



# 流れ場に充填された球状物体の強制対流熱伝達の数値解析

平澤, 茂樹  
川南, 剛  
平野, 繁樹  
木下, 智晴

---

## (Citation)

神戸大学大学院工学研究科・システム情報学研究科紀要, 2:28-34

## (Issue Date)

2010

## (Resource Type)

departmental bulletin paper

## (Version)

Version of Record

## (URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/81002724>



## 流れ場に充填された球状物体の強制対流熱伝達の数値解析

平澤 茂樹<sup>1\*</sup>・川南 剛<sup>1</sup>・平野 繁樹<sup>1</sup>・木下 智晴<sup>1</sup>

<sup>1</sup>工学研究科機械工学専攻

(受付: May 13, 2010 受理: August 2, 2010 公開: August 27, 2010)

キーワード: 強制対流熱伝達、球状粒子、粒子充填層、最密充填配置、熱流体数値解析

再生磁気冷凍システムの高効率化のために、球状物体が充填された流れ場の強制対流熱伝達現象を詳細に解明することが重要である。本研究では3次元熱流体数値シミュレーションにより、空気の流れ場の中に直径10mmの単一球および最密充填構造に近い状態で球状物体が多数並んだ場合のレイノルズ数が63~6340における強制対流熱伝達率について検討した。最密充填構造に対する流れ方向は2方向検討した。その結果、以下の結論を得た。単一球の表面の平均熱伝達率はRanz and Marshallにより提案された関係式に一致する。最密充填構造で球状物体が多数並んだ場合の表面の局所熱伝達率は流れが衝突している部分の局所熱伝達率が特に大きい。最密充填構造で球状物体が多数並んだ場合の平均熱伝達率はWakao and Kagueiの粒子充填層の計算式と約10%の差で一致する。

## 結 言

流れ場の中にある多数の粒子と流体の伝熱現象は、再生磁気冷凍システム<sup>1)</sup>、粒子充填蓄熱槽の伝熱、流動床伝熱など多数存在する。特に、球状物体が密に充填された流れ場の非定常強制対流熱伝達現象を詳細に解明することが、再生磁気冷凍システムの高効率化のために重要である。

球状物体周囲の対流熱伝達及び流れパターンについて、これまでも多くの研究がなされている。Ranz and Marshall<sup>2),3)</sup>は球からの蒸発実験を行い流体中にある単一球の強制対流熱伝達率の計算式を提案した。Wakao and Kaguei<sup>4)</sup>は文献に報告されている実験データを整理して粒子充填層の強制対流熱伝達率の計算式を提案した。Inabe and Fukuda<sup>5)</sup>は伝熱実験を行い球状粒子が充填された蓄熱槽内部の強制対流熱伝達率の計算式を作成した。Ozaki and Inaba<sup>6)</sup>は単純化モデルを用いた数値解析により球状充填層の強制対流熱伝達率を計算し、実験結果と一致することを報告した。Taneda<sup>7)</sup>やFujita and Watanabe<sup>8)</sup>は単一球周りの流れパターンとレイノルズ数との関係について報告した。Tsuji et al.<sup>9),10)</sup>は流れ方向に並んだ2つの球周りの流れパターンに及ぼす球間隔の影響や、多数の球状粒子が充填された場合の流れパターンの可視化実験結果を報告した。

本研究では、流れ場の中に単一球および最密充填構造に近い状態で球状物体が多数並んだ場合の強制対流熱伝達について、3次元熱流体数値シミュレーションにより検討するものである。

## 1. 解析方法

本研究では、3次元熱流体解析ソフト「STAR-CCM+」を用いる<sup>11)</sup>。離散化は有限体積法を用いている。解析条件は、非圧縮性流体、層流、非定常計算、物性値一定、多面体メッシュ分割とする。多数の発熱する球状物体が流体中に存在する場合の流速分布や温度分布を計算するモデルとして、流体中に球状の空間を設け、球状の空間の表面に滑りなしの壁面境界条件を与えて計算し、球状物体内部の温度計算は行わなかった。流体は空気とし、流入温度  $T_a = 300$  K、密度  $\rho = 1.18$  kg/m<sup>3</sup>、比熱  $C_p = 1000$  J/(kg K)、粘性係数  $\mu = 1.86 \times 10^{-5}$  Pa s、熱伝導率  $\lambda = 0.0260$  W/(m K)、球の直径  $D = 10$  mm、流路の周囲は対称境界条件とした。球状物体表面の熱的な境界条件は、主に温度一定条件（発熱球の表面を  $T_w = 400$  K）とし、熱流束条件（発熱球の表面を  $q = 13000$  W/m<sup>2</sup>）、あるいは断熱条件を与えた。非定常計算は時間ステップ 0.05 s、時間ステップごとに反復計算回数200回とし、流れや温度分布が0.1%以上変化しなくなる定常状態（3 s 以上）の結果を求めた。

