

## 自由落下粒子群が形成する粒子噴流の数値解析\*

内山 知実\*<sup>1</sup>, 北野 佳伸\*<sup>2</sup>

## Numerical Analysis of Particulate Jet Generated by Free Falling Particles

Tomomi UCHIYAMA\*<sup>3</sup> and Yoshinobu KITANO\*<sup>3</sup> Center for Information Media Studies, Nagoya University,  
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

This paper is concerned with the numerical analysis of particulate jet generated by solid particles falling from a slit orifice into an unbounded quiescent air. A two-dimensional vortex method, proposed for the simulation of particle-laden free turbulent flow in prior papers, is employed for the analysis. The falling particles induce complicated air jet involving large-scale eddies around the jet. The air takes its maximum velocity at the center line of the jet. The particle velocity is higher than the free falling velocity of a single particle. The effects of the diameter and density of the particle on the velocity distributions of the air and particle are investigated. The entrained air flow rate is favorably compared with the value predicted by an analytical model.

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

## 1. 緒 言

自由空間における固体粒子の輸送操作の一つに、粒子の自由落下を利用する方法がある。容器に貯蔵されている粒子を下部の機器へ供給したり、コンベア末端まで運ばれた粒子を下方へ移動する場合などに用いられる。粒子の落下に伴い粒子近傍の空気が引きずられるため、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。この粒子噴流は粉じんの飛散などさまざまなトラブルの原因となる<sup>(1)</sup>ため、従来、いくつかの研究が遂行されている。巻き込み空気流量を合理的に予測するため、Hemeon<sup>(1)</sup>は落下粒子が誘起する空気の流れを考察し、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(Single particle model)を提案した。Plinke<sup>(2)</sup>は、砂やセメントなどさまざまな種類の粒子を対象にした実験を行い、空気流量は粒子落下距離とともに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(Massive particle model および Miscible plume model)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。

一方、巻き込み空気流量の正確な把握に重要な粒子噴流に関する研究は、少数例しか見当たらないのが現状である。尾形<sup>(4)</sup>は、平均直径が454  $\mu\text{m}$ のガラス粒子を対象にして、円形オリフィスから自由落下する粒子群の速度を測定し、単一粒子の落下速度よりも高いことなどを明らかにした。粒子群の落下速度分布をもとに空気の流れ分布および巻き込み空気流量を推定し、空気流量がSingle particle model および Miscible plume model による予測値の傾向と一致することも示した。また、尾形<sup>(5)</sup>は空気の流れ分布を測定し、軸方向速度が噴流の中心軸近傍において最大値を示すこと、粒子の存在しない水平方向の領域へ空気の流れが広がることなどを報告している。しかし、粒子の直径や密度が粒子噴流に及ぼす影響や非正常特性など、流れの詳細については不明な点が多く残されている。さらに、数値解析は $k-\epsilon$ モデルによる定常流解析<sup>(5)</sup>しかなく、実験的研究を補完できる解析結果は報告されていない。

\* 原稿受付 2002年3月6日。

<sup>1</sup> 正員, 名古屋大学情報メディア教育センター(☎464-8603 名古屋市千種区不老町)。<sup>2</sup> 東邦ガス(☎456-8511 名古屋市熱田区桜田町19-18)。

E-mail: uchiyama@info.human.nagoya-u.ac.jp

著者らは既報<sup>(6)(7)</sup>において、固気二相乱流に対する二次元渦法を提案した。自由乱流の発達過程や運動量拡散は大規模な渦に支配されるが、本解法は大規模渦の形成や発達を良好に計算できる特徴をもつ。著者らは本解法を固体粒子を含むスリットノズル噴流<sup>(8)</sup>や混合層<sup>(9)</sup>の解析に適用し、大規模渦と粒子運動の関係などを解析し、得られた速度分布や粒子による気相流れ場の変化などが実験結果とよく一致することを確認し、解法の有用性を示した。そこで、自由落下粒子群が形成する粒子噴流の解析にも本解法は有効であるものと期待できる。

本研究では、スリットオリフィスから自由空気中へ自由落下する粒子群が形成する粒子噴流を上述の渦法により二次元数値解析した。その結果、さまざまな大きさからなる大規模な渦を伴う複雑な非定常流が発生することを明らかにした。また、粒子の直径や密度が粒子と空気の流れ場に及ぼす影響を調べるとともに、本解析条件で求められた巻き込み空気流量は Massive particle model<sup>(3)</sup>による予測結果とほぼ一致することも示した。

## 2. 記 号

$C_D$	: 粒子の抵抗係数
$D$	: スリットオリフィスの幅
$d$	: 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
$g$	: 重力の加速度
$N_v$	: 渦要素数
$p$	: 圧力
$Q$	: 巻き込み空気流量
$Re_p$	: 粒子レイノルズ数
$t$	: 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
$x, y$	: 空間座標
$\Delta t$	: 計算時間間隔
$\Gamma$	: 循環
$\nu$	: 空気の動粘度
$\rho$	: 密度
$\sigma$	: 渦要素のコア半径
$\omega$	: 渦度
添 字	
$g$	: 空気
$p$	: 粒子

$x$ : 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保存式は、仮定(1)を用いれば次式で表される。

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_g = 0 \quad \dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_g}{\partial t} + \mathbf{u}_g \cdot \nabla \mathbf{u}_g = -\frac{1}{\rho_g} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u}_g - \frac{1}{\rho_g} \mathbf{F}_D \quad \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 $\mathbf{F}_D$  は単位体積の空気が粒子から受ける力である。

