

COMPARAISON DE DIFFERENTES APPROXIMATIONS DU PROBLEME DE
DIFFRACTION-RADIATION AVEC VITESSE D'AVANCE

G. DELHOMMEAU , B. ALESSANDRINI

Laboratoire d'Hydrodynamique Navale
U.R.A. 1217 du C.N.R.S., E.N.S.M., Nantes.

F. VILLEGER
Société SIREHNA, Nantes

Résumé

Cet article présente les résultats obtenus en utilisant diverses approximations du problème linéarisé de la diffraction-radiation avec vitesse d'avance. Les mouvements sont calculés avec trois approximations de la condition de surface libre linéarisée du problème dans le cas d'un caisson D.N.V. à un nombre de Froude de 0,15 en fonction du nombre de Strouhal $\tau = \omega_e C/g$. En comparant deux méthodes de calcul des efforts du second ordre à vitesse nulle, on constate que l'accord entre les formulations dépend, non seulement de la discrétisation, mais aussi de la forme du corps. Les résistances ajoutées sont comparées ensuite aux expériences pour des carènes usuelles (Série 60) aux nombres de Strouhal élevés ($\tau > 1/4$). Enfin, on montre que, pour la résistance ajoutée, l'accord entre théorie et expériences dépend essentiellement d'une bonne évaluation de l'amplitude du maximum des mouvements de pilonnement et de tangage, ce qui peut être réalisé par l'introduction d'un amortissement linéaire équivalent .

Summary

We present here results obtained by using approximations of the linearized problem of seakeeping with forward speed. Motions of a D.N.V. barge moving at a Froude number of 0.15 are presented for three approximations of the linearized free surface condition, with respect to the Strouhal number $\tau = \omega_e C/g$. The comparison between two methods of calculation of the second order forces without forward speed shows that the agreement between them depends not only on the mesh, but also on the shape of the body. The added resistance is then compared with experiments for practical ship hulls (Serie 60) for high Strouhal numbers ($\tau > 1/4$) Then we show that the agreement between theory and experiments essentially depends on the accuracy of the calculation of the maximum amplitude of heave and pitch motions and can be improved by using an equivalent linear damping.

INTRODUCTION :

La prise en compte de la vitesse d'avance dans le calcul du comportement d'une carène sur houle est importante à la fois aux vitesses faibles pour les grandes structures soumises à un courant et aux vitesses élevées pour les navires. La résolution numérique de ce problème permet non seulement de prédire les mouvements d'un navire avançant dans la houle, mais aussi la résistance ajoutée correspondante pour des houles de directions quelconques, alors que les essais en bassin des carènes ne sont généralement envisageables que pour des houles de face ou de l'arrière. Les premières tentatives de résolution de ce problème par la théorie des tranches ont été entreprises par B.V. Korvin-Kroukowski et W.R. Jacobs en 1957 [2] et perfectionnées jusqu'en 1970 par N. Salvesen, E.O. Tuck et O. Faltinsen [3]. Le problème tridimensionnel linéarisé exact a été abordé en utilisant la méthode des singularités de Kelvin par M.S. Chang en 1977 [5], puis par P. Guével et J. Bougis [7] [10] en 1980. Les calculs numériques posent de nombreux problèmes pour des nombres de Strouhal $\tau = \omega_e C/g > 1/4$, ce qui conduit à des temps de calcul longs. Aussi, plusieurs auteurs, comme P. Guével et A. Grékas [8] [9], R.H.M. Huijsmans [12] et G. Delhommeau [13] ont proposés des formulations simplifiées obtenues en négligeant des termes dans la condition de surface libre linéarisée.

L'étude présentée a pour but de mettre en évidence l'influence de différentes approximations de la condition de surface libre dans le calcul des efforts du premier ordre et des mouvements, d'étudier le domaine de validité de la méthode de calcul des efforts du second ordre par intégration des pressions, de comparer les résultats numériques obtenus aux expériences disponibles sur des carènes classiques [4] [11] et enfin de montrer l'influence de l'amortissement sur la valeur du pic de résistance ajoutée.

1 - PRESENTATION DES DIFFERENTES APPROXIMATIONS :

Dans le repère mobile parallèle au repère absolu avançant à la vitesse moyenne C de la carène, le problème linéarisé de la tenue à la mer avec vitesse d'avance s'écrit, si l'on néglige les termes de couplage avec le problème de la résistance de vagues supposés d'ordre supérieur [6] [7] [8] [13] :

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Delta\phi = 0 \quad \text{dans } D \\ \frac{\partial\phi}{\partial n} \Big|_{C_0} = \vec{V}_E \cdot \vec{n} \Big|_{C_0} \\ \frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} + 2\varepsilon' \frac{\partial\phi}{\partial t} + g \frac{\partial\phi}{\partial z} - 2C \frac{\partial^2\phi}{\partial t \partial x} - 2C\varepsilon' \frac{\partial\phi}{\partial x} + C^2 \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} \Big|_{z=0} = E\phi \Big|_{z=0} = 0 \\ \phi \rightarrow \phi_I \quad \text{à l' } \infty \end{array} \right.$$

ϕ_I étant le potentiel de la houle incidente du premier ordre.

La condition de glissement sur la carène fait intervenir au premier ordre un couplage avec la vitesse d'avance:

$$(2) \quad \frac{\partial\phi}{\partial n} \Big|_{C_0} = \vec{V}_E \cdot \vec{n} \Big|_{C_0} = [C \cdot \vec{i}_x + (\vec{\tau} + \vec{\theta} \wedge \vec{OP}_0) + C (\vec{i}_x \wedge \vec{\theta})] \cdot \vec{n}_0$$

$\vec{\tau}$ et $\vec{\theta}$ représentant les mouvements de translation et de rotation au premier ordre.

Ce couplage introduit une modification des termes de masses d'eau ajoutées et d'amortissement. Les masses d'eau ajoutées qui étaient définies à vitesse nulle par :

$$(3) \tilde{M}^{qp} = M^{qp} + \frac{i}{\omega} B^{qp}$$

$$(4) M^{pq} = -\rho \iint_{C_0} \phi_R^{q*} \frac{\partial \phi_R^{p*}}{\partial n} dS, B^{pq} = -\rho \omega \iint_{C_0} \phi_R^{q**} \frac{\partial \phi_R^{p*}}{\partial n} dS$$

deviennent [6] [7] [13] :

$$(5) \tilde{M}'^{q5} = \tilde{M}^{q5} + \frac{iC}{\omega} \tilde{M}^{q3} \text{ et } \tilde{M}'^{q6} = \tilde{M}^{q6} - \frac{iC}{\omega} \tilde{M}^{q2}, \tilde{M}'^{qp} = \tilde{M}^{qp} \text{ pour } p \neq 5,6$$

Les efforts de diffraction ne sont pas modifiés, on doit seulement tenir compte du fait que les pressions sont exprimées dans le repère relatif, la dérivée partielle par rapport au temps s'écrit dans ce repère :

$$(6) p = -\rho \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} - C \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)$$

Une fois connus les mouvements, les efforts du second ordre s'obtiennent par intégration des pressions au second ordre dans le repère relatif [14]. Dans le repère absolu, on a

$$(7) \vec{F}_{hd2} = \vec{F}_{hs2} + \theta \wedge \vec{F}_{hd1} + \rho \iint_{C_0} \left[\frac{1}{2} (\text{grad } \phi)^2 + P_0 P \text{ grad } \frac{\partial \phi}{\partial t} \right] \vec{n}_g dS - \frac{\rho g}{2} \int_{\Gamma_0} (\zeta - Z)^2 \vec{n}_g dS$$

F_{hs2} étant la force hydrostatique au second ordre, F_{hd1} la force hydrodynamique au premier ordre, C_0 la carène et Γ_0 le contour de la flottaison au repos.

La seule approximation effectuée consiste à négliger les dérivées secondes par rapport aux variables d'espace en faveur de C intervenant lorsqu'on dérive le gradient par rapport au temps dans le repère relatif.

La condition de surface libre linéarisée exacte [7] [10] est donnée dans l'équation (1). La première approximation consiste à négliger le terme en C^2 dans cette équation [8] [9] et la deuxième approximation [13] à négliger tous les termes en C et C^2 , ce qui revient à conserver la condition de surface libre sans vitesse d'avance avec une période de houle égale à la période de rencontre ω_e . Cette dernière approximation est celle utilisée dans les théories du navire élané [4]. Les programmes de calcul correspondants ont été appelés respectivement DYNAPLOUS (Bougis 1980), ARGOS (Grékas 1981), AQUAPLUS (Delhommeau 1988). Ils utilisent tous une distribution de sources seules réparties sur la carène, la condition de surface libre étant satisfaite par une fonction de Green. Dans le cas du programme DYNAPLOUS, cette fonction présente une singularité pour un nombre de Strouhal $\tau = \omega_e C / g = 1/4$ et est régulière partout ailleurs. Pour le programme ARGOS, la fonction de Green ne présente pas de singularité pour $\tau = 1/4$, mais la formulation est divergente pour $\tau > 1/2$. Dans ces deux cas, la fonction de Green est obtenue par intégration numérique sur les facettes avec un nombre de points compris entre 10 et 50 et variant avec la période. L'approximation AQUAPLUS ne présente aucune singularité et la fonction de Green est obtenue directement par interpolation dans un fichier.

