流動層内熱流動問題のDEM-CFD解析
およびサーモグラフィ計測*櫻井 拓也^{*1}, 南 智博^{*2}, 川口 寿裕^{*1}
辻 拓也^{*1}, 田中 敏嗣^{*1}, 辻 裕^{*3}DEM-CFD Simulation and Thermography Measurement of
Fluidized Bed with Heat TransferTakuya SAKURAI^{*4}, Toshihiro MINAMI, Toshihiro KAWAGUCHI,
Takuya TSUJI, Toshitsugu TANAKA and Yutaka TSUJI^{*4} Department of Mechanical Engineering, Osaka University,
2-1 Yamada-Oka, Suita-shi, Osaka, 565-0871 Japan

A DEM-CFD-coupled numerical simulation of the 2D fluidized bed with heat transfer is performed. The measurement of the temperature distribution of particles using the infrared thermography is also conducted to validate the heat transfer models. In the simulation, various heat transfer processes are considered, such as the heat transfer due to gas convection and the convective motion of the particles, the gas-particle and gas-wall heat transfer, the particle-particle or particle-wall heat transfer due to contact and turbulent heat diffusion. In the experiment, spherical aluminum particles of 3.14 mm in mean diameter are used. The air at the room temperature was sent to hot particle bed at about 150°C through the nozzle located at the center of bottom of the vessel. The comparison of the particle temperature distributions of the experiment and the simulation shows that agreement is good in the region wall effect is small, but not good region the wall effect is relatively large.

Key Words: Fluidized Bed, DEM-CFD Coupling, Heat Transfer, Infrared Thermography, Gas-Solid Two-Phase Flow, Numerical Simulation

1. 緒 言

流動層とは、容器に粉体を充填し、容器底部から流体を吹き込むことで、粉体を流動化させるための装置である。底部から吹き込む流速を次第に上昇させると、粉体層に働く流体抵抗力と粒子の自重がつりあい、容易に流動可能な状態となる。流動状態の粒子は、流体との接触面積が大きいので、固体粒子-流体間の接触効率が低いという利点を持ち、反応性にも優れている。そのため流動層は触媒反応、乾燥、石炭の燃焼、最近ではバイオマスガス化反応などの熱-物質輸送に関連した多くの工業プロセスで用いられている。

流動層における流動現象については古くから多くの実験的研究が行われてきた。しかし、内部の3次元的な流動現象の直接観測は困難であり、数値計算による現

象解明に期待が寄せられている。流動層の数値計算手法として、離散要素法 (DEM: Discrete Element Method) と数値流体力学 (CFD: Computational Fluid Dynamics) をカップリングする手法が提案されている⁽¹⁾。この手法を用いることにより、気泡の自発的形成や気流速度に伴う流動パターンの変化など、流動層内の特徴的な流動現象を再現出来ることが示されている⁽¹⁾。個々の粒子運動を計算するため、計算コストの問題から取り扱える粒子数も現状のコンピュータ性能では、数百万個が実用的な限界であるものの、固体粒子相を連続体と仮定する連続体モデルを用いる手法に比べて、1) モデルパラメータの設定が容易、2) 非流動化状態から流動化状態にわたる幅広い粒子群の挙動の良好な表現が可能などの特長を有し、近年広く用いられている。

この手法では、個々の粒子レベルの現象の素過程を表すモデルの組み込みが可能であるため、熱-物質輸送を含めた流動現象の適用も比較的容易であり、近年そうした試みもなされている⁽²⁾⁽³⁾。しかし流動層内の伝熱機構は、粒子-流体間の対流伝熱、粒子間の接触伝

* 原稿受付 2008年9月29日。

^{*1} 正員、大阪大学大学院工学研究科機械工学専攻(☎ 565-0871 吹田市山田丘 2-1)。^{*2} 大阪大学大学院工学研究科。^{*3} 正員、フェロー、大阪大学大学院工学研究科。

E-mail: tanaka@mech.eng.osaka-u.ac.jp

熱、放射伝熱、流体対流および粒子対流運動による熱移動、そして乱流による熱拡散など、多くの伝熱機構を含み、きわめて複雑である。そのため、各伝熱機構の数値解析モデルの妥当性を検討することは重要であるが、いまだその検討は不十分である。

