

没水平板による波浪制御法に関する基礎的研究

青山 哲也*・泉宮 尊司**・磯部 雅彦***・渡辺 晃****

1. 緒 論

近年の沿岸域の利用の増大に伴い、より広範な海域を対象とした波浪制御法、すなわち従来に比し大きな水深での波浪制御技術に対する需要と関心が高まり、新しい形式の各種大水深消波構造物の開発研究がなされつつある。その中で最も簡単な形式のものの一つが、本研究で対象とする没水平板式波浪制御法である。これは、水面からある程度の深さに水平あるいは適当な緩い傾斜角で平板を固定し、そこに入射してくる波に対する実質水深を急減することにより、波のエネルギーの一部を反射させると共に、平板上で波を砕けさせて消波効果を挙げようとするものであり、海水交換の助長にも有効であるといわれている。

水平板による波の反射と透過を扱った既往の研究には、井島¹⁾や日野・山崎²⁾等の研究があるが、これらにおいては板上での砕波によるエネルギー損失の効果は考慮されていない。砕波によるエネルギー逸散効果をも考慮した研究としては、服部・松本³⁾や田淵⁴⁾の研究がある。服部・松本の研究は長波近似の解析であり、水平板上の砕波後の波高を指数関数的に減衰させている。一方田淵らは、線形のポテンシャル接続法に基づく解析を行なったが、砕波後の波高については十分に長い水平板上での実験値を用いてもモデル化している。以上の研究はいずれも水平板を対象としている。

本研究においては、水平板に限らず平板を傾斜させた場合も対象とする。一枚の没水平板による波の変形、すなわち波の反射、減衰、透過や平板上の波高分布を求めるために、渡辺^{5),6)}により提案改良された非定常緩勾配方程式を基礎としたモデリングを行なう。その結果を実験結果と比較しながら、実用性の検討を行ない、より実際の構造形式の開発や設計のための基礎データならびに基礎的解析手法を提示する。

2. 没水平板による波浪変形の計算モデル

図-1に示すように、一様水深域に没水平板が設置されている場を想定する。平板の幅方向の両サイドからの波の回折は無視し、鉛直面内の2次元現象として扱う。平板の傾斜角が小さければ、領域Ⅰ、Ⅱ、Ⅳに対しては非定常緩勾配方程式が適用でき、平板下の領域Ⅲは矩形断面管路としての解析が可能である。ただし、平板上の砕波点位置や砕波減衰係数の定め方が問題となる。また、各領域間の境界での接続条件を与える必要がある。

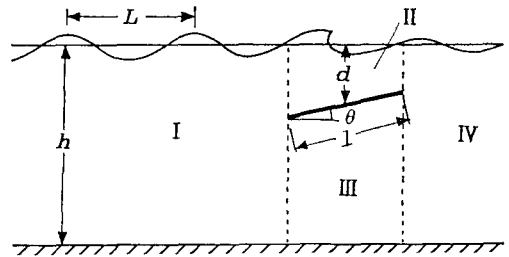


図-1 領域と記号の定義

(1) 非定常緩勾配方程式の応用

砕波減衰をも含む非定常緩勾配方程式は、水面変動 ζ と線流量 Q を用いて次式で与えられる⁶⁾。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + c^2 \frac{\partial \zeta}{\partial x} + f_D Q = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{n} \frac{\partial (nQ)}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $n = (1/2)(1 + 2kh/\sinh 2kh)$ であり、 c は波速、 k は波数、 t は時間、 x は水平座標である。 f_D は砕波減衰係数で次式により評価される。

$$f_D = \alpha_D \tan \beta \sqrt{\frac{g}{h}} \sqrt{\frac{\bar{\gamma} - \bar{\gamma}_r}{\bar{\gamma}_s - \bar{\gamma}_r}} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{\gamma} &= \hat{Q}/ch, \quad \bar{\gamma}_r = 0.4(a/h)_b \\ \bar{\gamma}_s &= 0.4(0.57 + 5.3 \tan \beta) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 α_D は砕波帯内で2.5となる係数であるが、砕波点からの反射を抑えるために、砕波点を中心とした半波長間で0から2.5まで直線的に変化させる。 $\tan \beta$ は底勾配、 h は水深、 $\hat{Q}$ は線流量の振幅、 a は水面変動の振幅

