

直立消波ケーソンの消波特性に及ぼす斜め入射波の影響

萩 原 運 弘*

1. ま え が き

従来から直立消波ケーソンなどの直立消波構造物に対する研究は、構造物法線に波が直角に入射する場合を取り扱ったものが多く、消波特性に及ぼす諸要因の影響についても次第に解明されてきた。しかし実際の海の波では、構造物法線に対してある角度をもって斜めに入射する場合が考えられ、こうした場合の消波特性に及ぼす諸要因の影響については必ずしも明確にされているとはいえない。

本研究は、斜め入射波に対する直立消波ケーソンの消波特性を理論的に解析するための方法として、著者が示した透過壁での水平流速分布を未知関数とする積分方程式に帰着する解析方法を、斜め入射波に対して拡張する方法を示し、さらに解析結果の妥当性と、反射率に及ぼす入射角の影響について検討したものである。

2. 理 論

図-1 のように、静水面上に原点O、構造物法線に対し垂直方向に x 軸、構造物法線方向に y 軸、鉛直上向きに z 軸をとる。 $x=0$ の位置に設置された壁厚 b の透過壁は $-d_2 \leq z \leq -d_1$ の部分のみ透過壁構造で、それ以外の部分是不透過壁構造とする。また $x=l$ には不透過壁があるものとし、水底面は $x \leq 0$ で $z=-h_1$ 、 $b \leq x \leq l$ で $z=-h_2$ とする。さらに理論的には壁の厚さは薄いものとし、これによる水流の不連続性の影響範囲は波長に比して非常に小さいものと仮定して取り扱う。

流体域を $x \leq 0$ の領域Ⅰと $b \leq x \leq l$ の領域Ⅱに分け x 軸と θ の角度をなして、周波数 σ の波が入射する場合を考える。完全流体の微小振幅波に対して、速度ポテンシャルを $\phi(x, y, z; t) = \phi(x, y, z)e^{i\sigma t}$ と表わせば、各領域での ϕ は次のようになる。

$$\begin{aligned} \phi_1 = & \{ A \exp(-i(k_1 x + k_2 y)) \\ & + B \exp(i(k_1 x - k_2 y)) \} \\ & \times \frac{\cosh k(z+h_1)}{\cosh k h_1} \end{aligned}$$

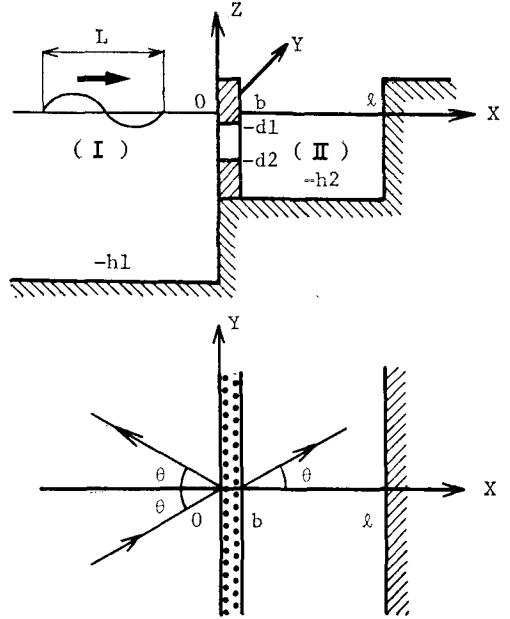


図-1 構造と座標系

$$\begin{aligned} & + \sum_{m=1}^{\infty} C_m \exp(k_{1m} x - k_{2m} y) \\ & \times \frac{\cos k_m(z+h_1)}{\cos k_m h_1} \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_2 = & D \exp(-ik'_2 y) \\ & \times \frac{\cos k'_1(x-l)}{\cos k'_1 l_0} \cdot \frac{\cosh k'(z+h_2)}{\cosh k' h_2} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} E_n \exp(-k'_{2n} y) \\ & \times \frac{\cosh k'_{1n}(x-l)}{\cosh k'_{1n} l_0} \cdot \frac{\cos k'_n(z+h_2)}{\cos k'_n h_2} \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} \sigma^2 &= gk \tanh k h_1 = -gk_m \tan k_m h_1 \\ \sigma^2 &= gk' \tanh k' h_2 = -gk'_n \tan k'_n h_2 \\ k_1 &= k \cos \theta, \quad k_2 = k \sin \theta \\ k'_1 &= k' \cos \theta, \quad k'_2 = k' \sin \theta \\ k_{1m} &= k_m \cos \theta, \quad k_{2m} = k_m \sin \theta \\ k'_{1n} &= k'_n \cos \theta, \quad k'_{2n} = k'_n \sin \theta \\ & (m, n=1, 2, 3, \dots) \\ l_0 &= l-b \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

