

粒子法による土石流氾濫域解析モデルの開発

研究予算：運営費交付金（一般勘定）

研究期間：平 26～平 28

担当チーム：上席研究員（特命事項担当）

寒地河川チーム

研究担当者：藤浪武史，船木淳吾，矢部浩規，柿沼孝治
前田俊一，岡部博一，阿部孝章，川村里実
田中忠彦

【要旨】

本研究では、近年目覚ましい発展を遂げている数値解析技術に着目し、粒子法系シミュレーションによる数値解析的検討の実施および水理実験計測を行うことで、今まで明確ではなかった土石流内部で生じる砂や礫の粒子的挙動を検討した。検討には、固液混相流型および 3 次元陽解法型の二つのアプローチ手法を使用した。防災に密接に影響する土石流の到達範囲予測や流動深方向の速度分布を主な観点として検討したところ、両者のアプローチとも、水路実験結果と数値シミュレーション結果とを比較し、本研究で開発した土石流氾濫域解析モデルの妥当性を確認することができた。

キーワード：土石流，土石流のはん濫域解析，石礫粒子間応力，粒子法，水路実験

1. はじめに

近年、土砂災害の発生は積雪寒冷地である北海道でも頻発し、2014 年礼文島での土砂崩れ¹⁾および恵庭岳での土石流発生²⁾（写真-1）ならびに 2016 年黒岳沢川³⁾およびペケレベツ川⁴⁾において土石流が発生した。

こうした土石流災害の被害予測には数値シミュレーション手法が有効で、従来よりその数値解析技術の開発が進められ、実務の現場においても多数適用されている。しかし、既往の土石流氾濫解析技術は概ね 1980 年代に確立されたものであり、土石流フロント部での挙動の取り扱いや侵食・堆積速度式に含まれるパラメータの設定方法が未確立であるなどの問題を含んでいた。これらのモデルの多くは浅水流の仮定に基づく平面 2 次元解析手法によるものであり、多数の巨礫や流木等混合物を含む土石流解析への適用限界は、必ずしも厳密に議論されているとは言い難い。また、巨礫の内部挙動が本体の挙動を変化させる可能性も指摘されている⁵⁾。

近年、解析領域設定の柔軟性や、時間的に大きく境界条件が変動する場への適用性から、粒子法（図-1）に基づく水災害予測手法に関する検討が活発に行われてきている。昨今では、地形データの高精度化に伴い、粒子法に基づく広範囲な災害予測も可能となりつつある。しかしながら、粒子法を用いて

Lagrange 的に現象を再現することは、土石流特有の微視的には水と砂が混ざりあいながら、同時に巨視的には全体のマスが流下する現象を再現するのに適切である。それぞれの粒子単位での挙動を把握し、知見を増やしていくことは、土石流被害の軽減につなげるためには肝要であると考えられる。



写真-1 北海道恵庭岳山麓で発生した土石流の痕跡
(2014 年 10 月 18 日撮影)

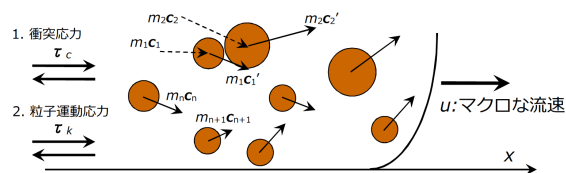


図-1 粒子法系解析のイメージ

そこで本研究では、既往の土石流構成則の理論を踏襲しつつこれを、粒子法の一つである MPS 法の枠組みでモデル化することを試みた。

2. 研究手法

粒子法の一つである MPS 法を適用した本研究のフローを図-2 に示す、

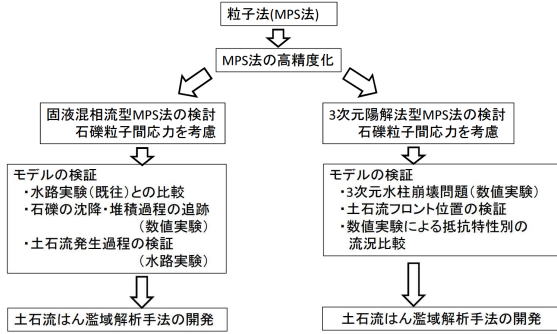


図-2 MPS 法による土石流はん濫域解析のフロー

2. 1 固液混相流型 MPS 法について

2. 1. 1 高精度 MPS 法について

本項および次項では固液混相流型 MPS (Moving Particle Semi-implicit) 法の基礎式とその高精度 MPS 法の枠組について概略的な説明を行う。

最も標準的な固液混相流型 MPS 法の基礎式⁶⁾は、固相・液相のそれぞれに対する連続式と運動方程式 (Navier-Stokes 式) であり次の通りである。

$$\frac{D\rho_l}{Dt} = 0, \quad \frac{D\rho_s}{Dt} = 0 \quad (1)$$

$$\rho_l \frac{D\mathbf{u}_l}{Dt} = -\nabla p_l + \mu_l \nabla^2 \mathbf{u}_l + \rho_l \mathbf{g} + \mathbf{F}_{ls,l} \quad (2)$$

$$\rho_s \frac{D\mathbf{u}_s}{Dt} = -\nabla p_s + \mu_s \nabla^2 \mathbf{u}_s + \rho_s \mathbf{g} - \mathbf{F}_{ls,s} \quad (3)$$

ただし、 ρ_m は各相密度、 p_m は圧力、 \mathbf{u}_m は流速ベクトル、 μ_m は粘性係数、 $\mathbf{F}_{ls,m}$ は固液相間相互作用力ベクトル、 \mathbf{g} は重力加速度ベクトル、添字 m は液相 (l)、固相 (s) を表す。このように Lagrange 的に移流計算を行うので、格子法でもつばら問題となる、移流項の差分近似に起因する数値拡散が全く生じないのも粒子法の一つの特長である。

本研究では、これらをベースとして、離散化にあたっては鶴田ら⁷⁾によって導入された、以下の3種の高精度 MPS 法の基礎式を用いた。すなわち運動量保存性を向上させた圧力勾配項 (CMPS スキーム)、

粒子数密度の実質微分を考慮して高精度化させた圧力ポアソン方程式の生成項 (MPS-HS スキーム)、高次 Laplacian モデル (MPS-HL スキーム) を付加することとした。

$$\langle \nabla p \rangle_i = \frac{D_s}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{(p_i + p_j) - (\hat{p}_i + \hat{p}_j)}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} \mathbf{r}_{ij} w(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \langle \nabla^2 p \rangle_i &= \frac{\rho}{n_0 \Delta t} \left(\frac{D_n}{D_t} \right)^* \\ &= \frac{\rho}{n_0 \Delta t} \left(\sum_{j \neq i} \frac{r_e}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} (\mathbf{r}_{ij} \cdot \mathbf{u}_{ij}) \right)^* \end{aligned} \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \langle \nabla \phi \rangle_i = \frac{1}{n_0} \sum_{j \neq i} \left(\frac{3\phi_{ij} r_e}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} \right) \quad (6)$$

