固気二相チャネル乱流の LES* (粒子間衝突の影響)

山本 恭史^{*1}, Matthias POTTHOFF^{*2}, 田中 敏嗣^{*3}
梶島 岳夫^{*3}, 辻 裕^{*3}

LES of Particle-laden Turbulent Channel Flow (Effect of Inter-Particle Collision)

Yasufumi YAMAMOTO, Matthias POTTHOFF, Toshitsugu TANAKA,
Takeo KAJISHIMA and Yutaka TSUJI

Numerical simulations with two-way coupling were performed for downward particle-laden turbulent flows in a vertical channel. The effect of inter-particle collision on the motion of particles and the turbulence modification was studied. Fluid motion was calculated by using LES with the same models as in single phase flows and the motion of individual particles by the Lagrangian method. Some results were compared with measurements by Kulick et al. (1994). It was found that the effect of inter-particle collision on particle diffusion manifests itself even at low particle volume fraction of the order $O(10^{-4})$, and that the inter particle collision makes the particle fluctuation intensity and the profile of mean particle velocity approach to experimental measurements.

Key Words: Numerical Analysis, Multi-Phase Flow, Turbulent Flow, Large Eddy Simulation, Gas-Solid Flow, Inter-Particle Collision, Turbulence Modification

1. 緒 言

固気二相乱流において、粒子の存在による乱流変動や気流の乱れの粒子運動への影響は物理的に興味のある問題であるとともに、伝熱や物質移動にも大きな影響をおよぼすため、工学的にも重要な問題である。たとえば乱流変動の問題については多くの実験が行われ⁽¹⁾、乱れの増減の傾向に関する整理の試みなども行われている⁽²⁾が、その物理的な機構については依然として不明な点が多い。

最近では計算機能力の急激な進歩により単相流の分野で、DNS (Direct Numerical Simulation) や LES (Large Eddy Simulation) などの乱流の直接計算法が発達し、それにともない混相流の分野でも、乱流変動問題や乱流中の粒子運動に対して乱流直接計算法を適用する数値シミュレーションによるアプローチがなされるようになってきた。たとえば、Squires と Eaton⁽³⁾ は Two-way coupling の DNS を用いて等方乱流の計算を行ない、粒子は過渡が小さくひずみ速度が大きい領域に集まる傾向があることを示した。Elghobashi と Truesdell⁽⁴⁾ は Two-way coupling を用いて一様乱流の DNS を行なった。彼らは、重力によって粒子は高波数域にエネルギーを与え、そのエネルギーは重力の方向と垂直な 2 方向に輸送され

るということを示した。チャネル乱流では、Rouson と Eaton⁽⁵⁾ の DNS や Wang と Squires⁽⁶⁾ の LES があるが、どちらも One-way coupling を用いており、気流の乱れ変化については調べられていない。また、これらの数値計算では粒子間衝突が無視されているが、たとえ一般に希薄と考えられているような場合でも粒子間衝突が粒子運動に大きな影響を及ぼすこと⁽⁷⁾や、粒子濃度が大きな場合には粒子間衝突により粒子群が大規模構造を形成し、その粒子群により気流が大きく変化すること⁽⁸⁾が明らかにされている。このことから、たとえ低濃度の条件に対しても粒子間衝突の影響を検討しておく必要がある。

本研究では、Kulick ら⁽⁹⁾ による鉛直下向きのチャネル内固気二相乱流の実験に対して LES による数値解析を行った。Kulick らの実験では、粒径が乱れの代表スケールと比較して小さい粒子を添加した流れが取り扱われ、気流の乱流変動や粒子変動速度などが測定されている。本計算では、粒子に関してはラグランジュ的に個々の粒子を追跡し、粒子による乱れの変化を考慮するために Two-way coupling を用いた。また、粒子間衝突が流れ場にどのような影響を及ぼすかを調べるため、粒子間衝突も考慮した。粒子間衝突は、田中ら⁽⁷⁾と同様に分離の手法と決定論的方法を用いて取り扱った。計算により得られた粒子濃度、粒子変動強度、気流乱れ強度について解析をおこない、とくに粒子間衝突の流動への影響について調べた。

* 原稿受付 1998 年 4 月 17 日。

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

^{*2} Fertilizer and Anorganic Acid Division, UHDE GmbH (44141 Dortmund, Germany)。

