

3次元領域分割法による浮体運動の計算

—任意平面形状をもつ有限長さの防波堤と単一浮体の波による干渉—

永田修一*・中川有紀**・巻幡敏秋***

1. 緒 言

近年, water front の開発がさかんである。これは沿岸部にさまざまな構造物を作ることが基本となるが, 設計外力の内でも大きなウェイトを占める波力を考える場合には, 地形と構造物あるいは構造物間の相互干渉を含めた流体力を用いることが望ましい。本研究はこの立場から, 海域中の有限長さの防波堤と浮体の波浪中3次元相互干渉問題を考える。これは, 沿岸部の浮消波堤, 泊地内の船舶などの運動を予測する際に問題となる。流体力や浮体運動に及ぼす地形の影響を3次元的に扱った研究としては, 無限に続く直線岸壁についての Oortmersen (1976), 榎木ら (1980), 清川ら (1986) や矩形 slip 内の浮体について, 榎木ら (1982, 1988) の研究があるものの, 有限長の防波堤と浮体の干渉問題を扱った例はないようである。

本研究では, この問題を井島ら (1975) によって提案された Green の公式による3次元領域分割法を用いて解くことにする。この方法では最終的に, 未定数に関する連立方程式を解くことになるが, 本問題では未知量が多大となり現実的でない。そこで, 元数の小さな行列の逆行列を多数個計算することにより, この問題を解決する方法についても述べる。

2. 解 析 法

2.1 基本仮定

図-1に示すように, 一定水深の海域に有限長さの防波堤と浮体があり, これに角周波数 σ , 振幅 ζ_0 の微小振幅波が角度 ω で入射する場合を考える。簡単のために浮体は単一で自由浮体, 防波堤の幅は零であるとする。静水面上に原点 O および x, y 軸, 鉛直上方に z 軸をとる。静止時の浮体重心を $(0, 0, z_0)$, 時刻 t で, 浮体重心が (x_0, y_0, z_0) に移り, かつ重心まわりに, x, y, z の各軸に関して $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ の回転を行うもの

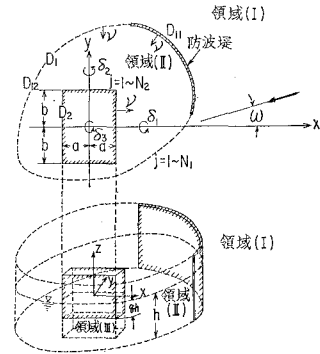


図-1 浮体と防波堤

とし, これらの変位と回転角の複素振幅をそれぞれ ξ^* , η^* , ζ^* , ω_1^* , ω_2^* , ω_3^* , 虚数単位を i とすると次式が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} x_0 &= \xi^* e^{-i\sigma t}, & y_0 &= \eta^* e^{-i\sigma t}, & z - z_0 &= \zeta^* e^{-i\sigma t} \\ \delta_1 &= \omega_1^* e^{-i\sigma t}, & \delta_2 &= \omega_2^* e^{-i\sigma t}, & \delta_3 &= \omega_3^* e^{-i\sigma t} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (1)$$

流体運動は非圧縮, 非粘性完全流体の微小振幅運動とすると, $\Phi(x, y, z; t) = \phi(x, y, z) e^{-i\sigma t}$ の形の速度ポテンシャルが存在し, ϕ は次のラプラス方程式を満足する。

$$(\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2)\phi = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

図-1に示すように, 仮想の境界面を考えて, 流体域を, 防波堤と仮想境界面からなる閉曲面より外の領域(I), この閉曲面の内部で浮体の外の領域(II), 浮体底面下の領域(III)に分けると, 各領域の速度ポテンシャルは, 水面条件または浮体底面条件と水底条件を満たす式(2)の解として次のように与えられる。

$$\phi_1(x, y, z) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[\{f_0(x, y) + f_1(x, y)\} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{l=1}^{\infty} f_2^{(l)}(x, y) \frac{\cos k_l(z+h)}{\cos k_l h} \right] \quad \dots\dots (3)$$

$$\phi_2(x, y, z) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[f_3(x, y) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} f_4^{(n)}(x, y) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right] \quad \dots\dots (4)$$

