

固液混相流モデルによる高濃度掃流粒子層 発達過程の数値解析

NUMERICAL SIMULATION FOR DEVELOPING PROCESS OF BED LOAD PARTICLES LAYER

原田英治¹・細田 尚²・後藤仁志³・永田祥久⁴

Eiji HARADA, Takashi HOSODA, Hitoshi GOTOH and Yoshihisa NAGATA

¹正会員 工博 豊田工業高等専門学校講師 環境都市工学科 (〒471-8525 豊田市栄生町2-1)

²正会員 工博 京都大学教授 工学研究科都市社会工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

³正会員 工博 京都大学助教授 工学研究科都市環境工学専攻 (同上)

⁴学生会員 豊田工業高等専門学校 専攻科建設工学専攻 (〒471-8525 豊田市栄生町2-1)

Flow/particle and particle/particle interaction are key-factors to investigate internal structure of the bed load layer from the viewpoint of computational mechanics of sediment transport. In addition, interaction between bed load layer and fluctuating free water surface is also key-factor under high bottom shear condition. In this paper, the particle/particle interaction was evaluated by the Distinct Element Method (DEM), the flow/particle interaction was evaluated by drag force and the free water surface was traced by the Lagrangian massless marker particles. Developing process of the bed load layer was simulated by the Euler-Lagrange coupling model, furthermore, the internal structure of the bed load layer was discussed by the velocity profile, inter-particle force and so on.

Key Words: bed load layer, Distinct Element Method, free water surface, Euler-Lagrange coupling model

1. 緒 言

一般に、河床勾配や掃流力に応じて掃流層の輸送形態の特徴が決定されることは良く知られている¹⁾。2) 勾配が小さく、掃流力レベルが小さい場合、掃流砂の移動形態は滑動・転動・小跳躍といった掃流砂の各個運搬が支配的であるが、勾配が大きくなり、掃流力レベルが大きくなるにつれて、掃流砂が密集して高濃度の流動層を形成する掃流状集合流動を呈し、ついには、水深全体に渡って掃流砂が高濃度に分散して流動する土石流状態へと変遷する。掃流層の流動機構の詳細な検討には、掃流層内部の実験計測が困難であるため、計算力学的アプローチが有効なツールとなり得る。数値シミュレーションによって、掃流砂の各個運搬から土石流状態までの掃流層の移動形態を表現するには、流体・粒子間相互作用力および粒子間相互作用力の評価が現象再現の鍵になることは言うまでもない。これまでにも、このような観点から、オイラー型液相モデルと個別要素法 (DEM) を基礎としたラグランジュ型の固相モデルのカップリングによって、流体・粒子間相互作

用力および粒子間相互作用力を考慮した高濃度掃流層の研究が、例えば、後藤ら³⁾によって実施されており、完全発達状態の高濃度掃流層の内部構造が示されている。また、清水・長田⁴⁾は後藤ら³⁾と類似した数値解析の枠組によって土石流の内部構造の検討を実施している。

ところで、掃流砂の各個運搬が支配的な状況では、水表面変動の掃流砂への影響は小さいが、掃流状集合流動や土石流では、水表面変動が激しく、水表面変動が掃流砂に及ぼす効果、すなわち水表面変動と掃流砂の相互作用を含めた評価が必要であろう。自由水表面を取り扱える液相モデルと個別要素法型の固相モデルのカップリングによる研究として、例えば、重松ら⁵⁾のDEM-VOF法、牛島ら⁶⁾のMICS、後藤ら⁷⁾のDEM-MPS法が挙げられるが、高濃度掃流層を対象とした研究は著者の知る限り存在しない。

本研究では、著者ら⁸⁾のEuler-Lagrangeカップリングによる固液混相流モデルを用いて、計算力学的観点から自由水表面の変動と掃流粒子の相互作用の評価を含めた掃流粒子層の非平衡発達過程を詳細に

