

遊水部をもつ直立消波防波堤と護岸

井島武士*・奥蘭英明**・湯村やす**・坂井久雄**

1. はしがき

著者ら(1971)¹⁾は“透過性防波堤と護岸”につき、理論および実験によって波の反射と通過あるいは堤体に作用する波圧力などを検討したが、その結果波長の長い波に対しては、防波堤における通過率あるいは護岸における反射率は、透過堤体にかんがりの幅を与えなければ十分低下させることができないことがわかった。しかるに透過堤体の背後に適當幅の遊水部を設けると、波長の長い波に対しても反射率を著しく低下させることができ、全く波を通過させず、かつ反射率の低い特殊な機能をもつ防波堤が考えられ、また護岸としては傾斜護岸と同程度の反射率でかつ直立壁面をもつ構造のものが可能であることが予測された。

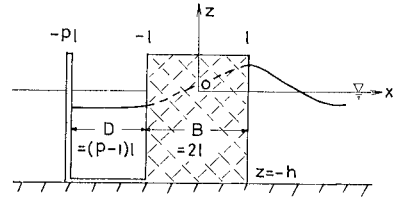
本論文ではまず簡単な長波近似理論によってその特性を調べ、次に長波を含む一般波に対する精密計算によりこれを確かめ、波長と水深および透過堤体幅により決まる最小反射率を与える遊水幅(これを最適遊水幅と呼ぶことにする)が存在することを示し、また堤体条件による水面波形の特徴、堤体に作用する波圧による水平力と揚圧力につきその特性を明らかにし、実験による反射率と堤体前面の水面変動量を理論値と比較し、妥当性を検証した。

なおここでは一様透過性の堤体について計算した結果を示したが、複数枚の水平版から成る透過堤の場合にも類似の傾向が見られることが理論的に示されるので、その場合の一部を示している。

2. 長波近似理論による解析

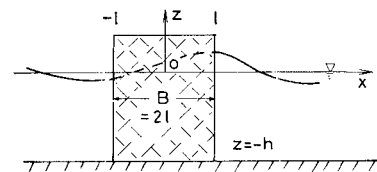
図-1に示すように静水面に原点0、水平および鉛直上方に x 軸と z 軸をとり、透過堤体は幅 $B=2l(|x| \leq l)$ 、遊水部は幅 $D(-l \geq x \geq -pl)$ で $x=-pl(p \geq 1)$ に不透透鉛直壁があり、水深は一定で h とする。流体域を堤外域I($x \geq l$)、堤内域II($|x| \leq l$)および遊水部III($-l \geq x \geq -(l+D)$)に分け、周期 T^* 、波長 L の波を考え、波長が水深に比べて十分に長く、長波理論に従がうものとする。

領域Iでは入射波と反射波の振幅を a および b とし、



Breakwater with Reservoir

図-1



Permeable Breakwater

図-2

水面波形を次式で与えるものとする。

$$\zeta_1(x;t) = a \cos(kx + \sigma t) + b \cos(kx - \sigma t + \varepsilon_1) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで $k=2\pi/L$ 、 $\sigma=2\pi/T^*$ 、 ε_1 は反射による位相変化を表わす。この水面波形に対応する流体の水平流速 u_1 は $\partial u_1 / \partial t = -g \partial \zeta_1 / \partial x$ (g は重力の加速度)の関係から次のようである。

$$u_1(x;t) = -\frac{gk}{\sigma} \{a \cos(kx + \sigma t) - b \cos(kx - \sigma t + \varepsilon_1)\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

なお波数 k と周波数 σ は、長波の仮定により $kh \ll 1$ であるから次の関係式で結ばれる。

$$\sigma^2 h / g = kh \tanh kh \approx (kh)^2 \quad \text{すなわち} \quad kh \approx (\sigma^2 h / g)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (3)$$

領域IIIでは $D \ll L$ であるから水面変動 ζ_3 は x に関係しないとし、振幅を c 、位相変化を ε_3 として次のように表わされる。

$$\zeta_3(t) = c \cos(\sigma t + \varepsilon_3) \quad \dots\dots\dots (4)$$

領域IIではDarcyの流れを仮定し、空げき率を V 、流速に比例する抵抗を μ 、流体密度を ρ とすると、運動方程式は次のようである。

$$\frac{1}{V} \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \mu u \quad \dots\dots\dots (5)$$

流体圧力 p は静水圧的で、右辺第1項の圧力勾配は次のように近似される。

* 正会員 工博 九州大学教授 工学部水工土木教室
** 九州大学助手 工学部水工土木教室

$$\partial p / \partial x = \rho g (\zeta_1(l; t) - \zeta_3(t)) / 2l \dots \dots \dots (6)$$

上式に式(1), (4)を用いて式(5)に代入して u に関する次の微分方程式を得る。

$$\frac{du}{dt} + V\mu u = A \cos \sigma t + B \sin \sigma t \dots \dots \dots (7)$$

ここで

$$A = \frac{agV}{2l} \{-\cos kl - R \cos(kl + \varepsilon_1) + T \cos \varepsilon_3\} \dots \dots \dots (8)$$

$$B = \frac{agV}{2l} \{-R \sin(kl + \varepsilon_1) + \sin kl - T \sin \varepsilon_3\} \dots \dots \dots (9)$$

$$R(\text{反射率}) = b/a, \quad T(\text{通過率}) = c/a$$

式(7)から水平流速 $u_2(t)$ は次のように求められる。

$$\left. \begin{aligned} R\{-m \cos(kl + \varepsilon_1) + \sin(kl + \varepsilon_1)\} + T(\nu \cos \varepsilon_3 + \sin \varepsilon_3) &= n \cos kl + \sin kl \\ R\{\cos(kl + \varepsilon_1) + m \sin(kl + \varepsilon_1)\} - T\{\cos \varepsilon_3 - \nu \sin \varepsilon_3\} &= -\cos kl + n \sin kl \\ R\{-\nu \cos(kl + \varepsilon_1) + \sin(kl + \varepsilon_1)\} + T(\nu \cos \varepsilon_3 + \gamma \sin \varepsilon_3) &= \nu \cos kl + \sin kl \\ R\{\cos(kl + \varepsilon_1) + \nu \sin(kl + \varepsilon_1)\} - T\{\gamma \cos \varepsilon_3 - \nu \sin \varepsilon_3\} &= -\cos kl + \nu \sin kl \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (13)$$

