水平チャネル内固気二相流の 数値シミュレーション*

(粒子ソース項のモデリングおよび反発モデルの改良)

沈 能 耀^{*1}, 辻 裕^{*2}, 森川 敬 信^{*3}

Numerical Simulation of Gas-Solid Two-Phase Flow in a Two-dimensional Horizontal Channel (Modelling of Particle Source Term and Improvement of Bouncing Model)

Nengyao SHEN, Yutaka TSUJI, and Yoshinobu MORIKAWA

A numerical simulation was made to predict distributions of concentration, particle and gas velocities. In this paper, a new model of the particle source term is presented for calculation of gas-phase flow. The present model is more efficient than the PSI-Cell (particle Source In Cell) model which was widely used by earlier investigators. A new model is also presented to calculate particle bouncing on the wall. This bouncing model does not need any empirical parameters which depend on experimental results of pneumatic transportation.

Key Words: Multiphase Flow, Numerical Simulation, Velocity Distribution, Solid Concentration, Bouncing Model, Source Term

1. 序 論

最近、固気二相流の分野では、数値シミュレーションに関する研究が盛んである。この中で、固体粒子相に対して、それを気相と同じような連続体としてオイラー法で計算する方法⁽¹⁾⁽²⁾とラグランジュ法で追跡する方法⁽³⁾⁻⁽⁵⁾がある。前者は微粒子の場合に多く用いられるが、後者は本研究と同じような粗大粒子を扱う場合に適用されることが多い。従来の研究では、ラグランジュ法で計算する場合、粒子の気流に及ぼす力(粒子ソース項)を求める方法として、PSI-Cell(Particle Source In Cell)モデル⁽³⁾が用いられることが多い。このモデルでは、粒子の気流に及ぼす力は粒子が流体セルに滞在する時間とその間の粒子運動量変化から求められる。一般の固気二相流では、粒子は主流方向だけではなく、それと垂直な方向にも速度成分を持つので、粒子がある断面から下流へ流体セル主流方向長さの距離を輸送される間、粒子が主流方向と垂直な方向に複数の流体セルを横切ることが多い。そのため、PSI-

Cellモデルを用いる計算では、多数の流体セルの位置、そして、それぞれの流体セルを通過する間の粒子の運動量変化および滞在時間を求めなければならないため、多くの計算時間がかかる。

本研究では、計算能率を向上させるために、粒子が流体セルの上流側断面を通過する際の粒子速度と存在位置より直接気流に及ぼす力を計算できるモデルを考案し、それを気流運動の計算に適用した。

一方、固体境界のある流れでは、粒子と壁面の衝突が粒子の軌跡に対して重要な役割を果たしているので、粒子と壁面の反発モデルについても検討する必要がある。従来の研究者によって提案された反発モデル(だ円体モデル⁽⁶⁾、粗面モデル⁽⁷⁾、仮想壁面モデル⁽⁴⁾)では、不規則反発を与えるための経験係数が必要とされる。これらの経験係数は輸送実験に依存するので、以上述べたモデルは本来の予測手段としての数値計算に適しているとは言えない。したがって、本計算では前報⁽⁸⁾と同様に、特徴半径モデルが用いられる。このモデルは粒子の形状にのみ依存するので、経験係数を必要としない。さらに、より現実に近い状態で粒子と壁面の衝突をシミュレートするために、本研究では、特徴半径モデルに対しても改良を行った。

* 昭和63年7月15日 東海支部浜松地方講演会において講演、原稿受付 昭和63年1月29日。

^{*1} 准員、大阪大学大学院 (〒565 吹田市山田丘2-1)。

^{*2} 正員、大阪大学工学部。

^{*3} 正員、大阪産業大学工学部 (〒574 大東市中垣内3-1-1)。

2. 粒子軌跡の計算

2.1 気流中における粒子の運動方程式 本研究では、慣性の大きい粗大粒子を扱うため、気流の乱れは無視する。空気は常温、非圧縮性とする。計算においては、主流方向を X 軸、それと垂直の方向を Y 軸に取り、粒子の運動方程式を次のように与える。

$$\dot{V}_{xo} = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho V_r}{\rho_p d} (u - V_{xo}) - \frac{3}{4} C_L \frac{\rho V_r}{\rho_p d} (v - V_{yo}) + g_x \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\dot{V}_{yo} = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho V_r}{\rho_p d} (v - V_{yo}) + \frac{3}{4} C_L \frac{\rho V_r}{\rho_p d} (u - V_{xo}) + g_y \quad \dots\dots\dots (2)$$

