

任意断面の鉛直柱体列による波の散乱と波力の解析法

吉 田 明 徳*・飯 田 典 生**

1. ま え が き

島堤, 浮防波堤, 潜堤等は, 一個単独に用いられるよりは, 堤体のある間隔で複数個配置して, 堤体列として用いられるのが普通である. この場合, 堤体列による波の散乱と堤体に作用する波力は, 堤体間の相互干渉によって, 単一堤体のみの場合とは大きく異なる事が考えられる. このような構造物間の干渉効果については, 例えば, 海洋構造物の脚柱に作用する波力や (Spring & Monkmeyer¹⁾, Chakrabarti²⁾, Taylor & Hung³⁾, Mciver & Evans⁴⁾ 等), 浮体列による波エネルギーの吸収 (Falnes⁵⁾, Kyllingstad⁶⁾), あるいは透過性防波堤 (Massel⁷⁾, 角野・小田・阿部⁸⁾) 等) に関連して研究が行われて来ている. しかし, これらの研究においては, 対象が円柱構造物に限られている場合がほとんどである事, あるいは, 波長に対し比較的小さな断面形状の構造物を対象としている事など, 島堤や浮防波堤などの, 堤体列による波の制御効果や, 堤体に作用する波力を推定するための解析法としては, 必ずしも適当ではない.

本研究は, 等間隔で直線状に配置された鉛直柱体から成る, 無限長の柱体列による波の散乱の理論解析を行ったものである. 無限に長い柱体列による波の散乱の問題は, 柱体間隔と同じ幅の造波水路内におかれた, 単一の柱体による波の散乱の問題と等価である事から, 柱体列

による波の散乱を直接解くかわりに, 造波水路内の鉛直柱体による波の散乱を, グリーン公式を用いて解く方法を示した. 本解析法の適用は, 柱体列に対し波が垂直入射をする場合に限られる. しかし任意の断面形状の鉛直柱体 (ただし, 波向線に関し対称) について取り扱う事ができ, また, 柱体列は複数例でもよく, 各列ごとに断面形状は異なっているもよい.

2. 理 論 解 析

図一1 に示すように, 一定水深 h の海域に, 無限個の鉛直柱体が等間隔 $2b$ で直線状に一系列 (あるいは複数列) 並んでおり, これに対し, 角周波数 σ , 振幅 ζ_0 の微小振幅波が柱体列に垂直に入射する場合を取り扱う. 座標軸は原点を静水面上で, かつ任意の柱体の断面中心を通る波向線に取り, 鉛直上方に z 軸, 入射波の進行方向と逆方向に y 軸, 柱体列に平行に x 軸を取るものとする. 柱体列による波の散乱は, 図一1 に示すように, $(-b < x < b)$ の帯状領域内での波の散乱を, $2b$ ごとに x 方向に折り返したものとなる. 帯状領域内の流体運動は, その左右にある無限個の柱体の影響を受けるが, これは図一1 において, $x = \pm b$ の面が完全反射の直立壁より成る場合の流体運動と等価である. そこで, 一定水深 h , 水路幅 $2b$ の造波水路内におかれた鉛直柱体による波の散乱を考えるものとする.

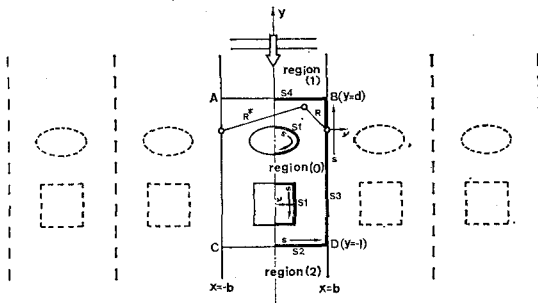
流体運動は非圧縮, 非粘性完全流体の微小振幅波運動とすると, その速度ポテンシャル $\Phi(x, y, z, t)$ は次式で表わす事が出来る.

$$\Phi(x, y, z, t) = (g\zeta_0/\sigma)\phi(x, y)Z(z)\exp(i\sigma t) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし, g は重力加速度, $Z(z) = \cosh k(z+h)/\cosh kh$ であり, k は入射波の波数である. また関数 $\phi(x, y)$ (ポテンシャル関数と呼ぶ) は, 次の Helmholtz の方程式を満足すべき関数である.

$$\nabla^2\phi + k^2\phi = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

図一1 に示すように, x 軸に平行に仮定の境界面 AB ($y=d$) と CD ($y=-l$) を設け, 流体域を便宜上領域 (0), (1), (2) の3領域に分割する.



