

掃流層における粒子間衝突の流動機構に 果たす役割

後藤仁志¹・辻本哲郎²・中川博次³

¹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)

²正会員 工博 金沢大学助教授 工学部土木建設工学科 (〒920 金沢市小立野2-40-20)

³正会員 工博 立命館大学教授 理工学部環境システム工学科 (〒525 草津市野路町1916)

高い掃流力を受ける掃流運動では砂粒子が河床面付近の掃流層内を高濃度状態で流送されるため、粒子間衝突による運動量輸送が場の構造上重要な役割を果たす。本研究では、著者らにより提案された多数粒子同時追跡型のシミュレーションを用いて底面せん断力の変化に対する掃流層の構造変化を系統的に検討し、粒子間衝突が粒子運動レベルの力学的構造にもたらす影響を明らかにする。

Key Words: bed-load, saltation, interparticle collision, Lagrangian model

1. 緒言

掃流砂は河床面付近を運動するため、個々の掃流粒子の運動は河床面との不規則接触を本質的特徴とする。掃流粒子の運動形態の中で最も広範囲の掃流力に対して有効な saltation においては、河床面での不規則衝突・反発が個々の掃流粒子の運動を支配するため、不規則性の表現がモデル化の鍵である。辻本・中川¹⁾、藤堂・関根・吉川²⁾は、それぞれ独自に、河床面での不規則衝突・反発を確率論的に取り扱った不規則継続跳躍モデルを提案し、数値シミュレーションを実施した。ところで、掃流粒子の運動形態には、転動・滑動・saltation があり、対象とする掃流力の範囲に応じて支配的な運動形態が変化する。Saltation は掃流力の増大に伴い支配的となる運動形態であり、本研究で対象とするような比較的掃流力の大きい領域では掃流粒子の運動は saltation で代表されると考えてよい。さらに、見かけは転動・滑動であっても河床面との間断のない接触が保証されているわけではないので、近似的には飛高の極めて小さい saltation と見なすことができる。

掃流粒子の運動は、流れ場からの運動量供給により維持されており、その反作用として流れ場に運動量の損失をもたらすことになる。この効果すなわち流れと粒子群との相互作用は、単一の掃流粒子の運動のみに着目する場合には無視できるほど小さいが、掃流粒子数密度の増大に伴い無視し得ないものとなる。細田・

岩佐ら³⁾はこの点に鑑み、滑面上の掃流運動についての固液混相流型の数値シミュレーションを実施した。

また、後藤・辻本・中川⁴⁾は粗面および移動床上の掃流粒子の不規則運動を重視して、掃流層における流れと粒子群との相互作用をPSI-セルモデルにより記述し、固液混相流型の数値シミュレーションを実施した。

掃流運動を支配するもう一つの要因は、砂粒子間の干渉すなわち粒子間衝突であるが、この影響は特に高濃度の掃流層で顕著となる。著者らの前報⁵⁾では、多数の saltation 粒子の運動を同時に追跡することの可能なシミュレーションコードを提案し、粒子間衝突の影響が顕著となり始める程度の掃流層（無次元せん断力 $\tau_* = 0.23$ ）を対象に、掃流粒子群の運動特性を数値的に検討し、砂粒子の存在確率密度や移動速度分布に現れる粒子間衝突の影響について明らかにした。本研究では、前報よりさらに底面せん断力の大きい領域を含む広範囲の領域において計算を実施し、底面せん断力の変化に対する砂粒子の運動特性の変化を系統的に論じる。

2. シミュレーションの概要

シミュレーションモデルは、(1) 個々の saltation 運動、(2) 河床面での衝突・反発、(3) 粒子間衝突の3つの部分から構成される。シミュレーションの構成の詳細については、前報⁵⁾に発表済みであるが、ここでは論文の構成上不可欠な事項についてのみ概説する。

(1) 個々の saltation 運動

個々の saltation 粒子は，運動方程式

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\sigma}{\rho} + C_M \right) A_3 d^3 \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} \\ = \frac{1}{2} C_D \rho A_2 d^2 |\mathbf{U} - \mathbf{u}_p| (\mathbf{U} - \mathbf{u}_p) \\ - \rho \left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) \mathbf{g} A_3 d^3 \end{aligned} \quad (1)$$

に従い運動するものとする．ここに， \mathbf{u}_p : 砂粒子の速度ベクトル， C_M : 付加質量係数， σ : 砂粒子の密度， ρ : 水の密度， d : 砂粒径， \mathbf{U} : 平均流速ベクトル， \mathbf{g} : 重力加速度ベクトル， A_2, A_3 : 砂粒子の2次元，3次元の形状係数である．抗力係数 C_D については，

$$C_D = C_{D\infty} + \frac{24}{Re} ; Re = \frac{d|\mathbf{U} - \mathbf{u}_p|}{\nu} \quad (2)$$

で与えられる．なお，諸定数については， $C_{D\infty}=0.4$ (球に対する値)， $C_M=0.5, A_2=\pi/4, A_3=\pi/6$ を用いることとする．

(2) 河床面での衝突・反発

不規則連続跳躍 (irregular successive saltation) の原因である河床面での不規則衝突とそれに伴う反発については，2次元反発モデルを用いて，衝突前後の砂粒子の速度 $(u_{gin}, v_{gin}), (u_{gout}, v_{gout})$ の関係を次式で与える．

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} u_{gout} \\ v_{gout} \end{bmatrix} = \Xi_0 \cdot \begin{bmatrix} u_{gin} \\ v_{gin} \end{bmatrix} ; \\ \Xi_0 = \begin{bmatrix} e \cos^2 \alpha - f \sin^2 \alpha & (e+f) \cos \alpha \sin \alpha \\ (e+f) \cos \alpha \sin \alpha & e \sin^2 \alpha - f \cos^2 \alpha \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3)$$