また、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力および圧力こう配力は無視できる<sup>(10)</sup>。この場合、粒子(質量  $m$ )の運動方程式は次式で表される。

$$m \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{f}_D + m\mathbf{g} \quad \dots \dots \dots (3)$$

ここで、仮定(3)より流体抗力  $\mathbf{f}_D$  は次式で与えられる。

$$\mathbf{f}_D = (\pi d^2 \rho_g / 8) C_D |\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p) \quad \dots \dots \dots (4)$$

ただし、 $d$  は粒子直径であり、抗力係数  $C_D$  は次式<sup>(11)</sup>で定められる。

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

ここで、 $Re_p = d |\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p| / \nu$  である。

式(1)~(3)を連立解析するが、本解法では式(1)と式(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 二次元流れ場を解析の対象とすれば、空気の渦度方程式は、式(2)の回転をとり式(1)を代入して得られる次式で表される。

$$\frac{D\omega}{Dt} = \nu \nabla^2 \omega - \frac{1}{\rho_g} \nabla \times \mathbf{F}_D \quad \dots \dots \dots (6)$$

一方、渦度の定義式を積分すれば、任意の位置  $\mathbf{x}$  における速度  $\mathbf{u}_g$  を与える Biot-Savart の式が得られる。

$$\mathbf{u}_g(\mathbf{x}) = -\frac{1}{2\pi} \int \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \times \omega(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2} d\mathbf{x}' \quad \dots \dots \dots (7)$$

いま、渦度場を多数の微小な渦要素により離散化する。単相流解析に対する渦要素モデル<sup>(12)</sup>を適用し、渦要素がコア構造をもつものとする。渦要素  $\alpha$  の循

環を  $\Gamma_a$ , コア半径を  $\sigma_a$ , 位置ベクトルを  $\mathbf{x}^a$  とすれば, 渦要素  $a$  による位置  $\mathbf{x}$  における渦度は次式で与えられる.

$$\omega^a(\mathbf{x}) = \frac{\Gamma_a}{\sigma_a^2} f\left(\frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}^a|}{\sigma_a}\right) \dots\dots\dots (8)$$

ここで, コア関数  $f(\varepsilon)$  は次式で定められる.

$$f(\varepsilon) = \begin{cases} 1/(2\pi\varepsilon) & \varepsilon \leq 1 \\ 0 & \varepsilon > 1 \end{cases} \dots\dots\dots (9)$$

渦度場を  $N$  個の渦要素で離散化すれば,  $\mathbf{u}_g(\mathbf{x})$  は式(7)と式(8)から得られる次式で表される.

$$\mathbf{u}_g(\mathbf{x}) = -\frac{1}{2\pi} \sum_{a=1}^N \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}^a) \times \mathbf{k} \Gamma_a}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}^a|^2} g\left(\frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}^a|}{\sigma_a}\right) \dots\dots\dots (10)$$

ここで,  $\mathbf{k}$  は渦度ベクトルと同一方向の単位ベクトルであり, 関数  $g(\varepsilon)$  は次式で表される.

$$g(\varepsilon) = \begin{cases} \varepsilon & \varepsilon \leq 1 \\ 1 & \varepsilon > 1 \end{cases} \dots\dots\dots (11)$$

渦要素  $\beta$  は速度  $\mathbf{u}_g$  で移流し, その速度は式(10)から定められる. すなわち,

$$\frac{d\mathbf{x}^\beta}{dt} = -\frac{1}{2\pi} \sum_{\alpha=1, \alpha \neq \beta}^N \frac{(\mathbf{x}^\beta - \mathbf{x}^\alpha) \times \mathbf{k} \Gamma_\alpha}{|\mathbf{x}^\beta - \mathbf{x}^\alpha|^2} \times g\left(\frac{|\mathbf{x}^\beta - \mathbf{x}^\alpha|}{\sigma_\alpha}\right) \dots\dots\dots (12)$$

任意の時刻における渦要素の位置, 循環およびコア半径が既知ならば, 式(10)から空気速度が得られ, 式(3)から粒子運動が解析され, 流動の時間変化が求められる. 渦要素の位置は式(12)から得られる. 循環とコア半径は, 次に示すように粘性拡散と粒子運動の影響を個別に評価して定める. この方法は, 单相流の三次元渦法において渦度変化を粘性拡散と渦要素の伸縮によるものに分離して計算する方法に類似している.

3.4 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, 单相流解析と同様, コア半径  $\sigma_a$  の大きさを時間変化させる Core spreading 法<sup>(13)</sup> により模擬する. すなわち,

$$\frac{d\sigma_a}{dt} = \frac{vc^2}{2\sigma_a} \dots\dots\dots (13)$$

ここで,  $c=2.242$  である.

3.5 粒子運動による循環の変化

任意の閉曲線まわりの循環  $\Gamma$  の時間変化率は, レイノルズの輸送定理と式(1)から得られる式に粘性拡散項を無視した式(6)を代入すれば求められる<sup>(6)(7)</sup>. すなわち,

$$\frac{d\Gamma}{dt} = -\frac{1}{\rho_g} \int \mathbf{F}_D \cdot d\mathbf{r} \dots\dots\dots (14)$$

ここで,  $d\mathbf{r}$  は線素ベクトルである.

