chapitre présente les outils utilisés pour la résolution du domaine fluide et du domaine structure, ainsi que le couplage en lui-même. Pour ce qui est du domaine fluide, nous avons pu bénéficier de l'accès au code de calcul ICARE qui résout les équations de Navier-Stokes moyennés au sens de Reynolds (RANS) par différences finies. Nous présentons la compréhension que nous avons de l'outil existant ainsi que les développements qui y ont été intégrés. Pour ce qui est du domaine structure, nous adoptons une formulation analytique pour la mise en place d'un modèle de poutre en flexion. Le modèle retenu et implémenté est présenté en détail. Le cheminement assez classique permettant l'établissement de la solution analytique est fourni en mettant l'accent sur les hypothèses simplificatrices ainsi que les points d'attention pour la suite de la mise en place du couplage. Pour finir, le fonctionnement du couplage est présenté en mettant l'accent sur la projection des efforts sur les modes élastiques, la déformation du maillage suivant les modes élastiques et l'algorithme de résolution des degrés de liberté élastiques.

2.1 Modèle de fluide visqueux dans ICARE

Le code de calcul ICARE résout les équations de Navier Stokes moyennées au sens de Reynolds pour un écoulement incompressible et turbulent autour de corps solides perçant la surface libre.

ICARE a été développé depuis 1993 au laboratoire LHEEA, alors LMF, historiquement grâce au soutien de la DGA. Il est actuellement en co-développement avec la société HydrOcéan, filiale de Bureau Veritas.

C'est principalement le fruit du travail de thèse des doctorants qui se sont succédé depuis 1993 :

- Bertrand Alessandrini pour la mise en place initiale du modèle sous la direction de Gérard Delhommeau (Alessandrini, 1993), (Alessandrini et Delhommeau, 1995).
- Lionel Gentaz pour l'introduction de la génération de houle depuis une frontière (Gentaz, 1995).
- Pierre-Emmanuel Guillerm pour le couplage en espace avec des méthodes potentielles (Guillerm, 2001).
- Romain Luquet et Charles Monroy pour la génération de houle régulière et irrégulière en 3D par décomposition fonctionnelle SWENSE (Luquet, 2007; Monroy, 2010) sous l'impulsion de Ferrant *et al.* (2002).
- Erwan Jacquin et Aurélien Drouet pour la prise en compte de corps rigides libres dans l'écoulement, la prise en compte des topologies complexes et la parallélisation du code (Jacquin, 2007) (Drouet, 2011).
- Gabriel Reliquet pour la mise en place d'une formulation Level-Set pour la prise en compte de la surface libre (Reliquet, 2013)

Le travail présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans la continuité de ces développements, avec le but cette fois-ci d'ajouter la possibilité de prendre en compte des corps faiblement déformables dans le cadre de l'hydroélasticité sur houle. La première application visée est l'étude des cycles de déformation de la poutre navire sur houle, mais d'autres applications du domaine des interactions fluide-structure pourraient être envisagées.

A l'heure actuelle, ICARE est un code de calcul présentant de nombreuses fonctionnalités. L'objectif des paragraphes qui suivent est de présenter les aspects théoriques et numériques du cœur du modèle, ainsi que certaines spécificités en lien direct avec les développements que nous présentons dans le chapitre suivant. C'est donc volontairement que nous laissons de côté les questions relatives à la prise en compte de l'auto-propulsion, des ancrages ou de la Level-Set - avec lesquelles je suis restée peu familière - même si elles constituent des briques importantes dans la construction d'ICARE.

2.1.1 Le cœur du modèle : une formulation RANSE en différences finies

A. Hypothèses

ICARE est au départ un code de calcul destiné à la résolution d'écoulements hydrodynamiques autour de navires. Les principales hypothèses ayant donné lieu à la construction du modèle fluide ont été choisies dans ce contexte. L'écoulement est supposé instationnaire et tridimensionnel.

- (i) Le fluide est homogène, isotrope et newtonien.
- (ii) Le fluide est incompressible.
- (iii) La pression est constante au-dessus de la surface libre.
- (iv) La fonction η appelée élévation de surface libre est supposée univoque.
- (v) La tension superficielle est négligée.

(i) Les caractéristiques du fluide telles que la masse volumique, la viscosité ou la salinité sont considérées constantes dans le domaine fluide. Sauf phénomène particulier (traversée d'une nappe de pétrole, embouchure de rivière), ceci se vérifie bien dans le voisinage d'un navire. Dire qu'un fluide est newtonien, c'est dire que les composantes du tenseur des contraintes dépendent linéairement des taux de déformation. Les sables mouvants ou la maïzena sont des exemples de fluide non newtoniens car leur viscosité peut varier en fonction de la contrainte appliquée. L'hypothèse de fluide newtonien est immédiate pour un fluide comme l'eau.

(ii) L'incompressibilité du fluide est une hypothèse courante en hydrodynamique, mais non automatique. Il convient de vérifier à l'aide du nombre de Mach $Ma = U_0/c_{son}$ que l'on peut se permettre cette approximation. Pour caractériser la vitesse U_0 de l'écoulement autour du navire, on choisit généralement la vitesse d'avance comme vitesse de référence. De nos jours, la limite haute de vitesse d'avance des navires de commerce peut-être estimée à 25 nœuds, soit 13 m/s, soit moins de 1% de la vitesse du son c_{son} dans l'eau (1500 m/s). La limite de prise en compte de la compressibilité étant à $Ma = 0.3$, l'hypothèse d'incompressibilité est bien légitime dans les cas qui nous intéressent.

(iii) La position de l'interface eau/air est une des inconnues du problème. Il convient de remarquer que le problème est résolu en monophasique. On ne s'intéresse pas à ce qui se passe dans l'air. On considère la pression atmosphérique constante dans le voisinage de la carène et on néglige les variations locales de la pression de l'air, d'où l'hypothèse de pression constante sur cette frontière du domaine fluide.

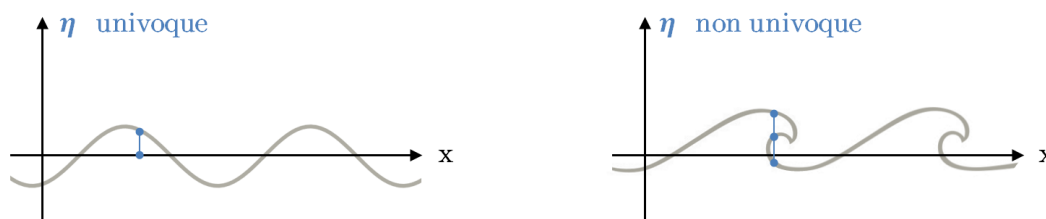


FIGURE 2.1 – Illustration de l'hypothèse (iv) d'élévation surface libre univoque

(iv) Pour les cas traités dans ce manuscrit, on n'autorise pas le déferlement. La méthode de traitement de la surface libre retenue est le suivi de surface libre, dont le principe est détaillé

en 2.1.1. A noter qu’une autre formulation en Level-Set a été implémentée et validée dans ICARE par Reliquet (2013). Celle-ci est pleinement fonctionnelle pour les cas avec vitesse d’avance mais laisse apparaître des instabilités pour les cas sans vitesse d’avance. Pour la mise en place du couplage hydroélastique, nous allons considérer principalement des cas sans vitesse d’avance, c’est pourquoi la méthode de suivi de surface libre est choisie.

(v) La longueur caractéristique des phénomènes de capillarité l_c est de 2.7 mm. Pour nos applications, même à l’échelle maquette, l’échelle de longueur est de l’ordre de 30 cm pour les longueurs d’onde les plus courtes. Ainsi le nombre de Bond Bo est de l’ordre de 10^4 pour une maquette, ce qui nous place hors du domaine d’influence des phénomènes de capillarité.

$$Bo = \frac{L^2}{l_c^2}$$

Il est à noter qu’en très proche carène ces phénomènes pourraient reprendre une importance non négligeable. Mais les phénomènes de très proche paroi ne sont pas modélisés dans ICARE au niveau de la surface libre. Pour des raisons numériques, ICARE néglige la zone de proche paroi en en donnant une description a priori, description qui n’affecte pas le reste de la solution de surface libre.

B. Repères et géométrie du domaine fluide

L’orientation du repère pour le domaine fluide, présentée Figure 2.2, est destinée à la représentation de l’écoulement autour d’une carène de navire. Ce repère cartésien est noté \mathcal{R}_0 .

- L’origine du repère est prise à l’intersection de la perpendiculaire avant du navire et de la surface libre au repos.
- L’axe des X est orienté de la proue vers la poupe du navire.
- Les axes Y et Z sont placés de façon à ce que le repère (O ; X, Y, Z) soit orthonormal direct avec l’axe des Z pointant vers le haut.
- L’unité est la longueur du navire.

Ainsi le point d’intersection de la perpendiculaire arrière et la surface libre au repos a pour coordonnées (1,0,0).

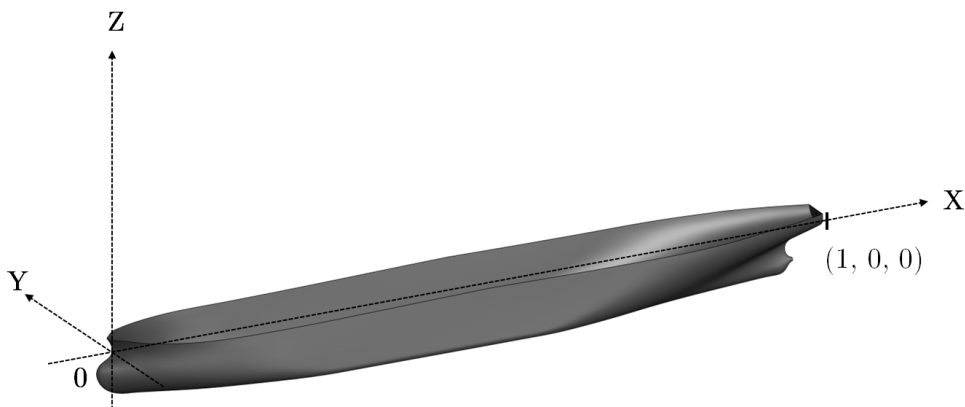


FIGURE 2.2 – Orientation du repère cartésien \mathcal{R}_0

ICARE utilise pour la résolution du problème fluide une formulation en différences finies, ce qui impose l’utilisation d’un maillage structuré et régulier. Le choix de la géométrie du domaine fluide est guidé par cette formulation, ainsi que par le souhait de limiter la taille du maillage. Dès que possible, on adopte une topologie dite “en O”, ou “en demi O” pour les problèmes présentant un plan de symétrie vertical (Figure 2.3). Cette représentation permet

de concentrer le raffinement de maillage autour de la carène et d'avoir des mailles plus lâches en allant vers l'extérieur du domaine.

La topologie en demi O est obtenue par transformation géométrique d'un cube en une demi sphère (Figure 2.3). Cette transformation est une bijection qui associe à tout point de coordonnées (x_1, x_2, x_3) dans le repère cartésien du cube, un unique point de coordonnées $(\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3)$ dans le repère curviligne de la demie sphère. Les frontières du domaine sont repérées de manière simple dans le système de coordonnées curvilignes.

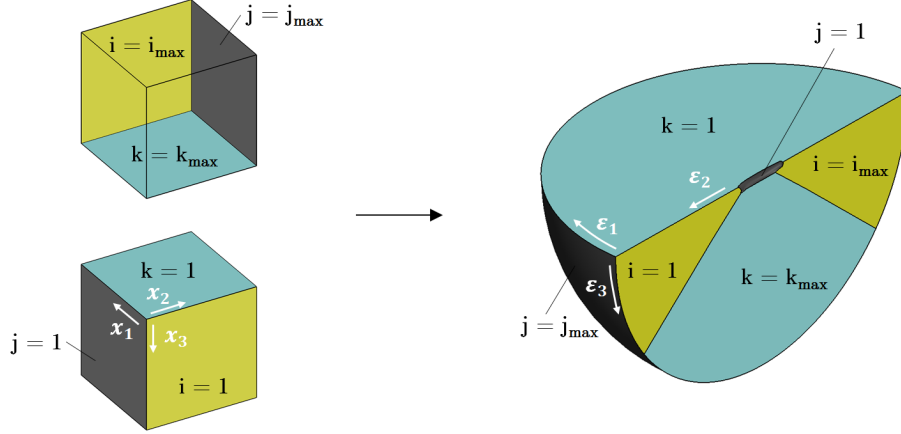


FIGURE 2.3 – Topologie en demi O

$\{\varepsilon_2 = 1\}$	définit la carène
$\{\varepsilon_3 = 1\}$	définit la surface libre
$\{\varepsilon_2 = \varepsilon_{2,max}\}$	définit la frontière extérieure du domaine
$\{\varepsilon_1 = 1\} \cup \{\varepsilon_1 = \varepsilon_{1,max}\} \cup \{\varepsilon_3 = \varepsilon_{3,max}\}$	définit le plan de symétrie vertical

L'utilisation de cette topologie présente plusieurs avantages :

- Le maillage n'est raffiné que dans les zones d'intérêt présentant a priori de fortes variations des champs de vitesse et de pression, ce qui confère une bonne efficacité à la méthode.
- L'introduction d'une diffusion numérique par étirement des mailles au loin permet d'amortir le champ de vagues "à l'infini", c'est-à-dire sur la frontière extérieure du domaine. Ceci dispense de l'utilisation d'autres artifices pour l'amortissement des champs perturbés au loin, tout en prévenant les problèmes de réflexion des vagues sur les bords du domaine.
- Le repérage simple des frontières permet une écriture immédiate des conditions aux limites dans le repère curviligne. Lors de la déformation de la surface libre et de la carène, l'expression des conditions aux limites ne change pas. C'est le repérage de ces frontières qui évolue.

L'information de position de la surface libre et l'information de position de la carène sont contenues dans l'évolution de la définition de la bijection permettant de passer du cube cartésien à la géométrie curviligne. On définit les matrices covariante (a_{ij}) (2.1) et contravariante (a_i^j) (2.2) permettant de passer d'un repère à l'autre.

$$(a_{ij}) = \left(\frac{\partial x_j}{\partial \varepsilon_i} \right) \quad (2.1)$$

$$(a_i^j) = (a_{ij})^{-1} \quad (2.2)$$

On note :

J	le jacobien de la transformation
f_i	les paramètres de contrôle de grille
V_g^i	les vitesses de glissement du maillage

$$J = \det(a_{ij}) \quad f_i = \frac{1}{J} \frac{\partial J g_{ij}}{\partial \varepsilon_i} \quad V_g^i = \frac{\partial x_i}{\partial t} \quad (2.3)$$

Ces quantités seront utiles pour l'écriture des équations en coordonnées curvilignes.

C. Equations RANS

Dans tout ce qui suit, la convention de sommation sur les indices répétés est utilisée. Sauf indication contraire, les indices varient entre 1 et 3.

La simulation numérique d'un écoulement en fluide visqueux s'appuie sur la résolution des équations de Navier-Stokes. Ces équations découlent des bilans de masse et de quantité de mouvement, exprimés pour un volume élémentaire de fluide dans le cadre des hypothèses présentées au paragraphe 2.1.1. Les inconnues sont la pression et les 3 composantes de la vitesse instantanée.

Équation de conservation de la masse On note u_i les composantes du champ de vitesse instantanée dans le repère cartésien. Le fluide étant incompressible, le bilan de masse (2.4) prend une forme simple.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.4)$$

Équation de conservation de la quantité de mouvement On note ν la viscosité cinématique du fluide et \hat{p} la pression dynamique incluant le terme de gravité : $\hat{p} = p + \rho g x_3$. Le bilan de quantité de mouvement (2.5) fait intervenir un terme d'inertie convectif, un terme de gravité et de gradient de pression, et un terme d'effort visqueux diffusif.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (2.5)$$

Équations de Navier-Stokes moyennées au sens de Reynolds La résolution complète des équations de Navier-Stokes jusqu'aux plus petites échelles de turbulence est à l'heure actuelle encore inaccessible d'un point de vue numérique pour des applications telles que l'étude de l'écoulement autour d'un navire. On se dote donc de modèles de turbulence permettant de limiter le spectre des échelles de longueur à couvrir en résolution directe. Chaque grandeur instantanée f est décomposée en une partie moyenne d'ensemble F et une partie fluctuante f' . La moyenne d'ensemble, aussi appelée moyenne de Reynolds, est définie pour la grandeur f prise en (\vec{x}, t) comme :

$$F = \bar{f}(\vec{x}, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f^{(i)}(\vec{x}, t) \quad (2.6)$$

Où N désigne le nombre d'expériences indépendantes réalisées sur le même écoulement. Parmi les propriétés intéressantes de l'opérateur de moyenne d'ensemble, on note que $\overline{f'} = 0$.

Pour la vitesse et la pression : $u_i = U_i + u'_i$ et $\hat{p} = \hat{P} + \hat{p}'$. Cette décomposition de Reynolds est introduite dans les équations de Navier-Stokes (2.4) et (2.5). En prenant la moyenne d'ensemble de chacun des termes, on obtient les équations de Navier-Stokes moyennées au sens de Reynolds (2.7) et (2.8), aussi appelées URANS pour Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes.

$$\boxed{\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0} \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \overline{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \quad (2.8)$$

L'équation de continuité pour le mouvement fluctuant (2.9) est obtenue par soustraction de l'équation de continuité du mouvement moyen (2.7) à l'équation de continuité du mouvement instantané complet (2.4). Elle permet une réécriture du terme contenant les vitesses instantanées dans (2.8).

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad \Rightarrow \quad u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} = \frac{\partial u'_i u'_j}{\partial x_j} \quad (2.9)$$

D'où l'équation de la quantité de mouvement moyennée au sens de Reynolds :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \quad (2.10)$$

La forme des équations RANS (2.7) et (2.10) ne diffère de celle des équations de Navier-Stokes (2.4) et (2.5) que par le terme $\partial \overline{u'_i u'_j} / \partial x_j$ qui traduit l'impact des champs fluctuants sur les grandeurs moyennes.

La décomposition des variables au sens de Reynolds dans les équations de Navier-Stokes donne lieu à l'introduction 6 nouvelles inconnues $\overline{u'_i u'_j}$ dans le système à résoudre pour obtenir la vitesse et la pression dans le domaine fluide, formé de (2.7) et (2.10). L'hypothèse de **Boussinesq (1897)** consiste à relier les produits des vitesses fluctuantes à l'énergie cinétique turbulente et aux dérivées spatiales du champ moyen, par le biais d'une viscosité turbulente.

$$\overline{u'_i u'_j} = -\nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} k_t \delta_{ij} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_j} &= -\frac{\partial \nu_t}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \nu_t \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{2}{3} k_t \delta_{ij} \right) \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_j} &= -\frac{\partial \nu_t}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \nu_t \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{2}{3} k_t \delta_{ij} \right) \end{aligned} \quad (2.12)$$

ν_t	Viscosité turbulente
$k_t = 1/2 \overline{u'_i u'_i}$	Énergie cinétique turbulente
δ_{ij}	Symbole de Kronecker tel que $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$, $\delta_{ij} = 1$ sinon

En injectant (2.11) dans (2.10) :

$$\boxed{\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu_{\text{eff}} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial \nu_t}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)} \quad (2.13)$$

Avec :

$\nu_{\text{eff}} = \nu + \nu_t$	Viscosité cinématique efficace
$P = \hat{P} + 2/3 \rho k$	Pression dynamique turbulente qui intègre les contraintes gravitationnelles et les contraintes liées à l'énergie cinétique turbulente

On définit les grandeurs adimensionnelles :

$$\begin{aligned}\tilde{x} &= (1/L) x && \text{Longueur adimensionnelle} \\ \tilde{U} &= (1/U_0) U && \text{Vitesse adimensionnelle} \\ \tilde{t} &= (U/L) t && \text{Temps adimensionnel}\end{aligned}$$

En introduisant ces expressions dans (2.7) et (2.13), on obtient le système d'équations de Navier-Stokes moyennées au sens de Reynolds en adimensionnel :

$$\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial \tilde{x}_i} = 0 \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial \tilde{t}} + \tilde{U}_j \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial \tilde{x}_j} = -\frac{1}{\rho U_0^2} \frac{\partial P}{\partial \tilde{x}_i} + \frac{\nu_{\text{eff}}}{U_0 L} \frac{\partial^2 \tilde{U}_i}{\partial \tilde{x}_j^2} + \frac{1}{U_0 L} \frac{\partial \nu_t}{\partial \tilde{x}_j} \left(\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial \tilde{x}_j} + \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial \tilde{x}_i} \right) \quad (2.15)$$

Ces équations sont valables dans un repère cartésien fixe. Les équations dans le repère curviligne sont obtenues à l'aide d'une transformation partielle faisant intervenir les matrices covariantes et contravariantes définies précédemment (Section 2.1.1), transformation dont on pourra trouver le détail dans le manuel ICARE rédigé par [Alessandrini et Delhommeau \(1995\)](#). On obtient alors les équations adimensionnelles curvilignes 2.16 et 2.17.

$$a_i^k \frac{\partial U_i}{\partial \varepsilon_k} = 0 \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned}& \frac{\partial U_\alpha}{\partial t} + \left(a_i^j (U_i - V_g^i) - \nu_{\text{eff}} f_j - a_i^k \frac{\partial \nu_t}{\partial \varepsilon_i} a_k^j \right) \frac{\partial U_\alpha}{\partial \varepsilon_j} \\ &= -\frac{1}{\rho} a_\alpha^k \frac{\partial P}{\partial \varepsilon_k} + \nu_{\text{eff}} a_k^i a_k^j \frac{\partial^2 U_\alpha}{\partial \varepsilon_i \partial \varepsilon_j} + a_k^i \frac{\partial \nu_t}{\partial \varepsilon_i} a_\alpha^j \frac{\partial U_k}{\partial \varepsilon_j}\end{aligned} \quad (2.17)$$

D. Modèle de turbulence

Le principe des modèles de turbulence est de résoudre un système dont les principales inconnues à résoudre sont k_t et ν_t . Il existe de nombreuses manières de procéder. Historiquement, dans ICARE, c'est le modèle de transport à 2 équations en $k - \epsilon$ qui a été implémenté par [Alessandrini et Delhommeau \(1995\)](#). Ce modèle présente des qualités de stabilité et de précision pour un écoulement de paroi simple, avec une implémentation qui reste relativement simple à mettre en place. Mais lors de sa mise en œuvre pour des écoulements autour de navires, il a montré ses limites en présence de surface libre, en particulier dans les sillages ([Deng et al., 1993](#)). C'est donc actuellement le modèle $k - \omega$ de [D.C.Wilcox \(1988\)](#) qui est en place dans ICARE. Ce modèle relie la viscosité turbulente ν_t à l'énergie cinétique turbulente k_t et au taux de dissipation de la turbulence ω_t . Cette pulsation ω_t peut être interprétée comme l'inverse de l'échelle de temps caractéristique de la dissipation de k_t .

La soustraction de l'équation de bilan de quantité de mouvement moyennée (2.10) à l'équation de bilan de quantité de mouvement initiale (2.5) fournit l'équation de bilan de quantité de mouvement pour la partie fluctuante du mouvement. Les équations de transport des quantités turbulentes k_t et ω_t sont obtenues à partir de cette dernière équation. Pour l'équation de transport de k_t , on multiplie scalairement par les fluctuations et on prend la moyenne au sens de Reynolds. Pour l'équation de transport de ω_t , on prend le rotationnel puis la moyenne au sens de Reynolds. On obtient alors les équations suivantes :

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma^* \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 \quad (2.20)$$

Les paramètres retenus pour l'implémentation dans ICARE correspondent aux valeurs classiques trouvées dans la littérature :

$$\alpha = \frac{5}{9} \quad \beta = \frac{3}{40} \quad \beta^* = \frac{9}{100} \sigma = \sigma^* = \frac{1}{2}$$

L'équation (2.19) peut être interprétée comme un bilan d'énergie cinétique.

E. Conditions aux limites

Condition cinématique de surface libre La condition cinématique de surface libre traduit le fait que la vitesse verticale d'une particule de la surface libre est la même que la vitesse verticale de la surface libre. Autrement dit : une particule de la surface libre reste sur la surface libre. On a défini l'élévation de surface libre η comme dépendant uniquement de x_1 , x_2 et t dans le repère cartésien initial, en raison de l'hypothèse (iv). Ainsi :

$$\frac{D\eta}{Dt}(x_1, x_2, t) = U_3(x_1, x_2, x_3 = \eta, t) \Leftrightarrow \frac{\partial \eta}{\partial t} + U_1 \frac{\partial \eta}{\partial x_1} + U_2 \frac{\partial \eta}{\partial x_2} = U_3 \quad (2.21)$$

Soit en coordonnées curvilignes :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \left(a_i^j \frac{\partial h}{\partial \varepsilon_j} \right) U_i - U_3 = a_i^j \frac{\partial h}{\partial \varepsilon_j} V_{g,i} \quad i = 1, 2 \quad (2.22)$$

Conditions de surface libre dynamiques Pour définir les conditions de surface libre dynamiques, on s'appuie sur l'hypothèse (iii) de continuité de la pression à l'interface. Dans le cadre de l'approche monophasique, on considère qu'il y a du vide au-dessus de l'interface. Les contraintes sur cette paroi sont uniformément nulles. Conformément à l'hypothèse (v), les effets de tension superficielle ne sont pas pris en compte.

En utilisant la pression telle qu'on l'a défini dans (2.17) et en projetant l'équation d'annulation des contraintes sur le vecteur normal à la surface libre, on obtient la condition dynamique normale de surface libre (2.23).

$$P = \rho g \eta - 2\rho(\nu + \nu_t) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} n_i n_j \quad (2.23)$$

Les deux conditions dynamiques tangentielles (2.24) sont obtenues par projection de l'équation d'annulation des contraintes sur les vecteurs tangentiels à la surface libre.

$$(n_j t_{\alpha,i} + n_i t_{\alpha,j}) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = 0 \quad \alpha = 1, 2 \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2.24)$$

En coordonnées curvilignes, on exprime les composantes des vecteurs tangentiels et normal en fonction des coefficients des matrices covariantes et contravariantes.

$$t_j^i = \frac{a_{ij}}{\|a_i\|} \quad i = 1, 2 \quad j = 1, 2, 3 \quad (2.25)$$

$$n_j = \frac{a_j^3}{\|a_3\|} \quad j = 1, 2, 3 \quad (2.26)$$

On obtient les conditions dynamiques normale et tangentielle de surface libre en coordonnées curvilignes.

$$P = \rho g \eta - 2\rho \nu_{\text{eff}} \frac{a_i^3 a_j^3 a_j^k}{\|a_3\|^2} \frac{\partial U_i}{\partial \varepsilon_j} \quad (2.27)$$

$$a_j^k a_j^3 A_{\alpha i} + a_j^k a_i^3 A_{\alpha j} \frac{\partial U_i}{\partial \varepsilon_k} = 0 \quad \alpha = 1, 2 \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2.28)$$

Conditions d'adhérence à la paroi A la paroi, on applique une condition de non glissement qui revient à une annulation de la vitesse du fluide par rapport à la paroi. Dans le référentiel local lié à la paroi :

$$U_i = 0 \quad (2.29)$$

Conditions de radiation à "l'infini" Sur la frontière extérieure du domaine, le fluide est considéré comme au repos. Le domaine fluide étant lié au repère se déplaçant à la vitesse d'avance du navire, en cartésien, la condition de repos sur la frontière extérieure se traduit par une égalité de la composante horizontale de la vitesse avec la vitesse d'avance du navire, et une annulation de la vitesse verticale.

$$\begin{cases} U_1 = U_{0,1} \\ U_2 = U_{0,2} \\ U_3 = 0 \end{cases} \quad (2.30)$$

Condition de symétrie Lorsqu'elle intervient, la condition de symétrie est appliquée par rapport au plan (O, x_1, x_3) sur lequel on annule la vitesse transverse U_2 , ainsi que les dérivées des autres composantes de vitesse par rapport à la direction transverse.

$$\begin{cases} U_2 = 0 \\ \partial U_1 / \partial x_2 = 0 \\ \partial U_3 / \partial x_2 = 0 \end{cases} \quad (2.31)$$

F. Localisation et discrétisation des inconnues

Les équations du problème étant connues, il s'agit maintenant de les résoudre numériquement après discrétisation. La méthode retenue dans ICARE est la discrétisation par différences finies. Peu de codes d'hydrodynamique navale ont choisi cette voie, préférant souvent la discrétisation par volumes finis (Larsson *et al.*, 2010). Cependant, un des codes les plus performants du domaine, CFD Ship IOWA, utilise ce même type de discrétisation. L'emploi des différences finies impose l'utilisation de maillages structurés par la suite.

Localisation des inconnues On utilise une localisation mixte des inconnues telle que présentée Figure 2.4.

- Les composantes de la vitesse, de l'énergie cinétique turbulente et la fréquence caractéristique de la turbulence sont évaluées sur les nœuds du maillage.
- La pression est évaluée au centre des mailles.
- L'élévation de surface libre est prise au centre des facettes de surface libre.

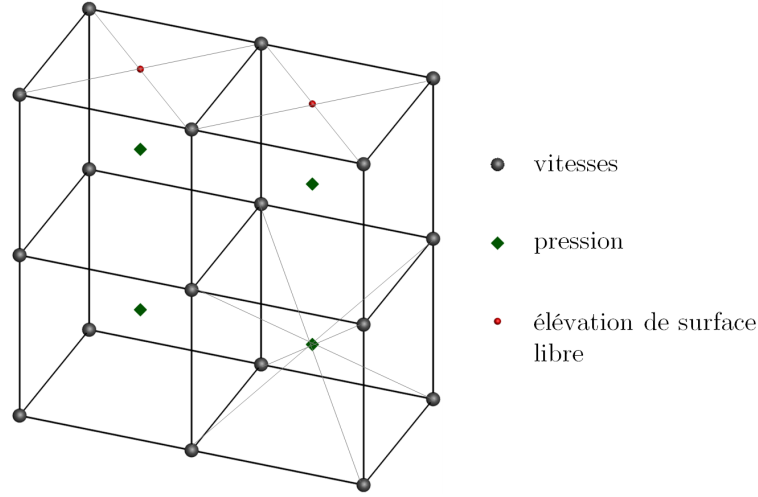


FIGURE 2.4 – Localisation des inconnues

Schémas de différences finies Dans ce cadre, des schémas différences finies du second ordre en espace et en temps sont utilisés. Les termes de convection et de diffusion de l'équation de quantité de mouvement, ainsi que les termes de l'équation de conservation de la masse sont décentrés vers l'amont avec 2.33 et 2.35, de façon à stabiliser la résolution numérique. Si l'identification de la direction amont est immédiate pour la discrétisation en temps, l'identification de la direction amont en espace nécessite l'évaluation des vitesses et une adaptation du schéma suivant le signe des ces vitesses. La résolution des équations de turbulence s'appuie elle sur des schéma centrés de type 2.32 et 2.35. Les principaux schémas de discrétisation utilisés sont présentés ci-dessous pour une grandeur f à valeurs discrètes dans un espace à deux directions (x, y) sur lesquelles la progression est repérée à l'aide des indices (m, n) . Les pas d'espace suivants les directions x et y sont respectivement Δx et Δy .

Dérivée première centrée, au second ordre

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)_m = \frac{u_{m+1} - u_{m-1}}{2 \Delta x} \quad (2.32)$$

Dérivée première décentrée, au second ordre

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)_{m,amont} = \frac{3/2 f_m - 2 f_{m-1} + 1/2 f_{m-2}}{\Delta x} \quad (2.33)$$

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)_{m,aval} = \frac{-3/2 f_m + 2 f_{m+1} - 1/2 f_{m+2}}{\Delta x} \quad (2.34)$$

Dérivée seconde centrée, au second ordre

$$\left(\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}\right)_m = \frac{f_{m+1} - 2 f_m + f_{m-1}}{\Delta x^2} \quad (2.35)$$

Dérivée croisée centrée, au second ordre

$$\left(\frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y}\right)_{mn} = \frac{f_{m+1,n+1} - f_{m+1,n-1} - f_{m-1,n+1} + f_{m-1,n-1}}{4 \Delta x \Delta y} \quad (2.36)$$

Molécules de discrétisation Suivant l'ordre des schémas et la localisation des inconnues, les dérivées spatiales ne s'appuient pas sur les valeurs discrètes des mêmes points. On appelle "molécule de discrétisation" l'ensemble des points - noeud du maillage, centre de cellule ou centre de facette - sur lesquels s'appuie la discrétisation d'un terme.

Les dérivées spatiales de vitesse sont obtenues sur une maille de discrétisation à 13 points (Figure 2.5) comprenant le point de calcul. Les dérivées spatiales de l'énergie cinétique turbulente et de la viscosité cinématique turbulente sont également obtenues sur des mailles de ce type.

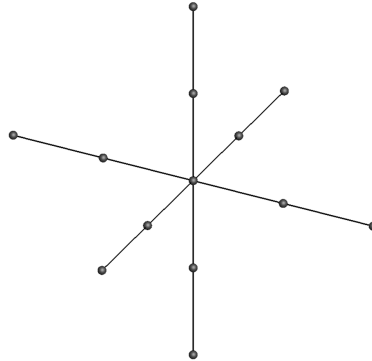


FIGURE 2.5 – Molécule de discrétisation des vitesses

La discrétisation du gradient de pression pour l'obtention de sa valeur en un nœud donné se fait sur une maille à 8 points correspondants aux centres des mailles environnantes (Figure 2.6), mais ne comprenant pas le nœud d'évaluation du gradient car la pression n'y est pas définie.

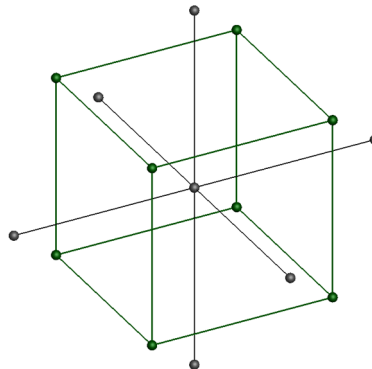


FIGURE 2.6 – Molécule de discrétisation du gradient de pression

Les conditions dynamiques tangentielles sont discrétisées en utilisant des schémas du premier ordre sur une molécule à 7 points (Figure 2.7). Les dérivées sont centrées lorsqu'il s'agit des directions tangentielles à la surface libre, et décentrées lorsqu'il s'agit de la direction normale à la surface libre.

La condition dynamique normale est exprimée au centre des facettes de la surface libre à l'aide d'une maille à 6 points de vitesse et 2 points de pression (Figure 2.8). Les dérivées premières des vitesses, prises aux nœuds, sont évaluées à l'aide d'un schéma du premier ordre centré pour les directions tangentielles à la surface libre et à l'aide d'un schéma de premier ordre décentré pour la direction normale à la surface libre. Pour obtenir les valeurs au centre de la facette de surface libre, les dérivées des vitesses suivant les directions tangentielles sont calculées sur les bords des facettes puis moyennées, tandis que la dérivée des vitesses suivant la direction normale est obtenue en moyennant les valeurs des 4 sommets de la facette.

La valeur de pression au centre de la facette de surface libre est obtenue par extrapolation (2.37) des valeurs dans les 2 mailles sous la surface libre.

$$P_{SL} = \frac{3}{2}P_1 - \frac{1}{2}P_2 \quad (2.37)$$

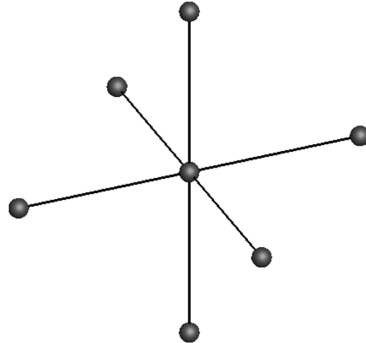


FIGURE 2.7 – Molécule de discrétisation des conditions dynamiques tangentielles

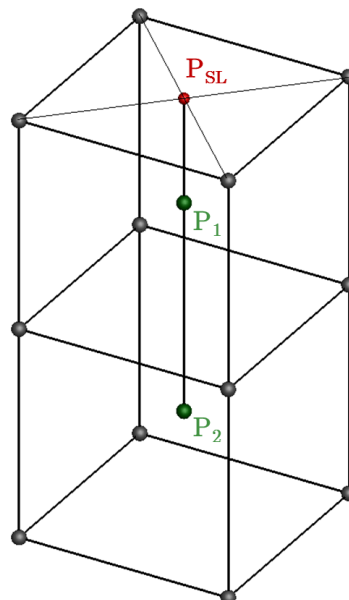


FIGURE 2.8 – Molécule de discrétisation de la condition dynamique normale

Equations discrétisées Après discrétisation des équations, celles-ci peuvent être présentées sous forme matricielle. C'est la forme qui nous intéresse par la suite pour la formation du système linéaire général. Pour plus de détails sur les étapes de discrétisation, le lecteur pourra se reporter aux thèses de [Luquet \(2007\)](#) et [Drouet \(2011\)](#) qui sont très précises sur le sujet.

On note U le vecteur contenant les valeurs des vitesses aux nœuds, P le vecteur contenant les valeurs des pressions au centre des mailles, H le vecteur contenant les valeurs des élévations de surface libre au centre des facettes de surface libre et \tilde{H} le vecteur contenant les valeurs des élévations de surface libres aux nœuds.

L'équation de quantité de mouvement sous forme matricielle (2.38) est obtenue directement par discrétisation de l'équation de quantité de mouvement adimensionnelle obtenue précédemment en coordonnées curvilignes (2.17).

$$U + (M_u) U + (M_p) P = f_u \quad (2.38)$$

M_p est l'opérateur de gradient.

L'équation de continuité se traduit de manière simple sous la forme : $D U = g$, avec D l'opérateur de divergence. Le système à inverser pour la résolution des équations de Navier-Stokes prend donc la forme :

$$\begin{bmatrix} Id + M_u & M_p \\ D & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} U \\ P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_u \\ g \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

Avec la nullité du deuxième bloc diagonal, ce système est mal conditionné, ce qui constitue un obstacle pour l'inversion par méthode numérique. On préfère donc substituer à l'équation de continuité une équation dite de pression, obtenue en prenant la divergence de l'équation de quantité de mouvement (2.38) et en y faisant intervenir l'équation de continuité $DU = g$ dedans.

$$D U + D M_u U + D M_p P = D f_u \Leftrightarrow D M_u U + D M_p P = D f_u - g \quad (2.40)$$

Les schémas de discrétisation classiques donnent lieu à un phénomène de découplage pair-impair. La méthode de [Rhie et Chow \(1983\)](#) permet de remédier à ce problème par le biais d'une reconstruction des vitesses et des gradients de pression au centre des interfaces. On introduit pour cela une variable intermédiaire de vitesse U^* (2.41).

$$U^* = f_u - (M_u) U \quad (2.41)$$

Par substitution dans l'équation de quantité de mouvement (2.38), on a :

$$U - U^* + (M_p) P = 0 \quad (2.42)$$

En appliquant l'opérateur divergence à cette nouvelle forme de l'équation de quantité de mouvement et en prenant en compte les conditions de surface libre ([Alessandrini et Delhommeau, 1996](#)), on obtient une équation de pression de la forme :

$$(M_d) U^* + (M_{mp}) P = f_p \quad (2.43)$$

La condition cinématique de surface libre prend une forme simple :

$$(M_{cl}) U = f_{cl} \quad (2.44)$$

Les conditions dynamiques tangentielles et la condition cinématique de surface libre sont prises en compte conjointement et donnent lieu à un système linéaire (2.45) reliant les inconnues de vitesse à l'élévation de surface libre prise aux nœuds de la surface libre.

cinématique de surface libre (2.22). Les lignes (4) et (6) incluent la définition de U^* (2.41) dans le système linéaire. Les lignes (5) et (8) traduisent respectivement les conditions dynamiques tangentielles (2.28) et normale (2.27) de surface libre. La ligne (7) prend en compte l'équation de pression (2.43) obtenue en Rhie et Chow.

[à reprendre suivants les corrections de Gabriel, il y a un décalage]

Le système linéaire obtenu est globalement creux, non symétrique et de grande dimension. Pour un maillage à N points, les vecteurs U et U^* sont de taille $3N$, le vecteur P est de taille N et le vecteur H environ de taille $N^{2/3}$, donc le nombre d'inconnues est de l'ordre de $8N$ et le système linéaire est environ de taille $64N^2$. Si on prend l'exemple courant d'un maillage à 200 000 points, le système linéaire comporte environ 10^7 valeurs non nulles.

Algorithme de résolution CGSTAB Le système linéaire est construit de façon à maximiser la présence des éléments sur les blocs diagonaux. De plus une étape de pré-conditionnement LU est réalisée pour améliorer le conditionnement avant l'inversion.

La résolution du système linéaire prend en compte le couplage fort entre les variables de vitesse et de pression qui sont résolues conjointement. L'élévation de surface libre peut être quand à elle résolue indépendamment.

Le système est inversé à l'aide de l'algorithme bi-CGSTAB qui s'appuie sur une méthode de gradient conjugué, bien adaptée pour les matrices non symétriques.

H. Procédure de remaillage sous la surface libre

L'utilisation d'un maillage structuré nécessite une procédure de remaillage pour adapter le maillage à chaque itération en fonction des variations d'élévation de surface libre.

On raisonne sur une surface à i constant (Figure 2.10). On considère le cas d'un déplacement de surface libre. Sur cette surface, l'orientation des lignes à j constant est strictement conservée, tandis que les lignes à k constant sont déformées proportionnellement à l'élévation de surface libre prise sur la ligne à j constant.

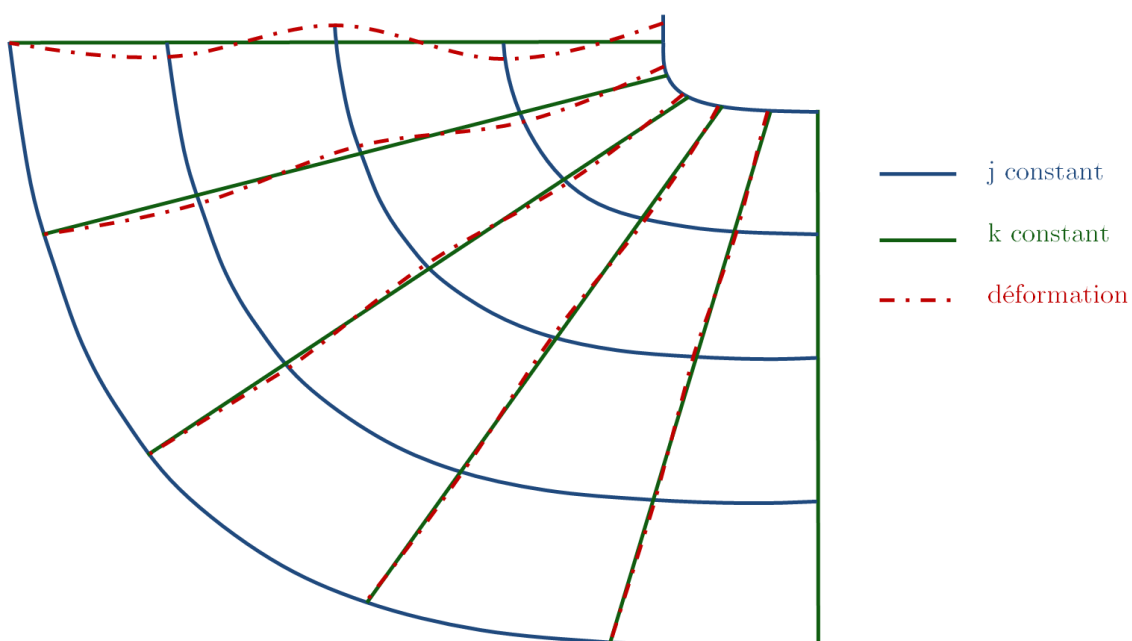


FIGURE 2.10 – Principe du remaillage sous la surface libre, sur une surface à i constant

Dans la configuration initiale du maillage, les intersections des lignes à j et k constants sont repérées par leur abscisse curviligne sur la ligne à k constant. Le remaillage consiste à définir une nouvelle abscisse curviligne pour ces points, toujours sur la même ligne à k constant. Au niveau de la surface libre, la variation d'abscisse curviligne est maximale. Au niveau de la limite de remaillage, elle est nulle. Une décroissance linéaire de la variation d'abscisse curviligne assure la progressivité de la transformation entre ces bornes.

