

## 自由落下粒子群が形成する粒子噴流の三次元渦法解析\*

内山 知実\*<sup>1</sup>, 成瀬 正章\*<sup>2</sup>

## Three-Dimensional Vortex Simulation for Particulate Jet Generated by Free Falling Particles

Tomomi UCHIYAMA\*<sup>3</sup> and Masaaki NARUSE\*<sup>3</sup> EcoTopia Science Institute, Nagoya University  
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8603, Japan

The particulate jet generated by small solid particles falling from a round orifice into an unbounded quiescent air is simulated. The three-dimensional vortex method for gas-particle two-phase free turbulent flow proposed in a prior study is employed for the simulation. It is clarified that the falling particles induce complicated three-dimensional unsteady air jet involving large-scale eddies. The air takes its maximum velocity at the jet centerline, and the velocity profile satisfies the self-similarity around the centerline. The effect of the particle diameter on the velocity distribution for the two phases is investigated. The entrained air flow rate is favorably compared with the value predicted by the analytical models. This indicates the applicability of the present method for the particulate jet.

**Key Words:** Multiphase Flow, Numerical Analysis, Vortex Method, Particulate Jet, Free Turbulent Flow, Air Entrainment

## 1. 結 言

固体粒子を操作の対象とする工業装置では、鉛直下方への粒子の輸送方法として、粒子の自由落下を利用することがある。落下する粒子は近傍の空気を引きずるため、粒子群が落下する場合には周囲の自由空気が巻き込まれ、粒子を含む下降気流が発生する。このような粒子噴流は、粉塵の飛散など様々なトラブルの原因となる<sup>(1)</sup>。このため、巻き込み空気流量の予測に関する研究が行われている。Hemeon<sup>(1)</sup>は、落下粒子が誘起する気流を考察し、粒子の直径、密度および質量流量を考慮できる予測モデルを提案した。Plinkeら<sup>(2)</sup>は、砂やセメントなど、様々な種類の粒子を対象に実験を行い、粒子落下距離とともに空気流量が増加することなどを明らかにした。Cooper-Arnold<sup>(3)</sup>は、粗大および微小な粒子に対する空気流量の予測モデルを提案するとともに、アルミナ粒子の落下による空気流量を測定し、モデルの予測精度を検討した。巻き込み空気流量の正確な予測には、粒子噴流の詳細な把握が必要であることから、円形オリフィスから落下する粒子群が形

成する流れの特性が調べられている。尾形ら<sup>(4)(5)</sup>は、気流と粒子の速度分布を測定し、粒子群の落下速度は単一粒子よりも高いことや気流速度が中心軸上で最大値をとることなどを明らかにした。また、尾形ら<sup>(5)</sup>は  $k-\epsilon$  モデルを用いた定常軸対称流解析を実行し、測定結果の傾向とほぼ一致する速度分布を得ている。

一方、著者らは既報<sup>(6)</sup>において、気流中に微小な固体粒子を含む固気二相自由乱流に対する二次元渦法を提案した。固気二相流に対する従来の渦法は二相間相互作用を無視した one-way 解法であり、粒子による気相流れの変化が求められない。提案した渦法は two-way 解法であり、混合層<sup>(7)</sup>、噴流<sup>(8)</sup>、物体後流<sup>(9)</sup>の二相流解析に適用し、大規模渦と粒子運動の関係および流れの発達過程に及ぼす粒子の影響などが合理的に求められることを示した。前報<sup>(10)</sup>では、スリットオリフィスから自由空気中に落下する粒子群が形成する粒子噴流の二次元解析にも適用した。その結果、粒子群により大規模渦を伴う非定常気流が誘起されることを明らかにし、得られた巻き込み空気流量が予測モデルによる結果とほぼ一致することを確認し、スリットオリフィス粒子噴流に対する解法の有用性を示すことができた。また、著者らは既報<sup>(11)</sup>において固気二相自由乱流に対する三次元渦法を開発した。本解法は、気

\* 原稿受付 2004年4月26日。

\*<sup>1</sup> 正員, 名古屋大学エコトピア科学研究所 (☎ 464-8603 名古屋市千種区不老町)。\*<sup>2</sup> 名古屋エコトピア科学研究所。

E-mail: uchiyama@is.nagoya-u.ac.jp

相渦度場を離散化する渦要素の挙動と粒子の運動を追跡する, Lagrange 型解法である. Two-way coupling の計算には, 流れ場を分割する格子において粒子運動がもたらす渦度変化を求める, 二次元渦法<sup>(6)</sup>に対する方法が拡張されている.

本研究の目的は, 円形オリフィスから自由空气中へ自由落下する粒子群が形成する粒子噴流に対する, 上述の三次元渦法の適用性を探ることである. 既存の実験<sup>(4)(5)</sup>を参考にして, 直径が 300, 400, 500  $\mu\text{m}$  のガラス粒子を解析の対象とした. 解析の結果, 三次元性が顕著な大規模渦を伴う非定常気流が発生することを明らかにできた. また, 粒子直径が粒子および気流の速度分布に及ぼす影響を調べるとともに, 巻き込み空気流量が良好に予測できることも確認できた.

## 2. 記号

- $b$ : 半値幅
  - $D$ : オリフィス直径
  - $d$ : 粒子直径
  - $F_D$ : 空気が粒子から受ける力
  - $f_D$ : 粒子に作用する流体抗力
  - $g$ : 重力加速度
  - $N_v$ : 解析領域内の渦要素数
  - $n_v$ : 計算格子内の渦要素数
  - $p$ : 圧力
  - $Q$ : 巻き込み空気流量
  - $r$ : 半径座標
  - $t$ : 時間
  - $u$ : 速度
  - $\bar{u}$ : 時間平均速度
  - $u_{sp}$ : 単一粒子の自由落下速度
  - $u_t$ : 粒子の終端速度
  - $x$ : 位置ベクトル
  - $\Delta t$ : 計算時間間隔
  - $\gamma$ : 渦強度
  - $\nu$ : 空気の動粘度
  - $\rho$ : 密度
  - $\sigma$ : 渦要素のコア半径
  - $\omega$ : 渦度  $=\nabla \times u_g$
- 添字
- 0: ポテンシャル流
  - c: 噴流中心軸
  - g: 空気
  - p: 粒子
  - r: 半径方向成分
  - x: 軸方向成分

## 3. 基礎式と数値解法

3.1 仮定 本解法では以下の仮定を用いる.

