



7^e JOURNEES DE L'HYDRODYNAMIQUE

MARSEILLE - 8, 9, 10 MARS 1999

Etude analytique et numérique de l'impact hydrodynamique sur des carènes dissymétriques.

Y.-M. Scolan* E. Coche**¹
T. Coudray** E. Fontaine***

* ESIM, IMT, 13451 Marseille, Cedex 20.

** Principia RD, 83507 La Seyne sur Mer.

*** University of California at Santa Barbara, CA93106-1080, USA.

Résumé

L'analyse de la tenue à la mer des FPSO ancrés (Floating Production Storage and Offloading) met en évidence des effets de tassage par mer sévère de face. Le tassage a un effet non négligeable sur les efforts tranchants et les moments fléchissants dans la poutre du navire. En particulier on constate que les efforts verticaux sont dimensionnants pour le touret. On observe également que le tassage apparaît lors des mouvements couplés tangage/roulis et quand l'incidence, par rapport à l'axe longitudinal du navire, est non nulle. Cela signifie que l'impact hydrodynamique se produit localement sur des géométries dissymétriques. Afin de disposer d'un modèle de calcul du tassage adapté à la réponse à la houle des FPSO, une formulation pour carène non symétrique a été développée.

Abstract

The analysis of anchored FPSO's shows strong slamming effects in severe seas. Slamming is not negligible for shear force and bending moment in the ship beam. One should also note that vertical force is determinant for the turret. Slamming is observed when pitch and rolling motions occur together and for non zero incidence. This means that hydrodynamic impact occurs locally on dissymmetric geometries. In order to provide a slamming program that is adapted to the dynamical behavior of FPSO, a formulation for unsymmetrical hull is developed.

¹actuellement chez Bouygues Offshore, 78180 Montigny Le Bretonneux.

1 Introduction

L'impact hydrodynamique constitue un aspect important du comportement dynamique des structures offshore avec ou sans vitesse d'avance placées dans des conditions de mer sévères. Les modèles qui en rendent compte sont soit basés sur une approche globale de résolution des équations d'Euler (voire de Navier-Stokes), soit développés dans le cadre de la théorie des écoulements potentiels. C'est sur ces dernières hypothèses que l'on établit ici la solution pour une coque quelconque cylindrique et dissymétrique. Ces résultats théoriques ne constituent pas une avancée décisive dans le domaine mais elles permettent de formaliser simplement le calcul de la déformation locale de la surface libre lors de l'impact, notamment les corrections mouillées dont la solution couplée à celle du jet fournit le pic de pression.

Sous les hypothèses classiques relatives à l'impact bidimensionnel en théorie potentielle, le calcul de la correction mouillée (wetting correction) se déduit de la solution exacte pour la plaque plane. Cette linéarisation due à Wagner (1932) signifie que le problème ne considère que le mouvement relatif et la vitesse relative du corps solide et de la surface libre, tous deux en mouvement et définis par un contour déformé. On peut donc traiter soit l'impact d'une vague et d'un corps plat, soit l'impact d'une coque cylindrique et d'une surface libre plane, ou encore l'impact de deux surfaces libres déformées (voir Howison *et al.* 1991).

L'extension tridimensionnelle d'une telle approche existe mais doit s'accommoder de la linéarisation des conditions aux limites au voisinage du point de contact. Pour des corps axisymétriques, le choix des variables d'espace ramène finalement le problème à une configuration bidimensionnelle (voir par exemple Miloh 1991). Pour deux corps cylindriques, comme une houle irrégulière et une coque de navire n'ayant, au moment de l'impact, qu'un seul point de contact, on fait un développement de Taylor des surfaces en contact autour de ce point. Cela définit une forme de type paraboloïde elliptique. La solution analytique développée par Korobkin et Pukhnachov (1988) indique que les corrections mouillées (contour fermé contenu dans un plan) forment à tout instant des ellipses confocales. Pour les autres configurations, le problème semble être encore ouvert.

Si l'on revient au problème bidimensionnel pour des carènes dissymétriques, la formulation des équations à résoudre ne semble pas avoir été clairement exposée (au moins dans la littérature française et anglo-saxonne). Toutefois, Toyama (1993) développe la solution analytique pour un dièdre dissymétrique et en déduit l'expression du pic de pression ainsi que l'équation de la déformée de surface libre au delà du point de contact.

Dans le cadre d'une formulation numérique plus classique, Xu *et al.* (1998) –sur la base des travaux théoriques de Vorus (1996)– utilisent une méthode de singularités (de type tourbillon); à noter qu'ils conservent le principe de linéarisation des conditions aux limites sur une plaque plane. Comme application, ils traitent le cas de carènes à bouchains vifs et par conséquent la séparation qui s'y produit. De même Zhao *et al.* (1996), mais désormais sans "linéarisation" du corps, introduisent une solution locale aux voisinages des bouchains pour déterminer la courbure du jet et les éventuels réattachements.

Si l'on souhaite calculer l'expression des corrections mouillées (semi-)analytiquement –i.e. avec moins d'effort de calcul– il faut inévitablement partir de la solution linéarisée de la plaque plane et par conséquent utiliser l'approche de Wagner (1932). De là on formule une équation intégrale pour la vitesse de l'écoulement. L'inversion de cette équation (voir Tollmien 1934) fournit une relation pour cette correction où le temps est désormais explicite. Ceci est très simple tant que la carène considérée est symétrique. Dans le cas contraire cette approche semble plus problématique (voir Fontaine *et al.* 1998 ou

Kvålsvold 1994).

La formulation proposée ici semble être une alternative plus simple. Comme préconisé par Korobkin et Pukhnachov (1988) –voir aussi Howison *et al.* (1991)– les équations sont formulées en terme de potentiel des déplacements: intégrale dans le temps du potentiel des vitesses. Le problème aux limites de type “ligne portante” est alors transformé en un problème de “profil épais”. On en déduit une équation intégrale en terme de distribution de sources. En imposant des déplacements du fluide finis aux extrémités de la plaque, on établit les équations pour les corrections mouillées.

