



HAL
open science

Développement d'un outil de simulation numérique basé sur l'approche Weak-Scatterer pour l'étude des systèmes houlomoteurs en grands mouvements

C Chauvigne, L Letournel, Aurélien Babarit, Guillaume Ducrozet, P Ferrant, Jean-Christophe Gilloteaux, P Bozonnet

► To cite this version:

C Chauvigne, L Letournel, Aurélien Babarit, Guillaume Ducrozet, P Ferrant, et al.. Développement d'un outil de simulation numérique basé sur l'approche Weak-Scatterer pour l'étude des systèmes houlomoteurs en grands mouvements. 14èmes Journées de l'hydrodynamique, Nov 2014, Val de Reuil, France. hal-01198987

HAL Id: hal-01198987

<https://hal.science/hal-01198987>

Submitted on 14 Sep 2015

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.



Développement d'un outil de simulation numérique basé sur l'approche Weak-Scatterer pour l'étude des systèmes houlomoteurs en grands mouvements

**C. CHAUVIGNE, L. LETOURNEL, A. BABARIT, G. DUCROZET,
P. FERRANT, J.C. GILLOTEAUX, P. BOZONNET***

Laboratoire en recherche en Hydrodynamique, Énergétique et Environnement Atmosphérique
UMR CNRS 6598, Ecole Centrale de Nantes, BP 92101, 44321 NANTES Cedex 3

*camille.chauvigne@ec-nantes.fr, lucas.letournel@ec-nantes.fr, aurelien.babarit@ec-nantes.fr,
guillaume.ducrozet@ec-nantes.fr, pierre.ferrant@ec-nantes.fr, jean-christophe.gilloteaux@ec-
nantes.fr*

* IFP Énergies Nouvelles, Département Mécanique des Fluides
1 et 4 avenue de bois Preau 92852 Rueil Malmaison Cedex - France
pauline.bozonnet@ifpen.fr

Résumé

Le code de calcul présenté est basé sur la résolution d'un problème aux limites dans le cadre d'une théorie faiblement non-linéaire. La surface immergée exacte du corps est prise en compte dans l'intégration des forces hydrodynamiques et non plus la position moyenne. L'utilisation des équations Weak-Scatterer permet de séparer l'écoulement en un champ incident, fourni par un modèle de houle externe, et un champ perturbé généré par la présence de l'obstacle. Ceci permet de modéliser les mouvements de grandes amplitudes tout en adoptant une approche linéaire par rapport à la houle incidente. Dans cette approche les conditions limites à la surface libre sont imposées au niveau de la houle incidente et le maillage évolue au cours du temps. Des méthodes de remaillage automatique et de déformation de maillage sont alors intégrées au code de calcul. Des résultats de diffraction de houle régulière de forte cambrure autour d'un cylindre vertical fixe sont présentés.

Summary

A weakly nonlinear potential flow model based on the boundary element method is presented. The hydrodynamic force is integrated on the exact body position. In the Weak-Scatterer approximation, the potential flow and the free surface elevation are separated into an incident component, computed by an external solver, and a perturbation component. No restrictions are made on the incident component which implies that large amplitude motion can be simulated. Free surface conditions are linearized on the position of the incident wave, which evolves in time, and automatic remeshing and deforming mesh strategies are integrated to the code. Applications of wave diffraction around vertical circular cylinder for large steepness are presented.

I – Introduction

Les développements récents dans le domaine des énergies marines renouvelables ont apporté de nouveaux défis dans le domaine des calculs d'interaction houle-structures et de tenue à la mer. Les systèmes houlomoteurs seront par nature soumis à de grands mouvements si bien que les codes linéaires, basés sur les hypothèses de faibles amplitudes, ne sont pas adaptés. Les résultats obtenus peuvent par conséquent présenter des erreurs non négligeables, tant dans la prédiction des mouvements des systèmes que dans celle de l'énergie extraite. Les modèles CFD, de leurs côtés, sont théoriquement aptes à modéliser les réponses en grands mouvements mais présentent des temps de calcul importants (de l'ordre de plusieurs heures par période de houle pour les plus rapides [4]) limitant leur utilisation pour l'étude des systèmes houlomoteurs. Les modèles potentiels complètement non-linéaire ont fait également l'objet de nombreux développements ces dernières années [2]. La surface libre et la position du corps sont suivis au cours de la simulation permettant de modéliser les grands déplacements. Cela implique également que la forme du domaine devient une inconnue du problème qui n'est pas toujours évidente à déterminer.

