鉛直管内固気二相流の数値シミュレーション*
(粒子間衝突の影響について)田中敏嗣^{*1}, 門野啓一郎^{*2}, 辻 裕^{*1}Numerical Simulation of Gas-Solid Two-Phase Flow in a Vertical Pipe
(On the Effect of Particle-to-Particle Collision)

Toshitsugu TANAKA, Keiichiro KADONO and Yutaka TSUJI

Fully developed gas-solid two-phase flow in a vertical pipe was simulated numerically, and solid concentrations and velocities were predicted. Particle motion in a pipe which has periodic boundaries on the inlet and the outlet was solved, taking into consideration particle-to-particle collisions. To investigate the effects of particle-to-particle collision on the particle flow, simulations were performed. It was found that particle-to-particle collisions have a large effect on the diffusion of particles in a pipe cross section even at a small concentration. The predicted solid concentrations and velocity profiles agreed well with the experimental results.

Key Words: Multiphase Flow, Numerical Simulation, Gas-Solid Flow, Collision, Velocity Distribution, Solid Concentration

1. 結 言

固気二相流の数値シミュレーションは、粒子の運動の取扱い方によりラグランジュ法とオイラー法に分類される。一般に粒子径が大きな場合や密度が大きな場合など個々の粒子の慣性運動が支配的な条件では固相を連続体とするオイラー法的扱いはできないので粒子運動はラグランジュ的に記述される。個々の粒子の運動を追跡するラグランジュ法は、壁面との反発、粒子間の相互作用などの影響因子を粒子の物性に基いて考慮することができ、パラメータの多い固気二相流を取扱うのに適している。

従来行われているシミュレーションでは上述の因子のうち粒子間の相互作用が無視されていることが多い。その理由は、粒子間の相互作用を考慮することは計算負荷の大幅な増大をもたらすからである。そのため従来のシミュレーションではおもに壁面での粒子の反発のモデリングを精密化することにより予測の精度を改良する研究が続けられてきた⁽¹⁾⁽²⁾。その結果、水平管において圧力損失に加えて管内の粒子速度分布や濃

度分布などについても比較的実験結果に近い予測が得られるようになった⁽²⁾。しかし濃度が高い場合や曲管のように空間平均的な濃度が低くても局所的に高濃度が発生する場合などにシミュレーションを適用していくためには、粒子間の相互作用の考慮は避けては通れない問題となる。

粒子間の相互作用として考慮すべきものは流体力に関する相互作用と粒子間衝突であるが、粒子の慣性運動が支配的な条件では流体力に関する相互作用に比べ粒子間衝突の影響が重要である。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。富田と沈⁽³⁾は粒子間の衝突を影響領域という概念を用いて時間ステップごとの粒子間距離によって衝突の判定を行い、水平管内の流れを計算した。このほかに希薄気体力学で用いられる粒子運動と粒子間衝突の分離の手法⁽⁴⁾が固気二相流のシミュレーションにおいても効力を発揮する。

