

波の逸散現象を考慮した隅角物体まわりの波変形と作用波力の算定法

Analysis on Wave Transformations and Wave Forces about an Angular Body
Considering Wave Energy Dissipations

中村孝幸*・井手 善彦**

Takayuki Nakamura and Yoshihiko Ide

Concerning wave energy dissipations caused by flow separations and resultant vortex formations from sharp edges of an angular body, a two-dimensional analysis on wave transformations and wave forces on an angular body has been developed. In the analysis, a damping wave model was newly proposed to account for the wave energy dissipation approximately. An equivalent linear damping coefficient of fluid and a spatial range of the damping fluid are necessary in the analysis. In order to figure out these factors, wave tank tests were carried out. Two different structural models, i.e., a curtain-walled breakwater and a semi-submerged rectangular body, were used in the experiment. It was confirmed that the numerical analysis developed here is useful for estimating wave transformations and wave forces about an angular body including the effects of wave energy dissipation due to vortex formations around the body.

Keyword; energy dissipation, angular body, wave transformation, damping wave model

1. まえがき

従来、海洋空間の有効利用などを目的として、各種の防波施設が提案されてきている。これらの防波施設では、なるだけ構造物により波浪エネルギーを逸散させ、反射波および透過波の両者を低減することが望まれる。これは、施設の設置により反射波災害など周辺海域に副次的な影響を及ぼさないためである。そして、このような防波施設の設計に当たっては、波と構造物の干渉過程で生じるエネルギー逸散をも考慮できる解析法が必要と考えられる。

従来、波と構造物の干渉過程で生じる逸散現象を考慮して波の変形を取り扱った例としては、Sollittら¹⁾の捨石堤を想定した透過堤に関する研究がある。この研究では、捨石部分とそれらの空隙部を平均化して、一様な透水層に近似すると共に、その透水層の流体力学的な特性を等価線形化された抵抗係数と固体部の慣性係数を用いて表している。すなわち、捨石堤内での波のエネルギー逸散は、流速に比例する流体抵抗力により、また捨石堤固体部の波変形に及ぼす流体力学的な慣性効果は流体密度を慣性係数分だけ増加させた仮想的な流体を用いて表現している。しかしながら、このような解析法を隅角部を有する大型構造物に適用するには、特に構造物固体部の波変形に及ぼす流体力学的な慣性効果が推定できないことなどから困難である。

隅角部を有する構造物の特徴としては、その縁端部からの流れの剥離およびその結果形成される渦流れが挙げられる。これは、防波施設のような流体力学的に大型構造物の場合でも見られるもので、渦流れの影響をどのように取り扱うかは十分に明らかにされていない。中村ら²⁾は、流れの剥離およびその発達過程を直接的に数値シミュレーションする手法を示している。この手法は、物体形状の特性や波条件などを考慮して渦流れや渦力の算定が行える反面、主流より渦流れへのエネルギーの輸送過程が十分にモデル化されていないため、波のエネルギー逸散については考慮できない欠点がある。

本研究では、隅角部を有する構造物を対象にして、隅角部よりの渦流れ等の発生によるエネルギー逸散を近似的に考慮して、作用波力や波変形の算定が可能な解析法を展開する。このとき、解析としては、渦流れそのものを取り扱うのではなく、結果的に生じるエネルギー逸散を等価的に評価する、Sollittら¹⁾の手法に準ずる方法を採用する。そして、解析法の適用性を検討するため、渦流れの発生が顕著なカーテン防波堤や標準的な浮体構造物として採用されている矩形堤体を対象にして水理実験を行い、実験結果と算定結果の比較を行う。この際、解析で必要とされる線形抵抗係数や減衰流体領域の広さの設定法などについても考察する。

