

直立消波岸壁に関する研究(1)

——水平板岸壁について——

井 島 武 士*・尾 崎 重 雄**
松 尾 隆 彦***・小 林 彰****

1. は し が き

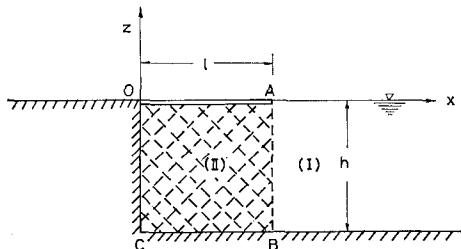
一般の直立岸壁や護岸は直立面において波の反射があるため港内擾乱の原因となり、とくに小規模港湾においてはその影響は著しく、港の効果的な利用に対する障礙となることが多い。著者ら^{1), 2), 3)}は柱鰐ブロック（六角柱の両端にフランジをもつコンクリートブロック）の積上げによる直立型の防波堤および岸壁の反射や透過あるいは全波圧等について実験的に調べてきたが、この方式が実用上有効であることが判明し、2, 3の施工例も得られている。

本報告は直立消波岸壁を水平板をもつ岸壁として模式化し、これに対する波の作用を理論的に調べ、簡単な実験例によって検証した結果を報告するものである。

2. 直立消波岸壁の構造

ここで考える消波岸壁の形式は図-1 に示すように長さ l の水平板部分 OA をもち、その下部 OABC の部分をブロックあるいは捨石で充填し、鉛直面 AB を構成する。板面 OA、鉛直面 OC および海底面は不透過であるが、入射波に対して OABC の部分の透過性によって波のエネルギーを吸収する効果を生じ、反射波あるいは壁面に対する波圧の減殺を期待するものである。

図-1 Model wall



3. 理論（ブロックがない場合）

まず水平板 OA の下部にブロックがない場合について考える。実際には水位の変動があって水面は水平板と一致することは少ないが、取扱いを簡単にするため水面

は水平板と同じ高さで水深を h とする。板は剛体で変形しないものとする。

完全流体の2次元運動として、速度ポテンシャルの存在を仮定し、領域(I) ($x \geq l, 0 \geq z \geq -h$) における速度ポテンシャルを $\phi_1(x, z; t)$, 領域(II) ($0 \leq x \leq l, 0 \geq z \geq -h$) におけるものを $\phi_2(x, z; t)$ とする（座標系を図-1 のように取る）。

速度ポテンシャル ϕ_1, ϕ_2 に対してはそれぞれつぎの形の Laplace の方程式が成立する。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

速度ポテンシャル ϕ_2 に対する境界条件は $z=0$ および $z=-h$ において

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

$x=0$ において

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

式(2),(3)を満たす式(6)の解はつぎの形で表わされることは容易に知れる。

$$\phi_2(x, z; t) = e^{i\sigma t} \sum_{r=0}^{\infty} D_r \cosh \frac{r\pi x}{h} \cdot \cos \frac{r\pi z}{h} \quad (4)$$

ここで σ は入射波の frequency $2\pi/T$, r は整数 ($0, 1, 2, \dots$), D_r は境界条件で決まる定数である。

速度ポテンシャル ϕ_1 に対する境界条件は一般の表面波に対すると同じで、

$$z=-h \text{ で } \partial \phi_1 / \partial z = 0 \quad (5)$$

$$z=0 \text{ で } \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi_1}{\partial t} = 0 \quad (6)$$

$$x \rightarrow +\infty \text{ で } \phi_1 \text{ は有界} \quad (7)$$

条件式(5),(6),(7)を満足する式(1)の一般解はつぎのようである。

$$\phi_1(x, z; t) = e^{i\sigma t} \left[(Ae^{ikhx} + Be^{-ikhx}) \cdot \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-knx} \cdot \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right] \quad (8)$$

ここで A および B はそれぞれ入射波および反射波を表わす定数, C_n は $n=1, 2, 3, \dots$ に対応する定常波を表わす定数である。また k および k_n は条件式(6)により、水深 h および波の frequency σ によりつぎの関係式から定まる定数である。

* 正会員 工博 九州大学教授 工学部
** 正会員 運輸省第四港湾建設局長
*** 正会員 大分工専講師
**** 正会員 九州大学工学部

$$\frac{\sigma^2 h}{g} \left(= \frac{2\pi h}{L_0} \right) = kh \tanh kh \dots\dots\dots (9)$$

$$= -k_n h \cdot \tan k_n h \dots\dots\dots (10)$$

k は進行波の wave number で波長を L とすると $k=2\pi/L$ であり, L_0 は $h \rightarrow \infty$ における波長である。

各領域における流体内の圧力 p は次式により与えられる。

$$\frac{p}{\rho} = -\frac{\partial \phi}{\partial t} - gz \dots\dots\dots (11)$$

ここで ρ は流体の密度である。

各領域における流体運動が境界面 $x=l$ において連続であるためには, 運動量および質量連続の条件から, 水平流速および圧力は $x=l$ において連続でなければならない。したがって $x=l$ における条件としてつぎの関係が成り立たねばならない。

$$x=l \text{ で } \frac{\partial \phi_1}{\partial x} = \frac{\partial \phi_2}{\partial x}, \quad \frac{\partial \phi_1}{\partial t} = \frac{\partial \phi_2}{\partial t} \dots\dots\dots (12)$$

