

重複波の発生条件と重複波の波圧

永井 莊七郎*・玉井 佐一**・西村 益夫***

1. 緒 言

直立壁前面の水深 h が侵入波の波高 H の 2 倍以上ある場合には、進行波は直立壁で全反射して進行波と波高、周期および位相が等しい後退波を生じ、これが進行波と重なって重複波（定常波）を生ずると考えられてきた。しかし実際には $h \geq 2H$ であれば常に重複波が起こるというわけではなく、相対的水深 h/L 、波形勾配 H/L 、風の有無などによって、たとえ $h \geq 2H$ の場合でも必ずしも重複波は起こらず、部分的重複波あるいは部分的碎波を生じ理論波圧より相当大きい圧力を生ずることがしばしばあることはよく知られていることである。特に暴風時には重複波を生ずることはきわめてまれであろう。フランスの Marseilles 港、イタリアの Genova 港などにおいては、水深 $-15 \sim -30$ m の海中に防波堤（完全な直立堤ではない）が築造されているが、ハリケーンのときあるいは冬期の西北風のときは、碎波が直立部に衝突し、はなはだしい越波を生じ、しばしば破壊されている。それゆえ、当研究室においては、無風時および有風時に、どのような条件のときに重複波を生ずるか、また反対に、たとえ $h \geq 2H$ であっても重複波を生じないのはいかなる条件のときであるかを明らかにしたいと考えてこの研究を始めた。これらの条件を正確に求めるためには非常に広範囲の実験が必要であるので、今後なお多くの実験を行なわねばならないが、今日までの研究の結果、大体の条件が明らかになったので、ここに第 1 報を発表する次第である。

2. 水深が非常に大きい場合 ($h/L \geq 1/2$) の重複波の波圧式

(1) 微小振幅波の重複波

いま静水面に x 軸を、これに直角上向きに z 軸をとる、進行波および直立壁からの後退波をそれぞれ次式で表わす。

$$\eta_1 = a \sin(mx - nt), \quad \eta_2 = a \sin(mx + nt) \quad \cdots (1)$$

重複波は次式で表わされる。

$$\eta = \eta_1 + \eta_2 = 2a \cos nt \cdot \sin mx \quad \cdots (2)$$

式中 $m = 2\pi/L$, $n = 2\pi/T$

いま速度ポテンシャル ϕ を次式で表わす。

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 = -\frac{2a \cdot n}{m} \cdot e^{mz} \cdot \sin nt \cdot \sin mx \quad \cdots (3)$$

いま水面における大気圧 $p_0 = 0$ にとれば、静水面から z なる深さの点における波圧強度は一般に次式で表わされる。

$$\frac{p}{\rho} = -gz - \frac{1}{2}V^2 - \frac{\partial \phi}{\partial t} + f(t) \quad \cdots (4)$$

水面 $z = \eta$ においては $p = p_0 = 0$ であるから

$$f(t) = g\eta_0 + \frac{1}{2}V_0^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial t}\right)_{z=\eta_0} \quad \cdots (5)$$

ここに $\eta_0 = 2a \cos nt$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}V_0^2 &= \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_{z=\eta_0}^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right)_{z=\eta_0}^2 \right\} \\ &= 2a^2 \cdot n^2 \cdot e^{2m\eta_0} \cdot \sin^2 nt \\ &= 2a^2 \cdot n^2 \cdot (1 + 2m\eta_0) \cdot \sin^2 nt \quad \cdots (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t}\right)_{z=\eta_0} &= -\frac{2a \cdot n^2}{m} \cdot e^{m\eta_0} \cdot \cos nt \cdot \sin mx \\ &= -\frac{2a \cdot n^2}{m} (1 + m\eta_0) \cdot \cos nt \cdot \sin mx \end{aligned}$$

$n^2 = mg$ であるから

$$= -g \cdot \eta_0 (1 + m\eta_0) \quad \cdots (7)$$

式 (6), (7) を式 (5) に代入すると

$$f(t) = -g \cdot m \cdot \eta_0^2 + 2a^2 \cdot m \cdot g (1 + 2m\eta_0) \cdot \sin^2 nt \quad \cdots (8)$$

ただし

$$\eta_0^2 = 4a^2 \cdot \cos^2 nt = 2a^2 (1 + \cos 2nt)$$

$f(t)$ は t のみの関数であるから $\eta^2 = 2a^2 \cdot \cos 2nt$

$$\begin{aligned} \therefore f(t) &= -g \cdot m \cdot 2a^2 \cdot \cos 2nt \\ &\quad + g \cdot m \cdot 2a^2 (1 + 4ma \cdot \cos nt) \cdot \sin^2 nt \quad \cdots (9) \end{aligned}$$

$$\frac{1}{2}V^2 = 2a^2 \cdot n^2 \cdot e^{2mz} \cdot \sin^2 nt = g \cdot m \cdot 2a^2 \cdot e^{2mz} \cdot \sin^2 nt \quad \cdots (10)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -g \cdot 2a \cdot e^{mz} \cdot \cos nt \cdot \sin mx \quad \cdots (11)$$

