

8^{èmes} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

5, 6, 7 MARS 2001 - NANTES

Simulation bidimensionnelle des écoulements dans une baie de forage Etude des modes de résonance et des amortissements

2D flow simulation in a moonpool Natural modes and damping evaluation

C. Maisondieu¹ - B. Molin² - O. Kimmoun² - L. Gentaz³

¹ IFREMER Centre de Brest TMSI/RED/HA - BP 70 - 29280 Plouzané – Tel : 02 98 22 47 33 – Fax : 02 98 22 47 35

² Ecole Supérieure d'Ingénieurs de Marseille - 13451 Marseille cedex 20 – Tel : 04 91 05 46 41 – Fax : 04 91 05 46 15

³ Ecole Centrale de Nantes LMF-DHN - BP 92101 - 44321 Nantes Cedex 3 – Tel : 02 40 37 25 96 – Fax : 02 40 37 25 23

Résumé

Certains navires destinés aux opérations marines sont équipés d'une baie (moonpool) permettant la manipulation et la mise à l'eau, à l'abri de la houle, de structures ou d'engins sous-marins. Un des problèmes hydrodynamiques lié à la présence d'une telle baie est l'apparition éventuelle de phénomènes de résonance. La caractérisation des écoulements dans le moonpool passe par l'identification de ces modes de résonance et des amortissements. Il convient donc en particulier de pouvoir modéliser correctement la dissipation d'énergie. Cette dissipation se fait par radiation d'un champ de vagues à l'extérieur, mais aussi et surtout par séparation de l'écoulement au niveau des bouchains vifs à la base de la baie. Ce dernier terme dissipatif est alors associé à une force d'amortissement quadratique.

L'étude présentée ici rassemble un certain nombre de résultats issus de développements théoriques, de simulations numériques en fluide parfait et en fluide visqueux et d'expérimentations en canal d'essais, portant sur l'identification dans une représentation bidimensionnelle des modes résonants dans une baie d'une part et des phénomènes d'amortissement d'autre part.

Summary

One issue in the design of moonpools on floating structures is to prevent natural modes excitation. Therefore, natural periods of fluid motions in the bay as well as damping effects and energy dissipation are to be clearly identified. Energy loss in the moonpool is due to wave radiation as well as viscous effects around the edges at the bottom of the bay. In this study are gathered results obtained from experiments, theoretical developments and numerical simulations in both viscous and perfect fluid. Natural modes are identified, damping coefficients are derived from the analysis of the energy variation inside and outside the moonpool.

1. INTRODUCTION

Certains navires destinés aux opérations marines sont équipés d'une baie (moonpool) permettant la manipulation et la mise à l'eau à l'abri de la houle de structures ou d'engins sous-marins. Ce concept de moonpool trouve aujourd'hui une autre application dans la production pétrolière par très grand fond. Les barges de production telles par exemple la WellHead Barge (WHB®) permettent en effet le développement de baies de grande dimension garantissant un accès protégé aux nombreuses têtes de liaisons fond-surface.

Un des problèmes hydrodynamiques lié à la présence d'une telle baie est l'apparition éventuelle de phénomènes de résonance à l'intérieur de celle-ci. Ces résonances peuvent a priori prendre place sous deux modes distincts. Le mode piston, créé par les fluctuations de pression à la base de la baie, induites par la houle extérieure ; le mode de ballottement, excité, de même, par la houle extérieure, mais également par les mouvements horizontaux de la barge.

La caractérisation des écoulements dans le moonpool passe par l'identification de ces modes de résonance et des amortissements. Les sources principales de la dissipation d'énergie au sein de la baie sont de deux ordres. Tout d'abord la dissipation par radiation d'un champ de vagues à l'extérieur de la barge, mais aussi et surtout une dissipation par séparation de l'écoulement au niveau des bouchains vifs à la base de la baie. L'étude présentée ici rassemble un certain nombre de résultats issus de développements théoriques, de simulations numériques en fluide parfait et en fluide visqueux et d'expérimentations en canal d'essais. Elle porte sur l'identification, dans une représentation bidimensionnelle, des modes résonants verticaux (piston) dans une baie et des phénomènes d'amortissement.

2. ETUDE EXPERIMENTALE

Une étude expérimentale est réalisée dans un canal à houle de faible largeur, permettant d'identifier la dynamique des écoulements dans une baie de forage ainsi que le champ de vagues radiées à l'extérieur. Les essais sont réalisés dans le canal à houle de l'ESIM. Une section de baie est modélisée en introduisant près de la paroi amont du canal un caisson délimitant un domaine intérieur de faible dimension et un domaine extérieur supposé semi-infini (Kimmoun et al., 2000). Le caisson délimitant la baie occupe toute la largeur du canal et l'étanchéité est assurée au niveau des parois. Par la suite, on fait l'hypothèse d'écoulements bidimensionnels dans une tranche d'eau.

Le caisson délimitant la baie de forage a une largeur de 0.2 m. Il est placé à 0.1 m de la paroi (figure 2). Le montage représente en fait la demi-section d'une baie (figure 1) en tenant compte d'une hypothèse de symétrie de l'écoulement par rapport au plan vertical passant par le milieu du moonpool. En reprenant les notations de la figure 1, la baie considérée a une largeur $b = 0.2$ m et la structure flottante une largeur totale $B = 0.6$ m.

Des essais de lâcher sont réalisés permettant de mettre en évidence les modes piston (mouvement vertical) dans le moonpool. Le volume d'air au dessus de la surface libre de la baie est mis en dépression, ce qui entraîne une élévation du niveau d'eau dans cette dernière. Une fois stabilisée, la colonne d'eau est libérée en ramenant la baie instantanément à la pression atmosphérique par ouverture d'une trappe.

Des sondes résistives permettent de mesurer les variations d'élévation de surface libre à l'intérieur et à l'extérieur de la baie. La sonde interne est placée à mi-distance entre la paroi et le caisson ($X = 0.05$ m). La sonde externe est placée en aval à 1.95 m de la paroi (figure 2).