^{*3} 正員、大阪大学大学院工学研究科。

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

2. シミュレーション

2.1 粒子運動の計算 粒子運動の計算は、衝突のない流体中での運動と粒子間衝突に分けて取り扱った。衝突を考慮しない運動の部分については、抵抗係数、揚力係数などを用いた運動方程式を適用した。粒子間衝突は決定論的に取り扱われ、衝突後の速度は衝撃方程式を解くことによって求められた⁽⁷⁾。

2.1.1 衝突なしの粒子運動の計算 粒子は粒径、質量およびその他の物性が均一な球形の剛体粒子とする。気流中における粒子の並進運動に関する方程式は次式で与えた。

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F}_f + m_p \mathbf{g} \quad (1)$$

ここで、 m_p は粒子の質量、 $\mathbf{u}_p$ は粒子速度、 $\mathbf{g}$ は重力加速度、 $\mathbf{F}_f$ は次式で与えられる粒子に作用する流体力である。

$$\mathbf{F}_f = \frac{1}{2} \rho |\mathbf{u}_R| A \left(C_D \mathbf{u}_R + C_{LR} \frac{\mathbf{u}_R \times \boldsymbol{\omega}_R}{|\boldsymbol{\omega}_R|} \right) + \mathbf{f}_{LG} \quad (2)$$

ここで A は粒子の投影面積、 $\mathbf{u}_R$ は粒子に対する相対気流速度、 $\boldsymbol{\omega}_R$ は粒子の気流に対する相対角速度を表す。 $\boldsymbol{\omega}_R$ は粒子の角速度 $\boldsymbol{\omega}_p$ を用いて次式で与えられる。

$$\boldsymbol{\omega}_R = \boldsymbol{\omega}_p - \frac{1}{2} \nabla \times \mathbf{u} \quad (3)$$

ここで $\mathbf{u}$ は気流速度である。式(2)の右辺第1項は流体抵抗力であり、抵抗係数 C_D としては粒子レイノルズ数 ($Re_p = d_p |\mathbf{u}_R| / \nu$ 、ただし、 d_p は粒子の直径、 ν は気体の動粘性係数) が 700 以下で成り立つ Schiller と Nauman の式⁽¹¹⁾を用いた。

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \quad (4)$$

第2項は回転による揚力であり、揚力係数 C_{LR} は辻と同じモデル⁽¹²⁾を用いた。

$$C_{LR} = \min[0.5, 0.25 \frac{d_p |\boldsymbol{\omega}_R|}{|\mathbf{u}_R|}] \quad (5)$$

$\mathbf{f}_{LG}$ は速度勾配による揚力であり、Saffman の式⁽¹³⁾に従って、壁に垂直な y 方向成分のみについて次式で与えた。

$$f_{LGy} = 1.62 d_p^2 \rho \sqrt{\nu \left| \frac{\partial u_R}{\partial y} \right| \left| \frac{\partial u_R}{\partial y} \right|} u_R \quad (6)$$

ここで、 u_R は粒子に対する相対気流速度の主流方向成分である。粒子の回転運動に関する方程式は次式で与えた。

$$I \frac{d\boldsymbol{\omega}_p}{dt} = -C_T \frac{\rho}{2} \left(\frac{d_p}{2} \right)^5 |\boldsymbol{\omega}_R| \boldsymbol{\omega}_R \quad (7)$$

ここで、 I は粒子の慣性モーメントである。式(7)の右辺は Dennis ら⁽¹⁴⁾により与えられた粒子の回転に対する

粘性抵抗のトルクであり、 C_T は回転運動に関するレイノルズ数 ($Re_R = (d_p^2 |\boldsymbol{\omega}_R|) / 4\nu$) の値の範囲により決まる定数である⁽¹⁴⁾。個々の粒子についてこれらの方程式を積分することにより、各粒子の位置、速度および角速度を求めた。時間積分のスキームは、速度および角速度については前進 Euler 法を、位置については Crank-Nicolson 法を用いた。

時間刻み Δt の間に壁面と衝突する粒子については、次のように取り扱った。まず、壁面と衝突するまでの時間 Δt_c を求め、その時間を用いて運動方程式の積分をやり直し、壁面に衝突するまで移動させた。そして、壁面衝突後の速度および角速度を、後に述べる衝撃方程式を解くことにより求め、残りの $\Delta t - \Delta t_c$ の時間だけ粒子を移動させた。

