

## 二重透過壁を有する鉛直消波岸壁の消波効果について

ON WAVE ABSORBER OF TWO PERMEABLE WALLS  
TYPE BREAKWATER QUAY

榎 木 亨\*・岩田好一郎\*\*

By Toru SAWARAGI and Koichiro IWATA

## 1. 緒 言

近年、消波効果を有する鉛直岸壁（護岸）が注目を集め、この種の岸壁の開発が実験的あるいは理論的な面から行われている<sup>1)~3)</sup>。こういった鉛直消波岸壁の構造および消波機能の面で特に望まれるのは、(1) 消波効果を有する部分の岸壁幅ができるだけ小さいこと、(2) 来襲波の波高・周期などの波の特性が変化しても岸壁の反射率及び消波部分の水位変動、などの消波効果に大きな変化がなく、かつ、消波効果が高いこと、であろう。

著者ら<sup>3)</sup>は、前面の多孔壁と後面の不透過壁間に遊水部を有する多孔壁式鉛直消波岸壁（透過壁が一重で、入射波に対し反射波と透過波の位相がずれない場合）の消波効果を理論的・実験的に検討を加えて、最大の消波効果は遊水部長  $l_B = 1/4(L)$  ( $L$  は岸壁設置水深  $h$  での波長)、透過壁自体の反射率が 33~38% の場合にもたらされることを明らかにした。この最大の消波効果をもたらし最適な遊水部長  $l_B = 1/4(L)$  は設計波の波長が大きくなるにつれて大きくなるので、実際の外洋の波に対しては経済的な面で不都合が生じると考えられる。したがって、最適な遊水部長  $l_B$  が  $l_B < 1/4(L)$  の範囲で、しかも、できるだけ小さい岸壁構造が好ましいことはいうまでもない。

著者ら<sup>4)</sup>はすでに横スリット透過壁を二重に組合せると、二重スリット壁全体としての反射率と透過率を同時に小さくすることができて、スリット壁一基の場合より消波効果を高めることを明らかにした。そこで、前面透過壁として二重の透過壁を用いる岸壁構造、つまり、遊水部を2つ有する岸壁構造が先に述べた岸壁の要件を満足する消波岸壁の一形式であろうと考えられる。

したがって、本論では、二重の透過壁を有し背後に不

透過壁をもつ鉛直消波岸壁（以後、二重透過壁型と称す）を取り上げて、岸壁の反射率、遊水部内の水位変動などの消波特性をまず理論解析により明らかにし、その妥当性を水理実験により検証するとともに、一重の透過壁を有し背後に不透過壁をもつ鉛直消波岸壁（以後、単に一重透過壁型と称す）の消波効果との差異を明らかにしようとするものである。

## 2. 理論解析

解析方法は著者らがすでに用いている複素ベクトル表示を用いる方法である<sup>3)</sup>。すなわち、図-1 に示す前面透過壁と後面の不透過壁間で入射波が反復反射し、その反復反射波が線型に加え合さったものとして岸壁前面の反射および遊水部内の水位変動が生じるものと仮定して以下の解析を行っていく。用いる記号を式 (1) に示す。

$$\left. \begin{aligned} \text{入射波: } \bar{H}_I &= H_I \exp(i\theta_I) \\ \text{反射率: } \bar{r}_{Rj} &= r_{Rj} \exp(i\theta_{Rj}), \quad j=1, 2, 3 \\ \text{透過率: } \bar{t}_{Tj} &= t_{Tj} \exp(i\theta_{Tj}), \quad j=1, 2, 3 \\ \text{減衰率: } \bar{\alpha}_p &= \alpha_p \exp(-2\pi x_i/L), \quad p=1, 2 \\ &\alpha_p = \exp(-\varepsilon_p x/L), \quad p=1, 2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

なお、式 (1) で添字の  $j=1$  は不透過壁での値、 $j=2$  は岸側透過壁での値、 $j=3$  は沖側透過壁での値、 $p=1$  は透過壁間での値、 $p=2$  は岸側透過壁と不透過壁間での値、 $R$  は反射に関する値、 $T$  は透過に関する値、 $\theta$  は位相、 $i = \sqrt{-1}$ 、 $L$  は岸壁の設置水深  $h$  での入射波長、 $x$  は沖側透過壁前面を原点とし、不透過壁方向を正軸とする水平距離、また、図-1 の  $l_1$  は透過壁間距離、 $l_2$  は岸側透過壁と不透過壁間の距離、 $B_2$  は岸側透過壁厚、 $B_3$  は沖側透過壁厚である。ここで、 $\theta_T$  は透過壁厚を含んだものであり、したがって、 $x$  は遊水部のみを考えるとよいことに注意されたい。

\* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学教室

\*\* 正会員 工博 大阪大学助教授 工学部土木工学教室

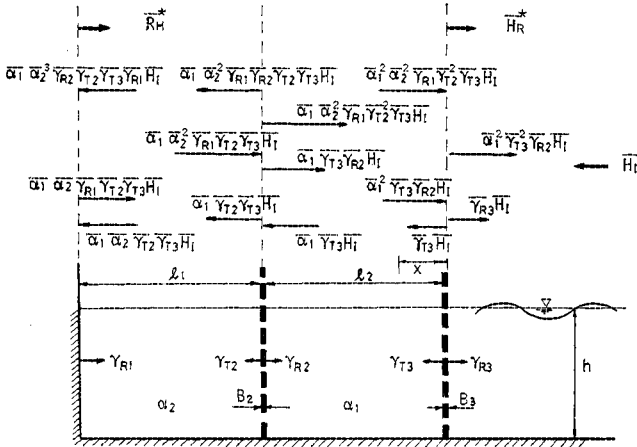


図-1 二重透過壁型鉛直消波岸壁での反復反射状況

(1) 岸壁の反射率,  $\gamma_R^*$

図-1 に示すように、沖側透過壁と不透透壁間での無限の反復反射を考えると、消波岸壁全体としての反射波高  $\bar{H}_R^*$  は式 (2) で与えられる。なお、同式は反復反射の各波について特性 ( $\gamma_{Rj}$ ,  $\gamma_{Tj}$ ,  $\theta_{Rj}$ ,  $\theta_{Tj}$ ,  $\alpha_p$ ;  $j=1, 2, 3, p=1, 2$ ) が一定であると仮定して導かれたものであり、後述の式 (6) についても同様である。

$$\begin{aligned} \bar{H}_R^* = & \left[ \bar{\gamma}_{R3} + \bar{\gamma}_{T3}^2 \bar{\gamma}_{R2} \bar{\alpha}_1^2 \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2} \bar{\gamma}_{R3})^{n-1} \right. \\ & + \bar{\alpha}_1^2 \bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{T2}^2 \bar{\gamma}_{T3}^2 \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{R2})^{n-1} \left. \right] \\ & \times \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2} \bar{\gamma}_{R3})^{n-1} \right\}^2 \times \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \bar{\alpha}_1^2 \bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{R3} \bar{\gamma}_{T2}^2 \right. \\ & \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2} \bar{\gamma}_{R3})^{n-1} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{R2})^{n-1} \left. \right\}^{n-1} \cdot \bar{H}_I \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2)$$

なお、式 (2) の右辺第 1 項は沖側の透過壁による反射波、第 2 項は岸側透過壁を通過しない場合の反射波、第 3 項は沖側と岸側の両方を通過する場合の反射波を表わす。また、上式で、 $\bar{\alpha}_1^6 \bar{\gamma}_{R2}^2 \bar{\gamma}_{R3}^2 \bar{\gamma}_{T3}^2$  以上の項を微小項として省略すれば、式 (2) の近似式として式 (3) がえられる。

$$\bar{H}_R^* = \left[ \bar{\gamma}_{R3} + \bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2} \bar{\gamma}_{T3}^2 + \bar{\alpha}_1^2 \bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{T2}^2 \bar{\gamma}_{T3}^2 + \bar{\alpha}_1^4 \bar{\gamma}_{R2}^2 \bar{\gamma}_{R3} \bar{\gamma}_{T3}^2 \right] \bar{H}_I \quad \dots\dots\dots (3)$$

式 (3) の右辺第 1 項は沖側透過壁による反射波、第 2 項は岸側透過壁からの 1 回目の反射波、第 3 項は不透透壁からの 1 回目の反射波と第 4 項は岸側透過壁からの 2 回目の反射波である。

岸壁全体の反射率  $\gamma_R^*$  は  $|\bar{H}_R^* / \bar{H}_I|$  で与えられるから、式 (2)、式 (3) を変形すると式 (4)、式 (5) をうる。

$$\gamma_R^* = |\bar{H}_R^* / \bar{H}_I| = \left| \bar{\gamma}_{R3} + \bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2} \bar{\gamma}_{T3}^2 \left( \frac{1}{1 - \bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2} \bar{\gamma}_{R3}} \right) \right.$$

$$\begin{aligned} & \left. + \bar{\alpha}_1^2 \bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{T2}^2 \bar{\gamma}_{T3}^2 \left( \frac{1}{1 - \bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{R2}} \right) \right. \\ & \left. \times \left( \frac{1}{1 - \bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2} \bar{\gamma}_{R3}} \right)^2 \right. \\ & \left. \times \left\{ \frac{1}{1 - \bar{\alpha}_1^2 \bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{R3} \bar{\gamma}_{T2}^2 \left( \frac{1}{1 - \bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{R2}} \right)} \right. \right. \\ & \left. \left. \times \left( \frac{1}{1 - \bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2} \bar{\gamma}_{R3}} \right) \right\} \right] \end{aligned}$$

(無限の反復反射).....(4)

$$\begin{aligned} \gamma_R^* = & |\bar{H}_R^* / \bar{H}_I| = \left| \bar{\gamma}_{R3} + \bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2} \bar{\gamma}_{T3}^2 \right. \\ & \cdot \left. (1 + \bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2} \bar{\gamma}_{R3}) + \bar{\alpha}_1^2 \bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{T2}^2 \bar{\gamma}_{T3}^2 \right| \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (5)$$