上式における右辺の第1項は流体抵抗で、 C_D は抵抗係数である。第2項は回転による揚力で、 C_L は揚力係数である。 ρ と ρ_p はそれぞれ空気密度と粒子密度、 d は粒径である（ここでは、球形に近い粒子を扱うため、投影面積相当径と体積相当径を等しいと仮定し、それを代表粒径とする）。 V_r は粒子の気流に対する相対速度で $V_r = \sqrt{(u - V_{xo})^2 + (v - V_{yo})^2}$ 、 u, v と V_{xo}, V_{yo} は、それぞれ気流と粒子の X, Y 方向の速度成分である。第3項は重力による加速度で、 g_x, g_y はそれぞれ X と Y 方向の成分である。

粒子の軌跡は上の運動方程式を積分して求められる。粒子間の衝突は無視されるが、粒子と壁面の衝突は前報⁽⁸⁾に示された非球形粒子の衝撃方程式と2.2節で述べる改良した特徴半径モデルを用いて計算された。また、数値計算においては、粒子回転速度の減衰も考慮された。

2.2 改良した特徴半径モデル 反発モデルとして本計算に用いられる特徴半径モデルの概念はすでに前報⁽⁸⁾で述べたが、ここで、本研究で改良した特徴半径モデルを紹介する。

粒子の形状が与えられた場合、文献(9)のように、

図1 特徴半径と動径の関係

その輪郭曲線関数 $R(\alpha)$ は極座標においてフーリエ級数で表すことができる。以下、簡単のため、図1に示しているように、座標変換がすでに行われ、座標の原点が粒子の中心（重心）と一致すると仮定する。ここで、 α は動径と基準線間の角度である。

図1のように、粒子の重心からある方向へ向かう単位ベクトル P_i を取る。このベクトルはそれと一定の角度（ここでは、便利のため直角とする）を持つ平面に対する一つの粒子姿勢を示すことができるので、姿勢ベクトルと呼ぶことにする。輸送対象になる粒子の形状が与えられた場合、その粒子に対し、あらかじめ重心を中心とする一周の角度 2π を等分割（分割数を M とする）するように M 個の方向の姿勢ベクトルを取り、それらで M 個の姿勢を記述する。 M が十分大きければ、粒子の平板に対するすべての姿勢を、この M 個の姿勢で近似的に表すことができる。

図2のように、粒子はある姿勢で壁面と衝突する場合、粒子の姿勢はあらかじめ決められた姿勢の中の一つで近似的に表す。 P は図における姿勢を記述する姿勢ベクトルである。接触点 C から粒子の重心 O までの距離を特徴半径 r と定義し、特徴半径 r と姿勢ベクトルの間の角度を偏角度 θ と定義する。ここで定義した偏角度 θ は極座標における基準線と動径間の角度 α とは意味が異なる概念であり、特徴半径が姿勢ベクトルからずれた程度を表すものとして用いられる。接触点 C が姿勢ベクトルから粒子の回転方向にある場合は負とする。図2に示しているように、回転と逆な方向にある場合を正とする。特徴半径と偏角度は粒子形状の特徴を表すもので、また、衝突における粒子の挙動を左右するファクタでもある。