Les résultats obtenus avec un caisson D.N.V. (90*90*40) avançant dans une houle de face à un nombre de Froude de 0,15 sont présentés sur la planche 1. Les deux premières figures montrent l'influence de la discrétisation pour deux périodes sur la masse d'eau ajoutée en pilonnement. Pour les calculs ultérieurs, la discrétisation retenue est de 54 facettes sur la moitié décrite de la carène. Les courbes suivantes et les planches 2 et 3 présentent

les résultats des différentes hypothèses pour les forces d'excitation, les coefficients hydrodynamiques, les mouvements et les efforts du second ordre en cavement et en pilonnement en fonction du nombre de Strouhal. Le nombre de Strouhal décroît lorsque la période augmente, la valeur critique $\tau = 1/4$ correspondant à une période d'environ 14 secondes. Avec la version des codes de calcul utilisée, les temps de calcul total pour l'obtention de toute la courbe sont de 2 h 30 mn pour DYNAPLOUS, 15 mn pour ARGOS et 1 mn pour AQUAPLUS. On voit qu'aux faibles nombres de Strouhal, les trois approximations sont très peu différentes, seul le cavement à 20 secondes présente des écarts dus à un couplage avec une résonance en tangage non amortie. Le programme DYNAPLOUS présente un comportement singulier typique de la condition de surface libre linéarisée exacte au voisinage du nombre de Strouhal critique. Aux grands nombres de Strouhal, les résultats divergent, surtout pour le calcul des efforts du second ordre. Nous allons donc tester la sensibilité de ces termes à différents facteurs.

2 - CALCUL DES EFFORTS DU SECOND ORDRE :

Pour calculer la résistance ajoutée, on intègre les pressions au second ordre sur la carène. Pour mettre en évidence la validité de cette formulation et les problèmes de convergence en fonction de la discrétisation, celle-ci a été comparée à vitesse nulle avec la formulation des efforts de dérive de Maruo-Newman [14]. Le premier corps testé est un bateau T.P.S (Turret Moored Production Ship) proposé comme cas test au Workshop de Bergen (1989) sur les systèmes flottants de production. Les dimensions principales de la carène sont les suivantes : longueur = 230 m, largeur = 41 m, tirant d'eau = 15 m. Les calculs ont été effectués pour différents maillages modifiés uniquement autour de l'arête du fond de la carène. Les maillages correspondants sont indiqués sur la planche 4. Les fonctions de transfert des efforts de dérive pour une houle unité, adimensionnalisées par rapport à $\rho g L$ ($L = 41$ m) et calculées par les deux formulations, ont été projetées sur la direction de la houle incidente, soit 10 degrés par rapport à l'axe du bateau. On peut montrer qu'en l'absence de dispositif extérieur fournissant de l'énergie au corps, la force de dérive dans le sens de propagation de la houle est positive, ce qui constitue un élément de validation supplémentaire [14]. Pour plus de lisibilité, les efforts calculés par la formulation de Maruo-Newman ont été décalés verticalement de 0,2.

Les résultats obtenus avec les différents maillages par la formulation de Maruo-Newman sont en bon accord jusqu'à 0,55 rd/s. Pour $0,3 \text{ rd/s} < \omega < 0,5 \text{ rd/s}$, la différence entre les efforts calculés par les deux méthodes diminue lorsqu'on raffine le maillage des coins et est négligable en l'absence d'arête. Compte tenu des valeurs fortement négatives obtenues pour les maillages les plus grossiers par la méthode d'intégration des pressions, il est évident que l'on doit adapter le maillage dans ce domaine de fréquence lorsqu'il y a des arêtes vives proches de la surface libre. Il resterait à étudier l'influence de la proximité de l'arête en faisant varier le tirant d'eau. Cette imprécision provient du calcul de l'intégrale sur la carène C_0 dans la formule (7). Le premier terme fait intervenir le carré de la vitesse et le deuxième la vitesse seule. Lorsque ces termes varient rapidement et sont de signes contraires, ce qui est le cas autour des angles vifs, les erreurs se cumulent. Ce problème a déjà été signalé par O.Faltinsen [15]. On peut penser que l'accord entre les deux formulations constitue ici un critère de bonne résolution du problème au second ordre. Le même phénomène se retrouve lorsqu'on calcule la partie quadratique des efforts de second ordre à basse fréquence, qui est le produit de quantités du premier ordre, particulièrement sur la partie réelle de ces efforts (qui tend vers la force de dérive lorsque la différence des pulsations tend vers zéro), comme on peut le constater sur la courbe suivante.

Une autre source possible d'écart entre les deux méthodes de calcul est la taille des facettes. Des calculs ont été effectués sur un ellipsoïde placé sous la surface libre (longueur = 230 m, largeur = 41 m, rayon = 15 m , immersion de l'axe = 20 m). Deux maillages ont été réalisés (396 et 792 facettes) pour lesquels on obtient plus de 12 facettes par longueur d'onde pour des pulsations inférieures respectivement à 0,67 et 0,95 rd/s. On constate que pour ce corps ne présentant pas d'arête vive, la différence entre les deux méthodes reste inférieure à 0,05 si l'on a plus de 12 facettes par longueur d'onde. On peut d'ailleurs noter que

l'écart entre les deux formulations est moins important pour un demi-ellipsoïde de mêmes dimensions perçant la surface libre.

On en déduit que les critères de discrétisation sont bien maîtrisés pour des corps arrondis et que des précautions de maillage doivent être prises aux basses fréquences pour le calcul des efforts du second ordre par intégration des pressions dans le cas particulier de corps présentant des arêtes vives proches de la surface libre.

Dans ce qui suit, les critères de discrétisation retenus seront ceux donnant un bon accord entre les deux formulations à vitesse nulle.

3 - COMPARAISONS AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX:

Les résultats présentés dans ce paragraphe ont été obtenus dans des cas pratiques, donc à des nombres de Strouhal élevés : $\tau > 1/4$, pour des carènes usuelles ayant fait l'objet d'essais en bassin des carènes et de calcul par d'autres méthodes. De ce fait, le programme ARGOS, limité à $\tau = 1/2$, n'a pu être utilisé. Le programme DYNAPLOUS n'a pu être utilisé pour calculer la résistance ajoutée pour les carènes suivantes, du fait du caractère très oscillant de l'intégrand de la fonction de Green lorsqu'on est proche de la surface libre, particulièrement sur le contour de la flottaison, ce qui aboutit à des résistances ajoutées pouvant devenir négatives. La première courbe de la planche 5 montre l'allure d'une des fonctions à intégrer numériquement.

Le premier calcul concerne une carène de Wigley modifiée d'équation :

$$(8) \quad y = \frac{B}{2} * [1 - (\frac{z}{T})^2] [1 - (\frac{2x}{L})^2] [1 + 0,2 (\frac{2x}{L})^2] + (\frac{z}{T})^2 [1 - (\frac{z}{T})^8] [1 - (\frac{2x}{L})^2]^4$$

avec $L/B = 10$ et $B/T = 1,6$ où B est la demi-largeur de la carène, L sa longueur et T son tirant d'eau.

Cette carène a été étudiée par R. Beck et A. Magee [16] qui ont effectué les calculs par une méthode de résolution instationnaire linéaire utilisant des singularités de Kelvin de type source, les coefficients hydrodynamiques étant obtenus à l'aide de la réponse impulsionnelle.

Sur la planche 5, les résultats des coefficients hydrodynamiques en pilonnement calculés par les différentes approximations sont comparés aux expériences et aux calculs de R. Beck et A. Magee. Les coefficients sont adimensionnalisés par rapport à $\rho \nabla$ pour la masse d'eau ajoutée et par rapport à $\rho \nabla / \sqrt{L/g}$ pour l'amortissement, où ∇ est le volume de la carène. Ils sont présentés en fonction de la pulsation adimensionnelle $w = \omega \sqrt{L/g}$. Dans ce cas, le nombre de Strouhal critique correspond à $w = 0,8$. On constate que toutes les formulations sont en bon accord avec les expériences pour les pulsations élevées. Au voisinage de la pulsation critique, l'accord entre la méthode instationnaire et DYNAPLOUS reste satisfaisant, ces deux méthodes étant fondées sur la même approximation de la condition de surface libre. L'accord avec les expériences est difficile à juger dans cette zone du fait du petit nombre de points expérimentaux. Il semble cependant que les résultats expérimentaux ne varient pas aussi rapidement que les résultats de ces deux théories, ainsi que l'on peut le constater sur la courbe CA33.