ここで

$$m = \nu + (1 + \nu^2) \frac{2kl}{V}, \quad n = \nu - (1 + \nu^2) \frac{2kl}{V}, \quad \gamma = 1 - \frac{1 + \nu^2}{V} \cdot \frac{D}{h} \cdot \frac{2l}{h} \cdot \frac{\sigma^2 h}{g} \dots \dots \dots (14)$$

式(13)を解いて R, T は次のように求められる ($\varepsilon_1, \varepsilon_3$ はここでは示さない)。

$$R = \left[\frac{(K_0 + K_2)^2 + (S_2 - S_0)^2}{(K_0 + K_1)^2 + (S_1 - S_0)^2} \right]^{1/2} \dots \dots \dots (15)$$

$$T = \frac{4(1 + \nu^2)^2(1 + m^2)^{1/2} \cdot kl/V}{[(1 + \nu^2)(\nu - m) - \nu(1 - \gamma)(1 + m^2)]^2 + [(1 + \nu^2)(1 + m\nu) - (\gamma + \nu^2)(1 + m^2)]^2]^{1/2}} \dots \dots \dots (16)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} K_0 &= \nu(1 + \nu^2)(\gamma - 1), & K_1 &= (\nu - m)(\gamma^2 + \nu^2), & K_2 &= (\nu - n)(\gamma^2 + \nu^2) \\ S_0 &= (1 + \nu^2)(\gamma + \nu^2), & S_1 &= (1 + m\nu)(\gamma^2 + \nu^2), & S_2 &= (1 + n\nu)(\gamma^2 + \nu^2) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (17)$$

たとえば

$$\sigma^2 h/g = 0.25, \quad 2l/h = 1.50, \quad V = 0.5, \quad \mu/g = 2.0 \dots \dots \dots (18)$$

の場合は, 式(3)から $kh = 0.50$ で, 式(15), (16)は次のようになる。

$$\begin{aligned} R &= \sqrt{\frac{2 - 3d + 1.25d^2}{2 - 3d + 4.25d^2}}, \\ T &= \frac{2}{(1 + 2.5d + 2.125d^2)^{1/2}}, \\ d &= D/h \dots \dots \dots (19) \end{aligned}$$

上式から $R(d=0)=1.0$, $R(d \rightarrow \infty)=0.543$, また $d=1.27$ で $R_{\min}=0.19$ となり, 遊水幅が水深の約1.3倍のとき最小反射率を示すことがわかる。一方 T は d について単調減少である。式(18)の条件で $2l/h=B/h=0.5, 1.0, 1.5$ の場合を, D/h の代りに $D/B=(D/h)(h/2l)$ を変数として反射率を示すと図-3の破線に示すようである(図では R の代りに K_R として示している), 透過堤体の幅に応じて最小反射率を示す遊水幅があることがわかる。同様に $2l/h=1.50$ のときの T を示すと図-4の破線のようなである。

$$\begin{aligned} u_2(t) &= \frac{\nu A/\sigma - B/\sigma}{1 + \nu^2} \cos \sigma t + \frac{A/\sigma + \nu B/\sigma}{1 + \nu^2} \sin \sigma t \\ \nu &= V\mu/\sigma \dots \dots \dots (10) \end{aligned}$$

以上の3領域の運動に対して次の力学条件が成り立たねばならない。

(i) $x=l$ を通る流体の mass flux の連続性から

$$u_1(l; t) = u_2(t) \dots \dots \dots (11)$$

(ii) $x=-l$ を通る領域IIからIIIへの mass flux は領域IIIの流体質量増加に等しいから

$$D \partial \zeta_3 / \partial t = -h u_3(t) \dots \dots \dots (12)$$

($x=\pm l$ での energy flux の連続性は流体圧力の静水圧性から常に維持されている)

上式(11), (12)に式(2), (4), (10)を代入し $\cos \sigma t$ と $\sin \sigma t$ の係数を等置して $R, T, \varepsilon_1, \varepsilon_3$ に関する次の連立方程式を得る。

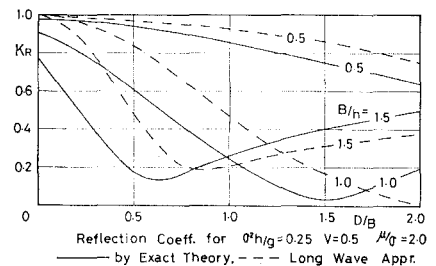


図-3

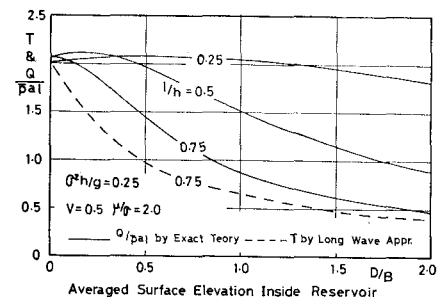


図-4

比較のため 図-2 のように透過堤だけの防波堤について同様の長波近似による解析を行なうと反射率 R と通過率 T (通過波と入射波の振幅比) は次のように求められる。

$$R = \left[\frac{\{(1+\nu^2)(\nu-m) - (1+m^2)(\nu-n)\}^2 + \{(1+\nu^2)(1+m\nu) - (1+m^2)(1+n\nu)\}^2}{\{(\nu-m)^2(2+m^2+\nu^2)^2 + (1+m\nu)^2(m^2-\nu^2)^2\}} \right]^{1/2} \dots\dots\dots (20)$$

$$T = (1+\nu^2) \left[\frac{(m-n)^2 + m^2(m-n)^2 \sin^2 kl + m^2 n^2 \cos^2 kl + 2m^2(m-n) \cos kl \sin kl}{(\nu-m)^2(2+m^2+\nu^2)^2 + (1+m\nu)^2(m^2-\nu^2)^2} \right]^{1/2} \dots\dots\dots (21)$$

