

防波堤背後にある超大型ポンツーン型浮体の波浪中弾性応答解析

永田修一*・新里英幸**・大川 豊***

1. 緒 言

近年、メガフロート技術研究組合を中心に研究・開発が進められている超大型ポンツーン型浮体式構造物の建設計画では、浮体の周囲に防波堤を設置することによって浮体の動揺量を低減する方法が採られる場合がある。このような超大型浮体の波浪中での上下運動は、剛体運動よりも弾性運動が顕著となるため、浮体の構造設計に際しては、波浪中弾性応答解析が必須となる。また、海域に防波堤が存在する場合、解析に用いる流体力には防波堤の影響を考慮する必要がある。

著者らは、このような観点から、防波堤が存在する海域に設置された超大型ポンツーン型浮体の波浪中弾性応答計算法を、メガフロート技術研究組合内の研究として開発した(Nagata, *et al.*, 1998)。瀬戸(1998)、Utsunomiya, *et al.* (1998)、Ohmatsu (1999) も、防波堤を考慮したポンツーン型浮体の波浪中弾性応答解析法を示している。著者らの方法では、構造部に平板理論とモード展開法、流体部に3次元領域分割法と境界要素法を組み合わせたハイブリッド法を用い、浮体運動を変分問題に変換した式で求めるので、計算の入力条件も少なく、防波堤影響も容易に考慮できるという特徴を有するが、浮体底面の圧力計算の際に、浮体底部のポテンシャルと浮体平面境界上のポテンシャルを関係づける境界積分方程式の係数計算に時間がかかりすぎ、超大型浮体の計算では実用的な方法とは言い難かった。そこで、本研究では、まず、大松(1997)の方法を適用して、この部分の計算を解析的に行うことにより計算時間の短縮化を図っている。次に、改良した計算法の有効性を示すために、直線防波堤背後に設置された矩形平板浮体の波浪中弾性応答に関する水槽実験結果と計算値を比較する。

また、浮体に作用する波漂流力は、係留設計に重要であるが、浮体を剛体として扱うと過大に評価するため、その算定には、浮体の弾性影響を考慮する必要がある。そこで、本研究では、浮体の波浪中弾性応答計算結果を

用いて、防波堤影響と浮体の弾性影響を考慮した波漂流力計算を実施した結果についても示す。

なお、本研究は、メガフロート技術研究組合内の研究として実施したものである。

2. 計算法の概要 (Nagata, *et al.*, 1997, 1998)

2.1 基本假定

図-1に示すように、一定水深 h の海域に、任意平面形状で有限長さの防波堤と長さ $2a$ 、幅 $2b$ 、喫水 qh のポンツーン型矩形浮体があり、これに、角周波数 σ 、振幅 ξ_0 の微小振幅波が角度 ω で入射する場合を考える。浮体は微小振幅の周期運動をするものと仮定し、浮体の上下方向変位 $w(x, y)e^{-i\sigma t}$ を次のように両端自由梁の自由振動モードを用いて表す。

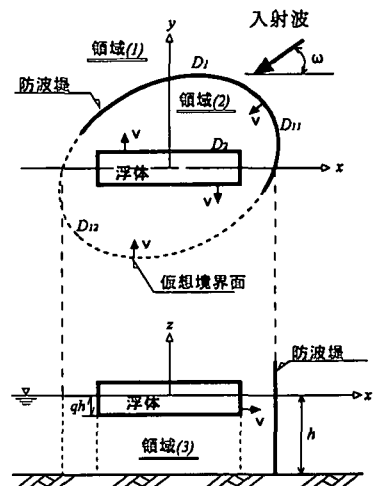
$$w(x, y) = \sum_{m=1}^M \sum_{l=1}^L A_{ml} \cdot \mu_m(x) \cdot \phi_l(y) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、

