

砕波時波動エネルギーの数値的検討

NUMERICAL EVALUATION OF WAVE ENERGY AT BREAKING

喜岡 渉*・加藤 俊夫**

By Wataru KIOKA and Toshio KATO

Breaking waves were generated numerically within the framework of potential theory both in constant water depth and on sloping beach. The method used here is based on the Mixed Eulerian-Lagrangian technique developed by Longuet-Higgins and Cokelet. The total wave energies and average rates of energy propagation per unit crest width over one wavelength were evaluated at breaking and plotted against various water depths and slopes. The total wave energies of progressive two composite waves were also evaluated numerically for the zero-down cross waves at breaking.

Keywords : wave breaking, wave energy, boundary element method, horizontal water particle velocity

1. はじめに

砕波時の波動エネルギーを精度よく把握しておくことは、砕波後の流体場の予測手法の精度向上を計るうえでその境界条件となることから重要であるといえよう。斜面上を進行する波について、磯部ら¹⁾は波の位置エネルギーは砕波直前で最大値をとり砕波点に向かって減少することを示し、さらに土屋・筒井²⁾は波の運動エネルギーは逆に砕波点に向かって増加することを示している。砕波時の波動エネルギーを直接計測した例としては、砕波後のエネルギー逸散過程と関連して熱膜流速計を用いた泉宮・堀川³⁾の研究、キャンティレバー型流速計による岩田ら^{4),5)}の研究のほか、最近ではレーザー・ドップラー流速計を用いて砕波直後の流速場についても詳細な検討が加えられている。しかしながら、砕波時の波動エネルギーを系統的に検討したものとしては、泉宮・堀川⁶⁾により有限振幅性を考慮して位置エネルギーの補正を行った砕波限界エネルギー式が示されているにすぎない。

波動エネルギー、特に運動エネルギーを直接計測して評価するためには、一周期または一波長にわたる各点の水粒子速度成分を計測する必要があり数多くのデータを得るためには多大な労力を要する。また、通常の流速計を用いては運動エネルギーへの寄与が無視できないと考えられる波頂部付近の流速の計測は困難である。そこで、本研究では、ポテンシャル理論に基づく数値計算によって砕波を発生させ、一定水深下および斜面上での周期波の砕波時における一波長平均波動エネルギーおよびエネルギー流束の系統的な評価を行うこととする。さらに、一定水深下で二成分合成波についても同様な数値計算を行い、波動エネルギーからみた二成分合成波の砕波特性についても検討を加えるものである。

2. 解析方法

(1) 一定水深下での砕波

座標系と計算領域を Fig.1 に示すようにとる。計算方法は著者の一人⁷⁾が浅海波の砕波変形に用いたものと同様で、Longuet-Higgins and Cokelet⁸⁾の深海波に対する解析理論を有限水深下の解析理論へ拡張したものである。すなわち、与えられた初期条件下で自由表面の運動学的境界条件式(1)、(2)と力学的境界条件式(3)を逐次数値積分していく Mixed Eulerian-

* 正会員 Ph. D. 名古屋工業大学助教授 社会開発工学科
(〒466 名古屋市昭和区御器所町)

** 正会員 工修 日本工営(株)第一土木技術部
(〒102 千代田区麴町5-4)

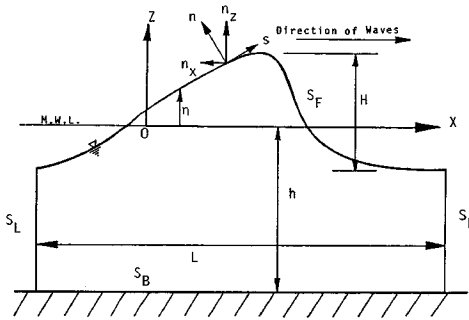


Fig. 1 Coordinates system and notations.

Lagrangian 法を用いた.

$$\frac{Dx}{Dt} = n_z \frac{\partial \phi}{\partial s} + n_x \frac{\partial \phi}{\partial n} \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{Dz}{Dt} = -n_x \frac{\partial \phi}{\partial s} + n_z \frac{\partial \phi}{\partial n} \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{D\phi}{Dt} = -g\eta + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial s} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \right)^2 \right\} \dots\dots\dots (3)$$

初期条件としては、波高 H_0 の微小振幅波の η と ϕ を用い、過剰エネルギーすなわち基本成分波ですべてのエネルギーを保持できない程度の初期波を与えることにより碎波を発生させた。各時間ステップでの流体境界上の ϕ と $\partial\phi/\partial n$ は、グリーン公式に基づく次の境界積分方程式により求めることができる。

$$\alpha\phi(P) = \int_{S_P \cup S_R \cup S_L} \left\{ \phi(Q) \frac{\partial}{\partial n} G(P, Q) - G(P, Q) \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n} \right\} dS(Q) \dots\dots\dots (4)$$