2.1.2 粒子間衝突の計算 個々の粒子間の衝突を数値シミュレーションに組み込む場合、粒子間の衝突を完全に記述するためには非常に小さな時間ステップが要求されるが、実際の計算ではこの時間ステップを大きくするための工夫が必要となる。本研究では、希薄気体力学における数値シミュレーションで用いられる粒子運動と粒子間衝突の分離の手法⁽¹⁰⁾を適用する。これは、平均自由時間に比べて十分小さい時間刻みを用いて、まず全粒子を移動させ、その間で衝突がおきていれば位置はそのままで、速度のみ衝突後の速度に置き換えるというものである。流体中での粒子運動を取り扱う場合には、さらに1回の時間刻みにおける粒子の移動量が流れ場の変化の空間スケールに比べて十分小さいという条件を満足する必要がある。

衝突判定法としては、決定論的手法⁽⁷⁾を用いた。すなわち、1ステップの間の各粒子間の相対運動を調べ、2粒子の中心間距離が粒子直径に等しくなるとき、それらの粒子対は衝突すると判定した。また、本計算では二体衝突に比べて三体以上の同時衝突の生じる確率は十分小さいものとして、すべて二体衝突として取り扱った。

本研究では慣性が大きな粒子を対象とし、粒子間衝突および壁面衝突の際の流体力学的な相互作用を無視した。衝突の際には接触点での滑べりを考慮して衝突後の速度および角速度を与えた。衝突する粒子ペアをそれぞれ粒子 i, j とし、粒子 i に働く衝撃力を $\mathbf{J}$ とすると、衝突後の粒子速度 $\mathbf{u}_p$ および角速度 $\boldsymbol{\omega}_p$ は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{u}_{pi}^* &= \mathbf{u}_{pi} + \frac{\mathbf{J}}{m_p} \\ \mathbf{u}_{pj}^* &= \mathbf{u}_{pj} - \frac{\mathbf{J}}{m_p} \\ \boldsymbol{\omega}_{pi}^* &= \boldsymbol{\omega}_{pi} + \frac{d_p}{2} \mathbf{n} \times \frac{\mathbf{J}}{I} \\ \boldsymbol{\omega}_{pj}^* &= \boldsymbol{\omega}_{pj} + \frac{d_p}{2} \mathbf{n} \times \frac{\mathbf{J}}{I} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

また添え字の i, j はそれぞれ粒子 i, j を示し、衝突後の速度と角速度には*を右肩に付してある。衝撃力 $\mathbf{J}$ は、(1) 反発係数が一定、(2) 接触点で滑べりがある期間はクーロン摩擦が働く、(3) 衝突の過程で滑べりが停止すれば以後再び滑べることはない、(4) 粒子は球形で衝突時の変形は十分小さい、という仮定のもとで以下のように与えられる⁽⁷⁾。

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{J} &= J_n \mathbf{n} + J_t \mathbf{t} \\ J_n &= \frac{1}{2}(1 + e_p) M \mathbf{n} \cdot \mathbf{c} \\ J_t &= \min \left[-\mu_p J_n, \frac{M}{7} |\mathbf{c}_s| \right] \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

ここで、 $\min[a, b]$ は a と b のうち最小のものを与えるものとする。 $\mathbf{c}$ は粒子に対する衝突相手の相対速度、 $\mathbf{t}$ は接線方向の単位ベクトルであり、接触点における衝突開始時の衝突相手の相対滑べり速度 $\mathbf{c}_s$ の向きをもつ。 M は衝突相手が粒子の場合 $M = m_p$ 、壁面の場合 $M = 2m_p$ となる。また e_p および μ_p はそれぞれ反発係数および動摩擦係数である。

2.2 流体運動の計算 流体計算には、小スケール乱れの影響をモデルで与え大スケールの運動を直接計算する LES を用いた。LES の基礎式は連続の式

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (10)$$

と運動量保存式

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} &= \frac{\partial F_{ij}}{\partial x_j} + F_{pi}, \\ F_{ij} &= -\delta_{ij} \frac{p}{\rho} - u_i u_j + 2\nu S_{ij} - \overline{u'_i u'_j}^{(SGS)} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

