

水平板型透過性防波堤の水理特性

服部 昌太郎*・松本文信**

1. ま え が き

著者らは、水平板を用いた透過性防波堤を提案し、その消波特性に関する研究を行ってきた¹⁾。

静水面付近、または海面下に設置された水平板による波の反射・伝達を取扱った理論的研究は、井島ら²⁾、日野ら³⁾、および Stoker⁴⁾の研究があるにすぎない。なお、これらの研究においては水平板上での砕波によるエネルギー逸散の効果は考慮されていない。

本研究は、上記の板上波の挙動を考慮し、単一の不透過水平板が海面下に固定設置された場合の波高伝達、および波力を線型長波理論を用いて解析を行い、理論と実験との比較を行ったものである。

2. 理論的考察

一定水深 h の海中に、長さ $2a(=l)$ の水平板が固定設置されているとし、座標系を図-1 のようにとる。水平板の周辺を I~IV の4領域に分割し、I, II および IV に線型長波理論を適用して解析を行う。

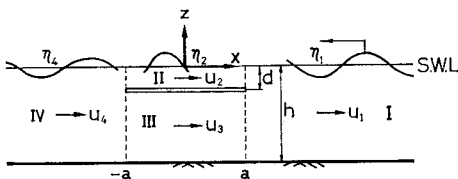


図-1 記号説明図

領域 I ($x \geq a, \eta_1 \geq z \geq -h$)

入射波と水平板からの反射波が存在する。従って、波形、および水平流速は式 (1) と (2) で与えられる。

領域 IV ($x \leq -a, \eta_4 \geq z \geq -h$)

この領域では、伝達波のみが存在する。従って、波形、および水平流速は式 (6) と (7) になる。

領域 II ($-a \leq x \leq a, \eta_2 \leq z \leq -d$)

水平板上では、入射波による進行波と板後端からの反射波とよりなる部分重複波が存在する。水平板上での砕波は水平板の水理特性を支配する重要な因子の一つとなっている⁵⁾。

本解析では、砕波によるエネルギー逸散の効果を導入するため、砕波後の波高は波の進行とともに指数関数的に減衰するという井島ら⁶⁾、堀川ら⁷⁾、および榎木⁸⁾らの研究成果を板上の進行波に適用する。波高減衰率 β を用いると、板上波形は式 (3) また、この場合の水平流速は式 (4) となる。

領域 III ($-a \leq x \leq a, -d \leq z \leq -h$)

この領域において、流体運動の境界条件は鉛直方向の流速 w_3 が

$$z = -d, \text{ および } z = -h \text{ で } w_3 = 0$$

であることより、領域 III の全域で $w_3 = 0$ また、水平方向の流速 u_3 は一様 ($\partial u_3 / \partial x = 0$) となる。従って、この領域内での圧力分布は静水圧分布であり、水平方向の運動方程式より、

表-1 各領域における波形と水平流速

領域	波 形	水 平 流 速
I $x \geq a$ $\eta_1 \geq z \geq -h$	$\eta_1 = (A_I e^{ikx} + A_R e^{-ikx}) e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (1)$	$u_1 = \sqrt{\frac{g}{h}} (A_R e^{-ikx} - A_I e^{ikx}) e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (2)$
II $-a \leq x \leq a$ $\eta_2 \geq z \geq -d$	$\eta_2 = [A_I e^{-\beta k_2(a-x)} e^{ik_2 x} + A_R e^{-ik_2 x}] e^{i\sigma t} \dots\dots (3)$	$u_2 = \sqrt{\frac{g}{d}} [A_R e^{-ik_2 x} - A_I (1 - i\beta) e^{-\beta k_2(a-x)} e^{ik_2 x}] e^{i\sigma t} \dots (4)$
III $-a \leq x \leq a$ $-d \leq z \leq -h$		$u_3 = \frac{ig}{2\sigma a} [A_I e^{ika} + (A_R - A_T) e^{-ika}] e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (5)$
IV $-a \leq x$ $\eta_4 \leq z \leq -h$	$\eta_4 = A_T e^{ikx} e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (6)$	$u_4 = -\sqrt{\frac{g}{h}} A_T e^{ikx} e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (7)$

