

8<sup>èmes</sup> JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

5, 6, 7 MARS 2001 - NANTES

## Tenue à la mer des objets flottants supportés par des coussins d'air

Malenica Š., Espanet A. & Zalar M.

*BUREAU VERITAS - DTA, 17bis Place des Reflets, 92400 Courbevoie, France*

### Résumé

On considère ici le problème de la tenue à la mer des objets flottants supportés par des coussins d'air. Les applications pratiques concernent les plateformes gravitaires en situation de remorquage, les navires à effet de surface (SES), les FPSO sans le fond et quelques autres cas "bizarres". La présence des coussins d'air modifie considérablement le comportement hydrodynamique de ces objets et le modèle mathématique change. Le but de ce papier est de présenter la méthode capable de prendre correctement en compte tous ces effets. Pour cela, on se placera dans le cadre classique de la théorie potentielle linéaire.

### Summary

The seakeeping problem of the air cushion supported floating bodies is considered. The practical applications concerns the Gravity Base Platforms in towing conditions, surface effect ships (SES), bottomless FPSO, and some other "strange" cases. The presence of the air cushion change considerably the hydrodynamic behaviour of the floating body, and consequently the mathematical model changes. The main objective of this paper is to present the method able to take into account these air cushion effects, under the assumptions of the linear potential flow theory.

# 1 Introduction

L'utilisation des coussins d'air dans le domaine off-shore n'est pas quelque chose de nouveau. Dans le cas des plates-formes gravitaires l'utilisation des coussins d'air était le seul moyen pratique pour mettre la plate-forme en flottaison libre afin de la remorquer des dry-docks jusqu'à l'endroit d'exploitation. D'autre part, des nouveaux concepts, tels un FPSO sans fond ou les projets des grandes structures militaires (Mobile Offshore Base) font appel à des coussins d'air pour différentes raisons bénéfiques (possibilité d'avoir le tirant d'eau constant, réduction des efforts d'ensemble dus à la houle, ...) [6, 2].

Notons finalement l'utilisation des coussins d'air dans le domaine de transport maritime. En effet, il est bien connu que les navires à l'effet de surface (SES) utilisent des coussins d'air pour améliorer leurs performances. Bien que le context est différent, les problèmes liés à la modélisation numérique se ressemblent [4].

D'un point de vue du comportement dynamique, des structures supportés par des coussins d'air, on peut dire que "tout change". En effet, non seulement l'hydrostatique est modifiée (ce qu'on sent intuitivement), mais également les efforts d'excitation de la houle, les masses ajoutées (les fréquences propres en conséquence), les amortissements, efforts de dérive, ... changent considérablement. Il est donc essentiel, pour un modèle numérique, d'évaluer ces changements correctement et c'est exactement ce qu'on se propose de faire ici.

En ce qui concerne la modélisation numérique, due à des applications relativement limitées, il n'existe pas beaucoup de littérature sur le sujet. Dans le domaine off-shore, on note des travaux importants de Pinkster [5] qui développe une méthode basée sur l'interaction multicorps (les facettes sur la surface de l'interface coussin d'air - eau sont considérées comme les corps sans masse) et les travaux de Newman [2] où le problème légèrement plus compliqué (introduction de l'acoustique dans le coussin d'air) est considéré et traité avec une méthode reposant sur des principes similaires.

Ce qu'il faut noter est que la méthode qu'on propose ici est complètement différente et, à notre avis, beaucoup plus simple. En effet, la méthode suit de près le cas classique du corps rigide dans le sens où les mêmes notions des masses ajoutées, amortissements, rappel, excitation, sont gardés (ce qui n'est pas le cas dans les méthodes citées plus haut) et d'autre part l'implémentation dans un code classique de la tenue à la mer d'un corps rigide devient très simple.

## 2 Formulation du problème

Sur la figure 1. la configuration type avec des notations correspondantes est présentée. On rappelle encore une fois qu'ici on considère seulement le problème linéaire par rapport à la cambrure de la houle  $\varepsilon = A/\lambda$  ( $A$  - l'amplitude,  $\lambda$  - la longueur d'onde). La méthodologie de résolution suit de près le cas classique d'un corps rigide et le seul changement concerne le traitement de la surface à l'interface du coussin d'air et de l'eau. On détaille donc, d'abord la dérivation de la condition aux limites sur cette surface.

### 2.1 Condition aux limites à l'interface l'air-l'eau

Cette condition est trouvée de façon similaire comme pour la "vraie" surface libre. On combine donc une condition dynamique et une condition cinématique:

$$p_c = p_a - \varrho g(Z_c + \Xi) - \varrho \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad , \quad \frac{\partial \Xi}{\partial t} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (1)$$

ou  $p_c$  est la pression dans le coussin d'air,  $Z_c$  est la position moyenne de la surface de l'eau dans le coussin d'air,  $\Phi$  est le potentiel des vitesses, et  $\Xi$  est l'élévation relative de cette surface par rapport au niveau moyen (fig.1).