式 (9), (10), (11) を式 (4) に代入すると

$$\begin{aligned} \frac{p}{\rho g} &= -z - m \cdot 2a^2 \cdot e^{2mz} \cdot \sin^2 nt \\ &\quad + 2a \cdot e^{mz} \cdot \cos nt \cdot \sin mx - m \cdot 2a^2 \cdot \cos 2nt \\ &\quad + m \cdot 2a^2 (1 + 4m \cdot a \cdot \cos nt) \cdot \sin^2 nt \quad \cdots (12) \end{aligned}$$

直立壁においては $\sin mx = 1$,

$$2a = H, \quad \rho g = w_0 \quad \text{とおくと}$$

$$\begin{aligned} \frac{p}{w_0} &= -z - \frac{1}{2}mH^2 \cdot e^{2mz} \cdot \sin^2 nt + H \cdot e^{mz} \cdot \cos nt \\ &\quad - \frac{1}{2}mH^2 \cdot \cos 2nt + \frac{1}{2}mH^2 (1 + 2mH \cdot \cos nt) \\ &\quad \times \sin^2 nt \quad \cdots (13) \end{aligned}$$

* 正員 工博 大阪市立大学教授 工学部土木工学科

** 正員 大阪市立大学助手 同

*** 正員 大阪市立大学大学院学生（修士課程）

水底 $z = -h$ においては, $e^{-mh} \neq 0$ であるから

$$\frac{p}{\omega_0} = h - \frac{1}{2} m H^2 \cdot \cos 2nt + \frac{1}{2} m H^2 (1 + 2 m H \cdot \cos nt) \cdot \sin^2 nt \quad \cdots (14)$$

式(14)は水深が非常に大きい水面に重複波が生じた場合の水底における波圧強度を示す。圧力 p の時間的変化を水面の重複波と対称して図示すると図-1のごとくである。

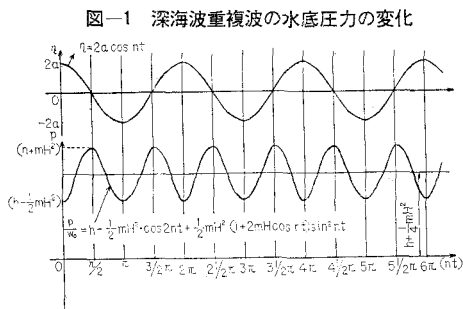


図-1 深海波重複波の水底圧力の変化

図-1により明らかなように、水底圧力は水面に波の山と谷が来たときに最も小さくなり、水面が静水面にあるときには最も大きくなるような2倍周波数の振動をする。このことは水深が非常に大きい水面に生じた重複波の特徴であって、その理由は、水面から水底までの水柱の重心が水面における重複波の振動によってその2倍の周波数で上下に振動するからである。つぎにこのことを物理的に証明しよう。

いま静水面(x 軸)から下方に十分に深い h の点に x 軸に平行な面を考え、その面上では圧力 p は x, y に無関係であるとする。この面と水面とに囲まれた長さ L, y 軸方向に単位幅の水柱を考え、その質量を M とすると、

$$M = \rho \int_0^L \int_{-h}^{\eta} dx \cdot dz = \rho(\eta + h)L \div \rho hL \quad \cdots (15)$$

この水柱の重心の位置を $-z_0$ とすれば、運動方程式はつぎのようになる。

$$M \frac{d^2 z_0}{dt^2} = \int_0^L p dx - M \cdot g \quad \cdots (16)$$

ここに

$$-z_0 = \frac{\rho}{M} \int_0^L \int_{-h}^{\eta} (-z) dx \cdot dz = -\frac{\rho}{2M} \int_0^L (\eta^2 - h^2) dx \\ = -\frac{\rho L}{2M} \{a^2(1 + \cos 2nt) - h^2\} \quad \cdots (17)$$

$$p = -\rho g z - \rho \left(\frac{1}{2} V^2 + \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_{z=h} + \rho f(t)$$

式(10), (11)より h が十分に大きく $h/L \geq 1/2$ のときは

$$\frac{1}{2} V^2 \div 0, \quad \frac{\partial \phi}{\partial t} \div 0$$

とおいてさしつかえないから

$$p = \rho gh + \rho f(t) \quad \cdots (18)$$

式(17), (18)を式(16)に代入すると

$$-2a^2 \cdot \rho \cdot n^2 \cdot L \cdot \cos 2nt = \rho ghL + \rho f(t)L - \rho ghL$$

$$\therefore f(t) = -2a^2 \cdot n^2 \cdot \cos 2nt \\ = -\frac{1}{2} m H^2 \cdot g \cdot \cos 2nt \quad \cdots (19)$$