上式に式 (4) および (8) を代入してつぎの関係式を得る。

$$\begin{aligned} & (Ae^{ikh} - Be^{-ikh}) \cdot \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ & + i \sum_{n=1}^{\infty} C_n \cdot \frac{k_n}{k} \cdot e^{-k_n l} \cdot \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \\ & = -i \sum_{r=0}^{\infty} \frac{r\pi}{kh} D_r \sinh \frac{r\pi l}{h} \cdot \cos \frac{r\pi z}{h} \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & (Ae^{ikh} + Be^{-ikh}) \cdot \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-k_n l} \cdot \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \\ & = \sum_{r=0}^{\infty} D_r \cosh \frac{r\pi l}{h} \cos \frac{r\pi z}{h} \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

上の両式の各項に $\cosh k(z+h)$ を乗じ, $z=-h$ から 0 まで積分すると

$$\begin{aligned} & \int_{-h}^0 \{ \cosh k(z+h) \}^2 dz = \frac{h}{2} \left(1 + \frac{\sinh 2kh}{2kh} \right), \\ & \int_{-h}^0 \cosh k(z+h) \cdot \cos k_n(z+h) dz = 0, \\ & \int_{-h}^0 \cosh k(z+h) \cdot \cos \frac{r\pi z}{h} dz = \frac{1}{k} \cdot \frac{\sinh kh}{1 + \left(\frac{r\pi}{kh} \right)^2} \end{aligned}$$

の関係から, 次式を得る。

$$\begin{aligned} Ae^{ikh} - Be^{-ikh} &= -i \cdot \frac{1}{N} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{\frac{r\pi}{kh} \cdot \sinh \frac{r\pi l}{h}}{1 + \left(\frac{r\pi}{kh} \right)^2} \cdot D_r \\ &\dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

$$Ae^{ikh} + Be^{-ikh} = \frac{1}{N} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{\cosh \frac{r\pi l}{h}}{1 + \left(\frac{r\pi}{kh} \right)^2} \cdot D_r \dots\dots\dots (16)$$

ここで

$$N = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \dots\dots\dots (17)$$

同様に式 (13), (14) の各項に $\cos k_n(z+h)$ を乗じて積分すると

$$\begin{aligned} & \int_{-h}^0 \cos^2 k_n(z+h) dz = \frac{h}{2} \left(1 + \frac{\sinh 2k_n h}{2k_n h} \right), \\ & \int_{-h}^0 \cos k_n(z+h) \cdot \cos k_m(z+h) dz = 0, \\ & \int_{-h}^0 \cos k_n(z+h) \cdot \cos \frac{r\pi z}{h} dz = \frac{1}{k_n} \cdot \frac{\sinh k_n h}{1 - \left(\frac{r\pi}{k_n h} \right)^2} \end{aligned}$$

の関係から次式を得る。

$$C_n = -\frac{1}{N_n} \cdot e^{k_n l} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{\frac{r\pi}{k_n h} \cdot \sinh \frac{r\pi l}{h}}{1 - \left(\frac{r\pi}{k_n h} \right)^2} \cdot D_r \dots\dots\dots (18)$$

$$C_n = \frac{1}{N_n} \cdot e^{k_n l} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{\cosh \frac{r\pi l}{h}}{1 - \left(\frac{r\pi}{k_n h} \right)^2} \cdot D_r \dots\dots\dots (19)$$

ここで

$$N_n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2k_n h}{\sinh 2k_n h} \right) \dots\dots\dots (20)$$

式 (15) と (16) を加えると

$$\sum_{r=0}^{\infty} \frac{1 - i \frac{r\pi}{kh} \tanh \frac{r\pi l}{h}}{1 + \left(\frac{r\pi}{kh} \right)^2} \cdot D_r \cosh \frac{r\pi l}{h} = 2A \cdot N \cdot e^{ikh} \dots\dots\dots (21)$$

式 (18), (19) を等置すると

$$\sum_{r=0}^{\infty} \frac{1 + \frac{r\pi}{k_n h} \cdot \tanh \frac{r\pi l}{h}}{1 - \left(\frac{r\pi}{k_n h} \right)^2} \cdot D_r \cosh \frac{r\pi l}{h} = 0 \dots\dots\dots (22)$$

この式は $n=1, 2, 3, \dots$ のおのおのに対して成立すべき関係式である。そこで

$$d_r = D_r \cosh \frac{r\pi l}{h} \dots\dots\dots (23)$$

とすると式 (21), (22) は d_r に対する連立 1 次方程式であり, 式 (21) は $n=0$ の場合に相当する。ゆえに

$$\begin{aligned} & \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1 - i \frac{r\pi}{kh} \tanh \frac{r\pi l}{h}}{1 + \left(\frac{r\pi}{kh} \right)^2} \cdot K(r) = 1 \\ & \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1 + \frac{r\pi}{k_n h} \cdot \tanh \frac{r\pi l}{h}}{1 - \left(\frac{r\pi}{k_n h} \right)^2} \cdot K(r) = 0, \quad (n=1, 2, 3, \dots) \end{aligned} \dots\dots\dots (24)$$

の形の連立方程式の解 $K(r)$ を用いると

$$d_r = 2A \cdot N \cdot e^{ikh} \cdot K(r)$$

であるから, 式 (23) から D_r はつぎのようである。

$$D_r = 2A \cdot N \cdot e^{ikh} \cdot \frac{K(r)}{\cosh \frac{r\pi l}{h}} \dots\dots\dots (25)$$

この D_r を用いると式 (15), (16) から

$$B = A \cdot e^{2ikl} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1 + i \frac{r\pi}{kh} \cdot \tanh \frac{r\pi l}{h}}{1 + \left(\frac{r\pi}{kh}\right)^2} \dots (26)$$

