

エネルギー損失を伴う 2 次元浮防波堤

藤 田 秀 夫*・日 下 理**

1. ま え が き

現存する浮遊式消波装置を消波のメカニズムの面から大別すると、二つに分けられる。一方は、ポンツーン型消波装置に代表されるように、浮体と波の運動の位相差を利用して消波するものである。他方は、バリアー型、シート型消波装置などのように、消波装置の系内において、波エネルギーを逸散させるものである。ここで扱う消波装置は、これら両方の特性を兼ね備えた透過性浮防波堤で、井島¹⁾によって行われた領域分割法にならって解析されている。

2. Diffraction 問題と Radiation 問題

(1) 基本的な条件

透過性防波堤があって、そこに規則波が入射する場合 (diffraction 問題) と、静水中で防波堤が動揺する場合 (radiation 問題) を考える。座標系を図一1に示すようにし、各境界で区切られる領域をそれぞれ ① ② ③ ④ ⑤ とする。解析は、次の仮定

- の下で行う。
- a) 非圧縮性流体、非回転運動である。
 - b) 二次元運動である。
 - c) 防波堤の断面形状は長方形とし、水深は一様とする。
 - d) 線型の範囲内で問題を取り扱う。

(2) 基礎方程式と境界条件

透過性物質内 ① における連続、運動方程式は、吉田²⁾の表示にならうと式 (1)~(3) となる。

$$\partial \bar{u}_1 / \partial x + \partial \bar{w}_1 / \partial z = 0 \quad \cdots \cdots \cdots (1)$$

$$\frac{1}{\nu} \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial t} = -\frac{1}{\nu} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial x} - \omega \mu_x \frac{\bar{u}_1}{\nu} \quad \cdots \cdots \cdots (2)$$

$$\frac{1}{\nu} \frac{\partial \bar{w}_1}{\partial t} = -\frac{1}{\nu} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial z} - \omega \mu_z \frac{\bar{w}_1}{\nu} - g \quad \cdots \cdots \cdots (3)$$

添字 1~4 によって①~④の諸量を区別し、 $-$ は平均量を示す。ここで、

- $\bar{u}_1, \bar{w}_1$: ①内の平均的な水平・鉛直流速。
- ν : 有効間隙率。したがって、充実率 $\nu' = 1 - \nu$
- ρ : 流体の密度。
- $\bar{p}_1$: ①内の平均的な圧力。
- ω : 振動数。
- μ_x, μ_z : x, z 方向の抵抗係数。

間隙中の抵抗は、ミクロには個々の物質表面に働く摩擦力と圧力が、マクロにとらえれば抵抗力となる³⁾。この抵抗力は、透過性物質の間隙率、形状、流速、流速の2乗などに依存するものであるが、ここでは線型範囲で扱うために、流速に比例する力とする。したがって、抵抗係数は、服部³⁾が非線型抵抗を等価仕事則で線型抵抗に換算した場合の抵抗係数に相当するもので、透過性物質のために明らかにならないエネルギー逸散率などのしよわせが、全て抵抗係数に含まれることになる。

このようにマクロな量による平均的な取扱い方をすれば、①の透過性物質の領域にも速度ポテンシャルを定義することができて、防波堤外の②~⑤領域の速度ポテンシャルとほとんど同等に取り扱うことが可能となり、領域分割法の特徴を活かすことができる。

運動中心位置における sway, heave と roll の運動を、それぞれ式 (4)~(6) で示す。 x_0, z_0 と θ_0 は運動の振幅と位相を表わす複素数であり、 $\bar{z}_0$ は回転中心を意味する。

$$x_G = x_0 e^{i\omega t} \quad \cdots \cdots \cdots (4)$$

$$z_G = z_0 e^{i\omega t} + \bar{z}_0 \quad \cdots \cdots \cdots (5)$$

$$\theta_G = \theta_0 e^{i\omega t} \quad \cdots \cdots \cdots (6)$$

次に、境界条件を考えると、各領域の境界では以下の条件が成り立つ。

- a) 自由表面条件
- $$\left. \begin{aligned} \partial \phi_1 / \partial z &= (\nu \beta_0 \beta_1 / Kh) \phi_1 & |x| < lh, z = 0 \\ \partial \phi_j / \partial z &= (\beta_0 / Kh) \phi_j & (j=3, 4) \\ & & |x| \geq lh, z = 0 \end{aligned} \right\} \quad \cdots \cdots \cdots (7)$$
- b) 水底条件

