



Interaction soliton–sable dans un canal en eau peu profonde

François Marin^{a,*}, Nizar Abcha^a, Jérôme Brossard^a, Alexander Ezersky^b

^a *Laboratoire de mécanique, physique et géosciences, université du Havre, place R. Schuman, BP 4006, 76610 Le Havre, France*

^b *Institute of Applied Physics, Russian Academy of Science, 46 Ulyanov Street, 603950 Nizny Novogorod, Russie*

Reçu le 2 juin 2004 ; accepté après révision le 2 novembre 2004

Disponible sur Internet le 7 janvier 2005

Présenté par René Moreau

Résumé

Ce travail porte sur l'étude expérimentale de l'interaction de solitons avec un fond sableux en eau peu profonde. Les solitons sont générés sur le fond d'une onde harmonique, dans un canal à houle utilisé en mode résonnant. Les rides formées par la propagation des solitons induisent une diminution significative de l'amplitude des solitons et du déphasage entre le soliton et l'onde harmonique. Cependant, l'amplitude de l'onde harmonique reste approximativement constante. Les processus physiques pouvant expliquer l'évolution de l'amplitude des solitons et de l'onde harmonique lors de la formation des rides sont considérés.

Pour citer cet article : *F. Marin et al., C. R. Mecanique 333 (2005).*

© 2004 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Abstract

Soliton–sand interaction in a shallow water flume. Interaction between solitons and a sandy bed in shallow water is investigated. In our experiments, solitons are generated on the background of a harmonic wave, in a wave flume used in resonant mode. It is found that the sand ripples formed by the solitons propagation induce a significant decrease of solitons amplitude and of the phase shift between the soliton and the harmonic wave. However, the amplitude of the harmonic wave is approximately constant. The possible physical processes of such behaviour for the soliton amplitude and for the harmonic wave amplitude are discussed. **To cite this article:** *F. Marin et al., C. R. Mecanique 333 (2005).*

© 2004 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Mots-clés : Mécanique des fluides ; Solitons ; Onde harmonique ; Rides ; Cavité résonnante

Keywords: Fluid mechanics; Solitons; Harmonic wave; Ripples; Resonant cavity

* Auteur correspondant.

Adresse e-mail : francois.marin@univ-lehavre.fr (F. Marin).

Abridged English version

There have been numerous studies on the interaction between linear or weakly nonlinear waves and a sandy bed in shallow water [1,2]. However, very few works have considered highly nonlinear waves. The aim of this Note is to make a contribution to the study of the interaction between solitons, dispersive and highly nonlinear waves, and a sandy bed. The solitons are excited on the background of a harmonic wave in a wave flume used in resonant mode [3]. A strong interaction occurs between the ripples formed by the solitons propagation and the free surface. We analyze in this article the decrease of soliton amplitude and of the phase between the soliton and the harmonic wave, due to energy dissipation at the bottom.

The tests have been carried out in a 10-m-long and 0.49-m-wide wave flume. The free surface displacement is measured with a resistive probe situated close to the fixed reflective end of the flume. The water depth at rest is $d = 0.26$ m. The frequency of the wave maker ($f = 0.173$ Hz) is chosen close to the resonant frequency $f_r = 0.165$ Hz of the mode whose wavelength is equal to the flume length. One soliton propagates in each direction of the flume on the time period of the flow (Fig. 1). At the beginning of the test, the bed was flat and a 20 mm sand layer recovered the bottom. The sand is characterized by a median grain diameter $D_{50} = 0.15$ mm and by a relative density $s = 2.65$.