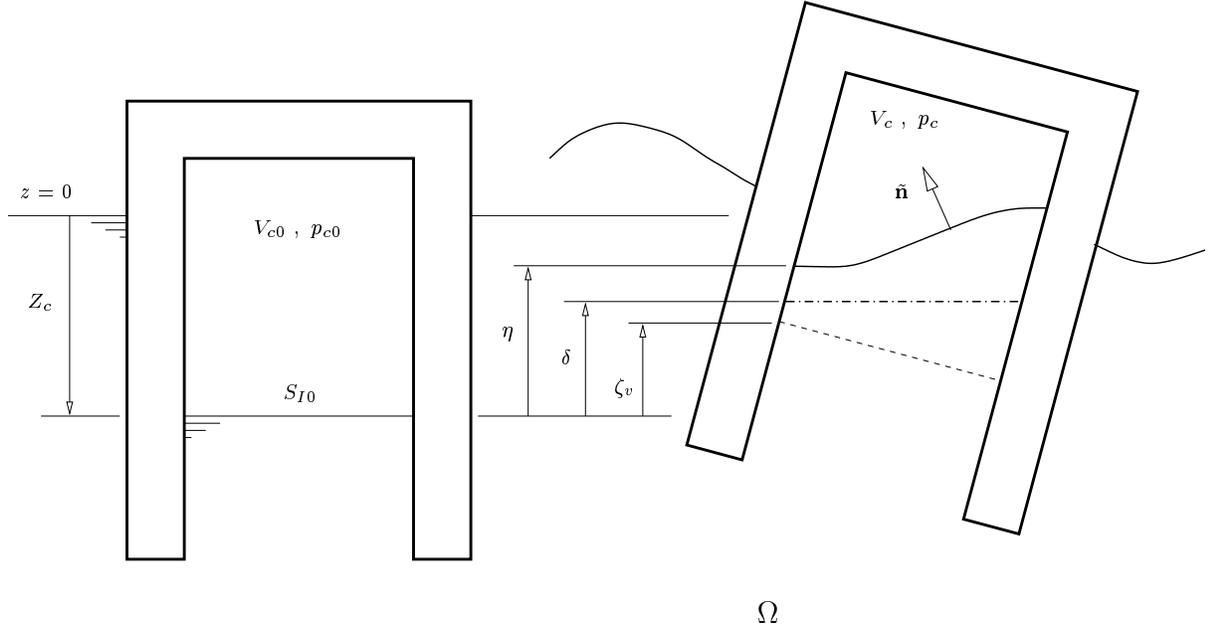


Figure 1: *La configuration type.*

En prenant la dérivée en temps de la première expression on peut combiner les deux équations en une seule :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_c}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

En supposant une variation adiabatique de la pression dans le coussin d'air [5] on peut écrire:

$$\frac{\Delta p}{p_{c0}} = -\kappa \frac{\Delta V}{V_{c0}} \quad (3)$$

ou  $p_{c0}$  est la pression statique ( $p_{c0} = -\rho g Z_c + p_a$ ,  $p_a$  étant la pression atmosphérique),  $\Delta p$  est la variation de la pression dans le coussin d'air  $\Delta p = p_c - p_{c0}$ ,  $V_{c0}$  est le volume moyen du coussin d'air,  $\Delta V$  est la variation de ce volume  $\Delta V = V_c - V_{c0}$ , et  $\kappa$  est la constante adiabatique ( $\kappa = 1.4$  pour l'air).

On peut maintenant réécrire l'équation (2) sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\kappa p_{c0}}{\rho V_{c0}} \frac{\partial \Delta V}{\partial t} = 0 \quad (4)$$

De plus il est possible de relier le changement du volume  $\Delta V$  aux mouvements du corps et à l'élévation de la surface libre sous coussin d'air :

$$\Delta V = \iint_{S_{I0}} w dS \quad (5)$$

ou  $w$  est l'élévation relative de la surface libre:

$$w = \zeta_v - \Xi \quad (6)$$

avec  $\zeta_v$  désignant le déplacement vertical du point fixé au corps et positionné sur  $S_{I0}$  à  $t = 0$ .

L'expression finale pour la condition à l'interface devient:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\kappa p_{c0}}{\rho V_{c0}} \iint_{S_{I0}} \frac{\partial w}{\partial t} dS = 0 \quad (7)$$

On passe maintenant dans le domaine fréquentiel en supposant une variation périodique en temps, des différentes quantités [  $\Phi(\mathbf{x}, t) = \Re\{\varphi(\mathbf{x})e^{-i\omega t}\}$  ,  $\Xi(\mathbf{x}, t) = \Re\{\eta(\mathbf{x})e^{-i\omega t}\}$  ...] ce qui donne pour la condition sur l'interface:

$$-\nu\varphi + \frac{\partial\varphi}{\partial z} + i\omega\frac{\alpha}{A_{c0}} \iint_{S_{I0}} wdS = 0 \quad (8)$$

avec  $\nu = \omega^2/g$  et le nombre adimensionnel  $\alpha$  :

$$\alpha = \kappa \frac{p_{c0}A_{c0}}{\rho g V_{c0}} \quad (9)$$

ou  $A_{c0}$  désigne "l'amplitude" de la surface de l'interface au repos  $A_{c0} = \iint_{S_{I0}} dS$ .