* 正 会 員 工博 中央大学教授 理工学部 土木工学科

** 学生会員 中央大学大学院 理工学研究科

表-2 記 号 説 明

A_I : 入射波振幅 A_R : 反射波振幅 A_T : 伝達波振幅 a_I : 板上進行波振幅 a_R : 板上反射波振幅 l : 水平板長 σ : 角振動数 k : 波数 $k_2 = k/\sqrt{\lambda}$ $\lambda = d/h$: 相対設置水深 L : 入射波長 d : 水平板設置水深 H_I : 入射波高 T : 伝達率 R : 反射率 w_0 : 水の単位体積重量 F : 水平板単位幅当りに働く波力 $F_{\max}/w_0 H_I l$: 無次元最大波力

$$\frac{\partial u_3}{\partial t} = -\frac{g}{2a}(\eta_1|_{x=a} - \eta_4|_{x=-a})$$

をうる。上式に式 (1) と (6) を代入することにより、領域 III 内での水平流速式 (5) をうる。

以上得られた解は表-1 に、また、本報中に用いる主な記号は表-2 に示される。

各領域間の結合

表-1 の各領域に対する解を、水平板前・後端 ($x = \pm a$) における圧力と質量 (流量) の連続条件、

$$x=a \text{ で } \eta_1 = \eta_2, u_1 h = u_2 d + u_3(h-d) \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$x=-a \text{ で } \eta_2 = \eta_4, u_2 d + u_3(h-d) = u_4 h \quad \dots\dots\dots (9)$$

によって結合する。各領域における解、式 (1)~(7) を

$$\frac{a_R}{A_I} = \frac{-Re^{-2\beta k_2 a} e^{-i(k+k_2)a} + Te^{-i(k-k_2)a} - e^{-2\beta k_2 a} e^{i(k-k_2)a}}{e^{i2k_2 a} - e^{-2\beta k_2 a} e^{-i2k_2 a}} \quad \dots\dots\dots (15)$$

特に、板上の進行波が非砕波 ($\beta=0$) の場合には式 (14) と (15) は式 (16) と (17) となる。

$$\frac{a_I}{A_I} = \frac{Re^{-i(k-k_2)a} - Te^{-i(k+k_2)a} + e^{i(k+k_2)a}}{2i \sin 2k_2 a} \quad (16)$$

$$\frac{a_R}{A_I} = \frac{-Re^{-i(k+k_2)a} + Te^{-i(k-k_2)a} - e^{i(k-k_2)a}}{2i \sin 2k_2 a} \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\begin{aligned} a_{11} &= \left\{ 1 + \sqrt{\lambda} - \frac{i(1-\lambda)}{2ka} \right\} e^{2ik_2 a} + \left\{ -1 + \sqrt{\lambda} + \frac{i(1-\lambda)}{2ka} \right\} e^{-2\beta k_2 a} e^{-2ik_2 a} - i\sqrt{\lambda} \beta e^{2ik_2 a} \\ a_{12} &= -2\sqrt{\lambda} + \frac{i(1-\lambda)}{2ka} e^{2ik_2 a} + i\beta\sqrt{\lambda} - \frac{i(1-\lambda)}{2ka} e^{-2\beta k_2 a} e^{-2ik_2 a} \\ a_{21} &= -\frac{i(1-\lambda)}{2ka} e^{2ik_2 a} + \left\{ \sqrt{\lambda} (2-i\beta) + \frac{i(1-\lambda)}{2ka} e^{-2ik_2 a} \right\} e^{-2\beta k_2 a} \\ a_{22} &= \left\{ -1 - \sqrt{\lambda} + \frac{i(1-\lambda)}{2ka} \right\} e^{2ik_2 a} + \left\{ 1 - \sqrt{\lambda} + i\sqrt{\lambda} \beta - \frac{i(1-\lambda)}{2ka} \right\} e^{-2\beta k_2 a} e^{-2ik_2 a} \\ b_1 &= \left\{ 1 - \sqrt{\lambda} + \frac{i(1-\lambda)}{2ka} \right\} e^{2ik_2 a} e^{2ika} + \left[i\sqrt{\lambda} \beta e^{2ik_2 a} - \left\{ 1 + \sqrt{\lambda} + \frac{i(1-\lambda)}{2ka} \right\} e^{-2\beta k_2 a} e^{-2ik_2 a} \right] e^{2ika} \\ b_2 &= \frac{i(1-\lambda)}{2ka} e^{2ik_2 a} e^{2ika} - \left\{ \sqrt{\lambda} (2-i\beta) + \frac{i(1-\lambda)}{2ka} e^{-2ik_2 a} \right\} e^{-2\beta k_2 a} e^{2ika} \end{aligned}$$

