

直立消波ケーソンの波力機構と諸要因

萩 原 運 弘*

1. まえがき

直立消波ケーソンの消波特性については従来から多くの研究開発が行なわれており、得られた知見に基づいてこの種の構造形式も次第に現地に採用されるようになってきた。一方、直立消波ケーソンの消波性能面だけでなく波力の低減機能や経済性に注目し、大水深域での防波堤として採用しようとする気運が近年高まっている。しかし、直立消波ケーソンは透過壁と不透過壁が遊水室を介して一体化された構造形式であるため作用する波力も複雑であり、波力に及ぼす諸要因については多孔壁型を対象に非碎波時の場合を掘り口¹⁾が、また碎波時の場合を井島²⁾が取り扱っているものの研究例も少なく、構造諸元等の影響については必ずしも明確にされているとは言い難い。

本研究は縦スリット壁型の消波ケーソンを対象に、非碎波時の全波力および部材波力と波浪ならびに構造条件の関係、さらに全波力と反射率との相関性について明らかにするとともに、著者が提案している積分方程式による解析法³⁾の適用性について検討するものである。

2. 解析法の概要

図-1に示すように、静水面上に原点0、入射波の進行方向に x 軸、鉛直上向きに z 軸をとり、 $x=0$ 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。

流体域を $x \leq 0$ の領域Ⅰと $b \leq x \leq l$ の領域Ⅱに分け、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 $\Phi(x, z; t) = \phi(x, z)e^{i\sigma t}$ と表わせば、各領域での ϕ は次のようになる。

$$\begin{aligned} \phi_1 = & (Ae^{-ikx} + Be^{ikx}) \frac{\cosh k(z+h_1)}{\cosh kh_1} \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} C_m e^{ik_m x} \frac{\cos k_m(z+h_1)}{\cos k_m h_1} \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

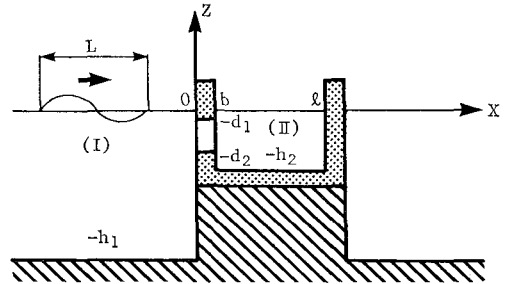


図-1 構造と座標系

$$\begin{aligned} \phi_2 = & D \frac{\cos k'(x-l)}{\cos k'l_0} \frac{\cosh k'(z+h_2)}{\cosh k'h_2} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} E_n \frac{\cosh k_n'(x-l)}{\cosh k_n'l_0} \frac{\cos k_n'(z+h_2)}{\cos k_n'h_2} \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

ここに、 A ：入射波で既知、また B ：反射波、 D ：定常波、 C_m および E_n ：各領域での散乱波を表わす複素定数であり、未知数である。また $l_0 = l - b$ であり、 k, k_m, k', k_n' は次式で決まる固有値である。

$$\left. \begin{aligned} \sigma^2 &= gk \tanh kh_1 = -gk_m \tan k_m h_1 \\ \sigma^2 &= gk' \tanh k'h_2 = -gk_n' \tan k_n' h_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots (3)$$

g ：重力加速度、 $m, n=1, 2, 3, \dots$

透過壁開口部での水平方向流速を $U(z)$ とすれば、流量の連続性より次式が成り立つ。

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

ここで、 ε は透過壁開口部での開口比である。

式(4)に式(1)、(2)を代入する。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(1)、(4)から得られた式の各項に $\cosh k(z+h_1)$ および $\cos k_m(z+h_1)$ を、また式(2)、(4)から得られた式の各項には $\cosh k'(z+h_2)$ 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 $(-h_1, 0)$ 、 $(-h_2, 0)$ で積分を行なえば、複素定数は次のように書ける。

* 正会員 工修 清水建設(株) 技術研究所

$$B = A - i \frac{1}{N_0} \int_{-d_2}^{-d_1} \epsilon U(\xi) \cosh k(\xi + h_1) d\xi \dots (5)$$

$$C_m = \frac{1}{C_m} \int_{-d_2}^{-d_1} \epsilon U(\xi) \cos k_m(\xi + h_1) d\xi \dots (6)$$

$$D = \frac{1}{N_0' \tan k'l_0} \int_{-d_2}^{-d_1} \epsilon U(\xi) \cosh k'(\xi + h_2) d\xi \dots (7)$$

$$E_n = - \frac{1}{N_n' \tanh k_n'l_0} \cdot \int_{-d_2}^{-d_1} \epsilon U(\xi) \cos k_n'(\xi + h_2) d\xi \dots (8)$$

