

粒状体モデルによるシートフロー漂砂の分級過程の 数値シミュレーション

原田 英 治* ・ イェガネーバクティアリ・アバス**
後 藤 仁 志***・酒 井 哲 郎****

1. 緒 言

近年, 養浜等に伴い混合砂の海浜が形成されるケースが増加しており, 海浜変形の予測のためには, 混合砂からなる漂砂の移動特性を解明することが不可欠である。

掃流砂や砂漣上の浮遊砂など各個運搬を対象とした混合砂に関する既往の研究としては, 混合砂と岸沖漂砂量の関係を調べた砂村 (1982) の実験, 掃流状態の混合砂の粒径別移動限界および粒径別漂砂量式を提案した田中ら (1989) の研究がある。また, 最近では, 比較的掃流力の大きい砂漣からシートフローにかけての砂粒子運動形態について細粗混合砂を用いて実験が鈴木ら (1994) および乾ら (1995) によって行われ, シートフローの発生領域と細粗混合比率の関係が明らかにされつつある。また, 後藤ら (1996) は, 細粗 2 粒径混合状態での粗砂の表層付近への上昇過程の実験と個別要素法によるシミュレーションを通じての物理機構の検討を行っている。以上のように, 混合粒径シートフロー漂砂に関する研究は比較的少なく, 未解明な部分が多く残されているのが現状であり, 特に, シートフロー漂砂の分級機構に着目した研究が見られるようになったのは, 最近のことである。

分級機構の基本的特性を把握するための実験的研究は, ビデオ画像解析技術の進歩に後押しされて近年盛んとなり, 位相別の砂移動速度分布や濃度分布など詳細なデータが蓄積されつつある。しかしながら, particle tracking の技術は比較的遅い流れの計測を自動化することには成功しているものの, 高速・高濃度の粒子流の自動計測は未だ困難であり, さらにビデオ画像データ処理には多大の労力を要する。

本研究では, 既往の水理実験で確認されてきたシートフロー混合漂砂の鉛直分級特性を対象に数値移動床を用いたシミュレーションの再現性を確認し, ビデオ画像解析では直接的計測が困難な砂粒子運動軌跡など, 分級機構を理解する上で必要不可欠な諸量の数値予測を行う。

なお, この種の研究のフレームワークはこれまでもも提示され(例えば, 後藤ら, 1996), 比較的少数の粒子を対象に粗粒径粒子間の相互作用を無視してシミュレーションが行われているが, 本研究では粗粒径・細粒径間はもとより粗粒径粒子間の相互作用も考慮可能な多数粒子を対象にシミュレーションを実施した。

2. シミュレーションの概要

2.1 流体系の基礎方程式

鉛直 2 次元非定常流れの Reynolds 方程式を, $k-\epsilon$ 乱流モデルで完結させると, 支配方程式は以下のように書ける。

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(2\Gamma_v \frac{\partial U}{\partial x} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \Gamma_v \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \Gamma_v \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left(2\Gamma_v \frac{\partial V}{\partial x} \right) - g \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k}{\partial x} + \frac{\partial k}{\partial y} = & \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial y} \right) \\ & + Pr - \epsilon \quad \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + \frac{\partial \epsilon}{\partial y} = & \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\epsilon \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\epsilon \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right) \\ & + \frac{k}{\epsilon} (C_{1\epsilon} Pr - C_{2\epsilon} \epsilon) \quad \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

$$\Gamma_v = \Gamma_v = \nu_t + \nu; \quad \nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\Gamma_k = \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k}; \quad \Gamma_\epsilon = \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\begin{aligned} Pr = \nu_t \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right\} \right. \\ \left. \dots\dots\dots (8) \right] \end{aligned}$$

ここに, U, V : 水平方向 (x), 鉛直方向 (y) の平均風速成分, P : 圧力, ρ : 空気密度, g : 重力加速度, k :

* 学生会員 工修 京都大学大学院博士後期課程土木工学専攻
** 正 会 員 工博 JSPS 外国人特別研究員
*** 正 会 員 工博 京都大学助教授 工学研究科土木工学専攻
**** フェロー 工博 京都大学教授 工学研究科土木工学専攻