## 2. 単一球の計算結果

まず、数値シミュレーションの計算精度を確認するために、広い流路中に発熱する球状物体が1つ存在する場合の流速分布と温度分布の計算を行う。Figures 1と2に計算モデルと中央断面のメッシュ分割を示す。流路の幅50 mm、高さ 50 mm、全長 150 mm、球の直径 10 mm、流入境界面と球中心との距離 25 mmとした。球表面近傍のメッシュ間隔 0.1 mm、流体中の最大メッシュ間隔 5 mmとした。メッシュ分割の要素総数は28000である。空気の流入速度を  $v = 0.1, 1, 10$  m/s に変化させて計算した。それぞ

レイノルズ数は  $Re(= \rho v D / \mu) = 63.4, 634, 6340$  になる。球表面の平均熱伝達率  $\alpha_m$  は球表面の平均温度  $T_w$ , 空気流入温度  $T_a$ , 球表面全体の伝熱量  $Q$ , 球表面面積  $A$  より、次式で求めた。

$$\alpha_m = \frac{Q}{A(T_w - T_a)} \quad (1)$$

球表面の局所熱伝達率  $\alpha$  は、球に接する流体中の温度勾配から求めた局所熱流束、及び表面温度と流入空気温度の温度差を使って算出した。Figure 3に示すように、流体の流れ方向となす角度  $\theta$ , 流れ方向を中心軸として回転する角度  $\phi$  を定義する。

Figures 4と5に、流入速度  $v = 1$  m/s ( $Re = 634$ ), 球表面温度  $400$  K 一定の条件について、球中心を通る水平断面の流速ベクトル図と流体中の温度分布図を示す。流速ベクトルは文献<sup>9)</sup>に報告されているものに近い。伴流部に非対称な渦の流れパターンがみられるが(メッシュ分割が完全には対称でないことが原因と思われる), 渦が周期的に変動することはなかった。Figures 6と7に、流入速度  $v = 1$  m/s, 球表面温度  $400$  K 一定の条件について、球表面の局所熱伝達率の分布と、流体の流れとなす角度  $\theta$  との関係を示す。局所熱伝達率は流れ方向を中心軸として回転する角度  $\phi$  方向にはほぼ一定である。局所熱伝達率は球の上流側の表面で大きく、球の背面の伴流部分で小さくなっていることがわかる。Figure 8に、流入速度  $v = 1$  m/s, 球表面の熱流束  $13000$  W/m<sup>2</sup> 一定の条件について、球表面の局所熱伝達率と流体の流れとなす角度  $\theta$  との関係を示す。球表面の熱流束一定条件のFigure 8は球表面温度一定条件のFigure 7と

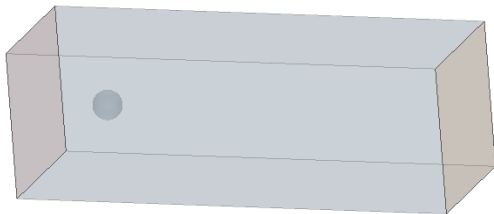


Fig. 1 Calculation model of single sphere

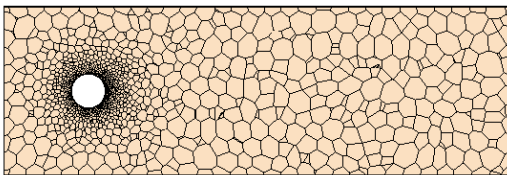


Fig. 2 Calculation mesh in center cross section of duct for calculation of single sphere

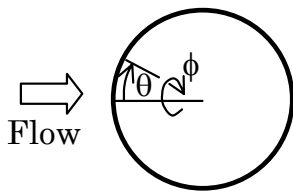


Fig. 3 Angles  $\theta$  and  $\phi$

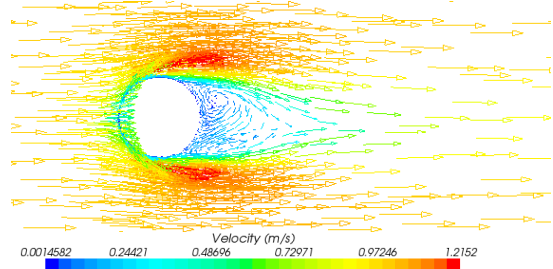


Fig. 4 Velocity vector for single sphere ( $Re=634$ )

