

# 直線配列された浮防波堤の波浪制御効果に関する研究

Two-Dimensional Wave Transmission through a Linear Array of Floating Breakwaters

中村孝幸・野村周吾・泉川学文・森田知志

Takayuki Nakamura, Syugo Nomura, Norifumi Izumikawa and Satoshi Morita

## ABSTRACT

A method of numerical analysis on the wave diffraction and radiation by a linear array of identical three-dimensional floating bodies is newly developed by a wave source Green's function method. Using the numerical method, wave transmission characteristics through an infinite array of rectangular floating breakwaters and dynamic responses of these breakwaters are extensively studied, including directional characteristics of the transmitted waves. It is clarified that obliquely transmitted wave components are predominant behind the floating breakwater array when an incident wave length is less than a center-to-center distance between the neighboring breakwaters.

Key Words: Linear Array, Floating Breakwater, Two-Dimensional Wave Transmission

### 1. まえがき

比較的大水深の海域で利用される防波堤としては、浮防波堤がある。一般に浮防波堤は、対象海域を遮蔽するように一定の開口幅を設けて、直線状に複数基の堤体を配列する群体構造物として設置される。しかしながら、従来の研究では、主に浮防波堤の断面形状に着目して、透過・反射率に代表されるような1次元的な波変形について検討したものがほとんどで、実際場で必要とされるような浮防波堤の平面的な配置に伴う2次元的な波変形の影響などについてはほとんど明らかにされていない。

本研究は、このような配列に伴う2次元的な波変形の影響を理論的に推定するため、浮防波堤が直線状に規則的に配列されときの解析法をまず最初に誘導する。そしてこの解析法により、直線配列時の浮防波堤の波浪制御効果の算定を行い、制御効果に及ぼす堤体長と波長の比や開口幅の影響などを、水理実験による検証結果と併せて検討する。また、従来多くの成果が発表されている無限の堤体長を想定した1次元的な波浪制御効果と、平面配置時における2次元的な波浪制御効果の相違について示すと共に、1次元的な波浪制御効果が近似的に発揮できるような配列条件についても明らかにする。

### 2. 浮体列まわりの波変形と波浪動揺変位の算定法

#### 2. 1 解析モデル

解析モデルおよび座標系を図-1に示す。ここでは、一定水深  $h$  の波動場中に左右対称な浮体が配列ピッチ長  $\lambda$  で  $y$  軸方向に規則的に弾性係留され、これに平面波が  $x$  軸の負方向より作用する、いわゆる直角入射の条件を想定している。流体は非圧縮性の完全流体、波動運動は非回転で、微小振幅波理論により表現できるものとする。また浮防波堤の波浪動揺量も微小とする。この場合、浮防波堤列まわりの流体場はポテンシャル理論で取り扱うことができ、しかもその波浪境界値問題は線形となる。このため、浮体が固定されている時の回折波問題と静止流体中で浮体が運動するときの発散波問題とに分離して解析することができる。

#### 2. 2 回折波問題

上記のような仮定に基づくと、入射波の速度ポテンシャル  $\Phi_i$  は次式のように定義できる。

$$\Phi_i(x, y, z; t) = -\frac{igH}{2\omega} \frac{\cosh\{k(h+z)\}}{\cosh(kh)} \exp\{i(kx - \omega t)\} = -\frac{igH}{2\omega} \phi_i(x, y, z) \exp(-i\omega t) \quad (1)$$

ここに、 $i = \sqrt{-1}$ 、 $g$ :重力加速度、 $H$ :入射波の波高、 $k$ :入射波の波数( $=2\pi/L$ ,  $L$ :波長)、 $\omega$ :入射波の角振動数( $=2\pi/T$ ,  $T$ :周期)である。

一方、固定された浮体列による回折波の速度ポテンシャル  $\Phi_D$  は、 $\Phi_i$  の表現と類似させて式(1)のように表すことができる。

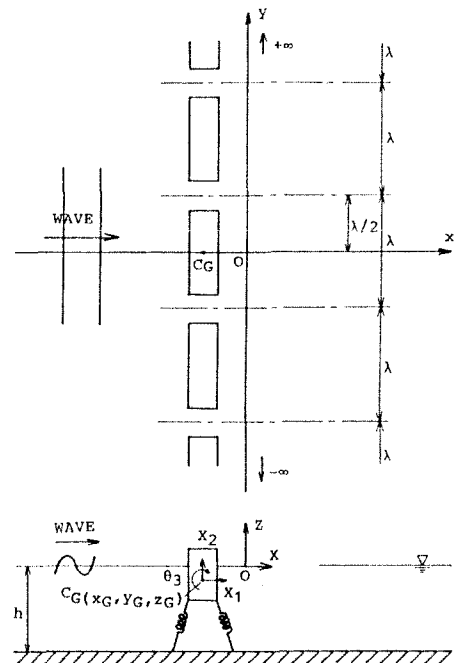


図-1 解析モデルおよび座標系

\* 正会員 愛媛大学工学部土木海洋工学科(〒790 松山市文京町3番地)  
 \*\* NTT  
 \*\*\* 学生会員 愛媛大学大学院  
 \*\*\*\* 正会員 熊谷組 技術研究所

$$\Phi_D(x, y, z; t) = -\frac{ig\eta}{2\omega} \phi_D(x, y, z) \exp(-i\omega t) \quad (2)$$

