

鉛直上昇流による飽和粒子層の 内部流動化に対する流体・固体連成計算

牛島 省¹・鳥生 大祐²・牧 志峰³

¹正会員 京都大学 学術情報メディアセンター (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

E-mail: ushijima.satoru.3c@kyoto-u.ac.jp (Corresponding Author)

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

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

³非会員 京都大学大学院 工学研究科 社会基盤工学専攻 修士課程

(〒615-8540 京都市西京区京都大学桂)

E-mail: maki.shiho.86f@st.kyoto-u.ac.jp

底面から局所的に流入する鉛直上昇水流 (平均流速約 0.77 m/s) により, 粒子層で内部流動化が発生し, 最終的に水流が粒子層を貫通して崩壊に至る過程を対象として, 実験および粒子スケールの流体・固体連成計算を行った. 実験では, 2 種類の礫粒子 (粒径約 7 mm と 4 mm) および粒径約 7 mm のガラスビーズを用いて, 高速ビデオで粒子の動きを撮影し, 超小型間隙水圧計による計測を行った. 一方, 計算では個々の粒子を四面体要素で表現する粒子モデルを利用し, 最小粒径粒子の計算では, 粒子モデル数を 21,936, 流体計算セル数を 117,504,000 として, 粒子周辺の流体計算に十分な分解能を設定し, 2,176 プロセスの並列処理により演算を高速化した. 実験および計算結果を用いて, 粒子層内に生ずる過剰間隙水圧の時間的・空間的分布を比較するとともに, 計算結果を利用した粒子移動パターンを示し, 一連の過程が進行する力学的な要因や, 粒子形状および粒径による現象の相違について考察を加えた.

Key Words: *internal fluidization, erosion, pore-water pressure, fluid-solid interaction, saturated granular bed, vertically-upward jet, immersed-domain method, parallel computation*

1. 緒言

本研究で対象とする現象は, 飽和した粒子層の底面から流入する鉛直上昇水流により, 初期の粒子骨格が崩れて内部から流動化し, それらが上部の粒子層を押し上げ, 最終的には水流が粒子層を貫通して破壊に至る過程である. この過程は, 内部流動化 (internal fluidization) あるいは浸食 (erosion) とも表現されており^{[1],[2]}, 具体的な事例としては, 流体を輸送する埋設管からの漏出や, 流体の高圧噴射を利用する工法に関係する現象である^[3].

上記のような内部流動化現象は, 粒子間隙の流体の力学的作用により, 粒子間の有効応力が低下して, 粒子群が流体のような状態 (fluid-like state) になることにより発生する. このため, 本研究で扱う現象の素過程は, 地盤施工や自然災害時に発生するパイピング現象^[4]やボイリング現象^[5]などの問題とも共通する重要な力学過程と考えられる.

粒子層の底部から流入する上昇水流により生ずる

内部流動化現象については, これまで室内実験による検討が進められており, 内部流動化の発生条件や粒子群の移動特性の把握, また間隙水圧等の流体物理量の計測が行われている. Alsaydalani ら^[6]は, 粒径約 1 mm の形状や材質の異なる粒子を用いて, 上昇水流による内部流動化の実験を行い, マノメータにより計測された間隙水圧と内部流動化の発生条件の関係などを計測している. また, He ら^[7]は, 50 % 粒径が約 0.25 mm の砂粒子から構成される粒子層の底面から鉛直上昇噴流を流入させる実験を行い, 内部流動化発生に伴い粒子群中に空洞 (cavity) が発生すること, また砂粒子群上面の高さが時間とともに変化することを示している. さらに, 粒子群中の過剰間隙水圧の分布を実験の流量条件を変えて計測し, 底面付近において比較的高い圧力が発生することを指摘している.

一方, 数値解析による研究も数多く進められており, 代表例としては以下のものがある. Tang ら^[8]は, 粒径 0.5 mm から 1.5 mm の円形粒子を用いた 2 次元

計算を行い、飽和した粒子群に対して、底面から噴流を流入させる計算を行い、流動化する範囲や粒子群上面高さの変化を求めた。また、Cui ら^[5]は、DEM-LBM による 2 次元計算を行った。粒径 3 mm から 6 mm の円形粒子群に対して、底面から流入する鉛直上昇噴流の流量を変化させた計算を行い、いずれの条件でも、過剰間隙水圧の鉛直方向分布は、底面付近で値が高くなることを示している。同様の DEM-LBM を用いる 2 次元計算は、Ngoma ら^[6]によっても行われており、平均粒径 2 mm の円形粒子群の底面から鉛直上昇噴流を流入させる計算により、流動化が発生している際の粒子間力の分布など、実験では計測が難しい計算結果を示している。

上記のような 2 次元計算に加えて、近年、巨視的なモデル化^[7]を行わずに、粒子間隙流れを 3 次的に計算する試みも精力的に進められている。一例として、Tachibana ら^[8]は、粒子層を構成する個々の粒子を静止した球形粒子でモデル化し、それらの間隙流れを埋込境界法 (IBM) で計算している。また、Fukumoto ら^[9]は、移動する球形粒子と LBM を用いて浸透破壊の計算を行い、Kitao ら^[10]は規則的に配置された静止球形粒子周辺の流れを LBM で計算している。

本研究では、冒頭で述べたように、底面から流入する鉛直上昇流により生ずる、粒子層の内部流動化と破壊に至る過程を対象として、室内実験と数値計算を行う。実験と計算から得られる粒子群の運動と、間隙水圧などの流体量に基づいて、現象が進行する過程の力学的メカニズムに考察を加える。本研究の主な特徴は以下の通りである。1) 実験では粒径の異なる 2 種類の礫粒子と 1 種類の球形粒子を利用し、超小型間隙水圧計により間隙水圧の時間・空間変化を計測する。2) 計算では流体・固体連成および粒子形状を表現できる解法^[11]を用いて、最大で粒子モデル数を 21,936、流体計算セル数を 117,504,000 として、2,176 プロセスの並列計算より流体・粒子群連成計算を行う。3) 内部流動化の進展による底面付近の空洞 (cavity) の拡大と間隙水圧のピーク位置の変化など、破壊に至る過程を計算で再現できることを示す。4) 実験では計測が難しい各粒子の総移動距離や Lagrange 的な移動経路を計算結果から求めて、流動化領域の形状や粒子移動パターンの特徴を明らかにする。

2. 粒子層内部流動化と破壊過程の実験

(1) 実験水槽と実験条件の概要

図 1 に実験水槽の概略を示す。座標系は右手系と

し、図中の赤枠部分は後述する計算領域を表している。水槽の寸法は、 $l_1 = 350$, $l_2 = 40$, $l_3 = 200$ [mm] で、水流は内径 $D = 31$ [mm] の円管から平均流速約 0.77 m/s で約 5 秒間流入させ、その後流入を停止させた。図 1 の gravel box 内に層厚 h_g が 80 mm となるように粒子を平滑に敷き詰めて、水で飽和した状態を初期条件とした。底面から自由水面までの距離 h_w は全てのケースにおいて約 300 mm である。上記の条件による実験を各粒子に対して 3 回ずつ実施した。

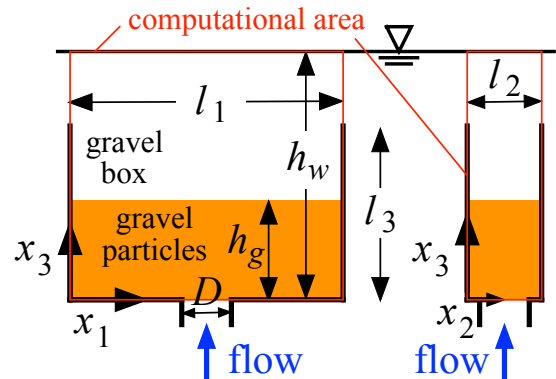


図-1 実験水槽と計算領域 (左：正面図, 右：側面図)