* 正会員 工博 日立造船(株) 技術研究所

** 工修 日立造船(株) 技術研究所

*** 正会員 工博 日立造船(株) 技術研究所

$$\begin{aligned} \phi_s(x, y, z) = & \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[\varphi_0(x, y) + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_s(x, y) \cos \bar{S}(z+gh) \right. \\ & + \frac{i}{2\bar{q}} \frac{\sigma^2 h}{g} \left\{ \left(-\frac{\zeta^*}{\zeta_0} + \frac{\omega_s^* x}{\zeta_0} - \frac{\omega_s^* y}{\zeta_0} \right) \left(1 + \frac{z}{h} \right)^2 \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{4} \left(\frac{2\zeta^*}{\zeta_0} - \frac{\omega_s^* x}{\zeta_0} + \frac{\omega_s^* y}{\zeta_0} \right) \left(\frac{x^2+y^2}{h^2} \right) \right\} \right] \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 g は重力加速度で、 k_n , k_l は次式で決まる固有値である。

$$\begin{aligned} kh \tanh kh = & -k_n h \tan k_n h = -k_l h \tan k_l h \\ = & \sigma^2 h / g \quad (n=1, 2, 3 \dots, \quad l=1, 2, 3 \dots) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (6)$$

また、 $\bar{S}=S\pi/(\bar{q}h)$ (S は自然数)、 $\bar{q}=1-q$ である。
式 (3) の右辺第1項の $f_0(x, y)$ は入射波の速度ポテンシャルを表わす既知関数で、入射波を

$$\zeta = \zeta_0 \exp \{-i(kx \cos \omega + ky \sin \omega + \sigma t)\} \quad \dots\dots (7)$$

とすると、 f_0 は次のようになる。

$$f_0(x, y) = -i \exp \{-ik(x \cos \omega + y \sin \omega)\} \quad \dots\dots (8)$$

ここで、 k は波数である。

式 (3), (4), (5) の f_1 , $f_2^{(l)}$, f_3 , $f_4^{(n)}$, φ_0 , φ_s は式 (2) を満足する必要があるから、各関数は次式を満足しなければならない。

$$\partial^2 f_1 / \partial x^2 + \partial^2 f_1 / \partial y^2 + k^2 f_1 = 0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\partial^2 f_2^{(l)} / \partial x^2 + \partial^2 f_2^{(l)} / \partial y^2 - k_l^2 f_2^{(l)} = 0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\partial^2 f_3 / \partial x^2 + \partial^2 f_3 / \partial y^2 + k^2 f_3 = 0 \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\partial^2 f_4^{(n)} / \partial x^2 + \partial^2 f_4^{(n)} / \partial y^2 - k_n^2 f_4^{(n)} = 0 \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\partial^2 \varphi_0 / \partial x^2 + \partial^2 \varphi_0 / \partial y^2 = 0 \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\partial^2 \varphi_s / \partial x^2 + \partial^2 \varphi_s / \partial y^2 - \bar{S}^2 \varphi_s = 0 \quad \dots\dots\dots (14)$$

したがって、問題は、上式のヘルムホルツ方程式の解として与えられる未知関数 f_1 , $f_2^{(l)}$, f_3 , $f_4^{(n)}$, φ_s およびラプラス方程式の解 φ_0 を、各領域の境界条件を満足し、さらに、 f_1 については無限遠方における radiation 条件を満足するように決めることに帰着する。

