

9^{èmes} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

10 - 11 - 12 MARS 2003

POITIERS - FUTUROSCOPE

SIMULATIONS NUMÉRIQUES DE L'INTERACTION ENTRE UN CYLINDRE CIRCULAIRE VERTICAL ET UN CHAMP DE VAGUES RÉGULIER.

NUMERICAL INVESTIGATION OF REGULAR WAVES INTERACTION WITH A VERTICAL CIRCULAR CYLINDER.

PIERRE FERRANT, [PATRICK QUEUTEY](#) ET MICHEL VISONNEAU

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

Résumé

L'interaction entre un champ de vague régulier et un cylindre vertical fixe perçant la surface libre est abordée numériquement dans des conditions définies par le projet Européen EXPRO-CFD et concerne des vagues caractérisées par $L/2a = 20$ à $L/2a = 10$ et $L/D = 2.5$ à $L/D = 10$, où L représente la longueur d'onde de la vague, $2a = H$ son amplitude crête à creux et D le diamètre du cylindre. Les simulations numériques utilisent le solveur de fluides visqueux ISIS de la DMN et le solveur non-linéaire XWAVE de la division DHN, ces deux divisions appartenant à l'unité CNRS-UMR 6598 de l'Ecole Centrale de Nantes. Les données calculées sont obtenues soit à partir d'un couplage entre les deux outils numériques soit à partir du seul code ISIS dans une approche multifluide généralisée en trois dimensions. Une première confrontation aux expériences menées à l'ECN dans son nouveau bassin à houle ainsi que par la société Sirehna est aussi présentée.

Summary

The interaction between a vertical circular cylinder and regular waves is studied on a numerical basis. Conditions of simulations are those defined with the EXPRO-CFD European Project and concerns low and high steep waves ranging from $L/2a = 20$ to 10 and $L/D = 2.5$ to 10 , where L is the incident wave length, $a = H/2$ the wave amplitude and D the diameter of the cylinder. Numerical simulations are performed using the Navier-Stokes solver ISIS from the DMN division and the non-linear inviscid solver XWAVE from the DHN division, both belonging to the CNRS-UMR 6598 at Ecole Centrale de Nantes. Computed data are obtained from either a coupled method between ISIS and XWAVE or a newly multi-fluid approach developed in ISIS. First comparisons to experiments conducted in ECN and by Sirehna society are also presented.

I-INTRODUCTION

Cette étude porte sur la simulation numérique de l'interaction entre un cylindre circulaire fixe monté verticalement perçant la surface libre et un champ de vagues régulier.

Les conditions de l'étude sont celles définies par le projet européen EXPRO-CFD pour une gamme de houles définies par un rapport $L/D = 20$ à 10 et un rapport $L/2a = 2.5$ à 10 , où L est la longueur d'onde de la houle incidente, $H = 2a$ l'amplitude crête à creux et D le diamètre du cylindre fixé à $0.508m$. La profondeur d'eau au repos, h , est de $5m$. Les simulations numériques s'appuient, d'une part sur le solveur ISIS, code de simulation en fluide visqueux de la division DMN, et le code XWAVE, en théorie potentielle non-linéaire, de la division DHN. Ces deux divisions appartiennent à l'unité mixte CNRS-UMR 6598 de l'Ecole Centrale de Nantes. Les calculs tridimensionnels (3D) sont obtenus soit à partir d'un couplage entre les deux outils numériques ISIS et XWAVE, soit à partir de l'approche multi-fluide dans ISIS, validée jusqu'à présent en 2D [1] et qui a été étendue en 3D.

II-LE SOLVEUR POTENTIEL NON-LINÉAIRE XWAVE

XWAVE [2, 3] est un outil numérique en théorie potentielle fortement non-linéaire pour des écoulements à surface libre. La solution numérique du problème non-linéaire pour les conditions aux limites repose sur l'approche mixte Eulerienne-Lagrangienne (MEL). A partir d'un état initial, une procédure en deux étapes est élaborée : en premier lieu un problème aux conditions aux limites mixtes Dirichlet-Neumann est résolu pour la vitesse normale à la surface libre et pour le potentiel des vitesses sur la surface libre ; puis, l'élévation et le potentiel de surface libre sont mis à jour en temps, par application des conditions de surface libre, cinématiques et dynamiques.

III-LE SOLVEUR DE FLUIDE VISQUEUX ISIS

Le code de calcul ISIS utilise les équations de Naviers-Stokes en moyenne de Reynolds pour des écoulement de fluides visqueux en régime incompressible. la méthode numérique repose sur une formulation de volumes finis pour construire la discrétisation spatiale des équations de conservation (masse et quantité de mouvement). Basé sur une technique de parcours des faces, le code est généralisé à des supports bidimensionnels, rotationnellement-symétriques, ou tridimensionnels, pour des maillages non-structurés pour lesquels les volumes de contrôles non superposables sont bornés par un nombre arbitraire de faces constitutives. En régime turbulent, des équations de transport supplémentaires des variables turbulentes sont résolues d'une façon analogue aux équations de quantité de mouvement. La prise en compte de phases incompressibles et non miscibles est rendue possible par l'utilisation d'équations de conservation de chaque fraction de volume (ou concentration) d'une phase considérée et notée c . On peut alors parler d'une méthode de capture d'interfaces en référence à une méthode de suivi où l'interface est une limitante du domaine. La méthode de suivi quant à elle a été utilisée dans le cadre d'un couplage faible avec XWAVE.

1-Equations de conservation

Le solveur ISIS peut traiter des écoulements de fluides visqueux incompressibles à plusieurs phases non-miscibles et sur des maillages mobiles. Considérant des écoulements de fluides

visqueux incompressibles en condition isotherme, les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement ainsi que des fractions volumiques peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV + \int_S \rho (\vec{U} - \vec{U}_d) \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (1a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho U_i dV + \int_S \rho U_i (\vec{U} - \vec{U}_d) \cdot \vec{n} dS = \int_S (\tau_{ij} I_j - p I_i) \cdot \vec{n} dS + \int_V \rho g_i dV \quad (1b)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V c_i dV + \int_S c_i (\vec{U} - \vec{U}_d) \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (1c)$$

Où V est le volume de contrôle considéré, borné par la surface fermée S de vecteur unitaire normé \vec{n} dirigé vers l'extérieur.