ただし、流体境界上の計算点を $P=(x, z)$ 、source 点を $Q=(\xi, \zeta)$ として、 α は P 点での内角を示し、グリーン関数は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} G(P, Q) &= \ln r + \ln r' \\ r &= \|(x-\xi)^2 + (z-\zeta)^2\|^{1/2} \\ r' &= \|(x-\xi)^2 + (z+2h+\zeta)^2\|^{1/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

積分方程式 (4) の離散化には要素内で線形補間を行う一次要素を用い、未知量は両端の仮想境界 S_R, S_L で波の空間的周期性を仮定することにより自由表面境界 S_F 上で $\partial\phi/\partial n$ 、 S_R で $\partial\phi/\partial n$ 、 S_L で ϕ である。

流体境界上の各値が求めれば、流体内の各点の流速は境界に沿う周辺積分により容易に求めることができる。また、位置エネルギー E_p は計算波形の η から、運動エネルギー E_k とエネルギー流束 F はそれぞれ式 (6)、(7) を数値積分することにより算定した。

$$E_k = \frac{\rho}{2L} \int_{S_F} \phi \frac{\partial \phi}{\partial n} dS \dots\dots\dots (6)$$

$$F = -\frac{\rho}{L} \int_0^L \int_{-h}^{\eta} u \frac{\partial \phi}{\partial t} dz dx \dots\dots\dots (7)$$

(2) 斜面上の碎波⁹⁾

後述するように、一定水深下での計算結果は、斜面上の碎波変形および水粒子速度場の特性を十分説明するものではない。斜面上を進行し碎波に至る波を対象とする場合、造波問題として境界条件を設定することにより、二次元造波水槽内の波動運動をシミュレーションする方法が考えられる。滝川ら¹⁰⁾は、こうした取り扱いにより有限要素法を用いて碎波点付近の波について解析を試みている。しかしながら、周期波に対してこの方法を用いた場合、波の先端付近でじょう乱が発生し、物理的な意味が不明瞭な誤差補正項を導入しない限り碎波に至る過程で計算誤差が蓄積される可能性がある。また、碎波限界付近の波については一次要素を用いても解析精度上一波長当たり 40 節点程度必要とされており⁹⁾、造波問題として取り扱うためには多大な計算時間を要することになる。

そこで、ここでは斜面上を進行し碎波に至る波を厳密に取り扱うのではなく、次の2つの方法により水平床上を進行する波に 'depth perturbation' が加わったときの経過的な波の挙動を計算することとした。第一の方法は、New¹¹⁾らと同様に、計算領域 S_L から碎波点までの水平距離を X_0 として $(h_0-h)/X_0$ が斜面勾配 s となるような水深 $h_0 (h_0 > h)$ において η と ϕ を初期条件 ($t=0$) として与える方法で、 $t > 0$ での水深 h において底面境界に人工的なじょう乱が加わった場合の波動運動の時間的な変化を計算するものである。空間的周期性の仮定により、時期状態から碎波に至るまでの波長は一定として取り扱う。第二の方法としては、Fig. 2 に示すように順勾配とそれに続く逆勾配斜面上の波を想定し、これら2つの波の平均水深 h_0 における η と ϕ を $t=0$ で与えることにより、 $t > 0$ での斜面境界によるじょう乱が加えられたときの経過的な波動運動を追跡する方法を用いた。斜面境界を考慮するためにグリーン関数としては $G(P, Q) = \ln r$ を用い、式 (4) の積分範囲には水底面 S_B が含まれる。各時間ステップの未知量は、 S_F で $\partial\phi/\partial n$ 、 $S_B (\partial\phi/\partial n = 0)$ で ϕ 、両端の仮想境界 S_R, S_L では空間的周期性を仮定することにより S_R で $\partial\phi/\partial n$ 、 S_L で ϕ である。また、 E_k の算定には式 (6) の積分範

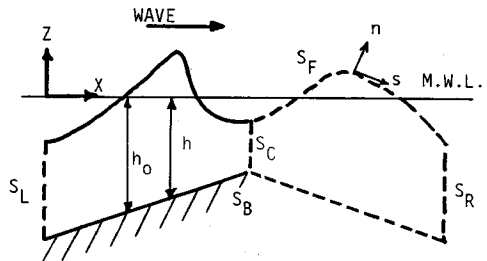


Fig. 2 Fluid boundary used in the computation.

面に斜面上の波の両端の境界 S_L, S_c が加わることになる。ただし、この方法では斜面上を遡する波は取り扱えないので $s=1/10$ の斜面に対しては $h/L < 0.05$ の水深に適用することはできない。

これら2つの方法における初期条件としては、水深 h_0 における波高 H_0 の有限振幅波の η と ϕ を Rienecker and Fenton¹²⁾ の流れ関数法により与えた。この場合 H_0/h_0 は保存波の存在範囲内であり、用いた第10次解はすべてのケースで収束した。