式 (19) から

$$C_n = 2A \cdot \frac{N}{N_n} \cdot e^{i(k+h_n)l} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{K(r)}{1 - \left(\frac{r\pi}{k_n h}\right)^2} \dots (27)$$

かくして速度ポテンシャル ϕ_1, ϕ_2 はつぎのようである。

$$\begin{aligned} \phi_1(x, z; t) = & A e^{i\sigma t} \left[\left\{ e^{ikx} + e^{-ik(x-2l)} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{K(r)}{1 + \left(\frac{r\pi}{kh}\right)^2} \right. \right. \\ & \cdot \left. \left(1 + i \frac{r\pi}{kh} \tanh \frac{r\pi l}{h} \right) \right\} \cdot \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + 2N \\ & \cdot \left. e^{ikl} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{K(r)}{1 - \left(\frac{r\pi}{k_n h}\right)^2} \cdot \frac{e^{-k_n(x-l)}}{N_n} \cdot \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right] \dots (28) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_2(x, z; t) = & 2A \cdot N \cdot e^{i(kl+\sigma t)} \\ & \cdot \sum_{r=0}^{\infty} \frac{K(r)}{\cosh \frac{r\pi l}{h}} \cdot \cosh \frac{r\pi x}{h} \cdot \cos \frac{r\pi z}{h} \dots (29) \end{aligned}$$

入射波の水面波形を

$$\zeta_i = a \sin(kx + \sigma t) \dots (30)$$

とすれば

$$A = \frac{g}{\sigma} \cdot a \dots (31)$$

であり、式 (28), (29) の実数部分が求める速度ポテンシャルである。

4. 波圧その他

上述の速度ポテンシャルを用いて波圧その他を計算するとつぎのようである。

(1) 反射率 K_r

式 (26) から

$$K_r = \left| \frac{B}{A} \right| = \left| \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1 + i \frac{r\pi}{kh} \cdot \tanh \frac{r\pi l}{h}}{1 + \left(\frac{r\pi}{kh}\right)^2} \cdot K(r) \right| \dots (32)$$

これは式 (24) の第1式の左辺の共軛値を与えるものであるから、当然1である。すなわち $K_r \equiv 1$ となる。これはエネルギー損失を考慮しない取扱いの当然の帰結である。

(2) 波 圧

領域 II における流体内の圧力は静水圧を除くと、式 (29) からつぎのようになる。

$$\begin{aligned} p = -\rho \frac{\partial \phi_2}{\partial t} = & -2A \cdot \rho \cdot N \cdot i \sigma e^{i(kl+\sigma t)} \\ & \cdot \sum_{r=0}^{\infty} \frac{K(r)}{\cosh \frac{r\pi l}{h}} \cdot \cosh \frac{r\pi x}{h} \cdot \cos \frac{r\pi z}{h} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} = & -2i\rho ga \cdot N \cdot e^{i(kl+\sigma t)} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{K(r)}{\cosh \frac{r\pi l}{h}} \\ & \cdot \cosh \frac{r\pi x}{h} \cdot \cos \frac{r\pi z}{h} \dots (33) \end{aligned}$$

水平板に作用する波圧力(揚圧力) p_u は上式で $z=0$ において

$$p_u = -2i\rho ga \cdot N \cdot e^{i(kl+\sigma t)} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{K(r)}{\cosh \frac{r\pi l}{h}} \cdot \cosh \frac{r\pi x}{h} \dots (34)$$

全圧力 P_u は

$$\begin{aligned} P_u = \int_0^l p_u dx = & -2i\rho ga \cdot N \cdot l \cdot e^{i(kl+\sigma t)} \\ & \cdot \left(K(0) + \sum_{r=1}^{\infty} \frac{h \cdot K(r)}{r\pi l} \tanh \frac{r\pi l}{h} \right) \dots (35) \end{aligned}$$

岸壁の鉛直面に作用する圧力 p_h は式 (33) で $x=0$ とおくと、

$$p_h = -2i\rho ga \cdot N \cdot e^{i(kl+\sigma t)} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{K(r)}{\cosh \frac{r\pi l}{h}} \cdot \cos \frac{r\pi z}{h} \dots (36)$$

全圧力 P_H は

$$P_H = -2i\rho ga \cdot h \cdot N \cdot K(0) \cdot e^{i(kl+\sigma t)} \dots (37)$$

(3) 水面変動

水平板の前端 $x=l$ における水面変動 $\zeta_{x=l}$ は式 (28) からつぎのようになる。

$$\begin{aligned} \zeta_{x=l} = & -aie^{i(kl+\sigma t)} \left[1 + \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1 + i \frac{r\pi}{kh} \tanh \frac{r\pi l}{h}}{1 + \left(\frac{r\pi}{kh}\right)^2} \right. \\ & \cdot \left. K(r) + 2N \cdot \sum_{r=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K(r)}{N_n \left\{ 1 - \left(\frac{r\pi}{k_n h}\right)^2 \right\}} \right] \dots (38) \end{aligned}$$

5. 計算結果

式 (9), (10) により $\sigma^2 h/g = 0.1, 0.5, 1.0$ および 1.5 に対する kh および $k_n h$ を計算すると表—1 のようである。