解析領域を図1のような四角形格子に分割する. 四つの格子点における  $\mathbf{F}_D$  の値  $\mathbf{F}_D^\beta (\beta=1\sim 4)$  に対し,  $x$

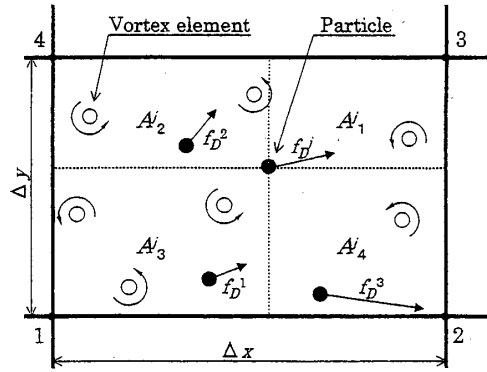


Fig.1 Computational grid

および  $y$  方向成分 ( $F_{Dx}^\beta, F_{Dy}^\beta$ ) が既知とする. 格子点間で  $\mathbf{F}_D$  が線形変化するものと仮定すれば, この格子における  $\Gamma$  の時間変化率  $\Delta\Gamma/\Delta t$  は, 式(14)から導かれる次式で与えられる.

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho_g} \left[ \frac{\Delta x}{2} (F_{Dx}^1 + F_{Dx}^2 - F_{Dx}^3 - F_{Dx}^4) + \frac{\Delta y}{2} (F_{Dy}^2 + F_{Dy}^3 - F_{Dy}^4 - F_{Dy}^1) \right] \dots\dots\dots (15)$$

格子に  $n_v$  個の渦要素が存在する場合,  $\Delta t$  における渦要素一つ当たりの循環の変化量を  $\Delta\Gamma/n_v$  とする. 渦要素が存在しない場合には, 循環  $\Delta\Gamma$  の渦要素一つを格子中央から新しく発生させる.

一方, 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  $\mathbf{f}_D^j$  とすれば,  $\mathbf{F}_D^\beta$  は次式で定められる<sup>(6)(7)</sup>.

$$\mathbf{F}_D^\beta = \frac{1}{A\Delta z} \sum_{j=1}^{n_p} \frac{A_j^\beta}{A} \mathbf{f}_D^j \quad (\beta=1, 2, 3, 4) \dots\dots\dots (16)$$

ただし,  $A=\Delta x\Delta y$ ,  $A_j^\beta$  は格子点  $\beta$  を見込む四角形の面積,  $A_1 + A_2 + A_3 + A_4 = A$  である. また,  $\Delta z$  は  $x-y$  平面に垂直方向の格子幅であり, 解析領域の入口境界において垂直方向に粒子が間隔  $l$  で一様に分布するものと仮定すれば, 二次元解析における  $\Delta z$  は  $l$  に相当する<sup>(6)(7)</sup>.

3.6 解析手順

時刻  $t=t$  における流れ場が既知ならば,  $t=t+\Delta t$  の流動が以下の手順で計算される<sup>(6)(7)</sup>.

- (1) 粒子の運動を式(3)に二次精度 Adams-Bashforth 法を用いて求める.
- (2)  $\mathbf{F}_D^\beta$  を式(16)から求める.
- (3)  $\Delta\Gamma$  を式(15)から求める.
- (4)  $\sigma$  を式(13)から求める.
- (5) 渦要素の位置を式(12)に二次精度 Adams-Bashforth 法を用いて求める.
- (6)  $\mathbf{u}_g$  を式(10)から求める.

4. 解析条件と空気流量予測モデル

4.1 解析条件 自由落下する固体粒子群が形成する粒子噴流の解析体系を図2に示す。幅  $D=5\text{ mm}$  のスリットオリフィスから自由空气中へ粒子を自由落下させる。落下開始時( $t=0$ )に空気は静止している。オリフィス出口から鉛直下方に  $240D$ 、水平方向に  $80D$  の二次元矩形領域を解析領域とする。この領域を  $121 \times 60$  の四角形格子に分割し、 $F_b$  と  $\Delta t$  の値を求める。Lagrange法である本解法はEuler法で用いるような境界条件は必要とせず、本論の下流境界を除いた境界は自由滑り境界に相当する。なお、下流境界から流出した渦要素は計算から除外したが、噴流<sup>(6)</sup>や混合層<sup>(9)</sup>の解析に用いた解析領域下流の仮想渦面は設置しなかった。

直径  $454\text{ }\mu\text{m}$ 、密度  $2590\text{ kg/m}^3$  の球形ガラス粒子に対する尾形ら<sup>(4)(5)</sup>の研究を参考にして、直径  $d=300, 400, 500\text{ }\mu\text{m}$  の球形粒子を解析する。ただし、密度  $\rho_p$  の影響を調べるため、 $\rho_p=1295, 2590, 5180\text{ kg/m}^3$  の3種類の粒子を対象とする。これらの値は、それぞれ石灰、ガラス、ジルコニアの密度に相当する。粒子質量流量  $\dot{m}$  は  $3 \times 10^{-3}\text{ kg/s}$  とし、計算時間間隔  $\Delta t$  は  $0.001\text{ s}$  とする。

10個の粒子をオリフィス出口断面( $x=0$ )において水平方向に等間隔で並べ、 $\Delta t$ ごとに初速度零で落下させる。式(16)における  $\Delta z$  の値は、 $\dot{m}$  の値を満足するように定める<sup>(7)</sup>。