(2) 遊水部内の水位変動,  $|\bar{R}_H^*|$

遊水部間での波の反復反射を考えると、不透透壁面での水位変動  $\bar{R}_H^*$  は式 (6) で与えられる。

$$\begin{aligned} \bar{R}_H^* = & \bar{\alpha}_1 \bar{\alpha}_2 \bar{\gamma}_{T2} \bar{\gamma}_{T3} (1 + \bar{\gamma}_{R1}) \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{R2})^{n-1} \\ & \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2} \bar{\gamma}_{R3})^{n-1} \times \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \bar{\alpha}_1^2 \bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{R3} \bar{\gamma}_{T2}^2 \right. \\ & \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{R2})^{n-1} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (\bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2} \bar{\gamma}_{R3})^{n-1} \left. \right\}^{n-1} \cdot \bar{H}_I \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (6)$$

上式に示すように  $\bar{R}_H^*$  は不透透壁と岸側透過壁および岸側と沖側透過壁間での反復反射波による積の型として与えられる。また、 $\bar{\alpha}_1 \bar{\alpha}_2 \bar{\gamma}_{T2} \bar{\gamma}_{T3} \bar{\gamma}_{R1}^4 \bar{\gamma}_{R2}^4$  以上の高次項は微小項として省略すると、式 (6) の近似式として式 (7) をうる。

$$\begin{aligned} \bar{R}_H^* = & \bar{\alpha}_1 \bar{\alpha}_2 \bar{\gamma}_{T2} \bar{\gamma}_{T3} (1 + \bar{\gamma}_{R1}) (1 + \bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{R2} + \bar{\alpha}_2^4 \bar{\gamma}_{R1}^2 \bar{\gamma}_{R2}^2) \\ & + \bar{\alpha}_1^3 \bar{\alpha}_2^3 \bar{\gamma}_{T2}^2 \bar{\gamma}_{T3}^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{R3} (1 + \bar{\gamma}_{R1}) \bar{H}_I \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (7)$$

なお、上式右辺の第 1 項は不透透壁と岸側透過壁間の 2 回目までの反復反射による合成波、第 2 項は不透透壁で反射された第 1 回目の入射波が、岸側透過壁により再反射された波による合成波を示す。

したがって、式 (6) と式 (7) に対応する無次元水位変動  $|\bar{R}_H^* / \bar{H}_I|$  はおのおの式 (8) と式 (9) となる。

$$\begin{aligned} \left| \frac{\bar{R}_H^*}{\bar{H}_I} \right| = & \bar{\alpha}_1 \bar{\alpha}_2 \bar{\gamma}_{T2} \bar{\gamma}_{T3} (1 + \bar{\gamma}_{R1}) \left( \frac{1}{1 - \bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2} \bar{\gamma}_{R3}} \right) \\ & \times \left( \frac{1}{1 - \bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{R2}} \right) \\ & \times \left\{ \frac{1}{1 - \bar{\alpha}_1^2 \bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{R3} \bar{\gamma}_{T2}^2 \left( \frac{1}{1 - \bar{\alpha}_1^2 \bar{\gamma}_{R2} \bar{\gamma}_{R3}} \right)} \right. \\ & \left. \times \left( \frac{1}{1 - \bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{R2}} \right) \right\} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$\left| \frac{\bar{R}_H^*}{\bar{H}_I} \right| = \left| \bar{\alpha}_1 \bar{\alpha}_2 \bar{\gamma}_{T2} \bar{\gamma}_{T3} (1 + \bar{\gamma}_{R1}) (1 + \bar{\alpha}_2^2 \bar{\gamma}_{R1} \bar{\gamma}_{R2} \right.$$

$$\begin{aligned}
 & +\bar{\alpha}_2^4 \bar{\tau}_{R1}^2 \bar{\tau}_{R2}^2) \\
 & + (1 + \bar{\tau}_{R1}) \bar{\alpha}_1^2 \bar{\alpha}_2^2 \bar{\tau}_{R1} \bar{\tau}_{R3} \bar{\tau}_{T2}^3 \bar{\tau}_{T3} | \\
 & \text{(有限の反復反射)} \dots \dots \dots (9)
 \end{aligned}$$

以上、二重透過壁を有する鉛直消波岸壁の  $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  の理論式を誘導してきた。後述するように、一重透過壁型の鉛直消波岸壁の消波効果と比較検討するため、ここで一重透過壁型に対する  $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  の理論式を示しておく。

$$\tau_{R^*} = \frac{\sqrt{\tau_{R^2} + \alpha^4 \tau_{R1}^2 \tau_{R^4} + \alpha^4 \tau_{R1}^2 \tau_{T^4} - 2\alpha^2 \tau_{R1} \tau_{R^3} \cos(-4\pi l/L + \theta_{R1} + \theta_R) + 2\alpha^2 \tau_{R1} \tau_{R^2} \tau_{T^2} \cos(-4\pi l/L + \theta_{R1} - \theta_R + 2\theta_T) - 2\alpha^4 \tau_{R1}^2 \tau_{R^2} \tau_{T^2} \cos(2\theta_T - 2\theta_R)}}{\sqrt{1 + \alpha^4 \tau_{R1}^2 \tau_{R^2} - 2\tau_{R1} \tau_{R^2} \alpha^2 \cos(-4\pi l/L + \theta_{R1} + \theta_R)}}$$

(無限の反復反射)  $\dots \dots \dots (10)$

$$\tau_{R^*} = \sqrt{\tau_{R^2} + \alpha^4 \tau_{R1}^2 \tau_{T^4} + 2\alpha^2 \tau_{R1} \tau_{R^2} \tau_{T^2} \cos(-4\pi l/L + \theta_{R1} - \theta_R + 2\theta_T)}$$

( $\alpha^4 \bar{\tau}_{R^2} \bar{\tau}_{T^2} \bar{\tau}_{R1}^2$  以上の項を微小項として省略した有限の反復反射)  $\dots \dots \dots (11)$

$$\left| \frac{\bar{R}_{H^*}}{\bar{H}_I} \right| = \alpha \tau_T \sqrt{\frac{1 + \tau_{R1}^2 + 2\tau_{R1} \cos(\theta_{R1})}{1 + \alpha^4 \tau_{R1}^2 \tau_{R^2} - 2\alpha^2 \tau_{R1} \tau_{R^2} \cos(-4\pi l/L + \theta_{R1} + \theta_R)}}$$

(無限の反復反射)  $\dots \dots \dots (12)$

$$= \alpha \tau_T \sqrt{1 + \tau_{R1}^2 + 2\tau_{R1} \cos(\theta_{R1})} \sqrt{1 + \alpha^4 \tau_{R1}^2 \tau_{R^2} + 2\alpha^2 \tau_{R1} \tau_{R^2} \cos(-4\pi l/L + \theta_{R1} + \theta_R)}$$

( $\alpha^4 \bar{\tau}_{R^2} \bar{\tau}_{R1}^2$  以上の項を微小項として省略した有限な反復反射)  $\dots \dots \dots (13)$

なお、式 (10)~式 (13) で  $l$  は遊水部長であり透過壁の後面 (岸側の面) から不透壁間距離を示す (図-2 参照)。また、この式 (10)~式 (13) で  $\theta_{R1} = \theta_R = \theta_T = 0$  とすれば、著者らの既発表<sup>3)</sup>の多孔壁式鉛直消波岸壁 (透過壁での位相のずれを考慮しない) の算定式に一致する。

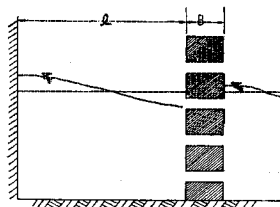


図-2 記号の説明

この場合、図-1 に示す岸壁透過壁が存在しないものとする注1)。つまり、 $\tau_{T2} = 1.0$ ,  $\tau_{R2} = 0$ ,  $\theta_{T2} = \theta_{R2} = 0$  で  $\alpha_2$  は考えないものとし、かつ、 $\alpha_1 = \alpha$ ,  $l_1 = l$ ,  $\tau_{T3} = \tau_T$ ,  $\tau_{R3} = \tau_R$ ,  $\theta_{R3} = \theta_R$ ,  $\theta_{T3} = \theta_T$  と記号を変えるものとする。

この関係を式 (2)~式 (9) に代入し、 $x$  の原点を透過壁沖側表面にとり、透過壁厚の効果を  $\theta_T$  の中を含めると、次の式 (10)~式 (13) をうる。

って、 $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  に及ぼす  $\theta_T$  と  $\theta_R$  の効果は著しく異なる。いま、一例としてスリット型透過壁を取り上げてみる。この場合は後述の水理実験で求められるように  $\theta_R \equiv 0$  (4. 参照) となるので、 $\theta_T$ 、つまり透過波の位相のずれの消波効果に対する影響について数値計算結果より考察してみる。まず、 $\tau_R = 0.300$ ,  $\tau_T = 0.700$  の場合を取り上げて、 $\theta_T$  の変化に伴う  $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  の値の変化の様子を式 (10)、式 (12) を用いて示すと図-3 をうる。同図に一例として示されているように、 $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  については  $\theta_R = 0$  であるため、位

### 3. 数値計算による消波特性の検討

二重透過壁を有する消波岸壁の消波特性について 2. で求めた理論解析に基づいて考察をすすめる。なお、以下の論議は遊水部内の不透壁で波が完全反射して ( $\tau_{R1} = 1.0$ ,  $\theta_{R1} = 0$ )、かつ、波の減衰のない場合 ( $\epsilon = 0$ ) と仮定してすすめている。

#### (1) 透過壁での波の位相のずれの効果

ここでは、二重透過壁型の基本となる一重透過壁の  $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  に及ぼす透過壁での波の位相のずれ  $\theta_T$  と  $\theta_R$  の効果について述べる。式 (10) と式 (11) で与えられる  $\tau_{R^*}$  は  $\theta_T$  と  $\theta_R$  の両方の要素に支配されるのに対し、 $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  は式 (11) と式 (13) に示されているように、 $\theta_R$  のみに支配され、 $\theta_T$  には無関係であ

