

琉球大学学術リポジトリ

ステップ型リーフ先端部での反射境界条件および砕波限界

メタデータ	言語: 出版者: 琉球大学工学部 公開日: 2007-10-28 キーワード (Ja): キーワード (En): Wave reflection, Wave transmission, Mild-slope equation, Boundary conditions, Finite element method, Wave breaking, Breaking criterion, Wave energy dissipation 作成者: 筒井, 茂明, 座間味, 健, Tsutsui, Shigeaki, Zamami, Ken メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/20.500.12000/2213

ステップ型リーフ先端部での反射境界条件および碎波限界

筒井 茂明* 座間味 健**

Reflective Boundary Condition and Breaking Criteria
on the Top of Step-Type Reef

Shigeaki TSUTSUI* and Ken ZAMAMI*

Abstract

According to the computational results of wave height distribution near the step-type reef by adopting the mild-slope equation with the conservation law of energy flux across the bathymetric discontinuity, reflection and transmission coefficients give suitable values for long period waves, but the reflection coefficient is underestimated for moderately shorter period waves. The reason comes from the fact that wave reflection from vertical wall on the top of the reef is not counted in the calculation above, that is, the mild-slope equation is derived on the assumption of weak horizontal variation of water depth, but the submerged vertical wall is a sudden change in water depth and is not considered in the equation. If we intend to take account of the wave reflection accurately, the three dimensional finite element method and/or the boundary element method are available. However, it is hopeful to deal with the problem above in a two-dimensional one.

Therefore, the present paper, firstly, offers an approximate reflective boundary condition on the top of the reef and the corresponding functional, for application to the finite element method based on the mild-slope equation. The boundary condition is verified by predicting wave height around a submerged breakwater. The most important property of the boundary condition is independence on the direction of incident waves, that is, whether waves incident from deeper to shallower regions or shallower to deeper ones.

Secondly, the present paper discusses wave breaking. Wave breaking have been taken into consideration in calculation of wave field based on the mild-slope equation, but the dissipation coefficient after breaking is available only for sloping beach and then any formulae suitable for numerical simulation in reef coasts have not been presented. A breaking criterion and the dissipation coefficient on the step-type reef are proposed based on the results of hydraulic experiments.

Key words: Wave reflection, Wave transmission, Mild-slope equation, Boundary conditions, Finite element method, Wave breaking, Breaking criterion, Wave energy dissipation

1. 緒 言

沿岸海域における波の変形解析は、直線状のスクリーンによる光の回折問題に対するSommerfeld(1896)の解に始まる。Putnum & Arthur(1948), Penny & Price

(1951)によるこの厳密解の海洋波への応用以来数多くの研究がなされてきたが、現在の波浪推算法発展の契機となったのはBerkhoff(1972)による緩勾配方程式の提案である。この式は複雑に変化する海底地形に対する波浪変形の3次元問題を準2次元問題として近似した

受理：1993年5月10日

工学部紀要(1991)にて一部発表

* 工学部土木工学科 Dept. of Civil Engineering, Fac. of Eng.

** 大学院工学研究科建設工学専攻 Graduate Student, Construction Engineering

ものである。それ以来、緩勾配方程式に基づく波浪変形計算法の開発が飛躍的に進み、近年の電子計算機の普及ともあいまって、Sommerfeld(1896)よりはるかに100年、Berkhoff(1972)より20年にして現実に近い型で波浪変形の数値シミュレーションが可能となってきた(筒井, 1993)。リーフ海岸に対してもこの計算法は適用可能である(筒井, 1991; Tsutsumi & Lewis, 1992)。しかし、リーフ海岸での波浪推算における問題点の1つは、リーフ先端部の水没鉛直部での反射境界の取り扱いである。緩勾配方程式は海底での境界条件として“水平方向の緩やかな水深変化”との仮定に立って導かれている。しかし、水深が急変する存在する場合には、そこからの波の反射は鉛直方向の境界条件であって緩勾配方程式の前提条件に含まれていない。その結果、波高分布の推算に不都合が生じることがある。

ステップ型リーフ海岸の水深不連続部に対する境界条件としてエネルギー・フラックスの保存則を近似的に用いた波高推算結果(筒井, 1991; Tsutsumi & Lewis, 1992)によると、長周期波に対しては通過率および反射率はほぼ妥当な値を示すが、短周期波に対しては反射率が過小評価される。この原因はリーフ先端部の水没鉛直壁からの反射波の影響が的確に評価されていないことに起因する。また、適用した水深不連続部でのエネルギー・フラックスの保存則は水面勾配の不連続な境界条件であった。この問題点は、リーフ海岸の先端部や切れ込み部あるいは港内の浚渫部のように海底に水深急変部のある海域に限らず、鉛直壁あるいはそれに近い反射壁をもつ海中・海底構造物が海底に設置されている場合にも共通なものである。

水没鉛直壁や海中・海底構造物がある場合、その表面での境界条件を満たすためには3次元の有限要素法(Zienkiewicz, et al., 1978)や境界要素法(Brebbia & Walker, 1980; 安田ら, 1989)などを用いることが考えられる。しかし、広範囲に渡る波浪推算の必要性を考えると2次元問題として対処できることが望ましく、そのためにはリーフ先端部での反射境界条件を緩勾配方程式に適するような2次元的な境界条件として定式化する必要がある。

一方、現実の波のほとんどはリーフ先端部で碎波しているので、波高推算においてもこの碎波を考慮しなければならない。これまでに波の碎波減衰と再生を考慮した研究がなされている(水口ら, 1978; 西村, 1982; Izumiya, & Horikawa, 1984)。これらは傾斜海岸を対象としたものでリーフ海岸に直接適用することはできな

いであろう。また、リーフ上での碎波変形についても研究されている(高山ら, 1977; 津嘉山ら, 1989)。しかし、これらの結果は数値シミュレーションには不適である。

したがって、本研究ではステップ型リーフをモデルとし、その先端部での反射境界条件の定式化、水理模型実験による碎波限界および碎波減衰係数の確立を試みる。

2. 緩勾配方程式および汎関数

静水面に座標原点を置き、水平座標を (x, y) とし鉛直上方に z 座標を採る。波浪推算に通常用いられる緩勾配方程式は連続方程式を z について積分し、海底および水面における境界条件を近似的に適用して得られる。したがって、この方程式は3次元問題を2次元問題として近似したことになる。さらに、碎波あるいは海底摩擦などによるエネルギー減衰を考慮した緩勾配方程式(Dalrymple et al., 1984)も考えられており、次式で与えられる。

$$\nabla(c c_g \nabla \eta) + \left\{ (c_g/c) \sigma^2 - i \sigma f_d \right\} \eta = 0 \quad (1)$$

