

埋立護岸の直立消波構造に関する研究

瀬 山 明*・伊 川 潔**

1. 緒 言

近年、海岸・港湾施設の大型化に伴い、それらの構造物は、外海波浪の打ちよせる水深の深い個所に設置される傾向にある。したがって、護岸の安定、泊地の静穏度を保つとともに、港内面積の有効利用を図るためには、消波効果が良好で、しかも経済性、安定性のよい護岸構造物の研究、開発が必要とされている。

波浪の制御方法¹⁾には種々のものが考えられるが、有力な手段としては、透過性構造物により、波の位相差を利用して、波のエネルギーの逸散をはかり、波高を減衰させて反射率を小さくすることである。

この種の消波構造物の水理特性に関する従来の研究としては、Le Méhauté, 近藤, 井島ら, Sollitt-Cross²⁾, Madsen³⁾等の透過壁体による波の反射、透過に関するもの、井島ら⁴⁾, 榎木・岩田^{5), 6)}等の透過壁体と遊水部を組合せた場合の消波特性に関するものがあるが、なお、いくつかの問題点が残されている。

本文は、直立消波構造物のうち、透過壁体を前壁とし、背後に遊水部を有する型式の護岸構造物を取りあげて、その水理特性について理論的考察と水理実験による検証を行い、その消波機能について究明したものである。

すなわち、透過壁体単独による波の反射と透過の水理特性を明らかにするため、微小振幅波理論を適用して基礎方程式を解き、それらの値を用いて背後に遊水部を設けた場合の構造物の水理特性を求めることとする。

2. 透過壁体の水理特性

(1) 理論解析

図-1 に示す2次元モデルを考えると、入射波、反射波、および透過波による水面変動は、式(1)により示される。

$$\left. \begin{aligned} \eta_I &= a \cos(\sigma t - kx) & x < 0 \\ \eta_R &= a\beta \cos(\sigma t + kx + \hat{\beta}) & x < 0 \\ \eta_T &= a\alpha \cos\{\sigma t - k(x - l_1) + \hat{\alpha}\} & x > l_1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

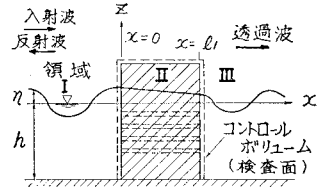


図-1 記号の説明

ここに、 η_I, η_R, η_T : 入射波、反射波、透過波の水面変動、 a : 入射波の振幅、 σ : 角周波数 $=2\pi/T$ 、 k : 波数 $=2\pi/L$ 、 T : 周期、 L : 波長、 l_1 : 透過壁厚、 α : 透過壁の透過率、 β : 透過壁の反射率、 $\hat{\alpha}$: 入射波に対する透過波の位相差、 $\hat{\beta}$: 入射波に対する反射波の位相差

式(1)に対する波の水面および水底条件を満足する速度ポテンシャルを次のように仮定する。

$$\left. \begin{aligned} \phi_I &= \frac{ag}{\sigma} \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \cdot \sin(\sigma t - kx) \\ \phi_R &= \frac{a\beta g}{\sigma} \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \cdot \sin(\sigma t + kx + \hat{\beta}) \\ \phi_T &= \frac{a\alpha g}{\sigma} \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \cdot \sin\{\sigma t - k(x - l_1) + \hat{\alpha}\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 h : 水深、 g : 重力の加速度

また、水平方向の水粒子速度の平均値はそれぞれ式(3)となる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}_I &= \left(\frac{g}{\sigma h} \right) \eta_I \tanh kh \\ \bar{u}_R &= - \left(\frac{g}{\sigma h} \right) \eta_R \tanh kh \\ \bar{u}_T &= \left(\frac{g}{\sigma h} \right) \eta_T \tanh kh \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

質量保存則により、コントロール・ボリューム内の連続式は式(4)となる。

$$\{(h+\eta)u\}_{x=0} - \{(h+\eta)u\}_{x=l_1} = nl_1 \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} \dots\dots (4)$$

ここに、 n : 透過壁の空隙率、 $\bar{\eta}$: 透過壁内の平均水位
式(4)に式(1)、式(3)を代入し、透過壁内の水位を線形近似すると式(5)をうる。

