

10^{èmes} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

Nantes, 7, 8 et 9 mars 2005

**ETUDE EXPERIMENTALE DU DEFERLEMENT GLISSANT
DERRIERE UN CYLINDRE EN MOUVEMENT
ACCELERE/DECELERE SOUS LA SURFACE LIBRE.**

***EXPERIMENTAL STUDY OF THE BREAKING WAVE PRODUCED BY A
CYLINDER TOWED FOLLOWING AN ACCELERATED/DECELERATED
MOTION UNDER A FREE SURFACE.***

Raphaël D. RAJAONA*, Luc RAKOTONDRAJAONA*, Abdeltif LHOR*,

*Laboratoire Mécanique Physique et Géosciences, Equipe : Instabilité, Turbulence, Plasma,

Université du Havre, 25 Rue Philippe Lebon, 76600 Le Havre

Résumé

Une étude expérimentale du déferlement glissant derrière un cylindre en mouvement accéléré/décéléré est présentée. Le cylindre est tracté horizontalement parallèlement à la surface libre suivant une valeur de l'accélération/décélération de $\pm 0.150 \text{ m/s}^2$ dans une cuve de visualisation. Les dimensions du cylindre sont le diamètre $D=0.04 \text{ m}$ et la longueur de $L=685 \text{ mm}$. L'apparition et les caractéristiques du déferlement et des efforts associés sont étudiés en termes de traînée, portance. Un modèle des efforts est proposé reposant sur une représentation en fonction de la distance parcourue. On montre que le sillage proche est constitué par la combinaison de tourbillons de type Von Karman et d'un jet généré par l'eau située au dessus du cylindre. Le modèle des efforts de portance met en évidence une valeur moyenne et un terme qui prend en compte les fréquences spatiales. On caractérise les oscillations au moyen d'un nombre de Strouhal généralisé.

Summary

An experimental study of breaking waves produced by a towed cylinder is presented. The cylinder is uniformly accelerated and decelerated; the acceleration/deceleration value is $\pm 0.15 \text{ m/s}^2$. The cylinder (diameter $D=0.04 \text{ m}$ and length $L=0.685 \text{ m}$) is horizontally mounted under the free surface in a basin equipped with visualization apparatus. The inception of breaking waves as well as their characteristics are studied in correlation with the drag and lift forces acting upon the cylinder. The forces models are proposed in terms of the cylinder displacement. It is shown that the near wake of the cylinder is made of a combination of the Von Karman vortex and a jet generated by the water above the cylinder. The lift force is analyzed by using a mean value and an oscillatory term involving the spatial frequency. The oscillations are characterized by using a generalized Strouhal number.

I - Introduction

L'étude du déferlement et de ses effets sur les structures placées en milieu marin intéresse les concepteurs. Au delà de l'étude des risques encourus par rapport à la sécurité des biens et des personnes dans le cas de conditions extrêmes de mer déferlante, la compréhension du phénomène de déferlement en lui-même reste un problème non complètement résolu. Il est bien connu que le déferlement d'une vague peut trouver son origine soit dans la variation de profondeur, comme c'est le cas du déferlement plongeant sur une plage [1], soit dans l'accumulation de vorticité au voisinage de la surface libre crée par un obstacle en mouvement [2], c'est le cas du déferlement glissant, soit encore par l'accumulation de vagues de fréquences différentes en un point de la surface libre, le splash [3]. Dans tous les cas, le fait que la vague déferlante engendre sur les structures des efforts supérieurs à ceux des vagues non déferlantes est reconnu depuis longtemps.

L'étude que nous proposons concerne le déferlement glissant derrière un obstacle non profil  de section cylindrique et en mouvement accéléré/décéléré sous la surface libre. La méthode est expérimentale. Le montage que nous utilisons est une cuve de visualisation dans laquelle un cylindre instrument  est mis en mouvement à différentes profondeurs d'immersion. Cette cuve permet d'observer les évolutions de la surface libre, l'apparition du déferlement, l'évolution de la vorticité derrière l'obstacle et les efforts appliqués. Ce montage a été présenté lors des dernières Journées en 2003 à Poitiers. Le lecteur est invité à se reporter aux Proceedings correspondants [5].