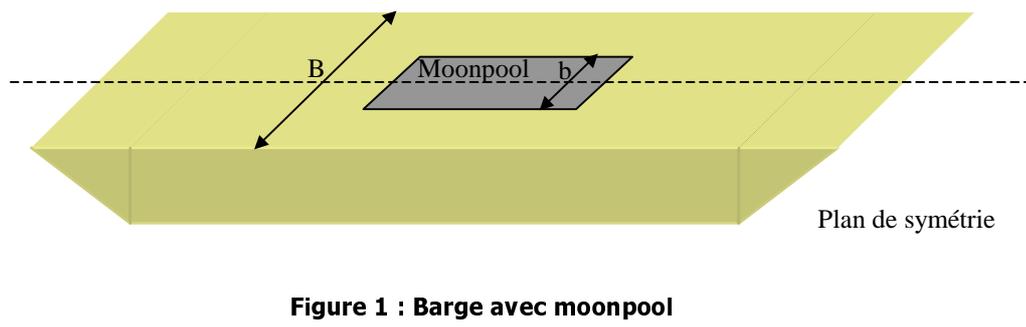


Figure 1 : Barge avec moonpool

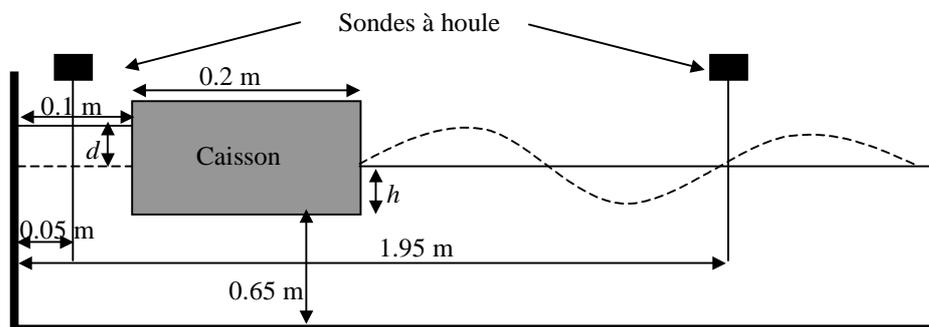


Figure 2 : Montage expérimental - Schéma de principe

Trois différents tirants d'eau h du caisson sont réalisés, en faisant varier la hauteur d'eau dans le canal : $h = 10, 15$ et 20 cm. La hauteur d'eau sous le caisson reste constante et égale à 65 cm.

La longueur utile du canal est de 13 m. Il est équipé à l'extrémité située en aval, d'une plage d'amortissement limitant la réflexion des ondes radiées à l'extérieur de la baie.

3. ETUDE NUMERIQUE

En parallèle à ces essais sur modèle physique est menée une étude numérique reposant sur la modélisation du montage expérimental et la simulation des écoulements et déformées de surface libre dans le canal. Deux modèles numériques sont mis en œuvre pour ces simulations. L'un repose sur la théorie des écoulements potentiels en fluide parfait et l'autre sur l'hypothèse d'un fluide visqueux.

3.1. MODELISATION EN FLUIDE PARFAIT

Le premier code utilisé pour modéliser la baie dans le canal est basé sur une méthode intégrale adaptée à la résolution du problème aux limites formulé en théorie potentielle au deuxième ordre d'approximation (Stassen, 1999).

On fait ici l'hypothèse d'un fluide parfait incompressible et d'un écoulement bidimensionnel, irrotationnel et instationnaire.

Les conditions aux limites sont développées au second ordre suivant la décomposition de Stokes. On obtient ainsi pour le domaine invariant en temps D_0 une succession de problèmes linéaires pour les potentiels des vitesses $\phi^{(n)}$ et les élévations de surface libre $\eta^{(n)}$ ($n = 1, 2$) :

$$\begin{aligned}
\Delta \Phi^{(n)} &= 0 && \text{dans } D_0 \\
\frac{\partial \Phi^{(n)}}{\partial t} + \alpha \Phi^{(n)} + g \eta^{(n)} &= F^{(n)} && \text{sur } \Gamma_{f0} \\
\frac{\partial \eta^{(n)}}{\partial t} - \Phi_z^{(n)} &= G^{(n)} && \text{sur } \Gamma_{f0} \\
\vec{\nabla} \Phi \cdot \vec{n} &= \vec{V}^{(n)} \cdot \vec{n} + H^{(n)} && \text{sur } \Gamma_{r0}
\end{aligned} \tag{1}$$

où D_0 est le domaine fluide, Γ_{f0} et Γ_{r0} sont les surfaces libres et parois rigides dans leur position moyenne. \vec{n} est le vecteur normal unitaire et $V^{(n)}$ la vitesse sur les parois rigides. Les termes de droites des équations [1], $F^{(n)}$, $G^{(n)}$ et $H^{(n)}$ sont nuls au premier ordre ($n = 1$) et sont donnés à l'ordre 2 par les solutions à l'ordre 1. Ces fonctions font intervenir des dérivées d'ordre élevé du potentiel qui doivent être calculées avec beaucoup de précision en particulier aux intersections entre la surface libre et les parois. De fait, on utilise des polynômes d'ordre élevé pour l'interpolation du potentiel et de ses dérivées entre chaque nœud du maillage. On résout le problème pour vérifier :

- la seconde égalité de Green à chaque nœud,
- les conditions aux limites à chaque nœud (double condition aux points anguleux),
- la continuité des dérivées spatiales du potentiel à chaque nœud pour les différents ordres.

Ces relations donnent un ensemble d'équations linéaires entre les différentes inconnues successives du problème. Ces équations sont résolues par un schéma de Runge-Kutta d'ordre 4 permettant d'évaluer à chaque pas de temps le potentiel et l'élévation de surface libre.

Dans le cas présent, on modélise un canal avec une baie délimitée par un caisson ayant une géométrie identique à celle du dispositif expérimental (figure 2). Bien qu'il soit possible d'introduire une condition d'absorption à l'extrémité située en aval du canal numérique, celle-ci n'est pas mise en œuvre afin de mieux mettre en évidence l'instant de retour des ondes réfléchies sur la sonde externe et donc la durée maximale du signal à prendre en compte pour l'étude des bilans d'énergie. La longueur totale du canal numérique est de 11 m, distance correspondant au point d'émergence à la surface libre de la plage d'absorption du canal expérimental. Le pas de temps de $5 \cdot 10^{-3}$ s retenu pour la simulation temporelle correspond à la fréquence d'échantillonnage de 200 Hz du système d'acquisition utilisé lors des essais.

