粗大粒子の鉛直上昇方向管内固気二相流に関する研究*

田代博之^{*1}, 富田侑嗣^{*2}Flow of Coarse Particles of Mixed Densities
in a Vertical Upward Pneumatic PipeHiroyuki TASHIRO^{*3} and Yuji TOMITA^{*3} Kurume Institute of Technology, Dept. of Mechanical Engineering,
2228 Kamitsumachi, Kurume, Fukuoka, 830-0052 Japan

The experimental and numerical investigations were done in a vertical pipeline 8.5 m in height and with an inside diameter of 60 mm. The densities of particles are 982 kg/m³ and 2 193 kg/m³, respectively and both particles consist of spherical plastic balls 6 mm in diameter. The profiles of particle velocity and number flux of particles were measured by using a high-speed video camera. Several cases were studied in which the particles of two different densities were mixed for different mixing ratios and in which the uniform density particles were used separately. It is found that the mean velocity of large density particles is increased due to the collision with the small density particles of higher velocity with an increasing feed rate of particles, and that the relative velocity between two different particles is almost constant above a certain number feed rate of particles, and that for a given particle feed rate the larger the mixing ratio of large density particles is, the smaller the relative velocity is. It is also found that the additional pressure loss can be predicted by our simulation.

Key Words: Pipe Flow, Multi-Phase Flow, Numerical Analysis, Particles of Two Different Densities, Coarse Particles, Gas-Solid Flow, Flow Pattern

1. 緒言

固気二相流に関する諸現象の予測の必要性から最近ではそれに関する数値シミュレーションの研究が非常に多くなっている。しかしながら一方では粒子の流動様式等に関してまだ詳しく調べられていない流れも多い。例えば沈ら⁽¹⁾は単一粗大粒子を輸送することによって粗大粒子の場合は粒子と管壁との衝突が半径方向の粒子運動に対して気流乱れ、速度勾配などに比べ、より支配的な因子であることを示しており、また気流速度が最小輸送速度に近い場合、粒子は管壁に集中すること等も示した。また固液二相流の場合であるが青木ら^{(2),(3)}はサスペンションの管内層流では最大濃度半径位置は単一粒子の場合と同じく粒子レイノルズ数が1以下の場合はほぼ管軸、1.5以上では管壁、その中間では管軸と管壁との中間となり、粒子レイノルズ数によってほぼ一義的に決定されるとしている。同様に吉永ら⁽⁴⁾は単一粗大粒子に関して粒子位置の偏りは管内流のレイノルズ数と

粒子レイノルズ数が影響することは明らかであるがその原因は明らかでないと述べている。このように粒子運動に影響する因子として粒径、粒子密度、管径、気流速度等が挙げられるが何が支配的な因子であるかはまだ明確でないのが現状である。

本研究では粒径が同じで密度が異なる2種類の粗大粒子の個数混合割合を変化させた場合の流れに関して両密度粒子の速度や流束分布を高速ビデオを使用して調べる。同時に管軸方向の静圧分布を測定し粒子混入による付加圧力損失に関しても調べ、それらの結果と数値シミュレーションの結果との比較・検討を行う。

2. 実験装置および方法

図1に実験装置の概略図を示す。管路は鉛直に設置された透明アクリルパイプから成り、内径 60 mm、全長 8.5 m である。気流は送風機①によって管路の下端にあるノズル①から吸引され、粒子は管路の下端部にある供給装置②によって気流に添加される。粒子はサイクロン分離器⑦によって気流と分離・回収され、気流は鎮静室⑧、流量測定用の四分円ノズル⑨、流量調節用バルブ⑩、

* 原稿受付 2000年1月17日。

^{*1} 正員、久留米工業大学工学部(☎830-0052 久留米市上津町2228)。^{*2} 正員、九州工業大学工学部(☎804-8550 北九州市戸畑区仙水町1-1)。

