

表層せん断を受ける砂層の動的挙動の数値解析

後藤仁志¹・酒井哲郎²

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 京都大学教授 工学部土木工学教室 (〒606 京都市左京区吉田本町)

シートフロー状漂砂では砂粒子が近接した状況で流送されるため、その流動機構を論じるには粒子間干渉の適切な評価が鍵となる。本研究では頻繁な砂粒子間の干渉を繰り返しながら流送される砂粒子群の運動を個別要素法を用いて追跡し、砂粒子の平均移動速度分布や移動速度の変動強度についてのシミュレーションデータを収集する。さらに、砂粒子群の挙動の瞬間像や移動軌跡の追跡結果などを通じて、砂粒子間衝突がシートフロー層内の運動量輸送に果たす役割を明らかにし、シートフロー状漂砂の流動機構について考察する。最後に、シミュレーション結果をまとめて、漂砂量を推定し、既往の実験値と比較する。

Key Words: sheet flow, interparticle collision, distinct element method, momentum transport

1. 序 論

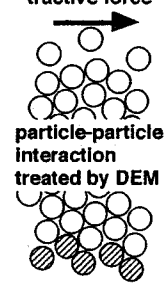
シートフロー状漂砂は大量の底質移動を伴うため、海浜変形に支配的な輸送形態であり、その力学機構の解明は、工学上きわめて重要である。力学機構を解明するためには、単に漂砂量の測定に留まらず、砂粒子の移動速度、濃度分布等の内部構造を規定する特性量の計測が必要となるが、香取・渡辺・堀川¹⁾以来多くの実験的研究が行われ、データの集積が続けられてきた(例えば、山下・沢本・武田・横森²⁾、浅野・筒井³⁾)。従来の実験の多くがビデオ画像を用いており、解析に多大の労力を要するため現在でも必ずしも充分なデータの集積が完了したとは言えず、計測精度の向上やより広範囲の条件でのデータの収集を目的として研究が続けられている。例えば最近、山下・染矢・野崎⁴⁾は砂粒子の比重の効果を実験的に検討しているし、浅野・中野・玉井⁵⁾は、漂砂量の測定精度と測定方法の関係を議論している。

一方、シートフロー状漂砂の数学モデルについて見ると、当初は、流体・粒子間および粒子間相互の干渉を実験事実に基づいて経験的にモデル化した単相流モデルであったが、流体・粒子の相互作用を考慮可能な2相流モデルが適用されるようになった。灘岡・八木・山下⁶⁾は、混合距離を土砂濃度と関連させることにより単相流モデルの運動量拡散係数の評価に土砂濃

度の影響を考慮した数値シミュレーションを実施し、浅野⁷⁾は、シートフロー状漂砂の固液混相流的側面に注目して流体・粒子の相互作用を陽に記述した2相流モデルによる数値シミュレーションを実施した。灘岡らのモデルや浅野のモデルは、粒子系の運動を連続体近似したEuler-Eulerカップリングによるものであるが、本来の砂粒子の運動は離散的であり、砂粒子の運動特性を詳細にとらえるには、離散的砂粒子群の挙動を直接的に追跡する方法が望ましい。後藤・辻本・中川⁸⁾は、このような観点からEuler-Lagrangeカップリングによりシートフローに比べて濃度の薄いsaltation層を対象とした数値シミュレーションを行った。

シートフロー状漂砂のモデル化における基本的構成要素および本研究におけるそれらの要素の取り扱いについて、表-1に示す。モデルの構成要素は、(i)単一砂粒子の運動の記述と(ii)粒状体としての特性の記述に大別される。(i)単一砂粒子の運動には、砂粒子に作用する外力の評価、非定常性の取り扱い、砂粒子の運動方程式の選択が含まれ、(ii)粒状体としての特性の記述には、粒子間相互の干渉(衝突)および粒子・流体間の相互作用が含まれる。本論文では、粒子間の相互干渉に起因する運動量輸送がシートフロー層の力学機構の本質的部分であるとの立場から、粒子間干渉以外の構成要素については大幅な簡略化を実施する。本来、海岸部におけるシートフロー状漂砂では非定常外力が作

表-1 場の構成要素とモデリング

	constitutive elements	present study	unidirectional and steady tractive force 
motion of single particle	estimation of acting force on a particle	simplified as tractive force acting on surface of sand layer	
	unsteadiness of tractive force	ignored for simplicity	
	mathematical expression of motion of single particle	simplified	
characteristics as granular material	interaction among moving particles	modeled by DEM	
	interphase momentum transfer (flow & particle)	ignored for simplicity	

用するため、実現象に忠実であるためには非定常性の扱いが欠かせないが、場を単純化して粒状体としての性質が流動特性に及ぼす影響を明確なものとするため、定常過程を対象とした。さらに、砂粒子は周囲流体との速度差に起因する流体抗力の作用により加速・減速されるが、ここではせん断力を既知として、それを表層付近の砂粒子に配分することにより砂粒子群の駆動力を表現した。また、流体・粒子の相互作用については、先にも述べたように固液混相流としてのシミュレーションモデルが提案されているが、流体・粒子および粒子間相互の干渉の両者を同時に取り扱うには膨大な計算量を要することから、本論文では粒子間衝突に焦点を絞って議論を進めることとする。

砂粒子間衝突のモデルとしては、砂粒子の衝突を古典力学に基づき剛体球の衝突でモデル化するCampbell and Brennen⁹⁾のモデルとCundall and Strack¹⁰⁾の個別要素法とがある。後藤・辻本・中川^{11), 12)}は、Campbell and Brennenのモデルを砂粒子運動のLagrange型のシミュレーションと融合して、砂粒子間衝突を考慮に入れた saltation の数値解析を実施したが、安定して計算を進めるには極めて小さい時間ステップを採る必要があり、掃流力の大きい領域での計算は困難であった。そのため掃流力が小さい領域における弱いシートフロー状態を対象を限定し、saltation の崩壊とシートフローへの遷移状態における砂粒子群の挙動を扱うこととなり、シートフロー状漂砂を直接模擬するには至っていない。

そこで本論文では、シートフロー状漂砂の粒状体的特性に着目し、従来よりも掃流力の大きい領域において個々の砂粒子の離散的運動を粒子間干渉を考慮しな

から追跡するため、多数の砂粒子の相互干渉をより安定に計算できるCundall and Strackの個別要素法に基づくシミュレーションを実施する。なお、本論文の基本的考え方は既発表¹³⁾であるが、本論文は、計算領域を拡大して広範囲のせん断力の作用下での砂層の挙動を系統的に模擬し、力学機構に関して詳細な考察を加えて取りまとめたものである。

