

# 鉛直噴流による礫粒子群輸送と saltation-collapse 平衡の数値解析

牛島 省<sup>1</sup>・鳥生 大祐<sup>2</sup>・柳 博文<sup>3</sup>・田中 寛樹<sup>4</sup>

<sup>1</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.satoru.3c@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)

<sup>3</sup>非会員 IHI インフラシステム (〒 590-0977 大阪府堺市堺区大浜西町 3 番地)

<sup>4</sup>学生会員 京都大学 工学研究科 社会基盤工学専攻 (〒 615-8540 京都府京都市西京区京都大学桂)

本研究では、静止状態から約 3.2 秒間、鉛直下方に向かう平均流速約 1.2 m/s の円管噴流を平均粒径約 7 mm の礫群に衝突させる現象を対象として、実験と数値計算を行った。計算では、流体・固体連成並列計算手法を用いて、約 16,700 個の礫モデルと流体間の相互作用と、実際の礫粒子の概略形状を表す礫モデル間の衝突を扱う 1,088 プロセスの並列計算を行った。礫面洗掘現象の非定常過程を、(A) 非平衡洗掘状態、(B) saltation-collapse 平衡状態、そして、(C) 安息角静止状態、という 3 段階に分け、各段階の礫面形状を再現できることを確認した。saltation-collapse 平衡状態では跳躍・崩落礫モデル数がかほぼ等しい状態で大局的な礫面形状はほぼ一定であることを明らかにした。礫モデルの移動特性と、洗掘孔近傍で礫間流体圧が増加する可能性があることを示した。

**Key Words:** local scour, gravel particle, vertical impinging jet, fluid-solid interaction, parallel computation

## 1. 緒言

鉛直下方に向かう水流が砂礫層に衝突すると、砂礫粒子が流体力を受けて移動し、砂礫層上面の変形(洗掘・堆積等)が生ずる。このような洗掘現象に関する実験的な研究として、赤司ら<sup>1)</sup>は鉛直噴流により砂層が洗掘される非定常過程を分類し、流体力と土圧力の関係から洗掘砂面形状を考察している。また、間隙水圧や透水性を考慮した、鉛直噴流による二層地盤の洗掘過程<sup>2)</sup>や土粒子-土要素レベルの洗掘実験<sup>3)</sup>が行われている。さらに、鉛直噴流の衝突角度と洗掘深さの関係<sup>4)</sup>など数多くの実験的な研究が行われている。一方、鉛直噴流による砂面洗掘の数値解析も進められており、砂地盤を弾完全塑性体とする方法<sup>5)</sup>や SPH と DEM を利用した計算などが行われている<sup>6)</sup>。

本研究では、静止状態から一定の時間、鉛直下方に向かう円管噴流を礫群に衝突させる現象を対象として、実験と数値計算を行い、礫粒子の移動や礫群上面の形状が変化するメカニズムを考察した。噴流の平均流速は約 1.2 m/s、噴流が礫群に衝突する時間は約 3.2 秒であり、礫粒子の平均粒径  $\bar{d}$  は約 7 mm である。この現象の一連の非定常過程を、本研究では以下の 3 つの状態に分類した。すなわち、(A) 流体と礫群が静止した初期条件に対して、噴流により礫群上面の変化が進行する「非平衡洗掘状態」、(B) 礫粒子の運動は継続するが、跳躍 (saltation) および崩落 (collapse) する礫粒子数がほ

ぼ等しくなり、洗掘斜面勾配が礫群の水中安息角よりも急勾配となる状態で、大局的な洗掘礫面形状は変化しない「saltation-collapse 平衡状態」、そして、(C) 噴流を停止させた後に、礫粒子が崩落して、洗掘斜面勾配が水中安息角とほぼ等しい状態で静止する「安息角静止状態」、という 3 種類の段階に分け、各状態における現象の特徴を数値解析結果と実験結果に基づき考察した。本研究の数値計算の特徴は、流体と個々の礫粒子との相互作用が考慮され、さらに実際の礫粒子の概略形状が表現された礫モデル間の衝突を扱える手法であることで、この解法により、実験で確認された上述の (A) から (C) の各過程を詳細に再現している。

変形しない固体と流体との連成現象を精度良く解析するためには、基本的には非構造格子や境界適合格子を利用する、いわゆる conforming mesh が適している<sup>7)</sup>。固体が移動する場合には、ALE 法<sup>8)</sup>が利用され、解適合格子 (AMR) の利用も有効とされている<sup>9),10)</sup>。しかしながら、本研究で扱う礫粒子群の輸送現象のように、1 万を超える多数の固体が流体中を移動し、しかもそれらが互いに衝突する問題では、boundary-conformed な計算手法の利用は相当の困難を伴う。これに対して、空間に固定された Euler 格子の取り扱い安さが考慮された Eulerian-Lagrangian 手法として、Peskin<sup>11)</sup>により提案された immersed boundary method (IB 法) が多くの流体・固体連成問題に利用されている<sup>12),13),14),15)</sup>。この IB 法に対して、Euler 格子内部における境界面の取り

扱いがさらに容易となる手法として、immersed domain method (ID 法) が提案されている<sup>7),16)</sup>。

ID 法は、固体領域に仮想流体を導入する手法であり<sup>7)</sup>、有限要素法に基づく解法が提案されている<sup>17)</sup>。本研究で利用する計算手法<sup>18)</sup>は、ID 法と同様に流体・固体連成作用を扱うもので、コロケート格子を用いる有限体積法をベースとしている点の特徴である。特に、本研究では、コロケート格子におけるセル中心流速成分のみを相平均処理することにより、流体の非圧縮性を精度良く満たす圧力解法である C-HSMAC 法<sup>19)</sup>により得られたセル境界速度を、修正せずに有限体積法のフラックス計算に用いる解法とした。本研究では、この解法を用いて、上述の (A) から (C) に分類した礫粒子群の非定常過程の計算を行い、実験結果と比較するとともに、数値計算結果から得られる礫粒子および流体の特性量に着目した考察を行った。

## 2. 数値解法の概要

### (1) 流体・固体連成計算

数値解法に用いる基礎式は、既報<sup>20)</sup>と同様である。流体と固体に非圧縮性を仮定し、流体はニュートン流体、礫粒子は密度が均一な剛体とする。図-1 (a) に概略的に示すように、空間に固定されたすべての Euler 構造格子上で流体計算が行われ、非構造格子 (四面体要素) で表現された礫モデルは Lagrange 的に扱われる。

計算対象領域に気液相が存在する場合は、気液界面の計算のために保存形の質量保存則を計算する必要があるが<sup>20)</sup>、本研究の計算対象は固液相 (水と礫粒子) のみから構成されるため、次の非圧縮条件と運動方程式が基礎式となる。

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

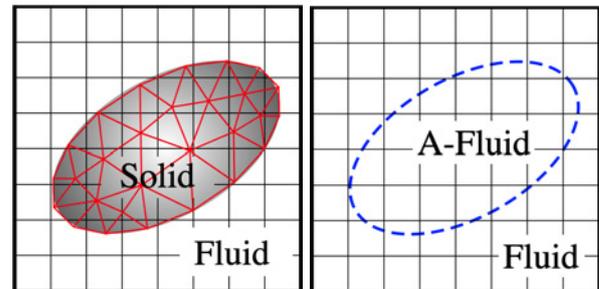
$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = g_i - \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (2)$$

ここに、 $t$  は時間、 $x_i$  は直交座標成分、 $u_i$  は固液相の質量平均速度ベクトルの  $x_i$  成分であり、 $\rho_f$  は流体の密度、 $p$  および  $\mu$  はそれぞれ固液相で体積平均された圧力と粘性係数である。 $g_i$  は重力加速度の  $x_i$  成分である。質量平均速度  $u_i$  は、次式から計算される。

$$\rho u_i = \alpha_f \rho_f u_{f,i} + \alpha_s \rho_s u_{s,i} \quad (3)$$

ここで、下添え字  $f$  と  $s$  は、それぞれ流体と固体の変数を表し、 $\alpha$  は計算セル内の流体と固体の体積割合で、 $\alpha_f + \alpha_s = 1$  であり、式 (3) 左辺の体積平均密度は  $\rho = \alpha_f \rho_f + \alpha_s \rho_s$  である。他の体積平均パラメータも体積平均密度と同様に求められる。

式 (1) と式 (2) の計算は、固体領域を含む計算領域内のすべての Euler 格子で行われる。図-1 (b) に概略的に示すように、ID 法と同様に、固体領域に仮想流体 (A-Fluid) を設定する。この領域では質量平均速度を有する密度  $\rho_f$  の流体を仮定して固体に作用する流体力を求めた後、重力と接触力を含めて、固体の並進および回転運動の方程式を計算し、固体領域の質量平均速度を定める。