Le résultat obtenu pour un exemple concret est présenté Figure 2.11.

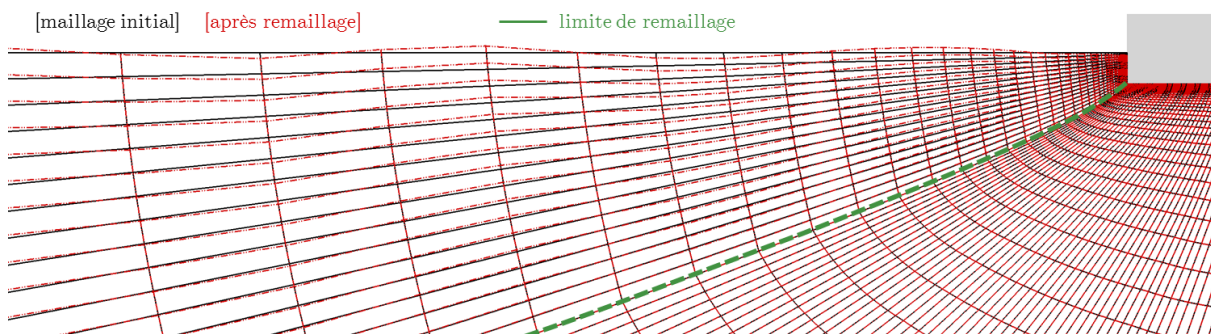


FIGURE 2.11 – Exemple de remaillage sous la surface libre pour une barge

On observe sur ce cas que la limite de remaillage est imposée avant le k_{max} .

Transition Avec les ingrédients présentés jusqu'ici, on dispose d'un outil permettant de simuler numériquement l'écoulement autour d'un corps fixe. Deux fonctionnalités supplémentaires d'ICARE sont essentielles dans la perspectives de la mise en place du couplage hydroélastique :

- La résolution du modèle libre à 6 degrés de liberté rigides
- La génération de houle incidente

Nous les présentons dans les paragraphes qui suivent.

2.1.2 Modèle libre rigide

Cette partie nous intéresse tout particulièrement car la résolution du couplage hydroélastique que nous proposons par la suite constitue une extension du modèle libre existant pour les degrés de liberté rigides.

La résolution du modèle libre fait intervenir plusieurs étapes : le calcul des efforts exercés par l'écoulement sur le corps, la prise en compte des efforts externes pour l'assemblage de l'effort total, la mise en équation et la résolution de l'équation du mouvement, et enfin le remaillage. Les principales caractéristiques de ces différentes étapes sont présentées ci-dessous.

A. Calcul de l'effort hydrodynamique exercé par le fluide sur la carène

Le calcul de l'effort hydrodynamique exercé par le fluide sur la carène est réalisé à l'aide d'une boucle sur les facettes qui constituent la carène. Pour chacune d'elle, on réalise :

- Le calcul des caractéristiques géométriques de la facette (surface, coordonnées de la normale unitaire)
- Le calcul de l'effort local de pression dynamique
- Le calcul de l'effort local de pression hydrostatique
- Le calcul de l'effort local de cisaillement

Les différentes composantes de l'effort hydrodynamique sont sommées sur l'ensemble des facettes pour obtenir les composantes de l'effort global exercé sur la carène. Pour les cas

où l'on travaille sur une demi-carène, les propriétés de symétrie sont prises en compte pour obtenir l'effort global.

L'effort local de pression dynamique et l'effort local de pression hydrostatique sont obtenus de façon directe à l'aide des caractéristiques géométriques de la facette et des caractéristiques locales instantanées de l'écoulement. La normale étant orientée de la carène vers l'écoulement, l'effort élémentaire de pression dynamique est calculé suivant (2.48) et l'effort élémentaire de pression hydrostatique est calculé suivant (2.49).

$$d\vec{F}_p = -P_{wall} \vec{n} dS \quad (2.48)$$

Où P_{wall} est la pression dynamique prise au centre de la maille dont fait partie la facette de carène.

$$d\vec{F}_h = -\rho g z \vec{n} dS \quad (2.49)$$

Le calcul de l'effort local de cisaillement est plus complexe. Il fait intervenir la théorie de la couche limite, qui permet de modéliser le profil de vitesse en proche paroi.

On définit les grandeurs suivantes :

τ_p	la contrainte pariétale (2.50)
U_τ	la vitesse de frottement (2.51)
U_+	la vitesse caractéristique adimensionnelle de couche limite (2.52)
y_+	la distance adimensionnelle à la paroi (2.53)

$$\tau_p = \mu \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (2.50)$$

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \Leftrightarrow \tau_p = \rho U_\tau^2 \quad (2.51)$$

$$U_+ = \frac{U}{U_\tau} \quad (2.52)$$

$$y_+ = \frac{y U_\tau}{\nu} \quad (2.53)$$

Le comportement de l'écoulement au sein d'une couche limite turbulente est décrit de façon unique à l'aide des nombres sans dimension U_+ et y_+ . Dans ce qui suit, quelques éléments de la théorie de couche limite sont rappelés pour éclairer la compréhension de l'implémentation retenue dans ICARE. Pour plus de lisibilité, les équations sont présentées pour le cas d'une couche limite 2D en cartésien mais elles restent valables de façon plus générale.

Pour $y_+ < 5$, les phénomènes visqueux sont prédominants et on se situe dans la sous couche laminaire de la couche limite. On a alors : $U_+ = y_+$. La contrainte pariétale est obtenue à l'aide de la définition (2.50). La dérivée partielle de la vitesse à la paroi est assimilée à la dérivée partielle de la vitesse au sommet de la première maille.

Pour $y_+ > 30$, on se situe dans la zone pleinement turbulente de la couche limite. Le calcul de la contrainte pariétale fait alors intervenir le produit des fluctuations de vitesse issues de la décomposition au sens de Reynolds (2.54).

$$\tau_{p,turb} = \mu \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{u'v'} \quad (2.54)$$

[ajouter un graphe de CL, demande d'Antoine et Gabriel]

Le terme $\overline{u'v'}$ est calculé dans le cadre du modèle de turbulence (2.11). Mais ce n'est pas l'approche retenue ici. On lui préfère l'usage d'une loi logarithmique universelle valide pour un sommet de première maille au delà de $y_+ = 30$, déterminée empiriquement notamment à l'aide d'expériences sur plaque plane, et dont l'usage est classique pour les problèmes de couche limite. Pour une surface lisse, qui est le cas qui nous concerne :

$$U_+ = \frac{1}{\kappa} \ln(9y_+) \quad \Rightarrow \quad U_{\tau,log1} = \frac{U \kappa}{\ln(9y_+)} \quad (2.55)$$

Une autre formulation est implémentée. Elle provient de la condition aux limites pour l'énergie cinétique turbulente dans un modèle à deux équations. Plutôt que d'utiliser le résultat du modèle de turbulence pour obtenir $\overline{u'v'}$, on utilise directement la condition de bord du modèle de turbulence dans (2.56).

$$k_t = (U_\tau)^2 / \sqrt{\beta} \quad \Leftrightarrow \quad U_{\tau,log2} = \sqrt[1/4]{\beta} \sqrt{k_t} \quad (2.56)$$

Les formulations (2.55) et (2.56) sont utilisées conjointement pour le calcul de la contrainte pariétale dans la zone de loi logarithmique (2.57).

$$\tau_{p,log} = \rho U_{\tau,log1} U_{\tau,log2} \quad (2.57)$$

On dispose de la contrainte pariétale du régime laminaire $\tau_{p,lam}$ (2.50) et de la contrainte pariétale de la zone de loi logarithmique $\tau_{p,log}$ (2.57). Il faut déterminer dans quelle partie de la couche limite se situe le sommet de la première maille. On pourrait s'appuyer sur une évaluation de y_+ à l'aide des vitesses U_τ mais ce n'est pas la méthode retenue. Les contraintes pariétales obtenues pour les deux régimes de couche limite sont comparées et le maximum est retenu.

L'effort de cisaillement local est obtenu directement à partir de la contrainte pariétale (2.58).

$$d\vec{F}_f = \tau_p \vec{n} dS \quad (2.58)$$

L'effort hydrodynamique global est obtenu par sommation des différentes composantes sur l'ensemble de la carène (2.59).

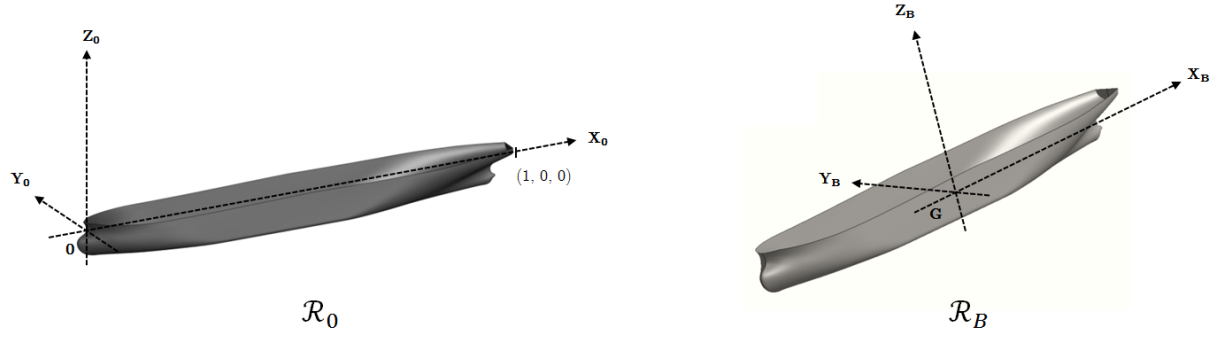
$$\vec{F}_{hydro} = \sum_{\text{facettes}} d\vec{F}_p + d\vec{F}_h + d\vec{F}_f \quad (2.59)$$

Le calcul des moments, non présenté ici, est réalisé suivant la même démarche. A l'issue de cette étape, on dispose du torseur des efforts exercés par le fluide sur la structure.

B. Repère de résolution

Deux repères sont utilisés dans ICARE (Figure 2.12). Le repère \mathcal{R}_0 est lié au centre de gravité du navire doté de sa vitesse d'avance. Ses axes sont orientés suivant la position initiale du navire. \mathcal{R}_0 est en translation rectiligne uniforme par rapport au repère terrestre, supposé galiléen pour nos applications. Le repère \mathcal{R}_B est un repère non galiléen lié au navire dans sa position instantanée.

Le passage du repère \mathcal{R}_0 au repère \mathcal{R}_B se fait par une suite de translations et de rotations. La translation \overrightarrow{OG} est obtenue par sommation des déplacements en cavalemt, embardée et pilonnement. On note \mathcal{R}_3 le repère intermédiaire obtenu par translation du repère \mathcal{R}_0 suivant \overrightarrow{OG} . La matrice de passage du repère \mathcal{R}_3 au repère \mathcal{R}_B (2.60) est obtenue par une superposition de rotations suivant les angles d'Euler, avec dans l'ordre : la rotation de lacet d'angle ψ , la rotation tangage d'angle θ puis la rotation de roulis d'angle φ . Le détail des calculs de cette matrice est présentée dans la thèse de (Drouet, 2011).


 FIGURE 2.12 – Repères de résolution \mathcal{R}_0 et \mathcal{R}_B

$$P_{\mathcal{R}_3 \rightarrow \mathcal{R}_B} = \begin{bmatrix} \cos \psi \cos \theta & \sin \psi \cos \theta & -\sin \theta \\ \cos \psi \sin \theta \sin \varphi - \sin \psi \cos \varphi & \sin \psi \sin \theta \sin \varphi + \cos \psi \cos \theta & \cos \theta \sin \varphi \\ \cos \psi \sin \theta \cos \varphi + \sin \psi \sin \varphi & \sin \psi \sin \theta \cos \varphi - \cos \psi \sin \theta & \cos \theta \cos \varphi \end{bmatrix} \quad (2.60)$$

La matrice de passage du repère \mathcal{R}_B au repère \mathcal{R}_3 (2.61) est obtenue par transposition de $P_{\mathcal{R}_3 \rightarrow \mathcal{R}_B}$.

$$P_{\mathcal{R}_B \rightarrow \mathcal{R}_3} = \begin{bmatrix} \cos \psi \cos \theta & \cos \psi \sin \theta \sin \varphi - \sin \psi \cos \varphi & \cos \psi \sin \theta \cos \varphi + \sin \psi \sin \varphi \\ \sin \psi \cos \theta & \sin \psi \sin \theta \sin \varphi + \cos \psi \cos \theta & \sin \psi \sin \theta \cos \varphi - \cos \psi \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \sin \varphi & \cos \theta \cos \varphi \end{bmatrix} \quad (2.61)$$

Ces matrices sont telles que :

$$\begin{pmatrix} X_B \\ Y_B \\ Y_B \end{pmatrix} = P_{\mathcal{R}_3 \rightarrow \mathcal{R}_B} \begin{pmatrix} X_3 \\ Y_3 \\ Y_3 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} X_3 \\ Y_3 \\ Y_3 \end{pmatrix} = P_{\mathcal{R}_B \rightarrow \mathcal{R}_3} \begin{pmatrix} X_B \\ Y_B \\ Y_B \end{pmatrix} \quad (2.62)$$

Quand (X_B, Y_B, Z_B) et (X_3, Y_3, Z_3) sont les coordonnées de vecteurs, respectivement dans \mathcal{R}_B et dans \mathcal{R}_3 .

Le repère \mathcal{R}_0 est le repère de résolution des équations de Navier-Stokes. Le repère \mathcal{R}_B est le repère de résolution du principe fondamental de la dynamique pour le navire. Les matrices de passage sont utilisées notamment pour le changement de repère des efforts, puis le changement de repère des déplacements obtenus en translation et rotation.

C. Résolution du PFD

Le principe fondamental de la dynamique est appliqué au navire, dans le repère \mathcal{R}_B . On suppose que le centre de rotation est le centre de gravité du navire, ce qui peut induire un biais si l'on souhaite par exemple reproduire des expériences en modèle libre guidé avec imposition d'un point de rotation différent du centre de gravité.

On note :

m	la masse du navire
$\vec{F}_{\mathcal{R}_B} = (F_x, F_y, F_z)$	le vecteur des efforts externes appliqués sur le navire
$\vec{M}_{\mathcal{R}_B} = (M_x, M_y, M_z)$	le vecteur des moments externes appliqués sur le navire
$\vec{V}_{G \in \mathcal{R}_B / \mathcal{R}_0} = (u, v, w)$	le vecteur des composantes de la vitesse du centre de gravité G du navire
$\vec{\Omega}_{\mathcal{R}_B / \mathcal{R}_0} = (p, q, r)$	le vecteur des composantes de vitesse de rotation du navire
Π	la matrice d'inertie du navire exprimée en G

$$\Pi = \begin{bmatrix} I_{xx} & -I_{xy} & -I_{xz} \\ -I_{xy} & I_{yy} & -I_{yz} \\ -I_{xz} & -I_{yz} & I_{zz} \end{bmatrix} \quad (2.63)$$

Avec :

$$I_{xx} = \int (y^2 + z^2) dm \quad I_{yy} = \int (x^2 + z^2) dm \quad I_{zz} = \int (x^2 + y^2) dm \quad (2.64)$$

$$I_{xy} = \int xy dm \quad I_{xz} = \int xz dm \quad I_{yz} = \int yz dm \quad (2.65)$$

Le repère \mathcal{R}_B étant non galiléen, le principe fondamental de la dynamique appliqué au navire dans ce repère (2.66) comporte un terme d'inertie d'entraînement.

$$\begin{aligned} m \left(\frac{d\vec{V}_{G \in \mathcal{R}_B / \mathcal{R}_0}}{dt} \right) &= \vec{F}_{\mathcal{R}_B} - m \vec{\Omega}_{\mathcal{R}_B / \mathcal{R}_0} \wedge \vec{V}_{G \in \mathcal{R}_B} \\ \Pi \vec{\Omega}_{\mathcal{R}_B / \mathcal{R}_0} &= \vec{M}_{\mathcal{R}_B} - \vec{\Omega}_{\mathcal{R}_B / \mathcal{R}_0} \wedge \Pi \vec{\Omega}_{\mathcal{R}_B / \mathcal{R}_0} \end{aligned} \Leftrightarrow \begin{aligned} m\dot{u} &= F_x - m(qw - rv) \\ m\dot{v} &= F_y - m(ru - pw) \\ m\dot{w} &= F_z - m(pv - qu) \\ I_{xx} \dot{p} &= M_x - (I_{zz} - I_{yy}) r q \\ I_{yy} \dot{q} &= M_y - (I_{xx} - I_{zz}) r p \\ I_{zz} \dot{r} &= M_z - (I_{yy} - I_{xx}) p q \end{aligned} \quad (2.66)$$

Ces équations sont discrétisées en temps à l'aide d'un schéma d'Euler au premier ordre (2.67).

$$a_n = \frac{v_n - v_{n-1}}{\Delta t} \quad v_n = \frac{x_n - x_{n-1}}{\Delta t} \quad (2.67)$$

Où a_n , v_n et x_n désignent respectivement l'accélération, la vitesse et le déplacement au pas de temps courant. L'indice $n - 1$ renvoie au pas de temps précédent.

La résolution se déroule sur plusieurs itérations non linéaires faisant intervenir la résolution de l'écoulement et le déplacement de la structure jusqu'à convergence. Un schéma numérique de type prédicteur-correcteur est mis en oeuvre. Lors de la première itération non linéaire d'un pas de temps, c'est un schéma Adams-Bashforth d'ordre 2 qui est utilisé (2.68). Cette étape correspond à une résolution explicite du principe fondamental de la dynamique (2.66) s'appuyant sur un effort prédit et non sur un effort calculé avec le solveur fluide. Dès la seconde itération non linéaire du pas de temps, c'est un schéma Adams-Moulton d'ordre 2 qui est utilisé (2.69). Il s'agit alors d'une résolution implicite du principe fondamental de la dynamique (2.66), s'appuyant sur les efforts calculés par le solveur fluide et sur la solution du principe fondamental de la dynamique trouvée à l'itération non linéaire précédente.

$$(P) \quad m a_n = \left(\frac{3}{2} f_{n-1} - \frac{1}{2} f_{n-2} \right) \quad (2.68)$$

$$(C) \quad m a_n = \left(\frac{1}{2} f_n + \frac{1}{2} f_{n-1} \right) \quad (2.69)$$

Où f_n désigne l'effort externe appliqué au navire au pas de temps courant.

L'étude analytique menée dans la thèse de (Jacquin, 2007) montre l'effet déstabilisant du terme de masse ajoutée dans la résolution du modèle libre et propose une stabilisation par l'ajout d'un terme de masse ajoutée virtuelle de part et d'autre de l'équation. Ce terme de masse ajoutée virtuelle est une estimation a priori du terme de masse d'eau ajoutée. C'est également dans le cadre de cette étude que le schéma numérique prédicteur-correcteur est retenu. Avec la prise en compte des termes de masse ajoutée, le schéma prédicteur-correcteur s'écrit :

$$(P) \quad (m + m_{aj}) a_n = \left(\frac{3}{2} f_{n-1} - \frac{1}{2} f_{n-2} \right) + m_{aj} a_{n-1} \quad (2.70)$$

$$(C) \quad (m + m_{aj}) a_n = \left(\frac{1}{2} f_n + \frac{1}{2} f_{n-1} \right) + m_{aj} a_{n,itnl-1} \quad (2.71)$$

D. Blocage de degrés de liberté

Il est courant de réaliser des simulations en pilonnement-tangage ou bien en roulis simple, pour lesquelles on ne souhaite pas résoudre les 6 degrés de liberté rigides mais seulement 1 ou 2. Cela peut correspondre à la reproduction d'un montage expérimental n'autorisant que ces degrés de liberté ou bien à un choix en amont de la mise en place du modèle numérique, lorsque les symétries du problème indiquent a priori que seuls certains degrés de liberté seront sollicités. La question se pose alors de savoir quand et dans quel repère les degrés de liberté doivent être bloqués.

Dans ICARE, le blocage de degrés de liberté intervient après la résolution du modèle libre. Ainsi, la solution obtenue par la résolution du principe fondamental de la dynamique n'est retenue que si le degré de liberté est autorisé.

Les translations sont bloquées par une annulation des vitesses dans le repère \mathcal{R}_0 , tandis que les rotations sont bloquées par une annulation des vitesses liées aux angles d'Euler : ψ , θ et φ . Le blocage de degrés de liberté se déroule en 3 étapes :

- Passage des vitesses obtenues en sortie du modèle libre de \mathcal{R}_B dans \mathcal{R}_0 et calcul des vitesses angulaires d'Euler correspondantes.
- Annulation des vitesses de la translation dans \mathcal{R}_0 et annulation des vitesses angulaires d'Euler.
- Passage des vitesses obtenues de \mathcal{R}_0 dans \mathcal{R}_B , et calculs des vitesses angulaires dans \mathcal{R}_B à partir des angles d'Euler.

2.1.3 Génération et propagation de houle régulière

Une des spécificités du code ICARE par rapport à d'autres outils de résolution numérique des équations de Navier-Stokes réside dans l'originalité de la génération de houle. L'absence de dissipation numérique du champ incident, ainsi que la faible contrainte sur le raffinement de maillage loin de la structure en font un outil très performant pour l'étude du comportement des structures sur houle.

A. La méthode SWENSE

La méthode SWENSE (pour Spectral Wave Explicit Navier Stokes Equations) est une méthode de décomposition fonctionnelle pour la résolution d'un écoulement autour d'une structure en présence d'une houle incidente donnée. Ce sont principalement les travaux de [Ferrant et al. \(2002\)](#), [Luquet \(2007\)](#) et [Monroy \(2010\)](#) qui ont donné lieu à son implémentation dans ICARE.

La méthode consiste en une décomposition des variables du domaine fluide en une composante liée au champ incident et une composante liée au champ perturbé (2.72).

$$\begin{aligned} U_{i,tot} &= U_{i,inc} + U_{i,per} \\ P_{tot} &= P_{inc} + P_{per} \\ \eta_{tot} &= \eta_{inc} + \eta_{per} \end{aligned} \quad (2.72)$$

Cette décomposition est introduite dans les équations RANSE (2.13). On suppose le champ incident connu. On suppose que la viscosité de l'eau influe peu sur le champ incident, ce

qui permet de simplifier les équations de Navier-Stokes pour le champ incident en équations d'Euler (2.73) et 2.74.

$$\frac{\partial U_{i,inc}}{\partial x_i} = 0 \quad (2.73)$$

$$\frac{\partial U_{i,inc}}{\partial t} + U_{j,inc} \frac{\partial U_{i,inc}}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_{inc}}{\partial x_i} = 0 \quad (2.74)$$

Avec la décomposition fonctionnelle (2.72), l'équation de continuité (2.7) devient (2.75).

$$\frac{\partial U_{i,per}}{\partial x_i} = -\frac{\partial U_{i,inc}}{\partial x_i} = 0 \quad (2.75)$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement devient (2.76) après simplification liée à la prise en compte de (2.74).

$$\begin{aligned} & \frac{\partial U_{i,per}}{\partial t} + U_{j,per} \frac{\partial U_{i,per}}{\partial x_j} + U_{j,inc} \frac{\partial U_{i,per}}{\partial x_j} + U_{j,per} \frac{\partial U_{i,inc}}{\partial x_j} \\ & + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_{per}}{\partial x_i} - \nu_{\text{eff}} \frac{\partial^2 U_{i,per}}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \nu_t}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_{i,per}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{j,per}}{\partial x_i} \right) \\ & = \nu_{\text{eff}} \frac{\partial^2 U_{i,inc}}{\partial x_j^2} + \frac{\partial \nu_t}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_{i,inc}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{j,inc}}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad (2.76)$$

Le membre de droite ne comprend que des termes liés au champ incident. Le terme de gauche comprend des termes dépendant uniquement du champ perturbé ainsi que deux termes de couplage entre le champ incident et le champ perturbé découlant du terme classique d'advection. Le champ incident étant supposé connu son action sur le champ perturbé peut être interprétée comme un forçage externe.

La forme (2.76) reste relativement proche de la forme classique de l'équation de quantité de mouvement, ce qui permet d'adapter la résolution classique du champ total pour obtenir une résolution du champ perturbé uniquement, sans bouleversement majeur dans l'implémentation. La décomposition fonctionnelle doit tout de même être introduite dans les conditions aux limites. Le lecteur pourra se reporter aux thèses de [Luquet \(2007\)](#) et [Monroy \(2010\)](#) pour davantage de précisions sur cet aspect.

La détermination du champ incident est préalable à la résolution des équations RANS-SWENSE. Nous allons maintenant aborder les méthodes utilisées pour la génération de houle incidente.

B. Modèles de houle incidente spectrale

Suite aux travaux de [Ferrant \(1997\)](#), [Le Touzé \(2003\)](#) et [Bonney \(2005\)](#), [Luquet \(2007\)](#) a orienté son choix vers les méthodes spectrales pour la génération du champ incident. Celles-ci présentent plusieurs avantages en vue de leur mise en œuvre couplée avec la résolution Navier-Stokes du champ perturbé. Leurs temps de résolution sont rapides comparés aux temps de résolution RANS du code ICARE. Les solutions obtenues sont dérivables, ce qui confère une bonne stabilité pour la résolution du champ perturbé. Les champs incidents et leurs gradients peuvent être reconstruits analytiquement en n'importe quel point du domaine et il n'y a pas de dissipation numérique liée à la propagation de la houle, car elle n'est pas propagée à travers le domaine mais imposée dans tout le domaine. Ceci permet l'obtention d'un forçage de champ incident de très bonne qualité aux points du maillage ICARE. Pour finir, la solution est définie continument à travers la surface libre, ce qui permet de connaître le champ incident au-dessus de la surface libre incidente. C'est indispensable dès que l'élévation de surface libre du champ perturbé η_{per} est positive car on a alors : $\eta_{tot} = \eta_{inc} + \eta_{per} > \eta_{inc}$.

Les méthodes spectrales s'appuient sur la théorie potentielle, valide pour des écoulement irrotationnels de fluide parfait incompressible. Elles permettent de résoudre un écoulement non linéaire à surface libre dans un domaine discrétisé en nœuds de collocation. Pour les utiliser pour la détermination du champ incident, on est donc conduit à faire une hypothèse supplémentaire par rapport à celles retenues initialement pour le champ incident : l'irrotationnalité, qui en pratique est très souvent vérifiée pour les écoulements de fluide parfait incompressible.

Le principe des méthodes spectrales est de décomposer les fonctions f de l'espace sur une base de fonctions ϕ_i solutions du problème potentiel pour la géométrie considérée.

$$f(x) = \sum_i A_i \phi_i(x) \quad (2.77)$$

Dès que l'on détermine une famille de fonctions propres ϕ_i pour la géométrie considérée, le problème est ramené à la connaissance des amplitudes des A_i , qui deviennent les inconnues principales, avec les élévations de surface libre aux nœuds du domaine. La résolution du système linéaire formé par les conditions cinématique et dynamique de surface libre, ainsi que par les conditions aux limites sur les bords du domaine, permet d'accéder à ces amplitudes.

C. Houle régulière de Rienecker & Fenton

La méthode de [Rienecker et Fenton \(1981\)](#) est la méthode retenue pour la génération de houle régulière dans le code ICARE, en raison de son efficacité pour la génération de houle régulière. Elle permet de générer une houle unidirectionnelle stationnaire non-linéaire, pour des cambrures allant jusqu'à la limite de déferlement ($kA = 44\%$). L'initialisation se fait avec une houle d'Airy à la cambrure ciblée. Les itérations successives permettent une prise en compte progressive des non linéarités.

Elle s'appuie sur une décomposition de la fonctions de courant ψ définie en 2D par son lien avec les composantes de la vitesse de l'écoulement (2.78).

$$u_1 = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad u_2 = \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (2.78)$$

C'est une méthode spectrale "stationnaire", dans le repère lié à la houle. Un changement de repère est nécessaire pour obtenir le champ incident dans le repère \mathcal{R}_0 .

Les houles régulières générées pour la mise en place du couplage hydroélastique ont toutes été obtenues à l'aide de la méthode de Rienecker & Fenton déjà implémentée dans ICARE.

2.2 Modèle analytique de poutre en structure

Cette partie expose le modèle de poutre analytique implémenté dans ICARE afin de prendre en compte les déformations élastiques de la poutre navire. Les détails du modèle retenu sont présentés notamment par [Senjanović *et al.* \(2008a\)](#), dans le contexte de l'hydroélasticité. La question délicate de la réduction de la description de la structure du navire à un jeu de paramètres de poutre pour un navire donné a été abordée Section 1.2.1. Nous considérons ici que l'on connaît les caractéristiques de la poutre navire.

2.2.1 Modèle analytique pour une poutre idéale en flexion verticale pure

Il s'agit d'un modèle très classique en mécanique des structures. On s'intéresse aux vibrations non couplées d'une poutre idéale dont les extrémités sont libres. Par poutre "idéale", on entend infiniment élancée, d'épaisseur nulle. Par flexion verticale "pure", on entend non couplée avec une flexion horizontale ou une torsion.

A. Hypothèses

On se place dans le cadre de la mécanique des milieux continus, avec les hypothèses suivantes :

- (i) Le matériau est homogène et isotrope, à comportement élastique linéaire.
- (ii) Petits déplacements suivant les degrés de liberté rigides.
- (iii) Faibles déformations suivant les degrés de liberté élastiques.

L'hypothèse (i) d'homogénéité de la structure est cohérente avec l'approximation de poutre navire. Elle est pleinement adaptée au cas de la barge présentée Section 3.1.3 dont la raideur est donnée par une barre relativement flexible en acier, à laquelle sont reliés des flotteurs rigides indépendants les uns des autres.

L'hypothèse (iii) de faibles déformations est raisonnable si l'on considère les ordres de grandeurs connus au réel pour les déplacements liés aux déformations élastiques des navires sur houle : de l'ordre de 1 m pour une longueur de navire de 300 m.

L'hypothèse (ii) de faible déplacement suivant les degrés de liberté rigides est plus discutable dans l'absolu. Pour des vagues de 10 m de haut, on pourrait s'attendre à des déplacements du même ordre de grandeur autour de la résonance. Mais cette hypothèse reste valable pour les cas tests envisagés (voir Section 3.1.3).

B. Equation différentielle de vibration en flexion verticale

On se dote d'un repère centré sur le milieu de la poutre idéale.

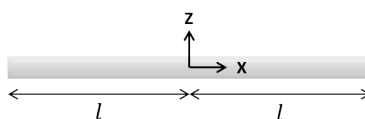


FIGURE 2.13 – Repère pour le modèle de poutre

On adopte les notations suivantes :

(x, z)	Coordonnées des points de la poutre
w	Déflexion verticale de la poutre
E	Module d'Young
I	Moment d'inertie géométrique d'une section de poutre tridimensionnelle
l	Demie longueur de poutre
m	Masse linéique de poutre
q	Chargement externe linéique

Dans le cadre de la théorie de l'élasticité linéaire, il est montré que l'on peut relier les efforts internes de la structure aux déformations locales (Cartraud, 2011). Pour la poutre en flexion, on obtient le moment de flexion M_F et l'effort tranchant Q_F en fonction de la déflexion verticale w .

$$M_F = -EI \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \quad Q_F = -EI \frac{\partial^3 w}{\partial x^3} \quad (2.79)$$

Dans cette formulation, EI peut être interprété comme une raideur de flexion.

On raisonne ensuite sur un élément de poutre de longueur dx présenté Figure 2.14, pour lequel on réalise un bilan des efforts suivant la direction verticale.

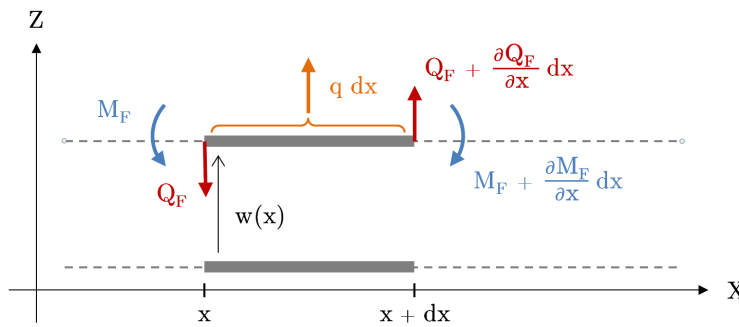


FIGURE 2.14 – Bilan des efforts sur un élément de poutre

$$m dx \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = q dx + Q_F + \frac{\partial Q_F}{\partial x} dx - Q_F \quad (2.80)$$

Après simplification et substitution de (2.79) dans (2.80), on obtient l'équation différentielle régissant la dynamique de la poutre en flexion verticale pure.

$$\boxed{\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + \frac{m}{EI} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = q} \quad (2.81)$$

C. Solution de l'équation différentielle de vibration en flexion verticale

On utilise une méthode de séparation des variables. On cherche dans un premier temps à résoudre l'équation homogène avec une solution de la forme :

$$\boxed{w(x, t) = \hat{w}(x) \sin(\omega t)} \quad (2.82)$$

Où l'amplitude de déflexion \hat{w} , aussi appelée par la suite déformée, ne dépend que de de l'abscisse initiale, et se trouve modulée dans le temps par un signal sinusoïdal de fréquence ω .

Les dérivées partielles, d'ordre 4 en espace et d'ordre 2 en temps, prennent alors la forme suivante :

$$\frac{\partial^4 w}{\partial x^4}(x, t) = \frac{d^4 \hat{w}}{dx^4}(x) \sin(\omega t) \quad \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}(x, t) = -\omega^2 \hat{w}(x) \sin(\omega t) \quad (2.83)$$

Par substitution de (2.83) dans l'équation homogène de (2.81), on obtient une équation différentielle homogène pour l'amplitude de déflexion $\hat{w}(x)$ (2.84).

$$\boxed{\frac{\partial^4 \hat{w}}{\partial x^4} - \frac{m\omega^2}{EI} \hat{w} = 0} \quad (2.84)$$

On pose :

$$\beta = \sqrt[4]{\frac{m\omega^2}{EI}} \Leftrightarrow \boxed{\omega = \sqrt{\frac{EI}{m}} \beta^2} \quad (2.85)$$

Les équations du type de (2.84) admettent des solutions de la forme :

$$\hat{w}(x) = A_1 \sinh(\beta x) + A_2 \cosh(\beta x) + A_3 \sin(\beta x) + A_4 \cos(\beta x) \quad (2.86)$$

Où A_1, A_2, A_3 et A_4 sont des constantes à définir en fonction des conditions aux limites. Les extrémités de la poutre sont libres. Les efforts tranchants ainsi que les moments de flexion y sont donc nuls.

$$\begin{aligned} M_F(x = -l) = M_F(x = l) = 0 \quad , \quad Q_F(x = -l) = Q_F(x = l) = 0 \\ \Leftrightarrow \frac{d^2 \hat{w}}{dx^2}(x = -l) = \frac{d^2 \hat{w}}{dx^2}(x = l) = 0 \quad , \quad \frac{d^3 \hat{w}}{dx^3}(x = -l) = \frac{d^3 \hat{w}}{dx^3}(x = l) = 0 \end{aligned} \quad (2.87)$$

On cherche à se doter d'une base de modes symétriques et asymétriques.

Modes symétriques

On conserve seulement les termes symétriques de la solution (2.86).

$$\hat{w}_{sym}(x) = A_2 \cosh(\beta x) + A_4 \cos(\beta x) \quad (2.88)$$

La prise en compte des conditions aux limites (2.87) donne lieu à un système linéaire de 2 équations à 2 inconnues (A_2, A_4), avec un second membre nul.

$$\begin{cases} A_2 \beta^2 \cosh(\beta l) - A_4 \beta^2 \cos(\beta l) = 0 \\ A_2 \beta^3 \sinh(\beta l) - A_4 \beta^3 \sin(\beta l) = 0 \end{cases} \quad (2.89)$$

Ce système admet une infinité de solutions si et seulement si :

$$-\frac{\cosh(\beta l)}{\cos(\beta l)} = \frac{\sinh(\beta l)}{\sin(\beta l)} \Leftrightarrow \boxed{\tanh(\beta l) + \tan(\beta l) = 0} \quad (2.90)$$

La résolution numérique de cette dernière équation, par exemple sous Matlab, donne les β_i admissibles pour les modes symétriques de la poutre $i = 0, 2, 4, \dots$. Les valeurs correspondantes sont présentées dans le tableau 2.1. On définit ainsi la famille des modes propres symétriques de la poutre. Avec (2.85), on peut accéder aux fréquences propres de ces modes.

Pour les β_i avec $i \geq 2$, on dispose d'une infinité de solutions pour le système linéaire 2×2 . Elles sont telles que :

$$A_2 \beta_i^2 \cosh(\beta_i l) - A_4 \beta_i^2 \cos(\beta_i l) = 0 \Leftrightarrow A_4 = \frac{\cosh(\beta_i l)}{\cos(\beta_i l)} A_2 \quad (2.91)$$

Par substitution de (2.91) dans (2.88), on obtient l'expression de la déformée modale des modes symétriques, définis à une amplitude près.

i	$\beta_i l$
0	0
1	0
2	2.3650
3	3.9266
4	5.4978
5	7.0686
6	8.6394
7	10.2102
8	11.7810
9	13.3518

TABLE 2.1 – Racines de l'équation différentielle d'une poutre libre aux extrémités

$$\hat{w}_{i,sym}(x) = A_2 \left(\cosh(\beta_i x) + \frac{\cosh(\beta_i l)}{\cos(\beta_i l)} \cos(\beta_i x) \right) \quad (2.92)$$

On pose : $A_{i,sym} = 2 A_2 \cosh(\beta_i l)$

$$\boxed{\hat{w}_{i,sym}(x) = A_{i,sym} \frac{1}{2} \left(\frac{\cosh(\beta_i x)}{\cosh(\beta_i l)} + \frac{\cos(\beta_i x)}{\cos(\beta_i l)} \right)} \quad (2.93)$$

C'est cette expression de la déformée modale que l'on retient par la suite. On remarque qu'elle est définie à une amplitude près, amplitude qui sera une inconnue de notre couplage.

Modes asymétriques

On conserve seulement les termes asymétriques de la solution (2.86).

$$\hat{w}_{asym}(x) = A_1 \sinh(\beta x) + A_3 \sin(\beta x) \quad (2.94)$$

La prise en compte des conditions aux limites (2.87) donne lieu à un système linéaire de 2 équations à 2 inconnues (A_1, A_3), avec un second membre nul.

$$\begin{cases} A_1 \beta^2 \sinh(\beta l) - A_3 \beta^2 \sin(\beta l) = 0 \\ A_1 \beta^3 \cosh(\beta l) - A_3 \beta^3 \cos(\beta l) = 0 \end{cases} \quad (2.95)$$

Ce système admet une infinité de solutions si et seulement si :

$$\frac{\sinh(\beta l)}{\sin(\beta l)} = \frac{\sinh(\beta l)}{\sin(\beta l)} \Leftrightarrow \boxed{\tanh(\beta l) - \tan(\beta l) = 0} \quad (2.96)$$

La résolution numérique de cette dernière équation, par exemple sous Matlab, donne les $\beta_i l$ admissibles pour les modes asymétriques de la poutre $i = 1, 3, 5, \dots$. Les valeurs correspondantes sont présentées dans le tableau 2.1. Avec (2.85), on peut accéder aux fréquences propres des modes asymétriques de la poutre.

Pour les β_i avec $i \geq 3$, on dispose d'une infinité de solutions pour le système linéaire 2×2 . Elles sont telles que :

$$A_1 \beta_i^2 \sinh(\beta_i l) - A_3 \beta_i^2 \sin(\beta_i l) = 0 \Leftrightarrow A_3 = A_1 \frac{\sinh(\beta_i l)}{\sin(\beta_i l)} \quad (2.97)$$

Par substitution de (2.97) dans (2.94), on obtient l'expression de la déformée modale des modes symétriques, définis à une amplitude près.

$$\hat{w}_{i,asym}(x) = A_1 \left(\sinh(\beta_i x) + \frac{\sinh(\beta_i l)}{\sin(\beta_i l)} \sin(\beta_i x) \right) \quad (2.98)$$

On pose : $A_{i,asym} = 2 A_2 \sinh(\beta_i l)$

$$\boxed{\hat{w}_{i,asym}(x) = A_{i,asym} \frac{1}{2} \left(\frac{\sinh(\beta_i x)}{\sinh(\beta_i l)} + \frac{\sin(\beta_i x)}{\sin(\beta_i l)} \right)} \quad (2.99)$$

C'est cette expression de la déformée modale que l'on retient par la suite pour les modes asymétriques.

D. Obtention des paramètres/caractéristiques modales de flexion verticale

Une fois les déformées modales obtenues, on s'intéresse aux autres caractéristiques des modes de flexion : les masses modales m_i et les raideurs modales k_i . Par produit de l'équation (2.84) par l'amplitude de déflexion \hat{w} et par intégration sur la longueur de la poutre, on obtient :

$$EI \int_{-l}^{+l} \hat{w} \frac{d^4 \hat{w}}{dx^4} dx - m \omega^2 \int_{-l}^{+l} \hat{w}^2 dx \quad (2.100)$$

Avec une double intégration partielle, on transforme l'expression (2.100) en (2.101), qui peut être interprété comme un bilan d'énergie pour la poutre en flexion, libre aux extrémités.

$$EI \int_{-l}^{+l} \left(\frac{d^2 \hat{w}}{dx^2} \right)^2 dx - \omega^2 m \int_{-l}^{+l} \hat{w}^2 dx \quad (2.101)$$

Le bilan d'énergie (2.101) est valable pour chaque mode et peut s'écrire sous la forme (2.102).

$$EI \int_{-l}^{+l} \left(\frac{d^2 \hat{w}_i}{dx^2} \right)^2 dx - \omega_i^2 m \int_{-l}^{+l} \hat{w}_i^2 dx \quad \Leftrightarrow \quad k_i - \omega_i^2 m_i = 0 \quad (2.102)$$

Avec identification de la raideur modale k_i et de la masse modale m_i :

$$\boxed{k_i = EI \int_{-l}^{+l} \left(\frac{d^2 \hat{w}_i}{dx^2} \right)^2 dx} \quad (2.103)$$

$$\boxed{m_i = m \int_{-l}^{+l} \hat{w}_i^2 dx} \quad (2.104)$$

E. Obtention du moment de flexion

Dans le cadre de l'étude des structures marines élancées travaillant en flexion dynamique, la grandeur dimensionnante caractérisant l'intensité des efforts internes est le moment de flexion. On repart des relations (2.79) et (2.83) qui relient le moment de flexion M et la force de cisaillement Q aux dérivées partielles en espace du déplacement vertical w .

[est-il légitime de calculer une force de cisaillement alors que notre approche Euler-Bernouilli le néglige ?]

$$M_{flex}(x, t) = -EI \sum_{i=1}^{N_{mod}} \frac{\partial^2 \hat{w}_i}{\partial x^2}(x) \sin(\omega_i t) \quad (2.105)$$

$$Q_{flex}(x, t) = -EI \sum_{i=1}^{N_{mod}} \frac{\partial^3 \hat{w}_i}{\partial x^3}(x) \sin(\omega_i t) \quad (2.106)$$

[Donner les expressions des dérivées partielles secondes et troisièmes en fonction des amplitudes de la solution pour \hat{w} .]

Comme présenté dans [Seng \(2012\)](#), on peut également obtenir le moment de flexion (2.107) et le moment de cisaillement (2.108) à partir de la donnée des efforts externes appliquées le long de la structure. Cette expression est utile pour quantifier les efforts internes dans le cadre d'une approche en rigide et les comparer aux efforts internes obtenus dans le cadre de notre approche en petites déformations.

$$M_{rigid}(x) = - \int_{-l}^x (x - \tilde{x})q(\tilde{x})d\tilde{x} \quad (2.107)$$

$$Q_{rigid}(x) = - \int_{-l}^x q(\tilde{x})d\tilde{x} \quad (2.108)$$

$$q(x) = F_z(x) - m(x) \left[g + \ddot{z} - (x - x_{LCG})\ddot{\theta} \right] \quad (2.109)$$

Où $F_z(x)$ est la force verticale linéique exercée par le fluide sur le navire, prise dans le référentiel bateau. Ce terme correspond aux efforts hydrodynamiques. Pour l'obtenir dans ICARE, une sortie spécifique d'effort par tranche est implémentée.