2. シミュレーションモデル

(1) モデルの選択

粒状体の数値解析においては、砂粒子群は剛体球ないしは剛体円盤の集合体としてモデル化され、砂粒子間の相互作用は剛体の力学に基づいて取り扱われる。砂粒子間衝突を剛体球の衝突としてモデル化したCampbell and Brennenのモデルは、この意味で優れているが、多体衝突問題を取り扱えない点が問題であり、砂粒子間衝突が頻発する状況下では計算時間ステップを極端に小さく設定する必要が生じ、計算効率を低下させ、かつ丸め誤差を増加させるため、計算の実行が困難となる。これに対して、Cundall and Strackの個別要素法は、粒子間の相互干渉を近似的に表現するために弾性スプリングと粘性ダッシュポットを導入しているものの、多体衝突を取り扱うことが可能であり、砂粒子間衝突が頻発する状況にも容易に対応できるという利点を有している。

(2) モデルの構成

a) 粒子間接触の判定

当初のCundall and Strackの研究では多角形要素が用い

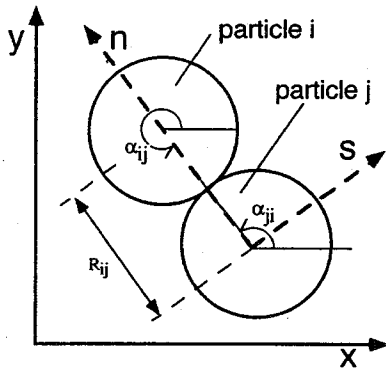


図-1 粒子周辺の局所座標系

られており、接触判定に計算時間を要するのが問題であったが、木山・藤村¹⁴⁾は、均一径の円盤要素を採用して接触判定を効率化する方法を提案した。本論文では、粒子間干渉による粒状体としての力学機構を明らかにするのが主たる目的であるから、2次元場を対象として砂粒子群を均一径 d の剛体円盤でモデル化する。

砂粒子の接触判定条件は、

$$R_{ij} \leq 2r \quad ; \quad R_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2} \quad (1)$$

で与えられる。ここに、 $(x_i, y_i), (x_j, y_j)$: 砂粒子 i, j の中心の座標、 R_{ij} : 砂粒子 i, j 間の距離、 r : 砂粒子の半径($=d/2$)である。

b) 砂粒子の運動方程式

砂粒子 i の並進および回転運動は、次の運動方程式で記述される。

$$M[\ddot{x}_i]_t = \sum_j \{ -[f_n]_t \cos \alpha_{ij} + [f_s]_t \sin \alpha_{ij} \}_j + F_{oi} \quad (2)$$

$$M[\ddot{y}_i]_t = \sum_j \{ -[f_n]_t \sin \alpha_{ij} + [f_s]_t \cos \alpha_{ij} \}_j - (M - \rho V)g \quad (3)$$

$$I[\ddot{\phi}_i]_t = r \cdot \sum_j \{ [f_s]_t \}_j \quad (4)$$

ここに、 f_n, f_s : 局所座標系 (図-1参照) n - s における砂粒子 ij 間の法線および接線方向の作用力、 α_{ij} : 砂粒子 i, j の接触角、 F_{oi} : せん断に起因して砂粒子 i に作用する外力、 M : 砂粒子の質量 ($=\sigma \pi r^2$; σ : 砂粒子の密度)、 V : 砂粒子の体積、 I : 砂粒子の慣性モーメント ($=\sigma \pi r^4/2$)、 g : 重力加速度であり、 $[\]_t$ は時刻 t における値を、ドット()は時間微分を表す。これらの運動方程式が逐次数値積分され、砂粒子群の運動が追跡される。

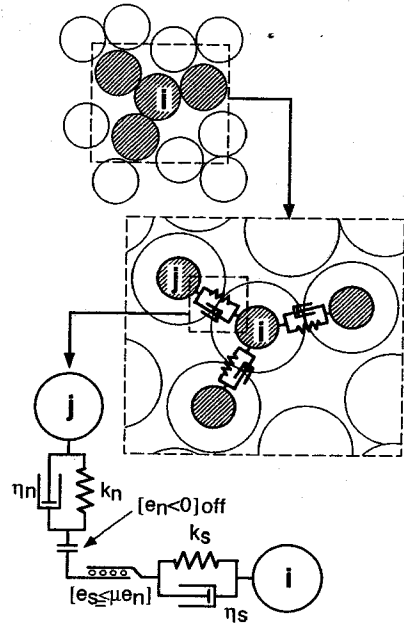


図-2 粒子間接触のモデル化

c) 砂粒子間作用力の算定

図-2は、砂粒子間の接触状態を模式的に示したものである。各砂粒子の接点における相互作用は、法線方向および接線方向に配置された弾性スプリング (ばね定数 k_n, k_s) および粘性ダッシュポット (減衰定数 η_n, η_s) により表現される。局所座標系 n - s における要素 ij 間の法線および接線方向の作用力 f_n, f_s は、

$$[f_n]_t = [e_n]_t + [d_n]_t \quad ; \quad [f_s]_t = [e_s]_t + [d_s]_t \quad (5)$$

$$[e_n]_t = \min \{ [e_n]_{t-\Delta t} + k_n \cdot \Delta \xi_n, e_{nmax} \} \quad (6)$$

$$[d_n]_t = \eta_n \cdot \Delta \xi_n \quad (7)$$

$$[e_s]_t = \min \{ [e_s]_{t-\Delta t} + k_s \cdot \Delta \xi_s, e_{smax} \} \quad (8)$$

$$[d_s]_t = \eta_s \cdot \Delta \xi_s \quad (9)$$

と書ける。ここに、 e_n, e_s : 法線および接線方向のばねによる抗力、 d_n, d_s : 法線および接線方向のダッシュポットによる抗力、 $\Delta \xi_n, \Delta \xi_s$: 時間 Δt 間の法線および接線方向変位である。

ここで用いた解析モデルは鉛直2次元のものであるが、現実の砂層は3次元であるから、砂粒子が奥行き方向にずれ動いて鉛直2次元場での見かけ上の塑性的挙動を生じることとなる。このような効果を表現するため、ばねによる抗力に上限値 e_{nmax}, e_{smax} を設けることとした。