(a) Eulerian-Lagrangian 格子 (b) 仮想流体 (A-Fluid)

図-1 流体・固体と計算格子

式 (2) は、図-2 に示す 3 次元コロケート格子上で有限体積法により離散化される。既報<sup>21)</sup>と同様に、図-2 のセル境界速度成分  $u_{b,i}$  は、C-HSMAC 法<sup>19)</sup>により、圧力場と整合する、非圧縮条件を十分な精度で満足する速度成分となる。一方、セル中心速度成分  $u_{c,i}$  の移流項と拡散項は、 $u_{b,i}$  を用いて計算されるセル境界面のフラックスから求められる。移流項の計算には、この  $u_{b,i}$  を使う 5 次精度 TVD スキーム<sup>22)</sup>を利用した。なお、 $u_{b,i}$  が非圧縮条件を満足していない場合には、非物理的な数値振動が生ずる可能性があるが<sup>23)</sup>、上記の解法ではこの問題を回避できる。

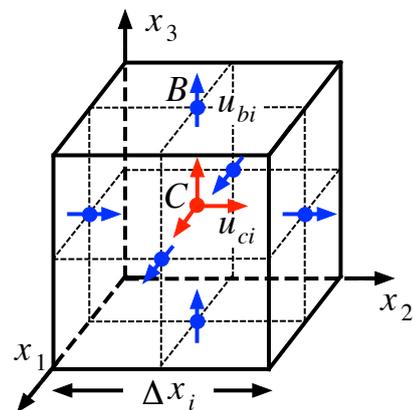


図-2 3次元コロケート格子と速度成分の配置

次に、固体に作用する流体力を求める。流体中の剛体に作用する流体力は、一般に表面応力の面積積分となり、ガウスの発散定理により、以下のように表される。

$$F_{f,i} = \int_S p n_i ds + \int_S \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) n_j ds$$

$$= \int_V \frac{\partial p}{\partial x_i} dv + \int_V \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] dv \quad (4)$$

ここで、 $n_i$  は、固体表面の外向き単位法線ベクトルの  $x_i$  成分であり、 $S$  と  $V$  はそれぞれ固体の表面および体積を表す。図-1 (a) のように、固体は四面体要素を用いて表されており、式 (4) 右辺の体積積分は、式 (2) の右辺第 2 項と 3 項の計算結果に四面体サブセル法<sup>24)</sup>を用いて近似的に求められる。

固体には、上記の流体力  $F_{f,i}$  に加えて、重力  $F_{G,i} = (\rho - \rho_f)g_i$  と、固体が接触している場合には、接触力  $F_{C,i}$  が作用する。これらの合力とトルクから 6 自由度の剛体の運動方程式を解き、固体部分のセル中心速度成分  $u_{s,i}$  を定める。この  $u_{s,i}$  を用いて、式 (3) より、セル中心における質量平均速度  $u_{c,i}$  を定める。

一方、セル境界速度  $u_{b,i}$  に対しては、式 (3) による相平均操作は行わない。このため、C-HSMAC 法により求められた  $u_{b,i}$  が変化せずに次の時間ステップのフラックス計算に用いられる。この演算では、 $u_{b,i}$  に対する固体の影響は、セル境界に空間内挿された  $u_{c,i}$  を用いる C-HSMAC 法の計算を通じて考慮されることになる。このため、 $u_{b,i}$  と  $u_{c,i}$  には時間方向に、 $\Delta t$  (時間増分) のずれが生ずる。しかし、本研究の解法では流体・固体の運動が弱連成解法で求められていること、また CFL 条件から  $\Delta t$  は現象の時間スケールに対して十分微小な値であることを考慮して、 $u_{b,i}$  の非圧縮条件に対する精度を重視する上記の解法を選択することとした。

## (2) 礫モデルの設定

本研究の実験では、前報<sup>20)</sup>と同じ礫粒子を用いているため、計算で利用する礫モデルは前報と同様とした。この礫モデルは、図-3 に示すように、礫粒子約 500 個の平均的な形状を測定し、代表的な 26 種類の形状と粒子数の分布を統計的に抽出して、それらを四面体要素で表現したものである<sup>20)</sup>。前報<sup>20)</sup>で示したように、実験で計測された礫群の水中安息角は、球形の礫モデルでは再現できないが、上記の礫モデルを用いることにより適切に再現できることが確認されている。

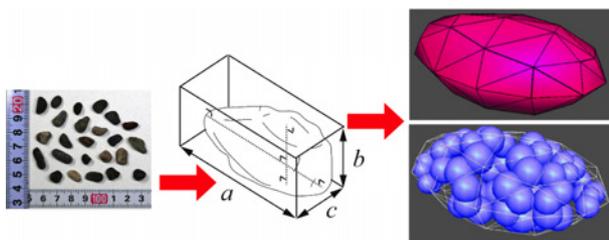


図-3 礫モデルの設定手順

礫モデル内部表面付近には、図-3 右下に示すように、複数の接触判定球 (CDS) を配置し、個別要素法 (DEM) に基づき礫モデル間の接触を扱う<sup>18)</sup>。各 CDS から求められた接触力の合力から、礫モデルに作用する接触力成分  $F_{C,i}$  を定める。CDS は接触判定のみに使用し、慣性テンソルや四面体サブセル法<sup>24)</sup>による流体力の評価など、その他の計算には四面体要素を用いる。四面体要素を用いず、CDS に相当する球体の集合体として砂礫粒子を表現する手法<sup>25)</sup>よりもこれらの計算精度は高い。1つの礫モデルを構成する四面体要素数と CDS 数は 26 種類の礫モデルより異なるが、いずれも概ね 100 前後である。この礫モデルを約 16,700 個利用した。

## (3) 領域分割による並列計算

本研究の数値計算では、約 16,700 個の礫粒子に鉛直噴流が衝突する現象を扱うため、大規模な演算となり、並列処理を導入することが不可欠である。本計算では、領域分割法を利用して、分散メモリシステム上で MPI<sup>26)</sup> による並列処理を利用する。一般に、Eulerian-Lagrangian 手法では、Euler 格子上的計算は、overlapping 領域を設定して、適切なタイミングでその領域の変数値を通信するなどの処理で比較的容易に並列化が可能である。一方、Lagrange 的に運動する礫モデルについては、並列化がやや難しくなる。特に、礫モデルが計算領域内で偏在する場合には、既報<sup>27)</sup>で検討したように、分割された小領域 (subdomain) の大きさを礫モデル分布に応じて計算中に変化させる動的負荷分散手法が有効な場合もある。また、礫モデルの移動に伴い、各小領域間で通信する変数と、すべての小領域が共有する変数を切り分けることが、メモリ容量を削減するために有効であることを既報<sup>27)</sup>で示した。

本研究の計算では、図-4 に概要を示すように、領域分割法により、計算領域を同一の大きさの小領域に分割し、演算を簡略化するため動的負荷分散は利用せず、小領域間で通信する変数と共有する変数を切り分ける処理のみを利用することとした。

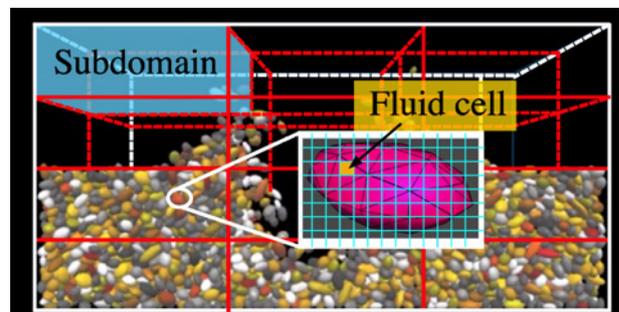


図-4 並列計算のための領域分割法の概要

図-4 に示されるように、計算領域に 3 次元領域分割法を用いて、礫モデルよりも大きい小領域 (Subdomain)

に分割し、それらの演算を各プロセスにより並列的に進める。図-4の Fluid cell は、図-2に示した計算セルに相当する。本計算では、礫モデル1個あたりの計算セル数は、体積比で約374.4としており、計算セルの分解能は十分高く設定されている。

