

配列式構造物と波の平面的な干渉

Plane Wave Interactions with an Array of Structures

中村 孝幸

Takayuki NAKAMURA

1. はじめに

従来、離岸堤や浮防波堤などの透過性構造物による波の変形は、主に鉛直断面内における2次元的な解析や実験により検討されることが多く、実際場で必要される平面2次元的な取り扱いはいまだあまり行われてきていない。例えば、透過性防波堤の透過率や反射率など1次元的な波変形の特性はよく研究されているものの、これを現地で見られるように、一定の開口幅を設けて、平面的に配置したときの制御効果の差異はどの程度でしょうか？とか、より効果的な配置法はどんなものなのでしょうか？と言われると、たちまち返答に困ってしまう。

これは、構造物の平面配置問題の取り扱い方法が複雑すぎることもあるが、問題に含まれる自由度が大きすぎることも一つの原因と考えられる。現在の予測法の主流である数値解析法では、算定条件が示されると何とか答えらしきものは求められるが、最も効果的な配置法を探すなどの問題には不適で、現時点では試行錯誤的な方法に依存するしかない。私見ではあるが、現在の数値解析法は、皮肉にも解析の自由度を大きくすることばかりに努力を傾注しているような気がしてならない。目指す方向として、なるだけ設定された物理的な制約条件を採り入れて半解析的な解を求めておき、複雑な現象に含まれる基本的な原理を見抜くなどの方法があってもよいのではないかと思われる。つまり、現象に含まれる基本的な性質は、なるだけ陽に解析に表現しておき、その他の影響要素については試行錯誤的に検討するという方向である。

ここでの課題である配列式構造物と平面波の干渉問題に立ち返ると、上記の半解析的な解に相当するものは最低限配列の条件を採り入れたものである必要があろう。より自由度の大きい解析では、堤体が任意に配置され、しかも堤体形状が各種に異なる場合にも対抗できることになるが、配列式構造物に特有な現象は解析過程の中に隠されてしまうことになる。以下で紹介する数値解析法は、グリーン関数法と呼ばれる方法である。波浪境界値問題でのグリーン関数は、既に1995年度の夏期講習会（浜中、1995）にて詳しい紹介がなされているが、ここでは、上記した半解析解との関係から述べると、現象に含まれる共通したあるいはより一般的な境界条件を満足するように求められた基本解がグリーン関数であると言ってもよい。

ここでは、離岸堤や浮防波堤のように、堤体がある一定の開口幅を設けて群体として設置される配列式構造物を対象にして、平面波との干渉問題を紹介する。具体的には、干渉問題に含まれる特有な現象を直感的に理解できるように幾何光学的な観点より説明すると共に、上記した半解析的な方法に近いグリーン関数法に基づく数値解析法について展開する。また、構造物の平面的な配置を考える際に、より合理的な判断が可能となるように、配列式構造物まわりの波浪場の評価法や現象を支配するパラメータなどについても紹介する。

2. 配列式構造物の例と従来の研究成果

配列式構造物の代表例としては、まず離岸堤や浮防波堤が挙げられる。建設省を中心にして提案されている海域制御構造物（橋本、1987）の中にもこのような形式の構造物が見られる。人工リーフなどもこの範疇に属すると考えられる。堤体間に開口部を設ける理由は、各構造物で異なり、浮防波堤の例では波浪

荷重に耐えられないため、特定長さのユニットに分解する必要があり、堤体間での衝突を避けるため開口部が必要になる。また、離岸堤の例では背後の舌状堆砂地形（トンボロ）を効果的に発生させるなどの目的のためである。その他、海水交換機能を維持するためとか、小船舶の航路を維持するためなどの理由もある。

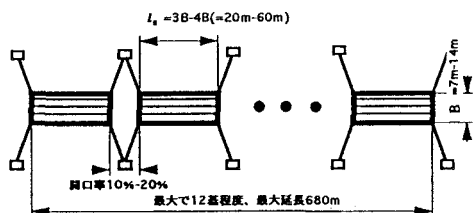


図-1 浮防波堤の寸法および平均的な配置
(神瀬、1987)

図-1は、神瀬(1987)により報告されている、従来の浮防波堤の施工例を参照して作り上げた浮防波堤の平均的な姿である。例えば浮防波堤1基の堤体長 l_b は、堤体幅 B の3-4倍程度のものが標準のようである。また、開口率 α （開口幅と隣接する堤体の中心間距離との比率）は10-20%の範囲に分布している。

一方、離岸堤に関しては、基準が明確でないが、堤体長は100m程度である。そして、開口幅は、海岸侵食防止を目的とするときには比較的広く $\alpha=30\%$ 程度のももの見られる（榎木ら、1991a）。しかし、越波防止を目的とするときには、開口幅は比較的狭く、浮防波堤程度の開口率になっているようである。

これらの配列式構造物の例で、従来において十分な理解がなされていなかったのは、対象とする水理現象に及ぼす堤体長と波長の比（ l_b/L 、 L :波長）あるいは堤体の配列ピッチ長と波長の比（ λ/L 、 λ :配列ピッチ長）の影響であった。事実、離岸堤の配置に関しては、特定の条件下での堆砂機能に着目した実験結果は報告されているが、来襲波浪と堤体寸法の関係など、より一般的な結果は現在においても知られていないようである（榎木ら、1991a）。

一方、浮防波堤列に関する研究としては、近年になり著者のグループによる一連の研究がある（中村ら、1990a,1992a,1992b,1993,1995）。また、不透過な直立式堤体列を対象にした研究としては、主にその波浪制御機能に着目して、Pullinら(1984)、著者のグループによる一連の研究（1988,1990b,1990c,1992c）、清川ら(1989)、Dalrympleら(1990)の研究が行われている。

これらの研究で示されている最も重要な成果は、堤体列に平面波が作用するとき、堤体列により波の方向分散が生じる事実である。例えば、堤体列の透過側では、作用波の波長と配列ピッチ長の比に依存して、入射波の作用方向に伝播する透過波成分のみならず、入射波の作用方向とは異なる方向にも透過波成分が発生することになる。このような入射方向とは異なる方向に伝播する波成分は、斜波成分と呼ばれており、波浪制御効果を検討するときに重要になることが指摘されている。

また、これらの研究成果を現地に適用するには、有限基の堤体列の場合に見られるような堤体列端部よりの回り波の影響などを含め、さらに検討が必要と考えられる。著者のグループ(1989、1993b、1996)は、有限基で構成される堤体列と無限基の堤体列による波変形の比較から、無限配列を想定した解析法の有限基堤体列への適用性などについても検討している。

3. 配列式構造物による波の方向分散

従来の研究において、配列式構造物と平面波の干渉の結果として、斜波成分の新たな発生により波の方向分散が生じることが指摘されている。この現象を直感的に理解する方法として、Dalrympleら(1990)が用いている”ホイヘンスの原理”に基づく幾何光学的な解釈がある。これは、図-2に代表例を示すように、開口部より伝播する波を近似するため、開口部に円筒波の点源をおいて、円筒波の同心円を波長に応じて各種に描き、その包絡線から波峰線を推定するという方法である。

図-2～4は、このような幾何光学的な解釈の例を示すもので、堤体列の透過側でどのような波面形状が形成されるのかを示す。図中では、入射波が左より堤体列に作用する場合が想定しており、いずれの図

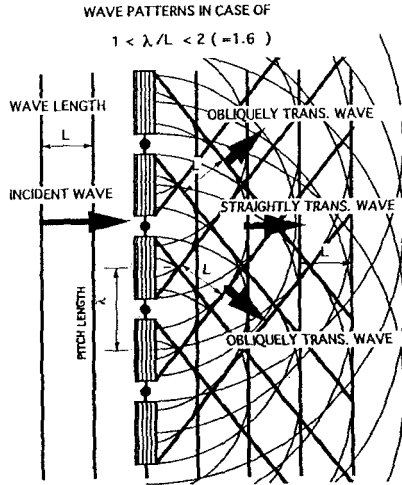


図-2 堤体列背後の波面パターン ($1 < \lambda/L < 2$)

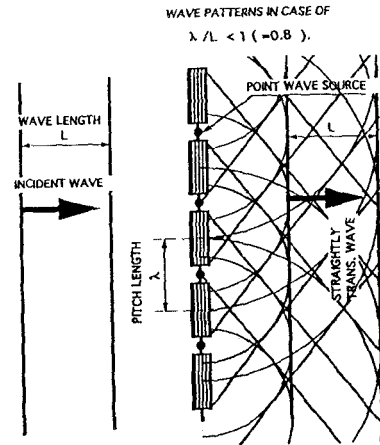


図-3 堤体列背後の波面パターン ($\lambda/L < 1$)

でも堤体の配列ピッチ長 λ （隣接する堤体の中心間距離）は、同一にしてある。図-2の例では、作用波の波長 L がピッチ長 λ より短いとき、図-3では L が λ より長いとき、また図-4では図-3と同じ λ/L の条件であるが、入射角を 30° に変化させたときの結果である。

まず、 λ/L が1以下の条件である図-2に着目すると、入射波と同方向に伝播する透過波成分（直進行波成分）に加えて、左右に対称に傾斜して伝播する斜波成分の存在が確かめられる。一方、長波長の条件の図-3においても、やはり、直進行波、斜波の両成分波が確認できるが、この場合、斜波成分の波長は、図-2の場合と異なり、入射波や直進行波成分のそれと比較して短くなっていることに注意されたい。結果論から述べると、図-3で確認される斜波成分は、減衰定常波モードの成分で、堤体列から離れると急激に減衰する性質をもつ。したがって、図-3のような長波長の条件のとき、堤体列の透過側では入射波と同方向に伝播する透過波成分のみが生き残ることになる。このように、 λ/L が1より大きい小さいかで、斜波成分が遠方まで伝播する進行モードの波成分として生き残るか否かが決まる。そして、斜波成分が生き残る $\lambda/L > 1$ の条件のとき、波面形状は、斜波成分の影響により、短峰性の複雑な形状になることが推定できる。