[cette formulation est-elle valable également en flexible? il faudrait comparer les efforts internes obtenus par les deux moyens présentés ci-dessus- dans le cadre d'une approche en flexible]

[Ne pas oublier de revoir : ([Kim et al., 2013](#)) "the axial stress is computed by integrating the vertical bending moment and axial force along the x-direction"]

2.2.2 Application au cas d'une structure élancée tridimensionnelle

Le modèle analytique de poutre idéale que nous venons de décrire s'applique à une structure bidimensionnelle, d'épaisseur nulle. Pour l'appliquer à une structure élancée réelle tridimensionnelle, quelques adaptations sont nécessaires pour la prise en compte de l'épaisseur et de la troisième dimension. La prise en compte de la troisième dimension, qui est suivant la direction transversale à la structure, est immédiate dans notre cas : il s'agit d'un cas de flexion verticale pure donc la solution est constante à (X, Z) donné.

Pour ce qui est de l'épaisseur de la structure, il existe en mécanique des milieux continus deux modèles principaux qui s'appuient sur une représentation de la structure via une ligne neutre définie suivant la direction principale de la structure élancée, à laquelle sont attachées des sections planes. Le comportement de cette ligne neutre est décrit par le modèle de poutre idéale. Les sections planes sont définies perpendiculairement à la ligne neutre au repos. Le comportement des sections est défini différemment suivant le modèle retenu (Figure 2.15).

Dans la théorie d'Euler-Bernouilli, les sections initialement normales à la ligne neutre restent normales à la ligne neutre au cours des déformations, ce qui revient à négliger les effets de cisaillement. Dans cette représentation, les sections initialement perpendiculaires à la ligne neutre restent planes. La résolution de la déformée complète de la poutre réelle ne fait intervenir qu'une inconnue : la fonction la déflexion $w(x)$. Le reste de la solution est obtenu géométriquement.

Dans la théorie de Timoshenko, les sections initialement normales à la ligne neutre restent planes, mais pas nécessairement normales à la ligne neutre. Une variable supplémentaire est introduite pour décrire l'orientation des sections par rapport à la ligne neutre. Ce modèle permet la prise en compte des effets de cisaillement.

En pratique, pour des cas où l'épaisseur de la poutre réelle reste faible devant la longueur de la poutre, les différences entre les résultats apportés par les deux modèles sont indiscernables.

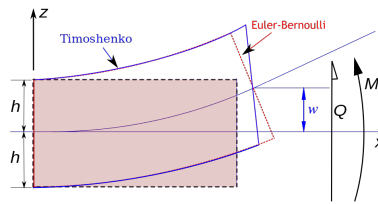


FIGURE 2.15 – Déformation d’une poutre réelle suivant les modèles Euler-Bernouilli et Timoshenko

La limite de validité communément admise pour le modèle Euler-Bernouilli est un rapport épaisseur sur longueur de 5%. Pour le cas test qui nous intéresse par la suite, le rapport épaisseur sur longueur est de l’ordre de 0.4%. Le modèle d’Euler-Bernouilli est donc valide. Pour les cas d’application envisagés pour notre méthode à moyen terme, il faut être plus prudent : le rapport épaisseur sur longueur d’un porte conteneurs à vide est plutôt de l’ordre de 7%.

[refaire et épurer le schéma (source wikipedia) + beaucoup de "pris en compte" + attention à adopter la même convention "porte-conteneurs" et non "porte conteneurs" dans tout le manuscrit]

Nous retenons le modèle d’Euler-Bernouilli, dont les hypothèses sont les suivantes :

- (i) Le matériau est homogène et isotrope.
- (ii) Les centres de gravité des sections forment une courbe continue et dérivable, appelée courbe moyenne ou ligne neutre.
- (iii) La dimension des sections est petite devant la longueur de la courbe moyenne.
- (iv) Au cours des déformations, les sections droites restent perpendiculaires à la courbe moyenne (hypothèse de Bernouilli).

A partir de ces hypothèses, on peut déduire géométriquement le déplacement de tout point de la structure tridimensionnelle en flexion par rapport à sa position de repos, en fonction de son abscisse au repos, de sa distance à la ligne neutre et de la déformée locale de la ligne neutre.

Soit A un point quelconque de la structure tridimensionnelle au repos et B son image après déplacement élastique suivant un mode déformation (Figure 2.16). On décompose le déplacement de A à B (2.110) en 3 étapes présentées Figure 2.17.

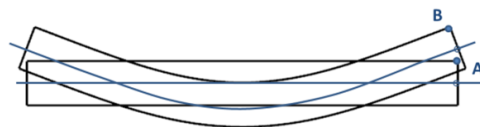


FIGURE 2.16 – Déformation en flexion d’une poutre d’épaisseur non nulle

1. Le déplacement du point A vers le point A_0 , intersection de la section plane du point A et de la ligne neutre au repos (2.111).

2. Le déplacement du point A_0 vers le point B_0 suivant la déformation de la ligne neutre en tant que poutre idéale. Il s'agit d'une translation verticale (2.112).
3. Le déplacement du point B_0 vers le point B . Il s'agit d'une translation suivant la normale à la ligne neutre pour rester dans la section plane. La distance de déplacement est la même que celle réalisée à l'étape 1 (2.113).

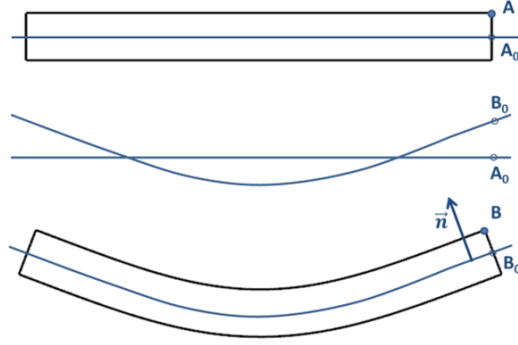


FIGURE 2.17 – Décomposition du déplacement d'un point d'une poutre d'épaisseur non nulle

$$\overrightarrow{AB} = A\vec{A}_0 + A_0\vec{B}_0 + B_0\vec{B} \quad (2.110)$$

$$\overrightarrow{AA_0} = -(z_0 - z_{beam})\vec{e}_z \quad (2.111)$$

$$\overrightarrow{A_0B_0} = \hat{w}(x_0) \vec{e}_z \quad (2.112)$$

$$\overrightarrow{B_0B} = (z_0 - z_{beam}) \frac{\vec{n}}{\|\vec{n}\|}(x_0) \quad (2.113)$$

Où \vec{n} est la normale à la ligne neutre dans la configuration déformée (2.114).

$$\vec{n}(x_0) = \begin{pmatrix} -d\hat{w}/dx(x_0) \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.114)$$

Et $\vec{n}/\|\vec{n}\|$ la normale unitaire (2.115).

$$\frac{\vec{n}}{\|\vec{n}\|}(x_0) = \begin{pmatrix} -d\hat{w}/dx(x_0) \\ 1 \end{pmatrix} / \left(1 + \left[\frac{d\hat{w}}{dx}(x_0) \right]^2 \right) \quad (2.115)$$

Dans le cas des faibles déformations : $d\hat{w}/dx \ll 1$, ce qui permet de linéariser les composantes de la normale unitaire, pour finalement retenir l'expression (2.114) en tant que normale unitaire linéarisée (2.116).

$$\left(\frac{\vec{n}}{\|\vec{n}\|} \right)_{lin}(x_0) = \begin{pmatrix} -d\hat{w}/dx(x_0) \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.116)$$

On substitue cette expression dans (2.113) pour obtenir l'expression linéarisée du déplacement $\overrightarrow{B_0B}$ (2.117).

$$\overrightarrow{B_0B} = (z_A - z_{beam}) \left(-\frac{d\hat{w}}{dx}(x_0) \vec{e}_x + \vec{e}_z \right) \quad (2.117)$$

Par assemblage des expressions (2.111), (2.112), (2.117) et projection sur les vecteurs de la base cartésienne, on obtient l'expression complète du déplacement de A à B dans le cadre des hypothèses de faible déformation (2.118).

$$\overrightarrow{AB} = -(z_0 - z_{beam}) \frac{d\hat{w}}{dx}(x_0) \vec{e}_x + w(x_0) \vec{e}_z \quad (2.118)$$

L'expression des composantes horizontale (2.119) et verticale (2.120) de la déformée modale découle directement de (2.118) après projection sur des axes du repère cartésien.

$$h_x = \overrightarrow{AB} \cdot \vec{e}_x = -(z_0 - z_{beam}) \frac{d\hat{w}}{dx}(x_0) \quad (2.119)$$

$$h_z = \overrightarrow{AB} \cdot \vec{e}_z = d\hat{w}(x_0) \quad (2.120)$$

L'obtention de l'expression de la déformée modale pour un point quelconque de la poutre 3D permet l'application du couplage avec le modèle de poutre analytique à des structures immergées de type poutre tridimensionnelle.

2.3 Couplage hydroélastique

2.3.1 Principe du couplage

Notre méthode de couplage s'appuie sur une description modale du comportement de la structure. On fait l'hypothèse que les déformations dynamiques de la structure immergée dans le fluide sont équivalentes à une somme de déformations suivant les modes propres. On fait même une hypothèse plus forte : on suppose que le comportement dynamique de la structure immergée est décomposable sur la base des modes propres secs. Cette hypothèse peut paraître surprenante, mais comme vu en section 1.2.2, elle est classique en hydroélasticité de la poutre navire, et elle a permis d'obtenir des résultats en bon accord avec les essais expérimentaux (Malenica *et al.*, 2003b; Paik *et al.*, 2009; Kim *et al.*, 2013).

La résolution des degrés de liberté élastiques est introduite dans un solveur fluide disposant déjà d'un module de résolution des 6 degrés de liberté rigides en ALE. Une approche de type "modes généralisés" permet de traiter les modes de déformation élastiques de la structure comme des degrés de liberté supplémentaires par rapport aux degrés de liberté rigides classiques. Au lieu de résoudre le modèle libre pour les 6 modes rigides, on résout le modèle libre pour les $N = 6 + N_{flex}$ degrés de liberté.

Le principe de la procédure de couplage est décrit en Figure 2.18. La résolution des modes propres de la structure par la méthode analytique décrite section 2.2.1 est réalisée avant le début de l'avance en temps du modèle fluide. On obtient ainsi les fréquences propres des modes secs, les déformées modales correspondantes, les masses et raideurs modales. A chaque pas de temps de la résolution du modèle fluide, on se réfère aux caractéristiques pré-calculées des modes de flexion pour écrire le principe fondamental de la dynamique pour les degrés de liberté élastiques. A l'issue de la résolution du principe fondamental de la dynamique, on obtient les amplitudes de chaque mode au pas de temps courant. L'addition des déformées de chaque mode modulées par leur amplitude permet d'obtenir la nouvelle position de la structure au pas de temps courant.

La question du couplage en espace est résolue de façon simple : la résolution analytique du comportement du domaine structure permet d'évaluer la solution structure en n'importe quel point du maillage de la carène dans le domaine fluide.

[... pas si simple que ça quand même avec le remaillage... mériterait d'être détaillé ...]

Le couplage en temps existant dans ICARE pour la résolution des modes rigides est conservé. Le schéma de prédiction-corrrection d'Adams-Bashforth existant est prolongé pour les modes flexibles.

Les points d'attention pour la mise en place du couplage sont les suivants :

- La projection des efforts extérieurs sur les modes élastiques pour l'obtention du forçage externe propre à chaque mode.
- La déformation de maillage pour des modes de déformations élastiques, qui comportent des variations locales.
- La résolution du modèle libre élastique.

2.3.2 Projection des efforts sur les modes élastiques

Pour chaque point Q du maillage, on définit une matrice de déformée modale $H_{mod}(Q)$ (2.121) de taille $3 \times N$. Prenant comme référence la forme de la structure au repos, cette matrice décrit le déplacement du point Q suivant les différents modes de déformation, par la donnée des 3 composantes du déplacement dans le repère cartésien du référentiel R0 [vérifier la compatibilité de la notation avec le chapitre de description d'ICARE].

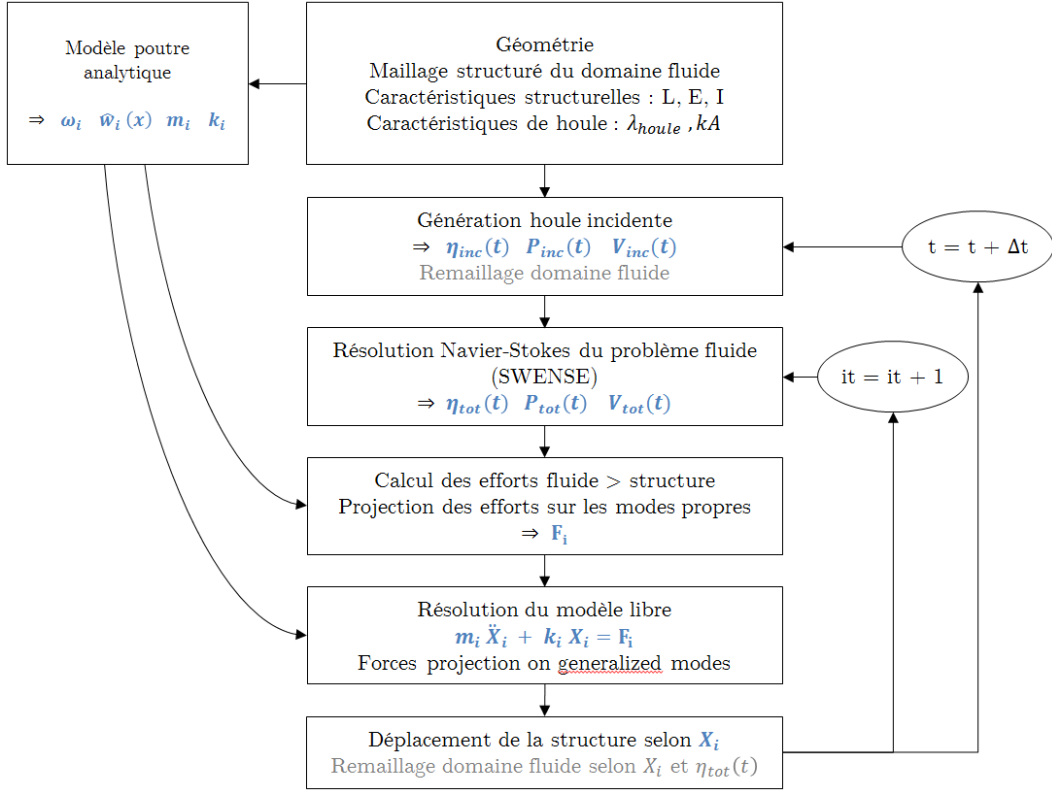


FIGURE 2.18 – Procédure de couplage

$$H_{mod}(Q) = \begin{bmatrix} \vec{h}_{xyz}^1(Q) \\ \vec{h}_{xyz}^2(Q) \\ \dots \\ \vec{h}_{xyz}^N(Q) \end{bmatrix} \quad (2.121)$$

Où N est le nombre total de modes rigides et élastiques et $\vec{h}_{xyz}^i(Q)$ (2.122) le déplacement du point du Q dans les trois directions cartésiennes suivant la déformée du mode i .

$$\vec{h}_{xyz}^i(Q) = (h_x^i(Q), h_y^i(Q), h_z^i(Q)) \quad (2.122)$$

En flexion verticale pure, on a : $h_y^i(Q) = 0$.

Dans le modèle de poutre idéale en flexion verticale, les points de la poutre ne sont soumis qu'à des déplacements verticaux. Ainsi pour les points situés sur l'axe neutre de notre structure tridimensionnelle, les composantes verticale et longitudinale du déplacement sont : $h_x^i(Q) = 0$ et $h_z^i(Q) = \hat{w}_i(x_Q)$ si on note x_Q l'abscisse du point Q .

Pour un point Q quelconque de la structure tridimensionnelle en flexion verticale, le déplacement lié à chaque mode comporte deux composantes non nulles (2.123). Les expressions des composantes sont obtenues géométriquement en s'appuyant sur l'hypothèse de perpendicularité des sections à la ligne neutre.

$$\begin{aligned} h_z^i(Q) &= \hat{w}_i(x_Q) \\ h_x^i(Q) &= -(z_Q - z_{beam}) \frac{\partial \hat{w}_i}{\partial x}(x_Q) \end{aligned} \quad (2.123)$$

Où $z_Q - z_{beam}$ est la distance à l'axe neutre.

[... suite comme dans HYEL ...]

2.3.3 Déformation du maillage suivant les modes élastiques

Les procédures de remaillage présente dans ICARE sont de deux natures :

- Le remaillage sous la surface libre
 - Le remaillage lié au déplacement de corps rigides dans le domaine
- [donner un peu plus de détails sur le principe de chacune d'entre elles]

La différence principale entre le remaillage suite à un déplacement du corps suivant un mode rigide et le déplacement du corps suivant un mode élastique concerne la dimension des données à prendre en compte pour effectuer localement la déformation. Dans le cas d'un déplacement suivant une translation, l'amplitude de la translation suivant le direction considérée suffit seule à décrire le déplacement de tous les points de la carène. Dans le cas d'un déplacement de type rotation autour du centre de gravité, à nouveau le déplacement angulaire seule associé à l'information de distance au centre de gravité, qui est une donnée purement géométrique, permet de déterminer le déplacement de chacun des points de la carène. Dans le cas d'un déplacement suivant un mode élastique, l'amplitude du mode considéré n'est pas suffisante pour déterminer le déplacement de chacun des points de la carène, il faut également accéder à l'information de déformée modale qui est contenue dans un tableau à 3 dimensions de taille $(n_i, n_k, 2)$, avec n_i le nombre de points suivant la direction curviligne i , n_k le nombre de points suivant la direction curviligne k et 2 pour le nombre de composantes cartésiennes non nulles dans le cas de la flexion verticale.

La mise en place des déformations de maillage suivant les modes élastiques a principalement consisté en l'adaptation des routines existantes pour la prise en compte des ces informations supplémentaires. Le principe des remaillages précédemment implémentés a été conservé. Le remaillage par déplacement solide, qui consiste à déplacer tout le maillage d'un bloc pour suivre les mouvements du corps, n'est pas compatibles avec des déformation élastiques et a été écartés.

- Décrire précisément le fonctionnement du remaillage à décroissance linéaire déjà existant, avec la distance curviligne etc + la distance à laquelle il est totalement amorti
- Introduire le remaillage ajouté, qui est plus régulier et concentre les déformation de maillage en proche carène
- Ajouter une figure 2 x 2 montrant la courbe de modulation du déplacement de la carène (linéaire ou cos) et montrer l'impact sur le maillage autour de la barge

2.3.4 Résolution du modèle libre pour les degrés de liberté élastiques

Comme dans le modèle libre rigide, la résolution du modèle libre élastique s'appuie sur une résolution du principe fondamental de la dynamique, adapté cette fois-ci à la prise en compte des propriétés mécaniques de la structure (2.124) .

$$M\ddot{X} + B_s\dot{X} + KX = F \quad (2.124)$$

Où :

- X est le vecteur de déplacement
- M est la matrice de masse
- B est la matrice d'amortissement structurel
- K est la matrice de raideur structurelle
- F représente est le vecteur des efforts externes appliqués

Hypothèses à justifier pour la simplification de ce modèle général :

- Amortissement structurel négligé
- Couplage entre les modes négligés (pas de termes extra diagonaux dans les matrices)
- La gravité n'influence que le mode de pilonnement. Pour les autres modes modes, les efforts externes ne sont constitués que des efforts hydrodynamiques.

En première approche, nous avons choisi de négliger l'amortissement structurel, qui nous semble d'importance moindre par rapport à l'amortissement hydrodynamique.

[“viscous damping ratio between 0.01 and 0.05 for metal in elastic range”

$$\zeta = \frac{B_s}{2\sqrt{KM}} \Leftrightarrow B_s = 2\zeta\sqrt{KM}$$

Pour le mode F2 :

- $m_2 = 42.9$ kg
- $k_2 = 1498$ kg/s²
- $\zeta \in [0.01 - 0.05]$
- $\Rightarrow B_s \in [5 - 25]$ kg/s ?

Le damping hydro est au maximum de l'ordre de 100 kg/s pour les modes élastiques de la barge (résultats HydroStar, donc pas si prédominant que ça ? (en pilonnement, c'est de l'ordre de 1000 et en tangage de l'ordre de 300). Un damping ratio de 0.05 est cependant assez élevé. 0.01 ou 0.02 sont plus réaliste a priori]

[...]

Suite à la prise en compte de ces hypothèses, on aboutit à une équation du mouvement simplifiée (2.125).

$$M\ddot{X} + KX = F \quad \Leftrightarrow \quad M\ddot{X} = F - KX \quad (2.125)$$

Où les matrices M et K sont diagonales. Les coefficients diagonaux sont issus de l'analyse modale. Le terme de raideur KX est mis dans le terme de droite et traité comme un pseudo effort, ce qui permet de se ramener à une résolution du même type que pour le modèle libre rigide où la seule inconnue de l'équation du mouvement est l'accélération.

On reprend le schéma de prédiction-correction d'Adams-Bashforth utilisé précédemment en rigide. Les équations des différents modes étant découplées, on peut raisonner sur un seul mode pour la présentation des équations. On note a_n l'accélération du mode, v_n sa vitesse, x_n son déplacement et f_n l'effort externe projeté sur le mode. L'indice n fait référence à l'itération courante en temps, l'indice $n - 1$ à l'itération précédente en temps, etc. L'indice k fait référence à l'itération non linéaire courante, l'indice $k - 1$ à l'itération non linéaire précédente.

Le schéma d'Adams-Bashforth consiste en une étape de prédiction (2.126) pour la première itération non linéaire.

$$(P) \quad m a_n = \left(\frac{3}{2} f_{n-1} - \frac{1}{2} f_{n-2} \right) - k \left(\frac{3}{2} x_{n-1} - \frac{1}{2} x_{n-2} \right) \quad (2.126)$$

Cette première étape est suivie d'étapes de correction lors des itérations non linéaires suivantes du même pas de temps.

$$(C) \quad m a_n = \left(\frac{1}{2} f_n + \frac{1}{2} f_{n-1} \right) - k \left(\frac{1}{2} x_{n,k-1} + \frac{1}{2} x_{n-1} \right) \quad (2.127)$$

Pour pallier les instabilités apparaissant de façon classique dans la résolution numérique des problèmes comportant des effets de masse ajoutée, on reprend la méthode de la masse ajoutée virtuelle mise en place par [Jacquin \(2007\)](#) pour le modèle libre rigide dans ICARE. Cette méthode consiste à ajouter à gauche et à droite de l'équation de résolution du mouvement un terme d'évaluation de la masse ajoutée noté $\tilde{m}_a \ddot{X}$. Ainsi les étapes de prédiction (2.126) et de correction (2.127) deviennent :

$$(P) \quad (m + \tilde{m}_a) a_n = \left(\frac{3}{2} f_{n-1} - \frac{1}{2} f_{n-2} \right) - k \left(\frac{3}{2} x_{n-1} - \frac{1}{2} x_{n-2} \right) + \tilde{m}_a \left(\frac{3}{2} a_{n-1} - \frac{1}{2} a_{n-2} \right) \quad (2.128)$$

$$\begin{aligned}
 \text{(C)} \quad (m + \tilde{m}_a) a_n &= \left(\frac{1}{2} f_n + \frac{1}{2} f_{n-1} \right) - k \left(\frac{1}{2} x_{n,k-1} + \frac{1}{2} x_{n-1} \right) \\
 &\quad + \tilde{m}_a \left(\frac{1}{2} a_{n,k-1} + \frac{1}{2} a_{n-1} \right)
 \end{aligned} \tag{2.129}$$

On notera que les termes introduits à droite et à gauche dans (2.129) ne sont pas strictement égaux puisque décalés d'une itération non linéaire. Cette façon de procéder est classique dans la littérature [ref d'un classique de masse ajoutée virtuelle un peu théorique]. La potentielle déstabilisation induite par l'introduction de cette erreur est largement contrebalancée par l'effet stabilisant de cet artifice de masse ajoutée virtuelle (Young *et al.*, 2012).

La prise en compte de la discrétisation de l'accélération à l'aide d'un schéma Euler premier ordre (2.130) permet de relier les accélérations aux vitesses discrètes et de faire les substitutions correspondantes dans (2.128) et (2.129).

$$a_n = \frac{v_n - v_{n-1}}{\Delta t} \Leftrightarrow v_n = v_{n-1} + a_n \Delta t \tag{2.130}$$

$$\frac{1}{2} a_n + \frac{1}{2} a_{n-1} = \left(\frac{1}{2} v_n - \frac{1}{2} v_{n-2} \right) / \Delta t \tag{2.131}$$

$$\frac{3}{2} a_{n-1} - \frac{1}{2} a_{n-2} = \left(\frac{3}{2} v_{n-1} - 2v_{n-2} + \frac{1}{2} v_{n-3} \right) / \Delta t \tag{2.132}$$

L'équation du mouvement sous forme discrète telle qu'elle est implémentée dans le modèle libre élastique introduit dans ICARE (2.133), (2.134).

$$\begin{aligned}
 \text{(P)} \quad v_n &= v_{n-1} + \frac{\Delta t}{m + \tilde{m}_a} \left(\frac{3}{2} f_{n-1} - \frac{1}{2} f_{n-2} \right) + \frac{k \Delta t}{m + \tilde{m}_a} \left(\frac{3}{2} x_{n-1} - \frac{1}{2} x_{n-2} \right) \\
 &\quad + \frac{\tilde{m}_a}{m + \tilde{m}_a} \left(\frac{3}{2} v_{n-1} - 2v_{n-2} + \frac{1}{2} v_{n-3} \right)
 \end{aligned} \tag{2.133}$$

$$\begin{aligned}
 \text{(C)} \quad v_n &= v_{n-1} + \frac{\Delta t}{m + \tilde{m}_a} \left(\frac{1}{2} f_n + \frac{1}{2} f_{n-1} \right) + \frac{k \Delta t}{m + \tilde{m}_a} \left(\frac{1}{2} x_{n,k-1} + \frac{1}{2} x_{n-1} \right) \\
 &\quad + \frac{\tilde{m}_a}{m + \tilde{m}_a} \left(\frac{1}{2} v_{n,k-1} - \frac{1}{2} v_n \right)
 \end{aligned} \tag{2.134}$$

Cette présentation du modèle élastique tel qu'il a été implémenté dans ICARE clôt la partie de description des modèles utilisés dans le cadre de la thèse. La partie suivante traite des tests de validation qui ont été mis en place.

Chapitre 3

Validation du couplage sur le cas test de la barge

Plan

3.1	Présentation du cas test de la barge	92
3.1.1	Géométrie et constantes physiques	92
3.1.2	Maillage du domaine fluide	92
3.1.3	Pré-analyse de structure de la barge	95
3.2	Diffraction sur houle	96
3.2.1	Réponse sur houle peu cambrée	96
	A. Convergence en maillage	96
	B. Efforts projetés sur les modes élastiques	102
3.2.2	Réponse sur houle non linéaire	110
3.3	Radiation sur mer plate	119
3.3.1	Mouvement forcé de faible amplitude	119
	A. Analyse qualitative du comportement de l'écoulement	119
	B. Analyse quantitative de l'écoulement par les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement	122
3.3.2	Mouvement forcé d'amplitude quelconque	128
	A. Analyse qualitative du comportement de l'écoulement	128
	B. Analyse quantitative de l'écoulement par les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement	135

3.1 Présentation du cas test de la barge

La barge des essais du Bassin de Génie Océanique de la Seyne sur mer (Remy et Molin, 2002) est un cas test classique en hydroélasticité. Elle présente plusieurs avantages : la géométrie est simple donc facilement reproductible ; les données expérimentales sont accessibles ; l'élasticité est importante et rend la réponse hydroélastique prépondérante. La souplesse de la barge n'est pas représentative d'un navire au réel. Elle est choisie pour obtenir des déplacements nets en réponse à une houle bassin. Le cas a été traité numériquement à plusieurs reprises, en approche potentielle (Malenica *et al.*, 2003a; Senjanović *et al.*, 2008a; Kim *et al.*, 2013) et en approche RANS (Kim *et al.*, 2014; Lakshmyraranana *et al.*, 2015a).

Du point de vue de notre approche, c'est un cas très intéressant car la carène dispose d'angles vifs, propres à générer des détachements tourbillonnaires, qui sont des phénomènes non linéaires. Les cas traités expérimentalement et numériquement en flexion verticale sur houle de face correspondent tout à fait au cadre de notre outil.

Ce cas présente tout de même une lacune : l'amortissement structural est mal connu car visiblement difficile à mesurer précisément expérimentalement. Dans notre approche, nous négligeons l'amortissement structural. Le cas test ne permet donc pas vraiment de conclure sur la légitimité de cette hypothèse.

3.1.1 Géométrie et constantes physiques

La géométrie de la barge utilisée lors des essais présentée Figure 3.1. La barge est constituée d'un assemblage de 12 pontons blocs rigides de 19cm de long et 60cm de large, espacés d'un intervalle de 1.5cm, reliés entre eux par une barre en acier présentant une certaine flexibilité. Les numéros identifient les points dont les mouvements ont pu être monitorés expérimentalement.

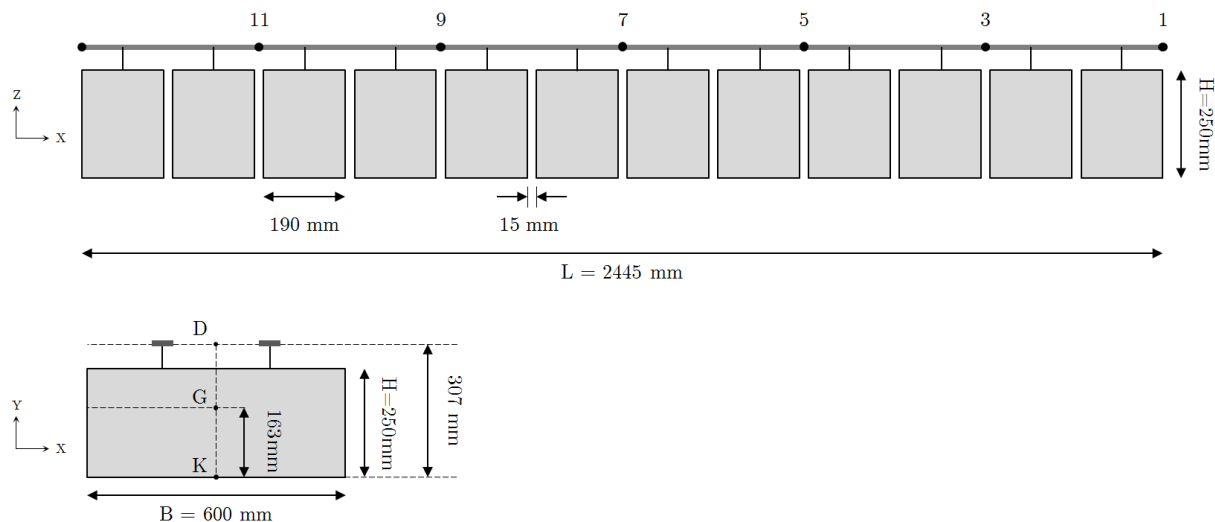


FIGURE 3.1 – Géométrie de la barge

Les dimensions principales de la barge sont présentées Tableau 3.1. Les valeurs prises pour les constantes physiques sont présentées Tableau 3.2.

3.1.2 Maillage du domaine fluide

La géométrie retenue pour la représentation du domaine fluide ne prend pas en compte les intervalles entre les pontons. La carène de la barge est représentée comme continue sur toute

L (m)	2.445	E (GPa)	210	KG (mm)	163
H (m)	0.25	I (m ⁴)	$8.33 * 10^{-10}$	KD (mm)	307
B (m)	0.6	M (kg)	171.77	DG (mm)	144

TABLE 3.1 – Caractéristiques géométriques et physiques de la barge

ρ_f (kg/m ³)	1025
ν_f (m ² /s)	$9.6 * 10^7$
g (m/s ²)	9.81

TABLE 3.2 – Constantes physiques du milieu fluide

sa longueur (Figure 3.2). A notre connaissance, c'est l'approche qui a été retenue lors de toutes les études numériques sur ce cas test.

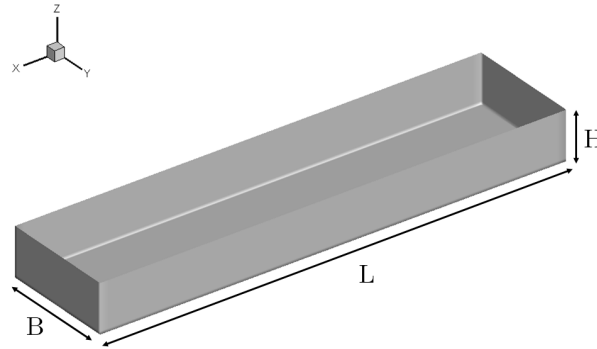


FIGURE 3.2 – Carène de la barge pour le maillage fluide

On tient compte de la symétrie de la barge et de l'écoulement pour des houles de face et des mouvements de flexion verticale. Une représentation en demi O est adoptée, avec le plan XZ comme plan de symétrie. Le domaine fluide est maillé dans un rayon de 8.5 fois la longueur de barge. La carène est centrée. Le maillage obtenu pour 200 000 points est présenté Figure 3.3. Il est généré sous ICEM.

Les caractéristiques précises du maillage sont présentées dans le Tableau 3.3 en se référant à l'orientation du maillage présentée Figure 2.3 Section 2.1.1. La répartition des mailles est organisée de façon à concentrer les mailles en proche carène et à distendre le maillage au loin. L'épaisseur de première maille sur la carène est de $2.445 \cdot 10^{-4}$ m, l'épaisseur de dernière maille est de 1.96 m, soit 80% de la longueur de la barge. La progression entre ces deux extrêmes est hyperbolique, avec une progression géométrique de raison 1.17 en proche carène. Le ratio épaisseur sur longueur est de l'ordre de 1/20 en proche carène. Pour les autres directions principales du maillage, la répartition est uniforme, avec des adaptations pour que les transitions soient progressives.

La représentation détaillée de l'écoulement dans les interstices entre les pontons apporterait certainement un éclairage intéressant sur les phénomènes d'amortissement fluide, mais demanderait un effort conséquent en terme de raffinement de maillage. Pour avoir 10 mailles dans chaque interstice - ce qui paraît un strict minimum pour envisager une représentation correcte de l'écoulement local - il faudrait une taille de maille de l'ordre de 1.5 mm, soit 1630 mailles la longueur de la barge, 200 sur la demi-largeur et environ 200 sur la hauteur

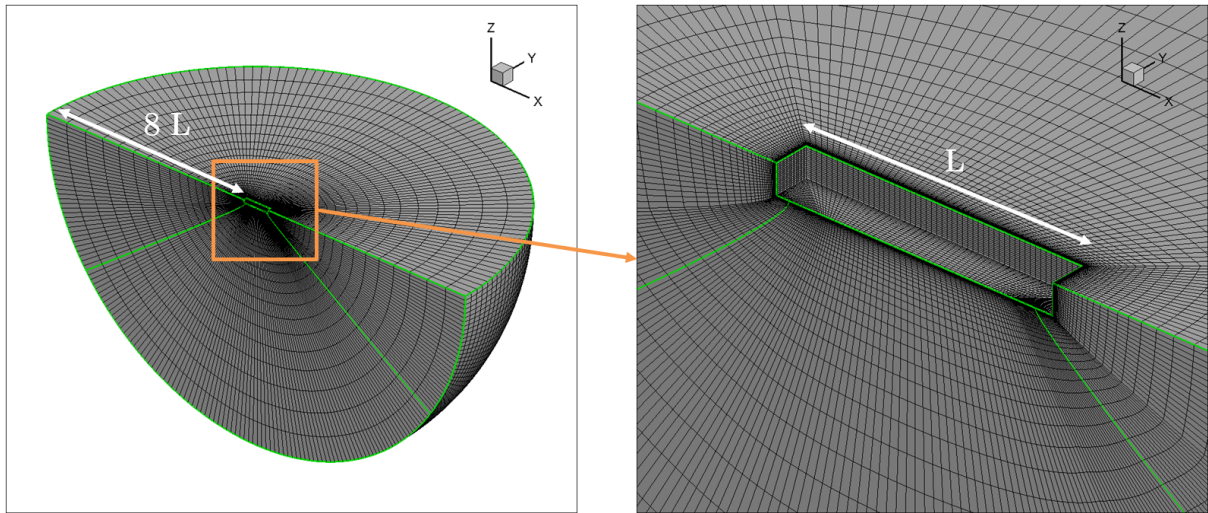


FIGURE 3.3 – Maillage du domaine fluide autour de la barge

DIRECTION	NB MAILLES	REPARTITION	TAILLE MIN	TAILLE MAX	RATIO
I j=1 ; k=1	98	uniforme	0.019	0.019	1
I j=1 ; k=kmax	98	hyperbolique	0.005	0.020	1.10
I j=jmax	98	uniforme	0.28	0.28	1
J	64	hyperbolique	10^{-4}	0.8	1.17
K j=1	35	hyperbolique	0.005	0.016	1.15
K j=jmax	35	uniforme	0.27	0.27	1

TABLE 3.3 – Caractéristiques du maillage à 200 000 points - Distances adimensionnées par la longueur L

immergée. Avec un facteur d'étirement de 1.2 vers la surface extérieure, cela correspondrait à un maillage en demi O à environ 54 millions de points.

3.1.3 Pré-analyse de structure de la barge

L'application du modèle analytique de poutre présenté Section 2.2 pour le cas de la barge fournit les résultats suivants pour les modes secs :

- Fréquences propres (Tableau 3.4)
- Déformées modales de la structure tridimensionnelle (Figure 3.4)
- Masses et raideurs modales (Tableau 3.4)

Les fréquences propres sont calculées à partir de l'expression 2.85 et à partir des racines présentées Tableau 2.1.

i	ω_i (rad/s)	k_i (kg.s ⁻²)	m_i (kg)
0	0.000	0.000	171.770
1	0.000	0.000	57.257
2	5.907	1.498E+03	42.943
3	16.282	1.138E+04	42.942
4	31.920	4.375E+04	42.943
5	52.766	1.196E+05	42.942
6	78.823	2.668E+05	42.942
7	110.091	5.205E+05	42.942
8	146.571	9.225E+05	42.942

TABLE 3.4 – Fréquences propres, masses et raideurs des modes secs de la barge en flexion verticale

Les résultats en fréquence propre, masse et raideur modale sont en accord avec ceux présentes par [Senjanović *et al.* \(2008a\)](#).

La numérotation des modes correspond au nombre de noeuds du mode. Ainsi, pour le mode de pilonnement, il n'y a pas de point fixe, c'est le mode $i = 0$. Pour le tangage, il y a un point fixe, c'est le mode $i = 1$. Pour le premier mode élastique de flexion, il y a deux points fixes, c'est le mode $i = 2$, etc. Cette numérotation est adoptée pour toute la suite du manuscrit.

Même s'il s'agit d'une analyse sur les modes secs, il est intéressant de mettre en regard les fréquences propres de la structure avec les fréquences attendues en excitation du système. Lors des essais BGO-First, les fréquences de houle sont comprises entre $\omega = 2$ rad/s et $\omega = 12$ rad/s, ce qui correspond à des longueurs comprises entre $6L$ et $0.17L$, où L est la longueur de barge. Ces longueurs d'onde sont compatibles avec l'extension de notre domaine fluide de rayon $8L$ et notre raffinement de maillage, qui permettra d'avoir au minimum 20 mailles par longueur d'onde en proche carène. Nous conservons cette plage de fréquences d'excitation pour notre étude numérique. On s'attend à solliciter dynamiquement le mode $i = 2$ en élastique car $\omega_2 = 5.9$ rad/s.

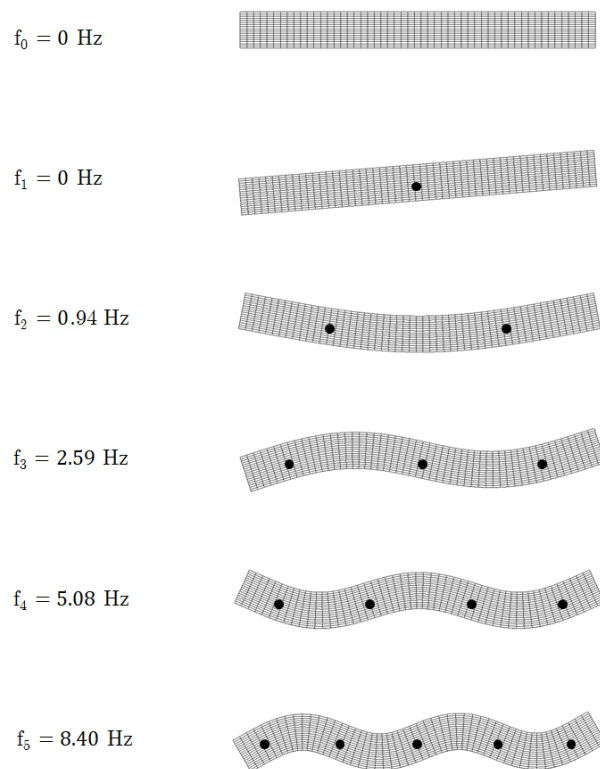


FIGURE 3.4 – Déformées de la barge suivant les premiers modes de flexion verticale

3.2 Diffraction sur houle

3.2.1 Réponse sur houle peu cambrée

Suite à l'inclusion dans ICARE du calcul des efforts projetés, présenté Section 2.3.2, nous avons choisi un cas test de diffraction pour valider ce développement (Figure 3.5). Le cas test consiste à soumettre une structure fixe à un champ de houle incident et à analyser les sorties. La structure retenue est la barge présentée Section 3.1.3. Les efforts sont projetés sur les modes propres secs de la structure, même si celle-ci ne se déforme pas. On ne s'intéresse qu'à l'excitation des modes élastiques, pas à leur réponse. Les résultats ICARE sont comparés à des résultats obtenus avec un outil potentiel éprouvé. Le but de cette première étape de validation est de vérifier la bonne implémentation de la projection des efforts sur les modes élastiques.



FIGURE 3.5 – Principe du test de diffraction

A. Convergence en maillage

La convergence en maillage est réalisée sur le cas de diffraction pour une houle incidente de pulsation $\omega = 4$ rad/s et une cambrure $kA = 3\%$. Les variables retenues pour l'étude de convergence sont les efforts horizontaux F_x exercés par le fluide sur la barge, les efforts verticaux F_z exercés par le fluide sur la barge et le moment de tangage M_y exercé par le fluide sur la barge. On s'intéresse également à l'évolution de la description du champ de vague diffracté suivant le raffinement du maillage.

Les 6 maillages testés contiennent entre 50 000 points et 800 000 points. Les résultats obtenus

sur les efforts après analyse harmonique sont présentés Tableau 3.5. La Figure 3.6 permet de visualiser la convergence.

Mesh	Δ harmo1 Fx	Δ harmo1 My	Δ harmo1 Fz	Temps de calcul
50 000 pts	0.26%	-0.68%	3.15%	XX
100 000 pts	0.32%	-0.24%	2.37%	XX
156 000 pts	-0.15%	-0.45%	-0.91%	XX
200 000 pts	-0.02%	-0.11%	-0.99%	1
400 000 pts	0.05%	0.02%	-0.57%	XX
800 000 pts	reference	reference	reference	XX

TABLE 3.5 – Résultats de convergence en maillage sur les harmoniques 1 des efforts Fx, My et Fz pour un cas de diffraction à $\omega = 4$ rad/s et $kA = 3\%$

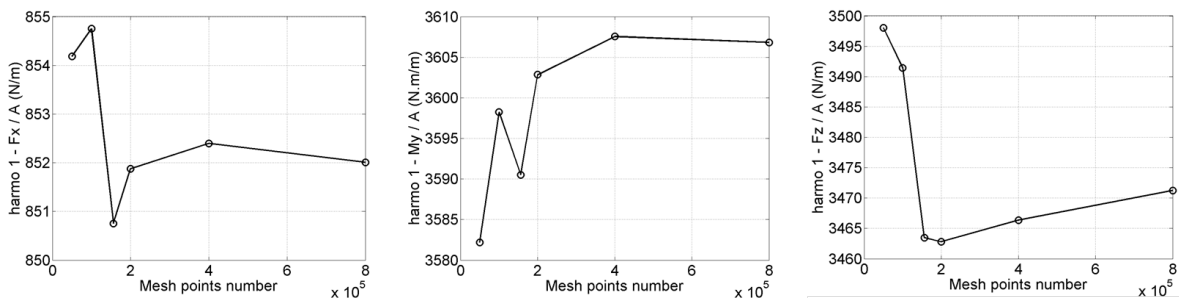


FIGURE 3.6 – Courbes de convergence des composantes de l’effort de diffraction sur la barge pour $\omega = 4$ rad/s et $kA = 3\%$

Dans l’optique du couplage fluide-structure, l’obtention d’une bonne précision pour l’effort exercé par le fluide sur la structure est notre principal objectif. Le maillage à 800 000 points sert de référence pour les comparaisons des autres maillages. L’effort le plus discriminant du point de vue de la convergence est l’effort vertical Fz , pour lequel les écarts à la référence sont les plus importants. On observe que dès 156 000 points, les écarts sur les efforts sont inférieurs à 1%. Le maillage à 200 000 points permet d’améliorer assez nettement la qualité des résultats en efforts horizontal et en moment de tangage, au prix d’un effort de calcul modéré par rapport au maillage à 156 000 points. Le maillage à 400 000 points permet d’améliorer encore la qualité de la donnée d’effort vertical, mais au prix d’un doublement de l’effort de calcul. Au terme de cette analyse de convergence, le maillage à 200 000 points est retenu pour la suite des calculs.