並列計算の効果を確認するため、プロセス数と演算経過時間 (elapsed time) の関係を調べた結果を図-5に示す。  $n$  プロセスの演算経過時間を  $T_n$  とし、136 プロセスの演算経過時間  $T_{136}$  を基準として正規化した値  $T_n/T_{136}$  を図-5の縦軸としている。図-5中の  $r_T$  は理論値で、 $r_T = 136/n$  という関係を示す。図-5に示されるように、1,088 プロセスの並列計算では、理論値より演算経過時間はやや長くなるが、全体の傾向からプロセス数を増加させると概ね良好に高速化されることが確認された。また、本計算の条件では、礫モデルに関する演算経過時間は、流体計算に要する時間より若干短い傾向がある。利用した計算機システムや領域全体のセル数などの計算条件の詳細は次章で示す。

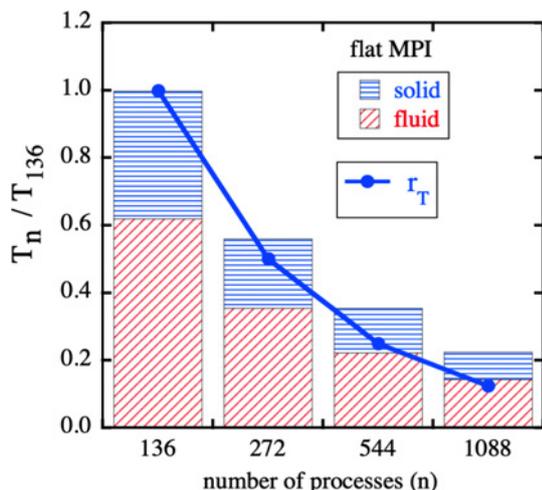


図-5 プロセス数と演算経過時間の関係

### 3. 鉛直噴流による礫群輸送実験と計算結果

#### (1) 実験条件

図-6に実験装置の概略<sup>28)</sup>と計算領域(赤枠部分)を示す。実験に使用した容器は前報<sup>20)</sup>と同じ大きさで、この容器内に平均粒径  $\bar{d}$  が約7 mmの礫粒子を約80 mmの層厚で、礫群上面がほぼ平滑になるように敷き詰め、礫面の約82 mm上方から噴流を衝突させた。鉛直噴流の断面平均速度は、 $t = 0.0$  [s] から約  $t = 3.18$  [s] まで約1.2 m/sとし、その後速度を0とした。前面 ( $x_2 = 0$  [m] 付近)の礫粒子移動の非定常過程と、噴流停止後の礫面形状が明瞭になるように、水中に染料を混ぜて高速度カメラで撮影した。本研究では、実験結果のばらつきを把握するため、同じ条件の実験を5回行った。

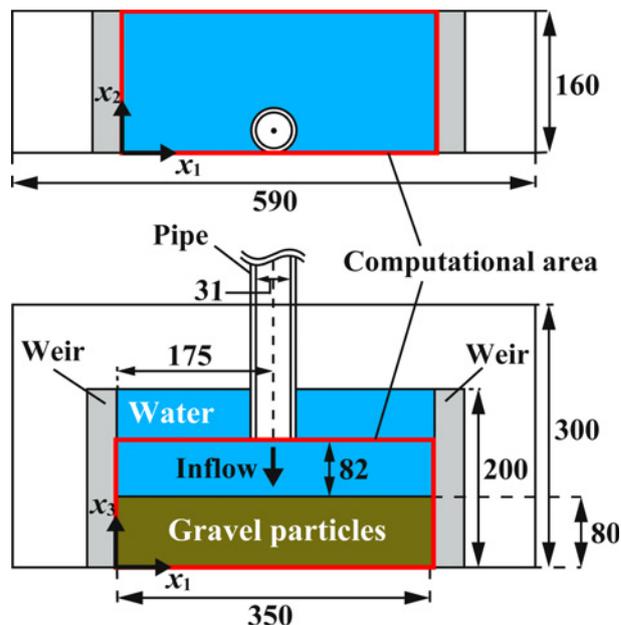


図-6 実験水槽(単位: mm)と計算領域(赤枠内)

#### (2) 計算条件

本研究の実験では、前報<sup>20)</sup>と同じ礫粒子群と容器を用いているため、礫モデル数と初期条件の設定方法は前報と同様である。礫モデルの空隙率は約0.44で、実験値の約0.43とほぼ同じ値となっている<sup>20)</sup>。

初期状態の礫モデルの分布の一例を図-7に示す。図-7および以降の図では、26種類の礫モデルを異なる色で表示している。本研究では、礫モデルの初期配置が非定常および最終礫面形状に与える影響を確認するために、3種類の異なる初期配置の計算を実行した。これらを以下では Case1, 2, 3 と表記する。

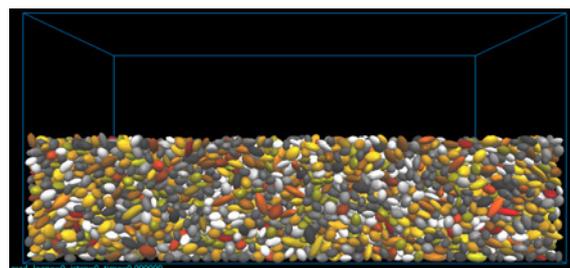


図-7 礫モデルの初期配置 (Case1)

実験と同様に、計算では鉛直噴流の断面平均速度を  $t = 0.0$  [s] から  $t = 3.18$  [s] までは1.2 [m/s]、その後速度を0とした。実験および計算における流量の時系列を図-8に示す。図-8の実験結果では、5回の実験の平均値とばらつきを表すエラーバーを示している。

計算領域上面 ( $x_3 = 162$  [mm])における流速の境界条件を図-9に示す。図-9の水色の領域は噴流の流出口(直径: 31 mm)である。また、図-9の灰色の領域(噴流円管の肉厚: 5 mm)は nonslip 壁面とし、境界面上で流速を0とした。また、図-9の白色の領域は流出

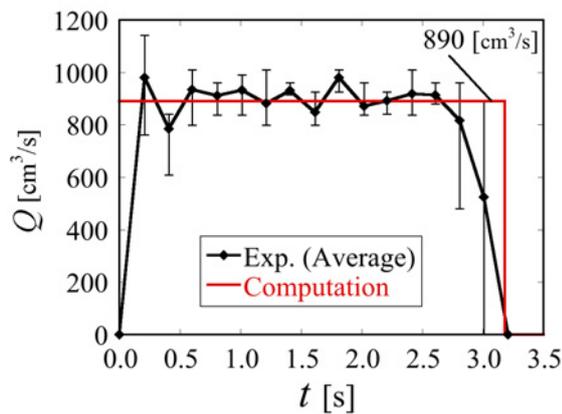


図-8 実験および計算における噴流流量の時系列

境界であり、非圧縮条件が満足されるように、流入量と等しい流出量となる流速を与えた。計算領域上面以外の壁面では、流速は全てノンスリップ壁面とした。また、圧力については全ての境界で  $\partial p / \partial n = 0$  となるノイマン条件とした。噴流が流出する円管の内径と平均流速に基づくレイノルズ数は、約  $3.5 \times 10^4$  である。これを考慮して、 $0.0 \leq t \leq 3.18$  [s] における計算領域上面の噴流の流速分布は 1/7 乗則で与えた。

流体計算セル数は各方向に対し  $476 \times 208 \times 224$  (= 22,177,792) である。前章で述べたように、礫モデルと流体計算セルの平均体積比は 374.4 となる。計算の時間増分は  $\Delta t = 8.0 \times 10^{-5}$  [s] とした。計算には京都大学のスーパーコンピュータ CRAY XC40 (Intel Xeon Phi KNL, 68 cores/node, 1.4 GHz/node) を利用した。以下では、プロセス並列数は  $17 \times 8 \times 8$  (= 1,088) として flat MPI による並列計算を行った。

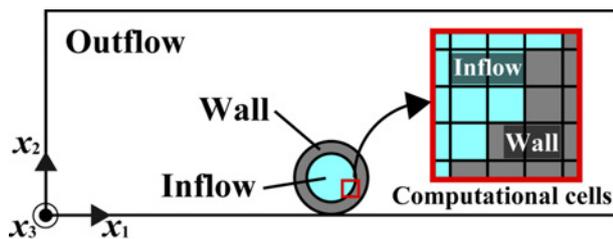


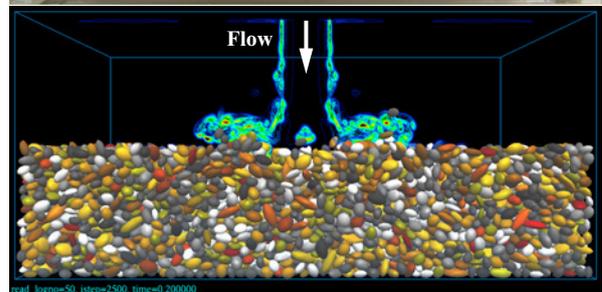
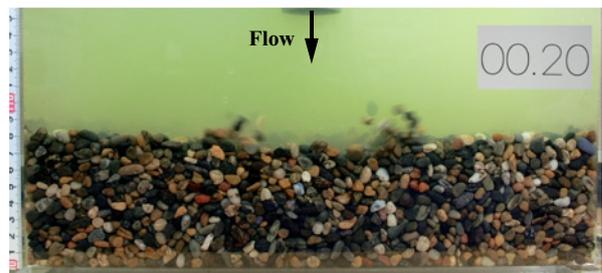
図-9 上部境界における流速の境界条件

