

水平板式直立消波堤の消波および波力特性に関する研究

萩原 運 弘

小 林 浩

源 波 修一郎
(土木技術部)

§ 1. 緒論

近年、船舶の大型化、入港する船舶の増加に伴って大規模港湾の建設および港域内の静穏化が強く叫ばれてきた。こうした場合、従来の傾斜型ブロック工法ではブロックの大量化により費用がかさみ効率が悪くなるため、それ自体に消波機能を有し、水深の大小に拘らず直立壁として設置できる直立消波堤が注目され、研究開発が活発に行なわれている。

この種の構造形式は1961年 Jarlan¹⁾ が音響学の理論を応用して多孔壁型の消波堤を提案して以来、外国では新しい工法として注目を集めた。Mark と Jarlan は²⁾ この種の消波堤に作用する波圧を計測し、また Richey と Sollitt³⁾ はその水理特性を理論的に解析した。一方わが国においても、井島ら⁴⁾ は透過層内の流れが Darcy の抵抗則に従うような直立消波護岸の理論解析法を提案し、また榎木・岩田⁵⁾ はジャラン型の孔あき消波堤の最大消波効果は、遊水部長 $B_c = \frac{1}{4}L$ (L : 堤体設置水深での波長)、透過壁自体の反射率 33~38% の場合にもたらされることを理論的、実験的に明らかにした。

ここで提案する水平板式直立消波堤は図-1(a), (b)に示す構造形式を有するもので、いずれも水平板とそれを保持する柱体によって波のエネルギーの損失を企てようとするものである。図-1(a)の形式は、船舶の航行や荷役作業に差し支えない程度に波のエネルギーを通過させるが、港湾内外の海水交換を容易にし水質汚染を防ごうとするものである。一方、図-1(b)の形式は、透過体背後に遊水部を設けることにより透過体からの反射波と背後の不透過壁からの反射波に位相差ができ、これによって波のエネルギーを相殺させようとするもので、静穏度が特に要求される港湾での防波堤や護岸に適したものである。

本研究は、図-1(b)に示す遊水部を有する直立消波堤をとりあげ、二次元波浪の境界値問題として速度ポテンシャルの接続法⁶⁾を適用して、反射率、堤体前面の水位

変動、水平板と遊水部背後の不透過壁に作用する波圧分布および堤体全体に作用する水平波力と鉛直波力を理論的に求め、その適合性を模型実験により検証するとともに実験的にも検討するものである。

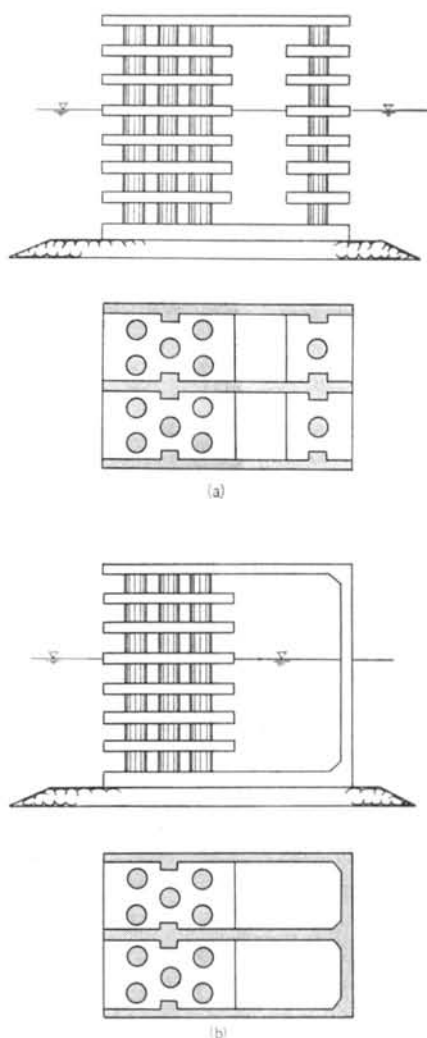


図-1 水平板式直立消波堤

§ 2. 理論解析

図-2に示すように長さ $B_p (=2l)$ の水平板が水深 h の海域に静水面から水底まで $h_j (j=1, 2, \dots, m)$ の間隔で m 枚配置され、直径 d_p の柱体で支持されており、 $x = -\alpha l$ の位置には不透過鉛直壁が設置されているものとする。流体域を領域 1, 2, 3 に分け、各領域の速度ポテンシャルを $\phi_s(x, z, t) = \phi_s(x, z)e^{i\sigma t} (s=1, 2, 3)$ の形で表すと、 ϕ_s は各領域での境界条件を満足する Laplace の方程式 $\nabla^2 \phi_s = 0$ の一般解として求まる。ただし、 σ は周波数である。

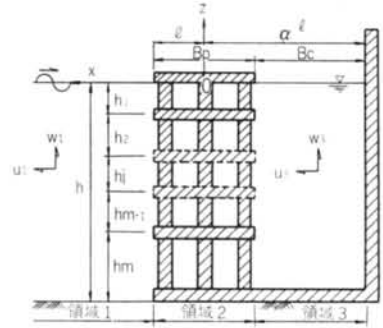


図-2 解析モデル

(i) 領域 1 ($l \leq x \leq \infty$)

$$\left. \begin{array}{l} \text{境界条件: } z=0 \text{ で } \partial \phi_1 / \partial z = \sigma^2 \phi_1 / g \\ z=h \text{ で } \partial \phi_1 / \partial z = 0 \end{array} \right\} \dots\dots(1)$$