そこで本研究では、熱流動モデルの検討を行うことを目的とし、流動層内の熱流動問題に対して数値シミュレーションと赤外線サーモグラフィを用いた実験を行い、その結果の比較検討を行った。数値計算手法としては、川口らが提案した DEM-CFD カップリング手法⁽¹⁾を発展させ、熱輸送を含む流動現象に適用した。本計算では流動層内の伝熱過程として、粒子-流体間の対流伝熱、粒子間および粒子-壁面間の伝熱、壁面-流体間の伝熱、そして乱流による熱拡散の影響を考慮した。熱放射の影響は本実験条件が比較的低温条件であるため、無視した。

2. 数値解法

2・1 流体運動の基礎式とモデル 流体運動の基礎式は以下に示す圧縮性を考慮した連続の式、運動方程式、そしてエネルギー方程式である。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon \rho_g) + \nabla \cdot (\varepsilon \rho_g \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon \rho_g \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\varepsilon \rho_g \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\varepsilon \nabla p + \nabla \cdot (\varepsilon \boldsymbol{\tau}) + \varepsilon \rho_g \mathbf{g} + \mathbf{f}_p \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon \rho_g h_g) + \nabla \cdot (\varepsilon \rho_g h_g \mathbf{u}) = \varepsilon \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla p \right) + \nabla \cdot (\varepsilon k_e \nabla T_g) + Q_p \quad (3)$$

ここで、 p , $\mathbf{u}$, $\boldsymbol{\tau}$, ρ_g , ε , h_g , T_g , $\mathbf{g}$ はそれぞれ、流体の圧力、速度ベクトル、応力テンソル、流体密度、空隙率、エンタルピー、流体温度、重力加速度ベクトルであり、これらはいずれも局所相平均量である。なお、流体のエンタルピー h_g は流体の定圧比熱 C_{pg} を用いて $h_g = C_{pg} T_g$ と表せる。流体密度は気体の状態方程式から求めた。また、 $\mathbf{f}_p$ は粒子-流体間の運動量の相互作用を表す項である。粒子-流体間の運動量カップリングのモデルは川口ら⁽¹⁾と同じモデルを用い、流体抵抗係数は空隙率が 0.8 以下の場合は Ergun の式⁽⁴⁾で与え、空隙率が 0.8 より大きい場合は Wen と Yu の式⁽⁵⁾で与えた。

粒子-流体間の熱交換項 Q_p は次式で与えた。

$$Q_p = \beta_T (\bar{T}_p - T_g), \quad \beta_T = Nu \frac{6k_g(1-\varepsilon)}{d_p^2} \quad (4)$$

ここで、 $\bar{T}_p$ は計算セル内の平均粒子温度、 k_g は流体の熱伝導率、 d_p は粒子径である。式 (4) 中のヌセルト数 Nu は次式で表される Gunn⁽⁶⁾ の提案したモデルで与えた。

$$Nu = (2 + 5\varepsilon_p^2)(1 + 0.7Re^{0.2}Pr^{1/3}) + (0.13 + 1.2\varepsilon_p^2)Re^{0.7}Pr^{1/3} \quad (5)$$

ここで、 ε_p は粒子の体積率である。レイノルズ数 Re およびプラントル数 Pr は次式で定義される。

$$Re = \frac{\varepsilon |\bar{\mathbf{v}} - \mathbf{u}| \rho_g d_p}{\mu_g}, \quad Pr = \frac{C_{pg} \mu_g}{k_g} \quad (6)$$

ここで、 $\bar{\mathbf{v}}$ は粒子の局所平均速度、 μ_g は流体粘性である。

流動層のような高濃度固気二相流の数値解析では、流体中の乱れが粒子、流体運動に及ぼす影響は小さく、無視されることが多いが、流体中の熱移動を考慮する際には、乱れによる拡散の効果は一般に重要であると考えられる。しかし、気泡流動化状態にある気系流動層のように、粒子が高濃度で存在し、さらに空間的および時間的に大きく変動するような場において瞬時の流れ場を表す乱流モデルは確立されていない。そこで本研究では、その精度の検討については今後の課題ではあるが、まず乱流拡散の影響を考慮するために、応力テンソル $\boldsymbol{\tau}$ を渦粘性近似で与え、乱流粘度 μ_t については、単相流の LES (Large Eddy Simulation) でよく用いられる Smagorinsky モデルを用いて与えた。

$$\boldsymbol{\tau} = \mu_e \left[2\mathbf{D} - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{I} \right], \quad \mu_e = \mu_g + \mu_t \quad (7)$$

$$\mu_t = (C_s L)^2 \rho_g \sqrt{2\text{tr}(\mathbf{D} \cdot \mathbf{D})} \quad (8)$$

