

12^{èmes} Journées de l'Hydrodynamique
Nantes , 17-19 novembre 2010

**LE FLIP-THROUGH: CINEMATIQUE FLUIDE ET
CHARGEMENTS HYDRODYNAMIQUES.**

***THE FLIP-THROUGH: FLUID KINEMATICS AND
HYDRODYNAMIC LOADS.***

Y.-M. SCOLAN*, J. de LAUZON, O. KIMMOUN***

* Ecole Centrale Marseille – IRPHE UMR 6594

** Bureau Veritas, Marine Division, Neuilly-Sur-Seine
ymscolan@centrale-marseille.fr

Résumé

On s'intéresse au phénomène Flip-Through mis en évidence par Cooker et Peregrine au début des années 90. Ce phénomène se manifeste par un jet particulièrement rapide le long d'un mur induisant des chargements locaux importants.

Pour simuler cette cinématique fluide, on se place en théorie potentielle sans tension de surface. Une méthode désingularisée est utilisée.

Partant d'une déformation initiale de surface libre, on étudie ses évolutions ultérieures. Cette étude confirme que le Flip-Through dépend peu du type de condition initiale mais bien plus de petite variation des paramètres qui définissent les conditions initiales.

Summary

We are concerned with the Flip-Through phenomenon as it has been described by Cooker and Peregrine in early nineties. This phenomenon is characterized by a fast jet riding along a wall thus inducing important local loads.

In order to simulate such kinematics, we pose the boundary value problem in potential theory without surface tension. A desingularized technique is used.

Starting from an initial free surface deformation, we study the subsequent stages of the flow. The present study confirms that Flip-Through depends barely on the type of initial conditions, but much more on small variations of the parameters that define the initial conditions.

I – Introduction

La robustesse des méthodes désingularisées convient particulièrement au suivi de surface libre fortement non linéaire. Néanmoins en absence de solution exacte, il est difficile d'établir des théorèmes de convergence. La seule alternative est de procéder à des expériences numériques et d'analyser les propriétés invariantes du modèle d'écoulement utilisé. En l'occurrence pour des écoulements potentiels en absence de tension superficielle, il s'agit de conserver la masse et l'énergie. Depuis les premiers travaux présentés aux onzièmes Journées en 2007, de nombreux aspects numériques de la méthode désingularisée ont ainsi été (re-)visités. Ce papier constitue un condensé d'un article paru au Journal of Fluid and Structures (2010).

En terme d'analyse numérique, on évalue l'influence sur la convergence des résultats, de deux paramètres arbitraires du modèle discret : 1) la distance de désingularisation, et 2) une constante additive (fonction du temps) du potentiel des vitesses.

En terme d'application aux écoulements à surface libre non-linéaire, des travaux sont menés pour répondre aux besoins du projet SLOSHEL¹. Le couplage entre la méthode désingularisée et un modèle de type Boussinesq permet de reproduire par focalisation des vagues de forte amplitude, utiles pour quantifier les pressions induites ainsi que les effets hydro-élastiques. Le couplage entre la méthode désingularisée et un solveur Navier-Stokes permet de poursuivre la simulation numérique au delà du déferlement.

On sait que le ballottement dans les réservoirs peut conduire à des dynamiques fluides très rapides ainsi qu'à des chargements hydrodynamiques locaux particulièrement importants. C'est le cas du flip-through tel qu'il a été décrit par Cooker et Peregrine (1990). Il n'existe pas d'équivalent français du terme "flip-through". Si on veut le caractériser de manière concise, il faut dire que c'est un phénomène de focalisation d'une vague sur un mur vertical sans impact fluide. Typiquement le flip-through se produit dans une configuration intermédiaire entre 1) une remontée rapide de fluide le long du mur (run-up) sans impact et 2) la formation d'une poche d'air (avec impact). De fait le run-up inhibe le retournement de la vague qui approche. Cela se traduit par une forme parabolique de la vague au droit du mur dont le rayon de courbure décroît rapidement et suggère une certaine similarité de l'écoulement. Ce n'est pas le cas car à un certain instant, la concavité de la surface libre change de signe et un jet se forme le long du mur (la surface libre "flip") libérant du fluide dont l'accélération peut atteindre plusieurs milliers de fois la gravité! A cet instant un pic d'accélération puis un pic de pression se produisent. Une chronologie inverse est observée par Cooker (2009) selon une étude asymptotique des équations de surface libre en théorie potentielle.

Des expériences ont été menées pour reproduire ce phénomène. Lugni *et al* (2006) notamment, sur la base de visualisation dans une cuve de ballottement rectangulaire, propose une classification en fonction des caractéristiques géométriques de la surface libre alors que le jet se forme le long du mur. Bredmose *et al* (2009) partent de houle focalisée pour atteindre un phénomène local qui dépend très fortement des paramètres de conditions initiales. Ces dernières expériences nécessitent donc un contrôle particulier de la répétitivité. Des expériences sont également menées dans le canal à houle de l'Ecole Centrale Marseille. En particulier les effets d'échelle sont mis en évidence (voir Kimmoun *et al*, 2010).