2.3 特徴半径と偏角度の求め方 図2に示しているように、接触点 C は姿勢ベクトル P で示される方向に対してもっとも遠いところにある点である。したがって、図1においては姿勢ベクトル P_i とそれに対応する特徴半径 r_i 、偏角度 θ_i との間には次のような関係がある。

$$r_i \cos(\theta_i) = \max(OB \cdot P_i) \quad \dots\dots\dots (3)$$

図2 特徴半径モデル

ベクトルOBは大きさが図1に示す動径 R と同じで、方向は重心Oからその動径に対応する輪郭上の点Bへ向かう。式(3)より、内積 $(OB \cdot P_i)$ を最大にするベクトルOBに対応する動径 R は特徴半径 r_i になる。また、その動径に対応する角度 α を α^* とすると、偏角度 θ_i は次式より求まる。

$$\theta_i = \alpha^* - \alpha_i \dots \dots \dots (4)$$

ここで、 α_i は衝突姿勢 P_i が基準線からどれぐらいを回転したかを示す角度である。上式より得られた偏角度は粒子が図1に示す方向に回転していることを想定した場合の値である。もし粒子の回転が図1に示している方向と逆であれば、偏角度の正負も逆になり、その値は次のようになる。

$$\theta_i = \alpha_i - \alpha^* \dots \dots \dots (5)$$

以上は粒子輪郭上くぼみがない場合に対して得られる結果で、もしくぼみがあれば、特徴半径 r_i が唯一に決まらないことがある。その場合、偏角度 θ が大きくなるほうの動径を特徴半径とする。その理由は2・4節で述べるとおりである。

計算において、粒子が平板と衝突する場合、どの姿勢で壁面と衝突するかは乱数によって与えられる。

2・4 衝突姿勢に関する制限条件 粒子が回転せずに壁面と衝突する場合、任意の姿勢で壁面と衝突することが可能であるが、一般には、粒子は回転しながら壁面と衝突するので、実際の衝突において現れない姿勢がある。したがって、乱数によって与えられた姿勢は現実には可能な姿勢になっているかどうかを判断し、実際あり得ないものを除く必要がある。つまり、一定の制限条件を与える必要がある。前報⁽⁸⁾では、制限条件として、衝突直前、粒子の接触点の速度成分 $V_{y0}^{(0)}$ が平板に向かっていなければならない($V_{y0}^{(0)} < 0$)と与えたが、これだけでは、以下説明されるように十分ではない。したがって、本研究では、さらに二つの制限条件を付け加えて、より現実に近い衝突状態をシミュレートした。

(1) 粒子の回転速度が零の場合、粒子は任意の姿

図3 衝突姿勢の制限条件

勢で壁面と衝突することが可能であるが、図3(a)のように粒子の回転速度が零でない場合、粒子が乱数によって決められた姿勢で壁面と衝突するには、次の条件が必要である。

$$\frac{\gamma_1}{\omega^{(0)}} = \Delta T1 > \Delta T2 = \max \left(\frac{r' - r \cos \theta}{-V_{y0}^{(0)}} \right) \dots \dots \dots (6)$$

ここで、上付添字⁽⁰⁾は前報⁽⁸⁾と同様に粒子が壁面と衝突する直前の状態を表す。 r と θ は与えられた姿勢 P に対応する特徴半径と偏角度である。 r に対応する粒子の輪郭上の点はCであり、衝突においては衝突点を示す。 r' は r より先(回転方向)にある姿勢に対応する特徴半径で、また、それに対応する輪郭上の点はC'である。 γ_1 は姿勢ベクトルから r' までの角度で、 r' が姿勢ベクトルより先(回転方向)にある場合、正とする。不等式の左辺は r' が壁面と垂直な位置から図に示している位置まで回転するのに必要な時間である。不等式の右辺は粒子がC'点で壁面と接触せずに図3に示している位置になり、しかも、粒子の重心が十分下がつてC点で接触できるような位置まで壁面へ近づくに必要な時間である。

式(6)を変形すると、次式が得られる。

$$-\frac{V_{y0}^{(0)}}{\omega^{(0)}} > \max \left(\frac{r' - r \cos \theta}{\gamma_1} \right) \dots \dots \dots (7)$$

この変形した式における右辺は輸送条件に関係せずに粒子の形状によって決まるものである。すなわち、この制限条件に必要なデータは粒子の形状さえ与えられれば、直ちに計算できる。

