

機関番号：57301

研究種目：若手研究(B)

研究期間：2009～2010

課題番号：21760141

研究課題名(和文) SPH法による気泡流動層の流動特性解析

研究課題名(英文) Analysis of flow characteristic on bubbling fluidized bed using SPH Method

研究代表者

城野 祐生 (JOHNO YUUKI)

佐世保工業高等専門学校・物質工学科・准教授

研究者番号：80353233

研究成果の概要(和文)：本研究では、気流の流れ場の計算に空隙率を考慮した Navier-Stokes 式と連続の式を用い、粒子の計算には連続体的、かつ Lagrangian 的計算方法である SPH(Smoothed Particle Hydrodynamics) 法を用いて、気流と粒子の相互作用項によって両者を連成し、気泡流動層の数値シミュレーションを行った。また、計算とほぼ同一条件で実験を実施し、可視化結果や運動特性値の測定結果について比較、検討を行った。計算結果と実験結果を可視化比較したところ、計算結果は実際の流動層で生成する気泡の発生、上昇、破裂の状態をよく表現しており、気泡の発生周期もほぼ一致していることが確認できた。SPH 法を用いることによって、これまでの連続体モデルでは表現が難しかった小気泡の運動の状態や粉体の離散性を現実的に表現できることが分かった。

研究成果の概要(英文)：Air and Particle motions in a bubbling fluidized bed are numerically simulated using Smoothed Particle (SP) method for the particle phase. In the SP method, the partial differential equations, which are the governing equations for the flow fields of the particle phase, are transformed to the ordinary differential equations, which are Lagrangian-type equations. The numerical analysis of ordinary differential equations is much easier than that of partial differential equations. Moreover, Lagrangian analysis is suitable for the description of the characteristics of discrete particles. The Navier-Stokes equation and the Lagrangian type equation were simultaneously solved. The corresponding experiments were also performed. It is found that calculated results describe well the experimental instantaneous particle positions, and enable us to know the mechanisms of bubble formation, bubble coalescence and bubble disruption in a bubbling fluidized bed.

交付決定額

(金額単位：円)

| | 直接経費 | 間接経費 | 合計 |
|--------|-----------|---------|-----------|
| 2009年度 | 1,200,000 | 360,000 | 1,560,000 |
| 2010年度 | 700,000 | 210,000 | 910,000 |
| 年度 | | | |
| 年度 | | | |
| 年度 | | | |
| 総計 | 1,900,000 | 570,000 | 2,470,000 |

研究分野：工学

科研費の分科・細目：機械工学・流体工学

キーワード：混相流、数値シミュレーション

1. 研究開始当初の背景

流動層は触媒反応や脱硫脱硝等の反応操作、燃焼操作、粒子の造粒や乾燥操作等、様々な分野で利用されている装置であるが、層内の流動状態は粒子と流体が複雑に影響を及ぼしあう混相流の現象であるため、流動機構には未解明な部分が多い。特に、粒子濃度が高い気泡流動層では流動状態の実測が困難であり、数値シミュレーションによる流動現象の解明が試みられている。

従来の気泡流動層の数値シミュレーションに関する研究は、粒子の取り扱いにより二流体モデルと離散要素法 (Distinct Element Method 以下 DEM と略す) に大別される。二流体モデルは Bouillard らや Kuipers らによって盛んに研究された手法で、粒子相を流体相と同様の連続体に基づいた式で取り扱うため対象となる粒子個数に制限がないが、その反面、粒子相も Euler 的に計算するため、粒子群の離散的な性質が表現されにくく、粒子群界面部の解析に特別な構成関係を要する等の難点がある。一方、DEM は Cundall らによって提案され、川口らが流動層の解析に適用し、彼らや Xu and Yu らによって盛んに研究された手法であり、計算方法がシンプルであることや個々の粒子に基づいた粒子群の運動を詳細に解析可能である等の利点がある。その反面、粒子同士の接触点において計算を行うので粒子数が増えると接触点が指数的に増加して莫大な計算時間を要することになり、実質計算できる粒子数が制限されてしまう。

