水平管内流における固体粒子と気流の乱れの相互作用*

(粗粒子・微粒子の混合の影響)

田代博之^{*1}, 富田侑嗣^{*2}, 船津勝也^{*2}

Particle-Gas Turbulence Interaction in a Horizontal Pipe Flow (Effect of Mixing Fine Particles with Coarse Particles)

Hiroyuki TASHIRO^{*3}, Yuji TOMITA and Katsuya FUNATSU

^{*3} Kurume Institute of Technology, Dept. of Mechanical Engineering,
2228 Kamitsumachi, Kurume, Fukuoka, 830-0052 Japan

The influence of the multi-dispersed particles on the turbulence of air flow was examined by the use of a P. D. V. (Phase Doppler Anemometry) in a horizontal pipeline with inside diameter of 80 mm. The mean diameters of glass beads are 54.6 μm and 468.0 μm , respectively and both densities are 2590 kg/m^3 . It was found that the presence of fine particles suppressed the turbulence of air flow and it was predicted that the most effective mass flow rate ratio for that suppression existed. It is noteworthy that the turbulence of air flow in the case that a little of coarse particles mixed into the fine particles is more promotive than that in the case of coarse particles alone. Furthermore, it was found that the accelerative pressure loss in that case was larger than that in the case of the mono-dispersed particles.

Key Words: Pipe Flow, Multi-Phase Flow, Gas-Solid Flow, LDV, Turbulence

1. 緒言

固気二相流において固体粒子と気流との乱流構造の相互作用を明らかにすることはその複雑な流れの挙動の理解のため、また数値計算における乱流モデルの構築に際しても非常に重要であり、多くの研究がなされている。しかし、その相互作用にはレイノルズ数や粒径、相対速度、密度比、質量流量比、物理的特性などの関係する変数が多数あり、またそれらが互いに干渉した状態で関係しているために非常に複雑であり、まだ解明されていない多くの問題が残されている。

そのなかで流体の乱れに対する粒子サイズの効果に関して Hetsroni⁽¹⁾は相対速度と粒径に基づく粒子レイノルズ数 Rep を用い粒子と流体との相互作用を区分し、Tsuji et al.⁽²⁾のデータから $Rep \sim O(0.1)$ のときは粒子は気流の乱れを抑制し、 $Rep \sim O(1000)$ では乱れが増大し、 $Rep \sim O(100)$ では管横断面の場所によって粒子の効果が異なることを示した。また、Gore & Crowe⁽³⁾は粒径 d と乱流スケール(積分長さ、またはエネルギー渦のサイズ) le との比を用い粒子と流体との相互作用を区分し、 $d/le > 0.1$ のときは粒子は乱れを増大させ、 $d/le < 0.1$ では乱れを抑制するとした。

つまり彼らは微小粒子は乱れを抑制し、粗大粒子は増加させると結論した。

またその他の研究では例えば Bolio & Sinclair^{(4),(5)}は希薄二相流において粗大粒子の粒子間衝突を考慮した相互作用モデルを示し、乱れが増大することを示した。

しかしながら従来の研究は単分散粒子(1種類の粒子)で行われており、微小粒子と粗大粒子との混合粒子の場合における気流の乱れへの影響に関する研究は殆ど行われていない。従って本研究ではその混合した粒子群が気流に及ぼす影響に関して P.D.A. (Phase Doppler Anemometry)を使用して実験的に調べる。

2. 実験装置および方法

図1に実験装置の概略図を示す。循環圧送式空気輸送システムであり、測定管路は水平に設置された透明アクリルパイプから成り、管内径は $D=80\text{mm}$ である。実験で使用した2種類のガラスビーズの特性を表1に示す。最終自由落下速度は小さい粒子で約 0.24m/s、大きい粒子は約 5.3m/s である。ここでは粒径が小さい方を微粒子、大きい方を粗粒子、これらを混合したものを多分散粒子、混合しないものを単分散粒子と呼ぶ。ここでは特に微粒子に少量の粗粒子を混合した場合を

* 原稿受付 1999年6月7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

Fig. 1 Experimental apparatus

Table 1 Properties of particles

Mean diameter (μm)	54.57	468.0
Standard deviation (-)	0.113	0.117
Particle density (kg/m^3)	2590	2590
Refractive index (-)	1.51	1.51
d/le , ($le=0.05D$)	0.0136	0.117

