

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)内山 知実\*<sup>1</sup>, 成瀬 正章\*<sup>2</sup>, 峯村 吉泰\*<sup>3</sup>A Vortex Method for Gas-Solid Two-Phase Free Turbulent Flow  
(Numerical Model and Application to Plane Mixing Layer)Tomomi UCHIYAMA\*<sup>4</sup>, Masaaki NARUSE and Kiyoshi MINEMURA\*<sup>4</sup> Center for Information Media Studies, Nagoya University,  
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya, Aichi, 464-8603 Japan

This paper proposes a two-dimensional numerical method for gas-solid two-phase free turbulent flow, which can take account of the interaction between the particle and the gas-phase. The computation of the gas flow by a vortex method and the Lagrangian calculation of the particle motion are simultaneously performed. The change in the vorticity of the vortex element by the viscous effect is simulated through a core spreading method. The change due to the particle is evaluated from the force exerted by the particle acting on the gas-phase using an area weighting method. The present method is also applied to the analysis of a gas-solid two-phase mixing layer. The numerical results, such as the number density, velocity and turbulent intensity of the particle, are favorably compared with the experimental data, demonstrating the applicability of the method.

**Key Words**: Multiphase Flow, Numerical Analysis, Vortex, Gas-Solid Two-Phase Flow, Mixing Layer, Particle Dispersion

## 1. 緒 言

微細な固体粒子を含む自由乱流は、反応装置や内燃機関などさまざまな工業機器において観察される。固気二相自由乱流をおもな対象として、粒子の運動や粒子による気相流れ場の変化など、粒子と流体の相互作用に起因する現象がかねてより調べられている<sup>(1)</sup>。単相混合層の発達過程や運動量拡散が組織的構造をもつ大規模な渦に支配されることを Brown-Roshko<sup>(2)</sup> が明らかにして以来、自由乱流における組織渦と粒子運動の関係に注目が寄せられてきた。Croweら<sup>(3)</sup> は、粒子運動が組織渦への粒子の追従性により分類できるものと考え、粒子運動を評価するパラメータとして、組織渦の時間スケールに対する粒子緩和時間の比である Stokes 数を用いることを提案した。その後、二次元混合層<sup>(4)(5)</sup>、噴流<sup>(6)</sup> および物体後流<sup>(7)</sup> などさまざまな自由乱流における粒子の数密度や速度分布などが測定され、Croweらの評価法の有用性が確認された。ま

た、固気二相噴流に対して直接数値計算<sup>(8)(9)</sup> や Large Eddy Simulation<sup>(9)</sup> が実行され、組織渦と粒子運動の関係のほか、流れの発達過程に及ぼす粒子の影響などが明らかにされた。

一方、近年、工学の多分野に関連する流動現象の解析に渦法が有効に利用され<sup>(10)~(13)</sup>、計算精度の改善法が提案されている<sup>(14)(15)</sup>。渦法は、乱流モデルを導入することなく渦の形成や変形など渦構造の発達過程を直接計算できる特徴をもつ。このため、気相の組織渦が支配的な固気二相自由乱流の解析にも有用であるものと期待されている。分散系二相流を対象とした渦法は少数例しか見当たらないが、いずれの方法においても流体の流れが渦法により求められ、分散相の運動が Lagrange 的に追跡される。Chein-Chung<sup>(16)</sup> は、固体粒子が流体の流れに影響を及ぼさないものと仮定して二次元混合層における組織渦の挙動を求め、その中で粒子運動を解析した。このような仮定を用いる解法 (one-way method) は、一般に分散相濃度が低い流れに対してのみ妥当な結果を与える。高い濃度を伴う流れ解析を可能にするため、分散相と流体の相互作用を考慮した解法 (two-way method) が最近提案された。横井ら<sup>(17)</sup> は、固体粒子が流体に与える影響は粒子の回転のみによるものと仮定し、回転に対応する循環が

\* 原稿受付 1999年12月3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 名古屋千種区不老町)。\*<sup>2</sup> 名古屋大学大学院。\*<sup>3</sup> 正員, 名古屋大学大学院人間情報学研究所。

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

誘起する液相速度を考慮に入れた解法を提案し、固液二相流中におかれた円柱まわりの二次元流れ解析に適用した。しかし、二相間相対速度に起因する粒子が液相に及ぼす力が無視されていることから、大きな相対速度が存在する流れ場の解析には不向きと考えられる。また、Joia ら<sup>(18)</sup>は、液滴流に対する Tang ら<sup>(19)</sup>の渦法に修正を加え、固体粒子による渦要素の渦度変化を考慮した二次元解法を提示し、固気二相噴流を解析した。ただし、渦度変化の計算法に不明な点が多いばかりか、実験結果との比較がなく解法の妥当性が十分に検討されていない。

本論では、渦法を用いた固気二相自由乱流の二次元数値解法を示す。流れ場を計算格子に分割し、各格子において粒子運動に起因する渦要素の渦度変化を面積配分の方法により求める、two-way method の計算法を提案する。また、本解法を Hishida ら<sup>(4)</sup>が実験の対象とした固気二相混合層の解析に適用し、気相組織渦と粒子運動の関係のほか、粒子分布や速度分布などを求め、測定結果と比較した結果についても述べる。