検討し、掃流粒子層の流速分布、掃流粒子移動速度分布、粒子間力等から掃流粒子層の内部構造を示す。

2. シミュレーションの概要

(1) 固相のモデル

掃流粒子層の発達過程では液相中の掃流粒子濃度の上昇につれて、粒子間の衝突頻度が徐々に増加し、粒子間衝突による運動量輸送が掃流層の構造に大きな影響を及ぼすようになる。そこで、粒子間相互作用力を評価しつつ個々の粒子の運動を追跡するために、粒子の運動は数値移動床⁹⁾（個別要素法¹⁰⁾を基礎とした粒状体モデル）により記述した。個々の砂粒子の二次元場での運動は、並進および回転の運動方程式により

$$m \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = -V_p \nabla P + m\mathbf{g} + \mathbf{F}_p + \mathbf{F}_D \quad (1)$$

$$I \frac{d\omega_p}{dt} = \mathbf{T}_p \quad (2)$$

$$\mathbf{F}_D = C_D \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{\alpha_l}{2} \rho |\mathbf{u}_r| \mathbf{u}_r; \mathbf{u}_r = \mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p \quad (3)$$

と記述される。ここに、 ρ ：水の密度、 m ：粒子質量、 d ：粒子径、 $\mathbf{u}_f$ ：流速、 $\mathbf{u}_p$ ：粒子速度、 t ：時間、 P ：圧力、 $\mathbf{F}_p$ ：粒子間相互作用力、 $\mathbf{F}_D$ ：流体・粒子相互作用力、 α_l ：流体体積率、 ω_p ：粒子の角速度、 $\mathbf{T}_p$ ：接触力によるトルクの総和、 $\mathbf{g}$ ：重力加速度、 C_D ：抗力係数、 V_p ：粒子体積である。

粒子間相互作用力 $\mathbf{F}_p$ は、計算ステップの更新毎に粒子間の接触状況が検索され、接触状態にある粒子間については、法線および接線方向に弾性スプリング（バネ定数 k_n, k_s ）および粘性ダッシュポット（粘性定数 η_n, η_s ）によって粒子間相互作用力が計算される（図-1 参照）。また、非粘着性材料を対象としていることから、法線方向には引張りに抵抗しないジョイントを、接線方向には一定の限界を越える力が作用すると滑動するジョイント（動摩擦係数 $\mu=0.577$ ）をそれぞれ配置した。これらの砂粒子間作用力の評価等のモデルの詳細については後藤ら⁹⁾を参照されたい。また、本研究で用いたモデル定数は、数値移動床⁹⁾の計算で初期に設定した計算時間ステップ $\Delta t_s=2.0 \times 10^{-5}$ s および粒径 $d=0.005$ m の粒子に対して、後藤ら¹¹⁾の設定法に準拠して、法線および接線方向のスプリングとダッシュポットはそれぞれ、 $k_n=254.35$ (N/m)、 $k_s=97.82$ (N/m)、 $\eta_n=0.46$ (Ns/m)、 $\eta_s=0.28$ (Ns/m)と設定した。これらのモデル定数は、既

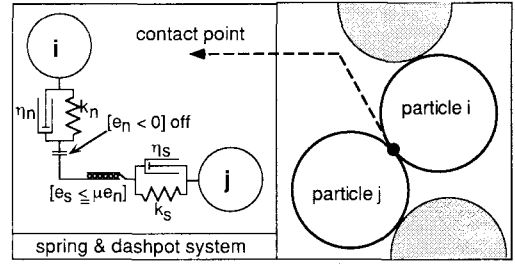


図-1 粒子間相互作用力

往の実験結果から得られている底面せん断力と流砂量の関係を良好に再現するように設定されている。

また、粒子の支配方程式(1) および(2) によって計算された個々の粒子の位置ベクトルをもとに、液相における各計算セルに含まれる流体体積率 α_l と流体・粒子相互作用力 $\mathbf{F}_D$ が計算され、固相と液相のカップリングに用いられる。

(2) 液相のモデル

非圧縮性流体の局所平均流れに対する連続式および運動方程式は以下の式で与えられる。

$$\frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \mathbf{u}_f) = 0 \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \alpha_l \mathbf{u}_f}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \alpha_l \mathbf{u}_f \mathbf{u}_f) = \\ -\alpha_l \nabla P + \rho \alpha_l \mathbf{g} \\ + \nabla \cdot \alpha_l (\boldsymbol{\tau}_l + \boldsymbol{\tau}_{Re}) - \sum \mathbf{F}_D / V \end{aligned} \quad (5)$$

$$\boldsymbol{\tau}_l + \boldsymbol{\tau}_{Re} = (\mu + \mu_t) \left[\nabla \mathbf{u}_f + (\nabla \mathbf{u}_f)^T \right] \quad (6)$$