次に、斜め入射波が作用する場合の図-4に着目すると、図-3と同一の λ/L の条件にもかかわらず、直進行波成分のみならず、一方向だけであるが、入射波と同一の波長を有する進行波モードの斜波成分の発生が認められる。

このように斜波成分の発生は、 λ/L のみならず、波の入射角 θ によっても影響されることが分かる。後述する理論解析から判明する結果であるが、斜波成分の発生の有無は、次式により規定される。

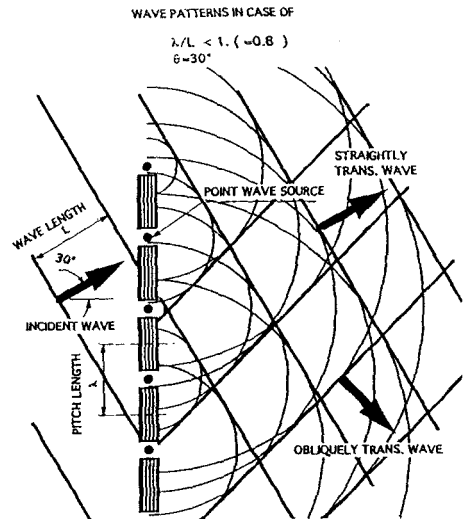


図-4 斜め入射波が作用する時の波面パターン ($\lambda/L < 1$)

$$\frac{L}{\lambda} \geq \frac{|n|}{1 \mp \sin \theta} \quad (n = \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (1)$$

ここで、 $n = \pm 1, \pm 2, \dots$ の+は左斜波成分、-は右斜波成分の発生にそれぞれ関係し、1、2、 $\dots$ は第1次、第2次等の斜波成分を表す。例えば図-4の場合、 $\sin 30^\circ = 0.5$ で、式の右辺は、 $n = +1, -1$ に対して、それぞれ2と0.67程度になる。このとき $\lambda/L = 0.8$ であるから、 $n = -1$ のとき式(1)の関係を満足して、図に見られるように右斜波成分が発生する。しかし、 $n = +1$ のとき式(1)の関係を満足しないため、左斜波成分は発生しない。図-2、3の例では、直角入射の条件であるため、入射角の定義より、式(1)において $\theta = 0$ とした式から斜波成分の発生の有無が判定される。このように、式(1)を用いて、入射角の効果を含めて、斜波成分の発生の有無が一般的に判定できる。

4. 直立式構造物に対する解析法—準3次元解析

ここでは、構造物の形状として水深方向にその断面形状が変化しない直立式構造物を対象にして、波変形の解析法を紹介する。直立式構造物による回折散乱波ポテンシャルは、鉛直方向への分布が入射波ポテンシャルのそれと同形のものが仮定できることから、解析上は平面2次元問題を取り扱えばよく、解析が簡単になる。このような解析の理論的な背景は、単一構造物の場合と同じで、Isaacson(1978)による研究を参照されたい。

4-1 波浪ポテンシャル問題

ここで想定した解析モデルおよび座標系を図-5に示す。一定水深 h の波動場中に直立式構造物が配列ピッチ長 λ で y 軸方向に規則的に配列されており、これらに平面波が図中に示すように入射角 θ で作用する場合を考える。流体は非圧縮性の完全流体で、波動運動は微小振幅波理論により表現できるものとする。また、構造物の代表寸法は、波長に比較して有意な大きさ(波長の2割程度以上)を有し、渦流れ等の発生によるエネルギー逸散が無視できるものとする。短的に言えば、配列構造物の各々が流体力学的に大型構造物の分類に属するものとする。

入射波の水面変動 η_i には、次式によるものを用いる。

$$\eta_i(x, y) = \frac{H}{2} \cos(k_x x + k_y y - \omega t) \quad (2)$$

ここで、 H ：入射波高、 ω ：入射波の角振動数(= $2\pi/T$, T ：周期)、 $k_x = k \cos \theta$ 、 $k_y = k \sin \theta$ (k ：進行波モードの波数)である。このとき、入射波の速度ポテンシャル Φ_i は次式で定義できる。

$$\begin{aligned} \Phi_i(x, y, z; t) = & \text{Real} \left[-\frac{igH}{2\omega} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \exp \{ i(k_x x + k_y y - \omega t) \} \right] \\ & - \text{Real} \left[-\frac{igH}{2\omega} \Phi_i(x, y) \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \exp(-i\omega t) \right] \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 $\text{Real}[\]$ ：かつこ内の実数部をとることを意味し、 i ：虚数、 g ：重力加速度、 Φ_i ：無次元化された入射波の速度ポテンシャルである。なお、以下では、式の表現の簡単化のため、 $\text{Real}[\]$ の表現は省略することにしたい。

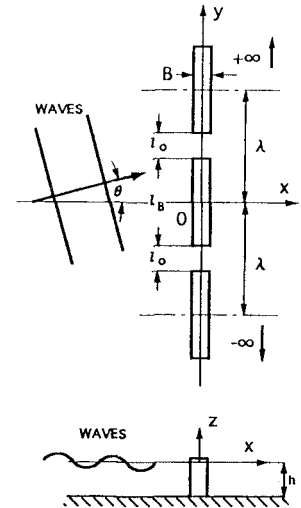


図-5 解析モデルおよび座標系

一方、入射波と堤体列との干渉により生じる回折散乱波の速度ポテンシャル Φ_s は、堤体の断面形状が鉛直方向に変化しないことから、上記したように入射波と同形の鉛直分布を有する次式のように仮定できる。

$$\Phi_s(x,y,z) = -\frac{igH}{2\omega} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \phi_s(x,y) \exp(ik_y y) \quad (4)$$

ここで、 ϕ_s は無次元化された水面位置での回折散乱波ポテンシャルの複素振幅である。式中で右辺最後の $\exp(ik_y y)$ の項は、斜め入射波が堤体列に作用するとき、各堤体間で生じる空間的な位相差の影響を表すために必要となる。

回折散乱波ポテンシャルの複素振幅 ϕ_s は、 y 軸方向に配列ピッチ長 λ の周期性を有することから、次式のように複素フーリエ級数展開できる性質をもつ。

$$\phi_s(x,y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \phi_{sn}(x) \exp(iq_n y) \quad (5)$$

ここで、 ϕ_{sn} ： ϕ_s の n 次複素フーリエ係数、 $q_n = 2n\pi/\lambda$ である。 ϕ_s の基礎方程式は、式(4)を3次元のラプラス方程式に代入することで求められ、次式のように導ける。

$$\frac{\partial^2 \phi_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_s}{\partial y^2} + 2ik_y \frac{\partial \phi_s}{\partial y} + k_x^2 \phi_s = 0 \quad (6)$$

式(5)の ϕ_s は、 $y=0, \lambda$ での連続条件を自動的に満足しており、残された境界条件としては $|x| \rightarrow \infty$ での発散条件と物体表面での不透過条件を表す式(7)の2つである。

$$\left. \frac{\partial \phi_s}{\partial n} + \frac{\partial \{\phi_s \exp(ik_y y)\}}{\partial n} \right|_{on C_B} = 0 \quad (7)$$

ここで、 $\partial/\partial n$ ：物体の断面曲線 C_B 上での外向き法線微分を表す。

4-2 配列条件を考慮したグリーン関数

上記のような波浪境界値問題を解くのに各種の方法がある。直立式構造物の断面形状が任意のものに対抗できる手法としては、代表的なものにグリーンの公式に基づく方法や湧出し分布法（別名で特異点分布法）などがある。これらの手法の類似点や相違点については、各種の専門書（例えば樺木、1991b）があり、それを参照していただきたい。いずれの方法にしても、解析では想定している波動場のグリーン関数が必要になる。

グリーン関数の最も原始的な例は、無限流体中の湧出し関数や2重湧出し関数である。渦糸を表す速度ポテンシャルもこの部類に属する。無限流体中における2次元の湧出しの速度ポテンシャル φ は、湧き出し点を (X, Y) とすると、よく知られているように次式で示される。

$$\varphi(x,y) = \frac{1}{2\pi} \log[\sqrt{(x-X)^2 + (y-Y)^2}] \quad (8)$$

これは2次元のラプラス方程式の特異解であり、次式を解くことで求められる。

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = \delta(x-X)\delta(y-Y) \quad (9)$$

ここで、 δ はディラックのデルタ関数で、引数が0になると発散する性質を有する。このため、 $(x, y)=(X, Y)$ は特異点と呼ばれる。ただし、デルタ関数の特異点をまたぐように積分すると1になり、有限性もある。これは、ちょうど構造力学における集中荷重の性質と類似している。集中荷重そのものは、作用面は点で、荷重強度は無限大になるが、その積分値は有限である。また、解である式(8)の湧出し関数は、構造力学における影響線と同様な性質をもち、湧出し点 (X, Y) が荷重の作用点を、流体中の着目点 (x, y) がたわみや断面力を求める点に相当する。湧き出し関数の値は、影響線の縦距に相当する。

より高級なグリーン関数(?)は、より多くの境界条件を満足するように付加的な関数が現れ、式(8)で示される湧出し関数とは似ても似つかない形をしている。しかしながら、如何に高級なグリーン関数といえども、付加的な関数を取り去り、特異関数を抽出してみると、やはり式(8)で示される単純な湧出し関数の形をしていることが証明できる(樺木ら、1991b)。

