

二重縦スリット壁型消波ケーソンの反射率と 影響要因に関する研究

A STUDY ON REFLECTION COEFFICIENT FOR WAVE DISSIPATING CAISSON WITH DOUBLE VERTICAL SLOTTED-WALLS AND INFLUENCE OF VARIOUS FACTORS

萩原 運弘*

By Kazuhiro HAGIWARA

A theoretical analysis using an integral equation derived for the unknown horizontal velocity component in a pervious wall is proposed for estimating the reflection coefficient of wave dissipating caisson with multitudinous vertical pervious-walls in an oblique sea, and various factors related to wave and structural conditions having influences on the reflection coefficient are investigated for the double vertical slotted-walls caisson. The theoretical results are compared with the experimental data for a normal incident wave. The optimum structural conditions to minimize the reflection coefficient and the difference in the wave dissipating characteristics between the single vertical slotted-wall caisson and the double one are also discussed in the paper.

Keywords : wave dissipating caisson, reflection coefficient, theoretical analysis, model experiment, optimum structural condition

1. 緒 論

1961年、単一の透過壁の背後に遊水室を有する直立消波構造物（一重透過壁型）が Jarlan¹⁾によって提案されて以来、わが国においても、この種の構造物を対象に数多くの研究開発²⁾が実施されてきた。

しかし一重透過壁型の、特定の周波数の波に対してのみ著しい消波効果を示すという周波数特性を改善するために、井島・奥蘭・牛房³⁾は遊水室内に有孔隔壁を設けた構造形式を提案し、その改善効果について限られた条件であるが実験的に明らかにしている。同様の主旨から榎木・岩田⁴⁾も実際の外洋の波に対して消波効果が優れかつ経済的な構造形式として二重の透過壁を有する構造形式（二重透過壁型）を提案し、その消波特性および一重透過壁型との消波効果の差異について理論解析により明らかにしている。しかし理論の適用にあたっては、各透過壁での反射率、透過率、位相づれなどを前もって与えておかねばならず、実用的には非常に不便である。また近藤⁵⁾も二重透過壁型の消波特性について若干の検討を加えているが、長波理論によるものであり一般的ではない。このように二重透過壁の消波特性はしだいに明ら

かになってきているものの、反射率に影響を及ぼす波浪あるいは構造的要因については系統的な結論が得られているとはいいがたい。

一方、実際の海の波では構造物法線に対して斜めに入射する場合も多い。現在まで一重透過壁型に対しても、斜め入射波を扱った研究例は数少なく、理論的には長波近似理論による Terrett ら⁶⁾や井島・奥蘭・牛房の研究⁷⁾、グリーン公式を用いた奥蘭・吉田・井島の研究⁸⁾、infinite Dirac combを用いた堀口・小坂の研究⁹⁾、積分方程式に帰着した著者の研究¹⁰⁾、また実験的には、スリット構造物を対象にした工藤らの研究¹¹⁾および中野らの研究¹²⁾、曲面スリットケーソンを対象にした谷本・吉本の研究¹³⁾があるに過ぎない。さらに、二重透過壁型の斜め入射波に対する反射率を検討した研究例については著者の知る限りない。

本研究は、まず微小振幅浅水波を対象に、一般的に N 枚の透過壁からなる N 重透過壁型消波ケーソンに斜めから波が入射する場合の反射率を求める解析方法を提案する。さらに二重縦スリット壁型消波ケーソンの反射率に及ぼす諸要因について明らかにするとともに、一重縦スリット壁型との消波効果の相違について議論する。また水理実験結果との比較から理論解の妥当性を検討する。

* 正会員 工修 清水建設（株）技術研究所
（〒135 江東区越中島3-4-17）

2. N重透過壁型消波ケーソンの理論

本章では図-1に示すように、水深の異なる水底に沖側から順に第1, 第2, …第Nの透過壁を有するN重透過壁型消波ケーソンが設置されており、それに入射波が斜めに作用する一般的な場合を取り扱う。本研究で対象とする二重縦スリット壁型消波ケーソンの場合は以下に示す理論においてN=2とすればよい。静水面上に原点0, 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=l_{s-1}の位置に設置された壁厚b_sの透過壁は-d_{2s}≤z≤-d_{2s-1}の部分のみ透過壁構造で、それ以外の部分は不透過壁構造である。ただし、s=1, 2, …, Nでl₀=0である。さらにx=l_Nには不透過壁があるものとする。また、理論的には透過壁の厚さは薄く、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、透過壁近傍での接続条件をx≈l_{s-1}およびx≈l_{s-1}+b_sで与える。

流体域を (I), (II), …, (N+1) に分け、x軸とθ

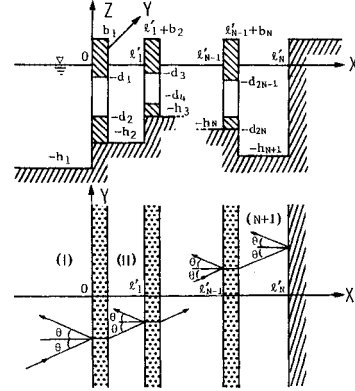


図-1 N重透過壁型消波ケーソン

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、各領域での速度ポテンシャルをΦ_r(x, y, z; t)=φ_r(x, y, z)e^{iσt}(r=1, 2, …, N+1)の形で表わすと、φ_rは各領域での水底および水面条件を満足するラプラス方程式の一般解として次のように求められる。

$$\phi_1 = \{Ae^{-i(k_1^{(1)}x + k_2^{(1)}y)} + Be^{i(k_1^{(1)}x - k_2^{(1)}y)}\} \frac{\cosh \bar{k}^{(1)}(z+h_1)}{\cosh \bar{k}^{(1)}h_1} + \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{i(k_1^{(n)}x - k_2^{(n)}y)} \frac{\cos \bar{k}_n^{(1)}(z+h_1)}{\cos \bar{k}_n^{(1)}h_1} \dots (1)$$

$$\phi_{j+1} = \left\{ D^{(j)} \frac{\cos k_1^{(j+1)}(x-l'_j)}{\cos k_1^{(j+1)}l_j} + E^{(j)} \frac{\sin k_1^{(j+1)}(x-l'_j)}{\sin k_1^{(j+1)}l_j} \right\} e^{-ik_2^{(j+1)}y} \frac{\cosh \bar{k}^{(j+1)}(z+h_{j+1})}{\cosh \bar{k}^{(j+1)}h_{j+1}} + \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ F_n^{(j)} \frac{\cosh k_1^{(j+1)}(x-l'_j)}{\cosh k_1^{(j+1)}l_j} + G_n^{(j)} \frac{\sinh k_1^{(j+1)}(x-l'_j)}{\sinh k_1^{(j+1)}l_j} \right\} e^{-k_2^{(j+1)}y} \frac{\cos \bar{k}_n^{(j+1)}(z+h_{j+1})}{\cos \bar{k}_n^{(j+1)}h_{j+1}} \quad (j=1, 2, \dots, N-1) \dots (2)$$

$$\phi_{N+1} = He^{-ik_2^{(N+1)}y} \frac{\cos k_1^{(N+1)}(x-l'_N)}{\cos k_1^{(N+1)}l_N} \frac{\cosh \bar{k}^{(N+1)}(z+h_{N+1})}{\cosh \bar{k}^{(N+1)}h_{N+1}} + \sum_{n=1}^{\infty} I_n e^{-k_2^{(N+1)}y} \frac{\cosh k_1^{(N+1)}(x-l'_N)}{\cosh k_1^{(N+1)}l_N} \frac{\cos \bar{k}_n^{(N+1)}(z+h_{N+1})}{\cos \bar{k}_n^{(N+1)}h_{N+1}} \dots (3)$$