- (1) 空気は非圧縮である.
- (2) 粒子の密度は空気に比べ十分に大きい.
- (3) 粒子は球形であり, 均一な直径をもつ.
- (4) 粒子間衝突は無視できる.

3.2 空気および粒子の支配方程式 空気の質量および運動量の保存方程式は, 仮定 (1) を用いれば次式で表される.

$$\nabla \cdot u_g = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_g}{\partial t} + (u_g \cdot \nabla) u_g = -\frac{1}{\rho_g} \nabla p + \nu \nabla^2 u_g - \frac{1}{\rho_g} F_D \quad (2)$$

ここで,  $F_D$  は単位体積の空気が粒子から受ける力である.

仮定 (2) より粒子に作用する支配的な力は流体抗力と重力であり, 仮想質量力, 揚力, Basset 力および圧力勾配力は無視できる<sup>(12)</sup>. この場合, 粒子 (質量  $m$ ) の運動方程式は次式で表される.

$$m \frac{du_p}{dt} = f_D + mg \quad (3)$$

ここで, 仮定 (3) より流体抗力  $f_D$  は次式で与えられる.

$$f_D = (\pi d^2 \rho_g / 8) C_D |u_g - u_p| (u_g - u_p) \quad (4)$$

ただし,  $d$  は粒子直径であり, 抗力係数  $C_D$  は次式<sup>(13)</sup>で定められる.

$$C_D = (24/Re_p)(1 + 0.15Re_p^{0.687}) \quad (5)$$

ここで,  $Re_p = d |u_g - u_p| / \nu$ .

式 (1)~(3) を連立解析するが, 本解法では式 (1) と (2) に渦法を適用し, 式 (3) に Lagrange 法を用いる.

3.3 渦要素による渦度場の離散化 式 (2) の回転をとり式 (1) を考慮して整理すれば, 空気の渦度方程式が得られる. すなわち,

$$\frac{D\omega}{Dt} = (\omega \cdot \nabla) u_g + \nu \nabla^2 \omega - \frac{1}{\rho_g} \nabla \times F_D \quad (6)$$

一方, 渦度の定義式を積分すれば, 任意の位置  $x$  における速度  $u_g$  を与える Biot-Savart の式が得られる.

$$u_g(x) = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{(x - x') \times \omega(x')}{|x - x'|^3} dV(x') + u_{g0} \quad (7)$$

ここで,  $u_{g0}$  はポテンシャル流れの速度である.

いま, 渦度場を渦要素により離散化する. 単相流解析で多用される傾向にある, Blob モデル<sup>(14)</sup>を適用する. 本モデルは, 図 1 に示すように球対称な渦度の

分布をもつ円筒形の渦要素であり、渦度の空間的な広がりを規定するコア構造をもつ。

渦要素  $\alpha$  のコア半径を  $\sigma_\alpha$ 、位置ベクトルを  $\mathbf{x}^\alpha$  とすれば、要素  $\alpha$  による位置  $\mathbf{x}$  における渦度は次式で表される。

$$\omega^\alpha(\mathbf{x}) = \frac{\gamma^\alpha}{\sigma_\alpha^3} f\left(\frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}^\alpha|}{\sigma_\alpha}\right) \quad (8)$$

ここで、 $f(\varepsilon)$  は渦度の分布関数、 $\gamma^\alpha$  は渦強度である。渦要素を代表する渦度を  $\omega^\alpha$ 、循環を  $\Gamma_\alpha$  とすれば、 $\gamma^\alpha$  は次式で定められる。

$$\gamma^\alpha = \omega^\alpha \delta v_\alpha = \Gamma_\alpha l^\alpha \quad (9)$$

ただし、 $\delta v_\alpha$  は渦要素の体積、 $l^\alpha$  は長さベクトルを表す (図1参照)。

分布関数  $f(\varepsilon)$  には、単相流解析に対して提案されている次式 (15) を準用する。

$$f(\varepsilon) = \frac{3}{4\pi} \exp(-\varepsilon^3) \quad (10)$$

渦度場を  $N_v$  個の渦要素で離散化し、各要素の渦度分布の重ね合わせで表現すれば、速度  $\mathbf{u}_g$  は式 (8) を式 (7) に代入して得られる次式で表される。

$$\mathbf{u}_g(\mathbf{x}) = -\frac{1}{4\pi} \sum_{\alpha=1}^{N_v} \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}^\alpha) \times \gamma^\alpha}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}^\alpha|^3} g\left(\frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}^\alpha|}{\sigma_\alpha}\right) + \mathbf{u}_{g0} \quad (11)$$

ここで、関数  $g(\varepsilon)$  は  $f(\zeta)$  に関する次式で定められる。

$$g(\varepsilon) = 4\pi \int_0^\varepsilon f(\zeta) \zeta^2 d\zeta \quad (12)$$

位置  $\mathbf{x}^\alpha$  における渦要素  $\alpha$  は気流速度で移流する。すなわち、

$$\frac{d\mathbf{x}^\alpha}{dt} = \mathbf{u}_g(\mathbf{x}^\alpha) \quad (13)$$

式 (6) を流体粒子とともに移動する Lagrange 座標系で記述すれば、渦要素の渦度は渦度ベクトル方向へ

の伸縮 (右辺第1項)、粘性拡散 (第2項) および粒子から受ける力 (第3項) により時間変化することが知られる。これらの変化は、以下に述べるように、式 (13) の Lagrange 計算と連立させて解析する。

