

可動板型 Radiation Wave Generator による波浪制御

清川 哲志*・三 俣 正和**・田 中正博***・大 山 巧***

1. はじめに

近年、景観上の観点から人工リーフ、潜堤などの没水型海域制御構造物が見直されている。しかし、これら従来型の没水構造物の場合、消波のメカニズムが砕波によるエネルギー損失と破波後の波エネルギーの堤体上での流れへの変換なので、一定の防波効果を得るには必然的に必要天端高および必要堤体幅が大きくなる。このため大断面構造物となり、設置水深の増加に伴って対費用効果の面で実用上の問題が生じることが知られている。

本論文は、これを解決するために著者らが考案した可動板型 Radiation Wave Generator (図-1 参照)の水利特性を理論的に明らかにし、その有効性を論じたものである。本論に入る前にまず考案に至った経緯について述べておきたい。

著者らは、最初に膜で袋体を作りその内部に海水を充填することを思いついた。構造物断面の増加に伴う膜材料の増加は面積の増加に対する長さの増加であり次元が1つ低く、したがって断面増加によるコストアップが低減できるであろうと考えたわけである。ところが、建設省土木研究所海岸研究室でも同様のアイデアが検討されていることを偶然に知り、その後共同研究を行うことになった。そして昭和61年度は水利性能、特に波による揺れが防波性能を低下させる懸念があるので、それを定量的に把握することを目的に模型実験を行った。しかしこの結果、構造物の揺れは予想とは逆に幅広い周波数領域で透過を下げる働きをすることがわかった。特に、同じ形状で不動とした場合には波がほとんど透過してしまうような堤体幅波長比が小さく、かつ天端水深が大きい場合でさえも、透過率が著しく下がるという結果が得られた。また、砕波しないのに大きなエネルギー損失が生じることもわかった^{1), 2)}。これは従来の没水構造物に比べて著しく経済的な構造物の開発の可能性を示唆する極めて重要な発見である。このメカニズムを解明すべく色々考察した結果、構造物全体が一種の多自由度振動系に

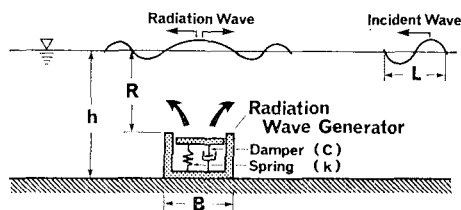


図-1 Radiation Wave Generator の概念

なっており、振動で生じる radiation wave と入射・散乱波との位相差により透過率が下がり、同時に、振動系のダンパーのする仕事によって波のエネルギー損失が生じているのではないかと推論した。そしてこれを確かめるには、単純化したモデルにより理論的に検討するのが最も良いと考え検討を行った。この検討を通してこのモデル自体が極めて良好な性能を持つことが明らかとなり、可動板型 Radiation Wave Generator の提案につながったわけである。本研究では、この可動板型 Radiation Wave Generator による波の散乱と可動板からの放射を線形ポテンシャル理論に基づき、scattering と radiation ポテンシャルに関する境界値問題として定式化し、これを境界要素法により解いている。

2. 解析理論

(1) 問題の定義

図-1 に示すように、水深が一定 h の海域に、波に対して鉛直方向に1自由度の応答をする幅 B の水平板(以下では可動板と呼ぶ)を有する Generator が1個または複数個あり、これに波高 H_0 、角振動数 ω の微小振幅波が入射する場合を考える。そして速度ポテンシャルの存在を仮定し、流体運動は線形ポテンシャル理論によって記述することができるものとする。ここでは場全体の速度ポテンシャル $\phi(x, y, t)$ を次のように表す。

$$\phi(x, z, t) = \frac{gH_0}{2\omega} \{ \phi_i(x, z) + \phi_s(x, z) \} e^{-i\omega t} + \sum_{n=1}^{N_G} \frac{d}{dt} (D_n e^{-i\omega t}) \phi_n \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 g : 重力加速度、 ϕ_i : 入射波のポテンシャル、 ϕ_s :

* 正会員 工博 清水建設(株) 大崎研究室応用工学グループ

** Massachusetts Institute of Technology, Dept. of Ocean Eng. (研究当時清水建設(株)客員研究員)

*** 正会員 清水建設(株)技術研究所 環境技術研究所

散乱波のポテンシャル, ϕ_n : 単位速度振幅で n 番目の可動板が運動するときの放射波ポテンシャル, D_n : n 番目の可動板の複素変位振幅, N_G : Generator の総数である。また, i は虚数単位, t は時間で, 座標系 (x, z) は x 軸を静水面上, z 軸を鉛直上向きにとって定義する。