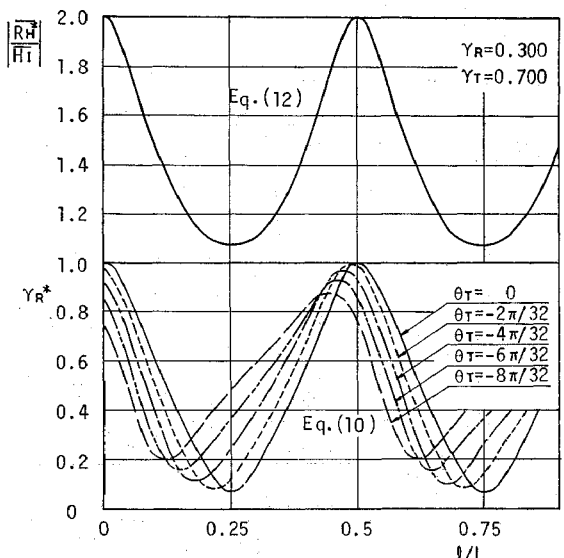


図-3  $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  に及ぼす  $\theta_T$  の効果

注 1) 沖側透過壁が存在しないと考えてもよい。いずれにしても一般性は失われない。

相のずれのない場合と同様の特性，つまり， $l/L=1/4$  ( $2N-1$ ),  $N=1, 2, 3, \dots$  で極小値， $l/L=1/4(2N)$ ,  $N=1, 2, \dots$  で極大値をとる．一方， $\tau_R^*$  については  $|\theta_T|$  が大きくなるにつれて，極大値と極小値を与える  $l/L$  の値は位相がずれない場合より ( $\theta_T=0$  の場合) 小さくなる．したがって， $\tau_R^*$  を極小値にする無次元遊水部長 ( $l/L$ )<sub>B</sub> を小さくするには，透過壁での透過波の位相のずれを大きくするように工夫しなければならないことがわかる．しかし， $(l/L)_B$  が小さくなれば， $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  は逆に大きくなるため，位相がずれない場合のように  $\tau_R^*$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  を同一の  $(l/L)$  に対して極小値をとるようにすることはできない．これは， $\theta_R \equiv 0$  となる透過壁の不利な点といえよう．したがって，同一の  $(l/L)$  に

対し  $\tau_R^*$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  が同時に極小値をとるには，透過壁で反射波の位相もずれる型の透過壁を用いる必要がある．この場合の  $\theta_R$  と  $\theta_T$  の満たすべき条件は式 (10) ~ 式 (13) から，次の式 (14) として与えられる．

$$\theta_R = \theta_T \dots\dots\dots (14)$$

この式 (14) を用いて，図-3 に対応する  $\tau_R=0.300$ ,  $\tau_T=0.700$  の場合の計算例を  $\theta_R=\theta_T$  をパラメーターにして示すと図-4 をうる．同図に示すように，同一の  $(l/L)$  に対し  $\tau_R^*$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  が同時に極小値をとり， $|\theta_T=\theta_R|$  が大きくなるにつれて， $(l/L)_B$  は位相のずれのない場合の  $(l/L)_B=1/4$  より小さくなる．したがって，最適な無次元遊水部長  $(l/L)_B$  を小さくするには，消波岸壁の前面透過壁としては透過波と反射波の入射波に対する位相のずれが等しく ( $\theta_R=\theta_T$ ) しかもその位相のずれの大きいものを用いるとよいことが指摘できる．

(2) 二重透過壁の効果

二重透過壁型の場合， $\tau_R^*$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  は式 (4)，式 (5) と式 (8)，式 (9) に示すように， $\tau_{R2}$ ,  $\tau_{R3}$ ,  $\tau_{T2}$ ,  $\tau_{T3}$ ,  $\theta_{R2}$ ,  $\theta_{R3}$ ,  $\theta_{T2}$ ,  $\theta_{T3}$ ,  $l_1/L$ ,  $l_2/L$  により複雑に変化する．ここでは，上述の 3. (1) に対応させて， $\theta_{R2}=\theta_{R3}=0$  の場合を取り上げて， $\tau_R^*$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  に及ぼす  $l_1/L$ ,  $l_2/L$ ,  $\tau_{R2}$ ,  $\tau_{R3}$ ,  $\theta_{T2}$ ,  $\theta_{T3}$  の効果を明らかにしていく．なお， $\tau_{T2}$  と  $\tau_{T3}$  は既述の  $\tau_T$  と同様透過壁での流量保存則より  $\tau_{T2}=1-\tau_{R2}$ ,  $\tau_{T3}=1-\tau_{R3}$  の関係が成立しているものとして取り扱う．

まず，無限の反復反射に基づく理論式 (式 (4) と式 (8)) と有限の反復反射に基づく理論値 (式 (5) と式 (9)) の差を明らかにする．二重透過壁型の場合，一例として図-5 に示されているように，有限の反復反射の場合には， $\tau_R^*$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  の極大値と極小値の偏差は無限の反復

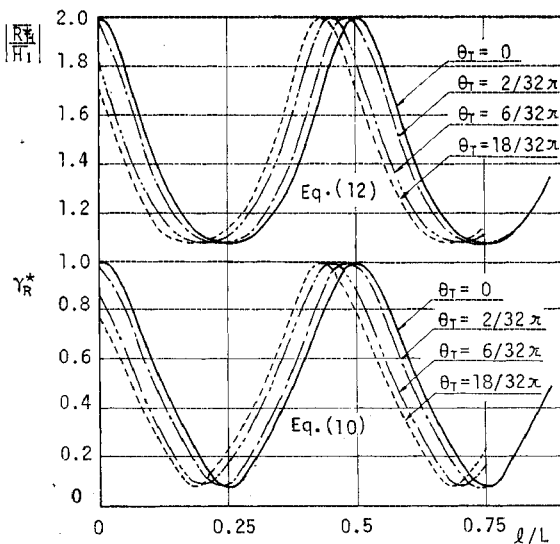


図-4  $\tau_R^*$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  におよぼす  $\theta_T$  と  $\tau_R^*$  の効果 ( $\theta_T=\theta_R$  の場合)

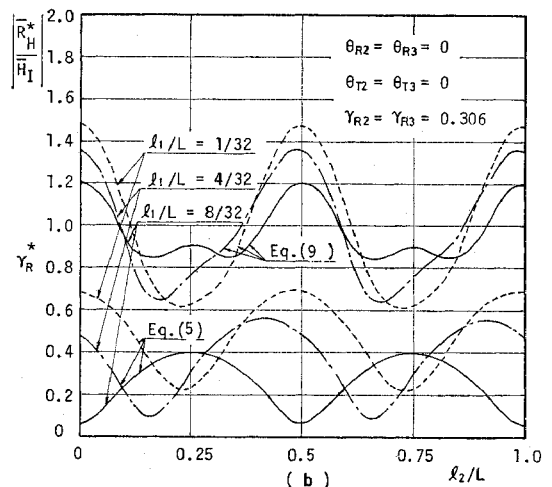
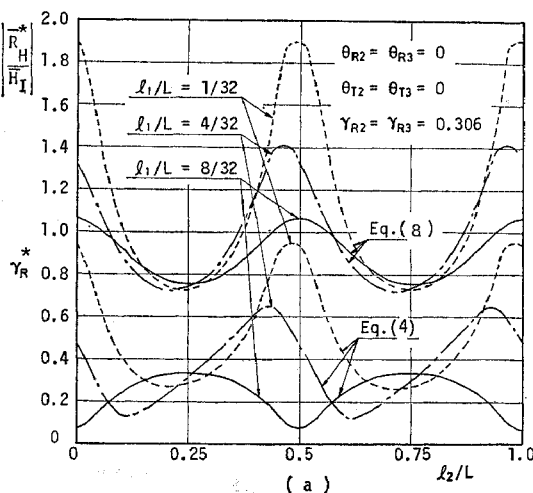


図-5  $\tau_R^*$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  に及ぼす  $l_2/L$  の効果

反射の場合より小さい。このことは一重透過壁型と同様であって、高次の反復反射項を含むほど極大値と極小値の偏差は大きくなる。また、この二重透過壁型の  $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  については、有限および無限の反復反射の両方とも、 $l_2/L$  の増大に伴い ( $l_1/L$  を固定して考える)、または、 $l_1/L$  の増大に伴い ( $l_2/L$  を固定して考える) 周期的に変化するが、 $\theta_{R_2}=\theta_{R_3}=0$ 、 $\theta_{T_2}=\theta_{T_3}=0$  の透過壁で波の位相のずれない場合でも (図-5 参照) 一重透過壁型の場合と異なり  $l/L=(l_1+l_2)/L=1/4(2N-1)$ 、 $N=1, 2, 3, \dots$  で極小値を、 $l/L=1/4(2N)$ 、 $N=1, 2, 3, \dots$  で極大値を一般的には示さず、 $l_1/L$ 、 $l_2/L$ 、 $\tau_{R_2}$ 、 $\tau_{R_3}$  の値により著しく変化する。また、 $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  ともにその極大値および極小値は  $(l_1+l_2)/L=1/2$  間隔で規則的に変化するが、図-5 に示されているように、透過壁で波の位相のずれない場合でも、一重透過壁型と異なり  $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  は同一の  $(l_1+l_2)/L$  に対して同時に極小値をとることは一般的には認められない。なお、図-5 に示す  $l_1/L=8/32$  の場合には  $(l_1+l_2)/L=3/4$  で  $\tau_{R^*}$  は極小値となるが、 $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  は遂に極大値を示しており、 $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  を同時に極力小さくして消波効果を高めるには  $\tau_{R_2}$ 、 $\tau_{R_3}$ 、 $l_1/L$ 、 $l_2/L$ 、などの組合せを慎重に決めなければならない。

さて、工学的な立場からいえば、この種の消波岸壁で消波効果の高い全遊水部長  $l=(l_1+l_2)$  は来襲入射波長  $L$  の  $1/4$  以内のできるだけ小さいことが望ましい。そこで、 $l/L=(l_1+l_2)/L$  として、 $l/L$  が  $1/4$  以内の範囲に限定して、 $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  の消波特性を詳細にさらに論じていくこととする。なお、後述の 4. の水理実験で無限の反復反射に基づく式 (4) と式 (8) の方が有限の反復反射に基づく式 (5)、式 (9) の値より比較的良好に一致することが明らかにされるため、以下の論議はすべて式 (4) と式 (8) に基づいて行う。また、透過壁での位相のずれ  $\theta_T$  と  $\theta_R$  については、透過壁としては縦スリット壁を想定して、4. で詳述するように、 $\theta_R=0$  とする。

