空気輸送の数値実験 (Ⅲ)*

辻 裕**
Yutaka TSUJI

前々回では、球形粒子と平面壁との三次元衝突問題について詳しく述べ、粒子の速度、角速度の衝突前後の値の関係式を導いた。前回は、粒子の運動方程式および付加圧力損失の計算式、さらに異常反発など数値実験を行なう場合に考慮すべき必要な事項をすべて記述した。今回は、前回保留になっていた異常反発におけるパラメータ、 β , γ , γ_0 の決定その他について述べた後、計算の具体例を示す。

7. 計算における条件

本数値実験においては輸送方式として圧送式の場合を想定し、粒子供給点における管内の静圧および温度をそれぞれ 9.8 kPa ゲージ圧 (1000 mmAg) および 30~50°C に選ぶ。また流れ方向の静圧変化に伴う気流の物性値の変化も考慮する。比較のために引用される実験においては、反発係数 e 、動摩擦係数 f の実測データが得られていないので、 e と f に関してはとくにことわらない限り、前々回の図 3 で求めた値、すなわち、 $e=0.875$, $f=0.4$ をとりあえずすべての場合に適用することにする。本数値実験法を真に評価するには、 e や f の値がそろったデータとの比較が不可欠であり、これは今後の課題である。

8. パラメータ、 β , α , γ_0 の決定

本数値実験に対し著者が課した要求は、粒子の速度、分布、圧力損失のすべてについて実測結果に近い結果を得ることである。これらの量との一致は、パラメータ β , δ , γ_0 の組合せを適当に選ぶことによって得られるが、条件の異なる実験データごとにそのような組合せを求めることは実際上不可能であり、またそれは広範囲にわたって空気輸送実験を行なうことと同じになり、計算による長所が生まれない。そこで、まずいくつかの実験データとの比較によって組合せを試行的に決定し、つづ

いて条件が異なる場合に同じパラメータを適用する。粒子速度、分布、圧力損失のいずれに関してもデータを提供する報告も少ないため、限られた実験データとの比較によるパラメータの決定は、現状ではやむを得ないことであろう。パラメータの決定のために用いられた実験²⁰⁾の条件は以下の通りである。

輸送管内径: $D=42$ mm および 52 mm

断面平均空気速度: $\bar{u}=7\sim 20$ m/s

粒子: 球形ポリエチレンペレット

直径 $d=1.1$ mm

密度 $\rho_s=923$ kg/m³

混合比 $m<10$

最終的に決定されたパラメータの値は以下の通りである。

$$\left. \begin{aligned} \beta &= 7^\circ \\ \delta &= 2.3/Fr_c - 91/Fr_c^2 + 1238/Fr_c^3 \\ \gamma_0 &= 10^\circ \end{aligned} \right\} \dots\dots (8.1)$$

ただし $Fr_u = \bar{u}/\sqrt{gd}$ である。パラメータ決定に至る試行の過程は文献²¹⁾に述べられているので、ここでは説明を省く。

9. 結 果

9.1 粒子の飛跡および分布

図16にポリエチレン粒子 ($d=1.1$ mm, $\rho_s=923$ kg/m³) が内径 $D=52$ mm の管内を輸送されときの飛跡の計算例を示す。気流速度の増加とともに粒子の自由行程も増加する。壁面との反発が一定の割合で繰返されることがわかるが、これは異常反発モデルを導入したことによって可能となったものである。本数値実験で一応現実的な結果が得られた粒径の最小限は 500 μ m であった。これ以上粒径を小さくすると、計算において気流の乱れによる粒子の拡散を考慮しなければならない。このことは本数値実験において今後追加すべき課題として残っている。

図17に流れ方向のいくつかの断面における粒子の分布を示す。次に分布の状態を定量的に示すため、図18に示

昭和58年1月10受付

*〔I〕は8月号514ページ、〔II〕は9月号564ページに掲載済

**大阪大学工学部産業機械工学科 (〒565吹田市山田丘2-1)

TEL 06-877-5111

図16 粒子の飛跡 ($d=1.1$ mm, $D=52$ mm, $\rho_s=923$ kg/m³)