On s'attache ici à reproduire le flip-through numériquement. Certaines de ses pro-

¹Le projet SLOSHEL rassemble GTT, BV, SHELL, MARIN, ABS, LR, Chevron, Class NK, DNV. Ce projet porte sur l'analyse des chargements hydro-élastiques des membranes des méthanières type NO96 et Mark III.

priétés sont examinées, comme l'influence des conditions initiales et la chronologie des pics de pression et d'accélération.

II – Modèle numérique

Comme illustré par la figure (1) le fluide est contenu dans un réservoir rectangulaire avec éventuellement une variation bathymétrique. La surface libre est notée $FS(t)$. Pour

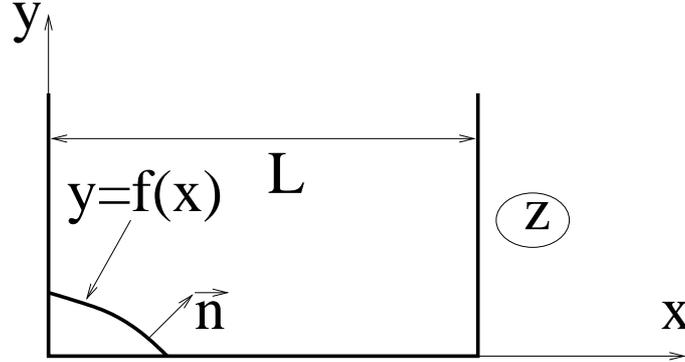


Figure 1 – Configuration physique du réservoir. Notations et dimensions.

simplifier le problème, on utilise des transformations conformes de telle sorte que les parois du réservoir sont confondues avec un axe, par exemple l'axe réel. Le fluide est alors contenu dans le demi plan supérieur. On résout l'équation de Laplace pour le potentiel des vitesses ϕ . Les murs étant imperméables et immobiles dans le temps, la condition de Neumann qui s'y applique est implicitement prise en compte par un système d'image.

En pratique, il ne reste qu'à calculer le potentiel à la surface libre où sont prescrites les conditions de continuité de pression et de vitesse. En résumé, on résout le problème au limite suivant

$$\Delta\phi = 0 \quad \text{dans le fluide,} \quad \phi = e(\vec{M}, t) \quad \text{à la surface libre,} \quad (1)$$

où \vec{M} désigne la position instantanée d'un point M attaché à la surface libre. La donnée de Dirichlet e est fournie par la résolution du système différentiel constitué des conditions dynamique et cinématique

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{2}\vec{\nabla}^2\phi - g(y - h), \quad \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{\nabla}\phi \quad (2)$$

où d/dt est la dérivée particulière, g est l'accélération de la gravité et h est la hauteur moyenne de fluide au repos.

La technique désingularisée consiste à placer les singularités non pas sur la surface physique où l'on prescrit la condition aux limites, mais à une certaine distance de cette surface matérielle en dehors du domaine où l'on résout l'opérateur différentiel; ici l'équation de Laplace. Cette continuation de la solution doit être justifiée mathématiquement. Ce n'est pas l'objet de cet article mais la littérature est assez abondante sur le sujet. Le lecteur est renvoyé vers Bogomolny (1985) ou Pozrikidis (2000) par exemple. Un numéro complet de Engineering Analysis with Boundary Elements (2009) est par ailleurs consacré à cette méthode ainsi qu'à tous les problèmes mathématiques qu'elle soulève. Notamment on

conclut que le choix de la distance à laquelle on place les singularités dépend de l'application considérée. Les théorèmes de convergence ne peuvent être établis que si l'on connaît une solution exacte du problème.

Dans le cas présent on fait face à une triple difficulté : 1) la surface qui définit le support des singularités varie dans le temps, 2) sa régularité varie considérablement dans le temps et 3) il n'existe évidemment pas de solution exacte du problème.

On procède donc de manière heuristique. Ainsi la présente étude numérique fournit aux utilisateurs potentiels des valeurs convenables de paramètres. Les principaux sont le nombre N de singularités et leur position relative (distance et direction) à laquelle on les place par rapport à la surface libre réelle, soient (X_j, Y_j) les coordonnées de la j^{eme} singularité.