E-mail: tashiro@cc.kurume-it.ac.jp

送風機⑪を通して大気中に放出される。粒子の単位時間あたりの供給個数はあらかじめ供給装置の供給口の面積を調節して指定個数が供給できるよう設定し、また供給開始から終了までの時間を測定し、粒子を回収して正確な値を求める。管軸方向の静圧分布は管路に 0.5 m 間隔で 16 点に設置された静圧タップ④を通しデジタル圧力計⑫によって測定され、A/D 変換器⑬を通してデータをコンピュータ⑭に取り込む。それらから必要なデータを取り出し、データ収録・解析用ソフトを使用して空気流量や管軸方向単位長さあたりの圧力損失、粒子を混入した場合の付加圧力損失を求める。使用した 2 種類の粒子はプラスチック球で表 1 に諸特性を示す。また互いを区別するために色分けしている。管路の下端から 5.9 m の高さに設置した高速度ビデオカメラ⑥で粒子群を撮影し、その結果を高速動体解析プログラムを内蔵したコンピュータのフレームメモリに取り込み個々の粒子の速度を求める。また撮影方向と 45 度に傾けた鏡⑤に映った粒子も同画面に撮影し、個々の粒子の管横断面内の位置を求める⁽⁶⁾(本実験では管横断面を同心円で 15 分割し、どの分割領域を通過するかを調べる)。これらの結果から粒子の速度分布と粒子の流束分布が求まる。なお、撮影位置での粒子群の分布は軸対称であり粒子の混入条件による影響は無いことを確認している。

Fig. 1 Experimental apparatus

3. 計算方法

粒子運動の計算や気流の計算方法等は著者らの従来⁽⁶⁾の方法と同じであるので以下に簡単に述べる。

Table 1 Properties of particles

Name	Large particle density	Small particle density
Diameter (mm)	6±0.05	6±0.08
Density (kg/m ³)	2192.8	981.5
Terminal velocity (m/s)	18.90	12.65

3・1 粒子運動の計算 粒子運動の計算において、粒子は気流の乱れに影響されない真球の粗大粒子と仮定し、粒子に働く力は流体抵抗、重力、Magnus 力と Saffman 力とする。粒子はラグランジュ法で計算する。管軸上向き方向に x 軸、水平面内に y, z 軸をとれば、粒子の運動を支配する式は次のように与えられる。

$$m\ddot{x} = C_D \frac{1}{2} \rho U_r (u - \dot{x}) S - mg \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$m\ddot{y} = -\frac{1}{2} \rho U_r S \left\{ C_D \dot{y} + C_L \frac{\omega_z}{|\omega|} (u - \dot{x}) + \frac{y}{n} \frac{4.1(u - \dot{x})}{U_r} \frac{v \left| \frac{\partial u}{\partial n} \right|}{\sqrt{v \left| \frac{\partial u}{\partial n} \right|}} \right\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$m\ddot{z} = -\frac{1}{2} \rho U_r S \left\{ C_D \dot{z} + C_L \frac{\omega_y}{|\omega|} (u - \dot{x}) + \frac{z}{n} \frac{4.1(u - \dot{x})}{U_r} \frac{v \left| \frac{\partial u}{\partial n} \right|}{\sqrt{v \left| \frac{\partial u}{\partial n} \right|}} \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$I\dot{\omega} = -\frac{1}{2} \rho \left(\frac{d}{2} \right)^5 |\omega| \omega \left(\frac{C_1}{\sqrt{R\omega}} + \frac{C_2}{\sqrt{R\omega}} \right) \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、m は粒子の質量、 C_D は抵抗係数、 C_L は揚力係数、 ρ は気流密度、S は粒子の断面積、g は重力加速度、n は $\sqrt{y^2 + z^2}$ で与えられる半径方向座標、 U_r は粒子と気流との相対速度の大きさ $\sqrt{(u - \dot{x})^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2}$ 、u は n での気流の管軸方向平均速度、 ν は気流の動粘度、I は粒子の慣性モーメント、 ω は粒子の角速度、 $R\omega = d^2 |\omega| / 4\nu$ 、d は粒径であり、 C_1 、 C_2 は Dennis らによる値⁽⁷⁾を使用した。 C_L には辻のモデル⁽⁸⁾を使用した。

粒子間および管壁との衝突後の粒子の速度や角速度の計算には衝突の全過程を通して滑る場合と衝突の途中で滑りが止む場合を考慮して衝撃方程式から求めている。また、粒子と管壁との衝突は正常反発とした。

なお、粒子間衝突判断およびその処理も既報⁽⁹⁾と同じである。

3・2 気流の計算 気流の主流方向の計算にはマージング法⁽¹⁰⁾を使用している。既報⁽¹¹⁾で示したように $k-\epsilon$ モデルを使用して気流の乱れに対する粒子の影響も調べることが可能であるが本実験では粒子の流動様式や付加圧力損失に着目しており気流の乱れは測定していないので乱流せん断応力は従来⁽⁶⁾と同じく単相流の混合長モデルによって求めた。固気間の相互作用は平均流レベルで考慮しており、粒子ソース項も従来と同じ方法⁽⁶⁾を使用しており、粒子間衝突や粒子と管壁との衝突による流体抵抗の変化も考慮している。

