

# 越流水による礫群運動の3次元数値解析

柳生 大輔<sup>1</sup>・牛島 省<sup>2</sup>・鳥生 大祐<sup>3</sup>

<sup>1</sup>学生員 京都大学大学院工学研究科修士課程 (〒 615-8540 京都府京都市西京区京都大学桂)

E-mail: yagyu.daisuke.42a@st.kyoto-u.ac.jp

<sup>2</sup>正会員 工博 京都大学 学術情報メディアセンター (〒 606-8501 京都府京都市左京区吉田本町)

E-mail: ushijima@media.kyoto-u.ac.jp

<sup>3</sup>正会員 博(工) 京都大学 学術情報メディアセンター (〒 606-8501 京都府京都市左京区吉田本町)

E-mail: toriu.daisuke.8v@kyoto-u.ac.jp

堰を越流して落下した水流により 14,400 個の礫群が運動し、ある堆積形状となる過程の数値計算を行った。計算では、3次元固気液多相場の解法 (MICS) を利用し、礫群の運動と越流水の力学的な相互作用を考慮した並列計算を行った。1 個の礫を 121 個の四面体要素で表し、気液相の運動方程式から得られた圧力項と粘性項を利用して礫に働く流体力を求める。礫どうしの接触力は、礫モデル内部に任意に配置した接触判定球を用いて、DEM により算出する。224 並列処理により、逐次計算に対して約 50 倍の計算速度となった。計算結果から、堰を越流した水流により礫が巻き上げられる挙動が再現され、越流停止後は礫群は洗掘された配置となった。越流量を増加させると、最大洗掘深および洗掘範囲が増加するという既往実験と同様の傾向が得られた。

**Key Words:** fluid-solid interaction, multiphase model, parallel computation, free-surface flow, gravel particle

## 1. 緒言

津波の発生により水流が堤防を越流し、堤防背後で洗掘が発生し、この洗掘によって堤防が転倒する事例がある。このため、このような洗掘現象の仕組みを明らかにする研究が多くなされている。例えば、有川ら<sup>1)</sup>は直立型堤防背後の洗掘に対して実験を行い、越流水深や洗掘時間と洗掘深の関係について検討を行った。また、数値解析的な検討も多く行われており、例えば、峯浦ら<sup>2)</sup>は水理模型を用いた直立堤防背後の洗掘実験に対して2次元数値波動水路 CADMAS-SURF を用いた数値計算を行い、堤防背後の洗掘形状や越流時間と乱れエネルギーの関係について検討を行った。中村ら<sup>3)</sup>は3次元流体・構造・地形変化・地盤連成数値計算モデルを用いて津波の越流による海岸堤防裏法尻背後の洗掘とそれに対する対策工の有効性について検討を行った。

上記の他にも、洗掘現象に対する数値計算は数多く行われているが、砂粒子や礫の個々の運動を3次元的に計算した例は少ない。このような、流体と多数の物体の連成現象を妥当に再現するためには、固体の形状を考慮しつつ、流体と固体間の力学的な相互作用や固体間の接触力を高精度に計算する必要がある。

そこで本研究では、3次元固気液多相場の数値解法 MICS<sup>4)</sup> を用いて、堰を越流した水流による局所洗掘の数値実験を行った。礫に働く流体力は多相場における運動方程式から求められる。また、礫は任意形状の剛体として、四面体要素の集合体として表し、礫間の衝

突判定には礫の表面付近に配置された接触判定球<sup>4)</sup>を用いる。このように MICS<sup>4)</sup> では、流体と礫の力学的な相互作用と礫間の衝突を考慮して、個々の任意形状の礫の運動を扱うことができる。

特に、この計算手法は flat MPI<sup>5)</sup> を利用した領域分割法に基づいて並列化されており<sup>6)</sup>、例えば、柳生ら<sup>7)</sup>は約3万個の砂粒子群に水滴を衝突させる計算を行い、実験との比較を行った。その結果、水滴の運動量と砂面侵食量の関係について妥当な計算結果が得られることを確認した。また、丸山ら<sup>8)</sup>は計算領域内の物体の分布に偏りが生じた場合に物体計算の計算負荷を動的に分散させる並列計算手法を提案し、100万個の物体が自由水面流れによって輸送される計算を行っている。

本研究では、堰を越流して落下した水流により礫群が運動し、ある堆積形状となる過程を MICS を利用して計算を行った。計算の結果から個々の礫の挙動や流量と洗掘された配置の関係について検討を行った。

## 2. 数値解析手法の概要

図-1 に本計算手法における計算手順を示す。図-1 に示すように、まず気液相の計算段階で質量保存則、非圧縮条件、運動量保存則から圧力と気液相における流速を求める。次に、礫に働く流体力を多相場の運動方程式から算出する。そして、礫同士の衝突や並進および回転運動から礫の運動を複数回計算する。最後に、礫

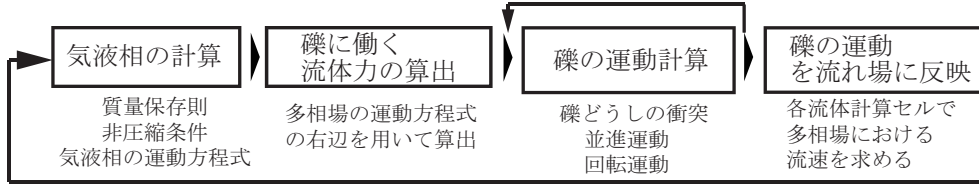


図-1 MICS<sup>4)</sup>の計算手順

の運動計算で得られた礫の速度ベクトルと角速度ベクトルから多相場における流速を求める。なお、本計算手法では、気液相の計算では Euler 的に設定された直交構造格子を用い、礫の運動計算では礫を Lagrange 的に扱う。

