

流体・粒子相互作用系としての掃流層の数値解析*

後藤仁志**・辻本哲郎***・中川博次****

確率モデルは、掃流運動の本質である河床面との不規則接触を表現するのに不可欠であるが、従来は流れ場に清水流近似を用いていたため、高濃度掃流層に対する適用性に問題があった。本研究では、清水流近似を用いず、流体系（連続系）と粒子系（離散系）の相互干渉をEuler-Lagrangeカップリングの手法であるPSI-Cellモデルを用いて表現し、固液混相流としての掃流層のシミュレーションを実施する。

Key Words: bed-load layer, two-phase flow, k-ε model, irregular successive saltation, PSI-cell model.

1. 緒言

掃流層内の砂粒子は、不規則な幾何形状を有する河床面との衝突・反発を繰り返しつつ流送される。掃流粒子の運動形態には、転動・滑動・saltationがあるが、saltationは掃流力の変化に対して広範囲に有効な運動形態であり、特に掃流力が大きい領域ではsaltationが卓越するので、本論文では掃流運動をsaltationとして扱う。単一のsaltation軌跡は河床面での反発時の初速度を初期条件とする決定論的な運動方程式により記述できるが、河床面での反発時の初速度が河床面の不規則性の影響で確率的なものとなるため、saltationの運動軌跡も確率分布を持つ。辻本・中川²⁾は、このような特性に鑑み、河床面との不規則な衝突・反発を2次元反発モデルによって考慮した不規則連続跳躍モデルを提案し、individual saltationを決定論的に、河床面との反発事象を確率論的に取り扱う方法を示した。また、関根・吉川³⁾は、3次元モデルを用いてsaltationのシミュレーションを実施した。ところで、これまでの確率モデルによる掃流過程のシミュレーションでは、単一粒子の運動の不規則性をどのように表現するかに重点が置かれ、流れ系については清水流近似で済まされてきた。掃流力が比較的小さい領域では、流砂量も少ないために粒子混入による流れの構造変化（具体的には、平均流速分布の欠損）は無視できて清水流近似の適用が可能であるが、掃流力が大きくなるにつれて清水流近似の適用は困難となる。本論文では、Croweら⁴⁾のPSI-Cell(Particle-Source-In-Cell)モデルを用いて、連続系としての流れ系と離散系と

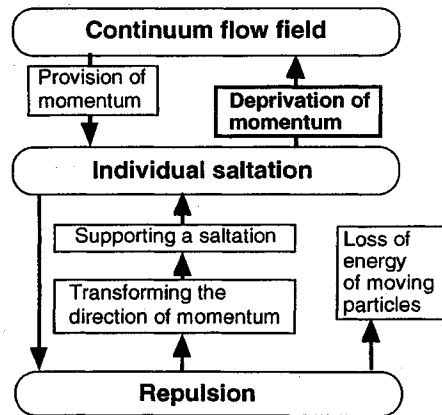


Fig. 1 掃流層の構成

しての粒子系のカップリングを行い、粒子混入による流れ系の構造変化を考慮した掃流層のシミュレーションモデルを提案して、実験結果と比較し、その有効性を検討する。最近、細田・岩佐ら⁵⁾は、滑面上のsaltation粒子を含む流れの数値解析を、流体・粒子の相互作用を考慮して実施している。細田らは、流れの構造の変化に重点を置いて、滑面上のsaltationを対象としているのに対して、ここでは、河床面の凹凸⁶⁾との不規則な衝突・反発の繰り返しによるirregular successive saltationを対象としている。

2. 基礎方程式系

(1) モデルの構成

Fig. 1は、掃流層を構成するサブシステムの関係を示したものである。流れ系はsaltation粒子に運動量を供給

注1) 本研究では、直線流路の平坦河床でも見られる砂粒径オーダーのものをいう。

* 本論文の内容の一部は既発表¹⁾であるが、本編は流体系のシミュレーション結果を追加し、粒子系についても詳細な検討を加えて取りまとめたものである。

** 正会員 工博 京都大学助手 工学部土木工学教室(〒606 京都市左京区吉田本町)

*** 正会員 工博 金沢大学助教授 工学部土木建設工学科

**** 正会員 工博 京都大学教授 工学部環境地球工学教室

Table 1 流体系と粒子系

Field	Phase	Approach	Model
Continuum flow field	Continuous (Liquid)	Eulerian approach	k-ε model of turbulence with particle's source term
Saltating particles	Dispersed (Solid)	Lagrangian approach	Irregular successive saltation model with two-dimensional repulsion model

し, saltation 粒子は流れ系から運動量を奪って運動を継続し, 河床面と衝突する。河床面との衝突は, [1] saltation 粒子の運動量の水平方向成分を鉛直方向成分に変換して saltation 粒子の運動を維持するとともに, [2] 非弾性衝突にともなう運動エネルギーの損失を生じさせる。さらに, 掃流砂礫数密度が大きい場合には粒子間衝突の影響が無視できず, 衝突の際には非弾性衝突に起因する運動エネルギーの損失と運動量ベクトルの方向の変化が生じると考えられる。粒子間衝突の頻度は掃流砂礫数密度の増加にともない増加するが, 数密度がそれほど高くない領域では粒子間干渉もそれほど支配的ではないものと推測される。また多少の粒子間衝突が発生したとしても, 衝突がもたらすのは砂粒子の運動エネルギーの損失と運動量ベクトルの方向の変化だけであり, 運動形態そのものが saltation と異なったものに変化するわけではないから, saltation モデルを基礎に補正を行うことで対処可能であると考えられる。

ここでは, 議論を簡潔にして粒子系と流体系との相互作用の影響をより明確にするため, 粒子間衝突は考慮しないこととした。なお, 簡単のため, 2次元定常等流下における掃流過程を対象としたが, saltation 運動の3次元性はあまり顕著ではないことは関根・吉川³⁾によっても確かめられている^{註2)}。