Un autre paramètre participe à la stabilité des algorithmes. C'est une constante additive du potentiel des vitesses, on la note $a(t)$. Celle-ci est tout à fait arbitraire puisque le second membre du système différentiel (2) ne contient que des dérivées en espace de ϕ . La seule contrainte est d'en tenir compte dans le calcul (a posteriori) de la pression. On constate que cette constante joue un rôle important sur le conditionnement de la matrice à inverser. Plus précisément, on introduit le potentiel des vitesses sous la forme

$$\phi(x, y, t) = \sum_{j=1}^N q_j(t) G(x, y, X_j(t), Y_j(t)) + a(t), \quad (3)$$

où q_j sont les intensités des singularités. Celles-ci sont de type source et par conséquent ce sont des combinaisons linéaires de fonction logarithmique de distances entre le point de coordonnées (x, y) et l'endroit où l'on a placé ces sources et leurs images. Par exemple si l'on considère un bassin rectangulaire de longueur L , G s'écrit

$$G(x, y, X_j(t), Y_j(t)) = \log |w - \omega_j| + \log |w - \bar{\omega}_j| \quad (4)$$

avec

$$w = -\cos \frac{\pi(x + iy)}{L}, \quad \text{et} \quad \omega_j = -\cos \frac{\pi(X_j + iY_j)}{L} \quad (5)$$

où w , ω_j et i (tel que $i^2 = -1$) sont des nombres complexes.

Connaissant ϕ en N points de la surface libre, on cherche les intensités q_j des N sources. La matrice du système à résoudre est donc carrée. La constante $a(t)$ étant arbitraire on l'écrit

$$a(t) = b \sum_{j=1}^N q_j(t), \quad (6)$$

où b est considérée dorénavant comme une constante indépendante du temps. Cela signifie que désormais la matrice à inverser s'écrit $\mathbf{G} + b\mathbf{1}$ en notant $\mathbf{1}$ la matrice carrée de même rang que \mathbf{G} et constituée uniformément de 1 (éminemment pas inversible). On constate par l'expérience numérique qu'en prenant b non nul et pire (ou mieux) en augmentant b on améliore le conditionnement du système linéaire à résoudre. On arrive donc à un paradoxe puisque augmenter b signifie aussi que la somme des éléments de la matrice (par ligne ou par colonne) tend à diminuer. Or asymptotiquement cette dernière condition stipule que les lignes (ou les colonnes) deviennent de moins en moins linéairement indépendantes. C'est là un point dont les mathématiciens appliqués devraient s'emparer.

Pour les raisons évoquées plus haut, on ne dispose ici que des lois de conservation pour s'assurer de la convergence des résultats en fonction des paramètres du modèle numérique.

Par exemple le volume fluide doit rester constant conduisant à vérifier

$$\sum_{j=1}^N q_j \int_{FS(t)} G_{j,n} dl = 0 \quad (7)$$

en vertu du théorème de Gauss.

Si on note E l'énergie mécanique totale (potentielle et cinétique) sa conservation (sans apport ni dissipation) s'écrit

$$\int_{FS(t)} [\phi \phi_{,n} + g(y-h)^2 \vec{y} \vec{n}] dl = 0 \quad (8)$$

Dans (7) et (8), l'intégration ne porte que sur la surface libre puisque les frontières du réservoir sont imperméables et fixes en temps.

III – Couplages de modèle

Il y a clairement un domaine d'application où le modèle décrit plus haut est adapté, c'est l'étude de l'éroulement d'une masse fluide. En pratique on part d'une déformation initiale de surface libre, fixant ainsi une énergie potentielle initiale. Comme exemple on peut prendre le premier mode du linéaire

$$y = h - A \cos\left(\frac{\pi x}{L}\right), \quad 0 < x < L, \quad (9)$$

une tangente hyperbolique

$$y = h + A \tanh(R(x - L/2)), \quad 0 < x < L, \quad (10)$$

ou une demie gaussienne

$$y = h + A e^{-R(x-L)^2}, \quad 0 < x < L, \quad (11)$$

où R contrôle la pente maximum de la dénivellation. A chaque forme initiale on associe une énergie potentielle initiale

$$E_p(0) = \begin{cases} \frac{1}{4} \rho g A^2 L, & \text{Eq. 9,} \\ \frac{1}{2} \rho g A^2 \left[L - \frac{2}{R} \tanh \frac{RL}{2} \right], & \text{Eq. 10,} \\ \frac{1}{4\sqrt{2}} \rho g A^2 \sqrt{\frac{\pi}{R}} \operatorname{erf}(\sqrt{2RL}), & \text{Eq. 11.} \end{cases} \quad (12)$$

Il semble cependant difficile d'implémenter une génération de vague dans le modèle décrit plus haut. Introduire un batteur signifie que l'on définit des conditions de Neumann non homogènes sur une des frontières solides. Cela pose des problèmes si l'on utilise des transformations conformes; à moins évidemment d'introduire des singularités associées à ces frontières en mouvement. Il existe un palliatif qui consiste à introduire artificiellement une singularité du type dipôle tournant (voir Clément 1999) dans le domaine fluide. Alternativement on peut faire rentrer progressivement de la houle via une rampe; des tests sont actuellement effectués dans ce sens. Il reste une méthode simple qui consiste à générer

