

# 砕波後の波動エネルギーの変化に関する実験的研究

岩田好一朗\*・小山裕文\*\*・布藤省三\*\*\*

## 1. 緒 言

砕波後の波動エネルギーの変化とその逸散機構を解明することは、砕波帯内の水理学および海岸工学の諸問題の解決に際して重要な寄与をする。従来砕波帯内の内部流速の正確な計測が困難なため、波動エネルギーを直接計測して論議した研究としては、泉宮・堀川<sup>1)</sup>のものがあるにすぎず、解決すべき問題点が残されている。とくに、砕波型式別による波動エネルギーの変化の実態とエネルギー逸散機構の差異を解明し、波動エネルギーの表示法を確立することは重要である。

本研究では、まず、運動エネルギーの算定に必要な砕波帯内での内部流速を精度よく計測するために「キャンティレバー型流速計」を開発する。ついで、ステップ型斜面で砕波実験を行ない、砕波型式による砕波後の波動エネルギー（位置エネルギーと運動エネルギー）の変化特性と逸散過程の差異を明らかにする。さらに、従来よく用いられている微小振幅波、段波理論の適用性について検討するとともに、砕波帯内での波の運動エネルギーの簡易表示法について考察した結果を述べることにする。

## 2. キャンティレバー型流速計

本研究で開発した流速計は、「流れの中に物体（センサー）を置き、それが流体から受ける抗力による変位から流速を求める」という「動圧法」を原理とするものである。「動圧法」による流速計は、流れを乱すという欠点はあるものの、(i) 簡単な構造、(ii) 安価、(iii) 種々の条件下でも高い精度を持つ、などの利点を持つと考えられる。すでに「動圧法」を利用した流速計のセンサーとしては、Cantilever-type (Breadsley ら<sup>2)</sup>)、両端固定の wire-type (Sharp<sup>3)</sup>, Sleath<sup>4)</sup>)、両端固定の thread-type (中川ら<sup>5)</sup>) などがあるが、本研究では、最も流れを乱さ

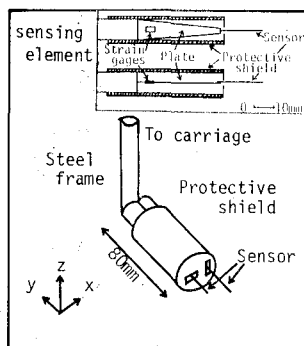


図-1 CTL 流速計の概要

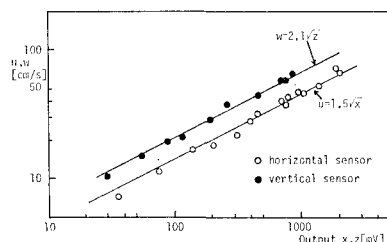


図-2 校正実験

ないキャンティレバー型流速計（以降、便宜上 CTL 流速計と略記する）を採用し製作した。

流速計の概要を図-1に示す。基本的なシステムは、TT 流速計<sup>3)</sup>と同様である。つまり、センサー（直径 0.9 mm の竹棒）を半導体歪ゲージを張ったプラスチック製片持ち板（流水の影響を受けないように円筒内に収められている）に取り付けて、板の面に垂直方向の動圧成分のみを取り出す工夫がなされている。なお、センサーの直径を 0.9mm 程度とすれば、センサーは慣性力、揚力の影響をほとんど受けず<sup>6)</sup>、抗力つまり（流速）<sup>2</sup> にほぼ比例した出力をだすことが図-2に示す校正実験により確認できる。