$$\mu_{-1}(x)=1, \mu_0(x)=-x, \psi_{-1}(y)=1, \psi_0(y)=y \cdots (2)$$

$$\mu_{2m-1} = \frac{1}{2} \left(\frac{\cos \lambda_{2m-1}^{(1)} x}{\cos \lambda_{2m-1}^{(1)} a} + \frac{\cosh \lambda_{2m-1}^{(1)} x}{\cosh \lambda_{2m-1}^{(1)} a} \right) \dots\dots\dots (3)$$

$$\mu_{2m} = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin \lambda_{2m}^{(1)} x}{\sin \lambda_{2m}^{(1)} a} + \frac{\sinh \lambda_{2m}^{(1)} x}{\sinh \lambda_{2m}^{(1)} a} \right) \dots\dots\dots (4)$$



図一1 防波堤と浮体

- ・ 正会員 工博 日立造船(株) 技術研究所
- ・ 正会員 工修 日立造船(株) 技術研究所
- ・ 工修 運輸省船舶技術研究所 海洋開発工学部

$$(-1)^{m+1} \tan \lambda_m^{(1)} a + \tanh \lambda_m^{(1)} a = 0 \dots\dots\dots (5)$$

y 方向のモード関数 ϕ_{2l-1}, ϕ_{2l} も式 (3), (4) と同様に表される。

流体運動が微小振幅のポテンシャル運動と仮定すると、速度ポテンシャル $\phi(x, y, z; t)$ は、 $\phi(x, y, z) \cdot e^{-i\sigma t}$ と表すことができ、Laplace の方程式を満足する。図-1 に示すように仮想境界面を用いて、流体域を3つの領域に分ける。領域(1)は、境界線 D_1 に沿った垂直柱体の外部流体域である。ここで、 D_1 は、防波堤境界 D_{11} と仮想境界 D_{12} からなる。領域(2)は、境界線 D_1 と浮体の端部境界 D_2 間の鉛直柱体の領域である。領域(3)は、浮体底部と水底に挟まれた流体域である。それぞれの流体域のポテンシャルを ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 と表すと、 ϕ_1, ϕ_2 は、自由表面条件と水底条件を満足する解として、また、 ϕ_3 は浮体底部の運動学的条件と水底条件を満足する解として次のように表される。

$$\phi_1(x, y, z) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[\{f_0(x, y) + f_1(x, y)\} Z_0(z) + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(x, y) \cdot Z_n(z) \right] \dots\dots\dots (6)$$

$$\phi_2(x, y, z) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[f_3(x, y) \cdot Z_0(z) + \sum_{n=1}^{\infty} f_4^{(n)}(x, y) \cdot Z_n(z) \right] \dots\dots\dots (7)$$

$$\phi_3(x, y, z) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[\varphi_0(x, y) + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_s(x, y) \cdot S_s(z) + H(x, y, z) \right] \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 g は重力加速度で、

$$Z_0(z) = \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh}, \quad Z_n(z) = \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h}$$

$$S_s(z) = \cos \bar{S}(z+qh), \quad \bar{S} = s\pi/\bar{q}h, \quad \bar{q} = 1-q$$

である。 $H(x, y, z)$ は、浮体底部の剛体運動と弾性変形を考慮するための領域(3)の特解である。

$k, k_n (n=1, 2, \dots)$ は次式によって決められる。

$$kh \cdot \tanh kh = -k_n h \cdot \tan k_n h = \sigma^2 h/g \dots\dots\dots (9)$$

$f_0(x, y)$ は入射波を表す既知関数である。

式(6), (7), (8)をラプラス方程式に代入すると、未知関数は、次のような式を満足しなければならない。

$$\nabla^2 f_j + k^2 f_j = 0, j=1, 3 \dots\dots\dots (10)$$

$$\nabla^2 f_j^{(n)} - k_n^2 f_j^{(n)} = 0, (n=1, 2, 3, \dots), j=2, 4 \dots\dots\dots (11)$$

$$\nabla^2 \varphi_0 = 0, \nabla^2 \varphi_s - \bar{s}^2 \varphi_s = 0 \quad (s=1, 2, 3, \dots) \dots\dots\dots (12)$$