単位体積の気流が粒子群から受ける力を管軸方向単位長さあたりの圧力損失に対応すると考え、粒子群の定速域でのその圧力損失に管壁でのせん断応力から求められる管軸方向単位長さあたりの圧力損失を加えたものを全圧損失とし次式で計算する。

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{4\bar{\tau}_w}{D} - \bar{F}_{px} \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 D は管内径、 $\bar{\tau}_w$ は管壁でのせん断応力の平均値、 $\bar{F}_{px}$ は単位体積あたりの気流が粒子群から受ける力の管軸方向成分を示す。式(5)から単相流の場合の圧力損失を差し引いたものを定速域での付加圧力損失としている。

3・3 計算条件 主な計算条件を以下に示す。計算条件は出来るだけ実験条件と同じにするが、粒子の流入条件を厳密に同じにはできないので粒子の初期位置は管中心から半径の 0.5 倍の領域内に一様乱数を用いてランダムに設定し、初速度は管軸上向き方向に 1.0 m/s、 x 軸と y 軸方向にそれぞれ 0.2 m/s を与えた。また、各軸まわりに初期角速度 0.01 rad/s を与えた。粒径は両密度粒子とも 6.0 mm とし、粒子密度は実際の値を使用した。

粒子と管壁との反発係数と動摩擦係数には傾斜平板との衝突前後の粒子速度から算出する実験⁽¹²⁾を行い、得られた値を使用した。大密度粒子ではそれぞれ 0.75, 0.3, 小密度粒子では 0.87, 0.4。粒子間衝突に関しては反発係数を 0.9, 動摩擦係数を 0.4 と仮定した。

4. 結果および考察

結果は 2 種類の粒子をそれぞれ単独で輸送する均一粒子群の場合と小密度粒子に対する大密度粒子の個数混合割合（大密度粒子数：小密度粒子数） μ が 1:4, 1:1 と 4:1 の場合の粒子群を輸送した場合に関して述べる。単位時間あたりの混入粒子数 κ は 50/s, 150/s, 300/s, 最大は均一粒子群の場合、大密度粒子では 354/s, 小密度粒子では 460/s, $\mu=1:1$ の混合粒子では 410/s, $\mu=1:4$ と $\mu=4:1$ の混合粒子の場合はどちらも 400/s である。比

較の為にそれぞれの粒子を十分な時間間隔において 1 個ずつ輸送した場合に関しても実験を行い図 2, 図 6 中に示す。なお、本実験では管路の下端から 5.9 m の管横断面のどの分割領域を粒子が通過するかを調べて粒子流束を求めている。また各粒子は 5.9 m から約 0.1 m 上方まで追跡してその平均速度をその粒子の 5.9 m での速度とした。気流の平均速度は均一粒子群と $\mu=1:1$ の場合は $U_a=21.0\sim 22.4$ m/s（レイノルズ数 $Re=84000\sim 90000$ ）、 $\mu=1:4$ と $\mu=4:1$ の場合は $U_a=22.0\sim 23.1$ m/s（レイノルズ数 $Re=88000\sim 93000$ ）の範囲内である。

まず単一粒子のみを輸送した場合は両密度粒子の場合も沈らの観察⁽¹⁾と同じく粒子速度が小さい混入直後からある程度加速される迄は管壁付近を螺旋状に輸送されることを確認した。また、混入粒子数が増加してもある程度加速される迄は管壁付近を螺旋状に輸送される粒子があることを確認した。