Dans les développements qui suivent on trace les grandes lignes de la méthode qui conduit aux équations à résoudre. On illustre cette formulation par quelques résultats numériques et analytiques, notamment: l'évolution temporelle des corrections mouillées, la répartition de la pression sur le corps ainsi que la déformée de la surface libre. La solution pour le dièdre dissymétrique défini par des polynômes de degré quelconque est accessible de façon quasi-analytique néanmoins les développements à l'aide de fonctions hypergéométriques sont particulièrement fastidieux et ne seront donc pas détaillés. Si on s'intéresse aux mouvements instationnaires, on peut intégrer dans le temps l'équation différentielle du mouvement. Les résultats obtenus sont comparés aux données numériques et expérimentales de Xu *et al.* (1998). Enfin ce modèle a été implémenté dans le logiciel de tenue à la mer DIODORE. Cette implémentation est illustrée par un exemple d'application.

2 Développements théoriques

Equations pour les corrections mouillées

Le problème physique est décrit par la figure (1). On “linéarise” classiquement le problème en “aplatissant” la géométrie. Cela suppose qu'au voisinage du point d'impact, la surface libre et le corps sont quasiment parallèles. D'autre part, pour de fortes valeurs du nombre de Froude basé sur l'immersion, les effets de la gravité sont négligeables et la condition dynamique de surface libre se réduit à une condition de Dirichlet. Le problème

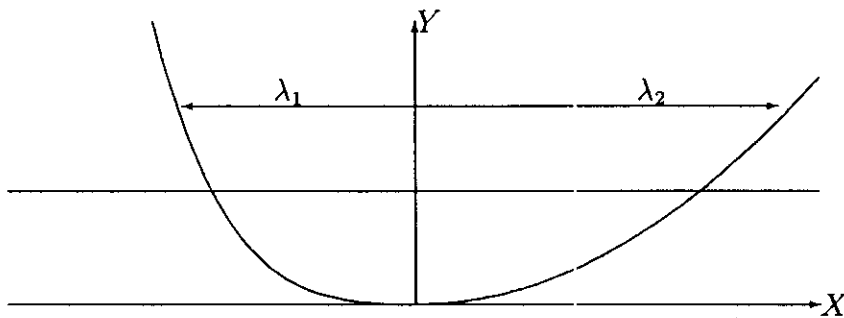


Figure 1: Configuration physique

aux limites pour le potentiel des vitesses est résumé sur la figure (2). Les équations sont ensuite formulées à l'aide du potentiel des déplacements:

$$\phi(x, y, t) = \int_0^t \varphi(x, y, \tau) d\tau \quad (1)$$

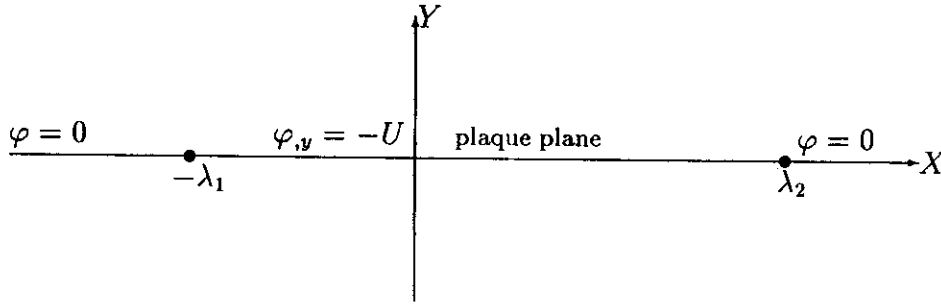
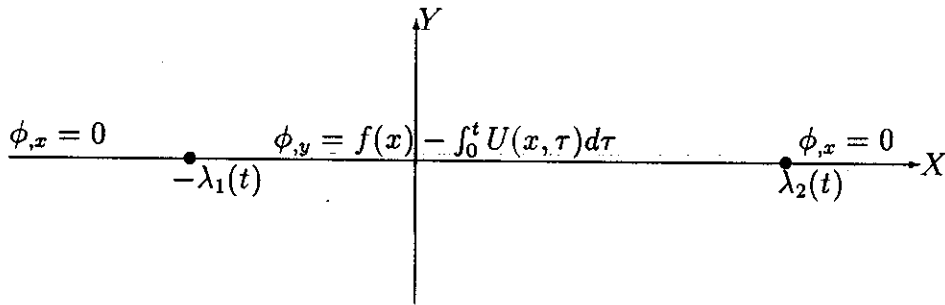


Figure 2: Problème aux limites linéarisé pour le potentiel des vitesses

Figure 3: Problème aux limites linéarisé pour le potentiel des déplacements; $f(x)$: forme de la section dans le repère (O, x, y) avec O point de contact initial.

Les nouvelles conditions aux limites sont illustrées sur la figure (3). Du fait des conditions mixtes, sur le corps d'une part et sur la surface libre d'autre part (typique d'un problème portant), on introduit, suivant Newman (1977) pp 180-184, un pseudo-déplacement $\vec{\nabla} \tilde{\phi}(x, y, t)$ en multipliant le déplacement physique $\vec{\nabla} \phi(x, y, t)$ par une fonction analytique arbitraire. Il appartient de vérifier a posteriori que la fonction choisie -ici $\sqrt{(\lambda_1 + z)(\lambda_2 - z)}$ - convient. Cela permet d'établir que le pseudo-déplacement ($\vec{\nabla} \tilde{\phi}$) est généré par une distribution de source d'intensité:

$$\begin{cases} 2\phi(x, 0, t),y \sqrt{(\lambda_1 + z)(\lambda_2 - z)} & \text{sur } x \in [-\lambda_1, \lambda_2] \\ 0 & \text{sur } x \notin [-\lambda_1, \lambda_2] \end{cases} \quad (2)$$

où z est l'affixe d'un point dans le plan complexe. On en déduit une équation intégrale pour le pseudo déplacement induit par cette distribution sur l'intervalle $[-\lambda_1, \lambda_2]$:

$$\tilde{\phi}(x, 0, t),x - i\tilde{\phi}(x, 0, t),y = \pm \frac{1}{\pi} \int_{-\lambda_1}^{\lambda_2} \phi(\xi, 0, t),y \frac{\sqrt{(\lambda_1 + \xi)(\lambda_2 - \xi)}}{\xi - z} d\xi \quad (3)$$

puis l'équation intégrale pour le déplacement physique:

$$\phi(x, 0, t),x - i\phi(x, 0, t),y = \pm \frac{1}{\pi} \frac{1}{\sqrt{(\lambda_1 + z)(\lambda_2 - z)}} \int_{-\lambda_1}^{\lambda_2} \phi(\xi, 0, t),y \frac{\sqrt{(\lambda_1 + \xi)(\lambda_2 - \xi)}}{\xi - z} d\xi \quad (4)$$