図17 粒子の分布 ($d=1.1$ mm, $D=52$ mm, $\rho_s=923$ kg/m³, $\bar{u}=20$ m/s)

図18 管断面の分断

すように管断面を24領域に分割し、分割された各断面内に存在する粒子の個数 n_i を用い

$$Z_g = \frac{1}{D} \frac{\sum_{i=1}^{24} n_i z_{gi}'}{\sum_{i=1}^{24} n_i} \quad \dots\dots(9.1)$$

によって分布中心の管底からの距離 Z_g を定義する。ただし z_{gi}' は分割された各断面の図心の管底からの距離である。この分布中心の計算結果と実測結果を図19に比較する。図中の曲線は同じ粒子および管径において得られた実測結果である。細かくみれば実測値と合わない点もあるが、全般的には両者の一致の程度は満足である。

9.2 粒子の速度および回転角速度

図20に平均粒子速度 c の流れ方向の変化を示す。空気速度の増加と共に速度比 $c/\bar{u}$ が増加するが、これも従来の実験結果と同じ傾向である。図21に粒子の回転速度

図19 分布中心の変化 ($d=1.1$ mm, $D=42$ mm, $\rho_s=923$ kg/m³, $\square$: $\bar{u}=7$ m/s, $\circ$: $\bar{u}=10$ m/s, $\triangle$: $\bar{u}=15$ m/s, $\diamond$: $\bar{u}=27$ m/s)

図20 粒子速度の変化 ($d=1.1$ mm, $D=52$ mm, $\rho_s=923$ kg/m³, 記号は図19と同じ)

図21 粒子回転角速度の変化 ($d=1.1$ mm, $D=42$ mm, $\rho_s=923$ kg/m³, $\bar{u}=10$ m/s, $\circ$: 粘性減衰無視, $\triangle$: 粘性減衰考慮)

$|\omega|$ の流れ方向の変化を示す。図には粘性減衰を無視した場合と考慮した場合が比較されている。前者が回転数の異常な増加を示していることから、回転の粘性減衰の考慮が数値実験において必要であることがわかる。

9.3 付加圧力損失

全圧力損失 dp から気流による圧力損失 dp_a を差し引いた付加圧力損失 $dp_s = dp - dp_a$ の見積りは、空気輸送の設計において最も重要である。したがって従来の研究の多くは付加圧力損失を中心に進められてきた。単相流における管摩擦係数 λ_a のように相似則が確立されれば理想的であるが、二相状態では複雑な要素がからみあう結果、単純に事は運ばない。それでもプラスチック

図22 付加圧力損失係数とフルード数の関係
($d=1.1$ mm, $D=42$ mm, $\rho_s=923$ kg/m³)

図23 付加圧力損失とフルード数の関係 ($D=52$ mm, $\rho_s=923$ kg/m³, $\bigcirc$: $d=0.5$ mm, $\bullet$: $d=2$ mm, $\triangle$: $d=5$ mm)

より成る粗大粒子のように付着性の比較的小さいものについては

$$\frac{dp_s}{dx} = \frac{\lambda_s}{D} \cdot \frac{1}{2} \rho_{ds} c^2 \quad \dots\dots(9.2)$$

で定義される付加圧力損失係数 λ_s をフルード数 $Fr_c = c/\sqrt{gD}$ で整理すると比較的良好な相似性が得られることがわかっている³⁾。ただし、 ρ_{ds} は管の単位体積についての粒子群の平均密度である。そこで付加圧力損失に関する結果はすべて $\lambda_s \sim Fr_c$ の関係で示すことにする。図22に前に述べた実験条件と同じ条件に対して計算した λ_s と Fr_c の関係を示す。実測値による結果は図中の破線内の範囲にあるので計算の結果は満足といえる。

これまでに示した結果は、直径 1.1 mm のポリエチレン粒子が内径 52 mm または 42 mm の管を輸送される場合のみであった。次に種々の影響を本手法によって調べた結果について述べる。設計その他の実用計算において最も重要視されるのは圧力損失であるので、前に定義した付加圧力損失係数を中心に結果を示す。