(3) 計算波形の特性

上述の計算方法によって、初期条件の H_0 と h_0 を変えて $t > 0$ での h における空間波形の時間的な変化の様子を計算した。Fig. 3 は計算結果の一例で、相対水深 $h/L=0.064$ における一定水深下の波形変形を (a)~(d) に、depth perturbation を用いた2つの方法による砕波変形を (e), (f) に示す。ケース (a), (b) では前傾するものの保存波とみなせる波が発生し、 H_0/h が大きい (c), (d) では波頭付近に jet が形成され砕波が生じている。ケース (c) での jet は小規模で波頭付近が砕けて波前面が切り立たない spilling breaker とみなせるのに対し、ケース (d) では波前面が鉛直に切り立ち jet の規模も大きい plunging breaker とみなすことができる。図中の砕波高 H は plunging breaker については波頂部から静止水面までにかけての波前面が鉛直に切り立つとき、spilling breaker については jet が形成し始める直前の波形から求めた。depth perturbation による斜面上の砕波変形 (e), (f) はともに plunging breaker とみなせ、同一の H/h に対する一定水深下の砕波変形

(c) とは異なっている。なお、ここには結果を示さないが、depth perturbation を加えない場合 (すなわち、 $t > 0$ でも h_0 とした場合) の一周期後の計算波形は流れ関数法の第10次解から与えた初期波形と一致し、安定な保存波が発生した。

Fig. 4 は解析精度を検討するために、Fig. 3 (c), (d) に対応する各時間ステップごとの全エネルギー E 、運動エネルギー E_k および位置エネルギー E_p の値をプロットしたもので、図中 (a) の spilling breaker については jet が発生した時点を BREAKING、計算が不安定となった時点を UNSTABLE で示し、(b) の plunging breaker では波前面が鉛直に切り立った時点を BREAKING、jet が突入する直前を PLUNGING で示す。PLUNGING または UNSTABLE 付近を除いて、全エネルギーは一定値をとっていることから計算に用いた節点数、時間ステップ間隔などは妥当なものであるといえよう。

一定水深下で H_0 と h を変化させた場合の計算結果をまとめて Fig. 5 に示す。砕波限界の波高水深比 H/h は、 h/L が小さい領域を除き山田・塩谷の最高波の理論曲線と比べると小さい値をとっている。spilling から plunging breaker への遷移は平均するとほぼ $H/h=0.8$ で生じており、ステップ型断面を用いて一様水深部で砕波させた実験結果¹³⁾と同様な傾向を有している。一方、depth perturbation により計算した斜面上の砕波について、その砕波高を示したものが Fig. 6 である。図中の実線は合田の砕波指標曲線を示し、計算結果のプロットはそれぞれの斜面勾配 s に対して換算勾配 $(h_0-h)/X_0$

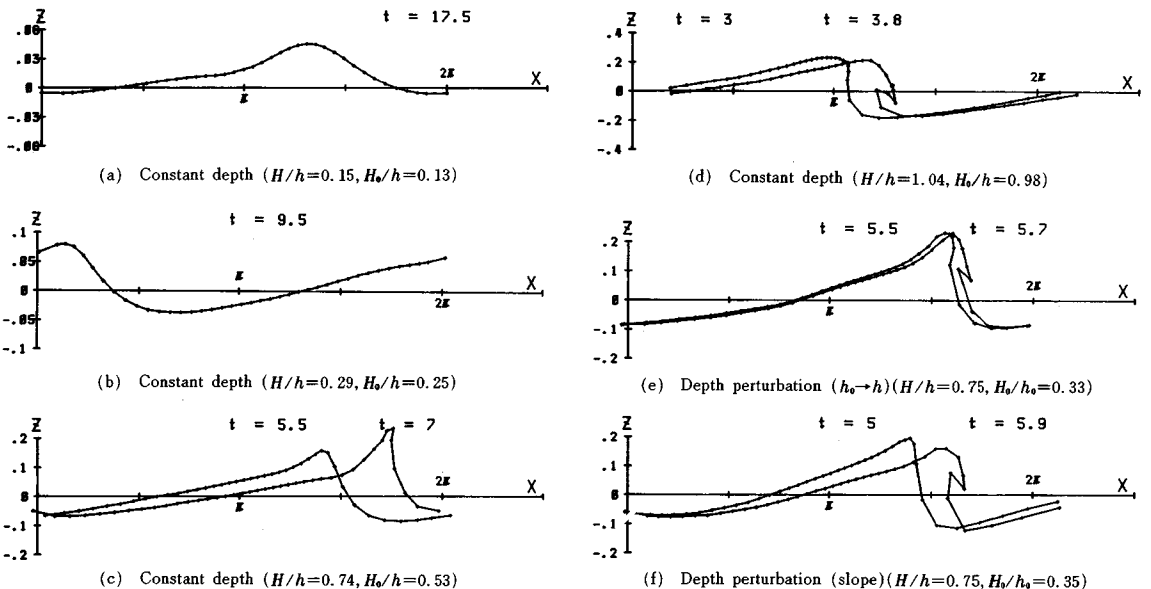


Fig. 3 Generated spatial wave profiles for $h/L=0.064$ ($g=1, L=2\pi$).

