

石川海岸における多段砂州の発生と安定化について

名古屋工業大学 学生員 ○柏原謙爾

名古屋工業大学 学生員 森川幸子

名古屋工業大学 正会員 喜岡 渉

1. はじめに: 多段砂州の成因としては、来襲波の共鳴干渉による振幅の周期的な変動特性 (periodic recurrence) によるとする説と、長周期波の反射定常波によるとする2つの説がある。ともに多段砂州の発生原因を入射波の弱非線形干渉によるものとしているが、前者が入射波の共鳴モードに着目しているのに対し、後者は励起される長周期成分とその反射を考えるもので、両者は直接的には結びつかない。現地不規則波を想定した実証的な検討は、共鳴モードについて Elgar et al.(1990) によって行われており、Boussinesq 方程式に基づく数値計算の結果、アーセル数 $U_r \approx O(1)$ である現地海岸においてはモード間の共鳴による再現間隔は明確には現れないという否定的な結論が示されている。一方の長周期波については、石川海岸を対象とした加藤 (1984) の研究例があるが、周期をあらかじめ設定した定常長周期波による結果が示されたにとどまっており、不規則波を用いた実証的な検討は行われていない。本研究は、加藤 (1984) と同じく石川海岸を対象として、長周期波による多段砂州の形成とその安定化の機構について現地条件での不規則波を用いた理論的検討を加えるものである。

2. 現地観測結果: 現地観測は 1984 年と 1985 年の夏に石川県羽咋市の千里浜海岸、松任市の倉部海岸で行われ、深浅測量によって岸沖方向へ約 1 km の水深と、底質採取によって粒径と粒径の均等係数を調べた。観測は 2 年にわたっているが、その間の海底地形の変動はほとんど変化しておらず砂州は安定していた。千里浜海岸では 5 段の明確な砂州が形成されており、底質粒径 0.2 mm の細砂がほぼ均一に分布している。倉部海岸では 2 ～ 3 段の砂州がみられ、底質粒径は 0.3 mm の細砂であるが砕波点付近は荒く粒径 1.1 mm と不均一であった。なお、観測点付近では潮位差が小さく、かつ冬季の波浪条件は単調で、有義波の波向は北から西へ 30° 傾いた方向からの来襲波が卓越している。

3. 長周期波の計算モデル:

(1) 計算モデル 1 基礎方程式は線形の連続式 (1) と運動量式 (2) である。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + h \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} = -\frac{1}{\rho h} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{\tau_{bx}}{\rho h} \quad (2)$$

ここで、 ζ : 長周期水位変動、 u : 鉛直平均水平方向流速、 h : 静水深、 g : 重力加速度、 ρ : 流体密度とする。式 (2) 右辺の S_{xx} は radiation stress、 τ_{bx} は底面摩擦応力である。なお、 τ_{bx} の算定にあたっては底面摩擦係数 $f = 0.01$ とした。入射波波としては、1985 年の金沢港における波浪観測結果を参考にして、沖波の有義波を $H_{1/3} = 2.19$ m、 $T_{1/3} = 9.31$ s とし、合田の 5 パラメーター型スペクトルを仮定してパラメーターを $m = 15$ 、 $\gamma = 10$ と設定した。計算にあたってはスペクトルをピーク周波数の 0.6 ～ 3.0 倍の周波数帯で等周波数間隔で 100 成分に分割して不規則波を発生させ、各点の radiation stress は長周期波をピーク周期の 2.2 倍以上の周期の波と定義することによって平滑化した。ただし、砂州による成分波の反射は無視したため、砂州形成後の計算には適用上の問題が残されている。なお、式 (1)、(2) の計算はスタッガードメッシュを用いた差分法により、汀線条件としては汀線境界で全反射、沖側境界では自由透過の条件式を用いた。

(2) 計算モデル 2 入射波の非線形性を直接に考慮することができる計算モデルとして、K-P 方程式をスペクトル法によって解く方法を用いる。ただし、不規則波の砕波変形を計算するために、間瀬ら (1992) にならってエネルギー散逸係数 α_n を導入する。