図一1 柱 体 列

* 正会員 工博 九州大学助教授 工学部水工土木学科

** 正会員 工修 日本港湾コンサルタント (当時大学院学生)

(1) 領域(1), 領域(2) のポテンシャル関数 $\phi_1(x, y)$, $\phi_2(x, y)$

領域(1) および領域(2) における散乱波のポテンシャル関数を, それぞれ $\phi_1(x, y)$, $\phi_2(x, y)$ と書くと, 領域(1), 領域(2) のポテンシャル関数 ϕ_1 , ϕ_2 はそれぞれ次式で表わされる。

$$\phi_1(x, y) = \exp(iky) + \varphi_1(x, y) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\phi_2(x, y) = \varphi_2(x, y) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$\phi_1(x, y)$, $\phi_2(x, y)$ が式(2) の Helmholtz の式を満足すべきことより, $\varphi_1(x, y)$, $\varphi_2(x, y)$ も Helmholtz の式を満足すべき関数である。

水路側壁での境界条件 $\partial\phi_{1,2}(x, y)/\partial x = 0$ ($x = \pm b$), および $\varphi_1(x, y)$ は y の正方向の反射波, $\varphi_2(x, y)$ は y の負方向への通過波を表わすという条件より, $\varphi_1(x, y)$, $\varphi_2(x, y)$ はそれぞれ次式で表わされる。

$$\varphi_1(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \beta_n(y) \cos(n\pi x/b) \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\varphi_2(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} D_n \bar{\beta}_n(y) \cos(n\pi x/b) \quad \dots\dots\dots (6)$$

ただし,

$$\left. \begin{aligned} \beta_n(y) &= \exp\{-iy\sqrt{k^2 - (n\pi/b)^2}\} \\ \bar{\beta}_n(y) &= \exp\{iy\sqrt{k^2 - (n\pi/b)^2}\} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (7)$$

仮想境界 AB ($y=d$) においては, 式(5) は $\varphi_1(x, d)$ のフーリエ級数表示を表わし, 係数 $C_n \beta_n(d)$ は次式で与えられる。

$$C_n \beta_n(d) = \frac{2e}{b} \int_0^b \varphi_1(x, d) \cos \frac{n\pi x}{b} dx \quad \dots\dots\dots (8)$$

ただし, $e=1/2$ ($n=0$), $=1$ ($n \neq 0$)

従って, 領域(1) のポテンシャル関数 $\phi_1(x, y)$ は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \phi_1(x, y) = \exp(iky) + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\beta_n(y)}{\beta_n(d)} \left\{ \frac{2e}{b} \int_0^b \varphi_1(s, d) \right. \\ \left. \cdot \cos \frac{n\pi s}{b} ds \right\} \cos \frac{n\pi x}{b} \quad \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

同様に, 領域(2) のポテンシャル関数 $\phi_2(x, y)$ は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \phi_2(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\bar{\beta}_n(y)}{\bar{\beta}_n(-l)} \left\{ \frac{2e}{b} \int_0^b \varphi_2(s, -l) \right. \\ \left. \cdot \cos \frac{n\pi s}{b} ds \right\} \cos \frac{n\pi x}{b} \quad \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

(2) 領域(0) のポテンシャル関数 $\phi_0(x, y)$

y 軸に関して対称な断面形状の柱体を取り扱うから, 流体運動は y 軸に関して対称で, $(-b \leq x \leq 0)$ の領域は $(0 \leq x \leq b)$ の領域の鏡像と見なせる。いま, 領域(0) の実像部分 ($0 \leq x \leq b$) の境界線を, 図—1 に示すように, S1 (柱体上), S2 (仮想境界 CD), S3 (水路側壁 BD), および S4 (仮想境界 AB) で表わし, 境界に対する外向き法線を ν とする。このとき領域(0) のポテンシャル関数 $\phi_0(x, y)$ はグリーンの定理より, 次式で表わす事が

出来る。

$$\begin{aligned} \phi_0(X) = -\frac{i}{\alpha} \int_{S1+S2+S3+S4} \left\{ \phi_0(X_b) \frac{\partial}{\partial \nu} G(kR) \right. \\ \left. - G(kR) \frac{\partial}{\partial \nu} \phi_0(X_b) \right\} ds \quad \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

