

7<sup>e</sup> JOURNEES DE L'HYDRODYNAMIQUE

MARSEILLE - 8, 9, 10 MARS 1999

## ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DES SEICHES PARASITES GENEREES DANS LES BASSINS DE HOULE

B. Molin<sup>1</sup>, Y. Stassen<sup>2</sup>, S. Marin<sup>3</sup>

### Résumé

On s'intéresse ici aux ondes longues parasites qui apparaissent dans les bassins d'essais, et qui sont souvent visibles à l'issue d'essais sur houle. On ne considère que leur déclenchement lors d'essais en houles régulières. Un modèle théorique est proposé, basé sur le concept de tension de radiation et sur les théories d'ondes longues linéarisées. Les prédictions du modèle sont comparées à des résultats purement numériques, et à des mesures expérimentales obtenues lors d'essais dédiés dans le bassin de traction de l'ECN. Le modèle est finalement mis à profit pour corriger le mouvement du batteur, à sa mise en route et à son arrêt, de manière à absorber les ondes longues.

### Summary

In this paper we are interested with the spurious long waves, that appear in model basins, after tests in regular or irregular waves. We deal with regular waves only. A theoretical model is proposed, based on the concept of radiation stress and on the linearized shallow water equations. Theoretical predictions are compared with results from a numerical wavetank, and with experimental data obtained through dedicated tests in the ECN towing tank. Finally advantage is being taken of the theoretical model to correct the motion of the wavemaker, in order to annihilate the spurious long waves.

---

<sup>1</sup>ESIM, 13 451 Marseille Cedex 20, molin@esim.imt-mrs.fr

<sup>2</sup>Ifremer, BP 70, 29 280 Plouzané

<sup>3</sup>Sirehna, 1 rue de la Noë, 44 321 Nantes Cedex 03

## INTRODUCTION

Le phénomène que l'on étudie ici est bien connu des opérateurs de bassins : après un essai sur houle, lorsque les vagues générées par le batteur ont été absorbées par la plage et que le bassin revient au calme, il est fréquent de voir subsister un lent mouvement de va et vient de l'eau du bassin. Cette seiche, qui apparaît principalement à la période du premier mode propre ( $T_1 \simeq 2l/\sqrt{gh}$ ,  $l$  étant la longueur et  $h$  la profondeur), s'amortit lentement si bien qu'il s'avère souvent nécessaire de patienter plusieurs dizaines de minutes avant de procéder à l'essai suivant.

Bien que ces seiches diminuent appréciablement la productivité des bassins d'essais, et que l'on puisse se poser des questions sur le biais qu'elles causent aux mesures expérimentales (car il est fort hypocrite de croire qu'elles ne sont générées qu'à l'arrêt du batteur et pas à sa mise en route), il semble qu'elles aient été peu étudiées, et que les mécanismes générateurs n'aient pas été clairement mis en évidence.

Dans le cadre d'un projet CLAROM<sup>4</sup> portant sur l'amélioration de la connaissance de la houle générée en bassin, une attention particulière a été portée sur ce problème. Cette communication rassemble les principaux résultats obtenus.

On présente tout d'abord quelques résultats expérimentaux, obtenus dans le bassin de traction de l'Ecole Centrale de Nantes. On argumente ensuite que les mécanismes générateurs sont de deuxième ordre (par rapport à l'amplitude de la houle produite), et on propose un modèle théorique très simple, basé sur le concept de tension de radiation. Ce modèle est limité aux essais sur houle régulière. Ses prédictions sont comparées d'une part aux mesures expérimentales et d'autre part à des résultats obtenus par un modèle numérique simulant, au troisième ordre inclus, la houle générée en bassin (Stassen, 1999). Enfin on met à profit le modèle théorique pour définir un mouvement corrigé du batteur assurant l'absorption des ondes longues générées et on valide expérimentalement la démarche.

## I. CAMPAGNES EXPERIMENTALES

La figure 1 présente le bassin de traction de l'Ecole Centrale de Nantes (vu du dessus) et l'instrumentation mise en place lors d'une des campagnes réalisées. Cette instrumentation consiste principalement en des capteurs de mesure de l'élévation de surface libre, symbolisés par  $L_n$ ,  $O_n$  et  $W_n$  sur la figure :  $L_n$  pour lyre résistive numéro  $n$ ,  $O_n$  pour la sonde ORCA de l'Ifremer et  $W_n$  pour le capteur optique WAVEYE de Sirehna. Un des objectifs du projet CLAROM était de comparer les mesures fournies par différents types de sonde, aussi les capteurs  $O_1$ ,  $L_1$ ,  $W_1$  sont-ils disposés (à quelques centimètres près) à la même abscisse le long du bassin. Le mouvement du batteur est enregistré par le capteur de déplacement (CD1) servant au pilotage du vérin, et par un accéléromètre (A1). Ce batteur est de type volet humide, l'axe de rotation se situant à 47 centimètres au dessus du fond du bassin. Le mouvement du vérin est mesuré à la cote 3.63 m par rapport au fond. Enfin un capteur de pression (CP1) est immergé derrière la plage, dans le "petit port", à 1.40 m sous la surface libre. A cette immersion les ondes courtes, déjà bien atténuées par la plage, ne se font guère ressentir et les enregistrements délivrés par le capteur de pression font fort bien apparaître, après filtrage, les modes propres du bassin.

Pendant tous les essais réalisés la profondeur d'eau était de 2.785 m.

Pour finir la description, quelques détails sur la plage : partant du fond du bassin, elle consiste d'abord en un plan incliné de 5 m de long et de 20 % de pente, suivi d'une partie articulée en pied, longue de 3.8 m et d'inclinaison ajustable en fonction de la profondeur d'eau. De forme parabolique, cette partie est revêtue d'un caillebotis et s'ouvre en son milieu pour permettre la communication du bassin avec le petit port (servant aux réglages hydrostatiques des maquettes).

<sup>4</sup> "Houle générée en bassin et dans les modèles numériques", réunissant Sirehna, le Bassin d'Essais des Carènes, l'ESIM, l'EDF (LNH), l'Ifremer, Principia et Sogreah.