ところで、この CTL 流速計を二次元波動場を用いる場合は、出力-流速間には次式が成立する。

$$\begin{aligned} u|u| &= \left( \frac{X^0}{K_x} \right) \left| \frac{X^0}{K_x} \right| \sqrt{\left( \frac{X^0}{K_x} \right)^2 + \left( \frac{Z^0}{K_z} \right)^2} \\ w|w| &= \left( \frac{Z^0}{K_z} \right) \left| \frac{Z^0}{K_z} \right| \sqrt{\left( \frac{X^0}{K_x} \right)^2 + \left( \frac{Z^0}{K_z} \right)^2} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $u$  は水平流速、 $w$  は鉛直流速、 $K_x$  と  $K_z$  はおのおの校正実験により決定される水平方向センサーと鉛直方向センサーの校正係数、 $X^0$  と  $Z^0$  はおのおの水平方向センサーと鉛直方向センサーの出力である。式(1)を用いると、後述する運動エネルギーの算定に必要な  $(u^2 + w^2)$  は次式に示すような簡単な形で計算できる。

\* 正 会 員 工 博 名古屋大学助教授 工学部土木工学科

\*\* 正 会 員 工 修 日本ネトラポッド(株) 新潟支店金沢営業所

\*\*\* 学生会員 名古屋大学大学院工学研究科 土木工学専攻

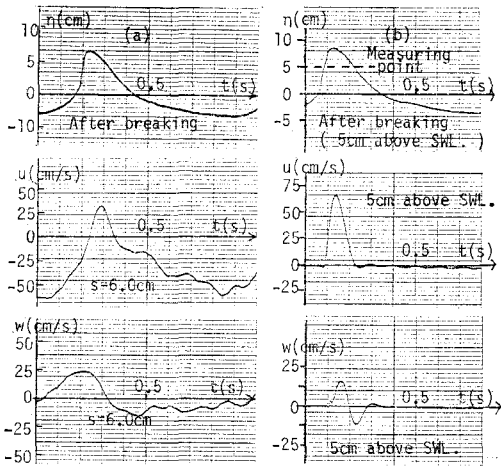


図-3 流速の時間波形

$$u^2 + w^2 = \sqrt{\left(\frac{X^0}{K_x}\right)^2 + \left(\frac{Z^0}{K_z}\right)^2} \dots\dots\dots (2)$$

図-3は、CTL 流速計で計測した水粒子速度の時間波形を示したものである。計測が困難な砕波後の波頂付近の水平、鉛直水粒子速度の計測も支障なくできる(図-3(b) 参照)。図-3(b)の鉛直水粒子速度の時間波形は、最近 Lee ら<sup>7)</sup>が LDV で計測した孤立波の静水面上の鉛直水粒子速度の時間波形によく類似しており、信頼性が高いものと推察される。

### 3. 室内水理実験

#### 3.1 実験方法

実験は、名古屋大学工学部土木工学教室の片面ガラス張りの2次元鋼製造波水槽(22m×0.7m×0.95m)で行なわれた。用いた斜面は、1/9 勾配の前端部斜面を持つ高さ0.25mのステップ型斜面である(図-4 参照)。ステップ上の一定水深部で3種類の砕波(spilling, plunging, heavy plunging)が生ずるように実験波とステップ上の水深を決定した(表-1 参照)。流速および水位変動の計測点は、図-4 に一例として示されるように、各ケースとも鉛直方向は水底上1.5cmから波頂付近まで、波の進行方向は砕波点近傍から2~3 波長間の範囲内で

表-1 実験条件

| 砕波型式           | 周 期          | 発生波高          | 一様水深          | 沖波換算<br>波形勾配 | 砕波水深          | 砕波波高          |
|----------------|--------------|---------------|---------------|--------------|---------------|---------------|
|                | $T$<br>(sec) | $H_0$<br>(cm) | $h_0$<br>(cm) | $H_0/L_0$    | $h_b$<br>(cm) | $H_b$<br>(cm) |
| heavy plunging | 0.89         | 9.0           | 35            | 0.077        | 10            | 10.3          |
| spilling       | 1.06         | 15.1          | 50            | 0.09         | 25            | 16.0          |
| plunging       | 1.0          | 14.1          | 44            | 0.099        | 19            | 15.3          |

