

2 粒径混合砂海浜変形モデルを用いた大型海浜断面実験の再現

田中正博*・佐藤慎司**・磯部雅彦***
渡辺晃****・小林博*****

1. はじめに

養浜工の普及や環境問題への関心の高まりを受けて、異種粒径砂で構成される海浜の変形現象を精度よく評価する方法が求められてきている。佐藤ら (2000) は、2 粒径 (それぞれの中央粒径 0.2 mm, 0.8 mm) の混合砂を用いて、浅海域の底面流速を模擬した正負非対称振動流に対する実験から、混合砂の移動機構に基づいたシートフロー漂砂量式を提案している。また田中ら (2000) は、2 粒径 (0.27 mm, 0.84 mm) の混合砂に対して大型水路実験を行い、現地スケールの地形変化および分級過程を定量的に評価している。本研究では、佐藤ら (2000) のシートフロー漂砂量式を用い、分級を表現できる地形変化モデルを構築した。続いてこのモデルを田中ら (2000) の現地スケールの海浜断面実験条件に適用し、その妥当性を検証した。

2. 計算モデルと解析条件

(1) 波・流れの計算方法

波・流れの計算には、海浜縦断方向の波の浅水変形ならびに砕波減衰を考慮できるモデルとして、Nwogu (1993) により導かれた修正 Boussinesq 方程式を高精度差分スキームにより解く Zheng ら (1998) の方法を用いた。基礎方程式を以下に示す。

連続式：

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}[(g + \eta)u] + \frac{\partial}{\partial x} \left[a_1 h^3 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) + a_2 h^2 \left\{ \frac{\partial^2 (hu)}{\partial x^2} \right\} \right] = 0 \quad (1)$$

x 方向の運動量方程式：

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} + u \frac{\partial u}{\partial x} + b_1 h^2 \frac{\partial^3 u}{\partial t \partial x^2} + b_2 h \frac{\partial^3 (hu)}{\partial t \partial x^2} + F_x + M_{Dx} = 0 \quad (2)$$

ここに、 η は水位変動量、 h は水深、 $u=(u, w)$ は任意水深 z_a における水平流速である。ただし式 (1), (2) 中の定数 a_1, a_2, b_1, b_2 は次式で与えられる。

$$a_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{z_a}{h} \right)^2 - \frac{1}{6}, \quad a_2 = \frac{z_a}{h} + \frac{1}{2}, \quad b_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{z_a}{h} \right)^2, \quad b_2 = \frac{z_a}{h} \quad (3)$$

式 (2) 中の底面摩擦項 F_x , F_z は、摩擦係数 $f_w=0.02$ として次式を用いて評価した。

$$F_x = \frac{f_w u |u|}{h + \eta} \quad (4)$$

砕波に伴う運動量減衰項 M_D については、水位および流速の変動波形の再現性については、摩擦型では波形の前傾化が進まず、拡散型の方が実測値との対応が良いという佐藤・鈴木 (1990) の報告にならい、拡散型を用いることとした。本モデルにおいては、流量の代わりに流速を用いることにより、砕波に伴う運動量減衰項および砕波減衰係数は次式のようにになる。

$$M_{Dx} = -\nu_e \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (5)$$

ここで渦動粘性係数 ν_e は波のエネルギー減衰係数 f_D と次式の関係がある。

$$\nu_e = \frac{g d}{\omega^2} f_D \quad (6)$$

ただし、 ω は角周波数、 $d=(h+\eta)$ は平均水深である。また砕波によるエネルギー減衰係数 f_D は次式で与えられる。

$$f_D = a_D \tan \beta \sqrt{\frac{g}{d}} \sqrt{\frac{\bar{u} - u_r}{u_s - u_r}} \quad (7)$$

