混合粒径シートフロー漂砂の鉛直分級過程の固液混相型LES

Large eddy simulation for vertical sorting process in sheet-flow regime

原田英治¹・鶴田修己²・後藤仁志³

Eiji HARADA, Naoki TSURUTA and Hitoshi GOTOH

Large eddy simulation is performed to investigate the mechanism of the vertical sorting of sediments under sheet-flow regime particularly from a viewpoint of interacting between eddies and sediment based on the solid-liquid multiphase turbulent flow model. The agreements between experimental results and numerical results are reasonable with choosing the model parameters in the distinct element method for simulating movable bed. The developing process of the vertical sorting is discussed through the distribution of the phase-dependent turbulent energy production.

1. はじめに

sheet-flow漂砂の鉛直分級過程は海浜の粒度分布に大きな変化を与えるため、海浜変形過程や水域環境を論じる上で重要なサブシステムの一つである。sheet-flow漂砂を対象にこれまでも多くの研究が実施されてきたが、高速・高濃度土砂輸送現象であるsheet-flow漂砂の複雑さ故にその機構は十分に理解されていない。sheet-flow漂砂の鉛直分級機構を数値流砂水理学的観点から詳細に検討するには、粒度分布や粒子配列、流体-粒子間および粒子-粒子間の相互作用の物理過程を砂粒子スケールレベルから検討することが不可欠である。近年では数値計算機の進歩によって高い空間解像度で粒子周りの流れ場をシミュレーションすることが現実的になりつつあり、これまで著者らは、粒子周りの非定常渦構造を考慮すべく、砂粒子スケールの空間解像度を対象とする数値シミュレーションからsheet-flow層の内部構造を検討してきた（原田ら、2010）。しかしながら、固相・液相間相互作用力については考慮しておらず、高解像度計算による利点を十分に示しきれていなかった。

sheet-flow漂砂過程における乱流構造を検討するために、本研究では、混合粒径sheet-flow漂砂の鉛直分級過程を対象に、粒子径よりも細かい格子幅の計算格子を用いて粒子周りの流れ場を充分な解像度で捉えつつ、固液界面は個々の粒子運動をLagrange的追跡して粒子周囲の乱流と移動粒子の相互作用を計算するEuler-Lagrangeカップリングによる固液混相型LESを実施した。また、既往の実験結果と比較から数値シミュレーション結果の再

現性を確認した後、実験計測が困難であるsheet-flow層の内部構造について計算力学的な観点から考察した。なお、本研究の数値シミュレーションモデルの枠組みは原田ら（2010）の固液混相乱流モデルに粒子流体間の相互作用力項を加えるなど改良を施したものであることを付記する。

2. 数値モデル

(1) 基礎方程式

流体の基礎式は質量加重平均された非圧縮流体の連続式および運動方程式である。

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{p} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \bar{p} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{p} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^{SGS}}{\partial x_j} + (\bar{p} - \rho)g\delta_{i2} + \rho U\Omega \cos(\Omega t)\delta_{i1} + F_i \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 x_i ：カーテシアン座標系（ $i=1, 2, 3$ ）、 $\tilde{u}_i$ ：流速、 $\bar{p}$ ：圧力、 $\bar{p}$ ：流体密度、 ρ ：水の密度、 $\tilde{\sigma}_{ij}$ ：粘性応力、 τ_{ij}^{SGS} ：サブグリッドスケール（SGS）応力、 g ：重力加速度、 δ_{ij} ：クロネッカーのデルタ、 U ：流速振幅、 Ω ：角周波数、 F_i ：固相・液相間相互作用力である。“-”は計算格子に代表される物理量を、“~”は、

$$\tilde{f}(x_i, t) = \frac{1}{\bar{\rho}} \int_D \rho f(x', t) G(x_i - x') dx' \quad \dots\dots\dots (3)$$

で定義される密度加重平均量を表す。ここに、 f ：変数、 G ：フィルター関数である。また、流体密度は、

$$\bar{\rho} = \rho(1 - \varphi) + \rho_p \varphi \quad \dots\dots\dots (4)$$

より数値計算する。ここに、 φ ：各計算セルにおける粒子占有率、 ρ_p ：粒子密度である。粒子の運動は並進および回転の運動量式

1 正会員 工博 京都大学准教授大学院工学研究科社会基盤工学専攻
2 学生会員 修(工) 京都大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻
3 正会員 工博 京都大学教授大学院工学研究科社会基盤工学専攻