En imposant des déplacements finis aux extrémités en $z = -\lambda_1 + i0$ et $z = \lambda_2 + i0$, il faut que le numérateur s'annule; on obtient alors deux équations:

$$\int_{-\lambda_1}^{\lambda_2} \phi(x, 0, t),y \sqrt{\frac{\lambda_2 - x}{\lambda_1 + x}} dx = 0 \quad \text{et} \quad \int_{-\lambda_1}^{\lambda_2} \phi(x, 0, t),y \sqrt{\frac{\lambda_1 + x}{\lambda_2 - x}} dx = 0 \quad (5)$$

où l'on reporte les conditions de Neumann sur le corps; par exemple pour la première:

$$\int_{-\lambda_1}^{\lambda_2} f(x) \sqrt{\frac{\lambda_2 - x}{\lambda_1 + x}} dx = \int_{-\lambda_1}^{\lambda_2} \sqrt{\frac{\lambda_2 - x}{\lambda_1 + x}} dx \int_0^t U(\tau) d\tau \quad (6)$$

En supposant que la vitesse verticale ne varie pas suivant la variable x et en notant $h(t)$ l'enfoncement, on résout finalement (toujours pour la première équation):

$$\int_{-\lambda_1}^{\lambda_2} f(x) \sqrt{\frac{\lambda_2 - x}{\lambda_1 + x}} dx = \frac{\pi}{2} (\lambda_1 + \lambda_2) h(t) \quad (7)$$

Le problème posé se résume donc à la résolution de 2 équations non linéaires couplées pour λ_1 et λ_2 où dorénavant le temps n'apparaît plus de façon implicite dans les inconnues. C'est là l'intérêt de cette formulation. Un schéma de Newton fournit aisément les solutions.

Equations pour la pression

Connaissant les corrections mouillées, il est possible de calculer la pression associée. La solution est cependant singulière aux points d'intersection entre le corps et la surface libre. Afin de s'affranchir de ces singularités, la solution extérieure est raccordée de part et d'autre à une solution locale décrivant la formation d'un jet (voir Wagner 1932). Cette solution dépend de deux paramètres, l'épaisseur du jet et la position d'un point de stagnation.

Pour une vitesse d'impact constante, dans la zone extérieure au jet (en deçà du point de stagnation), selon Cointe (1987), on dispose de la relation de Bernoulli suivante:

$$P = \frac{1}{2} \rho U \left[\lambda_{1,t} \sqrt{\frac{\lambda_2 - x}{\lambda_1 + x}} + \lambda_{2,t} \sqrt{\frac{\lambda_1 + x}{\lambda_2 - x}} \right] - \frac{1}{8} \rho U^2 \frac{(\lambda_1 + \lambda_2)^2}{(\lambda_2 - x)(\lambda_1 + x)} \quad (8)$$

Cette solution (8) est valide pour $|x| < \lambda_i - \frac{4\delta_i}{\pi}$ c'est à dire jusqu'au point de stagnation où la pression est maximum. Au delà on utilise la solution obtenue par Wagner (1932); ici exprimée dans le jet $N^{\circ i}$:

$$P = 2\rho(\lambda_{i,t})^2 \frac{|\tau|^{1/2}}{(1 + |\tau|^{1/2})^2} \quad \text{avec} \quad |x| - \lambda_i + \frac{4\delta_i}{\pi} = \frac{\delta_i}{\pi} (-\log |\tau| - 4|\tau|^{1/2} - |\tau| + 5) \quad (9)$$

où on désigne δ_i l'épaisseur du jet du côté $N^{\circ i}$. On note que le terme quadratique de la pression est nécessaire afin de raccorder les pressions au point de stagnation. Cela permet notamment de calculer le pic de pression; son expression quel que soit le côté considéré s'exprime par:

$$P_{max} = \frac{1}{2} \rho \lambda_{i,t}^2 \quad (10)$$

La figure (4) illustre la variation de pression sur un dièdre dissymétrique de pente $\beta = 10^\circ$ à droite et $\beta = 20^\circ$ à gauche; la pente étant mesurée par rapport à l'axe horizontal. Les résultats de Toyama (1996) –pics de pression et pression au point de contact initial– y sont également reportés.

Dans le cas d'une vitesse d'impact non constante, l'accélération conduit à l'introduction d'un terme supplémentaire pour la pression de sorte qu'il n'est plus possible d'égaliser les pressions maximales dans les deux domaines. Une solution composite, c'est à dire uniformément valide, peut néanmoins être obtenue (voir Zhao et Faltinsen 1992) de manière

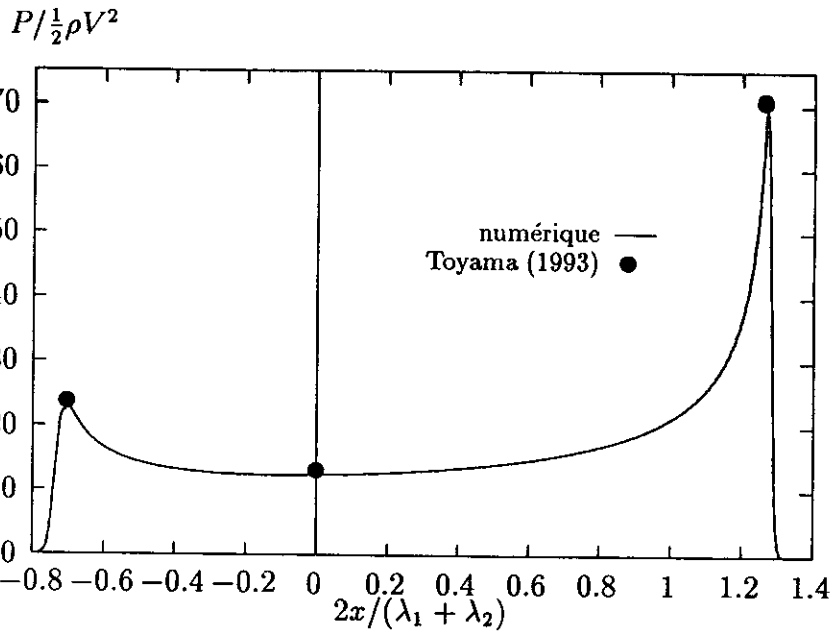


Figure 4: Répartition de pression sur un dièdre dissymétrique d'ouverture 10° à droite et 20° à gauche (mesure par rapport à l'axe horizontal).

