

多相場数値解析手法を用いた高温自然対流場 における粒子輸送特性の解明

A basic study on transportation of solid particles
due to natural convection with large temperature variations
using multiphase computational method

研究代表者 京都大学学術情報メディアセンター 助教 鳥生 大祐

Daisuke Toriu

This study proposes a multiphase computational method using an orthogonal structured grid system to investigate the transport characteristics of solid particles in natural convection with large temperature variations. In the proposed method, the speed of sound is reduced artificially to improve the Courant-Friedrichs-Lewy condition of compressible fluids. This enables us to easily accelerate computations of compressible low-Mach-number flows with fully explicit algorithms. To investigate the basic characteristics of the proposed method, it was applied to the natural convection in square cavities with and without static solid objects. As a result, it was confirmed that the obtained results are in good agreement with reference results and computations are accelerated by using appropriate values of the parameter to reduce the speed of sound. Furthermore, through the numerical experiment, it was also demonstrated that the proposed method enables us to predict the transportation of circular solid objects due to the natural convection with large temperature variations.

要旨

本研究では、高温自然対流場における粒子輸送特性を解明するための多相場数値解析手法を構築した。この手法では、移動する固体と流体の力学的、熱的連成を単純な直交構造格子上で計算する。また、流体計算において流体の圧縮性を考慮するため温度変化の大きな問題に適用可能であり、音速を人工的に抑制する手法を用いることで完全陽的なアルゴリズムで高速に計算を行える。提案手法の基本的な特性を確認するために、比較的大きな温度差を設定し、固体を含まない場合や複数の静止円形固体を含む場合のキャビティ内自然対流を計算した。その結果、音速を抑制するためのパラメータを適切に設定すれば、計算時間を大幅に短縮しつつ、既往研究と同様の計算結果が得られることを確認した。また、移動する複数の円形固体を含むキャビティ内高温自然対流の数値実験を行い、自然対流によって円形固体が輸送されていく過程を計算できることを確認した。

1. 緒言

固体粒子群を含む非等温流れは様々な工業プロセスや自然現象においてみられ、その数値解析手法に関する研究が盛んに行われている。温度変化が比較的小さい低マッハ数の流れに対しては、Boussinesq

近似を施した非圧縮性流体の基礎方程式を解く手法を利用するのが一般的である。一方で、流体の温度変化が大きい場合には、例えば自然対流のようにマッハ数が非常に小さな場合でも、妥当な計算結果を得るためには流体の圧縮性を考慮する必要がある。

著者ら⁽¹⁾は既報において、低マッハ数の圧縮性流れと移動する固体の熱連成問題を空間に固定された直交構造格子上で計算する手法を提案した。この手法では、圧縮性流体の基礎方程式について、移流、拡散、圧力および外力項を分離し、フラクショナルステップ法に基づいて各変数を段階的に更新する。特に、拡散項の計算段階では、計算セルに含まれる各相の体積割合に基づいて相平均された熱伝導方程式を解いて温度を更新することで、流体と固体間の熱的相互作用を計算する。また、流体と固体間の力学的相互作用の計算には、牛島ら⁽²⁾やKajishimaら⁽³⁾のように、各計算セルに占める固体の体積割合に応じて固体を含む計算セルに固体の運動量や流速を強制する手法を用いる。

圧縮性流体の基礎方程式を用いて低マッハ数流れを陽的に計算する場合、計算の時間刻み幅は音速に基づく CFL(Courant-Friedrichs-Lewy) 条件によって制限されるため、十分な時間発展を行うためには膨大な時間ステップ数が必要となる場合がある。そこ

で既報⁽¹⁾では、圧力項による変数の変化を計算する際に陰的な手法を用いることで上記の音速に基づく CFL 条件を緩和している。これに対し、音速そのものを人工的に抑制することで音速に基づく CFL 条件を緩和し、低マッハ数流れを完全陽的に計算可能な音速抑制法^(4,5,6)が提案されている。

著者ら⁽⁷⁾も、基礎方程式の移流、拡散、圧力及び外力項を分離して変数を段階的に更新する過程で音速を人工的に抑制し、流体の圧縮性を考慮して高温差の自然対流を陽的に計算する手法を提案している。この手法では、理想気体の状態方程式を用いて密度、温度から圧力を計算する際に圧力の変化を抑制するパラメータを導入し、このパラメータの値によって音速を調整する。本研究では、この音速抑制法を既報⁽¹⁾で提案した低マッハ数の圧縮性流れと移動する固体の熱連成計算手法に導入することで、高温自然対流場における固体粒子群輸送を計算可能な数値解析手法を構築する。また、いくつかの簡単な数値実験を行い、手法の適用性を確認する。