* 正会員 工修 清水建設(株)技術研究所

また, A は入射波, B は反射波, D は定常波, C_m および E_n は各領域での散乱波を表わす複素定数である.

さて, 斜め入射波によって透過壁で生じる境界条件を透過壁開口部での x 方向流速成分 $U(z)$ を用いて表わすものとすれば, まず流量の連続性より次式が成立する.

$$U(z) = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \Big|_{x=b} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで, ε は透過壁開口部での開口比である. 式 (1), (2) を式 (4) に代入すれば, 次のようになる.

$$\begin{aligned} \varepsilon U(z) = & -i(A-B)e^{-ik_2y} \\ & \times \frac{k_1 \cosh k(z+h_1)}{\cosh kh_1} \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} C_m e^{-k_2m y} \frac{k_{1m} \cos k_m(z+h_1)}{\cos k_m h_1} \\ & \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} = & D \tan k'l_0 e^{-ik_2y} \\ & \times \frac{k'_1 \cosh k'(z+h_2)}{\cosh k'h_2} \\ & - \sum_{n=1}^{\infty} E_n \tanh k'_{1n} l_0 e^{-k'_{2n} y} \\ & \times \frac{k'_{1n} \cos k'_n(z+h_2)}{\cos k'_n h_2} \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

関数系 $\cosh k(z+h_1)$, $\cos k_m(z+h_1)$ は $z=0 \sim -h_1$ で, また関数系 $\cosh k'(z+h_2)$, $\cos k'_n(z+h_2)$ は $z=0 \sim -h_2$ で完全直交系をなすから, 式 (5) の各項に $\cosh k(z+h_1)$ および $\cos k_m(z+h_1)$ を, また式 (6) の各項には $\cosh k'(z+h_2)$ および $\cos k'_n(z+h_2)$ を乗じ, $z=-d_1 \sim -d_2$ 以外の部分で $U(z)=0$ であることを考慮して, それぞれ区間 $(-h_1, 0)$, $(-h_2, 0)$ で積分を行えば, 複素定数は次のように書ける.

$$B = A - i \frac{1}{N_0} e^{ik_2y} \int_{-d_2}^{-d_1} \varepsilon U(\xi) \cosh k(\xi+h_1) d\xi \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$C_m = \frac{1}{N_m} e^{k_2m y} \int_{-d_2}^{-d_1} \varepsilon U(\xi) \cos k_m(\xi+h_1) d\xi \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$\begin{aligned} D = & \frac{1}{N'_0 \tan k'l_0} e^{ik_2y} \\ & \times \int_{-d_2}^{-d_1} \varepsilon U(\xi) \cosh k'(\xi+h_2) d\xi \quad \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_n = & -\frac{1}{N'_n \tanh k'_{1n} l_0} e^{k'_{2n} y} \\ & \times \int_{-d_2}^{-d_1} \varepsilon U(\xi) \cos k'_n(\xi+h_2) d\xi \quad \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} N_0 &= \frac{(\sinh 2kh_1 + 2kh_1) \cos \theta}{4 \cosh kh_1} \\ N_m &= \frac{(\sin 2k_m h_1 + 2k_m h_1) \cos \theta}{4 \cos k_m h_1} \\ N'_0 &= \frac{(\sinh 2k'h_2 + 2k'h_2) \cos \theta}{4 \cosh k'h_2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$N'_n = \frac{(\sin 2k'_n h_2 + 2k'_n h_2) \cos \theta}{4 \cos k'_n h_2} \Bigg\}$$

次に, 透過壁周辺の流れの運動方程式を x 方向の流速成分 U で近似するものとし, これを速度ポテンシャルを使って表示すれば次のようになる²⁾.