が±10%以内の範囲で求められたケースについてのみ示した。なお、沖波波長 L_0 は初期条件として用いた波の周期から求めた。計算結果は、実験結果と同様にばらつくものの平均的にみれば砕波指標曲線とよく一致しているといえよう。spilling から plunging breaker への遷移は、計算結果を平均すると surf-similarity parameter $\xi_0 = s/(H_0/L_0)^{1/2}$ の値がほぼ 0.3 で生じている。

3. 実験結果との比較

数値的に発生させた砕波から砕波時の波動エネルギー

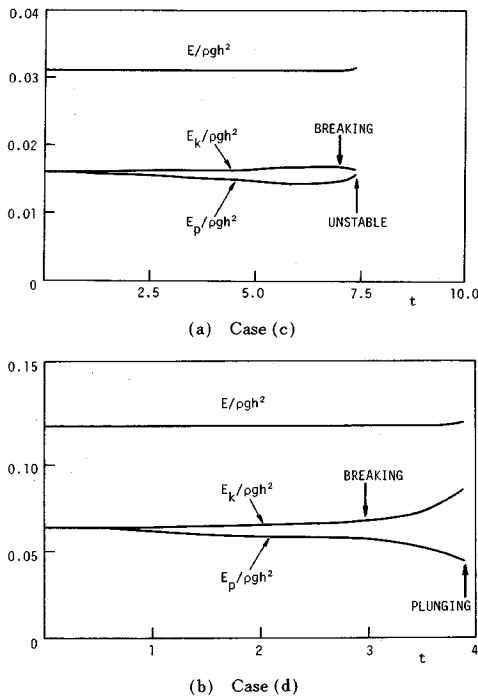


Fig. 4 Temporal variations of kinetic, potential and total energies.

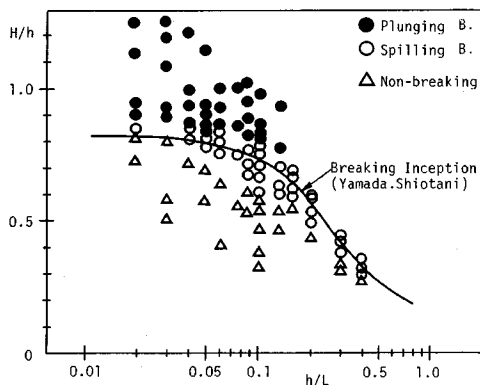


Fig. 5 Ratios of wave breaking height to water depth as a function of relative water depth in constant water depth.

の特性を議論する前に、数値解の妥当性を調べるために波形と水平方向水粒子速度の鉛直分布について実験値と比較検討した。実験には長さ 30 m, 幅 0.6 m, 高さ 1.2 m の両面ガラス張りの二次元造波水槽を用いた。造波板から 20 m の位置より 2 m の 1/10 の一様勾配斜面に長さ 5 m の水平床を接続させたステップ型海浜模型を設置し、他端には消波装置を設けた。水平床上での水深は常に 10 cm とし、斜面前面の一様水深部での波高を 5.6 cm ~ 10.5 cm, 周期を 0.8, 1.1 および 1.2 s と変化させることにより水平床上と斜面上で砕波を発生させた。水平方向水粒子速度は中立粒子 (比重 1.02, 直径約 2 mm) をトレーサーとしてロータリ・シャッター式ビデオカメラ (60 コマ/s) で撮影することにより測定した。

Fig. 7 (a), (b) はそれぞれステップ断面の水平床上における spilling, plunging breaker の砕波時の空間波形と峰の位相での水平方向水粒子速度の鉛直分布について数値計算結果と実験値を比較したものである。図には Dean の流れ関数法 (第 5 次解) による計算結果も示してある。流れ関数法による算定には、一波長の波形を 20 分割して入力し、繰り返し計算を行って最大水平方向水粒子速度の相対誤差を 1% 以内とした。数値計算による波形は実験波形と比べると背面がやや緩やかであるが、水粒子速度については実験値とよく一致している。ケース (b) の波頭付近で実験値と数値計算による水粒子速度分布曲線が緩やかになっているのは plunging breaker の jet の形成機構と関連しているものと考えられる。

一様勾配 1/10 の斜面上での計算結果と実験結果を同様に Fig. 8 に示す。図中の数値解のうち (slope) と (h_0)

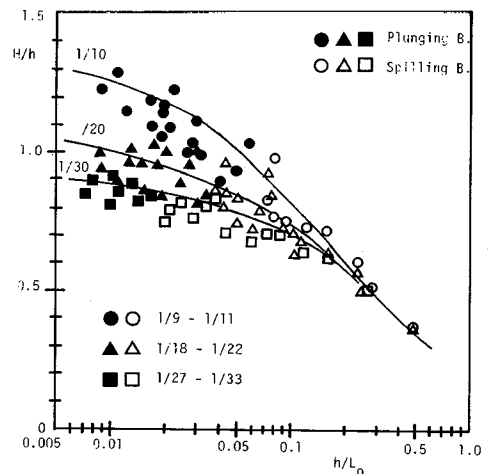


Fig. 6 Ratios of wave breaking height to water depth as a function of relative water depth on equivalent slope.