乱れエネルギー, ε : 乱れエネルギーの逸散率, ν : 動粘性係数, ν_t : 渦動粘性係数, Pr : 流体のせん断によるエネルギー生成項, σ : 砂の密度, C_μ , $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, σ_k , σ_ε : モデル定数である。

2.2 粒子系の基礎方程式

砂粒子の運動は, 個別要素法でモデル化される。砂粒子 i の並進および回転の運動方程式は,

$$\rho \left(\frac{\sigma}{\rho} + C_M \right) A_3 d_k^3 \frac{du_{pi}}{dt} = F_{pint} + F_D + F_{gr} \quad \cdots (9)$$

$$F_{pint} = \begin{bmatrix} \sum_j \{-f_n \cos \alpha_{ij} + f_s \sin \alpha_{ij}\} \\ \sum_j \{-f_n \sin \alpha_{ij} + f_s \cos \alpha_{ij}\} \end{bmatrix} \quad \cdots (10)$$

$$F_D = \frac{1}{2} \rho C_D \sqrt{(U - u_{pi})^2 + (V - v_{pi})^2} A_2 d_k^2 \begin{bmatrix} U - u_{pi} \\ V - v_{pi} \end{bmatrix} \quad \cdots (11)$$

$$F_{gr} = \begin{bmatrix} 0 \\ -\rho \left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) A_3 d_k^3 g \end{bmatrix} \quad \cdots (12)$$

$$\frac{\pi d_k^5}{32} \frac{d\omega_{pi}}{dt} = \frac{d_k}{2} \cdot \sum_j \{f_s\}_j \quad \cdots (13)$$

$$C_D = C_{D\infty} \frac{24\nu}{d_k \cdot \sqrt{(U - u_{pi})^2 + (V - v_{pi})^2}} \quad \cdots (14)$$

と書ける(例えば, 後藤ら, 1995)。ここに, u_{pi} : 粒子の速度ベクトル (u_p , v_p : 粒子の水平方向および鉛直方向の速度成分), F_{pint} : 粒子間相互作用力ベクトル, F_D : 抗力ベクトル, F_{gr} : 重力ベクトル, ω_p : 粒子の回転速度, f_n , f_s : 砂粒子 i , j 間の法線 (n) および接線 (s) 方向の作用力, α_{ij} : 砂粒子 i , j の接触角, C_M : 付加質量係数 ($C_M=0.5$), C_D : 抗力係数 ($C_{D\infty}=0.4$), A_2 , A_3 : 砂の2次元および3次元形状係数 ($A_2=\pi/4$; $A_3=\pi/6$), d_k : 粒径階 k の砂粒径である。

計算ステップの更新の度に個々の砂粒子の接触状況が検査され, 接触状態にある粒子間については, 弾性スプリングと粘性ダッシュポットが導入されて粒子間の相互作用力 f_n , f_s が計算される。パネ・ダッシュポット系で表現される個々の砂粒子間の相互作用の記述に必要なモデル定数(砂粒子の接触点における接線・法線方向のパネ定数および粘性定数, 接触点の接線方向へのせん断抵抗を表現するための摩擦係数)は, 一方向流の作用下における底面せん断力と流砂量の関係が再現できるように設定した。

2.3 計算内容・手順

底面付近の流速場の推定については, 解析対象粒子を粗度として有する粗面を想定した壁法則で壁面境界条件を与え, 清水流の流速を計算した。対象とする水理条件ではシートフロー漂砂が卓越し, 砂粒子の混入による流速場の変化が生じているが, ここでは多数粒子の相互干

渉を長時間にわたって追跡する必要と計算機の演算能力の制約から, 粒子間相互作用の計算に焦点をあて, 流体・粒子間に関しては混相流的なモデル化は省略した。なお, このフレームワークの下でも, 底面せん断力と流砂量の関係に関する限り, シートフローの卓越する領域でも既往の実験値と良好な対応が得られることは確認している。

最初に非定常 $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用い正弦波型振動流の流速を計算する。底面付近の最大流速が 80.0 cm/s, 振動周期 4.0 s, Shields 数 $\phi=0.53$ である。流速場の計算時間ステップは 0.1 s である。粒子運動の計算では, 0.1 s 毎に流速場を更新し, 粒子の座標を参照して粒子に作用する流速を内挿補間で求め, 数周期計算を繰り返す。