ただし、 $\nabla \equiv (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$: 微分演算子、 c : 波速、 c_g : 群速度、 η : 水面変位、 σ : 周波数、 f_d : エネルギー減衰係数、 i : 虚数単位である。対応する汎関数は各種の境界条件を考慮して以下の諸式(筒井ら, 1990)で与えられる。

$$J = J_1 + J_2 + J_3 + J_4 \quad (2)$$

$$J_1 = \iint_{\Omega} \frac{1}{2} \left\{ c c_g (\nabla \eta)^2 - \left(\frac{c_g}{c} \sigma^2 - i \sigma f_d \right) \eta^2 \right\} dx dy \quad (3.1)$$

$$J_2 = \int_C c c_g \left\{ \left(\frac{1}{2} \bar{\eta}^s - \eta^s \right) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial n} - \frac{1}{2} \bar{\eta}^s \frac{\partial \eta^s}{\partial n} \right\} ds \quad (3.2)$$

$$J_3 = - \int_B \frac{1}{2} \sigma c_g \left(-i \alpha + \frac{\tanh kh}{1 + \cosh kh} \frac{\partial h}{\partial n} \right) \eta^2 ds \quad (3.3)$$

$$J_4 = \int_D \frac{1}{2} \gamma g h_2 (h_2 - h_1) \left| \frac{k^2}{\cosh^2 kh} \right|_{n_0} \eta^2 ds \quad (3.4)$$

ここに、 Ω : 解析対象領域、 C : Ω を取り囲む海側境界、 B : Ω 内の陸側境界、 D : 解析対象領域内に水深不

連続部がある場合にその不連続部を囲む閉曲線境界、 (dn, ds) : これら境界の外向き法線および接線方向の線素である。上式において汎関数 J_1 の第一変分より緩勾配方程式(1)の左辺および境界積分

$$\delta J_1^S = \int_{C+B+D} c c_g \frac{\partial \eta}{\partial n} \delta \eta ds \quad (4)$$

が得られる。式(4)は境界でのエネルギー・フラックスを規定する項であり、この式を通じて全ての境界条件が設定される。 J_2 は外部境界C上でのエネルギー・フラックスの保存則のための汎関数(Chen & Mei, 1975), J_3 は内部境界B上での反射境界のための汎関数(筒井ら, 1990), J_4 は水深不連続部での反射境界条件を満たすためにここで新たに付加された汎関数である。以下では、まず J_4 について述べる。

3. リーフ先端部での反射境界条件

3.1 反射境界条件の近似式

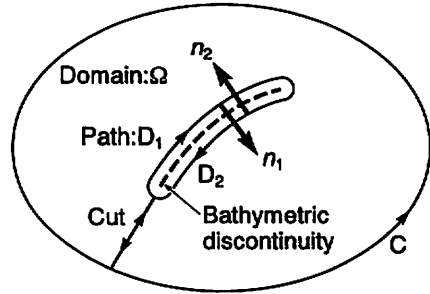
リーフ先端部のような水深不連続部において波が満たすべき境界条件について考える。ここでは波が深海部から浅海部へ入射するとし、不連続部での法線方向のエネルギー・フラックスを考える。両側領域でそれぞれ緩勾配方程式(1)が成立するときには、図-1に示すようにリーフ先端部の極く近傍では両側水深が一定なステップ型リーフと仮定することができる。深海部および浅海部での水深をそれぞれ h_1, h_2 とし、水深不連続部の法線方向に水平座標軸 n を採る。 $n = n_0$ に水深不連続部があるものとする。両側領域での緩勾配方程式を結び付ける境界条件は、速度ポテンシャル ϕ に関する等式

$$\frac{\partial}{\partial n} \int_{-h}^0 \phi^2 dz = \int_{-h}^0 2\phi \frac{\partial \phi}{\partial n} dz + |\phi|^2 \frac{\partial h}{\partial n} \quad (5)$$

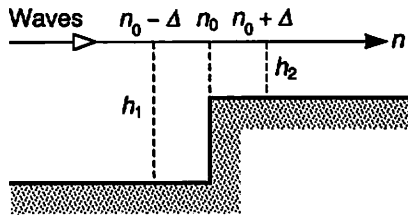
により以下のようにして求められる。ただし、 h は水深である。式(5)を n について $n_1 = n_0 - \Delta$, ($\Delta > 0$) から $n_1 = n_0 + \Delta$, まで積分し、 $n = n_0$ における水没鉛直壁での反射境界条件、 ϕ および $\partial \phi / \partial n$ の連続条件:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial n} &= 0, & z &= -h_1 \text{ to } -h_2 \\ \phi_1 &= \phi_2, & \left| \frac{\partial \phi}{\partial n_1} \right| &= \left| \frac{\partial \phi}{\partial n_2} \right|, & z &= -h_2 \text{ to } 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

を適用する。さらに、水深およびその微係数がステッ



(1) Setting of the integral path on the line of bathymetric discontinuity; the path consists of D_1 and D_2 surrounding the discontinuity.



(2) Step-type reef model and the coordinate system.

Figure 1. FEM domain with bathymetric discontinuity.

ブ関数 $U(n)$ および Dirac の δ 関数によりそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} h &= h_1 U(n_0 - n) + h_2 U(n - n_0) \\ \partial h / \partial n &= (h_2 - h_1) \delta(n - n_0) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

で与えられることを考慮すると、 $\Delta \rightarrow 0$ のときには式(5)より水深急変部での次のジャンプ条件が得られる。

$$\left[\int_{-h}^0 \phi^2 dz \right]_{n_0-0}^{n_0+0} = (h_2 - h_1) |\phi|^2 \Big|_{-h, n_0} \quad (8)$$

一方、速度ポテンシャルは次式で与えられる。

$$\phi = \frac{ig\eta}{\sigma} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} e^{i\sigma t} \quad (9)$$

ただし、 k : 波数、 t : 時間、 g : 重力加速度である。したがって、式(8)は次式となる。

$$\left[c c_g \right]_{n_0-0}^{n_0+0} = \frac{g(h_2 - h_1)}{|\cosh^2 kh|_{n_0}} \quad (10)$$

しかるに、式(4)から得られる境界項は $[c c_g \partial \eta / \partial n]$ の型であるから、式(10)をこの汎関数表示に適するように変形しなければならない。

リーフ先端部近傍での両側水深は一定と仮定しているので、Helmholtzの式

$$\partial^2 \eta / \partial n^2 + k^2 \eta = 0 \quad (11)$$

が成立する。式(11)を n について積分すると次の近似式

が得られる。

$$\partial\eta/\partial n = -\int k^2\eta \, dn \approx -\gamma k^2\mu\eta \quad (12)$$

ここに、 μ は長さの次元をもつ係数、 γ は無次元係数である。 η および $\partial\eta/\partial n$ は連続であるから、式(10)および(12)より水深不連続部におけるジャンプ条件として結局次式が得られる。

$$\left[c c_g \frac{\partial\eta}{\partial n} \right]_{n_0-0}^{n_0+0} = -\gamma g h_2 (h_2 - h_1) \eta \left| \frac{k^2}{\cosh^2 kh} \right|_{n_0} \quad (13)$$