ここに、 $\mathbf{u}_f$ ：流速、 V ：単位体積、 $\boldsymbol{\tau}_l$ ：応力テンソル、 $\boldsymbol{\tau}_{Re}$ ：乱流応力テンソル、 μ ：粘性係数、 μ_t ：乱流粘性係数、 T ：転置を意味する添字である。また、混相乱流の評価が困難であるため、乱流粘性係数は標準型の $k-\epsilon$ 乱流モデルによる簡便な評価に留めた。液相のモデルの詳細については、著者らの既発表論文⁸⁾を参照されたい。

(3) 数値解法

液相と固相の計算を相互に反復することで、両相をカップリングさせる。具体的に、時刻 $n\Delta t_f$ から時刻 $(n+1)\Delta t_f$ に進行する手順を以下に示す。まず、時刻 $n\Delta t_f$ の流速 $\mathbf{u}_f^n$ および圧力 P^n を用いて、保存

則型に変形した式(5)を離散化して求められる速度の予測値($\mathbf{u}_f^*$)

$$\begin{aligned}\mathbf{u}_f^* &= \mathbf{u}_f^n - \frac{\Delta t_f}{\rho \alpha_f} [\rho \nabla \cdot \alpha_l \mathbf{u}_f^n \mathbf{u}_f^n \\ &+ \rho \mathbf{u}_f^n (\nabla \cdot \alpha_s \mathbf{u}_p^n) - \rho \alpha_f \mathbf{g} \\ &+ \alpha_f \nabla P^n - \nabla \cdot \alpha_f (\boldsymbol{\tau}_l + \boldsymbol{\tau}_{Re}) + \sum \mathbf{F}_D / V]\end{aligned}\quad (7)$$

が、液相および固相の連続式の和から導かれる混相流の連続式

$$\nabla \cdot [\alpha_l \mathbf{u}_f^* + \alpha_s \mathbf{u}_p^n] = 0 \quad (8)$$

を満たすまで、速度および圧力をHSMAC法¹²⁾によって修正する反復計算を実行し、時刻 $(n+1)\Delta t_f$ の速度 $\mathbf{u}_f^{n+1}$ および圧力 P^{n+1} を求める。続いて得られた流れ場における各粒子の運動が、数値移動床⁹⁾から評価され、液相計算領域の流体抗力および固相の占有率が更新されて次のステップの液相計算にフィードバックされる。この一連のプロセスが指定の計算時刻まで繰り返される。ここに、 α_s : 粒子の体積率、 Δt_f : 液相での計算時間ステップ、 n : 時刻 $n\Delta t_f$ を示す添字である。また、計算時間ステップ Δt_f はCFL条件を満足するように決定される。なお、支配方程式の離散化にはスタガード格子による有限体積法を採用し、移流項の空間差分近似には上流差分法を使用した。

(4) 計算条件

計算領域は図-2に示す二次元数値水路である。有限計算領域を用いて効率良く掃流層の発達過程が追跡できるように固相粒子および液相の側方境界の運動に対して、周期境界条件を課した。なお、水路長に対しては周期境界条件を満足させるため、初期の流動層発達過程に確認される河床波の一波長以上の長さを確保できるように留意した。

砂粒子層は長さ1.0m、厚さおよそ0.05mであり、200個の固定粒子床の上に3800個の移動可能な均一球形粒子を千鳥状に積上げて形成した。水流層には質量を持たないマーカーを配置して流体挙動の可視化に利用した。

壁面では壁関数法を用いて乱れエネルギー k およびエネルギー散逸率 ε の境界条件を与え、対数領域の流速分布は粗面乱流を想定した。

本研究では、二次元数値水路の傾斜角 θ は10度に設定したシミュレーションを実施したが、この条件における粒子流動層の平衡流動状態はTakahashi¹⁾による水路勾配と流量に関する分類では、掃流状集合流動から土石流に変遷する区間の輸送形態を呈す