Une approche faiblement non-linéaire basée sur les équations Weak-Scatterer [13] présente une bonne alternative. Dans cette approche les champs diffractés et rayonnés sont séparés du champs incident et supposés faibles devant celui-ci. Il en résulte des conditions de surface libre linéarisées par rapport à la houle incidente. Aucune hypothèse n'est faite sur l'amplitude de la houle incidente permettant de traiter des mouvements de plus grandes amplitudes. Cette approche apparait également plus robuste vis à vis des modèles complètement non-linéaire car les conditions limites sont développées sur la surface libre incidente dont la position est connue à chaque instant. Le maillage du domaine évolue ainsi avec la houle incidente et la position exacte du corps est prise en compte. L'utilisation d'une approche mixte Euler-Lagrange combinée à des méthodes de déformation de maillage permet de résoudre le système couplé hydrodynamique/solide en préservant l'ordre élevé du schéma numérique.

Le modèle a été testé sur des calculs de diffraction de houles régulières sur un cylindre vertical fixe perçant la surface libre. Pour des cambrures de vagues importantes, les effets non-linéaires deviennent importants [9] si bien que les modèles linéaires ne permettent généralement pas de représenter correctement les runups le long du cylindre. Nous comparerons alors les résultats de runups obtenus avec l'approche Weak-Scatterer aux résultats de modèles linéaires et non-linéaires ainsi qu'avec des mesures expérimentales.

II – Formulations mathématiques

II – 1 Approche Weak-Scatterer

On considère un domaine ouvert contenant un flotteur immergé ou semi-immergé en son centre. Le fluide est supposé incompressible et non-visqueux et l'écoulement irrotationnel. Sous ces conditions l'écoulement peut être décrit par un potentiel de vitesse satisfaisant l'équation de Laplace dans tout le domaine.

$$\nabla^2\phi = 0 \tag{1}$$

Sur la surface libre, le potentiel de vitesse vérifie les conditions dynamique et cinématique de surface libre. Ces conditions peuvent être exprimées en formulation Lagrangienne

en $z = \eta(x, y, t)$ avec η l'élevation de la surface libre.

$$\frac{D\phi}{Dt} = -g\eta + \frac{1}{2}\nabla\phi^2 \quad (2)$$

$$\frac{D\eta}{Dt} = \frac{\partial\phi}{\partial z} - \nabla\phi \cdot \nabla\eta \quad (3)$$

Le flotteur étant imperméable, on impose une condition de glissement sur celui-ci. La condition de glissement sur le corps se traduit par le fait que la vitesse normale d'une particule sur la surface du flotteur est liée à la vitesse de déplacement de celui-ci.

$$\frac{\partial\phi}{\partial n} = \left(\frac{\partial\vec{\delta}}{\partial t} + \vec{\omega}\wedge\overrightarrow{GM} \right) \cdot \vec{n} \quad (4)$$

où $\vec{\delta}$ représente le déplacement du corps, $\vec{\omega}$ sa vitesse de rotation et \vec{n} la normale locale à la surface du corps.

L'approche Weak-Scatterer propose alors de décomposer le potentiel de vitesse ϕ et l'élevation de la surface libre η en une partie incidente et une partie perturbée générée par la présence de l'obstacle. On suppose de plus que le champ perturbé est négligeable devant le champ incident.

$$\phi = \phi_0 + \phi_p \quad (5)$$

$$\eta = \eta_0 + \eta_p \quad (6)$$

A l'infini, ϕ et η doivent tendre vers la solution de la houle incidente. Ceci impose aux parties perturbées de tendre vers 0 à l'infini.

$$\eta_p \rightarrow 0; \phi_p \rightarrow 0; r \rightarrow \infty \quad (7)$$

L'introduction de cette décomposition dans les équations précédentes permet d'établir un système d'équations sur ϕ_p et η_p à partir des champs incidents connus. Ces équations sont écrites en $z = \eta$. Afin d'adopter une formulation linéaire sur les champs perturbés il est nécessaire de ramener ces équations en $z = \eta_0$ grâce un développement de Taylor en η_p .

Les conditions limites sur la surface libre deviennent alors en ne gardant que le premier ordre en ϕ_p et η_p

$$\begin{aligned} \frac{D_0\eta_p}{Dt} = & - \frac{\partial\eta_0}{\partial t} + \frac{\partial\phi_p}{\partial z} + \frac{\partial\phi_0}{\partial z} \\ & - (\nabla\phi_0 + \nabla\phi_p) \cdot \nabla\eta_0 - (\nabla\phi_0 - \vec{v}_{mesh}) \cdot \nabla\eta_p \\ & + \eta_p \left(\frac{\partial^2\phi_0}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial z} \nabla\phi_0 \cdot \nabla\eta_0 \right) - \nu\eta_p \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{D_0\phi_p}{Dt} = & - \frac{\partial\phi_0}{\partial t} - g(\eta_p + \eta_0) \\ & - \frac{1}{2}\nabla\phi_0^2 - (\nabla\phi_0 - v_{mesh}) \cdot \nabla\phi_p \\ & - \eta_p \left(\frac{\partial^2\phi_0}{\partial z\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \nabla\phi_0 \cdot \nabla\phi_0 \right) - \nu\phi_p \end{aligned} \quad (9)$$

avec $\frac{D_0}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_{mesh} \cdot \nabla$ la dérivée particulaire liée aux déplacements des noeuds du maillage.