9.4 粒径、管径、粒子密度の影響

図23に種々の粒径の粒子に対し得られた付加圧力損失

図24 付加圧力損失係数とフルード数の関係 ($\rho_s=923$ kg/m³, $\bullet$: $D=27$ mm, $\bigcirc$: $D=200$ mm)

係数 λ_s とフルード数 Fr_c の関係を示す。計算はすべて管径 $D=52$ mm, 粒子密度 $\rho_s=923$ kg/m³ の条件のもとで行なわれている。図中の破線は図22で述べた実測値の範囲であり、比較のために示している。粒径が大きくなると計算値は破線の範囲からはずれるが、全般的には破線で囲まれた範囲にほぼおさまる。

図24に粒径が 1.1 mm と 3 mm の場合についての管径の影響を示す。図において管径がほぼ 1 桁異なるにもかかわらず、1.1 mm の粒子の場合、管径の影響はほとんど認められない。前に述べたように $\lambda_s \sim Fr_c$ の関係は

図25 付加圧力損失係数とフルード数の関係
($d=1.1$ mm, $D=52$ mm; $\bullet$: $\rho_s=500$ kg/mm³, $\bigcirc$: $\rho_s=2500$ kg/m³)

もともと管径と粒径の比の影響が比較的あらわれにくいという相似則の特色を持つが、本結果でも2 mm以下の粒子に対してはそのような実験結果と一致する傾向が示されている。3 mm以上の粒子の場合には図24(b)に見られるように、計算結果はそれほど良い相似性を示さない。

図25に粒子密度 ρ_s が500 kg/m³と2500 kg/m³の場合の結果を示す。この場合にもほとんどの計算結果が一応破線の範囲内にある。 $\rho_s=500$ kg/m³と2500 kg/m³の数値は大きく異なるため、図25の結果は一見意外である。確かに同じ空気速度 $\bar{u}$ で計算を行ない、 λ_s の値を比較すれば重い粒子の方が大きな λ_s を与える。しかし ρ_s が大きい場合、粒子速度 c が小さくなるので、 $\lambda_s \sim Fr_c$ の関係にあらわすと違いがあらわれにくくなる。この理由からも $\lambda_s \sim Fr_c$ の整理が他の整理法に比べ相似性を示しやすくなることが理解できる。

10. ベンドを有する場合

実際の空気輸送の配管系においては、ベンド、エルボ、分岐部、合流部など輸送粒子の運動にとって、大きな障害となる部分が存在するのが普通である。それらの部分は一般に単相流においても圧力損失の増加の原因となるが、管内を粒子が輸送される場合、そこでは粒子が管壁と激しい衝突を繰り返し、その度に運動エネルギーを失う。そのため流体による加速が一層要求され、付加圧力損失が著しく増大する。しかも粒子の衝突による壁の摩耗が激しく、局所的に管の寿命を縮めるなどの問題も派生する。このように曲りを伴う管内固二相流は実用上多くの問題をかかえており、事実最も研究の必要性の強い分野である。しかし実験的に研究する場合にも、幾何学的な条件をパラメータに入れると考慮すべき因子が多すぎて、なかなかまとまらないのが現状である。曲り方一つをとってみても水平面内か鉛直面内か、また曲りの角度などによっても圧力損失の値が異なり、系統的にデータをとるにはかなりの時間と労力を要する。

実は、本数値実験をはじめた動機は、ベンドに関するこのような状況に対して、新らしく有力な予測手段を得ることであった。本数値実験では曲りの影響は、管軸の座標を曲線に変えるだけで考慮することができる。管軸が曲線になれば粒子は頻繁に管壁と衝突するが、計算方法そのものは今まで述べた直管の場合と同一である。前回に説明した異常反発などはベンドに関して行なった研究段階では無視した項であり、その後の研究で発展させたのである。したがって本章では、異常反発を考慮しなかった場合の結果を紹介することにする。また管内の空