本研究では鉛直管内の十分発達した固気二相流における固体粒子群の運動に関して、周期境界および粒子運動と粒子間衝突の分離の手法⁽⁴⁾を用い、粒子間衝突

* 原稿受付 平成元年 12 月 11 日。

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

の効果を調べた。本報では粒径と濃度を変えた場合の粒子速度および粒子濃度分布の結果を述べ、鉛直管において得られている測定結果⁽⁵⁾と比較した結果を示す。

2. 記 号

- a : 粒子半径
- C_D : 抵抗係数
- C_{LR} : 粒子の回転による揚力係数
- d_p : 粒径
- D : 管内径
- e : 反発係数
- F_g : 重力
- F_{LG} : 速度こう配による揚力
- g : 相対粒子速度
- I : 慣性モーメント
- J : 衝撃力
- K_n : クヌッセン数
- l_f : 平均自由行程
- l_p : 周期境界間隔
- m : 粒子の質量
- n : 数密度
- $\mathbf{n}$: 法線方向単位ベクトル
- N : 周期境界内の粒子数
- r : 半径方向座標
- $\mathbf{r}$: 粒子の位置ベクトル
- Re_R : 回転レイノルズ数
- S_p : 粒子の投影面積
- t : 時間
- $\mathbf{t}$: 接線方向単位ベクトル
- Δt : 時間ステップ
- $\mathbf{u}_R$: 粒子に対する相対気流速度ベクトル
- $\mathbf{v}_p$: 粒子の速度ベクトル
- $\mathbf{v}_p'$: 粒子の変動速度
- z : 管軸方向座標
- $\Delta\theta$: 接触点の偏角度
- $\Delta\theta_{\max}$: $\Delta\theta$ の最大値
- μ_f : 動摩擦係数
- ρ : 空気の密度
- ρ_v : 体積濃度
- ρ_{v0} : 平均体積濃度
- ω : 粒子の角速度

3. 粒子運動の計算

3.1 周期境界 粒子間の衝突を考慮する場合、実際に用いられるような長い管路を想定したシミュレ

ーションを行うには膨大な数の粒子を取扱う必要があり、計算機の計算時間および記憶容量の制約からこのような計算は困難である。しかし、計算の対象を十分発達した定速領域に限れば、以下に述べる周期境界を導入することにより取扱う粒子数を大幅に減少させることができる。

本研究では図1に示すように上流および下流を周期境界で隔てられた領域内において粒子運動を求めた。一方の周期境界を横切って領域外に飛び出した粒子は他方の周期境界から領域内に投入される。したがって一定数の粒子を取扱えばよいことになる。 z 方向の粒子の平均速度が大きな場合、単位時間ステップあたりの粒子の z 方向の移動量が大きくなるので、周期境界内における粒子の運動は z 方向の平均粒子速度を減じて記述された。周期境界付近の粒子については粒子間衝突が起こるかどうかの判定は粒子の周期像^{***}に対しても行われた。

粒子速度分布および濃度分布は、定常状態に達した後の一定時間ごとのデータの平均により求められた。これらのマクロな量の統計的な揺らぎの大きさはデータ数に依存し、揺らぎを小さくするためには粒子数と時間平均の回数の積で決まるデータ数を大きくとる必要がある。このことは定常状態に達した後は粒子数 N と計算時間の積で決まる計算負荷は一定ということの意味する。しかし与えられた初期状態から定常状態に至るまでに要する時間は粒子数に関係なく一定であるので、粒子数 N が小さいほど計算は軽減される。

領域内に含まれる粒子数 N は周期境界間隔 l_p に比例するので、まず l_p について検討を行った。Campbell-Brennen⁽⁶⁾はシュート内の粒子流について周期境界を用いてシミュレーションを行った。Campbellらの計

図1 計算領域

*** 図1において破線で示されている周期境界外の周期的な粒子像を周期像と呼ぶことにする。

算における濃度は本研究での濃度に比べて非常に高く、その結果を直接参考にするには注意を要するが、彼らは、 l_p が粒径の 5 倍程度以上あれば l_p の影響はほとんどないと報告している⁽⁶⁾。周期境界間隔 l_p は粒子間衝突に関して問題となるので、本研究では粒径を基準とするのではなく、平均自由行程 l_f を基準に l_p の影響について調べた。周期境界条件ではある粒子の衝突の対象となるのは、当然のことではあるが、他の粒子およびその周期像であって、その粒子自身の周期像との衝突は起こらない。したがってその分だけ衝突の頻度が減り、粒子間衝突に関して粒子濃度が減少したのと同じ効果が現れる。このような効果は l_f に比べて l_p が大きければ無視できるものと予想される。平均自由行程 l_f は次式で与えられる。

$$l_f = (\sqrt{2} \pi d_p^2 n)^{-1} \dots\dots\dots (1)$$

ここで d_p は粒径、 n は数密度である。本計算では l_p/l_f を変えて計算を行い、その結果から l_p の影響がないように l_p/l_f を決定した。