3-4 渦要素の伸縮による渦度の変化 伸縮による渦度の時間発展は、粘性拡散項と粒子項を無視した式 (6) の Lagrange 記述から求められる。

$$\frac{d\omega}{dt} = (\omega \cdot \nabla) \mathbf{u}_g \quad (14)$$

式 (14) に式 (7) と (8) を代入すれば、強度  $\gamma^\alpha$  の時間変化率が得られる。

$$\frac{d\gamma^\alpha}{dt} = \sum_{\beta=1, \beta \neq \alpha}^{N_v} \frac{1}{\sigma_\beta^3} \left\{ -\frac{g(\varepsilon)}{\varepsilon^3} \gamma^\alpha \times \gamma^\beta + \frac{1}{\sigma_\beta^2} \left[ -\frac{1}{\varepsilon} \frac{d}{d\varepsilon} \left( \frac{g(\varepsilon)}{\varepsilon^3} \right) \right] \times [\gamma^\alpha \cdot (\mathbf{x}^\alpha - \mathbf{x}^\beta)] [(\mathbf{x}^\alpha - \mathbf{x}^\beta) \times \gamma^\beta] \right\} \quad (15)$$

ここで、 $\varepsilon = |\mathbf{x}^\alpha - \mathbf{x}^\beta| / \sigma_\beta$ 。

渦度が増大して渦要素が引き伸ばされると空間解像度が低下する。このため、強度  $\gamma^\alpha$  が初期値の2倍に達した渦要素は、強度が等しい2つの渦要素に分割する。

3-5 粘性拡散によるコア半径の変化 渦度は粘性拡散により減衰するが、単相流解析と同様、コア半径  $\sigma_\alpha$  の大きさを時間変化させる Core spreading 法 (16) により模擬する。すなわち、

$$\frac{d\sigma_\alpha^2}{dt} = 4\nu \quad (16)$$

3-6 粒子による渦強度の変化 流れ場の任意の体積における渦強度  $\gamma$  の時間変化率は、Reynolds の輸送定理と式 (1) から得られる式に、伸縮項と粘性拡散項を無視した式 (6) を代入すれば求められる。

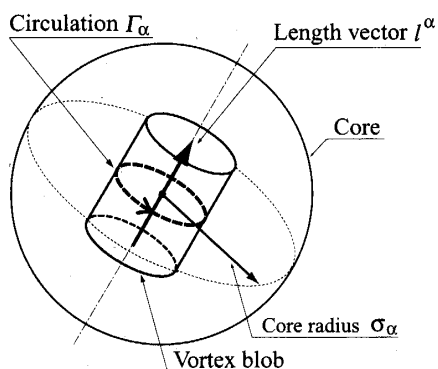


Fig.1 Vortex element

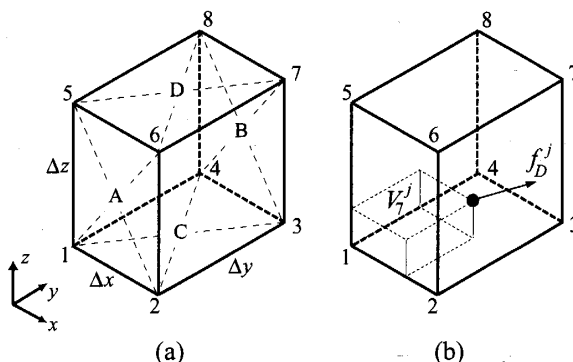


Fig.2 Computational grid

$$\begin{aligned}\frac{D\gamma}{Dt} &= -\frac{1}{\rho_g} \int (\nabla \times \mathbf{F}_D) dV \\ &= -\frac{1}{\rho_g} \int (\mathbf{n} \times \mathbf{F}_D) dS\end{aligned}\quad (17)$$

ここで、 $\mathbf{n}$  は外向き単位法線ベクトルである。

解析領域を図 2(a) に示すような直方体格子に分割する。格子の各面において  $\mathbf{F}_D$  の値が既知ならば、当該格子における  $\gamma$  の時間変化率  $\Delta\gamma/\Delta t$  は式 (17) から求められる。例えば、 $x$  方向成分  $\Delta\gamma_x/\Delta t$  は次式で表される。

$$\begin{aligned}\frac{\Delta\gamma_x}{\Delta t} &= -\frac{1}{\rho_g} [(F_{Dz}^B - F_{Dz}^A)\Delta S_y \\ &\quad + (F_{Dy}^C - F_{Dy}^D)\Delta S_z]\end{aligned}\quad (18)$$

ここで、 $F_{Dz}^A$  は面 A における  $F_{Dz}$  の値、 $\Delta S_y$  は  $y$  軸に垂直な格子面の面積  $\Delta x \Delta z$  を表す。格子に  $n_v$  個の渦要素が存在する場合、時間間隔  $\Delta t$  における渦要素一つ当たりの渦強度の変化量を  $\Delta\gamma/n_v$  とする。渦要素が存在しない場合には、強度  $\Delta\gamma$  の渦要素一つを格子中央から発生させる。

格子面における  $\mathbf{F}_D$  の値 (たとえば  $F_{Dz}^A$ ) は、面を構成する 4 つの格子点での  $\mathbf{F}_D$  の平均値として求める。格子に含まれる粒子数を  $n_p$ 、粒子  $j$  に作用する流体抗力を  $\mathbf{f}_D^j$  とし、二次元解法<sup>(6)</sup>を拡張すれば、格子点  $\beta$  における値  $\mathbf{F}_D^\beta$  ( $\beta=1\sim 8$ ) は次式で定められる。

$$\mathbf{F}_D^\beta = \frac{1}{V} \sum_{j=1}^{n_p} \frac{V_\beta^j}{V} \mathbf{f}_D^j \quad (\beta = 1, 2, \dots, 8) \quad (19)$$