$k_n h$ の値は式 (10) からわかるように n が大きくなると、 $n\pi$ に近づき

$$k_n h \rightarrow n\pi - \frac{1}{n\pi} \cdot \frac{\sigma^2 h}{g}$$

となるから式 (28) の右辺第2項は $r=n$ のとき大きい値となるが、

表—1 $\sigma^2 h/g$ に対する $k_n h$ の値

$\sigma^2 h/g$	0.1	0.5	1.0	1.5
kh	0.3216	0.7717	1.1997	1.6218
$k_1 h$	3.1094	2.9751	2.7984	2.6219
$k_2 h$	6.2672	6.2027	6.1212	6.0398
$k_3 h$	9.4141	9.3715	9.3179	9.2642
$k_4 h$	12.5584	12.5265	12.4864	12.4464

表-2 $\sigma^2 h/g$ と l/h に対する $K(r)$ の値

l/h	$\sigma^2 h/g$	0.10	0.50	1.0	1.5
0.1	$K(0)$	0.99982 + 0.0006479 i	0.99474 + 0.008070 i	0.97423 + 0.025160 i	0.93254 + 0.0047655 i
	$K(1)$	0.015845 + 0.00001027 i	0.085193 + 0.0006912 i	0.18261 + 0.0047160 i	0.28209 + 0.014415 i
	$K(2)$	0.003340 + 0.00000216 i	0.018505 + 0.00015014 i	0.04165 + 0.001076 i	0.068533 + 0.003502 i
	$K(3)$	0.001332 + 0.000000863 i	0.007408 + 0.0000601 i	0.016798 + 0.000434 i	0.027960 + 0.001429 i
0.5	$K(0)$	0.99988 + 0.0012028 i	0.99625 + 0.014753 i	0.98099 + 0.045297 i	0.94863 + 0.085124 i
	$K(1)$	0.01075 + 0.00001293 i	0.057196 + 0.0008470 i	0.12129 + 0.005600 i	0.18614 + 0.016703 i
	$K(2)$	0.002595 + 0.00000312 i	0.014170 + 0.0002098 i	0.031376 + 0.001449 i	0.051004 + 0.004577 i
	$K(3)$	0.001151 + 0.00000138 i	0.006299 + 0.0000933 i	0.014011 + 0.000647 i	0.022973 + 0.002061 i
1.0	$K(0)$	0.99988 + 0.001246 i	0.99637 + 0.015265 i	0.98149 + 0.046822 i	0.94978 + 0.087946 i
	$K(1)$	0.010321 + 0.00001286 i	0.05487 + 0.0008407 i	0.11627 + 0.005547 i	0.17835 + 0.01615 i
	$K(2)$	0.002589 + 0.00000323 i	0.014124 + 0.0002164 i	0.031238 + 0.001490 i	0.050735 + 0.004698 i
	$K(3)$	0.001151 + 0.000000143 i	0.006288 + 0.0000963 i	0.013969 + 0.000666 i	0.022879 + 0.0021185 i

図-2 Pressure Distribution to Plate

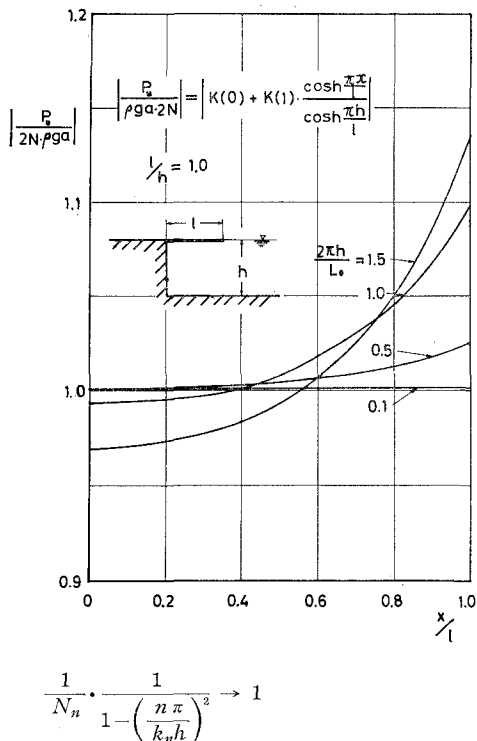


図-3 Vertical Distribution of Pressure at Wall

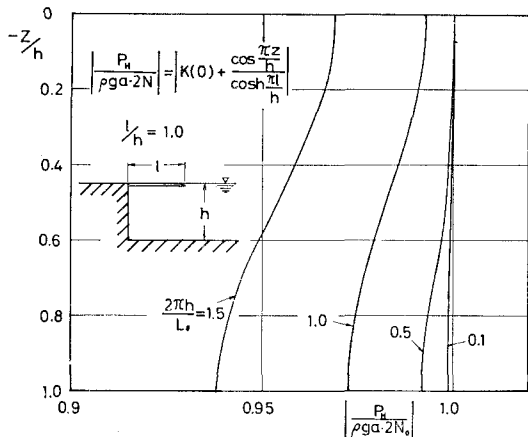
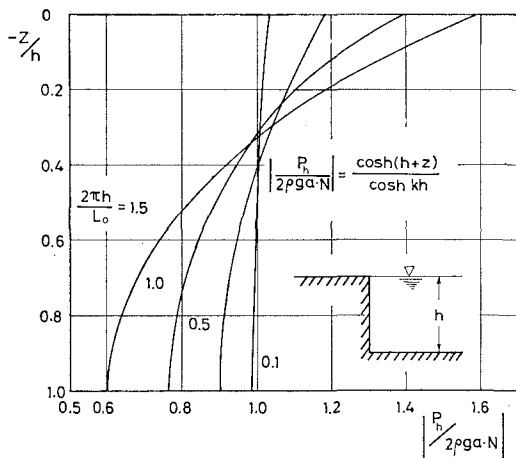