粒子層には, 比重 $\sigma/\rho=2.65$ で $d=0.5$ cm, $D=1.0$ cm の2種類の粒子を個々の体積占有率 88.9%, 11.1% で, 計 380 個配置し, 粒子層の左右は周期境界とした。粒子系の計算時間ステップは個別要素法が陽解法であることから, 計算の安定性より 0.00002 s とした。 $k-\varepsilon$ 乱流モデルの定数については標準値: $C_\mu=0.09$, $C_{1\varepsilon}=1.44$, $C_{2\varepsilon}=1.92$, $\sigma_k=1.0$, $\sigma_\varepsilon=1.3$ を用いた。

3. 混合粒径漂砂の鉛直分級過程

図-1 に, 振動流を作用させてから数周期後のアーマコートの完全発達状態における半周期間の砂粒子移動速度分布を各位相毎に示す。主流速は正弦波型で, 位相 $\phi=0\sim(5/10)\pi$ が加速過程, 位相 $\phi=(5/10)\pi\sim\pi$ が減速過程である。始めに, 加速過程と減速過程で同レベルの主流速の位相(例えば, $\phi=(2/10)\pi$ と $\phi=(8/10)\pi$)を比較する。小粒径粒子の加速位相では, 表層粒子の移動速度は最大でも 70.0 cm/s 程度で, $-5.0 < y/d < 2.0$ の範囲での粒子の移動が見られる。この内 $-5.0 < y/d < -2.0$ の範囲は, 低速の移動層となっている。一方, 減速位相では, $-4.0 < y/d < 7.0$ にわたる加速位相よりも広範囲な移動速度分布が見られ, 最大速度も 100.0 cm/s 付近に達している。大粒径粒子については, 加速位相では, $y/d=-3.0$ 付近で僅かな移動速度が見られるが, 減速位相では, 加速位相における移動粒子の存在高さよりもやや上方の $y/d=-2.0$ 付近でも加速位相より大きな移動速度が見られる。次に, $\phi=0\sim\pi$ まで時間経過の順に移動速度分布図を見ていく。位相 $\phi=0$ での全層が停止の状態から徐々に粒子が移動を開始する。小粒径粒子に注目すると, $\phi=(2/10)\pi$ で $y/d=-5.0$ 付近まで僅かではあるが粒子の移動が生じているが, 加速過程に入ればしばらく経過すると急激に下方に向かってシートフロー層厚が発達することが分かる。位相 $\phi=(3/10)\pi$ になると, 高速で移動する表層付近の粒子に引きずられるようにして下方の粒子が次第に加速されていくことより, 移動速

