



格子ボルツマン法と個別要素法を用いた多孔質体内の 粒子輸送が浸透率に与える影響の検討*

大 槻 敏¹ 松 岡 俊 文²

A Study on the Effect of Particle Transport on Permeability in Porous Media by Using Hybrid LBM-DEM Simulation

by Satoshi OHTSUKI^{a*} and Toshifumi MATSUOKA^a

a. Department of Urban Management, Kyoto University Faculty of Engineering, Nishikyo-ku,
Kyoto 615-8540, Japan (*Corresponding author E-mail: s_ohtsuki@earth.kumst.kyoto-u.ac.jp)

Particle transport with fluid flow in porous media is one of important problems in various engineering fields. The migration and sedimentation of micro particles through porous media affect strongly the hydraulic characteristics. The grout injection is performed to reduce the permeability of rock in civil engineering. In resource engineering, the decline of oil production might be due to the blockage of pore space caused by the asphaltene deposition in oil reservoir. Also, the transport of micro particles with water and gas flow could cause the production decrease in methane hydrate development.

This paper presents the simulation study of particle transport in porous media to understand the migration and sedimentation process of micro particles. In this study, we use a numerical simulation method based on the micromechanical fluid-particle system that couples the lattice-Boltzmann method (LBM) and the distinct element method (DEM). LBM is known to be a suitable technique for simulating fluid flow in complex and time-varying geometries with boundaries. On the other hand, DEM has attracted much attention among many researchers as a useful simulation technique for large deformation problems. With the coupling of both methods, the complex motion of micro particles with fluid flow in porous media can be simulated.

To estimate the effect of particle concentration in the hydraulic characteristics such as permeability, we attempted to simulate the migration behavior of micro particles through porous media using this hybrid simulation method. As a result, it confirmed numerically that the migration and sedimentation of micro particles through porous media cause the decline of permeability. Also, it is cleared that particle concentration has a large impact on it.

KEY WORDS: Permeability, Particle Transport, Lattice-Boltzmann Method, Distinct Element Method

1. は じ め に

流体流れに伴う粒子輸送は、様々な工学的領域において重要な現象の1つである。資源工学あるいは土木工学の分野において、多孔質体内での粒子輸送問題として、次のような例を挙げることができる。

i) グラウト材注入による岩盤の浸透性改良

グラウチングは、流体の浸透挙動を制御する工法の1つである。ダムなどの土木構造物においては、岩盤中の空隙を充填し、岩盤を固密化することにより、岩盤の浸透性や力学特性を改良することを目的として行われる¹⁾。また放射性廃棄物の地下処分場においても、貯蔵施設としての高度な遮蔽機能が要求されており、岩盤の浸透性の改良に用いられる。そこで、グラウチング施工の指針となるような数値モデルの確立が望まれている。古賀ら¹⁾は、セメントペースのグラウト材の浸透挙動について研究しており、セメント粒子の輸送過程においては、セメントの浸透に関する理

論式を導出している。また地盤間隙へのセメント粒子の充填過程は、ろ過理論を用いて理論式を導出している。さらに、ろ過理論の適用性²⁾、混合した材料の違いによるグラウト材の流動特性の相違³⁾も実験によって確認されている。伊達ら⁴⁾は、高濃度のグラウト材料を効果的に注入する動的注入工法を開発し、静的注入工法(注入圧力に脈動を与えない従来の工法)に比べて、より多くのグラウト材を短時間で注入できることを確認している。

ii) アスファルテンの析出による石油生産障害

石油の生産障害にも、多孔質体内における粒子輸送が関わっている。油層圧力低下およびガス攻法適用時に油層内でのアスファルテン析出が生産障害となることが知られている⁵⁾。アスファルテンとは、暗褐色から黒色の固形分で固有の融点を持たず、加熱により炭素質残滓を残して分解し、炭素、水素、酸素および硫黄を含む複雑な極性を持つ大型環状分子である⁶⁾。アスファルテンの析出発生箇所は、地上設備、坑井内(チュービング、ケーシング)および油層内の3つに分類される。特に油層内において析出した場合は、析出による孔隙の閉塞を引き起こしたり、アスファルテンの極性が強いために孔隙表面に吸着することによって貯留層の濡れ性を変化させたりすることがある⁶⁾。岡津ら⁷⁾は、コアフラッド実験により、アスファルテン析出がコアの浸透率の低下に与える影響を調べている。この実験では、初期コア浸透率が1/3～1/7減少するという結果が得られている。

*2009年11月4日受付 2010年4月15日受理

1. 京都大学大学院生 工学研究科都市社会工学専攻
(現博士(工学)(独)石油天然ガス・金属鉱物資源機構 技術センター)

2. 普通会員 工博 京都大学教授 工学研究科都市社会工学専攻
[著者連絡先] FAX: 075-383-3203(京大・工学研究科)

E-mail: s_ohtsuki@earth.kumst.kyoto-u.ac.jp

キーワード: 浸透率, 粒子輸送, 格子ボルツマン法, 個別要素法

iii) メタンハイドレート開発における細粒分移動

さらに山本⁸⁾は、海底堆積物中に存在するメタンハイドレートの開発における粒子輸送問題を挙げている。メタンハイドレート生産の為に減圧法による地盤内部の有効応力増加が圧密を促進すると、粒子破壊を生じ、地層の浸透率を低下させる。またハイドレート分解で移動できるようになったシルトサイズ以下の細粒分や粒子破壊の破片は水・ガスの流れにのって坑井周辺、特にパーフォレーション孔周辺に集まり、さらに集積することで、生産障害を発生させるおそれがある⁸⁾。

このように、微粒子の多孔質体内への流入が浸透性に与える影響を検討することは工学的にも非常に重要であると言える。三善と松岡⁹⁾は、多孔質岩体内の続成過程を想定した孔隙率減少に伴う浸透性評価を数値計算によって行なっている。さらに、三善ら¹⁰⁻¹²⁾は多孔質体内を浮遊する微粒子の移動および堆積を考慮した数値計算を実施し、圧力差が多孔質体内の浸透率変化に与える影響についても検討している。

三善ら⁹⁻¹²⁾が採用した格子ボルツマン法(LBM; lattice-Boltzmann method)^{13,14)}は、流体挙動を解く数値計算手法の1つであり、複雑かつ時間変化する計算境界を有する流体流れのシミュレーションに適している。この手法を用いて多孔質体内の粒子輸送問題を解く場合、移動境界条件を考えることが重要となる。

Ladd^{15,16)}は、格子ボルツマン法を用いた流体-移動固体粒子間における新しい境界条件を提案した。しかしながら、この手法は、粒子が高速でグリッドを通過する場合、粒子に作用する流体力がばらつくことがある。これは、単純化された流体-移動固体粒子間境界のためである。その後、NobleとTorczynski¹⁷⁾は、格子ボルツマン法に埋め込み境界法を導入し、より正確な計算手法を提案した。

一方、個別要素法(DEM; distinct element method)¹⁸⁾は、接触と離散を繰り返す粒子群の挙動を追跡する不連続体解析手法として、様々な工学分野で広く用いられてきた。

格子ボルツマン法と個別要素法を連成した数値計算手法は、Cookら¹⁹⁾により提案された。近年、この手法は石油生産井近傍における岩石の破壊²⁰⁾、粘性流体中における単一粒子の沈降挙動²¹⁾、2粒子の沈降現象²²⁻²⁴⁾などの流体-粒子システムに適用され始めている。