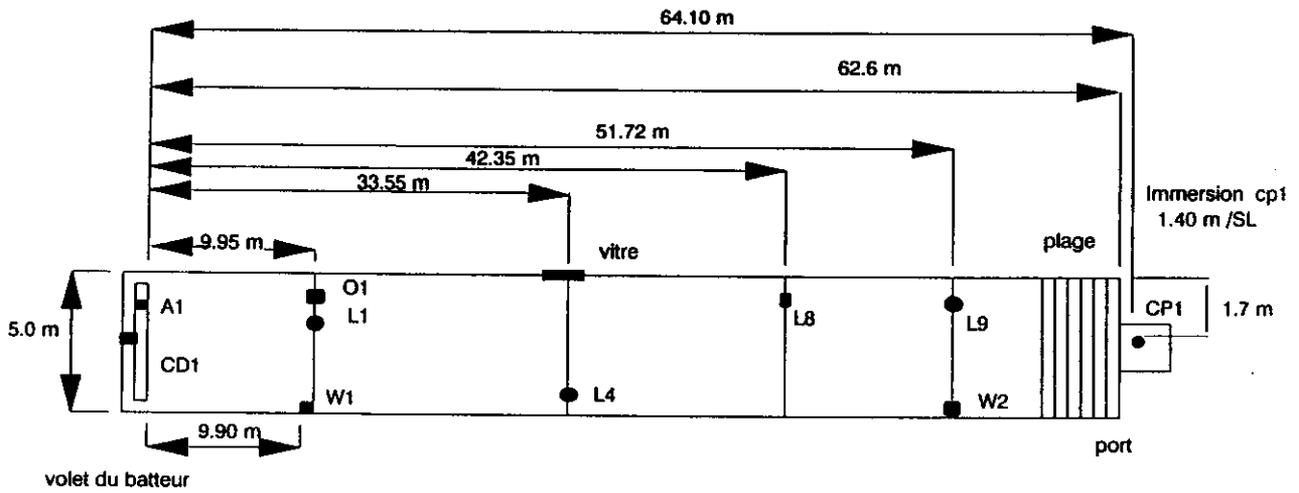


Figure 1. Dispositif expérimental

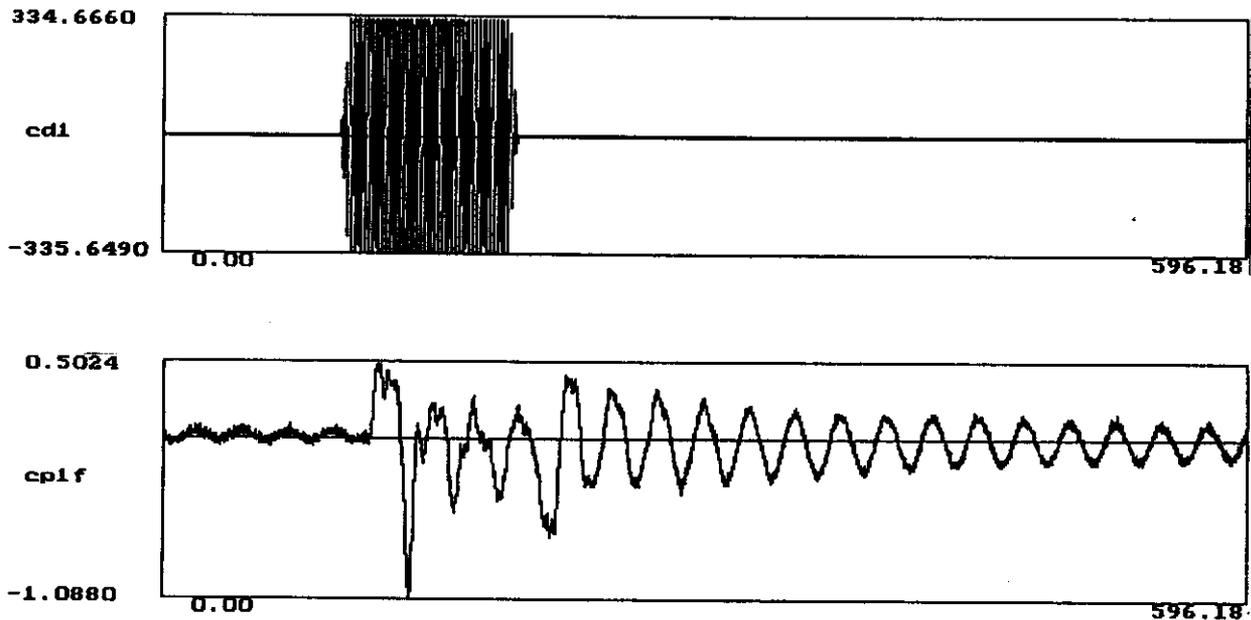


Figure 2. Essai hb426. Mouvement du batteur et enregistrement (filtré) du capteur de pression

La figure 2 montre le mouvement du batteur lors de l'essai hb426, et l'enregistrement délivré par le capteur de pression pendant et après l'essai. La période d'oscillation du vérin est de 2.4 s, l'amplitude de son mouvement 32 cm. Le batteur est mis en route 100 secondes après le début de l'acquisition, par une rampe linéaire sur deux périodes, maintenu en mouvement pendant environ 90 secondes, et arrêté sur deux périodes. Pour cet essai les amplitudes de houle, obtenues par l'analyse harmonique des signaux délivrés par les sondes L1, O1 et W1, sont comprises entre 21.9 et 23.4 centimètres (donnant une cambrure  $H/L$  voisine de 5 %).

Considérant maintenant le signal délivré par le capteur de pression (en millibars), on peut faire les observations suivantes : on distingue tout d'abord, avant la mise en route du batteur des oscillations résiduelles de faible amplitude, à une période de 25 secondes qui est celle du premier mode propre.

Puis, après la mise en route, une augmentation de la pression d'environ 0.4 millibar (soit une montée du niveau d'eau de 4 mm). Cette surpression se produit avant l'arrivée des vagues en bout de bassin, à un temps  $l/\sqrt{gh}$  après la mise en route du batteur. Apparaissent ensuite des oscillations, pendant la phase d'essai, toujours à une période de 25 secondes mais avec visiblement d'autres composantes fréquentielles, autour d'une valeur moyenne négative. Arrive alors l'arrêt du batteur, l'enregistrement prend l'allure d'une sinusoïde très faiblement amortie, toujours à la période de 25 secondes. Son amplitude initiale est de l'ordre de 0.4 millibar, ce qui correspond à un mouvement horizontal de l'eau de  $\pm 3$  cm en milieu de bassin.

Comme première explication à l'apparition de ces oscillations on peut avancer l'idée que, comme tout système mécanique, le bassin voit ses modes propres sollicités dans les phases transitoires que sont le passage de l'état de repos à celui de houle établie, puis de celui de houle établie à l'état de repos. Dans le cadre d'une théorie linéaire, et en l'absence de plage (le bassin se terminant par un mur), il est relativement aisé de résoudre le problème et d'exhiber l'amplitude des modes propres générés à la mise en route et à l'arrêt du batteur. On peut alors envisager d'étendre cette approche linéaire du problème en rajoutant la prise en compte de la plage, mais il s'agit là d'une fausse piste. Les simulations numériques effectuées avec le modèle de l'Ifremer, décrit plus loin, montrent de façon convaincante que les modes propres sont fort peu sollicités dans le cadre d'une modélisation linéaire, et qu'ils n'apparaissent qu'à l'ordre deux.

## II. MODELE THEORIQUE

Postulant (pour l'instant) que les mécanismes générateurs sont de deuxième ordre, on propose ici un modèle théorique simplifié, qui rend compte des ondes longues produites lors des phases d'établissement et de disparition de la houle. On se base sur un cadre théorique utilisé en génie côtier pour prédire les courants de houle et on renvoie, par exemple, à Mei (1983, ch. 10) pour des détails. Le principe est de définir deux échelles de temps, l'une associée à la période de la houle, l'autre à ses fluctuations d'amplitude, si bien que l'élévation de surface libre, au premier ordre d'approximation, se met sous la forme :

$$\eta^{(1)}(x, t) = \Re \left\{ A(\mu x, \mu t) e^{i(kx - \omega t)} \right\} \quad (1)$$

$A$  étant l'amplitude complexe à variation lente en  $x$  et  $t$ , et  $\mu$  un petit paramètre formel.

Corrélativement on introduit le courant moyenné sur la profondeur, également à variation lente en  $x$  et  $t$  :

$$U(\mu x, \mu t) = \frac{1}{h} \overline{\int_{-h}^{\eta} u \, dy} \quad (2)$$

(où la barre signifie valeur moyenne sur une période), et l'élévation lente  $\zeta(\mu x, \mu t)$ . On établit alors (Mei, 1983) que  $U$  et  $\zeta$  satisfont les équations de Saint-Venant, que l'on peut ici linéariser, les variations de profondeur et les termes convectifs de l'accélération étant négligeables :

$$\zeta_t + h U_x = 0 \quad (3)$$

$$U_t + g \zeta_x = -\frac{1}{\rho h} S_x \quad (4)$$

(le paramètre formel  $\mu$  étant maintenant omis) où  $S(x, t)$  est la "tension de radiation" :

$$S = \rho g \frac{A A^*}{4} \left( 1 + \frac{4kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (5)$$

Il convient de noter que dans cette approche  $U$  inclut le transport de masse, dont le débit volumique est  $1/2 A A^* g k / \omega$ .  $U$  et  $\zeta$  satisfont les conditions aux limites :

$$U(0, t) = U(l, t) = 0 \quad (6)$$

$$\zeta(x, 0) = \zeta_t(x, 0) = 0 \quad (7)$$

le batteur étant démarré à  $t = 0$ . On considère donc ici que, pour les ondes longues étudiées, la plage est inexistante, ou qu'elle est équivalente à un mur.