### (3) 礫群輸送過程に関する考察

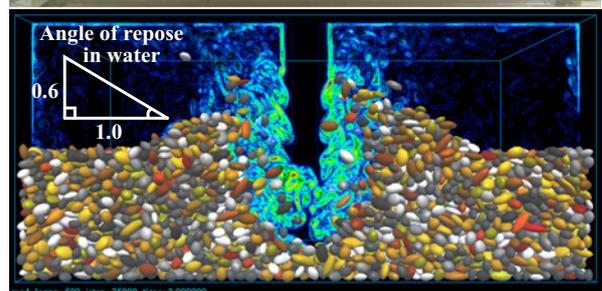
第1章で述べたように、本研究では礫粒子の移動過程を (A) から (C) の3段階に分けて考察する。各段階における実験結果と計算結果の比較を図-10に示す。計算結果は、 $0 \leq x_2 \leq 32$  [mm] の範囲内の礫モデルの分布と、 $x_2 = 21$  [mm] の鉛直断面内の渦度ベクトルの大きさの等値線 (最大値は  $1.0 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ ) である。

各段階に含まれる時刻の代表的な結果を比較する。

(A) 非平衡洗掘状態：流入開始直後は、図-10 (a) に示



(a) 非平衡洗掘状態 ( $t = 0.2$  [s])



(b) saltation-collapse 平衡状態 ( $t = 2.0$  [s])



(c) 安息角静止状態 ( $t = 6.0$  [s])

図-10 実験結果 (上) と計算結果 (下), 計算結果の礫モデルは  $0 \leq x_2 \leq 32$  [mm] の範囲内のものを表示

すように、噴流衝突部付近で礫粒子が跳躍 (saltation) して礫面洗掘、その外周部で礫粒子の堆積が進行し、礫面形状が時間とともに変化する。

**(B) saltation-collapse 平衡状態**：その後時間が経過すると、図-10 (b) に示すように、流れによって巻き上げられて跳躍する粒子数と崩落する礫粒子数がほぼ等しくなり、大局的な礫面形状は変化しない状態となる。この状態の洗掘斜面勾配は、礫群の水中安息角よりかなり急勾配となる。

**(C) 安息角静止状態**：流入を停止させると礫層が崩落し、図-10 (c) に示されるように、洗掘斜面勾配が水中安息角に近い状態で礫群は停止する。

図-10 に示された各段階に対応する、 $x_2 - x_3$  断面内の計算結果を図-11 に示す。礫モデルの挙動は図-10 に対する結果と同様となっている。

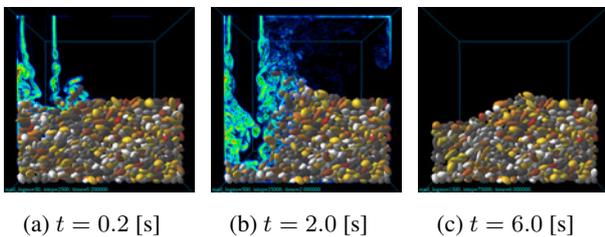


図-11  $x_2 - x_3$  断面内の計算結果 ( $x_1 = 174.63$  [mm] 断面上での渦度ベクトルの絶対値の分布と  $171.5 \leq x_1 \leq 178.5$  [mm] の範囲の礫モデルを表示)

図-12 に、上記「(C) 安息角静止状態」の礫面高さの比較を示す。数値計算結果として、初期の礫モデル配置を変えた Case1, 2, 3 の礫面高さを示している。礫分布の初期配置を変えると、最終礫面形状の計算結果も変化するが、5 回の実験結果のばらつきと礫径を考慮したエラーバーの範囲に含まれており、実験結果とほぼ一致している。また、洗掘斜面勾配は水中安息角にほぼ等しいことが確認された。

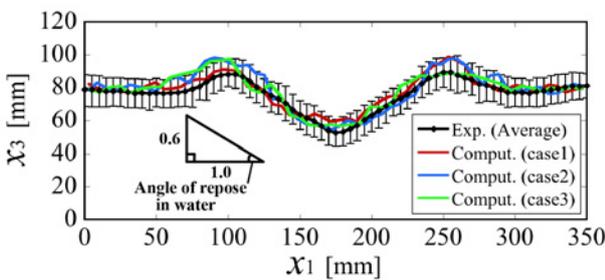


図-12 安息角静止状態 ( $t = 6.0$  [s]) における礫面高さの比較

#### (4) 跳躍・崩落する礫モデル数の時間変化

上記 (3) では、非常過程 (A) から (C) に含まれる実験と計算結果のスナップショットを比較した。これらの過程の定量的な特徴を抽出するため、計算結果から、礫モデルが上昇移動している跳躍 (saltation) 粒子数  $N_S$

と、下降移動している崩落 (collapse) 粒子数  $N_C$  をカウントして、それらの時間変化を比較した。初期条件を変えた Case1, 2, 3 に対する結果を図-13 に示す。なお、出力時間  $T_r = 4.0 \times 10^{-3}$  [s] 間隔内に  $0.01 \bar{d}$  移動した礫モデルを  $N_S$  および  $N_C$  としてカウントした。

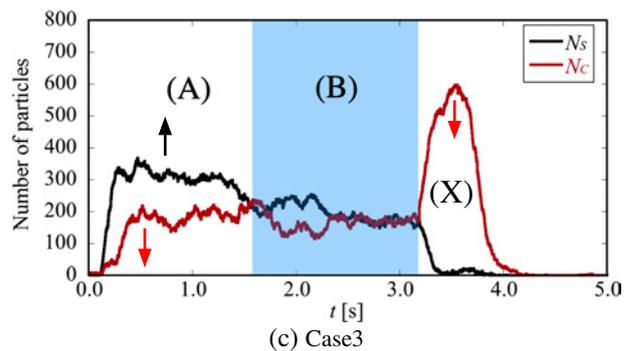
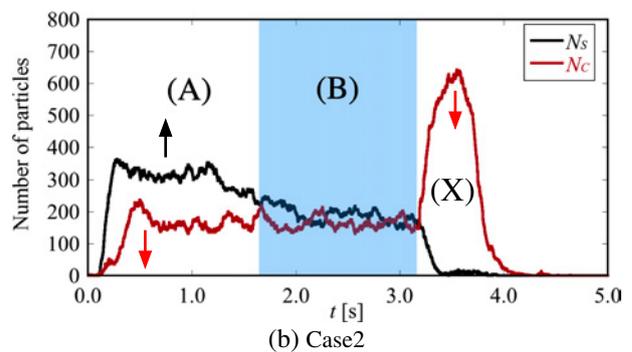
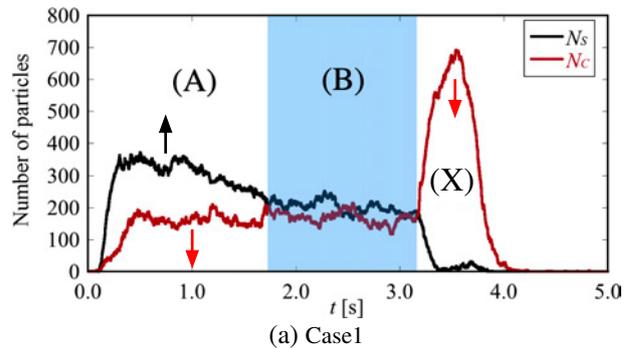


図-13 跳躍粒子数  $N_S$  と崩落粒子数  $N_C$  の時間変化 (矢印は礫モデルの移動方向を補助的に表す)