式 (18) と同じ条件で計算すると $R=0.669$ および $T=0.324$ となる。すなわち遊水部をもつ防波堤では、最適遊水幅を与えることにより、遊水部のない透過堤の 1/3 以下の反射率となり、背後の不透過壁のため防波堤としての通過率はもちろん 0 となる。

3. 一般波理論による精密解析

(1) 流体運動の確定

前記長波の仮定を取り除き、各流体域に対して速度ポテンシャル $\Phi_i(x, z; t) = \phi_i(x, z)e^{i\omega t}$ ($i=1, 2, 3$) を仮定すると $\phi_i(x, z)$ は次の Laplace の方程式を満足する。

$$\partial^2 \phi_i / \partial x^2 + \partial^2 \phi_i / \partial z^2 = 0 \quad (i=1, 2, 3) \dots\dots\dots (22)$$

各領域の水面条件と水底条件およびそれらを満足する上式の一般解は以下のようである。

(i) 領域 I ($\infty > x \geq l$)

水面条件と水底条件は次のようである。

$$\begin{aligned} z=0 \quad & \partial \phi_1 / \partial z = \sigma^2 \phi_1 / g; \\ z=-h \quad & \partial \phi_1 / \partial z = 0 \end{aligned} \dots\dots\dots (23)$$

これに対する ϕ_1 は次のようである。

$$\begin{aligned} \phi_1(x, z) = & (Ae^{ik(x-l)} + Be^{-ik(x-l)}) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-k_n(x-l)} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \end{aligned} \dots\dots\dots (24)$$

ここで A, B, C_n はそれぞれ入射波、反射波および散乱波を表す複素定数で、 k および k_n は次式で決まる固有値である。

$$\begin{aligned} kh \tanh kh = & -k_n h \tan k_n h = \sigma^2 h / g \\ (n=1, 2, 3, \dots) \end{aligned} \dots\dots\dots (25)$$

この運動による水面変動 ζ_1 と静水圧を除いた流体圧力 p_1 は式 (24) により次のように与えられる。

$$\begin{aligned} \zeta_1(x; t) = & -i \frac{\sigma}{g} \phi_1(x, 0) e^{i\omega t} \\ p_1(x, z; t) = & -i \rho \sigma \phi_1(x, z) e^{i\omega t} \end{aligned} \dots\dots\dots (26)$$

(ii) 領域 III ($-l \leq x \leq -pl$)

水面と水底の条件は式 (23) と同じであるが、 $x=-pl$ では水平流速が 0 であるため $\partial \phi_3 / \partial x = 0$ の条件が入り、式 (24) を変形して ϕ_3 は次のようになる。

$$\begin{aligned} \phi_3(x, z) = & F \frac{\cos k(x+pl)}{\cos \bar{p} kl} \cdot \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} G_n \frac{\cosh k_n(x+pl)}{\cosh \bar{p} k_n l} \cdot \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h}, \\ \bar{p} = & 1-p \end{aligned} \dots\dots\dots (27)$$

ここで F および G_n は複素定数で、水面変動 ζ_3 と流体圧力は式 (26) と同じ形で ϕ_3 により与えられる。

(iii) 領域 II ($|x| \leq l$)

空げき率 V , 抵抗 μ の透過堤内域で Darcy の流れを仮定すると、水面と水底での境界条件は次のようである。

$$\begin{aligned} z=0 \quad & \partial \phi_2 / \partial z = \left(1 - i \frac{V\mu}{\sigma}\right) \frac{\sigma^2 \phi_2}{g}; \\ z=-h \quad & \partial \phi_2 / \partial z = 0 \end{aligned} \dots\dots\dots (28)$$

これに対する ϕ_2 は次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \phi_2(x, z) = & \sum_{r=0}^{\infty} \left(D_r \frac{\cos \bar{k} r x}{\cos \bar{k} r l} + E_r \frac{\sin \bar{k} r x}{\sin \bar{k} r l} \right) \\ & \frac{\cosh \bar{k} r (z+h)}{\cosh \bar{k} r h} \end{aligned} \dots\dots\dots (29)$$

ここで D_r, E_r は複素定数、 $\bar{k} r$ は次式により決まる複素数固有値である。

$$\begin{aligned} \bar{k} r h \tanh \bar{k} r h = & \left(1 - i \frac{\mu V}{\sigma}\right) \frac{\sigma^2 h}{g} \\ (r=0, 1, 2, \dots) \end{aligned} \dots\dots\dots (30)$$

($V=0.5, \mu/\sigma=2.0$ としたときの種々の $\sigma^2 h/g$ に対する $\bar{k} r h$ の数値例は“井島他(1971)”¹¹⁾ に示されている。) 式 (29) の ϕ_2 により、堤体内域の水面変動 ζ_2 と流体圧力 p_2 は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} \zeta_2(x; t) = & -i \frac{\sigma}{g} \phi_2(x, 0) e^{i\omega t} \\ p_2(x, z; t) = & -i \rho \sigma \phi_2(x, z) e^{i\omega t} \end{aligned} \dots\dots\dots (31)$$

以上の各領域の速度ポテンシャルは、 $x=\pm l$ で力学的な連続条件すなわち mass flux と energy flux が連続であるように接続しなければならない。したがって次の条件が成立すべきである。

$$\begin{aligned} x=l \quad & \partial \phi_1 / \partial x = \partial \phi_2 / \partial x \quad \text{および} \\ & \phi_1 = \phi_2 \end{aligned} \dots\dots\dots (32)$$

$$\begin{aligned} x=-l \quad & \partial \phi_3 / \partial x = \partial \phi_2 / \partial x \quad \text{および} \\ & \phi_3 = \phi_2 \end{aligned} \dots\dots\dots (33)$$

