

個別要素法を用いた流砂解析における問題点に関する考察

Study on some problems in applying the distinct element method to the analysis of sediment-mixture flows

長田健吾*, 清水義彦**, 若井明彦**

Kengo OSADA, Yoshihiko SHIMIZU and Akihiko WAKAI

*学生会員 修(工) 群馬大学大学院, 工学研究科生産工学専攻(〒376-8515 群馬県桐生市天神町1-5-1)

**正会員 博(工) 群馬大学助教授, 工学部建設工学科(〒376-8515 群馬県桐生市天神町1-5-1)

Authors have presented a numerical calculation method by using the distinct element method (DEM) coupled with a water-flow analysis and have analyzed sediment mixture flows under a fully developed stage with high tractive force. However, when the particle motion under the small size of particles is described with DEM, some problems are pointed out that are closely related to the time scale of interparticle collision and the spin motion of particles. In this paper, such problems in applying DEM to the numerical simulation of sediment mixture flows are examined. One of results shows that with decreasing of particle size, the interparticle collision occurs during very short time and the particle trajectory spatially fluctuates very much.

Key Words: The distinct element method, sediment mixture flow, simulation of particle motion

1. はじめに

従来, 土石流を含む流砂に関する多くの研究は混相流としての扱いによる連続体力学の観点からなされ, 数多くの成果が得られてきた¹⁾。一方, 後藤らは流体系(連続系)と粒子系(離散系)の相互干渉を組み込んだEuler-Lagrangeカップリングモデルを構築し^{2) 3)}, なかでも粒子群の衝突を考慮できる個別要素法(Distinct Element Method; DEM)⁴⁾と流体計算を組み込んだ数値モデルを提案して, 流体・粒子間, 粒子間の相互干渉が掃流砂の流砂構造に及ぼす影響を検討している⁵⁾。著者らも^{6) 7)}個別要素法とオイラー的流体解析を連成させた解析手法により, 掃流力の高い平衡流砂場を対象として, 流速・粒子速度分布や濃度分布などを求め, 高濃度平衡場流砂場の構成則を検討する上でのモデルの有効性を示した。

しかし, このような流砂の解析を進めるに当たり, 個別要素法に関するいくつかの問題点が出てきた。本論文では, とくに重要であると思われる2点の問題点について述べている。1つは, 粒子間衝突力の算定にバネとダッシュポットを用いていることにより生じた, 粒子間の衝突時間に関する問題点であり, もう1つは, 個別要素法の解析で一般的に用いられている円形要素を流砂解析に適用することによって生じた, 回転に関する問題点である。粒子間の衝突時間は, 粒子運動の中で衝突・反発事象が頻繁に起こらない現象(例えば地盤の液状化解析や2軸圧縮試験の解析など)では, あまり重要な要素にはならないが, 流砂解析では粒子速度や粒子軌跡に影響を及ぼすと考えられる。

個別要素法においては, 粒子間の衝突時間は粒子径が小さく(質量が軽く), また粒子の剛性が大きくなると短くなり, とくに水理実験規模の粒子径(1cm以下)になると非常に短くなる。このことを計算結果と式を用いて説明し, このような短い衝突時間が流砂の解析に与える影響を著者ら⁸⁾の計算結果などをもとに考察する。

一方, 粒子の回転については, 円形要素を用いると粒子間が点接触となるため, 回転に対する抵抗が考慮できない。その結果, 流砂運動に回転を入れ解析すると, 非常に高速回転となり, これは粒子速度や粒子の軌跡に影響を及ぼすと考えられる。このことについて粒子のSaltation運動(流体中を粒子が移動しながら河床との衝突・反発を繰り返す運動過程)の解析結果を用いて考察する。また, 回転を拘束した場合に, 流砂運動にどのような影響が出てくるのかを考察する。

2. 個別要素法の概要

個別要素法では⁴⁾, 剛体要素と見なした粒子間の力の伝達が接触点を介して行われるものとして, 各粒子の運動方程式を前進差分で解き, 時々刻々と変化する粒子の位置を求めている。粒子間接触面における法線方向の力 f_n と接線方向の力 f_t は, それぞれ接触してからの相対変位量に比例する抗力(c)(バネモデル)と相対速度に比例する粘性抵抗(d)(ダッシュポットモデル)から構成する(図-1)。

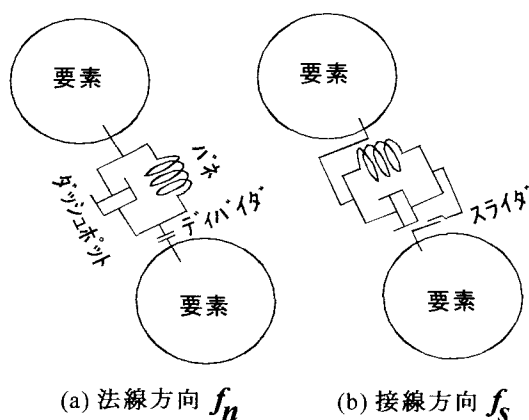


図-1 粒子間作用力の模式図

$$f_n = e'_n + d_n = e_n^{t-1} + k_n \Delta u_n \Delta t + \eta_n \Delta u_n \quad (1)$$

$$f_s = e'_s + d_s = e_s^{t-1} + k_s \Delta u_s \Delta t + \eta_s \Delta u_s \quad (2)$$

ここに、添え字の n, s は接触面における法線、接線方向を意味し、 k はバネ定数、 η はダッシュポット粘性係数、 Δu は粒子 ij の相対速度である。 f_s を構成する接線方向バネ力については累積変位量から算定し、一定以上の力 (τ_c) が働けば滑動する条件を与えた。

$$e'_s = \text{sign}(\tau_c) \left(|e'_s| \geq \tau_c \right) \quad (3)$$

τ_c は粒子レベルのせん断強度で、クローン摩擦が適用できるとした (c : 粒子レベルの粘着力、 ϕ : 粒子レベルの内部摩擦角)。

$$\tau_c = c + e_n \tan \phi \quad (4)$$

これらをもとに、粒子 i に接触するすべての粒子 j からの作用力の総和として、粒子 i の運動方程式が以下のように与えられる。

$$m_i \frac{du_{pi}}{dt} = \sum_j [-f_n \cos \alpha_{ij} + f_s \sin \alpha_{ij}]_j + m_i g \sin \theta \quad (5)$$

$$m_i \frac{dv_{pi}}{dt} = \sum_j [-f_n \sin \alpha_{ij} - f_s \cos \alpha_{ij}]_j - m_i g \cos \theta \quad (6)$$

$$I_i \frac{dw_{pi}}{dt} = \frac{d}{2} \sum_j [-f_s]_j \quad (7)$$

ここに、 m 、 I は質量および回転慣性モーメント、 d は粒子径、 g は重力加速度、 α_{ij} 、 θ はそれぞれ粒子 i と j の法線方向と Z 軸 (河床底面からの鉛直座標) とがなす角および重力方向と Z 軸とがなす角である。