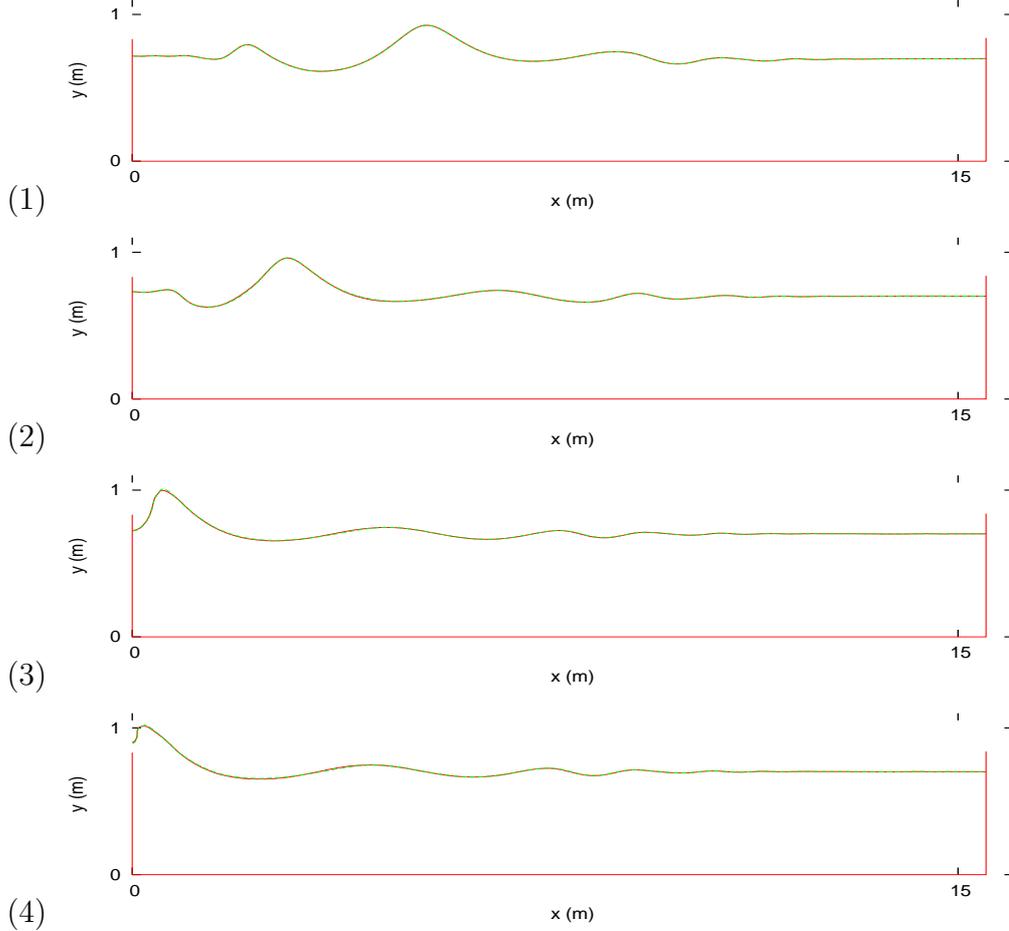


Figure 2 – (1) : Initialisation du présent modèle avec une surface libre fournie par un modèle Boussinesq (Kimmoun *et al*, 2009), (2) à (4) : Comparaison des profils de surface libre calculés aux instants $t = 1.01s$, $t = 1.91s$ and $t = 2.03s$ avec ceux fournis par un code BEM standard développé par Chambarel *et al* (2009).

des conditions initiales en utilisant d’autres modèles. Le modèle de Boussinesq est l’un d’eux. On utilise une version des équations de Boussinesq dont les grandes lignes sont présentées dans Bingham *et al* (2009). Comme application, un train d’onde est généré par le code Boussinesq de telle sorte que ce train peut être complètement contenu dans un bassin de longueur donnée. On dispose donc à un instant donné t_o , d’un jeu de triplets $(x(t_o), \eta(x, t_o), \phi(x, t_o))$ pour $x \in [0 : L]$. Cela suffit pour définir une condition initiale de surface libre. La figure (2) montre des comparaisons de profils de vagues à différents instants alors que la vague focalisée se rapproche du mur gauche. des coparaisons sont faites avec un code d’intégrale de frontière standard développé par Chambarel *et al* (2009). A première on ne distingue pas d’écarts, tant en terme d’amplitude qu’en terme de phase.

Afin de poursuivre plus avant la simulation des interactions fluide–structure, notamment quand la crête de vague touche le mur, on opère un autre couplage de modèles. La complexité de la dynamique fluide ne permet plus de se placer dans le cadre de la théorie potentielle : fluide non homogène éventuellement compressible, écoulement rotationnel,... On utilise au Bureau Veritas le code OpenFoam. C’est un code open-source qui permet de couvrir une large gamme d’applications d’intérêt en architecture navale.