図-4 Pressure Distribution for Vertical Wall



で有限値に止まるから $x > l$ では式 (28) の級数収束には影響しない。

つぎに式 (24) の解 $K(r)$ を上記の $\sigma^2 h/g$ と $l/h = 0.1, 0.5, 1.0$ の場合について示すと表-2 のようである。

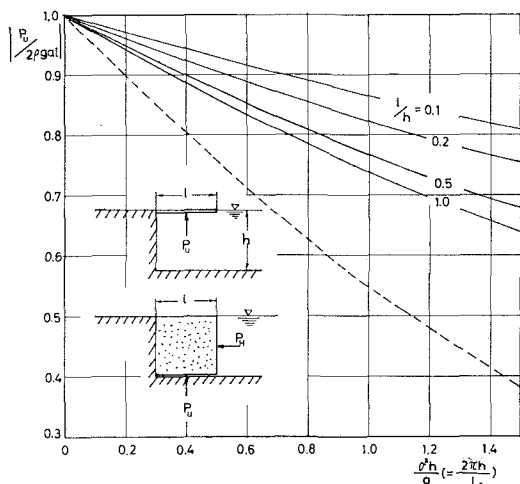
図-2 は上の結果を用い、 $l/h=1.0$ の場合について、式 (34) により揚圧力の分布を計算したもので、波の周波数が大きいほど水平板前端における揚圧力は大きく、周波数が小さくなるとともに一様分布に近づく。図は $p_u/2\rho g \cdot a \cdot N$ の絶対値を示したものであるから、この振幅をもって圧力は正および負(大気圧以下)の値を取る。図-3 は同じく $l/h=1$ の場合に対する鉛直面への圧力分布を示したもので、実際にはこのほかに静水圧が作用

することになる。前と同様に周波数の小さい波程分布は一様となる。水平板がない場合の圧力分布は直立壁に対する重複波圧となり、静水圧を除外すれば

$$p = 2\rho g a \cdot \frac{\cosh(z+h)}{\cosh kh} \cdot \sin \sigma t \dots \dots \dots (38)$$

したがって

図-5 Averaged Uplift to Plate



$$\left| \frac{p}{2\rho g a N} \right| = \frac{\cosh k(z+h)}{N \cdot \cosh kh} \dots \dots \dots (39)$$

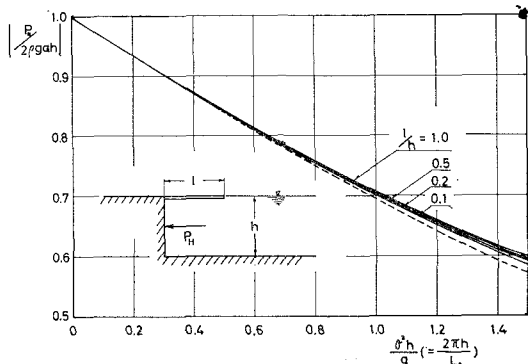
である。参考のためこれを図示すると図-4 のようである。

図-3 と比較すると水平板がある場合には、一般の鉛直壁にくらべて圧力は著しく平均化されることがわかる。図-5 は式 (35) から計算した $|P_u|/2\rho gal$ すなわち単位の入射波高により単位面積の水平板に作用する平均圧力強度を示したもので、 l/h が大きいほど、また周波数が大きいほど圧力強度は小さいことがわかる。図中の破線は水平板の代りにブロックが置かれた場合、その底面に一樣な揚圧力が作用すると仮定したときの値を示したもので、式 (38) からこの値は

$$\left| \frac{P_u}{2\rho gal} \right| = \frac{1}{\cosh kh}$$

である。いいかえればこれは水平板が水底にある場合とも考えられる。したがって水面にある場合が当然大きな圧力をうけることになる。なおこの図で l/h が大きいほど破線の値に近いことは、水平板が長くなるとともに水面での揚圧力は水底の値に近づき、水平板の下の方の圧力が一様化されることを意味している。図-6 は式 (37) に

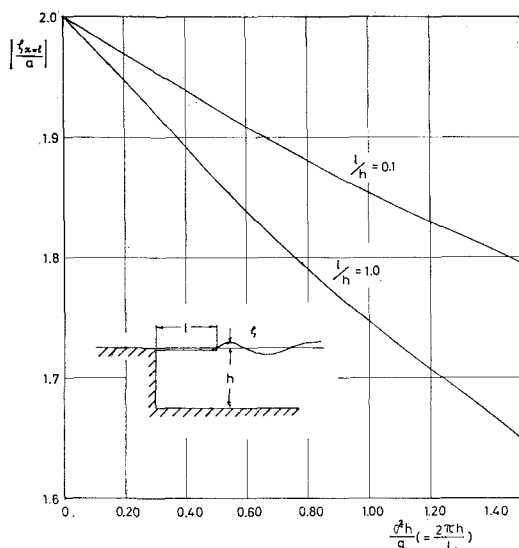
図-6 Averaged Horizontal Pressure at Wall



よる $|P_H|/2\rho gah$ を示したもので、単位の入射波高による、鉛直壁の単位面積に対する平均圧力強度である。これは l/h による変化は小さいが l/h が大きいほど小さくなる傾向にある。破線は水平板のない鉛直壁に対するもので l/h が小さいほど破線の値に近づく様子がわかる。したがって水平板を設けると、平均圧力強度は余り変わらないが、その鉛直分布が均一化されてくることになる。なお図-5 と図-6 をくらべると l/h が大きくなると $|P_u|/2\rho gal$ の値と $|P_H|/2\rho gah$ の値は接近してくることがわかる。すなわち水平板部分に対しても鉛直壁面に対しても平均圧力強度は l/h が大きいほど等しい値に近づき、水平板によって圧力は一様化されることを示している。