3. 粒子間の衝突時間に関する問題点

粒子間の衝突時間とは、2つの粒子 i と j が衝突した時の、粒子が接触し始めてから離れるまでの時間のことであ

る (図-2)。いま、図-3 に示すように下に固定粒子、その真上に自由落下をする粒子 i があるとする。この2つの粒子が弾性体 (粘性定数がゼロ) とすると、この2粒子間の衝突時間は、質量 m と法線方向バネ定数 k_n を用いて (8) 式のように表される。

$$t_{ij} = \pi \sqrt{\frac{m_i}{k_n}} \quad (8)$$

この (8) 式は、1 自由度振動系の固有周期 T を表す式より導かれる式であり、固有周期 T の半分に相当する。この式から得られる各粒子径の衝突時間 t_{ij} と法線方向バネ定

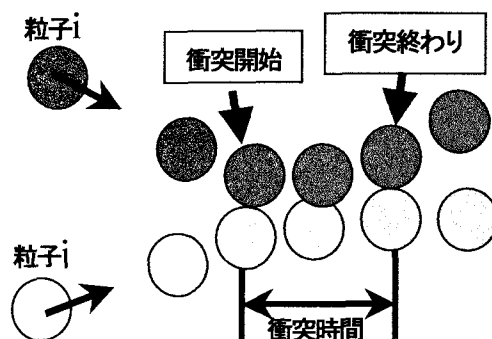


図-2 衝突時間の説明図

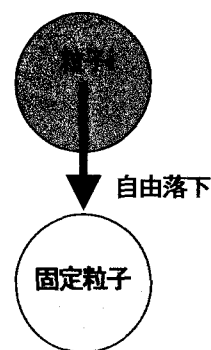


図-3 2粒子の衝突模式図

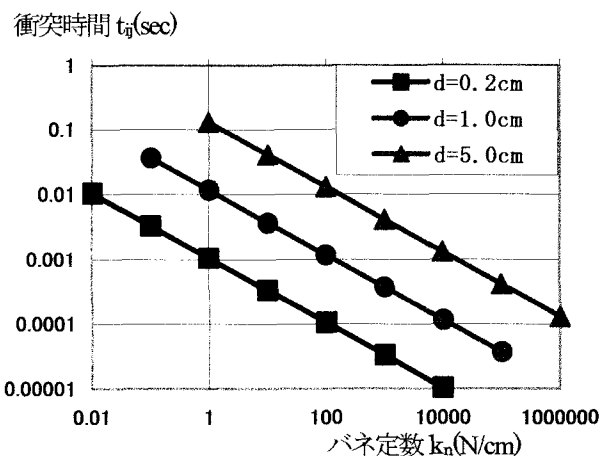


図-4 各粒子径の衝突時間－バネ定数関係図

数 k_n との関係をグラフ化したものが図-4である。この図からわかるように、衝突時間は粒子径(質量)が小さくバネ定数が大きいほど短くなる。(8)式は弾性衝突時(粘性定数がゼロ)の衝突時間を表しているが、実際に流砂の解析を行う場合は、既往のSaltation研究(後藤ら²⁾, 関根ら^{9), 10)}では反発係数0.6~0.8程度が妥当であるとしている。一方、後藤ら¹¹⁾は個別要素法を用いた流砂解析を行う際の定数の決め方として、流砂量が実測値と合うように設定する方法を提案している。著者ら^{7, 8)}も、計算を行う際に濃度分布と粒子速度分布および流砂量が実測値と一致するようにバネと粘性定数を設定した。その結果、最終的に設定されたバネ定数における反発係数は0.7程度となった。図-5は、反発係数0.7, 粒子径0.2cmとした時の衝突時間(解析結果)と(8)式を比較したものである。これを見ると、反発係数が0.7では、衝突時間はほとんど(8)式と変わらないことがわかる。実際の流砂運動(Saltation)では粒子間せん断力が作用するため、Saltation解析を行い河床(固定床)に衝突したときの衝突時間を調べてみた。Saltationの計算では粒子-流体間の干渉は、流体から粒子への駆動力のみとし、粒子から流体運動への影響は考慮しないものとした。流速分布は、(9)式に示す対数分布則にて与えることとした。

$$U(Z) = U_* \left[8.5 + 5.75 \log \frac{Z}{k_s} \right] \quad (9)$$

ここに、 U_* : 摩擦速度, k_s : 相当粗度である。

また、(5), (6)式に示した粒子の運動方程式には、流体からの駆動力項と浮力が加わり、(10), (11)式のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} m_i \frac{du_{pi}}{dt} = & \sum_j \left[-f_n \cos \alpha_{ij} + f_s \sin \alpha_{ij} \right]_j \\ & + \frac{1}{2} \rho C_D A_2 d^2 \sqrt{(U - u_{pi})^2 + (V - v_{pi})^2} (U - u_{pi}) \\ & + (m_i - \rho V_i) g \sin \theta \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} m_i \frac{dv_{pi}}{dt} = & \sum_j \left[-f_n \sin \alpha_{ij} - f_s \cos \alpha_{ij} \right]_j \\ & + \frac{1}{2} \rho C_D A_2 d^2 \sqrt{(U - u_{pi})^2 + (V - v_{pi})^2} (V - v_{pi}) \\ & - (m_i - \rho V_i) g \cos \theta \end{aligned} \quad (11)$$

ここに、 $m_i = \rho [\sigma / \rho + C_M] A_3 d^3$, ρ : 流体密度, σ : 粒子密度, C_M : 付加質量係数(=0.5), A_2, A_3 : 粒子の2次元, 3次元形状係数, U, V : 水流の流下・鉛直速度($V=0$), C_D : 抗力係数, V_i : 粒子体積である。

Saltation計算の各条件を述べる。まず反発係数は、法線・接線方向ともに0.7に設定した。また、回転は強制的にゼロとして計算を行った。これは、円形要素を用いているため回転が入ると反発係数が一意的に定まらなくなるためである(ただし回転が入っても衝突時間に変化が無いこと