注) 沖波換算波高  $H'_0$  は、微小振幅波理論により求めた。

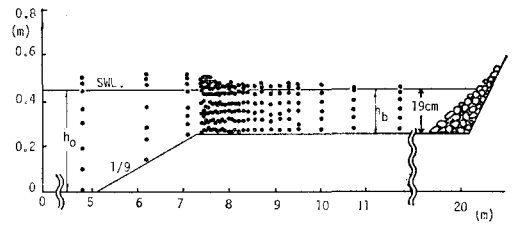


図-4 流速の計測位置 (plunging の場合)

約200点近く設けられた。なお、水位変動は電気容量式水位計で、水粒子速度はCTL 流速計で計測し、すべて磁気テープに記録した。また、これと平行して16mm 高速シネカメラ(50コマ/s)で砕波直前から砕波後約3 波長間の波形を撮影した。

#### 3.2 解析方法

断面一周期平均波動エネルギー  $E$  と一波長平均波動エネルギー  $E'$  は、おのおの式(3)と式(4)を数値積分して求めた。

$$E = \frac{\rho g}{2} \frac{1}{T} \int_0^T \eta^2 dt + \frac{\rho}{2} \int_0^{h+\eta} \left\{ \frac{1}{T} \int_0^T (u^2 + w^2) dt \right\} ds \dots\dots\dots (3)$$

$$E' = \frac{\rho g}{2} \frac{1}{L} \int_0^L \eta^2 dx + \frac{\rho}{2L} \int_0^L dx \int_0^{h+\eta} (u^2 + w^2) ds \dots\dots\dots (4)$$

なお、 $T$ は周期、 $\eta$ は水位、 $\rho$ は密度、 $g$ は重力加速度、 $t$ は時間、 $s$ は底面からの鉛直距離である。

まず、式(3)の計算に際しては、各測定点の水位と流速の時間波形をサンプリング時間0.05秒で離散化し、一周期平均の波動エネルギーを計算し、さらに運動エネルギーについては、水深方向に台形公式を適用し数値積分(両端は長方形とした)して断面周期平均エネルギー  $E$  を求めた。また、式(4)の計算に際しては、第1項はゼロ・ダウンクロス法で定義した空間波形を15分割して数値積分して求めた。また、第2項は、計測地点に波の峰が丁度来た時刻の空間波形をもとにして、その時刻の各測定点での  $u, w$  を流速時間波形から読み取り、水平および鉛直方向に数値積分して求めた。なお、空間波形は16mmの写真解析により求めた。また、断面一周期平均波動エネルギー流束  $F$  については、泉宮・堀川<sup>1)</sup>と同様式(5)で計算した。ただし、非線型性の強い砕波付近の波に対する式(5)の近似の妥当性については検討の余地が残されている。式(5)の計算方法は式(3)の計算方法に準ずる。

$$F = \int_0^{\eta+h} \left[ \frac{1}{T} \int_0^T u \left\{ \frac{\rho}{2} (u^2 - w^2) + \rho g \eta \right\} dt \right] ds \dots\dots\dots (5)$$