Les propriétés physiques effectives du fluide (viscosité μ et densité ρ) sont obtenues à partir des propriétés physiques des phases (μ_i and ρ_i) selon les relations constitutives suivantes :

$$\rho = \sum_i c_i \rho_i \quad ; \quad \mu = \sum_i c_i \mu_i \quad ; \quad 1 = \sum_i c_i \quad (2)$$

Lorsque le maillage est mobile, la *loi de conservation en espace* doit aussi être satisfaite :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V dV - \int_S \vec{U}_d \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (3)$$

Une forme simplifiée de la relation de conservation de la masse (1a) peut-être obtenue en considérant les phases incompressibles de densité constante ρ_i . A partir des relations constitutives (2), il est possible d'isoler une phase arbitraire j et telle que $\rho_j \neq 0$:

$$c_j = 1 - \sum_{i \neq j} c_i \rho_i \quad (4a)$$

$$\rho = c_j \rho_j + \sum_{i \neq j} c_i \rho_i = \rho_j + \sum_{i \neq j} c_i (\rho_i - \rho_j) \quad (4b)$$

En substituant les relations précédentes (4a) et (4a) dans l'équation générale de conservation de la masse (1a) il vient :

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{\partial}{\partial t} \int_V (\rho_j + \sum_{i \neq j} c_i (\rho_i - \rho_j)) dV \\ &+ \int_S (\rho_j + \sum_{i \neq j} c_i (\rho_i - \rho_j)) (\vec{U} - \vec{U}_d) \cdot \vec{n} dS \\ &= \rho_j \left[\frac{\partial}{\partial t} \int_V dV - \int_S (\vec{U} - \vec{U}_d) \cdot \vec{n} dS \right] \\ &+ \left(\sum_{i \neq j} (\rho_i - \rho_j) \right) \left[\frac{\partial}{\partial t} \int_V c_i dV + \int_S c_i (\vec{U} - \vec{U}_d) \cdot \vec{n} dS \right] \\ &= \rho_j \left[\int_S \vec{U} \cdot \vec{n} dS \right] \end{aligned} \quad (5)$$

Ainsi, la conservation de la masse se simplifie grandement comme :

$$\int_S \vec{U} \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (6)$$

... ou, sous une forme non-intégrale, à partir de l'opérateur Divergence $\mathcal{D}()$,

$$\mathcal{D}(\vec{U}) = 0 \quad (7)$$

2-Modélisation de la turbulence

La fermeture des équations de Reynolds moyennées nécessite la définition des contraintes turbulentes, $\tau_{t_{ij}}$ dans (8a), en terme de quantités connues et d'une manière qui soit physiquement consistante.

$$\tau_{ij} = \tau_{t_{ij}} + \tau_{l_{ij}} \quad (8a)$$

$$\tau_{l_{ij}} = 2\mu(S_{ij} - S_{nn}\delta_{ij}/3) \quad (8b)$$

$$\tau_{t_{ij}} = -\rho\overline{u'_i u'_j} \quad (8c)$$

Pour une fermeture à viscosité turbulente, le tenseur des contraintes de Reynolds est proportionnel au tenseur de déformation moyen. Les modèles de contraintes de Reynolds usuellement utilisés dans cette catégorie sont basés sur l'hypothèse de Boussinesq en terme de viscosité turbulente μ_t :

$$\tau_{t_{ij}} = 2\mu_t(S_{ij} - S_{nn}\delta_{ij}/3) - 2\rho K\delta_{ij}/3 \quad (9)$$

Des équations de transport additionnelles pour les quantités associées à la description des échelles turbulentes, telle que l'énergie cinétique de la turbulence et son taux de dissipation, sont alors prises en compte selon le type de modélisation retenue.

3-Contexte numérique

Toutes les variables dépendantes sont placées au centre géométrique des volumes de forme non-restrictive et les intégrales de surface et de volume sont évaluées selon des approximations précises au second ordre en utilisant les valeurs des intégrants pré-évalués aux centres des faces f , ou disponibles sur les cellules C et les voisines C_{nb} (Fig. 1). Les dérivées temporelles sont

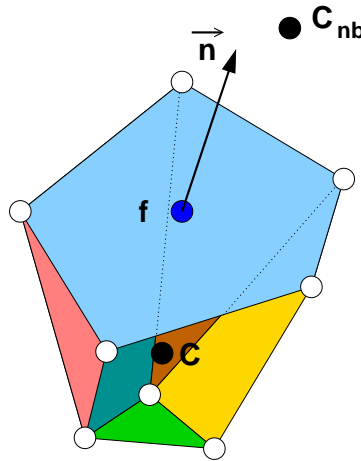


FIG. 1. Volume de contrôle arbitraire

évaluées par une méthode d'Euler décentrée du second ordre à trois pas de temps.

Hormis les termes de convection et les flux de masse, les quantités interfaciales sont reconstruites linéairement à partir des quantités ainsi que leur gradient disponibles sur les cellules adjacentes. Afin de garantir une reconstruction à valeur bornée (ou limitée pour éviter des oscillations irréalistes), la recherche d'un compromis acceptable entre précision et caractère borné de la solution reconstruite est toujours d'actualité [4, 5]. Le schéma par défaut dans ISIS est

tiré du schéma de discrétisation Gamma (GDS) [6]. A l'aide d'une renormalisation locale des variables [7] (diagramme dit NVD), ce schéma renforce la monotonie locale ainsi que le critère de convection bornée (CBC) [8]. En ce qui concerne la reconstruction interfaciale du taux de concentration c_i , il s'est avéré que le schéma GDS modifié par adjonction d'un caractère compressif (donc d'un ajout de décentrement aval) conduit à un bon schéma de capture de discontinuité mais au prix d'une limitation en nombre de Courant (typiquement inférieur à 0.3).

Pour le traitement de la pression, la méthodologie utilisée repose sur un traitement original des discontinuités présentes. Dans un premier temps, on suppose que la définition discrète de la discontinuité coïncide avec la donnée des faces. La discontinuité sur une face f d'une grandeur A est alors approchée par :

$$[A] \triangleq (A)^+ - (A)^- \simeq A_{f+} - A_{f-} \quad (10)$$

Puis, pour une discontinuité de type hydrostatique (négligeant les effets visqueux et ceux liés à la tension superficielle) les contraintes suivantes (11) sont alors prises en compte numériquement, à la fois dans le traitement du gradient de pression et dans la transformation de l'équation de conservation de la masse en équation de pression :

$$[P] = 0; \quad \left[\frac{\vec{\nabla} P}{\rho} \right] = \vec{0} \quad (11)$$

Ces développements récents, utilisables sur topologie 3D arbitraire, sont une innovation par rapport à la méthodologie antérieure validée en deux dimensions [1] et sont essentiels à la stabilité numérique et à la précision de la méthode pour des rapports de densité élevés, de l'ordre de 1000 pour une interface eau/air.