2. 研究の目的

流動層内で起こる現象を正しく制御するためには装置内部での力学機構や流動状態を正しく把握しておくことが必要である。しかし、装置内部で起こる現象は粒子群と気流が相互干渉して連成した混相流の複雑現象であるため、その流動特性の解明は現在でも困難な問題の1つである。この問題を解決するために、本研究では、粒子群を連続体と見なして Lagrange 的に計算する SPH 法を気泡流動層の計算に適用する。SPH 法は粒子群を連続体と見なして連続体要素の素片に分割し、その素片の運動を追跡する手法であり、連続体モデルであるから粒子数に制限はない。また、連続体素片を Lagrange 的に追跡するため、離散性をもつ粉体の計算に適した手法であると考えられる。シミュレーション結果の妥当性を検証するため、2次元流動層実験装置を製作して同条件での実験を実施する。その実験結果から画像解析によって運動特性値の算出を行い、シミュレーション結果の評価を行う。以上により多粒子を対象とした実際の流動層装置の数値シミュレーション

技術を確立する。

3. 研究の方法

SPH 法を用いて粒子相の支配方程式である偏微分方程式を常微分方程式に変換し、得られた Lagrange 形の運動方程式を数値解析することにより、計算粒子軌跡、速度、かさ密度を求め、実際の粒子から気流への運動量の授受を Navier-Stokes 式にフィードバックし、両者の相互作用を考慮して、Navier-Stokes 式と粒子相の運動方程式を連立して解くことによって粒子相及び気流相の運動を求めた。得られた結果はほぼ同一条件で実験を実施し、可視化結果や運動特性値の測定結果について比較、検討を行った。

(1) 計算方法

気流の基礎式は非圧縮性の Navier-Stokes 式と連続の式で、無次元化するとそれぞれ式①、②で表される。なお ε は計算空間内に存在する粒子から求めた各計算格子の空隙率である。

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial \tilde{t}} + \nabla \cdot \tilde{\mathbf{a}} \tilde{\mathbf{u}} = -\varepsilon \nabla \tilde{P} - \frac{1}{\text{Re}} \varepsilon \nabla \cdot \tilde{\boldsymbol{\tau}} - \tilde{S}_p \dots \dots \textcircled{1}$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \tilde{t}} + \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} = 0 \dots \dots \dots \textcircled{2}$$

式①の \tilde{S}_p は気流と粒子の相互干渉項であり、気流と実際の粒子の運動は \tilde{S}_p の項によって結びつけられ、Navier-Stokes 式と粒子相の運動方程式が連立して解かれる。 \tilde{S}_p の抵抗係数には粒子周りレイノルズ数 $\text{Re}_p \leq 800$ の場合に適用できる Schiller and Naumann の実験式を用いている。

$$\tilde{S}_p = \frac{3\pi\mu D_p D}{U_s \rho} (1 + 0.15 \text{Re}_p^{0.687}) n(\tilde{\mathbf{u}} - \tilde{\mathbf{u}}_p) \xi(\varepsilon) \dots \dots \textcircled{3}$$

n は実際の粒子個数濃度であり、かさ密度を実際の粒子1個の質量で割ることにより求められる。 $\xi(\varepsilon)$ は粒子群中の実際の1個の粒子が受ける抗力を表すための補正関数で、著者らの実験結果に基づく値を用いた。

SPH 法は場を連続体として Lagrange 的に計算する方法である。連続体と近似した計算対象を素片に分割してその素片の運動を追跡する手法で、各素片は互いに重なりあってその集合体として例えば粒子相を記述するといった考え方に基づいている。素片のもつ物理量は素片の中心における値として表され、その点と共に移動し、計算粒子の影響範囲内で分布関数によって分布され、その重なり合いの総和として物理量が求められる。

