流れ方向に圧力こう配を有する二次元せん断流
における粒子挙動の検討*小林 啓 信*¹, 榎 谷 正 男*²
小 豆 畑 茂*¹, 森 田 茂 樹*³

Particle Dispersion in a Streamwise Pressure Gradient Mixing Layer

Hironobu KOBAYASHI, Masao MASUTANI,
Shigeru AZUHATA and Shigeki MORITA

Experiments were performed in a two-phase, streamwise pressure gradient plane mixing layer to study the behaviour of heavy particles in an intermittent shear flow. Velocity ratio was 0.377, and the high-speed side of inlet velocity was 10.5 m/s. Two types of particles, 30 and 50 μm glass spheres were fed into the low-speed stream. Particle and gas velocity statistics were obtained in flows subject to positive, neutral, and negative pressure gradient. These data, as well as flow visualization images, suggest that a negative pressure gradient rapidly develops particle organized motion induced by large-scale vortex. Streamwise pressure gradient does not affected to the ratio of the particle relaxation timeconstant and the large-scale eddy turnover time. Particle turbulent velocities show the similar profiles in these experiments. Transverse component of particle turbulent velocity in the mixing layer was observed to be 40% of the streamwise component. These data were well explained by the fact that particles have a response of about 63% for 100 Hz velocity fluctuation and transverse velocity has little energy in these frequencies.

Key Words: Turbulence, Multiphase Flow, Plane Mixing Layer, Large-Scale Vortex, Coherent Structure, Flow Visualization, Particle Dispersion, LDV

1. ま え が き

窒素酸化物(NO_x)の排出抑制は微粉炭燃焼の大きな課題であり、火炎内の NO_x の生成過程について多くの研究がなされている。 NO はバーナ出口近傍の着火領域で著しく生成し、着火領域後流の酸素濃度の低い領域で NH_3 や HCN によって還元される⁽¹⁾⁽²⁾。これらの低 NO_x 燃焼には着火の過程を詳細に検討する必要がある、著者らは燃料噴流と燃焼用空気の混合過程に着目し、二次元せん断流を用いて気体の混合ならびに粒子の挙動を検討している。

二次元せん断流はBrowand-Roshkoの可視化実験⁽³⁾で発見された組織渦を用いて大域的な構造を説明され、組織渦な混合層の発達過程、物質の拡散や反応に支配的な役割を演ずることが明らかになっている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。Cheinら⁽⁶⁾とChungら⁽⁷⁾はせん断流における粒子の分散を数値解析し、粒子の分散は粒子の緩和時間と組織渦の特性時間の比であるStokes数に強く依

存し、粒子はStokes数が1に近い条件で最も速く分散することを示した。この数値解析結果を参照して、粒子分散の実験結果は良く説明されている^{(4)(8)~(10)}。著者らは、粒子の主流直角方向の移動が組織渦と密接に関係していることを示し、また、Lzaroらによれば、混合層の境界に分布する粒子の平均粒径は組織渦によって粒子が移動するため大きくなる。

このように粒子の挙動は組織渦との関係で詳細に解析されつつあり、本報では、前報⁽⁹⁾の平行流路における混合層の検討に続き、圧力こう配のある流路に混合層を形成し、粒子の挙動を検討した。

2. 記 号

C: 混合比 (粒子質量流量/気体質量流量)

St: ストークス数 $= \tau/\tau_p$ $\langle U \rangle$: 主流方向の平均速度 $\langle V \rangle$: 主流直角方向の平均速度

X: 主流方向距離

Y: 主流直角方向距離

 $Y_0: \langle U \rangle = \langle U_2 \rangle + 1/2 \Delta U$ に等しくなる位置 d_p : 粒子径 $d\langle P \rangle/dX$: X方向の圧力こう配

f: 周波数

* 原稿受付 平成2年9月28日。

*¹ 正員, (株)日立製作所日立研究所 (☎319-12 日立市久慈町4026)。*² The Pacific Int. Center for High Tech Research(2875 S. King St. Honolulu, Hawaii 96826)。*³ 正員, パブコック日立(株)呉工場 (☎737 呉市宝町6-9)。

r : 入口における速度比 $= \langle U_1 \rangle / \langle U_h \rangle$

u' : 主流方向の速度変動

v' : 主流直角方向の速度変動

ΔU : 高速流と低速流の速度差 $= \langle U_1 \rangle - \langle U_2 \rangle$

δ : 混合層厚さ $(\langle U \rangle = \langle U_2 \rangle + 0.01 \Delta U \sim \langle U_2 \rangle + 0.99 \Delta U \text{ となる } Y \text{ 方向の距離})$

