

複数個の透過及び不透過島堤による波の散乱

井 島 武 士*・周 宗 仁**

Wave Scattering by Multiple Permeable and Impermeable Offshore Breakwaters of Arbitrary Shape

Takeshi IJIMA and C.R. CHOU

1. は し が き

任意形状の独立な透過あるいは不透過島堤による波の散乱問題は著者¹⁾等による Green 函数を用いた解析法によつて取扱われている。本論文はこの解析法を拡張し、複数個の島堤を任意に配置した場合の波の散乱及び各堤体に作用する波力を解析し、配置の仕方が波の回折にどのような影響があるか、また透過堤体

が波の回折にどの程度の効果があるかを示した。また scattering cross section を求め、島堤による散乱波の分布を示した。本文は簡単のため2個及び3個の楕円島堤が直線的に配置されている場合を例に示した。

2. 解 析

水深一定 h の海域に鉛直側面をもつ任意形状の透

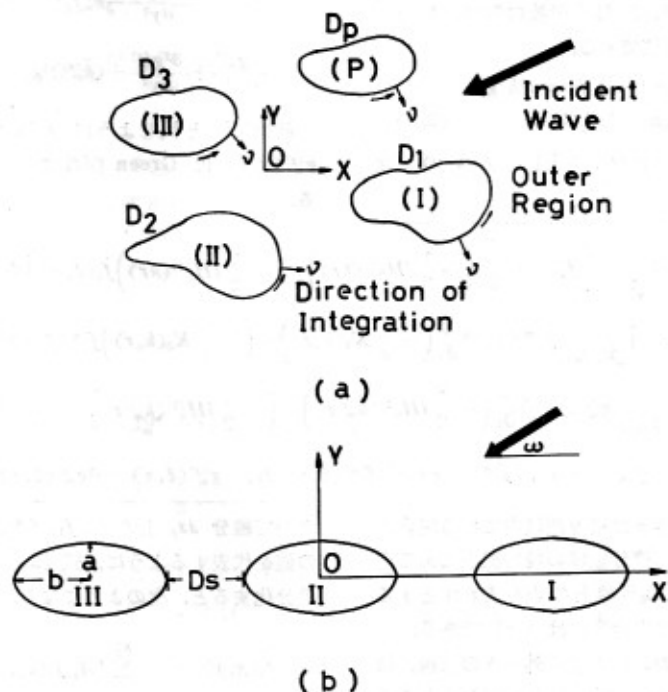


Fig. 1 Definition Sketch

昭和49年9月6日受理

* 水工土木学教室

** 水工土木学専攻博士課程

透堤体が数個 (P 個) あり、角周波数 $\sigma (= 2\pi/T)$, T = 周期) の正弦波が入射するとする。Fig. 1 (a) に示すように、静水面に座標原点 O , 水平面内に x, y

軸、鉛直上向きに z 軸を取り、堤体は xy 面内の閉曲線 $D_1, \dots, D_2, \dots, D_p$ によつて示されている。流体域を外域と内域 (I), (II), \dots , (P) に分け、外域の流体運動は自由表面をもつ完全流体の微小振幅波運動、各内域の運動は空隙率 $V_m (m=1, 2, \dots, p)$ 、単位質量の流体に対する抵抗は流速に比例し、その係数が $\mu_m (m=1, 2, \dots, p)$ であるような Darcy の流れと仮定すると、いずれの運動も $\phi(x, y, z)e^{-i\omega t}$ の形 velocity ポテンシャルをもち、次の Laplace の方程式を満足する。

$$\Delta \phi = 0 \quad (2.1)$$

外域で自由表面と水底条件 (不透過水底) 及び radiation condition を満足する式 (2.1) の一般解を次式で表わす。

$$\phi_{\text{out}}(x, y, z) = \frac{gC_0}{\sigma} \left[(f_0(x, y) + f_1(x, y)) \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(x, y) \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \right] \quad (2.2)$$

ここで g は重力加速度、 C_0 は入射波の振幅、 k 及び k_n は次式で決まる固有値である。

$$kh \tanh kh = -k_n h \tan k_n h = \sigma^2 h / g \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (2.3)$$

また入射波の速度ポテンシャルとして $f_0(x, y)$ は次式で表わされる。

$$f_1(x, y) = -\varepsilon \int_{\sum_{m=1}^p D_m} \left[f_1(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{1}{2} i H_0^{(1)}(kr) \right) - \left(-\frac{1}{2} i H_0^{(1)}(kr) \right) \bar{f}_1(\xi, \eta) \right] ds \quad (2.8)$$

$$f_2^{(n)}(x, y) = -\varepsilon \int_{\sum_{m=1}^p D_m} \left[f_2^{(n)}(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{1}{\pi} K_0(k_n r) \right) - \left(-\frac{1}{\pi} K_0(k_n r) \right) \bar{f}_2^{(n)}(\xi, \eta) \right] ds \quad (2.9)$$

$$g_n^{(s)}(x, y) = \varepsilon \int_{D_m} \left[g_n^{(s)}(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{1}{2} i H_0^{(1)}(\bar{k}_n^{(s)} r) \right) - \left(-\frac{1}{2} i H_0^{(1)}(\bar{k}_n^{(s)} r) \right) \bar{g}_n^{(s)}(\xi, \eta) \right] ds \quad (2.10)$$

