

固体粒子の間隙流体計算における 時間・空間分解能の影響

田中 寛樹¹・鳥生 大祐²・牛島 省³

¹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: tanaka.hiroki.33c@st.kyoto-u.ac.jp

²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

³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

埋め込み境界法や相平均モデルでは、離散化した運動方程式右边に現われる流体と固体の相互作用項に、流体計算の時間増分 Δt が含まれる。本報では、この相互作用項に含まれる Δt が計算結果に与える影響を確認するため、相平均モデルを用いてダルシー則が成り立つ低レイノルズ数領域を対象とした粒子間隙流れの数値実験を行った。均一な球を規則的に配置した場合、および複数の異なる粒径を有する球をランダムに配置した場合のそれぞれについて、空間分解能と時間分解能に関する検討を行った結果、空隙に対するセル解像度 R_s を 5000 ~ 10000 程度に設定することで十分な空間分解能を設定できることを確認し、このとき、拡散数 D を 6.0×10^{-3} 以下に設定すれば、 Δt が計算結果に与える影響を十分小さくできることがわかった。

Key Words: seepage flow, cell-porosity resolution, time resolution, phase-averaged model, parallel computation

1. 緒言

粒子間隙流体の挙動を詳細に解明することは、工学分野における重要な研究課題の一つである。従来の研究では、粒子よりも十分大きな流体計算セルを設定し、ダルシー則などの経験則を用いて、間隙流体の挙動を巨視的に捉えることを目的とした数値解析的検討が多く行われている。こうした検討で用いられる手法は様々で、透水係数を運動方程式に用いており、透水性の大きく異なる領域を連続的に解析することが可能な Darcy-Brinkman 式^{1),2)} などもある。一方、近年では粒子よりも十分小さい流体計算セルを設定し、透水係数や抗力係数などの実験定数を必要としない手法に関する検討が進んでいる。例えば、埋め込み境界法^{3),4)}を用いて粒子間隙における流れを高解像度に解析した研究⁵⁾のほか、梶島ら⁶⁾による、固体埋め込み法を用いた固体粒子を含む流れの数値解析的検討などが挙げられる。

上記のような流体と固体の相互作用計算に経験則を必要としない解法の多くでは、離散化された運動方程式右边に現れる流体・固体の相互作用項に時間増分 Δt が含まれる。したがって、流体計算セルの大きさ(空間分解能)はもちろん、 Δt についてもその影響が十分小さくなる適切な値に設定することが必要と考えられる。そこで、本報では、 Δt を含んだ相互作用項の導出過程を示すとともに、流体計算セルの大きさや Δt が計算結

果に与える影響を検討することを目的に、牛島ら⁷⁾によって提案された相平均モデルを用いて粒子間隙流れの数値実験を行った。なお、本報では間隙が非圧縮性ニュートン流体で満たされた飽和多孔質体を対象とし、表面張力やぬれ性の影響は無視する。また、流れはダルシー則が成り立つ低レイノルズ数領域を対象とし、粒子群は静止していると仮定する。

2. 流体-固体相互作用を扱う数値解析手法

(1) 相互作用項に現れる時間増分

流体-固体連成問題に対する解析手法のうち、透水係数や抗力係数を用いない手法である、埋め込み境界法⁴⁾や固体埋め込み法⁶⁾、相平均モデル⁷⁾のいずれの手法においても離散化された運動方程式は次式のように表され、右边に流体と固体との間の相互作用を表す項が現れる。

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} = rhs + \frac{f(U_r)}{\Delta t} \quad (1)$$

ここで、 u_i は多相場の流速、 Δt は時間増分、上付きの n は時間ステップをそれぞれ表す。rhs は流体の基礎方程式における移流項、拡散項、圧力項、外力項を合わせたものであり、離散化の手法によってその形は異なるが、詳細は各手法の文献によるものとし、本報では

略記する。 U_r は流体と固体との間の相対速度を表しており、 $f(U_r)$ はその関数である。式 (1) からわかるように、相互作用項は相対速度 U_r および Δt から定まる。

式 (1) について、流れの時間変化がない定常状態に至った場合、 $u_i^{n+1} = u_i^n$ であり、左辺が 0 となるため、右辺のみに Δt が残る。このため、 Δt をどのような数値に設定するかで定常状態の流れが異なってくる可能性がある。よって、 Δt を計算が安定する範囲で設定することはもちろん、それに加えて、解析結果に Δt の影響が出ていないことの確認が必要だと考えられる。以上から、本報では相平均モデル⁷⁾を用いた粒子間隙流れの数値実験を Δt を変えて複数ケース行い、その解析結果を比較することで Δt の影響について調べた。