2.2 境界積分方程式

図-1 に示すように、 $x-y$ 平面上で、防波堤境界を D_{11} 、仮想的な境界を D_{12} 、両者を合わせて D_1 、浮体境界を D_2 で表わし、それぞれの境界を N_{11} , N_{12} , N_2 個の線分に離散化し、その線分内で、 f_1 , $f_2^{(l)}$, f_3 , $f_4^{(n)}$, φ_0 , φ_s とその法線方向微分値が一定値をとるものとすると式 (9)~(14) を用いて、次の境界積分方程式が成り立つ。

$$\sum_{j=1}^{N_1} [\alpha_{ij}^{(0)} f_1(j) - A_{ij} \cdot \bar{f}_1(j)] = 0 \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$\sum_{j=1}^{N_1} [\alpha_{ij}^{(l)} \cdot f_2^{(l)}(j) - B_{ij}^{(l)} \cdot \bar{f}_2^{(l)}(j)] = 0 \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\sum_{j=1}^{N_3} [\theta_{ij}^{(0)} \cdot f_3(j) - C_{ij} \cdot \bar{f}_3(j)] = 0 \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\sum_{j=1}^{N_3} [\theta_{ij}^{(n)} \cdot f_4^{(n)}(j) - D_{ij}^{(n)} \cdot \bar{f}_4^{(n)}(j)] = 0 \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$\sum_{j=1}^{N_2} [\beta_{ij}^{(0)} \cdot \varphi_0(j) - E_{ij} \cdot \bar{\varphi}_0(j)] = 0 \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\sum_{j=1}^{N_2} [\beta_{ij}^{(s)} \cdot \varphi_s(j) - F_{ij}^{(s)} \cdot \bar{\varphi}_s(j)] = 0 \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{ij}^{(0)} = & -\delta_{ij} + \bar{A}_{ij}, \quad \alpha_{ij}^{(l)} = -\delta_{ij} + \bar{B}_{ij}^{(l)} \\ \theta_{ij}^{(0)} = & \delta_{ij} + \bar{C}_{ij}, \quad \theta_{ij}^{(n)} = \delta_{ij} + \bar{D}_{ij}^{(n)} \\ \beta_{ij}^{(0)} = & -\delta_{ij} + \bar{E}_{ij}, \quad \beta_{ij}^{(s)} = -\delta_{ij} + \bar{F}_{ij}^{(s)} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (21)$$

$$\left. \begin{aligned} A_{ij} = C_{ij} = & \int_{Asj} \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR_{ij}) \right\} k ds \\ \bar{A}_{ij} = \bar{C}_{ij} = & \int_{Asj} \frac{\partial}{\partial \nu} \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR_{ij}) \right\} ds \\ B_{ij}^{(l)} = & \int_{Asj} \left\{ -\frac{1}{\pi} K_0(k_l R_{ij}) \right\} k ds \\ \bar{B}_{ij}^{(l)} = & \int_{Asj} \frac{\partial}{\partial \nu} \left\{ -\frac{1}{\pi} K_0(k_l R_{ij}) \right\} ds \\ D_{ij}^{(n)} = & \int_{Asj} \left\{ -\frac{1}{\pi} K_0(k_n R_{ij}) \right\} k ds \\ \bar{D}_{ij}^{(n)} = & \int_{Asj} \frac{\partial}{\partial \nu} \left\{ -\frac{1}{\pi} K_0(k_n R_{ij}) \right\} ds \\ E_{ij} = & \int_{Asj} \left\{ -\frac{1}{\pi} \log \left(\frac{1}{kR_{ij}} \right) \right\} k ds \\ \bar{E}_{ij} = & \int_{Asj} \frac{\partial}{\partial \nu} \left\{ -\frac{1}{\pi} \log \left(\frac{1}{kR_{ij}} \right) \right\} ds \\ F_{ij}^{(s)} = & \int_{Asj} \left\{ -\frac{1}{\pi} K_0(\bar{S}R_{ij}) \right\} k ds \\ \bar{F}_{ij}^{(s)} = & \int_{Asj} \frac{\partial}{\partial \nu} \left\{ -\frac{1}{\pi} K_0(\bar{S}R_{ij}) \right\} ds \\ R_{ij} = & \{(\xi_j - \xi_i)^2 + (\eta_j - \eta_i)^2\}^{1/2} \\ \bar{f}_1(j) = & \partial f_1(j) / \partial \nu \\ \bar{f}_2^{(l)}(j) = & \partial f_2^{(l)}(j) / \partial \nu \quad \dots\dots \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (22)$$