ここに,

$$\left. \begin{aligned} N_0 &= \frac{\sinh 2kh_1 + 2kh_1}{4 \cosh kh_1} \\ N_m &= \frac{\sin 2kmh_1 + 2kmh_1}{4 \cos kmh_1} \\ N_0' &= \frac{\sinh 2k'h_2 + 2k'h_2}{4 \cosh k'h_2} \\ N_n' &= \frac{\sin 2k_n'h_2 + 2k_n'h_2}{4 \cos k_n'h_2} \end{aligned} \right\} \dots (9)$$

($m, n = 1, 2, 3, \dots$)

次に、透過壁周辺の流れの運動方程式は、抵抗が水平流速のみで生じるものとし、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⁴⁾。

$$\phi_2|_{x=b} - \phi_1|_{x=0} + \beta \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \Big|_{x=b} = 0 \dots (10)$$

ここに、 β は次式で定義される。

$$\beta = \left(i \frac{R^*}{\sigma} - L^* \right) / \epsilon \dots (11)$$

ただし、 $R^* = 4C^*U_0/3\pi$ 、 C^* : 損失係数、 L^* : 見掛けのオリフィス長さ、 U_0 : 最大流速振幅である。

式(10)に式(1)、(2)を代入して得られた式に、さらに式(5)~(8)を代入して整理すれば最終的に、次のような第1種 Fredholm 型の積分方程式を得る。

$$\int_{-d_2}^{-d_1} G(z, \xi) U(\xi) d\xi = \frac{1}{\epsilon} A \alpha(z) \dots (12)$$

ここに,

$$\left. \begin{aligned} \alpha(z) &= \frac{2 \cosh k(z + h_1)}{\cosh kh_1} \\ G(z, \xi) &= i \frac{1}{N_0 \cosh kh_1} \cdot \cosh(z + h_1) \cosh k(\xi + h_1) \\ &\quad - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{N_m \cos kmh_1} \cdot \cos k_m(z + h_1) \cos k_m(\xi + h_1) \\ &\quad + \frac{\beta k' + \cot k'l_0}{N_0' \cosh k'h_2} \cdot \cosh k'(z + h_2) \cosh k'(\xi + h_2) \\ &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\beta k_n' - \coth k_n'l_0}{N_n' \cos k_n'h_2} \cdot \cos k_n'(z + h_2) \cos k_n'(\xi + h_2) \end{aligned} \right\} \dots (13)$$

式(12)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 $\eta = (H_I/2) \cos(kx - \sigma t)$ と表わせば、 $A = iH_I g/2\sigma$ で与えられる。 U が求まると、式(5)~(8)の未定複素定数が決まり反射率 K_R および各領域の ϕ が計算できる。なお、壁面に作用する波圧 p は次式から算定する。

$$\begin{aligned} p &= -\rho g z \\ &\quad + \rho g \zeta \left\{ 1 + \frac{\cosh \bar{k}(z+h)}{\cosh \bar{k}h} - \frac{\cosh \bar{k}(\zeta+h)}{\cosh \bar{k}h} \right\} \end{aligned} \dots (14)$$

ここに、 ρ : 流体の密度、 ζ : $x=0, b, l$ における表面水位、 $\bar{k}$: 波数、 h : 水深である。

3. 損失係数と見掛けのオリフィス長さの推定

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⁵⁾。

$$C^* = C_D(1 - \epsilon) \dots (15)$$

$$L^* = \epsilon \{ 1 + C_M(1 - \epsilon)/\epsilon \} b \dots (16)$$

そして C_D, 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が、直立消波ケーソンのように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った。そこで不透過壁の前面に設置された透過壁に作用する波力を測定することにより、直立消波ケーソンの透過壁での C_D, C_M を求めることにする。

全波力 F_T が抗力 F_D と質量力 F_I 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。

$$\begin{aligned} F_T(t) &= F_D(t) + F_I(t) \\ &= C_D(t)f_D(t) + C_M(t)f_I(t) \end{aligned} \dots (17)$$

$$f_D(t) = \int_{-h}^{\zeta} \rho \frac{|u|u}{2\epsilon^2} dA \dots (18)$$

$$f_I(t) = \int_{-h}^{\zeta} \rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{u}{\epsilon} \right) dV \dots (19)$$