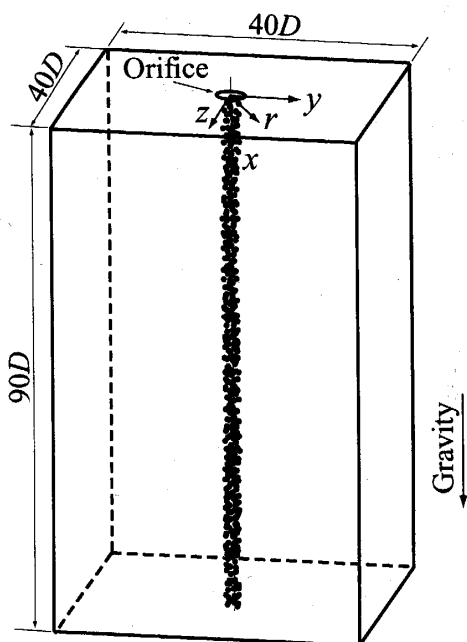


Fig.3 Schematic diagram of particulate jet and computational domain

ここで、 $V$  は格子体積  $\Delta x \Delta y \Delta z$ 、 $V_\beta^j$  は格子点  $\beta$  を見込む直方体の体積である (図 2(b) 参照)。なお、各格子点は複数の格子に共有され、解析領域内部では 8 つの格子に関係する。このため、 $\mathbf{F}_D^\beta$  の値は関係する格子に式 (19) を適用して得られる値の総和として与える。

粒子が気相に及ぼす影響は、式 (19) から知れるように、粒子に作用する流体抗力から求めている。よって、本渦法は流体抗力を通して粒子周囲の三次元渦構造を間接的に捉える解法である。

**3.7 解析手順** 時刻  $t=t$  における流れ場が既知ならば、 $t=t+\Delta t$  の流れが以下の手順で計算される。

- (1) 粒子の運動を式 (3) から求める。
- (2)  $\mathbf{F}_D$  を式 (19) から求める。
- (3)  $\gamma$  を式 (15) と (17) から求める。
- (4)  $\sigma$  を式 (16) から求める。
- (5) 渦要素の位置を式 (13) から求める。
- (6)  $\mathbf{u}_g$  を式 (11) から求める。

#### 4. 解析条件

粒子噴流の概略と解析領域を図 3 に示す。円形オリフィス (直径  $D=20$  mm) から自由空气中へ粒子が自由落下する。落下開始時 ( $t=0$ ) に空気は静止している。解析領域は、オリフィス下流の矩形領域 ( $90D \times 40D \times 40D$ ) とし、 $80 \times 60 \times 60$  の格子に分割した。

直径  $d=454 \mu\text{m}$ 、密度  $\rho_p=2590 \text{ kg/m}^3$  の球形ガラス粒子を用いた尾形ら<sup>(4)(5)</sup>の研究を参考にして、 $d=300, 400, 500 \mu\text{m}$  の粒子を解析の対象とした。ただし、 $\rho_p=2590 \text{ kg/m}^3$  とし、質量流量は  $0.26 \text{ g/s}$  とした。粒子の終端速度  $u_t$  は、 $d=300, 400, 500 \mu\text{m}$  の場合に対し、それぞれ  $u_t=2.2, 2.98, 3.69 \text{ m/s}$  である。

計算時間間隔  $\Delta t$  は  $0.001 \text{ s}$  とし、渦要素と粒子の Lagrange 計算には二次精度 Adams-Bashforth 法を用いた。時間間隔  $\Delta t$  ごとに粒子をオリフィス出口断面 ( $x=0$ ) から初速度零で落下させた。ノズル断面内の落下開始位置は乱数により定めた。なお、上記の  $\Delta t$  の値は、解析結果に影響を及ぼさないことが予備計算で確認された。

渦要素の発生時のコア半径は  $1.75D$  とした。下流境界 ( $x/D=90$ ) から流出した渦要素を計算から除外する場合、境界近傍の速度分布が上流側の渦要素のみから求められ、妥当な結果が得られない。そこで、長さ  $20D$  の矩形領域を境界下流に付加し、流出した渦要素を強度を一定に保ったまま移流させた。

5. 解析結果と考察

5-1 非定常流れ場 解析領域に存在する渦要素の個数  $N_v$  の時間変化を図4に示す。3種類の粒子直径  $d$  に対する結果が併記してある。 $N_v$  は落下開始直後に急増加するが、 $t \geq 5$  sでは不規則な増減を繰り返すことから、発達した粒子噴流の発生が推察される。ただし、 $N_v$  は  $d$  が大きい場合ほど低下する。粒子質量流量が同一のため、単位時間当たりに落下する粒子数が  $d$  の増大とともに減少し、渦要素の発生数が低下するためである。なお、計算にはパーソナルコンピュータ (Pentium 4, 3GHz) を用い、 $400 \mu\text{m}$  粒子を対象