3.2 粒子の運動方程式 本研究では慣性が大きな粒子を対象とし、衝突による拡散に比べて乱流拡散の影響は十分小さいと考え、粒子の乱流拡散を無視した。運動中の粒子に働く流体力は粒子を球形と仮定して求めた。一般に粒子濃度がある程度高くなると気流速度分布は粒子の影響により単相の分布からずれるが、本研究では気流速度分布として単相流の速度分布を用い粒子の影響を無視した。気流中における粒子の並進運動に対する運動方程式は次式により与えられる。

$$m \frac{dv_p}{dt} = C_D \frac{1}{2} \rho u_R |u_R| S_p + C_{LR} \frac{1}{2} \rho |u_R| \frac{u_R \times \omega}{|\omega|} S_p + F_{LG} + F_g \dots (2)$$

ここで m は粒子の質量、 v_p は粒子の速度、 C_D は抵抗係数、 ρ は空気の密度、 S_p は粒子の投影面積、 C_{LR} は粒子の回転による揚力係数、 ω は粒子の角速度、 u_R は粒子に対する相対気流速度である。式(2)の右辺は順に流体抵抗力、粒子の回転による揚力、速度こう配による揚力 F_{LG} 、重力 F_g を表す。 C_D に対しては Morsi - Alexander⁽⁷⁾ の式を、 C_{LR} には Matsumoto - Saito⁽⁸⁾ により与えられた表現を用いた。速度こう配による揚力 F_{LG} は、Saffman の式⁽⁹⁾ をもとに、 r 方向成分のみについて次式で与えた。

$$F_{LG r} = 1.62 u_{Rz} d_p^2 \sqrt{\rho \mu} \frac{du_{Rz}}{dr} \frac{du_{Rz}}{dr} \dots (3)$$

ここで u_{Rz} は u_R の z 方向成分である。

粒子の回転運動に対する方程式は次式で与えられる。

$$I \frac{d\omega}{dt} = - \left(\frac{C_1}{Re_R^{1/2}} + \frac{C_2}{Re_R} \right) \frac{1}{2} \rho a^5 |\omega| \omega \dots\dots (4)$$

ここで I は粒子の慣性モーメント、 a は粒子の半径である。上式の右辺は Dennis ら⁽¹⁰⁾ により与えられた回転に対する粘性によるトルクを表し、 C_1 および C_2 は粒子回転レイノルズ数 $Re_R (= |\omega| d_p^2 / 4\nu)$ の値の範囲により決まる定数である⁽¹⁰⁾。

3.3 粒子と管壁面との衝突 固気二相流において輸送される固体粒子は一般にいびつな形状をしており、管壁との衝突を考慮する際には不規則反発を考慮する必要がある。このような不規則反発を表すためこれまで多くのモデルが提案されている⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。本研究では、粒子と壁面との接触点の位置を粒子の重心から壁面に下ろした垂線から任意の方向に角度 $\Delta\theta$ だけずらせることにより不規則反発を表した。 $\Delta\theta$ の値は零から $\Delta\theta_{\max}$ までの範囲で一様乱数により与えた。ここで $\Delta\theta_{\max}$ は粒子のいびつさの程度によってきめられる。本研究では $\Delta\theta_{\max}$ が小さな場合を考えているので、重心と接触点の距離は粒子の半径として一定とした。衝突方程式の解法は沈ら⁽²⁾ のものと同様である。

3.4 粒子間衝突 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、すべて図 2 に示すような二体衝突として取扱った。粒子を剛体球と仮定すると衝突方程式は次のようになる。