流れ系・粒子系のモデルの構成を対照させて示したのが, Table 1 である。流れ系は連続体手法によりモデル化され, 砂粒子の混入による運動量損失を表現する負の生成項 (sink term) を有する k-ε 乱流モデルが用いられる。粒子系には離散型のモデルが適用され, 2次元反発モデルを河床面における反発現象のモデルとして組み込んだ不規則継続跳躍モデルが用いられる。粒子系のモデルは個々の砂粒子の Lagrange 的な追跡結果を統計処理して粒子系の全体像を表現するものであるが, 統計処理の結果から粒子群

註2) 一般の河川では河床形態 (交互砂洲, 河床波など) に起因する3次元性が存在するが, ここでは平坦河床を有する直線流路を対象とする。この場合でも, 砂粒径オーダーの凹凸に伴う3次元性が存在するが, 主流方向の流れが卓越する場合の砂粒子の運動は2次元反発モデルを用いたシミュレーションで十分に精度良く取り扱えることが確認されている³⁾。

が流れ系から得る運動量が算定され, その反作用として流れ系の失う運動量が算定されて, 流れ系の運動方程式中に粒子混入による負の生成項として反映される。

(2) 液相 (流れ系) のモデル

掃流粒子を含む2次元流れの基礎方程式は, 連続式, 主流とそれに直交する方向の運動方程式, 乱れエネルギーとエネルギー逸散率の輸送方程式であり, (1)~(7) のように定式化される^{註3)}。

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

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = g \left(\sin \theta - \frac{\partial h}{\partial x} \cos \theta \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(2\Gamma \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \Gamma \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right\} + S_{PU} \quad \dots\dots (2)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{P}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \Gamma \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left(2\Gamma \frac{\partial V}{\partial y} \right) + S_{PV} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$U \frac{\partial k}{\partial x} + V \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left(v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left(v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right\} + G + \varepsilon \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$U \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + V \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left(v + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left(v + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right\} + \frac{\varepsilon}{k} (C_{1\varepsilon} G + C_{2\varepsilon} \varepsilon) \quad \dots\dots (5)$$

$$\Gamma = v_t + v \quad ; \quad v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$G = v_t \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right] \quad \dots\dots (7)$$

ここに, x,y: 流下方向とそれに直交する座標軸, U,V: x,y に対応する平均流速成分, P: 静水圧からの偏差圧力, h: 水深, ρ: 水の密度, g: 重力加速度, θ: 水路床が水平方向となす角度, S_{PU}, S_{PV}: 粒子系から流れ系へのフィードバックを表す負の生成項, Γ: 有効粘性係数, v_t: 渦動粘性係数, v: 動粘性係数, G: 乱れエネルギーの発生率である。モデル定数については Launder & Spalding⁶⁾ の標準推奨値 (C_μ=0.09, C_{1ε}=1.44, C_{2ε}=1.92, σ_k=1.0, σ_ε=1.3) を用いている。運動方程式に付加項 S_{PU}, S_{PV} が導入されると, k, ε 方程式にも派生的に付加項が発生し, これらの付加項を完結させるために新たな経験定数の導入が必要となる。この際の経験定数は乱れ場の実験結果を用いて決定されるべきもの

註3) 本研究では, 定常等流下の掃流過程を対象とするので, 2次元不等流の方程式系を流入・流出境界における周期境界条件の下に解いて流れ場の定常等流解を求めている。

であるが、掃流層内の乱流構造の実験的把握は困難であり、故に実験定数の合理的決定も困難である。このような理由から、本論文では k, ϵ 方程式の付加項を考慮せずに計算を進める。したがって、本シミュレーションで得られるのは、混入粒子が直接的には乱れ場の構造を変化させずに、平均流場の構造変化を通じて乱れ場の構造に影響を与える場合の解である。ところで、一般に、粒子に作用する抗力は接近流の平均流速と関係付けて評価されるが、これは粒子の背後に発生する剥離渦などの粒子周辺の局所的な流れ場の変化が粒子に与える影響を時空間平均的にとらえたものと言うことができる。本モデルにおける流体・粒子間の相互作用の取り扱いもこれと同様のものである。すなわち、粒子が流れのセルを通過する間に粒子周辺の流れ場(乱れ場)が変化した結果、粒子速度に変化が生じ、それが運動量変化として算定され、その反作用として流れ場の受ける影響が評価される。したがって、本モデルでは、粒子周辺の乱れ場の特性が時空間平均されて平均流速場に反映されていることとなる⁽⁴⁾。

(3) 固相(粒子系)のモデル

固相については、辻本・中川⁽²⁾の不規則連続跳躍モデルに基づいたモデル化を行う。saltation 粒子の運動は、次式を数値積分することにより追跡される⁽⁵⁾。

$$\rho \left(\frac{\sigma}{\rho} + C_M \right) A_3 d^3 \frac{du_p}{dt} = \frac{1}{2} C_D \rho A_2 d^2 \sqrt{(U - u_p)^2 + (V - v_p)^2} (U - u_p) \dots \dots \dots (8)$$

$$\rho \left(\frac{\sigma}{\rho} + C_M \right) A_3 d^3 \frac{dv_p}{dt} = \frac{1}{2} C_D \rho A_2 d^2 \sqrt{(U - u_p)^2 + (V - v_p)^2} (V - v_p) - \rho \left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) g A_3 d^3 \dots \dots \dots (9)$$

$$C_D = C_{D\infty} + \frac{24}{Re}; Re = \frac{d \sqrt{(U - u_p)^2 + (V - v_p)^2}}{\nu} \dots \dots \dots (10)$$

ここに、 u_p, v_p : 掃流粒子の流下方向・鉛直方向の速度成分、 C_M : 付加質量係数、 σ : 砂粒子の密度、 A_2, A_3 : 2次元、3次元の形状係数、 C_D : 抗力係数である。 $C_{D\infty}$ は砂粒子