伝達率、反射率は上式より計算される T , R の絶対値により与えられる。

板上進行波が非砕波 ($\beta=0$) の場合の、 T , R は、

$$T = \frac{\{2\sqrt{\lambda} ka + (1-\lambda) \sin 2k_2 a\} e^{2ika}}{\{2\sqrt{\lambda} ka \cos 2k_2 a + (1-\lambda) \sin 2k_2 a\} + i\{(1+\lambda)ka \sin 2k_2 a - \sqrt{\lambda} (1-\lambda)(\cos 2k_2 a - 1)\}} \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$R = \frac{(1-\lambda)\{ka \sin 2k_2 a + \sqrt{\lambda} (\cos 2k_2 a - 1)\} e^{2ika}}{\{(1+\lambda)ka \sin 2k_2 a - \sqrt{\lambda} (1-\lambda)(\cos 2k_2 a - 1)\} - i\{2\sqrt{\lambda} ka \cos 2k_2 a + (1-\lambda) \sin 2k_2 a\}} \quad \dots\dots\dots (20)$$

式 (19), (20) に水平板が静水面に設置された場合の条件 $\lambda=0$ を代入すると、

用いて式 (8) と (9) を書直すと、以下の式を得る。

$$e^{ika} + Re^{-ika} = \frac{a_I}{A_I} e^{ik_2 a} + \frac{a_R}{A_I} e^{-ik_2 a} \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\begin{aligned} &-e^{ika} + Re^{-ika} \\ &= \sqrt{\lambda} \left\{ \frac{a_R}{A_I} e^{-ik_2 a} - \frac{a_I}{A_I} (1-i\beta) e^{ik_2 a} \right\} \\ &\quad + \frac{i(1-\lambda)}{2ka} \{e^{ika} + (R-T)e^{-ika}\} \quad \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

$$\frac{a_R}{A_I} e^{ik_2 a} + \frac{a_I}{A_I} e^{-2\beta k_2 a} e^{-ik_2 a} = Te^{-ika} \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\begin{aligned} &\sqrt{\lambda} \left\{ \frac{a_R}{A_I} e^{ik_2 a} - \frac{a_I}{A_I} (1-i\beta) e^{-2\beta k_2 a} e^{-ik_2 a} \right\} \\ &\quad + \frac{i(1-\lambda)}{2ka} \{e^{ika} + (R-T)e^{-ika}\} \\ &= -Te^{-ika} \quad \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

式 (10) と (12) より、入射波と水平板上における進行波および反射波との波高比を定める関係式 (14), (15) をうる。

$$\frac{a_I}{A_I} = \frac{Re^{-i(k-k_2)a} - Te^{-i(k+k_2)a} + e^{i(k+k_2)a}}{e^{i2k_2 a} - e^{-2\beta k_2 a} e^{-i2k_2 a}} \quad \dots\dots\dots (14)$$

伝達率と反射率

式 (14) と (15) を式 (11) と (13) に代入することにより、伝達率、反射率を定める次式を得る。

$$\begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R \\ T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots (18)$$

ただし、

$$T = \frac{e^{2ika}}{1+ika} \quad R = \frac{ika e^{2ika}}{1+ika} \quad \dots\dots\dots (21)$$

となる。これは Stoker による理論解と一致する。

波力の計算

水面下における圧力は静水圧分布である。従って、板上面に作用する圧力 p_u は、式 (3) を用いることにより式 (22) となる。

$$p_u = \rho g A_I \left\{ \frac{a_I}{A_I} e^{-\beta k_2(a-x)} e^{ik_2 x} + \frac{a_R}{A_R} e^{-ik_2 x} \right\} \cdot e^{i\sigma t} + \rho g d \quad \dots\dots\dots (22)$$

また、板下面に作用する圧力 p_l は圧力方程式

$$p_l = -\rho \frac{\partial \phi_3}{\partial t} + \rho g d \quad \dots\dots\dots (23)$$