2. 解析モデルおよび座標系

ここで想定した解析モデルおよび座標系を図-1に示す。浮体まわりの波動場を図中に示すように領域Ⅰから領域Ⅲまでの3領域に分割する。水深は各領域で異なってもよい。領域Ⅰおよび領域Ⅲにおいては、入射波と反射波が共存、および透過波のみが存在する領域で非減衰波領域とする。一方、領域Ⅱは物体まわりのように渦流れ等の流体抵抗による逸散が生じるような減衰波領域を想定する。この減衰波領域での解析は、透過性防波堤による波変形の解析に用いられている Sollittら¹⁾の解析と類似している。ここでは、波のエネルギー逸散に関する

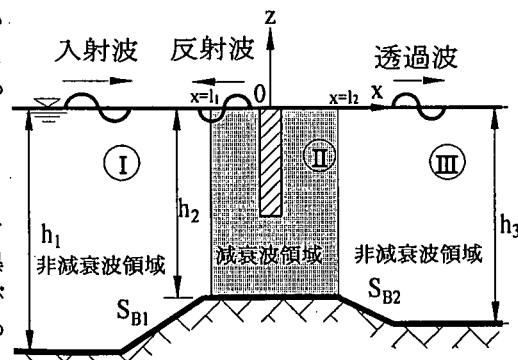


図-1 解析モデルおよび座標系

* 正会員 愛媛大学工学部環境建設工学科 (790 松山市文京町3番)

** 正会員 長崎市土木部

流体抵抗項の表現のみを採り入れた解析を行う。固体部の流体力学的な慣性効果は、構造物の形状を直接的に考慮して波浪境界値問題の解析を行うため必要としない。このような流体領域での線形化された運動方程式は、次式で与えられる。

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla(p + \rho g z) - f_c \omega \vec{v} \quad (1)$$

ここに、 $\vec{v}$ ：流速ベクトル、 p ：圧力、 ρ ：流体密度、 g ：重力加速度、 f_c ：線形抵抗係数、 ω ：角振動数($=2\pi/T$, T ：入射波の周期)である。

各流体領域内には、任意断面形状の物体があってもよく、図-1での異なる水深を接合する水底斜面部分 S_{B1} 、 S_{B3} は領域Ⅰ、Ⅲでの固定物体と解釈すればよい。

物体は減衰波領域である領域Ⅱの波動場中にあり、直角入射波を受ける断面2次元モデルを想定する。

入射波は x 軸の正方向に進行するものを想定し、その水面変動 η_0 は領域Ⅰにおいて次式で与えられる。

$$\eta_0(x, t) = (H/2) \cos(kx - \omega t) \quad (2)$$

ここに、 k ：非減衰波の進行波モードの波数($=2\pi/L$, L ：波長)、 H ：入射波高である。

ここでは、線形波動理論が適用できるものとしており、このときの入射波の速度ポテンシャル Φ_0 は次式のように定義できる。

$$\begin{aligned} \Phi_0(x, z, t) &= \text{Real} \left[-\frac{igH}{2\omega} \frac{\cosh k(h_1 + z)}{\cosh kh_1} e^{i(kx - \omega t)} \right] \\ &= \text{Real}[\phi_0(x, z) e^{-i\omega t}] \end{aligned} \quad (3)$$

ここに、 $i = \sqrt{-1}$ 、 h_1 ：領域Ⅰの水深、 ϕ_0 ：入射波ポテンシャルの複素振幅である。

3. 波浪境界値問題

まず、物体が減衰波領域である領域Ⅱの波動場中に固定されているときの回折散乱波問題を考える。

上記のような解析モデルを想定するとき、各領域では式(1)のrotationをとると $rot \vec{v} = 0$ が導けて、流体運動が無渦運動であることから速度ポテンシャルが定義でき、その基礎方程式は次式で示す2次元のLaplaceの方程式になる。

$$\frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial z^2} = 0 \quad (j = \text{I, II, III}) \quad (4)$$

ここに、 Φ_j ：各領域での速度ポテンシャルであり、入射波が直接的に存在する領域Ⅰでは、入射波のポテンシャル Φ とこの領域での回折散乱波ポテンシャル Φ_{D1} の線形和 $\Phi_I = \Phi_0 + \Phi_{D1}$ で表される。また、その他の領域Ⅱ、Ⅲでは、回折散乱波のみを考えて、それぞれ Φ_{II} 、 $\Phi_{III} = \Phi_{DII}$ 、 Φ_{DIII} で表される。

