熱伝導性を有する多孔質体中の自然対流現象に対する 多相場モデルの適用性

Applicability of Multiphase Model to Natural Convection Flows
in Porous Media with Thermal Conductivity

鳥生大祐*・牛島省**

Daisuke TORIU and Satoru USHIJIMA

*学生会員 京都大学大学院工学研究科 (〒 615-8530 京都府京都市西京区京都大学桂)

**正会員 工博 京都大学教授 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)

A computational method was investigated to deal with the fluid-structure thermal interaction as well as the mechanical interactions. For this purpose, our multiphase model was improved in order to estimate non-isotropic thermal conductivity in the computational cell including different phases using subcell numerical procedures. The proposed computational method was applied to the natural convection flows driven by temperature difference in the fluid-saturated porous media, consisting of heat conductive solid matrix. As a result of computations, the validity of non-isotropic model was confirmed by comparing the theoretical results. In addition, it was shown that the natural convection flows, which arise in the vertical and horizontal rectangular boxes filled with many spherical objects, are reasonably predicted in the present method.

Key Words : *Fluid-structure thermal interaction, Porous media, Natural Convection, Multiphase Model*

1. 諸言

多孔質体中の自然対流の詳細な解明は工学的に非常に重要である。例えば、地下の地熱貯留層周辺の亀裂を有する岩体は多孔質体と考えられ、その内部での熱水の流動とそれに伴う熱移動の詳細な解明は、地熱を効率よく採取する上で欠かせない¹⁾。

多孔質体中の自然対流の詳細な解析方法の1つとして、数値シミュレーションによって多孔質体中の流動、熱移動を再現する方法が挙げられる。増田ら²⁾は、基礎的にダルシー則を用いて地熱貯留層内の熱移動の解析を目的とした数値解析プログラムを開発し、立方体内の飽和多孔質体中の自然対流の3次元数値解析を行った。この手法では、流体と多孔質体を区別しないため、計算を行う際に多孔質体の透水係数や、間隙の流体と多孔質体の平均化された熱伝導率が必要となる。この透水係数や多孔質体の平均化された熱伝導率を用いて、現在までに多くの計算が行われている^{3)・4)}。このような手法は、広い領域において多孔質体中の自然対流現象の概要を把握する場合には非常に有効である。

一方で、透水係数や多孔質体の平均化された熱伝導率は、多孔質体を構成する固体粒子配置の影響を強く受け、空間的に一様でない場合もある。したがって、より厳密かつ詳細に多孔質体中の自然対流の計算が必要な場合、固体粒子よりも十分細かい流体計算格子を用いて、透水係数や多孔質体で平均化された熱伝導率などを用いず、多孔質体の間隙における流動・熱移動や

固体粒子内部での熱伝導を直接計算する手法が望ましい。また、多孔質体は非常に複雑な内部構造を有するため、上記のような計算を行うためには、多孔質体の固体領域と間隙の流体領域を容易に扱える手法の構築が必須となる。

以上のような背景をふまえ、著者ら⁵⁾は単純な構造格子を利用し、多相場モデル⁶⁾に対して多相間の熱的連成を考慮することで、多孔質体の固体領域と、間隙の流体領域を容易に扱える流体・固体・熱連成モデルを新たに提案した。そして、モデルの基本的な特性を検証するために、同軸二層円筒の熱伝導計算、発熱水平円柱周りの自然対流計算を行い、良好な結果を得た。しかし、多孔質体中の自然対流への適用性の検証については、簡単な数値実験を行って考察を加えたに留まっている。そこで本論文では、多孔質体に対し以下の計算を行い、提案したモデルの多孔質体中の自然対流への適用における基本的な特性について検討する。

- 水平方向に温度勾配を与えた自然対流：
 - － 稲葉ら⁷⁾による実験を再現し、温度分布を比較する。また、流速分布や流体、固体粒子内部の温度分布変化についての考察を行う。
 - － 与える温度勾配を変化させた場合の温度分布変化について検証する。
- 鉛直方向に温度勾配を与えた自然対流：
 - － 計算によって得られた対流パターンについて検討し、考察を加える。