ただし、 $\mu \equiv h_2$ 、すなわち係数 μ はステップ上の浅い水深を用いるものと定義する。

数値シミュレーションにとって反射境界条件(13)は波の入射方向に依存しないことが望ましく、このことは以下のように示される。図-1に示すように水深不連続部に沿って切断を入れ、水深不連続部を取り囲む経路をそれぞれを D_1, D_2 とすると、積分路は閉曲線 $D = D_1 + D_2$ である(筒井ら, 1990)。したがって、閉曲線 D 上での境界積分(4)は次式となる。

$$\delta J_f = \int_{D_1} \left(c c_g \frac{\partial\eta}{\partial n} \right)_1 \delta\eta \, ds + \int_{D_2} \left(c c_g \frac{\partial\eta}{\partial n} \right)_2 \delta\eta \, ds \quad (14)$$

式(14)において積分路 D_1 と D_2 に沿う法線方向が逆であること、すなわち $n_1 + n_2 = 0$ 、および波が浅海部から入射する場合には式(13)右辺の符号が反転することを考慮すれば、波がいずれの方向から入射する場合にも境界条件式(13)は不変であることが判かる。例えば、波が深海部から入射する場合の通過率と反射率に対して、波が浅海部から入射する場合には位相が π だけずれる(Mei, 1983)。しかし、この場合にも波が深海部から浅海部へ入射すると仮定して、境界条件式(13)を設定すればよい。この境界条件(13)を満たすために新たに付加された汎関数が式(3.4)である。

式(13)の無次元係数 γ は、緩勾配方程式に基づく有限要素(FEM)解析の結果がポテンシャル接続法による解(井島, 1971)と一致するように定める。図-2は、ステップ型リーフにおいて波が深海部から浅海部に入射する場合の反射率 K_r および通過率 K_t の水深比 $\varepsilon = h_2/h_1$ による変化を示す。ただし、 $\beta = (2\pi T\sqrt{g/h_1})^2$ (T :周期)である。図-3は、図-2に例示した描点を補間点とし、得られた係数 γ と水深比 ε との関係を β をパラメーターとして表したものである。ただし、パラメーターの範囲を無次元周期で表す

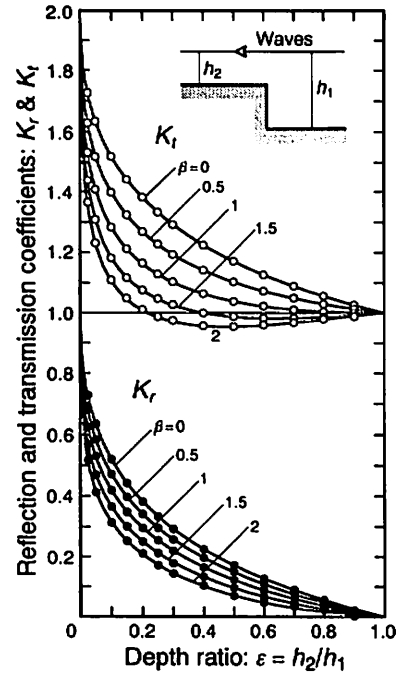


Figure 2. Changes in reflection and transmission coefficients by the step-type reef with respect to the depth ratio, where waves incident from deeper water depth side. The parameter β is the dimensionless frequency, $(2\pi T\sqrt{g/h_1})^2$, defined by using the deeper water depth. The markers denote interpolation points for the coefficient γ of the boundary condition (13) and the solid line shows the results of the potential theory.

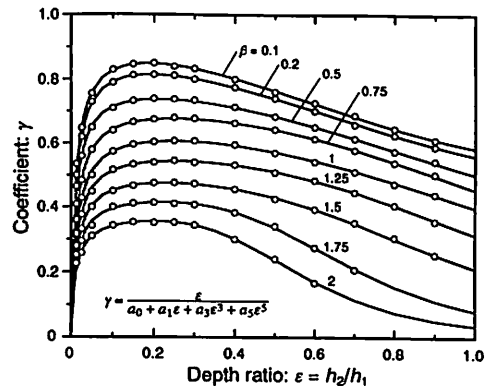


Figure 3. Variation in the coefficient γ of the boundary condition (13) on the bathymetric discontinuity with respect to the depth ratio. The parameter β is the dimensionless frequency, $(2\pi T\sqrt{g/h_1})^2$, defined by using the deeper water depth. The open circle denotes interpolation points and the solid line shows the results of curve fitting by Eq.(15).

Table 1. Coefficients a_j of the approximation (15)

β	a_0	a_1	a_3	a_5
0.1	0.011271	1.08714	0.858607	-0.243757
0.2	0.0118417	1.13605	0.817281	-0.176642
0.5	0.0131101	1.26246	0.688913	0.031632
0.75	0.0171451	1.37646	0.513702	0.300207
1.0	0.0212807	1.52071	0.655506	0.327661
1.25	0.0237768	1.69893	0.64193	0.826703
1.5	0.0268206	1.93603	0.907672	1.8803
1.75	0.0278792	2.2534	0.207197	9.87419
2.0	0.0297931	2.64054	-0.398973	25.9377

と $4.4 < \sqrt{g/h_1} < 20$ である。係数 γ の近似式として式 (15) で与えられる有理式を仮定し、各パラメーター β に対する係数 a_j を定めた結果は表-1 のようになる。

$$\gamma = \frac{\epsilon}{a_0 + a_1\epsilon + a_3\epsilon^3 + a_5\epsilon^5} \quad (15)$$

中間のパラメーター β に対する係数 γ はスプライン補間して求めれば十分である。

3.2 反射境界条件の検証

図-2 の描点はまた有限要素解析による推算反射率と通過率を示しており、当然ながら、ポテンシャル接続法によるものと一致している。図-4 は、同じステップ型リーフにおいて波が浅海部から入射する場合に、反射境界条件(13)を用いて有限要素解析して得られた反射率と通過率をポテンシャル解と比較したものである。描点が有限要素解、実線がポテンシャル解である。両者は良く一致しており、この結果は境界条件式(13)の有用性および波の入射方向への非依存性を示す。ただし、図-3 に示されているように領域 $\beta = 1.75, 2; \epsilon > 0.7$ には補間点が無いので反射率がわ

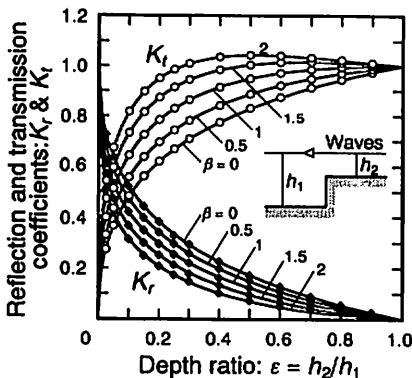


Figure 4. Reflection and transmission coefficients by the step-type reef, where waves incident from shallower water depth side. The markers denote the numerical results by FEM with the boundary condition (13).