ここで、 $\mathbf{D}$ は流体の変形速度テンソル、 $\mathbf{I}$ は単位行列、 C_s は Smagorinsky 定数、 L は代表長さであり、 tr は行列のトレースを意味する。 C_s はこのモデル唯一のモデル定数であり、対象とする流れ場によって決定され、0.1 から 0.2 の値をとるとされている⁽⁷⁾⁽⁸⁾。本研究では、議

論の余地はあるものの、 C_s の値として0.1を採用した。代表長さ L については、粒子の高濃度充填状態では空間スケールが粒子スケールを超える乱れの影響は小さいと考え、空隙率 $\varepsilon=0.4$ のときには粒子半径、空隙率 $\varepsilon=1.0$ のときには計算格子スケールとなるような線形関数で与え、 $\varepsilon < 0.4$ のときには $L=0$ とした。また流体の実効熱伝導率 k_e は乱流プラントル数 Pr_t ($=C_{pg}\mu/k_t=0.5$)、熱伝導率 k_g を用いて次のように与える。

$$k_e = k_g + \frac{C_{pg}\mu_t}{Pr_t} \quad (9)$$

壁面一流体間の伝熱係数 h_w は次式より求めた⁽⁹⁾。

$$Nu_{w,\max} = \frac{h_w d_p}{k_g} = 0.21 Ar^{0.32} \quad (10)$$

ここで、 Ar はアルキメデス数であり、次式で定義される。

$$Ar = \frac{g\rho_g(\rho_p - \rho_g)d_p^3}{\mu_g^2} \quad (11)$$

ここで、 ρ_p は粒子密度であり、式 (10) の適用範囲は $2.0\text{mm} < d_p < 12.9\text{mm}$, $4000\text{ kg/m}^3 < \rho_p < 11400\text{ kg/m}^3$, $1.5 \times 10^5 < Ar < 3 \times 10^8$ である。本条件では詳細は3章に示すが、粒子密度 ρ_p は 2700 kg/m^3 であり、粒子密度に関して上記の式 (10) の適用範囲を満たしていない。ただし、粒径 ($d_p=3.14\text{mm}$) とアルキメデス数 ($Ar=3.0 \times 10^6$) に関しては、適用範囲を満たしている。

2・2 粒子運動の基礎式とモデル 粒子間および粒子一壁面間の接触力は柔軟粒子モデルの一つである DEMモデルを用いて与えた。法線方向の接触力は、粒子の弾性変形およびそれに伴う弾性反発力を表すバネと、エネルギー減衰を表すダッシュポットにより表わされる。接線方向についても、変形量が小さいうちは、バネとダッシュポットにより表されるが、変形量が大きくなり滑り条件を満たす場合は、摩擦スライダが用いられる。弾性反発力に関しては、川口ら⁽¹⁾ と同様に変形量に比例する反発力を与える線形バネモデルを用いた。

粒子温度に関して、ビオ数 Bi ($=hd_p/k_p$, h : 粒子一流

体間の熱伝達率, k_p : 粒子の熱伝導率) が0.1より小さい場合、物体内部の温度分布は一様とみなすことができる。詳細は3章で示すが、本実験条件では、 $Bi < 0.005$ となり、上記条件を満たすため、計算においては粒子内部の温度分布は一様と仮定した。

本計算では粒子間および粒子一壁面間の伝熱プロセスとして、図1に示すように、接触面を介しての熱移動と、接触面近傍の空気を介しての熱移動の2つを考慮し、接触伝熱量 Q_{ij} を次式で与えた。

$$Q_{ij} = H_i(T_j - T_i), H_i = H_c + H_g \quad (12)$$

ここで、 T は温度、添え字 i, j は接触状態にあるそれぞれの粒子もしくは壁面を意味する。

接触伝熱コンダクタンス H_c は次式で与えた⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。

$$H_c = \begin{cases} 2k_p r_c & (\text{粒子間})^{(10)} \\ 2 \frac{k_p k_w}{k_p + k_w} r_c & (\text{粒子-壁面間})^{(11)} \end{cases} \quad (13)$$