2. 数値解析手法

2.1 多相場モデル

本研究では、多孔質体を構成する固体粒子と間隙の水から成る多相場を物性値が異なる2つの流体の混合体として扱う多相場モデル⁷⁾を用いる。非圧縮性流体から成る多相場の基礎式⁸⁾は、以下の非圧縮条件、保存形表示された質量保存則、運動方程式、内部エネルギー式の4式である。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + g_i \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{\partial(\rho e u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad (4)$$

ここで x_i は3次元直交座標系の i 座標成分, g_i は重力加速度の x_i 方向成分, ρ, μ, p, q_j はそれぞれ計算セル内で体積平均された密度, 粘性係数, 圧力, 熱流束, u_i, e は計算セル内で質量平均された x_i 方向の流速成分と内部エネルギーである。各セルにおける固体体積の推定法については2.2節において述べる。内部エネルギーと温度の関係式には以下の式を用いる。

$$e = C_p T \quad (5)$$

ここで, C_p は計算セル内で体積平均された定圧比熱, T は計算セル内で質量平均された温度である。また, 粘性応力 τ_{ij} , 熱流束 q_j の構成方程式には以下のニュートン流体の仮定とフーリエの法則を用いる。

$$\tau_{ij} = \frac{\partial(\mu u_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial(\mu u_j)}{\partial x_i} \quad (6)$$

$$q_i = -\bar{\lambda}_i \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (i \text{ についての和は取らない}) \quad (7)$$

$\bar{\lambda}_i$ は固体形状による熱伝導の異方性を考慮した各方向の熱伝導率を表す⁵⁾。この $\bar{\lambda}_i$ の推定法については2.3節において述べる。今回、間隙を満たす流体は280.65 ~ 305.65 [K] (7.5 ~ 32.5 [C°]) の水を想定し、温度変化による密度の変化は以下の線形関係を仮定する。

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \beta(T - T_0)} \quad (8)$$

ここで, β は体膨張係数, ρ_0, T_0 は流体の基準密度, 温度である。なお, 式(8)による密度の変化は式(3)においてのみ考慮される。したがって, 式(1), (2)から自動的に $D\rho/Dt = 0$ が成り立つ。また, μ は温度依存性を考慮し, 以下の式で評価した。

$$\mu = \mu_0 \exp[-c(T - 273.15)] \quad (9)$$

ここで $\mu_0 = 3.8 \times 10^2$ [kg/(m·s)], $c = 2.0 \times 10^{-2}$ [1/K] である。

図-1 フローチャート

基礎式(1)から(4)を有限体積法によりコロケート格子上で離散化し、演算を行う。計算手順を以下に示す。

- 構造物(多孔質体)の情報を読み込み、計算格子に占める固体体積割合から物性値を計算する。
- C-ISMAC 法⁹⁾を用いて陰的に温度計算を行う。
- 温度依存性を持つ物性値 ρ, μ を更新する。
- 非圧縮性流体解法である SMAC 法⁸⁾に基づき流体計算を行う。SMAC 法の過程は大きく、予測段階, 圧力計算段階, 修正段階の3つの段階に分けられる。
 - － 予測段階: 陰的解法である C-ISMAC 法⁹⁾を使ってセル中心での流速の推定値を計算。
 - － 圧力計算段階: C-HSMAC 法¹⁰⁾を用いて, BiCGSTAB 法¹¹⁾で圧力変化量の連立一次方程式の数値解を求める。
 - － 修正段階: 圧力計算段階で得られた圧力から, 次ステップの流速を計算。
- 固体の影響を考慮した各状態量の平均値を計算。

以上の手順を反復して行い、時間発展的に数値解を求めていく。上記の計算手順をまとめたフローチャートを図-1に示す。図中の n は時間ステップ数, N は最大時間ステップ数, ϕ は1時間ステップ当たりの状態量の変化量, ε は ϕ に対するしきい値を表す。

2.2 固体の取り扱い

図-2 四面体要素で表された固体粒子

図-3 固体領域の推定

本手法において、多孔質体を構成する固体粒子は図-2のように、流体計算セルとは別に四面体要素で表される。そして、図-3に示すように、計算セルを更に小さく分割したサブセルが固体を表す四面体要素内に含まれるかを判定し、固体領域を推定する四面体サブセル法¹²⁾を用いて、計算セル内に占める固体の体積割合を容易かつ高精度に推定する。なお、図-3において、青線は流体計算セル、黒線はサブセル、黄色の領域は固体領域を表す。