調べる。測定管路の粒子供給装置⑤の位置から約 7.2m 下流の位置⑧において軸を通る鉛直断面の各点で P.D.A. を使用して気流のみの場合と粒子を混入した場合の気流と粒子の軸方向局所平均速度 u および気流の軸方向速度変動 $\sqrt{u'^2}$ を測定する。ここで、 u と $\sqrt{u'^2}$ は次式で計算される。

$$\sqrt{u'^2} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})^2} \quad (1)$$

$$\bar{u} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i \quad (2)$$

u_i は各測定点でトレーサーや粒子のサンプル速度、 N は各測定点での測定サンプル数である。なお、測定部での管軸方向の圧力分布は直線になっていることから流れは十分発達していることを確認している。P.D.A. は DANTEC 社の 60X series Fiber Flow で、後方散乱モードで次元測定した。レーザーは 4W の Ar イオンレーザーを使用した。フロントレンズの焦点距離は 160mm、交差角は 13.54° で、測定体積の球相当直径は約 $190\mu\text{m}$ である。トラバース方向の長さは約

0.39mm である。トラバースは二つのレーザー光線を管軸を含む鉛直面内において上の壁から下の壁まで行った。混入するトレーサには平均直径約 $4\mu\text{m}$ の塩化アンモニウムを使用し粒子供給装置の位置よりもブロー①側に設置したトレーサ供給装置④から混入する。粒子はサイクロン分離器⑩によって気流と分離され、トレーサを含んだ気流は大気中に放出され、粒子は電磁フィーダ⑭やロータリーフィーダ⑮等を通り再び試験管路へ供給される。実験は気流に対する粒子の質量流量比 m を 0.05, 0.1, 0.2, 管径基準のレイノルズ数 $Re=UD/\nu$ (U は管断面平均気流速度、 ν は気流の動粘度) を 42200 ($U=8.1\text{m/s}$), 84900 ($U=16.4\text{m/s}$), 158000 ($U=30.5\text{m/s}$) と変化させて行う。また多分散粒子の場合では $Re=84900$ において微粒子と粗粒子の質量混合割合を 10:1, 20:1 の 2 種類の場合に関して質量流量比を変化させて同様の実験を行うが、この場合は気流のみを測定する。なお、P.D.A. による速度測定において、トレーサ粒子と固体粒子からの速度の弁別は P.D.A. の粒径情報を用いて行った。

また、温度センサー、圧力計で得られたデータは A/D 変換器を通してコンピュータに入力され気流の流量や管路での圧力損失、壁面摩擦応力等が計算される。

3. 結果および考察

本実験の単相流の場合における管横断面での管軸方向速度分布は $1/7$ 乗則に従うことを確認している。

3・1 単分散粒子

図 2 に質量流量比 $m=0.1$ の場合の単相流と固気二相流の気流および粒子の速度分布を示す。縦軸は測定点位置 y を管径 D で割って無次元化しており、横軸は軸方向の気流と粒子の局所平均速度 u_f と u_p を断面平均空気速度 U で割って無次元化している。 $Re=42200$ では微粒子を混入した場合は気流も粒子も管上部で速度が増加し、管下部で速度が減少している。この場合、微粒子は管上部にはあまり分散せずに管底側に偏在して輸送されていることが原因である。また、本実験での微粒子は気流によく追従すること、一方、粗粒子はあまり気流に追従せずに粒子の速度分布も平坦に近い分布になっていることや同じ m であれば微粒子の方が気流に与える影響が大きいことも分かる。図 3 は $Re=42200$ の場合の軸方向速度変動の分布を示す。速度変動は U で割って無次元化している。後述する気流の乱れを抑制する微粒子でも、気流の速度分布が変形を受け、速度が小さくなっている管底側で逆に気流の乱れを増加していることが分かる。

(a) Re=42200, m=0.1

(b) Re=84900, m=0.1

(c) Re=158000, m=0.1

Fig.2 Profiles of velocity of air and particle

Fig. 3 Profile of fluctuating velocity of air flow
(Re=42200, m=0.1)

図4に本実験の単分散粒子の場合における気流の乱れ強さの評価を Hetsroni⁽¹⁾と同様の方法で示す。横軸は Hetsroni⁽¹⁾が用いた次式の粒子レイノルズ数である。

$$Rep = \frac{(u_f - u_p)d}{\nu} \quad (3)$$

ここで、 u_p ：粒子の局所平均速度、 d ：粒径。縦軸は単分散粒子の場合の各測定点での気流の軸方向速度変動 $\sqrt{u_f'^2}$ を単相流の場合の $\sqrt{u_{f0}^2}$ で割って無次元化したものである。縦軸の1以上の場合には単相流の場合よりも乱れが増加していることを示しており、1以下の場合には乱れが抑制されていることを示す。粗粒子を混入した場合は殆ど全ての場所で乱れ強さが増加しており、また微粒子を混入した場合は図2、3で述べたように管底流になる Re=42200, m=0.1 の場合を除き、ほぼ全ての場所で乱れ強さが抑制されていることが分かる。