ここに， e, f : 河床面での反発係数， α : 仮想反発面傾斜角である．本研究で用いる河床粒子配列モデルでは，河床粒子の中心が同一面上に位置する密な配置を想定したものであり，単一の粒径スケールの凹凸とそれに伴う衝突・反発の不規則性を表現したものである．関根・吉川⁶⁾ は，均一粒径からなる河床粒子群の配列を測定し，平均河床面からの個々の粒子の配列高さが，分散 d^3 の正規分布で良好に近似できることを示している．後藤・渡辺・辻本・中川⁷⁾ は，関根らの正規分布型の河床モデルおよび本研究で用いる河床モデル上での掃流粒子の運動に関する数値シミュレーションの結果を比較し，反発係数を調整することにより正規分布型のモデルを本研究の河床モデルで良好に近似できることを示した (付録参照) ．

(3) 粒子間衝突⁵⁾

時間ステップが更新される度に砂粒子間の重なりの有無を判定し，重なりが生じると粒子間衝突に伴う砂粒子の速度の変化を計算する．まず，衝突位置と衝突時間を線形補間により内挿して求めて衝突直前の速度を算定し，次に，砂粒子を剛体球と仮定した力学モデルに基づく衝突直前・直後の速度 $(u_i^{in}, v_i^{in}), (u_i^{out}, v_i^{out}) (i=1,2)$ の関係

$$\begin{bmatrix} u_1^{out} \\ v_1^{out} \\ u_2^{out} \\ v_2^{out} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \xi_1 & \lambda & \xi_2 & -\lambda \\ \lambda & \xi_3 & -\lambda & \xi_4 \\ \xi_2 & -\lambda & \xi_1 & \lambda \\ -\lambda & \xi_4 & \lambda & \xi_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1^{in} \\ v_1^{in} \\ u_2^{in} \\ v_2^{in} \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= (1+e_p) \cos^2 \phi + (1-f_p) \sin^2 \phi \\ \xi_2 &= (1-e_p) \cos^2 \phi + (1+f_p) \sin^2 \phi \\ \xi_3 &= (1+e_p) \sin^2 \phi + (1-f_p) \cos^2 \phi \\ \xi_4 &= (1-e_p) \sin^2 \phi + (1+f_p) \cos^2 \phi \\ \lambda &= (e_p + f_p) \cos \phi \sin \phi \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$$\phi = \text{Arctan} \left(-\frac{x_{c1} - x_{c2}}{y_{c1} - y_{c2}} \right) \quad (6)$$

により衝突直後の速度を算定する．ここに， e_p, f_p : 砂粒子間の反発係数， ϕ : 仮想反発面傾斜角， (x_c, y_c) : 粒子1,2の衝突位置の座標であり，添字 in, out は衝突前，後を示している．

(4) 計算の方法

まず，所与の水利条件に応じて単一砂粒子の不規則連続跳躍を追跡し，砂粒子の存在確率密度と移動速度を算定する．次に，コントロール・ボリューム内に存在する砂粒子数を，掃流砂量式 (スイス公式) から求め，先に得られた存在確率密度と移動速度に応じて砂粒子群の初期配置と初速度を設定する．

粒子間衝突を考慮しながら各砂粒子の運動を Lagrange 的に追跡し，河床面との衝突が発生すれば，砂粒子と河床構成粒子との接触点を求めて仮想反発面傾斜角 α を求め，式(3)により衝突後の速度を算出して追跡を継続する．一方，粒子間衝突が発生すれば，仮想反発面傾斜角 ϕ を求めて式(4)により衝突後の速度を算出して追跡を継続する．

なお，計算結果の収束判定については，一定の時間ステップの計算が終了する毎に粒子の追跡結果を統計処理して存在確率密度と移動速度を算出し，1ステップ前の結果と比較して変化がほぼなくなることを条件とした．

表-1 計算条件

Run	l_e	$h(\text{cm})$	$U_m(\text{cm/s})$	$u_*(\text{cm/s})$	τ_*
1	0.02	3.19	108.7	9.4	0.11
2	0.02	6.05	136.4	11.6	0.16
3	0.02	8.29	144.8	13.6	0.23
4	0.02	12.0	221.8	15.6	0.30
5	0.02	18.0	278.2	19.1	0.45

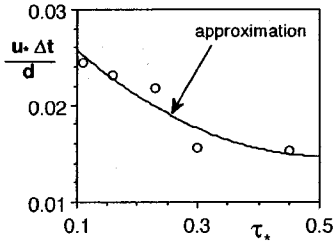


図-1 計算時間ステップ

計算に際しては、単位体積当たりの砂粒子数を流砂量式から求めてコントロール・ボリューム内の砂粒子数を決定しているから、砂粒子数密度に関しては適切に設定されているが、計算コストの面の制約からコントロール・ボリュームの大きさを小さく設定せざるを得ず、実際の計算では、10個の砂粒子の運動を同時追跡している。繰り返し計算において砂粒子の初期位置を与える場合には、得られた存在確率密度を離散化する（高さごとの砂粒子個数を計算する）必要があるが、このような観点から理想を言えば、できるだけ大きなコントロールボリュームを用いて多くの砂粒子の運動を同時に追跡すべきところである。しかし、砂粒子の運動特性は結局は粒子間の相互干渉と底面との衝突・反発の繰り返しを通じて決定されるものであり、充分な計算時間を経過した後の特性は初期条件にそれほど依存しないことは確認している。以下の章で論じる砂粒子の運動特性は、収束解が得られた状況における統計的特性であり、初期条件や追跡砂粒子数が解の信頼性に対して与える影響は小さいものと考えられる。

