

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——

樫 木 亨*・岩田好一朗**・松 本 昇***

1. 緒 言

波が砕けて流れ形式に移行しさらに打ち上げ波となる砕波変形過程は、周知のとおりエネルギー逸散を伴う強い遷移過程であって、水理学的な興味深さに加え、工学的には海岸構造物などの施設の重要な基礎資料となるため、この砕波変形の内部機構を解明することはきわめて重要な課題である。著者らは第16回海岸工学講演会¹⁾では1/15の一樣勾配斜面で実験を行なって砕波形式別の砕波変形特性に検討を加えたが、一樣傾斜面では水深変化に伴う shoaling の効果, return flow, wave set-up の効果が複雑に作用するため砕波変形の内部機構の鍵を握る乱れそのものの特性について十分論議できなかった。そこで、上述の shoaling, return flow, wave set-up の効果を除くため、前端部に1/18の傾斜面を有する一定水深水平床の水域をとりあげて、一定水深部で半強制的に砕波させて砕波後の乱れのマクロ的な特性を砕波形式別に検討し, spilling breaker と plunging breaker の乱れの差異は horizontal roller の形成の有無にあること、さらに乱れの強さと連行気泡とは密接な関係にあることを昨年度土木学会年次学術講演会²⁾で報告した。本論では、まず水理実験に基づいて horizontal roller の挙動を含めた砕波後のマクロ的な乱れの特性を明らかにし、波高変化と波形変化におよぼす乱れの効果について論議して砕波形式別の砕波変形機構の特質を明らかにする。次に、砕波後の波動を analytical method で求める一試案について述べることにする。

2. 水 理 実 験

(1) 実験装置と実験方法

実験水槽は 0.7m×0.95m×30m の片面ガラス張りの二次元銅製水槽を用い, shoaling, return flow および wave set-up の効果を避けるため水平床を用いその先端部に1/8勾配の傾斜面を設けて一定水深部で砕波させた。波形は電気抵抗線式水位計で計測する。また砕波後の乱れの特性を調べるために、四塩化炭素とキシレンで水の比重と等しく作ったトレーサーと直径4mmのガラス球に四塩化炭素とキシレンの混合液を入れて水の比重と等

しくしたトレーサーを投入して、16mm 高速シネカメラ (128 コマ/sec～200 コマ/sec) で撮影した。なお実験諸元は表—1 に示すとおりである。

表—1 実験諸元

h(水深)	h ₀ (波高)	T ₀ (周期)	h ₀ /L ₀ (波変形勾配)
7 cm	3.5cm 11.5cm	0.8sec 1.2	0.016～0.115
11cm	6.0cm 12.0cm	0.8 1.0 1.2	0.037～0.105
14cm	7.5cm 13.5cm	0.8 1.0 1.2	0.033～0.105

(2) 実験結果とその考察

a) 砕波形式と砕波波高

著者らは、一樣傾斜面では spilling breaker から plunging breaker の砕波移行は水深・沖波波長比 h_0/L_0 により式(1)のように規定されることをすでに指摘した。

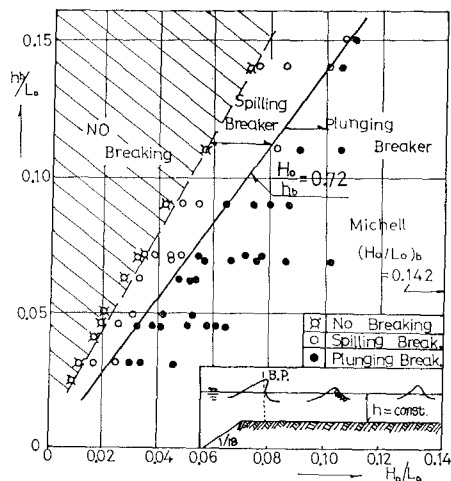
$$h_0/L_0=0.06 \text{ (一樣傾斜面)} \dots\dots\dots (1)$$