Les équations en  $U$  et  $\zeta$  sont résolues en les décomposant sur la base des modes propres du bassin :

$$U(x, t) = \sum_{n=1}^N U_n(t) \sin \lambda_n x \quad (8)$$

$$\zeta(x, t) = \sum_{n=1}^N \zeta_n(t) \cos \lambda_n x \quad (9)$$

où  $\lambda_n = n\pi/l$ .

En introduisant ces expressions dans les équations (3) et (4), puis en intégrant la seconde en  $x$ , et enfin en tirant parti de l'orthogonalité des fonctions  $\cos \lambda_n x$  sur  $[0, l]$ , on obtient :

$$\dot{\zeta}_n = -\lambda_n h U_n \quad (10)$$

$$\dot{U}_n = g \lambda_n \zeta_n + \frac{g \lambda_n}{2hl} \left(1 + \frac{4kh}{\sinh 2kh}\right) \int_0^l A A^* \cos \lambda_n x dx \quad (11)$$

Le batteur étant mis en route à  $t = 0$ , une approximation très grossière pour  $A$  consiste à écrire que le front d'onde est une fonction de Heavyside avançant à la vitesse de groupe  $c_G = \partial\omega/\partial k$  :

$$A(x, t) = a H(c_G t - x) \quad (12)$$

On peut alors obtenir une solution analytique. Effectuant l'intégration en  $x$  dans l'équation (11), et en éliminant, par exemple,  $U_n$ , on obtient pour  $\zeta_n$  l'équation différentielle d'ordre deux :

$$\ddot{\zeta}_n + g \lambda_n^2 h \zeta_n = -\frac{g a^2 \lambda_n}{2l} \left(1 + \frac{4kh}{\sinh 2kh}\right) \sin \lambda_n c_G t \quad (13)$$

La prise en compte des conditions initiales donne la solution, valide pour  $0 \leq t \leq l/c_G$  :

$$\zeta_n(t) = \frac{g a^2}{2l \lambda_n} \left(1 + \frac{4kh}{\sinh 2kh}\right) \frac{1}{gh - c_G^2} \left[ \frac{c_G}{\sqrt{gh}} \sin \lambda_n \sqrt{gh} t - \sin \lambda_n c_G t \right] \quad (14)$$

A des instants inférieurs à  $l/\sqrt{gh}$ ,  $\zeta(x, t)$  peut s'écrire sous une forme plus simple : puisque, pour  $0 \leq V t \leq l$

$$\sum_{n=1}^N \frac{1}{\lambda_n} \sin \lambda_n V t \cos \lambda_n x = \frac{l}{2} H(V t - x) - \frac{V t}{2}, \quad (15)$$

à des instants  $t$  tels que  $t \leq l/\sqrt{gh}$ ,  $\zeta(x, t)$  s'écrit aussi :

$$\zeta(x, t) = \frac{g a^2}{4} \frac{1}{gh - c_G^2} \left(1 + \frac{4kh}{\sinh 2kh}\right) \left\{ \frac{c_G}{\sqrt{gh}} H(\sqrt{gh} t - x) - H(c_G t - x) \right\} \quad (16)$$

L'élévation lente  $\zeta$  consiste donc en la superposition de deux fonctions de Heavyside, la première, positive, avançant à la vitesse critique  $\sqrt{gh}$ , et la seconde, négative, suivant à la vitesse de groupe avec le front de vagues. Cette expression est valide jusqu'à ce que la première atteigne le bout du bassin et s'y réfléchisse. Le courant associé est donné par :

$$U(x, t) = c_G \frac{g a^2}{4h} \frac{1}{gh - c_G^2} \left(1 + \frac{4kh}{\sinh 2kh}\right) \left\{ H(\sqrt{gh} t - x) - H(c_G t - x) \right\} \quad (17)$$

A un instant  $t$  (toujours inférieur à  $l/\sqrt{gh}$ ),  $U$  est nul partout sauf entre les deux fronts. Comme  $U$  inclut le transport de masse, cela signifie que le courant de retour apparaît instantanément au front de vagues. Ce résultat est contraire à l'idée souvent rencontrée que ce n'est que lorsque la houle a atteint

la plage que le courant de retour s'établit.

On peut comparer la valeur du courant moyenné, entre les deux fronts :

$$U = c_G \frac{g a^2}{4h} \frac{1}{gh - c_G^2} \left( 1 + \frac{4kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (18)$$

à celle du courant de retour :

$$u_R = -\frac{1}{2} \frac{a^2 \omega}{h} \coth kh \quad (19)$$

La figure 3 montre le rapport  $U/|u_R|$  en fonction de  $kh$ , pour  $1 \leq kh \leq 10$ . En conditions de profondeur quasi-infinie ( $kh > 3$ ),  $U$  est négligeable devant le courant de retour.

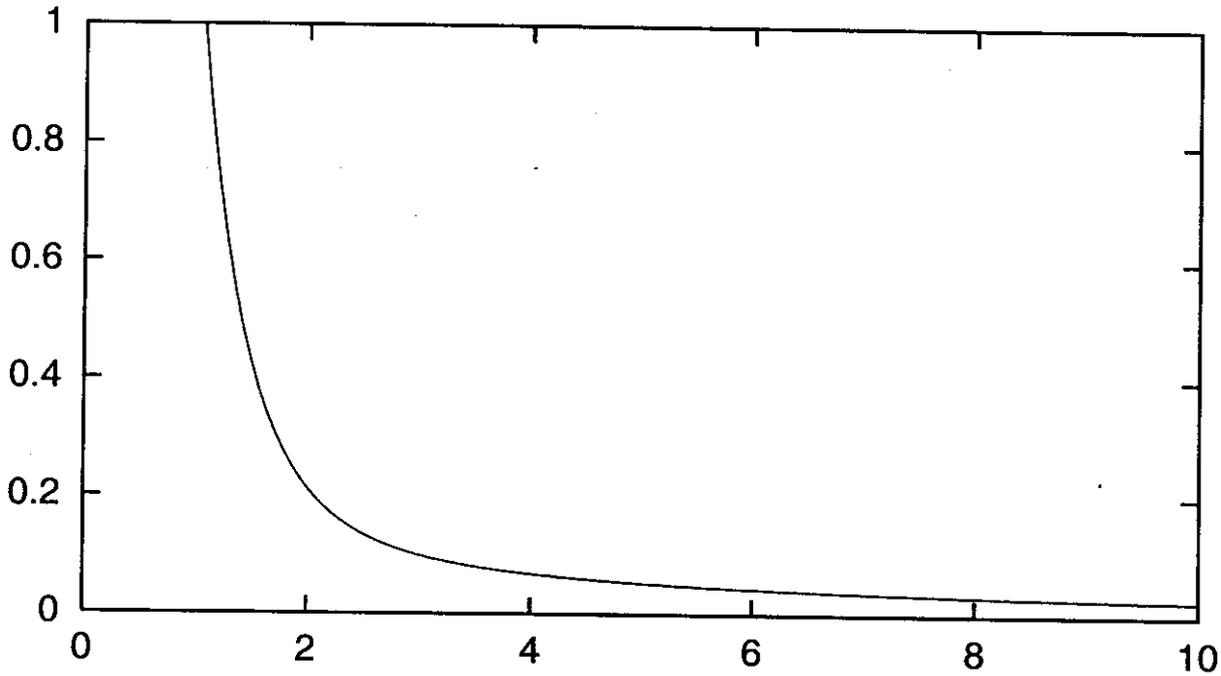


Figure 3.  $U/|u_R|$  en fonction de  $kh$

Au temps  $t = l/c_G$  la houle est établie dans le bassin (on écrit ici qu'elle sort librement en bout de bassin). Le terme de forçage disparaît et l'élévation lente se réduit à une simple superposition des modes propres :

$$\zeta_n = \beta_n \sin \lambda_n \sqrt{gh} t + \gamma_n \cos \lambda_n \sqrt{gh} t \quad (20)$$