### (1) 気液相の計算

図-1 に示すように MICS<sup>4)</sup> では、気液相に対して、以下の質量保存則、非圧縮条件、運動量保存則を用いる。

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_f u_j) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_i u_j) = f_i - \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial p}{\partial x_i} \\ + \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \mu \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 $t$  は時間、 $x_i$  は直交座標成分、 $u_i$  は気相と液相の質量平均速度であり<sup>4)</sup>、 $p$ 、 $\rho_f$ 、 $\mu$  はそれぞれ気相と液相の体積平均圧力、密度および粘性係数である<sup>9)</sup>。また、 $f_i$  は外力加速度の  $x_i$  成分である。これらの基礎式を、有限体積法を用いて Euler 的に設定された直交構造格子上で離散化し、既報<sup>4)</sup>と同様の解法により、密度、流速および圧力の計算を行う。なお、直交構造格子上での変数配置はコロケート格子<sup>4)</sup>に従っている。

### (2) 礫に働く流体力の算出

礫は T 型固体モデル<sup>4)</sup>で Lagrange 的に扱われる。T 型固体モデル<sup>4)</sup>では、礫の形状は四面体要素の集合体として表され、これを用いて礫が流体計算セル内に占める体積割合を計算する。また、礫と流体の相互作用を精度よく計算するために、礫の大きさに対して流体計算セルは十分細かいことが必要である<sup>10)</sup>。

図-2 に示されるように、流体計算セル  $C$  内で礫  $k$  に働く流体力は流体計算セル  $C$  内の礫  $k$  の体積割合と、礫  $k$  の密度を考慮した多相場の圧力および粘性項から、以下のように計算される。

$$F_{Cki} = \alpha_k \sigma_k V_C \left[ -\frac{\rho_b - \rho_f}{\rho_b} g_i - \frac{1}{\rho_b} \frac{\partial p}{\partial x_i} \right]$$

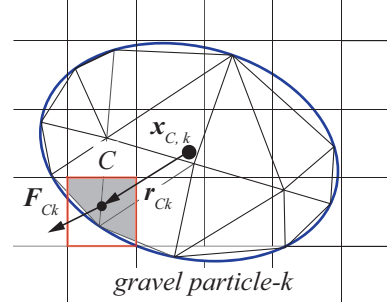


図-2 流体計算セルと礫を構成する四面体要素の関係の概略図

$$+ \frac{1}{\rho_b} \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\} \quad (4)$$

ここで、 $F_{Cki}$  は礫  $k$  に作用する  $x_i$  方向の流体力成分、 $\alpha_k$  は礫  $k$  が流体計算セルに占める体積割合、 $\sigma_k$  は礫  $k$  の密度で、 $V_C$  は流体計算セル  $C$  の体積、 $g_i$  は重力加速度の  $x_i$  成分である。 $\rho_b$  は礫を含む多相場の密度であり次式により求める。

$$\rho_b = \left( 1 - \sum_{k \in C} \alpha_k \right) \rho_f + \sum_{k \in C} \alpha_k \sigma_k \quad (5)$$

式 (4) より流体力ベクトル  $\mathbf{F}_{Ck}$  が求められ、礫  $k$  を含む流体計算セル  $C$  に対する  $\mathbf{F}_{Ck}$  の総和が礫  $k$  に作用する流体力となる。このように、MICS<sup>4)</sup>では、抗力係数などの経験定数を用いずに、任意形状物体に働く流体力を高精度に計算できる。

### (3) 礫の運動計算

本研究では、礫は T 型固体モデル<sup>4)</sup>で扱われ、礫どうしが衝突する場合は、礫の表面付近に配置された接触判定球<sup>4)</sup>を用いて礫間の接触力の計算を個別要素法 (DEM)<sup>11)</sup>により行う。接触判定球に働く法線および接線方向の接触力ベクトル  $\mathbf{h}_n, \mathbf{h}_t$  は以下の式により求める。

$$\mathbf{h}_n = -K_n d_n \mathbf{n} + D_n \mathbf{v}_{rn} \quad (6)$$

$$\mathbf{h}_t = K_t \mathbf{d}_t - D_t \mathbf{v}_{rt} \quad (7)$$

ここで、 $K_n$ 、 $K_t$  はそれぞれ法線方向と接線方向のバネ定数であり、 $D_n$ 、 $D_t$  はそれぞれ法線方向と接線方向

の粘性減衰係数である。  $v_{rn}$ ,  $v_{rt}$  はそれぞれ法線方向、接線方向の相対速度ベクトルである。  $n$  は接触する接触判定球間の中心点を結ぶ方向に向かう法線方向の単位ベクトルであり、  $d_n$  は、接触する接触判定球間の重なり深さである。また、  $d_t$  は接線方向の変位ベクトルで、接触時間にわたる積分として次式から定められる。

$$d_t = \int_{t_1}^{t_2} v_{rt} dt_b \quad (8)$$

ここで、  $dt_b$  は碟の運動計算の時間増分である。本計算では、接触中は前ステップの  $d_t$  に  $v_{rt} dt_b$  を加算し、これを保存して必要であれば次の計算ステップで使用する。また2つの接触判定球が離れた場合はゼロクリアする<sup>7)</sup>。

静止摩擦係数を  $\mu'$  とし、式(7)より計算した  $h_t$  の絶対値  $|h_t|$  が静止摩擦力を超える場合、つまり  $|h_t| > \mu' |h_n|$  が成り立つ場合には、  $h_t$  は以下のように計算される。

$$h_t = \mu'' |h_n| \frac{v_{rt}}{|v_{rt}|} \quad (9)$$

なお、本研究では、静止摩擦係数  $\mu'$  と動摩擦係数  $\mu''$  が同じ値であると仮定した。以上のように碟の表面付近に配置された各接触判定球に対して、  $h_n$ ,  $h_t$  を算出し、  $h_n$  と  $h_t$  の合力の総和を碟に働く接触力とした。