ここで $\bar{f}_1(\xi, \eta) = \partial f_1(\xi, \eta) / \partial \nu$, $\bar{f}_2^{(n)}(\xi, \eta) = \partial f_2^{(n)}(\xi, \eta) / \partial \nu$, $\bar{g}_n^{(s)}(\xi, \eta) = \partial g_n^{(s)}(\xi, \eta) / \partial \nu$

また、点 (x, y) が各々の積分領域内にある場合には $\varepsilon=1/2$ 、点 (x, y) が積分領域の境界線上にある場合 (即ち点 (ξ', η') が境界線上の点を表わすとするとき $(x, y) \rightarrow (\xi', \eta')$ の場合) には $\varepsilon=1$ である。

また ν は各境界面 D_m における外向きの法線、積分は各境界面 D_m に沿つて反時計回りに行なうものとする。

各境界面 D_m をそれぞれ N_m 個の点によつて N_m 個の短かい線分 ds に分け、おのおのの midpoint の座標 (ξ_j, η_j) , ($j=1, 2, \dots, N_i$; $N_i = N_{i1} + N_{i2} + \dots + N_{ip}$) に

$$f_0(x, y) = -ie^{-ik(x\cos\alpha + y\sin\alpha)} \quad (2\pi \geq \omega \geq 0) \quad (2.4)$$

各内域で自由表面と水底条件を満足する式 (2.1) の一般解は次式で与えられる。

$$\phi_m(x, y, z) = \frac{gC_0}{\sigma} \sum_{s=1}^{\infty} g_m^{(s)}(x, y) \frac{\cosh \bar{k}_m^{(s)}(h+z)}{\cosh \bar{k}_m^{(s)} h} \quad (m=1, 2, \dots, p) \quad (2.5)$$

ここで $\bar{k}_m^{(s)}$ は次式で決まる固有値である。

$$\bar{k}_m^{(s)} h \cdot \tanh \bar{k}_m^{(s)} h = \left(1 + i \frac{\mu_m}{\sigma} \right) \cdot \frac{\sigma^2 h}{g} \quad (s=1, 2, 3, \dots) \quad (2.6)$$

また $f_1(x, y)$, $f_2^{(n)}(x, y)$ 及び $g_m^{(s)}(x, y)$ は式 (2.1) によりそれぞれ次の Helmholtz の方程式を満足すべき関数である。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_1}{\partial y^2} + k^2 f_1 &= 0 \\ \frac{\partial^2 f_2^{(n)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_2^{(n)}}{\partial y^2} - k_n^2 f_2^{(n)} &= 0 \\ \frac{\partial^2 g_m^{(s)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 g_m^{(s)}}{\partial y^2} + (\bar{k}_m^{(s)})^2 g_m^{(s)} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$

前論文¹⁾ と同じように $f_1(x, y)$, $f_2^{(n)}(x, y)$ 及び $g_m^{(s)}(x, y)$ は Green 函数により次のように表わされる。

よつて線分 ds_j 上の $f_1, \bar{f}_1, f_2^{(n)}, \bar{f}_2^{(n)}, g_m^{(s)}$ 及び $\bar{g}_m^{(s)}$ の値を代表するように、式 (2.8), (2.9), (2.10) を差分化すると、次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} f_1(x, y) &= -\varepsilon \sum_{j=1}^{N_1} \left[\bar{A}_{1j} f_1(\xi_j, \eta_j) - A_{1j} \bar{f}_1(\xi_j, \eta_j) \right] \\ f_2^{(n)}(x, y) &= -\varepsilon \sum_{j=1}^{N_2} \left[\bar{C}_{2j} f_2^{(n)}(\xi_j, \eta_j) - C_{2j} \bar{f}_2^{(n)}(\xi_j, \eta_j) \right] \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

$$\left. \begin{aligned} g_n^{(s)}(x, y) &= \varepsilon \sum_{j=1}^{N_n} \left[(A_{ij}^{(s)})_n \cdot g_n^{(s)}(\xi_j, \eta_j) \right. \\ &\quad \left. - (A_{ij}^{(s)})_n \bar{g}_n^{(s)}(\xi_j, \eta_j) \right] \end{aligned} \right\} \begin{aligned} (\bar{F}_2^{(n)}) &= \bar{f}_2^{(n)}(\xi_j, \eta_j) \\ (j &= 1, 2, 3 \dots N_i) \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$(G^{(s)})_n = g_n^{(s)}(\xi_j, \eta_j), \quad (\bar{G}^{(s)})_n = \bar{g}_n^{(s)}(\xi_j, \eta_j) \quad (j = 1, 2 \dots N_n) \quad (2.16)$$