式(19)を式(18)に代入すると

$$\frac{p}{\omega_0} = h - \frac{1}{2} m H^2 \cdot \cos 2nt \quad \cdots (20)$$

この式は式(14)における右辺第3項を除いたものと同じである。式(14)を導く場合には h を十分大きくとり、 h なる面においては p は水面の波の影響を受けないと仮定しているの、式(6)における

$$\frac{1}{2} V_0^2 = 2a^2 \cdot m \cdot g(1 + 2m\eta) \cdot \sin^2 nt \\ = \frac{1}{2} m H^2 \cdot g(1 + 2mH \cos nt) \sin^2 nt \\ \div 0$$

と置いたわけである。

式(17)より明らかなように、水柱の重心 z_0 は重複波の2倍の周波数で上下に振動する。このために水底圧力が2倍の周波数で振動するのである。

3. 水深が浅い場合 ($h/L < 1/2$) の重複波の波圧式

この場合には重複波の速度ポテンシャル ϕ は次式のよう

$$\phi = -\frac{2an}{m} \cdot \frac{\cosh m(h+z)}{\sinh mh} \cdot \sin nt \cdot \sin mx \quad \cdots (21)$$

ゆえに式(7)における $V_0^2, \partial \phi / \partial t$ はつぎのようになる。

$$\frac{1}{2} V_0^2 = \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right\}_{z=\eta_0} \\ = \frac{1}{2} \left\{ 4a^2 n^2 \frac{\cosh^2 m(h+\eta_0)}{\sinh^2 mh} \cdot \sin^2 nt \cdot \cos^2 mx \right. \\ \left. + 4a^2 n^2 \frac{\sinh^2 m(h+\eta_0)}{\sinh^2 mh} \cdot \sin^2 nt \cdot \sin^2 mx \right\} \\ = \frac{1}{2} \cdot 4a^2 \cdot n^2 \frac{\sin^2 nt}{\sinh^2 mh} \{ \cosh^2 m(h+\eta_0) \cdot \cos^2 mx \\ + \sinh^2 m(h+\eta_0) \cdot \sin^2 mx \} \\ = g \cdot m \cdot 4a^2 \frac{\sin^2 nt}{\sinh 2mh} \{ \cosh^2 m(h+\eta_0) - \sin^2 mx \} \quad \cdots (22)$$

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_{z=\eta_0} = -g \cdot \eta_0 \cdot \frac{\cosh m(h+\eta_0)}{\cosh mh} \quad \cdots (23)$$

式(22), (23)を式(5)に代入すると

$$f(t) = g \eta_0 + g \cdot 4a^2 \cdot \frac{m \cdot \sin^2 nt}{\sinh 2mh} \cdot \cosh^2 m(h+\eta_0) \\ - g \eta_0 \cdot \frac{\cosh m(h+\eta_0)}{\cosh mh} \quad \cdots (24)$$

ただし

$$\eta_0 = 2a \cdot \cos nt$$

つぎに

$$\frac{1}{2} V^2 = \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right\} \\ = g \cdot 4a^2 \cdot \frac{m \cdot \sin^2 nt}{\sinh 2mh} \{ \cosh^2 m(h+z) - \sin^2 mx \} \quad \cdots (25)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -g \cdot \eta \frac{\cosh m(h+z)}{\cosh mh} \dots (26)$$

式 (24), (25), (26) を式 (4) に代入すると

$$\begin{aligned} \frac{p}{w_0} = & -z + \eta_0 + \frac{mH^2 \cdot \sin^2 nt}{\sinh 2mh} \{ \cosh^2 m(h+\eta_0) \\ & - \cosh^2 m(h+z) + \sin^2 mx \} \\ & + \eta_0 \left\{ \frac{\cosh m(h+z)}{\cosh mh} - \frac{\cosh m(h+\eta_0)}{\cosh mh} \right\} \dots (27) \end{aligned}$$

ここに

$$w_0 = \rho g$$

$$2a = H$$

$$\eta_0 = H \cdot \cos nt$$

直立壁においては $\sin mx = 1$ であるから

$$\begin{aligned} \frac{p}{w_0} = & -z + \frac{mH^2 \cdot \sin^2 nt}{\sinh 2mh} \{ \cosh^2 m(h+\eta_0) \\ & - \sinh^2 m(h+z) \} + \eta_0 \left\{ 1 + \frac{\cosh m(h+z)}{\cosh mh} \right. \\ & \left. - \frac{\cosh m(h+\eta_0)}{\cosh mh} \right\} \dots (28) \end{aligned}$$

この式は静水面から $-z$ なる深さにおける重複波の波圧強度を表わす。直立壁に波の山が来たときの波圧分布は

$$\frac{p}{w_0} = -z + H \left\{ 1 + \frac{\cosh m(h+z)}{\cosh mh} - \frac{\cosh m(h+H)}{\cosh mh} \right\} \dots (29)$$

である。水底における圧力は

$$\begin{aligned} p = & w_0 h + w_0 H \left\{ 1 + \frac{1}{\cosh mh} - \frac{\cosh m(h+H)}{\cosh mh} \right\} \\ \text{あるいは} \\ p = & w_0 h + w_0 H \left\{ \frac{1}{\cosh mh} - mH \left(\tanh mh \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{2} mH \right) \right\} \dots (30) \end{aligned}$$