Le deuxième calcul concerne des carènes de type Série 60. Ces calculs ont été réalisés avec le code AQUAPLUS à des périodes comprises entre 8 et 20 secondes houle de face pour des nombres de Froude de 0,28; 0,22; 0,17, avec des coefficients de bloc respectifs de 0,60; 0,70; 0,80. Pour des carènes avançant face à la houle, la période de houle dans le repère absolu correspondant au nombre de Strouhal critique est donnée par la formule :

$$(9) \quad T_c = 4 \Pi C / (\sqrt{2} - 1) g = 3,09 C$$

où T_C est la période de la houle incidente dans le repère absolu et C la vitesse de la carène. Pour des carènes de longueur $L = 193,5$ m, cette formule donne : $T_C = 37,8$ s pour $C = 12,21$ m/s, $T_C = 29,6$ s pour $C = 9,58$ m/s, $T_C = 22,0$ s pour $C = 7,12$ m/s.

On constate que toutes les périodes de calcul correspondent à des nombres de Strouhal $\tau > 1/4$. Les résultats présentés sur les trois premières figures de la planche 6 sont comparés aux expériences et à ceux de la théorie des tranches [4].

Les résultats d'AQUAPLUS sont voisins de ceux de la théorie des tranches. Dans tous les cas, la position du pic de résistance ajoutée est correctement localisée, mais son amplitude est surévaluée. Les résultats sont en meilleur accord avec les expériences pour les coefficients de bloc élevés et les vitesses faibles. Malheureusement, les résultats expérimentaux ont été réalisés en faisant varier simultanément les deux facteurs, ce qui interdit toute interprétation.

4 - INFLUENCE DE L'AMORTISSEMENT :

Dans la référence [4], les résultats expérimentaux concernant les mouvements de pilonnement et de tangage montrent que le pic de résistance ajoutée correspond à une résonance des mouvements. Les théories simplifiées de calcul de la résistance ajoutée indiquent d'ailleurs que celle-ci est proportionnelle à la somme des carrés des amplitudes des mouvements de pilonnement et de tangage, multipliés par le coefficient d'amortissement correspondant [1]. Ces mouvements sont largement surévalués par le calcul. Connaissant les valeurs expérimentales des maxima, on peut en déduire un amortissement linéaire équivalent permettant de respecter l'amplitude des pics de résonance. Si l'on effectue ensuite les calculs de résistance ajoutée, on obtient une courbe en bon accord avec les expériences, comme on peut le voir sur la dernière figure de la planche 6.

Pour confirmer ceci, on a calculé la résistance ajoutée d'une carène prismatique de section rectangulaire de longueur 2,5 m, de largeur 0,25 m et de tirant d'eau 0,15 m. Cette carène a été calculée par W. Beukelman avec la théorie des tranches et a été l'objet de nombreuses expériences [11]. Les résultats obtenus à un nombre de Froude de 0,16 sont présentés sur la planche 7. L'écart entre les calculs et les mesures peut être constaté au niveau des coefficients d'amortissement dont une part importante semble d'origine visqueuse. Les amplitudes calculées des mouvements sont surévaluées. L'accord entre AQUAPLUS et DYNAPLOUS est très bon pour les masses d'eau ajoutées, seul le pic de résonance en pilonnement, bien que d'amplitude égale, est légèrement plus étalé en fréquence. Là encore, si l'on prend un amortissement linéaire équivalent permettant d'obtenir une amplitude correcte des mouvements à la résonance, on constate un très bon accord pour la résistance ajoutée. D'autres calculs réalisés avec le même amortissement pour un nombre de Froude de 0,26, donnent un accord légèrement moins bon, ce qui semble indiquer que l'amortissement n'est pas uniquement linéaire. Pour une carène prismatique de section triangulaire, les mouvements et la résistance ajoutée sont correctement prédits sans avoir besoin de rajouter des amortissements supplémentaires.

CONCLUSION :

Les résultats obtenus sur un caisson D.N.V. montrent que les trois approximations donnent des résultats très voisins aux faibles nombres de Strouhal, donc pour le calcul des efforts de dérive lente. La condition de surface libre linéarisée exacte présente un comportement singulier typique autour du nombre de Strouhal critique $\tau = 1/4$.

Le calcul des efforts du second ordre par intégration des pressions nécessite de prendre des précautions de maillage pour des corps présentant des arêtes vives proches de la surface libre.

Les cas pratiques de calcul de la résistance ajoutée conduisent à des nombres de

Strouhal élevés. La condition de surface libre linéarisée exacte utilisée dans DYNAPLOUS, donne des coefficients hydrodynamiques très voisins de ceux obtenus par une méthode de calcul instationnaire linéarisée, en particulier au voisinage du nombre de Strouhal critique, toutes les méthodes donnant des résultats semblables et voisins des expériences aux grands nombres de Strouhal. Avec le programme DYNAPLOUS, la résistance ajoutée ne peut plus être calculée par intégration des pressions aux grands nombres de Strouhal, du fait du caractère très oscillant de la fonction de Green au voisinage de la surface libre. La comparaison avec les résultats expérimentaux, pour des carènes de type Série 60, montre que les pics de résistance ajoutée sont correctement localisés, mais que leur amplitude est surestimée par la théorie des tranches et par AQUAPLUS.

L'analyse des résultats montre que l'écart provient des coefficients d'amortissements qui, pour certaines carènes, sont sous-estimés par toutes les théories potentielles. Pour améliorer l'accord avec les expériences, on peut utiliser soit un amortissement linéaire permettant de respecter l'amplitude des mouvements, si l'on connaît ceux-ci, soit des formules d'amortissement issues d'essais systématiques.

BIBLIOGRAPHIE :

- [1] T.H. Havelock , 1942, "The drifting force on a ship among waves" - Phil. Mag., Vol. 33, 1942
- [2] B.V. Korvin-Kroukowski and W.R. Jacobs, 1957, "Pitching and heaving motions of a ship in waves" - Trans. SNAME, Vol. 65, 1957
- [3] N. Salvesen, E.O. Tuck, O. Faltinsen, 1970, "Ship motions and sea loads" - Trans. SNAME, Vol. 78, 1970
- [4] J. Strom-Tejsen, H.Y.H. Yeh, D.D. Moran, 1973, "Added Resistance in Waves" - Trans. SNAME, Vol. 81, 1973
- [5] M.S. Chang, 1977, "Computation of three-dimensionnal ship motions with forward speed" - 2nd Int. conf. on Numerical Ship Hydrodynamics, University of Berkeley, 1977
- [6] J.N. Newman, 1978, "The theory of ship motions" - Advances in applied mechanics, Vol. 18, 1978
- [7] J. Bougis, 1980, "Etude de la diffraction-radiation dans le cas d'un flotteur indéformable animé d'une vitesse moyenne constante et sollicité par une houle sinusoïdale de faible amplitude" - Thèse de Docteur-Ingénieur , E.N.S.M. Nantes , 1980
- [8] A. Grékas, 1981, "Contribution à l'étude théorique et expérimentale des efforts du second ordre et du comportement dynamique d'une structure marine sollicitée par une houle régulière et un courant" - Thèse de Docteur-Ingénieur , E.N.S.M. Nantes , 1981
- [9] P. Guével, A. Grékas, 1981, "Le théorème de Lagally généralisé et ses applications en hydrodynamique navale" - Bulletin de l'A.T.M.A. n° 81, A.T.M.A., Paris, 1981
- [10] P. Guével, J. Bougis, 1982, "Ship motions with forward speed in infinite depth" - Int. Shipbuilding Progress, Vol. 29, 1982
- [11] W. Beukelman , 1983 , "Vertical motions and added resistance of a rectangular and triangular cylinder in waves" - Report n° 594, Technische Hogeschool Delft, 1983
- [12] R.H.M. Huijsmans, A.J. Hermans, 1985, "A fast algorithm for computation of 3-D ship motions at moderate forward speed" - 4th Int. Conf. on Numerical Ship Hydrodynamics, Washington, 1985
- [13] G. Delhommeau., J.M. Kobus, 1987 , "Méthode approchée de calcul du comportement sur houle avec vitesse d'avance" - Bulletin de l'A.T.M.A. n° 87, A.T.M.A., Paris, 1987
- [14] G. Delhommeau , 1987, "Les problèmes de diffraction-radiation et de résistance de vagues : étude théorique et résolution numérique par la méthode des singularités" - Thèse de Docteur ès Sciences, E.N.S.M. Nantes , 1987
- [15] R. Zhao, O. Faltinsen, 1989, "Interaction between current, waves and marine structures" - 5th Int. Conf. on Numerical Ship Hydrodynamics, Hiroshima, 1989
- [16] R.F. Beck, A.R. Magee, 1990, "Time-domain analysis for predicting ship motions" - I.U.T.A.M., Londres, 1990

