

**ANALYSE DU CHAMP DE PRESSION DANS DES
ÉCOULEMENTS À SURFACE LIBRE FORTEMENT
ACCÉLÉRÉS**

*ANALYSIS OF THE PRESSURE FIELD IN HIGHLY
ACCELERATED FREE SURFACE FLOWS*

Y.-M. SCOLAN⁽¹⁾, S. ETIENNE⁽²⁾

yves-marie.scolan@ensta-bretagne.fr ; stephane.etienne@polymtl.ca

(1) ENSTA Bretagne, IRDL UMR 6027, Brest, France

(2) École Polytechnique de Montréal, Canada

Résumé

Même si un déferlement plongeant constitue déjà un écoulement à surface libre fortement non linéaire, on observe parfois qu'à ces déformations importantes, peut se surajouter un jet critique là où la cinématique fluide est précisément déjà significative. On examine ici de tels écoulements et on essaye de caractériser la cinématique fluide à partir des variations spatio-temporelles de la pression. En accord avec l'analyse menée par [1], on observe que la concomitance d'une courbure de Gauss de la pression positive et d'un passage à zéro du gradient de pression dans un proche voisinage de la surface libre, préside à l'apparition de jet critique. Ces jets sont de petite taille relativement à la taille de la crête principale qui se retourne. Des comparaisons avec des codes plus sophistiqués de type CFD, voire avec des résultats expérimentaux, devront montrer comment viscosité et tension superficielle peuvent affecter ces jets.

Summary

Even if a plunging breaker already constitutes a strongly non-linear free surface flow, it is sometimes observed that to these important deformations, a critical jet can be added where the fluid kinematics is already significant. We examine here such flows and try to characterize the fluid kinematics based on spatio-temporal variations of the pressure. In agreement with the analysis carried out by [1], we observe that the concomitance of a positive Gaussian curvature of the pressure and a zero crossing of the pressure gradient in a close vicinity of the free surface presides over the appearance of a critical jet. These jets are small in size relative to the size of the main crest that turns over. Comparisons with more sophisticated CFD-type codes, or even experimental results, should show how viscosity and surface tension can affect these jets.

1 Introduction

Dans la continuité des travaux présentés lors des dernières Journées de l'Hydrodynamique à Marseille (voir [2]), on s'intéresse ici à la cinématique violente d'un fluide contenu dans une cuve mise en mouvement. Le mouvement est ici horizontal et le réservoir est rectangulaire. Lorsqu'un niveau suffisant d'énergie est injecté dans le fluide, la surface libre a un comportement fortement non linéaire. Dans le cas présent un jet secondaire apparaît soudainement dans le tube d'un déferlement plongeant. En choisissant adéquatement les paramètres du mouvement forcé, il est possible de capter un jet critique de taille importante. Une condition nécessaire pour une telle apparition est que le gradient de pression s'annule en un maximum local de la pression. La courbure de Gauss en ce point est donc positive. L'alternative est que le gradient s'annule en un point selle.

Longuet-Higgins [1] examine les singularités possibles d'un champ de pression. Dans ce but, il faut déterminer les différentes caractéristiques de la pression spécialement au voisinage de la surface libre. En effet la pression s'annulant à la surface libre, si elle atteint un maximum local en un proche voisinage, son gradient peut devenir très important. En conséquence de quoi, l'accélération du fluide peut aussi devenir importante. C'est ce que Longuet-Higgins appelle un "choc inertiel".

Le mécanisme qui amène à l'apparition d'un petit jet secondaire au sein d'une cinématique déjà puissante, n'est pas clair. Depuis les travaux de [3] ou [4] on connaît des singularités en temps fini avec des accélérations qui varient temporellement comme $(t - t_o)^{-\frac{4}{3}}$. Ici t_o est proche de l'instant où l'accélération atteint finalement un maximum. Le *flip-through* découvert par [5] pourrait s'en apparenter. Les comparaisons faites entre les résultats d'un solveur Navier-Stokes et d'un solveur potentiel (voir [2]) montrent que l'exposant de la singularité serait plutôt compris entre 1 et 1.2.

Dans cet article, tout comme dans [1] et [6], on analyse le champ de pression avant que le jet critique n'apparaisse. On traque le minimum du gradient de pression et sa concomitance avec un maximum positif de la courbure de Gauss.

2 Les équations du problème

Le modèle numérique s'appuie sur les hypothèses de la théorie potentielle. L'écoulement à surface libre se produit dans un réservoir rectangulaire. Cette géométrie s'accomode d'un changement de variables qui permet de décrire l'écoulement dans un demi espace grâce à une transformation conforme. On procède à la mise en mouvement du réservoir pendant un temps donné jusqu'à son arrêt. Il est évidemment difficile de reproduire expérimentalement une telle cinématique puisqu'il n'est pas possible d'arrêter le mouvement en un temps infiniment petit, hormis si on s'arrêtait effectivement lors d'un passage à zéro de la vitesse. En pratique, on procède donc à un artifice qui consiste à faire un restart avec le niveau d'énergies cinétique et potentielle au moment de l'arrêt du réservoir.