ここに、 $\phi_D$ ：無次元化された回折波の速度ポテンシャルの複素振幅である。

既に著者ら<sup>1)</sup>は、グリーン関数法に基づく浮体列まわりの回折波の速度ポテンシャルの算定法を明らかにしており、これによると $\phi_D$ は次式により求められる。

$$\phi_D(x, y, z) = 2 \int_{S_+} f_D(X, Y, Z) G(x, y, z; X, Y, Z) dS(X, Y, Z) \quad (3)$$

ここに、 $S_+$ ：規則的配列された浮体群の中の1浮体に着目して、その対称面（ $x$ - $z$ 平面）で分割したときの $0 \leq y \leq \lambda/2$ の範囲の没水表面、 $f_D$ ：回折波に対する $S_+$ 上の点 $(X, Y, Z)$ におけるわき出し強さ、 $G$ ：図-1に示すような構造物の規則的配列を想定したときの3次元波動場のグリーン関数で、次式により与えられる<sup>1)</sup>。

$$G(x, y, z; X, Y, Z) = -\frac{k^2 - k_0^2}{(k^2 - k_0^2)h + k_0} \cosh\{k(h+z)\} \cosh\{k(h+Z)\} \left\{ \sum_{n=0}^N G_n(x, y; X, Y) + \sum_{n=N+1}^{\infty} E_{0n}(x, y; X, Y) \right\} \\ - \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{k_n^2 + k_0^2}{(k_n^2 + k_0^2)h - k_0} \cos\{k_n(h+z)\} \cos\{k_n(h+Z)\} \sum_{n=0}^{\infty} E_{nn}(x, y; X, Y) \right] \quad (4)$$

$k_0$ ：沖波相当波数（ $=\omega^2/g$ ）、 $k, k_n$ ：それぞれ、進行波モードおよび減衰定常波モードの波数で次式を満足する。

$$\omega^2 = gk \tanh(kh) \quad (5)$$

$$\omega^2 = -gk_n \tan(k_n h) \quad (n=1, 2, \dots) \quad (6)$$

また、 $G_n, E_{0n}, E_{nn}$ は、以下の式で定義される。

$$G_n(x, y; X, Y) = 2i\epsilon_n \cos(q_n y) \cos(q_n Y) \exp(i\mu_n |x-X|) / (\lambda \mu_n) \quad (7)$$

$$E_{0n}(x, y; X, Y) = 2 \cos(q_n y) \cos(q_n Y) \exp(-\nu_n |x-X|) / (\lambda \nu_n) \quad (8)$$

$$E_{nn}(x, y; X, Y) = 2\epsilon_n \cos(q_n y) \cos(q_n Y) \exp(-\kappa_{nn} |x-X|) / (\lambda \kappa_{nn}) \quad (9)$$

ここに、

$$q_n = 2n\pi/\lambda, \quad \mu_n = \sqrt{(k^2 - q_n^2)}, \quad \nu_n = \sqrt{(q_n^2 - k^2)}, \quad \kappa_{nn} = \sqrt{(k_n^2 + q_n^2)} \quad (10)$$

$$\epsilon_n = \begin{cases} 1/2 & : n=0 \\ 1 & : n \neq 0 \end{cases} \quad (11)$$

である。ただし、 $\mu_n$ は $k > q_n (=2n\pi/\lambda)$ を満足する範囲で定義され、その時の $n$ の最大値が式(4)の第1項中の級数 $N$ の上限 $N$ に相当する。

式(4)の $G$ の中で $G_n$ に比例する項は、式(7)からもわかるように $x$ 方向に振動的に伝播する進行波モードの成分を、また $E_{0n}, E_{nn}$ に比例する項は、式(8), (9)に見られるようにわき出し点より遠方で指数関数的に減少する減衰定常波モードの成分をそれぞれ表す。そして、堤体列の法線方向へ離れた位置（ $|x| \rightarrow \infty$ ）では $G_n$ に比例する項のみが残り、この項が堤体列による波変形を考える上で重要となる。これについては後述したい。