2. 数値解析手法

2.1 基礎方程式

音速の抑制方法の概要を述べるために、本研究で用いた流体の質量保存則、運動方程式、エネルギー式を以下に示す。

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

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p_{ps}}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \rho g_i \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho e u_j)}{\partial x_j} = & -p_{ps} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \\ & + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 t は時間、 x_i は直交座標系の座標成分、 ρ は密度、 u_i は流速成分、 p_{ps} は音速を抑制するための擬似圧力、 τ_{ij} は粘性応力成分、 g_i は重力加速度成分、 e は内部エネルギー、 λ は熱伝導率、 T は温度である。流体はニュートン流体で理想気体と仮定し、 τ_{ij} と e は以下のように表される。

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_m}{\partial x_m} \delta_{ij} \quad (4)$$

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

ここで、 μ は粘性係数、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタ、 c_v は定積比熱である。また、流体の温度が大きく変化する問題を扱うために、サザーランド式を用いて μ と λ の温度依存性を考慮した。

$$\mu(T) = \mu_r \left(\frac{T}{T_r} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_r + S}{T + S} \quad (6)$$

$$\lambda(T) = \mu(T) \frac{c_p}{Pr} \quad (7)$$

ここで、 c_p は定圧比熱、 Pr はプラントル数である。本研究において、 c_v 、 c_p 、 Pr は一定とし、それぞれ、 $c_v = 717.5 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ 、 $c_p = 1004.5 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ 、 $Pr = 0.71$ とした。また、 $\mu_r = 1.68 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ 、 $T_r = 273 \text{ K}$ 、 $S = 110.5 \text{ K}$ とした。

本研究において、音速を抑制するために運動方程式とエネルギー式に導入された p_{ps} は以下のように定義される。

$$p_{ps} = p_0 + \zeta \tilde{p} + (1 - \zeta) \bar{P}_f \quad (8)$$

ここで、 p_0 は圧力 p の初期値、 \tilde{p} は圧力の初期値からの変動分 ($\tilde{p} = p - p_0$)、 \bar{P}_f は \tilde{p} の空間平均値、 ζ は $0 < \zeta \leq 1$ を満たす時間的には変化するが空間的には一様なパラメータである。また、 p および p_0 は理想気体の状態方程式を満たし、例えば p は以下のように表される。

$$p = (\gamma - 1) \rho e \quad (9)$$

ここで、 γ は比熱比 ($\gamma = c_p/c_v$) である。

簡単のために 1 次元の問題を考え、さらに式(2)、(3)の粘性、熱伝導、外力の項を無視し、式(1)を用いて導出される非保存形式の Euler 方程式から、 p_{ps} を基礎方程式に導入した場合の音速 A を導出すると $A = \sqrt{\zeta} C$ となる。ここで、 C は以下のように与えられる。

$$C = \sqrt{\frac{\gamma p_{ps} + (1 - \zeta) (\tilde{p} - \bar{P}_f)}{\rho}} \quad (10)$$

上記のように、 A にはパラメータ ζ が含まれるため、 ζ の値を小さくすることで音速を人工的に低減させる。なお、マッハ数が十分小さい流れでは $|\tilde{p} - \bar{P}_f| \ll p$ が成り立ち、 $C \approx \sqrt{\gamma p / \rho}$ となるため、本研究では $C = \sqrt{\gamma p / \rho}$ とした。

2.2 計算手順の概要

本研究で提案する手法では、前節で示した基礎方

程式について、流体と固体間の力学的、熱的相互作用を考慮しつつ、フラクショナルステップ法に基づいて計算を行う。計算格子には等間隔の直交構造格子(スタガード格子)を用い、基礎方程式の離散化は特に断らない限り有限体積法に基づいて行う。図1に本研究における固体と計算セルの配置例を示す。図1の ϕ_f および ϕ_s は各計算セルに占める流体および固体の体積割合を表し、 $\phi_f + \phi_s = 1$ である。

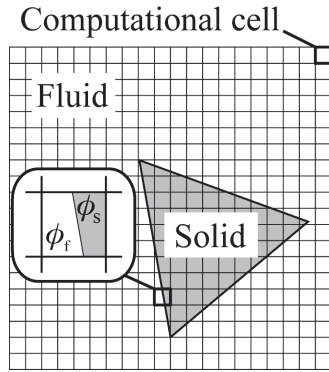


図1 固体と計算セルの配置例

まず、最初の計算段階では、式(1), (2), (3)の移流項(左辺第2項)による ρ , ρu_i , ρe の変化を陽的に計算する。具体的には、 ρ , ρu_i , ρe の移流方程式(保存形式)を5次精度のWENOスキーム^(8,9)と3次精度のTVD Runge-Kutta法⁽¹⁰⁾を用いて計算した。なお、本研究において μ , λ , ζ , Δt は各計算ステップの始めに決定され、各計算ステップ内では一定とする。先にも述べた通り、 μ , λ については式(6), (7)より計算される。また、 ζ , Δt の設定方法については後述する。