La taille du domaine étant finie, il est nécessaire d'utiliser une plage absorbante proche des parois extérieures du domaine afin de satisfaire la condition de radiation à l'infini et limiter les réflexions d'ondes. La taille de cette plage absorbante doit être égale à au moins une longueur d'onde λ_0 de la houle incidente. Un terme d'absorption est introduit dans les conditions limites de surface libre faisant intervenir le coefficient d'absorption ν :

$$\nu(\vec{x}) = \frac{\nu_0}{2} \left(1 + \tanh \left(\frac{\|\vec{x}\| - R_m}{L} \right) \right) \quad (10)$$

avec \vec{x} le vecteur position, $R_m = \frac{R_{max} + R_{abs}}{2}$ et R_{max} le rayon max du domaine et R_{abs} la distance à partir de laquelle commence la plage absorbante, $L = \frac{R_{max} - R_{abs}}{2 \cdot \text{atanh}(0.99)}$.
La condition de glissement sur le corps est également exprimée sur ϕ_p

$$\frac{\partial \phi_p}{\partial n} = \left(\frac{\partial \vec{\delta}}{\partial t} + \vec{\omega} \Lambda \overrightarrow{GM} \right) \cdot \vec{n} - \frac{\partial \phi_0}{\partial n} \quad (11)$$

Sur les bords extérieurs du domaine, le potentiel de vitesse totale doit converger vers la solution de la houle incidente. Il vient que ϕ_p doit satisfaire la condition de Neuman suivante :

$$\frac{\partial \phi_p}{\partial n} = 0 \quad (12)$$

Comme ϕ_0 est solution du problème aux limites sans obstacle alors ϕ_0 est à laplacien nul dans tout le domaine. De plus la linéarité de l'opérateur laplacien permet d'écrire dans tout le domaine.

$$\nabla^2 \phi_p = 0 \quad (13)$$

L'utilisation de la seconde identité de Green permet de transformer le système précédent en un problème aux limites grâce à une distribution de source de Rankine sur la surface du flotteur et sur la surface libre. Les détails de la méthode sont présentés dans [10].

Les conditions limites sur la surface libre font apparaître des equations différentielles ordinaires. Ces equations sont intégrées pas un schéma Runge-Kutta 4 classique.

II – 2 Lissage spatial

La modélisation numérique de diffraction d'écoulement dans le domaine temporel fait souvent apparaître des instabilités proche des zones d'interaction entre la surface libre et les parois du corps. Ces instabilités sont liées aux ondes de faibles longueurs d'onde mal représentées par les modèles numériques. Bien que celle-ci apparaissent principalement dans le cas de modèles complètement non-linéaires, l'approche faiblement non-linéaire développée ici n'empêche pas complètement la création de ces instabilités. L'utilisation de filtre passe bas est alors préconisée dans ce cas. De nombreuses méthodes ont été développées et sont basées principalement sur l'interpolation des valeurs des noeuds voisins pour des maillages structurés [11] [3]. Peu de méthodes sont présentées pour un maillage non-structuré. On peut cependant noter la méthode développée dans [16] qui est une

généralisation de l'interpolation à 3 points. Ce filtre passe bas est appliqué en chaque noeuds du maillage :

$$\bar{f}_0 = (1 - c)f_0 + \sum_{j=1}^N w_j f_j \quad (14)$$

avec f_0 la valeur au noeud avant l'application du filtre et \bar{f}_0 la valeur après filtrage. Les poids w_j appliqués à chaque noeuds voisins dépendent de la distance l_j entre le j-ème voisin et le noeud et c correspond à la force du filtre passe bas.

$$w_i = c \frac{l_i^2}{\sum_N l_j^2} \quad (15)$$

Le filtre est appliqué tout les 5 pas de temps afin de minimiser l'influence sur la précision des calculs.

