

ポラスモデルによる透過性構造物周辺の非線形波動解析

榊山 勉*・阿部 宣行**・鹿島 遼一*

1. 緒 言

透過性構造物周辺の波浪変形に関する研究はこれまでも数多く行われているが(例えば Sollitt・Cross, 1976), 近年この問題への関心が高まり, 種々の計算手法が提案されている. 泉宮・遠藤 (1989), Rojanakamthorn・磯部・渡辺 (1989) は平面的な波浪場を予測するために, 緩勾配方程式を透過性構造物を含む場に拡張し, 透過潜堤による波高変化を検討した. これまでの透過性構造物による波浪変形計算手法は, 微小振幅のポテンシャル理論に限られている. しかし, 波と構造物との相互干渉による波形変化を精度高く予測するためには非線形効果を考慮した計算手法の開発が不可欠である. また, これらの相互干渉を支配する抵抗係数, 慣性力係数は, 実験スケール効果の問題 (榊山, 1989; 榊山・鹿島, 1989) を含み, 計算結果に直接影響するため十分な議論が必要である. そこで本研究では, Navier-Stokes 方程式に透過性構造物の空隙率, 流体抵抗などを導入した支配方程式 (Porous Model または Porous Body Model, Sha et al., 1978) に基づいて, 断面 2 次元波浪場における透過性構造物による波の変形計算モデルを構築した. 水理実験結果との比較から本モデルの適用性を示すとともに, 透過・反射特性について述べる.

2. 透過性構造物による非線形波浪変形計算モデル

Sha et al. (1978) は流れ領域に固体が分散されている場に適用できるポラスモデルを導入した. 彼らの流体抵抗項は具体的に示されていないが, 波動場を対象とする場合には, 慣性力と抗力で表される (Sollitt・Cross, 1976). これらを考慮し, 著者ら (榊山ら, 1990) は質量, 運動量保存則を示した.

(1) 波浪場におけるポラスモデル

ここでは, 非圧縮流体を対象とした 2 次元波動場における質量, 運動量保存則を式 (1), (2) に示す.

$$\frac{\Delta(\gamma_x u)}{\Delta x} + \frac{\Delta(\gamma_z w)}{\Delta z} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta(\lambda_v u)}{\Delta t} + \frac{\Delta(\lambda_x u^2)}{\Delta x} + \frac{\Delta(\lambda_z u w)}{\Delta z} &= -\gamma_v \frac{\Delta \phi}{\Delta x} \\ &+ \gamma_v g_x - R_x + \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\Delta(\gamma_x \tau_{xx})}{\Delta x} + \frac{\Delta(\gamma_z \tau_{xz})}{\Delta z} \right\} \\ \frac{\Delta(\lambda_v w)}{\Delta t} + \frac{\Delta(\lambda_x u w)}{\Delta x} + \frac{\Delta(\lambda_z w^2)}{\Delta z} &= -\gamma_v \frac{\Delta \phi}{\Delta z} \\ &+ \gamma_v g_z - R_z + \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\Delta(\gamma_x \tau_{xz})}{\Delta x} + \frac{\Delta(\gamma_z \tau_{zz})}{\Delta z} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

ここで, 上式における差分表示 $\Delta F/\Delta x$ は有限要素 $\Delta x \Delta z$ に関して次式の定義を用いている.

$$\frac{\Delta F}{\Delta x} = \frac{F_{x+\Delta x/2} - F_{x-\Delta/2}}{\Delta x} \quad \dots\dots\dots (3)$$