(2) 平均化操作によって現れる相互作用項の導出

前節に示した実験定数を用いない解析手法として、気液相の流速を固体の存在を考慮せずに計算した後、その流速と固体の速度とを体積割合などに基づいて相平均することで、多相場の流速とする手法がある。こうした手法について、式 (1) における相互作用項の形を導出する。詳細は後述するが、相平均操作を体積平均で行う場合は梶島ら⁶⁾の固体埋め込み法、Xiao ら⁸⁾の手法となり、質量平均で行う場合は、牛島ら⁷⁾の相平均モデルとなる。

まずはじめに固体部分に架空の流体を設定し、固体は存在しないものとして、計算領域全体で気液相の流体計算を行う。計算対象を圧力や温度による体積変化の影響を無視できる非圧縮性のニュートン流体とすると、基礎方程式は相互作用項を含まない形で次のように記述される。

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

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} = & -\frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial p}{\partial x_j} \\ & + \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \mu \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + F_i \end{aligned} \quad (4)$$

ここに、 t は時間、 x_i は直交座標系の座標成分であり、 u_i および F_i はそれぞれ気液相の質量平均速度、外力加速度の x_i 方向成分、圧力 p 、密度 ρ_f および粘性係数 μ は、気液相で体積平均された値である。

上記の基礎方程式から求められた流速はこの時点では固体の影響を考慮する前の値であるため、 u_i^* と表現する。このとき、式 (4) を時間方向に離散化し、右辺をまとめて rhs と表記すると、次のように表される。

$$\frac{u_i^* - u_i^n}{\Delta t} = rhs \quad (5)$$

次に、以上で計算された u_i^* を用いて、固体粒子の運動や衝突の計算が行われる。なお、本報では固体が静止しているため、 $n+1$ ステップの固体粒子の速度について、常に $u_{s,i}^{n+1} = 0$ となる。

最後に、各流体計算セルの流速 u_i^* を固体速度 $u_{s,i}^{n+1}$ と相平均することで、 $n+1$ ステップにおける多相場の流速 u_i^{n+1} に修正する。ここで、質量平均による相平均操作を行う場合、その操作は次式で表される。

$$u_i^{n+1} = \frac{\rho_f \phi_f u_i^* + \rho_s \phi_s u_{s,i}^{n+1}}{\rho} \quad (6)$$

$$\rho = \rho_f \phi_f + \rho_s \phi_s \quad (7)$$

ここで、 ρ は多相場の密度、 ρ_s は固体の密度であり、 ϕ_f および ϕ_s はそれぞれ各流体計算セルにおける流体と固体の体積割合である。左辺に流速の時間変化が現れるように式 (6) の両辺から u_i^* を引き、両辺を Δt で除してから右辺を整理すると、式 (6) は次式のようにになる。

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^*}{\Delta t} = -\frac{\rho_s \phi_s}{\rho \Delta t} (u_i^* - u_{s,i}^{n+1}) \quad (8)$$

式 (5) と式 (8) を辺々足し合わせると、 u_i^n と u_i^{n+1} の関係を以下の一つの式で表すことができる。

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} = rhs - \frac{\rho_s \phi_s}{\rho \Delta t} (u_i^* - u_{s,i}^{n+1}) \quad (9)$$

右辺第 2 項は流体の固体に対する相対速度に比例する相互作用の項であり、 Δt を含んでいることが確認できる。 $U_r \equiv u_i^* - u_{s,i}^{n+1}$ 、 $f(U_r) \equiv -(\rho_s \phi_s / \rho) U_r$ とすると、式 (9) は式 (1) と等しくなる。なお、式 (6) の相平均操作を体積平均で行う場合には式 (9) に当たる式は次式のような形となる。

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} = rhs - \frac{\phi_s}{\Delta t} (u_i^* - u_{s,i}^{n+1}) \quad (10)$$

式 (10) は梶島ら⁶⁾の固体埋め込み法における式と同様の形であり、また、Xiao ら⁸⁾の手法については文献中に同様の式は存在しないが、体積平均の手法を用いている点で同じであるため、式整理によって同様の形を導くことができると考えられる。

3. 均一な球を規則的に配置した粒子間隙流れの計算結果

(1) 計算条件

2章で示した Δt の影響について調べるため、まずはじめに均一な球を規則的に配置した粒子群を通過する間隙流れの解析を、計算条件を変えて合計 11 ケース行い、その結果を整理した。本数値計算において、解析結果は Δt の影響、すなわち時間分解能の影響のみでなく、流体計算セルの大きさ、すなわち空間分解能の影響も受ける。そこでまず、空間分解能に対する検討を行い、その後、十分な空間分解能を与える条件のもとで Δt を変化させ、時間分解能について検討した。本報で用いる相平均モデル⁷⁾では、基礎方程式はコロケート格子上で有限体積法に基づき離散化され、MAC 系解法⁹⁾を適用し、予測段階では陰解法である C-ISMALC 法¹⁰⁾を、移流項の計算には 5 次精度の TVD スキーム¹¹⁾を用いる。また、気液の界面は式 (2) の数値解を保存系スキームを用いて求めることにより定める。