(4)~(6) の式は順に、運動量保存性を向上させた圧力勾配項、粒子数密度の実質微分を考慮して高精度化させた圧力ポアソン方程式の生成項、高精度化された Laplacian モデルである。ここに、 D_s は空間の次元数 (= 2)、 n_0 は初期粒子数密度、 \hat{p}_i は粒子 i の近傍での最小圧力、 $w(r)$ は重み関数、 \mathbf{r}_{ij} は粒子 i の j に対する相対位置ベクトル、 r_e は影響半径である。なお、上付き添字* は粘性項・重力項計算後における各粒子の更新後の値を示す。

本研究では、密度分布が一様でない混相流場を対象としているため、密度発散を高次 Laplacian モデルへ組み込むことで導出する。これを始めに行ったのは鶴田ら⁷⁾であるが、彼らは3次元場を対象としているため、本稿では2次元場を対象として導出する。高次 Laplacian モデルでは、粒子 i における Laplacian は

$$\nabla \cdot \langle \nabla \phi \rangle_i = \frac{1}{n_0} \sum_{j \neq i} (\nabla \phi_{ij} \cdot \nabla w_{ij} + \phi_{ij} \nabla^2 w_{ij}) \quad (7)$$

例えば、物理量 ϕ が圧力であって密度分布が非一様であれば、上の式を次のように書き換えなければならない。

$$\nabla \cdot \left\langle \frac{\nabla \phi}{\rho} \right\rangle_i = \frac{1}{\rho_i} \sum_{j \neq i} \left(\nabla \cdot \langle \nabla \phi \rangle_i + \nabla \left(\frac{1}{\rho_i} \right) \cdot \langle \nabla \phi \rangle_i \right) \quad (8)$$

となり、結局 Laplacian モデルは、

$$\nabla \cdot \left\langle \frac{\nabla \phi}{\rho} \right\rangle_i = \frac{1}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{\phi_{ij} r_e}{r^3} \left(\frac{4}{\rho_j} - \frac{1}{\rho_i} \right) \quad (9)$$

と表記される。 $\langle \cdot \rangle_i$ は計算粒子*i*における離散化を意味し、右辺括弧内の第1項は3次元では $3/\rho_j$ 、2次元では $4/\rho_j$ である。この変更に伴い圧力ポアソン方程式は非対称な係数行列を持つこととなる⁷⁾。そのため圧力ポアソン方程式を解く際の行列解法としては、MPS法で用いられることの多いICCG法をBi-ICCGstab法に変更した。こうすることで、非対称行列でも安定的に解けるようになる。

2. 1. 2 石礫粒子間応力モデルについて

土石流内部では、相互に衝突する石礫粒子が流れの形態に大きな影響を及ぼすことが多い。これまで流動層内部で卓越する構成則について多くの提案がなされてきている。本研究では、高橋ら⁸⁾によって提案され我が国でも比較的用いられることの多い石礫粒子間応力をMPS法の枠組み内で離散化することとする。

固体粒子を高濃度に含む流れの抵抗則は、非圧縮条件下で結果のみを記せば

$$P_c = 2\sigma C^2 g_0 (1+e) T I - 1.6\sigma C^2 d_m g_0 (1+e) \sqrt{T/\pi S} \quad (10)$$

σ は砂礫粒子の密度、 e は粒子反発係数、 d_m は砂礫粒子の平均粒径、 C は砂礫粒子の容積濃度、 I は単位テンソル、 S は歪みテンソルである。式中右辺の第1項は圧力、第2項はせん断応力を表している。 g_0 はradial distribution function⁹⁾で

$$g_0 = \left(1 - \left(\frac{C}{C_*} \right)^{\frac{1}{3}} \right)^{-1} \quad (11)$$

C_* は最密充填濃度で以下では標準値として0.55を用いた。 g_0 はその式から、 C が小さい時、すなわち砂礫濃度が希薄な場合は1に近い値を取るが、 C が C_* に近づくにつれ急激に増大する(図-3)。

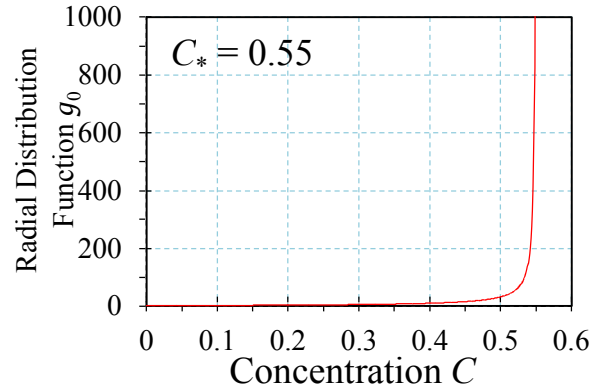


図-3 $g_0(C)$ のグラフ ($C_*=0.55$ の場合)

本研究では、液相粒子と固相粒子の2種類のみを用いることとしたが、粒子間応力の算定には濃度場 C の離散化が必要となる。本研究で用いているような二相流モデルで連続的な濃度場を算定するのは困難が伴う。そのため、粒子間応力の算定時のみ、周辺の固相粒子の配置から粒子*i*の地点における濃度を算定して上式で用いることとした。その濃度 C_i は後藤ら⁶⁾の方法に基づき算定した。濃度場に基づいて静的に決定する粒子骨格応力内のせん断応力は、MPS法の枠組み内で直ちに算定することは非常に難しいため近似として無視する形を取った。また、垂直応力の寄与に関しては、MPS法の非圧縮性の条件から陰的に求めることとした。

2. 1. 3 固液混相流型MPS法モデルの検証

本項では、これまでに検討した固液混相流型MPS法による2次元シミュレーションモデルの妥当性の検証を行う。

1) 既往の水路実験とシミュレーションとの比較

モデルの妥当性を検証するため、平野ら¹⁰⁾によって行われた水路実験のシミュレーションを行った。用いた水路の概念図は図-4のようである。7mの移動床区間と5mの固定床区間を設け、勾配を θ_0 に設定し上流から単位幅流量 $q_{w0} = 200 \text{ cm}^2/\text{s}$ で給水し土石流が発達・流下する実験である。本項では $d_0 = 0.02 \text{ m}$ の粒子でこの実験のシミュレーション

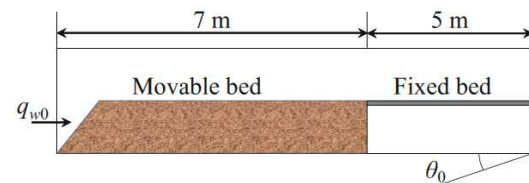


図-4 実験水路および解析領域の概念図

を行った。

2) 砂礫の沈降・堆積過程の追跡

固液混相流型MPS法モデルの基本的特性を把握するための数値テストを行った。0.25×0.25 mの水槽内の左0.1 m部分を砂礫層、右側を水粒子で充填し（図-5）、 $t=0$ sにおいて拘束を解き砂礫の沈降・堆積過程を追跡するものである。