* 正会員 関西電力株式会社総合技術研究所 副所長
** 正会員 関西電力株式会社総合技術研究所 主任研究員

$$\begin{aligned}
 & \left(\frac{g}{\sigma h} \right) \tanh kh \{ a \cos \sigma t - a\beta \cos(\sigma t + \hat{\beta}) \\
 & \quad - a\alpha \cos(\sigma t + \hat{\alpha}) \} \\
 & = - \frac{nl_1 \sigma}{2h} \{ a \sin \sigma t + a\beta \sin(\sigma t + \hat{\beta}) \\
 & \quad + a\alpha \sin(\sigma t + \hat{\alpha}) \} \\
 & \dots\dots\dots (5)
 \end{aligned}$$

つぎに、運動量保存則により、コントロール・ボリューム内の流体運動をあらわすと式(6)となる。

$$\begin{aligned}
 & \rho \{ 1 + (1-n)\kappa \} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{u}}{n} \right) \\
 & = \frac{n\rho g}{l_1} \cdot \frac{\tanh kh}{kh} \{ a \cos \sigma t + a\beta \cos(\sigma t + \hat{\beta}) \\
 & \quad - a\alpha \cos(\sigma t + \hat{\alpha}) \} - \rho f \sigma \bar{u} \\
 & \dots\dots\dots (6)
 \end{aligned}$$

ここに、 ρ : 流体の密度、 f : 抵抗係数、 κ : 付加質量係数

式(5)、式(6)が、任意の時刻に成立するものとして、 $\sigma t=0$ 、 $\sigma t=\pi/2$ の場合について解くと、 α 、 β 、 $\hat{\alpha}$ 、 $\hat{\beta}$ の4つの未知数を求めることができる。

理論解の性質を数値計算の方法によって把握する。

理論式は、透過壁厚 l_1 、空隙率 n 、入射波の特性 T 、 H および波と透過壁との相互作用に基づく無次元パラメーター κ 、 f からなっている。

付加質量係数 κ が透過壁による波の変形特性 α 、 β に及ぼす効果を調べると、ほとんど影響がなく平均的には $\kappa=0$ の扱いで十分のように思われる。

また、 f と n の関連性を検討すると、本来、 f と n はそれぞれ独立のものであるが、この種の透過壁における一つの試みとして、 f と n の比值 (これを f/n と記す) が l_1 ごとにほぼ一定であると仮定して n による α 、 β の変化特性を算定してみると、図-2 のとおりとなる。

これによると、 n の増加とともに α は増大し、 β は減少するが、 n の値が約0.7以上になると、 α 、 β の値は l_1 に無関係にほぼ一定値となり、 $\alpha + \beta \approx 1$ の関係に収束するようである。

以上述べたように、 κ および f については、一般に理論的には定めがたく実験的に究明される要素と思われる。

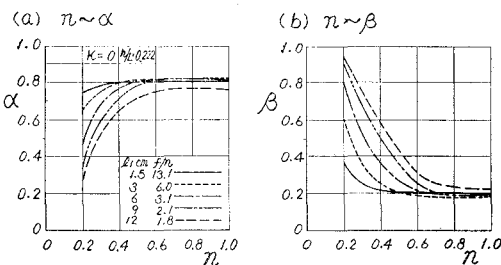


図-2 α 、 β と n の関係

(2) 水理実験

透過壁体の水理実験は、関西電力(株)総合技術研究所構内に設置されている長さ 57 m、幅 1 m、高さ 1 m の造波水槽において実施した。

透過壁の模型は、図-3 に示すように、長径 6 cm、短径 3 cm の小判型の孔を壁面に一様に配列した厚さ 1.5 cm、3 cm、6 cm、9 cm、12 cm のアクリライト製のもので、造波板より 25 m 離れた個所に設置した。

なお、実験条件は、波高 $H=5$ cm、周期 $T=0.89$ sec ~ 2.08 sec、水深 $h=55$ cm とした。

図-4 は、 $T=1.34$ sec の波について透過壁厚 l_1 と透過率 α 、反射率 β の関係を示したものである。図中に(1)で示したように l_1 ごとに f を決めて、 $n=0.35$ 、0.5 の場合の理論値を併記した。