Le résultat de la discrétisation des équations de conservation de masse et de quantité de mouvement produit un système d'équations algébriques : une pour chaque volume de contrôle et pour chaque équation. Ces équations non-linéaires et couplées sont résolues à l'aide d'un algorithme de type SIMPLE [9, 10].

En ce qui concerne le solveur linéaire pour la résolution des concentrations, des quantités turbulentes et des composantes de vitesse, environ 20 itérations de Gauss-Seidel suffisent à converger quand la dominance diagonale est accrue de 50% via un pas de temps fictif. A chaque pas de temps, 20 itérations non-linéaires sont suffisantes pour réduire les résidus non-linéaires de 2 ordres.

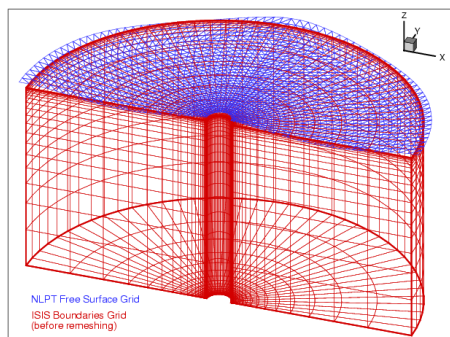
Si le solveur par point fonctionne parfaitement sur des systèmes linéaires issus de la discrétisation d'équations de transport, il s'avère inopérant sur l'opérateur de pression. Aux conditions aux limites près, ce dernier est en effet de nature singulière, possédant un nombre infini de solutions (à une constante près). De plus, le système linéaire qui en découle est très mal conditionné sur grilles très étirées. C'est pourquoi ISIS utilise, par défaut, une méthode itérative PGMRES avec un sous-espace de Krylov de dimension 5 et un préconditionnement de type LU(k) incomplet avec seulement deux niveaux de remplissage (k=2). Dans tout les cas, la place mémoire est optimisée par adoption d'un format de stockage reposant sur une compression des données non-nulles (format CSR).

Sur calculateurs à processeurs multiples, le domaine de calcul est découpé en sous-domaines connectés face-à-face et ayant, environ, le même nombre d'inconnues. Cela est rendu possible par l'algorithme de partitionnement MeTiS [11, 12]. Les communications des données associées aux faces qui séparent les domaines sont faites en accord avec le standard de passage de message MPI [13]. L'ensemble des calculs multi-fluides a été réalisé sur la base d'un découpage de la topologie initiale en 25 blocs.

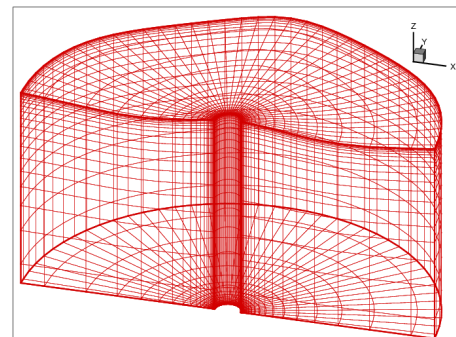
IV-COUPPLAGE ISIS - XWAVE

Dans un premier temps de l'étude, une procédure de couplage particulière a été développée entre les codes XWAVE et ISIS. XWAVE donne la déformée de surface libre et ISIS procède au calcul des inconnues de vitesse, pression et turbulence. Les propriétés physique du fluide sont celles de l'eau à température ordinaire. A chaque instant la méthodologie suit les phases suivantes :

1. L'évolution instationnaire de la déformée de surface libre est calculée par le code XWAVE, figure 2(a),
2. A partir de la déformée issue de (1), le maillage tridimensionnel propre au solveur visqueux est mis à jour en accord avec la contrainte pariétale " $y^+ = 1$ ", figure 2(b),
3. Les calculs tridimensionnels sont effectués à l'aide de conditions aux limites "ad-hoc" sur la surface libre prescrite.



(a) Support de référence ISIS - Surface libre instantanée XWAVE



(b) Maillage instantané ISIS

FIG. 2. Couplage ISIS - XWAVE

Hormis les problèmes techniques relatifs au remaillage tridimensionnel, une attention particulière a été portée sur la condition de surface libre dans le code ISIS. Comme la position de cette frontière est figée par la solution potentielle, il n'est pas possible de répondre à toutes les contraintes propres à la surface libre pour le solveur visqueux : (1) la condition cinématique (flux de masse prescrits), (2) la condition dynamique tangentielle et (3) normale (pression imposée). Une condition doit alors être relaxée et une étude spécifique du rôle joué par les conditions aux limites a été rendue nécessaire. Il est apparu que la combinaison (2) + (3) n'est pas stable mais qu'avec la combinaison (1)+(2), le couplage visqueux/non-visqueux fonctionne de façon satisfaisante.

V-MÉTHODE DE CAPTURE

Pour cette approche, le domaine de calcul reprend la topologie du bassin d'essai. Cependant, par souci d'économie et d'optimisation du nombre de points utilisés, le batteur de houle est remplacé par la donnée de la cinématique d'une houle tirée de la théorie linéaire d'Airy sur le plan d'entrée $x = x_e$ (équations (12) où η est l'élévation de l'interface). A la plage absorbante en sortie, est substitué un artefact dissipatif numérique consistant en l'utilisation de volumes de contrôle allongés. Les côtés du bassin ainsi que le fond sont pris comme des surfaces glissantes

pour le champ de vitesse alors que le plan supérieur, censé être toujours dans l'air est pris comme référence de pression (figure 3(a)). Le nombre de volumes de contrôle pour une topologie type, figure 3(b) est de l'ordre de 0.6 million. Les propriétés physiques des fluides sont celles de l'eau et de l'air.

$$\begin{aligned}
\eta_e(t) &= a \cos\left(\frac{2\pi t}{T} + \frac{\pi}{2}\right) \\
L &= \frac{gT^2}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi h}{L}\right) \\
U_e(z,t) &= \frac{2\pi a Ch\left(\frac{2\pi(z+h)}{L}\right)}{T Sh\left(\frac{2\pi h}{L}\right)} \cos\left(\frac{2\pi t}{T} + \frac{\pi}{2}\right) \\
V_e(z,t) &= 0 \\
W_e(z,t) &= -\frac{2\pi a Ch\left(\frac{2\pi(z+h)}{L}\right)}{T Sh\left(\frac{2\pi h}{L}\right)} \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \frac{\pi}{2}\right)
\end{aligned} \tag{12}$$

L'angle de phase de valeur $\pi/2$ est tel que à l'instant initial $t = 0$, temps de démarrage des calculs, la composante de vitesse $U(x_e, y, z, t = 0) = 0$ sur le plan d'entrée.