$$\phi_2|_{x=b} - \phi_1|_{x=0} + \beta \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \Big|_{x=b} = 0 \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} \beta &= \left(i \frac{f^*}{\sigma} - L^* \right) / \varepsilon \\ f^* &= 4C^* U_0 / 3\pi \\ C^* &: \text{損失係数} \\ L^* &: \text{見掛けのオリフィス長さ} \\ U_0 &: x \text{ 方向流速の最大振幅} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (13)$$

式 (12) に式 (1), (2) を代入すれば次式を得る.

$$\begin{aligned} D(1 + \beta k'_1 \tan k'l_0) e^{ik_2y} & \times \frac{\cosh k'(z+h_2)}{\cosh k'h_2} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} E_n (1 - \beta k'_{1n} \tanh k'_{1n} l_0) \\ & \times e^{-k'_{2n} y} \frac{\cos k'_n(z+h_2)}{\cos k'_n h_2} \\ & - (A+B) e^{-ik_2y} \frac{\cosh k(z+h_1)}{\cosh kh_1} \\ & - \sum_{m=1}^{\infty} C_m e^{-k_2m y} \frac{\cos k_m(z+h_1)}{\cos k_m h_1} = 0 \quad \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

さらに, 式 (14) に式 (7)~(10) を代入して整理すると, 最終的に次のような第 1 種 Fredholm 型の積分方程式を得る.

$$\int_{-d_2}^{-d_1} G(z, \xi) U(\xi) d\xi = \frac{1}{\varepsilon} A e^{-ik_2y} \zeta(z) \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} \zeta(z) &= \frac{2 \cosh k(z+h_1)}{\cosh kh_1} \\ G(z, \xi) &= i \frac{1}{N_0 \cosh kh_1} \\ & \times \cosh k(z+h_1) \cosh k(\xi+h_1) \\ & - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{N_m \cos k_m h_1} \\ & \times \cos k_m(z+h_1) \cos k_m(\xi+h_1) \\ & + \frac{\beta k'_1 + \cot k'l_0}{N'_0 \cosh k'h_2} \\ & \times \cosh k'(z+h_2) \cosh k'(\xi+h_2) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\beta k'_{1n} - \coth k'_{1n} l_0}{N'_n \cos k'_n h_2} \\ & \times \cos k'_n(z+h_2) \cos k'_n(\xi+h_2) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (16)$$

式 (16) の左辺を数値積分することにより, $U(\xi)$ の値を求めることができる. このとき定数 A は入射波を $\eta = (H_1/2) \cos \{k(x \cos \theta + y \sin \theta) - \sigma t\}$ と表わせば, $A =$

$iH_1g/2\sigma$ で与えられる。また y は任意の値を代入すればよい。 $U(z)$ が求まると、式 (7) より反射率 K_R が計算できる。

一方、遊水部内が間隔 y_0 ごとに隔壁で区切られている場合を考える。この場合 y_0 が入射波の波長に対して十分小さいものと仮定すれば、遊水部内での流体運動は入射角によらず x 方向の成分のみをもつとみなされ、領域 II の速度ポテンシャルは次のように書かれる。

$$\phi_2 = D \frac{\cos k'(x-l)}{\cos k'l_0} \frac{\cosh k'(z+h_2)}{\cosh k'h_2} + \sum_{n=1}^{\infty} E_n \frac{\cosh k'_n(x-l)}{\cosh k'_nl_0} \frac{\cos k'_n(z+h_2)}{\cos k'_nh_2} \quad \dots\dots\dots(17)$$

以下、隔壁のない場合と同様の方法で積分方程式を得ることができるが、この場合の積分核は次のようになる。

$$G(z, \xi) = \frac{i}{N_0 \cosh kh_1} \times \cosh k(z+h_1) \cosh k(\xi+h_1) - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{N_m \cos kmh_1} \times \cos km(z+h_1) \cos km(\xi+h_1) + \frac{\beta k' + \cot k'l_0}{N'_0 \cosh k'h_2} \times \cosh k'(z+h_2) \cosh k'(\xi+h_2) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\beta k'_n - \coth k'_nl_0}{N'_n \cos k'_nh_2} \times \cos k'_n(z+h_2) \cos k'_n(\xi+h_2) \quad \dots\dots\dots(18)$$