III – Discrétisation du domaine

Le domaine est discrétisé avec un maillage triangulaire non-structuré permettant de s'adapter à des domaines de géométries complexes. Le maillage est généré par un module interne au solveur basé sur un schéma itératif de type méthode frontale [8]. Chaque élément du maillage est généré successivement par avance de front sur les surfaces paramétrées délimitant le domaine. Il est ainsi possible de contrôler précisément la taille des éléments. Afin de limiter le nombre de remaillage du domaine, on utilise deux méthodes de déformation de maillage permettant d'adapter celui-ci aux nouvelles géométries tout en conservant sa topologie. Ceci permet également de limiter le nombre d'interpolations pouvant être une source importante d'erreur numérique et se trouve bien adapté aux méthodes mixtes Euler-lagrange décrites dans les paragraphes précédents. Ces méthodes n'interdisent cependant pas la formation d'éléments dégénérés au cours des déformations, notamment pour des simulations longues. Des remaillages complets pourront alors être nécessaire mais les méthodes de déformation évitent de recréer le maillage à chaque itération.

III – 1 Déformation du maillage sur la partie immergée du flotteur

On utilise ici une analogie ressort pour la déformation du maillage. Chaque interconnexion du maillage est modélisée par un ressort qui exerce une force sur les noeuds. On peut alors exprimer cette force en chaque noeud i du maillage en fonction des déplacements des noeuds voisins.

$$\vec{F}_i = \sum_{j=1}^{n_v} k_{ij} (\Delta \vec{x}_i \cdot \vec{n}_{ij} - \Delta \vec{x}_j \cdot \vec{n}_{ij}) \vec{n}_{ij} \quad (16)$$

avec $k_{ij} = \frac{1}{\|x_i - x_j\|^2}$ la raideur du ressort, \vec{n}_{ij} la direction portée par le ressort et n_v le nombre de points voisins. $\Delta \vec{x}_i$ et $\Delta \vec{x}_j$ sont les déplacements respectifs des noeuds i et j exprimés dans la base locale $(\vec{u}, \vec{v}, \vec{n}_{SM})$

$$\Delta \vec{x} = d_u \cdot \vec{u} + d_v \cdot \vec{v} + d_w \cdot \vec{n}_{SM} \quad (17)$$

avec \vec{n}_{SM} le vecteur normal local à la surface, \vec{u} et \vec{v} deux vecteurs tangents à la surface tel que $(\vec{u}, \vec{v}, \vec{n}_{SM})$ soit orthogonal et direct.

La condition de glissement sur le corps implique alors

$$d_w = \left(\frac{\partial \vec{\delta}}{\partial t} + \vec{\omega} \wedge \overrightarrow{GM} \right) \cdot \vec{n}_{SM} dt \quad (18)$$

On impose de plus aux noeuds situés à l'interface de deux surfaces de rester sur cette interface. De cette manière les noeuds situés à l'intersection entre le flotteur et la surface libre resteront sur cette intersection. La base locale est définie tel que \vec{n}_{SM} soit normale à l'une des deux surfaces, \vec{u} est tangent à la courbe d'intersection des deux surfaces et \vec{v} choisi tel que la base soit orthogonale et directe. Cette condition implique alors une condition sur d_v .

$$d_v = \left(\frac{\partial \vec{\delta}}{\partial t} + \vec{\omega} \wedge \overrightarrow{GM} \right) \cdot \vec{v} dt \quad (19)$$

Les points situés à l'intersection d'au moins trois surfaces sont alors complètement contraints et leurs déplacements fixés.

A l'équilibre la résultante des forces exercée en chaque noeud du maillage s'annule. Le système suivant peut-être écrit en tout noeud i du maillage.

$$\begin{aligned} \vec{F}_i \cdot \vec{u} &= 0 \\ \vec{F}_i \cdot \vec{v} &= 0 \end{aligned} \quad (20)$$

Le système précédent conduit à un système linéaire à matrice creuse qui est résolu par une factorisation LU. Ce schéma est intégré dans le schéma RK4 du solveur hydrodynamique permettant d'avoir un ordre élevé d'estimation de la vitesse de déplacement des noeuds du maillage.

III – 2 Déformation du maillage sur la surface libre

La méthode précédente nécessite la résolution d'un système linéaire d'ordre égal au nombre de noeuds du maillage qui peut devenir très important dans le cas de la surface libre. Une méthode d'interpolation des déplacements point par point présentée dans [5] a été développée pour la surface libre afin de réduire la taille du système à résoudre et les temps de calculs associés. Les fonctions radiales de base sont utilisées dans la fonction d'interpolation pour le calcul des déplacements à partir des déplacements des noeuds aux frontières du domaine .

$$\vec{s}(x) = \sum_{j=1}^{n_b} \alpha_j \phi (||\vec{x} - \vec{x}_j||) + p(\vec{x}) \quad (21)$$

avec n_b le nombre de noeuds situés sur les bords du domaine, ϕ une fonction radiale et p un polynôme de degré 1. Les coefficients α_j ainsi que le polynôme p sont déterminés par les conditions limites

$$\vec{s}(x_{bj}) = \vec{d}_{bj} \quad (22)$$

$$\sum_{j=1}^{n_b} \alpha_j q(x_j) = 0 \quad (23)$$

avec d_{bj} les déplacements connus au noeud j et q un polynôme de degré inférieur ou égal au degré de p .

