

2次元サーフビートの発生機構に関する数値的検討

名古屋工業大学 正員 喜岡 渉
 名古屋工業大学 学生員 〇田村 真一
 名古屋工業大学 大鷲 真弘

1. はじめに サーフビートの発生機構については、Longuet-Higgins and Stewartの理論に基づき不規則波群の砕波点の時間変動によってサーフビートの発生・増幅過程をモデル化したSymonds et al.¹⁾の研究のほか、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 Svendsen²⁾の研究などにより、沖合へ長周期波のエネルギーが逃げていくいわゆるleaky modeの2次元的な特性については定性的な検討が行なえるようになった。しかしながら彼らの理論モデルにおいては、長周期成分を励起させる強制外力としてのradiation stressの評価に関して、狭帯スペクトル仮定下での算定式を用いている点と砕波帯内の減少過程の評価方法による計算結果への影響については不明であり、また斜面勾配、特に複合断面海浜におけるサーフビートの挙動、波群を構成する個々の波の屈折・回折による影響などについても明らかでない。本研究は、数値シミュレーションによる計算結果を比較検討することによって、主にradiation stressの評価方法と斜面勾配による影響について調べるものである。

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。

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

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

上式からUを消去することによって得られる式、すなわち線形長波の式の右辺に外力項 $(\partial S_{xx} / \partial x) / \rho$ が加わった式は、Mei and Benmoussa³⁾がWKB法によって求めた2次のオーダーの長波方程式に一致する。このことは、式(1),(2)の左辺に非線形項を含めて計算する場合には、外力項 S_{xx} にさらに高次の項を加えておく必要があることを意味する。

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とする。

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

このとき、radiation stressは周波数の差の成分 $(\theta_m - \theta_n)$ を残して計算すると次式で与えられる。⁴⁾

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

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。砕波点と砕波後の振幅変化については、ここでは簡単に次式で与えた。

$$a_0 = 0.39 h \tag{5}$$

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 勾配1/50の一樣勾配斜面上で発生させたサーフビートの計算例を図-1と図-2に示す。計算条件としては沖側境界 $h=40\text{m}$ において $H_{1/3}=1.0\text{m}$, $T_{1/3}=1.1\text{sec}$ の不規則波を与えている。入力スペクトルは合田⁵⁾の5パラメータ型において m のみを可変としたワロップス型のものを用いた。成分波の個数 N は50個とした。図-1および図-2はそれぞれ $m=5$, $m=15$ の結果を示す。図中の(b)は S_{xx} を式(4)から計算した結果を示し、点線はset-down波を表わす式(4)の第3項および第4項のみを用いた結果を示す。図の(c)は S_{xx} として狭帯スペクトルを仮定した $S_{xx} = (\rho g/2) a^2 (2Cg/c - 1/2)$ より計算した結果である。ただし c と Cg は $T_{1/3}$ より微小振幅波理論を用いて求めた。図の(c)の結果は不規則波の個々の波についての平滑化を行っていないため変動が著しいが、移動平均をかけた後の長周期波の振幅と比べてみても狭帯スペクトルを仮定していない式(4)の結果よりいくぶん小さくなっている。

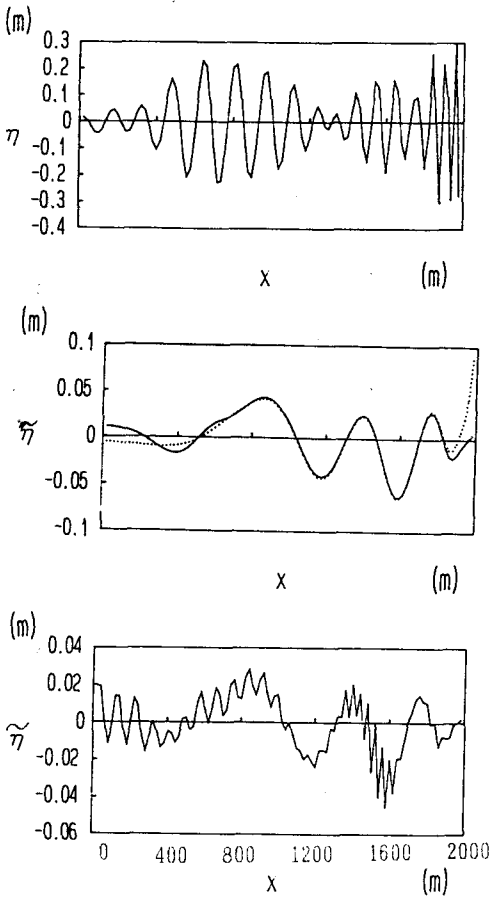


図-1 $m=5$ $t=360\text{sec}$

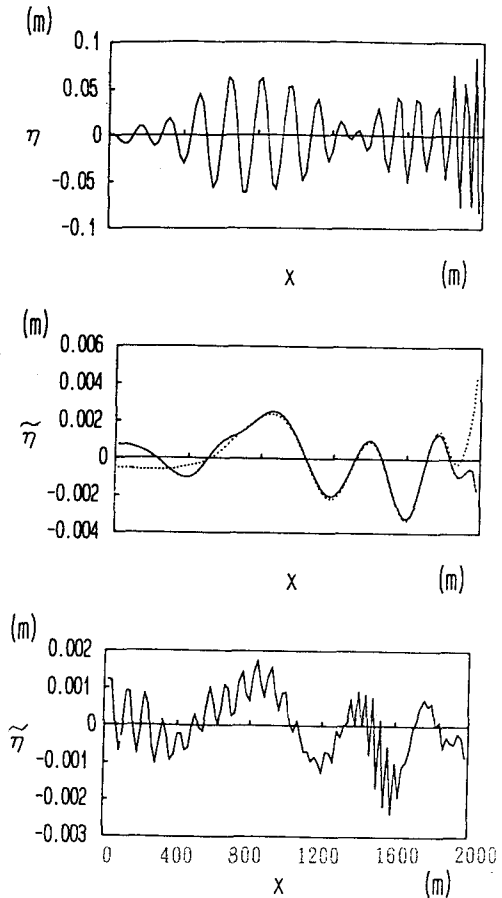


図-2 $m=15$ $t=360\text{sec}$

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