

ソリトン波列の砕波後の変形過程

東北大学大学院 学生員 ○ 南 将人
 東北大学 学生員 柴原 雅之
 東北大学工学部 正 員 真野 明

1. はじめに

砕波後の波は、気泡混入等により複雑な挙動を示す。砕波後の変形の計算を取り扱った研究として、一周期平均を考え、平均量に関しての解析¹⁾等が進められているが、波形の時間変化等を扱った研究は少ない。

本研究では、ソリトン波列の砕波後の変形を予測するために、分散項とレイノルズ応力をモデル化した粘性項を取り入れて数値計算を行った。また、実験値との比較によりその妥当性を検討した。

2. 基礎方程式

Reynolds方程式を底面($y=-h$)から水面($y=\eta$)まで積分すると、式(1)を得る。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\eta} \tilde{u} dy + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} \tilde{u} \tilde{u} dy + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} \overline{u' u'} dy - F_s + F_b = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} p dy + \frac{1}{\rho} p \Big|_{y=-h} - \frac{\partial h}{\partial x} \quad (1)$$

式(1)で、 u は平均値、 u' は乱れ成分を表す。左辺において、 F_s (表面摩擦力) $=0$ 、 F_b (底面摩擦力) $=\rho f u^2$ と仮定する。

左辺第3項の積分は、渦動拡散係数 μ を使って次のようにモデル化する。代表長さとして波高 η ・速度として波速 $C=\sqrt{g(\eta+h)}$ を用いると式(2)を得る²⁾。

$$\frac{1}{\eta+h} \int_{-h}^{\eta} \overline{u' u'} dy = \mu \frac{\partial \hat{u}}{\partial x} \quad , \quad \mu = N \eta \sqrt{g(\eta+h)} \quad , \quad \hat{u} = \frac{1}{\eta+h} \int_{-h}^{\eta} \tilde{u} dy \quad (2)$$

断面平均流速と式(2)を式(1)に代入し $(\eta+h)$ で割り、圧力項として摂動展開の第2次近似まで考える。

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + \beta \hat{u} \frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + \frac{\hat{u}}{\eta+h} \frac{\partial \eta}{\partial x} \left[(\beta-1) \hat{u}(\eta+h) \right] = \frac{N}{\eta+h} \frac{\partial}{\partial x} \left[\eta(\eta+h) \frac{\partial \hat{u}}{\partial x} \right] + \frac{h}{2} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial (h \hat{u})}{\partial x^2} - \frac{1}{6} h^2 \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \hat{u}}{\partial x^2} - \frac{f \hat{u}^2}{(\eta+h)} \quad (3)$$

$$\beta \hat{u} \hat{u} = \frac{1}{\eta+h} \int_{-h}^{\eta} \tilde{u} \tilde{u} dy$$

また、連続式は、

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial [\hat{u}(\eta+h)]}{\partial x} = 0 \quad (4)$$

数値計算はPredictor-Corrector法³⁾を用い、差分格子 $\delta x=7.5\text{mm}$ 、タイムステップ $\delta t=1/360\text{sec}$ とした。座標は斜面のり先の静水面を基準に岸向きを x の正とした。

沖側境界条件は、斜面のり先での波高測定結果を与える。

初期条件は、入射から砕波位置までをPeregrinの式で計算したものを用いる。図1に砕波時の水位の空間分布を示す。図中のCal.は、第1波の砕波位置($x=5.3\text{m}$)で波高が最大となる時刻での空間分布である。第1波、第2波とも立ち上がりはよく実験値と一致しているが、立ち下がりを実験値に比べ急である。

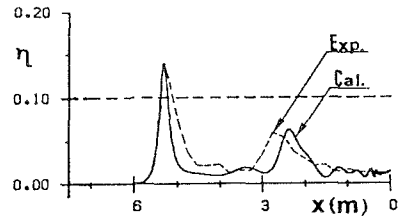


図1 初期条件

3. 実験方法

実験装置の概要は、参考文献4)で示したものと同一である。斜面勾配1/75, 入射波高は11.5cmと5.5cm, 斜面上での砕波型式はSpilling型である。測定は $X=5.5 \sim 12$ mを対象に、波高は水平方向に25cmおきに、流速は水平方向に50cm, 鉛直方向に1cmピッチで測定した。測定値は20HzでA/D変換し、流速は鉛直方向に断面平均を取った。