Si le rapport h/L est grand, ou, si la profondeur nominale h est grande, la longueur d'onde peut être approchée à partir de la forme dégénérée mais explicite (13) et est celle de condition de profondeur infinie, approximation retenue et justifiée dans le cadre de l'étude.

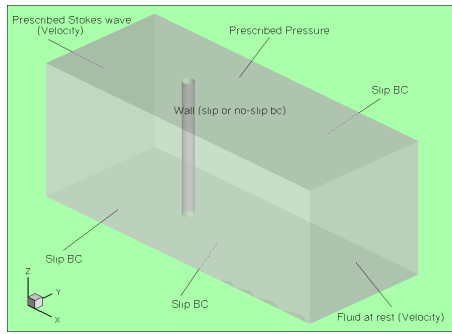
$$L_\infty = \frac{gT^2}{2\pi} \tag{13}$$

Le "générateur numérique" de vague est alors complètement défini à partir de la donnée de l'amplitude a , de la période T et de la longueur d'onde L : à chaque instant, sur le plan d'entrée, les composantes de vitesse $U_i = U, V, W(x_e, y, z, t)$, et la fraction volumique $c(x_e, y, z, t)$ sont mises à jour selon les relations (14) basées sur les équations d'Airy (12).

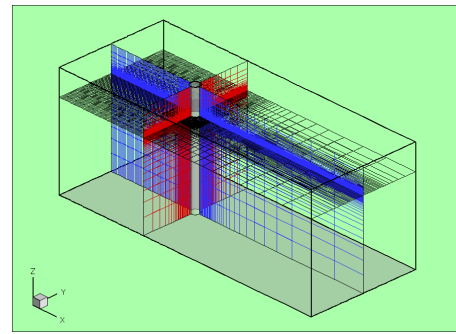
$$\begin{aligned}
c(x_e, y, z, t) &= \begin{cases} 0 & \text{si } z \geq \eta_e(t), \\ 1 & \text{si } z < \eta_e(t). \end{cases} \\
U_i(x_e, y, z, t) &= \begin{cases} 0 & \text{si } z \geq \eta_e(t), \\ U_{ie}(z, t) & \text{si } z < \eta_e(t). \end{cases}
\end{aligned} \tag{14}$$

VI-RÉSULTATS

Si la surface de discontinuité définissant la surface libre est prise en compte par la méthode de capture, la génération du champ de vague via la cinématique de la houle d'Airy a été vérifiée numériquement sur des cas bidimensionnels. La figure 4(a) présente un instantané de la surface libre à $t = 15s$ et focalisée sur une longueur d'onde (théorique : $L_{h\infty} = gT^2/2\pi = 2.48m$ et numérique : $L \approx 2.50m$) pour une amplitude imposée $H = 2a = 0.127m$ et une période imposée $T = 1.26s$. Sur cette même figure, on constate de plus que l'étalement vertical de l'interface se fait au maximum sur 4 volumes de contrôle seulement. Une analyse en convergence de maillage a permis de fixer le nombre de points nécessaire à 40 par longueur d'onde, selon x , et entre 10 et 15 de part et d'autre de l'interface. Une sonde numérique située en $x = 2.48m$ permet

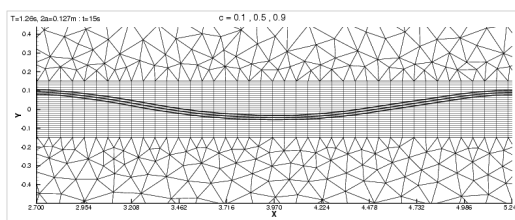


(a) Conditions aux limites

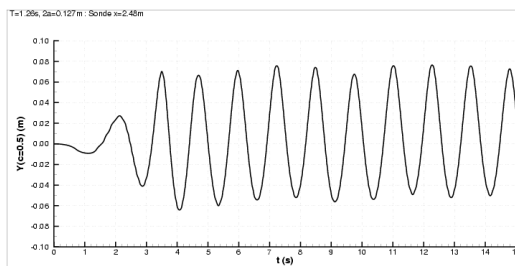


(b) Exemple de maillage

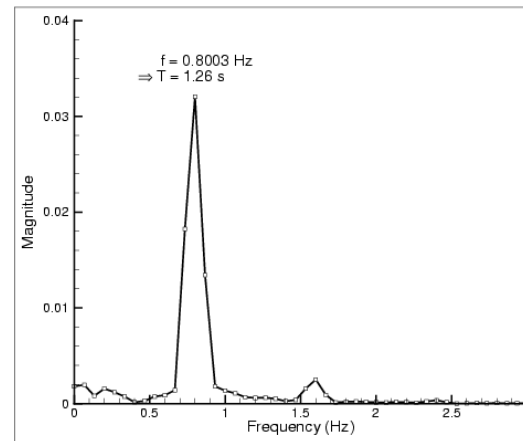
FIG. 3. Méthode de capture ISIS : topologie



(a) Détails de l'interface à $t = 15s$



(b) Historique du signal de sonde



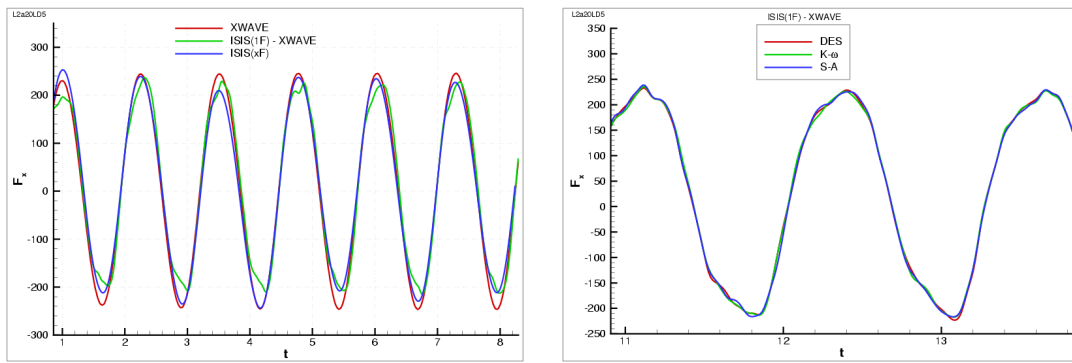
(c) Analyse FFT du signal de sonde

FIG. 4. Méthode de capture ISIS : validation de houle 2D

l'analyse de la surface libre après interpolation de la valeur $c = 0.5$: figure 4(b) pour le signal et 4(c) pour son analyse.