図-13 の各図の領域には、 $N_S$  と  $N_C$  のバランスに応じて (A), (B), (X) の記号を付けた。領域 (A) では、 $N_S$  が  $N_C$  を上回っており、礫群の洗掘が進行している非常洗掘状態に相当する。一方、領域 (B) では、 $N_S$  と  $N_C$  は概ねバランスしており、それらは 0 ではない有意な値であることから、跳躍粒子数と崩落粒子数がほぼ等しい saltation-collapse 平衡状態であると考えられる。この平衡状態の時間は、おおよそ  $2.0 \lesssim t \lesssim 3.0$  [s] の時間となっている。噴流が停止した  $t = 3.18$  [s] 以降の領域 (X) では、崩落粒子数  $N_C$  が明らかに卓越しており、洗掘斜面勾配が水中安息角を大きく越える saltation-collapse 平衡状態にあった洗掘斜面近傍の礫モデルが崩落している状況と考えられる。この崩落が終了した後、礫モデルは安息角静止状態となり、 $N_S$  と  $N_C$  は 0 となる。

### (5) 非定常過程における礫面高さの比較

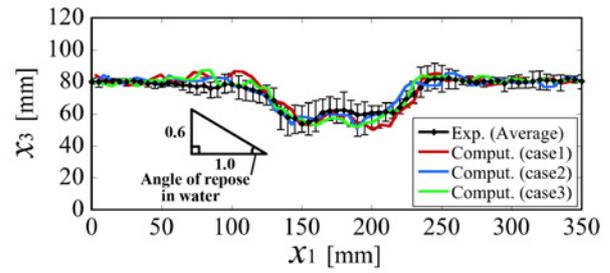
上記(4)の考察により、非定常洗掘過程における、非定常洗掘状態と saltation-collapse 平衡状態、また安息角静止状態に至る直前の各段階の跳躍・崩落する礫モデル数に関する定量的な特性が明らかとなった。ここでは、非定常洗掘状態と saltation-collapse 平衡状態における礫面高さの分布について、実験および計算結果を用いた定量的な比較を行う。

最初に、図-14 に各時刻の  $x_2 = 0.0$  [mm] 近傍における礫面高さを比較した結果を示す。図-14 では、ばらつきを含めた5回の実験結果と、初期配置を変えた3ケースの計算結果 (Case1 から 3) を比較している。

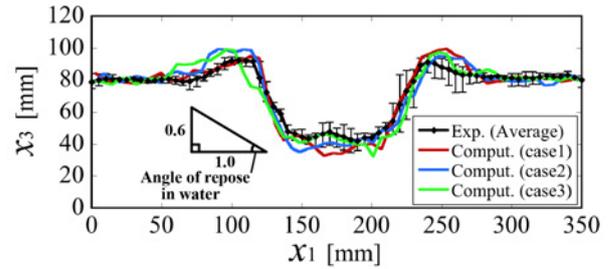
図-14 (a) から (c) は、非定常洗掘状態における礫面形状を比較した結果である。これらの結果から、時間の経過とともに、噴流が到達する礫面領域で洗掘が進行し、その周辺領域では礫粒子が堆積していることがわかる。初期条件を変えた3ケースの計算結果は実験結果のエラーバーの中にほぼ含まれており、礫面の洗掘および礫粒子の堆積について、両者はよい一致を示していると考えられる。

次に、図-14 (d) から (f) は、saltation-collapse 平衡状態における礫面形状を比較した結果を示している。saltation-collapse 平衡状態では、洗掘斜面付近で礫粒子の跳躍・崩落が生じているため、実験結果のばらつきが比較的大きいが、平均値として得られた礫面形状はあまり変化せず、ほぼ一定の形状を維持している。一方、計算により得られた礫面形状は、中央部の最大洗掘深と周辺部の堆積高さがやや過大に見積もられているが、実験結果と同様に、saltation-collapse 平衡状態における礫面形状の時間的な変化は非定常洗掘状態の結果と比較して小さく、上記の実験結果と同様の傾向を示していると考えられる。また、saltation-collapse 平衡状態では、実験および計算結果として得られている洗掘斜面勾配は、いずれも前報<sup>20)</sup>で計測された礫粒子群の水中安息角(約 $31^\circ$ )よりも急勾配となっている。

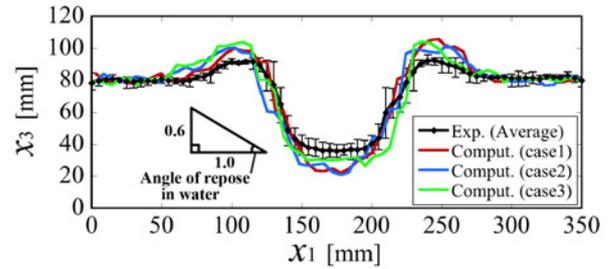
時間経過にともなう礫面形状の変化を確認するため、図-15 に示すように、時間を  $0.0 \leq t \leq 1.0$  [s]、 $1.0 \leq t \leq 2.0$  [s]、 $2.0 \leq t \leq 3.0$  [s] の3つの区間に分け、各区間の  $x_2 = 0.0$  [mm] 近傍における礫面形状を比較した。図-15 では、実験結果は5回分の平均値、また計算結果は初期配置を変えた3ケース分の平均値を表示している。図-15 (a) に示す非定常洗掘状態では、時間変化とともに洗掘と堆積が進行し、礫面形状が大きく変化している。図-15 (b) に示す非定常洗掘状態から saltation-collapse 平衡状態に移行する時間区間では、図-15 (a) と比較して礫面形状の時間変化が小さくなっている。そして、図-15 (c) の saltation-collapse 平衡状態では礫面形状はほとんど変化しない結果となっている。このよ



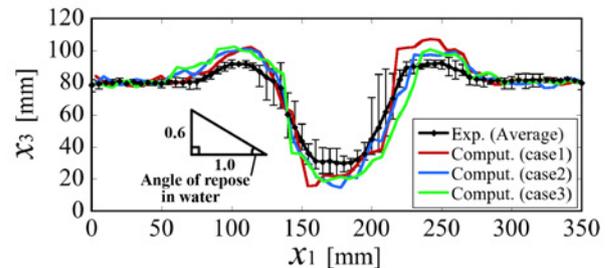
(a) 非定常洗掘状態 ( $t = 0.5$  [s])



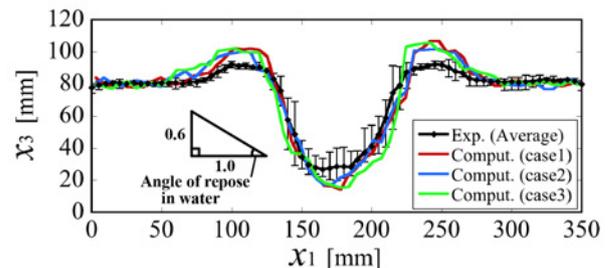
(b) 非定常洗掘状態 ( $t = 1.0$  [s])



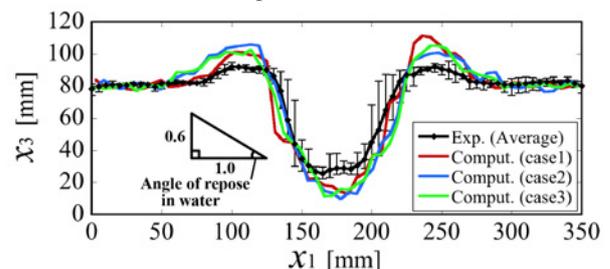
(c) 非定常洗掘状態 ( $t = 1.5$  [s])



(d) saltation-collapse 平衡状態 ( $t = 2.0$  [s])



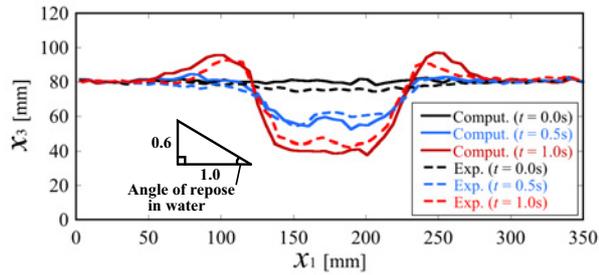
(e) saltation-collapse 平衡状態 ( $t = 2.5$  [s])



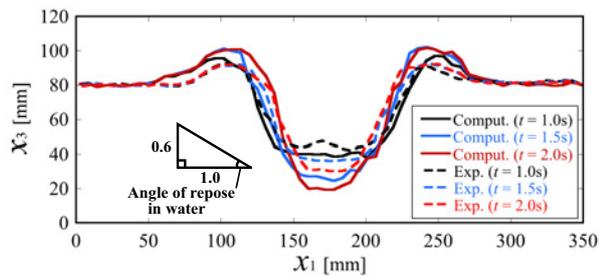
(f) saltation-collapse 平衡状態 ( $t = 3.0$  [s])

図-14 各時刻の礫面高さの比較 ( $x_2 \approx 0.0$  [mm])