Les simulations sont réalisées à l'ordre 2. Les courbes de la figure 3 mettent en évidence l'influence de la composante du second ordre sur les profils d'élévation de surface libre. Cette dernière tend à rendre le profil dissymétrique dans le domaine de la baie en superposant à la solution du premier ordre une composante de fréquence double, en quadrature de phase et dont l'amplitude est supérieure lorsque le fluide monte à celle observée lorsqu'il descend. Cette différence d'amplitude s'accroît au fil du temps, amplifiant la déformation du profil. Comme le montrent les tracés de la figure 4, la solution au second ordre tend à augmenter la vitesse de montée du fluide dans la baie.

A l'extérieur de la baie, où l'on a un champ d'ondes progressives, on retrouve l'évolution classique d'une houle de Stokes pour laquelle la composante du second ordre tend à augmenter les amplitudes de crêtes et diminuer les creux.

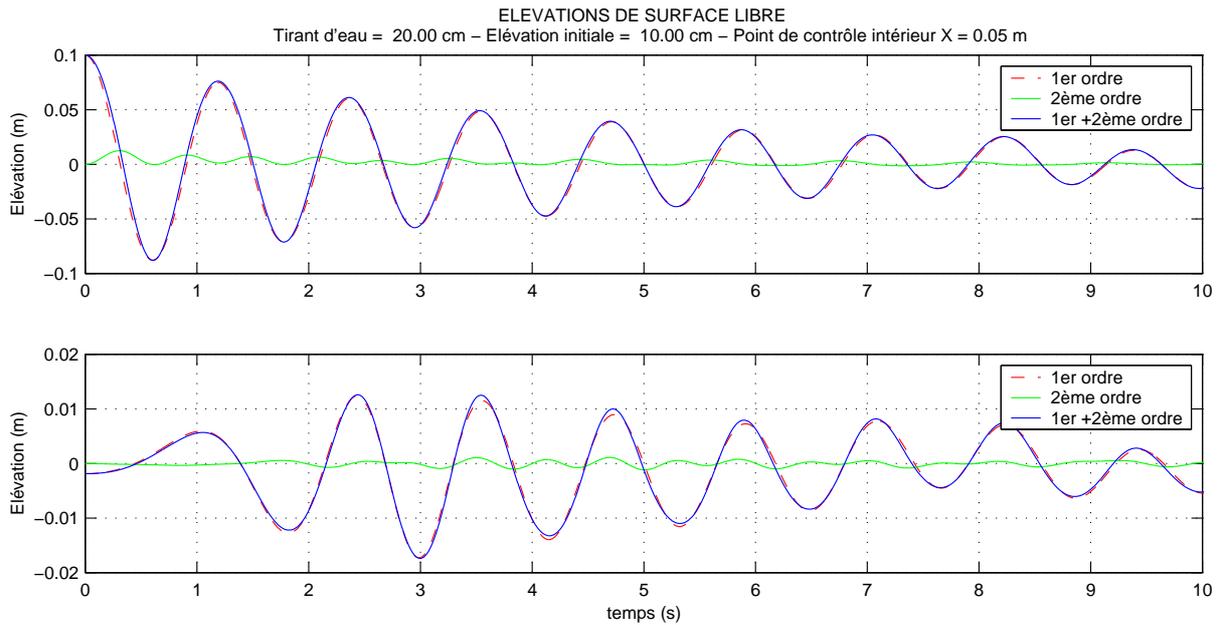


Figure 3 : Fluide parfait - Elévations de surface libre au second ordre

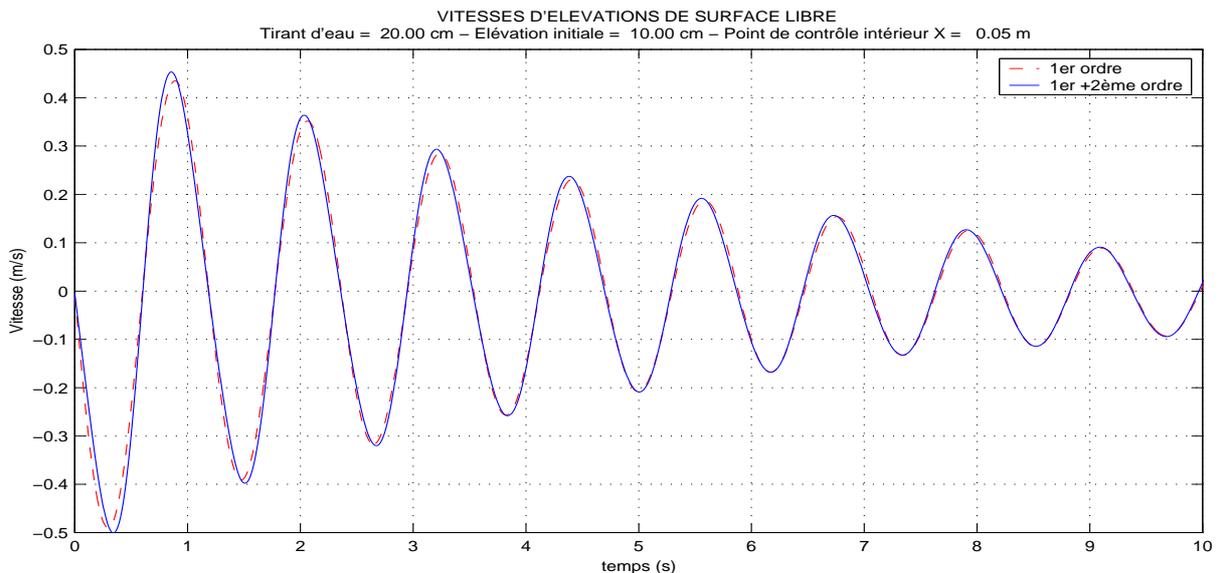


Figure 4 : Fluide parfait - Vitesses verticales dans la baie

3.2. MODELISATION EN FLUIDE VISQUEUX

Le second code, ICARE, développé au Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'Ecole Centrale de Nantes depuis 1994 (Alessandrini et al., 1995) permet des simulations d'écoulements 3D, instationnaires et turbulents en présence d'une surface libre pour un fluide visqueux. La version 2D (Gentaz et al., 1996) est utilisée ici pour un écoulement laminaire.

