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

Movement of Small Spheres in a Plane Mixing Layer

Hironobu KOBAYASHI, Masao MASUTANI,
Shigeru AZUHATA and Shigeki MORITA

Experiments were performed in a two-phase, two-freestream plane mixing layer to study the behaviour of heavy spheres in an intermittent shear flow. Particles with three different diameters were employed in these experiments. Comparisons are presented between data on streamwise and transverse components of particle and gas velocities. These data, as well as flow visualization images, suggest that the ratio of the particle time-constant τ_p and the large-scale eddy turnover time plays an important role in the cross-stream transport of a heavy dispersed phase. When the τ_p/τ was approximately 0(1), heavy particles began to move with gas flow. There exists movement of heavy spheres back toward the particle feedstream. The transverse component of large particle turbulent velocity, v' , in the interior of the layer was observed to be significantly smaller than the corresponding streamwise component, u' . $\langle v'^2 \rangle / \langle u'^2 \rangle$ reaches an asymptotic value, 0.2, around the high-speed side of the mixing layer.

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

1. ま え が き

流乱中の固体粒子の移動や拡散は数多くの工業分野に関与している。特に、微粉炭の燃焼器において、火炎の安定性及着火現象の解明には、バーナ出口近傍の燃料噴流とこれよりも高速な空気とのせん断流における粒子挙動の検討が重要である。

固体を含むせん断流に関する研究はレーザドップラ一流速計(LDV)などの計測技術の進歩とともに盛んになり、せん断流の詳細構造が明らかにされつつある。Yuu⁽¹⁾, Chung ら⁽²⁾および Kamalu ら⁽⁴⁾によれば、粒子の慣性を示す Stokes 数と混合層の組織的構造の時間スケールの比は粒子移動の重要な因子であり、また、Modarres ら⁽¹¹⁾および Hishida ら⁽³⁾は、粒子と気相の干渉を計測し、単位体積中の粒子重量が高くなると気体の速度変動は抑制されることを明らかにしている。著者らはせん断流での粒子挙動を解明するに当たり、流れ方向に圧力こう配を有するせん断流中の気体

の速度分布を計測し、圧力こう配による主流方向の速度変化は混合層の組織的構造である渦巻の合体に影響を及ぼすことを明らかにした⁽⁸⁾⁽⁹⁾。また、重い粒子の移動は、混合層の組織的構造と密接に関係していることを示した⁽⁵⁾。本報は、これに続いて、混合層内の粒子挙動と気体の速度変動との関係を検討した。

2. 記 号

C: 混合比(粒子質量流量/気体質量流量)

U: 主流方向速度 m/s

 $\langle U \rangle$: 主流方向の平均速度 m/s $\langle U_1 \rangle$: 高速側の自由流の平均速度 m/s $\langle U_2 \rangle$: 低速側の自由流の平均速度 m/s $\langle U_h \rangle$: 高速ノズルの平均流速 m/s $\langle U_l \rangle$: 低速ノズルの平均流速 m/s

V: 主流直角方向速度 m/s

 $\langle V \rangle$: 主流直角方向の平均速度 m/s

X: 主流方向距離 mm

Y: 主流直角方向距離 mm

 Y_0 : 混合層の中心位置 mm $a_0 \sim a_n$: 混合層速度分布の多項式近似関数の係数d: 粒子の平均径 μm r : 計測部入口の速度比 $\equiv \langle U_i \rangle / \langle U_h \rangle$

* 原稿受付 平成元年8月10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、パプコック日立(株)(呉市宝町6-9)。