(2) 実験で利用した礫粒子とガラスビーズ

実験では、2 種類の礫粒子と 1 種類のガラスビーズを利用した。これらは、既報^[12]で用いた平均粒径約 7 mm の礫粒子 (以下、粒子 G7)、平均粒径約 4 mm の礫粒子 (粒子 G4)、そして粒径約 7 mm の球形ガラスビーズ (粒子 B7) である。粒子 G7 と粒子 G4 を、それぞれ図 1 (a) と (b) に、また粒子 B7 を図 1 (c) に示す。実験では、各条件において、それぞれの粒子を単独で使用した。

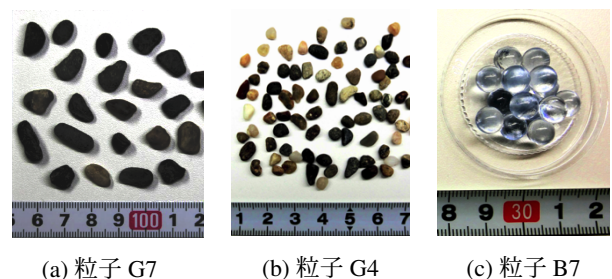


図-2 実験で使用した粒子

(3) 高速度カメラと超小型間隙水圧計

本研究では、底面から供給される水流が粒子層を貫通した際など、粒子が比較的高速で移動する場合に、粒子の画像を明確に把握することを目的として、高速度カメラによる撮影を行った。使用した高速度カメラは、株式会社ディテクト製のハイスピードカメラ HAS-U1 であり、最大 131 万画素 (1280 × 768) で毎秒 100 フレームの撮影が可能で、画像サイズをセグメント (112 × 80) とすることで、最大 4,000 コマ/

秒の撮影が行えるものである。本研究の実験計測では、解像度を 1280×768 、毎秒 200 フレームとする条件で撮影した。また、露光時間(シャッター速度)は、 2.5×10^{-5} 秒に設定した。

また、背面中央 ($x_1 = l_1/2$, $x_2 = l_2$) に超小型間隙水圧計 KPG-50KPA (東京測器) を鉛直方向に 4 個設置した。それらの設置高さは $x_3 = 20, 40, 60, 80$ [mm] とし、各位置における間隙水圧を測定した。超小型間隙水圧計の定格容量は 50 kPa、定格出力は約 0.5 mV/V (1000×10^{-6} ひずみ) である。4 個の間隙水圧計のセンサーからの信号は、1 台のひずみレコーダ DC-204R(東京測器) を経由して、USB ケーブルに接続された PC に記録される。本実験では、ひずみレコーダの分解能は、 0.1×10^{-6} ひずみに設定した。この条件で計測できる水圧の最小単位は 5 Pa である。

3. 流体・固体連成計算

(1) 流体・固体連成計算手法の概要

前報^[2]では、流体・固体連成と固体間の接触が考慮された大規模並列数値解法を利用し、約 16,700 個の礫粒子モデルを用いて、1,088 プロセスの並列計算により、鉛直下方に向かう噴流による礫層の洗掘現象の計算を行い、実験結果と良好に一致する数値計算結果が得られることが示された。そこで、本研究でも同様の解法を利用して、粒子層内部に生ずる内部流動化現象と、水流の貫通による粒子層の破壊までの過程の数値計算を行うこととした。

数値解法の詳細は、既報^[3]で述べられているため、ここでは解法の概略のみを以下に示す。流体と固体に対しては非圧縮性を仮定し、流体はニュートン流体、粒子は密度が均一な剛体として扱う。計算対象は固液相で構成されており、計算に利用する基礎方程式は下記となる。

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

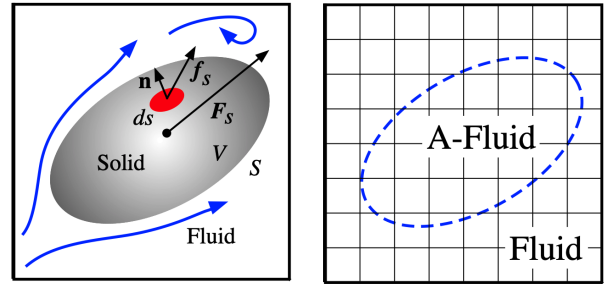
$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) &= g_i - \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial p}{\partial x_i} \\ &+ \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]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

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、 ρ_f は流体の密度、 p および μ 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、 α 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。

次に、流体・固体連成解法の概要を示す。図-3(a)に概略的に示すように、固体粒子の周辺の流れを高分解能に計算する。このために、図-3(b)に示す Euler 的な流体計算セルを、本研究では粒子スケールの約 1/10 と十分細かく設定した。一方、固体粒子を表現する非構造格子(四面体要素)は、粒子運動に伴い、Euler 的な計算セル上を移動していく。粒子領域には、図-3(b)に示すように、仮想流体 (A-Fluid) を設定して、その領域内で、ガウスの発散定理に基づき、微分形で表される運動方程式の圧力項と粘性項を体積分して、粒子に作用する流体力を求める^[2]。この解法の基本的な部分、すなわち仮想流体を設定して流体力を求めて連成計算を行う手法は、著者の一人が 2003 年に提案した解法^[4]に基づく。この解法と類似の解法として、後年 immersed domain 法^[5]が提案されている。



(a) 固体粒子周辺の流れ (b) 流体計算セルと仮想流体

図-3 流体力の計算方法の概略

式 (2) は、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^[2]。セル中心で定義される移流項と拡散項は、セル境界速度成分 $u_{b,i}$ を用いて、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^[6]を利用した。また、既報^[2]と同様に、 $u_{b,i}$ は、C-HSMAC 法^[8]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。

粒子運動の剛体計算には、外力として、上記の流体力 $F_{f,i}$ に加えて、重力 $F_{G,i} = (\rho - \rho_f) g_i$ を考慮する。また、粒子が互いに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。このような一連の計算アルゴリズムにより、流体・固体連成の計算が進められる。

(2) 粒子モデルの設定

任意形状の粒子は、形状を精度良く表現するため、図-4に概略を示すように、非構造格子(四面体要素)を用いて表される。後述する粒子間接触力を求めるDEM計算以外の演算処理、たとえば粒子の慣性テンソルなどの特性量の計算や、四面体サブセル法^[19]を用いる流体力評価などには精度を向上させるため、四面体要素を使う。

第2章で述べたように、本研究では、粒子G7、G4、そしてB7の3種類の粒子を用いる。このうち、粒子G7に対しては、前報^[20]と同様に、26種類の形状が異なる非球形礫モデルを用いている。粒子G4の計算では、粒子形状がG7とほぼ同様であると仮定して、G7の粒子モデルを縮小した粒子モデルとした。粒子G7とG4の粒子モデルの設定手順の概略は図-4に概略を示すとおりである。一方、粒子B7は球形粒子であるが、形状は四面体要素で表現している。計算に使用した粒子モデル個数は、粒子B7とG7で、それぞれ3,607および4,142であり、粒子G4では、21,936である。また、粒子周辺の流れを高い分解能で計算するため、計算セルスケールは粒径の約1/10となるように設定した。その結果、流体計算セルの個数は、粒子G7とB7では、それぞれ22,680,000($600 \times 70 \times 540$)とし、粒子G4では117,504,000($1,020 \times 120 \times 960$)としている。