The extraction of the harmonic wave from the signal of the measured free surface using the method developed in [3] shows that the characteristics of the nonlinear waves generated in the flume correspond to those of hydrodynamic solitons. Approximately four minutes are necessary for the establishment of solitons in the flume. The temporal evolution of free surface is presented with the harmonic wave extracted from this signal, just after the solitons establishment time in Fig. 2(a), and after 27 and 110 minutes of excitation in Fig. 2(b) and 2(c), respectively. The phase shift φ_s between the soliton and the harmonic wave is given by the relation $\varphi_s = \Delta\tau_s\omega$, where $\Delta\tau_s$ is the time interval between the passage of the peak of soliton and the passage of the zero upcrossing of the harmonic wave (Fig. 2(d)), and $\omega = 2\pi f$ is the flow pulsation. The shape of the solitons generated in the resonant cavity is well represented by Eq. (1) (Fig. 2(d)) which is solution of the Korteweg–de Vries (KdV) equation (Eq. (2)) [4]. This equation does not describe the interaction of contra-propagative solitons. Spatio-temporal ($x-t$) diagrams obtained experimentally with two resistive probes have shown the solitons propagation in the resonant cavity [3]. Neglecting the interaction of contra-propagative waves, the free surface displacement results from four components (Eq. (3)): two components for contra-propagative harmonic waves (the standing wave) and two components for contra-propagative solitons. Eq. (4) depicts the free surface displacement close to the fixed reflective end of the flume.

During the solitons propagation, ripples are rapidly formed on the bed and a strong interaction with the free surface occurs. Fig. 3 shows the temporal evolution of the solitons amplitude A_s and of the harmonic wave amplitude A_h . The value of A_s significantly decreases with time when the mean ripple height increases (Fig. 4). A test has been carried out above a flat bed without sediments to attest that the ripple formation induces the decrease of A_s . However, the amplitude A_h is not affected by the ripples. This can be explained by a large difference between the scale of sand ripples and the scale of the harmonic wave. Present test conditions show that vortices and turbulence are generated close to the bed [5]. The decrease of the soliton may be due to the turbulence and to the scattering induced by the ripples. The phase shift φ_s between the soliton and the harmonic wave also decreases with time (Fig. 5). The determination of amplitude and phase equations for the hydrodynamic solitons, by analogy with the equations which have been developed for solitons of electromagnetic waves propagating in LC lines [6], might explain these experimental observations.

1. Introduction

De nombreux travaux ont été réalisé sur l'interaction d'une onde linéaire ou faiblement non linéaire avec un fond sableux en eau peu profonde [1,2]. Cependant, très peu d'études ont considéré le cas d'ondes fortement non

linéaires. Le but de cet article est d'apporter une contribution à l'analyse de l'interaction de solitons, ondes dispersives et fortement non linéaires, avec un fond sableux. Pour cela, nous avons adopté une approche expérimentale basée sur l'excitation de solitons dans un canal à houle utilisé en mode résonnant [3]. La propagation des solitons au-dessus d'un fond sableux initialement plat induit la formation de rides. Une forte interaction apparaît entre ces rides, dont la taille augmente avec le temps, et la surface libre. En particulier, l'amplitude des pics de surface libre diminue significativement avec le temps. Nous analysons ici la décroissance des solitons induite par dissipation d'énergie au fond, en comparaison avec l'évolution temporelle de l'amplitude de l'onde harmonique sur le fond de laquelle les solitons sont excités. L'évolution temporelle du déphasage entre le soliton et l'onde harmonique est également considérée.