水面から水底までの全波圧 P は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} P = & \int_{-h}^{\eta_0} p dz \\ P = & \frac{1}{2} w_0 (h^2 - \eta_0^2) \\ & + w_0 \frac{mH^2 \cdot \sin^2 nt}{\sinh 2mh} \left[(\eta_0 + h) \cosh^2 m(h+\eta_0) \right. \\ & \left. - \frac{1}{2m} \left\{ \frac{1}{2} \sinh 2m(h+\eta_0) - m(h+\eta_0) \right\} \right] \\ & + w_0 \eta_0 \left\{ h + \eta_0 + \frac{\sinh m(h+\eta_0)}{m \cosh mh} \right. \\ & \left. - (h+\eta_0) \frac{\cosh m(h+\eta_0)}{\cosh mh} \right\} \dots (31) \end{aligned}$$

波の山が直立壁にあるときの全波圧は、つぎのようになる。

$$\cos nt = 1, \therefore \eta_0 = H$$

$$\begin{aligned} P = & \frac{1}{2} w_0 (h^2 - H^2) + w_0 H \left\{ h + H + \frac{\sinh m(h+H)}{m \cosh mh} \right. \\ & \left. - (h+H) \frac{\cosh m(h+H)}{\cosh mh} \right\} \dots (32) \end{aligned}$$

$L = 50 \sim 100 \text{ m}$, $h = 2 \sim 15 \text{ m}$, $H = 1 \sim 5 \text{ m}$ の範囲にお

いては

$$\frac{\cosh m(h+H)}{\cosh mh} \div 1 + mH \tanh mh + \frac{1}{2} m^2 H^2$$

とおいてさしつかえないから

$$\begin{aligned} P = & \frac{1}{2} w_0 (h^2 - H^2) + w_0 \frac{H \sinh m(h+H)}{m \cosh mh} \\ & - w_0 m H^2 (h+H) \left(\tanh mh + \frac{1}{2} mH \right) \dots (33) \end{aligned}$$

この式は重複波の山が直立壁に来たときに、直立壁に働く波圧の合力を示す。式 (30) の右辺第 3 項を省けばよく知られている Sainflow 式になる。Sainflow 式は Gerstner のだ円トロコイド波の式から導いたもので、第 3 項以下の負の項は第 2 項に比して小さいと仮定して無視したものである。しかし $H = 3 \sim 5 \text{ m}$, $L = 40 \sim 80 \text{ m}$ の波においては第 3 項以下の項の和は第 2 項に比して無視できないほど大きくなる(拙著「港湾工学」p. 54~58 参照)。Sainflow 式は誤差が安全側にある簡略式である。

4. 実験値による理論式の検討

式 (30) によると、 h/L がある程度以上大きくなると、 H/L がやや大きな波においては重複波圧は急激に減少することがわかる。いま $h = 2 \sim 15 \text{ m}$, $L = 50 \sim 100 \text{ m}$, $H = 1 \sim 5 \text{ m}$ の範囲について考えてみると、 $(mh)_{\max} = 1.884$, すなわち $\left(\frac{1}{\cosh mh} \right)_{\min} = 0.298$ のときは、 $H \geq 2.17 \text{ m}$ になると、直立壁底部の両側における圧力差 $p - w_0 h \leq 0$ になる。したがって、たとえば $L = 50 \text{ m}$ の波では、 $H = 2 \text{ m}$ より大きくなると、直立壁に働く波圧は急に減少することになる。しかし実際には水深が比較的浅い、 $h \leq 15 \text{ m}$ の海においてはむしろその反対であって、波形勾配が急な波ほど砕波しやすく、たとえ $h/H \geq 2$ であっても、水面付近で部分的に砕波して波圧は増大する傾向にある。

微小振幅波理論から導いた式 (30)~(33) が、実際の浅海における重複波にどの程度に合うかを実験によって確かめ理論式の適用範囲と、実際に理論的な重複波が発生する限界、部分的砕波を生ずる重複波の条件などを究明した実験はすべて風洞つき波浪水槽において行なった。直立壁前面の水深を h とすると、 $h/H = 1.78 \sim 3.63$ の範囲において $T = 1.34 \text{ sec}$, 1.79 sec および 2.24 sec , $H = 11.2 \sim 25.2 \text{ cm}$, $H/L = 0.036 \sim 0.096$ に変じて実験を行ない、直立壁における波の山から水底までの波圧分布を測定した。各種実験のうちの代表的な場合における波圧分布を示すと図-2~13のごとくである。また今日まで行なった実験結果を総括したものが表-1である。図-2~13 および表-1によると、 $T = 2.24 \text{ sec}$ および 1.79 sec の波、すなわち実験 No. 1~12 までは、実験値は分布も合力も理論式(式 (29) および式 (33)) に非常によく一致している。しかるに $T = 1.34 \text{ sec}$ の波にお

いては実験値はその分布も合力も理論式とは全く一致していない。波圧合力においては実験値は理論値の2倍から数倍以上になっている。図-11, 12, 13 においては, 理論式では水面から水底に向かって波圧は急激に減少するのに反し, 実験値では $p_{\max}$ は水面以下にあって, それより水底まではほぼ一定である。