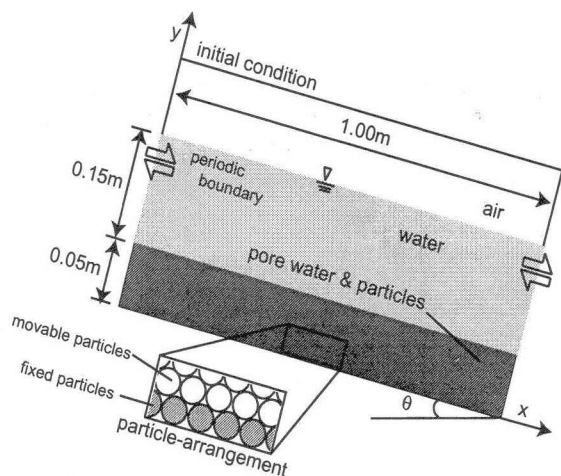


図-2 計算領域

ることになる。なお、液相で用いる計算格子数は、 x 軸方向に100個、 y 軸方向に50個である。

3. シミュレーション結果および考察

図-3に粒子流動層の発達過程のスナップショットを示す。計算開始時刻 $t=0.0$ (s) では、 $y \leq 0.05$ (m) の領域が間隙水を含む飽和粒子層であり、 $0.05 < y \leq 0.2$ (m) の領域が水流層である。粒子流動層の発達過程は、粒子の輸送形態によって大略的に i) 掃流砂過程 (時刻 $t=0.5 - 1.0$ (s))、ii) 掃流状集合流動過程 (時刻 $t=1.5 - 2.0$ (s))、iii) 土石流に類似した流動過程 (時刻 $t=2.5$ (s) 以降) の順で進行していると言えよう。以下に時間を追ってそれぞれの輸送形態を詳細に検討する。時刻 $t=0.5$ (s) 付近から掃流力等の外力によって粒子層表層の粒子運動が活発化する様子が確認できる。時刻 $t=0.8$ (s) では、水面に僅かな変動が示されており、この変動は掃流力の増加による粒子層表層の粒子運動の活発化が原因であると考えられる。時刻 $t=1.5 - 2.0$ (s) では、計算領域の上層部に粒子を含まない水流層、中層部に低濃度の粒子流動層、下層部に高濃度の粒子流動層の明瞭な三層構造が示されている。スナップショットをアニメーションに編集しこの時刻付近の流動層の発達過程を詳細に観察すると、中層部では小跳躍が支配的な粒子輸送形態を呈し、下層部では粒子群が滑動・転動しつつ集合流動する様子が確認できた。なお、このシミュレーション結果は、定性的に後藤ら³⁾の実験結果を良好に再現している。また、掃流状集合流動では、水面変動が激しくなる特徴が既往の実験から報告されているが (例えば、橋本ら¹³⁾)、本シミュレーション結果からも粒子流動層の発達にともなう水面変動の発達が再現できている。時刻 $t=2.5$ (s) 以降は、粒子がほぼ水深全体に渡って