* 正会員 三菱重工業(株) 広島研究所
** 正会員 三菱重工業(株) 広島研究所

$$\left. \begin{aligned} \partial \phi_2 / \partial z &= 0 & |x| < lh, \quad z = -h \\ \partial \phi_j / \partial z &= 0 \quad (j=3, 4) & |x| \geq lh, \quad z = -h \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

c) 無限遠方の条件

$$|x| \rightarrow \infty \text{ において周期波のみが存在すること.} \dots\dots\dots (9)$$

d) $z = -dh$ における堤体表面条件

$$\left. \begin{aligned} \partial \phi_2 / \partial z - \partial \phi_1 / \partial z &= -i\omega(z_0 + \theta_0 x^*)(1 - \nu) \\ \phi_2 &= \beta_1 \phi_1 \end{aligned} \right\} |x| < lh \dots\dots\dots (10)$$

e) $|x| = lh$ における条件

$$\left. \begin{aligned} \partial \phi_j / \partial z - \partial \phi_1 / \partial z &= -i\omega\{x_0^* - \theta_0(z - \bar{z}_0)\}(1 - \nu) \\ \phi_j &= \beta_1 \phi_1 \quad (j=3, 4) \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &-dh < z < 0 \\ &-h < z < -dh \end{aligned} \dots\dots\dots (11)$$

ここで,

$\phi_j \ (j=1 \sim 4)$: 速度ポテンシャル.

$$\begin{aligned} x^* &= Kx \text{ (以下 * 印を略す)} \\ K &= \sqrt{\mu_x / \mu_z}, \quad \mu = \sqrt{\mu_x \mu_z} \\ \beta_0 &= \omega^2 h / g, \quad \beta_1 = (1 - i\mu) / \nu \end{aligned}$$

防波堤が透過性の場合と不透過性の場合の相違は、表一のようにまとめられる。表一の比較表

からわかるように,

$$\nu \rightarrow 0, \quad \beta_1 \rightarrow \infty \quad (\nu \beta_1 \rightarrow 1)$$

の極限状態が、不透過性の場合に相当する。

(3) 解

問題は、境界条件を満足するようなラプラス方程式の解を求めることに帰着される。このような境界値問題の解法としては、種々のものがあるが、ここでは領域分割法にならって変数分離によって解く。自由表面条件(7)、水底条件(8)、無限遠方の条件(9)、 $z = -dh$ における堤体表面条件(10)を満たすラプラスの解は、表二の式(12)~(19)である。diffraction問題の解と radiation問題の解で異なるのは、式(16)、(17)の第2項(浮体の動揺のために生じている項)と、式(14)の第1項(入射波の項)でその他は同形である。

ここで,

$$\begin{aligned} \lambda_n &= k_n h / K, & \bar{\lambda}_n &= (1 - d) \lambda_n, & \bar{\bar{\lambda}}_n &= d \lambda_n \\ \lambda'_n &= \kappa_n h / K, & \bar{\lambda}'_n &= (1 - d) \lambda'_n, \\ \bar{\bar{\lambda}}'_n &= d \lambda'_n, & \lambda_n^* &= \kappa_n l h \end{aligned}$$

表一 不透過性と透過性の比較

比較項目	不透過性の場合	透過性の場合
ラプラスの式	$\nabla^2 \phi_j = 0 \quad (j=2 \sim 4)$	$\nabla^2 \phi_1 = 0$
自由表面条件	$\partial \phi_j / \partial z = \beta_0 \phi_j / (Kh) \quad (j=3, 4)$	$\partial \phi_1 / \partial z = \nu \beta_0 \beta_1 \phi_1 / (Kh)$
水底条件	$\partial \phi_2 / \partial z = 0$	$\partial \phi_1 / \partial z = 0$
堤体表面条件	$\partial \phi_4 / \partial x = -i\omega\{x_0 - \theta_0(z - \bar{z}_0)\}$	$\partial \phi_4 / \partial x - \partial \phi_1 / \partial x = -i\omega\{x_0 - \theta_0(z - \bar{z}_0)\}(1 - \nu)$ $\phi_4 = \beta_1 \phi_1$
圧力	$p_j / \rho = i\omega \phi_j e^{i\omega t} - gz \quad (j=2 \sim 4)$	$p_1 / \rho = i\omega \nu \beta_1 \phi_1 e^{i\omega t} - gz$

