気流脈動による流動層内粒子流動構造の制御*

三好 淳之^{*1}, 川口 寿裕^{*2}
田中 敏嗣^{*2}, 辻 裕^{*2}

Particle Flow Control by Pulsating Gas Injection in Gas-Solid Fluidized Bed

Atsushi MIYOSHI^{*3}, Toshihiro KAWAGUCHI,
Toshitsugu TANAKA and Yutaka TSUJI^{*3} Department of Mechanophysics Engineering, Osaka University,
2-1 Yamada-Oka, Suita-shi, Osaka, 565-0871 Japan

The effect of pulsating gas injection on the flow pattern was studied numerically. Discrete element method was applied to the solid-phase calculation. To examine the effect of particle condition, two case of solid particles were considered: one is Group B particles in Geldart's classification and the other is Group D particles. The multiple bubbling state without pulsation was chosen as the basis gas-flow condition. In order to characterize quantitatively the effect of the gas pulsation on the flow pattern, we analyzed power spectra of the distributions of void fraction and solid velocity. The results of the present simulations suggests that the gas pulsation largely modifies the solid flow patterns in a low frequency range. Especially in the case of Group B particles, the pattern of bubbles tends to be ordered by applying the gas pulsation.

Key Words: Numerical Analysis, Multi-Phase Flow, Fluidized Bed, Discrete Element Method, Flow Control, Gas Pulsation, Granular Flow

1. 緒 言

流動層における粒子流動では、気泡やスラグ、粒子対流などの複雑で興味深い現象が発生する。このような流動現象に対して、装置設計に関する視点からのみでなく、物理的興味の対象とした研究も数多く行われている。近年の流動層研究では、実験的研究だけでなく数値シミュレーションが大きな役割を担っている。数値シミュレーションの最大の利点は、実験では難しい粒子層内部の挙動の観察が容易に行なえる点である。流動層の数値解析モデルは、粒子相を一つの流体として扱う2流体モデル⁽¹⁾⁽²⁾と、個々の粒子をラグランジアン的に追跡する離散粒子モデルに大別される。後者はさらに、個々の粒子の接触モデルの違いによって、剛体球モデル⁽³⁾とDEM (Discrete Element Method)⁽⁴⁾を用いた柔軟球モデルに分けられる。DEMによる流動層現象の数値シミュレーションモデルは、川口らによって最初に提案された。DEM流動層モデルは、流動層内部の粒子流動パターンだけでなく、圧力損失の時間変動を定量的に予測することができることも示されている⁽⁵⁾。以後、DEM流動層モデルは、粒子間付着力の効果を考慮に入れた流動のシミュレーション⁽⁶⁾⁽⁷⁾や準3次元モデルによる噴流層の解析⁽⁸⁾などへと発展してきた。

固気系流動層の特徴として、粒子物性によって流動化特性が異なることが知られている。Geldart⁽⁹⁾は粒子平均径と密度に基づいて、粒子群を流動化に適したA粒子、

気泡流動化を示すB粒子、付着性が強く流動化が困難なC粒子、そして粒径が比較的大きく流動化に高流速を必要とするD粒子の4つに分類した。この分類を示すチャート図はGeldart線図とよばれ、流動化を予測するための重要な指標として用いられている。

流動層に流入する気流に脈動を与える脈動流動層は、Geldart線図におけるC粒子やD粒子のような難流動性粒子の流動化を目的として、これまでにいくつかの研究がなされている⁽¹⁰⁾。その結果、一定流量で流動化させる一般的な流動層と比較して、エネルギーコストを軽減できることが示唆されている。これに対して、近年になってKöksalとVural⁽¹¹⁾は、付着性を持たない粗大粒子の流動化において気流脈動付加の実験を行い、脈動により流動パターンが改変されることを報告している。彼らの実験では、発生する気泡径や気泡速度が脈動に依存する結果が得られている。

