

格子ガスオートマトン法によるせん断変形時の 岩盤不連続面内の透水特性に関する研究

西山 哲¹・大西 有三²・澤田 淳³・矢野 隆夫⁴

¹正会員 京都大学大学院准教授 工学研究科 (〒615-8540 京都市西京区京大桂)

E-mail:nisiyama@geotech.kuciv.kyoto-u.ac.jp

²正会員 京都大学大学院教授 工学研究科 (〒615-8540 京都市西京区京大桂)

³正会員 日本原子力研究開発機構 (〒319-1194 茨城県那珂郡東海村村松4-33)

⁴正会員 京都大学大学院技術専門員 工学研究科 (〒615-8540 京都市西京区京大桂)

単一の不連続面を含む岩石を模擬した試料のせん断透水実験において、せん断応力-せん断変位曲線の比例限界点の前後で透水特性が変化するという結果に着目し、不連続面内の水の流れが表現できる解析手法と実験結果に対するメカニズムの考察を試みたものである。具体的には不連続面の表面の構造を再現した解析モデルにおいて、水を仮想粒子に置き換えて、粒子同士および不連続面の壁面との衝突・散乱を繰り返すという単純な計算によって水の流れを表現する格子ガスオートマトン法の適用を試み、本手法がNavier-Stokes方程式から導かれる流れを表現するものであることを平行平板モデルを用いて検討すると共に、当手法の解析結果に基づいて開口幅分布と不連続面内の水の流れの関係を論じる。

Key Words : *lattice gas automaton, shear-flow coupling test, discontinuities, permeability characteristics, Navier-Stokes equation*

1. はじめに

花崗岩などの結晶質岩石からなる岩盤は数多くの不連続面を内在し、その透水特性は不連続面が形成するネットワーク構造やチャンネル構造に大きく左右されるが、岩盤をモデル化して解析的に透水特性を評価する際には、個々の不連続面の透水特性をどのように考えるかという視点での考察も必要になる。単一の不連続面の透水特性に関しては、不連続面を平行平板に置き換えてモデル化し、透水量係数の値を開口幅の3乗に比例させて考えることが提案されてきた¹⁾。その一方で、不連続面内の表面形状が水の流れに影響を与え^{2)~4)}、岩盤内では多数の水みちが存在し、選択的に流れが生じるいわゆるチャンネルが形成されていることも報告されている⁵⁾⁶⁾。

また放射性廃棄物の地層処分施設の建設などを対象に、掘削影響領域での透水特性を評価するため、せん断透水実験による透水特性の変化も研究されてきている。その結果、不連続面の表面構造の影響を大きく受けるせん断変形に伴うダイレイタンス⁷⁾⁸⁾、透水特性を支配するという実験結果も報告されている^{9)~11)}。このように単一の不連続面内の透水特性が実験結果に基づいて論じられてきたが、不連続面内の複雑な流れを局所的に計測す

ることが不可能なために、不連続面内でのマイクロ構造がどのような開口幅分布を形成した場合にチャンネル化が生じるのかを明らかにするには至っていない。そのため、数値解析的な手法によって実験で得られる透水特性を定量的に再現し、その結果から不連続面の構造と透水特性の関係を論じることが有効であると考えられる。流体の流れの特性はNavier-Stokes方程式などの微分方程式で表され、これまでは差分近似や有限要素法などによって解析されてきた。しかしながら、これまでの手法は、3乗則のような不連続面の構造と流体の特性をあらかじめ仮定したモデルを構築して解析するものであり、不連続面の表面が形成するミクロな構造と流体との相互作用によって形成される流れを表現することが困難である。本研究では、微分方程式で表現される流体の特性や3乗則といった開口幅分布と流れの関係をあらかじめ仮定することなく、さらに不連続面の表面と流体との相互作用を直接的に境界条件として扱う解析手法によって、不連続面内で生じる局所的な流れの状態を把握することを試みる。具体的には、セルオートマトン理論に基づく格子ガスオートマトン法(Lattice Gas Automaton: 以下本論文ではLGA法と表現する)を用いて、せん断変形時の不連続面内の流れを評価することを試みるものである。本研究

が提案する解析法は、不連続面のミクロな構造を直接入力データとして扱うことが可能であり、それと流体との相互作用から流速分布等を求めていく手法であるため、流れに関しての定式化が不要であるだけでなく、不連続面内のミクロな構造を直接反映した複雑な流れを解析的に表現することができる。LGA 法と同じくセルオートマトン理論に基づく格子法の一つに格子ボルツマン法 (Lattice Boltzmann : 以下本論文では LB 法と表現する) があり、LB 法を用いた不連続面内の流れの評価を試みた研究例もこれまでいくつか報告されてきた^{12)~14)}。LGA 法と LB 法の両者ともに、流体を仮想粒子で置き換えて、当仮想粒子の衝突と散乱によって流体の挙動を表現するものであるが、前者の手法では仮想粒子の運動を 0 と 1 の Bool 変数で記述するのに対して、後者の手法は格子点上で粒子数のアンサンブル平均を取ることで仮想粒子を実数の分布関数で表し、この分布関数についての運動方程式を解く。これは、LGA 法が仮想粒子 1 個ずつの挙動の追跡から流れの評価を行うのに対して、LB 法は仮想粒子の分布を評価して流れの挙動を解析することに対応する。LB 法は LGA 法がもつ統計的なばらつきが除かれ、大きなレイノルズ数の流れにも適用が可能になる利点がある。その一方で、LB 法は実数を用いるために浮動小数点演算による打ち切り誤差の蓄積による解の不安定性が生じ、流体の速度あるいは圧力の勾配が大きくなると数値計算そのものが不安定になる危険性も生じる¹⁵⁾。LGA 法は Bool 演算という極めて単純で安定性の高い演算の繰り返しで流体の解析ができる利点があるため、実験と合わせるパラメータの数も少なく済むことから、不連続面内の流れの解析に適用できれば、岩盤内の不連続面構造と地下水挙動の関係の考察などにおいて、流れを可視化して捉える解析手法として広い応用が可能であると考えられる。本論文では不連続面内の流れに対しての LGA 法の適用性を検証し、さらに、これまでの不連続面内の流れの解析では考察されていないせん断変形という応力場の変化に伴う不連続面内の透水特性の変化を、流れの 3 乗則の成立と関係させて考察することを試みる。

2. せん断変形に伴う不連続面内の透水特性の変化

せん断応力の変化に伴う不連続面の透水挙動の変化について、単一の不連続面を含んだ試料のせん断透水試験の結果を記述する。実験装置および試料作成条件の詳細は文献 16) を参照していただきたい。試料は実在の岩盤の不連続面をセメントモルタルによって複製することで作成し、不連続面の表面粗度を表す JRC の値が 5.5, 10.7

および 20.0 である 3 種類の試料を用いた。ここで表面粗度の指標 JRC に関しては、不連続面の断面形状を 1 から 10 までの基準化された断面に分類し、さらに平滑なものから粗い表面へと 0 から 20 の値に分類して定量化するものであるが、断面の分類や形状を基準化されたものと比較して算出することは客観的なものになり難いため、ここでは分解能 4.0 μm の精度のレーザー変位計により、0.25mm 間隔の格子状で計測した結果を用いて算出した値を用いる¹⁶⁾。まず Z_2 値を式(1)のように求める。

$$Z_2 = \left[\frac{1}{M-1} \sum_{i=1}^{M-1} \left(\frac{\Delta y}{\Delta x} \right)_i^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

ここで Δx は計測間隔、 Δy は表面の凹凸の高さ、 M は 1 ラインあたりの計測点数であり、本研究では Δx は 0.25mm で、計測ライン当り 239 点の計測点数であった。JRC と Z_2 値は相関関係があることが指摘されているものの、 Z_2 値のような統計的な指標は計測間隔によって値が変わることも指摘されており、この計測間隔を考慮した JRC と Z_2 値に関する研究結果を参考にして、式(2)を用いて JRC の値に定量化した¹⁷⁾。

$$JRC = 60.32(Z_2) - 4.51 \quad (2)$$

試料のせん断・透水方向の長さ、幅および高さはそれぞれ 80mm, 120mm および 120mm であり、高さ方向のほぼ中央部に不連続面が存在する。試料の一軸圧縮強度は 29.98MPa であった。