ここで

$$\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 \dots\dots\dots (13)$$

2.2 境界積分方程式

式(10)~(12)の基本解を用い、境界線 D_1, D_{11}, D_{12}, D_2 をそれぞれ N_1, N_{11}, N_{12}, N_2 個の線分に分割し、各線

分上で未知関数とその法線方向微分値が一定とすると、Green の公式より各流体域の平面境界上で以下の積分方程式が成り立つ。

$$\sum_{j=1}^{N_1} [a_{ij}^{(0)} \cdot f_i(j) - A_{ij} \cdot \bar{f}_i(j)] = 0 \quad (D_1 \text{ 上}) \dots\dots\dots (14)$$

$$\sum_{j=1}^{N_1} [a_{ij}^{(n)} \cdot f_2^{(n)}(j) - B_{ij}^{(n)} \cdot \bar{f}_2^{(n)}(j)] = 0 \quad (D_1 \text{ 上}) \dots\dots\dots (15)$$

$$\sum_{j=1}^{N^*} [\theta_{ij}^{(0)} \cdot f_3(j) - C_{ij} \cdot \bar{f}_3(j)] = 0 \quad (D_1 + D_2 \text{ 上}) \dots\dots\dots (16)$$

$$\sum_{j=1}^{N^*} [\theta_{ij}^{(n)} \cdot f_4^{(n)}(j) - D_{ij}^{(n)} \cdot \bar{f}_4^{(n)}(j)] = 0 \quad (D_1 + D_2 \text{ 上})$$

$$\dots\dots\dots (17)$$

$$\sum_{j=1}^{N_2} [\alpha_{ij}^{(0)} \cdot \varphi_0(j) - E_{ij} \cdot \bar{\varphi}_0(j)] = 0 \quad (D_2 \text{ 上}) \dots\dots\dots (18)$$

$$\sum_{j=1}^{N_2} [\alpha_{ij}^{(s)} \cdot \varphi_s(j) - F_{ij}^{(s)} \cdot \bar{\varphi}_s(j)] = 0 \quad (D_2 \text{ 上}) \dots\dots\dots (19)$$

ここで、 $N_1 = N_{11} + N_{12}, N^* = N_1 + N_2$, また、

$$a_{ij}^{(0)}, A_{ij}, a_{ij}^{(n)}, B_{ij}^{(n)}, \theta_{ij}^{(0)}, C_{ij}, \theta_{ij}^{(n)}, D_{ij}^{(n)}, \beta_{ij}^{(0)}, E_{ij}, \beta_{ij}^{(s)}, F_{ij}^{(s)}$$

は第1種 Hankel 関数、第1種の変形 Bessel 関数、自然対数及びそれらの法線方向微分値等で表される既知関数である。また、 ν を図-1 に示したような境界の法線方向の単位ベクトルとすると

$$\bar{f}_i(j) = \partial f_i(j)/k\partial\nu, \quad \bar{f}_2^{(n)}(j) = \partial f_2^{(n)}(j)/k\partial\nu$$

等である。

2.3 境界線 D_1, D_2 における連続条件

境界線 D_1, D_2 における連続条件は次のようになる。

a) 境界線 D_1 における条件

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi_1}{\partial \nu} &= 0, \frac{\partial \phi_2}{\partial \nu} = 0 \quad (D_{11} \text{ 上}) \\ \frac{\partial \phi_1}{\partial \nu} &= \frac{\partial \phi_2}{\partial \nu}, \phi_1 = \phi_2 \quad (D_{12} \text{ 上}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

b) 境界線 D_2 における条件

I) $-qh \leq z \leq 0$:

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial x} = -i\sigma A_{0,-1} \cdot (z - \bar{z}_0), \quad \frac{\partial \phi_2}{\partial y} = i\sigma A_{-1,0} \cdot (z - \bar{z}_0)$$

II) $-h \leq z \leq -qh$:

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial \nu} = \frac{\partial \phi_3}{\partial \nu}, \phi_2 = \phi_3 \dots\dots\dots (21)$$