一般に物理量 $f(\mathbf{x})$ が存在したとき、SP 法では周囲の影響が考慮された、すなわち平滑化関数 (分布関数) w によって平滑化された値 $\langle f(\mathbf{x}) \rangle$ が必要である。それを次式に示す。

$$\begin{aligned} \langle f(\mathbf{x}_i) \rangle &= \int w(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j) f(\mathbf{x}_j) d\mathbf{x}_j \dots\dots\dots ④ \\ &= \sum_j w(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j) f(\mathbf{x}_j) \Delta \mathbf{x}_j \end{aligned}$$

平滑化関数には 3 次の B スプライン関数を用いた。

かさ密度と 1 個の計算粒子の質量の関係は

$$D_p D \rho \tilde{\rho}_b(\tilde{\mathbf{x}}_j) \Delta \tilde{\mathbf{x}}_j = m_0 \dots\dots\dots ⑤$$

と表せる。本計算は 2 次元であるが、実際の粒子の運動を表現するため実際の粒子 1 個の質量や実際の粒子 1 個に作用する流体抗力を球形粒子として計算している。そのため式 (5) では計算空間の厚みを実際の粒子の粒径 D_p として計算を行っている。従って、一般の物理量は式④に式⑤を代入して

$$\langle \tilde{f}(\mathbf{x}_i) \rangle = \frac{m_0}{\rho D_p D^2} \sum_j \frac{\tilde{f}(\mathbf{x}_j)}{\tilde{\rho}_b(\mathbf{x}_j)} \tilde{w}(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j) \dots\dots\dots ⑥$$

となり、それぞれの計算粒子の重心の位置の物理量のみで記述される。物理量の微分値は、平滑化関数 w の微分値として表される。

粒子相の運動方程式は次式となる。

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\tilde{\mathbf{u}}_p}{dt} + \tilde{\mathbf{u}}_p \cdot \nabla \tilde{\mathbf{u}}_p \right) &= \frac{d\tilde{\mathbf{u}}_p}{dt} \\ &= -\frac{(1-\varepsilon)}{\tilde{\rho}_b} \nabla \tilde{P} - \frac{(1-\varepsilon)}{\tilde{\rho}_b} \nabla \tilde{P}_p - \frac{(1-\varepsilon)}{\tilde{\rho}_b \text{Re}} \nabla \cdot \tilde{\tau}_p + \frac{\tilde{S}_p}{\tilde{\rho}_b} - \frac{D}{U_s^2} g \end{aligned} \dots\dots\dots ⑦$$

式⑦の粉体の圧力勾配の項 (最下式右辺第二項) を平滑化すると式⑧のようになる。

$$\left\langle \frac{\nabla \tilde{P}_p}{\tilde{\rho}_b} \right\rangle = \frac{m_0}{\rho D_p D^2} \sum_j \left(\frac{\tilde{P}_{pj}}{\tilde{\rho}_{bj}^2} + \tilde{\Pi} \right) \nabla_i \tilde{w}_{ij} \dots\dots\dots ⑧$$

式⑧の P_p は粉体の垂直応力であり、かさ密度に関する次の式を用いた。

$$\tilde{P}_p = \frac{\gamma}{\rho U_s^2} \frac{\tilde{\rho}_b - \tilde{\rho}_{b0}}{\tilde{\rho}_{b \max} - \tilde{\rho}_b} \dots\dots\dots ⑨$$

本計算では実験結果および DEM シミュレーションの結果から γ の値を検討し、圧縮性が顕著な現象をよく表現する $\gamma=5\text{kPa}$ を用いて計算を行った。

式⑧の粘性応力 $\tilde{\tau}_p$ の構成方程式はニュートンの粘性のアナロジーから考えて式⑩のようにした。 A_1, A_2 は粉体の粘度を表しており、粒子群の場合 A_1 は A_2 よりはるかに大きい値