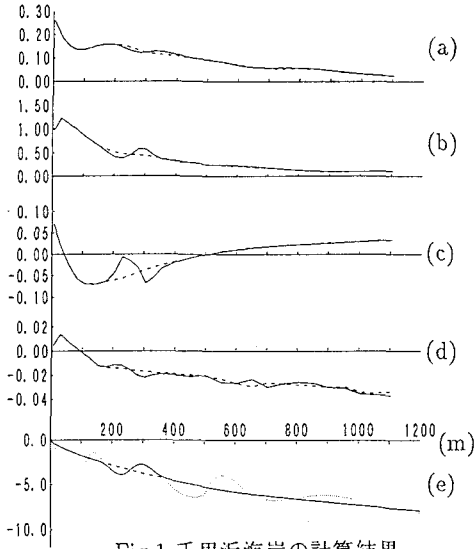


Fig.1 千里浜海岸の計算結果

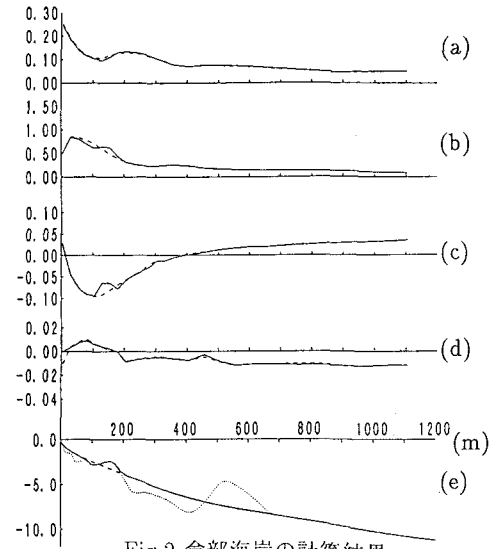


Fig.2 倉部海岸の計算結果

$$\frac{dA_n}{dx} + \frac{1}{4h} \frac{dh}{dx} \left[A_n - B_n \exp(-2in \int k dx) \right] - \frac{1}{6} in^3 k^2 (h)^2 A_n + \frac{3ink}{8h} \left[\sum_{\ell=1}^{n-1} A_\ell A_{n-\ell} + 2 \sum_{\ell=1}^{N-n} A_\ell^* A_{n+\ell} \right] + \alpha_n A_n = 0 \quad (3)$$

$$\frac{dB_n}{dx} + \frac{1}{4h} \frac{dh}{dx} \left[B_n - A_n \exp(2in \int k dx) \right] + \frac{1}{6} in^3 k^2 (h)^2 B_n - \frac{3ink}{8h} \left[\sum_{\ell=1}^{n-1} B_\ell B_{n-\ell} + 2 \sum_{\ell=1}^{N-n} B_\ell^* B_{n+\ell} \right] = 0 \quad (4)$$

ここで、 A_n 、 B_n はそれぞれ入射波、反射波の複素フーリエ振幅、 k は波数、 $*$ は共役複素数を示す。式(3)のエネルギー散逸項 $\alpha_n A_n$ は周波数特性が考慮されているので、長周期成分は砕波することなく汀線で反射する。初期値としては、沖側境界でモデル1と同じスペクトルから複素振幅 A_n を求めて与え、汀線では反射条件として $B_n = A_n \exp(2in \int k dx)$ を与えた。この計算モデルでは計算範囲が水深の浅い部分に限定されるという問題はあるが、波の非線形性の影響が厳密に考慮される。

4. 計算結果および考察: Fig.1 はモデル1による千里浜海岸の計算結果で、図(e)の破線で示すような砂州が全く存在していない海底地形を想定した長周期波の水位変動の r.m.s. ζ_{rms} と流速の r.m.s. u_{rms} 、定常成分 $\bar{\zeta}$ 、 $\bar{u}$ をそれぞれ図の(a)~(d)の破線で示す。図の(a)~(d)の実線は、図(c)の実線で示すように砕波帯の最も沖側の砂州(第1砂州と呼ぶ)を入力条件として与え、モデル1により同様な計算を行った結果を示すものである。現地の底質が細砂であったことから浮遊砂の漂砂量に直接関係する定常流速成分 $\bar{u}$ に着目すると、砂州の形成位置に対応して $\bar{u}$ の勾配が正となるような変動が第1砂州を想定した計算結果に現れている。ただし、その変動量は小さく、浮遊砂濃度は水深の増大にしたがって減少するものとしても、形成原因を十分に説明した結果にはなっていない。Fig.2 は同様な計算を倉部海岸について行った結果で、この場合は砂州が全く無い破線で示す $\bar{u}$ の結果と第1砂州を想定した実線の $\bar{u}$ の結果は汀線近傍を除いてほぼ一致しており、砂州の形成位置とよく対応している。なお、モデル2を用いた砂州の安定化に関する計算結果については講演時に報告する。

参考文献

- 加藤一正(1984): 長周期波と多段砂州の成因について, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.441-445.
 間瀬 肇・木井敦夫(1992): 不規則波のハイブリッド型浅水・砕波変形計算モデル, 海岸工学論文集, 第39巻, pp.111-115.
 Elgar, S., M.H.Freilich and R.T.Guza(1990): Recurrence in truncated Boussinesq models for nonlinear waves in shallow water, J.G.R., Vol.95, No.C7, pp.11547-11556.