衝突する直前、粒子の速度関係が上の条件が満たされなければ、図3(a)に示しているように、回転方向にC点より先にあるC'点、あるいは、C点より後方の点が衝突点になるので、C点は接触点になることが不可能となる。これは乱数によって選ばれた衝突姿勢は実際の衝突において現れないことを示す。そのようなことが生じた場合、本研究では、乱数で衝突姿勢を選び直し、他の衝突姿勢で計算することにした。

(2) 上と同様に、衝突後の粒子速度関係に対して同次のような制限条件を設けることができる。記号は図3(b)に示しているとおりである。

$$\frac{\gamma_2}{\omega^{(2)}} = \Delta T1 > \Delta T2 = \max \left(\frac{r' - r \cos \theta}{V_{y0}^{(2)}} \right) \dots \dots \dots (8)$$

上式を変形すると、次式が得られる。

$$\frac{V_{y0}^{(2)}}{\omega^{(2)}} > \max \left(\frac{r' - r \cos \theta}{\gamma_2} \right) \dots \dots \dots (9)$$

ここで、上付添字⁽²⁾は粒子が壁面と衝突した直後の状態を表す。 γ_2 は γ_1 と逆に図2(b)に示されるように

回転速度と反対の方向を正とする。

上の制限条件が満足されなければ、 $0 \sim \gamma_2$ の間でもう1回の衝突が起こる。2回の衝突はごく短い時間で起こるので、粒子重心の位置は変わらない。また、2回衝突の結果は $0 \sim \gamma_2$ 間のある点での衝突と似ていると考えられるので、C点の衝突が起こらないとする。この場合、衝突はC点にもっとも近く、しかも、制限条件を満たす点を衝突点として衝突を処理する。

3. 気相の計算

3.1 気流の基礎式と差分式 チャンネル内気流の連続の式と運動方程式は次のように与えられる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y}(\tau) - F_p \quad \dots\dots\dots (11)$$

ただし、 p は圧力で、 F_p は単位体積の気流が粒子群から受ける力である。せん断応力 τ は次式で与えられる。

$$\tau = \mu_{\text{eff}} \frac{\partial u}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (12)$$

最近、渦粘性 μ_{eff} に対して、 $k-\epsilon$ モデルを適用することが多いが、本研究のような断面積が一定のチャンネル内二相流では、主流方向に流れの状態は大きく変化しないので、時間平均速度を扱う限り、 $k-\epsilon$ モデルを特に必要とする理由は見あたらない。また、本研究で扱うような粗大粒子を含んだ固気二相流の場合、 $k-\epsilon$ モデルの適用性に関する情報も少ないので、簡単のために、単相流で用いられる混合距離理論⁽¹⁰⁾をそのまま適用する。圧力こう配に対しては、一次元近似を用いて運動量の保存式から得られる。

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{\tau_w}{h} - \bar{F}_p \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで $\bar{F}_p$ は F_p の断面平均値、 τ_w は境界でのせん断応力で、本研究の場合、上下壁面におけるせん断応力

の和である。

風上法を用いて基礎式(11)を差分すると

$$u_o = A_H u_H + A_L u_L + B + D \left(\frac{dp}{dx} \right) \quad \dots\dots\dots (14)$$

が得られる。ここで、係数 A は隣接セルからの対流と拡散を含む。係数 B は上流からの対流とソース項を含む。係数 D は面積、体積流量などを含む。添え字 O, H, L は図4のとおり、計算点の位置を示す記号である。気流の主流方向速度 u は文献(11)に示されているマーチング法を用いて式(14)から求められる。Y方向の速度成分 v は連続の式から求められる。

3.2 POSモデル 固気二相流では、図5(a)のように、計算対象の領域に粒子が存在するので、気相を計算するとき、まず、粒子から受ける力 F_p を計算しなければならない。従来のラグランジュ形計算では、PSI-Cell(Particle Source In Cell)モデルを使うことが多かった。しかし、序論で述べたように、PSI-Cellモデルを用いて計算する場合、多くの計算時間がかかる。したがって、本研究では新しいモデルを考案し、それを用いて力 F_p を計算した。