つぎに式 (38) によって水平板の前端 $x=l$ における水面変動を $n=3, r=3$ までについて計算すると図-7 のようになる。 $l/h=0.1$ と 1.0 についてだけ示しているが、水平板のない直立壁面では $|a|/2$ となるのにくらべると水面変動は小さく、水平板が長いほどまた周波数の大きい波ほどその傾向が著しくなることが予想される（ただし $x=l$ においては $\partial\zeta/\partial x \rightarrow \infty$ となるので、この計算値は必ずしも正しくはない）。

図-7 Surface Elevation at End of Plate



以上のようにすべての圧力現象が水平板の効果によって一様化されることが予想されるが、水平板の長さが長くなるといかにほどでも効果が大きくなるというものではない。それは $K(r)$ を決める式 (24) において l/h の効果は $\tanh(\pi l h/r)$ の形で入っており、これは l/h とともに 1 に漸近し $l/h > 1$ では式 (24) はほとんど l/h に関係しなくなるからである。

6. 実 験

上記の理論に基づく圧力分布を調べるためには、幅

100 cm, 深さ 60 cm, 長さ 20 m の造波水路内に図-8 に示すような模型岸壁を設けフラップ型造波装置による波を当て, 図-8 の 1, 2, 3, 4 に圧力計を取りつけて圧力分布の概略を測定した。その様子は写真-1 に示すようである。測定結果の一例は表-3 に示すようである。実験では入射波高の測定値が, 波の反射のため正確を欠く点があって理論値(図-2 および 3) との一致は必ずしも十分でないが, 傾向は正しい。

表-3 圧力分布の測定例

$T(\text{sec})$	$a(\text{cm})$	$2\pi h/L_0$	gauge No.	$p(\text{gr/cm}^2)$	N	$p/2N\rho ga$
1.000	1.71	1.41	1	2.25	0.641	1.03
			2	2.09		0.955
			3	1.65		0.755
			4	1.72		0.787
1.197	1.21	0.985	1	1.89	0.723	1.08
			2	1.60		0.914
			3	1.65		0.942
			4	1.67		0.954
1.405	1.42	0.720	1	2.41	0.786	1.08
			2	2.07		0.929
			3	2.25		0.992
			4	2.11		0.948
1.700	1.56	0.49	1	2.59	0.848	0.978
			2	2.87		1.08
			3	2.45		0.924
			4	2.45		0.924
2.400	1.47	0.245	1	3.19	0.921	1.18
			2	2.52		1.075
			3	2.90		1.07
			4	—		—

図-8 Dimensions of Model Wall

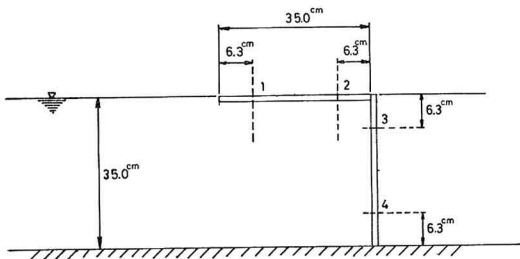
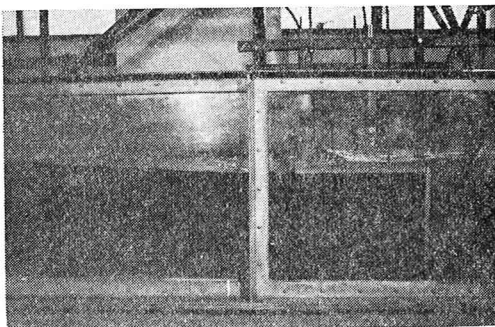


写真-1



7. 水平板の下部にブロックを填充した場合

上述の理論と実験は, 水平板の下部領域が全く流体で満たされている場合であるが, 捨石やブロックを填充すると, 流体運動に対して抵抗を与えることになる。この抵抗は流速の平方に比例する項と加速度に比例する項とで表わされると考えられるが, 取扱いをかんたんにするために流速に比例する抵抗が作用するものと仮定する。単位体積の流体に作用する抵抗を $\rho\mu u$ (u は流速) とすると, 領域 (II) における流体の運動方程式と連続方程式は次式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \mu u \\ \frac{\partial w}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \mu w - g \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (40)$$

するとこの場合にも速度ポテンシャル ϕ_2' が存在し, 運動方程式の積分として次式が得られる。

$$\frac{p}{\rho} = -\frac{\partial \phi_2'}{\partial t} - \mu \phi_2' - gz \dots\dots\dots (41)$$

連続の式は, ϕ_2' に対して式 (1) の Laplace の式が成り立つ。

境界条件は前と全く同様と考えることができるから領域 (I), (II) に対する速度ポテンシャル ϕ_1, ϕ_2' の形は式 (8) および (4) と全く同じである。ゆえに条件式 (12) に式 (41) を考慮すると $K(r)$ に対する連立方程式 (24) はつぎのようになる。

$$\sum_{r=0}^{\infty} \frac{1-i\left(\frac{\mu}{\sigma} + \frac{r\pi}{kh} \tanh \frac{r\pi l}{h}\right)}{1+\left(\frac{r\pi}{kh}\right)^2} \cdot K'(r) = 1$$

$$\sum_{r=0}^{\infty} \frac{1+\frac{r\pi}{kh} \tanh \frac{r\pi l}{h} - i\frac{\mu}{\sigma}}{1-\left(\frac{r\pi}{kh}\right)^2} \cdot K'(r) = 0$$