## 2. 記 号

$A$	: 計算格子の面積
$C_D$	: 粒子の抗力係数
$d$	: 粒子直径
$F_D$	: 気相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
$N_p$	: 粒子数密度
$p$	: 圧力
$t$	: 時間
$u$	: 速度
$u'$	: 変動速度
$\bar{u}$	: 時間平均速度
$U_1$	: スプリットプレート高速側の気相速度
$U_2$	: スプリットプレート低速側の気相速度
$x, y$	: 空間座標
$y_{0.5}$	: $\bar{u}_{gx}=(U_1+U_2)/2$ となる $y$ 座標
$\Delta t$	: 計算時間間隔
$\Delta t_v$	: 渦要素の放出時間間隔
$\Delta U$	: 速度差 $=U_1-U_2$
$\Gamma$	: 循環
$\theta_x$	: 混合層運動量厚さ
	$=\frac{1}{\Delta U^2} \int_{-\infty}^{\infty} (U_1-\bar{u}_{gx})(\bar{u}_{gx}-U_2) dy$
$\nu$	: 気相の動粘度
$\rho$	: 密度

$\sigma$ : 渦要素のコア半径

$\omega$ : 気相の渦度  $=\nabla \times \mathbf{u}_g$

添 字

$g$ : 気相

$p$ : 粒子

$x, y$ :  $x$  方向成分および  $y$  方向成分

## 3. 基 礎 式

**3.1 仮定** 本論では以下の仮定を用いる。

- (1) 気相は非圧縮である。
- (2) 粒子の密度は気相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) 粒子濃度が低く粒子間衝突は無視できる。

**3.2 気相および粒子の支配方程式** 気相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。

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

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

ここで、 $\mathbf{F}_D$  は単位体積の気相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>(16)(18)(19)</sup>。この場合、粒子(質量  $m$ )の運動方程式は次式で表される。

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

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

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

ただし、抗力係数  $C_D$  は次式<sup>(20)</sup>で定められる。

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

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、本解析では式(1)と式(2)に渦法を適用し、式(3)に Lagrange 法を用いる。

## 4. 数 値 解 法

**4.1 渦要素による気相渦度場の離散化** 式(2)

の回転をとり、式(1)を考慮して整理すれば、気相の渦度方程式が得られる。

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} + (\mathbf{u}_g \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{u}_g + \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} - \frac{1}{\rho_g} \nabla \times \mathbf{F}_D \dots\dots\dots (6)$$

本論では二次元流れ場を解析の対象とする。この場

合、式(6)右辺第1項は零であり、渦度方程式は次式となる。

$$\frac{D\boldsymbol{\omega}}{Dt} = \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} - \frac{1}{\rho_g} \nabla \times \mathbf{F}_D \quad \dots\dots\dots (7)$$

一方、気相渦度の定義式を積分すれば、任意の位置  $x$  における速度  $\mathbf{u}_g$  を与える Biot-Savart の式<sup>(12)</sup> が得られる。

$$\mathbf{u}_g(x) = -\frac{1}{2\pi} \int \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \times \boldsymbol{\omega}(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2} d\mathbf{x}' + \mathbf{u}_{g0} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 $\mathbf{u}_{g0}$  は一様流またはポテンシャル流れの速度を表す。

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)(21)</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  $\Gamma_\alpha$ 、コア半径を  $\sigma_\alpha$ 、位置ベクトルを  $\mathbf{x}^\alpha$  とすれば、渦要素  $\alpha$  による位置  $\mathbf{x}$  における渦度は次式<sup>(21)</sup> で与えられる。

$$\boldsymbol{\omega}^\alpha(\mathbf{x}) = \frac{\Gamma_\alpha}{\sigma_\alpha^2} f\left(\frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}^\alpha|}{\sigma_\alpha}\right) \quad \dots\dots\dots (9)$$

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

$$f(\varepsilon) = \begin{cases} 1/(2\pi\varepsilon) & \varepsilon \leq 1 \\ 0 & \varepsilon > 1 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (10)$$

渦度場を  $N$  個の渦要素で離散化し、各渦要素の渦度分布の重ね合わせで表現すれば、 $\mathbf{u}_g(\mathbf{x})$  は式(8)と式(9)から得られる次式<sup>(21)</sup> で表される。

$$\mathbf{u}_g(\mathbf{x}) = -\frac{1}{2\pi} \sum_{\alpha=1}^N \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}^\alpha) \times \mathbf{k} \Gamma_\alpha}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}^\alpha|^2} g\left(\frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}^\alpha|}{\sigma_\alpha}\right) + \mathbf{u}_{g0} \quad \dots\dots\dots (11)$$

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。

$$g(\varepsilon) = \begin{cases} \varepsilon & \varepsilon \leq 1 \\ 1 & \varepsilon > 1 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (12)$$

**4.2 渦要素の導入と移流** 本解法が対象とする流れは自由乱流であり、渦要素の導入には境界層近似<sup>(22)</sup> を適用する。すなわち、固体境界上の渦度分布は非粘性渦面として近似し、自由せん断層はせん断層流出位置から時間間隔  $\Delta t_v$  ごとに渦要素を放出して表現する。導入時の循環  $\Gamma_0$  およびコア半径  $\sigma_0$  は、せん断層両側の速度  $u_{g1}$  および  $u_{g2}$  を用いた次式で定める。

$$\Gamma_0 = \frac{1}{2} (u_{g1}^2 - u_{g2}^2) \Delta t_v, \sigma_0 = \frac{\Delta t_v}{4} (u_{g1} + u_{g2}) \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 $\Delta t$  は計算時間間隔である。