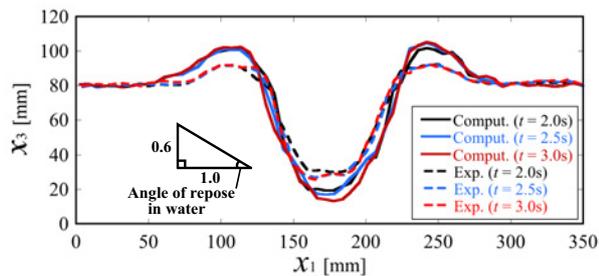
うに、各時刻の計測値と計算結果は概ね一致しているが、図-15 (c) の saltation-collapse 平衡状態では、洗掘礫面中央部の洗掘深と周辺部の堆積高さがやや過大に計算される傾向が見られた。



(a) 非定常洗掘状態 ( $0.0 \leq t \leq 1.0$  [s])



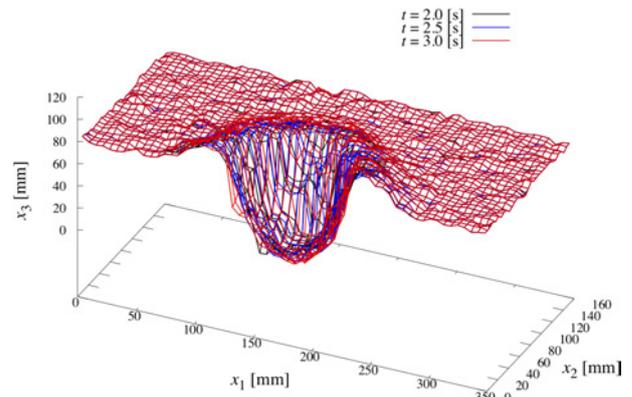
(b) 非定常洗掘状態 ( $1.0 \leq t \leq 2.0$  [s])



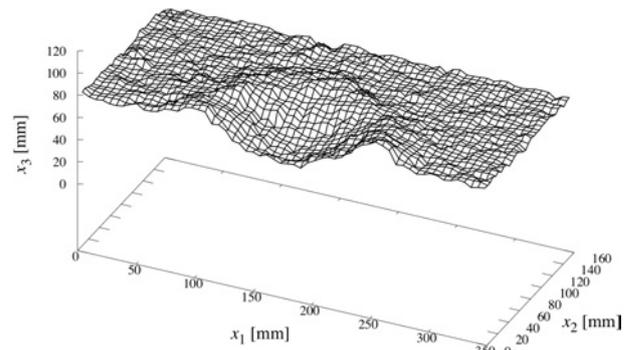
(c) saltation-collapse 平衡状態 ( $2.0 \leq t \leq 3.0$  [s])

図-15 礫面高さの時間変化 (計算結果は3ケースの平均値, 実験結果は5回の平均値,  $x_2 \approx 0.0$  [mm])

上記では、saltation-collapse 平衡状態においては時間が進行しても、 $x_2 = 0.0$  [mm] 近傍の  $x_1$  方向の礫面高さは、洗掘斜面勾配が水中安息角より急勾配を維持したまま、ほぼ一定となる特徴が定量的に確認された。この saltation-collapse 平衡状態における2次元的な礫面形状の計算結果を図-16 に示す。図-16 (a) は saltation-collapse 平衡状態に含まれる  $t = 2.0, 2.5, 3.0$  [s] の計算結果 (Case1) を  $x_1$  および  $x_2$  断面内全体で描画した結果である。この結果から、saltation-collapse 平衡状態では、2次元的な礫面形状についても、時間的な変化は小さいことがわかる。一方、安息角静止状態における2次元的な礫面形状の計算結果を図-16 (b) に示す。安息角静止状態では、礫モデルが洗掘斜面付近で崩落して停止し、斜面勾配は水中安息角とほぼ等しくなる。洗掘斜面形状を図-16 (a) の結果と比較すると、saltation-collapse 平衡状態では洗掘斜面勾配が全体にわたり、水中安息角よりも急勾配となっていることが明らかである。



(a) saltation-collapse 平衡状態 ( $t = 2.0, 2.5, 3.0$  [s])



(b) 安息角静止状態 ( $t = 6.0$  [s])

図-16 各時刻における礫面高さの鳥瞰図 (Case1)

## (6) 礫モデルの移動距離に関する考察

本研究の数値計算では、計算領域内の個々の礫モデルの移動を Lagrange 的に追跡することが可能である。これを利用して、各礫モデルが初期状態から安息角静止状態までの総移動距離を算出し考察を加える。

図-17 は、礫モデルの総移動距離  $M$  を計算して、これを計算領域内の最大移動距離  $M_{\max}$  で正規化した値を6区分に分けて色づけ表示した結果である。各点の色が赤になるほど正規化された総移動距離が長く、青になるほど短くなることを表す。図-17 は、安息角静止状態における  $0.0 \leq x_2 \leq 41.0$  [mm] の範囲に含まれる礫モデルの重心点を丸印でプロットしている。

図-17 では、洗掘斜面勾配と洗掘深が最大となる saltation-collapse 平衡状態においても移動しなかった礫モデルを黒色で示しており、この黒色重心点の分布が最大洗掘面の概略形状を表している。洗掘領域において、この黒色重心点の上部に積み重なる点群は、噴流停止後に崩落してきた礫モデルの重心点である。これらの点群の分布を見ると、最大洗掘面に近い領域は、比較的総移動距離が短い青色重心点に覆われている。これらの礫モデルは、噴流の影響を受けて微動するが、跳

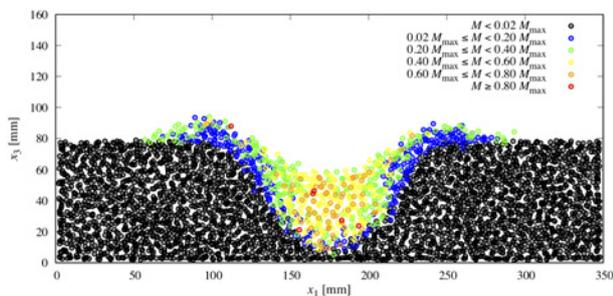
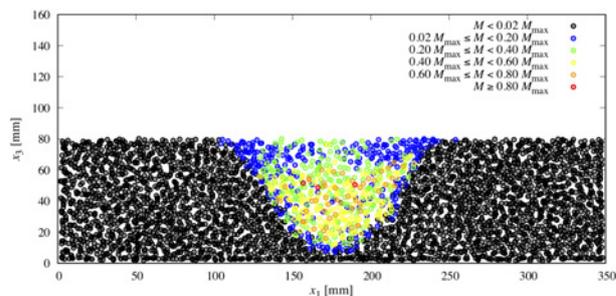


図-17 安息角静止状態における正規化された総移動距離により色分けされた礫モデルの重心点 (Case3,  $0.0 \leq x_2 \leq 41.0$  [mm]) に含まれる重心点を表示

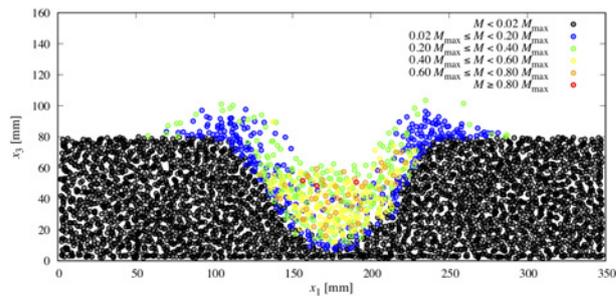
躍・崩落するような大きい移動をしなかったものと考えられる。一方、それらの上部にあり、洗掘孔に崩落してきた礫モデルのうち中心付近にあるものは、総移動距離が長いものが多いことがわかる。これらの礫モデルは、saltation-collapse 平衡状態において跳躍・崩落する運動を繰り返したものと考えられ、大部分が噴流停止後に崩落してきたものと推測される。また、洗掘領域外側に堆積している礫モデルの総移動距離は比較的短いものが多い。これは、非定常洗掘状態で噴流の影響外に移動して停止した礫モデルが堆積しているためと考えられる。

図-17 に示された総移動距離の異なる礫モデルが、それ以前の時刻でどのように分布していたかという問題は、洗掘・堆積のメカニズムや礫粒子の運動を考える上で興味深い。このため、図-17 の礫モデルの重心点を Lagrange 的に時間方向に逆に追跡し、各時刻における礫モデルの重心点を図-17 の重心点と同じ色付けをして表示した。それらの結果を図-18 に示す。