ここで k_w は壁の熱伝導率、 r_c は接触円半径である。前述したように、本計算では粒子間の接触力を線形バネモデルで表現している。そして粒子のバネ定数は、計算コストの都合から比較的小さなバネ定数を与えている。そのため、粒子間の変形量から2粒子間の接触面積を評価すると、実際よりも過大評価することになり、同時に粒子間の接触伝熱量も過大評価することになる。そこで式 (13) を用いて接触伝熱を考慮する場合は、接触円半径 r_c を Hertz の接触理論を用いて次式のように与えた。

Fig. 1 Particle—particle (wall) heat transfer model

$$r_c = \begin{cases} \left[\frac{3}{4} f_{Cn} \left(\frac{1 - \sigma_p^2}{E_p} \right) r_p \right]^{1/3} & (\text{粒子間}) \\ \left[\frac{3}{4} f_{Cn} \left(\frac{1 - \sigma_p^2}{E_p} + \frac{1 - \sigma_w^2}{E_w} \right) r_p \right]^{1/3} & (\text{粒子-壁面間}) \end{cases} \quad (14)$$

ここで、 f_{Cn} は粒子間もしくは粒子-壁面間の法線方向の接触力、 σ はポアソン比、 E はヤング率であり、添え字の p は粒子、 w は壁を意味する。 f_{Cn} としては DEM モデル⁽¹⁾ で与えられる値を用いた。上式を用いて粒子-粒子(壁面)間の接触円半径 r_c を評価する際は、ヤング率 E には実際の物性値を与えた。

接触面近傍の空気を介しての伝熱コンダクタンス H_g は次式で与えた⁽¹²⁾。

$$H_g = k_g \frac{2\pi \left[1 - 1/2(r_c/r_p)^2 \right] (r_p - r_c)}{1 - \pi/4} \quad (15)$$

3. 実験装置および条件

3・1 実験条件 図2に実験装置概略図を示す。実装置における粒子挙動および熱輸送現象は3次元であるが、実際に3次元装置を用いて内部の粒子挙動や、3次元的な温度分布の測定は非常に困難である。本研究では、粒子挙動や温度分布を直接観測するために2次元装置を用いた。2次元流動層装置の横幅は76mm、奥行きは21mmに制限されている。使用した粒子は球形のアルミニウム粒子である。粒子温度の測定には赤外線サーモグラフィ(日本アビオニクス社製、TVS-8502)を用いる。サーモグラフィは物体

表面から放射される赤外線を検出し、表面の温度分布画像を得る装置であり、用いたシステムでは温度分布画像を動画として記録するため、第4章で述べるように温度分布と粒子挙動の同時観測が可能である。サーモグラフィを用いての温度測定の際の注意点として、周囲物体の反射の影響が挙げられる。測定対象がアルミニウムなどの金属光沢を持つ物質の場合、物質表面の反射率が高いため、周囲の物体の赤外線を反射しやすく測定誤差が生じやすい。そのような反射の影響を軽減するために、粒子には黒体塗料を塗装してある。黒体塗料塗装後の粒子の平均粒径は3.14mmである。実験ではあらかじめ電気オープンによって均一に加熱された粒子(150℃)を容器内に投入後、常温の空気を流入させ、空塔速度が1.6, 2.4 m/sの場合について実験を行った。また本実験では底面中央の幅7mm、奥行き21mmのノズルから空気を流入させるという噴流条件で実験を行った。なお、最小流動化速度は1.43 m/sである。

ガラスやアクリルなどの一般的に容器として用いられる材料の多くは、可視領域では透明であっても、赤外領域では不透明である。そこで、本実験では容器前面には、優れた赤外線の透過率(約81%)を持つスピネル(MgAl₂O₄)製の平板(76mm×116mm×3mm)を用いた。なおスピネル窓の下端は、流動層底面から高さ10mmにあり、この下部10mmの領域の粒子温度は測定できない。サーモグラフィ計測では全粒子の温度ではなく、スピネル窓を通じて可視領域内の粒子温度分布を測定する。実験と条件を合わせるため、計算結果はスピネル壁から粒子直径の1.5倍以内に粒子中心が存在する粒子から温度を求めた。