* 正会員 工修 清水建設(株)
 ** 正会員 工博 新潟大学助手 工学部土木工学科
 *** 正会員 工博 東京大学助教授 工学部土木工学科
 **** 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

で、添字 b は碎波点を意味する。

さて、この問題では碎波は平板上で起こるが、平板上では平板岸側端からの反射のために部分重複波が形成されている。部分重複波に対する碎波指標としては岩田・清野⁷⁾ によるものがあるが、それに底勾配の影響を加味し、更に本モデルが線形理論に基づいていることと、水深の急変による碎波の助長効果をも考慮して、次式を碎波判定式として用いることにする。

$$\frac{H_b}{L_b} = 0.0845 \left\{ 1 - \exp \left[-1.5\pi \frac{h_b}{L_0} (1 + s^{4/3}) \right] \right\} \left(\frac{1 - K_R}{1 + K_R} \right) + 0.142 \tanh \left(\frac{2\pi h_b}{L_b} \right) \left(\frac{K_R}{1 + K_R} \right) \quad (5)$$

ただし、 K_R は平板上の反射率、 H は波高、 L は波長であり、添字 0 と b はそれぞれ深海および碎波点での値を表わす。上式は底勾配 s を含んでいるが、これを平板の勾配にとると水深急変の効果が充分に表わせない。非一様勾配斜面上での碎波に対して、Izumiya・Isobe⁸⁾ は、水深の5倍だけ沖側の点からの平均勾配をとればよいことを、実験結果から得ている。本モデルではこれを参考にして、図-2のように平板沖側端から水深の5倍の距離沖側の点に向って仮想斜面があるものとし、図の点Aに対する勾配 s として s_A を用いることにする。

一方、碎波減衰係数 f_D の計算式(3)、(4)の中にも底勾配 $\tan \beta$ が含まれている。この $\tan \beta$ を上述の s と等しくとると、平板が水平でその沖側端から水深の5倍以上岸側に碎波点が位置する場合には0となってしまう、碎波減衰が生じないことになる。これは不合理なので、ここでは図-3のように、平板の沖側端から入射波

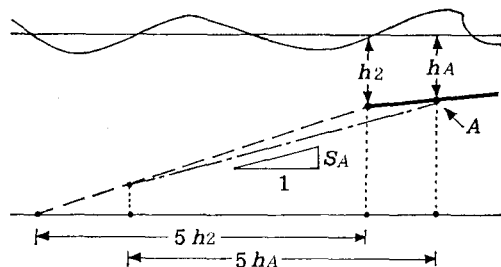


図-2 式(5)中の底勾配 s の設定法

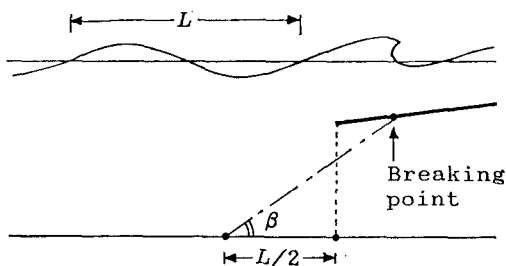


図-3 式(3)、(4)中の $\tan \beta$ の設定法

の波長 L の $1/2$ だけ沖側の点から碎波点までの勾配を用いることにする。

(2) 平板下の領域の解析

平板下の領域Ⅲの流れに対して非定常のベルヌーイの定理⁹⁾ を適用すれば次式が得られる。(図-4)

$$\frac{dQ_{III}}{dt} \int_0^L \frac{dx}{h_*(x)} + \frac{Q_{III}^2}{2} \left\{ \frac{1}{h_*^2(L)} - \frac{1}{h_*^2(0)} \right\} + \frac{p(L) - p(0)}{\rho} = 0 \quad (6)$$