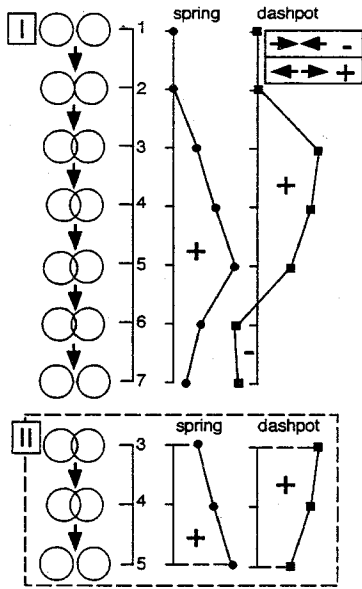


図-3 接触状況と粒子間作用力

さらに、法線方向には引っ張りに抵抗しないジョイントが、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がそれぞれ配置され、これらのジョイントの効果は、次式で与えられる。

$$[f_n]_i = [f_s]_i = 0 \quad \text{when} \quad [e_n]_i < 0 \quad (10)$$

$$[f_s]_i = \mu \cdot \text{SIGN}([e_n]_i, [e_s]_i) \quad \text{when} \quad |[e_s]_i| > \mu \cdot [e_n]_i \quad (11)$$

ここに、 μ : 摩擦係数、 $\text{SIGN}(a,b)$ は a に b の符号を付けることを意味する。

d) 孤立砂粒子の速度補正

個別要素法においては要素間の作用力が、スプリングとダッシュポットで表現されるため、他の要素と接触を断って孤立する要素が生じた場合に孤立した要素の速度が過大に評価され、計算の発散をもたらすことが指摘されている。図-3は、砂粒子の位置とスプリングおよびダッシュポットによる力の関係を模式的に示したものである。砂粒子が接触するとスプリングとダッシュポットが作用して砂粒子を引き離そうとする力（排斥力）が作用する。スプリングは引っ張りには抵抗しないため、排斥力しか働かないが、ダッシュポットは砂粒子の運動を減速する向きに作用し、砂粒子が離れようとする過程ではスプリングによる排斥力を抑制する。このようなダッシュポットの作用により孤立砂粒子の速度の過剰な増大が抑制され、計算が安定化されている。

スプリングおよびダッシュポットによる力とともに1ステップ前の砂粒子の状況に基づいて計算されるため、砂粒子が離れた直後のステップでは作用力がゼロとはならない（図中のStep 7）。このため、例えば最接近して1ステップ後に離れる（図中のII）の場合、砂粒子が離れた時点ではスプリングおよびダッシュポットによる力の両方が正であり、孤立砂粒子の速度の過剰な増大が加速され、計算が不安定化する。このような状況は、計算時間ステップを十分に小さく採れば避けることができるが、計算量は増大し、計算効率を低下させる。

この点について、垂水・伯野¹⁵⁾は、孤立粒子の接触時の被接触粒子群に対する相対速度と孤立直後の被接触粒子群に対する相対速度の間に反発の法則を適用し、孤立砂粒子の速度を抑制する方法を提案したが、本論文でも彼らの考え方に従って速度補正を実施する。すなわち、孤立砂粒子が生じた場合、接触時の砂粒子の相対速度の法線方向成分 v_{bn} と孤立直後の砂粒子速度の相対速度の法線方向成分 v_{afn} とが、次式で関係づけられると仮定する。

$$v_{afn} = -e \cdot v_{bn} \quad (12)$$

ここに、 e : 法線方向の反発係数である。

(3) 初期条件および境界条件

a) 計算領域と境界条件

計算領域の模式図を図-4に示す。ここでは、水平方向には一様な場を対象とするので、計算の効率化を図るため、側方境界は周期境界とする。底面境界は、ランダムに配置した砂粒子を固定した粗面固定床とする。砂層表面の砂粒子には、所与のせん断力を配分する。まず、閾値 y_{th} を設けて（図-5参照）、砂粒子の一部でもこの閾値を超える砂粒子の全てについて超過部分の面積に応じてせん断力を比例配分する。砂粒子 i の超過部分の面積は、

$$S(\theta_i) = \begin{cases} \frac{r^2}{4} \left(\pi - \theta_i + \frac{1}{2} \sin 2\theta_i \right); & y_i \geq y_{th} \\ \frac{r^2}{4} \left(\theta_i - \frac{1}{2} \sin 2\theta_i \right); & y_{th} - \frac{r}{2} < y_i < y_{th} \end{cases} \quad (13)$$

$$\theta_i = \cos^{-1} \left(\frac{y_i - y_{th}}{r} \right) \quad (14)$$

で与えられ、砂粒子 i に作用するせん断力は

$$F_{\theta i} = L w_i \tau_0 \quad ; \quad w_i = S(\theta_i) / \sum_{j=1}^N S(\theta_j) \quad (15)$$

と書ける。ここに、 L : 計算領域の水平方向の長さ、 τ_0 : 底面せん断力である。

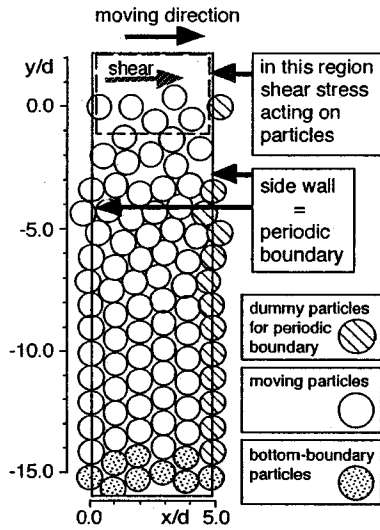


図-4 計算領域

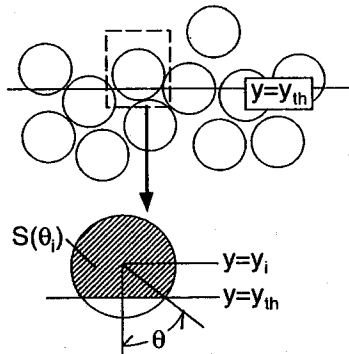


図-5 せん断力の配分

計算に用いた砂粒子は、粒径 $d=0.5\text{cm}$ 、比重 $\sigma/\rho=2.65$ のもので、1段の配列要素数5個で15段にわたって積み上げた後、最下層の粒子5個を固定し、表層粒子の離脱の容易さに配慮して表層の5個の粒子の内1個を取り除いて、合計69個の粒子の運動を解析対象とした。鉛直方向座標の原点は、初期配列の際の表層粒子の中心の平均高さとし、せん断力の配分の閾値 y_{th} については、 $y_{th}/d=1.0$ とした。なお、モデル定数については既往の研究を参考に、表-2のように与えることとした。

b) 初期条件

計算を始める前に、砂粒子群の初期配置を決定するための予備計算を実施した。具体的には、各砂粒子間に 0.004cm の間隙を残した非接触の状態から計算を開始して、要素のパッキングを行った。計算の過程では一定の時間が経過することに砂粒子群の移動速度を確