但し, 圧力勾配に関しては体積力とみなして表した. また, x, z : 水平, 鉛直座標, u, w : 流速の水平, 鉛直成分, $\phi = p/\rho$ であり, p : 圧力, ρ : 流体密度, τ : セン断応力, $(g_x, g_z) = (0, -g)$: 重力加速度である. さらに, γ_v : 空隙率, γ_x, γ_z は surface permeability (流れ方向の全断面面積に対する流路面積の比), $\lambda_v = \gamma_v + (1-\gamma_v)C_M$, $\lambda_x = \gamma_x + (1-\gamma_x)C_M$, $\lambda_z = \gamma_z + (1-\gamma_z)C_M$ であり, C_M は慣性力係数である. R_x, R_z は流体抵抗の内の抗力項であり, 層流的抵抗と乱流的抵抗からなるが, ここでは, 流速の 2 乗に比例する乱流的抵抗を表すことにする. x 成分について表せば, 次のようになる.

$$R_x = \frac{1}{2} \frac{f}{\Delta x} (1-\gamma_x) u \sqrt{u^2 + w^2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに, f は抵抗係数であり, $(1-\gamma_x)/\Delta x$ に比例する形で表したのは, 抵抗が有限要素に占める固体に作用するせん断応力に比例することと抵抗が有限要素に均一に分布することをモデル化するためである.

(2) 数値計算法

詳細は榊山ら (1990) に譲るが, 基礎式から圧力に関するポアソン型の方程式を導く. ここでは結果のみを示すにとどめる.

$$\phi_{ij} \left\{ \frac{\gamma_{xi+1j} \gamma_{vi+1/2j}}{(\Delta x)^2 \lambda_{vi+1j}} + \frac{\gamma_{zij} \gamma_{vij}}{(\Delta x)^2 \lambda_{vij}} \right. \\ \left. + \frac{\gamma_{xi+1j} \gamma_{vij+1/2}}{(\Delta z)^2 \lambda_{vij+1}} + \frac{\gamma_{zij} \gamma_{vij}}{(\Delta z)^2 \lambda_{vij}} \right\}$$

* 正会員 工修 (財)電力中央研究所
** 正会員 (財)電力中央研究所

$$\begin{aligned}
 &= \phi_{i+1/2} \frac{\gamma_{xi+1/2} \gamma_{vi+1/2}}{(\Delta x)^2 \lambda_{vi+1/2}} + \phi_{i-1/2} \frac{\gamma_{xi} \gamma_{vi}}{(\Delta x)^2 \lambda_{vi}} \\
 &+ \phi_{i+1} \frac{\gamma_{xi+1} \gamma_{vi+1/2}}{(\Delta x)^2 \lambda_{vi+1/2}} + \phi_{i-1} \frac{\gamma_{xi} \gamma_{vi}}{(\Delta x)^2 \lambda_{vi}} \\
 &- \frac{\gamma_{xi+1/2} \xi_{i+1/2} - \gamma_{xi} \xi_{i+1/2}}{\Delta x \Delta t} - \frac{\gamma_{xi+1/2} \zeta_{i+1/2} - \gamma_{xi} \zeta_{i+1/2}}{\Delta x \Delta t} \\
 &\dots\dots\dots (5)
 \end{aligned}$$

式 (5) 中の ξ, ζ は移流項, 拡散項, 抗力項等である。空隙率 γ_v , surface permeability γ_x, γ_z を 1.0, 慣性力係数 C_M , 抵抗係数 f を 0 とおくことにより, 圧力 ϕ に関するポアソン方程式に帰着する。ここでは, 柳山・牛島(1989)と同様に SOR 法により上式を以下に示す境界条件のもとで解き, 非線形波の変形計算を行った。

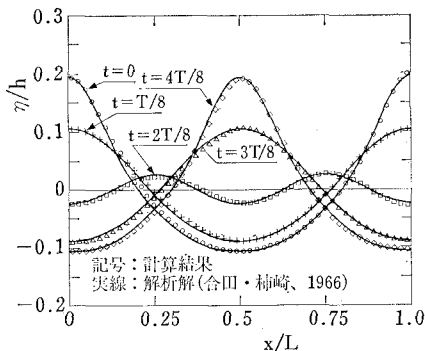
(3) 境界条件

入射境界では, 磯部ら (1978) の有限振幅波の摂動解を用いて与えた。透過境界では, 波速で現象が伝播することで処理した。底面の境界条件はフリースリップとした。また, 自由表面においては, 力学的条件については表面で圧力=0 を厳密に満足させるため, irregular star (Chan・Street, 1970) を採用したが, 空隙率を含むので, 空隙率×圧力の連続性を仮定し, この Taylor 展開を行った。運動学的条件である自由表面の境界条件式を差分化し, これを解くことにより水面変動を計算した。