装置容器壁は、前壁のスピネル部分(高さ116mm)より上の部分はガラス、そして側壁および後壁もガラ

Fig. 2 Fluidized bed

Table 1 Physical properties of particle

Material	Aluminum
Mean diameter [mm]	3.14
Density [kg/m ³]	2700
Specific heat (20–200°C) [J/(kg·K)]	949.2
Young's modulus [GPa]	70.3

Table 2 Physical properties of gas

Gas	Air
Superficial gas velocity [m/s]	1.6, 2.4
Viscosity [Pa·s]	1.81 × 10 ⁻⁵
Specific heat [J/(kg·K)]	1005
Thermal conductivity [W/(m·K)]	0.025

Table 3 Physical properties of wall

Material	Spinel	Glass
Density [kg/m ³]	3580	2200
Specific heat [J/(kg·K)]	1015	800
Thermal conductivity [W/(m·K)]	16.9	1.12
Young's modulus [GPa]	270	63

Table 4 Experimental and calculation conditions

Particle	
Number	3168
Normal stiffness [N/m]	800
Tangential stiffness [N/m]	200
Coefficient of restitution	0.9
Coefficient of friction	0.3
Initial temperature [°C]	145
Initial temperature (near wall) [°C]	130
Gas	
Superficial gas velocity [m/s]	1.6, 2.4
Initial temperature [°C]	145
Inlet temperature [°C]	14
Wall	
Initial temperature (particle region) [°C]	37
Initial temperature (upper region) [°C]	14
Calculation	
Cell size ($x \times y \times z$) [mm]	4.2x6.91x10
Cell number ($x \times y \times z$)	5 × 11 × 40
Time step [s]	1.0×10^{-4}

スで作製されている。粒子、流体、および壁の物性値を表1～3にそれぞれ示す。

3・2 計算条件 計算においては粒子、流体、および壁の物性値は表1～3の値をそれぞれ用いた。また各物性値の温度依存性に関して、流体密度については状態方程式より求めるが、その他の物性値に関しては、温度依存性を無視している。壁面における流体速度の境界条件はすべり条件を与えた。流体温度の境界条件に関しては、底面の空気流入部分では流入温度一定とし、それ以外の底面部分は断熱条件を与えた。空気流出部では流体温度は線形外挿して与えた。また壁面との境界部分では、壁面温度を境界条件として与えた。

計算条件を表4に示す。流体運動の計算に用いる格子の大きさとしては局所相平均の仮定から、容器全体に対しては十分な分解能を持ち、かつ粒径に比べてある程度大きい必要がある。以上を考慮して、本計算では計算格子の大きさは4.2 mm × 6.909 mm × 10mm (x 方向× y 方向× z 方向)とした。実験装置は粒子の運動が2次元的に制限されているが、熱輸送に関する3次元性は無視できない。そのため本計算では、流体に対しても3次元計算を行い、流体の熱輸送の3次元性を考慮した。実験では高温粒子を容器に充填してから常温空気が流入されるまで、約5秒間を要する。その間に高温粒子は低温壁に冷却され、空気流入時には粒子層に温度分布が生じている。計算では、実験に近い初期粒子温度状態を与えるため、図3に示すように、各壁面から粒子直径の1.5倍以内に存在する粒子温度を130°C、それ以外の部分の粒子温度を145°Cとした。また、壁近傍での粒子温

Fig. 3 Initial particle temperature condition

度の低下と同時に、粒子と接触状態にある壁面部分の温度が上昇するため、実験開始時に壁面にも温度分布が生じている。そこで計算では壁面の初期温度分布も考慮し、粒子存在領域部分の壁面温度を37°C、それより上の領域の壁面温度を外気温と同じ14°Cとした。これらの粒子および壁の初期温度の値は予備実験によって測定されたものである。

また本計算では容器壁内部の温度分布についても計算によって求めた。数値計算では、壁面内側と接触している流体温度と外気温（一定）を境界条件として、熱伝導方程式を解き、壁内部の温度分布を求めた。