しかも、本実験では図—1 に示すように spilling breaker から plunging breaker への移行は沖波波高・水深比 H_0/h_0 でほぼ式 (2) のように与えられる。

$$H_0/h_0=0.72 \text{ (一定水深)} \dots\dots\dots (2)$$

これを Michell³⁾ の沖波の限界波形勾配 $(H_0/L_0)_b=0.142$ を用いて変形すると spilling breaker のみ生じする限界が式 (3) のように与えられる。

$$h_0/L_0=0.192 \text{ (一定水深部で spilling breaker のみ生じる)} \dots\dots\dots (3)$$



図—1 砕波形式と移行限界

* 正 会 員 大阪大学教授 工学部土木工学科

** 正 会 員 大阪大学講師 工学部土木工学科

*** 学生会員 大阪大学大学院工学研究科

これは明らかに一様傾斜面で得られた式(1)と異なる。この差異は一様傾斜面では波が緩やかに変形して砕けるが、本実験では一定水深部で半強制的に砕波せしめることの波の変形の緩急度合の差と、一様傾斜面の方が return flow, wave step-up の効果が著しく大きいことの差、つまり flow pattern の差異に帰因するものと考えられる。また本実験では surging breaker (collapsing breaker) は生起せず、この事実から surging breaker は一様傾斜面特有のものと判断してよからう。図-2 は砕波波高 H_b/h_b を示したものであるが、 H_0/L_0 が大きくなるにつれて大きくなり、砕波形式により比較的明確に2つの領域に分かれる。すなわち、spilling breaker: $H_b/h_b \leq 0.76$, plunging breaker; $H_b/h_b > 0.71$ となりその境界はほぼ $H_b/h_b = 0.75$ と考えてよく plunging breaker の方が overflowing breaker より砕波波高 H_b/h_b が大きい。また同図には種々の孤立波の限界波高理論値が示されているが、いずれも本実験の砕波を十分説明できない。この点一様傾斜面での砕波現象¹⁾と同じ傾向を有している。