4.2 空気流量の予測モデル 巻き込み空気流量  $Q$  の予測モデルとして、Single particle model<sup>(1)</sup>、Mas-

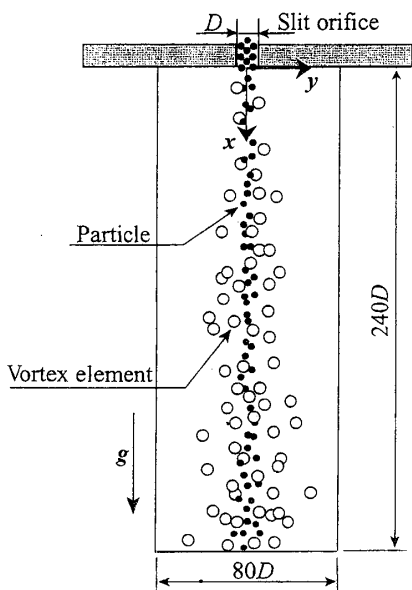


Fig. 2 Schematic diagram of particulate jet

sive particle model<sup>(3)</sup>およびMiscible plume model<sup>(3)</sup>が提案されている。Miscible plume modelは定数を含み、その決定方法に不明な点が多いため、以下の二つのモデルによる予測値と本解析結果を比較する。

Single particle modelは、静止空气中を落下する単一粒子に作用する抗力による動力が周囲空気の加速に要する動力に等しいものと仮定したモデルであり、 $Re_p \leq 500$  の場合には尾形ら<sup>(4)</sup>の表記法によれば次式で表される。

$$Q = \left[ \frac{37.567 g \dot{m} A^2 x^{1.7}}{\rho_p d^{0.7}} \left( \frac{\nu}{d \sqrt{g d}} \right)^{0.6} \right]^{1/3} \dots\dots (17)$$

ここで、 $x$ はオリフィスからの落下距離、 $A$ は距離  $x$ における粒子群の断面積である。

Massive particle modelは、巻き込み空気の運動量が粒子群に比べて無視できるものと仮定したモデルであり、次式で表される。

$$Q = [(u_{p0}^2 + 2gx)^{1/2} - u_{p0}] A_0 \dots\dots\dots (18)$$

ここで、 $u_{p0}$ は粒子の初速度、 $A_0$ はオリフィス出口における粒子群の断面積である。

5. 解析結果と考察

5.1 流れの非定常特性 直径  $d=400\text{ }\mu\text{m}$ 、密度  $\rho_p=2590\text{ kg/m}^3$  の場合における粒子の分布を図3に●印で示す。ただし、落下開始( $t=0$ )から10s後の結果である。後述するように巻き込み空気の流れが存在するにもかかわらず、粒子はオリフィス出口から直線的に落下し、横方向( $y$ 方向)へ広がらない。解析の対象

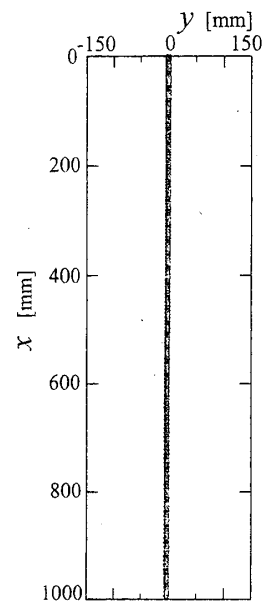


Fig. 3 Particle distribution at  $t=10\text{ s}$

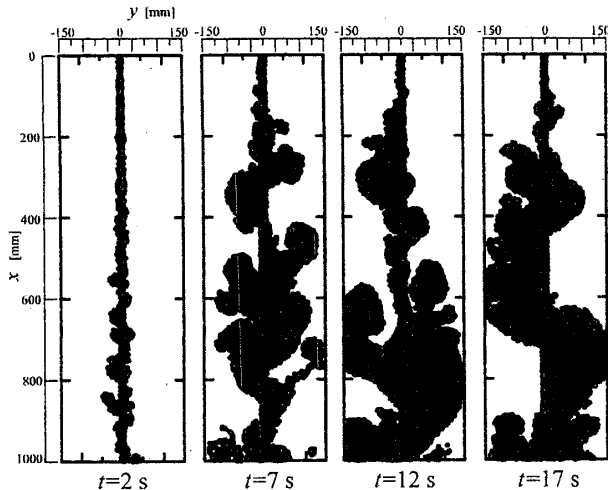


Fig. 4 Time variation for distribution of vortex element ( $d=400 \mu\text{m}$ ,  $\rho_p=2590 \text{ kg/m}^3$ )

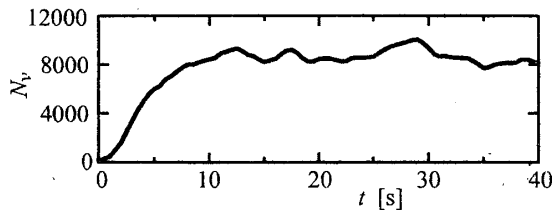


Fig. 5 Time variation for number of vortex elements ( $d=400 \mu\text{m}$ ,  $\rho_p=2590 \text{ kg/m}^3$ )

とした粒子は慣性力が大きいので、いずれの時刻においても同様に分布する。

図4は、上述の解析条件( $d=400 \mu\text{m}$ ,  $\rho_p=2590 \text{ kg/m}^3$ )における、渦要素の分布(●印)の時間変化を示す。ただし、 $0 \leq x \leq 1000 \text{ mm}$ における結果である。渦要素は、粒子の落下開始直後( $t=2 \text{ s}$ )には中心軸( $y=0$ )に沿って落下する粒子群まわりに発生している。しかし、後述するように時間が経過すると粒子による巻き込み空気の流れが生じるため、渦要素は横方向へ大きく広がる。ただし、一様に広がることなく、中心軸の左右に局所的なクラスタを形成する。