表二 解

	Diffraction 問題	Radiation 問題
ϕ_1	$\frac{1}{\beta_1} \sum_{n=0}^{\infty} \left(F_n \frac{\cos(\kappa_n/K)x}{\cos \lambda_n^*} + G_n \frac{\sin(\kappa_n/K)x}{\sin \lambda_n^*} \right) \cdot \left(\frac{\cosh(\kappa_n/K)z}{\cosh \lambda'_n} + \beta_2 \frac{\sinh(\kappa_n/K)z}{\sinh \bar{\lambda}'_n} \right) \quad (12)$	$\frac{1}{\beta_1} \sum_{n=0}^{\infty} \left(F_n \frac{\cos(\kappa_n/K)x}{\cos \lambda_n^*} + G_n \frac{\sin(\kappa_n/K)x}{\sin \lambda_n^*} \right) \cdot \left(\frac{\cosh(\kappa_n/K)z}{\cosh \bar{\lambda}'_n} + \beta_2 \frac{\sinh(\kappa_n/K)z}{\sinh \bar{\lambda}'_n} \right) - 2i \frac{\beta_4}{\beta_1} \omega h^2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{H_2}{\lambda_n^2} \left(\frac{z_0}{h} \cos \frac{\tau_z}{K} x + \frac{\theta_0}{\lambda_n} \sin \frac{\tau_z}{K} x \right) \cdot \left(\frac{\cosh(\tau_z/K)z}{\cosh \bar{\lambda}_s} + \beta_2 \frac{\sinh(\tau_z/K)z}{\sinh \bar{\lambda}_s} \right) \quad (16)$
ϕ_2	$\sum_{n=0}^{\infty} (1 - \beta_2) \left(F_n \frac{\cos(\kappa_n/K)x}{\cos \lambda_n^*} + G_n \frac{\sin(\kappa_n/K)x}{\sin \lambda_n^*} \right) \cdot \frac{\cosh(\kappa_n/K)(h+z)}{\cosh \bar{\lambda}'_n} \quad (13)$	$\sum_{n=0}^{\infty} (1 - \beta_2) \left(F_n \frac{\cos(\kappa_n/K)x}{\cos \lambda_n^*} + G_n \frac{\sin(\kappa_n/K)x}{\sin \lambda_n^*} \right) \cdot \frac{\cosh(\kappa_n/K)(h+z)}{\cosh \bar{\lambda}'_n} - 2i \beta_4 \omega h^2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{H_2}{\lambda_n^2} \left(\frac{z_0}{h} \cos \frac{\tau_z}{K} x + \frac{\theta_0}{\lambda_n} \sin \frac{\tau_z}{K} x \right) \cdot \frac{\cosh(\tau_z/K)(h+z)}{\cosh \bar{\lambda}_s} \quad (17)$
ϕ_3	$(A e^{-i(k_0/K)(x+Klh)} + B e^{i(k_0/K)(x+Klh)}) \cdot \frac{\cosh(k_0/K)(h+z)}{\cosh \lambda_0} + \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-(k_n/K)(x+Klh)} \cdot \frac{\cos(k_n/K)(h+z)}{\cos \lambda_0} \quad (14)$	$B e^{i(k_0/K)(x+Klh)} \frac{\cosh(k_0/K)(h+z)}{\cosh \lambda_0} + \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-(k_n/K)(x+Klh)} \frac{\cos(k_n/K)(h+z)}{\cos \lambda_n} \quad (18)$
ϕ_4	$D e^{-i(k_0/K)(x-Klh)} \frac{\cosh(k_0/K)(h+z)}{\cosh \lambda_0} + \sum_{n=1}^{\infty} E_n e^{-(k_n/K)(x-Klh)} \frac{\cos(k_n/K)(h+z)}{\cos \lambda_n} \quad (15)$	$D e^{-i(k_0/K)(x-Klh)} \frac{\cosh(k_0/K)(h+z)}{\cosh \lambda_0} + \sum_{n=1}^{\infty} E_n e^{-(k_n/K)(x-Klh)} \frac{\cos(k_n/K)(h+z)}{\cos \lambda_n} \quad (19)$