注4) 乱れ場の構造が変化する以上、 k, ϵ 方程式にも付加項が生じるが、付加項の決定には新たな経験定数の導入が必要となるので、ここでは簡単のために k, ϵ 方程式の付加項をゼロとして、平均流場への影響のみを考慮した。したがって、これらの付加項による v_t の変化の効果は流れ場の解には含まれない。

注5) ここでは、河床勾配があまり大きくない(すなわち、近似的に $\cos \theta \approx 1.0, \sin \theta \approx 0.0$ が成立する) 場合を対象としているので、式(9)にのみ重力項が出現する。

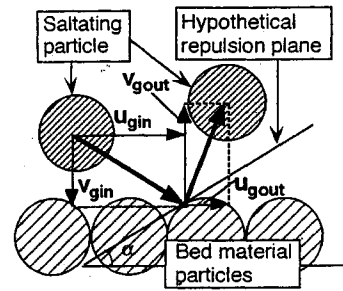


Fig. 2 衝突・反発

の形状に依存し、球については 0.4、自然砂については Rubey⁽⁷⁾によると 2.0 が適当とされる。なお、saltation 運動の不規則性は主として河床面との衝突の不規則性に起因し、流速変動の不規則性にはそれほど影響されない⁽⁶⁾。そこで、河床と接触しない間は決定論的な運動方程式により運動が記述されるものと定義し、式(8),(9)における流速には平均流速成分 U, V を用いる。

saltation 運動は河床面との不規則な衝突に伴う不規則連続跳躍であり、河床面との不規則な衝突・反発のモデル化が運動の記述の鍵であるが、ここでは、衝突の力学モデルに仮想反発面傾斜角を確率変数として導入し、運動の不規則性を表現する。仮想反発面傾斜角 α が既知であれば、衝突前後の砂粒子の速度 $(u_{gin}, v_{gin}), (u_{gout}, v_{gout})$ (Fig. 2 参照) の関係は、次式で与えられる。

$$\begin{bmatrix} u_{gout} \\ v_{gout} \end{bmatrix} = \Xi_{IO} \cdot \begin{bmatrix} u_{gin} \\ v_{gin} \end{bmatrix}; \Xi_{IO} = \begin{bmatrix} e \cdot \cos^2 \alpha - f \cdot \sin^2 \alpha & (e+f) \cos \alpha \sin \alpha \\ (e+f) \cos \alpha \sin \alpha & e \cdot \sin^2 \alpha - f \cdot \cos^2 \alpha \end{bmatrix} \dots \dots \dots (11)$$

ここに、 e, f : 河床面における砂粒子の反発係数である。次に、仮想反発面傾斜角の確率分布特性についてであるが、ここでは最も簡潔かつ本質的な場合として、辻本・中川⁽²⁾と同様に、河床が規則正しく配列された均一粒径の粒子により構成される場合を考える。Fig. 3に示すように、saltation 粒子Bが河床構成粒子Aのどの位置に衝突するかによって仮想反発面傾斜角が変化するが、ここでは、この効果を仮想反発面傾斜角の確率分布として表現する。

仮想反発面傾斜角 α は、衝突される河床構成粒子Aの直上流側の河床構成粒子Cによる遮蔽効果を考慮した幾何的な考察により、入射角 θ_{in} の条件付きで、次のように与えられる。

注6) ここでは、流速変動の影響を受けずに河床面との衝突・反発時の初速度にのみ依存した決定論的移動軌跡上を運動するものを掃流砂と定義している⁽⁶⁾。

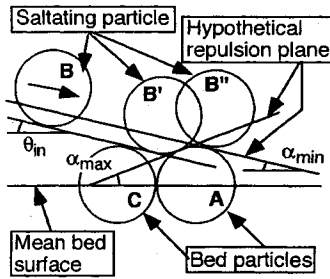


Fig. 3 仮想反発面傾斜角

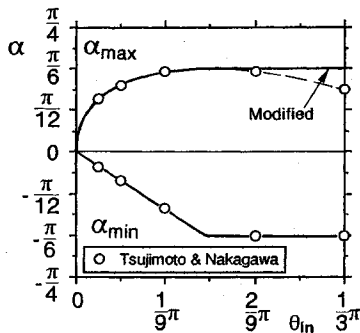


Fig. 4 alphaの最大値と最小値

$$\alpha = \begin{cases} \text{Arcsin}\{(1 - \xi_0)\sin\theta_{in} - 1\} - \theta_{in} + \frac{\pi}{2} & \text{for } \theta_{in} \leq \frac{\pi}{6} \\ \text{Arcsin}\left\{\left(\frac{1}{2} - \xi_0\right)\sin\theta_{in} - \frac{\sqrt{3}}{2}\cos\theta_{in}\right\} & \text{for } \theta_{in} > \frac{\pi}{6} \\ -\theta_{in} + \frac{\pi}{2} & \text{for } \theta_{in} > \frac{\pi}{6} \end{cases} \quad \dots(12)$$

ここに、 ξ_0 : (0,1) の一様乱数である。なお、 $\theta_{in} = \pi/6$ を境に α の表示が変化するの、 $\theta_{in} > \pi/6$ の領域では上流側粒子の遮蔽効果が消滅するためである。(12)式において $\xi_0 = 0,1$ と置くことにより、仮想反発面傾斜角の最小および最大値の入射角に対する変化を求めたのが Fig. 4 である。辻本・中川のモデルでは、 $\theta_{in} > \pi/6$ での上流側の砂粒子の遮蔽効果の消滅を考慮していないので、この領域での最大値に本モデルと相違が生じるが、入射角がこの領域に入ることはまれであり、この相違がシミュレーション結果に及ぼす影響は無視できるほど小さい。