ここで、 $\bar{u}$ は流速振幅、 $\tan \beta$ は海底勾配であり、 u_s, u_r は波速 C を用いて次式で表される。

$$u_s = 0.5(0.75 + 5.3 \tan \beta) C \quad (8)$$

$$u_r = 0.4 \left(\frac{a}{h} \right)_b C \quad (9)$$

砕波の判定は、Watanabe et al. (1984) にならい、水面水粒子速度 (U_s) と波速 (C) の比を用いた。片山・佐藤 (1993) はその限界値を $U_s/C=0.6 \sim 0.7$ としているが、ここでは計算結果と実測との対応を考慮して 0.4 とした。

* 正会員 修(工) 東京大学博士課程 社会基盤工学専攻

** 正会員 工 博 東京大学教授 大学院工学系研究科社会基盤工学専攻

*** フェロー 工 博 東京大学教授 大学院新領域創成科学研究科環境学専攻

**** 正会員 工 博 東京大学教授 大学院工学系研究科社会基盤工学専攻

***** 正会員 東京大学博士課程 社会基盤工学専攻

(2) 戻り流れの計算方法

戻り流れとは、砕波帯内において砕波による岸向きの質量輸送に対する補償流として底面付近に生じる沖向き定常流である。漂砂量算定の際にこの戻り流れを導入することで、波の非線形化に伴う岸向き漂砂量を減少させ、沖向き漂砂量を増加させるため、特に砕波帯内の地形変化計算には重要となる。ここでは岡安 (1989) にならない、砕波帯内のエネルギー逸散率から戻り流れの流速分布を求めたが、大規模渦のエネルギー算定については渡辺ら (1999) と同様、Schäffer ら (1992) のモデルを援用した。算定式等の詳細は、渡辺ら (1999) を参照されたい。

(3) 漂砂量の計算方法

シートフロー状態の漂砂量については、均一粒径砂に対して広い条件に対する適用性が確認されているモデルとして、Dibajnia・Watanabe (1996) のモデルがある。佐藤ら (2000) は、振動流装置を用いた実験結果に基づき、異粒径間の干渉機構をモデル化することにより、異粒径砂に対する算定式を以下のように拡張した。

$$\left. \begin{aligned} \Omega_j &= q_j \cdot f_1 \\ \Omega_j &= 0 \end{aligned} \right\} \omega_j \cdot f_2 < \omega_{cr} \text{ の場合,} \\ \left. \begin{aligned} \Omega_j &= \frac{\omega_{cr}}{\omega_j \cdot f_2} q_j \cdot f_1 \\ \Omega_j &= \left(1 - \frac{\omega_{cr}}{\omega_j \cdot f_2}\right) q_j \cdot f_1 \end{aligned} \right\} \omega_j \cdot f_2 > \omega_{cr} \text{ の場合} \quad \dots\dots (10)$$

ここで、 $s(=1.65)$ ：底質の水中比重、 d ：底質粒径、 g ：重力加速度とすると、

$$q_j = \omega_j T_j \sqrt{\frac{sg}{d}} = \frac{1}{2} \frac{u_j^2}{w_s \sqrt{sgd}} \omega_j = \frac{1}{2} \frac{u_j^2}{sgw_s T_j} \dots\dots (11)$$

であり、 f_1, f_2 は、

$$f_1\left(\frac{d_i}{d_m}\right) = \left(\frac{d_i}{d_m}\right)^{\alpha_1} f_2\left(\frac{d_i}{d_m}\right) = \left(\frac{d_i}{d_m}\right)^{\alpha_2} \dots\dots\dots (12)$$

となる。式 (10) を用いることで、混合粒径砂の正味の漂砂量が計算される。 α_1, α_2 の最適値として、ここでは $\alpha_1=0.5, \alpha_2=0.7$ を採用した。このときの無次元漂砂量の計算値を実測値と比較して図-1 に示す。

3. 解析結果と考察

(1) 検討ケース

田中ら (2000) は、大型造波水路を用いて、2 粒径混

表-1 再現計算に用いた実験条件

実 験 ケ ー ス	波 条 浪 件	海 底 勾 配 tan β	換算沖波 波高 H_0 (m)	周 期 T (s)	作 用 時 間 t (hr)
CASE I	堆積型	1/30	0.34	3.5	38.0
CASE II	侵食型	after-1	1.00	3.5	20.0