さて式(3)中の未知関数 $f_D$ は、没水表面上の不透過条件（運動学的な境界条件）を考えて決定でき、この決定方程式は式(3)の $\phi_D$ の表現式を参照して次式のように導ける。

$$2 \int_{S_+} f_D(X, Y, Z) \partial G(x, y, z; X, Y, Z) / \partial n(X, Y, Z) dS(X, Y, Z) = -\partial \phi_D(x, y, z) / \partial n(x, y, z) \quad (12)$$

本研究では、式(12)の解法および式(3)による $\phi_D$ の算定は、没水表面を微小面要素に分割した後、中央点近似法を採用して各関係式を離散化して数値解析的に行っている。

### 2. 3 発散波問題

図-1に示すように、直角入射と浮体形状の左右対称性および同一形状浮体の規則的配列を想定すると、配列浮体の運動は、 $x, z$ 軸方向への並進運動（Sway, Heave）と重心を通る $y$ 軸に平行な軸まわりの回転運動（Roll）の3モードに限定される。いま、これらの振動変位を一括して以下のように表す。

$$X_j(t) = \hat{X}_j \exp(-i\omega t) \quad (j=1: \text{Sway}, j=2: \text{Heave}, j=3: \text{Roll}) \quad (13)$$

ここに、上添字 $\hat{\phantom{x}}$ は各変位の複素振幅である。なお回転角変位 $X_3$ は、次元を統一するため、回転角 $\theta$ を浮体の代表長 $R_B$ を用いて $X_3 = \theta R_B$ と定義してある。

そして、浮体列全体が各運動モード方向に振幅 $\hat{X}_j$ で単調振動するときの発散波の速度ポテンシャルを $\Phi_{Rj}$ （ $j=1 \sim 3$ ）とすると、これらは単位振幅で振動するときの無次元化された発散波ポテンシャルの複素振幅 $\phi_{Rj}$ を用いて次式のように表すことができる。

$$\Phi_{Rj}(x, y, z; t) = -\frac{ig\hat{X}_j}{\omega} \phi_{Rj}(x, y, z) \exp(-i\omega t) \quad (j=1 \sim 3) \quad (14)$$

$\phi_{Rj}$ が満足すべき基礎方程式ならびに境界条件は、運動学的な境界条件を除くと、 $\phi_D$ と同様である。このため、 $\phi_{Rj}$ は $\phi_D$ の算定式（式(3)）と類似した次式により算定できる。

$$\phi_{Rj}(x, y, z) = 2 \int_{S_+} f_{Rj}(X, Y, Z) G(x, y, z; X, Y, Z) dS(X, Y, Z) \quad (j=1 \sim 3) \quad (15)$$

ここに、 $f_{Rj}$ は各運動モード方向への単位振幅振動による発散波に対するわき出し強さである。

そして $f_{Rj}$ は、以下に示す $\phi_{Rj}$ に対する運動学的な境界条件を考えて決定できる。

$$\partial \phi_{Rj} / \partial n|_{n=0} = \begin{cases} (\omega^2/g) Q_j & (j=1, 2) \\ (\omega^2/g) Q_j / R_B & (j=3) \end{cases} \quad (16)$$

ここに、 $Q_i$  は没水表面上の単位法線ベクトル( $n_x, n_y, n_z$ )を用いて次式で定義される。

$$Q_1 = n_x, \quad Q_2 = n_y, \quad Q_3 = \{(z-z_0)n_x - (x-x_0)n_z\} \quad (17)$$

なお、 $(x_0, z_0)$ は浮体の重心座標である。

このように、規則的配列された浮体群まわりの波浪境界値問題は、その中の1堤体のみを取り扱って解析することが可能で、より効率的な算定が行えることになる。しかも、式(4)のグリーン関数の表示式に見られるように、配列浮体に特有な波の干渉効果を部分的ではあるが解析的に知ることができる利点がある。

## 2. 4 作用波力と動的流体力の算定法

(1) 作用波力: 固定時の浮体の物体表面に作用する圧力 $P$ は、 $\Phi_1$ と $\Phi_0$ を線形化された圧力方程式に代入して算定できる。そして、作用波力はこの圧力の作用方向を考慮して没水面にわたる積分を実行して求められる。浮体に作用する水平波力(Sway方向)、鉛直波力(Heave方向)、重心を通り $y$ 軸に平行な軸まわり(Roll方向)の波力モーメントをそれぞれ $F_1, F_2, F_3$ とすると、これらは次式で算定できる。

$$F_i = -2\rho g(H/2) \int_{S_+} (\phi_1 + \phi_0) Q_i dS(x, y, z) \exp(-i\omega t) \quad (i=1\sim 3) \quad (18)$$