4・1 粒子速度分布 図 2 は $\mu=1:1$, 図 3 は $\mu=1:4$ と 4:1 の混合粒子群の管横断面における粒子の速度分布を示す。横軸は各分割領域を通過した粒子の平均速度 u_p を平均気流速度 U_a で無次元化している。縦軸は管軸からの距離 r を管半径 R で無次元化している。混入粒子数が増加すると粒子間衝突により粒子と管壁との衝突数は増加し両密度粒子群とも平均的には速度の減少が予測される。しかし本実験条件ではどの個数混合割合の場合も混入粒子数 κ が増加すると実験とシミュレーションのどちらも小密度粒子群の速度はある程度まで減少するが大密度粒子群の速度の減少はほとんどみられず図 2 (b), (c) の比較から分かるように $\mu=1:1$ の実験では $\kappa=150/s$ までは逆に速度が若干増加していることが分かる（この場合のシミュレーション結果では $\kappa=300/s$ の場合大密度粒子群の平均速度は 2.87 m/s, $\kappa=400/s$ の場合では 2.97 m/s と若干増加している）。他の個数混合割合の場合も同様であった。これは小密度粒子の速度の減少の要因が管壁との衝突と速度が小さい大密度粒子との衝突による運動量の減少にあることを示しており、また本実験条件での大密度粒子は管壁との衝突による運動量の減少量よりも速度が大きい小密度粒子との衝突による運動量の増加量の方が大きいことを示している。その他、粒子が粒子間衝突や管壁との衝突により気流速度が大きい管中央部へ移動することによる管軸方向の速度の増加が考えられる。なお、混入粒子数が小さい場合はシミュレーションの値が実験値よりもかなり大きい。これは粒子数が小さい場合は実験では殆どの粒子が管壁近傍を輸送されるが本シミュレーションではうまく再現できなかったことが原因である。

図 4 は均一粒子群の場合の管横断面における粒子の

Fig.2 Profiles of axial particle velocity for mixed particles ($U_a=21.3 \sim 21.8$ m/s, $\mu=1:1$,
(a) Result of single particles (b) $\kappa=50/s$, (c) $\kappa=150/s$, (d) $\kappa=300/s$)

Fig.3 Profiles of axial particle velocity for mixed particles ($U_a=22.0 \sim 23.1$ m/s,
(a) $\mu=1:4$, $\kappa=50/s$ (b) $\mu=1:4$, $\kappa=400/s$ (c) $\mu=4:1$, $\kappa=50/s$ (d) $\mu=4:1$, $\kappa=400/s$)

Fig.4 Profiles of axial particle velocity for uniform particles ($U_a=21.0 \sim 21.9$ m/s, (a) Small density particles (b) Large density particle)

Fig.5 Nondimensional relative velocity of small density particles to large ones

速度分布を示す。どちらの粒子の場合も混入粒子数が増加してもその分布はほとんど平坦であり、また同じ粒子の場合ならば分布はほとんど同じになることが分かる。なお、シミュレーションの結果も同様の傾向であった。

図5は大密度粒子に対する小密度粒子の相対速度と混入粒子数との関係を示す。相対速度は U_a で無次元化している。なお、縦軸上には両密度粒子を1個ずつ輸送

した場合の速度差を参考として示している。実験とシミュレーションの結果には定量的には差があるが定性的には同じ傾向を示しており、本実験の場合では混入粒子数が約150/s付近までは相対速度は急激に減少するがそれ以降ではその変化は非常に緩やかであることが分か

Fig.6 Profiles of number flux of particles for mixed particles ($U_a=21.3\sim 21.8$ m/s, $\mu=1:1$,
(a) Result of single particles (b) $\kappa=50/s$ (c) $\kappa=150/s$ (d) $\kappa=300/s$)

Fig.7 Profiles of number flux of particles for mixed particles ($U_a=22.0\sim 23.1$ m/s,
(a) $\mu=1:4$, $\kappa=50/s$ (b) $\mu=1:4$, $\kappa=400/s$ (c) $\mu=4:1$, $\kappa=50/s$ (d) $\mu=4:1$, $\kappa=400/s$)

Fig.8 Profiles of number flux of particles for uniform particles ($U_a=21.0\sim 21.9$ m/s, (a) Small density particles (b) Large density particle)

る。また、同じ混入粒子数の場合は大密度粒子の混合割合が大きいほど相対速度は小さいことも分かる。図中に粒子間衝突を考慮しないシミュレーション結果も示すがその場合は混入粒子数を増加しても相対速度の変化は非常に小さい。このことから両密度粒子間の相対速度の変化の大きな要因が粒子間衝突にあることが分かる。

4・2 粒子流束分布 この場合の無次元粒子流束 N_i は次式で定義している。

$$N_i = \frac{n_i A_i}{N/A} \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 n_i は管横断面分割領域 A_i (m^2) を単位時間あたりに通過する粒子数 ($1/s$)、 N は管横断面 A (m^2) を単位時間あたりに通過する全粒子数 ($1/s$)。