図-2

$h=45\text{ cm}$, $T=2.24\text{ sec}$, $\omega=199\text{ cm/sec}$, $L=448\text{ cm}$,
 $H=16.1\text{ cm}$, $H/L=0.036$, $h/H=2.81$, $h/L=0.10$
 計算値 $p_{\max}=13.7\text{ gr/cm}^2$, $P=645\text{ gr/cm}$
 実験値 $p_{\max}=14.5\text{ gr/cm}^2$, $P=563\text{ gr/cm}$

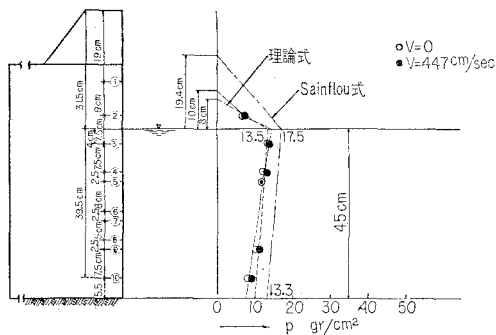


図-3

$h=45\text{ cm}$, $T=2.24\text{ sec}$, $\omega=199\text{ cm/sec}$, $L=448\text{ cm}$,
 $H=20.3\text{ cm}$, $H/L=0.045$, $h/H=2.21$, $h/L=0.10$
 計算値 $p_{\max}=16.3\text{ gr/cm}^2$, $P=805\text{ gr/cm}$
 実験値 $p_{\max}=15.5\text{ gr/cm}^2$, $P=647\text{ gr/cm}$

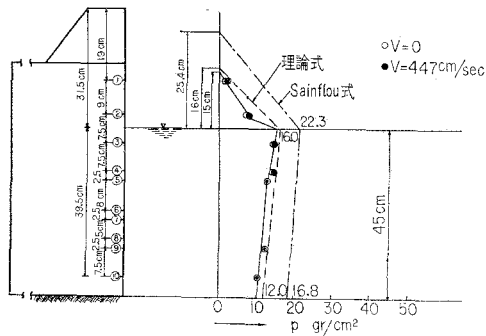


図-4

$h=45\text{ cm}$, $T=2.24\text{ sec}$, $\omega=199\text{ cm/sec}$, $L=448\text{ cm}$,
 $H=24.5\text{ cm}$, $H/L=0.055$, $h/H=1.84$, $h/L=0.10$
 計算値 $p_{\max}=18.4\text{ gr/cm}^2$, $P=910\text{ gr/cm}$
 実験値 $p_{\max}=19.5\text{ gr/cm}^2$, $P=742\text{ gr/cm}$

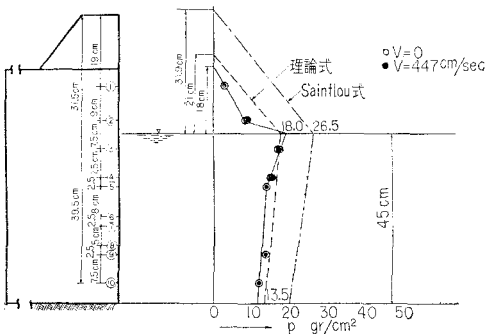


図-5

$h=45\text{ cm}$, $T=1.79\text{ sec}$, $\omega=186\text{ cm/sec}$, $L=335\text{ cm}$,
 $H=13.3\text{ cm}$, $H/L=0.039$, $h/H=3.34$, $h/L=0.13$
 計算値 $p_{\max}=10.6\text{ gr/cm}^2$, $P=440\text{ gr/cm}$
 実験値 $p_{\max}=11.5\text{ gr/cm}^2$, $P=385\text{ gr/cm}$

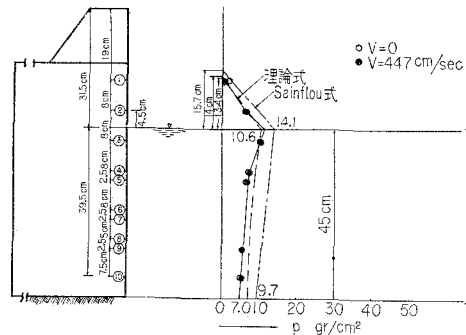


図-6

$h=45\text{ cm}$, $T=1.79\text{ sec}$, $\omega=186\text{ cm/sec}$, $L=335\text{ cm}$,
 $H=19.6\text{ cm}$, $H/L=0.059$, $h/H=2.40$, $h/L=0.13$
 計算値 $p_{\max}=13.3\text{ gr/cm}^2$, $P=570\text{ gr/cm}$
 実験値 $p_{\max}=13.7\text{ gr/cm}^2$, $P=470\text{ gr/cm}$