- u' : 主流方向の変動速度の rms 値 m/s
 v_p : 粒子の終末速度 m/s
 v' : 主流直角方向の変動速度の rms 値 m/s
 ΔU : 高速流と低速流の速度差 $\equiv \langle U_1 \rangle - \langle U_2 \rangle$ m/s
 δ : 混合層厚さ ($\langle U \rangle = \langle U_2 \rangle + 0.01\Delta U \sim \langle U_2 \rangle + 0.99\Delta U$ となる Y 方向の距離) m
 η : 規格化した主流直角方向距離 $\equiv (Y - Y_0)/\theta$
 θ : 運動量厚さ $\equiv 1/\Delta U^2 \cdot \int_{Y=-\infty}^{\infty} (\langle U_1 \rangle - \langle U \rangle) \cdot (\langle U \rangle - \langle U_2 \rangle) dy$
 ν : 動粘性係数 m^2/s
 ρ : 気体の密度 kg/m^3
 ρ_p : 粒子の密度 kg/m^3
 σ : 粒子径の標準偏差 μm
 τ : 混合層の渦巻の特性時間 $= \delta/\Delta U$ ms
 τ_p : 粒子の特性時間 (Stokes 数) $\equiv d^2[(\rho_p/\rho) - 1]/(18\nu)$ ms

3. 実験装置および実験方法

3.1 実験装置 実験装置の構成は既報で紹介した⁽⁸⁾。図1は実験装置の概要を示す。空気は装置計測部の約5m下流に設置した吸引ファンによって取り込まれ、空気中のダストは風洞上流に設置した繊維フィルタで取り除いた。流入空気は二つの流れに分割され、それぞれ格子、ハニカムや金網によって整流された後、二次元ノズルで加速される。ノズル断面積の収縮比が6:1(高速側)と3:1(低速側)のノズルを使用した。ノズル出口断面は9×9cmのく形であり、これが3×9cmの高速ノズルと6×9cmの低速ノズルに分割される。ノズル外形はMorel⁽¹²⁾の提唱する三次曲線に一致させた。

分割された二つの流れは、収縮ノズルの出口に設けたナイフエッジ形の分離板(先端角度3.5°)を介して計測部に投入される。計測部は長さ50cmの長方形流路であり、9cm間隔で設置された2枚のパイレックス製(光学等級)の窓と、一端を軸で固定された一組の可動壁で形成される。流れ方向の圧力こう配は可動壁の角度で調節される。光学計測は流れの4方向から可能である。計測部出口の流れは小さな広がり角のディフューザで減速される。 $\phi 0.4$ mmの圧力測定孔は可動壁の中心線に沿って設けられ、切換弁を介し、圧電変換器に接続される。計測部の静止圧力の流れ方向の変化はこの測定孔を用いて測定した。空気温度は装置の入口に装着した銅-コンスタンタン熱電対で監視した。

3.2 実験方法および条件 計測部に流入する空気速度は、計測部後流に設けたサージタンクに流量調節弁を取付け、流入空気量を変化させて調節した。低速ノズルと高速ノズルの速度比 $r(\equiv \langle U_1 \rangle / \langle U_2 \rangle)$ は、低速流の整流風洞内にフェルトを配し風洞部の圧力損失を調節することにより、0.3から0.9の範囲を設定できる。低速側と高速側の噴出速度はLDVを用いて測定した。本報の実験は、高速流の噴出速度 $\langle U_2 \rangle = 10.87$ m/s、低速流 $\langle U_1 \rangle = 4.11$ m/s、 $r = 0.377$ の条件で行った。また、可動壁の角度は、流れ方向の圧力こう配が零に近づくように設定した。

3.3 気体速度の計測方法 気体速度は主に熱線風速計(Model 1011, Kanomax)で計算した。プローブはトラバース装置に組み込まれ、主流方向(X)に4箇所設けた測定孔から計測部に挿入され、主流直角方向(Y)に移動させた。プローブはL字形サポートを用いて上流側に向け、2種類のセンサ(単線: Model 0251, X形: Model 1241, Kanomax)を使用した。熱線風速計の出力電圧は信号増幅器(CA-206 L 2, NF回路設計)、遮断周波数4 kHzで24 dB/Octのローパスフィルタ(UF-4 NL, NF回路設計)、12 bit/10 VのA-D変換器(ADX-98 E, カノーブス電子)を介し、10 kHzの周波数で計算機に取り込んだ。

3.4 粒子速度計測方法 粒子速度は15 mWのHe-Neレーザを光源とする2ビームモード前方散乱のレーザドップラー流速計で計測した。拡大率2.27倍のビームエキスパンダと、光軸から約20°傾けたフォトマルで測定点の縮小を行い、強度 $1/e^2$ の寸法は $130 \times 130 \times 1700 \mu m$ である。主流方向速度 U と、これに直角方向の速度 V は、LDVの光学系を回転して計算した。光学系の回転角度は、主流直角方向速度の計測誤差に大きく影響する。本報の実験では、ビームを平