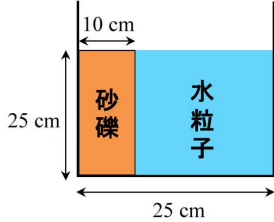


図-5 実験水槽の概念図

3) 土石流発生過程の検証

固液混相流型MPS法による2次元シミュレーションモデルを適用して再現性を検討した。図-6には上から順に実験水路の概念図、水路側面から見た土砂設置状況、シミュレーションの初期粒子配置を示す。水路は長さ1 m、幅7 cm、砂礫層 ($d_m = 3$ mm)の堆積厚は3 cmであり、勾配 $\theta_0 = 15^\circ$ とし、上流から $q_{in} = 10$ L/sで給水し土石流を発生させた。

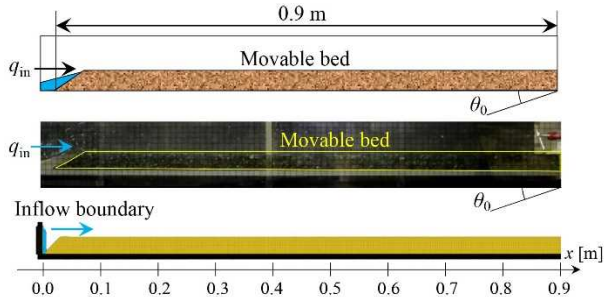


図-6 土石流発生過程の実験水路および解析領域概念図

2. 2 3次元陽解法型MPS法について

本節では、並列化が容易で大規模解析に適用される事例の多い陽解法型MPS法に着目して3次元モデル化の検討を行った。

2. 2. 1 3次元陽解法型高精度MPS法について

標準的なMPS陽解法の基礎式¹¹⁾は次の通りである。

$$\frac{\partial p}{\partial \rho} = c^2 \quad (12)$$

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} \quad (13)$$

ただし、 ρ は密度、 p は圧力、 c は音速に関する数値計算上のパラメータ ($=22.0$)、 \mathbf{u} は流速ベクトル、 ν は動粘性係数、 \mathbf{g} は重力加速度ベクトルを表す。基礎式において微分演算子を含む圧力項・粘性項がそれぞれ次のように離散化される。

$$\langle \nabla p \rangle_i = \frac{D_s}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{p_j - \hat{p}_i}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} \mathbf{r}_{ij} w(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (14)$$

$$\langle \nabla^2 \mathbf{u} \rangle_i = \frac{2D_s}{n_0 \lambda} \sum_{j \neq i} (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) w(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (15)$$

ただし p_i : 粒子 i の圧力、 $\hat{p}_i = \min_{j \in J} (p_i - p_j)$ 、 $J =$

$\{j : w \neq 0\}$ 、 D_s : 空間次元数、 n_0 : 基準粒子数密度、 \mathbf{r}_{ij} : 粒子 j の粒子 i に対する相対位置ベクトル、 w : 重み関数、 λ はMPS法のモデル定数で

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} (w(|\mathbf{r}_{ij}|) |\mathbf{r}_{ij}|^2)}{\sum_{j \neq i} |\mathbf{r}_{ij}|^2} \quad (16)$$

であり、式中の括弧 $\langle \cdot \rangle_i$ はMPS法の粒子間相互作用モデルで離散化することを示している。

本節では、上記解法を基本として、離散化にあたってはKhayyerら¹²⁾によって導入された、3次元場における以下の改良型Laplacianモデルを用いた。

$$\nabla \cdot \langle \nabla \phi \rangle_i = \frac{1}{n_0} \sum_{i \neq j} \left(\frac{2\phi_{ij} r_e}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} \right) \quad (17)$$

ここに、 r_e は影響半径である。本節ではMPS法における重み関数の標準形、すなわち

$$w(r) = \left(\frac{r_e}{r} \right) - 1 \text{ (for } r \leq r_e), = 0 \text{ (for } r > r_e) \quad (18)$$

を用いており、 $r_e = 2.4d_0$ とした (d_0 は計算粒子径)。

2. 2. 2 3次元陽解法型石礫粒子間応力モデルについて

本項では、高橋ら⁸⁾によって提案され我が国でも比較的用いられることの多い石礫粒子間応力をMPS法の枠組み内で離散化することとする。

Dingら⁹⁾によって導出され、高橋ら⁸⁾により固体粒子流の検討に導入された、固体粒子を高濃度を含む流れの抵抗則は、結果のみを記せば

$$P_c = 2\sigma C^2 g_0(1+e)T\mathbf{I} - \frac{4\sigma C^2 d_m g_0(1+e)}{3\sqrt{\pi}} \nabla \cdot \mathbf{v}\mathbf{I} - \alpha \frac{8\sigma C^2 d_m g_0(1+e)}{5\sqrt{\pi}} \sqrt{T} \mathbf{S} \quad (19)$$

式中右辺の第1項は圧力、第2項は体積粘性応力、第3項はせん断応力を表している。αは数値計算上のパラメータであり、通常はα=1である。詳細は後述するが、αは水路実験との比較の際に調整が必要となる。砂礫粒子の密度σに2,650を代入した。その他の記号の内容は(10)式と同様である。

(11)式よりC*は最密充填濃度で以下では標準値として0.55を用いた。図-3に、Cを変数とした場合のg₀の分布を示した。次に上式の離散化手法について述べる。流れの非圧縮性を仮定して∇・v=0とする。またTは粒子温度(granular temperature)と呼ばれる値で、乱れの度合いに関する量である。ここで言う粒子とは流動層に含まれる固体粒子のことで、粒子法に基づく計算における計算点粒子とは意味が異なる。高橋らは実験結果において固体粒子径程度の領域を取り周囲平均流速と粒子の移動速度から乱れ速度を

$$T = \sqrt{(u - \bar{U})^2 + (v - \bar{V})^2 + (w - \bar{W})^2} \quad (20)$$

と算定した。本項では、周囲平均流速については自身の流速u_iを含めて単純に算術平均を取り近傍粒子数Nを用いて

$$\bar{U}_i = \frac{1}{N+1} \left(u_i + \sum_{j \neq i} u_j \right) \quad (21)$$

とu,v,w各成分で求め、⟨T⟩_iを求めた。つまり乱れ度合いが大きいほど、強いせん断抵抗が発生することとなる。また、垂直応力の寄与に関しては、MPS陽解法の疑似圧縮性の条件から求めることとした。

2. 2. 3 3次元陽解法型MPS法モデルの検証

本項では、これまでに検討した3次元陽解法型MPS法によるシミュレーションモデルの妥当性の検証を行う。

1) 3次元水柱崩壊問題との比較

本節で提案する3次元陽解法型MPS法モデルを

3次元計算領域における簡単な計算に適用した。計算領域は6m四方の水槽内で図-7の俯瞰図のように一辺2mの立方体内部に流体粒子を配置し、重力下でその水柱を崩壊させるものである。領域の計算粒子径としてはd₀=0.1mに設定しており、総粒子数は壁面・床面も含めて38,456個である。なお、水槽の四方には壁を設置しており流体が衝突した場合には壁から反射することとなる。粒子間応力のモデルにおいては砂礫濃度を表すCの値が重要なパラメータであると考えられたため、C値を変更した数値実験を行った。