今、物体は流体領域Ⅱのみにあるとすると、その固定物体表面 S_b での不透過条件は、以下のように表せる。

$$\left. \frac{\partial \Phi_{DII}}{\partial n} \right|_{on S_b} = 0 \quad (5)$$

ここに、 $\partial/\partial n$ ：物体表面での外向き法線微分である。

水表面における境界条件は、減衰波領域Ⅱでは線形抵抗力の効果を考慮して次式により表される。

$$\left. \frac{\partial \Phi_{DII}}{\partial z} \right|_{z=0} = -(1 + if_c) \left(\frac{1}{g} \right) \left. \frac{\partial^2 \Phi_{DII}}{\partial t^2} \right|_{z=0} \quad (6)$$

また、非減衰波領域では、この式で単に $f_c = 0$ とすることにより与えられる。

水底での不透過条件は、各領域に共通で次式で表される。

$$\left. \frac{\partial \Phi_{Dj}}{\partial z} \right|_{z=-h_j} = 0 \quad (j = \text{I, II, III}) \quad (7)$$

ここに、 h_j ：各領域($j = \text{I, II, III}$)における水深である。

次に、本解析モデルのように各領域ごとにポテンシャルを設定する、いわゆる領域分割法では、各領域間の接続条件が必要になる。この接続条件は、接続境界上の $x=1_1$ および $x=1_2$ において圧力と流速が連続することを考慮して以下のように表される。

$x=1_1$ において、

$$\text{圧力の連続} \quad \Phi_0 + \Phi_{D1} = (1+if_c)\Phi_{DII} \quad (8) \quad \text{流速の連続} \quad \frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_{D1})}{\partial n_I} = -\frac{\partial\Phi_{DII}}{\partial n_{II}} \quad (9)$$

$x=1_2$ において、

$$\text{圧力の連続} \quad (1+if_c)\Phi_{DII} = \Phi_{DI} \quad (10) \quad \text{流速の連続} \quad \frac{\partial\Phi_{DII}}{\partial n_{II}} = -\frac{\partial\Phi_{DI}}{\partial n_{III}} \quad (11)$$

ここに、 $\partial/\partial n_j$ は各領域 j での内向き法線微分を表す。式(8)、(10)では線形抵抗力の効果が含まれることになる。

4. 回折散乱波の速度ポテンシャル

上記した減衰波領域である領域 II において、任意の形状物体を対象にして回折散乱波を求める手法として、グリーン関数法がある。領域 II のような線形抵抗を有する波動場のグリーン関数 G_0 は、既に中村ら³⁾により求められており、湧出し点の座標を (X, Z) 、流体中の一般点のそれを (x, z) とすると、次式で示される。

$$G_D(x, z, X, Z) = -\sum_{n=0}^{\infty} \frac{i}{\mu_n} \frac{\mu_n^2 \lambda^2}{\mu_n(\mu_n^2 - \lambda^2)h + \lambda} \cos \mu_n(h+z) \cos \mu_n(h+Z) \exp(i\mu_n|x-X|) \quad (12)$$

ここに、 λ は次式により、また μ_n は減衰波領域の波数で、分散関係式である次式の第2、3式を解いて与えられる。

$$\lambda = \frac{\omega^2}{g}(1+if_c) = \mu_n \tanh(\mu_n h) \quad (13)$$

このとき、減衰波の波数 μ_n は複素数で、その虚数部が波高減衰に関係する。

回折散乱波の速度ポテンシャルの複素振幅は、わき出し分布法を用いると、次式のように表現できる。

$$\Phi_{Dj}(x, z) = \text{Real} \left[\int_{S_j} f_{Dj}(X, Z) G_j(x, z; X, Z) dS(X, Z) \right] \quad (j = I, II, III) \quad (14)$$