なお式 (31)~(33) で

$$\beta = \left(1 - i \frac{V\mu}{\sigma}\right) / V \dots\dots\dots (34)$$

式 (32), (33) に式 (24), (27), (29) を代入すると次の関係式を得る。

$$\left. \begin{aligned}
 (A-B) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + i \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{k_n \cos k_n(z+h)}{k \cos k_n h} &= i \sum_{r=0}^{\infty} (D_r \tan \bar{k}_r l - E_r \cot \bar{k}_r l) \frac{\bar{k}_r \cosh \bar{k}_r(z+h)}{k \cosh \bar{k}_r h} \\
 F \tan \bar{p} k l \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} - \sum_{n=1}^{\infty} G_n \tanh \bar{p} k n l \frac{k_n \cos k_n(z+h)}{k \cos k_n h} \\
 &= - \sum_{r=0}^{\infty} (D_r \tan \bar{k}_r l + E_r \cot \bar{k}_r l) \frac{\bar{k}_r \cosh \bar{k}_r(z+h)}{k \cosh \bar{k}_r h} \\
 (A+B) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} &= \beta \sum_{r=0}^{\infty} (D_r + E_r) \frac{\cosh \bar{k}_r(z+h)}{\cosh \bar{k}_r h} \\
 F \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} G_n \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} &= \beta \sum_{r=0}^{\infty} (D_r - E_r) \frac{\cosh \bar{k}_r(z+h)}{\cosh \bar{k}_r h}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots (35)$$

ここで関数系 $\cosh k(z+h)$, $\cos k_n(z+h)$ ($n=1, 2, 3, \dots$) の直交性を利用し, 上式各項に $\cosh k(z+h)$, または $\cos k_n(z+h)$ を乗じ, z につき $-h$ から 0 までの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 を消去し

$$\left. \begin{aligned}
 \lambda_0 = kh, \quad \lambda_n = k_n h, \quad \bar{\lambda}_r = \bar{k}_r h, \quad N_0 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\lambda_0}{\sinh 2\lambda_0} \right) \\
 N_n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\lambda_n}{\sinh 2\lambda_n} \right), \quad d_r = \frac{V\mu/\sigma}{2N_0} \cdot \frac{D_r}{A}, \quad e_r = \frac{V\mu/\sigma}{2N_0} \cdot \frac{E_r}{A}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots (36)$$

とおくと, d_r と e_r に関する次の連立方程式を得る。

$$\sum_{r=0}^{\infty} \frac{1}{1 - (\bar{\lambda}_r/\sigma_0)^2} \left\{ \left(\frac{\bar{\lambda}_r}{\lambda_0} \tan \bar{k}_r l - i\beta \right) d_r - \left(\frac{\bar{\lambda}_r}{\lambda_0} \cot \bar{k}_r l + i\beta \right) e_r \right\} = -1 \quad \dots\dots (37)$$

$$\sum_{r=0}^{\infty} \frac{1}{1 - (\bar{\lambda}_r/\lambda_0)^2} \left\{ \left(\frac{\bar{\lambda}_r}{\lambda_0} \tan \bar{k}_r l + \beta \tan \bar{p} k l \right) d_r + \left(\frac{\bar{\lambda}_r}{\lambda_0} \cot \bar{k}_r l - \beta \tan \bar{p} k l \right) e_r \right\} = 0 \quad \dots\dots (38)$$

$$\sum_{r=0}^{\infty} \frac{1}{1 + (\bar{\lambda}_r/\lambda_n)^2} \left\{ \left(\frac{\bar{\lambda}_r}{\lambda_n} \tan \bar{k}_r l - \beta \right) d_r - \left(\frac{\bar{\lambda}_r}{\lambda_n} \cot \bar{k}_r l + \beta \right) e_r \right\} = 0, \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad \dots\dots (39)$$

$$\sum_{r=0}^{\infty} \frac{1}{1 + (\bar{\lambda}_r/\lambda_n)^2} \left\{ \left(\frac{\bar{\lambda}_r}{\lambda_n} \tan \bar{k}_r l - \beta \tanh \bar{p} k n l \right) d_r + \left(\frac{\bar{\lambda}_r}{\lambda_n} \cot \bar{k}_r l + \beta \tanh \bar{p} k n l \right) e_r \right\} = 0, \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad \dots\dots (40)$$

適当な n と r の有限値について上式を解いて d_r と e_r が求められると, D_r/A , E_r/A および B/A , F/A , C_n/A , G_n/A は次のように決る。

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{D_r}{A} = \frac{2N_0}{V\mu/\sigma} \cdot d_r, \quad \frac{E_r}{A} = \frac{2N_0}{V\mu/\sigma} \cdot e_r, \quad \frac{B}{A} = -1 + 2i\beta \sum_{r=0}^{\infty} \frac{d_r + e_r}{1 - (\bar{\lambda}_r/\lambda_0)^2} \\
 \frac{F}{A} = 2i\beta \sum_{r=0}^{\infty} \frac{d_r - e_r}{1 - (\bar{\lambda}_r/\lambda_0)^2}, \quad \frac{C_n}{A} = 2i\beta \frac{N_0}{N_n} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{d_r + e_r}{1 + (\bar{\lambda}_r/\lambda_n)^2}, \quad \frac{G_n}{A} = 2i\beta \frac{N_0}{N_n} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{d_r - e_r}{1 + (\bar{\lambda}_r/\lambda_n)^2}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots (41)$$

入射波を $\zeta_i = a \cos(kx + \sigma t)$ とすると $A = ie^{ikl}ag/\sigma$ であるから, 上式により各領域の速度ポテンシャル, したがって流体運動が確定する。

(2) 力学的諸量

上記の速度ポテンシャルによって, 遊水部をもつ防波堤または護岸に関する諸量を次のように求めることができる。

(i) 反射率 K_R は式 (41) から次のようになる。

$$K_R = |B/A| = \left| -1 + 2i\beta \sum_{r=0}^{\infty} \frac{d_r + e_r}{1 - (\bar{\lambda}_r/\lambda_0)^2} \right| \quad \dots\dots (42)$$