図-1 にせん断透水試験装置の外観図を示す。せん断変位および垂直応力をフィードバック信号にして、せん断荷重および垂直荷重を独立に制御する。試料は図中のせん断装置内のせん断箱にセットされ、せん断過程での水平方向のせん断変位および垂直方向の変位は計測精度 0.025mm の差動トランスによって測定される。また本装置には上流タンク、および変水位透水試験用の下流端ビ

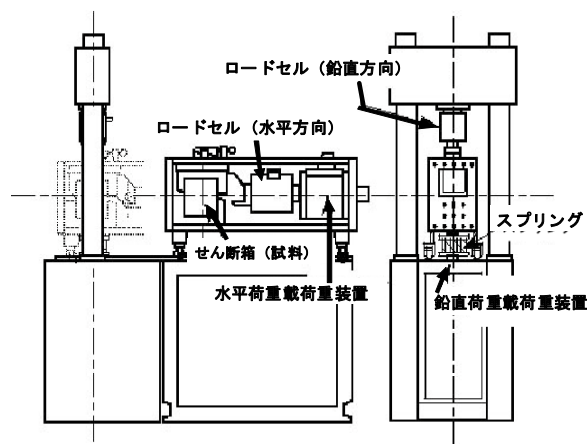


図-1 せん断透水実験装置の外観図

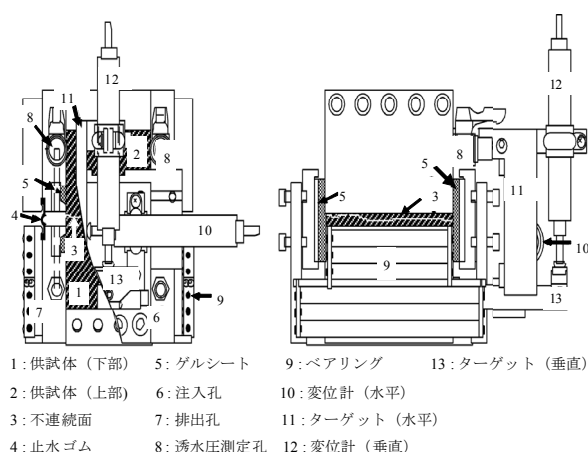


図-2 セン断箱の概観図

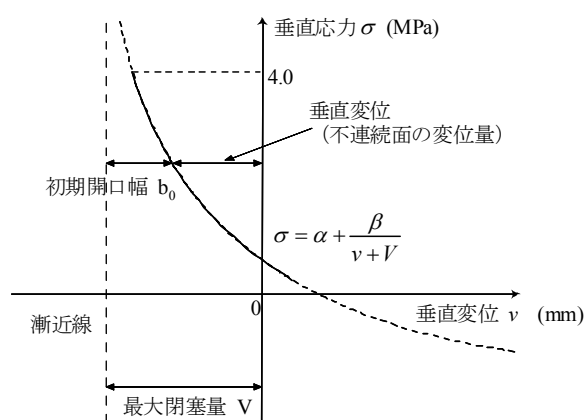


図-3 初期の開口幅の算出の説明図

ューレットを接続した機構が組み込まれており、不連続面内に一方向の水の流れを作り出す。図-2 に試料をセットしたせん断箱の状況を示す。試料は伸縮性に富んだ高分子ポリマーからなるシートによって止水され、また不連続面の上下流部には止水ゴムによって水の貯留部が設けられる。水は上流タンクよりせん断箱に流入し、不連続面の上流端における貯留部に溜められた後に不連続面内を浸透し、下流端における貯留部に貯まってから下流端ビューレットへと流れる。動水勾配は、この上流端および下流端における貯留部での圧力差を計測することにより求める。透水機構部に関する詳細は、文献 18)を参照していただきたい。なお本論文では動水勾配を 12.5 の値に保持したときの結果を示す。また水の粘性を一定にするために、試験中は水温を 20°C に保持した。

試料を試験機にセットした後、せん断試験を開始する前に、垂直応力を 1.0MPa/min の速度で最大 4.0MPa まで載荷する工程と除荷する工程を繰り返し、垂直荷重と垂直変位の関係が同一の経路を示すことを確認した段階で、

試料中の不連続面の上下面の噛み合わせが良好な状態になったと判断し、せん断試験を実施した。なお、このときに繰り返して垂直荷重を載荷したときの垂直荷重と垂直変位の関係を図-3 に示すような式(3)で近似することにより、不連続面だけに関係する垂直応力 σ と垂直変位 v を求め、最大閉塞量を算出する¹⁸⁾。この最大閉塞量は、垂直応力 σ によって開口幅が変化しないと考えられる垂直変位 v の量であり、不連続面が閉じた状態を表現していると考ええる。

$$\sigma = \alpha + \frac{\beta}{v + V} \quad (3)$$

ここで、 σ は垂直応力、 v は垂直変位、 V は最大閉塞量、そして α および β は式(3)で近似した際のパラメータである。これにより最大閉塞量の値 $|V|$ を求め、さらに式(4)によって、せん断試験開始前の開口幅の値 $|b_0|$ を算出する。 $|v_i|$ は任意の垂直荷重において得られた垂直変位の値である。この $|b_0|$ の値を初期の開口幅とし、その値にせん断試験時の垂直変位の値 v を加えたものを開口幅と表現する¹⁸⁾。

$$|b_0| = |V| - |v_i| \quad (4)$$

これにより、せん断試験中に計測される垂直変位 v の値を $|b_0|$ に加え開口幅 b_m を表現した。なお垂直変位 v は試料の 2 箇所計測しており、その平均値を用いた。

せん断過程中的透水特性に関しては、既に文献 18)にて報告しているので、ここではその概要のみを記述する。

せん断変位 l とせん断応力 τ および開口幅 b_m の関係を図-4 に示す。試験は垂直応力 σ が 1.0MPa 一定のもと、0.1mm/min 一定の速度でせん断させた。図中には用いた試料の不連続面の JRC の値を示す。JRC が大きい、すなわち表面粗度の大きい試料ほど、ピーク時のせん断強度が大きく、また開口幅も JRC の大きな試料ほど大きくなっており、ダイレイタンスが不連続面の表面形状によって大きく影響を受けるという現象を表す結果である。

図-5 には不連続面の開口幅 b_m と透水量係数 T の関係を示す。ただし、図-4 に示した垂直応力 σ 1.0MPa 一定のもとでのせん断試験における結果を、垂直応力一定せん断試験として示しており、図-5 においては 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0, 1.5, 2.0 および 4.0MPa の垂直応力を載荷して透水試験を実施した結果も、垂直応力一定試験として加えている。これらの結果から、不連続面の開口幅が同じであっても表面の形状が異なれば透水量係数の値も異なっており、不連続面表面のミクロな構造が透水特性に大きく影響することが分かる。また透水量係数と開口

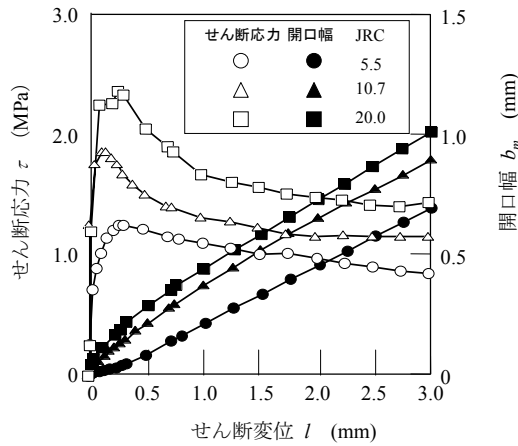


図4 せん断変位，せん断応力および開口幅の関係

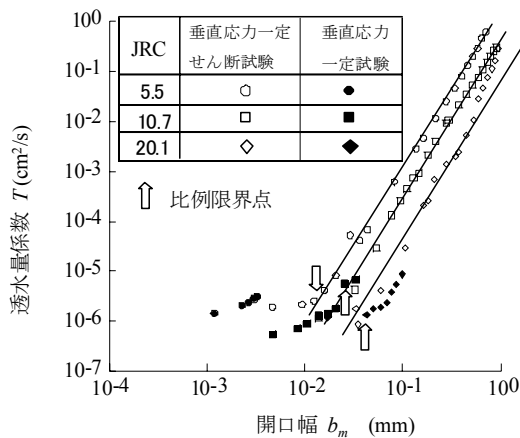


図5 開口幅と透水量係数の関係

幅の関係は，図中の実線で描かれる線形になる領域とそうでない領域に分かれる．不連続面を滑らかな平行平板に置き換えて，流れが層流であると仮定した場合，透水量係数と開口幅の関係は式(5)のいわゆる3乗則で表すことができる¹⁹⁾．

$$T = C b_m^3 \quad (5)$$

ここで T は透水量係数， b_m は開口幅，そして C は比例定数である．両対数軸上での傾きの値が1:3となる直線で近似できるようになり，この領域では式(5)で表される3乗則によって透水特性を表すことができることを示す．また図中の矢印で示す開口幅 b_m は，せん断応力 τ —せん断変位 l の関係を示した図4において，弾性的な挙動を示す線形的な関係から乖離する応力値である比例限界点のせん断変位での開口幅の値である．図4におけるせん断応力 τ —せん断変位 l の関係が比例関係にある部分を拡大して示したのが図6である．凡例の u_t は，比例限界点におけるせん断変位の値であり，図6

