

緩斜面上のソリトン波列の碎波変形

DEFORMATION OF BREAKING SOLITONS ON GENTLE SLOPES

真野 明*・南 将人**

By Akira MANO and Masato MINAMI

In order to predict wave shape and velocity of breaking solitons on gentle slopes, a momentum equation which includes nonlinear, dispersive and dissipative effects is derived. The Reynolds normal stress is modeled as the dissipative term by introducing eddy viscosity in which the mixing length is chosen as a product of surface elevation and distribution function of turbulence. This model shows good agreements on wave height attenuation, wave shape and velocity of spilling breaker with experimental results. It shows that the coefficient in the eddy viscosity is sensitive to the attenuation and the distribution function has roles in the initial phase of the breaking and in distinguishing breaker and nonbreaker.

Keywords : soliton, spilling breaker, dispersion, dissipation, eddy viscosity

1. 序論

緩勾配の浅海域で発達したソリトン波列は碎波によって波形を変え波列の位相関係によっては後ろの波が前の波に追いついて大きな陸上遡上高や、大きな流体力を発生させる可能性があることが永富ら¹⁾によって指摘された。波列を構成する個々の孤立波が単独に入射する場合には碎波後の波高変化や陸上遡上高などが水理実験によってかなり細かく測られ²⁾、海底勾配や沖波波高等を組み合わせた1~2個のパラメーターでそれらの結果が表わされている³⁾。しかし上記のようにソリトン波列が入射して個々の孤立波の碎波した波が接近あるいは追い越した場合には孤立波単独の結果は利用できない。またパラメーターが多くなることから途中の変形過程を未知のまま残して汀線付近の水理量を整理する方法も難しい。ここでは沖から岸まで碎波を含めて逐次波形や流速などの変形過程を明らかにしていく必要がある。碎波前であればPeregrine⁴⁾や藤間ら⁵⁾の提案した方程式でかなり精度よく波形を推定できる。また底の勾配がさらに緩い場合には一度碎波した波の乱れが一定距離伝播後消

え再びソリトン分裂が顕著になることがある。すなわち分散効果は碎波中も働いているが、乱れの影響であまり顕著には現われないと考えるのが妥当であろう。従来碎波後の波形を予測した解析としては浅水長波の方程式を使った段波の解析⁶⁾やそれに乱れエネルギーの方程式を連立させて解いたMadsenら^{7),8)}の研究があるが、いずれも分散効果は含まれていない。碎波は局所的な現象であり、そこだけ分散項を取り除くのは難しい。全領域で分散項を含んだ方程式を支配方程式として解析すればよいが、分散項を導く従来の方法では流れの非回転を仮定していたために碎波のように波動場の中心部に乱れの領域が存在するような場合には適用できなかった。本研究では非回転の条件を陽に仮定しないで分散項がPeregrineと同じ形で導けることを示す。

一方碎波後の波高減衰を表現するためにレイノルズ方程式をもとにし鉛直方向に水底から水面まで積分した式に渦動粘性係数を用いてモデル化した。緩斜面上の碎波に関しては対象が主に周期波ではあるが、碎波後の流速場が測られており^{9)~11)}、それらの結果をもとに次のような仮定を設けた。

① 加速度の中で局所項が大きく、移流項と局所項の大きさの比は波高水深比のオーダーである。また乱れの流速成分は平均流速よりも小さい。

* 正会員 工博 東北大学講師 工学部土木工学科
(〒980 仙台市荒巻字青葉)

** 正会員 工修 (株)エコー 第一技術部
(〒163 新宿区西新宿2-7-1)

② レイノルズ応力の中のせん断応力の項を鉛直方向に積分すると底面と自由水面におけるせん断力が残るが、底面境界層は碎波後も水深に比べて小さく、水深のスケールでの流速分布を考えるときには底面はすべりの条件を使う。底面せん断力は底面摩擦係数を使って表わす。

③ 自由水面でのせん断力については、Nadaoka¹¹⁾が波峰前面で大きな値が存在することを示しており、位相平均流速のひずみ速度の分布と対応していることを述べているが、鉛直方向に積分した方程式ではこの局所的なひずみ速度の分布を表現するのが難しい。この場所は乱れの伝播方向の勾配が大きくなるところと対応しており、原因はいずれも渦の発生によるものと考えられるので、レイノルズ応力の垂直応力で評価し、水面でのせん断応力は無視する。