KöksalとVural⁽¹¹⁾の実験は気流脈動の付加による、流動層内の流動制御の可能性を示唆している。また、この他にも粉体振動層⁽¹²⁾における粒子対流の発生とのアナロジーからも、気流脈動の付加による流動特性の変化は興味深い。このような観点から、著者ら⁽¹³⁾は前報において、Geldart線図におけるD粒子条件に相当する粒子条件について、DEM流動層モデルを用いた2次元脈動流動層の流動解析を行なった。その結果、気流変動に伴う粒子層の振動が発生し、層内の循環が低下する低周波数領域、脈動を付加しない場合と比較して粒子循環が向上する中間周波数領域、粒子循環特性への脈動付加の影響がほとんど見られなくなる高周波数領域の3つの周波数領域に分かれることを示した。また、これらの周波数領域は基準となる脈動を付加しない場合の流動状態、すなわち時間平均の空隙率に依存することを示した。さら

* 原稿受付 2001年3月26日。

^{*1} 正員、大阪大学大学院(〒565-0871 吹田市山田丘2-1)。^{*2} 正員、大阪大学大学院工学研究科。

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

に、粒子層の応答時間スケールの推算式を提案し、その推算値は計算結果についての粒子層の気流変動に対する応答性に関して、よい見積もりを与えることを示した。

本論文では前報の結果を踏まえ、Geldartの分類による粒子条件の違いによる気流脈動が流動パターンへ及ぼす影響の変化を明らかにすることを目的とした。ここでは、まずGeldart線図におけるB粒子とD粒子の流動化挙動への脈動付加の影響を、DEM流動層モデルを用いた流動解析によって調べた。脈動を付加しない場合に、気泡流動化を示す気流速度条件を基準とした。ここでは、空隙率および局所平均粒子速度の水平方向に対する空間変動について波数スペクトルを求め、気泡発生パターンと粒子対流構造を定量的に特徴付けることを試みた。また、層内の流動パターンと粒子の混合率および循環特性との関係について考察を行なった。さらに、前報で提案した粒子層の応答時間スケール推算値と、気流脈動に対する流動応答性について考察した。

2. 計算方法

本研究では川口ら⁽⁹⁾によって提案されたDEM流動層モデルを用いた。ここでは手法の概略について述べる。

AndersonとJackson⁽¹⁴⁾は任意点において定義される速度、圧力などで記述された流体運動の基礎式を、各相に対して空間的に局所平均化することによって、局所相平均量に対する基礎式を導いた。局所平均化の空間スケールは粒子のスケールよりも十分大きく、また流れのマクロなスケール（気泡径や粒子対流構造の大きさ）よりは十分小さく取られる。流体に対する連続の式、および運動方程式に対してこのような局所相平均の操作を行い、粘性およびレイノルズ応力を無視すると、以下の空隙率を含む連続の式と運動方程式が導かれる。

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

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\varepsilon u_i u_j) = -\frac{\varepsilon}{\rho_f} \frac{\partial p}{\partial x_i} + F_{pi} \quad (2)$$

ここで、 p , u_i ($i=1,2,3$), ε および ρ_f はそれぞれ圧力、 x_i 方向の流体速度成分、空隙率および流体密度である。式(2)における右辺最終項 F_{pi} は粒子-流体間の相互作用を表し、以下の相関式で与えた。

$$F_{pi} = \frac{\beta}{\rho_f} (v_{pi} - u_i) \quad (3)$$

ここで v_{pi} は局所相平均粒子速度成分であり、流体抵抗係数 β である。流体抵抗係数 β のモデルは川口ら⁽⁹⁾と同じものを用いた。

式(1)(2)の解法にはSIMPLE法⁽¹⁵⁾を用い、各時間ステップにおける流体運動を計算した。

粒子に作用する力として、重力、流体抵抗力 F_{Di} 、粒子間および粒子-壁面間接触力 F_{Ci} を考慮した。 F_{Di} は式

Table 1 Conditions of solid particle and fluidization gas

		B-particle	D-particle
particle density [kg/m ³]	ρ_p	500	1000
particle diameter [mm]	d_p	1.0	4.0
fluid density [kg/m ³]	ρ_f	1.205	
fluid viscosity [Pa s]	μ_f	1.81×10^{-5}	
minimum fluidization velocity [m/s]	u_{mf}	0.14	1.03