ただし, $G(kR) = H_0^{(1)}(kR) + H_0^{(1)}(kR^*)$ で, $H_0^{(1)}(kR)$ は 0 次の第一種ハンケル関数, $R = |X - X_b|$, $R^* = |X - X_b^*|$ で, X は領域(0) の任意点, X_b は境界上の点, X_b^* は点 X_b の鏡像点である。また α は点 X が境界線上の点のときは $\alpha=2$, 領域内の点のときは $\alpha=4$ を取る定数である。

(3) 境界条件

各境界上で, 境界条件は次式で与えられる。

$$\partial\phi_0/\partial\nu = 0 \quad (S1 \text{ および } S3) \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi_0 &= \phi_2 \\ \partial\phi_0/\partial\nu &= \partial\phi_2/\partial\nu \end{aligned} \right\} (S2: y=-l) \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi_0 &= \phi_1 \\ \partial\phi_0/\partial\nu &= \partial\phi_1/\partial\nu \end{aligned} \right\} (S4: y=d) \quad \dots\dots\dots (14)$$

式(3), (4), (9), (10) より, 式(13), (14) は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \phi_0(x, -l) &= \varphi_2(x, -l) \\ \left. \frac{\partial\phi_0}{\partial\nu} \right|_{y=-l} &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2e}{b} \alpha_n \left\{ \int_0^b \varphi_2(s, -l) \cos \frac{n\pi s}{b} ds \right\} \\ &\quad \cdot \cos \frac{n\pi x}{b} \quad \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_0(x, d) &= \exp(ikd) + \varphi_1(x, d) \\ \left. \frac{\partial\phi_0}{\partial\nu} \right|_{y=d} &= ik \exp(ikd) + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2e}{b} \alpha_n \left\{ \int_0^b \varphi_1(s, d) \right. \\ &\quad \cdot \cos \frac{n\pi s}{b} ds \left. \right\} \cos \frac{n\pi x}{b} \quad \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

上式で, $\alpha_n = \sqrt{k^2 - (n\pi/b)^2}$ である。

(4) 数値解析

式(11) を数値的に解くため, 境界線 S1, S2, S3, S4 を, それぞれ N1, N2, N3, N4 個の要素 ΔS_j ($j=1 \sim N1, 1 \sim N2, 1 \sim N3, 1 \sim N4$) に分割し, 式(11) を離散化して近似すると次式を得る。

$$\phi_0(X) = \left\{ \sum_{j=1}^{N1} + \sum_{j=1}^{N2} + \sum_{j=1}^{N3} + \sum_{j=1}^{N4} \right\} (\bar{G}_{X_j} \phi_0(j) - G_{X_j}(j)) \quad \dots\dots\dots (17)$$

上式で, $\bar{\phi}_0(j) = \partial\phi(j)/\partial\nu$ で, $\phi_0(j)$, $\bar{\phi}_0(j)$ は, ΔS_j 上の中点における ϕ_0 , $\partial\phi_0/\partial\nu$ の値を意味し, また, G_{X_j} , $\bar{G}_{X_j}$ は次式で与えられる定数である。

$$\begin{aligned} G_{X_j} &= -\frac{i}{\alpha} \int_{\Delta S_j} \{H_0^{(1)}(kR) + H_0^{(1)}(kR^*)\} ds \\ \bar{G}_{X_j} &= -\frac{i}{\alpha} \int_{\Delta S_j} \frac{\partial}{\partial \nu} \{H_0^{(1)}(kR) + H_0^{(1)}(kR^*)\} ds \quad \dots\dots\dots (18) \end{aligned}$$

式(17)の点 $\mathbf{X}$ が、任意の境界要素 ΔS_i 上の中点 (i) である場合について、式(12), (15), (16)の境界条件を代入すると次式を得る。