これによると、 $n=0.35$ とした計算結果は、 α 、 β とも実験値との一致が悪く、不一致の程度は l_1 が大きくなるほど目立ってくる。しかし、 $n=0.5$ とすると図の破線で示すように全般的にみて計算値と実験値とはきわめてよく一致する。

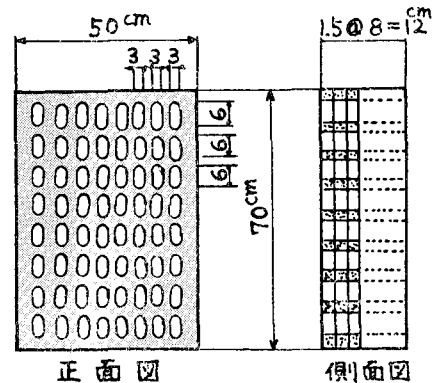


図-3 透過壁模型

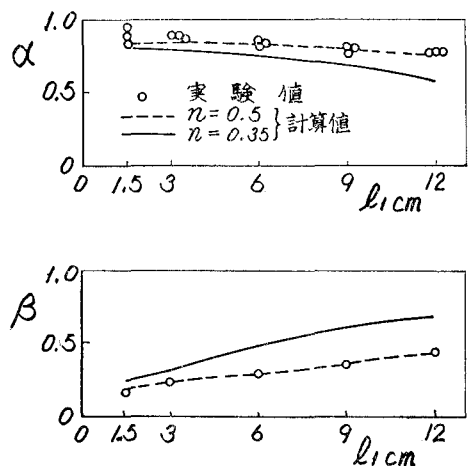
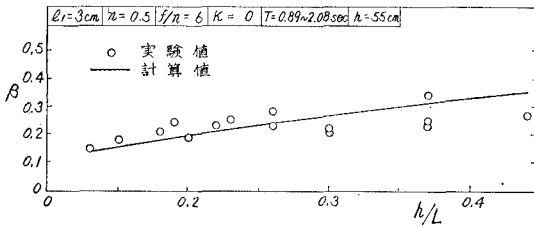


図-4 α 、 β の計算値と実験値の比較


 図—5 β の h/L による変化

つぎに、入射波の周期による反射率の変化を求めるため、波高 $H=5$ cm, 周期 $T=0.89$ sec~ 2.08 sec の波について実験し、空隙率 $n=0.5$ の理論値と比較すると図—5 のとおりとなり、周期の相対的に短いところで実験値の散らばりはみられるが、全体を平均してみると理論計算の結果はきわめてよく一致する。

3. 遊水部を有する直立消波構造物の水理特性

(1) 理論解析

図—1 に示すような一様透過性の壁体を前壁とし、遊水部を有する直立消波構造物のモデルを考え、入射波は Le Méhauté と同様の考え方で遊水部内において透過、減衰、反射を繰返しながら変形してゆくものとする。

すなわち、入射波 $\bar{A}_1$ が透過壁で一部は反射し、一部が遊水部内に透過して、それぞれの波は $\bar{\beta}_1 \bar{A}_1$, $\bar{\alpha}_1 \bar{A}_1$ であらわされる。透過波 $\bar{\alpha}_1 \bar{A}_1$ は底面摩擦を伴いながら不透過壁に達して $\bar{\gamma}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{A}_1$ となる。この波は不透過壁で反射して、 $p_1 \bar{\gamma}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{A}_1$ となり、底面摩擦の影響をうけながら再び透過壁に達して $p_1 \bar{\gamma}_1 \bar{\gamma}_2 \bar{\alpha}_1 \bar{A}_1$ となる。そして一部が外部に透過し、一部が反射して $p_1 \bar{\gamma}_1 \bar{\gamma}_2 \bar{\alpha}_1 \bar{\beta}_2 \bar{A}_1$ の波となり再び遊水部内を反射波として進行する。以下同様の過程が繰返される。