式 (15), (16) は、境界 D_1 に関する式、式 (17), (18) は境界 $D_1 + D_2$ に関する式、式 (19), (20) は境界 D_2 に関する式で、 $N_1=N_{11}+N_{12}$, $N_3=N_1+N_2$, δ_{ij} はクロネッカーのデルタである。また、 ν は、各領域に対し、図-1 に示すような向きの法線ベクトルを示している。

2.3 境界 D_1 , D_2 における連続条件

境界面 D_1 , D_2 においては次のような連続条件が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} \text{a) 境界面 } D_1 \text{ における条件} \\ \left. \begin{aligned} \partial \phi_1 / \partial \nu = & 0, \quad \partial \phi_2 / \partial \nu = 0 \quad (D_{11} \text{ 上}) \\ \partial \phi_1 / \partial \nu = & \partial \phi_2 / \partial \nu, \quad \phi_1 = \phi_2 \quad (D_{12} \text{ 上}) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (23) \\ \text{b) 境界面 } D_2 \text{ における条件} \\ \left. \begin{aligned} \text{i) } -qh \geq z \geq 0 \text{ では} \\ \left. \begin{aligned} \partial \phi_2 / \partial x = & -i\sigma [\xi^* - \omega_s^* y + \omega_s^* (z - \bar{z}_0)] \quad (x = \pm a) \\ \partial \phi_2 / \partial y = & -i\sigma [\eta^* + \omega_s^* x - \omega_s^* (z - \bar{z}_0)] \quad (y = \pm b) \end{aligned} \right\} \\ \text{ii) } -h \geq z \geq -qh \text{ では} \\ \left. \begin{aligned} \partial \phi_1 / \partial \nu = & \partial \phi_2 / \partial \nu, \quad \phi_1 = \phi_2 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (24) \end{aligned} \right\} \end{aligned}$$

今, $f_1, f_2^{(l)}, f_3, f_4^{(n)}$ の D_1 上の境界の内、防波堤部分をサフィックス 1, 仮想境界部分をサフィックス 2 と表わすと, $\cosh k(z+h), \cos kl(z+h), \cos kn(z+h)$ が $-h \leq z \leq 0$ において完全直交関数系をなすことを利用して, 式 (23) は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{f}_{11}(i) &= -\bar{f}_{01}(i), & \bar{f}_{31}^{(i)}(i) &= 0 \\ \bar{f}_{31}(i) &= 0, & \bar{f}_{41}^{(n)}(i) &= 0 \\ \bar{f}_{12}(i) &= -\bar{f}_{02}(i) + \bar{f}_{32}(i), & \bar{f}_{32}^{(n)}(i) &= \bar{f}_{42}^{(n)}(i) \\ f_{12}(i) &= -f_{02}(i) + f_{32}(i), & f_{32}^{(n)}(j) &= f_{42}^{(n)}(j) \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

ここで, サフィックス i では, 境界 D_1 上の座標を表わしている。また, $f_3, f_4^{(n)}$ の D_2 境界上の値をサフィックス 3 で表わすと, 式 (24) から, 式 (25) を導いたのと同様な手法を用いると次式が得られる。

$$\bar{f}_{33}(i) = h_{11} \bar{\varphi}_0(i) + \sum_{s=1}^{\infty} h_{12s}^{(s)} \cdot \bar{\varphi}_s(i) + G(1, 0) \quad \cdots \cdots (26)$$

$$\bar{f}_{43}^{(n)}(i) = h_{21n} \bar{\varphi}_0(i) + \sum_{s=1}^{\infty} h_{22n}^{(s)} \cdot \bar{\varphi}_s(i) + G(2, n) \quad \cdots \cdots (27)$$

$$\varphi_0(i) = h_{31} \cdot f_{33}(i) + \sum_{n=1}^{\infty} h_{32n} \cdot f_{43}^{(n)}(i) + G(3, 0) \quad \cdots \cdots (28)$$

$$\varphi_s(i) = h_{41}^{(s)} \cdot f_{33}(i) + \sum_{n=1}^{\infty} h_{42n}^{(s)} \cdot f_{43}^{(n)}(i) + G(4, s) \quad \cdots \cdots (29)$$