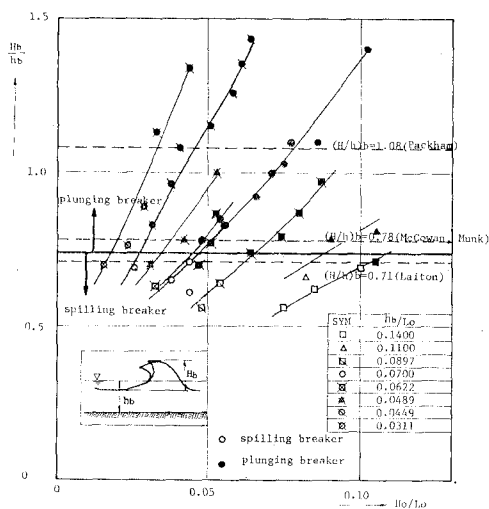


図-2 砕波時波高

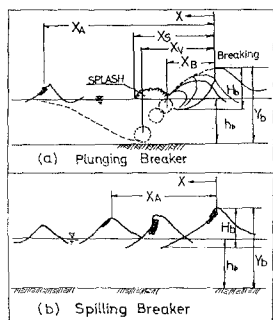


図-3 Spilling breaker と Plunging breaker の砕波後の模式図

b) 砕波後のマクロ的な乱れについて

砕波後の波の変形は plunging breaker と spilling breaker では著しく異なる。すなわち、plunging breaker は砕波後、波頭部が波前面におおいかぶさり静水面と交わった後、horizontal roller と splash が形成される。それと同時に空気が horizontal roller により流体内部へ連行混入されるが、この連行気泡の大部分は vortex が消滅する地点から上方に移動して波面部のみに残り、やがて消えてしまう。この様相を模式的に示すと図-3(a) のようになる。一方 spilling breaker については図-3(b) に示すように horizontal roller と splash の形成を伴わず、砕波後波頭部から波前面部にかけて気泡を連行した乱れた状態が生じるが間もなく、気泡も消滅して再び整正な波形になっていく。図-4 は X_B/L : plunging breaker の砕波点から波頭部が静水面と交わる地点、 X_V/L : horizontal roller が消滅する距離、 X_S/L : splash が静水面と交わる距離、 X_A/L : 流体内部に連行された気泡が波面部のみに残る距離と H_0/L_0 の関係を h_b/L_0 別に示したものである。なお L は水深 h_b での波長である。(1) X_B/L について: h_b/L_0 により多少のばらつきはあるが、図中の実線のようにほぼ1つの曲線で示すことができる。なお H_0/L_0 の X_B/L におよぼす効果はきわめて小さい。また X_B/L は 0.1~0.3 の範囲にある。(2) X_V/L について: これは splash が水面と交わる地点 X_S/L より砕波点側になり X_B/L 同様 h_b/L_0 により多少のばらつきがあるがほぼ1つの曲線で表わされる。(3) X_S/L について: この値は h/L_0 をパラメーターとする曲線群として表わされて、 h/L_0 を固定して考えると H_0/L_0 が大きくなると X_S/L が大きくなる。この splash の水平方向の大きさ x_s の値を示したのが図-5 であって、splash の水平方向の規模 x_s/H_b は plunging distance X_B/H_b が大きくなるとほぼ大きくなり本実験では砕波波高 H_b の 2~4 倍となる。そして x_s/H_b と X_B/H_b は Galvin⁴⁾ の与えた実験式 $x_s/H_b = X_B/H_b$ と一致せず、一般に $x_s/H_b > X_B/H_b$ となるがその散らばりは大きい。(4) X_A/L について: H_0/L_0 の増大に伴い著しく大きくなり、図-2 とつき合えると砕波波後 H_b/h_b が大きいほど、流体内部に気泡が保持されている距離が大きくなり、plunging breaker の方が spilling breaker より気泡連行距離が長いことが明らかである。このように horizontal roller の効果はきわめて大きい、horizontal roller は波先が水面と交わる地点より生起し、その水平方向の移動速度は図-6 に一例として示されているように発生時は $C_0 = \sqrt{gY_0}$ とほぼ等しい速度で移動するが、その後 C_0 よりわずかに大きくなりその後間もなくほぼ一様に減少し、 $t/T=0.12$ で $U_0/C_0 = 0.25$ 程度となる。一方この roller の回転軸方向の回転

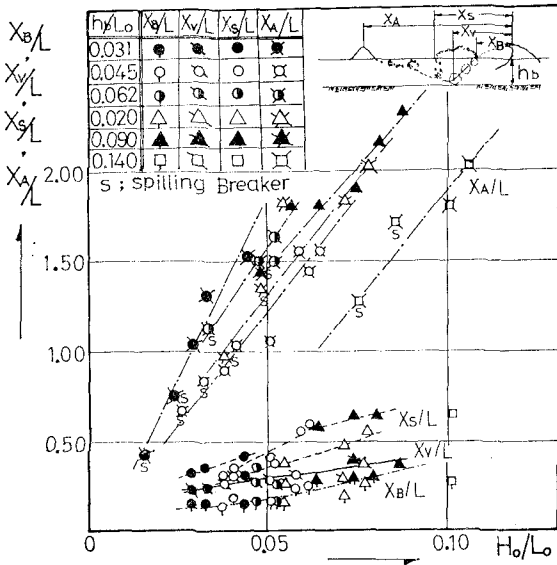


図-4 X_B/L , X_V/L , X_S/L , X_A/L と h/L_0 の関係

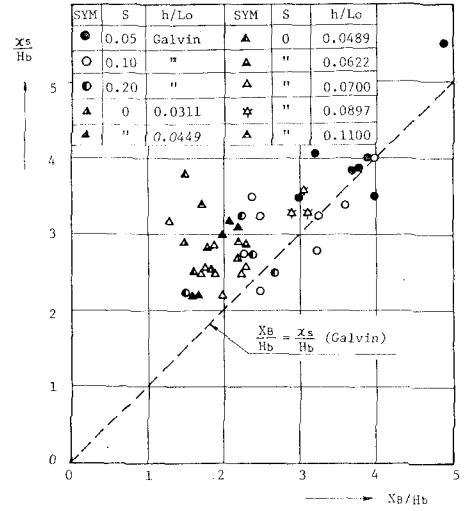


図-5 Splash の水平方向の規模 x_s

角速度は回転軸よりある距離離れた地点 γ_0 で最大となりその前後で小さいといったほぼ Rankine 型に近い分布を示すが、その γ_0 と砕波波高 H_0 と比較すると図-7 に示すように、 H_0/L_0 と明確な関係は認められず、ほぼ $\gamma_0 = 0.44 H_0$ と考えてよい。