Le raccordement avec l'expression (14) donne :

$$\begin{aligned} \zeta_n(t) &= \frac{a^2}{h} \frac{1}{n\pi} \left( 1 + \frac{4kh}{\sinh 2kh} \right) \frac{c_G}{\sqrt{gh}} \frac{1}{1 - c_G^2/gh} \sin \frac{n\pi}{2} \left( \frac{\sqrt{gh}}{c_G} - 1 \right) \\ &\times \cos \frac{n\pi}{2} \left( 1 - \frac{\sqrt{gh}}{c_G} + \frac{2\sqrt{gh} t}{l} \right) \end{aligned} \quad (21)$$

avec la conséquence remarquable que si  $\sqrt{gh}/c_G$  est un nombre entier impair aucun mode propre ne perdure après la phase transitoire.

Il convient de noter que  $|\zeta_n| h/a^2$  ne dépend que de  $kh$  (et pas de la longueur  $l$  du bassin) puisque :

$$\frac{c_G}{\sqrt{gh}} = \frac{\omega}{k \sqrt{gh}} \left( \frac{1}{2} + \frac{kh}{\sinh 2kh} \right) = \sqrt{\frac{\tanh kh}{kh}} \left( \frac{1}{2} + \frac{kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (22)$$

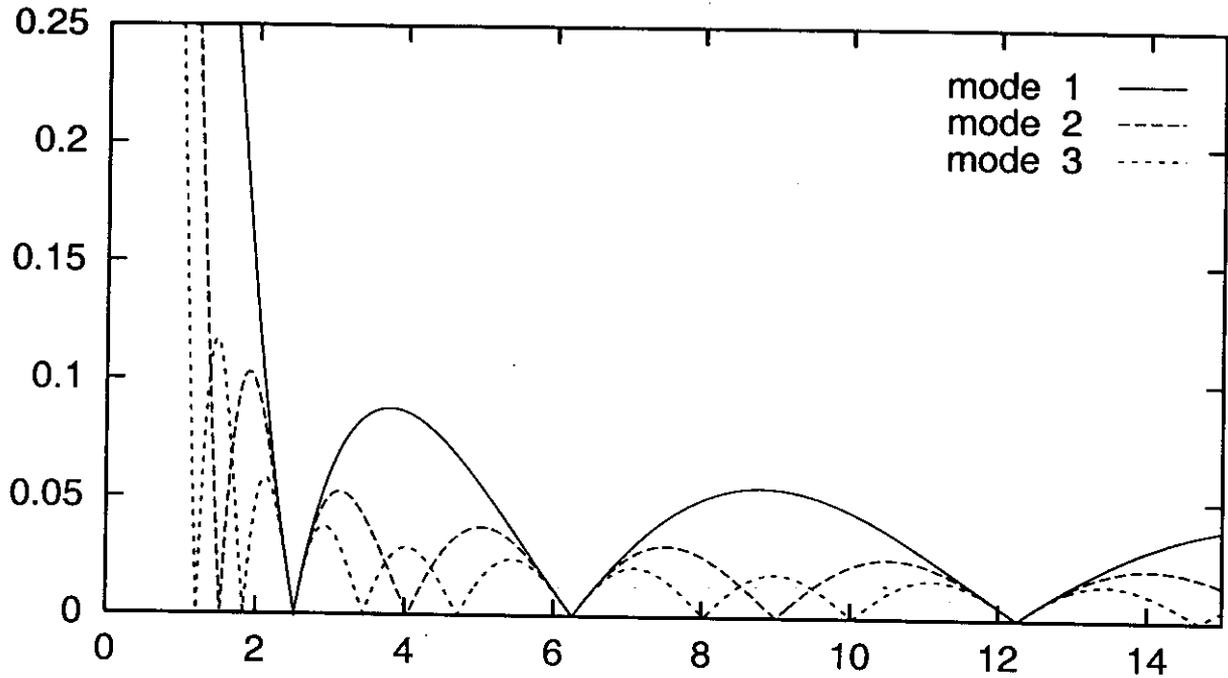


Figure 4. Amplitude  $|\zeta_n| h/a^2$  des trois premiers modes propres en fonction de  $kh$

La figure 4 montre l'amplitude sans dimension  $|\zeta_n| h/a^2$  pour  $n = 1, 2, 3$  en fonction de  $kh$ . C'est aussi l'amplitude de la vitesse du courant moyenné dans la tranche d'eau sous la forme  $|U_n| h^2/(a^2 \sqrt{gh})$ . La valeur limite pour  $kh \rightarrow 0$  est  $3/4$ , pour tous les modes. On constate que les ondes longues apparaissent de façon appréciable lorsque  $kh$  est inférieur à 2. Quelle que soit la valeur de  $kh$  le premier mode est dominant.

Suivant notre modèle, non dissipatif, les oscillations vont se poursuivre indéfiniment tant que le batteur sera en mouvement. En pratique elles s'amortissent lentement par les effets visqueux comme le frottement sur les parois ou la percolation à travers les ouvertures de la plage (ou par le déferlement des vagues, via des couplages non-linéaires).

Quand le batteur est arrêté à  $t = t_e$ , le processus décrit ci-dessus se renverse : l'amplitude de la houle étant maintenant  $a H[x - c_G(t - t_e)]$ , le terme source dans l'équation (4) change simplement de signe. Les expressions (14) à (21) restent valables si l'on en change les signes et si l'on remplace  $t$  par  $t - t_e$ , les modes longs alors générés se superposant à ce qu'il subsiste de ceux produits lors de la phase de mise en route.

## Discussion

On a fait appel à une théorie d'ondes longues sans justifier qu'elle était appropriée pour le bassin de l'ECN. Si l'on considère les modes propres longitudinaux successifs, de nombres d'onde  $\lambda_n$  et pulsations  $\Omega_n$  donnés par :

$$\lambda_n = \frac{n\pi}{l} \quad \Omega_n^2 = g \lambda_n \tanh \lambda_n h \quad (23)$$

on constate que, assez rapidement, avec  $h = 2.785$  m et  $l \simeq 63$  m, lorsque  $n$  augmente,  $\lambda_n h$  n'est pas petit devant un. L'hypothèse d'onde longue ne s'applique guère qu'aux trois ou quatre premiers modes propres. On peut donc soulever quelques doutes sur la validité de notre modèle lorsqu'il est appliqué au bassin considéré.

Dans ce qui précède on n'a pas fait de distinction très nette entre la longueur totale du bassin et la distance du batteur à la plage. En ce qui concerne les premiers modes propres il y a quelque évidence

qu'ils sont insensibles à la plage et que la longueur  $l$  à considérer est la longueur hors tout du bassin. Procédant à rebours, l'application des expressions ci-dessus pour  $h = 2.785$  m et  $T_1 = 25.0$  s donne une longueur  $l$  très légèrement supérieure à 65 m, ce qui suggère que la masse d'eau derrière le batteur participe aussi. En ce qui concerne la houle produite par le batteur, elle est détruite par déferlement environ trois mètres (d'après les observations visuelles) avant l'extrémité du bassin (sans inclure le petit port). Il est possible d'en tenir compte dans notre modèle simplifié, simplement en écrivant que l'amplitude complexe  $A(x, t)$  est nulle au delà du point de déferlement.