Svendsen ら⁸⁾は段波の解析を行っているが、そこでは鉛直方向に積分した運動方程式とエネルギー方程式を連立して解いており、運動方程式ではすべてのレイノルズ応力を無視し、エネルギー方程式でレイノルズせん断応力による仕事を評価し乱流問題を閉じさせている。上で述べたように碎波や段波の場合には垂直応力の伝播方向の勾配が大きくなるところがあり、本研究ではそれを取り入れ、前述の評価と併せて、非線形・分散・逸散の各効果を含む運動方程式を導く。またそれに含まれる定数やパラメーターを水理実験により検討する。

2. 理 論

静水面上に岸向きに x 軸をとり、鉛直上方に y 軸とする。レイノルズ方程式と連続の方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \bar{u} \bar{u} + \frac{\partial}{\partial y} \bar{u} \bar{v} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \bar{u}^2 - \frac{\partial}{\partial y} \bar{u}' \bar{v}' \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \bar{u} \bar{v} + \frac{\partial}{\partial y} \bar{v} \bar{v} &= -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \bar{u}' \bar{v}' \\ &- \frac{\partial}{\partial y} \bar{v}' \bar{v}' \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

ここで $\bar{u}(x, y, t)$, $\bar{v}(x, y, t)$ はおのおの x , y 方向の水粒子速度であり、オーバーパーは統計的な平均量を表わす。 u' , v' は乱れ成分、 p は圧力、 ρ は密度である。また分子粘性項はレイノルズ応力項に比べ小さいので省略してある。

水面 ($y=\xi$) と底面 ($y=-h$) での運動学的境界条件は、

$$\bar{v} = \frac{\partial \xi}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \xi}{\partial x}, \quad \text{at } y=\xi \quad (4)$$

$$\bar{u} \frac{\partial h}{\partial x} + \bar{v} = 0, \quad \text{at } y=-h \quad (5)$$

水面での力学的境界条件は、

$$p=0, \quad \tau=0, \quad \text{at } y=\xi \quad (6)$$

式(3)を境界条件(4), (5)を使って底面から水面まで積分すると、

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial U D}{\partial x} = 0 \quad (7)$$

ここで、 U と D はおのおの断面平均流速と全水深で、

$$U = \frac{1}{D} \int_{-h}^{\xi} \bar{u} dy, \quad D = h + \xi \quad (8)$$

式(1)を底面から水面まで積分すると、

$$\begin{aligned} \int_{-h}^{\xi} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \bar{u} \bar{u} + \frac{\partial}{\partial y} \bar{u} \bar{v} \right) dy &= \\ \int_{-h}^{\xi} \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \bar{u}^2 - \frac{\partial}{\partial y} \bar{u}' \bar{v}' \right) dy \end{aligned} \quad (9)$$

境界条件(4)と式(7)を使って書き換えると式(9)の左辺は

$$D \left(\frac{\partial U}{\partial t} + \beta U \frac{\partial U}{\partial x} \right) + U \frac{\partial}{\partial x} ((\beta-1)UD) \quad (10)$$

ここで、 β は運動量補正係数であり、次式で定義される。

$$\beta U U = \frac{1}{D} \int_{-h}^{\xi} \bar{u} \bar{u} dy \quad (11)$$

次に右辺の圧力を評価するために、鉛直方向のレイノルズ方程式を考え加速度の局所項までを求めるにすることにする。連続方程式を y で積分すると、

$$\bar{v} = - \int \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} dy$$

鉛直方向の加速度は重力に比べて微小であると仮定すると、上式の \bar{u} は平均流速 U で置き換えることができる。底面での境界条件(5)を使って積分定数を決める

$$\bar{v} = - \frac{\partial U}{\partial x} (y+h) - U \frac{\partial h}{\partial x} \quad (12)$$

これを式(2)の左辺第1項に代入し、左辺第2, 第3項および右辺の第3項、第4項は序論で述べた仮定の①より加速度の局所項に比べて微小項があるので省略する。 y に関して積分して水面での境界条件(6)を考慮すると、

$$\frac{p}{\rho} = g(\xi-y) + \frac{y^2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} + y \frac{\partial^2 U h}{\partial x \partial t} \quad (13)$$

これを式(9)の右辺の第1項に代入して、

$$\int_{-h}^{\xi} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} dy = -g D \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{h^3}{6} \frac{\partial^3 U}{\partial x^2 \partial t} + \frac{h^2}{2} \frac{\partial^3 U h}{\partial x^2 \partial t} \quad (14)$$