また遊水部内の水量変化 Q (水面変動 ζ_3 の $-l > x > -pl$ にわたる積分値) による平均水位 $Q/\bar{p}al$ を透過率 K_T とすると

$$K_T = Q/\bar{p}al = \int_{-pl}^{-l} |\zeta_3(x, t)| dx / \bar{p}al \quad \dots\dots (43)$$

(ii) 各領域の水面波形 $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3$ は式 (26) と (31) から次式の実数部で与えられる。

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{\zeta_1(x; t)}{a} &= \left[e^{ik(x-l)} + \frac{B}{A} e^{-ik(x-l)} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n}{A} e^{-k_n(x-l)} \right] e^{i(kl + \sigma t)} \\
 \frac{\zeta_2(x; t)}{a} &= \beta \sum_{r=0}^{\infty} \left(\frac{D_r}{A} \cdot \frac{\cos \bar{k}_r x}{\cos \bar{k}_r l} + \frac{E_r}{A} \frac{\sin \bar{k}_r x}{\sin \bar{k}_r l} \right) e^{i(kl + \sigma t)} \\
 \frac{\zeta_3(x; t)}{a} &= \left[\frac{F}{A} \frac{\cos k(x+pl)}{\cos \bar{p} k l} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{G_n}{A} \frac{\cosh k_n(x+pl)}{\cosh \bar{p} k n l} \right] e^{i(kl + \sigma t)}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots (44)$$

(iii) 透過堤体部に作用する水平力 $P_H^{(1)}$ は式 (31) から次のようである。

$$\frac{P_H^{(1)}}{\rho g a h} = \int_{-h}^0 (p_2(l) - p_2(-l)) dz / \rho g a h = 2\beta^2 V \frac{\sigma^2 h}{g} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1}{\bar{\lambda}_r^2} \cdot \frac{E_r}{A} e^{i(kl + \sigma t)} \quad \dots\dots (45)$$

同様に遊水部鉛直壁体 ($x = -pl$) に作用する水平力 $P_H^{(2)}$ は

$$\frac{P_H^{(2)}}{\rho g a h} = \frac{\sigma^2 h}{g} \left[\frac{1}{\lambda_0^2 \cos \bar{p} k l} \frac{F}{A} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_n^2 \cosh \bar{p} k n l} \cdot \frac{G_n}{A} \right] e^{i(kl + \sigma t)} \quad \dots\dots (46)$$

透過堤体が一体のときは全体に対する水平力 P_H は上式の和として計算される。

(iv) 透過堤体部分に作用する揚圧力 $P_V^{(1)}$ は次のようである。

$$\frac{P_V^{(1)}}{2\rho gal} = \int_{-l}^l \frac{p_2(-h) - p_2(0)}{2\rho gal} dx = \beta \sum_{r=0}^{\infty} \left(\frac{1}{\cosh \bar{\lambda}_r} - 1 \right) \cdot \frac{\tan \bar{k}rl}{\bar{k}rl} \cdot \frac{D_r}{A} e^{i(kl+ot)} \quad (47)$$

透過堤体と鉛直壁体が底部床版により一体化されているときは、solid な一般直立防波堤と同様に、床版前端 ($x=l, z=-h$) では圧力 $p_2(l, -h)$ 、後端 ($x=-pl$) では圧力 0 の三角形分布の揚圧力 $P_V^{(2)}$ が床版下面に上向きに作用し、その値は次のようである。

$$\frac{P_V^{(2)}}{\rho ga(p+1)l} = \frac{1}{2} \beta \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1}{\cosh \bar{\lambda}_r} \left(\frac{D_r}{A} + \frac{E_r}{A} \right) e^{i(kl+ot)} \quad (48)$$

これに対し透過堤体の上面 ($|x| \leq l, z=0$) に下向きに作用する圧力 $P_V^{(3)}$ と遊水部床版の上面 ($-pl > x > -l, z=-h$) に下向きに作用する圧力 $P_V^{(4)}$ は次のようである。

$$\frac{P_V^{(3)}}{2\rho gal} = \int_{-l}^l \frac{p_2(x, 0)}{2\rho gal} dx = \beta \sum_{r=0}^{\infty} \frac{\tan \bar{k}rl}{\bar{k}rl} \cdot \frac{D_r}{A} e^{i(kl+ot)} \quad (49)$$

$$\frac{P_V^{(4)}}{\rho gal} = \int_{-pl}^{-l} \frac{p_2(x, -h)}{\rho gal} dx = \left[\frac{\tan \bar{p}kl}{kl \cosh \lambda_0} \frac{F}{A} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tanh \bar{p}knl}{knl \cos \lambda_n} \frac{G_n}{A} \right] e^{i(kl+ot)} \quad (50)$$

ゆえに一体化された堤全体に作用する全揚圧力 P_V は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{P_V}{\rho ga(p+1)l} &= \frac{P_V^{(2)} - P_V^{(3)} - P_V^{(4)}}{\rho ga(p+1)l} \\ &= \left[\frac{\beta}{2} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1}{\cosh \bar{\lambda}_r} \left(\frac{D_r + E_r}{A} \right) - \frac{1}{p+1} \left\{ 2\beta \sum_{r=0}^{\infty} \frac{\tan \bar{k}rl}{\bar{k}rl} \frac{D_r}{A} + \frac{\tan \bar{p}kl}{kl \cosh \lambda_0} \frac{F}{A} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tanh \bar{p}knl}{knl \cos \lambda_n} \frac{G_n}{A} \right\} \right] e^{i(kl+ot)} \quad (51) \end{aligned}$$