次に、基礎方程式(2), (3)の粘性項による流速と温度の変化を以下のように計算する。

$$\rho^{**} \frac{u_i^{**} - u_i^*}{\Delta t^n} = \frac{\partial \tau_{ij}^*}{\partial x_j} \quad (11)$$

$$\rho^{**} c_v \frac{T' - T^*}{\Delta t^n} = \frac{\partial \tau_{ij}^{**} u_i^{**}}{\partial x_j} - \frac{\rho^{**} u_i^{**} u_i^{**} - u_i^* u_i^*}{2 \Delta t^n} \quad (12)$$

ここで、上添字* および** はそれぞれ移流項及び粘性項の計算段階で更新された変数を表す。密度については式(1)が移流方程式であるため、 ρ^* が次の計算ステップ($n+1$ ステップ)の値となる($\rho^* = \rho^{**} = \rho^{n+1}$)。粘性項による温度変化を計算した後、

固体の物性値を考慮して熱伝導項による温度変化を以下のように計算する。

$$\rho^{**} c_v \frac{T^{**} - T'}{\Delta t^n} = \psi \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda_m \frac{\partial T'}{\partial x_j} \right) \quad (13)$$

$$\psi = \frac{\phi_f^n \rho_s c_s + \phi_s^n \rho^{**} c_v}{\rho_s c_s} \quad (14)$$

$$\lambda_m = \phi_s^n \lambda_s + \phi_f^n \lambda^n \quad (15)$$

ここで、 ρ_s , c_s , λ_s はそれぞれ固体の密度、比熱、熱伝導率であり、本研究ではそれぞれ一定とする。得られた T^{**} および ρ^{**} を用いて、 p_{ps}^{**} は以下のように計算される。

$$p_{ps}^{**} = p_0 + \zeta^n \tilde{p}^{**} + (1 - \zeta^n) \bar{P}_f^{**} \quad (16)$$

$$\tilde{p}^{**} = c_v (\gamma - 1) (\rho^{**} T^{**} - \rho_0 T_0) \quad (17)$$

次に、上記のようにして計算された p_{ps}^{**} を用いて、圧力および外力項による流速の変化を以下のように計算する。

$$\rho^{n+1} \frac{u_i' - u_i^{**}}{\Delta t^n} = - \frac{\partial p_{ps}^{**}}{\partial x_i} - \rho^{n+1} g_i \quad (18)$$

以上の計算で得られた流速分布から、Kajishimaら⁽³⁾と同様に固体の並進と回転の運動方程式を解いて固体を移動させる。詳細は割愛するが、Kajishimaら⁽³⁾の手法において固体が流体から受ける全外力は、各セルの速度を体積平均速度に強制するための外力項 f_p の体積積分によって与えられる⁽¹¹⁾。なお、本研究では、 f_p を以下のように計算する。

$$f_p = \frac{\phi_s^n (u_{i,s}^n - u_i')}{\Delta t^n} \quad (19)$$

ここで、 $u_{i,s}$ は各セルにおける固体速度を表す。また、固体間や固体と壁面間の反発力はGlowinskiら⁽¹²⁾と同様の方法で計算した。

固体の移動計算から得られた次のステップの固体速度を用いて、次のステップの流速を以下のように計算する。

$$u_i^{n+1} = \phi_s^{n+1} u_{i,s}^{n+1} + \phi_f^{n+1} u_i' \quad (20)$$

次のステップの温度は、エネルギー式の圧力項を考慮して以下のように計算される。

$$\rho^{n+1} c_v \frac{T^{n+1} - T^{**}}{\Delta t^n} = - p_{ps}^{**} \frac{\partial u_j^{n+1}}{\partial x_j} \quad (21)$$

なお、式(21)の離散化については有限差分法に基づいて行う。最後に、次のステップの擬似圧力 p_{ps}^{n+1} を式(16), (17)と同様にして、 T^{n+1} および ρ^{n+1} から計算する。