式(9)の右辺第3項は摩擦係数 f を用いて、
 $-(-\bar{u}' \bar{v}')|_{y=-h} = -f U^2$
 式(9)の右辺第2項と式(13)の右辺第4項を合わせ、渦動粘性係数 A を導入すると、

$$-\int_{-h}^{\xi} \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}' \bar{v}') dy = \frac{\partial}{\partial x} \left(D A \frac{\partial U}{\partial x} \right) \quad (15)$$

ここで渦動粘性係数を決めるための代表長さとしては γ_1 , 代表的な流速としては非線形長波の波速 \sqrt{gD} を用いた. ここで γ は碎波による乱れの鉛直方向への広がりを表わす係数で 1 以下の値をとる. これらの量については後で詳しく検討する.

ここで Π は比例定数である。以上を整理すると式(9)は次のようになる

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \beta U \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{U}{D} \frac{\partial}{\partial x} ((\beta - 1) UD) + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} = \\ - \frac{h^2}{6} \frac{\partial^3 U}{\partial x^2 \partial t} + \frac{h}{2} \frac{\partial^3 Uh}{\partial x^2 \partial t} + \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial x} \left(DA \frac{\partial U}{\partial x} \right) - \frac{f U^2}{D}$$

.....(17)

右辺の第1項と、第2項はPeregrineの方程式の分散項と同じ形をしており、周波数分散の効果をもっている。右辺の第3項が碎波による渦粘性項、第4項が底面摩擦の項である。

式(7)と(17)が従属変数 D と U に対する支配方程式となる。これらの連立微分方程式の解法には差分法を用い、Peregrine¹²⁾のPredictor-Corrector法によって解いた。この方法は空間方向に中央差分、時間方向には单段法で相加平均をとることにより中央差分の精度を実現しており、本質的には Crank-Nicolson 法と変わらない。Peregrine の方程式と違って式(17)は渦粘性項を含んでおり、このような方程式を解くためには数値粘性効果の小さなものを用いなければならないが、Crank-Nicolson 法は数値粘性が 0 であり適当な方法といえよう。

空間差分格子間隔は1波当たり約270点、タイムステップは $\Delta t=1/360\text{ s}$ とした。

3. 実験

Fig. 1 に実験に使用した水路の概要を示す。全長 100 m, 幅 1 m, 低水路部分の高さ 1 m, 高水路部分の高さ 0.5 m の鉄筋コンクリート製の二次元水路である。水路端から 20.5 m は低水路部分で、そこから 45 度の斜面が 0.5 m あり高水路へと続いている。高水路部において、17.4 m の一様水深部を設け、その後に勾配 $\tan \theta = 1/75$ の斜面を設置した。斜面の表面はビニコートで仕上げてある。造波は、低水路部において造波板を水平方向に 1 回移動させることにより行った。造波した波は一山の波であるが、伝播に伴って波高が高くなり高水路部の一様水深部で 2 個のソリトンに分裂した後斜面に入射するようになっている。水深は低水路部で 0.7 m, 高水路部で 0.2 m とした。後で述べる数値計算の境界条件は斜面のり先での波形を与えたが、この波高は第 1 波で 11.2 cm, 第 2 波で 5.4 cm であり、斜面上での碎波

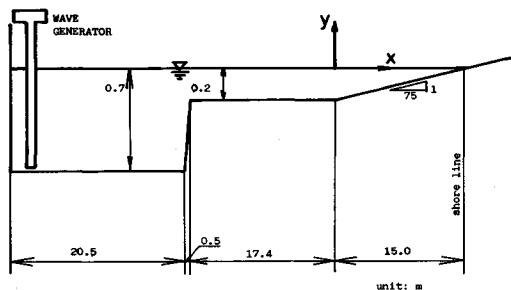


Fig. 1 Experimental apparatus.

形式は第1波、第2波ともspilling型である。

座標系は静水面上岸向きに x 軸をとり、斜面のり先の位置を原点とした。

水理量の測定には、容量式波高計、抵抗線式波高計、 $\phi 3\text{ mm}$ の超小型プロペラ式流速計を用いた。波高計の 1 台は斜面のり先に常置した。斜面上における測定は、第 1 波の碎波位置から岸側で行った。波高は x 方向に 25 cm 間隔で、流速は x 方向に 50 cm 間隔、 y 方向に 1 cm 間隔で測定した。測定結果は 20 Hz で A/D 変換し電子計算機で処理した。