以上により得られた、碟に働く接触力と流体力の合力とモーメントから碟の並進および回転運動の計算<sup>4)</sup>を行う。なお、碟の運動を安定に計算するためには、碟の移動速度や接触判定球のバネ定数などの物性値に応じて、碟の運動計算の時間増分  $\Delta t_b$  を設定する必要がある。本研究では、碟を構成する四面体のうち質量が最小となる四面体の質量を  $m_{min}$  とすると、バネと質量振動系の振動の半周期  $\pi\sqrt{m_{min}/K_n}$  を10分割した値<sup>12)</sup>以下となるように  $\Delta t_b$  を設定した。このように設定された  $\Delta t_b$  は、流体計算における時間増分  $\Delta t$  よりも数オーダー小さくなる場合がある<sup>12)</sup>。このため、**図-1**に示すように、1流体計算ステップ中に碟の運動計算を  $n_b$  回行った。

#### (4) 多相場の運動量の更新

気液相の運動量と固相の運動量の質量平均<sup>4)</sup>から多相場の流速ベクトル  $u_C$  を以下の式により求める。

$$u_C = \frac{1}{m_f + m_b} \left( m_f u_{cf} + \sum_{k \in C} \alpha_k \sigma_k V_C v_{ck} \right) \quad (10)$$

ここで、  $m_f$  は流体計算セル内の気体の質量と液体の質量の合計で、  $m_b$  は流体計算セル内に存在するすべての碟部分の質量であり以下の式により求められる。

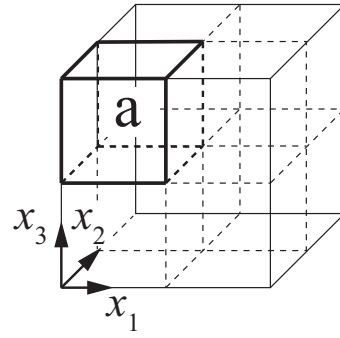


図-3 3次元領域分割

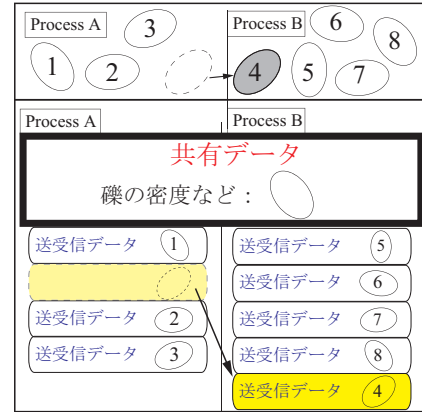


図-4 プロセス間を碟番号4が Process A から Process B へ移動する場合の各プロセスでのデータ配置

$$m_f = \rho_f \left( 1 - \sum_{k \in C} \alpha_k \right) V_C \quad (11)$$

$$m_b = \sum_{k \in C} \alpha_k \sigma_k V_C \quad (12)$$

$u_{cf}$  は流体計算セル内における気液相部分の速度であり、  $v_{ck}$  は流体計算セル内での碟  $k$  の速度ベクトルである。

#### (5) 静止構造物の数値的取り扱い

本研究では堰などの静止構造物の表面は三角形要素の集合体として表される。流体計算における静止構造物内部の取り扱いについては既報<sup>13)</sup>と同様にした。具体的には、碟表面に配置された複数の衝突判定球と静止構造物表面の三角形要素を用いて接触計算を行った。

#### (6) 並列計算手法

本研究で対象とする大規模計算では、計算に必要なメモリ容量を確保することと、実用的な計算時間の範囲で数値解が得られることが重要である。試計算の結果、224並列計算 (Intel Xeon Haswell 14 cores  $\times$  2, メモリ: 64GB memory / nod) では、逐次計算に対して約50倍の計算速度向上が確認された。後述する計算では、1ケースあたり約12日の計算時間が必要なので、演算の並列化は必要不可欠な技術である。

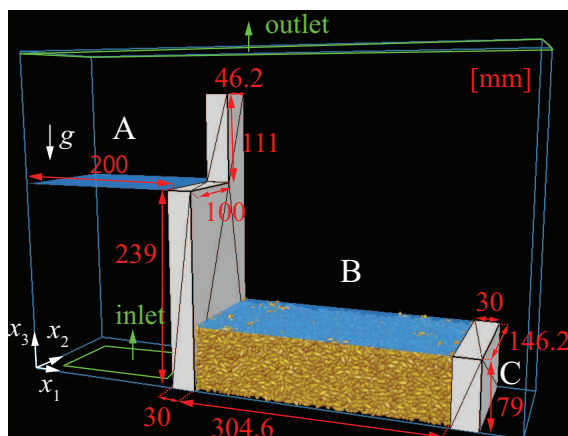


図-5 計算領域 (単位 [mm],  $t = 0.0$  [s])

本研究では、図-3に示すように、3次元の計算領域を複数の領域に分ける。この各領域に複数あるコアのうちの一つを割り当て、各コアで同時に演算処理を行わせる。なお、領域 a 内の演算処理をプロセス a と表記し、コア間の通信には flat MPI<sup>5)</sup>を用いる<sup>6)</sup>。

以上のような演算方法を用いて多数の礫を扱う計算を行う。このような計算において、すべてのコアで礫の情報を共有すると、例えば山下ら<sup>6)</sup>のように計算で扱える礫の個数が各コアで使用可能なメモリ量によって制限される。

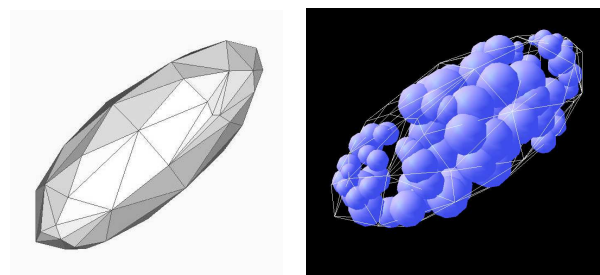
このような問題を解決するために丸山ら<sup>8)</sup>は例えば礫の物性値や四面体の頂点番号のような全ての礫で共通する情報を共有データとして図-4のように全プロセスで共有した。一方、礫の重心点の座標や速度など、礫ごとに異なる情報については図-4のように送受信データとしてコア間で通信を行うことで各コアにおける使用メモリ量の削減を図った。