On montre maintenant comment changent les problèmes aux limites pour les différents potentiels.

## 2.2 Décomposition du potentiel

De la même façon que pour un corps rigide, on introduit la décomposition suivante pour le potentiel:

$$\varphi = \varphi_I + \varphi_D - i\omega \sum_{j=1}^6 \xi_j \varphi_{Rj} \quad (10)$$

ou  $\varphi_I$  est le potentiel incident,  $\varphi_D$  est le potentiel de diffraction,  $\varphi_{Rj}$  sont les six potentiels de radiation et  $\xi_j$  sont les six mouvements du corps.

En sachant que l'élévation de la surface de l'interface est liée au potentiel par :

$$\eta = \frac{i}{\omega} \frac{\partial\varphi}{\partial z} \quad (11)$$

et que le déplacement "rigide" vertical d'un point lié à l'interface est donné par:

$$\zeta_v = \xi_3 + \xi_4(Y - Y_Q) - \xi_5(X - X_Q) \quad (12)$$

on déduit les conditions à l'interface pour chacun des potentiels :

$$\begin{aligned} -\nu\varphi_D + \frac{\partial\varphi_D}{\partial z} + \frac{\alpha}{A_{c0}} \iint_{S_{I0}} \frac{\partial\varphi_D}{\partial z} dS &= \nu\varphi_I - \frac{\partial\varphi_I}{\partial z} - \frac{\alpha}{A_{c0}} \iint_{S_{I0}} \frac{\partial\varphi_I}{\partial z} dS \\ -\nu\varphi_{R3} + \frac{\partial\varphi_{R3}}{\partial z} + \frac{\alpha}{A_{c0}} \iint_{S_{I0}} \frac{\partial\varphi_{R3}}{\partial z} dS &= \alpha \\ -\nu\varphi_{R4} + \frac{\partial\varphi_{R4}}{\partial z} + \frac{\alpha}{A_{c0}} \iint_{S_{I0}} \frac{\partial\varphi_{R4}}{\partial z} dS &= \alpha Y_{CQ} \\ -\nu\varphi_{R5} + \frac{\partial\varphi_{R5}}{\partial z} + \frac{\alpha}{A_{c0}} \iint_{S_{I0}} \frac{\partial\varphi_{R5}}{\partial z} dS &= -\alpha X_{CQ} \\ -\nu\varphi_{Rj} + \frac{\partial\varphi_{Rj}}{\partial z} + \frac{\alpha}{A_{c0}} \iint_{S_{I0}} \frac{\partial\varphi_{Rj}}{\partial z} dS &= 0 \quad , \quad j = 1, 2, 6 \end{aligned}$$

ou  $X_Q$  et  $Y_Q$  sont les coordonnées du point de référence (point par rapport auquel l'équation de mouvement est résolue) et :

$$X_{CQ} = \frac{1}{A_{c0}} \iint_{S_{I0}} (X - X_Q) dS \quad , \quad Y_{CQ} = \frac{1}{A_{c0}} \iint_{S_{I0}} (Y - Y_Q) dS \quad (13)$$

En ce qui concerne la condition sur la partie mouillée du corps, hors coussin d'air, elle reste la même que dans le cas du corps rigide.

$$\frac{\partial \varphi_D}{\partial n} = -\frac{\partial \varphi_I}{\partial n} \quad , \quad \frac{\partial \varphi_{R_j}}{\partial n} = N_j \quad (14)$$

ou  $N_j$  désigne la normale linéaire généralisée  $N_j = \mathbf{n}$  ,  $j = 1, 3$  et  $N_j = (\mathbf{R} - \mathbf{R}_Q) \wedge \mathbf{n}$  ,  $j = 4, 5, 6$ .

Les problèmes aux limites sont complétés par la condition de la surface libre classique et une condition de radiation à l'infini.

### 2.2.1 Résolution des problèmes aux limites

Comme on peut le constater, tous les problèmes aux limites sont du même type et la même méthode sera utilisée pour leur résolution.

On considère donc un problème aux limites génériques :

$$\left. \begin{array}{l} \Delta \psi = 0 \\ -\nu \psi + \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \\ -\nu \psi + \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\alpha}{A_{c0}} \iint_{S_{I0}} \frac{\partial \psi}{\partial z} dS = C \\ \frac{\partial \psi}{\partial n} = v \\ \lim[\sqrt{\nu R}(\frac{\partial \psi}{\partial R} - i\nu \psi)] = 0 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{dans } \Omega \\ z = 0 \\ \text{sur } S_{I0} \\ \text{sur } S_B \\ R \rightarrow \infty \end{array} \quad (15)$$

Ce problème aux limites sera résolu directement en utilisant la méthode des équations intégrales basée sur la distribution des singularités de type source. On écrit:

$$\psi = \iint_{S_B + S_{I0}} \sigma G dS \quad (16)$$

où  $\sigma$  est la densité de la source et  $G$  est la fonction de Green.