2.3 相境界を含むセルでの熱伝導率の評価

著者らは文献⁵⁾において、相境界の形状による熱伝導の異方性を考慮した熱伝導率 $\bar{\lambda}_i$ の有効性を示した。文献⁵⁾の結果を受け、今回も熱流束 q_i の評価には $\bar{\lambda}_i$ を用いることとする。

$\bar{\lambda}_i$ の推定手順を以下に示す。

- 各流体計算セルにおいて、サブセルに流体、固体の物性値をそれぞれ設定する。
- 各流体計算セル内で x_i 方向について、それぞれ以下の式で表されるセル内熱伝導計算をサブセルを用いて定常状態になるまで行う。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{sb} C_{sb} T_{sb}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda_{sb} \frac{\partial T_{sb}}{\partial x_i} \right) \quad (10)$$

図-4 x_1 方向のセル内熱伝導計算の計算領域 (l_i は流体計算セルの各方向の長さ)

ここで、 ρ_{sb} 、 C_{sb} 、 λ_{sb} 、 T_{sb} はそれぞれ、サブセルでの密度、定圧比熱、熱伝導率、温度を表す。なお、計算条件は図-4のように、例えば x_1 方向にセル内熱伝導計算を行う際は、 x_1 方向に温度勾配 $\Delta T = T_h - T_c$ を与え、その他の境界面は断熱条件とする。

- 得られた各計算セルにおける、各方向の定常状態での熱フラックス Q_i から $\bar{\lambda}_i$ を計算する。例えば $\bar{\lambda}_1$ を求める場合には以下の式が用いられる。

$$Q_1 = l_2 l_3 \bar{\lambda}_1 \frac{T_h - T_c}{l_1} \quad (11)$$

ここで、 l_i は流体計算セルの x_i 方向の長さ、 T_h 、 T_c はそれぞれ、加熱、冷却面温度を表す。

以上のようにして推定される $\bar{\lambda}_i$ を用いることで、流体計算セル内の固体形状による熱伝導の異方性を高精度に評価できる。なお、セル内熱伝導計算は各流体計算セルの各方向に対して行われる。したがって、相境界を含む計算セルの総数が n_s 個だとすると、計算領域全体で $3n_s$ 回のセル内熱伝導計算が行われる。しかし、物体の移動、物性値やセルサイズの変更がなければ、一度算出された各セルの $\bar{\lambda}_i$ は繰り返し使用することが可能である。つまり、物性値の設定段階で $\bar{\lambda}_i$ を計算すれば、流体計算のステップ毎に $\bar{\lambda}_i$ を更新する必要はない。

2.4 MPIを用いた3次元領域分割型の並列化

文献⁸⁾と同様の手法で、分散メモリシステムの並列化ライブラリである MPI(Message Passing Interface)¹³⁾を用いた3次元領域分割法¹⁴⁾による並列化を計算手法に利用した。領域分割法では、計算領域を複数の小領域(サブドメイン)に分割する。各サブドメイン内の計算はそれぞれ独立なメモリを有するプロセスとして並列的に行われる。その際、隣接サブドメイン内の情報が必要となった場合には、MPIを利用してプロセス間で通信を行う。

以降は計算領域を各方向に分割する際、 x_1 方向に l 分割、 x_2 方向に m 分割、 x_3 方向に n 分割するような並列化を $l \times m \times n$ 並列と表記する。

3. 多孔質体中の自然対流への適用性

3.1 水平方向に温度勾配を与えた多孔質体中の自然対流

図-5 計算領域

図-6 多孔質体

図-7 四面体要素で表された球

稲葉ら⁷⁾の実験と同様の条件を設定し、水平方向に温度勾配を与えた多孔質体中の自然対流計算を行った。計算領域を図-5に示す。 s_i は計算領域の x_i 方向長さで、 $s_1 = s_2 = 0.066$ [m], $s_3 = 0.33$ [m], T_h は加熱面温度、 T_c は冷却面温度を表し、 $\Delta T = T_h - T_c = 25$ [K], 他の壁面は断熱壁とした。流体の初期温度は $T_0 = T_c$ とした。計算領域内に、1層につき 6×6 , すなわち 36 個の球を並べ、これを 30 層まで積み上げて計 1080 個の球を充填した(図-6)。先に述べたように、本研究において、固体は四面体要素によって計算セルとは別に表現される。今回使用した球は図-7のように合計 412 の四面体要素で表される。