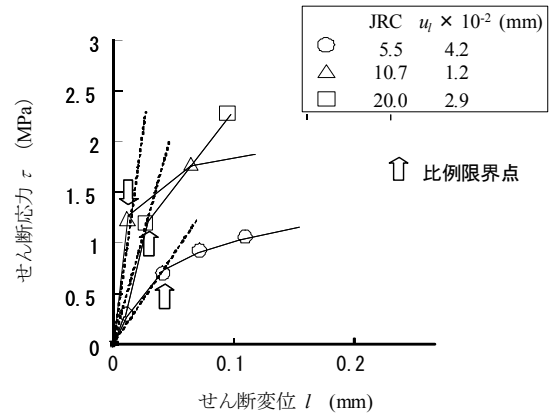


図6 比例限界点の説明図

の矢印が，この図5でも示される矢印の箇所に相当する．比例限界点は，せん断変形によって不連続面の力学的挙動が弾性的なものから塑性的なものへと遷移する箇所である．なお，この垂直応力一定のせん断透水実験において，不連続面内の流れは層流が維持されており，比例限界点の前後で流れの状態が変化する現象が，動水勾配に依存しないことも，文献(18)に記述されているように実験によって確認されている．図5に示す結果では，開口幅の値の相違によって3乗則が成立する範囲とそうでない範囲が区別されるが，図6との対応では開口幅の値ではなく，せん断変形に伴う不連続面表面の微視的な破壊も含めて，不連続面の表面形状が変化することで流れの状態も変化したとも考えられる．これらの結果を考察するためには，不連続面内の開口状態の相違がどのような水の流れの相違を産み出すのかといったことを明らかにする必要があるが，不連続面内での局所的な水の流れの詳細を実験によって明らかにすることは容易ではない．そこで次章において，解析的な手法によって実験で得られた結果を考察する．

3. LGA法による水の流れの解析

(1) 解析手法の概要

本研究では次の計算過程によって水の流れを表現する．

- 1) 面心超立方体(FCHC:Face-Centered-Hyper-Cubic)からなる格子で空間を離散化する．
- 2) 流体を単位質量の仮想粒子に置き換えて，格子点上に配置する．ただし一つの格子点では，ある時間に同じ速度方向を持った粒子は1個しか存在できない規則を適用する．
- 3) 格子線上に仮想粒子を移動させる．各粒子は離散化された時間ステップごとに，最近接の格子点に移動し，その過程の中で他の粒子あるいは不連続面の壁面との衝突による散乱を繰り返す．この際，

衝突は質量保存則と運動量保存則が保存される規則に基づき行われる。

このように3乗則といった法則を与えて流れを生み出すのではなく、仮想粒子で表現した流体の衝突と散乱によって自発的に流れを生み出す自己組織化の考え方を実現する計算手法としてLGA法を導入する。次に各計算過程を詳細に記述する²⁰⁾。

まず図-7のような3次元の面心超立方体で空間を埋め尽くすことで、空間を離散化する²⁰⁾。このような立方体対称性をもつ格子で離散化することにより、流体の特性としての等方性を表現する。ここで仮想粒子がもつ速度の方向を (x_1, x_2, x_3, x_4) の4次元で表し、原点を $(0,0,0)$ とする。第4成分は格子の辺に沿って近接点に移動する仮想粒子か、 $\sqrt{2}$ 離れた対角線方向の格子に移動する仮想粒子かを区別するもので、各成分は0か ± 1 の値で表現されるので、例えば $x_4 = 0$ のとき、仮想粒子は $(0,-1,-1)$, $(0,-1,1)$, $(0,1,-1)$, $(0,1,1)$, $(-1,0,-1)$, $(-1,0,1)$, $(1,0,-1)$, $(1,0,1)$, $(-1,-1,0)$, $(-1,1,0)$, $(1,-1,0)$, $(1,1,0)$ の12個の格子点への移動を可能にし、 $x_4 = \pm 1$ のときには $(0,0,-1)$, $(0,0,1)$, $(0,-1,0)$, $(0,1,0)$, $(-1,0,0)$, $(1,0,0)$ の6個の格子点への移動を可能にする。このように $x_4 = \pm 1$ の状態のときのそれぞれの6個の径路を区別すると、FCHC格子において仮想粒子は24通りの径路で移動可能となる。これにより、仮想粒子の移動に流体としての等方性が保たれるようにする。実際には4次元で表す速度の方向 (x_1, x_2, x_3, x_4) のうち x_4 の値を前述のような径路を区別するように用い、 x_1, x_2, x_3 軸をそれぞれ実際の3次元の x, y, z 軸に一致させて表現することで3次元の動きを表現する。仮想粒子が格子点上に存在する状態と存在しない状態を1または0のBool変数によって表現し、時刻 t における格子点 $\mathbf{r}$ での状態を式(6)のように表す²⁰⁾。

$$n(\mathbf{r}, t) = \{n_i(\mathbf{r}, t) : i = 1, 2, \dots, 24\} \quad (6)$$

ただし、本論文では各量は無次元化して取り扱う。例えば、代表長さ L 、代表粒子速度 c および代表密度 ρ_0 を用いて、仮想粒子の速度 $\mathbf{c}'$ 、仮想粒子の位置 $\mathbf{x}'$ 、時間 t' 、圧力 p' および粘性係数 ν' は式(7)のようになる。

$$\mathbf{c}' = \frac{\mathbf{c}}{c}, \quad \mathbf{x}' = \frac{\mathbf{x}}{L}, \quad t' = \frac{c}{L}t, \quad p' = \frac{p}{\rho_0 c^2}, \quad \nu' = \frac{\nu}{cL} \quad (7)$$

また本論文では無次元化された量には式(7)で用いたダッシュを付けずに用いる。

1つの格子点上には同時刻に同方向の速度をもつ複数の粒子の存在は許さないという排他律を適用し、影響する近傍の範囲は0すなわち粒子の衝突や散乱はその粒子が存在する格子点での状態のみに影響されるとする。ここで時間ステップ t から $t+1$ に至る仮想粒子の衝突のプロセスにおいて、 $\mathbf{c}$ を格子点 $\mathbf{r}$ から隣の格子点へ向

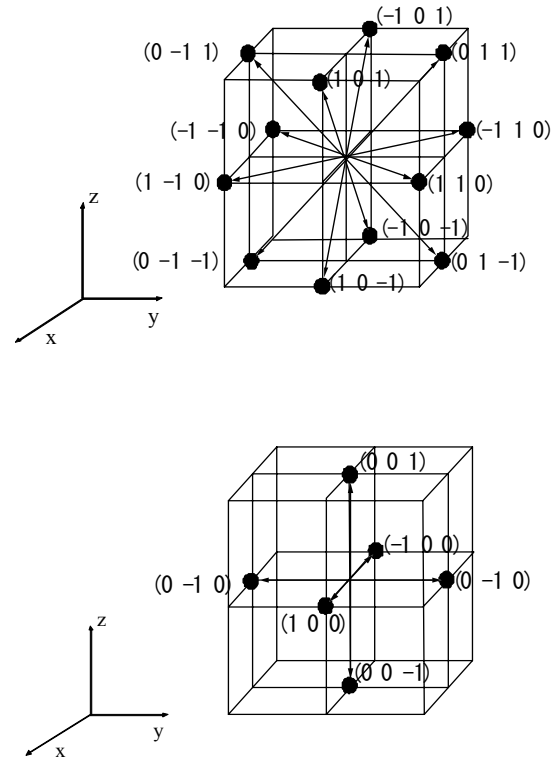


図-7 面心超立方体 (FCHC) の概念図

上図：対角線方向の座標 下図：隣接位置の座標

かうベクトルとすると、格子上の平均の分布関数 N_i に対する質量保存則と運動量保存則はそれぞれ次の式(8)および式(9)で表される。

$$\sum_i N_i(\mathbf{r} + \mathbf{c}, t+1) = \sum_i N_i(\mathbf{r}, t) \quad (8)$$

$$\sum_i \mathbf{c}_i \cdot N_i(\mathbf{r} + \mathbf{c}, t+1) = \sum_i \mathbf{c}_i \cdot N_i(\mathbf{r}, t) \quad (9)$$