Le système linéaire à résoudre est alors d'ordre égal au nombre de noeuds situés sur les bords de la surface libre largement inférieur au nombre total de noeuds.

La vitesse de déplacement dans le plan horizontal (x, y) des noeuds de la surface libre est alors déterminée en divisant les déplacements obtenus par la méthode précédente par le pas de temps. La vitesse verticale est quant à elle estimée en introduisant une condition d'adhérence sur la surface libre et en résolvant le système linéaire d'ordre 3 suivant.

$$\begin{aligned}\vec{v}_{mesh} \cdot \vec{n}_{SL} &= \frac{\partial \phi_0}{\partial n_{SL}} \\ \vec{v}_{mesh} \cdot \vec{n}_x &= \vec{s}(x)/dt \cdot \vec{n}_x \\ \vec{v}_{mesh} \cdot \vec{n}_y &= \vec{s}(x)/dt \cdot \vec{n}_y\end{aligned}\tag{24}$$

La conservation de la qualité du maillage peut être évaluée grâce à l'utilisation de mesures liées à la variation de la taille des éléments et de leurs formes. On utilise ici deux mesures f_{size} et f_{shape} liées respectivement à la taille des éléments et à leurs formes. Une description de ces mesures est détaillée dans [1]. La mesure $f_{size} = 1$ correspond à un élément dont la taille est préservée au cours des déformations alors que $f_{size} = 0$ correspond à un élément dégénéré. La mesure $f_{shape} = 1$ correspond à un élément de forme idéale (un triangle équilatéral pour les maillages triangulaires) alors que $f_{shape} = 0$ correspond à un élément dégénéré. La conservation de ces deux mesures au cours des déformations présente donc un bon indicateur sur la préservation de la qualité du maillage. La déformation étudiée ici correspond au déplacement d'un cube de côté a perçant la surface libre en translation de $5a$ selon x et y et en rotation de $\pi/3$ selon z (la direction verticale).

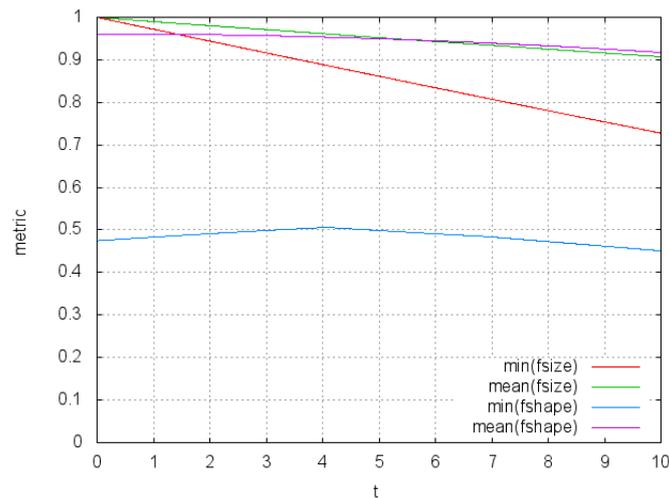


Figure 1 – Evolution des mesures de la taille et de la forme des éléments du maillage au cours de la déformation.

La figure 1 représente l'évolution moyenne et minimale de ces deux mesures pour la déformation du maillage. On observe une bonne conservation des mesures moyennes indiquant que la résolution globale et la qualité du maillage sont conservées. Les valeurs

minimales montrent une évolution plus importante de ces mesures mais restent largement supérieures au seuil minimal théorique de 0.25 indiquant qu'aucun élément dégénéré n'est créé.

IV – Résultats numériques

IV – 1 Diffraction par un cylindre vertical tronqué

On s'intéresse à la diffraction d'une houle non-linéaire régulière sur un cylindre tronqué. La houle incidente est définie à partir de la théorie des fonctions de courant de Rienecker et Fenton [15]. Le domaine est de profondeur finie $h = 10m$ tel que $kh = 11.9$. Une cambrure de houle de 4.6% est considérée. La période de houle est de 1.8 s et le rayon du cylindre choisi tel que $kR = 0.372$. Le maillage possède une résolution de 0.05m proche du corps et un maillage plus grossier sur les bords extérieurs permettant de limiter le nombre d'éléments. Le pas de temps est fixe correspondant à 50 pas de temps par période de houle.

Les résultats numériques sont comparés aux résultats non-linéaires du modèle XWAVE développé par Ferrant [6].