が、計算より確かめられている)。粒子径は0.2cmを用い、水理条件として無次元掃流力 τ_* は0.3, 河床勾配は1/20, 水深2.0cmで計算した。河床は、Saltation粒子と同じ0.2cmの粒子を一直線に並べた粗面固定床としている。Saltation計算は、図-6に示すように、計算開始から粒子運動が定常状態になるのを待って(1秒後)から30個のSaltationが計算されれば、そこで計算を終了している。ここで、図-6に示したSaltation軌跡は、上述の条件で法線方向バネ定数 K_n を1.0(N/cm)にしたときの計算結果である。

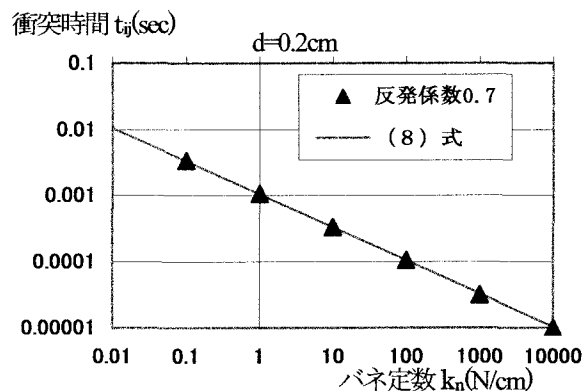


図-5 反発係数0.7と(8)式の衝突時間比較図

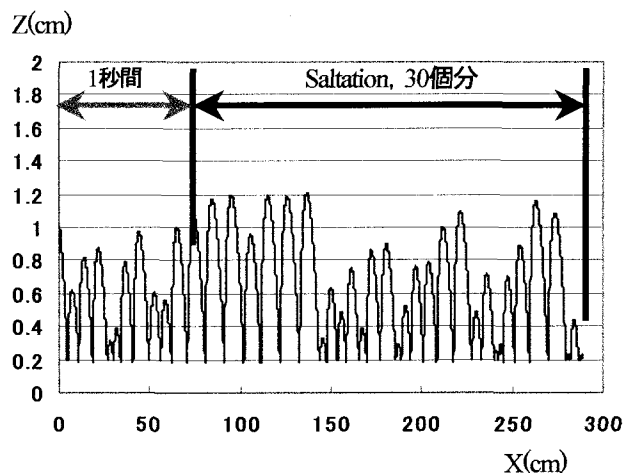


図-6 Saltation計算概要図

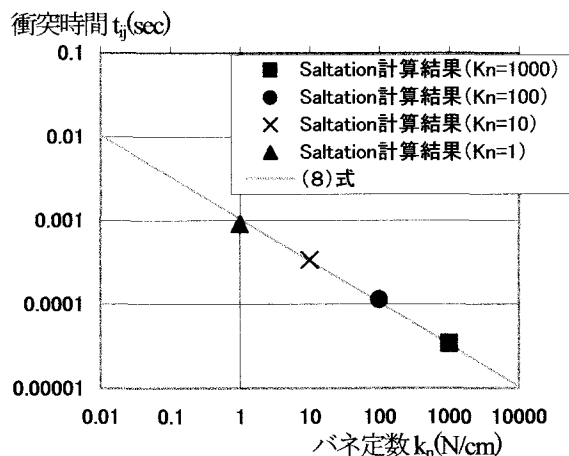


図-7 Saltation計算結果と(8)式の衝突時間比較図

Saltation の計算結果から得られた衝突時間と(8)式との比較を図-7 に示した。ここで、Saltation 結果から得られた衝突時間は、図-6 に示した 30 個分の Saltation が計算される間に、河床と衝突した際の衝突時間を平均したものである。この結果を見ると、Saltation のように河床とのせん断抵抗が効くような衝突事象でも、概ね(8)式と値が一致していることがわかる。

これまで述べてきたことは、衝突される側の粒子はすべて固定粒子（河床面）であったが、これが移動粒子になってもさほど大きくずれないものと考えられる。以上の結果を踏まえて、粒子間の衝突時間が粒子径やバネ定数に依存するといった個別要素法の特徴が、流砂の解析結果に与える影響を考察する。図-4 よりわかることは、水理実験で一般的に用いられるレベルの粒子径（0.05～1.0cm 程度）においては、粒子間の衝突時間が非常に短いということである。実験時の運動軌跡のビデオ解析からみて、実際の粒子間の衝突時間は概ね 0.01 秒オーダー程度であると推定される。粒子径 0.2cm であれば、法線方向バネ定数が 0.01 (N/cm) の時に衝突時間が約 0.01 秒となっている。しかし、このような弱いバネだと、衝突したときに粒子同士が大きく重なることとなる。図-8 は、粒子間衝突時の粒子 i と j の重なり幅 RS_{ij} の最大値 $(RS_{ij})_{MAX}$ を粒子径で除した値を示しており、 RS_{ij} は(12)式で表される（(12)式は接触判定に用いられる式である）。

$$RS_{ij} = \left(\frac{d_i + d_j}{2} \right) - \sqrt{(x_{pi} - x_{pj})^2 + (z_{pi} - z_{pj})^2} \quad (12)$$

ここに、 x_p , z_p : 粒子の X 座標と Z 座標である。図-8 において、縦軸の値が 1 になるということは、衝突した粒子同士が完全に重なることを意味している。流砂解析におけるバネ定数の設定に際して注意しなければならない事は、上述したように合理的な反発係数（0.6～0.8）に設定すること、粒子の追跡中に他の粒子をすり抜けないこと、また粒子堆積層内で微小振動が継続しないことなどである。他の粒子をすり抜ける、粒子堆積層内で微小振動が継続するといった事象は、バネ定数が弱い（粒子の剛性が小さい）ことにより起こる問題である。粒子径 0.2cm を用いて、図-9 に示すような落下法により粒子堆積層を形成する計算を行い、バネ定数の違いによる粒子堆積層内の微小振動の有無を確認した。図-9 の上側に示したのが、粒子の初期配置である。黒の粒子が固定粒子（壁に相当）であり、その中の 42 個の粒子が自由落下をする粒子である。計算は法線方向バネ定数を 1.0 (N/cm) と 100.0 (N/cm) の 2 通りで行い、反発係数は 0.7 に設定した。図-9 における下側の 2 つの図は、それぞれの 0.125 秒後における粒子の位置を示したものである。図-10 は、図-9 に示した No.1 と No.2 粒子の Z 方向座標の相対変位（0.01 秒間あたり）を時系列で示したものである。図-10(a)に示した $k_n=1.0$ (N/cm) のグラフは、計算終了の 0.5 秒後まで微小な振動が継続している。落下した粒子（42 個）の中で半分近くの粒子に、このような振動が確認された。それに対し

