

孤立性段波の変形に関する実験的研究

東北大学工学部 正員 岩崎 敏夫
東北大学大学院 学生員 鈴木 義和

1. まえがき

浅海域に侵入してきた波は海岸に近づくにつれて変形し、その非線形性を強め、ついには砕波に到る。砕波しながら汀線に達する波もあれば、砕波点が汀線から遠い場合には砕波後再び波形を整え伝播し、さらに砕波するといった複雑な現象を示す場合もある。この論文では孤立性段波が伝播するにつれてソリトン分裂⁽¹⁾し、さらには様々な砕波現象を示す場合について実験を行なったので報告する。

2. 実験概要

使用した水路は全長 100m、幅 1.0m、水路高が延長 79.5m の高水路部分が 0.5m 延長 20.5m の低水路部分が 1.0m で、その間を 45 度の斜面で接続した二次元水路である。水路底は勾配ゼロでモルタル仕上げである。造波は水路長に直角にとりつけられた造波板を 1 回限り移動させて行なう。実験は造波板の移動速度 Speed (cm/sec) と移動距離 Stroke (m) 及び水深 h (cm) を変化させて行なった。発生段波波高と Speed とはほぼ直線関係にあり、波長は Speed, Stroke 両者に依存している。波形は抵抗線式波高計を用い、ペン書きオシログラフ又はデータレコーダーに記録した。

3. 実験結果と考察

非線形性の強い波は前傾化するが、その前傾化の程度を定量化するため時間波形における波の前面の勾配 (η_t) と後面での勾配 (η_{tb}) の比 η_t/η_{tb} の変化を非砕波の波に関して示したものが図 1 である。高水路に侵入した波は急激に前傾化するが、分散性が強まり 1st ソリトンとして分裂すると非対称性は弱まり、その後はほぼ対称な波形を保ちながら伝播する。分裂後安定となったソリトンは孤立波の波形とほとんど完全に一致する。

砕波条件として Seliger⁽²⁾は Whitham が導いた積分方程式を用いて次式を得た。

$$m \rightarrow |\alpha m(0) + k(0)|^{-1}$$

ここに m は初期波形における最大の勾配、 k は積分核である。分散項に対応する積分核の項を無視すると

$$(\partial \eta / \partial t)_0 / \sqrt{gh} = \frac{2}{3} (x_0/h)^{-1}$$

となり、 x_0 は基準点から砕波点までの距離である。

図 2 の破線は上の関係式である。実験値の傾向は、大変よく合っているが、分散効果の影響のため、理論曲線に比べると砕波が遅れている。しかし、Whitham の近似核を用いて分散項を考慮する⁽³⁾と砕波は、はるかに遅れることになり実験結果と合わなくなってしまう。

波頂が乱れ始める点から再び波形が整い、波面に気泡がなくなる点までの距離を砕波距離 (B.D.) と定義する。

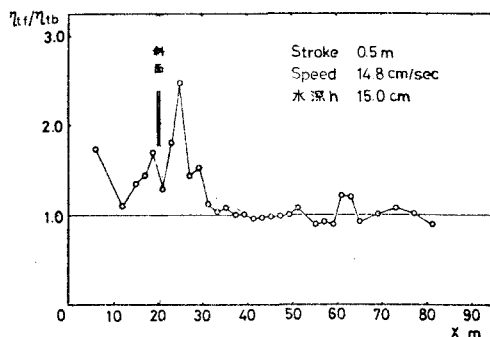


図 1 勾配の変化

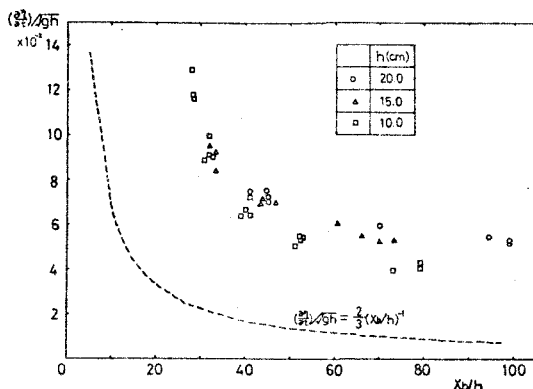


図 2 砕波点

図3は碎波距離と初期波形(21m地点)の勾配の関係を示したものである。数式にわたる碎波があるケースでは、1回目の碎波距離をとり初期段波波長(L)で無次元化してある。碎波距離は4.9mから72.2mにわたっている。図中の実線は最小自乗法により求めた直線である。ほぼ比例関係にあることがわかる。碎波が2回以上あるケースに関してはその全ての碎波距離の和をとって同様の図にプロットすると、ばらつきは大きくなるがほぼ直線関係になっている。

碎波点、碎波距離共に波前面の勾配と密接な関係があり、碎波現象に関して波前面の勾配が重要な因子であることがわかる。

碎波後の波高変化を以下の様な仮定のもとに推算した⁽⁴⁾。碎波する波は孤立波のエネルギーEを持ち、摩擦と碎波によりエネルギーを散逸すると考える。即ち

$$E = \frac{8}{3\sqrt{3}} \rho g h^{3/2} H^{3/2}$$

$$\frac{dE}{dx} = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{fr} + \left. \frac{dE}{dx} \right|_{br} \quad \dots\dots (1)$$