ここで下付き m は特定の $D_m (m=1, 2, \dots, p)$ に対してのみ成り立つ事を表す。また A_{ij}, \bar{A}_{ij} 等は前論文¹⁾の式(4.5)に示した如くである。

更に、 $\varepsilon=1$ の場合(即ち (x, y) が (ξ', η') になる場合)について式(2.11)をmatrix化すると、次のようになる。

$$(F_1) = (H) \cdot (\bar{F}_1) \quad (2.12)$$

$$(F_2^{(n)}) = (K^{(n)}) \cdot (\bar{F}_2^{(n)}) \quad (2.13)$$

$$(G^{(s)})_n = (H^{(s)})_n \cdot (\bar{G}^{(s)})_n \quad (2.14)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} (F_1) &= f_1(\xi_j, \eta_j), \quad (\bar{F}_1) = \bar{f}_1(\xi_j, \eta_j) \\ (F_2^{(n)}) &= f_2^{(n)}(\xi_j, \eta_j), \end{aligned} \right\}$$

また行列 $(H), (K^{(n)}), (H^{(s)})_n$ は前論文²⁾の式(2.25), (2.26), (2.27)に示した如くである。

各境界面 D_m 上の任意点においては、外域と内域の流体運動による mass flux と energy flux の連続性が成り立たねばならないため、次の関係式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \nu} \Phi_{\text{out}}(\xi, \eta, z)_{D_m} &= \frac{\partial}{\partial \nu} \Phi_m(\xi, \eta, z) \\ \Phi_{\text{out}}(\xi, \eta, z)_{D_m} &= \frac{1+i\mu_n/\sigma}{V_n} \cdot \Phi_m(\xi, \eta, z) \end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

上式に式(2.2), (2.5)を代入すると次の関係式を得る。

$$\left. \begin{aligned} [(F_0)_n + (F_1)_n] \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} + \sum_{s=1}^{\infty} (\bar{F}_2^{(s)})_n \frac{\cosh k_s(h+z)}{\cosh k_s h} &= \frac{1+i\mu_n/\sigma}{V_n} \cdot \sum_{s=1}^{\infty} (G^{(s)})_n \cdot \frac{\cosh \bar{k}_n^{(s)}(h+z)}{\cosh \bar{k}_n^{(s)} h} \\ [(\bar{F}_0)_n + (\bar{F}_1)_n] \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} + \sum_{s=1}^{\infty} (\bar{F}_2^{(s)})_n \frac{\cosh k_s(h+z)}{\cosh k_s h} &= \sum_{s=1}^{\infty} (\bar{G}^{(s)})_n \frac{\cosh \bar{k}_n^{(s)}(h+z)}{\cosh \bar{k}_n^{(s)} h} \end{aligned} \right\} \quad (2.18)$$

$\cosh \bar{k}_n^{(s)}(h+z)$, ($s=1, 2, 3 \dots$) が $0 \geq z \geq -h$ で直交函数である事により、上式の各項に $\cosh \bar{k}_n^{(s)}(h+z)$ を乗じて、 z につき $-h$ から 0 まで積分すると、次の関係式を得る。

$$\left. \begin{aligned} (G^{(s)})_n &= N_n^{(s)} \alpha_n \left[[(F_0)_n + (F_1)_n] \cdot \frac{1}{1-(\bar{\lambda}_n^{(s)}/\lambda_0)^2} \cdot M_0 + \sum_{s=1}^{\infty} (F_2^{(s)})_n \cdot \frac{1}{1+(\bar{\lambda}_n^{(s)}/\lambda_n)^2} \cdot M_n \right] \\ (\bar{G}^{(s)})_n &= N_n^{(s)} \beta_n \left[[(\bar{F}_0)_n + (\bar{F}_1)_n] \cdot \frac{1}{1-(\bar{\lambda}_n^{(s)}/\lambda_0)^2} \cdot M_0 + \sum_{s=1}^{\infty} (\bar{F}_2^{(s)})_n \cdot \frac{1}{1+(\bar{\lambda}_n^{(s)}/\lambda_n)^2} \cdot M_n \right] \end{aligned} \right\} \quad (2.19)$$

ここで $\lambda_0 = kh$, $\lambda_n = k_n h$, $\bar{\lambda}_n^{(s)} = \bar{k}_n^{(s)} h$, $\beta_n = i\mu_n/\sigma$, $\alpha_n = \left(\frac{V_n}{1+\beta_n} \right) \beta_n$, $M_0 = \tanh \lambda_0/\lambda_0$,

$$M_n = \tan \lambda_n/\lambda_n, \quad N_n^{(s)} = \frac{1}{2} (1 + 2\bar{\lambda}_n^{(s)}/\sinh 2\bar{\lambda}_n^{(s)}) \cdot \bar{\lambda}_n^{(s)} \cdot \coth \bar{\lambda}_n^{(s)}$$