渦要素数  $N_v$  の時間変化を図5に示す。ただし、図4の結果に対応する変化である。 $N_v$  は、 $0 \leq t \leq 8 \text{ s}$ において急増加する。後述するように巻き込み空気の流れが小さく、軸方向( $x$ 方向)への渦要素の移流が小規模のため、渦要素が計算領域内に蓄積するからである。しかし、 $t \geq 12 \text{ s}$ では約8600個を中心に増減を不規則に繰り返す。巻き込み空気の流れが規模を増し、計算領域の下流へ流出する渦要素が現れるためであり、発生する渦要素と流出する渦要素の個数の時間平均値が釣り合っていることを示している。よって、 $t \geq 12 \text{ s}$ において発達した粒子噴流の発生が推察される。

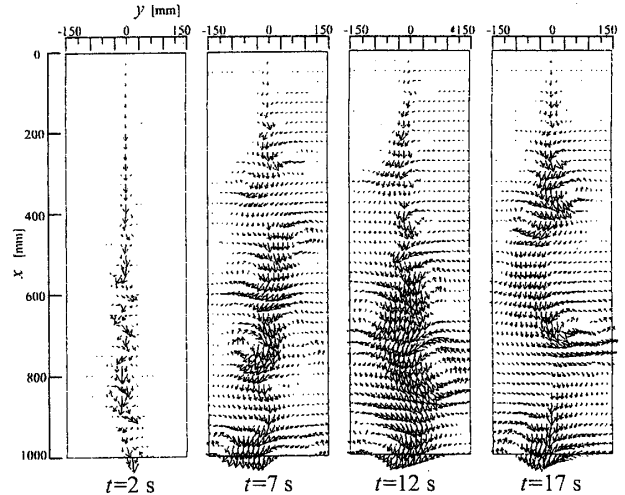


Fig. 6 Time variation for distribution of air velocity ( $d=400 \mu\text{m}$ ,  $\rho_p=2590 \text{ kg/m}^3$ )

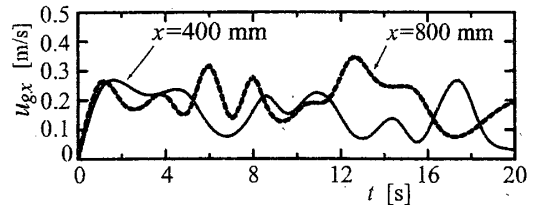


Fig. 7 Time variation for axial velocity of air on jet center line ( $d=400 \mu\text{m}$ ,  $\rho_p=2590 \text{ kg/m}^3$ )

空気の流れの時間変化を図6に示す。ただし、図4において渦要素の分布を示した時刻における結果である。 $t=2 \text{ s}$ では、粒子が存在する中心軸近傍においてのみ、巻き込まれた自由空気の下流が存在する。時間が経過すると( $t=7 \text{ s}$ )、巻き込み空気の流れが規模を増し、大きな渦が中心軸の左右に交互に現れる。これら大規模渦は、渦要素のクラスタに対応している(図4)。大規模渦の回転方向は、 $y > 0$ および $y < 0$ において、それぞれ反時計回りおよび時計回りである。 $t \geq 12 \text{ s}$ では渦要素数が平均値を中心に増減を繰り返すが(図5)、 $t=12$ および $17 \text{ s}$ では中心軸上の速度が増すとともに渦が大きくなり、発達した噴流が形成されていることを確認できる。粒子は図3で見たように中心軸に沿って直線的に落下し、空気の流れの影響を受けない。後述するように空気の速度が粒子速度よりもかなり小さいためである。

空気の軸方向( $x$ 方向)速度  $u_{gx}$  の時間変化を図7に示す。ただし、図6の結果に対応するものであり、オリフィス出口からの距離  $x=400 \text{ mm}$  および  $800 \text{ mm}$  における中心軸上の変化である。 $u_{gx}$  は不規則に変化しているが、大規模渦の通過によるものである。

本研究が解析の対象とした粒子の条件すなわち

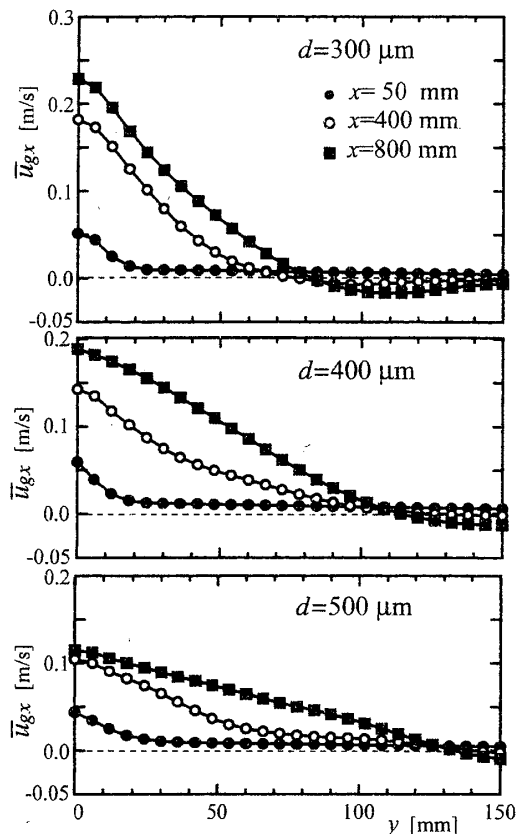


Fig. 8 Distribution for mean axial velocity of air ( $\rho_p = 2590 \text{ kg/m}^3$ )