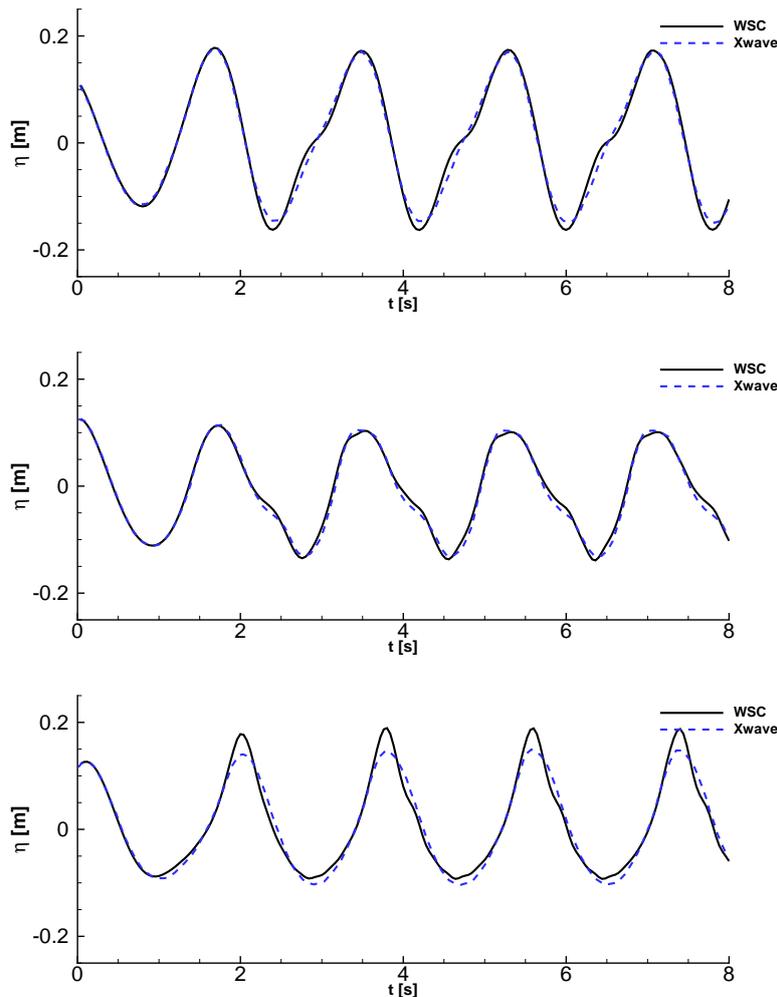


Figure 2 – Runup total le long du cylindre ($\theta = \pi$ en haut, $\theta = \pi/2$ au milieu et $\theta = 0$ en bas). Comparaison des résultats numériques de l'approche Weak-Scatterer (en noir) au modèle non-linéaire (en bleu).

On compare dans un premier temps l'évolution temporelle des run-ups en trois points du cylindre amont ($\theta = \pi$), aval ($\theta = 0$) et sur le coté ($\theta = \pi/2$). On observe alors sur la figure 2 le bon comportement du modèle Weak-Scatterer en amont et sur le côté du cylindre qui amène à des résultats de runups similaires à ceux obtenus avec un modèle complètement non-linéaire. On note toutefois une légère surestimation des creux de vague en amont du cylindre. En aval du cylindre on observe cependant que le modèle Weak-Scatterer a tendance à surestimer les runups max.

IV – 2 Diffraction par un cylindre vertical fixé au fond du domaine

On considère un domaine de profondeur finie h contenant un cylindre vertical percant la surface libre fixé au fond du domaine. Le nombre d'onde de la houle incidente est choisi tel que $kh = 1.036$. Le rayon du cylindre R est tel que $kR = 0.374$. Le domaine est centré sur le cylindre et de dimension $2\lambda_0$ avec λ_0 la longueur d'onde de la houle incidente.

On compare dans un premier temps les runups maximum obtenus le long du cylindre pour une cambrure de houle de 3,2% (figure 3). Les résultats obtenus par l'approche Weak-Scatterer sont comparés à des résultats expérimentaux (Kriebel [9]) ainsi qu'aux résultats d'un modèle complètement non-linéaire (Xwave [6]). Les résultats du modèle second ordre développé par Pelletier [14] ainsi que de la théorie de diffraction linéaire de MacCamy et Fuchs [12] sont également représentés sur les figures.