Le code de calcul est présenté en détail dans [7]. A la base, il y a la transformation conforme $w = -\cos \frac{\pi z}{L}$ qui transforme le domaine intérieur d'une demi bande infinie (de largeur L) définie dans le plan supérieur z , en un demi plan supérieur w . L'origine du système de coordonnées du plan physique correspond au coin bas gauche du réservoir. Les images des parois verticales du réservoir sont désormais toutes situées sur l'axe réel du plan w .

On utilise la technique désingularisée telle que proposée par [8]. Le potentiel complexe

de l'écoulement est noté F . Ce potentiel prend la même valeur aux points complexes z ou w pourvu qu'ils soient images l'un de l'autre par la transformation conforme. Le potentiel complexe F tient compte du mouvement du réservoir ainsi que de l'influence de N sources selon

$$F(z, t) = \sum_{j=1}^N q_j(t)G(w, W_j(t)) + z\chi(t) \quad (1)$$

où $\chi(t)$ est le conjugué de la vitesse complexe qui décrit le mouvement de translation du réservoir. La fonction G est le potentiel complexe dans le plan w d'une source de coordonnée complexe W_j et de son image par rapport à l'axe réel. Cela permet de respecter la condition d'imperméabilité des parois du réservoir. L'intensité des sources q_j est calculée connaissant le potentiel des vitesses φ à la surface libre. Cette dernière quantité est actualisée en intégrant en temps le système différentiel suivant

$$\begin{cases} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{1}{2}\vec{\nabla}^2\varphi + \frac{1}{2}U^2 - \dot{U}x - g(y - h) \\ \frac{dx}{dt} = \varphi_{,x} \\ \frac{dy}{dt} = \varphi_{,y} \end{cases} \quad (2)$$

sachant que l'on réduit le mouvement du réservoir au seul mouvement forcé horizontal à la vitesse U (et accélération \dot{U}). L'application décrite dans cet article met en œuvre un réservoir en mouvement forcé pendant un laps de temps donné. Cela permet d'injecter de l'énergie dans le fluide et d'arriver à un état de surface libre où une vague déferle au droit d'un mur du réservoir. Au-delà d'un instant bien choisi, on arrête le mouvement forcé. Cet instant est choisi de telle sorte que les phénomènes de jet critique d'intérêt ici, soient les plus marqués. Dès lors qu'il n'y a plus de forçage du réservoir, le potentiel complexe χ dans (1) est identiquement nul. C'est à partir de ce moment là que l'on étudie le champ de pression dans le fluide.

Pour les configurations concernées ici, la pression vérifie les conditions suivantes à la surface libre

$$p = 0, \quad \frac{dp}{dt} = 0 \quad (3)$$

On peut aussi formuler l'équation d'Euler qui relie accélération et pression

$$\vec{u}_{,t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u} + \frac{\vec{\nabla}p}{\rho} = \vec{g} \quad (4)$$

où la vitesse du fluide est notée $\vec{u} = (u, v)$. L'équation (4) a une forme équivalente en notation complexe

$$F_{,zt} + F_{,z^2}\overline{F_{,z}} + \frac{p_{,z}}{\rho} - ig = 0 \quad (5)$$

où $p_{,z}$ est le complexe conjugué du gradient de pression $p_{,z} = p_{,x} - ip_{,y}$. Les points où la pression est stationnaire (maximum ou point selle) se déduisent des conditions $p_{,x} = p_{,y} = 0$. La distinction entre ces deux possibilités se base sur une évaluation de la courbure de Gauss et éventuellement la courbure moyenne. Cette dernière est en fait le Laplacien de la pression. On relie la courbure moyenne au potentiel complexe de l'écoulement F selon les formules

$$\Delta p = p_{,x^2} + p_{,y^2} = 4p_{,z\bar{z}} = -2\rho F_{,z^2}\overline{F_{,z^2}} = -2\rho|F_{,z^2}|^2 \quad (6)$$

En utilisant les relations d'incompressibilité ($u_{,x} + v_{,y} = 0$) et d'irrotationalité ($u_{,y} - v_{,x} = 0$), on écrit $F_{,z^2}$ sous la forme

$$F_{,z^2} = u_{,x} - iu_{,y}, \quad (7)$$

On rappelle que du fait de l'analyticité de F , on a $F_{,z\bar{z}} = 0$. Il n'en est pas de même de la pression comme indiqué par l'équation (6). La courbure de Gauss est donnée par

$$\Omega = \frac{1}{\rho^2} (p_{,x^2}p_{,y^2} - p_{,xy}^2) = |F_{,z^2}|^4 - |F_{,z^3}\bar{F}_{,z} + F_{,z^2}t|^2 \quad (8)$$

Là où le gradient de la pression s'annule, le signe de Ω permet de distinguer un point selle ($\Omega < 0$) ou un maximum local ($\Omega > 0$). S'il s'agit d'un maximum local au voisinage de la surface libre, cela indique aussi l'apparition d'un possible jet le long de la surface libre. C'est ce que l'on met en évidence dans cet article.