La méthode de résolution est totalement couplée pour les inconnues de vitesses, pression et hauteur de surface libre (Alessandrini et al., 1995) : un seul système linéaire portant sur ces inconnues est résolu à chaque itération ce qui permet un couplage vitesses-pression plus efficace qu'avec les méthodes de résolution faiblement couplées, par exemple SIMPLER (Patankar, 1980), classiquement utilisées. Les équations du problème sont (en utilisant la convention de sommation sur les indices répétés) :

- les équations de Navier-Stokes initialement écrites dans un repère cartésien $(0, x^1, x^2)$ où $\vec{v}(u^1, u^2)$ représente le champ de vitesses et où la variable p inclut la pression totale et le terme de gravité

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \overline{\text{grad}} \vec{V} \cdot \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \overrightarrow{\text{grad}} p + \nu \Delta \vec{V} \quad [2]$$

$$\text{div} \vec{V} = 0 \quad [3]$$

- les conditions aux limites de surface libre non-linéaires, respectivement la condition cinématique (portant sur l'élévation de surface libre η) et les conditions dynamiques tangentielles et normales

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u^1 \frac{\partial \eta}{\partial x^1} = u^2 \quad [4]$$

$$(n_j t_i + n_i t_j) \frac{\partial u^i}{\partial x^j} = 0 \quad [5]$$

$$p = \rho g \eta + 2\rho \nu n_j n_i \frac{\partial u^i}{\partial x^j} \quad [6]$$

où $\vec{t}(t_1, t_2)$ et $\vec{n}(n_1, n_2)$ sont la tangente et la normale à la surface libre au point considéré.

Une transformation partielle des équations ci-dessus est effectuée en remplaçant les variables d'espace cartésiennes par des variables curvilignes afin de faciliter le traitement numérique des conditions aux limites.

Les équations sont discrétisées par des schémas de différences finies du second ordre en temps et en espace s'appliquant sur un maillage de type structuré. Ce maillage inclut le domaine fluide et la partie immergée du caisson avec des lignes de maillage respectant la géométrie exacte de ce caisson. Les schémas numériques sont alors modifiés sur ces lignes de maillage et des conditions d'adhérence incorporées, afin de simuler la présence du corps (ce qui revient à inclure des conditions aux limites internes au maillage).

Le système linéaire comprenant les inconnues de vitesses, pression et hauteur de surface libre, est résolu à chaque pas de temps avec une méthode itérative de type gradient bi-conjugué stabilisé (CGSTAB) (Van der Vorst, 1992) et le suivi de surface libre assuré par le biais d'une technique de maillage adaptatif.

Comme pour le calcul en fluide parfait, on reprend la géométrie décrite figure 2 et l'extrémité droite (ou aval) du bassin est considérée comme une paroi solide. Aucune méthode numérique d'absorption des ondes n'est donc utilisée ici.

4. ANALYSE ET RESULTATS

4.1. SIGNAUX TEMPORELS

Les signaux temporels d'élévation de surface libre en deux points de contrôle dans et à l'extérieur de la baie sont disponibles pour les trois tirants d'eaux distincts et différentes surélévations initiales dans la baie. On dispose d'une part de signaux enregistrés lors des

essais et d'autre part de ceux obtenus par les calculs en fluide parfait et en fluide réel. Les courbes de la figure 5 montrent une comparaison entre ces différents signaux pour le tirant d'eau le plus grand $h = 20$ cm et les deux élévations initiales $d = 10$ cm et $d = 5$ cm.

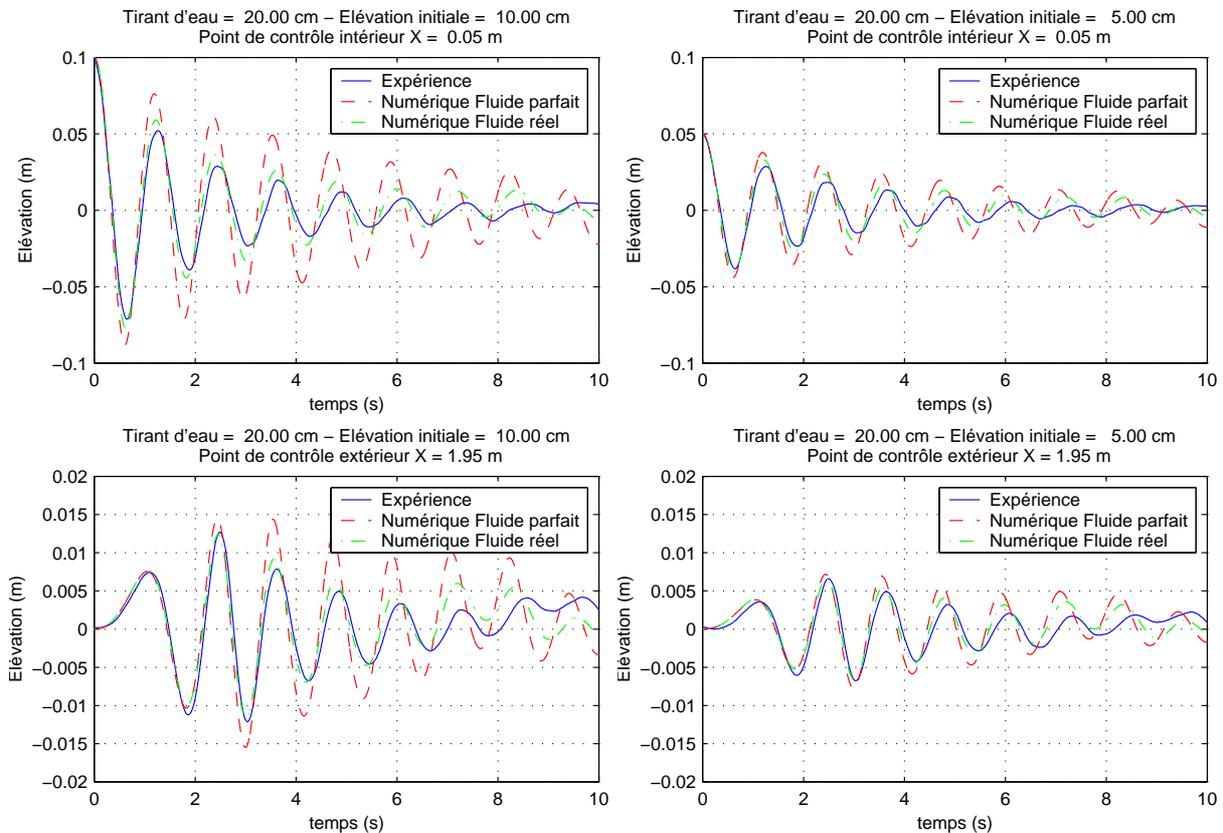


Figure 5 : Elévations de surface libre

On observe dans la baie un mouvement oscillant amorti, mouvement de pilonnement de la masse d'eau, établi à une fréquence qui ne varie que faiblement dans le temps. L'amortissement en fluide parfait est notablement plus faible que ceux de la simulation en fluide réel et de l'expérience. Cette différence d'amortissement apparaît plus marquée dans le cas de l'élévation initiale la plus grande.