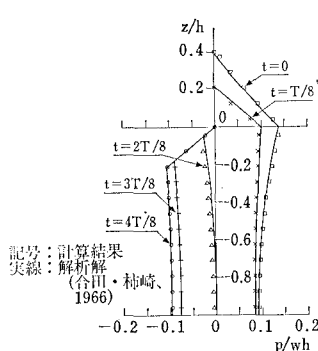
3. 有限振幅重複波解析解との比較

本計算手法の妥当性を検討するにあたって, まず透過性構造物のない条件である合田・柿崎(1966)の有限振幅重複波の摂動解との比較を行った。計算領域は水平方向に 5 波長の区間を取り, メッシュ間隔 $\Delta x=L/50, \Delta z=h/12$, 計算時間間隔 $\Delta t=T/200$ である。計算時間は壁面前面の約 2 波長の区間で安定した重複波が得られるまで行った。今回の波浪条件での計算時間は約 13 周期であった。

図一1 に (a) 水面波形, (b) 壁面に作用する波圧の比較結果を示す。なお, 波圧に関しては計算点は壁面より



(a) 水面波形の比較



(b) 壁面における波圧の比較

図一1 有限振幅重複波の解析解と計算結果との比較 (時間間隔 $T/8$)

$\Delta x/2$ だけ流体内部にあるため, 壁面近傍の 3 点(水面近傍は 2 点)の計算結果を用いて壁面の位置での波圧を外挿により求めた。計算での入射波は磯部ら(1978)のストーク波第 5 次近似解を用いた。合田・柿崎の摂動解は 4 次近似解であり, 次数の違いはあるものの, 水面波形, 波圧さらに図は省略したが最大, 最小, 平均水位についても計算結果は摂動解とよく一致し, 通常の波浪場の計算に関して本数値計算手法が非線形波の計算に適用可能であることが確認された。

4. 実験方法

実験は図一2 に示すように長さ 78 m, 幅 0.9 m, 深さ 1.2 m の 2 次元造波水槽内に, 長さ 0.2 m の透過性構造物を 3 個連続に設置して行った。これらのすき間には波高計を設置した。実験条件を表一1 に示す。水深は一樣水深とし, 0.417 m の 1 種類である。測定項目は反射率, 透過率および透過性構造物前後, 構造物内の 2 か所における水面変動である。非線形性の顕著な波高の大きい波まで対象としたが, 碎波は含まない。

5. 数値計算結果と実験結果との比較ならびに考察

数値計算を行うにあたって, パラメーターの値が問題となる。本モデルに含まれる未知のパラメーターは慣性力係数 C_M と抵抗係数 f の 2 つである。そこでまず, これらと透過率, 反射率の関係について検討することにした。計算条件は Sollitt・Cross (1976) の実験条件を採用した。

図一3 は抵抗係数 f による反射率 K_R , 透過率 K_T の変化を表したもので, 慣性力係数 $C_M=0$ と 1.0 について示した。抵抗係数 f が 0 に近い範囲では反射率 K_R の変化が大きい, 抵抗係数 f がある値以上になると反射率の変化は小さくなる。一方, 透過率 K_T は, f の増加にともない単調に減少する。また, 慣性力係数の変化による反射率 K_R , 透過率 K_T の変化は顕著でない。

図一4 (a) に Sollitt・Cross (1976) の実験結果と計算結果との比較を示した。図中の曲線は彼らの計算結果である。本計算結果では, 実験結果と最も一致するように慣性力係数 C_M と抵抗係数 f を選定したが, 図に示されるように透過率, 反射率とも, Sollitt・Cross (1976) の計算結果に比べ実験結果を良好に再現できた。図一4 (b) に本研究における実験結果と計算結果との比較を示した。反射率の一