ここに、 G_j ：各領域のグリーン関数で、領域 II については式(12)の G_0 が、領域 I、II については、John⁴⁾による非減衰波に対する2次元波動場のグリーン関数が利用できる。また、 $S_j(X, Z)$ ：各領域に含まれる物体の没水表面および接続境界面よりなる積分境界、 $f_{Dj}(X, Z)$ ： $S_j(X, Z)$ 上におけるわき出し強さの分布関数である。

わき出し強さは没水表面上での運動学的な境界条件である式(5)と接続条件である式(8)～(11)を考慮して決定できる。そして、わき出し強さが一旦求められると式(14)を用いて各領域の未知ポテンシャルが算定できる。

5. 作用波力および波変形

上記のように各速度ポテンシャルが求められると、減衰波領域中の物体の没水表面上の圧力 p は、線形抵抗力の効果を考慮して、線形化された圧力方程式により算定できる。

$$p = -\rho \frac{\partial \Phi_{II}}{\partial t} - \rho f_c \omega \Phi_{II} \quad (15)$$

物体に作用する波力 $\vec{F} = [F_x, F_z, M_y]$ は単に没水表面上の圧力 p を作用方向を考慮して表面積分することにより求めることができる。

一方、図-1で示す各領域の水面変動 η_j ($j = I, II, III$)は水表面での力学的な境界条件を考えて求められ、例えば減衰波領域 II では、次のようになる。

$$\eta_{II} = -\frac{1}{g}(1+if_c) \frac{\partial \Phi_{DII}}{\partial t} \quad (16)$$

また、反射・透過率 C_R 、 C_T は領域 I、IIIでの反射波高および透過波高と入射波高との比で与えられることから、次式のようになる。

$$C_R = \frac{|\Phi_{D1}|}{|\Phi_0|}, \quad C_T = \frac{|\Phi_{DM}|}{|\Phi_0|} \quad (17)$$

6. 実験結果と算定結果の比較

上記までの解析法の適用性を検討するため、以下では渦流れの顕著なカーテン防波堤および水面に固定された矩形堤に対する実験結果との比較・検討を行う。

6-1. 実験装置および実験方法

(1) カーテン防波堤： この実験は、著者らの中の一人²⁾によるもので、図-2に示すように、模型堤体には厚さ1.2cmの防水ベニヤ板を用い、上部固定支持の片持ち梁形式の波力計により波力が測定されている。ここでは、設置水深 $h=78\text{cm}$ 、堤体の吃水 $d=47.5\text{cm}$ の条件のときの結果のみを検討の対象にした。この実験では、流況の観測も行われており、流況観測はカーテン壁下端部に設置した注射針より黒インクを流体中に注入する可視化法により、流れの剥離状況および渦への巻き込み過程などが観測されている。入射波の条件は、周期 T が1.0sec~2.35secの6種類、波高 H が各々の周期について5.0, 7.5, 15.0cmの3種類である。実験では、反射率 C_R 、透過率 C_T および水平波力 F_x が測定されている。

(2) 矩形堤： 矩形堤の模型は、図-3に示すもので、波力計を兼ねた上部固定の片持ち梁により支持されている。また、浮体前面には越波を防止するための鉛直板が取り付けられている。作用波の条件は、周期 T が1.2sec~2.8secの9種類、波高 $H=10, 16\text{cm}$ の2種類である。また堤体の吃水 d は25.0cmで、水深 h は70cmと固定してある。実験では透過率 C_R および水平波力 F_x 、鉛直波力 F_z を測定した。

6-2. 減衰波領域

上記した減衰波の理論では、2つの未確定なパラメータを含む。一つは、減衰波の領域の広さであり、もう一つは線形抵抗係数である。減衰波中では、流速ベクトルに比例する抵抗力が作用するが、これは作用・反作用の関係からそのほとんどが結果的に物体に作用する抗力として最終的に評価される。減衰波の領域を設定するための目安の一つとして考えられるのは、元々は流体粘性の効果により発生する渦領域が挙げられる。