Les équations intégrales correspondant à cette distribution sont:

$$-\frac{1}{2}\sigma + \iint_{S_B + S_{I0}} \sigma \frac{\partial G}{\partial n} dS = v \quad , \quad \text{sur } S_B \quad (17)$$

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2}\sigma + \iint_{S_B + S_{I0}} \sigma \frac{\partial G}{\partial n} dS &= \nu \iint_{S_B + S_{I0}} \sigma G dS \\ &\quad - \frac{\alpha}{A_{c0}} \iint_{S_{I0}} [\iint_{S_B + S_{I0}} \sigma \frac{\partial G}{\partial z} dS] dS + C \quad , \quad \text{sur } S_{I0} \end{aligned} \quad (18)$$

La surface mouillée du corps  $S_B$  et l'interface  $S_{I0}$  sont ensuite discrétisées en un nombre fini des panneaux et les équations sont résolues par une méthode de collocation. Notons que la différence entre un corps entièrement rigide et un corps avec coussin d'air est uniquement la partie mise à droite dans la deuxième équation.

### 2.3 Calcul des efforts

Comme d'habitude, les efforts sont trouvés par l'intégration de la pression sur la surface du corps :

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= \iint_{S_B} p^h \tilde{\mathbf{N}} dS + \iint_{S_{BI}} p^c \tilde{\mathbf{N}} dS \\ &= \iint_{S_{B0}} p^h \tilde{\mathbf{N}} dS + \iint_{\delta S_{B0}} p^h \tilde{\mathbf{N}} dS + \iint_{S_{BI0}} p^c \tilde{\mathbf{N}} dS + \iint_{\delta S_{BI0}} p^c \tilde{\mathbf{N}} dS \end{aligned} \quad (19)$$

ou  $p^h$  est la pression hydrodynamique et  $p^c$  est la pression dans le coussin d'air :

$$p^h = -\rho g(Z + \zeta_v) + i\omega\rho\varphi + O(\varepsilon^2) \quad (20)$$

$$p^c = -\rho g(Z_c + \eta) + i\omega\rho\varphi + O(\varepsilon^2) \quad (21)$$

Les différentes surfaces présentées dans l'équation (19) sont définies comme suit :

- $S_B$  - la surface du corps en contact avec de l'eau (instantanée)
- $S_{B0}$  - la surface du corps en contact avec de l'eau au repos
- $\delta S_{B0}$  - la différence entre  $S_B$  et  $S_{B0}$
- $S_{BI}$  - la surface du corps en contact avec de l'air (instantanée)
- $S_{BI0}$  - la surface du corps en contact avec de l'air au repos
- $\delta S_{BI0}$  - la différence entre  $S_{BI}$  et  $S_{BI0}$

Notons également que  $\mathbf{F}$  désigne en même temps les forces et les moments, car la notation compacte pour la normale instantanée  $\tilde{\mathbf{N}}$  a été utilisée  $\tilde{\mathbf{N}} = \{\tilde{\mathbf{n}}, (\mathbf{R} - \mathbf{R}_Q) \wedge \tilde{\mathbf{n}}\}$ .

On peut montrer que les deux intégrales sur les surfaces  $\delta S_{B0}$  et  $\delta S_{BI0}$  s'annulent, et en même temps on peut transférer l'intégrale sur la surface  $S_{BI0}$  en une intégrale sur la surface  $S_{I0}$  (la surface de l'interface l'air - l'eau au repos) de façon à pouvoir finalement écrire l'expression suivante pour les efforts, à l'ordre  $O(\varepsilon)$  :

$$\mathbf{F} = \iint_{S_{B0}+S_{I0}} [-\rho g(Z + \zeta_v) + \rho i\omega\varphi](\mathbf{N} + \boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{N})dS - \rho g \iint_{S_{I0}} (\eta - \zeta_v)\mathbf{N}dS \quad (22)$$

On note que la première intégrale est identique à celle du corps rigide tandis que la deuxième représente la correction due à la présence du coussin d'air. Cependant il faut être conscient que cette constatation n'est valable que pour les expressions des efforts, et non pas pour leurs valeurs, car le potentiel n'est pas le même pour un corps rigide et pour un corps avec coussin d'air.

On passe maintenant aux définitions des différents coefficients dans l'équation du mouvement du corps, à savoir:

- masses ajoutées
- amortissements
- rappel
- excitation

Tout d'abord on évalue, ce qu'on appelle habituellement, la partie hydrostatique des efforts (celle qui mène aux coefficients de rappel) qui mérite une attention particulière. En effet, l'exercice n'est pas complètement "innocent", car on aurait pu utiliser l'expression (22) directement ce qui mènerait à une interprétation physique des efforts complètement différente et fautive dans le sens des définitions habituelles des efforts hydrodynamiques.