4. 結果と考察

空気流入開始時 ($t=0$ s) から20秒間の粒子層の温度分布の時間変化を図4に示す。図4には低流速条件 ($u=1.6$ m/s) のときと高流速条件 ($u=2.4$ m/s) のときの結果を合わせて示している。それぞれ(a)に実験結果、(b)に計算結果を示している。また、計算結果の図を実験結果と比較する際に実験結果の可視領域との対応関係を明確にするため、計算結果では底面から10mmの高さの位置に破線を加えている。

赤外線サーモグラフィカメラは、温度分布の測定を目的としたものであるが、図4からわかるように、取得画像から粒子群の挙動についても観察することが可能である。ここでは、まず実験および計算結果の粒子対流パターンについて、動画観察から得られた考察を述べる。低流速および高流速の場合ともに、層底部の側壁部分に流動化開始直後から、粒子の静止領域が形成されることが確認された。この粒子静止堆積領域と粒

Fig. 4 Temperature distribution of particles

Fig. 5 Temporal change of particles average temperature of particles near front wall region

Fig. 6 Horizontal temperature distribution of particles ($t=20\text{s}$, $z=20-30\text{mm}$)

子流動化領域の温度差が最も明確となった $t=20\text{s}$ での境界を、図4中に白の実線で示す。図から、空塔速度の増加により粒子静止堆積領域が縮小していることがわかる。粒子流動化部分の対流挙動については、撮影動画の目視観察により、層中央部で上昇流、側壁側で下降流となる循環流れが形成されていることが確認された。また、計算においても実験と同様の対流が確認された。

温度分布について見ると、底面中央から常温の空気を送り込んでいるため、中央付近で粒子温度の低下が見られる。また、下流に行くにつれて上昇流が幅方向に広がるため、低温領域も同様に幅方向に広がっている様子も確認できる。低流速条件では低温領域は逆三角形上に広がり、高流速条件では低温領域は層全体に広がっている。動画観測からの考察と合わせると、どちらの場合においても静止堆積層と粒子流動化部分の境界が、低温部分と高温部分の境界に対応し、この傾向は計算結果でも実験結果と同様であることを確認した。

図5に各流速条件における測定領域内粒子の平均温度の時間変化を示す。各条件においてそれぞれ4回ずつ実験を行ったため、実験結果については各結果の平均値とエラーバーを示している。高流速の場合の方がより温度低下が速いが、これは流速の増加に伴い層全体で対流が生じ、粒子-流体間の熱交換が促進されたためだと考えられる。低流速、高流速条件のどちらの場合においても計算結果は実験結果よりも高い温度値を示している。しかし、高流速の場合の方がより温度

低下が早い点では、計算と実験は定性的に一致している。

図6に $t=20\text{s}$, $z=20-30\text{mm}$ における水平方向の平均粒子温度分布を示す。ここでは実験結果は4回の計測結果の平均値のみを示している。また計算結果については粒子の温度分布だけでなく、同高さ領域における流体およびスピネル壁面内側の温度分布も示す。まず低流速条件の結果について述べる。実験結果では中央の流動部と側壁近傍で温度低下が見られ、M字型の温度分布が現れている。計算結果においても実験結果同様の分布が見られ、定性的な温度分布は一致している。しかし、特に側壁近傍の粒子静止堆積領域において定量的な一致は見られず、計算では低温側壁の影響をあまり表現できていないことがわかる。

さらに計算結果に関して、粒子および流体温度と壁面の温度を比較すると、最大 40°C 程度の大きな温度差が生じている。このことから、粒子および流体に低温壁面の影響があまり現れていないことがわかる。この原因について考察する。まず流体運動に関して局所相平均量に対する基礎式を用いていることが問題点として考えられる。本計算では流体運動の基礎式として、粒子間の隙間を流れるようなマイクロなスケールの流体運動は考慮せず、気泡などのメソスケールの挙動を記述するために空間的に平均化された式を用いている。また、流体計算用のグリッドは粒子サイズより大きく、グリッド内の流体温度一定の仮定を用いている。上記仮定のため、流体側では壁面近傍の局所的な温度変化を表現できなかったと考えられる。