これに対する ϕ_1 は次のようである。

$$\phi_1(x, z) = (Ae^{ik(x-l)} + Be^{-ik(x-l)}) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-k_n(x-l)} \frac{\cosh k_n(z+h)}{\cosh k_n h} \dots\dots(2)$$

ここで A, B, C_n は入射波、反射波および散乱波を表す複素定数で、 k および k_n は次式で決まる波数である。

$$kh \tanh kh = -k_n h \tan k_n h = \sigma^2 h / g \dots\dots(3)$$

$(n=1, 2, 3, \dots)$

ただし、 g は重力の加速度である。

(ii) 領域 3 ($-\alpha l \leq x \leq -l$)

$$\left. \begin{array}{l} \text{境界条件: } z=0 \text{ で } \partial \phi_3 / \partial z = \sigma^2 \phi_3 / g \\ z=h \text{ で } \partial \phi_3 / \partial z = 0 \\ x = -\alpha l \text{ で } \partial \phi_3 / \partial x = 0 \end{array} \right\} \dots\dots(4)$$

これに対する ϕ_3 は次のようになる。

$$\phi_3(x, z) = F \frac{\cos k(x+\alpha l)}{\cos \alpha' k l} \cdot \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} G_n \frac{\cosh k_n(x+\alpha l)}{\cosh \alpha' k_n l} \cdot \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \dots\dots(5)$$

ここで $\alpha' = \alpha - 1$, F, G_n は遊水部内の振幅および散乱波を表す複素定数である。

(iii) 領域 2 ($|x| \leq l$)

$$\left. \begin{array}{l} \text{境界条件: } z=0, z=-h_1 \text{ で } \partial \phi_2^{(1)} / \partial z = 0 \\ z=-h_1, z=-(h_1+h_2) \text{ で } \partial \phi_2^{(2)} / \partial z = 0 \\ \dots\dots\dots \\ z = -\sum_{j=1}^{m-1} h_j, z=-h \text{ で } \partial \phi_2^{(m)} / \partial z = 0 \end{array} \right\} \dots\dots(6)$$

これに対する $\phi_2^{(j)}$ は次のようになる。

$$\phi_2^{(j)}(x, z) = \sum_{r=0}^{\infty} \left(D_r^{(j)} \frac{\cosh R_j x}{\cosh R_j l} + E_r^{(j)} \frac{\sinh R_j x}{\sinh R_j l} \right) \cos R_j \left(x + \sum_1^j h_j \right) \dots\dots(7)$$

ここで $D_r^{(j)}, E_r^{(j)}$ は複素定数、 $R_j = r\pi/h_j (j=1, 2, \dots, m)$ で、 $h = \sum_{j=1}^m h_j$ の関係にある。

この領域においては水平板の間が柱によって充たされているため、領域内の流体運動を空隙率 ε をもつ一様透過体内の流れとみなし、流速の 2 乗に比例する抵抗係数およびそれを線形化し流速に比例するとした抵抗係数をそれぞれ μ, μ' と仮定する。この領域の単位容積についての空間平均流速を、水平方向および鉛直方向のおの u_0, w_0 、流体圧力を P_0 、密度を ρ とすると、流体運動の質量および運動量方程式は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \partial u_2 / \partial x + \partial w_2 / \partial z &= 0 \\ \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial u_2}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_2}{\partial x} - \frac{\mu}{\varepsilon^2} u_2^2 \div -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_2}{\partial x} - \frac{\mu'}{\varepsilon} u_2 \\ \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial w_2}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_2}{\partial z} - g - \frac{\mu}{\varepsilon^2} w_2^2 \div -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_2}{\partial z} - g - \frac{\mu'}{\varepsilon} w_2 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(8)$$

この運動は前述の速度ポテンシャル ϕ_2 をもち、流速および圧力は次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} u_2 &= e^{i\omega t} \partial \phi_2 / \partial x, \quad w_2 = e^{i\omega t} \partial \phi_2 / \partial z \\ P_2 &= i\rho\sigma\beta\phi_2 e^{i\omega t} - \rho g z \\ \beta &= (1 - i\mu/\sigma)/\varepsilon \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(9)$$

また、領域 1, 3 での流速、流体圧力および水面変動 η は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} u_s &= e^{i\omega t} \partial \phi_s / \partial x, \quad w_s = e^{i\omega t} \partial \phi_s / \partial z \\ P_s &= i\rho\sigma\phi_s e^{i\omega t} - \rho g z \\ \eta_s &= -i(\sigma/g)\phi_s(x, 0) e^{i\omega t} \quad (s=1, 3) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(10)$$

以上の各領域の速度ポテンシャルは $x = \pm l$ の接続面において、力学的な連続条件すなわち水平方向の mass flux と energy flux が連続でなければならない。

$$\left. \begin{aligned} x=l: \quad \partial \phi_1 / \partial x &= \partial \phi_2^{(j)} / \partial x \\ \phi_1 &= \beta_j \phi_2^{(j)} \\ x=-l: \quad \partial \phi_3 / \partial x &= \partial \phi_2^{(j)} / \partial x \\ \phi_3 &= \beta_j \phi_2^{(j)} \quad (j=1, 2, \dots, m) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(11)$$