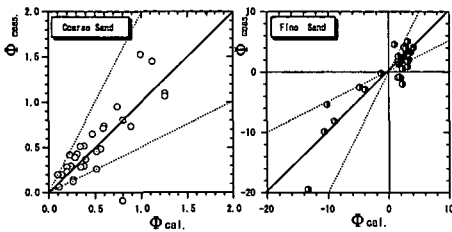


図-1 漂砂量の実験値と計算値の比較

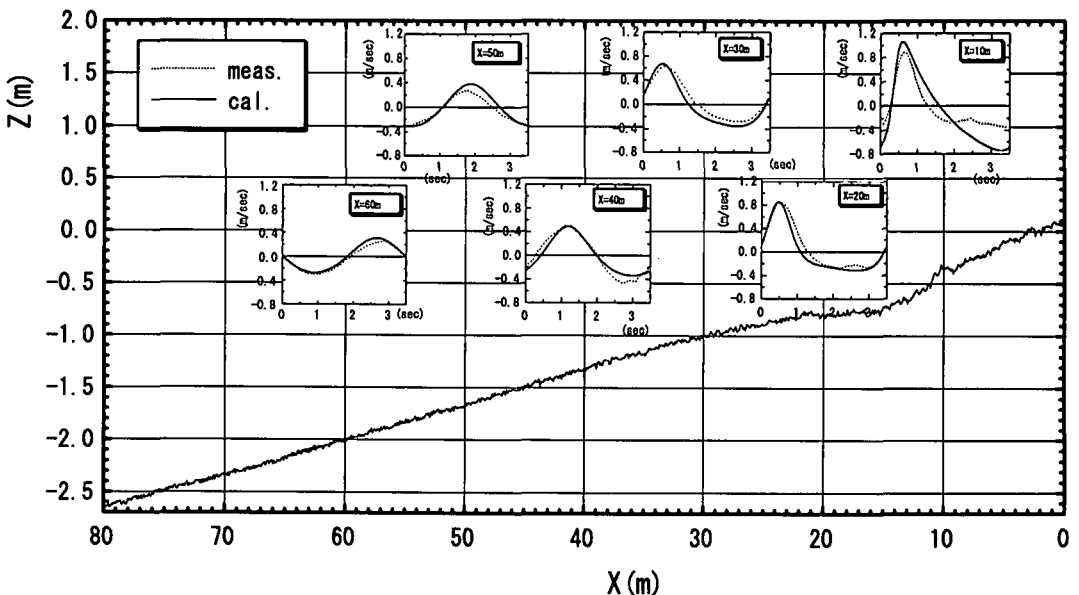


図-2 底面上 10 cm の流速波形の計算値と実験値の比較 (CASE I 15 h 後)

合砂（細砂：粗砂＝3：7）を対象とした現地スケール海浜断面実験を行っている。そこでは粒径間干渉を定量的に把握することに主眼を置いたことから、堆積型および侵食型の地形変化が生じるような波高レベルの異なる2種類の規則波を入射波浪条件としている。また、分級過程を追跡するために、コア採取を実施し、地形変化に対応した混合率の時空間分布を得た後、ある断面の岸側と沖側の粗・細それぞれの砂量の変化から断面を通過した砂量を求め、平均的な粒径別漂砂量を算出している。これによれば、全体を通して、砕波点付近と汀線付近をピークとする岸向き漂砂と砕波帯内砕波点岸側直近にピークを持つ沖向き漂砂が明確に現れており、均一粒径砂の場合と類似の傾向を示した。堆積性波浪では、戻り流れも小さく、岸向き漂砂が卓越し、粗砂のアーミングによって細砂の漂砂量が抑えられ、粗砂・細砂それぞれの漂砂量の絶対値は同程度になることがわかった。一方、侵食性波浪については、plunging型の砕波が顕著に現れるため、砕波点の岸側近傍で戻り流れが大きくなり、巻き上げによる浮遊漂砂砂が卓越する（池野ら、2000）。このため、粒径別漂砂量の絶対値は初期構成比に近くなった。今回の再現計算では、まず漂砂量について、以上の特徴を再現することを目指した。