3. 液相と固相のカップリング

固相（粒子系）から液相（流れ系）へのフィードバックを表す負の生成項は、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} S_{puj} &= -\frac{1}{N_j} \sum_{i=1}^{N_j} \frac{\sigma}{\rho} q_B w_j (u_{pouti} - u_{pinj})_j \frac{1}{\Delta V_j} \\ S_{pvj} &= -\frac{1}{N_j} \sum_{i=1}^{N_j} \frac{\sigma}{\rho} q_B w_j (v_{pouti} - v_{pinj})_j \frac{1}{\Delta V_j} \end{aligned} \right\} \quad \dots(13)$$

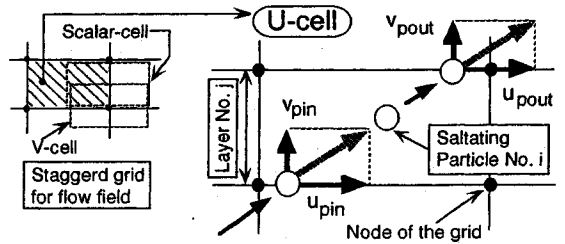


Fig. 5 PSI-Cell Model

$$w_j = \int_{y_{minj}}^{y_{maxj}} f_B(y) dy \quad \dots(14)$$

ここに、 q_B : 掃流砂量、 $u_{pinj} u_{poutj}$: 掃流粒子が第 j 層に突入する際と、第 j 層から出る際の速度の流下方向成分、 $v_{pinj} v_{poutj}$: 掃流粒子が第 j 層に突入する際と、第 j 層から出る際の速度の鉛直方向成分、 N_j : 第 j 層を通過する砂粒子の総数、 ΔV_j : セル j の体積、 w_j : 第 j 層の重み係数、 $y_{maxj} y_{minj}$: 第 j 層の上限及び下限、 $f_B(y)$: saltation 粒子の存在確率密度である。

Fig. 5 は、流れ場の計算格子 (U-cell) と saltation 粒子の関係を示したものである。シミュレーションは、定常等流を対象としているので、粒子がセルを横切るときの速度は、河床面と水平な層を横切るときの速度として求められる。流れ場の計算格子と同一の幅を有する層状に鉛直方向の領域分割を行い、saltation 粒子が各層に突入するときと各層から出るときの速度を、saltation 粒子が各層の境界を通過するたびに記録する。この図では、第 j 層を i 番目の saltation 粒子が上昇時に通過する場合を示している。このような操作を繰り返して各層ごとに突入時、脱出時の粒子の速度の平均値を求め、それらの差と粒子群の層ごとの質量との積をとれば、粒子群が流れ場から獲得する運動量が各層ごとに算出される。流れ場は粒子群が獲得した運動量を逆に失うこととなるので、結局、運動量欠損を表す負の生成項は、式(13)のように表現される。砂粒子の速度および存在確率密度は、多数の粒子の運動軌跡の追跡結果を統計処理して評価される。

4. 計算条件及び実験条件

シミュレーションの流れを、Fig. 6 に示す。まず清水流条件で流れ系を解き、得られた流速場で saltation のシミュレーションを行う。次に saltation 軌跡に関するシミュレーション結果を統計処理して、粒子混入による負の生成項を算定し、粒子混入条件で再び流れ場を解く。得られた流れ場で再び saltation のシミュレーションを実行し、流れ系・粒子系の双方が収束するまでシミュレーションを繰り返す。流れ系・粒子系がともに収束すれば、saltation に関する全ての特性量を統計処理し、流れ系・粒子

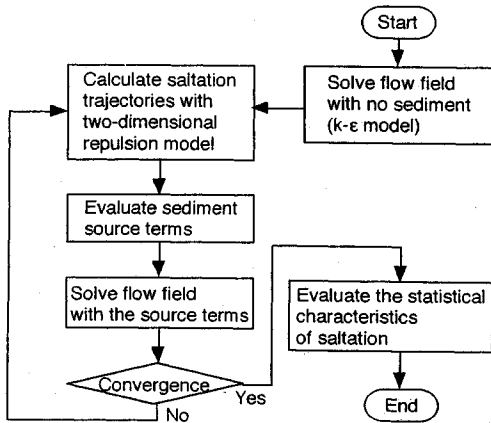


Fig. 6 計算の流れ

Table 2 実験条件

l_e	$h(\text{cm})$	$U_m(\text{cm/s})$	$u_* (\text{cm/s})$	τ_*
0.02	8.29	144.8	13.56	0.23

分割して追跡することに相当する。また、計算の打ち切り条件^{註7)}は、successive saltation 50回としたが、この条件は $\tau_*=0.45$ の場合に対して、individual saltation 約800回に相当する。さらに、本シミュレーションにおいては、流れ系と粒子系のシミュレーションが交互に繰り返し実行されるが、計算の打ち切り条件は、計算更新の結果得られる流速分布に有意な差がなくなることとした。流れ場の解は振動しながら収束解へと近づくが、4回程度の繰り返しで急速に収束解へと接近し、10回程度でほぼ完全な収束解が得られた。

実験は、Table 2 (l_e :エネルギー勾配, h :水深, U_m :断面平均流速, u_* :摩擦速度, τ_* :無次元掃流力)に示す条件で、粒径 $d=0.5\text{cm}$ 、比重 $\sigma/\rho=2.60$ のガラスビーズを用いて、開水路で行われた。河床面には掃流粒子として用いたものと同一のガラスビーズを密に敷詰めた固定床を配置し、掃流粒子の運動を側方からビデオ撮影して運動軌跡を求め、砂粒子の存在確率密度および移動速度を評価した。また、給砂量については、実験に先立って測定された固定床上の清水流の流速分布から底面せん断力を評価し、スイス公式によって与えられる流砂量を給砂した。ガラスビーズの反発係数については、saltationの飛高が実験と一致するように $e=f=0.75$ と設定した。なお、自然砂の場合にはその形状の影響のためにガラスビーズに比べて反発係数は小さくなるものと考え、 $e=f=0.6$ を用いている。