$$\begin{aligned}\chi_n &= \tau_n h / K, & \bar{\chi}_n &= (1-d)\chi_n, \\ \bar{\chi}_n &= d\chi_n, & \chi_n^* &= \tau_n l h \\ \beta_0 / K &= \lambda_0 \tanh \lambda_0 = -\lambda_m \tanh \lambda_m \\ \nu \frac{\beta_0 \beta_1}{K} &= \lambda_n' \frac{\tanh \bar{\chi}_n' + \beta_1 \tanh \bar{\chi}_n'}{1 + \beta_1 \tanh \bar{\chi}_n' \tanh \bar{\chi}_n'} \\ & \quad (\text{不透過性の場合, } \tanh \bar{\chi}_n' = 0)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\tau_n &= (2n+1)\pi/2lh \\ \beta_2 &= (\nu \beta_0 \beta_1 d K \tanh \bar{\chi}_n') / \bar{\chi}_n', \\ \beta_3 &= (\nu \beta_0 \beta_1 d K \tanh \bar{\chi}_n) / \bar{\chi}_n, \\ \beta_4 &= (1-\nu)/lK \\ H_n &= \beta_1 / \left\{ (\tanh \bar{\chi}_n + \beta_1 \tanh \bar{\chi}_n) \right. \\ & \quad \left. - \nu \frac{\beta_0 \beta_1}{\chi_n K} (1 + \beta_1 \tanh \bar{\chi}_n \tanh \bar{\chi}_n) \right\} \\ & \quad (\text{不透過性の場合, } H_n = \coth \bar{\chi}_n / (1 - \beta_3)) \\ m &= 1, 2, 3, \dots, \quad n = 0, 1, 2, \dots\end{aligned}$$

次に、式 (12)~(19) の $A, B, \dots, G_n$ を決定する。 $A, B, \dots, G_n$ は、最後に残っている $|x|=lh$ における質量の保存性と圧力の連続性の条件から求められる。式 (12)~(19) を式 (11) に代入し、 $z[-h, 0]$ で積分すれば、次のようにまとめられる。

$$[A^*][F] = \{B_s^*, B_H^*, B_R^*, B_D^*\} \dots\dots\dots (20)$$

$$[A^{**}][G] = \{B_s^{**}, B_H^{**}, B_R^{**}, B_D^{**}\} \dots\dots\dots (21)$$

ただし、 A^*, A^{**} は F, G を決めるための係数マトリックス、 $B_s^*, B_H^*, B_R^*, B_D^*$ は定数ベクトルである。式 (20)、(21) の右辺項 B_s, B_H, B_R, B_D はそれぞれ radiation 問題の sway, heave, roll と diffraction 問題に相当し、左辺の係数項は同じであるので、右辺の $\{B\}$ 項を個別に求めておけば、radiation と diffraction 問題は同時に解決されていく。式 (20) と式 (21) の連立方程式から F_n, G_n が求まれば、他の値は式 (22) より得られる。

$$\begin{aligned}B &= -i \sum (F_n \tan \lambda_n^* + G_n \cot \lambda_n^*) d_{on} \\ & \quad - \omega h^2 (P_0^s x_0 / h + P_0^H z_0 / h + P_0^R \theta_0) + A \\ D &= -i \sum (F_n \tan \lambda_n^* - G_n \cot \lambda_n^*) d_{on} \\ & \quad + \omega h^2 (P_0^s x_0 / h - P_0^H z_0 / h + P_0^R \theta_0) \\ C_p &= \sum (F_n \tan \lambda_n^* + G_n \cot \lambda_n^*) d_{pn} \\ & \quad - i \omega h^2 (P_p^s x_0 / h + P_p^H z_0 / h + P_p^R \theta_0) \\ E_p &= \sum (F_n \tan \lambda_n^* - G_n \cot \lambda_n^*) d_{pn} \\ & \quad + i \omega h^2 (P_p^s x_0 / h - P_p^H z_0 / h + P_p^R \theta_0) \\ & \quad \dots\dots\dots (22)\end{aligned}$$