θ : 運動量厚さ $= 1/\Delta U^2 \cdot \int_{Y=-\infty}^{\infty} (\langle U_1 \rangle - \langle U \rangle) \cdot (\langle U \rangle - \langle U_2 \rangle) dY$

η : 規格化した主流直角方向距離 $= (Y - Y_0)/\theta$

ρ : 密度

τ : 組織渦の特性時間 $= \delta/\Delta U$

τ_p : 粒子の緩和時間 $= \rho p_d^2 / 18\mu$

添字

1: X における高速流

2: X における低速流

h : 高速流ノズル

l : 低速流ノズル

p : 粒子

3. 実験装置および方法

図1に測定部の構造を示す。断面積の収縮比が6:1の高速側ノズルと、3:1の低速側ノズルから噴出された空気は、分離板を介して測定部へ流入する。測定部

図1 測定部構造

は長さ 500 mm の長方形流路であり、90 mm 間隔で設置された 2 枚の窓と、上流側の一端を軸で固定された一組の可動側壁で形成される。流れ方向の圧力こう配は調節ねじによって可動側壁の角度を変えて設定される。本報の実験では、流路断面積が主流方向に増加する拡大流路、減少する縮小流路、一定の平行流路の 3 種類の流路を用いた。低速流側の側壁は鉛直方向に固定し、高速流側の側壁の角度を、 -5.4° (拡大流路)、 -0.5° (平行流路)、 $+3.6^\circ$ (縮小流路) に設定した。平行流路の側壁は、流れ方向の圧力こう配 $d\langle P \rangle/dx$ を最小にするため、わずかに広げた。側壁の支点はノズルから 25 mm にあり、この上流側はく形流路である。

実験は、ノズル出口の低流速 $\langle U_l \rangle$ と高流速 $\langle U_h \rangle$ の速度比 r を 0.377, $\langle U_h \rangle$ を 10.5 m/s として行った。速度比、およびその設定偏差はいずれの流路でも $\pm 1.5\%$ 以下である。装置入口における主流方向の平均速度 $\langle U \rangle$ と二乗平均速度 u' の偏差は、それぞれ $\langle U \rangle$ の $\pm 1, 0.5\%$ 以下である。分離板近傍の高速側および低速側の速度は、ブラジウスの層流境界層の速度分布を示す。運動量厚さ θ は高速流で 0.202 mm, 低速流で 0.267 mm である。

速度は熱線風速計と LDV で計測した。トラバース装置に組み込まれた熱線風速計のプロローブは、低速流の側壁の主流方向 X に 4 箇所設けた測定孔から測定部に挿入され、主流直角方向 Y に移動させた。プロローブを上流側に向けた L 字形サポートと、流れに直角方向に挿入する I 字形サポートを用い、ノズル直下 $X = 4 \text{ mm}$, $X = 90 \sim 370 \text{ mm}$ 間の 7 箇所を測定した。熱線風速計による測定値から、気体速度の諸統計量、速度のパワースペクトラムを算出した。パワースペクトラムはコサインテーパ形の窓関数を用い、FFT (Fast Fourier Transform) 解析により求めた。

表1は供試粒子の性状を示す。30, 50 μm 粒子にはガラスビーズ (日本粉体工業) を使用した。平均粒径 $d_p = 31.6, 50.8 \mu\text{m}$, 標準偏差 $\sigma = 2.48, 1.89 \mu\text{m}$ である。粒子の緩和時間 τ_p は、30, 50 μm 粒子について、それぞれ 7.31, 18.8 ms である。混合比 C は、流れの可視化時が 0.028 であり、速度計測時はこの値の約 1/2 であ

表1 供試粒子性状

	30 μm 粒子	50 μm 粒子
$\rho_p (\text{kg/m}^3)$	2490	2490
$d_p (\mu\text{m})$	31.6	50.8
$\sigma (\mu\text{m})$	2.48	1.89
$\tau_p (\text{ms})$	7.31	18.8

る。Shih ら⁽¹¹⁾によれば、 C が小さければ粒子の気相速度への影響は無視でき、粒子の干渉は 0.003 以下で無視できる。本実験の $C=0.014$ はこの値より大きい、この程度であれば粒子の干渉は小さく、熱線風速計で測定した気体速度は混相流の気相速度にほぼ等しいと考えられる。