II - Méthodologie expérimentale

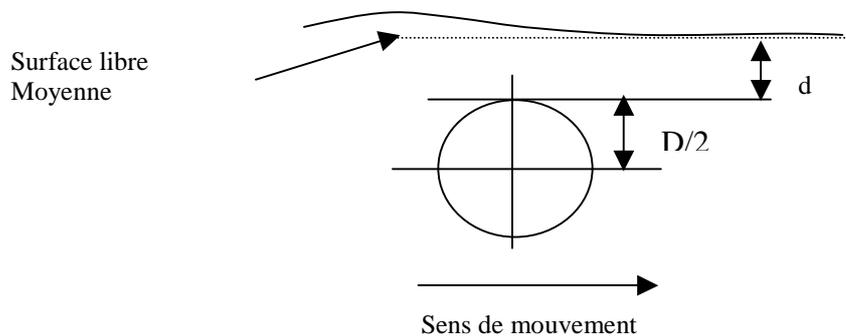


Figure 1 : Représentation schématique du problème

Le problème expérimental que l'on traite est le suivant : On tracte un cylindre de diamètre D   différentes immersions sous la surface libre d'un fluide initialement au repos. Le mouvement du cylindre est uniformément accéléré à la valeur $a=0.150 \text{ m/s}^2$ et décéléré avec une valeur $a=-0.150 \text{ m/s}^2$. Le cylindre est instrument  et l'appareillage permet de mesurer au cours de l'expérience les efforts appliqués, le déplacement. Un plan lumineux permet d'observer une tranche de l'écoulement et en particulier le sillage proche et la géométrie de la surface libre.

On se propose d'étudier les conditions d'apparition et le développement du déferlement observé lors du mouvement du cylindre ainsi que les efforts appliqués.

La méthode a consisté à la mise en évidence du déferlement, à une étude qualitative des phénomènes et à proposer des modèles de force de traînée et plus particulièrement de la portance et l'étude de la longueur de la zone de recirculation. Les discussions que nous

mènerons sont inspirées des articles et travaux réalisés par Duncan [2], Cointe et Tulin [12], Williamson et Roshko[10] et Rood [11].

III - Mise en évidence du déferlement et étude phénoménologique

Pour mener cette étude, le cylindre a été tracté à une accélération constante de 0.150 m/s² sur une durée de 3 secondes puis décéléré sur la même durée. Lors d'un aller le long de la cuve (2m), on enregistre les efforts appliqués, la géométrie du sillage proche et les évolutions de la surface libre. Un balayage fin de la profondeur d'immersion a permis de mettre en évidence la profondeur critique à laquelle le déferlement apparaît. Le rapport d/D critique est de 1.437. Ce qui signifie que si le cylindre est immergé à une profondeur supérieure, on n'observe pas le déferlement. De même pour toutes les profondeurs inférieures le phénomène apparaît. On a pu remarquer que le taux de vorticité prenant naissance sous la surface libre n'est pas suffisamment significatif tant que l'obstacle n'est pas assez près de celle-ci.

Afin de décrire le phénomène nous proposons une analyse qualitative du sillage proche en présence de déferlement

Nous avons représenté sur la figure 2 une série de clichés représentant l'évolution de la topologie du sillage proche en fonction du temps. Cette expérience correspond à une immersion de 0.25D. Les images *a-f* illustrent le début de la formation des tourbillons et leur lâcher sans que le déferlement apparaisse. On voit l'influence de la dissymétrie de l'écoulement qui engendre un cisaillement très fort sur la partie supérieure du cylindre. Cela provoque dès le début du mouvement un premier lâcher *b*. La partie inférieure présente une géométrie semblable à celle de l'écoulement en milieu infini. La couche limite inférieure alimente les grosses structures qui se détachent en *g*. Ce détachement s'accompagne de la formation d'un bourrelet à la surface libre où une bulle d'air (la partie brillante *h* est capturée. Cette phase marque la mise en place du jet très visible sur les clichés *h-l*. Lors du lâcher du tourbillon en *h*, on observe que les turbulences qui se développent sur la paroi inférieure ne sont pas très structur  es alors que sur la partie supérieure elles sont toujours très intenses et très cohérentes. Sur les clichés *h-l*, sous la surface libre derrière le cylindre on observe le jet plongeant qui crée un sillage « coincé » entre l'interface et le jet lui-même *i*. Un deuxième lâcher a lieu en *j* pour le tourbillon très intense de la partie supérieure. Comme dans le premier cas, il y a formation d'une bosse sur la surface libre *i-j*. On observe que la bulle qui a été piégée en *g-h* s'éloigne du cylindre en *k-l-m*. En *n* elle est complètement « laminée ». On peut observer que lorsque les structures sont très cohérentes et intenses le déferlement est très observable; géométriquement, il est constitué par une zone de turbulence sur l'avant et un arrondi à l'arrière comme dans le cas du déferlement glissant derrière un profil tracté sous la surface libre. En *p* on voit nettement que la vague accompagnatrice a d  ferl   et influe sur l'orientation du jet.

Les observations générales que l'on peut retenir de cette analyse sont que les tourbillons sont plus intenses sous la surface libre que sous la partie inférieure du cylindre, un lâcher de tourbillon s'accompagne de l'apparition d'un bourrelet à la surface libre. Le jet derrière le cylindre est plongeant et son orientation globale change, ce qui signifie une instabilité en lien avec le lâcher de tourbillon et le « reflux » de la vague de surface. Le déferlement a une structure assez similaire à celle engendrée par un profil tracté sous l'eau.