このとき ϕ_i は次式のように表すことができる。

$$\phi_i(x, y) = \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} e^{-ikx} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに, k : 波数 ($k \tanh kh = \nu$, $\nu \equiv \omega^2/g$ の実正根)。

したがって, 問題は散乱波ポテンシャルと放射波ポテンシャルを求め, 可動板の複素変位振幅を決めることにある。これは通常の船体動揺解析と類似の問題であり, 同様な手法で解くことができる。すなわち, ϕ_s と ϕ_n に関する境界値問題として定式化し, これをグリーン関数を用いて数値的に解く。そして得られたポテンシャル値から可動板の付加質量, 造波減衰係数および波強制力を求め, 可動板に関するマトリクス運動方程式をたてる。これを解いて得られる変位振幅と各ポテンシャル値から反射率および透過率などが求められる。

(2) 基礎方程式と境界条件

未知ポテンシャル ϕ_l ($l=s, n$; $n=1 \sim N_G$) に関する基礎方程式と境界条件は以下のように表される。

$$\frac{\partial^2 \phi_l}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_l}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{in fluid region}) \quad \dots\dots (3)$$

$$\partial \phi_l / \partial z - \nu \phi_l = 0 \quad (\nu = \omega^2/g) \quad (\text{on } S_F) \quad \dots\dots (4)$$

$$\partial \phi_l / \partial z = 0 \quad (\text{on } S_B) \quad \dots\dots (5)$$

$$\frac{\partial \phi_l}{\partial n} = \begin{cases} -\partial \phi_l / \partial n & (l=s) \\ 0 & (l=n) \end{cases} \quad (\text{on } S_{FW}^{(n)}) \quad \dots\dots (6)$$

$$\frac{\partial \phi_l}{\partial z} = \begin{cases} -\partial \phi_l / \partial z & (l=s) \\ 1 & (l=n) \\ 0 & (l \neq s, n) \end{cases} \quad (\text{on } S_F^{(n)}) \quad \dots\dots (7)$$

$$\lim_{|x| \rightarrow \infty} (\partial \phi_l / \partial |x| - ik \phi_l) = 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに, 式(3)は2次元ラプラス方程式, 式(4)は自由表面 S_F における運動学的・力学的条件, 式(5), (6)はそれぞれ海底面 S_B および n 番目 Generator 側壁の流体に接している部分 $S_{FW}^{(n)}$ における不透過条件である。式(7)は, $l=n$ のときは n 番目可動板 $S_F^{(n)}$ 上での流速と可動板 $S_F^{(n)}$ の運動速度との連続条件, $l \neq n$ のときは他の可動板上での不透過条件を表している。式(8)は無遠方における放射条件である。

(3) 積分方程式とその離散化の概要

式(3)~(8)で定義される境界値問題をグリーン関数とグリーンの定理を用いて積分方程式に変換すると次式が得られる。

$$-a \phi_l(P) = \sum_{n=1}^{N_G} \int_{S_{FW}^{(n)}} \left\{ \phi_l(Q) \frac{\partial G(P, Q)}{\partial n} - G(P, Q) \frac{\partial \phi_l(Q)}{\partial n} \right\} dc$$

$$- \sum_{n=1}^{N_G} \int_{S_F^{(n)}} \left\{ \phi_l(Q) \frac{\partial G(P, Q)}{\partial z} - G(P, Q) \frac{\partial \phi_l(Q)}{\partial z} \right\} dc \quad \dots\dots\dots (9)$$

ただし, 右辺の $\partial \phi_l / \partial n$ および $\partial \phi_l / \partial z$ は l と n に応じて式(6), (7)の右辺と置き換えられる。 $P=(\xi, \zeta)$ は領域内の任意の点, $Q=(x, y)$ は $S_{FW}^{(n)}$ あるいは $S_F^{(n)}$ 上の点である。左辺の係数 a は P が $S_{FW}^{(n)}$ および $S_F^{(n)}$ 上にあるとき $1/2$, その他の場合には 1 である。また, $G(P, Q)$ はグリーン関数で John³⁾に従って次式のように導かれる。

$$G(x, z, \xi, \zeta) = \frac{i(k^2 - \nu^2)}{k \{h(k^2 - \nu^2) + \nu\}} \cosh k(h+z) \cdot \cosh k(h+\zeta) e^{-ik|x-\xi|} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(k_n^2 + \nu^2)}{k_n \{h(k_n^2 + \nu^2) - \nu\}} \cos k_n(h+z) \cdot \cos k_n(h+\zeta) e^{-k_n|x-\xi|} \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここに, k_n は固有値で $k_n \tanh k_n h = -\nu$ の実正根として求められる ($k_1 < k_2 < \dots$)。