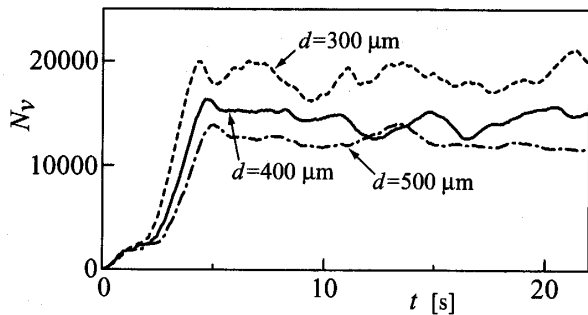


Fig.4 Time variation for number of vortex elements

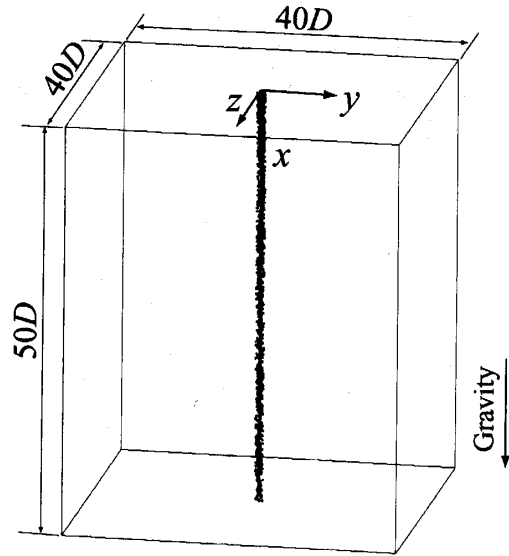


Fig.5 Distribution of  $400 \mu\text{m}$  particle at  $t=10$  s

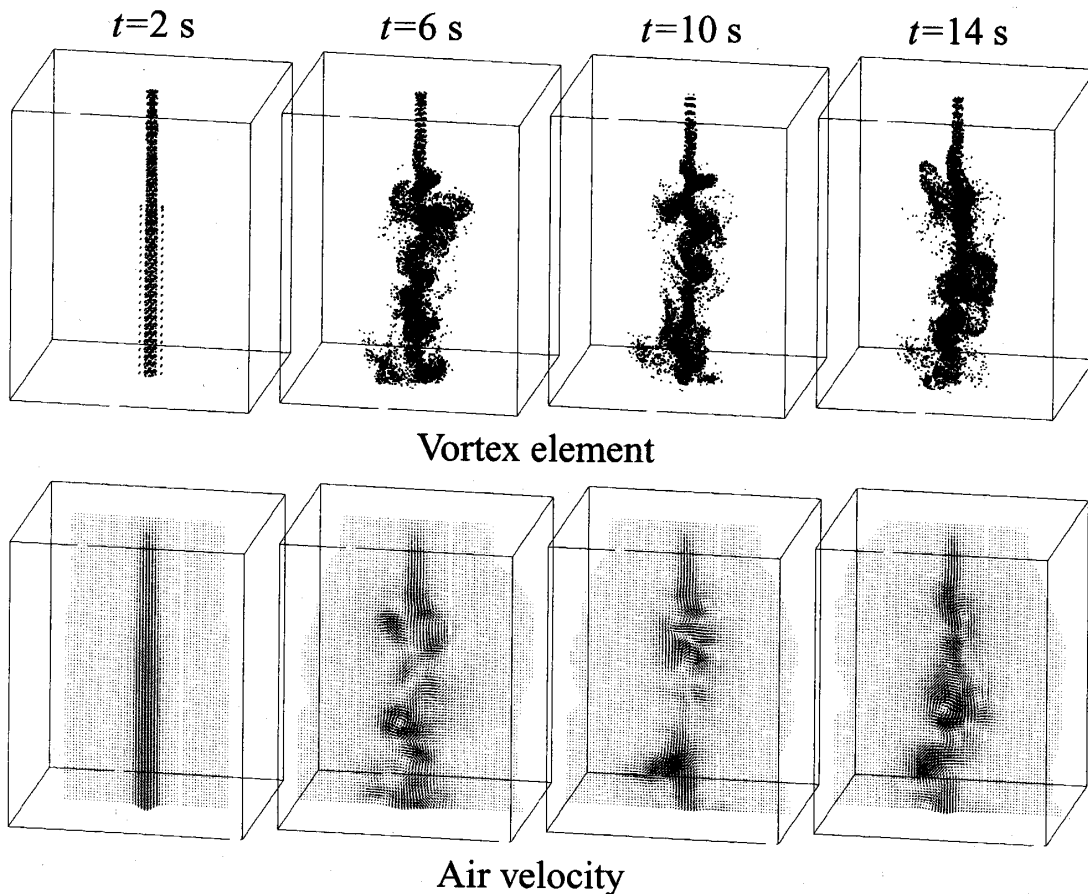


Fig.6 Time variation for distribution of vortex element and air velocity ( $d=400 \mu\text{m}$ )

とした  $t=22.5$  s までの計算に約 110 時間を要した。

400  $\mu\text{m}$  粒子の落下開始後、10 秒経過したときの粒子分布を図 5 に示す。ただし、 $0 \leq x/D \leq 50$  の領域における結果である。後述するように、三次元的な気流が粒子により誘起されるにもかかわらず、粒子はオリフィス出口からほぼ直線的に落下し、水平方向へほとんど広がらない。粒子の慣性力が大きいためであり、いずれの時刻においても同様に分布する。

図 6 は、400  $\mu\text{m}$  粒子が落下する場合における、渦要素と気流速度の分布の時間変化を示す。ただし、表示領域は図 5 と同じであり、渦要素の中心位置が●印で表示してある。速度分布は  $x$ - $y$  平面内の結果である。落下開始直後 ( $t=2$  s) には、渦要素は粒子群が落下する中心軸近傍のみに存在し、この領域で限定的に下降気流が発生する。 $t \geq 6$  s では、規模を増した気流により渦要素が横方向へ大きく広がり、中心軸の周囲に局所的なクラスタを形成する。このクラスタは気流の大規模な渦に相当している。時間の経過とともに大規模渦の規模と位置が変化する、複雑な三次元非定常気流が発生している。 $t \geq 5$  s では渦要素数が平均値を中心に増減を繰り返すが (図 5 参照)、この時刻において発達した気流が形成されていることを確認できる。

気流渦度  $\omega$  の絶対値  $\omega$  と  $\omega$  の軸方向成分  $\omega_x$  の分布の時間変化を図 7 に示す。ただし、図 6 の流れ場に対応する結果であり、粒子終端速度  $u_t$  とオリフィス直径  $D$  による無次元値  $D\omega/u_t=0.0067$  および  $D\omega_x/u_t=\pm 0.0017$  の等値面が表示してある。落下開始直後 ( $t=2$  s) では、中心軸近傍に現れる  $\omega$  はほぼ軸対象であり、軸 ( $x$ ) 方向に軸をもつ縦渦を表現する  $\omega_x$  はほとんど見られない。つまり、落下粒子群に誘起される気流は軸対称である。 $t \geq 6$  s では、気流の発生領域が広がり、 $\omega$  の等値面が半径方向に拡大する。 $\omega_x$  の分布からは、正の渦度と負の渦度をもつ渦管が絡み合う、複雑な三次元渦構造をもつ気流の発生が把握できる。