ずかに過大評価されるが、反射率自体小さいので問題とはならない。

図-5 および 6 はステップ型リーフの種々の水深比 $\epsilon = h_2/h_1$ に対する波高分布を示す。波は図-5 においては深海部から浅海部へ、図-6 においては浅海部から深海部へ入射している。描点が境界条件として式(13)を用いた有限要素法による波高分布、実線がポテンシャル接続法によるものである。波が深海部から入射する場合には、両波高分布は良く一致しているが、位相がわずかにずれている。また、リーフ先端付近で有

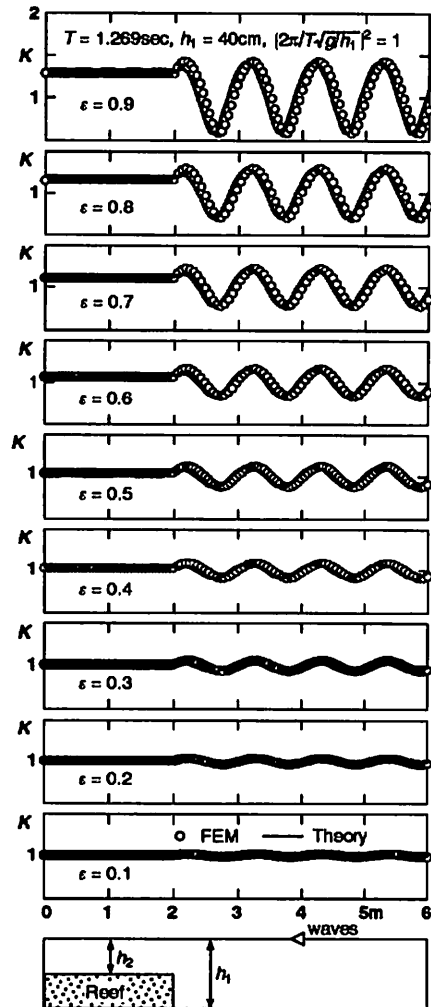


Figure 5. Wave height distributions for the step-type reef, where waves incident from deeper water depth side. The open circle denotes the results of numerical simulation by FEM with the boundary condition (13) and the solid line, those by the potential theory.

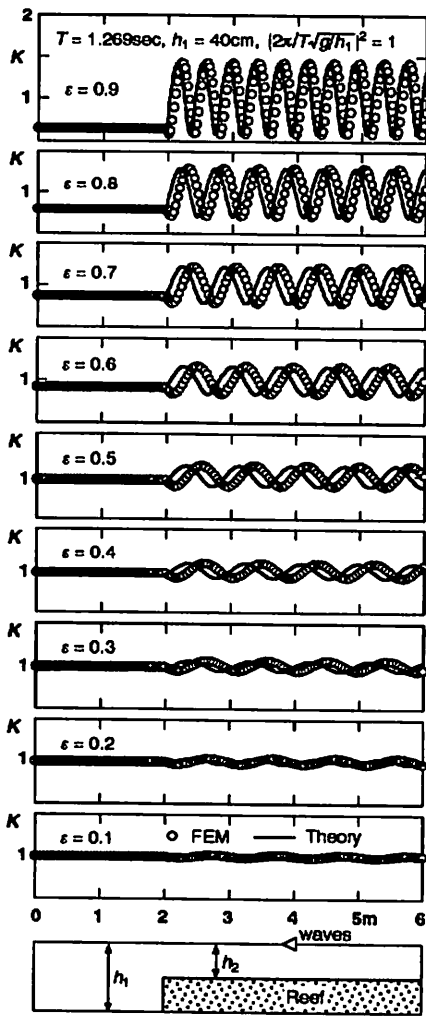


Figure 6. Wave height distributions for the step-type reef, where waves incident from shallower water depth side. The open circle denotes the results of numerical simulation by FEM with the boundary condition (13) and the solid line, those by the potential theory.

有限要素法による波高がやや過大となっている。同一の現象は他の周期の入射波に対しても認められた。一方、波が浅海部から入射する場合には、両波高値は良く一致しているが、明瞭な位相差が認められる。この原因は、境界条件式(13)ではリーフ先端付近で発生する指数関数的な減衰波(井島, 1971)が考慮されていないから、この散乱波と入・反射波により水深不連続部において波高分布の位相が微妙に変化することが表現できないことにあると考えられる。これは今後解決すべき問題点である。

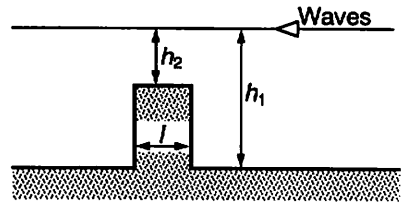


Figure 7. Model of a submerged breakwater in water of constant depth.

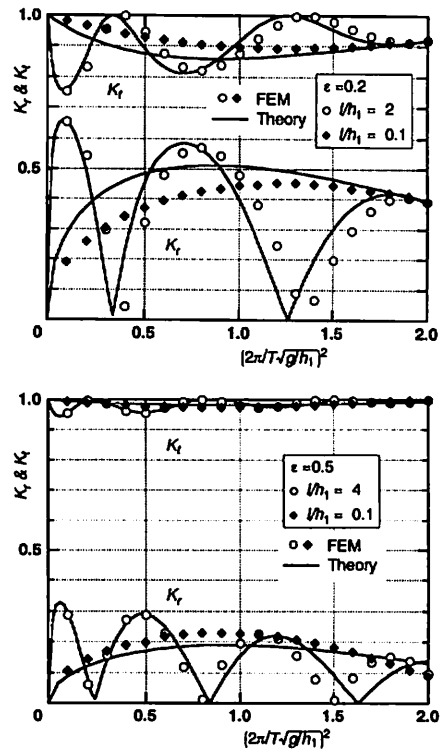


Figure 8. Reflection and transmission coefficients for the submerged breakwater. The abscissa denotes the square of the dimensionless frequency, β .

境界条件式(13)の応用として、図-7に示すように一定水深部に不透過潜堤がある場合の周辺での波高分布について考える。図-8および9はそれぞれ不透過潜堤による反射率と通過率および波高分布を例示する。描点が有限要素法、実線がポテンシャル接続法による推算値である。図-8から判かるように、反射率と通過率の無次元周期に対する変化特性は両者良く一致しているが、位相差が見られる。これは、図-5および6に示されているように、波が深海部から入射する場合の反射領域での波高分布に生じる位相差に起因するもの

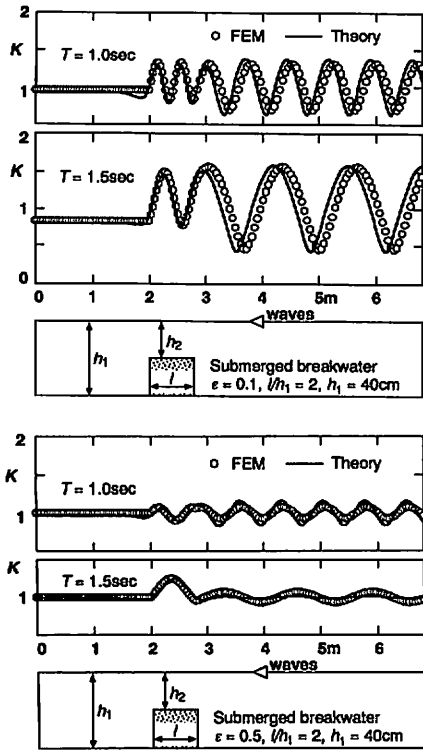


Figure 9. Wave height distributions for the submerged breakwater with different depth ratio ϵ . Waves incident from right to left on the figure.