ここで, $h_{11}, h_{12s}^{(s)}, h_{22n}^{(s)}$ などは係数で, また, $G(k, n) = h_{k\frac{n}{2}}^{(n)} \xi^* / \zeta_0 + h_{k\frac{n}{2}}^{(n)} \eta^* / \zeta_0 + h_{k\frac{n}{2}}^{(n)} \zeta^* / \zeta_0 + k_{k\frac{n}{2}}^{(n)} \omega_1^* b / \zeta_0 + h_{k\frac{n}{2}}^{(n)} \omega_2^* a / \zeta_0 + h_{k\frac{n}{2}}^{(n)} \omega_3^* h / \zeta_0$ である。

2.4 運動方程式

浮体の質量を M , 重心に関する慣性モーメントを I_X, I_Y, I_Z , 浮体に作用する流体圧力の x, y, z 方向の合力および重心まわりのモーメントをそれぞれ $P_X, P_Y, P_Z, T_X, T_Y, T_Z$ とおくと, 浮体の運動方程式は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} M \frac{d^2 x_0}{dt^2} &= P_X, & M \frac{d^2 y_0}{dt^2} &= P_Y, & M \frac{d^2 z_0}{dt^2} &= P_Z \\ I_X \frac{d^2 \delta_1}{dt^2} &= T_X, & I_Y \frac{d^2 \delta_2}{dt^2} &= T_Y, & I_Z \frac{d^2 \delta_3}{dt^2} &= T_Z \end{aligned} \right\} \quad \cdots \cdots (30)$$

式 (30) に式 (1), (4), (5) を代入すると, 浮体の運動振幅に関する 6 個の式が得られる。

式 (3), (4), (5) の無限級数をそれぞれ l^*, n^*, s^* 個で打ち切るものとする, 式 (15)~(20), 式 (25)~(30) は, $f_{11}(j), f_{21}^{(l)}(j), f_{32}(j), \bar{f}_{32}(j), \bar{f}_{43}^{(n)}(j), f_{31}(j), f_{33}(j), \varphi_0(j), \varphi_s(j), f_{41}^{(n)}(j), f_{43}^{(n)}(j), \xi^* / \zeta_0, \eta^* / \zeta_0, \zeta^* / \zeta_0, \omega_1^* b / \zeta_0, \omega_2^* a / \zeta_0, \omega_3^* h / \zeta_0$ に関する $\{2(n^*+1)N_1 + (n^*+s^*+2)N_2 + 6\}$ 個の未知量に対して同数の式を与えるので連立 1 次方程式として解くことができ, 流体と浮体の運動は決定されることとなる。しかしながら, N_1, N_2, n^*, s^* の選び方によっては, 非常に多くの未知量となるため, 大きな計算機容量を必要とする。以下では, この対策について考える。

2.5 未知量を減らす方法

ここでは, 元数の大きな連立方程式を解く代りに, 多数の小さな行列を扱うことによって問題を解く方法について述べる。

式 (15) に, 式 (25) の第 1, 5, 6 式を代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^{N_1+1} a_{ij}^{(0)} \cdot f_{11}(j) + \sum_{j=1}^{N_2} \alpha_{ij}^{(0)} \cdot f_{32}(j) \\ &= \sum_{j=1}^{N_2} A_{ij} \cdot \bar{f}_{32}(j) - \sum_{j=1}^{N_1} A_{ij} \cdot \bar{f}_{01}(j) \\ &+ \sum_{j=1}^{N_2} [\alpha_{ij}^{(0)} \cdot f_{02}(j) - A_{ij} \cdot \bar{f}_{02}(j)] \quad \cdots \cdots (31) \end{aligned}$$

上式で, $i=1 \sim N_1$ であるから, f_{11}, f_{32} を未知量と考えた時の行列の逆行列を求めることにより次式が得られる。

$$f_{11}(j) = \sum_{m=1}^{N_2} a_{jm}^{(1)} \cdot \bar{f}_{32}(m) + \alpha_1(j) \quad \cdots \cdots (32)$$

$$f_{32}(j) = \sum_{m=1}^{N_2} b_{jm}^{(1)} \cdot \bar{f}_{32}(m) + \beta_1(j) \quad \cdots \cdots (33)$$