図6, 7はそれぞれ図2, 3と同じ条件での無次元粒子流束分布を示す。混入粒子数が小さい場合(図6(a), (b))は両粒子とも多数が管壁近傍に集中しており、混入粒子数が増加すると共に(図6(c), (d))粒子が管中心部にも分散していくことが分かる。これは混入粒子数の増加と共に気流の速度分布が変化することも要因の一つと考えられるが、大きな要因としては粒子間衝突および粒子間衝突によって増加する管壁との衝突による粒子の半径方向速度成分の増加が考えられる。なお、数値シミュレーションの結果に関しては4・1節でも少し述べたように、どの場合も混入粒子数が小さい場合は無次元粒子流束分布は管中央部が大きく、混入粒子数が大きくなれば管壁近傍で若干大きいことを除けばほぼ平坦になっており、実験結果の傾向をうまくは再現しておらず更なる検討が必要である。

Fig.9 Additional pressure loss against mass flow rate ratio ($U_a=21.0\sim 22.4$ m/s, $\mu=1:1$)

Fig.10 Comparison of coefficient of additional pressure loss

図8は均一粒子群の場合の無次元粒子流束分布を示す。混合粒子群の場合に比べて分散量は若干小さいがどちらの粒子の場合も混入粒子数が増加すると共に管中心部にも分散していくことが分かる。

4・3 付加圧力損失 図9は質量流量比と付加圧力損失との関係を混合粒子群を $\mu=1:1$ で輸送した場合とそれぞれの粒子を単独で輸送した場合に関して示している。実験結果は小密度粒子の場合が他の場合の結果よりも若干小さいことを除けばほとんど同じである。シミュレーションの結果も実験と同様の傾向を示しているが小密度粒子の場合は明らかに他の場合の結果よりも小さいことが分かる。同一質量流量比で粒径が同じであれば密度が大きい方が付加圧力損失が大きいことはFlatowによるポリスチレンペレットでの実験結果⁽¹³⁾と同じ傾向である。なお、 $\mu=1:4$ と $4:1$ の実験結果は $\mu=1:1$ の場合とほとんど同じになり、本実験範囲では個数混合割合が付加圧力損失に与える影響は明確ではな

かった。

図10は定速域における実験とシミュレーションによる付加圧力損失 Δp の比較を示す。付加圧力損失が小さい場合を除けば両者の差はほぼ $\pm 30\%$ 以内であることから少なくともこの実験範囲では本シミュレーションによって付加圧力損失が予測できることが分かる。

5. 結 言

粒径が同じで密度の異なる粒子の個数混合割合を変化させた粒子群を鉛直上向き方向に輸送した場合の粒子速度や粒子流束、付加圧力損失を実験と数値シミュレーションによって調べた。その結果、本実験条件では混合粒子の場合、ある程度までは混入粒子数が大きくなれば大密度粒子の輸送方向の速度成分は小密度粒子との衝突によって増加することや両密度粒子間の相対速度がある程度までは急激に減少しその後は緩やかに変化すること、同じ混入粒子数の場合は大密度粒子の混合割合が大きいほど相対速度は小さいこと、本シミュレーションによって付加圧力損失が予測できること等が分かった。

最後に実験試料の粒子の手配に便宜を図っていただいた株式会社東京マルイの関係者に感謝の意を表す。

参考文献

- (1) 沈・辻・森川, 機論, 55-512, B(1989), 1045-1053.
- (2) 青木・黒崎・安齊, 機論, 44-382, (1978), 2026-2033.
- (3) 青木・安齊・奥村・河本, 機論, 44-384, (1978), 2726-2733.
- (4) 吉永・佐田富・牛丸・佐藤, 機論, 60-578, B(1994), 3230-3236.
- (5) Sakaguchi, T., Shakutsui, H., Tomiyama, A., Minagawa, H. and Kitani, S., Proc. Int. Conf. on Multiphase Flows '91-Tsukuba, 1(1991), pp.357-360.
- (6) 田代・彭・富田, 機論, 61-583, B(1995), 845-852.
- (7) Dennis, S.C.R., Singh, S.N. and Ingham, D.B., J. Fluid Mech., 101(1980), 275-279.
- (8) 辻, 空気輸送の基礎, (1984), 養賢堂, 95-96.
- (9) Tashiro, H. and Tomita, Y., Adv. Powder Technol., 2-3 (1991), 173-180.
- (10) Patankar, S.V. and Spalding, D.B., Int. J. Heat Mass Transf., 15(1972), 1787-1806.
- (11) 彭・富田・田代, 機論, 63-612, B(1997), 2645-2651.
- (12) 辻, 空気輸送の基礎, (1984), 養賢堂, 52-53.
- (13) Flatow, J., VDI-Forschungsheft 555 (1973).