図26 ベンドがある場合の座標系

気速度を一樣と仮定した場合と1/7乗法則を仮定した場合も行なったので、それらの結果についても比較する。ここでは前者をケースⅠ、後者をケースⅡと呼ぶ。

10.1 座標系と運動方程式

本解析では異常反発を考慮しないため、管内の粒子は自由運動と拘束運動の二つの運動形態をとり得る。反発を繰り返す粒子の管壁に対する入射角がきわめて小さくなった場合、粒子は自由運動から管壁に沿う拘束運動に移行し、拘束力、すなわち管壁に対する法線抗力 F が正である限り拘束された運動を維持する。数値実験の結果、幾度となく衝突を繰り返すが自由運動のままで直管—ベンド—直管の全過程を終える粒子、はじめの直管部ではやばやと拘束運動し、ベンドで自由運動にもどる粒子、またベンドではじめて拘束運動する粒子など様々であった*。以上の二つの運動形態に合わせて断面内の座標に関し、2種類の座標系を採用することが計算上都合が良い。図26に水平面内にベンドがある場合を示す。鉛直面内にベンドがある場合の座標系も同様である。管断面内の粒子の位置は、自由運動の場合には直角座標 (y, z) により、また拘束運動の場合には極座標 (r, φ) によって記述する(ただし $r=一定$)。流れ方向の座標はいずれの場合も管軸に沿っている。