一般に、粒子の気流に与える力 F_p は図5(b)の曲線のように分布している。本モデルでは、その分布を各格子点における値 F_{pi} で表す。 F_{pi} は粒子が上流側の断面を通過する際の速度と存在位置より計算される。各格子点における値 F_{pi} が求まったら、気流の運動は単相流と同じようにマーチング法で計算することができる。

各格子点における F_{pi} は次式で求められる。

$$F_{pi} = (\sum f_p)_i (\Delta x / V_p) / (\Delta A_i \Delta x) \quad \dots\dots\dots (15)$$

ただし、 $(\sum f_p)_i$ は1 s間に上流側断面における格子 i を通る粒子がその断面を通過するときに気流に及ぼす力で、その大きさは粒子がその場所で受ける流体抵抗に等しい。一般に、計算に用いられる代表粒子の数は輸送物の粒子数に等しくないので、 f_p は代表粒子を対

図4 差分格子($\rightarrow u, \uparrow v$)

図5 POSモデル

象として求められる流体抵抗に一つの係数（実際の粒子数と計算代表粒子数の比）を掛けて求められなければならない。 V_p は上流側の断面を通るすべての粒子に対して求められた主流方向の平均速度を用いた。 V_p が大きくなると、粒子が二つの断面間の気流に滞在する時間が短くなり、粒子の濃度もしたがって低くなるため、粒子の気流に与える力 F_p が小さくなる。 ΔA_i は上流側の断面における格子 i に囲まれている面積で、 Δx は流体セルの流れ方向の長さで、すなわち、図5(a)に示されているように上流側断面と下流側断面の間の距離である。本モデルでは、粒子の気流に及ぼす力 F_p は上流側断面上で求められるので、ここで、著者らは本モデルをPOS (Particle On Section) モデルと名付ける。本モデルを使えば、上流側の断面における情報で粒子の気流に及ぼす力を計算することができ、PSI-Cell モデルを用いる場合に比べれば、計算時間が短くなる。

3.3 F_p に関する分配関数 粉じんのような微粒子を含んだ固気二相流を対象として行われる差分計算の場合、気流の計算メッシュはかなり細かく切っても、粒径より小さくなることがない。しかし、粗大粒子の場合は、計算メッシュが粒径より小さくなるが生じる。計算メッシュの大きさが粒子の直径より小さくなった場合、粒子はその重心のある流体セルだけではなく、それと隣接している流体セルにも力を与えるので、それを考慮しなければならない。一方、計算に用いる代表粒子の数は一定であるため、計算メッシュが小さくなると、一つのメッシュにある粒子の数が少なくなるので、代表粒子の数を増やさなければ、 F_p の分布は滑らかではなくなり、計算が不安定になることがある。したがって、本研究では、隣接流体セルへの寄与を考慮するために、分配関数を作成した。この分配関数を用いると、粒子の分散濃度分布を滑らかにして計算を安定させる最小限の代表粒子数を小さくすることができる。特に、気流運動をより正確に計算するために

メッシュを細かく切る場合、この方法は非常に有効である。

計算メッシュの大きさ Δy が粒子直径 d より小さい場合、図6のように、粒子の投影面積 A を2NYD+1個の領域に分ける。分割数NYDは次式で与えられる。

$$\text{NYD} = \text{INT}\{0.5(d - \Delta y)/\Delta y\} + 1 \quad \dots\dots\dots (16)$$

各領域の面積を A_j とすれば、分割係数は次の式で定義される。

$$\phi_j = A_j/A \quad j = -\text{NYD}, \text{NYD} \quad \dots\dots\dots (17)$$

これを用いて、次式のように、格子 k における粒子がセル $(k+j)$ に及ぼす力を計算することができる。

$$\Delta f_{p(k+j)} = \phi_j f_{pk}, \quad j = -\text{NYD}, \text{NYD} \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここで、 f_{pk} は重心が格子 k にある粒子の気流に及ぼす力である。