本研究の目的は、多孔質体内における微粒子と流体の挙動を同時に解くことにより、多孔質体の浸透率低下プロセスを明らかにすることにある。はじめに、格子ボルツマン法と個別要素法を連成した数値計算手法を用いて、チャネル狭窄部における円形粒子の挙動について検討する。次に、格子ボルツマン法を用いて多孔質体内を流れる流体挙動を計算し、この結果を経験式と定量的に比較することにより、本シミュレーションの妥当性について示す。最後に、連成計算手法を用いて、多孔質体内に流入する微粒子の濃度が浸透性に与える影響について検討する。また、微粒子が流体流れに伴い多孔質体内を移動する際、多孔質体内の流速分布および圧力分布も同時に評価する。なお、連成計算手法の妥当性の検証については、文献^{21,25)}の中で述べている。

2. 数値計算手法

2・1 格子ボルツマン法

格子ボルツマン法は、新しい数値流体力学の手法として近年目覚ましく進歩している。この手法は、Navier-Stokes方程式を離散化する従来の数値流体力学の手法と異なり、仮想的な流体粒子の密度分布関数を定義して、その分布関数の発展方程式を解く手法である。なお、この手法はNavier-Stokes方程式を取り扱わないが、

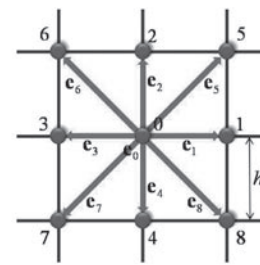


Fig.1 D2Q9 model.

その計算結果はNavier-Stokes方程式の解と等しいことが理論的に裏付けられている²⁶⁾。

格子ボルツマン法では、計算領域は格子によって空間離散化され、流体粒子の運動には極めて規則的なモデルが用いられる。同時に、流れの保存則を満足する適切な衝突項を適用することが必要であり、様々な衝突項や速度モデルを用いる多くの計算モデルが提案されている。本研究では、密度 ρ 、動粘性係数 ν の2次元非圧縮性流体流れを x, y 方向それぞれ幅 h の規則的な格子で分割された計算領域内でシミュレートする。また、衝突項および速度モデルに対して、それぞれBhatnagar-Gross-Krook (BGK) モデルと2次元9速度モデル(Fig. 1)を用いている^{27,28)}。この離散化手法では、それぞれの格子点上(位置 $\mathbf{x}$)の流体は隣接した8格子点に異なる速度 $\mathbf{e}_i (i=1, \dots, 8)$ で移動する、あるいは速度ゼロ $\mathbf{e}_0$ で留まる。各タイムステップにおける密度分布関数の発展方程式は、次のように定式化される。

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{\tau} \left[f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{eq}(\mathbf{x}, t) \right] \quad (1)$$

ここで、 f_i : 密度分布関数(9方向)、 τ : 緩和時間係数、 f_i^{eq} : 平衡分布関数であり、

$$f_0^{eq} = w_0 \rho \left(1 - \frac{3}{2C^2} \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} \right) \quad (2a)$$

$$f_i^{eq} = w_i \rho \left(1 + \frac{3}{C^2} \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{v} + \frac{9}{2C^4} (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{v})^2 - \frac{3}{2C^2} \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} \right), (i=1, \dots, 8) \quad (2b)$$

と定義される。

ここで、 w_i : 重み係数、 C : 格子間移動速度、 h : 格子幅、 Δt : 離散化時間であり、

$$w_0 = \frac{4}{9}, w_{1,2,3,4} = \frac{1}{9}, w_{5,6,7,8} = \frac{1}{36} \quad (3)$$

$$C = \frac{h}{\Delta t} \quad (4)$$

である。

緩和時間係数は、密度分布関数が平衡密度分布関数に近づくのに要する無次元の時間の尺度である。マクロな流体変数である密度 ρ 、流速 $\mathbf{v}$ および圧力 p は、次のように表わされる。

$$\rho = \sum_{i=0}^8 f_i \quad (5)$$

$$\rho \mathbf{v} = \sum_{i=0}^8 f_i \mathbf{e}_i \quad (6)$$

$$p = c_s^2 \rho \quad (7)$$

ここで、 c_s : 擬似的な音速であり、本モデルにおいては、 $c_s = C/\sqrt{3}$

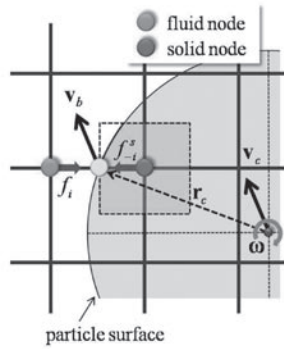


Fig.2 Noble and Torczynski's scheme.

と表わされる。

また、流体の動粘性係数 ν は、以下のように表わすことができる。

$$\nu = \frac{1}{3} \left(\tau - \frac{1}{2} \right) \frac{h^2}{\Delta t} \quad (8)$$

2・2 移動境界条件

前述のように格子ボルツマン法と個別要素法を連成した数値計算手法には、移動境界条件が不可欠である。本研究では、NobleとTorczynski^{17, 29-30)}によって提案された境界条件を用いている。この条件では、格子ボルツマン法の発展方程式における衝突演算子(式(1)第2項)が固体占有面積率(点線で示した正方セルに対する固体粒子の占める割合) γ を用いて修正される(Fig. 2)。したがって、固体粒子内の格子点に対する式(1)は、以下のようになる。

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{\tau} (1 - \beta) \left[f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{eq}(\mathbf{x}, t) \right] + \beta f_i^m \quad (9)$$

ここで、 β ：重み関数であり、以下のように表わされる。

$$\beta = \frac{\gamma(\tau - 0.5)}{(1 - \gamma) + (\tau - 0.5)} \quad (10)$$

また、 f_i^m ：密度分布関数の非平衡成分のバウンスバック則(Bounce-back rule)³¹⁾を考慮した新しい衝突項であり、次のように与えられる。なお、バウンスバック則とは、格子ボルツマン法における滑りなし条件の1つである。

$$f_i^m = f_{-i}(\mathbf{x}, t) - f_i(\mathbf{x}, t) + f_i^{eq}(\rho, \mathbf{v}_b) - f_{-i}^{eq}(\rho, \mathbf{v}) \quad (11)$$

$$\mathbf{v}_b = \mathbf{v}_c + \omega \times \mathbf{r}_c \quad (\mathbf{r}_c = \mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t / 2 - \mathbf{x}_c) \quad (12)$$

ここで、 $-i$ ： i の逆向き、 $\mathbf{v}_b$ ：境界速度、 $\mathbf{v}_c$ ：固体粒子速度、 ω ：固体粒子の角速度、 $\mathbf{x}_c$ ：固体粒子の中心座標を示している。

さらに固体粒子に作用する流体力とトルクは、次のように計算される。

$$\mathbf{F}_{fluid} = \frac{h^2}{\Delta t} \left[\sum_n \left(\beta_n \sum_i f_i^m \mathbf{e}_i \right) \right] \quad (13)$$

$$\mathbf{T}_{fluid} = \frac{h^2}{\Delta t} \left[\sum_n (\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_c) \times \sum_n \left(\beta_n \sum_i f_i^m \mathbf{e}_i \right) \right] \quad (14)$$

ここで、 $\mathbf{F}_{fluid}$ ：流体力、 $\mathbf{T}_{fluid}$ ：トルク、 n ：固体粒子内の格子点の数を示す。

2・3 個別要素法

個別要素法は、解析対象物が相互作用し合う粒子の集合体とし

てモデル化される。また、接触している粒子間における法線方向および接線方向の力には、線形なバネ-ダッシュポット系が適用され、接線方向力はクーロン摩擦によってコントロールされる。各タイムステップにおいて、接触している粒子が検索され、これらの接触力が計算される。その後、各粒子の位置座標が運動方程式の積分によって更新される。

流体中の固体粒子に対する運動方程式は、次のように定式化される。

$$m\mathbf{a} = \mathbf{F}_{solid} + \mathbf{F}_{fluid} \quad (15)$$

$$I\ddot{\boldsymbol{\theta}} = \mathbf{T}_{solid} + \mathbf{T}_{fluid} \quad (16)$$