→ h) は depth perturbation による方法で, (slope) は斜面境界を考慮した場合の結果を示し, ($h_0 \rightarrow h$) は ($h_0 - h$)/ X_0 が 1/10 になるような水深 h_0 で初期条件を与

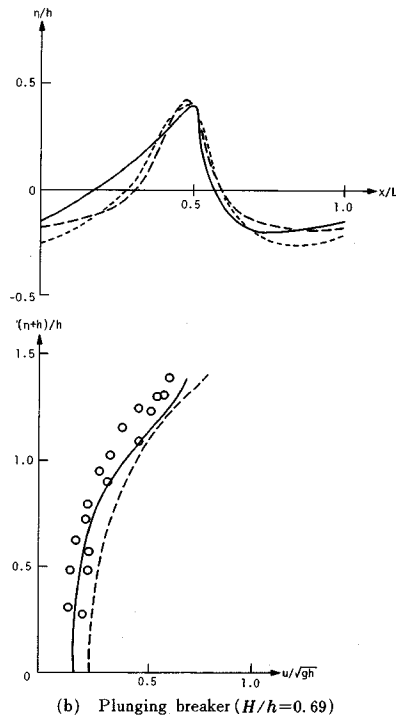
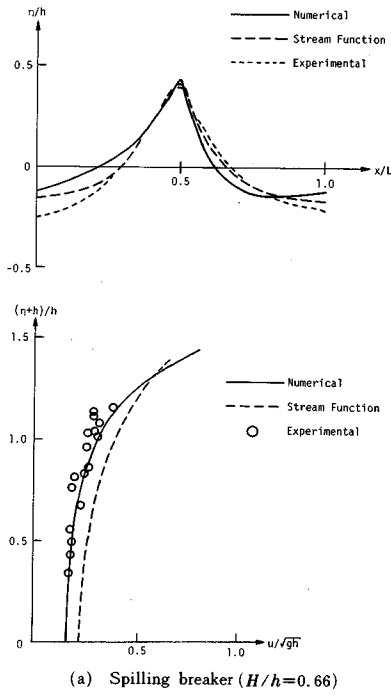


Fig. 7 Comparison of spatial wave profiles and distributions of maximum horizontal water velocity on step beach ($h/L_0=0.10$).

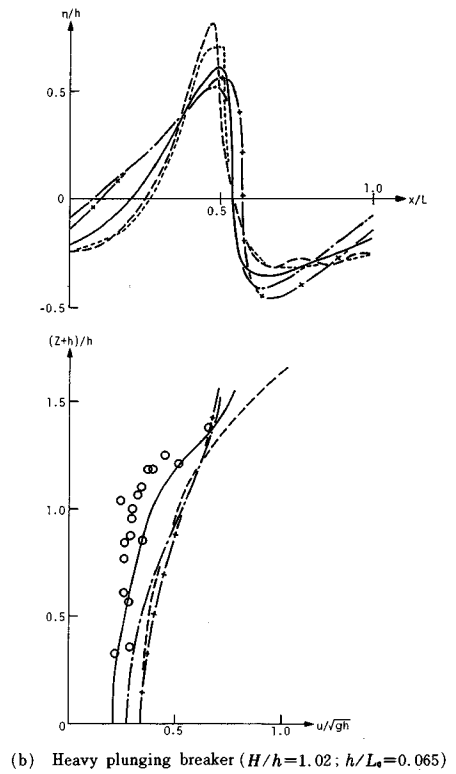
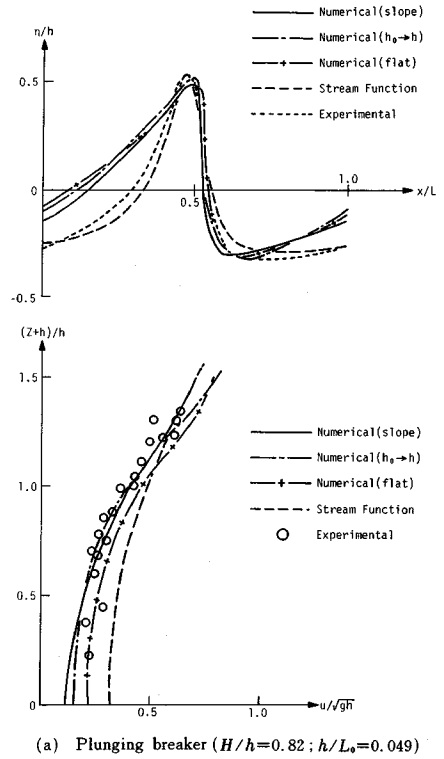


Fig. 8 Comparison of spatial wave profiles and distributions of maximum horizontal water velocity on 1/10 sloping beach.