4. 計算結果と考察

4.1 計算条件 本研究では、文献(4)に合わせてチャネルの高さを $h=25\text{ mm}$ に選んだ。空気の密度は 1.205 kg/m^3 で、粘度は $1.81 \times 10^{-5}\text{ N}\cdot\text{s/m}^2$ とした。粒子の直径は 1.1 mm で、密度は 1028 kg/m^3 である。流れ場は高さ方向に30分割され、また、壁付近の計算メッシュはさらに10分割された。主流方向のマージングの幅はチャネル高さ h の0.5倍に取られた。計算に使う代表粒子の数は200個であった。本計算は主に、球形度がわずかに異なる2種類の粒子(図7)に対して行った。いずれの粒子も一見球形に見えるが、実際は真球ではなく、わずかながらひずんでいる粒子である。この二つの粒子に対して、時計回り方向を回転方向として100個の姿勢ベクトルを取り、それぞれの衝突姿勢に対応する特徴半径と偏角度を求めた。

偏角度の値は粒子Aの場合、 $-2.16 \sim 2.12^\circ$ 、粒子Bの場合、 $-2.47 \sim 2.43^\circ$ の範囲内に分布している。粒子と壁面の間の反発係数 $e=0.875$ 、動摩擦係数 $f=0.4$ を定数として与えた。

4.2 水平チャネル内空気輸送のシミュレーション

図6 粒子投影面積の分割

(a) 粒子A

(b) 粒子B

図7 粒子の形状

図8は粒子Aを使って混合比 $\mu=1.0$ 、平均気流速度 $U=7, 15, 25$ m/sの場合に対して計算した粒子濃度分布の結果である。これらの結果は $U=7$ m/sの場合、 $x/h=500\sim600$ 、 $U=15$ m/sの場合、 $x/h=1\ 000\sim1\ 100$ 、 $U=25$ m/sの場合、 $x/h=1\ 500\sim1\ 600$ の平均値である。いずれも、主流方向の変化が小さくなった場合、つまり、粒子の平均速度と圧力こう配が安定してほぼ一定値になった場合の値である。図9は図8と同じ輸送条件で、粒子Bを使った場合の計算結果である。図9に示しているように、気流速度の増加とともに、粒子の濃度が均一化になり、分布図の曲線がフラットになる傾向がある。また、粒子の形状が球形からずれるほど分布が均一化になりやすい傾向があることも図8と図9の比較からわかる。

従来の計算モデルは多数の経験係数に頼るだけではなく、それらのモデルを用いて計算した結果は現実と矛盾するところもあった。管内の固気二相流において気流速度が大きくなるにつれて、粒子の濃度分布は均一化し、濃度分布を表す曲線は平たんになるのは普通であるが、仮想壁面モデルを用いた文献(4)では、多

数の経験係数を導入して反発モデルを修正したが、そのモデルを用いて計算した場合、気流速度が大きくなっても、粒子の濃度分布は変わらず、もしくは、逆に粒子が管底に集中するという現実と矛盾する例が得られた。一方、図8, 9に示されるように粒子の形状が球形からずれるほど、粒子の濃度分布が均一になるが、だ円体モデルを用いた文献(5)では、それと違う例が示されている。

このような矛盾の原因として、従来の反発モデルでは、粒子-壁面衝突の扱いにおいて考慮すべきファクタを無視したことによると思われる。一体、どのようなファクタが無視されたかを究明することは反発現象を理解するには必要である。したがって、本研究では、従来の研究で得られた結果が現実と矛盾する原因を追求してみた。

図10は図8と同じように粒子Aを使い、2・2節で述べた衝突姿勢の制限条件を無視した場合の結果である。図10からわかるように制限条件を考慮しない場合は制限条件を考慮した場合に比べれば、粒子が下の壁面に集中するような傾向が現れる。また、気流速度が

図8 粒子の濃度分布 (A粒子, 制限条件考慮)

図10 粒子の濃度分布 (A粒子, 制限条件無視)

図9 粒子の濃度分布 (B粒子, 制限条件考慮)