図1 実験装置概略

面に当てて得られる二つの光点を結ぶ直線と、流れの座標軸とのずれを $\pm 0.1^\circ$ 以下に押えた。これにより、変動速度の計測誤差は約1%以下となる。主流直角方向の速度の正負の判定には周波数シフトを用い、代表的なシフト周波数は2 MHzである。ドップラー周波数はカウンタ(Model 1071, Kanomax)で計測し、計算機へ出力した。

3.5 供試粒子性状と供給量 低速流に供給した粒子は、ドライアイスと温水で発生する $2\mu\text{m}$ の水滴と、 $30, 50\mu\text{m}$ の2種類のガラスビーズ(日本粉体工業)である。水滴の粒径はレーザ光の回折を応用した計測器(Particle Sizer, Malvern), ガラスビーズの粒径は倍率400倍のプロジェクタで計測した。供試粒子性状を表1に示す。標準偏差 σ は、 $2\mu\text{m}$ 粒子が0.99, $30, 50\mu\text{m}$ 粒子は2.48, 1.89 μm であり、いずれもほぼ均一粒径の粒子と考えられる。式(1)に示す粒子の特性時間,

$$\tau_p \equiv d^2[(\rho_p/\rho) - 1]/(18\nu) \dots\dots\dots (1)$$

いわゆる Stokes 数 τ_p は、 $2, 30, 50\mu\text{m}$ 粒子について、それぞれ 3.7×10^{-2} , 7.31, 18.8 ms である。

固体粒子はテーブルフィーダ(MFEV-1, 三協電業)で定量供給し、気流搬送で低速側の整流風洞へ導いた。搬送気体の流量は、約 $1.1 \times 10^{-3} \text{ N} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ であり、低速流の体積流量の約5.3%に相当する。粒子と気体の質量流量の比である混合比 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である。Shih⁽¹³⁾によれば、 C が小さければ粒子の気相速度への影響は小さく、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、熱線風速計で計測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。

Stokes 数の小さな $2\mu\text{m}$ の粒子は、気体流れへの追従性に優れるため、流れの可視化用トレーサ、ならびに $X=60\text{mm}$ の気体速度計測時の LDV 用シードとして使用した。

表 1 供試粒子性状

	$2\mu\text{m}$ 粒子	$30\mu\text{m}$ 粒子	$50\mu\text{m}$ 粒子
$\rho_p \text{ (kg/m}^3\text{)}$	996	2490	2490
$d \text{ (}\mu\text{m)}$	2.6	31.6	50.8
$\sigma \text{ (}\mu\text{m)}$	0.99	2.48	1.89
$\tau_p \text{ (ms)}$	3.7×10^{-2}	7.31	18.8
$v_p \text{ (cm/s)}$	3.6×10^{-2}	6.29	19.1

4. 実験結果および考察

4.1 流れの可視化 図2にストロボの単発光($\sim 10^{-5}\text{s}$)で可視化した $30\mu\text{m}$ 粒子の混合層を示す。図2の左側は、さらに高速度に $2\mu\text{m}$ の粒子を供給し、高速流の気相と低速流の粒子との関係を可視化した。 $2\mu\text{m}$ 粒子は、流れの時間スケールよりも小さい時定数($37\mu\text{s}$ のため)気体の動きに追従し、混合層の組織的構造(渦巻)を可視化している。ノズルに近い領域($X < 50\text{mm}$)では、 $30\mu\text{m}$ の重い固体粒子は気相の流れに追従せず、粒子の垂直方向の軌跡は Kelvin-Helmholtz の渦巻を突き抜けている。混合層が発達し、隣接した渦巻の合体が生ずる下流側($X > 50\text{mm}$)では、粒子の高速流側の境界は“くしの歯”状の形状を示す。可視化写真は混合層の組織的な渦巻が重い粒子の高速流への散逸に重要な役割を演ずることを示唆している。 $50\mu\text{m}$ 粒子でも同様の結果が得られた。