### 3. 越流水による局所洗掘の数値実験

#### (1) 計算条件の設定

計算領域、礫の初期配置および設定した堰を図-5に示す。本研究では図-5に示されるように、計算領域底面の左上部に設定した inlet 領域から水を流入させ、切り欠き堰を越流した水が堆積した 14,400 個の礫群に衝突することで洗掘が発生する。なお、inlet 領域からの水の流入に伴い、outlet 領域から空気が流出する。このように切り欠き堰を用いることで2次元的な洗掘形状が得られる。

図-5に示されるように、計算領域の  $x_1$  方向の長さは 609.2 [mm]、 $x_2$  方向の長さは 146.2 [mm]、 $x_3$  方向の長さは 400 [mm] とした。空気と水の密度はそれぞれ  $1.0$  [kg/m<sup>3</sup>]、 $1.0 \times 10^3$  [kg/m<sup>3</sup>] であり、空気と水の動粘性係数はそれぞれ  $1.0 \times 10^{-5}$  [m<sup>2</sup>/s]、 $1.0 \times 10^{-6}$  [m<sup>2</sup>/s] である。重力加速度  $g$  は  $9.8$  [m/s<sup>2</sup>] であり、流



(a) 四面体要素 (121 個) (b) 接触判定球<sup>4)</sup> (75 個)

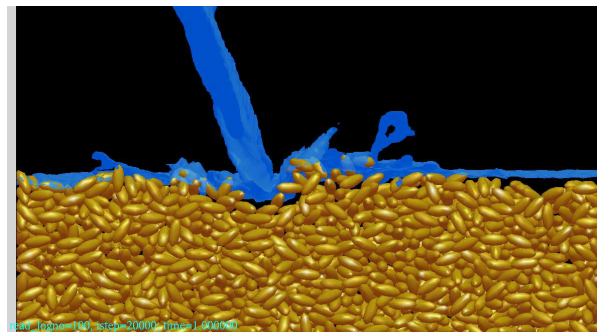
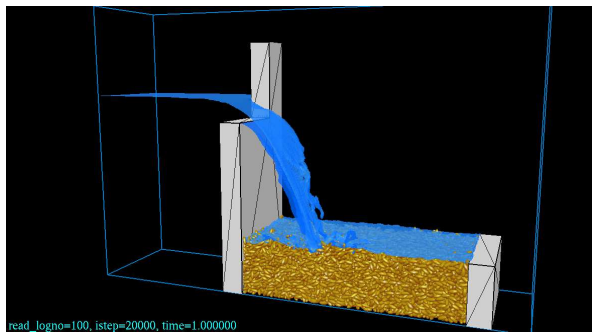
図-6 礫モデル

体計算の時間刻み  $\Delta t$  は  $5.0 \times 10^{-5}$  [s] とした。領域 A ( $0 \leq x_1 \leq 210$  [mm])、B ( $210 < x_1 \leq 536$  [mm])、C ( $536 < x_1 \leq 609.2$  [mm]) における初期水位はそれぞれ 239 [mm]、79 [mm]、0 [mm] とした。また、初期状態における堆積した礫の厚さ  $H_S$  は 79 [mm] である。 $H_S$  は礫が領域 B の中心点 ( $x_1 = 382.6$  [mm]、 $x_2 = 73.1$  [mm]) から半径 100 [mm] 以内の礫の層厚の最大値とした。

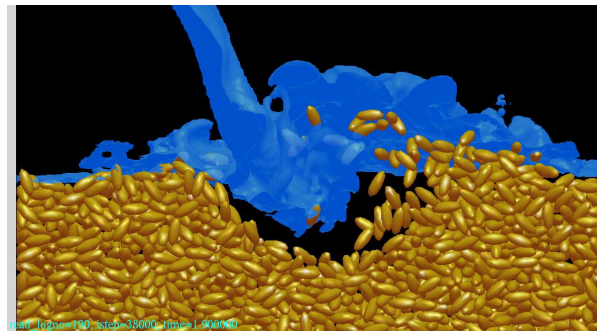
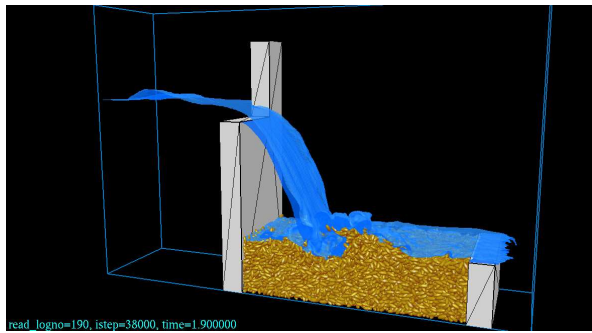
図-5に示す inlet の領域の速度の境界条件は速度を指定したディリクレ条件とし、outlet の領域の速度の境界条件は勾配 0 のノイマン条件とした。それ以外の壁面での速度の境界条件は non-slip 条件とした。ただし、流出条件に関しては  $u_3$  が負となる場合には  $u_3 = 0$  [m/s] とおいた。また、圧力の境界条件として、底部と outlet 領域の壁面では  $\partial p / \partial x_3 = -\rho_f g$  として定めた。それ以外の壁面上では勾配 0 のノイマン条件を課した。本研究ではこの inlet の領域から流入する水の流量  $Q$  を変化させて計算を行った。その流量  $Q$  は  $1.35 \times 10^{-3}$  および  $1.80 \times 10^{-3}$  [m<sup>3</sup>/s] とした。なお、水を流入させる時間は  $0.0 \leq t \leq 1.5$  [s] であり、 $t = 1.5$  [s] 以降は  $Q = 0$  [m<sup>3</sup>/s] として礫がほぼ静止するまで計算を行った。