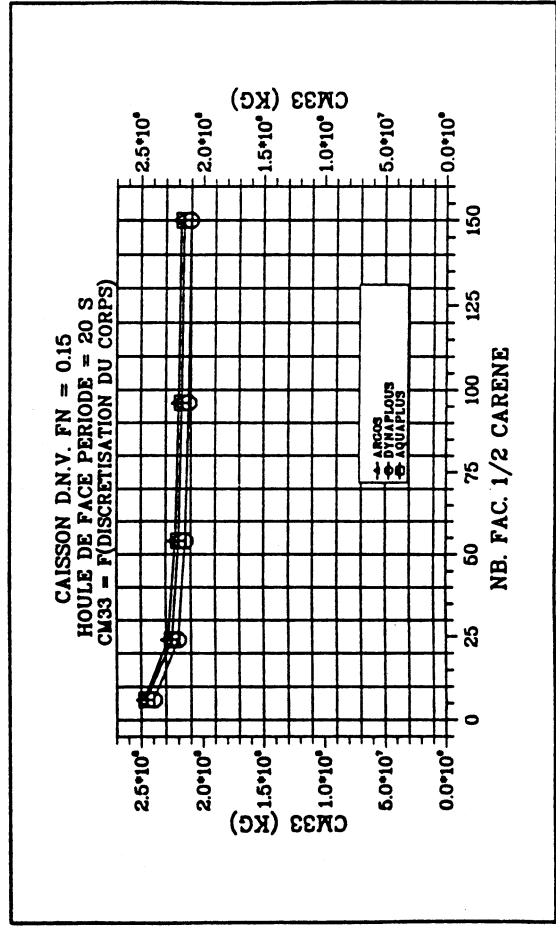
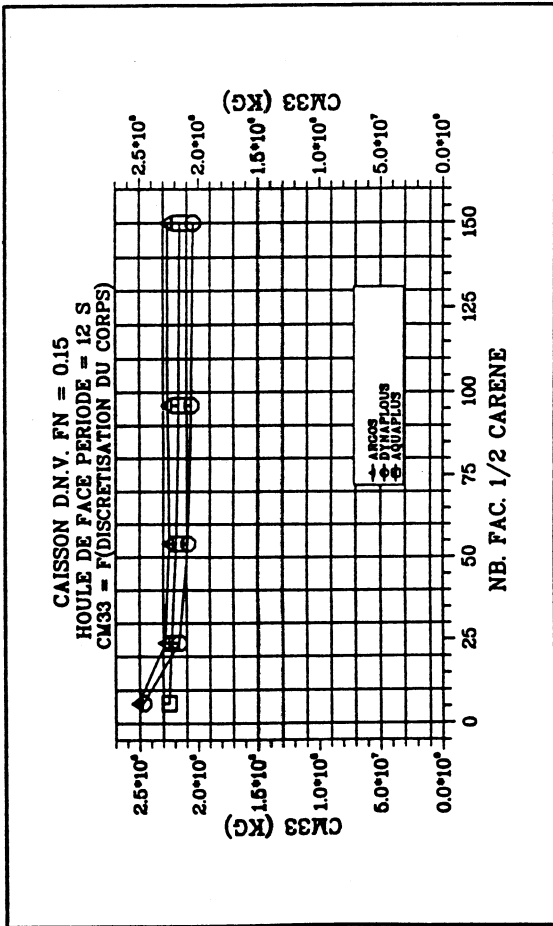
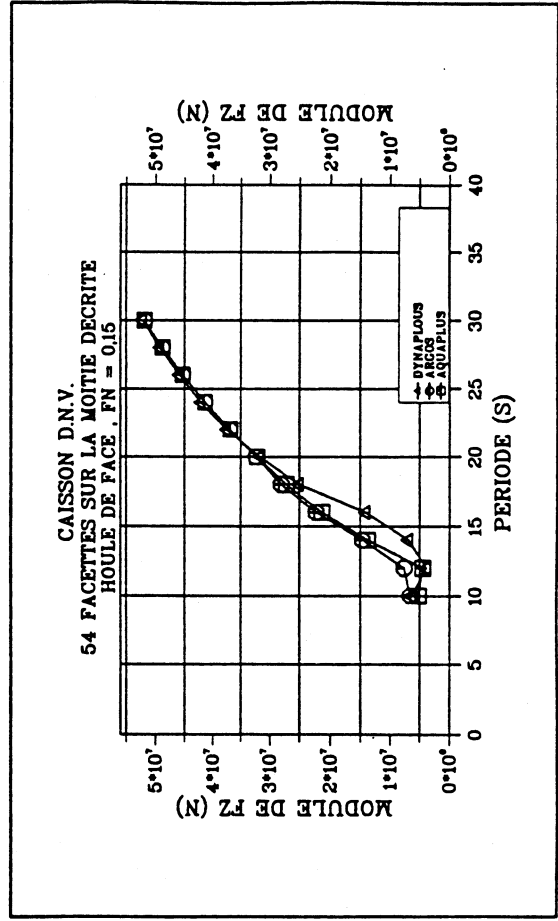
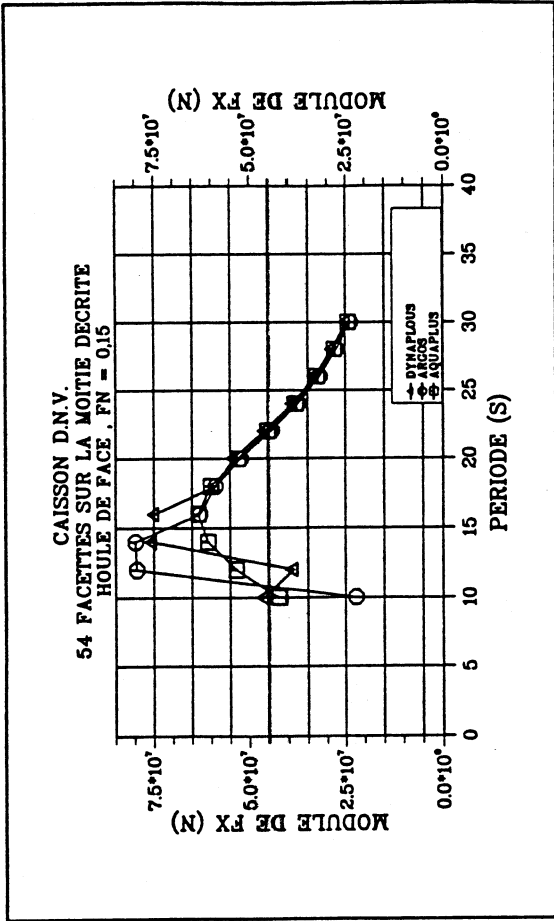