ここに、 $\bar{N}'_0 = N'_0$, $\bar{N}'_n = N'_n$ ($\theta = 0$)

3. 損失係数と見掛けのオリフィス長さの検討

式 (13) 中の損失係数 C^* と見掛けのオリフィス長さ L^* については、これまでも二、三の考察^{3), 4), 5)}があるが、著者は透過壁開口部での流速を用いて波力算定式中の抗力係数 C_D および質量係数 C_M と次のように関係づけた⁶⁾。

$$C^* = C_D(1-\epsilon) \quad \dots\dots\dots(19)$$

$$L^* = \epsilon[1 + C_M(1-\epsilon)/\epsilon] \Delta x \quad \dots\dots\dots(20)$$

Δx は近似的に透過壁の厚さを考える。したがって、 C_D , C_M の値がわかれば、 C^* , L^* は推定できる。そこで C_D , C_M をスリット壁に作用する波力を直接測定することにより求めてみる⁷⁾。

スリット壁に作用する全波力は抗力と質量力の線形和で表わされるものとする。抗力係数および質量係数の決定には二、三の方法があるが、ここでは一周期内の二定点から求めるものとし、また水平水粒子速度および水平水粒子加速度については微小振幅波理論により部分重複波を考慮して与える。以上のことより、スリット壁内の流速で定義される抗力係数および質量係数は、それぞれ次式のようになる。

$$C_D = F_{Dm} \frac{2\epsilon^2 \sinh 2kh}{w_0 D(1-\epsilon)(a_I - a_R)^2 kh} \times \frac{1}{\{\sinh 2kh(1+\eta/h) + (1+\eta/h)\}/2kh} \quad \dots\dots\dots(21)$$

$$C_M = F_{Mm} \frac{\epsilon \cosh kh}{w_0 D(1-\epsilon)b(a_I - a_R)} \times \frac{1}{\sinh kh(1+\eta/h)} \quad \dots\dots\dots(22)$$

ここに、 F_{Dm} は最大抗力、 F_{Mm} は最大質量力、 w_0 は水の単位体積重量、 h は水深、 k は波数、 η は静水面上の波峯高、 a_I は入射波振幅、 a_R は反射波振幅、 ϵ はスリット壁の開口比、 D はスリット壁の幅員、 b はスリット壁厚であり、また $D(1-\epsilon)$, $D(1-\epsilon)b$ はそれぞれスリット壁不透過部分の投影面積と体積である。

スリット壁に作用する水平波力の実験は長さ 40m, 幅 4m, 高さ 1.3m の二次元造波水槽に幅 0.6m の小水路を設け、円形リングにひずみゲージを接着した検出器からなる測定装置を用いて実施した。スリット壁模型は厚さ 3cm で幅 0.2m づつ三分割されており、中央の計測用模型をアクリル合成樹脂材で製作し、両側のダムー模型は塩化ビニール製である。水深は 0.5m 一定、入射波振幅は幅 3.4m の広水路側で計測し、反射波振幅は移動台車に取り付けた波高計を用いて Healy の方法で決定した。またスリット壁より 1cm 沖側に波高計を設置し、スリット壁前面の水位変動を同時記録した。なお実験では、開口比が $\epsilon = 0.1 \sim 0.5$ までの 5 種類のスリット壁に対して、それぞれ波高 2~8cm, 周期 0.95~2.4s の範囲の波を作用させた。

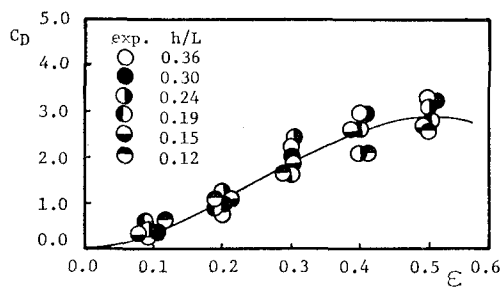
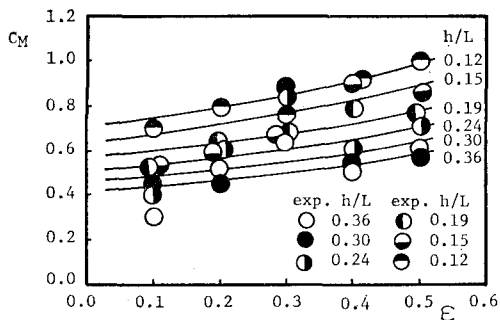
まず損失係数 C^* については谷本他の論文を参考にし、て式 (19) 中の C_D を次式のように表わす。