図-1 計算領域

$$\frac{d(m_p u_{pi})}{dt} = \int_V \left(\bar{\rho} \frac{D\tilde{u}_i}{Dt} - F_i \right) dV + F_{pinti} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{d(I_p \omega_{pi})}{dt} = \int_V \varepsilon_{ijk} r_j \left(\bar{\rho} \frac{D\tilde{u}_k}{Dt} - F_k \right) dV + T_{pinti} \quad \dots\dots\dots (6)$$

より計算される．ここに， m_p ：粒子質量， u_{pi} ：粒子速度， F_{pinti} ：粒子間接触力， I_p ：慣性モーメント， ω_{pi} ：粒子の角加速度， ε_{ijk} ：エディントンイブシロン， r_j ：粒子の重心座標に対する相対位置ベクトル， T_{pinti} ：粒子間接触力によるトルク， V ：粒子領域である．

(2) SGS乱流モデル

基礎方程式を閉じるために，SGS応力：

$$\tau_{ij}^{SGS} = \bar{\rho}(u_i u_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \quad \dots\dots\dots (7)$$

はSmagorinskyモデル (Smagorinsky, 1963) を用いた．

$$\tau_{ij}^{SGS} = -\frac{1}{3} \tau_{kk}^{SGS} \delta_{ij} = -2\mu_{SGS} \tilde{S}_{ij} \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$\mu_{SGS} = \bar{\rho}(C_s \Delta)^2 |\tilde{S}| \quad ; \quad |\tilde{S}| = \sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここに， $\tilde{S}_{ij}$ ：歪み速度テンソル， C_s ：Smagorinsky定数， Δ ：計算セルサイズである．Smagorinsky定数は流れの条件によって決定する必要があるがここでは $C_s=0.1$ とした．

(3) 数値解法

基礎方程式は (1), (2) 式をスタッガード格子上の有限差分によって離散化し，2次精度のAdams-Bashforth法を基礎とする部分段階法を用いて解く．この段階で得られた流れ場 (添字*) を用いて粒子運動 (4), (5) 式を計算し，相互作用力

$$F_i^{n+1} = \frac{\bar{\rho}^{n+1} \tilde{u}_i^{n+1} - \bar{\rho}^n \tilde{u}_i^*}{\Delta t} \quad \dots\dots\dots (10)$$

を求める．なお，(4), (5) 式中の粒子間力は個別要素法より計算する．

図-2 無次元半周期漂砂量

図-3 鉛直分級過程

3. 鉛直分級過程の数値シミュレーション

(1) 計算条件

図-1に示す比重 $\sigma=1.318$ ，粒径 $d_1=0.515\text{cm}$ （小粒子770個）， $d_2=0.988\text{cm}$ （中粒子103個）， $d_3=1.56\text{cm}$ （大粒子27個）の総計900個の球形粒子から構成される十分に混合された3粒径混合の数値移動床に，振動周期 $T=5.0\text{s}$ ，計算領域上面での最大流速振幅 $U_{\max}=85.0\text{cm}$ （平均粒径 $d_m=1.02\text{cm}$ に対するShields数 $\psi=0.27$ ）の正弦波型の振動流を作用させ，鉛直分級過程のシミュレーションを実施した．なお，数値シミュレーション条件は既往の研究（原田・後藤，2006）の実験条件に基づいて決定したが，計算機のメモリ制約から数値シミュレーションの計算領域は比較の対象とした実験よりも小さく，側壁は周期境界の設定とした．粒子間相互作用力の計算に用いる個別要素法のパラメータは，鉛直分級の発達過程を対象とした

図-4 位相別粒子移動速度分布

図-5 平均的な流れ場の構造
(左：流速，右：Reynolds応力)

図-6 粒径階別の濃度重心の時系列

数値シミュレーションによる無次元半周期漂砂量 q^* と無次元掃流力 ψ の関係が既往の実験結果を概ね再現するように設定した(図-2参照)。

(2) シミュレーション結果の再現性

鉛直分級過程のスナップショットを原田・後藤(2006)の実験画像と併せて図-3に示す。分級発達過程(1周期の位相 $\phi=(6/8)\pi$)と完全分級発達過程(3周期の位相 $\phi=(6/8)\pi$)の瞬間画像の比較より、鉛直分級の進行過程と活発な鉛直混合が発生する領域($y/d_1>0.0$)の観点から数値シミュレーション結果の実験結果に対する良好な再現性が確認される。