* このような二つの運動形態は、曲管の場合には実際的にも観察されるので、異常反発とのかねあいが今後の課題として残っている。

表7 粒子の運動方程式

	自 由 運 動	拘 束 運 動
直 管 水 平	$\ddot{x} = kC_D u-c (u-c)$ $\ddot{y} = k\{-C_D \dot{y} \dot{y} + C_{Ly}(u-c)^2\}$ $\ddot{z} = -g + k\{-C_D \dot{z} \dot{z} + C_{Lz}(u-c)^2\}$ $c = \dot{x}$	$\ddot{x} = -f_x F + kC_D u-c (u-c)$ $r\ddot{\varphi} = -g \cos \varphi - f_\varphi F - kC_D r^2 \dot{\varphi} \dot{\varphi}$ $c = \dot{x}$ $F = r\dot{\varphi}^2 - g \sin \varphi$
直 管 (鉛 直)	$\ddot{x} = -g + kC_D u-c (u-c)$ $\ddot{y} = k\{-C_D \dot{y} \dot{y} + C_{Ly}(u-c)^2\}$ $\ddot{z} = k\{-C_D \dot{z} \dot{z} + C_{Lz}(u-c)^2\}$ $c = \dot{x}$	$\ddot{x} = -g - f_x F + kC_D u-c (u-c)$ $r\ddot{\varphi} = -f_\varphi F - kC_D r^2 \dot{\varphi} \dot{\varphi}$ $c = \dot{x}$ $F = r\dot{\varphi}^2$
ベ ン ド (水平面 内)	$\ddot{x} = \frac{R}{R+y} \left\{ -\frac{2\dot{x}\dot{y}}{R} + kC_D u-c (u-c) \right\}$ $\ddot{y} = (R+y) \left(\frac{\dot{x}}{R} \right)^2 + k\{-C_D \dot{y} \dot{y} + C_{Ly}(u-c)^2\}$ $\ddot{z} = -g + k\{-C_D \dot{z} \dot{z} + C_{Lz}(u-c)^2\}$ $c = \frac{R+y}{R} \dot{x}$	$\ddot{x} = \frac{R}{R+r \cos \varphi} \left\{ -f_x F + \frac{2r\dot{x}\dot{\varphi} \sin \varphi}{R} \right. \\ \left. + kC_D u-c (u-c) \right\}$ $r\ddot{\varphi} = -g \cos \varphi - f_\varphi F - (R+r \cos \varphi) \sin \varphi \left(\frac{\dot{x}}{R} \right)^2 \\ - kC_D r^2 \dot{\varphi} \dot{\varphi}$ $c = \frac{R+r \cos \varphi}{R} \dot{x}$ $F = r\dot{\varphi}^2 - g \sin \varphi + (R+r \cos \varphi) \cos \varphi \left(\frac{\dot{x}}{R} \right)^2$
ベ ン ド (水平鉛 直)	$\ddot{x} = \frac{R}{R-z} \left\{ -g \sin \frac{x}{R} + \frac{2\dot{x}\dot{z}}{R} + kC_D u-c (u-c) \right\}$ $\ddot{y} = k\{-C_D \dot{y} \dot{y} + C_{Ly}(u-c)^2\}$ $\ddot{z} = -g \cos \frac{x}{R} - (R-z) \left(\frac{\dot{x}}{R} \right)^2 + k\{-C_D \dot{z} \dot{z} \\ + C_{Lz}(u-c)^2\}$ $c = \frac{R-z}{R} \dot{x}$	$\ddot{x} = \frac{R}{R-r \sin \varphi} \left\{ -g \sin \frac{x}{R} - f_x F + \frac{2r\dot{x}\dot{\varphi} \cos \varphi}{R} \right. \\ \left. + kC_D u-c (u-c) \right\}$ $r\ddot{\varphi} = -g \cos \varphi \cos \frac{x}{R} - f_\varphi F - (R-r \sin \varphi) \\ \times \cos \varphi \left(\frac{\dot{x}}{R} \right)^2 - kC_D r^2 \dot{\varphi} \dot{\varphi}$ $c = \frac{R-r \sin \varphi}{R} \dot{x}$ $F = r\dot{\varphi}^2 - g \sin \varphi \cos \frac{x}{R} - (R-r \sin \varphi) \sin \varphi \left(\frac{\dot{x}}{R} \right)^2$
ベ ン ド (鉛直水 平)	$\ddot{x} = \frac{R}{R+z} \left\{ -g \cos \frac{x}{R} - \frac{2\dot{x}\dot{z}}{R} + kC_D u-c (u-c) \right\}$ $\ddot{y} = k\{-C_D \dot{y} \dot{y} + C_{Ly}(u-c)^2\}$ $\ddot{z} = -g \sin \frac{x}{R} + (R+z) \left(\frac{\dot{x}}{R} \right)^2 + k\{-C_D \dot{z} \dot{z} \\ + C_{Lz}(u-c)^2\}$ $c = \frac{R+z}{R} \dot{x}$	$\ddot{x} = \frac{R}{R+r \sin \varphi} \left\{ -g \cos \frac{x}{R} - f_x F - \frac{2r\dot{x}\dot{\varphi} \cos \varphi}{R} \right. \\ \left. + kC_D u-c (u-c) \right\}$ $r\ddot{\varphi} = -g \cos \varphi \sin \frac{x}{R} - f_\varphi F + (R+r \sin \varphi) \\ + \cos \varphi \left(\frac{\dot{x}}{R} \right)^2 - kC_D r^2 \dot{\varphi} \dot{\varphi}$ $c = \frac{R+r \sin \varphi}{R} \dot{x}$ $F = r\dot{\varphi}^2 - g \sin \varphi \sin \frac{x}{R} + (R+r \sin \varphi) \\ + \sin \varphi \left(\frac{\dot{x}}{R} \right)^2$

($\dot{}$)は時間微分を意味する

$$k = \frac{3}{4} \frac{\rho_L}{\rho_k d}, \quad C_{Ly} = C_L \cos \theta, \quad C_{Lz} = C_L \sin \theta, \quad \theta = \tan^{-1} \frac{z}{y}$$

$$f_\varphi = f \times r \dot{\varphi} / \sqrt{c^2 - r^2 \dot{\varphi}^2}, \quad f_x = f \times c / \sqrt{c^2 - r^2 \dot{\varphi}^2}$$

NN : 計算回数
 $I=1$: 直管
 $I=2$: ベンド
 $I=3$: 直管
 x_t : 管長
 r' : 管軸からの粒子の距離
 方程式 (A) : 自由運動
 方程式 (B) : 拘束運動