ただし、 Q_{III} は領域Ⅲでの線流量、 $h_*(x)$ は底面から平板までの高さ、 ρ は水の密度であり、 $p(x)$ は動圧で領域Ⅲ内では鉛直各断面内で一様としている。また、 $x=0$ と $x=L$ は平板の沖側と岸側の端部位置を表わす。

図-4より、 $h_*(x) = h_1 - h_2 + \tan \theta \cdot x$ 、 $h_*(L) = h_1 - h_3$ であるので、上式の積分を実行すれば次式が得られる。

$$\frac{dQ_{III}}{dt} \frac{1}{\tan \theta} \ln \left(\frac{h_1 - h_3}{h_1 - h_2} \right) + \frac{Q_{III}^2}{1} \left\{ \frac{1}{(h_1 - h_3)^2} - \frac{1}{(h_1 - h_2)^2} \right\} + \frac{p(L) - p(0)}{\rho} = 0 \quad (7)$$

この式は、領域Ⅲの両端境界での圧力 $p(0)$ と $p(L)$ から線流量の変化率 dQ_{III}/dt を求める式となっている。

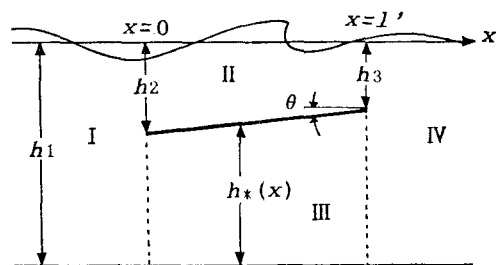


図-4 領域Ⅲの解析における記号の定義

(3) 平板端部境界での接続条件

各領域間の境界すなわち平板端部で連続すべき量としては、水面変動、圧力、線流量、エネルギーフラックスなどがある。本来、運動方程式と連続式を厳密に解いている限り、これらの諸量はすべて連続しなければならない。しかしながら、非定常緩勾配方程式を用いることは微小振幅波と同じ圧力や流速の鉛直分布が端部近傍でも成立すると仮定したことに相当し、一方、領域Ⅲの動圧と流速は断面内で一様として近似している。従って、全ての量を連続させることはできず、適切ないくつかの量を選んで接続する必要がある。

まず、水面変動の連続条件を課す。次に、運動量の法則から考えて、圧力の水底から水面までの積分値も境界を通して連続するものとする。領域Ⅰ、Ⅱ、Ⅳの圧力に対しては微小振幅波理論が適用できるものとすれば、領域Ⅲの境界上の動圧 $p(0)$ と $p(L)$ はそれぞれ次式で与えられることになる。

$$p(0) = \frac{\rho g \zeta(0)}{h_1 - h_2} \left\{ \frac{\tanh k_1 h_1}{k_1} - \frac{\tanh k_2 h_2}{k_2} \right\} \dots (8)$$

$$p(l') = \frac{\rho g \zeta(l')}{h_1 - h_3} \left\{ \frac{\tanh k_1 h_1}{k_1} - \frac{\tanh k_3 h_3}{k_3} \right\} \dots (9)$$

ただし、 k_1 、 k_2 、 k_3 はそれぞれ水深 h_1 、 h_2 、 h_3 に対応する波数である。

残る接続条件としては線流量 Q を連続させることも考え得るが、ここではエネルギーフラックスの水底から水面までの積分値が連続する条件を課すことにする。エネルギーフラックスの評価に微小振幅波理論を適用すれば、その積分値の連続条件は平板沖側端境界上で、

$$\rho g n_1 \zeta(0) Q_1 = \rho g n_2 \zeta(0) Q_{II} + p(0) Q_{III} \dots (10)$$