式(11)に式(2), (5), (7)を代入すれば次の関係式を得る。

$$(A+B) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} = \sum_{j=1}^m \beta_j \sum_{r=0}^{\infty} (D_r^{(j)} + E_r^{(j)}) \cos R_j \left(z + \sum_1^j h_j \right) \quad \dots\dots(12)$$

$$F \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} G_n \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} = \sum_{j=1}^m \beta_j \sum_{r=0}^{\infty} (D_r^{(j)} - E_r^{(j)}) \cos R_j \left(z + \sum_1^j h_j \right) \quad \dots\dots(13)$$

$$\begin{aligned} (A-B) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + i \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{k_n}{k} \cdot \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \\ = -i \sum_{j=1}^m \frac{R_j}{k} (D_r^{(j)} \tanh R_j l + E_r^{(j)} \coth R_j l) \cos R_j \left(z + \sum_1^j h_j \right) \end{aligned} \quad \dots\dots(14)$$

$$\begin{aligned} F \tan \alpha' k l \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} - \sum_{n=1}^{\infty} G_n \tanh \alpha' k_n l \frac{k_n}{k} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \\ = \sum_{j=1}^m \frac{R_j}{k} (D_r^{(j)} \tanh R_j l - E_r^{(j)} \coth R_j l) \cos R_j \left(z + \sum_1^j h_j \right) \end{aligned} \quad \dots\dots(15)$$

ここで関数系 $\cosh k(z+h)$, $\cos k_n(z+h)$ の直交性を利用し式(12)~(15)の各項に $\cosh k(z+h)$ および $\cos k_n(z+h)$ を乗じ、 z につき $-h$ から 0 まで積分を行なって得られる 8 個の関係式から B , F , C_n , G_n を消去すれば $D_r^{(j)}$, $E_r^{(j)}$ に関して次の連立方程式を得る。

$$\sum_{j=1}^m \sum_{r=0}^{\infty} W_{or}^{(j)} \left\{ (\beta_j - T_{or}^{(j)}) \frac{D_r^{(j)}}{AN_0 \tanh \lambda_0} + (\beta_j - iS_{or}^{(j)}) \frac{E_r^{(j)}}{AN_0 \sinh \lambda_0} \right\} = 2 \quad \dots\dots(16)$$

$$\sum_{j=1}^m \sum_{r=0}^{\infty} W_{or}^{(j)} \left\{ \left(\beta_j - \frac{T_{or}^{(j)}}{\tan \alpha' k l} \right) \frac{D_r^{(j)}}{AN_0 \sinh \lambda_0} - \left(\beta_j - \frac{S_{or}^{(j)}}{\tan \alpha' k l} \right) \frac{E_r^{(j)}}{AN_0 \sinh \lambda_0} \right\} = 0 \quad \dots\dots(17)$$

$$\sum_{j=1}^m \sum_{r=0}^{\infty} W_{nr}^{(j)} \left\{ (\beta_j + T_{nr}^{(j)}) \frac{D_r^{(j)}}{AN_0 \sinh \lambda_0} + (\beta_j + S_{nr}^{(j)}) \frac{E_r^{(j)}}{AN_0 \sinh \lambda_0} \right\} = 0 \quad (n=1, 2, \dots) \quad \dots\dots(18)$$

$$\sum_{j=1}^m \sum_{r=0}^{\infty} W_{nr}^{(j)} \left\{ \left(\beta_j + \frac{T_{nr}^{(j)}}{\tanh \alpha' k_n l} \right) \frac{D_r^{(j)}}{AN_0 \sinh \lambda_0} - \left(\beta_j + \frac{S_{nr}^{(j)}}{\tanh \alpha' k_n l} \right) \frac{E_r^{(j)}}{AN_0 \sinh \lambda_0} \right\} = 0 \quad (n=1, 2, \dots) \quad \dots\dots(19)$$

ここで、

$$\lambda_0 = kh, \quad \lambda_n = k_n h, \quad N_0 = (1 + 2\lambda_0 / \sinh 2\lambda_0) / 2$$

$$N_n = (1 + 2\lambda_n / \sinh 2\lambda_n) / 2$$

$$\left. \begin{aligned} W_{or}^{(j)} &= \frac{(-1)^r \sinh k \left(h - \sum_{l=1}^j h_{j-l} \right) - \sinh k \left(h - \sum_{l=1}^j h_l \right)}{1 + (R_j/k)^2}, & T_{or}^{(j)} &= (R_j/k) \tanh R_j l \\ & & S_{or}^{(j)} &= (R_j/k) \cosh R_j l \\ W_{nr}^{(j)} &= \frac{(-1)^r \sin k_n \left(h - \sum_{l=1}^j h_{j-l} \right) - \sin k_n \left(h - \sum_{l=1}^j h_l \right)}{1 - (R_j/k_n)^2}, & T_{nr}^{(j)} &= (R_j/k) \tanh R_j l \\ & & S_{nr}^{(j)} &= (R_j/k) \coth R_j l \end{aligned} \right\} \dots\dots 20$$

$$h_0 = 0 \quad j = 1, 2, \dots, m \quad n = 1, 2, \dots$$

適当な n および r の有限値について上式を解けば $D_r^{(j)}/A$, $E_r^{(j)}/A$ が求まり, B/A , F/A , C_n/A , G_n/A は次のように求まる.