ここで, $a_{jm}^{(1)}, b_{jm}^{(1)}, \alpha_1(j), \beta_1(j)$ は係数である。

同様に, 式 (16) に式 (25) の第 2 式を代入すると次式が得られる。

$$f_{21}^{(l)}(j) = \sum_{m=1}^{N_2} c_{jm}^{(l,1)} \cdot \bar{f}_{42}^{(l)}(m) \quad \cdots \cdots (34)$$

$$f_{42}^{(l)}(j) = \sum_{m=1}^{N_2} d_{jm}^{(l,1)} \cdot \bar{f}_{42}^{(l)}(m) \quad \cdots \cdots (35)$$

式 (17) に式 (25) の第 3 式と式 (33) を代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^{N_1} \theta_{ij}^{(0)} \cdot f_{31}(j) + \sum_{j=1}^{N_2} \left[\sum_{m=1}^{N_2} \theta_{im}^{(0)} \cdot b_{mj}^{(1)} - c_{ij} \right] \bar{f}_{32}(j) \\ & - \sum_{j=1}^{N_1} c_{ij} \cdot \bar{f}_{33}(j) \\ &= - \sum_{j=1}^{N_1} \theta_{ij}^{(0)} \cdot f_{33}(j) - \sum_{m=1}^{N_2} \theta_{im}^{(0)} \cdot \beta_1(m) \quad \cdots \cdots (36) \end{aligned}$$

よって, 式 (36) から次式が得られる。

$$f_{31}(j) = \sum_{m=1}^{N_2} a_{jm}^{(2)} \cdot \bar{f}_{32}(m) + \alpha_2(j) \quad \cdots \cdots (37)$$

$$\bar{f}_{32}(j) = \sum_{m=1}^{N_2} b_{jm}^{(2)} \cdot \bar{f}_{32}(m) + \beta_2(j) \quad \cdots \cdots (38)$$

$$\bar{f}_{33}(j) = \sum_{m=1}^{N_2} e_{jm}^{(2)} \cdot \bar{f}_{32}(m) + r_2(j) \quad \cdots \cdots (39)$$

式 (18) に式 (25) の第 4 式と式 (35) を代入すると次式が得られる。

$$f_{41}^{(n)}(j) = \sum_{m=1}^{N_2} c_{jm}^{(n,2)} \cdot f_{43}^{(n)}(m) \quad \cdots \cdots (40)$$

$$\bar{f}_{42}^{(n)}(j) = \sum_{m=1}^{N_2} d_{jm}^{(n,2)} \cdot f_{43}^{(n)}(m) \quad \cdots \cdots (41)$$

$$\bar{f}_{43}^{(n)}(j) = \sum_{m=1}^{N_2} g_{jm}^{(n,2)} \cdot f_{43}^{(n)}(m) \quad \cdots \cdots (42)$$

また、式 (19), (20) より次式が得られる。

$$\bar{\varphi}_0(j) = \sum_{m=1}^{N_2} N_{jm}^{(0)} \cdot \varphi_0(m) \quad \dots\dots\dots (43)$$

$$\bar{\varphi}_s(j) = \sum_{m=1}^{N_2} N_{jm}^{(s)} \cdot \varphi_s(m) \quad \dots\dots\dots (44)$$