2. Dispositif expérimental

Les tests ont été réalisés à l'Université du Havre dans un canal à houle de 10 m de long et de 0,49 m de large utilisé en mode résonnant. La hauteur d'eau au repos d est de 0,26 m. Les ondes de surface sont excitées à l'aide d'un batteur plan placé à une extrémité du canal et oscillant autour d'un axe de rotation horizontal. L'autre extrémité du canal donne une réflexion quasi parfaite (il n'y a pas de plage d'amortissement). Le déplacement de la surface libre est mesuré à l'aide d'une sonde résistive placée à proximité de l'extrémité du canal opposée au batteur. La fréquence extérieure d'excitation est choisie proche de la fréquence de résonance $f_r = 0,165$ Hz du mode dont la longueur d'onde L_h est égale à la longueur du canal. Le rapport $R = d/L_h = 0,026 \ll 1$ est dans le domaine des eaux peu profondes. Pour des valeurs de l'amplitude du mouvement a_b de la pale du batteur (moyennée sur la hauteur) inférieure à 2 cm, on obtient uniquement une onde stationnaire dans le canal. Cette onde stationnaire peut être représentée comme la superposition de deux ondes harmoniques de même amplitude et de même fréquence se propageant en directions opposées. Pour des valeurs de a_b supérieures à 2 cm, des trains d'onde propagatifs de grande amplitude sont excités dans la cavité résonnante. Ces trains d'onde se propagent sur le fond de l'onde stationnaire et possèdent des caractéristiques similaires à celles des solitons [3]. L'excitation sur la période de l'écoulement, d'un, de deux ou de trois solitons se propageant dans chaque direction du canal peut être obtenue en fonction de la fréquence f et de l'amplitude a_b . Pour la présente étude, la fréquence d'excitation extérieure a été fixée à $f = 0,173$ Hz et l'amplitude a_b à 6 cm, afin de générer la propagation dans chaque direction du canal d'un seul soliton sur la période temporelle de l'écoulement. La Fig. 1 représente schématiquement l'élévation de la surface libre lorsque les solitons sont proches des extrémités du canal. Considérons qu'ils se propagent vers le centre du canal. Ils vont entrer en collision dans la partie centrale du canal, continuer leur propagation dans la même direction qu'avant la collision jusqu'à ce qu'ils atteignent les extrémités du canal où ils vont être réfléchis. Quelque-soit l'instant considéré, il n'y a aucune zone de déferlement sur toute la longueur du canal.

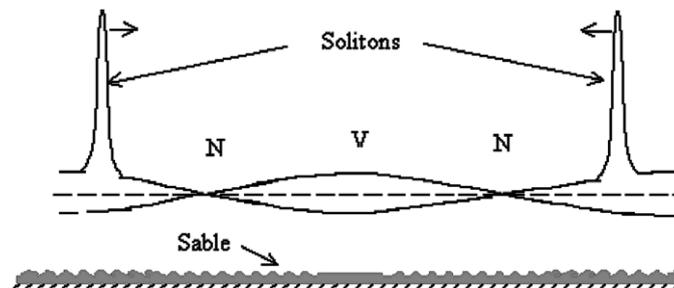


Fig. 1. Représentation schématique des solitons lorsqu'ils sont proches des extrémités du canal, avec l'enveloppe de surface libre de l'onde stationnaire (N : nœud de l'onde stationnaire ; V : ventre de l'onde stationnaire).

Fig. 1. Sketch of solitons when they are close to the ends of the channel, with the free surface envelope of the standing wave (N: node of standing wave; V: antinode of standing wave).

Sur le fond du canal et sur toute sa longueur, nous avons placé une couche de sable de 20 mm. Ce sable est caractérisé par un diamètre médian $D_{50} = 0,15$ mm et une densité relative $s = 2,65$. Le fond est initialement plat.

3. Évolution temporelle de la surface libre

Lorsque le batteur est mis en route ($t = 0$), un temps de l'ordre de une minute est nécessaire pour l'apparition de solitons dans le canal. L'amplitude de ces solitons augmente progressivement avec le temps jusqu'à ce qu'ils soient établis dans la cavité ; la durée de cet établissement est d'environ 4 minutes. Afin de déterminer les propriétés des ondes non linéaires excitées dans le canal, nous avons extrait l'onde harmonique du signal de surface libre mesuré suivant la méthode développée dans [3]. Cette méthode consiste dans un premier temps à repérer la position des pics de surface libre. Dans un deuxième temps, la série temporelle obtenue par la sonde résistive est remplacée dans un intervalle de temps centré sur la position de chaque pic par une droite. La dernière étape consiste à extraire l'harmonique de fréquence égale à celle du forçage extérieur. La soustraction de cette onde harmonique au signal de départ (le signal mesuré) permet de vérifier que les impulsions générées dans le canal ont les propriétés des solitons. Nous avons analysé en particulier le profil de ces impulsions et vérifié la propriété suivant laquelle la durée des trains d'onde diminue lorsque leur amplitude augmente. L'évolution temporelle de la surface libre juste après le temps d'établissement des solitons est montrée Fig. 2(a) ainsi que l'onde harmonique extraite de ce signal. Les pics de surface libre correspondent au passage des solitons qui induisent le mouvement du sable au fond et l'apparition de rides. Les Figs. 2(b) et 2(c) représentent l'évolution temporelle de la surface libre, respectivement après environ 27 et 110 minutes d'excitation. L'amplitude du pic de surface libre apparaît de plus en plus faible. La Fig. 2(d) permet de comparer le profil des solitons η_s obtenu dans la cavité résonnante avec le profil théorique donné par l'équation :