Les temps de calcul sont fournis en relatif par rapport au maillage à 200 000 points plutôt qu’en absolu car la donnée absolue évolue rapidement avec l’amélioration des moyens de calcul. Même sur un seul coeur, la vitesse de calcul s’est bien améliorée au cours de la thèse à l’occasion du changement de ordinateur. A titre indicatif, on peut signaler que le temps de calcul pour 10 périodes de houle avec le maillage à 200 000 points est d’environ 12h CPU sur une machine performante en 2017 (ordinateur Liger hébergé sur le site de l’Ecole Centrale de Nantes).

La comparaison des élévations de surface libre du champ diffracté dans un rayon de quelques longueurs d’onde (Figure 3.7) met en lumière le rôle central de la diffusion numérique dans l’amortissement du champ diffracté au loin. Le maillage à 800 000 points, et dans une certaine mesure le maillage à 400 000 points, font apparaître 2 longueurs d’onde de vague. Les maillages à 50 000, 100 000 et 200 000 points présentent un champ de vague diffracté dont la portée se réduit au fur et à mesure de la perte en précision du maillage.

La comparaison des différentes composantes de l’élévation de surface libre dans une coupe suivant le plan de symétrie XZ de la barge fait apparaître les caractéristiques de la méthode

SWENSE. Quel que soit le raffinement de maillage, l'élévation de surface libre du champ incident se superpose toujours à l'élévation de surface libre du champ incident obtenu pour le maillage le plus raffiné (Figure 3.8). Ceci est lié à la méthode de génération de houle dans le domaine : il ne s'agit pas d'une propagation à partir d'un bord du domaine, mais d'un forçage en chaque point du domaine, qui assure de ne pas avoir de diffusion numérique.

Les écarts sont apparents pour l'élévation de surface libre du champ perturbé présentée en Figure 3.9, avec une légère surestimation de la hauteur de la première crête dans l'ombre de la barge pour les maillages les moins raffinés. On retrouve les observations faites Figure 3.7 au sujet de la baisse de précision sur les creux et les crêtes suivantes.

L'observation des élévations de surface libre pour le champ total (Figure 3.10) permet moins de distinguer les différences car l'amplitude du champ diffracté est de l'ordre de 0.2 fois celle du champ incident. On retient que l'élévation de surface libre liée au champ perturbé est le critère le plus exigeant pour analyser la qualité de la résolution de l'écoulement avec notre outil.

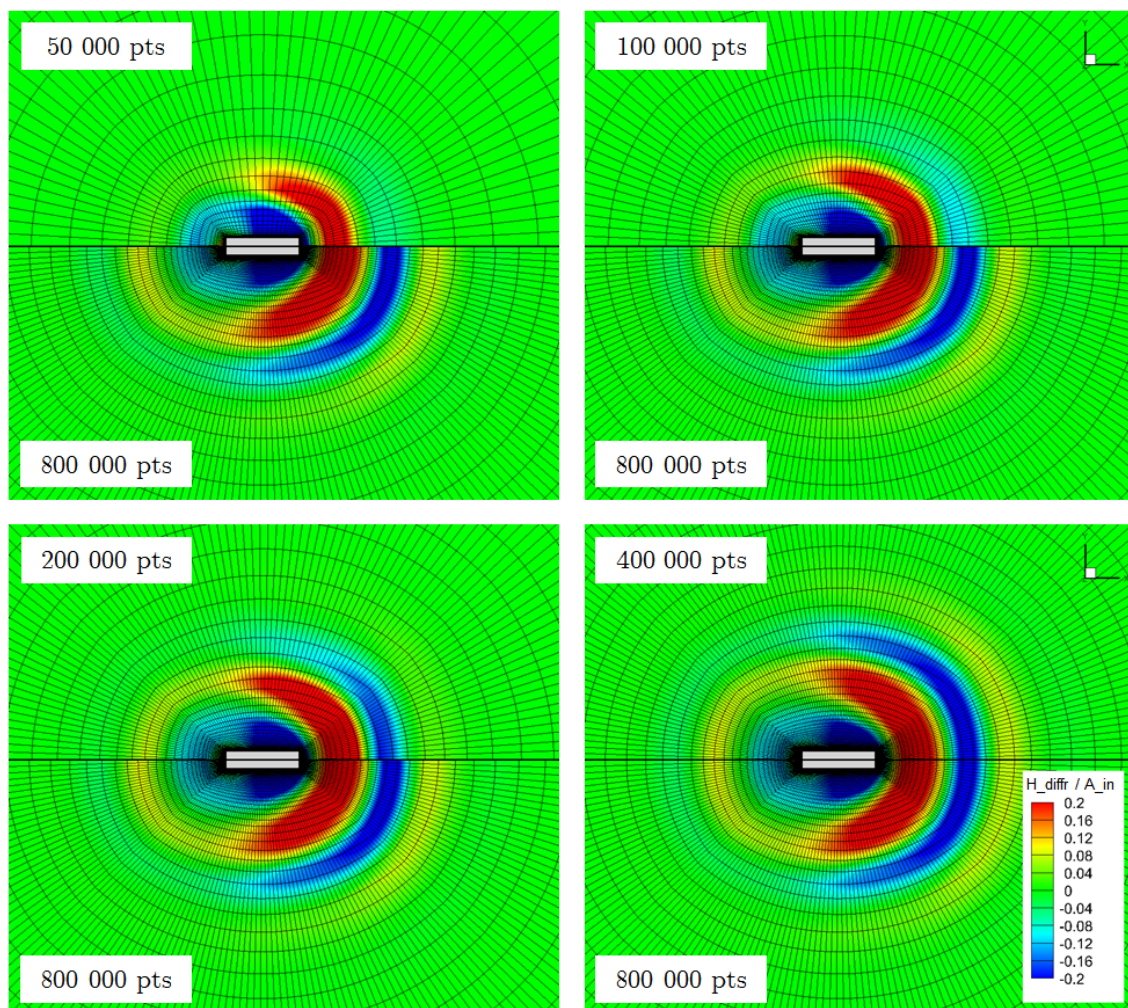


FIGURE 3.7 – Comparaison des champs de vagues diffractés suivant le raffinement du maillage

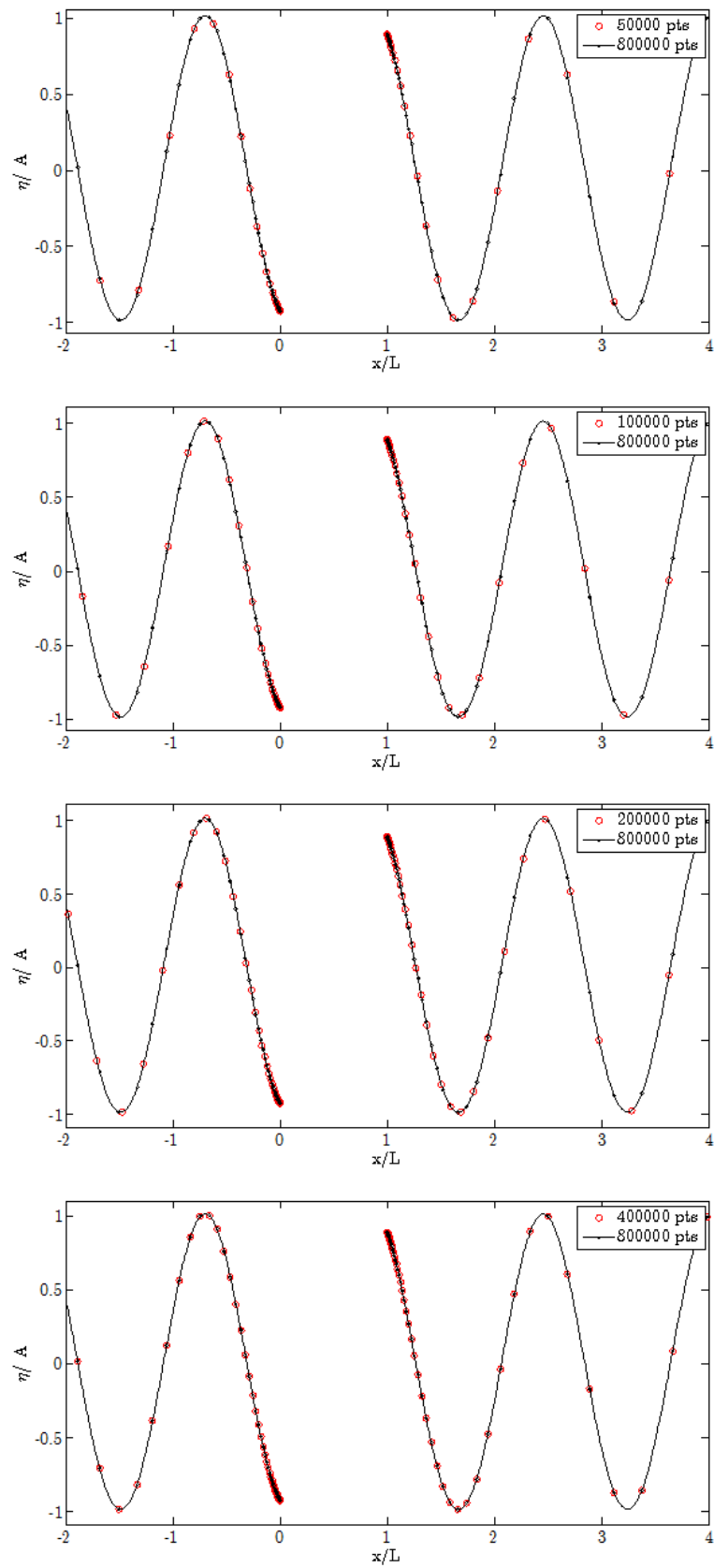


FIGURE 3.8 – Comparaison des élévations de surface libre incidente - Coupe XZ

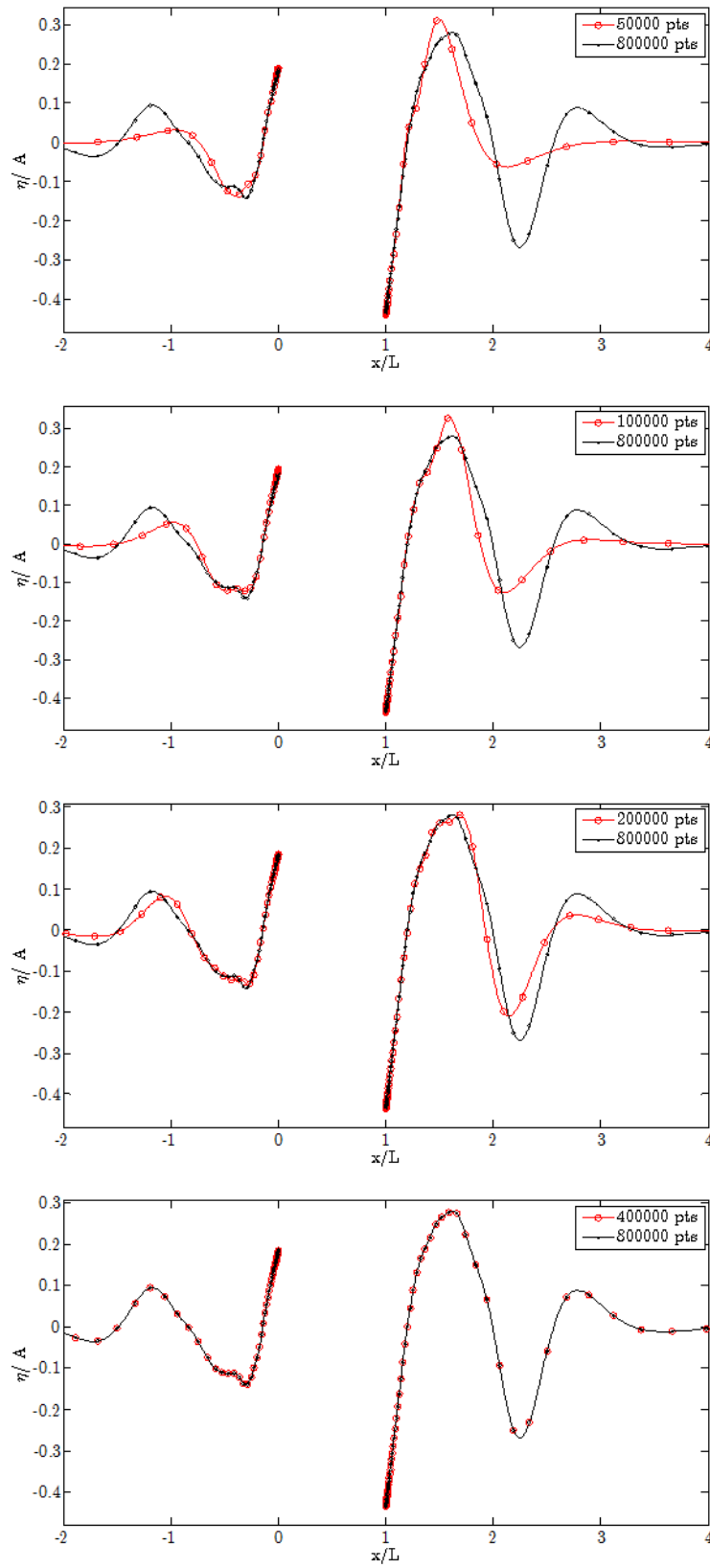


FIGURE 3.9 – Comparaison des élévations de surface libre diffractée - Coupe XZ

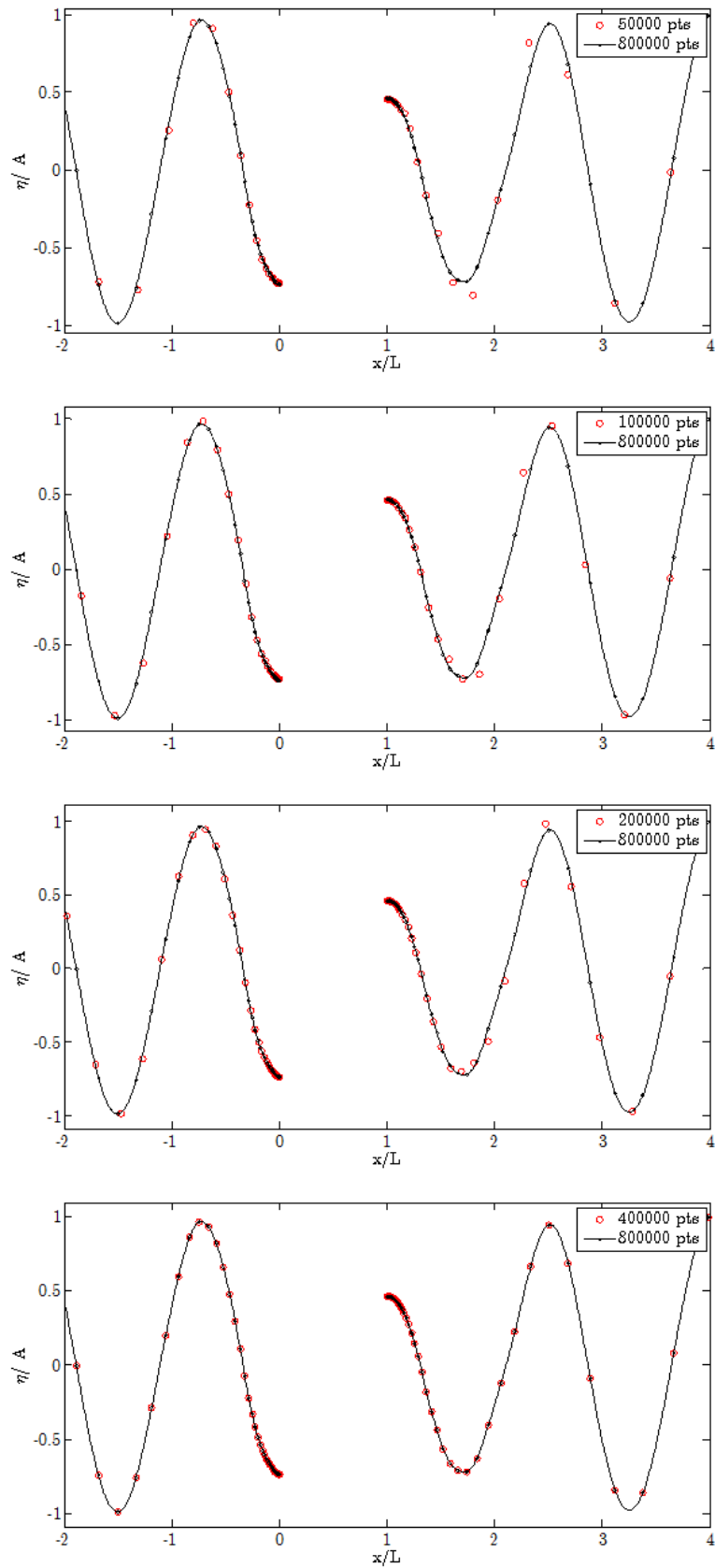


FIGURE 3.10 – Comparaison des élévations de surface libre totale - Coupe XZ

B. Efforts projetés sur les modes élastiques

Comportement de la barge en diffraction L'interaction de la barge fixe et rigide avec le champ de houle incident donne naissance à un champ diffracté qui prend la forme illustrée Figure 3.11 et Figure 3.12 sur une période de houle incidente, ici sur l'exemple d'un champ incident de pulsation $\omega = 4$ rad/s et de cambrure $kA = 3\%$. Comme observé lors de l'étude de convergence en maillage section précédente, l'amplitude du champ diffracté est de l'ordre de 20% de l'amplitude du champ incident. La longueur d'onde du champ diffracté en proche carène est inférieure à la longueur d'onde du champ incident, avec un rapport entre les deux grandeurs de l'ordre de 0.78.

[mettre les 8 figures sur une même page et identifier les instants plus clairement par rapport à la Figure 3.14 + vérifier si on est en dim ou adim]

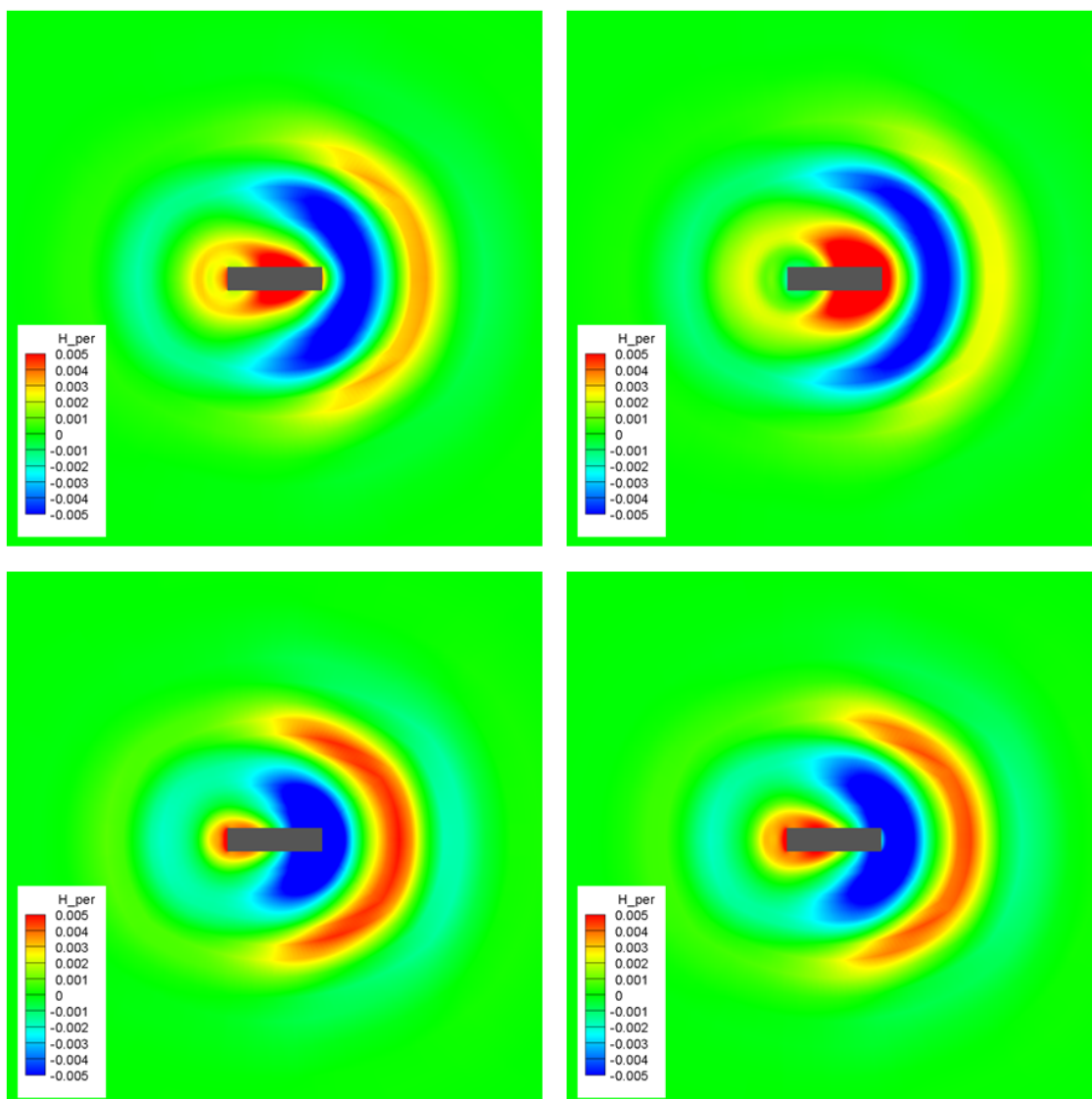


FIGURE 3.11 – Barge rigide en diffraction - Elévation de surface libre (1/2)

Les efforts exercés par le fluide sur la carène sont évalués par intégration des efforts élémentaires sur les facettes de la carène suivant la méthode présentée Section 2.1.2. Les résultats obtenus en effort vertical F_z et horizontal F_x sont présentés Figure 3.13. A l'issue de la rampe de houle permettant l'établissement progressif de la houle incidente entre les temps $t = 0$ s et $t = 10$ s, un régime permanent se met en place, avec une bonne stabilité sur l'ensemble

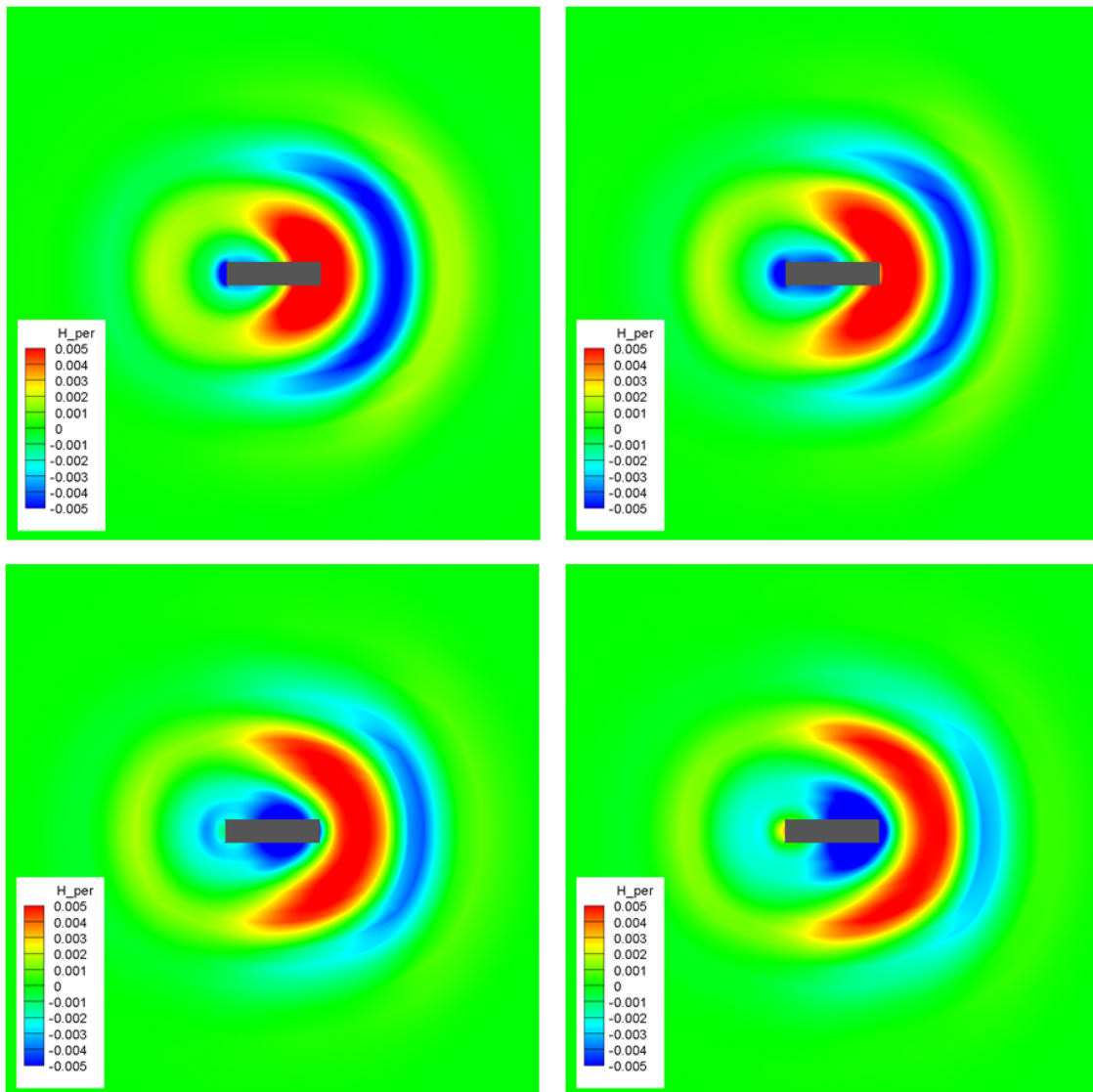


FIGURE 3.12 – Barge rigide en diffraction - Elévation de surface libre (2/2)

de la simulation, qui représente une quinzaine de période de houle. En régime permanent (Figure 3.14), l'amplitude de l'effort vertical F_z est de l'ordre de 60 N, tandis que l'amplitude de l'effort horizontal F_x est de l'ordre de 15 N. La composante principale des oscillations d'effort est donc suivant la direction verticale. Le moment de tangage My est en phase avec l'effort horizontal F_x , tandis que l'effort vertical F_z est en quadrature de phase avec l'effort horizontal F_x .

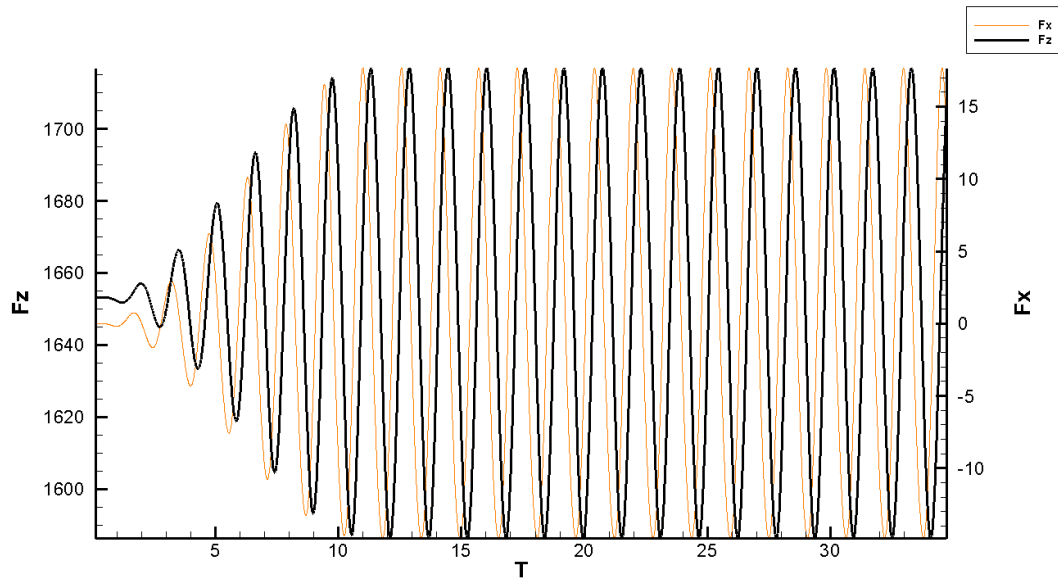


FIGURE 3.13 – Barge rigide en diffraction - Allure des efforts F_z et F_x - $\omega = 4 \text{ rad/s}$ $kA = 3\%$

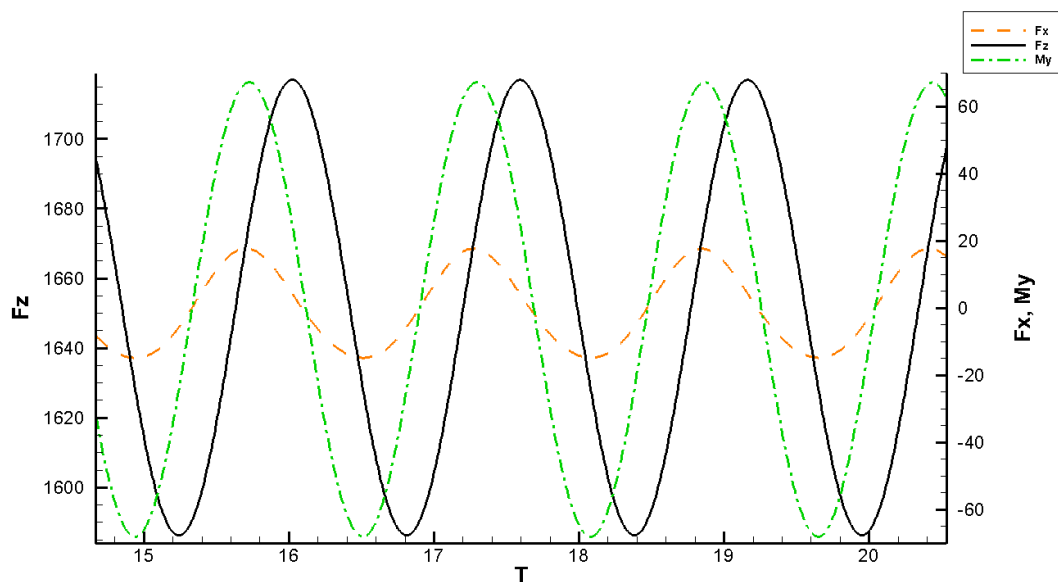


FIGURE 3.14 – Barge rigide en diffraction - Séries temporelles F_x , F_z , My

Analyse des efforts projetés On rappelle ici au lecteur la convention de numérotation des modes qui a été la nôtre depuis le début de ce manuscrit (Figure 3.4) : le numéro du mode donne le nombre de nœuds du mode.

- Le mode 0 est le mode de pilonnement
- Le mode 1 est le mode de tangage

- Le mode 2 est le premier mode de flexion verticale, qui comporte 2 nœuds
- Le mode 3 est le second mode de flexion verticale, qui comporte 3 nœuds
- Etc

A noter que l'ordonnement par nombre de nœuds correspond aussi à l'ordonnement par fréquences propres croissantes (voir Tableau 3.4).

Les efforts projetés sur les modes élastiques sont obtenus comme présenté Section 2.3.2 : par produit scalaire de l'effort local par la déformée modale. Ils sont exprimés en (N.m) puisqu'il s'agit de la multiplication d'un effort par une longueur. Les efforts obtenus dans ICARE suite à l'implémentation du modèle de poutre analytique sont présentés Figure 3.15 et Figure 3.16, toujours pour la simulation à $\omega = 8 \text{ rad/s}$ et $kA = 3\%$.

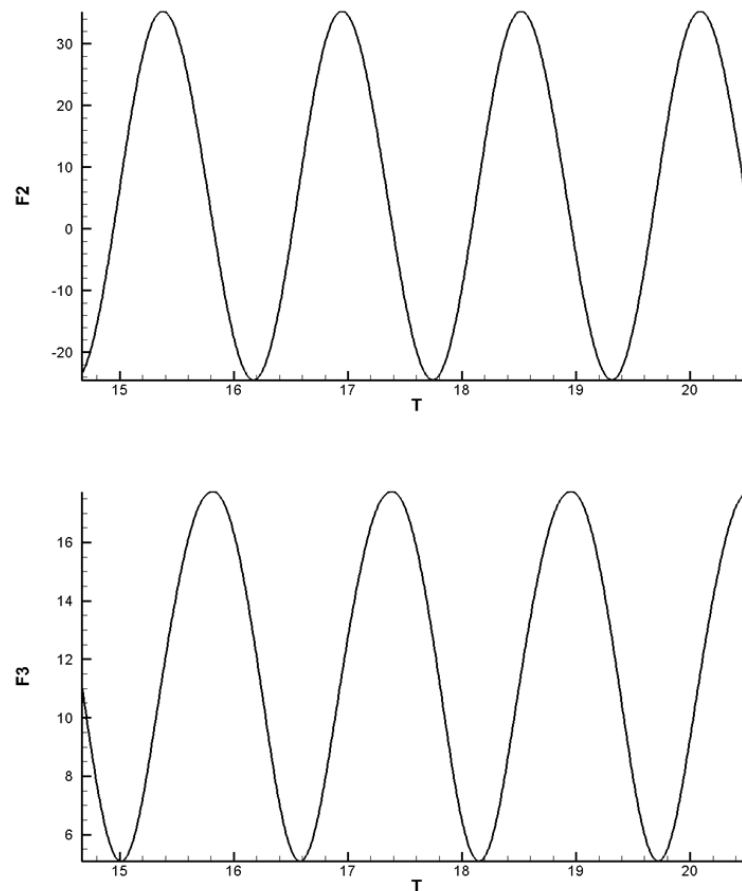


FIGURE 3.15 – Barge rigide en diffraction - Efforts projetés sur les modes 2 et 3 - $\omega = 4 \text{ rad/s}$ $kA = 3\%$

Les efforts projetés sont des efforts d'excitation qui ne dépendent que des champs de vitesse et de pression incidents, de la géométrie de la surface mouillée sur la carène et de la déformée modale du mode concerné. Ces efforts peuvent être interprétés comme une quantification de la propension de l'écoulement à déformer la structure suivant chaque mode. Ainsi l'effort projeté sur le mode 2, noté F2, donne la capacité de l'écoulement à déformer la structure suivant le premier mode de flexion verticale.

La première observation concerne l'amplitude des efforts projetés : elle est de l'ordre de 30 N.m pour le mode 2, de 6 N.m pour le mode 3 (Figure 3.15), puis de 2 N.m pour le mode 4 et 1.25 N.m pour le mode 5 (Figure 3.16). Ce ceci signifie que l'écoulement de houle incidente à $\omega = 4 \text{ rad/s}$ va solliciter davantage les premiers modes de flexion verticale. Cette houle incidente a une longueur d'onde qui correspond à $1.5 L$, avec L la longueur de la barge. Il est

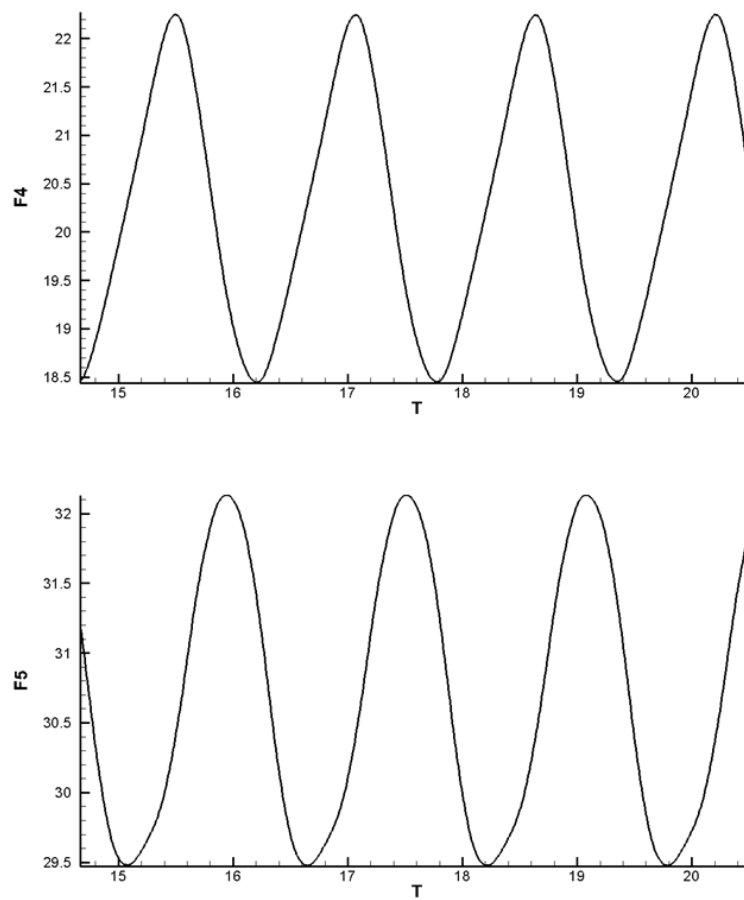


FIGURE 3.16 – Barge rigide en diffraction - Efforts projetés sur les modes 2 et 3 - $\omega = 4 \text{ rad/s}$ $kA = 3\%$

cohérent que les premiers modes de déformation soient les plus sollicités car leur déformée est plus susceptible d'épouser la déformée de surface libre.

La seconde observation concerne la forme des oscillations. Les oscillations des efforts principaux F_x et F_z présentent un aspect sinusoïdal (Figures 3.13 et 3.14), l'effort F_2 projeté sur le premier mode de flexion également (Figure 3.15). Les efforts F_4 et F_5 présentent un profil légèrement différent en raison de la modulation de l'excitation liée à la houle incidente par des déformées modales de plus faible longueur d'onde.

On se propose de poursuivre cette analyse de façon plus systématique à l'aide d'une analyse harmonique par fenêtre glissante, opérée sur les résultats de simulations de diffraction avec des houles incidentes de longueurs d'onde comprises entre 0.1 et 6 longueurs de barge. Cette plage de longueurs d'onde correspond à des pulsations ω comprises entre 2 rad/s et 12 rad/s. Cette plage de houle incidente est classique pour le cas de la barge, que ce soit pour les essais expérimentaux ou les essais numériques. Elle permet de couvrir le cas des grandes longueurs, des faibles longueurs d'onde et de la résonance des modes rigides autour de $\lambda/L = 1$. Le premier mode de flexion verticale a une fréquence propre de 5.9 rad/s. L'impact d'une excitation à même fréquence pourra donc également être évaluée pour ce mode.

Le but de cette analyse est de valider l'implémentation réalisée dans ICARE pour la projection des efforts sur les modes propres secs obtenus avec le modèle de poutre analytique en flexion verticale.

Comparaison aux résultats HydroStar Pour la validation de l'implémentation de la projection des efforts sur les modes élastiques, il n'est pas possible de se comparer à des essais expérimentaux. Lors d'un essai de diffraction sur la barge fixe et rigide, il faudrait disposer d'un moyen de mesurer et cartographier les efforts locaux sur l'ensemble de la carène, ce qui paraît difficilement réalisable. On s'appuie donc sur une comparaison avec les résultats d'un modèle numérique éprouvé en hydroélasticité : le code HydroStar. (Malenica *et al.*, 2003b; Senjanović *et al.*, 2008b)

Le code HydroStar est un outil développé historiquement développé au LMF (ECN) puis par le Bureau Veritas pour la simulation de la tenue à la mer de structures immergées, avec une formulation en fluide potentiel. Dans le cadre de la collaboration entre le Bureau Veritas, HydrOcéan et le LHEEA, Bureau Veritas a mis à disposition les résultats qu'il a obtenu sous HydroStar sur le cas de la barge, en employant exactement le même modèle de structure que celui implémenté dans ICARE pour la définition des déformées modales.

Pour les simulations réalisées sous ICARE, on se place dans le cadre des hypothèses de validité d'HydroStar : les faibles amplitudes de vague. La cambrure retenue pour la houle incidente dans ICARE est $kA = 3\%$, ce qui équivaut à un rapport H/λ de l'ordre de 1%.

Les résultats obtenus sous ICARE pour les fréquences comprises entre 3 rad/s et 12 rad/s présentent une bonne stabilité en régime permanent, avec des courbes d'effort ayant l'aspect présenté Figures 3.13, 3.15 et 3.16 pour le cas $\omega = 4$ rad/s. Les Figures 3.17 et 3.18 représentent les harmoniques 1 des signaux d'effort obtenus sous ICARE en fonction du paramètre λ/L . Ces résultats sont mis en parallèle des amplitudes d'effort d'excitation obtenus sous HydroStar pour chacun des modes.

L'accord avec les résultats HydroStar est globalement très satisfaisant. Les efforts horizontal F_x et vertical F_z , ainsi que le moment de tangage M_y obtenus sous ICARE présentent une bonne correspondance avec les résultats HydroStar (Figure 3.17). Le choix de la cambrure à $kA = 3\%$ paraît donc pertinent pour la comparaison à HydroStar. Ceci est confirmé par l'observation des champs de vitesse, de pression et de vorticités, qui ne font pas apparaître de non linéarité marquée.