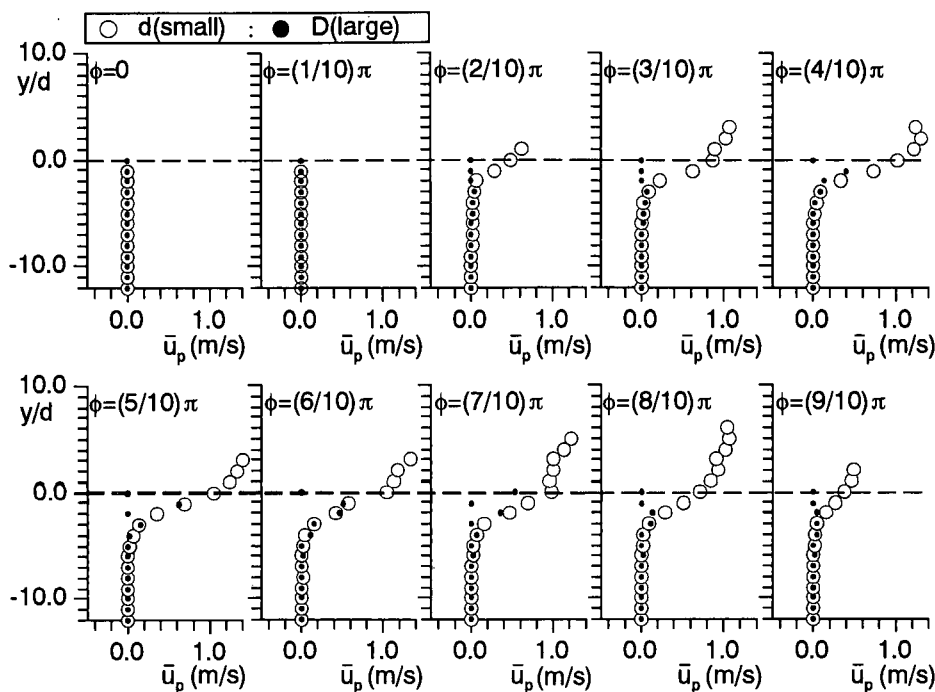


図-1 砂粒子移動速度分布

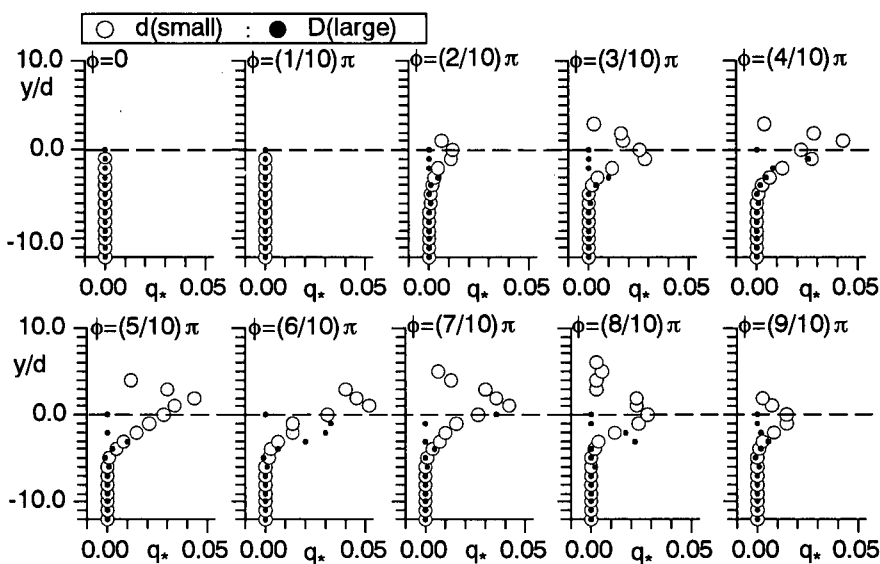


図-2 瞬間漂砂量の鉛直分布

度分布は粒子移動層の下層では上に凸の形状を、上層では下に凸の形状をもつ変曲点型の分布を呈し始める。シートフロー層厚の増加に伴い、上層では比較的粒子の濃度が低くなり、流体から粒子への運動量輸送が効果的に生じるようになる。また濃度が低くなったことで上層で加速された粒子が下層に進入し易くなり、上層と下層

の運動量交換が活発化し、さらにシートフロー層厚が増加する。減速位相に入ってもしばらくは、慣性の効果により加速位相の影響が残存し、直ちには顕著な移動速度の減速は見られない。しかしながら、位相 $\phi = (7/10)\pi$ になると徐々にシートフロー層厚が減少し、粒子の堆積が進行する。以上のことは、大粒径粒子についても同様で、