また、渦要素  $\beta$  は次式で表される速度で移流する。

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

$$+ \mathbf{u}_{g0} \quad \dots\dots\dots (14)$$

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(11)から気相速度分布が得られ、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(14)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、単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<sup>(23)</sup> に類似している。

**4.3 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<sup>(10)(12)</sup> と同様、コア半径  $\sigma_\alpha$  の大きさを時間変化させる core spreading 法<sup>(12)</sup> により模擬する。すなわち、

$$\frac{d\sigma_\alpha}{dt} = \frac{\nu c^2}{2\sigma_\alpha} \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 $c=2.242$  である。

**4.4 粒子運動による循環の変化** 粒子との相互作用(運動量の授受)による渦度の変化を考慮するため、流れ場に固定した任意の閉曲線まわりの循環  $\Gamma$  の時間変化を考える。すなわち、

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \int \frac{D\boldsymbol{\omega}}{Dt} \cdot d\mathbf{S} \quad \dots\dots\dots (16)$$

ここで、 $d\mathbf{S}$  は面積ベクトルである。

式(7)において粘性拡散項を無視した式を式(16)に代入し、Stokes の定理を用いて変形すれば次式を得る。

$$\frac{d\Gamma}{dt} = - \int \frac{1}{\rho_g} \nabla \times \mathbf{F}_D \cdot d\mathbf{S} = - \frac{1}{\rho_g} \int \mathbf{F}_D \cdot d\mathbf{r} \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここで、 $d\mathbf{r}$  は線素ベクトルである。

本論では解析領域を四角形格子に分割する。一つの格子を図1に示す。格子点1, 2, 3, 4における  $\mathbf{F}_D$  の値  $\mathbf{F}_D^\beta (\beta=1\sim 4)$  に対し、 $x$  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

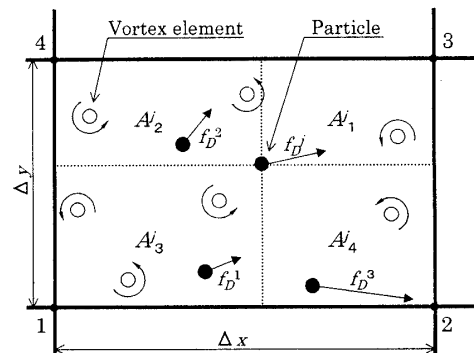


Fig. 1 Computational grid

率  $\Delta\Gamma/\Delta t$  は、式(17)から導かれる次式で与えられる。

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho_g} \left[ \frac{\Delta x}{2} (F_{bx}^1 + F_{bx}^2 - F_{bx}^3 - F_{bx}^4) + \frac{\Delta y}{2} (F_{by}^2 + F_{by}^3 - F_{by}^4 - F_{by}^1) \right] \dots\dots\dots (18)$$

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。

Joia ら<sup>(18)</sup> および Tang ら<sup>(19)</sup> の論文でも式(18)に類似した式より  $\Delta\Gamma$  が求められているが、 $F_D^\beta$  の計算法が示されてなく、粒子運動の影響が適切に考慮されているか不明である。本論では以下に述べる面積配分による方法を提案する。

図1に示すように、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  $f_D^j$  とすれば、格子点における値  $F_D^\beta$  は次式で定められる。

$$F_D^\beta = \frac{1}{A\Delta z} \sum_{j=1}^{n_p} \frac{A_\beta^j}{A} f_D^j \quad (\beta=1, 2, 3, 4) \dots\dots\dots (19)$$

ただし、 $A = \Delta x \Delta y$ 、 $A_\beta^j$  は格子点  $\beta$  を見込む四角形の面積、 $A_1^j + A_2^j + A_3^j + A_4^j = A$  である。また、 $\Delta z$  は  $x$ - $y$  平面に垂直方向の格子幅である。なお、各格子点は複数の格子に共有され、解析領域内部では四つの格子に関係する。このため、各格子点における  $F_D^\beta$  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。

**4.5 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。

- (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) 各格子点において気相が粒子から受ける力  $F_D^\beta$  を式(19)により求める。
- (3) 各格子において粒子による渦要素の循環変化量  $\Delta\Gamma$  を式(18)から求める。ただし、格子に渦要素がない場合には、一つの渦要素を格子中央から発生させる。
- (4) 渦要素のコア半径  $\sigma$  を式(15)から求める。
- (5) 渦要素の位置を式(14)に二次精度 Adams-Bashforth 法を用いて求める。
- (6) 気相速度分布を式(11)から求める。