ここに、Aは入射波、Bは反射波、D^(j), E^(j), Hは定常波、C_n, F_n^(j), G_n^(j), I_nは各領域での散乱波を表わす複素定数である。また

$$\left. \begin{aligned} k_1^{(r)} &= \bar{k}^{(r)} \cos \theta, & k_2^{(r)} &= \bar{k}^{(r)} \sin \theta, & k_1^{(n)} &= \bar{k}_n^{(n)} \cos \theta, & k_2^{(n)} &= \bar{k}_n^{(n)} \sin \theta \\ (r=1, 2, \dots, N+1), & (n=1, 2, \dots), & l_s &= l'_s - l'_{s-1} - b_s \quad (s=1, 2, \dots, N) \end{aligned} \right\} \dots (4)$$

であり、 $\bar{k}^{(r)}, \bar{k}_n^{(n)}$ はgを重力の加速度とすると、次式で決まる固有値である。

$$\sigma^2 = g \bar{k}^{(r)} \tanh \bar{k}^{(r)} h_r = -g \bar{k}_n^{(n)} \tan \bar{k}_n^{(n)} h_r \quad (r=1, 2, \dots, N+1), (n=1, 2, \dots) \dots (5)$$

さて透過壁開口部を構成するスリットなどの個々の要素は入射波長に比べてy方向の開口幅が非常に小さいものとするれば、透過壁開口部ではx方向の流速成分U_s(z)(s=1, 2, …, N)が卓越するものと考えられる。そこで、透過壁の開口比をε_s(=A_{ps}/(A_{ps}+A_{us}), A_{ps}:透過壁の開口部面積, A_{us}:透過壁の非開口部面積)とすれば流量の連続性より次式が成立する。

$$U_s(z) = \frac{1}{\epsilon_s} \frac{\partial \phi_s}{\partial x} \Big|_{x=l'_{s-1}} = \frac{1}{\epsilon_s} \frac{\partial \phi_{s+1}}{\partial x} \Big|_{x=l'_{s-1}+b_s} \dots (6)$$

関数系 cosh $\bar{k}^{(r)}(z+h_r)$, cos $\bar{k}_n^{(n)}(z+h_r)$ はz=0~-h_rで完全直交系をなすから、式(6)に式(1)~(3)を代入して得られる式の各項に cosh $\bar{k}^{(r)}(z+h_r)$ および cos $\bar{k}_n^{(n)}(z+h_r)$ を乗じ、z=-d_{2s-1}~-d_{2s}以外の部分でU_s(z)=0であることを考慮し、区間(-h_r, 0)で積分を行えば、複素定数は次のように書ける。ただし、r=1, 2, …, N+1, s=1, 2, …, Nである。

$$B = A - i \frac{1}{M_0^2} e^{ik_2^{(1)}y} \int_{-d_2}^{-d_1} \epsilon_1 U_1(\xi) \cosh \bar{k}^{(1)}(\xi+h) d\xi \dots (7)$$

$$C_n = \frac{1}{M_n^{(1)}} e^{k_{2n}^{(1)} y} \int_{-d_2}^{-d_1} \varepsilon_1 U_1(\xi) \cos \bar{k}_n^{(1)}(\xi + h_1) d\xi \dots\dots\dots (8)$$

$$D^{(j)} = \frac{1}{M_0^{(j+1)} \tan k_1^{(j+1)} l_j} e^{i k_{2j}^{(j+1)} y} \left\{ \int_{-d_{2j}}^{-d_{2j-1}} \varepsilon_j U_j(\xi) \cosh \bar{k}^{(j+1)}(\xi + h_{j+1}) d\xi \right. \\ \left. - \cos k_1^{(j+1)} l_j \int_{-d_{2j+2}}^{-d_{2j+1}} \varepsilon_{j+1} U_{j+1}(\xi) \cosh \bar{k}^{(j+1)}(\xi + h_{j+1}) d\xi \right\} \dots\dots\dots (9)$$

$$E^{(j)} = \frac{1}{M_0^{(j+1)}} \sin k_1^{(j+1)} l_j e^{i k_{2j}^{(j+1)} y} \int_{-d_{2j+2}}^{-d_{2j+1}} \varepsilon_{j+1} U_{j+1}(\xi) \cosh \bar{k}^{(j+1)}(\xi + h_{j+1}) d\xi \dots\dots\dots (10)$$

$$F_n^{(j)} = -\frac{1}{M_n^{(j+1)} \tanh k_{1n}^{(j+1)} l_j} e^{k_{2n}^{(j+1)} y} \left\{ \int_{-d_{2j}}^{-d_{2j-1}} \varepsilon_j U_j(\xi) \cos \bar{k}_n^{(j+1)}(\xi + h_{j+1}) d\xi \right. \\ \left. - \cosh k_{1n}^{(j+1)} l_j \int_{-d_{2j+2}}^{-d_{2j+1}} \varepsilon_{j+1} U_{j+1}(\xi) \cos \bar{k}_n^{(j+1)}(\xi + h_{j+1}) d\xi \right\} \dots\dots\dots (11)$$

$$G_n^{(j)} = \frac{1}{M_n^{(j+1)}} \sinh k_{1n}^{(j+1)} l_j e^{k_{2n}^{(j+1)} y} \int_{-d_{2j+2}}^{-d_{2j+1}} \varepsilon_{j+1} U_{j+1}(\xi) \cos \bar{k}_n^{(j+1)}(\xi + h_{j+1}) d\xi \dots\dots\dots (12)$$

$$H = \frac{1}{M_0^{(N+1)} \tan k_1^{(N+1)} l_N} e^{i k_{2N}^{(N+1)} y} \int_{-d_{2N}}^{-d_{2N-1}} \varepsilon_N U_N(\xi) \cosh \bar{k}^{(N+1)}(\xi + h_{N+1}) d\xi \dots\dots\dots (13)$$

$$I_n = -\frac{1}{M_n^{(N+1)} \tanh k_{1n}^{(N+1)} l_N} e^{k_{2n}^{(N+1)} y} \int_{-d_{2N}}^{-d_{2N-1}} \varepsilon_N U_N(\xi) \cos \bar{k}_n^{(N+1)}(\xi + h_{N+1}) d\xi \dots\dots\dots (14)$$

ただし、 $n=1, 2, \dots, j=1, 2, \dots, N-1$ であり、 $M_0^{(r)}, M_n^{(r)} (r=1, 2, \dots, N+1)$ は次式で定義される。

$$M_0^{(r)} = \frac{(\sinh 2\bar{k}^{(r)} h_r + 2\bar{k}^{(r)} h_r) \cos \theta}{4 \cosh \bar{k}^{(r)} h_r}, \quad M_n^{(r)} = \frac{(\sin 2\bar{k}_n^{(r)} h_r + 2\bar{k}_n^{(r)} h_r) \cos \theta}{4 \cos \bar{k}_n^{(r)} h_r} \dots\dots\dots (15)$$

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 $U_s(\xi) (s=1, 2, \dots, N)$ を用いて近似するものとすれば、次のようになる¹⁴⁾。

$$P_s - P_{s+1} = \rho \left\{ \frac{1}{2} C_s^* |U_s e^{i\sigma t}| U_s e^{i\sigma t} + L_s^* \frac{\partial}{\partial t} (U_s e^{i\sigma t}) \right\} \dots\dots\dots (16)$$