さて、直立式構造物が規則的に配列されている波動場のグリーン関数を誘導してみよう(中村ら、1988)。基礎方程式は、式(6)であり、 ϕ_s の代わりにグリーン関数 G_H (平面2次元であるため下添え字Hを付けた)を代入し、右辺側をデルタ関数で置換すればよい。すなわち次式である。

$$\frac{\partial^2 G_H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 G_H}{\partial y^2} + 2ik_y \frac{\partial G_H}{\partial y} + k_x^2 G_H = \delta(x-X)\delta(y-Y) \quad (10)$$

グリーン関数 G_H は、式(5)の ϕ_s と同様に複素フーリエ級数展開できる。 G_H の複素フーリエ係数を $\hat{G}_{Hn}(x; X, Y)$ と置き、この展開表現を式(10)に代入して、 $\delta(y-Y)$ がやはり次のように複素フーリエ級数に展開できることに注意すると、

$$\delta(y-Y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\lambda} \exp[iq_n(y-Y)] \quad (11)$$

式(10)は次のような x に関する常微分方程式へと導ける。

$$\frac{d^2 \hat{G}_{Hn}}{dx^2} + \{k^2 - (k_y + q_n)^2\} \hat{G}_{Hn} = \frac{1}{\lambda} \delta(x-X) \exp[-iq_n Y] \quad (12)$$

この式を解くには、各種の方法が考えられるが、式(12)を x に関してフーリエ変換して、 $\hat{G}_{Hn}(x; X, Y)$ のフーリエ変換量をまず求め、これを逆変換する方法が最もやさしいと考えられる。このような演算により $\hat{G}_{Hn}(x; X, Y)$ を求め、さらに式(5)に類似した複素フーリエ級数表示に再代入すると、最終的に G_H は次式のように導ける。

$$G_H(x, y; X, Y) = \sum_{n=N^-}^{N^+} -\frac{i \exp\{iq_n(y-Y)\}}{2\lambda \mu_n} \exp(i\mu_n |x-X|) + \sum_{\substack{n=-\infty \\ \text{Except } N^- \leq n \leq N^+}}^{+\infty} \frac{\exp\{iq_n(y-Y)\}}{2\lambda v_n} \exp(-v_n |x-X|) \quad (13)$$

ここで、 μ_n, v_n はそれぞれ進行波モードおよび減衰定常波モードの波数に相当し、次式による。

$$\mu_n = \sqrt{k^2 - (k_y + q_n)^2}, \quad v_n = \sqrt{(k_y + q_n)^2 - k^2} \quad (14)$$

式(13)の G_H は、幾何光学的に斜波成分の発生を説明した図-2～4において、配列ピッチ長で配置した円筒波の波源(黒丸)による合成波の速度ポテンシャルを表している。すなわち、右辺第1項は遠方まで伝播する進行波モードの成分、第2項は湧出し点から離れると減衰する減衰定常波モードのそれである。また、第1項の級数和の上限と下限、それぞれ N^+ 、 N^- は、式(14)で定義される進行波モードの波数 μ_n が実数根を有する n の最大値と最小値に相当し、 N^+ 、 N^- の絶対値のどちらかが1以上になると、斜波成分が発生することを意味する。また、 $n=0$ の μ_0 は直進行波成分の波数に相当する。

斜波成分の発生の有無を判定する前出の式(1)は、 μ_n が実数根をもつ条件、すなわち $k^2 \geq (k_y + q_n)^2$ より導ける。そして、 $k^2 = (k_y + q_n)^2$ と等号の成立する条件は、 n 次の横波共振点と呼ばれる。堤体列への直角入射を想定すると、 $n=1$ のときには波長と配列ピッチ長とが等しくなる条件に一致する。

4-3 湧出し分布法による回折散乱波ポテンシャルの表現

グリーン関数を用いて、回折散乱波ポテンシャル ϕ_s を求める方法は、上記したように2種類あるが、ここでは物理的な解釈が容易な湧出し関数のみを用いて ϕ_s を表す湧出し分布法を採用する。湧出し分布法(植木ら、1991b)によると、 ϕ_s はグリーン関数を核関数として次式のように表現できる。

$$\phi_s(x, y) = \int_{C_B} f_s(X, Y) G_H(x, y; X, Y) dC(X, Y) \quad (15)$$

ここで、 f_s ：堤体の断面曲線 C_B 上に置く湧出しの強さである。また、積分領域 C_B は配列中で $0 < x < \lambda$ の1ピッチ長の範囲内にある堤体の断面曲線でよく、堤体列を対象にしても非常に効率のよい算定が可能になる。

式(15)の湧出し分布法において、円筒波の波源を物体表面上に分布させることは、ちょうど造波板を物体表面に配置することに相当し、各造波板の運動振幅が湧出し強さ f_s に相当する。そして、波動場中の任意点 (x, y) での回折散乱波のポテンシャルは、これら造波板の運動による波浪ポテンシャルの寄与を総和して求められることになる。

湧出し強さ $f_s(X, Y)$ は、構造物の没水表面での不透過条件である式(7)を考慮して求められ、その決定方程式は次式のように導ける。

$$\int_{C_B} f_s(X, Y) \frac{\partial}{\partial n(x, y)} \{G_H(x, y; X, Y) \exp(ik_y y)\} dC(X, Y) = - \left. \frac{\partial \phi_I(x, y)}{\partial n(x, y)} \right|_{on C_B(x, y)} \quad (16)$$

ここでは、構造物よりの完全反射の条件が想定してあるが、低反射条件を考慮するとき、部分吸収条件を採用して、次式のように再記できる(中村ら、1993)。

$$\int_{C_B} f_s(X, Y) \left[ik \Lambda G_H(x, y; X, Y) \exp(ik_y y) + \frac{\partial}{\partial n(x, y)} \{G_H(x, y; X, Y) \exp(ik_y y)\} \right] dC(X, Y) = - \left[ik \Lambda \phi_I(x, y) + \frac{\partial \phi_I(x, y)}{\partial n(x, y)} \right]_{on C_B(x, y)} \quad (17)$$

ここで、 Λ は吸収率で反射率 C_R と反射に伴う位相角 Ω を用いて、次式で定義される。

$$\Lambda(x, y) = \frac{1 - C_R(x, y) \exp\{i\Omega(x, y)\}}{1 + C_R(x, y) \exp\{i\Omega(x, y)\}} \quad (x, y) \text{ on } C_B \quad (18)$$

式(16)、(17)は、湧出し強さ $f_s(X, Y)$ を未知数とする1次元の積分方程式である。これを解くこと

により湧き出し強さが、さらに、式(15)より回折散乱波の速度ポテンシャルが算定できる。実際的な算定では、断面曲線 C_B を微小長さの線素分に分割して、積分表現を数値積分で近似するなど、離散化された算定式に基づき解法することになる。この際、特に注意すべきことは、グリーン関数に含まれる特異関数の取り扱いであり、特異条件やその近傍では特別な処理が必要になる。結果論から述べると、式(13)のグリーン関数にも、やはり式(8)で示される対数型の特異関数が含まれており、これを抽出して、残りの振る舞いのよい部分については、数値積分を、特異関数については厳密積分を実行するなどの方法が採られる。このような取り扱いの詳細については、中村ら(1988)の研究を参照されたい。

4-4 堤体列まわりの平面的な波変形の評価法

作用波の条件によっては、上述したように波向きの異なる複数の進行波成分が現れるようになるため、堤体列まわりの波面形状は短峰性の複雑なものになる。このような条件下では、従来から知られている透過・反射率などの1次元的な指標に基づく評価法では不十分である。以下では、主にエネルギー的な考察に基づき導かれる、堤体列まわりの平面的な波変形の評価法について紹介する。

(1) 堤体列方向における波高比のrms値：平面的な波変形が生じる場合にも、透過・反射率を求めることは可能である。しかしながら、中村ら(1990b)により指摘されているように、実験では配列の法線方向における波成分を分離解析する必要があることなど、非常に煩雑である。また、波高の代表量としても適していない。

斜波成分の発生が見られる条件下で、堤体列まわりの波エネルギーの関係は、図-6のように模式化できる。図中で、 C_g ：群速度、 E_i ：入射波の単位海面積当たりの平均エネルギー（以下単にエネルギーと略称）、 E_{T0} ：透過波に含まれる直進行波成分のエネルギー、 E_{T+1} 、 E_{T-1} ：それぞれ透過波に含まれる左右斜波成分のエネルギー、 E_{R0} ：反射波に含まれる直進行波成分の単位海面積当たりの平均エネルギー（以下単にエネルギーと略称）、 E_{R+1} 、 E_{R-1} ：それぞれ反射波に含まれる左右斜波成分のエネルギーである。ここでは、直角入射で、 $1 < \lambda/L < 2$ の条件が仮定してある。各種の方向成分波が存在することから、波高の代表量としては、次式で定義される波高の空間的なrms値が最適と言える。

$$H_{rms} = \sqrt{\int_0^{\lambda} H^2 dy / \lambda} \quad (19)$$

ここで、配列ピッチ長にわたる平均としてあるのは、配列式構造物では、波高変動が配列ピッチ長で繰り返されることによる。このような波高代表量を用いて、堤体列による透過・反射の状況を表すと、次式のような無次元波高比、すなわちrms波高比が定義できる。

$$K_T = H_{T_{rms}} / H, \quad K_R = H_{R_{rms}} / H \quad (20)$$

ここで、 K_T 、 K_R ：それぞれ透過波、反射波のrms波高比である。

K_T 、 K_R は、透過波、反射波に含まれる各方向成分波のエネルギーフラックスを求めて、それらを加算した量から算定でき、次式で与えられる（中村ら、1990b）。

$$K_T = \sqrt{\left[1 + 2 \operatorname{Real} \left\{ \int_{c_B} f_S g_{p0} dc \right\} + \left| \int_{c_B} f_S g_{p0} dc \right|^2 \right] + \sum_{n=N^+}^{N^-} \left| \int_{c_B} f_S g_{pn} dc \right|^2} \quad (21)$$