ここに、 $\rho$ : 流体密度である。

(2) 動的流体力: 浮体の $j$ モード方向への運動( $j=1\sim 3$ )により、その1モード方向に作用する動的流体力(or モーメント)は、上記の作用波力と類似した考え方により算定できる。いまこの流体力(or モーメント)を $F_{1j}$ と表すと、これは $\phi_{Rj}$ を介して次式により与えられる。

$$F_{1j} = -2\rho g \bar{X}_j \int_{S_+} \phi_{Rj} Q_i dS(x, y, z) \exp(-i\omega t) \quad (i, j=1\sim 3) \quad (19)$$

一方、この $F_{1j}$ は、付加質量係数 $M_{1j}$ および造波減衰係数 $N_{1j}$ ( $i, j=1\sim 3$ )を用いて、次のように再記することもできる。

$$F_{1j} = \begin{cases} -M_{1j}\rho R_B^3 \ddot{X}_j - N_{1j}\rho \omega R_B^3 \dot{X}_j & (i=1, 2, j=1\sim 3) \\ -M_{1j}\rho R_B^4 \ddot{X}_j - N_{1j}\rho \omega R_B^4 \dot{X}_j & (i=3, j=1\sim 3) \end{cases} \quad (20)$$

ここに、上付き $\cdot$ は時間微分を表す。そして、 $M_{1j}, N_{1j}$ は、式(19)と(20)の対応を考えるとわかるように単位振幅振動による発散波ポテンシャル $\phi_{Rj}$ から算定できる。

## 2. 5 波浪動揺変位の算定法

浮体の振動方程式は、上記したような波力および動的流体力を振動方程式の外力項に代入し、質量慣性力並びに弾性係留および静水力学的な復元力の総和との釣り合いを考慮して導くことができる。この結果のみを示すと、次式のようなのである。

$$\sum_{j=1}^3 \{ (m_{1j} + M_{1j}) \ddot{X}_j + N_{1j} \dot{X}_j + (K_{1j} + S_{1j}) X_j \} = F_i \quad (i=1\sim 3) \quad (21)$$

ここに、 $m_{1j}$ : 浮体の質量マトリックス、 $K_{1j}, S_{1j}$ : それぞれ弾性係留および静水力学的な復元力係数マトリックスである。なお、動的流体力は動揺速度、加速度に比例することから、質量慣性項側に移してある。

そして、式(21)の振動方程式を解いて浮体の動揺変位 $X_j$ が与えられると、これを式(14)に代入することで最終的に波浪動揺時の $\Phi_{Rj}$ が求められる。

## 2. 6 平面的な波変形の算定法

前出のグリーン関数の中で進行波モード成分を示す $G_0$ (式(7))に着目すると、その波数成分は $x$ 方向が $\mu_n$ 、 $y$ 方向が $q_n$ である。そして、 $n \geq 1$ の $G_0$ は、 $y$ 方向の波数成分をもつことから、入射波とは異なる方向に進む成分波(以下、斜波成分と称する)を、一方 $G_0$ に比例する項は、 $y$ 方向の波数成分が0で、 $x$ 方向のそれが $\mu_n = k$ であることから、入射波と同方向に進む成分波(以下、直進行波成分と称する)を表すことがわかる。このように $n \geq 1$ の $\mu_n$ が現れるか否かで、堤体列まわりの波変形が短峰性の2次元的(平面的)なものとなるか、長峰性の1次元的なものとなるかが判定できる。この条件を配列ピッチ長 $\lambda$ と波長 $L$ で再記すると $\lambda/L \geq 1$ となり、これは中村・小野<sup>2)</sup>により示されている規則的配列された直立式堤体構造物の場合と同じになる。より一般的に、第 $N$ 次の斜波成分が現れる条件は、 $\mu_N \geq 0$ を考慮して求められ、式(22)で与えられる。

$$\lambda / L \geq N \quad (22)$$

上式で等号が成立する条件は、直立式の堤体構造物の場合と同様に第 $N$ 次の横波共振点に一致する<sup>2)</sup>。

このように、堤体列まわりの波変形は $\lambda/L < 1$ の範囲で長峰性の1次元的なものに、 $\lambda/L \geq 1$ の範囲では斜波成分を含む短峰性の2次元的なものになる。Dalrympleら<sup>3)</sup>は、ホイヘンスの原理を用いて、上述したような斜波成分の発生を幾何学的に説明している。

中村・小野<sup>4)</sup>は、堤体列まわりの平面的な波変形について、特に波向き特性を考慮する評価する方法を提案している。これは、①透過波(or反射波)に含まれる各方向成分波のエネルギー比(方向分布特性)と②全方向成分波のエネルギー的な加算値と入射波のエネルギーの比の平方根(波高特性)の両者を用いるもので、後者の波高特性量は、堤体の配列方向における透過波高(or反射波高)のrms値と入射波高との比に一致することから、rms波高比と呼ばれている。