### 2.3.1 Les efforts hydrostatiques

Rappelons d'abord quelque chose que tout le monde sait, à savoir que la définition du rappel linéaire est : le rapport entre l'effort et le déplacement qui le produit. Rappelons aussi que, dans le cas du rappel hydrostatique, les déplacements "se passent" en eau calme, ce qui fait que seule la partie hydrostatique de la pression ( $-\rho g z$ ) est prise en compte. Notons également que la dénomination "les efforts hydrostatiques" représente un léger abus de langage, car même si les efforts sont produits par la pression hydrostatique, leurs effets sont bien dynamiques.

Dans le cas du corps rigide, la situation est un peu plus simple car le corps n'est pas déformable, comme c'est le cas ici (si on considère le coussin d'air comme une partie déformable

du corps). On rappelle l'expression finale pour les efforts hydrostatiques d'un corps rigide :

$$\mathbf{F}^{hs} = -\rho g \iint_{S_{B0}} [Z(\boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{N}) + \zeta_v \mathbf{N}] dS \quad (23)$$

d'où la matrice de rappel peut être facilement déduite.

Considérons maintenant le corps avec le coussin d'air, comme montré sur la figure 1. Comme on le présentait, la difficulté vient du fait que l'interface sous coussin d'air n'est pas fixe et il va se déformer (déplacer tout en restant horizontal) suite aux déplacements du corps. Le premier pas dans l'analyse consiste donc en évaluation du déplacement de l'interface. On note  $\delta$  la différence entre la position de l'interface avant et celle après le déplacement et on écrit le changement de la pression dans le coussin d'air de deux façons:

$$\Delta p = -\rho g \delta \quad , \quad \Delta p = -\frac{\kappa p_{c0}}{V_{c0}} \iint_{S_{I0}} (\zeta_v - \delta) dS \quad (24)$$

En égalisant les deux expressions on obtient pour  $\delta$  :

$$\delta = \frac{1}{A_{c0}} \frac{\alpha}{1 + \alpha} \iint_{S_{I0}} \zeta_v dS = \frac{\alpha}{1 + \alpha} [\xi_3 + \xi_4 Y_{CQ} - \xi_5 X_{CQ}] \quad (25)$$

Une fois  $\delta$  trouvé les efforts hydrostatiques sont obtenus à partir de l'expression similaire à (22):

$$\begin{aligned} \mathbf{F}^{hs} &= -\rho g \iint_{S_{B0}} [Z(\boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{N}) + \zeta_v \mathbf{N}] dS - \rho g \iint_{S_{I0}} [Z(\boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{N}) + \delta \mathbf{N}] dS \\ &= -\rho g \iint_{S_{B0}} [Z(\boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{N}) + \zeta_v \mathbf{N}] dS - \rho g \iint_{S_{I0}} [Z(\boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{N}) + \frac{\alpha}{1 + \alpha} \zeta_v \mathbf{N}] dS \end{aligned} \quad (26)$$

Comme pour un corps rigide, à partir de cette expression, on déduit ensuite la matrice de rappel  $[\mathbf{C}]$  de façon à pouvoir écrire :

$$\mathbf{F}^{hs} = -[\mathbf{C}]\{\xi\} \quad (27)$$

### 2.3.2 Les efforts de diffraction-radiation et calcul des mouvements

Ce qu'on appelle les efforts de diffraction-radiation sont les efforts dus à la pression dynamique  $i\omega\rho\varphi$  ç.à.d. la différence entre l'effort total et l'effort hydrostatique. En deduisant donc, de l'effort total (22) sa partie hydrostatique (26), on obtient l'expression suivante :

$$\mathbf{F}^{hd} = i\omega\rho \iint_{S_{B0}+S_{I0}} \varphi \mathbf{N} dS - \rho g \iint_{S_{I0}} (\eta - \delta) \mathbf{N} dS \quad (28)$$

En introduisant l'expression pour  $\delta$  et en profitant de la condition de la surface libre, on obtient l'expression finale suivante pour les efforts dynamiques de diffraction-radiation:

$$\mathbf{F}^{hd} = i\omega\rho \left[ \iint_{S_{B0}} \varphi \mathbf{N} dS + \frac{\alpha}{1 + \alpha} \iint_{S_{I0}} \varphi \mathbf{N} dS \right] \quad (29)$$

Afin d'obtenir les expressions pour les masses ajoutées, amortissements et l'excitation, on doit introduire la décomposition (10) pour le potentiel dans l'expression pour les efforts hydrodynamiques (29).