となる。ただし、 n_1 と n_2 は水深 h_1 、 h_2 に対する浅水度係数 n を表わす。従って式 (8) を用いて次式を得る。

$$n_1 Q_1 = n_2 Q_{II} + n_* Q_{III} \dots (11)$$

$$n_* = \frac{\tanh k_1 h_1}{k_1(h_1 - h_2)} - \frac{\tanh k_2 h_2}{k_2(h_1 - h_2)} \dots (12)$$

平板岸側端境界上でも同様にして次式が得られる。

$$n_2 Q_{IV} = n_3 Q_{II} + n'_* Q_{III} \dots (13)$$

$$n'_* = \frac{\tanh k_1 h_1}{k_1(h_1 - h_3)} - \frac{\tanh k_3 h_3}{k_3(h_1 - h_3)} \dots (14)$$

以上で解を求めるのに必要十分な個数の端部での接続条件がそろった。式 (8) と (9) を式 (7) に代入して $p(0)$ と $p(l')$ を消去すれば、

$$\frac{dQ_{III}}{dt} \frac{1}{\tan \theta} \ln \left(\frac{h_1 - n_2}{h_1 - h_3} \right) + \frac{Q_{III}^2}{2} \left\{ \frac{1}{(h_1 - h_3)^2} - \frac{1}{(h_1 - h_2)^2} \right\} + g[n'_* \zeta(l') - n_* \zeta(0)] = 0 \dots (15)$$

となる。なお、水平板の場合には $\tan \theta \rightarrow 0$ として、

$$\frac{dQ_{III}}{dt} \frac{l'}{h_1 - h_2} + g[n'_* \zeta(l') - n_* \zeta(0)] = 0 \dots (16)$$

となる。

また、式 (2) を平板の端点から沖側と岸側にそれぞれ $\Delta x/2$ の範囲で積分したものを加え、式 (11) あるいは式 (13) を代入すれば、近似的に次式が得られる。

$$\frac{n_1 + n_2}{2} \frac{d\zeta(0)}{dt} + \frac{n_2 Q_{II} + n_* Q_{III} - n_1 Q_I}{\Delta x} = 0 \dots (17)$$

$$\frac{n_1 + n_3}{2} \frac{d\zeta(l')}{dt} + \frac{n_1 Q_{IV} - n_3 Q_{II} - n'_* Q_{III}}{\Delta x} = 0 \dots (18)$$

結局、端部での圧力とエネルギーフラックスの積分値の連続条件から、式 (15)~(18) が求まったことになる。

(4) 数値計算の手順

数値計算においては、水面変動 ζ と線流量 Q の計算点を空間的にも時間的にも半メッシュだけずらした差分スキームを用いる。計算領域沖側と岸側の境界は共に自由透過境界とする。

全ての点での ζ 、 Q および f_d の初期値を 0 として計算を開始する。 ζ の計算には、一般点では式 (2) を、平板端部では式 (17) と (18) を用いる。 Q については、領域 I、II、IV では式 (1)、領域 III では式 (15)、(16) で計算する。数周期分の繰り返し計算ののち、平板上の沖側端付近の ζ と Q からそこでの反射率を求め、式 (5) で砕波点の判定を行ない、式 (3) で f_d を計算する。この f_d を用いて、再び ζ と Q を数周期分計算する。このサイクルを解が収束するまで繰り返す。

3. モデルによる計算と実験の比較

(1) 水理模型実験

本モデルの妥当性を調べると共に、没水平板の消波効果に関する基礎データを得るために、小型の規則波水槽（幅 20 cm、深さ 30 cm、長さ 11 m）を用いた模型実験を行なった。水槽岸側端部には勾配 1/20 の斜面を設置して消波用フィルム層を置き、そこからの反射を反射率 5 % 程度に抑えた。模型平板としては厚さ 3 mm のアクリル板を使用して、一様水深部に固定した。