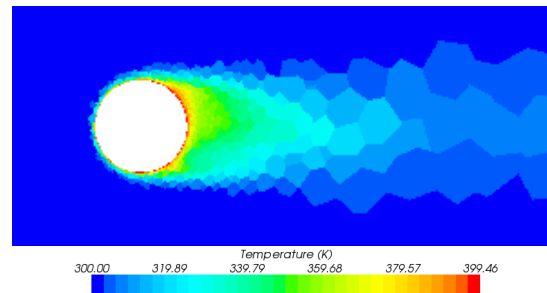


Fig. 5 Temperature distribution in fluid for single sphere ( $Re=634, T_w=400K$ )

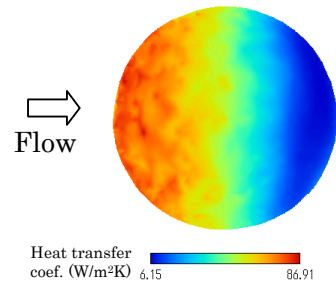


Fig. 6 Local heat transfer coefficient of single sphere ( $Re=634, T_w=400K$ )

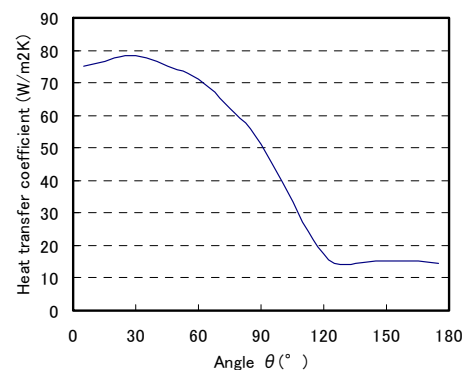


Fig. 7 Relation between local heat transfer coefficient and angle from flow direction for single sphere ( $Re=634, T_w=400K$ )

ほぼ同じ結果であることがわかる。球表面の平均熱伝達率  $\alpha_m$  は球表面の熱流束一定条件 (Figure 8) の場合に  $39 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$ 、球表面温度一定条件 (Figure 7) の場合に  $46 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$  であり、大差ないが球表面温度一定条件の方が少し大きい。

(Figure 8の局所熱伝達率を単に平均すると平均熱伝達率がもっと大きくなるが、式(1)により球表面の平均温度を使って平均熱伝達率を求める場合には平均熱伝達率は小さくなる。) Figure 9に、球表面温度  $400 \text{ K}$  一定の条件において、流入速度を  $0.1 \sim 10 \text{ m/s}$  に変えた計算結果から、レイノルズ数  $Re (= \rho v D / \mu)$  と平均ヌセルト数  $Nu (= \alpha_m D / \lambda)$  の関係にまとめた結果を示す。Ranz and Marshall<sup>3)</sup>により提案されている次式の単一球の強制対流熱伝達の関係式もFigure 9に赤色の破線で示す。

$$Nu = 2 + 0.6 Re^{0.5} Pr^{0.333} \quad (2)$$

$$(0.6 < Pr < 380, 1 < Re < 10^5)$$

ここで、 $Pr$ はプラントル数である。本計算結果とRanz and Marshall<sup>3)</sup>により提案された関係式 (Eq. (2)) は10%程度の差で一致しており、本数値解析の精度は十分であることがわかった。

### 3. 多数の球が充填された場合の計算結果

次に、流れ場の中に最密充填構造に近い状態で球状物体が並んだ場合の流速分布と温度分布の計算を行う。最密充填構造としてFigure 10に示す面心立方構造を考える。流体の流れ方向として、Figure 10に赤色の矢印で示す流れ方向Aを基準とし、さらに黄色の矢印で示す流れ方向Bも検討する。流れ方向Aは面心立方格子の側面の対角線方向であり側面の対角線方向にある3つの球が流れ方向に直列しているものである。これは、面心立方構造をいろんな方向から見た場合に最小空間断面積が最も大きい方向である。最小空間断面積が最も大きいため流れの圧力損失が小さく最も流れやすい方向と考えられる。流れ方向Bは面心立方格子の辺に沿った方向である。また、本数値解析にて、球と球が接する条件でメッシュ分割して精度良い計算をすることが困難であったため、直径  $10 \text{ mm}$  の球と球の間に  $1 \text{ mm}$  の隙間を開けた場合を基準とし、さらに  $0.2 \text{ mm}$  の隙間を開けた場合の計算も行う。Figures 11と12に流れ方向Aで球と球の間に  $1 \text{ mm}$  の隙間を開けた場合の計算モデルと中央断面のメッシュ分割を示す。流路の側面を対称境界条件とした。流れ方向に4列とし、3列目の球が多数の列の内部にある球の条件に近いと考えて検討する。流路の幅  $15.6 \text{ mm}$ 、高さ  $11 \text{ mm}$ 、全長  $103 \text{ mm}$ 、球の直径  $10 \text{ mm}$ 、流入境界面と1列目の球中心との距離  $25 \text{ mm}$  とした。球表面近傍のメッシュ間隔  $0.1 \text{ mm}$ 、流体中の最大メッシュ間隔  $2 \text{ mm}$  とした。メッシュ分割の要素総数は120000である。空気の流入速度を  $v = 0.1, 1, 10 \text{ m/s}$  に変化させて計算した (球の直径  $D$  を代表長さとした場合に、それぞれレイノルズ数は  $Re = 63.4, 634, 6340$  になる)。球状物体の発熱条件は、 $400 \text{ K}$  の温度一定条件と、表面の熱流束を  $q = 13000 \text{ W}/\text{m}^2$  一定条件で計算を行った。前列や後列にある球の発熱によって流体の温度変化の影響をなくすために、熱伝達率を求める1つの球だけを加熱条件にし、他の球を断熱条件にした検討も行った。各球の平均熱伝達率  $\alpha_m$ 、流れ方向となす角度  $\theta$ 、流れ方