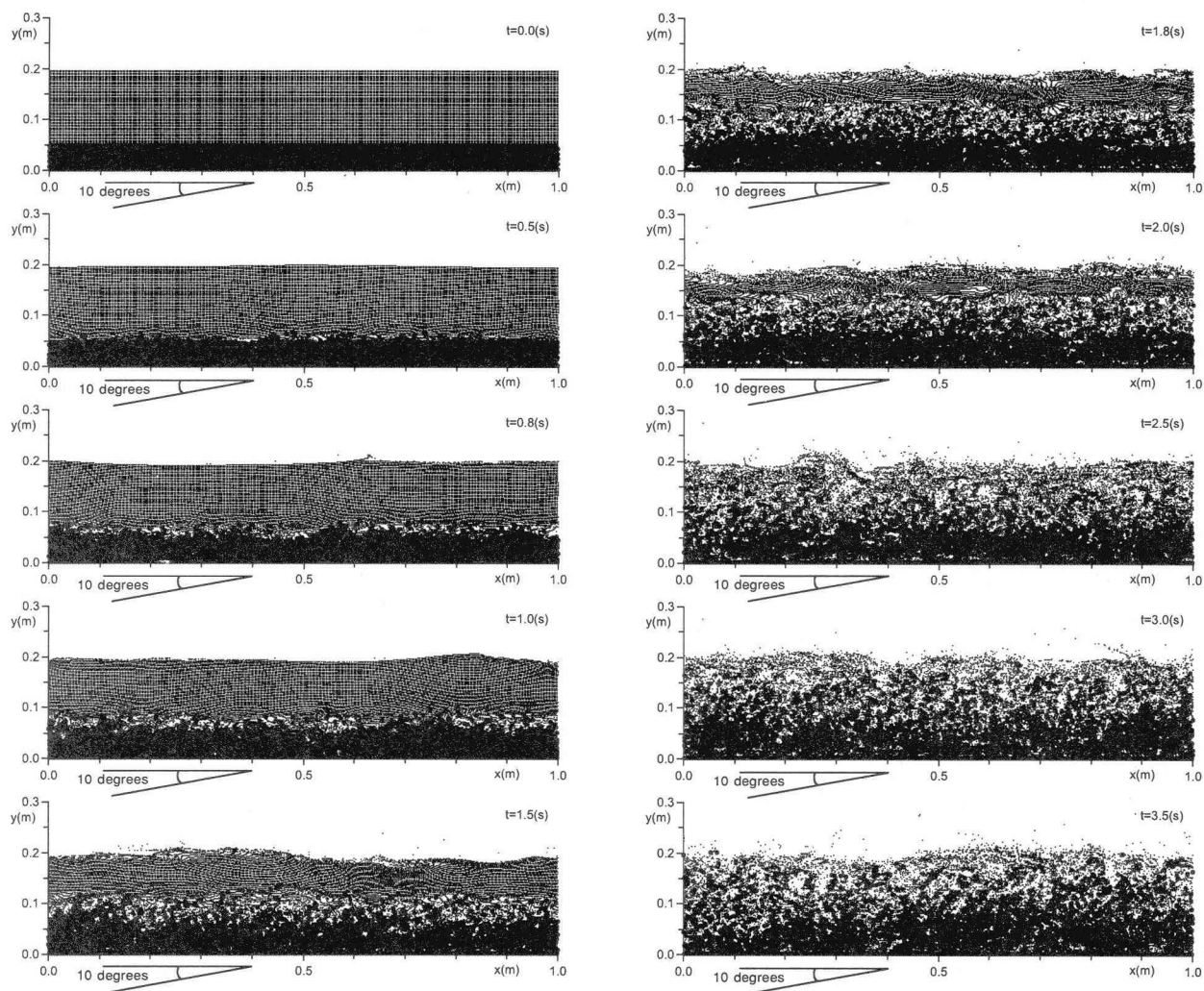


図-3 粒子流動層の発達過程

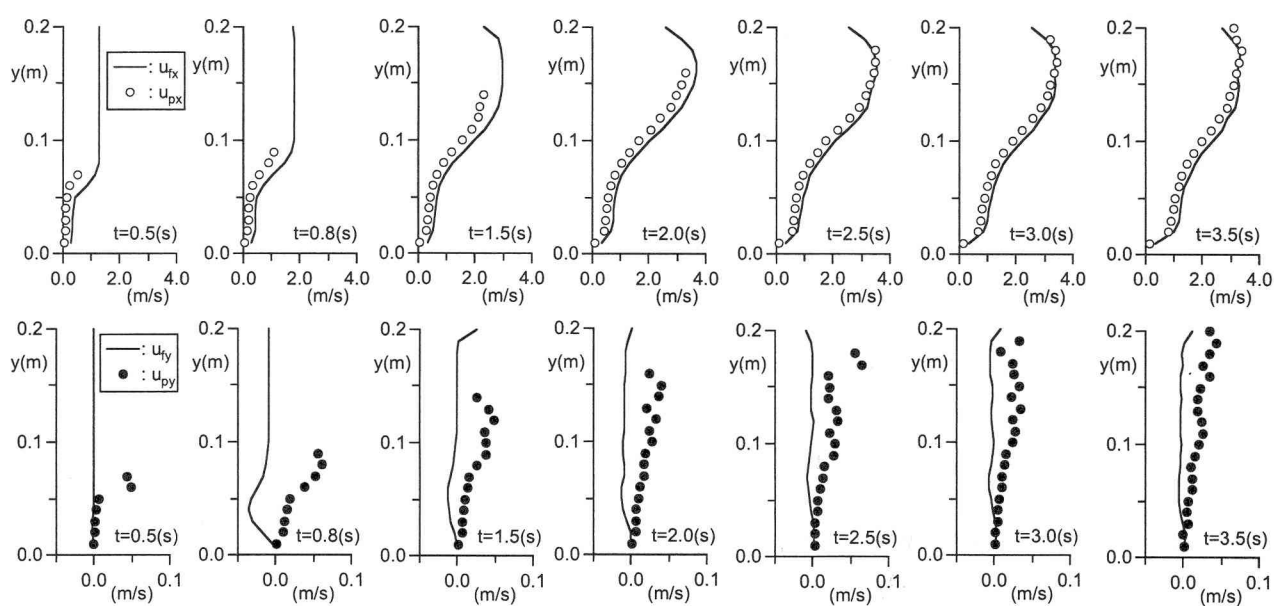


図-4 平均流速分布および平均粒子移動速度分布

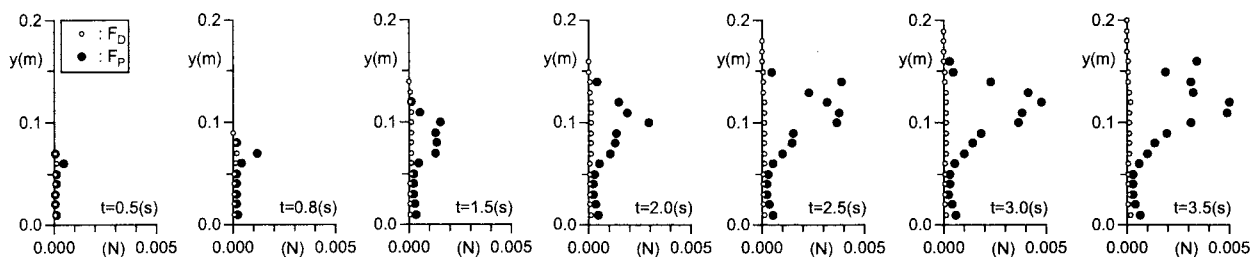