4. 結果および考察

(1) 伝播動跡

Fig. 2 に第 1 波先端（三角印）と第 2 波波頂（丸印）の伝播軌跡を示す。碎波位置は第 1 波で $x = 5.3$ m (B.P.1), 第 2 波で $x = 10.2$ m (B.P.2) であった。第 1 波は碎波後波速が小さくなり第 2 波がしだいに追いついてくる。追いつき位置は $x = 17.6$ m (C.P.) で、汀線を越えた位置である。遡上高は 6.1 cm ($x = 19.6$ m) であった。

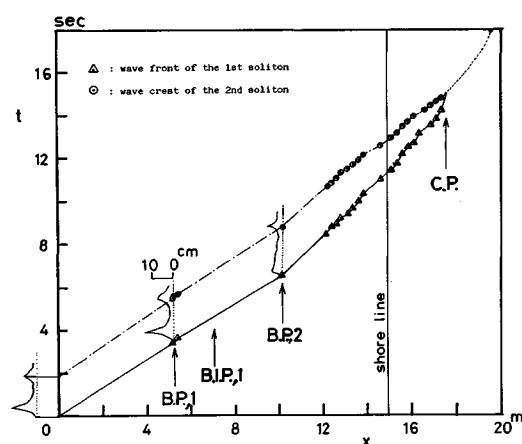


Fig.2 Propagation trajectory.

(2) 水面波形

Fig. 3 に水面波形の経時変化を示す。第1波の立ち上がり点が一致するように描いてある。斜面のり先における第1波の波高水深比は0.56、第2波は0.27であった。第1波の碎波点の波高水深比は1.06で斜面勾配と初期波高によって碎波波高水深比を表わしたCamfield^[13]らの実験式の値1.08とほぼ等しい。第1波は碎波後急速に波高を減衰させ $x=10.2\text{ m}$ では段波に発達している。さらにこの位置では第2波前面は第1波の段波波形に接続しており、第2波が段波の上を進行していることがわかる。第2波の碎波点での波高水深比は1.25となって第1波と違ってCamfieldらの式とは大きく異なっている。第1波の水位上昇分を静水深に加えて補正すると0.85となり近い値になる。

Fig. 4 は波高の変化を示したものである。図中○印は碎波前、●印は碎波後を示す。碎波前までの波高増加は水深の $-1/4$ 乗則に近い変化をしている。碎波点で波高が最大になりその後急速に波高が減衰している。

(3) 流速分布

Fig. 5 に $x=7\text{ m}$ での水面波形、および $y=6\text{ cm}$ から1cm間隔で底面までの水平流速の経時変化を示す。第1波の波峰付近の流速は $y=2\text{ cm} \sim -1\text{ cm}$ の静水面付近で大きく乱れており、この乱れは波峰の後まで続いていることがわかる。第2波は碎波前であり、乱れは $y=-7\text{ cm}$ を除いてみられない。**Fig. 6** は同じく $x=12\text{ m}$

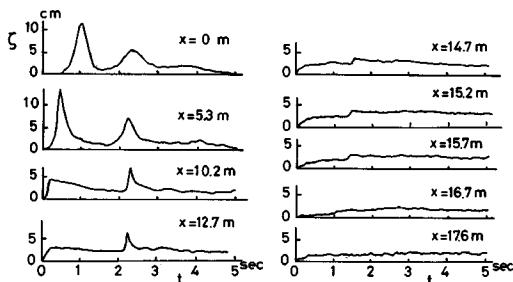


Fig. 3 Development of wave shapes.

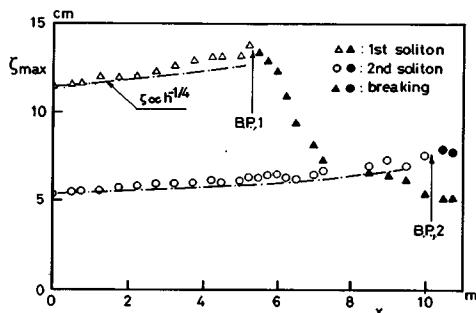


Fig. 4 Change of wave height.