ここでは、多少短絡的であるが、減衰波領域は流れの剥離やその発達した渦流れの影響する領域と仮定してみた。図-4は、中村²⁾によるカーテン防波堤まわりの渦流れに関する観測結果を示す。図中で、 d/L_0 は吃水と沖波相当波長の比、 H/h は波高と水深の比、またREF、TRSはそれぞれ堤体の反射、透過側をそれぞれあらわす。この観測結果では、最大発達時の渦の形成状況が、反射、透過側の両者について模式的に描かれているもので、測定スケールも明示されている。

この図より、渦領域の規模は、波高が増大するほど、また長周期の条件になるほど増大することや、作用波の周期の影響がより強いことなどがわかる。ここでは、図-4の観測結果に見られるように、渦領域の規模は特に作用波の周期あるいは波長に依存する事実を踏まえて、減衰波領域の広さを設定してみた。図中のトレーサの描く渦領域の水平寸法は、波長 λ との割合で、概略5~6%に相当している。波動場中では、隅角部付近より掃き出される渦は、流れの逆転によりより遠方に移動する事実を踏まえ、上記の2倍程度の範囲、すなわち水平方向に波長の1/8程度を渦流れが影響する領域として設定してみた。

この減衰波領域の広さは、用いる線形抵抗係数の絶対値とも相互的に関係しており、減衰波領域の設定はかなり便宜的なものと考えられる。いずれにしても、結果論から述べると、減衰波領域内でのエネルギー逸散が実在流体場でのそれとほぼ対応するように、減衰波領域の広がりや抵抗係数を設定すればよいものと考えられる。

6-3. カーテン防波堤

図-5はカーテン防波堤に作用する水平波力 F_x の実験結果と算定結果の比較を周期の変化で示す。実験値は入射波高 $H=15\text{cm}$ に対するもので、正、負両ピーク値の平均値を入射波振幅で除した無次元波力 $F_x^* = F_x / (\rho g H d l_b / 2)$ (d :吃水、 l_b :堤体長)で表示してある。図中にはこれら実験結果と、非減衰波中の算定結果($f_c=0$)および減衰波中での算定結果($f_c=0.05 \sim 0.20$)を併せて示す。なお、周期の無次元量としては、吃水・沖波相当波長比 d/L_0 が採っている。この図から線形抵抗係数 f_c を増加させると、 F_x^* は減少して、

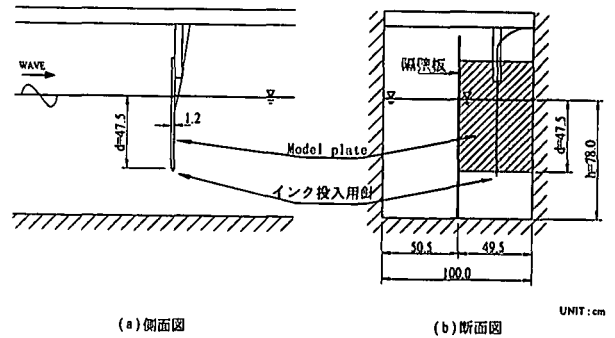


図-2 カーテン防波堤(中村²⁾)

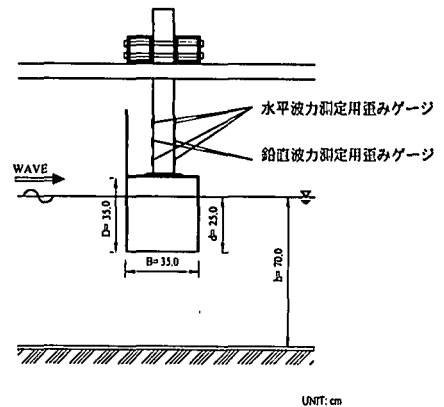


図-3 矩形堤

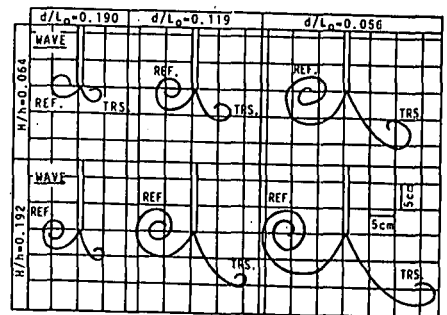


図-4 カーテン防波堤まわりの渦パターンの概略図(中村²⁾)