En faisant cela, on obtient:

*Efforts d'excitation*

$$F_i^{DI} = i\omega\rho \left[ \iint_{S_{B0}} (\varphi_I + \varphi_D) N_i dS + \frac{\alpha}{1 + \alpha} \iint_{S_{I0}} (\varphi_I + \varphi_D) N_i dS \right] \quad (30)$$

$$-\omega^2 A_{ij} + i\omega B_{ij} = \varrho\omega^2 \left[ \iint_{S_{B0}} \varphi_{Rj} N_i dS + \frac{\alpha}{1+\alpha} \iint_{S_{I0}} \varphi_{Rj} N_i dS \right] \quad (31)$$

Rappelons que les efforts de diffraction radiation sont habituellement écrits sous la forme compacte :

$$\{\mathbf{F}^{hd}\} = \{\mathbf{F}^{DI}\} + (\omega^2[\mathbf{A}] + i\omega[\mathbf{B}])\{\xi\} \quad (32)$$

de façon à pouvoir écrire l'équation du mouvement sous sa forme matricielle:

$$\left( -\omega^2([\mathbf{M}] + [\mathbf{A}]) - i\omega[\mathbf{B}] + [\mathbf{C}] \right) \{\xi\} = \{\mathbf{F}^{DI}\} \quad (33)$$

La solution de cette équation donne les mouvements du corps  $\{\xi\}$  ce qui termine la détermination du potentiel et des efforts globaux sur le corps.

### 3 Validation et résultats numériques

Comme on l'avait dit dans l'introduction, le même problème a été traité par Pinkster [5] avec une méthode complètement différente, et ces sont les résultats donnés dans [5] qui nous serviront pour la validation. Avant de présenter les résultats, on commente brièvement la méthode utilisée par Pinkster.

En fait, dans [5], le problème est résolu en considérant l'interaction de plusieurs corps, les facettes sur l'interface étant considérées comme les corps sans masse (avec une masse ajoutée associée). De cette façon, on satisfait d'abord la condition cinématique sur l'interface (en résolvant des problèmes aux limites légèrement différentes des nôtres) tandis que la condition dynamique est satisfaite en résolvant l'équation du mouvement du système multicorps. Dans sa forme la plus directe on n'a donc pas accès aux coefficients hydro globaux (excitation, rappel, masses ajoutées, amortissements), mais on peut les trouver, quand même, avec un calcul supplémentaire. Bien que la méthode soit mathématiquement correcte, sa mise en oeuvre dans un code diffraction-radiation classique, est beaucoup plus compliqué et nécessite une réorganisation importante du code.

On passe maintenant à la validation. Le cas pour lequel sont donnés les résultats dans [5] est une barge rectangulaire avec les caractéristiques suivantes :

Longueur	: 150m	$V_{c0}$	: 37500m <sup>3</sup>
Largeur	: 50m	$p_{c0}$	: 2 · 10 <sup>5</sup> Pa
Tirant d'eau	: 10m	$\kappa$	: 1.4
Volume immergé	: 75000m <sup>3</sup>	$Z_c$	: -5m
KG	: 10m		

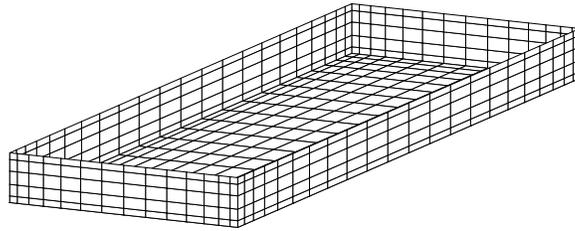


Figure 2: Modèle de la barge.

Sur la figure 3 on montre d'abord les résultats pour les masses ajoutées et les amortissements en pilonnement et en roulis (AC désigne le cas avec coussin d'air, et SC le cas sans coussin d'air). On remarque un bon accord entre deux sortes des résultats surtout pour le cas avec coussin d'air. Les légères différences (surtout pour le roulis), s'expliquent, probablement, par les différents maillages utilisés. Sur la figure 4 les résultats pour les efforts d'excitation en pilonnement, roulis et tangage sont présentés. L'accord est de nouveau très bon. Finalement, sur la figure 5 on présente les résultats pour les mouvements de la barge, ce qui représente le test final de la méthode car il dépend de tous les coefficients calculés auparavant. On voit que l'accord est toujours très bon et on conclut que la méthode a été validée et elle est donc "prête à l'emploi".

## 4 Conclusions

On a présenté ici une méthode pour le calcul de la tenue à la mer des corps flottants supportés par des coussins d'air. La méthode possède de nombreux avantages (par rapport aux méthodes existantes) dont les principales sont : la simplicité d'implémentation dans un code classique de la tenue à la mer et la simplicité d'utilisation. En effet, il suffit d'une quinzaine de commandes *IF*, *THEN*, *ELSE* (astucieusement placées dans un code existant) pour que la méthode "marche". De cette façon, le code peut être utilisé de la même façon pour le cas du corps rigide et pour le cas du corps avec coussins d'air, le seul changement étant l'identification des facettes appartenant au coussin d'air (avec un coefficient associé). D'un point de vue d'ingénieur, cela nous semble un avantage important, car on ne change pas les habitudes et on obtient un résultat correct. Les comparaisons rapides en termes des masses ajoutées, rappel, périodes propres, mouvements, ..., deviennent faciles car les mêmes notions sont gardées pour un corps rigide comme pour un corps supporté par des coussins d'air.