300  $\mu\text{m}$  および 500  $\mu\text{m}$  粒子の場合にも、粒子は直線的に落下し、大規模な渦を伴う三次元非定常気流が求められた。それらは図 5 ~ 図 7 の結果と同様な傾向を示したため、図示は省略する。

5.2 速度場の特徴 中心軸上の気流の時間平均速度  $\bar{u}_{gc}$  と半値幅  $b$  の軸 ( $x$ ) 方向への変化を図 8 に示す。 $\bar{u}_{gc}$  は、 $x/D \geq 20$  でほぼ一定となる。その一定値は、粒子直径  $d$  が大きい場合ほど低い。 $d$  の増大とともに単位時間当たりの落下粒子数が減じ、気流に及ぼ

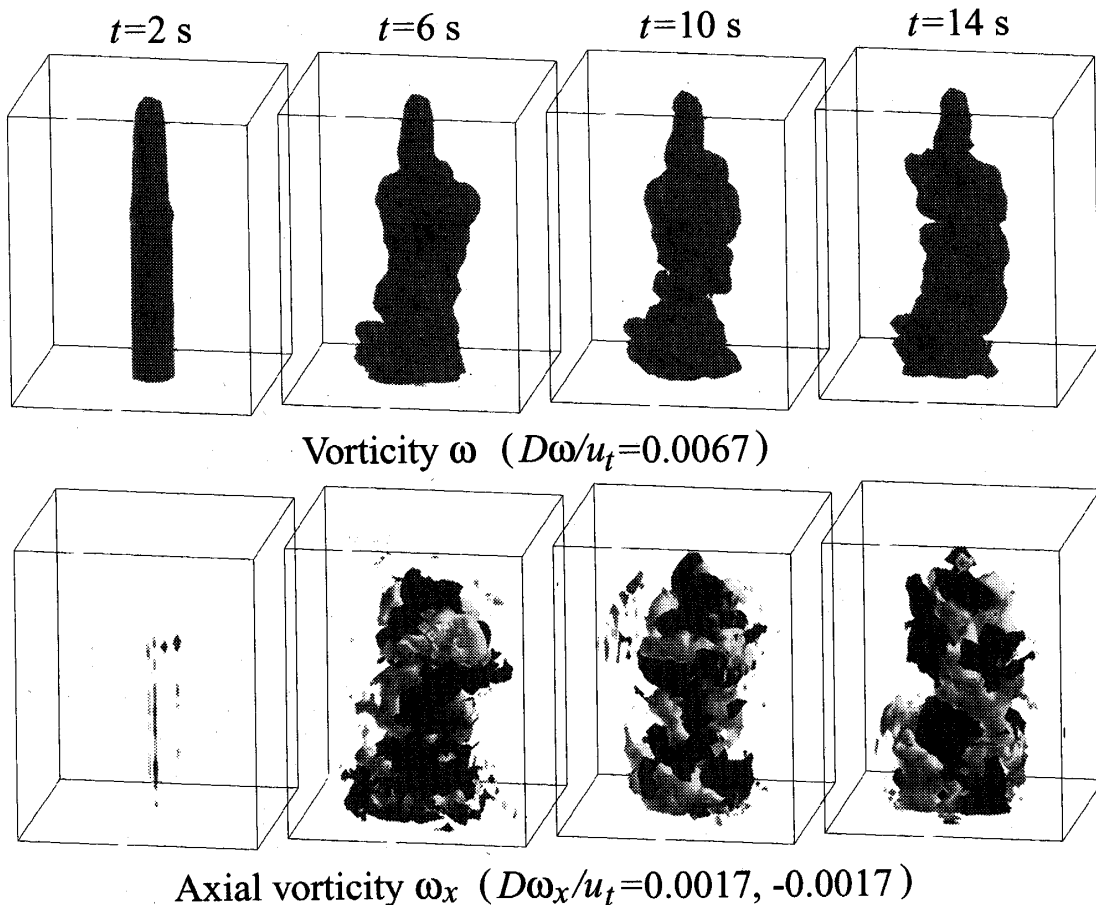


Fig.7 Time variation for distribution of vorticity and axial vorticity ( $d=400 \mu\text{m}$ )

す粒子の影響が低下するためである。  $b$  は、  $x/D \geq 30$  で一定値に漸近する傾向があり、また  $d$  の影響は軽微である。

気流の時間平均速度  $\bar{u}_g$  の分布を図9に示す。ただし、軸方向に異なる4断面 ( $10 \leq x/D \leq 40$ ) における半径 ( $r$ ) 方向分布が無次元表示してある。図9の中段は、 $400 \mu\text{m}$  粒子に対する結果である。 $\bar{u}_g$  は中心軸 ( $r=0$ ) で最大値をとり、半径方向に低下する。 $r/b < 2$  では4断面の速度分布がほぼ一致し、実線で併記してある Gauss 曲線で近似される。このような平均速度分布の相似性は、尾形ら<sup>(4)(5)</sup>の実験でも報告されている。一方、 $r/b \geq 2$  では、 $x/D=10$ の断面を除き、 $\bar{u}_g < 0$  すなわち鉛直上向きの流れが発生している。中心軸の