計算条件を、表-1 に示す。表中の諸量は、 l_e : エネルギー勾配、 h : 水深、 U_m : 平均流速、 u_* : 摩擦速度、 τ_* : 無次元掃流力である。対象とする粒子は、粒径 $d=0.5\text{cm}$ 、比重 $\sigma/\rho=2.60$ のガラスビーズである。

反発係数については、シミュレーション結果の著者らの実験結果との一致に配慮した試行錯誤的検討を通

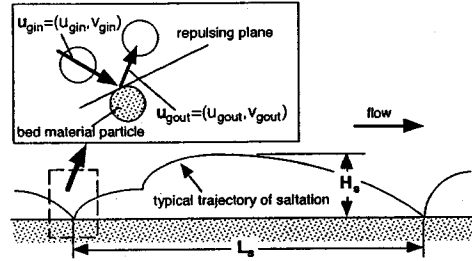


図-2 saltation 特性量の定義

じて、 $e=0.7, f=0.4, e_p=f_p=0.8$ を用いることとした⁵⁾。ところで、河床面での反発係数の厳密な議論には、河床構成粒子群の運動を考慮できる粒状体モデルが必要となるが、本論文は、saltation運動する砂粒子に焦点を当てたものであり、河床構成粒子群の運動を踏まえた反発係数の詳細な議論は、本論文の主旨を逸脱したものとなる。そこで本論文では著者らの実験結果との一致に配慮して試行錯誤的に反発係数を決定し、本来ならば河床構成粒子群の運動の結果として得られる河床面の反発特性を近似的に表現することとした。

この種の数値シミュレーションの収束の安定性は、計算時間ステップの取り方に依存する。すなわち、時間ステップ内に複数回の粒子間衝突が生じると本研究の衝突モデルでは処理できず、計算の発散を招く恐れがあるので、計算時間ステップをできるだけ小さく設定することが計算を安定化させる上では有利である。一方、計算時間ステップを小さく設定しすぎると計算効率を低下させ、現象の追跡時間が十分に確保できず、結果の統計的信頼性に問題を生じることとなる。したがって、計算時間ステップは、解の発散が生じない範囲で極力大きく設定するのが計算上最も有利であるが、この決定は試行錯誤によらねばならない。図-1 に本研究で用いた計算時間ステップと無次元せん断力との関係を示す。底面せん断力の増加に伴って掃流粒子数密度も増加するから、粒子間距離も小さくなって衝突の発生頻度も増加し、計算時間ステップを小さく設定する必要が生じる。図中の実線は、時間ステップの目安となる近似式

$$\left. \begin{aligned} \frac{u_* \Delta t}{d} &= \alpha_{1\Delta t} (1 + \alpha_{2\Delta t} \tau_* + \alpha_{3\Delta t} \tau_*^2) \\ \alpha_{1\Delta t} &= 3.17 \times 10^{-2}; \alpha_{2\Delta t} = -2.09; \alpha_{3\Delta t} = 2.03 \end{aligned} \right\} (7)$$

である。

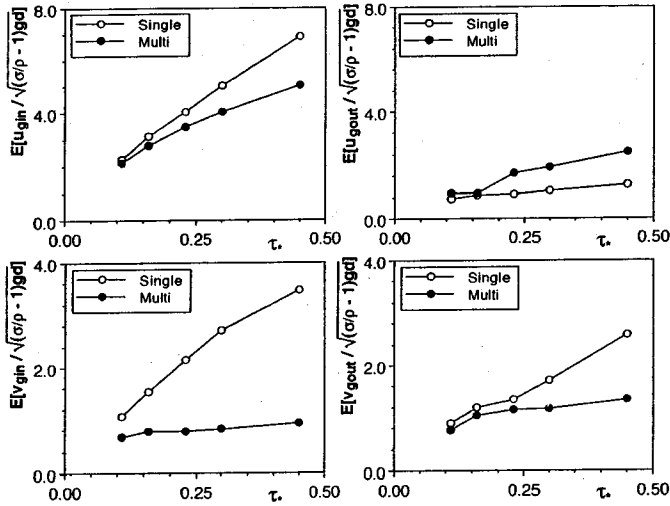


図-3 河床面との衝突前後の平均砂粒子速度

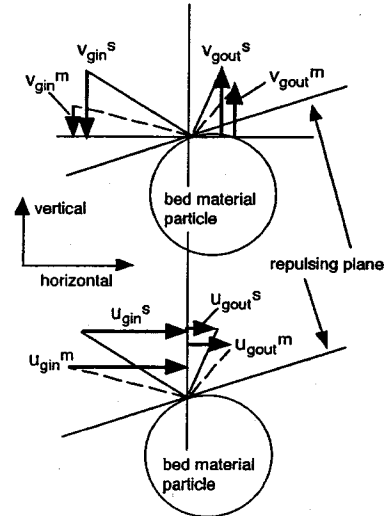


図-4 河床面との衝突

3. 底面せん断力の増加とsaltation特性量の変化

底面せん断力が増加すると掃流粒子数密度も増加し、粒子間衝突の発生頻度も高まるので、砂粒子の運動も粒子間衝突の影響を受けて変化する。ここでは、図-2に定義する saltation 特性量の変化を通じて粒子間衝突の影響を検討する。