粒子間の接触力は、粒子G7とG4では、表面近傍の四面体要素内部に接触判定球(CDS)を配置して、DEMにより計算される。粒子G7とG4の粒子1個あたりのCDSの数は、約68.8であり、CDSの総数は、それぞれ約285,000および約1,510,000である。一方、粒子B7では、図-4に示すように、粒子モデルは四面体要素で表現されているが、粒子はほぼ球形なので、その粒径と等しい単一のCDSを配置している。球形および非球形の粒子モデルの相違の1つとして、実験で計測された礫群の水中安息角は、球形の粒子モデルでは再現できないが、礫粒子形状を表す非球形粒子モデルを用いると適切に計算されることが示されている^[20]。

計算では、粒子モデルを自由落下させて容器内に充填し、表面がほぼ平滑になるよう上部の粒子を除去して初期配置を定めた。その結果、計算における粒子G7およびG4の空隙率は0.43、また粒子B7で0.49となり、G7とG4は実験値(0.43)と同じ値となった。一方、粒子B7の実験値は0.45であったので、若干の相違がある。

(3) 領域分割による並列計算

本研究の数値計算では、粒子G4の粒子モデル個数

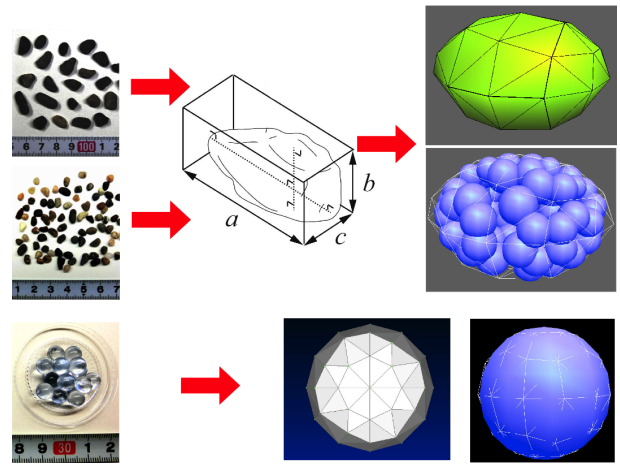


図-4 粒子モデルの設定手順の概略

が21,936であり、流体セル数は117,504,000となる。この大規模演算を高速化するため、MPI^[21]によるプロセス並列に基づく演算を行った。

本研究の計算では、図-5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、小領域間で通信する変数と共有する変数を切り分けてメモリの負荷を軽減させる処理^[22]を利用している。

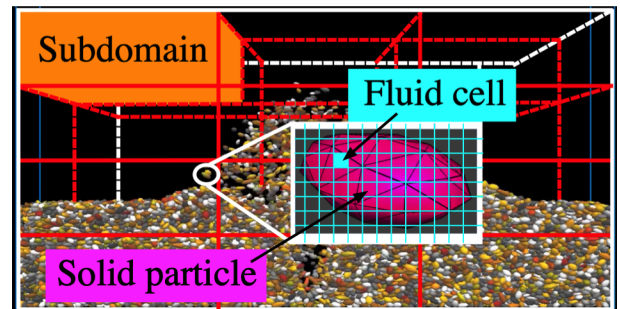


図-5 領域分割法による並列計算の概略

図-5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、粒子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-5のFluid cellの大きさは、粒子モデル径の1/10程度に設定されており、粒子周辺の流体計算に十分な分解能を確保した。

並列処理のプロセス数は、粒子G7と粒子B7で216(システムB)、また粒子G4では2,176(システムA)として、演算速度の向上を図った。このシステムAおよびBは、京都大学のスーパーコンピュータのサブシステムを表しており、それぞれCRAY XC40 (Intel Xeon Phi KNL, 68 cores/node, 1.4 GHz/node, 96GB+16GB memory/node) および Cray CS400 2820XT (Intel Xeon Broadwell, 36 cores/node, 1.21 TFlops/node, 128GB memory/node) である。

4. 実験および計算結果と考察

(1) 内部流動化・破壊過程における粒子群の運動

図-6と図-7に、内部流動化と破壊過程にある粒子B7の実験結果と計算結果のスナップショットを示す。粒子B7が透明なため、図-6ではあまり明瞭ではないが、図-7と比較すると、底面から流入した上昇水流により底面付近の粒子群が流動化し始め、Heら²⁾が示したように、粒子群中に空洞(cavity)が形成されて、それが鉛直方向に拡大する状態が見られる。

次に、図-8と図-9は、粒子G7を用いた場合の同様の結果を示している。図-9(a)に示された $t = 0.50$ [s]の計算結果では、底面近傍に微小なcavityが形成されている。 $t = 1.50$ [s]では、cavityが粒子層上面まで発達し、水流が粒子層内を貫通し始めており、 $t = 3.00$ [s]では一部の粒子が噴き上げられている。これらの状況は、定性的な比較ではあるが、実験と計算ではほぼ同様となっている。

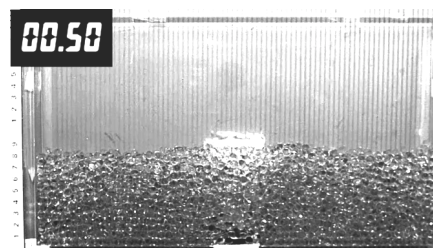
最後に、粒子G4を用いた際の実験結果と計算結果を図-10と図-11にそれぞれ示す。図-11(a)に示された $t = 0.50$ [s]の計算結果では、粒子G7の場合よりわずかに大きいcavityが見られる。以降の時刻では、上記の粒子G7で見られた傾向が、粒子G4ではより顕著となり、 $t = 1.50$ [s]ですでに上昇水流が粒子層を貫通しており、噴出口上部付近にある粒子が高く噴き上げられている。この傾向は、 $t = 3.00$ [s]でも継続して観察される。この定性的な傾向は計算でよく再現されいと見ることができる。

粒子群が噴き上げられる状況など、上記で示した結果は、瞬時的な粒子分布を捕らえたスナップショットであるので、今後平均操作などを通じて定量的な比較を行いたい。

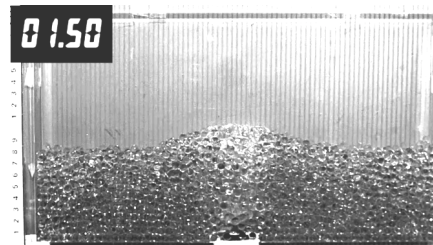
(2) 計算で得られた間隙水圧の空間分布

上記4.(1)のスナップショットで示されたように、水流が貫通する時刻前後に、粒子が激しく運動する状態は視覚的に把握しやすい。一方、内部流動化が進行する初期の過程は、粒子群の動きが微細であり、その動きだけでは判別が難しい。このため、計算により得られた粒子間隙水圧の分布を検討する。

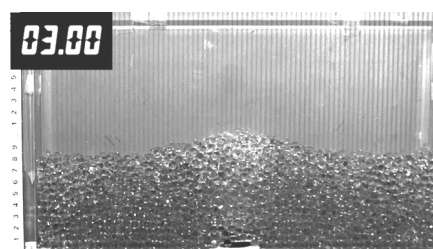
図-12、図-13、そして図-14は、順に粒子B7、G7、G4を用いた場合の流体圧力 p' の計算結果で、いずれも $t = 0.50$ [s]における分布である。 p' は、流体圧力から静水圧を引いた過剰間隙水圧である。これらの結果から、粒子が移動を開始する時点で、底面の流出口付近で過剰間隙水圧が高い値となり、この領域から流動化が始まると考えられる。この圧力分布の傾向は、Cuiら⁵⁾が示した結果と同様となっている。



(a) $t = 0.50$ [s]