積分方程式(9)を離散化して複素係数連立方程式を導き, これを数値的に解くわけであるが, 本研究では, 離散化にあたって, $S_{FW}^{(n)}$ および $S_F^{(n)}$ をそれぞれ直線要素に分割して点 P, Q を各要素の中点とし, 各要素上におけるポテンシャル関数を中点における値で代表させている。また, グリーン関数に関する各要素上での積分は, 要素中心に原点を持ち x 軸が要素に一致するような局所座標系に変換し, その局所座標系で厳密に行っている。したがって, 特異点に対する特別な処理を必要としない。

(4) 可動板に作用する流体力と可動板の運動方程式

連立方程式を解いて得られる可動板上のポテンシャル値を使って可動板の付加質量 M_{sl} , 造波減衰係数 N_{sl} , および波強制力 E_s が次式のように求められる。

$$M_{sl} + \frac{i}{\omega} N_{sl} = -\rho \int_{S_F^{(s)}} \phi_l dc \quad (s, l=1 \sim N_G) \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$E_s = -i\rho\omega \int_{S_F^{(s)}} (\phi_l + \phi_s) dc \quad (s=1 \sim N_G) \quad \dots\dots\dots (12)$$

ただし, M_{sl} , N_{sl} はそれぞれ l 番目の可動板の動きによる s 番目可動板の付加質量および造波減衰係数である。また ρ は流体密度である。

式(11), (12)を可動板の運動方程式に代入し, 可動板も入射波と同じ角振動数で運動することを考慮すれば, 各可動板の複素変位振幅 D_s ($s=1 \sim N_G$) に関する連立1次方程式が得られる。

$$[A] \cdot D = E \quad \dots\dots\dots (13)$$

ただし, $D=(D_1, D_2, \dots, D_{N_G})^T$, $E=(E_1, E_2, \dots, E_{N_G})^T$ 。また係数マトリクスの要素は次式によって求められる。

$$A_{sl} = -\omega^2(\delta_{sl} m_s + M_{sl}) - i\omega(N_{sl} + \delta_{sl} C_s) + k_s \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここに, δ_{sl} : クロネッカー記号, m_s : s 番目可動板の質量, C_s : s 番目 Generator のダンパーの減衰係数, k_s : s 番目 Generator のスプリングのばね定数である.

(5) 反射率と透過率

反射率 K_R と透過率 K_T は次式によって求めることができる.

$$K_R = \frac{H_R}{H_0} = \left| i\phi_s(\infty, 0) + \frac{2\omega^2}{gH_0} \sum_{l=1}^{N_G} D_l \phi_l(\infty, 0) \right| \quad \dots\dots\dots (15)$$

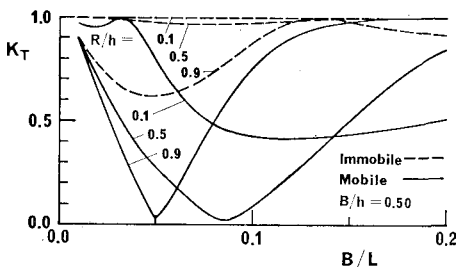
$$K_T = \frac{H_T}{H_0} = \left| i\{\phi_s(-\infty, 0) + \phi_i(-\infty, 0)\} + \frac{2\omega^2}{gH_0} \sum_{l=1}^{N_G} D_l \phi_l(-\infty, 0) \right| \quad \dots\dots\dots (16)$$

ここに, H_R および H_T はそれぞれ反射, 透過波高である. $\phi_s(\pm\infty, 0)$, $\phi_l(\pm\infty, 0)$ は $S_{0W}^{(s)}$ および $S_{0W}^{(l)}$ 上で得られた ϕ_s と ϕ_l ($l=1 \sim N_G$) のポテンシャル値を用い, 式(9)で $a=1$ として求める. なお $x=\pm\infty$ は Generator より十分に離れた位置という意味で, 実際の計算では Generator 中心より 10 波長離れた位置で求めている.

