List of Figures and a Table

- Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus
- Fig. 2 Comparison of equilibrium moisture content curves (solid lines) with water vapor isotherms (dotted lines)
- Fig. 3 Equilibrium moisture content vs. adsorption potential
- Fig. 4 Equilibrium moisture content curves of

active carbons

- Fig. 5 $W_e/\rho S$ vs. $RT \ln (P_0/P)$ and pore distributions

- Fig. 6 Comparison of the experimental results with the values (solid lines) estimated from the curve in Fig. 5

- Table 1 Equilibrium moisture content at 25°C

研究報告

空気輸送の数値実験*

——分岐部を有する場合——

Computer Simulation of Pneumatic Conveying

——The Case of the Presence of Pipe Branches——

辻 裕** 関 亘**
Yutaka TSUJI Wataru SEKI

森 川 敬 信**
Yoshinobu MORIKAWA

1. 緒 言

空気輸送における諸現象の予測は一般にむづかしいが、その最大の原因は関与するパラメータが多過ぎる点にある。これらのパラメータを分類すると、粉粒体の特性値、管路の幾何学的条件および気流の条件などに大別できる。それぞれの条件の組合せを変えて実験を行ない、データを蓄積することによって、現状では設計がなされている。しかし考えられる組合せを幅広く考慮することは、膨大なデータ整理を意味し、時間的にも労力的にも多くの困難がつきまとう。著者らは、このような空気輸送研究特有の困難さに対する一つの試みとして、個々の粒子の運動の追跡から全体を予測する数値実験を行ってきた。まず実用の輸送管路では避けることのできない曲管部の影響を数値実験によって調べ、ほぼ妥当な結果が得られることを示した¹⁾。しかしその研究では、水平な直管内で粒子が壁面との反発を絶えず繰り返すた

めの機構を考慮に入れなかったため、水平管路が長くなると、すべての粒子が管底をしゅう動する結果におちいった。そこで次の試みとして、粒子と壁面の反発に関し「異常反発」の概念を導入し、粒子が反発の繰返しを続けるように計算モデルを修正した²⁾。その結果、直管における粒子の分布、付加圧力損失に関し、実際の流れにより近い状態を作ることができた。本研究は、以上の研究結果を分岐管を有する場合に適用したものである。比較のために引用した実測結果³⁾は、水平面内の管路から得られたものであるので、計算もそれに順じて行なった。

2. 数値実験の概要

分岐管への応用に際しての問題について述べる前に、これまでに確立した数値実験を本報では総括して説明する。数値実験における計算は次の3つの部分に分けられる。すなわち、粒子供給機から不規則に落下する粒子が流体力によって管内を飛行する過程を運動方程式によって求めること、壁面と衝突する際に失う運動エネルギーを計算すること、および流体抵抗の反作用として付加圧力損失を計算することから成っている。実際に計算を実行するためには、種々の理想化や仮定を置く必要がある。

昭和57年6月25日受付

*粉体工学会昭和57年度春期研究発表会にて発表(1982.5大阪)

**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1 座標系

管内での粒子の飛行の計算においては、以下の仮定を設けた。

(1) 粒子供給機からの粒子の落下位置、すなわち粒子の初期位置は乱数によって与える。落下速度は粉体のオリフィスからの流出速度の経験式⁴⁾より与える。

(2) 気流の速度分布は1/7乗法則に従い、粒子の存在による気流速度分布の歪みを無視する。また粒子の運動は気流の乱れの影響を受けない。

(3) 粒子に作用する流体力としては、抵抗、回転による揚力、粘性による回転の減衰を考慮する。これらの方に関しては一様流中または静止流体中の結果を適用する^{7,8)}。

(4) 粒子相互の衝突を無視する。

図1に示す座標系に基づいて、粒子の運動を記述すれば、

$$\begin{bmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \\ \ddot{z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} kC_D U(u - \dot{x}) \\ -kC_D U\dot{y} \\ -kC_D U\dot{z} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ kC_{Ly}(u - \dot{x})^2 \\ kC_{Lz}(u - \dot{x})^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -g \end{bmatrix} \quad \dots\dots(1)$$