式(2.12), (2.13)を次のように分割すると、 $(F_1)_m$ と $(\bar{F}_1)_m$, ($m=1, 2 \dots p$), また $(F_2^{(n)})_m$ と $(\bar{F}_2^{(n)})_m$, ($m=1, 2, 3 \dots p$) の間の関係式を得る

$$\begin{pmatrix} (F_1)_1 \\ (F_1)_2 \\ \vdots \\ (F_1)_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} & \cdots & H_{1p} \\ H_{21} & H_{22} & \cdots & H_{2p} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ H_{p1} & H_{p2} & \cdots & H_{pp} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} (\bar{F}_1)_1 \\ (\bar{F}_1)_2 \\ \vdots \\ (\bar{F}_1)_p \end{pmatrix}$$

よつて

$$(F_1)_m = \sum_{j=1}^p (H_{mj}) (\bar{F}_1)_j, \quad (m=1, 2 \dots p) \quad (2.20)$$

同様にして、

$$(F_2^{(n)})_m = \sum_{j=1}^p (K_{mj}^{(n)}) (\bar{F}_2^{(n)})_j, \quad (m=1, 2, 3 \dots p) \quad (2.21)$$

式(2.19)に式(2.14), (2.20), (2.21)を代入すると、次の関係式を得る。

$$\frac{M_0}{1-(\lambda_n^{(s)}/\lambda_0)^2} \cdot \sum_{j=1}^2 [\alpha_n(H_{nj}) - \delta_{nj} \cdot \beta_n(H^{(s)})_j] \cdot (\bar{F}_1)_j + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{M_n}{1+(\lambda_n^{(s)}/\lambda_0)^2} \cdot \sum_{j=1}^2 [\alpha_n(K_n^{(s)}) - \delta_{nj} \beta_n(H^{(s)})_j] \cdot (\bar{F}_2^{(n)})_j = \frac{M_0}{1-(\lambda_n^{(s)}/\lambda_0)^2} [\beta_n(H^{(s)})_n \cdot (\bar{F}_0)_n - \alpha_n(F_0)_n]$$

$$(s=1, 2, 3 \dots) \quad (m=1, 2 \dots p) \quad (2.22)$$

ここで

$$\delta_{nj} = \begin{cases} 1 & m=j \\ 0 & m \neq j \end{cases}$$

式 (2.22) は $\bar{f}_1(\xi_j, \eta_j)$ 及び $\bar{f}_2^{(m)}(\xi_j, \eta_j)$ ($j=1, 2 \dots N_1$) に関する連立一次方程式であり、これを解いて \bar{f}_1 及び $\bar{f}_2^{(m)}$ が確定し、式 (2.12), (2.13) により f_1 , $f_2^{(m)}$ が決まり、式 (2.19) により $g_n^{(s)}$ 及び $\bar{g}_n^{(s)}$ が決まり、式 (2.11) で $\epsilon=1/2$ の場合により各領域の任意点に対する $f_1(x, y)$, $f_2^{(m)}(x, y)$ 及び $g_n^{(s)}(x, y)$ が決まる。このようにして、各領域の任意点における速

度ポテンシャルが確定する。

(i) 各点での回折係数 K_d は次のように決まる。

$$K_{dout} = |f_0(x, y) + f_1(x, y) + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(x, y)| \quad (2.23)$$

$$K_d^{(m)} = \left| \frac{1+i\mu_n/\sigma}{V_n} \cdot \sum_{s=1}^{\infty} g_n^{(s)}(x, y) \right| \quad (m=1, 2, 3 \dots p) \quad (2.24)$$

(ii) 各堤体に作用する x 及び y の正方向への流体力の合力 F_{xm} , F_{ym} は次式により計算される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{F_{xm}}{\rho g \zeta_0 h^2} &= -ie^{-i\sigma t} \frac{\sigma^2 h}{g} \cdot \frac{(1+i\mu_n/\sigma)^2}{V_n} \cdot \sum_{s=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{N_m} \frac{g_n^{(s)}(\xi_j, \eta_j)}{\lambda_0 \cdot (\lambda_n^{(s)})^2} \cdot \Delta \eta_j \\ \frac{F_{ym}}{\rho g \zeta_0 h^2} &= ie^{-i\sigma t} \frac{\sigma^2 h}{g} \cdot \frac{(1+i\mu_n/\sigma)^2}{V_n} \cdot \sum_{s=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{N_m} \frac{g_n^{(s)}(\xi_j, \eta_j)}{\lambda_0 \cdot (\lambda_n^{(s)})^2} \cdot \Delta \xi_j \end{aligned} \right\} \quad (2.25)$$

また、不透過堤体の場合は前論文¹⁾に示した解析法そのまま適用できる。

(iii) 堤体による散乱波の分布即ち、scattering cross section は堤体の重心を円心として十分大きく取った半径 R で描いた円周を q 等分し、その微小中心角 $\Delta\theta = 2\pi/q$ とする。各分割の中心において、式 (2.11) の第一式により散乱速度ポテンシャル f_i を求めると、 $\Delta\theta_i$ 内の散乱強度 C_i は次式で与えられる。

$$C_i = |(f_i)_i|^2 \cdot R \cdot \Delta\theta_i \quad (i=1, 2 \dots q) \quad (2.26)$$