摩擦によるエネルギー散逸は、ストレス $\tau = \rho f u^2$ を仮定し(fは摩擦係数) 流速 $u = C\eta/(\eta+h)$ が鉛直に一様分布すると仮定し孤立波理論を採用すると単位幅当り

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{fr} = - \int_{-\infty}^{\infty} \tau u dx = - \frac{4}{5} \frac{f C^2 H}{g R^3} E \quad \dots\dots (2)$$

を得る。碎波によるエネルギー散逸は、図4の模式図のような乱れが生じている部分を段波と仮定し、その跳水により散逸する(例えばLamb)と仮定する。

$h_1 = h + \beta H$, $h_2 = h + H$ とすれば

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{br} = \rho g Q \frac{(h_1 - h_2)^3}{4 h_1 h_2} \quad \dots\dots (3)$$

であり、 h_1 , h_2 の水平流速を u_1, u_2 とすれば、

流速Cで動く移動座標で

$$u_1 = \frac{C\beta H}{h + \beta H} - C$$

$$u_2 = \frac{CH}{h + H} - C$$

$$Q = |u_1 h_1| = |u_2 h_2| = Ch$$

以上の関係式により(1)式を書き換えると

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{br} = - \frac{3\sqrt{3}}{32} \frac{C}{H+h} \left(\frac{H}{R} \right)^{3/2} \frac{(1-\beta)^3}{(1+\beta H/R)} E \quad \dots\dots (4)$$

となる。(1)式の左辺は $\frac{dE}{dx} = C \frac{dE}{d(H/h)} = CE \left(\frac{3}{2} \frac{1}{H/h} \frac{dH}{d(H/h)} + \frac{3}{2} \frac{1}{H} \frac{dH}{d(H/h)} \right)$ で水平床 ($\frac{dH}{d(H/h)} = 0$) では、(1)式に(4)式を代入し、

$$\frac{d(H/h)}{d(x/R)} = - \frac{8f}{15} \left(\frac{H}{R} \right)^2 \left(1 + \frac{H}{R} \right) - \frac{\sqrt{3}}{16} \frac{(H/R)^{3/2}}{(1+H/R)} \frac{(1-\beta)^3}{(1+\beta H/R)} \quad \dots\dots (5)$$

を最終的に得る。碎波領域を示す β は指数関数的に変化すると仮定し、 $\beta = \exp(-ax/R)$ を(5)式に代入し、初期値として $H/h = 0.90$, $a = 0.30$, $f = 0.01$ とし Runge-Kutta法により解いたものが図4の実線である。(5)式はエネルギー散逸のみを考慮しているため、碎波中に波形を整えながら波高を増大させる現象を記述することはできないが、碎波後、波高が極小になるところまではよく合っている。

最後に、実験及び解析に惜しまず協力して頂いた小島勇三・栗田悟両君に感謝の意を表する。

参考文献 (1) 岩崎真野・小杉：孤立性段波のソリトン分裂に関する研究，第22回海議 pp47~pp51

(2) R.L. Seliger: A note on the breaking of waves, Proc. Roy. Soc. A303 pp 493~pp496

(3) 並藤 伸夫：津波の計算における非線形項と分散項の重要性，第23回海議 pp 432~pp436

(4) D.Dvorky et al.: Breaking Waves on Gentle Slopes, Jour. Geophys. Res. Vol. 75 pp 1681~pp1692

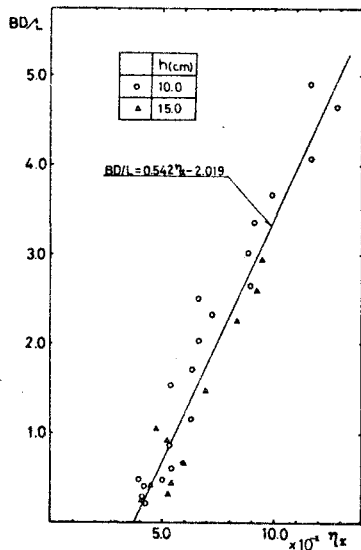


図3 碎波距離

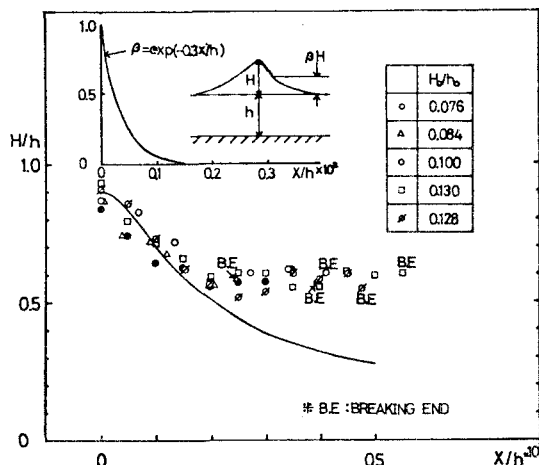


図4 碎波後の波高変化