Paramètre important de l'interaction, le nombre de Keulegan-Carpenter $KC = U_{max}T/D$, où U_{max} représente le maximum de vitesse horizontale des particules à la surface libre, peut être approché à partir de (12), dans le cas $h \approx \infty$, par $KC \approx 2\pi a/D$. La consistance entre l'approche couplée ISIS - XWAVE et la méthode de capture est vérifiée sur le cas le plus favorable $\{L/2a = 20, L/D = 5\}$ correspondant à $KC \approx 0.78$. La figure 5(a) présente l'évolution de l'effort selon x , F_x , exprimé en Newton tel que prédit par : le code XWAVE seul, l'approche couplée ISIS - XWAVE et l'approche multi-fluide ISIS. Sur la légende, ISIS(1F) indique un calcul mono-fluide à partir du code ISIS et ISIS(xF) un calcul multi-fluide. Avec l'approche couplée, l'influence de la modélisation de la turbulence a été étudiée, que ce soit avec un modèle à une équation de Spalart-Allmaras [14], à deux équations $K-\omega$ [15] ou à partir d'une modélisation des grosses structures DES [16]. Pour ce faible nombre KC , et concernant l'effort, on peut constater avec la

figure 5(b) que l'influence du modèle choisi est très faible.



(a) Comparaison des méthodes

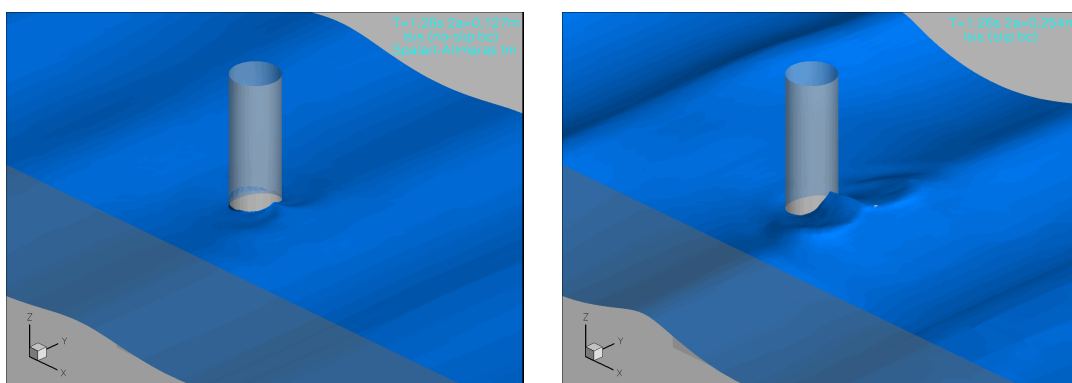
(b) Influence du modèle turbulent

FIG. 5. $L/2a = 20, L/D = 5$: Effort F_x sur le cylindre

Pour la suite de l'étude seule l'approche multi-fluide est considérée car seule susceptible de capturer des phénomènes extrêmes tels que les déferlements [1].

La montée en KC est poursuivie avec des essais $\{L/2a = 10, L/D = 5\}$ et $\{L/2a = 20, L/D = 10\}$, soit $KC \approx 1.57$ et jusqu'au cas le plus extrême $\{L/2a = 10, L/D = 10\}$, soit $KC \approx 3.14$. un cas favorable $\{L/2a = 10, L/D = 2.5\}$ à $KC = 0.78$ a aussi été traité. Hormis les efforts, dans tous les cas, l'analyse des champs calculés est tirée de sondages 3D effectués sur la dernière période théorique de la vague. Selon le pas de temps employé, entre 90 et 120 champs 3D sont stockés sur disque pour chaque essai sur un calcul limité en temps à une dernière période. Le pas de temps est choisi de telle sorte que le nombre de Courant respecte la contrainte du schéma de capture : pour les cas les plus favorables, il est de $0.005s$ avec environ 5000 pas de temps, et de $0.002s$ avec environ 10000 pas de temps pour le cas défavorable.

Les figures 6(a), 6(b) et 7(a) présentent, pour trois KC , une vue instantanée de la surface libre ($c = 0.5$) au même instant arbitraire t_1 . Pour le cas extrême, un déferlement du bourrelet arrière est observé quelques instants plus tard, figure 7(b).



(a) $L/D = 20, L/2a = 5$

(b) $L/D = 10, L/2a = 5$

FIG. 6. ISIS(xF) : surface libre $c = 0.5$: instant t_1

Pour ce dernier cas, le "mouillage" important du cylindre est une conséquence de la modélisation pleinement visqueuse et turbulente avec résolution jusqu'aux parois. L'effet de mouillage

est une conséquence de la condition d'adhérence et n'est naturellement pas observable lorsque la simulation utilise une condition de glissement sur la paroi (figure 6(b)).

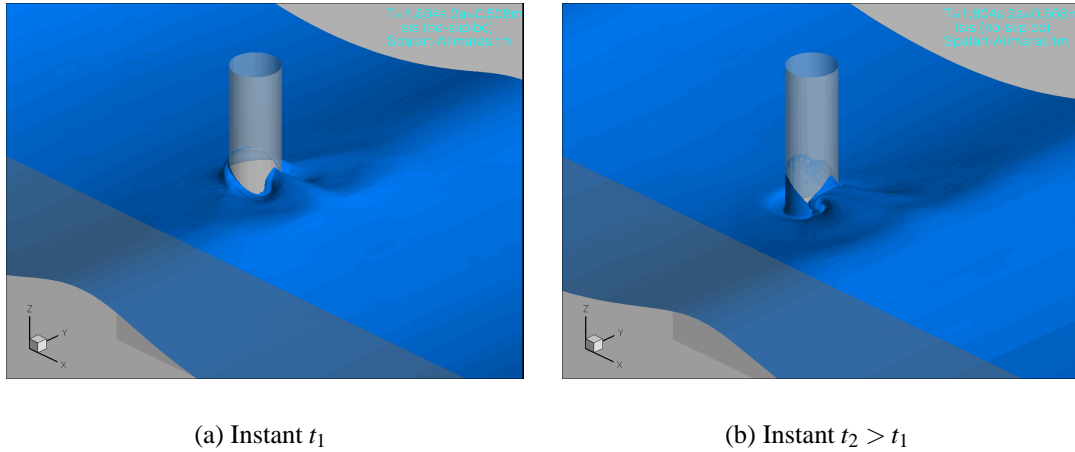


FIG. 7. ISIS(xF) : surface libre $c = 0.5 : L/D = 10, L/2a = 10$

Les efforts issus des simulations sont intégrés sur l'ensemble du cylindre (eau+air) et seuls deux applications sont présentés : le cas $\{L/D = 20, L/2a = 5\}$ avec la figure 8(a) et le cas $L/D = 10, L/2a = 10$ avec la figure 8(b) pour ce qui concerne l'effort selon x , aligné avec la direction de propagation des vagues. Dans les deux cas les ordres de grandeur sont consistants avec l'expérience. Les rapports d'amplitude des efforts axiaux ($\sim 2000/\sim 500 = \sim 4$) sont en accord avec les rapports d'amplitude de vague pour ces deux cas ($0.508/0.127 = 4$). La première figure 8(a) est utilisée pour mettre en évidence le fait que le générateur numérique (de nature cinématique) fait que l'effort prédit atteint un régime établi plus rapidement que dans l'expérience, indépendamment du fait qu'il soit situé plus près du cylindre que le batteur réel. Avec la seconde figure 8(b) l'expérience présente des variations de basse fréquence qui ne sont pas reproduites numériquement. A partir de cette même figure, nous constatons ici encore, même pour ce cas extrême de l'étude, la très faible influence de la modélisation de la turbulence dont il faut attribuer la cause, sans doute [17], au relativement faible nombre KC .