ここに、 u は流量流速であり、また dA, dV は構造物の幅員を d とすると、それぞれ次のように書かれる。

$$\left. \begin{aligned} dA &= d(1 - \epsilon) dz \\ dV &= d(1 - \epsilon) b dz \end{aligned} \right\} \dots (20)$$

式(17)の C_D と C_M 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(18)、(19)の流速は遊水室内での波の反復反射に基づいた関係式⁶⁾を用いれば次のように表わされる。

$$\begin{aligned} u &= \frac{1}{2} H_I \sigma \frac{\cosh \bar{k}(z+h)}{\sinh \bar{k}h} \left\{ \left(1 - \gamma_r - \gamma_t^2 \cos \frac{4\pi l_0}{L} \right) \right. \\ &\quad \left. \cdot \cos \sigma t - \gamma_t^2 \sin \frac{4\pi l_0}{L} \sin \sigma t \right\} \end{aligned} \dots (21)$$

ただし、 L は波長、また γ_r と γ_t は単一透過壁の反射率および透過率である。

式(17)に式(18)~(21)を代入して得られる計算波力と直立消波ケーソンの透過壁に作用する実測波力 F_m が一致し、しかも C_D , C_M 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⁷⁾。

$$C_D(t+\Delta t/2) = \frac{F_m(t)f_I(t+\Delta t) - F_m(t+\Delta t)f_I(t)}{f_D(t)f_I(t+\Delta t) - f_D(t+\Delta t)f_I(t)} \quad \dots\dots(22)$$

$$C_M(t+\Delta t/2) = \frac{F_m(t)f_D(t+\Delta t) - F_m(t+\Delta t)f_D(t)}{f_I(t)f_D(t+\Delta t) - f_I(t+\Delta t)f_D(t)} \quad \dots\dots(23)$$

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、円形リングにひずみゲージを接着した検出器からなる波力測定装置を用いて実施された。透過壁模型として厚さ 3 cm で幅が 0.2 m づつ三分割された縦スリット壁を用い、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を塩化ビニールで製作した。水深は 0.5 m 一定とし、入射波振幅は幅 3.4 m の広水路側で計測した。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。なお、実験では開口比 $\varepsilon=0.1\sim0.4$, 堤体幅比 $l/L=0.1\sim0.4$ の構造条件に対して波高 $H_I=6\sim12$ cm, 周期 $T=1.2, 1.7, 2.0$ 秒の波浪条件を用いた。なお、単一スリット壁に対する反射率、透過率の実験も別途実施した。

本研究では、既往の研究⁸⁾等を参考に抗力係数と質量係数を以下の関数形により定式化することを試みた。

$$C_D = A_1 \varepsilon (1 - \varepsilon) \quad \dots\dots(24)$$

$$C_M = A_2 / \sqrt{l/L} \quad \dots\dots(25)$$

ここに、 A_1 , A_2 は未定係数である。式(22), (23) から得られる C_D , C_M は時間的に変動するが、これらを周期内で平均し、式(24), (25)の計算値との差の二乗和が最小になるように求めると、 $A_1=9.45$, $A_2=0.315$ を得た。

4. 波力特性に関する検討

(1) 実験装置と実験方法

実験装置と実験方法は前述したものと同様である。ただし本実験では、小水路内に高さ 16.5 cm の碎石マウンドを設けマウンド上の水深を 33.5 cm と一定とし、開口比 $\varepsilon=0.1, 0.2, 0.3$, 堤体幅比 $l/L=0.1\sim0.4$ の範囲の構造条件に対して波高 $H_I=6\sim12$ cm, 周期 $T=1.2, 1.7, 2.0$ 秒の波を作用させた。また、全波力実験と部材波力実験は波力測定装置の関係から、同一の波浪条件を用いて別々に実施された。

(2) 全体波力

図-2 に $H_I/L_2=0.033$, $h_2/L_2=0.183$, $\varepsilon=0.2$ の条件に対する消波ケーソン前面の水位変動波形と消波ケーソン全体に作用する水平波力波形および鉛直波力波形の一例を示す。ただし、 L_2 は遊水室内水深での波長であ