Table 2 Fluidization conditions

		B-particle	D-particle
mean gas velocity [m/s]	u_c	0.30	1.50
amplitude [m/s]	A	0.15	0.50
pulsation frequency [Hz]	f_p	0-30	0-15
initial height of gravity			
center of beds [m]	H_{Gi}	0.05	0.20
bed width [m]	L	0.20	1.35
fluidization state			
without pulsation		multiple bubbling	

(2)の右辺最終項の反作用力と圧力勾配による力との和で与えた。

$$F_{Di} = \left\{ \frac{\beta}{(1-\varepsilon)} (u_i - v_{pi}) - \frac{\partial p}{\partial x_i} \right\} V_p \quad (4)$$

ここで V_p は粒子1個の体積である。各粒子に作用する F_{Ci} はCundallとStrackによって提案されたDEM⁽⁶⁾を用い、バネ-ダッシュポットモデルによって与えた。粒子の運動はNewtonの運動方程式を数値積分することによって、個々の粒子の運動を追跡した。

3. 計算条件および解析手法

3.1 計算条件 流動化させる粒子および流動化ガスの物性を表1に示す。粒子条件はGeldart⁽⁹⁾による分類ではBおよびD粒子に相当する。流動化ガスは、常温常圧における空気物性値を仮定した。

計算領域の概略を図2に示す。気流は底部全体から一様に流入する。粒子の形状は3次元的な球を仮定しているが、粒子および流体の運動は2次元的で奥行方向の運動は考えない。空隙率の計算に関しては、粒子直径と同じ奥行き領域を仮定した。また、奥行き方向の境界は粒子、流体運動ともにフリースリップ壁を仮定し、水平方向の粒子、流体の運動に関しては周期境界条件を適用した。また上方の境界条件は自由流出条件とした。層底部から流入する気流の空塔速度は次式によって与えた。

$$u_0 = u_c + A \sin 2\pi f_p t \quad (5)$$

ここで u_c , A , f_p は気流速度の平均値、脈動速度振幅、脈動周波数である。流動化条件を表2に示す。双方の条件とも、脈動を付加しない場合には気泡流動化状態となる。

3.2 空間変動のパワースペクトル 層内部の流動パターンを解析するため、空隙率及び局所平均粒子速度の x 方向の空間変動のパワースペクトルを求める。まず、計算領域を一辺が $L/64$ の正方形セルに分割し、この各セルにおいて、空隙率 $\varepsilon(p, q, t)$ 及び局所平均粒子速度 $\mathbf{u}_p(p, q, t)$ を求める。ここで L は表2に示す流動層の幅である。局所平均粒子速度 $\mathbf{u}_p(p, q, t)$ は、セル内部の粒子の速度 $\mathbf{v}_i(t)$ を平均することによって計算される。瞬時の局所平均粒子速度が

$$\mathbf{u}_p(p, q, t) = (1/N_{pq}) \sum_{i \in p, q} \mathbf{v}_i(t) \quad (6)$$

と定義される。ここで N_{pq} はセル (p, q) 内部に存在する粒子数であり、総和はセル (p, q) 内部の粒子に対して適用することを意味している。空隙率および局所平均粒子速度の x 方向の空間変動に対する波数スペクトルは、以下のように与えられる。

$$E(\varepsilon, k) = \left\langle \left| \sum_p \varepsilon(p, q, t) \exp(-i2\pi k/l) \right|^2 \right\rangle_n \quad (7)$$

$$E(u_x, k) = \left\langle \left| \sum_p u_x(p, q, t) \exp(-i2\pi k/l) \right|^2 \right\rangle_n \quad (8)$$

ここで k および l は、計算領域の横幅で無次元化された波数および x 方向のセル数であり、本計算条件では $l=64$ となる。 i は虚数単位である。 $\langle \dots \rangle$ は時間平均操作を表し、 n は平均操作のステップ数を表している。ここでは層内部の異なる高さの4断面において、2.0秒間、ステップ数にして200回の平均操作によって、波数スペクトルを求めた。スペクトルの検査断面は、B粒子条件で $H=0.03, 0.06, 0.09, 0.12\text{m}$ 、D粒子条件で $H=0.125, 0.250, 0.375, 0.500\text{m}$ とした。