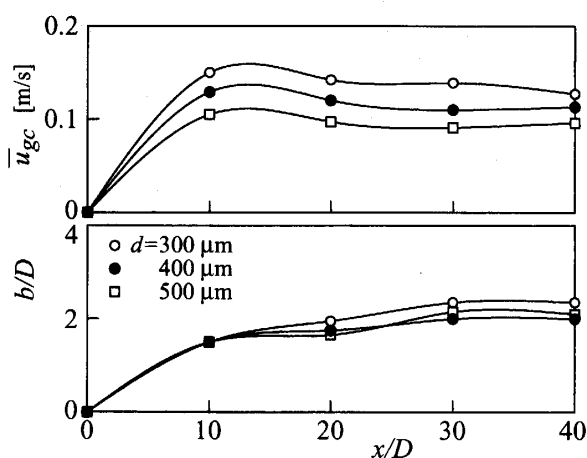


Fig.8 Axial evolution of centerline air velocity and half-width

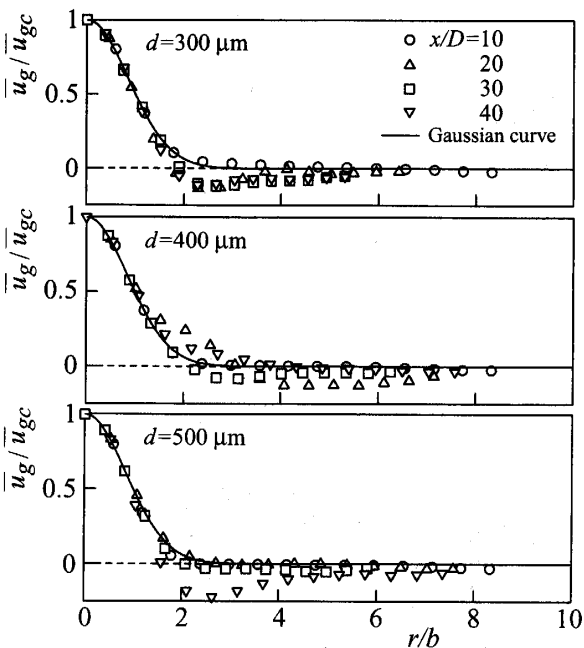


Fig.9 Radial distribution for mean velocity of air

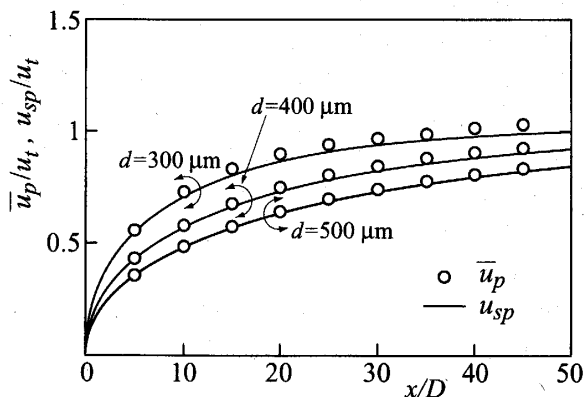


Fig.10 Axial evolution for mean velocity of particle

周囲に大規模渦があり (図6参照)、これらが上昇流を形成するためである。このような上昇流は、幅  $5 \text{ mm}$  のスリットオリフィスから落下する粒子群 ( $1295 \leq \rho_p \leq 5180 \text{ kg/m}^3$ ,  $300 \leq d \leq 500 \mu\text{m}$ ) に対する二次元渦法解析<sup>(10)</sup>でも求められている。図9の上段および下段は、それぞれ  $300 \mu\text{m}$  および  $500 \mu\text{m}$  粒子に対する結果である。分布の傾向は  $400 \mu\text{m}$  粒子の場合と同様である。

粒子は、図5に示したように直線的に落下し、任意の水平断面内ではほぼ様な速度をもつ。そこで、水平断面における粒子の時間平均速度  $\bar{u}_p$  を求め、その無次元値  $\bar{u}_p/u_t$  を落下距離  $x/D$  に対して示すと図10の○印のようになる。 $\bar{u}_p$  は  $x$  の増加とともに増すが、一定値に漸近する傾向を示す。 $x$  が小さい領域では、実線で併記してある単一粒子の自由落下速度  $u_{sp}$  と一致するが、 $x$  が増すと  $u_{sp}$  よりもやや高くなる。粒子が落下している中心軸近傍では、下降気流に対して粒子が相対的に落下するためである。このような速度分布の傾向は、実験<sup>(4)(5)</sup>や二次元解析<sup>(10)</sup>でも報告されている。また、粒子直径が大きい場合ほど中心軸上の気流速度  $\bar{u}_{gc}$  が減じるため (図8参照)、 $\bar{u}_p$  と  $u_{sp}$  の相違が縮小する。なお、 $x/D=40$ における中心軸上の粒子 Reynolds 数  $Re_p$  は、 $300 \mu\text{m}$ 、 $400 \mu\text{m}$  および  $500 \mu\text{m}$  粒子に対し、それぞれ 39、64 および 90 である。

**5.3 巻き込み空気流量** 水平断面を通過する空気の流量すなわち巻き込み空気流量  $Q$  と落下距離  $x$  の関係を図11に示す。ただし、本解析結果を●印で示してある。 $Q$  は  $x$  の増加とともに増す。なお、粒子直径  $d$  が大きいほど低い。粒子の影響が減じ、気流速度が低下するからである (図8参照)。図11には、Single particle model<sup>(1)</sup> および Massive particle model<sup>(3)</sup> による予測結果も併記してある。本解析結果はモデルによる予測値とほぼ一致する。よって、上述の流れ場は妥当であり、

本解法は巻込み空気流量の予測に有用であることが知られる。なお、 $300\ \mu\text{m}$  粒子の場合には Massive particle model,  $400\ \mu\text{m}$  および  $500\ \mu\text{m}$  粒子の場合には、尾形ら<sup>(4)</sup>の実験結果と同様、Single particle model との一致がより良好である。Single-particle model は、Massive particle model とは異なり、 $d$  の影響を考慮できる、より精密な予測モデルである。よって、本解法は  $d$  の影響を的確に捉えられることがわかる。なお、スリットオリフィスからの粒子噴流に対する二次元渦法解析<sup>(10)</sup>では、Massive particle model との一致が良好であった。本解析結果との相違の原因としては、オリフィス形状の違いや二次元解析による影響などが考えられる。