での水面波形と水平流速の経時変化である。第2波が第1波の段波の上を伝播しており、第2波も碎波している。前と同様第2波の波峰で静水面付近の流速に大きな乱れがみられる。鉛直方向に1cm間隔で測定したこれらの流速分布を平均した平均流速の経時変化を**Fig. 7** に示す。ここで鉛直方向の流速は数回に分けて計測しており、流速のピークの時刻を合わせることにより位相を合わせた。

断面平均流速が求められたので、式(10)を使って運動量補正係数を計算することができる。碎波後の第1波波峰の位相での運動量補正係数 β_{\max} を**Fig. 8** に示す。碎波時 β_{\max} は約1.2の最大値をとりその後伝播に伴って減少する。

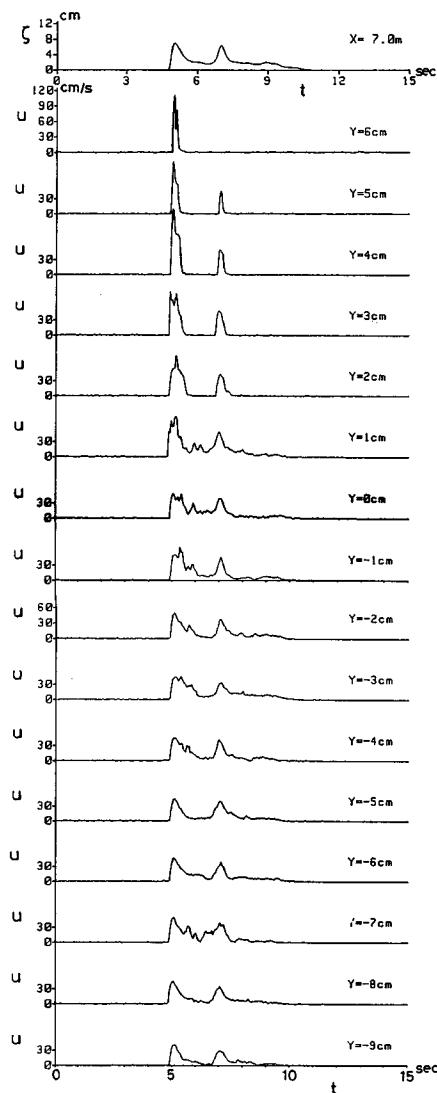


Fig. 5 Distribution of horizontal velocity u ($x=7\text{ m}$).

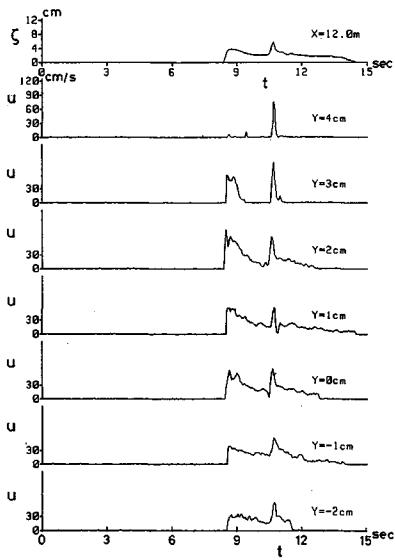
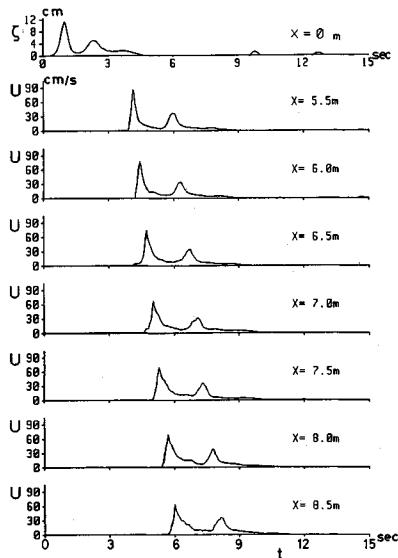
Fig. 6 Distribution of horizontal velocity ($x=12$ m).

Fig. 7 Horizontal velocity averaged in depth.

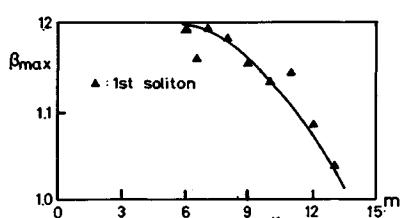


Fig. 8 Momentum correction factor.