である。ここで、 u_i, p は差分格子以上のスケールの気流速度と圧力である。 F_{pi} は粒子との運動量交換を表す項であり、単位質量の流体に働く粒子抵抗力である。 $\mathbf{F}_p$ は差分格子内に存在する粒子が受ける流体力 $\mathbf{F}_f$ の反力の総和として与えられる。 S_{ij} はひずみ速度テンソル $S_{ij} = (1/2)(\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i)$ であり、 $\overline{u'_i u'_j}^{(SGS)}$ は SGS (Sub-grid scale) 乱れによるレイノルズ応力である。本研究では、SGS に対する粒子の影響を無視し、単相のチャネル乱流で用いられている⁽¹⁵⁾ものと同じ Smagorinsky モデル⁽¹⁶⁾

$$\left. \begin{aligned} \overline{u'_i u'_j}^{(SGS)} &= -2\nu_{SGS} S_{ij} + \frac{1}{3} \delta_{ij} \overline{u'_k u'_k}^{(SGS)}, \\ \nu_{SGS} &= (C_s f_s \Delta_s)^2 \sqrt{2S_{ij} S_{ij}} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

を適用した。ここで、定数 C_s を 0.1、フィルタ幅 Δ_s を差分格子の代表長さ $\sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z}$ とし、最寄りの壁の摩擦速度による減衰 f_s は $f_s = 1 - \exp(-y^+/25)$ で与えた。

以上のモデルにより、式 (11) の F_{ij} は次のように書き換えられる。

$$\left. \begin{aligned} F_{ij} &= -\delta_{ij} P - u_i u_j + 2(\nu + \nu_{SGS}) S_{ij}, \\ P &= \frac{p}{\rho} + \frac{1}{3} \overline{u'_k u'_k}^{(SGS)} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Fig. 1 Calculation region

空間差分には、スタッガード格子を用い 2 次精度中心差分とした。主流方向およびスパン方向には等間隔格子を用いるが、すべりなしの境界条件を与えるため、壁に垂直な方向には tanh 関数を用いて格子を壁面近くに集中させた。非線形項、粘性項および粒子による抵抗力の項を陽的に扱い、圧力勾配項と連続の式を陰的に扱った。時間進行法は 2 次精度の Adams-Bashforth 法を用い、SMAC 法により流体運動を求めた。

単相流に対する計算結果を Kulick ら⁽⁹⁾の実験結果と比較し、計算スキームの妥当性を検証した。平均速度分布については図 2 に示すように非常に良く一致している。主流方向乱流強度に関しては、図 16 に示されているように実験結果よりもやや大きめに見積もられている。計算結果は格子スケール成分のみを用いて計算したものであり、SGS 成分の直接の寄与は含まれていない。SGS 成分も考慮すると乱流強度はより大きな値となるが、分布形状やおおよその大きさは一致しており、LES の計算として妥当な結果が得られていると考えた。

2.3 計算条件 流路幅は、 $H = 0.04$ [m] で、主流方向 $2.2H$ 、スパン方向 $0.74H$ の計算領域を考え、主流方向およびスパン方向には周期境界を用いた。図 1 に計算領域を示す。格子分割は、 $64 \times 48 \times 64$ (48 は壁に垂直な方向) とした。流体および粒子の自由運動に対する時間刻みは $\Delta t = 8.205 \times 10^{-6}$ [sec] とした。この時間刻みではクーラン数は高々 0.4 程度となった。

Table 1 Condition of particles

Material	Copper		Glass
Density ρ_p [kg/m ³]	8800		2500
Diameter d_p [μ m]	70		50
Stokes relaxation time τ_p [ms]	130		18
Terminal velocity v_t [m/s]	0.93		0.18
Mass loading ratio ϕ	0.2	1	0.2
Solid volume fraction [$\times 10^{-4}$]	0.27	1.4	0.96
The number of particles	15889	79445	154214
Coefficient of restitution e_p	0.95		
Coefficient of friction μ_p	0.3