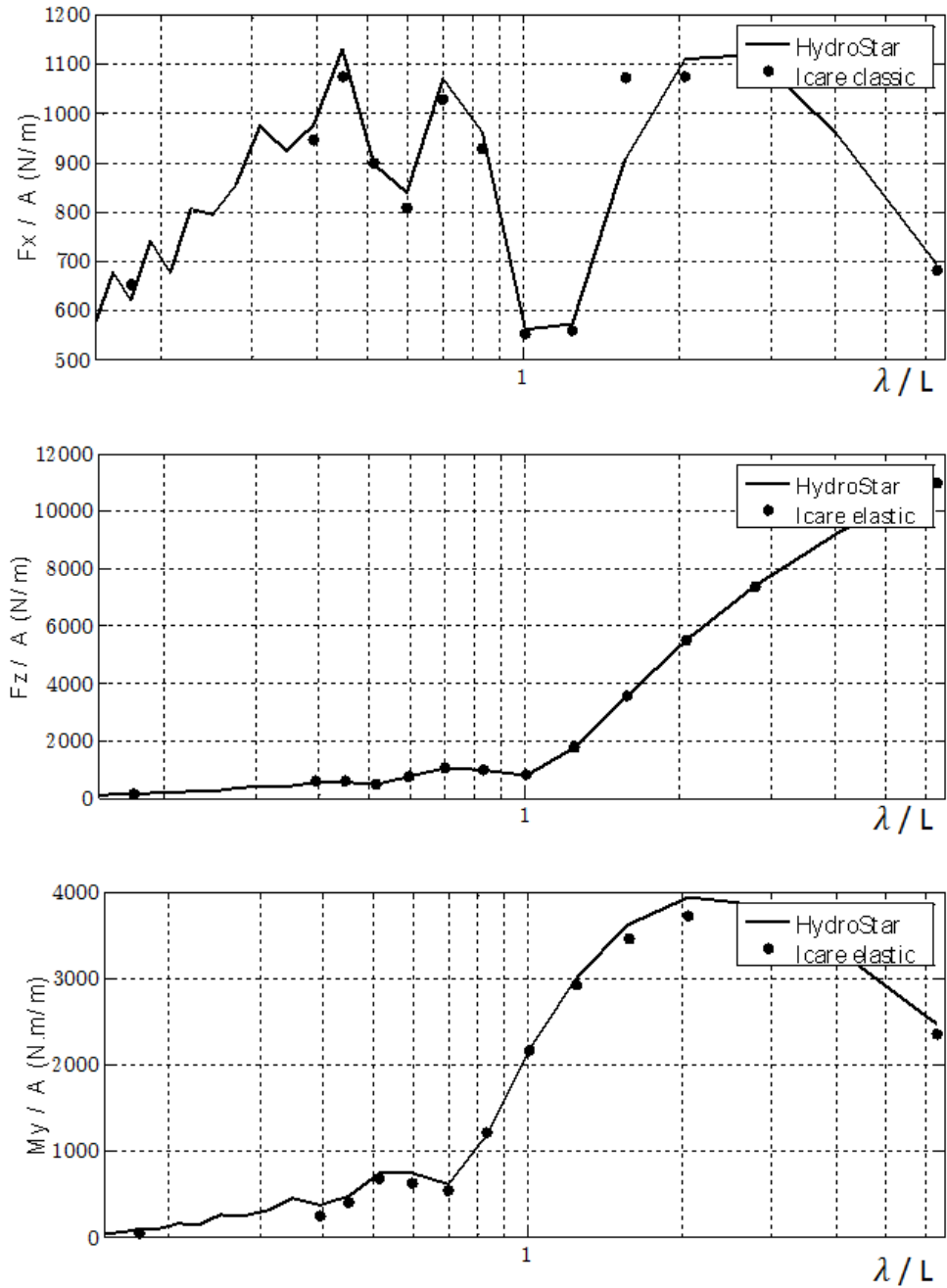


FIGURE 3.17 – Barge rigide en diffraction - Harmonique 1 des efforts projetés sur les modes rigides - Comparaison aux résultats HydroStar de Bureau Veritas [résolution à améliorer, graduation en x à enrichir, légende à corriger en HydrStar / ICARE]

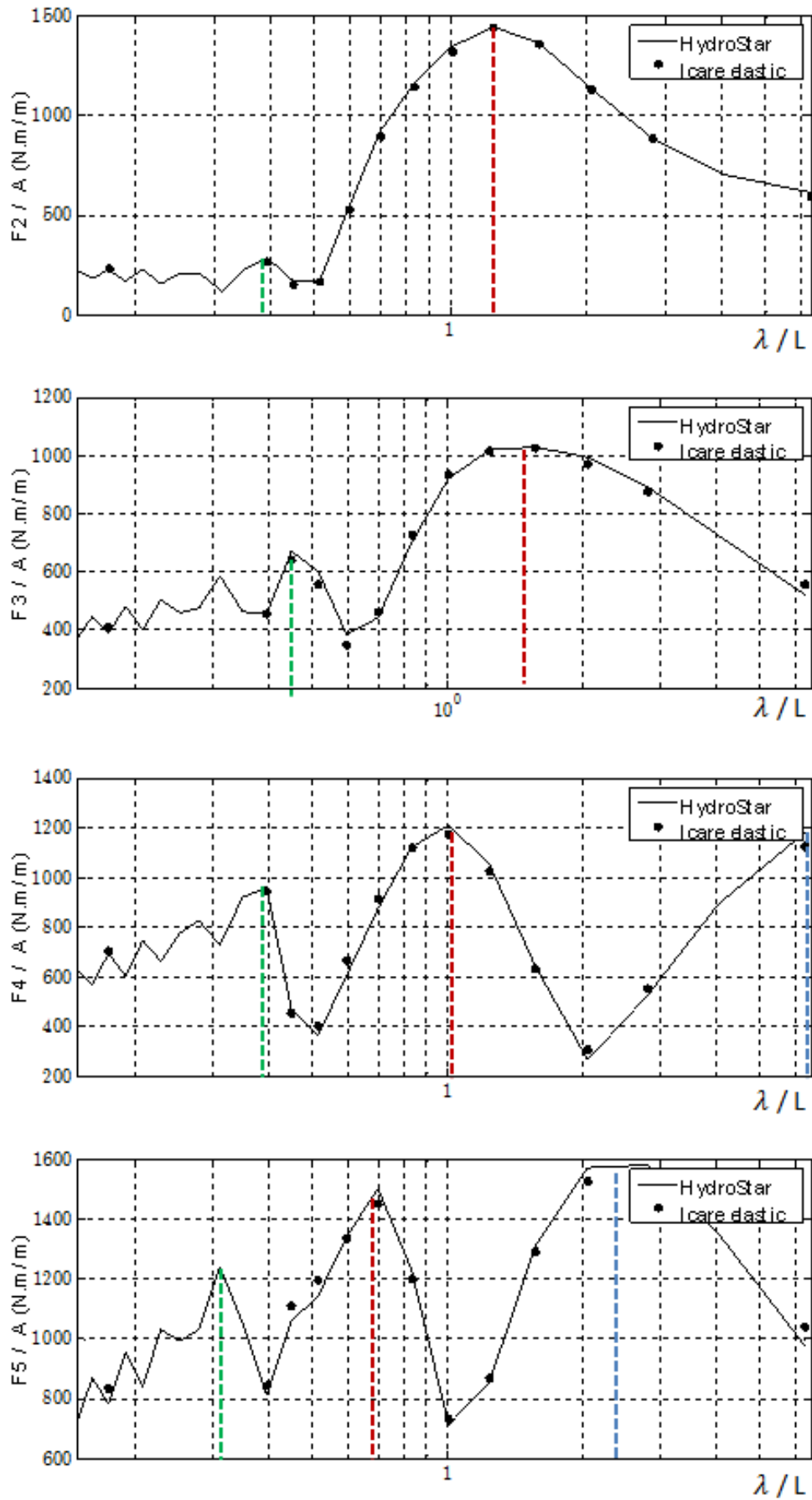


FIGURE 3.18 – Barge rigide en diffraction - Harmonique 1 des efforts projetés sur les modes élastiques - Comparaison aux résultats HydroStar de Bureau Veritas [résolution à améliorer, graduation en x à enrichir, légende à mettre en bas]

Les résultats obtenus sous ICARE pour les modes de flexion sont eux aussi en bon accord avec les résultats HydroStar (Figure 3.18), ce qui valide l'implémentation de la projection des efforts. On pourrait s'interroger sur le fait que les écarts aux résultats HydroStar soient légèrement plus importants pour les modes élastiques que pour les modes rigides. La donnée de base provenant de la simulation numérique du domaine fluide est la même : ce sont les efforts élémentaires exercés sur chaque facette. Cependant les déformées modales correspondant aux modes rigides sont très régulières et donnent un poids comparables à toutes les facettes, ce qui peut avoir tendance à lisser les différences d'effort local par des phénomènes de compensation. Il s'agit de : $z = 1$ pour le pilonnement et $z = x/l$ pour le tangage. Les déformées modales liées aux modes élastiques comportant plus de nœuds, elles sont moins régulières et la projection sur ces déformées peut donner un poids plus important à certaines zones critiques de l'écoulement.

Ces courbes d'effort d'harmonique 1 de l'effort d'excitation normalisées par l'amplitude houle incidente permettent d'identifier des fréquences particulières pour chaque mode :

- Pour le mode de tangage (Figure 3.17), on observe une amplitude de la force d'excitation plus importante pour les longueurs d'onde supérieures à la longueur de la barge, avec en particulier un maximum autour de $\lambda/L = 2$.
- Pour les modes élastiques (Figure 3.18), on observe un décalage progressif du pic principal de résonance en effort (repéré en pointillés rouges) vers les longueurs d'onde plus faibles.

Ce cas de diffraction sur houle linéaire nous a permis de mener une étude de convergence en maillage, de valider l'implémentation de projection des efforts sur les modes élastiques, ainsi que de mener des premières analyses sur l'interaction du champ de houle avec une structure flexible en nous intéressant à la partie excitation. On se propose maintenant d'utiliser les capacités de notre outil pour examiner l'évolution de l'excitation des modes flexibles sur une houle dans laquelle on introduit petit à petit des non linéarités.

3.2.2 Réponse sur houle non linéaire

Pour cette étude de l'excitation des modes élastiques sur houle non linéaire, on mène sous ICARE des simulations pour les mêmes fréquences que précédemment, pour des cambrures croissantes allant de $kA = 3\%$ à $kA = 15\%$. Etant donné les contraintes du code ICARE de non sortie d'eau de la carène et de non recouvrement du pont, la hauteur de vague à ne pas dépasser est de l'ordre de 11 cm, ce qui correspond à la hauteur de la barge au-dessus de la surface libre dans une situation de repos. Ceci a dicté le choix de la cambrure $kA = 15\%$ comme limite haute.

L'analyse de l'écoulement pour des cambrures croissantes révèle l'apparition de non linéarités telles que des détachements tourbillonnaires ou des variations notables d'élévation de surface libre en proche carène. Les simulations ont été menées pour les cambrures $kA = 3\%$, $kA = 6\%$, $kA = 9\%$, $kA = 12\%$ et $kA = 15\%$. Pour une itération donnée, on compare les données d'élévation de surface libre, de vitesse, de pression et de vorticité dans le domaine fluide, pour les cambrures de 3%, 9% et 15%.

La Figure 3.19 présente pour des cambrures croissantes des vues tridimensionnelles de l'aspect de l'élévation de surface libre du champ perturbé, ainsi que des vues bidimensionnelles dans le plan XY pr sentrant le motif d'élévation de surface adimensionnée par l'amplitude de houle incidente. La vue tridimensionnelle fait apparaître le champ de houle incidente en tant que déformation de maillage et met en évidence la croissance de l'amplitude du champ perturbé au fur et à mesure de la croissance de l'amplitude du champ incident. La vue en XY de l'élévation de surface libre du champ perturbé adimensionnée par l'amplitude de houle incidente fait apparaître le caractère non linéaire de la réponse en champ perturbé. Si le motif de diffraction est très régulier pour la houle incidente de cambrure 3%, on peut constater que le motif ne se conserve pas au fur et à mesure de la montée en cambrure.

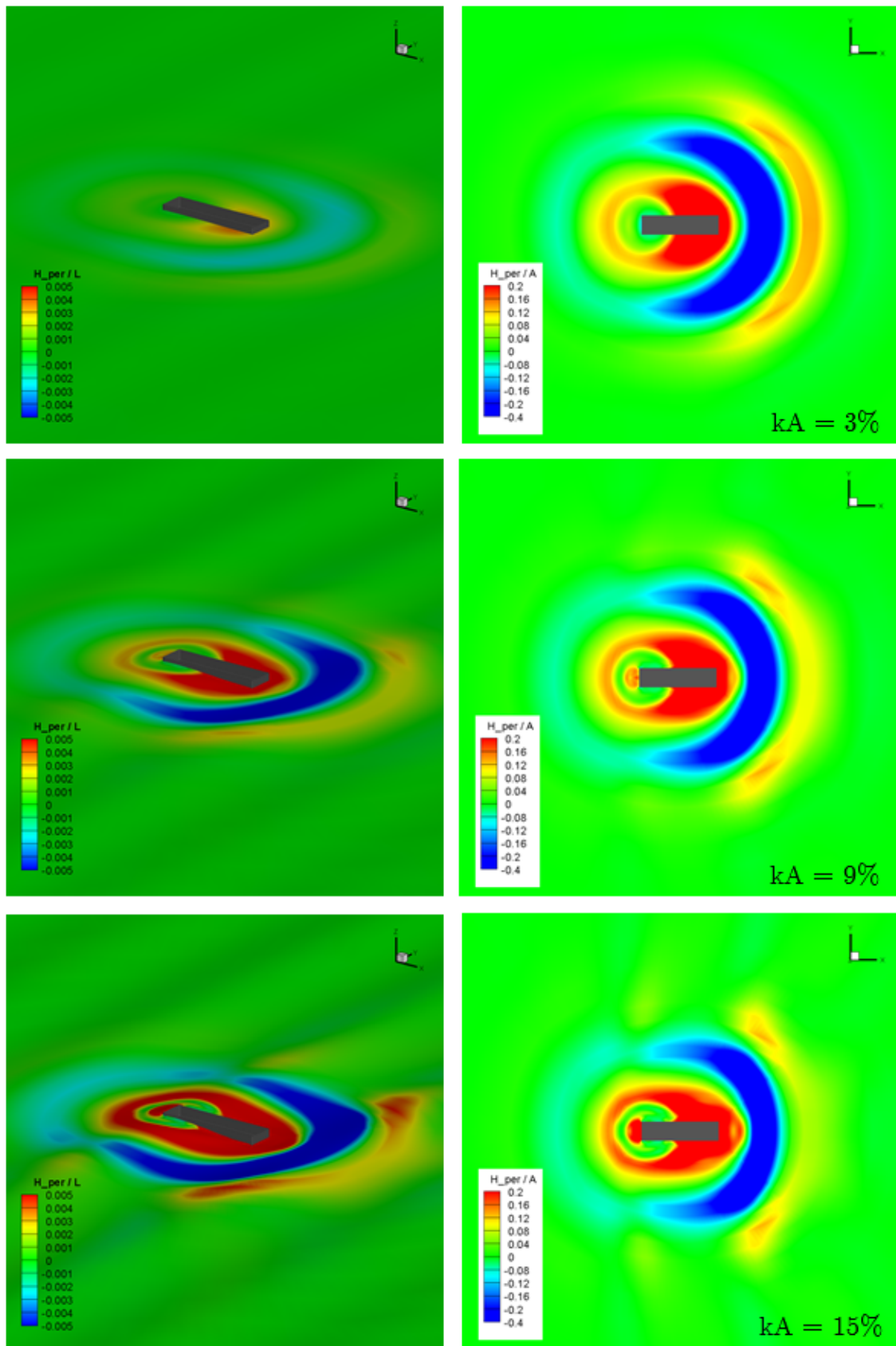


FIGURE 3.19 – Barge rigide en diffraction à cambrure croissante - Motif de champ perturbé

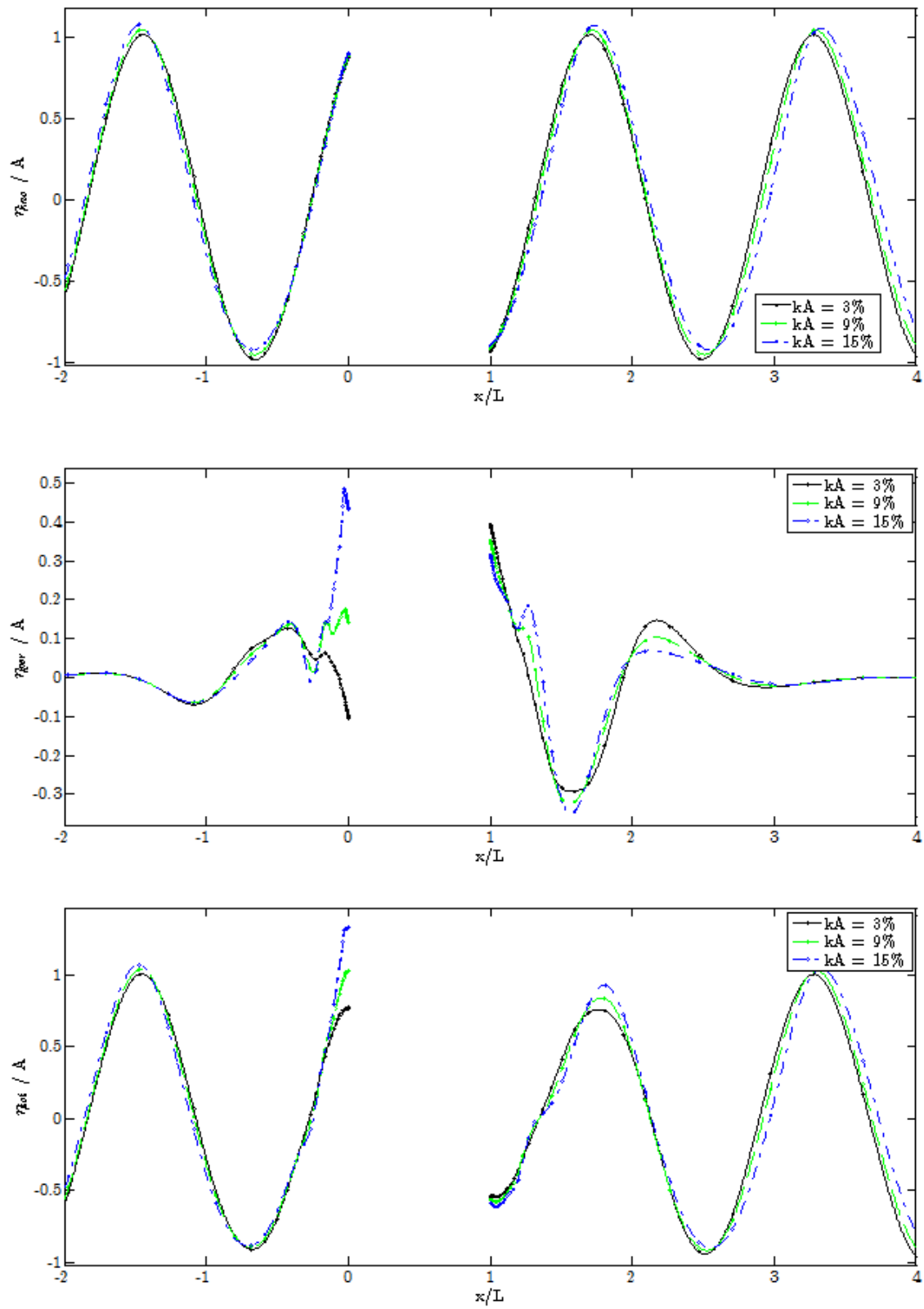


FIGURE 3.20 – Barge rigide en diffraction à cambrure croissante - Profils d'élévation de surface libre

La Figure 3.20 permet de comparer plus précisément les profils d'élévation de surface libre dans une coupe du domaine fluide à $Y=0$. La distinction entre les composantes incidentes et perturbées de l'élévation de surface libre permet d'identifier plusieurs phénomènes. Pour ce qui est du champ incident, on retrouve les caractéristiques du modèle de houle régulière non linéaire avec des creux moins marquées et des crêtes plus hautes au fur et à mesure de la montée en cambrure. On remarque également un léger décalage de longueur d'onde. [? effet de troisième ordre ou erreur liée aux paramètres de génération de houle dans ICARE?] Pour ce qui est du champ perturbé, on note un profil d'élévation de surface libre très sensible à la cambrure notamment sur la surface de la barge directement exposée au champ incident : pour des abscisses comprises entre $x/L = -0.25$ et 0 x/L . On note également que le rapport des amplitude d'élévation de surface libre perturbé et incident se rapproche de 1 pour la cambrure $kA = 15\%$, alors que l'amplitude du champ perturbé n'était que de l'ordre de 20% de celle du champ incident pour les faibles cambrures.

La Figure 3.21 présente les champs de pression (à gauche) et de vitesse verticale (à droite) dans l'écoulement, toujours pour des cambrures croissantes. Cette coupe du domaine fluide dans le plan $Y=0$ avec représentation de la carène de la barge montre pourquoi la cambrure $kA = 15\%$ constitue une limite haute : la superposition des champs incident et perturbé donne lieu à une élévation de surface libre qui est presque de la hauteur de la barge. Or en raison du caractère structuré du maillage ICARE, il n'est pas possible de réaliser une déformation de maillage qui suive un envahissement du pont. Les champ de pression font principalement apparaître les oscillations liées au champ incident, en correspondance avec la déformée de surface libre incidente. L'amortissement du champ lointain y apparaît de façon claire. Le champ de vitesse verticale permet lui d'identifier des zones tourbillonnaires au niveau des coins de la poupe et de la proue de la barge à partir de $kA = 9\%$. Ces zones se manifestent par des inversions locales du champ de vitesse verticale.

La Figure 3.22 présente les champ de vorticité, toujours pour les mêmes cambrures. Ces champs, ainsi que les lignes de courant, confirment la présence de tourbillons   proximité des angles vifs de la barge. La présence de zones de vorticité non nulle dans l'écoulement conduit à penser que pour les cambrures supérieures à 9%, la modélisation en fluide parfait à l'aide d'une méthode potentielle ne serait plus adaptée, puisqu'elle s'appuie sur une hypothèse d'irrotationnalité de l'écoulement.

Les champs de vitesse, de pression et d'élevation de surface libre ne sont présentés ici que pour une itération donnée et pour une fréquence de houle incidente donnée. Des phénomènes similaires sont observés aux autres instants de la simulations, ainsi que pour les autres fréquences. Les conclusions de cette première analyse qualitative sont donc généralisables à l'ensemble des simulations réalisées.

Les résultats des analyses harmoniques menées sur les signaux d'efforts pour les différentes simulations ICARE sont présentés Figure 3.23 pour les harmoniques 1 et Figure 3.24 pour les harmoniques 0. Ils fournissent une vision d'ensemble des résultats des simulations réalisées. Etant donné les non linéarités repérées lors de l'analyse des champ de vitesse, pression et élevation de surface libre, notamment en proche carène, on pourrait s'attendre à une forte dispersion des résultats en effort. Nous allons voir que cette prédiction est à nuancer.

Pour les harmoniques 1 des signaux d'effort, on constate très peu d'étalement dans les résultats à cambrure variable. Ceci signifie que jusqu'à la cambrure $kA = 15\%$, la dépendance de l'amplitude des oscillations principales des signaux d'effort à l'amplitude de houle reste linéaire. Pour les harmoniques 0 des signaux d'effort, l'analyse est différente. L'étalement des résultats d'harmonique 0 normalisé par l'amplitude de houle A est conséquent.

En conclusion de cette analyse sur l'excitation des modes élastiques de la barge par des houles non linéaires, on peut dire que malgré l'identification nette de phénomènes non linéaires dans l'écoulement, l'harmonique 1 des efforts projetés suit une dépendance linéaire à l'amplitude

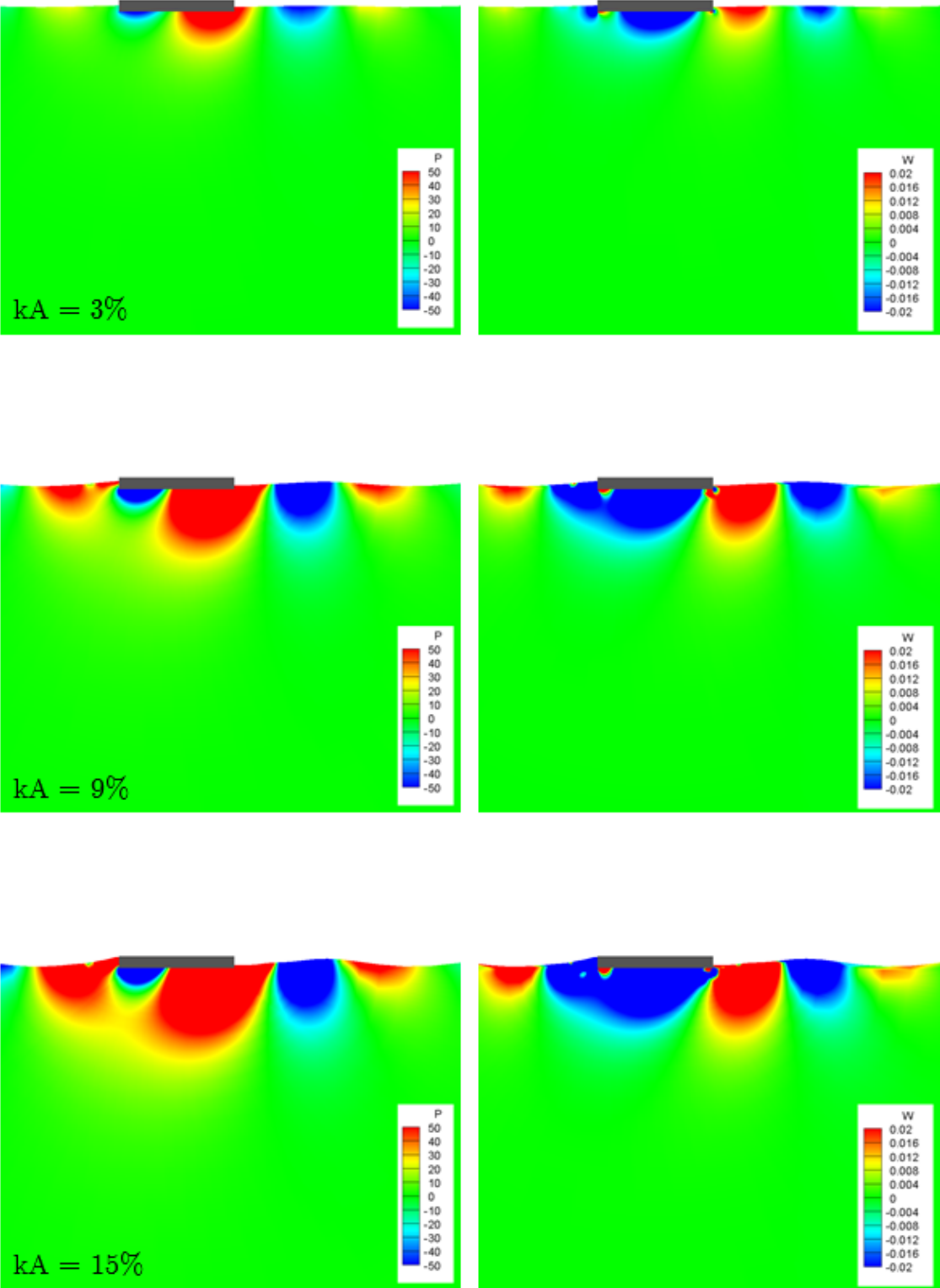


FIGURE 3.21 – Barge rigide en diffraction à cambrure croissante - Champs de vitesse et de pression

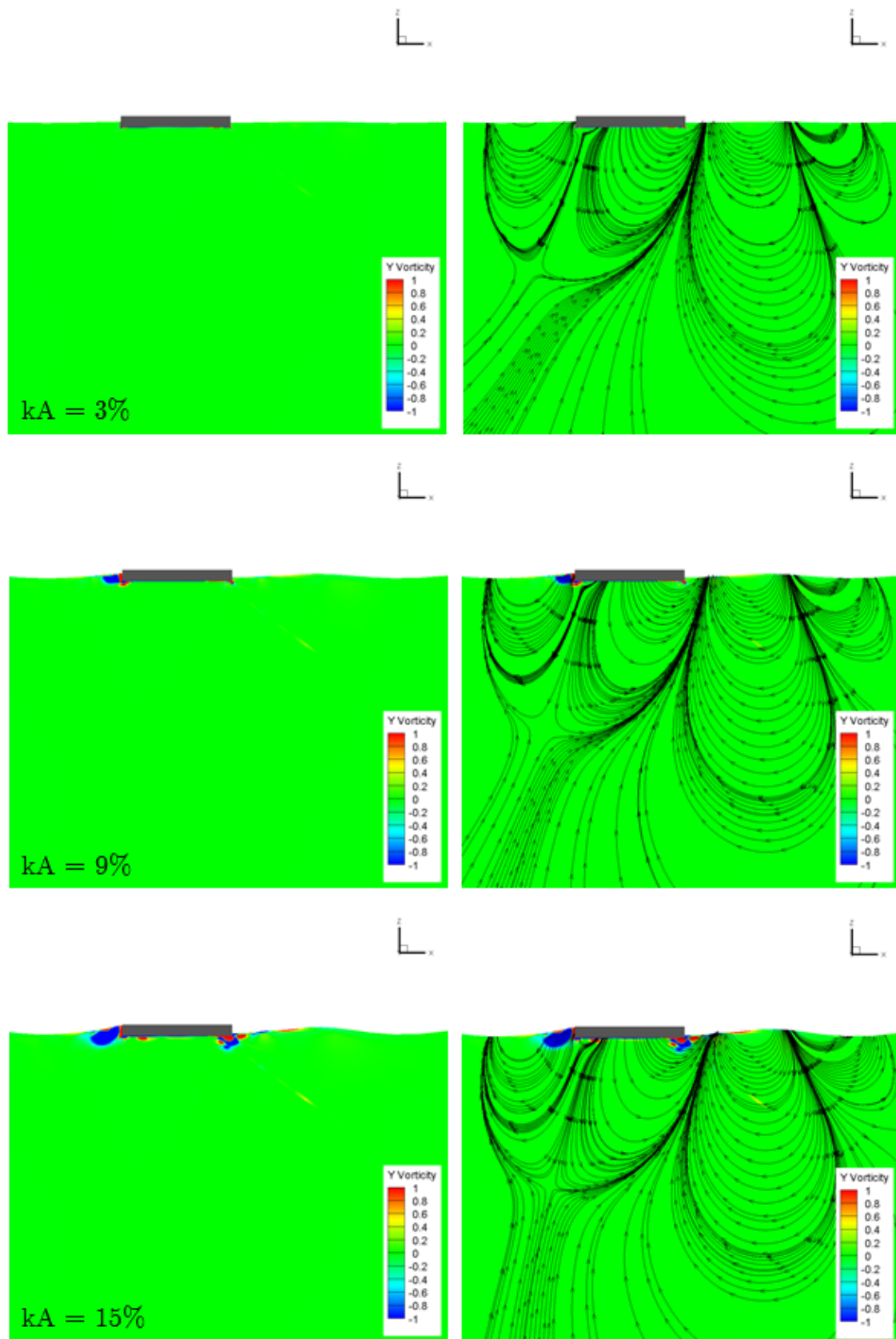


FIGURE 3.22 – Barge rigide en diffraction à cambrure croissante - Champs de vorticité et lignes de courant

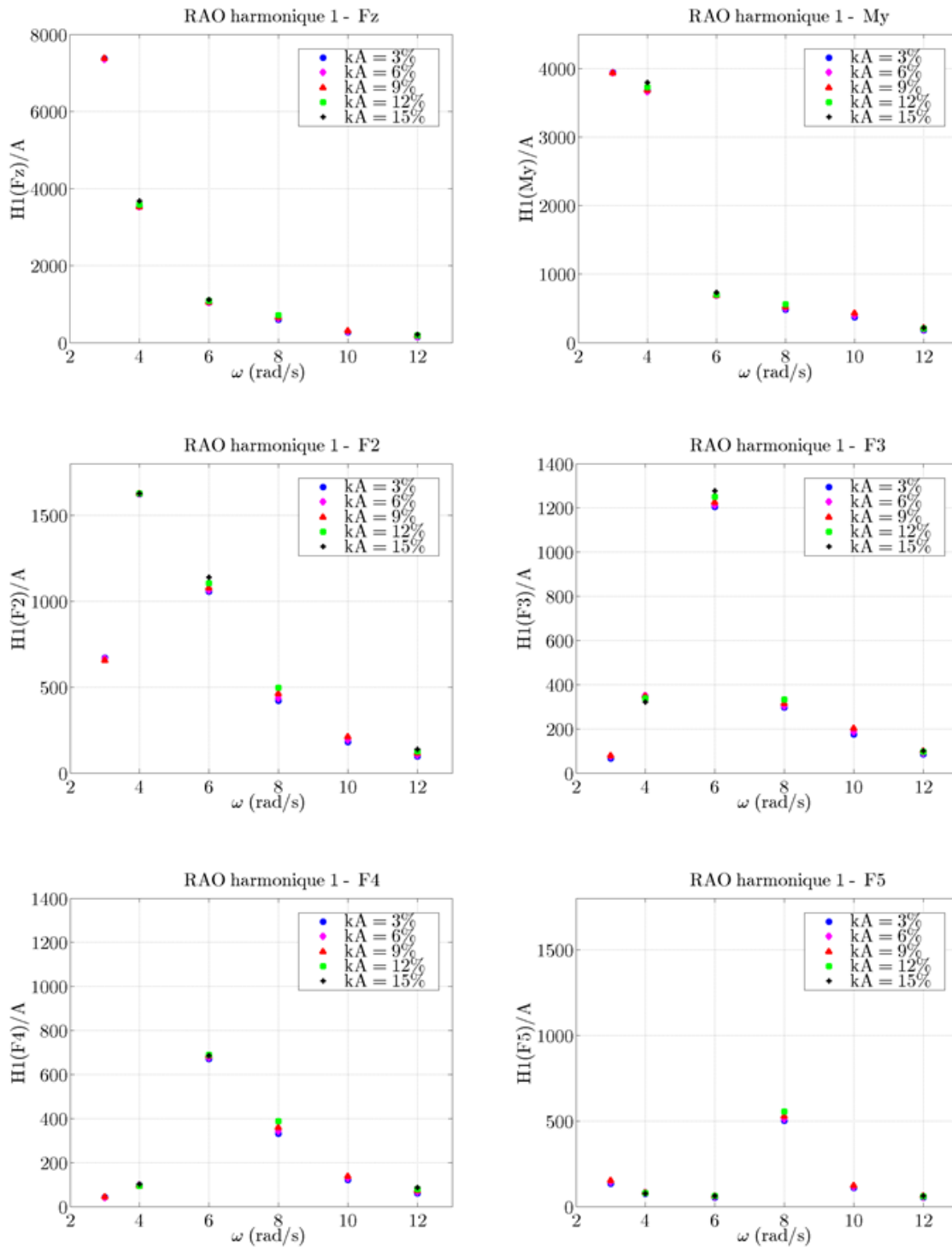


FIGURE 3.23 – Barge rigide - RAO harmonique 1 des efforts projetés - Influence de la cambrure kA

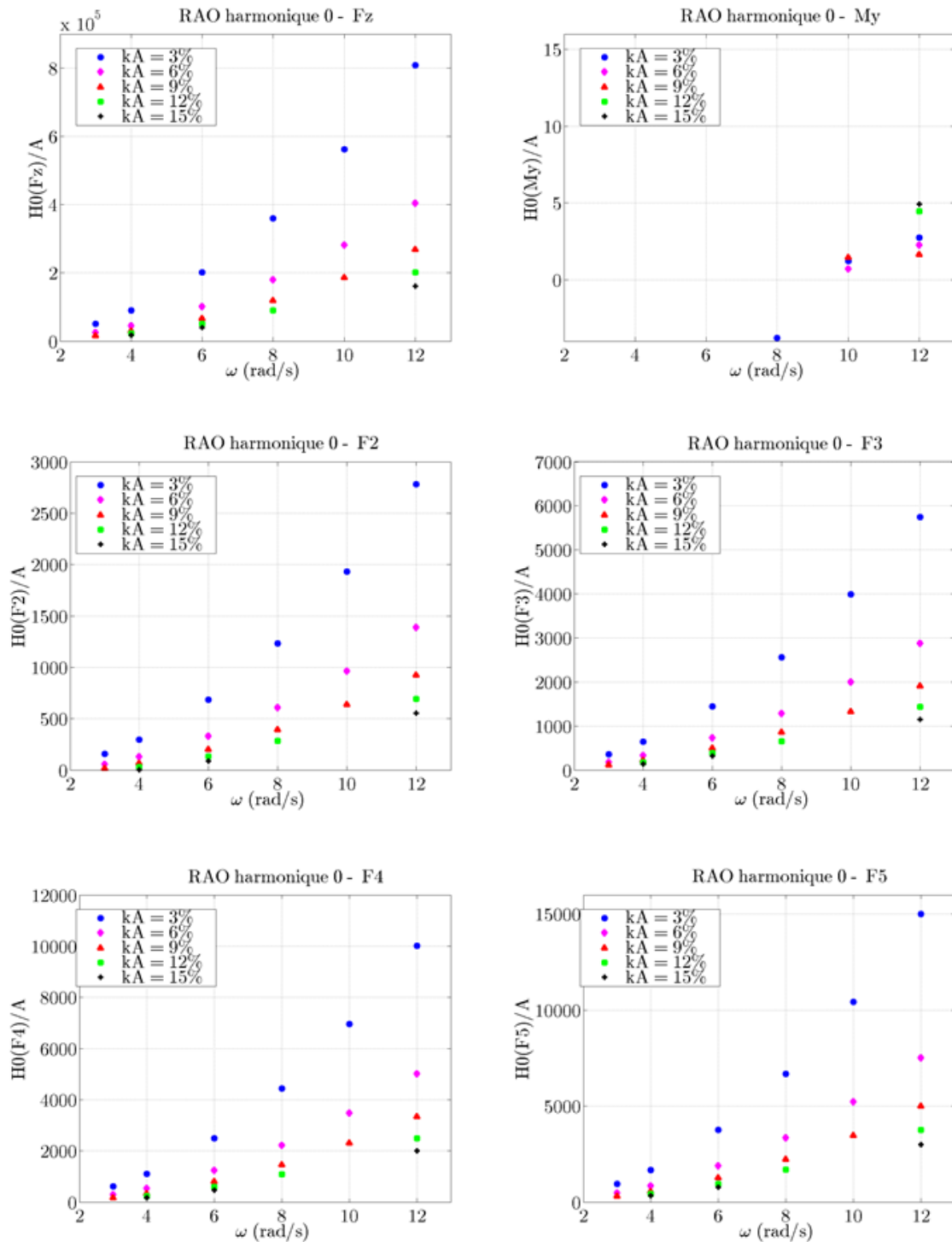


FIGURE 3.24 – Barge rigide - RAO harmonique 0 des efforts projetés - Influence de la cambrure kA

de houle incidente, et ce pour l'ensemble de la gamme de fréquences testée. Les outils de simulation numérique en théorie potentielle sont donc à même de prévoir très correctement cette partie de l'excitation par la houle régulière. La seule limite à ne pas dépasser avec ces outils serait donc l'envahissement du pont lié à une élévation de surface libre totale plus élevée que le franc bord de la maquette ou du navire.

Pour ce qui est de la moyenne des efforts d'excitation des modes rigides ou élastiques, il semble que les outils de type CFD ait une réelle plus value à apporter en terme de précision. La question suivante est de savoir l'impact d'un gain en précision sur cette composante des efforts projetés. Pour l'effort horizontal F_x , l'harmonique 0 correspond à la résistance ajoutée sur houle, qui est une donnée de première importance pour la simulation de la propulsion sur un état de mer réaliste. Pour l'effort vertical F_z ou le moment de tangage M_y , on s'intéresse généralement moins à cette donnée qu'à sa conséquence : l'amplitude des mouvements libres en pilonnement et en tangage. Pour les efforts projetés sur les modes flexibles, la question est également rarement posée alors qu'elle mériterait finalement de l'attention. On pourra retenir que dès $kA = 9\%$, on s'écarte de la solution à faible cambrure de plus de 5%.

3.3 Radiation sur mer plate

3.3.1 Mouvement forcé de faible amplitude

Suite à l'inclusion dans ICARE de la déformation de maillage suivant les modes de flexion verticale, comme présenté Section 2.3.3, nous avons choisi un cas test de radiation (Figure 3.25) pour valider ce développement. Le cas test consiste à soumettre une structure à des déformations forcées suivant un de ses modes propres, dans un milieu fluide initialement au repos et dans lequel aucune houle incidente n'est générée. La structure retenue est la barge présentée Section 3.1.3, dont nous avons déterminé les modes propres Section 3.1.3.

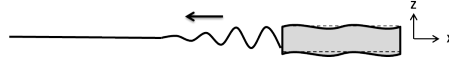


FIGURE 3.25 – Principe du test de radiation

Le choix des amplitudes de déformation s'est fait sur consultation des résultats numériques présentés par [Malenica *et al.* \(2003a\)](#) et des données concernant les essais correspondants, qui ont été aimablement fournies par [Remy *et al.* \(2006\)](#). Lors des essais en modèle libre élastique sur houle régulière, les amplitudes de déformation maximales observées étaient équivalentes à 150% de l'amplitude de houle incidente. Les houles incidentes testées présentaient des amplitudes comprises entre 40 mm et 100 mm, soit un rapport A/L compris entre 0.012 et 0.041. Notre objectif étant de reproduire ici la partie radiative de ce type d'essai, l'amplitude cible pour l'étude de radiation aux faibles amplitudes de déformation était initialement telle que $A/L = 0.015$. Les résultats obtenus nous ont conduit à réduire les amplitudes de déformation pour rester dans le domaine linéaire du point de vue de l'écoulement dans le domaine fluide. Le rapport A/L retenu pour cette première partie est donc de 0.001. Les résultats aux plus fortes amplitudes sont présentés Section 3.3.1.

Dans les paragraphes qui suivent, on propose d'analyser qualitativement l'écoulement induit par le mouvement forcé suivant un mode afin de bien appréhender les phénomènes en jeu dans le cas test ; puis d'analyser quantitativement les simulations par le biais de l'extraction des coefficients hydrodynamiques de masse ajoutée et d'amortissement. Idéalement, on pourrait souhaiter se comparer à des essais expérimentaux dès cette étape. Mais il faudrait disposer de données sur des essais en mouvement forcé, peu aisés à mettre en œuvre pour des déformations suivant les modes propres élastiques, avec de nouveau une mesure difficilement envisageable des efforts locaux sur l'ensemble de la carène. Comme pour l'essai de radiation, on dispose des coefficients hydrodynamiques obtenus en potentiel sous HydroStar. Ce sont ces données, mises à disposition par le Bureau Veritas, qui serviront de référence pour notre validation aux faibles amplitudes de déformations.

A. Analyse qualitative du comportement de l'écoulement

Pour mener l'analyse qualitative de l'écoulement, nous choisissons un cas de mouvement forcé suivant le mode 3. C'est le premier mode de flexion vertical asymétrique, il comporte 3 nœuds. Sa déformée modale est présentée Figure 3.26.

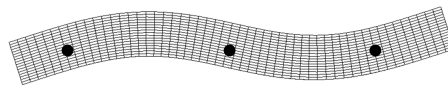


FIGURE 3.26 – Déformée modale du mode 3

Un cycle de déformation passe par les étapes décrites Figure 3.27. Chaque point de la carène se voit imposer un déplacement local $X_{def}(x, z, t)$ (3.1) exprimé en fonction de la déformée modale $\hat{\omega}$ d'amplitude A_{def} modulé par signal sinusoïdal en temps.

$$X_{def}(x, z, t) = A_{def} \hat{w}(x, z) \sin(\omega t) \quad (3.1)$$

Avec, dans le cas présent :

$$\begin{aligned} A_{def}/L &= 0.001 \\ \omega &= 8 \text{ rad/s} \end{aligned}$$

La vitesse locale $V_{def}(x, z, t)$ (3.2) est donc modulée dans le temps par un cosinus. Son amplitude est $A_{def}\omega$.

$$V_{def}(x, z, t) = A_{def} \omega \hat{w}(x, z) \cos(\omega t) \quad (3.2)$$

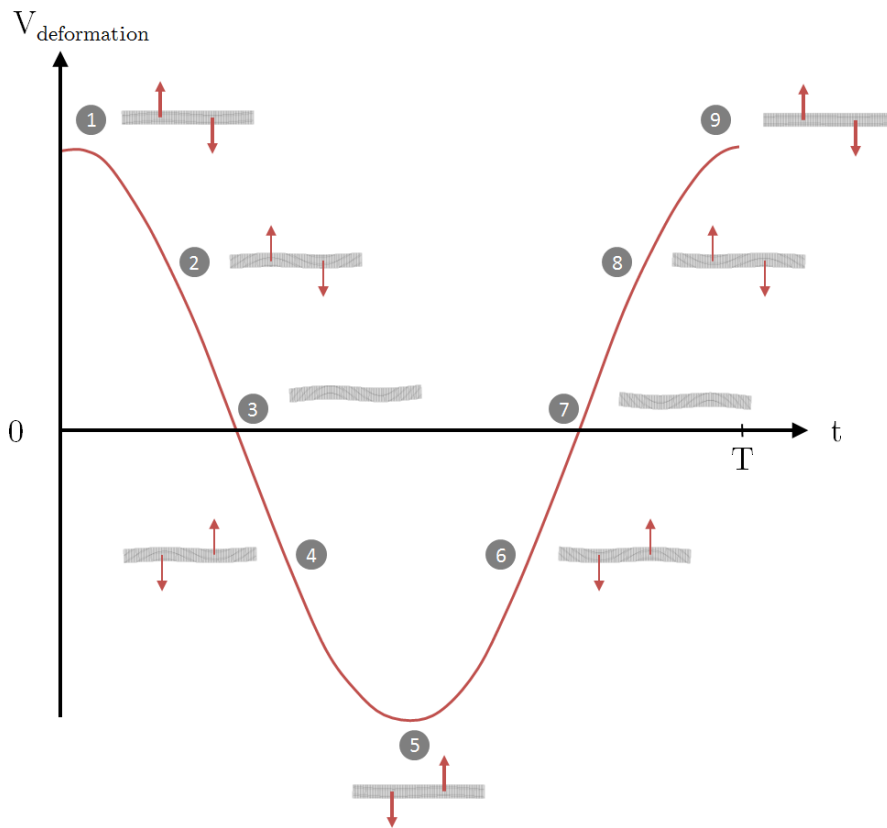


FIGURE 3.27 – Cycle de déformation en mouvement forcé suivant le mode 3

Les champs de vitesse verticale W et de pression P adimensionnels sont présentés Figures 3.28 et 3.29 pour différents instants compris entre $t = 0/8T$ et $t = 4/8T$, constituant un demi cycle du mouvement forcé de période $T = 0.785$ s. La vitesse verticale W de l'écoulement est en quadrature de phase avec la vitesse de déplacement imposée à la barge. La pression P dans l'écoulement est elle en quadrature de phase avec la vitesse verticale W .