$$\left. \begin{aligned} \frac{B}{A} &= 1.0 + i \sum_{j=1}^m \sum_{r=0}^{\infty} W_{or}^{(j)} \left(\frac{D_r^{(j)}}{A} \tanh R_j l + \frac{E_r^{(j)}}{A} \coth R_j l \right) \\ \frac{F}{A} &= \frac{1}{\tan \alpha' k l} \sum_{j=1}^m \sum_{r=0}^{\infty} W_{or}^{(j)} \left(\frac{D_r^{(j)}}{A} \tanh R_j l - \frac{E_r^{(j)}}{A} \coth R_j l \right) \\ \frac{C_n}{A} &= - \sum_{j=1}^m \sum_{r=0}^{\infty} W_{nr}^{(j)} \left(\frac{D_r^{(j)}}{A} \tanh R_j l + \frac{E_r^{(j)}}{A} \coth R_j l \right) \\ \frac{G_n}{A} &= - \frac{1}{\tanh \alpha' k_n l} \sum_{j=1}^m \sum_{r=0}^{\infty} W_{nr}^{(j)} \left(\frac{D_r^{(j)}}{A} \tanh R_j l - \frac{E_r^{(j)}}{A} \coth R_j l \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots 21$$

入射波を $\eta = a \cos(kx + \sigma t)$ とすると $A = i e^{i k l} a g / \sigma$ と表されるから各領域の速度ポテンシャルが決まり, 流体運動が確定することになる.

実際の理論計算においては流速の 2 乗に比例する抵抗係数を, 抵抗が流速に比例すると仮定した場合の抵抗係数に引き直す必要がある⁷⁾. いま, 透過体内流速の 2 乗に比例するとした抵抗係数を f とすると, 単位面積あたりの抵抗力 F_* は次のように表される.

$$F_* = \frac{F_0}{B_* h (1 - \varepsilon)} = \frac{\rho}{2} f u_*^2 \quad \dots\dots 22$$

ここで F_0 は流体抵抗力, B_* は波進行直角方向の堤体幅, u_* は透過体内の流速である. 一樣透過体内の定常運動に対する線形および非線形の方程式は式(8)より次のようになる.

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = - \frac{\mu'}{\varepsilon} u, \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = - \frac{\mu}{\varepsilon^2} u^2 \quad \dots\dots 23$$

この場合, 式23の左辺は次式の形で表現できる.

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = - \frac{1}{\rho} \frac{F_0 / B_* h}{B_p} \quad \dots\dots 24$$

ここに B_p は透過体幅である. 式24を式23の第 2 式に代入し, 式22を用いると μ は f によって次のように表される.

$$\mu = (1 - \varepsilon) f / 2 B_p \quad \dots\dots 25$$

また μ' と μ の間には, 波の一周期にわたる損失エネルギーが線形の場合と非線形の場合とでは等価であるという条件より, 次の関係が成立つ.

$$\mu' = \frac{8}{3\pi} \frac{u_0}{\varepsilon} \mu \quad \dots\dots 26$$

ここに $u = u_0 e^{i \sigma t}$ で表される. 式26に式25を代入すれば流速に比例する抵抗係数は次のように求められる.

$$\frac{\mu'}{\sigma} = \frac{4a}{3\pi B_p} \left(\frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \right) \left(\frac{u_0}{a \sigma} \right) f \quad \dots\dots 27$$

f は実験によって求められる抵抗係数であるが, これはまた流速 u_0 の関数でもある. したがって実際の計算においては, まず適当な μ'/σ を仮定し, 透過体内の流速 u_0 を求め, この u_0 に対する式27の μ'/σ の値が初め仮定した値と一致するまで繰返し計算を行なう必要がある.

§ 3. 消波特性と波圧分布に関する実験

3.1 実験装置と実験方法

実験は図-3に示すように、長さ30m、幅0.9m、高さ1mの両面ガラス張りの2次元造波水路を使用して行なった。模型は、透過体部分が厚さ2cmの水平板を4cm間隔で、千鳥状に配置した直径4.8cmの支柱で保持した形状であり、後壁として厚さ2cmの不透過板を固定したものである。波高の測定には容量変換型波高計を用い、入射波高は造波板から8mの位置で計測した。また、反射率は移動用の台車に波高計を取り付け、台車を移動することによって堤体前面に形成される部分重複波を測定し、Healyの方法により求めた。一方、波圧の測定には受圧面直径5mmの防水型半導体ゲジタイプ波圧計を用い、静水面上の板、静水面直下の水中板および遊水部背後の不透過壁について実施した。本実験の条件は、いずれも碎波や越波の状態が発生しない場合の実験で、表-1に示すとおりである。

