

傾斜海浜における長周期波の増幅機構に関する数値的検討

名古屋工業大学 学生員 田村真一

名古屋工業大学 ○柏原謙爾

名古屋工業大学 正 員 喜岡 渉

1. はじめに

砕波帯における長周期波（サーフビート）については、不規則波群の時間変動によって長周期波の発生・増幅過程をモデル化したSymonds et al. (1982)のほか、砕波点までの長周期水位変動も含めて彼らの理論をより一般化した理論モデルを検討したSchäffer and Svendsen(1988)の研究などによって、2次元の特性については理論的な検討が行なえるようになった。しかしながら沖波の不規則波諸元の影響も含めてより一般化した計算モデルを検討するためには、狭帯スペクトル仮定下での理論式の適用性などいくつかの問題点を明らかにしておく必要がある。本研究では、これらの問題のうち、長周期波の入射成分の与え方、狭帯スペクトル仮定下でのradiation stress算定式の適用性および砕波帯での減少過程の評価方法について理論的な検討を加えるとともに、長周期波に対する入射波スペクトル特性の影響を計算によって調べるものである。ただし、サーフビートを沖向きにエネルギーが逃げて行くleaky modeの重複波と見なす。

2. 理論モデルと計算方法

基礎方程式としては水深方向と入射波周期について平均した長周期水位変動成分 $\tilde{\eta}$ と平均水平流速 U についての連続式(1)と運動量方程式(2)を用いる。

$$\frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial t} + h \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + g \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial x} = -\frac{1}{\rho h} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{\tau_x}{\rho h} \quad (2)$$

ここでは、式(1)、(2)に基づき、入射波の不規則波は次式で表わされる。

$$\eta = \sum_{n=1}^N a_n \cos \theta_n, \quad \theta_n = k_n x - \omega_n t + \varepsilon_n \quad (3)$$

このとき、底面摩擦 τ_x は(4)となる。

$$\tau_x = \rho C_f (W + \frac{\hat{U}^2}{W}) U \quad (4)$$

$$\hat{U} = \frac{2}{\pi} \hat{U}_b \quad \hat{U}_b = \frac{a_{1/3} k_{1/3} g}{\sigma_{1/3}}$$

また、radiation stress: S_{xx} は砕波前は(5)式から、砕波後は(6)式に波別解析からの波高を与えて計算した。

$$\begin{aligned} S_{xx} = & \frac{\rho}{2} \sum_{n=1}^N \frac{a_n^2 \sigma_n^2}{\sinh^2 k_n h} h + \frac{1}{4} \rho g \sum_{n=1}^N a_n \\ & + \rho \sum_{m=1}^{N-1} \sum_{n=m+1}^N \frac{a_m a_n \sigma_m \sigma_n \sinh(k_m - k_n) h}{(k_m - k_n) \sinh k_n h \sinh k_m h} \cos(\theta_m - \theta_n) \\ & + \frac{\rho g}{2} \sum_{m=1}^{N-1} \sum_{n=m+1}^N a_m a_n \cos(\theta_m - \theta_n) \end{aligned} \quad (5)$$

$$S_{xx} = \frac{9|A|^2}{2} \left(\frac{2C_g}{c} - \frac{1}{2} \right) \quad (6)$$

ただし、 S_{xx} の計算において $\cos(\theta_m - \theta_n)$ の項における和は $|f_m - f_n| \leq M$ を満たす範囲で行い、 $M=1/(2.2T_{1/3})$ と定義する。境界条件としては、汀線で全反射 $U=0$ の条件を与え、沖側では設定水深を十分大きくとることによって長周期波の入射成分は $\tilde{\eta}=0$ で反射成分は沖側境界と透過する条件 $\partial \tilde{\eta} / \partial t + (gh) \partial \tilde{\eta} / \partial x = 0$ を与えた。沖へ出ていく反射成分のみ考慮するのは、入射成分はほぼ h^{-1} に比例するのに対し反射成分は自由長波となるため $h^{-1/4}$ に比例することによる。碎波点と碎波後の波高変化については、次式で与えた。

$$H_b = 0.88 k_p^{-1} \tanh(\tau k_p h / 0.88), \quad \tau = 0.78 \quad (7)$$

$$H_b = 0.78 h \quad (8)$$

数値計算は時間に対して前進差分、空間に対しては中央差分をそれぞれ取る陽差分スキームによった。

3. 計算結果と考察

図-1は実験値と計算値を比較したものである。計算条件は沖側水深 $h=0.6\text{m}$ 、斜面勾配1/20の水路に $H_{1/3}=2\text{sec}$ のブレットシュナイダー・光易型のスペクトルを与えている。

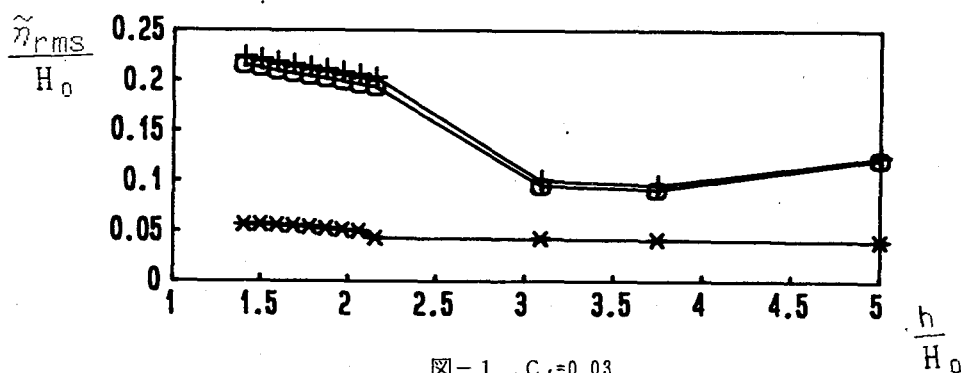


図-1 $C_r=0.03$

*は実験値を、 $\circ$ は(6)式、 $+$ は(7)式を用いた数値計算例である。数値計算例はかなり過大な結果を与えるが、水深が浅くなるにつれて、水位変動が大きくなる傾向は似ている。また、(6)式、(7)式による碎波ほとんど見られない。

今後は、摩擦係数 c_r の算定と、よりよく碎波を計算にくみこめるようにしたい。

参考文献

- 1) Symonds, G., Huntley, G. A. and Bowen, A. J. (1982), J. Geophys. Res., Vol. 87, No. C1, pp. 492-498.
- 2) Schaffer, H. A. and Svendsen, I. A. (1988), Proc. 21st I. C. C. E., pp. 1058-1072.
- 3) Mei, C. C. and Benmoussa, C. (1984), J. Fluid Mech., Vol. 139, pp. 219-235.
- 4) Lo, J. M. (1988), Proc. 21st I. C. C. E., pp. 999-1010.
- 5) 合田(1985), 港湾技術研究所報告, 第24巻, 第4号, pp. 65-102