により計算することが出来る。ただし、 ϕ_3 は領域 III における速度ポテンシャルである。 $x = \pm a$ で圧力が連続

$$\begin{aligned} \frac{p_u}{\rho g A_I} = & \left[\frac{1}{2(n_3^2 + n_4^2) \cos k_2 a} \{ (n_1 n_3 + n_2 n_4 + n_3^2 + n_4^2) \cos ka + (n_1 n_4 - n_2 n_3) \sin ka \} \cos k_2 x \right. \\ & + \frac{1}{2(n_3^2 + n_4^2) \sin k_2 a} \{ (-n_1 n_3 + n_2 n_4 + n_3^2 + n_4^2) \cos ka - (n_1 n_4 + n_2 n_3) \sin ka \} \sin k_2 x \left. \right] \cos \sigma t \\ & - \left[\frac{1}{2(n_3^2 + n_4^2) \cos k_2 a} \{ (n_1 n_3 + n_2 n_4 + n_3^2 + n_4^2) \sin ka - (n_1 n_4 - n_2 n_3) \cos ka \} \cos k_2 x \right. \\ & - \frac{1}{2(n_3^2 + n_4^2) \sin k_2 a} \{ (-n_1 n_3 + n_2 n_4 + n_3^2 + n_4^2) \sin ka + (n_1 n_4 + n_2 n_3) \cos ka \} \sin k_2 x \left. \right] \sin \sigma t + d/A_I \quad \dots\dots\dots (26) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{p_l}{\rho g A_I} = & \frac{1}{2a(n_3^2 + n_4^2)} [\{ (n_1 n_3 + n_2 n_4 + n_3^2 + n_4^2) \cos ka + (n_1 n_4 - n_2 n_3) \sin ka \} a \\ & + \{ (-n_1 n_3 + n_2 n_4 + n_3^2 + n_4^2) \cos ka - (n_1 n_4 + n_2 n_3) \sin ka \} x \] \cos \sigma t \\ & - \frac{1}{2a(n_3^2 + n_4^2)} [\{ (n_1 n_3 + n_2 n_4 + n_3^2 + n_4^2) \sin ka - (n_1 n_4 - n_2 n_3) \cos ka \} a \\ & + \{ (-n_1 n_3 + n_2 n_4 + n_3^2 + n_4^2) \sin ka + (n_1 n_4 + n_2 n_3) \cos ka \} x \] \sin \sigma t + d/A_I \quad \dots\dots\dots (27) \end{aligned}$$

ただし、

$$\begin{aligned} n_1 &= 2\sqrt{\lambda} ka + (1-\lambda) \sin 2k_2 a \\ n_2 &= (1-\lambda) \{ ka \sin 2k_2 a + \sqrt{\lambda} (\cos 2k_2 a - 1) \} \\ n_3 &= 2\sqrt{\lambda} ka \cos 2k_2 a + (1-\lambda) \sin 2k_2 a \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{F}{\rho g H_I l} = & \left\{ \frac{1}{4(n_3^2 + n_4^2)} - \frac{\tan k_2 a}{4k_2 a(n_3^2 + n_4^2)} \right\} [\{ (n_1 n_3 + n_2 n_4 + n_3^2 + n_4^2) \cos ka + (n_1 n_4 - n_2 n_3) \sin ka \} \cos \sigma t \\ & + \{ (n_1 n_4 - n_2 n_3) \cos ka - (n_1 n_3 + n_2 n_4 + n_3^2 + n_4^2) \sin ka \} \sin \sigma t] \quad \dots\dots\dots (28) \end{aligned}$$

水平板を静水面 ($\lambda=0$) に設置した場合、板上面における波の存在を無視する ($p_u=0$) と、水平板下面に働く圧力は Stoker の解と一致し、無次元最大波力は相対平板長 l/L に関係なく 0.5 となる。

3. 理論と実験との比較

実験は、長さ 30m, 幅 0.8m, 高さ 0.7m の片面ガラス張り 2 次元波動水槽を用いて行った。実験装置の全体的配置、および実験方法は、第22回海講報告のものと同様である。表-3 に実験条件を示す。

表-3 実験条件

T (sec)	h/L	l/L
1.3	0.185	0.556
1.5	0.154	0.462
1.8	0.123	0.369

波高減衰率 β の検討

砕波によるエネルギー逸散

であることから式 (24) をうる。

$$\frac{\partial \phi_3}{\partial t} = -\frac{g A_I}{2a} \left\{ (e^{ika} + Re^{-ika} - Te^{-ika}) x + a(e^{ika} + Re^{-ika} + Te^{-ika}) \right\} e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (24)$$

これを式 (23) に代入することにより、板下面に働く圧力は式 (25) で与えられる。

$$p_l = \frac{\rho g A_I}{2a} \{ (e^{ika} + Re^{-ika} - Te^{-ika}) x + a(e^{ika} + Re^{-ika} + Te^{-ika}) \} e^{i\sigma t} + \rho g d \quad \dots\dots\dots (25)$$