ここで、 $\bar{z}_0$ は浮体の重心位置の z 座標である。式(6)と式(7)を式(20)に、また、式(7)と式(8)を式(21)に代入して、 $Z_0(z), Z_n(z)$ が $-h \leq z \leq 0$ で直交関数系をなすことを利用すると $f_1, f_2^{(n)}, f_3, f_4^{(n)}, \varphi_0, \varphi_s$ とその法線方向微分値に関して線形の関係式が得られる。

2.4 浮体の運動方程式

水面に自由に浮いている矩形平板の運動方程式および境界条件は汎関数

$$\begin{aligned} \Pi = & \frac{D_p}{2} \int_{-a}^a \int_{-b}^b \left[(\nabla^2 w)^2 + 2(1-\nu) \left\{ \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right)^2 \right. \right. \\ & \left. \left. - \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \right\} \right] dx dy - \int_{-a}^a \int_{-b}^b f w dx dy \\ & \dots\dots\dots (22) \end{aligned}$$

の停留条件より得られる。上式で、 $D_p = E \delta_p^3 / 12(1-\nu^2)$ 、 E は Young 率、 ν はポアソン比、 δ_p は平板の厚さ、 f は平板の荷重分布を表し、次式で与えられる。

$$f = p - \rho g w + \rho_p \delta_p \sigma^2 w \dots\dots\dots (23)$$

ρ は流体の密度、 ρ_p は平板の密度である。ここで、 $p(x, y) (= i \rho \sigma \phi_0)$ は平板底面での動水圧である。境界要素法を用いる本解析法では、浮体底面の ϕ_0 の計算において、閉領域 D_2 内のラプラス方程式の解である $\phi_0(x, y)$ とヘルムホルツ方程式の解である $\phi_s(x, y)$ を浮体平面境界上の $\phi_0(j)$ 、 $\phi_s(j)$ で表す必要があるが、ここでは、大松(1997)の方法を用いてこの関係を解析的に表した後に、式(22)のこれに関する積分を行い計算時間の短縮化を図った。また、 f は既知外力と仮定し、 f の変分は零として考える。

Π の変分が零となることが要請されるので、 $\delta \Pi = 0$ の式において

$$\begin{aligned} \delta w = & 1, x, y, xy, \mu_k(x), y \mu_k(x), \psi_n(y), \\ & x \psi_n(y), \mu_k(x) \cdot \psi_n(y) \end{aligned}$$

とおくと9種類の方程式が得られる。これら9種類の方程式と式(14)～(19)、式(20)、(21)から、最終的に浮体境界上の未知量 $f_3(j)$ 、 $f_4^{(m)}(j)$ と式(1)の未定常数 A_m に関する同数の式が得られるので、連立一次方程式として解くことができる。得られた結果から、弾性浮体の上下方向変位、曲げモーメント、せん断力及び浮体と防波堤周りの波高分布を求めることができる。

2.5 波漂流力計算法

Open sea 中にある浮体に働く波漂流力は遠場法によって以下のように求めることができる。

$$\begin{aligned} F_{Dx} = & -\frac{1}{32\pi} \rho g \zeta_0^2 k \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \int_{-\pi}^{\pi} |H(\theta + \pi)|^2 \\ & \cdot (\cos \omega + \cos \theta) d\theta \\ F_{Dy} = & -\frac{1}{32\pi} \rho g \zeta_0^2 k \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \int_{-\pi}^{\pi} |H(\theta + \pi)|^2 \\ & \cdot (\sin \omega + \sin \theta) d\theta \\ & \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

ここで、 F_{Dx} 、 F_{Dy} は、それぞれ x 方向、 y 方向の波漂流力である。 H はコチン関数で波浪中弾性応答計算結果から得られる。

防波堤の存在する海域にある浮体に働く波漂流力は、近場法を用いて計算する。浮体に働く波漂流力を浮体平面境界 D_2 上の相対水位を用いた以下の近似式で求める。

$$\begin{aligned} F_{Dx} = & -\frac{1}{4} \rho g \int_{C_0} \zeta_r^2 \nu_x dC \\ F_{Dy} = & -\frac{1}{4} \rho g \int_{C_0} \zeta_r^2 \nu_y dC \end{aligned} \left. \vphantom{\int_{C_0}} \right\} \dots\dots\dots (25)$$