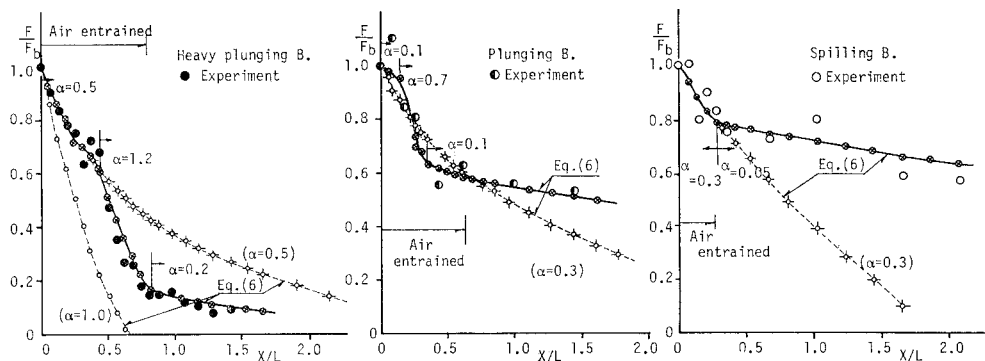


図-5 エネルギー流束の変化

#### 4. 実験結果とその考察

##### 4.1 エネルギー流束の変化

図-5に示すように、エネルギー流束  $F$  の変化は砕波型式により異なり、spilling, plunging, heavy plunging の順でその逸散は大きくなる。なお、図-5では  $F$  は砕波点の値  $F_b$  で無次元化されている。エネルギー流束の最大の逸散地点も上記の順で砕波点から離れる。とくに plunging breaker は、 $X/L \cong 0.3$  近傍、heavy plunging breaker は  $X/L \cong 0.5$  近傍でエネルギー流束の変化が大きい(エネルギー流束の逸散が大きい)が、これは、この領域に形成される horizontal roller<sup>9)</sup> に帰因する所が大きい。また、図-5には、段波理論に基づく Battjes<sup>9)</sup> のモデル(式(6))による計算値も示されているが、砕波直後の実験値に合うように  $\alpha$  を一つの値に設定して計算を進めると、

$$\frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\alpha}{4T} \cdot \rho g H^2 = 0$$

( $\alpha$ : 補正係数,  $H$ : 波高)……………(6)

波の進行( $X/L$ の増大)にともない実験値と一致しなくなる(図中、○と-○-曲線)。なお、 $X$ は砕波点を原点とし、波の進行方向を正軸とする水平距離である。したがって、式(6)を使ってエネルギー流束を計算する場合は  $\alpha$  の値を順次変化させて計算しなければならない。このように、 $\alpha$  を上手に変化させると(例えば heavy plunging breaker については  $\alpha = 0.5, 1.2, 0.2$ )、図-5の-○-の曲線で示されているように、計算値と実験値をほぼ一致させることができる。

##### 4.2 砕波後の波動エネルギーの変化

###### (1) 時間波形と空間波形より求めた波動エネルギーの差異

図-6に示すように、砕波直後では式(4)の空間波形より求めた値  $E'$  は式(3)の時間波形より算定した値  $E$  より2~4割程度小さい。なお、図中の  $E_b$  は砕波点の  $E$  の値を示す。なお、以後の図面において下添字  $b$  は砕波

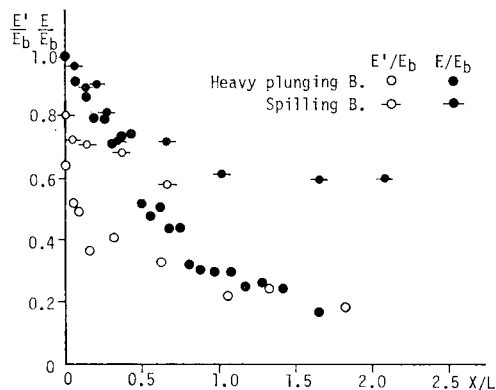


図-6 時間波形と空間波形より求めた平均エネルギーの差異

点の値を示すものとする。この両者の差異は heavy plunging の場合が一番大きく、差異の一番小さいのは spilling 型砕波である。この差異の大きな原因として、砕波直後では気泡を連行する波前面部の乱れによるエネルギー消散が激しいことがあげられる。また、波面が多量の気泡を連行するため、16mm 写真解析で読み取った空間波形の読み取りの誤差が大きくなったことも否定できない。電気容量式水位計は必ずしも砕波波形を正確に計測しているとは言えないが、本論では式(3)で計算される値を取りあげて、その変動特性について論議する。