既報<sup>14)</sup>において粒径は異なるが、楕円体に近い形状の礫があることが述べられている。このため礫は図-6に示すように回転楕円体とした。礫の長径は 12.2 [mm] で短径は 5.0 [mm] とした。密度は  $2.65 \times 10^3$  [kg/m<sup>3</sup>] で質量は  $3.50 \times 10^{-4}$  [kg] である。礫は 121 の四面体で表され、構成節点数は 49 である。礫同士の接触判定時に用いる接触判定球<sup>4)</sup>は図-6(b)に示されるように配置しており、その数は 75 である。本研究では、初期状態において図-5に示すように礫を配置している。この配置は既報<sup>7)</sup>と同様に礫を自由落下させることによって得られた。

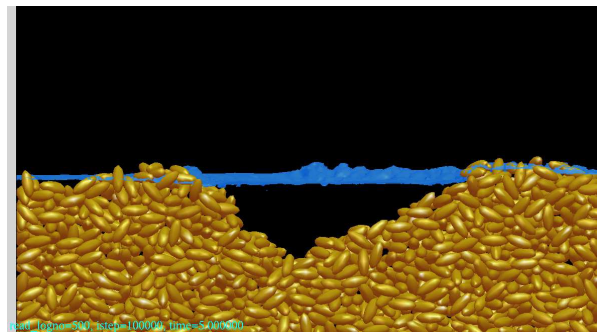
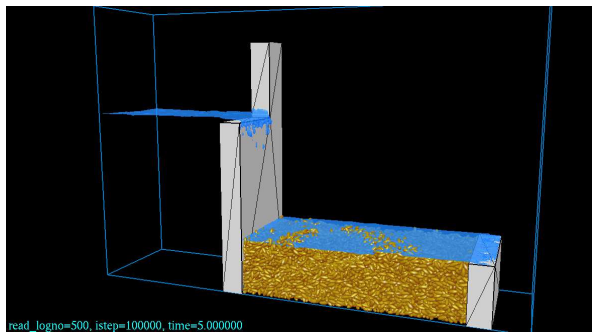
また、式 (6)、(7) の  $K_n$ 、 $K_t$  はそれぞれ  $1.0 \times 10^4$  [N/m] と実際の礫よりも小さいバネ定数を用いた。これらのバネ定数に関しては、既往の研究<sup>15)</sup>で  $1.0 \times 10^3 \sim 1.0 \times 10^6$  [N/m] において明瞭な相違がなかったこと示されており、それらの結果を考慮して定めた。 $D_n$ 、 $D_t$  はそれぞれ 0.8 [N・s/m] とした。これらの値は反発係



(a)  $t = 1.0$  [s]



(b)  $t = 1.9$  [s]



(c)  $t = 5.0$  [s]

図-7  $Q = 1.35 \times 10^{-3}$  [m<sup>3</sup>/s] の計算結果 (左：3次元表示，右：堰背後の領域を拡大 ( $0 \leq x_2 \leq 14.6$  [mm] の範囲内のみを描画))

数を 0.5 として定めた<sup>12)</sup>。これは既往の研究<sup>16)</sup>において移動床では 0.5 前後の値をとることを考慮にしている。静止摩擦係数  $\mu'$  は 0.6 とした<sup>14)</sup>。礫運動の反復回数  $nb$  は 55 回とし、礫運動の時間刻み  $\Delta t_b$  は  $\Delta t/55$  [s] とした。

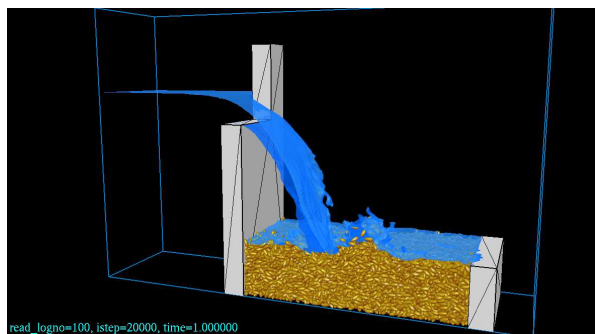
本研究は 2. (6) で述べたように flat MPI<sup>5)</sup>を用いて並列化されており<sup>13)</sup>，並列数は  $14 \times 8 \times 2$  の 224 並列とし，流体計算格子数は  $392 \times 96 \times 260$  とした。流体計算格子の  $x_1$  方向の長さは  $1.55 \times 10^{-3}$  [m]， $x_2$  方向の長さは  $1.52 \times 10^{-3}$  [m]， $x_3$  方向の長さは  $1.54 \times 10^{-3}$  [m] であり，礫の長径および短径が約 7.9 および 3.2 分割できる大きさとした。なお，計算には京都大学のスーパーコンピュータ Cray XC30 (System D, magnolia, Intel Xeon Haswell 14 cores  $\times$  2, メモリ：64GB memory / node) を

利用した。また，本計算に要した計算時間は約 12 日間であった。

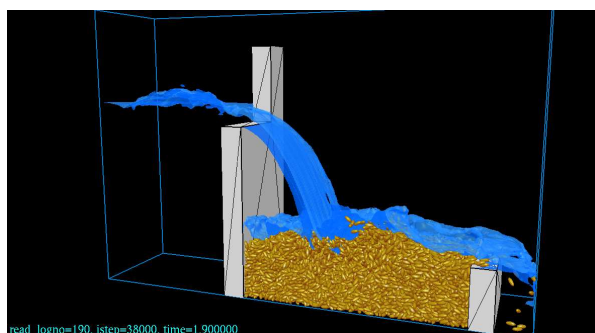
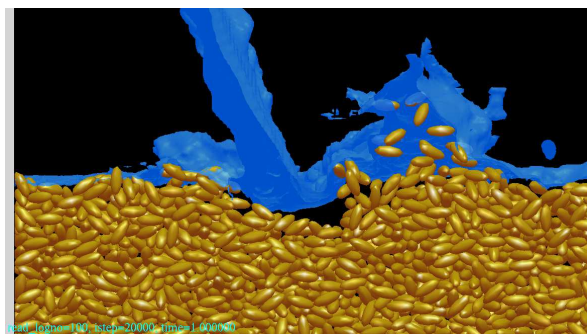
## (2) 計算結果