A l'extérieur du moonpool, le mouvement oscillant s'établit après une courte phase transitoire correspondant à la propagation du front d'onde du champ radié. Là encore, la houle radiée est de plus grande amplitude dans le cas du calcul potentiel.

4.2. IDENTIFICATION DES FREQUENCES PROPRES

On s'attache ici à identifier d'après ces lâchers de surface, les fréquences propres d'oscillation, caractéristiques des phénomènes résonants susceptibles de s'établir dans la baie en réponse aux excitations que constituent la houle incidente et les mouvements de la barge.

Une expression analytique des fréquences de ces modes résonants non amortis en pilonnement est donnée par la relation suivante (Molin, 2001) :

$$f_0 \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{h + \frac{b}{\pi} \left(\frac{3}{2} + \ln \frac{3B}{4b} \right)}} \quad [6]$$

La pulsation est donc fonction du tirant d'eau h , mais aussi du rapport de la largeur de la baie b à la largeur totale de la barge B . g est l'accélération de pesanteur.

Les développements théoriques conduisant à cette expression font appel à la théorie potentielle en fluide parfait pour laquelle on considère un écoulement irrotationnel.

Les modes résonants sont identifiés d'après les modes géométriques et l'on obtient l'expression analytique des pulsations propres en introduisant une hypothèse de faible couplage.

Une analyse spectrale par transformation de Fourier des signaux d'élévation de surface libre dans la baie permet d'identifier la fréquence propre du mode piston. La comparaison des fréquences propres calculées pour les trois tirants d'eau et les différentes élévations initiales montre que ce dernier paramètre n'a pas d'influence significative. On donne donc dans le tableau 1, en fonction du tirant d'eau, les fréquences propres identifiées et comparées aux valeurs théoriques données par la relation [6].

Tirant d'eau (cm)	Théorie (Hz)	Fluide parfait (Hz)	Fluide réel (Hz)	Expérimental (Hz)
20	0.8461	0.8406	0.8232	0.808
15	0.9145	0.903	0.8956	0.8749
10	1.0028	0.9899	0.9856	0.9675

Tableau 1: Fréquences propres dans la baie

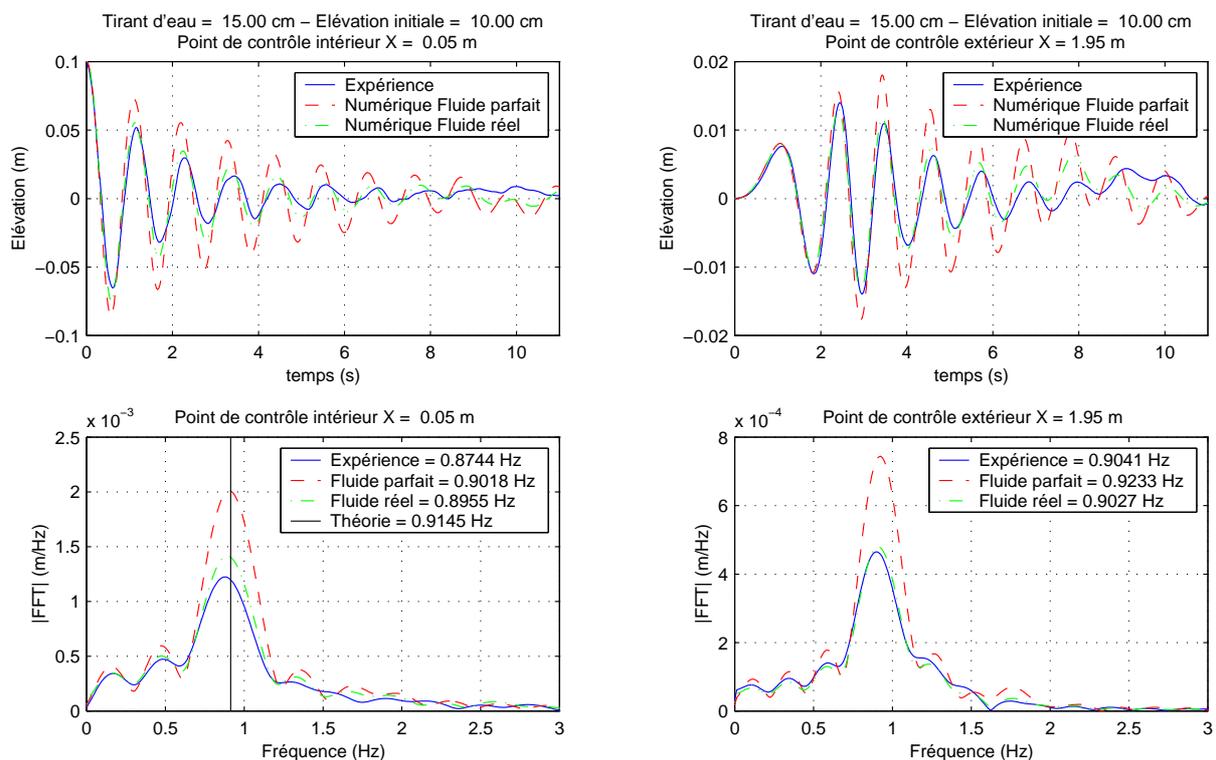


Figure 6 : Identification des fréquences propres – FFT

Les fréquences de pic des groupes d'ondes radiés à l'extérieur de la baie sont en accord avec les fréquences propres. Les faibles écarts observés sont essentiellement imputables au caractère non établi du champ radié.

4.3. IDENTIFICATION DES AMORTISSEMENTS

Comme on l'a vu au paragraphe 4.1, les enregistrements d'élévation de surface libre montrent un amortissement relativement rapide des oscillations dans la baie, en particulier pour les signaux expérimentaux. On cherche ici à identifier l'origine de cette dissipation d'énergie et à la quantifier.