3.3 粒子エネルギー特性と混合度の評価 層内の流動パターンは粒子の運動量輸送および質量輸送特性に大きな影響を及ぼすと考えられる。ここでは、それらの特性を評価するため、以下のように粒子対流エネルギーと混合度を定義した。

粒子対流エネルギー E_c は以下で定義した。

$$E_c = \sum_p \sum_q \frac{m_p}{2} \overline{N_{pq}} \overline{\mathbf{u}_p(p, q)^2} \quad (9)$$

ここに $\overline{\mathbf{u}_p(p, q)}$ は式(7)で定義された $\mathbf{u}_p(p, q, t)$ の時間平均、 $\overline{N_{pq}}$ はセル (p, q) における時間平均粒子数である。

時刻 t における、局所的な粒子運動のランダム成分のもつ運動エネルギーを表す、単位体積当たりの粒子変動速度エネルギー $e_f(p, q, t)$ は次式で定義される。

$$e_f(p, q, t) = \frac{m_p}{2} \frac{N_{pq}}{V_{\text{cell}}} \sum_{i \in p, q} \{ \mathbf{v}_i(t)^2 - \mathbf{u}_p(p, q, t)^2 \} \quad (10)$$

ここで V_{cell} はセルの体積である。したがって層全体での

Fig.1 Calculation region and boundary condition

粒子の総変動エネルギー E_f は次式で求められる。

$$E_f = \sum_p \sum_q \overline{e_f(p, q)} \times V_{\text{cell}} \quad (11)$$

ここで $\overline{e_f(p, q)}$ は $e_f(p, q, t)$ の時間平均である。式(9)(11)における時間平均の長さは、流れが十分に発達した後の2.0秒間とした。

混合の評価は、以下のようにして行なった。まず任意の計算時間において、粒子層を H_{G1} において上下に分割し、下側に含まれる粒子を「着色」粒子とした。そして、着色後1.0秒後において、粒子層を正方形のセルに分割しサンプリングを行なった。各サンプルに含まれる着色粒子の個数分率から粒子層全体にわたる標準偏差 σ を次式で求めた。

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N (m_k - \overline{m_c})^2} \quad (12)$$

ここに m_k はセル k に含まれる着色粒子の個数分率、 $\overline{m_c}$ は粒子層内全体での着色粒子の平均個数分率、 N はセルの数である。着色粒子分率の標準偏差 σ の評価においては、内部に10個以上の粒子を含むセルのみを対象とし、低濃度域を除外した。標準偏差 σ は小さくなるほど、混合が進展していることを表す。

4. 結果と考察

4.1 B粒子条件における流動パターン 図2-7にB粒子条件における粒子運動のスナップショットと局所平均粒子速度場を示す。スナップショットでは粒子層の変形を可視化するために、数層に着色を施している。図中の t' は層に着色を施してから経過時間を示す。局所平均粒子速度場におけるベクトルは局所平均粒子速度を、濃淡図は式(10)による $e_f(p, q, t)$ の分布を示している。

$f_p=0\text{Hz}$ では粒子層の内部に多数の気泡が発生する典型的な気泡流動化状態を示している。局所平均速度場によると、 $t'=0.1\text{s}$ および $t'=0.5\text{s}$ では、1組のロール状の対流パターンが発生しているが、 $t'=0.9\text{s}$ では2組の対流ロールが形成されている。 $f_p=2\text{Hz}$ では、粒子層は気流速度の変化に伴って、上昇、下降を繰り返しており、B粒子の流動化に特徴的な気泡の形成にはいたっていない。層の変形を観察すると、個々の粒子はかなり大きな距離を移動しているにもかかわらず、層内部の混合が他の周波数条件と比較して、あまり進展していないことがわかる。

Fig.2 Snapshots of particle motion, long-term velocity field and distribution of fluctuating energy : B-particle, $f_p=0\text{Hz}$

Fig.3 Snapshots of particle motion, long-term velocity field and distribution of fluctuating energy : B-particle, $f_p=2\text{Hz}$