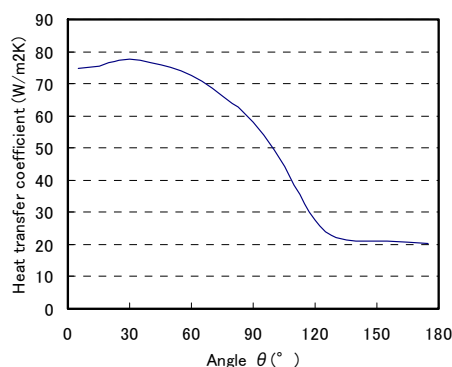


Fig. 8 Relation between local heat transfer coefficient and angle from flow direction for single sphere ( $Re=634$ ,  $q = 13000 \text{ W}/\text{m}^2$ )

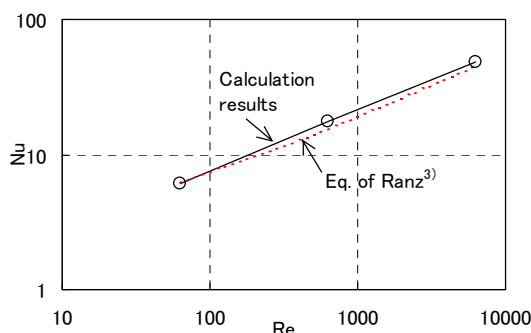


Fig. 9 Relation between Nusselt number and Reynolds number for single sphere

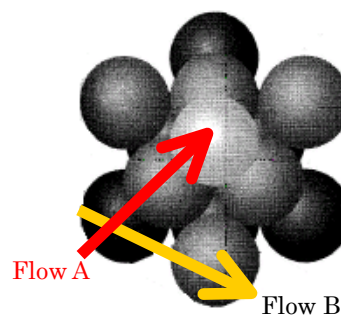


Fig. 10 Flow directions A and B in face-centered cubic cell

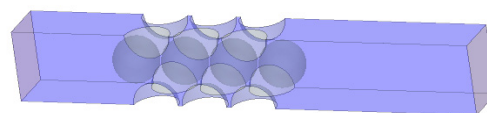


Fig. 11 Calculation model of lined spheres (flow direction A, clearance  $1 \text{ mm}$ )



Fig. 12 Calculation mesh in center cross section of duct for calculation of lined spheres (flow direction A, clearance  $1 \text{ mm}$ )