実測波力に近づくようになることや、 $f_c=0.20$ 程度にすると実験結果との対応もよくなることなどが認められる。

図-6 (a), (b)はカーテン防波堤による反射率 C_R 、透過率 C_T の実験結果と算定結果($f_c=0\sim0.20$)の比較を示す。このとき、実験データはやはり入射波高 $H=15\text{cm}$ のときのものである。図より、反射率 C_R は f_c を増加させると短周期側で低減が著しく、実験結果との対応は $f_c=0.15$ 程度がよいようである。また、透過率 C_T は f_c を増加させると逆に長周期側で低減度が顕著になる。実験結果との対応は長周期側で十分ではないが、この場合さらに大きな f_c が必要と推測される。

6-4. 矩形堤

図-7 (a), (b)は水面に固定された矩形堤に作用する水平波力 F_x と鉛直波力 F_z の実験結果と算定結果の比較を示す。横軸には堤体幅・沖波相当波長比の B/L_0 が採っている。図中にはやはり実験結果と f_c を0, 0.05, 0.1と変化させたときの算定結果を併せて示す。なお、実験値としては正、負両ピーク値の平均値を採用し、無次元波力 $F^*=F/(\rho g H B l_g/2)$ で示してある。この図より減衰波中の水平波力 F_x^* は、カーテン防波堤の場合と同様に f_c を増加させると減少して実験結果に近づくことが分かる。また実験値との対応は、最も長周期の条件を除き、 $f_c=0.05, 0.1$ の場合が比較的よい。

一方、鉛直波力 F_z^* は、 f_c を増加させても算定値はほとんど変化せず、実験値との対応もよく、鉛直波力に関しては流体減衰力の影響をほとんど受けないことが分かる。図-8はこの矩形堤の透過率 C_T の実験結果と算定結果($f_c=0, 0.05, 0.1$)の比較を示す。なお反射率 C_R に関しては実験データがないため割愛してある。この図より、透過率 C_T は、カーテン防波堤の場合と同様に、 f_c を増加させると短周期側より長周期側の方が低減している。また、実験結果と算定結果を比較すると $f_c=0.05$ の場合との対応が比較的よい。

上記の検討より、隅角部を有する物体に作用する水平波力や透過・反射率は、渦流れの発生により、ポテンシャル流れを想定したときよりも減少することや、この減少傾向は減衰波理論により概略的に説明できることなどが判明した。そして、用いるべき抵抗係数 f_c は、カーテン防波堤のように渦流れの発生が顕著になる場合にはより大きな値にする必要があることなども確認された。しかしながら、線形抵抗係数の絶対値については、上記したように減衰波領域の広さとも関係するもので、今後さらに水深方向における減衰波領域の設定法などを含めて検討していきたい。

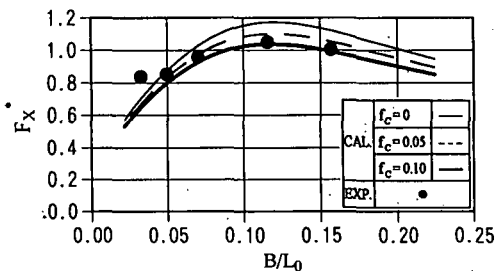


図-7(a) 矩形堤に作用する水平波力

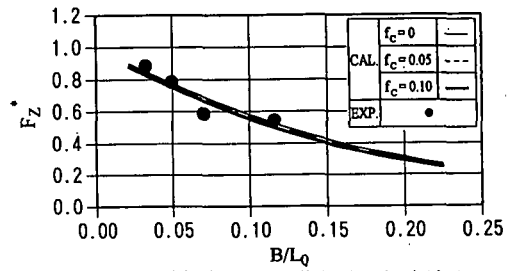


図-7(b) 矩形堤に作用する鉛直波力

7. 結語

(1) 本研究で開発した減衰波中における構造物まわりの波変形の解析法を用いて、渦流れ等による波のエネルギー逸散を近似的に考慮して構造物と波との干渉問題が取り扱える。ただし、この解析では、減衰波領域と抵抗係数が必要とされ、前者については渦流れの影響領域を、後者についてはエネルギー逸散量を等価にするなどの方法で概略的に推定できる。