まず、実験に先だって実験波の検定を行なった。検定には造波板中心($x=0$ m)から8mの位置、および模型設置地点 $x=22$ mをはさんで両側に1/8波長ずつ離れた2点の3箇所波高計を置き、各水深、周期に対してあらかじめ選定した造波板の振幅ごとに測定を繰り返した。 $x=22$ mをはさむ2点の測定は、水路末端の消波装置から僅少なから戻ってくる反射波の影響を打ち消させるため、この2点の平均波高をもって模型設置点での通過波高とした。実験結果の整理に当っては、このようにして求めた $x=8$ mの位置での波高 H_1 と $x=22$ m地点での波高 H_2 の関係を用いて、入射波高として $H=H_2$ を採用した。一方、実験の際には波が十分におさまっているのを確認した後、造波板を駆動させて碎波しないような実験波を発生させた。波は1回の実験で15~20波発生させ、最初の3~4波を除いた後の安定した約5~6波を有効な実験波として採用した。また、実験値の変動の影響をなるべく少なくするため、各波浪条件に対して同じ実験を3回繰り返した。

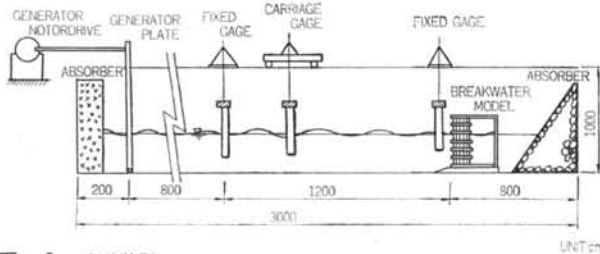


図-3 実験装置

3.2 実験結果と考察

消波構造物の反射率は、多くの要因により支配されるが本実験では透過体部の形状が一定(静水面上に1枚、水中に3枚の板が等間隔に配置されている)の場合を取り扱っているため、遊水部幅・波長比 B_e/L の関係について示したのが図-4である。図は $h=30$ cm、 $H=5$ cmの場合で、遊水部幅を3種類、周期を7種類に変化させている。この結果を、対象の周期が決まっている遊水部幅の影響を調べるという観点からみると、 $B_e/L \approx 0.05 \sim 0.06$ で反射率は極小値をとり、これより遊水部幅が小さくなくても、大きくなっても反射率は増大している。このことは、特定の周期の波に対して反射率が最も小さくなる最適な遊水部幅が存在するという直立消波堤特有の傾向を示しているが、また透過体部にある程度厚みを持たせることにより遊水部幅を小さく抑え、堤体全体幅も小さくできる可能性を示唆していよう。次に、理論解析の適合性を検証するため図-5に反射率についての理論値と実験値を比較した。図は遊水部幅が14cmと24cmの場合であるが、全体的な傾向としては、理論値と実験値はかなりよく一致している。しかし、絶対値についてみると $H=8.5$ cmの場合の適合度が悪く、実験値は理論値よりも小さくなっている。また $H=5.0$ cmの場合でも、極小値付近では比較的良好に一致しているが、その範囲を外れると実験値は理論値よりも小さくなり、適合性が低下する傾向にある。したがって微小振幅波の条件が満足され、しかも遊水部幅が波の位相差による消波機能を十分に発揮す

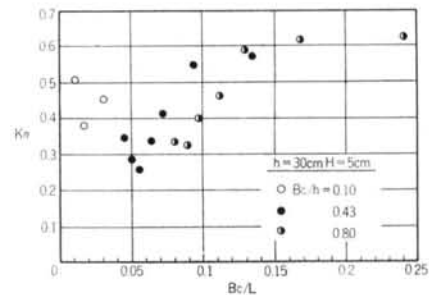


図-4 反射率と遊水部幅・波長比との関係

諸 量	数 量
水 深(cm)	30*, 36, 42
周 期(sec)	0.8*, 1.0, 1.2*, 1.34, 1.5, 1.62, 1.76*
波 高(cm)	5*, 8.5, 10.5
遊水部幅(cm)	4, 14, 24*
透過体幅(cm)	26*