$\mathbf{c}_i$ は方向 i における粒子の速度ベクトルを表す。また分布関数 N_i は、衝突による $N_i(\mathbf{r}, t)$ の変化量を示す衝突関数 $\Delta_i[N(\mathbf{r}, t)]$ を用いて式(10)のように表される。

$$N_i(\mathbf{r} + \mathbf{c}_i, t+1) = N_i(\mathbf{r}, t) + \Delta_i[N(\mathbf{r}, t)] \quad (10)$$

なお衝突関数は ± 1 および0の値をとるが、各格子点において衝突の際に質量および運動量が保存されるので式(11)および式(12)が成り立つ。

$$\sum_i \Delta_i[N(\mathbf{r}, t)] = 0 \quad (11)$$

$$\sum_i \mathbf{c}_i \Delta_i[N(\mathbf{r}, t)] = 0 \quad (12)$$

衝突によって $N_i(\mathbf{r} + \mathbf{c}_i, t+1)$ が $N_i(\mathbf{r}, t)$ の値から変化しなくなった際には $\Delta_i[N(\mathbf{r}, t)] = 0$ となり平衡状態となる。このときの局所平衡分布関数 N_i^{eq} を式(13)のFermi-Dirac分布で近似する²⁰⁾。

$$N_i^{eq} = \frac{1}{1 + \exp(h + \mathbf{q} \cdot \mathbf{c}_i)} \quad (13)$$

ここで、 h は質量、 $\mathbf{q}$ は運動量であり、それぞれ密度 ρ と速度 $\mathbf{u}$ の関数となる。また密度および運動量は、局所平衡分布関数 N_i^{eq} を用いて式(14)および式(15)のように表される。

$$\rho = \sum_i N_i^{eq} = \sum_i \frac{1}{1 + \exp(h + \mathbf{q} \cdot \mathbf{c}_i)} \quad (14)$$

$$\rho \mathbf{u} = \sum_i N_i^{eq} \mathbf{c}_i = \sum_i \frac{\mathbf{c}_i}{1 + \exp(h + \mathbf{q} \cdot \mathbf{c}_i)} \quad (15)$$

仮想粒子と不連続面との衝突に関しては、不連続面に衝突した粒子が入射した方向に跳ね返るという式(16)の条件および不連続面へ入射した粒子が式(17)で表される鏡面反射となる条件のどちらかが選択される。式(16)の条件は、時間平均で見ると不連続面上での流速が 0 となる境界条件であり、滑りなしの条件と称される。

$$\sum_i \mathbf{c}_i \cdot \mathbf{n}_i(\mathbf{r}, t+1) = -\sum_i \mathbf{c}_i \cdot \mathbf{n}_i(\mathbf{r}, t) \quad (16)$$

$$\sum_i \mathbf{c}_i \cdot \mathbf{n}_i(\mathbf{r}, t+1) = \sum_i \mathbf{c}_i \cdot \mathbf{n}_i(\mathbf{r}, t) \quad (17)$$

このように移動と衝突を繰り返す仮想粒子に対して、その速度と個数を時間と領域に関して平均操作をすることで密度と速度分布を計算する。この操作によって連続体としての流体を表現することができる。

次に分布関数 N_i は、そこでの密度と速度に依存するので、平衡状態に近い状態とし、平衡値である N_i^{eq} のまわりに式(18)のように展開する。

$$N_i = N_i^{eq}(\mathbf{r}, t) + \varepsilon N_i^1(\mathbf{r}, t) + O(\varepsilon^2) \quad (18)$$

$N_i^1(\mathbf{r}, t)$ は ε についての次数を表すが、この関係に質量および運動量保存則に適用すると式(19)および式(20)が成り立つ。

$$\sum_i N_i^{(1)}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (19)$$

$$\sum_i \mathbf{c}_i N_i^{(1)}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (20)$$

式(18)を式(8)および式(9)に代入し、時間および空間微分についての多重尺度に関する定式化、および時間と空間に関する式(8)および式(9)をテーラー展開し、その展開パラメータを整理すると²⁴⁾、式(21)および式(22)で表される最終的な流体力学方程式を得る。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (21)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \mathbf{P} = \nabla \mathbf{S} + (\text{高次の項}) \quad (22)$$

ここで $\mathbf{P}$ は運動量流速テンソル、 $\mathbf{S}$ は粘性応力テンソルである。流体を仮想粒子で表す不連続な手法ながら、Navier-Stokes 方程式と同様の連続体の式となる。

(2) LGA 法の妥当性の検証

前述のとおり、LGA 法での仮想粒子の衝突で表現される流れの解は、Navier-Stokes 方程式を解いた場合と同様の解であることが数式的には証明されるが、厳密に全く一致しているわけではなく、圧力の速度依存性などの問題が指摘されている。これは非圧縮性の流体を解析する場合は、運動量流速テンソルと粘性応力テンソルの内容を考慮して、非圧縮性流体を解析する場合は式(23)および式(23)は次式のようになる²⁴⁾。

$$\nabla \mathbf{u} = 0 \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + g(\rho) \mathbf{u} \nabla \mathbf{u} \\ = -\frac{1}{\rho} \nabla \left(p - c_s^2 \rho g(\rho) \frac{u^2}{c^2} \right) + \nu(\rho) \nabla^2 \mathbf{u} \end{aligned} \quad (24)$$

$$\text{ただし、} c_s = \frac{c^2}{D}, \quad g(\rho_0) = \frac{D}{D+2} \cdot \frac{b-2\rho_0}{b-\rho_0} \text{ である。}$$

ここで c は格子上的仮想粒子の速度の大きさ、流体の平均密度を ρ で表し、 $g(\rho)$ は当平均密度 ρ の関数で表される動粘性係数、そして空間の次元を D 、速度方向の数を b で表している。このように、右辺第 1 項の圧力項が速度に依存する形になるため、流速が小さいことによって当依存項が無視できる流れの場合でなければ解析できない。この流速の大きさを考慮する指標に、流体の流速と音速の比によって流体の圧縮性の大きさを示すマッハ数があり、流速が小さい、すなわち非圧縮性の流体が LGA 法には適することになる。またマッハ数が小さい流体に適用が限定されることは、同時にレイノルズ数も小さい流体が解析対象となることを示す。本研究で示したせん断透水実験においては、前述の参考文献 18) において示されているように不連続面内の流れは層流であり、レイノルズ数は約 1000 以下であることが確認されている。一方、LGA 法で解析できる流体のレイノルズ数は、本研究で用いた FCHC モデルといった多速度を表現して衝突則が複雑になるほど大きくなり、非圧縮性とみなせるマッハ数の指標として 0.3 を考えた場合でも、

数 1000 のレイノルズ数は解析可能である²⁵⁾。従って、本解析手法の LGA 法は非圧縮性流体にも適用でき、さらに本研究が対象とするレイノルズ数も高精度での解析が可能な手法であると考ええる。

このように本研究における不連続面内の流れの解析に LGA 法を適用することは問題が無いと考えられるが、これまでの研究において不連続面のモデルなどを用いて 2 次元で解析した例はあるものの、本研究で用いる面心超立方体を用いて 3 次元の解析で不連続面への適用を検証した例は無い²⁶⁾。前述のとおり、面心超立方体は多速度状態を構築することが可能で、解析対象の流体のレイノルズ数の適用範囲を拡大することが可能である。そこで本項では、LGA 法を不連続面内の流れの解析に適用することの妥当性を検証するために、Hagen- Poiseuille flow となることが分かっている平行平板内の水の流れを解析し、Navier-Stokes 方程式から導かれる解となるかどうかを検討した。

平行平板モデルの概念図を図-8 に示す。流れ方向 (x 方向) のメッシュ数を 100、透水幅方向 (y 方向) のメッシュ数を 20 とし、開口幅方向 (z 方向) のメッシュ数を変化させることで、開口幅の変化に伴う平行平板内の流れの状態の変化を調べた。x および y 軸に垂直な境界は、解析モデルが無限遠に続くと考え、粒子は境界上で反射されることなく、入射した場所と反対側の境界上で運動を続ける周期境界とした。また平行平板で表す不連続面の z 軸に垂直な上下面は不透水な境界とするために、滑りなしで流速は 0 となる反射境界とした。