ここに、 P_s は流体圧力、 ρ は流体密度、 C_s^*, L_s^* は損失係数および見掛けのオリフィス長さである。式 (16) の右辺第 1 項の非線形抵抗項を一周期間のエネルギー消費が等しくなるように線形抵抗項で置き換え、式 (16) を速度ポテンシャルを用いて表わすと次のようになる。

$$\phi_{s+1} \Big|_{x=l_{s-1}+b_s} - \phi_s \Big|_{x=l_{s-1}} + \beta_s \frac{\partial \phi_s}{\partial x} \Big|_{x=l_{s-1}} = 0 \dots\dots\dots (17)$$

ここに

$$\beta_s = \left(i \frac{f_s^*}{\sigma} - L_s^* \right) / \varepsilon_s, \quad f_s^* : \text{線形抵抗係数} \quad (=4C_s^* U_{s0} / 3\pi), \quad U_{s0} : \text{最大流速振幅} \dots\dots\dots (18)$$

式 (17) に式 (1)~(3) を代入して得られる式に、さらに式 (7)~(14) を代入して整理すれば最終的に次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1 \int_{-d_2}^{-d_1} R_1(z, \xi) U_1(\xi) d\xi + \varepsilon_2 \int_{-d_4}^{-d_3} R_2(z, \xi) U_2(\xi) d\xi &= A e^{-i k_{2j}^{(1)} y} \zeta(z) \\ \varepsilon_j \int_{-d_{2j}}^{-d_{2j-1}} S_j^{(j)}(z, \xi) U_j(\xi) d\xi + \varepsilon_{j+1} \int_{-d_{2j+2}}^{-d_{2j+1}} S_{j+1}^{(j)}(z, \xi) U_{j+1}(\xi) d\xi &+ \varepsilon_{j+2} \int_{-d_{2j+4}}^{-d_{2j+3}} S_{j+2}^{(j)}(z, \xi) U_{j+2}(\xi) d\xi = 0 \\ &(j=1, 2, \dots, N-2) \\ \varepsilon_{N-1} \int_{-d_{2N-2}}^{-d_{2N-3}} T_{N-1}(z, \xi) U_{N-1}(\xi) d\xi + \varepsilon_N \int_{-d_{2N}}^{-d_{2N-1}} T_N(z, \xi) U_N(\xi) d\xi &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (19)$$

ここに、

$$\zeta(z) = \frac{2 \cosh \bar{k}^{(1)}(z + h_1)}{\cosh \bar{k}^{(1)} h_1}$$

$$R_1(z, \xi) = i \frac{1 - i k_1^{(1)} \beta_1}{M_0^{(1)} \cosh \bar{k}^{(1)} h_1} \cosh \bar{k}^{(1)}(z + h_1) \cosh \bar{k}^{(1)}(\xi + h_1) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - k_{1n}^{(1)} \beta_1}{M_n^{(1)} \cos \bar{k}_n^{(1)} h_1} \cos \bar{k}_n^{(1)}(z + h_1) \cos \bar{k}_n^{(1)}(\xi + h_1)$$

$$+ \frac{\cot k_1^{(2)} l_1}{M_0^{(2)} \cosh \bar{k}^{(2)} h_2} \cosh \bar{k}^{(2)}(z + h_2) \cosh \bar{k}^{(2)}(\xi + h_2) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\coth k_{1n}^{(2)} l_1}{M_n^{(2)} \cos \bar{k}_n^{(2)} h_2} \cos \bar{k}_n^{(2)}(z + h_2) \cos \bar{k}_n^{(2)}(\xi + h_2)$$

$$\begin{aligned}
 R_2(z, \xi) &= -\frac{\operatorname{cosec} k_1^{(2)} l_1}{M_0^{(2)} \cosh \bar{k}^{(2)} h_2} \cosh \bar{k}^{(2)}(z+h_2) \cosh \bar{k}^{(2)}(\xi+h_2) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\operatorname{cosech} k_{1n}^{(2)} l_1}{M_n^{(2)} \cos \bar{k}_n^{(2)} h_2} \cos \bar{k}_n^{(2)}(z+h_2) \cos \bar{k}_n^{(2)}(\xi+h_2) \\
 S_j^{(j)}(z, \xi) &= -\frac{\operatorname{cosec} k_1^{(j+1)} l_j}{M_0^{(j+1)} \cos \bar{k}^{(j+1)} h_{j+1}} \cosh \bar{k}^{(j+1)}(z+h_{j+1}) \cosh \bar{k}^{(j+1)}(\xi+h_{j+1}) \\
 &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\operatorname{cosech} k_{1n}^{(j+1)} l_j}{M_n^{(j+1)} \cos \bar{k}_n^{(j+1)} h_{j+1}} \cos \bar{k}_n^{(j+1)}(z+h_{j+1}) \cos \bar{k}_n^{(j+1)}(\xi+h_{j+1}) \\
 S_{j+1}^{(j)}(z, \xi) &= \frac{k_1^{(j+1)} \beta_{j+1} + \cot k_1^{(j+1)} l_j}{M_0^{(j+1)} \cosh \bar{k}^{(j+1)} h_{j+1}} \cosh \bar{k}^{(j+1)}(z+h_{j+1}) \cosh \bar{k}^{(j+1)}(\xi+h_{j+1}) \\
 &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_{1n}^{(j+1)} \beta_{j+1} - \coth k_{1n}^{(j+1)} l_j}{M_n^{(j+1)} \cos \bar{k}_n^{(j+1)} h_{j+1}} \cos \bar{k}_n^{(j+1)}(z+h_{j+1}) \cos \bar{k}_n^{(j+1)}(\xi+h_{j+1}) \\
 &\quad + \frac{\cot k_1^{(j+2)} l_{j+1}}{M_0^{(j+2)} \cosh \bar{k}^{(j+2)} h_{j+2}} \cosh \bar{k}^{(j+2)}(z+h_{j+2}) \cosh \bar{k}^{(j+2)}(\xi+h_{j+2}) \\
 &\quad - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\coth k_{1n}^{(j+2)} l_{j+1}}{M_n^{(j+2)} \cos \bar{k}_n^{(j+2)} h_{j+2}} \cos \bar{k}_n^{(j+2)}(z+h_{j+2}) \cos \bar{k}_n^{(j+2)}(\xi+h_{j+2}) \\
 S_{j+2}^{(j)}(z, \xi) &= -\frac{\operatorname{cosec} k_1^{(j+2)} l_{j+1}}{M_0^{(j+2)} \cosh \bar{k}^{(j+2)} h_{j+2}} \cosh \bar{k}^{(j+2)}(z+h_{j+2}) \cosh \bar{k}^{(j+2)}(\xi+h_{j+2}) \\
 &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\operatorname{cosech} k_{1n}^{(j+2)} l_{j+1}}{M_n^{(j+2)} \cos \bar{k}_n^{(j+2)} h_{j+2}} \cos \bar{k}_n^{(j+2)}(z+h_{j+2}) \cos \bar{k}_n^{(j+2)}(\xi+h_{j+2}) \\
 T_{N-1}(z, \xi) &= -\frac{\operatorname{cosec} k_1^{(N)} l_{N-1}}{M_0^{(N)} \cosh \bar{k}^{(N)} h_N} \cosh \bar{k}^{(N)}(z+h_N) \cosh \bar{k}^{(N)}(\xi+h_N) \\
 &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\operatorname{cosech} k_{1n}^{(N)} l_{N-1}}{M_n^{(N)} \cos \bar{k}_n^{(N)} h_N} \cos \bar{k}_n^{(N)}(z+h_N) \cos \bar{k}_n^{(N)}(\xi+h_N) \\
 T_N(z, \xi) &= -\frac{\operatorname{cosec} k_1^{(N)} l_{N-1}}{M_0^{(N)} \cosh \bar{k}^{(N)} h_N} \cosh \bar{k}^{(N)}(z+h_N) \cosh \bar{k}^{(N)}(\xi+h_N) \\
 &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_{1n}^{(N)} \beta_N - \coth k_{1n}^{(N)} l_{N-1}}{M_n^{(N)} \cos \bar{k}_n^{(N)} h_N} \cos \bar{k}_n^{(N)}(z+h_N) \cos \bar{k}_n^{(N)}(\xi+h_N) \\
 &\quad + \frac{\cot k_1^{(N+1)} l_N}{M_0^{(N+1)} \cosh \bar{k}^{(N+1)} h_{N+1}} \cosh \bar{k}^{(N+1)}(z+h_{N+1}) \cosh \bar{k}^{(N+1)}(\xi+h_{N+1}) \\
 &\quad - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\coth k_{1n}^{(N+1)} l_N}{M_n^{(N+1)} \cos \bar{k}_n^{(N+1)} h_{N+1}} \cos \bar{k}_n^{(N+1)}(z+h_{N+1}) \cos \bar{k}_n^{(N+1)}(\xi+h_{N+1})
 \end{aligned}$$