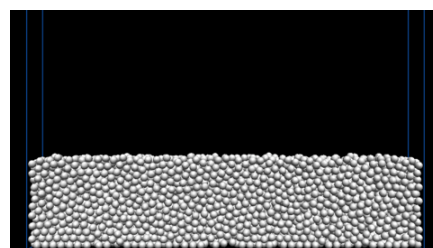


(b) $t = 1.50$ [s]

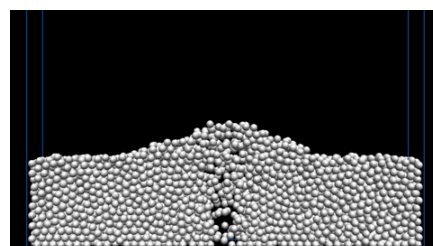


(c) $t = 3.00$ [s]

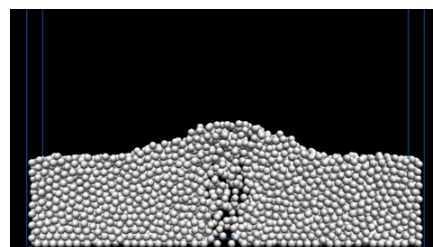
図-6 実験結果 (粒子 B7)



(a) $t = 0.50$ [s]



(b) $t = 1.50$ [s]

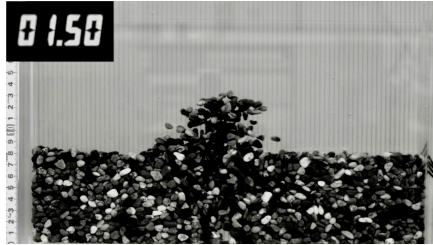


(c) $t = 3.00$ [s]

図-7 計算結果 (粒子 B7)



(a) $t = 0.50$ [s]



(b) $t = 1.50$ [s]



(c) $t = 3.00$ [s]

図-8 実験結果 (粒子 G7)



(a) $t = 0.50$ [s]

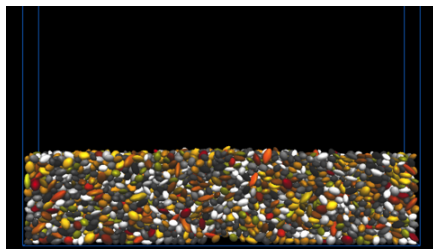


(b) $t = 1.50$ [s]

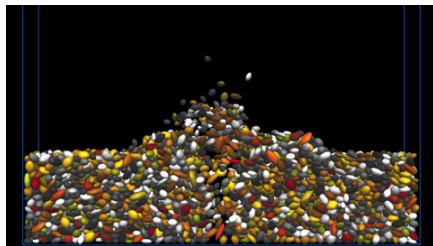


(c) $t = 3.00$ [s]

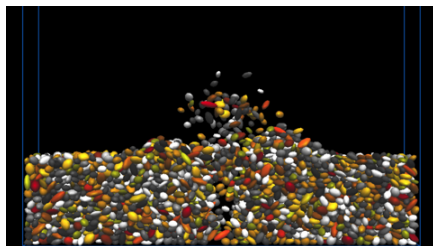
図-10 実験結果 (粒子 G4)



(a) $t = 0.50$ [s]

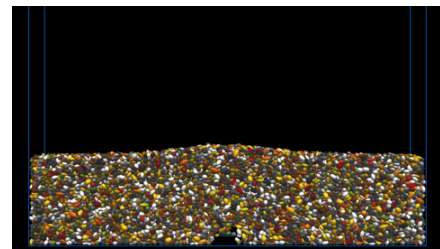


(b) $t = 1.50$ [s]

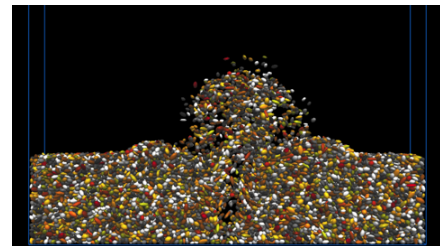


(c) $t = 3.00$ [s]

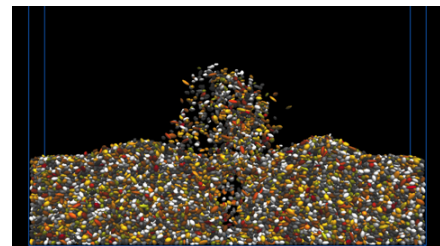
図-9 計算結果 (粒子 G7)



(a) $t = 0.50$ [s]



(b) $t = 1.50$ [s]



(c) $t = 3.00$ [s]

図-11 計算結果 (粒子 G4)

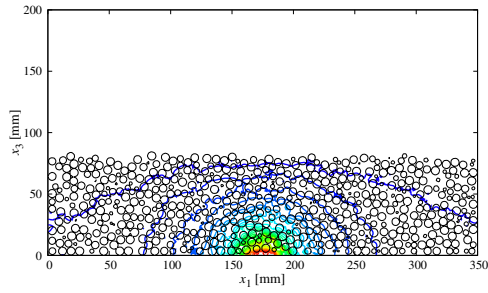


図-12 計算された p' の分布 (粒子 B7, $t = 0.50$ [s], 等値線は $-280 \leq p' \leq 2240$ で間隔は 70 Pa)

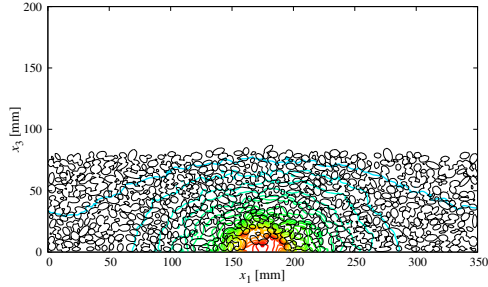


図-13 計算された p' の分布 (粒子 G7, $t = 0.50$ [s], 等値線は $-700 \leq p' \leq 1680$ で間隔は 70 Pa)

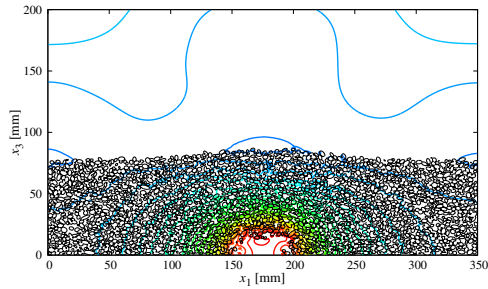
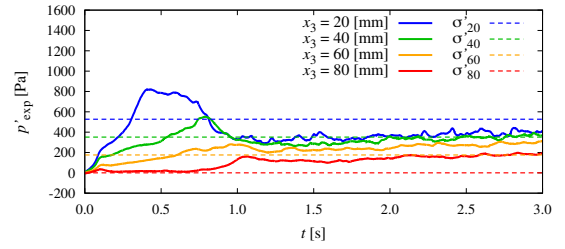


図-14 計算された p' の分布 (粒子 G4, $t = 0.50$ [s], 等値線は $-380 \leq p' \leq 1020$ で間隔は 40 Pa)