全水深 h は 18 cm で一定とし、平板の長さ l 、平板中央の没水深 d 、入射波の波長 L と波高 H_i を変化させて、平板の相対長 l/L 、相対没水深 d/h 、相対水深 h/L および入射波の波形勾配 H_i/L を組み合わせた条件についての実験を行なった。ただし実用性を考慮して、 $l/L > 0.5$ の範囲のみを実験の対象とした。また、平板の傾斜角は $\theta = 0^\circ$ 、 10° の 2 種類のみである。各ケースつき、平板による反射率と透過率ならびに平板上の波高分布等を測定した。

(2) 平板上の波高分布

平板上では、その岸側端からの反射があるために部分重複波が形成され、また H_i/L が小さく d/h の大きい一部のケースを除いては砕波することにより波高が場所的に変化する。図-5 は、平板上の波高分布の計算と実験の結果を、砕波を生じたケースについて比較した 1 例である。（このケースの砕波点位置は実験で $x/l = 0.23$ 、計算で 0.31）。波高分布の一致度は他のケースについても同程度であるが、一般的な特徴として平板岸側端において計算値が実測値を下まわり、この端部境界の扱いにまだ改良の必要があることを示唆するものである。

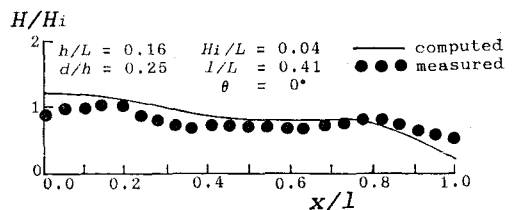


図-5 平板上の波高分布の比較例

(3) 平板による反射率と透過率

実験における平板による反射率 K_R は平板より沖側の2点の同時波形から入反射分離法で求め、透過率 K_T は平板より岸側の10点での波高あるいは水面変動の r.m.s. 値を用いて求めた。計算に対する K_R は水面変動 ζ と線流量 Q の時間波形から反射波を分離することにより、また K_T は透過域での ζ の振幅より、それぞれ定めた。

図-6~10 は、このようにして求めた K_R と K_T の実験値と計算値を、相対平板長 l/L との関係で示したものである。なお図中には碎波減衰を無視した場合の計算値も点線で示した。図-6 と 8 のケースでは $H_i/L=0.02$ の条件に対する計算において碎波を生じなかったため点線は実線に重なっている。

反射率 K_R については、相対水深 h/L の大きいケースでは実験値がばらつくものの、計算値と実験値はほぼ一致する。一方透過率 K_T についてみると、計算値では H_i/L の増大につれ K_R が減少するのに対し、実験値では必ずしも一定の傾向を示さず、計算値と実験値との一致度は十分に満足できるとはいえない。

計算値と実験値があわないケースの1つは計算において碎波を生じていない場合で、 K_T の実験値が計算値よりかなり小さくなっている。本モデルにおける計算では、碎波していなければエネルギー逸散は生じない。しかし実際の現象においては、碎波していない場合であっても、鉛直流速成分の存在や平板上下での水平流速の差などのために渦が生じ、この渦の生成がエネルギー逸散に寄与するはずである。今後のモデルの改良においては、この渦によるエネルギー逸散の評価法が重要な課題の1つとなるものと思われる。しかしながら、 h/L が小さく H_i/L が大きいケースでは逆に計算の K_T の方が下まわっている場合もあり、碎波減衰の評価や端部境界付近の処理方法等についても、更に検討と改良を加えていかなければならない。

このように計算モデルにはまだ改良の余地が大きく、実験値の精度にも若干の問題があるようであるが、これらの結果からすると、平板長を波長の0.3~0.4倍

にし、相対没水深 $d/h=0.2$ 以下にとれば、0.5程度の透過率は期待できそうである。また、平板を $\theta=10^\circ$ とわずかに傾斜させただけで消波効果が相当に増すことがわかった。ただし、平板を傾斜させた場合には加わる波力が増加することも考えられるので、更に検討が必要である。