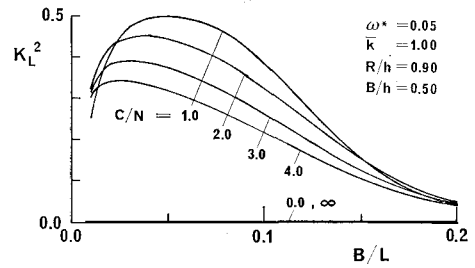
3. 数値計算結果と考察

次に数値計算により水理性能を検討する. なお図—7, 8 を除いて以下の検討ではすべて $N_G=1$ の場合を対象としているので Generator の個数に関する添字は省略する. また, 側壁厚は 0, 側壁高は可動板と一致させている.

図—2 は R/h が 0.1, 0.5, 0.9 の場合について, 可動および不動としたときの K_T を堤体幅 B と波長 L の比 B/L の関数として表し比較したものである. $\bar{k}=k/(m+M)\omega^2$ によって定義した無次元ばね定数 $\bar{k}$ を 1.0 としている. また, 動くことによる影響のみを知るためにダンパーによる減衰は 0 としている. この場合エネルギー損失率 $K_L^2 (=1-K_R^2-K_T^2)$ が 0 なので, 透過率のみを示した. この図から可動板が動くことによって透過率が低くなることがわかる. 特に R/h が 0.9 の場合, 動かない場合はすべての B/L に対し入射波はそのまま透過してしまうが, 可動とすると $R/h=0.1$ の不動潜堤よりも透過率が大幅に低くなることがわかる.



図—2 可動板が動く場合と固定の場合の比較



図—3 ダンパーによるエネルギー損失

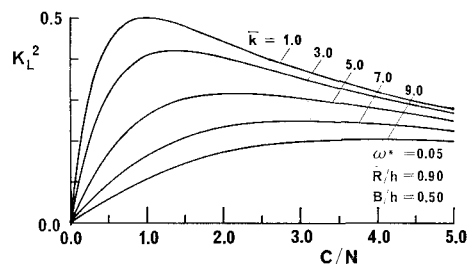
次にダンパーを加えた場合のエネルギー損失特性の一例を図—3 に示す. 計算条件は図中に示したとおりである. ただし, ω^* は最大エネルギー損失が生じるときの B/L の値で, 可動板の質量, 付加質量, 造波減衰係数, およびスプリングのばね定数, ダンパーの減衰等によって決まり, この後で述べるように付加質量および造波減衰係数がわかれば, 可動板の質量, スプリングのばね定数あるいはダンパーの減衰の調節によって任意に設定できる. 次にエネルギー損失率の上限は 0.5 であることを理論的に示す. 1 サイクルにダンパーがする仕事 W_d は振動論より

$$W_d = \pi C \omega D^2 \quad \dots\dots\dots (17)$$

になることが知られている⁴⁾. これに運動方程式から得られる D の値を入ると次式を得る.

$$W_d = \frac{\pi C \omega E^2}{\{k - (M+m)\omega^2\}^2 + \omega^2(C+N)^2} \quad \dots\dots\dots (18)$$

式(18)を k および C で偏微分すると, $k=(m+M)\omega^2$ ($\bar{k}=1.0$) および $C=N$ の場合, すなわち付加質量まで考慮したときの共振周波数で運動し, ダンパーの減衰と造波減衰係数とが等しい場合にダンパーによってなされる仕事, したがって, 波のエネルギー損失が最大になることがわかる. この結果を使いさらに Haskind の関係⁵⁾ から造波減衰 N と力 E の関係を導いて式(18)に代入すると 1 サイクルの最大エネルギー損失 $W_{d,max}$ が $\rho g \pi H_0^3 c_g / 8 \omega$ (c_g =群速度) となり, これを入射波の一波あたりのエネルギー $E_{in} (= \rho g \pi H_0^3 c_g / 4 \omega)$ で割ると最大エネルギー損失率 $K_{L,max}^2 = 0.5$ を得る. 図—4 に $\bar{k}$ と