4.2 気体速度分布 図3は気体の主流方向平均速度 $\langle U \rangle$ の分布を示す。横軸 η は式(2)で相似化した主流直角方向の距離であり、 Y_0 は $\langle U \rangle = \langle U_2 \rangle + \Delta U/2$ と等しくなる点である。 θ は, Browand-Latigo⁽¹⁾の提唱した運動量厚さであり、式(3)で定まる。

$$\eta \equiv (Y - Y_0)/\theta \dots\dots\dots (2)$$

$$\theta \equiv 1/\Delta U^2 \int_{-\infty}^{\infty} (\langle U_1 \rangle - \langle U \rangle)(\langle U \rangle - \langle U_2 \rangle) dy \dots\dots\dots (3)$$

図 2 $30\mu\text{m}$ 粒子の混合層の可視化写真

縦軸の気体速度 $\langle U \rangle$ は、低速流の自由流 $\langle U_1 \rangle$ との速度差を、高速流と低速流の速度差 ΔU との比で表すことにより規格化した。このような整理を行うと、流れ方向に圧力こう配のある場合でも、せん断流の気体の速度分布はすべて相似形として取扱える⁽⁹⁾。

図3に示す速度分布は測定点によらずほぼ一様であるが、詳細に見ると、 $X=130$ mm を境として上流側と下流側で形状が異なる。上流側 ($124 \leq X \leq 130$ mm) はハイパボリックタンジェントの形状を示す典型的な混合層の速度分布である。これに対し、下流側 ($244 \leq X \leq 370$ mm) の速度分布は二つの偏曲点を有し、相似化した混合層の広がり小さくなる。この特徴は、非反応流れの気体濃度などのような保存スカラー量の平均値分布にも観察される⁽⁶⁾⁽⁷⁾。

運動量厚さや気体速度などの取扱いを容易にするため、図3に示した2種類の速度分布を式(4)で多項式近似し、最小二乗法で定めた係数を表2に示す。近似誤差は $\pm 0.7\%$ 以下であり、計測誤差内である。粒子と気体の相対速度は、粒子速度の測定値と式(4)で得られる気体速度との差から算出した。

$$\frac{(\langle U \rangle - \langle U_2 \rangle)}{\Delta U} = 0.5 \{ 1 - \tanh(a_0 + a_1 \eta + a_2 \eta^2 + a_3 \eta^3 + \dots + a_n \eta^n) \} \dots \dots \dots (4)$$

主流方向と主流直角方向の変動速度の rms 値、 u' 、

v' の分布を図4、5に示す。 u' は単線およびX形プローブ、 v' はX形プローブを用いて計測し、いずれも速度差 ΔU で無次元化した。 u' 、 v' の分布は図3の平均速度分布と同じように上流と下流で異なる。 $X=130$ mm より上流では、 u' と v' の形状はほぼ等しく、最大値も一致する。これに対し、 $X=130$ mm より下流で、 u' は上流側と等しい約0.16の最大値を示すが、混合層の境界で低くなる。 v' は混合層および自由流で低くなり、最大値は上流側の約60%である。

Mehta ら⁽¹⁰⁾によれば、 v' の減少は混合層における三次元の乱れの成長と関係する。正弦波の音圧などで強制的に発達する混合層(forced mixing layer)は、流れの二次元性を助長し、奥行き方向(z 方向)の乱れを抑制するため、 $v'/\Delta U$ は自然発達の混合層の約2から3倍の値を示す。本実験の混合層においても、 $X=130$ mm の v' は下流側に比べて高く、乱流構造は $X=130$ mm から 250 mm の間で二次元から三次元に発達したと考えられる。この乱流構造の次元数は、図3に示した $\langle U \rangle$ の分布が $X=130$ mm で変化したことと密接に関係すると考えられる。