**5. 固気二相混合層の解析**

**5.1 解析条件** 本解法の妥当性を検討するため、Hishida ら<sup>(4)</sup> が実験の対象とした固気二相二次元混合層の解析に適用した。図2に流れの概略を示す。流れは鉛直下向きであり、スプリットプレートの高速側お

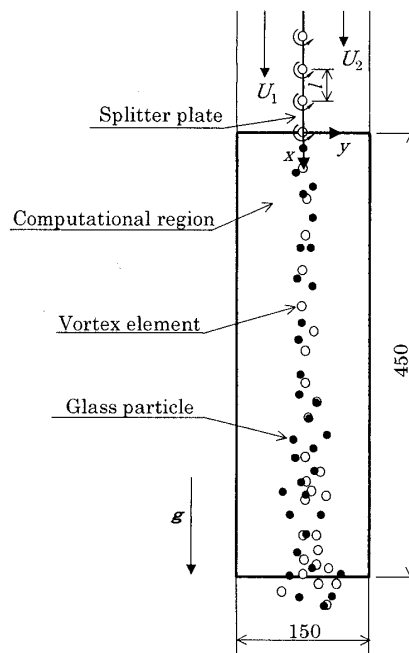


Fig. 2 Configuration of flow field

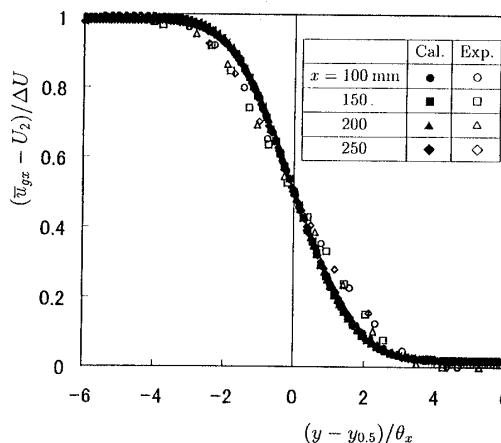


Fig. 3 Gas velocity under single-phase flow

よび低速側でそれぞれ速度  $U_1=13 \text{ m/s}$  および  $U_2=4 \text{ m/s}$  をもつ空気が幅 150 mm の流路に導かれ、球形ガラス粒子(密度  $\rho_p=2590 \text{ kg/m}^3$ )がスプリットプレート先端から速度 0.9 m/s で供給される。粒子直径  $d$  の影響を調べるため 3 種類の粒子 ( $d=42, 72, 135 \mu\text{m}$ ) が用いられ、各粒子の質量流量は 7.5, 20.9 g/s および 20.4 g/s である。

スプリットプレート先端から 450 mm の流路を解析領域とし、 $50 \times 20$  の格子に分割した。流路側壁 ( $y = \pm 75 \text{ mm}$ ) に滑り条件を課し、またスプリットプレートを非粘性渦面として扱い、図2に示すように循環  $\Gamma$  をもつ渦要素を等間隔  $l$  で並べて表現した<sup>(24)</sup>。ただし、

$$\Gamma = (U_1 - U_2)l, l = (U_1 + U_2)\Delta t/2 \dots\dots\dots (20)$$

本解析では400個の渦要素を非粘性渦面に配置し、渦要素を $\Delta t_v$ ごとにスプリッタープレート先端( $x=0, y=0$ )から放出し、解析領域下流へ流出したものは計算から除外した。ただし、除外の影響を考慮するため、式(20)と同様な渦面を解析領域下流の $y=0$ の位置に設けた<sup>(25)</sup>。また、計算の初期条件として本解法で求めた気相の单相速度分布を用いた。なお、格子数を増した $75 \times 30$ の計算も実行したが、結果にほとんど違いが見られなかったことを付記しておく。

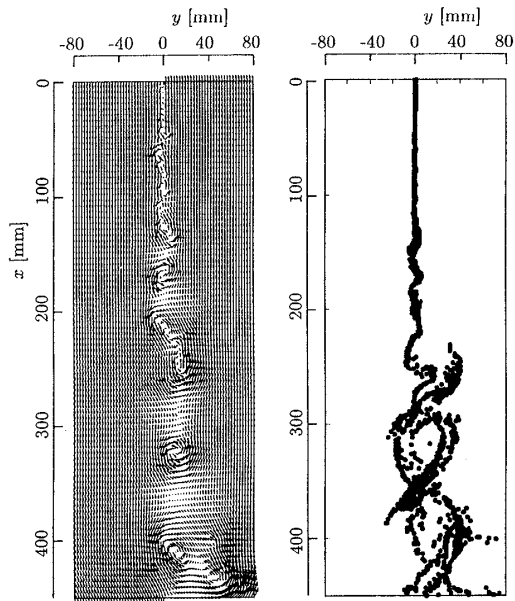
計算時間間隔 $\Delta t$ は0.1 msとした。また、 $\Delta t_v = \Delta t$ とし、粒子の供給時間間隔 $\Delta t_p$ は質量流量から定め

た。なお、 $\Delta t$ を1/2に減じた解析も実行したが、結果に影響は生じなかった。

**5.2 解析結果** 单相流時における気相の流れ方向( $x$ 方向)時間平均速度 $\bar{u}_{gx}$ の分布を図3に示す。 $x$ 方向に異なる4断面における無次元速度が併記してあるが、1本の曲線上に分布している。本結果は傾きがやや大きいのが、測定結果とほぼ一致している。

$72 \mu\text{m}$ 粒子の供給開始後、流れが十分に発達した時刻に相当する5000計算ステップが経過したときの瞬時流れ場を図4に示す。図4(a)は気相速度分布であり、渦を見やすくするため平均速度 $(U_1+U_2)/2$ を差引いた速度が示してある。 $x \geq 133 \text{ mm}$ において組織渦が求められ、下流ほど規模が増している。図4(b)は粒子の分布を示す。粒子は、 $x < 133 \text{ mm}$ では供給位置の鉛直延長線上( $y=0$ )に分布するが、 $x \geq 133 \text{ mm}$ では組織渦の影響により $y$ 方向に分散する。また、 $x \geq 250 \text{ mm}$ では気相の渦中心を避けるように渦周囲に分布し、渦度が低い領域に粒子が集まるといふ噴流<sup>(8)</sup>や等方性乱流<sup>(26)</sup>に対する計算結果と同様な結果が得られている。