### a) 礫の運動に関する考察

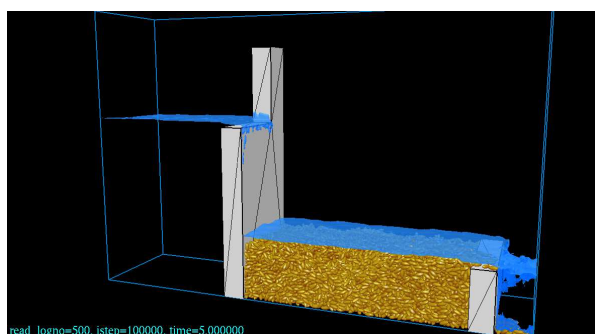
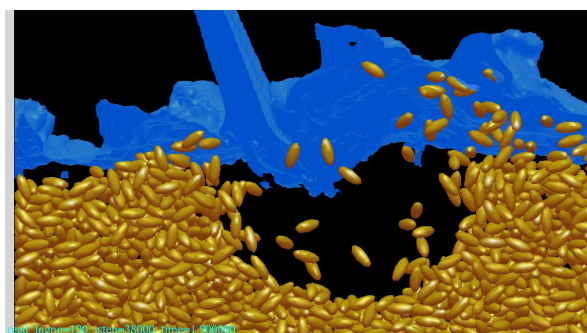
図-7 に流量  $Q$  が  $1.35 \times 10^{-3}$  [m<sup>3</sup>/s] における計算結果と堰背後の領域を拡大した計算結果 ( $0 \leq x_2 \leq 14.6$  [mm] の範囲内のみを描画) を示す。図-7 (a) の  $t = 1.0$  [s] 付近では堰を越流してきた水が礫群に到達し，水流により形成される渦によって礫が浮遊し始めた。次に，図-7 (b) の  $t = 1.9$  [s] では越流が継続しており，水流によって形成される，渦によって礫が巻き上げられていることが確認できる。図-7 (c) のように  $t = 5.0$  [s] では越流が停止し，礫の運動がほぼ静止したことを確認した。



(a)  $t = 1.0$  [s]



(b)  $t = 1.9$  [s]



(c)  $t = 5.0$  [s]

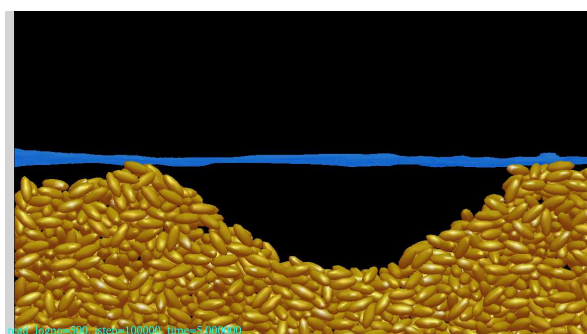


図-8  $Q = 1.80 \times 10^{-3}$  [m<sup>3</sup>/s] の計算結果 (左：3次元表示，右：堰背後の領域を拡大 ( $0 \leq x_2 \leq 14.6$  [mm]) の範囲内のみを描画))

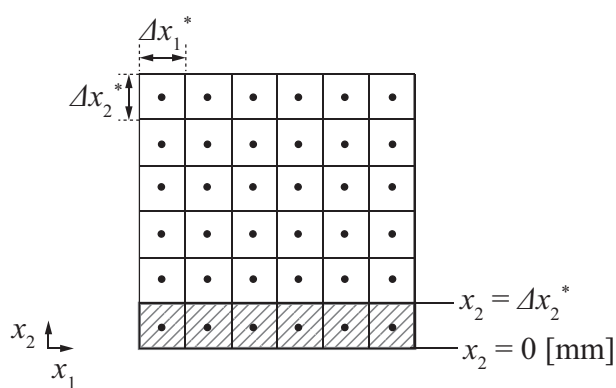


図-9 平滑化格子

越流により発生する洗掘過程において，渦によって巻き上げられながら洗掘される過程は内田らの実験<sup>17)</sup>でも確認されており，妥当な計算結果といえる。

図-8に流量  $Q$  が  $1.80 \times 10^{-3}$  [m<sup>3</sup>/s] における計算結果を示す。この計算結果においても  $Q$  が  $1.35 \times 10^{-3}$

[m<sup>3</sup>/s] の場合と同様に礫が渦によって巻き上げられる計算結果が得られた。ただし，流量が増えたため，より大きな渦が形成され，巻き上げられる礫の個数も多くなっていることが確認できる。

#### b) 洗掘形状の考察

まず，図-7(c)，図-8(c)のように礫の運動がほぼ静止した礫の分布から堆積した礫の層厚を求めるために，図-9に示すような平滑化格子<sup>7)</sup>を定義した。なお，図-9に示す  $\Delta x_1^*$ ， $\Delta x_2^*$  はそれぞれ平滑化格子の格子幅であり  $\Delta x_1^* = \Delta x_2^* = 2.52$  [mm](礫の短径の半分程度)とした。図-9に示す平滑化格子では格子内の最大となる礫の層厚をその格子を代表する礫の層厚  $H_L$  とする<sup>7)</sup>。この平滑化格子を用いて，図-10に示すような礫の層厚の水平方向分布を得た。なお，図-10に示されているのは各流量で得られた  $t = 5.0$  [s] における礫の層厚の水平方向分布である。これらの図に示されるように堰を越流する水の落下位置付近の洗掘深が大きくなり， $x_2$