であろう。すなわち、潜堤の両側では波の反射が繰り返され、わずかな位相差の影響が図-8に示される差異を生じるものと考えられる。しかし、図-9から判かるように、波高分布は全体としてはほぼ妥当な分布をしている。

護岸や防波堤沿い、あるいは対象海域全体の波高分布の算定においては局地的な波高値そのものよりも、海域全体の波高の極大点を連ねた包絡波高が重要であることから判断して、以上の反射・通過率および波高分布の推算結果は、位相のずれが見られるものの、水深不連続部での反射境界条件(13)が妥当であることを示している。

4. ステップ型リーフでの碎波特性

リーフ海岸での波高推算においては碎波条件の確定が不可欠である。以下では、波が深海部より入射するときのリーフ上での碎波限界および碎波減衰について述べる。

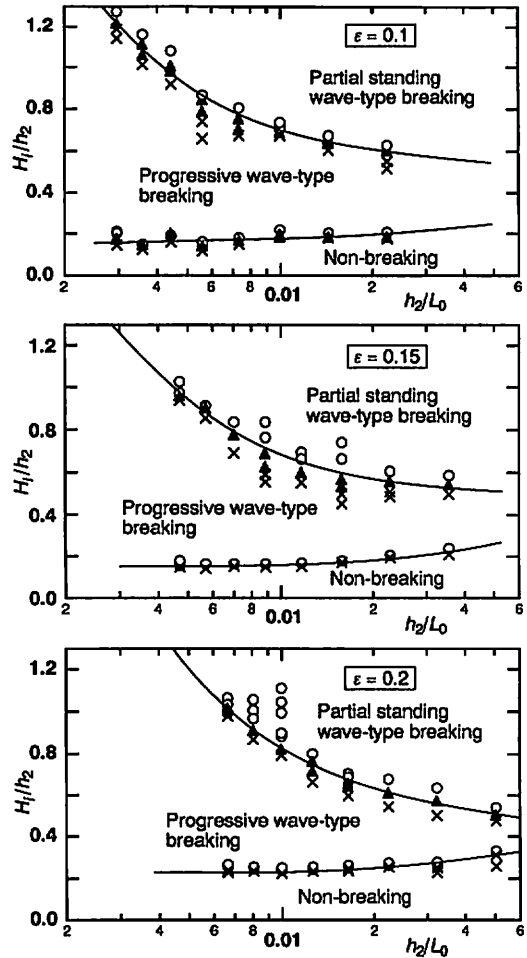


Figure 10. Two types of wave breaking on the reef. The abscissa denotes the shallowness, h_2/L_0 , the ordinate denotes the ratio of the incident wave height to the water depth on the reef, H_i/h_2 , and the parameter is the depth ratio, $\epsilon = h_2/h_1$. As the incident wave height increases, the type of breaker changes from a progressive wave-type to a partial standing wave-type.

4.1 碎波限界

水理模型実験によりリーフ上での碎波について調べた結果によると、碎波型式が連続的に変化することが判明した。図-10は、縦軸に入射波高 H_i とリーフ上での水深 h_2 との比 H_i/h_2 を、横軸に浅水度 h_2/L_0 を採り、水深比 $\epsilon = h_2/h_1$ による碎波形式の変化を示したものである。ただし、 L_0 は線形理論による深海波長である。限界波に近い波を用いて実験し、個々の波の非碎波および碎波の特定を行なった。×印は非碎波、○印は碎

波、▲印は遷移的な波を表わす。波高の小さい波は砕波しないでリーフ上を伝播し、波高が大きくなると砕波するが、まず最初に発生するのが進行波性砕波である。対応する砕波限界曲線が砕波・非砕波の境界としてそれぞれ図中の下側に示されている。すなわち、水深比が0.2より小さい場合には、リーフ上の水深の2割程度の小波高の入射波はリーフ先端部で砕波せず、水深急変の影響によりリーフ上を少し進行した後で砕波する。この現象は、リーフ上での水深波長比が小さくなることに起因する非線形砕波であって、砕波前の波形にはソリトン分裂が生じている。さらに、波高が大きくなると砕波点がリーフ先端部に移り、リーフ前面海域に生じる部分重複波が砕波する。図中の上側の曲線はこのときの砕波限界を示す。ただし、ここでの砕波・非砕波の判定は波がリーフ先端部で砕波するかどうかを基準にして定められた。したがって、上下両曲線で囲まれた領域内の波はリーフ上で砕波するが、その地点は不明である。上側曲線より大きい入射波は全てリーフ先端部で砕波する。

次に、図-11は進行波性砕波時の非線形な通過率 K_T の水深比 $\varepsilon = h_2/h_1$ による変化を示す。ただし、通過率はリーフ上での波高と入射波高との比として定義されている。横軸は沖側水深を用いた無次元周期 $T\sqrt{g/h_1}$ である。×印は非砕波、○印は砕波、▲印は遷移的な波を表わす。破線はポテンシャル接続法による通過率を示している。実線はこの線形通過率との類似を考慮して砕波・非砕波の境界に内挿した通過率である。長周期になるとともに非線形性が増加し、無次元周期が10を越えたとリーフ上での非線形波の通過率は線形波のその約1.5倍に達することが判る。

さて、通常の数値シミュレーションにおいては、砕波を考慮せずに波高推算し、得られた波高値により砕波領域の有無を判定した後、砕波減衰を考慮し波高を再計算する。したがって、その際に役立つ砕波限界としては局所的な波高水深比としての表示が重要である。さらに、リーフ上での砕波の有無の判定のためには、図-10における進行波性砕波をリーフ上での砕波限界とするのが適切であると判断される。図-12は、このときの実験結果によるリーフ上での砕波波高 H_b とリーフ上での水深 h_2 との比 H_b/h_2 として砕波限界を定義し、リーフ上での浅水度 h_2/L_0 との関係を示したものである。ただし、 $\varepsilon = h_2/h_1$ は水深比である。×印は非砕波、○印は砕波、▲印は遷移的な波を表わしている。リーフ上での砕波限界曲線はこれらの境界として以下