透過構造物から沖の方向に向う波を $\bar{W}_0$ とすると、

$$\begin{aligned} \bar{W}_0 = & \bar{\beta}_1 \bar{A}_1 + p_1 \bar{\gamma}_1 \bar{\gamma}_2 \bar{\alpha}_1 \bar{\alpha}_2 \bar{A}_1 + p_1 p_2 \bar{\gamma}_1 \bar{\gamma}_2 \bar{\gamma}_3 \bar{\gamma}_4 \bar{\alpha}_1 \bar{\alpha}_2 \bar{\alpha}_3 \bar{\beta}_2 \bar{A}_1 \\ & + p_1 p_2 p_3 \bar{\gamma}_1 \bar{\gamma}_2 \bar{\gamma}_3 \bar{\gamma}_4 \bar{\gamma}_5 \bar{\gamma}_6 \bar{\alpha}_1 \bar{\alpha}_2 \bar{\alpha}_3 \bar{\beta}_2 \bar{\beta}_3 \bar{A}_1 + \dots \end{aligned} \quad (7)$$

ここに、 $\bar{\alpha}_i$: 透過壁での透過率, $\bar{\beta}_i$: 透過壁での反射率, p_i : 不透過壁での反射率, $\bar{\gamma}_i$: 遊水部内の底面摩擦による波高減衰係数

となる。したがって、透過壁面での反射率を K_R とすると、

$$K_R = |\bar{W}_0|/|\bar{A}_1| \quad \dots \dots \dots (8)$$

である。

透過壁の反射率, 透過率, 反射・透過に伴う位相差は、透過壁の幾何学的形状および入射波条件によりきまり、遊水部内で波が変形してもその値は一定とし、また、遊水部内の波の変形に寄与する波高減衰係数 γ , および不透過壁での反射率 p も一定であると仮定すれば、透過壁前面における反射率 K_R は式 (9) となる。

$$\begin{aligned} K_R = & \sqrt{\{\beta \cos \hat{\beta} - p \gamma^2 \beta^2 \cos (2\hat{\gamma} + 2\hat{\beta}) \\ & + p \gamma^2 \alpha^2 \cos (2\hat{\gamma} + 2\hat{\alpha})\}^2 + \beta \sin \hat{\beta} \\ & - p \gamma^2 \beta^2 \sin (2\hat{\gamma} + 2\hat{\beta}) + p \gamma^2 \alpha^2 \sin (2\hat{\gamma} + 2\hat{\alpha})\}^2 /} \\ & \sqrt{1 - 2p \gamma^2 \beta \cos (2\hat{\gamma} + \hat{\beta}) + (p \gamma^2 \beta)^2} \quad \dots \dots (9) \end{aligned}$$

ここに、 $\hat{\gamma} = -2\pi l_2/L$ ただし l_2 : 遊水幅

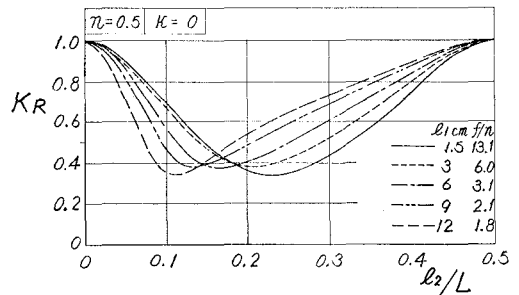
つぎに、不透過壁前面における波高増幅率 K_B は、同様の方法により、不透過壁前面で岸に向う波と沖に向う波の和を入射波で除して式 (10) をうる。

$$K_B = \frac{(1+p)\gamma\alpha}{\sqrt{1+(p\gamma^2\beta)^2-2p\gamma^2\beta\cos(2\hat{\gamma}+\hat{\beta})}} \quad \dots (10)$$

理論解の性質を数値計算の方法により把握することとする。

さきに述べたとおり、遊水部内で波が変形しても、透過壁の $\alpha, \beta, \hat{\alpha}, \hat{\beta}$ は一定であるとする基本仮定から、 K_R および K_B の性質は透過壁単独の $\alpha, \beta, \hat{\alpha}, \hat{\beta}$ がわかれば、 p, γ および $\hat{\gamma}$ をパラメータ的に扱って見出すことができる。このうち、簡単に扱うため $p=1, \gamma=1$ と仮定すると、 $\hat{\gamma}$ のみが未知数となるが、これは $\hat{\gamma} = -2\pi l_2/L$ であらわされ、遊水幅の効果を位相差の効果として表現したものにはほかならない。