向を中心軸として回転する角度  $\phi$  などの定義は、単一球の場合と同じである。

Figures 13と14に、流れ方向A、球と球の間に 1 mmの隙間を開けた場合、流入速度  $v = 1 \text{ m/s}$  ( $Re = 634$ )、すべての球の表面温度 400 K の条件について、球中心を通る水平断面の流速ベクトル図と流体中の温度分布図を示す。流速ベクトルより、3列目の球について、流れ方向の前面側で  $\theta = 45^\circ$  近辺に前列の球と球の隙間を流れる強い流れが衝突していることがわかる。Figures 15と16に、3列目の球のみ表面温度 400 K とし、他の球は断熱条件とした場合の、3列目の球表面の局所熱伝達率  $\alpha$  の分布図と、流体の流れとなす角度  $\theta$  との関係を示す（角度  $\phi$  方向に平均した値）。局所熱伝達率はFigure 13にて流れが衝突している部分の値が大きく、流体の流れとなす角度  $\theta = 45^\circ$  にて特に大きくなっていることがわかる。Figure 17に、各列の1球のみ表面温度 400 K とし、他の球は断熱条件とした場合の、各列の球の平均熱伝達率  $\alpha_m$  と列番号との関係を○印と黒色の実線で示す。全球の表面温度 400 K とし、流入空気温度を使った各列の球の平均熱伝達率と列番号との関係を◇印と青色の一点鎖線で示す。空気の温度上昇のため流入空気温度を使った各列の平均熱伝達率は低下する。また、全球の表面温度 400 K とし、各列ごとに空気温度上昇分を補正した各列の球の平均熱伝達率と列番号との関係を△印と赤色の破線で示す。空気温度上昇分の補正は、前列までの伝熱量によって流路（幅 15.6 mm、高さ 11 mm）を流れる空気平均温度上昇分だけ空気温度が変化すると考えて行なう。各列の1球のみ表面温度 400 K とした結果（○印）と空気温度上昇分を補正した結果（△印）は2列目を除いてほぼ一致している。2列目については空気温度上昇分の補正が精度よくできなかったためと思われる。平均熱伝達率は3列目が最も大きくなっている。これは3列目に対して1列目や2列目は球の前方にある隙間への流れの集中が少なく、また4列目は球の後方の流れが弱いためと思われる。また、ここには詳細な計算結果を示さないが、Figure 11と同様に流れ方向に6列とし、5列目の球のみ表面温度 400 K とし、他の球は断熱条件とした場合の、5列目の球の平均熱伝達率 89

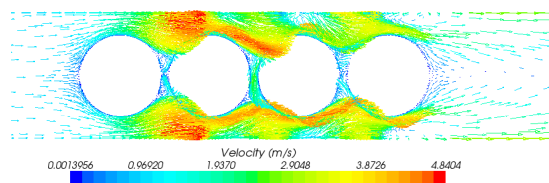


Fig. 13 Velocity vector for lined spheres ( $Re=634$ )

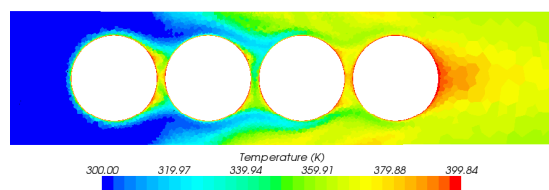


Fig. 14 Temperature distribution in fluid for lined spheres ( $Re=634$ ,  $T_w=400\text{K}$ )

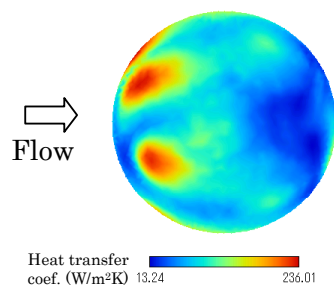


Fig. 15 Local heat transfer coefficient of 3rd sphere in lined spheres ( $Re=634$ )

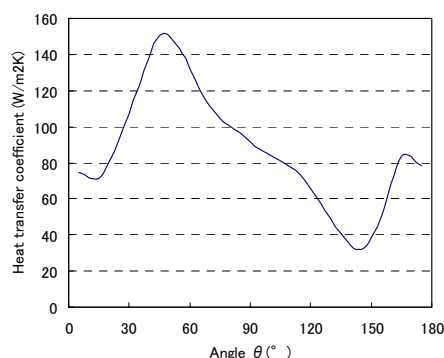


Fig. 16 Relation between local heat transfer coefficient and angle from flow direction for 3rd sphere ( $Re=634$ )

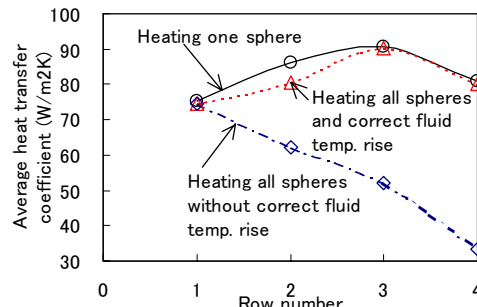


Fig. 17 Relation between average heat transfer coefficient and row number in lined spheres ( $Re=634$ )

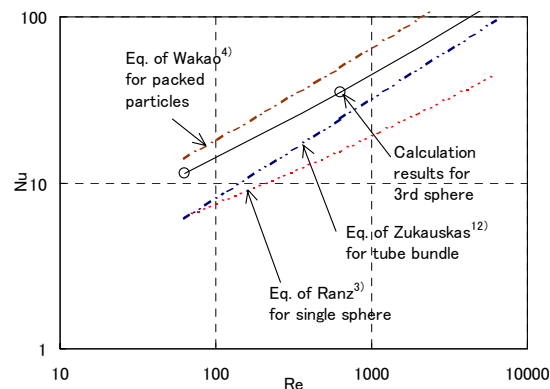


Fig. 18 Relation between Nusselt number and Reynolds number for 3rd sphere in lined spheres