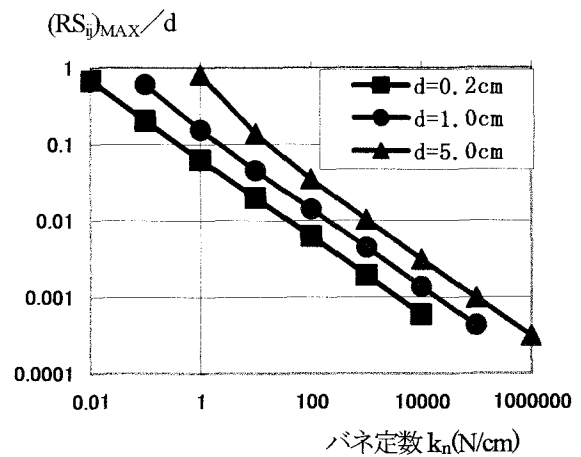


図-8 $(RS_{ij})_{MAX}/d$ と法線方向バネ定数 k_n の関係

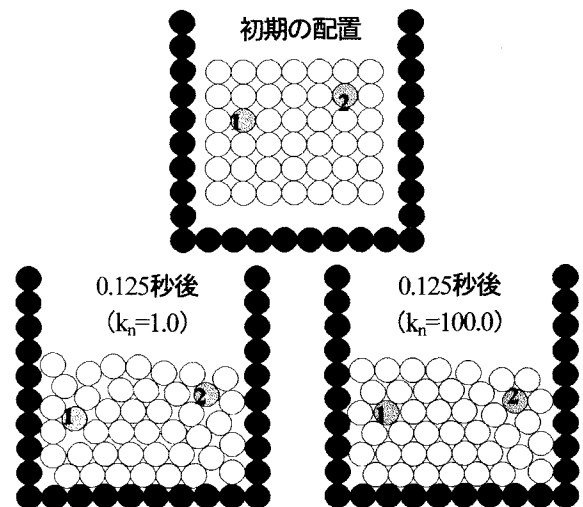


図-9 堆積層の形成

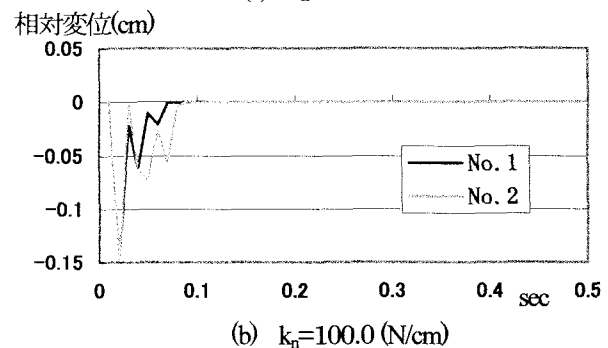
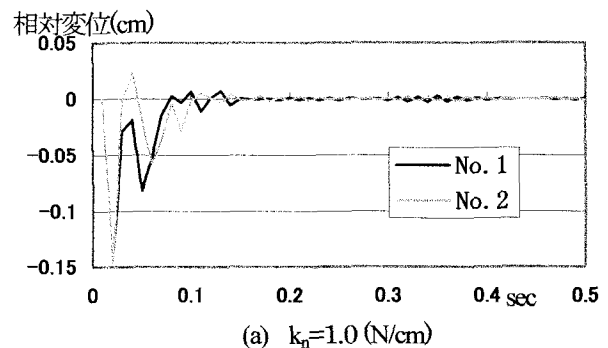


図-10 相対変位の時系列

て、 $k_n=100.0$ (N/cm) の計算では、上述のような微小振動は起こっておらず、図-9 に示した 0.125 秒後の段階で全粒子が完全に静止した。このことから、粒子径 0.2cm の計算において振動が発生しないのは、バネ定数 k_n がほぼ 100.0 (N/cm) 以上であり、図-8 の $(RS)_y_{MAX}/d$ の値は、ほぼ 0.01 以下に相当する。他の粒子径においても、図-8 の縦軸の値が 0.01 以下になるようなバネ定数を用いると、上述したような微小振動などの問題は起こらなかった。また、(5) 式などに出てくる前進差分の Δt が粗いことにより、粒子間衝突時の接触ステップ回数 (衝突時間/ Δt で与えられる値) が少なくなり、粒子が異常反発を起こす場合がある。このような粒子間の異常反発を回避するには、接触ステップ回数が 10 以上になるように Δt を設定しなくてはならない。衝突時間が小さい (バネ定数が大きい) 場合、それに見合った Δt を設定すれば計算を行うことは可能であるが、計算に掛かる時間が膨大になる。以上のことを考慮すると、 $(RS)_y_{MAX}/d$ の値を 0.001 以上になるように設定すると、粒子間の異常反発や計算効率の問題は回避できると考えられる。

上述の結果を踏まえて、図-4 の衝突時間-バネ定数関係図に $0.001 < (RS)_y_{MAX}/d < 0.01$ の領域を破線を用いて示すと、図-11 のようになる (図中の矢印の範囲)。この図から言えることは、個別要素法を用いて安定的に流砂の解析を行えるバネ定数を設定すると、流砂の水利実験に用いられる程度の粒子径 (例えば $d=0.2$ cm) においては、衝突時間が 0.0001 秒程度になり、非常に短い衝突時間となる。実際の土石流規模の粒子径になると、図-12 に示すように、個別要素法における粒子追跡の安定性を考慮した領域においても、粒子間の衝突時間は十分に長くなる。

ここで、衝突時間の長短が流砂運動の解析に与える影響を考察する。まず、Saltation 解析を行った場合について考える。Saltation の特性値として、平均飛高、最大飛高、平均 Saltation 長 (流体中の粒子が河床面に着地するまでの距離) が挙げられる。これらの値は、反発係数が同じであれば、衝突時間が異なっても衝突時の力積が変化しないため、衝突時間の長短による影響は生じない。