5. 流体系の計算結果

Fig. 7は、所与の掃流力に対する平衡流砂量を流した場合の平均流速分布についてのシミュレーション結果を示したものであるが、掃流力が増加するにつれて流砂量も増大して流れ場の運動量欠損が顕著となり、清水流の解から離れていく様子が示されている。粒子混入時の流速分布は、底面付近に近づくにつれて saltation 粒子の影響で徐々に緩勾配となっている。saltation層に相当する領域に見られる流速分布の一樣化傾向は、saltation粒子の運動に伴う鉛直方向の運動量混合の結果によるものと考えられる。これと同種の傾向は、河村¹²⁾による飛砂層内の流速分布の計測結果にも見られるが、本シミュレーションは水流中の saltation を対象としているため、相対密度の効果が気流中の saltation に比べて小さく、流速分布の一樣

注7) この条件は、successive saltation の回数を順次増加させながら砂粒子の存在確率密度分布、移動速度分布などの収束性を検討して決定された。

系の相互作用を考慮した際の saltation の特性を求める。流れ系の境界条件については、第1格子点(壁面に最も近い格子点)において粗面対数則の成立を仮定して平均流速を与え、乱れエネルギーとエネルギー逸散率については、第1格子点におけるエネルギー平衡関係($G=e$)を仮定する。また、水面では、水面を管路の中央軸と見立てた軸対称条件を課して解いた後、自由水面の効果による乱れエネルギーの減衰を考慮した瀬津・中川⁹⁾の方法によって解を修正する。さらに、流出入口では、 U, k, e について周期境界条件を課す。

流れ系の基礎方程式は、Patankar¹⁰⁾のコントロール・ボリューム法により離散化され、SIMPLEアルゴリズムによるGosman¹¹⁾のTEACHコードに準拠した数値計算が実行された。流速場の収束判定については、連続式の各セルにおける残差の絶対値の合計値が主流方向の流量の1%以下となり、 U, V に関する保存方程式の残差の絶対値の合計値が流入部における全運動量の1%以下になったとき、収束と判断した。なお、流れ系の計算コード作成にあたっては、京都大学大型計算機センターのプログラム・ライブラリ: 2方程式k-εモデルを用いた2次元等温・非等温場での乱流解析コード(作成者: F.J.K. Ideriah, A.D. Gosman and W. M. Pun, 改訂者: 武本行正)を参考にした。計算格子は、水平方向に10分割、鉛直方向に16分割したstaggerd格子を用い、鉛直方向には底面付近に格子を集中させた不等間格子、水平方向には水深と等しい格子間隔の等間格子を配置した。

粒子系のシミュレーションにおける計算時間スケールについては、 $\Delta t=1/500$ 秒を用いたが、これは、本シミュレーションで対象とした範囲の上限にあたる $\tau_*=0.45$ において、平均的 saltation (全 saltation の飛高の平均値に相当する飛高を有する saltation) を30~40ステップ程度に

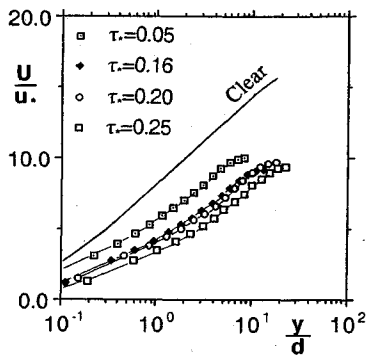


Fig. 7 平均流速分布

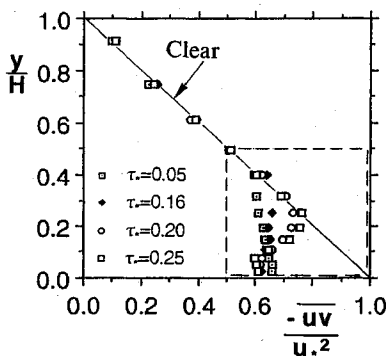


Fig. 8 Reynolds 応力分布

化傾向も飛砂の場合ほど顕著ではない。

Fig. 8 は、所与の掃流力に対する平衡流砂量を流した際の Reynolds 応力分布についてのシミュレーション結果を示したものであるが、全てのケースを通じて掃流層に相当する底面付近の領域では、Reynolds 応力の欠損が認められる。このことは、saltation 粒子の運動が鉛直方向の運動量混合に寄与した結果、全運動量混合に対する水流の負担分が相対的に減少したことを示すものである。計算においては、勾配を一定として流量を変化させることにより種々の掃流力に対する水理条件を設定しているため、掃流力が大きくなるにつれて水深が増加するため、欠損の開始点は掃流力が增加するほど下方に移動する（6章で述べるように掃流層厚は掃流力の増加とともに増加しているため、ここに見られる欠損開始点の降下は掃流層厚の減少を示すものではない）。掃流力が小さいときは、底面に近づくにつれて徐々に直線分布から離れていく傾向が見られるが、掃流力が大きくなると、欠損領域内での Reynolds 応力が極大値を持つ分布性状を呈し、底面に非常に近い領域で一定値をとる傾向を示している。このことは、掃流力が大きくなるにつれて砂粒子の鉛直方向存在確率密度の重心が相対的に低下することを反映したものと考えられる。底面にお