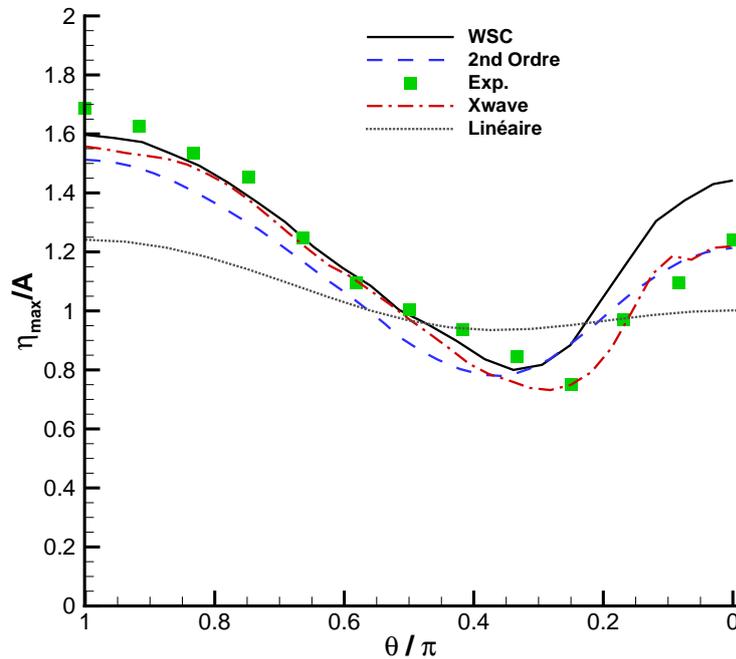


Figure 3 – Runup maximum du signal complet pour une cambrure de houle de 3,2%, $kR = 0.374$, $kh = 1.036$. Résultats numériques en weak-scatterer (WSC), second ordre, mesures expérimentales, résultats linéaires et non-linéaires (Xwave) [7]

Les relevés expérimentaux montrent que l'évolution des runups le long du cylindre comprend des effets non linéaires importants non pris en compte par la théorie linéaire.

Les runups en amont du cylindre sont beaucoup plus importants que ceux estimés par une approche linéaire. De même le creux de vague est sous-estimé par l'approche linéaire. On observe que l'approche Weak-Scatterer permet de prendre en compte ces nonlinéarités. Les résultats sur la partie amont du cylindre sont proches de ceux d'un modèle complètement non linéaire pour le cas considéré. L'erreur relative du runup en $\theta = \pi$ est de 6% avec l'approche Weak-Scatterer contre 38% pour l'estimation linéaire. L'erreur relative entre l'approche Weak-Scatterer et le modèle complètement non-linéaire en $\theta = \pi$ n'est alors que de 2,5%. De même le creux de vague est mieux représenté. On observe également que l'approche Weak-Scatterer donne une meilleure estimation des runups sur la partie amont du cylindre par rapport à une approche du second ordre qui les sous-estime. Sur la partie aval du cylindre, l'approche Weak-Scatterer surestime le runup. L'écart avec les résultats expérimentaux augmentent en se rapprochant de $\theta = 0$.

Pour une cambrure de houle de 4.6%, on constate que les variations du runup maximum sont plus importantes le long du cylindre (figure 4). L'approche Weak-Scatterer permet de suivre cette évolution malgré une sous-estimation des runups en amont du cylindre. Comme dans le cas précédent, les résultats sont proches des estimations d'un modèle complètement non-linéaire sur la partie du cylindre face à la houle. Les écarts entre les résultats du modèle développé et les mesures expérimentales augmentent en aval du cylindre où le modèle surestime les valeurs de runups.

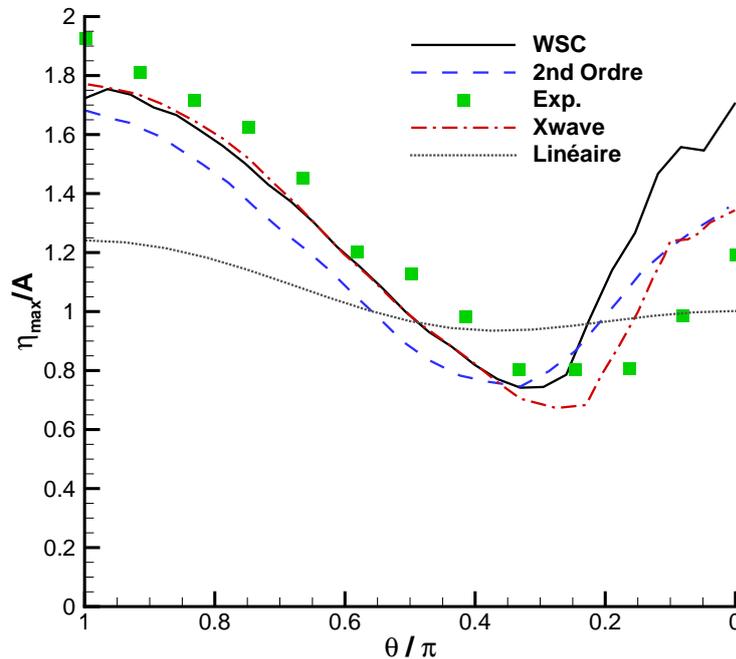


Figure 4 – Runup maximum du signal complet pour une cambrure de houle de 4.6%, $kR = 0.374$, $kh = 1.036$. Résultats numériques en weak-scatterer (WSC), second ordre, mesures expérimentales, résultats linéaires et non-linéaires (Xwave) [7]