本研究において、 ζ は以下の r_U あるいは r_T に基づいて各時間ステップの最初に更新される。

$$r_U^n = \frac{\sqrt{\zeta^n C^n}}{U_r} \quad (22)$$

$$r_T^n = \frac{\sqrt{\zeta^n C^n} L_r}{\alpha^n} \quad (23)$$

ここで、 U_r は参照流速、 L_r は参照長さ、 α は流体の熱拡散率である。 r_U および r_T は各計算セルで定義され、それらの空間最大値が予め設定しておいた値、 R_U および R_T となるように ζ が決定される。すなわち、 r_U と r_T に基づいて決定された ζ はそれぞれ以下のように表される。

$$\zeta_U^n = \left[R_U \max \left(\frac{U_r}{C^n} \right) \right]^2 \quad (24)$$

$$\zeta_T^n = \left[R_T \max \left(\frac{\alpha^n}{C^n L_r} \right) \right]^2 \quad (25)$$

ここで、上式中 \max は空間最大値を取ることを表す。また、本研究の計算は全て2次元で行うものとし、本来の音速に基づいて計算したクーラン数 N_{CS} 、 p_{ps} の導入によって低減された音速に基づいて計算したクーラン数 N_{CRS} を各計算セルにおいてそれぞれ以下のように定義する。

$$N_{CS}^n = \Delta t^n \max_{i=1,2} \frac{|u_i^n| + C^n}{\Delta x_i} \quad (26)$$

$$N_{CRS}^n = \Delta t^n \max_{i=1,2} \frac{|u_i^n| + \sqrt{\zeta^n C^n}}{\Delta x_i} \quad (27)$$

ここで、 Δx_i は各方向の計算セル幅を表す。本研究では、 N_{CRS} の空間最大値が 0.4 となるように Δt を各時間ステップの最初に以下の式より設定した。

$$\Delta t^n = 0.4 \min \left(\min_{i=1,2} \frac{\Delta x_i}{|u_i^n| + \sqrt{\zeta^n C^n}} \right) \quad (28)$$

ここで、下添字のない \min は空間最小値を取ることを表す。

3. 数値解析手法の適用性

3.1 キャビティ内自然対流

提案した手法を用いて、まずは固体を含まないキャビティ内自然対流⁽¹³⁾を計算した。計算領域を図2に示す。計算領域の左側壁面は温度 T_h の高温壁、右側壁面は温度 T_c の低温壁、上下の壁面は断熱壁とした。計算開始と同時に急激な温度変化を与えると計算が不安定になる場合があるため、本研究では T_h お

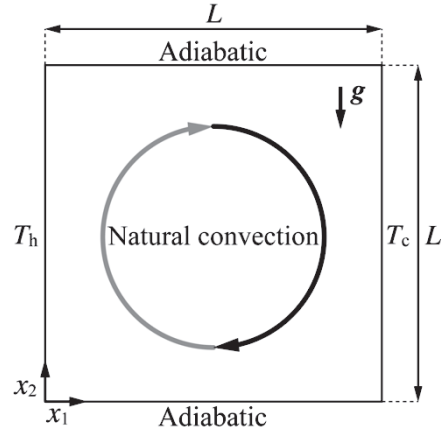


図2 キャビティ内自然対流の計算領域

よび T_c を以下のように与えた。

$$T_h(t) = T_0 + \frac{\Delta T(t)}{2}$$

$$T_c(t) = T_0 - \frac{\Delta T(t)}{2} \quad (26)$$

$$\Delta T(t) = \begin{cases} \frac{\Delta T_{\max}}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{t'}{t'_T} \right) \right] & (t' < t'_T) \\ \Delta T_{\max} & (t' \geq t'_T) \end{cases}$$

ここで、 T_0 は流体の初期温度、 ΔT は各時刻における左右壁面間の温度差、 ΔT_{\max} は ΔT の最大値、 t' は初期状態における流体の熱伝導率 λ_0 と密度 ρ_0 を用いて $t' = t\lambda_0/(\rho_0 c_p L^2)$ と定義される無次元時刻、 t'_T はこれ以降に ΔT が ΔT_{\max} となる無次元時刻であり、 $T_0 = 600$ K、 $\Delta T_{\max} = 720$ K、 $t'_T = 10^{-3}$ とした。レイリー数 Ra は 10^6 および 10^7 とし、計算セル数はそれぞれのレイリー数に対して 320×320 および 400×400 とした。また、各方向の重力加速度成分はそれぞれ $g_1 = 0$ 、 $g_2 = 9.8$ m/s²、初期状態における参照圧力 p_r は 101325 Pa とした。 ζ は式(25)で更新することとし、 R_T は 5000 とした。