4. 実験結果の検討

4.1 気体の速度分布 図 2 は無次元化した主流方向の静圧分布を示す。静圧は、側壁に設けた直径 0.4 mm の圧力孔で測定する直接法と、低速側自由流の全圧と平均速度の測定値から算出する間接法⁽¹²⁾で計測した。計測条件は、 $r=0.377$ で $\langle U_h \rangle = 10.5$ m/s と、 $r=0.446$ で $\langle U_h \rangle = 21.6$ m/s の 2 とおりである。静圧は次式(1)により

$$p^* = \frac{2[\langle P \rangle - \langle P_t \rangle]}{\rho_i \langle U_2 \rangle^2} \dots\dots\dots (1)$$

低速流ノズル出口の静圧との差を低速流の動圧で無次元化した。ここで、 ρ_i は低速流側ノズル内の気体密度である。直接法と間接法の測定結果は良く一致する。無次元化した静圧 p^* は、速度比や速度に依存せず、流路形状で決定される。圧力こう配 $d\langle P \rangle/dx$ は拡大流路で正、縮小流路で負、平行流路ではわずかに減少する。

図 3 は高速流ノズル入口の速度 $\langle U_h \rangle$ で規格化した気体の主流方向の平均速度 $\langle U \rangle$ の分布を各流路について示す。X 形熱線風速計を用い、 $X=130, 250, 370$ mm を測定した。Y が零の位置は分離板の端面であり、Y は高速流の方向を負とした。拡大流路では、混合層の低速流側の位置はほとんど変化せず、混合層は高速流の方向へ発達するのに対し、縮小流路の混合層は低速流の方向へ発達する。高速側と低速側の自由流

の速度は側壁角度で変化し、拡大流路の自由流速度は下流側ほど小さくなり、縮小流路では下流側ほど大きくなる。圧力こう配は低速側自由流の速度を高速側自

図 3 高速流速度基準の気体の主流方向平均速度

図 2 主流方向の静圧分布

図 4 規格化した気体の主流方向平均速度分布

由流よりも大きく変化させる。このため、速度差 ΔU は縮小流路で減少するのに対し、拡大流路では増加する。主流方向の平均速度の測定値をハイパボリックタンジェント曲線で近似して算出した混合層厚さ δ は、 $X=250$ mm で $d\langle P \rangle/dX > 0, \sim 0, < 0$ の順に 41.4, 37.9, 36.5 mm である。 δ の見積り誤差は ± 0.8 mm である。Masutani ら⁽¹³⁾ によれば、圧力こう配が負から正へ変化するにつれて組織渦の合体頻度は増加するため、拡大流路の混合層厚さはほかの流路形状に比べて速く大きくなる。

図 4 は、規格化した平均速度、 $[\langle U \rangle - \langle U_2 \rangle]/\Delta U$ 、と相似化変数 $\eta = (Y - Y_0)/\theta$ の関係を示す。ここで ΔU は $\langle U_1 \rangle - \langle U_2 \rangle$ であり、 $\langle U_1 \rangle$ と $\langle U_2 \rangle$ はある X における高速流と低速流の速度である。また、 Y_0 は $\langle U \rangle = \langle U_2 \rangle + \Delta U/2$ となる位置で、 θ は運動量厚さである。このような整理を行うと、規格化した平均速度の分布は、圧力こう配に影響されず、混合層の十分発達した領域で相似形になる。

$X=250$ mm の主流方向と主流直角方向の乱流強度 u', v' を図 5 に示す。データは η に対して u', v' を ΔU との比をとってプロットした。圧力こう配が負から正に変化するにつれて、 u', v' の最大値は小さくなる。しかし、速度スケール ΔU は圧力こう配によって変化するため、 u' の測定値は流路によらずほぼ等し

図 5 気体の乱流強度分布

く、 v' の測定値は正から負の圧力こう配の順に大きくなる。

4.2 粒子流れの可視化 図 6 はノズルから 100 mm までの可視化写真である。30 μm の粒子は低速流へ供給した。左図が縮小流路、右図は拡大流路である。せん断流はノズルから 50 mm まで Kelvin-Helmholtz の渦を生じ、この下流側で組織渦は合体する。約 75 mm までの粒子の高速流側の境界は、圧力こう配が正のときには直線状であり、負のときには波形になる。組織渦に誘起された粒子の“くし歯”状の運動⁽⁹⁾ は縮小流路で速く発達する。圧力こう配が負のとき、混合層は粒子を含む低速流の方向へ発達し、正のときには低速流から遠ざかる方向に発達する。混合層中心から離れた所を流れる粒子は、圧力こう配が正のときには粒子の慣性により低速流の方向に移動するのに対し、縮小流路では相対的に混合層中心の方向に移動し、より多くの粒子が混合層中心へ供給される。Chein らによれば、粒子の分散速度は粒子を混合層中心から流れに供給したとき大きくなる。これは縮小流路における粒子の可視化結果と良く対応する。