Fig. 2 Profile of streamwise mean velocity of gas, copper particle

Fig. 3 Profile of streamwise mean velocity of gas, glass particle

粒子間衝突の判定には多くの計算時間が費やされるが、1回の時間刻みあたりの粒子の移動量は小さく、各時間進行ごとに粒子間衝突の計算を行うことは効率が悪。このため、粒子間衝突の計算は、10ステップに1回とした。この粒子間衝突に対する時間刻み $10\Delta t$ は、粒子の緩和時間と比較してかなり小さいので、この間の粒子運動は等速直線運動とみなして粒子間衝突の判定を行なった。また、本計算の条件では $10\Delta t$ での粒子の移動量はせいぜい粒径の数倍程度であり、この時間刻みは粒子の平均自由時間と比べて十分小さいことから粒子間衝突を粒子の自由運動から分離することに問題はないと考えた。

計算条件は、Kulick らの実験⁽⁹⁾と同じ鉛直下向きのチャネル内流れを考えた。彼らは、流体の平均速度分布が単相の場合と変わらないような低濃度の条件で、数通りの混合比について実験を行なっている。気体は 20°C の空気とし、摩擦速度と流路幅基準のレイノルズ数は Kulick らの実験条件と同じく 1300 とした。主流方向には壁面摩擦と粒子に働く重力の和につりあうように平均圧力勾配をかけ流れを維持した。用いた粒子の条件については表 1 に示す。それぞれの条件について、粒子間衝突を考慮したものと無視したものを計算した。すべての統計量は、流れが十分定常になったことを確認してから

Fig. 4 Profile of streamwise mean velocity of particles, copper particle

Fig. 5 Profile of streamwise mean velocity of particles, glass particle

十分な時間にわたって平均したものである。また、すべての計算は大阪大学大型計算機センターの NEC SX-3R を用いて行なわれた。

3. 結 果

3.1 平均速度および濃度分布 図 2 に銅粒子の場合の、図 3 にガラス粒子の場合の気流平均速度分布を示す。単相の計算結果は Kulick らの実験結果と良く一致している。Kulick らの実験による混相の場合の気流速度分布は省略するが実験結果ではいずれの粒子の場合も $\phi=0.4$ まで粒子の添加による平均速度分布の変化はないことが示されている。本計算結果についても、 $\phi=0.2$ の場合には平均速度分布にほとんど変化はない。混合比の大きい銅粒子 $\phi=1$ の場合には、対数領域でいくらか上方にシフトしたような分布となっている。

図 4 に銅粒子の場合の粒子平均速度分布を示す。粒子速度の分布形状に対する粒子間衝突の影響は大きく、粒子間衝突を考慮したものは無視した場合と比べてより平坦な分布となっている。 $\phi=0.2$ の場合について実験と比較すると、粒子間衝突を無視した場合の計算結果は実験に比べて大きな速度変化を示しているのに対して、粒子間衝突を考慮することによって、実験に近い速度分布形状が得られている。これは後の 3.2 節で示すように、横

Fig. 6 Profile of particle number density and collision frequency, copper $\phi=0.2$

Fig. 7 Profile of particle number density and collision frequency, copper $\phi=1$

方向の変動速度が粒子間衝突を考慮することにより実験に近付くことと関連している。ただし、粒子平均速度の大きさには計算と実験の間に大きな差がみられ、計算によるものは実験に比べて大きな値を示している。この、相違の原因としては、実験では流れが十分発達しておらず粒子の加速が不十分であること、実験では粒子と壁面との摩擦抵抗が本計算モデルで与えられるものに比較して非常に大きい、などが考えられる。しかし、滑らかな壁面を仮定する限り、壁面との摩擦抵抗の違いによりこのような大きな差が生じることは考えられず、粒子運動に関して流れが発達領域にある可能性が大きい。 $\phi=1$ の場合、粒子速度分布形状に対する粒子間衝突の影響は $\phi=0.2$ と同様であるが、図2に示したように対数領域における気流速度が大きくなっている分だけ粒子速度の大きさは $\phi=0.2$ に比べて大きなものとなっている。

図5にガラス粒子の場合の粒子平均速度分布を示す。図3との対応を見てみると粒子速度分布は粒子間衝突を考慮するしないに関わらず、実験結果と同様に対数領域でほとんどそれぞれの場合の気流速度と一致している。