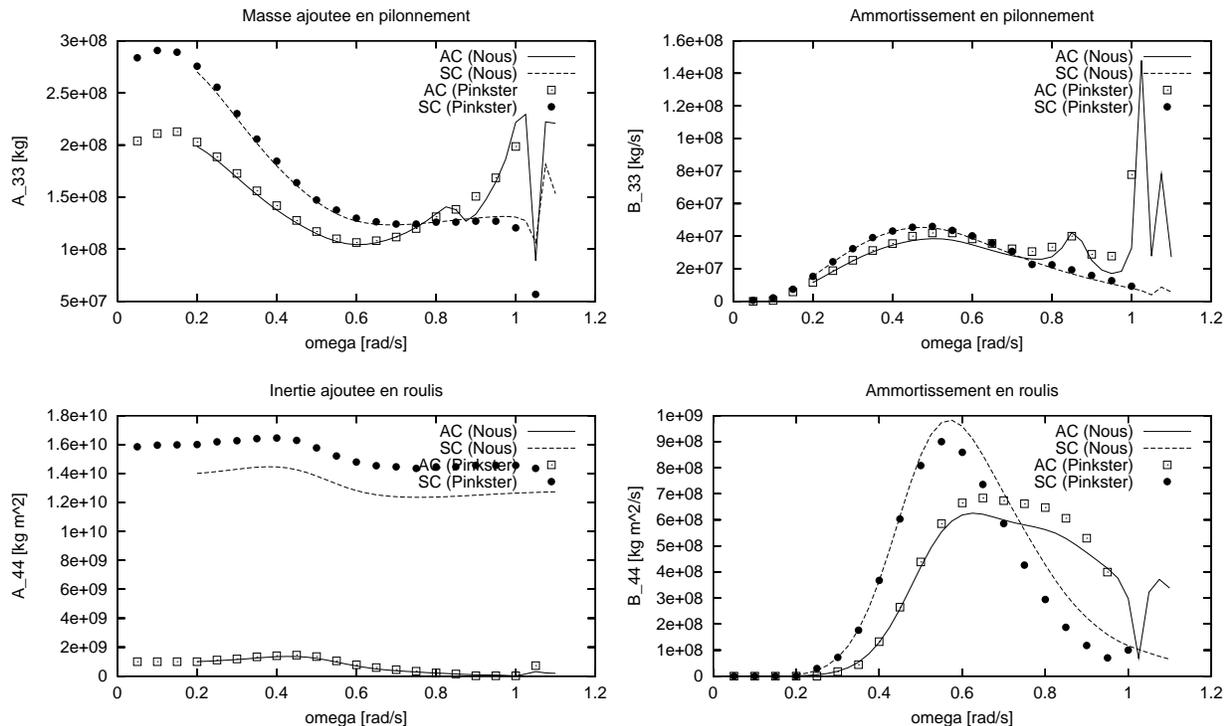


Figure 3: *Masses ajoutées et amortissements en pilonnement et en roulis.*

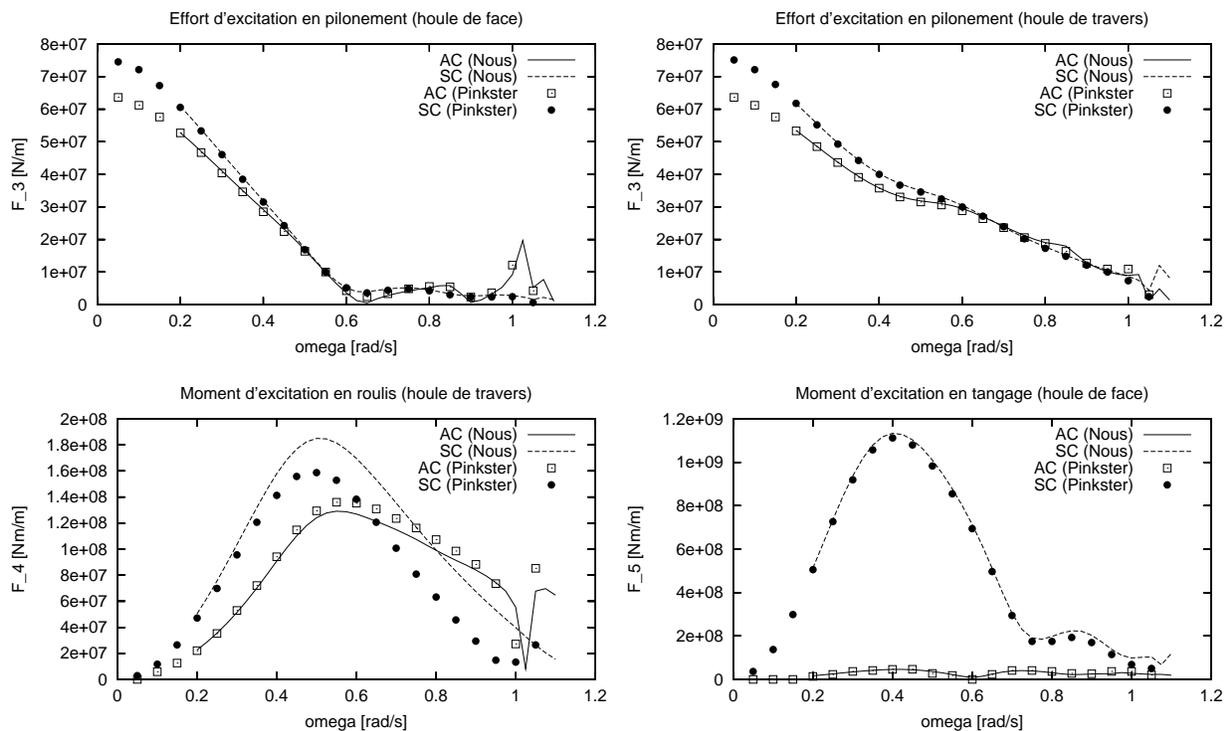


Figure 4: Efforts d'excitation en pilonnement, roulis et tangage.

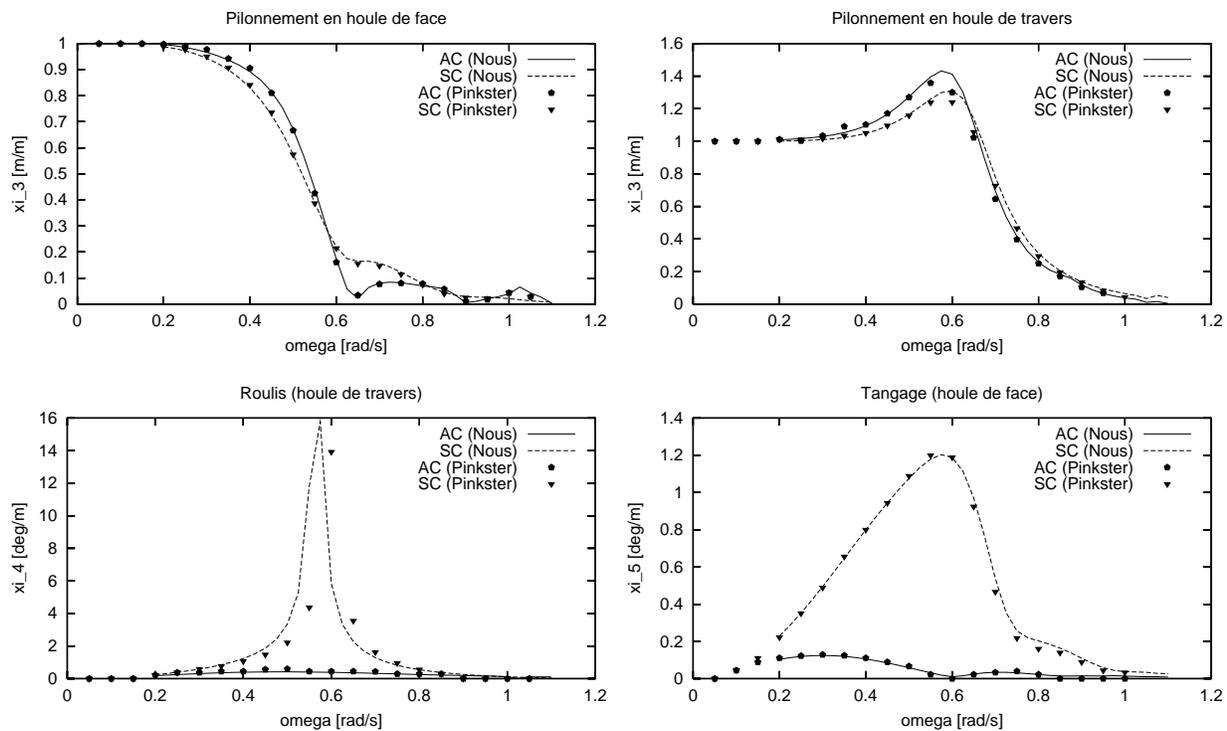


Figure 5: Mouvements de la barge en pilonnement, roulis et tangage.

## Remerciements

Les auteurs remercient Mme Eliane Saint-Jouan pour son aide appréciable pendant la rédaction du papier.

## References

- [1] ESPANET A., 2000. : "Une alternative pour l'hydrodynamique linéaire des structures off-shore supportées par coussin d'air.", Rapport de DEA, Université Aix-Marseille.
- [2] LEE C.H. & NEWMAN J.N., 1999. : "Wave effects on large floating structures with air cushions.", VLFS'99, Honolulu, USA.
- [3] MALENICA Š. & ZALAR M., 2000. : "An alternative method for linear hydrodynamics of air cushion supported floating bodies.", 15th Int. Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Israel.
- [4] NAKOS D.E., NESTEGARD A., ULSTEIN T. & SCLAVOUNOS P.D., 1991. : "Seakeeping analysis of surface effect ships.", FAST'91, Trondheim, Norway.
- [5] PINKSTER J.A., 1997. : "The effect of air cushions under floating offshore structures", BOSS'97, Delft, Netherlands.
- [6] PINKSTER J.A. & MEEVERS SCHOLTE E.J.A., 1999. : "The behaviour of a large air supported MOB at sea.", VLFS'99, Honolulu, USA.