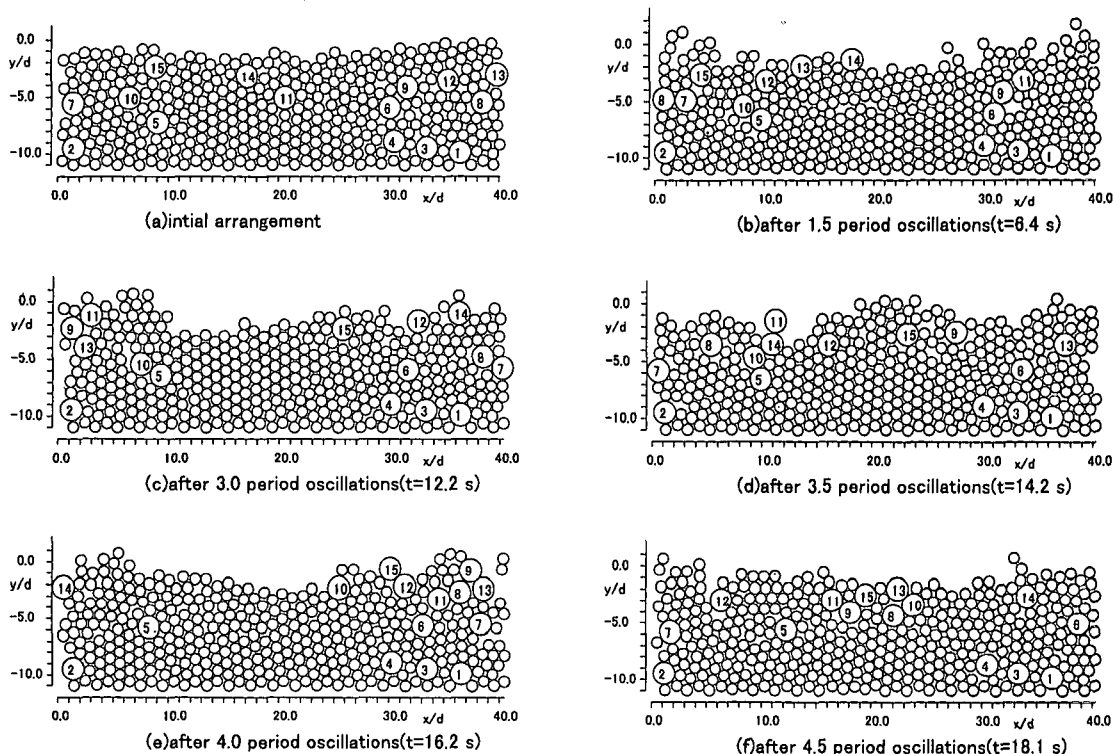


図-3 逆グレイディングの発生

この程度の大粒子混合率の下では、大粒径粒子の運動が小粒径粒子に追従するように生じている様子が示されているものと考えられる。

図-2 は、砂粒子移動速度と粒子数密度から計算された瞬間漂砂量の位相毎の鉛直分布を示している。図中の $q_*(=q_s/\sqrt{(\sigma/\rho-1)gd^3})$; q_s : 漂砂量) は、無次元漂砂量である。位相の順に見ると、速度分布で確認された特徴と同様に慣性の効果で減速位相にシフトした漂砂量が得られていることが示されている。

図-3 は、初期配列 (パッキング直後) および振動流が数周期作用した後の境界層外縁流速がゼロとなる位相近傍の砂粒子のスナップショットを併示している。一方、図-4 は大粒径粒子の数密度の鉛直分布の変化を示している。図-3 および図-4 は、振動流の作用による正逆波形の底面せん断力の増減が大粒径粒子を次第に表層へと浮上させる逆グレイディングを発生させることを明瞭に示している。

図-5 は、小粒径粒子と大粒径粒子の濃度重心の時系列を示したものである。せん断力が作用開始する初期の段階 ($t=0.0$ s 付近) より徐々に大粒径粒子の重心が上昇する様子が分かる。小粒径粒子は大略的には規則的な濃度重心の周期的上下動を繰り返して、その振幅は小粒径程度で、ほぼ一定である。一方、大粒径粒子については、

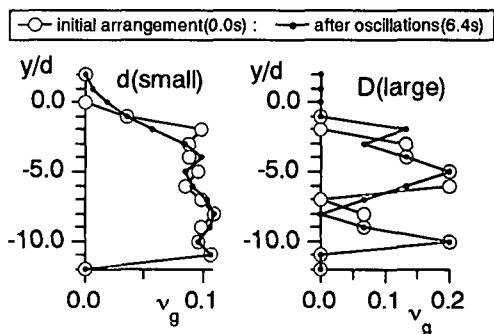


図-4 数密度分布

時間の経過とともに濃度重心が上昇し、 $t=16.0$ s 付近になると大粒径粒子振動中心は初期状態と比べて小粒径粒子の 1.5 倍程度上昇している。このことは、逆グレイディングの発生 (図-3 参照) に対応している。また、小粒径粒子と大粒径粒子が、ほぼ同位相で上下動を繰り返しており、大粒径粒子が小粒径粒子に追従して動いていることを裏付けている。さらに、流速変動の位相と粒子運動の位相に僅かな差があることが分かるが、これは慣性の効果によると考えられる。このこともまた、図-1 や図-2 の位相別移動速度分布や漂砂量で考察されたことを再度確認したものと見える。