表1に再現計算に用いた実験条件を示す。ここではCASE I, CASE II 共6回ずつ行った地形変化・分級測定の結果それぞれを初期条件として、各計測時刻間の地形変化・分級について再現計算を行うこととした。

(2) 底面流速の評価

CASE I (堆積性波浪) 作用後15 h経過時の底面上10 cmにおける流速波形を図2に示す。実験値はゼロアップクロス法により求めた同位相平均流速で計算値と良く合っていることがわかる。CASE II (侵食性波浪) についても概ね合っていたが、plunging型の砕波形態のため、実験値のばらつきも大きく、さらに詳しく調べる必要があることがわかった。以上より、砕波帯内での戻り流れの評価を含めて漂砂移動の起因力である底面流速波形の計算結果は妥当であることが確認された。

(3) 計算結果

図3, 4 および 5 は、それぞれCASE I (堆積型) の15 h, CASE II (侵食型) の3 h および 7.2 h の計算結果である。各図とも、上から順に砂面高（実験値）と表層2 cmの平均粗砂混合率（実験値）、平均波高と戻り流れ、粗砂漂砂量（岸向き正）、細砂漂砂量（岸向き正）および初期混合率における中央粒径（0.44 mm）相当の均一砂と見なした場合の漂砂量の計算結果を示している。また図中には平均波高、戻り流れおよび漂砂量の実験値も併せて示している。漂砂量の実験値は各計測時刻間の平均漂砂量であり、計算値と比較する場合には、前後の漂砂量の中

間値が目安となる。粒径別漂砂量の計算値には、表層2 cmの平均混合率を用いた場合と、初期混合率を用いた場合がある。さらに初期混合率における中央粒径（0.44 mm）相当の均一砂との比較も行い、漂砂量に対する混合率の寄与度を把握することとした。

(1) 堆積型海浜のケース (CASE I)

図3を見ると、平均波高、戻り流れとも良好に再現されている。漂砂量については、堆積性波浪条件では戻り流れが小さく波の非線形性によって岸向きに運ばれるが、粗砂、細砂とも向き・大きさともに良く合っている。粗砂と細砂の漂砂量の絶対値はほぼ等しくなっており、このモデルを用いることで粗砂によるアーミングを表現できることがわかる。