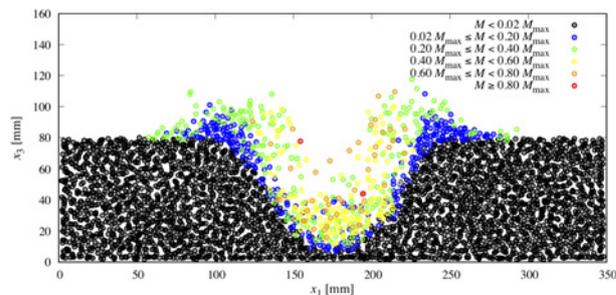
図-18 (a) は初期状態 ( $t = 0.0$  [s]) における総移動距離で色分けされた礫モデルの重心点分布を表す。礫群上面の中心からやや離れた領域には、総移動距離が比較的短い青色の重心点が分布しており、総移動距離が長い粒子はその下部に多く分布している。図-18 (b) と (c) に示された非定常洗掘状態における重心点の分布と比較すると、初期状態における礫群上面の青色重心点の多くは、噴流の影響をあまり受けない洗掘孔周辺へ移動し、そこで停止して堆積していることがわかる。また、図-18 (d) に示された saltation-collapse 平衡状態では、総移動距離が長い礫モデルが噴流の影響を受けて跳躍し、流体中に巻き上げられていることがわかる。噴流が停止すると、これらの粒子が落下し、洗掘斜面上を崩落して、安息角静止状態に至る。その際に、図-18 (d) において、洗掘孔の内側周辺にある緑色重心点の礫モデルも崩落し、図-17 に示されたように、崩落粒子の上面周辺部で停止する。



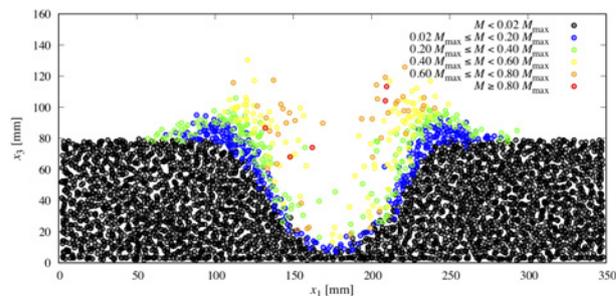
(a) 初期状態 ( $t = 0.0$  [s])



(b) 非定常洗掘状態 ( $t = 0.5$  [s])



(c) 非定常洗掘状態 ( $t = 1.0$  [s])



(d) saltation-collapse 平衡状態 ( $t = 3.0$  [s])

図-18 正規化された総移動距離で色分けされた各時刻の礫モデル重心点分布 (Case3,  $0.0 \leq x_2 \leq 41.0$  [mm]) に含まれる重心点を表示

## (7) 流体および礫モデル間の圧力分布

流体中および礫粒子間の流体圧力分布の状態は、鉛直噴流による礫粒子群の移動のメカニズムを考える上で重要である。本研究の計算手法では、計算領域全体で圧力場が計算されているため、圧力分布の時間的な変化について考察を加える。

図-19 に、非定常洗掘状態、saltation-collapse 平衡状態および安息角静止状態の各段階に含まれる時刻の静水圧を含む流体圧力の等値線を示す。図-19 には、礫モ

デルの概略的な分布を示すため、 $20.0 \leq x_2 \leq 20.77$  [mm] の範囲内の流体計算セル中に含まれる固体体積割合  $\alpha_s$  の等値線を合わせて示している。

図-19 (a) から (c) の非定常洗掘状態および図-19 (d) の saltation-collapse 平衡状態では、鉛直噴流が衝突する洗掘孔の中央付近で圧力が上昇している。また、このような洗掘孔内での圧力変化に伴い、礫層内部では洗掘孔に向けて圧力が上昇するように等圧力線分布が変化していることがわかる。一般に、礫粒子間の流体圧力が静水圧よりも高くなると、礫粒子間の接触力が低下し、流体力により移動しやすい状態になると考えられる<sup>29)</sup>。このような効果が、洗掘孔内の礫モデルが礫面から跳躍して一部が流体中に巻き上げられる現象を助長していると推測される。その後、鉛直噴流を停止させて十分時間が経過すると、流体と礫モデルはほぼ静止し、図-19 (e) に示すように、圧力分布は静水圧分布となる。

#### 4. 結言

本研究では、静止状態から約 3.2 秒間、鉛直下方に向かう平均流速約 1.2 m/s の円管噴流を平均粒径約 7 mm の礫群に衝突させる現象を対象として、実験と数値計算を行い、礫粒子の移動や礫面形状が変化するメカニズムを考察した。計算では、immersed domain 法と同様の流体・固体連成評価法をコロケート格子上の有限体積法による並列計算手法に導入し、流体と個々の礫モデルとの相互作用と、実際の礫粒子の概略形状が表現された礫モデル間の衝突を扱う 1,088 プロセスの並列計算を、初期の礫モデル配置を 3 回変えて実行した。

礫面洗掘現象の非定常過程を、(A) 非平衡洗掘状態、(B) saltation-collapse 平衡状態、そして、(C) 安息角静止状態、という 3 段階に分け、各段階の礫面形状の実験結果が計算でほぼ良好に再現できることを確認した。さらに、計算結果を利用して、saltation-collapse 平衡状態においては、上昇する跳躍 (saltation) 礫モデル数と下降する崩落 (collapse) 礫モデル数がほぼ等しく、礫モデルは運動しているが、大局的な礫面形状はほぼ一定であるという平衡状態にあることを明らかにした。また、初期状態から安息角静止状態までに個々の礫モデルが移動する距離を Lagrange 的に求めて、礫モデルの輸送過程の詳細を示した。さらに、本研究の流体・固体連成解法で求められる流体中および礫モデル間隙の圧力分布の時間的な変化を示し、洗掘孔近傍では礫間隙の流体圧力が増加している可能性があることを示した。

本研究の計算で予測された礫間隙の水圧分布に対する実験的な検証や、浸透性が重要となる微細な粒子を対象とする数値計算が今後の課題と考えられる。

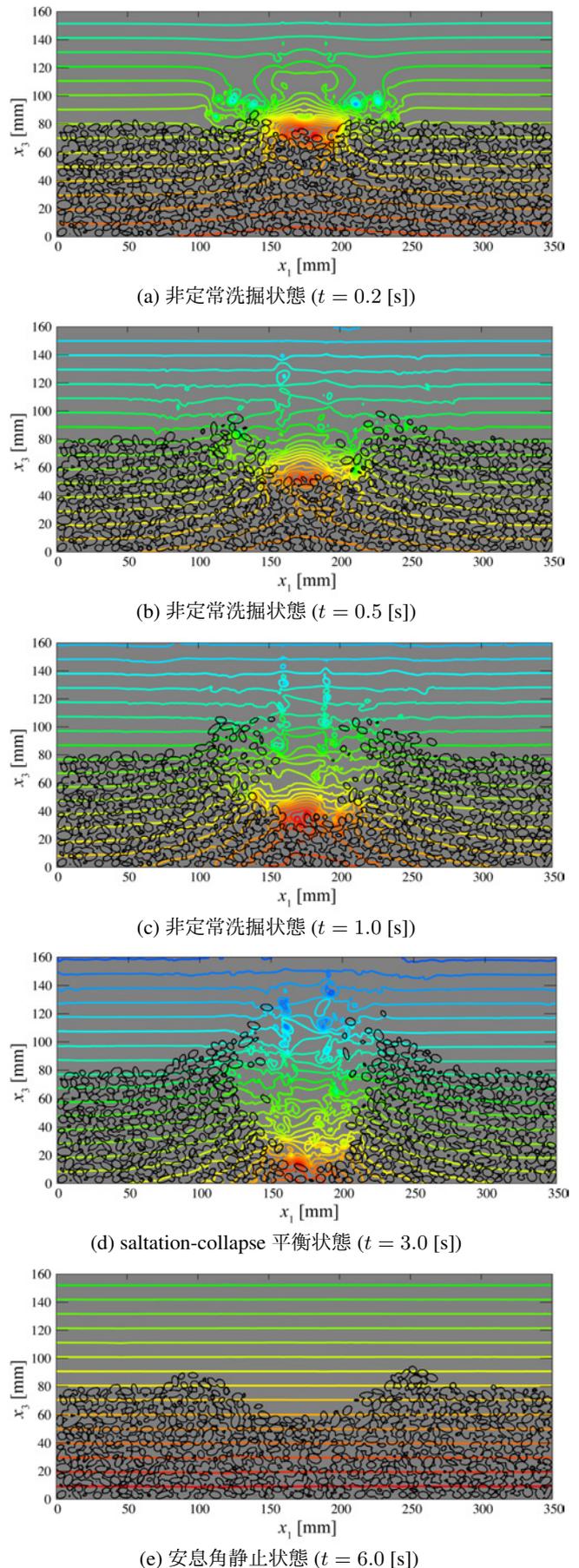


図-19 各時刻における圧力と固体の体積割合の等値線 (Case1, 圧力は  $x_2 = 20.38$  [mm], 礫堆積割合は  $20.0 \leq x_2 \leq 20.77$  [mm] の範囲を表示, 等圧線の間隔は 100 Pa)