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^{N_1} (\bar{G}_{ij} - \delta_{ij}) \phi_0(j) + \sum_{j=1}^{N_2} \left\{ (\bar{G}_{ij} - \delta_{ij}) \right. \\ & \quad \left. - \sum_{p=1}^{N_3} G_{ip} Q_{jp} \right\} \phi_2(j) + \sum_{j=1}^{N_3} (\bar{G}_{ij} - \delta_{ij}) \phi_0(j) \\ & \quad + \sum_{j=1}^{N_4} \left\{ (\bar{G}_{ij} - \delta_{ij}) - \sum_{p=1}^{N_4} G_{ip} Q_{jp} \right\} \phi_1(j) \\ & = -\exp(ikd) \sum_{j=1}^{N_4} \{ (\bar{G}_{ij} - \delta_{ij}) + ikG_{ij} \} \dots\dots(19) \end{aligned}$$

上式で

$$Q_{jp} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2e}{b} \alpha_n \Delta S_p \cos \frac{n\pi x_j}{b} \cos \frac{n\pi x_p}{b}$$

δ_{ij} は i 点と j 点が同一要素上の点であるときは 1, それ以外は 0 を取る定数である。

式(19)は、 i 点が各境界要素上の点である場合について成り立つから、S1 上の $\phi_0(j)$, S2 上の $\phi_2(j)$, S3 上の $\phi_0(j)$, および S4 上の $\phi_1(j)$ を未知数とする。複素係数連立一次方程式を与える。従って、これを解き、境界条件式(12), (15), (16)を用いると、境界要素上のポテンシャル関数 $\phi_0(j)$, および法線方向微分値 $\partial\phi_0(j)/\partial\nu$ が決まる事になる。

著者らと類似の方法によって、Srokosz⁹⁾は無限水深の水路内におかれた浮体に関し、グリーンの定理より、波の散乱と浮体に作用する波力についての種々の関係式を導いている。しかし、Srokosz の方法は、水面、水底、水路壁、柱体側壁および無限遠方での境界条件を満足するグリーン関数の導出が必要で、任意の断面形状の柱体による波の散乱の解析に適用する事は、実際には困難である。

(5) 諸量の算定

領域(0)の任意点 $\mathbf{X}$ におけるポテンシャル関数 $\phi_0(\mathbf{X})$ は、境界要素上の $\phi_0(j)$ と $\partial\phi_0(j)/\partial\nu$ とにより、式(17)で算定される。一方、領域(1)および領域(2)におけるポテンシャル関数 $\phi_1(\mathbf{X})$, $\phi_2(\mathbf{X})$ は式(9), (10)の積分項を離散化した式に、 $\phi_1(j)$, $\phi_2(j)$ を用いて算定される。

領域内の任意点 $\mathbf{X}$ での水面振動を、 $\zeta(\mathbf{X}) \exp(i\omega t)$ と表わすと、 $\zeta(\mathbf{X}) \exp(i\omega t) = (1/g)(\partial\Phi/\partial t)_{z=0}$ の関係より、入射波の振幅 ζ_0 に対する水面振幅の比は次式で与えられる。

$$|\zeta(\mathbf{X})/\zeta_0| = |\phi(\mathbf{X})| \dots\dots\dots(20)$$

柱体に作用する波力は、柱体側面に作用する流体圧力 $p = -\rho(\partial\Phi/\partial t)$ の y 方向成分を、柱体側面に関して積分する事により次式で与えられる。

$$F/2\rho g\zeta_0 h^2 [\tanh kh/kh] = \left| \sum_{j=1}^N \phi_0(j) \Delta x_j / h \right| \dots\dots(21)$$

ただし、 ρ は流体密度、 N は各柱体上の境界要素数（一列の柱体列の場合は $N=N1$ ）、 Δx_j は ΔS_j の x 方向増

分を意味する

仮想境界面 AB を横切る散乱波（反射波）の単位幅当りの平均のエネルギー flux を E_r とすると、 E_r は次式で求められる。

$$E_r = \frac{1}{bT} \int_0^b \int_0^T \int_{-h}^0 \left\{ \rho \operatorname{Re} \left[\frac{\partial\Phi_r}{\partial t} \right] \operatorname{Re} \left[\frac{\partial\Phi_r}{\partial y} \right] \right\} dz dt dx \dots\dots\dots(22)$$

ただし、 Φ_r は領域(1)における散乱波の速度ポテンシャルで、式(1)と式(5)より次式で表わされる。

$$\Phi_r = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} C_n \beta_n(y) \cos \frac{n\pi x}{b} \right\} Z(z) \exp(i\omega t) \dots\dots\dots(23)$$