$300 \leq d \leq 500 \mu\text{m}$  および  $1295 \leq \rho_p \leq 5180 \text{ kg/m}^3$  では、粒子は直線的に落下し、大規模な渦を伴う空気の流れが形成された。それらは図3~7の結果と同様な傾向を示したため、図示は省略する。

**5.2 時間平均速度** 密度  $\rho_p = 2590 \text{ kg/m}^3$  の場合における、空気の軸方向( $x$ 方向)時間平均速度  $\bar{u}_{gx}$  の分布を図8に示す。ただし、 $x$ 方向に異なる3断面( $x=50, 400, 800 \text{ mm}$ )における結果であるが、中心軸( $y=0$ )に関して対称な分布が得られたため、 $y \geq 0$ の分布のみを示してある。図8の中段は、直径  $d=400 \mu\text{m}$  の場合に対する結果である。 $\bar{u}_{gx}$ は中心軸で最大値をとり、水平方向( $y$ 方向)に向かって低下する。同様な分布の傾向が円形オリフィスから落下するガラス粒子( $\rho_p = 2590 \text{ kg/m}^3$ ,  $d=454 \mu\text{m}$ )に対する尾形ら<sup>(4)(5)</sup>の実験においても求められている。 $x=400, 800 \text{ mm}$ の断面では、 $y \geq 120 \text{ mm}$ において  $\bar{u}_{gx} < 0$ となり、鉛直上向きの流れが発生している。中心軸の左右に大規模渦があり(図6)、これらが上昇流を形成するためである。また、 $x$ が増すと  $\bar{u}_{gx}$ の最大値が高くなる。図8の上段および下段は、それぞれ  $d=300 \mu\text{m}$  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。しかし、 $d$ が大

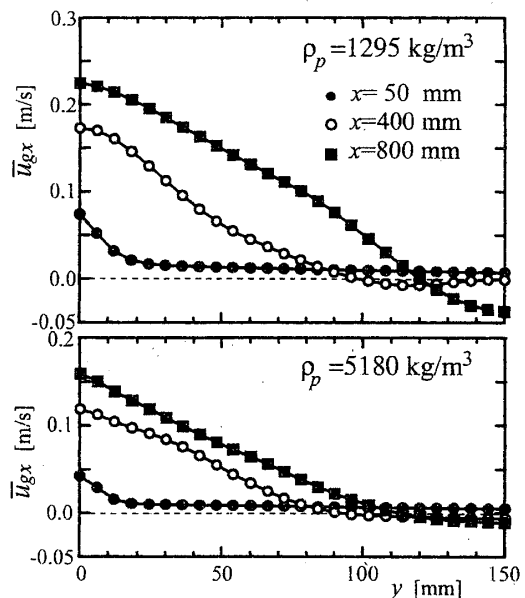


Fig. 9 Distribution for mean axial velocity of air ( $d=400 \mu\text{m}$ )

になると  $\bar{u}_{gx}$ が減じ、最大値も低下することが知れる。粒子質量流量が一定のため、単位時間当たり落下する粒子数が  $d$ の増大とともに減少し、自由空気に及ぼす粒子の影響が低下するためである。また、 $d$ の増大とともに上昇流の現れる領域が縮退し、その速度の絶対値も低下する。粒子数が減少することにより、粒子により生成される渦要素の循環が減じ、大規模渦の強度が低下するためである。

図9は、密度  $\rho_p = 1295, 5180 \text{ kg/m}^3$  の場合における空気速度  $\bar{u}_{gx}$ の分布を示す。ただし、 $d=400 \mu\text{m}$ であり、3断面( $x=50, 400, 800 \text{ mm}$ )における結果が併記してある。 $\bar{u}_{gx}$ は、 $\rho_p$ や  $x$ によらず中心軸において最大となる。 $\rho_p$ が増すと最大値が低下し、外縁部( $y \geq 100 \text{ mm}$ )における上昇流の規模が小さくなる。上述の粒子直径が増した場合と同様、 $\rho_p$ の増加とともに単位時間当たりの落下粒子数が減じ、渦要素の循環が低下するためである。

粒子は、図3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  $\rho_p = 2590 \text{ kg/m}^3$  粒子の軸方向( $x$ 方向)時間平均速度  $\bar{u}_{gx}$ を落下距離  $x$ に対して示すと図10の●印ようになる。図10の中段は  $d=400 \mu\text{m}$  粒子に対する結果である。 $\bar{u}_{gx}$ 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。また、 $x$ が小さい領域では実線で示した静止空気におけ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  $u_{sp}$ よりも高くなる。粒子が落下している中心軸近傍では、図8に示したように  $x$ の増加につれて空気の下向速度が

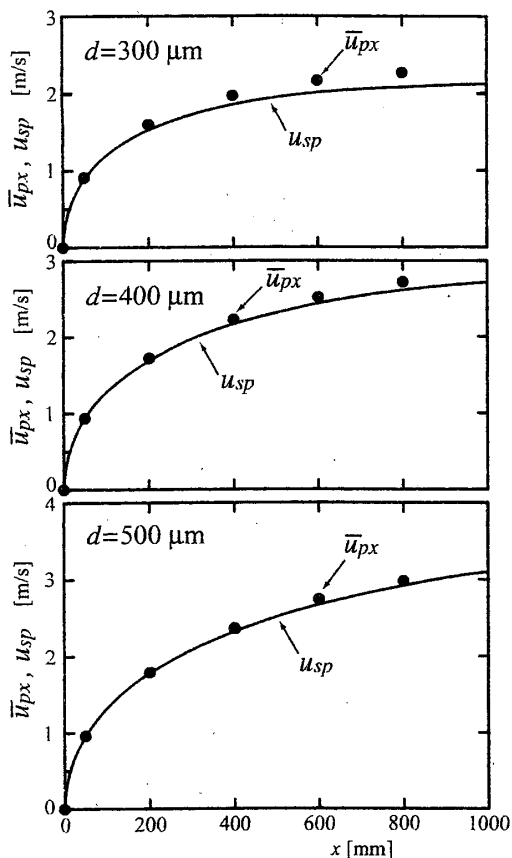


Fig. 10 Variation of mean axial velocity of particle ( $\rho_p=2\,590\text{ kg/m}^3$ )