ここで本手法による流体の動粘性係数 ν は式(25)で与えられる²⁷⁾。

$$\nu = \frac{tc^2}{2(D+2)} \frac{\mu}{1-\mu} \quad (25)$$

ただし、 c は格子上での仮想粒子の速度の大きさ、 D は空間の次元、そして μ は仮想粒子数の密度によって与えられる指数であり、FCHC 格子では $c^2=2$ 、 $D=4$ となり、単位時間ステップを考えると動粘性係数は式(26)で表される。

$$\nu = \frac{1}{6} \frac{\mu}{1-\mu} \quad (26)$$

すなわち粘性は仮想粒子密度によって変化する。その一方で、LGA法のような仮想粒子の衝突によって流れを表現する手法で平衡状態に達した場合、透水方向の圧力差がなくなり、設定した動水勾配を保持できない状態になる。これを解消するために、上流側に仮想粒子を注入していくと、質量保存則が成立しないことに加えて前述

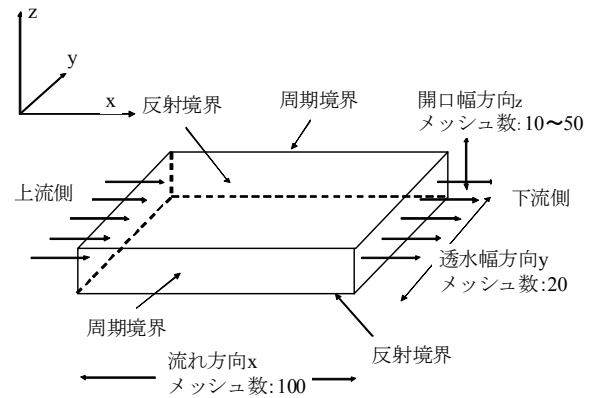


図-8 平行平板モデルの概念図

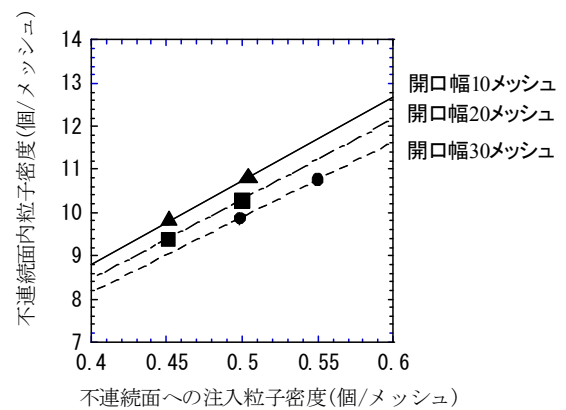


図-9 平行平板モデル内に注入する粒子密度の影響

の粘性を変えてしまう欠点が生じることになる。図-9 には、平行平板モデルにおいて注入する仮想粒子の密度と不連続面内の仮想粒子密度の関係を示す。開口幅のメッシュ数が同じ場合でも、注入する仮想粒子の密度が異なった場合には不連続面内の仮想粒子の密度も異なったものとなる。LGA 法では、動水勾配などの水理的な条件は不連続面内に注入する仮想粒子数によって与えられ、それによって不連続面内の仮想粒子も決定される。従って、注入する仮想粒子数を動水勾配などの水理的な条件のみで決定すると、解析対象によって異なった粘性の水で計算してしまうことになる。このような場合は、平行平板モデルにおいても、透水量係数と開口幅の間に流れの 3 乗則の関係が成立しない。

本研究は、これを解決するために仮想粒子が衝突・散乱を繰り返す過程の中で上流と下流の圧力差を算出し、それを一定にする際に、“上流側において解析モデル内に流入する仮想粒子数”が“下流側において解析モデルの外に流出する仮想粒子数”と“解析モデル内で跳ね返り、上流側において解析モデル外に出て行く仮想粒子数”の和に等しくなるように解析モデルの上流側に仮想

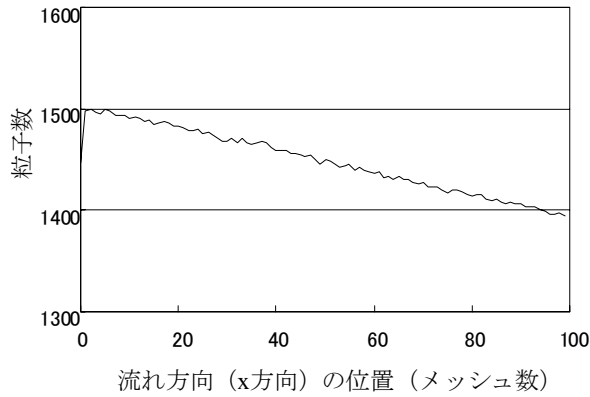


図-10 平行平板モデル内における流れ方向の粒子数

粒子を注入する．これにより質量保存則を成立させながら，動水勾配を一定に保持する工夫を行ない，流体の粘性も一定にした．

図-10 に平行平板モデルを解析した際の流れ方向である x 軸方向の粒子数の分布を算出した結果を示す．結果は開口幅方向 (z 方向) のメッシュ数を 10 とした場合の例であり， x 軸に垂直な平面状にある全メッシュ上の粒子の和で粒子数を表した．なお x 方向の位置が 0 の場所は，粒子の加速を行うメッシュであるので，解析結果の対象には含まれない．

不連続面の上下流間での圧力差は，上流側の上下の壁面に衝突する格子点あたりの圧力 P_1 と，下流側の上下の壁面に衝突する格子点あたりの圧力 P_2 の差として評価する．また圧力 P は式(24)の第 2 項から導かれるが，開口幅 (z 方向) の粒子の速度の大きさを c_s として，水の流れの速度が小さいことにより式(27)のように表される．

$$P = c_s^2 \rho \left(1 - g(\rho) \frac{u^2}{c^2} \right) = c_s^2 \rho = \frac{c_s^2}{D} \rho \quad (27)$$

FCHC 格子では $c_s^2 = 2$ ， $D=4$ であるから，式(28)のようになる．

$$P = \frac{c_s^2}{D} \rho = \frac{1}{2} \sum_i \bar{N}_i(\mathbf{r}, t) \quad (28)$$

ただし， $\bar{N}(\mathbf{r}, t)$ は分布関数 $N(\mathbf{r}, t)$ をメッシュ数で平均化したものである．

図-10の結果は，平行平板モデル中の流れ方向の粒子数の勾配を示しており，粒子数の分布が直線で表現できるということは，平行平板モデル内の動水勾配が一定であることを表す．また仮想粒子数の分布より動水勾配を正確に算出することが可能であることも示すと考えら

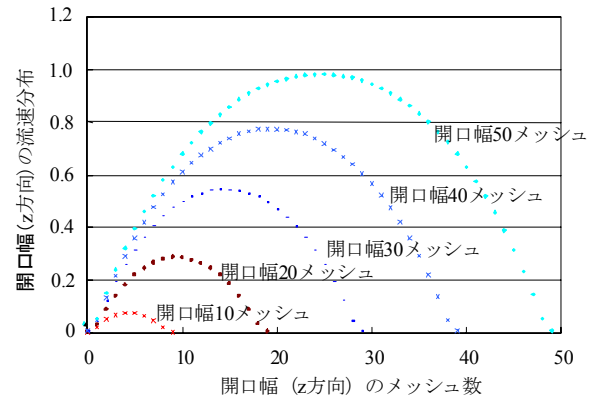


図-11 Hagen-Poiseuille flowの再現結果

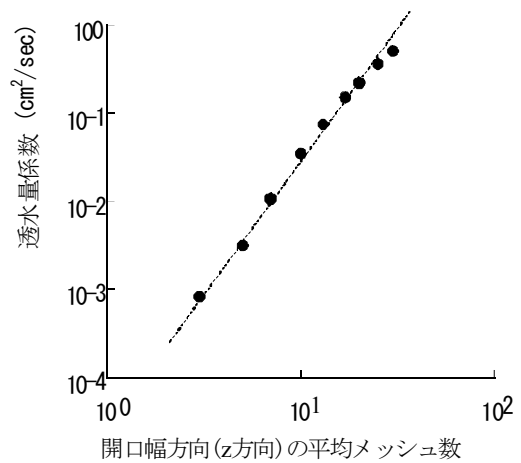


図-12 開口幅と透水量係数の関係

れる．

次に開口幅を変えた際の開口幅方向 (z 方向) の流速分布を解析した結果を図-11 に示す．図の縦軸は最大流速で正規化した流速を表しており，解析結果はこの開口幅方向の流速分布が二次曲線となることを示すものであり，これは Hagen-Poiseuille flow を表している．また，透水量係数と開口幅の関係を図-12 に示す．透水量係数は，仮想粒子密度あたりの流出粒子数を平行平板モデルの上流側と下流側に作用する圧力差で除した値によって算出する．図中には両対数軸において 1:3 の傾きをもつ直線を破線で図示しているが，解析結果がこの直線上にのっていることから，透水量係数と開口幅の間に流れの 3 乗則の関係が成立していることが分かる．ただし式(24)に示したように，流速が小さい場合のみ本解析手法の圧力項が速度依存性をもつことを無視できるという条件が課せられるために，仮想粒子の速度の大きさにも制約が加えられる．その場合，開口幅が極端に大きくなることで，平行平板内を流れるの水の量が大きくなった際には，仮想粒子 1 個ずつの動きを追跡して求める流量が実際の値