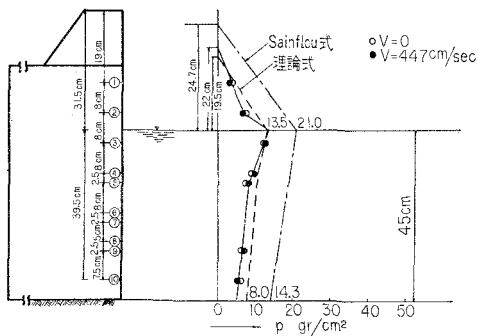
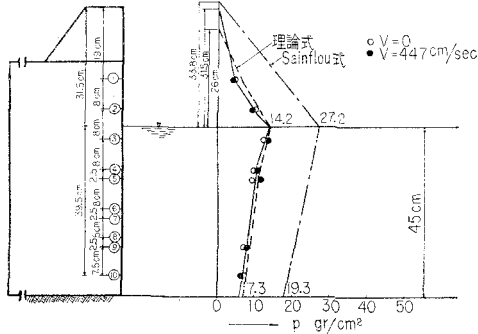


図-7

$h=45\text{ cm}$, $T=1.79\text{ sec}$, $\omega=186\text{ cm/sec}$, $L=335\text{ cm}$,
 $H=25.2\text{ cm}$, $H/L=0.075$, $h/H=1.78$, $h/L=0.13$
 計算値 $p_{\max}=14.2\text{ gr/cm}^2$, $P=606\text{ gr/cm}$
 実験値 $p_{\max}=13.9\text{ gr/cm}^2$, $P=580\text{ gr/cm}$



$T_p=6$ sec, したがって $L_p=46\sim 50$ m, $H_p/L_p=0.05\sim 0.10$ である。このような周期が短い風浪においては、直立壁前面の水深が波高の2倍以上あっても重複波は起こらず、部分的砕波を生ずることが考えられる。このことは現地における実例や風洞水槽における防波堤の実験においてもたびたび実証されている。

図-8

$h=37$ cm, $T=1.34$ sec, $\omega=157$ cm/sec, $L=231$ cm,
 $H=11.2$ cm, $H/L=0.048$, $h/H=3.30$, $h/L=0.11$
 計算値 $p_{\max}=8.1$ gr/cm², $P=243$ gr/cm
 実験値 $p_{\max}=15$ gr/cm², $P=530$ gr/cm

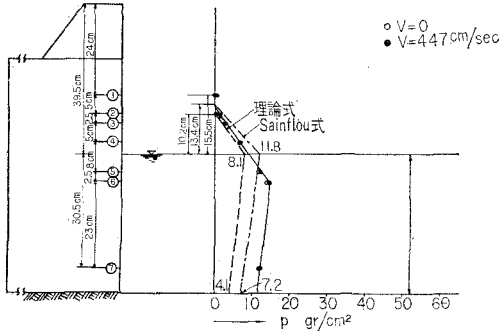


図-11

$h=37$ cm, $T=1.34$ sec, $\omega=157$ cm/sec, $L=231$ cm,
 $H=16.9$ cm, $H/L=0.073$, $h/H=2.19$, $h/L=0.11$
 計算値 $p_{\max}=9.2$ gr/cm², $P=266$ gr/cm
 実験値 $p_{\max}=23$ gr/cm², $P=805$ gr/cm

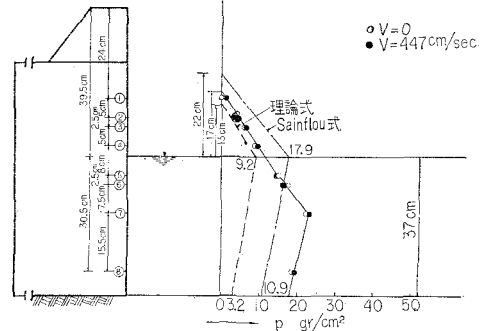


図-9

$h=45$ cm, $T=1.34$ sec, $\omega=183$ cm/sec, $L=246$ cm,
 $H=12.6$ cm, $H/L=0.051$, $h/H=3.60$, $h/L=0.18$
 計算値 $p_{\max}=8.6$ gr/cm², $P=278$ gr/cm
 実験値 $p_{\max}=13.5$ gr/cm², $P=787$ gr/cm

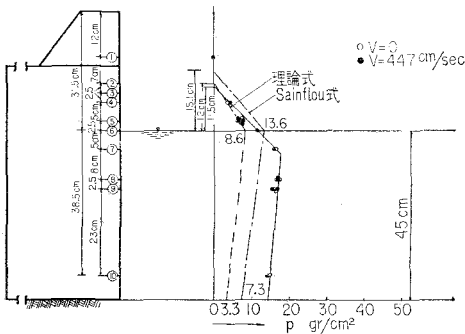


図-12

$h=45$ cm, $T=1.34$ sec, $\omega=183$ cm/sec, $L=246$ cm,
 $H=23.2$ cm, $H/L=0.094$, $h/H=1.94$, $h/L=0.18$
 計算値 $p_{\max}=7.9$ gr/cm², $P=130$ gr/cm
 実験値 $p_{\max}=28.0$ gr/cm², $P=1347$ gr/cm