ここで、 m ：固体粒子の質量、 $\mathbf{a}$ ：固体粒子の加速度、 I ：慣性モーメント、 $\ddot{\boldsymbol{\theta}}$ ：角加速度、 $\mathbf{F}_{solid}$ ：接触力、 $\mathbf{T}_{solid}$ ：トルクである。固体粒子に作用する接触力とトルクは、次のように計算される。なお、添字 i は着目粒子、添字 j は接触粒子を表わす。

$$\mathbf{F}_{solid} = \begin{bmatrix} \sum_j \{-f_n \cos \alpha_{ij} + f_s \sin \alpha_{ij}\}_j \\ \sum_j \{-f_n \sin \alpha_{ij} + f_s \cos \alpha_{ij}\}_j \end{bmatrix} \quad (17)$$

$$\mathbf{T}_{solid} = -r_i \sum_j \{f_s\}_j \quad (18)$$

$$f_n(t) = e_n(t) + d_n(t) \quad (19a)$$

$$f_s(t) = e_s(t) + d_s(t) \quad (19b)$$

$$e_n(t) = e_n(t - \Delta t_p) + k_n \Delta \xi_n \quad (20a)$$

$$e_s(t) = e_s(t - \Delta t_p) + k_s \Delta \xi_s \quad (20b)$$

$$d_n(t) = \eta_n \Delta \xi_n \quad (21a)$$

$$d_s(t) = \eta_s \Delta \xi_s \quad (21b)$$

ここで、 f_n, f_s ：固体粒子 i, j 間の法線(添字 n)および接線(添字 s)方向の作用力、 α_{ij} ：固体粒子 i, j の接触角、 r ：固体粒子の半径、 k_n, k_s ：ばね剛性、 η_n, η_s ：粘性ダッシュポット定数、 e_n, e_s ：ばねによる抗力、 d_n, d_s ：ダッシュポットによる抗力、 $\Delta \xi_n, \Delta \xi_s$ ：時間 Δt_p 間の変位である。

さらに、せん断方向には、クーロン摩擦から得られるせん断力より大きな力は作用しないため、以下の条件が追加されている。

$$e_s(t) = d_s(t) = 0 \quad (e_n(t) \leq 0) \quad (22a)$$

$$e_s(t) = \mu e_n(t) \times \text{SIGN}(e_s(t)) \quad (|e_s(t)| \geq \mu e_n(t)) \quad (22b)$$

ここで、 μ ：粒子間摩擦係数、 SIGN ： $e_s(t)$ の正負を表わす記号関数である。

2・4 連成計算システムの流れ

ここでは、格子ボルツマン法と個別要素法による連成計算手法について簡潔に述べる。Fig. 3は、本手法の計算サイクルを示したものである。

- (1) 格子ボルツマン方程式を解き、流体運動が計算される。
- (2) 各固体粒子に作用する流体力が計算される。
- (3) 流体力と固体粒子間の接触力を外力とした運動方程式を解き、各固体粒子の並進運動と回転運動が計算される。

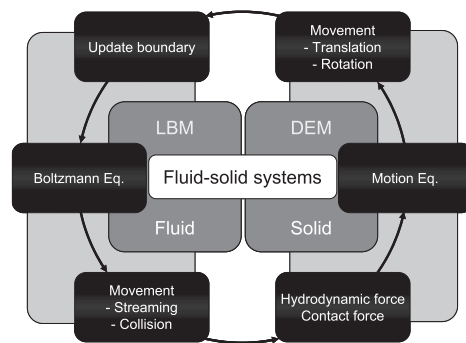


Fig.3 Computational cycle for the numerical method coupling LBM and DEM.

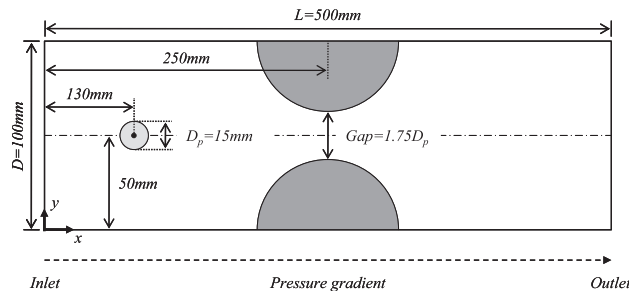


Fig.4 Model for the simulation of a moving circular particle.

(4) 各固体粒子の位置座標が更新され、新たな境界が形成される。

2・5 可変時間ステップ法

本研究で用いる連成計算手法では、格子ボルツマン法による流体計算と個別要素法による固体粒子運動の計算が時刻を合わせて時間発展的に実施される。格子ボルツマン法における離散化時間 Δt は、式 (8) を満たす必要がある。一方、個別要素法においても安定な計算を行なうために、振動系の固有振動数を考慮して離散化時間 Δt_p を適切に設定する必要がある³²⁾。したがって、2つの離散化時間が異なる場合には、式 (23) に示すような可変時間ステップ法を用いている²⁹⁾。

$$N_{sub}\Delta t_p = \Delta t \quad \dots\dots\dots (23)$$

ここで、 N_{sub} : 1 以上の整数である。

これは、流体計算 1 回に対して、 N_{sub} 回の固体粒子運動の計算がなされることを意味する。このとき、固体粒子に作用する流体力は一定値とする。

3. チャンネル狭窄部における粒子の挙動シミュレーション

これまで述べてきた手法を用いて、チャンネル狭窄部における円形粒子の挙動を計算した結果について述べる。ここで用いるモデルは、Li ら³³⁾ および百武ら³⁴⁾ による数値計算での血管狭窄状態モデルを模したものである。本研究では、このモデル内を流体流れに伴って移動する単一円形粒子あるいは一対の円形粒子の挙動を計算する。単一円形粒子のケースでは、チャンネル狭窄部を通過する粒子の挙動を詳細に観察することを目的とする。また、一対の円形粒子のケースでは、チャンネル狭窄部の閉塞について考察する。なお、円形粒子は剛体とする。

3・1 チャンネル狭窄部における単一円形粒子の挙動

Fig. 4 は、シミュレーションモデル (初期状態) を示している。計算領域は、長さ 500mm (L)、幅 100mm (D) である。円形粒子の直径は 15mm (D_p) である。狭窄部におけるパス幅 (Gap) は、円形粒子の直径の 1.75 倍に設定されている。したがって、同時に 2

Table 1 Input parameters for the simulation of a moving circular particle.

DEM	Discrete time step	5.0×10^{-6}	Δt_p [sec]
	Solid density	2.0×10^3	ρ_p [kg/m ³]
	Friction coefficient between particles	0.25	μ [-]
	Friction coefficient between particle and wall	0.17	μ_w [-]
	Spring stiffness (normal)	2.5×10^6	k_n [N/m]
	Spring stiffness (tangential)	1.0×10^6	k_s [N/m]
	Damping coefficient (normal)	1.0	η_n [Nsec/m]
	Damping coefficient (tangential)	0.63	η_s [Nsec/m]
LBM	Discrete time step	1.0×10^{-4}	Δt [sec]
	Fluid density	1.0×10^3	ρ [kg/m ³]
	Number of nodes	501×152	- [-]
	Lattice spacing	1.0×10^{-3}	h [m]
	Relaxation time	1.0	τ [-]
	Pressure gradient	6.7×10^{-2}	- [Pa/m]
	Simulation duration	11.0	- [sec]

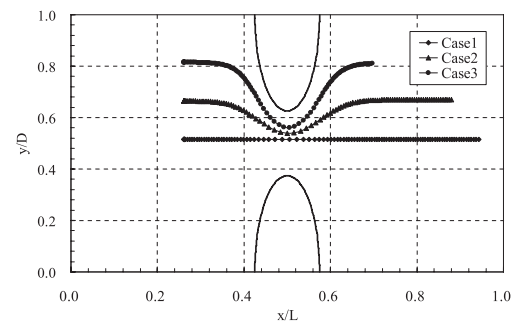


Fig.5 The trajectories of a single circular particle in a channel with the stenosis throat.