となる。 A_1, A_2 の値は粉体の種類や粒径、湿度によって変化し、明確な値が求められていないため、今回の計算では A_1 を水の粘度の 10 倍の値とし、 A_1 と A_2 の比には湯らの DEM と実験による粗大粒子の応力と歪み速度の関係の結果を適用した。

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{px} &= -\frac{A_1}{\mu} \frac{d\tilde{u}_p}{d\tilde{x}} \\ \tilde{\sigma}_{py} &= -\frac{A_1}{\mu} \frac{d\tilde{u}_p}{d\tilde{y}} \\ \tilde{\tau}_{pxy} &= -\frac{A_2}{\mu} \left(\frac{d\tilde{v}_p}{d\tilde{x}} + \frac{d\tilde{u}_p}{d\tilde{y}} \right) \end{aligned} \dots\dots\dots ⑩$$

(2) 計算条件

計算条件を Table 1 に示す。本計算には 2 次元計算空間を用いた。粒子 1 個の質量、実際の粒子 1 個に作用する流体抗力、空隙率は粒子を球形として計算した。そのため本計算では計算空間の奥行きを実際の粒子の粒径 D_p として計算を行った。気流は底面部の $Y/D=8, 5, 16, 23.5$ の 3 個所において、格子 2 つ分の幅で、気流空塔速度 $U_s=1.0$ (0.3m/s) の断面積比にあたる 10.7 倍の $U_0=10.7$ (3.2m/s) で噴出させた。

Table 1 計算条件

| | Dimensional | Nondimensional |
|---|-------------------------------------|----------------------|
| Dimensions of the fluidized bed | | |
| (Height) | 612.5 mm | 245.0 |
| (Width) | 80.0 mm | 32.0 |
| (Depth) | 0.2 mm | 0.08 |
| Number of cells ($N_x \times N_y$) | 350 × 64 = 22400 | |
| Cell sizes | | |
| Δx | 1.75 mm | 0.7 |
| Δy | 1.25 mm | 0.5 |
| Superficial air velocity U_s | 0.12 m/s | 1.0 |
| Reynolds number Re | | 640 |
| Time step Δt | 5.0×10^{-6} s | 2.4×10^{-4} |
| Number of imaginary particle N_p | 8320 | |
| Particle diameter D_p | 200 μm | 0.08 |
| Particle density ρ_p | 2.5×10^3 kg/m ³ | |
| Constants in the constitution equations | | |
| A_1 | 1.14×10^{-2} kg/(m s) | |
| A_2 | 1.94×10^{-4} kg/(m s) | |
| Initial void fraction ε_0 | | 0.4 |
| Initial imaginary particle diameter | 1.25 mm | 0.5 |

(3) 実験方法

実験は計算とほぼ同一条件で行った。ただし流動層の奥行き幅は 5.0mm とし、前後壁を接近させた場合に現れる壁の影響や前後壁が完全に平行でない場合に現れる流れの偏りの影響を少なくなるようにした。実験方法について、可視化実験において気泡の形状をとらえ易くするために、実験装置の前後壁に透明ガラスを用いた。暗室内で装置の奥側からライトを照射することにより、明るく光る気泡の形状をとらえることができる。計算と同じ条件でスリットから気流を噴出し、ハイ

スピードカメラ(200f/s)を用いて粒子瞬時位置の撮影を行った。1つの測定点につき50~80個の粒子の速度を平均して求めた。

4. 研究成果

(1) 計算結果と可視化実験結果との比較

Figs.1~3に、計算結果より求めた粒子の等かさ密度図と、可視化実験結果を比較して示す。計算結果は気流の計算格子において、粒子が存在してないかさ密度が零の値から、粒子が最も密な状態の空隙率 0.26 に相当するかさ密度の値までを黒色から白色で表している。本研究の実験方法では粒子が存在する領域は白く写り、粒子が存在しない領域は黒く写る。なお、ここでの結果は、時刻ではなく状態が類似しているもので比較している。