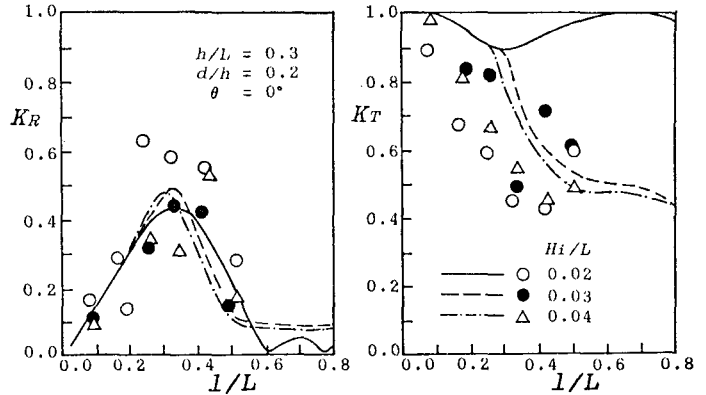


図-6 反射率 K_R と透過率 K_T の相対平板長 l/L との関係 (1)

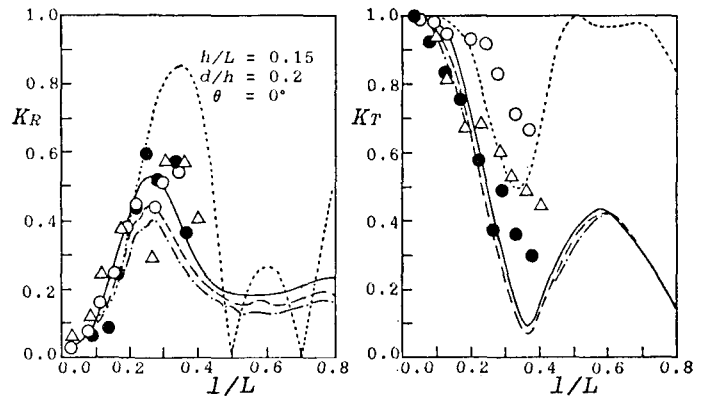


図-7 反射率 K_R と透過率 K_T の相対平板長 l/L との関係 (2)

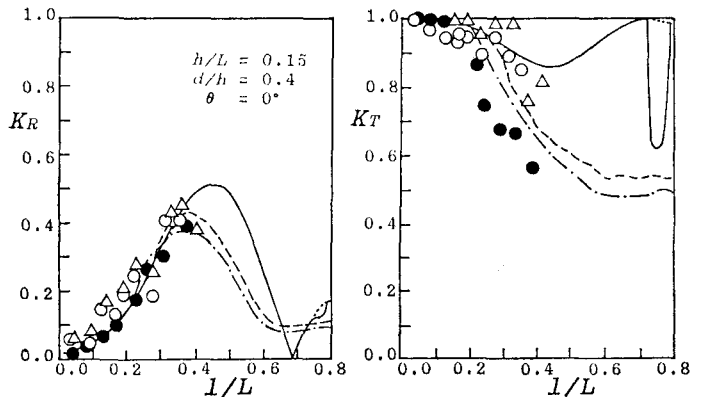
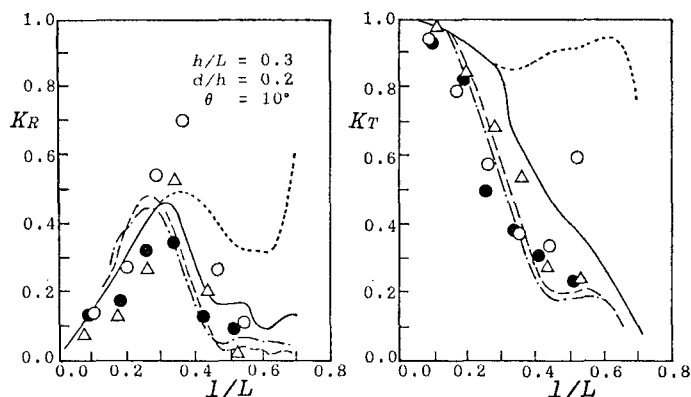
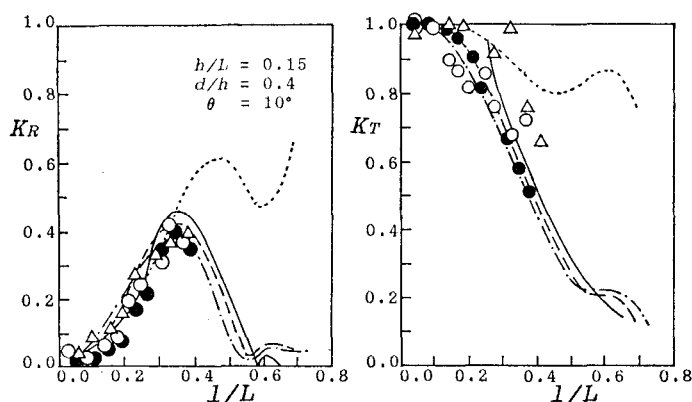