図-3は、衝突直前・直後の砂粒子速度の平均値について示したのもであり、図中には粒子間衝突の影響を受けない場合（図中ではsingleと表示し、以下では、『単一粒子追跡型』あるいは略して『単一型』と呼ぶ）の結果も併示している。本モデルの結果（以下では、『複数粒子同時追跡型』あるいは略して『複数型』と呼ぶ）と単一粒子追跡型に共通しているのは、辻本・中川¹⁾が指摘したように、河床面の不規則性（凹凸の存在）が砂粒子運動の維持に貢献しているという事実である。具体的には、衝突に伴い砂粒子速度の水平成分が減少し、鉛直下向き速度が上向きに変換され、砂粒子が上昇に転じて saltation が維持されるという機構である。

複数粒子同時追跡型と単一粒子追跡型を比較すると、saltation の維持に関わる砂粒子速度の変換に対しては、複数の砂粒子が干渉して運動している状況の方が効率的であることが分かる。すなわち、衝突に伴う水平成分の減少幅は単一型が大きく、単一型では鉛直成分の絶対値が衝突によって減少するのに対して、複数型では衝突後の鉛直成分の絶対値の方が衝突前より大

きくなっている。両者のこのような相違は、以下のように説明できる。衝突前の速度成分を比較すると複数型の鉛直成分が特に小さいことが分かる。このことは、単一型の平均入射角が複数型よりかなり大きいことを示しているが、これが速度変換効率を大きく左右する。図-4は、入射角の相違による衝突前後の速度の相違について模式的に示したものである。仮に、反発係数が仮想反発面の接線および法線方向で同一の値をとるとすると、衝突前後の速度ベクトルの向きは法線に対して線対称となり、速度ベクトルの長さは衝突に伴うエネルギー損失により減少する。変換前後のベクトルを水平・鉛直成分に分割して表示すると、図-3に見られた速度変換の特性が説明される。鉛直成分については、単一型が衝突に伴って減少しているのに対して、複数型では逆に増加しているし、水平成分については、複数型の衝突に伴う速度減少幅は単一型に比べて小さくなっている。

衝突前後の砂粒子速度の特性をより詳細に見るため、その確率密度分布を図-5,6に示す。図-5は衝突前後の水平成分について、図-6は鉛直成分について、底面せん断力の増加に伴う分布形状の変化を示したものである。水平成分の場合には、底面せん断力の増加に伴い分布が右側に移動し、ピークの高さが徐々に低減して分布幅が増加する傾向が見られる。これに対して鉛直成分の場合には、衝突直前の速度の分布範囲にはあまり大きな変化が見られない。詳細に見ると、 $\tau_r=0.16$ と $\tau_r=0.3$ の分布形状には高い類似性が認められる

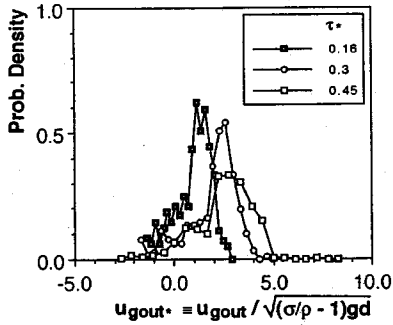
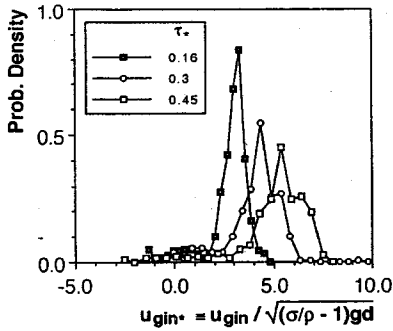


図-5 砂粒子速度の確率密度 (水平成分)

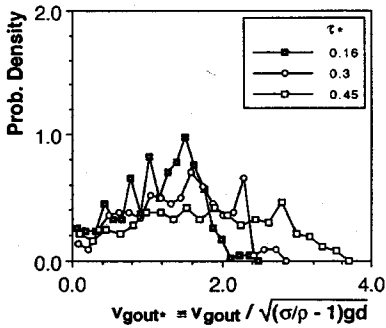
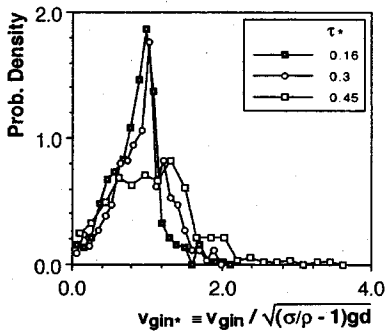


図-6 砂粒子速度の確率密度 (鉛直成分)

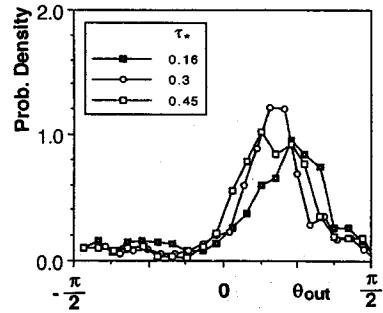
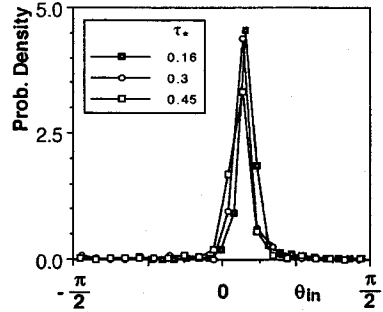


図-7 入射角・反射角の確率密度

が、 $\tau_*=0.45$ になると $\tau_*=0.16$ や $\tau_*=0.3$ の場合に見られた明確なピークがなくなり、速度の大きい側の割合が増加する。衝突後の速度では、凹凸との衝突による速度変換の影響で分布幅が増加し、衝突前の速度に見られた明確なピークはかき消されている。この傾向は底面せん断力の増加とともに顕著となり、 $\tau_*=0.45$ で特に明確に現れる。