図-5 平均抗力分布および平均粒子間力分布

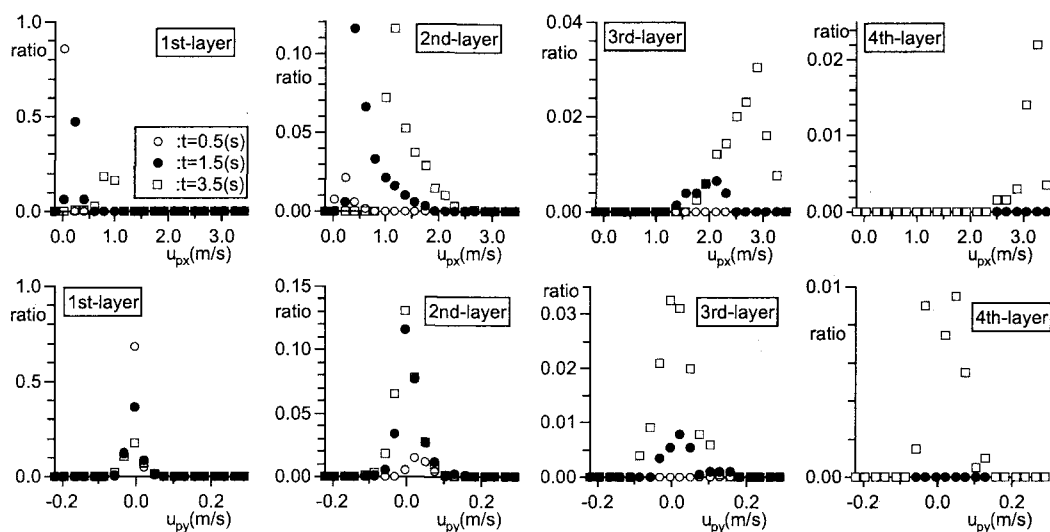


図-6 層別粒子移動速度の頻度分布

分散し、掃流状集合流動が発達して土石流に類似した輸送形態を示すようになり、時刻 $t = 3.0$ (s) 以降は、流動層の発達収束し平衡状態を呈する結果となった。