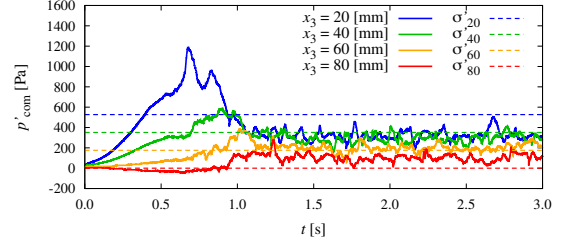
(3) 過剰間隙水圧の時系列の比較

超小型間隙水圧計で計測した過剰間隙水圧 p' と数値計算で得られた p' の時系列を比較した。粒子 B7, G7, G4 の結果を、順に図-15、図-16 および図-17 に示す。これらの図中には、初期の粒子配置から概算される粒子間に作用する有効応力 σ' (全応力から間隙水圧を減じた値) を破線で表示した。粒子配置が初期状態から変化した場合には、 σ' は適切な値ではなくなるが、参考値として示している。

p' の時系列の比較から、最初に底面付近で有効応力を超える過剰間隙水圧が生じ、それが鉛直上方に伝搬していくことが分かる。伝搬の過程で、ピーク値が低減している。また、 $t = 1.0$ [s] 付近で水流が粒子層を貫通するが、その後は p' はほぼ一定の値となり、上昇流が粒子を噴き上げている状態が継続すると考えられる。

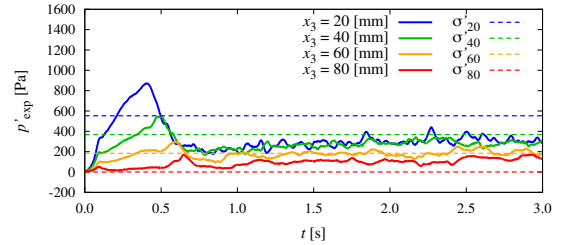


(a) 実験結果

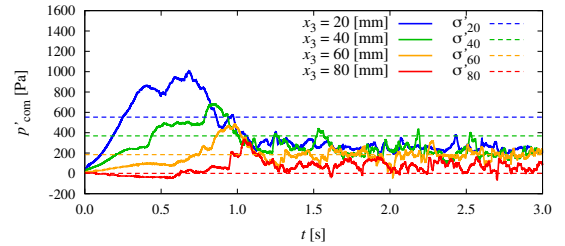


(b) 計算結果

図-15 p' の時系列の比較 (粒子 B7)

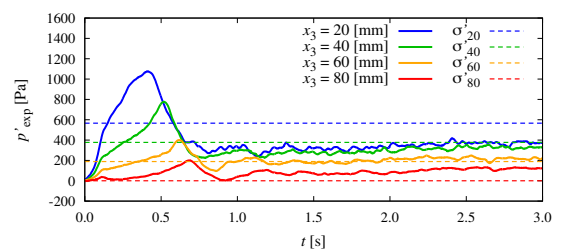


(a) 実験結果

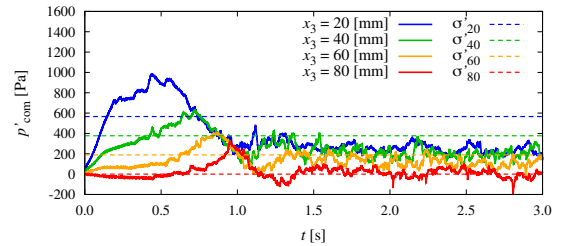


(b) 計算結果

図-16 p' の時系列の比較 (粒子 G7)



(a) 実験結果



(b) 計算結果

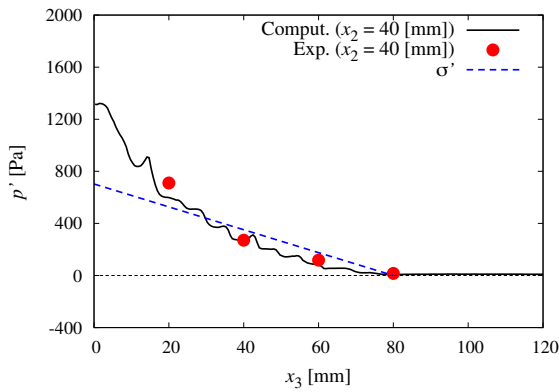
図-17 p' の時系列の比較 (粒子 G4)

(4) 過剰間隙水圧の鉛直方向分布

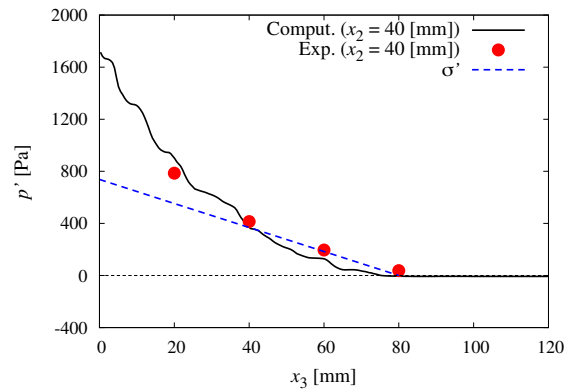
圧力センサーが設置された鉛直軸上において、各時刻で p' の鉛直方向の分布を求めた。この p' の計算値は、鉛直水流の流入口中心軸上の p' とほぼ同じ値であることを別途確認している。実験値と計算結果の分布を示した結果が図-18 から図-20 であり、順に粒子 B7, G7, G4 を用いた際の結果である。実験結果と計算結果は、各図のサブキャプションに示した時間範囲 (0.2 s) で平均化された値である。また、図中には、参考値として σ' を破線で示している。

これらの結果から、いずれの粒子でも、流入開始直後は底面の流入口付近で高い値の p' が発生し、時間の経過とともに $p' > \sigma'$ となる領域が鉛直上方に移動していくことが分かる。この圧力伝搬は、内部流動化で発生する cavity の鉛直方向の拡大と関係していると推測される。なお、粒子層厚は 80 mm であるので、 $x_3 \geq 80$ [mm] となる領域では、 $p' = 0$ 、すなわちほぼ静水圧に近い圧力となっている。

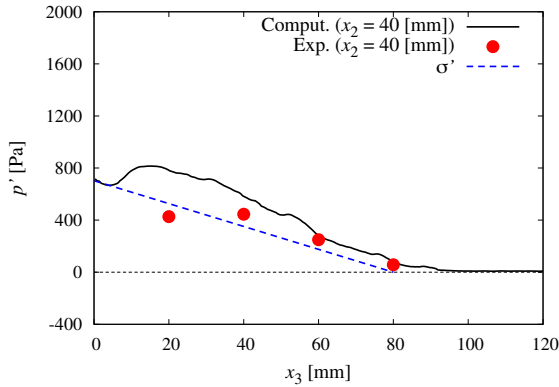
流入開始直後の底面近傍の p' は、粒子 G7 でやや高くなり、粒子 G4 では、粒子 B7 と同程度で比較的



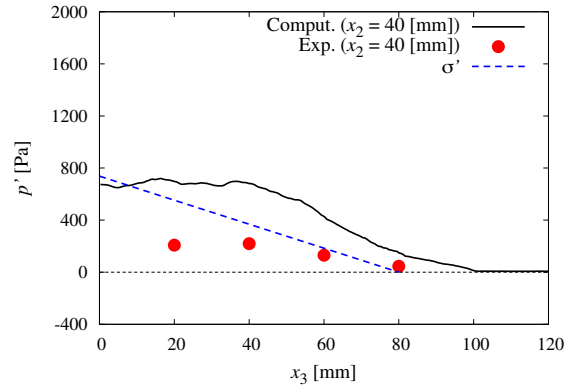
(a) $0.30 \leq t \leq 0.50$ [s]



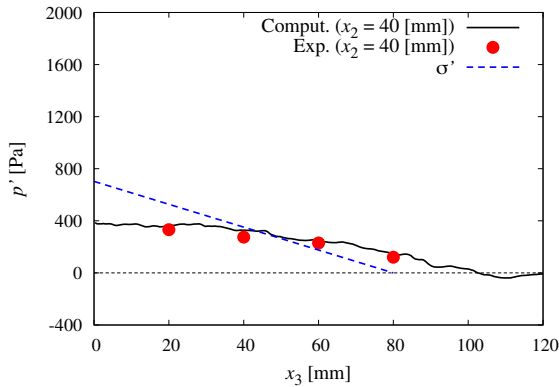
(a) $0.30 \leq t \leq 0.50$ [s]