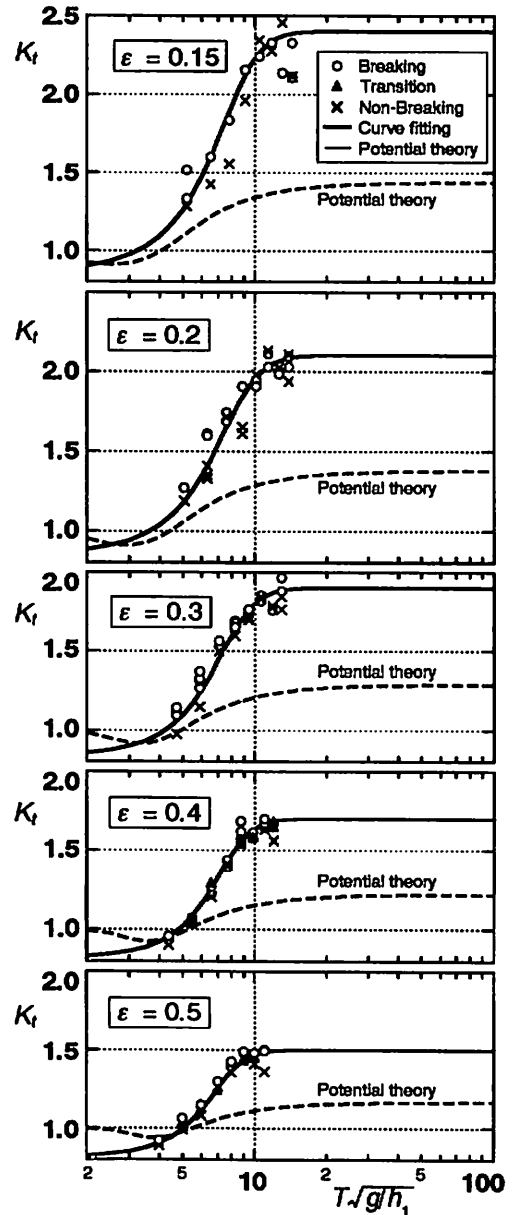


Figure 11. Non-linear transmission coefficients at just breaking on the reef with respect to the dimensionless wave period defined by using the deeper water depth. Experimental results clearly show the non-linearity in the wave energy transmission, i.e., the coefficient reaches up to 1.5 times values of the potential theory.

のようにして定めらる。砕波限界に対する近似式

$$H_b/h_2 = \frac{c_0}{1 + c_1 kh + c_2 (kh)^2}, \quad kh \equiv 2\pi h_2/L_0 \quad (16)$$

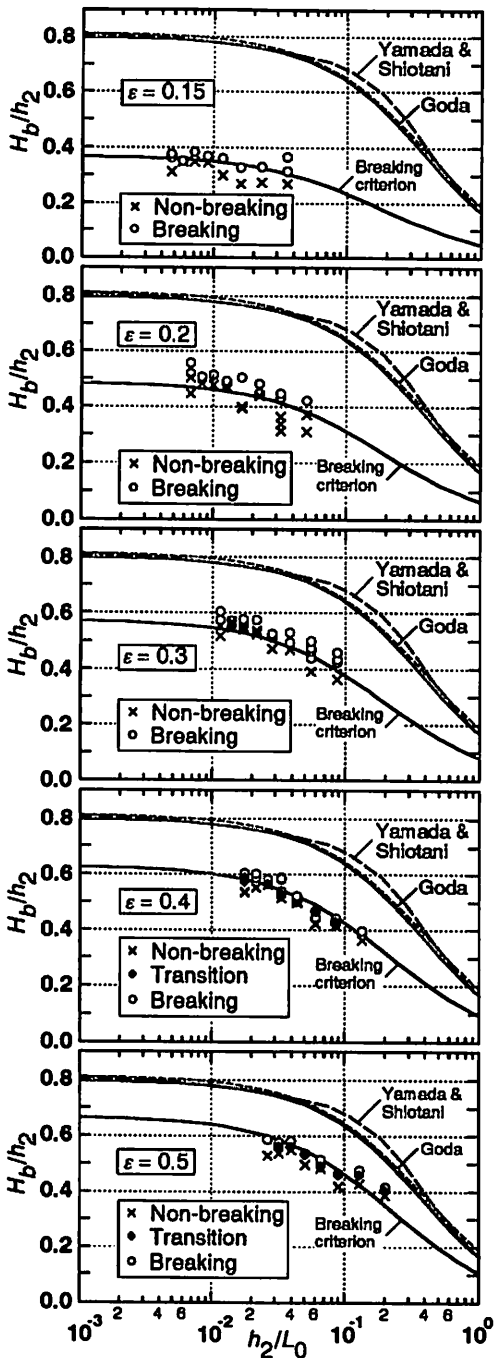


Figure 12. Progressive wave-type breaking on the reef for various depth ratios ϵ . Curves for the breaking criterion were decided as the bounds between non-breaking and breaking waves. As $\epsilon \rightarrow 1$, the criterion should coincide with the highest wave condition given by Yamada & Shiotani(1968) and/or the breaker index by Goda(1970).

を仮定する。まず、水深比 $\epsilon \rightarrow 1$ のときには図-12に併記されている一定水深での最大波の条件(Yamada & Shiotani, 1968)あるいは勾配1/50以下の碎波指標(合田, 1970)と一致するように係数 c_0, c_1, c_2 を定める。また、 $\epsilon \rightarrow 0$ のときには、これら係数は全ての波が碎波するような特性を持つべきで、 $c_0 = 0$ がある。次に、図-12に示した実験結果の碎波・非碎波の境界を内挿すべくこれら係数を変化させる。図-13はこれら係数と水深比 $\epsilon = h_2/h_1$ との関係を示す。 $c_j (j = 1, 2, 3)$ に対する内挿近似式は式(17)で与えられる。

$$c_0 = \begin{cases} 2.45\epsilon, & \epsilon < 0.2 \\ 0.4 \frac{1+1.34\theta}{1+0.1\theta}, & \theta = \sqrt{\epsilon-0.17}, \epsilon \geq 0.2 \end{cases} \quad (17)$$

$$c_1 = 1 - 0.6\epsilon, \quad c_2 = 0.02$$

したがって、リーフ上での碎波限界は式(16)-(17)により与えられる。図-14は種々の水深比 $\epsilon = h_2/h_1$ に対するリーフ上での碎波限界 H_b/h_2 を示す。ただし、横軸はリーフ上での浅水度 h_2/L_0 である。また、一様勾配海岸での碎波指標も併記されている。波浪推算においては、水深比 ϵ に対してリーフ上での波高がこの限界を越える領域が碎波領域となる。

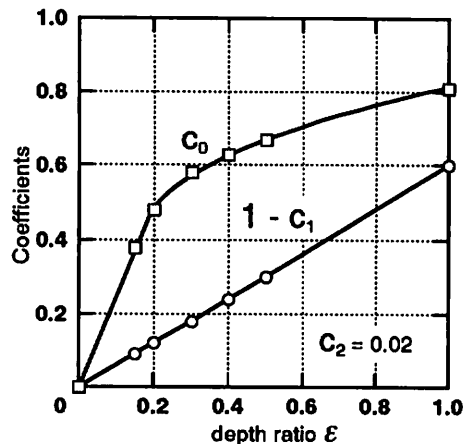


Figure 13. Changes in the coefficients $c_j (j = 1, 2, 3)$ for curve fitting of the breaking criterion.