4.3 粒子の平均速度 30 μm 粒子の主流方向の平均速度 $\langle U_p \rangle$ の分布を図 7, 8 に示す。3種類の流路を用いて、 $X=60, 130, 250$ mm における粒子の速度を LDV で測定した。 $\langle U_p \rangle$ は $[\langle U_p \rangle - \langle U_2 \rangle]/\Delta U$ で規格化し、相似化変数 η との関係を示す。破線は規格化した気体速度であり、測定点は図 7 が $X=60 \sim 130$ mm, 図 8 が $X=250 \sim 370$ mm である。規格化した粒

図 6 粒子流れの可視化

子の速度 $\langle U_p \rangle$ は $X=60, 130 \text{ mm}$ で同じ分布になるが、 $X=250 \text{ mm}$ の分布は流路形状で変わる。 $X=60 \text{ mm}$ ではいずれの流路でも、 $\eta=1.5$ まで粒子速度は低速流の気体速度に等しく、粒子は組織渦の影響を受けずに運動している。破線の気体速度と粒子速度の差で示される相対速度は、 $X=250 \text{ mm}$ では拡大流路で最も小さくなる。 $X=250 \text{ mm}$ における速度差 ΔU は、正から負の圧力こう配の順に、6.71, 6.49, 6.24 m/s と小さくなる。粒子と気体の相互作用が小さい場合、粒子の運動はストークス力で記述でき、この力は粒子と気相の速度差の約二乗に比例する。混合層中心における気体の速度変動の大きさはほぼ $\Delta U/2$ であるから、下流側で ΔU の増加する拡大流路では粒子が最も早く気体速度に近付けると考えられる。

図9は粒子の主流直角方向の平均速度 $\langle V_p \rangle$ と圧力こう配の関係を示す。 $\langle V_p \rangle$ は粒子が低速流へ向かうときに正とした。 $X=130, 250 \text{ mm}$ で $d_p=30, 50 \mu\text{m}$ の $\langle V_p \rangle$ を測定した。 $2 \mu\text{m}$ 粒子の $\langle V_p \rangle$ は低速流から混合層に向かって単調に減少する⁽⁹⁾ のに対し、30, 50

μm 粒子の $\langle V_p \rangle$ は、圧力こう配、流れ方向の位置、粒子径に関係なく、混合層で最大値を示す。また、縮小および平行流路の規格化した粒子の平均速度 $\langle V_p \rangle$ は高速流側で相似形の分布を取るのに対し、拡大流路では $X=130 \text{ mm}$ と 250 mm で相似形の数値分布とならない。

低速流側 $\eta=6$ 付近の粒子の主流直角方向平均速度とその最大値との差は、 $X=130 \text{ mm}$ の $50 \mu\text{m}$ 粒子について、正、零、負の圧力こう配の順に、それぞれ ΔU の 2.7, 5.2, 6.3% になる。 $\langle V_p \rangle$ の最大値は混合層から低速流の方向へ戻される粒子を示しており、縮小流路は低速流側へ粒子を最も多く移動させると考えられる。これは、組織渦に誘起された粒子の“くし歯”状の運動が縮小流で速く発達することと良く一致する。

4.4 粒子の変動速度 図10は $X=130 \text{ mm}$ と 250 mm における $30 \mu\text{m}$ 粒子の主流方向の二乗平均速

図7 30 μm 粒子の主流方向速度

図8 30 μm 粒子の主流方向速度

図9 粒子の主流直角方向速度

度 u'_p の分布である。 u'_p の最大値は ΔU の約 15% であり、混合層の発達した領域における気体の乱流強度 u' の最大値とほぼ等しい。いずれの流路でも粒子はノズルから 130 mm で気体の速度変動に追随していると考えられる。

図 11 は、 $X=250$ mm における $50\mu\text{m}$ 粒子の u'_p , v'_p の測定結果である。 u'_p の分布はほぼ相似形になるが、拡大流路の低速流側の分布がほかの流路の結果と異なる。 v'_p は、負から正の圧力こう配の順に小さくなる。 v'_p は混合層内で u'_p の約 40% であり、 $\eta \sim 3$ より低速流側で u'_p よりも大きくなる。 $30\mu\text{m}$ 粒子と $50\mu\text{m}$ 粒子の $\langle V_p \rangle$ が高速流側で等しくなる領域で、 v'_p はほぼ同じ値を示すことから、粒子は組織渦の合体で生ずる強い流入力によって高速流へ巻き込まれると、その後は慣性によって高速流中を移動していると考えられる。