非砕波時の波力 ($\beta=0$ の場合)

式 (16), (17) および式 (19), (20) を用いて式 (22), (25) を書直し、実数部をとると式 (26), (27) を得る。

$$\begin{aligned} n_4 &= (1+\lambda) ka \sin 2k_2 a - \sqrt{\lambda} (1-\lambda) \\ &\quad \cdot (\cos 2k_2 a - 1) \end{aligned}$$

従って、水平板単位幅当りに働く無次元波力 $F/w_0 \cdot H_I l$ ($l=2a$) は次式で与えられる。

は、砕波後の波高が指数関数的に減衰すると仮定し、波高減衰率 β を用いて理論解析に導入した。図-2 は、水平板中央での板上波高の測定結果を用い、 β と入射波波形勾配との関係を示した実験結果の例である。水平床上

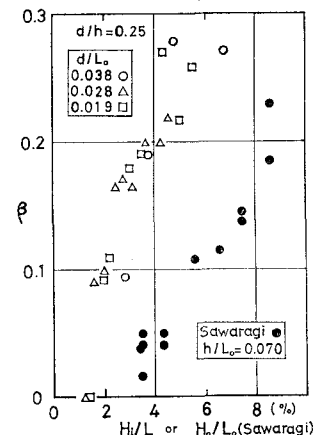
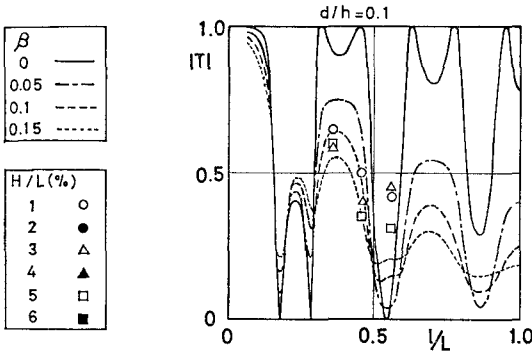
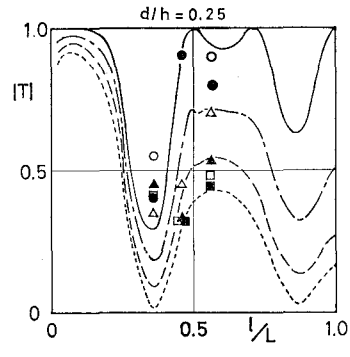


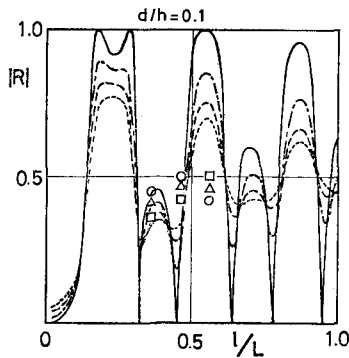
図-2 波形勾配と板上波の波高減衰率 β



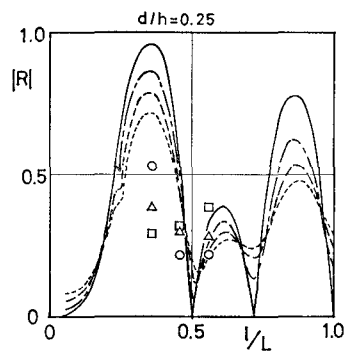
図—3 伝達率 $|T|$ と相対平板長 l/L



図—5 伝達率 $|T|$ と相対平板長 l/L



図—4 反射率 $|R|$ と相対平板長 l/L



図—6 反射率 $|R|$ と相対平板長 l/L

での砕波後の波高減衰に関しては、堀川ら⁹⁾、樫木ら¹⁰⁾の実験がある。これらの実験結果によると、前述の指数関数的な波高減衰が認められる。図—2 には、樫木らの実験結果より算定される β と H_0/L_0 との関係も同時に示されている。 $(\beta$ の算定は、砕波点より $0 \leq x/L < 1$ の区間に対して行った。)

β の算定に当っては、水平板前端部での板上波高が入射波高と等しいと仮定した。このため、樫木らの実験結果による β 値より、著者ら β の値が過大となったものと考えられる。