本研究でも、方向分布特性量と波高特性量を用いて浮体列まわりの平面的な波変形を評価することとし、これらの理論的な算定式を求めてみた。なお、ここでは透過波に関係する諸量のみを示す。

浮体列背後の透過波に含まれる各方向成分波の平均エネルギー  $E_{t,n}$  ( $n=0\sim N$ ) は、上記した  $\phi_D$ 、 $\phi_{R,j}$  の算定式を参照し、さらに遠方場では減衰定常波成分は寄与しないことに注意すると、次式のように導ける。

$$E_{t,n} = \begin{cases} (1 + 2\text{Real}[2\{s \cdot f_a g_{ad} S\} + |2\{s \cdot f_a g_{ad} S\}|^2]) E_i & ; n=0 \\ (1/4) |2\{s \cdot f_a g_{ad} S\}|^2 E_i & ; n=1\sim N \end{cases} \quad (23)$$

ここに、 $n=0$ が直進行波成分、 $n\geq 1$ が斜波成分に対応する。 $E_i$ ：入射波の単位水表面積当り平均エネルギー ( $=\rho g H^2/8$ )、 $f_a$ ：回折波および発散波のわき出し強さの線形和で次式で与えられる。

$$f_a(X,Y,Z) = f_D(X,Y,Z) + \sum_{j=1}^3 X_j f_{R,j}(X,Y,Z) \quad (24)$$

$g_n$ ：グリーン関数の中の進行波モード成分に比例する項に関係し、次式で定義される。

$$g_n(X,Y,Z) = -\frac{2i\varepsilon_n}{\lambda\mu_n} \frac{k^2 - k_0^2}{(k^2 - k_0^2)h + k_0} \cosh(kh) \cosh\{k(h+Z)\} \cos(q_n Y) \exp(-i\mu_n X) \quad (n=0\sim N) \quad (25)$$

(1) 透過波側でのrms波高比  $K_T$ ： $K_T$ は、式(23)の  $E_{t,n}$ を用いて次式で算定できる。

$$K_T = \sqrt{(E_{t,0} + 2\sum_{n=1}^N E_{t,n}) / E_i} \quad (26)$$

ここで、 $n\geq 1$ の  $E_{t,n}$ が2倍されているのは、左右の斜波成分が発生することによる。なお  $K_T$ は、 $\lambda/L < 1$ の1次元的な波変形が生じる条件下では、透過率の定義に一致するものであることを付記しておく。

(2) 透過波側での各方向成分波のエネルギー比  $T_n$  ( $n=0$ :直進行波成分、 $n\geq 1$ :第  $n$ 次斜波成分)： $T_n$ は、やはり式(23)の  $E_{t,n}$ を用いて求められ、次式のようなである。

$$T_n = 2\varepsilon_n E_{t,n} / (E_{t,0} + 2\sum_{n=1}^N E_{t,n}) \quad (n=0\sim N) \quad (27)$$

### 3. 算定および実験条件

本研究で採用した浮防波堤のモデルは、図-2に示すような片持ち梁支持の動揺式堤体である。この堤体は、底板の中心線上の異なる2カ所に設けた弾性鋼棒により支持され、水平および回転方向にのみ動揺変位が生じる構造になっている。浮防波堤の平面的な配置は、実際場での設置例がほぼ堤体長  $l_B$  と堤体幅  $B$  の比  $l_B/B=3\sim 5$ 、開口率  $\alpha=10\sim 20\%$  の範囲にあることから、 $l_B/B=4$ 、 $\alpha=20\%$  で直線配列される場合を基本型としてまず採用した。これに引き続き、堤体の断面形状や振動特性および開口率 ( $\alpha=20\%$ ) を基本型と同一にして、堤体長  $l_B$  (または配列ピッチ長  $\lambda$ ) を各種に変化させたときの波浪制御効果の変動特性を理論的に把握した。

実験では、 $l_B=4B$ 、 $1.33B$  の2種類を採用して、平面水槽および長波水槽を用いて透過波や動揺変位を測定した。表-1に、本実験で用いた模型堤体の設置条件、堤体寸法ならびに実験条件を、また、表-2に模型堤体の動的な諸量を一括して示す。表中の  $K_{11}^*$ 、 $K_{31}^*$ 、 $K_{33}^*$  は浮体の代表重量 ( $=\rho g R_B^3$ 、 $R_B=B/2$ ；堤体幅の1/2) で無次元化した水平、回転方向へのバネ定数および両者間での相互バネ定数である。なお、鉛直方向のバネ定数は、片持ち支持であることから、無限大と仮定した。