Figure 2 : Evolution de la topologie du sillage proche avant le déferlement



a



b



c



d



e



f



g



h

Figure 2 : Evolution de la topologie du sillage proche pendant le déferlement



i



j



k



l



m



n



o



p

IV) - Modèle des efforts appliqués, traînée portance.

a) Modèle des forces de traînée

Une fois la profondeur critique mise en évidence, il est possible d'étudier finement les évolutions des efforts appliqués et de la géométrie du sillage proche derrière le cylindre par la technique de visualisation. Pour caractériser les efforts nous avons retenu un modèle linéaire en x pour les efforts de traînée. La figure 3 montre les évolutions de la force de traînée en fonction du temps a) et du déplacement b).

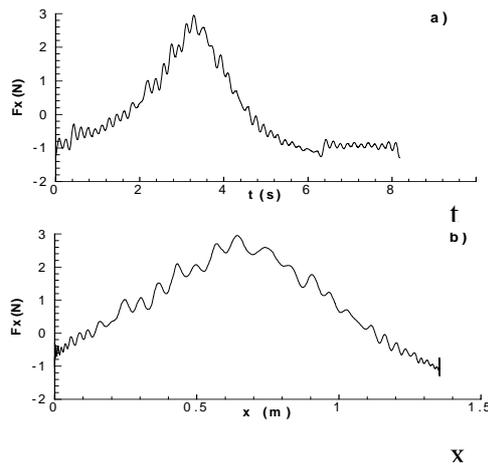


Figure 3: Evolution de la force de traînée en fonction du temps *a*, en fonction de *x* *b*

La figure 3 justifie un modèle du type :

$$\frac{F_x}{0.5\rho L D V_{\max}^2} = C_m + \lambda C_d \frac{x}{D}$$

où x est le déplacement et C_m et C_d représentent la masse ajoutée et le coefficient de traînée visqueuse et V_{\max} représente la vitesse maximum atteinte par le modèle. On démontre facilement que le coefficient $\lambda = 4\pi$ comme cela a été fait dans Rajaona en milieu infini [6]. L'utilisation de ce modèle nous a conduit aux résultats reportés sur la figure 4, pour la phase d'accélération.

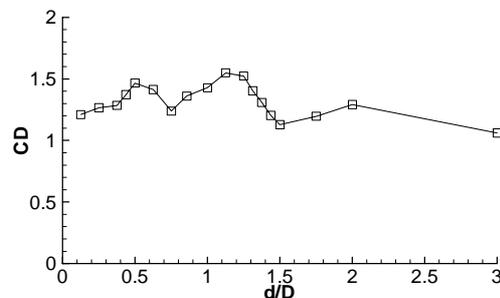


Figure 4 : Evolution du coefficients C_D en fonction de l'immersion relative

b) Modèle des forces de portance

Les évolutions des efforts de portance en fonction du temps à différentes profondeurs d'immersion sont représentées sur la figure 5.