$$v_{p1}^* = v_{p1} + J/m_1 \dots\dots\dots (5)$$

$$v_{p2}^* = v_{p2} - J/m_2 \dots\dots\dots (6)$$

$$\omega_1^* = \omega_1 + a_1 n \times J/I_1 \dots\dots\dots (7)$$

$$\omega_2^* = \omega_2 + a_2 n \times J/I_2 \dots\dots\dots (8)$$

ここで a は粒子の半径、 n は法線方向単位ベクトル、 J は粒子 1 に働く衝撃力であり、衝突後の状態には $*$ を添えることにする。相対速度

$$g = v_{p2} - v_{p1} \dots\dots\dots (9)$$

を用いて、衝突前の粒子 1 に対する粒子 2 の接触点の相対速度 g_{rc} は

図 2 粒子間衝突

$$\mathbf{g}_{jc} = \mathbf{g} - (\mathbf{g} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} - a_1\boldsymbol{\omega}_1 \times \mathbf{n} - a_2\boldsymbol{\omega}_2 \times \mathbf{n} \quad \cdots (10)$$

で与えられる。衝突時の摩擦力は接触点の相対速度の方向に働くので、衝撃力 $\mathbf{J}$ を次のように法線方向と接線方向の成分に分割できる。

$$\mathbf{J} = J_n \mathbf{n} + J_t \mathbf{t} \quad \cdots (11)$$

ただし、

$$\mathbf{t} = \mathbf{g}_{jc} / |\mathbf{g}_{jc}| \quad \cdots (12)$$

である。

衝突前後の相対速度には次のような関係がある。

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{g}^* = -e(\mathbf{n} \cdot \mathbf{g}) \quad \cdots (13)$$

ここで e は粒子間の反発係数である。式(5)、(6)、(9)、(11)および式(13)より J_n は次のようになる。

$$J_n = \frac{(1+e)\mathbf{n} \cdot \mathbf{g}}{1/m_1 + 1/m_2} \quad \cdots (14)$$

接触点でのすべりがある場合には粒子間の動摩擦係数 μ_f を用いて、クーロンの法則

$$J_t = -\mu_f J_n \quad \cdots (15)$$

により摩擦力を与える。衝突直後の粒子表面速度は、式(5)～(11)を用いて

$$\mathbf{g}_{jc}^* = \alpha \mathbf{t} \quad \cdots (16)$$

$$\alpha = |\mathbf{g}_{jc}| - \frac{1}{2} \left(\frac{7}{m_1} + \frac{7}{m_2} \right) J_t \quad \cdots (17)$$

と表される。式(15)が適用できるのは α が正の場合のみである。したがって式(17)の J_t に式(15)を代入し、 $\alpha \geq 0$ として

$$J_n \geq \frac{-2|\mathbf{g}_{jc}|}{(7/m_1 + 7/m_2)\mu_f} \quad \cdots (18)$$

の条件が満足されるとき式(15)により J_t が与えられる。式(18)の条件が満たされないとき、接触点でのすべりは衝突過程においていったん停止することになる。ここですべりが止んだ後は再びすべらないと仮定すると、式(17)において $\alpha = 0$ として

$$J_t = 2|\mathbf{g}_{jc}| / (7/m_1 + 7/m_2) \quad \cdots (19)$$

となる。式(14)および式(18)、(15)、(19)より衝撃力が求められ、式(5)～(8)により衝突後の速度および角速度が得られる。

3.5 計算方法 本研究では希薄気体力学における直接シミュレーション法で用いられる分子運動と粒子間衝突の分離の手法⁽⁴⁾を計算に適用した。この方法では時間ステップ Δt の間に粒子が複数の衝突を経験する確率が十分小さいものとして運動方程式の積分と粒子間衝突が分離して計算される。このような仮定が成り立つためには Δt を粒子の平均自由時間（粒子が経験する粒子間衝突の平均時間間隔）より十分小さく選ばなくてはならない。平均自由時間 τ は粒子の局所的な平均乱れ速度 $|\mathbf{v}_p|$ を用いて次式で与えられる。

$$\tau = l_f / |\mathbf{v}_p| \quad \cdots (20)$$

計算の手順は以下のとおりである

(1) 各粒子について時刻 t における状態 $(\mathbf{r}, \mathbf{v}_p, \boldsymbol{\omega})$ から運動方程式の積分により時刻 $t + \Delta t$ の状態 $(\mathbf{r}^+, \mathbf{v}_p^+, \boldsymbol{\omega}^+)$ を求める。ここで $\mathbf{r}$ は粒子の位置ベクトルを表す。単位時間ステップ Δt 内に壁面と衝突する粒子については壁面との衝突処理を行う。