(2) 隅角物体に作用する水平波力は、渦流れの発生により、ポテンシャル流れを想定したときよりも減少する。そして、この減少傾向は減衰波理論により説明できる。また、用いるべき減衰波の抵抗係数 f_c は、カーテン防波堤のように渦流れの発生が顕著になる場合には、より大きな値を採用する必要

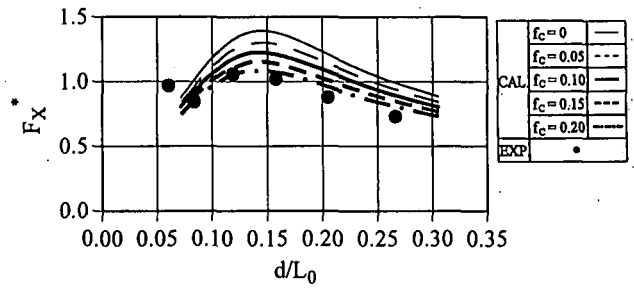


図-5 カーテン防波堤に作用する水平波力

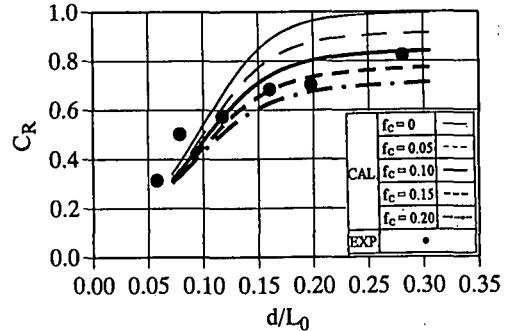


図-6(a) カーテン防波堤による反射率

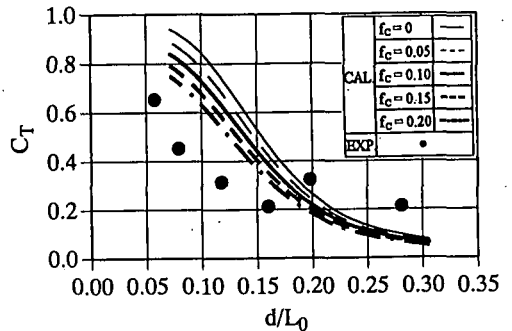


図-6(b) カーテン防波堤による透過率

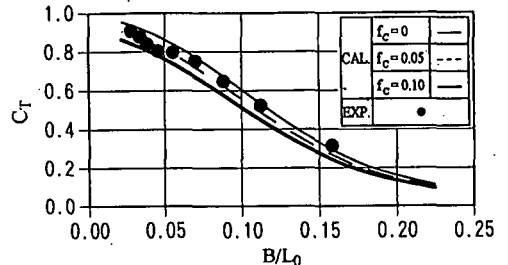


図-8 矩形堤の透過率

がある。

(3) 減衰波理論では、非減衰波理論に比較すると、より実的な透過波高や反射波高の予測が可能になる。

参考文献

- 1) Sollitt, C. K. and R. H. Cross : Wave transmission through permeable breakwater, Proc. 13th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 1827-1846, 1972.
- 2) 中村孝幸 : 波動場中における 2 次元隅角物体まわりの渦流れの算定法に関する研究, 関西造船協会誌, 第213号, pp. 169-176, 1990.
- 3) 中村孝幸・石丸満久 : ブロック堤体内でのエネルギー逸散機構を考慮した波変形の解析法に関する研究, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 106-110, 1996.
- 4) John, F. : On the motions of floating bodies II, Comm. Pure Appl. Math., Vol. 3, PP. 45-101, 1950.