に追従できず、3乗則の関係から若干乖離する傾向が見られる。この場合はメッシュ数の調整など解析条件の検討が必要になるが、後述する本研究による不連続面内の水の流れは、図に示されるような、大きく3乗則から乖離する透水量係数の範囲を扱わないので、開口幅分布に応じたメッシュ数の調整といった解析条件の設定を見直す必要が無いことが分かる。これらの結果より、平行平板モデルを対象に Navier-Stokes 方程式から導かれる Hagen-Poiseuille flow を表現できることを実証した。LGA 法は仮想粒子の衝突と散乱のみによって流れを表現する手法であるが、Navier-Stokes 方程式のような方程式によらず、複雑な流れの場が再現できることを検証できたと考える。

4. 不連続面内の水の流れの解析

2章で論じたせん断透水実験におけるせん断応力—せん断変位の関係において、不連続面内の流れに3乗則が成立する範囲と成立しない範囲が存在することを示した。本章では、このメカニズムをLGA法による解析によって明らかにする^{28)~30)}。

(1) 解析モデルの作成

解析モデルは、せん断透水実験を中断させて試料を取り出し、不連続面の表面構造を計測結果から空隙構造を再現することで作成した。不連続面の表面構造は JRC の計測時と同じく、分解能 4.0μm の精度のレーザー変位計により、0.25mm 間隔の格子状で計測した。なお、試料は JRC が 5.5 のものを用いた。試料を取り出した際の不連続面の相対的な位置は、せん断変位の方向と開口幅方向すなわち垂直応力方向の位置によって決定される。レーザー変位計により計測された上面と下面の不連続面の標高平均の差が、せん断試験時に計測された開口幅 b_m に相当すると考え、せん断透水試験開始時の試料上下面の位置を計測された値に基づいて再現し、そこから試料を取り出した際のせん断変位および開口幅の値だけ上下の不連続面を移動させて開口幅分布を再現した。なお、せん断透水試験開始時に試料上下面の噛み合わせを調整した時、およびせん断透水試験時には、不連続面の表面の凹凸が弾性変形によって変形していないものと仮定している。そのため上下の不連続面を移動させた際には、上面を構成する表面の凸部が下面の表面よりも下側に位置すると算出される場合、すなわち上面の凸部が下面に食い込んだ状態が生じる。このような場合には、実際にはこの部分では表面凹凸部の破壊が生じて接触が生じた可能性があると考え、接触部として処理して開口幅

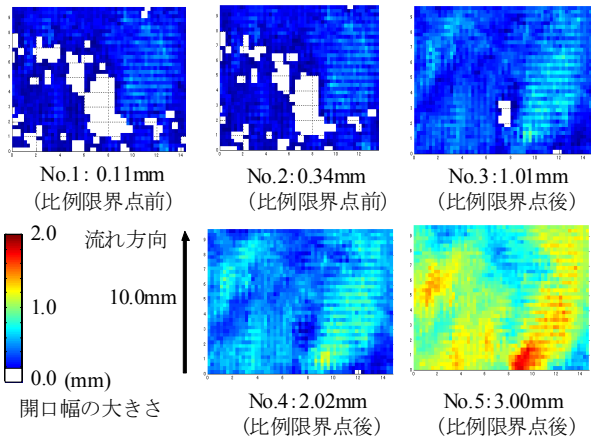


図-13 解析モデルの開口幅分布

表-1 各解析モデルのせん断変位と開口幅

解析モデル	せん断変位 l (mm)	開口幅 b_m (mm)	せん断変位の比例限界点との関係
No.1	0.11	0.02	比例限界点前
No.2	0.34	0.04	比例限界点前
No.3	1.01	0.21	比例限界点後
No.4	2.02	0.34	比例限界点後
No.5	3.00	0.69	比例限界点後

b_m の値を合致させた。

図-13 に解析モデルの対象とした 5 つの試料の開口幅分布を示す。なおせん断・透水方向の長さおよび幅がそれぞれ 80.0mm×120.0mm の試料の 10.0mm×15.0mm の部分を抜き出したものである。図-4 で示したせん断応力 σ —せん断変位 l の関係において、せん断変位 l の値が 0.11, 0.31, 1.0, 2.0 および 3.0mm の段階での試料を取り出して開口幅分布を求めた結果をそれぞれ No.1~5 とし、試料がうけたせん断変位 l の値と共に示す。No.1 と No.2 は、比例限界点前の状態であり、それ以外は比例限界点以後の変形をうけたものである。表-1 に、各解析モデルを作成した試料のせん断試験におけるせん断変位および試料の開口幅等を示す。開口幅は、解析対象領域の開口幅を計測した平均値である。そして図-13 に示す開口幅分布に対して、面心超立方体のメッシュにより空間的な離散化を行うことで解析モデルを作成した。

(2) LGA 法による解析結果

図-14 に、No.1からNo.5までの試料の開口幅方向の平均メッシュ数と解析によって得られた透水量係数の関係の解析結果を示す。開口幅方向の平均メッシュ数は開口幅を表わしており、解析モデルを作成した試料のせん断

透水試験時の開口幅と透水量係数を括弧内に示す。解析による透水量係数の値は実験で得られる値よりも小さくなっているが、これは解析を行ったモデルは80.0mm×120.0mm試料のうちの一部の領域の開口幅分布を対象にしたことにより、水が流れ難い部分である不連続面の接触部分や開口幅が小さい領域の影響がより大きく現れたことによると考えられる。また図中の破線で示す直線は傾きが1:3のものであり、3乗則が成立した場合の透水量係数と開口幅の関係を示す。これよりNo.3からNo.5の試料から作成した解析モデルの透水量係数が3乗則に従う傾向がある一方で、No.1とNo.2の解析モデルでは3乗則が成立せず、ほぼ同じ透水量係数の値となる。これはせん断透水試験の結果と定性的に合致しており、不連続面内の水の流れが再現できていると考える。

図-13に示した開口幅分布に対応する不連続面内の流速分布の解析結果を図-15に示す。図では流速ベクトルを青い矢印で示している。流速ベクトルが描かれていない部分は、不連続面が接触している部分あるいは開口幅が狭い箇所である。また流速ベクトルの大きさは、単位時間あたりに仮想粒子が進む格子数の大きさを相対的に示したものである。No.1とNo.2の試料においては、開口幅の狭い箇所があると、水はそこを迂回するように流れ、流れの方向が場所により一定でなく、いくつかの方向を向いた複雑な分布になっており、さらに水みちがいくつかに分断されることが分かる。このような開口幅のせまい箇所では、不連続面と流体との相互作用の結果、流れの方向は不均一なものとなり、全体として水が選択して局所的に流れる、いわゆるチャンネル化が生じると考えられる。選択的な流路は、平均的な開口幅が小さくなくても残存し、その結果透水量係数は一定のままになると考えられる。一方、No.3からNo.5の試料のように均一な開口幅分布の試料においては、接触領域を回避するような流れが生じているが、全体的に流れの方向は均一なものになっている。不連続面内の流速ベクトルの大きさおよび方向が均一な場合には3乗則が成立すると考えられるので、試料の不連続面内の開口幅分布の状態の相違が流れの違いを生じさせていることが、不連続面内の流速ベクトルの状況から検証できたと考える。これより3乗則が成立するのは、不連続面内の流速ベクトルの大きさおよび方向が均一な場合であると推察される。図-16には不連続面内の流れの経時変化を可視化した結果を示す。図中の白い部分は不連続面が接触している部分であり、粒子密度の相対的な変化によって、水の流れを表現したものである。なお、粒子密度は解析終了時の最大粒子密度を1.0として正規化したものである。下の図から上の図の順に時間が経過しており、不連続面内では図に示す流れ方向、すなわち下から上に向かって水が流