上述の粒子分布を測定結果と比較するため、粒子数密度 $N_p$ の分布を図5に●印で示す。ただし、4断面における結果であり、 $x=100 \text{ mm}$ での最大値 $N_{p\text{max}}$ で無次元化してある。下流ほど $y$ 方向への分布の幅が広がり、最大値が低下する。各断面の最大値は鉛直線( $y=0$ )の近傍にあるが、 $x \geq 150 \text{ mm}$ ではスプリッ



(a) Gas velocity (b) Particle distribution

Fig. 4 Instantaneous flow field in case of  $d=72 \mu\text{m}$

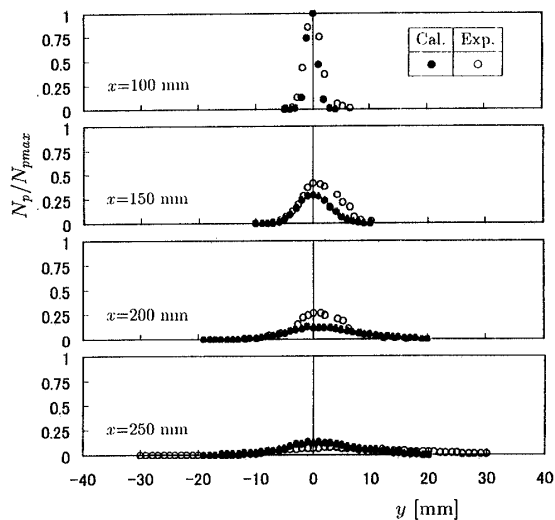
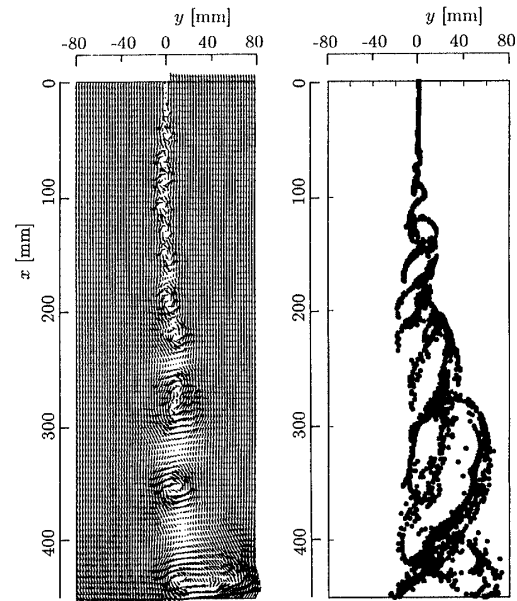


Fig. 5 Distribution of particle number density in case of  $d=72 \mu\text{m}$



(a) Gas velocity (b) Particle distribution

Fig. 6 Instantaneous flow field in case of  $d=42 \mu\text{m}$

タプレート高速側に対応する領域 ( $y < 0$ ) よりも低速側 ( $y > 0$ ) で  $N_p$  がやや高い。これは、Hishida ら<sup>(4)</sup> が考察しているように、二次元混合層の中心線は流れとともに低速側へ移動するため、 $y=0$  から供給された粒子が高速流体と遭遇する確率が高まり、高速側から低速側へ向かう流体の運動の影響を受け低速側へ多く分散するためである。図5には測定結果も○印で併記してある。本解析結果は鉛直中心線 ( $y=0$ ) 近傍を除き測定値とほぼ一致している。測定値との相違の原因として、本解析は粒子の直径に均一な値を用い、実験で観察される分散 ( $7.5 \mu\text{m}$ ) を無視したことが考えられよう。なぜなら、後述するように、粒子直径は粒子運動すなわち粒子分布に大きな影響を及ぼすためである。

図6および図7は、それぞれ  $42 \mu\text{m}$  および  $135 \mu\text{m}$  粒子の供給開始後、流れが十分に発達した時刻に相当する5000計算ステップが経過したときの瞬時流れ場を示す。図6(a)および図7(a)から知れるように、 $72 \mu\text{m}$  粒子の場合 [図4(a)] とほぼ同様な気相の組織渦が求められている。しかし、粒子分布は大きく異なる。すなわち、 $42 \mu\text{m}$  粒子は、図6(b)で見られるように上流の小さな組織渦からも影響を受け渦周囲に分布し、下流 ( $x \geq 300 \text{ mm}$ ) では低速側 ( $y > 0$ ) へ大きく分散している。これに対して  $135 \mu\text{m}$  粒子は、図7(b)から知れるように高い直進性を示し、組織渦の影響が小さい。粒子直径  $d$  が増加すると粒子緩和時間が増し、気相流れへの追従性が低下するためであ