また他の周波数条件と比べて層の変形の空間スケールは小さなものとなっている。このような小スケールの変形は、 $t'=0.1\text{s}$ および $t'=0.9\text{s}$ での局所平均速度場に見られる小スケールの弱い対流構造によるものである。 $f_p=4, 5\text{Hz}$ では、共通の流動パターンが見られ、層内部に2つの大きな気泡が発生している。このパターンは計算を実行した5.0秒間にわたっても繰り返された。局所平均粒子速度場を見ると、両者において全体的に2対の対流構造が発生していることが確認できる。 $f_p=8\text{Hz}$ では層底部で気流速度の変化に伴う空隙率の変化がわずかに見られるが、層中央部以上の領域での流動パターンは $f_p=8\text{Hz}$ と $f_p=30\text{Hz}$ の間では、ほとんど変化は見られない。この周波数領域では、流動パターンが $f_p=0\text{Hz}$ におけるものと定性的に明瞭な差は見られなかった。

図8にB粒子の条件における空隙率 $\varepsilon(p, q)$ の空間変動に対するパワースペクトルの時間平均 $E(\varepsilon, k)$ を示す。得られた $E(\varepsilon, k)$ の形状は、以下の3つのグループに分類できることがわかった。 $f_p=2\text{Hz}$ でのスペクトルは、他の脈動周波数におけるものと比較して、低波数領域における分布形状がフラットであり、全体的に低い値となっている。これはスナップショットが示すように、水平方向には大きな空間スケールの構造が発生していないことと対

Fig.4 Snapshots of particle motion, long-term velocity field and distribution of fluctuating energy : B-particle, $f_p=4\text{Hz}$

Fig.5 Snapshots of particle motion, long-term velocity field and distribution of fluctuating energy : B-particle, $f_p=5\text{Hz}$

応している。2つめのグループは、 $f_p=4\text{Hz}$ と $f_p=5\text{Hz}$ である。スナップショットから二つの大気泡が発生することが観察されており、波数スペクトルも $k=2$ で明確なピークをもつ。3つめのグループは、 $f_p=0\text{Hz}$ と $f_p=8\sim 30\text{Hz}$ のグループである。このグループにおけるスペクトルの特徴は、特に強いピーク波数をもたず $k=1\sim 4$ の範囲で強い波数帯を持つこと、層の上部になるにつれてスペクトルが強くなることである。これは気泡発生パターンが不規則であること、気泡が発生する位置が $f_p=4\text{Hz}$ や $f_p=5\text{Hz}$ と比較して上方であることと、気泡が上昇に伴って成長し、明確なパターンとして現れることを示している。以上の結果から、気流脈動の流動層内の粒子流動に対する影響は、特に $f_p=4\sim 5\text{Hz}$ の中間周波数帯で大きく、気泡の上昇に伴う気泡の不安定な成長を抑制し、安定化させる効果が確認された。

図9に局所平均粒子速度のx成分 $u_x(p, q)$ の空間相関に対するパワースペクトルの時間平均 $E(u_x, k)$ を示す。分布形状に着目すると、ここでも空隙率の場合と全く同様の3つのグループに分類できる。まず $f_p=0\text{Hz}$ と $f_p=8\sim 30\text{Hz}$ のグループでは、 $f_p=0\text{Hz}$ の $H=0.12\text{m}$ の場合を除いて、波数 $k=1, 2$ での変動エネルギーが減少しており、 $k<3$ にお

Fig. 6 Snapshots of particle motion, long-term velocity field and distribution of fluctuating energy : B-particle, $f_p=8\text{Hz}$

Fig. 7 Snapshots of particle motion, long-term velocity field and distribution of fluctuating energy : B-particle, $f_p=30\text{Hz}$

いてフラットな形状となっている。これは、図 8 のスナップショットに見られるように、大きなスケールの対流構造が存在しないことに対応している。 $f_p=4\sim 5\text{Hz}$ のグループの分布形状の特徴は、空隙率変動に対するものと同様に、 $k=2$ にピークを持つというものである。