図27 ベンドのある場合のフローチャート

水平面内および鉛直面内に輸送管が設置された場合の運動方程式を表7に示す。粒子が拘束運動を維持する条件は

$$F > 0 \quad \dots\dots(10.1)$$

である。直管—ベンド—直管の順で粒子が輸送される場合の計算のフローチャートを図27に示す。

10.2 結果

まず図28に粒子の飛跡の例を示す。図に与えられた管長においては、たまたま粒子は直管およびベンドにおいて絶えず反発を繰り返しているが、多くの例の中では途中で壁面に拘束される粒子の方が多い。

図29に管断面内の粒子分布をおもな点について示す。上流側直管部において管底側に多く分布していた粒子がベンドで外壁側へ押し上げられ、さらに頂点付近まで押し上げられたのち、再び外壁側に沿い、下流側直管部のはじめではやや一様化された分布となっている。このようなベンドでの粒子の挙動は同じ曲率半径比の90°水平ベンドで撮影された結果²²⁾と一致する。

図30に粒子の平均速度（流れ方向）の変化をケースⅠおよびⅡのおおのの場合について示す。図中の結果は約30個の粒子の計算結果の平均である。ホッパから落下した粒子ははじめ急速な加速を受け、 $x/D=200$ で $c/\bar{u}=0.6\sim 0.7$ に達する。ベンド自体は距離が短い、激しい衝突または管壁に沿う運動のため、粒子速度は急激に減少し、ベンド下流の直管部で再び加速され、 $x/D=400$ 付近で、やはり $c/\bar{u}=0.6\sim 0.7$ になる。

図31に、あわを用いた180°水平ベンドでの付加圧力損失の実験結果と計算結果を比較する。文献²³⁾では $x/D=166$ から327にわたって圧力測定データが示されているので、図にはその結果をケースⅠと比較しやすいようにプロットしている。

図32は鉛直輸送の場合の付加圧力損失の計算結果である。計算において与えられた条件は文献²³⁾の実験と同じである。

本章の計算では異常反発が考慮されていないため、水平面内の直管部が長くなるほど実際と合わなくなる。しかし以上に示した結果から、ある程度の長さ以内の直管であれば、異常反発を無視してもそこそこの値が得られることもわかる。最後にケースⅠとⅡに関しコメントを加える。ケースⅡ（1/7乗流速分布）の場合、壁面近くでは流速が小さくなるので、壁面近くを運動する粒子と流体の速度差 $u-c$ は一般にケースⅠ（一様流速分布）の場合に比べ小さく、時には $u-c$ が負になる。したがって粒子の流体抵抗に対する反作用として付加圧力損失を求める本解析では、常にケースⅠはⅡと比べ大きな付加圧力損失を与える。一方、異常反発を無視することは実際の付加圧力損失よりも小さい付加圧力損失を与える傾向を持つ。単に速度分布の形状のみに限ればケースⅡはケースⅠより実際に近いが、いずれの場合にも異常反発を無視しているので、その影響に対し相殺的に作用する一様速度分布の仮定は、むしろ実際に近い圧力損失を与える結果となる。もちろん管路が長い場合には異常反発を考慮すればよい。

本数値実験法は、エルボや分岐部、合流部を有する場合に対しても適用でき問題はない。実際、著者らは分岐部を有する場合についても試みたが²⁴⁾、紙数の関係上こ

図28 粒子の飛跡 ($d=2.67$ mm, $D=50$ mm, $\rho_s=922$ kg/m³, $\bar{u}=20$ m/s, 水平 90° ベンド, $R/D=10$, ケース II)

図29 粒子の分布 (条件は図28と同じ)

図30 粒子速度の変化 (条件は図28と同じ)

図31 付加圧力損失 ($d=1.63$ mm, $D=27.4$ mm, $\rho_s=1088$ kg/m³, $\bar{u}=18.6$ m/s, 180° 水平ベンド, $R/D=5.8$)

ここでは説明を省略する。

11. 空気輸送の数値実験に関する従来の研究

本数値実験を始める際に最も参考になったものは、おもに化学工学関係の雑誌で発表されてきた粒子と壁面の反発の不規則性に関する研究であった。とくに管沼²⁵⁾と斉藤^{26,27)}はともに従来の研究と著者ら自らの研究成果をふまえたすぐれた解説を与えている。本稿でもすでに何度も述べてきたように、粗大粒子の空気輸送においては粒子と壁面の反発の際、反射角が入射角を上まわった