まず、同一の特性を有する透過壁を二重に用いる場合を取り上げる。このうち、 $\tau_{R_2}=\tau_{R_3}=0.100, 0.300, 0.400$  の場合の  $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  に及ぼす  $(l_1+l_2)/L$  の効果を  $l_1/L$  をパラメーターにして、 $\theta_{T_2}=\theta_{T_3}=0$ 、 $-0.196$  (rad.)、 $-0.393$  (rad.) の場合に示したのが、図-6 (a)、(b)、(c)~図-8 (a)、(b)、(c) である。同図からも判明するように、 $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  は  $\tau_{R_2}(=\tau_{R_3})$ 、 $l_1/L$ 、 $(l_1+l_2)/L$  により大きく左右される。すなわち、 $\tau_{R^*}$  におよぼす  $l_1/L$  の効果は透過壁の反射率  $\tau_{R_2} \leq 0.300$  を境にして著しく異なる。つまり、図-6、7 に示すように、 $\tau_{R_2}=\tau_{R_3} < 0.300$  では同一の  $(l_1+l_2)/L$  に対し、透過壁間の無次元距離  $l_1/L$  の小さいほど  $\tau_{R^*}$  が小さく

なるのに対し ( $1/32 \leq l_1/L \leq 8/32$  の範囲で)、 $\tau_{R_2}=\tau_{R_3} \geq 0.400$  では同一の  $(l_1+l_2)/L$  に対し、逆に  $l_1/L$  が小さいほど  $\tau_{R^*}$  が大きくなり、 $\tau_{R_2}(=\tau_{R_3})$  と  $l_1/L$  の  $\tau_{R^*}$  に及ぼす効果は大きい。また、 $\tau_{R^*}$  は  $\theta_{T_2}(=\theta_{T_3})$  の値によっても変化し、 $\theta_{T_2}(=\theta_{T_3})$  が  $0$ 、 $-0.196$  (rad.)、 $-0.393$  (rad.) と大きくなるにつれて  $\tau_{R^*}$  の極小値を与える  $(l_1+l_2)/L$  の値が小さくなり、一重透過壁型と同様の傾向を示す。一方、 $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  については、上述の  $\tau_{R^*}$  とは異なり同一の  $(l_1+l_2)/L$  に対し、 $l_1/L$  が小さいほど小さくなりこの傾向は  $\tau_{R_2}(=\tau_{R_3})$ 、 $(0 < \tau_{R_2} < 1.0)$  と  $\theta_{T_2}(=\theta_{T_3})$  の値には無関係である。また、 $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  は  $\tau_{R_2}(=\tau_{R_3})$  が大きいほど小さくなり、 $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  の低減には  $\tau_{R_2}(=\tau_{R_3})$  の値を大きくすればよいという常識的なことも計算値から確認できる。

以上、 $\tau_{R_2}=\tau_{R_3}$ 、 $\theta_{T_2}=\theta_{T_3}$  ( $\theta_{R_2}=\theta_{R_3}=0$ ) の場合の  $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  の特性について述べてきた。なお、 $\tau_{R_2}$  と  $\tau_{R_3}$  の値が異なる場合は、一例として図-9、10 に示されているように、 $\tau_{R_2}$ 、 $\tau_{R_3}$ 、 $l_1/L$ 、 $l_2/L$ 、 $\theta_{T_2}(=\theta_{T_3})$  により  $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  の特性が複雑に変化する。

### (3) 一重透過壁型と二重透過壁型の消波効果の差異

二重透過壁型の場合は 2 つの遊水部をもつため、 $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  の特性は一重透過壁型と大きく異なってくる。3. (2) では二重透過壁で波の位相がずれない場合でも一重透過壁型と異なり、同一の  $(l_1+l_2)/L$  に対して一般的には  $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  は同時に極小値を示さないことを指摘したが、ここではさらに  $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  の定量的な差異について述べておこう。

図-6~図-8 には比較のため一重透過壁型の  $\tau_{R^*}$  と  $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  の計算値が太い実線で示してある ( $\tau_{R^*}$  は式 (10)、 $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  は式 (12) の値を示す)。同図に示す、 $\tau_{R_2}=\tau_{R_3}$ 、 $\theta_{T_2}=\theta_{T_3}$  の場合は、 $\theta_{T_2}=\theta_{T_3}=0$  に対して、 $\tau_{R_2}=\tau_{R_3} \leq 0.200$  の範囲では、図-6 (a) にも示すように、二重透過壁型の方が、一重透過壁型より  $\tau_{R^*}$  が小さく有利である。しかし、 $\tau_{R_2}=\tau_{R_3} \geq 0.400$  の範囲になると図-8 に示すように、 $0 < (l_1+l_2)/L \leq 3/32$  では両方の型とも大差がないが、 $3/32 < (l_1+l_2)/L < 9/32$  では二重透過壁型の方が一重透過壁型より  $\tau_{R^*}$  が逆に大きくなり不利となる。また、透過壁での位相のずれ  $\theta_{T_2}(=\theta_{T_3})$  が大きくなると、図-8 (b)、(c) に示すように、 $\tau_{R_2}(=\tau_{R_3}) \geq 0.400$  の場合においても、 $(l_1+l_2)/L = 2/32 \sim 4/32$  といった無次元遊水部長の小さい範囲に対し、二重透過壁型の方が一重透過壁型より  $\tau_{R^*}$  が小さくなり、位相のずれる方が二重透過壁型にする利点があるといえる。一方、 $|\bar{R}_{H^*}/\bar{H}_I|$  については、 $0 \leq \theta_{T_2}(=\theta_{T_3}) \leq -0.393$  の位相のずれに対し、 $(l_1+l_2)/L \leq 7/32$ 、 $l_1/L \leq 6/32$  の無次元遊水部長を用いる限り常に二重透

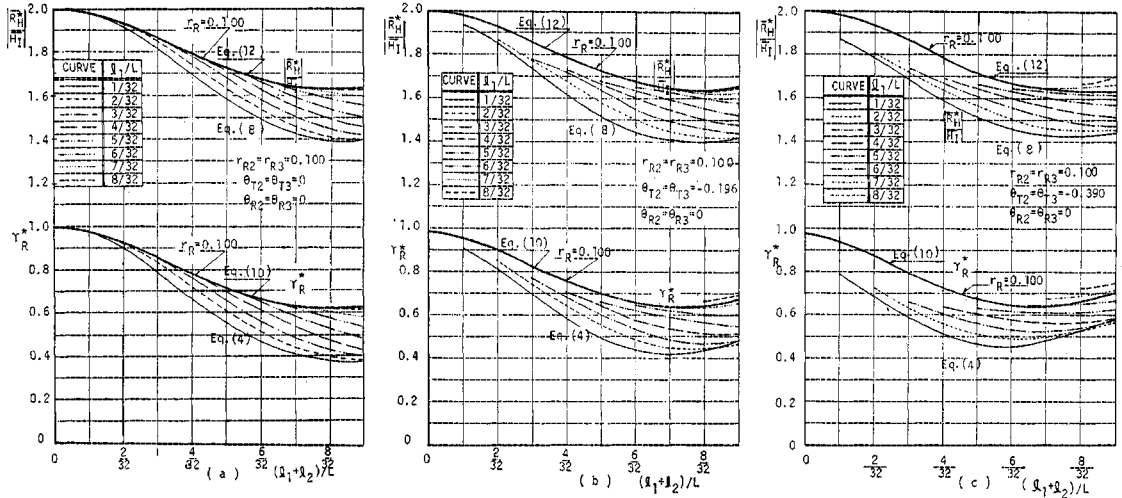


図-6  $\gamma_{R2}$  および  $\bar{R}_H^*/\bar{H}_I$  と  $(l_1+l_2)/L$  の関係 ( $\gamma_{R2}=\gamma_{R3}=0.100$  の場合)

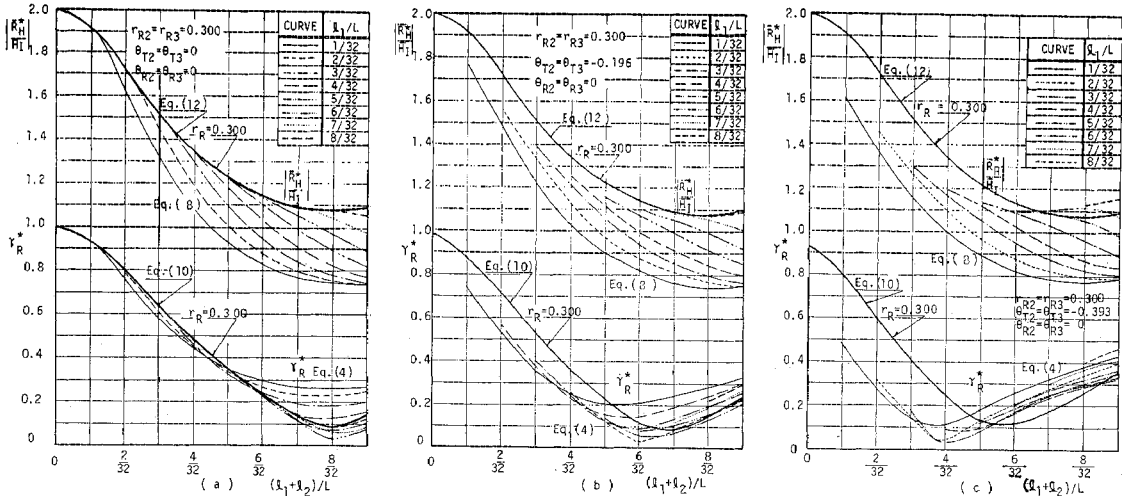


図-7  $\gamma_{R2}$  および  $\bar{R}_H^*/\bar{H}_I$  と  $(l_1+l_2)/L$  の関係 ( $\gamma_{R2}=\gamma_{R3}=0.300$  の場合)