Enfin la représentation de l'avancée du front de vagues par une fonction de Heavyside peut paraître par trop simpliste. Au prix d'une résolution numérique des équations (10) et (11), on peut tenir compte de la dispersion, en première approximation, en écrivant l'amplitude complexe sous la forme :

$$A(x, t) = a \frac{e^{-i\pi/4}}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{1}{2} + C(\beta) + i \left[ \frac{1}{2} + S(\beta) \right] \right\} \quad \text{où} \quad \beta = \frac{C_G t - x}{\sqrt{\pi |\partial^2 \omega / \partial k^2| t}} \quad (24)$$

$C(\beta)$  et  $S(\beta)$  étant les intégrales de Fresnel. (Voir, par exemple, Mei, 1983, ch. 2.4).

Les simulations numériques effectuées ont donné pour l'évolution de l'amplitude des premiers modes propres des résultats identiques à ceux obtenus avec la fonction de Heavyside.

Dans les comparaisons présentées plus loin avec les autres résultats (purements numériques et expérimentaux), les équations (10) et (11) sont résolues numériquement, ce qui permet d'imposer le point de déferlement et de simuler les rampes de mise en route et d'arrêt du batteur.

### III. MODELE NUMERIQUE

Un canal à houle numérique simulant la propagation de la houle générée par un batteur a été développé par Y. Stassen dans le cadre de sa thèse. Comme dans les modèles SINDBAD de Cointe (1989) ou CANAL de Clément (1993), le cadre théorique est celui des écoulements potentiels et la résolution numérique s'appuie sur la méthode de l'équation intégrale. Une différence importante est que le problème aux limites, non-linéaire, est décomposé en problèmes successifs de premier, deuxième, et troisième ordre, en écrivant :

$$\Phi = \epsilon \Phi^{(1)} + \epsilon^2 \Phi^{(2)} + \epsilon^3 \Phi^{(3)} + \dots \quad (25)$$

$$\eta = \epsilon \eta^{(1)} + \epsilon^2 \eta^{(2)} + \epsilon^3 \eta^{(3)} + \dots \quad (26)$$

$\Phi$  représentant le potentiel des vitesses et  $\eta$  l'élévation de surface libre.

A chaque ordre le problème aux limites à résoudre est de la forme :

$$\Delta \Phi^{(i)} = 0 \quad \text{dans le domaine fluide} \quad (27)$$

$$\Phi_t^{(i)} + \alpha^{(i)}(x) \Phi^{(i)} + g \eta^{(i)} = F^{(i)} \quad \text{en } y = 0 \quad (28)$$

$$\eta_t^{(i)} - \Phi_y^{(i)} = G^{(i)} \quad \text{en } y = 0 \quad (29)$$

$$\Phi_x^{(i)} = H^{(i)} \quad \text{en } x = 0 \quad (30)$$

$$\Phi_y^{(i)} = 0 \quad \text{en } y = -h \quad (31)$$

$$\Phi_x^{(i)} = 0 \quad \text{en } x = l \quad (32)$$

avec  $F^{(1)} = G^{(1)} = 0$ . L'équation (30) suppose que le batteur, au repos, est vertical. Le second membre  $H^{(1)}$  est alors égal à la composante suivant  $x$  de la vitesse du batteur. Pour  $i = 2$  et  $i = 3$  les fonctions  $F^{(i)}$ ,  $G^{(i)}$  et  $H^{(i)}$  font intervenir les solutions obtenues aux ordres précédents, en particulier certaines dérivées d'ordres élevés du potentiel. La détermination numérique de ces dérivées s'avère délicate, surtout au voisinage des intersections parois/surface libre. Une méthode intégrale a été développée en vue de permettre une résolution numérique du problème jusqu'au troisième ordre. Elle est basée sur

l'utilisation de polynômes de degré élevé pour l'interpolation des distributions de singularités (sources et doublets de Rankine) entre les nœuds du maillage. L'utilisation de polynômes de degré  $p+1$  permet d'assurer, en tout point du maillage, la continuité du potentiel et de ses dérivées jusqu'à l'ordre  $p$ . D'un point de vue numérique, les valeurs paires de  $p$  conduisent à des systèmes nettement mieux conditionnés que les valeurs impaires. En pratique on choisit  $p = 4$  afin de calculer correctement les dérivées troisièmes de  $\Phi^{(1)}$  apparaissant dans le problème de troisième ordre. On renvoie à Stassen (1999) pour plus de détails sur le modèle numérique.

D'un point de vue physique, la houle considérée étant à contenu fréquentiel étroit, l'ordre 2 fait apparaître, d'une part des composantes haute fréquence (double), et d'autre part des composantes basse fréquence associées à l'évolution spatio-temporelle du signal enveloppe à la houle produite. L'ordre 3 introduit des composantes d'encore plus haute fréquence (triple) et rectifie la solution de premier ordre, au prix d'un comportement séculaire. On renvoie à Molin et Stassen (1998) et à Stassen (1999) les lecteurs intéressés par l'ordre 3, qui ne nous concerne pas ici car il ne fait pas apparaître d'ondes longues.

Le terme  $\alpha^{(i)}(x) \Phi^{(i)}$  figurant dans la condition dynamique de surface libre (28) est un terme de dissipation artificiel destiné à simuler les effets de la plage d'amortissement. Cette méthode dite de "nappe absorbante" est utilisée dans les modèles d'écoulement potentiel comme SINDBAD ou CANAL pour éviter la réflexion de la houle en bout de bassin. Dans le cadre des comparaisons entreprises ici avec des mesures expérimentales, un intérêt important du développement initial en série de perturbation est de permettre l'utilisation de plages différentes aux ordres 1 et 2. A l'ordre 1 le coefficient d'absorption est choisi sous la forme classique :

$$\alpha^{(1)}(x) = 0 \quad \text{pour } x < x_0 \quad \alpha^{(1)}(x) = \alpha_0^{(1)} \frac{(x - x_0)^2}{(x_1 - x_0)^2} \quad \text{pour } x \geq x_0 \quad (33)$$

avec  $x_0 = 50$  m,  $x_1 = 63$  m (extrémité du bassin) et  $\alpha_0^{(1)} = 1.5 \text{ s}^{-1}$ . Ces paramètres ont été choisis de manière à obtenir un taux de réflexion d'environ 5 % comparable aux observations expérimentales. A l'ordre 2 le coefficient d'absorption  $\alpha^{(2)}$  est pris égal à 0 sur toute la surface libre afin de permettre la réflexion complète des ondes longues très peu amorties.

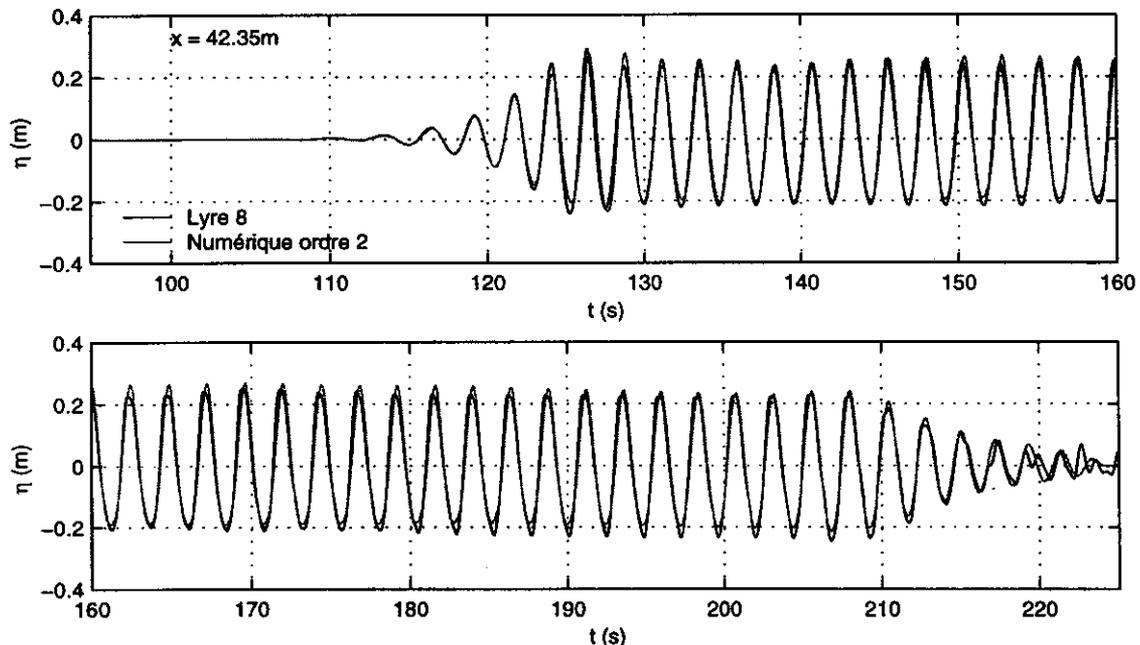


Figure 6. Essai hb426. Comparaison entre élévations mesurées et calculées à la sonde L8