伝達率と反射率

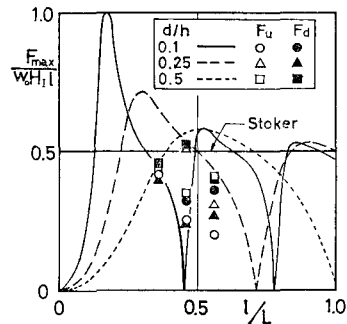
図—3～6 は、水平板の相対設置水深が、 $d/h=0.1$ と 0.25 の場合の伝達率と反射率の理論値 (式 (18)) と実験値との比較を行ったものである。これらの図は、 l/L との関係を示したもので、理論値に対しては波高減衰率 β を、また実験値は入射波々形勾配をそれぞれパラメータとしている。

水平板の設置水深が比較的小さい場合 (例えば $d/h=0.1$) には、入射波の波底が水平板以下となり、板下面に空気連行が生ずる。このため、伝達率と反射率の理論と実験との一致の程度は低下する。このような現象が発

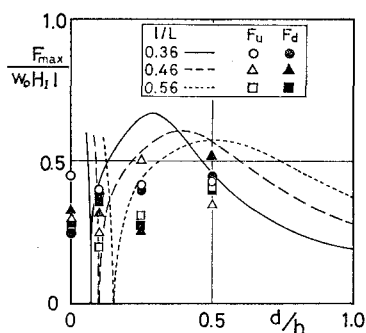
生しない場合 ($d/h=0.25$) では、入射波波形勾配の増大と共に β の値が増大する (図—2) を考慮すると、両者の一致の程度は比較的良好である。

水平板に働く波力

図—7 と 8 は、水平板に働く無次元最大波力と相対平板長、および水平板の相対設置水深との関係を示したものである。図中の理論値は、 $\beta=0$ すなわち、板上波が



図—7 無次元最大波力と相対平板長 l/L (F_u : 無次元最大引上げ力, F_d : 無次元最大引下げ力)

図-8 無次元最大波力と相対設置水深 d/h

非砕波時の式 (28) によるものである。

理論結果によると、伝達・反射率と同様に、板上波と板下の振動流の位相によって波力が増減する様相が見られる。理論値は、図中の実験値に比較して若干小さ目の値を示しているが、これは板上波の砕波などの効果によるものである。

理論の問題点

本研究の水平板の水理特性に関する理論は、線形長波理論を用いて行った。この結果、水平板の設置水深が静水面付近になると、板上波の波数は無限大となる。この様な現象は実際には存在せず、本研究の理論には、当然その適用限界がある。

4. 結 論

本研究は、一樣水深の海中に固定設置された水平板の波高伝達・反射率、および水平板に働く波力を、線形長波理論によって解析し、理論の妥当性を実験との比較によって検討した。理論では、水平板上での砕波によるエネルギー逸散の効果を、砕波後の波高減衰率を用いて考慮した。

水平板の伝達・反射率は、板上での波と板下の振動流との位相によって変動し、入射波高と共に増大する板上波の波高減衰率 β によって、その変動幅は小さくなる。

実験との比較によって、理論結果の妥当性を検討したが、理論の適用限界としては、水平波の相対設置水深は $d/h \approx 0.1$ 程度であることが明らかとなった。

本研究の一部は昭和50年度文部省科学研究費（試験研究 (1) 代表者京都大学 岩垣雄一教授）によって行った。また、本研究の実験は、当時中央大学学生市川朝久、竹本隆一、長島紀彦君らの協力のもとに行ったものである。ここに感謝の意を表す。

参 考 文 献

- 1) 服部昌太郎： 水平板式透過性防波堤の波高伝達，第22回海講論文集，pp. 513-517, 1975.
- 2) 井島武士・尾崎重雄・江口泰彦・小林 彰： 水平板による防波堤と岸壁に関する理論的研究 (2)，第17回海講論文集，pp. 97-106, 1970.
- 3) 日野幹雄・山崎丈夫： 水平板列による波の反射および透過に関する理論，東京工業大学土木工学科研究報告，No. 9, pp. 89-97, 1970.
- 4) Stoker, J. J.: Water Waves, Interscience Publishers Inc., New York, pp. 430-436, 1957.
- 5) 前述 1)。
- 6) 井島武士・高橋智晴・中村憲一： 実体写真観測による砕波帯の波の性質について，第2回海講論文集，pp. 99-100, 1956.
- 7) Horikawa, K. and C. T. Kuo: A study on wave transformation inside surf zone, Proc. 10th Conf. on Coastal Eng. 1966.
- 8) 榎木 亨・岩田好一朗・松本 昇： 砕波後の波の変形に及ぼす乱れの効果について，第22回海講論文集，pp. 565-570, 1973.
- 9) 前述 7)。
- 10) 前述 8)。