式 (19) は第 1 種 Fredholm 連立積分方程式であり、これを Gauss-Moor 法¹⁵⁾などで数値積分し、連立方程式に直して $U_s(z)$ を求める。定数 A は入射波を $\eta = (H_i/2) \cos \bar{k}^{(1)}(x \cos \theta + y \sin \theta) - \sigma t$ と表わせば、 $A = iH_i g/2\sigma$ で与えられる。また、 y は任意の値を代入すればよい。実際の計算においては、まず適当な U_{s0} を仮定し U_s を求め、これを水深方向に平均して得られる U_{s0} の値が初め仮定した値と一致するまで繰返し計算を行う必要がある。 $U_s(z)$ が求まると、式 (7) より反射率 $K_R = |B/A|$ が計算できる。なお、以上の数値計算では速度ポテンシャルおよびその水平勾配を表わす級数が収束すること、ならびに式 (6), (17) の接続条件が $-d_{2s} < z < -d_{2s-1}$ の任意の z について数値的に十分満足されていることを確認する必要がある。

一方、遊水室内が間隔 y_0 ごとに隔壁で区切られている場合を考える。 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、遊水室内での流体運動は入射角度によらず x 方向の成分のみをもつものとみなされ、隔壁のない場合と同様な方法で積分方程式を得ることができる。ただし、隔壁による反復反射が無視できないような場合には上述した取扱いはできないので注意する必要がある。

3. 二重縦スリット壁型消波ケーソンの損失係数と見掛けのオリフィス長さ

透過壁の C^* と L^* については、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¹⁶⁾。

$$C^* = C_D(1 - \epsilon) \dots \dots \dots (20)$$

$$L^* = \epsilon |1 + C_M(1 - \epsilon)| / \epsilon |b| \dots \dots \dots (21)$$

ここに、 ϵ ：開口比、 b ：壁厚である。そして C_D と C_M を、

単一透過壁に作用する波力を直接測定することにより求めた。しかし、二重縦スリット壁型消波ケーソンのように透過壁が二重にあり、しかも背後に不透過壁を有する構造形式に対して、これらの値をそのまま適用することには問題がある。そこで、二重縦スリット壁型消波ケーソンの第一および第二スリット壁に作用する波力をおのおの測定することにより、各スリット壁での C_{Ds} 、 C_{Ms} ($s=1,2$) を求めることにする。

スリット壁に作用する全波力 F_{Ts} が抗力 F_{Ds} と質量力 F_{Is} の線形和で表わされるものとすれば、次のように書かれる。ただし、 $s=1,2$ である。

$$F_{Ts}(t) = F_{Ds}(t) + F_{Is}(t) \\ = C_{Ds}(t)f_{Ds}(t) + C_{Ms}(t)f_{Is}(t) \dots\dots\dots(22)$$

$$f_{Ds}(t) = \int_{-h}^0 \rho \frac{|u_s| u_s}{2\varepsilon_s^2} dA_s \dots\dots\dots(23)$$

$$f_{Is}(t) = \int_{-h}^0 \rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{u_s}{\varepsilon_s} \right) dV_s \dots\dots\dots(24)$$

ここに、 u_s は流量流速であり、水深 h は一定である。また dA_s と dV_s は微小面積と微小体積で、構造物の幅員を d_s とすると、それぞれ次のように書かれる。

$$\left. \begin{aligned} dA_s &= d_s(1-\varepsilon_s) dz \\ dV_s &= d_s(1-\varepsilon_s) b_s dz \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(25)$$

式 (22) の C_{Ds} と C_{Ms} は時間の関数であるが、水深方向には変化しないものとする。一方、式 (23)、(24) の水平流速は、遊水室内での波の反復反射に基づいた関係式¹⁷⁾を用いれば、第一および第二スリット壁面で次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= \frac{1}{2} H_1 \sigma \frac{\cosh k(z+h)}{\sinh kh} (A_1 \cos \sigma t - A_2 \sin \sigma t) \\ u_2 &= \frac{1}{2} H_1 \sigma \frac{\cosh k(z+h)}{\sinh kh} (B_1 \cos \sigma t + B_2 \sin \sigma t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(26)$$

ここに、

$$\begin{aligned} A_1 &= 1 - \gamma_{r1} - \gamma_{t1}^2 \gamma_{r2} \cos(4\pi l_1/L) \\ &\quad - \gamma_{t1}^2 \gamma_{t2} \cos\{4\pi(l_1+l_2)/L\} \\ &\quad - \gamma_{r1} \gamma_{t1}^2 \gamma_{r2}^2 \cos(8\pi l_1/L) \\ A_2 &= \gamma_{t1}^2 \gamma_{r2} \sin(2\pi b_1/L) + \gamma_{t1}^2 \gamma_{t2}^2 \sin\{4\pi(l_1+l_2)/L\} \\ &\quad + \gamma_{r1} \gamma_{t1}^2 \gamma_{r2}^2 \sin(8\pi l_1/L) \\ B_1 &= -\gamma_{t1} \gamma_{r2} \cos(2\pi b_1/L) + \gamma_{t1} \cos\{2\pi(2l_1+b_1)/L\} \\ &\quad + \gamma_{t1} \gamma_{t2} \cos\{2\pi(2l_2-b_1)/L\} \\ &\quad + \gamma_{t1} \gamma_{r2} \gamma_{r1} \cos 2\pi(4l_1+b_1)/L \\ B_2 &= \gamma_{t1} \gamma_{r2} \sin(2\pi b_1/L) - \gamma_{t1} \sin\{2\pi(2l_1+b_1)/L\} \\ &\quad - \gamma_{t1} \gamma_{t2}^2 \sin\{2\pi(2l_2-b_1)/L\} \\ &\quad + \gamma_{t1} \gamma_{r2} \gamma_{r1} \sin\{2\pi(4l_1+b_1)/L\} \end{aligned}$$