図3、4は、 $Ra = 10^7$ について、定常状態における $x_1/L = 0.5$ および $x_2/L = 0.5$ での温度と流速の分布を示す。なお、図3、4において、提案手法によって音速を抑制して得られた結果をRSST、 $\zeta = 1$ とし、音速を抑制せずに得られた結果をNon-RSSTと表記している。また、図4の U_r は $Ra^{0.5} \mu_0 / (\rho_0 L)$ であり、 μ_0 は初期状態における流体の粘性係数である。これらの図より、本計算条件において音速の抑制が温度と流速の分布に与える影響は十分小さく、また、定常状態の各分布は参照解とよく一致していることが

分かる. これは $Ra = 10^6$ の場合にも同様であった. なお, R_T を5000 より小さくしていくと, すなわち, 音速をより低減させていくと, 徐々に計算結果の差異が大きくなっていくことも確認しており, 妥当な計算を行う上で ζ には下限値がある.

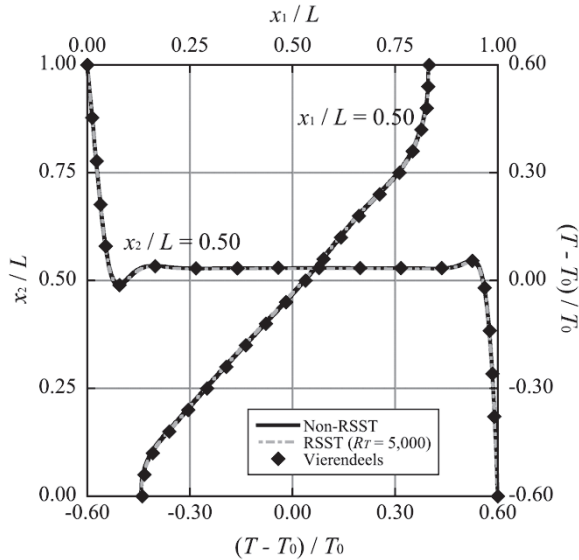


図3 キャビティ内自然対流の定常状態における温度分布の比較 ($Ra = 10^7$)

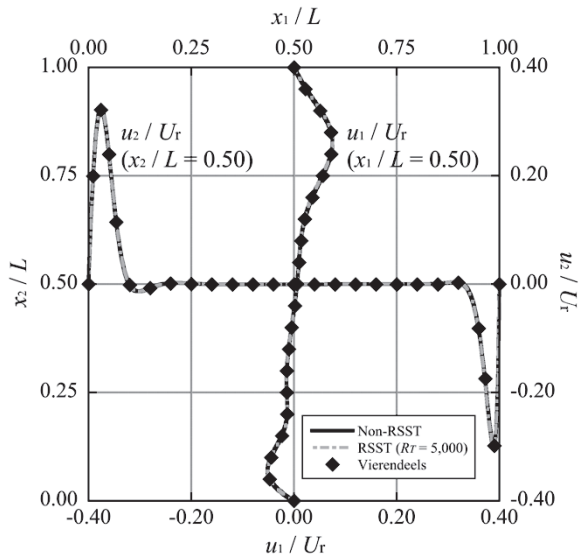


図4 キャビティ内自然対流の定常状態における流速分布の比較 ($Ra = 10^7$)

定常状態における加熱壁面での平均ヌセルト数 Nu_h と無次元空間平均圧力 \bar{p}_{ps}/p_r について, 表1に提案手法で音速を抑制して得られた結果 (表中のRSST), $\zeta = 1$ として音速を抑制しない場合の結果 (表中のNon-RSST), および既往研究⁽¹³⁾で報告されて

いる数値参照解を示す. ここで, \bar{p}_{ps} は p_{ps} の空間平均値を表す. 表1が示す通り, 加熱壁面での平均ヌセルト数と領域内の空間平均圧力について, 数値参照解とよく一致した. また, 音速を抑制しない場合の結果ともよく一致しており, 加熱壁面近傍の温度分布や空間平均圧力についても音速の抑制による影響が十分小さいことを確認した. なお, 音速を抑制した場合, 定常状態における ζ の値は $Ra = 10^6$ で約 4.0×10^{-4} , $Ra = 10^7$ で約 8.0×10^{-5} であり, 音速を抑制しない場合に対して約50倍から110倍程度大きな Δt で計算を行えることを確認した.