となる。

粒子と管壁との衝突に関して用いられた仮定は、以下のとおりである。

(1) 粒子は球形、管壁は滑らかとし、粒子と管壁の摩擦はクーロンの法則に従う。

(2) 粒子と管壁の衝突の際、粒子の壁面に対する入射角がある値より小さくなると、粒子は反射角が入射角より大となる「異常反発」を行なう。

図2 球と平面壁との衝突

表1 衝突前後の速度および角速度の関係式

	速 度	角 速 度
(1) $ V_y > \frac{2 V }{7\mu(1+e)}$	$V_{x'} = \frac{5}{7} \left(V_x - \frac{1}{5} d \omega_z \right)$ $V_{y'} = -e V_y$ $V_{z'} = \frac{5}{7} \left(V_z + \frac{1}{5} d \omega_x \right)$	$\omega_{x'} = \frac{2}{d} V_z$ $\omega_{y'} = \omega_y$ $\omega_{z'} = -\frac{2}{d} V_x$
(2) $ V_y < \frac{2 V }{7\mu(1+e)}$	$V_{x'} = V_x + \varepsilon_x \mu(1+e) V_y$ $V_{y'} = -e V_y$ $V_{z'} = V_z + \varepsilon_z \mu(1+e) V_y$	$\omega_{x'} = \omega_x - \frac{5}{d} \varepsilon_z \mu(1+e) V_y$ $\omega_{y'} = \omega_y$ $\omega_{z'} = \omega_z + \frac{5}{d} \varepsilon_x \mu(1+e) V_y$

$$|V| = \sqrt{\left(V_x + \frac{d}{2} \omega_z \right)^2 + \left(V_z - \frac{d}{2} \omega_x \right)^2}$$

$$\varepsilon_x = \left(V_x + \frac{d}{2} \omega_z \right) / |V|, \quad \varepsilon_z = \left(V_z - \frac{d}{2} \omega_x \right) / |V|$$

図3 異常反発における仮想壁面

図2のように管壁を平面壁と仮定すれば、壁面に衝突する粒子の衝突前後の速度および角速度の関係式は表1に示すとおりである。

異常反発の与え方としては、Matsumoto らによる非球形モデル⁵⁾ や波状壁面モデル⁶⁾ があるが、本著者らは図3に示すような仮想壁面を導入することによって異常反発を生ぜしめた。すなわち長い水平管内で定常的な反発を可能にするため、管壁に対する粒子の入射角 θ がある値 β 以下になれば、壁面は図3の破線で示されるような迎え角 α を持つ壁面で置き換えられる。この迎え角 α と入射角 θ の関係を次式で仮定する。

$$\alpha = -\delta(\theta - \beta) \quad \dots\dots(2)$$

仮想壁面はさらに周方向にも

$$-\gamma_0 < \gamma < \gamma_0 \quad \dots\dots(3)$$

の範囲の角度 γ を持つと仮定され、 γ は一様乱数によって衝突の度に与えられる。 γ による不規則性は、粒子の断面内における分布を実際と合わせるために必要である。直管における種々のデータとの比較によって最終的に決定されたパラメータ、 β 、 δ 、 γ_0 の値は以下のとおりである。

$$\left. \begin{aligned} \beta &= 7^\circ \\ \delta &= 2.3/F_{rw} - 91/F_{rw}^2 + 1238/F_{rw}^3 \\ \gamma_0 &= 10^\circ \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(4)$$

圧力損失の計算に関して用いた仮定を以下に示す。

(1) 全圧力損失 dp は気流のみによる圧力損失 dp_a と粒子による付加圧力損失 dp_s の和として与える。

$$dp = dp_a + dp_s \quad \dots\dots(5)$$

(2) 付加圧力損失 dp_s は、断面内の粒子や気流の速度分布などを無視する一次元的理論に基づいて求める。すなわち、運動量の式

$$dp_s \cdot F = f_p \quad \dots\dots(6)$$

から導かれる関係

$$\dot{x} \frac{dp_s}{dx} = -k \rho_a \bar{u} C_D U(u - \dot{x}) m \quad \dots\dots(7)$$

を適用する。付加圧力損失を上式に基づいて予測するには、多数の粒子に対し計算を実行し、個々の粒子に対し得られた dp_s の値を平均する必要がある。著者らの経験によれば、30～50個程度の粒子の計算によって実用的な意味で十分収束するようである。