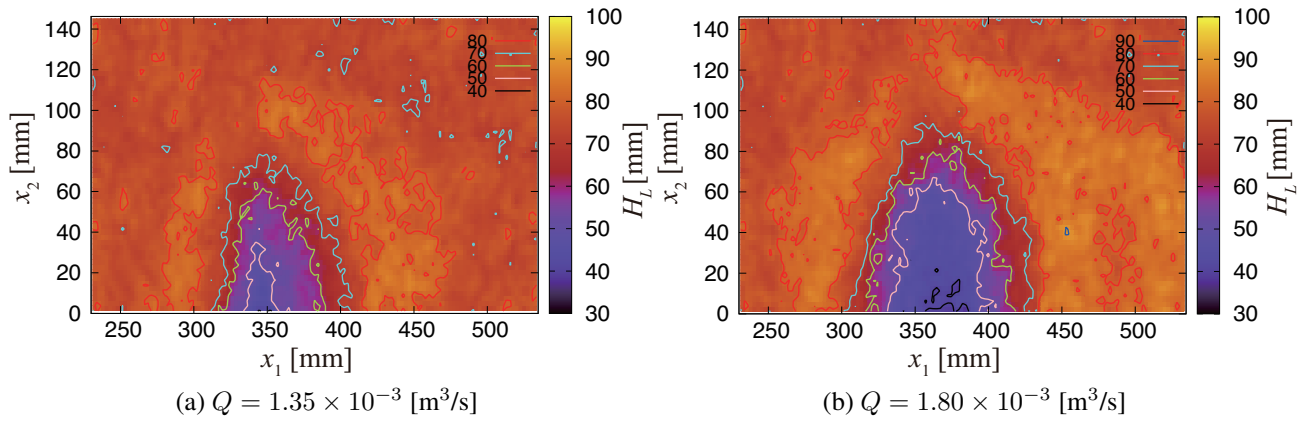


図-10  $t = 5.0 \text{ [s]}$  における計算で得られた洗掘範囲

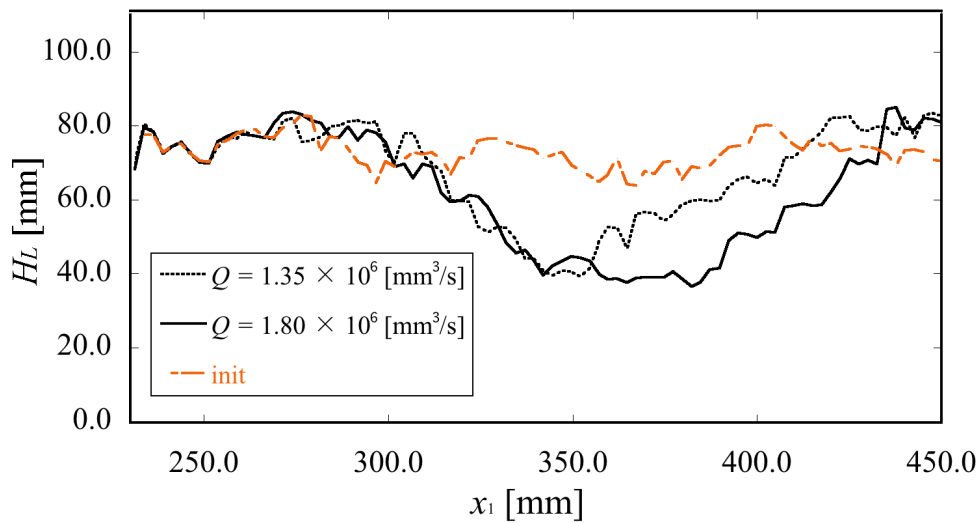


図-11  $0 < x_2 < \Delta x_2^*$  における  $x_1$  方向の  $H_L$  の分布 ( $t = 5.0 \text{ [s]}$ )

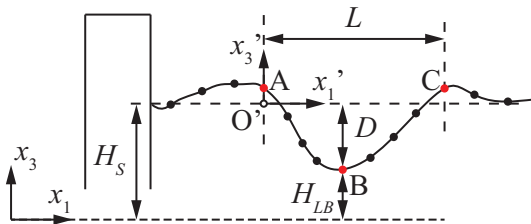


図-12 最大洗掘深  $D$  および洗掘長  $L$  の定義

方向にも礫の層厚が変化する洗掘形状が得られた。また、流量が大きいほど洗掘が発生する領域が広がっている。

次に、図-9に示す斜線部の平滑化格子における礫の層厚分布から得られた洗掘形状を図-11に示す。なお、図-11に示す洗掘形状は  $t = 5.0 \text{ [s]}$  での洗掘形状である。図-11の洗掘形状から図-12に示す最大洗掘深  $D$  および洗掘長  $L$  を各流量で算出した。ここで、図-12に示す点 B は  $H_S - H_L$  が最大となる点である。最大洗

表-1 各流量における  $D$  および  $L$  の値

| 流量 $Q \text{ [m}^3/\text{s]}$ | 1.35   | 1.80   |
|-------------------------------|--------|--------|
| 最大洗掘深 $D \text{ [mm]}$        | 39.98  | 42.52  |
| 洗掘長 $L \text{ [mm]}$          | 123.35 | 146.01 |

掘深  $D$  は初期における礫の層厚の値  $H_S$  と点 B における礫の層厚の値  $H_{LB}$  との差である。点 A は点 B から  $x_1$  方向負の向きに  $H_L$  の値を調べていき、初めて  $H_L$  が  $H_S$  よりも大きくなった点である。同様に、点 C は点 B から  $x_1$  方向正の向きに  $H_L$  の値を調べていき、初めて  $H_L$  が  $H_S$  よりも大きくなった点である。洗掘長  $L$  は点 A の  $x_1$  座標  $x_{1A}$  と点 C の  $x_1$  座標  $x_{1C}$  の値との差である。また、点 O' の座標は点 A の  $x_1$  座標  $x_{1A}$  を用いて  $(x_{1A}, H_S)$  と表される。