表-2 モデル定数

k_n	$9.45 \times 10^6 \text{ N/m}$
k_s	$2.36 \times 10^6 \text{ N/m}$
η_n	40.0 Ns/m
η_s	20.0 Ns/m
μ	0.577
e_{nmax}	2.5 N
e_{smax}	0.025 N
Δt	$2.0 \times 10^{-5} \text{ s}$

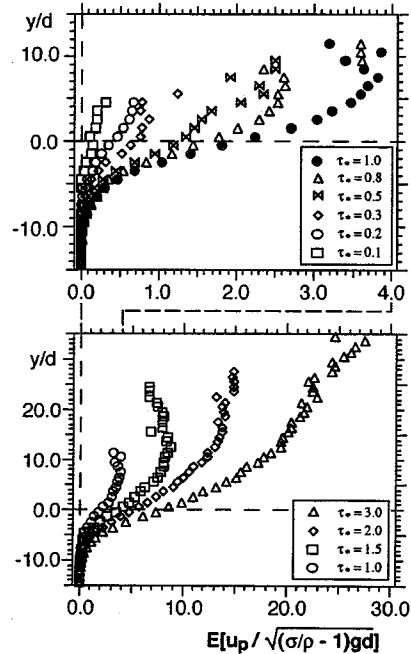


図-6 砂粒子の平均移動速度

認して、ほぼ静止状態となった時点でパッキングの完了と判断した。パッキングの完了に要した時間は、0.1秒である。

3. シミュレーション結果

(1) 砂粒子の平均移動速度分布

図-6は、砂粒子群の運動時間にして4.0秒間に相当する200,000回の繰り返し計算の結果を平均して求めた砂粒子の平均移動速度の鉛直分布であり、無次元掃流力 $\tau_* = u_*^2 / \sqrt{(\sigma/\rho - 1)gd}$ の変化に対する速度分布の変化を図示している。図中の破線は、静止状態における砂層表層の高さ $y/d=0.0$ を示しているが、波線の上下で流

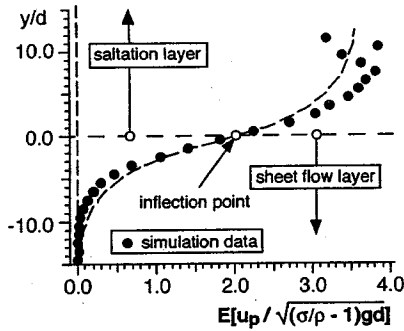


図-7 砂粒子移動速度の領域区分

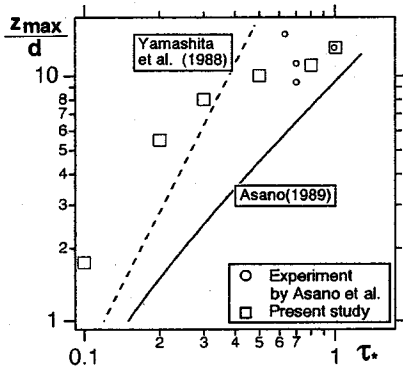


図-8 シートフロー層厚

速分布形に相違が見られる。すなわち、 $y/d \leq 0$ では上に凸の分布を、 $y/d > 0$ では下に凸の分布を呈し、 $y/d > 0$ の領域での流速の一樣化傾向が現れている。2つの領域の境界に相当する $y/d = 0$ 付近には変曲点が存在する。

これまでのシートフローに関する実験³⁾において、高せん断力の作用下では、砂粒子群が層状に運動する『シートフロー層』の上に砂粒子が小跳躍を繰り返す『saltation層』が存在することが指摘されている。また、木藤・平野・橋本¹⁶⁾は急勾配水路中を流下する乾燥粉体流についての実験を行い、『流れが層状から分散に変化するにつれて、一樣な流速分布となる』と報告している。このような既往の研究を参考に、砂粒子移動速度分布の領域区分を行ったのが、図-7である。分布が上に凸となる $y/d \leq 0$ の領域を『シートフロー層』、下に凸となる $y/d > 0$ の領域を『saltation層』と定義する。なお、ここでを行った領域区分の妥当性に関しては、砂粒子の運動特性を論じる際に後述する。

(2) シートフロー層厚

図-7で定義した『シートフロー層』の厚さと無次元掃流力の関係を示したのが、図-8である。なお、図中には、浅野・筒井³⁾による振動流装置を用いた実験結果を併示している。掃流力の小さい領域では掃流力の増加とともに層厚も顕著な増加傾向を示すが、掃流力が $\tau_* = 0.3$ を越えるあたりから増加傾向が鈍化し、その後は掃流力の増加とともに緩やかな増加を示すようになる。

個別要素法では、複数のモデル定数が導入されるため、実験結果に基づくモデル定数の同定を行う必要があるが、一定強度の表層せん断を定常的に受ける砂層については実験が困難で、既往の実験結果が存在しない。浅野・筒井の実験は、振動流場ではあるが水平床における表層せん断の作用下での砂層の流動を対象としたものであり、さらに、砂粒子の運動の緩和時間（移動開始した砂粒子が平衡移動速度に達するまでの時間）が0.1秒のオーダーである¹⁷⁾ことを考えると、層厚に関しては定常状態を対象とした本論文の計算結果と比較が可能であると判断される。浅野・筒井の実験との層厚の一致は、本論文で用いたモデル定数の妥当性を示している。

(3) 砂粒子移動速度分布の変動特性

a) 移動速度分布の非定常性

図-9および図-10は、砂粒子移動速度分布の非定常性（比較的低周波の時間変動）について示したものである。図-9は $\tau_* = 0.1$ について、図-10は $\tau_* = 0.5$ について、0.4秒の時間間隔の区間平均を示している。

掃流力が小さい $\tau_* = 0.1$ の場合には、瞬間的に負（せん断力の作用方向とは逆向き）の移動速度が生じることがあるが、 $\tau_* = 0.5$ の場合には、瞬間的にでも負になることはない。負の移動速度は、砂粒子が下流側の砂粒子を乗り越えるようとする際に上流側に跳ね返されることによるものと考えられる。平均移動速度自体が小さい $\tau_* = 0.1$ の場合には、変動強度と平均速度のオーダーが等しく、瞬間的に負の値が記録されることがあるが、 $\tau_* = 0.5$ の場合には、平均移動速度が大きいため、それに負の方向の変動が加わったとしても速度の絶対値が負となることはない。