式 (26), (27) に式 (39), (42), (43), (44) および (28), (29) 式を代入すると, $f_{33}(j)$, $f_{43}^{(n)}(j)$, ξ^*/ζ_0 , η^*/ζ_0 , ζ^*/ζ_0 , ω_1^*b/ζ_0 , ω_1^*a/ζ_0 , ω_3^*h/ζ_0 に関する $\{(n^*+1)N_2+6\}$ 個の未知量に対して, $(n^*+1)N_2$ 個の式が得られる。一方, 式 (30) に式 (28), (29) を代入すると, 同じ未知量に対して 6 個の式が得られるので, 連立することにより解くことができる。これらの未知量が求まると, 式 (37)~(42) を用いて, $f_{31}(j)$, $\bar{f}_{32}(j)$, $\bar{f}_{33}(j)$, $f_{41}^{(n)}(j)$, $\bar{f}_{42}^{(n)}(j)$, $\bar{f}_{43}^{(n)}(j)$ が求まる。また, 式 (32)~(35) を用いて, $f_{11}(j)$, $f_{32}(j)$, $\bar{f}_{41}^{(n)}(j)$, $f_{42}^{(n)}(j)$ を求めることができる。さらに, 式 (25) から, $f_{12}(j)$, $\bar{f}_{12}(j)$, $f_{22}^{(n)}(j)$, $\bar{f}_{22}^{(n)}(j)$, $\bar{f}_{11}(j)$, $\bar{f}_{41}^{(n)}(j)$, $\bar{f}_{31}(j)$, $\bar{f}_{41}^{(n)}(j)$ を求めることができるので, 境界 D_1 , D_2 上のすべての f , $\bar{f}$ が求まることとなる。領域内部の f を求めるには, 式 (15)~(16) に類似の積分方程式に, 求めた境界上の f , $\bar{f}$ を代入することにより得ることができる。

3. 計算例

ここでは, 具体的な計算結果について述べるものとする。まず始めに, 浮体がない場合を考え, 解析解の得られている有限長さの防波堤 (島堤) による波の散乱問題について, 本解析法との比較を行なった。図-2 は, 合田ら (1971) によって得られた波向分布の解析解である。島堤長さ a と入射波波長 L との比は $a/L=2$ で, $\omega=30^\circ$ である。図中の値は, 各地点の波高と入射波波高の比の絶対値を示している。図-3 は本解析法による結果であるが, 計算においては, 図-4 のように仮想境界面 (破線で示す) をとり, 計算点は, 計算点は, $N_{11}=20$, $N_{12}=40$ とした。図-2 と 図-3 を比較すると

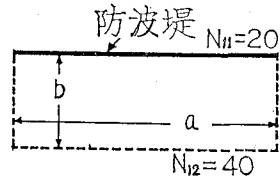


図-4 境界線のとり方

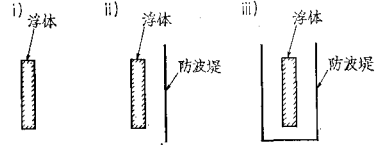


図-5 浮体と防波堤の平面形状

非常によく一致していることがわかる。

浮体の計算は, 図-5 に示すように, 3つの場合について行なった。case (i) は, open sea 中の矩形浮体, case (ii) は, 有限長の直線防波堤と矩形浮体, case (iii) は, コの字形防波堤とその中の矩形浮体の場合である。防波堤は, 図-6 の破線部分に置くものとする。計算条件は, $a/h=0.4$, $b/h=2.0$, $a'/h=1.6$, $b'/h=2.8$, $q=0.5$, $z=-qh/2$, $l^*=n^*=s^*=3$ である。重心まわりの慣性モーメントに関する係数 ν_1 , ν_2 , ν_3 は等しく 1.25 としている。各境界の計算点数は, 図-6 に示している。浮体に関する条件は, 井島ら (1975) と同じである。

図-7~図-9 は, 上記の 3 case について, 無次元周波数を固定し ($\sigma^2h/g=0.5$), 波の入射角 ω を変化させた場合の浮体の 6 自由度運動振幅の計算値である。図-7, 図-9 における運動振幅は, $\omega=90^\circ$ に関して対称である。図-7~図-9 は, 波向きと浮体運動に関して, 予想される定性的な傾向をよく表わしていると思われる。

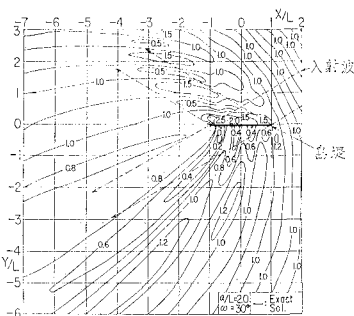


図-2 島堤回りの波高分布 (合田らによる)