図6~8に、それぞれ粒子の種類と混合比 ϕ に対する平均数密度分布および衝突頻度分布をそれぞれの平均値で正規化したものを示す。壁近傍では、気流の速度勾配が大きくスリップ速度も大きいので、Saffman 揚力の影

Fig. 8 Profile of particle number density and collision frequency, glass $\phi=0.2$

Fig. 9 Instantaneous particle distribution on x - y plane, (sheet thickness=0.46 [mm])

響により濃度が高くなっている。また Saffman 揚力の影響の小さい流路中央部でも高濃度となっているが、これは粒子が渦度の小さい方に集まる傾向があるためである (3)。粒子間衝突のある場合には、粒子間衝突による横方向の拡散が非常に大きく、濃度分布はより平坦になっている。高濃度の場合には、粒子間衝突の影響がより顕著に現れている。

図9に x - y 断面における瞬時の粒子空間分布を示す。このように、同じ混合比であっても銅粒子とガラス粒子では粒子の空間分布の特徴に明らかな違いがみられた。銅粒子の場合にはほぼ一様に分散しているのに対し、ガラス粒子の場合には顕著な濃度むらが現れ、局所的に高濃度の部分が存在している。Fessler ら⁽¹⁷⁾は Kulick らと同じ実験装置および条件において粒子濃度分布の観察を行っている。その結果は本計算結果と同様の傾向を示している。このような粒子の種類による濃度分布の特徴の差は粒子の緩和時間の違いにより現れるものであり、ガラス粒子の緩和時間は乱れの特徴時間に近いため流体の

Fig. 10 Profile of streamwise fluctuation velocity of particles, copper $\phi=0.2$

Fig. 12 Profile of streamwise fluctuation velocity of particles, copper $\phi=1$

Fig. 11 Profile of streamwise fluctuation velocity of particles, glass $\phi=0.2$

Fig. 13 Profile of wall-normal fluctuation velocity of particles, copper $\phi=0.2$

乱流構造によりこのような濃度むらが形成される。これに対して銅粒子の緩和時間は大きいので、乱流構造の影響は受けにくい。また、粒子間衝突によっても粒子濃度にむらが形成されることが知られている⁽⁸⁾が、図9にみられるガラス粒子の場合の濃度むらは、結果は省略するが、粒子間衝突を無視した場合にも形成されることが確認されており、粒子間衝突によるものではない。

3.2 粒子変動速度 図10に銅粒子 $\phi=0.2$ の場合の、図11にガラス粒子の場合の主流方向粒子速度の変動強度を示す。まず、計算と実験の比較について述べるが、利用できる実験データが存在する範囲では粒子間衝突の影響は無視できる程度のもとなっている。銅粒子の場合には、流路中央部を除いて実験とよく一致している。ガラス粒子の場合には、計算結果は実験値に比べて全般的に少し大きめとなっているが、実験結果の傾向をほぼ表している。いずれの場合も、壁面近傍で変動強度が大きくなっているが、これは壁面との衝突の際の摩擦による主流方向速度の減少と、壁面近傍での気流速度分布の急勾配に起因するものである。また、粒子間衝突によりわずかに変動強度が小さくなっているが、これは後述するように粒子間衝突により粒子の主流方向変動速度が横方向の変動速度に変換されるためである。また、これらの低濃度の条件では主流方向粒子速度の変動強度は

壁面近傍を除いて、気流の変動強度にほぼ等しいものとなっている。以上の計算結果では、主流方向粒子速度の変動強度に対する粒子間衝突の影響はわずかであるが、粒子濃度が大きくなると粒子間衝突の影響が顕著に現れる。図12に銅粒子 $\phi=1$ の場合の粒子速度の主流方向変動強度を示す。このように粒子濃度が高い場合には、粒子間衝突によって変動強度が大きく減衰する結果が得られた。

図13に銅粒子 $\phi=0.2$ の場合の壁に垂直方向の粒子速度変動強度分布を示す。壁に垂直な方向の変動強度は、粒子間衝突を考慮した場合も無視した場合も、実験と同様にほぼ平坦な分布をしている。しかし、粒子間衝突を無視した場合は実験値と比較して非常に小さな値となっているのに対し、衝突を考慮すると無視した場合の倍程度の大きさとなり、実験値に近い結果となっている。図14に銅粒子 $\phi=1$ の場合の、図15にガラス粒子の場合の壁に垂直方向の粒子速度変動強度分布を示す。これらの場合については実験結果はないが、図13の場合と同様に粒子間衝突は横方向の変動強度をきわめて大きくすることがわかる。また、スパン方向成分に関しても、結果は省略するがすべての条件について、およそ平坦な分布をもち粒子間衝突によって極めて大きくなるというように、壁に垂直な成分と同様な傾向を示し