4.3 粒子の主流方向の平均速度 低速流側に供給した $30 \mu\text{m}$ 粒子の主流方向速度の分布を図6に示

係数	$124 \leq X \leq 130 \text{ mm}$	$244 \leq X \leq 370 \text{ mm}$
a_0	-1.32337×10^{-2}	6.63603×10^{-3}
a_1	-4.02046×10^{-1}	-3.04364×10^{-1}
a_2	2.67801×10^{-2}	-2.53705×10^{-2}
a_3	-1.77779×10^{-2}	-3.02889×10^{-2}
a_4	-1.22660×10^{-3}	1.71827×10^{-3}
a_5	3.57165×10^{-4}	-4.07382×10^{-4}
a_6	1.49398×10^{-5}	-5.73097×10^{-5}

図3 気体の主流方向平均速度

図4 気体の主流方向の乱流強度分布

図5 気体の主流直角方向の乱流強度分布

す。計測は $X=60, 130, 250, 300$ mm の 4 箇所で行った。粒子の平均速度 $\langle U \rangle$ は、気体の低速流の平均速度 $\langle U_2 \rangle$ との差を、計測位置の自由流の速度差 ΔU との比で無次元化した。破線は $X=255 \sim 370$ mm の気体の平均速度を示す。LDV 計測のデータレートは図 6 中最左端の粒子データよりも高速流側で非常に低くなり、この点は混合層へ侵入した粒子の高速流側の境界を示す。粒子は流れの発達とともに低速流から高速流へ散逸し、 $X=250$ mm では混合層全体に粒子が存在する。混合層の粒子速度は気体速度より低い。特に、 $X=60$ mm では、粒子速度は $\eta=1.5$ まで低速流の気体速度に等しく、粒子は加速されない。

粒子と気体の相対速度 ΔU^* を式 (5) で定義し、 ΔU で

$$\Delta U^*(\eta) = [\langle U \rangle(\eta)]_{\text{gas}} - [\langle U \rangle(\eta)]_{\text{particle}} \quad \dots\dots\dots (5)$$

無次元化した結果を図 7 に示す。気体速度は式 (4) で多項式近似した速度分布を用いた。 $X=130, 250, 300$ mm において、混合層の低速側の境界と低速流の自由流で $\Delta U^*/\Delta U$ は負の値を取る。これは粒子の終末速度を示す。 ΔU^* は混合層の発達とともに減少し、特に、 $\eta \leq 0$ の混合層の高速流側で顕著である。 $X=300$ mm

図 6 30 μm 粒子の主流方向速度分布

図 7 30 μm 粒子の相対速度の主流方向変化

では、 ΔU^* は $\eta < -2$ でほぼ零であり、粒子と気体の平均速度はほぼ同じになる。一方、 $\eta \geq 1$ の低速流側の混合層における ΔU^* は下流方向へ移動してもほとんど同じであり、粒子は気体の流れに追随していない。 $X=300$ mm より下流側は計測部壁面と混合層の干渉を生ずるため、粒子の相対速度は気体のような漸近的な速度分布を得られなかった。50 μm 粒子の ΔU^* は 30 μm 粒子の ΔU^* に比べて大きい、類似の分布を示した。

図 8 は 30 μm 粒子の u' を示す。図 4 に示した気体の u' の分布は混合層の上流と下流とで二つの異なる形状を示した。これに粒子の u' は流れ方向の位置で異なる。 $X=130, 250$ mm における粒子の u' の最大値は気体の u' の最大値に近いが、 u' の分布形状は異なる。

可視化写真で示したように、混合層は流れ方向に発達する渦巻、いわゆる、組織的な構造を有する。渦巻は低速流から高速流側へ延びた流体と、高速流から低速流側へ延びた流体で形成されるため、粒子は渦巻の通過で気体速度の変動を経験する。しかしながら、粒子の質量は気体に比べて大きく、粒子は短い周期の気体の速度変動に追随しにくい。また、化学種のようなスカラー量にとって、混合過程における混合量の変化は組織的な渦の特性時間、 $\tau = \delta / \Delta U$ 、で特徴付けられる。このような観点から、粒子の追随性は粒子の特性時間 τ_p (Stokes 数) と渦巻の時間スケール τ の比 τ_p / τ が関係していると考えられる。Chung ら⁽²⁾の数値実験によれば、粒子の挙動は τ_p / τ に強く支配され、 $\tau_p / \tau \ll 1$ の微細粒子は空気の挙動に追随するが、 $\tau_p / \tau = 0(1)$ になると、組織的な渦巻は粒子を補足し、遠心力で混合層の外へ飛ばすため、粒子の散逸は混合層の発達よりも速くなる。