砂粒子間干渉に起因する速度変動は上層ほど大きく、各時刻で移動速度の分布形が大きく変化しており、『saltation層』の存在が示唆される。『シートフロー層』では速度分布の非定常性はそれほど顕著ではないが、『saltation層』では、速度分布は強い非定常性

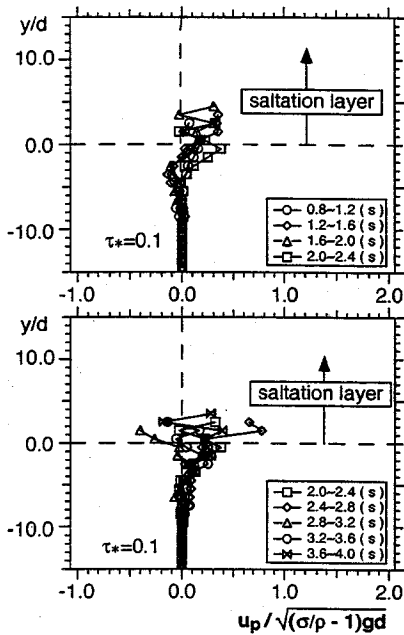


図-9 砂粒子移動速度 (その1)

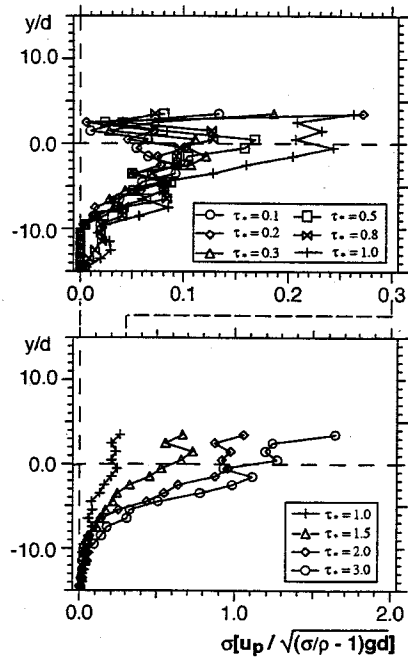


図-11 砂粒子移動速度の乱れ強度

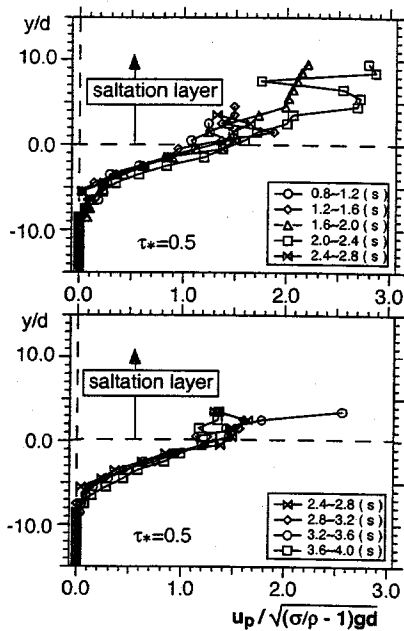


図-10 砂粒子移動速度 (その2)

b) 移動速度分布の乱れ強度

図-11は、砂粒子移動速度の乱れ強度の分布について示したものである。図中の値は、全計算時間の単純平均を平均移動速度として、それからの瞬間値の偏差の root mean square を示している。また、 y/d の大きい領域では砂粒子の存在確率が低く、統計的信頼性が低下する。そこで、このような領域では、平均値の計算は行いが、乱れ強度は計算しないこととした。実際、高いせん断力の作用下における『saltation層』の上部では1個の砂粒子しか存在しない場合もあり、この場合には乱れ強度が定義できない。

せん断力の増加とともに乱れ強度の絶対値も増加するが、分布形は類似した特性を示している。すなわち、『シートフロー層』の底面付近でゼロ近い値をとり、『シートフロー層』の上層部で急増して『saltation層』の変動強度と接続している。『シートフロー層』と『saltation層』の界面付近では、砂粒子はせん断力を受けて加速されて比較的高速度で運動し、加えて、粒子が近接するため衝突・反発を繰り返して運動が活発化する。乱れ強度の急増はこのような運動特性を反映したものと考えられる。

c) 砂粒子群の運動特性

これまでに検討した砂粒子移動速度の平均値や乱れ強度の分布特性を砂粒子の運動レベルから論じるに

を示している。特に、掃流力が大きい $\tau^*=0.5$ の場合には、速度の大小だけでなく、速度分布の上限(『saltation層』厚さ)が時間とともに大きく変動し、 $\tau^*=0.1$ の場合とは際違った相違を見せている。

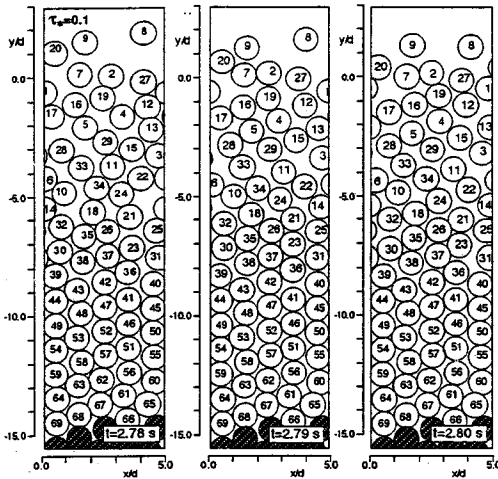


図-12 砂粒子の瞬間的挙動 (その1)

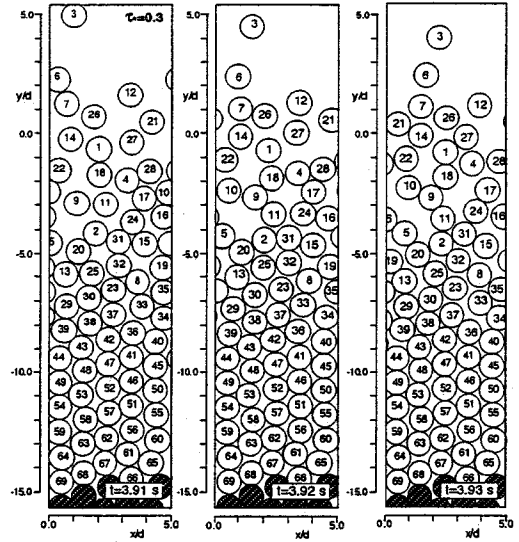


図-13 砂粒子の瞬間的挙動 (その2)