図-7は、入射角及び反射角の確率密度分布の底面せん断力の増加に伴う変化を示したものである。入射角の分布は、どの場合にも明確な一つのピークを有する分布となるが、底面せん断力の増加と共にピークの高さが低減し、左側への偏りが増大する。これは、入射角は底面せん断力の増加と共に緩やかに減少して浅い角度で河床と衝突する砂粒子が増加することを示すものである。このような入射角の変化は、凹凸との衝突による速度変換プロセスを経て、反射角分布のより顕著な変化となって現れる。すなわち、反射角分布は底面せん断力の増加とともに角度の大きい方へシフトし、反射角が全体として増加して、上向き速度成分が効率的に獲得されていることを示している。

このような衝突前後の速度特性の変化が、saltationの軌跡に及ぼす影響を示すため、平均 saltation 高さおよび

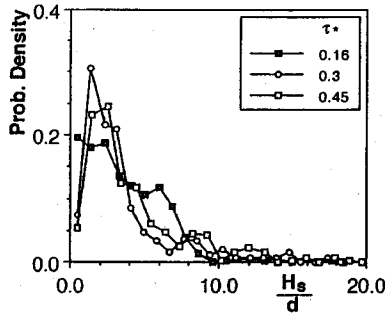


図-8 平均 saltation 高さ

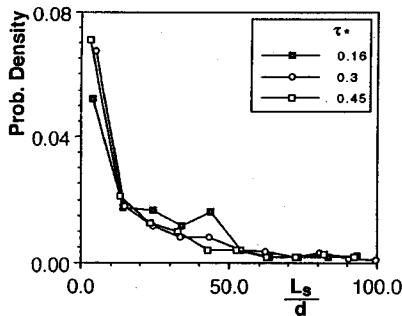


図-9 平均 saltation 長

saltation 長について、図-8 および図-9 に示す。底面せん断力の増加に伴い中間部で確率密度が低下し、両端で増加するという共通した分布形状の変化が見られる。言い換えると、粒子間衝突の増加に伴い飛距離・飛高ともに短く、底面との間を頻繁に往復する砂粒子が増加し、そのような砂粒子からの運動量供給を受けてより長距離を移動する砂粒子の出現頻度も増加する。なお、粒子間衝突に起因する運動量輸送による砂粒子の運動軌跡の変化の機構については、著者らの前報⁵⁾でも砂粒子移動のsnapshot (砂粒子の移動状況をコマ送りで示したもの)を通して考察したが、ここでは、同一の機構がもたらす影響を、底面せん断力の増加に伴う saltation 高さおよび saltation 長の分布幅の変化という別の側面からとらえている。

4. 砂粒子の運動領域の多層化

図-10 は、底面せん断力の増加に伴う砂粒子の運動軌跡の変化についてのシミュレーション結果の代表例を示したものである。底面せん断力が比較的小さい $\tau^*=0.11$ の場合には粒子間衝突はあまり発生せず、砂粒子が全層的に運動するのに対して、底面せん断力の増

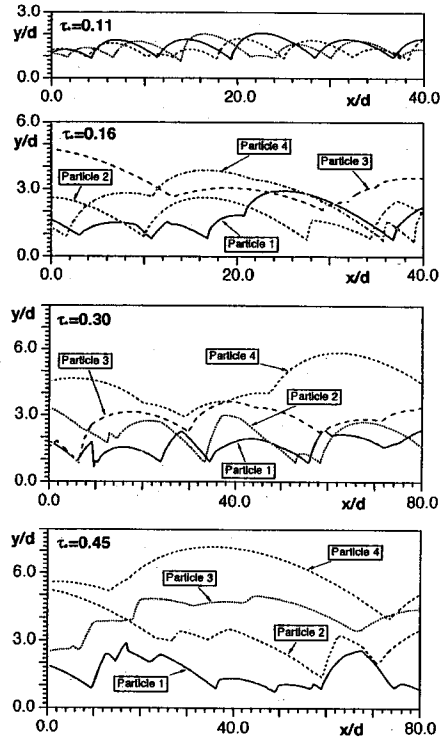


図-10 砂粒子の運動軌跡

大に伴い下方から上昇してくる砂粒子からの運動量の供給を受けて上層部を大きな弧を描きながら運動する砂粒子 ($\tau^*=0.16$ の Particle 3, $\tau^*=0.30$ および $\tau^*=0.45$ の Particle 4) が出現する。さらに詳細に見ると、 $\tau^*=0.16$ の場合には、個々の砂粒子の運動軌跡に相当の相違が認められるものの、Particle 3 以外は底面と直接的に接触しながら運動しており、saltation 層の中間部に留まって底層付近の砂粒子と上層部の砂粒子の中継をする砂粒子は見られない。これに対して、 $\tau^*=0.30$ の場合には、底層付近をジグザグ運動する砂粒子 (Particle 1 & 2) と上層部を大きな弧を描きながら運動する砂粒子 (Particle 4) および、両者の間でジグザグ運動しながら運動量輸送を中継する砂粒子 (Particle 3) が存在し、掃流層が 3 層化する傾向が認められる。さらに、 $\tau^*=0.45$ の場合には、運動量輸送を中継する粒子 (Particle 3 & 4) の運動軌跡は間欠的に交錯するものの、1つの粒子が同じ高さレベルに継続的に留まる時間は増加し、大略的には中間層が 2 層に分かれつつあると見ることができ。このように、底面せん断力の増加に伴い saltation 層内の砂粒子の運動領域が 2 層、3 層さらに 4 層と分割され、多層化して行くことをシミュレーションは示唆し