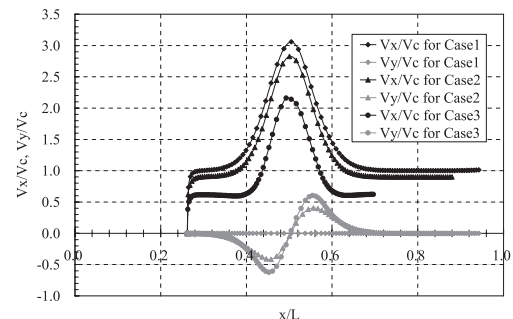


Fig.6 The velocities of the particle with respect to the x-axis position.

つの粒子が狭窄部を通過することはできない。また、計算領域左端を流入部、右端を流出部とし、圧力勾配を設定することにより流体運動を生じさせる³¹⁾。上端および下端は固定壁とし、滑りなし条件を適用している。Table 1 は、入力パラメータを示している。円形粒子と流体の密度比は 2.0 である。

円形粒子は初期状態では固定されている。流体運動が定常状態に達するのに十分な時間が経過した (10,000step) 後、円形粒子を初速度ゼロで解放する。円形粒子の初期位置は 3 ケースであり、Case1 では中心軸上に配置される (Fig. 4)。Case2 および Case3 では円形粒子はそれぞれ、中心軸から y 軸に関して正方向に D_p および $2D_p$ だけの位置に配置される。

Fig. 5 は、Case1 から Case3 の各ケースにおける単一円形粒子の軌跡を示したものである。横軸および縦軸方向の長さはそれぞれ、計算領域の長さ L および幅 D で無次元化されている。また Fig. 6 は、各ケースにおける粒子速度の x 成分 V_x および y 成分 V_y の変化を示している。それぞれの速度成分は、狭窄部ではない管内の中心軸上における平均移動速度の x 成分 V_c で無次元化されている。

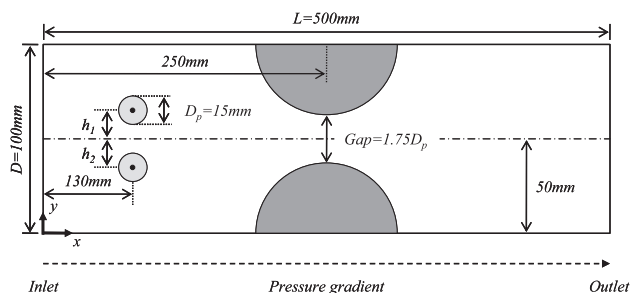


Fig. 7 Model for the simulation of two moving circular particles.

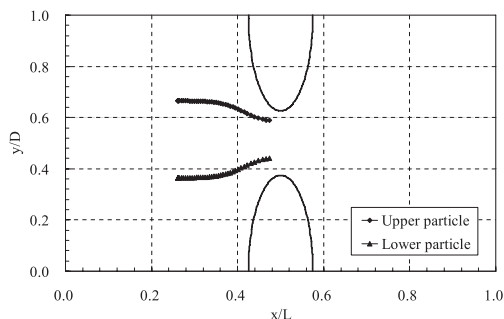


Fig. 8 Moving particles trajectories in a channel with the stenosis throat; Case4.

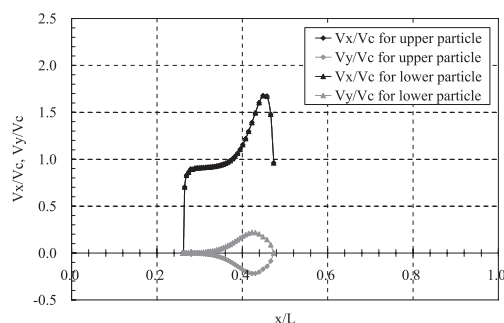


Fig. 9 The velocities of the particle with respect to the x-axis position; Case4.

Case1 では、 y 軸方向の流体力は常に釣り合うため、円形粒子は x 軸方向のみに移動している。また、チャンネル狭窄部における移動速度は、狭窄部ではない管内の平均移動速度の最大 3.1 倍となった。一方、円形粒子を中心軸からずらして配置した Case2 および Case3 でも、Case1 と同様にチャンネル狭窄部にて移動速度の増加が確認された。また両ケースとも、チャンネル狭窄部を通過した後、円形粒子は再び元の位置 (y/D) に戻る結果が得られた。これは、Segré-Silberberg 効果³⁵⁾と呼ばれる現象であり、本手法もこれを良く再現することができていると考えられる。この効果は、Segré らの実験によって発見されたものであり、管内を流れる粒子が中心軸と壁面との間に存在する平衡位置へと移動する現象である³⁶⁾。

3・2 円形粒子によるチャンネル狭窄部の閉塞

Fig. 7 は、シミュレーションモデルを示している。計算領域、境界条件および入力パラメータは、前節で用いたモデルと共通である。一対の円形粒子はそれぞれ、中心軸から粒子直径 (D_p) だけ離れて配置されている ($h_1=h_2=D_p$)。これを Case4 とする。また、中心軸の上側にある円形粒子の初期位置を $D_p/30$ だけさらに上方へ配置したものを Case5 とする ($h_1=D_p+D_p/30, h_2=D_p$)。流体運動が定常状態になるのに十分な時間が経過した (10,000step) 後、円形粒子は初速度ゼロで解放される。

Fig. 8 および Fig. 9 は、Case4 における円形粒子の軌跡、粒子

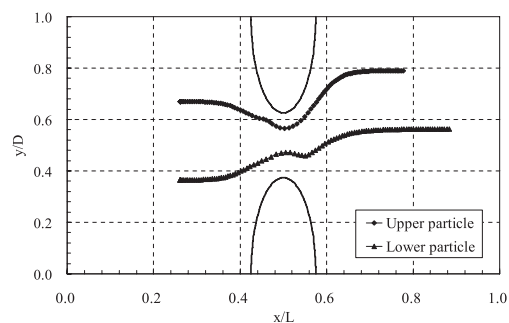


Fig. 10 Moving particles trajectories in a channel with the stenosis throat; Case5.

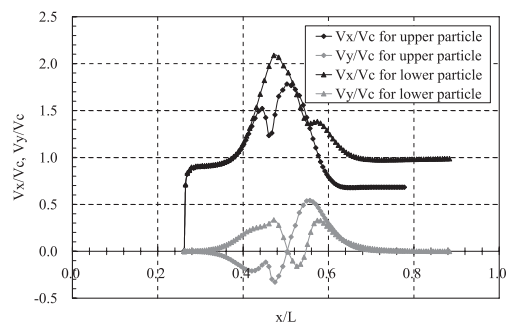


Fig. 11 The velocities of the particle with respect to the x-axis position; Case5.

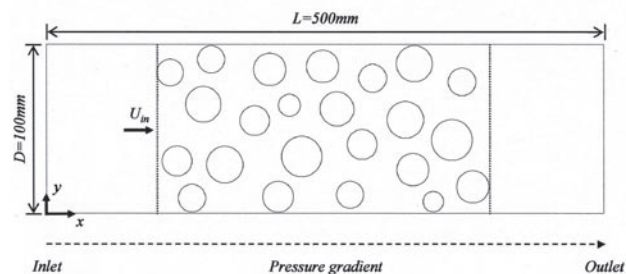


Fig. 12 Model for the simulation of fluid flow in porous media.