堤体による波の全散乱強度 (total scattering cross section) Q は次式で与えられる。

$$Q = \sum_{i=1}^q C_i \quad (2.27)$$

そして $\Delta\theta_i$ 内の散乱比 (scattering ratio) S_i は次のようになる。

$$S_i = \frac{C_i}{Q} \times 100\% \quad (2.28)$$

3. 数値計算

ここでは計算例として、Fig. 1 (b) のように長軸 b とし短軸 a が $0.5b$ であるような楕円柱が直線上に2

個又は3個配置されている場合とし、島堤と島堤との間隔 D_s が b の1倍及び2倍、 $\sigma^2 h/g=0.5$, $b/h=1.0$, $\omega=45^\circ, 90^\circ$ の場合の透過及び不透過堤体に対して $V_n=0.5 \mu_n/\sigma=1.0$ ($m=1, 2, 3$) とし、 n について1, s について2までの項を取っている。各境界面 D_m 上はそれぞれ16個の計算点を取った。散乱比を計算する場合には $R/b=300$, $q=36$ について計算した。

(i) 波高分布

Fig. 2~13 は楕円堤体が2個及び3個ある場合について $\sigma^2 h/g=0.5$ の場合の波高分布を示すもので、実線は不透過堤体に対するもの、破線は透過堤体に対するものである。透過堤体と不透過堤体の場合を比べると、堤体前面の波高は反射効果によって、不透過堤体の場合が大きい。背後の波の分布を見ると、 $\omega=90^\circ$ の場合、両者の遮蔽効果はほぼ同じであるが、 $\omega=45^\circ$ になると、不透過堤体の背後には波の回折現象が著しくなり、遮蔽効果がなくなる。即ち防波堤としては透過堤体の場合が有利であると思われる。これは後に述べる scattering cross section と共に考えると、更にわかりやすい。

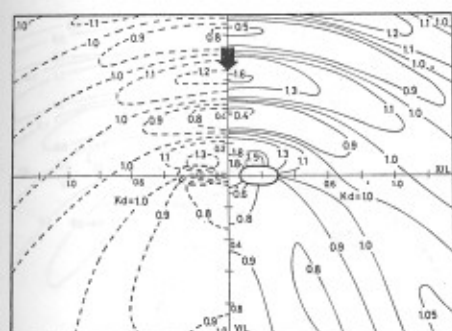


Fig. 2 $\sigma^2 h/g=0.5$, $kh=0.772$, $b/h=1.0$,
 $a/b=0.5$, $Ds/b=1.0$
Distribution of kd for Multiple
Ellipses

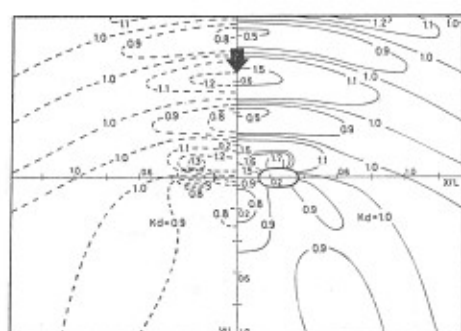


Fig. 3 $\sigma^2 h/g=0.5$, $kh=0.772$, $b/h=1.0$,
 $a/b=0.5$, $Ds/b=2.0$
Distribution of kd for Multiple
Ellipses

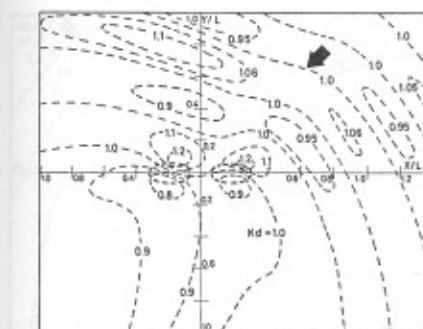


Fig. 4 $\sigma^2 h/g=0.5$, $kh=0.772$, $b/h=1.0$,
 $a/b=0.5$, $Ds/b=1.0$
Distribution of kd for Multiple
Ellipses

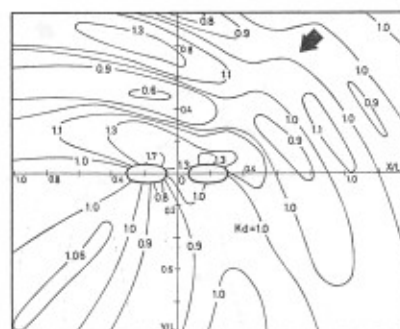


Fig. 5 $\sigma^2 h/g=0.5$, $kh=0.772$, $b/h=1.0$,
 $a/b=0.5$, $Ds/b=1.0$
Distribution of kd for Multiple
Ellipses