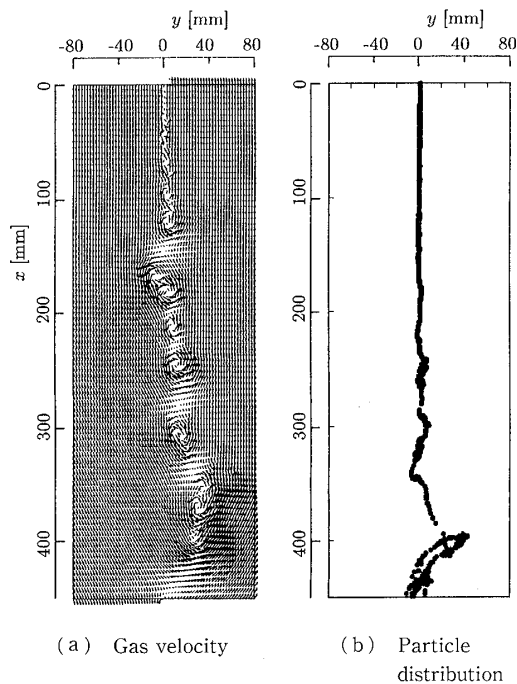


Fig. 7 Instantaneous flow field in case of  $d=135 \mu\text{m}$

る。これら粒子分布に及ぼす  $d$  の影響は、Hishida ら<sup>(4)</sup> の測定結果とよく一致している。

次に、気相の流れ方向時間平均速度  $\bar{u}_{gx}$  の分布を单相流時の結果と比較して図8に示す。ただし、 $72 \mu\text{m}$

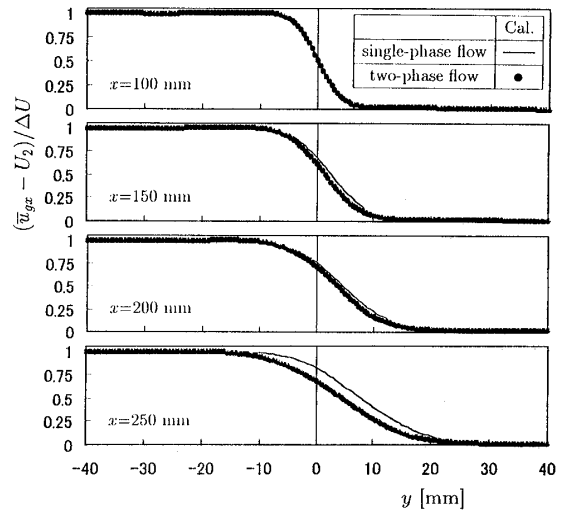


Fig. 8 Mean streamwise velocity of gas-phase in case of  $d=72 \mu\text{m}$

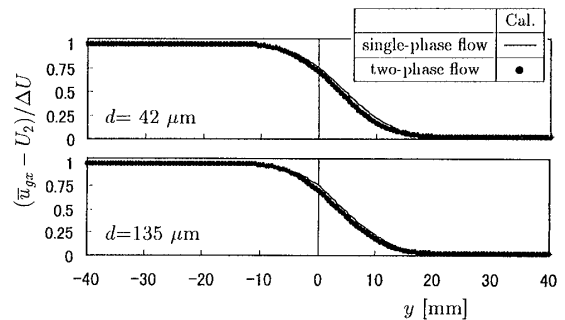


Fig. 9 Mean streamwise velocity of gas-phase at  $x=200 \text{ mm}$  in case of  $d=42$  and  $135 \mu\text{m}$

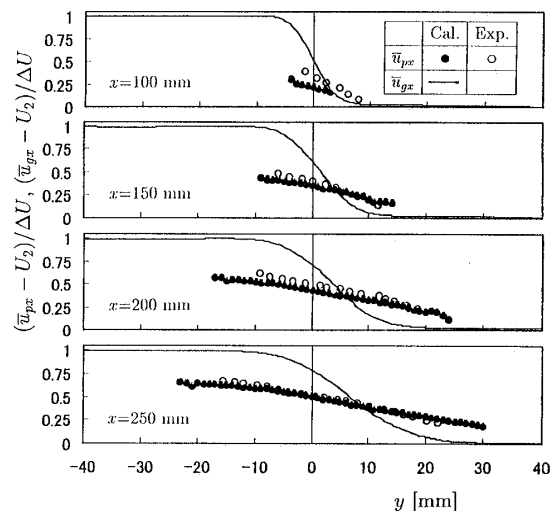


Fig. 10 Mean streamwise velocity for particle of  $d=72 \mu\text{m}$

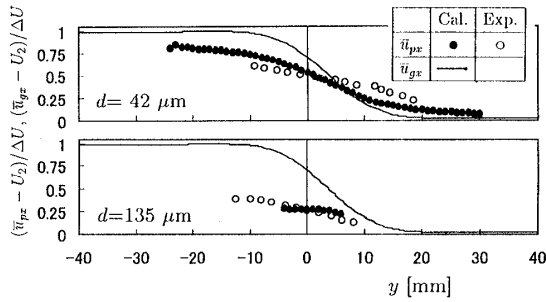


Fig. 11 Mean streamwise velocity for particle of  $d=42$  and  $135 \mu\text{m}$  at  $x=200 \text{ mm}$