以上の仮定から明らかなように、本数値実験は粗大粒子が比較的低混合比で輸送される場合を対象としている。直管に対するこれまでの研究で一応確認された本手法の適用範囲は、粒子の真比重を 10^3 程度とした場合、粒径は 0.5 mm 以上であり、混合比については、付加圧力損失が混合比に比例する範囲であればよい。

3. 分岐部を有する場合への応用

分岐部の流れは、はく離や二次流れを伴ない、複雑であることはすでによく知られている。しかし粗大粒子の運動においては慣性力が大きいので、はく離や二次流れの影響は比較的小さい。そこで本研究では、分岐部においても空気速度を $1/7$ 乗法則によって与える。このような大胆な仮定を導入すれば、上に述べた数値実験の分岐部を有する場合への応用においては、座標系が変化するだけであるから、曲管¹⁾ の場合より計算における取扱いは簡単である。すなわち分岐部で粒子の位置、速度、角速度を新しい座標系に従って変換すればよい。ただし現象的には曲管の場合と同様で、粒子は分岐部で多数の衝突を繰り返し、運動エネルギーを失う。その結果、分岐部の後流側では粒子が再加速されるため、付加圧力損失が増大する。

3.1 座標系

長さ L の主管が水平な面内で図4に示すように、点Oで管ⅠとⅡに分岐する場合を扱う。分岐管ⅠとⅡの内径は主管と同じで、分岐管と主管のなす角をそれぞれ ϕ_1 、 ϕ_2 とする。それぞれの管の管軸に沿う座標を、添字 i を用いて x_i とあらわす。以後、 $i=0$ は主管、 $i=1$ および 2 は分岐管Ⅰ、Ⅱに対応する。すべての管が水平面内にあるので、鉛直方向の座標 z_i は共通である。 x_i と z_i に垂直な座標を y_i とする。また x_0 の原点は粒子供給点にとり、 x_1 および x_2 の原点は分岐点にとる。図5aは分岐部の詳細である。主管と分岐管の境界を明確にするため、図に示すように主-Ⅰ境界面、主-Ⅱ境界面を定義する。主-Ⅰ境界面としては、主管と分岐管Ⅰの管軸がなす角 $(\pi - \phi_1)$ の2等分線を含む鉛直面を

図4 分岐管

図5 分岐部の詳細

とる。他の境界面も同様に、各々の管軸のなす角の2等分線を含む鉛直面に定める。粒子が主管と主—I境界面および主—II境界面によって囲まれた部分に存在する場合に、 (x_0, y_0, z_0) 座標系を適用する。同様に (x_1, y_1, z_1) および (x_2, y_2, z_2) 座標系の適用の範囲は、上に定義した境界と各々の分岐管で、囲まれた部分となる。図5bに適用する座標系とその区分を示す。

3.2 単相流

分岐部のある場合の単相流の静圧の変化の概要を図6の実線で示す。分岐部直後では圧力降下が急である。分岐部で空気流が分流されるため、一般に一つの分岐管へ流れる空気流量は減少する。したがって管径が同一の場合、分岐部から十分離れた位置における圧力降下の勾配は主管より小さくなる。単相流の分岐損失は通常、図6に示す Δp_B で定義される。分岐損失係数 ζ_B を

$$\Delta p_B = \zeta_B \frac{1}{2} \rho_a \bar{u}^2 \quad \dots\dots(8)$$

図6 分岐部のある場合の静圧変化

で定義した場合、 ζ_B は一般に次式で表わされる。

$$\zeta_B = a + a'K + a''K^2 \quad \dots\dots(9)$$

上式において、 $\bar{u}$ は主管における断面平均空気速度で、 K は分岐管空気流量 Q_i と主管空気流量 Q_0 の比

$$K = \frac{Q_i}{Q_0} \quad \dots\dots(10)$$

である。図4に示す θ_1 と θ_2 の種々の組合せに対し、 a 、 a' 、 a'' の値がすでに実験的に得られている³⁾。したがって本計算では単相流における分岐損失については、それらの結果を参考にした。ただし、分岐点から分岐による影響がなくなると考えられる $40D$ までの範囲の圧力の変化に対しては、図6の破線で示される直線式で近似した。