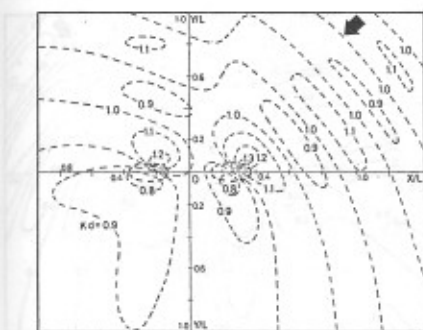


Fig. 6 $\sigma^2 h/g=0.5$, $kh=0.772$, $b/h=1.0$,
 $a/b=0.5$, $Ds/b=2.0$
Distribution of kd for Multiple
Ellipses

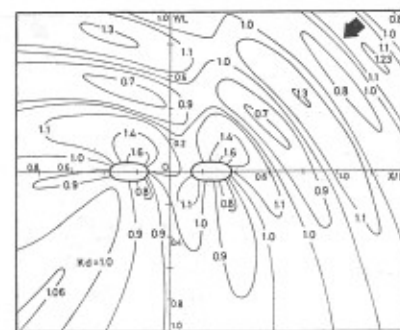


Fig. 7 $\sigma^2 h/g=0.5$, $kh=0.772$, $b/h=1.0$,
 $a/b=0.5$, $Ds/b=2.0$
Distribution of kd for Multiple
Ellipses

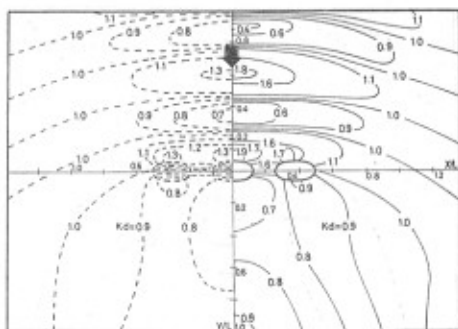


Fig. 8 $\sigma^2h/g=0.5$, $kh=0.772$, $b/h=1.0$,
 $a/b=0.5$, $Ds/b=1.0$
Distribution of kd for Multiple
Ellipses

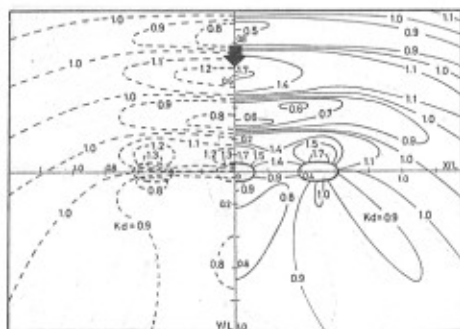


Fig. 9 $\sigma^2h/g=0.5$, $kh=0.772$, $b/h=1.0$,
 $a/b=0.5$, $Ds/b=2.0$
Distribution of kd for Multiple
Ellipses

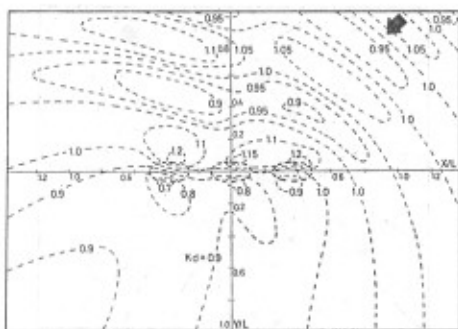


Fig. 10 $\sigma^2h/g=0.5$, $kh=0.772$, $b/h=1.0$,
 $a/b=0.5$, $Ds/b=1.0$
Distribution of kd for Multiple
Ellipses

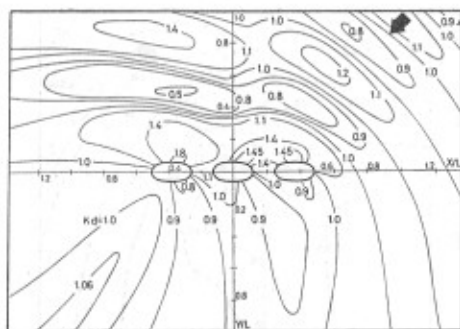


Fig. 11 $\sigma^2h/g=0.5$, $kh=0.772$, $b/h=1.0$,
 $a/b=0.5$, $Ds/b=1.0$
Distribution of kd for Multiple
Ellipses

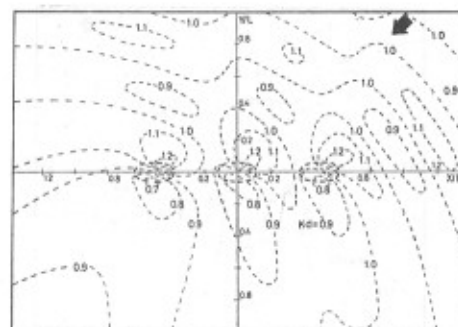


Fig. 12 $\sigma^2h/g=0.5$, $kh=0.772$, $b/h=1.0$,
 $a/b=0.5$, $Ds/b=2.0$
Distribution of kd for Multiple
Ellipses