は、各瞬間の砂粒子の挙動をコマ送りで見ると視覚化することが望ましい。図-12は $\tau_w=0.1$ の場合について、図-13は $\tau_w=0.3$ の場合について、砂粒子群の挙動を連続画像で示したものである。いずれの場合も、底面から5粒径程度には顕著な運動は見られないが、この領域は、平均移動速度(図-6参照)がほぼゼロ付近の値をとり、乱れ強度(図-11参照)もゼロ付近の低レベルの値をとっている。この層より上では、砂粒子間距離が小さい(密な状態)層状の流動が生じ、さらに上層へと進むにつれて砂粒子間距離が増大して分散状態の流動へと移行する。上層での分散の程度は、せん断力の大きい $\tau_w=0.3$ の場合の方が顕著であり、このことは、 $-5.0 < y/d < 0.0$ 程度の領域における $\tau_w=0.1$ の場合と $\tau_w=0.3$ の場合での砂粒子の体積占有率の相違に端的に現れている。

図-14は、 $\tau_w=0.3$ の場合の砂粒子の移動軌跡について示したものである。下層の砂粒子(No. 24, 26)は移動距離も小さく一定の層に留まっているが、高さが増加するにつれて砂粒子の運動距離も増加する。『シートフロー層』中の砂粒子の鉛直方向の移動距離は、砂粒径の2~3倍程度であるが、『saltation層』中では砂粒径の10倍程度にも及んでいる。さらに、『シートフロー層』中では砂粒子が頻繁に他の砂粒子と衝突・反発を繰り返すため、砂粒子の運動軌跡が複雑となるが(粒子No. 4, 20, 28)、『saltation層』中では砂粒子は全体として滑らかな軌跡を描き、時折、砂粒子間衝突のために移動方向を急変させる(粒子No. 9, 10, 13, 15)。

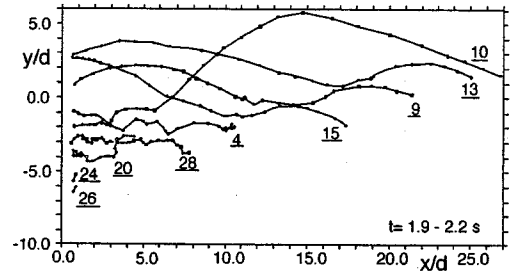


図-14 砂粒子の移動軌跡

以上のような砂粒子の運動特性の相違に基づき、次のような平均速度分布特性の物理機構の説明が可能である。すなわち、『シートフロー層』中では、砂粒子の鉛直方向の運動が抑制され、鉛直方向移動距離が小さくなるため、鉛直方向の砂粒子間干渉による運動量輸送も抑制されて各層間の速度差が減少せず、大きな速度勾配が保持される。一方、『saltation層』中では、砂粒子の分散の程度が大きく、砂粒子の鉛直方向の運動が阻害されにくいので、砂粒子の鉛直方向の移動距離も増大して鉛直方向の砂粒子間干渉による運動量輸送が促進され、その結果として移動速度分布の一体化が促進される。

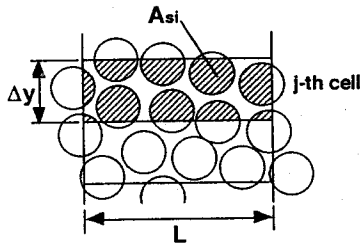


図-15 数密度の評価

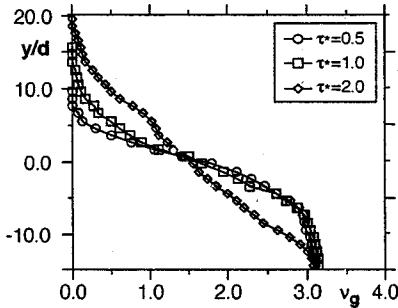


図-16 数密度の鉛直分布

4. 流砂量・漂砂量の推定

(1) 流砂量の推定法

単位幅流砂量 q_B (cm^2/s) は、平均砂粒子移動速度 u_p (cm/s) と砂粒子数密度 v_g (cm^{-3}) を用いて、

$$q_B = A_3 d^3 \int_0^{\delta_m} v_g(y) \cdot u_p(y) dy \quad (16)$$

と表される。ここに、 A_3 ：砂粒子の3次元の形状係数、 δ_m ：砂粒子の運動層厚（シートフロー層厚とsalta-tion層厚の合計）である。平均砂粒子移動速度については既に得られているので、以下では、シミュレーション結果から砂粒子数密度を評価する方法を述べることにする。図-15に示すように計算領域を層厚 Δy の層に均等分割し、各層内に存在する砂粒子 i の面積を A_{si} を求め、第 j 層の数密度は次式で書ける。

$$v_{gj} = \frac{\beta_g}{L \cdot \Delta y \cdot A_2 d^2} \left\{ \sum_i A_{si} \right\}_j \quad (17)$$

ここに、 A_2 ：砂粒子の2次元の形状係数であり、 β_g ：3次元性の効果を表す補正係数で、面心立方格子配列で充填された球の空隙率 λ_{sp} ($=0.26$) および最密充填時の円筒（円盤）の空隙率 λ_y ($=0.09$) を用いて

$$\beta_g = \frac{1 - \lambda_{sp}}{1 - \lambda_y} \quad (18)$$

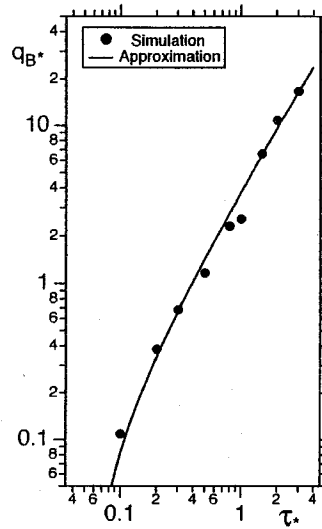


図-17 流砂量と底面せん断力の関係

と表現することとすると、 $\beta_g=0.82$ となる。このようにして求めた数密度分布の例を図-16に示す。『シートフロー層』の下方では砂粒子が最密状態で配列され、数密度は最大値をとり、上方に向かうにつれて徐々に減少する。底面せん断力の小さい $\tau=0.5$ の場合には『シートフロー層』内では高密度状態が維持され、『シートフロー層』の上端を越えた辺りから数密度の速やかな減少が見られるが、底面せん断力の増加とともに『シートフロー層』内の高密度領域が縮小し、 $\tau=2.0$ の場合には高さの増加とともに単調減少傾向を呈する。