図-1 に計算領域の x_1 - x_3 断面を示す。 x_2 方向の領域長さは l_2 とする。ここで、 l_1 , l_2 , l_3 はそれぞれ 8.0, 2.0, 3.4 [mm], b_p , b_b , b_a はそれぞれ 2.0, 0.4, 1.0 [mm], 粒子群の x_1 方向長さ $L = 4.0$ [mm], 初期水位差 $\Delta H_0 = 0.35$ [mm], $g = -9.81$ [m/s²] とした。液相の密度は $\rho_w = 1.0 \times 10^3$ [kg/m³], 動粘性係数は $\nu_w = 1.0 \times 10^{-6}$ [m²/s] とし、気相の密度は $\rho_a = 1.0$ [kg/m³], 動粘性係数は $\nu_a = 1.0 \times 10^{-5}$ [m²/s] とした。流速の境界条件は、 $x_2 = 0$, $x_2 = l_2$ で free-slip 条件、他は non-slip 条件とし、圧力 p について全ての境界で勾配 0 のノイマン条件とした。粒子群は、密度 $\rho_s = 2.65 \times 10^3$ [kg/m³], 粒径 $d = 0.4$ [mm] の球 250 個を規則的に配置したもので、空隙率 ε はおよそ 0.47 である。本数値実験では計算時間を短縮するため、flat MPI による 3 次元領域分割法¹²⁾に基づく並列計算を行っており、領域分割数(プロセ

ス数) は $17 \times 4 \times 8$ とした。計算には京都大学のスーパーコンピュータシステム (Cray XC40, Intel Xeon Phi KNL 68cores 1.4GHz $\times$ 1 / node) を用いた。

本報では粒子レイノルズ数 Re_d を次式で定義する。

$$Re_d \equiv \frac{U_1 d}{\nu_w} \quad (11)$$

ここで、 U_1 は図-1 中の central surface における x_1 方向の断面平均流速である。本報においては、ダルシー則の成立条件¹³⁾を参考に $Re_d < 1$ の流れを計算対象とし、断面平均流速 U_1 と左右の水位差 ΔH から次式により求められる透水係数 k_c を確認した。

$$k_c = \frac{U_1 L}{\Delta H} \quad (12)$$

左右の水位は、 $0 \leq x_1 \leq (l_1 - L)/2$, $0 \leq x_2 \leq l_2$, $0 \leq x_3 \leq l_3$ の直方体領域、および $(l_1 + L)/2 \leq x_1 \leq l_1$, $0 \leq x_2 \leq l_2$, $0 \leq x_3 \leq l_3$ の直方体領域における液相の体積割合に l_3 を乗じて求める。本数値計算は静止状態から計算を開始するため、断面平均流速 U_1 は一旦上昇した後、徐々に小さくなる一方で、水位差 ΔH は常に徐々に小さくなっていく。よって、計算開始直後、断面平均流速の変化が安定するまでは断面平均流速と水位差は比例せず、ダルシー則が成り立たない。そこで、 k_c の時間変化を見ることにより、 k_c が時間によらず一定となることが確認できれば、ダルシー則が成立したと判断する。

(2) 空間分解能に対する検討

空間分解能の検討について、粒子間隙流れの解析では粒子群の空隙を正確に捉えて流路を確保することが重要であると考え、空隙あたりに流体計算セルがいくつ入っているかを示す指標として、空隙セル解像度 R_s を次式で定義した。

$$R_s = \frac{d^3 \varepsilon}{\Delta x_1 \Delta x_2 \Delta x_3} \quad (13)$$

ここで、 Δx_i は流体計算セルの x_i 方向長さである ($i = 1, 2, 3$)。

空間解像度の検討は R_s がそれぞれ 1,012, 2,036, 5,247, 10,383 となる流体計算セルを設定し、これら 4 ケースの結果を整理することで行った。なお、時間増分 Δt は拡散数 D がおよそ 6.0×10^{-3} となるように定めた。ここで、拡散数 D は次式で表されるものとする。

$$D = \nu_w \Delta t \left(\frac{1}{\Delta x_1^2} + \frac{1}{\Delta x_2^2} + \frac{1}{\Delta x_3^2} \right) \quad (14)$$