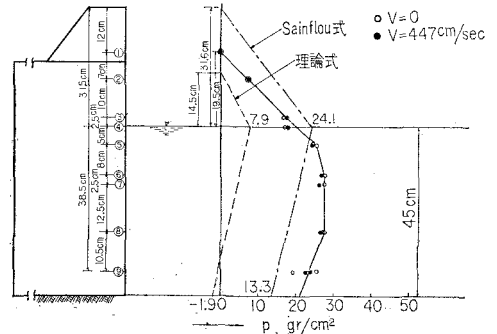


図-10

$h=55$ cm, $T=1.34$ sec, $\omega=190$ cm/sec, $L=255$ cm,
 $H=15.2$ cm, $H/L=0.060$, $h/H=3.63$, $h/L=0.22$
 計算値 $p_{\max}=9.2$ gr/cm², $P=277$ gr/cm
 実験値 $p_{\max}=22.5$ gr/cm², $P=1065$ gr/cm

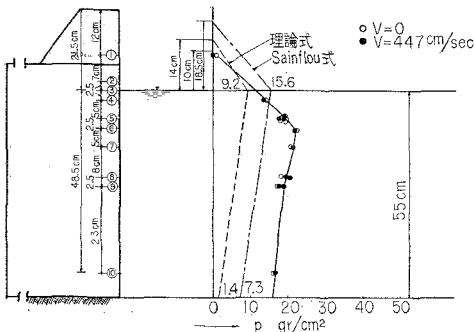


図-13

$h=55$ cm, $T=1.34$ sec, $\omega=190$ cm/sec, $L=255$ cm,
 $H=24.4$ cm, $H/L=0.096$, $h/H=2.26$, $h/L=0.22$
 計算値 $p_{\max}=7.3$ gr/cm², $P=-10$ gr/cm
 実験値 $V=0$, $p_{\max}=32.3$ gr/cm², $P=1783$ gr/cm
 $V=447$ cm/sec, $p_{\max}=33.7$ gr/cm², $P=1878$ gr/cm

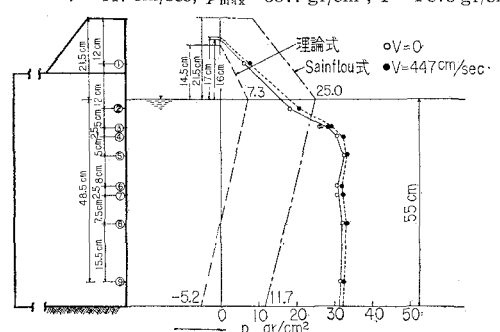


表-1 実験結果の総括

実験番号	h (cm)	T (sec)	H (cm)	L (cm)	h/H	H/L	h/L	$\rho_{e\max}$ (g/cm^2)		P_e (gr/cm)		P_c (gr/cm)	P_s (gr/cm)	P_e/P_c	P_e/P_s	P_s/P_c
								$V=0$	$V=447$ cm/sec	$V=0$	$V=447$ cm/sec					
1	45	2.24	16.1	448	2.81	0.036	0.100	14.5	14.5	563	563	645	852	0.88	0.66	1.32
2	45	2.24	18.8	448	2.38	0.042	0.100	15.0	15.0	620	620	729	1053	0.85	0.59	1.45
3	45	2.24	20.3	448	2.21	0.045	0.100	15.5	15.5	647	647	805	1163	0.80	0.56	1.45
4	45	2.24	23.8	448	1.91	0.053	0.100	18.0	18.0	690	690	881	1445	0.79	0.48	1.64
5	45	2.24	24.5	448	1.84	0.055	0.100	19.5	19.5	742	742	910	1496	0.81	0.49	1.65
6	45	1.79	13.3	335	3.34	0.039	0.134	11.5	11.5	385	385	440	646	0.88	0.60	1.47
7	45	1.79	15.2	335	2.96	0.045	0.134	12.5	12.5	416	416	486	766	0.86	0.54	1.58
8	45	1.79	16.7	335	2.70	0.050	0.134	13.0	13.0	464	464	518	855	0.89	0.54	1.65
9	45	1.79	19.6	335	2.30	0.059	0.134	13.7	13.7	473	473	570	1054	0.83	0.44	1.85
10	45	1.79	21.7	335	2.08	0.064	0.134	14.0	14.0	524	524	596	1213	0.83	0.43	2.40
11	45	1.79	25.0	335	1.80	0.075	0.134	14.4	14.4	578	578	603	1461	0.96	0.36	2.42
12	45	1.79	25.2	335	1.78	0.075	0.134	13.9	13.9	580	580	606	1481	0.94	0.39	2.44
13	37	1.34	11.2	231	3.30	0.048	0.160	15.0	15.0	530	530	243	373	2.18	1.42	1.53
14	45	1.34	12.6	246	3.60	0.051	0.183	13.5	13.5	787	787	278	558	2.83	1.41	2.01
15	55	1.34	15.2	255	3.63	0.060	0.216	22.5	22.5	1065	1065	277	774	3.85	1.38	2.79
16	37	1.34	14.8	231	2.50	0.064	0.160	17.0	17.0	625	625	269	618	2.32	1.01	2.30
17	45	1.34	16.1	246	2.80	0.066	0.183	22.0	22.0	1008	1008	281	750	3.58	1.34	2.67
18	37	1.34	16.9	231	2.19	0.073	0.160	23.0	23.0	805	805	266	730	3.02	1.10	2.74
19	45	1.34	18.0	246	2.50	0.073	0.183	26.5	26.5	1123	1123	252	873	4.46	1.29	3.46
20	55	1.34	19.9	255	2.77	0.078	0.216	26.0	27.0	1258	1403	190	1077	—	1.17	—
21	45	1.34	19.6	246	2.30	0.080	0.183	27.0	25.5	1174	1085	237	974	4.76	1.16	4.11
22	45	1.34	21.5	246	2.10	0.088	0.183	30.0	30.0	1370	1370	261	1097	5.25	1.25	4.20
23	45	1.34	23.2	246	1.94	0.094	0.183	28.0	28.0	1347	1347	130	1222	—	1.10	—
24	55	1.34	24.4	255	2.26	0.096	0.216	32.3	33.7	1783	1878	-10	1365	—	1.34	—