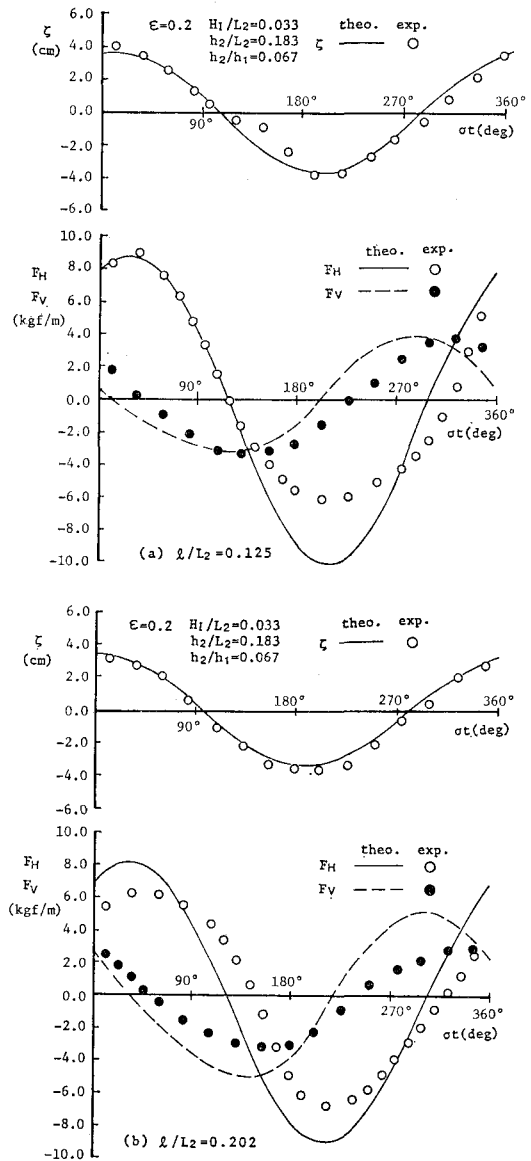


図-2 前面水位と全波力の時間変化

る。また、水平波力の計算値は各壁面に作用する波力の合成和から算定し、鉛直波力の計算値は三角形分布を仮定したケーソン底面での揚圧力と遊水室床版底面に作用する波力の合成和から求めている。計算結果によると、 $l/L_2=0.125$ の場合のケーソン前面水位と水平波力はほぼ同位相で変動しているが、 $l/L_2=0.202$ 場合の最大水平波力はケーソン前面の最大水位に比べて若干遅れて現われる。これは、後述するスリット壁および背後の不透過壁に作用する最大部材波力の中間の位相で現われる全水平波力の最大値に対して、 $l/L_2=0.125$ の場合はケーソン前面の最大水位もスリット壁と不透過壁に作用する

最大部材波力のほぼ中間の位相で現われているためであり、 $l/L_2=0.202$ の場合はケーソン前面の水位とスリット壁の部材波力がほぼ同位相で現われているためである。一方、消波ケーソンの水平波力と鉛直波力の計算値は通常の混成堤のように同時に最大値を示すことはなく、 $l/L_2=0.125, 0.202$ の場合とも鉛直波力の最大値は水平波力の最大値に先行して現われている。これはケーソン前面の水位に対応して増大するケーソン底面での揚圧力が、その最大値を示す以前に遊水室床底面に作用する上向き成分と加え合わせられるためと考えられる。これを実験結果と比較すると、最大波力および位相において若干の相違が認められるが両者の傾向は比較的良好に一致している。

次に、消波ケーソン全体に作用する水平波力および鉛直波力に及ぼす要因の影響について検討するため、その最大値に注目して次式で定義される波力係数を考える。

$$f_H^* = \frac{F_{HM}}{w_0 H_I d h_2} \quad \dots\dots\dots (26)$$

$$f_V^* = \frac{F_{VM}}{w_0 H_I d l} \quad \dots\dots\dots (27)$$

ここに、 f_H^* : 水平波力係数、 f_V^* : 鉛直波力係数、 F_{HM} : 最大水平波力、 F_{VM} : 最大鉛直波力、 w_0 : 水の単位体積重量、 d : 消波ケーソンの幅員である。