図11 気流と粒子の速度分布

図 12 粒子速度と圧力こう配の変化

大きくなるとともに、濃度分布が平坦になるはずのところが、図 10 のように、気流速度 $U=15$ m/s から $U=25$ m/s に大きくなっても、粒子の濃度分布は均一にならず、逆に粒子が管底に集中するという現実と矛盾する結果が得られる。図 8 と図 10 の比較より、粒子の回転と形状を考慮しなければ、実際の衝突状態を正確にシミュレートすることが不可能で、場合によって求められる粒子の濃度分布などは現実と矛盾する結果になりかねないことがわかった。また、本研究では、球形度の異なる多種類の粒子に対して計算を行った。制限条件を考慮しない場合は文献(5)に示された例と同じような結果が得られている。

図 11 は粒子 A を用いて計算した気流速度分布と粒子速度分布の一例であり、混合比 μ の増加とともに、気流速度分布が大きくひずみ、著しく非対称になり、粒子の速度もやや小さくなることを示している。ここで、結果は示さないが、混合比が大きくなるほど、粒子が下の壁面に集中する傾向があることも本計算でわかった。

本計算では、粒子間衝突が考慮されていないため、混合比が大きい場合、粒子間衝突を無視したことによる誤差が生じる。文献(12)によれば、体積比 0.3 % (本研究の場合、混合比約 3) までは、その誤差が 1 % 以内にあるが、体積比が 3 % 以上になると、粒子間衝突による影響が次第に大きくなり、誤差が大きくなるという。また、同じ体積比に対して、粒径が小さいほど、粒子の数濃度が大きいので、粒径の小さい粒子の場合粒子間衝突の影響はより大きいと思われる。

図 12 は粒子 A に対して計算した主流方向の粒子平均速度と圧力こう配の変化を示す。図 12 からわかるように、 $x/h=400$ 以降の流れでは、主流方向の粒子平均速度と圧力こう配があまり変化しない。これは流れが安定してきたことを意味する。また、粒子密度と粒径などが一定の場合、圧力こう配の値はほぼ混合比およ

び粒子-壁面間の摩擦係数と反発係数によって決まり、粒子の形状は圧力こう配の値に大きな影響を及ぼさないことも本計算でわかった。水平チャンネル内における空気輸送の場合、粒子-壁面の衝突において、球形度のよい粒子は球形度の悪い粒子に比べて反発が小さいので、1 回の衝突において壁面に与える衝撃力も小さい。しかし、壁面での反発が小さいため、粒子が壁面と衝突せずに輸送される時間が短くなり、壁面との衝突頻度が大きくなるので、一定長さの管路内では粒子が壁面に及ぼす衝撃力の総和は小さくならない。つまり、粒子形状が違って、粒子の壁面に与える衝撃力の総和はあまり変化しない。それゆえ、圧力こう配の値も大きく変化しない。

5. 結 論

本研究では、空気輸送の実験に依存する経験係数を必要としない反発モデルと本著者らによって新しく考案された粒子ソース項に関するモデルを水平チャンネル内固気二相流の数値シミュレーションに適用した。そして、輸送条件(気流速度、管径など)と被輸送物の物理性質(反発係数、摩擦係数、粒径など)が一定の場合、粒子濃度分布は粒子の形状によって支配されることを数値的に示した。粒子の速度(並進、回転)と衝突姿勢および粒子形状を総合した関係が粒子-壁面間衝突における粒子の挙動を左右していることを明らかにし、その計算方法を提案した。また、圧力こう配は粒子形状にあまり依存しないことも本計算によって示された。