式(23)を式(22)に代入して若干の計算を行うと、 E_r は次式で与えられる。

$$\frac{E_r}{E_i} = \sum_{n=0}^{n^*} \frac{\varepsilon \alpha_n}{k} |C_n|^2 \dots\dots\dots(24)$$

ただし、 E_i は $(\rho g \zeta_0^2 / 8)(1 + 2kh / \sinh 2kh)(\sigma/k)$ で表わされる入射波のエネルギー flux で、 ε は $\varepsilon=1$ ($n=0$), $=1/2$ ($n \neq 0$) を取る定数、 n^* は $k > (n\pi/b)$ なる整数 n の最大値である。式(24)より反射率 K_r は次式で与えられる。

$$K_r = \sqrt{\sum_{n=0}^{n^*} \frac{\varepsilon \alpha_n}{k} |C_n|^2} \dots\dots\dots(25)$$

同様に、仮想境界面 CD を横切る散乱波（通過波）のエネルギー flux E_t より、反射率 K_t は次式で与えられる。

$$K_t = \sqrt{\frac{E_t}{E_i}} = \sqrt{\sum_{n=0}^{n^*} \frac{\varepsilon \alpha_n}{k} |D_n|^2} \dots\dots\dots(26)$$

また、エネルギー損失を考えないから次式が成り立つ。

$$\sum_{n=0}^{n^*} \frac{\varepsilon \alpha_n}{k} \{ |C_n|^2 + |D_n|^2 \} = 1 \dots\dots\dots(27)$$

3. 数値計算例と実験による検証

以下に示す数値計算においては、仮想境界位置は柱体側端より軸方向へ $3h$ 離して取り、式(15), (16)の級数項を有限項で打切際の項数 N^* は、それぞれ S2, S4 上の要素数と同じに取り、また境界要素の大きさは $\Delta S_j/h \approx 0.2$ に取って計算を行った。仮想境界は、単にグリーンの公式を適用するための閉領域を設定するという意味をもつため、任意の位置に設定してよく、その位置によって解に有意の差は生じない¹⁰⁾。また、級数項の打切り項数 N^* は、各仮想境界面に関しそれぞれ、要素分割数の 2 倍よりも小さく取る必要がある¹⁰⁾。

図-2 は、一列の円柱列について、円柱半径 a を $a/h = 1.5$ に取り、円柱間隔（水路幅） $2b$ を変えて、柱体間隔 $2b$ に対する円柱直径 $2a$ の比 ε を、0.4, 0.6, 0.8 とした場合の円柱に作用する最大波力を示したもので、図中の黒丸は、単一の円柱についての MacCamy & Fuchs の解である。入射波の波長 L が円柱間隔 $2b$ に近くなる

と、波力が大きな変動を示すようになるのが、単一円柱の場合と大きく異なる点である。 $2b/L=n$ ($n=1, 2, \dots$) となる入射波の波数は、理論解析上の仮定が満足されない特異点にあたる。図より、一列の円柱列の場合には、特異点となる入射波の波数近傍を除けば、円柱間隔による波力の差はそれ程小さくなく、また単一円柱の場合と同様の周波数特性を示している。図-3は、円柱列の反射率 K_r を示したものである。柱体間隔 $2b$ が小さい (ϵ が大) 場合程、概して K_r は大きくなっているが、入射波の波数によっては、柱体間隔が大きいほうが反射率が大きくなる場合も生じ得る事がわかる。

図-4は、幅 B 、厚さ D の矩形柱体の場合について、柱体間隔 $2b$ を $2b/h=10.0$ に取り、柱体間隔 $2b$ に対する柱体幅 B の比 ϵ を、0.4, 0.6, 0.8 として計算した結果を、最大波力について示したものである。この場合、 $kh=\pi/5$ は第一の特異点となるが、この特異点近傍においては矩形柱体に作用する単位幅当りの波力は、柱体幅 B によって大きく異なり、 B が小さい程単位幅当りの波力は大きくなる傾向が見られる。図-5は矩形柱体列の反射率 K_r と通過率 K_t を示したもので、図-3に示す

円柱列の場合とは異なり、 ϵ が大きい程反射率 K_r は入射波の波数にかかわらず常に大きくなっている。また、 $\epsilon=0.8$ 程度に取れば、通過率 K_t はほぼ 50% 以下に抑えられる事がわかる。図-6と図-7は、それぞれ、一列の矩形柱体列および2列の円形柱体列についての柱体近傍波高分布の鳥瞰図である。