まず、 K_R の l_2/L による変化特性を求めると、図—6 に示すように、 l_1 ごとに反射率が最小 ($K_{R\min}$) になるような最適遊水幅 $(l_2/L)^*$ の存在が認められる。 l_1 がごく小さい場合には $(l_2/L)^*$ は 0.25 近くなるが、 l_1 が厚くなるにつれ $(l_2/L)^*$ の値は小さくなり、最適遊水幅は相対的に狭くなる。

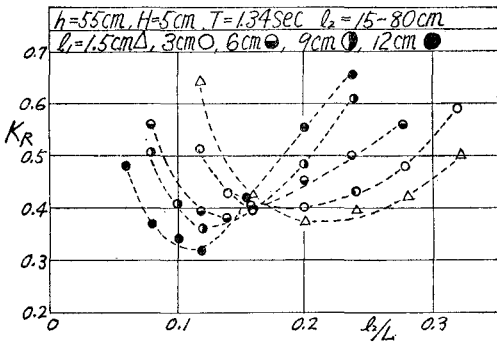

 図—6 K_R の l_2/L による変化 (反射率曲線)

(2) 水理実験

透過壁は前述のモデルを使用し、背後に不透過壁を設け、遊水幅を変化させて実験を行った。

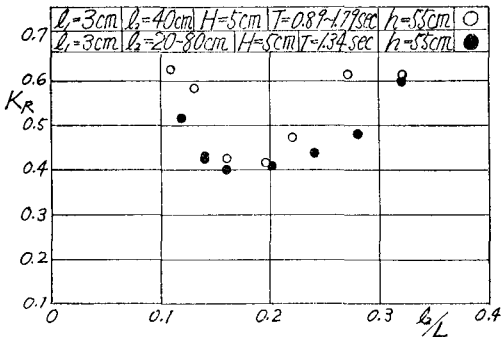
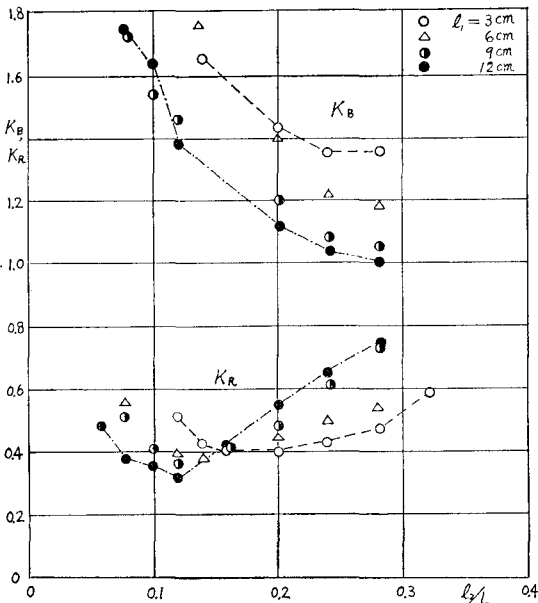
実験条件は、水深 $h=35$ cm, 55 cm, 透過壁厚 $l_1=1.5$ cm, 3 cm, 6 cm, 9 cm, 12 cm, 波高 $H=5$ cm, 周期 $T=0.89$ sec~ 1.79 sec とした。

図—7 は、 $h=55$ cm, $H=5$ cm, $T=1.34$ sec の場合における遊水幅と反射率の関係を示したもので、いずれの l_1 でも極値が生ずるが、 $K_{R\min}$ の値はそれほど大差なく、 $0.39 \sim 0.33$ で、 l_1 の値が大きくなるほど $K_{R\min}$

図-7 K_R の l_2/L による変化 (実験値)

の値は幾分減少する傾向となった。また、極値の生ずる遊水幅は大きく変化し、 $(l_2/L)^*$ は 0.22 から 0.12 へと l_1 の値が大きくなるほど小さくとりうるということがわかった。

また、図-8 は、 $l_1 = 3$ cm をとりあげ、前述の K_R min

図-8 T または l_2 を変化させたときの反射率曲線の例図-9 K_B, K_R の l_2/L による変化

を生ずる $l_2 = 40$ cm の場合について、 $H = 5$ cm を一定とし T を変化させて周期特性をしらべた結果を併記したものであるが、 T を変化させた場合と l_2 を変化させた場合の K_R の差は、極値付近ではきわめて小さい。