表1 キャビティ内自然対流の定常状態における Nu_h と \bar{p}_{ps}/p_r の比較

	RSST	Non-RSST	Vierendeels ⁽¹³⁾
$Ra = 10^6$			
Nu_h	8.704	8.704	8.687
\bar{p}_{ps}/p_r	0.92374	0.92375	0.92449
$Ra = 10^7$			
Nu_h	16.302	16.309	16.241
\bar{p}_{ps}/p_r	0.92080	0.92081	0.92263

3.2 複数の静止円形固体を含むキャビティ内自然対流

次に, 提案した手法を用いて, 複数の静止円形固体を含むキャビティ内自然対流^(14, 15)を計算した. 計算領域を図5に示す. 計算領域内には 4×4 の円形固体が規則的に配置され, その直径 d_p は以下で定義される間隙率 ε_p が0.64となるように設定した⁽¹⁴⁾.

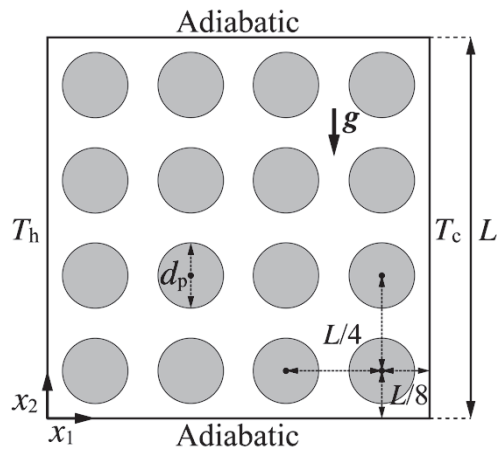


図5 複数の静止円形固体を含むキャビティ内自然対流の計算領域

$$\varepsilon_p = 1 - N_p \frac{\pi d_p^2}{4L^2} \quad (27)$$

ここで、 N_p は円形固体の数であり、本数値実験では $N_p = 16$ である。

境界条件の設定は前節と同様とし、左側壁面は温度 T_h の高温壁、右側壁面は温度 T_c の低温壁、上下の壁面は断熱壁とした。また、初期状態における流体の物性値も前節と同様である。レイリー数は $Ra = 10^5$ 、固体の物性値は、 $\lambda_s/\lambda_0 = 10$ 、 $\rho_s/\rho_0 = 10$ 、 $c_s/c_p = 1$ とした。以上の条件のもと、まずは流体の非圧縮性を仮定した既往の計算結果と比較するために、 $T_0 = 300 \text{ K}$ 、 $\Delta T_{\max} = 3 \text{ K}$ とした。また、 $t'_T = 10^{-3}$ 、計算セル数は各方向に 500×500 とした。 ζ は式 (24) で更新することとし、 $U_r = Ra^{0.5} \mu_0 / (\rho_0 L)$ 、 $R_U = 20$ として定常状態になるまで計算を行った。

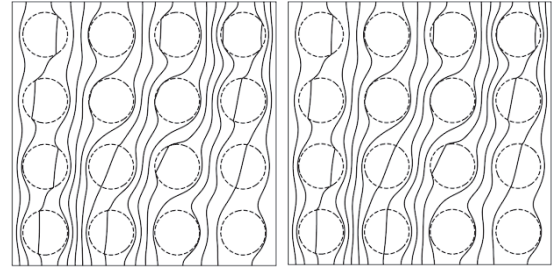
表 2 に定常状態における Nu_h の比較を示す。定常状態において ζ の値は 1.62×10^{-5} であり、音速を抑制しつつ、既往研究と同様の計算結果が得られることを確認した。

表 2 静止円形固体を含むキャビティ内自然対流の定常状態における Nu_h の比較

RSST	Ref. ⁽¹⁴⁾ (FVM)	Ref. ⁽¹⁴⁾ (LBM)	Ref. ⁽¹⁵⁾ (LBM)
2.0220	2.0429	2.0375	2.0153

続いて、 $T_0 = 600 \text{ K}$ 、 $\Delta T_{\max} = 720 \text{ K}$ とし、大きな温度差によって自然対流が発生する場合の数値実験について、提案手法によって音速を抑制する場合 ($R_U = 20$) としない場合 ($\zeta = 1$) の 2 ケースを行った。図 6 に両ケースの定常状態における等温線を示す。ここで、等温線の間隔は 40 K である。図 6 から分かるように、音速を抑制した場合 (RSST) としない場合 (Non-RSST) で温度分布に大きな差がないことを確認した。なお、流速分布や密度分布についても同様の結果が得られた。

定常状態における Nu_h についても比較したところ、音速を抑制した場合としない場合において、 Nu_h はそれぞれ 2.0583 および 2.0475 であり、両者の差は十分に小さいことを確認した。また、定常状態において ζ の値は 1.11×10^{-3} であり、 Δt については音速を抑制することで約 30 倍程度大きな値を設定して計算できることを確認した。