### 4. 波浪制御効果

図-3は、基本型 ( $l_B/B=4.0$ ) の浮防波堤列の透過波側におけるrms波高比  $K_T$  の実験結果と算定結果の比較を示すもので、第1横軸に  $\lambda/L$ 、第2横軸に浮防波堤の消波効果を表すときによく用いられる波長と堤体幅の比  $L/B$  を採り示す。なお、図中には開口部の効果を見放した断面2次元的な波浪ポテンシャル理論<sup>5)</sup>による透過率  $C_T$  の算定結果も比較のため併せ示してある。この図より、浮防波堤列の透過波高は、 $\lambda/L=1.0$ 、 $2.0$  の

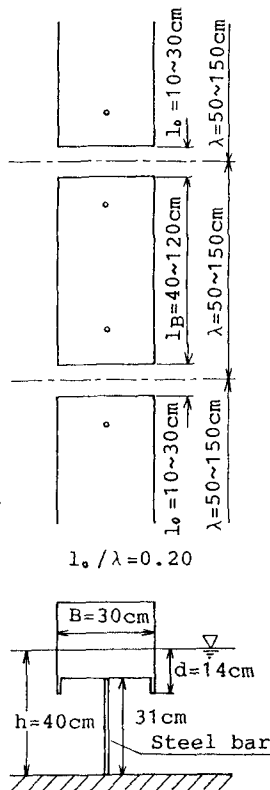


図-2 模型堤体

表-1 模型堤体の設置条件と寸法および実験条件

| 実験ケース |                        | I         | II      |
|-------|------------------------|-----------|---------|
| 設置条件  | 配列ピッチ長 $\lambda$ (cm)  | 150.0     | 50.0    |
|       | 開口長 $l_B$ (cm)         | 30.0      | 10.0    |
|       | 開口率 $\alpha$ (%)       | 20.0      |         |
|       | 設置水深 $h$ (cm)          | 40.0      |         |
| 堤体寸法  | 堤体幅 $B$ (cm)           | 30.0      |         |
|       | 喫水 $d$ (cm)            | 14.0      |         |
|       | 堤体長 $l_B$ (cm)         | 120.0     | 40.0    |
|       | $l_B/B$                | 4.00      | 1.33    |
| 実験条件  | 周期 $T$ (sec.)          | 0.6 ~ 1.7 |         |
|       | 波高 $H$ (cm)            | 4.0       |         |
|       | $\lambda/L$ ( $L$ :波長) | 0.5~2.5   | 0.2~0.8 |

表-2 模型堤体の動的諸量

| 実験ケース                                 | I     | II    |
|---------------------------------------|-------|-------|
| 重量 (kgf)                              | 21.08 | 8.08  |
| 排水重量 (kgf)                            | 33.65 | 11.22 |
| 余剰浮力 (kgf)                            | 12.57 | 3.14  |
| 回転半径 (cm)                             | 14.78 | 14.65 |
| 重心位置(静水面下) (cm)                       | 5.70  | 4.51  |
| $K_{11}^*$ ( $=K_{11}/\rho g R_B^2$ ) | 221.9 | 90.0  |
| $K_{31}^*$ ( $=K_{31}/\rho g R_B^3$ ) | 259.9 | 108.4 |
| $K_{13}^*$ ( $=K_{13}/\rho g R_B^3$ ) | 259.9 | 108.4 |
| $K_{33}^*$ ( $=K_{33}/\rho g R_B^4$ ) | 366.0 | 152.6 |
| 空中の固有振動数 (Hz)                         | 2.58  | 2.28  |

横波共振点付近を除き実験値、算定値とも0.6以上と開口部の効果を無視した2次元理論の算定値より大きく、特に $\lambda/L > 1$  ( $L/B < 5$ )の短周期波側でその差異が顕著になっている。そして、浮防波堤の制御対象とする波の波長は、一般に堤体幅の5倍程度以下とされており、このような条件下で従来よりの開口部を無視した2次元解析により波浪制御効果を予測すると、十分でないことが理解できよう。

一方、図-4は、このときの透過波の波向き特性 $T_n$ を図-3と同様に示す。この図より、 $\lambda/L > 1$ ではほぼ斜波成分が卓越し、浮防波堤背後では短峰性の平面的な波変形になっていることが推測できる。そして、図-3のように配列時の $K_T$ が2次元理論の透過率 $C_T$ を大きく上回るのは、浮防波堤列の場合に特有な斜波成分が透過波に卓越して含まれるようになるためと結論される。