PLANCHE I

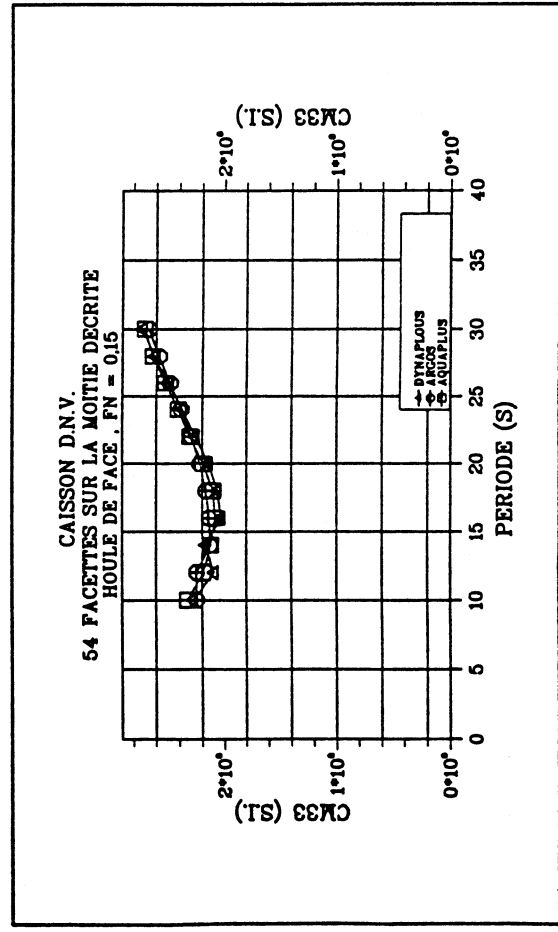
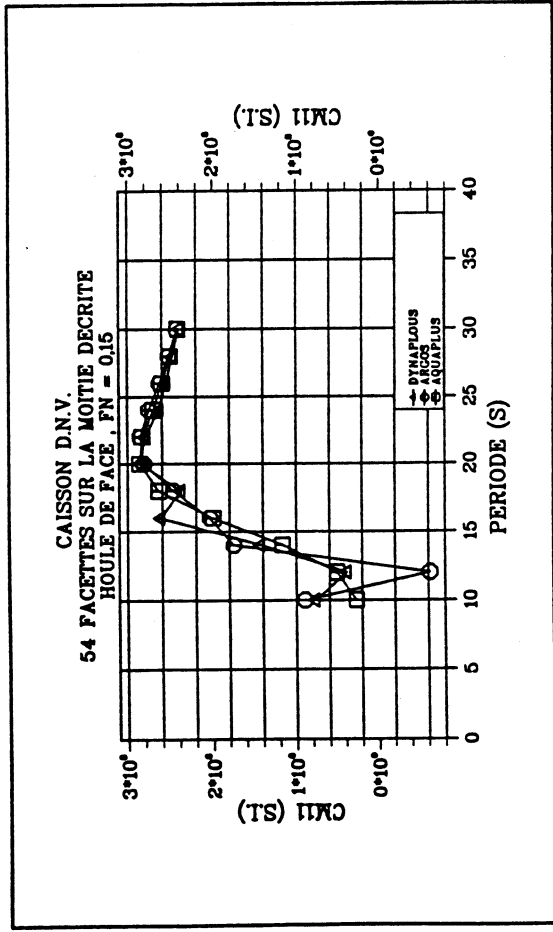
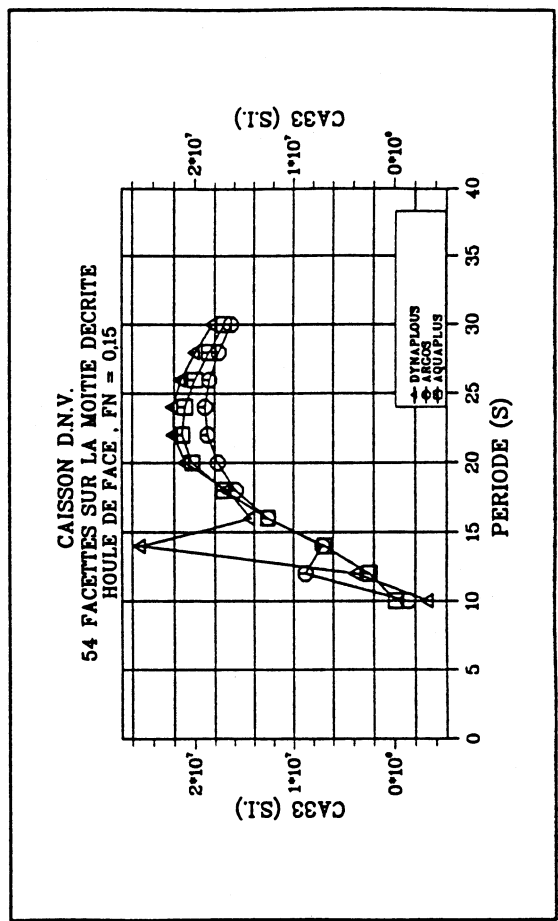
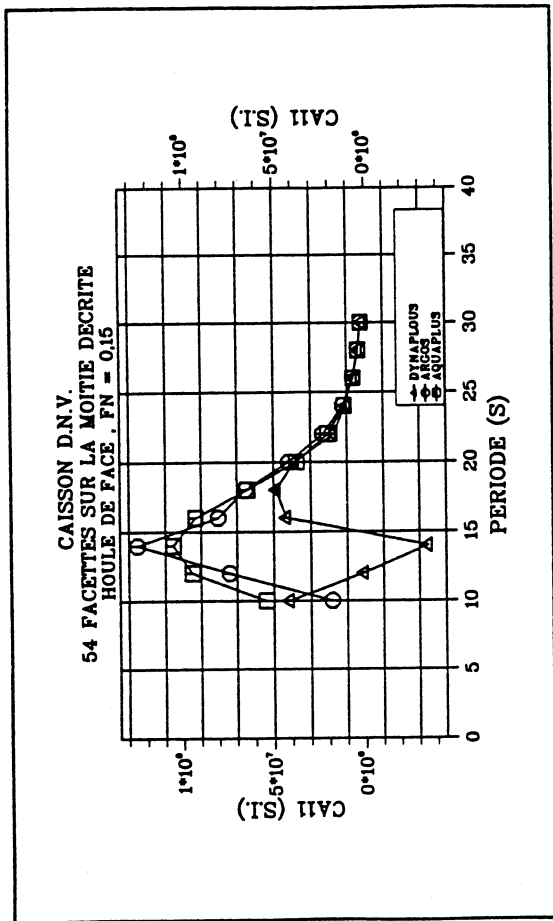


PLANCHE 2

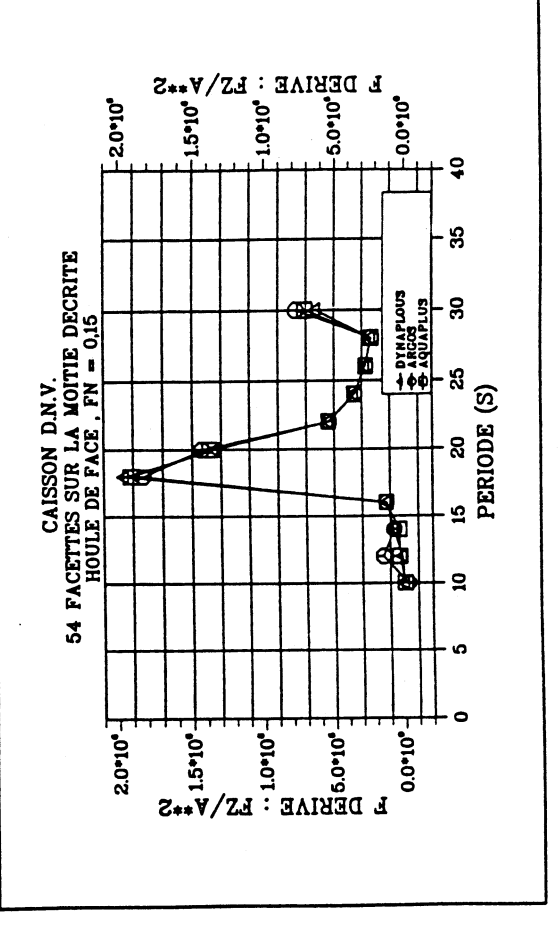
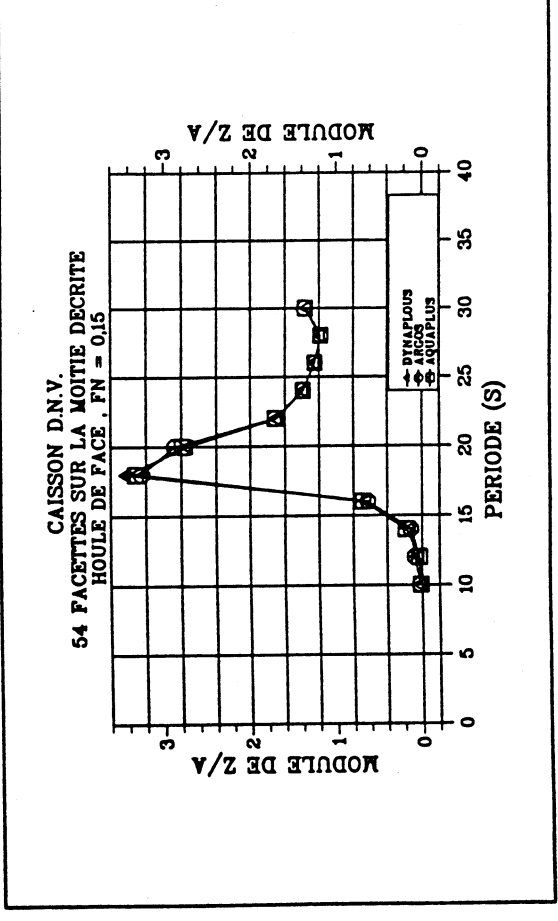
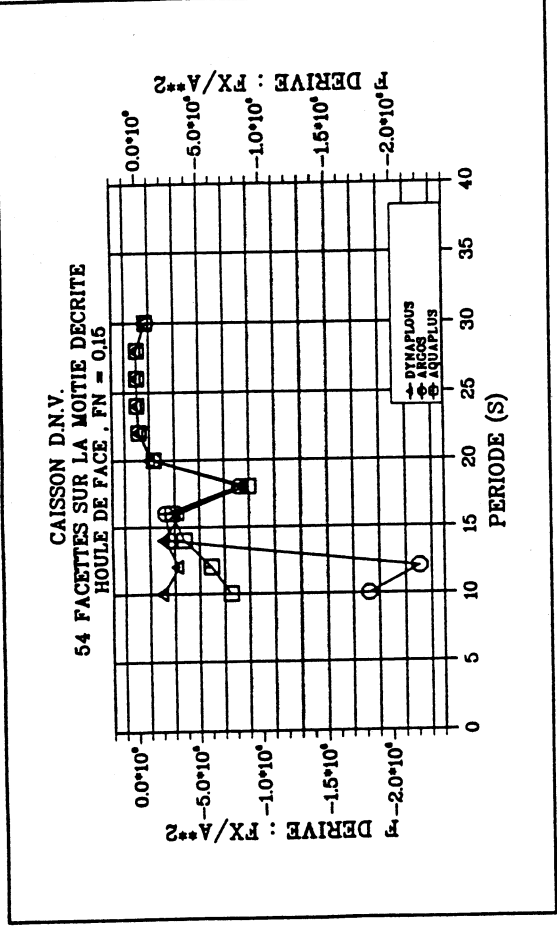
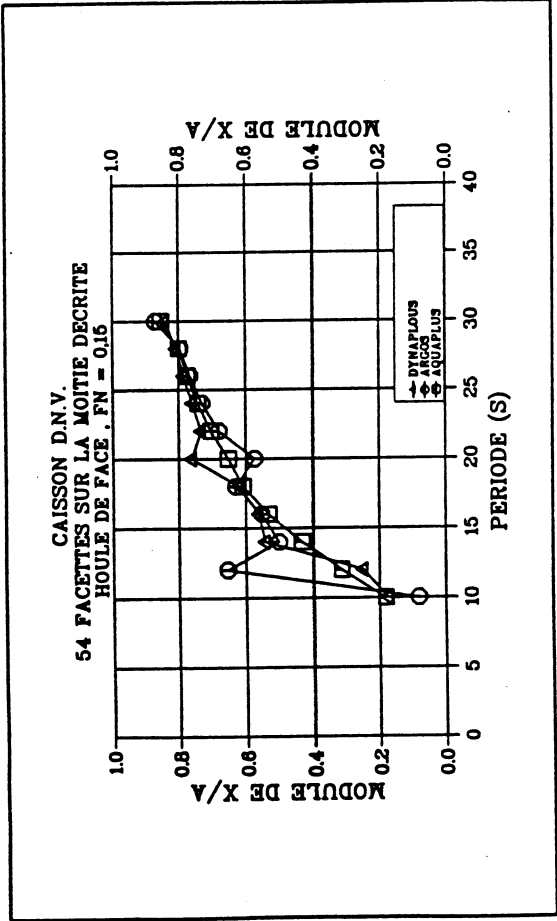
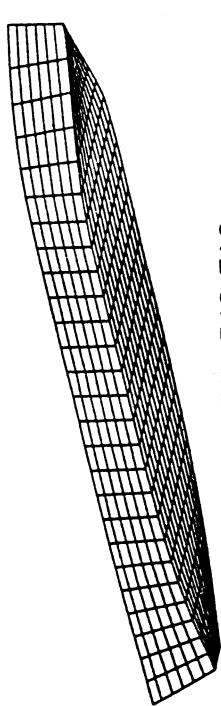
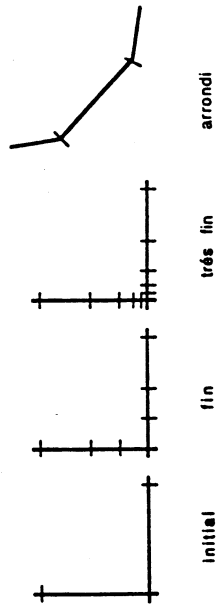