(3) 計算結果と考察

$V=0.5$, $\mu/\sigma=2.0$ とし、式 (37)~(40) で r および n を 10 まで取って $\sigma^2 h/g=0.25, 0.5, 1.0, 2.0$, $l/h=0.25, 0.375, 0.50, 0.625, 0.75$ の場合を計算した結果につき考察すると次のようである。

a) 長波近似理論値との比較

式 (42) による反射率 K_R を $\sigma^2 h/g=0.25$ の場合につき示すと図-3 の実線のようになり、長波近似の方法でもほぼこの精密計算と類似の結果を与えることがわかる。また式 (43) による K_T を示すと図-4 の実線のように、長波近似はやや過小の値を与えることがわかる。また参考のため式 (45), (46) による $P_H^{(1)}$ と $P_H^{(2)}$ およびその和 P_H を示すと図-5 の実線のように、破線に示す長波近似の結果は類似の傾向を示している。このように $\sigma^2 h/g$ が小さいときは長波近似理論は傾向的に正しい性質を示すが、必ずしも十分満足ではなく、特に波長が短い場合については不明であるから、一般波理論によって考察する必要がある。

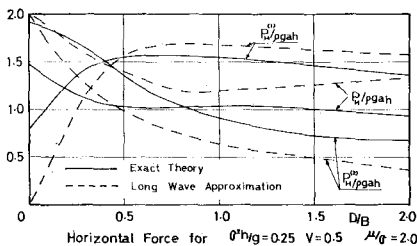


図-5

b) 波長による最小反射率の変化

波長の長い波に対する遊水部効果は、その最適幅において最小反射率を示すことにあるが、波長の短い波について効果を見るために、 $l/h=0.50$ の場合 $\sigma^2 h/g=0.25, 0.50, 1.0, 2.0$ について反射率を示すと図-6 のように、 $\sigma^2 h/g=2.0$ に対しては反射率は 0.4 を中心として変化するだけで、小さい $\sigma^2 h/g$ に対するような最小値を示さない。すなわちこのような短い波長に対しては遊水部は効果がないことになる (図-6 では $D/B=(p-1)/2$)

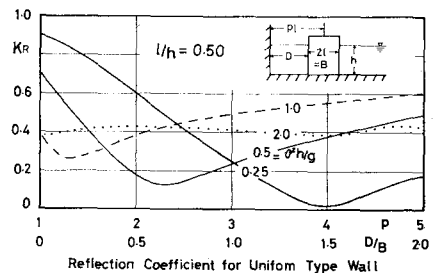


図-6

の関係により、横軸を p と D/B で示しているが、以下多くは p で示すことにする)。一方 $\sigma^2 h/g \leq 1.0$ の波に対しては波長が長くなるとともに最小反射率が現われ、 D/B の大きい方に移るとともに値が小さくなる。すなわち波長が長くなると最適遊水幅は広くなるが、消波効果は良くなることになる。

c) 透過堤体の幅による反射率の変化

$\sigma^2 h/g=0.25$ と 1.0 について種々の l/h に対する反射

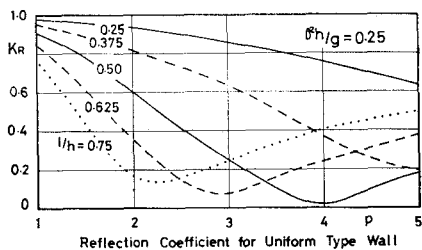


図-7(a)

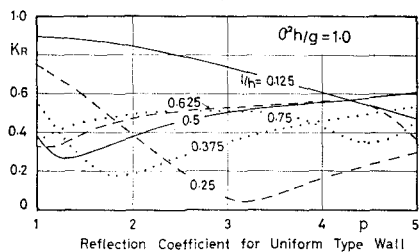


図-7(b)

率の変化を示すと 図-7(a), (b) のようで, l/h が大きいほど最適遊水幅は狭くなるが最小反射率は大きくなり, ついには遊水部効果が消えることがわかる (図-7(b) の $l/h=0.75$ の場合これが明らかである)。

上述の b), c) の性質は, 波長の短い波は大部分透過堤体のために反射し, 遊水部内の流体との連成運動による有効なエネルギー消費がないため遊水幅の変化による反射率の変化が少なく, したがって最小反射率は現われず, 同様に透過堤体の幅があまりに広くなると, その反射が大きくなり遊水部の効果は現われなくなり, 反対に堤体幅があまりに狭くなると背後の不透過壁による反射効果が大きくなり遊水部効果が現われ難いことを意味している。

図-7(a) から $\sigma^2 h/g=0.25$ の場合 D/B および B/h に関して反射率の contour を示すと 図-8 のようになり, 既述の事柄が容易に理解される。

d) 透過堤体前面の水面変動量

$\sigma^2 h/g=0.25$ について種々の l/h に対して式 (44) の第2式から透過堤体前面の水面変動量の最大値 $|\xi_s(l)/a|$ を示すと 図-9 のようである。図-7(a) と対比するとおのおの l/h に対して最適遊水幅で $|\xi_s(l)/a|$ が最小と

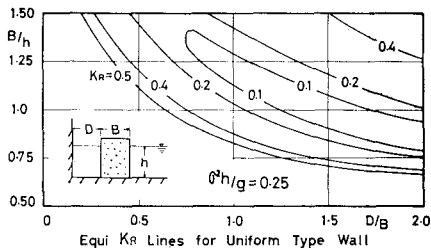


図-8

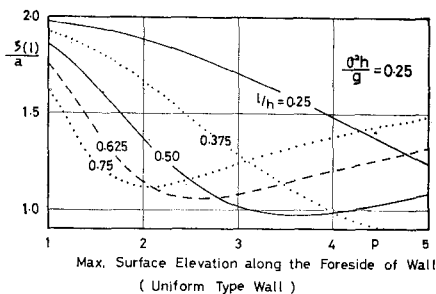


図-9

なることがわかる。solid な直立堤ではこの値は 2.0 であるから, 同じ天端高の最適遊水幅をもつ防波堤または護岸では, 越波がかなり少なくなる可能性のあることがわかる。

e) 水面波形

$\sigma^2 h/g=0.25$, $2l/h=1.50$ の場合 $p=1, 2, 3$ に対する水面波形を式 (44) により $\sigma t=0^\circ(0)$, $30^\circ(1)$, $60^\circ(2)$ $330^\circ(11)$ につき示すと 図-10(a), (b), (c) のようである。 $p=1$ の場合は遊水部がなく透過堤と鉛直壁は接している。反射率は 0.75 で透過堤中心 ($x=0$) から約 $1/4$ 波長に節があり, solid な鉛直壁による反射と似ているが, 透過堤内域 ($|x/l| < 1$) では空隙と抵抗のため水面変