図-5は、開口率を20%と固定して、堤体長(or 配列ピッチ長)を各種に変化させたときの $K_T$ の算定結果を、横軸に $\lambda_0/L$ と $L/B$ の両者を探り示す。ここで $\lambda_0$ は代表ピッチ長で、基本型の $l_B/B=4.0$ の配列ピッチ長( $\lambda=150\text{cm}$ )が用いである。また、図中に●<sup>2.0</sup>で示すのは、 $l_B/B=2.0$ の浮防波堤列の横波共振点を示す。この図より、 $K_T$ は堤体長さなわち配列ピッチ長を短くしても、基本型( $l_B/B=4.0$ )のときに斜波成分が発生しない $\lambda_0/L < 1$ の長周期の領域ではほとんど差異が見られず、このような条件下で堤体長は波浪制御効果に影響しないことがわかる。一方、基本型( $l_B/B=4.0$ )で斜波成分が発生する $\lambda_0/L > 1$ の短周期側の領域では、堤体長が短くなるほど波浪制御効果は改善され、広い $L/B$ の範囲で2次元理論により予測される $C_T$ と同程度かそれ以下になることがわかる。しかしながら、堤体長を短くすると、比較的短周期の条件下で $K_T$ が1に近いピークを示すなどの副作用もあることに注意する必要がある。図-6は、 $l_B/B=1.33$ のときの $K_T$ 、 $K_R$ の実験結果と算定結果の比較を示す。ここで、 $K_R$ は反射波についてのrms波高比である。この場合、本実験で採用した波条件の範囲内では、斜波成分は発生せず、堤体列まわりの波変形は長峰性の1次元的なものになっている。実験結果と算定結果を比較すると、後者が極値を示す条件を除けば、両者はほぼ一致していることが認められる。そして、基本型の場合の図-3との比較から、堤体長を短くすると、実験的にも波浪制御効果が向上でき、従来の堤体断面にのみ着目した1次元的な波浪制御効果に近くなることなどが確認できる。このように、配列ピッチ長を制御対象波の波長よりも短くすると、斜波成分の発生が抑えられることから、波浪制御効果は向上できることなどが判明した。

## 5. 動揺変位

本研究では、上記のような波浪制御効果に加え、配列防波堤の波浪動揺変位についても、配列ピッチ長の影響などを同様に検討している。これら検討結果の代表例を示すのが、図-7、8である。これらの図は、堤体長(or 配列ピッチ長)を変化させたときの浮体頂部の水平動揺変位 $X_T$ の変化を図-5と同様に示すもので、 $X_T$ は入射波振幅で無次元化した量 $X_T^*$ で表してある。これらの図より、動揺変位に及ぼす配列ピッチ長の影響は顕著なも

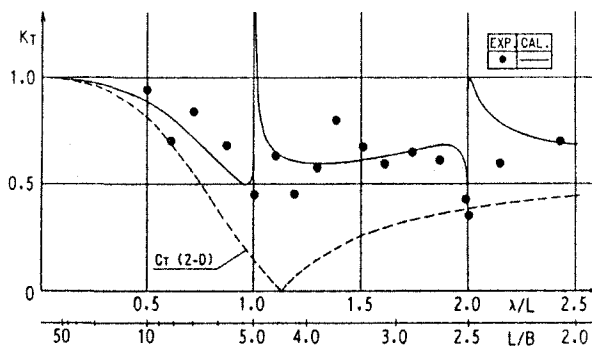


図-3 浮防波堤列の透過波側でのrms波高比

( $l_B/B=4.0$ ,  $\alpha=20\%$ )

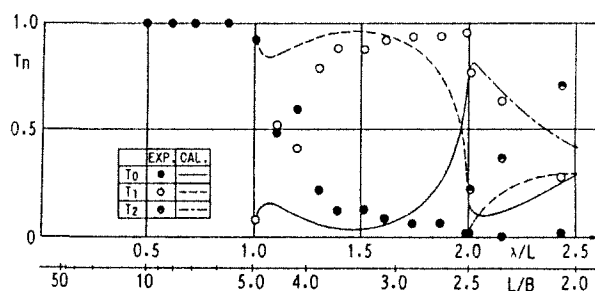


図-4 浮防波堤列の透過波側での波向き特性

( $l_B/B=4.0$ ,  $\alpha=20\%$ )

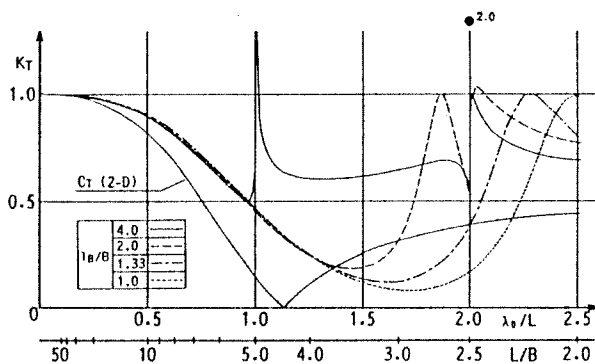


図-5 堤体長を変化させたときの透過波側での

rms波高比の変化 ( $\alpha=20\%$ )