$$C_D = \epsilon^2 \{2.0 + A(1-\epsilon)^2\} \quad \dots\dots\dots(23)$$

ここに、 A は未定係数で C_D に関する全実験データから平均値として求めると $A = 38.31$ を得る。図-2 は ϵ を変化させたときの実験結果から各周期条件ごとに C_D の平均値をプロットしたものであり、また図中の実線は式 (23) から計算したものである。したがって式 (23) を式 (19) に代入することにより、スリット壁で C^* のが開口比のみから推定できることになる。

一方、見掛けのオリフィス長さ L^* に対しては種々の要因が関与し、非常に複雑であることが過去の研究例から指摘されている。図-3 は今回の実験結果から、相対水深 h/L をパラメータに ϵ と C_M の関係を示したものである。実験値は各周期条件での平均値を表わすが、一般的に h/L が大きくなる程、また ϵ が小さい程 C_M は小さくなる傾向が認められる。そこで、 C_M について次の関数形を考える。

$$C_M = B \sqrt{\coth(h/L)/(1-\epsilon)} \quad \dots\dots\dots(24)$$

図-2 抗力係数 C_D 図-3 質量係数 C_M

ここに B は未定係数であり、 C_M の全実験データから平均値として求めると $B=0.35$ となる。これらの曲線を図中に示しておいた。したがって式 (24) を式 (20) に代入することにより、スリット壁での L^* が相対水深と幾何学的寸法から推定できることになる。

4. 計算結果

図-4 は工藤他の縦スリット壁ケーソンの実験結果⁸⁾と今回提案した理論を用いて計算した結果を比較したものである。実験模型は現地寸法で 5m 間隔ごとに隔壁を有するため、周期 6s の実験値は隔壁がある場合とない場合の計算値のほぼ中間にあたるが、両者の傾向はよく一致している。また、周期の長い 9s の場合には遊水部内で x 方向の流体運動が卓越すると考えられ、実験結果は隔壁がある場合の計算値と一致している。したがって本文中で示した解析法は妥当なものと考えられる。

次に、本解析方法により入射角が変化したときの反射率に影響を及ぼす諸要因について、透過壁が全面縦スリット構造で遊水部内に隔壁を持たない場合を対象に検討した結果を示す。図-5 は各々の入射角に対して遊水部幅を変化させたときの反射率を示したものである。 θ が小さい程 K_R を最小にする堤体幅波長比 l/L は小さくなり、また K_R の最小値も小さくなる。次に図-6 は、各々の入射角に対して開口比を変化させたときの反射率を示したものである。直角入射の $\theta=0^\circ$ の場合には $\varepsilon=0.2$ で最小の K_R を示すが、入射角度が大きくなると ε

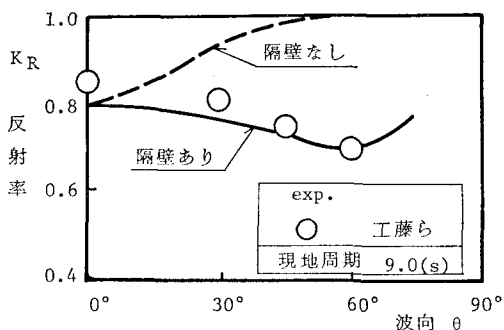
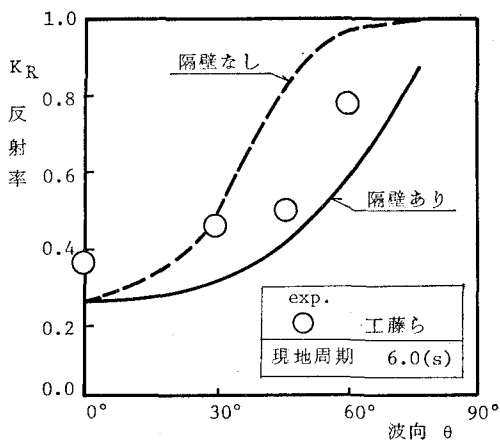