(4) 物理量

以上から各領域の速度ポテンシャルが全て求まることになるので、これから導かれる物理量は次のようになる。

a) 波

$$\begin{aligned}\text{反射率: } K_r &= B/A \\ \text{透過率: } K_t &= D/A \\ & \quad \dots\dots\dots (23)\end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned}\text{分散波: } h_A / x_0 &= i \beta_0 (D / \omega h^2) (h / x_0) e^{-ik_0 l h} \\ h_A / z_0 &= i \beta_0 (D / \omega h^2) (h / z_0) e^{-ik_0 l h} \\ k_0 h_A / \theta_0 &= i \beta_0 (D / \omega h^2) (k_0 h / \theta_0) e^{-ik_0 l h} \\ & \quad \dots\dots\dots (24)\end{aligned}\right\}$$

b) 流体力

$$\left. \begin{aligned}\text{水平力:} \\ F^s / Mg &= i \beta_0 \{ (A + B - D) S_0 \\ & \quad + \sum (C_n - E_n) S_n \} / (K l \omega h^2) \\ \text{鉛直力:} \\ F^H / Mg &= i \beta_0 \{ \sum F_s T_s / (\omega h^2) - i T' z_0 / h \} / d \\ & \quad - z_0 / (d h) \\ \text{モーメント:} \\ F^n / Mg \overline{GM} &= -i \beta_0 \{ (A + B - D) S_0' \\ & \quad + \sum (C_n - E_n) S_n' \} / \\ & \quad (K l \omega h^2 \overline{GM}) \\ & \quad - i \beta_0 \{ \sum G_s V_s / (3 \omega h^2) \\ & \quad - i T'' \theta_0 \} h / (d \overline{GM}) - \theta_0 \\ & \quad - x_0 / \overline{GM} \\ & \quad \dots\dots\dots (25)\end{aligned}\right\}$$

また、式 (25) の流体力の実部、虚部から、付加質量、付加慣性モーメント、造波減衰力などが得られる。ここで、

M : 質量 $\overline{GM}$: メタセンター高
 $S_n, T_s \dots$ は流体力を計算するための係数

3. 動揺問題

Diffraction 問題、radiation 問題を解いて、強制外力と付加質量、付加慣性モーメントと造波減衰力を求め（強制外力は、Haskind-Newman の関係⁴⁾からも求められる）、これらから運動方程式を再構成して動揺問題を扱う手順が通常行われている。動揺問題も同様の境界値問題であるので、ここでは前節の重ね合わせによって解く。このようにすると、動揺問題も式 (20)~(21) の形に数式化をすることができて、diffraction, radiation および動揺問題がほぼ同時に解決されていく利点がある。

(1) 運動方程式

堤体の運動方程式は、 M を質量、 I を慣性モーメントとすれば、式 (26) で示される。

$$\left. \begin{aligned}M(d^2 x_G / dt^2) &= F^s \\ M(d^2 z_G / dt^2) &= F^H \\ I(d^2 \theta_G / dt^2) &= F^R \\ & \quad \dots\dots\dots (26)\end{aligned}\right\}$$

式 (26) の右辺の外力項には、radiation force, diffraction force および Froude-Kriloff force の全てが含まれているので、式 (25) を代入すると、堤体の運動量は次のように求めることができる。

$$\left. \begin{aligned}x_0 / h_A &= -e^{ik_0 l h} / \beta_0 l K \{ (1 + B/A - D/A) S_0 \\ & \quad + \sum (C_p / A - E_p / A) S_p \} \\ & \quad \dots\dots\dots\end{aligned}\right\}$$

$$\left. \begin{aligned} z_0/h_A &= -e^{ik_0 l h} \alpha_1 / \beta_0 \sum (F_n/A) T_n \\ \theta_0/k_0 h_A &= -e^{ik_0 l h} \alpha_2 / (\beta_0 l^2 K^2 \lambda_0) \\ &\quad \cdot \{ (1+B/A-D/A) U_0 \\ &\quad + \sum (C_p/A-E_p/A) U_p \\ &\quad + \sum (G_n/A) V_n \} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (27)$$