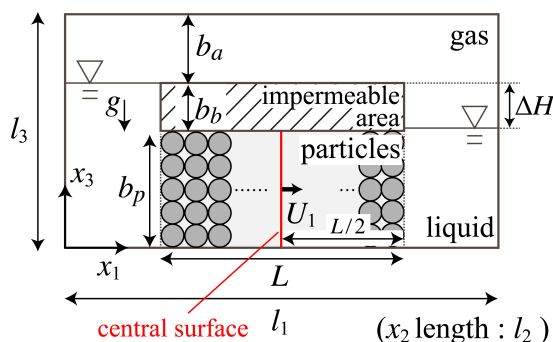


図-1 均一な球を規則配置した間隙流れの計算領域

図-2 に計算で得られた透水係数 k_c の時間変化を示す。粒子レイノルズ数 Re_d は $R_s = 10,383$ の場合が最大であったが、その値は 0.11 程度と 1 より小さく、図-2 より、 R_s の異なるいずれの結果においても、水位差により生じる流れが安定した後、透水係数がほぼ一定となり、ダルシー則が成立していることが確認できる。また、図-2 において、 $R_s = 5,247$ における結果と $R_s = 10,383$ における結果が概ね一致しており、 $R_s = 5,247$ において十分な空隙セル解像度が設定できているといえる。

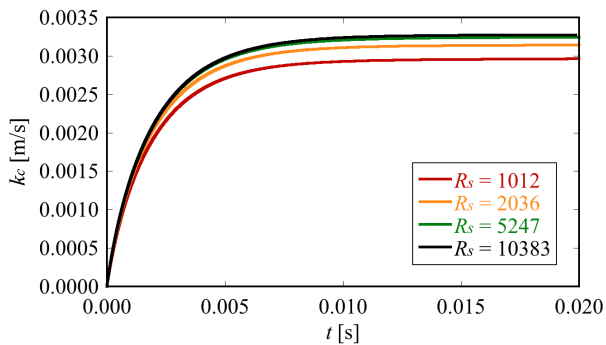


図-2 k_c の時間変化 ($D \simeq 6.0 \times 10^{-3}$)

ダルシー則が成立している $t = 0.02$ [s] における k_c を縦軸にとり、 R_s を横軸にとったグラフを図-3 に示す。図-3 において、 $R_s = 5,247$ と $R_s = 10,383$ との間で k_c の変化は小さく、約 1% となっていることから、この図からも $R_s = 5,247$ において十分な空隙セル解像度が設定できているといえる。よって、次節における時間分解能に関する検討は、 R_s が 5,247 となる流体計算セルの設定で行う。

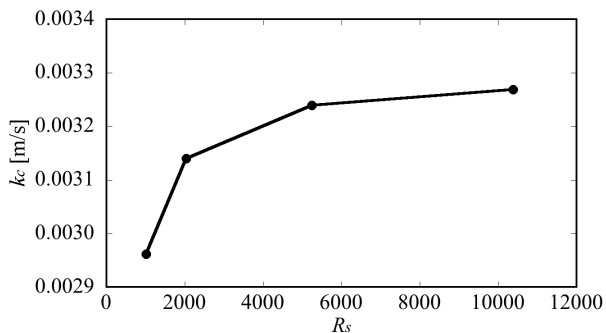


図-3 k_c と R_s の関係 ($D \simeq 6.0 \times 10^{-3}$)

(3) 時間分解能に対する検討

空隙セル解像度 R_s を、前節の結果から $R_s = 5,247$ で固定し、時間増分 Δt を変えて、7 ケースの計算を行った。これらの計算結果を、次式で定義する時間分解能を示す指標 R_t により整理した。

$$R_t = \frac{\Delta t_0}{\Delta t} \quad (15)$$

ここで、 Δt_0 は式 (14) で定義される拡散数 D が 0.5 となるときの Δt であり、本数値実験においては $\Delta t_0 = 5.33 \times 10^{-5}$ [s] であった。一般的な陽解法においては $D \leq 0.5$ とすることが計算を安定させる上で重要であり、 $\Delta t_0 \geq \Delta t$ より $R_t \geq 1$ となるが、本報では流速の予測段階に陰解法¹⁰⁾を用いて $D \geq 0.5$ となる条件での計算も行ったため、 $R_t \leq 1$ となるケースの結果も含む。

図-4 に計算で得られた透水係数 k_c の時間変化を示す。粒子レイノルズ数 Re_d は $R_t = 0.663$ の場合が最大であったが、その値は 0.18 程度と 1 より小さく、図-4 より、 R_t の異なるいずれの結果においても、水位差により生じる流れが安定した後、透水係数がほぼ一定となっており、ダルシー則が成立していることが確認できる。また、図-4 において、 $R_t = 85.31$ における結果と $R_t = 170.6$ における結果が概ね一致しており、 $R_t = 85.31$ において、解析結果に影響を及ぼさない十分な時間分解能が設定できているといえる。