c) 砕波後の波高変化と波形変化について

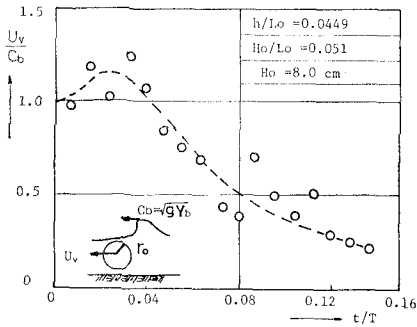


図-6 Roller の移動速度

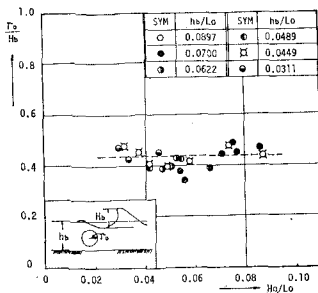


図-7 γ_0 と H_0 との関係

図-8 によれば、 H_0/L_0 が大きくなるにつれて波高 H/H_b の低減率が大きく、spilling breaker より plunging breaker の方が波高減衰が大きいたことが明らかである。この波高変化を既述の X_V/L , X_B/L , X_A/L の乱れの領域別について検討する。plunging breaker については砕波点から horizontal roller の消滅点まで波高低減が一番大きく、 $H/H_b = 0.7 \sim 0.45$ 程度になる。また X_V/L 地点寸前で H/H_b が極小値を取り horizontal roller の消滅後いったん波高 H/H_b が大きくなるが、これは roller の消滅により roller のエネルギーの一部が波動エネルギーに転換されることと splash が波と重合するため波高がいったん増大するものと考えられる。 X_S/L 地点については X_V/L 地点ほど明確な特性は見出せないが、この領域での波高減衰は X_V/L 地点までと比して緩やかであり、この減衰割合がほぼ X_A/L 地点まで続き、この X_A/L 地点で $H/H_b = 0.4 \sim 0.5$ に低減してしまう。また

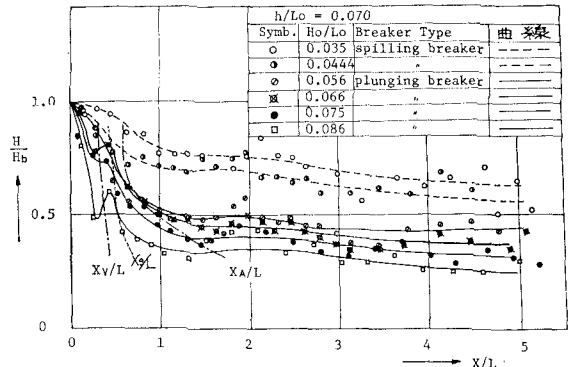


図-8 砕波後の波高変化 (H_0/L_0 ; パラメーター)

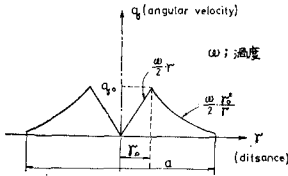


図-9 roller の角回転速度

$X_A/L < X/L$ になると波高低減はきわめて小さくなってくる。また, spilling breaker についても X_A/L 地点まで波高減衰が一番大きい, X_A/L 以遠になると減衰率が小さくなる。このように砕波形式に関係なく流体中に気泡が連行されている間は波高減衰は大きい, これは Führbötter⁵⁾ が指摘した気泡連行作用に起因するのか, あるいは気泡は単に乱れにひきずられて移動するのみで単に乱れの強度を示す Index なのか判然としない。このように horizontal roller 形成域での波高減衰がきわめて大きい, この horizontal roller の砕波によるエネルギー逸散に寄与する割合を検討する。すでに述べたように roller を Rankine vortex と考えてよいと判断されるため 図-9 に示す速度分布の roller と考えるとこの roller の持つエネルギー E_r は式 (4) で与えられる⁶⁾。

$$E_r = \frac{1}{4} \pi \rho (q_0 \cdot \gamma_0)^2 \cdot (1 + 4 l_n(a/\gamma_0)) \dots \dots \dots (4)$$

なお, q_0 は γ_0 での回転角速度, a は中心から $q \approx 0$ となる点までの距離を示す。一方, 砕波点から渦消滅地点までの波高変化より推算できる波のエネルギー損失量 E_L は波のエネルギーが砕波前と同じ表示式で計算できると仮定すると式 (5) で与えられる。

$$E_L = \frac{1}{8} \rho g (H_0^2 - H_V^2) L \dots \dots \dots (5)$$

なお H_V は $X=X_V$ での H の値である。したがって砕波による $X=X_V$ 地点までに失う波動エネルギー損失量に占める roller のエネルギーの割合 ε_r は式 (6) となる。

$$\varepsilon_r = \frac{E_r}{E_L} = \frac{2 \pi (q_0 \gamma_0)^2 (1 + 4 l_n a/\gamma_0)}{g \cdot (H_0^2 - H_V^2) \cdot L} \dots \dots \dots (6)$$