ただし、 L は波長、また γ_{rs} と γ_{ts} ($s=1,2$) は単一スリット壁の反射率および透過率である。

次に、式 (22) に式 (23)~(26) を代入して得られる計算波力と、二重縦スリット壁型消波ケーソンの各ス

リット壁に作用する実測波力 F_{ms} ($s=1,2$) が一致し、しかも C_{Ds} 、 C_{Ms} が微小時間 Δt の間で変化しないものと考え、両係数は次のように与えられる¹⁸⁾。

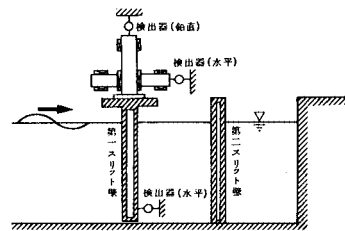
$$C_{Ds}(t+\Delta t/2) \\ = \frac{F_{ms}(t)f_{Is}(t+\Delta t) - F_{ms}(t+\Delta t)f_{Is}(t)}{f_{Ds}(t)f_{Is}(t+\Delta t) - f_{Ds}(t+\Delta t)f_{Is}(t)} \dots\dots\dots(27)$$

$$C_{Ms}(t+\Delta t/2) \\ = \frac{F_{ms}(t)f_{Ds}(t+\Delta t) - F_{ms}(t+\Delta t)f_{Ds}(t)}{f_{Is}(t)f_{Ds}(t+\Delta t) - f_{Is}(t+\Delta t)f_{Ds}(t)} \dots\dots\dots(28)$$

上式により、任意時刻 t における抗力係数と質量係数の近似値を算出することができる。なお、 $\Delta t=0.02$ 秒として解析を行った。

二重縦スリット壁型消波ケーソンの各スリット壁に作用する波力の測定実験は、長さ 40 m、幅 4 m、高さ 1.3 m の二次元造波水槽に幅 0.6 m の小水路を設け、図一2に示すような波力測定装置を用いて実施された。計測の対象となった縦スリット壁は、幅 0.2 m ずつ分割されており、中央の計測用模型をアクリル合成樹脂材で、また両側のダミー模型は塩化ビニールで製作した。実験においては、入射波を幅 3.4 m の広水路側で計測し、またスリット壁前面の水位変動を、スリット壁より 1 cm 沖側に取り付けた波高計によって同時記録した。このときの実験諸元を表一に示す。なお、第一および第二スリット壁に作用する波力は、同一の実験条件を用いて別々に計測された。一方、単一スリット壁の反射率、透過率の実験も別途実施した。

式 (27)、(28) から算出した各スリット壁の抗力係数と質量係数は時間的に変動するが、これらを周期内で平均し波浪条件と構造条件に対して示したものが図一3および図一4である。特に $X/L < 0.3$ の範囲で、質量係数のばらつきは大きい。一方、谷本らの一重縦スリット壁



図一2 波力測定装置

表一 実験諸元

水深 h (cm)	50
周期 T (s)	1.2, 1.7, 2.0
波高 H_1 (cm)	6 ~ 12
障浮 b (cm)	3
第一スリット壁開口比 E_1	0.1, 0.2, 0.3, 0.4
第二スリット壁開口比 E_2	0.1, 0.2
堤体幅比 X/L	0.12 ~ 0.42
入射角度 θ (deg)	0

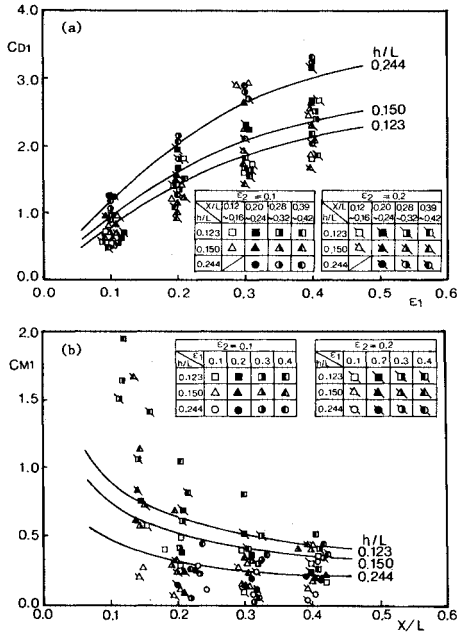


図-3 第一スリット壁での抗力係数と質量係数

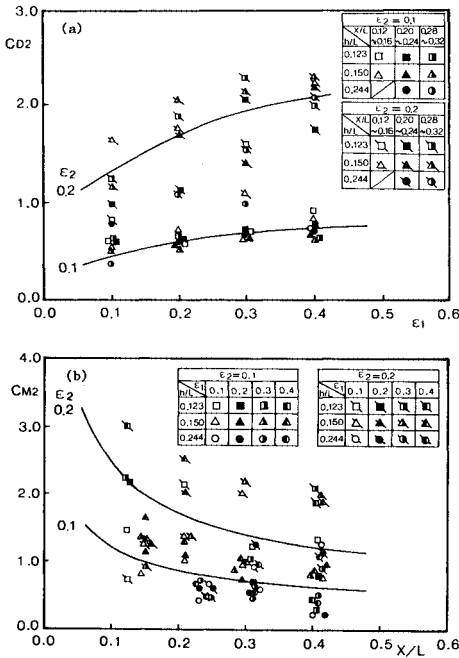


図-4 第二スリット壁での抗力係数と質量係数

型消波ケーソンを対象とした研究¹⁹⁾では、 C^* は ϵ の、また L^* は X/L の関数として与えられている。そこで本研究の C_{Ds} 、 C_{Ms} については、谷本らの論文を参考にし、さらに二、三の試行の結果、後述する反射率の結果に最も影響の大きい次の関数形を与えることとした。

$$\left. \begin{aligned} C_{D1} &= \alpha_1 \sqrt{h/L} \epsilon_1 (1 - \epsilon_1) \\ C_{M1} &= \alpha_2 \coth(h/L) / \sqrt{X/L} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (29)$$

$$\left. \begin{aligned} C_{D2} &= \alpha_3 \epsilon_2^{3/2} \sqrt{\epsilon_1 (1 - \epsilon_1)} \\ C_{M2} &= \alpha_4 \epsilon_2 / \sqrt{X/L} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (30)$$

ここに、 $\alpha_i (i=1\sim 4)$ は未定係数で、 C_{Ds} あるいは C_{Ms} に関する実験値と式 (29)、(30) の計算値との差の二乗和が最小になるように求めると、 $\alpha_1=25.02$ 、 $\alpha_2=0.035$ 、 $\alpha_3=47.64$ 、 $\alpha_4=3.88$ を得る。これらの曲線をそれぞれ図中に示す。以上のことから、式 (20)、(21) と式 (29)、(30) とにより二重縦スリット壁型消波ケーソンの第一および第二スリット壁での損失係数と見掛けのオリフィス長さが推定できる。

4. 二重縦スリット壁型消波ケーソンの反射率に関する諸要因の検討

(1) 実験装置と実験方法

前述した波力測定実験と同様に、実験は長さ 40 m、幅 4 m、高さ 1.3 m の二次元造波水槽において、水路を二分割し幅の狭い方の水路 (0.6 m) に消波ケーソン模型を設置して行われた。模型は塩化ビニールで製作し、第一スリット壁を造波板から 25 m 離れた地点に設置した。反射率は、移動台車に取り付けた波高計により模型全面に形成される部分重複波を測定することによりヒーリーの方法で求めた。また、入射波は広水路側で計測した。実験諸元は表-2 に示すとおりである。