3.3 分岐部における粒子の位置、速度および角速度の変換

本計算においては、粒子と壁面の衝突を確実に考慮するため、数値積分のステップごとに常に粒子の管軸からの距離が円管半径と比較され、半径を越えたときに衝撃方程式の解、表1を用いて粒子の速度などが与え直される。直管内では粒子の位置については、半径方向の距離のみについて注意すればよいが、分岐部では分岐管に応じて座標系が異なるため、3.1に説明した境界面を越え

表2 境界を表わす式

	(x_0, y_0) 座標	(x_1, y_1) 座標	(x_2, y_2) 座標
主—I境界面	$(x_0 - L) \cos \frac{\phi_1}{2} - y_0 \sin \frac{\phi_1}{2} = 0$	$x_1 \cos \frac{\phi_1}{2} + y_1 \sin \frac{\phi_1}{2} = 0$	
主—II境界面	$(x_0 - L) \cos \frac{\phi_2}{2} - y_0 \sin \frac{\phi_2}{2} = 0$		$x_2 \cos \frac{\phi_2}{2} - y_2 \sin \frac{\phi_2}{2} = 0$
I—II境界面		$x_1 \sin \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} - y_1 \cos \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} = 0$	$x_2 \sin \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} + y_2 \cos \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} = 0$

表3 粒子の位置、速度および角速度の変換式

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \end{bmatrix} &= A \begin{bmatrix} x_0 - L \\ y_0 \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} V_{x1} & \omega_{x1} \\ V_{y1} & \omega_{y1} \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} V_{x0} & \omega_{x0} \\ V_{y0} & \omega_{y0} \end{bmatrix} \\ \text{ただし} \quad A &= \begin{bmatrix} \cos \phi_1 & -\sin \phi_1 \\ \sin \phi_1 & \cos \phi_1 \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} x_2 \\ y_2 \end{bmatrix} &= B \begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} V_{x2} & \omega_{x2} \\ V_{y2} & \omega_{y2} \end{bmatrix} = B \begin{bmatrix} V_{x1} & \omega_{x1} \\ V_{y1} & \omega_{y1} \end{bmatrix} \\ \text{ただし} \quad B &= \begin{bmatrix} \cos(\phi_1 + \phi_2) & -\sin(\phi_1 + \phi_2) \\ \sin(\phi_1 + \phi_2) & \cos(\phi_1 + \phi_2) \end{bmatrix} \end{aligned}$$

表4 実験の諸条件

管内径	$D=41 \text{ mm}$
主管の長さ	$L=11 \text{ m}$
分岐角	$\phi_1=0, 30^\circ, 45^\circ, 65^\circ, 90^\circ$ $\phi_2=30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$
粒子	ポリスチレン
粒子径	$d=1.1 \text{ mm}$
粒子の密度	$\rho_s=920 \text{ kg/m}^3$
反発係数	$e=0.875$
摩擦係数	$\mu=0.4$
空気速度	$\bar{u}_0=22 \text{ m/s}$
空気流量比	$K=0.53, 0.73$
主管における混合比	$m_0=2\sim4$

たかどろかの判定が加わる。そこで各境界面を表わす式を表2に示す。分岐角によっては、衝突の結果として分岐管から主管へ粒子が逆に戻る場合もあるので、境界面を表わす式は二種類の座標系で示す。

主管の座標系から分岐管Ⅰ、Ⅱの座標系への変換式は、原点の平行移動と回転移動によって与えられる。分岐管相互の座標変換は回転移動のみである。主管から分岐管ⅠまたはⅡへ移ったときや分岐管ⅠからⅡへ移ったときの粒子の位置、速度および角速度の変換式を表3に示す。表3の変換の逆変換を施せば、分岐管から主管または分岐管ⅡからⅠへの変換が得られる。

4. 結 果

本計算と比較される実験³⁾の諸条件を表4に示す。計算も表4と同じ条件を与えて行なったが、粒径については数種類変化させた。計算では、粒子供給点における空気の温度と圧力はそれぞれ40°Cおよび $1.11 \times 10^5 \text{ Pa}$ に選んだ。また50個の粒子について計算を実行し、それらの平均値より圧力損失などを求めた。