Fig.1では、発生直後の気泡、上昇途中の気泡、気泡が破裂していく状態が現れており、いずれも実験での状態をよく表現していることがわかる。気流が3箇所のスリットから流入しているため、それぞれの位置から小さな気泡が同程度の大きさで発生し、上昇する過程で1つに合一する。合一した気泡は粒子群の流れの影響を受けつつも球形に近い形状を維持しながら上昇し、界面に到達したところで破裂する。気泡内部に注目すると粒子がバラバラに落下していることが分かる。これは実験でも観察される現象であり、通常の連続体的解法ではこれらの離散的な状態を表現するのは困難である。本計算が連続体的解法でありながら粉体の離散的な現象を表現できるのは、Lagrange解析によるものであり、SP法の大きな特徴の1つであるといえる。また、気泡流動層のような高濃度の粉体の流れには自由表面や移動境界がよく現れるが、これらを容易に表現できる点もLagrange的解法であるSP法の長所の一つである。

Fig.3で上昇する気泡に注目すると、気泡は縦に一列に並んでいるわけではなく、横方向に少しずつずれた位置にあることがわかる。気泡の上昇はその気泡の上部に存在する粒子の流れや粉体圧、粒子濃度の不均一等に影響を受け、真っすぐ上昇することはほとんどない。このため、実験における気泡はゆるやかに蛇行するように上昇いき、ある瞬間に層内に存在している気泡は直線上に並ぶことがほとんどないが、実験で観察されるこのような気泡の運動は計算でも表現できており、気流と粒子の運動を現実と近い状態に計算できているものと考えられる。気泡発生周期を求めたところ、計算と実験ではほぼ一致していた。