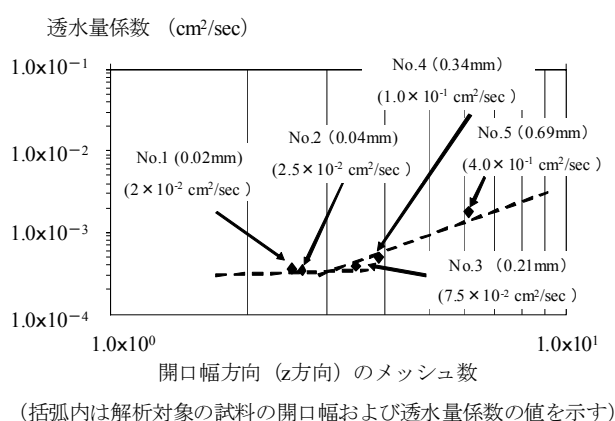


図-14 開口幅と透水量係数の関係の解析結果

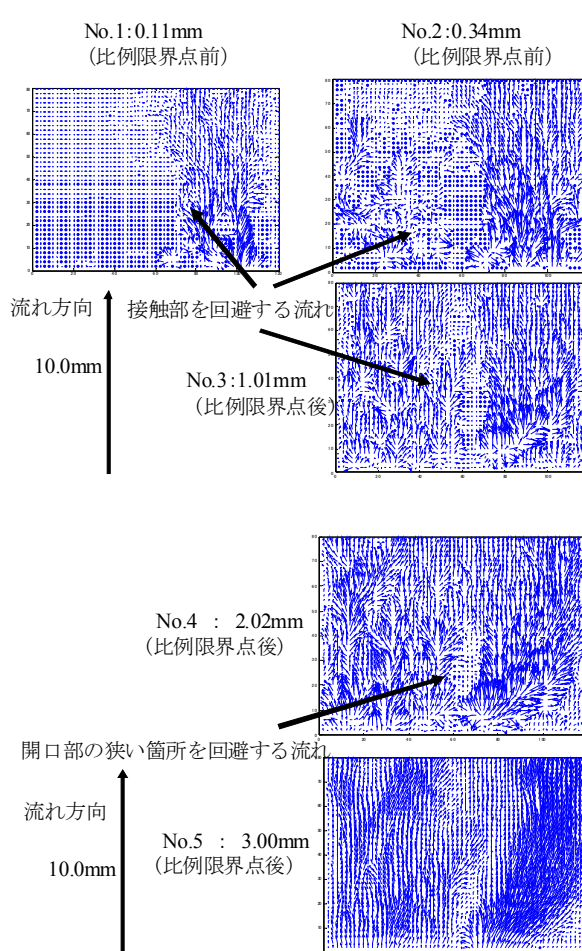


図-15 不連続面内の流速ベクトル分布の解析結果

れる様子を表す。No.2の試料では、接触部分の左右に2つの水みちが存在しているものの、右側の水みちの部分を優先的に流れることが分かり、時間の経過につれて左右の領域において水の移動速度に差が生じている。このように不連続面内では、水は相対的に開口幅の小さいところを避けるように流れる様子が分かる。また比例限界

点以後の変形をうけたNo.3およびNo.4の試料では、開口幅の分布の影響を受けた水の流れは存在しているものの、水の移動速度は場所によりほぼ一定である。このNo.2の試料において、試料の厚さ方向の断面中の水の流れを示したものが図-17である。図-17は、図中に示すNo.2の試料のA断面とB断面のそれぞれの断面における不連続面内の水の流れの状態を示したものであり、小さな開口幅となっている箇所を含むA断面では、不連続面内の水の流れは時間の経過にかかわらず様にはならない。一方、開口幅分布が一般的なB断面においては、時間の経過と共に不連続面内の水の流れも均一な状態となっている。実験的な手法では、せん断という応力場の変化が生じた際の不連続面内の局所的な水の流れを把握することは容易ではないと考えられるが、局所的なチャンネル流れと均一な流れの相違を開口状態と結びつけること、およびそれが3乗則という流れの法則と関係していることを、不連続面と流体との相互作用を解析的にとらえることで明らかにできたと考える。

5. 結 論

本研究は、Navier-Stokes方程式のような流れに関する定式化された法則を解くのではなく、空間を格子で離散化し、その格子間の局所的な相互作用によって水の流れを再現するLGA法によって、応力場の変化に伴う不連続面内の水の流れの挙動の変化を考察することを試みた。LGA法は0と1を状態変数とするブール演算の繰り返しによって、格子点に配置された仮想粒子の衝突過程を計算するだけの単純な演算によって水の流れを表現しようとするものである。単純な計算過程であることによって、不連続面によって形成される複雑な3次元の開口幅分布をモデル化しても、その壁面との相互作用によって形成される水の流れを再現することができる利点がある。

本研究では、まず仮想粒子の衝突と散乱によって流れを表現するLGA法の適用性を、平行平板モデルにおけるNavier-Stokes方程式による解析結果と比較することで実証した。次にせん断透水実験の結果から、透水量係数と開口幅の間に流れの3乗則の関係が成立する領域と成立しない領域が存在していることに着目し、LGA法によって不連続面内の水の流れを可視化することで、前述の3乗則が成立するのは、不連続面内の水の流れが均一な状態になる開口幅分布になっている場合であることを明らかにした。また連続体としての流体の概念に保存則を適用して支配方程式を導き、それを各種境界条件のもとで解くという、従来のレイノルズ方程式などを用いる手法では再現することが困難である3乗則が成立しない不

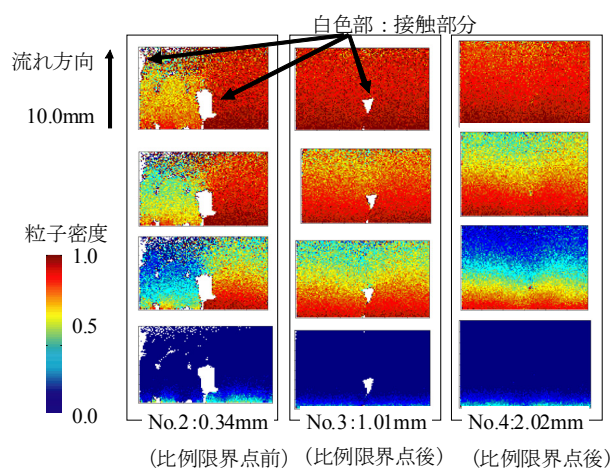


図-16 不連続面内の流れの可視化

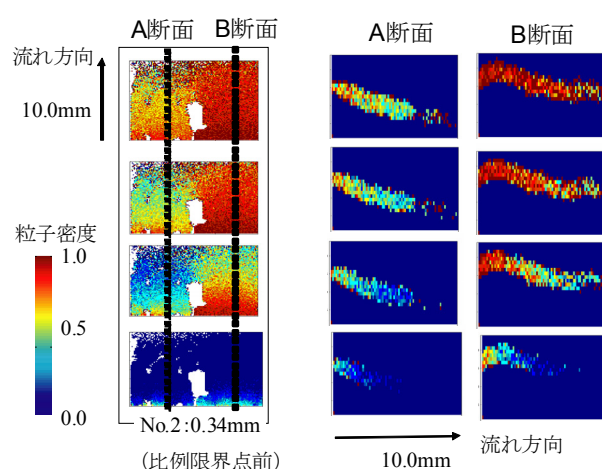


図-17 不連続面断面中の流れの可視化

連続面内の流れも LGA法によって再現することができ、不連続面内の開口幅分布を通して、応力状態と透水挙動の関係を明らかにすることができた³¹⁾。

このように不連続面のミクロな構造と水との相互作用を考慮して流れを形成する本手法は、不連続面内の流れの特性を解明するために実施される実験に対して、その結果のメカニズムを考察するための手法として有用であると考えられる³²⁾。従来の解析手法である有限要素法では、乱流などの微分方程式でモデル化することが困難な複雑な流れを解くことは容易ではないが、本手法は、仮想粒子の単純な衝突で流れを再現することが可能であるために、その現象が発生するメカニズムに関する情報や知識が無い状態で解析することも充分可能と考えられる。また、差分方程式を用いた解析手法は、複雑な境界条件を設定することは容易ではないが、本手法ではこの研究で示したように例えば粒子と壁との衝突について複雑な境界面での反応を表現することができるので、不連続面の交差部や多孔質物質中の流れなどの複雑な境界を考慮す