Fig. 4 Turbulent intensity for mono-dispersed particles

図5は微粒子のみと粗粒子のみを混入した場合、レイノルズ数を Re=84900 に設定し、質量流量比を m=0.05, 0.1, 0.2 と変化させた場合の気流の無次元軸方向速度変動分布を示す。微粒子の場合でも混入することで気流の乱れが増加しているデータがいくつか見られるが、殆どの場合で気流の乱れを抑制していることが分かる。また m=0.1 の場合が最も乱れを抑制していることが分かる。つまり、質量流量比を増加すると共に乱れが抑制されるのではなく抑制の効果が最も大きくなる最適の質量流量比の値が存在することが分かる。これは辻らの測定結果^{(2),(6)}にも同様の傾向が見られる。一方、粗粒子を混入した場合は全て気流の乱れを増加していることが分かる。しかしながら、本実験範囲では乱れの増加に対する質量流量比の影響は明確ではない。

(a) Fine particles

(b) Coarse particles

Fig. 5 Profiles of fluctuating velocity of air flow
(Re=84900)

(c) m=0.2

Fig. 6 Profiles of fluctuating velocity of air flow
for multi-dispersed particles (Re=84900)

3・2 多分散粒子

図6はRe=84900に設定し、 $m=0.05$, 0.1 , 0.2 それぞれに関して微粒子と粗粒子との質量混合割合が10:1, 20:1の粒子群を混入した場合の気流の無次元軸方向速度変動分布を示す。また、比較のために単分散粒子の微粒子と粗粒子の場合の結果も同時に示している。質量流量比が $m=0.05$ と非常に小さい場合でも多分散粒子の場合は単分散粒子の粗粒子の場合と同じ程度に気流の乱れを増加していることが分かる。また本実験範囲では質量流量比が増加すると共に多分散粒子の場合は単分散粒子の粗粒子の場合よりも乱れが増加していることが分かる。特に管の下半分の部分で顕著である。ただし、乱れの増加の効果は微粒子と粗粒子との質量混合割合が10:1の場合の方が20:1の場合よりも大きくなっている。このように、気流の乱れを抑制する微粒子に乱れを増加する粗粒子を少量混合するだけで粗粒子のみの場合より、乱れを増加することが分かる。一つの要因としては、気流に追随している微粒子が粗粒子との衝突によって速度が小さくなり管底側への偏在が生じ軸対称に近い気流の速度分布が変形され、気流速度が小さくなる管底側では微粒子によって乱れが増加していると考えられるが、あくまでも推論であり主因を明確にするにはさらなる流れの詳細にわたる測定等が必要である。

図7はRe=84900での質量流量比と粒子の加速損失との関係を単分散粒子と多分散粒子の場合に関して示す。質量流量比が増加すると共に加速損失が大きくなっており、同じ質量流量比では微粒子のみの場合が粗粒子のみの場合よりも加速損失が大きいことが分かる。これはSiegel⁷⁾の実験結果と同じである。ここではさらに多分散粒子の質量混合割合が10:1の場合の加速損失が最も大きいことが分かる。Re=42200とRe=158000で $m=0.1$ の場合についても実験を行った

(a) m=0.05

(b) m=0.1

Fig. 7 Relation between mass flow rate ratio and acceleration pressure loss

が、同様の傾向になった。

なお、等速域での粒子混入による付加圧損に関しては単分散粒子と多分散粒子の場合の差は明確ではなかった。

4. 結言

水平管内固気二相流において多分散粒子群が気流に及ぼす影響に関して P.D.A.を使用して実験的に調べた。その結果、微粒子は気流の乱れを抑制するが最もその効果が大きくなる質量流量比が存在すること、また、

気流の乱れを抑制する微粒子に乱れを増加する粗粒子を少量混合するだけで粗粒子のみの場合よりもかなり大きくその乱れを増加すること、さらにその場合の粒子の加速損失が他の多分散粒子や単分散粒子の場合に較べて最も大きくなることが分かった。

なお本研究に協力いただいた、当時九工大院生の渡辺英次、信濃仁志の両君に感謝します。

参考文献

- (1) Hetsroni, G., Int. J. Multiphase Flow, 15-5 (1989), pp.735-746.
- (2) Tsuji, Y. and Morikawa, Y., J. Fluid Mech. Vol.120(1982), pp.385-409.
- (3) Gore, R.A. and Crowe, C.T., Int. J. Multiphase Flow, 15 (1989), pp.279-285.
- (4) Bolio, E.J., Yasuna, J.A. and Sinclair, J.L., AIChE Journal 41-61(1995), pp.375-388.
- (5) Bolio, E.J. and Sinclair, J.L., Int. J. Multiphase Flow, 21-6(1995), pp.985-1001.
- (6) 辻, 森川・他3名, 機論, 48-434, B(1982), 1901-1909.
- (7) Siegel, W., VDI-Forsch.-Heft 538(1970).