表-1 実験条件

周期 T (s)	波高 H (m)	重さ W (kg)	空隙率 ϵ	径深 R (m)
1.0	0.015-0.14	テトラポッド		
		0.45	0.57	0.0123
1.5	0.017-0.18	0.054	0.55	0.0056
		碎石		
2.0	0.018-0.18	0.54	0.50	0.0121
		0.074	0.52	0.0058
2.5	0.018-0.19	0.0064	0.44	0.0022

致度が若干良くないが、透過率に関しては実験結果を良好に再現できた。

図-5 に水面波形の時間的変化の計算結果を示す（計算例は Sollitt・Cross (1976) の実験条件のもの）。計算領域は約6波長の区間をとったが、定常的な波形が得られた構造物前面の1.5波長と背後の透過境界までの区間について示した。構造物前面では水面波形に乱れがみられるが、透過性構造物内での水面波形の著しい変化や構造物背後の伝播等が妥当に計算されている。

図-6 には水面波形と流速ベクトルの計算結果の1例を示した。構造物内で流速の鉛直方向の変化に位相差がみられる。流速分布に関しては、今回検証データが得られなかったので、今後検討する予定である。

図-4(a), (b)の2つの計算結果で得られた慣性力係数 C_M 、抵抗係数 f とレイノルズ数 $Re = u_0 R / \nu$ との関係を図-7 に示す。ここに、 u_0 は静水面における進行波の波峰下での流速、 R は構成材料の大きさと空隙率の両者を考慮するために Shuto・Hashimoto (1970) の resistance pipe-model で定義された径深 R を用いた。図より、レイノルズ数の増加にともない慣性力係数 C_M は増加し、抵抗係数 f は減少することがわかる。また、異なる2つの実験条件から得られた抵抗係数は同一曲線上に

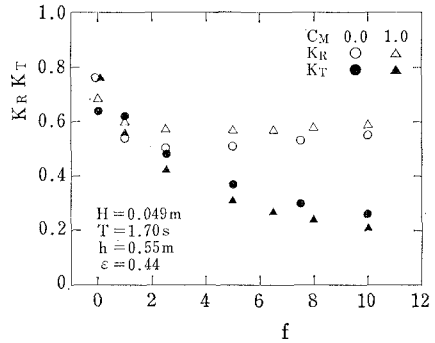


図-3 抵抗係数による反射率・透過率の変化

位置し、抵抗係数がレイノルズ数 Re で整理できることを示唆している。また、慣性力係数 C_M の値は1.0から1.8程度とほぼ妥当な値である。抵抗係数 f は抗力係数と等価であるから、レイノルズ数と慣性力係数、抵抗係数の関係は田淵・滝川(1978)の立体格子構造物や著者ら(神山・鹿島, 1989)の消波ブロックのそれと一致している。一方、線形抵抗係数はレイノルズ数の増加にともない増加する関係(田淵・滝川, 1978; 出口ら, 1988)にあり、抗力の定義により傾向が異なる。

以上のように、本計算手法では波およびエネルギー減衰の両者に非線形性を考慮し、得られた慣性力係数、抵抗係数も既往の定性的な傾向と一致した。このように本計算手法の妥当性が検証された。

図-8 に透過率、反射率と波形勾配との関係を周期パラメータに示した。透過率は周期によらず主に波形勾配の関数として表されることが分かる。また、空隙率の小さい(a)のほうが透過率が小さく妥当な結果を示している。反射率に関しては、透過率とは異なり、周期に依存する傾向にある。特に、周期 $T=2.5$ s と大きくなると反射率も大きくなる。また、波形勾配が大きくなると、