主管および分岐管の断面における粒子の分布を図7～9に示す。図には $d=0.5, 1.1, 3.0 \text{ mm}$ の3種類の粒子

図7 粒子の分布 ($d=0.5 \text{ mm}$, $\theta_1=45^\circ$, $\theta_2=30^\circ$, $K=0.53$)

図8 粒子の分布 ($d=1.1 \text{ mm}$, $\theta_1=45^\circ$, $\theta_2=30^\circ$, $K=0.53$)

の結果が示されている。図7の粒子供給点に近い位置の結果を除けば、粒子はほぼランダムな分布を示す。いずれの粒子でも分岐管のすぐ後流では、分布は断面で一様となるが、下流に行くに従い、管底側に偏る傾向を示す。これは、分岐管では空気流速が減少するため、重力の影響があらわれやすくなったためである。

文献(3)では、種々の分岐角や流量比の組合せに対し、各分岐管に分配される粒子の流量が実験によって求められている。その結果を引用し図10に示す。図の横軸は、主管に垂直な面への分岐管Ⅰの投影面積 F_1 (図5に示

図9 粒子の分布 ($d=3.0\text{ mm}$, $\theta_1=45^\circ$, $\theta_2=30^\circ$, $K=0.53$)

図10 粒子の分配と面積比との関係 (文献(3)より引用)

す)と管断面積 F の比であり、縦軸は分岐管 I へ分配された粒子の質量流量 G_1 と全質量流量 G との比である。 G_1/G がほぼ F_1/F に比例することから、粗大粒子の場合、慣性力が大きい分岐角や空気流量比に関係なく、投影断面積の割合で粒子が分配されることがわかる。しかし図10を詳しく見ると、 F_1/F が大きい場合、 $G_1/G > F_1/F$ となり、 F_1/F が小さくなると逆に $G_1/G < F_1/F$ となる傾向があることがわかる。これは、分岐管直前での主管内の粒子の分布が完全には一様でないためである。たとえば水平管では重力の影響によって分布濃度は管底側で高くなる。

図11 粒子の分配と面積比との関係 (本数値実験結果, $d=1.1\text{ mm}$)

F_1/F が大きい場合、粒子濃度の高い部分が F_1 に含まれるので、面積比以上の割合で粒子が分配される。本数値実験において得られた G_1/G と F_1/F の関係を図11に示す。図11においても、分岐角および空気流量比を種々に変化した場合の結果が示されている。プロットされている各点は50個の粒子の計算より求められた結果であるために、ちらばりが大きい、図10と同じ傾向が認められる。したがって本数値実験は粒子の分布に関しては、現実に近い状態を与えることがわかる。

図12に数値実験により得られた流れ方向の付加圧力の変化を示す。粒子供給点近くでは、粒子の加速のために圧力勾配が急になり、やがて一定の勾配で圧力が減少する。分岐管では粒子は管壁と激しく衝突を繰り返すため、粒子速度は減少する。したがって分岐管直後では粒子を再加速するために、再び急な圧力降下が生じ、その後一定の勾配に落ちつく。定性的には以上の結果は実験と同じである。次に実際の測定値との定量的な比較を行ってみよう。文献(6)では、図4に示したA点とB点の

図12 付加圧力の流れ方向の変化

	K	Simulation			(3) Measurements
		ϕ_2			
		30°	60°	90°	
$\phi_1 = 30^\circ$	0.53	○	◐	◑	_____
	0.73	△	▴	▴	
$\phi_1 = 45^\circ$	0.53	◯	◐	◑	-----
	0.73	△	▴	▴	
$\phi_1 = 65^\circ$	0.53	◯	◐	◑	-----
	0.73	△	▴	▴	
$\phi_1 = 90^\circ$	0.53	◯	◐	◑	-----
	0.73	△	▴	▴	

図13 付加圧力損失係数 ζ_s と混合比 m_1 の関係

の間の付加圧力損失 $(p_A - p_B)_s$ を測定し、次式で損失係数 ζ_s を定義した。

$$\zeta_s = \frac{(p_A - p_B)_s}{\frac{1}{2} \rho_a \bar{u}_1^2} \quad \dots\dots(11)$$