[remettre les bonnes figures pour une amplitude faible, vues à générer]

A l'instant $t = 0/8T$, la barge est non déformée et la vitesse de déformation est maximale. La vitesse verticale W dans l'écoulement est elle aussi maximale, la variation de pression P dans l'écoulement est négligeable.

A l'instant $t = 1/8T$, la barge est en cours de déformation et la vitesse de déformation diminue. Entraîné par le maximum de vitesse de déformation qui précède, le fluide est "en avance" sur le mouvement de la barge. Cela fait apparaître des surpressions et dépressions.

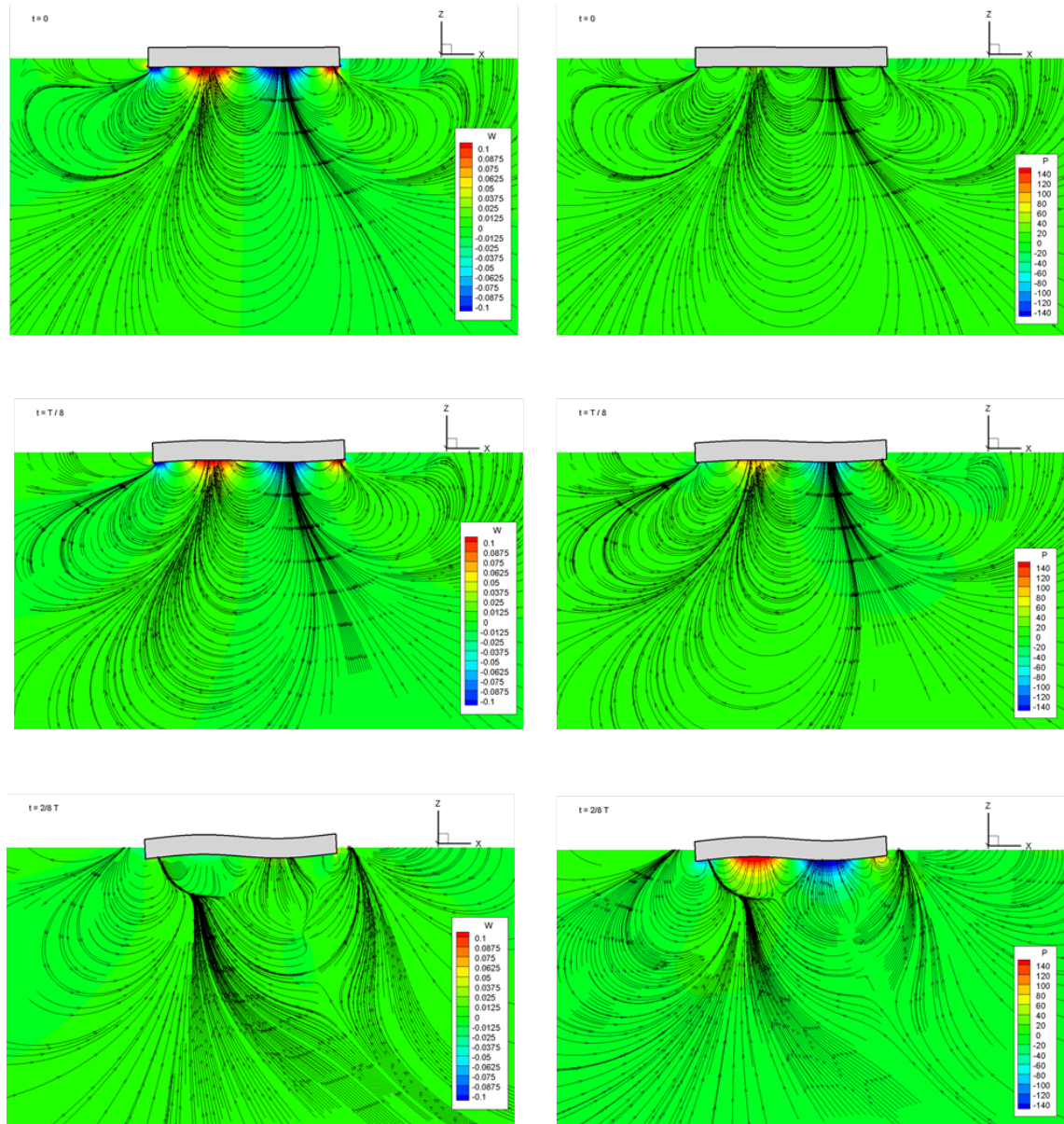


FIGURE 3.28 – Champs de vitesse W et de pression P adimensionnels pour le mouvement forcé de faible amplitude en flexion $2(1/2)$

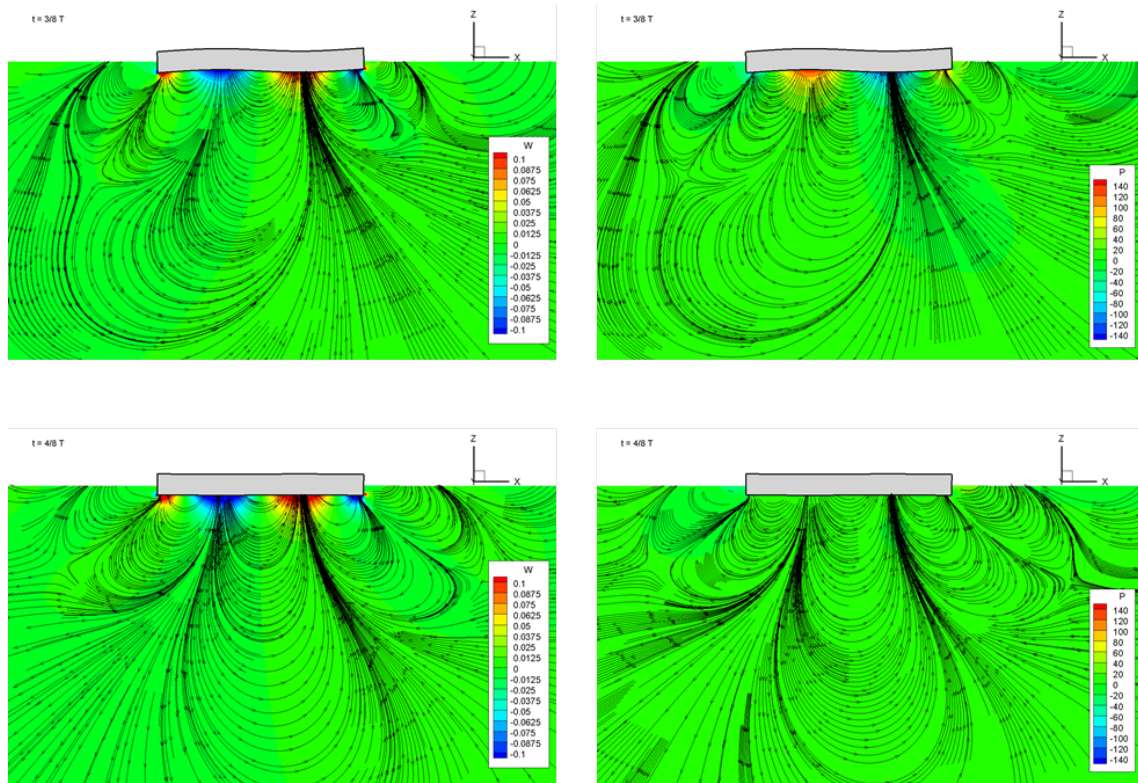


FIGURE 3.29 – Champs de vitesse W et de pression P adimensionnels pour le mouvement forcé de faible amplitude en flexion 2 (2/2)

A l'instant $t = 2/8 T$, le maximum de déformation est atteint et la vitesse de déformation est nulle. La vitesse verticale W de l'écoulement est également nulle, tandis que les sous-pressions et les surpressions sont maximales.

A l'instant $t = 3/8 T$, il y a inversion du sens de déformation de la barge. Le fluide est "en retard" sur les déformations de la carène. On observe une résorption des surpressions et des dépressions.

A l'instant $t = 4/8 T$, on repasse par la position initiale non déformée. On est à nouveau sur un maximum de vitesse de déformation de la barge. Les mouvements du fluide et de la barge sont en phase. La pression est homogène dans le domaine fluide. On repart sur un nouveau demi cycle de déformation.

Hors de la résonance, le comportement décrit ci-dessus se retrouve globalement pour les autres modes et les autres fréquences, aux variations spatiales et temporelles près. Le cycle de l'écoulement en mouvement forcé élastique paraît cohérent. On remarque que du fait de la faible amplitude de déformation, il y a une forte linéarité entre la déformation de la barge et l'évolution de l'écoulement, ce qui est un résultat attendu. On peut donc maintenant s'intéresser à la précision qui est obtenue. C'est au travers des coefficients hydrodynamiques que nous allons mener cette étude, en balayant la plage de fréquences de $\omega = 3$ rad/s à $\omega = 12$ rad/s, pour les quatre premiers modes élastiques.

B. Analyse quantitative de l'écoulement par les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement

Calcul des coefficients de masse ajoutée et d'amortissement modaux Les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement sont obtenus à partir des résultats des simulations numériques sous ICARE. Une analyse harmonique des séries temporelles d'effort est utilisée pour obtenir la décomposition des efforts au premier ordre. L'effort en question peut être

une composante de l'effort hydrodynamique classique, c'est-à-dire l'effort exercé par le fluide sur la carène, ou bien ce même effort projeté sur un mode. La démarche est exposée pour un effort quelconque noté F . L'analyse harmonique au premier ordre permet d'obtenir une première décomposition (3.3).

$$F(t) = a_0 + a_1 \cos(\omega t) + b_1 \sin(\omega t) \quad (3.3)$$

A partir de cette décomposition, on réalise une identification des coefficients par rapport à la représentation classique des efforts hydrodynamiques agissant sur un corps en mouvement (3.4).

$$F - K_H X = M_A \ddot{X} + B_R \dot{X} \quad (3.4)$$

Où M_A est le coefficient de masse ajoutée, B_R le coefficient d'amortissement et K_H la raideur hydrostatique.

Si le mouvement imposé est en : $X_{def}(t) = A \sin(\omega t)$, le coefficient a_1 peut être relié au terme d'amortissement et le coefficient b_1 peut être relié au terme de masse ajoutée. Pour obtenir les coefficients hydrodynamiques pour un mode i , on effectue la décomposition harmonique de la différence entre l'effort projeté sur le mode i tel que défini en 2.3.2 et l'effort hydrostatique également projeté sur le mode i . L'effort hydrostatique est représenté ici par le terme $K_H X$ mais il est obtenu dans ICARE par intégration directe des pressions hydrostatique sur l'ensemble des facettes de la carène.

Les coefficients hydrodynamiques du mode i sont notés M_A^i, B_R^i (3.5).

$$M_A^i(\omega) = \frac{b_1^i}{A \omega^2} \quad B_R^i(\omega) = \frac{a_1^i}{A \omega} \quad (3.5)$$

Courbes d'évolution des coefficients hydrodynamiques modaux avec la fréquence

Les courbes de masse ajoutée et d'amortissement sont présentées Figures 3.30 à 3.33. On s'intéresse dans cette partie uniquement à la plus faible amplitude de déformation, qui permet de se comparer à la solution obtenue en méthode potentielle. Comme pour les efforts d'excitation, nous nous comparons aux résultats obtenus sous HydroStar, avec une approche modale et un modèle de structure strictement identiques. Les écarts identifiés par la suite sont donc entièrement imputables aux différences de représentation de l'écoulement.

Pour le premier mode de flexion, l'accord obtenu est satisfaisant, aussi bien en masse ajoutée (Figure 3.32) qu'en amortissement (Figure 3.33). Ce bon accord vient compléter les observations du paragraphe précédent sur la cohérence de l'écoulement obtenu, et permet de valider l'implémentation de la déformation forcée suivant les modes élastiques.

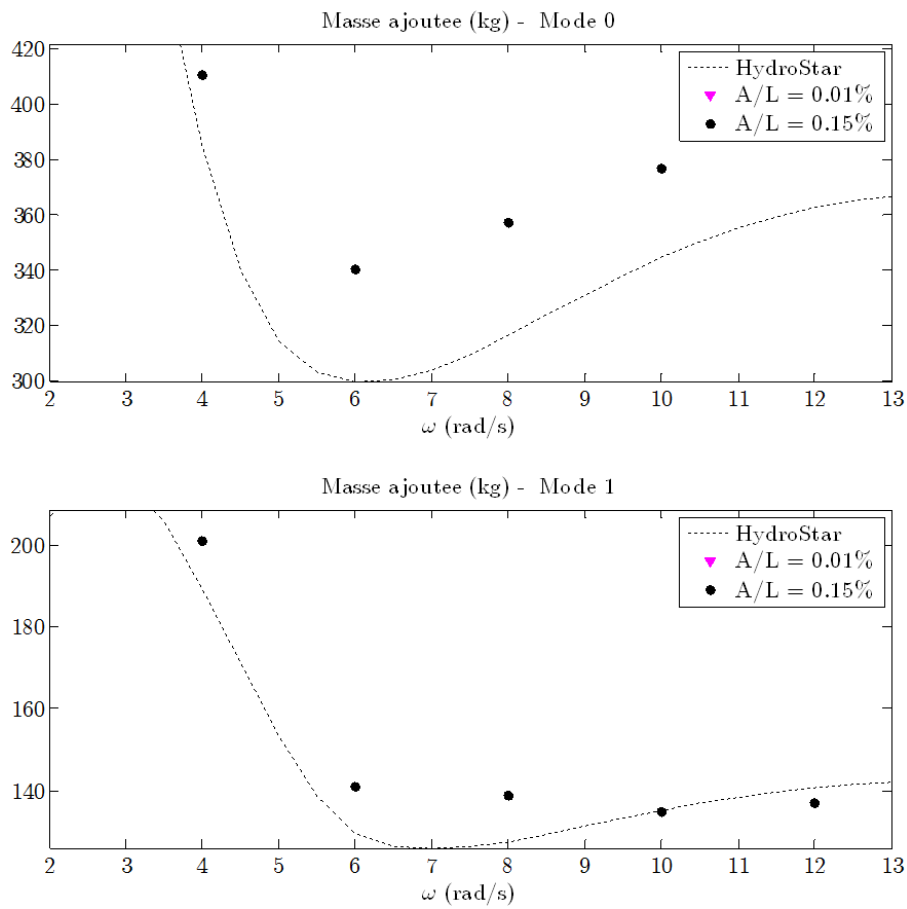


FIGURE 3.30 – Coefficients de masse ajoutée en pilonnement (mode 0) et tangage (mode 1) de la barge

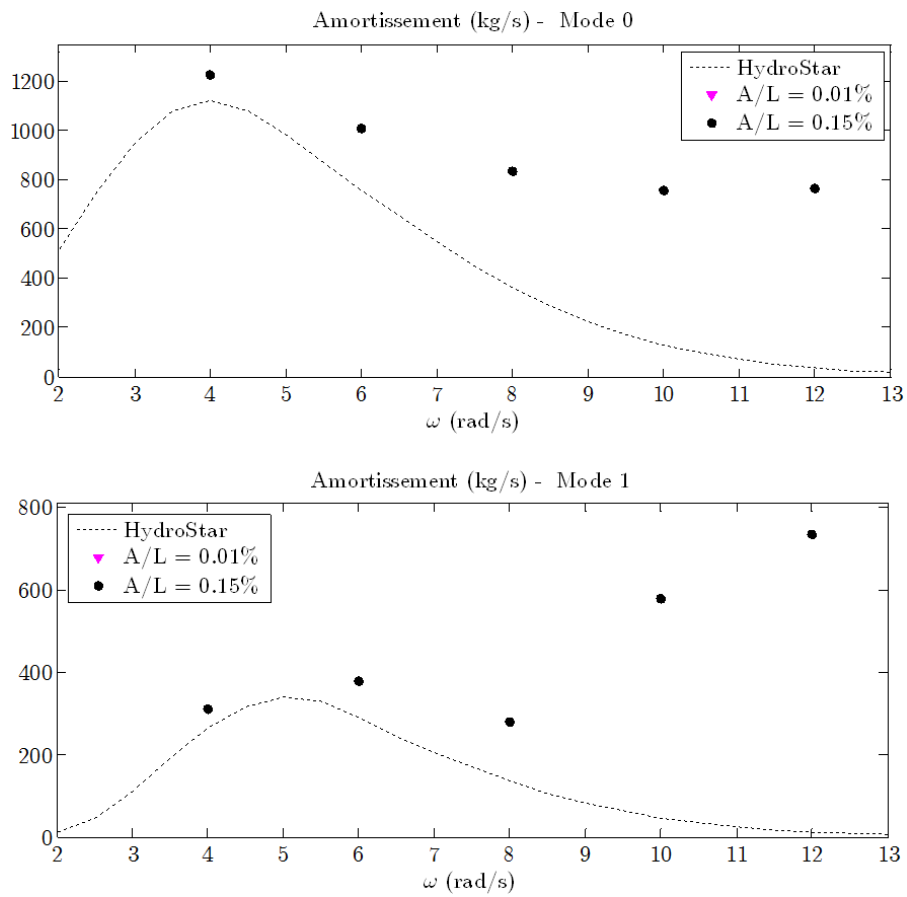


FIGURE 3.31 – Coefficients d'amortissement en pilonnement (mode 0) et tangage (mode 1) de la barge

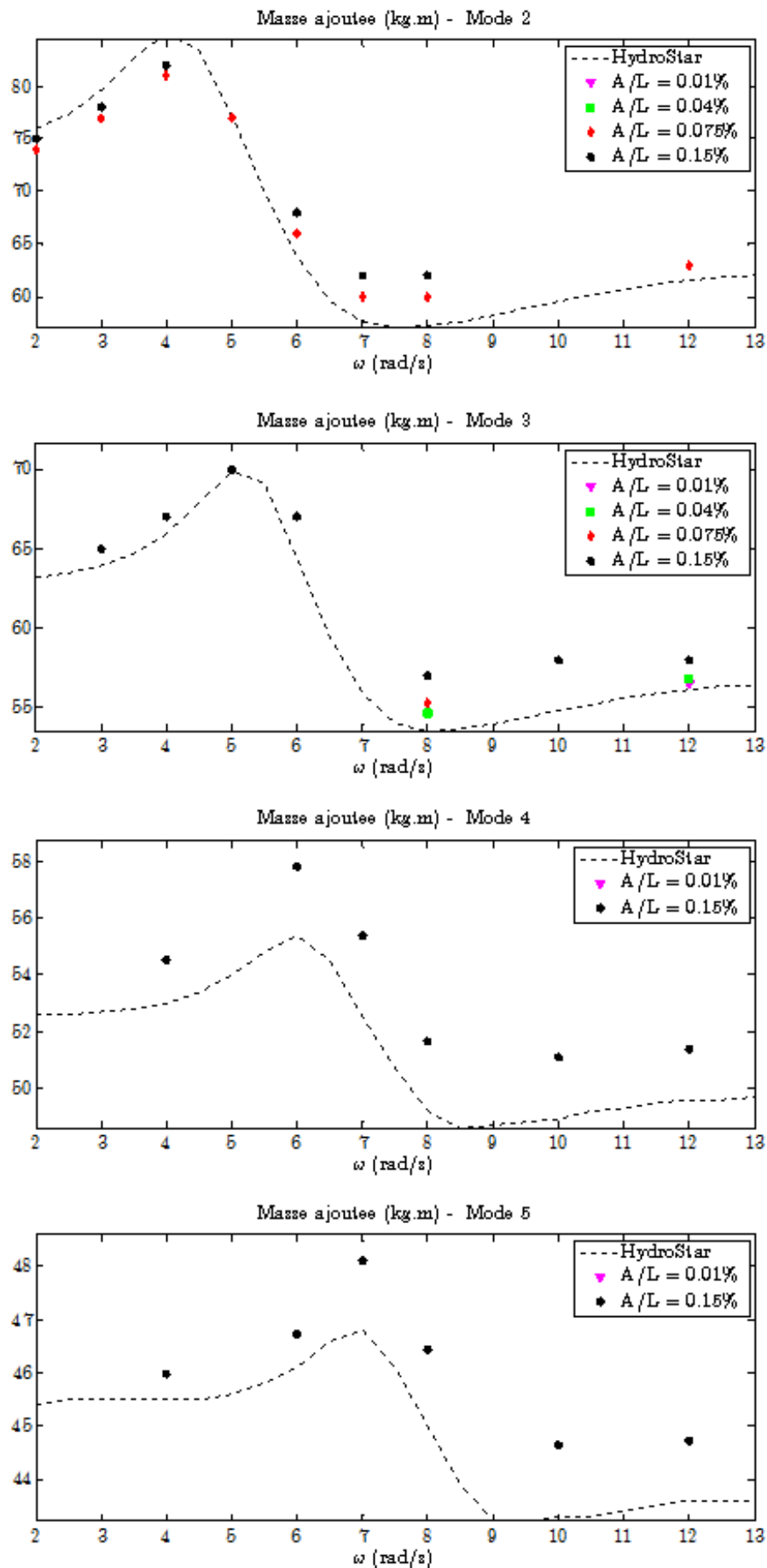


FIGURE 3.32 – Coefficients de masse ajoutée modaux de la barge

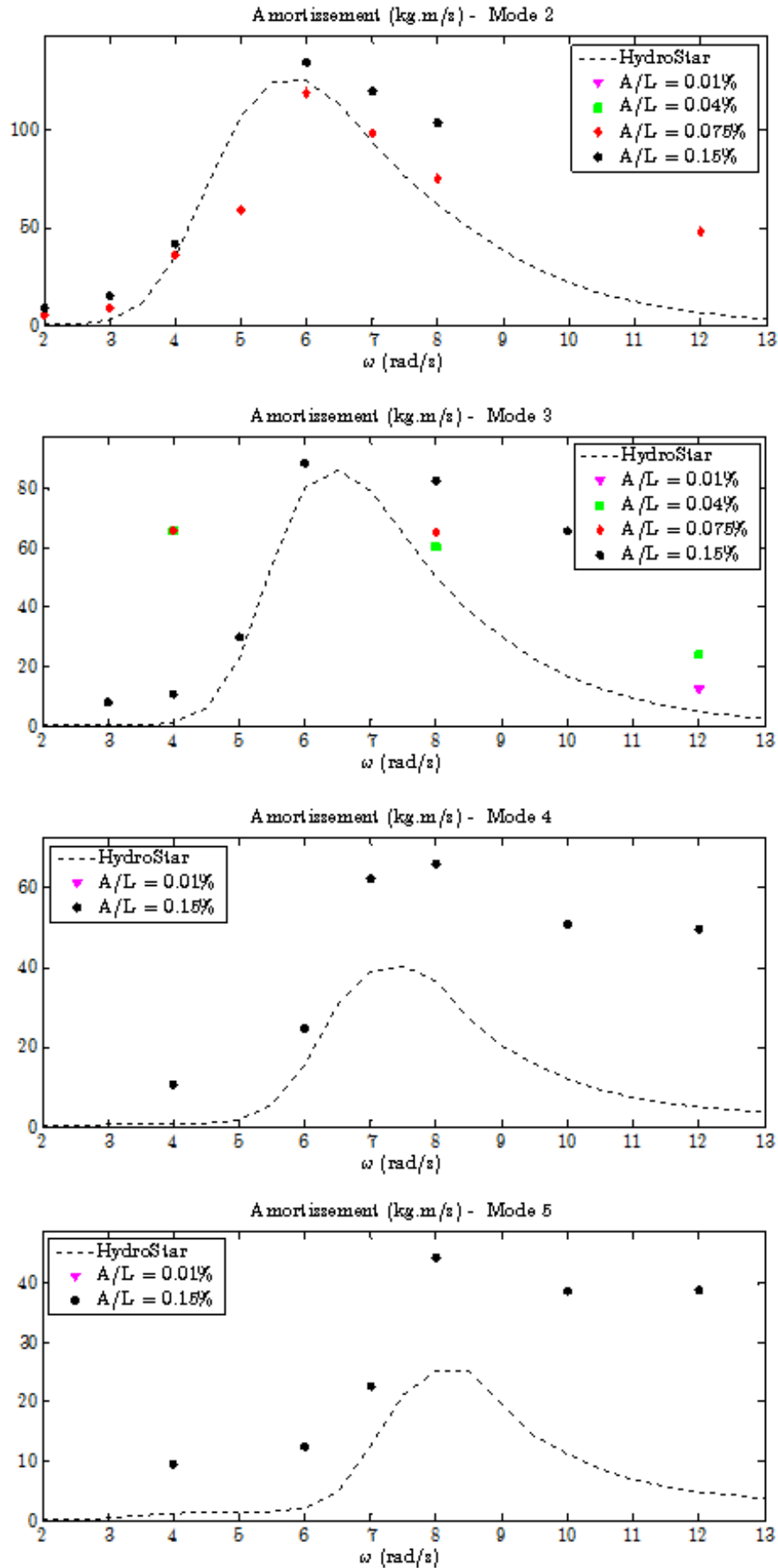


FIGURE 3.33 – Coefficients d'amortissement modaux de la barge

3.3.2 Mouvement forcé d'amplitude quelconque

Pour cette étude de mouvement forcé dans le domaine du non linéaire pour le comportement du fluide, on mène sous ICARE des simulations pour les mêmes fréquences que précédemment, pour des ratio d'amplitude de déformation A_{def}/L compris entre 0.1% et 3.0%. Cette plage d'amplitude de déformations a été choisie en s'appuyant sur les déformations couramment observées lors des essais en mouvement libre (Remy et Molin, 2002). On analyse ici l'impact de l'augmentation de l'amplitude de déformation sur les coefficients hydrodynamiques de masse ajoutée et de amortissement.

A. Analyse qualitative du comportement de l'écoulement

Une analyse qualitative du comportement de l'écoulement est proposée avec la présentation des champs de vitesse verticale, de pression, d'élévation de surface libre et de vorticité, pour deux instants du cycle de déformation : le maximum de vitesse et le maximum de déformation.

La Figure 3.34 présente les champs de vitesse verticale et de pression, à l'instant de maximum de déformation, pour des amplitudes de déformation imposée croissantes. Les échelles sont uniformisées. On remarque l'augmentation de la perturbation en pression dans l'écoulement, du point de vue de son amplitude et de son étendue. Pour l'amplitude de déformation imposée la plus grande (en bas), le champ de vitesse verticale fait apparaître des détachements tourbillonnaires dans le sillage des angles vifs de la barge. Ce comportement non linéaire n'était pas identifié lors de l'analyse du champ de vitesse en déformation de faible amplitude. L'apparition des non linéarités est confirmée Figure 3.35. Le champ de pression, jusqu'ici quasi uniforme lors du maximum de vitesse, présente des irrégularités pour la simulation avec la plus forte amplitude de déformation. Le champ de vitesse verticale pour cette même simulation fait toujours apparaître les détachements tourbillonnaires, en même temps des profils de perturbation moins régulier que pour les amplitudes de déformation plus faible.

L'analyse des champs d'élevation de surface libre confirme la tendance identifiée au sujet de l'apparition de non linéarités avec l'augmentation de l'amplitude de déformation imposée. Les Figures 3.36 et 3.37 présentent deux types de vues complémentaires. Dans la colonne de gauche, on trouve une visualisation tridimensionnelle de la surface libre, avec une échelle constante pour le contour d'élevation de surface libre. La colonne de droite fait apparaître une vue de dessus de l'élevation de surface libre autour de la barge. L' levation de surface libre y est adimensionnée par l'amplitude de mouvement for . On remarque que dans cette colonne les amplitudes d'élevation de surface libre adimensionnée sont du même ordre de grandeur. Les motifs d'élevation de surface libre se différencient eux au fur et à mesure de l'augmentation d'amplitude de mouvement forée, pour faire apparaître des structures de moins en moins réguliers. Les structures apparaissant à proximité immédiate de la proue et de la poupe de la barge sont très vraisemblablement à relier aux détachements tourbillonnaires identifiées précédemment, le positionnement des sous-pressions locales coïncidant avec les creux de surface libre.

Pour finir, l'analyse des champs de vorticité accompagnés des lignes de courant (Figure 3.38 et 3.39), confirme les remarques faites à partir des champs de vitesse, de pression et d'élevation de surface libre. Les tourbillons générés au niveau des angles vifs de la barge y sont clairement identifiables. La matérialisation des lignes de courant met en évidence le caractère non régulier de l'écoulement pour la plus forte amplitude de déformation, comparativement au cas de faible déformation.

La visualisation des champ de vorticité non nuls montre que les simulations numériques réalisés avec des méthodes potentielles ne peuvent pas représenter fidèlement l'intégralité des phénomènes présent un écoulement de ce type. Ceci est ici mis en évidence d'un point de vue qualitatif. On se propose maintenant d'analyser l'impact de ces non linéarités sur les coefficients hydrodynamiques de masse ajoutée et d'amortissement.

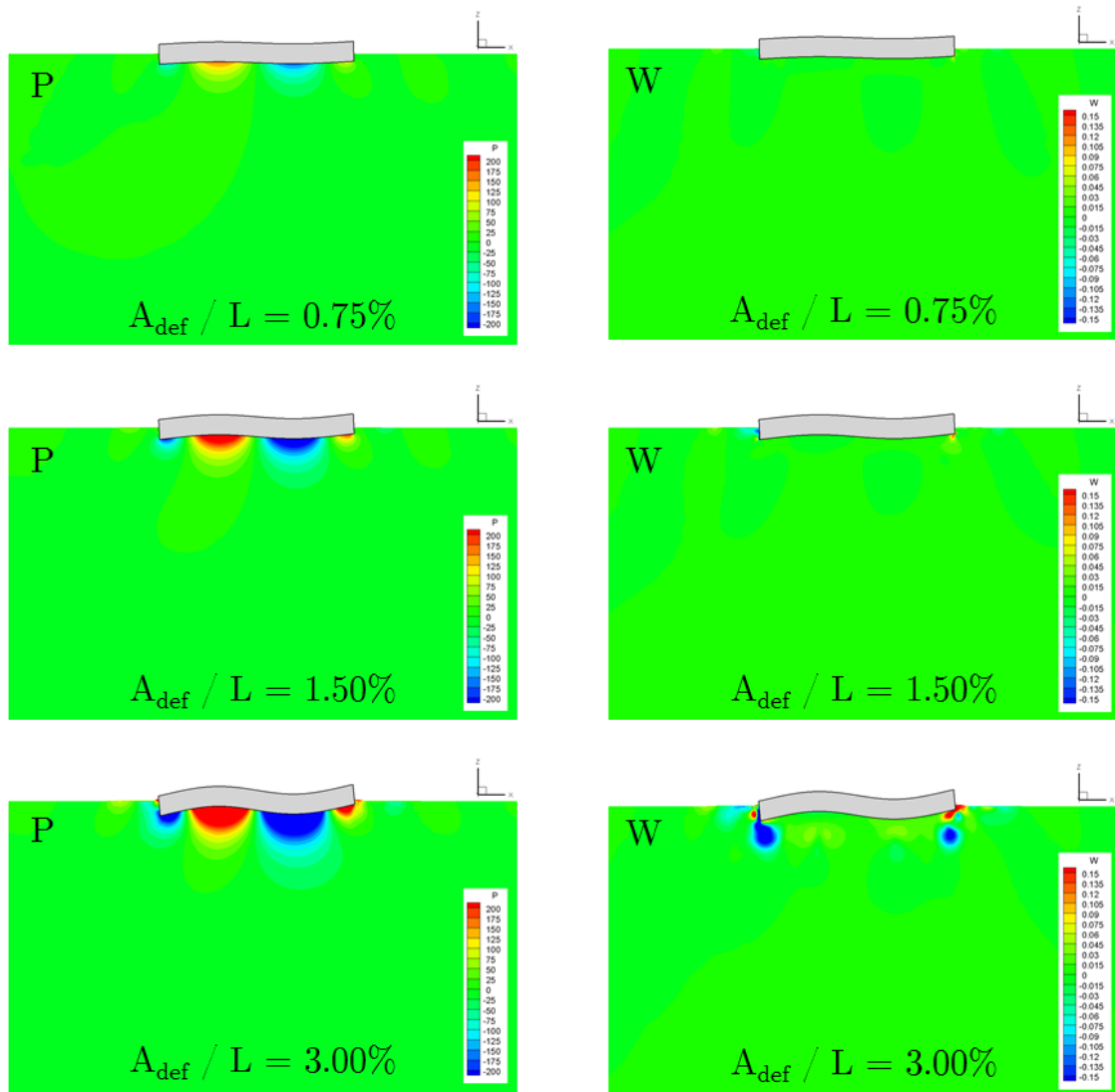


FIGURE 3.34 – Amplitude de déformation croissante - Champ de vitesse et de pression pour un instant de maximum de déformation

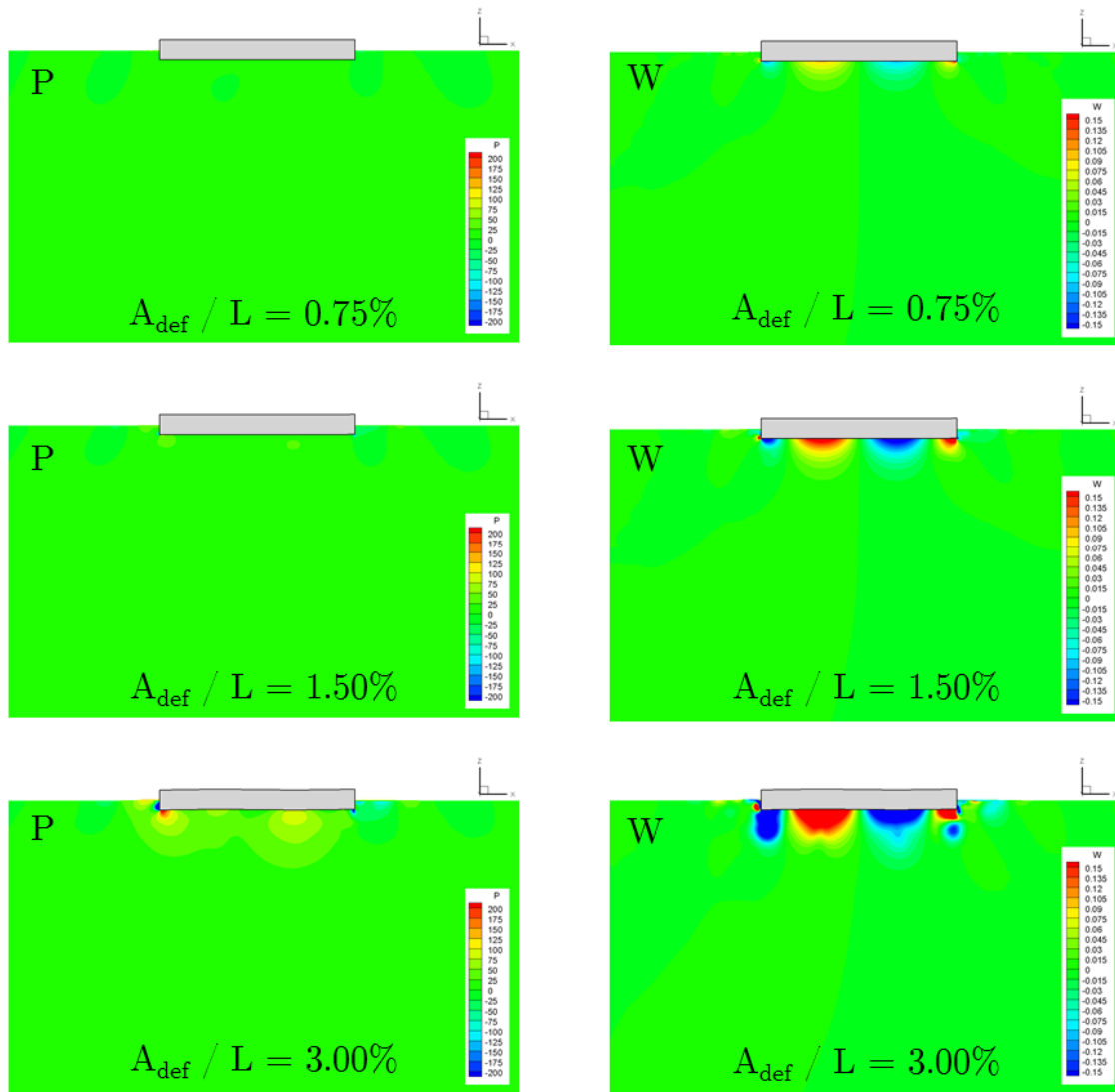


FIGURE 3.35 – Amplitude de déformation croissante - Champ de vitesse et de pression pour un instant de maximum vitesse de déformation

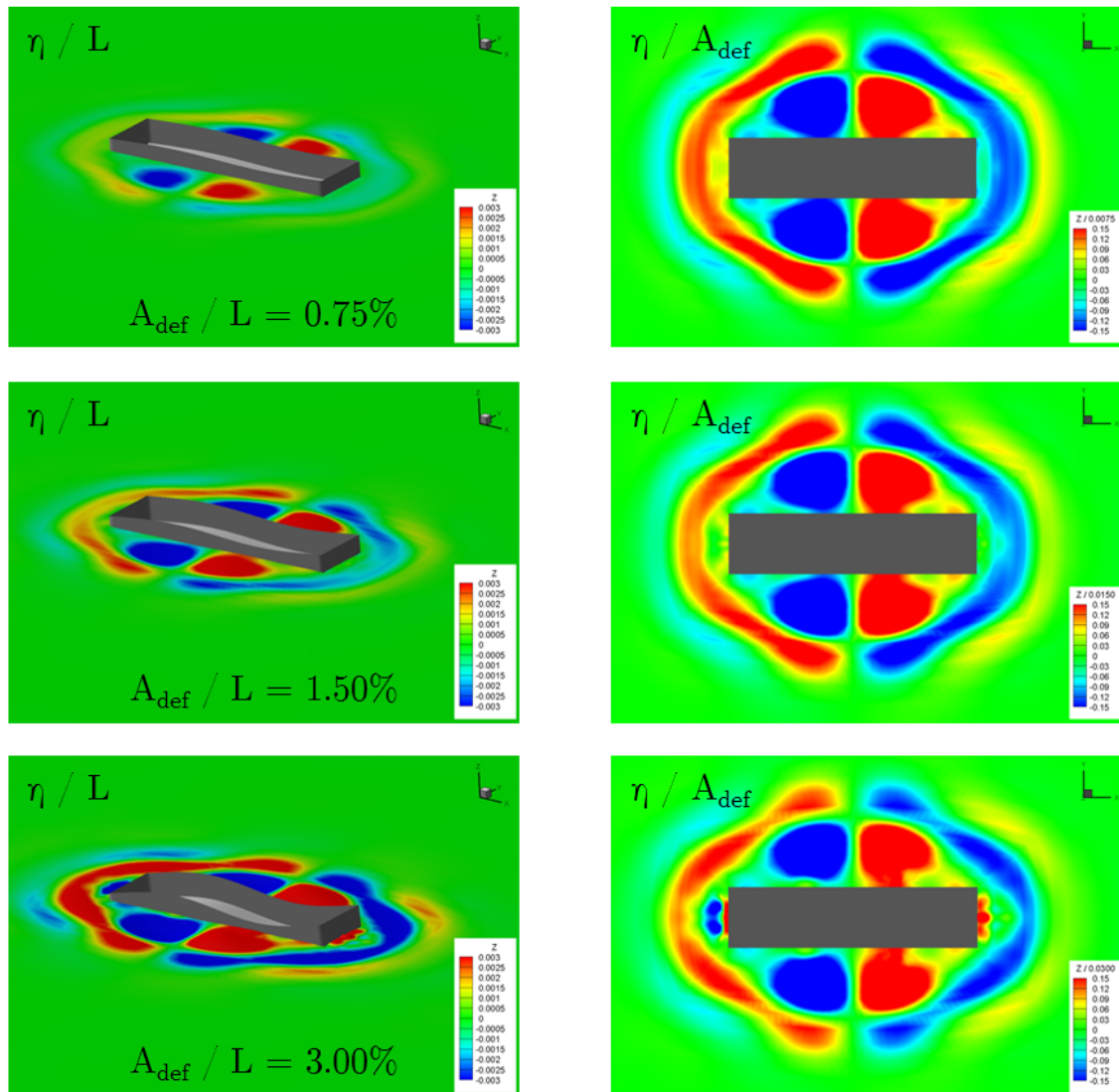


FIGURE 3.36 – Amplitude de déformation croissante - Champ d'élévation de surface libre pour un instant de maximum de déformation

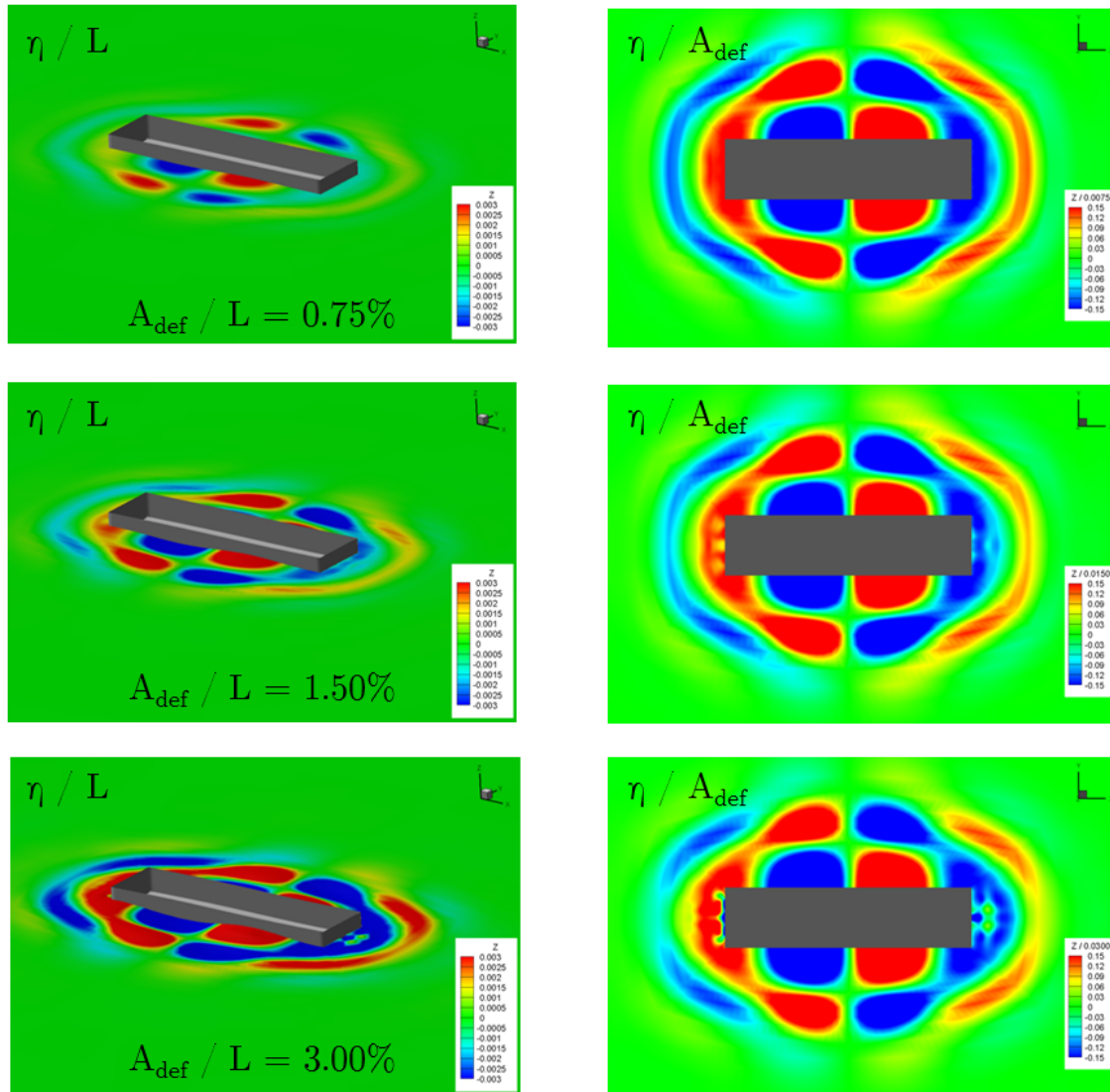


FIGURE 3.37 – Amplitude de déformation croissante - Champ d'élevation de surface libre pour un instant de maximum vitesse de déformation