$$\eta_s = A_s \cosh^{-2} \left[\sqrt{\frac{3A_s}{4d^3}} (x - V_s t) \right] \quad (1)$$

où A_s est l'amplitude du soliton, x la distance mesurée dans la direction horizontale, t le temps et V_s la vitesse de propagation du soliton : $V_s = V_0(1 + A_s/2d)$, V_0 étant la vitesse de propagation des ondes de surface de très faible amplitude en eau peu profonde : $V_0 = \sqrt{gd}$. A l'exception des zones de faible amplitude, le profil des solitons générés expérimentalement est bien représenté par l'Éq. (1). Le déphasage φ_s entre le soliton et l'onde harmonique est donné par la relation $\varphi_s = \Delta\tau_s\omega$, où $\Delta\tau_s$ est l'intervalle de temps entre le passage du pic du soliton et le passage du front montant de l'onde harmonique (Fig. 2(d)), et $\omega = 2\pi f$ est la pulsation de l'écoulement. Le profil du soliton (Éq. (1)) se propageant du batteur vers l'extrémité fixe du canal est solution de l'équation de Korteweg–de Vries (KdV) décrivant le déplacement de la surface libre η en eau peu profonde [4] :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + V_0 \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{3}{2} \frac{V_0}{d} \eta \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{1}{6} V_0 d^2 \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} = 0 \quad (2)$$

Le soliton se propageant vers le batteur est solution d'une autre équation de KdV (symétrique). L'équation de KdV ne décrit pas l'interaction des deux solitons. Les diagrammes spatio-temporels ($x-t$) obtenus expérimentalement à partir de deux sondes résistives nous ont permis de suivre la propagation des solitons dans la cavité résonnante [3]. En négligeant l'interaction des ondes contra-propagatives, le déplacement de la surface libre résulte de quatre composantes :

$$\eta(x, t) = \eta_s(x - V_s t) + A_h \sin(\omega t - kx - \varphi_s) + \eta_s(x + V_s t) + A_h \sin(\omega t + kx - \varphi_s) \quad (3)$$

où A_h est la composante de l'onde harmonique et k son nombre d'onde. Au voisinage de la paroi réfléchissante du canal où est située la sonde résistive, le déplacement de la surface libre peut s'écrire de la façon suivante :