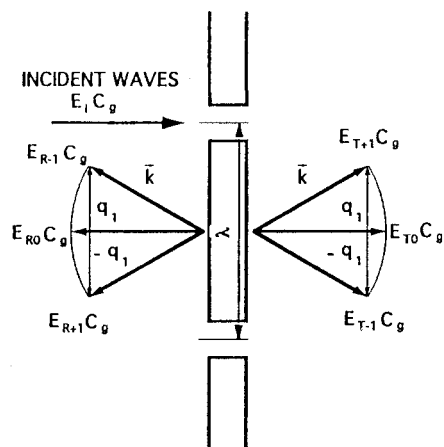


図-6 堤体列まわりの各波向き成分
($1 < \lambda/L < 2$)

$$K_R = \sqrt{\left| \int_{c_B} f_S g_{p0} dc \right|^2 + \sum_{\substack{n=N^+ \\ n \neq 0}}^{N^+} \left| \int_{c_B} f_S g_{pn} dc \right|^2} \quad (22)$$

ここで、 g_{pn} はグリーン関数中の進行波モードに関係する量で次式で定義される。

$$g_{pn} = -\frac{i}{2\lambda k_n} \exp(-iq_n Y + ik_n |X|) \quad (23)$$

これら波高比のrms値は、海面上の1点で測定されたエネルギースペクトルの積分値に対応するような量と考えることができる。なお、波高比のrms値と反射、透過率は、斜波成分の発生が見られない条件下では一致することを付記しておく。

(2) 波向きに着目した成分波のエネルギー比：波高比のrms値は、波高の絶対量については評価できるが、方向スペクトルのように方向特性を検討することができない。このため、方向別の成分波の卓越度を表すようなパラメータが必要になる。図-6を参照すると、このようなパラメータは次のように定義できよう。

$$T_j = E_{Tj} / \sum_{n=N^-}^{N^+} E_{Tn}, \quad R_j = E_{Rj} / \sum_{n=N^-}^{N^+} E_{Tn} \quad (j=0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (24)$$

ここで、 T_j 、 R_j ：それぞれ透過・反射波に含まれる各方向成分波のエネルギー比で、 $j=0$ のとき直進行波成分の比を、 $|j| \geq 1$ のとき斜波成分の比を示す。そして、 $j \geq 1$ が左斜波成分、 $n \leq -1$ が右斜波成分に対応している。算定式については割愛するが、これらの波向き別のエネルギー比についても波高比のrms値と同様に理論的に求めることができる(中村ら、1990b)。

また、斜波成分の波向きは、x軸とのなす角(反時計回りを正とする)で定義すると、波数のx、y成分がそれぞれ μ_n (反射波については $-\mu_n$)、 $k_y + q_n$ であることから次式で与えられる。

$$\xi_n^T = \tan^{-1} \left(\frac{k_y + q_n}{\mu_n} \right), \quad \xi_n^R = \tan^{-1} \left(\frac{k_y + q_n}{-\mu_n} \right) \quad (25)$$

ここで、 ξ_n^T 、 ξ_n^R ：それぞれ透過波、反射波の各方向成分波の波向きである。

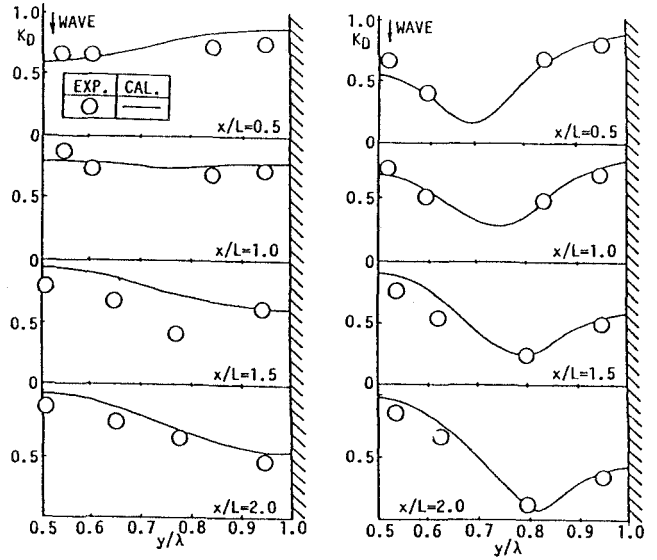
4-5 解析法の適用例

(1) 矩形堤体列(中村ら、1990b)：図-7(a)、(b)は、それぞれ図-8(a)、(b)に示す不透過型の矩形堤体列および鉛直パイプ群で構成される透過型の堤体列に直角入射波が作用するときの透過側での波高分布を示す。図中では、入射波高で除した無次元波高比 K_D でプロットしており、理論算定結果も示してある。測線の位置x(堤体列よりの離岸距離)は、半波長を単位にして変化させてあり、左右対称の波面形状になるため、横断方向にはピッチ長 λ の半分の領域のみが比較対象にしてある。この図では、 $\lambda/L=1.5$ と斜波成分が発生する条件であることから、不透過型の矩形堤体列の場合、配列方向に相当するy軸方向への波高変動が大きくなっている。しかしながら、透過型の堤体列では、堤体中を波が透過するため、その波高変動はそれほど大きく現れていない。

なお、これらの実験は、図-8(a)、(b)に示す堤体を、幅1mの長水路の中央に固定して実施されているもので、厳密な意味で無限堤体列を対象にした実験になっていない。しかしながら、水路側壁の完全反射を仮定すると、水路の中に置かれた単一構造物まわりの波動場は、側壁の鏡像効果により、構造物が無限基

配列されたときの波動場と同じになる。そして、このような考え方を演繹すると、上述した解析法は、長水路内で行われる3次元模型を対象にした実験の水路側壁の影響を推定するのにも使用できることになる。

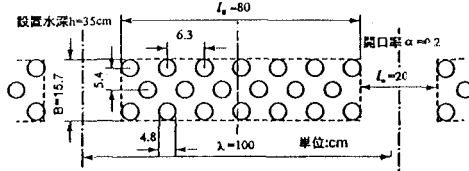
図-9(a),(b)は、やはり前出の透過型および不透過型の堤体列を対象にして、透過波のrms波高比 K_T の波周期による変動を示すもので、周期の無次元量として λ/L が採用してある。図中には、算定結果として、 K_T と入射方向への透過波のエネルギーフラックス成分のみを考えて求められる透過率 C_T の両者がプロットしてある。この図より、 K_T の実測結果と算定結果は、横波共振点に相当する $\lambda/L=1$ 付近を除くと、ほぼ一致していることが分かる。また、透過波のrms波高比 K_T と透過率 C_T とは、不透過



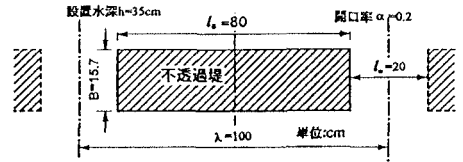
(a) 透過型の堤体列

(b) 不透過型の堤体列

図-7 堤体の構造形式の違いによる透過波側での波高分布の比較 ($\lambda/L=1.5$)

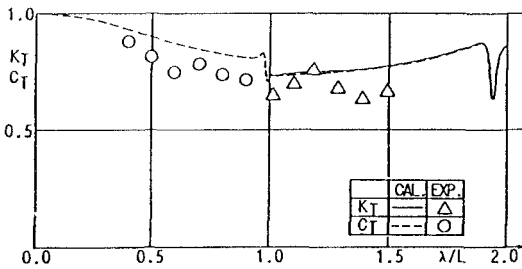


(a) 多列円柱群よりなる透過型堤体列
(開口率 $\alpha=0.2$, 円柱部分空隙率0.45)

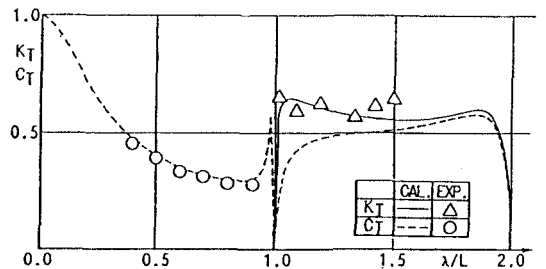


(b) 不透過型の矩形堤体列
(開口率 $\alpha=0.2$)

図-8 模型堤体列の構造と寸法



(a) 透過型堤体列



(b) 不透過型堤体列

図-9 堤体の構造形式の違いによる波高制御効果の比較

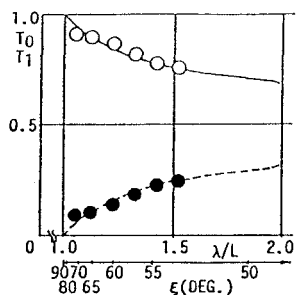


図-10 透過波の波向き別のエネルギー比
(不透過型堤体列)