###### (2) 全波動エネルギーの変化

式(3)で計算される全波動エネルギー  $E$  は、図-7に示すように、砕波点から気泡連行領域(図中 Air entrained)で著しく減少する。この式(3)で計算した  $E$  は、図-8(a)に示すように、砕波型に関係なく、気泡連行域では微小振幅波理論値<sup>10)</sup>,  $E_A$ (式(7))より小さく、この度合は砕波点近傍ほど大きい。したがって、微小振幅波理論を用いると波動エネルギーを過大評価することに注意を要する。

$$E_A = \frac{1}{8} \rho g H^2 \dots\dots\dots (7)$$

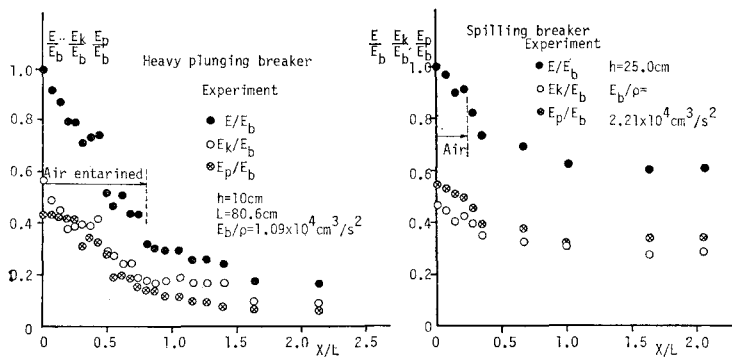


図-7  $E/E_b$ ,  $E_k/E_b$ ,  $E_p/E_b$  と  $X/L$  の関係

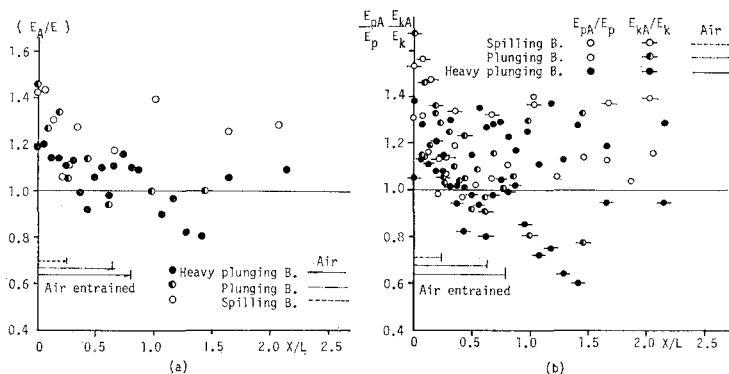


図-8  $E_A/E$ ,  $E_{pA}/E_p$ ,  $E_{kA}/E_k$  と  $X/L$  の関係

### (3) 位置および運動エネルギーの変化

式 (3) で求まる全平均波動エネルギー  $E$  に占める位置エネルギー  $E_p$  (式 (3) の第 1 項) と運動エネルギー  $E_k$  (式 (3) の第 2 項) の割合は、微小振幅波理論については等しく、孤立波理論<sup>10)</sup> の場合は  $E_k$  の占める割合が大きい。しかし、実験によると、図-7 に示すように、砕波型により違い、spilling breaker についてはほぼ  $E_p \geq E_k$ 、heavy plunging breaker の場合はほぼ  $E_k \geq E_p$  である。なお、本論では図示しないが、plunging breaker の場合も、多少変動はあるがほぼ  $E_k \geq E_p$  であった。

ところで、気泡連行領域では、微小振幅波理論値  $E_A$  (式 (7)) は実測値  $E$  (式 (3)) より大きいことをすでに指摘した。これを位置エネルギーと運動エネルギーに分けて考察してみよう。

まず、位置エネルギー  $E_p$  を取りあげる。図-8(b) に示すように (図中 ○, ●, ●印), 微小振幅波理論値  $E_{pA}$  ( $=E_A/2$ ) は実測値  $E_p$  より大きい。これは、砕波後の波形は正弦波形から大きくはずれ、波峰部で尖り、波谷部で平坦になるためである。また、運動エネルギーについても、気泡連行領域、特に砕波点近傍では、静水面上の波面の運動エネルギーを考慮していない微小振幅波理論値  $E_{kA}$  ( $=E_A/2$ ) のほうが実測値  $E_k$  より大きい (図-8(b) の ○, ●, ●印)。しかし、plunging と heavy

plunging breaker については  $X/L \geq 0.4$  では実測値のほうが大きくなり、いずれにしても微小振幅波理論では計算できない。以上まとめると、式 (7) の微小振幅波理論値  $E_A$  の値が計測値  $E$  より大きくなるのは、位置エネルギーと運動エネルギーの両方とも過大評価するためであるが、とりわけ位置エネルギーの過大評価に帰因する所が大きいと言える。