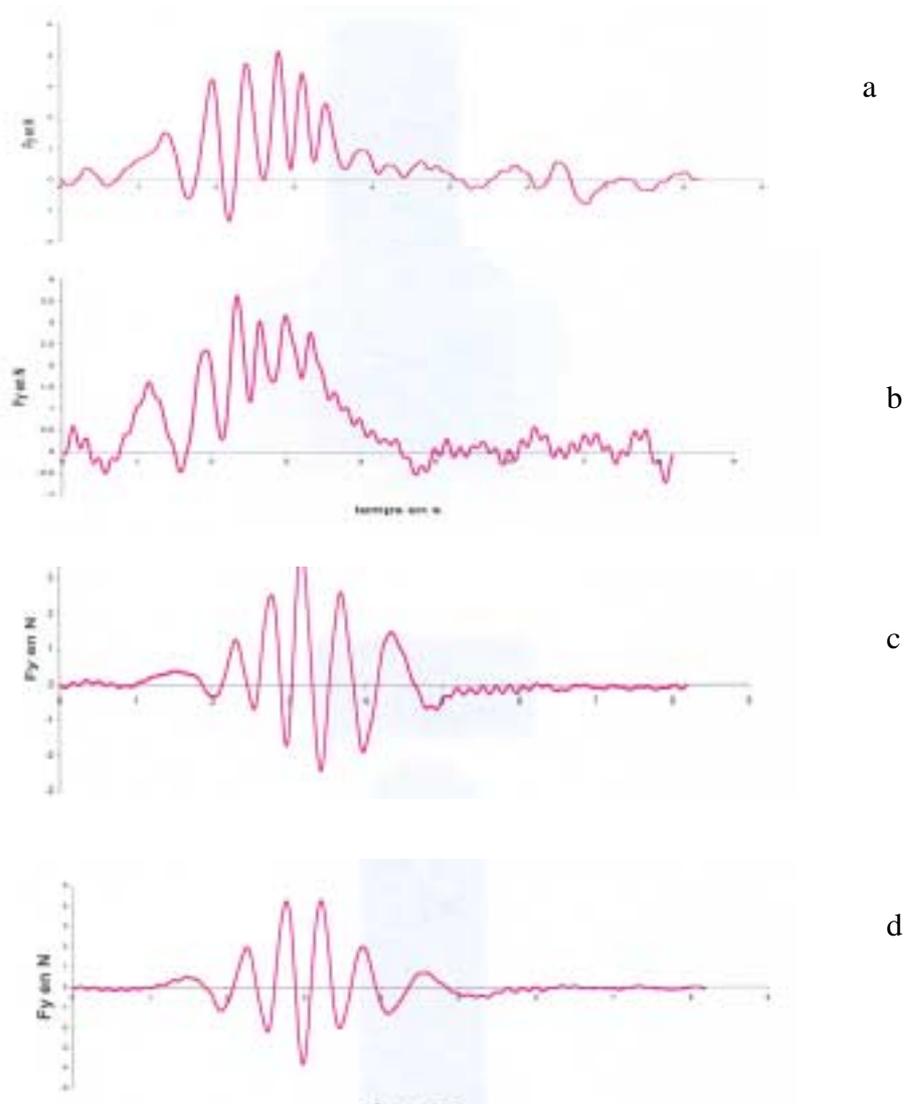


Figure 5 : Evolution de la force de portance pour une profondeur inférieure à la profondeur critique $d/D=0,500$ a) et $d/D=0,375$ b), et pour une profondeur égale à la profondeur critique $d/D=1,4375$ c) et pour une profondeur supérieure à la profondeur critique $d/D=2D$ d).

L'analyse des efforts de portance est menée en parallèle avec l'observation du sillage proche et de la déformée de la surface libre. On a notamment observé une fois de plus, comme cela a été dit lors de l'analyse phénoménologique et comme dans le cas du cylindre oscillant [4] l'apparition d'un jet entre la surface libre et la partie supérieure du cylindre. Une étude des oscillations dues au lâcher de tourbillons dans le sillage proche et des interactions entre la surface libre, le système tourbillonnaire et le jet est maintenant présentée.

Le modèle des forces de portance proposée est un modèle heuristique qui est voisin de celui proposé par Bearman dans le cas de cylindre en oscillation à grands nombres de Keulagan Carpenter [3]. L'idée repose sur l'observation qu'en milieu infini loin de la surface libre, le lâcher de tourbillons ne peut avoir lieu que si le cylindre a parcouru une distance suffisante pour que les vorticités de signes contraires qui prennent naissance aux deux côtés du cylindre soient suffisamment intense pour provoquer l'instabilité et le lâcher. Ainsi dans le cas du mouvement uniforme cette distance peut être calculée par le produit de la vitesse de déplacement du cylindre et la période de lâcher. Dans la gamme des nombres de Reynolds subcritiques, il est bien connu que le nombre de Strouhal est voisin de 0.2 et se calcule par la formule :

$$St = \frac{fD}{V} = \frac{D}{VT} = \frac{D}{\Lambda} \text{ où } f \text{ est la fréquence temporelle de lâcher et } T \text{ la période de lâcher.}$$

Cette formule indique en particulier que VT est la distance caractéristique qui permet d'atteindre l'instabilité des deux tourbillons symétriques du sillage proche et donc correspond au lâcher de tourbillons, nous appellerons cette distance une distance critique du lâcher. Cette représentation est compatible avec l'observation de Gerrard [4]. Dans le cas du mouvement accéléré/décéléré Λ représente la longueur d'onde spatiale de la force de portance. En effet, dans ce cas, le dénominateur VT correspond à une distance que parcourt le cylindre pour atteindre ce taux de vortacité correspondant à la distance critique. On observe de fait que si l'on représente les évolutions de la force de portance en fonction du temps, le temps écoulé entre deux lâchers est de plus en plus court. Par contre si l'on représente les évolutions en fonction de l'espace parcourue par le cylindre, les périodes spatiales apparaissent et le calcul du nombre de Strouhal se fait alors par une analyse de Fourier de $F_y(x(t))$.

Ainsi, on peut analyser les évolutions du nombre de Strouhal loin de la surface libre puis l'influence de celle-ci est étudiée en plaçant le cylindre de plus en plus proche de la surface libre.

En pratique on divise la distance parcourue en pas constant de manière à permettre l'utilisation d'une FFT. Connaissant la distance $x_i = (i-1)*\Delta t$ déduit le temps t_i et pour remonter à la force $F_y(x_i)$ on adopte une interpolation de F en fonction du temps. On cherche ensuite les deux instants t_i et t_{i+1} qui encadrent t_i et on en déduit F_y par une méthode d'interpolation de type Newton. On écrit donc :

$$F_y(x_i) = F_i = F$$

Ainsi le modèle que nous préconisons est le suivant :

$$F_y = F_0 + A_0 \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi}{X_L} x(t)\right)\right) * \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} x(t)\right) + \text{effets de surface libre}$$

où F_0 est la portance moyenne, A_0 est l'amplitude caractéristique des oscillations provoquées par le lâcher en milieu infini, X_L est la distance parcourue par le cylindre au cours du trajet accéléré-décéléré, Λ est la distance parcourue entre deux oscillations de la force de portance, et le terme qui prend en compte les effets de surface libre. Pour le calcul de Λ , on utilise une technique d'interpolation spectrale décrite dans [9].

i) Caractérisation de F_0 .