次に、多粒子群 (高濃度) 運動における衝突時間の影響を考察する。ここでは衝突時間の長短のみが、高濃度場を与える影響を調べるため、バネ定数の安定領域内に衝突時間 0.01 秒と 0.0001 秒が含まれる粒子径 20cm を計算に用いる (図-12)。粒子径 20cm では流砂の実験データがなく、流砂の正確な解析を行うことが困難なため、図-13 に示すような急勾配斜面 (傾斜角 40 度) 上の岩屑なだれの計算を行い、その結果をもとに考察を行う。計算は 2 ケース行い、両者の違いは上述したように衝突時間のみ (0.01 秒と 0.0001 秒) になるようにバネ定数を設定している (反発係数 0.7)。各ケースにおける粒子速度分布、濃度分布、粒子軌跡を求め、これらの比較図より衝突時間の違いによる影響を考察する。まず、図-14 に示す濃度分布の比較においては、2 ケースとも同様な形状となっている。反発係数が 2 ケースとも同じであるため、両者に変化が生じなかったものと考えられる。しかし、図-15 に示す粒子速

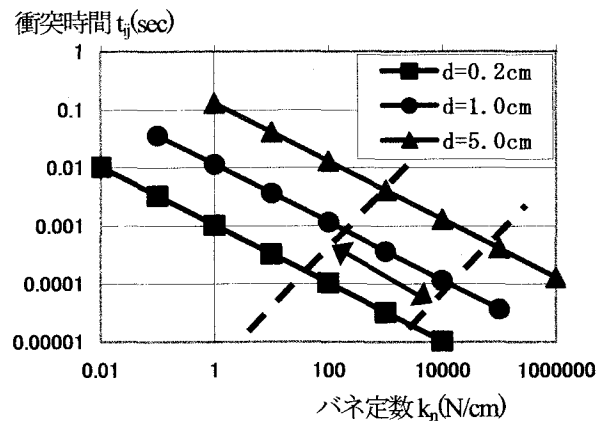


図-11 バネ定数の安定領域

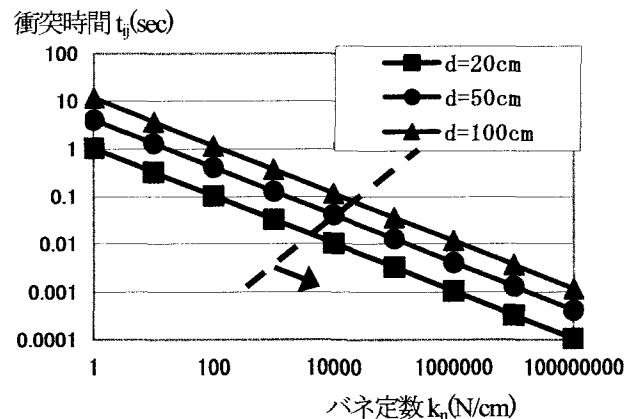


図-12 粒径が大きい場合の衝突時間の関係

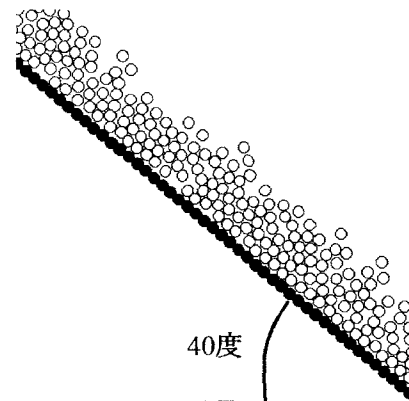


図-13 岩屑なだれの計算例

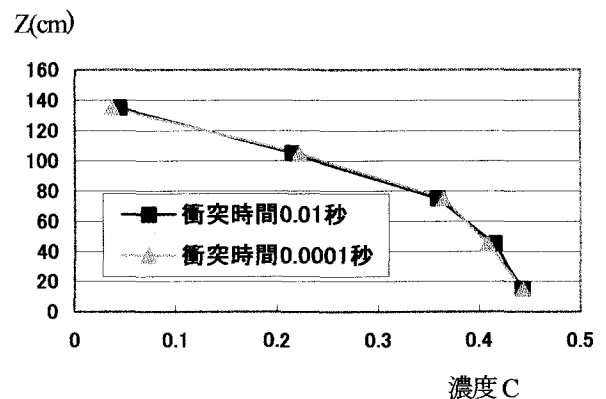


図-14 濃度分布の比較

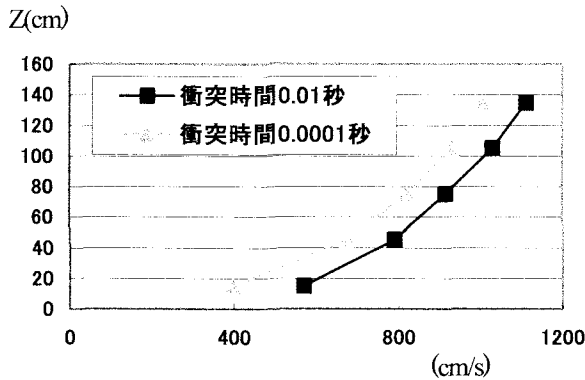
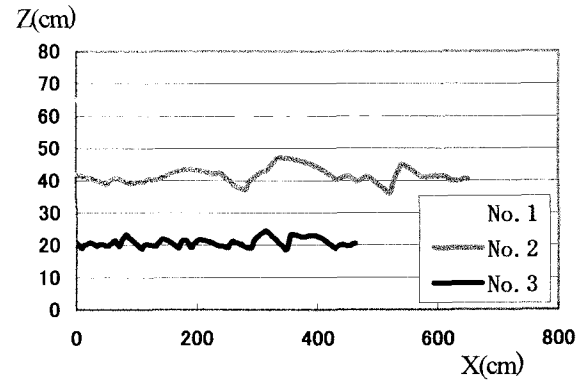


図-15 粒子速度分布の比較

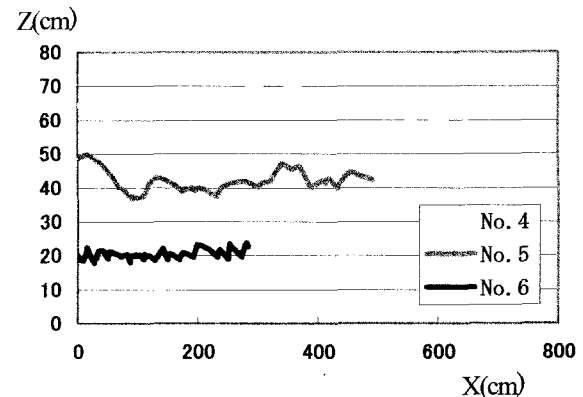
度分布には、明確な違いが現れている。0.01 秒の粒子速度分布が、全層に亘って 100(cm/s)程度大きな値となっている。濃度分布がほとんど同じ状態で、粒子速度分布が違うということは、高濃度の流砂場であるという衝突時間によって流砂量が変わることを示している。このような粒子速度分布の変化は、図-16 に示す粒子軌跡にも現れている。図-16(a)の No.3 の粒子と、図-16(b)の No.6 の粒子は、河床面（固定床）との衝突と移動粒子との衝突を繰り返しながら流下している粒子である。この 2 粒子を比較すると、No.6 の粒子のほうが非常に小刻みな粒子軌跡となり、粒子の流下距離は短くなっている。