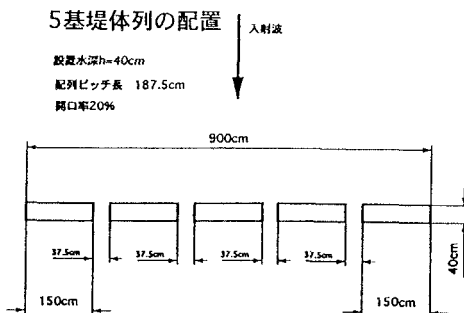


図-11 有限基で構成される堤体列の模型

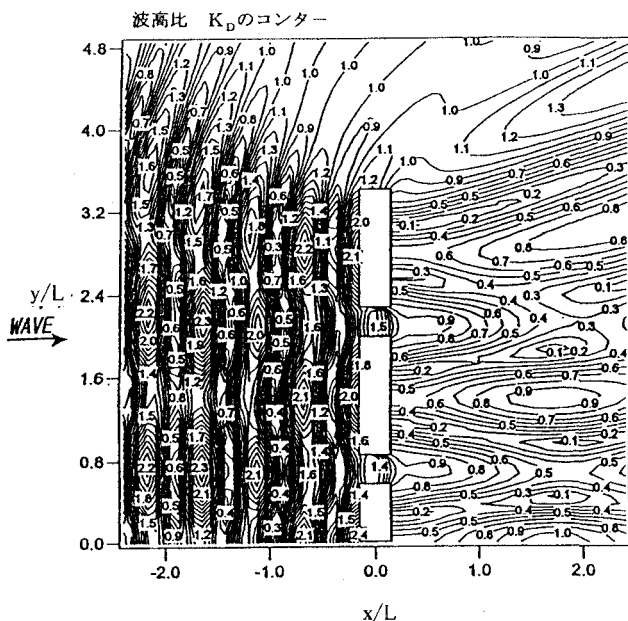


図-12 堤体列まわりの波高分布の算定結果
($T=0.95\text{sec}$, $\lambda/L=1.4$)

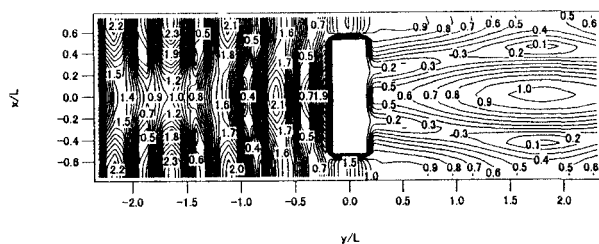


図-14 堤体の無限配列を想定した時の波高分布
の算定結果($T=0.95\text{sec}$, $\lambda/L=1.4$)

と、 $\lambda/L > 1$ では斜波成分が直進行波成分よりも大きく卓越しており、この斜波成分が K_T を高めている原因と言えよう。なお、図-10では、左右の斜波成分が対称であるため、それらの和を T_1 として表示してある。

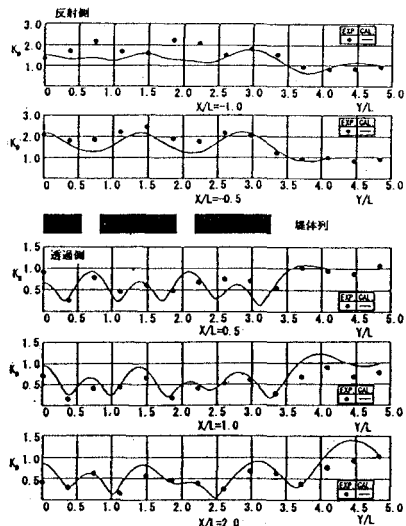


図-13 堤体列前後の測線上における波高分布($T=0.95\text{sec}$, $\lambda/L=1.4$, $H=3\text{cm}$)

型の堤体列の場合、 $\lambda/L > 1$ で差異が見られ、これは斜波成分の影響によるものと考えられる。

透過性防波堤では、短周期波よりも長周期波の方が透過しやすいという傾向がよく知られている。しかしながら、図-9(b)を見ると、 K_T は $\lambda/L < 1$ の長周期のときよりも、 $\lambda/L > 1$ の短周期のときに高くなっている。これは、やはり $\lambda/L > 1$ のときに現れる斜波成分が強く影響していることによる。事実、透過波に含まれる波向き別の成分波の割合を示す図-10を見てみる

(2) 有限基の矩形堤体列に対する適用性

現地では、堤体が無限基で配置されることはなく、より現実的な有限基の堤体群でも上記したような斜波成分の影響が現れるのか確認する必要がある。図-11は、中村ら(1996)により用いられている有限基で構成された不透過型の矩形堤体列の模型を示す。図-12、13は、この5基で構成される堤体群まわりの波高分布の算定結果および特定の測線上での実験結果を示す。このとき、 λ/L の条件は1.4で斜波成分が現れる条件に相当している。また図-14は、同様の配列ピッチおよび波条件下での無限基の堤体列に対する波高分布の算定結果を示す。なお、有限基で構成される堤体列まわりの波高分布の算定は、堤体列端部よりの回り波の影響が考慮できる解析法に基づいている(Isaacson, 1978)。これらの図より、5基堤体群の透過・反射側における波高分布は、堤体列端部を除けば、無限基の堤体群を想定した図-14の波高分布と酷似している。そして、このような有限基で構成される配列式構造物の周辺海域においても、透過側・反射側に関係なく、斜波成分の発生により短峰性の波面形状の現れることが確認できる。

中村ら(1989)は、堤体列の配列基数による波高分布の変動特性を、無限基の堤体列を想定した結果と比較しながら検討しており、配列基数の波高分布に及ぼす影響についてはこの研究を参照されたい。

(3) 堤体列による効果的な波高制御

堤体列による波高制御を目的とすると、堤体の平面配置を各種に変化させれば、より効果的な配置が見いだせるのでは？という実際の疑問がある。現時点において、著者はこの疑問に対する明確な答えを持っていない。これは、最初に述べたように設定された問題の自由度が大きすぎることや、ここで紹介している解析法にしても、堤体の配置等が与えられれば、その結果が推定できるという手法に近いからである。

唯一コメントできる点は、上記まで述べてきた斜波成分の発生という現象である。すなわち、もし配列する1基の堤体長を自由に变化できるとするならば、現地の作用波の波長を考慮して、斜波成分が現れないように堤体長や開口長を選定するということである。これは、あくまでも波浪の静穏化という目的に対してコメントできることで、離岸堤のように海岸侵食の防止を目的とする場合には妥当でないかも知れない。すなわち、トンボロの効率的な形成を目的にするなら、斜波成分を強める方が逆によいかも知れないからである。いずれにしても、沿岸域で要求される目的に依存して、堤体列の最適配置は決まるものと言えよう。

ここでは、単に沿岸域の波浪の静穏化を目的にして、①上記した斜波成分の制御により、また②配列する堤体の平面形状を変化させることにより、どの程度の効果が現れるのかを検討してみる。まず、①の斜波成分の発生の制御の効果であるが、これについては、後述する浮防波堤列に関する記述と重なるため、簡単に紹介する。

図-15は、理論的な検討の対象にした矩形堤体列の諸元を示す。算定では、堤体厚さ B および開口率 α の条件は固定して、堤体長 L_b を各種に変化せしめ、そのときの透過波のrms波高比 K_T の周期による変化が調べられている。この結果を示すのが図-16であり、周期に関する無次元量として、統一した比較が行えるように最大の配列ピッチ

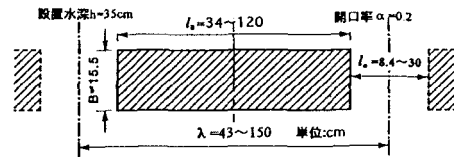


図-15 算定の対象にした矩形堤体列の諸元

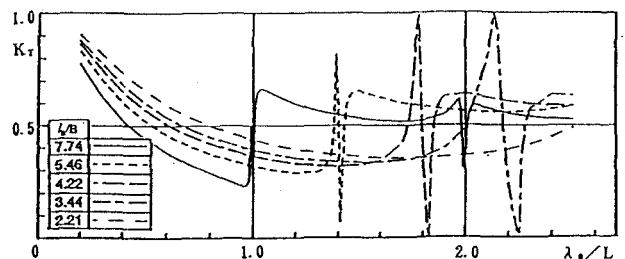


図-16 配列ピッチ長による K_T の変化
(開口率 $\alpha=0.2$)

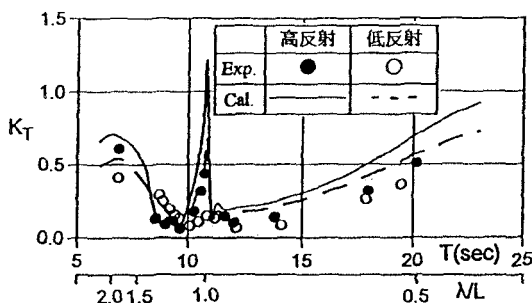


図-17 共振装置型堤体列による透過波のrms波高比 K_T

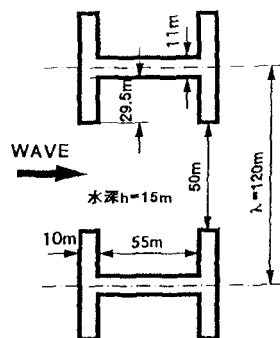
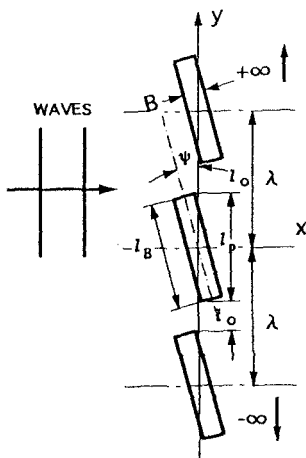