反射率がわずかに増大するがこれは慣性抵抗が大きくなるためである。また、空隙率の小さい(a)の方が反射率が高い。これらの結果よりエネルギー消減量 $\Delta E = (1 - K_R^2 - K_T^2)$ を求めると空隙率の小さい方が全体的にエネルギー消減量が小さい結果を得た。

図-9 に反射率、透過率に及ぼす空隙の影響を示した。ここで空隙の影響は2種類あり、空隙そのものの大きさと空隙率の違いを意味する。図より、空隙率が変わると反射率が変化

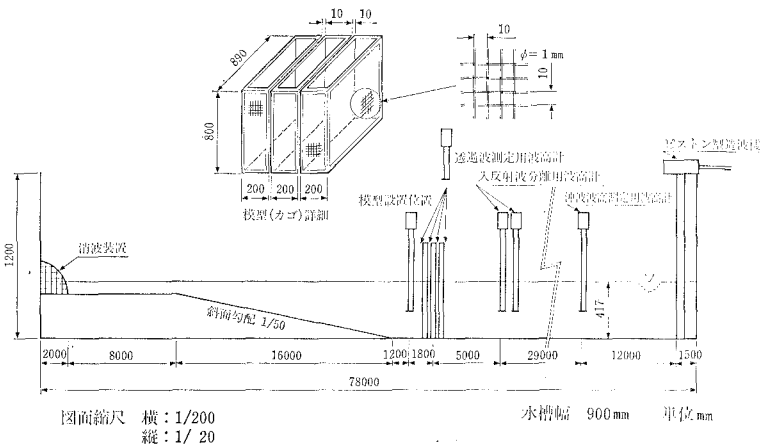
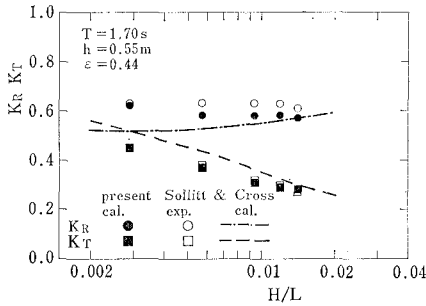


図-2 実験装置

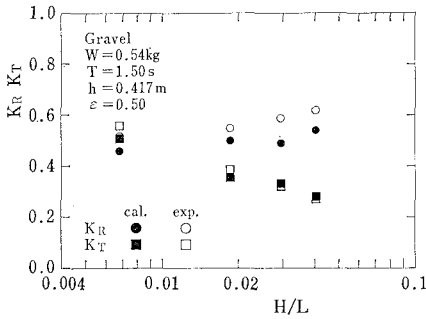
し、空隙率が同じでも、空隙の大きさが小さくなると透過率は小さくなる。これは、反射率は、主として空隙率、透過率は空隙の大きさが支配的であることを示している。透過性構造物は均質媒体とみなせるので、反射波は

流路断面が変化する境界で生じると考えられ、構造物内では多重反射系が形成されることになる。しかし、反射波の主たる成分は物理的に断面の減少する構造物前面で形成され、反射率のベースの値が規定される。さらに、波浪条件に依存する慣性抵抗に応じた反射率の変化量が生じるというメカニズムが考えられる。一方、透過率は入射波のエネルギーから反射波のエネルギーとエネルギー消滅量を差し引いた量であるから、エネルギー減衰のメカニズムとして、非線形効果を考慮する必要がある。このような反射波、透過波発生メカニズムを空隙率、慣性力係数、抵抗係数によって本数値計算手法に反映させることが可能である。