*: 波圧実験時の条件

表-1 実験条件

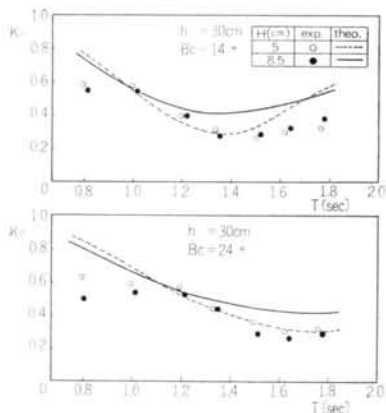


図-5 反射率に関する実験値と理論値との比較

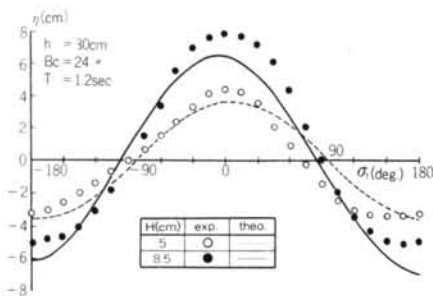


図-6 堤体前面の水位変動に関する実験値と理論値との比較

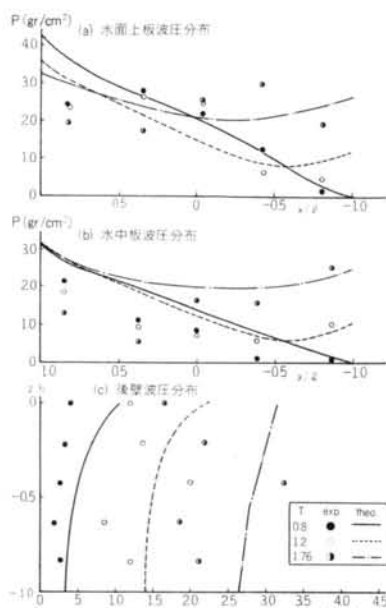


図-7 波圧分布に関する実験値と理論値との比較

るように選べれば、透過体内部での流出入に伴うエネルギー損失も有効に行なわれる場合には理論式の妥当性は十分認められる。また、図-6は透過体前面での水面波形の

時間的変動の1例について計算結果と実験結果を比較したものである。波高の測定は透過体前面約1cmのところで行なっているため、波が衝突して跳ね上がった水脈のようなものは記録されておらず、実験値は水位の実質部分の昇降全振幅を表している。図によると、実験波形には非線形性が認められ、波谷部分では実験値が理論値よりも小さくなっているが、逆に波峰部分では実験値の方が理論値よりも若干大きい傾向を示している。一方、消波堤の部材を構成している静水面上の板、静水面直下の水中板および遊水部後壁の最大平均波圧について理論値と実験値の比較を試みたのが図-7(a), (b), (c)である。まず、静水面上の板と水中板の波圧についてみる。縦軸は波圧値で、横軸は波圧計の取り付け位置を示し、半板長 l で無次元化したものである。波は $x/l=1.0$ から $x/l=-1.0$ の方向へ進行する。理論値は実験値より若干大きくなっているが、全般的には類似の傾向を示し比較的よく一致している。波圧の分布を詳細にみると、周期の短い $T=0.8$ sec. の場合、波は板前面に当たって砕けるため、波圧の値は板前面で大きく板後面で零となる三角分布になっている。しかし $T=1.2$ sec. になると、波のエネルギーが透過体部分を通して遊水部へ入り込むようになるため、波圧分布は三角分布から中くぼみを伴った台形分布へと移行している。こうした中くぼみの分布は、今回の実験に特有なものかどうかかわからないが、おそらく板前面や後面では板縁の影響で水粒子の乱れはかなり大きく、乱流状態になるため大きな波圧を生じるが、板中央付近では水粒子の回転運動は板によってかなり制御され、水平方向への流れが卓越するため板面直角な波圧は小さくなるものと思われる。さらに周期が長くなって $T=1.76$ sec. の波になると、透過体幅に比べて入射波長が大きくなるため波のエネルギーも奥深く入り込み、板全体にわたってほぼ一様な力が作用するようになる。このため、波圧分布は台形分布から一様分布へと変わっている。次に、後壁波圧についてみると、縦軸は計器の取り付け位置を示し、横軸は波圧の値を示す。図によると理論値と実験値は必ずしも一致していない。すなわち、波が透過体を通過する際のエネルギー損失はかなり大きいと考えられ、実験値は理論値よりも全般的に小さくなっている。またその波圧分布も、理論値が静水面から水底に向かって一様に減少する分布を示しているのに対して、実験値の分布は中間部分で極大値を示し、水底付近でもその影響を受けて若干大きくなる傾向を示している。

実用的な観点からは、この水平板から成る直立消波堤が実際の港湾に施工されているジャラン式孔あき消波堤と比較して、どの程度の消波効果をもつかということは

興味深い。図-8は、堤体全体幅がほぼ等しいこれら2つの消波堤の反射率について比較したものである。この場合、水平板式直立消波堤の構造形式は透過体部分が遊水部よりも大きくなっているのに対し、ジャラン式消波堤は透過体部分が薄く、大部分が遊水部から成っている。したがって、当然2つの消波堤の消波機構は異なる。図によると、ジャラン式消波堤の反射率は周期 $T=0.8 \text{ sec.}$ で水平式消波堤よりも大きくなっているものの、周期が大きくなるほど一様に減少しており、実験の範囲内では反射率は極小値を示していない。一方、水平板式消波堤の反射率は前述したように $T=1.5 \text{ sec.}$ で極小値をとり、 $T=1.8 \text{ sec.}$ ではジャラン式消波堤よりも大きくなっている。しかし、周期 $T=1.2 \sim 1.5 \text{ sec.}$ の範囲では両者はよく一致している。以上のことから、堤体全体幅の等しい水平板式消波堤とジャラン式消波堤の消波特性は、若干の相違があるものの反射率の値そのものには大差はなく、水平板式直立消波堤も実用に供せる可能性をもつものと考えられる。