4.2 D 粒子条件における流動パターン 図 10~15 に D 粒子条件における粒子運動のスナップショットと局所平均粒子速度場、粒子の変動速度エネルギー成分の分布を示す。

前節の計算条件と同様に、 $f_p=0\text{Hz}$ においては層内部に複数の気泡が発生する気泡流動化状態となっている。 $f_p=1\text{Hz}$ と $f_p=2\text{Hz}$ では、気流速度の上昇に伴い層内部に大規模な空隙率の高い領域が発生する。その後、気流速度が減少し上部の粒子層が落下するが、その際に層内部に取り残された空隙が気泡を形成している。気流速度の変化に伴う粒子層の上下動によって、帯状の高変動エネルギー領域が発生している。また発生している対流構造は、他の周波数条件と比較して大きい。一方、 $f_p=4\sim 15\text{Hz}$ の周波数領域では、脈動を付加しない場合の流動パターンとの大きな差異は認められない。

Fig. 8 Dependence of power spectrum $E(\epsilon, k)$ on f_p : B-particle

Fig. 9 Dependence of power spectrum $E(v_x, k)$ on f_p : B-particle

図 16 に D 粒子の条件における空隙率の空間変動に対するパワースペクトル $E(\epsilon, k)$ を示す。ここではスペクトルの形状から、2つのグループに分けられる。 $f_p=1\text{Hz}$ および $f_p=2\text{Hz}$ では、 $k=1$ で最大値をとり、以後、波数の増加にしたがって小さくなっている。スナップショットを見るとこれらの周波数領域では、他の周波数領域と比較

Fig.10 Snapshots of particle motion, long-term velocity field and distribution of fluctuating energy : D-particle, $f_p=0\text{Hz}$

Fig.11 Snapshots of particle motion, long-term velocity field and distribution of fluctuating energy : D-particle, $f_p=1\text{Hz}$

して気泡が大きく、計算領域内に1ないし2個程度に気泡数が限定されている。この傾向がスペクトルの分布形状からも確認できる。それに対して、 $f_p=0\text{Hz}$ および $f_p=4\sim 15\text{Hz}$ の周波数領域では、 $k=1\sim 4$ でのスペクトル形状はフラットで $k=5$ 以降で減少している。これは層内に発生する気泡数が4個程度を上限に時間的に変化していることを示しており、スナップショットに見られる傾向と一致する。また、この周波数領域では、 $H=0.125\text{m}$ (最も下の検査断面) において $k=1\sim 4$ の波数帯で変動エネルギーが低くなっている。これは気泡が層の底部近傍では未発達であり、層中央部付近から明確な気泡の形状に発達することに対応している。

図17に局所平均粒子速度の x 成分の空間相関に対するパワースペクトル $E(u_x, k)$ を示す。 $f_p=1\text{Hz}$ では、 $k=1$ を最大とした単調減少を示している。これは、層内に発生する大気泡に伴う対流構造の寄与が大きいことを示している。 $f_p=2\text{Hz}$ では、層内に発生する気泡に伴う対流構造が1-2対程度であるため、スペクトル形状は $k=1\sim 4$ の波数帯ではなだらかであり、以後急に減少する傾向を示す。 $f_p=0\text{Hz}$ および $f_p=4\sim 15\text{Hz}$ の周波数領域では、 $k=1\sim 4$ でのスペクトル形状はフラットで $k=5$ 以降で減少している。この傾向は、空隙率分布のスペクトルと同じもの

Fig.12 Snapshots of particle motion, long-term velocity field and distribution of fluctuating energy : D-particle, $f_p=2\text{Hz}$

Fig.13 Snapshots of particle motion, long-term velocity field and distribution of fluctuating energy : D-particle, $f_p=4\text{Hz}$

であり、層内の対流構造が気泡によって誘起されていることを示すものである。

4.3 粒子エネルギー特性と混合度の変化 図18, 19にそれぞれB粒子、D粒子における計算結果に対する着色粒子分率標準偏差 σ および粒子対流エネルギー E_c 、粒子総変動速度エネルギー E_f の変化を示す。標準偏差 σ における N_x は水平方向のセル分割数を示す。B粒子計算条件においては、 $N_x=16$ で、セルサイズはおおよそ 1.2cm 、 $N_x=32$ の場合で 0.6cm である。またD粒子の計算条件の場合では、 $N_x=16$ の場合で 8cm 、 $N_x=32$ の場合で 16cm である。図18, 19に示すように、セルサイズが小さい (分割数が大きい) 場合では、各セルにおける粒子の個数が小さくなることにより、個数分率のばらつきが大きくなるため、結果として標準偏差が大きくなる傾向にある。しかし、B粒子およびD粒子の両者とも、特に $N_x>16$ の領域において σ - f_p 曲線はほぼ同じ傾向を示しており、同領域において混合度を評価するのに十分であることがわかった。