(2) 構造条件による反射率の変化

図-5 ($h_1/L=0.15$)、図-6 ($h_1/L=0.244$) は、それぞれ $\epsilon_2=0.1, 0.2, 0.3$ の場合に対して ϵ_1 を変化したときの K_R を、 X/L を横軸に示したものである。ただし、 $H_i/L=0.03$ 、 $l_1/l_2=1.0$ 、 $h_2/h_1=h_3/h_1=1.0$ の場合である。計算値と実験値は $X/L < 0.1$ の範囲および $\epsilon_1=0.4$ 、 $\epsilon_2=0.3$ の条件の場合に若干の相違がみられるが、全般的に両者は一致しており、これらのことから次のことがわかる。どの ϵ_2 に対しても、各 ϵ_1 における K_R は X/L が大きくなるにつれ急激に減少し、一定値か、あるいは極小値をとり幾分増加する。しかし

表-2 実験諸元

堤外水深 h_1 (cm)	50
遊水室内水深 h_2, h_3 (cm)	23, 34, 50
周期 T (s)	0.95, 1.05, 1.2 1.4, 1.7, 2.0
波高 H_i (cm)	2.15 ~ 12.25
壁厚 b (cm)	3
相対水深 h_1/L	0.123 ~ 0.363
波形こう配 H_i/L	0.015 ~ 0.058
第一スリット壁開口比 ϵ_1	0.1, 0.2, 0.3, 0.4
第二スリット壁開口比 ϵ_2	0.1, 0.2, 0.3
堤体幅比 X/L	0.085 ~ 0.4
遊水室幅比 l_1/l_2	0.5, 1.0, 2.0
入射角度 θ (deg)	0 (直角入射)

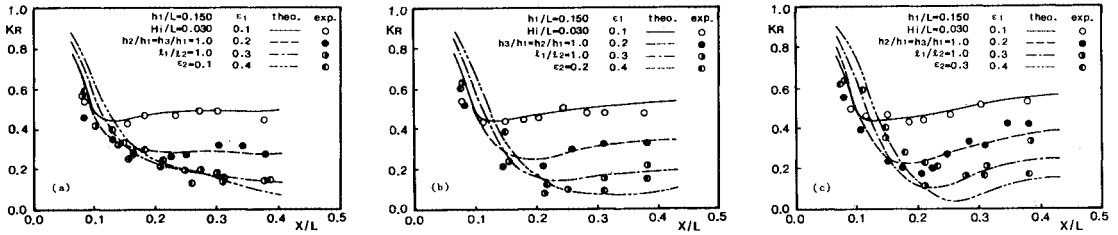


図-5 堤体幅比と開口比による反射率の変化 ($h_1/L=0.150$)

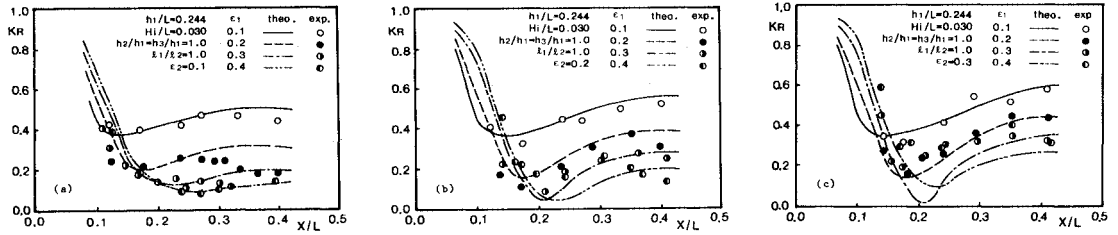


図-6 堤体幅比と開口比による反射率の変化 ($h_1/L=0.244$)

X/L に対する K_R の変化は ϵ_2 が大きい方が著しく、 $\epsilon_2 < 0.3$ にする必要がある。このことは、 $X/L < 0.1 \sim 0.15$ のように堤体幅に比べて波長が長い場合には、1つの遊水室しかもたない形式に近くなり一重縦スリット壁型消波ケーソンに類似した消波特性を示すが、 $X/L > 0.1 \sim 0.15$ のように堤体幅に対して適当な波長の波に対しては、2つの遊水室内に水位差が生じ、 $\epsilon_2 \approx 0.1 \sim 0.2$ のとき最大の水位差になり、2つの遊水室と2つのスリット壁が全体のエネルギー損失に有効に寄与することを示している。一方、極小反射率を示す X/L の値は ϵ_1 の小さい方が小さくなるものの、極小反射率は ϵ_1 の小さい方が逆に大きくなる。したがって、全体的に、 K_R は $\epsilon_1 = 0.3, 0.4$ の場合よりも $\epsilon_1 = 0.1, 0.2$ の方が大きくなっている。このことは、第一スリット壁は入射波エネルギーを適度に通過させる大きさの開口比をもつ必要があり、少なくとも第二スリット壁の開口比よりも大きくしなければならないことを示している。

次に、遊水室幅比の影響を調べるため $H_1/L = 0.03$ 、 $\epsilon_1 = 0.3$ 、 $\epsilon_2 = 0.1$ の条件で、 $l_1/l_2 = 0.5, 1.0, 2.0$ に変化させたときの K_R を X/L に対して示したのが図-7である。計算結果は $h_1/L = 0.15$ のとき $X/L \leq 0.12$ の範囲で、また $h_1/L = 0.244$ のときは $X/L \leq 0.15$ の範囲で、 $l_1/l_2 = 0.5, 1.0, 2.0$ の順に小さく、逆に X/L がそれよりも大きい範囲では $l_1/l_2 = 2.0, 1.0, 0.5$ の順に小さくなっている。すなわち $l_1/l_2 = 0.5$ の場合、 X/L の変化に対する K_R の変動は他の場合に比べて小さいが、全体的に K_R の値は大きい。一方 $l_1/l_2 = 2.0$ の場合、 $X/L > 0.15 \sim 0.19$ の範囲で K_R の値は小さくなるが、 X/L に対して他の場合よりも K_R の変化が大き

い。また $l_1/l_2 = 1.0$ の場合には、ほぼこれらの中間的な傾向を示している。これを消波機構の面からみると、波長が堤体幅に比べて長く透過壁でのエネルギー損失が期待できない場合には $l_1/l_2 < 1.0$ にした方がよく、また遊水室の効果も期待できる適度な X/L に対しては、むしろ $l_1/l_2 > 1.0$ とした方がよいことを示している。一方、実験結果は $h_1/L = 0.15$ のとき $X/L < 0.12$ の範囲で、また $h_1/L = 0.244$ のときは $X/L < 0.15$ の範囲で計算よりも若干小さい値を示しているものの、 X/L が大きくなると両者は比較的良好一致している。以上の

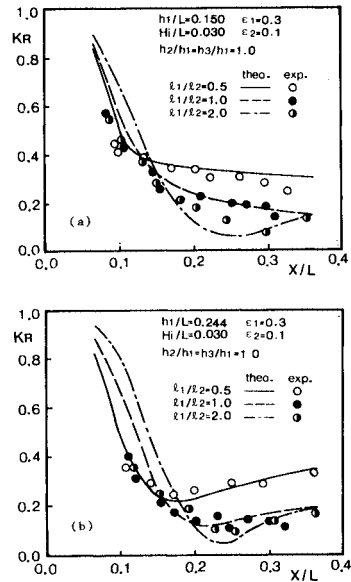


図-7 遊水室幅比による反射率の変化

ことから、遊水室幅比として $l_1/l_2=1.0$ にするのが適切であることがわかる。

図-8は $H_i/L=0.03$, $\epsilon_1=0.3$, $\epsilon_2=0.1$, $l_1/l_2=1.0$, $h_3/h_2=1.0$ の条件のもとで、堤外水深に対する遊水室内水深の比 h_2/h_1 を 0.46, 0.68, 1.0 の3種類に変えたときの K_R を X/L に対して示したものである。 h_2/h_1 が小さい場合に実験値は計算値よりも若干小さくなっているが、いずれの場合も両者の傾向は類似している。すなわち、遊水室内水深の影響が顕著に現われるのは、 $X/L > 0.15$ の範囲であり、 h_2/h_1 が小さいほど K_R は大きくなっている。これは、遊水室内水深が浅くなるほど堤体前面下部に不透過壁部分が多くなるため、反射波が増大するものと思われる。したがって、遊水室内水深が浅い場合、 K_R の低減を図るためには ϵ_1 を大きくする必要がある。