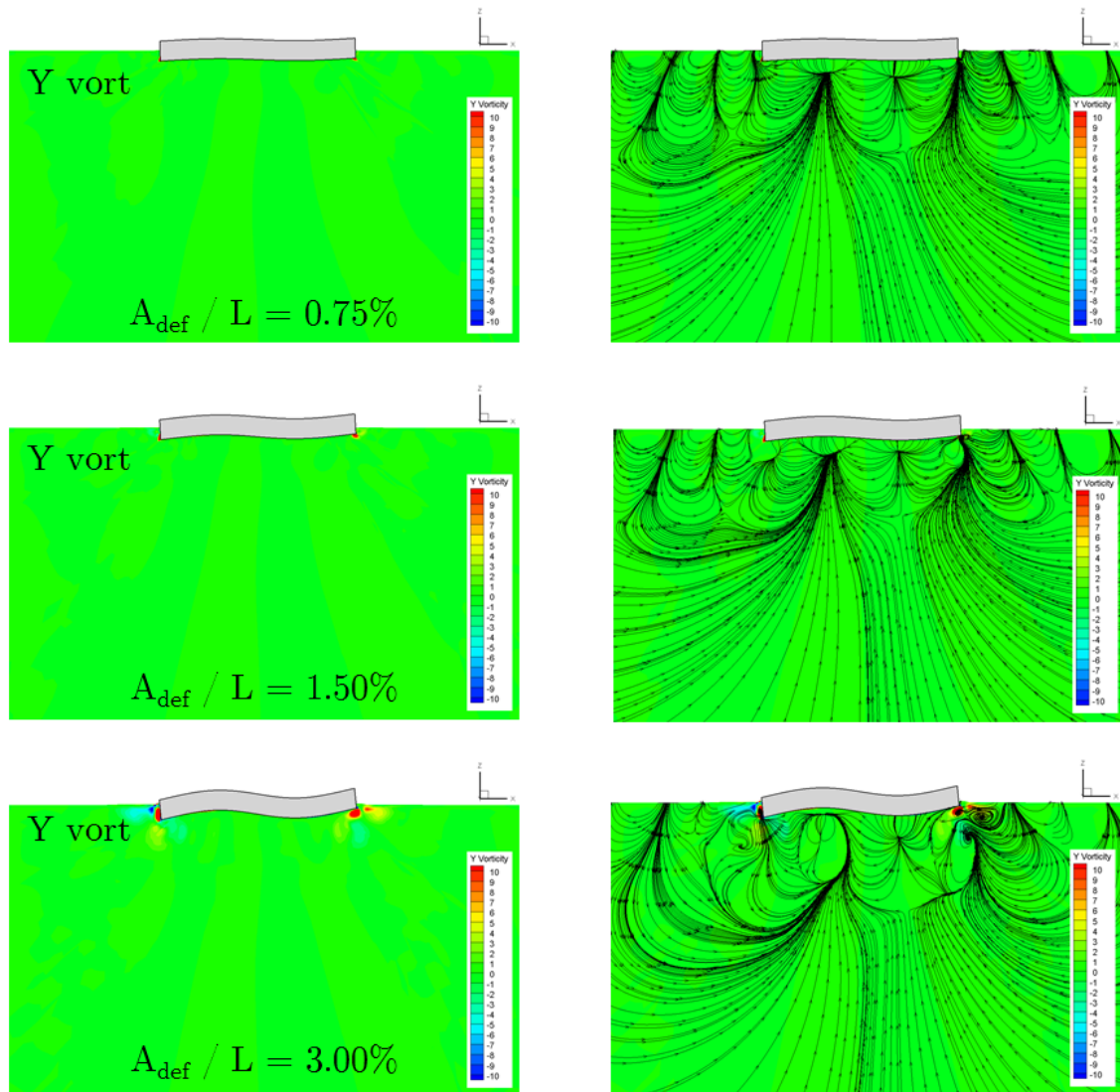


FIGURE 3.38 – Amplitude de déformation croissante - Champ de vorticité pour un instant de maximum de déformation

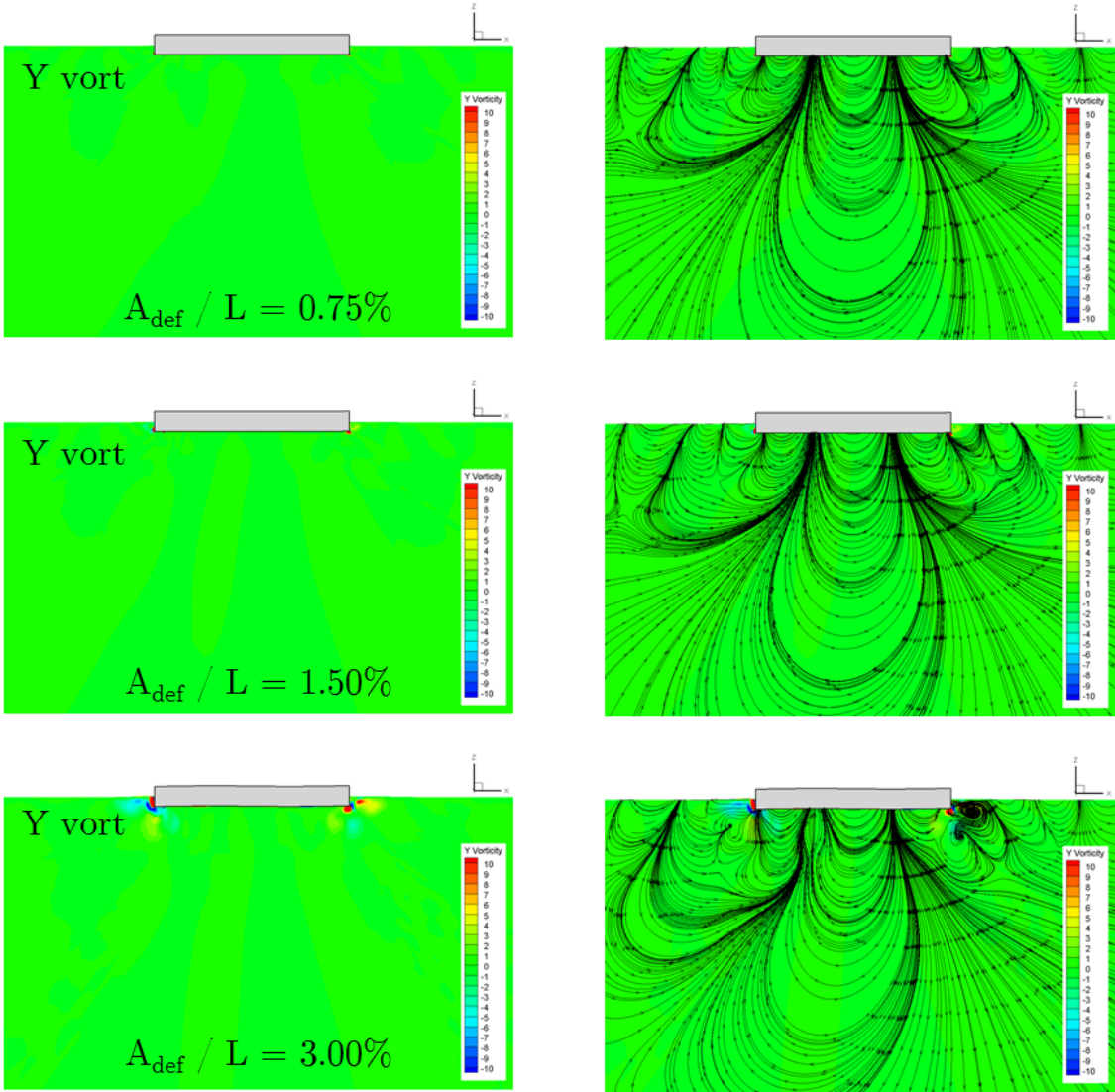


FIGURE 3.39 – Amplitude de déformation croissante - Champ de vorticité pour un instant de maximum vitesse de déformation

B. Analyse quantitative de l'écoulement par les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement

Les coefficients hydrodynamiques modaux M_A^i , B_R^i sont obtenus de la même manière que précédemment (3.5).

Courbes d'évolution des coefficients hydrodynamiques modaux avec la fréquence

On se réfère aux mêmes courbes que précédemment : Figure 3.32 pour les coefficients de masse ajoutée et Figure 3.33 pour les coefficients d'amortissement.

En ce qui concerne les coefficients de masse ajoutée, l'augmentation de l'amplitude des déformations imposée ne modifie pas de façon décisive l'allure des courbes en fonction de la fréquence. On remarque tout de même une augmentation des coefficients de masse ajoutée, de l'ordre de 20% de la valeur prise aux faibles amplitudes. Si l'objectif est d'évaluer précisément les effets de masse ajoutée, l'utilisation d'un code RANSE se révèle utile pour des amplitudes de déformation relativement communes sur des structures présentant une flexibilité telle que celle de la barge.

Pour les coefficients d'amortissement, l'effet de l'augmentation de l'amplitude de mouvement imposé apparaît plus nettement, notamment pour les fréquences comprises entre 8 rad/s et 12 rad/s. Pour ces fréquences, on observe un doublement (voire plus) des coefficients entre le cas des faibles amplitudes de mouvement imposé et un mouvement imposé d'amplitude 0.15% de la longueur de barge.

Les Figures 3.40 et 3.41 présentent pour une fréquence donnée l'évolution des coefficients hydrodynamiques en fonction de l'amplitude de déformation, pour l'exemple du mouvement forcé suivant le mode 3. La solution obtenue en potentiel sous HydroStar est rappelée en pointillés. Les points obtenus à l'aide des simulations ICARE apparaissent en noir. On remarque un bon alignement des points qui révèle une dépendance linéaire de l'évolution des coefficients hydrodynamiques vis-à-vis de l'amplitude de déformation forcée. La montée en amplitude de déformation n'a été réalisée que sur des cas isolés. IL n'est pas possible de s'avancer sur une possible tendance concernant les coefficients directeurs des droites.

Elements non diagonaux des matrices de masses ajoutée et d'amortissement Les coefficients de masses ajoutée et d'amortissement présentés ci-dessus sont les coefficients diagonaux des matrices de masses ajoutée et d'amortissement. Ils sont obtenus par analyse de l'effort projeté sur le mode i dans le cadre d'une simulation en mouvement forcé suivant ce même mode i . Comme précédemment pour le cas de diffraction, on dispose pour chaque simulation en mouvement forcé suivant un mode donné, des efforts projetés sur tous les modes élastiques souhaités, ainsi que des efforts classiques, que l'on peut considérer comme des projections sur les modes rigides. On dispose donc d'éléments pour appréhender les phénomènes de couplage entre les modes élastiques et de couplage entre les modes élastiques et les modes rigides.

Dès la consultation des séries temporelles d'effort projeté, on voit apparaître nettement un couplage entre les modes pairs d'une part, et entre les modes impairs d'autre part. Lors d'une simulation en mouvement forcé suivant le mode de flexion à 2 noeuds (Figure 3.42), la réponse en effort projeté suivant les modes $i = 4$ et $i = 6$ est marquée, tandis que la réponse suivant les modes $i = 3, 5, 7$ est d'amplitude faible. Inversement, lors d'une simulation en mouvement forcé suivant le mode flexion à noeuds (Figure 3.43), la réponse en effort projeté est apparente pour les modes $i = 3, 5$ et faible pour les modes $i = 2, 4, 6$.

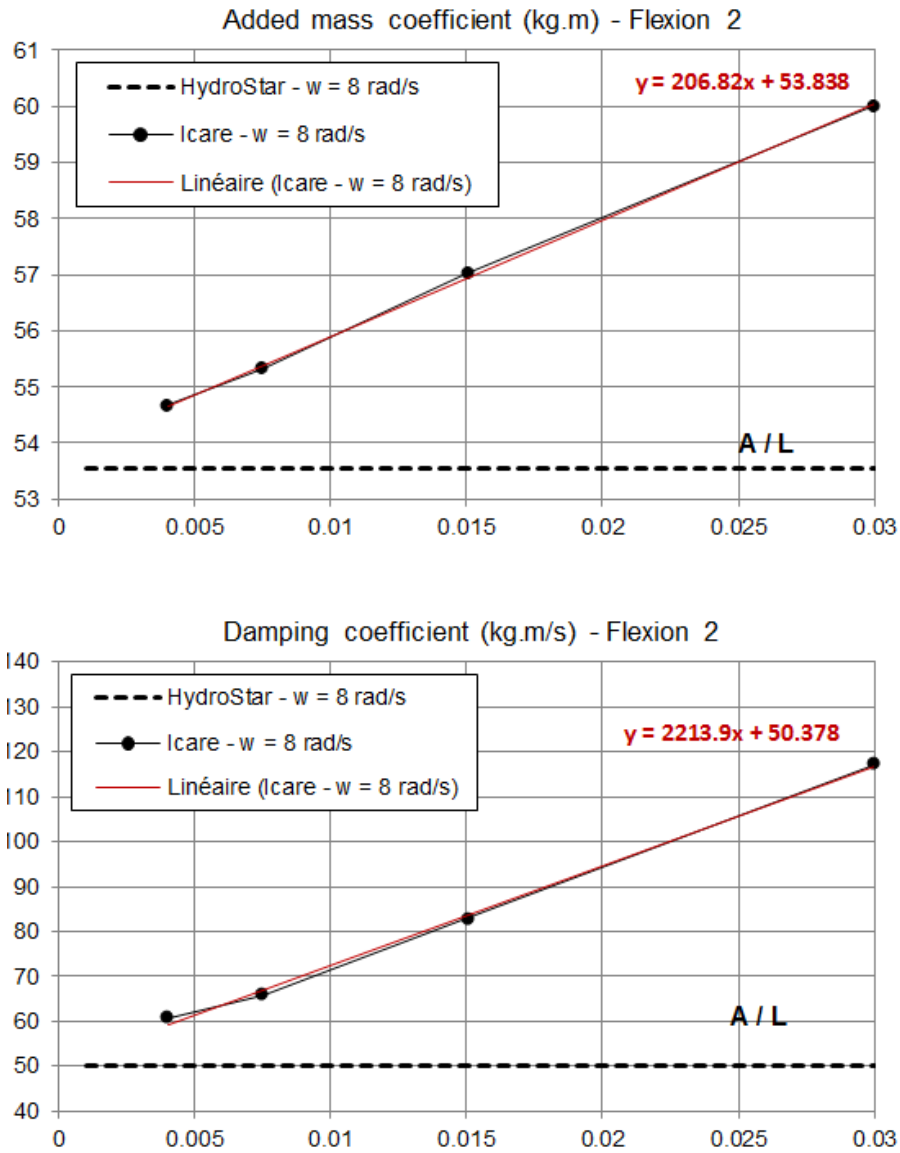


FIGURE 3.40 – Coefficients hydrodynamiques en fonction de l’amplitude de déformation à fréquence donnée - $\omega = 8 \text{ rad/s}$ - Forçage mode 3

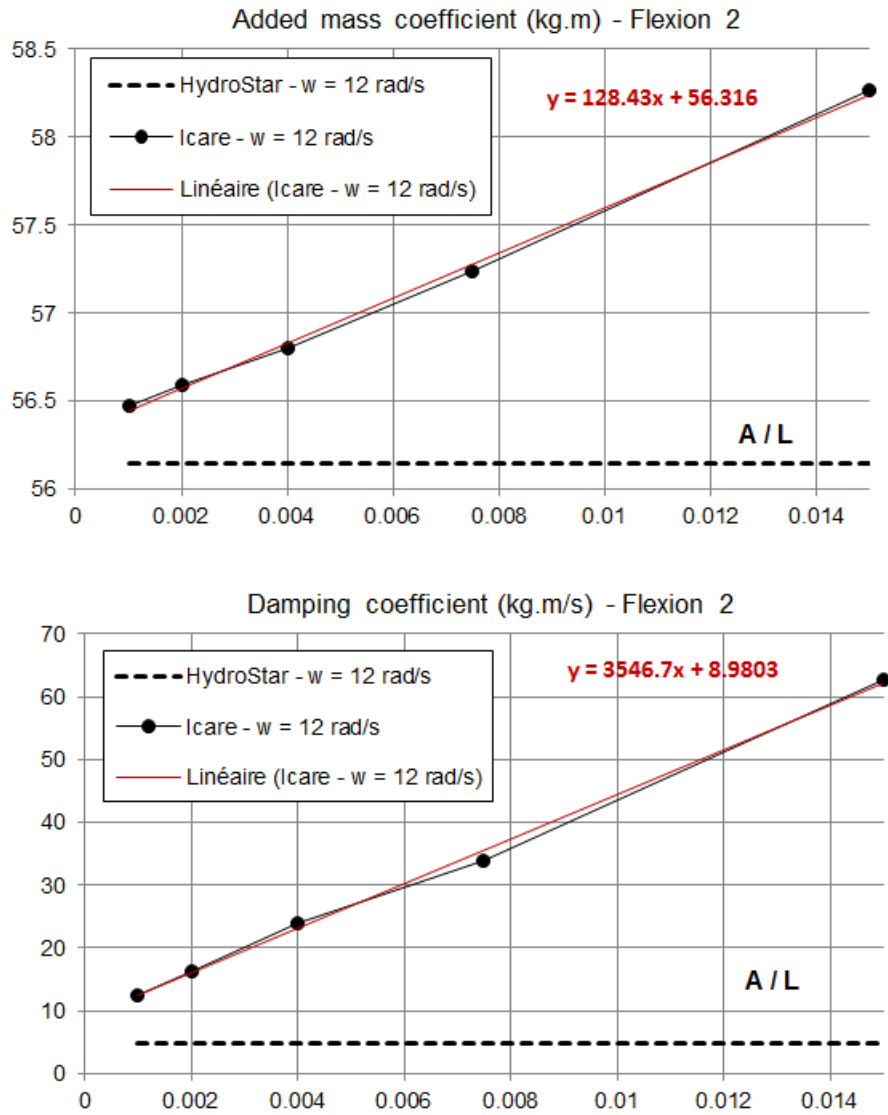


FIGURE 3.41 – Coefficients hydrodynamiques en fonction de l'amplitude de déformation à fréquence donnée - $\omega = 12 \text{ rad/s}$ - Forçage mode 3

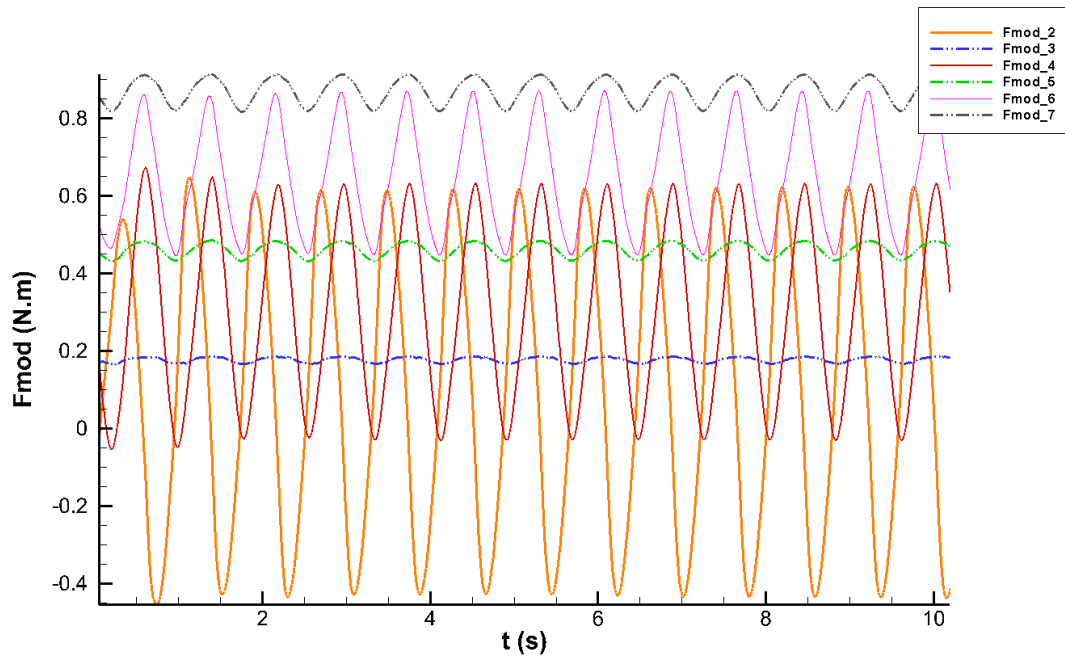


FIGURE 3.42 – Séries temporelles d’effort projeté - Mouvement imposé suivant le mode de flexion à 2 nœuds à $\omega = 8$ rad/s

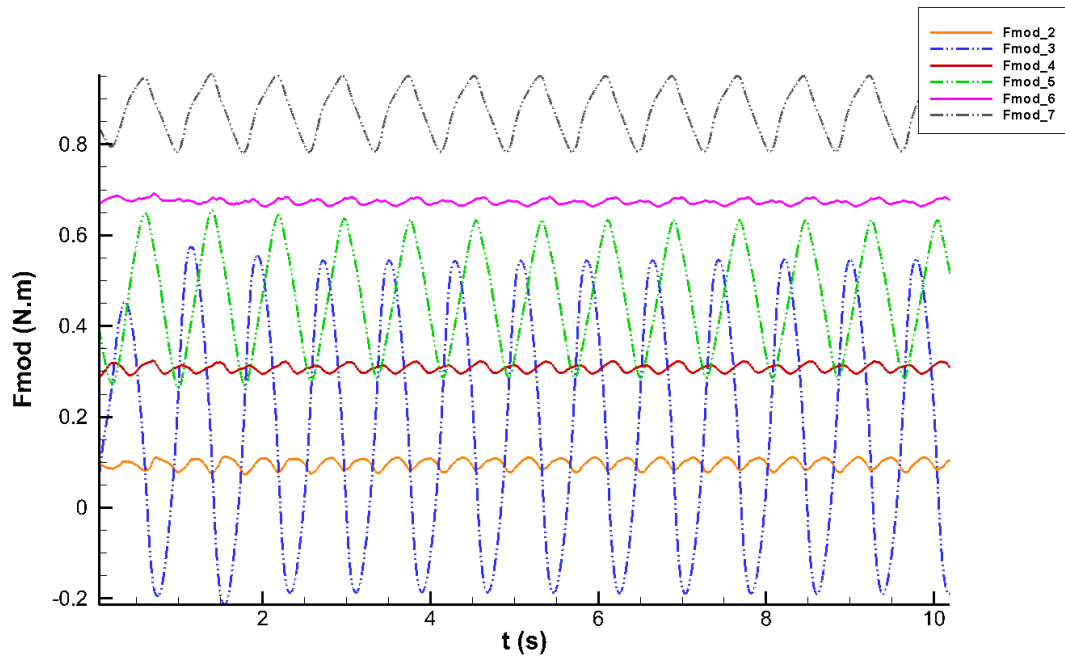


FIGURE 3.43 – Séries temporelles d’effort projeté - Mouvement imposé suivant le mode de flexion à 3 nœuds à $\omega = 8$ rad/s

Chapitre 4

Vers la mise en place de calculs sur houle irrégulière

Plan

4.1	Quelques éléments sur le couplage ICARE-HOS	140
4.1.1	Principe de la méthode HOS	140
4.1.2	Couplage avec la méthode SWENSE	142
4.1.3	Aspects pratiques de la mise en place d'un calcul ICARE-HOS	143
4.2	Tests réalisés sur le DTMB	144
4.2.1	Présentation du cas	144
4.2.2	Résistance ajoutée sur houle régulière à cambrure croissante	145
4.3	Tests réalisés sur le sous-marin	150
4.3.1	Présentation du cas	150
4.3.2	Résultats obtenus sur houle régulière	150
4.3.3	Résultats obtenus sur houle bichromatique	150
4.4	Bilan des tests et perspectives	150

Ce chapitre présente les tests effectués en parallèle de la mise en place du couplage hydroélastique, dans la perspective de mettre ne place des calculs sur houle irrégulière. Le solveur fluide utilisé, ICARE, dispose déjà d'une fonctionnalité de prise en compte de la houle irrégulière par le biais d'un couplage avec la méthode HOS. Nous commençons par rappeler succinctement le fonctionnement de cette méthode.

La suite du travail s'inscrit dans la recherche d'une méthodologie efficace / efficiente pour l'obtention de réponses représentatives sur houle irrégulière. Que ce soit en résistance ajoutée sur houle ou en hydroélasticité, la problématique est la même : le calcul direct sur houle irrégulière est complexe à mettre en œuvre et très consommateur en temps de calcul, il serait donc intéressant de disposer d'une méthode permettant de reconstruire une réponse sur houle irrégulière à partir des réponses sur houle régulière. La méthode naturellement envisagée est celle qui consiste à réaliser des calculs sur houle régulière pour les fréquences représentée dans le spectre, à analyser les réponses du navire, puis à réassembler une réponse moyenne en sommant les réponses sur houle régulière, pondérées chacune par leur importance dans le spectre de houle irrégulière ciblé. La mise en œuvre d'une telle méthode soulève plusieurs questions : la réponse sur houle irrégulière est-elle uniquement la somme des réponses sur houle régulière ? quelle amplitude choisir pour les calculs sur houle régulière ?

Pour tenter d'apporter des éléments de réponse à ces questions, nous proposons deux tests. Le premier, mené sur une carène de frégate militaire DTMB, classique pour les essais de résistance ajoutée sur houle, permet d'aborder la question du choix de l'amplitude de houle. Une montée en cambrure de $kA = 3\%$ à $kA = 12\%$ est réalisée sur une plage de fréquence autour de la résonance en résistance ajoutée sur houle. On s'intéresse ensuite à la dépendance de la résistance ajoutée sur houle vis-à-vis de l'amplitude de houle. Le second test permet d'aborder le contenu fréquentiel de la réponse sur houle irrégulière en considérant un cas simple : la houle bichromatique. La structure retenue est cette fois-ci une structure de type sous-marin.

4.1 Quelques éléments sur le couplage ICARE-HOS

La méthode de [Rienecker et Fenton \(1981\)](#) présentée Section 2.1.3 est bien adaptée pour la génération de houle régulière dans ICARE. Pour la génération de houle irrégulière, le recours à une autre méthode spectrale a été nécessaire. La méthode High Order Spectral - Numerical Wave Tank, ou HOS-NWT ([Bonnefoy et al., 2009](#); [Ducrozet et al., 2012](#)), développée en interne au LHEEA depuis le début des années 2000, permet la génération de houle irrégulière avec un ordre de non linéarité élevé. Cette méthode mature permet de reproduire très fidèlement la houle irrégulière générée en bassin océanique, pour des cambrures quelconques restant inférieures au seuil de déferlement.

4.1.1 Principe de la méthode HOS

La méthode HOS s'appuie sur l'équation de Laplace (4.1), valable pour un écoulement potentiel irrotationnel, sur les conditions de surface libre non-linéaires (4.3), (4.2) et sur une condition au fond (4.4).

$$\Delta\phi = 0 \tag{4.1}$$

Conditions de surface libre non linéaires

$$\frac{\partial\eta}{\partial t} = \frac{\partial\phi}{\partial z} - \nabla\phi \cdot \nabla\eta \quad \text{on } z = \eta(x, y, t) \tag{4.2}$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = -g\eta - \frac{1}{2}|\vec{\nabla}\phi|^2 + C(t) \quad \text{on } z = \eta(x, y, t) \tag{4.3}$$

Condition au fond

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} + \nabla \phi \cdot \nabla h = 0 \quad \text{on } z = \eta(x, y, t) \quad (4.4)$$

Une des spécificités de la méthode HOS est la réduction des inconnues aux seules quantités de surface libre : l'élévation η et le potentiel de vitesse $\tilde{\phi} = \phi(z = \eta)$. Les conditions de surface libre sont ré-écrites pour ces quantités, sur la position exacte de la surface libre en $z = \eta$.

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{1}{2} \left(1 + |\nabla \eta|^2 \right) \frac{\partial \phi}{\partial z} - \nabla \tilde{\phi} \cdot \nabla \eta \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial t} = -g\eta - \frac{1}{2} \left| \Delta \tilde{\phi} \right|^2 + \frac{1}{2} \left(1 + |\nabla \eta|^2 \right) \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \quad (4.6)$$

Les équations (4.5) et (4.6) permettent d'avancer en temps l'élévation de surface libre η et le potentiel de vitesse de surface libre $\tilde{\phi}$. Les quantités des membres de droite sont supposées connues, mise à part la vitesse verticale $W = \partial \phi / \partial z$. La clé de la méthode HOS est l'évaluation précise de cette quantité.

[Schéma précisant les notations]

La méthode HOS est mise en œuvre dans un domaine fluide dont la géométrie est prédéfinie : il s'agit d'un parallélépipède rectangle de longueur L_x , de largeur L_y et de hauteur constante, ce qui implique un fond plat. Dans le plan horizontal, des conditions de réflexion totale sont imposées pour reproduire la réflexion par les parois du bassin.

La régularité de la géométrie permet de définir une base "simple" pour la décomposition spectrale. Les quantités η et $\tilde{\phi}$ sont décomposées à l'aide des fonctions propres φ_{ij} , qui sont spécifiques au domaine de calcul (4.7), (4.8).

$$\eta(x, y, t) = \sum_i \sum_j A_{ij}(t) \varphi_{ij}(x, y) \quad (4.7)$$

$$\tilde{\phi}(x, y, t) = \sum_i \sum_j B_{ij}(t) \varphi_{ij}(x, y) \quad (4.8)$$

La base de fonctions φ_{ij} (4.9) retenue est compatible avec les conditions de réflexion sur les murs latéraux.

$$\varphi_{ij}(x, y) = \cos(k_i x) \cos(k_j y) \quad (4.9)$$

Le potentiel de vitesse dans le domaine complet ϕ est lui aussi décomposé sur une base fonctions (4.10). Chacune des fonctions de cette base satisfait l'équation de Laplace (4.1) et la condition au fond (4.4), en plus des conditions de réflexion.

$$\phi(x, y, z, t) = \sum_i \sum_j C_{ij} \varphi_{ij}(x, y) \frac{\cosh[k_{ij}(z + h)]}{\cosh(k_{ij}h)} \quad (4.10)$$

Avec : $k_{ij} = |k_i \vec{e}_i + k_j \vec{e}_j|$.

Les nombres d'onde des fonctions propres du domaine sont définis à partir des dimensions du bassin dans les deux directions horizontales :

$$k_i = (i - 1) \frac{\pi}{L_x} \quad k_j = (j - 1) \frac{\pi}{L_y} \quad (4.11)$$

La prise en compte du batteur du bassin nécessite l'introduction d'un potentiel additionnel dans les équations afin de décrire le champ évanescent qui se développe à proximité du batteur. L'introduction de ce potentiel n'est pas triviale et complexifie un peu les équations. Dans un

souci de clarté, nous le laissons volontairement de côté. Les lecteurs curieux pourront se référer aux thèses de [Bonnetoy \(2005\)](#) et [Ducrozet \(2007\)](#).

Une fois les particularités du domaine de calcul et des fonctions propres identifiées, on peut revenir au point central de la méthode : l'évaluation précise de la vitesse verticale $W = \partial\phi/\partial z$ au niveau de la surface libre. Le potentiel de vitesse ϕ est tout d'abord décomposé en série de puissances de η , illustrée par l'expression théorique (4.12).

$$\phi(x, y, z, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \phi^{(m)}(x, y, z, t) \quad (4.12)$$

En pratique, la somme (4.12) est tronquée. L'ordre M de cette troncature définit l'ordre de la solution obtenue in fine. C'est cette étape qui confère à la méthode son caractère "ordre élevé".

Pour chacun des termes de la somme, un développement de Taylor est effectué autour de $z = 0$, pour le potentiel de vitesse ϕ .

$$\phi^{(m)}(x, y, z = \eta, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\eta^n}{n!} \frac{\partial^n \phi^{(m)}}{\partial z^n}(x, y, z = 0, t) \quad (4.13)$$

L'identification des termes de même ordre permet d'écrire un système triangulaire dont la résolution fournit les $\phi^{(m)}(x, y, 0, t)$ pour $m \in [1, M]$.

L'application de la procédure pour la vitesse verticale donne lieu à la formation d'un nouveau système linéaire dont les inconnues $W^{(m)}(x, y, t)$ pour $m \in [1, M]$ s'expriment en fonction des produits des puissances de η et dérivés des $\phi^{(m)}$ prises en $(x, y, 0, t)$.

Une fois la difficulté du calcul de W levée, l'avance en temps est menée par le biais d'un schéma Runge-Kutta 4 à pas de temps adaptatif.

4.1.2 Couplage avec la méthode SWENSE

La puissance de la méthode HOS pour nos applications réside dans la qualité de la solution obtenue pour le champ de houle incident, ainsi que dans les temps de calcul réduits avec lesquels elle est obtenue. Cette efficacité est notamment liée aux caractéristiques suivantes :

- La géométrie parallélépipédique du domaine est imposée même si ses dimensions peuvent varier.
- Seules les inconnues de surface libre sont résolues à chaque pas de temps.

Par ailleurs, la solution n'est connue qu'aux nœuds de discrétisation du domaine HOS.

Pour importer la solution HOS dans le domaine ICARE, on est donc confrontés à plusieurs difficultés :

- Le domaine fluide dans ICARE n'a pas la même étendue que le domaine fluide dans HOS. Dans ICARE, il s'agit du voisinage de la structure dont on souhaite analyser le comportement. Dans HOS, il s'agit du bassin de houle.
- Dès que la structure immergée dans le domaine ICARE dispose d'une vitesse d'avance non nulle, le maillage ICARE est en translation par rapport au repère terrestre, tandis que le domaine HOS reste lui fixe.
- Dans la zone de recouvrement entre des deux domaines fluides, les nœuds des deux grilles ont des positions différentes.
- La solution HOS n'est calculée qu'aux nœuds de surface libre et non pas sur toute la colonne d'eau.
- HOS étant une méthode à pas variable, les pas de temps ICARE et HOS ne correspondant pas.

Pour remédier à ces difficultés, les champs de vitesse et de pression sont reconstruits aux nœuds de la grille HOS sur l'ensemble du domaine tridimensionnel. Des interpolations en temps et en espace sont ensuite menées à chaque pas de temps, avec une adaptation pour prendre en compte le déplacement du maillage ICARE dans le domaine HOS. Les détails de la communication entre les deux codes peuvent être trouvés dans les thèses de [Luquet \(2007\)](#) et [Monroy \(2010\)](#).

Le caractère régulier du champ incident, en temps et en espace, permet aux interpolations de dégrader très peu la qualité de la solution HOS. La qualité du champ incident obtenu dans un solveur Navier-Stokes par la méthode SWENSE-HOS est supérieure à la qualité d'un champ incident obtenu par propagation directe à partir d'une des frontières du domaine [ref où on compare des sondes de houle numérique?], [phrase à nuancer peut-être]. Cependant, la succession des interpolations occasionne tout de même des pertes. La comparaison des réponses obtenues sous ICARE à partir de houles régulières générées en Rienecker-Fenton puis en HOS le met en évidence.

4.1.3 Aspects pratiques de la mise en place d'un calcul ICARE-HOS

La houle HOS-NWT est générée dans un domaine fluide représentant un bassin de houle océanique, qui comporte un batteur à une extrémité et une plage à l'autre extrémité. On s'intéresse au cas d'une houle monodirectionnelle se propageant suivant la direction principale du bassin, c'est-à-dire du batteur vers la plage. On veut soumettre un navire doté d'une vitesse d'avance à cette houle. Le raisonnement est semblable à celui que l'on aurait pour envisager un montage expérimental. On fait partir le navire du côté plage et on le fait progresser vers le batteur de façon à ce qu'il vienne à la rencontre des vagues. Dans le cas d'une houle régulière, une fois le front d'onde passé, le navire entre immédiatement dans une zone où la houle est pleinement établie. Dans le cas d'une houle irrégulière, les différentes composantes du spectre ont des vitesses de groupe différentes, d'autant plus importantes que la fréquence diminue. Ainsi, le navire qui vient en direction du batteur rencontre en premier les composantes de plus grande longueur d'onde. Il n'évolue sur une houle irrégulière disposant du contenu intégral du spectre ciblé que lorsque les composantes de plus faible longueur d'onde lui sont parvenues. C'est alors qu'on peut entamer l'analyse des signaux. Pour s'économiser la simulation RANSE du comportement du navire pendant la période d'établissement de la houle, on peut commencer la simulation RANSE une fois la houle HOS établie dans le domaine, en utilisant une rampe artificielle pour la faire apparaître progressivement.

Pour obtenir une réponse représentative sur houle irrégulière, l'ITTC recommande de réaliser des essais sur au moins 30 minutes en bassin océanique. Dans notre bassin numérique, cela signifie faire progresser le navire à sa vitesse d'avance pendant 30 minutes. Ceci implique de générer la houle irrégulière HOS dans un domaine suffisamment long.

La présentation des méthodes de génération de houle dans ICARE étant maintenant complète, on se propose de passer à la partie applicative.

4.2 Tests réalisés sur le DTMB

4.2.1 Présentation du cas

Le DTMB est une frégate militaire fictive, dont la carène est couramment utilisée pour les études numériques de comportement des navires sur houle [ref]. Elle mesurerait au réel 142 m de long pour 19 m de large et 6.15 m de tirant d'eau. La géométrie est présentée Figure 4.1. Les essais numériques sont réalisés pour une frégate à l'échelle maquette 1/25, telle que celle utilisée lors des essais expérimentaux à l'INSEAN. Il s'agit d'une carène nue, sans appendice, sans moyen de propulsion et sans quille anti-roulis. Elle mesure 5.72 m (Table 4.2). La vitesse d'avance retenue est de 2.097 m/s, ce qui correspond à un nombre de Froude 0.28 et un nombre de Reynolds de l'ordre de 10^7



FIGURE 4.1 – Géométrie du DTMB

L (m)	5.72
B (m)	0.77
T (m)	0.25
Δ (m ³)	0.55
c_B	0.51

TABLE 4.1 – Caractéristiques géométriques de la maquette INSEAN du DTMB

On s'intéresse à la réponse en effort de la frégate sur houle de face. La vitesse d'avance est imposée. Les degrés de libertés sont bloqués. Etant donné la symétrie du problème, le maillage retenu est un demi-O (Figure 4.2). Il comporte 225 000 points répartis de la façon suivante : 124 dans la direction i , 39 dans la direction j et 47 dans la direction k . Le rapport longueur d'onde sur longueur de navire le plus faible envisagé est $\lambda/L = 0.6$. Dans ce cas, on a encore 74 mailles par longueur d'onde en proche carène.

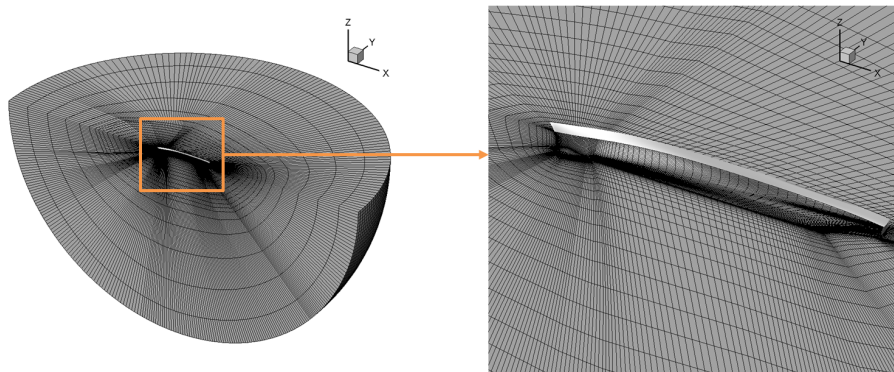


FIGURE 4.2 – Maillage du domaine fluide autour du DTMB - 225 000 points

Les configurations de houle testées par la suite sont listées dans la Table

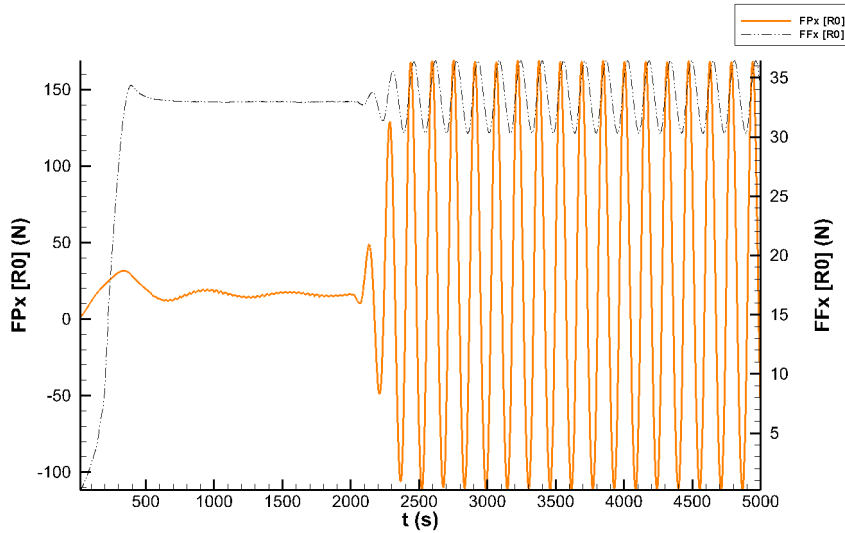
Pour les cambrures $kA = 3\%$ et $kA = 6\%$, 6 longueurs d'onde sont testées entre $\lambda/L = 0.6$ et $\lambda/L = 1.8$. Pour les cambrures $kA = 9\%$ et $kA = 12\%$, on se contente de $\lambda/L = 0.8, 1.0, 1.2$.

L (m)	5.72
B (m)	0.77
T (m)	0.25
Δ (m ³)	0.55
c_B	0.51

TABLE 4.2 – Caractéristiques géométriques de la maquette INSEAN du DTMB

4.2.2 Résistance ajoutée sur houle régulière à cambrure croissante

Les Figures 4.3 et 4.4 présentent l'allure des efforts horizontaux et verticaux exercé par l'écoulement sur la carène. FP et FF représentent respectivement la composante de normale de l'effort et la composante tangentielle de l'effort. L'harmonique 1 des efforts est la composante liée aux fluctuations de la houle incidente.

FIGURE 4.3 – Composantes de l'effort horizontal F_x - DTMB sur houle $\lambda/L = 1.2$ - $kA = 6\%$

L'effort horizontal (Figure 4.3) est celui qui nous intéresse en premier lieu dans l'étude de la résistance sur houle. L'harmonique 0 de résistance ajoutée correspond à la résistance à l'avancement sur mer plate, à laquelle vient s'ajouter la résultante des efforts de dérive induits par la houle incidente ainsi que la résultante des efforts fluide induits par les mouvements du navire. L'harmonique 1 des efforts tangentiels est relativement faible comparée l'harmonique 1 des efforts normaux. L'harmonique 0 de l'effort tangential sur houle est presque confondue avec l'harmonique 0 de l'effort tangential sur mer calme. Le saut d'effort horizontal tangential est principalement concentré pendant la phase d'accélération en tout début de simulation.

L'effort vertical (Figure 4.4) connaît des variations très significatives sur houle, principalement liées aux fluctuations de l'effort normal. La composante tangentielle est de faible amplitude.

La Figure 4.5 présente les résultats de résistance ajoutée sur houle en fonction de la longueur d'onde adimensionnelle λ/L , pour des cambrures allant de $kA = 3\%$ à $kA = 12\%$. La résonance en effort est peu marquée. Elle apparaît autour de $\lambda/L = 0.8$ pour la courbe correspondant à la cambrure $kA = 3\%$. Elle n'est pas apparente pour les autres cambrures sur la plage de fréquences testées, qui correspond à la zone de pic de résistance attendue, autour de $\lambda/L = 1$.