Dans le cas qui nous intéresse –à savoir l’impact d’une vague sur un mur– OpenFoam

est utilisé pour simuler l'écoulement dès lors que l'impact hydrodynamique se produit. Le principe de couplage est le même que celui décrit dans Jacquin *et al* (2010). Le code potentiel fournit les champs de pression et de vitesse sur une grille cartésienne. Chaque cellule de la grille est caractérisée par une fraction volumique de fluide. La figure (3) illustre des résultats préliminaires du couplage.

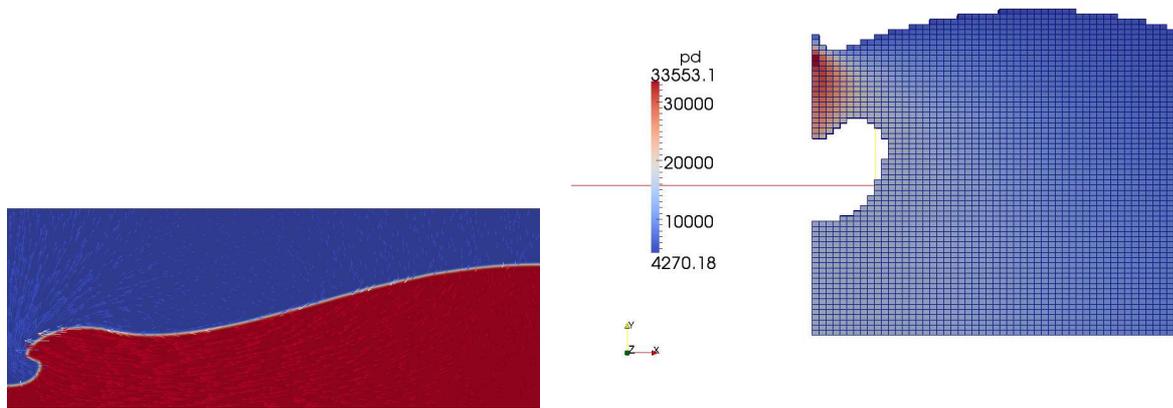


Figure 3 – Simulation OpenFOAM : (*gauche*) : fraction fluide et champs de vitesse dans l'air et le fluide. Condition initiale de type (10). (*droite*) : champ de pression dans le fluide après impact.

IV – Applications

Le phénomène flip-through apparaît comme un évènement transitoire entre la configuration où l'on observe une simple remontée de fluide (run-up) le long du mur et la configuration où une poche de gaz se forme du fait du retournement de la crête. Cela est illustré sur la figure (4). Une caractéristique de la configuration transitoire est la

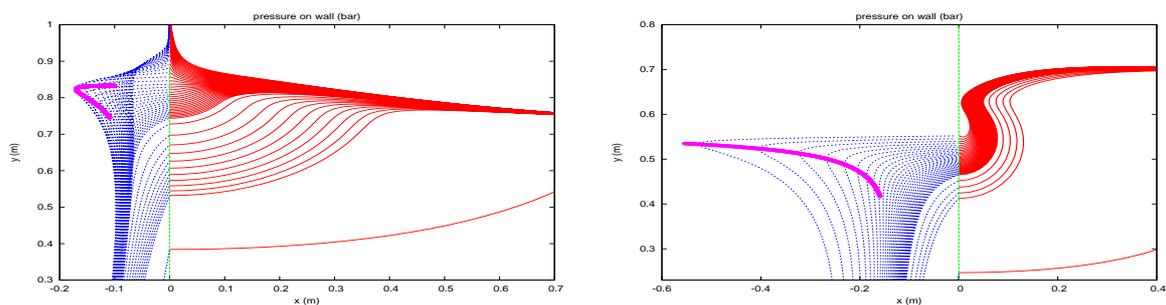


Figure 4 – Distribution de pression et profils de surface libre correspondants. La courbe sur-ajoutée suit le maximum de pression dès lors qu'elle dépasse la pression hydrostatique. Condition initiale de type (10) avec $h = 0.75\text{m}$, $R = 2.4$ et $L = 4\text{m}$. (*gauche*) : $A = 0.4\text{m}$, (*droite*) : $A = 0.54\text{m}$.

forme parabolique de la surface libre au droit du mur résultant d'une compétition entre le run-up et le retournement de la crête. On observe alors un phénomène focalisant qui se termine avec un rayon de courbure assez petit suggérant une solution auto-semblable.