$$\eta(t) = 2A_h \sin(\omega t - \varphi_s) + 2\eta_s(t) \quad (4)$$

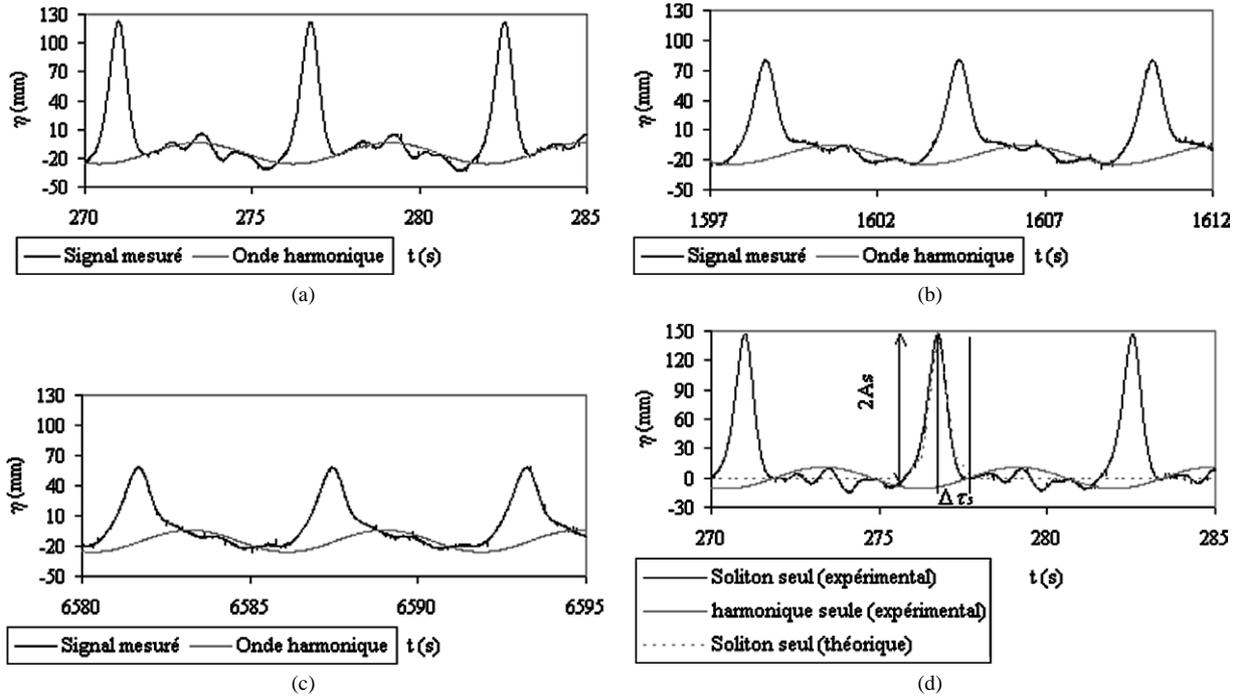


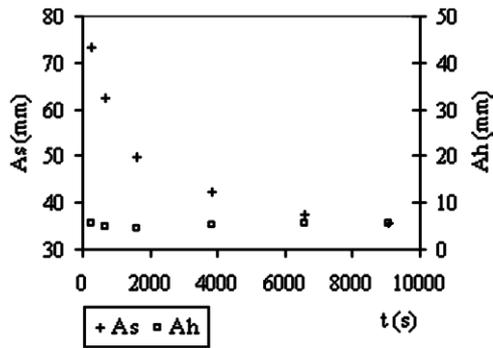
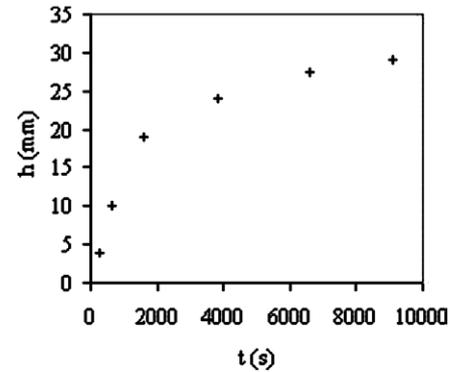
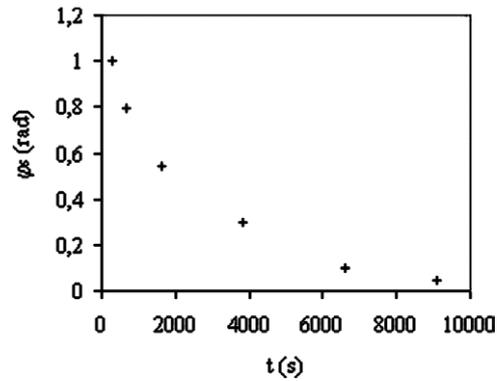
Fig. 2. (a), (b), (c) : Evolution temporelle de la surface libre et de l’onde harmonique extraite, à proximité de l’extrémité réfléchissante du canal ; (a) : $t = 270$ s ; (b) : $t = 1597$ s ; (c) : $t = 6580$ s. (d) : Evolution temporelle du soliton seul et de l’onde harmonique seule ($t = 270$ s).