Si un jet apparaît à la surface libre, on le détecte aussi en examinant le rayon de courbure de la ligne qui définit la surface libre. Pour cela on introduit l'abscisse curviligne mesurée à partir du mur gauche. On note (x, y) les coordonnées cartésiennes d'un point de la surface libre et σ son abscisse curviligne, le rayon de courbure s'écrit

$$R_c = \frac{((x_{,\sigma})^2 + (y_{,\sigma})^2)^{3/2}}{x_{,\sigma}y_{,\sigma^2} - y_{,\sigma}x_{,\sigma^2}} \quad (9)$$

Le changement de signe de R_c dépend uniquement du changement de signe du dénominateur $x_{,\sigma}y_{,\sigma^2} - y_{,\sigma}x_{,\sigma^2}$.

3 Discussion

Les conditions qui amènent au cas étudié ici ont été décrites en détail dans [9]. Le but est de simuler un déferlement plongeant dans un proche voisinage du mur vertical gauche du réservoir. Cette étude s'inscrit dans la même démarche que celle de [10, 11]. Le but est d'améliorer l'analyse des cinématiques critiques dans les cuves de Gaz Naturel Liquéfié. Néanmoins, on s'affranchit ici des effets des chanfreins souvent source de difficultés numériques comme décrit dans [12].

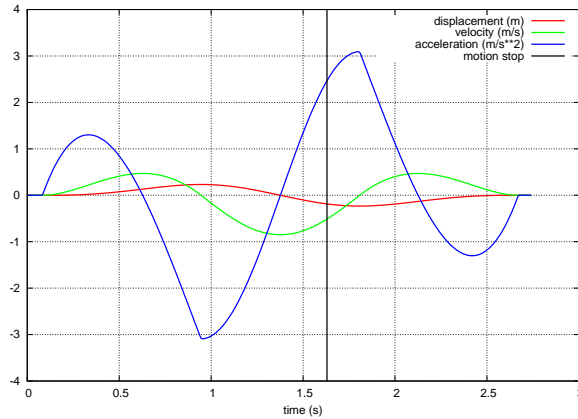


FIGURE 1 – Mouvement forcé horizontal du réservoir rectangulaire. Déplacement, vitesse et accélération. Le trait vertical indique l'instant auquel s'arrête le mouvement forcé.

Le réservoir rectangulaire a une longueur $L = 1.08m$; il est rempli d'eau jusqu'à la hauteur $h = 0.22833m$. La technique de mise en mouvement du réservoir en partant du repos est identique à celle décrite dans [13]. La figure (1) montre les variations temporelles du déplacement, de la vitesse et de l'accélération du réservoir. L'instant auquel s'arrête le mouvement forcé est indiqué par un trait vertical. Le choix de cet instant est guidé par l'étude paramétrique décrite dans [9]. On constate effectivement que l'instant d'arrêt $t_o = 1.63s$, conduit à un jet critique de taille significative. Le potentiel complexe $F(z, t)$ qui décrit dorénavant l'écoulement se réduit au premier terme de l'équation (1). Au-delà de l'instant t_o le mouvement du fluide dans le réservoir se fait à énergie totale (cinétique et potentielle) constante. Cette configuration est malheureusement impossible à reproduire en bassin, (à moins que t_o ne corresponde à un zéro de la vitesse). La figure (2) montre

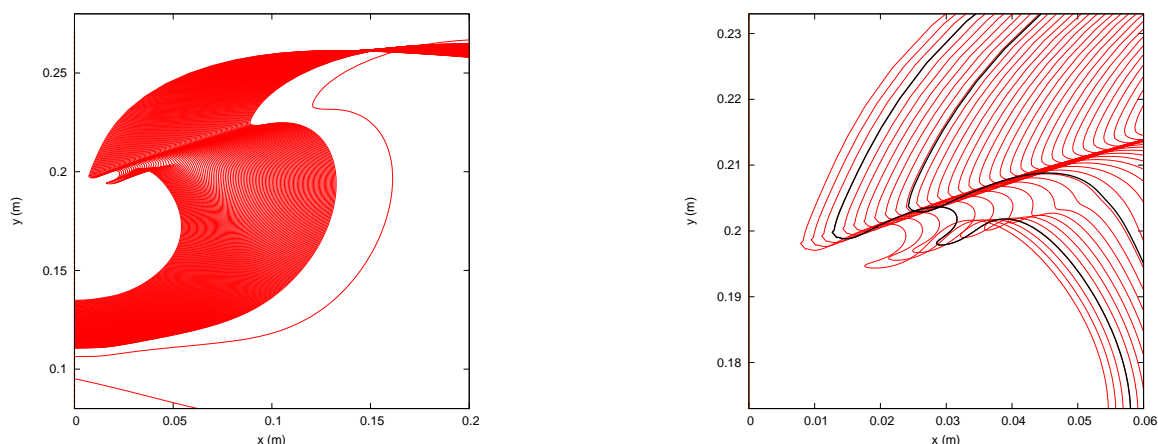


FIGURE 2 – Profils de surface libre obtenus pour l'instant de restart $t_o = 1.63s$ après une mise en mouvement du réservoir illustré par la figure (1). L'espace en temps entre 2 profils est $2 \cdot 10^{-4}s$ (gauche) et $5 \cdot 10^{-4}s$ (droite) . Les profils relatifs aux instants $t_1 = 0.1506s$ et $t_2 = 0.1542s$ sont surlignés en noir.