$W/(m^2 \cdot K)$  はFigure 17の3列目の平均熱伝達率  $91 W/(m^2 \cdot K)$  とほぼ同じであった。すなわち、Figure 17の3列目の平均熱伝達率は非常に多数の列の内部にある球の条件に近いと言える。また、3列目の球のみ表面の熱流束  $13000 W/m^2$  一定の条件の場合に  $87 W/(m^2 \cdot K)$  であり、大差ないが球表面温度一定条件の方が少し大きかった。

Figure 18に、3列目の球のみ表面温度  $400 K$  とした条件において、流入速度を  $0.1 \sim 10 m/s$  に変えた計算結果から、レイノルズ数  $Re (= \rho v D / \mu)$  と平均ヌセルト数  $Nu (= \alpha_m D / \lambda)$  の関係にまとめた結果を示す。Ranz and Marshall<sup>3)</sup>の単一球の式 (Eq. (2)) もFigure 18に赤色の破線で示す。Wakao and Kaguei<sup>4)</sup>により提案されている次式の粒子充填層の計算式 (精度 $\pm 30\%$ ) もFigure 18に茶色の一点鎖線で示す。

$$Nu = 2 + 1.1 Re^{0.6} Pr^{0.333} \quad (3)$$

$$(10 < Re < 10^4)$$

Zukauskas<sup>21)</sup>により提案されている次式の千鳥配列の円管群の計算式もFigure 18に青色の二点鎖線で示す。

$$Nu = 0.4 Re_{max}^{0.6} Pr^{0.36} (Pr/Pr_w)^{0.25} \quad (4)$$

$$(10^3 < Re_{max} < 2 \times 10^5, (Y/X) > 2)$$

ここで、 $Re_{max}$  は最小流路断面積での速度を使ったレイノルズ数、 $Pr$  と  $Pr_w$  は主流温度及び壁面温度におけるプラントル数、 $(Y/X)$  は管の流れに直角方向と流れ方向の管ピッチの比である。本計算結果はRanz and Marshall<sup>3)</sup>の単一球の式 (Eq. (2)) より約2倍の $Nu$ であり、Zukauskas<sup>21)</sup>の千鳥配列の円管群の式 (Eq. (4)) より約1.4倍の $Nu$ であり、Wakao and Kaguei<sup>4)</sup>の粒子充填層の計算式 (Eq. (3)) の約70%の $Nu$ であることがわかる。

Figure 19に、流入速度  $v = 1 m/s$ 、3列目の球のみ表面温度  $400 K$  とし、他の球は断熱条件とした場合にて、球と球の間の隙間を  $1 mm$  から  $0.2 mm$  に変化させた場合の3列目の平均熱伝達率を隙間  $1 mm$  の値からの比率で表した結果を示す。隙間  $0.2 mm$  に狭くなると隙間を流れる流速が大きくなり、球に流れが衝突する部分の局所熱伝達率が大きくなる。この結果より、隙間が  $0 mm$  で球と球が接触した場合には平均熱伝達率が隙間  $1 mm$  の値より約1.6倍になることが推定される。(隙間  $1 mm$  と  $0.2 mm$  の結果より、接触した場合を推定することについて、伝熱は隙間が狭い部分ではなく主に周囲の流速が大きい部分で行なわれるた

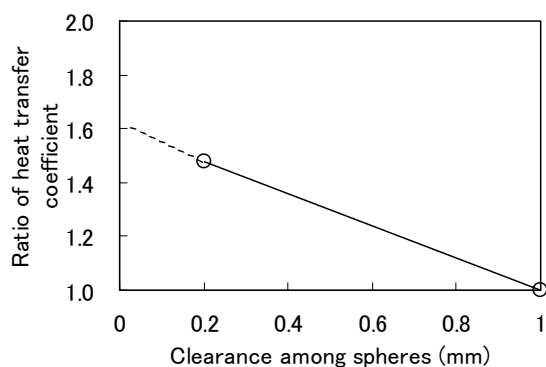


Fig. 19 Relation heat transfer coefficient and clearance among spheres

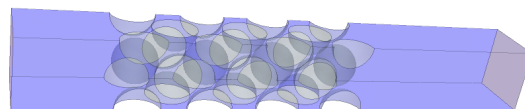


Fig. 20 Calculation model of lined spheres (flow direction B, clearance 1 mm)

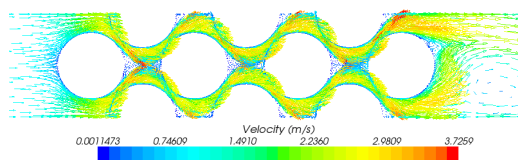


Fig. 21 Velocity vector for lined spheres (flow direction B,  $Re=634$ )