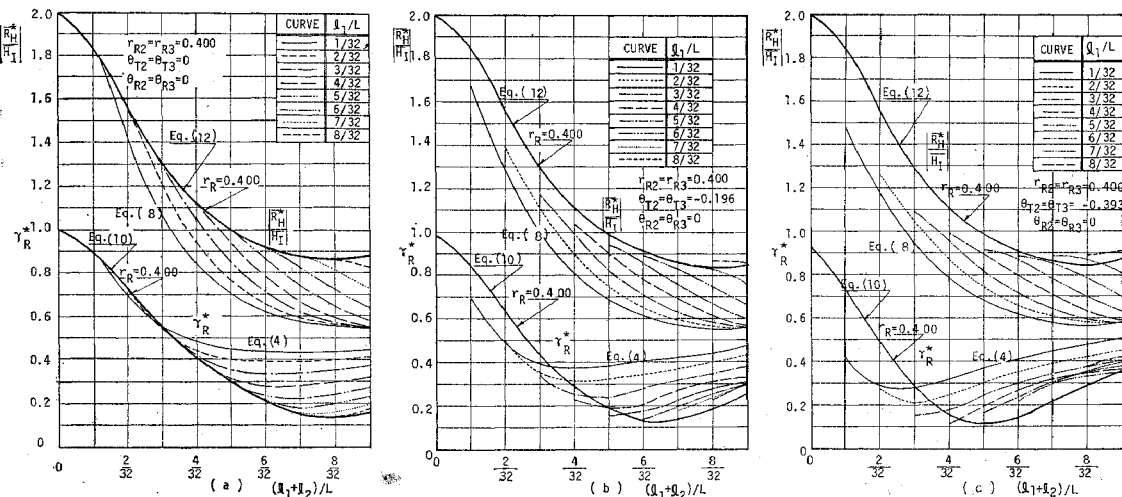


図-8  $\gamma_{R2}$  および  $\bar{R}_H^*/\bar{H}_I$  と  $(l_1+l_2)/L$  の関係 ( $\gamma_{R2}=\gamma_{R3}=0.400$  の場合)

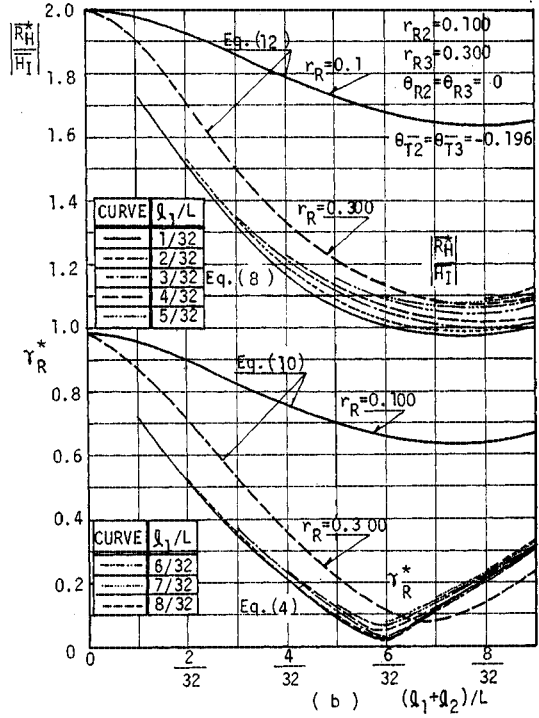
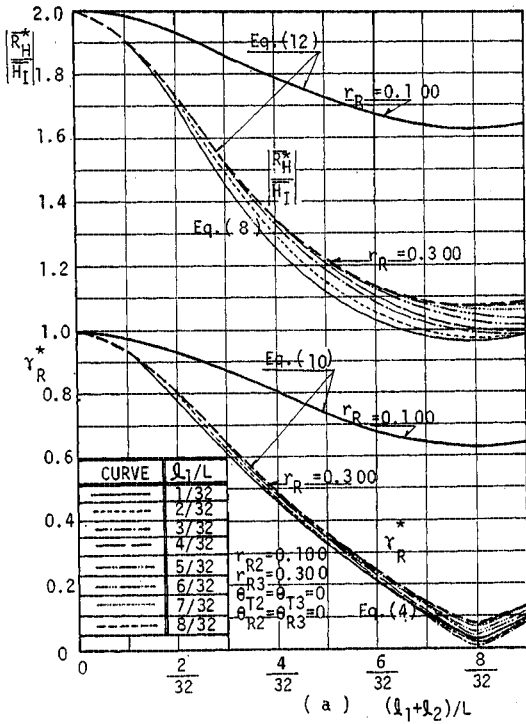


図-9  $\gamma_R^*$  および  $|R_H^*/H_I|$  と  $(l_1+l_2)/L$  の関係 ( $r_{R2}=0.100$ ,  $r_{R3}=0.300$  の場合)

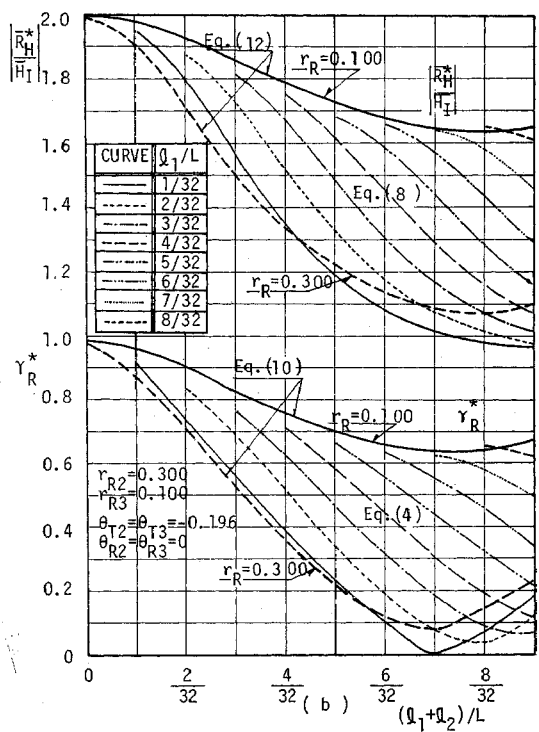
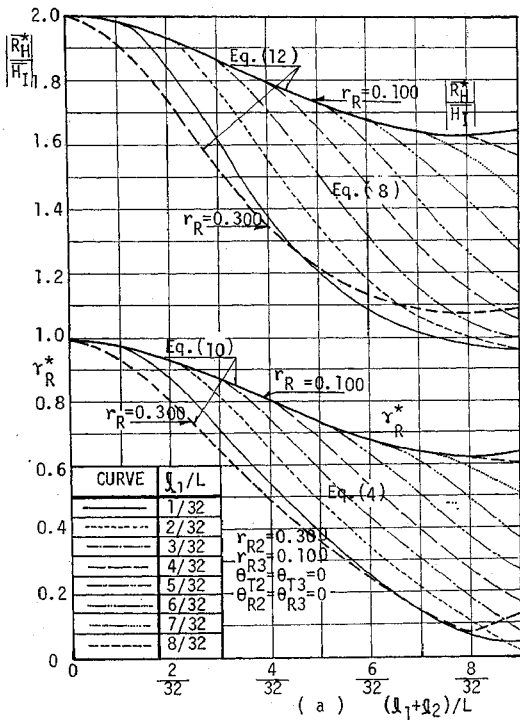


図-10  $\gamma_R^*$  および  $|R_H^*/H_I|$  と  $(l_1+l_2)/L$  の関係 ( $r_{R2}=0.300$ ,  $r_{R3}=0.100$  の場合)

過壁型の方が一重透過壁型より小さくなりきわめて好都合である。しかし、この特性は同一の水理特性を有する透過壁を二重に用いる場合にいえることであって、 $r_{R2}$  と  $r_{R3}$  の値が異なると 図-10 に示すように、一重透過壁型より大きくなる場合があるので  $r_{R^*}$  と同様、 $r_{R2}$ 、 $r_{R3}$ 、 $l_1/L$ 、 $l_2/L$ 、 $\theta_{T2}$ 、 $\theta_{T3}$  による変化は複雑である。

このように、二重透過壁を有する鉛直消波岸壁では、 $r_{R2}$ 、 $r_{R3}$ 、 $l_1/L$ 、 $l_2/L$ 、 $\theta_{R2}$ 、 $\theta_{T2}$ 、 $\theta_{R3}$ 、 $\theta_{T3}$  の各要素が重要な要素となるため、消波効果を最大にらしめるため

の透過壁の水理特性と遊水部長は式 (4) あるいは式 (8) より慎重に決めなければならないが、特に、岸壁の反射率  $r_{R^*}$  については、 $r_{R3}=1.0$  と  $r_{R3}=r_{R2}=0$  で  $r_{R1}=1.0$  の両極端の場合は、 $r_{R^*}=1.0$  となるので  $r_{R^*}$  を与えられた遊水部長  $l(=l_1+l_2)$  に対し最小にする最適な  $r_{R2}$  と  $r_{R3}$  の値が  $l_1$  と  $l_2$  との関連性で決まるはずである。これは、式 (4) よりえられるが、同式を解析的に解くことはきわめて困難であるので、数値計算によりその概略値を求めると表-1 に示す結果をうる。なお同表

表-1 最小の反射率  $r_{R^*}$

$l/L$	$l_1/L$	$l_2/L$	$r_{R2}$	$r_{R3}$	$r_{R^*}$	$\bar{R}_H/\bar{H}_I$	$r_R$	$r_{R^*}$	$\bar{R}_H/\bar{H}_I$	
0.063	0.032	0.031	0.075	0.575	0.668	1.172	0.575	0.668	1.182	
0.094	0.063	0.031	0.075	0.475	0.535	1.107	0.475	0.535	1.131	
0.125	0.094	0.031	0.125	0.425	0.415	1.049	0.375	0.415	1.114	
0.156	0.125	0.031	0.075	0.375	0.303	1.042	0.375	0.303	1.046	
0.188	0.156	0.032	0.150	0.350	0.199	1.013	0.350	0.199	1.022	
0.219	0.125	0.094	0.075	0.325	0.100	1.005	0.350	0.102	0.977	
0.250	0.219	0.031	0.325	0.325	0.003	0.984	0.325	0.019	1.019	
位相ずれなし	二重透過壁型						一重透過壁型			