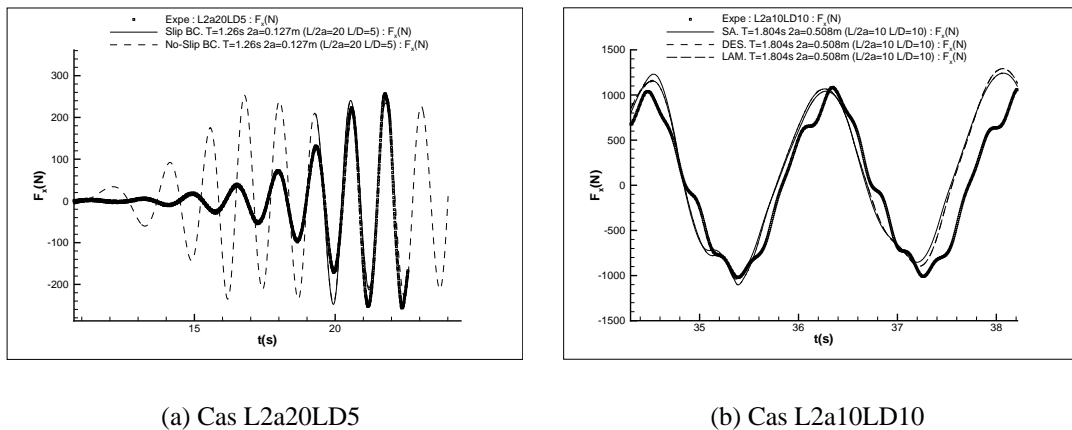


FIG. 8. ISIS(xF) : Historique de la force selon x

Selon Pierre Ferrant, qui a conduit ces mesures, la source de ces perturbations provient de vibrations selon les modes propres de la structure, importantes sur ce cas difficile. Un examen

de la force transversale F_y , figure 9 pour ce cas, souligne l'importance de ces perturbations (10% de F_x) alors que numériquement, les variations de F_y restent petites devant F_x . Soulignons que sur ces figures d'effort, le temps est expérimental et le signal prédit est décalé sur un minimum, ou un maximum, du signal expérimental, vers la zone terminale d'acquisition. Enfin, il apparaît que si la période théorique imposée au "bateur numérique" produit des signaux bien accordés avec cette période, la période expérimentale semble toujours sur-estimée : 1.9s environ sur le cas extrême au lieu de la valeur théorique de 1.8s.

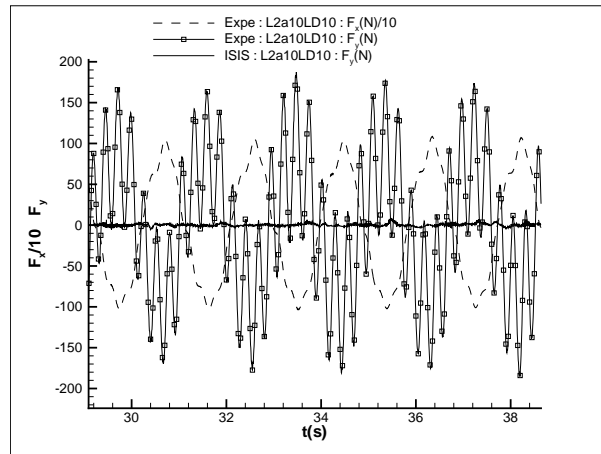
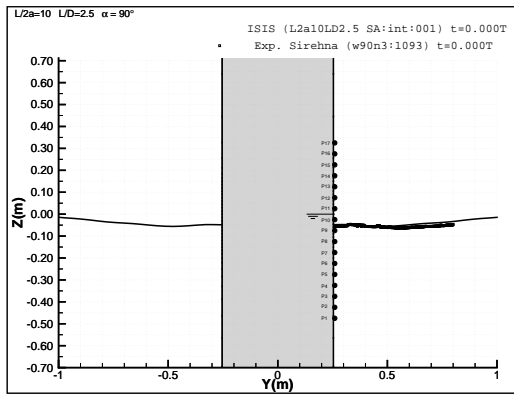


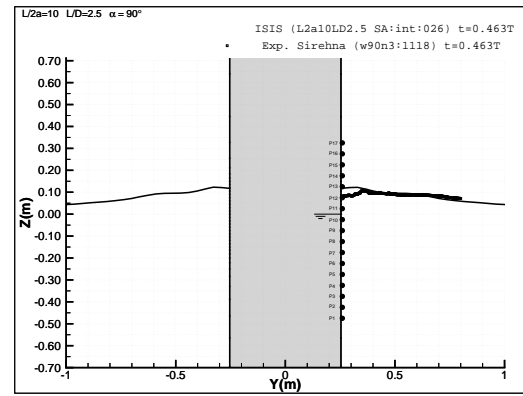
FIG. 9. ISIS(xF) : Cas L2a10LD10 : Historique de la force selon y

En plus de ces données intégrées, la société Sirehna a procédé à des mesures des déformées de la surface libre à partir d'analyse d'images au voisinage du cylindre et ce, dans des plans bien définis, notamment le plan $Y = 0m$ (ou plan nommé $\alpha = 0^\circ$, coté batteur et plan nommé $\alpha = 180^\circ$, coté arrière) et la plan $X = 0m$ (plan nommé $\alpha = 90^\circ$). En parallèle avec la mesure des efforts, des capteurs de pression P_i sont disposés verticalement sur le cylindre qui permettent, par rotation de celui-ci, de procéder à des mesures dans des plans d'angle α bien définis (voir les points noirs sur la figure 11(b) par exemple). Les figures 10, 11 et 12 comparent les élévations maximales et minimales prédites et relevées par l'expérience. Le calage en temps pour la comparaison est basé sur l'élévation minimale constatée dans le plan considéré. Une échelle unique entre des axes dépendants facilite une comparaison croisée. Hormis une sous-estimation ponctuelle de l'élévation minimale de l'interface, figure 11(a), les prédictions numériques présentent un bon accord avec l'expérience et, en extrapolant sur d'autres plans test, il est raisonnable de penser que les vues en perspectives précédentes (figures 7 et 6) illustrent quantitativement bien le phénomène d'interaction attendu.