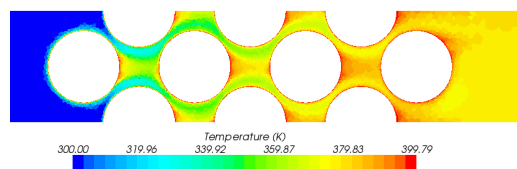


Fig. 22 Temperature distribution in fluid for lined spheres (flow direction B,  $Re=634$ )

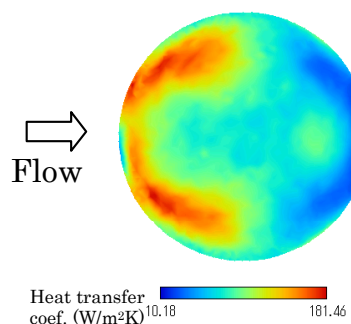


Fig. 23 Local heat transfer coefficient of 3rd sphere in lined spheres (flow direction B,  $Re=634$ )

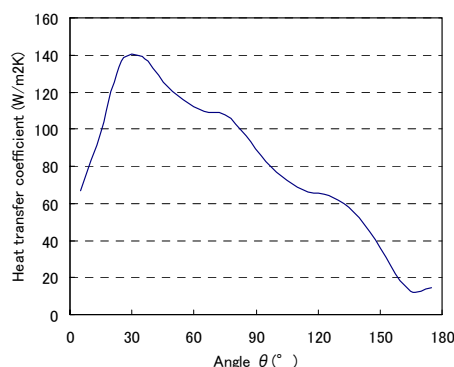


Fig. 24 Relation between local heat transfer coefficient and angle from flow direction for 3rd sphere in lined spheres (flow direction B,  $Re=634$ )

め、平均熱伝達率の推定値については大きな誤差がないと思われる。)これがFigure 18にて、隙間 1 mmの計算結果はWakao and Kaguei<sup>4)</sup>の粒子充填層の計算式の約70%の  $Nu$  である原因と思われ、球と球が接触した最密充填構造の場合の平均熱伝達率はWakao and Kaguei<sup>4)</sup>の粒子充填層の計算式と約10%の差で一致することがわかった。

次に、Figure 10に示した流れ方向Bの場合を検討する。Figure 20に流れ方向Bで球と球の間に 1 mmの隙間を空けた場合の計算モデルを示す。Figures 21と22に、流れ方向B、球と球の間に 1 mmの隙間を空けた場合、流入速度  $v=1$  m/s、すべての球の表面温度 400 K の条件について、球中心を通る水平断面の流速ベクトル図と流体中の温度分布図を示す。

Figures 23と24に、3列目の球のみ表面温度 400 K とし、他の球は断熱条件とした場合の、3列目の球表面の局所熱伝達率  $\alpha$  の分布図と、流体の流れとなす角度  $\theta$  との関係を示す(角度  $\phi$  方向に平均した値)。Figure 11と球の配置が異なるために局所熱伝達率の分布がFigures 15や16とは異なるが、流れが衝突している部分の局所熱伝達率が大きいことは同じである。3列目の球の平均熱伝達率 87 W/(m<sup>2</sup> K)は流れ方向Aの場合(Figure 17)の場合の 91 W/(m<sup>2</sup> K)とほぼ同じであった。

## 結 言

流れ場の中に単一球および最密充填構造に近い状態で球状物体が多数並んだ場合の強制対流熱伝達について、熱流体数値シミュレーションにより検討し、以下の結論を得た。

- (1) 単一球の表面の平均熱伝達率の計算結果は Ranz and Marshall<sup>3)</sup>により提案された関係式(Eq. (2))と約10%の差で一致する。
- (2) 最密充填構造で球状物体が多数並んだ場合の表面の局所熱伝達率は流れが衝突している部分の局所熱伝達率が特に大きい。
- (3) 最密充填構造で球状物体が多数並んだ場合の表面の平均熱伝達率の計算結果はWakao and Kaguei<sup>4)</sup>の粒子充填層の計算式(Eq. (3))と約10%の差で一致する。

## Nomenclature

$A$	= surface area of sphere	[m <sup>2</sup> ]
$C_p$	= specific heat	[J/(kg K)]
$D$	= diameter of sphere	[m]
$Nu$	= Nusselt number ( $=\alpha_m D/\lambda$ )	[-]
$Pr$	= Prandtl number	[-]
$Q$	= heat transfer rate	[W]
$q$	= heat flux	[W/m <sup>2</sup> ]
$Re$	= Reynolds number ( $=\rho v D/\mu$ )	[-]
$T_a$	= inlet temperature of air	[K]
$T_w$	= average wall temperature of sphere	[K]
$\alpha$	= heat transfer coefficient	[W/(m <sup>2</sup> K)]
$\alpha_m$	= average heat transfer coefficient	[W/(m <sup>2</sup> K)]
$\phi$	= angle around flow direction (Fig. 3)	[°]
$v$	= velocity	[m/s]
$\lambda$	= thermal conductivity	[W/(m K)]