(2) 平均速度分布及び変動速度分布

Figs.3~5に計算結果と実験結果から求めた粒子、気流の平均速度分布を示す。粒子層下部と粒子層上部の断面でのデータを比較

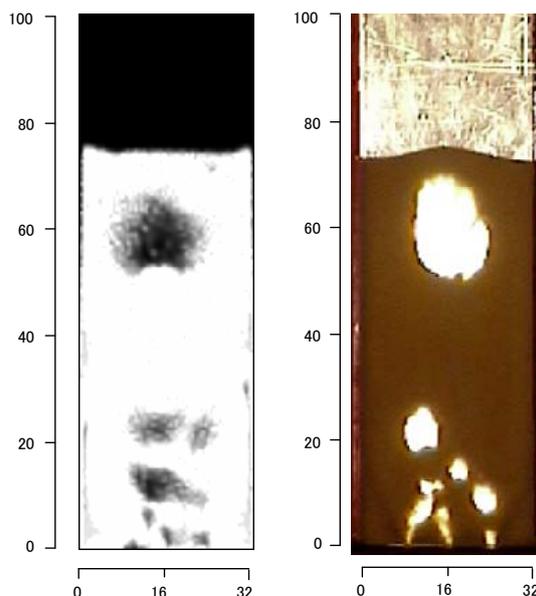


Fig.1 可視化比較

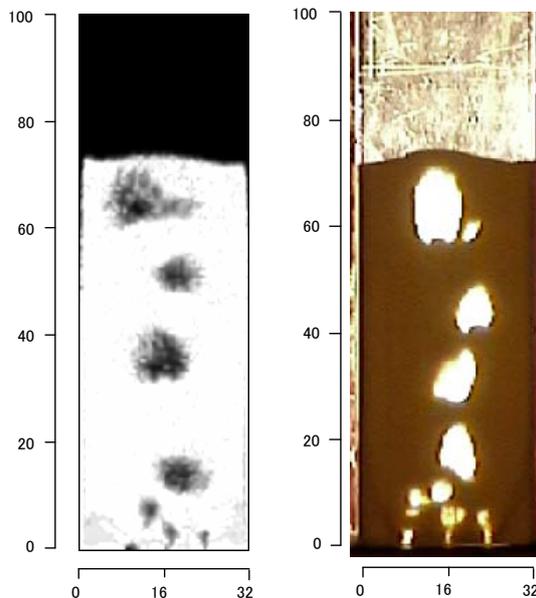


Fig.2 可視化比較

している。実験値と計算値を同条件下で求めるために、実験は気流を流入して層内が流動化状態となった後のデータを採取し、計算は気泡がいくつか破裂した後の時間のデータを採取して平均値を求めた。データ数を増やすため、Y方向中心軸について対称となる位置のデータを合わせて平均し、中心軸に対称にして示している。

気泡は横方向中央部あたりを上昇していくため、粒子は横方向中央部で上昇し、壁付近で下降する流れとなっている。また、気流速度の平均値は粒子速度の平均値とほぼ同様の形状であることがわかる。気泡が上昇す

るよって粒子が上昇して気流速度も大きくなり、逆に上昇した粒子は壁付近を落下していくので、それら粒子の影響を受けて壁付近での気流速度が小さくなる。Figs.4,5 に示す横方向平均速度では、層下部では粒子、気流ともに中央に集まるように流れ、層上部では中央から壁へ広がる流れであることが確認できる。気泡は流動層下部の横方向中央付近で多く発生し、成長しながら上昇し、粒子は気泡の影響を受けるため横方向中央部より左側に存在する粒子は左回りに循環するような流れに、右側に存在する粒子は右回りに循環するような流れになっていると理解でき、計算結果は実際に起こりうる現象をよく表現しているといえる。実験値と計算値に差があるところがいくつか確認できるが、これらは粉体の構成関係がまだ不十分であるということや、本実験での測定方法の関係から生じてしまう測定誤差、平均値を求めるためのサンプル数が少ないこと等が原因であろうと考えられる。計算に関するところでは、粒子相の垂直応力や粘性応力の構成関係をより整理し、剪断応力を十分な形で取り込むことによって、現実の流動状態をより正確に表現することができるようになるかと予想される。

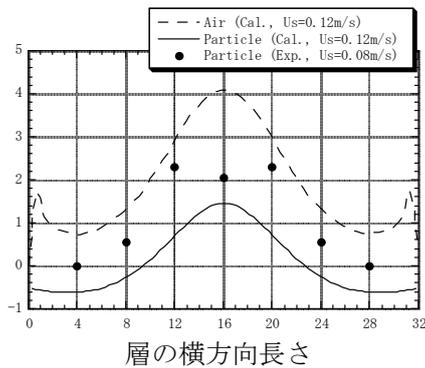


Fig.3 気流の縦方向平均速度分布 (層底部)

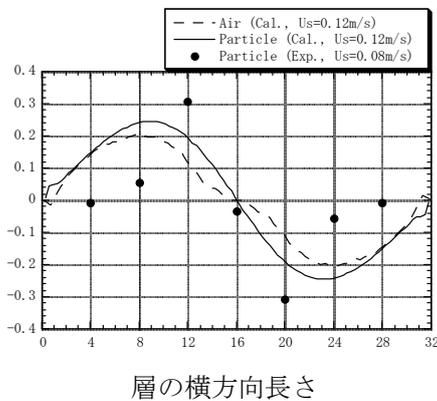


Fig.4 気流の横方向平均速度分布 (層底部)

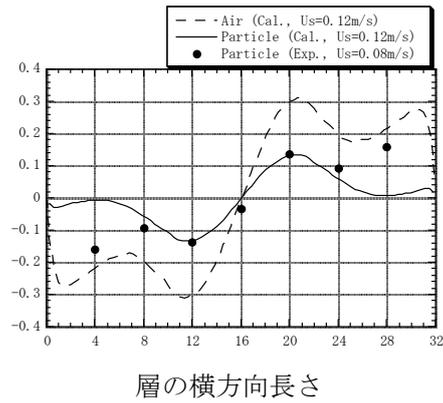


Fig.5 気流の横方向平均速度分布 (層上部)