速度の x 成分 V_x および y 成分 V_y の変化を示したものである。同様に Fig. 10 および Fig. 11 は、Case5 における円形粒子の軌跡、粒子速度の変化を示している。Case4 では、円形粒子が中心軸に対して完全に対称に移動し、チャンネル狭窄部を閉塞した。一方、非対称に円形粒子を配置した Case5 では、中心軸に近い下側の円形粒子が先にチャンネル狭窄部へ進入し、やや遅れて上側の円形粒子がこれに従う結果となった。

4. 多孔質体内における流体挙動シミュレーション

次に、多孔質体内における流体挙動を計算した結果について述べる。ここでは、多孔質体内の流速および圧力分布を再現するとともに、シミュレーション結果を多孔質体内の流れに対する経験式と定量的に比較することにより、その妥当性を検証した。

4・1 シミュレーション条件

Fig. 12 は、シミュレーションモデルを示している。計算領域は、長さ 500mm (L)、幅 100mm (D) である。この計算領域中央部には、多孔質体区間を形成する固定円形粒子 23 個が配置されている。固定円形粒子の直径は、擬似乱数によって 20 ~ 40mm の間で正規分布に基づくように決定されている。多孔質体領域の孔隙率は、67.9% である。ただし、ここでの孔隙率は、多孔質体領域の面積に対する固定円形粒子が占める領域以外の面積の割合を指す。また、計算領域左端を流入部、右端を流出部とし、圧力勾配

Table 2 Input parameters for the simulation of fluid flow in porous media.

LBM	Discrete time step	1.0×10^{-4}	Δt [sec]
	Fluid density	1.0×10^3	ρ [kg/m ³]
	Number of nodes	501×152	- [-]
	Lattice spacing	1.0×10^{-3}	h [m]
	Pressure gradient	6.7×10^{-2}	- [Pa/m]
	Simulation duration	1.0	- [sec]

Table 3 The relaxation times and kinematic viscosity coefficients.

Relaxation time τ [-]	kinematic viscosity coefficient ν [m ² /sec]
1.00	1.67×10^{-3}
0.90	1.33×10^{-3}
0.80	1.00×10^{-3}
0.70	6.67×10^{-4}
0.60	3.33×10^{-4}
0.59	3.00×10^{-4}
0.58	2.67×10^{-4}
0.57	2.33×10^{-4}
0.56	2.00×10^{-4}
0.55	1.67×10^{-4}
0.54	1.33×10^{-4}
0.53	1.00×10^{-4}
0.52	6.67×10^{-5}

を設定することにより流体運動を生じさせる。上端および下端は固定壁とし、滑りなし条件を適用している。Table 2 は、入力パラメータを示している。緩和時間係数 τ は、流体の粘性を決定するパラメータの 1 つである。式 (8) が示すように、この値を変化させることによって、様々な動粘性係数を有する流体を得ることができる。本研究では、このパラメータを Table 3 に示すように 1.00 から 0.52 まで徐々に低下させていき、全 13 ケースの計算を実施した。

4・2 多孔質体内の流れに対する経験式

多孔質体を通過する流体の流動抵抗（圧力損失）と Reynolds 数の間には、理論的に導出された経験式が提案されている³⁷⁾。式 (24) は Reynolds 数が小さい層流の場合 ($Re < 10$) に適用される Blake-Kozeny の式、式 (25) は Reynolds 数がより大きな場合 ($10 < Re < 1000$) に適用される Ergun の式である。さらに乱流の場合 ($Re > 1000$) には、式 (26) に示した Burke-Plummer の式が用いられる。

$$f = \frac{150}{Re} \quad (\text{Blake-Kozeny equation, } Re < 10) \quad (24)$$

$$f = \frac{150}{Re} + 1.75 \quad (\text{Ergun equation, } 10 < Re < 1000) \quad (25)$$

$$f = 1.75 \quad (\text{Burke-Plummer equation, } Re > 1000) \quad (26)$$

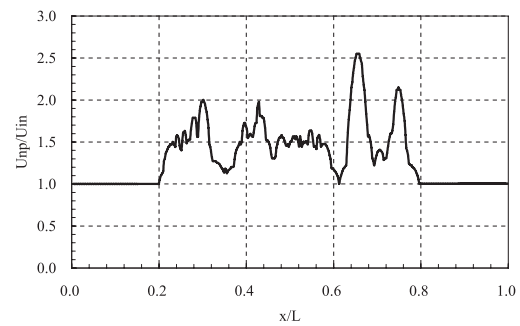
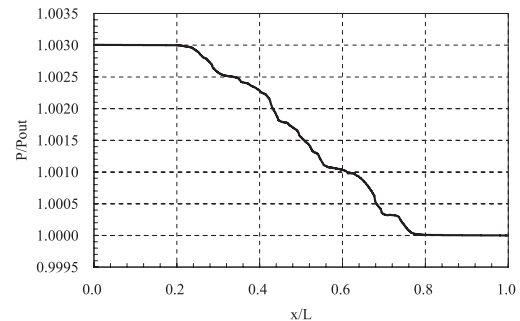
ここで、 f : 摩擦係数 (Friction factor) で式 (27) のように表わされ、Reynolds 数は式 (28) のように定義される。

$$f = \left(-\frac{dp}{dx} \right) \frac{D_e}{\rho U_{in}^2} \frac{\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)} \quad (27)$$

$$Re = \frac{U_{in} D_e}{\nu(1-\varepsilon)} \quad (28)$$

ここで、 $-dp/dx$: 圧力勾配、 U_{in} : 流入速度、 ρ : 密度、 ε : 孔隙率、 ν : 動粘性係数である。

また、 D_e : 等価直径、 R_h : 動水半径であり、それぞれ式 (29) および式 (30) のように定義される。

Fig.13 Flow velocity distribution in porous media; $\tau=1.0$.Fig.14 Pressure distribution in porous media; $\tau=1.0$.

$$D_e = \frac{6R_h}{\varepsilon} (1-\varepsilon) \quad (29)$$

$$R_h = \frac{\text{volume available for flow}}{\text{total wetted surface}} \quad (30)$$

ただし、本研究では 2 次元のシミュレーションを実施するため、式 (30) 中の流体が流れる孔隙の体積の代わりに面積、濡れ面積には固定円形粒子の周囲長さと多孔質体区間の上下端面の長さの和を用いている。

4・3 シミュレーション結果

Fig. 13 および Fig. 14 はそれぞれ、緩和時間係数 $\tau=1.0$ のケースにおけるモデル内の流速分布および圧力分布を示したものである。横軸は、計算領域の長さ L で無次元化されている。また縦軸は、流速あるいは圧力の値を表わしている。流速は y 軸断面に関して平均した x 軸方向の流速 U_{np} を流入速度 U_{in} で無次元化した値、圧力は y 軸断面に関しての平均圧力 P を流出部における圧力 P_{out} で無次元化した値である。この結果は多孔質体区間において、流体パスの断面積の減少による流速の増加を再現することができていることを表わしている。また、圧力は多孔質体区間にて、ほぼ直線的に減少していくことがわかる。

Fig. 15 は、全ケースについての摩擦係数と Reynolds 数の関係をプロットし、前節で述べた式 (24) および式 (25) と比較したものである。これは、本研究で用いている格子ボルツマン法は標準的なものであり、低い Reynolds 数（一般的に、およそ $Re=100$ 以下）での層流領域のみに対して適用することができるためである²⁹⁾。Reynolds 数の増加に伴い、摩擦係数が低下する傾向が得られ、両経験式と定性的に良く一致する結果が得られた。しかしながら定量的に比較すると、シミュレーション結果は経験式とは合致していない。これは、経験式が 3 次元の実験によって導出されたものであり、2 次元シミュレーションでは流路選択の自由度が少ないため³⁸⁾、流動抵抗が大きくなったと考えられる。

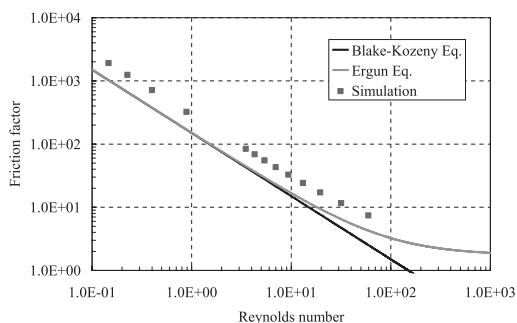


Fig. 15 Friction factor vs. Reynolds number.