粗砂混合率の実測値（最上段）を見ると、 $X=10$ mの境に岸側で大きく、沖側で小さくなっており、混合率を

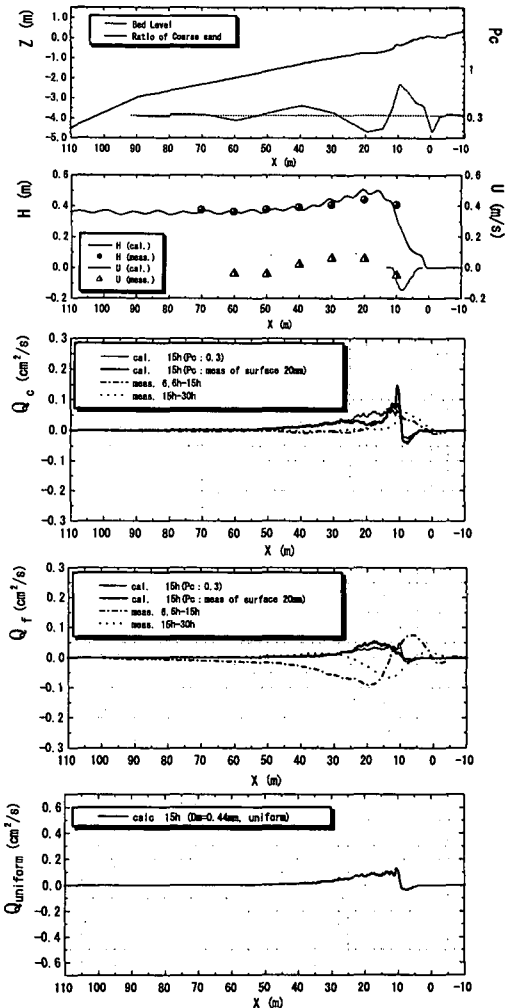


図3 CASE I (堆積性) - 15 hr 後

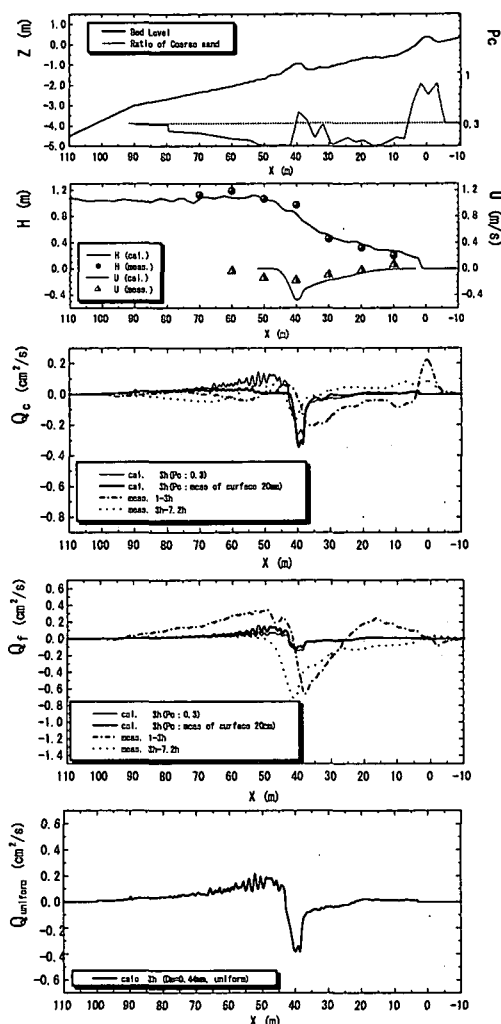


図-4 CASE II (侵食性) - 3 hr 後

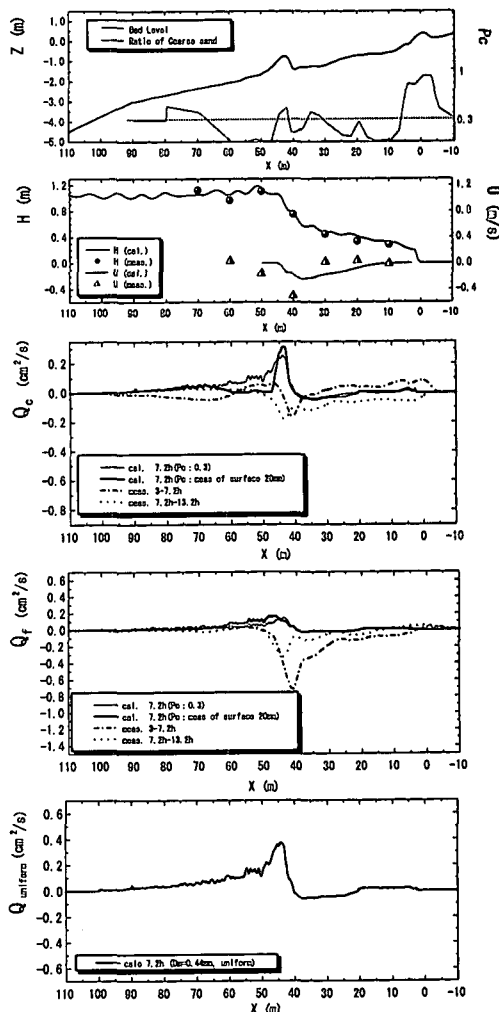


図-5 CASE II (侵食性) - 7.2 hr 後

考慮して算出した場合と未考慮(初期混合率 0.3)の場合とでは粒径別漂砂量が 2 倍程度異なる。また、中央粒径 (0.44 mm) 相当の均一砂とした時の漂砂量は、絶対値のほぼ等しい粗砂、細砂の漂砂量を合算した程度の大きさになっており、混合率を用いなければ分級過程を再現することは難しい。バーム形成までの時間ならびにバーム中の粗砂・細砂の構成比を精度よく再現するためには、場所毎の混合率を用いることが重要であると言える。