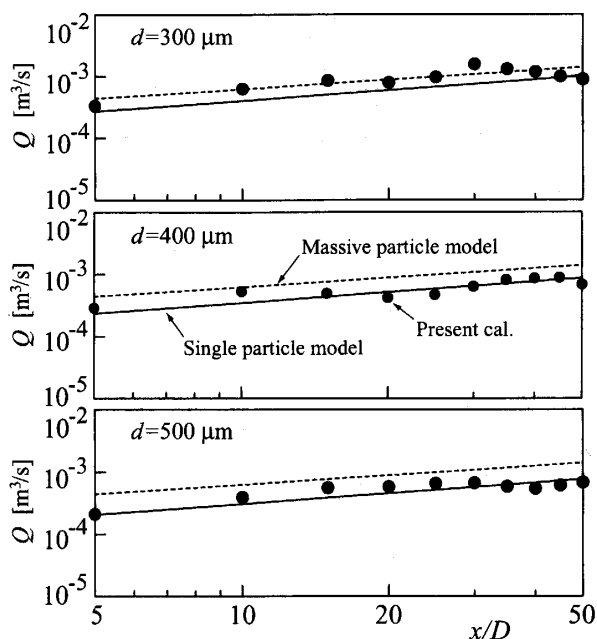


Fig.11 Axial evolution for entrained air flow rate

## 6. 結 論

円形オリフィス (直径  $D=20\ \text{mm}$ ) から空気中に自由落下する固体粒子群が形成する粒子噴流を三次元数値解析した。粒子の密度は  $2590\ \text{kg/m}^3$ 、直径  $d$  は  $300\ \mu\text{m}$ 、 $400\ \mu\text{m}$  および  $500\ \mu\text{m}$ 、質量流量は  $0.26\ \text{g/s}$  とした。解法には、著者の一人が既報で提案した、固気二相自由乱流に対する渦法を用いた。解析の結果、以下の結論が得られた。

(1) 粒子の落下開始直後には、粒子が存在する中心軸近傍においてのみ下降気流が誘起される。時間が経過すると大規模な渦が粒子群の周囲に現れ、粒子を含む発達した三次元非定常気流が形成される。

(2) 中心軸上の気流の時間平均速度は、 $d$  が大きい場合ほど低い。単位時間当たりに落下する粒子数が減

じ、空気に及ぼす粒子の影響が低下するためである。

(3) オリフィスからの軸方向距離  $x$  が  $x/D \geq 10$  の水平断面における気流の平均速度は、中心軸の近傍ではほぼ相似分布を示す。

(4) 粒子の落下速度  $\bar{u}_p$  は、 $x$  が小さい領域では単一粒子の自由落下速度  $u_{sp}$  と一致する。しかし、 $x$  が増すと  $u_{sp}$  よりもやや高くなる。下降気流に対して粒子が相対的に落下するためである。 $d$  が増すと  $\bar{u}_p$  と  $u_{sp}$  との差が減じる。

(5) 巻込み空気流量は  $x$  の増加とともに増す。 $300\ \mu\text{m}$  粒子の場合には Massive particle model,  $400\ \mu\text{m}$  および  $500\ \mu\text{m}$  粒子の場合には Single particle model の予測値とほぼ一致する。

## 文 献

- (1) Hemeon, W. C. L., *Plant and process ventilation*, (1962), 120-161, The Industrial Press, New York.
- (2) Plinke, M. A. E.・ほか 3 名, Experimental examination of factors that affect dust generation, *Am. Ind. Hyg. Assoc. J.*, **52-12**(1991), 521-528.
- (3) Cooper, P. and Arnold, P. C., Air entrainment and dust generation from a falling stream of bulk material, *KONA*, **13**(1995), 125-134.
- (4) 尾形公一郎・ほか 2 名, 自由落下粉体ジェットと周囲空気の巻込み現象, *機論*, **65-633**, B(1999), 1629-1635.
- (5) 尾形公一郎・ほか 2 名, 粉体ジェットにより誘起された空気の流動特性, *粉体工学会誌*, **37-3**(2000), 160-167.
- (6) 内山知実・ほか 2 名, 渦法による固気二相自由乱流の数値解法 (数値モデルと二次元混合層への適用), *機論*, **66-651**, B(2000), 2853-2860.
- (7) Uchiyama, T. and Naruse, M., Numerical simulation of gas-particle two-phase mixing layer by vortex method, *Powder Technol.*, **125**(2002), 111-121.
- (8) Uchiyama, T. and Naruse, M., Vortex simulation of slit nozzle gas-particle two-phase jet, *Powder Technol.*, **131**(2003), 156-165.
- (9) Uchiyama, T. and Yagami, H., Numerical simulation of wake gas flow laden with solid particles, *Proc. 2nd Asian Particle Technol. Sympo.*, **2**, Penang, (2003), 353-358.
- (10) 内山知実・北野佳伸, 自由落下粒子群が形成する粒子噴流の数値解析, *機論*, **69-684**, B(2003), 1737-1745.
- (11) 内山知実・深瀬昭仁, 三次元渦法による固気二相同軸円形噴流の数値解析, *機論*, **70-696**, B(2004), 1957-1964.
- (12) Chein, R. and Chung, J. N., Effects of vortex pairing on particle dispersion in turbulent shear flows, *Int. J. Multiphase Flow*, **13-6**(1987), 785-802.
- (13) Schiller, L. and Naumann, A. Z., Über die grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraftaufbereitung, *Z. Vereines Deutscher Inge.*, **77**(1933), 318-321.
- (14) Winckelmans, G. S. and Leonard, A., Contribution to vortex particle methods for the computation of three-dimensional incompressible unsteady flows, *J. Comput. Phys.*, **109**(1993), 247-273.
- (15) Leonard, A., Computing three-dimensional incompressible flows with vortex elements, *Annu. Rev. Fluid Mech*, **17**(1985), 523-559.
- (16) Leonard, A., Vortex methods for flow simulation, *J. Comput. Phys.*, **37**(1980), 289-335.