classique en additionnant les deux solutions et en soustrayant la partie commune des deux développements. Pour le côté $N^\circ 2$ elle s'écrit:

$$P \approx 2\rho(\lambda_{2,t})^2 |\tau|^{-1/2} \begin{cases} \text{quand } |\tau| \rightarrow \infty \\ \text{avec } \lambda_2 - x \approx \frac{\delta_2}{\pi} |\tau| \end{cases} \quad (11)$$

que l'on raccorde à:

$$P = \frac{1}{2}\rho U \lambda_{2,t} \sqrt{\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_2 - x}} \quad \text{quand } \lambda_2 - x \rightarrow 0^{(+)} \quad (12)$$

l'intérêt étant aussi de fournir simplement l'épaisseur du jet:

$$\delta_i = \frac{\pi U^2}{16} \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{(\lambda_{i,t})^2} \quad \text{pour } i = 1, 2 \quad (13)$$

La pression composite valable jusqu'à $|x| = \lambda_i$ s'écrit:

$$P = \frac{1}{2}\rho U \left[\lambda_{1,t} \sqrt{\frac{\lambda_2 - x}{\lambda_1 + x}} + \lambda_{2,t} \sqrt{\frac{\lambda_1 + x}{\lambda_2 - x}} \right] + \rho U_{,t} \sqrt{(\lambda_2 - x)(\lambda_1 + x)} \\ + 2\rho(\lambda_{i,t})^2 \frac{|\tau|^{1/2}}{(1 + |\tau|^{1/2})^2} - \frac{1}{2}\rho U \begin{cases} \lambda_{1,t} \sqrt{\frac{\lambda_2 + \lambda_1}{\lambda_1 + x}} & \text{côté } N^\circ 1 \\ \lambda_{2,t} \sqrt{\frac{\lambda_2 + \lambda_1}{\lambda_2 - x}} & \text{côté } N^\circ 2 \end{cases} \quad (14)$$

avec dorénavant:

$$|x| - \lambda_i = \frac{\delta_i}{\pi} (-\log |\tau| - 4|\tau|^{1/2} - |\tau| + 5) \quad (15)$$

au delà de $|x| = \lambda_i$, seule la solution de Wagner est utilisée; i.e. le troisième terme de l'équation (14).

Equations pour l'élévation de surface libre

Pour calculer l'élévation de surface libre de part et d'autre des zones de formation du jet, on est amené à intégrer la condition cinématique de surface libre connaissant par ailleurs la solution analytique pour le potentiel des vitesses relatif à la plaque plane. Son expression, valable pour $|x| > \lambda_i$, s'écrit dans le repère lié au corps:

$$\eta(x, t) = \int_0^t \frac{U(\tau) |2x + \lambda_1(\tau) - \lambda_2(\tau)|}{2\sqrt{(x + \lambda_1(\tau))(x - \lambda_2(\tau))}} d\tau \quad (16)$$

On vérifie aisément pour un dièdre symétrique (tombant à vitesse constante U et défini par $f(x) = |x| \tan \beta$) que l'on retrouve l'expression analytique (voir Wagner 1932):

$$\eta(x, t) = \frac{2x \tan \beta}{\pi} \arcsin\left(\frac{\pi U t}{2x \tan \beta}\right) \quad (17)$$

Alternativement et pour le cas général, il semble plus simple de s'affranchir de l'intégration dans le temps; cela nécessiterait sinon de connaître tout le passé des corrections mouillées. Pour cela on utilise à nouveau le potentiel de déplacement ϕ dont on sait que le gradient normal pour $|x| > \lambda_i$, désigne précisément l'élévation de surface libre. Ici la fonction analytique multiplicative est la forme complémentaire de celle utilisée précédemment: c'est à dire $\sqrt{(z + \lambda_1)(z - \lambda_2)}$. La distribution de source sur l'axe des réels est:

$$\begin{cases} 2\phi(x, 0, t)_{,y} \sqrt{(z + \lambda_1)(z - \lambda_2)} & \text{sur } x \in [-\lambda_1, \lambda_2] \\ 0 & \text{sur } x \notin [-\lambda_1, \lambda_2] \end{cases} \quad (18)$$

L'équation intégrale pour le déplacement physique induit par cette distribution sur l'in-

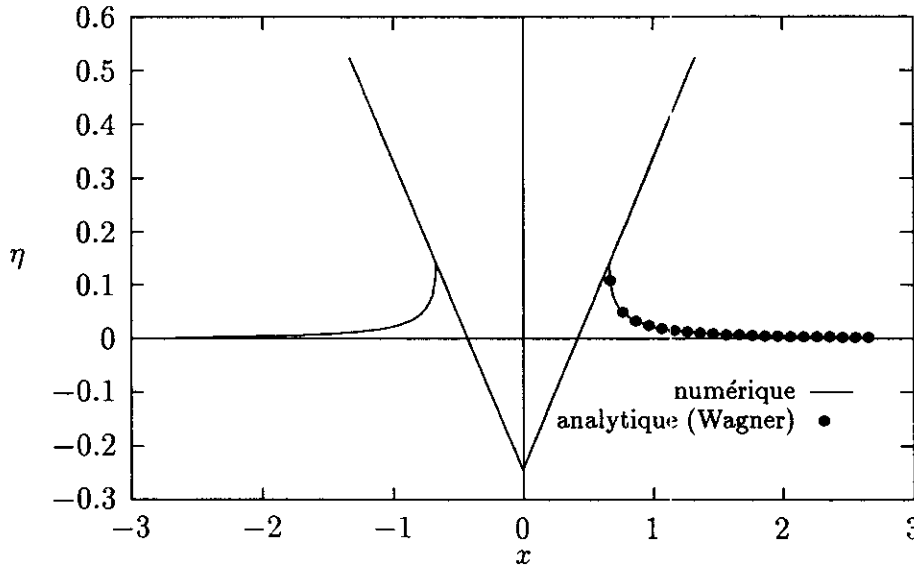


Figure 5: Déformation de la surface libre autour d'un dièdre symétrique ($\beta = 30^\circ$); comparaison des résultats numérique et analytique.