Fig. 2. (a), (b), (c) : Temporal evolution of the free surface and of the extracted harmonic wave, close to the reflective end of the flume; (a) : $t = 270$ s ; (b) : $t = 1597$ s ; (c) : $t = 6580$ s. (d) : Temporal evolution of the soliton alone and of the harmonic wave alone ($t = 270$ s).

L’amplitude du soliton mesurée par cette sonde correspond à 2 fois celle des solitons propagatifs (Fig. 2(d)) : pic de hauteur $2A_s$.

4. Interaction rides – surface libre : résultats et discussion

Lors de la propagation des solitons dans le canal, des rides apparaissent rapidement au niveau du fond sableux, à l’exception de la partie centrale du canal où le fond reste plat sur une longueur d’environ 40 cm, comme schématisé Fig. 1. Cette partie correspond à la zone de collision des solitons contra-propagatifs ; les vitesses des particules fluides sont très faibles près du fond dans cette zone et la contrainte de cisaillement au fond est inférieure à la valeur critique pour la mise en mouvement des sédiments. Ailleurs, la taille des rides augmente progressivement et une forte interaction avec la surface libre se produit. Les Figs. 3 et 4 représentent respectivement l’évolution temporelle de l’amplitude des solitons A_s et de la hauteur moyenne des rides h . Ces figures montrent clairement que l’amplitude des solitons diminue avec le temps alors que la hauteur moyenne des rides augmente. Un test a été effectué en l’absence de sédiments au-dessus d’un fond plat indéformable pour les mêmes conditions de forçage hydrodynamique. Ce test a montré que l’amplitude des solitons est constante dans le temps dès qu’ils sont établis dans la cavité. La formation des rides sur le fond sableux est ainsi responsable de la diminution d’amplitude des solitons. Cependant, l’amplitude de l’onde harmonique A_h dont l’évolution temporelle est également représentée sur la Fig. 3 reste approximativement constante. La longueur d’onde L_r des rides générées, de l’ordre de 10 cm, est beaucoup plus petite que la longueur d’onde L_h de l’onde harmonique de surface, celle-ci correspondant à la longueur du canal ($L_h \sim 10$ m). Les rides correspondent à des rugosités de petite échelle pour l’onde harmonique.

Fig. 3. Evolution temporelle de A_s et de A_h .Fig. 3. Temporal evolution of A_s and A_h .Fig. 4. Evolution temporelle de h .Fig. 4. Temporal evolution of h .Fig. 5. Evolution temporelle de φ_s .Fig. 5. Temporal evolution of φ_s .

Cette différence d'échelle ($L_r/L_h \sim 10^{-2}$) explique que la diffusion de l'onde harmonique par les rides est très faible, et ainsi que l'effet des rides sur l'onde harmonique est très faible. La décroissance de l'amplitude des solitons lors de la formation des rides peut s'expliquer selon nous par deux processus. Nous avons effectué des mesures de vitesse des particules fluides par vélocimétrie Doppler laser dans le cas du test réalisé au-dessus d'un fond plat (pas de sédiments). Ces mesures ont montré que la composante horizontale de la vitesse, à une distance d'environ 1 mm du fond, était telle que la valeur du nombre de Reynolds basé sur la valeur maximale de cette composante de vitesse est approximativement de 10^5 . Cette valeur correspond à la valeur critique pour la transition vers le régime d'écoulement turbulent, pour un écoulement de houle au-dessus d'un fond plat [5]. Il est clair que lorsque des rides apparaissent sur le fond pour les mêmes conditions initiales d'écoulement, des structures tourbillonnaires et de la turbulence sont générées par ces rides. Cette turbulence peut expliquer la décroissance de l'amplitude des solitons. Le deuxième processus pouvant expliquer cette décroissance correspond à la diffusion des solitons par les rides. L'échelle des solitons (~ 50 cm) est beaucoup plus petite que celle de l'onde harmonique, et du même ordre que celle des rides. La diffusion du soliton par la morphologie du fond sera ainsi beaucoup plus forte que la diffusion de l'onde harmonique.