図 12 は組織渦の特性時間 $\delta/\Delta U$ の X 方向変化を示す。 $\delta/\Delta U$ は $X=100$ mm より下流で単調に増加し、流路形状によって最大でも ± 0.5 ms しか異ならない。Chung らによれば、粒子の散逸は粒子の緩和時間、

$\rho_p d^2 / (18\mu)$, と $\delta/\Delta U$ の比であるストークス数 St に大きく依存する。また、既報⁽⁹⁾ で示したように、 u'_p は St が 0(1) になると u' と同程度になり、粒子は気体に追随し始める。以上より、粒子の主流方向の平均速度は $X=250$ mm で流路形状によって異なるのに対し、気体の速度変動に対する粒子の応答は、ある X における St 数に差がないため、圧力こう配に影響されにくいと考えられる。

図 13 に、縮小流路の $X=250$ mm における気体速度 U , V のパワースペクトルを示す。 $\eta=4.03$ では、 U

図 10 $30\mu\text{m}$ 粒子の主流方向の変動速度

図 11 $50\mu\text{m}$ 粒子の変動速度

図 12 組織渦の特性時間と圧力こう配の関係

図 13 パワースペクトラム

と V のスペクトラムは測定周波数全域でほぼ等しい。30, 50 μm 粒子が気体の速度変動に 63% 追従する周波数は約 100 Hz である。粒子を動かせる周波数域の気体速度のエネルギーは U と V で同等であると考えられ、 v'_p と u'_p が $\eta=3$ でほぼ同程度になることと良く対応する。しかしながら、 v'_p が $\eta>3$ の低速流側で u'_p より大きくなることは、気体の速度変動に対する粒子の追従からだけでは説明できない。 v'_p の増加は、混合層の境界に達した粒子が組織渦に追従できずに慣性力によって低速流内を移動していることを示していると考えられる。一方、混合層中心 $\eta=0.05$ では、 V の低周波 (約 200 Hz 以下) のエネルギーは U の約 40% である。低周波のエネルギーの小さい V は U よりも粒子速度を変動させにくく、 v'_p が u'_p よりも小さいことを良く説明できる。

5. 結 言

主流方向に圧力こう配を有する二次元せん断流について、流れの可視化、粒子と気体の主流方向と主流直角方向の速度を計測し、以下の結論を得た。

- (1) 混合層の組織渦で生ずる“くし歯”状の粒子の運動は縮小流路で最も速く発達する。
- (2) 局所的な速度差で規格化した粒子の主流方向の平均速度はノズル近傍で圧力こう配に関係しない。
- (3) 低速流における粒子の主流直角方向速度とその最大値との差は圧力こう配が正から負の順に大きく

なり、縮小流路の粒子は組織渦によって最も多く低速流側へ移動する。

- (4) 組織渦の特性時間は流路形状に依存しにくいため、粒子の変動速度は圧力こう配に影響されない。

- (5) 混合層における気体の主流直角方向速度の約 100 Hz 以下のエネルギーは、主流方向の速度変動のエネルギーより小さいため、粒子の主流直角方向の変動速度は主流方向より小さくなる。

文 献

- (1) 橋戸・ほか 3 名, 機論, 55-517, B(1989), 2787.
- (2) Azuhata, S., ほか 5 名, *Proc. 21th Symp. (Int) Combust.*, (1986), 1199.
- (3) Brown, G. L. and Roshko, A., *J. Fluid Mech.*, **64**(1974), 775.
- (4) Lzaro, B. J. and Lasheras, J. C., *Phys. Fluids*, A, **1**-6(1989), 1035.
- (5) Masutani, S. M. and Bowman, C. T., *J. Fluid Mech.*, **172**(1986), 93.
- (6) Chein, R. and Chung, J. N., *AIChE J.*, **34**-6(1988), 946.
- (7) Chung, J. N. and Troutt, T. R., *J. Fluid Mech.*, **186**(1988), 199.
- (8) 安藤・ほか 3 名, 機論, 56-528, B(1990), 2189.
- (9) 小林・ほか 3 名, 機論, 56-528, B(1990), 2198.
- (10) Kobayashi, H., ほか 4 名, *Proc. 2nd Int. Symp. Transport Phenomena Turbulent Flows*, (1987), 693.
- (11) Shih, T. H. and Lumley, J. L., *J. Fluid Mech.*, **163**(1986), 349.
- (12) Choi, D. W., ほか 2 名, *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, **108**(1986), 39.
- (13) Masutani, S. M., ほか 4 名, *Proc. 6th Symp. Turbulent Shear Flows*, paper 10-2(1987).