球はソーダガラスを想定し、密度 $\rho_s = 2.52 \times 10^3$ [kg/m³], 熱伝導率 $\lambda_s = 1.03$ [W/(m·s)], 定圧比熱 $C_{ps} = 800$ [J/(kg·K)], 直径は $d = 0.011$ [m], 間隙は水で満たされているとし、 $\rho_w = 1.0 \times 10^3$ [kg/m³], $\lambda_w = 6.1 \times 10^{-1}$ [W/(m·s)], $C_{pw} = 4.2 \times 10^3$ [J/(kg·K)], 体膨張係数 $\beta = 2.1 \times 10^{-4}$ [1/K] である。境界条件は、 x_1 軸と直交する境界面に non-slip, 壁面温度 T_h, T_c を与え、 x_2 軸と直交する境界面に free-slip, 断熱条件, x_3 軸と直交する境界面に non-slip, 断熱条件を与えた。計算セル数は $48 \times 48 \times 240$, サブセル分割数は $8 \times 8 \times 8$, 並列数は $3 \times 3 \times 12$ 並列として計算を行った。

(a) $t = 500$ [s] (b) $t = 1000$ [s] (c) 定常状態

■ : T_h , ■ : $(T_h + T_c)/2$, ■ : T_c

図-8 $x_2^* = 1/2$ における温度分布

(a) $t = 500$ [s] (b) $t = 1000$ [s] (c) 定常状態

■ : T_h , ■ : $(T_h + T_c)/2$, ■ : T_c

図-9 $x_2^* = 5/12$ における温度分布

計算によって得られた、各時刻の $x_2^* = 1/2$, $x_2^* = 5/12$ における温度分布をそれぞれ図-8と図-9に示す。ここで x_i^* は $x_i^* = x_i/s_i$ と定義される。なお、図-8, 図-9において、赤領域が高温 ($T = T_h$), 青領域が低温 ($T = T_c$) を表す。 $x_2^* = 1/2$ では流体が占める割合が多いため、対流によって熱が移動する。そのため、

図-8では、間隙に沿った熱の移動が見受けられる。一方、 $x_2^* = 5/12$ では固体が占める割合が多く、主に熱伝導によって熱が移動する。そのため、間隙に沿った熱の移動は少なく、温度分布は図-9のような分布となる。このように、固液境界の境界条件を設定することなく、流体、固体の温度を統一的に計算できる点が本手法の特徴である。

次に、定常状態 ($t = 12.5 \times 10^3$ [s]) における温度分布について、計算結果と稲葉ら⁷⁾による実験結果との比較を行ったものを図-10に示す。計算結果は $x_2^* = 1/2$ における値を用いた。なお、図中の T^* は以下のように定義される。

$$T^* = \frac{T - T_{\frac{1}{2}s_3}}{T_h - T_{\frac{1}{2}s_3}} \quad (12)$$

ここで $T_{\frac{1}{2}s_3}$ は $x_2^* = x_3^* = 1/2$ での温度を表し、 $T_{\frac{1}{2}s_3} = 291.53$ [K] であった。図-10から、提案したモデルが多孔質体中の温度分布を比較よく再現できていることがわかる。しかし、 $x_1^* = 0.2, 0.8$ 付近で実験結果とのずれが若干大きくなった。このような差異が生じた原因の1つとして、実験における多数の粒子配置を完全に再現することは困難であるため、今回は図-6のように単純かつ均等な粒子配置で計算を行ったことが挙げられる。なお、計算条件の設定において、空隙率や粒子径などの値は、多孔質体中の自然対流を規定する無次元数 $R = R_a \kappa / (s_1 s_3)$ が実験とできる限り近い値となるように設定を行った。この R は増岡ら¹⁵⁾によって導かれた無次元数である。 R_a はレイリー数、 κ は浸透性を表す。