次いで、解析法の検証を行うため、水槽実験を行って柱体近傍の波高分布を求めて理論解と比較した。実験は、九州大学水工土木学科の幅 9 m、深さ 0.6 m、長さ 20 m の平面水槽を仕切って幅 4 m の水路とし、水深を 0.4 m に取り、一列の矩形柱体列 ($B=2$ m, $D=0.2$ m) と2列の円柱列 ($a=0.6$ m, 列間隔 2.4 m) について、20 cm $\times$ 20 cm 格子点上で容量式波高計を用いて柱体近傍の波高を測定した。その結果を図-6の矩形柱体列の場合と同じ条件での実験例について示すと、図-8のよう、図は理論解(実線)および実験値(破線)とも、格子点上での波高の入射波高に対する比を入力データとして、電算機によりコンターを描いたものである。これを

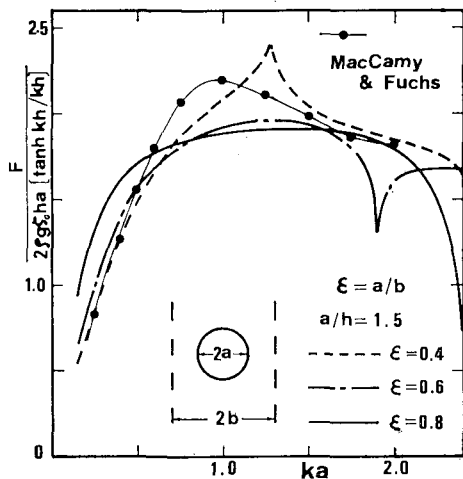


図-2 最大波力 (円柱列)

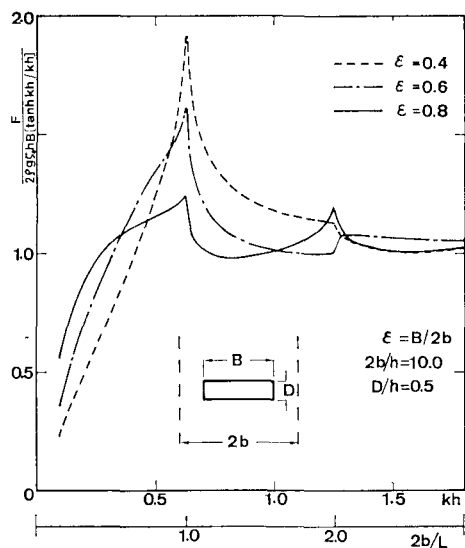
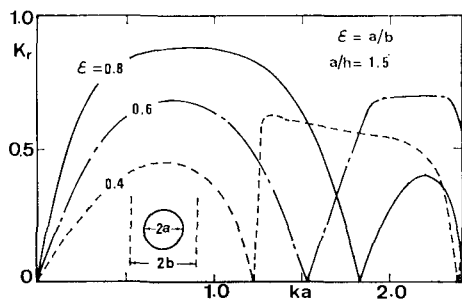
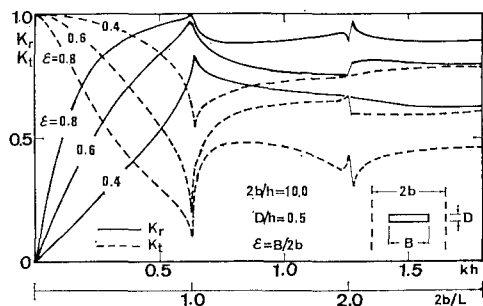


図-4 最大波力 (矩形柱体列)

図-3 反射率 K_r (円柱列)図-5 反射率 K_r および通過率 K_t (矩形柱体列)

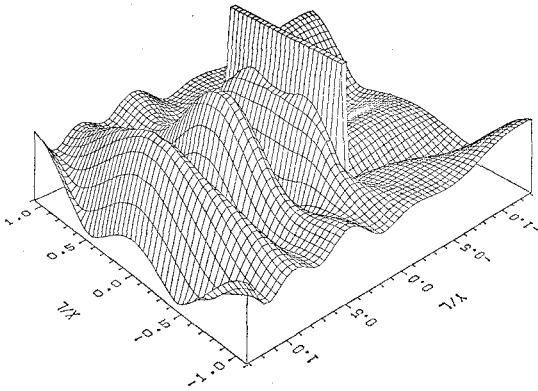


図-6 波高分布 ($kh=1.4$, $B/h=5.0$, $D/h=0.5$, $b/h=5.0$)