また、粒子相の問題点として本計算で使用した粒子-壁面間の伝熱モデルが挙げられる。今回使用した伝熱モデルは流動層中において実験的検証をされたモデルではないため、伝熱量を正確に評価できていない可能性が考えられる。本研究では、多様な伝熱プロセスを含んだ流れ場を対象とし、それぞれのプロセスについて数値モデルを与えたが、今後は一つ一つの伝熱プロセスについてモデルの検討を行う必要があると考えられる。

続いて高流速条件の実験結果についてみると、側壁近傍での温度低下は見られるが、その温度変化の大きさは低流速条件に比べて小さく、側壁近傍を除いて分布は平坦となっている。温度分布が平坦となる理由は、高流速条件においては、対象の領域 ($z=20-30\text{mm}$) で粒子が流動しており (図4, $u=2.4\text{m/s}$, $t=20\text{sec}$ を参照), 粒子の対流, 拡散による熱輸送が活発なためである。計算結果についてみると、側壁付近の温度低下を除いて、分布形状は実験結果をよく表しているが、全体的に実験結果に比べて高温となっている。以上の結果より、高流速条件についても予測精度の向上のためには壁面近傍の熱輸送モデルの改良が必要であるといえる。

また、今回温度分布の比較対象としたのは手前のスピネル壁近傍の粒子であることから、壁面近傍の温度低下が表現できれば、計算結果の全体的な温度低下が予想され、図5の平均温度の時間変化においても計算結果は実験結果により近づくことが期待される。

5. 結 言

本研究では2次元流動層内熱流動問題に対して、DEM-CFDカップリングによる数値解析を行い、赤外線サーモグラフィを用いた粒子温度分布測定結果による検証を行った。

計算結果は粒子の対流挙動や粒子流動部での粒子温度分布に関して実験と定性的に一致した。また粒子静止堆積領域が比較的小さな高流速条件において粒子温度分布を比較したところ、定量的にも比較的一致した。しかし、実験で観測された側壁近傍における粒子温度の低下の傾向は本計算モデルでは表現できず、とくに

低流速条件における粒子静止堆積領域において定量的に大きな差が見られた。この差異の原因としては、局所相平均の仮定のために壁面近傍での局所的な温度変化を表現出来なかったことや、粒子-壁面間の伝熱モデルが実際よりも伝熱量を過小評価している可能性などが考えられる。壁面近傍の温度変化を表現できれば、計算結果は実験結果により近づくことが期待される。

謝 辞

本研究の数値解析の部分に対して、文部科学省科学研究費補助金特定領域研究 (領域番号 422), 実験部分に対して、日本学術振興会科学研究費補助金 (課題番号 15360094) の援助を得た。また、本研究における実験に対して、大阪大学工学部4年次学生の上村紘士氏、および吉川薫氏の協力を得た。記して謝意を表する。

文 献

- (1) Kawaguchi, T., Tanaka, T. and Tsuji, Y., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 58, No.551 (1992), pp. 2119-2125.
- (2) Kaneko, Y., Shiojima, T. and Horio, M., *Chemical Engineering Science*, Vol. 54 (1999), pp. 5809-5821.
- (3) Zhou, H., Flamant, G. and Gauthier, D., *Chemical Engineering Science*, Vol. 59 (2004), pp. 4205-4215.
- (4) Ergun, S., *Chemical Engineering Science*, Vol. 48, No.2 (1952), pp. 89-94.
- (5) Wen, C.Y. and Yu, Y.H., *Chemical Engineering Progress Symposium Series*, Vol. 62, No. 62 (1966), pp. 100-111.
- (6) Gunn, D.J., *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 21 (1978), pp. 467-476.
- (7) Deardorff, J.W., *Journal of Computational Physics*, Vol. 7 (1971), pp. 120-133.
- (8) Mason, P.J. and Callen, N.S., *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 162 (1986), pp.439-462.
- (9) Maskaev, V.K. and Baskakov, A.P., *International Chemical Engineering*, Vol. 14, No. 1 (1974), pp. 80-83.
- (10) Batchelor, G.K. and O'Brien, R.W., *Proceedings of the Royal Society London Series A*, Vol. 355 (1977), pp. 313-333.
- (11) Fletcher, L.S. and Peterson, G.P., *Transaction of the ASME, Journal of Heat Transfer*, Vol. 110 (1988), pp. 38-41.
- (12) Vargas, W.L. and McCarthy, J.J., *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 45 (2002), pp. 4847-4856.