次に、計算によって得られた流速分布を図-11、図-12に示す。図-11は $x_1^* = x_2^* = 1/2$ における u_1^* 、図-12は $x_2^* = x_3^* = 1/2$ における u_3^* の分布をそれぞれ表す。なお、 u_i^* は以下のように定義される

$$u_i^* = \frac{u_i}{U_i} \quad (13)$$

ここで U_i は領域内の各流速成分の絶対値の最大値を表し、定常状態において $U_1 = 2.8 \times 10^{-3}$ [m/s]、 $U_3 = 1.3 \times 10^{-2}$ [m/s] であった。図-11が示すように、計算領域上部では x_1 方向正の向きの流れが、底部では x_1 方向負の向きの流れが生じている。また、図-12から、加熱面側では上昇流が、冷却面側では下降流が生じている。これより、計算領域内で時計回りの循環流れが発生していることがわかる。なお、図-11、図-12において、流速が0となっている領域は固体領域であり、その数は図-11で30、図-12で6と各方向に並べられた粒子数に対応する。以上、計算によって得られた温度分布や各方向の流速分布が示すように、多相場モデルと粒子形状による熱伝導の異方性を適切に表現できる $\bar{\lambda}_i$ を用いることで、多孔質体の間隙における流動・熱移動や固体粒子内部の熱移動を直接計算することが可能である。

図-10 実験結果との比較

図-11 u_1^* の分布

図-12 u_3^* の分布

本手法では、液体と固体を含む計算格子内の熱移動は各相の体積割合に基づいて平均化された変数や、 $\bar{\lambda}_i$ を用いて近似計算されるため、粒子径に対して格子は十分に小さく設定される必要がある。今回は1個の粒子に対して、 $8 \times 8 \times 8$ 個の計算格子を用いて計算を行ったが、 $10 \times 10 \times 10$ 個、 $12 \times 12 \times 12$ 個の計算格子を用いて同様の計算を行った結果と大きな違いはなかった。したがって、今回の計算条件では1個の粒子に対して $8 \times 8 \times 8$ 個の計算格子で十分に妥当な解が得られると考えられる。なお、温度については考慮されていないが、同様の手法で球周辺の乱流を直接計算した既往の研究^{6),16)}では、レイノルズ数が 5×10^3 程度までは1個の球に対し $8 \times 8 \times 8$ 個の計算格子で、妥当な結果が得られることが確認されている。本手法を用いた場合の様々なレイノルズ数における粒子径に対する適切な格子幅の設定については、今後更に検討が必要である。

最後に、温度勾配 ($\Delta T = T_h - T_c$) を変化させて計算を行い、定常状態での温度分布を比較した。多孔質体内の自然対流を規定する無次元数として、先に述べた $R = R_a \kappa / (s_1 s_3)$ を用いる。なお、増岡らによって、 $R < 1 \sim 10$ では対流が弱くなり、熱伝導が支配的となることが示されている¹⁵⁾。今回は温度勾配 ΔT を $0.02 \sim 25$ [K] の範囲で変化させた。

$x_1^* = x_2^* = 1/2$ における鉛直方向の温度分布を比較した結果を図-13 に、 $x_2^* = 1/2$ における温度分布を図-14 に示す。図-13 が示すように、 R が大きくなるに伴い、対流の効果が強くなって T^* の分布がある一定の傾き (今回の場合は2) に漸近した。増岡ら¹⁷⁾による実験においても同様の傾向が確認されている。また、 $R < 1 \sim 10$ では対流の効果が小さくなり、熱伝導が支配的となって鉛直方向に温度分布が一樣となる傾向も再現されている。図-14 から R が大きくなるに従い、流体領域と固体領域の温度差が大きくなっており、対流によって熱が間隙を移動する様子が確認できる。

図-13 T^* の比較

図-14 $x_2^* = 1/2$ における温度分布

3.2 鉛直方向に温度勾配を与えた多孔質体中の自然対流

鉛直方向に温度勾配を与えた多孔質体中の自然対流を計算した。計算領域を図-15 に示す。 s_i は計算領域の x_i 方向長さで、 $s_1 = 0.33$ [m], $s_2 = s_3 = 0.066$ [m] とした。また、 T_h は底面の加熱温度、 T_c は上面の冷却温度を表し、 $\Delta T = T_h - T_c = 25$ [K] として計算を