5. 多孔質体内を流動する粒子の挙動シミュレーション

最後に、格子ボルツマン法と個別要素法を連成した数値計算手法を用いて、多孔質体内を流動する粒子挙動を計算した結果について述べる。ここでは、流体とそれに伴い移動する微粒子が多孔質体の浸透性に与える影響を考察する。

5・1 シミュレーション条件

シミュレーションモデルには、前章で用いた多孔質体モデルと同様のものを用いる。境界条件は計算領域左端を流入部、右端を流出部とし、圧力勾配を設定することにより流体運動を生じさせる。また、上端および下端は固定壁とし、滑りなし条件を適用している。ここでは、多孔質体内に流入する微粒子濃度を3ケース用意し、これらが浸透性に与える影響を評価する。Case 1は19個、Case 2は38個、Case 3は57個の移動円形粒子が多孔質体区間の左側に配置されている。この粒子の直径は10mmであり、初期位置座標は擬似一様乱数を用いて決定されている。この粒子群の初期状態での接触は認めていない。また初期状態における移動円形粒子は固定されており、流体運動が定常状態に十分近づいた(10,000step)後、解放されるものとする。なお、多孔質体を構成する固定円形粒子の最小離間間隔は、移動円形粒子の直径と同じである。Table 4は、入力パラメータを示している。移動円形粒子と流体の密度比は2.0である。

5・2 多孔質体内の浸透率

岩石(多孔質体)の浸透率は、岩石中の流体の流れやすさの指標であり、地殻内部(例えば石油貯留層)の物理パラメータの中で、最も重要なものの1つである³⁹⁾。ここでは、多孔質体を通過する流体がダルシー則(Darcy's law)を満たすことを前提に¹¹⁾、微粒子が流入する多孔質体の浸透率の経時変化を求める。ダルシー則は、式(31)のように表わすことができ、流速が圧力勾配と線形関係にあることを示している。

$$q = -\left(\frac{k}{\mu}\right) \nabla P \quad (31)$$

ここで、 q : 流速、 k : 絶対浸透率、 μ : 粘性係数、 ∇P : 圧力勾配である。

本研究では、 x 軸方向の絶対浸透率を次に示す式(32)から求めた。

$$U_x = -\left(\frac{K_x}{\mu}\right) \frac{\partial p}{\partial x} \quad (32)$$

ここで、 U_x : 多孔質体領域の平均流速、 K_x : x 軸方向の絶対浸透率、 μ : 粘性係数、 $\partial p / \partial x$: x 軸方向の圧力勾配である。

5・3 微粒子の流入による孔隙閉塞と流体パスの変化

Fig. 16-18に各ケースにおける310,000stepまでのシミュレーション結果を示す。左図は流速分布、右図は流線網を表わしてい

Table 4 Input parameters for the simulation of particle transport with fluid flow in porous media.

DEM	Discrete time step	5.0×10^{-6}	Δt_p	[sec]
	Solid density	2.0×10^3	ρ_p	[kg/m ³]
	Friction coefficient between particles	0.25	μ	[-]
	Friction coefficient between particle and wall	0.17	μ_w	[-]
	Spring stiffness (normal)	2.5×10^6	k_n	[N/m]
	Spring stiffness (tangential)	1.0×10^6	k_s	[N/m]
	Damping coefficient (normal)	1.0	η_n	[Nsec/m]
	Damping coefficient (tangential)	0.63	η_s	[Nsec/m]
LBM	Discrete time step	1.0×10^{-4}	Δt	[sec]
	Fluid density	1.0×10^3	ρ	[kg/m ³]
	Number of nodes	501×152	-	[-]
	Lattice spacing	1.0×10^{-3}	h	[m]
	Relaxation time	0.6	τ	[-]
	Pressure gradient	6.7×10^{-2}	-	[Pa/m]
	Simulation duration	31.0	-	[sec]

る。多孔質体内を流れる流体挙動の変化と、これに伴い孔隙中を移動する微粒子の運動を観察することができる。微粒子濃度が高くなるに従い、孔隙中に複数の移動円形粒子が集積する傾向がある。この円形粒子により、多孔質体の流体パスが閉塞されている。流線網が示すように、初期状態にて比較的モデル全体を流れていた流体は、流体パスの閉塞により、流動抵抗の小さいパスを選択的に流動していることがわかる。

Fig. 19は、Case 2における流速分布の値である。 y 軸断面に関して平均した x 軸方向の流速分布を示しており、前章で述べた(微粒子を流入させない)多孔質体モデルにおける流速 U_{np} で無次元化されている。横軸は無次元化したモデル長さであり、 $x/L=0.2 \sim 0.8$ が多孔質体区間である。移動円形粒子を解放する10,000stepまでは、多孔質体区間の流速はおおよそ3.2である。円形粒子が移動を開始すると流動抵抗は低下するため、モデル全体における流速はおおよそ4.1まで上昇する。これは、圧力差一定の条件で計算しているためである。その後、時間経過と共に移動円形粒子が孔隙中に集積し始めると、流速はモデル全域で減少する結果となった。なお、60,000stepにおける流速低下が顕著なポイント($x/L=0.28$)では、Fig. 17(b)の領域Aで生じた微粒子5個による一時的な孔隙閉塞に起因しているものと考えられる。

Fig. 20は、Case 2における圧力分布の値である。圧力の値は、 y 軸断面に関しての平均圧力 P を流出部における圧力 P_{out} で無次元化したものである。多孔質体モデルのみのケースと比較して、微粒子の流入によるいびつな圧力低下が孔隙内で生じていることが観察できる。

Fig. 21およびFig. 22はそれぞれ、Case 3における流速分布および圧力分布である。Case 2と比べCase 3は微粒子による孔隙閉塞が著しいため、流速分布および圧力分布が激しく時間変化していることがわかる。また160,000step以降では、 $x/L=0.4$ 近傍における変化が卓越している。これは多くの流体パスが閉塞されたことにより、Fig. 18(c)の領域Bが唯一のパスとなるためである。

5・4 微粒子濃度が多孔質体の浸透率に与える影響

Fig. 23は、各ケースにおける多孔質体区間の浸透率の時間変化を示している。浸透率は10,000step経過時の浸透率 K_0 で無次元化した値を用いることにした。したがって、この図は移動を開始した円形粒子群が多孔質体区間を通過することによる浸透率の変化を表わすものである。低濃度の微粒子を流入させたCase 1では、10%程度の浸透率の低下が見られる。しかし、孔隙閉塞は発生しないため、すぐに浸透率が回復する傾向にある。これに

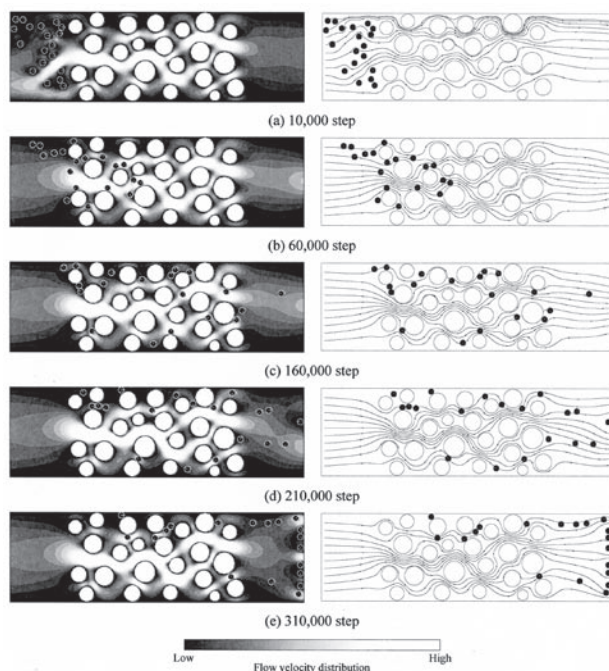


Fig.16 Migration behavior of micro particles in porous media; Case 1.