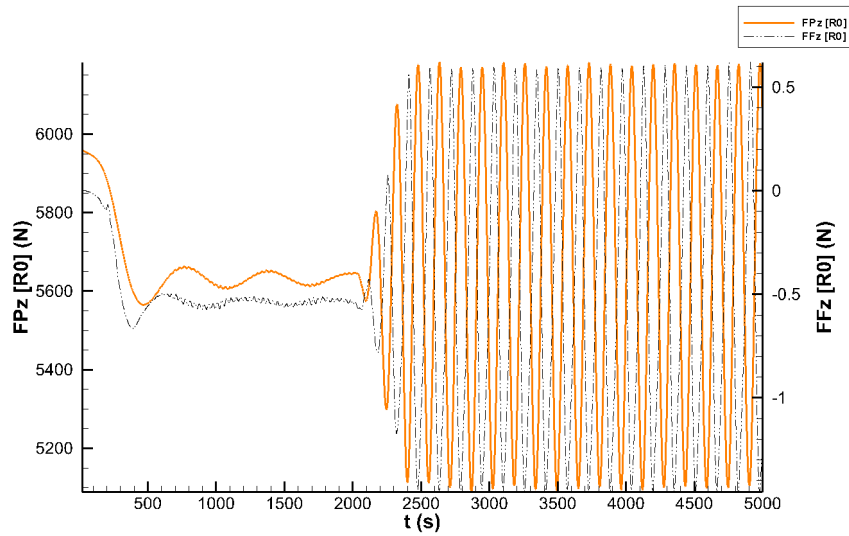


FIGURE 4.4 – Composantes de l’effort horizontal Fz - DTMB sur houle $\lambda/L = 1.2$ - $kA = 6\%$

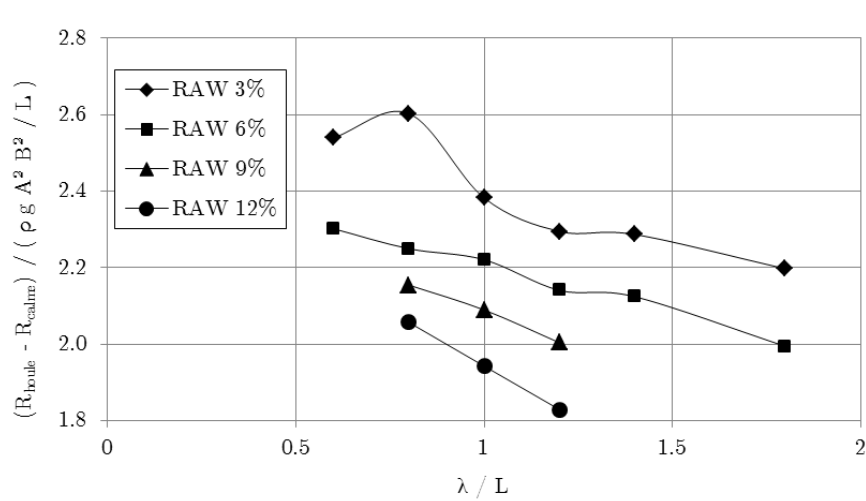


FIGURE 4.5 – Résistance ajoutée sur houle du DTMB en fonction de la longueur d’onde

Il n'existe à notre connaissance pas d'essai expérimental présentant les résultats en résistance ajoutée sur houle pour le DTMB, les analyses expérimentales se concentrant généralement davantage sur la réponse en pilonnement et tangage libre. Nous n'avons donc pas pu comparer les résultats obtenus avec des données expérimentales. A titre indicatif, on peut se rapprocher des nombreux résultats numériques et expérimentaux publiés pour le KVLCC2 (Sadat-Hosseini *et al.*, 2013). Pour cette carène de porte-conteneurs de coefficient bloc de 0.81, les valeurs de résistance ajoutée adimensionnelles, présentées sous la même convention que nous, sont comprises en 4 et 10 autour de $\lambda/L = 1$ et sont proches de 2 pour les plus faibles longueurs d'onde. Pour notre cas, les valeurs de la résistance ajoutée adimensionnelle sont comprises entre 1.8 et 2.8, ce qui paraît raisonnable au vu de l'aspect élancé de la carène de la frégate et de son faible coefficient bloc à 0.51.

La Figure 4.6 présente les mêmes résultats, mais en fonction de l'amplitude de houle au carré. La convention retenue est cette fois-ci le pourcentage de la résistance ajoutée représentée par rapport à résistance sur mer calme. On remarque l'alignement des points sur un même axe, pour les trois longueurs d'onde testées, qui semble indiquer une dépendance forte de la résistance ajoutée à l'amplitude de houle au carré.

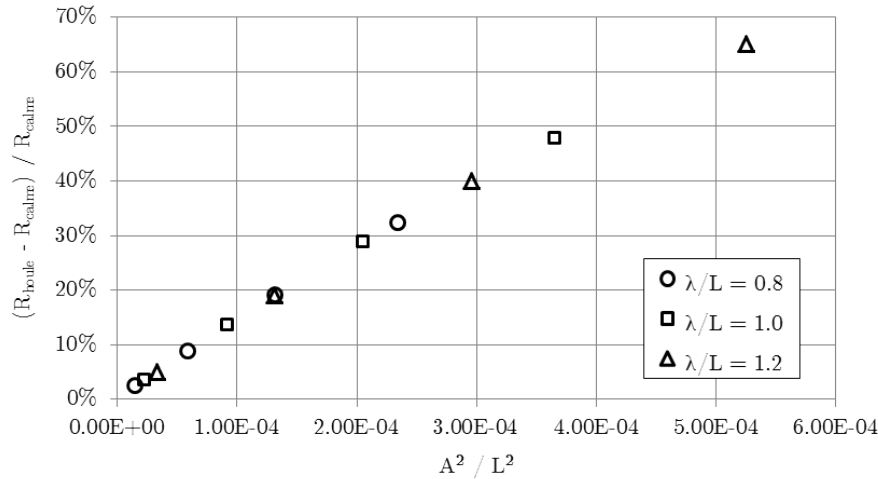


FIGURE 4.6 – Résistance ajoutée sur houle du DTMB en fonction du carré de l'amplitude de houle

Les régressions linéaires réalisées pour chacune des longueurs d'onde (Figure 4.7, 4.8 et 4.9) confirment cette première impression, avec des coefficients de corrélation au-dessus de 0.999. Les résultats obtenus confirment les travaux de Journée (1976), en élargissant le panel des géométries testées. Nous avons au départ mis en place ces tests en pensant trouver un contre-exemple. Force est de constater que la dépendance de la résistance ajoutée sur houle au carré de l'amplitude de houle est forte. De plus, on constate que le coefficient directeur de la régression linéaire est le même pour les trois longueurs d'onde testées autour de $\lambda = 1$. La seule nuance à apporter concerne les cambrures de houle testées. Peut-être qu'elles ne sont pas suffisamment importantes pour générer les phénomènes mettant à mal cette dépendance au carré de l'amplitude de houle.

Le panel des géométries testées gagnerait à être encore complété par des carènes plus larges à coefficient de bloc plus important. Mais si cette dépendance se confirme, cela ouvre la voie à des possibilités intéressantes. Cela signifie en premier lieu qu'avec deux calculs sur houle régulière, on peut interpoler, voire extrapoler, la résistance ajoutée sur houle pour des cambrures différentes. Ensuite, dans l'optique de l'obtention d'une réponse sur houle irrégulière à partir de calculs en régulier, cela signifie que l'on peut se contenter de deux calculs pour chaque fréquence du spectre discrétisé, et pouvoir ensuite faire l'amplitude de

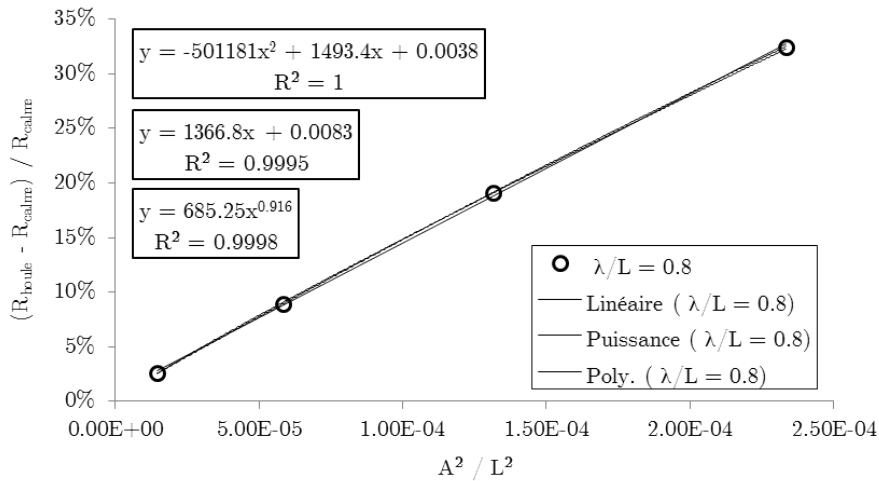


FIGURE 4.7 – Résistance ajoutée sur houle du DTMB en fonction du carré de l’amplitude de houle - $\lambda/L = 0.8$

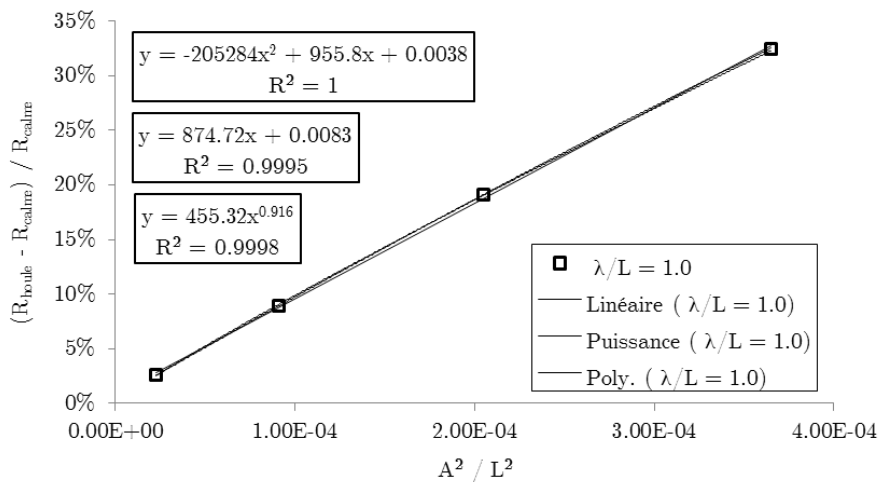


FIGURE 4.8 – Résistance ajoutée sur houle du DTMB en fonction du carré de l’amplitude de houle - $\lambda/L = 1.2$

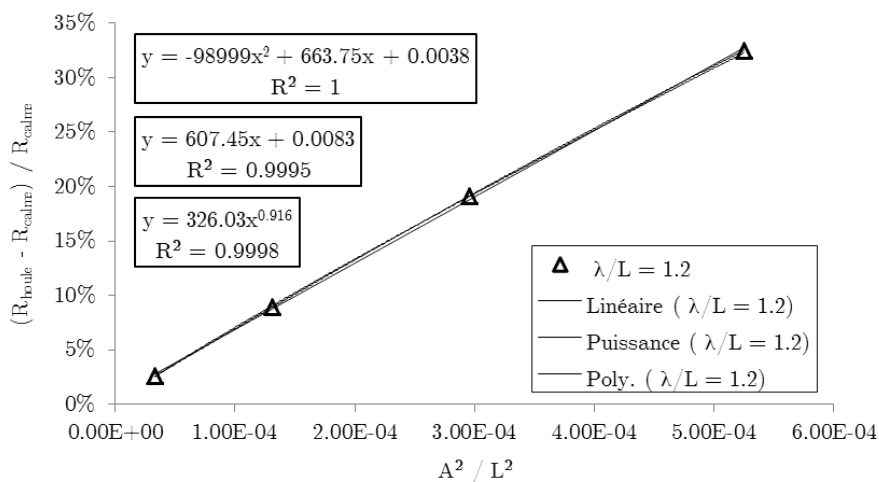


FIGURE 4.9 – Résistance ajoutée sur houle du DTMB en fonction du carré de l’amplitude de houle - $\lambda/L = 1.2$

cette composante comme on le souhaite.

Nous allons maintenant nous intéresser au contenu de la réponse sur houle régulière en analysant un cas de résistance sur houle bichromatique.

4.3 Tests réalisés sur le sous-marin

4.3.1 Présentation du cas

4.3.2 Résultats obtenus sur houle régulière

4.3.3 Résultats obtenus sur houle bichromatique

4.4 Bilan des tests et perspectives

Conclusion

Après un passage en revue des méthodes existantes, aussi bien en résistance ajoutée sur houle qu'en hydroélasticité, nous avons pu présenter les méthodes mises en œuvre dans le cadre de cette thèse. Nous avons présenté ICARE, l'outil de simulation numérique en hydrodynamique qui a servi de base à tous nos développements, avant de présenter le modèle de poutre analytique et la procédure de couplage implémentés.

Les résultats ont ensuite été présentés sur un cas test de barge à l'échelle maquette. Le cas de diffraction aux faibles amplitudes de houle a permis de mener une étude de convergence en maillage, de valider l'implémentation de la projection des efforts sur les modes élastiques, ainsi que de mener des premières analyses sur l'interaction du champ de houle avec une structure flexible en nous intéressant à la partie excitation.

Pour le cas de la diffraction aux amplitudes de houle quelconque, les résultats obtenus nous ont dans un premier temps surpris. Là on attendait l'apparition de non linéarités avec l'augmentation de la cambrure de houle, il s'est avéré que l'amplitude de la première harmonique des efforts projetés avait une dépendance très linéaire à l'amplitude de houle, en tout cas pour la gamme de cambrures testées, c'est-à-dire entre $kA = 3\%$ et $kA = 15\%$. La limite déferlement étant à $kA = 44\%$, il reste des cas à explorer avant même d'en arriver à des phénomènes nouveaux. En raison du caractère structuré de notre maillage du domaine fluide, les déformations de surface libre autorisées ne sont pas infinies. En particulier, notre outil n'autorise ni l'envahissement du pont de la structure, ni les sorties d'eau de la carène. Au delà de $kA = 15\%$, cette caractéristique devient limitante. ICARE n'est donc pas l'outil adapté pour explorer le comportement à des cambrures plus élevées. A cette limite près, le résultat obtenu est intéressant puisqu'il valide l'utilisation des méthodes potentielles à hypothèses restrictives fortes pour l'évaluation de la composante principale des efforts fluide, par extrapolation des résultats obtenus aux très faibles amplitudes.

L'analyse de la moyenne des efforts projetés s'est révélée moins immédiate. L'harmonique 0 des efforts projetés n'est pas proportionnelle à l'amplitude de houle et il est même difficile d'identifier une dépendance simple. Le réflexe a été de se ramener à ce qui était connu pour les modes rigides. Pour l'effort horizontal, qui peut-être vu comme l'effort projeté sur le mode de cavalement, on dispose des analyses sur la résistance ajoutée sur houle, qui est définie comme l'écart entre les harmoniques 0 de l'effort F_x sur houle et sur mer plate. Même si la dépendance exacte n'est peut-être pas acquise pour toutes les formes de carène, il est communément admis que la résistance ajoutée sur houle dépend du carré de l'amplitude de la houle. Dans le cas que nous analysons, il n'y a pas de vitesse d'avance, on accède donc directement à l'effort projeté "ajouté" sur houle. En dehors du mode de cavalement, on ne retrouve pas cette dépendance au carré de l'amplitude de houle. Il semble qu'il n'existe pas de loi de comportement simple permettant d'extrapoler de façon satisfaisante les résultats obtenus aux faibles amplitudes de houle. Pour cette partie de l'effort, la modélisation à l'aide de méthodes hydrodynamiques non linéaires telles que celle que nous proposons prend donc tout son sens.

Si pour le cas de la diffraction nous avons été étonnés par l'étendue du domaine de la validité de la dépendance linéaire de la réponse à l'amplitude de houle, cela a été le cas inverse

en radiation. Pour le mouvement forcé sur houle, les amplitudes de déformation identifiées initialement comme faibles en consultant les compte rendus d'expérience sur le cas de la barge se sont avérés déjà dans le domaine du non linéaire en ce qui concerne le comportement de l'écoulement. Une descente en amplitude de mouvement forcé sur un cas donné a permis de revenir vers un comportement linéaire de l'écoulement. Cette amplitude s'est révélée valide de façon plus large et a été retenue pour la comparaison aux résultats de la méthode potentielle. Que ce soit en masse ajoutée ou en amortissement, l'accord obtenu pour les premiers modes est satisfaisant sur la gamme de fréquences testées, ce qui valide l'implémentation du mouvement forcé suivant les modes élastiques, ainsi que les post-traitements mis en place pour le calcul des coefficients hydrodynamiques à partir des résultats des simulations.

Sur cette base, l'analyse des résultats des simulations de mouvement forcé aux amplitudes de déformation réalistes a été reprise. La mise en évidence de tourbillons dans l'écoulement et de motifs d'élévation de surface libre adimensionnelle non réguliers a permis de caractériser la nature de non linéarités. L'étude montre que l'utilisation d'un outil de modélisation hydrodynamique prenant en compte ces non linéarités est essentiel pour avoir une représentation correcte de l'écoulement dans le cas de déformation de carène marquées. L'impact de la prise en compte de ces non linéarités hydrodynamiques sur l'analyse de structure n'a malheureusement pas pu être évalué dans la durée de la thèse. Il constituerait certainement un apport intéressant.

Une implémentation de la résolution de l'équation du mouvement pour les degrés de liberté flexibles a été proposée d'un point de vue théorique et a été implémentée. A l'heure nous clôturons ce manuscrit, des instabilités numériques mettent encore à mal le déroulement de simulation en modèle libre élastique sur houle. C'est pourquoi aucun résultat de ce type n'est présenté dans le manuscrit.

Bibliographie

- B. ALESSANDRINI et G. DELHOMMEAU : A multigrid velocity-pressure-free surface elevation fully coupled solver for calculation of turbulent incompressible flow around a hull. *In Proceedings of the 21st Symposium on Naval Hydrodynamics*, vol. 19, p. 321–342, 1996. [66](#)
- B. ALESSANDRINI : *Etude numérique de l'écoulement visqueux autour d'une carène de navire en présence d'une surface libre : résolution des équations de couche limite et de Navier-Stokes*. Thèse de doctorat, École Centrale de Nantes (ECN), 1993. [54](#)
- B. ALESSANDRINI et G. DELHOMMEAU : Résolution des équations de navier-stokes par une méthode couplée en vitesses-pressure-élévation de surface libre. Rap. tech., Rapport technique, École Centrale de Nantes, 1995. [54](#), [60](#)
- C. ANTOCI, M. GALLATI et S. SIBILLA : Numerical simulation of fluid–structure interaction by sph. *Computers & Structures*, 85(11):879–890, 2007. [44](#)
- F. P. ARRIBAS : Some methods to obtain the added resistance of a ship advancing in waves. *Ocean Engineering*, 34(7):946–955, 2007. [18](#), [21](#)
- O. BELIK, R. BISHOP et W. PRICE : On the slamming response of ships to regular head waves. *Trans. RINA*, 122:325–337, 1980. [48](#)
- C. BETTS, R. BISHOP et W. PRICE : The symmetric generalised fluid forces applied to a ship in a seaway. *RINA Supplementary Papers*, 119, 1977. [47](#)
- R. BISHOP, W. PRICE et P. TEMAREL : Antisymmetric vibration of ship hulls. *Royal Institution of Naval Architects Transactions*, 122, 1980. [48](#)
- R. E. D. BISHOP, W. PRICE et Y. WU : A general linear hydroelasticity theory of floating structures moving in a seaway. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 316(1538):375–426, 1986. [48](#)
- P. BOESE : Eine einfache methode zur berechnung der widerstandserhöhung eines schiffes im seegang. 1970. [25](#)
- F. BONNEFOY : *Modélisation expérimentale et numérique des états de mer complexes*. Thèse de doctorat, École Centrale de Nantes (ECN), 2005. [75](#), [142](#)
- F. BONNEFOY, G. DUCROZET, D. LE TOUZÉ et P. FERRANT : Time domain simulation of nonlinear water waves using spectral methods. *Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves*, 11:129–164, 2009. [140](#)
- B. BOUSCASSE, R. BROGLIA et F. STERN : Experimental investigation of a fast catamaran in head waves. *Ocean Engineering*, 72:318–330, 2013. [21](#), [23](#)
- M. BOUSSINESQ : *Théorie de l'écoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides*. Gauthier-Villars, 1897. [59](#)

- T. BUNNIK, D. VAN, G. KAPSENBERG, Y. SHIN, R. HUIJSMANS, G. DENG, G. DELHOMMEAU, M. KASHIWAGI et B. BECK : A comparative study on state-of-the-art prediction tools for seakeeping. *In 28th ONR Symposium on Naval hydrodynamics*, 2010. 26
- P. M. CARRICA, K.-J. PAIK, H. S. HOSSEINI et F. STERN : Urans analysis of a broaching event in irregular quartering seas. *Journal of Marine Science and Technology*, 13(4):395–407, 2008. 30, 31
- P. M. CARRICA, H. SADAT-HOSSEINI et F. STERN : Cfd analysis of broaching for a model surface combatant with explicit simulation of moving rudders and rotating propellers. *Computers & Fluids*, 53:117–132, 2012. 19, 31
- P. CARRICA, R. WILSON et F. STERN : An unsteady single-phase level set method for viscous free surface flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 53(2):229–256, 2007. 30
- P. CARTRAUD : Mécanique des structures. étude des poutres. 2011. Cours de l'École Centrale de Nantes (ECN). 78
- T. CASTIGLIONE, H. SADAT-HOSSEINI, F. STERN et S. BOVA : Cfd simulation for sea keeping of delft catamaran in regular head and oblique waves. *In Proceedings of the 12th International Conference on Fast Sea Transportation (FAST 2013)*, 2013. 30, 31
- Z. CHUANG et S. STEEN : Speed loss due to seakeeping and maneuvering in zigzag motion. *Ocean Engineering*, 48:38–46, 2012. 20
- D.C.WILCOX : Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA journal*, 26:1299–1310, 1988. 60
- E. DE LANGRE : *Fluides et solides*. Editions Ecole Polytechnique, 2001. 33
- G. DENG, P. QUEUTEY et M. VISONNEAU : Navier-stokes computations of ship stern flows : a detailed comparative study of turbulence models and discretization schemes. *In 6th International Conference on Numerical Ships Hydrodynamics*, 1993. 60
- G. DENG, A. LEROYER, E. GUILMINEAU, P. QUEUTEY, M. VISONNEAU et J. WACKERS : Verification and validation for unsteady computation. *In Proceedings of Gothenburg 2010 : A Workshop on CFD in Ship Hydrodynamics, Gothenburg, Sweden*, 2010. 29
- J.-B. DEUFF : *Extrapolation au réel des mesures de pression obtenues sur des cuves modèle réduit*. Thèse de doctorat, Nantes, 2007. 42
- J. DONEA, S. GIULIANI et J.-P. HALLEUX : An arbitrary lagrangian-eulerian finite element method for transient dynamic fluid-structure interactions. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 33(1-3):689–723, 1982. 43
- A. DROUET : *Apports de la résolution multi-blocs pour la simulation de la manœuvrabilité des sous-marins et des bâtiments de surface*. Thèse de doctorat, École Centrale de Nantes (ECN), 2011. 54, 66, 71
- I. DRUMMEN, G. STORHAUG et T. MOAN : Experimental and numerical investigation of fatigue damage due to wave-induced vibrations in a containership in head seas. *Journal of marine science and technology*, 13(4):428–445, 2008. 31, 49
- G. DUCROZET : *Modélisation des processus non-linéaires de génération et de propagation d'états de mer par une approche spectrale*. Thèse de doctorat, École Centrale de Nantes (ECN), 2007. 142

- G. DUCROZET, F. BONNEFOY, D. LE TOUZÉ et P. FERRANT : A modified high-order spectral method for wavemaker modeling in a numerical wave tank. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 34:19–34, 2012. [140](#)
- O. EL MOCTAR, J. LEY, J. OBERHAGEMANN et T. SCHELLIN : Nonlinear computational methods for hydroelastic effects of ships in extreme seas. *Ocean Engineering*, 130:659–673, 2017. [51](#)
- O. FALTINSEN, M. MINSAAAS, N. LIAPIS et S. SKJØRDAL : Prediction of resistance and propulsion of a ship in a seaway. In *Proceeding of 13th Symposium on Naval Hydrodynamics*, p. 505–529, 1980. [25](#), [31](#)
- C. A. FELIPPA, K. PARK et C. FARHAT : Partitioned analysis of coupled mechanical systems. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 190(24):3247–3270, 2001. [42](#)
- P. FERRANT : Simulation of strongly nonlinear wave generation and wave-body interactions using a 3-d mel model. In *Proc. 21st ONR Symp on Naval Hydrodynamics*, p. 93–109, 1997. [75](#)
- P. FERRANT, L. GENTAZ et D. LE TOUZE : Combination of potential and viscous flow models for wave interactions with a 2d breakwater. In *28th Int. Conf. Coastal Engineering, ICCE'2002*, 2002. [54](#), [74](#)
- G. FOUREY, C. HERMANGE, D. LE TOUZÉ et G. OGER : An efficient fsi coupling strategy between smoothed particle hydrodynamics and finite element methods. *Computer Physics Communications*, 217:66–81, 2017. [44](#)
- H. FUJII et T. TAKAHASHI : Experimental study on the resistance increase of a ship in regular oblique waves. *Proceedings of the 14th ITTC*, 4:351–360, 1975. [31](#)
- L. GENTAZ : *Une approche de la diffraction-radiation bidimensionnelle en fluide visqueux : résolution des équations de Navier-Stokes en présence d'une surface libre*. Thèse de doctorat, École Centrale de Nantes (ECN), 1995. [54](#)
- J. GERRITSMAN et W. BEUKELMAN : Analysis of the resistance increase in waves of a fast cargo ship. *International shipbuilding progress*, 19(217), 1972. [21](#), [25](#), [27](#)
- R. GŁOWINSKI, T.-W. PAN et J. PERIAUX : A fictitious domain method for dirichlet problem and applications. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 111(3-4):283–303, 1994. [43](#)
- P.-E. GUILLERM : *Application de la méthode de Fourier-Kochin au problème du couplage fluide visqueux-fluide parfait*. Thèse de doctorat, École Centrale de Nantes (ECN), 2001. [54](#)
- B. GUO : *Numerical and Experimental Investigation of Added Resistance in Waves*. Thèse de doctorat, NTNU, 2011. [19](#), [22](#)
- B. GUO, S. STEEN et G. DENG : Seakeeping prediction of kvlcc2 in head waves with rans. *Applied Ocean Research*, 35:56–67, 2012. [29](#), [31](#)
- T. HINO : Proceedings of cfd workshop tokyo 2005. *NMRI, Tokyo, Japan*, 2005. [26](#)
- S. HIRDARIS, Y. LEE, G. MORTOLA, A. INCECIK, O. TURAN, S. HONG, B. KIM, K. KIM, S. BENNETT, S. MIAO *et al.* : The influence of nonlinearities on the symmetric hydrodynamic response of a 10,000 teu container ship. *Ocean Engineering*, 111:166–178, 2016. [50](#)

- S. HIRDARIS, W. PRICE et P. TEMAREL : Two-and three-dimensional hydroelastic modelling of a bulker in regular waves. *Marine Structures*, 16(8):627–658, 2003. [37](#), [38](#), [39](#)
- C. W. HIRT et B. D. NICHOLS : Volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of computational physics*, 39(1):201–225, 1981. [43](#)
- B. HOREL : *Modélisation physique du comportement du navire par mer de l'arrière*. Thèse de doctorat, École Centrale de Nantes (ECN), 2016. [30](#)
- G. HOUGH et D. ORDWAY : The generalized actuator disk. Rap. tech., DTIC Document, 1964. [19](#)
- S.-C. HWANG, A. KHAYYER, H. GOTOH et J.-C. PARK : Development of a fully lagrangian mps-based coupled method for simulation of fluid–structure interaction problems. *Journal of Fluids and Structures*, 50:497–511, 2014. [44](#)
- ITTC : Loads and responses, seakeeping, predicting power increase in irregular waves based on model experiments in regular waves. *Recommended Procedures and Guidelines*, p. 7.5, 2008. [23](#)
- E. JACQUIN : *Navire autopropulsé en manoeuvres : simulation numérique et optimisation des performances hydrodynamiques*. Thèse de doctorat, École Centrale de Nantes (ECN), 2007. [52](#), [54](#), [73](#), [89](#)
- J. J. JENSEN et P. T. PEDERSEN : Bending moments and shear forces in ships sailing in irregular waves. *Journal of Ship Research*, 25(4):243–251, 1981. [48](#)
- W. JOOSEN : Added resistance in waves. *In 6th Symposium on Naval Hydrodynamics, Washington*, 1966. [23](#)
- J. JOURNÉE : Motions, resistance and propulsion of a ship in regular head waves. *Delft University of Technology. Report*, 428, 1976. [21](#), [147](#)
- J. KIM, K. KIM, Y. KIM, Y. KIM, T. LIM et S. VAN : Numerical simulation of the flow around ships in calm sea and in regular head waves by using wavis code. *Proceedings of CFD workshop Tokyo 2015*, p. 321–326, 2015. [20](#)
- J. KIM, P. LAKSHMYNARAYANANA et P. TEMAREL : Added mass and damping coefficients for a uniform flexible barge using vof. 2014. [92](#)
- K.-H. KIM, J.-S. BANG, J.-H. KIM, Y. KIM, S.-J. KIM et Y. KIM : Fully coupled bem-fem analysis for ship hydroelasticity in waves. *Marine Structures*, 33:71–99, 2013. [49](#), [50](#), [82](#), [86](#), [92](#)
- Y. KIM et J.-H. KIM : Benchmark study on motions and loads of a 6750-teu containership. *Ocean Engineering*, 119:262–273, 2016. [51](#)
- M. KURODA, M. TSUJIMOTO, T. FUJIWARA, S. OHMATSU et K. TAKAGI : 21 investigation on components of added resistance in short waves. 2008. [31](#)
- P. LAKSHMYNARAYANANA, P. TEMAREL et Z. CHEN : Hydroelastic analysis of flexible barge in regular waves using coupled cfd-fem modelling. *Analysis and Design of Marine Structures V*, p. 95, 2015a. [51](#), [92](#)
- P. LAKSHMYNARAYANANA, P. TEMAREL et Z. CHEN : Coupled fluid structure interaction to model three-dimensional dynamic behaviour of ship in waves. *In Proceedings of the 7th International Conference on Hydroelasticity in Marine Technology*, 2015b. [51](#)

- L. LARSSON, F. STERN et M. VISONNEAU : Numerical ship hydrodynamics. *In Gothenburg 2010 a Workshop on Numerical Ship Hydrodynamics, Gothenburg*. Springer, 2010. [27](#), [29](#), [62](#)
- D. LE TOUZÉ : *Méthodes spectrales pour la modélisation non-linéaire d'écoulements à surface libre instationnaires*. Thèse de doctorat, École Centrale de Nantes (ECN), 2003. [75](#)
- J. LEE, P. DONG-MIN et K. YONGHWAN : Comparison of added resistance for different bow shapes of kvlcc2. *In Ship & Ocean Engineering research exchange meeting, Osaka University, Japan*, 2013. [5](#), [23](#), [24](#)
- L. LETOURNEL, P.-e. GUILLERM et K. IJIMA : Nonlinear implementation of a direct forcing immersed boundary method in a finite difference flow solver for the study of a submerged jacket. *In Violent Flows*, num. March, p. 9–11, Osaka, Japan, 2016. [44](#)
- R. LUQUET, L. GENTAZ, P. FERRANT et B. ALESSANDRINI : Viscous flow simulation past a ship in waves using the swense approach. *In Proceedings of the 25th Symposium on Naval Hydrodynamics*, 2004. [31](#)
- R. LUQUET : *Simulation numérique de l'écoulement visqueux autour d'un navire soumis à une houle quelconque*. Thèse de doctorat, École Centrale de Nantes (ECN), 2007. [54](#), [66](#), [74](#), [75](#), [143](#)
- S. MALENICA, J. TUITMAN, F. BIGOT et F. SIRETA : Some aspects of 3d linear hydroelastic models of springing. *ICHHD, Nantes, France*, 2008. [49](#)
- Š. MALENICA, B. MOLIN, F. REMY et I. SENJANOVIĆ : Elastic barge response to waves. *In Journnees de l'Hydrodynamique (9; 2003)*, 2003a. [92](#), [119](#)
- Š. MALENICA, B. MOLIN, F. REMY et I. SENJANOVIĆ : Hydroelastic response of a barge to impulsive and non-impulsive wave loads. *In International Conference on Hydroelasticity in Marine Technology (3; 2003)*, 2003b. [86](#), [107](#)
- H. MARUO : The excess resistance of a ship in rough seas. *International Shipbuilding Progress*, 4(35):337–345, 1957. [23](#)
- A. MOFIDI, A. CASTRO et P. CARRICA : Self-propulsion and course keeping of our tumblehome in calm water and waves. *Proceedings of CFD workshop Tokyo 2015*, p. 303–308, 2015. [19](#)
- C. MONROY, G. DUCROZET, F. BONNEFOY, A. BABARIT, L. GENTAZ, P. FERRANT *et al.* : Rans simulations of a calm buoy in regular and irregular seas using the swense method. *In The Twentieth International Offshore and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2010. [31](#)
- C. MONROY : *Simulation numérique de l'interaction houle-structure en fluide visqueux par décomposition fonctionnelle*. Thèse de doctorat, École Centrale de Nantes (ECN), 2010. [52](#), [54](#), [74](#), [75](#), [143](#)
- G. E. MOORE : Ocramping more components onto integrated cirm cuits1, 1965. [13](#)
- J. OBERHAGEMANN, O. EL MOCTAR *et al.* : Numerical and experimental investigations of whipping and springing of ship structures. *In The Twenty-first International Offshore and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2011. [51](#)
- S. OSHER et J. A. SETHIAN : Fronts propagating with curvature-dependent speed : algorithms based on hamilton-jacobi formulations. *Journal of computational physics*, 79(1):12–49, 1988. [43](#)

- K. OTTO : Statistical analysis and determination of regression formulas for main dimensions of container ships based on ihs fairplay data project no. 2010-56, 2012. [34](#), [36](#)
- K. J. PAIK : *Simulation of fluid-structure interaction for surface ships with linear/nonlinear deformations*. Thèse de doctorat, PhD thesis, University of Iowa, 2010. [50](#)
- K.-J. PAIK, P. M. CARRICA, D. LEE et K. MAKI : Strongly coupled fluid-structure interaction method for structural loads on surface ships. *Ocean Engineering*, 36(17):1346–1357, 2009. [50](#), [86](#)
- D.-M. PARK, Y. KIM, M.-G. SEO et J. LEE : Study on added resistance of a tanker in head waves at different drafts. *Ocean Engineering*, 111:569–581, 2016. [24](#)
- D.-M. PARK, J. LEE et Y. KIM : Uncertainty analysis for added resistance experiment of kvlcc2 ship. *Ocean Engineering*, 95:143–156, 2015. [23](#)
- P. T. PEDERSEN : *A beam model for the torsional-bending response of ship hulls*. Danish Center for Applied Mathematics and Mechanics [DCAMM], 1982. [48](#)
- C. S. PESKIN : The immersed boundary method. *Acta numerica*, 11:479–517, 2002. [43](#)
- S. PIPERNO, C. FARHAT et B. LARROUTUROU : Partitioned procedures for the transient solution of coupled aeroelastic problems part i : Model problem, theory and two-dimensional application. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 124(1):79–112, 1995. [42](#)
- W. PRICE et Y. WU : The influence of nonlinear fluid forces in the time responses of flexible swath ships excited by a seaway. 1989. [48](#)
- G. RELIQUET : *simulation numerique de l'interaction houle/carène par couplage d'une methode spectrale HOS avec un algorithme de capture d'interface*. Thèse de doctorat, École Centrale de Nantes (ECN), 2013. [54](#), [56](#)
- F. REMY et B. MOLIN : Essais gis-hydro sur une maquette de barge elastique. analyse des resultats de mesure. *Rapport ESIM*, 2002. [51](#), [52](#), [92](#), [128](#)
- F. REMY, B. MOLIN et A. LEDOUX : Experimental and numerical study of the wave response of a flexible barge. In *4th international conference on hydroelasticity in marine technology*, 2006. [50](#), [119](#)
- C. RHIE et W. L. CHOW : Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation. *AIAA journal*, 21(11):1525–1532, 1983. [66](#)
- M. RIENECKER et J. FENTON : A fourier approximation method for steady water waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 104:119–137, 1981. [76](#), [140](#)
- H. RIGGS : Comparison of formulations for the hydrostatic stiffness of flexible structures. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, 131(2):024501, 2009. [49](#)
- H. SADAT-HOSSEINI, Y. SANADA, M. STOCKER, F. STERN, S. TOXOPEUS, T. CASTIGLIONE, C. SIMONSEN et J. OTZEN : Kcs added resistance for variable heading. *Proceedings of the Tokyo*, p. 309–314, 2015. [26](#), [30](#)
- H. SADAT-HOSSEINI, P.-C. WU, P. M. CARRICA, H. KIM, Y. TODA et F. STERN : Cfd verification and validation of added resistance and motions of kvlcc2 with fixed and free surge in short and long head waves. *Ocean Engineering*, 59:240–273, 2013. [21](#), [27](#), [30](#), [31](#), [147](#)

- N. SALVESEN, E. TUCK et O. FALTINSEN : Ship motions and sea loads. *Transactions of SNAME*, 78(8):250–287, 1970. [47](#)
- S. SENG : *Slamming and whipping analysis of ships*. Thèse de doctorat, Technical University of Denmark, 2012. [46](#), [51](#), [82](#)
- S. SENG, J. J. JENSEN et Š. MALENICA : Global hydroelastic model for springing and whipping based on a free-surface cfd code (openfoam). *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering*, 6(4):1024–1040, 2014. [31](#)
- I. SENJANOVIĆ, I. ČATIPOVIĆ et S. TOMAŠEVIĆ : Coupled horizontal and torsional vibrations of a flexible barge. *Engineering Structures*, 30(1):93–109, 2008a. [37](#), [49](#), [77](#), [92](#), [95](#)
- I. SENJANOVIĆ, Š. MALENICA et S. TOMAŠEVIĆ : Hydroelasticity of large container ships. *Marine Structures*, 22(2):287–314, 2009. [37](#), [38](#), [39](#)
- I. SENJANOVIĆ, Š. MALENICA, S. TOMASEVIC *et al.* : Investigation of ship hydroelasticity. *Ocean Engineering*, 35(5):523–535, 2008b. [49](#), [50](#), [107](#)
- I. SENJANOVIĆ, M. TOMIĆ et S. TOMAŠEVIĆ : An explicit formulation for restoring stiffness and its performance in ship hydroelasticity. *Ocean Engineering*, 35(13):1322–1338, 2008c. [49](#)
- M.-G. SEO, D.-M. PARK, K.-K. YANG et Y. KIM : Comparative study on computation of ship added resistance in waves. *Ocean Engineering*, 73:1–15, 2013. [27](#), [31](#)
- Y. SHAO et O. FALTINSEN : Towards development of a nonlinear perturbation method for analysis of springing of ships. In *The 23rd international workshop on water waves and floating bodies*, 2008. [48](#)
- J.-F. SIGRIST : *Fluid-structure Interaction : An Introduction to Finite Element Coupling*. John Wiley & Sons, 2015. [9](#), [41](#), [42](#)
- H. SÖDING : How to integrate free motions of solids in fluids. In *4th Numerical Towing Tank Symposium, Hamburg*, 2001. [52](#)
- R. TAGHIPOUR, T. PEREZ et T. MOAN : Time-domain hydroelastic analysis of a flexible marine structure using state-space models. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, 131(1):011603, 2009. [48](#)
- X. WANG et W. K. LIU : Extended immersed boundary method using fem and rkpm. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 193(12):1305–1321, 2004. [43](#)
- Y. WU : *Hydroelasticity of floating bodies*. Thèse de doctorat, University of Brunel, 1984. [48](#)
- Y. WU, H. MAEDA et T. KINOSHITA : The second order hydrodynamic actions on a flexible body. *Journal of Institute of Industrial Science, University of Tokyo*, 49(4):8–19, 1997. [49](#)
- K. YOOIL, K. KYOUNG-HWAN et K. YONGHWAN : Springing analysis of a seagoing vessel using fully coupled bem–fem in the time domain. *Ocean Engineering*, 36(11):785–796, 2009. [49](#)
- Y. L. YOUNG, E. J. CHAE et D. T. AKCABAY : Hybrid algorithm for modeling of fluid-structure interaction in incompressible, viscous flows. *Acta Mechanica Sinica*, 28(4):1030–1041, 2012. [52](#), [90](#)
- C. YVIN, A. LEROYER, E. GUILMINEAU, P. QUEUTEY et M. VISONNEAU : Couplage de codes pour l'étude d'interactions fluide-structure de corps rigides dans le domaine de l'hydrodynamique navale. 2013. [52](#)

Thèse de Doctorat

Marie Robert

Titre de la thèse : Modélisation numérique du comportement hydroélastique des navires sur houle non linéaire

Title of thesis: Numerical modeling of ships hydroelastic behaviour in nonlinear waves

Résumé

Avec l'accroissement de la taille des navires marchands de type porte-conteneurs, les interactions entre la réponse de tenue à la mer classique et la réponse structurelle sont de plus en plus présentes. Les fréquences propres de réponse structurelle de la poutre navire se rapprochent des fréquences de houle océaniques. La modélisation des interactions houle-structure devient un enjeu clé dans les étapes de design par les architectes et de validation par les sociétés de classification. Dans ce contexte, on se propose de développer un nouvel outil d'interaction fluide-structure associant une modélisation RANSE de l'écoulement en différences finies sous ICARE-SWENSE, code développé conjointement par le LHEEA et la société HydrOcéan, et un modèle de poutre analytique, le tout dans le cadre d'une approche modale. Grâce à l'emploi d'une formulation simple pour le traitement de la structure, l'outil de couplage hydroélastique sur houle hérite des propriétés de tolérance aux grands pas de temps d'ICARE-SWENSE, tout en prenant en compte les effets hydrodynamiques non linéaires. Les résultats présentés sur des cas de barge en diffraction et en radiation suivant les modes de déformation élastique permettent de valider les premières étapes de la mise en place du couplage. Une attention particulière est portée sur les seuils d'apparition des non linéarités de l'écoulement et leur impact sur la réponse structurelle. Une première implémentation est proposée pour la résolution du modèle libre des modes élastiques. Des études paramétriques de résistance ajoutée sur houle régulière et bichromatique viennent compléter les travaux dans la perspective de futurs calculs sur houle irrégulière.

Mots clés : Hydroélasticité ; Couplage ; IFS ; RANSE ; Houle non linéaire ; Résistance à l'avancement ; Springing ; Poutre ; Approche modale

Abstract

The increase of large ships dimensions shifts their structural natural frequencies towards common wave frequencies, inducing more interactions between the classic seakeeping response and the structural response. Accurate modeling of wave-structure interactions becomes a key issue for architects and classification societies during the design of a ship.

In this respect, a new numerical tool for fluid-structure interaction is developed, combining a finite difference RANSE description of the fluid domain with ICARE-SWENSE and an analytic beam model, within a modal approach. Thanks to the use of a simple formulation for the structure part, the tool inherits ICARE-SWENSE tolerance properties with regard to large time steps, while still taking into account hydrodynamic nonlinear effects.

Results presented for a flexible barge in diffraction and radiation according to flexible modes validate the first steps of the coupling procedure. Special consideration is given to hydrodynamic nonlinearities threshold and their impact on the structural response. A first implementation is shown for the resolution of the equation of motion for the elastic degrees of freedom. Parametric studies on ship resistance in both regular and bichromatic waves are included as a stepping stone towards future simulations of ship hydroelasticity in irregular waves.

Key Words: Hydroelasticity ; Coupling ; FSI ; RANSE ; Nonlinear wave ; Ship resistance ; Springing ; Beam model ; Modal approach