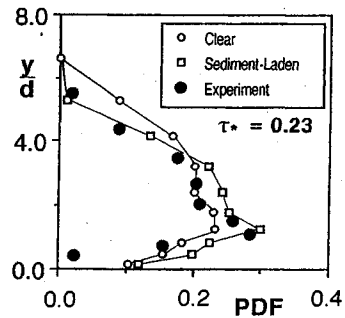


Fig. 9 存在確率密度

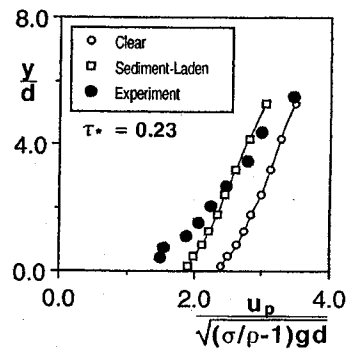


Fig. 10 移動速度

る Reynolds 応力は、 u_*^2 の 0.6~0.7 程度の値をとっており、底面せん断力の 60~70% を水流が負担し、残りを saltation 粒子が負担しているものと推察される。saltation 粒子の負担分は河床に衝突する砂粒子により伝達されるせん断力に相当するから、本シミュレーションの範囲では、底面せん断力のうち 60~70% が水流により負担され、残りの 40~30% が砂粒子の河床での衝突により負担されていることとなる。

6. 粒子系の計算結果

Fig. 9 は、砂粒子の鉛直方向存在確率密度について、本シミュレーション（以下、「混相流型」と呼ぶ）結果と清水流を仮定した場合のシミュレーション（以下、「清水流型」と呼ぶ）結果を Table 2 の実験結果と比較したものである。なお、清水流型の解とは、砂粒子混入の影響を表す付加項を無視して得られた流れ場で saltation の計算を行ったものである。混相流型のシミュレーション結果は掃流層の上部で清水流型より小さく、下部で大きくなるという傾向を示し、定量的にも実験値とほぼ一致している。

Fig. 10 は、砂粒子の移動速度の流下方向成分の鉛直分布について、混相流型と清水流型のシミュレーション結果を Table 2 の実験結果と比較したものである。実験結果

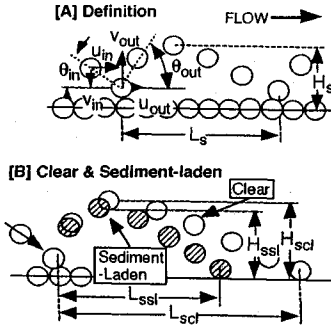


Fig. 11 saltation の語元

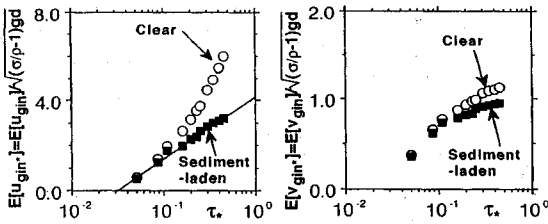


Fig. 12 衝突直前の砂粒子速度

は、清水流型と比較すると特に底面付近で小さくなる傾向を示しているが、混相流型は清水流型に比べて砂粒子の移動速度を小さく予測しており、定量的には必ずしも十分ではないが、実験結果と一致した傾向を示している。実験結果は底面近傍で顕著な欠損を示すが、どちらのシミュレーションもこの傾向を良好に模擬するには至っていない。このことは、底面近傍は砂粒子の存在確率が高く、本シミュレーションで考慮しなかった粒子間衝突の影響が顕著に現れる領域であるためと考えられる。

次に、saltation 特性量の平均特性の掃流力の変化に対する応答について清水流型と混相流型とを比較する（諸量の定義は、Fig. 11[A] 参照）。Fig. 12 は、河床面に衝突する直前の砂粒子速度（添字in）の平均値について示したものであるが、掃流力の増加に伴い水平・鉛直方向成分とも増加する傾向が認められる。流下方向成分について見ると、清水流型のシミュレーション結果は掃流力が大きくなるにつれて増加傾向が著しくなるが、混相流型では緩やかな増加を示している。鉛直方向成分については、清水流型・混相流型とも掃流力が大きくなるにつれて増加率が鈍化する傾向が現れている。τ_{*} ≥ 0.1 の領域では、流下方向成分・鉛直方向成分とも、清水流型の結果は混相流型より大きな速度を与えている。Fig. 13 は、河床面と衝突した直後の砂粒子速度（添字out）の平均値について示したものであるが、衝突直前の場合と同様に、掃流力の増加に伴い水平・鉛直方向成分とも増加する傾向が認められる。これらに共通して見られる混相流型と清水流型との差は、粒

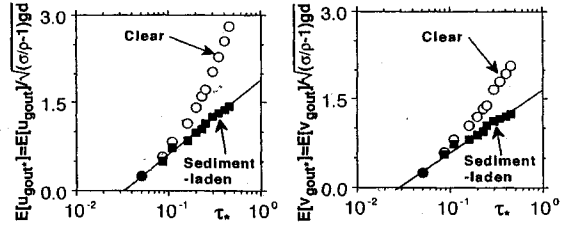


Fig. 13 衝突直後の砂粒子速度

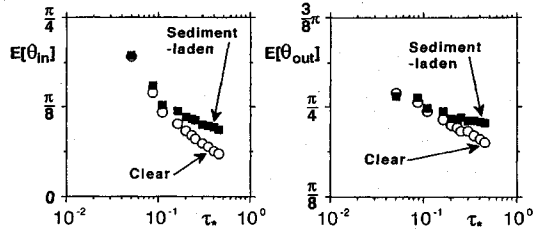


Fig. 14 入射角と反射角

子混入による流れ場の構造変化すなわち流速分布の欠損の効果を反映したものと解釈できる。掃流力の増加に伴い流砂量も増加するから、流速分布の欠損も増大し、混相流型と清水流型との差もそれだけ顕著となる。

Fig. 14 は、入射角と反射角 (θ_{in}, θ_{out}) の平均値について示したものである。入射角、反射角ともに掃流力が増加すると減少する傾向を示しているが、反射角の方が入射角に比べて減少傾向が顕著である。清水流型と混相流型を比較すると、混相流型の方が入射角、反射角ともに大きい予測値を与えている。以上6つの衝突・反発に関わる特性量は相互に関連し合っており、いずれか2つの量が決まればその他の4つが決まる関係にある。諸量の平均値の挙動から、清水流型のシミュレーション結果は混相流型に比べて偏平な saltation となっていることが推察される (Fig. 11[B] 参照)。