## 参考文献

- 1) 赤司信義, 斎藤隆: 鉛直噴流による洗掘に関する研究, 土木学会論文報告集, 第 298 号, pp. 53–62, 1980.
- 2) 松田達也, 山口敦志, 前田健一, 高木健太郎, 鶴ヶ崎和博, 宮本順司: ジェット流による二層地盤の洗掘メカニズムに関する実験的考察, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 72, No. 2, pp. I.1195–I.1200, 2016.
- 3) 松田達也, 前田健一, 三宅達夫, 宮本順司, 角田紘子, 鶴ヶ崎和博: 土粒子-土要素レベルに着目したジェット流に伴う地盤洗掘の実験的考察, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 70, No. 2, pp. I.1041–I.1045, 2014.
- 4) Hou, J., Zhang, L., Gong, Y., Ning, D. and Zhang, Z.: Theoretical and experimental study of scour depth by submerged water jet, *Advances in Mechanical Engineering*, Vol. 8 (12), pp. 1–9.
- 5) 五十里洋行, 後藤仁志, 反保朋也, 江尻知幸: 微細土砂の巻き上げを考慮した粒子法鉛直噴流洗掘解析, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 71, No. 2, pp. I.19–I.24, 2015.
- 6) 原崎健輔, 浅井光輝: SPH-DEM による固液混相流解析の妥当性確認と粗視化粒子モデルによる洗掘現象解析, 日本計算工学会論文集, Paper No. 20182001, 2018.
- 7) Hou, G., Wang, J. and Layton, A.: Numerical Methods for Fluid-Structure Interaction – A Review, *Commun. Comput. Phys.*, Vol. 12, No. 2, pp. 337–377, 2012.
- 8) Souli, M. and Benson, D. J. eds.: *Arbitrary Lagrangian Eulerian and Fluid-Structure Interaction: Numerical Simulation*, John Wiley & Sons, 2013.
- 9) Baker, T. J.: Mesh adaptation strategies for problems in fluid dynamics, *Journal of Computational Physics*, Vol. 25, pp. 243–273, 1997.
- 10) Provas, N., Goldenfeld, N. and Dantzig, J.: Adaptive Mesh Refinement Computation of Solidification Microstructures Using Dynamic Data Structures, *Journal of Computational Physics*, Vol. 148, pp. 265–290, 1999.
- 11) Peskin, C. S.: Numerical Analysis of Blood Flow in the Heart, *Journal of Computational Physics*, Vol. 25, pp. 220–252, 1977.
- 12) Mittal, R. and Iaccarino, G.: IMMERSED BOUNDARYMETHODS, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 37, pp. 239–261, 2005.
- 13) Kajishima, T. and Takiguchi, S.: Interaction between particle clusters and particle-induced turbulence, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 23, pp. 639–646, 2002.
- 14) Uhlmann, M.: An immersed boundary method with direct forcing for the simulation of particulate flows, *Journal of Computational Physics*, Vol. 209, pp. 448–476, 2005.
- 15) Calderer, A., Guo, X., Shen, L. and Sotiropoulos, F.: Fluidstructure interaction simulation of floating structures interacting with complex, large-scale ocean waves and atmospheric turbulence with application to floating offshore wind turbines, *Journal of Computational Physics*, Vol. 355, pp. 144–175, 2018.
- 16) Wang, X. S.: From Immersed Boundary Method to Immersed Continuum Method, *International Journal for Multiscale Computational Engineering*, Vol. 4, No. 1, pp. 127–145, 2006.
- 17) Liu, W. K., Kim, D. W. and Tang, S.: Mathematical Foundations of the Immersed Finite Element Method, *Computational Mechanics*, Vol. 39, pp. 211–222, 2006.
- 18) 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, Vol. 64/II-2, pp. 128–138, 2008.
- 19) 牛島省, 奥山洋平: 非圧縮性流体計算における C-HSMAC 法と SOLA 法の収束特性, 土木学会論文集, No. 747/II-65, pp. 197–202, 2003.
- 20) 牛島省, 鳥生大祐, 柳博文, 柳生大輔: 礫間および礫・流体間の力学連成を考慮した越流水による礫群輸送の数値計算, 土木学会論文集 A2, Vol. 73, No. 2, pp. I.377–I.386, 2017.
- 21) 牛島省, 奥山洋平, 禰津家久: コロケート格子配置に基づく 3次元非圧縮性流体の陰的計算アルゴリズムの構築とその並列化, 応用力学論文集, Vol. 6, pp. 185–192, 2003.
- 22) Yamamoto, S. and Daiguji, H.: Higher-order-accurate upwind schemes for solving the compressible Euler and Navier-Stokes equations, *Computers & Fluids*, Vol. 22, No. 2/3, pp. 259–270, 1993.
- 23) Ushijima, S., Tanaka, H. and Toriu, D.: Validity of Pressure-Velocity Correction Algorithm (C-HSMAC method) for Incompressible Fluids with Passive Scalar Convection, *J. Adv. Simulat. Sci. Eng.*, Vol. 6, No. 1, pp. 260–272, 2019.
- 24) 牛島省, 牧野統師, 禰津家久: 四面体サブセル法を用いる市街地に流入する氾濫流の 3次元数値計算, 水工学論文集, Vol. 51, pp. 787–792, 2007.
- 25) Fukuoka, S., Fukuda, T. and Uchida, T.: Effects of sizes and shapes of gravel particles on sediment transports and bed variations in a numerical movable-bed channel, *Advances in Water Resources*, Vol. 72, pp. 84–96, 2014.
- 26) Gropp, W., Lusk, E. and Thakur, R.: *Using MPI-2*, The MIT Press, 1999.
- 27) 丸山紀尚, 青木一真, 牛島省: 流体中の物体群運動に対する動的負荷分散を考慮した並列計算手法, 土木学会論文集 A2 (応用力学), 2014.
- 28) 柳博文, 鳥生大祐, 牛島省: 粒子・流体間の力学連成を考慮した多数の礫粒子輸送の数値計算, 平成 30 年度京都大学防災研究所研究発表講演会, C11, 2019.
- 29) 今瀬達也, 前田健一, 伊藤嘉, 三宅達夫, 鶴ヶ崎和博, 澤田豊, 角田紘子: 間隙圧の変化に着目した海水路流れ及び越流による洗掘メカニズムの実験的考察, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 68, No. 2, pp. I.836–I.840, 2012.

(Received July 19, 2019)  
(Accepted December 10, 2019)

## NUMERICAL PREDICTION FOR TRANSPORTATION OF GRAVEL PARTICLES AND SALTATION-COLLAPSE EQUILIBRIUM DUE TO VERTICAL JET

Satoru USHIJIMA, Daisuke TORIU , Hirohumi YANAGI and Hiroki TANAKA

Hydraulic experiments and numerical predictions were conducted for the unsteady process of local scour on the gravel bed, in which the average diameter of gravel particles is about 7 mm, caused by an impinging vertical water jet. The average velocity of the vertical jet was about 1.2 m/s and the flow was stopped at  $t = 3.18$  [s]. In the computations, the fluid-solid interactions are taken into account in a similar way to the so-called an immersed domain method. This method was introduced into our parallel computational method in which governing equations are discretized with a finite volume method in the three-dimensional collocated grid system. The parallel computations were conducted for the local scour with 16,700 gravel particle models with 1,088 processes. The unsteady process of the local scour is categorized into three stages, (A) unsteady-scouring stage, (B) saltation-collapse equilibrium, and (C) stationary state with angle of repose. It was confirmed that the calculated gravel-bed shapes in all three stages are in good agreement with the experimental results. In particular, it was shown that the numbers of rising saltation particles and falling collapsed ones are approximately equivalent and that as a result almost uniform scoured surfaces are maintained during the saltation-collapse equilibrium. In addition, the total traveling lengths of the gravel particles were tracked in a Lagrangian way with the computational results. The distributions of fluid pressure were obtained in the computations and the pore water pressure near the scoured area is estimated higher than the initial hydrostatic pressure.