$l/L$	$l_1/L$	$l_2/L$	$r_{R2}$	$r_{R3}$	$r_{R^*}$	$\bar{R}_H/\bar{H}_I$	$r_R$	$r_{R^*}$	$R_H/\bar{H}_I$	
0.063	0.032	0.031	0.075	0.450	0.432	1.195	0.525	0.571	1.301	
0.094	0.063	0.031	0.075	0.400	0.301	1.121	0.450	0.421	1.187	
0.125	0.031	0.094	0.075	0.350	0.185	1.075	0.400	0.292	1.114	
0.156	0.031	0.125	0.075	0.325	0.078	1.035	0.375	0.177	1.046	
0.188	0.156	0.032	0.275	0.325	0.003	1.030	0.350	0.070	1.022	
0.219	0.031	0.188	0.300	0.100	0.001	1.012	0.325	0.040	1.034	
0.250	0.062	0.188	0.325	0.075	0.006	0.993	0.325	0.132	1.019	
位相のずれ有り	二重透過壁型						一重透過壁型			
$\theta_{R2}=\theta_{R3}=0, \theta_{T2}=\theta_{T3}=-0.196$						$\theta_R=0, \theta_T=-0.196$				

$l/L$	$l_1/L$	$l_2/L$	$r_{R2}$	$r_{R3}$	$r_{R^*}$	$\bar{R}_H/\bar{H}_I$	$r_R$	$r_{R^*}$	$\bar{R}_H/\bar{H}_I$	
0.063	0.032	0.031	0.075	0.375	0.175	1.186	0.500	0.450	1.357	
0.094	0.063	0.031	0.075	0.350	0.056	1.117	0.425	0.290	1.243	
0.125	0.063	0.062	0.225	0.300	0.003	1.114	0.375	0.157	1.170	
0.156	0.094	0.062	0.400	0.250	0.005	1.078	0.350	0.041	1.102	
0.188	0.063	0.125	0.350	0.125	0.010	1.057	0.350	0.069	1.022	
0.219	0.156	0.063	0.650	0.275	0.014	0.652	0.325	0.165	1.034	
0.250	0.156	0.094	0.550	0.225	0.004	0.701	0.350	0.256	0.963	
位相のずれ有り	二重透過壁型						一重透過壁型			
$\theta_{R2}=\theta_{R3}=0, \theta_{T2}=\theta_{T3}=-0.393$						$\theta_R=0, \theta_T=-0.393$				

は、全遊水部長  $(l_1+l_2)/L=2/32 \sim 8/32$  の 7 種類に対し、 $r_{R^*}$  を最も小さくする  $r_{R2}$ 、 $r_{R3}$ 、 $l_1/L$ 、 $l_2/L$  の組合せを  $\theta_{R2}=\theta_{R3}=0$  の場合について、 $\theta_{T2}=\theta_{T3}=0, -0.196$  (rad.)、 $-0.393$  (rad.) の値別に示したもので、計算は  $r_{R2}$  と  $r_{R3}$  はともに 0.075 から 0.700 の範囲をほぼ 0.025 間隔で、 $l_1/L$  と  $l_2/L$  はともに 0.031 から 0.250 の範囲をほぼ 0.031 間隔で変化させて行ったものである。また、 $r_{R^*}$  を最小にする組合せが複数個ある場合は、その中で  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  を最小にする組合せを採用しているので、 $r_{R^*}$  に対応する  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  の値も同時に示してある。さらに、同表には一重透過壁型の  $r_{R^*}$  の最小値とそのときの  $r_R$  の値と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  の値が比較のため示されている。

同表によれば、透過壁で位相のずれない場合は、二重透過壁型の最小の反射率は一重透過壁型と差異はほとんどない。しかし、透過壁で波の位相がずれるに伴い、同一の  $l/L$  に対し二重透過壁型の最小の反射率が一重透過壁型より小さくなり消波効果が高くなるのが明らかである。また、 $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  については二重透過壁型の方が僅か一例を除いてすべて一重透過壁型よりも小さく、この面についても二重透過壁型の方が優れている。また、表-1 に示されているように、無次元遊水部長  $l/L$  は二重透過壁型の方が一重透過壁型よりかなり小さくても  $r_{R^*}$  は十分



小さくなり、たとえば、 $\theta_{T2}=\theta_{T3}=-0.196(\text{rad.})$  では  $l/L=1/8$  で  $r_{R2}=0.075$ ,  $r_{R3}=0.350$ ,  $l/L=0.031$ ,  $l_2/L=0.094$  で  $r_{R^*}=0.185$ ,  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|=1.075$  となり消波効果は十分高い。

したがって、上記の理論解析から判断すれば、二重透過壁型の方が一重透過壁型より消波特性の優れた消波岸壁構造と判断してさしつかえないであろう。

#### 4. 水理実験

##### (1) 実験装置と実験方法

実験は大阪大学工学部土木工学教室の片面ガラス張りの屋外鋼製造波水槽（長さ 50 m × 幅 0.65 m × 高さ 1.0 m）を用いて行われた。水槽の一端にはプランジャー型造波機が設置されている。実験装置は 図-11 に示すように造波機の設置してある水槽端から 25 m 離れた地点より小段を設けて水深を浅くし (25 cm あるいは 22 cm)、この水域の後端部に消波岸壁を設置している。なお、消波岸壁の模型幅の関係で、水路を 2 分割し幅の広い方の水路 (50 cm) に消波岸壁を設置している。実験波および水位変動は、すべて電気抵抗線式水位計で計測し、その計測時間は消波岸壁からの反射波が再入射しない範囲である。またその記録はすべてペン・レコーダーで行っている。消波岸壁前面の合成波高は、原則として 1 cm 間隔でほぼ一波长間にわたり計測したが必要な場合にはさらに間隔を密にして計測した。そしてこの合成波高より Healy の方法で消波岸壁の反射率を求めた。一方、遊水部内の水位変動は不透過壁面上の水位変動を計測して代表させている。用いた透過壁は二重透過壁の岸壁の場合は板幅 2.0 cm、板厚 1.5 cm の塩化ビニール製の縦スリット壁である。また、透過壁による波の位相のずれの効果を検討するため、別途空隙率 50% の 2 種類の鉛直ブロック型透過壁のモデルを用いた。透過壁自体の反射率は背後に不透過壁面を置かない状態での壁前面の合成波高分布から Healy の方法で求め、透過率

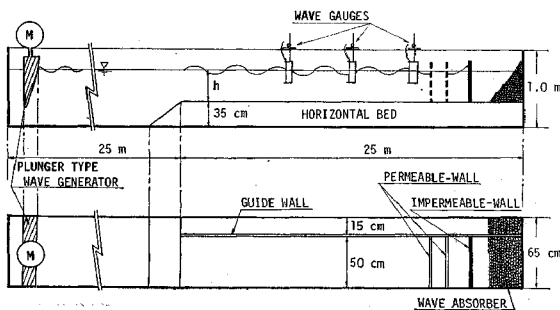


図-11 実験装置

については壁背面より 1/2 波长離れた地点の波高を採用して算定した。透過壁による反射波の位相のずれ ( $\theta_R$ ) については、壁前面の部分重複波高の波高分布から算定したが、著者らの用いた縦スリット壁と鉛直ブロック壁の両方とも前面の合成波高分布は壁面で最大値をとり、また壁面から沖方向ほぼ 1/4 波长離れた地点で最小値を示すため、反射波の位相のずれ  $\theta_R=0$  として取り扱えることが判明した。一方、透過波の位相のずれ ( $\theta_T$ ) については、壁後面上 (岸側) とそれより 6 cm 岸側 (ほぼ 1/25 波长) に離れた 2 地点で計測された水面波形の峰と壁前面上 (沖側) で計測された水面波形の峰の位相のずれより算定した。なお、鉛直消波岸壁は波により振動しないよう固定されている。実験諸元を 表-2 に示す。

以後、実験結果に基づき 2. の理論の妥当性について論じていくこととする。

表-2 実験諸元

記号	数値
$B$ (透過壁厚)	1.5 cm, 11.3 cm, 22.6 cm
$h$ (設置水深)	22.0 cm, 25.0 cm
$T$ (周期)	1.00 sec, 1.15 sec
$h/L$ (水深・波長比)	0.159
$H$ (波高)	6.00 cm, 3.5 cm, 3.0 cm
$H/L$ (波形勾配)	0.038, 0.028, 0.024
$m$ (透過壁開口比)	0.111, 0.200, 0.300, 0.400
$l/L$ (無次元遊水部長)	1/32~36/32
$l_1/L$ (無次元遊水部長)	1/32~12/32
$l_2/L$ (無次元遊水部長)	1/32~24/32

##### (2) $r_{R^*}$ と $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$ に及ぼす $\theta_T$ の効果

$r_{R^*}$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  に及ぼす  $\theta_T$  の効果を明らかにするため、二重透過壁型の基本となる一重透過壁型の場合を取り上げて整理をしたのが 図-12~図-14 である。図-12 は透過壁厚・波長比  $B/L=0.013$  (縦スリットを用いた場合)、図-13 は  $B/L=0.072$ 、図-14 は  $B/L=0.143$  の場合の  $r_{R^*}$  および  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  と  $l/L$  の関係を示したもので、図中の黒印 (●) は  $r_{R^*}$  の実験値、横バー付き黒印 (●-) は  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  の実験値、曲線は理論値を示している。なお、図中の理論値は  $r_{R1}=1.0$ ,  $\theta_{R1}=0$  の完全反射の条件、 $\theta_T$ ,  $r_R$ ,  $\theta_R(=0)$  は実験値、 $r_T$  はほぼ実験的に  $1-r_R$  となるので  $r_T=1-r_R$  を用いて計算されたもので、 $\theta_T$ ,  $r_R$  の実験値は図中に数値として示されている。図-12 に示すように実験値と比較的よく一致するのは無限の反復反射に基づく式 (10) と式 (12) であって、有限の反復反射に基づく式 (11)

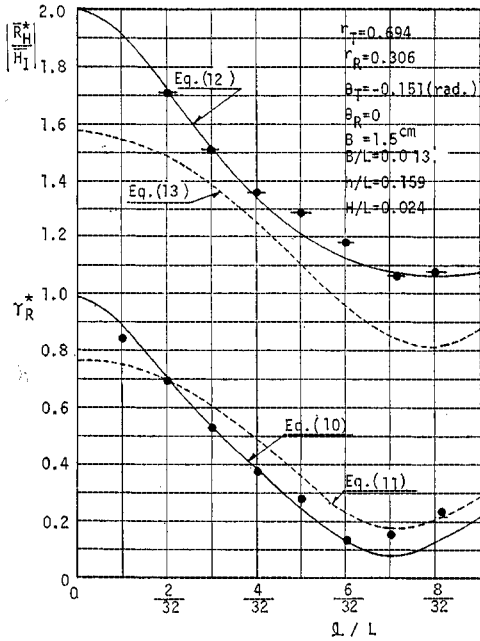


図-12  $\gamma_R^*$  および  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  と  $l/L$  の関係 ( $B/L=0.013$  の場合)