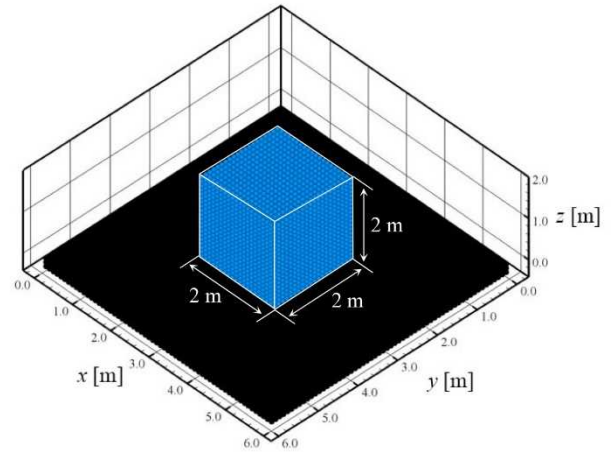


図-7 3次元水柱崩壊問題の初期状態

2) 土石流フロント位置の検証

さらにモデルの妥当性を検証するため、土石流水路実験のシミュレーションを行った。水路の概念図は図-8のようである。延長が1.0m、幅7cmの水路に厚さ3cm、流下方向に0.8mの移動床区間を設け、勾配をθ₀=15°に設定し、上流からq_{w0}=10

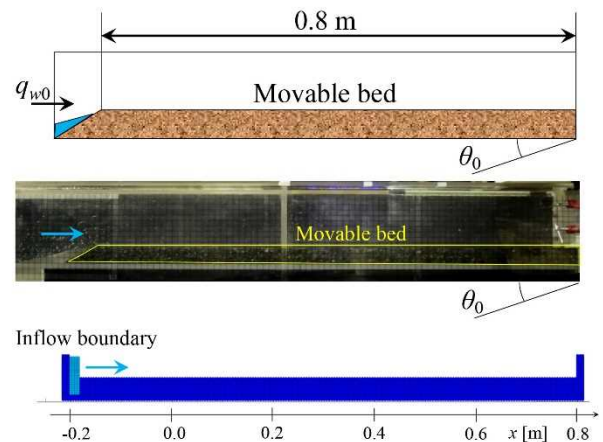


図-8 実験水路概念図、水路状況および計算領域

L/min で給水することで土石流が流下する実験である。移動床区間の河床材料は平均粒径 3 mm のものを用いた。本節では計算粒径 $d_0 = 5$ mm, 初期の総粒子数 26,880 個でこの実験のシミュレーションを行った。重力 g は θ_0 に応じ傾斜させて与えた。流入境界は MPS 法において一般的に用いられている手法を採用した。

すなわち粒子を複数層配置し、均等な速度で移動させながらある x 座標が閾値を超えた粒子について、壁面粒子から流体粒子に変更するという処理により流入境界を再現した。この流入境界は図-8 下段のように $x = -0.2$ m 地点に設置した。

3) 数値実験による抵抗特性別の流況比較

3次元モデルの妥当性を、数値実験用モデル水路(図-9)を用いて検証する。モデル水路は、延長 2 m, 幅 7 cm (ただし側壁は非表示), 勾配 15 度 (ただし計算領域は平面的に表示), 計算粒径 $d_0 = 5$ mm で 3次元モデルを作成し、上流端から 1 m/s (0.0035 m³/s 相当)で計算粒子を流入させた。流れの非圧縮性を基本的な仮定とした MPS 法において濃度分布, すなわち密度分布が存在すると計算が著しく不安定になることがあるため, これを避けるため, ここでは著者ら¹³⁾の既報を踏襲して固定値とし, 土砂濃度 C を暫定的に $C = 0.4, C_* = 0.55$ を与えた。標準 MPS 法については動粘性係数 $\nu = 1 \times 10^{-6}$ m²/s (水とほぼ等しい値), $\nu = 1 \times 10^{-4}$ m²/s (粘度が大きい場合)をそれぞれ与え流況を比較した。水路底面も計算粒子で構成されるが, 底面のみノンスリップ条件, 側壁はフリースリップ条件とした。

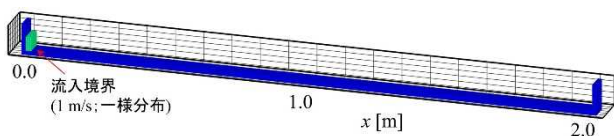


図-9 数値実験水路の初期状態図

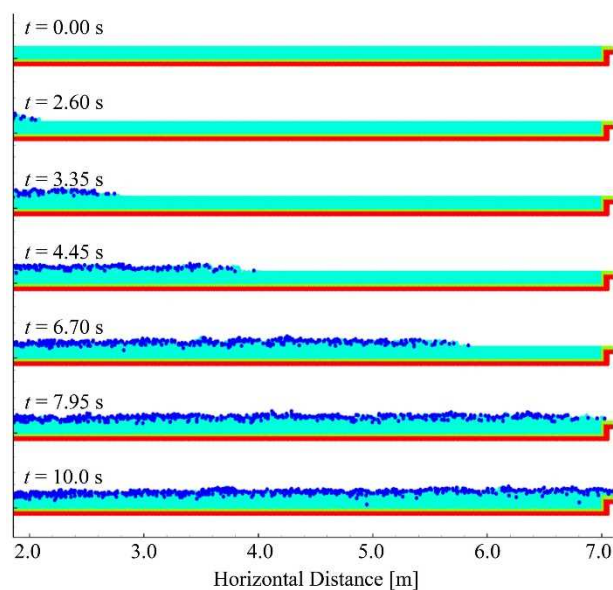
3. 結果および考察

3. 1 固液混相流型 MPS 法について

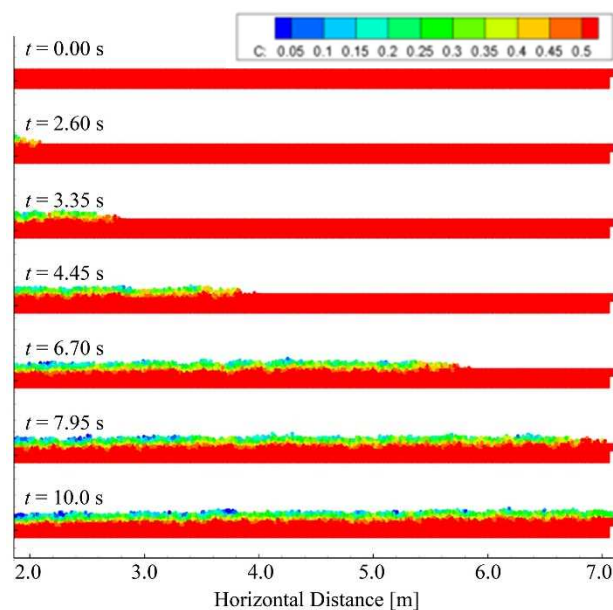
1) 既往の水路実験とシミュレーションとの比較

平野ら¹⁰⁾によって行われた水路実験のシミュレーションを行った。図-10(a)には水路内で給水が堆積土砂を侵食しながら土石流として発達していく様子を示した。図中で濃い青色が水粒子, 水色が堆積土砂を構成する粒子である。はじめ $t = 0.00$ s で