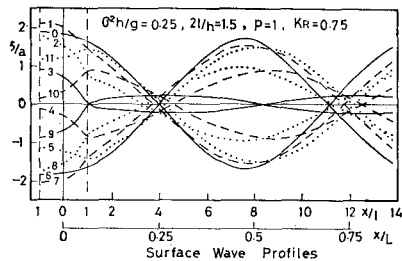


図-10(a)

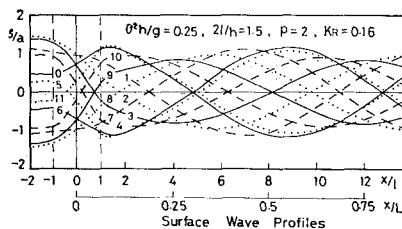


図-10(b)

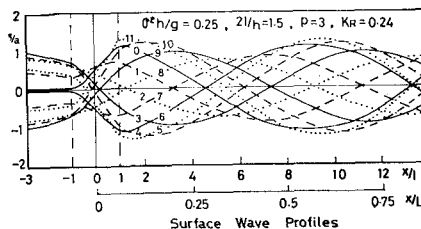


図-10(c)

動は前面水位よりも位相が約 30° おくれている。 $p=2$ の場合はほぼ最小反射率を示す場合で腹と節の位置は明らかでない。遊水部内の水位と前面水位とは約 80° ($1/4$ 周期) の位相差を示し、後者がほぼ最高または最低のとき前者は静水位に近い。 $p=3$ の場合は再び反射率が大きくなり、節は透過堤中心から約 0.35 波長に現われ、遊水内水位と前面水位との位相差は約 120° ($1/3$ 周期) に増加している。このように堤前面の節の位置が遊水幅の広さとともに変動することと、前面水位と遊水内水位の位相差の大きいことが、この型の防波堤の本質的な特性であって、後述する水平力と揚圧力の間の位相差と関連し、遊水部のもつ著しい効果の一つと考えられるのである。

f) 水平力と揚圧力

上記の条件で $p=2$ の場合について、透過堤体と鉛直壁に作用する水平力 $P_H^{(1)}$ と $P_H^{(2)}$ およびその和 P_H を式(45)、(46)で、また透過堤体と、底部床版で一体化された場合に作用する揚圧力 $P_V^{(1)}$ と P_V を式(47)、(51)で計算し、その時間変化を示すと図-11 のようである。水平力 $P_H^{(1)}$ は堤体内域の水面勾配にほぼ比例し、その極大は $ot \approx 300^\circ$ で現われ、図-10(a)の水面波形 10 と対応している。このときは遊水内の水位は静水面以下にあって水平力 $P_H^{(2)}$ は $P_H^{(1)}$ と反対向き(負)で、したがって全水平力 P_H は $P_H^{(1)}$ より小さく

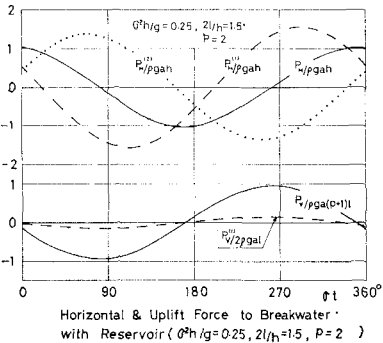


図-11

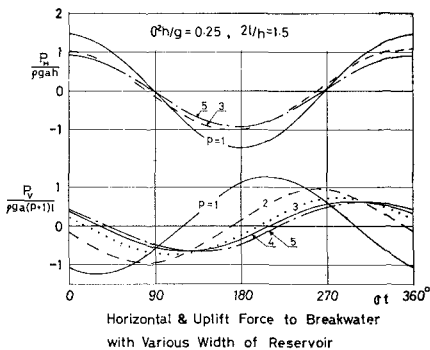


図-12

$ot \approx 350^\circ$ で極大となる。このように $P_H^{(1)}$ と $P_H^{(2)}$ とは遊水部の存在により、約 120° の位相差をもって互にほぼ相殺するような関係となり、防波堤体全体に対する全水平力を減少させることとなる。

透過堤体部分に作用する揚圧力 $P_V^{(1)}$ は水平力 $P_H^{(1)}$ に比べて約 $1/10$ 程度にすぎないが、床版により一体化した場合の全揚圧力 P_V の最大値は solid な直立堤に対する場合と同程度になるが、図-11 からわかるように両者は約 90° の位相差をもち、水平力が極値のとき揚圧力はほぼ 0、揚圧力の極値では水平力がほぼ 0 という関係にあって、堤体全体の安定性に対する揚圧力の影響はきわめて小さいことになる。

同じ条件で種々の p について全水平力 P_H と揚圧力 P_V の変化を示すと図-12 のようで、遊水部のない場合 ($p=1$) と比べて両者の位相関係はかなり異なり、最適遊水幅に対して位相差が 90° に最も近く、上記の特性が強いことがわかる。

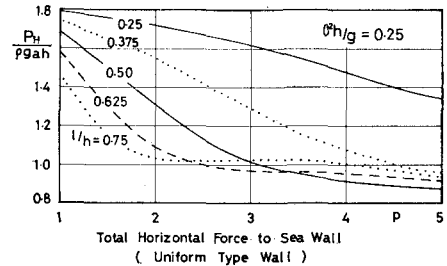


図-13(a)

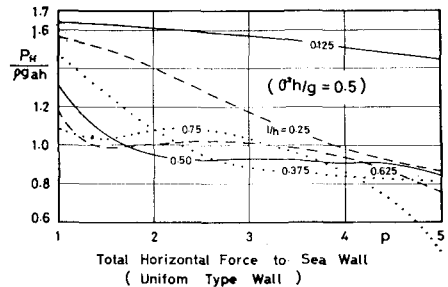


図-13(b)