図-4 実験値と計算結果との比較

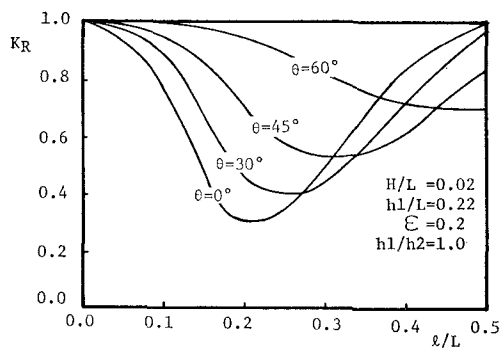


図-5 入射角と遊水部幅の影響

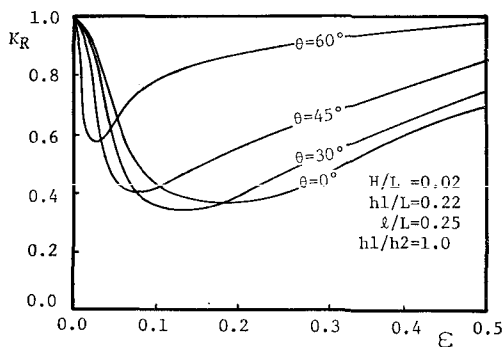


図-6 入射角と開口比の影響

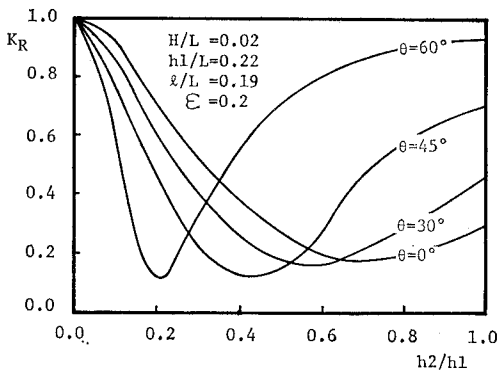


図-7 入射角と遊水部内水深の影響

$=0.1$ 以下で最小の K_R をもち ϵ が大きくなるに従い K_R も大きくなる。一方、各々の入射角に対して遊水部内水深を変化させたときの反射率を示したものが図-7である。 θ が大きい程、 K_R を最小とする水深比 h_2/h_1 の値は小さくなる傾向を示す。

5. む す び

斜め入射波に対する直立消波構造物の消波特性を理論的に取り扱う方法も二、三提案されている^{9),10)}が、本論文ではこれらとは異なり散乱定常波を省略せず、透過壁で x 方向流速成分のみを考えることにより、直角入射の場合と同様な取り扱いで計算できる積分方程式法による

解析法を示した。そして理論解の妥当性と、反射率に及ぼす入射角の影響について検討した。

最後に、本研究の遂行にあたり清水建設(株)技術研究所現業員道下隆信君の助力を得たことを付記する。

参 考 文 献

- 1) 萩原運弘: 積分方程式法による両面透過壁型防波堤の消波特性の解析, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 405~409, 1983.
- 2) 前出 1).
- 3) Mei, C. C., P. L. F. Liu and A. T. Ippen: Quadratic loss and scattering of long waves, Proc. ASCE, Vol. 100, WW 3, pp. 217~239, 1974.
- 4) 近藤俊郎・佐藤隆一: 多孔壁の損失係数と見掛けのオリフィス長さの推定, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 333~337, 1979.
- 5) 谷本勝利・吉本靖俊: スリットケーソンの反射率に及ぼす諸要因の影響, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 389~393, 1982.
- 6) 前出 1).
- 7) 浦島三郎・石塚耕一・近藤俊郎: スリット壁に作用する波力特性, 苫小牧工専紀要, 第17号, pp. 91~97, 1982.
- 8) 工藤秀雄・長友文昭・辻 清次・橋立洋一・米沢 朗: 斜め入射波に対する直立消波構造物の消波特性について, 第28回海岸工学講演会論文集, pp. 377~380, 1981.
- 9) 井島武士・吉田明徳・北山 斉: 斜め入射波に対する潜堤の反射効果に関する数値解析, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 418~422, 1982.
- 10) 堀口孝男・小坂俊吉: 特殊壁型ケーソン堤に作用する斜め入射波の解析, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 308~312, 1983.