les profils de surface libre lors des derniers instants de l'écoulement. Un zoom sur la crête principale montre la formation du jet critique. On analyse les propriétés dynamiques et cinématiques de l'écoulement à deux instants particuliers $t_1 = 0.1506s$ et $t_2 = 0.1542s$ dont les profils sont surlignés dans la figure (2). La figure (3) montre les champs de vecteurs relatifs aux trois contributions de l'équation d'Euler (4), l'accélération $\vec{a}_{,t}$, le terme convectif $(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u}$ et le gradient de pression $\frac{\vec{\nabla} p}{\rho}$ à l'instant t_1 . La somme vectorielle de ces contributions est exactement égale à la gravité \vec{g} . On sait que le gradient de pression à la surface libre est orienté selon la normale pointant dans le fluide. Ce gradient est très important dans le tube jusqu'à son sommet où la tangente à la surface libre est horizontale. Jusqu'à cet instant t_1 la surface libre est très régulière et ses caractéristiques macroscopiques sont conformes à ce qui est rapporté dans [14], [15] ou [16]. Néanmoins on observe que cet instant, qui précède l'apparition du jet, révèle aussi une singularité locale de la cinématique au voisinage de la surface libre. Ce point est souligné sur les figures en vert, ce sera l'endroit précis où le jet va apparaître. Cet endroit indique aussi le maximum positif de courbure de Gauss de la pression. La zone où cette courbure est positive est délimitée par les points noirs. Enfin le point bleu indique l'endroit où le gradient de pression s'annule. Il s'agit donc ici d'un maximum local et non d'un point selle. Quelques millisecondes plus tard, à l'instant $t_2 = 0.1542s$, les figures (4) montrent les

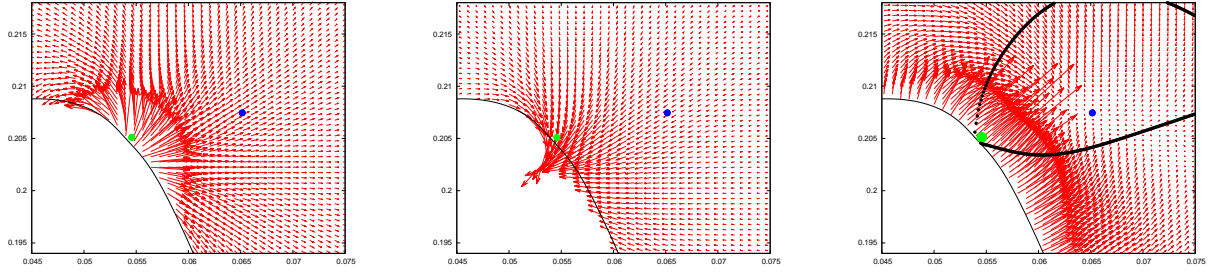


FIGURE 3 – Champs de vecteurs : (gauche) accélération \vec{u}_t , (milieu) terme convectif $(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u}$ et (droite) gradient de pression $\frac{\vec{\nabla}p}{\rho}$, à l’instant $t_1 = 0.1506s$. Facteur multiplicatif : $2 \cdot 10^5$, 10^6 et 10^5 de gauche à droite. Unités, accélération : m/s^2 , coordonnées horizontales et verticales : m . Maximum positif de la courbure de Gauss : point vert, maximum de la pression : point bleu, frontières de changement de signe de la courbure de Gauss : point noir.

champs vectoriels \vec{u}_t , $(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u}$ et $\frac{\vec{\nabla}p}{\rho}$ autour et dans le jet critique. Les caractéristiques de l’écoulement restent sensiblement identiques à celles des champs tracés dans la figure (3), mais le facteur multiplicatif sur l’amplitude des champs est de l’ordre de 10. Le maximum

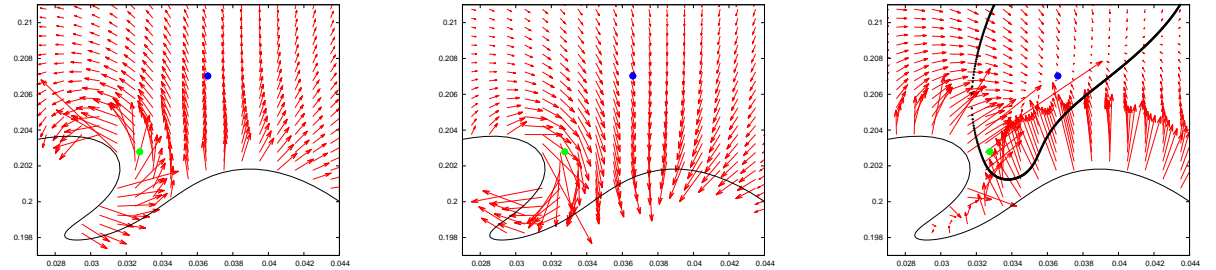


FIGURE 4 – Champs de vecteurs à l’instant $t_2 = 0.1542s$. Voir la légende de la figure 3. Facteur multiplicatif 10^6 , 10^6 et $2 \cdot 10^5$ de gauche à droite.

de pression (point bleu) est encore persistant. Le maximum positif de la courbure de Gauss (point vert) se situe à la racine du jet, à la limite de la zone de courbure de Gauss positive. Les variations de la pression dans cette région sont très significatives puisque la fonction $p(x, y)$ tombe à zéro à la surface libre.