と式 (12) の値と実験値との差異は前者より大きい。したがって、透過壁で位相のずれる場合は ( $\theta_T \neq 0$ )、著者らがすでに報告した位相のずれない場合<sup>3)</sup> ( $\theta_T=0$ ) と異なり、 $r^*$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  は有限反復反射による近似式では精度よく算定できない事が判明した。これは、式 (11) と式 (13) の誘導時に  $\bar{\alpha}^4 \bar{r}_R \bar{r}_{R_1}^2 \bar{r}_T^2$  以上の項を微小項として省略したことに帰因するもので、実際には省略できないことを示している。このため、図-13、14 には無限の反復反射に基づく式 (10) と式 (12) の値のみが示されている。図-13、14 に示すように式 (10) と式 (12) の理論値が実験値と比較的よく一致しており透過壁厚が厚く波の位相がずれる場合でも、透過壁と不透透過壁間での波の反復反射を無限に考えることにより鉛直消波岸壁の消波特性を比較的精度高く算定できることが判明した。なお、図-12~14 によれば、 $|\theta_T|$  が大きくなるにつれて  $r_R^*$  を最小にする  $(l/L)_B$  は  $1/4$  より小さくなり好ましいが、 $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  については、 $\theta_R=0$  のために  $(l/L)_B$  は常に  $1/4$  となるので  $r_R^*$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  を同一の  $(l/L)$  に対して同時に小さくできないことはすでに 3. で指摘したことである。また、図-13、14 に示す  $B/L=0.072$ 、 $B/L=0.143$  の場合は  $r_R^*$  は  $(B+l)/L \cong 0.22$  で極小値を示しており、位相のずれない場合の  $l/L = 0.25$  より小さいことを付記しておく。

(3) 二重透過壁消波岸壁の  $\gamma_R^*$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  の特性

ここでは、2. の二重透過壁型に対する理論解析の妥

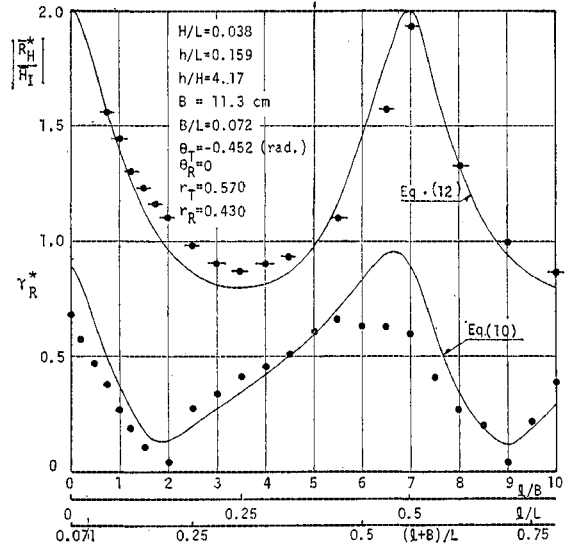


図-13  $\gamma_R^*$  および  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  と  $l/L$  の関係 ( $B/L=0.072$  の場合)

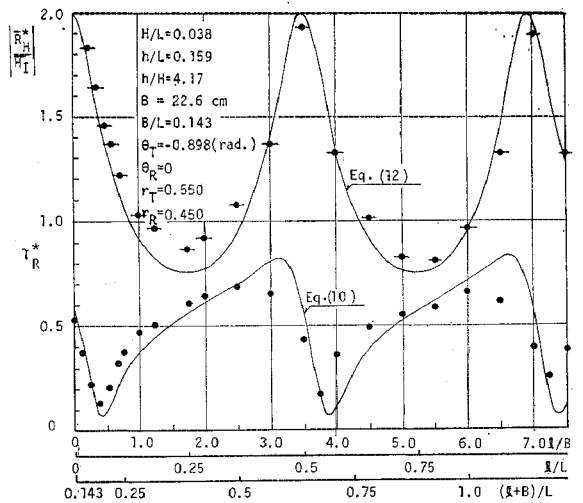


図-14  $\gamma_R^*$  および  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  と  $l/L$  の関係 ( $B/L=0.143$  の場合)

当性について検討を加える。まず、無限の反復反射の考えに基づく算定式と有限の反復反射に基づく算定式のいずれが実験値と一致するかもまず述べる。著者らはすべての実験値に対し理論値との比較検討を行ったが、その代表例として図-15~18 を示す。この図に示されているように実験値と比較的よく一致するのは、無限の反復反射の考え方に基づく算定式の式 (4) と式 (8) であり、有限の反復反射の考えに基づく算定式の式 (5) と式 (9) では実験値との差異が前者の場合より大きくなっている。なお、同図に示した理論値は実験で得られた値 (図-15、16 については  $\theta_{T_2}=\theta_{T_3}=-0.151$  (rad.),  $\theta_{R_2}=\theta_{R_3}=0$ ,  $r_{R_2}=r_{R_3}=0.306$ ,  $r_{T_2}(=r_{T_3})=1-r_{R_2}$  の値、

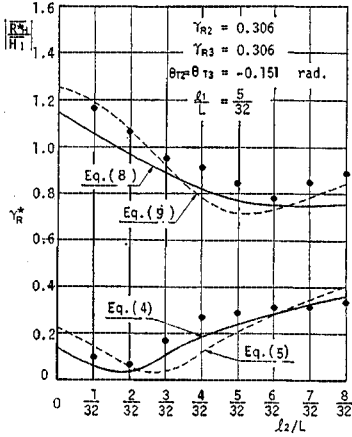


図-15 理論値と実験値の比較

( $\gamma_{R2} = \gamma_{R3} = 0.306$ ,  $\theta_{T2} = \theta_{T3} = -0.151(\text{rad.})$ ,  $l_1/L = 5/32$  の場合)

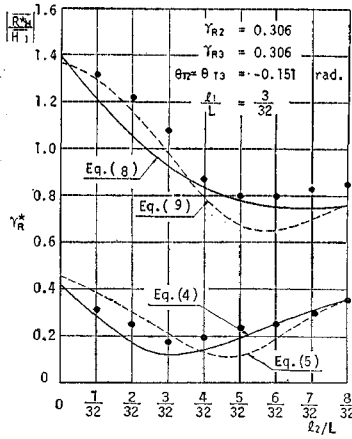


図-16 理論値と実験値の比較

( $\gamma_{R2} = \gamma_{R3} = 0.306$ ,  $\theta_{T2} = \theta_{T3} = -0.151(\text{rad.})$ ,  $l_1/L = 3/32$  の場合)

図-17, 18 については,  $\theta_{T2} = \theta_{T3} = -0.151(\text{rad.})$ ,  $\theta_{R2} = \theta_{R3} = 0$ ,  $\gamma_{R2} = 0.639$ ,  $\gamma_{R3} = 0.262$ ,  $\gamma_{T2}(\gamma_{T3}) = 1 - \gamma_{R2}$  ( $\gamma_{R3}$ ) の値注2) を用いて計算したものである。このことは, この種の消波岸壁の消波特性を反復反射の考え方に基づき説明する場合は, 有限な反復反射を考える場合に省略したように,  $\gamma_{R^*}$  については  $\bar{\alpha}_1^6 \bar{\alpha}_2^7 \bar{\gamma}_{T2}^2 \bar{\gamma}_{T3}^2 \bar{\gamma}_{R2}^2 \bar{\gamma}_{R3}^2$  以上の項,  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  については  $\bar{\alpha}_1^2 \bar{\alpha}_2^7 \bar{\gamma}_{T2}^2 \bar{\gamma}_{T3}^2 \bar{\gamma}_{R2}^4 \bar{\gamma}_{R3}^4$  以上の項を微小項として省略できないことを示している。したがって, 以後理論式として無限の反復反射に基づく式(4)と式(8)を取り上げることとし, 同式の妥当性についてさらに論議をすすめる。

図-19 によれば,  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  の実験値と理論値はよく一致しており, 理論で予測されるように  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  の

注 2) なお, 以降示す 図-19~22 の理論計算値も同様の手法で計算されたものである。

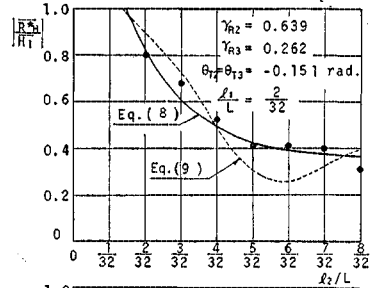


図-17 理論値と実験値の比較

( $\gamma_{R2} = 0.639$ ,  $\gamma_{R3} = 0.262$ ,  $\theta_{T2} = \theta_{T3} = -0.151(\text{rad.})$ ,  $l_1/L = 2/32$  の場合)

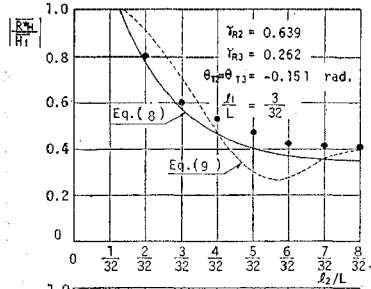


図-18 理論値と実験値の比較

( $\gamma_{R2} = 0.639$ ,  $\gamma_{R3} = 0.262$ ,  $\theta_{T2} = \theta_{T3} = -0.151(\text{rad.})$ ,  $l_1/L = 3/32$  の場合)

極小値は  $l_2/L = 8/32$  と  $24/32$  で示しその再現間隔は 3. (2) で述べたように,  $l_2/L = 1/2$  である。また,  $\gamma_{R^*}$  については  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  ほど理論値と計算値は一致せず, 極小値を与える  $l_2/L$  の値は計算値の方が若干実験値より大きい, 全体として両者は比較的一致していると考えてよからう。同様のことは 図-20 についてもいえる。この 図-19 と 図-20 によれば,  $l_1/L = 6/32$  の場合 (図