ここで、相対水位 ζ_r は次式で計算される。

$$\zeta_r = \zeta_a(i) - w(i)$$

ここで、 ν_x 、 ν_y は浮体平面境界上での外向き法線ベクトルの x 、 y 軸方向成分、 C_0 は浮体平面境界の閉曲線、 ζ_a は閉曲線位置での水面変動を示す。

3. 計算結果

3.1 波浪中弾性応答計算法の妥当性の検証

計算法の有効性を示すために、図-2 に示すような直線防波堤背後の矩形ポンツーン型浮体の波浪中弾性応答に関して、船舶技術研究所で実施された 1/100 縮尺の水槽実験結果と計算値の比較を行った。(以下、諸元は実機ベースで示す。)浮体の大きさは、長さ 1000 m、幅 200 m、高さ 7 m、喫水 1.5 m である。水深は 60 m である。防波堤は、長さ 1400 m で浮体の長辺に平行に浮体から 200 m 離して設置してある。曲げ剛性は、 $EI = 1.47 \times 10^{13} \text{ N} \cdot \text{m}^2$ である。

図-3 と図-4 は、周期 14 s の規則波が、 $\omega = 45$ 度、90 度で入射した場合の $y = -100 \text{ m}$ 、 0 m 、 100 m 位置における浮体の上下変位振幅の長手方向分布に関する計算値と実験値の比較を示したものであるが、両者は傾向的には一致している。

HPC 3000 計算機を用いて、この計算に要した計算時間は、計算点を、浮体の平面境界に 290 点、防波堤境界に 160 点、仮想境界面に 300 点とり、散乱波の項数を 2 項、浮体の弾性モードを 220 個とした場合、1 周波数、1 波向き当たり約 50 分である。

3.2 波漂流力計算

波漂流力計算は、海域に防波堤がある場合とない場合 (Open sea 中) の計算を行ったが、まず、Open sea 中の浮体に働く波漂流力に関してメガフロート研究組合で実施された水槽実験結果 (1/80 縮尺の模型実験。三菱重工業(株)で実施。)と計算値を比較した。実機ベースでの浮体サイズは、長さ 1200 m、幅 240 m、高さ 4.48 m、喫水 1.04 m で、水深は 20 m、浮体の曲げ剛性 EI は、 $7.71 \times 10^{12} \text{ N} \cdot \text{m}^2$ である。図-5 は、横波状態での短辺方向の波漂流力に関する実験結果と遠場法による計算結果を比較したものである。横軸は実機ベースの波周期である。計算は、浮体を固定した場合、浮体が剛体として自由運動する場合、浮体の弾性影響を考慮した場合の3種について実施した。浮体の弾性影響を考慮した計算値は実験値と良く一致すること、浮体の弾性影響を考慮しない場合は、考慮する場合に比べて、漂流力が大きくなり

実験値とは一致しないことがわかる。

弾性浮体に働く波漂流力に及ぼす防波堤の影響を調べるための計算は、図-2に示すような直線防波堤背後の浮体を対象に行った。計算条件は以下のようである。

浮体サイズ：長さ 1000 m, 幅 200 m, 高さ 5 m, 喫水 2 m

水深：20 m, 浮体と防波堤間隔：200 m

防波堤の長さ：1200 m, 1300 m, 1400 m

曲げ剛性 $EI/(2b) : 8.37 \times 10^{10} \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{m}$

配置：浮体と防波堤は y 軸に関して対称配置

図-6は、防波堤有り、無しの場合における y 方向波漂流力に関する計算値である。横軸は波周期で、防波堤の長さ L_B は 1400 m で、波向きが 60 度と 90 度の場合であ