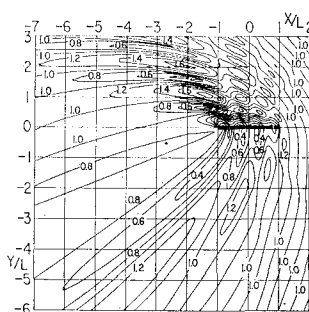


図-3 島堤回りの波高分布 (本計算法による)

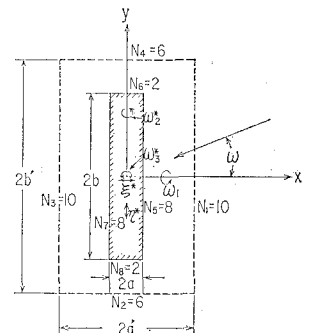
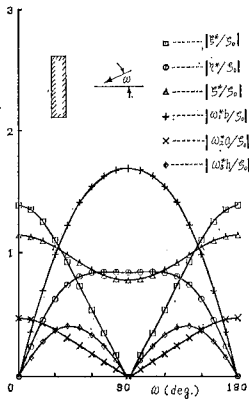
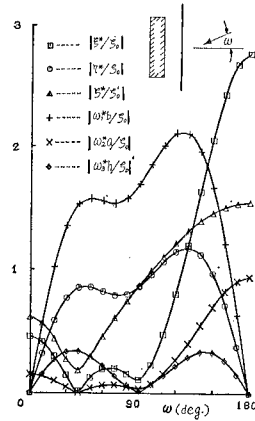


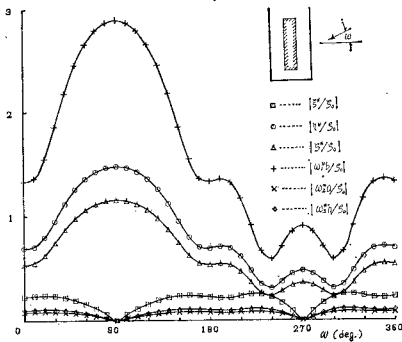
図-6 境界線のとり方



図—7 波向きの変化に対する浮体運動の変化
(case (i), $\sigma^2 h/g=0.5$)



図—8 波向きの変化に対する浮体運動の変化
(case (ii), $\sigma^2 h/g=0.5$)



図—9 波向きの変化に対する浮体運動の変化
(case (iii), $\sigma^2 h/g=0.5$)

4. 結 言

本研究では、防波堤が存在する海域での波浪中3次元浮体運動を求めるために、領域分割法を用いた解法を示した。また、最終的な未知量を減らすための方法についても述べ、具体的な計算例として、直線およびコの字形防波堤の存在する海域中の浮体の波による運動を計算し

た。

今後は、計算法の水理実験による検証とともに、複数個浮体と防波堤との干渉問題など、より現実的な問題の検討を行う予定である。

参 考 文 献

- 井島武士・吉田明徳・湯村やす (1975): 有限水深域の波による楕円および矩形浮体の運動と波の変形, 土木学会論文報告集, 第244号, pp. 91-105.
- 清川哲志・平山彰彦 (1986): 岸壁前面の浮体動揺解析における3次元性の影響, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 546-550.
- 合田良実・吉村知司・伊藤正彦 (1971): 島堤による波の反射および回折に関する研究, 港研報告, 第10巻, 第2号, pp. 3-52.
- 榎木 亨・久保雅義 (1980): 荷役限界からみた港内静穏度に関する研究, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 307-311.
- 榎木 亨・久保雅義・青木伸一 (1982): 港湾slip内における船体運動および定常漂流について, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 511-515.
- 榎木 亨・青木伸一・濱本 敏 (1988): 港湾形状を考慮した港内船舶の回折・造波問題の解析, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 692-696.
- Oortmerssen, G. Van (1976): The motion of a moored ship in waves. N.S.M.B. publication, No. 510, pp. 1-138.