$\mu$	= viscosity	[Pa s]
$\rho$	= density	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\theta$	= angle from flow direction (Fig. 3)	[°]

## Literature Cited

- 1) Kawanami, T. and Sakurai, K.; "Cooling Performance of Room-temperature Magnetic Refrigerator with Active Magnetic Refrigerator," (in Japanese), Trans. of Japan Soc. of Mech. Eng., Ser. B, 73-735, 2323-2330 (2007)
- 2) Ranz, W. E. and Marshall W. R.; "Evaporation from Drops, Part I," Chem. Eng. Prog., 48-3, 141-146 (1952)
- 3) Ranz, W. E. and Marshall W. R.; "Evaporation from Drops, Part II," Chem. Eng. Prog., 48-4, 173-180 (1952)
- 4) Wakao, K., Kaguei, S. and Funazkri, T, "Effect of Fluid Dispersion Coefficients on Particle-to-Fluid Heat Transfer Coefficients in Packed Beds: Correlation of Nusselt Numbers," Chem. Eng. Sci., 34-3, 325-336 (1979)
- 5) Inabe, H. and Fukuda, T.; "Unsteady Convective Heat Transfer in Cylindrical Horizontal Heat Accumulator Packed with Spherical Particles," (in Japanese), Trans. of Japan Soc. of Mech. Eng., Ser. B, 51-470, 3183-3190 (1985)
- 6) Ozaki, K. and Inaba, H.; "Numerical Analysis Model of Forced Convective Heat Transfer of a Layer of Spherical Particles Considering Boundary Wall Effect," (in Japanese), Trans. of Japan Soc. of Mech. Eng., Ser. B, 62-603, 3926-3933 (1996)
- 7) Taneda, S., "Experimental Investigation of the Wake behind a Sphere at Low Reynolds Numbers," J. of Physical Soc. of Japan, 11-10, 1104-1108 (1956)
- 8) Fujita, T. and Watanabe, K.; "Flow Visualization Past a Hydrophobic Surface Sphere with a Gas-Liquid Interface," (in Japanese), Trans. of Japan Soc. of Mech. Eng., Ser. B, 72-714, 307-313 (2006)
- 9) Tsuji, Y., Morikawa, Y., Terashima, K., Shiragami, T. and Ninomiya, H.; "Experiment on Flow Interaction of Two Spheres," (in Japanese), Trans. of Japan Soc. of Mech. Eng., Ser. B, 47-423, 2103-2110 (1981)
- 10) Tsuji, Y., Morikawa, Y., Nakao, M. and Nakatsukasa, N.; "Flow Visualization on a Spere in a Packed Bed," (in Japanese), J. of Powder Eng., 22-9, 599-605 (1985)
- 11) STAR-CCM+ product information, CD-adapco, co., <[http://www.cd-adapco.com/products/STAR-CCM\\_plus/index.html](http://www.cd-adapco.com/products/STAR-CCM_plus/index.html)>
- 12) Zukauskas, A.; "Heat Transfer from Tubes in Crossflow," Advances in Heat Transfer, Academic Press, 8, 93-160 (1972)

## Numerical Analysis of Forced Convection Heat Transfer around Sphere-Particles Packed in Fluid Flow

Shigeki HIRASAWA<sup>1</sup>, Tsuyoshi KAWANAMI<sup>1</sup>, Shigeki HIRANO<sup>1</sup>, and  
Tomoharu KINOSHITA<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Graduate School of Engineering, Department of Mechanical Engineering*

**Key words:** Forced Convection Heat Transfer Coefficient, Sphere-Particles, Particle Packed Beds, Closest Packed Structure Arrangement, Thermo Fluid Numerical Analysis

To enhance performance of magnetic refrigerator using active magnetic refrigerator, it is important to make clear the forced convection heat transfer phenomena around sphere particles packed in fluid flow. We calculated forced convection heat transfer coefficient of a single sphere and packed sphere-particles near the closest packed structure arrangement of 10 mm sphere-diameter in air flow with Reynolds number 63 - 6340 using 3-dimensional thermo fluid computation code, and following results are obtained. Our calculation results of the average heat transfer coefficient of a single sphere agree with the correlation equation proposed by Ranz and Marshall. Local heat transfer coefficient is high at portions where local flow collides the surface of sphere. Our calculation results of the average heat transfer coefficient of packed sphere-particles are close to the correlation equation proposed by Wakao and Kaguei.