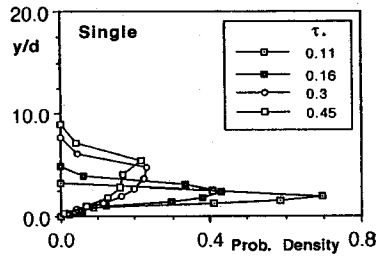
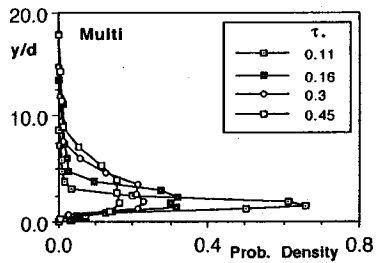


図-11 砂粒子の存在確率密度

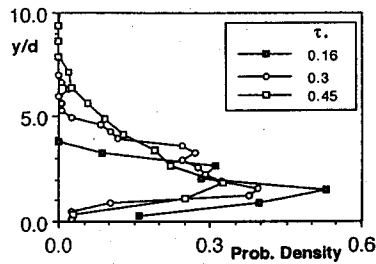


図-12 粒子間衝突の発生確率密度

ている。

このように底面せん断力の増加は、粒子間衝突の発生を助長させ、結果として個々の砂粒子が運動を相互に束縛しあい、運動領域が多層化する。言い換えると、粒子間衝突により個々の『saltation の崩壊』が生じ、シートフロー状の運動形態へと遷移する過程をシミュレーションは示している。なお、本論文では、河床面における衝突・反発時の初速度のみに依存する決定論的な砂粒子の運動を saltation と定義しているが、ここでは saltation 軌跡が粒子間衝突の影響で河床面における衝突・反発時の初速度だけでは決まらなくなることを象徴的に表すため、『saltation の崩壊』という表現を用いた。

次に、粒子間衝突に起因する個々の『saltation の崩壊』による運動領域的多層化が砂粒子運動の統計特性

にもたらす影響について見ることにする。図-11は、底面せん断力の変化に対する砂粒子の鉛直方向存在確率密度の変化について、単一型および複数型のシミュレーションを比較したものである。単一型の場合には、分布の非対称性が小さく、底面せん断力の増加に伴ってピークの高さが低減して分布幅が広がる傾向を示している。これに対して、複数型の場合には、単一型に比べて非対称性が顕著である。複数型の分布は、底面付近で急峻な立ち上がりを示し、ピークをとった後に上層部で緩やかに減少する特徴を示している。この傾向は、底面せん断力の増加とともに顕著となり、明瞭な非対称性分布へと移行する。また、単一型と複数型のもう一つの際だった相違点は、分布範囲に見られる。すなわち、粒子間衝突による運動量供給を受けない単独の saltation の解に相当する単一型は、下方から上昇してくる粒子との衝突による運動量供給を受けて長時間にわたり上層部を跳躍する砂粒子の存在を表現できず、分布の上限が複数型より大幅に低下する。さらに、分布のピークの位置について見ると、単一型のピークは底面せん断力の増加に応じて上昇するが、複数型の場合には底面せん断力への依存性は低く、ピークの位置は $y/d=1.2$ 付近に固定されている。

これまでに示した砂粒子の運動特性における単一型と複数型の相違は、主として粒子間衝突に起因するものと推論されたが、その推論を裏付けるため、鉛直方向の粒子間衝突の発生頻度分布を図-12に示す。底面せん断力の増加に伴い、衝突頻度分布はピークを低下させながら上方に広がり、分布系全体の非対称性も増加する。特徴的な点は、分布のピークの位置が $y/d=1.5$ 付近に固定されている点である。ピークの位置は、底面付近を運動する砂粒子が中間部を運動する砂粒子と衝突する位置に対応したものと考えられ、ピークの固定化は底面付近の砂粒子の運動領域の固定化を示しているものと判断される。つまり、底層付近をジグザグ運動する砂粒子の運動領域は、底面せん断力にあまり依存せず、ほぼ一定幅となること分かる。

砂粒子運動を規定するもう一つの重要な因子である底面せん断力の変化に対する砂粒子の水平方向の平均移動速度の変化について、単一型および複数型のシミュレーション結果を比較して図-13に示す。単一型では、底面付近で河床構成粒子との衝突に伴う移動速度の一様化が生じているが、上層部に近づくにつれて単調増加傾向へと移行する。また、底面せん断力の増加に伴って分布は速度の大きい方へとシフトするが、速度勾配には大きな変化がない。これは、単一型では底