4.2 碎波減衰

図-10に示されているように、水深比が0.2以下の場合にはリーフ上水深の2-3割程度の波高を持つ入射波はほとんど碎波する。実際のリーフ海岸の規模はこの水深比の範囲に入る場合が多く、碎波減衰はリーフ海岸における波浪変形の重要な現象である。したがって、ここではリーフ海岸での碎波減衰特性について考

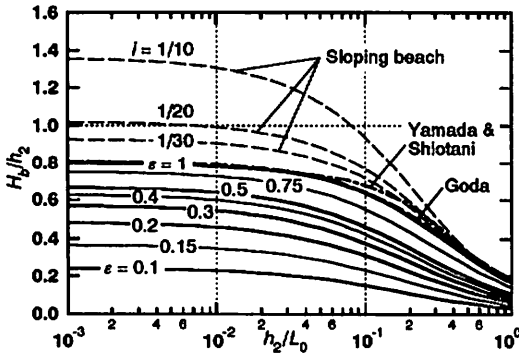


Figure 14. Breaking criteria on the step-type reef and uniformly sloping beach. The ordinate denotes the ratio of the breaking wave height to the water depth on the reef, H_b/h_2 , and the abscissa, the shallowness, h_2/L_0 . For each breaking criteria the parameters are the depth ratio $\epsilon = h_2/h_1$ and the beach slope i , respectively. If a wave height on the reef exceeds a value of the criterion for specified ϵ , wave breaking should occur in the region.

える。砕波減衰はエネルギー・フラックスの保存則により一般に次式で定められる。

$$\frac{d}{d\xi}(Ec_g) = -f_d E, \quad (18)$$

ここに、 E ：波の全エネルギー、 ξ ：水平座標である。砕波減衰係数 f_d として Izumiya & Horikawa (1984) は乱れの相似性を仮定し次式を得た。

$$\left. \begin{aligned} f_d &= \beta_0 (M^2 - M_s^2)^{1/2} \frac{E^{1/2}}{\rho^{1/2} d^{3/2}} \left(\frac{2c_g}{c} - 1 \right)^{1/2} \\ M &= (c_g/c)(E/\rho g d^2), \quad \beta_0 = 1.8, \quad M_s^2 = 0.009 \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

ここに、 β_0 ：無次元係数、 ρ ：密度、 d ：wave set-down, set-upなどの水位変化を考慮した全水深である。ここでは、数値計算上の取り扱いが簡単となるようにするため全水深 d の代わりに局所的な静水深 h を用いる (Yamashita et al., 1990)。さらに、線形理論による諸量を用いて砕波減衰係数を近似すると次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} f_d &= \frac{\beta_0}{8} \left\{ \left(\frac{H}{h} \right)^2 - \left(\frac{H}{h} \right)_s^2 \right\}^{1/2} \frac{H c_g}{h} \\ (H/h)_s^2 &= 0.072 \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

傾斜海岸では $\beta_0 = 1.8$ であるが、全水深から静水深への近似変換およびリーフ海岸での砕波減衰を対象としていることから、係数 β_0 について再検討する必要がある。 f_d として式(20)を用いて式(18)を一定水深の条件下

で積分すると次式が得られる。

$$\frac{1}{u_s^2} \left(\sqrt{1 - \frac{u^2}{u_s^2}} - \sqrt{1 - \frac{u_s^2}{u_b^2}} \right) = -\frac{\beta_0}{16} (\vartheta - \vartheta_b) \quad (21)$$

ただし、 $u = H/h$, $\vartheta = \xi/h$, 添字 b は砕波点での諸量を表わしている。式(21)によると、左辺で与えられる波高減衰量はリーフ上での減衰距離 $\vartheta - \vartheta_b$ の線形関数として表わされる。図-15はこの関係を示す。図中の直線の勾配から係数 β_0 を定め、リーフ上での無次元周期

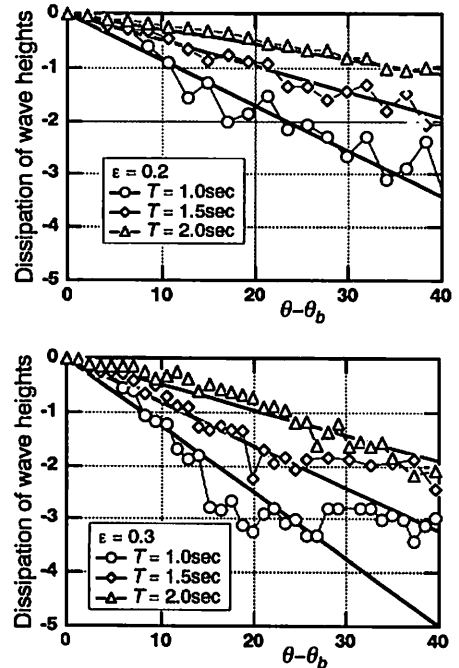


Figure 15. Dissipation of wave heights after wave breaking with respect to the distance from the breaking point. Slopes of the solid lines give coefficients $\beta_0/16$ in Eq.(21).

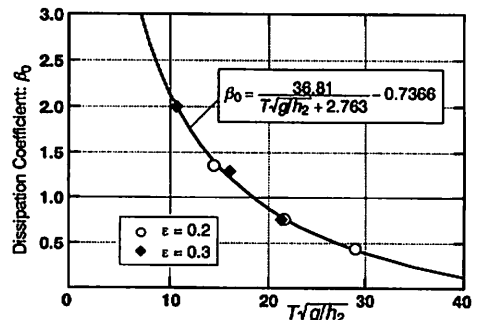


Figure 16. Changes in the coefficient β_0 in Eq.(20) with respect to the dimensionless wave period on the reef.

との関係を示すと図-16のようになる。係数 β_0 の近似式は次式で与えられる。

$$\beta_0 = \frac{36.81}{T\sqrt{g/h_2} + 2.763} - 0.7366 \quad (22)$$

図-16の曲線は式(22)を示す。一般的に、ステップ型リーフ海岸では水深変化が少ないので碎波減衰が遅く、その係数 β_0 は傾斜海岸での値1.8より小さくなっていく。

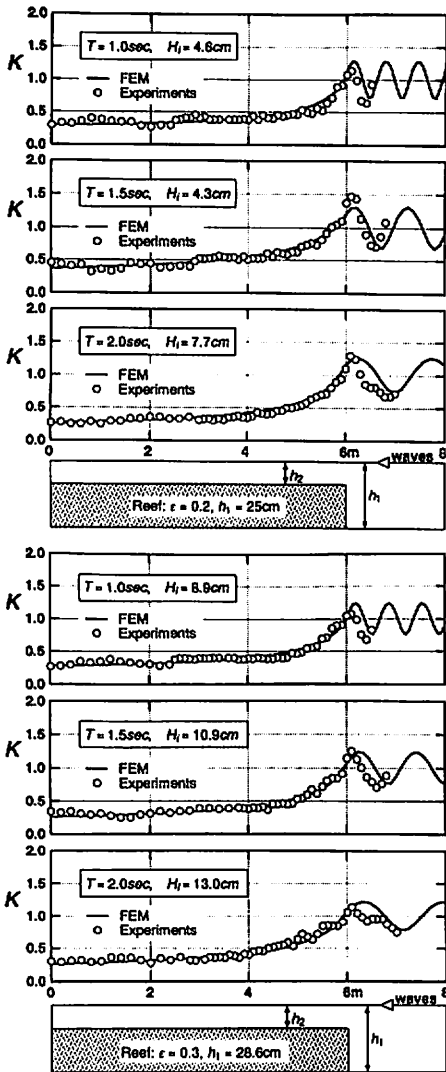


Figure 17. Comparison of wave height dissipation after breaking on the top of the reef. The ordinate denotes variation of wave heights relative to the incident wave height. The solid line indicates prediction by FEM with the dissipation coefficient given by Eq.(20) and β_0 in Eq.(22), and the open circle shows the experimental results.