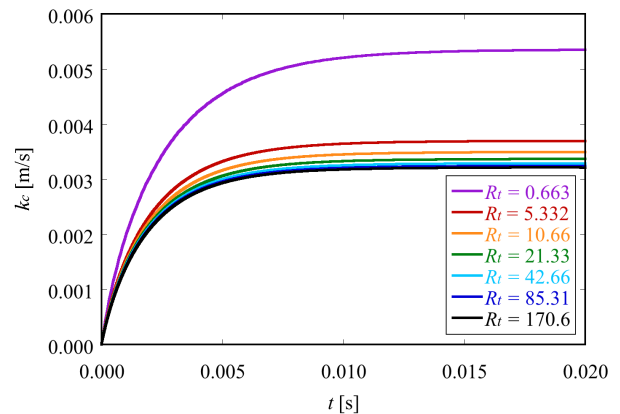


図-4 k_c の時間変化 ($R_s = 5,247$)

ダルシー則が成立している $t = 0.02$ [s] における k_c を縦軸にとり、 R_t を横軸にとったグラフを図-5 に示す。図-5 において、 $R_t = 85.31$ と $R_t = 170.6$ との間で k_c の変化は小さく、約 0.8% となっていることから、この図からも $R_t = 85.31$ において十分な時間分解能が設定できているといえる。なお、このときの拡散数は $D = 5.86 \times 10^{-3}$ であった。

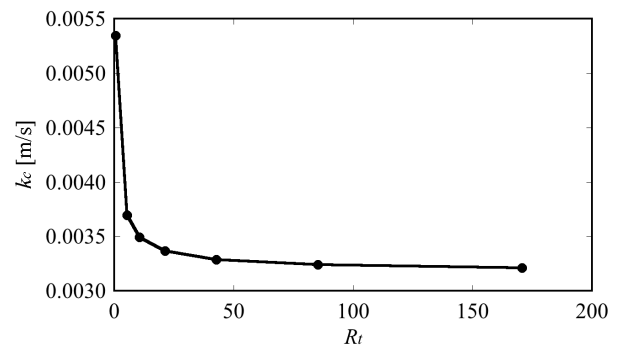


図-5 k_c と R_t の関係 ($R_s = 5,247$)

以上の検討により、式(13)で定義される R_s を 5,247、式(15)で定義される R_t を 85.31 とすれば、十分な空間分解能、時間分解能がそれぞれ設定できることがわかった。このとき、本数値実験において、 $t = 0.02$ [s] における透水係数 k_c は 3.24×10^{-3} [m/s] であった。これはコゼニー・カルマン式¹⁴⁾を用いて、粒径と空隙率から推定される透水係数 $k_e = 3.83 \times 10^{-3}$ [m/s] よりやや小さい値となった。この理由としては、コゼニー・カルマン式に含まれるコゼニー定数について、本報では5として計算したが、カルマンは粒子群を構成する粒子の形状や空隙率に応じて $\pm 10\%$ の誤差で5になるとしている¹⁴⁾ことや、透水領域の長さ L が幅 b_p に対して十分長くなかった可能性などが考えられる。

また、図-6および図-7に今回計算した7ケースのうち、最も時間増分 Δt を大きく設定した $R_t = 0.663$ 、および十分な時間分解能を設定できている $R_t = 85.31$ の2ケースについて、 $t = 0.02$ [s] での $2.0 \leq x_1 \leq 6.0$ [mm]、 $x_3 \leq 2.0$ [mm] の $x_1 - x_3$ 断面における流速ベクトルの大きさ V の分布をそれぞれ示す。図の作成には $x_2 = l_2/2 - d/4$ の断面における値を使用した。この断面では粒子間に規則的な空隙が存在しており、 x_1 方向の流路が確保されている。図-6と図-7を比べると、時間増分 Δt を大きく設定し、十分な時間分解能を設定できていない図-6の方が、大きな流速が生じていることが確認できる。これは図-4や図-5において、 R_t の小さいケースの方が透水係数の値が大きく算出されていることに対応している。

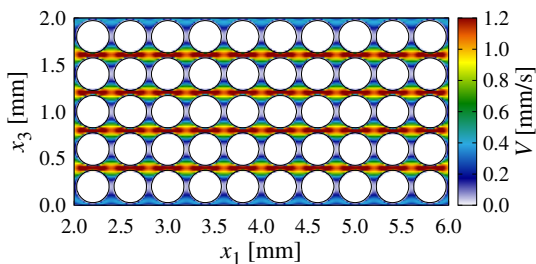


図-6 $x_1 - x_3$ 断面における流速ベクトルの大きさの分布 ($R_t = 0.663$)