図-18 共振装置型堤体列の各寸法

長 $\lambda_0(=150\text{cm})$ を代表長として、 λ_0/L が用いてある。図中で K_T がスパイク状の変化を示す点は、各配列ピッチ長のときの横波共振点に相当する。この図から、堤体長 l_b を短くすると、横波共振点通過後の高い K_T が現れる範囲は、 λ_0/L の値が大きな短周期側に順次移行することが認められる。すなわち、配列する堤体長を短くすると、広範囲の周期帯に対して低波高が実現できることになる。ただし、 λ_0/L の小さな長周期の条件下では、堤体長を短くすると K_T が漸増する傾向も見られる。ここで注意すべきは、堤体長を短くすると、それが長いときの短峰性の波面形状より、長峰性の波面形状に変化し、波高値のみならず波面形状も変化するという点である。

次に図-17は、配列する堤体の平面形状を図-18に示すような共振装置の形状にしたときの K_T について示す。この共振装置の平面形状は、望月ら(1990)の波浪フィルター理論という一種の等価回路理論に基づき決定されている。図-17に見られるように、共振装置型の堤体列を採用することで、比較的広い周期帯で波浪の静穏化効果が実現できる。この共振装置では、対象波の範囲内で、装置の透過側の開口部付近に節が形成されるように各寸法が決められており、結果的に透過側に伝播する波高は低下することになる。さらに中村ら(1995)は、この共振装置を港口部に取り付け、港内波浪の静穏化が効果的に行えることなどを示している。

このように、堤体列による波浪の静穏化効果は、堤体の平面的



$\lambda = 150\text{ cm}, B = 15\text{ cm}, h = 40\text{ cm}$			
l_p	150 cm	150 cm	120 cm
ψ	12.2°	30°	12.2°
l_p/λ	1.0	1.0	0.8

図-19 波向き制御を目的とする傾斜配置された矩形堤体列

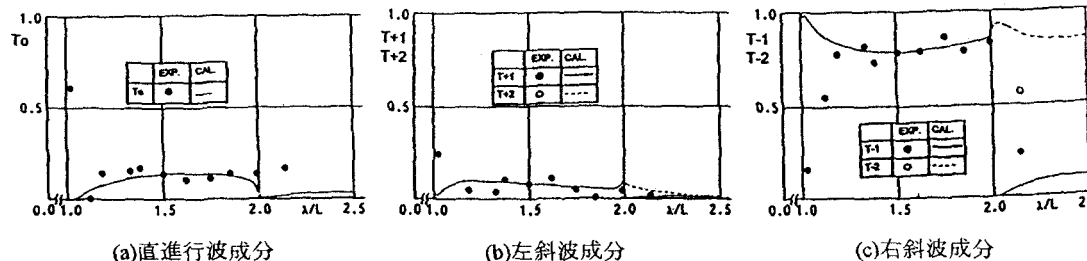


図-20 透過波の各波向き成分の割合($\psi=12^\circ, l_p/\lambda=1.0$)

な配置のみならず配列する堤体の平面形状にも影響されることになる。両者は当然緊密な関係にあり、これらの影響要素をどのように使い分けかが問題になる。しかしながら、現段階では、これらの影響要素をシステム的に取り扱う方法は知られていない。

(4) 堤体列による波向き制御

堤体列による波変形の特性として、上述したように波の方向分散がある。この方向分散機能を利用すると、波向きの変化が可能になると考えられる。例えば、幾何光学的な説明で用いた図-4に着目すると、透過側での直進行波成分の割合を減じて、右斜波成分を強めることができれば、堤体列の透過側では主波向きが変化することになる。波向きの変化を引き起こす現象としては、屈折現象がよく知られているが、ここでは回折現象を利用するものである。このような研究は、中村らにより行われており、以下その成果について簡単に紹介する。

対象にされている堤体列は、図-19に示すもので、矩形堤体を配列軸に関して角度 Ψ で傾斜配置してある。傾斜角 Ψ としては、0度から30度の範囲のものが、また堤体間の開口率は最大で20%までのものが採用されている。

図-20は、傾斜角 $\Psi=12^\circ$ としたときの透過波の各方向成分の割合の周期による変化を示す。透過波の各方向成分の割合には、式(24)で定義される $T_j(j=0, \pm 1, \pm 2)$ の表示が用いてある。このときの配列堤体の長さの条件は、傾斜堤体を配列軸に射影したとき、ちょうど隣接する堤体間で接するようになっており、ちょうど射影堤体長と配列ピッチ長とが等しい場合に相当する。

この図より、堤体の傾斜角 Ψ を 12° 程度に設定すると、 T_{-1} 、 T_{-2} の右斜波成分が、直進行波成分 T_0 や左斜波成分 T_{+1} 、 T_{+2} を大きく上回り、透過波の波向きを入射波の波向きより右方向に変化できることがわかる。この様子をもう少し視覚的に認識できるようにしたのが図-21で、図中では図-20の横軸で $\lambda/L=1.1$ に相当する周期条件下での、波の同位相線をコンターで示す。波の同位相線は、波峰線や波谷線を表すものと考えられることから、コンターを見ることにより波向きが概略的に推定できる。そして、この図から、透過側での同位相線は右下に進行する様子を示し、左より水平に入射する入射波に比較して、透過波は右下方向に進行するなど、主波向きの変化が生じていることが再確認できる。最後に図-22は、傾斜配置された矩形堤体列による右斜波成分の総和 ΣT_{-n} の傾斜角による変化を示す。この図より、 λ/L の広い範囲、すなわち広い周期帯にわたり、右斜波成分が安定して卓越するのは、堤体の傾斜角 Ψ が $10^\circ \sim 15^\circ$ の範囲であることが分かる。このように、堤体列による波の方向分散機能を利用すると、沿岸域での波の主方向も変化させることが可能で、海岸侵食防止のための沿岸漂砂の制御も夢ではないと思われる。このような可能性については、今後の研究に期待したい。

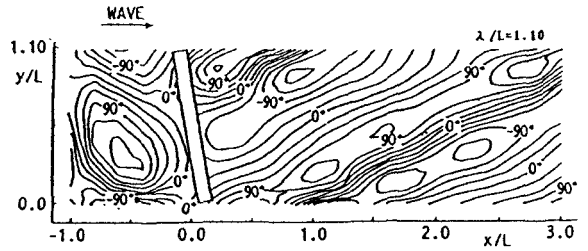


図-21 傾斜配置された堤体列背後の波の同位相線 ($\lambda/L=1.1$, $\Psi=12^\circ$, $l_p/\lambda=1.0$)

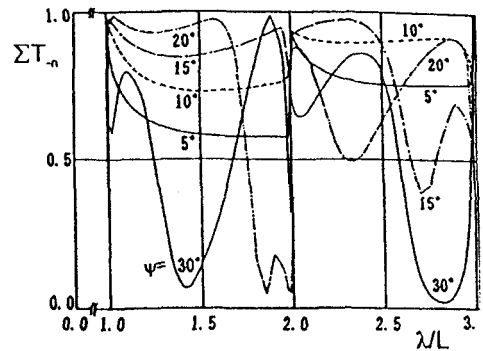


図-22 堤体の傾斜角による右斜波成分の割合の変化 ($l_p/\lambda=1.0$)

5. 3次元構造物に対する解析法—浮体式構造物を含む

5-1 解析法の概要

上記の4. では、水深方向に構造物の形状が変化しない直立式構造物に限定していた。ここでは、その制限を取り除き、任意の3次元構造物が規則的に配列されているときの解析法を紹介する。このような解析法は、中村ら(1990a, 1993b)により展開されており、その概略について紹介する。

設定されている解析モデルは、構造物が任意の3次元物体であることを除けば、直立式構造物の例(図-5)と同一である。このとき、回折散乱波のポテンシャル Φ_s は、式(4)のように進行波型の関数で表すことはできず、次式のようにポテンシャルの水深方向分布も未知関数とした表現にする必要がある。

$$\Phi_s(x, y, z, t) = \text{Real} \left[-\frac{igH}{2\omega} \phi_s(x, y, z) \exp\{i(k_y y - \omega t)\} \right] \quad (26)$$

ここで、 ϕ_s はやはり無次元化された回折散乱波ポテンシャルの振幅である。

また、浮体式構造物の場合にも対抗できるように、浮体の動揺による発散波の速度ポテンシャル $\Phi_{R\beta}$ ($\beta=1\sim6$)を定義しておく、次のように仮定できる。

$$\Phi_{R\beta}(x, y, z, t) = -\frac{ig\hat{X}_\beta}{\omega} \phi_{R\beta}(x, y, z) \exp\{i(k_y y - \omega t)\} \quad (\beta=1\sim6) \quad (27)$$

ここで、 $\hat{X}_\beta$ ：各動揺モードの複素運動振幅、 $\phi_{R\beta}$ ：各動揺モードに対する無次元化された発散波ポテンシャルの複素振幅、 β ：動揺モードを示す番号で、1～3がx, y, z軸方向への並進動揺モード(それぞれスウェイ、サージ、ヒープ)、4～6がx, y, z軸まわりの回転動揺モード(それぞれピッチ、ロール、ヨー)である。

式(26)、(27)を3次元のラプラスの方程式に代入すると、このときの基礎方程式が次のように導ける。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + 2ik_y \frac{\partial \phi}{\partial y} - k_y^2 \phi + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (28)$$

ここで、 ϕ は ϕ_s 、 $\phi_{R\beta}$ を一般的に表す。

ϕ_s 、 $\phi_{R\beta}$ は、直立式構造物のときと同様に、配列方向(y軸方向)に配列ピッチ長 λ の周期性を有することから、式(5)のように複素フーリエ展開表示できる。ただし、このときの複素フーリエ係数は、x, zの関数である。 ϕ_s 、 $\phi_{R\beta}$ が満足すべき境界条件は、水底の不透過条件、水表面での運動学および力学的な境界条件、遠方での発散条件、さらに物体表面での運動学な境界条件である。