(a) RSST (b) Non-RSST

図 6 静止円形固体を含むキャビティ内自然対流の定常状態における等温線の比較

3.3 複数の移動円形固体を含むキャビティ内自然対流

最後に、複数の移動円形固体を含むキャビティ内自然対流の数値実験を行い、提案手法の適用性を確認した。計算領域を図 7 に示す。円形固体の直径は $d_p = L/10$ とし、 T_h と T_c および ζ の設定方法、初期状態における流体の物性値は 3.1 節と同様である。また、 Ra は 10^4 、 R_U は 20、各方向の計算セル数は 200×200 とし、固体の物性値は、 $\lambda_s/\lambda_0 = 1$ 、 $\rho_s/\rho_0 = 1$ 、 $c_s/c_p = 1$ とした。

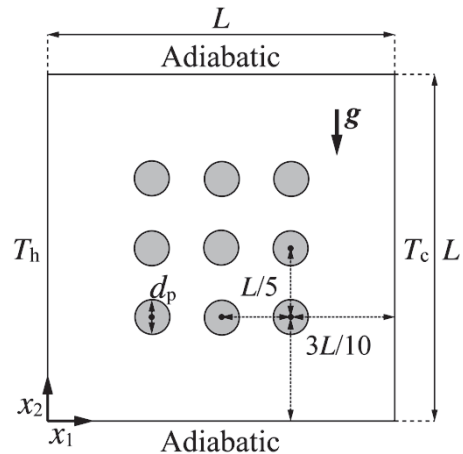
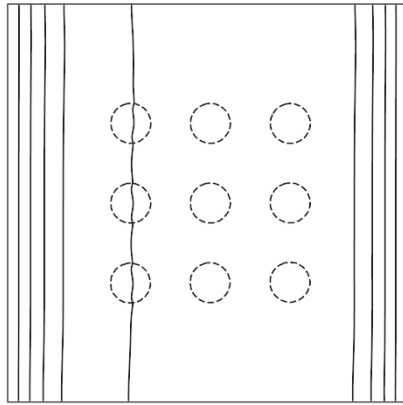


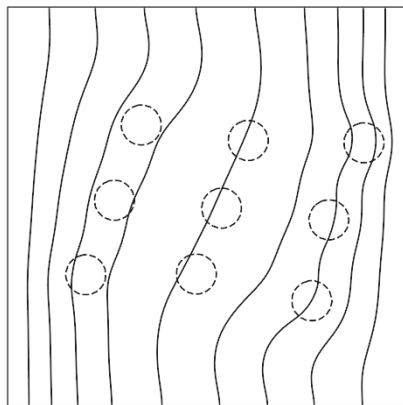
図 7 複数の移動円形固体を含むキャビティ内自然対流の計算領域 (初期状態)

図 8 に各時刻における等温線 (間隔は 20 K) を示す。なお、定常状態において ζ の値は 1.03×10^{-4} であり、音速を抑制することで約 100 倍程度大きな Δt を設定して計算できることを確認した。本数値実験では、計算開始と同時に流体は左壁面付近で加熱、右壁面付近で冷却され、ある程度時間が経過すると計算領域内で時計回りの循環流が発生する。図 8 に示すように、提案手法による計算結果では、初期状態

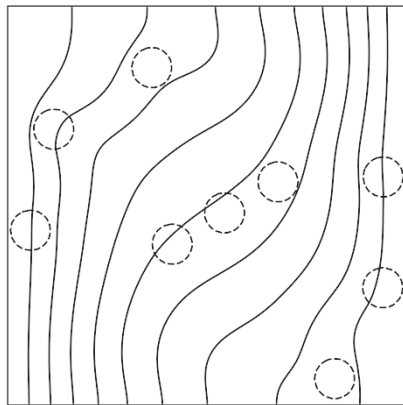
態において計算領域の中央付近に配置されていた円形固体がこの循環流によって左右壁面付近へ輸送され、その後、左壁面付近では上昇流によって上方へ、右壁面付近では下降流によって下方へと輸送されていく様子が確認された。以上、本数値実験により、定性的にはあるが高温自然対流場における粒子輸送問題に対する提案手法の適用性を確認した。



(a) $t' = 6.06 \times 10^{-3}$



(b) $t' = 3.59 \times 10^{-2}$



(c) $t' = 5.37 \times 10^{-2}$

図8 複数の移動円形固体を含むキャビティ内自然対流の各時刻における等温線

4. 結言

本研究では、高温自然対流場における粒子輸送特性を解明するための多相場解析手法を構築し、簡単な数値実験を行ってその適用性を確認した。提案した数値解析手法では、移動する固体と流体の力学的、熱的連成を単純な直交構造格子上で計算する。また、流体計算では流体の圧縮性を考慮しており、温度が大きく変化する問題に適用できる。加えて、圧縮性流体の基礎方程式に擬似圧力を導入して音速を人工的に抑制する手法を用いることで、完全陽的なアルゴリズムで高速に計算を行うことが可能である。