L’analyse des variations spatio-temporelles des champs vectoriels ou de quantités scalaires relatifs à la pression montre que ce qui conduit à l’apparition du jet critique a pris naissance relativement longtemps avant. En particulier on peut suivre l’excursion du minimum du gradient de pression, jusqu’à son zéro et par conséquent observer l’apparition du maximum de pression. Les variations temporelles de $\|\vec{\nabla}p\|_{min}$, p_{max} et Ω_{max} sont tracées dans la figure (5). L’analyse de ces variations commence à l’instant $t = 0.1342s$ quand la dynamique du fluide devient vraiment importante. A cet instant $\|\vec{\nabla}p\|_{min}/\rho$ est de l’ordre de la gravité $g = 9.81m/s^2$. Puis le gradient de pression décroît de manière significative jusqu’à s’annuler à l’instant d’apparition du jet critique ($t \approx 0.1502s$). Le maximum de p_{max} est atteint à l’instant $t = 0.15194s$. Ce maximum de pression est de l’ordre de la pression hydrostatique ρgh . Cette valeur est plutôt faible comparée à celle atteinte lors du *flip-through*, tel qu’observé par [5]. Cela peut vouloir dire que la

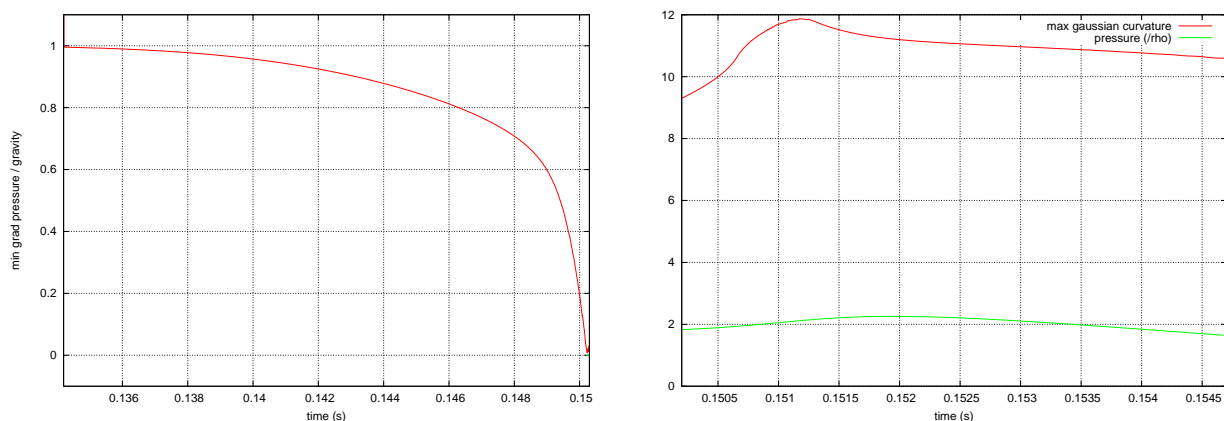


FIGURE 5 – (*gauche*) : Variation temporelle de $\frac{1}{\rho g} \|\vec{\nabla} p\|_{min}$. (*droite*) : Variation temporelle de p_{max}/ρ et $\log_{10} \Omega_{max}$ depuis l'apparition du jet critique à l'instant $t \approx 0.15s$, Unité : m^2/s^2 et s^{-2}

présence d'un mur (surface matérielle ou plan de symétrie, absent dans la configuration présente) joue un rôle important sur la valeur d'une pression que l'on pourrait qualifier de stagnation. On constate bien que la combinaison d'un maximum de pression et d'une