図—4 エネルギー損失の特性

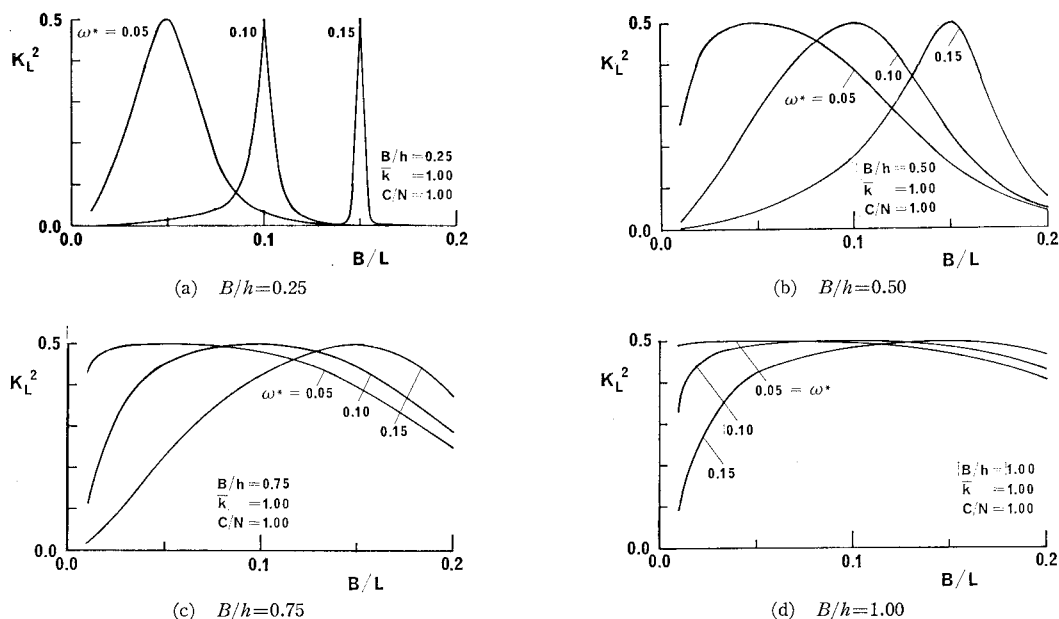


図-5 ダンパーによるエネルギー損失の特性

C/N を変えていったときのエネルギー損失の特性を示す。これより最大エネルギー損失は $\bar{k}=1.0$, $C/N=1.0$ のときに生じており、その値は 0.5 であることが確かめられる。

図-5 は、エネルギー損失のピークを与える B/L すなわち ω^* を 0.05, 0.10, 0.15 に設定したときのエネルギー損失特性を B/L の関数として表したものである。(a)~(d) は、それぞれ B/h を 0.25 から 0.25 ピッチで 1.0 まで変えたときの結果を表している。これらの結果からわかるように、エネルギー損失のピークが B/L の小さい方、すなわち相対的に長周期側にある方がいずれの場合も広い範囲にわたってエネルギー損失を生じる。また、(a)~(d) の比較から B/h が大きい方が幅広い範囲でエネルギー損失を生じることがわかる。

図-6 は、図-5 の各ケースに対応する波の反射・透過特性を示したものである。これから $B/h=0.5$ のときは反射率および透過率の極値を与える B/L がエネルギー損失のピークを与える B/L に一致しているが、 B/h の増大に伴って B/L の小さい方へ移動することがわかる。また、エネルギー損失のピークを与える B/L の値が小さいほど、また B/h の値が大きいほどエネルギー損失特性に対応して反射・透過特性は平坦になる。

以上の結果について実際の場合を想定して考えると、水深 h と波の波長 L は与条件であるから、ピークを B/L の小さい方へ持っていくためには、 B を小さくする必要があることになる。ところが B を小さくすると B/h も小さくなるから、最適な組合せは個々のケースで検討す

ることになる。いま仮に水深 10 m、波長 150 m の場合を考えてみると、 $B/L=0.05$ にエネルギー損失のピークを持ってくるとして可動板の幅は 7.5 m、このとき $B/h=0.75$ であるから、図-5 (c) からわかるようにエネルギー損失特性はかなり平坦で、最大エネルギー損失の 80% 以上を生じる範囲は $0.01 < B/L < 0.15$ である。したがって波長は 50~750 m である。また、図-6 (c) から、透過率が 0.6 以下となる範囲を求めると $0.01 < B/L < 0.11$ 、したがって波長は約 70~750 m である。

以上の計算はすべて Generator を 1 個とした場合であるが、次に同じ Generator を複数個並べて設置したときのエネルギー損失特性を図-7 に、反射・透過特性を図-8 に示す。特記すべきは、1 個の場合最大で入射波の 1/2 であったエネルギー損失が、Generator の個数を増やすことによって 1/2 を越えて増加することである。図-8 よりこのエネルギー損失は主として透過率を下げていることがわかる。