tervalle $[-\lambda_1, \lambda_2]$ s'écrit:

$$\phi(x, 0, t)_{,x} - i\phi(x, 0, t)_{,y} = \pm \frac{1}{\pi} \frac{1}{\sqrt{(z + \lambda_1)(z - \lambda_2)}} \int_{-\lambda_1}^{\lambda_2} \phi(\xi, 0, t)_{,y} \frac{\sqrt{(\xi + \lambda_1)(\xi - \lambda_2)}}{\xi - z} d\xi \quad (19)$$

dont on extrait la partie imaginaire (au signe près):

$$\phi(x, 0, t)_{,y} = \eta(x, t) = \frac{1}{\pi} \frac{1}{\sqrt{(x + \lambda_1)(x - \lambda_2)}} \int_{-\lambda_1}^{\lambda_2} \phi(\xi, 0, t)_{,y} \frac{\sqrt{(\lambda_1 + \xi)(\lambda_2 - \xi)}}{x - \xi} d\xi \quad (20)$$

où l'on reporte la condition de Neumann sur le corps: $\phi(\xi)_{,y} = f(\xi) - h(t)$.

La figure (5) montre la déformée de surface libre autour d'un dièdre symétrique. La solution issue de l'équation (20) est comparée à la solution analytique (17).

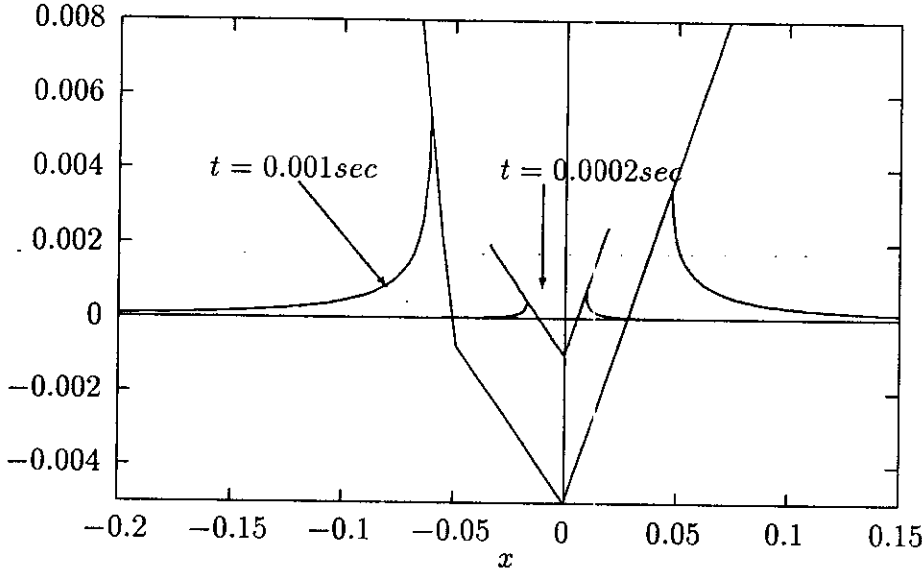


Figure 6: Déformation de la surface libre autour d'un dièdre dissymétrique ($\beta = 5^\circ$ et $\beta = 30^\circ$ à gauche; $\beta = 10^\circ$ à droite) en 2 instants pour $U = 5m/s$.

Pour une forme dissymétrique, les figures (6) et (7) montrent les variations de la pression et la déformée de surface libre correspondante en deux instants. On note que la répartition de pression reste autosemblable en deçà du bouchain. Comme l'indique la figure (8), dès que la surface libre dépasse le bouchain, la pression maximum décroît rapidement pour atteindre l'autre palier correspondant au nouvel angle du dièdre.

Equations différentielles du mouvement

Les efforts se déduisent de l'intégration de la pression. Si l'on ne s'intéresse qu'à la solution de Wagner (plaque plane), les efforts sont calculables analytiquement. Selon Newman (1977) et Molin *et al.* (1996) on exprime l'effort hydrodynamique qui s'exerce sur le corps de surface (B) comme:

$$\vec{F} = \rho \frac{d}{dt} \int_B \varphi \vec{n} + \rho \int_{\Sigma} (\varphi_{,n} \nabla \varphi - \frac{1}{2} \nabla^2 \varphi \vec{n}) \quad (21)$$

où \vec{n} est la normale intérieure au fluide. Le fluide étant au repos à l'infini, la contribution de l'intégrale sur Σ disparaît, pour donner finalement l'effort vertical d'impact:

$$F_{impact} = -\frac{\pi \rho}{8} \left[U'(t) (\lambda_1 + \lambda_2)^2 \right]_{,t} \quad (22)$$

et le moment calculé par rapport au point de contact O (origine du repère) peut s'exprimer à l'aide de fonctions hypergéométriques (non détaillé ici). On sait néanmoins que cette

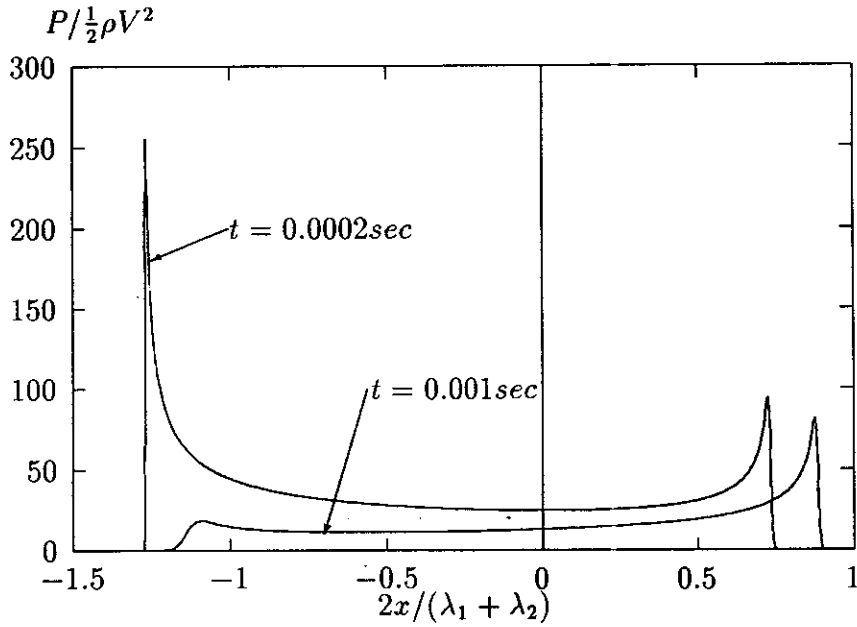


Figure 7: Répartition de la pression sur le corps (même configuration que figure 6) en 2 instants pour $U = 5 \text{ m/s}$.