結局、式(16)の離散形に式(17)により求めた砂粒子数密度とシミュレーション結果として得られている平均砂粒子移動速度を代入すれば流砂量が算定される。図-17は、流砂量の底面せん断力に対する変化をまとめたものであり、図中の曲線は、近似曲線

$$q_{B*} = \frac{q_B}{\sqrt{(\sigma/\rho - 1)gd^3}} = \Xi_0 (\tau_* - \tau_{*c})^n \quad (19)$$

を示している。ここに、 τ_{*c} ：無次元限界掃流力であり、式中の定数 Ξ_0, n についてはシミュレーション結果との適合性を考慮して、 $\Xi_0=4.0, n=1.3$ と定めた。

(2) 半周期平均漂砂量

波動場および振動流場での砂移動は、底面せん断力の周期的な変化に応じて流砂量が周期的に変化する非定常流砂過程となるが、このような場合の漂砂量は、半周期平均値と底面せん断力の最大値との関係として整理されるのが一般的である。具体的には、底面せん

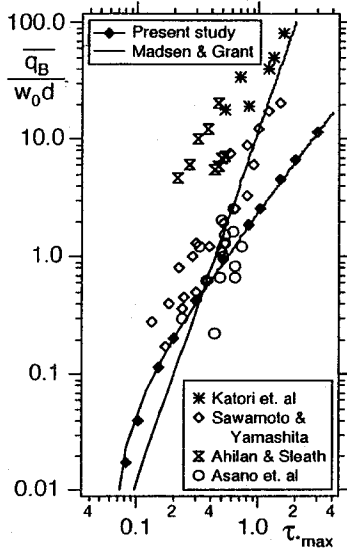


図-18 半周期平均漂砂量と Shields 数の関係

断力の時間変化が、正弦波型で

$$\tau_*(t) = \tau_{*max} \sin\left(2\pi \frac{t}{T}\right) \quad (20)$$

のように与えられるとき (τ_{*max} : 無次元底面せん断力 (Shields数) 振幅), 半周期平均漂砂量は, 流砂量の近似式(19)を用いて

$$\frac{\bar{q}_B}{w_0 d} = \frac{\bar{q}_{B*}}{w_0 d} \cdot \sqrt{\frac{(\sigma/\rho - 1)gd^3}{w_0 d}} \quad (21)$$

$$\bar{q}_{B*} = \frac{2E_0}{T} \int_0^{T/2} (\tau_*(t) - \tau_{*c})^n dt \quad (22)$$

と書ける。ここに, T : 振動周期である。

図-18は, 式(21)の計算結果を既往の計測結果と比較したものであり, 図中の w_0 は砂粒子の最終沈降速度である。図中には, 香取・渡辺・堀川¹⁾, Sawamoto and Yamashita¹⁸⁾, Ahilan and Sleath¹⁹⁾ および浅野・中野・玉井⁵⁾の実験データとMadsen and Grant²⁰⁾の式を併示したが, 本研究で得られた漂砂量は, 浅野らの実験結果と最もよい一致を示した。本研究の結果と比較すると, Sawamoto and Yamashitaの実験はやや過大な漂砂量を与え, Ahilan and Sleath および香取らの実験は大幅に過大な漂砂量を与えることとなる。また, 本研究結果は, Madsen and Grantの式より緩やかな傾きとなっており, Shields数の1.3乗程度の勾配を示している。この関係は, むしろ河川流砂におけるMeyer-Peter and Müller²¹⁾の式に近いものとなっている。なお, シミュレーション結果に重なる図中の実線は, シミュレーション結果の簡便な表示に配慮して作られた近似式

$$\frac{\bar{q}_B}{w_0 d} = E_1 \cdot (\tau_* - \tau_{*c})^{n_1} \quad (23)$$

を示している。式中の定数については, $E_1=2.6, n_1=1.35$ と定めた。

従来のシートフロー状態での漂砂量計測は振動流装置で行われているため, 本シミュレーションの結果と既往の実験結果との比較においては, 以下の2点に留意する必要がある。

第1に, 本シミュレーションでは準定常の仮定を用いて, 定常状態の計算結果から半周期漂砂量を推定しているが, 振動流場は非定常であり, 加速効果が作用する場である。流速振幅が同レベルであれば振動周期が短いほど加速効果が大きい, 図-18に示した既往の実験の振動周期を見ると, 本シミュレーションと良好な一致を示した浅野らの実験が $4.34s \leq T \leq 5.63s$ の範囲で行われているのに対して, 本シミュレーションとの乖離が大きいAhilan and Sleath および香取らの実験の振動周期は $3.59s \leq T \leq 4.86s$ および $T=3.6s$ である。振動周期が長い浅野らの実験では, Ahilan and Sleath および香取らの実験よりも準定常の仮定の影響が小さく, この周期の差が本シミュレーションとの適合性を向上させる原因の一つと考えられる。

第2に, 振動流場では底面せん断力の変動に加えて, 圧力勾配の変動が存在する。正弦波では, 底面流速と圧力勾配の位相差は $\pi/2$ で, 流速最大時に圧力勾配がゼロとなる。したがって, 底面せん断力が大きいときには圧力勾配の影響は小さく, 逆に底面せん断力がゼロ付近になると圧力勾配が支配的となる。このような圧力勾配が砂粒子の運動特性に与える影響に関しては, 山下・沢本ら²⁾が実験に基づき詳細に検討している。本シミュレーションでは圧力勾配の影響を考慮していないので, 底面せん断力が小さい位相での砂粒子の運動が過小評価されているものと考えられるが, この位相での砂粒子の移動速度は小さく, 半周期漂砂量を推定する上での影響は大きくないものと期待される。

砂粒子速度分布および濃度分布の位相別特性など詳細な場の構造を議論するには, 準定常の仮定の是非や圧力勾配の影響などに関して更なる検討が必要となることは言うまでもない。

5. 結 論

本論文では, 個々の砂粒子の離散的運動を粒子間干渉を考慮しながら追跡できる個別要素法に基づく数値

シミュレーションを実施し、シートフロー漂砂の流動機構について粒状体的側面から検討を加えた。以下に主要な成果を列挙して結論とする。

(1) シミュレーションから得られた砂粒子の平均移動速度分布には明瞭な変曲点が存在したが、これは、従来から実験的に指摘されていた粉体流の平均移動速度分布の特性と一致するものであった。