は水平に配置されているが, 水粒子が上部を通過することにより, 流れに捕捉されて堆積土砂が侵食を受けている様子がわかる。土石流のフロント部ははじめ $t = 2.6$ s 頃に水路の $x = 2.0$ m 地点に現れ, 5 m の間を約 5 秒かけて移動床部を通過し, $t = 7.95$ s 付近で固定床部 (7 m 以降) に到達した。その間, 移動床部は侵食を受け凹凸面が生じており, その上部ではほぼ水粒子から構成される流動層も自由表面では凹凸が生じている。 $t = 10.0$ s になると, 図の左部では堆積層の侵食が進行し初期の厚さの半分程度



(a) 水粒子と土砂を構成する粒子の配置



(b) 石礫粒子間応力の算定に用いた仮想的な土砂濃度
図-10 水路内における土石流流下のシミュレーション結果

まで減少し、その後も侵食傾向は継続した。

図-10(b)には、(a)と同時刻における、粒子間応力の算定を行う際の仮想的な土砂濃度の分布を示した。図中では赤色が飽和状態にあることを示している。土石流のフロントの位置とその付近では、濃度のやや低い水粒子が堆積土砂を侵食し、取り込みながら流下している様子が確認できる。侵食後時間が経過し流動深が大きくなると、濃度の小さい青色で示される粒子が見られるようになった ($t=6.7$ s以降)。

図-10(a), (b)の結果からは、固液混相流の再現性が良好であった。

図-11には、移動床部下流部分における流速分布の、水路実験と数値シミュレーションとの比較を示した。横軸は表面流速で、縦軸は流動深でそれぞれ規格化されている。平野ら¹⁰⁾の報告では流速分布の測定箇所について明示は無いため、厳密な実験値の再現は困難である。本節においては、次のように流速分布を算定した。

まず、計算領域全体に d_0 四方のグリッドを作成し、格子点上から $2d_0$ の範囲にある計算粒子の持つ流速 x 方向成分の空間平均を取ることとした。固定床への切り替わる区間の10 cm手前の $x=6.90$ m地点(図-3)を中心とし、 $x=6.86, 6.88, 6.90, 6.92, 6.94$ m地点5箇所の流速分布を示している。平野ら⁷⁾の実験値においては、移動床付近で流速が0 m/sとなり、ほぼ線形に近い形分布する流速となっている。計算値は中央部分で実験値よりやや小さな流速となっているが、概ね良好な流速分布を呈しており、実験値と計算値との比較において大きな矛盾はないものと考えられる。

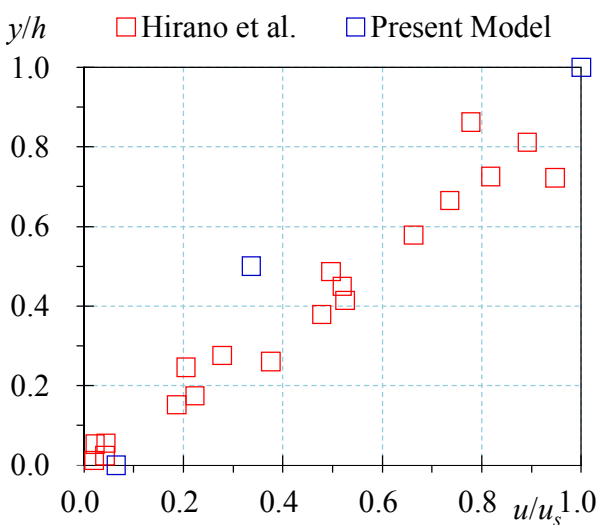


図-11 移動床上の流速分布の比較

2) 砂礫の沈降・堆積過程の追跡

図-12に示したの、上段に標準的な固液混相流型モデル⁶⁾、下段に標準モデルに前節で示す固体粒子を高濃度に含む流れの抵抗則を反映した構成則モデルの結果を示している。砂礫層の挙動を示す矢印を図中に示した。構成則モデル無しの(a)のケースでは重力の作用で比重の大きい固相粒子群が沈降した後、水流に追従しながら反対側の壁に衝突し($t=0.75$ s)、戻り流れとなって左側壁のせり上がりながら左右方向の輸送が繰り返された。一方構成則モデルあり(b)のケースでは初期の沈降過程も上段に比較すると緩やかに進行し($t=0.75$ s)、 $t=1.50$ s以降ではほぼ上下2層に分離した。砂礫粒子濃度が大きいためせん断抵抗が大きく働き、上層の水流の影響をほとんど受けず水槽下部へ沈降した。二相流において濃度増加に伴いせん断抵抗が増す様子が良く記述できていることを表していると考えられる。

3) 土石流発生過程の検証

固液混相流型モデルの妥当性検証のための水路実験について、図-13には上から順に実験水路の概念図、水路側面から見た土砂設置状況、シミュレーションの初期粒子配置を示した。水路は長さ1 m、幅7 cm、砂礫層($d_m=3$ mm)の堆積厚は3 cmであり、勾配 $\theta_0 = 15^\circ$ とし、上流から $q_{in} = 10$ L/sで給水し土石流を発生させた。図-13には水路内で給水が堆積土砂を侵食しながら土石流として発達していく様子を示した。各時刻の上段が水路側方撮影画像、下段はフロント位置が対応する時刻におけるシミュレーション結果である。シミュレーション結果には画像から読み取った水面形を重ねて描いている。上流から給水があることで流れに捕捉されて堆積土砂が侵食を受け土石流として流下している様子がわかる。いずれの時刻 ($t=1.03, 2.03, 3.50$ s)

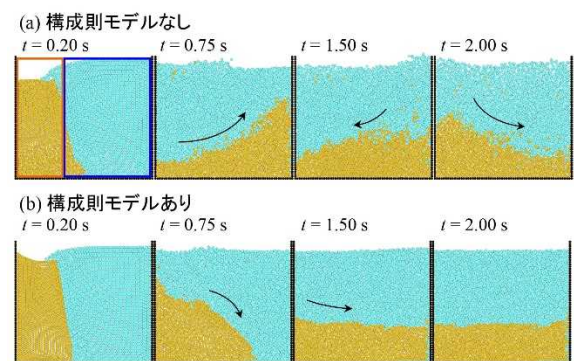


図-12 砂礫粒子群の流動過程の計算結果

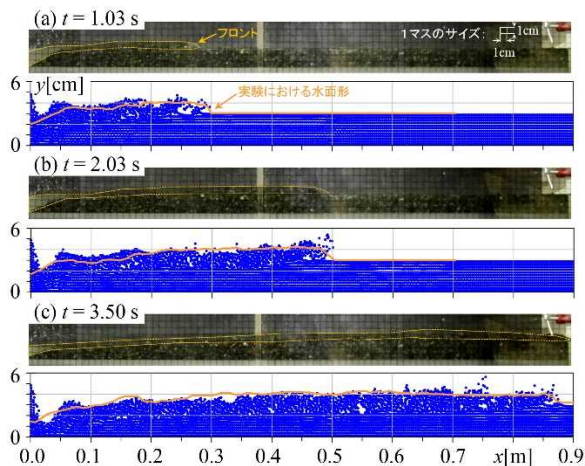


図-13 土石流の発生・発達過程に関する実験結果(上段)とシミュレーション結果(下段)との比較

においても、計算結果における土石流のフロント位置と実験結果から得られたフロント位置は概ね一致している。また、上流端($x=0$ m) から描かれる水面形から縦断的な流動深についても計算結果と実験結果の比較において大きな矛盾はない。