図-9は $h_2/h_1=0.46$ の場合に ϵ_1 を 0.3, 0.4, 0.5 の3種類に変化させたときの K_R について示したものである。図より明らかなように、 $h_2/h_1=1.0$ で $\epsilon_1=0.3$ の場合と同様な K_R を得るためには、 $h_2/h_1=0.46$ の場合には $\epsilon_1=0.5$ 程度にする必要がある。

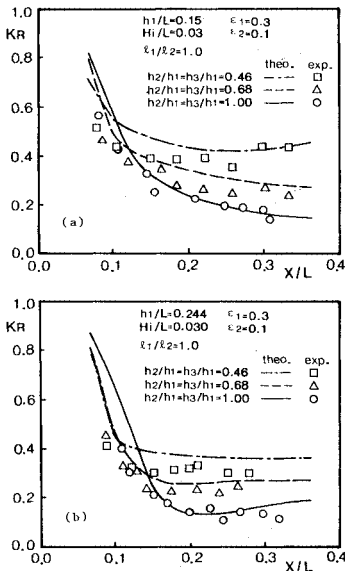


図-8 水深比による反射率の変化

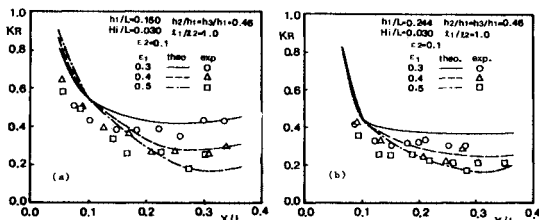


図-9 第一スリット壁開口比による影響 ($h_2/h_1=0.46$)

(3) 波浪条件による反射率の変化

図-10は $X/L=0.25$, $l_1/l_2=1.0$, $\epsilon_1=0.3$, $\epsilon_2=0.1$, $h_2/h_1=h_3/h_1=1.0$ の構造条件のもとで、 $h_i/L=0.150, 0.244, 0.363$ の各周期の波に対して波高を変化させたときの K_R を示したものである。実験値は H_i/L の小さい範囲で計算値よりも若干小さくなっているが、両者は類似した傾向を示す。すなわち、一般に波高が大きくなると K_R は低下するが、ある程度以上の波高になると遊水室内へ流入しにくくなるため K_R は逆に大きくなり、極小値が存在する。本実験の範囲内では、各 h_i/L に対してエネルギー損失を最大にする波高は、それぞれ $H_i/h \approx 0.1$ 程度であり、周期が長くなるほど極小反射率を示す H_i/L の値は小さくなっている。また、 h_i/L が小さいほどエネルギーの鉛直分布は水面から水底まで一様になり、スリット壁でのエネルギー損失が有効に行われるため極小反射率の値は小さくなっている。

図-11は3種類の波形勾配 $H_i/L=0.015, 0.03, 0.045$ に対して、周期を変化させたときの K_R を示したものである。この場合、周期の変化によって h_i/L だけでなく X/L も変化するので K_R は両者の影響が重なり合ったものになる。計算結果は、周期の変化に対していずれも極小値をとるが、 H_i/L の小さいほど極小反射率の値は小さく、周期に対して急激な変化を示す。また極小反射率をとる h_i/L の値も小さくなっている。一方実験の範囲は限られているが、実験値は計算結果と比較的良好一致している。図-10, 11より、構造条件が一定である二重縦スリット壁消波ケースンの K_R は波高より

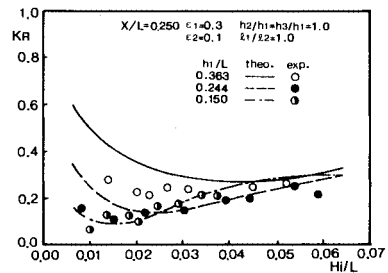


図-10 波高による反射率の変化

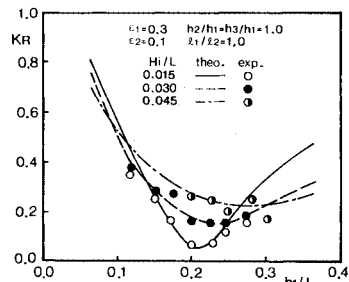
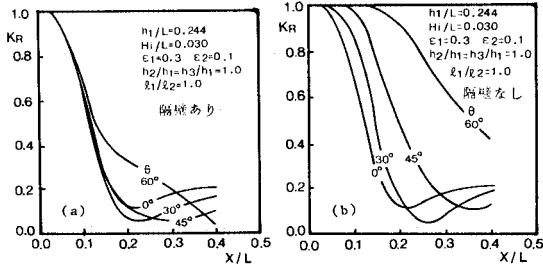


図-11 周期による反射率の変化



図—12 入射角度による反射率の変化

も周期的変化に対して強く支配されることがわかる。

図—12は遊水室に隔壁がある場合とない場合について $h_1/L=0.244$, $H_1/L=0.03$, $\epsilon_1=0.3$, $\epsilon_2=0.1$, $\lambda_1/\lambda_2=1.0$, $h_2/h_1=h_3/h_1=1.0$ の条件で、入射角 θ を 0° , 30° , 45° , 60° に変化させたときの K_R の計算結果を X/L に対して示したものである。いずれの場合も θ が大きくなるほど極小反射率をとる X/L の値は大きくなるが、隔壁を設けると直角入射に近い K_R を示し、隔壁のない場合よりも斜め入射波に対して優れた消波特性をもつ。

(4) 一重縦スリット壁型消波ケーンズとの比較

一重縦スリット壁型消波ケーンズと比較することにより、両者の K_R の差異について検討する。ただし、一重縦スリット壁型消波ケーンズの C^* , L^* は、3. で示したのと同様な方法により求めた。

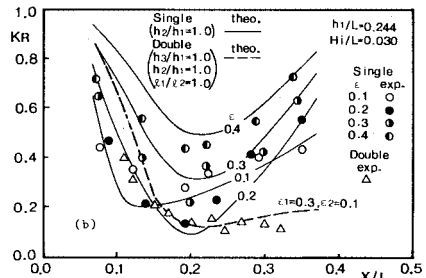
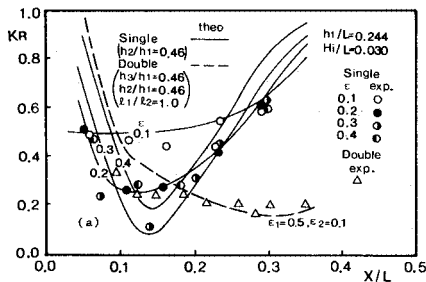
図—13は $h_1/L=0.244$, $H_1/L=0.03$ の条件で X/L に対して比較したものである。ただし二重縦スリット壁型の開口比は、 $h_2/h_1=0.46$ の場合には $\epsilon_1=0.5$, $\epsilon_2=$