PLANCHE 3



TPS INITIAL 348 FAC.



maillage du coin	initial	fin	très fin	arrondi
nombre de facettes sur le 1/2 corps	348	512	664	296

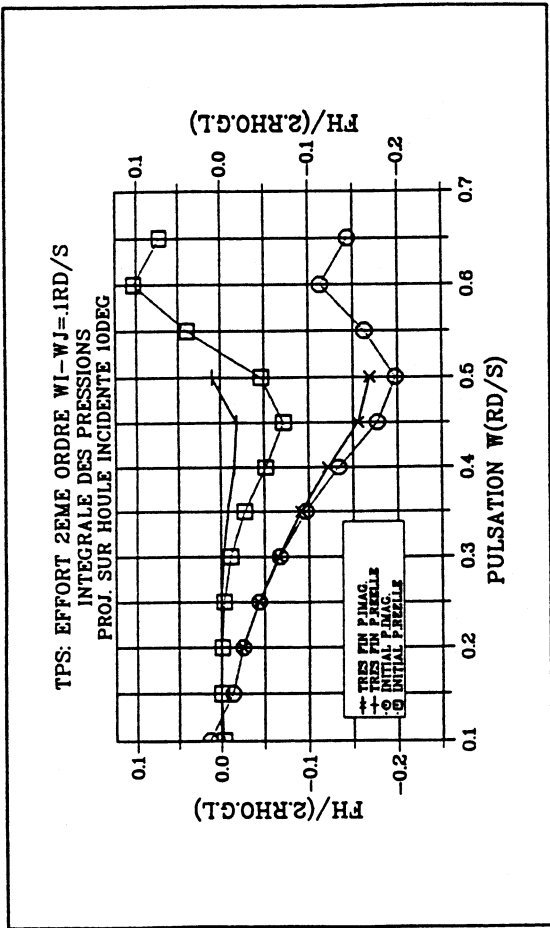
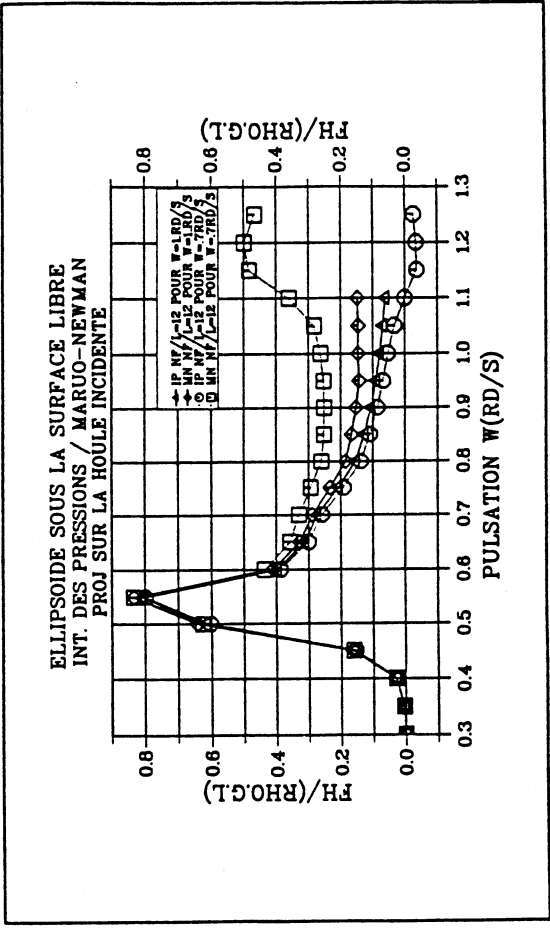
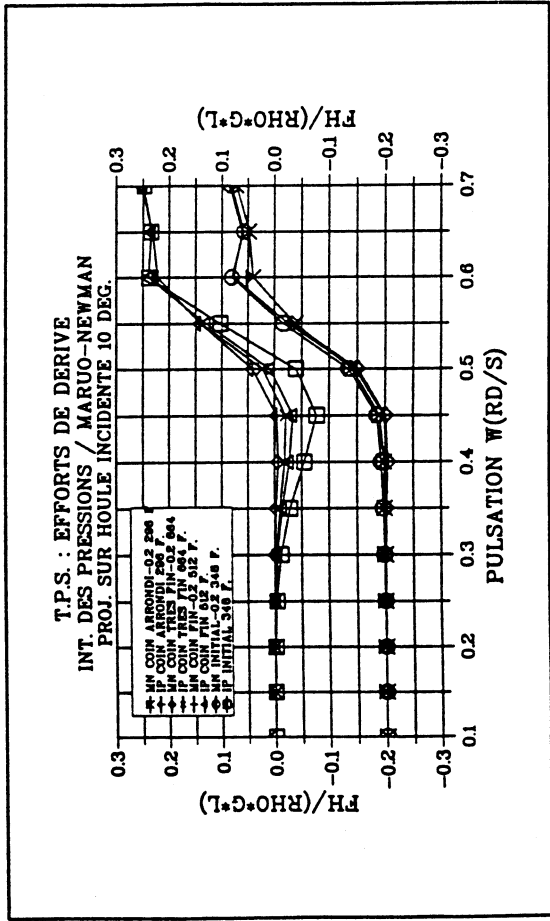
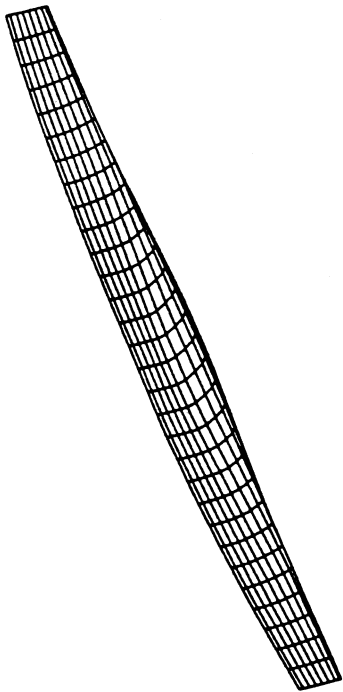