### 4.3 運動エネルギーの簡易表示式 (試案)

本論では、実験値と対応づけるため、式 (3) の右辺第 2 項で定義される運動エネルギー  $E_k$  (式 (8)) を採用する。

$$E_k = \frac{1}{T} \int_0^T dt \left[ \int_0^h \frac{\rho}{2} (u^2 + w^2) ds + \int_h^{h+\eta} \frac{\rho}{2} (u^2 + w^2) ds \right] \dots \dots \dots (8)$$

式 (8) の第 1 項は、微小振幅波理論では  $(1/16)\rho g H^2$  となるが、浅海域では波の有限振幅性のため流速振幅は小さくなるのでこの補正係数を  $A$  とする。つまり、次式のようにする。

$$\frac{1}{T} \int_0^T dt \int_0^h \frac{\rho}{2} (u^2 + w^2) ds = \frac{1}{16} \rho g (AH)^2 \dots \dots \dots (9)$$

浅海域の流速  $u$  として、線型伝達関数に波の有限振幅

表-2 計測値と予測値の比較 (heavy plunging の場合)

| 砕波点からの距離<br>$X/L$ | 波 高<br>(cm) | 静水面より下の運動エネルギー<br>( $\text{cm}^2/\text{s}^2$ ) |       | 静水面より上の運動エネルギー<br>( $\text{cm}^2/\text{s}^2$ ) |       | 全運動エネルギー<br>( $\text{cm}^2/\text{s}^2$ ) |       |
|-------------------|-------------|------------------------------------------------|-------|------------------------------------------------|-------|------------------------------------------|-------|
|                   |             | (予 測)                                          | (計 測) | (予 測)                                          | (計 測) | (予 測)                                    | (計 測) |
| 0                 | 10.3        | 3170                                           | 3713  | 2445                                           | 2500  | 5610                                     | 6213  |
| 0.469             | 7.0         | 1924                                           | 2139  | 863                                            | 925   | 2787                                     | 3064  |
| 0.968             | 5.2         | 1134                                           | 1135  | 714                                            | 820   | 1848                                     | 1955  |
| 1.528             | 4.2         | 861                                            | 737   | 362                                            | 324   | 1223                                     | 1061  |
| 2.146             | 3.9         | 794                                            | 630   | 338                                            | 484   | 1132                                     | 1114  |

性を考慮した次式<sup>11)</sup>を使用する。

$$u(t) = \frac{2\pi}{T} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\cosh kh}{\sinh k[h + \eta(t)(1 - s/(h + \eta(t)))]} \eta(t); \\ \eta(t) > 0 \\ \frac{\cosh ks}{\sinh kh} \eta(t); \\ \eta(t) < 0 \end{array} \right. \quad \dots\dots\dots (10)$$

$O(u^2) \gg O(w^2)$  という実験事実より,  $w^2$  を省略し,  $A$  を式 (10) の  $s/h=0.5$  の値で代表させると, 式 (9) と式 (10) より,  $A$  は次式で与えられる。

$$A = \left[ \frac{(\sinh kh) \cdot \eta^+}{\sinh k \left\{ h + \eta^+ \left( \frac{\eta^+ + h/2}{\eta^+ + h} \right) \right\}} + \eta^- \right] / H \quad \dots\dots\dots (11)$$