図-3 は、それぞれ $\varepsilon=0.1, 0.2, 0.3$ に対して f_H^* , f_V^* および K_R と l/L_2 との関係を示したものである。ただし $H_I/L_2=0.033$, $h_2/L_2=0.183$, $h_2/h_1=0.67$ の場合である。スリット壁および遊水室によるエネルギー損失効果が有効に発揮される $\varepsilon=0.2$ あるいは 0.3 の場合には既に多くの研究例で報告されているように、 K_R の計算結果は l/L_2 に対して急激な変化を示し、 $l/L_2 \approx 0.2$ 程度で最小値をとる。一方、 f_H^* の計算値も l/L_2 に対して、その変化は非常に緩やかであるが、 $l/L_2=0.25 \sim 0.3$ 程度で最小値をもつ傾向を示し、 K_R と密接な関係があることがわかる。これは、 K_R が小さい時はスリット壁でのエネルギー消散が著しく、そのためスリット壁に作用する波力が増大する反面、背後の不透過壁に作用する波力が減少することにより全水平波力も小さくなるためである。また f_V^* の計算値は $l/L_2 \approx 0.12$ 程度で最大値を示し、 l/L_2 が大きくなるにつれ緩やかに減少する。これらを実験値と比較すると、 f_H^*, f_V^*, K_R と両

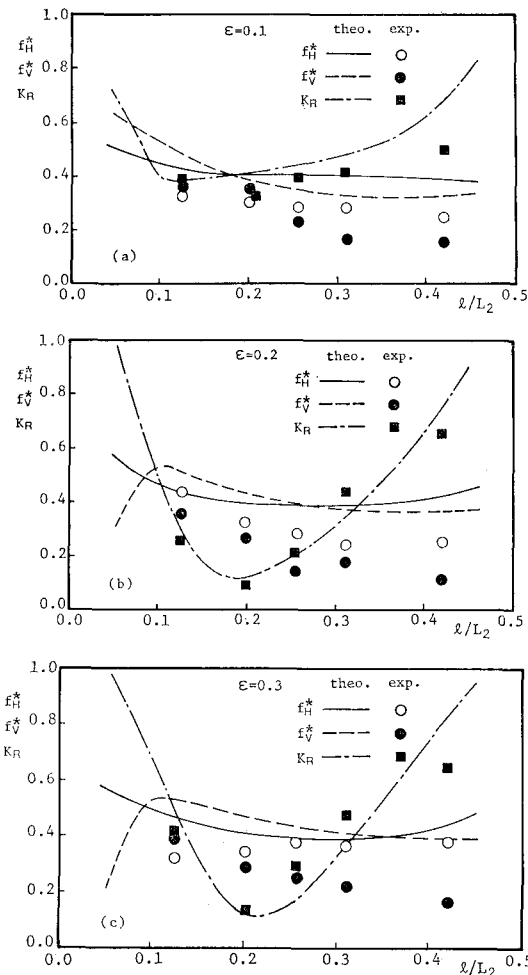


図-3 全波力係数と反射率

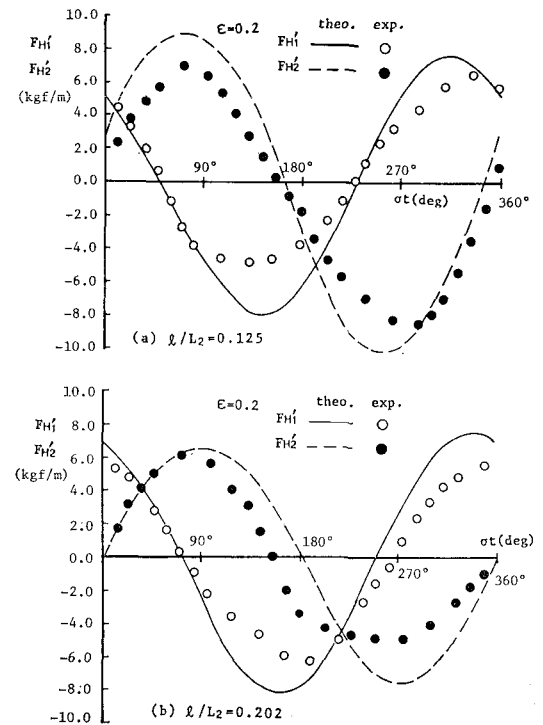


図-4 部材波力の時間変化

者の傾向は比較的良好一致しているが、波力係数に関する計算結果は実験値よりも大きく、安全側の予測値を与える。さらに、 $\epsilon=0.1$ の場合には $\epsilon=0.2, 0.3$ の場合とは f_{H1} 、 f_{H2} の傾向が若干異なるが、 $l/L_2 > 0.1$ では値自身に顕著な差異は認められない。