ϕ_s 、 $\phi_{R\beta}$ の算定には、直立式構造物の場合と同様に湧出し分布法を用いる。このとき核関数として用いる配列条件を考慮した3次元波動場のグリーン関数は、中村ら(1990a, 1993a)により求められているように次式で与えられる。

$$G(x, y, z; X, Y, Z) = -\frac{k^2 - \sigma^2}{(k^2 - \sigma^2)h + \sigma} \cosh\{k(h+z)\} \cosh\{k(h+Z)\} \left\{ \sum_{n=-N}^{N^*} P_n(x, y; X, Y) + \sum_{n=N^*+1}^{+\infty} Q_{0n}(x, y; X, Y) \right\} \\ + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{k_m^2 + \sigma^2}{(k_m^2 + \sigma^2)h - \sigma} \cos\{k_m(h+z)\} \cos\{k_m(h+Z)\} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} Q_{mn}(x, y; X, Y) \quad (29)$$

ここで、 $\sigma=\omega^2/g$, k_m : 次式を解いて求められ減衰定常波の波数である。

$$\omega^2 = -gk_m \tan(k_m h) \quad (m=1,2,3,\dots) \quad (30)$$

また、 P_n 、 Q_{0n} 、 Q_{mn} は以下の式による。

$$P_n = i \exp(i\mu_n |x-X|) \exp(iq_n |y-Y|) / (\lambda \mu_n) \quad (31)$$

$$Q_{0n} = \exp(-\nu_n |x-X|) \exp(iq_n |y-Y|) / (\lambda \nu_n) \quad (32)$$

$$Q_{mn} = \exp(-\kappa_{mn} |x-X|) \exp(iq_n |y-Y|) / (\lambda \kappa_{mn}) \quad (33)$$

これらの式中で、 μ_n 、 ν_n は式 (14) で定義される波数を、 κ_{mn} は 3 次元問題に特有な減衰定常波の波数で次式で与えられる。

$$\kappa_{mn} = \sqrt{k_m^2 + (k_y + q_n)^2} \quad (34)$$

N^+ 、 N^- の定義は、直立式構造物の場合と同様である。すなわち、式 (14) の μ_n が実数根をもつ条件から与えられる。

3 次元のグリーン関数 G と直立式構造物に対する G_H を比較すると、3 次元グリーン関数 G ではもちろん水深方向への変化が含まれており、しかもその変化が任意なものに対抗できるように新たな減衰定常波成分 (式 (13) の右辺第 2 項) が付加されている。

無次元化された回折散乱波ポテンシャル ϕ_s および浮体の単位振幅動揺による発散波ポテンシャル $\phi_{R\beta}$ ($\beta=1\sim 6$) は、式 (29) のグリーン関数を核関数として、湧出し分布法の表現である次式により算定できる。

$$\phi_s(x, y, z) = \iint_{S_B} f_s(X, Y, Z) G(x, y, z; X, Y, Z) dS(X, Y, Z) \quad (35)$$

$$\phi_{R\beta}(x, y, z) = \iint_{S_B} f_{R\beta}(X, Y, Z) G(x, y, z; X, Y, Z) dS(X, Y, Z) \quad (\beta=1\sim 6) \quad (36)$$

ここで、 S_B : 配列物体の没水表面、 $f_s, f_{R\beta}$: それぞれ回折散乱波および発散波に対する湧出しの強さである。これらの湧出し強さは、配列物体の没水表面における運動学的な境界条件を用いて決定される。例えば、 f_s については、浮体の平衡位置での没水表面を対象にして、その不透過条件を表す次式である。

$$\left. \frac{\partial \phi_s}{\partial n} + \frac{\partial \{\phi_s \exp(ik_y y)\}}{\partial n} \right|_{on S_B} = 0 \quad (37)$$

ただし、このときの $\partial/\partial n$ は、没水表面での 3 次元的外向き法線微分を表す。 $f_{R\beta}$ については、各運動モー

ド方向への単位振幅運動を考え、それによる没水表面の法線方向速度と表面流体の法線方向速度が等しいという運動学的な境界条件を用いればよい。

実際の算定では、配列物体の没水表面を微小な面要素に分割し、式（36）、（37）に現れる面積分等を数値積分で近似することになる。このとき、やはりグリーン関数に含まれる特異性の処理が問題になるが、具体的な処理方法については従来の研究を参照されたい。

5-2 平面的な波変形の評価法

式（29）のグリーン関数の表現から判明することは、3次元の物体列の場合についても、やはり式（1）に基づき斜波成分が発生することである。そして、波変形を考える際に重要になるのは、式（29）のグリーン関数に含まれる進行波成分であり、具体的には P_n に比例する成分である。この成分は、直立式構造物に対するグリーン関数に含まれる進行波モードの成分と類似した性質をもち、 P_0 が直進行波成分に比例する項、 $P_n(n=\pm1,\pm2,\cdots,N)$ が斜波成分のそれに相当する。

したがって、3次元物体列まわりの波浪場についても、図-5で模式的に示すように各方向成分波に分解することができる。このため、物体列による透過波や反射波の評価には、直立式堤体列を対象にして展開した、波高比のrms値や波向きに着目した成分波のエネルギー比に基づく方法がそのまま使用できる。ここでは、紙面の都合上、これらの特性量の理論的な算定式については割愛したい。詳細な式については中村ら(1990a,1993a)の研究を参照していただきたい。

5-3 解析の適用例

中村ら（1992a, 1992b）は、上記した解析法の妥当性を検討するため、鋼棒で弾性的に支持された動揺式の矩形堤体列を対象にして模型実験を実施している。また、より効果的な配置法を見出すため、堤体の配列ピッチ長を変化させた検討や、直線配列や千鳥配列などを採用した検討なども行っている。図-23は、この検討に用いられた模型堤体の設置状況の代表例を示す。この中で、堤体長 l_b が最長のケースは、図-1に示される現地の浮防波堤をモデル化した条件に近くなっている。すなわち、堤体長 l_b と堤体幅 B の比は、ほぼ4:1、また開口率は20%である。

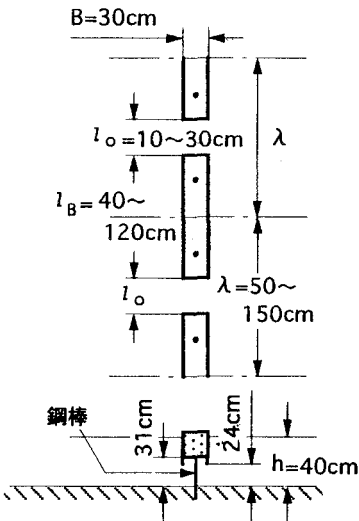


図-23 弾性支持された浮防波堤の
模型の諸量

図-24は、この現地の浮防波堤を対象にした透過波に関する実験結果と算定結果の比較を示す。図中では、周期に関する無次元量として、斜波成分の発生の有無を支配する λ/L と浮防波堤の消波効果を検討するのによく使用される波長・堤体幅比 L/B の両者が採用してある。算定結果としては、開口部の影響を無視した断面2次元的な解析による透過率 C_T と上記の解析による透過波の

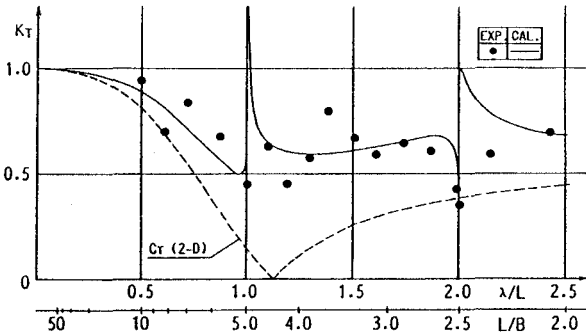


図-24 浮防波堤列による透過波
($l_b/B=4$, 開口率 $\alpha=0.2$)

rms波高比 K_T の両者がプロットしてある。これらの図より、開口部の影響を無視した断面2次元的な算定では、特に $\lambda/L > 1$ の斜波成分が影響する条件下において、実験結果よりかなり低い予測値を与えるなど不十分である。そして、上記した3次元的な解析による算定では、横波共振点付近を除けば、実験結果とほぼ一致しており、開口部の影響を考慮した算定が是非必要になることが分かる。

図-25は、図-24と同じ条件下での透過波の各波向き成分の割合を調べた結果である。この図より、実験結果と3次元解析による算定結果には多少の差異が見られるが、 $\lambda/L > 1$ の条件下では、斜波成分が直進波成分より卓越するという定性的な傾向は一致している。そして、浮防波堤列のように堤体底部と水底の間に固体部がなく流体領域が連続している場合でも、直立式堤体列のときと同様に、開口部よりの波の伝達による斜波成分の影響が大きいことが分かる。

図-24、25より、実際設計において特に注意すべきことが指摘できる。すなわち、一般のポンツーン形式の浮防波堤では、断面2次元的な透過率が0.5以下となる対象波の波長 L は、堤体幅 B の4~5倍以下であることが知られている。また、堤体長 l_B は図-1に示すように、堤体幅 B の3~4倍程度までのものが一般的である。したがって、一般のポンツーン形式の浮防波堤では、堤体長