表-1に各流量での最大洗掘深  $D$  および洗掘長  $L$  をそれぞれ示す。表-1に示されるように流量が大きい方が最大洗掘深および洗掘長が大きくなることが確認で

きた。実験条件は異なるが、越流水による洗掘現象に関する水理実験を行っている Sulianto ら<sup>18)</sup>の水理実験において、流量が大きくなるほど最大洗掘深および洗掘長が大きくなる実験結果が得られており、妥当な計算結果が得られている。

#### 4. 結言

本研究では、堰を越流した水流による局所洗掘を対象として、3次元の固気液多相場の数値解法 MICS<sup>4)</sup>を用いて個々の礫の運動を計算する数値実験を行った。計算結果から堰を越流して落下する水流により形成される渦によって礫が巻き上げられて、礫が下流側に堆積する現象が確認できた。次に、越流停止後の礫の層厚の水平方向分布から、2次元的な洗掘が発生することを確認した。さらに、計算で得られた洗掘形状において異なる流量で比較したところ、流量が大きい場合に最大洗掘深および洗掘長が大きくなることを確認した。今後は、水理実験との定量的な比較を進める予定である。

#### 参考文献

- 1) 有川太郎, 池田剛, 窪田幸一郎: 越流による直立型堤防背後の洗掘量に関する研究, 土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol. 70, No. 2, pp. I.926-I.930, 2014.
- 2) 峯浦亮, 辻本剛三, 山田文彦: 堤防を越流した津波による洗掘特性と人工堀の適用に関する研究, 土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol. 69, No. 2, pp. I.791-I.795, 2013.
- 3) 中村友昭, 根笹裕太, 水谷法美, 小竹康夫: 津波の越流による海岸堤防背後の洗掘とその対策法, 混相流, Vol. 29, No. 2, pp. 132-140, 2015.
- 4) 牛島省, 福谷彰, 牧野統師: 3次元自由水面流中の接触を伴う任意形状物体運動に対する数値解法, 土木学会論文集 B, Vol. 64 No.2, pp. 128-138, 2008.
- 5) Gropp, W., Lusk, E. and Thakur, R.: *Using MPI-2*, The MIT Press, 1999.
- 6) 山下遼, 藤岡奨, 牛島省: 自由水面流中の接触を伴う複雑形状物体運動の並列計算法, 土木学会論文集 A2(応用力学), Vol. 68, No. 2, pp. I.171-I.178, 2012.
- 7) 柳生大輔, 牛島省, 鳥生大祐, 青木一真: 水滴衝突による砂粒子群侵食量の3次元並列計算, 土木学会論文集 A2 (応用力学), Vol. 71, No. 2, pp. I.369-I.378, 2015.
- 8) 丸山紀尚, 牛島省: 動的負荷分散を考慮した流体中の任意形状物体運動群の並列計算法, 土木学会論文集 B1(水工学), Vol. 70, No. 4, I.835-I.840, 2014.
- 9) 牛島省, 竹村雅樹, 山田修三, 後藤孝臣: 非圧縮性多相流場の解法 (MICS) による自由水面流中の粒子輸送の数値解析, 水工学論文集, Vol. 48, pp. 649-654, 2004.
- 10) 梶島岳夫, 瀧口智志, 浜崎洋至, 三宅裕: 渦放出を伴う粒子を含む鉛直平行平板間乱流の構造, 日本機学会論文集 (B 編), Vol. 66, No. 647, pp. 1734-1741, 2000.
- 11) Coundall, P. A. and Strack, O. D. L.: A discrete numerical model for granular assemblies, *Geotechnique*, Vol. 29 No.1, pp. 47-65, 1979.
- 12) 川口寿裕, 田中敏嗣, 辻裕: 離散要素法による流動層の数値シミュレーション (噴流層の場合), 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 58 No.92, pp. 2119-2125, 1992.
- 13) 青木一真, 井唯博吏, 牛島省, 鳥生大祐, 柳生大輔: 構造物および地表面との衝突を伴う多数の津波漂流物輸送の数値実験, 土木学会論文集 A2 (応用力学), Vol. 71, No. 2, pp. I.379-I.388, 2015.
- 14) 伏谷伊一: 溪床上における礫の移動について, 日本林学会誌, Vol. 43, No. 1, pp. 31-33, 1961.
- 15) 別府万寿博, 井上隆太, 石川信隆, 長谷川祐治, 水山高久: 修正 MPS 法による土石流段波モデルのシミュレーション解析, 砂防学会誌, Vol. 63, No. 6, pp. 32-42, 2011.
- 16) 土屋義人, 青山俊樹: 水流による砂れき Saltation の機構 (2) —Successive Saltation の理論について—, 京都大学防災研究所年報, Vol. 13B, pp. 199-216, 1970.
- 17) 内田龍彦, 福岡捷二, 木下真理子: 落差工下流の河床洗掘孔を考慮し設置された粗朶沈床の効果検討, 河川技術論文集, Vol. 11, pp. 399-404, 2005.
- 18) Sulianto, A. A. and Murakami, K.: Study on Local Scouring of Gravel Mound due to Tsunami Overflow, *Procedia Engineering*, Vol. 116, pp. 195 - 202, 2015.

(2016. 6. 24 受付)

### 3D NUMERICAL ANALYSIS FOR MOVEMENTS OF GRAVEL PARTICLES DUE TO OVERFLOW

Daisuke YAGYU, Satoru USHIJIMA and Daisuke TORIU

In this study, the local scour behind the weir due to overflows was calculated using three-dimensional multiphase numerical model (MICS). In this method, the shape of a gravel particle is represented by multiple tetrahedron elements, and collisions between gravel particles are treated by the contacts of the multiple collision detection spheres placed inside of the gravel particle. Fluid forces acting on the gravel particle are calculated from the pressure-gradient and viscous terms in the momentum equations for multiphase fields. As a result of the numerical experiments, movements of 14,400 gravel particles due to the overflow were predicted and local scour arose behind the weir. In addition, the scour depth and area become larger when the flow rate is large.