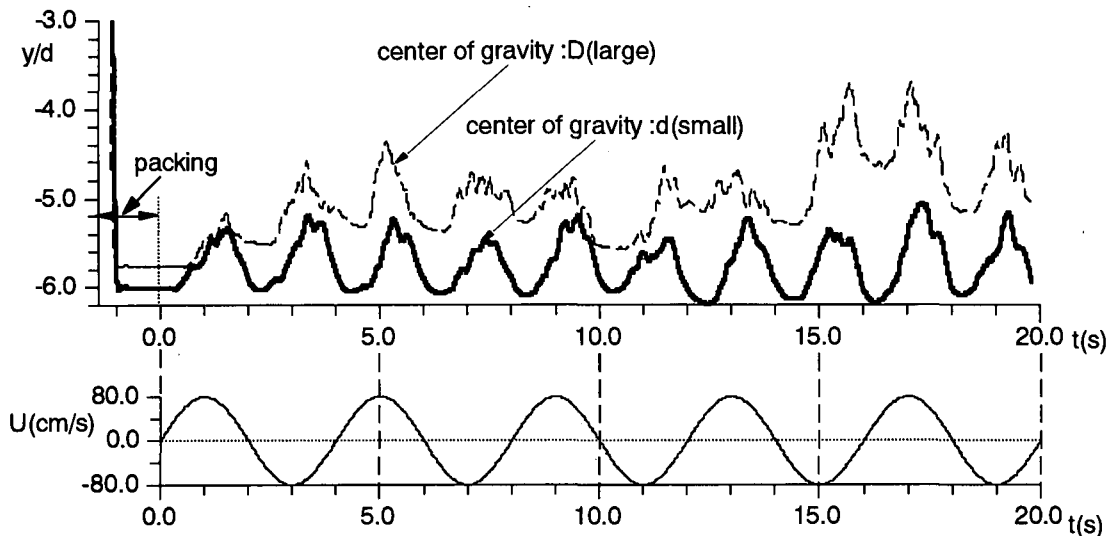


図-5 粒径別濃度重心の時系列 (上), 底面近傍流速 (下)

4. 結 語

本研究では、流れ系に非定常 $k-\varepsilon$ 乱流モデル、粒子系には個別要素法に基づく砂粒子間相互干渉モデルを用いた数値移動床により、2 粒径混合砂から成る粒子層の振動流下における運動のシミュレーションを実施した。位相別粒径別移動速度分布、位相別粒径別流砂量、粒径別濃度重心時系列等を通じて混合粒系粒子層の流速発達について計算力学的に検討した。

本研究により、振動流下で粒子の逆グレイディング(流動層中の大粒径粒子が表層付近に集積すること)が生じ、アーマコートが形成されていく様子が数値シミュレーションを通じて再現できた。

今後は、多数の粒径階から成る粒子群のシミュレーションを行い、データを蓄積し、粒度構成が分級に及ぼす影響などを検討していきたい。さらに、不規則な砂面凹凸の乱流場への影響、混相流の効果など、現実の移動

床とモデルの相違を埋めるサブモデルの開発を考えたい。

参 考 文 献

- 乾 武史・Mohaannmad Dibajnia・磯部雅彦・渡辺 晃 (1995): 細粗混合砂のシートフロー漂砂の鉛直分級機構, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 521-525.
- 後藤仁志・酒井哲郎 (1995): 表層せん断を受ける砂層の動的挙動の数値解析, 土木学会論文集, 第 521 号 II/-32, pp. 101-112.
- 後藤仁志・酒井哲郎・豊田泰晴・夢田哲也 (1996): 振動流下の混合砂礫の鉛直分級機構, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp. 456-460.
- 鈴木高次郎・渡辺 晃・磯部雅彦・Mohaannmad Dibajnia (1994): 振動流作用下における混合粒径底質の移動現象について, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 356-360.
- 砂村継夫 (1982): 浅海域の岸沖漂砂量に関する実験的研究, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp. 239-243.
- 田中 仁・吉竹豊尚・首藤伸夫 (1989): 波・流れ共存場における底質分級の数値計算, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 264-268.