図-15 計算領域

図-16 多孔質体

行った。また、他の壁面は断熱壁とした。流体の初期温度は $T_0 = T_c$ とした。この領域に、図-16 のように1層に 30×6 、すなわち 180 個の球を並べ、これを6層まで積み上げて計 1080 個の球を充填した。各物性値の設定に関しては、前節 3.1 と同様である。

境界条件は、 x_1 軸と直交する境界面に non-slip、断熱条件、 x_2 軸と直交する境界面に free-slip、断熱条件、 x_3 軸と直交する境界面に non-slip、温度 T_h 、 T_c を与えた。計算セル数は $240 \times 48 \times 48$ 、サブセル分割数は $8 \times 8 \times 8$ 、並列数は $12 \times 3 \times 3$ 並列として定常状態になるまで計算を行った。

計算によって得られた定常状態での $x_2^* = x_3^* = 1/2$ における x_3 方向の流速成分 u_3^* の分布を図-17 に、 $x_2^* = 1/2$ における温度分布を図-18 に示す。なお、 x_i^* は $x_i^* = x_i/s_i$ と定義される。また、 u_3^* は領域内における u_3 の絶対値の最大値 U_3 を用いて、 $u_3^* = u_3/U_3$ と定義される。なお、 $U_3 = 1.09 \times 10^{-2}$ [m/s] であった。

図-17 $x_2^* = 1/2$ における u_3^* の分布

T_h : ■, $(T_h + T_c)/2$: ■, T_c : ■

図-18 $x_2^* = 1/2$ における温度分布

図-19 ベナール・セル型の自然対流のイメージ

これらの図が示すように、領域内でベナール・セル型¹⁸⁾の自然対流が複数発生していることが分かる。ベナール・セル型の自然対流は、薄い層状の流体に対して鉛直方向に温度勾配を与えた場合に発生する。今回の計算条件では、 $x_2^* = 1/2$ において図-17、図-18 から、図-19 のように x_1 方向に時計回りと反時計回りの渦が交互に形成されていることがわかる。これは、典型的なベナール・セル型の自然対流に見られる特徴と一致する。

図-20 は $x_3^* = 1/12, 1/2, 11/12$ における温度分布、図-21 は $T = 0.7T_h$ の等温面をそれぞれ表す。これらの図から、領域内では複数のベナール・セル型の自然対流が不規則に発達し、複雑な三次元循環流れが発生していることが分かる。多孔質体を含まない流体層においては、鉛直方向に与える温度勾配が比較的大きくなると、複数のベナール・セル型の自然対流が不規則に発生することが稲垣ら¹⁹⁾の実験によって確認されている。多孔質体を含む場合については、稲葉ら⁷⁾が今回の計算条件と同様の厚さの多孔質層に対して、鉛直方向に温度勾配 27.5 [K] を与えた実験を行っている。その結果、領域内に複数のベナール・セル型の自然対流の発生が確認されている。また、実験結果において水平方向の温度分布が非対称となっていることから、複数のベナール・セル型の自然対流が不規則に発生したと考えられる。今回の計算条件においても、流体層の厚さ s_3 に対し、 x_3 方向に与える温度勾配が比較的大きかったため、領域内で複数のベナール・セル型の自然対流が不規則に発生したと考えられる。

以上、計算によって得られた定常状態の流速、温度分布から、領域内で複数のベナール・セル型自然対流の不規則な発生が確認でき、妥当な結果が得られたと考えられる。したがって、本手法は鉛直方向に温度勾配を与えた多孔質体内の自然対流についても、適用が可能であるといえる。

図-20 $x_3^* = 1/12, 1/2, 11/12$ における温度分布

図-21 等温面 ($0.7T_h$)

4. 結言

本論文では、熱伝導性を有する多孔質体中の自然対流現象に対する多相場モデルの適用性について検討した。得られた結果は以下の通りである。

- 水平方向に温度勾配を与えた場合。
 - － 定常状態における水平方向の温度分布について、実験結果と比較的よく一致した。
 - － 流速分布についても、領域内での自然対流の発生を確認するのに十分な結果を得た。
 - － 与える温度勾配を変化させたところ、鉛直方向の温度分布について実験と同様の傾向が得られた。
- 鉛直方向に温度勾配を与えた場合。
 - － 定常状態において得られた流速、温度分布から、領域内で複数のベナール・セル型の自然対流の発生を確認した。