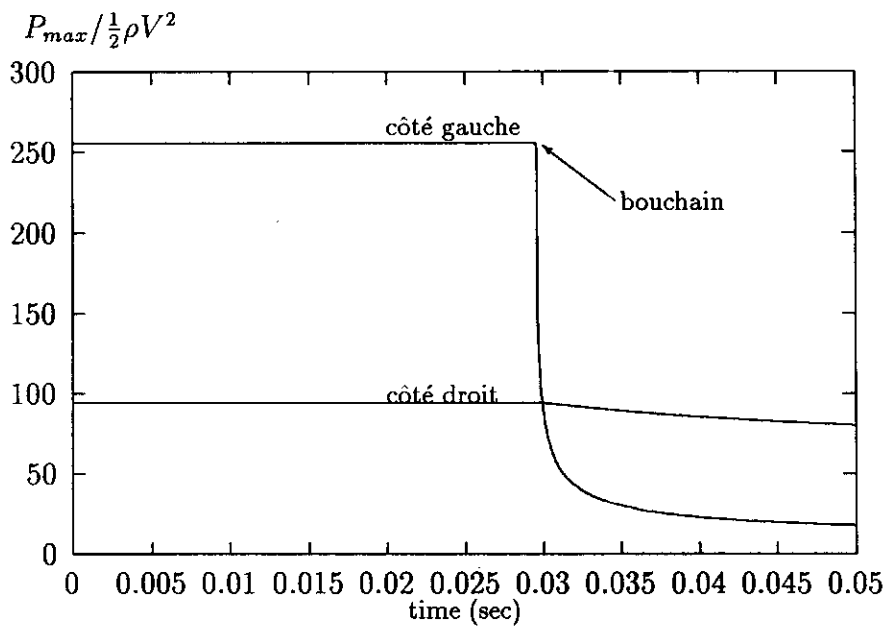


Figure 8: Variation temporelle de la pression maximum au passage du bouchain pour un dièdre dissymétrique homothétique au précédent.

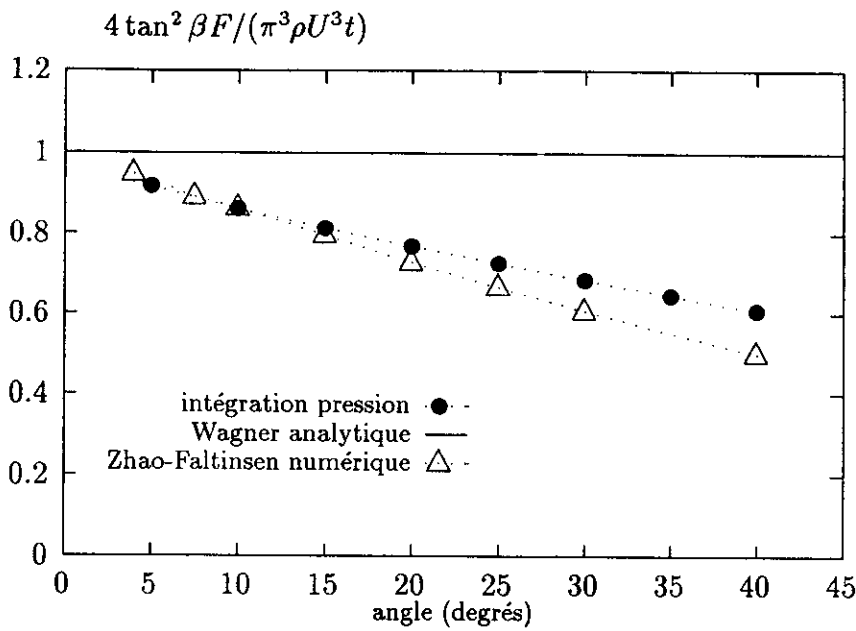


Figure 9: Variation de l'effort vertical (adimensionnalisé par la solution de Wagner) en fonction de l'ouverture du dièdre symétrique; pression calculée selon l'équation (8); solution numérique non-linéaire de Zhao et Faltinsen (1992).

solution majeure considérablement les efforts comme l'indique la figure (9), ici pour l'effort vertical.

L'équation différentielle du mouvement résulte du bilan des efforts dans lequel on retient l'effort d'impact ainsi que la variation de l'effort hydrostatique lié à la surface mouillée. Pour une meilleure approximation des efforts, il est préférable d'intégrer numériquement la pression fournie par l'équation (14). Le mouvement vertical est régi par:

$$mU_{,t} = F_{impact} - mg + \rho g A(t) \quad (23)$$

On note que, du fait de la linéarisation, l'équation pour le mouvement de rotation n'est valable que pour de faibles vitesses de rotation. Elle s'écrit:

$$I_G \theta_{,t^2} = M_{impact/O} + e F_{impact} + emg - \rho e g A(t) \quad (24)$$

où les caractéristiques mécaniques sont:

- θ mesure de la rotation autour d'un axe passant par G
(centre de gravité du corps)
- m masse linéique du corps
- I inertie du corps par rapport au point G
- ρ masse volumique du fluide
- $A(t)$ surface immergée instantanée
- e distance algébrique entre O et le centre de gravité

Des relations (23) et (24), on déduit simplement les accélérations puis, par intégration, la vitesse.