(2) 係数の決定

計算過程は、diffraction・radiation 問題と同様に式 (7) ~ (11) の境界条件を適用させれば良いが、このとき、 x_0, z_0, θ_0 の運動量が未知数であるので、式 (27) を式 (20) ~ (21) に代入して、 F_n, G_n のみで表わすと、解くべき連立方程式は式 (20), (21) と同形になる。 F_n, G_n が求められた後の式は、反射波、透過波等の物理量まで含めて前節式 (22) 以下と同じである。

4. 数値計算例と考察

以下の計算例では問題を簡単化して、透過性物質が等方性である場合を扱う。また、図中の r は慣動半径を示す。

(1) 不透過性と透過性の比較

この計算では、 $\nu \rightarrow 0, \beta_1 \rightarrow \infty (\nu \beta_1 \rightarrow 1)$ の極限状態が不透過性の防波堤に相当しているので、まず、不透過性との比較を行う。図-2 には、防波堤を固定させた場合の透過率と反射率の計算例を示すが、井島¹⁾の計算結果と良く一致している。次に、浮遊している防波堤について比較すると図-3⁵⁾ に示すように同傾向の曲線が得られる。充実率 $\nu^*=0.99$ ，抵抗係数 $\mu=0.01$ として計算

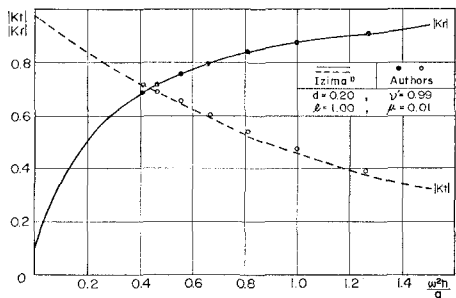


図-2 固定式防波堤の透過率と反射率

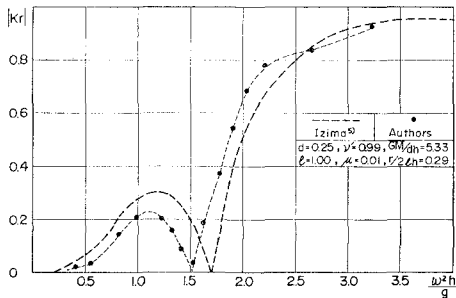


図-3 浮遊式防波堤の反射率

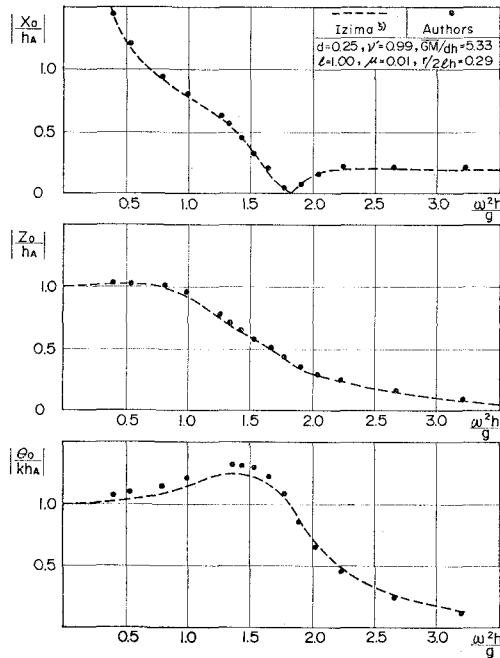


図-4 浮遊式防波堤の運動量

した●印と破線の差は、roll の振幅が異なること (図-4) に起因しているものと思われる。図-4 に示す浮遊式防波堤の運動量については、roll を除けば、sway, heave 共に一致の度合は良い。

(2) 充実率と抵抗係数の影響

透過性浮防波堤の利点は、防波堤の運動と波との位相差によって消波効果を高めると共に、更に浮防波堤の系内において波エネルギーの逸散を促進させることである。透過性物質の性質は、充実率 (ν^*) と抵抗係数 (μ) の2つのパラメーターによって表現される。図-5 には、抵抗係数を同一 ($\mu=0.1$) にして、充実率を 0.99, 0.90, 0.80 と変化させた場合の透過率を示す。充実率の変化による運動量の差は、図-6 に示すように余り大きいものではないが、透過率に与える充実率の影響は大きい。浮防波堤の同調周波数 (図-6) が異なると、図-5 のように透過率 Kt を小さくする周波数も変わってくるので、浮防波堤の計画に当たって留意すべき項目である。次に、