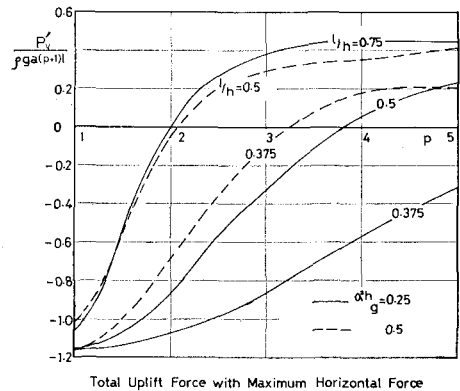


図-14

$\sigma^2 h/g = 0.25, 0.50$ に対する種々の l/h と p に対する全水平力の最大値は 図-13(a), (b) に示すようで、この最大値が現われるときの全揚圧力を示すと 図-14 のようである(この図で負の値は水平力が正の最大値すなわち波の進行方向に最大となったとき、全揚圧力は下向きであることを意味する)。

4. ま と め

以上のような長波近似理論と一般波理論による、遊水部をもつ防波堤または護岸の特性をまとめると次のようである。

(i) 波長の長い波に対しては波長と水深および透過堤体の幅に対応して反射率を最小ならしめる最適遊水幅が存在し、反射率は $0.2 \sim 0.3$ 程度まで低下する。そして波長が長い程最適遊水幅は広がるが、反射率は小さくなる。

(ii) 波長の短い波に対しては最適遊水幅の存在は不明確となり、遊水部は波長の長い波ほど有効である。

(iii) 透過堤体の幅が広いときは最適遊水幅は狭く、堤体幅が狭いときは反対である。しかしあまりに広いかまたは狭いときは遊水部の効果は現われない。

(iv) 堤前面の水面上昇量は最適遊水幅に対してはほぼ最小となり、solid な直立堤の場合よりかなり小さくなる。

(v) 遊水部内と堤前面の水位変動には本質的な位相の差があり、透過堤体部に作用する水平力と鉛直壁体に作用する水平力はほぼ相殺することとなり、両者を一体化した場合の全水平力は前者に対する最大値より小さくなり、最適遊水幅をもつ場合は、solid な直立堤に作用する水平力の $1/2$ 程度となる。

(vi) 床版により透過堤体と鉛直壁体を一体化した場合の全揚圧力は、最適遊水幅の場合、全水平力と約 90° の位相差をもつため、揚圧力の極値は水平力がほぼ 0 のとき、また水平力の極値は揚圧力の 0 のとき現われ、揚圧力は堤全体の安定にはほとんど影響しない。

5. む す び

以上の取扱いでは、透過堤体内の流れを Darcy の流れで抵抗は流速に比例すると仮定し、その係数を一定で $\mu/\sigma = 2.0$ としている。この点は尚検討の余地があるか

と思われるが、著者ら (1971)¹⁾ の研究の結果はほぼ妥当と認められるもので、後述する実験例もそれを示唆している。またここでは一様な透過性をもつ堤体について述べたが、図-

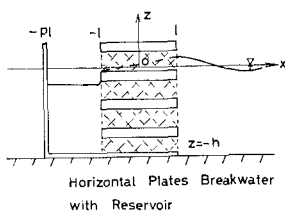


図-15

15 のような水平板またはある厚さの壁に水平な孔を多数設けたような堤体でも類似の理論および実験結果を得

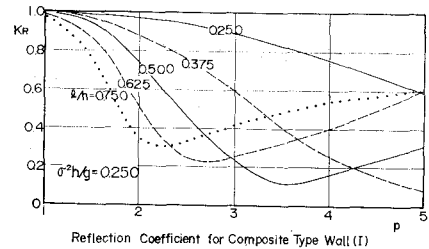


図-16

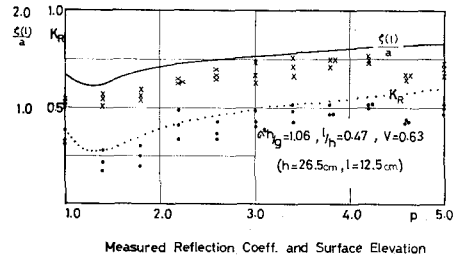


図-17

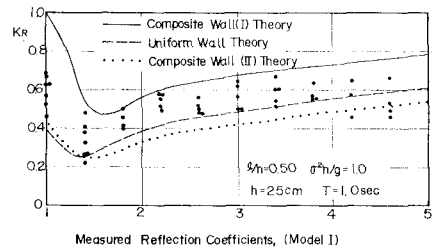


図-18

るのであって、図-16 はその理論解による反射率の計算例である。これらの結果はすべて実験により検証する必要がある現在進行中であるが、長さ 22m, 幅 0.6m, 深さ 0.8m の造波水路内に $l=12.5$ cm, $V=0.63$ の一様透過性の堤体模型をおき $h=26.5$ cm, $\sigma^2 h/g=1.06$ とした場合の反射率と堤前面の水位変動の測定を示すと 図-17 のようであり、また $h=25$ cm, $l=12.5$ cm, $\sigma^2 h/g=1.0$ として 図-15 のような有孔壁による透過堤につき反射率を測定した例は 図-18 のようで、いずれも理論値に近い傾向を示している。このような実験による検証については次の機会に詳細を報告する予定である。

なお種々の形式の透過堤と遊水部をもつものに関する計算例および実験例は文献 2) に発表しており、また類似の構造についての研究例は文献 3) に発表されている。

参 考 文 献

- 1) 井島武士・江口泰彦・小林 彰(1971): 透過性防波堤と岸壁に関する研究, 第 18 回海岸工学講演会論文集, 昭 46
- 2) 井島武士・佐々木富雄・湯村やす (1972): 遊水部をもつ直立消波護岸の研究 (理論および実験), 九州大学工学部水工土木学教室, 海岸研究室報告
- 3) 長尾義三・加藤久徳(1970): 直立消波岸壁に関する 2.3 の実験的研究, 第 17 回海岸工学講演会論文集, 昭 45