Xu *et al.* (1998) ont étudié expérimentalement et numériquement le lâcher d'un dièdre symétrique d'ouverture $\beta = 20^\circ$ pourvu de bouchain. Leur modèle (basé sur une distribution de tourbillons sur le corps et sur la surface libre) permet en effet de rendre compte de l'évolution de la surface libre au delà du bouchain. Les paramètres sont la masse et la hauteur du lâcher de laquelle on déduit la vitesse à l'instant initial d'impact. La fig-

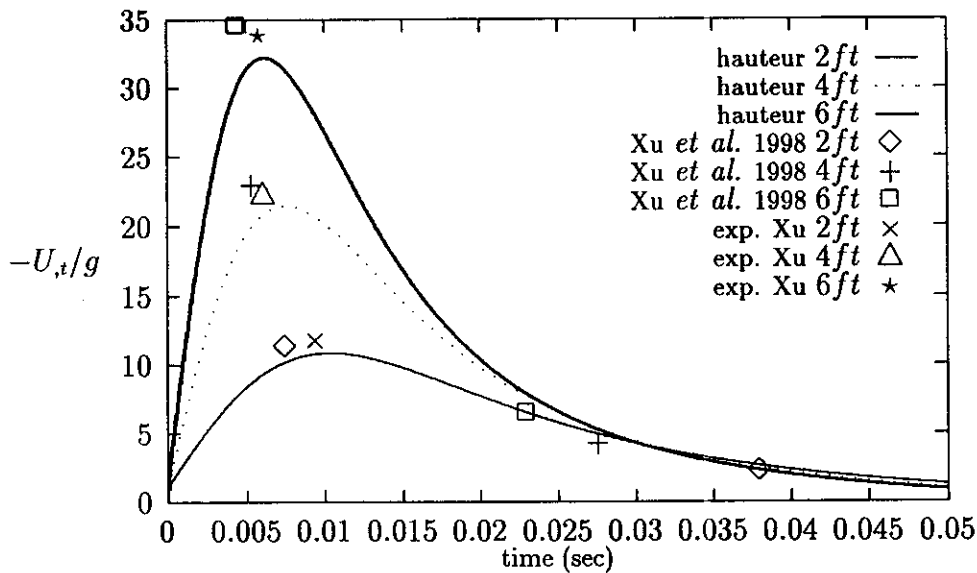


Figure 10: Variation temporelle de l'accélération d'un dièdre symétrique ($\beta = 20^\circ$) pour des hauteurs de lâcher variables (en pieds); comparaison avec les résultats numériques et expérimentaux de Xu *et al.* (1998)

ure (10) illustre la variation temporelle de l'accélération. Les résultats expérimentaux et numériques de Xu *et al.* (1998) y sont indiqués: à savoir le maximum de l'accélération ainsi que l'accélération à l'instant où la surface libre déformée atteint le bouchain. On note que les maxima sont légèrement moindres et ne sont pas atteints exactement aux mêmes instants. Ces valeurs restent dans la limite des erreurs de mesure.

3 Implémentation dans le logiciel DIODORE V2R7

Les développements théoriques présentés s'intègrent dans un nouveau module du logiciel d'hydrodynamique DIODORE V2R7, dédié à l'analyse d'impacts hydrodynamiques. Dans ce cadre, la démarche générale d'analyse de l'impact est décomposée en 3 étapes principales :

- **Analyse statistique des occurrences d'impact** : le but de cette étape est d'estimer les risques d'impact dans différents états de mer, par une approche statistique. Le déplacement relatif entre différents points de la structure et l'élévation de houle locale est calculé pour l'ensemble des spectres d'états de mer critiques définis. Les occurrences d'émergence et les vitesses relatives carène/surface libre permettent à l'opérateur de juger du risque d'impact (voir Fontaine *et al.* 1997). Si ce risque est élevé, l'utilisateur procède à l'étape suivante.
- **Détermination des conditions d'impact** : le module de simulation temporel non linéaire est exploité pour identifier les impacts jugés les plus sévères. L'ensemble des non linéarités traitées dans DIODORE (effets mémoire, hydrostatiques, amortissements, liaisons,...) sont mises à profit pour identifier une cinématique relative de la carène par rapport à la surface libre. La cinématique de la houle retenue est celle de la houle incidente, car on ne peut pas considérer que la houle diffractée (calculée en approche linéarisée) soit correctement estimée en cas d'émergence de la proue du navire.

- **Calcul des efforts d'impacts** : le calcul des efforts d'impact est abordé dans le cadre des formulations théoriques développées dans ce papier. Il est essentiel de conserver en mémoire les hypothèses d'un tel modèle et les limitations de son domaine de validité. En particulier l'approche bidimensionnelle limite les cinématiques relatives de la houle et du navire à un mouvement vertical. Le module développé détermine ainsi à chaque instant de la simulation les pressions d'impact dans des tranches de la carène. Le mouvement du navire par rapport à la surface libre est réduit au mouvement vertical identifié dans l'étape précédente. On suppose par ailleurs que les efforts d'impact n'influencent pas la cinématique du navire. Ce point pourra prochainement être résolu en procédant au couplage de l'effort d'impact et de la cinématique d'ensemble. Enfin, le modèle n'est plus valide dans le cas des impacts des navires à fond plat sur un plan d'eau calme. Dans ce cas il faut tenir compte des effets de compressibilité de l'air emprisonné sous la carène. Toutefois, le modèle reste pertinent pour les nombreuses autres configurations d'impact envisageables : carène à bouchains, impacts par houle de travers, impact lors d'un mouvement de roulis/taillage.

Le cas du Turret Production Ship (TPS 2000) est étudié comme exemple d'application du logiciel. Le navire (longueur 230m, largeur 41m, tirant d'eau 15m) est ancré par 6 lignes reprises au niveau du touret. Comme l'indique la figure (11), un balayage sur les périodes de pic de spectres de $H_s = 7m$ permet d'identifier la période de pic la plus critique: de l'ordre de 16s. Dans un second temps, une simulation temporelle est réalisée pour l'état de mer identifié. Une séquence d'impact particulière est reproduite sur la figure (12).