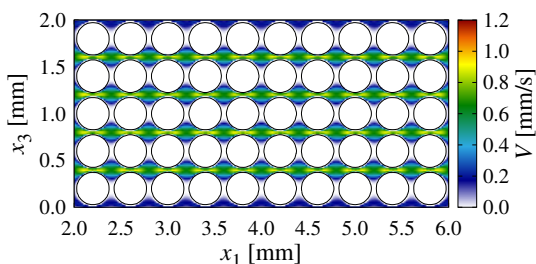


図-7 $x_1 - x_3$ 断面における流速ベクトルの大きさの分布 ($R_t = 85.31$)

ここで、図-8に、同様の2ケースにおける $t = 0.02$ [s] での流速 u_1 の x_3 方向分布を示す。図-8は $x_1 = 3.8$ [mm]、 $x_2 = 0.827$ [mm] の位置における分布を示しており、この位置においては、粒子群の x_3 方向長さである $b_p = 2.0$ [mm] に対して、その半分の 1.0 [mm] を球状粒子が占めている。図中の黒線はこの球状粒子が占める領域を表している。図-8において流速が0となっている部分に注目すると、十分な時間分解能を設定できている $R_t = 85.3$ のケースの分布の方が、 $R_t = 0.66$ のケースの分布に比べ、流速が0となるべき固体が存在する領域で、適切に流速が0となっている様子が確認できる。

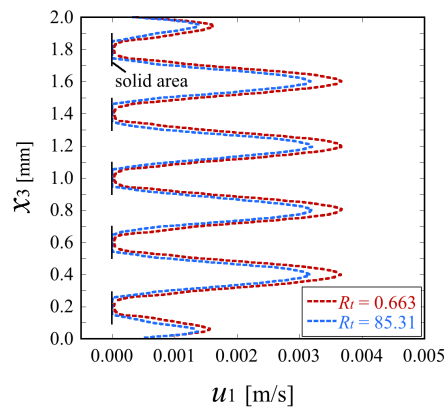


図-8 $t = 0.02$ の流速 u_1 の x_3 方向分布

4. 混合粒径の粒子間隙流れの計算結果

次に、計算領域の大きさは図-1と同じとし、粒子群について、粒径が0.303, 0.346, 0.389, 0.432 [mm]の4種類の球をおよそ85個ずつ混合した、粒子数342個、50% 粒径 $d_{50} \simeq 0.4$ [mm] のものとした計算を行った。図-9に、粒子群の配置を示す。この粒子群の空隙率 ε はおよそ0.42であった。また、並列計算のプロセス数は $18 \times 4 \times 7$ とした。 R_s については均一な球を用いた数値実験に比べて空隙率が小さくなっていることから、より細かな解析が行えるよう、 $R_s = 10,757$ とする流体計算セルを設定し、 Δt の異なる6ケースの計算を行うことで、時間分解能に関する検討を行った。本数値実験における式(15)の Δt_0 は 3.21×10^{-5} [s] であった。

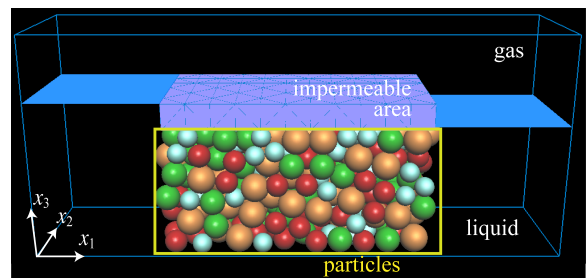


図-9 混合粒径の間隙流れの計算領域

図-10 に計算で得られた透水係数 k_c の時間変化を示す。粒子レイノルズ数 Re_d は $R_t = 5.021$ の場合が最大であったが、その値は 0.07 程度と 1 より小さく、図-10 より、 R_t の異なるいずれの結果においても、水位差により生じる流れが安定した後、透水係数がほぼ一定となっており、ダルシー則が成立していることが確認できる。また、図-10 において、 $R_t = 80.33$ における結果と $R_t = 160.7$ における結果が概ね一致しており、 $R_t = 80.33$ において、 Δt が解析結果に影響を及ぼさない十分な時間分解能が設定できているといえる。

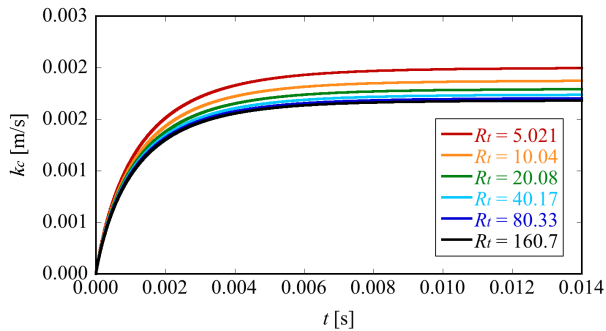


図-10 k_c の時間変化 ($R_s = 10,757$)