(4) 段 波 長

段波の先端部の立ち上がりの長さを段波長とし実験より求めた。静水面付近の水平流速の経時変化を用い先端の立ち上がりから、ピークまでの経過時間に伝播速度を掛けて段波長 l とした。これを Fig. 9 に示す。段波長は汀線に向かって徐々に減少するが、汀線近くでその勾配が大きくなる。またその位置は第 2 波の方が岸に寄っている。

(5) 数値解析の初期条件

数値解析は碎波前と碎波後の 2 つに分けて行った。碎波前の計算は斜面のり先での実測波形を境界条件とし式 (7) と式 (17) で渦動粘性の項を除いた式を支配方程式として解いたもので水理実験における第 1 波の碎波時刻まで計算した。底面摩擦係数は南ら¹⁴⁾の結果より $f = 0.01$ としこの値を全領域で用いた。このときの水位・流速空間分布波形を初期条件として碎波後の計算を行った。支配方程式は式 (7) と式 (17) である。Fig. 10 にこの初期条件を示す。図中の実線が計算値である。点線は碎波点での実測波形をその点での波速を使って時間軸を空間軸に換算してプロットしたものである。第 1 波の立ち上がりの波形や、第 1 波、第 2 波のピークの値はよく一致しているが、第 2 波の位相が遅れている。これは定型波ではないので波速による空間波形への換算は距離が離れるに従って誤差がでることによるものと考えられる。

(6) 第 1 波の波高変化

本数値計算で決めなければならないパラメーターは

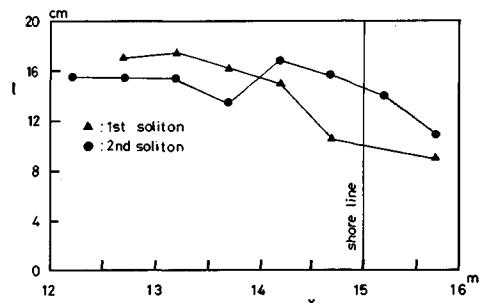


Fig. 9 Length of bore front.

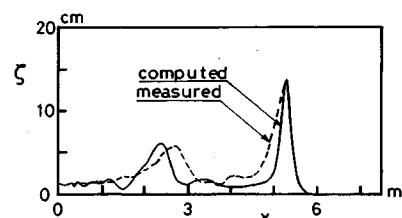


Fig. 10 Initial condition.

Π の値と γ の分布、 β の分布である。このなかで最も影響の大きなパラメーターは Π であり、これを 0.01 ～ 0.02 と変えて計算した結果を Fig. 11 に示す。縦軸は碎波後の第 1 波の波高を示す。実験値との比較の結果、0.015 とした。

次に効果の大きいのは γ の分布である。計算のケースとして $\gamma=1$ で一定の場合すなわち混合距離がすべての領域で波高 ζ に比例している場合と、式 (18) で与えられる場合の 2 種類行った。

$$\gamma(x, t) =$$

$$\begin{cases} \tanh \omega t \cdot \exp(-2.3((x-x_b)/ct-1)^2) & \text{for } x < 7 \\ \exp(-2.3((x_{\max}-x)/(x_{\max}-x_b))^2) & \text{for } x > 7 \end{cases} \dots \dots \dots (18)$$

ここで x_b 、 x_{\max} はおのおの第 1 波の碎波点、波峰の x 座標であり、 c は波速である。この式は第 1 波の碎波点の波頂から乱れが始まって、それが鉛直方向と水平方向に広がっていくモデルであり、波頂で最大値をもちその最大値は碎波点で 0 で段波形成点以降は 1 で一定である。空間方向には指数関数的に減衰し第 1 波の碎波点の位置で最大値の 10 % になるように調整してある。碎波による乱れは波峰の前面で作られその位置は波峰の伝播とともに移動するが、乱れを移流する流速場はソリトン波列の場合に戻り流れが生じるまではすべて正であり絶えず伝播方向に移流される。波速は流速よりも大きいので波峰の位置を中心に考えると乱れは後方に移流されることになる。Fig. 5 に示した流速の経時変化を場所ごとに比べてみるとこのことが定性的に確かめられる。

第 1 波の波高変化に及ぼす γ の影響を Fig. 12 に示した。 $\gamma=1$ の場合には碎波後急激に波高が減衰しているのに対して、 γ に分布を与えた場合にはそれがなだらかになっており実験値にも近づいている。これは鉛直方向への広がりの効果を表わしているが、空間方向への広がりは波形をみると明らかになる。Fig. 13 に $x=7.0$ m での水位の時間変化を示した。 $\gamma=1$ とすると第 2 波は碎

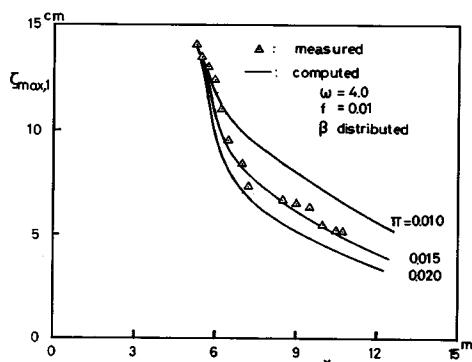


Fig. 11 Wave height change of the 1st soliton : effect of Π .