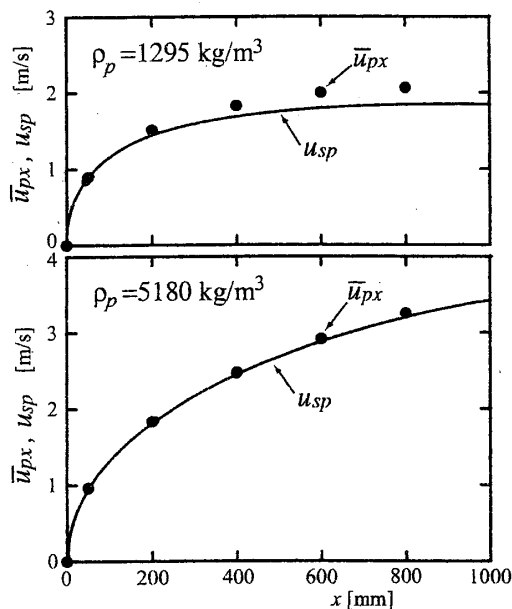


Fig. 11 Variation of mean axial velocity of particle ( $d=400\text{ }\mu\text{m}$ )

増し、この下降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、尾形ら<sup>(4)(5)</sup>による実験においても報告されている。図10の上段および下段は、それぞれ  $d=300\text{ }\mu\text{m}$  および  $500\text{ }\mu\text{m}$  粒

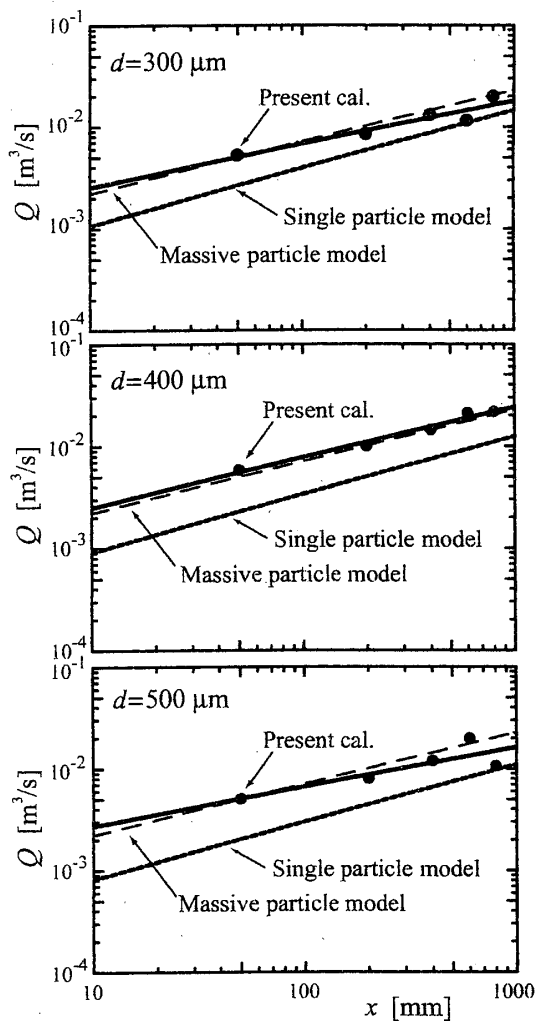


Fig. 12 Variation of entrained air flow rate ( $\rho_p=2\,590\text{ kg/m}^3$ )

子に対する結果である。 $d$  が大きい場合ほど中心軸における空気速度  $\bar{u}_{gx}$  が減じるため(図8),  $\bar{u}_{px}$  と  $u_{sp}$  の差異が縮小する。なお、 $x=800\text{ mm}$  における粒子レイノルズ数  $Re_p$  は、 $d=300, 400, 500\text{ }\mu\text{m}$  粒子に対し、それぞれ 31, 53, 76 である。

図11は、 $\rho_p=1\,295, 5\,180\text{ kg/m}^3$  粒子に対する  $\bar{u}_{px}$  と  $x$  の関係を示す。ただし、 $d=400\text{ }\mu\text{m}$  である。 $\rho_p$  が増すと単一粒子の落下速度  $u_{ps}$  との差が小さくなる。図9で示したように、空気速度  $\bar{u}_{gx}$  が減じるためである。 $x=800\text{ mm}$  における  $Re_p$  は、 $\rho_p=1\,295, 5\,180\text{ kg/m}^3$  粒子に対し、それぞれ 40, 64 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  $Q$  は、空気の時間平均速度  $\bar{u}_{gx}$  を断面において積分すれば求められる。 $d=300, 400, 500\text{ }\mu\text{m}$  粒子の場合における、 $Q$  と落下距離  $x$  との関係を図12に示す。ただし、 $\rho_p=2\,590\text{ kg/m}^3$  であり、本解析結果を●印で示してある。 $x$  に