図13に ζ_s と混合比 m_1 の関係について、測定結果と数値

実験結果を比較する。図では実験結果を直線で示し、計算結果を点でプロットする。一般に両者の結果には定量的に大きな差が生じている。 $\phi_1 = 0$ の場合、分岐管1の分岐点近くにおいては粒子速度の方が空気速度よりも大きいので、粒子から流体に運動量が与えられる。したがって損失係数 ζ_s は一般に負の値をとるが、計算値は $K = 0.73$ の場合、ほとんど0である。 $K = 0.53$ の場合、計算値と実測値の一致はほぼ満足である。 ϕ_1 が0以外の場合には、計算値はすべて実測値よりもかなり大きな値を示す。一般に ϕ_1 が小さい場合を除けば、計算値および実測値とも ϕ_1 による差は顕著でない。

本研究では、分岐という特殊な条件下の反発に対し、まったく新たな仮定を設けずに、直管で確立された計算法をそのまま適用した。計算値と実測値の違いは仮定した反発モデルに原因すると考えられる。本研究では、入射角が小さい場合には必ず異常反発を起こせしめたが、これは、直管の中を管軸に平行に近い状態で飛翔する粒子に対して適切なモデルである。分岐部では管軸方向の成分は必ずしも大きくはなく、周方向成分が大きくなる。そのような場合、実際には管壁に沿う粒子も多くあらわれるが、シミュレーションでは絶えず反発を繰り返させるため、実際よりも激しい反発の繰り返しを強制している。したがって粒子速度の減少が著しく、圧力損失が増大した。このことより管壁に沿う運動と異常反発のかねあいを考慮した解析が今後の課題として残されている。

5. 結 論

個々の粒子の運動を追跡する数値実験法を分岐管を有する空気輸送に適用し、実験結果と比較した。本手法は、粒子の分布や分配については実測と同様の結果を与えるが、付加圧力損失については実測値より数倍大きな値を示すことがわかった。

付 録 I

抵抗係数 C_D と揚力係数 C_L

C_D はレイノルズ数 $Re = Ud/\nu$ の関数で標準曲線がすでに多くの教科書に示されている。本研究では広範囲のレイノルズ数に対して適用できる次式を用いた⁷⁾

$$C_D = K_1 + \frac{K_2}{Re} + \frac{K_3}{Re^2} \quad \dots\dots(1.1)$$

K_1, K_2, K_3 の値は付表1のとおりである。

付図1に示すように球が左回転しながら速度 U で運動する時、揚力 F_L は回転軸と速度に垂直な方向に働く。この時、 F_L に対しては

$$|F_L| = C_L A \frac{1}{2} \rho |U|^2, \quad A: \text{球の断面積} \quad \dots\dots(1.2)$$

付表 1

Re	K_1	K_2	K_3
$Re < 0.1$	0	24.0	0
$0.1 < Re < 1.0$	3.69	22.73	0.0903
$1.0 < Re < 10$	1.222	29.1667	-3.889
$10 < Re < 10^2$	0.6167	46.5	-116.67
$10^2 < Re < 10^3$	0.3644	98.33	-2778.0
$10^3 < Re < 5 \times 10^3$	0.365	148.62	-47500.0

付図 1 球の回転と揚力

で揚力係数 C_L が定義され、 C_L は速度比 $\sigma = \frac{d}{2} \omega / |U|$ の関数とおくことができる。 C_L と σ の関係は文献(8)を参考に次式で近似する。

$$C_L = \begin{cases} 0.5\sigma & \sigma \leq 1 \\ 0.5 & \sigma > 1 \end{cases} \quad \text{.....(1.3)}$$

輸送管内の球の場合、 U 、 ω とともに x 、 y 、 z の3方向成分を有するが、すべての成分を考慮すると複雑になるので、以下のように近似的に扱う。すなわち相対速度ベクトルとしては

$$U = (u - \dot{x})i \quad \text{.....(1.4)}$$

のみを考慮し、角速度ベクトルを

$$\omega = \omega_y j + \omega_z k \quad \text{.....(1.5)}$$

とおく。つまり (y, z) 平面上の運動にのみ揚力を考慮する。以上のように仮定すれば、揚力の大きさ $|F_L|$ および σ は次式で与えられる。

$$|F_L| = C_L \frac{\pi}{8} d^2 \rho_a (u - \dot{x})^2 \quad \text{.....(1.6)}$$

$$\sigma = \frac{|\omega_y j + \omega_z k| d}{2(u - \dot{x})} \quad \text{.....(1.7)}$$