式 (6) に, 前述の 図-7 に示す $\gamma_0 \approx 0.44 H_0$ を代入して, ε_r と H_V/H_0 の関係を a/γ_0 と q_0^2/gL をパラメーターにして示したのが 図-10 である。実験によれば, $a/\gamma_0 = 1.5 \sim 2.5$ 程度であるが, q_0 の信頼のおける計測はなかなか困難であって, そのため図示した実験値はきわめて少ない。実験によれば, $\varepsilon_r = 0.3$ 程度であって逸散するエネルギー全部は roller のエネルギーに転換されていないことがわかる。したがって別な形のエネルギー逸散があり, その一つが splash のエネルギーに, またその他 roller 以外の流体内部の強い shear によるエネルギー逸散 (spilling breaker のエネルギー逸散機構と同様とも考えられる) によるところが大きいと考えられる。なお, 底部 shear によるエネルギー逸散については, $X/L < X_A/L$ の乱れた範囲では用いるべき shear 算定式がなく, 目下著者らは実験により計測中であって後日報告するが, 砕波しない波の底部 shear より大きな値を計測している。図-11 は砕波後の波高変化と波形変化との関係を spilling breaker と plunging breaker の代表例について示したものである。同図の ξ_H と ξ_V は時間波形より次のように定義したもので, ξ_H は波頂前後の非対称性, ξ_V は静水面上下方向の非対称性を示すものである。

$$\xi_H = \frac{\text{波の crest から波後面が静水面と波の crest から波前面が静水面と交わる時間}}{\text{交わる時間}}$$

$$\xi_V = \frac{\text{静水面からの波頂高}}{\text{波 高}}$$

- (1) ξ_H について: $X/L < X_A/L$ の範囲では plunging breaker は spilling breaker よりきわめて大きく, 波の前傾度は plunging breaker の方が大きい。この plunging breaker については, horizontal roller と splash に密接な関係があって, 砕波点から ξ_H は減少し, X_V/L 地点寸前で極小値をとり horizontal roller の消滅とともに再び大きくなっていく。これは splash と波が重合して splash の乱れが波長に影響するものであると考えられる。一方, $X/L > X_A/L$ になると砕波形に関係なく $\xi_H \rightarrow 1$ と小さくなり波形は対称性を帯びようになってくる。(2) ξ_V について:

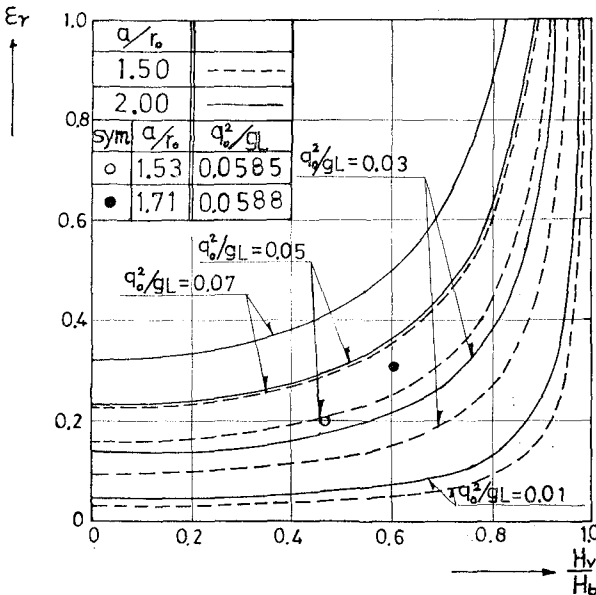
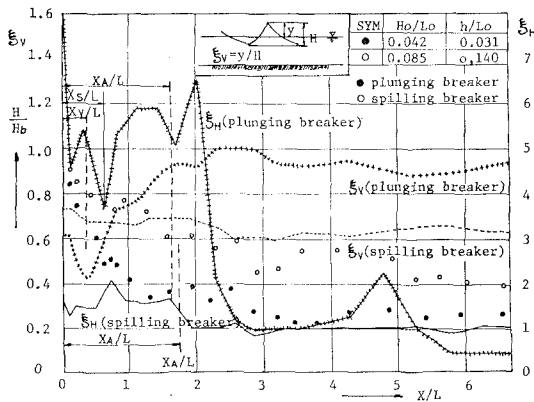