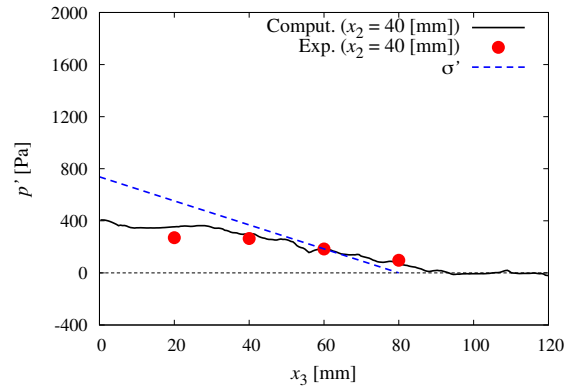
(b) $0.80 \leq t \leq 1.00$ [s]



(b) $0.80 \leq t \leq 1.00$ [s]



(c) $1.30 \leq t \leq 1.50$ [s]



(c) $1.30 \leq t \leq 1.50$ [s]

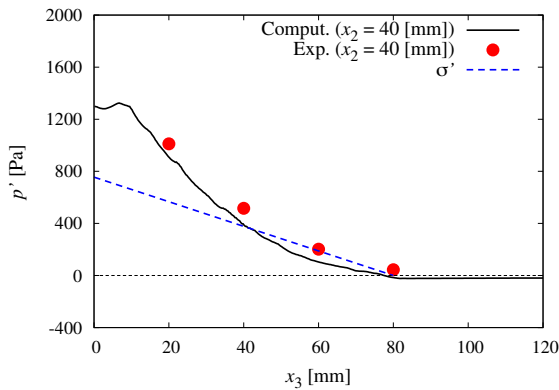
図-18 鉛直方向の圧力分布 (粒子 B7, $x_1 = 175$ [mm], 0.2 秒間の平均値)

図-19 鉛直方向の圧力分布 (粒子 G7, $x_1 = 175$ [mm], 0.2 秒間の平均値)

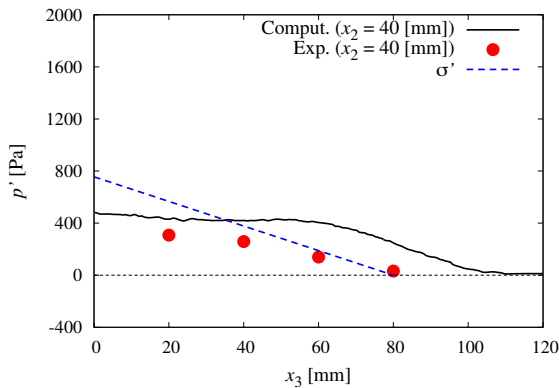
低い値となるが、この傾向については詳細な検討が必要である。図-19 (b) の結果ではやや相違があるが、計算された p' は、実験結果と概ねよく一致しているので、計算結果を利用した考察を今後進めたい。

(5) 粒子の移動距離と軌跡の分布

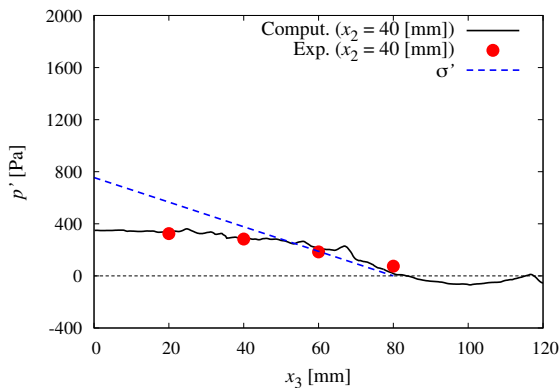
数値計算で得られた結果を利用して、粒子 B7, G7, G4 では、どのような領域にある粒子が長距離にわたって輸送されるか、またそれらの Lagrange 的な軌跡はどのようなパターンとなるかを考察した。



(a) $0.30 \leq t \leq 0.50$ [s]



(b) $0.80 \leq t \leq 1.00$ [s]



(c) $1.30 \leq t \leq 1.50$ [s]

図-20 鉛直方向の圧力分布 (粒子 G4, $x_1 = 175$ [mm], 0.2 秒間の平均値)

図-21 から図-23 に、順に粒子 B7, G7, G4 を用いた場合の結果を示す。各図 (a) は、初期状態から $t = 3.00$ [s] までの移動距離 d に基づいて、 $t = 3.00$ [s] における粒子重心点分布に色を付けてプロットした結果である。サブキャプションの M は表示の基準とした最大移動距離である。

各図 (a) に示された結果では、内部流動化した領域の中央付近で粒子の移動距離が長くなり、その周辺部には移動距離が短い粒子が堆積している。特に、小粒径の粒子 G4 では内部流動化する領域が、底面付近と比較して粒子層上面付近で、水平方向に広く開いた形状になるという特徴が見られる。

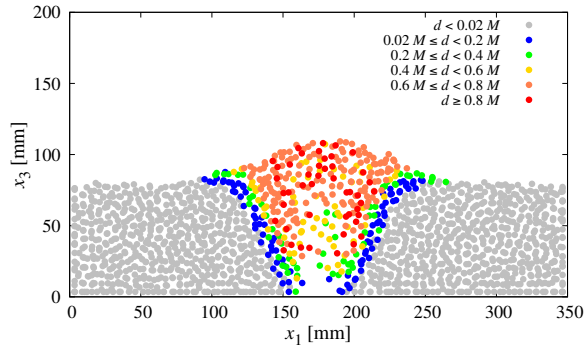
一方、図-21 から図-23 の各図 (b) は、各粒子の Lagrange 的な軌跡を描画した結果である。実験における目視では、粒子 B7 は上昇流を受けてもあまり高く噴き上げられず、粒子層内部において、上昇流の左右で逆方向に回転する循環パターンが観察された。図-21 (b) では、他の粒子と比較すると、軌跡のパターンが粒子層内部と上面近傍に留まっており、目視による観察結果と一致する傾向がある。この粒子輸送パターンは、粒子 B7 と G7 では異なる傾向を示しており、粒子形状の影響が現れたと考えられる。さらに、小粒径の粒子 G4 では、粒子質量が比較的小さいため、粒子 B7 や G7 と比較して、より広範囲に粒子が輸送されるパターンが把握された。

5. 結言

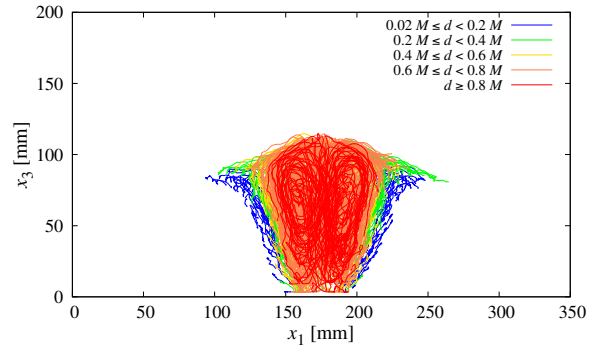
本研究では、飽和した粒子層の底面から局所的に流入する鉛直上昇水流 (平均流速約 0.77 m/s) により、間隙水圧が上昇して内部流動化が発生し、最終的には水流が粒子層を貫通して破壊に至る過程を対象として、室内実験と数値計算を行い、一連の力学的過程に対して考察を加えた。