ダルシー則が成立している $t = 0.015$ [s] における k_c を縦軸にとり、 R_t を横軸にとったグラフを図-11 に示す。図-11 において、 $R_t = 80.33$ と $R_t = 160.7$ との間で k_c の変化は小さく、約 0.8% となっていることから、この図からも $R_t = 80.33$ において十分な時間分解能が設定できているといえる。なお、このときの拡散数は $D = 6.22 \times 10^{-3}$ であった。この値は均一な球を規則配置した場合の $D = 5.86 \times 10^{-3}$ と非常に近く、このことから、粒子間隙流れの解析においては拡散数 D をおよそ 6.0×10^{-3} 以下に設定することが Δt の影響を十分小さくするために重要だと考えられる。

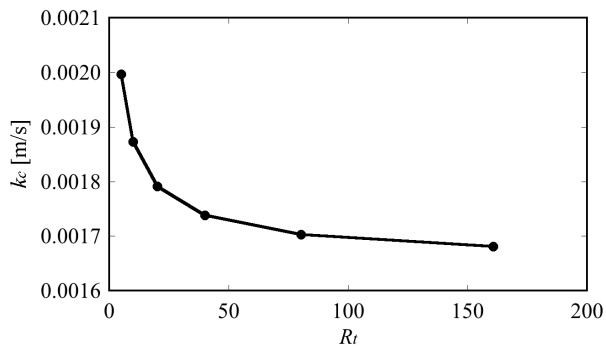


図-11 k_c と R_t の関係 ($R_s = 10,757$)

以上の検討により、式(13)で定義される R_s を 10,757 としたとき、式(15)で定義される R_t を 80.33 とすれば、十分な時間分解能がそれぞれ設定できることがわかった。このとき、本数値計算において、 $t = 0.015$ [s] における透水係数 k_c は 1.71×10^{-3} [m/s] であった。これはコゼニー・カルマン式¹⁴⁾を用いて、粒径と空隙率から推定される透水係数 $k_e = 1.99 \times 10^{-3}$ [m/s] よりやや小さい値となり、均一な球を規則配置した場合と同様の傾向を示した。

ここで、十分な時間分解能が設定できている $R_t = 80.33$ のケースについて、粒子間隙流れがどのように生じているのかを確認することを目的とし、粒子群内の流速に関する図面を作成した。図-12 に $x_2 = l_2/2$, $2.0 \leq x_1 \leq 6.0$ [mm], $x_3 \leq 2.0$ [mm] の $x_1 - x_3$ 断面、図-13 に $x_1 = l_1/2$, $x_3 \leq 2.0$ [mm] の $x_2 - x_3$ 断面における流速ベクトルの大きさ V の分布をそれぞれ示す。ここで、黒線は $\phi_s = 0.5$ の等値線を表す。図-12、図-13 により、不規則な空隙内部の浸透流が計算されていることがわかる。図-12 を均一な球を規則的に配置した場合の図-7 と比較すると、透水係数の値はこちらのケースの方が小さいが、局所的な流速ベクトルの大きさは位置によってはこちらの方が大きくなっていることがわかる。また、図-13 から壁付近で大きな流速が生じていることが確認できる。これは粒子間の噛み合わせが粒子と壁との間では生じないため、壁付近で局所的な空隙率が大きくなることによるものと考えられる。

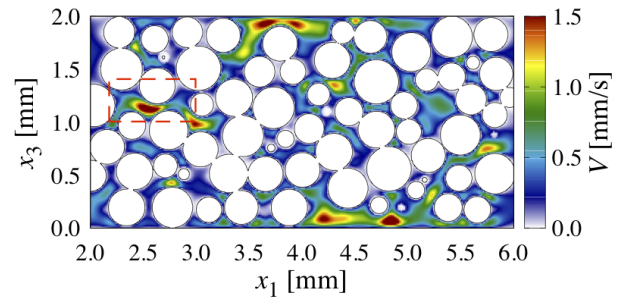


図-12 $x_1 - x_3$ 断面における流速ベクトルの大きさの分布

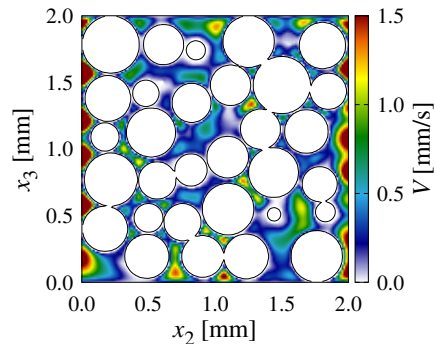


図-13 $x_2 - x_3$ 断面における流速ベクトルの大きさの分布

図-12 中において赤色の破線で囲んだ範囲における流速ベクトルを図-14 に示す。本来は x_2 方向の流れも存在するが、ここでは2次元的に x_1, x_3 方向の流れのみを示している。図-14 より、粒子を避けながら間隙を流れる様子が確認できるとともに、粒子間隙の狭い部分においては大きな流速、広い部分では小さな流速がそれぞれ発生している。