L'évolution du coefficient C_y expression adimensionnelle de F_0 en fonction de la profondeur d'immersion, est représentée par la courbe suivante figure 6 où C_y est défini par :

$$C_y = \frac{\bar{F}_y(t)}{0.5\ell V_{\max}^2 DL} = \frac{F_0}{0.5\ell V_{\max}^2 DL}$$

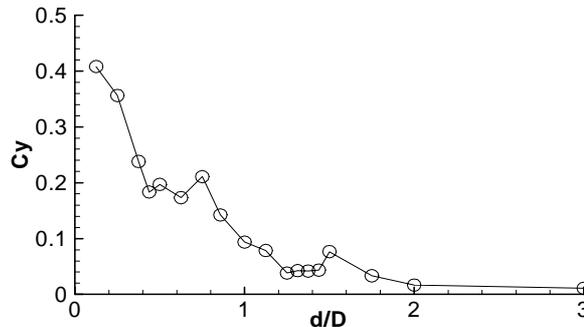


Figure 6 : Evolution de la portance moyenne en fonction de l'immersion relative

L'observation de cette courbe permet les commentaires suivants :

A la profondeur d'immersion critique, le coefficient C_y a une valeur de 0.043. La portance moyenne tend à s'annuler. Une zone d'instabilité du sillage est localisée entre $d/D = 1.437$ et $d/D = 2$. Pour une profondeur d/D supérieure à 2, le coefficient C_d tend à s'annuler, ceci s'explique par la symétrie spatiale de la répartition des tourbillons loin de la surface libre. Ses effets deviennent très faibles. Pour une profondeur d/D inférieure à la profondeur critique, on assiste à une forte augmentation du coefficient C_y . Cela est dû à la présence du jet au-dessus du cylindre. En effet, les vitesses locales sont grandes sur la partie supérieure du cylindre qui se trouve aspiré vers le haut. On constate que la contribution du jet sur la portance augmente avec la diminution de la profondeur d'immersion. Plus le jet tend à devenir une lame d'eau plus les fréquences d'oscillations sont grandes et surviennent pendant la phase d'accélération.

ii) Caractérisation du nombre de Strouhal et de Λ .

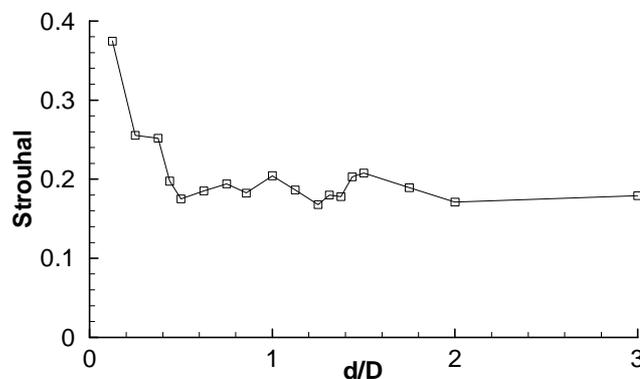


Figure 7 : Evolution du nombre de Strouhal en fonction de la profondeur d'immersion

On peut caractériser les évolutions de la fréquence des oscillations de la force de portance par le nombre de Strouhal de l'écoulement, tout au moins tant que les effets de surface libre ne sont pas prépondérants.

En ce qui concerne l'évolution de la vorticité derrière le cylindre, les visualisations montrent, comme on l'a vu, un schéma du type allée alternée de Von Karman, pour les profondeurs supérieures à $(d/D)c$. Pour les faibles profondeurs d'immersion apparaît une configuration très complexe où se met en place le transfert de vorticité de la zone de recirculation vers la surface libre, l'effet de succion due à la dissymétrie et le creusement et le déferlement de la vague accompagnatrice. La géométrie du sillage est alors pilotée principalement par la formation d'un jet à l'arrière du cylindre et sous la surface libre. L'instabilité de ce jet prend rapidement place et précède et provoque le déferlement.

On voit sur la figure 7 que le nombre de Strouhal commence à osciller à partir de la profondeur critique. Pour les profondeurs d/D inférieures à la profondeur critique, les oscillations du nombre de Strouhal sont très perceptibles. Ces oscillations sont attribuées à l'instabilité du jet. Pour les profondeurs d/D supérieures à la profondeur critique, le nombre de Strouhal se stabilise autour de la valeur 0.2 qui est une valeur observée en milieu infini [4], [11].

Enfin on a pu observer que tant que le déferlement n'a pas lieu la fréquence de lâcher est pilotée par la distance parcourue par le cylindre. Par contre au voisinage du déferlement, le jet devient instable et augmente de façon significative le nombre de Strouhal.

iv) Caractérisation du temps d'apparition du déferlement.