PLANCHE 4





WIGLEY MODIFIE

$$y = \frac{B}{2} \cdot \left[1 - \left(\frac{z}{L} \right)^2 \right] \left[1 + 0.2 \left(\frac{2x}{L} \right)^2 \right] + \left(\frac{z}{T} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{z}{T} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\frac{2x}{L} \right)^2 \right]^4$$

$L/B = 10, B/T = 1,6$

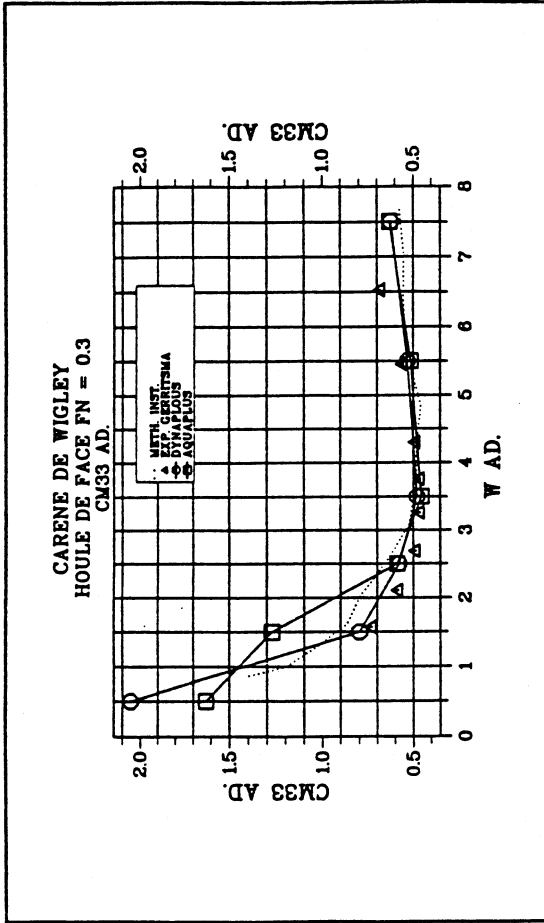
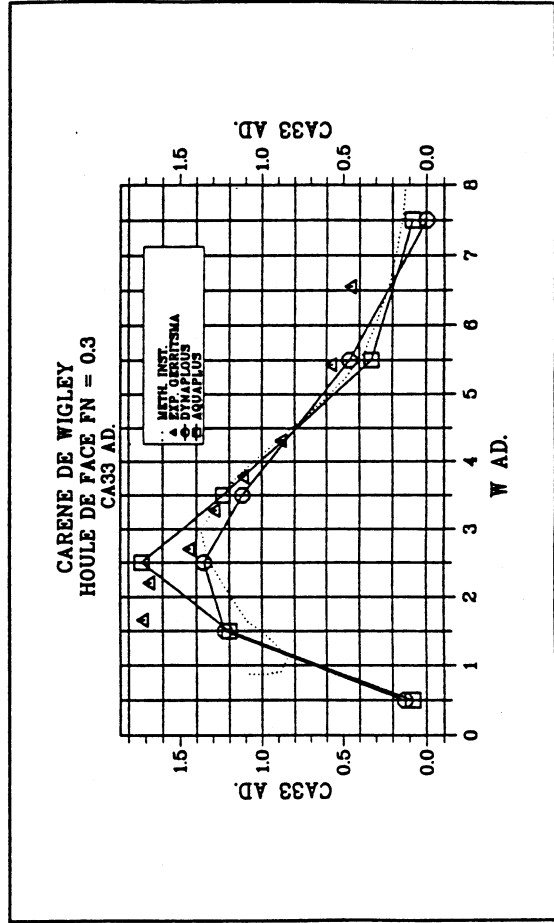
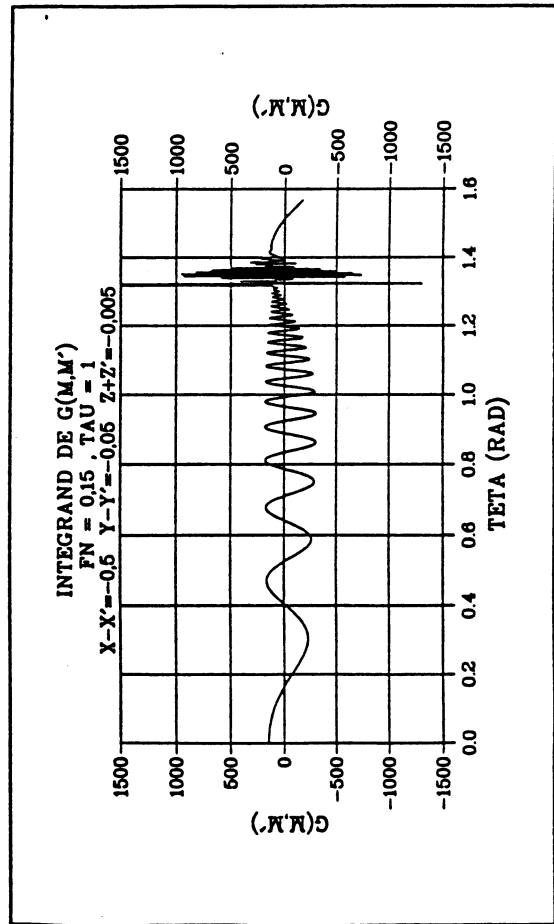