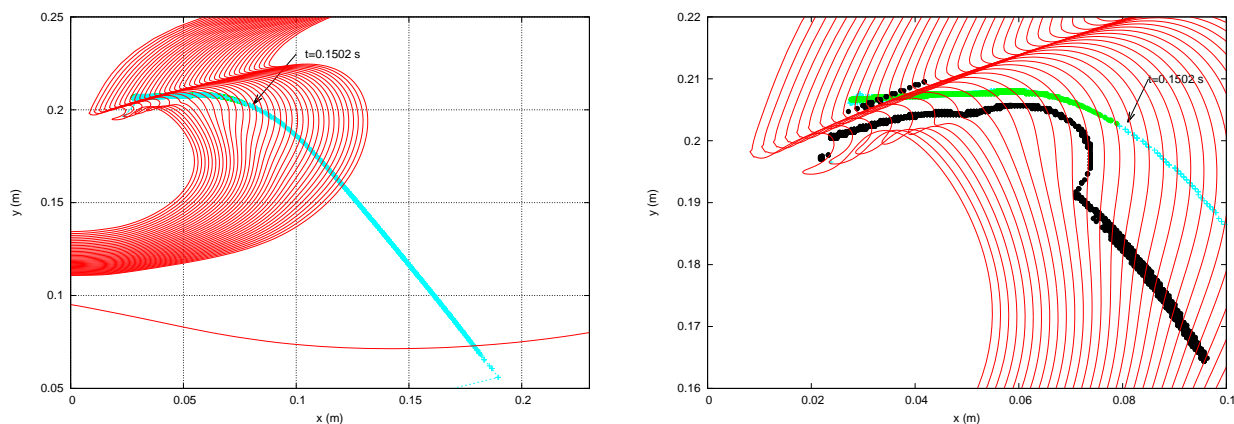


FIGURE 6 – Traque des positions du maximum de la courbure de Gauss positive (points noirs), du maximum de pression (points verts) et du minimum du gradient de pression (points bleu clair). la flèche indique l'instant d'apparition du maximum local de pression $t = 0.15s$. L'espace en temps entre 2 profils de surface libre est $4 \cdot 10^{-4}s$ (*droite*). Unités : coordonnées horizontales et verticales : m .

courbure de Gauss positive dans un proche voisinage de la surface libre, est une condition nécessaire à l'apparition d'une cinématique fluide localisée et concentrée autour d'une zone donnée. En conséquence de quoi, une protubérance se développe à la surface libre et croît continuellement.

Pour affiner cette étude, on traque, dans le temps, deux propriétés du champ de pression. La figure (6) permet d'identifier les points où le maximum de pression p_{max} se produit (quand il existe vraiment), ainsi que le minimum du gradient de pression $\|\vec{\nabla} p\|_{min}$ (dont le zéro n'existe pas nécessairement dans la zone d'intérêt). Ces 2 points se trouvent

par ailleurs dans la zone où la courbure de Gauss est positive. Les trajectoires de ces 2 points se superposent après l'instant $t = 0.1502s$ et jusqu'à la fin de la simulation; il s'agit bien de la persistance du maximum local de pression. Avant l'instant $t = 0.1502s$ les endroits où se produit le minimum du gradient de pression $\|\vec{\nabla}p\|_{min}$, se trouvent sur une trajectoire rectiligne et correspondent à des points selle. Sur la figure (6) droite, on constate que les zones de courbure de Gauss positive sont observées près de la surface libre bien avant l'apparition du maximum de pression sans que cela ne provoque l'apparition d'un jet à la surface libre. Néanmoins on observe que la région de courbure de Gauss positive intersecte la surface libre précisément là où la surface libre présente elle même des changements de signe du rayon de courbure, tel que défini par l'équation (9). On commente en détail ce point plus tard dans le texte. On note que la position des points de courbure de Gauss maximum (positive) Ω_{max} migre soudainement vers la région où la pression va prendre son maximum. On observe aussi que les points relatifs à Ω_{max} se situent à la racine du jet critique tout au long de son grossissement.

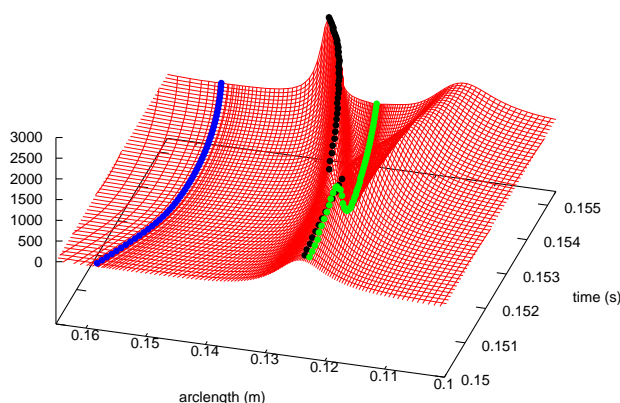


FIGURE 7 – Variation spatio-temporelle de l'accélération lagrangienne à la surface libre. (amplitude en m/s^2) dans l'intervalle $t \in [0.15s, 0.1555s]$. Points bleus : crête principale. Points verts : maximum de vitesse lagrangienne. Points noirs : maximum de l'accélération lagrangienne. L'abscisse curviligne est comptée positivement du mur gauche vers le mur droit.