A titre de validation du modèle numérique, on présente sur la figure 6, toujours pour le même essai hb426, une comparaison entre les élévations mesurée et calculée à 42.35 m du batteur. On constate que

l'accord est très satisfaisant. A cette cambrure voisine de 5 % les effets non linéaires restent modérés.

#### IV. ETUDE DES ONDES LONGUES

On considère toujours l'essai hb426. Pour cette période de 2.4 s et à la profondeur de 2.785 m, le paramètre  $kh$  est égal à 2. La figure 4 montre que le premier mode propre se trouve alors fortement sollicité. C'est ce qui a été observé expérimentalement et c'est la raison pour laquelle on se concentre ici sur cet essai.

On présente tout d'abord quelques résultats sur le courant moyen généré lors de la propagation du front de vagues. Ces résultats sont purement numériques, les tentatives de vélocimétrie effectuées lors des différentes campagnes étant restées infructueuses. On compare donc la vitesse horizontale de l'écoulement  $\partial\Phi^{(2)}/\partial x$  obtenue au deuxième ordre par le modèle numérique, avec la vitesse moyenne  $U$  du modèle théorique, à laquelle on a retranché la vitesse induite par le transport de masse  $1/2 AA^* g k / (\omega h)$ . La figure 7 montre, 15 secondes après la mise en route du batteur, le long du bassin, les deux vitesses, celle théorique étant tracée avec et sans rampe de mise en route. La vitesse numérique représentée est celle calculée au fond du bassin. Il a été vérifié que le modèle numérique donne, après filtrage, des vitesses de deuxième ordre constantes dans la tranche d'eau, sauf aux extrémités du domaine et aux deux fronts.

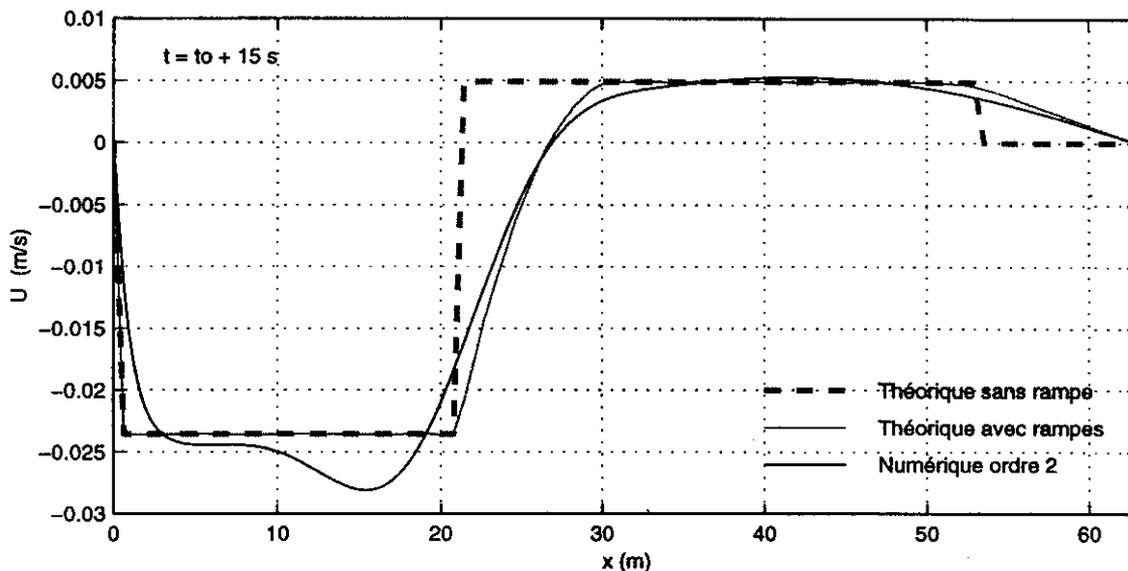


Figure 7. Essai hb426. Vitesses lentes le long du bassin

On constate que la prise en compte de la rampe de mise en route dans le modèle théorique conduit à un accord remarquable avec les résultats numériques.

La figure 8 présente les deux vitesses en fonction du temps, au niveau de la sonde L8, à 42.35 m du batteur, avec à nouveau un bon accord.

Les résultats du modèle numérique confirment les conclusions de l'approche théorique, en particulier le déclenchement du courant de retour dès le passage du front de vagues.

On présente maintenant une comparaison entre les élévations calculées, par les deux approches, et mesurées. On rappelle que dans le modèle numérique l'élévation d'ordre deux est obtenue à partir des

solutions de premier et deuxième ordres par :

$$\eta^{(2)}(x, t) = -\frac{1}{g} \Phi_t^{(2)} - \frac{1}{g} \eta^{(1)} \Phi_{tz}^{(1)} - \frac{1}{2g} (\nabla \Phi^{(1)})^2 \quad (34)$$