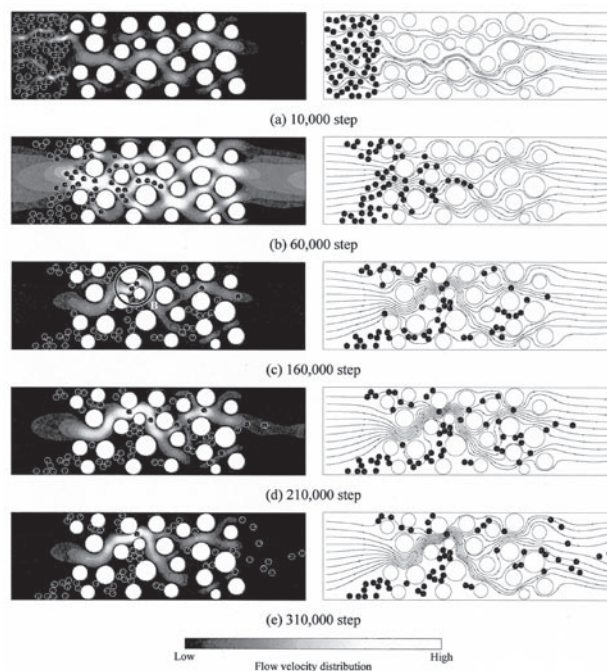


Fig.18 Migration behavior of micro particles in porous media; Case 3.

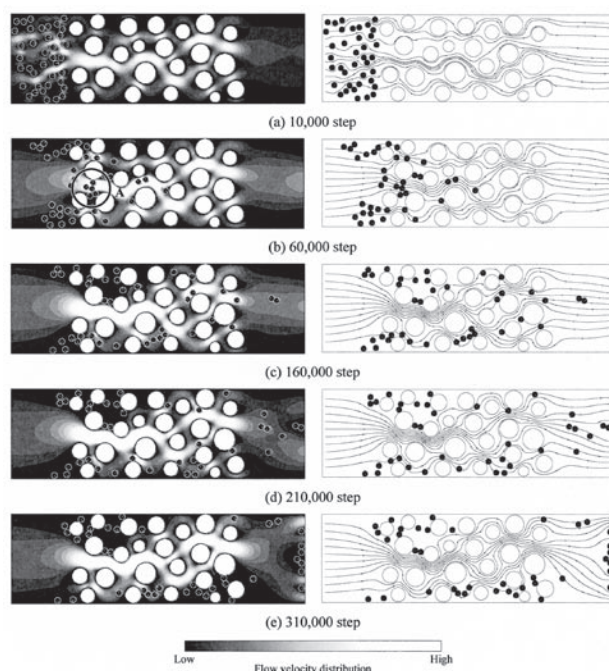


Fig. 17 Migration behavior of micro particles in porous media; Case 2.

対し、高濃度の微粒子を流入した Case 2 および Case 3 ではそれぞれ、およそ 20% および 50% の浸透率の低下が生じる結果となった。両ケースとも、移動している全ての微粒子が多孔質体区間から流出した後も孔隙閉塞は継続するものと推測でき、浸透率の回復は望めないと考えられる。

6. ま と め

本論文は、格子ボルツマン法と個別要素法を連成した数値計算手法を用いて、微粒子群が多孔質体の浸透率低下に与える影響について考察したものである。はじめに、格子ボルツマン法と個別

要素法を連成した数値計算手法を用いて、チャンネル狭窄部における円形粒子の挙動について検討した。次に、格子ボルツマン法を用いて多孔質体内を流れる流体挙動を計算し、この結果を経験式と定量的に比較することにより、本シミュレーションの妥当性について検討した。最後に、連成計算手法を用いて、多孔質体内に流入する微粒子の濃度が浸透率低下に与える影響を評価した。またこれと同時に、微粒子群が多孔質体内を移動する際、多孔質体内の流速分布および圧力分布の変動についても述べた。以下に得られた知見を列挙する。

- 1) チャンネル狭窄部近傍の円形粒子の挙動を計算し、Segré-Silberberg 効果および狭窄部の閉塞を再現できることを確認した。
- 2) 2次元で多孔質体内の流体挙動を計算した結果は、Blake-Kozeny の式および Ergun の式と定性的な一致が見られた。定量的な一致に至らなかったのは、2次元計算が3次元計算と比較して、流路選択の自由度が低く、その結果流動抵抗が大きくなるからであると考えられる。
- 3) 多孔質体内を通過する微粒子群の挙動を再現し、孔隙閉塞に伴う流体パスの選択的変化を捉えることができた。また、多孔質体内の流速分布および圧力分布の時間変化をシミュレートすることができた。
- 4) 多孔質体内へ流入する微粒子の濃度が低い場合、若干の浸透率の低下が生じる。しかし、孔隙閉塞には至らず、微粒子が通過した後は、浸透率は回復に向かう傾向にある。
- 5) 微粒子の濃度が増加するに従い、孔隙閉塞が生じやすくなる。このため、多孔質体の浸透率が著しく低下し、浸透率の回復は望めない可能性もある。本研究におけるモデルでは、最大 50% 程度の浸透率低下を再現することができた。

今回の数値計算は、具体的な現象に特化したものではなく、多孔質体内での粒子輸送問題に関する単純なモデルあるいは境界条件を用いたシミュレーション結果である。特に、本研究で用いたモデルはその境界条件に関する計算手法上の簡略化のため、計算領域の上下端を固定壁とし、滑りなし条件を適用している。このため、固定壁近傍の流体および移動粒子の運動は滑りなし条件の

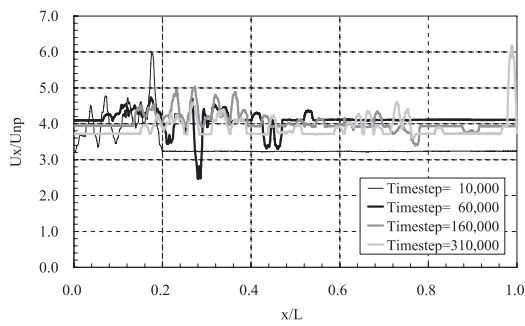


Fig.19 Flow velocity distribution in porous media; Case 2.

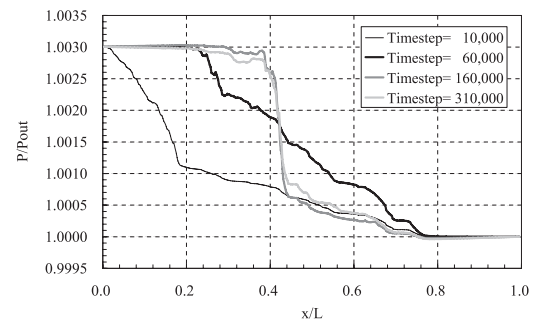


Fig.22 Pressure distribution in porous media; Case 3.