図-4は、流動層の発達過程における平均流速および平均粒子移動速度の水平 (x 軸方向) 成分および鉛直 (y 軸方向) 成分の分布を示す。下付き添字 f および p は、それぞれ水流および粒子を表す。流動層の発達につれて流動層厚が増加するため、水流から粒子への運動量供給がなされており、その結果、粒子を含む水流の速度分布は清水中の流速分布と比較して瘦せて変曲点を有する概形となる。また、この変曲点の位置は流動層の発達につれて上昇していることが分かる。水平方向の粒子移動速度分布は、同方向の流速分布に良好に対応して発達し、ほぼ同程度の速度を有していることが理解できるが、鉛直方向の粒子移動速度分布は、同方向の流速との対応は良くなく、流動層の粒子が水流の向きとは逆に水流層へと広がる上向き (y 軸正方向) の移動速度が確認できる。このように、鉛直方向の流速成分は一部を除いて負値を示しているにもかかわらず、それとは逆

方向の上方へ向かって粒子が運動できるのは、粒子間相互作用力による上向きの外力が供給されているものと推察される。なお、流動層発達の全過程で大部分の鉛直方向の流速成分が負値を示すのは、流動層の発達過程では、粒子が粒子層から水流層に向かって離脱・分散した結果、流動層内部に水流が流入するためであると考えられる。ところで、時刻 $t = 1.5$ (s) 以降の水面近傍 ($y = 0.2$ (m) 付近) では、水平方向の流速分布の減衰傾向が示されている。これは、流動層発達にともなう水面変動の影響であると推察される。

図-5に流動層発達過程における粒子の駆動力である抗力ベクトル F_D の大きさおよび粒子間相互作用力 F_p の大きさの分布を示す。図-4で示したように、発達過程では水平方向粒子移動速度分布が水平方向流速分布に良好に追従しており相対速度が小さいので、抗力のレベルは小さい。また、高度による差異も僅かであることから抗力は粒子駆動力に対してほとんど寄与していない結果となっている。一方、粒子間相互作用力は、抗力と比較して大きく、時刻 $t = 0.5$ (s) の粒子流動層表層 ($y = 0.6$ (m) 付近) に示され

た粒子間相互作用力の集中を発端として次第に粒子間相互作用力の影響範囲を上方 (y 軸正方向) に拡大する様子が窺える。また、粒子間相互作用力の値が流動層の下層部 ($y \leq 0.05(\text{m})$) で小さく上層部 ($y > 0.05(\text{m})$) で大きい発達過程を示していることから、流動層の発達には主として粒子間相互作用力によって維持されていることが理解できる。また、下層部 ($y \leq 0.05(\text{m})$) では上層部 ($y > 0.05(\text{m})$) と比較して粒子間相互作用力が小さく、下層部では粒子に作用する外力の供給が乏しいことが理解できる。なお、流動層の最下層付近では移動粒子と底面固定粒子との衝突による僅かな粒子間相互作用力の増加が示されている。

図-6に $y < 0.2(\text{m})$ の計算領域を4層に分割し、各層に含まれる粒子移動速度の各方向成分の頻度分布を示す。図の縦軸は全移動粒子数に対するある流速の範囲を有する粒子数の割合 (粒子濃度) を表している。第1層 (1st-layer: $0.0 \leq y < 0.05(\text{m})$) では縦軸の数値から明かなように他層と比較して粒子濃度が高く、粒子の移動速度が限定された範囲に集中しているため、ほぼ一定速度で粒子群が流動する様子が窺える。また、時間経過につれて粒子流動層の y 軸正方向への発達による粒子濃度の減少が示されている。粒子流動層厚が第2層 (2nd-layer: $0.05 \leq y < 0.10(\text{m})$) の範囲に達する時刻 $t = 1.5(\text{s})$ および時刻 $t = 3.5(\text{s})$ では、第1層と比較して、粒子濃度は低いものの移動速度の分布が広範囲に渡っており、相対速度が大きい粒子間での衝突による粒子間相互作用力の発生頻度が増加すると考えられる。流動層の上層にあたる第3層 (3rd-layer: $0.10 \leq y < 0.15(\text{m})$) および第4層 (4th-layer: $0.15 \leq y < 0.20(\text{m})$) では第1層および第2層と比較して各層に含まれる粒子濃度が低いため、移動速度が広範囲に及んでいても、粒子間の衝突頻度は第2層と比較して減少し、粒子間相互作用力による粒子駆動力が小さくなる。これらの結果は、図-5で示した粒子間相互作用力の分布が流動層上層部で減衰する結果を裏付けるものである。