Fig. 14 Profile of wall-normal fluctuation velocity of particles, copper $\phi=1$

Fig. 15 Profile of wall-normal fluctuation velocity of particles, glass $\phi=0.2$

た. 図 10~15 において壁面近傍と流路中央を除く領域 ($10 < y^+ < 300$) では, 粒子間衝突によって主流方向変動強度が減少し, その減少分と同程度 (縦軸のスケールの違いに注意) の垂直方向の変動強度の増加が認められることから, 粒子間衝突によって主流方向の変動運動のエネルギーが, 主流に垂直な方向のエネルギーに変換されていることがわかる. 壁面近傍で主流方向の減少分と垂直方向の増加分が一致していないのは, 壁との衝突および速度勾配の影響を大きく受けるためである. 流路中央を除く領域 ($y^+ < 300$) では, 壁に垂直方向に比較的大きな粒子速度勾配が存在し, このため壁に垂直方向の粒子の拡散により大きな主流方向変動強度が生み出される. 一方, 流路中央部 ($y^+ > 300$) では粒子速度勾配は小さく, 本計算結果によれば主流方向変動強度は小さくなる傾向があり, 他の領域とは傾向が異なっている.

以上の計算結果より, 粒子速度の変動強度に対して粒子間衝突が非常に大きな影響をもつことが明らかとなった. とくに壁に垂直方向の粒子速度変動強度は, 先に示した粒子濃度分布および粒子速度分布と密接な関係があり, 壁に垂直方向の粒子速度変動強度の増加は粒子濃度分布と粒子速度分布の平坦化をもたらす. また, 実験結果との比較は, 粒子間衝突を考慮することにより実験と一致する傾向を示しており, 本計算条件のような粒子体

Fig. 16 Profile of streamwise turbulence intensity, copper $\phi=0.2$

Fig. 17 Profile of streamwise turbulence intensity, copper $\phi=1$

積濃度が 10^{-4} のオーダーである低濃度の条件に対しても粒子間衝突が無視できない要因であることがわかった.

3.3 気流乱れ強度 本計算で用いたモデルでは, SGS モデルに対する粒子の影響が考慮されていないので, 本計算結果は乱流変動に対して十分な知見を与えるものではない. しかし, 大スケール渦に対する粒子の影響は反映されており, 大スケール渦に対する影響に関しては議論することができる.

図 16 に銅粒子 $\phi=0.2$ の場合の主流方向乱流強度分布を示す. 実験では粒子の添加により乱流強度が大きく減衰しているが, 本計算では粒子間衝突を考慮するしないに関わらず少ししか減衰していない. このことから, 実験における銅粒子の場合の乱流強度の減衰は, 主に SGS の渦に対する粒子の影響によるものと考えられる. 図 17 に銅粒子 $\phi=1$ の場合の主流方向乱流強度分布を示す. 図 17 からわかるように, 粒子濃度が大きくなると大スケール渦のみに対する影響によっても乱流強度の減衰が引き起こされるが, 図 16 における実験結果の傾向とは異なり, y^+ の中間の領域での減衰は小さなものとなっている. また, 粒子間衝突の影響に着目すると, 流路中央では, 粒子間衝突を考慮したものは無視したものに比べて大きく減衰している. これは, 粒子が気流の主流方向の乱れから受けとったエネルギーが, 3.2 節で示したよう

Fig. 18 Profile of streamwise turbulence intensity, glass $\phi=0.2$

に、粒子間衝突により横方向の変動運動のエネルギーに変換されることと、非弾性衝突により消散されることによるものと考えられる。図 18 にガラス粒子 $\phi=0.2$ の場合の主流方向乱流強度分布を示す。この場合には銅粒子の場合と異なり、実験結果で見られる減衰は小さいが、計算結果も同程度の減衰を示している。このことは、ガラス粒子の場合には、乱流強度の減衰が主に大スケール渦に対する粒子の影響の結果によることを表している。以上の結果は、2 種類の粒子に対して乱流強度の減衰に寄与する乱れのスケールが異なることを示唆している。本研究の範囲では、この傾向の差に関する物理的原因についてまで踏み込んだ議論をする事ができないので、以上の結果を示すのみにとどめる。