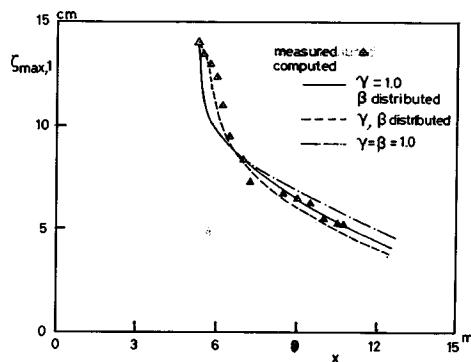


Fig. 12 Wave height change of the 1st soliton : effect of γ and β .

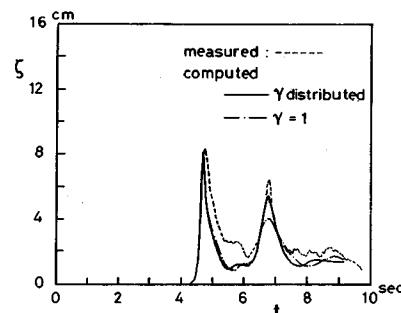


Fig. 13 Comparison among wave shapes ; computed with and without γ distribution and measured.

波前であるにもかかわらず波高の減衰が生じている。分布を考えた場合には減衰は生ぜず実験値とも近い値になっている。Fig. 14 は同じ場所での断面平均流速の分布を比較したものであるが同様の傾向がみられる。第 1 波については波形流速ともかなりよく実験値を再現しているが、第 2 波の流速については実験値の方が小さくなっている。

運動量補正係数については $\beta=1$ 一定の場合と Fig. 8 の分布から波頂から離れるに従って指数関数的に小さくなり段波長離れたところで最大値の 10 % に減衰するような分布を与えた場合の 2 種類計算を行った。この比較を Fig. 12 に示してあるが段波形成点以前ではあまり差がでず β_{\max} の小さくなった段波形成点以後で差が現われている。

(7) 涡動粘性係数のパラメーター

渦動粘性係数を支配するパラメーターを式 (17) と跳水長や段波長の実験値より推定する。式 (17) で分散項を無視し、 $\beta=1$ 、水深一定、 A 一定と考えると

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + g \frac{\partial D}{\partial x} = A \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \dots \dots \dots (19)$$

浅水長波の進行波の関係式を準用すると、

$$U = 2(\sqrt{gD} - \sqrt{gh})$$

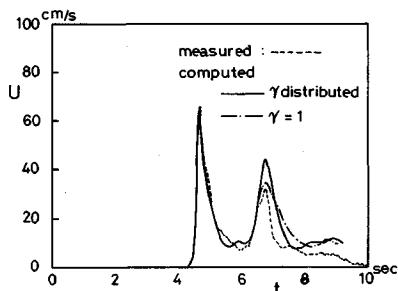


Fig. 14 Comparison among velocity time series.
For explanations see Fig. 13.

これを(19)に代入すると、変形された Burgers 方程式が得られる。

$$U_t + (3/2)UU_x + \sqrt{gh}U_x = AU_{xx}$$

このような微分方程式は Whitham¹⁵⁾に解法が示されている。境界条件 $x \rightarrow \infty$ のとき、 $U \rightarrow 0$, $U_x \rightarrow 0$ 、また $x \rightarrow -\infty$ のとき、 $U \rightarrow U_1$, $U_x \rightarrow 0$ のもとに解くと、