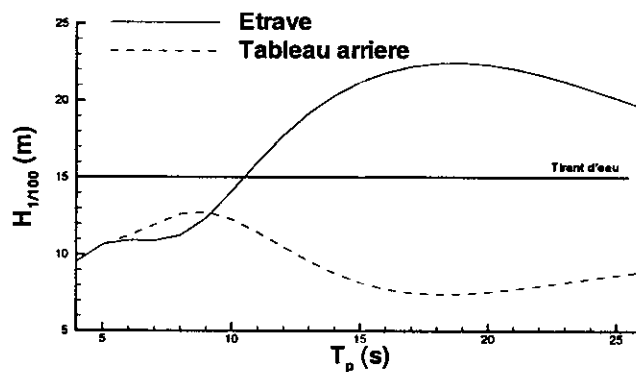


Figure 11: Valeur du $H/100$: moyenne du 1/100 des déplacements relatifs les plus importants

4 Conclusion

Les approches asymptotiques classiques pour le problème bidimensionnel de l'impact hydrodynamique utilisent, pour l'essentiel, le potentiel des vitesses comme principale inconnue et traitent le cas d'un corps symétrique. L'extension au cas d'un corps dissymétrique se heurte au calcul des corrections mouillées. Dans cette étude, on montre que l'utilisation du potentiel de déplacement permet de s'affranchir de ces difficultés. Les résultats numériques obtenus pour l'impact d'un dièdre dissymétrique ont été comparés

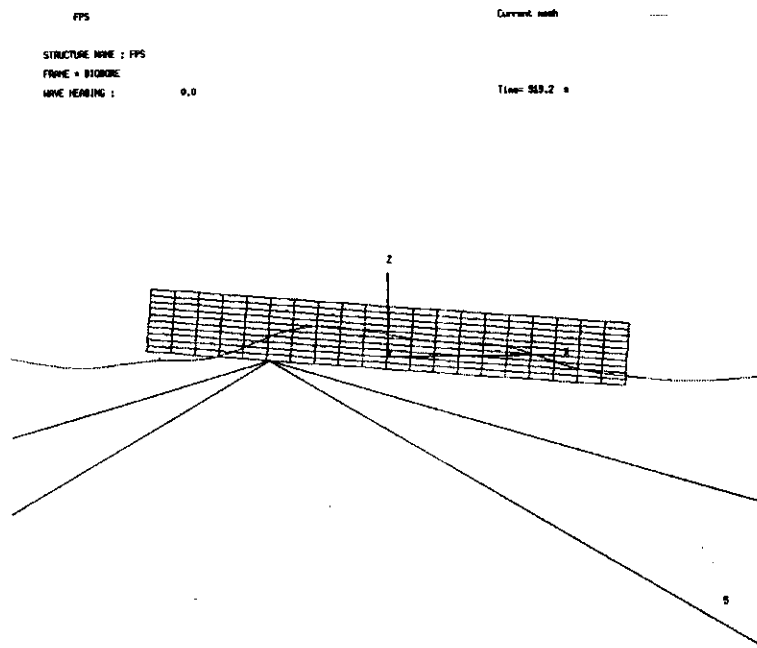


Figure 12: Schéma du TPS 2000 ancré sur 4 lignes au niveau du touret, illustration de l'impact lors du déjaugeage.

avec succès à quelques résultats expérimentaux disponibles, démontrant la validité de l'approche retenue.

Néanmoins, l'approche asymptotique et l'utilisation de la solution de la plaque plane comme solution de référence, supposent que la vitesse normale soit uniforme dans la tranche. Il s'agit là d'une limitation importante de la solution analytique, en particulier dans le cas dissymétrique pour lequel on est limité à de faibles vitesses angulaires. Cela est également vrai si l'on souhaite coupler le calcul de l'écoulement à celui des déformations de la structure. Afin de s'affranchir de ces limitations, on peut envisager de résoudre numériquement le problème simplifié. Dans ce cas, comme préconisé par Faltinsen (1998), il est possible de respecter l'exacte condition aux limites sur le corps tout en utilisant des conditions simplifiées sur la surface libre.

5 Références

1. Cointe R., 1987, "Two dimensional fluid-solid impact.", J. Offshore Mech. and Artic Engng., 111, pp 109-114.
2. Faltinsen O., 1998, "Slamming.", 5th Wegent Workshop on "Nonlinear wave action on structures and ships.", Université de Toulon-Var, Septembre 1998.
3. Fontaine E., Boudet L., Leguen J.F. & Magee A., 1997, "Impact hydrodynamique d'un corps allongé et plat: application au tossage.", Proc. 6^{ième} Journées de l'Hydrodynamique, Nantes.

4. Fontaine E., Molin B. & Cointe R., 1998, "On energy arguments applied to the hydrodynamic impact force.", submitted for publication.
5. Howison S.D., Ockendon J.R & Wilson S.K., 1991, "Incompressible water-entry problems at small deadrise angles.", *J. Fluid Mech.*, vol 222, pp 215-230.
6. Korobkin A.A. & Pukhnachov V.V., 1988, "Initial stage of water impact.", *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 20,159-185.
7. Kvålsvold J., 1994, "Hydroelastic modelling of wetdeck slamming on multihull vessels.", PhD Dissertation, Université de Trondheim, Norvège.
8. Miloh T., 1991, "On the initial stage slamming of a rigid sphere in a vertical water entry.", *Applied Ocean Research*, Vol. 13 N°1 pp 43-48.
9. Molin B., Cointe R. & Fontaine E., 1996, "On energy arguments applied to the slamming force." 11th Int. Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Hamburg.
10. Newman JN, 1977, "Marine hydrodynamics", MIT Press
11. Tollmien W., 1934, "Zum Landestöß von Seeflugzeugen.", *Z. Angew. Math.* 14, p 251.
12. Toyama Y, 1993, "Two-dimensional water impact of unsymmetrical bodies.", (en japonais) *J. Soc. Nav. Arch. Japan*, 173, pp 285-291.
13. Vorus W.S., 1996, "A flat cylinder theory for vessel impact and steady planing resistance.", *J. of Ship Research*, Vol. 40, N° 2, pp 89-106.
14. Wagner H., 1932, "Über stoss- und gleitvorgänge an der oberfläche von flüssigkeite.", *ZAMM* 12 pp 193-215.
15. Xu L., Troesch A.W. & Peterson R., 1998, "Asymmetric hydrodynamic impact and dynamic response of vessels.", *Proc. 17th Int. Conf. Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, OMAE98-0382.
16. Zhao R., Faltinsen O. & Aarnes J., 1996, "Water entry of arbitrary two-dimensional sections with and without flow separation.", ONR 1996.
17. Zhao R. & Faltinsen O., 1992, "Water entry of two-dimensional bodies.", *J. Fluid Mech.*, 246, pp 593-612.