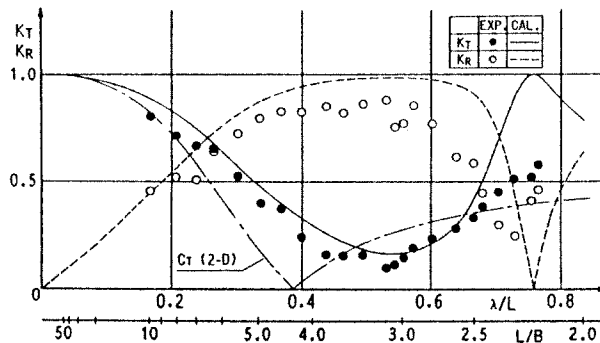


図-6 浮防波堤列の $K_T$ 、 $K_R$  ( $l_B/B=1.33$ ,  $\alpha=20\%$ )

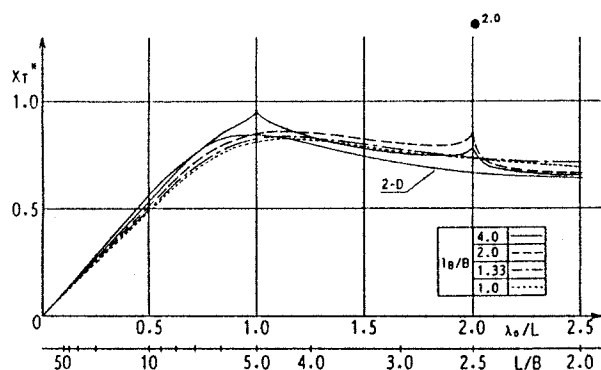


図-7 浮体頂部の水平動揺変位  $X_T$  ( $\alpha=20\%$ )

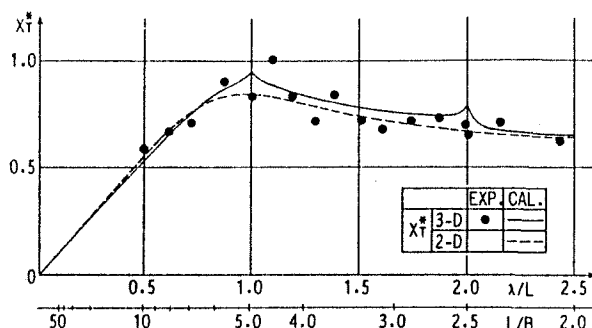


図-8 浮体頂部の水平動揺変位  $X_T$  の変化

( $l_B/B=4.0$ ,  $\alpha=20\%$ )

のでなく、開口部の効果を無視した断面2次元的な解析<sup>5)</sup>によっても近似的に推定できることが理論的にも実験的にも認められる。しかしながら、堤体まわりの波圧は、堤体軸 ( $y$  軸) 方向に変化する分布を有し、浮防波堤の各断面に作用する曲げモーメントなどの断面力の推定には、配列条件を考慮した3次元的な解析が必要になることなどを確認しており、ここに付記しておく。

## 6. 結語

1) 規則的に配列された浮防波堤の背後では、入射波の波長が堤体の配列ピッチ長よりも短くなると、入射波と同方向に進む成分波 (直進行波成分) に加えて、それとは異なる方向に進む成分波 (斜波成分) も発生する。このため透過波の波面形状は、短峰性の2次元的なものになる。

2) 現地に設置されている浮防波堤列では、その配列ピッチ長が制御対象の波の波長より長くなることが多く、この場合、堤体列による波浪制御効果を開口部の影響を無視した断面2次元的な解析や実験で推定すると、過大評価することになる。これは、断面2次元的な考察で考慮されていない斜波成分が、透過波中に卓越して含まれることによる。

3) 浮防波堤の堤体長を短くし、その配列ピッチ長を制御対象とする波の波長よりも短いものにとすると、堤体列まわりでは長峰性の1次元的な波変形となるため、浮防波堤による波浪制御効果を改善できる。

## 参考文献

- 1) 中村孝幸・野村周吾：規則配列された3次元物体まわりの波浪境界値問題の解析法，海岸工学論文集 第37巻，pp.524～528，1990.
- 2) 中村孝幸・小野正順：規則配列された沖合消波堤まわりの波浪共振の特性とその解析法，第35回 海岸工学講演会論文集，pp.527～531，1988.
- 3) Dalrymple, R.A. and Martin, P.A. : Wave diffraction through offshore breakwaters, J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering Div., ASCE, Vol.116, No.6, pp.727～741, 1990.
- 4) 中村孝幸・小野正順：波向き特性を考慮した堤体列まわりの平面的な波変形の評価法について，海岸工学論文集 第37巻，土木学会，pp.534～538，1990.
- 5) 中村孝幸・森田知志・小野正順：斜波中における任意断面浮体まわりの波浪変形の算定法，海洋開発論文集 Vol.3, pp.65～70，1987.