(2) 侵食型海浜のケース (CASE II)

まず、3 h について考察する。この時間は $X=42$ m 付近を頂部として沖合のバーが成長過程にある。図-5を見ると、図-3と同様に、波高・戻り流れの再現性は良い。粗砂・細砂ともバーの沖側で漂砂量岸向き、岸側で漂砂量沖向きになっている。粗砂と細砂の漂砂量の比はバーの形成点付近を除いて、ほぼ存在割合 (3 : 7) となって

いる。特にバーの岸側直近では、粗砂の割合が大きくなっているため、アーミングによって細砂の沖向き漂砂量が抑えられ、バー岸側ではさらに粗砂混合率が大きくなる。

これに対して、バーが大きく成長し、沖向きに移動を開始した直後の 7.2 h については、戻り流れを過小評価しており、沖向きの漂砂量はほとんど出ない。従って、実測の沖向き漂砂量すべてが碎波による巻き上げによるものと考えられる。

4. おわりに

混合粒径砂を用いた大型水路実験に対して、波の変形と戻り流れを精度良く計算するモデルを構成した。さらに振動流装置実験に基づく混合粒径砂対象の漂砂量式を地形変化モデルに組み込んだ上で現地スケール実験結果

の再現計算を行ったところ、地形変化量および分級過程に応じた粒径別漂砂量について良好な再現性を得ることができた。

参 考 文 献

- 池野正明・宇野喜之・後藤宏志・田中正博・森 信人・片山裕之・岡安章夫 (2000): 混合粒径砂を用いた大型海浜実験による粒径別浮遊砂フラックスとモデル化, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 556-560.
- 岡安章夫・磯部雅彦・渡辺 晃 (1989): 砕波帯におけるエネルギー収支と戻り流れのモデリング, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 31-35.
- 佐藤慎司・鈴木秀典 (1990): 砕波帯における底面流速変動波形の評価法, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp. 406-410.
- 佐藤慎司・田中正博・樋川直樹・渡辺 晃・磯部雅彦 (2000): 混合砂の移動機構に基づくシートフロー漂砂量算定式の提案, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 486-490.
- 田中正博・井上 亮・佐藤慎司・磯部雅彦・渡辺 晃・池野正明・清水隆夫 (2000): 2 粒径混合砂を用いた大型海浜断面実験と粒径別漂砂量の算出, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 551-555.
- 鄭 培喜, 余 錫平, 磯部雅彦 (1998): Boussinesq 方程式に対する高次数値計算モデルの開発, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp. 21-25.
- 渡辺 晃・青池大介・磯部雅彦 (1999): 任意地形上の戻り流れの定量評価法の提案, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 186-190.
- 渡辺 晃・磯部雅彦・Mohammad Dibajnia・田中正博・植村勇仁 (1999): 非対称振動流作用下における混合粒径砂の移動機構に関する研究, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 521-525.
- Dibajnia, M. and A. Watanabe (1996): A transport rate formula for mixed-size sands, Proc. 25th Conf. on Coastal Eng., pp. 3791-3804.
- Nwogu, O. (1993): Alternative form of Boussinesq equations for nearshore wave propagation, J. Waterway, Port, Coastal, Ocean Eng., ASCE, Vol. 119, No. 6, pp. 618-638.
- Schäffer, H. A., R. Deigaard and P. Madsen (1992): A two-dimensional surf zone model based on the Boussinesq equations, Proc. 23rd ICCE, pp. 576-589.
- Watanabe, A., T. Hara and K. Horikawa (1984): Study on breaking condition for compound wave trains, Coastal Eng. In Japan, 27, pp. 71-82.