Ce temps peut être associé, selon les observations, à la distance parcourue par le cylindre avant l'apparition du premier lâcher et donc du déferlement. Cette distance est déterminée à partir de la loi du mouvement en fonction de la profondeur d'immersion.

La mesure du temps d'apparition du phénomène de déferlement, pour chaque profondeur d'immersion a été faite en s'appuyant sur les images de la visualisation. Le numéro de l'image pour laquelle on observe le déferlement permet de remonter à ce temps puisque la fréquence d'acquisition de la caméra est de 24 images par secondes. La courbe de la Figure 8 représente ce temps d'apparition, en fonction de la profondeur d'immersion.

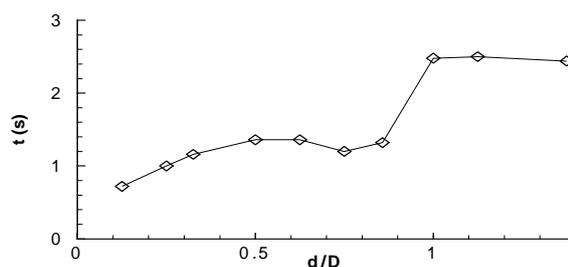


Figure 8: Evolution du temps d'apparition du déferlement en fonction de la profondeur d'immersion

On peut relever les observations suivantes :

Le temps d'apparition est de plus en plus court lorsqu'on diminue la profondeur d'immersion. Ce temps se stabilise entre $d/D=0.25$ et $d/D=0.857$. Ce temps diminue pour les petites profondeurs inférieures à $d/D=0.25$.

V)- Caractérisation de la longueur de la zone de recirculation en fonction de l'immersion relative

L'évolution de la zone de recirculation en présence de surface libre permet de voir l'influence des ondes et du déferlement sur la topologie du sillage proche. On envisage pour cette partie une description phénoménologique et qualitative du sillage proche. L'observation des deux tourbillons contrarotatifs symétriques permet la mesure de la longueur de la zone de recirculation jusqu'au premier lâcher de tourbillon, comme nous montre la photo :

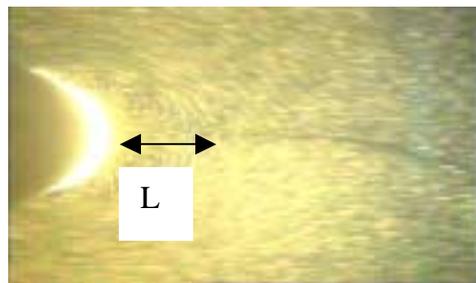


Photo de la zone de la recirculation

On a mesuré la longueur L (distance entre l'arrière du cylindre et le point selle) en fonction du temps et pour différentes profondeurs d'immersion du système. Les résultats sont reportés sur la figure suivante.

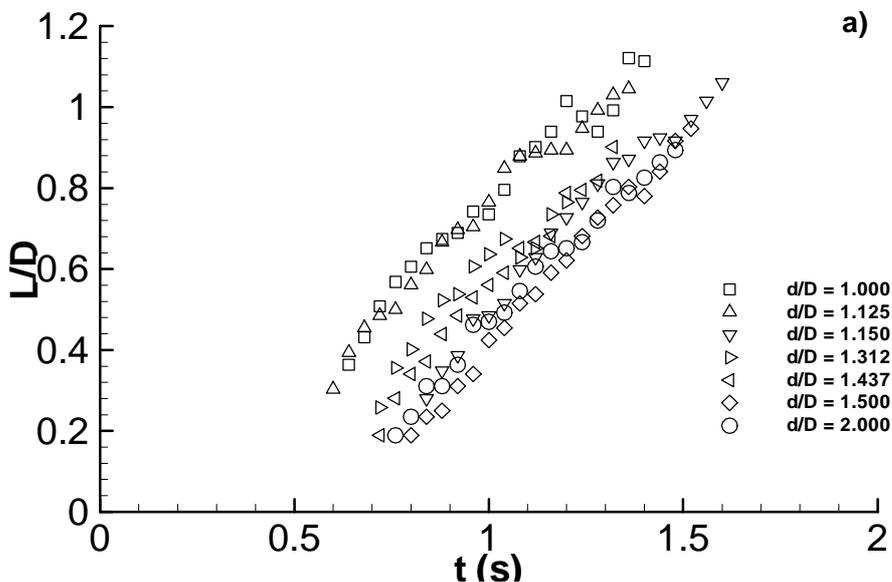


Figure 9a) : Evolution de la longueur de la zone de recirculation en fonction du temps pour différentes profondeurs d'immersion dans la gamme de 1D à 2D