このような運動形態は、著者ら⁸⁾が高濃度平衡流砂場の実験（伊藤¹²⁾によって行われた砂礫径 0.218cm、無次元掃流力 1.08（ケース 1999-004）の土石流相当の急勾配流れを対象に行った計算結果（図-17）にも現れている（各バネ定数は、 $k_n=200.0(\text{N/cm})$ 、 $k_s=15.0(\text{N/cm})$ 、 $\eta_n=0.001(\text{N} \cdot \text{s/cm})$ 、 $\eta_s=0.0001(\text{N} \cdot \text{s/cm})$ を採用しており⁸⁾、粒子間の衝突時間は 7×10^{-5} 秒程度である）。図-17において底面付近を流下する No.7 の運動形態は、図-16(b)の No.6 の運動形態と傾向が同じである。著者らが行った計算は、水面（水深は 1.48cm）付近においても濃度が 0.3 程度あるため、No.9 のような上層を流下する粒子も頻りに衝突を繰り返している。そのために No.9 の軌跡は、粒子間衝突力により上下運動が激しく生じている。しかし、伊藤らの指摘によれば実験時における粒子運動軌跡は、むしろ平行層状な運動形態をとっている。図-16(a)は図-16(b)よりも、平行層状な運動軌跡となっており、図-17 の No.9 のような軌跡になることにも、粒子間の衝突時間の短いことが影響していると考えられる。図-18(a)に示したように、粒子間の衝突時間が短い場合は衝突と同時に離れるという運動形態となるため、粒子軌跡が小刻みに振動したような形になる。一方、衝突時間が長いと、接触している間も共に流下するため、図-18(b)に示したような粒子軌跡になると考えられる。このことは、激しい上下運動の低減につながり、粒子軌跡は平行層状な形態になると考えられる。

まとめとして、水理実験室規模の粒子径において、粒子間の衝突時間が非常に短くなることを示した。その結果、計算から得られる粒子軌跡は実験時の運動形態とは異なる



(a) 衝突時間 0.01 秒の場合



(b) 衝突時間 0.0001 秒の場合

図-16 粒子軌跡（1 秒間あたりの移動軌跡）

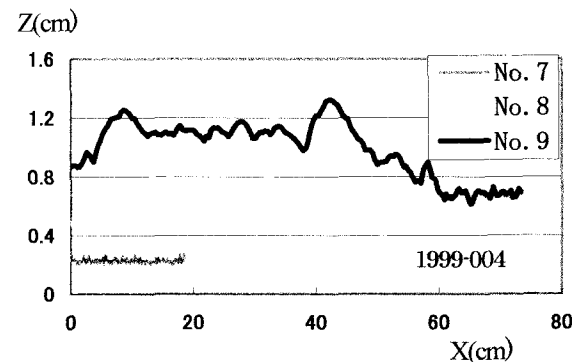


図-17 粒子軌跡（1 秒間あたりの移動軌跡）⁸⁾

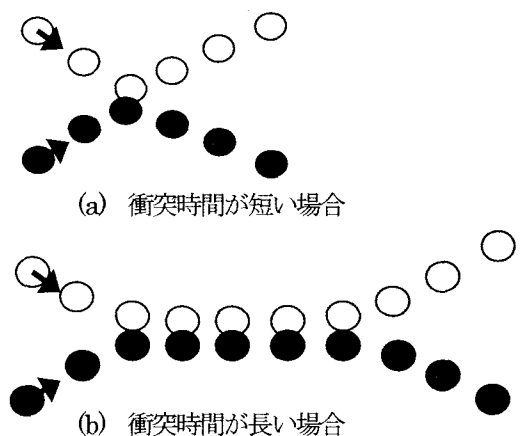


図-18 衝突時間の違いによる粒子軌跡の変化

り、それは粒子速度分布や流砂量にも影響を及ぼすことが分かった。実際に起こる土石流に含まれる粒子径においては、衝突時間は十分長くなり、上述のような問題点は回避できるものと考えられる。

4. 粒子の回転に関する問題点

著者らは、個別要素法に接触判定が容易に計算できる円形粒子を採用している。しかし、従来指摘されているように、粒子間衝突はすべて点接触となるため、転がり時に発生する抵抗は考慮できない。そのため、粒子は回転を起こしやすくなり、所定のせん断力を発揮出来ない場合がある。ここでは、回転の有無が流砂の解析に与える影響を考察する。

まず、粒子の回転運動が入ると所定のせん断力が発揮出来ない」と述べたが、このことを簡単な土砂崩落計算を用いて説明する。平均粒径 0.2cm、反発係数 0.7 の粒子を用いて図-19(a)のような初期配置を作り、片側の側壁を瞬で取り除く。そのときの回転が無い場合とある場合の土砂崩落形状の比較を行ったものが、図-19 の(b)と(c)である。回転なしの場合では、崩落して出来る斜面勾配は約 33 度であるのに対し、回転がある場合は約 18 度となり、非常に緩やかな地形になる。通常、砂礫の内部摩擦角は 38 度程度であり、回転が入るとこのような内部摩擦角の値からは程遠い結果が得られることになる。また、このことは急勾配（斜面勾配角が 18 度以上）の移動床の解析を行おうとすると、粒子に回転がある場合は、流体力を与えなくても河床堆積層が流動することを示している。

次に、Saltation 計算で同じバネ定数 ($k_n=100.0(\text{N/cm})$ 、反発係数は 0.7 に設定) を用いて回転がある場合と無い場合の計算を行い、その結果を見ながら回転の影響を考察する。Saltation 計算の枠組みは、3 章で述べたものと同じである。図-20 に、計算結果より得られた回転ありとなしの粒子軌跡の比較を示した。これを見ると、回転なしに比べ回転ありの方が、跳躍高さが高くなっている。それに伴い Saltation 長も平均的に長くなっている。この結果は、後藤ら¹³⁾ が不規則連続跳躍モデル（回転は一定値で与えている）で行った計算結果と同じ傾向である。跳躍高さが増したのは、回転により固定床との衝突時のせん断抵抗が低