Ce n'est pas le cas, à un moment la courbure de la surface libre change de signe et un jet d'épaisseur significative se forme. L'accélération du fluide peut atteindre plusieurs milliers de fois la gravité et la pression locale dépasse largement la pression hydrostatique. C'est ce phénomène que l'on souhaite simuler. Pour cela on cherche dans un premier temps les déformations initiales de surface libre susceptibles de conduire à ce phénomène. On constate que partir d'une forme de type tangente hyperbolique (10) ou d'une demie gaussienne (11) comme illustré par la figure (5), on arrive aux mêmes caractéristiques de

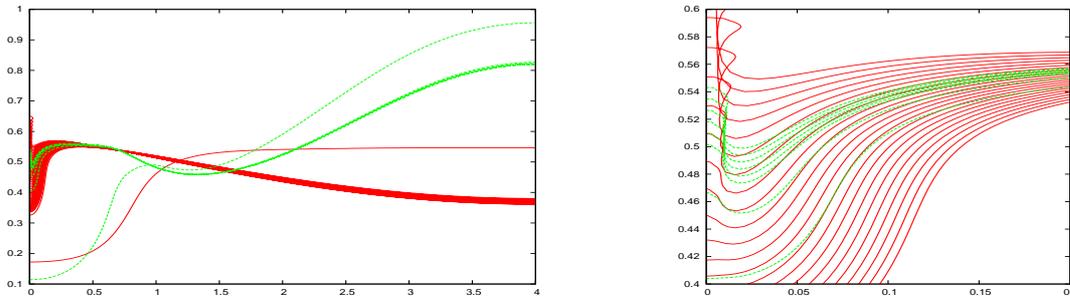


Figure 5 – Profils de surface libre selon que l'on part d'une forme initiale de type (10) ou de type (11).

flip-through, sans que les écoulements soient par ailleurs identiques. Le seul point commun est le fait que les énergies potentielles initiales sont pratiquement les mêmes. On suggère de regarder ce point plus en détail : y a-t-il une corrélation entre l'énergie potentielle initiale et celle qui se concentre localement lors de la formation du jet ? Cela est assez surprenant car, comme le montre la figure (5), à condition de procéder à un recalage en temps de $\delta t = 0.2931s$ et une translation en espace de $0.14m$ dans la direction verticale, on peut pratiquement superposer les variations temporelles de la position du jet, de sa vitesse et de son accélération. Mieux la variation temporelle du maximum de pression se superpose également. Cela confirme en particulier que la chronologie de l'apparition des pics de pressions et d'accélération est a priori correcte. Les expériences menées par MARIN dans le cadre du projet SLOSHEL chez Deltares ont permis de capter la formation du jet. On dispose d'un unique essai dont des séquences vidéo sont reproduites sur la figure (7). Sur la base d'analyse d'images on évalue le déplacement vertical du jet. Ce signal est dérivé en temps –avec certaine précaution– pour obtenir vitesse puis accélération. On note que le maximum d'accélération est de l'ordre de 100 fois l'accélération de la gravité. C'est sensiblement plus faible que celle mesurée par Bredmose *et al* (2009) ou Lugni *et al* (2006). Cette étude montre que de nouvelles campagnes expérimentales sont nécessaires. Elles devront permettre de quantifier non seulement la sensibilité du phénomène aux petites variations des paramètres de conditions initiales mais aussi les effets d'échelle.

V – Conclusions

Le phénomène Flip-Through est un phénomène difficile à observer expérimentalement. C'est peut être la raison pour laquelle ce phénomène a d'abord été découvert numériquement. Il est vrai qu'il n'apparaît que pour des ajustements précis des paramètres de la houle qui y conduit.

Sur la base des résultats déjà acquis, plusieurs directions de recherche se dessinent :

- développer une instrumentation capable de capter la variation spatio-temporelle de la pression alors que le jet se développe le long du mur,