Fig. 15 は、平均 saltation 長 (L_s) について示したものである。τ_{*} が 0.1 を超えると、清水流型の結果は急速に増加するが、混相流型の結果は緩やかに増加し、τ_{*} = 0.45 における清水流型の結果は混相流型の2倍以上にも達する。図中の実線は以下の近似式^(注8)を示している。

$$E[L_s/d] = 8.32 \ln(\tau_*) + 25.0 \dots \dots \dots (15)$$

Fig. 16 は、平均飛高 (H_s) について示したものである。図中には、関根・吉川⁽⁹⁾ の実験データも併示しているが、特に掃流力の大きい領域での実験値の特性を説明するには混相流型が有効である。saltation 長の場合と同様に、掃流力の増加に伴い混相流型と清水流型の差は増加する

注8) 本論文で対象とした掃流粒子は粒径が比較的大きいため、砂粒 Reynolds 数が十分に大きく、砂粒 Reynolds 数への依存性は小さく、近似式(15),(16),(17)は無次元掃流力のみ関数となる。

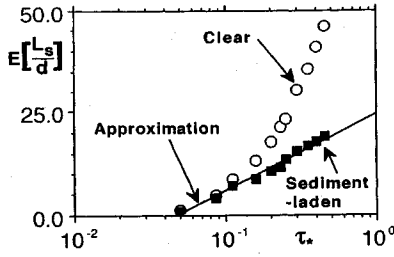


Fig. 15 平均saltation長

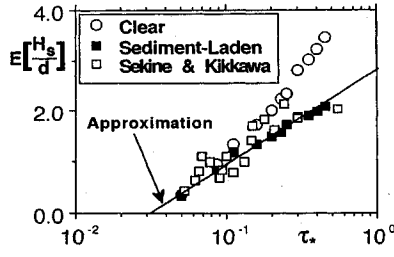


Fig. 16 平均飛高

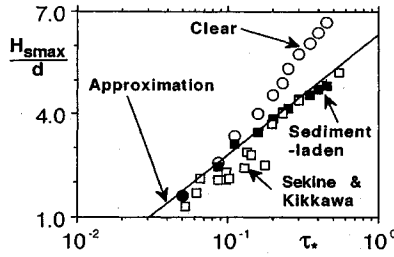


Fig. 17 掃流層厚

が、saltation 長の場合と比較すると増加の程度はやや緩やかである。図中の実線は次の近似式である。

$$E[H_s/d] = 0.77 \ln(\tau_*) + 2.74 \dots \dots \dots (16)$$

Fig. 17 は、saltation の飛高の最大値 (H_{smax}) すなわち掃流層厚を示したものである。図中には、関根・吉川²⁾の実験データも併示しているが、清水流型は掃流力が大きくなると実験値に対して過大な評価を与えるが、混相流型は全領域で実験値の特性をうまく説明できる。なお、図中の実線は次の近似式である。

$$E[H_{smax}/d] = 1.47 \ln(\tau_*) + 6.15 \dots \dots \dots (17)$$

Fig. 18 は、衝突直前・直後の砂粒子速度の流下方向成分の確率密度分布について清水流型と混相流型とを比較したものである。掃流力の増加に伴って確率密度分布の重心は値の大きい方にシフトするが、これは砂粒子速度の平均値が増加することと対応している。また、分布形の値の小さい方の裾が長くなり分布範囲が増大するが、これは標準偏差の増加と対応している。混相流型と清水流型とを比較すると、シフト幅は混相流型の方が小さく、平均値が清水流型と比較して穏やかな増加傾向を示すことを裏付けてい

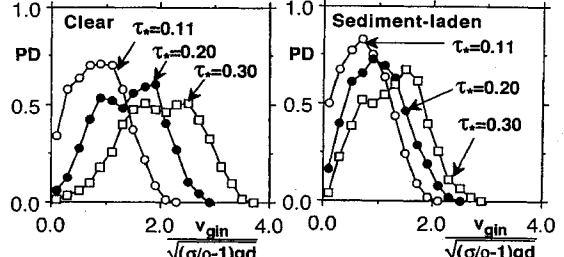
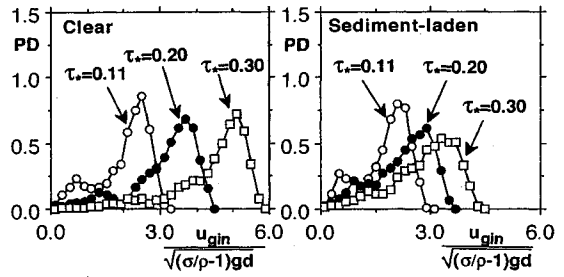


Fig. 18 砂粒子速度の確率密度

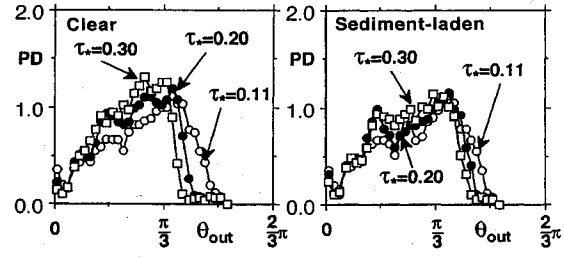
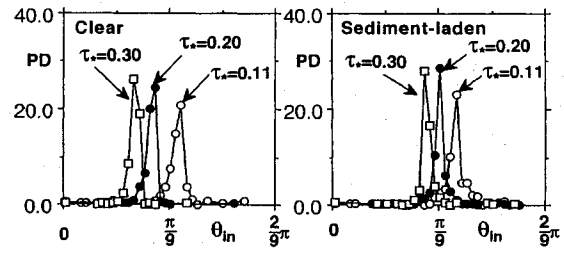