揚力ベクトル F_L の方向は、 $U \times \omega$ の方向と一致するので $U \times \omega$ の単位方向ベクトル e を

$$e = e_y j + e_z k \quad \text{.....(1.8)}$$

とおけば、

付図 2

$$F_L = |F_L| e_y j + |F_L| e_z k \quad \text{.....(1.9)}$$

となる。 e_y 、 e_z は式 (1.4)、(1.5) より

$$e_y = \frac{(u - \dot{x}) \omega_z}{|u - \dot{x}| \sqrt{\omega_y^2 + \omega_z^2}} \quad \text{.....(1.10)}$$

$$e_z = \frac{(u - \dot{x}) \omega_y}{|u - \dot{x}| \sqrt{\omega_y^2 + \omega_z^2}} \quad \text{.....(1.11)}$$

である。ここで

$$\begin{cases} C_{Ly} = C_L e_y \\ C_{Lz} = C_L e_z \end{cases} \quad \text{.....(1.12)}$$

とおけば、本文の式(1)が得られる。

付 録 II

表 2、表 3 についての説明

主一 I 境界面を鉛直上方から見ると付図 2 に点線で示すような直線となる。表 2 に示されているのは、このような直線をあらわす式に過ぎない。主一 I 境界面は、 $-(x_0 - L)$ 軸と x_1 軸のなす角の 2 等分線上に定められているので、主一 I 境界面と x_1 軸のなす角は $(\pi - \phi_1)/2$ である。したがって $(-y_1)$ 軸と主一 I 境界面となす角は $\phi_1/2$ となる。ゆえに主一 I 境界面を示す直線を (x_1, y_1) 座標で与えると

$$\frac{x_1}{-y_1} = \tan \frac{\phi_1}{2}$$

となる。これを変形すれば表 2 に示されている式になる。

表 3 に示されている変換行列 A 、 B は、座標変換において一方の座標系の成分から他の座標系の成分へベクトル成分を変換する際にしばしば登場するもので、付図 2 のような座標系を考えれば容易に得られる。

使 用 記 号

C_D : 抵抗係数	[—]	y : x と z に垂直な座標	[m]
C_L : 揚力係数	[—]	z : 鉛直方向の座標	[m]
d : 粒子直径	[m]	X : 管軸方向の座標	[m]
D : 管内径	[m]	Y : 壁に垂直な座標	[m]
e : 反発係数	[—]	Z : X と Y に垂直な座標	[m]
F : 管断面積	[m ²]	α : 仮想壁面の迎え角	[rad]
F_1 : 主管から見た分岐管 I の入口投影面積	[m ²]	β : 異常反発におけるパラメータ, 式(2)	[rad]
F_{ru} : フルード数 $(\bar{u}/\sqrt{gD})$	[—]	γ : 異常反発におけるパラメータ, 式(2)	[rad]
g : 重力の加速度	[m/s ²]	δ : 異常反発におけるパラメータ, 式(2)	[—]
G : 粒子の質量流量	[kg/s]	ζ_B : 単相流における分岐損失係数	[—]
k : $3\rho_a/(4\rho_p d)$	[m ⁻¹]	ζ_s : 分岐部の付加圧力損失係数	[—]
K : 分岐管 I と主管の空気流量比 (Q_1/Q)	[—]	θ : 粒子の入射角	[rad]
L : 主管の長さ	[m]	μ : 摩擦係数	[—]
m : 混合比 (粒子と空気の質量流量比)	[—]	ρ_a : 空気密度	[kg/m ³]
dp_a : 気流による圧力損失	[Pa]	ρ_s : 粒子の密度	[kg/m ³]
dp_s : 粒子による付加圧力損失	[Pa]	ϕ : 分岐角	[rad]
Δp_B : 単相流における分岐損失	[Pa]	$\omega_x, \omega_y, \omega_z$: 衝突前の粒子角速度成分	[rad/s]
Q : 空気質量流量	[kg/s]	$\omega_x', \omega_y', \omega_z'$: 衝突後の粒子角速度成分	[rad/s]
u : 局所空気速度	[m/s]	添 字	
$\bar{u}$: 断面平均空気速度	[m/s]	0 : 主管	
U : $\sqrt{(u-\bar{x})^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2}$	[m/s]	1 : 分岐管 I	
V_x, V_y, V_z : 衝突前の粒子速度成分	[m/s]	2 : 分岐管 II	
V_x', V_y', V_z' : 衝突後の粒子速度成分	[m/s]	($\cdot$) : 時間微分を意味する。	
x : 管軸方向の座標	[m]		