(2) 変曲点より上方の領域を『Saltation層』、下方の領域を『シートフロー層』と呼び領域区分を行った。

(3) シミュレーションから得られた砂粒子の区間平均移動速度分布は底面せん断力の増加に伴い非正常性を示すが、この傾向は『Saltation層』で顕著であった。

(4) 『シートフロー層』内部の砂粒子速度の変動強度は底面せん断力の大小に無関係に『シートフロー層』の上端から下方に向かって砂粒径の5倍程度の範囲で急減しゼロ付近に近づく。

(5) シミュレーションから求めた『シートフロー層』の層厚の底面せん断力に対する変化は、既往の実験値とほぼ一致した。

(6) 砂粒子の瞬間的挙動を把握するため、シミュレーション結果をスナップショットにまとめた。砂粒子の運動形態は速度分布の変曲点の上下で大きく異なり、上方では、粒子間距離が大きく、砂粒子が分散した流動形態が、下方では、粒子が近接して頻りに干渉を繰り返す流動形態が観察された。このことから先の領域区分の妥当性が確認された。

(7) シミュレーションから求めた砂粒子の移動軌跡も、先の領域区分の妥当性を示すものであった。

(8) 砂粒子数密度の分布をシミュレーションから評価して、先に求めた砂粒子移動速度と乗じて層厚にわたって積分することで、底面せん断力に対する流砂量の変化を予測し、近似式を作成した。

(9) さらに波動場・振動流場を対象として正弦波型の底面せん断力の変動を想定し、近似式を数値積分して、半周期平均漂砂量を推定し、既往の実験値と比較し、漂砂量の近似式を作成した。

今後は、底面せん断力の非正常性(すなわち周期的変化と加速度の作用)および圧力勾配の効果を考慮して、現実のシートフロー漂砂により近い状況の再現を目指したい。

謝辞: シミュレーション結果の物理的解釈について、鹿児島大学工学部海洋土木工学科・浅野敏之助教授から有益なご助言を頂いた。また、シミュレーションの実行およびデータ整理に際して、京都大学大学院

生・富永圭司君(現、大林組)ならびに同大学院生・豊田泰晴君の熱心な協力を得た。ここに付記して謝意を表する。

参考文献

- 1) 香取完和, 渡辺 晃, 堀川清司: シートフロー状態の底質移動に関する研究, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 202-206, 1976.
- 2) 山下俊彦, 沢本正樹, 武田秀幸, 横森源治: 移動床上の振動流境界層とシートフロー状砂移動に関する研究, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 297-301, 1985.
- 3) 浅野敏之, 筒井勝治: シートフロー状漂砂が生起するときの底質粒子群の運動特性, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 244-248, 1990.
- 4) 山下俊彦, 染矢武彦, 野崎克博: 非正常性と比重の効果に着目したシートフロー状砂移動機構, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 331-335, 1993.
- 5) 浅野敏之, 中野康弘, 玉井賢治: 振動流作用下におけるシートフロー状態の漂砂量の特長, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 336-340, 1993.
- 6) 灘岡和夫, 八木 宏, 山下さゆり: 単相モデルによるシートフロー現象の解析, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 259-263, 1989.
- 7) 浅野敏之: シートフロー状態の漂砂を含む振動流流れの数値解析, 土木学会論文集, 第417号/II-13, pp. 109-118, 1990.
- 8) 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.
- 9) Campbell, C. S. and Brennen, C. E.: Computer simulation of granular shear flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 151, pp. 167-188, 1985.
- 10) Cundall, P. A. and Strack, O. D. L.: A discrete numerical model for granular assemblies, *Geotechnique* 29, No. 1, pp. 47-65, 1979.
- 11) 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.
- 12) 後藤仁志, 辻本哲郎, 中川博次: 掃流層における粒子間衝突の流動機構に果たす役割, 土木学会論文集, 第515号/II-31, pp. 23-32, 1995.
- 13) 後藤仁志, 酒井哲郎, 富永圭司: 粒状体モデルによるシートフローの流動過程の数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 371-375, 1994.
- 14) 木山英郎, 藤村 尚: カンドルの離散剛要素法を用いた岩質粒状体の重力流動の解析, 土木学会論文集, 第333号, pp. 137-146, 1983.
- 15) 垂水祐二, 伯野元彦: Quick Sandと液状化に関する粒状体シミュレーション, 東京大学地震研究所集報, Vol. 62, pp. 535-577, 1987.
- 16) 木藤賢一, 平野宗夫, 橋本晴行: 急勾配水路における乾燥粉体流の特性, 水工学論文集, 第37巻, pp. 617-622, 1993.
- 17) 後藤仁志, 辻本哲郎, 中川博次: 振動流・一方向流共

- 存場における掃流砂量, 土木学会論文集, 第473号/II-24, pp. 65-72, 1993.
- 18) Sawamoto, M. and Yamashita, T.: Sediment transport rate due to wave action, *Jour. of Hydroscience and Hydraulic Engrg.*, Vol. 4, No. 1, pp.1-15, 1986.
- 19) Ahilan, R. V. and Sleath, J. F. A.: Sediment transport in oscillatory flow over flat beds, *Proc. ASCE*, Vol. 113, HY3, pp.308-322, 1987.
- 20) Madsen, O. S. and Grant, W. D.: Sediment transport in the coastal environment, Rep. No. 209, *Ralph M. Parsons Lab.*, MIT, 1976.
- 21) Meyer-Peter, E. and Müller, R.: Formula for bed-load transport, *Proc. 2nd IAHR Congr.*, Stockholm, pp.39-64, 1984.

(1994. 8. 3 受付)

NUMERICAL SIMULATION OF SURFACE-SHEARED-SAND LAYER

Hitoshi GOTOH and Tetsuo SAKAI

Sediment transport in sheet-flow mode is simulated by DEM (distinct element method) with special reference to the momentum transfer due to the interparticle collision. The mean-velocity profile and the root-mean-square value of the velocity variation of sediment particles are calculated through a statistical operation of the simulated motion of sediment particles. The important role of interparticle collision in the momentum transfer in sheet flow is clarified by observing the typical snapshot of the motion of particles and the trajectories of particles. Furthermore, the sediment transport rate in oscillatory flow is predicted by using the result of the simulation; and the formula of the sediment transport rate is proposed as the approximation of the results of the simulation.