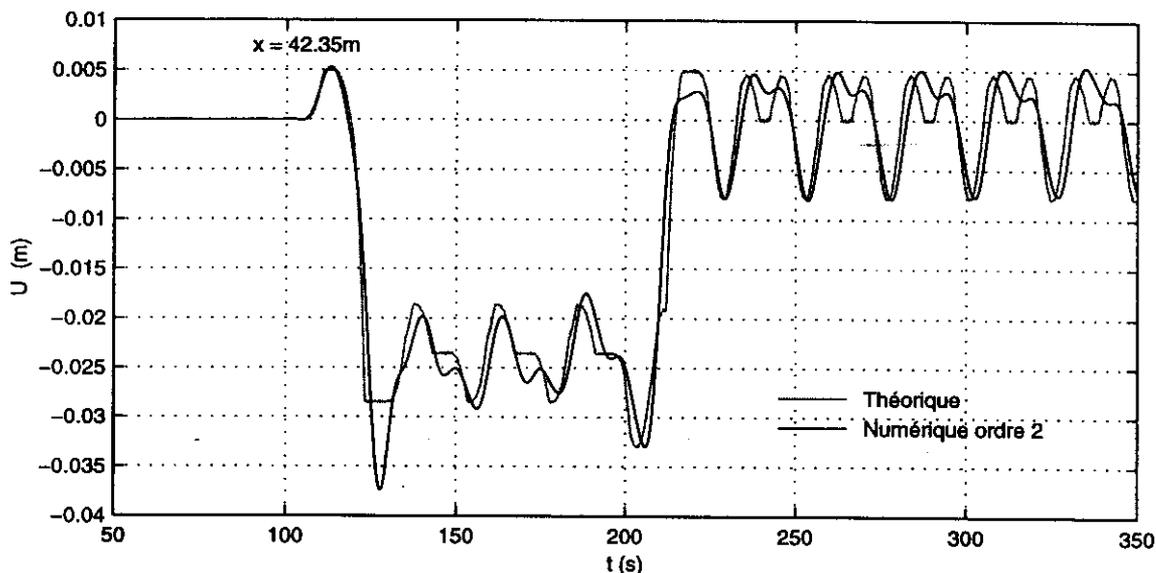


Figure 8. Essai hb426. Vitesses lentes en fonction du temps, à la sonde L8

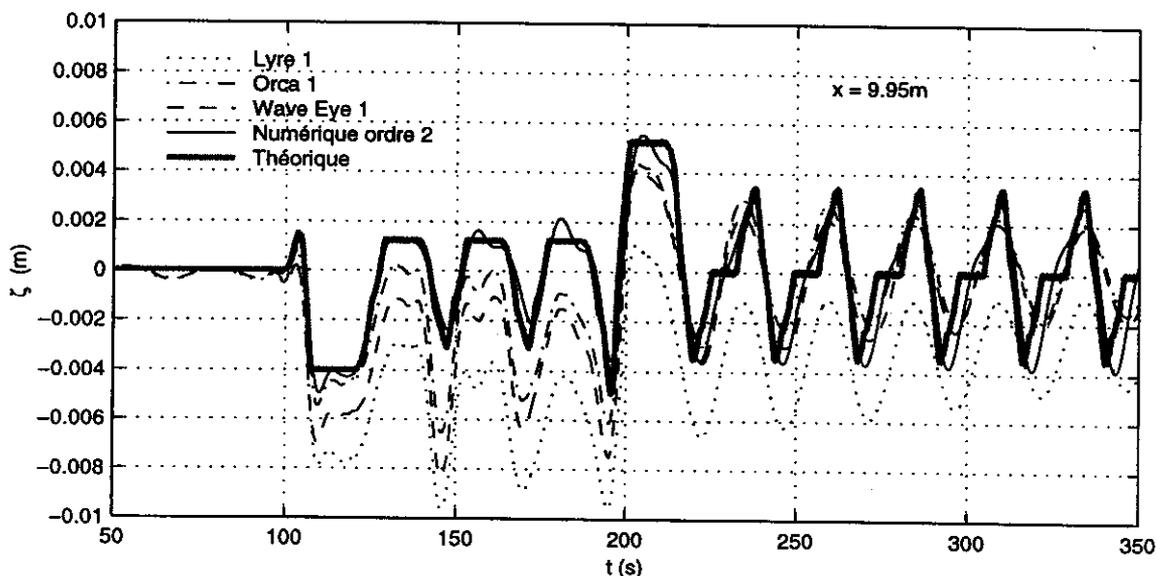


Figure 9. Essai hb426. Élévations lentes mesurées et calculées à 9.95 m du batteur

Les mesures d'élévation sont traitées par un filtre passe bas, Butterworth ordre 4, la fréquence de coupure étant choisie égale au tiers de la fréquence de houle. Le même traitement est appliqué à la valeur calculée de l'élévation de deuxième ordre  $\eta^{(2)}$  pour séparer les composantes haute et basse fréquences.

On présente sur les figures 9 et 10 la triple comparaison expérimental/numérique/théorique des élévations lentes obtenues à 9.95 et 42.35 m du batteur, en fonction du temps. On constate sur la figure 9 que les trois capteurs de houle fournissent des résultats différents, en particulier sur l'affaissement

du niveau moyen pendant le passage des vagues (de 100 à 200 secondes). Il convient de remarquer que la valeur extraite par le filtrage représente alors de 1 à 2 % de l'amplitude des vagues. Après le passage des vagues la sonde ORCA et le capteur WAVEYE se réaccordent cependant que la lyre résistive peine à retrouver le bon niveau moyen. On touche du doigt un des problèmes étudiés lors du projet CLAROM d'où est extraite cette publication, qui est celui de la précision de la mesure. Il est réconfortant de constater que les trois capteurs s'accordent mieux sur l'amplitude des oscillations qui apparaissent à la période du premier mode propre, et que ces oscillations sont très proches de celles prédites par les modèles théoriques et numériques.

La figure 10 montre que la surélévation qui apparaît avant l'arrivée du front de vagues est bien captée par la lyre résistive et qu'elle est en bon accord avec les prédictions numériques et théoriques. A cette distance du batteur, voisine d'une demi-longueur de bassin, le premier mode propre apparaît moins nettement que sur la figure précédente. On note que des divergences apparaissent graduellement entre le modèle théorique et le modèle numérique, en ce qui concerne les oscillations à la période du deuxième mode propre. On peut mettre en cause les effets dispersifs, absents du modèle théorique.

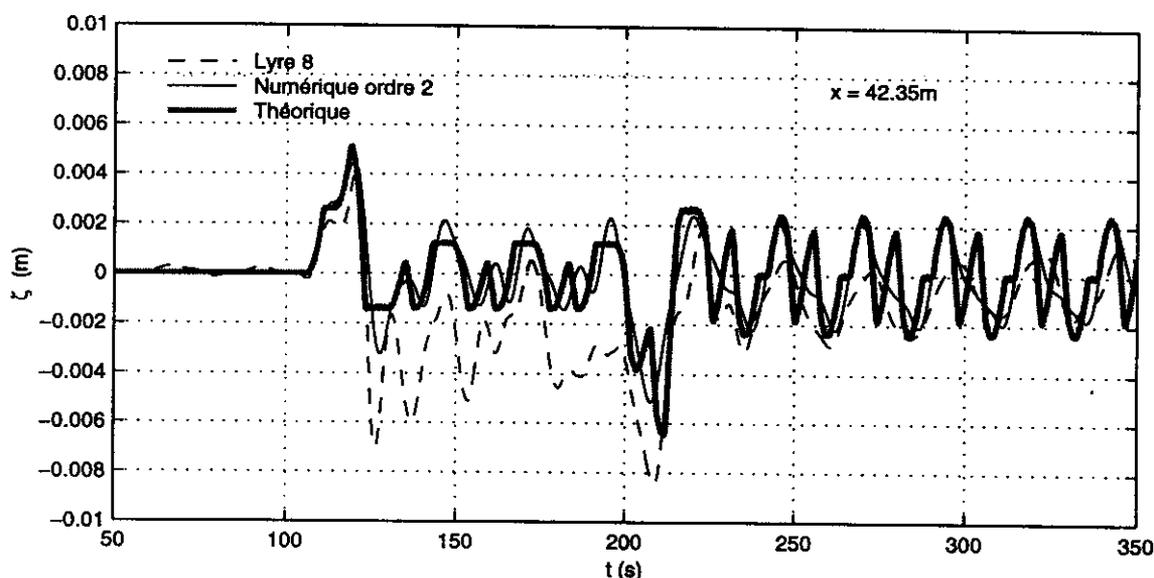


Figure 10. Essai hb426. Elévations lentes mesurées et calculées à 42.35 m du batteur

## V. ELIMINATION DES ONDES LONGUES

Dans cette dernière partie on présente brièvement quelques considérations et quelques résultats sur l'élimination des ondes longues parasites.

Dans la mesure où, une fois la houle établie dans le bassin, l'amplitude et la phase des ondes longues sont connues, on peut envisager de les absorber en pilotant le batteur de façon à générer des ondes longues directement opposées. Ce principe soulève un problème préliminaire qui est celui de la fonction de transfert du batteur lorsqu'il est actionné à des périodes de l'ordre de 25 secondes.

Une campagne d'essais a été réalisée qui consistait à actionner le batteur aux périodes des 3 premiers modes propres (25., 12.8 et 8.6 secondes) pendant une dizaine de cycles, avec une amplitude de 10 centimètres. L'acquisition était prolongée plusieurs minutes après l'arrêt du batteur. Les phases de croissance et de décroissance des modes ont été analysées.