実験では、粒径約 7 mm と 4 mm の礫粒子 (それぞれ粒子 G7 および G4) と粒径約 7 mm のガラスビーズ (粒子 B7) という 3 種類の粒子を利用し、層厚を約 80 mm とした粒子層の底面から平均流速約 0.77 m/s の鉛直上昇水流を供給した。3 種類の粒子を用いた各実験を 3 回繰り返し実施し、一連の過程をハイスピードカメラで撮影することにより、粒子群の運動を把握するとともに、超小型間隙水圧計により流体圧力を計測した。

また、数値計算では、既報²⁾の数値解法、すなわち immersed domain 法と同様に粒子領域に仮想流体を設定して、その領域内で微分形の運動方程式の圧力勾配項と粘性項を体積積分して流体力を求めるこ

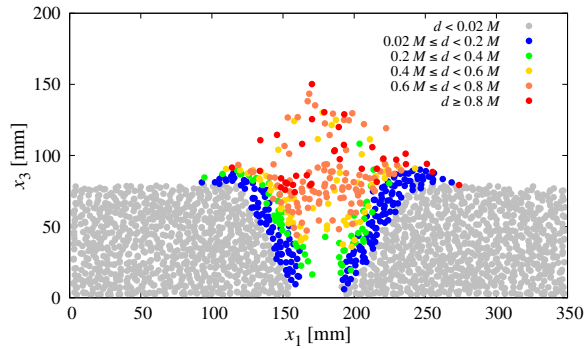


(a) 移動距離 ($t = 3.00$ [s], $M = 0.28$ [m])

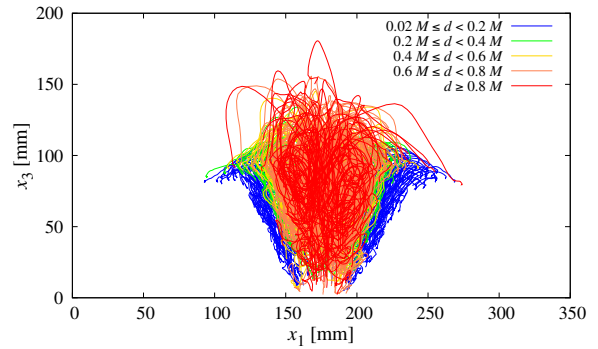


(b) 粒子の軌跡 ($t = 3.00$ [s], $M = 0.28$ [m])

図-21 粒子の移動距離と粒子の軌跡 (粒子 B7)

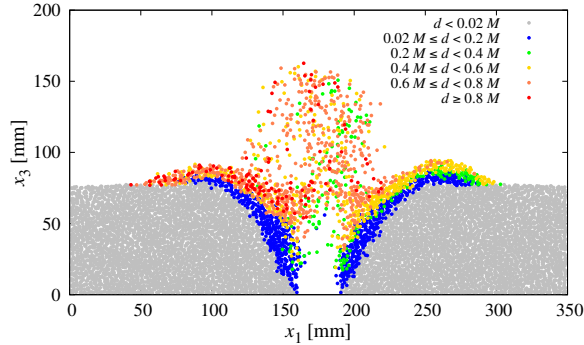


(a) 移動距離 ($t = 3.00$ [s], $M = 0.42$ [m])

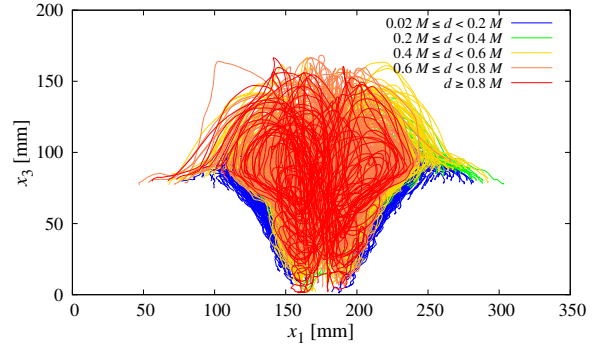


(b) 粒子の軌跡 ($t = 3.00$ [s], $M = 0.42$ [m])

図-22 粒子の移動距離と粒子の軌跡 (粒子 G7)



(a) 移動距離 ($t = 3.00$ [s], $M = 0.62$ [m])



(b) 粒子の軌跡 ($t = 3.00$ [s], $M = 0.62$ [m])

図-23 粒子の移動距離と粒子の軌跡 (粒子 G4)

とにより、流体・固体連成を考慮する手法を利用した。粒子形状は、四面体要素により表現し、粒子 G7 および G4 では表面近傍の四面体内部に接触判定球を配置して、DEM により固体間相互作用を求めた。粒子 B7 は、球形粒子であるため、粒径と等しい単一の接触判定球を利用した。粒子 G4 の計算では、粒子モデル数を 21,936、流体計算セル数を 117,504,000 として、粒子周辺の流体計算に十分な分解能を確保し、2,176 プロセスの並列処理により演算を高速化した。

上記の実験および数値計算から得られた主な結果

は以下のようにまとめられる。

1. 内部流動化と破壊過程にある粒子 B7, G7, G4 の実験結果と計算結果のスナップショットにより、流動化の発生と水流が貫通する破壊過程までの粒子の定性的な挙動を比較した。その結果、流動化初期に底面付近で空洞 (cavity) が発生し、それが鉛直方向に拡大して水流の貫通に至るプロセスが把握され、実験と計算で概ねよい一致が見られることが分かった。
2. 粒子群の動きが比較的小さい、流動化初期の段

階 ($t = 0.5$ [s]) を対象として、計算で得られた過剰間隙水圧 p' の空間的な分布を求めた。いずれの粒子の場合でも、初期の段階では、上昇水流の流入口がある底面付近で p' が高い値となり、既往研究と一致する傾向が把握された。

3. 超小型間隙水圧計によって計測された過剰間隙水圧 p' の時系列を計算結果と比較した。その結果、初期の段階で底面付近で発生した高過剰間隙水圧は、時間の経過とともに鉛直上方に伝搬していく傾向が明らかとなった。初期に底面付近で発生する p' は、参考値として初期の粒子配置から求めた有効応力 σ' を超えていることが示された。また、計算結果は実験値と概ねよい一致を示すことが確認できた。
4. 過剰間隙水圧 p' の鉛直方向分布が時間とともにどのように変化するかを実験および計算結果を用いて考察した。その結果、時間の経過とともに $p' > \sigma'$ となる領域が鉛直上方に移動することが確認できた (σ' は初期状態の参考値である)。また、この結果に関しても計算結果は実験値を良好に再現することが示された。
5. 計算結果から、粒子の移動距離と軌跡の分布を求め、それらの結果を描画した。粒子 B7 は上昇流を受けてもあまり高く噴き上げられず、粒子層内部で上昇流の左右で循環するパターンとなること、また粒子 G7 は B7 よりも高い位置まで移動するパターンとなることが分かった。さらに、小粒径の粒子 G4 では、粒子質量が比較的小さく、粒子 B7 や G7 と比較して、より広範囲に粒子が輸送されるパターンとなった。これらの粒子移動パターンは目視による観察結果とも一致しており、粒子形状や粒径の相違に起因する特性が把握できた。

今後は、混合粒径粒子層における内部流動化現象、また微細な粒子層が浸透破壊する過程など、複雑な流体・固体連成現象に対して、数値計算を活用した現象の理解を進める考えである。

謝辞：本研究の実験に多大な協力を頂いた大野 純平氏 (NEXCO 西日本) とグイネア ニク 氏 (京都大学大学院・工学研究科・社会基盤工学専攻・博士後期課程 1 年) に感謝の意を表する。