えた場合で、(flat) は Fig. 7 の結果と同様に一定水深下での数値解を示している。計算波形はすべて実験波形と比べると背面の勾配が緩やかになっている。水平方向水粒子速度については、ケース (a) の plunging breaker ではすべての数値解とも実験値と比較的よく一致しているが、(b) の heavy plunging breaker においては (slope) が実験値と最もよく一致している。

以上、ここに示していないケースも含めて峰の位相での水平方向水粒子速度については数値計算結果と実験結果はよく一致した。波形については実験波形の方が波頂付近でやせており再現性はよくないものの、位置エネルギー E_p を計算すると実験値との差異は 6% 以内であった。

4. 碎波時波動エネルギー

(1) 一定水深下での碎波

Fig. 9 は一定水深下での碎波高水深比 H/h (Fig. 5) に対応する全エネルギー E の値を ρgh^2 で割って無次元表示したものである。また、同図の実線、破線はそれぞれ山田・塩谷の碎波限界 H/h に対応する数値解の全エネルギーを Fig. 9 から読み取った値、微小振幅波理論より $E/\rho gh^2 = (H/h)^2/8$ として求めた値を曲線で結んだものである。同一の h/L に対しては plunging breaker の方が常に spilling breaker よりも碎波時のエネルギーは大きい。

Fig. 10 は碎波時 (spilling breaker については jet が発生する直前、plunging breaker については波前面が鉛直に切り立ったとき) の運動エネルギー E_k と位置エネルギー E_p の比 E_k/E_p をプロットしたものである。plunging breaker においては常に $E_k/E_p > 1$ で、 H/h が大きいほど E_k/E_p の値も大きくなった。一方、spilling breaker については通常 plunging breaker よりも

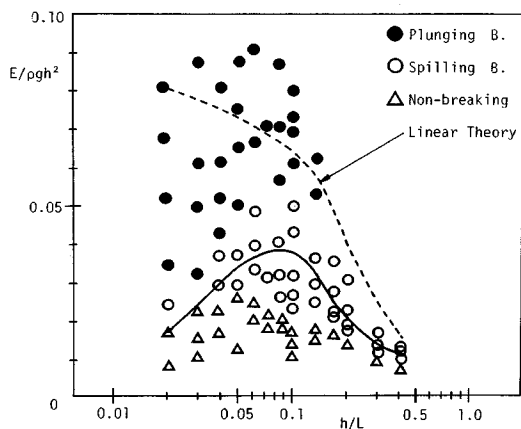


Fig. 9 Nondimensional total wave energies per unit crest width as a function of relative water depth.

Table 1 Numerical results for $h/L_0=0.054$ ($h/L=0.085$).

Numerical Method	Equivalent Slope	h_0/h	Type	$E/\rho gh^2$	E_k/E_p	$E/\rho g^{3/2}h^{3/2}$
flat	---	1.06	plunging	0.132	1.24~1.58	0.141
$h_0 \rightarrow h$	1/10	1.10	plunging	0.073	1.12~1.28	0.080
slope	1/10	1.02	spilling	0.068	1.02~0.99	---
flat	---	0.81	plunging	0.058	1.14~1.35	0.060
$h_0 \rightarrow h$	1/30	0.80	spilling	0.048	1.08~1.12	0.049
slope	1/30	0.81	spilling	0.052	1.05~1.07	---

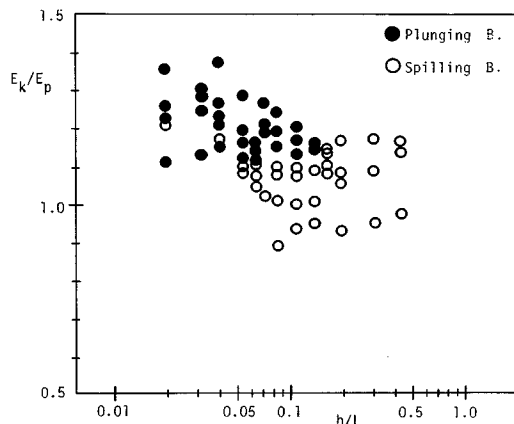


Fig. 10 Ratios of kinetic energy to potential energy at wave breaking.

E_k/E_p の比は小さく、1 より小さい値をとるケースもみられる。

(2) 斜面上の碎波

Table 1 は depth perturbation による ($h_0 \rightarrow h$) と (slope) の計算結果の一例で、比較のために一定水深下 (flat) の計算結果も示してある。同一の碎波高に対して ($h_0 \rightarrow h$) と (slope) によるエネルギー値はほぼ一致しており、斜面勾配が大きいほど (flat) の計算値より小さくなっている。表中に示した E_k/E_p の比 (碎波時から plunging breaker については plunging point 直前まで、spilling breaker については数値的に不安定となる時点までの値を示す) については、(flat) に比べて ($h_0 \rightarrow h$), (slope) の方がいくぶん小さい。ただし、ここに示していないケースも含めて、碎波形式による E_k/E_p の比の特性については上述の一定水深下の結果と同様であった。

合田の碎波指標による碎波高水深比 H/h に対応する全エネルギー $E/\rho gh^2$ を Fig. 6 に示した depth perturbation 法により計算した結果から求めたものを Fig. 11 に示す。ただし、斜面勾配 1/50 のケースについては一定水深での計算結果を用いた。図には、 H/h から微小振幅波理論より求めたエネルギー値に対する数値解 E の比 $\gamma = E/(\rho g H^2/8)$ と、1/15 斜面での計測結果⁵⁾ (ただし、一周平均の値) も示してある。斜面勾配が