4. 結 語

本研究では、Euler-Lagrange カップリングによる固液混相流モデルを用いて、河床粒子層の堆積分をソースとする粒子流動層の発達過程を数値力学的観点より検討した。粒子流動層が掃流砂・掃流状集合流動・土石流に類似した粒子輸送形態を呈しつつ発達する過程がシミュレーションによって確認された。

本稿では、固液界面の運動量輸送は流体抗力のみとした簡便な取り扱いとしているが、非定常過程を追跡する流動層の発達過程を対象としているため、今

後、非定常性に起因して生じる付加力の導入や、粒子混入による乱れの変動に関するモデル化を検討したい。また、本稿では、マーカー粒子を用いて自由水面を追跡しており、流体の流動によってはマーカー粒子の凝集や不足が発生してしまう可能性があるため、水面を精度良く求めていない。今後、他の界面追跡手法の導入を進めて、数値モデルの再現性の向上を目指すとともに、室内実験を実施して定量面でのモデルの合理性を検討したい。

謝辞：本研究のシミュレーションの結果に関して豊田工業高等専門学校・高木不折 校長から有益なコメントを頂いたことを記して謝意を表する。

参考文献

- 1) Takahashi, T.: Mechanical characteristics of debris flow, *Proc. ASCE*, Vol.104, No.HY8, pp.1153-1169, 1978.
- 2) 橋本晴行・平野宗夫：掃流状集合流動の抵抗則と流砂量, 土木学会論文集, No.545/II-36, pp.33-42, 1996.
- 3) 後藤仁志・Yeganeh, A.・酒井哲郎：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/II-51, pp.17-26, 2000.
- 4) 清水義彦・長田健吾：個別要素法を用いた土石流の構成則に関する考察, 水工学論文集, 第48巻, pp.901-906, 2004.
- 5) 重松孝昌・廣瀬真由・錦織陽一・小田一紀：DEM法とVOF法を併用した三次元固液混相流解析モデルの開発とその適用例, 海岸工学論文集, 第48巻, pp.6-10, 2001.
- 6) 牛島 省・竹村雅樹・山田修三・後藤孝臣：非圧縮性多相流場の解法 (MICS) による自由水面流中の粒子輸送の数値解析, 水工学論文集, 第48巻, pp.649-654, 2004.
- 7) 後藤仁志・林 稔・安藤 怜・酒井哲郎：固液混相流解析のためのDEM-MPS法の構築, 水工学論文集, 第47巻, pp.547-552, 2003.
- 8) 原田英治・細田 尚・後藤仁志：Euler-Lagrange カップリングモデルによる捨石堰の崩壊過程の計算力学的研究, 土木学会論文集 (印刷中)。
- 9) 後藤仁志・原田英治・酒井哲郎：数値移動床による混合粒径流砂の流送過程のシミュレーション, 水工学論文集, 第44巻, pp.665-670, 2000.
- 10) Cundall, P. A., and Strack, O. D. L.: A Discrete Numerical Model for Granular Assemblies, *Geotechnique*, Vol.29, pp.47-65, 1979.
- 11) 後藤仁志・原田英治・酒井哲郎：個別要素法に基づく移動床シミュレーターのモデル定数の最適化, 土木学会論文集, No.691/II-57, pp. 159-164, 2001.
- 12) Hirt, C. W., and Cook, J. L.: Calculating three-dimensional flows around structures and over rough terrain, *Jour. Comp. Phys.*, Vol.10, pp.324-340, 1972.
- 13) 橋本晴行・椿 東一郎・平野宗夫：土砂の掃流状集合流動について, 第30回水理講演会論文集, pp.235-240, 1986.

(2004. 9. 30 受付)