En ce qui concerne la comparaison entre l'historique des pressions prédites et celui mesuré par les capteurs P_i , figure 14(b), outre le calage en temps, la difficulté majeure provient du calage sur la pression de référence. Pour un capteur P_i donné, on retranche la pression d'immersion du capteur considéré. Numériquement, l'iso- $c = 0.5$ qui repère la surface libre n'est pas nécessairement à pression nulle mais reste néanmoins très bien corrélée avec une isobare dont la valeur dépend du cas : 150Pa environ pour un cas favorable (figure 13(a)) et 350Pa environ pour le cas extrême (figure 13(b)). Une illustration type est donnée par la figure 14(b) pour le cas extrême dans le plan transverse $\alpha = 90^\circ$. L'existence, en ordonnée, de plateaux de pression indique une mise à l'air des senseurs pendant une phase du cycle. Par exemple, le temps d'immersion prédit des senseurs P_8 et P_{14} , bien que légèrement sur-estimé, montre un bon accord avec celui mesuré. Avec le senseur P_6 , si l'immersion expérimentale est faible, elle est néanmoins significative alors que numériquement le plateau est très peu marqué. Ce dernier point indique sans

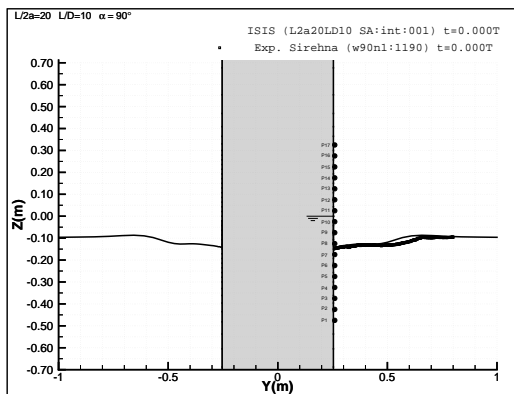


(a) Instant d'élévation minimale

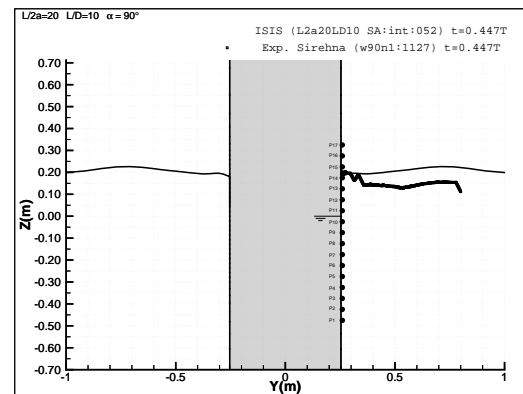


(b) Instant d'élévation maximale

FIG. 10. ISIS(xF) : Cas L2a10LD2.5 $\alpha = 90^\circ$

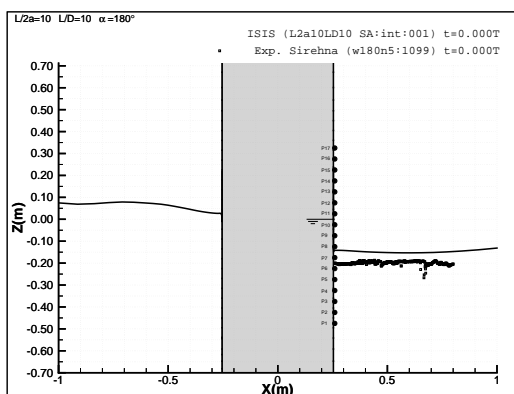


(a) Instant d'élévation minimale

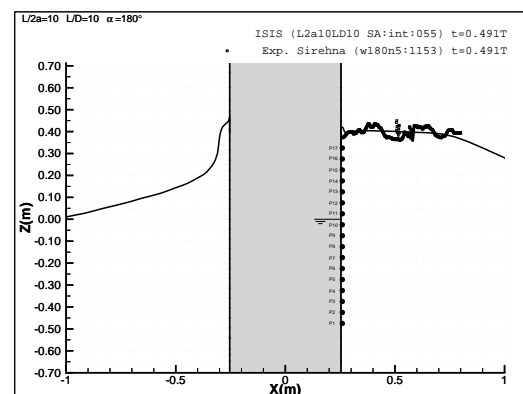


(b) Instant d'élévation maximale

FIG. 11. ISIS(xF) : Cas L2a20LD10 $\alpha = 90^\circ$



(a) Instant d'élévation minimale

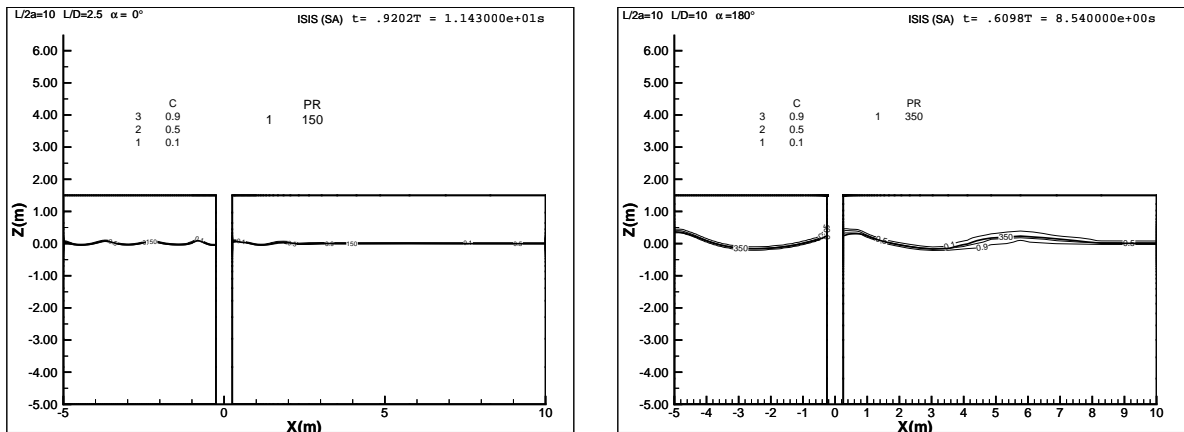


(b) Instant d'élévation maximale

FIG. 12. ISIS(xF) : Cas L2a10LD10 $\alpha = 180^\circ$

aucun doute une sous-estimation de l'élévation de surface libre minimale calculée et rejoint la

remarque faite précédemment sur la comparaison directe avec les élévations mesurées, bien que situées dans un plan différent ($\alpha = 180^\circ$).