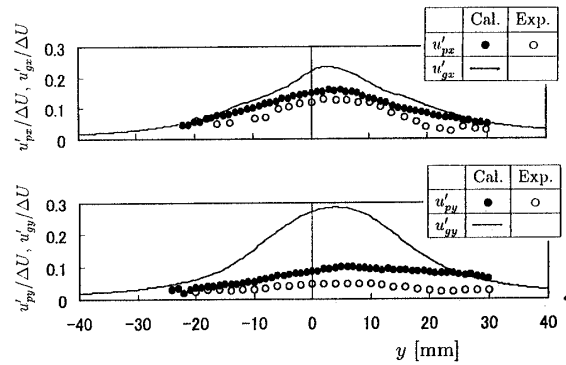
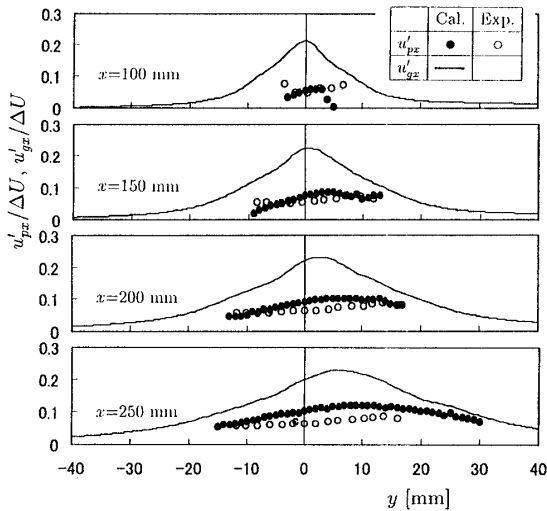
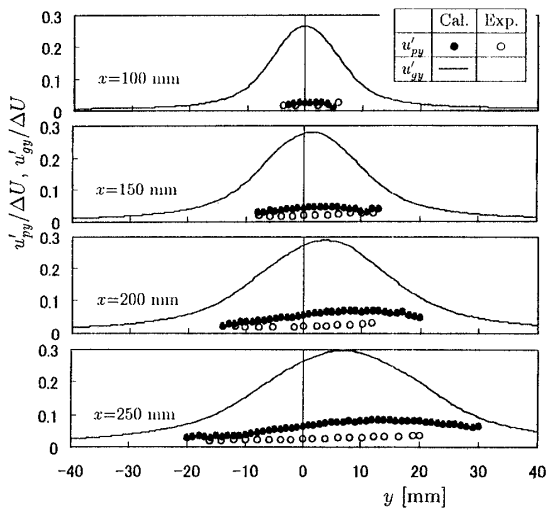


Fig. 13 Velocity fluctuation for particle of  $d=42 \mu\text{m}$  at  $x=200 \text{ mm}$



(a) Streamwise component



(b) Cross-stream component

Fig. 12 Velocity fluctuation for particle of  $d=72 \mu\text{m}$

粒子(粒子緩和時間は  $0.041 \text{ s}$ )を供給した場合の結果である。  $x \geq 150 \text{ mm}$  で分布に違いが現れ、二相流時の速度のほうが低い。気相よりも低い速度で供給された粒子により気相が運動量を失うためである。また、  $42 \mu\text{m}$  および  $135 \mu\text{m}$  粒子を供給した場合における、

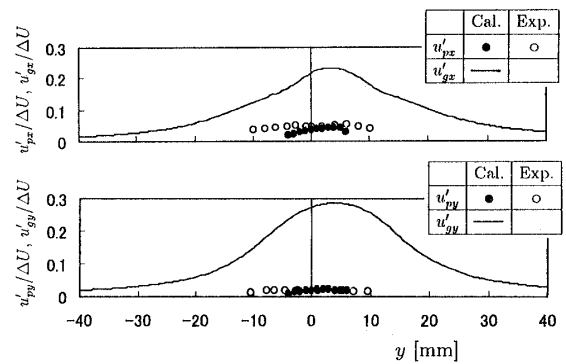


Fig. 14 Velocity fluctuation for particle of  $d=135 \mu\text{m}$  at  $x=200 \text{ mm}$

$x=200 \text{ mm}$  の断面での  $\bar{u}_{gx}$  の分布を図9に示す。ただし、粒子緩和時間はそれぞれ  $0.014 \text{ s}$  および  $0.144 \text{ s}$  である。図8とほぼ同様な单相流時と二相流時の速度差が求められている。ただし、  $135 \mu\text{m}$  粒子の場合には、  $y=0$  の近傍に分布が集中しているため [図7(b)参照]、  $y=0$  近傍で速度差がやや大きい。

$72 \mu\text{m}$  粒子の流れ方向時間平均速度  $\bar{u}_{px}$  の分布を図10に●印で示し、気相速度  $\bar{u}_{gx}$  の解析結果も実線で併記してある。粒子は下流に進むと徐々に加速されるが、高速側 ( $y < 0$ ) および数密度  $N_p$  が大きな値をとる  $y=0$  近傍において気相よりも低速である。この速度差により、図8に示したように二相流時の気相速度が单相流時よりも減ずる。また、  $x \geq 150 \text{ mm}$  における低速側 ( $y > 0$ ) には  $\bar{u}_{px} > \bar{u}_{gx}$  なる領域が現れる。高速側で加速された粒子が低速側に分散し、慣性効果により速度をそのまま維持するためである。しかし、この領域では  $N_p$  が極めて低いため(図5)、粒子による気相の増速現象は見られない。解析結果は全断面で測定結果(○印)を良好にシミュレートしている。また、  $42 \mu\text{m}$  および  $135 \mu\text{m}$  粒子に対する、  $x=200 \text{ mm}$  の断面での  $\bar{u}_{px}$  の分布を図11に示す。  $\bar{u}_{px}$  は、  $42 \mu\text{m}$

粒子の場合には低速側 ( $y > 0$ ) で気相速度  $\bar{u}_{gx}$  とほぼ等しいが、135  $\mu\text{m}$  粒子では小さい。これら  $\bar{u}_{px}$  の解析結果は測定結果とよく一致している。