図-10 エネルギー逸散に及ぼす Roller の効果



図—11 波高変化と波形変化との関係

spilling breakerの方が plunging breakerより ξv は小さく0.6~0.7程度であり砕波点以後の変化は小さい。一方 plunging breakerは $X/L < X_A/L$ の気泡連行領域では変化が大きく、roller消滅地点 X_v/L で極小となり、以後大きくなって $X/L > X_A/L$ の領域では $\xi v = 0.7 \sim 0.9$ とほぼ一定になる。このように静水面を軸とした対称性についても spilling breakerの方が plunging breakerに比して対称性があり、この plunging breakerの非対称性の原因は先に述べたように、horizontal roller, splashに起因していることは間違いないであろう。

3. 理論解析—砕波後の波の変形解析—試案—

砕波後の波は analytical method あるいは energy methodにより取り扱われるが、旧来の analytical methodでは著者らはすでに指摘したように η の頂が基礎式に導入されていないため砕波後の波の実態を説明することはできない。本論では乱れ項を基礎式に導入して analytical methodで求める方法について述べる。

46年度年次学術講演会⁷⁾ですでに報告したように、(i) 砕波後の波動は長波として扱う。(ii) したがって $0(u) \gg 0(\omega)$ と考えて、Reynolds stressが $0(P_{xx}) \geq 0(P_{xx})$, $0(P_{xx})$, $0(P_{xx})$ の関係を満たす。なおたとえば Reynolds stress P_{xx} というのは x 軸に垂直な一つの面に沿う z 方向(鉛直方向)の応力を示す。(iii) 純粘性の項が乱れ項に比して省略できる。(iv) 連行気泡の効果を乱れ項 P_{xx} の中に含ませて非圧縮性流体として扱う。と仮定すると砕波後の波動式は式(7)、式(8)で与えられる。

$$\text{運動方程式: } \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (P_{xx}) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\text{連続式: } \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}(h+\eta)) = 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

なお、上式で、 $\bar{u}$: 水平方向水粒子平均速度、 h : 静水深、 η : 波形、 g : 重力加速度、 x : 水平方向距離、 t : 時

間とする。問題は Reynolds stress P_{xx} の評価の仕方であるが、砕波後の乱れの特徴が解明されていないため正確な評価ができない。そこで P_{xx} をPrandtl型表示できるものとし、さらに砕波後は波頂から波先にかけて波の変形が大きいめ式(9)に示すように変形できるものとする。

$$P_{xx} = \rho l_x^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right| \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right)_{\infty} - \rho l_x^2 \left(\frac{\bar{u}}{L} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\quad \quad \quad \propto -\rho l_x^2 \left(\frac{\bar{u}}{h} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (9)$$

式(9)の l_x は乱れの規模を表わすもので、本論では水深と波高の和に比例すると考えて式(10)の形に置く。なお k は比例定数である。

$$l_x = k(h+\eta) \quad \dots\dots\dots (10)$$

式(9)と式(10)を式(7)に代入し、式(8)も含めて、 $X=x/h$, $T=(t/h)\sqrt{gh}$, $U=\bar{u}/\sqrt{gh}$, $H=(h+\eta)/h$, $k^2=K$ の無次元表示に直すと、式(7)、式(8)はおのの式(11)、式(12)となる。

$$\frac{\partial U}{\partial T} + \frac{1}{2} \frac{\partial U^2}{\partial X} + \frac{\partial H}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial X} (K \cdot H^2 U^2) = 0 \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\frac{\partial H}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial X} (U \cdot H) = 0 \quad \dots\dots\dots (12)$$

上式をFriedrichs schemeで差分化して、図—12に示す未知点 P での H と U の値は既知点 Q_1, P_1, R_1 , 点の値を用いて、式(13)と式(14)で与えられる。

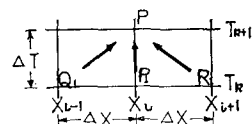
$$H(P) = \frac{1}{2} [H(R_1) + H(Q_1)] - \frac{\Delta T}{2 \Delta X} \times [U(R_1)H(R_1) - U(Q_1)H(Q_1)] \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$U(P) = \frac{1}{2} [U(R_1) + U(Q_1)] - \frac{\Delta T}{2 \Delta X} \times \left[\frac{1}{2} (U^2(R_1) - U^2(Q_1)) + (H(R_1) - H(Q_1)) \right] - K \frac{\Delta T}{2 \Delta X} [H^2(R_1)U^2(R_1) - H^2(Q_1)U^2(Q_1)] \quad \dots\dots\dots (14)$$