$$U = \frac{U_1}{1 + \exp((3U_1/4A)(x-Wt))} \quad (20)$$

ここで、 $W = \sqrt{gh} + 3U_1/4$

いま $x = l/2$ のとき $(3U_1/4A)(l/2) = e_1$ とすると、 A は次のように表わされる。

$$A = (3U_1l/8e_1) \quad (21)$$

一方 l を跳水長あるいは段波長とすると、Bakhmeteff ら¹⁶⁾によると

$$l = (4 \sim 5.5)D \quad (22)$$

また段波長に対する本実験の場合

$$l = (2 \sim 4)D$$

この係数を e_2 とし、 U_1 を段波の関係を使って置き換えると結局式(21)は

$$A = \frac{3e_2}{8e_1} \sqrt{(D/h+1)/2} (D-h) \sqrt{gD} \quad (23)$$

碎波後は D/h がほぼ一定に保たれるので、式(23)は渦動粘性係数 A が水面変位と波速に比例した形をとることが示された。逆に D/h がほぼ一定ということから、水面変位の代わりに、全水深や静水深をとる可能性も残されるが、碎波後の乱れの領域に関する可視化実験によれば、乱れの領域の鉛直方向の広がりはほぼ静水位より上に限られ水面変位が妥当な混合距離といえよう。なお本研究ではソリトンを扱ったので水面変位はすべて正であるが周期波のような波に拡張するためには波谷からの高さのように修正が必要となろう。

5. 結論

以上本研究で得られた結論を要約すると次のとおりである。

(1) 非線形性、分散性、逸散性を有する運動方程式を導き、これを解くことにより碎波後の実験波形や断面平均流速を再現できることが示された。

(2) 渦動粘性係数のなかの定数が波高減衰に大きな影響を与えることが示され、その値が推定できた。

(3) 碎波点からの乱れの発達、空間方向への広がりを表わすパラメーター γ を考えることにより、碎波直後の波高の減衰特性や、第1波が碎波していく第2波が非碎波のような状態をもうまく表わせることがわかった。

(4) 渦動粘性係数のパラメーターについて跳水や段波の経験式を使って考察を行った。

ここで用いた係数 γ は第1波に対して選んであるが、第1波の段波の上を追いつきながら伝播する第2波については、第1波の乱れの影響が第2波にどのように影響するか、また第2波が碎波したときに新たな乱れの発生をどのように考えるか等問題点が多数残されており今後の課題である。

最後に本研究を行うにあたり、東北大学の首藤教授、澤本教授より貴重な助言を頂いた。ここに記して感謝の意を表す。

参考文献

- 永富政司・後藤智明・真野 明：ソリトン波列の碎波変形に関する研究、第32回海岸工学講演会論文集、pp. 41~45、1985.
- Kishi, T. and Saeki, H.: The shoaling, breaking and run-up of the solitary wave on impermeable rough slopes, Proc. 10th Int. Conf. Coastal Engg. pp. 322~348, 1966.
- 梶浦欣二郎：孤立波の陸上週上について一碎波と海底摩擦の効果の検討一、東北大学工学部津波防災実験所研究報告第1号、pp. 49~62、1984.
- Peregrine, D. H.: Long waves on a beach, J. Fluid Mech., Vol. 27, pp. 815~827, 1967.
- 藤間功司・後藤智明・首藤伸夫：非線形分散式の精度の検討、土木学会論文集、No. 369/II-5, pp. 223~232, 1986.
- 岩崎敏夫・真野 明：引波を含む津波の一次元週上に関する実験的研究、第29回海岸工学講演会論文集、pp. 80~84、1982.
- Madsen, P. A. and Svendsen, I. A.: Turbulent bores and hydraulic jumps, J. Fluid Mech., Vol. 129, pp. 1~25, 1983.
- Svendsen, I. A. and Madsen, P. A.: A turbulent bore on a beach, J. Fluid Mech., Vol. 148, pp. 73~96, 1984.
- Stive, M. J. F.: Velocity and pressure field of spilling breakers, Coastal Engg., pp. 547~566, 1980.
- Sakai, T., Sandanbata, I. and Uchida, M.: Reynolds stress in surf zone, Coastal Engg., pp. 42~53, 1984.
- Nadaoka, K.: A fundamental study on shorelining and velocity field structure of water waves in the nearshore

- zone, Technical Report, No.36, Department of Civil Engg., Tokyo Institute Technology, 1986.
- 12) Peregrine, D. H. : Calculations of the development of an undular bore, J. Fluid Mech., Vol. 25, pp. 321~330, 1966.
- 13) Camfield, F. E. and Street, R. L. : Shoaling of solitary waves on a small slope, Proc. ASCE, Vol. 95, WW1, pp. 1~22, 1969.
- 14) 南 将人・真野 明：ソリトン波列の碎波後の波速に関する研究, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 71~75, 1986.
- 15) Whitham, G. B. : Linear and nonlinear waves, A Wiley-Interscience Publication, 636 p., 1974.
- 16) Bakhmeteff, B. A. and Matzke, A. E. : The hydraulic jump in terms of dynamic similarity, Transactions ASCE, Vol. 101, pp. 145~162, 1936.

(1988.5.16・受付)