La figure (7) montre les variations spatio-temporelles de l'accélération lagrangienne à la surface libre, $\|\frac{d\vec{u}}{dt}\|$. La coordonnée spatiale est l'abscisse curviligne mesurée à partir du mur gauche. On constate que dans le domaine espace/temps considéré, l'accélération prend des valeurs qui dépassent largement la valeur de la gravité, excepté à la crête principale qui est en chute libre. Cela signifie que la nappe tracée représente aussi (à g additif près) le gradient normal de pression à la surface libre, $|p_{,n}/\rho|$. Un premier maximum d'accélération se produit à l'instant t_1 où le maximum de pression s'est produit dans le fluide. Ensuite deux maxima sont observés de part et d'autre de la crête du jet critique. Les points noirs traquent le maximum principal dans le petit tube du jet critique pratiquement à l'endroit où la pente à la surface libre est verticale. L'autre maximum, plus ténu, se produit de l'autre côté du jet critique là où la surface libre a une tangente horizontale. Entre ces deux points, l'accélération passe par un minimum où la vitesse (lagrangienne) du fluide

est par contre maximum (points verts), de l'ordre de $8m/s$. On note que le maximum de l'accélération (de l'ordre de $2700m/s^2$) est atteint à un instant intermédiaire pendant le développement du jet critique; cela de manière consistante avec la variation temporelle du maximum de pression tracée sur la figure (5).

L'analyse des variations spatio-temporelles du rayon de courbure du profil de surface libre (voir équation 9) constitue aussi une source d'information (et de questionnement).

La figure (8) gauche montre les profils de surface libre pendant les derniers instants

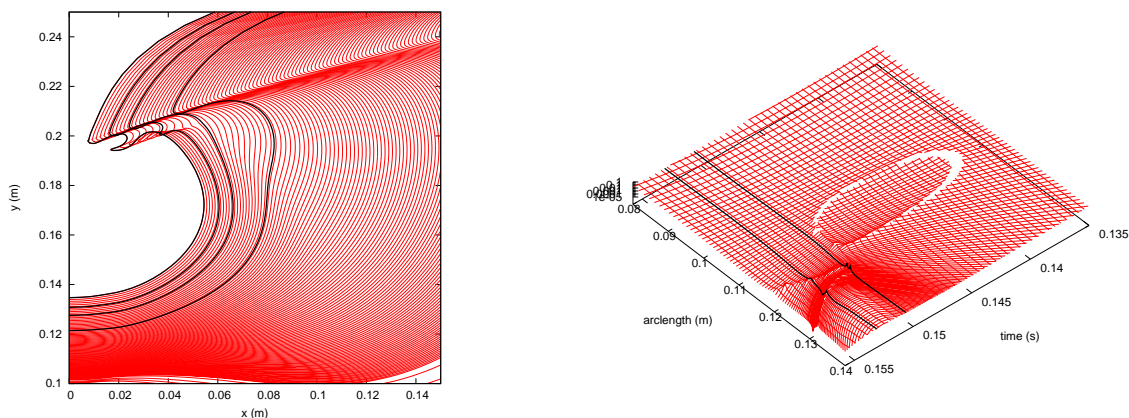


FIGURE 8 – (gauche) profils successifs de surface libre. Les profils en noir correspondent aux instants : $t = 0.1450s$, $t = 0.1506s$, $t = 0.1531s$ et $t = 0.1558s$. (droite) variations spatio-temporelles du rayon de courbure R_c . Les lignes en noir correspondent aux instants $t = 0.1506s$ et $t = 0.1531s$.

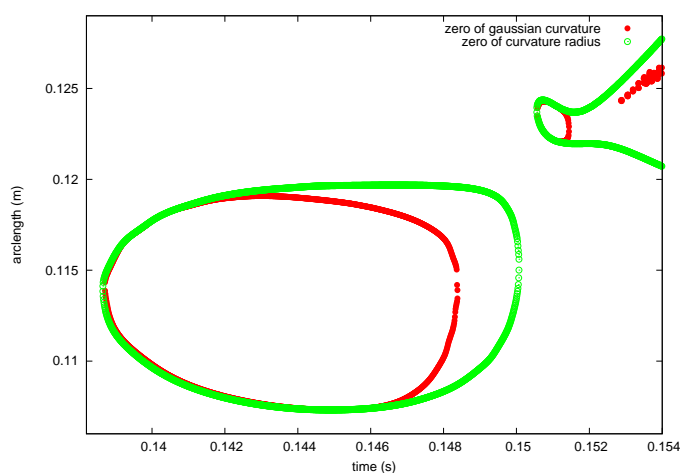


FIGURE 9 – Variations spatio-temporelles des zéros de la courbure de Gauss Ω à la surface libre et du changement de signe du rayon de courbure R_c le long de la surface libre.

de la simulation; certains d'entre eux sont soulignés. Les variations spatio-temporelles de la valeur absolue du rayon de courbure $|R_c|$ sont tracées sur la figure (8) droite. Les valeurs infinies correspondent aux zéros du dénominateur de R_c dans l'équation (9). On constate que R_c change effectivement de signe dans un intervalle en temps limité avant et après $t = 0.1450s$. C'est une séquence qui prend fin avant l'apparition du jet critique

à environ $t = 0.1506s$. Cet enchaînement d'événements est illustré par la figure (9). Sont tracées les variations spatio-temporelles des zéros de Ω et du dénominateur de R_c (changement de signe). On constate que l'apparition d'une petite protubérance à la surface libre s'accompagne d'un changement de signe de la courbure de Gauss de la pression. On aurait eu potentiellement un jet critique, si de surcroît le gradient de pression s'était annulé dans cette région, ce qui n'est pas le cas ici.