引 用 文 献

- 1) 森川敬信, 辻裕: 機械学会論文集, 43—375, 4159(1978)
- 2) 辻裕, 森川敬信, 大嶋孝夫: 機械学会講演論文集, No. 820—10 (1982)
- 3) Morikawa, Y., T. Kondo, and T. Hiramoto: *Int. J. Multiphase Flow*, 4, 397 (1978)
- 4) Zenz, F.A. and D.F. Othmer: "Fluidization and Fluid Particle Systems," P. 140, Reinhold (1960)
- 5) Matsumoto, S. and S. Saito: *J. Chem. Eng. Japan*, 3—1, 83 (1970)
- 6) Matsumoto, S. and S. Saito: *J. Chem. Eng. Japan*, 3—2, 223 (1970)
- 7) Morsi, S.A. and A.J. Alexander: *J. Fluid Mech.*, 55—2, 193 (1972)
- 8) 谷一郎: 科学, 24—9, 405 (1950)

Authors' Abstract

Computer Simulation of Pneumatic Conveying —The Case of the Presence of Pipe Branches—

by

Yutaka TSUJI, Wataru SEKI and Yoshinobu MORIKAWA

(Department of Mechanical Engineering for Industrial Machinery,
Osaka University)

A numerical simulation calculating motion of individual particles was attempted for pneumatic conveying in the case of the presence of pipe branching. First, this paper summarizes the present method of simulation established for pneumatic conveying in a straight pipe and then explains coordinate transformation which must be made at the branching point. In the simulation the particles are assumed to be spherical, and the

effects of friction between the particles and pipe wall which occur at the moment of collision are calculated by the use of Coulomb's law. Calculation was made in accordance with the conditions of a previous experiment in order to compare the results directly. As a result, it was found that the present method gives a good agreement with experiment so far as particle distributions are concerned. The calculated distributions of additional pressure drop along the pipe show qualitatively the same tendency as the measurements, but quantitatively the calculated values are several times larger than the measured ones.

List of Figures and Tables

Fig. 1 Coordinate system	
Fig. 2 Collision between a particle and wall	
Fig. 3 Virtual wall of the abnormal bouncing model	
Fig. 4 Pipe branching	
Fig. 5 Details of the branching part	
Fig. 6 Pressure distribution along the pipe	
Fig. 7 Distributions of particles in the pipe cross section
($d=0.5$ mm, $\phi_1=45$, $\phi_2=30$, $K=0.53$)	Fig. 11 Relationship between the particle distribution and the ratio of air flow rates (cited from Ref. (3))
Fig. 8 Distributions of particles in the pipe cross section
($d=1.1$ mm, $\phi_1=45$, $\phi_2=30$, $K=0.53$)	Fig. 12 Distribution of additional pressure along the pipe ($d=1.1$ mm, Main pipe and branching pipe I)
Fig. 9 Distributions of particles in the pipe cross section
($d=3.0$ mm, $\phi_1=45$, $\phi_2=30$, $K=0.53$)	Fig. 13 Relationship between the coefficient of additional pressure drop and the loading ratio
Fig. 10 Relationship between the particle distribution and the ratio of air flow rates	Table 1 Change in translate velocity and angular velocity due to a collision
	Table 2 Equations of boundary surfaces
	Table 3 Transformation of particle location, translate velocity and angular velocity
	Table 4 Experimental conditions

SI との単位の比較 (熱伝導率)