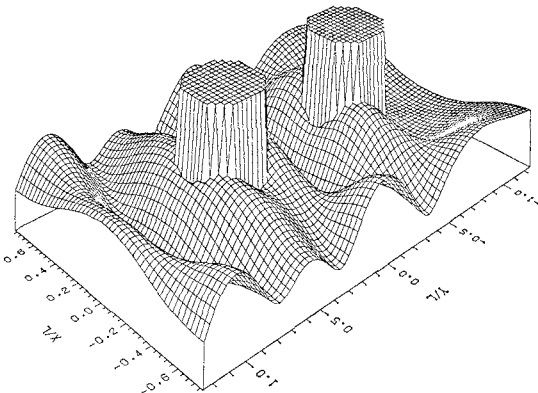


図-7 波高分布 ($kh=1.0$, $a/h=1.5$, $b/h=5.0$)

見ると、理論値と実験値の一致は非常に良く、本解析法による解は妥当なものと考えられる。

5. あとがき

本論文は、水底より水面に到る鉛直柱体より成る柱体列を対象としているが、井島ら¹¹⁾の示した半没水・沿水柱体や、浮体についての取り扱いを適用する事によって、浮体列や、半没水および没水柱体列による波の散乱の解析に拡張する事が出来る。最後に、本研究の実験及びそのデータ整理には、九州大学水工土木学科技官牛房幸光氏、大学院生村上啓介君の協力を得た。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 1) Spring, B. H. and P. L. Monkmeyer: Inter-action of

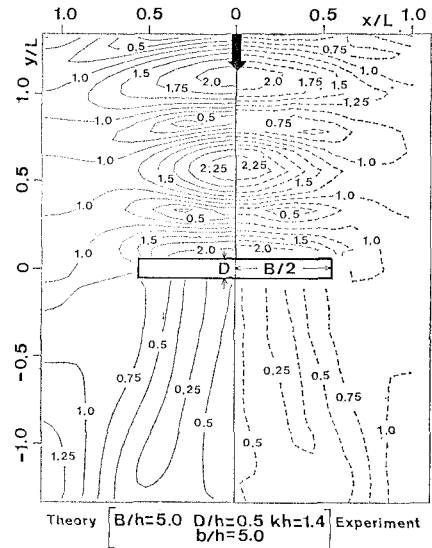


図-8 実験値と理論解の比較

plane waves with vertical cylinders, Ppoc. of 14th Coastal Eng. Conf., Vol. 3, pp. 1828~1847, 1974.

- 2) Chakrabarti, S. K.: Wave forces on multiple vertical cylinders, Proc. of ASCE, Vol. 104, No. WW2, pp. 147~161, 1978.
- 3) Taylor, R. E. and S. M. Hung: Mean drift forces on an articulated column oscillating in a wave tank, Applied Ocean Research, Vol. 7, No. 2, pp. 67~78, 1985.
- 4) Mciver, P. and D. V. Evans: Approximation of wave forces on cylinder arrays, Applied Ocean Research, Vol. 6, No. 2, pp. 101~107, 1984.
- 5) Falnes, J.: Wave-power absorption by an array of attenuators oscillating with unconstrained amplitudes, Applied Ocean Research, Vol. 6, No. 1, pp. 16~22, 1984.
- 6) Kyllingstad, A.: A low scattering approximation for the hydrodynamic interactions of small wave-power devices, Applied Ocean Research, Vol. 6, No. 3, pp. 132~139, 1984.
- 7) Massel, R. M.: Interaction of water waves with cylinder barrier, Proc. of ASCE, Vol. 102, No. WW2, pp. 165~1976.
- 8) 角野昇八・小田一紀・阿部 功: 任意列, 任意断面柱体列周辺波動場の境界値問題解析, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 589~593, 1985.
- 9) Sorokosz, M. A.: Some relations for bodies in a canal, with an application to wave-power absorption, J. of Fluid Mech., Vol. 99, No. 1, pp. 145~162, 1980.
- 10) 吉田明徳・鳥越正美: 水槽側壁の影響を受ける模型港湾の副振動解析, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 113~117, 1984.
- 11) 井島武士・吉田明徳・湯村やす: 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, 1975.