る流れの現象の解析にも適用できると考えらる。今後は例えば地層処分施設の建設などの具体的な事例を対象に、掘削影響領域を含めた岩盤全体のマクロな視点での透水特性の評価手法への適用も考えていく予定である。

参考文献

- 1) Witherspoon, P. A., Wang, J.S.Y., Iwaki, K. and Gale, J. E : Validity of cubic law for fluid flow in a deformable rock Fracture, *Water Resources Res.*, Vol.16, No.6, pp.1016-1024, 1980.
- 2) Ge, S. : A governing equation for fluid flow in rough fractures, *Water Resources Res.*, Vol.33, No.1, pp.53-61, 1997.
- 3) Yeo, I. W., Freitas, M. H. and Zimmerman, R. W. : Effect of shear displacement on the aperture and permeability of a rock fracture, *Int. J. Rock Mech. & Min. Sci.*, Vol.35, No.8, pp.1051-1070, 1998.
- 4) Olsson, R. and Barton, N. : An improved model for hydromechanical coupling during shearing of rock joints, *Int. J. Rock Mech. & Min. Sci.*, Vol.38, No.3, pp.317-329, 2001.
- 5) 吉野尚人, 佐藤久, 内田雅大 : 亀裂状媒体水理試験設備 (LABROCK) による天然亀裂内の透水・物質移行特性評価, サイクル機構技報, No.18, pp.51-58, 2003.
- 6) 鐵桂一, 澤田淳, 内田雅大 : 亀裂交差部に沿った方向の透水特性の評価, サイクル機構技報, No.23, pp.63-70, 2004.
- 7) 矢野隆夫, 青木一男, 大西有三, 大津宏康, 西山哲, 高木克実 : 垂直剛性一定一面せん断時の岩盤不連続面のせん断挙動, 土木学会論文集, No.792/III-62, pp.115-130, 2003.
- 8) 谷本親伯, 北村義宣, 川崎了, 宮田健治朗, 鈴木淳也 : 定圧およびダイレイタンシー拘束条件下の不連続性岩盤のせん断強度特性, 土木学会論文集, No.715/III-60, pp.83-94, 2002.
- 9) Esaki, T., Du, S., Mitani, Y., Ikusada, K. and Jing, L. : Development of a shear-flow test apparatus and determination of coupled properties for a single rock joint, *Int. J. Rock Mech. & Min. Sci.*, Vol.36, No.5, pp.641-650, 1999.
- 10) 井上純哉, 金亨穆 : 変形に伴う単一亀裂の透水特性の変化に対する統計的手法適用, 土木学会論文集, No.743/III-64, pp.189-197, 2003.
- 11) Chen, Z., Narayan, S. P., Yang, Z. and Rahman, S. S. : An experimental investigation of hydraulic behavior of fractures and joints in granite rock, *Int. J. Rock Mech. & Min. Sci.*, Vol.37, No.7, pp.1061-1071, 2000.
- 12) Kim, L., Lindquist, W. B. and Durham, W. B. : Fracture flow simulation using a finite-difference lattice Boltzmann method, *Phys. Rev.*, E67, 046708, 2003.
- 13) Eker, E. and Akin, S. : Lattice Boltzmann simulation of fluid flow in synthetic fractures, *Transport Porous Media*, Vol.65, pp.363-384, 2006.
- 14) 三善孝之, 松岡俊文, 村田澄彦 : 格子ボルツマン法を用いたフラクチャ内流体流動の3次元解析, 材料, Vol. 52, No.5, pp.466-471, 2003.
- 15) Sterling, J. M. and Chen, S. : Stability analysis of lattice Boltzmann methods, *J. Comput. Phys.*, Vol.123, No.1, pp.196-206, 1996.
- 16) 大西有三, 矢野隆夫, 岩本宏, 西川直人 : 岩石一面せん断試験装置およびラフネス計測装置の開発・研究とその変遷, 土木学会論文集, No.645/III-50, pp.307-320, 2000.
- 17) Xianbin, Y. and Vayssade, B. : Joint profiles and their roughness parameters, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, Vol. 28, No.4, pp.333-336, 1991.
- 18) 矢野隆夫, 大西有三, 西山哲, 齋藤竜平 : 単一岩盤不連続面のせん断透水特性に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.792/III-71, pp.159-174, 2005.
- 19) Brown, S. R. : Fluid flow through rock joints: the effect of surface roughness, *J. Geophys. Res.*, Vol. 92, No.B2, pp.1337-1347, 1987.
- 20) Rothman, D. H. and Zaleski, S. : Lattice-Gas Cellular Automata, Cambridge University Press, pp.1-167, 1977.
- 21) Frisch, U., D'Humières, D., Hasslacher, B., Lallemand, P., Pomeau, Y. and Rivet, J. P. : Lattice gas hydrodynamics in two and three dimensions, *Complex Systems*, Vol.1, pp.649-707, 1987.
- 22) Chen, H., Wang, Z., Shan, X. and Doolen, G.D. : Dynamics in three dimensions lattice Boltzmann computational fluid, *J. Stat. Phys.*, Vol.68, Nos.3/4, pp.379-400, 1992.
- 23) Suárez, A. and Boon, J. R. : Nonlinear lattice gas hydrodynamics, *J. Stat. Phys.*, Vol.87, Nos.5/6, pp.1123-1130, 1997.
- 24) 葛原道久, 高田尚樹, 片岡武 : 格子気体法・格子ボルツマン法, pp.20-55, コロナ社, 2001.
- 25) 加藤共義, 光成友孝, 築山洋 : セルオートマトン法—複雑系の自己組織化と超並列処理—, pp.55-57, 森北出版, 1999.
- 26) Gutfraind, R. and Hansen, A. : Study of fracture permeability using lattice gas automata, *Transport Porous Media*, Vol.18, No.2, pp.131-149, 1995.
- 27) Dubrulle, B., Frisch, U., Hénon, M. and Rivet, J. P. : Low-viscosity lattice gases, *J. Stat. Phys.*, Vol.59, Nos.5-6, pp.1187-1226, 1990.
- 28) 松隈洋介, 高橋亮一, 阿部豊, 安達公道 : セルオートマトン法をもちいた複雑な流路内の流れの計算, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.64, No.622, pp.1617-1622, 1998.
- 29) Pot, V. and Karapiperis, T. : A multi-species lattice-gas automaton model to study passive and reactive tracer migration in 2D fractures, *Phys. J. B*, Vol.13, No.2, pp.387-393, 2000.
- 30) 柄尾大輔, 松隈洋介, 阿部豊, 成合英樹 : 3次元格子ガスオートマトン法を用いた高空孔率多孔性固体の流動特性解析, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.68, No.666, pp.325-330, 2002.
- 31) Brown, S. R. : Transport of fluid and electric current through a single fracture, *J. Geophys. Res.*, Vol. 94, No.B7, pp.9429-9428, 1989.
- 32) Gutfraind, R., Lippolito, I. and Hansen, A. : Study of tracer dispersion in

self-affine fractures using lattice-gas automata, *Phys. Fluids*, Vol.7, No.8,
pp.1938-1948, 1995.

(2008.4. 7 受付)

STUDY ON PERMEABILITY CHARACTERISTICS OF ROCK DISCONTINUITIES UNDER SHEAR DEFORMATION USING LATTICE-GAS AUTOMATON METHOD

Satoshi NISHIYAMA, Yuzo OHNISHI, Atsushi SAWADA and Takao YANO

This paper describes the simulation method to explain the mechanism of the permeability characteristics of specimens with single discontinuities under shear through shear-flow coupling tests, showing that on the shear stress-displacement curve obtained by the constant normal load testing, the water flowing through the discontinuities have different transmissibility-aperture width relation before or after the yield range. As a technique to serve this purpose, the lattice gas automaton method, which is to substitute the fluid with particles and repeat letting them collide. With this technique, the factors of surface structure of discontinuities that determine the shear/permeability characteristics are identified.