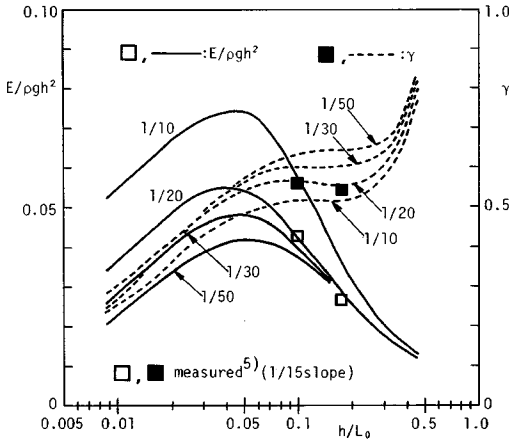


Fig. 11 Nondimensional total wave energies per unit crest width corresponding to Goda's breaker index.

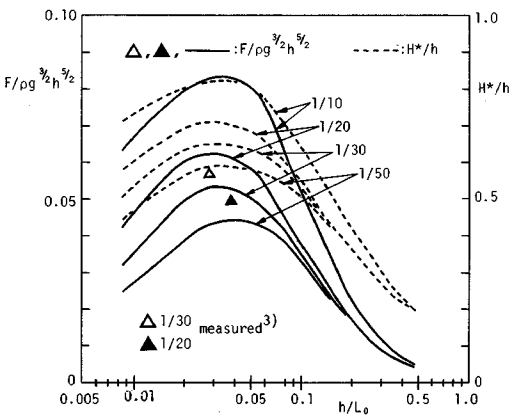


Fig. 12 Average rates of energy propagation per unit crest width corresponding to Goda's breaker index.

大きいほど、また h/L_0 が小さいほど γ の値は小さくなっている。Fig. 12 には砕波時の波を 200 分割して式 (7) より求めた一波長平均のエネルギーフラックス F を $\rho gh^2 \sqrt{gh}$ で割って無次元表示した結果とともに、計測値 (一周期平均)³⁾ および F を次式で表示した場合の換算波高 $H^{*3)}$ を示す。

$$F = \rho g H^{*2} \sqrt{gh} / 8 \dots \dots \dots (8)$$

換算波高水深比 H^*/h はすべてのケースで砕波指標図の砕波高水深比 H/h と比べて小さい。

(3) 二成分合成波の砕波

不規則波の砕波時波動エネルギーについて検討を加えるため、一定水深下で二成分合成波を初期条件として与え規則波と同様な数値計算を行った。初期条件としては波高が同じで、波数の比が 1.2, 1.33, 1.4, 1.5 および 1.75 の 2 つの自由波を選び、初期位相差は 0 とした。

Fig. 13 は計算結果の一例で、平均水位上の峯高がほぼ同じでも前面の谷が深い方の波の波頂部に jet が発生

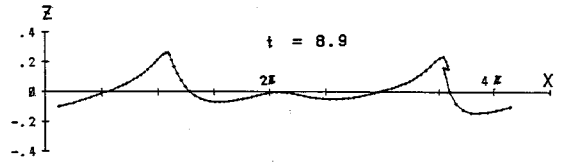


Fig. 13 Wave breaking of progressive two composite waves in constant water depth ($k_1=1, k_2=1.5; H_1/h=H_2/h=0.35$).

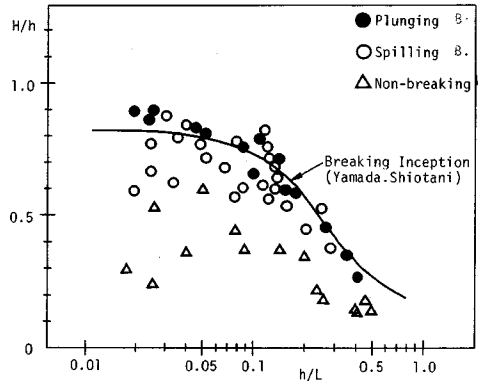


Fig. 14 Ratios of wave breaking height to water depth as a function of relative water depth for zerodown-cross waves.

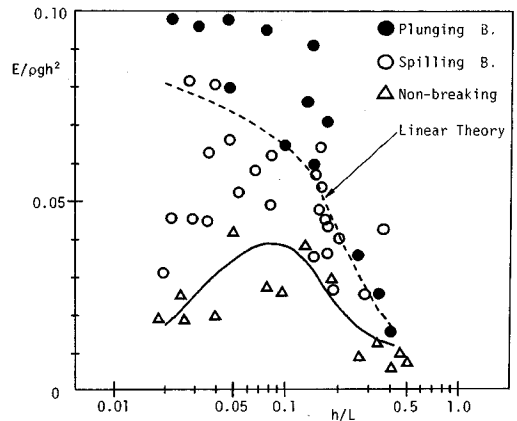


Fig. 15 Nondimensional total wave energies per unit crest width as a function of relative water depth for zerodown-cross waves.