(2) Δt の間、各粒子が $(\mathbf{r}^+ - \mathbf{r})/\Delta t$ の速度で等速直線運動をするものと仮定して各粒子間の相対運動を考え、 Δt 時間内に粒子中心間距離がそれぞれの粒子半径の和よりも小さくなる場合に粒子間衝突が発生したものと判定し、衝突時の相対位置を求める。ただし壁面と衝突する粒子については衝突前後の運動について粒子間衝突判定を行う。また周期境界近傍の粒子についてはその周期像についても衝突判定を行う。

(3) 衝突する粒子対について、 $\mathbf{v}_p^+$ と $\boldsymbol{\omega}^+$ を用いて衝突後の状態を求める。ただし(1)の手続きにおいて壁面と衝突すると判定された粒子が壁面との衝突前に粒子間衝突する場合には、 $\mathbf{v}_p$ と $\boldsymbol{\omega}$ を用いて粒子間衝突の処理を行い、その後運動方程式の Δt 時間の積分を行った。

(2)の粒子間衝突の判定において領域内の粒子数 N が大きな場合、他のすべての粒子との間で衝突判定を行うことは非常に大きな負担となる。そこで、領域内を立方体のセルに分割し、判定を行う粒子の含まれるセルおよびそのセルに隣接したセル内の粒子との間で衝突判定を行った。

4. 計算結果

4.1 計算条件 鉛直管での実験結果⁽⁵⁾との比較を行うため次のような条件で計算を行った。

管 : 内径 D 40 mm

粒子 : 平均粒径 $\overline{d_p}$ (mm) 0.406 1.50

密度 kg/m^3 1038 1032

粒子間、粒子管壁間の反発係数 0.94 0.94

粒子間、粒子管壁間の摩擦係数 0.325 0.279

周期境界内の粒子数 N 800 200

空気の密度は 1.205 kg/m^3 、粘度は $1.826 \times 10^{-5} \text{ N}\cdot\text{s/m}^2$ とし、平均気流速度 U は 16 m/s とした。実験ではアクリル管と球形ポリスチレン粒子が使用された⁽⁵⁾。粒子と管壁との反発係数および摩擦係数は測定により求められたが、粒子間の反発係数および摩擦係数については測定が困難なため粒子と管壁との値に等しいものと仮定した。計算では実験で用いられた粒子の粒径分布⁽⁵⁾のヒストグラムと度数分布がほぼ一致するように粒径分布を与えた。

$\Delta\theta_{\max}$ の値については、滑らかな水平面上に落下す

る粒子の反発運動をシミュレートし、その結果と実験により観察される粒子の挙動との比較から $\Delta\theta_{\max}=2^\circ$ とした。時間ステップ Δt は 2×10^{-3} s とした。

本計算条件では粒子数密度 n は

$$n = N / \left(\frac{\pi}{4} D^2 l_p \right) \dots \dots \dots (21)$$

により与えられる。式(21)を式(1)に代入して整理すると

$$l_p/l_f = 4\sqrt{2}(d_p/D)^2 N \dots \dots \dots (22)$$

となり、 N により l_p/l_f は決まる。ここで D は管内径である。 l_p/l_f を変えて計算を行った結果、0.4 mm 粒子の場合には l_p/l_f が 0.1 以上であれば l_p の影響は認められなかった。1.5 mm 粒子では l_p/l_f が約 0.3 より小さな場合に影響が現れたが、そのような場合の粒子数 N は約 40 個以下と小さく、 l_p よりもむしろ小さな N の影響と考えられる。これらの結果に基づき N の値を本節の初めに示したように決めた。これらの N に対する l_p/l_f は 0.4 mm 粒子では 0.466、1.5 mm 粒子では 1.59 となる。