L'évolution temporelle du déphasage φ_s entre le soliton et l'onde harmonique est représentée sur la Fig. 5. De même que l'amplitude du soliton A_s , le déphasage φ_s décroît significativement avec le temps. Au début de l'essai, lorsque les rides n'ont pas eu le temps de se former, la valeur de φ_s est approximativement de 1 rad ;

cette valeur est proche de 0 rad à la fin du test. Des études ont été réalisées pour les solitons excités dans le cas d'ondes électromagnétiques se propageant sur le fond d'une onde harmonique dans des circuits de type LC en mode résonnant [6]. Des équations pour l'amplitude et la phase du soliton ont été proposées dans ce cas ; les résultats obtenus ont montré que l'amplitude et la phase du soliton diminuent lorsque la dissipation d'énergie augmente, ce que nous observons dans cette étude. La détermination d'équations d'amplitude et de phase pour les solitons hydrodynamiques excités en eau peu profonde, par analogie avec le cas des ondes électromagnétiques, et en tenant compte de la dissipation d'énergie induite par les rides, pourrait permettre de rendre compte des observations expérimentales présentées dans cette étude.

5. Conclusion

Une étude expérimentale a été présentée sur l'interaction soliton–sable dans un canal à houle utilisé en mode résonnant. Les solitons sont générés sur le fond d'une onde harmonique. Un soliton se propage dans chaque direction du canal sur la période temporelle de l'écoulement. A partir d'un fond sableux initialement plat, des rides apparaissent le long du canal, à l'exception de la partie centrale correspondant à la zone de collision des solitons contra-propagatifs. Les résultats obtenus montrent que l'amplitude des solitons et le déphasage entre le soliton et l'onde harmonique décroissent avec le temps lorsque l'amplitude des rides augmente. Cependant, l'amplitude de l'onde harmonique reste approximativement constante. Ce travail est à compléter par une modélisation de l'interaction soliton–sable afin de déterminer des coefficients d'interaction ; ceci pourrait être réalisé à partir d'équations analogues à celles développées pour des solitons excités dans le cas d'ondes électromagnétiques.

Remerciements

Les auteurs remercient le Pr. I. Mutabazi pour l'invitation d'A. Ezersky au L.M.P.G. de l'université du Havre et pour les encouragements à la réalisation de ces travaux.

Références

- [1] G. Vittori, P. Blondeaux, Sand ripples under sea waves – Part 2. Finite-amplitude development, *J. Fluid Mech.* 218 (1990) 19–39.
- [2] A. Jarno-Druaux, J. Brossard, F. Marin, Dynamical evolution of ripples in a wave channel, *Eur. J. Mech. B Fluids* 23 5 (2004) 695–708.
- [3] A. Ezersky, O. Poloukhina, J. Brossard, F. Marin, I. Mutabazi, Modélisation des ondes solitaires excitées dans un canal en eau peu profonde, in : 16^{ème} Congrès Français de Mécanique (sur CD), Nice, septembre 2003.
- [4] M. Remoissenet, *Waves Called Solitons, Concepts and Experiments*, 3^e édition, Springer, Berlin, 1996.
- [5] J.F.A. Sleath, *Sea Bed Mechanics*, Wiley, New York, 1984.
- [6] L.A. Ostrovsky, A.I. Potapov, *Modulated Waves – Theory and Applications*, Johns Hopkins University Press, Baltimore, 1999.