図-4に移動速度分布を示す。本研究の数値シミュレーションは側壁方向に周期境界条件を課しているため、原田・後藤(2006)の側壁から観測した移動速度分布の実

験結果と直接比較はできないが、既往の実験結果(例えば、山下ら, 1992)から読み取れる傾向は確認できる。すなわち、右向きの流速が最大となる位相付近($\phi=(4/8)\pi$)の分布には、sheet-flow層の内部からsheet-flow層の表層付近の領域($0.0 \leq y/d_1 < 7.0$)に指数型の移動速度分布が示され、そして、sheet-flow層の表層から粒子の各個運搬が顕在化するsaltation層の領域($7.0 \leq y/d_1 < 12.0$)には対数型の移動速度分布が確認される。また、指数型の移動速度分布を示した粒子数密度の高いsheet-flow層領域($0.0 \leq y/d_1 < 7.0$)では圧力勾配の影響を強く受けた粒子の移動状況が見て取れる。

数値シミュレーションによる流れ場の平均的な構造の再現性を検討するため、流速およびReynolds応力の平均値の鉛直分布を図-5に示す。なお、sheet-flow漂砂の実

図-7 $z=2.3[\text{cm}]$, xy 平面における流速ベクトル分布

験計測結果が見当たらず, sheet-flow層を含む流砂を対象とした既往の実験結果と比較するため, 数値シミュレーション結果には非定常性の影響が少ない位相 $\phi = (4/8)\pi$ の分布を示す. なお, 流速は, xz 面内平均流速をアンサンブル平均した値であり, また, Reynolds応力は, xz 面内平均流速からの偏差から計算される変動速度相関値および(8)式で計算されるSGS応力の xz 面内平均値の総和をアンサンブル平均して図示した(5周期分のシミュレーション結果を用いてアンサンブル平均した). 後藤ら(2000)は, sheet-flow層, saltation層, 清水層から成る粒子流では, その流速分布がThree-layer typeの構造を呈することを実験計測より確認しているが, 本研究の数値シミュレーションにも類似の傾向が確認される. Reynolds応力の鉛直分布について, 粒子濃度が低いsaltation層($7.0 \leq y/d_1 < 12.0$)の中で比較的粒子濃度の高い領域($7.0 \leq y/d_1 < 9.0$)に注目すると, saltation粒子の存在によるReynolds応力の欠損が明瞭に見て取れる. また, 粒子濃度が高いsheet-flow層($0.0 \leq y/d_1 < 7.0$)では, Reynolds応力が急減してゼロ付近の値を示し運動量輸送が僅かであることが分かる. sheet-flow層を含む粒子流のReynolds応力分布の既存の計測データは見当たらないが, この種の分布の一定の再現性については植生流で観察される分布(例えば, Nepf・Ghisalberti, 2008)との類似性から確認できる.

(3) sheet-flow漂砂の内部構造

図-6に初期から半周期間の分級発達過程における各粒径階の濃度重心の時系列を示す. 図中の y_n^* は粒径階 n の粒子群の初期配置に対する濃度重心からの y 軸方向の偏差量である. 小粒子の潜り込みは, 位相 $\phi = (2/8)\pi$ から位相 $\phi = (5/8)\pi$ において活発であり, この位相区間において

顕著な鉛直分級の発達が見て取れる. その後の位相では小粒子の座標は横這い状態を呈し, 全体として目立った鉛直分級の進行を示さない.

図-7に $z=2.3\text{cm}$ における xy 平面の流速ベクトルの分布を示す. 加速位相および減速位相の初期(位相 $\phi = (2/8)\pi$ から位相 $\phi = (5/8)\pi$)には, sheet-flow層の表層付近に強い流速シアによって発達した乱流境界層の存在と誘発されたsaltation粒子が見て取れ, 図-6で確認された顕著な鉛直分級の発達を示した位相と一致する. また, sheet-flow層の内部の流速ほど主流と比較して先行しているが, この種のsheet-flow層内部の流速の位相の先行は, 既往の実験からも報告されている(例えば, Dick・Sleath, 1991).