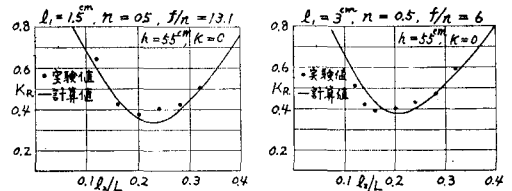
図-9 は、 $l_1 = 3$ cm, 6 cm, 9 cm, 12 cm のときの l_2 に対する K_R と K_B の関係を示したものである。なお条件は、 $H = 5$ cm, $T = 1.34$ sec, $h = 55$ cm とした。

これによると、壁厚がうすい場合の反射率を最小にする最適遊水幅は $0.25L$ にほぼ近いが、厚くなるにしたがって最適遊水幅は小さくなる傾向を示す。しかし、不透過壁前面の打上げ波高は透過壁厚に関係なく $0.25L$ 付近で最小値を示す。したがって、透過壁厚を大にする最適遊水幅が狭くなるので、これに対応する不透過壁前の打上げ波高は相対的に高くなる。

(3) 理論値と実験値との比較

図-10 は、 l_1 が 1.5 cm と 3 cm の場合について透過壁単体のときに定めた $n = 0.5$, $f/n = 13.1$ と 6, $\kappa = 0$ を用いて α , β , $\hat{\alpha}$, $\hat{\beta}$ を算定し、さらに $\gamma = 1$, $p = 1$ として式 (9) により l_2/L と K_R の関係をそれぞれ求め、実験値と対比したものである。

これによると、計算値は実験値によく適合していることが認められる。したがって、透過壁単体での水理特性から見出した値を近似的にそのまま遊水部を有する場合の消波特性の解明に使えるものといえる。

図-10 K_R の計算値と実験値の比較

4. 結 語

本研究の結果を要約すると以下のとおりである。

(1) 与えられた波の条件および水深条件に対して、透過壁体の厚さ、空隙率、付加質量係数および抵抗係数がわかれば、透過壁単体の反射率、透過率および反射と透過の位相差の諸特性を明らかにしうること、(2) 遊水部を有する直立消波護岸の反射率および遊水部内不透過壁前面の波高増幅率は、透過壁体の厚さ、反射率、透過率および透過と反射に際しての位相差がわかれば数値計算により見出しうること、(3) 設定した遊水幅に対し波の周期の変化に伴う反射率を算出して、波の周期の制御範囲を明らかにしうること、(4) 遊水幅の変化により最小反射率があらわれ、透過壁厚の増加に伴って最適遊水幅が減少するという実験結果は理論解が示すとおりであること、(5) 遊水幅の合理的なきめ方は、単に最小反射率による消波効果のみを対象とするのではなく、遊水部内

の波高増幅率の値をも考慮する必要があること、等がわかった。

本研究の遂行にあたり、終始懇切なご指導、ご教示を頂いた京都大学岩垣雄一教授に深く感謝の意を表するとともに、ご協力を頂いた(株)新日本技術コンサルタント陳活雄氏、小林六郎氏に深く感謝する次第である。

参 考 文 献

- 1) 岩垣雄一： 海岸波浪の制御，1977年度水工学に関する夏期研修会講義集，Bコース，pp. B-3-11～B-3-22，1977.
- 2) Sollitt, C. K. and Cross, R. H.: Wave Transmission through Permeable Breakwaters, Proc. of the

13th Coastal Engineering Conf., ASCE, Vol. III, pp. 1827～1846, 1972.

- 3) Madsen, O. S.: Wave Transmission through Porous Structures, Journal of the Waterways, Harbors and Coastal Engineering Div., ASCE, Vol. 100, No. WW3, Proc. Paper 10714, pp. 169～188, 1974.
- 4) 井島武士・他： 遊水部をもつ直立消波防波堤と護岸，第19回海岸工学講演会論文集，pp. 185～192，1972.
- 5) 榎木 亨・岩田好一郎： 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，第220号，pp. 53～63，1973.
- 6) 榎木 亨・岩田好一郎： 二重透過壁を有する鉛直消波岸壁の消波効果について，土木学会論文報告集，第262号，pp. 41～53，1977.