し、spilling breaker となっているのがわかる。

各計算結果についてゼロ・ダウンクロス波 (空間的にはゼロ・アップクロス波) の砕波時の波高と波長を求めプロットしたのが Fig. 14 である。ただし、規則波の計算においてはすべてのケースで二周期以内で砕波が発生したことから、ここでの砕波、非砕波の判定は二周期間における空間波形の時間的変化に対して行った。砕波領域での波高水深比 H/h は規則波の結果 (Fig. 5) と比べるとばらつくものの全体に小さくなっており、二成分

合成波は実験結果¹⁴⁾と同様に数値計算においても規則波より砕波しやすい傾向がみられる。Fig. 15 にゼロ・ダウクロス波の全エネルギー $E/\rho gh^2$ の計算結果を示す。図中の実線と破線は Fig. 9 と同じもので、それぞれ山田・塩谷の砕波限界 H/h に対応する規則波の計算結果、 H/h から微小振幅波理論より求めた値を示す。砕波の発生限界における全エネルギーは、規則波の結果と比較するといくぶん大きくなっているものの、微小振幅波による規則波の砕波発生限界のエネルギー値よりも小さい。計算ケースが少ないので明確ではないが、二成分合成波についても plunging breaker の方が spilling breaker よりも大きい砕波時波動エネルギーをもっている。なお、 E_k/E_p の比については、1 付近にばらつき、規則波の結果とは異なり plunging breaker においても $E_k/E_p < 1$ となるケースがみられた。

5. 結 語

ポテンシャル理論の枠内で数値計算により、一定水深下および斜面上における周期波の砕波時の一波長平均全エネルギーおよびエネルギー流束の系統的な評価を行った。砕波時の運動エネルギー E_k と位置エネルギー E_p の比 E_k/E_p は、通常 plunging breaker では $E_k/E_p > 1$ で、spilling breaker では $E_k/E_p < 1$ となるケースもみられた。二成分合成波についても一定水深下で規則波と同様な数値計算を行い、ゼロ・ダウクロス波について規則波の計算結果と比較した結果、二成分合成波は規則波よりも砕波しやすいものの、砕波発生限界の全エネルギーについては規則波よりもやや大きくなる傾向がみられた。

なお、この研究は文部省科学研究費補助金（奨励研究 A）によって行われたことを付記する。

参 考 文 献

- 1) 磯部雅彦・西村仁嗣・柄登志彦：不規則波の砕波変形に関する実験的研究，第 27 回海岸工学講演会論文集，pp. 139~142, 1980.
- 2) 土屋義人・筒井茂明：波のエネルギー分配と砕波過程，第 29 回海岸工学講演会論文集，pp. 125~129, 1980.
- 3) 泉宮尊司・堀川清司：砕波によるエネルギー逸散過程に関する研究，第 29 回海岸工学講演会論文集，pp. 150~154, 1982.
- 4) 岩田好一郎・小山裕文・布藤省三：砕波後の波動エネルギーの変化に関する実験的研究，第 30 回海岸工学講演会論文集，pp. 10~14, 1983.
- 5) 竹内正幸・布藤省三・岩田好一郎・小山裕文：砕波後の波動エネルギーの一簡易算定法，土木学会第 40 回年次学術講演会講演概要集，II，pp. 537~538, 1985.
- 6) 泉宮尊司・堀川清司：砕波帯における波のエネルギー方程式のモデリング，第 30 回海岸工学講演会論文集，pp. 15~19, 1983.
- 7) Kioka, W. : Numerical analysis of breaking waves in a shallow water, Coastal Engineering in Japan, Vol. 26, pp. 11~18, 1983.
- 8) Longuet-Higgins, M. S. and Cokelet, E. D. : The deformation of steep surface waves on water I-A numerical method of computation, Proc. R. Soc. Lond. A. 350, pp. 1~26, 1976.
- 9) 喜岡 渉・加藤俊夫・石田 昭：斜面上の砕波の数値計算，土木学会第 41 回年次学術講演会講演概要集，II，pp. 539~540, 1986.
- 10) 滝川 清・岩垣雄一・中川政博：有限要素法による斜面上の波の砕波変形と内部機構の解析，第 30 回海岸工学講演会論文集，pp. 20~24, 1983.
- 11) New, A. L., Mciver, P. and Peregrine, D. H. : Computations of overturning waves, J. Fluid Mech., Vol. 150, pp. 233~251, 1985.
- 12) Rienecker, M. M. and Fenton, J. D. : A Fourier approximation method for steady water waves, J. Fluid Mech., Vol. 104, pp. 119~137, 1981.
- 13) 榎木 亨・岩田好一郎・松本 昇：砕波後の波の変形に及ぼす乱れの効果について-砕波の内部機構に関する基礎的研究第 3 報，第 20 回海岸工学講演会論文集，pp. 565~570, 1972.
- 14) 岩田好一郎・片岡純久・水谷法美：二成分波の砕波限界に関する一考察，第 32 回海岸工学講演会論文集，pp. 46~49, 1985.

(1986. 7. 15・受付)