泉宮・遠藤 (1989), Rojanakamthorn ら (1989) は透過潜堤上の波の変形解析における分散関係式を導いた



(a) Sollitt and Cross の実験結果との比較



(b) 本実験結果との比較

図-4 反射率・透過率の実験結果と計算結果との比較

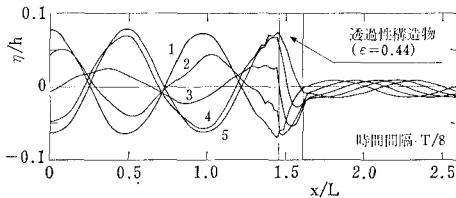


図-5 水面波形の時間的変化の計算結果

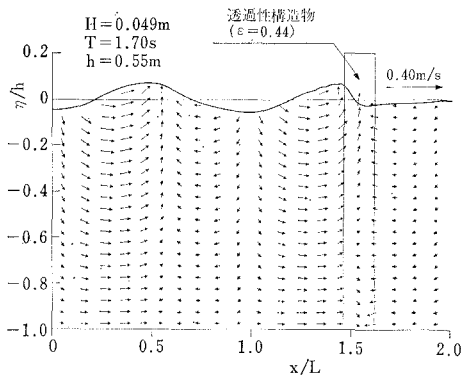


図-6 水面波形と流速ベクトルの計算結果

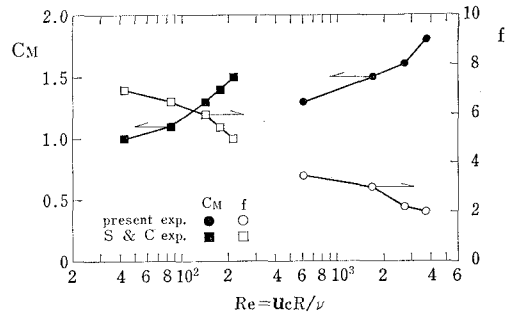
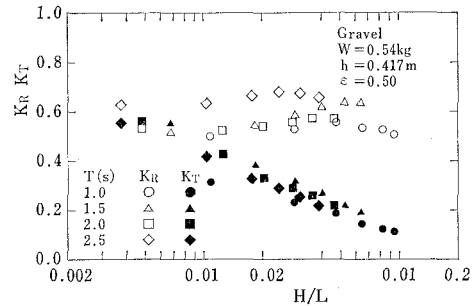
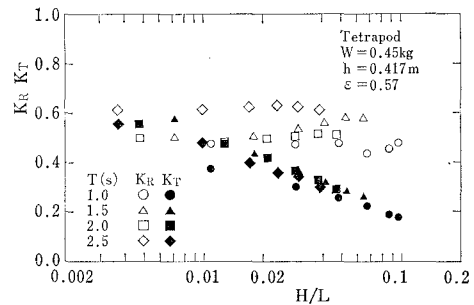


図-7 慣性力係数、抵抗係数



(a) 砕石 ($W=0.54\text{ kg}$, $\epsilon=0.50$)



(b) テトラポッド ($W=0.45\text{ kg}$, $\epsilon=0.57$)

図-8 反射率・透過率と波形勾配との関係

が、実験的に明らかにされた例はない。そこで、構造物内に波高計を設置し、局所的な波長、波高減衰率（波高変化を $H(x) = H_0 \cdot \exp(-K_i x)$ で表したときの K_i ）を求め、図-9に示した。波長に関しては、微小振幅波理論の波長 L_a で無次元化して表した。また、図中の $\Delta 1$ は波高の減衰距離である。図より透過性構造物内の波長は微小振幅波理論の波長の約0.8倍程度に減少すること、波長、波高減衰率とも波高に依存することが分かる。波長の減少は透過性構造物の存在により実質的な水深が

減少することが主たる原因と考えられる。

6. 結 語

透過性構造物による波浪変形を予測するために非線形波浪計算モデルを構築した。完全重複波振動解、透過性構造物の実験結果を計算により精度良く再現することができ、本モデルの適用性が検証された。また、モデル中の慣性力係数、抵抗係数や透過性構造物の透過率、反射率、波長の変化について検討した。

最後に、本研究に貴重な助言をいただいた田中寛好室長ならびに計算、実験に協力していただいた(株)電力計算センターの岡本氏、(株)八重洲土木技術センターの吉岡氏に謝意を表する。