4. 結 論

可動板型 Radiation Wave Generator は、ダンパーにより 1 個あたり最大で入射波エネルギーの半分のエネルギー損失が生じ、しかも従来の潜堤ではほとんど波が透過するような B/L が小さい場合や、天端水深が深い場合でも波の透過を防ぐことができる。したがって、低反射・低透過の没水型波浪制御構造物を経済的に開発できる可能性がある。

本研究は建設省土木研究所との共同研究からヒント得

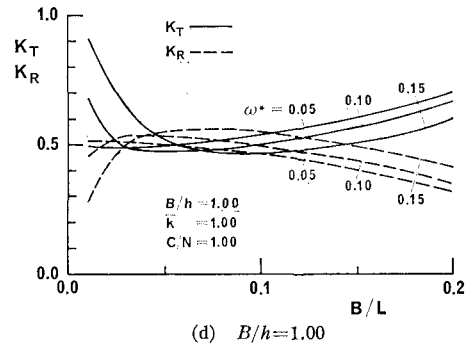
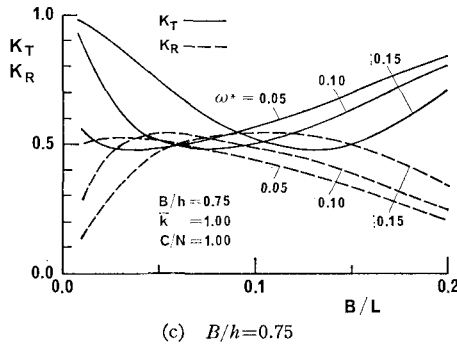
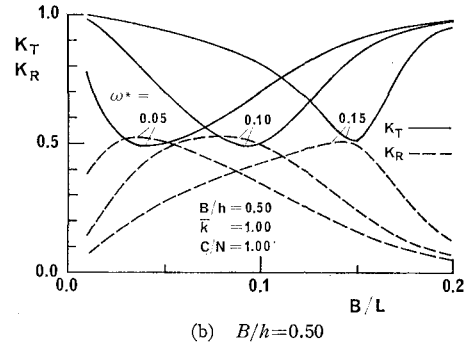
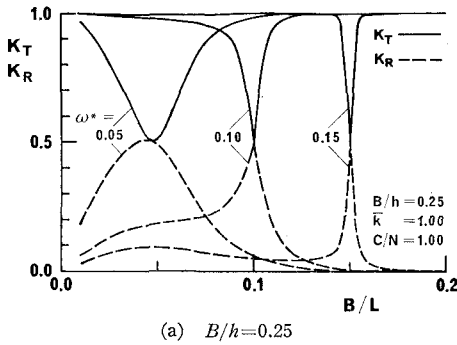


図-6 反射・透過特性

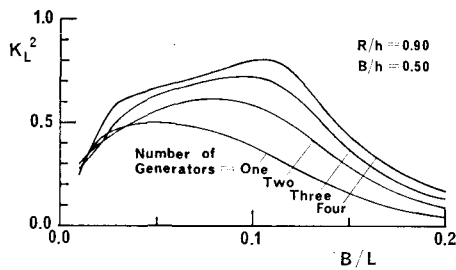


図-7 Generator の個数によるエネルギー損失比較

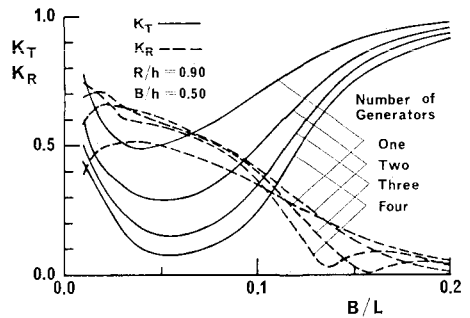


図-8 Generator の個数による反射透過特性の比較

て発展したものであることを記し、貴重な意見を頂いた上、発表にもご配慮戴いた海岸研究室宇多室長に謝意を表します。

参考文献

- 1) 田中他：可撓人工膜礁による波浪の制御特性，土木学会第42回年次学術講演会概要集，II-252，1987。
- 2) 田中他：FLEXIBLE Mound による反射・透過特性の実験的検討，第34回海岸工学講演会論文集，1987。
- 3) John, F.: On the motion of floating bodies II, Comm. Pure & Appl. Math., 3, 1950.
- 4) Den Hartog, J.P.: Mechanical Vibrations, McGraw-Hill, 1956.
- 5) Newman, J.N: Marine Hydrodynamics, The MIT press, 1977.