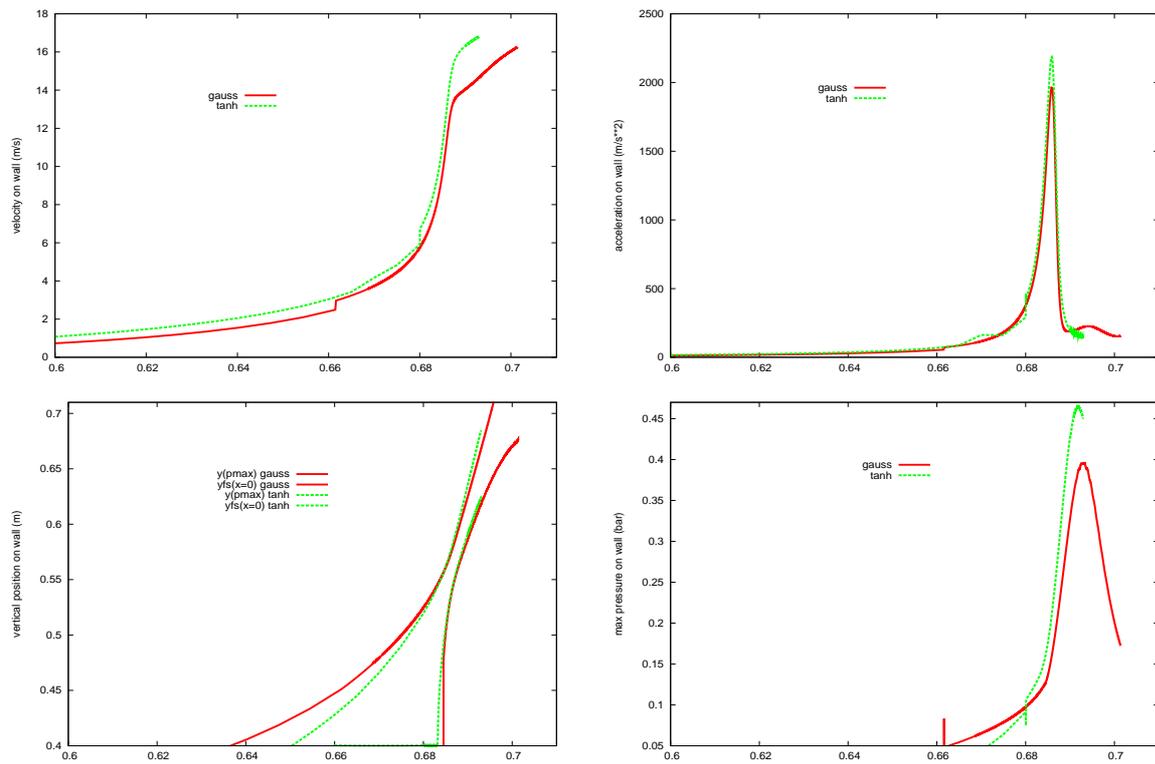


Figure 6 – Variations temporelles de la vitesse du jet (*haut gauche*), de son accélération (*haut droit*), des positions relatives du jet et du point de pression maximum (*bas gauche*), et maximum de pression (*bas droit*). (*tanh*) et (*gauss*) désignent respectivement les déformées initiales de type (10) et (11).