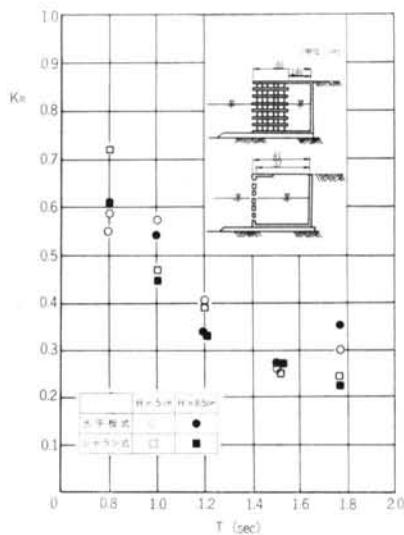


図-8 水平板式直立消波堤とジャラン式孔あき消波堤との比較

§ 4. 消波堤に作用する全体波力に関する実験

4.1 実験装置と実験方法

実験には、前述した長さ 30m、幅 0.9m、高さ 1m の 2 次元造波水路を使用した。堤体模型を 3 基製作し、透過体前面が造波板より 22m の位置になるように水路幅方向に並べて設置した。両側の 2 基はダミー模型で、マウンド上に固定し、測定模型との間隙は互いに接触するのを防ぐため約 1cm 程度あけた。全体波力の測定に使用した検力装置は、水平力と鉛直力を完全に分離して取り出すため、水平方向および鉛直方向にスライド可能な水平スライド軸と鉛直スライド軸により構成され、それぞれの端部には円形リングにストレインゲージを接着した検出器が取り付けられている。実験に先だち、検力装置のキャリブレーションを行なった結果、荷重とひずみの間には良好な直線性が保たれることを確認した。本実験の実験条件としては、模型の透過体幅 B_p を 40cm、遊水部幅 B_e を 33.5cm、堤脚水深 d を 36.5cm に保ち、入射波の波高および周期を 3 ~ 5 種類に変えて測定を行なった。

4.2 実験結果と考察

消波堤体に作用する水平波力は、透過体部と遊水部背後の不透過壁に位相差をもって作用するが、これを透過体部分が不透過な壁と仮定し、これにすべての水平波力

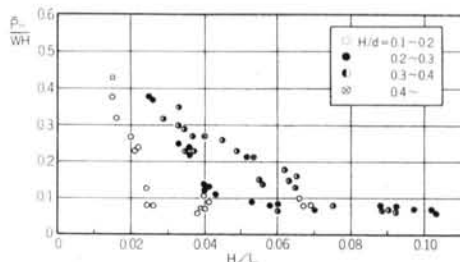


図-9 消波堤に作用する水平波力

が作用するものと考え、次式により平均波圧強度 \bar{p}_H を算定する。

$$\bar{p}_H = \frac{P_H}{B_* (d + 0.85H)} \quad \dots\dots (28)$$

ここで P_H は水平波力、 B_* は法線方向の堤体幅で、 $0.85H$ 静水面上の高さまで波圧が作用するものとする。一方、鉛直波力は個々の水平板に作用するものと、堤体の底版に作用するものの和と考えられるが、従来のケーソン堤と同じように堤体底版にすべての鉛直波力が作用するものと考え、堤体前趾で波圧強度 p_v 、後趾で零となる三角分布の波圧を仮定すれば、平均波圧強度 \bar{p}_v は次式により算出できる。

$$\bar{p}_v = \frac{2P_v}{(B_p + B_e) \cdot B_*} \quad \dots\dots (29)$$

ここで P_v は堤体全体に作用する鉛直波力である。図-9 は水平波力について、波高と堤脚水深の比 H/d をパラメータにして波力係数 \bar{p}_H/wH (w : 水の単位体積重量) と波形こう配 H/L の関係を示したものである。 \bar{p}_H/wH

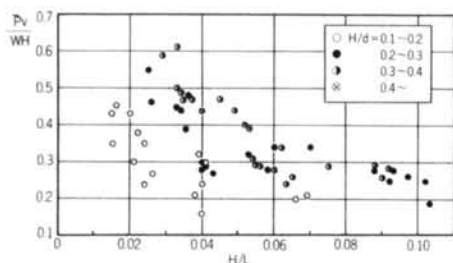


図-10 消波堤に作用する鉛直波力

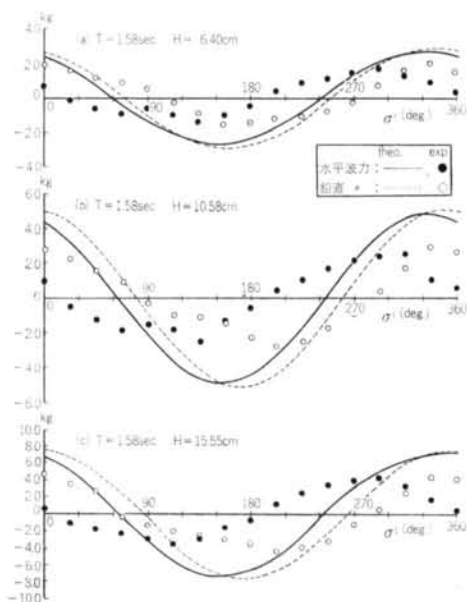


図-11 波力の時間変動に関する実験値と理論値との比較
 H/L が大きくなるほど減少し、 $H/L > 0.07$ では H/d に無関係に $\bar{p}_v/wH = 0.08$ になっている。しかし、 $H/L < 0.07$ の範囲では H/d によって傾向が異なり、 H/d が小さいほど H/L の小さい値で一定値に近づく。実験条件の違いがあるので一概にいえないが、一般にこれらの結果は従来のケーソン式混成堤や消波ブロック被覆堤⁸⁾などに比べて小さい傾向を示している。一方、図-10は鉛直波力について示したもので、縦軸は堤体前趾の平均波圧強度 \bar{p}_v を wH で割った無次元量である。この結果は水平波力の場合と同様な傾向を示しており、 H/L が大きくなるほど \bar{p}_v/wH は減少し $\bar{p}_v/wH \approx 0.2$ に漸近している。また H/d が小さいほど H/L の小さい値で \bar{p}_v/wH は一定値になっている。しかし、 H/d の小さい範囲について水平波力の場合と比較してみると、 H/L の増加に対する \bar{p}_v/wH の減少は \bar{p}_u/wH ほど急激になっていない。従来のケーソン式防波堤では、底版前趾の鉛直波圧強度は堤体下端の水平波圧強度に等しいと考えられ