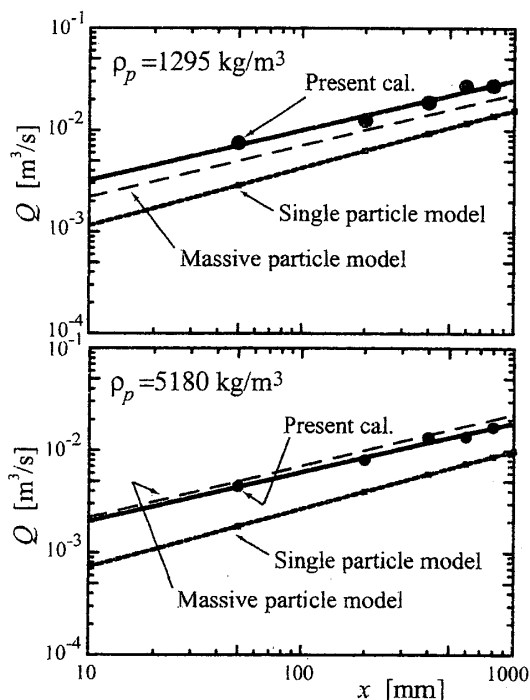


Fig. 13 Variation of entrained air flow rate ( $d=400 \mu\text{m}$ )

よる  $\bar{u}_{gx}$  の変化(図8)を反映して、 $Q$  は  $x$  の増加とともに増す。ただし、 $d$  の影響はほとんど見られない。図12中の実線は本解析結果を最小二乗近似したものであり、 $d=300, 500 \mu\text{m}$  の  $x \geq 600 \text{ mm}$  の領域を除き、 $Q$  はほぼ直線で表される。 $x \geq 600 \text{ mm}$  での直線からの逸脱は速度の大きな乱れによるものと考えられる。図12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、 $d=500 \mu\text{m}$  の場合の  $x=800 \text{ mm}$  を除き、Massive particle model の予測値とほぼ一致している。Massive particle model は、 $d$  の影響を考慮できないが、本解析で得られた粒子の挙動のように水平方向に広がることなく直線的に落下するものと仮定したモデルのためと考えられる。なお、尾形ら<sup>(4)</sup> の実験結果は Single particle model との一致が良好であるが、オリフィス形状の違いによるものと推察される。

図13は、 $\rho_p=1295, 5180 \text{ kg/m}^3$  の粒子に対する  $Q$  と  $x$  の関係を示す。ただし、 $d=400 \mu\text{m}$  のときの結果である。 $Q$  は  $x$  の増加とともに増し、 $\rho_p$  が大きい場合ほど低下する。いずれの  $\rho_p$  に対しても  $Q$  はほぼ直線で近似され、その傾きは二つの予測モデルの結果とよく一致している。なお、本論の解析条件で得られた  $Q$  は Massive particle model の予測値とほぼ一致している。

## 6. 結 論

球形固体粒子(直径  $d=300, 400, 500 \mu\text{m}$ 、密度  $\rho_p=1295, 2590, 5180 \text{ kg/m}^3$ )を質量流量  $3 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$  において、幅  $5 \text{ mm}$  のスリットオリフィスから自由落下させたときに形成される粒子噴流を二次元数値解析した。解法には、著者らが既報にて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巻き込み空気の下降流が形成される。しかし、時間の経過とともに大規模な渦が中心軸の左右に交互に現れ、発達した噴流が形成される。

(2) 空気の軸方向時間平均速度  $\bar{u}_{gx}$  は、中心軸で最大値をとり、水平方向に向かって低下する。 $\bar{u}_{gx}$  は、オリフィスからの落下距離  $x$  とともに大になるが、 $d$  および  $\rho_p$  が増すと減じる。

(3) 粒子の落下速度  $\bar{u}_{px}$  は、 $x$  が小さい領域では静止空気中における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  $u_{sp}$  よりも高くなる。空気の下降速度が増し、この下降流に対して粒子が相対的に落下するためである。 $d$  および  $\rho_p$  が増すと  $\bar{u}_{px}$  と  $u_{sp}$  との差が小さくなる。

(4) 巻き込み空気流量  $Q$  は  $x$  の増加とともに大になり、 $\rho_p$  が増すと低下する。

(5) 本論の解析条件で得られた  $Q$  は、Massive 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.
- (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き込み現象, *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) Uchiyama, T., ほか3名 (Kamemoto, K. and Tsutahara, M., eds.), Numerical Simulation of Gas-Solid Two-Phase Free Turbulent Flow by a Vortex Method, *VORTEX METHODS*, (2000), 161-168, World Scientific.
- (7) 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.
- (8) 成瀬正章・内山知実, 渦法によるスリットノズル固気二相噴流の数値シミュレーション, *混相流*, **15-3** (2001), 280-287.



- (9) Uchiyama, T. and Naruse, M., Numerical Simulation of Gas-Particle Two-Phase Mixing Layer by Vortex Method, *Powder Technol.*, **125** (2002), 111-121.
- (10) 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.
- (11) Schiller, L. and Naumann, A. Z., Über die Grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraftaufbereitung, *Z. Vereines Deutscher Inge.*, **77** (1933), 318-321.
- (12) Ghoniem, A. F. and Cagnon, Y., Vortex Simulation of Laminar Recirculating Flow, *J. Comput. Phys.*, **68** (1987), 346-377.
- (13) Leonard, A., Vortex Methods for Flow Simulation, *J. Comput. Phys.*, **37** (1980), 289-335.
-