30 μm 粒子について特性時間の比 τ_p / τ を見積もると、 $X=60, 130, 250, 300$ mm において、 τ_p / τ はそれぞ

図 8 主流方向の乱流強度の流れ方向変化

れ 3.7, 2.1, 1.2, 1.02 となる。一方、粒子は低速流側 ($\eta > 1.5$) の混合層で $X=60$ mm まで加速されずに存在し(図 6 参照)、粒子の u' の最大値は $X=130$ mm で気体とほぼ等しくなる(図 8 参照)。これらのことから、粒子の気体への追従は、 $\tau_p/\tau=0(1)$ となる $X=60$ mm と 130 mm の間で開始すると考えられる。

4・4 粒子の主流直角方向の平均速度 粒子を含む燃焼器で、粒子と気体の相対的な移動は加熱された燃焼用空気への貫通に関係するため、主流直角方向の粒子挙動は重要な計測項目となる。図 9 に $X=130$ mm における $30\text{ }\mu\text{m}$ 粒子の主流直角方向速度の確率密度関数を示す。低速流の自由流から混合層へ移行するに従い、 V が正となる確率、すなわち、低速側の自由流へ向いて移動する確率は最初増加し、混合層の中心付近から減少する。

図 10 は $X=130$ mm における気体と $30\text{ }\mu\text{m}$ 粒子の $\langle V \rangle$ の確率密度関数を等頻度線で示す。領域を自由流 ($\eta \geq 6$)、混合層の圧力変動が自由流に影響する領域 ($4 \leq \eta \leq 6$)、混合層 ($-4 \leq \eta \leq 4$)、に分け、それぞれ領域 I、II、III とする。気体と粒子の確率密度関数は領域 I ではほぼ等しく、粒子は気体に同伴される。領域 II では、気体速度は混合層の圧力変動を媒体としてポテンシャル変動を受ける。粒子が気体流れに追従するならば、粒子の確率密度関数も気体と同様に正負の方向へ均等に広がるはずであるが、 V が正の大きな値を持つ粒子のみが多くなる。したがって、 V が正の粒子は領域 II にもともと滞留していたのではなく、混合層の渦巻が持つ遠心力で領域 III から混合層の外部に移動させられたものと考えられる。領域 III になると V が負の大きな値、すなわち、高速流方向へ移動する粒子が出現する。これは、粒子が低速流から高速流のほうへ移動する気体に乗ったためと予想される。

図 11 は $X=130$ mm における粒子の $\langle V \rangle$ と粒子径の関係を示す。粒子径は $2, 30, 50\text{ }\mu\text{m}$ であり、破線は気体速度を示す。気体の平均速度は、混合層で正の値を示す。これは、高速流側の気体が低速流の気体を加速するための気体の流れを示す。低速側気体の流れに追従する $2\text{ }\mu\text{m}$ の粒子は混合層で高速流の方向へ移動するのに対し、 $30, 50\text{ }\mu\text{m}$ の重い粒子は混合層内の中心付近では低速流方向に移動するが、 $\eta \leq -1$ になると高速流側へ動き出す。また、 $30, 50\text{ }\mu\text{m}$ の平均速度は $\eta \leq -0.7$ の高速流側で一致する。

図 12 は $X=250$ mm における $30, 50\text{ }\mu\text{m}$ 粒子の $\langle V \rangle$ の分布を示す。破線と一点鎖線はそれぞれ、図 11 で示した $X=130$ mm の $30, 50\text{ }\mu\text{m}$ の分布を示す。 $30\text{ }\mu\text{m}$ 粒子の $\langle V \rangle$ の最大値は、 $X=130, 250$ mm ではほ