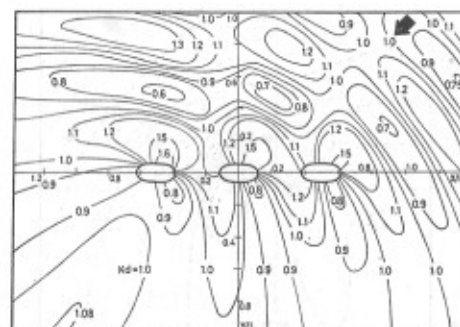


Fig. 13 $\sigma^2h/g=0.5$, $kh=0.772$, $b/h=1.0$,
 $a/b=0.5$, $Ds/b=2.0$
Distribution of kd for Multiple
Ellipses

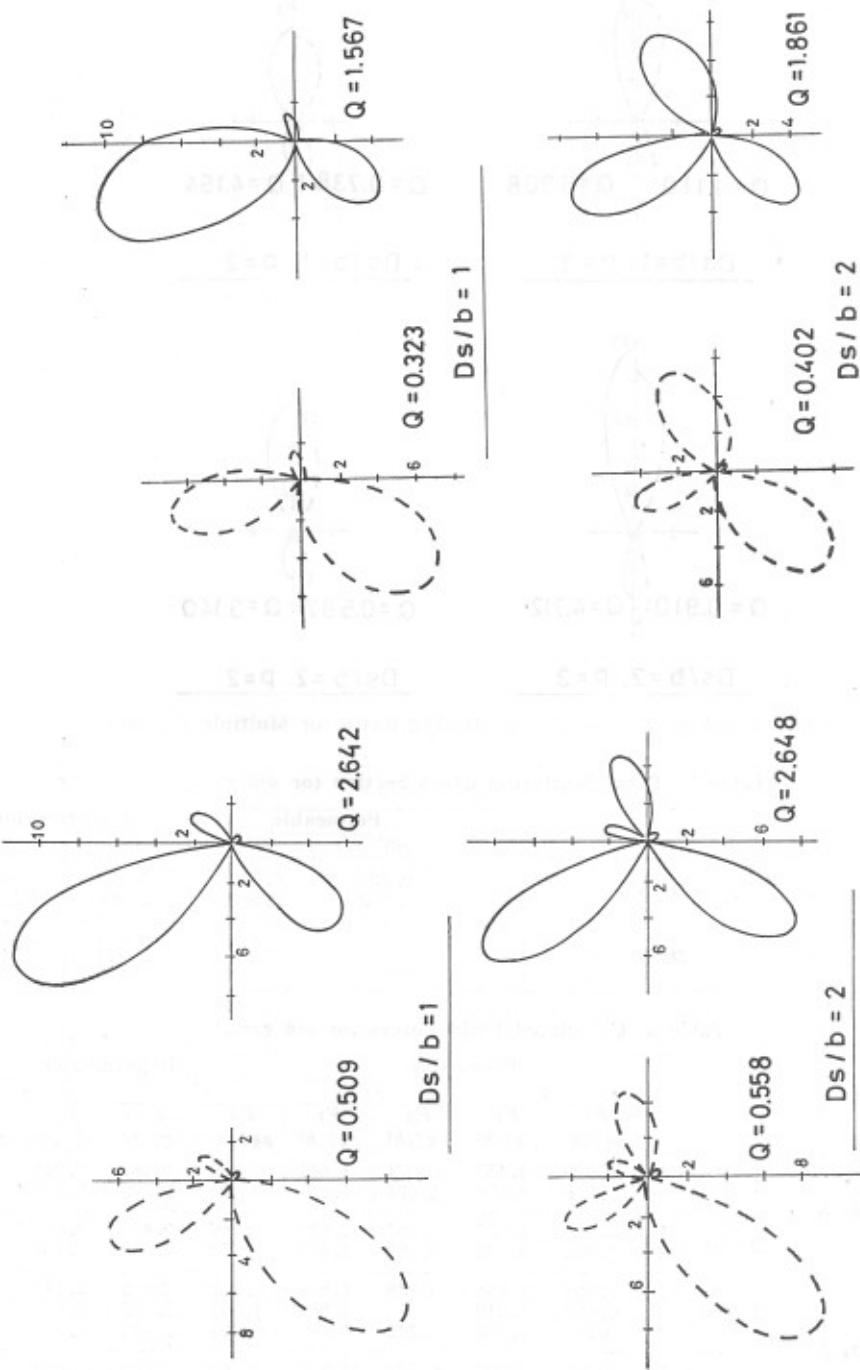
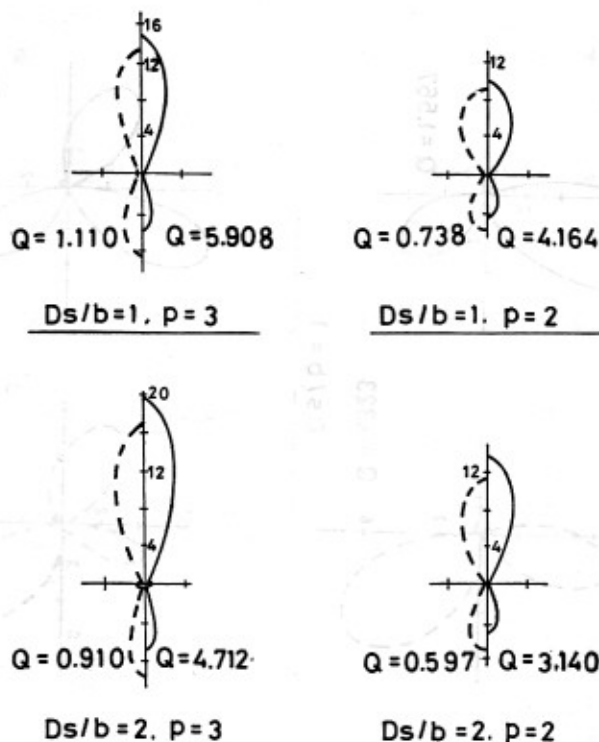