Les taux d'amortissement tirés de la phase de décroissance ont été comparés à des prédictions théoriques ne tenant compte que du frottement laminaire sur les parois. Les valeurs expérimentales se sont avérées environ 50 fois supérieures. Il est probable que, dans le bassin de l'ECN, la dissipation d'énergie des modes propres résulte principalement des pertes de charge de l'écoulement à travers les fentes de la plage. Il a aussi été trouvé que les taux d'amortissement des trois premiers modes sont

sensiblement égaux, lorsque l'on considère la proportion d'énergie dissipée par cycle. Il en résulte que, en **temps**, le premier mode disparaît plus lentement que les deux autres. On comprend alors que le premier mode propre soit le plus visible expérimentalement : d'une part c'est le plus sollicité et d'autre part c'est le moins amorti.

En ce qui concerne la phase de croissance des modes, il a été trouvé qu'elle est conforme à la théorie linéaire. Après deux ou trois cycles la dissipation d'énergie se fait ressentir si bien que l'amplitude du mode ne croît plus de façon linéaire en temps.

Ces résultats ayant été obtenus une tentative a été effectuée d'absorption du premier mode propre en actionnant le batteur à la période de 25 secondes pendant deux fois deux cycles, la première fois lors de la phase d'établissement de la houle et la seconde lors de sa phase de disparition. L'amplitude et les instants de démarrage de ces cycles ont été déterminés préalablement aux essais, par des simulations numériques effectuées avec le modèle théorique simplifié.

On présente sur la figure 11, qui correspond à la figure 2, le mouvement modifié du batteur, et le nouvel enregistrement (filtré) délivré par le capteur de pression. On constate que les oscillations à 25 secondes ont été fortement diminuées, à la fois pendant la phase d'essai et pendant celle de retour au calme du bassin.

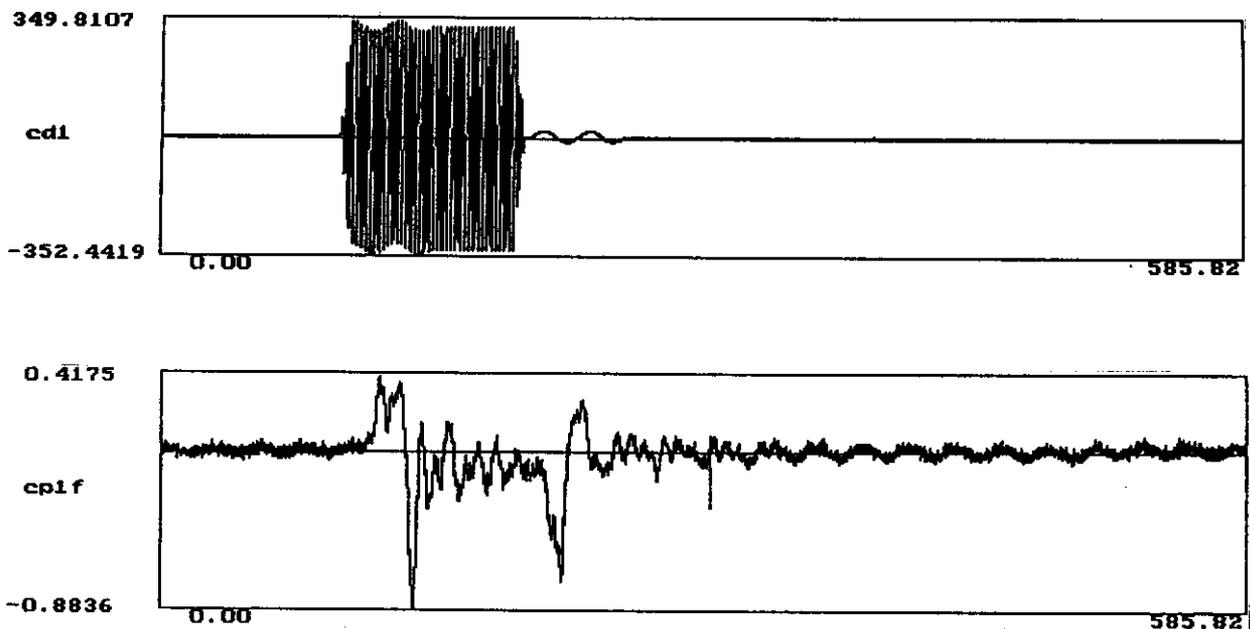


Figure 11. Essai hb427. Mouvement corrigé du batteur et enregistrement du capteur de pression

## CONCLUSION

Faute d'espace, on n'a présenté de résultats que pour le seul essai hb426. Bien d'autres ont été réalisés, à des périodes allant de 1.6 à 2.8 secondes. Un deuxième essai a aussi été effectué à 2.4 secondes avec une amplitude plus faible du mouvement du batteur (240 mm contre 320 mm).

Aux périodes inférieures à 2.4 secondes, les modes propres ne sont guère sollicités (comme le prédit le modèle théorique) et la comparaison calcul-expérience n'est guère significative. Pour le second essai à 2.4 s et pour celui à 2.6 s, la comparaison entre calculs et mesures filtrées est aussi bonne que pour l'essai hb426, et la procédure d'absorption du premier mode propre fonctionne parfaitement. A 2.8 s elle fonctionne moins bien, l'amplitude du mode n'est diminuée que de 50 % environ. Une explication

plausible est qu'à cette longue période de houle la plage d'absorption fonctionne mal et que le taux de réflexion est important. Le modèle théorique utilisé pour piloter le batteur suppose 0 % de réflexion.

On peut donc raisonnablement conclure que le modèle théorique présenté ici décrit correctement les mécanismes générateurs des ondes longues. Si, dans le bassin de traction de Nantes, l'amplitude des modes propres générés est faible, il apparaît d'après le modèle qu'elle peut devenir très appréciable en eau peu profonde, pour des valeurs de  $kh$  comprises entre 0 et 2. Les résultats obtenus ici sont sans doute d'intérêt supérieur pour le génie côtier que pour les structures offshore, en grande profondeur. Il reste à les étendre au cas où la houle générée est une houle irrégulière.

Une difficulté rencontrée dans cette étude est liée à la précision de la mesure délivrée par les capteurs, lorsqu'on veut mettre en évidence des quantités fines comme les composantes à basse fréquence. Certaines observations expérimentales, comme une baisse générale du niveau moyen pendant la génération de la houle (en violation apparente avec le principe de conservation de la masse), peuvent difficilement s'expliquer autrement que par une aberration de la mesure.

Enfin il est fort regrettable de ne pas avoir à présenter de résultats expérimentaux sur le profil du courant de retour. La littérature à ce sujet est assez contradictoire. Certains auteurs, sur la base de mesures en canal à houle, prétendent que, au lieu de présenter un profil constant dans la tranche d'eau comme l'exige la théorie potentielle, le courant de retour tend à s'opposer directement au transport de masse (voir par exemple Moe & Arntsen, 1996). La houle générée se rapproche alors d'une houle de Gerstner. C'est là un problème qui reste ouvert.

## REFERENCES

- CLÉMENT, A. 1993. "Exemples de simulation d'écoulements instationnaires non-linéaires à surface libre par la méthode mixte Euler-Lagrange", Actes des Troisièmes Journées de l'Hydrodynamique, Grenoble.
- COINTE, R. 1989. "Quelques aspects de la simulation numérique d'un canal à houle", mémoire de thèse ENPC.
- MEI, C.C. 1983. *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*, Wiley-Interscience.
- MOE, G. et ARNTSEN, O. 1996. "Particle velocity distribution in surface waves", Proc. 25th International Conf. Coastal Engineering ASCE, Orlando.
- MOLIN, B. et STASSEN, Y. 1998. "A procedure to remove secularity in third-order numerical tanks", Proc. 13th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Alphen aan den Rijn.
- STASSEN, Y. 1999. "Simulation numérique d'un canal à houle bidimensionnel au troisième ordre d'approximation par une méthode intégrale", mémoire de thèse de Docteur-Ingénieur, Université de Nantes.