4. 実験値との比較

図2に、第1波の波高の変化を示す。一点破線は、式(3)で $\beta=1$ の場合である。波高は、砕波直後(B.P.)の下がり方が急であるが、段波形成点(B.I.P.)以後はかなり実験値に近づく。

実線は、式(3)で流速分布を考慮した場合である。ここで、 β は次のように決めた。図3は、波高最大時の β の実験結果である。最大で、1.2であった。 β の空間分布は指数分布を仮定し、広がり幅は各タイムステップごとに第1波のピークの後後15cmで β の最大値の10%になるようにする。図中にそれらの式を示す。

図2をみると、砕波直後の波高の変化は $\beta=1$ の場合とほぼ同じであり、B.I.P.以後は、 $\beta=1$ の場合に比べ実験値に近くなることが分かる。

また、流速分布が伝播速度に与える影響を調べる。砕波直後から5m進むのに分布を考慮した方が0.054sec速い。さらに、 $X=10.3 \sim 12.3$ mでの平均波速を計算すると分布を考慮した場合で1.14m/sec, $\beta=1$ の場合との相対差は1.8%となり、流速分布の影響は少ないと考えられる。

図4, 5に $X=8.5$ mでの水位と流速の時間波形を示す。実線が実験値で、破線が計算値である。いずれも、第1波の波の立ち上がりの形やピーク値が良く一致していることが分かる。第1波ピークの後ろでは、水位変化に差があらわれ、特に第2波のピーク値は合わない。

5. 結論

以上より、式(2)によるモデル化での計算方法について得られた結果をまとめると、

- 1). 第1波の波高についてはB.I.P.以後合う。
 - 2). 伝播速度・波高については、流速分布の影響は少ない。
- 今後、 μ の分布・大きさについて検討が必要である。

参考文献

- 1) 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回海講, 1983
- 2) M.S. Longuet-Higgins: Longshore Currents Generated by Obliquely Incident Sea Waves, 2
- 3) D.H. Peregrine: Long waves on a beach, J.F.M., 1967 J.G.R., 1970
- 4) 南将人, 真野明: ソリトン波列の砕波後の波速に関する研究, 第33回海講, 1986

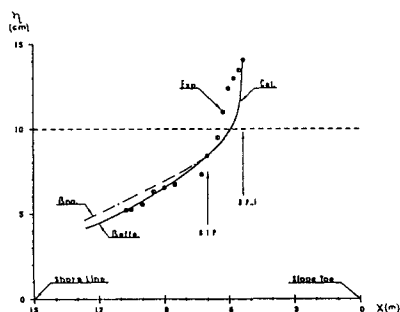


図2 第1波の波高の変化

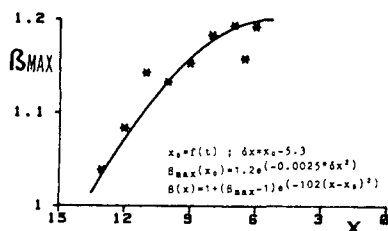


図3 運動量補正係数 β

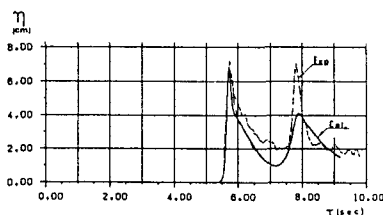


図4 波高の時間変化 ($X=8.5$ m)

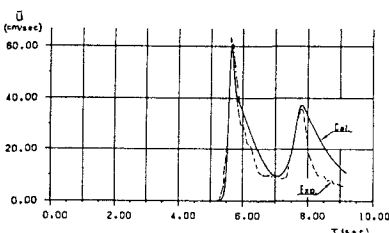


図5 流速の時間変化 ($X=8.5$ m)