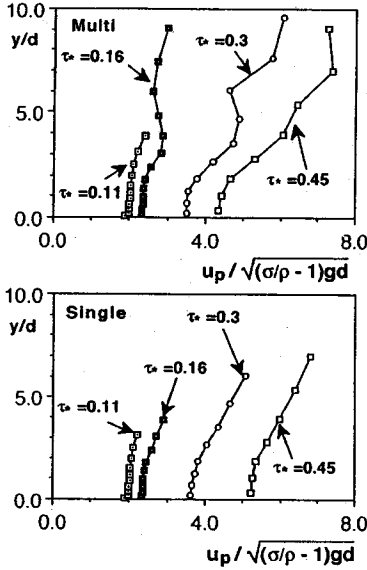


図-13 砂粒子の移動速度分布

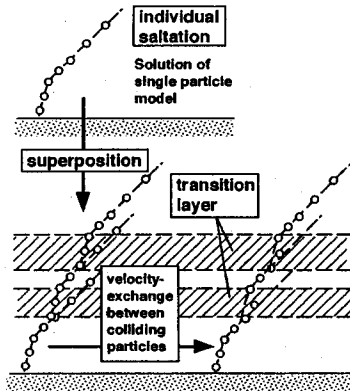


図-14 移動速度分布の特性

面せん断力が増加しても各砂粒子が独立して運動するため、砂粒子の運動特性に基本的な変化が少ないことによるものと考えられる。一方、複数型の場合には、粒子間衝突がほとんど発生しない $\tau_*=0.11$ の場合には、単一型とほとんど同様の分布形であるが、粒子間衝突の発生に伴い、分布形に顕著な相違が認められるようになる。すなわち、粒子間衝突が無視できない $\tau_*=0.16$ 、 0.30 および 0.45 の場合には複数の変曲点を伴って分布形が『うねり』を呈した複雑な分布となる。さらに、 $\tau_*=0.16, 0.30$ の場合には、単一型と複数型で底面付近の速度にあまり大きな相違はないが、 $\tau_*=0.45$ では、複数

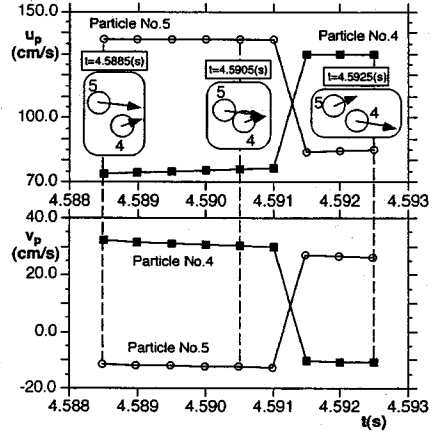


図-15 粒子間衝突による速度交換

型の速度が単一型に比べてかなり小さく、頻発する粒子間衝突による速度欠損効果が顕著となっている。

砂粒子移動速度分布に見られる速度勾配の変化すなわち『うねり』域の存在は、以下のように説明される。図-10に示す砂粒子の移動軌跡と図-13を比較すると、砂粒子速度分布の『うねり』は、上層部を大きな弧を描きながら跳躍する砂粒子の運動領域において生じていることが分かる。図-10から分かるように、上層部を跳躍する砂粒子の運動軌跡は、単一型の解である individual saltation（ここでは便宜上、他の砂粒子と衝突せずに独立した運動をする砂粒子の呼称として individual saltation を用いる）と類似した特性を有するので、複数型の移動速度分布は、大略的には単一型の解である individual saltation を積み重ねたような分布となるものと考えられる。このことを模式的に示したのが、図-14である。

より詳細には、複数型の場合には単一型の解である individual saltation とは異なり、衝突により運動量を供給される位置の鉛直方向座標が固定されていない。なお、単一型においても衝突位置の鉛直方向座標は、河床構成粒子の配列の凹凸（すなわち粒径）程度の幅で変化するので、この意味で『固定』という表現は厳密性を欠くが、掃流層の上層部を跳躍する砂粒子の場合と比較するとその変化は小さく、近似的な意味で単一型は『固定』されていると言える。このような相違のために、saltation の裾（すなわち、中間層への遷移領域）における分布性状は、individual saltation の底面付近の分布性状と異なったものとなると推察される。図-15は、上層部の individual saltation から中間層への遷移領域

(図-14の斜線部)における粒子間衝突前後の砂粒子速度の時間変化の一例を示したものであるが、粒子間衝突による速度交換の特性が端的に現れている。すなわち、衝突前の速度の水平方向成分に関しては、下方から上昇してくる砂粒子の方が上層部を跳躍する砂粒子より小さく、上層部を跳躍する砂粒子は、下方から上昇してくる砂粒子との衝突の際に生じる速度交換により鉛直方向の速度を獲得すると同時に水平方向の速度を失い、一方、下方から上昇してくる砂粒子は、速度交換により鉛直方向の速度を失って水平方向の速度を獲得する。図-13に見られた遷移領域における速度分布の『うねり』すなわち水平成分の大小関係の逆転は、このような現象に起因するものと推論される。

5. 結 語

本研究では、多数個の砂粒子を同時に追跡する掃流過程のシミュレーションにより、種々の底面せん断力の作用下における掃流粒子群の運動特性を検討し、底面せん断力の変化に対する掃流層の構造変化を系統的に論じた。粒子間衝突の存在は砂粒子の運動軌跡を変化させ、さらに、運動軌跡の変化が河床面における河床構成粒子群との不規則衝突と相互干渉して、鉛直方向存在確率密度・水平方向移動速度分布などに見られる砂粒子運動の全体像を大きく変化させていることが、一連のシミュレーションを通じて明らかにされた。底面せん断力の増加すなわち砂粒子数密度の増加に伴い顕在化する粒子間衝突は、粒子相互の運動量域の拘束をもたらし、個々の『saltationの崩壊』を生じさせて多層化した掃流粒子群の流動(いわゆるシートフロー)への遷移を促進することがシミュレーション結果により示唆された。このように、粒子間衝突の存在は粒子運動レヴェルの力学的構造に立脚した流砂の力学の枠組みにおいて極めて重要な役割を演じることが、本研究を通じて明らかにされた。

謝 辞：シミュレーションの実行過程およびシミュレーションデータの整理について、京都大学大学院・渡辺幹広君(現、鹿島建設)、同大学院・井上直樹君(現、奥村組)の協力を得たことを付記して謝意を表す。