ているが、本実験における両者の結果を比較してみると前趾波圧強度の方が大きくなっている。これは、水平波力が透過体部分に作用する波力と遊水部背後の鉛直壁に作用する波力の位相差により全体としては小さくなる傾向を示すのに比べ、鉛直波力は堤体底版に作用する力と水平板に作用する力がほぼ同時に作用するので、水平波力ほど小さくならないためと考えられる。次に、理論解析により求められる波力波形が実験から得られたものに比べて、どの程度類似しているかを調べた1例が図-11(a), (b), (c)である。実験の波力波形は波谷部分でかなり不規則になっており、最大値も理論結果の方が実験結果よりも若干大きくなっている。この相違は、理論解析モデルにおける種々の仮定条件あるいは透過体部分の抵抗係数の評価などによるものであろう。また、位相差について理論値と実験値を比較してみると、鉛直波力については両者は比較的よく一致しているが、水平波力については実験波形の方が理論波形よりも $50^\circ \sim 60^\circ$ 前後先行しているように見られる。

§ 5. 結論

本論文では、直立消波堤の一形式である水平板式直立消波堤について、その消波特性、部材に作用する波圧分布および消波堤全体に働く波力などを理論的、実験的に検討してきた。以下、得られた結果をまとめれば次のとおりである。

(1) 水平板式直立消波堤の反射率は、波形こう配や水深・波長比に対して顕著な変化を示さないが、遊水部幅・波長比が $0.05 \sim 0.06$ の範囲で反射率は最小になり、最適遊水部幅が存在する。

(2) 反射率に関する理論値は、微小振幅波の仮定が成り立ち、しかも遊水部により有効な消波効果が得られる場合には実験値とは比較的よく一致するが、波の非線形性が卓越したり、透過体前後でのエネルギー損失が卓越する場合には理論値の適合度は低下する。

(3) 水平板式直立消波堤の反射率は、ジャラン式孔あき消波堤と同程度の値を示し、消波特性の面からは十分実用化も可能である。

(4) 部材設計面から、水平板および遊水部背後の不透過壁の波圧分布について調べた結果、静水面上の板および水中板においては、周期の短い波に対して前面部で大きく後面部で零の三角分布を示すが、周期が大きくなると三角分布から中くぼみを伴った台形分布さらに一様分布へと移行する。一方、遊水部背後の後壁波圧は周期に関係

なく、極大点が静水面より下に現れる台形分布を示す。

(5)水平板式直立消波堤に作用する水平波力および鉛直波力は、従来のケーソン式混成堤や消波ブロック被覆堤に比べて小さくなっており、構造面からも経済的な防波堤になり得ることを示している。

(6)計算波力の最大値は、水平波力および鉛直波力とも実験値よりも若干大きくなり、設計面からは安全側に評価する傾向にある。また位相差について比較すると、鉛直波力については比較的よく一致しているが、水平波力

の実験波形は理論波形よりも若干先行している。

今後、水平板式直立消波堤の消波および波力特性に複雑に関係している諸因子について系統的な実験を行なうことにより、それらの関係を明らかにし直立消波堤としての実用化を図って行く予定である。

最後に、本研究は海洋開発部が中心になって実施してきたもので、当時の関係者各位に謝意を表するとともに実験に御協力して頂いた東海大学工学部水工研究室の諸先生方に感謝する次第であります。

<参考文献>

- 1) G. E. Jarlan: "A Perforated Vertical Wall Breakwater" Dock & Harbour Authority, Vol. XII, No. 486 (1961)
- 2) W. Marks & G. E. Jarlan: "Experimental Studies on a Fixed Perforated Breakwater" Proce. 11th Conf. on Coastal Eng. (1968)
- 3) E. P. Richey & C. K. Sollitt: "Wave Attenuation by Porous Breakwater" Journal of A. S. C. E. (1970, 8)
- 4) 井島・奥蘭・湯村・坂井: "遊水部をもつ直立消波堤と護岸" 第19回海岸工学講演会論文集 (1972)
- 5) 榎木・岩田: "多孔壁式鉛直消波岸壁の水理特性に関する2, 3の考察" 土木学会論文報告集 220号 (1973)
- 6) 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" 1971年度水工学に関する夏期研修会講義集・Bコース (1971)
- 7) 井島・奥蘭: "透過壁体の流体抵抗と直立消波防波堤への適用" 第22回海岸工学講演会論文集 (1975)
- 8) 谷本勝利: "混成防波堤に作用する波力について" 昭和51年度港湾技術研究所講演会講演集 (1976)