4 Conclusion

Ce sera l'objet de futurs travaux, de démontrer la corrélation entre les variations spatio-temporelles des zéros de Ω et du changement de signe du dénominateur de R_c . La première quantité est une propriété dynamique du fluide (pression), l'autre est une propriété géométrique de la surface libre. Intuitivement on comprend bien qu'elles ne sont pas indépendantes surtout lorsqu'on visualise la surface décrite par la distribution de pression. En effet à la surface libre cette distribution ressemble à une "falaise" très abrupte en certains endroits notamment au voisinage de l'endroit où prend naissance le jet critique. Comme l'a anticipé [1], la combinaison d'une courbure de Gauss positive et d'un zéro du gradient de pression, (existence d'un maximum de pression local), près de la surface libre conduit à l'apparition d'un jet critique caractérisé par une cinématique fluide particulièrement importante.

Il conviendra aussi de montrer que ce type de jet a une réalité physique. Des essais en laboratoire devraient permettre d'analyser l'influence de la viscosité et de la tension superficielle sur la formation et le développement du jet critique. On pourra aussi revisiter les phénomènes décrits dans [2], lors desquels un jet de type *bazooka* précède la formation d'un autre jet critique de type *flip-through*. En particulier on s'attachera à corrélérer les évolutions spatio-temporelles des zones de courbure de Gauss positive et les zones de gradient de pression minimum.

Références

- [1] LONGUET-HIGGINS, M.S. 1980, A Technique for Time-Dependent Free-Surface Flows. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, **371**, 441-451.
- [2] SCOLAN Y.-M. AND S. ETIENNE, 2018, Critical jets in a breaking wave (in french), *Proceedings of the 16th Journées de l'Hydrodynamique*, Marseille, France.
- [3] LONGUET-HIGGINS, M.S. 1993, Highly accelerated, free-surface flows. *J. Fluid Mech.*, **248**, 449-475.
- [4] ZEFF, B. W., KLEBER, B., FINEBERG, J. & LATHROP, D. P., 2000, Singularity dynamics in curvature collapse and jet eruption on a fluid surface. *Nature*, 403 401-404.
- [5] COOKER, M.J., PEREGRINE, D.H., 1990, A model of breaking wave impact pressures. *Proc. 22nd Conf. Coastal Engineering*, Holland ASCE, 1473-1486.
- [6] COOKER, M.J., 2001, Unsteady pressure fields which precede the launch of free-surface liquid jets. *Proc. R. Soc. Lond. A.*, **458**, 473-488.

- [7] SCOLAN, Y.-M., 2010, Some aspects of the flip-through phenomenon : A numerical study based on the desingularized technique *J. Fluid Struc.*, **26**, Issue 6, 918-953.
- [8] TUCK E.O., 1998, Solution of Nonlinear Free-Surface Problems by Boundary and Desingularised Integral Equation Techniques, Invited Lecture, *Computational Techniques and Applications : CTAC'97 Eds J. Noye, M. Teubner, A. Gill, World Scientific, Singapore*, 11-26.
- [9] SCOLAN Y.-M., 2018, Critical Free Surface Flows in a Sloshing Tank, *Journal of Advanced Research in Ocean Engineering*, 4(4), 163-173 <http://dx.doi.org/10.5574/JAROE.2018.4.4.163>
- [10] BROSSET, L., MRAVAK, Z., KAMINSKI, M. COLLINS, S. AND FINNIGAN, T., 2009, Overview of SLOSHEL project, *Proc. ISOPE, Osaka, Japan*.
- [11] DIAS F. AND GHIDAGLIA J.-M., 2018, Slamming : Recent Progress in the Evaluation of Impact Pressures *Annual Review of Fluid Mechanics*, **50**, 243-273.
- [12] SCOLAN Y.-M., 2019, Some aspects of the free surface flow around a non smooth wall. Proc. of 18th *International Workshop on Trends in Numerical and Physical Modeling for Industrial Multiphase Flows*, Benguerir, Morocco, October 14 - 18, 2019.
- [13] KARIMI M.R., L. BROSSET, J.-M. GHIDAGLIA, M.L. KAMINSKI, 2016, Effect of ullage gas on sloshing, Part II : Local effects of gas-liquid density ratio. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, **57**, 82-100.
- [14] PEREGRINE, D., COKELET, E., & McIVER, P. 1980, The fluid mechanics of waves approaching breaking. *Coastal Engineering Proceedings*, 1(17), 31.
- [15] YASUDA T., MUTSUDA H., MIZUTANI N. 1997, Kinematics of overturning solitary waves and their relations to breaker types *Coastal Engineering*, **29**, Issues 3-4, 317-346.
- [16] SCOLAN Y.-M. AND GUILCHER P.M., 2019, Wave Kinematics in a Two-Dimensional Plunging Breaker, *Water Waves*, <https://doi.org/10.1007/s42286-019-00013-w>