ただし計算結果では表面付近で粒子配置が粗にな

り、飛散する粒子が見られるなど一部に非物理的な挙動が見られる。これは構成則により大きなせん断抵抗がはたらき計算が不安定化したためと考えられ、本モデルのさらなる改良やパラメータの設定方法について検討を加える必要がある。

固体相と流体相の複雑な相互変化を伴う現象であると推察される「橋桁周辺の土石流の流下現象は、始め水と土砂が渾然一体となって流下する状況から、橋桁下部での閉塞・堰上げと堆積層の形成、後半には水流による侵食と堆積層の解消」という現象が、阿部ら¹⁴⁾の橋桁周辺の土石流挙動とその作用力特性に関する実験的研究により確認されている。これらのような局所的な土石流挙動を明確にするため検討を進め防災・減災に役立てたい。

3. 2 3次元陽解法型 MPS 法モデルの検証

1) 3次元水柱崩壊問題との比較

3次元モデルを水柱崩壊問題に適用させてモデルの妥当性検証を行った、図-14 に示したのは、3次

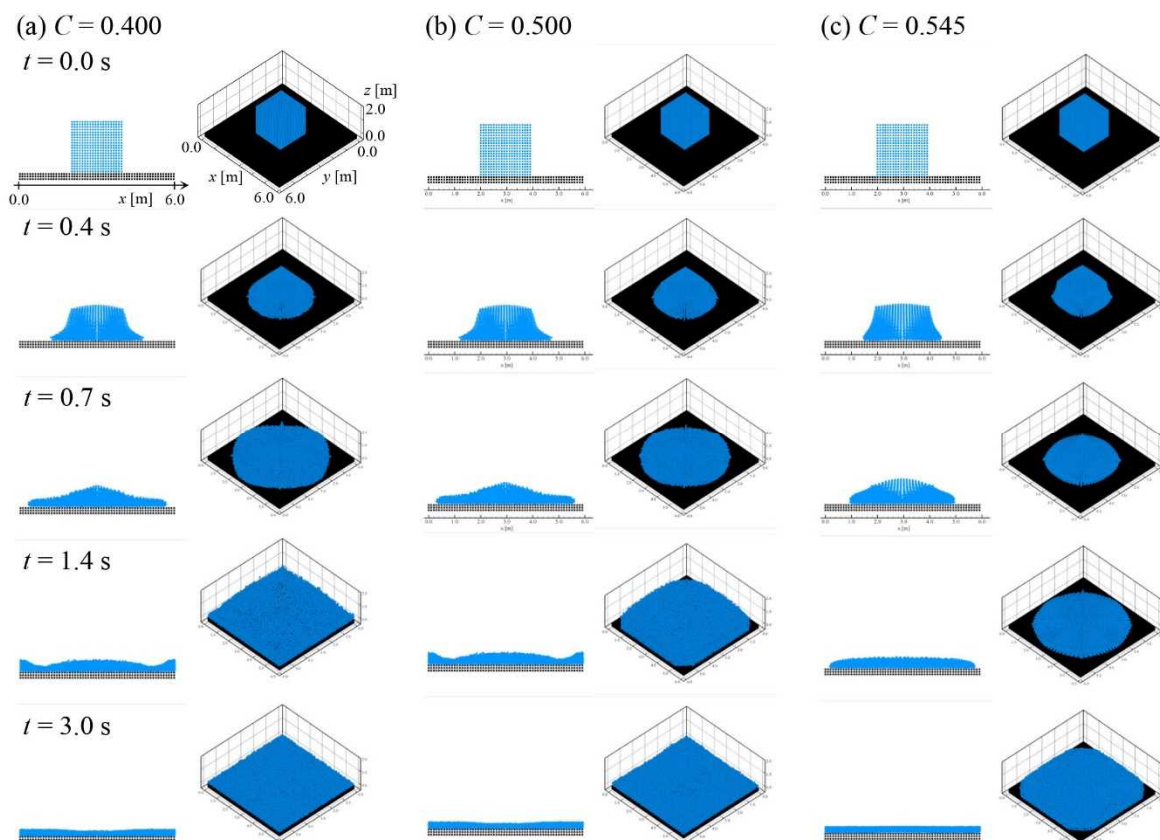


図-14 3次元水柱崩壊問題における計算結果のスナップショット(側面図と俯瞰図)

元水柱崩壊計算結果で、左から順に(a) $C=0.400$, (b) $C=0.500$, (c) $C=0.545$ の時の崩壊状況である。各列左段が側面図、右段が俯瞰図である。砂礫の濃度 C が小さい(a) のケースでは水柱の形状が崩れ ($t=0.4$ s) 四方に拡散し ($t=0.7$ s), 水槽壁に衝突して反射波が発生した ($t=1.4$ s)。その後 ($t=3.0$ s) ではほぼ水平な自由水面形状となった。

一方砂礫濃度をやや大きく設定した(b) $C=0.500$ の場合であるが, (a) の場合と類似した崩壊過程を経るものの, 崩壊の速さはわずかに遅くなった。 $t=1.4$ s の場合を見ると(a) では流体が水槽の四隅に到達しているが, (b) では四隅まで流体が進行していない。さらに, (c) のように C が C^* に近い場合であるが, (a) や(b) の場合に比較すると水柱の崩壊に時間遅れが生じ, $t=0.7$ s における拡散の範囲も明確に小さくなっている。 $t=1.4$ s においても最も近傍の側壁に到達しておらず, $t=3.0$ s においても四隅までは到達しない結果となった。この理由は, 図-2 から容易に推察できる通り, C が大きくなるにつれて大きなせん断抵抗が発生し, それが流動に反映されたためと考えられる。

2) 土石流フロント位置の検証

3次元モデルを土石流に関する水路実験のシミュレーションに用い, その適用性を検討の結果を以下に示す。

10 L/min の給水により, それに等しい量の土石流が発生すると仮定し, これに応じて粒子を計算領域に流入させた。 図-15 に示したのは, 水路実験のシミュレーションの計算結果と, 対応する時刻にお

ける水路実験の側方からの撮影状況を示した。 左側に黄色矢印で示したのは水路における土石流フロント位置であり, 土石流の水面形状を橙破線で示している。 右の図では対応するシミュレーション結果で粒子の流下方向流速と共に示した。 一例として, $\alpha = 0.08$ の場合を示している。 すなわち理論上で発生するせん断抵抗の8% 程度の値とすると, シミュレーション上得られるフロント位置は水路実験と対応する結果となった。 これより大きい値ではフロント位置の推移は実験より遅くなり, 小さい値ではその逆に実験よりも早く移動する結果となった。 このように非常に小さい抵抗が必要となる原因として, 乱れ速度 T の算定方法が, 理論値と大きく異なるためと考えられた。 すなわち, 流動層内部で微細な粒子が示す乱れの挙動と, 本稿の実験のような砂礫径が比較的大きい場合に, シミュレーション上算定される乱れの挙動が異なり, せん断抵抗が結果として過大に評価されてしまうことが理由の一つとして考えられた。 現地スケールの土石流現象に適用する場合には, 砂礫径は流動深に比較して小さくなるのが想定される。 今後, 本モデルを様々なスケールの現象に適用し, 適切なパラメータ設定方法が確立されることが望ましい。