下したためで、この計算条件の場合は回転なしの半分程度までせん断抵抗が落ちていた。また、図-21 に計算より得られた回転の角速度 $\omega(\text{rad})$ （時計回りが負）と流下距離との関係を示した。この Saltation 計算においては、固定床と衝突するたびに回転が増していることがわかる。しかも、その回転数は非常に大きな値となっている (900.0(rad) で、1 秒間に約 140 回転)。

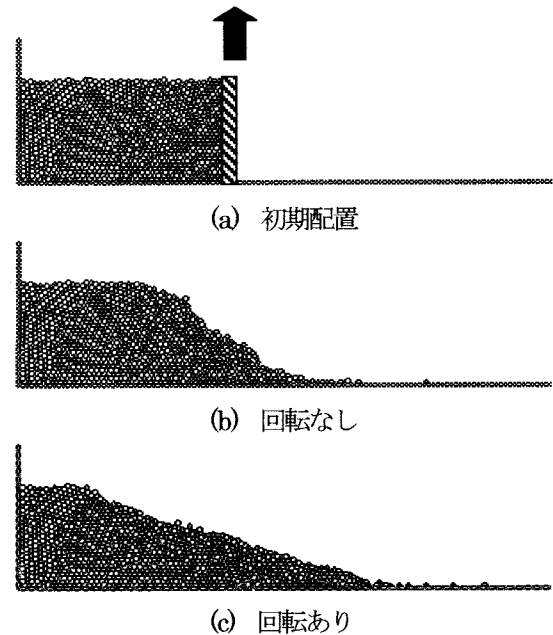


図-19 土砂崩落における回転有無の比較

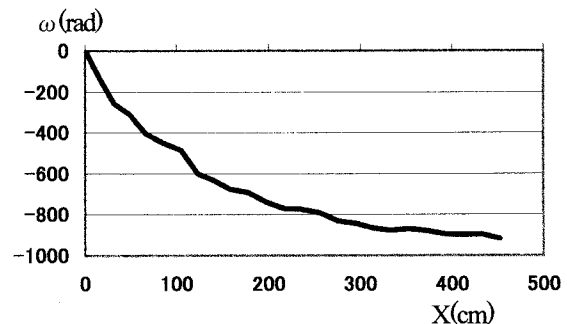


図-21 流下距離と角速度 ω の関係

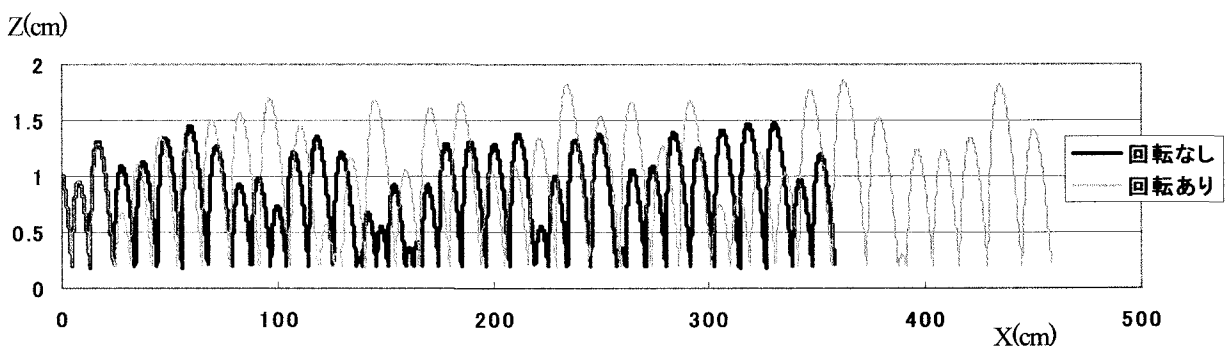


図-20 Saltation 計算における回転有無の比較

この回転を入れて、3章で述べた高濃度平衡流砂場の計算を行うと、底面付近の粒子速度が極端に大きくなり、それは濃度分布や流砂量に影響を与え、結局、実験値に近い解を求めることは出来なかった。著者らがこれまで行ってきたような粒子堆積層を伴わない流砂運動の解析においては、粒子群が離散的に運動しているため、回転を拘束して計算しても問題は生じなかった。しかし、移動床のように粒子堆積層を伴う計算を行うと、回転を拘束した場合に問題が生じる。粒子堆積層からの流砂の離脱に関しては、中川ら¹⁴⁾により流体力が弱い場合は転動離脱（回転運動）が重要であることが指摘されている。実際に、回転をなしにして、粒子堆積層を伴う流砂場の計算を行うと、図-22のような結果が得られる。図-22に示す黒色の3粒子に注目すると、棒状のまま下流へ移動している。これは、回転を拘束することにより、前面にある粒子を乗り越えることが困難になったために生じたことである。このことから、粒子堆積層を伴う流砂場（移動床）の解析を行う際には、回転運動が非常に重要な要素となる。しかし、今のままでは回転運動に抵抗が無いため、堆積層上を転動する粒子にも高速に回転するものが現れ、これは粒子速度や流砂量に影響を与えることとなる。

以上のようなことより、回転運動に何らかの抵抗を入れる必要がある。近年、液状化解析や2軸圧縮試験の解析等において、楕円要素や正多角形要素といったものが使用されており¹⁵⁾、上述のような回転運動の問題点を解消するには有用な方法だと思われる。しかし、流砂の解析では流体力との相互干渉を考慮する必要があり、このような歪な形をしたものは、計算が非常に複雑になると考えられる。そこで著者らが回転運動の抑制方法に選んだのが、転がり摩擦モデル¹⁶⁾である。この転がり摩擦を用いた回転の抑制