Fig. 15 $\sigma^2 h/g=0.5$, $\omega=45^\circ$, $p=2$
Scattering Ratio for
Multiple Ellipses

Fig. 14 $\sigma^2 h/g=0.5$, $\omega=45^\circ$, $p=3$
Scattering Ratio for
Multiple Ellipses

Fig. 16 $\sigma^2 h/g = 0.5, \omega = 90^\circ$ Scattering Ratio for Multiple EllipsesTable 1 Total Scattering Cross Section for $\sigma^2 h/g = 0.5$

ω				Permeable		Impermeable	
				45°	90°	45°	90°
p	2	Ds/b	1	0.323	0.738	1.567	4.164
			2	0.402	0.597	1.861	3.140
	3	Ds/b	1	0.509	1.110	2.642	5.908
			2	0.558	0.910	2.648	4.712

Table 2 Calculated Fluid Forces for $\sigma^2 h/g = 0.5$

ω					Permeable				Impermeable				
					45°		90°		45°		90°		
					$\frac{F_x}{\rho g \zeta_0 h^2}$	$\frac{F_y}{\rho g \zeta_0 h^2}$	$\frac{F_x}{\rho g \zeta_0 h^2}$	$\frac{F_y}{\rho g \zeta_0 h^2}$	$\frac{F_x}{\rho g \zeta_0 h^2}$	$\frac{F_y}{\rho g \zeta_0 h^2}$	$\frac{F_x}{\rho g \zeta_0 h^2}$	$\frac{F_y}{\rho g \zeta_0 h^2}$	
p	2	Ds/b	1	m	1	0.920	1.153	0.071	1.661	1.139	1.967	0.218	3.125
				2	0.776	1.274	0.071	1.661	0.996	2.795	0.218	3.125	
		2	m	1	0.954	1.230	0.057	1.678	1.269	2.452	0.164	3.140	
				2	0.781	1.240	0.057	1.678	0.952	2.663	0.164	3.140	
	3	Ds/b	1	m	1	0.853	1.145	0.048	1.663	0.952	2.505	0.140	3.043
				2	0.834	1.219	0.0	1.580	1.091	2.362	0.0	3.143	
		2	m	1	0.995	1.227	0.021	1.707	1.360	2.369	0.063	3.284	
				2	0.877	1.267	0.0	1.601	1.210	2.724	0.0	2.803	
3	0.752	1.234	0.021	1.707	0.904	2.719	0.063	3.284					

(ii) Scattering cross section

Fig. 14~16 は $\sigma^2 h/g = 0.5$ とし $p = 2, 3$ $D_s/b = 1, 2$ および $\omega = 45^\circ, 90^\circ$ の場合について、散乱比分布を表わし、 Q は全散乱強度を示したものである。実線と破線はそれぞれ不透過堤と透過堤に対するものである。各図を見ると、波の散乱分布がわかる。Table-1 は全散乱強度の値を示すものである。Table-1 に示したように、不透過堤の全散乱強度は透過堤の数倍でありながら前節に述べたように遮蔽結果が少ない事により、離岸防波堤としては透過堤が有利と思われる。

(iii) 波力

各堤体に作用する波力の水平合力の計算結果は Table 2 に示した。

4. む す び

ここに述べた方法によつて、港湾又は海岸に防波堤を設ける場合の効果を実験より予測する事が出来る。これらの結果は引続き、実験により確める予定である。

参 考 文 献

- 1) 井島武士・周宗仁・湯村やす・田淵幹修：任意形状の透過および不透過防波堤による波の散乱と流体力。第20回海岸工学論文集，1973。
- 2) 井島武士・周宗仁・湯村やす：任意形状の透過および不透過防波堤による波の散乱。土木学会論文集，第225号，1974年5月。
- 3) 井島武士・周宗仁：有限水域における透過および不透過島堤による波の散乱(理論解と実験)。第21回海岸工学論文集，1974年11月。