Figs.6,7 に層底部の粒子と気流の縦、横方向速度の変動強度分布を示す。気泡が横方向中央部を上昇することにより、縦、横どちらの断面も中央部は壁側に比べて変動値が大きい。また、横方向の変動値に比べて縦方向の変動値が2倍程度大きいことが分かる。層内の流動が比較的穏やかに起こる気泡流動層では、粒子と気流の速度変動は上昇する気泡が大きく関係しているため、気泡や気泡周りの粒子と気流の運動を調べる必要がある。

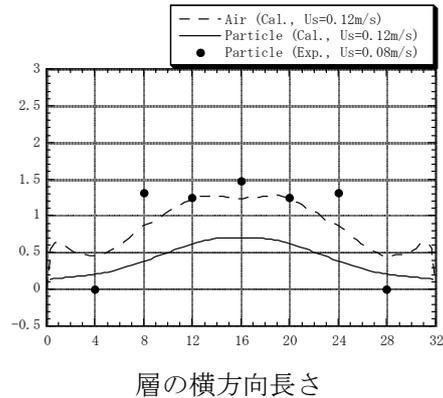


Fig.6 気流の縦方向変動強度分布 (層底部)

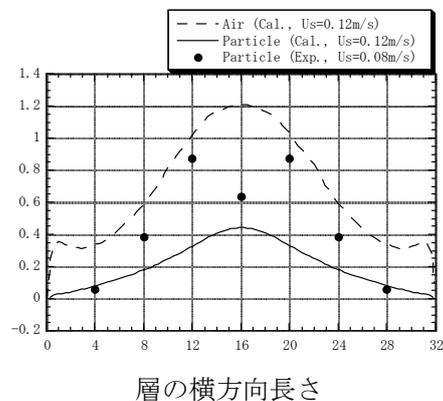


Fig.7 気流の横方向変動強度分布 (層上部)

(3)まとめ

計算結果と実験結果を可視化比較したところ、計算結果は実際の流動層で生成する気泡の発生、上昇、破裂の状態をよく表現しており、気泡の発生周期もほぼ一致していることが確認できた。SPH法を用いることによって、これまでの連続体モデルでは表現が難しかった小気泡の運動の状態や粉体の離散性を現実的に表現できることが分かった。平均速度、変動強度は計算と実験で同様の分布傾向を示しており、おおよそ一致していた。気泡の上昇により流動層の中で粉体が循環する流れを形成していることが確認された。流動層で生じる現象や運動特性値をより実際に近づけるためには、より正確な構成関係、状態方程式を導出して用いる必要があると考えられる。本計算は現実の気泡流動層で観察される特徴的な現象をよく表現しており、現時点ではまだ粒子相の応力を表す構成関係に改良の余地があるが、今回の結果でSPH法が微小粒子からなる気泡流動層の数値シミュレーションに有力な計算手法であることが示された。本研究より、粒子数に制限のない連続体モデルで流動層のより正確な数値シミュレーションを行うことが期待できる。

5. 主な発表論文等

(研究代表者、研究分担者及び連携研究者には下線)

[学会発表] (計1件)

- ① 小川祐樹, 城野祐生, 中島賢治, 付着性を有する粉体の流動化特性に関する研究, 第16回高専シンポジウム講演要旨集, pp.315 (2011.1.22 米子)

6. 研究組織

(1)研究代表者

城野 祐生 (JOHNO YUUKI)
佐世保工業高等専門学校 物質工学科
准教授
研究者番号 : 80353233

(2)研究分担者

()

研究者番号 :

(3)連携研究者

()

研究者番号 :