($n=1, 2, 3, \dots$) $\dots\dots\dots (42)$

この $K'(r)$ を用いると

$$B = A \cdot e^{2ikl} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1-i\left(\frac{\mu}{\sigma} - \frac{r\pi}{kh} \tanh \frac{r\pi l}{h}\right)}{1+\left(\frac{r\pi}{kh}\right)^2} \cdot K'(r) \dots\dots\dots (43)$$

$$C_n = 2A \cdot e^{(ik+kn)l} \cdot \frac{N}{N_n} \cdot \left(1-i\frac{\mu}{\sigma}\right) \cdot \sum_{r=0}^{\infty} \frac{K'(r)}{1-\left(\frac{r\pi}{kh}\right)^2} \dots\dots\dots (43)$$

$$D_r = 2A \cdot N \cdot e^{ikl} \cdot \frac{K'(r)}{\cosh \frac{r\pi l}{h}} \dots\dots\dots (44)$$

$$\phi_1(x, z; t) = Ae^{i\sigma t} \left[e^{ikhx} + e^{-ikh(x-2l)} \right]$$

$$\left\{ \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1 - i \left(\frac{\mu}{\sigma} - \frac{r\pi}{kh} \tanh \frac{r\pi l}{h} \right)}{1 + \left(\frac{r\pi}{kh} \right)^2} \cdot K'(r) \right\} \cdot \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + 2N \left(1 - i \frac{\mu}{\sigma} \right) e^{ikl} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{K'(r)}{1 - \left(\frac{r\pi}{k_n h} \right)^2} \cdot \frac{e^{-k_n(x-l)}}{N_n} \cdot \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \quad (45)$$

$$\phi_2'(x, z; t) = 2A \cdot N \cdot e^{i(kl + \sigma t)}$$

$$\sum_{r=0}^{\infty} \frac{K'(r)}{\cosh \frac{r\pi l}{h}} \cdot \cosh \frac{r\pi x}{h} \cdot \cos \frac{r\pi z}{h} \quad (46)$$

静水圧を除いた、領域(Ⅱ)の圧力 p は式(41)から

$$p = -2iN \cdot \rho g a \cdot \left(1 - i \frac{\mu}{\sigma} \right) \cdot e^{i(kl + \sigma t)} \cdot \sum_{r=0}^{\infty} \frac{K'(r)}{\cosh \frac{r\pi l}{h}} \cdot \cosh \frac{r\pi x}{h} \cdot \cos \frac{r\pi z}{h} \quad (47)$$

以上の結果から、反射率、波圧等はつぎのようになる。

(1) 反射率 K_r

式(43)から

$$K_r = \left| \frac{B}{A} \right| = \left| \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1 - i \left(\frac{\mu}{\sigma} - \frac{r\pi}{kh} \tanh \frac{r\pi l}{h} \right)}{1 + \left(\frac{r\pi}{kh} \right)^2} \cdot K'(r) \right| \quad (48)$$

(2) 水平板に対する平均揚圧力強度

式(35)に対応して

$$\left| \frac{P_u}{2\rho gal} \right| = N \sqrt{1 + \left(\frac{\mu}{\sigma} \right)^2} \cdot \left| K'(0) + \sum_{r=1}^{\infty} \frac{hK'(r)}{r\pi l} \tanh \frac{r\pi l}{h} \right| \quad (49)$$

(3) 鉛直壁面に対する平均波圧強度

式(37)に対応して

$$\left| \frac{P_H}{2\rho gah} \right| = N \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\mu}{\sigma} \right)^2} \cdot |K'(0)| \quad (50)$$

(4) 水平板前端における水面変動

式(38)に対応して

$$\left| \frac{\zeta_{x=l}}{a} \right| = \left| 1 + \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1 - i \left(\frac{\mu}{\sigma} - \frac{r\pi}{kh} \tanh \frac{r\pi l}{h} \right)}{1 + \left(\frac{r\pi}{kh} \right)^2} \cdot K'(r) + 2N \left(1 - i \frac{\mu}{\sigma} \right) \sum_{r=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K'(r)}{N_n \left\{ 1 - \left(\frac{r\pi}{k_n h} \right)^2 \right\}} \right| \quad (51)$$

例として $\sigma^2 h/g = 0.1$ および 1.0 の場合、 $l/h = 0.5$ として、種々の μ/σ に対する式(42)の解 $K'(r)$ を示すと表-4 のようである。

図-9 Reflection Coefficient by Wall with Fluid Resistance

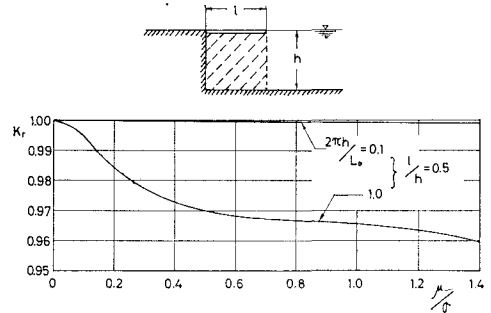


図-10 Average Horizontal and Vertical Pressure to Wall with Fluid Resistance

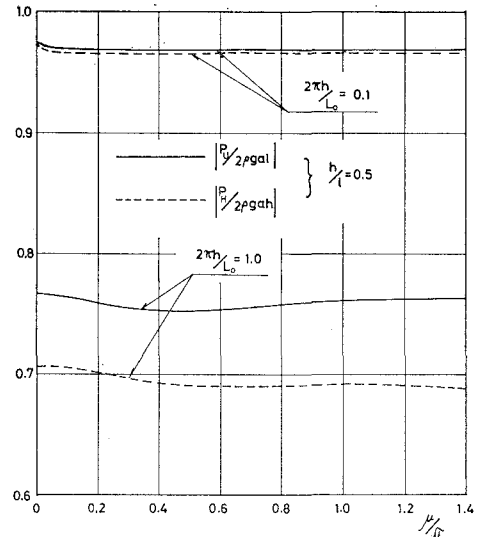


表-4 $\sigma^2 h/g$ と μ/σ に対する $K'(r)$ の値 ($l/h = 0.5$)