図 9 移動方向速度の確率密度関数

図 10 気体と粒子の確率密度関数の等頻度分布

図 11 移動方向の平均速度と粒子径の関係

ば同じであるが、 $50\text{ }\mu\text{m}$ 粒子は $X=250\text{ mm}$ の下流のほうが高い。また、 $\eta \leq -0.7$ の $\langle V \rangle$ は計測位置によらず同一の分布を示し、速度分布は混合層の高速流側で相似である。ほぼ同条件の既報⁽⁵⁾の計測では相似の速度分布を得られなかった。これは実験精度に関係していると考えられる。 $\langle V \rangle$ は $\langle U \rangle$ の約 $1/50$ であるため、計測誤差 10% を得るには、LDV の測定点の干渉じま計測軸の関係は 0.1° 以下で一致しなければならない。既報の設定誤差は約 0.3° である。

粒子径の影響は v' の分布に顕著に現れる。図 13 は、 $X=130\text{ mm}$ の $2, 30, 50\text{ }\mu\text{m}$ 粒子の v' を示す。破線は気体の分布である。粒子が $2\text{ }\mu\text{m}$ から $50\text{ }\mu\text{m}$ に増加するに従い、混合層の v' は減少する。二つの重い粒子の $v'/\Delta U$ は混合層の高速流側でほぼ一定値を示す。図 14 は $X=130\text{ mm}$ の粒子の u', v' の分布を示す。破線は図 3 で示した気体の u' の分布である。二つの粒径の粒子とも、主流方向 u' の最大値は気体と同程度であり、 v' の最大値の約 2 倍となる。一方、低速流と混合層の境界 ($4 \leq \eta \leq 6$) では v' は u' より高くなり、この領域より低速流側の自由流では u' と v' の値はほぼ等しくなる。

粒子の速度変動と 4・2 節で示した乱流構造との関係

図 12 移動方向の平均速度の流れ方向変化

図 13 移動方向の乱流強度と粒子径の関係

を検討するため、変動速度の二乗平均値の比 $\langle v^2 \rangle / \langle u^2 \rangle$ で整理し、結果を図 15 から図 17 に示す。図 15 は $X=130\text{ mm}$ 、図 16 は $X=250\text{ mm}$ の分布であり、破線は気体の分布を示す。いずれの粒径の粒子も、 $\langle v^2 \rangle / \langle u^2 \rangle$ は混合層の中心で低く、低速流の境界で高い。既報⁽⁹⁾で示した気体の $\langle v^2 \rangle / \langle u^2 \rangle$ と類似の傾向を示すが、分布は $2\text{ }\mu\text{m}$ の軽い粒子と、 $30, 50\text{ }\mu\text{m}$ の重い粒子の二つに分かれる。 $2\text{ }\mu\text{m}$ の粒子と気体の分布の差はシードバイアスであり、これは低速流にのみ $2\text{ }\mu\text{m}$ の粒子を供給したために生じた。上流側の

図 14 主流方向と移動方向の乱流強度の比較

図 15 乱れエネルギーの比と粒子径の関係 ($X=130\text{ mm}$)

図 16 乱れエネルギーの比と粒子径の関係 ($X=250\text{ mm}$)

図 17 50 μm 粒子の乱れエネルギーの流れ方向変化

$\langle v^2 \rangle / \langle u^2 \rangle$ の最小値(図 15)はほぼ 1 に近いが, 流れの構造が三次元になる下流側(図 16)では約 0.5 である。30, 50 μm 粒子の $\langle v^2 \rangle / \langle u^2 \rangle$ の値は混合層の中心部で約 0.2 と低く, 混合層の境界で気体とほぼ等しくなる。

図 17 は 50 μm 粒子の $\langle v^2 \rangle / \langle u^2 \rangle$ の流れ方向の変化を示す。いずれの測定点でも高速流側の最小値は等しく, 低速流側で最大値を有する。この最大値の位置は下流側に向かうにつれて低速流側へ移動する。また, $\langle v^2 \rangle / \langle u^2 \rangle$ が約 0.2 の一定値を示す所は, 図 12 で示した $\langle V \rangle$ が相似形の分布を示す領域と良く一致する。重い粒子の $\langle v^2 \rangle / \langle u^2 \rangle$ の最大値は, 気体の $\langle v^2 \rangle / \langle u^2 \rangle$ の最大値とは異なる機構で生じたと考えられる。気体の場合, 混合層の速度変動が圧力を介して低速流側へ伝ばし, 乱れの二次元性が助長されるためである。粒子の場合には, 図 17 に示すように $X=60\text{ mm}$ における最大値が混合層の内部に存在する。また, 図 10 に示したように, ここでは低速流側に移動する粒子の速度が増加することから, $\langle v^2 \rangle / \langle u^2 \rangle$ の最大値は混合層の渦巻による遠心力で低速流側へ移動させられた粒子と関係すると考えられた。