図32 付加圧力損失 ($d=1.63$ mm, $D=28.8$ mm, $\rho_s=1088$ kg/m³, $\bar{u}=10.0$ m/s, $(R/D)_I=5.6$ (水平—鉛直ベンド), $(R/D)_I=6.0$ (鉛直—水平ベンド))

り、反発現象そのものが不規則となる。管沼²⁵⁾はこれらの異常性や不規則性を総称して不規則反発と定義し、Muschelknautz¹⁹⁾やRanz^{28, 29)}の研究とともに自らの研究結果を引用し、不規則反発の機構を詳しく説明している。斉藤^{26, 27)}は、不規則反発を考慮して二次元流路内を空気輸送される粒子の運動を本稿と同様の数値実験で行なった研究^{15, 16)}を紹介している。これらの数値実験で用いられた反発のモデルは、粒子を楕円体と仮定するもの(図33)、および壁面にわずかな起伏を与えるもので(図34)、前者は楕円体モデル、後者は粗面モデルと名付けられている。本稿の仮想壁面モデルは粗面モデルの一種といえる。

図33 楕円体モデル

図34 粗面モデル

上にあげた比較的初期の研究はおもに粒子の濃度分布を計算する手段として数値実験を試みている。斉藤の解説以後の研究として、まず楕円体モデルを二次元流路から三次元の管内流に拡張した Matsumoto³⁰⁾らの研究があげられる。彼らは粒子の分布だけでなく、圧力損失なども計算し、さらに粒子の衝突回数を検出する装置を製作し、数値実験の結果と比較している。楕円体モデルおよび粗面モデルともについていえることであるが、楕円や粗面を与えるパラメータがわずかに変化するだけで結果は大きく変わる。したがって限られた実験との比較で得られたパラメータの値がどの程度汎用性を持つかを幅広い実験結果と比較することで今後検討してゆくことが必要と思われる。

一方、国外の研究に目を向けてみると、Ottjes³¹⁾による二次元流路内での数値実験例がある。彼は、回転に対する粘性減衰を考慮に入れているが、異常反発を考慮せず、しかも粗大粒子を扱いながら、マグナス力によって粒子の浮遊状態を維持できることがあり得ると述べている。そもそもマグナス力は粗大粒子のしゅう動を防ぐ要因になり得ないことから、異常反発の問題が惹起されたのであり、また回転の粘性減衰についてはストークス領域で成立する式を用いるなど、彼の論文には納得しかねる点が多い。しかし最近、Ottjes³²⁾は粒子と壁面の反発に関して粒子の衝突回数だけでなく、衝突速度をも実測する装置を製作し測定を行なった。この種の計測はまだ少ないので、その試みは評価に値する。粒子と壁面の衝突に関しては Muschelknautz¹⁹⁾による回転平板上への粒子の落下実験が有名であるが、最近のものとしては、Brauer³³⁾が非常に詳しいデータを示している。

本著者はベンド³⁴⁾やエルボ²⁹⁾の場合の数値実験と異常反発モデルとして仮想壁面を提案したもの³⁵⁾を報告しており、これらは本稿の母体となっている。いずれも、粒子速度や粒子の分布だけでなく、圧力損失を求める手段として数値実験を行なっている点に特徴が見い出せよう。

以上の他、固液二相流に対しても同様の数値実験が試みられた例がある³⁶⁾。しかし固液二相流では流体の速度が大きい場合、壁面との衝突はあまり問題にならないので、衝突問題に重点をおいた本手法は、粒子が底面に堆積しはじめる低流速域にその応用が限定される。一般に、粒子と流体の相互干渉を無視する限り、本手法の適用は固液系では困難である。

12. む す び

3回にわたって空気輸送の数値実験の解説を著者らの

研究を中心に行なってきた。始めて計算を試みられる方々に対して、必要なことはほとんどあまさず記述できたと思う。むすびに際して改めて強調しておきたいことは、本手法の有用性は、反発係数や摩擦係数の実測値を伴った輸送実験データとの比較を十分行なった後に明らかになるということである。やみくもに輸送実験データを集めるのではなく、粒子の特性値を十分測定した報告や論文が今後数多く発表されることを期待する。また