なお,  $\eta^+$  と  $\eta^-$  はおのおの波峰と波谷の水位である。

次に, 式 (8) の第2項を求める。第1項目と同様,  $O(u^2) \gg O(w^2)$  という実験事実により  $w^2$  を省略する。そして, (i) 静水面での流速  $u_{s=h}^+$  で静水面より上の領域の流速を代表さす, (ii) 流速時間波形を正弦波と三角形波の丁度中間の波形とする, (iii) 運動エネルギーは鉛直方向に一樣とし, さらに, (iv) 波面が静水面より上にある時間を半周期とする, と仮定して, 式 (10) を使って計算すると次式を得る。

$$\left. \begin{array}{l} \frac{1}{T} \int_0^T dt \int_h^{h+\eta} \frac{\rho}{2} (u^2 + w^2) ds = \frac{\rho}{10} u_{s=h}^{+2} \eta^+, \\ u_{s=h}^+ = \frac{2\pi}{T} \left[ \frac{\cosh kh}{\sinh \{ (h + \eta^2)/(h + \eta^+) \}} \right] \eta^+ \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (12)$$

従って, 式 (8)~式 (12) より,  $\eta^+$  と  $\eta^-$  が与えられるだけで, 運動エネルギー  $E_k$  は式 (13) より計算できる

$$E_k = \frac{1}{16} \rho g (AH)^2 + \frac{1}{10} \rho \eta^+ u_{s=h}^{+2} \quad \dots\dots\dots (13)$$

式 (13) を使った予測値と式 (8) より直接求めた実験値を比較した一例が 表-2 である。同表に示す heavy plunging breaker の場合, 式 (13) は実験値とよく一致する。また, 本論では示していないが, plunging breaker についても両者の対応性は良かったが, spilling breaker

については, 表-2 に示す程度には実験値と一致しなかった。

本実験では, spilling breaker の流速時間波形の非対称性が他のケースより強く, このため流速波形の非対称性の効果を含んでいない式 (13) では充分精度高く評価できなかったものと著者らは考えている。

## 5. 結 語

本論では, 砕波後の波動エネルギーとエネルギー流束の変化特性は砕波型式により異なること。また既往の理論はそのままでは砕波後の波動場に適用できないこと, などを明らかにした。今後, 精度高い実験を積み重ね, 砕波内部の流速および圧力場を明らかにして, 砕波後の波に対して, 精度が高く, 簡易で使い易い波動エネルギーの表示式の提案を行なっていく所存である。なお, 本研究は文部省科学研究費・一般研究 C「砕波後の波動エネルギーの表示法に関する実験的研究」の助成を受けて行なわれたことを付記する。

## 参 考 文 献

- 1) 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.
- 2) Breadsley, Jr., Krollman, G. C., Hamamoto, A. S. and Eisler, J. D.: Device for measuring orbital velocities of particles in an underwater wave field, The Review of Scientific Instruments, 34, pp. 516~519, 1963.
- 3) Sharp, B. B.: Flow measurement with a suspension wire, Proc. ASCE, HY2, 90, pp. 37~53, 1964.
- 4) Sleath, J. F. A.: Velocity measurement close to the bed in a wave tank, Jour. of Fluid Mech., Vol. 42, pp. 111~123, 1970.
- 5) 中川武夫・岩田好一朗・小山裕文: テンションスレッド流速計により計測された砕波の水粒子速度の特性, 第28回海岸工学講演会論文集, pp. 20~23, 1981.
- 6) 小山裕文・岩田好一朗: キャンティレバー型流速計の試作と水粒子速度の計測, 中部支部年報, pp. 196~197, 1983.
- 7) Lee, J. J., Skjelbreia, J. E. and F. Raichlen: Measurement of velocities in solitary waves, Proc. ASCE, WW2, pp. 200~218, 1982.
- 8) 樺木 亨・岩田好一朗・松本 昇: 砕波後の波の変形に及ぼす乱れの効果に関する研究, 第20回海岸工学講演会論文集, pp. 565~570, 1973.
- 9) Battjes, J. A. and Janssen, J. P. F. M.: Energy loss and set-up due to breaking of random waves, Proc. 16th ICCE, pp. 569~587, 1978.
- 10) 水理公式集, 土木学会編, pp. 73~94, 1974.
- 11) 小山裕文・岩田好一朗: 浅海域における水平水粒子速度の簡便な算定式, 土木学会第38回年次学術講演会, 講演概要集(II), pp. 303~304, 1983.