Le premier mode de dissipation d'énergie, mis en évidence par les enregistrements aux points de contrôle externes (figures 3 et 5), est l'émission d'un champ de vagues à l'extérieur de la barge.

A cet amortissement de radiation vient s'ajouter, pour le fluide réel, un phénomène dissipatif associé à la séparation des écoulements au niveau des angles vifs des bouchains à la base de la baie. Ce second terme d'amortissement est non-linéaire vis à vis de la vitesse.

On se propose de quantifier ces différents termes d'amortissement. On suppose pour cela que le mouvement de la masse d'eau dans la baie peut être assimilé à celui d'un corps solide de même tirant d'eau que la barge et oscillant librement en pilonnement. L'équation du mouvement vertical de cette masse d'eau est supposée régie par une équation de la forme :

$$(m + m_a)\ddot{y} + B_l \dot{y} + B_q \dot{y}|\dot{y}| + Ky = 0 \quad [7]$$

avec

$$m = \rho l h \frac{b}{2} \quad m_a = \frac{b^2 l}{2\pi} \left(\frac{3}{2} + \ln \frac{3B}{4b} \right) \quad B_q = \frac{1}{2} \rho l \frac{b}{2} C_d \quad K = \rho g l \frac{b}{2}$$

où B_l est le coefficient d'amortissement linéaire associé au terme de radiation et B_q le coefficient d'amortissement quadratique associé aux phénomènes de décollement des écoulements à la base de la baie. Les efforts de dissipation peuvent être, pour ce second terme, caractérisés par le coefficient de traînée C_d . Les dimensions b , B et h sont définies dans la partie 2. l est la longueur de la baie, elle est ici unitaire. ρ est la masse volumique de l'eau et g l'accélération de la gravité. m est la masse d'eau et m_a est la masse d'eau ajoutée.

L'évolution observée de l'élévation de la surface libre dans le moonpool conduit à assimiler le mouvement vertical du niveau d'eau dans la baie à une sinusoïde faiblement amortie :

$$y(t) = A(t) \sin(\omega_0 t + \varphi(t)) \quad [8]$$

L'amplitude $A(t)$ et la phase $\varphi(t)$ sont des fonctions lentement variables du temps. ω_0 est la pulsation propre. L'énergie de la masse d'eau dans la baie est alors :

$$E(t) = \frac{1}{2} \rho g \frac{b}{2} l A^2(t) \quad [9]$$

et la variation d'énergie dissipée est :

$$\Delta E(t) = \rho g \frac{b}{2} l A(t) \Delta A(t) \quad [10]$$

où $\Delta A(t)$ est la variation d'amplitude sur une période.

L'énergie dissipée par les forces d'amortissement sur une période est donnée par :

$$\Delta E_{dis}(t) = \int_t^{t+T} (B_l \dot{y} + B_q \dot{y} |\dot{y}|) \dot{y} dt = \pi B_l A^2(t) \omega_0 + \frac{8}{3} B_q A^3(t) \omega_0^2 \quad [11]$$

Par identification des relations [10] et [11], on obtient une fonction donnant la variation relative d'amplitude $\frac{\Delta A(t)}{A(t)}$ en fonction de l'amplitude $A(t)$:

$$\frac{\Delta A(t)}{A(t)} = \frac{1}{K} \left[\pi \omega_0 B_l + \frac{8}{3} \omega_0^2 B_q A(t) \right] \quad [12]$$

Le tracé des fonctions $\frac{\Delta A(t)}{A(t)} = f(A(t))$ conduit alors à des droites dont la pente nous donne le coefficient d'amortissement quadratique et la valeur à l'origine, le coefficient d'amortissement linéaire.

Les fonctions $f(A(t))$ identifiées dans le cas $h = 20$ cm, $d = 10$ cm sont tracées figure 7. On considère les variations d'amplitude par cycle entre deux maxima ou deux minima. Les droites tracées sont le résultat de l'identification polynomiale prenant en compte les points identifiés pour les amplitudes les plus fortes, une dispersion importante apparaissant pour les faibles amplitudes.

Dans le cas du calcul fluide parfait, pour lequel on ne considère que l'amortissement linéaire de radiation, B_l est directement obtenu par l'identification de la constante :

$$B_l = \frac{K}{\pi \omega_0} \frac{\Delta A(t)}{A(t)} \quad [13]$$

On donne dans le tableau ci-après les valeurs des coefficients d'amortissement B_l et B_q et du coefficient de traînée C_d ainsi identifiés d'après les relations [12] et [13].

Tirant d'eau h (cm)	Elévation d (cm)	B_l			B_q		C_d	
		Fluide parfait	Fluide réel	Expé.	Fluide réel	Expé.	Fluide réel	Expé.
20	10	12.37	14.66	17.7	54.33	84.06	1.06	1.64
	5	12.79	13.74	19.18	58.06	80.43	1.13	1.57
15	10	14.51	13.09	19.51	58.57	74.44	1.14	1.45
	5	14.33	14.86	20.52	53.77	75.04	1.05	1.46
10	5	16.93	16.12	19.64	55.96	96.33	1.09	1.88
	3	16.87	16.19	17.81	66.01	160.69	1.29	3.14

Tableau 2 : Coefficients d'amortissement

En fluide parfait, le coefficient d'amortissement linéaire B_l croît lorsque le tirant d'eau diminue. Il est cependant du même ordre de grandeur que celui de la simulation numérique en fluide réel. Les signaux expérimentaux font apparaître un amortissement linéaire indépendant du tirant d'eau.

L'amortissement quadratique identifié d'après la simulation numérique en fluide réel est globalement de l'ordre de 40% à 50 % inférieur à l'amortissement en canal physique. Ceci se traduit par des valeurs de coefficients de traînée de l'ordre de 1.5 dans le cas expérimental pour des valeurs de l'ordre de 1.1 dans le cas numérique. Les coefficients de traînée identifiés pour le tirant d'eau de 10 cm sont plus élevés en particulier pour la surélévation initiale de 3 cm. Dans ce cas pour lequel les mouvements d'eau dans la baie sont assez faibles, il est en fait difficile d'identifier avec un niveau de confiance élevé, une droite de pente proportionnelle à B_q , compte tenu de la grande dispersion observée des variations relatives d'amplitude.