4.2 濃度分布 図3および図4に濃度分布の計算結果を示す。ここで ρ_v は体積濃度、 ρ_{v0} は平均体積濃度、 R は管の半径である。各条件に対するクヌッセン数 $K_n (= l_f/D)$ を図3、4中に示した。いずれの粒子についても ρ_{v0} が小さな場合粒子は管の中心に集中する傾向がある。これは速度こう配による揚力のためである。粒子間衝突を無視した計算を比較のために行ってみたが、本計算条件ではすべての粒子が $r=0$ に集中する結果が得られた。これらの結果から鉛直管内固気二相流のシミュレーションにおいては濃度が小さな場合であっても粒子間衝突による拡散は非常に重要な因子であることがわかる。

平均濃度の増大による分布の変化は粒径により異なっている。0.4 mm 粒子の場合 ρ_{v0} が 1×10^{-3} 以下では濃度の増大により分布はより平坦な分布に近づくが、それ以上では大きな変化はなく、管の中心の濃度は平均濃度の約 1.4 倍の値となる。1.5 mm 粒子では ρ_{v0} が 1.0×10^{-4} から 4.0×10^{-4} の間に濃度分布は管中心に集中した状態から管壁付近に集中した状態へと急激に変化している。それ以上の濃度では逆に濃度の増大により再び管の中心での濃度が増大している。これらの変化は 4.3 節で述べるように粒子間衝突による管断面内の変動粒子速度の変化に対応している。

図5および図6に田中ら⁽⁵⁾の実験結果**2との比較を示す。0.4 mm 粒子では低濃度の場合に管中央部での計算結果が高くなっているが、全般的に測定結果と計算結果とはかなりよく一致している。1.5 mm 粒子

の場合には粒子濃度が小さな範囲では計算結果は測定結果に比べて分布は平坦となり、壁面付近で高くなる傾向があるが、濃度が高い場合にはほぼ一致している。

4.3 粒子速度 図7および図8に粒子速度 v_p とその流れ方向の変動速度 $\sqrt{v_{pz}^2}$ および流れに垂直方向の変動速度 $\sqrt{v_{pc}^2}$ の分布の計算結果を示す。ここで v_{pz}' は流れ方向の局所平均速度 v_p からの変動、 v_{pc}

図3 濃度分布 ($\bar{d}_p=0.406$ mm)

図4 濃度分布 ($\bar{d}_p=1.50$ mm)

**2 図に示す実験結果の中には文献(5)において個々のデータが示されていないものもある。

は流れに垂直方向の速度であり、変動速度における平均は粒子および時間に関して行われた。なお粒子速度については田中ら⁽⁵⁾の実験結果^{**2}を比較のため示した。まず計算結果の傾向を調べると、いずれの粒径についても粒子濃度が非常に小さな場合 $\sqrt{v_{pz}^2}$ に比べ $\sqrt{v_{pc}^2}$ の値が小さい。粒子濃度が大きく、すなわち粒子間衝突の頻度が大きくなるにしたがって $\sqrt{v_{pc}^2}$ と $\sqrt{v_{pz}^2}$ は断面内でほぼ一致になり、差は小さくなる。1.5 mm 粒子では比較的低濃度の場合に $\sqrt{v_{pc}^2}$ および $\sqrt{v_{pz}^2}$ はともに大きな値をとり、粒子速度は低下している。さらに濃度が增大すると $\sqrt{v_{pc}^2}$ と $\sqrt{v_{pz}^2}$ は減少し、粒子速度は増大する。以上の $\sqrt{v_{pc}^2}$ の変化は図3および図4で示した濃度分布の変化と密接に関連している。すなわち、 $\sqrt{v_{pc}^2}$ が小さく拡散の効果が弱い場合には、速度こう配による揚力の作用で粒子濃度は管の中心で高くなる。 $\sqrt{v_{pc}^2}$ が大きくなると濃度分布は一様化する。