図-8 反射率 K_R と透過率 K_T の相対平板長 l/L との関係 (3)


 図-9 反射率 K_R と透過率 K_T の相対平板長 l/L との関係 (4)

 図-10 反射率 K_R と透過率 K_T の相対平板長 l/L との関係 (5)

4. 結 語

没水平板を利用した波浪制御法に関する研究の第一段階として、平板による波の変形の解析に非定常緩勾配方程式を応用した数値モデルについて検討した。平板上での碎波判定式や碎波減衰係数中の仮想勾配のとり方等に問題があるせいか十分な計算精度はまだ得られていないが、今後の改良により精度と適用条件範囲を向上させたい。そのためには、平板端部での渦の効果等も含めて境界上での接続条件についても更に検討を重ねる必要がある。

本論文で対象としたのは、一様水深域に1枚の平板が

水平または緩傾斜で存在するという最も簡単な条件のみである。このように簡単な構造体であっても、条件によってはかなりの消波効果が期待できることが確かめられた。しかしながら、消波構造物としての実用性を高めるためには、緩傾斜板を多列に用いたり、幅の変化する鉛直平板と組み合わせて碎波を促進したりすることが必要となろう。非定常緩勾配方程式は3次元の場に適用可能であるから、碎波条件と碎波減衰ならびに境界条件の扱い方を改良して一般化することにより、このモデルの原理を発展させた解析手法は、より実際的な構造形式の開発のための有力な手段になると思われる。

最後に、図面の作成に御協力を戴いた東京大学土木工学科助手小林智尚氏に謝意を表す。

参 考 文 献

- 1) 井島武士・尾崎重雄・江口泰彦・小林 彰: 水平板による防波堤と岸壁に関する理論的研究, 第17回海岸工学講演会論文集, pp. 97~106, 1970.
- 2) 日野幹雄・山崎文夫: 水平板列による波の反射および透過に関する理論, 東京工業大学土木工学科研究報告, pp. 89~97, 1970.
- 3) 服部昌太郎・松本文信: 水平板式透過性防波堤の水理特性, 第24回海岸工学講演会論文集, pp. 266~270, 1977.
- 4) 田淵幹修・木原 力・滝川 清・中島重旗: 水平板式防波堤の水理特性に関する研究, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 483~486, 1987.
- 5) 渡辺 晃・丸山康樹: 屈折・回折・碎波減衰を含む波浪場の数値解析法, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 103~107, 1984.
- 6) Dibajnia, Mohammad・渡辺 晃: 波浪場と海浜縦断地形変化の数値計算モデル, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 291~295, 1987.
- 7) 岩田好一朗・清野 博: 重分重複波の碎波限界に関する実験的研究, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 1~4, 1983.
- 8) Izumiya, T. and M. Isobe: Breaking criterion on non-uniformly sloping beach, Proc. 20th ICCE, pp. 318~327, 1986.
- 9) 今井 功: 流体力学, 裳華房, pp. 57~61, 1974.