図-8に図-7と同様に $z=2.3\text{cm}$ の xy 平面における乱れエネルギーの生成分布を示す(濃い着色領域ほど高い生成率を示す). 分級が進行した位相 $\phi = (2/8)\pi$ から位相 $\phi = (5/8)\pi$ には, sheet-flow表層付近に著しい乱れエネルギーの生成分布が存在し, 固液間運動量交換の促進に貢献する. 減速位相 $\phi = (6/8)\pi$ 以降は, 次第に乱れエネルギーの生成分布がsheet-flow層の表層から上部の清水領域に向かって離れる様子が確認される. 乱れエネルギーの生成領域のsheet-flow表層からの離脱は, sheet-flow層の活潑な粒子流動の抑制に繋がると考察され, 図-6で確認した濃度重心の横這い状態が説明できる.

これらの結果から, 位相 $\phi = (2/8)\pi$ から位相 $\phi = (5/8)\pi$ におけるsheet-flow層の表層付近での強い流速シアによる乱れエネルギーの生成は, sheet-flow層の粒子流動の活発化を促進し, 鉛直分級の進行を顕在化させること, また, 減速位相では流速シアの減少と乱れエネルギーの生成領域のsheet-flow層の表層から上部への離脱によ

図-8 $z=2.3[\text{cm}]$, xy 平面における乱れエネルギーの生成分布

り粒子の鉛直混合が不活化化することが計算力学的に推察される。

4. おわりに

本研究では、混合粒径sheet-flow漂砂の鉛直分級過程の内部構造を詳細に検討するため、Euler-Lagrange カップリングを基礎とした固液混相型のLESを実施した。既往の実験結果と数値シミュレーション結果の比較から数値シミュレーション結果の再現性を確認した後、sheet-flow層の内部構造について検討した結果、顕著な鉛直分級の発生は強い流速シアが発現する加速位相と減速位相初期の位相区間であることが示され、この位相区間ではsheet-flow層の表層に乱れエネルギーの顕著な生成領域が発達することが数値シミュレーションより明らかになった。今後、計算領域の大規模化を進めて、sheet-flow漂砂過程における乱流構造の理解を深めたい。

謝辞：本研究の一部は、科学研究費補助金（課題番号：21760386，研究代表者：原田英治）および前田記念工学振興財団（平成23年度研究助成）の援助を受けて行ったものである。ここに謝意を表する。

参 考 文 献

- 後藤仁志・Yeganeh, A.・酒井哲郎（2000）：混相流モデルと個別要素法の融合による高濃度掃流層の数値解析，土木学会論文集，No.649号/II-51，pp.17-26。
- 原田英治，後藤仁志（2006）：三次元数値移動床による混合粒径シートフロー漂砂の分級過程の解析，土木学会論文集B，Vol.62 No.1，pp.128-138。
- 原田英治，後藤仁志，鶴田修己（2010）：3次元固液混相乱流モデルによるシートフロー漂砂の鉛直分級過程の解析，土木学会論文集B2 Vol.66，No.1，pp.411-415。
- 山下俊彦・金岡 幹・牧野有洋（1992）：非定常性に注目したシートフロー状砂移動機構，海岸工学論文集，第39巻，pp.291-294。
- AL-Salem, A.A. (1993) : Sediment transport in oscillatory boundary layers under sheet-flow conditions, Master Thesis, Technical University of Delft, 209p.
- Asano, T. (1995) : Sediment transport under sheet-flow conditions, Jour.Waterways, Port, Coastal Ocean Engrg., Vol.121, No5, pp.1-8.
- Dick, J.E. and F.A. Sleath (1991) : Velocities and concentrations in oscillatory flow over beds of sediment, J. Fluid Mech., 233, pp.165-196.
- Madsen, O.S. and W.D. Grant (1976) : Sediment transport in the coastal enviroment, Rep. No.209, *ralph M. Parsons Lab.*, MIT.
- Nepf, H and M. Ghisalberti (2008) : Flow and transport in channels with submerged vegetation, Acta Geophysica, 56 (3) , 753-777.
- Smagorinsky, J. (1963) : General circulation experiments with the primitive equations, Mon.Weath.Rev., Vol.91, pp.99-164.