4.4. DISSIPATION DE L'ÉNERGIE DANS LA BAIE

Afin de vérifier la pertinence de la démarche et de valider les coefficients d'amortissement identifiés au paragraphe précédent, on s'attache ici à déterminer l'évolution de l'énergie totale dans le canal, à l'intérieur et à l'extérieur de la baie.

L'énergie totale de la masse d'eau dans la baie à chaque instant est donnée par la relation [9]. L'amplitude $A(t)$ du mouvement d'oscillation vertical dans la baie est en fait l'enveloppe du signal d'élévation de surface libre au point de contrôle. Elle peut être calculée par application de la transformation de Hilbert (Feldman, 1994) au signal d'élévation de surface libre et l'énergie est alors connue à chaque instant.

L'énergie dissipée sous forme d'un champ de vagues à l'extérieur de la structure peut être calculée à partir des élévations de surface libre calculées ou mesurées au point de contrôle extérieur. En ce point, en tenant compte de la relation entre les dérivées en temps et en espace du potentiel et l'élévation de surface libre $\eta(t)$, le flux d'énergie à travers la tranche d'eau est donné par :

$$F = -\rho l \int_{-H}^0 \frac{\partial \phi}{\partial t} \frac{\partial \phi}{\partial x} dz = \rho g l \eta^2(t) C_G \quad [14]$$

où C_G est la vitesse de groupe. L'énergie de radiation est alors donnée sur l'intervalle de temps T_f depuis le lâcher par :

$$E_{rad} = \rho g l C_G \int_0^{T_f} \eta^2(t) dt \quad [15]$$

L'énergie dissipée dans la baie sur ce même intervalle de temps, prenant en compte les deux types d'amortissement est obtenue par intégration de la relation [11] :

$$E_{dis}(T_f) = B_l \int_0^{T_f} \dot{y}^2 dt + B_q \int_0^{T_f} (\dot{y}|\dot{y}|)\dot{y} dt = E_{disl}(T_f) + E_{disq}(T_f) \quad [16]$$

A chaque instant, l'énergie totale dans le canal est égale à l'énergie initiale dans la baie :

$$E_{totale}(t) = E(0) = E(t) + E_{dis}(t) \quad [17]$$

L'évolution des énergies ainsi identifiées dans le cas le cas $h = 20$ cm et $d = 10$ cm est donnée figure 8. Les valeurs des énergies de radiation et de dissipation calculées à l'instant T_f

correspondant à l'instant théorique de retour au point de contrôle extérieur des ondes réfléchies (T_f de l'ordre de 8 s) sont données dans le tableau 3. On considère l'énergie dissipée totale ramenée à l'énergie initiale $E_{dis}/E(0)$, l'énergie de radiation ramenée à l'énergie initiale $E_{rad}/E(0)$ et l'énergie de dissipation linéaire rapportée à l'énergie de radiation E_{dis}/E_{rad} .

Tirant d'eau h (cm)	Elévation d (cm)	$E_{dis}/E(0)$ (%)			$E_{rad}/E(0)$ (%)			E_{dis}/E_{rad} (%)		
		Fluide parfait	Fluide réel	Expé.	Fluide parfait	Fluide réel	Expé.	Fluide parfait	Fluide réel	Expé.
20	10	86.6	99.3	105.3	84.2	45.7	45.5	102.8	107.3	103.2
	5	88.3	94.2	95.8	84.7	60.1	55.4	104.3	98.5	111.4
15	10	92.7	98.8	99.3	94.9	48.7	47.2	97.7	88.1	102.7
	5	89.9	93.5	99.1	93.3	62.4	57.7	96.3	97.4	112.8
10	5	91.8	94.2	102.5	95.2	61.9	58.4	96.5	97.0	99.7
	3	90.8	93.2	104.8	94.4	69.0	63.9	96.2	89.2	96.3

Tableau 3 : Bilans d'énergie

Pour la simulation en fluide parfait, l'énergie dissipée totale est uniquement l'énergie associée au terme linéaire. Elle est égale à l'énergie de radiation avec un écart relatif inférieur à 5%. Ce bon accord confirme la validité des coefficients d'amortissement B_j identifiés dans ce cas.