P_e : 実験値, P_c : 理論値, P : Sainflou 式による計算値

以上の実験はすべて風速 $V=0$ および $V=4.47$ m/sec (現地に換算した $V_p=20$ m/sec) のときについて行なった。風が強くなると、風上側の波形勾配はゆるやかに、風下側の波形勾配は急になり、波頂には白浪が立って、暴風時の風浪に似た状態になる。波が直立壁に衝突したときの跳波およびしぶきは無風のときにくらべて多くなるが、直立壁に沿っての波のはい上がり高さはほとんど変わらない。反対に波が砕けるためにはい上がりが多少少なくなる場合がある。また直立壁におよぼす波圧強度および分布は今回行なった実験の範囲においては風のないときもあるときもほとんど変わらない。

重複波の理論式の適用範囲および部分的砕波を生ずる重複波の発生条件を決定するには、今日までの実験では十分でないので、今後も引き続き多くの実験を行なう予定であるが、現在までの実験資料によって明らかになった点は

①周期 $T_m=1.79\sim 2.24$ sec の波 (現地に換算した周期 $T_p=8\sim 10$ sec) においては、 $h/H\geq 1.8$ であれば $H_m=13\sim 25$ cm ($H_p=2.6\sim 5$ m), $H/L=0.036\sim 0.075$ の波のときは完全な重複波が起こり、その波圧は理論式によく合う。

②周期 $T_m\leq 1.34$ sec の波 ($T_p\leq 6$ sec) においては、 $h/H\geq 2$ であっても、 $H_m\geq 11$ cm ($H_p\geq 2.2$ m), $H/L\geq 0.048$ の波は重複波を生ぜず、部分的砕波を生じ、理論値よりはるかに大きな圧力をおよぼす。

表-2 直立壁における波のはい上がり高さ

T (sec)	h/H	H/L	R_H/H		P_e/P_c	h/L
			$V=0$	$V=447$ cm/sec		
2.24	2.81	0.036	0.68	0.62	0.88	0.100
2.24	2.38	0.042	0.63	0.63	0.85	0.100
2.24	2.21	0.045	0.73	0.73	0.80	0.100
2.24	1.91	0.053	0.67	0.84	0.79	0.100
2.24	1.84	0.055	0.73	0.77	0.81	0.100
1.79	3.34	0.039	1.05	1.05	0.88	0.134
1.79	2.96	0.045	1.31	1.31	0.86	0.134
1.79	2.70	0.050	1.22	1.49	0.89	0.134
1.79	2.40	0.059	1.02	1.22	0.83	0.134
1.79	2.08	0.064	1.01	1.15	0.88	0.134
1.79	1.80	0.075	1.32	1.40	0.96	0.134
1.79	1.78	0.075	1.42	1.42	0.94	0.134
1.34	3.30	0.048	1.07	1.07	2.18	0.160
1.34	3.60	0.051	1.11	1.11	2.83	0.183
1.34	3.63	0.060	1.11	1.18	3.85	0.216
1.34	2.50	0.064	1.11	1.14	2.32	0.160
1.34	2.80	0.066	1.18	1.24	3.58	0.183
1.34	2.19	0.073	1.12	1.18	3.02	0.160
1.34	2.50	0.073	1.11	1.27	4.46	0.183
1.34	2.77	0.078	1.10	1.10	—	0.216
1.34	2.30	0.080	1.27	1.22	4.76	0.183
1.34	2.10	0.088	1.25	1.25	5.25	0.183
1.34	1.94	0.094	1.38	1.42	—	0.183
1.34	2.26	0.096	1.43	1.43	—	0.216

この研究において実験は主として、玉井・西村の両君が行なった。また実験結果の整理は4年次学生の小田一紀君に手伝ってもらった。ここに付記して謝意を表わす。