→ flow

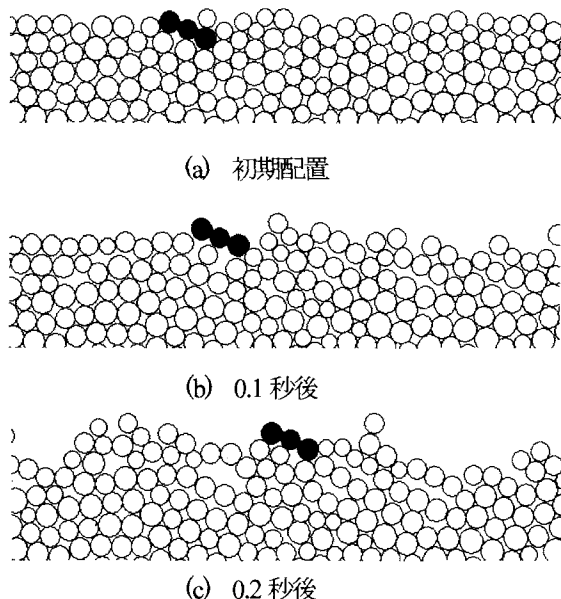


図-22 回転なしの移動床計算例

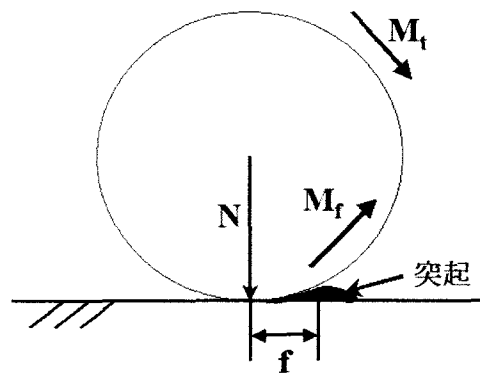


図-23 転がり摩擦の原理

方法について説明する。図-23に示すように、粒子が接触している場合にはせん断抵抗と圧縮力 N が作用している。通常の計算では、このせん断抵抗を用いて回転モーメント M_t が計算されるだけである。転がり摩擦モデルは、回転運動する粒子の前面にわずかな突起を設け、この突起により回転モーメント M_t とは逆向きの抵抗モーメント M_f を発生させる。抵抗モーメント M_f は、(13)式を用いて算出する。

$$M_f = -f \cdot N \cdot \text{SIGN}(M_t) \quad (13)$$

ここに、 f : 長さの単位を持つ転がり摩擦係数であり、

粒子間の接触幅 b を用いて、 $f = f' \cdot b$ で表される。転がり摩擦モデルにおいては、この係数 f' （無次元）の値が重要な役割を果たすことになる。砂礫に対するこの値の同定は容易ではないが、基礎的な実験との比較を行いながら、最適な値を導きたいと考えている。

上述した方法は、粒子間衝突時における回転運動の抑止法の1つである。しかし、実際に流体中で粒子が回転した場合、水流によるトルク（回転減衰効果）が働くはずである。このことを考慮していないことも、粒子の高速回転の一因になっていると考えられる。将来的には、このことを考慮した詳細なモデル化を行いたいと考えている。

5. 結論

本論文では、個別要素法を流砂の解析に適用した際の問題点を2点挙げ、それぞれの考察を行った。衝突時間に関することでは、流砂の実験に一般的に用いられる程度の砂礫径において、個別要素法を用いると衝突時間が非常になくなることを示した。そして、これが解析結果（粒子速度、粒子軌跡等）に及ぼす影響を、著者ら⁸⁾の計算結果などから説明した。また、個別要素法に円形要素を用いた場合には、粒子の回転が過剰になることは一般的に知られているが、そのことが流砂運動の解析に及ぼす影響を考察した。回転が入ると、Saltation 解析では跳躍高さが平均的に高くなり、それに伴い Saltation 長も長くなる。これは、粒子間

衝突時のせん断抵抗力が、回転が入ることにより弱まったためであり、土砂崩壊計算においても説明したように、回転を入れると所定のせん断力が発揮されないことを示している。高濃度急勾配流れになると、高速に回転する粒子が含まれることになり、粒子速度や流砂量に影響を及ぼすことになる。また回転を拘束した場合の粒子堆積層を伴う流砂場（移動床）における解析時の問題点についても考察した。既往の研究（中川ら¹⁴⁾）でも述べられているように、流体力が弱い場での移動床からの粒子の抜け出しには、回転運動が非常に重要な役割を果たすこととなる。そのことを、個別要素法を用いた計算結果を示して説明した。今後の課題として、衝突時間の問題が解消される、実河川スケールでの土石流の流動・堆積計算を行う。また、転がり摩擦モデル¹⁶⁾等を用いた回転の制御方法について検討する必要がある。

参考文献

- 1) 例えば、江頭進治：土石流の流動機構と氾濫・堆積域の解析（基礎理論からハザードマップまで），土木学会，第35回水工学に関する夏季研修会講義集，Aコース，A-6-1～A-6-18,1999.
- 2) 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，No.485/II-26, pp.11-19, 1994.
- 3) 後藤仁志・Abbas YEGANEH-BAKHTIARY・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) Cundall, P.A. (1979) : A discrete numerical model for granular assemblies, Geotechnique, Vol. 29, No.1, pp.47-65.
- 5) 伯野元彦：粒状体の運動—数値シミュレーション，地学雑誌，98-6, pp.112-120, 1989
- 6) 後藤仁志・酒井哲郎：表層せん断を受ける砂層の動的挙動の数値解析，土木学会論文集，No.521/II-32, pp.101-112, 1995.
- 7) 清水義彦・若井明彦・長田健吾：個別要素法と流れの数値解析を組み合わせた高濃度平衡流砂場の数値実験，水工学論文集，第47巻，pp.559-564, 2003.
- 8) 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.
- 9) 関根正人・吉川秀夫：掃流砂の流送機構に関する研究，土木学会論文集，No.351/II-2, pp.69-75, 1984.
- 10) 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，No.399/II-10, pp.105-112, 1988.
- 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) 伊藤隆郭：土石流の構成則およびその適用に関する研究，立命館大学学位論文，p.56, 2000.
- 13) 後藤仁志・酒井哲郎・原田英治：移動床上の saltation 粒子の衝突・反発機構，水工学論文集，第43巻，pp.647-652, 1999.
- 14) 中川博次・辻本哲郎：水流による砂れきの移動機構に関する基礎的研究，土木学会論文報告集，No.244, pp.71-80, 1979
- 15) 例えば，澤田純男・プラダン テージ B.S.・岩崎好規：個別要素法による粒状体の単純せん断挙動，第27回土質工学研究発表会，pp.573-576, 1991
- 16) 阪口秀・尾崎徹司：円形要素を用いた DEM における回転の抑制に関する研究，第27回土質工学研究発表会，pp.571-572, 1991

(2004年4月16日 受付)