3) 数値実験による抵抗特性別の流況比較

3次元モデルを抵抗特性の異なる数値実験水路に適用させ, モデルの妥当性の検証を行った, 図-16 に示したのは各ケースにおける時系列的な流下状況

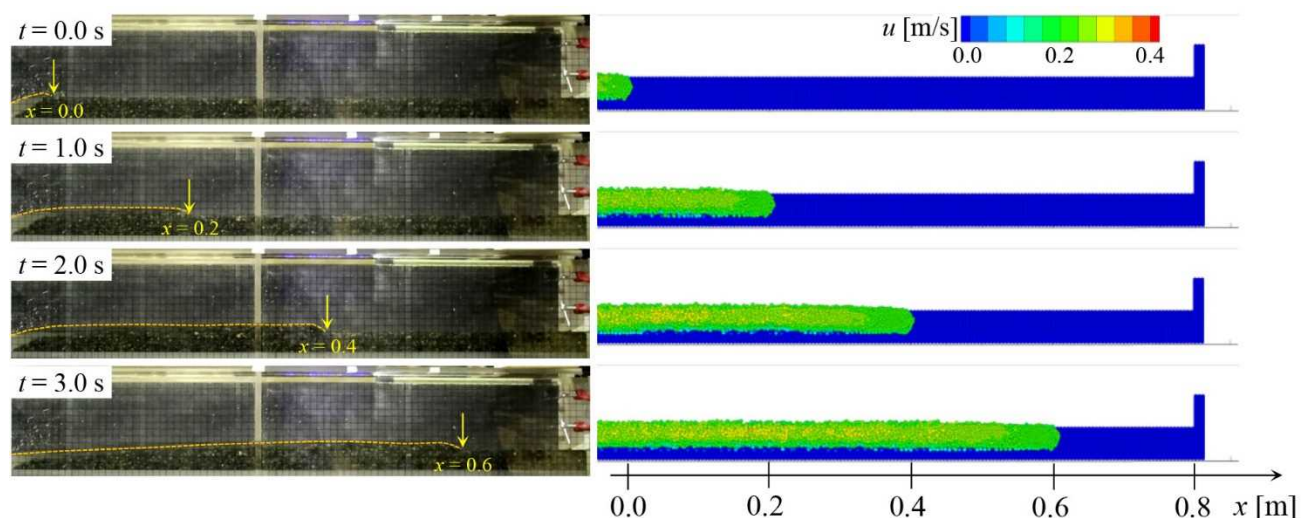


図-15 水路実験結果 (左) とシミュレーションスナップショット (右) との比較

の俯瞰図比較である。(a)の構成則モデルを適用したケースでは、 $t=0.5\text{ s}$ の時点でフロントが0.7 m付近にあり、1.0 sで1.3 m付近を過ぎた後、1.5 s以降はほぼ定常に近い状態となった。(b)の水に近い動粘性係数の場合は計算開始後高速で流下し、0.5 sの段階で既に1.0 mに到達し、1.0 s以降はほぼ定常となる様子が確認された。一方で、粘度の大きい(c)のケースでは、 $t=0.5\text{ s}$ におけるフロント位置や流速分布は(a)のケースに類似している。ところが、底面付近での流速は(a)の場合より大きく1 m/sを超えていることが確認された。

以上の流況と鉛直的な速度分布の傾向を定量的に把握するため、数値実験水路で概ね流下方向に等流に近い状態になったとみなせる $x = 1.2\text{ m}$ 地点付近で、 $t = 2.0\text{ s}$ 時点での流速分布を算定した結果を図-17に示した。図中では各ケースの水面位置も描画している。図から、若干の差はあるものの3ケースとも表面流速は2.5 m/s前後であることがわかる。ケー

ス間で大きく異なるのは流動深および底面近傍流速で、構成則モデルありのケースでは底面付近で0に近く、鉛直方向に大きな速度勾配が発生している。一方(b)のケースでは底面付近でも概ね2.5 m/s以上の流速が発生しており、ほぼフラットな速度分布となっている。(c)のケースでは両者の中間的な傾向となっており、鉛直方向の速度勾配は生じているものの、底面付近でも1.5 m/s以上の流速が発生している。つまり、MPS法において底面付近で0 m/sから始まる流速分布を再現するにはノンスリップ境界条件を課すのみならず、構成則モデルのように速度勾配に依存する抵抗を考慮しなければならないことが示唆される。

本項では、流動層が本来持つはずの濃度分布を一定値としていることから椿ら¹⁵⁾のせん断抵抗を精緻に評価しているとは言い難いが、少なくとも速度勾配の2乗に比例するという抵抗の効果により、図の