提案手法の基本的な特性を確認するために、固体を含まない場合や複数の静止円形固体を含む場合のキャビティ内自然対流を計算した。その結果、音速を抑制するためのパラメータを適切に設定すれば、音速を抑制しない場合に比べて計算時間を大幅に短縮しつつ、既往研究と同様の計算結果が得られることを確認した。加えて、移動する複数の円形固体を含むキャビティ内高温自然対流の数値実験を行った。その結果、計算領域内で発生する循環流によって円形固体が輸送されていく様子が計算され、定性的にはあるが、提案手法の適用性を確認した。今後は実験結果等との比較を行い、提案手法の適用性について定量的な検討を行った上で、与える温度差や固体の物性値、形状を変えて数値実験を行い、その輸送特性を考察する予定である。

発表論文

[1] D. Toriu and S. Ushijima, Fully explicit computational method for thermal interactions between solids and compressible low Mach number gas flows, JSST2019 Proceedings, pp.224-227, Nov. 7, 2019, Miyazaki, Japan.

[2] 鳥生大祐, 牛島省, 音速抑制法を用いた高温自然対流と固体の熱連成計算, 第34回数値流体力学シンポジウム, D04-2, 2020年12月.

他1件投稿中

参考文献

- (1) D. Toriu, S. Ushijima, Computations of non-isothermal compressible gas flows around moving solid object, CMFF'18, CMFF18-130, 2018.
- (2) 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.

- (3) T. Kajishima, S. Takiguchi, H. Hamasaki, Y. Miyake, Turbulence structure of particle-laden flow in a vertical plane channel due to vortex shedding, *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering*, Vol.44, No.4, pp. 526-535, 2001.
- (4) M. Rempel, Solar differential rotation and meridional flow: the role of a subadiabatic tachocline for the Taylor-Proudman balance, *The Astrophysical Journal*, Vol.622, No.2, pp.1320-1332, 2005.
- (5) H. Hotta, M. Rempel, T. Yokoyama, Y. Iida, Y. Fan, Numerical calculation of convection with reduced speed of sound technique, *Astronomy & Astrophysics*, Vol.539, A30, 2012.
- (6) H. Iijima, H. Hotta, S. Imada, Semiconservative reduced speed of sound technique for low Mach number flows with large density variations, *Astronomy & Astrophysics*, Vol.622, A157, 2019.
- (7) D. Toriu, S. Ushijima, Computation of non-isothermal and compressible low Mach number gas flows by fully explicit scheme using control method for speed of sound, *Journal of Advanced Simulation in Science and Engineering*, Vol. 6, No. 1, pp. 11-20, 2019.
- (8) X.-D. Liu, S. Osher, T. Chan, Weighted essentially non-oscillatory schemes, *Journal of Computational Physics*, Vol. 115, pp.200-212, 1994.
- (9) G.-S. Jiang, C.-W. Shu, Efficient implementation of weighted ENO schemes, *Journal of Computational Physics*, Vol.126, pp.202-228, 1996.
- (10) C.-W. Shu, S. Osher, Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes, *Journal of Computational Physics*, Vol.77, pp.439-471, 1988.
- (11) 上山篤史, 守家智士, 中村摩理子, 梶島岳夫, 伝熱を伴う固液二相流に対する埋め込み境界法, *日本機械学会論文集 B編*, 77 卷, 775 号, pp.803-814, 2011.
- (12) R. Glowinski, T.-W. Pana, T.I. Hesla, D.D. Joseph, A distributed Lagrange multiplier/fictitious domain method for particulate flows, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol.25, pp.755-794 1999.
- (13) J. Vierendeels, B. Merci, E. Dick, Benchmark solutions for the natural convective heat transfer problem in a square cavity with large horizontal temperature differences, *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, Vol.13, pp.1057-1078, 2003.
- (14) Y. Hu, D. Li, S. Shu, X. Niu, Full Eulerian lattice Boltzmann model for conjugate heat transfer, *Physical Review E*, Vol.92, 063305, 2015.
- (15) J.H. Lu, H.Y. Lei, C.S. Dai, A lattice Boltzmann algorithm for simulating conjugate heat transfer through virtual heat capacity correction, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol.116, pp. 22-31, 2017.