V – Conclusion

Les équations hydrodynamiques du code de calcul d'interaction houle/structure basé sur une approche Weak-Scatterer ont été présentées. Les résultats du modèle ont été validés dans le cas de calcul de diffraction de houles régulières de forte cambrure le long d'un cylindre vertical fixe perçant la surface libre. Ces résultats ont été comparés à des résultats du modèle complètement non-linéaire XWAVE ainsi qu'à des mesures expérimentales [9]. La capacité du modèle à représenter les effets non-linéaires a ainsi pu être mise en évidence. On observe notamment le bon comportement du modèle sur la partie du cylindre face à la houle où les résultats de runups sont proches d'un modèle complètement non linéaire pour les cambrures de houles étudiées. Toutes les nonlinéarités ne sont cependant pas prises en compte par le modèle qui surestime les valeurs du runup maximum sur la partie aval du cylindre. Parallèlement, des méthodes de génération automatique de maillage et de déformation ont été développées. Ces méthodes ont permis de traiter la résolution du problème numérique selon une approche mixte Euler-Lagrange afin de préserver l'ordre élevé du schéma numérique. Par la suite ces méthodes permettront également de traiter les cas d'un flotteur en mouvement libre sur la surface libre ainsi que des cas d'interaction plus complexes ne faisant pas nécessairement intervenir des parois verticales.

Références

- [1] The verdict geometric quality library. Technical report, 2007.
- [2] The seakeeping committee - final report and recommendations to the 26thittc. In *26th International Towing Tank Conference*, volume 1, pages 183–245, 2011.
- [3] B. Büchmann. *Time-domain modelling of run-up on offshore structures in waves and current*. PhD thesis, Technical University of Denmark, 1999.
- [4] M. A. Bhinder, C. G. Mingham, D. M. Causon, M. T. Rahmati, G. A. Aggidis, and R. V. Chaplin. Absorbing wave energy converter (WRASPA). In *28th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*, pages 1–7, Honolulu, USA, 2009.
- [5] A. Boer, M. van der Schoot, and H. Bijl. Mesh deformation based on radial basis function interpolation. *Computers and Structures*, 85 :784–795, 2007.
- [6] P. Ferrant. Non-linear time domain solutions for wave and current action on offshore structures. In *5th Wegemt Workshop on Non-Linear Wave Action on Structures and Ships, UTV-ISITV*, 1998.
- [7] P. Ferrant. Seakeeping calculations in nonlinear waves. In *Proceedings of the 7th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics*, 1999.
- [8] J. Frey and P. George. *"Maillages : applications aux éléments finis"*. Hermes, 2000.
- [9] D. Kriebel. Nonlinear wave interaction with a vertical circular cylinder. part ii : Wave run-up. *Ocean Engineering*, 19(1) :75–99, 1992.
- [10] L. Letournel, P. Ferrant, A. Babarit, and G. Ducrozet. Expression Analytique des Équations Intégrales pour une discrétisation linéaire de la géométrie. In *13èmes Journées de l'Hydrodynamique*, Chatou, France, 2012.
- [11] M. Longuet-Higgins and E. Cokelet. The deformation of steep surface waves on water, i. a numerical method of computation. In *Proceedings of the Royal Society of London*, volume 350, pages 1–26, 1976.

- [12] R. MacCamy and R. Fuchs. Waves forces on piles : A diffraction theory. *US Army Coastal Engineering Research Center, Tech Mem.*, 69, 1954.
- [13] J. Pawlowski. A nonlinear theory of ship motion in waves. In *19th Symposium on naval Hydrodynamics*, 1991.
- [14] K. Pelletier. *Simulation au second ordre des interactions houle-structure en régime instationnaire*. PhD thesis, LHEEA, Ecole Centrale de Nantes, 2002.
- [15] M. Rienecker and J. Fenton. A fourier approximation method for steady water waves. *Journal of Fluid Mech.*, 104 :119–137, 1981.
- [16] Y. Shao and M. Faltinsen. Fully-nonlinear wave-current-body interaction analysis by a harmonic polynomial call (hpc) method. In *32nd International Conference on Ocean, Offshore and Artic Engineering*, 2013.