REFERENCES

- 1) Alsaydalani, M. and Clayton, C. : Internal fluidization in granular soils, *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, Vol. 140, No. 3, p. 04013024, 2014.
- 2) He, Y., Zhu, D. Z., Zhang, T., Shao, Y. and Yu, T. : Experimental observations on the initiation of sand-bed erosion by an upward water jet, *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 143, No. 7, p. 06017007, 2017.
- 3) 鈴木輝一, 元吉浩之, 小田匡寛: 鉛直浸透破壊実験における局所的パイピングに関する考察, 土木学会論文集 C, Vol. 63, No. 2, pp. 602-611, 2007. [Suzuki K., Motoyoshi H. and Oda M.: A consideration on local piping due to upward seepage flow, *Transaction of the Japan Society of Civil Engineering C*, Vol. 63, Issue 2, pp. 602-611, 2007.]
- 4) 西尾邦彦: ボイリング現象のメカニズムに関する研究, 日本林學會誌, Vol. 60, No. 9, pp. 327-333, 1978. [Nishio K.: A study on the mechanism of boiling phenomena, *Journal of the Japanese Forestry Society*, Vol. 60, Issue 9, pp. 327-333, 1978.]
- 5) Tang, Y., Chan, D. H. and Zhu, D. Z. : Numerical investigation of sand-bed erosion by an upward water jet, *Journal of Engineering Mechanics*, Vol. 143, No. 9, p. 04017104, 2017.
- 6) Cui, X., Li, J., Chan, A. and Chapman, D. : Coupled DEM-LBM simulation of internal fluidisation induced by a leaking pipe, *Powder Technology*, Vol. 254, pp. 299-306, 2014.
- 7) Ngoma, J., Philippe, P., Bonelli, S., Radjaï, F. and Delenne, J.-Y. : Two-dimensional numerical simulation of chimney fluidization in a granular medium using a combination of discrete element and lattice Boltzmann methods, *Physical Review E*, Vol. 97, No. 5, p. 052902, 2018.
- 8) 藤井孟大, 浅井光輝, 牛島省, 鳥生大祐: 洗掘解析に向けた鉛直噴流実験による ISPH-DEM 連成手法の妥当性確認, 土木学会論文集 A2(応用力学), Vol. 75, No. 2, pp. I_249-I_258, 2019. [Fujii, T., Asai M., Ushijima S. and Toriu D.: A validation for soil scouring simulation based on an isph-dem coupling method, *Transaction of the Japan Society of Civil Engineering A2(Applied Mechanics)*, Vol. 75, Issue 249, pp. 249-258, 2019.]
- 9) Tachibana, I., Moriguchi, S., Takase, S., Terada, K., Aoki, T., Kamiya, K. and Kodaka, T. : Characterization of transition from Darcy to non-Darcy flow with 3D pore-level simulations, *Soils and Foundations*, Vol. 57, pp. 707-719, 2017.
- 10) Fukumoto, Y. and Ohtsuka, S. : 3-D direct numerical model for failure of non-cohesive granular soils with upward seepage flow, *Computational Particle Mechanics*, Vol. 5, pp. 443-454, 2018.
- 11) Kitao, T., Fukumoto, Y., Fujisawa, K., Jewel, A. and Murakami, A. : Validation of LBM simulation of saturated seepage flow through 3D-printed homogeneous porous medium for fluid-particle coupled analysis, *Acta Geotechnica*, Vol. 16, pp. 2643-2656, 2021.
- 12) 牛島省, 鳥生大祐, 柳博文, 田中寛樹: 鉛直噴流による礫粒子群輸送と saltation-collapse 平衡の数値解析, 土木学会論文集 A2 (応用力学), Vol. 75, No. 2, pp. I_289-I_300, 2019. [Ushijima S., Toriu D., Yanagi H. and Tanaka H.: Numerical prediction for transportation of gravel particles and saltation-collapse equilibrium due to vertical jet, *Transaction of the Japan Society of Civil Engineering A2(Applied Mechanics)*, Vol. 75, Issue 2, pp. 289-300, 2019.]
- 13) 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, No. 2, pp. 128-138, 2008. [Ushijima S., Fukutani A. and Makino O.: Prediction method for movements with collisions of arbitrarily-shaped objects in

- 3D free-surface flows, *Transaction of the Japan Society of Civil Engineering B*, Vol. 64, pp. 128-138, 2008.]
- 14) 牛島省, 竹村雅樹, 山田修三, 禰津家久: 非圧縮性流体解析に基づく粒子 - 流体混合系の計算法 (MICS) の提案, 土木学会論文集, No. 740/II-64, pp. 121-130, 2003. [Ushijima S., Takemura M., Yamada S. and Goto T.: Numerical prediction of particle transportation in free-surface flows with mics, *Transaction of the Japan Society of Civil Engineering*, No. 740/II-64, pp. 121-130, 2003.]
 - 15) Wang, X. S. : From Immersed Boundary Method to Immersed Continuum Method, *International Journal for Multiscale Computational Engineering*, Vol. 4, No. 1, pp. 127-146, 2006.
 - 16) 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.
 - 17) 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. [Ushijima S., Okuyama Y. and Nezu I.: Implicit computational algorithm for 3D incompressible flows with collocated grid system and its parallelization, *Journal of applied mechanics*, Vol. 6, pp. 185-192, 2003.]
 - 18) 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.
 - 19) 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. [Ushijima S., Makino O. and Nezu I.: 3D numerical prediction for flood flows into residential area with tetrahedron sub-cell method, *Annual journal of Hydraulic Engineering, JSCE*, Vol. 51, pp. 787-792, 2007.]
 - 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 (応用力学), Vol. 73, No. 2, pp. I_377-I_386, 2017. [Ushijima S., Toriu D., Yanagi H. and Yagyu D.: Computations on transportations of gravel particles due to overflows taking account of particle-particle and particle-fluid mechanical interactions, *Transaction of the Japan Society of Civil Engineering A2(Applied Mechanics)*, Vol. 73, Issue 2, pp. 377-386, 2017.]
 - 21) Gropp, W., Lusk, E. and Thakur, R.: *Using MPI-2*, The MIT Press, 1999.
 - 22) 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), Vol. 70, No. 2, pp. I_185-I_194, 2014. [Maruyama K., Aoki K. and Ushijima S.: Dynamic load-balancing parallel computation method for multiple solid objects transported in fluids, *Transaction of the Japan Society of Civil Engineering A2(Applied Mechanics)*, Vol. 70, Issue 2, pp. 185-194, 2014.]

(Received June 24, 2022)
(Accepted November 30, 2022)

FLUID-SOLID INTERACTION COMPUTATIONS FOR INTERNAL FLUIDIZATION IN SATURATED GRANULAR BED

Satoru USHIJIMA, Daisuke TORIU and Shiho MAKI

The internal fluidization and the failure of a saturated granular bed due to the vertically-upward water flow entering from the bottom surface were investigated with the experiments and the computations taking account of the particle-scale fluid-solid interactions. Two types of gravel particles (average diameters are about 7 mm and 4 mm) and glass particles (diameter is about 7 mm) were used in the experiments, in which the particle movements were captured with a high-speed camera and the pore-water pressure was measured with four ultra-compact pore pressure gauges. In the computations, the fluid forces acting on up to about 21,936 particle models, each of which is represented with multiple tetrahedron elements, were calculated from the pressure and viscous terms. The number of the fluid cells was up to 117,504,000 and the maximum number of the cores in parallel computations was 2,176 to decrease the elapsed time. As a result, in the fluidized area of the granular layer, it was shown that the computation method enables us to obtain adequately the distributions of the excess pore-water pressure and the typical flow patterns of particles, which are important to understand the mechanisms on the behaviors of the particles driven by the water flows entering from the bottom.