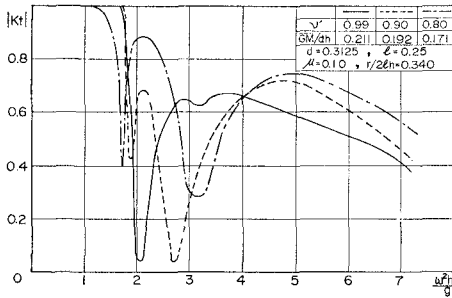


図-5 充実率の変化による透過率

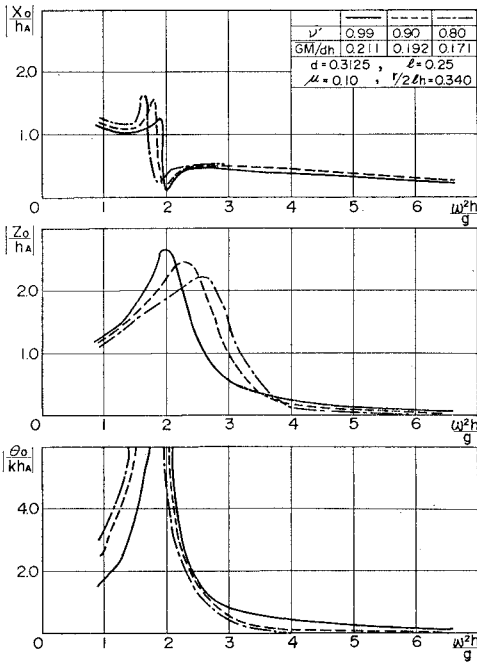


図-6 充実率の変化による運動量

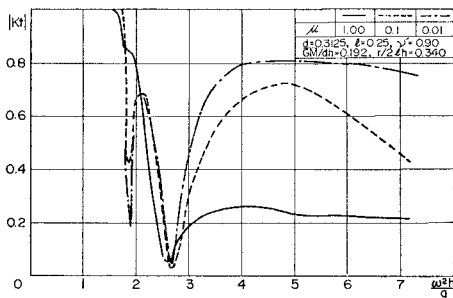


図-7 抵抗係数の変化による透過率

充実率を同一に ($\nu' = 0.90$) して、抵抗係数を 1.00, 0.10, 0.01 と変化させた計算例が 図-7 である。抵抗係数が大なることは、エネルギー逸散が著しいことであり、したがって良好な消波効率を示している。特に、 $\omega^2 h/g = 2.7$ を境にして短波長側において、抵抗係数による影響を受けやすい現象を示しているのは興味深い。

5. 結 び

(1) 透過性浮体に関する diffraction, radiation および動揺問題を解析し、透過率、反射率の推定が可能になった。また、これらの応用として、二次元浮体の sway, heave, roll と波力等も計算できる。

(2) 透過性物質の特性を表わす充実率、抵抗係数によって、消波効果は大きく影響される。しかし、抵抗係数の相似則や透過性物質と充実率、抵抗係数の関係は今後の課題である。

参 考 文 献

- 1) 井島武士：最近の波浪理論における境界値問題の解法とその応用，水工学に関する夏期研修会講義集 (B)，pp. B-1-1-B-1-30, 1971.
- 2) 吉田昭治：浸透流の基礎方程式，農業土木研究別冊，第 1 冊，pp. 19-26, 1960.
- 3) 服部昌太郎：沿岸開発と波浪制御，水工学に関する夏期研修会講義集 (B)，pp. B-2-1-B-2-24, 1975.
- 4) 田才福造・高木又男：規則波中の応答理論および計算法，耐航性に関するシンポジウム，日本造船学会，pp. 1-52, 1969.
- 5) 井島武士・田淵幹修・湯村やす：有限水深の波による矩形断面物体の運動と波の変形，土木学会論文報告集，第 202 号，pp. 33-48, 1972.