PLANCHE 5



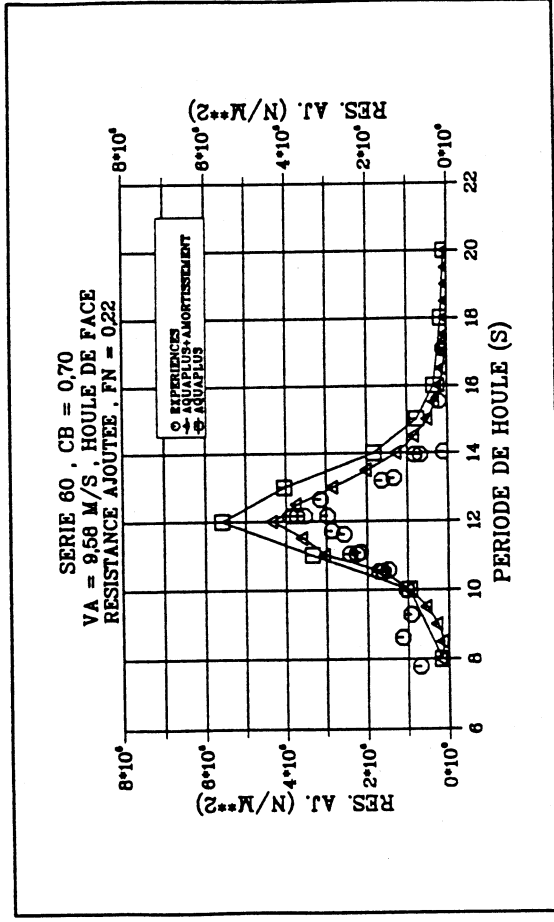
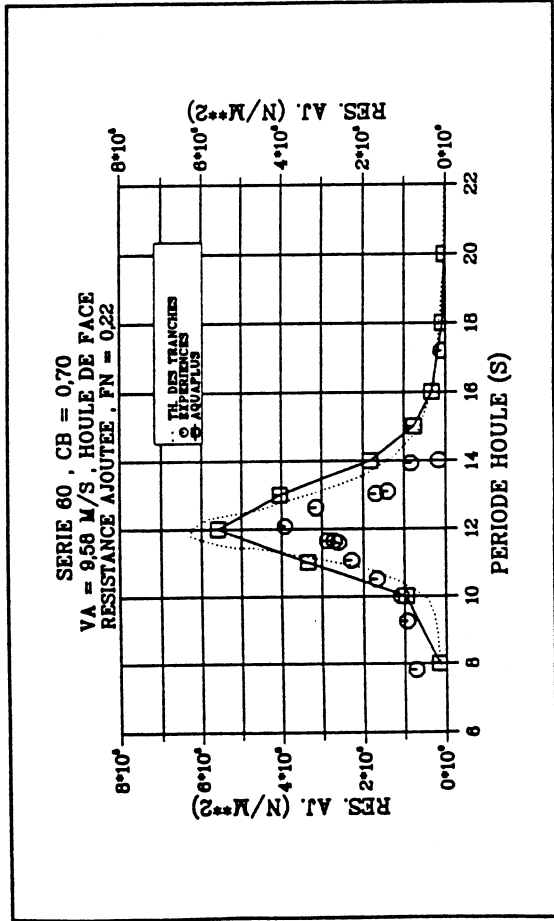
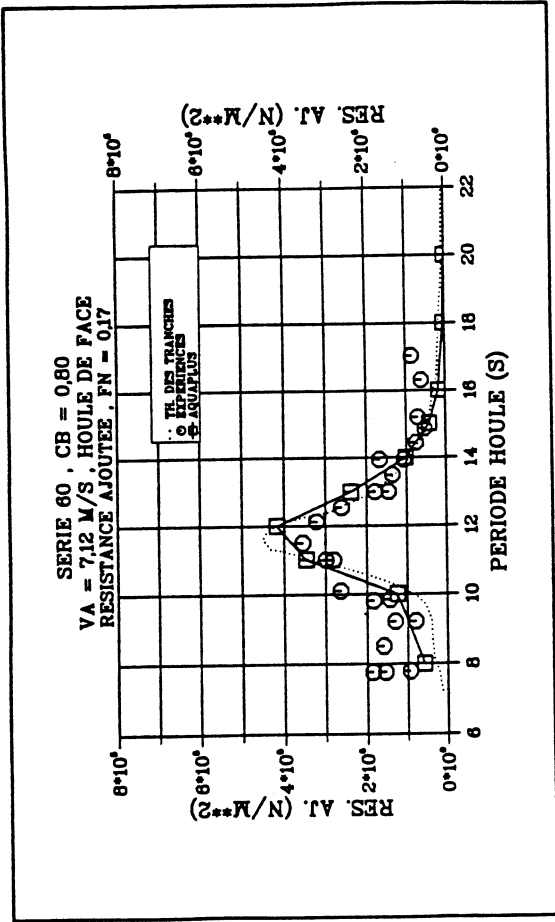
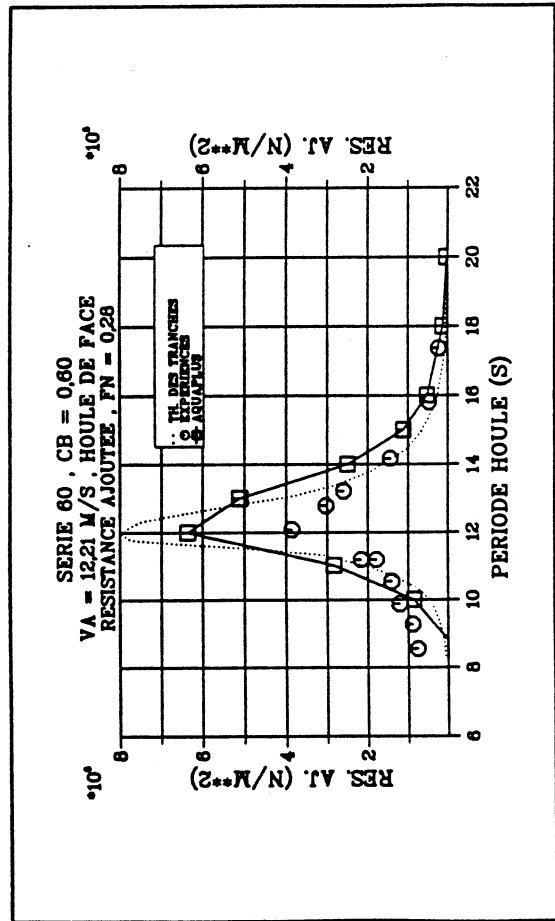
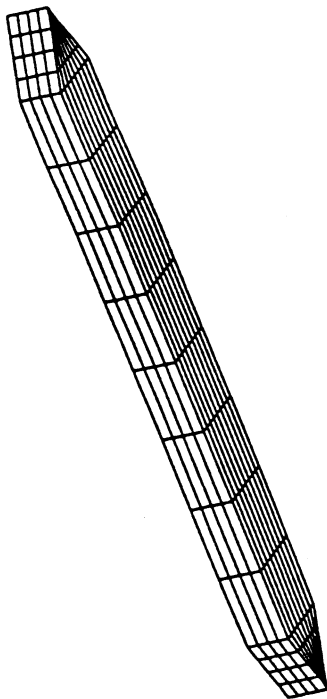


PLANCHE 6



CYLINDRE RECTANGULAIRE

Longueur $L = 2,5$ m, Largeur $B = 0,25$ m, Tirant d'eau $T = 0,15$ m

$L' = 2,333$ m, $B' = 0,25$ m, $V = 0,08438$ m³

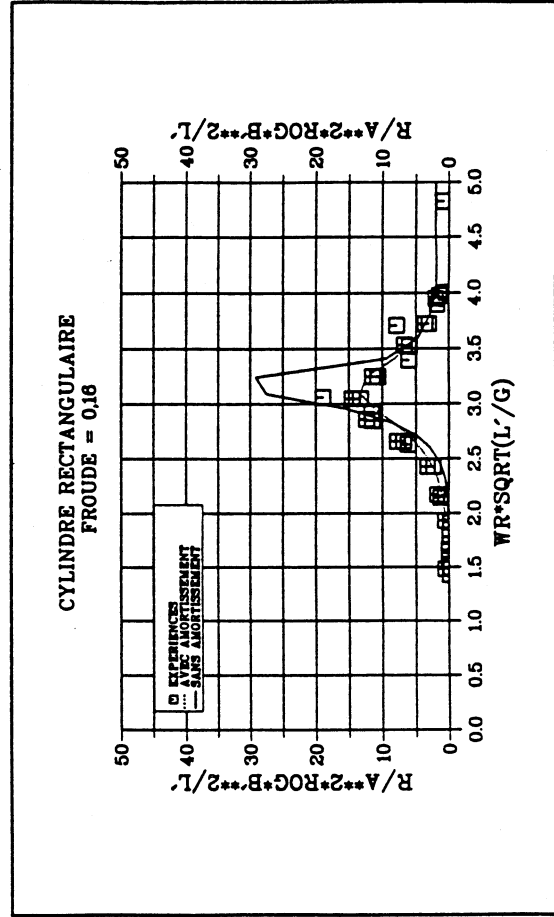
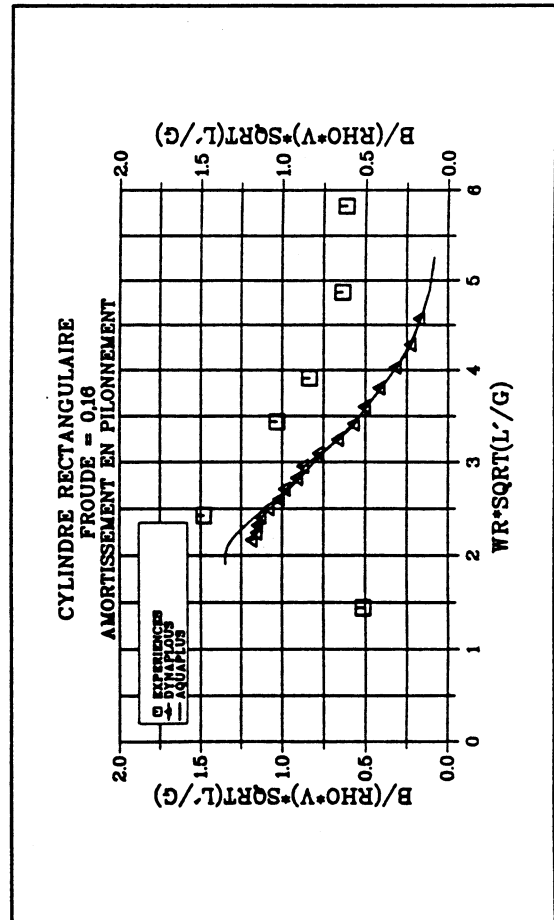
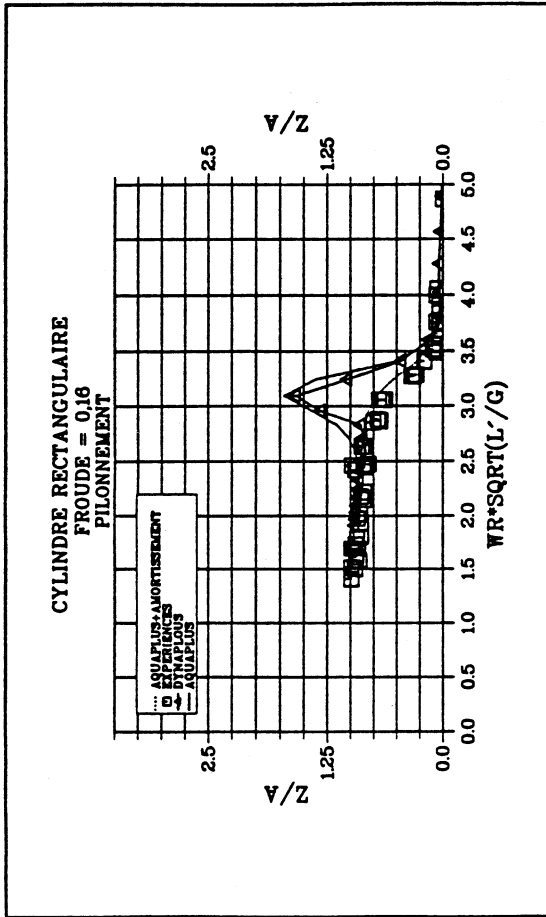


PLANCHE 7