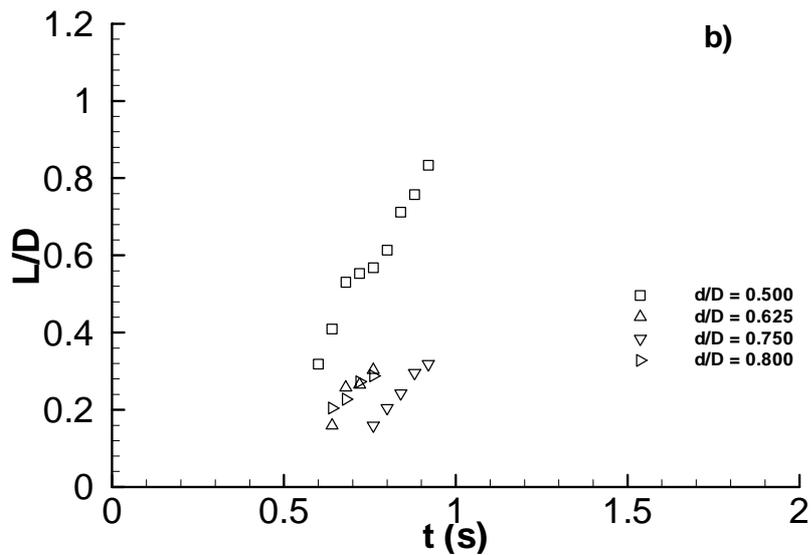


Figure 9b) : Evolution de la longueur de la zone de recirculation en fonction du temps pour différentes profondeurs d'immersion inférieures à $0.857D$.

On a pu faire les observations suivantes :

La courbe L/D correspondant à la profondeur $d/D = 1$ sépare deux familles de courbes présentant chacune des pentes différentes. La première famille indique clairement un comportement du type sillage en milieu infini c'est-à-dire sans grand effet de la surface libre sur l'évolution de la position du point selle [5], [6].

La zone de la recirculation n'est plus observée pour une profondeur inférieure à : $d = 0.625D$. En effet, l'apparition du jet va accélérer le lâcher des tourbillons. Ce temps d'apparition diminue avec la diminution de la profondeur d'immersion comme on a pu le voir dans le paragraphe précédent.

VI) Discussion des résultats

L'analyse phénoménologique d'après les visualisations nous a permis de mettre en évidence les différentes phases mises en jeu lors de l'apparition du déferlement. Elles montrent que les interactions entre la surface libre et les lâchers de tourbillon sont pilotées par l'immersion relative. Ces interactions montrent les compétitions entre les turbulences du type sillage de Von Karman et du type jet en fonction de l'immersion. En particulier les vorticités placées sous la surface libre sont qualitativement d'autant plus fortes que l'immersion est faible

Les résultats obtenus sur la courbe 4 montre que le modèle proposé représente bien le coefficient de traînée classique voisin de 1.2 dans le cas d'un cylindre tracté en mouvement uniforme pour des nombres de Reynolds subcritiques. Les nombres de Reynolds maximum que nous avons se situent à 12300. On observe que le coefficient Cd augmente dans la plage des immersions relatives où on observe le déferlement, puisqu'il peut atteindre la valeur de 1.5 et légèrement plus. Ce résultat est en accord avec les observations faites par ailleurs sur les effets du déferlement. On observe aussi que pour les très faibles immersions ce coefficient diminue. On attribue cela au fait que la quantité d'eau déplacée située au dessus du cylindre est alors très faible et pour certaines immersions le haut du cylindre est découvert.

Nous avons approfondi l'étude de la force de portance en raison du peu de résultats trouvés dans la littérature à ce sujet. Le modèle proposé représente mieux les effets en profondeur infinie. En effet, la phase d'accélération d'après les courbes de la figure 5 semble comporter plus d'oscillations, plus d'instabilité du jet que la phase de décélération. De plus on envisage d'inclure les effets d'immersion qui se manifeste au niveau des oscillations spatiales de telle sorte que la fréquence est une fonction qui croît lorsque l'immersion décroît. Le modèle proposé doit donc intégrer la différence de comportement en fréquence dans la phase d'accélération et de décélération. Deux modèles doivent être utilisés, chacun pour une phase. Cela permet de prendre en compte la différence sur le temps de diffusion des tourbillons beaucoup plus faibles pour la phase d'accélération que la décélération. C'est pourquoi le modèle des efforts malgré sa simplicité doit être complété.

Nous avons voulu comparer la géométrie du déferlement à celle d'un déferlement glissant provoqué par un profil tracté sous l'eau, selon l'expérience de Duncan [2]. Il a utilisé deux nombres de Froude basés l'un sur la hauteur de la zone de turbulence à l'avant du déferlement, l'autre basé sur la hauteur de la vague accompagnatrice, ces résultats ne sont pas présentés ici. Nous avons observé que le caractère instationnaire de l'écoulement engendre une différence sur la stabilité du front vertical typique d'un déferlement glissant stationnaire. Cela provient comme on l'a indiqué de l'instabilité du jet qui provoque un « reflux » vers l'avant de la vague d'accompagnement.