次に本計算で得られた粒子速度と実験結果との比較について述べる。計算はすべて平均気流速度が 16 m/s の結果であるが、実験結果の平均気流速度にはばらつきがあるため速度の大きさの比較には注意を要する。0.4 mm 粒子の場合には分布はほぼ一致しているが平均気流速度の差を考慮すると計算結果は少し測定値に比べ大きくなっている。1.5 mm 粒子では、濃度が小さな場合計算結果は測定よりもかなり小さいが、濃度の大きな領域では両者はほぼ一致している。

4.4 その他 本計算における 1.5 mm 粒子の濃度が低い場合に壁面付近で濃度が高くなる現象について調べるため、個々の粒子の断面内の運動を追跡してみた。大きな周方向速度をもつ粒子は管壁との衝突を繰返すと非弾性衝突のため半径方向速度成分を失い、壁面に沿ってらせん運動をするようになる。平均自由行程が小さな場合には粒子間衝突によってすぐにらせん運動から解放されるが、平均自由行程が大きい場合にはらせん運動を続ける粒子が多く、このため壁面付近の濃度が高くなる。同じ体積濃度では平均自由行程

図5 濃度分布の実験との比較 ($\bar{d}_p = 0.406$ mm)

図6 濃度分布の実験との比較 ($\bar{d}_p = 1.50$ mm)

図7 粒子速度および乱れ速度分布 ($\bar{d}_p = 0.406$ mm; 本計算 $\circ$: v_p , $\square$: $\sqrt{v_{pz}^2}$, $\triangle$: $\sqrt{v_{pc}^2}$; 実験⁽⁵⁾: v_p)

図8 粒子速度および乱れ速度分布 ($\bar{d}_p = 1.50$ mm, 記号は図7と同じ)

は粒径に比例するのでこの現象は1.5 mm 粒子の場合に顕著に現れる。この現象は粒子速度にも大きな影響を及ぼす。管壁に沿ってらせん運動をする粒子は壁面付近の小さな気流速度のために z 方向の速度が小さくなって大きな $|v_z|$ を生じ、さらに粒子間衝突により大きな $|v_{pc}|$ を生み出す。

図5～図8によると $Kn > 2$ の場合に計算と測定との不一致が大きい。 Kn が大きく粒子間衝突の頻度が小さな場合には乱流拡散や流体力に関する粒子間相互作用あるいは粒子の非球形による流体力の変動などの本計算で考慮されていない因子の影響が無視できなくなるものと考えられる。

本計算では粒径分布および壁面との不規則反発を考慮したが、これらの影響は小さく、粒径を一樣として平均粒径で与えた場合および不規則反発を無視した場合との差は小さかった。

5. 結 言

周期境界および粒子運動と粒子間衝突の分離の手法を用いて粒子間衝突を考慮した鉛直管内固気二相流の

定速部のシミュレーションを行った。その結果、低濃度の流れであっても粒子間衝突の影響は大きく、管断面内の粒子拡散に対して重要な影響を及ぼすことがわかった。さらに、得られた粒子速度分布と濃度分布について実験結果との比較を行ったところ、クヌッセン数が大きな場合を除いて良好な一致が得られた。

文 献

- (1) 辻, 空気輸送の基礎, (1984), 養賢堂.
- (2) 沈・辻・森川, 55-516, B(1989), 2293.
- (3) 富田・沈, 機論, 52-474, B(1986), 790.
- (4) Nanbu, K., *J. Phys. Soc. Jpn.*, 49-5(1980), 2042.
- (5) 田中・高木・辻・森川, 機論, 55-516, B(1989), 2302.
- (6) Campbell, C. S. and Brennen, C. E., *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, 52(1985), 172.
- (7) Morsi, S. A. and Alexander, A. J., *J. Fluid Mech.*, 55, Part. 2(1972), 193.
- (8) Matsumoto, S. and Saito, S., *J. Chem. Eng. Jpn.*, 3-1(1970), 83.
- (9) Saffman, P. G., *J. Fluid Mech.*, 22(1965), 385.
- (10) Dennis, S. C. R., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, 101(1980), 257.