文 献

- 20) 武川富彦, 狭間裕二, 長畑和典, 田中周治: 機械学会論文集, 44—388, 4225 (1978)
- 21) 大嶋孝夫, 森川敬信, 辻 裕: 機械学会講演論文集, No. 800—17, 224 (1980—10)
- 22) 植松時雄, 森川敬信: 機械学会論文集, 26—171, 1528 (1960)
- 23) 植松時雄, 森川敬信, 趙江来, 森国勲, 朝田有一, 山本英昭: 機械学会論文集, 30—219, 1317 (1964)
- 24) 辻 裕, 森川敬信, 関 旦: 粉体工学会誌, 20—5, (1983)
- 25) 菅沼彰: “最近の化学工学” 187, 丸善 (1966)
- 26) 斎藤正三郎: 粉体工学研究会誌, 7—5 374, (1970)
- 27) 斎藤正三郎: 粉体工学研究会誌, 8—1 37, (1971)
- 28) Gutterman, B. and W.E. Ranz: Sanitary Engng Div. (Proc ASCE) SA 4, 2088, (1959)

今後の課題として、乱れによる拡散を考慮して微粒子の場合にも適用可能なように本手法を拡張することも是非試みたい。著者自身は本稿で示した方法が完成されたものとはとても思っていないので、これをたたき台にしてよりすぐれた方法が開発されることを願っている。

最後にあたり、大阪大学工学部・森川敬信教授から著者は日常の研究活動において暖かい御支援をいただいていることを記し、ここに感謝の意を表する。

- 29) Ranz, W.E., G.R. Talandis and B. Gutterman, : *AIChE. J.* 6—1, 124, (1960)
- 30) Matsumoto, S., S. Saito, and S. Maeda, : *J. Chem. Eng. Japan*, 9—1, 23, (1976)
- 31) Ottjes, J.A.: *Chem. Eng. Sci.*, 33 783, (1978)
- 32) Ottjes, J.A.: *Chem. Eng. Sci.*, 36 1337, (1981)
- 33) Brauer, H.: *J. Powder & Bulk Solids Technology*, 4 3, (1980)
- 34) 森川敬信, 辻 裕: 機械学会論文集, 43—375 4159, (1977)
- 35) 辻 裕, 森川敬信, 大嶋孝夫: 機械学会講演論文集, No. 820—10 168, (1982—9)
- 36) Toda, M., H. Konno and S: Saito Hydrotransport 7, Paper J2, 347 (1980)

空気輸送に関する第2回国際会議 (通称 Pneumatech 2) のお知らせ

この会議は空気輸送に限った分野でその基礎から応用の全てを対象とし、第1回は1982年5月 Stratford-upon-Avon で開催されました。今回は第2回目で下記の要領で行なわれます。

開 催 日 1984年9月4日—6日
場 所 University of Kent, Canterbury,
英国
申し込み切 1983年11月30日
論 文 提 出 1984年4月1日

論文の講演を希望される方は I am interested in offering a paper for the Technical Programme,
参加のみを希望される方は I am interested in attending the Conference as a delegate,

と書いて To:
Powder Advisory Centre,
P.O. Box 78, London NW110PG, England
宛に申し込んで下さい。資料請求その他の問い合わせも上記の団体に申し入れて下さい。

第一回国際エアロゾル会議

アメリカ、エアロゾル研究協会とヨーロッパ、エアロゾル研究協会共催の標記会議が両協会の年会もかねて開催されます。エアロゾルの全分野を含みますが、特に工業的応用に重点をおいております。

論文発表を希望される方は、12月15日までに一頁のabstractを下記宛送りお申込み下さい。

開催時期: 1984年9月17—21日

開催場所: アメリカ合衆国

ミネソタ州 ミネアポリス市

申 込 先: Prof. B. Y. H. Lin

Mechanical Engineering Department

University of Minnesota

Minneapolis, MN, 55455-0111

U. S. A.