参 考 文 献

- 泉宮章司・遠藤雅人 (1989): 潜堤および透過性構造物のある海浜における波動場解析, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 638~642.
- 磯部雅彦・西村仁嗣・堀川清司 (1978): 保存波の振動解の波高による表示, 第33回年講概要集, II, pp. 760~761.
- 合田良実・柿崎秀作 (1966): 有限振幅重複波ならびにその波圧に関する研究, 港研報告, 第5巻, 10号, 57p.
- 楠山 勉 (1989): 消波ブロック被覆堤の反射率に及ぼすスケール効果, 海洋開発論文集, Vol. 5, pp. 279~284.
- 楠山 勉・牛島 省 (1989): 波に及ぼす流れの鉛直分布の影響, 第44回年講概要集, II, pp. 608~609.
- 楠山 勉・鹿島遼一 (1989): 消波ブロックに作用する波力に関する実験スケール効果, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 653~657.
- 楠山 勉・阿部宣行・鹿島遼一 (1990): ポーラスモデルによる透過性構造物周辺の非線形波動解析, 電力中央研究所報告, 研究報告 (印刷中).
- 田淵幹修・滝川 清 (1978): 透過性構造物の流体抵抗について, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 402~406.
- 出口一郎・榎木 亨・白谷宏司 (1988): 透水層上の波浪変形に対する非線形非定常ダルシー則の適用性について, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 487~491.
- Rojanakamthorn, S., 磯部雅彦・渡辺 晃 (1989): 透過潜堤による波浪変形の解析モデル, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 643~647.
- Chan, R. K. C. and R. L. Street (1970): A computer study of finite-amplitude water waves, J. Comp. Phys., pp. 68~94, 6.
- Sha, W. T., H. M. Domanus, R. C. Schmitt, J. J. Oras and E. I. H. Lin (1978): COMMIX-1: A three dimensional transient single-phase component computer program for thermal-hydraulic analysis, Argonne National Laboratory, NUREG/CR-0785, ANL-77-96.
- Shuto, N. and H. Hashimoto (1970): Hydraulic resistance of artificial concrete blocks, CEJ, Vol. 13, pp. 43~54.
- Sollitt, C. K. and R. H. Cross (1976): Wave reflection and transmission at permeable breakwaters, CERC Technical Paper No. 76-8, July, 172 p.

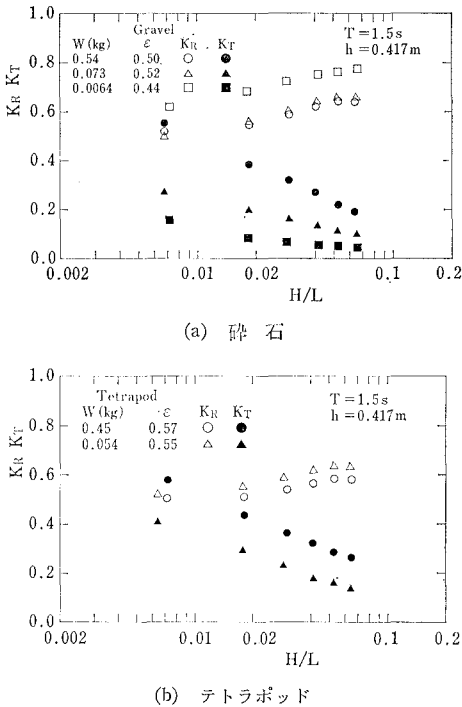


図-9 反射率・透過率に及ぼす空隙の影響

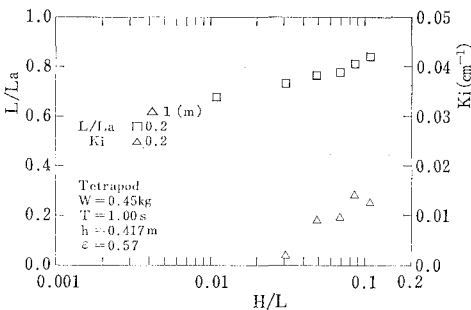


図-10 透過性構造物内における波長と波高減衰率