乱れの減衰が大きかった銅粒子 $\phi=1$ の場合について、流路中央断面における主流方向速度変動の主流方向の一次元スペクトルを図 19 に示す。衝突ありなしに関わらず、粒子を添加した場合には低波数側で大きく減衰し、高波数側ではスペクトルの勾配が緩やかとなった。さらに、衝突を考慮したものは衝突を無視した場合に比べて低波数での減衰が大きく、高波数側での勾配がより緩やかとなった。このように高濃度の場合には乱れの変化に関しても粒子間衝突の影響がみられた。

4. 結 言

Two-way coupling を用いて、粒径が乱れの代表スケールと比較して小さい粒子を希薄な条件で添加した固気二相チャンネル乱流の LES を行ない、とくに粒子間衝突の影響について調べた。得られた主要な結果を以下に示す。

壁垂直方向の粒子速度変動強度について、粒子間衝突を無視した場合は実験値と比較して非常に小さな値となったのに対し、衝突を考慮することにより主流方向の粒子の変動運動エネルギーが壁垂直方向のエネルギーに変換され、実験値と同程度の結果が得られた。また、それにより壁に垂直な方向の粒子分布も大きな影響を受けること、粒子速度の分布形状も実験値に近付くことが明らか

Fig. 19 Streamwise spatial spectra of streamwise fluctuation velocity at channel centerline, copper $\phi=1$

にされ、粒子体積率が $O(10^{-4})$ という非常に低濃度の条件においても、粒子間衝突は粒子運動に対して大きな影響をもつことがわかった。

気流の乱流強度に対する粒子添加の影響については、銅粒子の場合には計算結果は実験結果に比べて非常に小さな減少を予測したが、ガラス粒子の場合にはほぼ実験と同程度の減少が得られた。

本研究は文部省科学研究費基盤 C 一般 2 (07650205) の援助を受けた。記して謝意を表する。

文 献

- (1) たとえば, Tsuji, Y., Morikawa, Y. *J. Fluid Mech.*, **120**, (1982), 385–409.
- (2) Gore, R.A., Crowe, C.T., *ASME/FED Turbulence Modifications in Dispersed Multiphase Flows*, **80**, (1989), 31–35.
- (3) Squires, K.D., Eaton, J.K., *Phys. Fluids*, **A2**(7), (1990), 1191–1203.
- (4) Elghobashi, S., Truesdell, G.C., *J. Fluid Mech.*, **242**, (1992), 655–700.
- (5) Rouson, D.W.I., Eaton, J.K., *ASME/FED Numerical Methods in Multiphase flows*, (1994), 47–56.
- (6) Wang, Q., Squires, K.D., *Phys. Fluids*, **8**(5), (1996), 1207–1223.
- (7) 田中・門野・辻, 機論, **56**–531B, (1990), 3210–3216.
- (8) 米村・田中・辻, 機論, **61**–590B, (1995), 3671–3678.
- (9) Kulick, J.D., Fessler, J.R., Eaton, J.K., *J. Fluid Mech.*, **277**, (1994), 109–134.
- (10) Bird, G.A., *Molecular Gas Dynamics*, (1976), Oxford Univ. Press, London.
- (11) Schiller, L., Nauman, A., *V.D.I. Zeits*, **77**, (1933), 318.
- (12) 辻, 空気輸送の基礎, (1984), 95, 養賢堂.
- (13) Saffman, P.G., *J. Fluid Mech.*, **22**, (1965), 385–400.
- (14) Dennis, S.C.R., Singh, S.N., Ingham, D.B., *J. Fluid Mech.*, **101**, (1980), 257–279.
- (15) 三宅・梶島, 機論, **56**–530B, (1990), 2884–2891.
- (16) Deardorff, J.W., *J. Fluid Mech.*, **42**, (1970), 453–480.
- (17) Fessler, J.R., Kulick, J.D., Eaton, J.K., *Phys. Fluids*, **6**(11), (1994), 3742–3749.