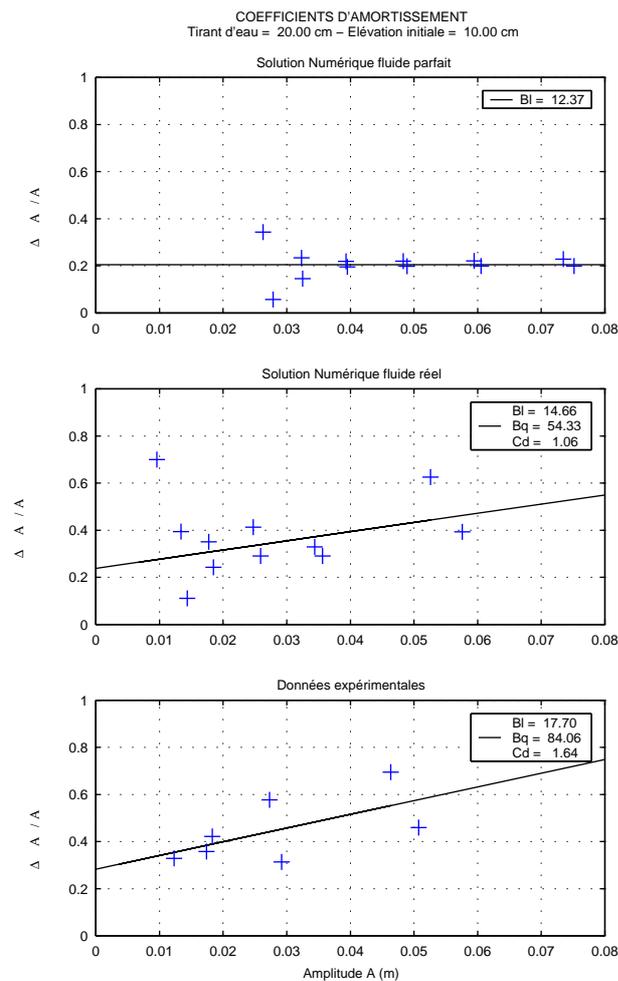


Figure 7 : Coefficients d'amortissement

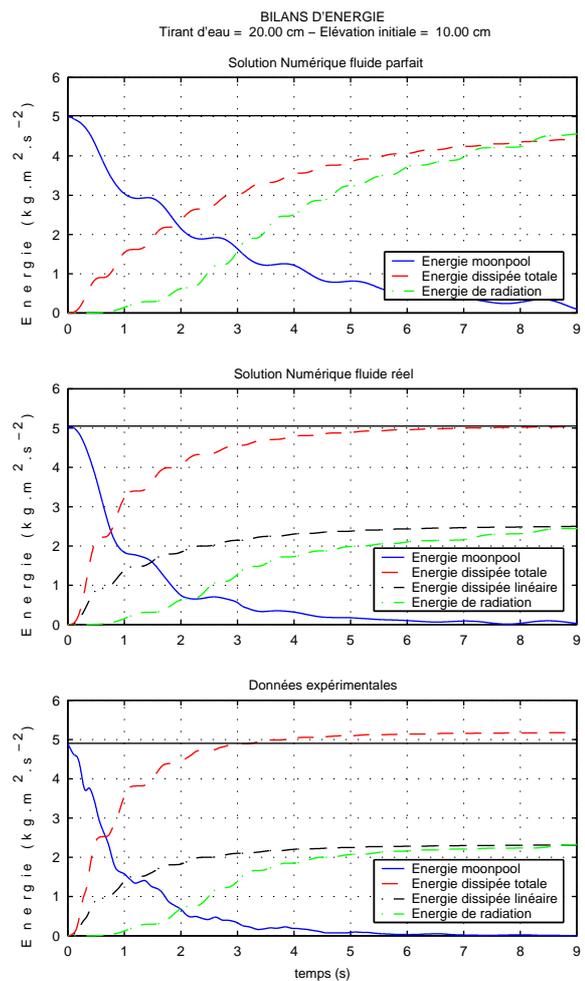


Figure 8 : Energies

Pour les données expérimentales, l'énergie dissipée totale est également identifiée avec un écart relatif par rapport à l'énergie initiale inférieur à 5%. Pour les tirants d'eau de 20 cm et 15 cm, l'énergie de radiation calculée par la relation [15] représente de l'ordre de 45 % de l'énergie totale pour une élévation initiale de 10 cm et de l'ordre de 55% pour une élévation de 5 cm. Pour le tirant d'eau de 10 cm, la dissipation par radiation est sensiblement plus forte et représente de l'ordre de 60% de la dissipation totale. Ceci traduit le fait que l'amortissement quadratique est d'autant plus prépondérant que les vitesses d'écoulement vont être importantes. Pour les résultats expérimentaux, l'énergie de dissipation linéaire est équivalente à l'énergie de radiation sauf pour les surélévations de 5 cm réalisées avec les deux grands tirants d'eau pour lesquelles on observe un écart de l'ordre de 10%. Les bilans d'énergie calculés pour le cas de la simulation numérique en fluide réel sont proches de ceux calculés d'après les signaux expérimentaux avec un amortissement linéaire sensiblement plus important.

Ces bilans d'énergies montrent donc la justesse de l'hypothèse de dissipation énergétique en un terme linéaire associé à la radiation et un terme quadratique vis à vis de la vitesse ainsi que la validité de la méthode mise en place pour identifier les coefficients d'amortissement associés.

5. CONCLUSIONS

On s'est essentiellement intéressé dans cette étude à l'identification des modes résonnants de pilonnement d'une masse d'eau dans un moonpool. La comparaison de signaux d'élévation de surface libre issus de simulations numériques en fluide parfait et en fluide réel ainsi que d'essais en canal expérimental a permis d'identifier les fréquences propres de ces modes. Les modes de dissipation d'énergie dans la baie ont pu être mis en évidence et quantifiés. Les simulations numériques en fluide réel, en bon accord avec les résultats expérimentaux, ont montré l'importance des amortissements liés aux décollements à la base de la baie par rapport aux amortissements de radiation. Les coefficients d'amortissement caractéristiques de cette dissipation ont été validés par une analyse comparée des bilans d'énergie.

Remerciements

Les données expérimentales et résultats de simulation numérique en fluide parfait présentés dans cet article ont été obtenus dans le cadre du projet d'étude du concept de barge têtes de puits WHB[®], initié par Bouygues Offshore et réalisé en partenariat avec Elf EP, l'Institut Français du Pétrole, Sedco Forex, l'Ecole Supérieure d'Ingénieurs de Marseille, Principia et Ifremer.

Références

- B. Alessandrini, G. Delhommeau, *A multigrid velocity-pressure-free surface elevation fully coupled solver for calculation of turbulent incompressible flow around a hull*, 9th Int. Conference on Num. Meth. In Laminar and Turbulent Flows, Atlanta, pp. 1173-1184, 1995
- L. Gentaz, B. Alessandrini, G. Delhommeau, *A fully coupled solver for two and three-dimensional incompressible and free surface flows in viscous fluid*, 15th International Conference on Numerical Methods in fluid Dynamics, Proceedings, Monterey, USA, pp. 189-194, juin 1996

- M. Feldman, *Non-linear system vibration analysis using Hilbert transform – I. Free vibration analysis method FREEVIB*, Mechanical Systems and Signal Processing, Vol 8(2), pp. 119-127, 1994
- O. Kimmoun, B. Molin, *Barge têtes de puits (WHB®). Analyse des essais d’extinction du mode piston dans la baie de forage*, Rapport ESIM, Mars 2000.
- B. Molin, *On the piston and sloshing modes in moonpools*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 430, pp.27-50, Mars 2001
- J. N. Newman, *Marine Hydrodynamics*, MIT Press, 1977
- S.V. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences, Mac Graw Hill book company, 1980
- Y. Stassen, M. Le Boulluec & B. Molin. *A high order Boundary Element Model for 2D Wave tank Simulation*. Proc. 8th International offshore and Polar Engineering Conference, Montreal, vol. 3, pp 348-355, 1998
- Y. Stassen, *Simulation numérique d’un canal à houle bidimensionnel au troisième ordre d’approximation par une méthode intégrale*, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Nantes, 4 juin 1999.
- H.A. Van der Vorst, *Bi-CGSTAB : a Fast and Smoothly Converging Variant of bi-CG for the Solution of Nonsymmetric Linear Systems*, J. of Sci. Stat. Comp., vol. 13, 1992.