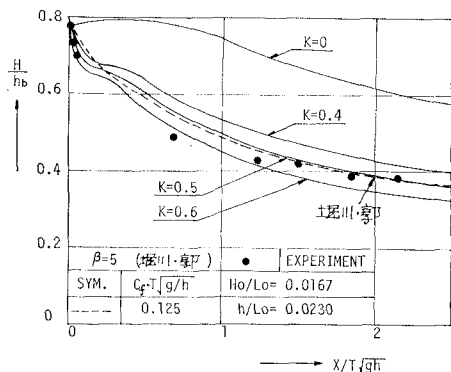
なお、差分 ΔX と ΔT は解が収束するように式(15)のCourant条件を満たすように決める必要がある。

$$\Delta T \leq \min \left(\frac{\Delta X}{U(P_1) + \sqrt{H(P_1)}} \right) \quad \dots\dots\dots (15)$$

図—13は計算結果の一例を示したものである。なお同図の計算値は予備計算で解の収束が確かめられている差分 $\Delta X=0.02$, $\Delta T=0.004$ を用い、砕波時波形は孤立波⁸⁾と仮定して計算したものである。同図によれば K の値が大きくなると波高減衰が大きくなり乱れの項が大



図—12 差分メッシュ



図—13 数値計算結果の一例

きいほど波高減衰が大きいことが判明する。そして $K=0.5$ にすると堀川・郭⁹⁾の理論値とよく一致する。また実験値と比較すると実験値とほぼ一致するが、plunging breaker の roller 形成・消滅に伴う急激な波高変化は残念ながら十分説明しているとはいえない。一方、spilling breaker については本論では図示していないが、roller の形成をみないため、乱れ項を導入した式(11)，式(12)で砕波後の波高変化の算定がほぼできる。なお初期波形として前傾した非対称な波形を与える場合は(流速は孤立波近似とする。)上述の孤立波の初期値と同様の傾向を示すが、同一の K の値に対して初期波形が必ず程減衰効果が大きくなることを付記しておく。また計算波形は計測波形と比較的よく一致するのは砕波後流体内部に気泡を連行する領域内であり、それ以遠になると計算波形は実測波形と異なってくる。

4. 結 言

以上砕波後のマクロ的な乱れ特性 (horizontal roller,

splash, air entrainment) を明らかにするとともに、波高・波形変化との相互関係について水理実験により明らかにし、さらに乱れ項を有する基礎式を誘導して数値計算により波高変化を求め、実験値とつき合せてその妥当性について検討を加えた。

今後、砕波後の底部 shear および air entrainment の効果について検討を加えて、砕波後の波の変形機構を解明していきたい。

参 考 文 献

- 1) 榎木亨・岩田好一朗・中辻啓二：砕波の内部機構に関する基礎的研究(第1報)，第16回海岸工学講演会講演集，1969.
- 2) 榎木亨・岩田好一朗：砕波後の波高変化に及ぼす乱れの効果について，第27回土木学会年次学術講演会講演概要集，1972.
- 3) Michell, A.G.M.: The Highest Wave in Water, Phil. Mag. Vol. 36, (5), 1893.
- 4) Galvin, C.J.: Breaker Travel and Choice of Design Wave Height, Proc. of A.S.C.E, WW 2, May, 1969.
- 5) Führbötter, A.: Air Entrainment and Energy Dissipation in Breakers, Proc of 12th Coastal Eng., Vol. 11, 1970.
- 6) 日野幹雄・山崎貞夫：波による鉛直板よりの渦の形成とエネルギー逸散，第18回海岸工学講演会論文集，1971.
- 7) 榎木亨・岩田好一朗：砕波後の乱れについて(砕波後の波高変化に及ぼす乱れの効果について)，第26回年次学術講演会講演概要集，1971.
- 8) たとえば，応用水理学中II，石原藤次郎・本間仁編，丸善出版，1958.
- 9) Horikawa, K. and C. T. Kuo: A Study on Wave Transformation inside Surf Zone, Proc. 10th Conf. on Coastal Eng., 1966.