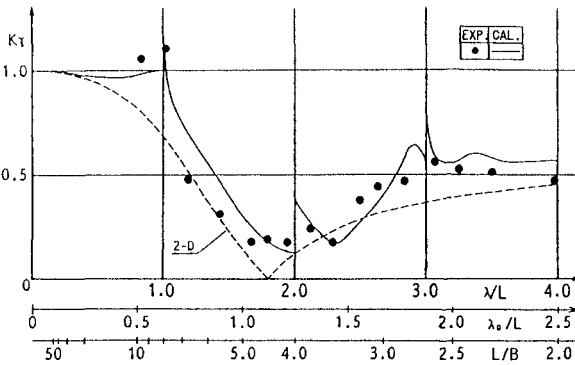


図-27 千鳥配列された浮防波堤による透過波
($l_B/B=4$, 射影開口長=0、前後開口長=堤体幅)

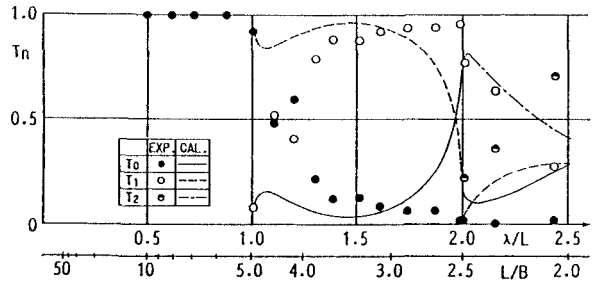


図-25 浮防波堤列による透過波の各波向き成分
($l_B/B=4$, 開口率 $\alpha=0.2$)

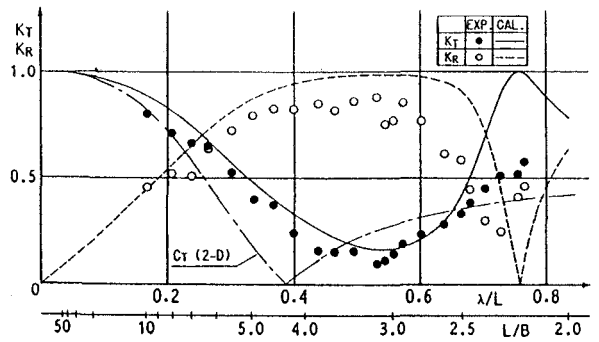


図-26 浮防波堤の堤体長を短くしたときの透過波
($l_B/B=1.33$, 開口率 $\alpha=0.2$)

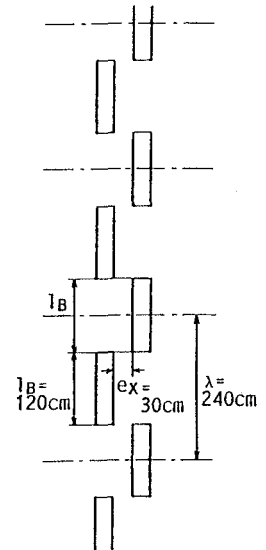


図-28 千鳥配列された浮防波堤

l_B と消波対象波の波長 λ との比は1以上になり、開口部を考慮した λ/L ではそれよりも1割程度大きくなる。結果として、従来形式の浮防波堤では、消波対象波に対する λ/L の値はほとんどが1以上で、図-24、25に見られるように斜波成分が強く影響する範囲にあることになる。このため、従来の設計のように、浮防波堤列の開口部の影響を無視した静穏度の推定では、不十分と言わざるを得ない。

以下では、図-24に見られる波長・堤体幅比 $L/B < 5$ の消波対象波の領域に対する高透過率を、断面2次元的な算定で予測される程度に低下する方法を検討してみよう。考えられる方法は、4.でも提案した斜波成分の発生を制御、もう一つは波向き方向から見て開口部を遮蔽できる千鳥配列の採用である。

図-26は、図-24のケースに比較して、配列ピッチ長を $1/3$ にして堤体長を短くしたときの結果を示す。ただし、開口率は20%と同じにしてある。この図より、堤体の配列ピッチ長を短くすると、透過波の波高比 K_T は特に上記した消波対象波の領域 $L/B < 5$ で低下して、開口部の影響を無視した2次元解析による C_T に近くなることが分かる。このように、浮防波堤の堤体長を従来の $1/3$ 程度に短くすると、消波対象波の領域で、静穏化効果を向上できることになるが、浮体の係留装置等のコストは3倍に増加することになる。

堤体長や係留装置の数などを変化させずに静穏化効果を向上させる工夫として、千鳥配列を採用して、波向き方向への射影開口長を0にする方法が考えられる。図-27は、図-24のケースと同じ堤体長を採用して、図-28に示すように堤体を波向き方向より見て前後に千鳥に配列した時の K_T を示す。前後堤体の外縁間隔は、堤体幅程度にしてある。この図より、波向き方向への射影開口長を0にして、浮防波堤を千鳥に配列すると、透過波のrms波高比 K_{Tr} は、開口部の影響を無視した2次元解析による C_T に極めて近くなり、有効な方法と考えられる。これは、開口部より直接透過する波成分を押さえることで、静穏化効果が向上することによるものと考えられる。

6. あとがき

ここでは、配列式構造物と平面波との干渉問題の解析法およびその結果生じる固有な現象について述べてきた。特に、配列式構造物と平面波の干渉の結果生じる波の方向分散現象については詳細に説明し、それを考慮した静穏化効果の改善法や逆にそれを応用した波向き制御の可能性などについても紹介してきた。

まえがきでも述べたように、現在の数値解析法は、予測を目的にするものが主流で、計画や効果的設計を目的とするものは極めて少ないと思われる。設計技術者が遭遇する問題として、ある与えられた目的に対して最も効果的な構造物の配置や形状を決定することがしばしば要求される。しかしながら、現状では、いくつかの考えられる案を対象にして、試行錯誤的な方法により結論を出さざるを得ない状況にある。このような状況下で最も必要になるのは、対象とする問題に含まれる特有な現象であり、その発生機構である。本講は、配列式構造物と平面波との干渉問題を、そのような観点から、なるべく簡易に説明しようと努力したつもりであるが、著者の力不足のため十分な説明になっていないところも多々あり、それらの点については原論文を参照していただきたい。

参考文献

- 神瀬哲(1987): 漁港における浮防波堤の現状と課題, 浮防波堤の現状と課題, 社団法人国際海洋科学技術協会, pp.3~8.
- 清川哲志・V. モティカ(1989): 無限列任意断面柱体群による波の散乱問題のためのグリーン関数の誘導とその応用, 清水建設研究報告, 第52号, pp.53~63
- 榎木亨編著(1991a): 波と漂砂と構造物, 技報堂出版, pp.256~266.
- 榎木亨編著(1991b): 波と漂砂と構造物, 技報堂出版, pp.51~148.

- 中村孝幸・小野正順(1988)：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, 海岸工学論文集、第35巻、pp.527～531.
- 中村孝幸・小野正順・長田和久(1989)：多列配置された堤体群まわりの波高分布と作用波力の特性、海岸工学論文集、第36巻、pp.479～483.
- 中村孝幸・野村周吾(1990a)：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.
- 中村孝幸・小野正順(1990b)：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、pp.534～538.
- 中村孝幸・小野正順・長田和久(1990c)：各種の平面形状を有する共振装置型堤体列の波浪制御効果について、海岸工学論文集、第37巻、pp.529～533.
- 中村孝幸・野村周吾・泉川学文・森田知志(1992a)：直線配列された浮防波堤の波浪制御効果に関する研究、海洋開発論文集、第8巻、PP.277～282.
- 中村孝幸・野村周吾・泉川学文・森田知志(1992b)：浮防波堤の平面的な配置法に関する研究、海岸工学論文集、第39巻、PP.531～535.
- 中村孝幸・長田和久・栗田清光(1992c)：矩形堤体列まわりの平面的な波変形の特性と波向き制御法に関する研究、海岸工学論文集、第39巻、pp.536～540.
- 中村孝幸・泉川学文(1993a)：斜波中における浮体列まわりの波浪境界値問題の解析法、海岸工学論文集、第40巻、pp.891～895.
- 中村孝幸・岩崎和弘(1993b)：直線配列された消波堤による平面的な波変形に関する研究、海岸工学論文集、第40巻、pp.626～630.
- 中村孝幸・大森慎敏・井手善彦(1995)：チェーン係留された浮防波堤列による波浪制御効果について、海岸工学論文集、第42巻、pp.956～960.
- 中村孝幸・森田知志・岩崎和弘(1996)：不規則波に対する配列式沖合防波堤の波浪制御効果について、海洋開発論文集、第12巻、pp.151～156.
- 中村孝幸・鈴木裕明・森田知志(1995)：港口部に設けた共振装置による港内波浪の静穏化効果について、海岸工学論文集、第42巻、pp.746-750.
- 橋本宏(1987)：海岸利用空間の創生・保全技術の開発ーマリーン・マルチ・ゾーン(MMZ)構想ー、海岸、第27号、pp.46-53.
- 浜中健一郎(1995)：グリーン公式を用いた波動場解析、第31回水工学に関する夏期研修会講義集、Bコース、B-1-1～B-1-24.
- 望月仁・安藤繁・三橋渉(1990)：波浪周波数フィルタ、電気学会論文誌A, 110A, pp.493-500.
- Dalrymple, R. A. and Martin, P. A. (1990): Wave diffraction through offshore breakwaters, J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng. Div., ASCE, Vol.116, No.6, pp.727～741.
- Isaacson, M. Q.(1978) : Vertical cylinder of arbitrary section in waves, Jour. of Waterways, coastal and Ocean Eng. Div., ASCE, Vol104, No.WW4, pp.309-322.
- Pullin, D. I. and Joubert, P. N.(1984): Behaviour of converging-channel breakwater; theory and experiment, J. of Fluid Mech., Vol.141, pp.123～138.