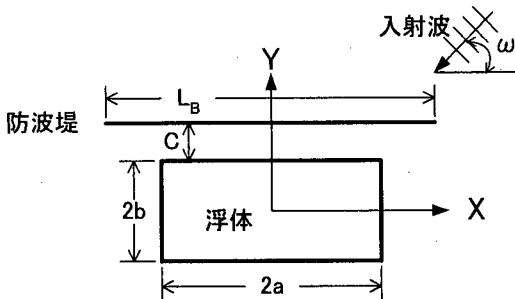


図-2 直線防波堤背後の矩形平板浮体

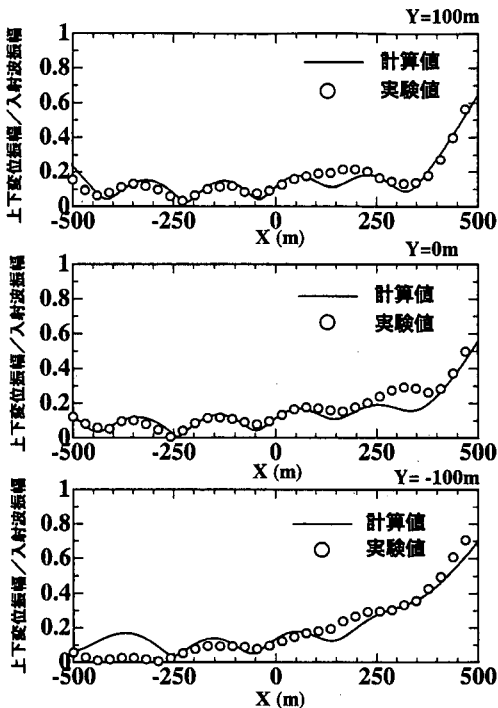


図-3 浮体の上下変位振幅 ($\omega = 45$ 度)

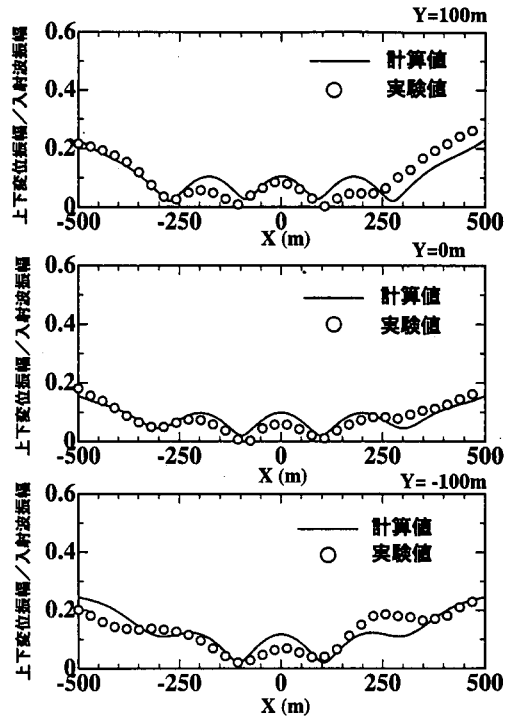


図-4 浮体の上下変位振幅 ($\omega = 90$ 度)

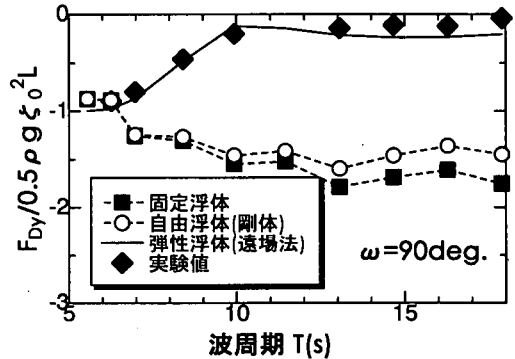


図-5 Open sea 中の浮体に働く波漂流力係数

る。防波堤が存在する場合、波漂流力は非常に小さくなることがわかる。図-7は、波向きが 60 度で、防波堤の長さ L_B を 1200 m, 1300 m, 1400 m と変化させた時の浮体に働く X 方向波漂流力の計算値である。防波堤の長さが長くなると波漂流力が小さくなることがわかる。