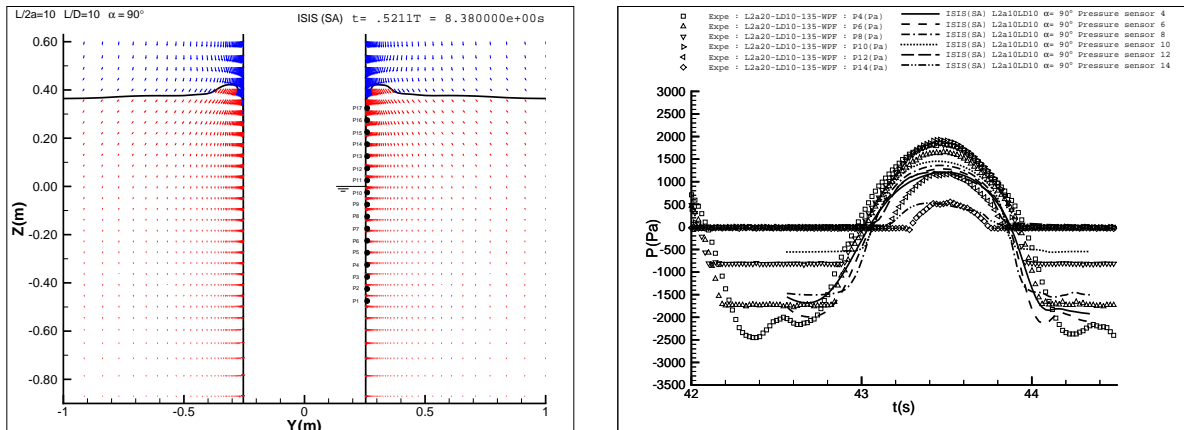


(a) Cas L2a10LD2.5

(b) Cas L2a10LD10

FIG. 13. ISIS(xF) : Isobares et surface libre dans le plan $Y = 0m$

Pour conclure, notons que la cinématique de l'écoulement reste parfaitement symétrique par rapport au plan $Y = 0m$: la figure 14(a) est tirée du plan test $\alpha = 90^\circ$ à un instant où l'élévation de l'interface est quasi-maximale. Le peu de dissymétrie observée est par ailleurs cohérent avec le faible niveau de la force transverse prédite et à la faible valeur de KC associée (3.14). Soulignons aussi la parfaite continuité du vecteur vitesse dans ce plan à travers l'interface $c = 0.5$. Cette continuité illustre encore les améliorations apportées à la méthode numérique dont dispose ISIS dans sa capacité à capturer des interfaces très déformées.



(a) Vitesses au maximum d'élévation

(b) Historique des capteurs de pression

FIG. 14. ISIS(xF) : Cas L2a10LD10 $\alpha = 90^\circ$

VII-REMERCIEMENTS

Les études présentées dans cet article sont réalisées dans le cadre du projet européen EXPRO-CFD, "Growth Project G3RD-CT2000-00308". Les auteurs remercient également Jean-Paul Borleteau de la société Sirehna pour les données expérimentales de mesure des hauteurs de surface libre.

REFERENCES

- [1] G. Deng, E. Guilmineau, P. Queutey, and M. Visonneau, "Capture et suivi d'interfaces d'écoulements de fluides visqueux incompressibles non miscibles," in *8^{es} Journées de l'Hydrodynamique Française*, pp. 17–30, mars 2001. 2, 5, 9
- [2] P. Ferrant, "Fully non-linear interactions of long-crested wave packets with a three-dimensional body," in *Proc. 22nd ONR Symposium on Naval Hydrodynamics*, (Washington), pp. 403–415, August 1998. ISBN 0 309 06537 2. 2
- [3] B. Büchmann, P. Ferrant, and J. Skourup, "Runup on a body in waves and current. fully non-linear and finite order calculations," in *Applied Ocean Research*, vol. 22, pp. 349–360, 2000. 2
- [4] H. Jasak, H. Weller, and A. Gosman, "High resolution nvd differencing scheme for arbitrarily unstructured meshes," *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 31, pp. 431–449, 1999. 4
- [5] V. Pržulj and B. Basara, "Bounded convection schemes for unstructured grids," in *15th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*, AIAA paper 2001-2593, (Anaheim, CA), 11-14 June 2001. 4
- [6] H. Jasak, *Error Analysis and Estimation for the Finite Volume Method with Applications to Fluid Flows*. PhD thesis, University of London, 1996. 5
- [7] B. Leonard, "Simple high-accuracy resolution program for convective modelling of discontinuities," *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 8, pp. 1291–1318, 1988. 5
- [8] P. Gaskell and A. Lau, "Curvature compensated convective transport : SMART, a new boundedness preserving transport algorithm," *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 8, pp. 617–641, 1988. 5
- [9] S. Patankar, *Numerical heat transfert and fluid flow*. New York : McGraw-Hill Book Company Inc., 1980. 5
- [10] R. Issa, "Solution of the implicitly discretized fluid flow equations by operator-splitting," *Journal of Computational Physics*, vol. 62, pp. 40–65, 1985. 5
- [11] G. Karypis and V. Kumar, "A fast and high quality multilevel scheme for partitioning irregular graphs," Tech. Rep. 95-035, University of Minnesota, Department of Computer Science, Minneapolis, MN 55455, 1995. Last updated on March 27 1998. 5
- [12] MeTiS, "Family of Multilevel Partitioning Algorithms." <http://www-users.cs.umn.edu/~karypis/metis/>. 5
- [13] MPI, "The Message Passing Interface (MPI) standard." <http://www-unix.mcs.anl.gov/mpi>. 5
- [14] P. Spalart and S. Allmaras, "A one-equation turbulence model for aerodynamic flows," in *AIAA 30th Aerospace Sciences Meeting*, AIAA Paper 92-0439, (Reno, NV), 1992. 8
- [15] D. C. Wilcox, "Turbulence modeling for CFD," tech. rep., DCW Industries, Inc., 5354 Palm Drive, La Cañada, Calif., 1993. 8
- [16] A. Travin, M. Shur, M. Strelets, and P. Spalart, "Detached-eddy simulations past a circular cylinder," in *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 63, pp. 293–313, Kluwer Academic Publishers, 2000. 8
- [17] Y. Yang and D. Rockwell, "Wave interaction with a vertical cylinder : spanwise flow patterns and loading," *J. Fluid Mech.*, vol. 460, pp. 93–129, 2002. 10