VII) Conclusions et Perspectives

Nous avons étudié la formation du déferlement derrière un cylindre entraîné en mouvement accéléré/décéléré avec différentes profondeurs d'immersion.

La technique expérimentale utilisée repose sur l'exploitation des images obtenues par une technique de visualisation sur une tranche lumineuse autour d'un cylindre instrumenté. Il nous a été possible de faire une corrélation entre la géométrie du sillage proche et la formation du déferlement. Les principaux résultats sont la mise en évidence d'une zone d'accélération de l'écoulement en dessous de la surface libre qui constitue alors un jet qui devient instable. Les oscillations de la force de portance sont dues au lâcher de tourbillons et à l'interaction entre ce jet et la vague accompagnatrice. En particulier le déferlement est précédé puis ponctué par les instabilités de ce jet. Ces instabilités sont d'autant plus marquées que la profondeur d'immersion est faible et tant que la partie supérieure du cylindre n'est pas découverte.

Le coefficient de traînée mesurée est en bonne corrélation avec les valeurs classiques loin de la surface libre pour les nombres de Reynolds subcritiques. En deçà de la profondeur critique sa valeur croît puis décroît en raison du déferlement. La valeur moyenne de la force de portance dépend très significativement de l'immersion. Les fréquences des oscillations peuvent être expliquées en terme de déplacement du cylindre tant que les effets de la surface libre ne sont pas prépondérants. Un nombre de Strouhal généralisé a été introduit pour caractériser les oscillations spatiales. Dans le cas où les effets de surface libre sont prédominants le modèle proposé doit intégrer les effets de l'immersion qui sont en cours d'étude.

La longueur de la zone de recirculation est mesurable tant que la profondeur relative d'immersion n'est pas inférieure à $1D$. Dans le cas où $d/D < 1$, l'accélération de l'écoulement dans le jet engendre des cisaillements de très fortes intensités et déclenchent alors très

rapidement le lâcher. Dans ce cas les turbulences du type jet prennent l'ascendant sur les turbulences du sillage et renforcent la vorticité sous la surface libre.

VIII) Remerciements :

Ce travail constitue un travail préliminaire à l'Etude du Déferlement entreprise dans le réseau de Laboratoires de Normandie. Les auteurs remercient la Région Haute Normandie qui a financé la construction de la Cuve de visualisation et Le Bassin d'Essais des Car nes du Val-de-Reuil. Les auteurs remercient particulièrement Mr. Jean-Marc Quenez, Mr. Jean François Leguen et M. Stéphane Cordier pour les discussions.

IX) Bibliographie :

[1] R. Cointe, 1987, « L'Impact hydrodynamique en deux dimensions – Application à l'Impact de vagues déferlantes », 1 res Journées de l'Hydrodynamique, Nantes, pp 255-273.

[2] J.H. Duncan, 1981, « An experimental investigation of Breaking Waves Produced by a towed Hydrofoil », Proc. R. Soc. London, Vol 126, pp 331-348.

[3] P.W. Bearman, J.M.R. Graham, Obasaju E.D., 1984, « A model Equation for the transverse forces on Cylinders in oscillatory flows », Applied Ocean Reserach, Vol. 6, N 3, pp 166-172.

[4] J.H. Gerrard, 1961, « An experimental Investigation of the oscillating lift and drag of a circular cylinder shedding turbulent vortices », Journal of Fluid Mechanics, Vol 11, pp 215-227.

[5] R.D. Rajaona, 2003, « Sur la visualisation de l'écoulement autour d'un cylindre en oscillation sous la surface libre », 9 mes Journées de l'Hydrodynamique, Poitiers, pp 255-273.

[6] Rajaona R.D, Chami A., Levenez M. et Lebey M. (1998), « On the asymmetry mechanism in the near wake of a cylinder in accelerated flow ». 17th International Conference on offshore Mechanics and Arctic Engineering. OMAE, Lisbon 98.

[7] Sarpkaya T. & Garrison (1986), «Force on circular in viscous oscillatory flow at low Keulegan Carpenter numbers », Journal of Fluid Mechanics, Vol. 165, pp. 61-67.

[8] Sulmont P., Rajaona R.D., 1988 «Measurements of the drag forces on a inclined circular cylinder in a uniformly accelerated or decelerated motion », Behaviour of Offshore Structure, Trondheim, pp 489-504

[9] Rajaona R.D. & Sulmont P. [1985]: « On the accuracy of the spectral interpolation methods for sampled pseudoperiodic signals », Journal of Computational Physics. Vol.97, N  1, pp. 30-52.

[10] Williamson C.H.K. & Roshko A. [1988] : «Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder », Journal of Fluids and Structures 2, 355-381.

[11] Rood E. P. (1995), «Vorticity Interactions with a free surface », Ed. Green, Fluid Vortices, pp687-730.

[12] Cointe R. et Tulin M.P. (1994), «A theory of steady breakers », Journal of Fluid Mechanics