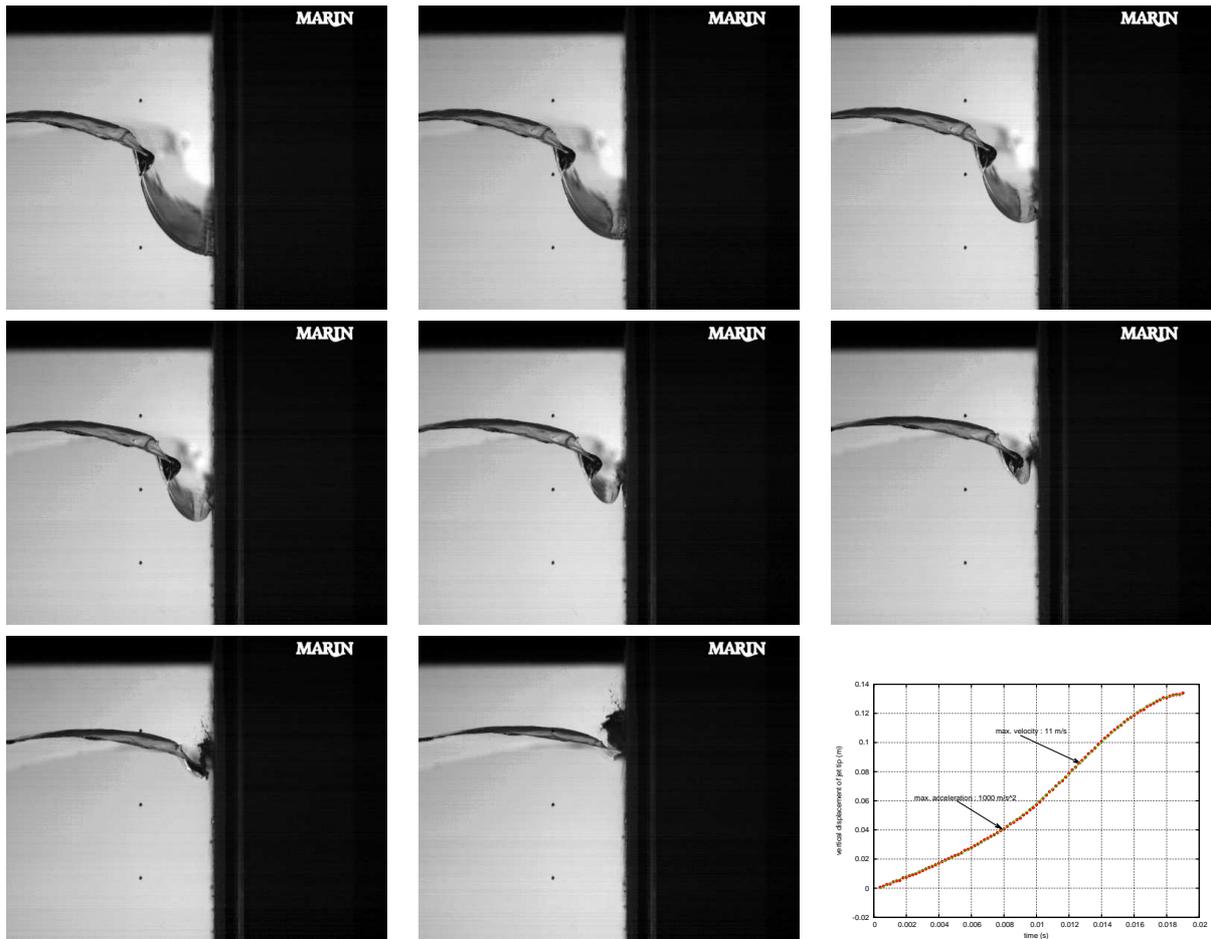


Figure 7 – Campagne expérimentale ”Large scale” du projet SLOSH. Intervalle en temps entre chaque image : $8/5000$ s. (*bas droit*) : variation temporelle du jet le long du mur. Maxima de vitesse et d’accélération marqués d’une flèche.

- simplifier le processus de génération de houle conduisant à un profil de vague de forme parabolique et menant *in fine* au Flip-Through : dans ce sens, il semble qu’une onde solitaire se propageant sur un plan incliné soit la solution,
- évaluer l’influence des variations bathymétriques au droit du mur sur la forme parabolique qui préside à l’apparition du Flip-Through.

Même si les algorithmes numériques développés dans cette étude sont assez robustes pour reproduire ce phénomène, ils soulèvent cependant quelques questions théoriques. Elles concernent principalement l’effet conjugué 1) d’une constante additive (notée $a(t)$ plus haut) sur le conditionnement des systèmes linéaires à résoudre et 2) de la position relative des singularités et de la surface libre exacte. Dans ce sens des tests de convergence et de stabilité sont menés pour étudier la cambrure maximum des ondes stationnaires.

Remerciements : *The authors would like to acknowledge the support provided by the Sloschel consortium members that have made the Sloschel project possible : American Bureau of Shipping, Bureau Veritas, Ecole Centrale Marseille, Chevron, ClassNK, GTT (Gaztransport Technigaz), Lloyd’s Register, MARIN and Shell. The views expressed in the paper are those of the authors and do not necessarily represent the unanimous views of all the consortium members.*

VI – Références

1. Cooker M.J.& D.H. Peregrine (1990) A model of breaking wave impact pressures. Proc. 22nd Conf. Coastal Engineering, Holland ASCE, 1473-1486.
2. Bogomolny, A., 1985, Fundamental solutions method for elliptic boundary value problems. SIAM Journal on Numerical Analysis 22, 644–669.
3. Pozrikidis, C., 2000, On the method of functional equations and the performance of desingularized boundary element methods. Engineering Analysis with Boundary Elements 24(1), 3–16.
4. Cooker, M.J., 2010, The flip-through of a plane inviscid jet with a free surface. Journal of Engineering Mathematics, 67(1–2), 1–9.
5. Scolan Y-M, O. Kimmoun, H. Branger, F. Remy, 2007, Surface libre non linéaire au droit d'un mur vertical. Effet d'une bathymétrie locale, Actes des Onzièmes Journées de l'Hydrodynamique, Brest.
6. Lugni C., M. Brocchini & O. M. Faltinsen, 2006, Wave impact loads : The role of the flip-through Export Physics of Fluids, Vol. 18, No. 12.
7. Special Issue on the Method of Fundamental Solutions in honour of Professor Michael Golberg, 2009, Edited by Andreas Karageorghis Engineering Analysis with Boundary Elements Volume 33, Issue 12, Pages 1347-1426.
8. Bingham H.B., P.A. Madsen & D.R. Fuhrman, 2009, Velocity potential formulations of highly accurate Boussinesq-type models, Coastal Engineering, Volume 56, Issue 4, 467-478.
9. Clement, A., 1999, Spinning dipole : an efficient unsymmetrical numerical wavemaker. Proc. 14th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies.
10. Chambarel, J., Kharif, C., Kimmoun, O., 2009, Generation of two-dimensional steep water waves on finite depth with and without wind, European Journal of Mechanics / B Fluids. Vol. 29, Issue 2, pp 132–142
11. Bredmose, H., Hunt-Rabi, A., Jayaratne, R., Bullock, G.N., 2010. The ideal flip-through impact : experimental and numerical investigation, Journal of Engineering Mathematics, 67(1-2), 115-136.
12. Scolan, Y.-M., 2010, Some aspects of the flip-through phenomenon : A numerical study based on the desingularized technique. Journal of Fluids and Structures, 26, 918–953.
13. Kimmoun O., A. Ratouis & L. Brosset, 2010, Sloshing and Scaling : Experimental Study in a Wave Canal at Two Different Scales, ISOPE Proceedings, Beijing, China.
14. Jacquin E., N. Grenier, D. Le Touzé, P.-M. Guilcher, G. Oger & L. Brosset, 2010, Simulation of Liquid Impacts with a Two-phase Parallel SPH Model ISOPE Proceedings, Beijing, China.