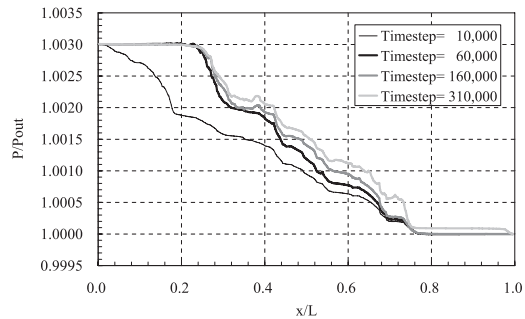


Fig.20 Pressure distribution in porous media; Case 2.

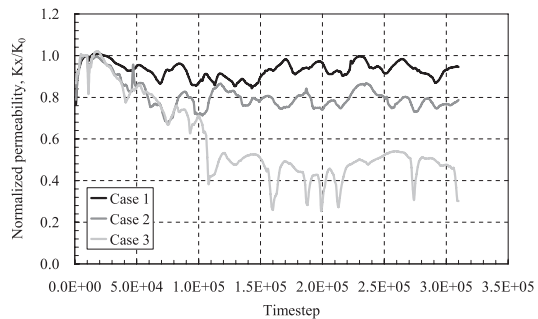


Fig.23 Permeability in porous media.

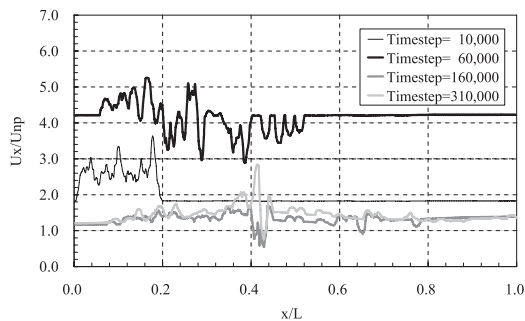


Fig.21 Flow velocity distribution in porous media; Case 3.

影響が支配的であり、上下方向に連続した多孔質体内での現象を完全に模擬しているとは言い難い。このため、計算はやや複雑になるが、滑り条件あるいは周期境界条件の適用が望ましい。その他今後の課題としては、次のようなことが挙げられる。第1章で述べたような具体的な現象に対する適用を目指し、実スケールかつ重力下におけるシミュレーションを実施する。また、流体中における粒子の沈降あるいは衝突挙動などの実験と比較することにより、入力パラメータの決定手法を確立する必要があると思われる。また、多相流体中での粒子運動の計算、濡れ性および毛細管力のモデリング、剛体粒子のみではなく変形可能な粒子運動の計算も今後進めていく予定である。

References

- 1) M. Koga, H. Shimada and K. Matsui: Journal of MMIJ, **117** (2001), 209-214.
- 2) M. Koga, H. Shimada and K. Matsui: Journal of MMIJ, **118** (2002), 29-35.
- 3) M. Koga, H. Shimada and K. Matsui: Journal of MMIJ, **118** (2002), 385-391.
- 4) K. Date, T. Yamamoto, M. Kumekawa, K. Oba and K. Aoki: The 11th Japan National Symposium for Rock Mechanics (2002), G01.
- 5) Japan Oil, Gas and Metals National Corporation, Oil & Gas / Upstream Technology Unit, Annual Report of TRC's Activities for the year 2003, pp. 22-24.
- 6) A. Sanada: J. JAPANESE. ASSOC. PETROL. TECHNOL., **71** (2006), 574-581.
- 7) K. Okatsu, K. Takabayashi, S. S. K. Sim and D. Fisher: Proc. JAPT Spring Meeting (2006), 101, p.143.
- 8) K. Yamamoto: The 44th Japan National Conference on Geotechnical Engineering (2009), 976, pp.1951-1952.
- 9) T. Miyoshi and T. Matsuoka: BUTSURI-TANSA (Geophysical Exploration), **57** (2004), 697-708.
- 10) T. Miyoshi, T. Matsuoka and Y. Yamada: Proc. the 35th Symposium on Rock Mechanics (2005), pp.81-88.
- 11) T. Miyoshi, Y. Yamada and T. Matsuoka: Proc. the 114th SEGJ Spring Conference (2006), 57, pp.199-202.
- 12) T. Miyoshi, T. Matsuoka and Y. Yamada: Proc. the ISRM International Symposium 3rd ARMS, (Millpress, Rotterdam, 2004), Vol.1, pp.159-164.
- 13) G. McNamara and G. Zanetti: Physical Review Letters, **61** (1988), 2332-2335.
- 14) F. Higuera and J. Jimenez: Europhysics Letters, **9** (1989), 663-668.
- 15) A. Ladd: Journal of Fluid Mechanics, **271** (1994), 285-309.
- 16) A. Ladd: Journal of Fluid Mechanics, **271** (1994), 311-339.
- 17) D. Noble and J. Torczynski: International Journal of Modern Physics C, **9** (1998), 1189-1201.
- 18) P. A. Cundall and O. D. L. Strack: Geotechnique, **29** (1979), 47-65.
- 19) B. Cook, D. Noble, D. Preece and J. Williams: Pacific Rocks 2000, (Balkema, Rotterdam, 2000), pp.279-286.
- 20) B. K. Cook, D. F. Boutt and O. E. Strack: Numerical Modeling in Micromechanics via Particle Method -2004 (Taylor & Francis, 2004), pp.301-309.
- 21) S. Ohtsuki and T. Matsuoka: International Journal of Japanese Committee for Rock Mechanics, **4** (2009), Special Issue on Geophysics, 61-67.
- 22) D. Qi: Journal of Fluid Mechanics, **385** (1999), 41-62.
- 23) X. D. Niu, C. Shu, Y. T. Chew and Y. Peng: Physics Letters A, **354** (2006), 173-182.
- 24) O. E. Strack and B. K. Cook: International Journal for Numerical Methods in Fluids, **55** (2007), 103-125.
- 25) S. Ohtsuki and T. Matsuoka: JAPANESE JOURNAL OF MULTIPHASE FLOW, **23** (2009), 420-435.
- 26) M. Tsutahara, N. Takada and T. Kataoka: Lattice Gas and Lattice Boltzmann Methods -New Methods of Computational Fluid Dynamics-, (Korona-sya, Tokyo, 1999), pp.73-78.
- 27) Y. H. Qian, D. d'Humieres and P. Lallemand: Europhysics Letters, **17** (1992), 479-484.
- 28) S. Succi, D. d'Humieres, Y. Qian and S. A. Orszag: Journal of Scientific Computing, **8** (1993), 219-230.
- 29) Y. T. Feng, K. Han and D. R. J. Owen: International Journal for Numerical Methods in Engineering, **72** (2007), 1111-1134.
- 30) K. Han, Y. T. Feng and D. R. J. Owen: Computers and Structures, **85** (11-14) (2007), 1080-1088.
- 31) Q. Zou and X. He: Physics of Fluids, **9** (1997), 1591-1598.
- 32) S. Ushijima, M. Takemura, S. Yamada and I. Nezu, Doboku Gakkai Ronbunshuu, **740/II-64** (2003), 121-130.
- 33) H. Li, H. Fang, Z. Lin, S. Xu and S. Chen: Physical Review E, **69** (2004), 031919-1-9.
- 34) T. Hyakutake, S. Mohri and S. Yanase: Proc. the 56th Japan National Congress for Theoretical and Applied Mechanics (2007), **56**, 3H12.
- 35) G. Segre', and A. Silberberg: Nature, **189** (1961), 209-210.
- 36) T. Hyakutake, T. Matsumoto and S. Yanase: Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, B, **72** (718) (2006), 1434-1441.
- 37) K. Yamamoto: Nagare, **23** (2004), 295-302.
- 38) Y. Matsukuma, R. Takahashi, Y. Abe and H. Adachi: Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, B, **64** (622) (1998), 1617-1622.
- 39) Y. Gueguen, V. Palciauskas, O. Nishizawa and K. Kanagawa: Ganseki-Busseki-Nyumon, (Springer Japan, Tokyo, 2008), p.131.