—20) は  $l_1/L=2/32$  の場合 (図—19) より,  $l_2/L$  の増大に伴う  $r_{R^*}$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  の変化はかなり小さく理論で予測されるように  $r_{R^*}$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  に及ぼす  $l_1/L$  の効果は  $l_2/L$  と同様に大きい。

図—21 と 図—22 は二重透過壁型と一重透過壁型の  $r_{R^*}$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  の差異を示したもので, 図—21 は同特性の透過壁を二重に用いた,  $r_{R2}=r_{R3}=0.306$ ,  $\theta_{T2}=\theta_{T3}=-0.151$ (rad.) の場合, 図—22 は反射率のみの異なる透過壁を二重に用いる場合で  $r_{R2}=0.262$ ,  $r_{R3}=0.167$ ,  $\theta_{T2}=\theta_{T3}=-0.151$ (rad.) の場合である。なお, 両図で横バー付き実験値 (—○—, —◇—, —●—, —◆—) はすべて一重透過壁型に対するものであり, 図—22 の —○— と —◇— はおのおの  $r_R=0.262$  に対する  $r_{R^*}$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  の値, —●— と —◆— はおのおの  $r_R=0.167$  に対する  $r_{R^*}$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  の値である。この 図—21 と 図—22 によれば, 理論値と実験値は比較的よく一致しており, このことより, 一重透過壁型と二重透過壁型の消波特性の差異は理論式 (式 (4), 式 (8), 式 (10) と式 (12)) により比較的精度高く算定できること, 二重透過壁型については, 同一の無次元遊水部長 ( $l_1+l_2$ )/ $L$  に対して  $r_{R^*}$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  は同時に一般的には極小値を取らないこと, などが水理実験により検証されたといえる。

なお, 本論では実験装置の関係で 3. (3) の表—1 で示したような最適な組合せの二重透過壁構造の消波岸壁について水理実験の面から検証を行っていない。しかし, 上述したように理論と実験の対応性が比較的よいことから, 表—1 に示した組合せ ( $l_1/L$ ,  $l_2/L$ ,  $r_{R2}$  と  $r_{R3}$ ) も妥当なものであると判断している。

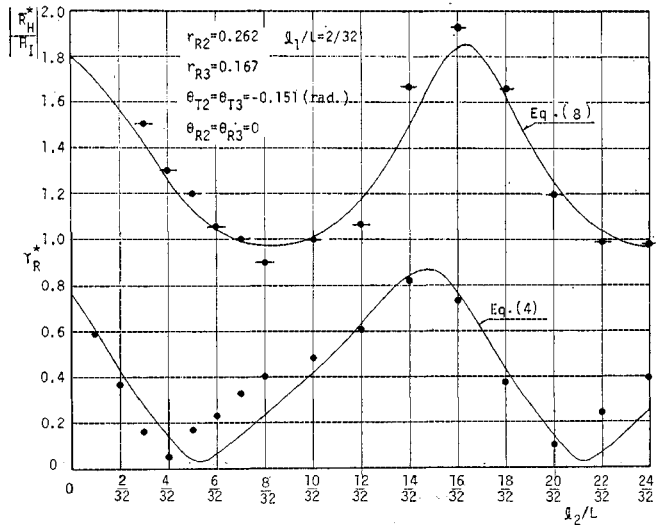
### 5. 結 言

以上, 本論では二重の透過壁を有する鉛直消波岸壁を取り上げて, その消波特性を理論と実験の面より明らかにしてきた。それによれば, 前面の透過壁と後面の不透過壁間での波の反復反射を無限に考えることにより誘導された式 (4) により消波岸壁の反射率が, また, 式 (8) により遊水部内の不透過壁面での水位変動が比較的精度高く算定できることが明らかになった。また, 二重透過壁を有する鉛直消波岸壁は一重透過壁型の岸壁より表—1 に示すように遊水部長を短くしても十分消波効果が高く, さらに壁体重量が増加するため, 波力に対する安定性の面も考慮すれば, 岸壁形式として好ましいことを主として理論解析より明ら

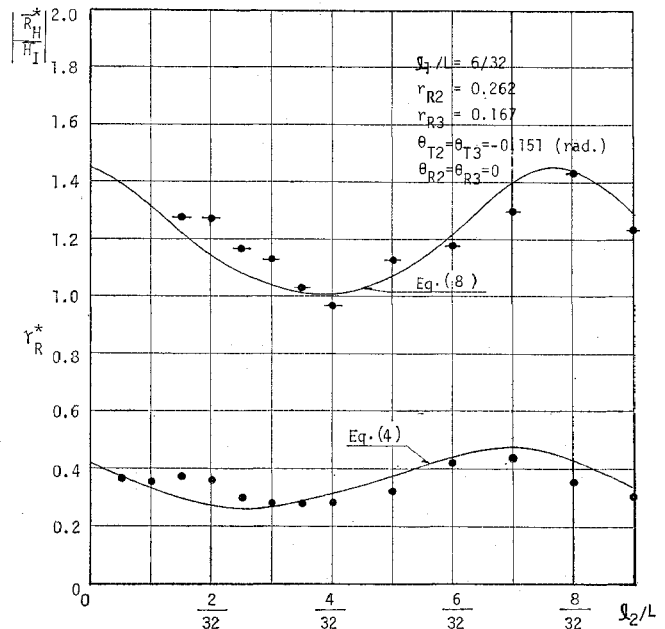
かにした。

本論で示した理論解析では透過壁での波の位相のずれ  $\theta_T$  (透過波の入射波に対する位相のずれ) と  $\theta_R$  (反射波の入射波に対する位相のずれ) が重要な要素となる。この  $\theta_T$  と  $\theta_R$  は透過壁の幾何特性などにより変化するため, 所要の  $\theta_T$  と  $\theta_R$  をうるには別途透過壁自体を取り上げて詳細に論議しなければならない。

なお, 本論では規則波を対象として論議をすすめてきたが, 現地海岸での波は不規則な波であるため不規則な波に対する消波特性を明らかにしておかなければ現地施



図—19  $r_{R^*}$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  に及ぼす  $l_2/L$  の効果



図—20  $r_{R^*}$  と  $|\bar{R}_H^*/\bar{H}_I|$  に及ぼす  $l_2/L$  の効果

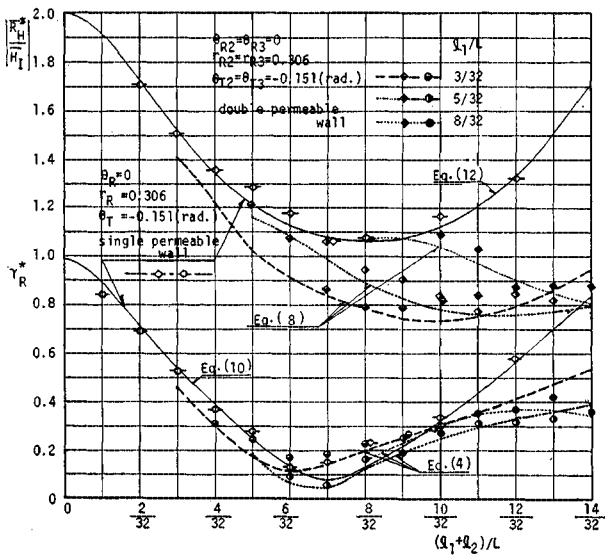


図-21 二重透過壁型と一重透過壁型の消波特性の差異  
 (\$\gamma\_{R2}=\gamma\_{R3}=0.306\$, \$\theta\_{T2}=\theta\_{T3}=-0.151\$ (rad.),  
 \$\theta\_{R2}=\theta\_{R3}=0\$ の場合)

工に際して問題が残る。著者らはすでに不規則波に対し検討を加えており、これについては別途稿を改めて報告する予定である。

なお、本論の計算は大阪大学大型電子計算機 (NEAC MODEL 2200) により行ったものである。

最後に本研究の一部は文部省科学研究費 (自然災害特別研究 (1), 研究代表者・京大工 岩垣雄一教授) によって付記するとともに、本論の実験と計算に労をわずらわした本学 栗田秀明技官に謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) 長尾義三・加藤久徳：直立消波岸壁に関する二、三の実

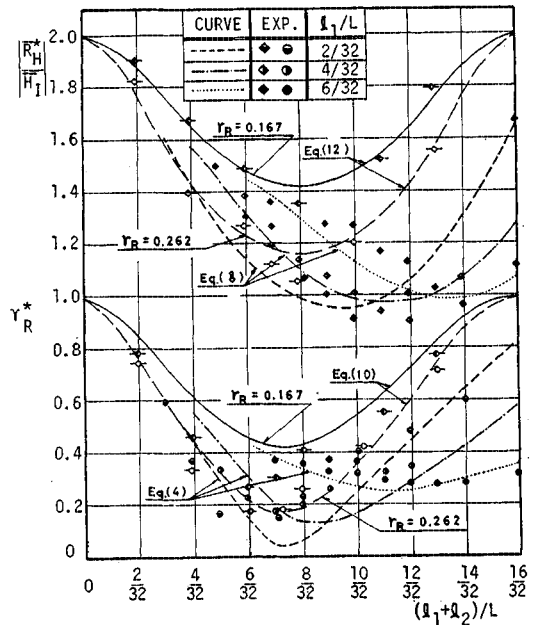


図-22 二重透過壁型と一重透過壁型の消波特性の差異  
 (\$\gamma\_{R2}=0.262\$, \$\gamma\_{R3}=0.167\$, \$\theta\_{T2}=\theta\_{T3}=-0.151\$ (rad.),  
 \$\theta\_{R2}=\theta\_{R3}=0\$ の場合)

験的研究, 第 17 回海岸工学講演会論文集, 1970.

- 2) 井島武士・奥蘭英明・湯村やす・坂井久雄：遊水部を持つ直立消波防波堤と護岸, 第 19 回海岸工学講演会論文集, 1972.
- 3) 榎木 亨・岩田好一朗：多孔壁式鉛直消波岸壁の水理特性に関する二、三の考察, 土木学会論文報告集, 220 号, 12 月, 1973.
- 4) 榎木 亨・岩田好一朗：横スリット型防波堤の消波効果と現地への適用条件について, 土木学会論文報告集, 5 月, 1975.

(1976.4.24・受付)