文 献

- (1) Chen, C. P. and Wood, P. E., *AICHE, J.*, 32-1 (1986), 163.
- (2) Chung, M. K., Sung, H. J. and Lee, K. B., *Trans. ASME*, 108 (1986), 248.
- (3) Crowe, C. T., Sharma M. P. and Stock, D. E., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, 99 (1977), 325-332.
- (4) 辻・ほか 4 名, 機論, 53-488, B (昭 62), 1240.
- (5) Durst, F., Mikojevic, D. and Schonung, B., *Appl. math., Model.*, 8 (1984), 101.
- (6) Matsumoto, S., and Saito, S., *J. Chem. Eng. Jpn.*, 3-1 (1970), 83.
- (7) Matsumoto, S., and Saito, S., *J. Chem. Eng. Jpn.*, 3-2 (1970), 223.
- (8) 沈・辻・森川, 機論, 53-493, B (昭 62), 2785.
- (9) 粉体工学便覧, (昭 61), 62, 日刊工業新聞社.
- (10) Schlichting, H., *Boundary Layer Theory*, (1979), 604, McGraw-Hill.
- (11) Patankar, S. V. and Spalding, D. B., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 15, (1972), 1792.
- (12) Lumley, J. L., *Turbulence (Topics in Applied Physics)*, 12, 1978) 289-324, Springer, New York.

討 論

〔質問〕 野田 佳 六

〔東北大学工学部〕

粒子と壁面との反発モデルについて、経験定数を必要としないモデルを求め、より現実に近い固気二相流の数値シミュレーションを行われたことに敬意を表する。次の点についてご意見をうかがいたい。

(1) 「粒子が平板と衝突する場合、どの姿勢で壁面と衝突するかは乱数によって与えられる。」とあるが、どのような乱数を用いられたのか。また、衝突する姿勢には、衝突しやすい姿勢、しにくい姿勢といった分布があるのではないか。

(2) 特徴半径モデルは粒子の形状のみによって決まるという点に大きな利点があると思われるが、砂粒子のように輸送対象物の個々の粒子形状が異なる場合、粒子形状はどのように与えられるのか。

〔回答〕 (1) 衝突姿勢を考慮するとき、まず、一様乱数で粒子の壁面に対する姿勢を与えるが、ご指摘のように、粒子が壁面と衝突するとき、粒子の壁面に対する姿勢には、衝突しやすい姿勢と衝突しにくい姿勢があるので、実際の衝突において不可能となる姿勢を除く必要がある。本研究では、そのような姿勢を除くために、本文2・4節で述べたように、式(6)のような制限条件を用いて、一様乱数で選んだ姿勢が可能な姿勢になっているかどうかを判断した。それによって本文図3(a)に示しているような衝突しにくい姿勢を取り除いた。

(2) 本論文では、2種類の粒子形状について結果を示したが、砂粒子のような個々の粒子の形状が大きく異なる輸送対象物に対しては、実物から多数の粒子サンプルを選び、それぞれの粒子の形状を用いて計算

を行い、そして、多数の形状の異なる粒子で計算した結果を平均化する必要がある。本研究では、粒子形状に関する実験データがないため、人為的に形状を仮定した。本計算結果の範囲で見ると、粒子速度分布、圧力損失などは粒子の形状にあまりよらなかった。しかし、粒子濃度分布は粒子形状に大きく左右されることがわかった。定量的に濃度分布が実験結果と合っているかどうかを確かめるには、輸送物粒子の形状に関する基礎データの蓄積が必要と思われる。

〔質問〕 富田 侑 嗣〔九州工業大学〕

(1) 同じ条件で計算するときPOSモデルとPSI-Cellモデルとで計算結果に精度その他の点で特徴的な差があるのか。検討されていればご表示願いたい。

(2) 二次元流れにおける粒子の運動解析では通常Z方向の粒子の式は無視されるが、粒子形状が球形でない場合、Z方向の式を考慮して、結果の統計的平均において粒子のZ方向の運動がないことを示すこと、あるいはそのような運動の断面濃度分布などへの影響を見るということはいかがか。

〔回答〕 (1) 本研究では、POSモデルとPSI-Cellモデルの精度について定量的な比較を行ってなかったもので、計算精度における両モデルの違いを示すことができない。定性的には、文献(4)の気流速度分布結果と比較すると、大きな差異がないことがわかる。

(2) ご指摘のように、粒子と壁面の衝突は三次元的なものであるので、Z方向の運動を考慮した三次元的な方法で計算を行い、Z方向の粒子運動とその影響を調べる必要がある。それを今後の課題にしたいと思う。