最後に、以上の結果を用いて碎波減衰時の波高分布の推算結果を例示する。碎波減衰を考慮しない場合には有限要素法によるマトリクス方程式は線形であるが、碎波が発生すると碎波減衰係数 β_0 に未知波高が含まれているので碎波領域において非線形なマトリクス方程式となる。この方程式を解くに当たり、直接反復法および初期は直接反復法を用い途中からニュートン法に切り替える2方法(Zienkiewicz, 1977)について検討した結果、いずれの方法によっても非線形マトリクス方程式は収束することが確かめられた。図-17は波高推算結果の例である。縦軸は入射波高に対する波高増幅率を示す。実線が有限要素モデル(筒井, 1991)に碎波減衰を考慮した波高推算結果、描点が実験結果である。有限要素モデルによる結果はいずれの実験結果をも良く再現しており、これらは碎波減衰モデル、式(20)および(22)の妥当性を示している。

5. 結 言

本研究では、リーフ海岸での波浪推算時の問題点であるリーフ先端部の反射境界条件の取り扱いおよびリーフ上での碎波特性について検討を行なった。その結果は以下のように要約される。

- (1)緩勾配方程式に基づく2次元有限要素解析に適するようにリーフ先端部の反射境界条件の近似式を定め、その汎関数表示を行なった。この反射境界条件は入射波の方向性に依存しない。
- (2)さらに、この条件式をステップ型リーフおよび潜堤周辺の波高分布推算に適用した結果、その有用性が確認された。
- (3)リーフ上での碎波は、入射波高の増大とともに、進行波性碎波からリーフ前面での重複波性碎波へと移行する。
- (4)リーフ海岸のような水深急変部での波浪推算に供するため碎波限界を求めるとともに、リーフ海岸での碎波減衰係数を実験により定め、それらの近似式を提案した。

参 考 文 献

井島武士(1971): 最近の波動理論における境界値問題の解法とその応用, 1971年度水工学に関する夏期研修会講義集, Bコース, JSCE, pp.B-1-1-B-1.31.
 合田良実(1970): 碎波指標の整理について, 土木学会論文集, Vol.180, PP.39-49.

- 高山知司・神山豊・菊池治(1977): リーフ上の波の変形に関する研究, 港湾研究所資料, No.278.
- 津嘉山正光・仲座栄三・我喜屋邦浩(1989): リーフ上の波の変形に関する研究, 海岸工学論文集, 第36巻, JSCE, pp.70-74.
- 筒井茂明・Don P. Lewis・長崎雅哉(1990): サンゴ礁海岸における波高分布推算法, 海岸工学論文集, 第37巻, JSCE, pp. 31-35.
- 筒井茂明(1991): リーフ海岸における波浪推算モデル, 琉球大学工学部紀要, 第42号, pp.35-43.
- 筒井茂明(1993): 海岸環境と波浪変形予測, くろしお, 高知大学黒潮圏研究所所報, No.8, pp.4-11.
- 西村仁嗣(1982): 海浜循環流の数値シミュレーション, 第29回海岸工学講演会論文集, JSCE, pp.333-337.
- 水口優・辻岡和男・堀川清司(1972): 砕波後の波高変化についての一考察, 第25回海岸工学講演会論文集, JSCE, pp.155-159.
- 安田孝志・原正典・田中光宏(1989): ステップおよび潜堤を通過する孤立波の変形と砕波指標, 海岸工学論文集, 第36巻, JSCE, pp.51-55.
- Berkhoff, J. C. W.(1972): Computation of combined refraction and diffraction, Proc. 13th Conf. on Coastal Eng., pp.471-490.
- Brebbia, C. A. and S. Walker(1980): Boundary Element Techniques in Engineering, Butterworth & Co.(邦訳, 神谷紀生・田中正隆・田中喜久昭(1982): 境界要素法の基礎と応用, 倍風館, 東京, 187pp.)
- Chen, H. S. and C. C. Mei(1975): Hybrid-element method for water waves, Proc. of the Modelling Techniques Conf. (Modelling 1975), Vol.1, pp.63-81.
- Dalrymple, R. A., J. T. Kirby and P. A. Hwang(1984): Wave diffraction due to areas of energy dissipation, Jour. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng., ASCE, Vol.110, pp.67-79.
- Izumiya, T. and K. Horikawa(1984): Wave energy equation applicable in and outside the surf zone, Coastal Eng. in Japan, Vol.27, pp.119-137.
- Mei, C. C.(1983): The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves, John Wiley and Sons Inc., New York, 740pp.
- Penny, W. G. and A. T. Price(1951): The diffraction theory of sea waves and the shelter afforded by breakwater, Philo. Trans. Roy. Soc. London, A-244, pp.236-253.
- Putnum, J. A. and R. S. Arthur(1948): Diffraction of water waves by breakwater, Trans. AGU, Vol.29, pp.481-490.
- Sommerfeld (1896): Thèorie mathématique de la diffraction, Math. Ann., Vol.47.
- Tsutsui, S. and D. P. Lewis(1992): Wave height prediction in unbounded coastal domains with bathymetric discontinuity, Coastal Eng. in Japan, JSCE, Vol.34, pp.145-158.
- Yamada, H. and T. Shiotani(1968): On the highest water waves of permanent type, Bull. Disaster Prevention Research Inst., Kyoto Univ., Vol.18, Pt.2, pp.1-22.
- Yamashita, T., Y. Tsuchiya, M. Matsuyama and T. Suzuki (1990): Numerical calculation of linear wave propagation in the coastal zone, Bull. Disaster Prevention Research Inst., Kyoto Univ., Vol.40, pp.15-40.
- Zienkiewicz, O. C.(1977): The Finite Element Method, Third Edition, McGraw-Hill, New York, (邦訳, 吉識雅夫・山田嘉昭(1984): マトリックス有限要素法, 倍風館, 東京, 817pp.)
- Zienkiewicz, O. C., R. W. Lewis and K. G. Stagg (Eds.) (1978): Numerical Methods in Offshore Engineering, Wiley-Int., Pub., New York, 582pp.