$\sigma^2 h/g$	μ/σ	0.1	0.5	1.0	1.4
0.1	$K'(0)$	0.98983 + 0.10004 i	0.79927 + 0.40070 i	0.49928 + 0.5002 i	0.33724 + 0.47292 i
	$K'(1)$	0.0099541 + 0.0005270 i	0.009348 + 0.002435 i	0.007858 + 0.004085 i	0.006528 + 0.00475 i
	$K'(2)$	0.0025988 + 0.0001321 i	0.002452 + 0.0006126 i	0.002087 + 0.001049 i	0.001753 + 0.001223 i
	$K'(3)$	-0.001100 - 0.00005659 i	-0.001049 - 0.0002486 i	-0.000878 - 0.000444 i	-0.000735 - 0.000520 i
1.0	$K'(1)$	0.96439 + 0.14092 i	0.74819 + 0.42323 i	0.46063 + 0.50053 i	0.30633 + 0.40442 i
	$K'(1)$	0.12216 + 0.011476 i	0.11348 + 0.033288 i	0.09516 + 0.05170 i	0.07951 + 0.05897 i
	$K'(2)$	0.03269 + 0.002972 i	0.030592 + 0.008506 i	0.02613 + 0.01336 i	0.02215 + 0.01548 i
	$K'(3)$	-0.00792 - 0.000824 i	-0.006999 - 0.002670 i	-0.00568 - 0.003713 i	-0.00447 - 0.004067 i

る K_r を計算した結果を示すと図—9 のようである。また式 (49), (50) による平均圧力強度を計算すると図—10 のようである。これらの結果によると μ/a による反射率あるいは波圧力の低下は著しいものではなく、とくに波圧強度においては、2~3% 程度以下である。このことは、領域 (II) における流体の流速が、領域 (I) における流速の略 $1/K(1)$ の程度できわめて小さいこと、および流速の一乗に比例する抵抗を仮定したことによると考えられるが、最も大きな原因は波のエネルギー損失が砕けによるものでなく、もっぱら水中における摩擦損失によるとしたことによるもので、すべての波浪現象において砕波による以外のエネルギー損失がきわめて小さいことを考えれば容易に首肯される。したがってこの種の直立岸壁においては、水位が水平板の高さをこえるようになると消波の機能は著しく低下することになる。いかえるならば水面が水平板以下によって、捨石あるいはブロックの間げきを水が流動する場合の水面付近で起こる砕けの効果が消波に対して最も有効な作用をなすものであるが、岸壁が完全に水中に没するような高水位の場合にはこの効果が利かなくなることによるものである。この事実は文献 3) の実験によって確認されている。

8. 結 論

直立消波岸壁の性質を調べる第1段階として、水平板をもつ岸壁に対する波の作用を理論的および実験的に考察した結果つぎのことが推定される。

(1) 水平板の効果は、そのない直立壁の場合にくらべると、波圧を壁面に沿って均一化する作用をもつほかに圧力の合力自体を水平方向にも鉛直方向にも均一化する効果をもっている。

(2) 水平板前端的な水面変動も、直立壁におけるより小さくしたがって越波が少なくなることが予想される。

(3) 水平板の下部を捨石等で填充し、波のエネルギーを吸収し、反射率あるいは波圧を低減することは理論的に可能であるが、単なる流体摩擦だけの効果はきわめて小さく水面付近での波と捨石との衝突による砕波の効果を十分に活用しなければならない。

上記の理論および実験は微小振幅波を仮定しており、また水位は常に水平板の面と一致させている。水位がこれよりも高い場合は波の振幅がかなり大きくても類似の結果が実験的に確認される。しかし水位が水平板面より多少低いか、あるいは波の振幅が大きくなると、水平板の下部に空気の混入が起こり、圧力変動は次第に衝撃的となってくる。棧橋に対する衝撃揚圧力はその例である。これに対しては水平板をもたないブロック積み岸壁としての取扱いが必要になる。

ここで取り扱ったような水平板の効果は、これを防波堤として利用することも考えられ、すでに Stoker (1957) の研究もあり、理論的にかなり有効と考えられ、また著者の行なった実験によっても予想以上の消波効果をもつことがわかった。この研究はこれらの現象を含めて実施しているもので、防波堤に関してはつぎの機会に報告したい。

本報告の計算には、九州大学工学部水工土木学教室研究補助員湯村やす氏に負う所がきわめて大きい。厚く感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 井島・松尾・島田 (1967): “特殊異型ブロックの消波効果に関する 2, 3 の模型実験”, 第22回土木学会年次学術講演会。
- 2) 井島・松尾・塩沢 (1968): “水平板式防波堤の消波効果に関する模型実験”, 土木学会西部支部発表会。
- 3) 井島・尾崎・塩沢・小林 (1969): “直立消波壁に関する実験的研究”, 土木学会西部支部発表会。
- 4) Stoker, J.J. (1957): “Water Waves”, Interscience Publishers, New York.