付 録：河床構成粒子配列と反発係数

移動床では、saltation粒子との相互作用により河床構成粒子もずれ動くから、砂粒子の粒径スケールの凹凸が河床面に生じ、砂粒子の配列としては、ランダム配

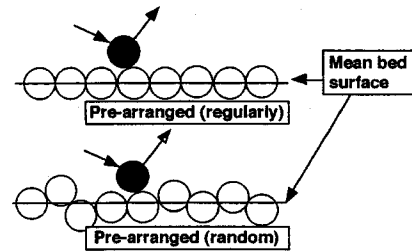


図-A1 河床構成粒子の配列

列が最も現実の状態に近いものと言ってよい。さらに、固定床の場合は、個々の河床構成粒子の重心はほぼ同一の高さにあると見なせるので移動床と比べると不規則性は弱まるものの、配列には多少のばらつきが存在し、3次元性(河床構成粒子が球であること)により河床反発面傾斜角の分布範囲も増大するので、計算上想定するような完全に規則的な2次元配列とはならない。一方、河床面での衝突・反発事象のモデル化に際しては、規則的に配列された状況を想定した方が取り扱いが容易である。そこで著者⁷⁾らは、図-A1に模式的に示すランダム配列型と規則配列型の2種類の河床構成粒子配列を想定し、反発係数を調整することでランダム配列型の特性を規則配列型で近似的に表現することを検討した。ここでは本論文の構成上必要と判断される部分のみ要約して示す。

規則配列型のモデルは、全ての河床構成粒子の重心が同一平面(平均河床面)上に存在するように配列するモデルであり、一方、ランダム配列型のモデルは、個々の砂粒子の重心の高さの分布が、平均0、標準偏差 $d/3$ (d :砂粒径)の正規分布となるように乱数発生により河床構成粒子を配列するモデルである⁶⁾。

ここでは、まず、著者らの実験⁴⁾による砂粒子の鉛直方向存在確率や移動速度分布との適合性を考慮して、ランダム配列型の反発係数を調整し、 $e=0.55, f=0.4$ を得た。さらに、規則配列型の河床モデルを用いて計算を反発係数を試行錯誤的に変化させながら行い、 $e=0.7, f=0.4$ としたときランダム配列型の示す特性とほぼ再現できることを確認した。図-A2は、衝突前後の砂粒子速度の鉛直成分に関して、規則配列型とランダム配列型の計算結果を比較して示したものである。衝突直前の速度について見ると、ランダム配列型では掃流力の増大に伴ってピークが低下しつつ右側にシフトするが、規則配列型にも同様の傾向が見られる。さらに、衝突直後の速度についても同様のことが言える。すな

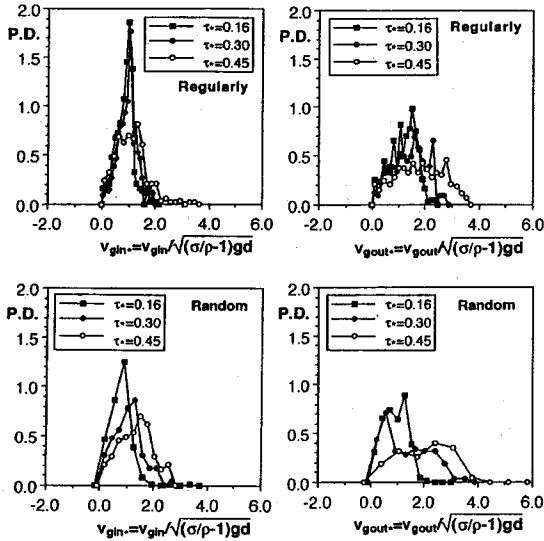


図-A2 河床モデルによる衝突・反発への影響

わち、ランダム配列型に見られる掃流力の増大に伴う分布の右側シフト傾向およびピークの低下傾向は、規則配列型にも同様に現れている。このように、現実の河床構成粒子の配列を最もよく近似すると考えられるランダム配列型の特性は、反発係数を適切に調整する

ことにより、規則配列型でも近似的に再現することができる。

参考文献

- 1) 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, pp. 83-90, 1984.
- 2) 藤堂正樹, 関根正人, 吉川秀夫: 土砂の掃流機構に関する基礎的研究, 第27回水理講演会論文集, pp. 299-304, 1983.
- 3) 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と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.
- 4) 後藤仁志, 辻本哲郎, 中川博次: 流体・粒子相互作用系としての掃流層の数値解析, 土木学会論文集, 第485号/II-26, pp. 11-19, 1994.
- 5) 後藤仁志, 辻本哲郎, 中川博次: 掃流粒子群の流動過程に関する数値シミュレーション, 土木学会論文集, 第485号/II-26, pp. 75-83, 1994.
- 6) 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309号, pp. 105-112, 1988.
- 7) 後藤仁志, 渡辺幹広, 辻本哲郎, 中川博次: 底質の幾何的配列が掃流運動に及ぼす影響, 海岸工学論文集, 第40巻, pp.296-300, 1993.
- 8) 後藤仁志, 辻本哲郎, 中川博次: Saltation からシートフローへの遷移過程における砂粒子群の運動特性, 海岸工学論文集, 第40巻, pp.326-330, 1993.

(1994.3.28 受付)

ROLE OF INTER-PARTICLE COLLISION IN BED-LOAD TRANSPORT

Hitoshi GOTOH, Tetsuro TSUJIMOTO and Hiroji NAKAGAWA

Interparticle collision plays a very important role in bed-load transport with high concentration. The motion of bed-load particles are traced simultaneously in the numerical simulation of granular assemblies. The results of present simulation has clarified that the interparticle collision brings the irregularity to the trajectory of individual saltation, which is the deterministic one depending upon only the initial velocity just after a repulsion at a bed surface. Such a change in the structure of bed-load layer due to the interparticle collision are investigated by comparing the results of the characteristics of the existing probability density and the velocity profile of bed-load particles with those estimated without interparticle collision.