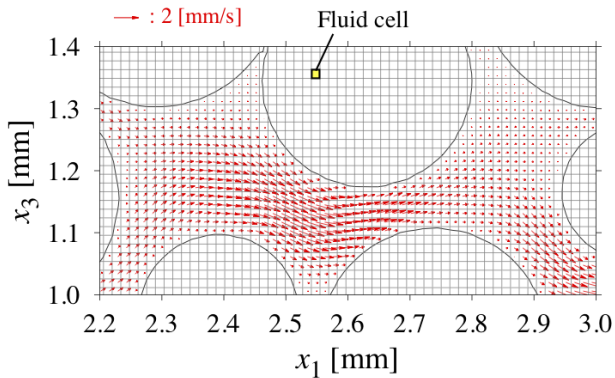


図-14 粒子近傍における流速ベクトル図

5. 結言

本報では、埋め込み境界法や相平均モデルにおける流体と固体の相互作用項に流体計算の時間増分 Δt が含まれることに着目し、この Δt が計算結果に与える影響を確認するため、相平均モデルを用いてダルシー則が成り立つ低レイノルズ数領域を対象とした数値実験を行った。数値実験は、均一な球を規則的に配置した場合、複数の異なる粒径を有する球をランダムに配置した場合について Δt や空間解像度を様々に変えて複数のケースで行い、得られた流速分布や透水係数の比較を行なった。その結果、粒子レイノルズ数 Re_d がおよそ 0.07 ~ 0.18 の低レイノルズ数領域の流れの解析において、空間分解能は今回定義した空隙セル解像度 R_s を 5,000 ~ 10,000 程度に設定すれば十分であると考えられ、このとき拡散数 D を 6.0×10^{-3} 以下に設定すれば、 Δt が計算結果に与える影響が十分小さくなることを確認した。

参考文献

- 1) Bars, M. L. and Worster, M. G.: Interfacial conditions between a pure fluid and a porous medium: implications for binary alloy solidification, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 550, pp. 149–173, 2006.

- 2) 藤津和謙, 有本慎一, 村上章: Darcy-Brinkman 式を用いた非圧縮性流れと Darcy 流の同時解析手法, 農業農村工学会論文集, Vol. 81, No. 5, pp. 419–428, 2013.
- 3) Peskin, C. S.: Flow patterns around heart valves: A numerical method, *Journal of Computational Physics*, Vol. 10, No. 2, pp. 252–271, 1972.
- 4) 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.
- 5) 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, No. 5, pp. 707–719, 2017.
- 6) 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.
- 7) 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.
- 8) Xiao, F., Yabe, T., Ito, T. and Tajima, M.: An algorithm for simulating solid objects suspended in stratified flow, *Computer Physics Communication*, Vol. 102, pp. 147–160, 1997.
- 9) 牛島省, 竹村雅樹, 瀬津家久: コロケート格子配置を用いた MAC 系解法の計算スキームに関する考察, 土木学会論文集, Vol. 719/II-61, pp. 11–19, 2002.
- 10) 牛島省, 瀬津家久: 陰解法を用いたコロケート格子による高次精度の流体解析手法の提案, 土木学会論文集, Vol. 719/II-61, pp. 21–30, 2002.
- 11) 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.
- 12) 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.207–I.216, 2012.
- 13) Fancher, G. H. and Lewis, J. A.: Flow of Simple Fluids through Porous Materials, *Industrial and Engineering Chemistry*, Vol. 25, No. 10, pp. 1139–1147, 1933.
- 14) Carman, P. G.: Fluid Flow Through Granular Beds, *Institution of Chemical Engineers*, Vol. 15, pp. 150–166, 1937.

(Received July 19, 2019)

(Accepted December 10, 2019)

EFFECTS OF TIME AND SPACE RESOLUTIONS ON FLUID COMPUTATIONS AMONG SOLID PARTICLES

Hiroki TANAKA, Daisuke TORIU and Satoru USHIJIMA

The effects of time increments Δt and mesh or cell sizes Δx_i are investigated in the computation methods to predict directly the fluid flows among many solid particles, such as some immersed boundary methods and phase-averaged models, in which no empirical formulations, like a permeability k , are needed. First it was pointed out that the fluid-solid interactive term included in the general form of the momentum equation is possibly affected by the time increments Δt . Then, from the numerical investigations for the flows among solid particles, it was suggested that the reasonable results can be obtained when the diffusion number ($\nu \Delta t / \Delta x_i^2$) is less than 6.0×10^{-3} and the cell-size resolution against void volume R_s is larger than 5,000.