粒子の速度変動は気体の流れへの追従性の違いによって生じ, 粒子の $\langle u^2 \rangle$, $\langle v^2 \rangle$ は, 気体の乱流エネルギーの周波数特性と密接に関係すると考えられる。粒子の気体への追従はほぼ Stokes 則で記述され, 30, 50 μm の粒子が気体の速度変動に 63% 追従する周波数は約 100 Hz 以下である。気体速度のパワースペクトラムの計測結果⁽⁹⁾によれば, 混合層中心部において, 100 Hz 以下の主流直角方向の変動エネルギーは主流

方向の約 1/4 から 1/5 であり, 混合層の高速流側の $\langle v^2 \rangle / \langle u^2 \rangle$ が約 0.2 の一定値を示したと良く一致する。

5. 結 論

粒子を含む二次元せん断流の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) 粒子挙動は混合層の組織的な渦巻の特性時間 τ と粒子の特性時間(Stokes 数) τ_p の比 τ_p/τ に支配され, 30, 50 μm の粒子は混合層が発達し $\tau_p/\tau=0(1)$ になると気体速度に追従し始める。

(2) 30, 50 μm の粒子が気体の速度に追従を開始すると, 粒子は渦巻の遠心力を受け, 混合層から粒子を供給した低速流側へ移動する。

(3) 30, 50 μm の主流直角方向の平均速度は, 混合層の高速流側で相似の速度分布を持つ。

(4) 30, 50 μm の主流直角方向と主流方向の変動速度の二乗平均値の比 $\langle v^2 \rangle / \langle u^2 \rangle$ は, 粒径と計測位置によらず混合層の中心部で約 0.2 の一定値を有し, 気体の $\langle v^2 \rangle / \langle u^2 \rangle$ の約 1/2 である。

文 献

- (1) Browand, F. K. and Latigo, B. O., *Phys. Fluids*, **22**, (1979), 1011.
- (2) Chung, J. N. and Troutt, T. R., *J. Fluid Mech.*, **186**, (1988), 199.
- (3) Hishida, K., ほか 3 名, *Proc. 4th Int. Symp. Applied Laser Anemomet Fluid Mech.*, (1988), 3, 17.
- (4) Kamalu, N., ほか 4 名, *Proc. Cavitation and Multiphase Flow Forum*, (1988).
- (5) Kobayashi, H., ほか 4 名, *Proc. 2nd Int. Symp. Transport Phenomena Turbulent Flows*, (1987), 693.
- (6) Konrad, J. H., *Project SQUID Tech. Rep.*, CIT-8-PU, (1976)
- (7) Masutani, S. M. and Bowman, C. T., *J. Fluid Mech.*, **172**, (1986), 93.
- (8) Masutani, S. M., ほか 4 名, *Proc. 6th Symp. Turbulent Shear Flows*, Paper 10-2, (1987).
- (9) Masutani, S. M., ほか 4 名, *J. Fluid Mech.*, に投稿予定.
- (10) Mehta, R. D., ほか 3 名, *Phys. Fluid*, **30**, (1987), 2054.
- (11) Modarress, D., ほか 3 名, *AIAA J.*, **22**-5, (1984), 624.
- (12) Morel, T., *J. Fluids Eng.*, **97**, (1975), 225.
- (13) Shih, T. H. and Lumley, J. L., *J. Fluid Mech.*, **163**, (1986), 349.
- (14) Wen, F., ほか 3 名, *Proc. 3rd Int. Symp. Refined Flow Model. Turbulent Measure.*
- (15) Yuu, S., ほか 3 名, *AIChE J.*, **24**-3, (1978), 509.