次に、流れ方向 ( $x$  方向) および流れに直角方向 ( $y$  方向) の粒子の変動速度  $u'_{px}$  および  $u'_{py}$  の分布をそれぞれ図 12(a) および図 12(b) に ● 印で示す。ただし、72  $\mu\text{m}$  粒子に対する結果である。全断面において、 $u'_{px}$  および  $u'_{py}$  は実線で示した気相変動速度よりも小さく、また  $u'_{py} < u'_{px}$  である。気相乱流変動に対する粒子の追従性が低く、特に  $y$  方向において著しいことを示している。また、 $x=200$  mm の断面における 42  $\mu\text{m}$  および 135  $\mu\text{m}$  粒子の変動速度分布をそれぞれ図 13 および図 14 に示す。42  $\mu\text{m}$  粒子の  $x$  方向変動速度  $u'_{px}$  は気相の変動速度  $u'_{gx}$  に近い。しかし、135  $\mu\text{m}$  粒子の場合にはほぼ平坦であり、気相の影響をほとんど受けないことがわかる。72  $\mu\text{m}$  および 42  $\mu\text{m}$  粒子に対する解析結果は測定値 (○ 印) よりもやや大きい (図 12 および図 13)、上述のように粒子の直径や供給時の速度に均一な値を用いたことが原因と推察される。ただし、 $y$  方向変動速度  $u'_{py}$  の相違が相対的に大きい。二次元渦法では渦の伸びによる渦度の粘性拡散が無視され、 $y$  方向の気相変動速度  $u'_{gy}$  がやや高く求められ、その影響が粒子運動に及ぶためである。なお、気相の変動速度における単相流時と二相流時の相違は微小のため図示は省略した。

## 6. 結 言

渦法による固気二相自由乱流の二次元数値解法を詳細に提示した。本解法は two-way method であり、渦要素と固体粒子の運動の Lagrange 法による解析、および粘性拡散と粒子運動に起因する渦度変化の計算を連立して実行する。粘性拡散による変化の計算には、渦要素のコア半径を時間変化させる core spreading 法を適用する。粒子運動による変化は、流れ場を計算格子に分割し、各格子において気相が粒子から受ける力を面積配分の方法により求め、これを格子内で積分して定める。ただし、渦要素の導入には境界層近似を用い、固体境界上の渦度分布は非粘性渦面で近似し、自由せん断層はせん断層流出位置から渦要素を放出して表現する。

また、直径  $d=42, 72 \mu\text{m}$  および  $135 \mu\text{m}$  の粒子を含む固気二相二次元混合層の解析に本解法を適用した。その結果、解析の対象とした粒子質量流量の場合には、気相組織渦と粒子運動の関係に及ぼす  $d$  の影響のほか、粒子分布や速度分布が測定結果をほぼ良好に表現することを確認し、本解法の有用性を示すことができた。

## 文 献

- (1) Tsuji, Y., *Proc. Turbulence Modification in Multiphase Flows*, (1991), 1-6, ASME.
- (2) Brown, G. L. and Roshko, A., *J. Fluid Mech.*, **64** (1974), 775-816.
- (3) Crowe, C. T., ほか 2 名, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **104-3** (1982), 297-303.
- (4) Hishida, K., ほか 2 名, *Int. J. Multiphase Flow*, **18-2** (1992), 181-194.
- (5) Ishima, T., ほか 2 名, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **115-4** (1993), 751-759.
- (6) Longmire, E. K. and Eaton, J. K., *J. Fluid Mech.*, **236** (1992), 217-257.
- (7) 石間経章・ほか 2 名, 機論, **60-571**, B(1994), 857-864.
- (8) 湯晋一・ほか 2 名, 機論, **60-572**, B(1994), 1152-1160.
- (9) Yuu, S., *Proc. High Performance Comput. Multiphase Flows*, JSME, (1997), 67-72.
- (10) 稲室隆二・足立武司, 機論, **52-476**, B(1986), 1600-1607.
- (11) Kimura, T., ほか 2 名, *AIAA J.*, **30-2** (1992), 555-556.
- (12) 数値流体力学編集委員会編, 乱流解析, (1995), 137-160, 東京大学出版会.
- (13) 伊澤精一郎・ほか 2 名, 機論, **64-625**, B (1998), 2880-2888.
- (14) 大上芳文・赤松映明, 機論, **54-505**, B (1988), 2283-2290.
- (15) 中嶋智也・木田輝彦, 機論, **56-531**, B (1990), 3284-3291.
- (16) Chein, R. and Chung, J. N., *Int. J. Multiphase Flow*, **13-6** (1987), 785-802.
- (17) 横井嘉文・ほか 2 名, 機論, **62-603**, B(1996), 3824-3831.
- (18) Joia, I. A., ほか 2 名, *Proc. 3rd Int. Conf. Multiphase Flow*, (1998), P 644.pdf, (on CD-ROM).
- (19) Tang, L., ほか 3 名, *Proc. Numer Methods Multiphase Flows*, ASME, (1990), 27-33.
- (20) Schiller, L. and Naumann, A. Z., *Z. Vereines Ing.*, **77** (1933), 318-321.
- (21) Ghoniem, A. F. and Cagnon, Y., *J. Comput. Phys.*, **68** (1987), 346-377.
- (22) 日本機械学会編, 流れの数値シミュレーション, (1988), 237-247, コロナ社.
- (23) 中西裕二・ほか 2 名, 機論, **58-552**, B(1992), 2431-2436.
- (24) Inoue, O., *AIAA J.*, **23-3** (1985), 367-373.
- (25) Leonard, A., *J. Comput. Phys.*, **37** (1980), 289-335.
- (26) Squires, K. D. and Eaton, J. K., *Phys. Fluids*, **A, 3** (1991), 1169-1178.