(3) 部材波力

図-4に、図-2と同じ条件におけるスリット壁および背後の不透過壁に作用する部材水平波力の時間変化を示す。 $l/L_2=0.125, 0.202$ の場合とも、スリット壁の計算波力の最大値は不透過壁の計算波力の最大値よりも先行して現われており、スリット壁の波力が最大となる時不透過壁の波力は負の値を示している。一方、実験値は定性的には計算結果とよく一致しているが、その最大値

は若干小さくなっている。

次に、部材波力の最大値に注目して次式で定義される波力係数を考える。

$$f_{Hi} = \frac{F'_{Hi}}{w_0 H_i (1-\epsilon) d h_2} \quad (i=1, 2) \dots\dots\dots (28)$$

ここに、 f_{H1} : スリット壁の波力係数、 f_{H2} : 不透過壁の波力係数 ($\epsilon=0$)、 F'_{H1} 、 F'_{H2} : スリット壁および背後の不透過壁に作用する最大水平波力である。図-5は図-3と同じ条件に対して f_{H1} 、 f_{H2} と l/L_2 との関係を示したものである。 $\epsilon=0.1$ の f_{H1} を除いて、実験値および計算値とも l/L_2 に対して f_{H1} は最大値を、また f_{H2} は最小値をとる傾向を示し、 ϵ が大きくなるほど f_{H2} が f_{H1} よりも大きくなっている。計算結果はやはり実験値よりも大きく、安全側の予測値を与える。

5. む す び

直立消波ケーソンが大水深域での防波堤として認められるためには、それに作用する波力機構の解明が不可欠である。その第一歩として、本研究では積分方程式による解析法と水理模型実験とにより、スリット壁型消波ケーソンに作用する非碎波時における全体波力および部材波力特性、さらに、それらに及ぼす諸要因の影響、反射率との関連性等について検討した。今後、碎波時の波力について検討することにより、直立消波ケーソンの波力特性を総合的に明らかにしてゆきたい。

参 考 文 献

- 1) 堀口孝男・布施敏一郎・斉藤修司: 多孔壁式防波堤に作用する波力, 第24回海岸工学講演会論文集, pp. 323~327, 1977.
- 2) 井島武士・奥田英明・牛房幸光・米村幸久: 遊水部をもつ有孔壁防波堤に作用する碎波力に関する実験的研究, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 333~336, 1978.
- 3) 萩原運弘: 直立消波ケーソンの消波特性に及ぼす斜め入斜波の影響, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 502~506, 1983.
- 4) 萩原運弘: 積分方程式法による河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.
- 5) 前出 4).
- 6) 横木 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, 第220号, pp. 53~63, 1973.
- 7) 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.
- 8) 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. 333~337, 1979.

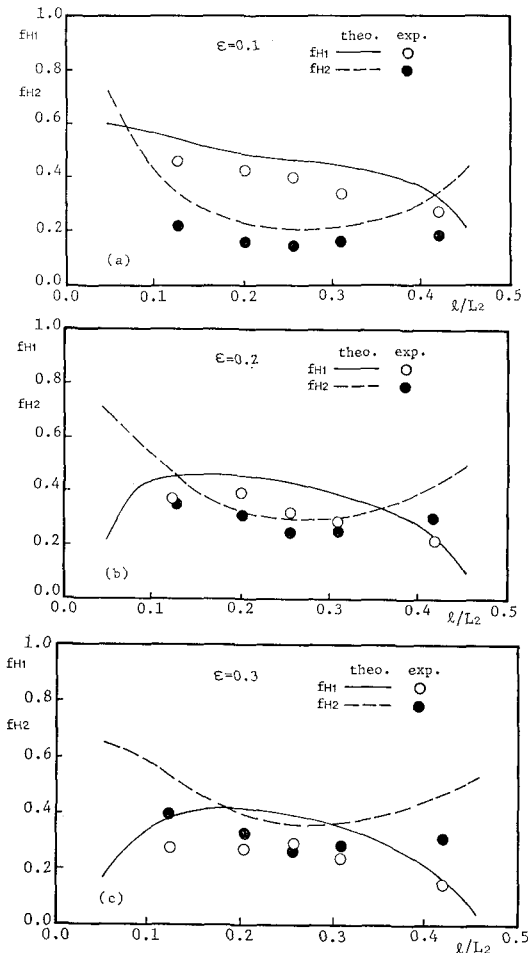


図-5 部材波力係数