Fig. 19 入射角と反射角の確率密度

る。また、Fig. 19 は、入射角と反射角の確率密度について示したものであるが、入射角と反射角とは密度関数の形状に著しい相違が認められる。すなわち、入射角の確率密度は鋭いピークを有する狭い分布であるが、反射角の確率密度は広範囲に分布している。清水流型と混相流型はともに掃流力の増大に伴って分布形が値の小さい方にシフトするが、シフト幅は清水流型の方が大きくなっている。

Fig. 20 は、successive saltation 長から評価した平均 step length (Λ) について示したものである。step length は掃流過程の距離スケールであり、掃流過程を扱う上で最も

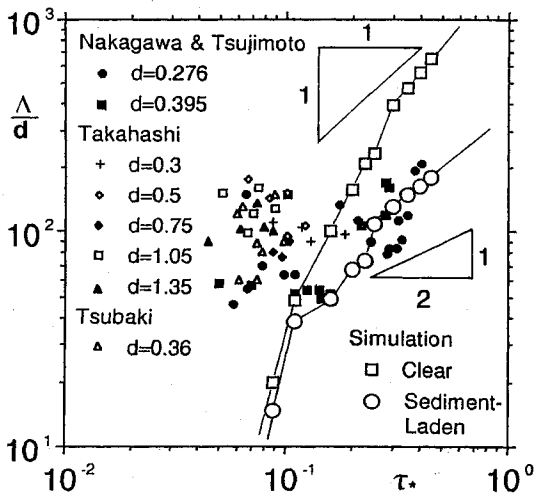


Fig. 20 平均 step length

重要な特性量の一つである。清水流型では、掃流力の1乗に比例してstep lengthが増加する傾向が見られるのに対して、混相流型の予測値は掃流力の増加に伴って清水流型の予測値から離れて、掃流力の大きい領域では掃流力の1/2乗に比例して増加する傾向を示している。掃流力の大きい領域では、既存の実験値は1/2乗に比例することを示唆しているし、pick-up rateが1乗比例、流砂量が3/2乗比例とすると、step lengthは1/2乗に比例する。混相流型の結果はこのような事実と合致するものとなっている。

7. 結語

本論文では、掃流層を固液二相流的な観点からとらえ、粒子系と流れ系の相互作用を考慮した掃流過程のシミュレーションを実施した。本シミュレーションにおいては、粒子系は successive saltation で、流れ系は k-ε 乱流モデルを用いて表され、粒子混入による流れ構造の変化は PSI-Cellモデルを導入することにより考慮された。シミュレーション結果は、従来の実験結果と良好に一致し、これまでの清水流近似を前提とした確率モデルでは記述が困難であった掃流力の大きい領域でも、流体・粒子の相互作用

を考慮すれば確率モデルがなお引き続いて有効であることが明らかとなった。

謝辞：本研究の遂行にあたり、実験・データ処理について、京都大学大学院生・渡辺幹広君（現、鹿島建設）、井上裕介君の協力を得たことを記して、謝意を表する。

参考文献

- 1) 後藤仁志・辻本哲郎・中川博次：PSI-セルモデルによるSaltation層の解析, 海岸工学論文集, 第39巻, pp.266-270, 1992.
- 2) 辻本哲郎・中川博次：掃流粒子のSaltationの確率過程論的解析, 土木学会論文集, 第345号II/-1, pp.83-90, 1984.
- 3) 関根正人・吉川秀夫：掃流砂の停止機構に関する研究, 土木学会論文集, 第399号II/-10, pp.105-112, 1988.
- 4) Crowe C.T., Sharma M.P. and Stock D.E.: The Particle-Source-In Cell (PSI-CELL) Model for Gas-Droplet Flows, Jour. Fluids Eng., pp.325-332, 1977.
- 5) 細田 尚・岩佐義朗・河村直明・米山 望：不規則なサルテーション運動粒子を伴う開水路流れの流速分布解析, 第5回流体力学シンポジウム講演論文集, pp.493-496, 1991.
- 6) Launder, B.E. and Spalding, D.B.: The numerical computation of turbulent flow, Computer Method in Applied Mech. and Eng., Vol. 3, pp.269, 1974.
- 7) Rubey, W.W.: Settling velocities of gravel, sand and silt, American Jour. Science, Vol. 25, No.148, 1933.
- 8) 中川博次・辻本哲郎・村上正吾・後藤仁志：掃流から浮遊への遷移の出現機構とその流砂過程における役割, 土木学会論文集, 第417号/II-13, pp.149-156, 1990.
- 9) 橋津家久・中川博次：修正 k-ε 乱流モデルによる開水路乱流の数値計算, 土木学会論文集, 第387号/II/-8, pp.126-134, 1987.
- 10) Patankar, S.V.: Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences, Hemisphere Publishing Corp./McGraw-Hill Book Company, 1980.
- 11) Gosman, A.D. and Ideriah, J.K.: TEACH-T, A General Computer Program for Two-dimensional, Turbulent, Recirculating Flows, Dept. of Mech. Eng., Imperial College of Tech., London S. W. 7, 1976.
- 12) 河村龍馬：飛砂の研究, 東京大学理工学研究所報告, Vol.5, No.3-4, pp.95-112, 1951.

(1992.12.17 受付)

NUMERICAL ANALYSIS OF BED-LOAD LAYER AS SOLID/LIQUID TWO-PHASE FLOW

Hitoshi GOTOH, Tetsuro TSUJIMOTO and Hiroji NAKAGAWA

A numerical analysis is conducted for describing the bed-load layer as a solid/liquid two phase flow. The irregular successive saltation model for the solid phase is coupled with the k-ε model of turbulence for the liquid phase by considering the interphase momentum transport with the aid of the PSI-cell model. The present simulation estimate the velocity, the existing probability density and other characteristics of the bed-load motion: the height and length of saltation and so on. They are compared with the simulation under the clear-water assumption. Results of the present simulation show better agreements with the experiment than that of the simulation under the clear-water assumption.