4. 結 言

本論文では、防波堤が存在する海域に設置された超大型浮体の波浪中弾性応答を求めるために著者らが提案した計算手法を用いて、直線防波堤背後の弾性浮体に関して実施された水槽実験対応の計算を実施した。浮体の上

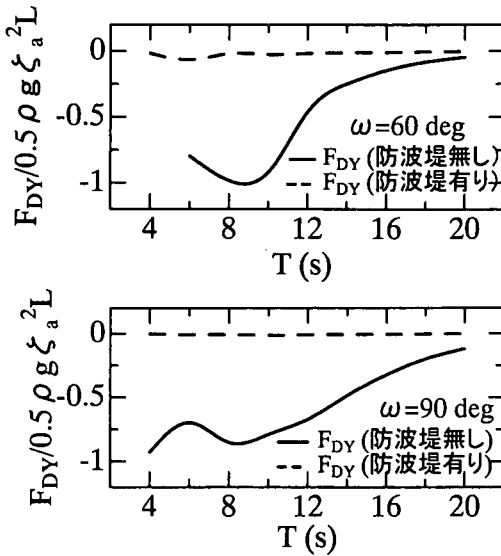


図-6 弾性浮体に働くY方向波漂流力

下変位に関する計算値と実験値を比較した結果、両者は傾向的に良く一致し、提案した計算法が有効であることがわかった。

また、弾性浮体に働く波漂流力計算を行い、防波堤が存在する場合、浮体に働く波漂流力は、防波堤が存在しない場合に比べて非常に小さくなることを示した。

今回の計算では、水深を一定として、浮体の平面形状が矩形で、入射波も規則波の場合を扱ったが、今後は、もっと一般的な場合として、水深の変化する海域に設置された任意平面形状浮体の不規則波浪中での弾性応答解析を実施する予定である。

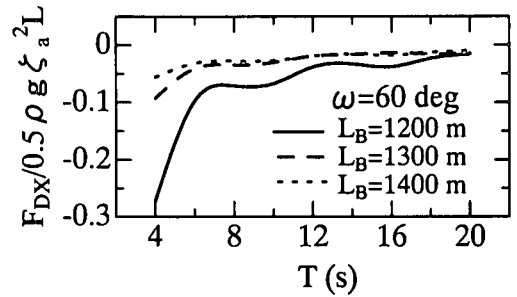


図-7 弾性浮体に働くX方向波漂流力

参考文献

- 大松重雄 (1997): 超大型ポンツーン型浮体の波浪中弾性応答解析計算, 日本造船学会論文集, 第182号, pp. 329-340.
- 瀬戸秀幸 (1998): 超大型浮体式構造物における規則波中弾性応答の理論, 日本造船学会論文集, 第184号, pp. 231-241.
- Nagata, S., H. Yoshida, T. Fujita and H. Isshiki (1997): The Analysis of the Wave-Induced Responses of an Elastic Floating Plate, Proc. 16th int. Conf. on Offshore Mech. & Arctic Engng., Vol. 4, pp. 163-169.
- Nagata, S., H. Yoshida, T. Fujita and H. Isshiki (1998): The Analysis of the Wave-Induced Responses of Elastic Floating Plate in a Sea with a Breakwater, Int. Offshore and Polar Eng., Vol. 1, pp. 223-230.
- Ohmatsu, S. (1999): Numerical Calculation Method of Hydroelastic Response of a Pontoon-type VLFS Close to a Breakwater, VLFS '99 Vol. 2, pp. 805-811.
- Utsunomiya, T., E. Watanabe and R. Eatock Taylor (1998): Wave Response Analysis of a Box-like VLFS Close to a Breakwater, Proc. 17th int. Conf. on Offshore Mech. & Arctic Engng. Paper No. OMAE98-4331.