図18に示すB粒子条件では、 $f_p=2\text{Hz}$ で σ が極大となっている。 $f_p=2\text{Hz}$ では図2に見られるように、粒子層内部に対流構造はほとんど発生せず、粒子層がほとんど変形

Fig. 14 Snapshots of particle motion, long-term velocity field and distribution of fluctuating energy : D-particle, $f_p=8\text{Hz}$

Fig. 15 Snapshots of particle motion, long-term velocity field and distribution of fluctuating energy : D-particle, $f_p=15\text{Hz}$

してないことに対応している。 $f_p=4\text{Hz}$ と $f_p=5\text{Hz}$ のグループで σ は他の周波数領域 ($f_p=0\text{Hz}$ および高周波数領域) よりもやや低い値を取っている。これはスナップショット (図4, 5) で確認されたように、大気泡による粒子層内の大きな対流によって混合が進展していることを示している。 $f_p=0\text{Hz}$ および $f_p=8\sim 30\text{Hz}$ 以上の周波数領域では、スナップショットおよび粒子速度場から確認できる小気泡がによる局所的な対流構造が粒子の混合を促進し、 $f_p=4\text{Hz}$ と $f_p=5\text{Hz}$ のグループとほぼ同程度の混合度を示している。また E_c の傾向は混合度合を示す σ の傾向とほぼ一致しているのに対し、 E_f は $f_p=2\text{Hz}$ で最も大きい。これは高濃度粒子層の混合に対しては粒子対流が支配的であり、粒子拡散の影響は小さいことを示している。

次に、D粒子条件に対する計算結果に対する、標準偏差 σ および粒子対流エネルギー E_c 、変動速度エネルギー E_f の変化を図19に示す。 $f_p=1\sim 2\text{Hz}$ では粒子の対流成分も拡散成分も極大となるのにもかかわらず、混合度は最も低い。同周波数領域における大きな E_c および E_f は、層上部で形成される大規模な気泡によるものである。このため、層全体にわたる粒子混合は小さなものになったと考えられる。また粒子総変動速度エネルギーの粒子混合

Fig. 16 Dependence of power spectrum $E(\varepsilon, k)$ on f_p : D-particle

Fig. 17 Dependence of power spectrum $E(v_x, k)$ on f_p : D-particle

への寄与が小さいことは、B粒子条件の場合と同じである。

4.4 粒子層の応答時間スケール 前報で著者はErgun式⁽¹⁶⁾をもとにした粒子層の応答時間スケール τ_p

Fig. 18 E_c and E_f and standard deviation of colored particle fraction σ as a function of f_p : B-particle

Fig. 19 E_c and E_f and standard deviation of colored particle fraction σ as a function of f_p : D-particle

の推算式を提案した。

$$\tau_b = \frac{(1 - \varepsilon_b)g}{A(B + 2Cu_{mf})} \quad (13)$$

ここで

$$A = \frac{1 - \varepsilon_b}{d_p \varepsilon_b^3}, B = \frac{150(1 - \varepsilon_b)\mu_f}{d_p}, C = 1.75\rho_f \quad (14)$$

である。ここで ε_b は流動化状態における空隙率で、 V_p を粒子体積、 $\overline{H}_G$ を脈動を付加しない場合での平均層重心高として、以下の式で与える。

$$\varepsilon_b = 1 - \frac{N_p V_p}{2\overline{H}_G d_p L} \quad (15)$$

式(13)に、B粒子条件に対して $\varepsilon_b = 0.50$, $u_{mf} = 0.14$ m/s を代入すると、 $\tau_b = 0.032$ s を得る。同様にD粒子条件に対して $\varepsilon_b = 0.52$, $u_{mf} = 1.03$ m/s を代入すると、 $\tau_b = 0.120$ s を得る。