今後の課題として以下の項目を挙げる。

- 実現象への適用性をより詳しく検証するため、粒子数を増やして大規模な自然対流計算を行い、実験結果との定量的な比較を厳密に行う。
- 粒子径に対する適切な格子幅について検討する。

- 間隙に自由水面や気泡が存在する不飽和多孔質体への適用性を検証する。

参考文献

- 1) 木村繁男, 米谷道夫, 池庄民夫, 白石正夫: 地熱貯留層内に埋設された超大型ヒートパイプへの集熱量評価方法, 日本地熱学会誌, 10 巻 2 号, pp. 89–107, 1988.
- 2) 増田善雄, 木村繁男, 林一夫: 飽和多孔質体内での自然対流の三次元数値解析 (対流パターンの安定性), 日本機械学会論文集 (B 編), 60 巻 571 号, pp. 238–242, 1994.
- 3) 饒燕飛, 福田研二, 長谷川修: 水平環状多孔質内非定常三次元自然対流のガラキン法による解析, 日本機械学会論文集 (B 編), 54 巻 500 号, pp. 938–947, 1988.
- 4) 木村繁男, 岡島厚: 透水率に異方性を有する飽和多孔質層内の側方加熱による自然対流熱伝達, 日本機械学会論文集 (B 編), 64 巻 618 号, pp. 471–476, 1998.
- 5) 鳥生大祐, 牛島省: 多相場モデルを用いた多孔質体内の自然対流の 3 次元計算, 土木学会論文集 B1(水工学), Vol. 69, No.4, pp. I.613–I.618, 2013.
- 6) 牛島省, 山田修三, 藤岡奨, 瀬津家久: 3 次元自由水面流れによる物体輸送の数値解法 (3D MICS) の提案と適用性の検討, 土木学会論文集, Vol. 810/II-74, pp. 79–89, 2006.
- 7) 稲葉英男, 福田武幸: 傾斜多孔質内の自然対流熱伝達, 日本機械学会論文集 (B 編), 52 巻 473 号, pp. 94–101, 1986.
- 8) Maruyama, K., Toriu, D. and Ushijima, S.: Parallel Computation for Fluid-Structure Thermal Interactions with Multiphase Modeling, 10th World Congress on Computational Mechanics, 2012.
- 9) 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, No. 719/II-61, pp. 21–30, 2002.
- 10) 牛島省, 奥山洋平: 非圧縮性流体計算における C-HSMAC 法と SOLA 法の収束性, 土木学会論文集, Vol. 747/II-65, pp. 197–202, 2003.
- 11) Vorst, H. A. V. D.: BI-CGSTAB : A first and smoothly converging variant of BI-CG for the solution of nonsymmetric linear systems, SIAM J. Sci. Stat. Comput., Vol. 13, pp. 631–644, 1992.
- 12) 牛島省, 牧野統師, 瀬津家久: 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. 787–791, 2007.
- 13) Gropp, W., Luskand, E. and Thakur, R.: Using MPI-2, The MIT Press, 1999.
- 14) 榎山和男, 西村直志, 牛島省: 計算力学レクチャーシリーズ 3 並列計算法入門, 丸善出版株式会社, 2003.
- 15) 増岡隆士: 多孔媒質と垂直固体壁面間の自然対流熱伝達の研究, 日本機械学会論文集, 34 巻 259 号, pp. 491–500, 1968.
- 16) 瀧口智志, 梶島岳夫, 三宅裕: 固体粒子と乱流の相互作用の数値計算法, 日本機械学会論文集 (B 編), 64 巻 625 号, pp. 2804–2810, 1998.
- 17) 増岡隆士, 横手洋一郎, 勝原哲治: 垂直多孔質層内の自然対流熱伝達, 日本機械学会論文集 (B 編), 46 巻 410 号, pp. 1993–1999, 1975.
- 18) 日本機械学会: 伝熱工学, 丸善出版株式会社, 2005.
- 19) 稲垣照美, 金児繁信, 羽鳥雅一, 椎名保顕: 自由界面を有する矩形容器内自然対流の伝熱現象と赤外線計測, 日本機械学会論文集 (B 編), 70 巻 699 号, pp. 2959–2966, 2004.

(2013 年 3 月 18 日 受付)