0.1 とし、 $h_2/h_1=1.0$ の場合には $\epsilon_1=0.3$, $\epsilon_2=0.1$ とした。また一重縦スリット壁型の開口比は $\epsilon=0.1\sim 0.4$ まで変化させた。一重縦スリット壁型の場合適切な ϵ を選べば、 $h_2/h_1=0.46$ においては $X/L < 0.15$ の範囲で、また $h_2/h_1=1.0$ においては $X/L < 0.2$ の範囲で二重縦スリット壁型と同程度か、それ以下の K_R をもつが、 X/L がそれよりも大きくなると K_R は急激に大きくなり、二重縦スリット壁型に比べて著しい差異が生じる。

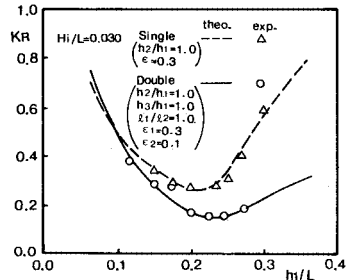
図—14は $h_2/h_1=1.0$ の場合について、堤体幅を一定にして周期を変化させたときの K_R を比較したものである。この場合、 h_1/L だけでなく X/L も変化するため図—13と同様な結果を示す。すなわち、周期の長い波では堤体幅に比べて波長が著しく大きくなるため、遊水室の効果はほとんど現われず、両者の K_R にはほとんど差異はみられない。しかし周期が短くなるに従い、一重縦スリット壁型の K_R が極小値を示した後、急激に増加するのに対して、二重縦スリット壁型は第二スリット壁での反射波が増加すると同時に、2つの透過壁と2つの遊水室の効果が顕著に現われてくるため、周期が短くなっても K_R は急激に大きくなり広範囲の周期の波に対して優れた消波効果をもつ。

図—15は $h_1/L=0.244$, $X/L=0.25$ のときの H_1/L に対する比較である。一重縦スリット壁型の K_R は、波高の増大とともにしだいに減少するが、二重縦スリット壁型の K_R は $H_1/L=0.02$ で極小値をとり、 $H_1/L < 0.05$ の範囲で一重縦スリット壁型よりも小さくなる。

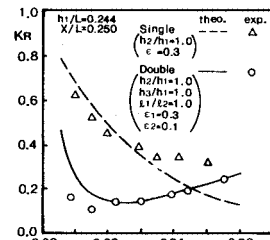
一方、図—16は隔壁のある場合とない場合について、



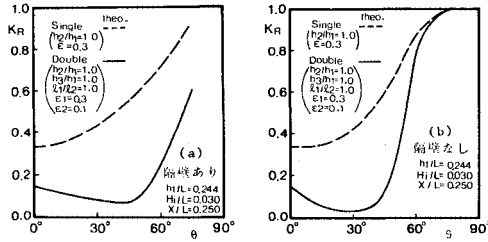
図—13 堤体幅比に対する反射率の差異



図—14 周期に対する反射率の差異



図—15 波高に対する反射率の差異



図—16 入射角度に対する反射率の差異

$h_1/L=0.244$, $H_1/L=0.03$, $X/L=0.25$ の条件で入射角度 θ の変化に対する比較である。結果は計算値のみであるが、隔壁がある場合には $\theta \leq 60^\circ$ の範囲で、また隔壁のない場合には $\theta \leq 45^\circ$ の範囲において、二重縦スリット壁型の K_R は一重縦スリット壁型よりも著しく小さくなる。

以上のことから、一定の構造条件のもとでは二重縦スリット壁型は一重縦スリット壁型に比較して、波高、周期、入射角度などの波浪条件に対する反射率が同等か、それ以下になり現実の海域に設置される消波構造形式としてはきわめて有利なものといえよう。

5. 結 論

本研究によって得られた主要な結論を列挙する。

(1) 斜め入射波まで対象にした N 重透過壁型消波ケーソンの反射率は、各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により微小振幅浅水波に対しても比較的簡明に求められる。

(2) 二重縦スリット壁型消波ケーソンの C^* , L^* は、式 (29), (30) のように各スリット壁での C_{b1} , C_{b2} を定式化することにより消波ケーソンの幾何学的寸法および波浪条件により求められる。

(3) 本解析法による計算結果を、一重縦スリット壁型および二重縦スリット壁型消波ケーソンの直角入射波に対する実験結果と比較したところ、両者の傾向は比較的良好一致しており解析方法の妥当性が確かめられた。

(4) 二重縦スリット壁型消波ケーソンの最適構造条件は、 $h_2/h_1=h_3/h_1=1.0$ の場合 $X/L=0.2 \sim 0.25$, $\epsilon_1=0.3 \sim 0.4$, $\epsilon_2=0.1 \sim 0.2$, $l_1/l_2=1.0$ であり、また $h_2/h_1=h_3/h_1 < 1.0$ の場合には $\epsilon_1 > 0.3 \sim 0.4$ にする必要がある。さらに遊水室には隔壁を設けた方が斜め入射波に対して有利になる。

(5) 二重縦スリット壁型消波ケーソンの反射率は波高、周期、入射角度等の波浪条件の変化に対して、一重縦スリット壁型と同等か、それ以下になり実際の海域の

消波構造形式として優れていることが確認された。

参 考 文 献

- 1) Jarlan, G. E. : A perforated vertical wall breakwater, The Dock & Harbour Authority, Vol. XII, No. 486, 1961.
- 2) たとえば、近藤俊郎・竹田英章：消波構造物，森北出版，1983.
- 3) 井島武士・奥蘭英明・牛房幸光：直立消波護岸の構造と周波数特性について，第24回海岸工学講演会論文集，1977.
- 4) 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，1977.
- 5) Kondo, H. : Analysis of breakwater having two porous walls, Coastal Structure's 79, 1979.
- 6) Terrett, F. L., Osorio, J. D. C. and Lean, G. H. : Model studies of a perforated breakwater, Proc. 11th Conf. on Coastal Eng. Vol. 2, 1968.
- 7) 井島武士・奥蘭英明・牛房幸光：遊水部をもつ護岸に作用する斜め入射波の反射率について，九州大学工学集報，第51号，1978.
- 8) 奥蘭英明・吉田明徳・井島武士：遊水部をもつ消波護岸の周波数特性と斜め入射波に対する反射率，土木学会論文報告集，第335号，1983.
- 9) 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，1983.
- 10) 萩原運弘：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，第31回海岸工学講演会論文集，1984.
- 11) 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—水理模型実験報告—，第28回海岸工学講演会論文集，1981.
- 12) 中野拓治・岩上淳一・溝内俊一・吉川信彦：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（その2）—水理模型実験—，第29回海岸工学講演会論文集，1982.
- 13) 谷本勝利・吉本靖俊：斜め入射波に対する曲面スリットケーソンの反射および部材波力特性に関する実験的研究，港湾技術資料，No. 493, 1984.
- 14) Mei, C. C., Liu, P. L. F. and Ippen, A. T. : Quadratic loss and scattering of long waves, Proc. ASCE, Vol. 100, WW 3, 1974.
- 15) 日高孝次：応用積分方程式論，現代工学社，1974.
- 16) 萩原運弘：多重円筒型防波堤の反射率・透過率の解析と諸要因の影響，土木学会論文集，第365号/II-4, 1985.
- 17) 前出4)
- 18) 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，1979.
- 19) 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，1982.

(1985.12.26・受付)