本計算では、B粒子条件において $f_p = 8 \sim 10$ Hz (周期 $T_s = 0.1 \sim 0.125$ s)、D粒子条件において $f_p = 3 \sim 4$ Hz (周期 $T_s = 0.25 \sim 0.3$ s) で、気流脈動の粒子流動への影響の消失が見られ、これらの周波数を気流脈動による影響の限界周波数と見なせる。このときの T_s を τ_b で無次元化すると、B粒子条件において $T_s/\tau_b = 3.1 \sim 3.9$ を、D粒子条件において $T_s/\tau_b = 2.1 \sim 2.5$ を得た。したがって、式(13)の見積りのはほぼ2~4倍の周期に対応する周波数により限界周波数の見積りを与えられる。

5. 結 言

本研究で得られた主要な結果を以下に示す。

(1) 気流脈動の付加による流動層内部の流動パターン変化に対して定量的な評価を行なうため、空隙率および局所平均粒子速度の空間変動に対するパワースペクトルを

求めた。B粒子およびD粒子条件のいずれの場合にも、脈動の影響の現れる領域が低脈動周波数領域に限定され、高脈動周波数領域では脈動の影響が消失することを確認した。

(2) B粒子条件では、 $f_p = 4 \sim 5$ Hz 場合に、層内部に2つの整列した気泡が発生し、波数スペクトルは $k=2$ においてピークを示した。また $f_p = 8 \sim 30$ Hz の脈動周波数領域では、脈動を付加しない場合と流動パターンにおいてほとんど変化しないことが、スペクトルの形状から示された。 $f_p = 2$ Hz では、粒子層は気流速度の変化に伴って、上昇、下降を繰り返し、気泡の上昇に伴う大規模な粒子循環は見られなかった。

(3) D粒子条件では、空隙率および粒子速度の x 方向成分の波数スペクトルの形状から、2つの周波数領域に分類された。特に $f_p = 1 \sim 2$ Hz の低周波数領域では、気泡径が大きくなり、発生数が抑制される傾向を示した。一方、 $f_p = 4 \sim 15$ Hz の周波数領域では、脈動を付加しない場合の流動パターンとの大きな差異は認められない。

(4) 式(13)による応答時間スケールのほぼ2~4倍の周期に対応する周波数により、気流脈動による影響の限界周波数の見積りを与えられることがわかった。

なお、本研究は文部科学省科学研究補助金奨励研究(A)(12750140)の援助を受けた。記して謝意を表する。

文 献

- (1) Bouillard, J.X., Gidaspow, D., Lyczkowski, R.W., *Powder Technology*, 66, (1991), 107.
- (2) Kuipers, J.A.M., Prins, W., van Swaaij, W.P.M., *AIChE J.*, 38(7), (1992), 1079.
- (3) Hoomans, B.P.B., Kuipers, J.A.M., Briels, W.R.M., van Swaaij, W.P.M., *Chem. Eng. Sci.*, 51, (1996), 99.
- (4) Cundall, P.A., Strack, O.D.L., *Geotechnique*, 29(1), (1979), 47.
- (5) 川口・田中・辻, 機論, 61-589B(1994), 3169.
- (6) Mikami, T., Kamiya, H., Horio, M., *Chem. Eng. Sci.*, 53(10), (1998), 1927.
- (7) Kuwagi, K., Mikami, T., Horio, M., *Powder Technology*, 109, (2000), 27.
- (8) 川口・坂本・田中・辻, 機論, 64-619B, (1998), 717.
- (9) Geldart, D., *Powder Technology*, 7, (1973), 285.
- (10) 守富・森・荒木・森山, 化学工学論文集6-4, (1980)392.
- (11) Köksal, M., Vural, H., *Powder Technology*, 95, (1998), 205.
- (12) 例えばLan, Y., Rosato, A.D., *Phys. Fluid*, 9(12)(1997), 3615.
- (13) 三好・川口・田中・辻, 機論, 67-654B, (2001), 342.
- (14) Anderson, T.B., Jackson, R., *I&EC Fundamentals*, 6(4), (1967), 527.
- (15) パタンカ, S.V.(訳:水谷・香月), "コンピュータによる熱移動と流れの数値解析", 森北出版(1985).
- (16) Ergun, S., *Chem. Eng. Prog.*, 46(11), (1952), 89.