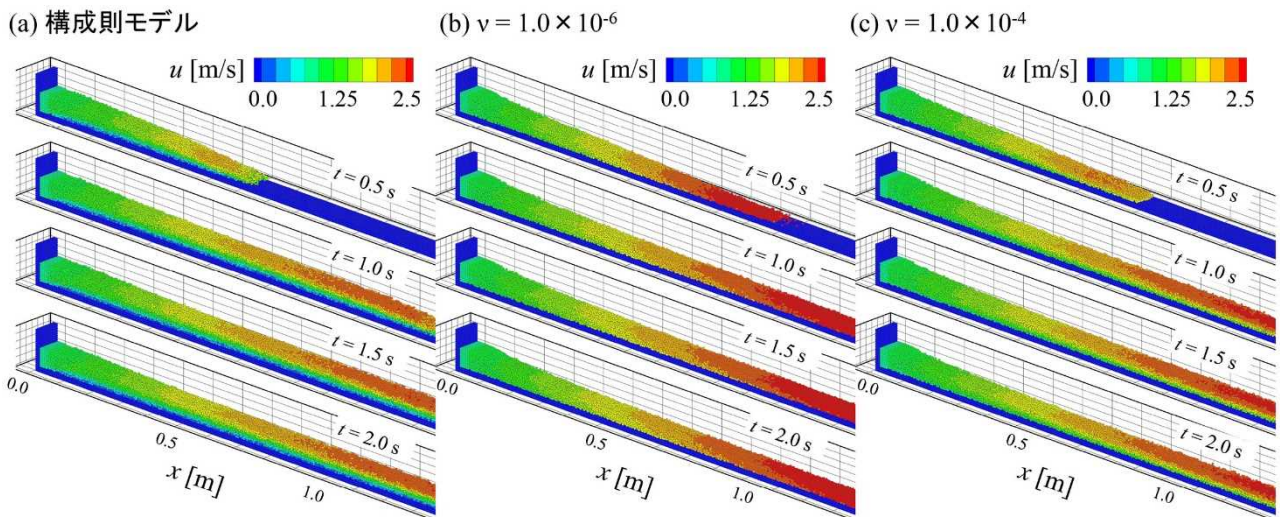


図-16 各ケースにおける時系列的な流速分布の計算結果

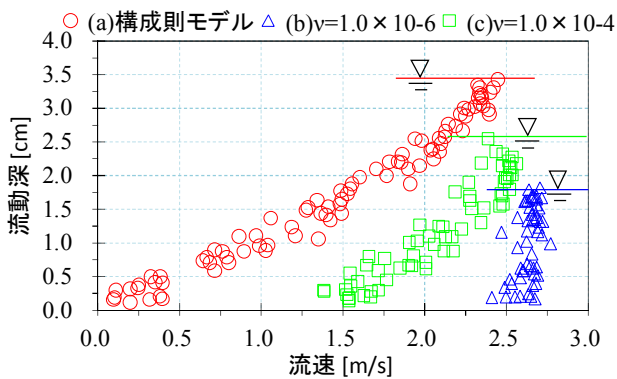


図-17 速度分布の定量比較

ような速度分布を得ることができたものとする。

4. まとめと今後の課題

本研究の成果は以下のようにまとめられる、

- 1) 土石流構成則の理論を踏襲しつつ粒子法の一つであるMPS法の枠組みで、固液混相流型と3次元陽解法型の二つのアプローチでモデル化を行った。
- 2) 固液混相流型MPS法において、提案手法の応用事例として、土石流の発生過程に関する水路実験と粒子法による計算結果の比較および、平野ら¹⁰⁾による水路実験と粒子法による計算結果の流速分布の比較を行い、モデルの妥当性を確認した。
- 3) 3次元陽解法型MPS法において、実験スケールを模した簡単な数値実験を行った。通常のニュートン流体を想定した粘性項では再現が困難である、底面付近で0m/sから始まる流速分布が現れることを数値解析的に確認した。
- 4) 本研究での計算に当たっても、大胆な近似の上で導かれているパラメータの設定方法や、流動層内部の砂礫粒子が示す乱れの算定方法、そして橋桁など構造物周辺の局所的な土石流挙動などの課題があり、それらの検討を進めていきたい。

参考文献

- 1) 石丸聡・渡邊達也：礼文・稚内の豪雨斜面災害報告-北海道立総合研究機構地質研究所による調査の概要-, 寒地土木研究所月報, No. 747, pp. 38-46, 2015.
- 2) 倉橋稔幸・藤浪武史：平成26年9月11日の支笏土石流等による国道453号の災害について, 寒地土木研究所月報, No. 748, pp. 53-60, 2015.
- 3) 小山内信智・林真一郎・古市剛久・藤浪武史・阿部孝章・田中忠彦・吉川契太郎・一法師隆充・巖倉啓子・早川智也・松岡暁・永野統宏・齋藤篤司・大島千和：平成28年8月北海道上川町(層雲峡)で発生した土石流の実態, 砂防学会誌, Vol. 69, No. 5, pp. 47-57, 2017.
- 4) 小山内信智・笠井美青・林真一郎・桂真也・古市剛久・伊倉万里・高坂宗昭・藤浪武史・水垣滋・阿部孝章・布川雅典・吉井厚志・紅葉克也・渡邊康玄・塩野康浩・宮崎知与・澤田雅代・早川智也・松岡

- 暁・佐伯哲朗・稲葉千秋・永田直己・松岡直基・井上涼子：平成28年台風10号豪雨により北海道十勝地方で発生した土砂流出, 砂防学会誌, Vol. 69, No. 6, pp. 80-91, 2017.
- 5) 中谷加奈・水山高久・里深好文・今泉文寿・小杉恵：平成25年10月台風26号により伊豆大島で発生した土石流災害の検討, 土木学会全国大会第69回年次学術講演会概要集, II-196, 2014.
- 6) 後藤仁志・Jorgen Fredsoe：Lagrange型固液二相流モデルによる海洋投棄微細土砂の拡散過程の数値解析, 海岸工学論文集, Vol. 46, pp. 986-990, 1999.
- 7) 鶴田修己・後藤仁志・五十里洋行・原田英治：高精度3D-DEM-MPS法による多数粒子群非定常沈降過程の計算力学的検討, 土木学会論文集B2(海岸工学), Vol. 68(2), pp. I 851-I 855, 2012.
- 8) 高橋保・辻本浩史：斜面上の粒状体流れの流動機構, 土木学会論文集, No. 565/II-39, pp. 57-71, 1997.
- 9) Ding, J. and Gidaspo, D. : "A bubbling fluidization model using kinetic theory of granular flow", AIChE Journal, Vo. 36 (4), pp. 528-538, 1990.
- 10) 平野宗夫・橋本晴行・福富章・田熊幸二・パルームハマドサレー：開水路における高濃度流の無次元パラメーター, 水工学論文集, Vol. 36, pp. 221-226, 1992.
- 11) 越塚誠一・柴田和也・室谷浩平：粒子法入門, 丸善出版, 230 p., 2014.
- 12) Khayyer, A. & Gotoh, H. : "A 3D higher order Laplacian model for enhancement and stabilization of pressure calculation in 3D MPS-based simulations", Applied Ocean Research, Vol. 37, pp. 120-126, 2012.
- 13) 阿部孝章・里深好文・水山高久：高濃度石礫流れの粒子間応力を考慮した粒子法の開発, 砂防学会誌, Vol. 63(6), pp. 23-31, 2011.
- 14) 阿部孝章・藤浪武史：橋桁に対する土石流の流体力に関する実験的研究, 日本混相流学会 混相流シンポジウム2016, (2016年8月 京都).
- 15) 椿東一郎・橋本晴行・末次忠司：土石流における粒子間応力と流動特性, 土木学会論文報告集, Vol. 317, pp. 79-91, 1982.

DEVELOPMENT OF ANALYSIS MODEL FOR FLOOD AREA OF DEBRIS FLOW BY PARTICLE METHOD

Budget : Grants for operating expenses, General account

Research Period : FY 2014-2016

Research Team : Water Environment Reseach Group(River Engineering Research)

Author : FUJINAMI Takeshi

FUNAKI Jungo

YABE Hiroki

KAKINUMA Takaharu

MAEDA Shunnichi

OKABE Hirokazu

ABE Takaaki

KAWAMURA Satomi

TANAKA Tadahiko

Abstract : In this study, we considered the behavior of sand and gravel inside the debris flow by numerical analysis “particle method “ and flume experiments, focusing on numerical analysis technology which has been making remarkable progress in recent years. And there were two approaches for the study, one is the solid-liquid two-phase Moving Particle Semi-implicit (MPS) method and the other is the three-dimensional explicit-type MPS method. For disaster prevention, it is important to elucidate range of the debris flow and velocity distribution of it. And as the results of flume experiments and the numerical simulations, the validity of the both flood analysis models developed in this study were confirmed.

Key words : debris flow, analysis of flood area of debris flow, inter-particle collisional stress, particle method, flume experiments