十字形ノズルから流出する三次元噴流*

(第4報, 統計的性質)

藤田 重隆^{*1}, 大坂 英雄^{*2}, 上野 五郎^{*1}

Three-Dimensional Jet Issuing from the Cruciform Nozzle (4th Report, Statistical Characteristics)

Shigetaka FUJITA, Hideo OSAKA and Goro UENO

Statistical characteristics of a three-dimensional jet issuing from a cruciform nozzle have been examined experimentally to clarify the feature of the present flow field due to the secondary flows. In the extent of $x/d \geq 50$ where the mean velocity profile U/U_{ox} shows the similarity, the ratio of the integral length scales L_u/L_v on the x axis takes a constant value. In the relatively upstream extent, both the skewness factors $S(u)$ and $S(v)$ show a negative value, while both the flatness factors $F(u)$ and $F(v)$ take a positive one. The turbulent large eddy structure imagined from the space-time correlation is significantly different at each location in the whole cross section.

Key Words: Turbulence, Jet, Cruciform Nozzle, Probability Density Function, Space-Time Correlation, Power Spectrum

1. 緒 言

著者らは、既報^{(1)~(3)}において、十字形噴流の平均流構造および乱流構造の変化と、それと関連する運動エネルギーの輸送過程について報告した。これらより、本流れ場の特徴が二次流れに起因し、結果として平均ひずみ速度および変動ひずみ速度が非等方的となり、したがってエネルギー方程式の各項の分布が流れ場の局所位置に対応した特徴を示すことを明らかにした。この二次流れにより変形した乱流渦構造は、本流れ場の時空間相関、確率密度関数およびスペクトル分布を変化させることが予想されるため、統計量の変化から本流れ場の特徴を調べることは乱流モデルの構築の上からも意義あるものと考えられる。

これまで乱流噴流の統計量に関するものとしては、Bradbury⁽⁴⁾およびEverittら⁽⁵⁾による二次元噴流、Wynnanskiら⁽⁶⁾およびRiberioら⁽⁷⁾による軸対称噴流および中村ら⁽⁸⁾による正方形噴流について報告されている。また本流れ場と同種の二次流れを有する長方

形噴流について、土屋ら⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾およびMarstersら⁽¹¹⁾により平均流および乱流量について報告されている。しかし上述したいずれの報告においても、二次流れに着目した議論はなされていない。これに対し、Quinnsらは有限長十字形噴流の報告⁽¹²⁾の中で、彼らの以前の長方形噴流の結果⁽¹³⁾を引用し、流線の曲りが横方向の圧力こう配を増加させこれが噴流長軸端での平均速度の最大値を生み、さらにプラントルの第一種の二次流れを生じさせると推測している。しかし、二次流れの実験による検証は行っていない。

以上のことを踏まえ、本報では二次流れのために変形した流れ場の構造が自己相関、確率密度関数、時空間相関およびスペクトル分布より調べられ、これより本流れ場の特徴が明らかにされた。

既報^{(1)~(3)}と同一の記号の多くは本文中で示し、本報で新たに加わった主な記号を以下に示しておく。

x, y, z : 十字形ノズルの出口中心を原点とする直角座標系

x, y', z' : (x, y, z) 座標系を x 軸回りの時計方向に 45° 回転させた直角座標系

R_{uu}, R_{vv}, R_{ww} : x, y および z 軸方向の変動速度成分の自己相関関数

$R_{v'v'}, R_{w'w'}$: y' および z' 軸方向の変動速度成分の自

* 平成元年3月9日 中国四国支部第27期総会講演会において講演、原稿受付 昭和63年8月16日。

^{*1} 正員、徳山工業高等専門学校 (〒745 徳山市久米高城 3538)。

^{*2} 正員、山口大学工学部 (〒755 宇部市常盤台 2557)。

自己相関関数

L_u, L_v : 変動速度成分 u および v の積分特性距離

k : 波数 cm^{-1}

$E_{uu}(k)$: u 成分一次元パワースペクトル密度関数

添 字

q : y 軸上の乱流運動エネルギー最大位置

q' : y' 軸上の乱流運動エネルギー最大位置

ox : x 軸上

o : 二次元的領域 ($y/d=0, z/d=60$)

m : y 軸上移動プローブ

m' : y' 軸上移動プローブ

2. 実験装置および方法

使用した実験装置, 設定レイノルズ数および測定範囲は既報^{(1)~(3)}と同じである。乱流量の測定には, 受感部の直径 $5 \mu\text{m}$, 長さ 1 mm のタングステン線による I 形熱線プローブとそれらの線間隔が 1 mm の X 形熱線プローブおよび定温度形熱線風速形 (DISA 56 C 17, 56 N 21) を使用した。

自己相関関数, 確率密度関数およびパワースペクトルなどの流れ場中の一点での統計量の測定に関しては, X 形プローブからの信号を使用した。一方, 異なる二点間の時空間相関の測定に関しては, 2 本の I 形プローブからの信号を使用した。各統計量の計算は, 熱線プローブからの信号を, 周波数応答特性 10 kHz で一度アナログデータレコーダ (TEAC XR 510) に記録し, その後再生して A.D. 変換した後, パーソナルコンピュータ (H.P. 9000 モデル 330) に入力して実行した。

確率密度関数の演算は, 約 6.5 秒の信号を 10 kHz で A.D. 変換して取り込み, 演算を実行した (予備実験で, 6.5 秒の信号長で計算精度は十分と判断した)。自己相関関数およびパワースペクトルの演算は, 散逸尺度を考慮し 10 kHz までの分解能を得るため, 約 6.5 秒の信号を 20 kHz (エリアシングを避けるため) で A.D. 変換して取り込み, 演算を実行した。時空間相関の演算も, 2 チャンネルで約 6.5 秒の信号を 20 kHz で A.D. 変換して実行した。

3. 実験結果および考察

3.1 自己相関および乱れの尺度 流れの任意の一点における変動速度 u の時間遅れ τ に対する自己相関関数は,

$$R_{uu} = \overline{u(t)u(t+\tau)} / \{\overline{u^2(t)u^2(t+\tau)}\}^{1/2} \dots (1)$$

で定義される。同様にして y および y' , z および z' 軸方向の変動速度 v および v' , w および w' の自己相関

関数は, それぞれ R_{vv} および $R_{v'v'}$, R_{ww} および $R_{w'w'}$ として表される。また, u および v 変動速度成分の積分特性距離は下式で示される。

$$L_u = U^* \cdot \int_0^\infty R_{uu}(\tau) d\tau \dots (2 \cdot a)$$

$$L_v = U^* \cdot \int_0^\infty R_{vv}(\tau) d\tau \dots (2 \cdot b)$$

ここで, U^* は大渦の対流速度であるが局所平均速度 $U^{(14)}$ を用いている。また積分の上限値はゼロクロス時間としている。図 1 は, ノズル幅 d で無次元化した L_u および L_v の x 軸上の流れ方向変化を示す。まず, L_u/d の分布を見ると $x/d=20$ までほぼ一定値を示すが, $x/d \geq 30$ で増加し, 下流において $(x/d)^{0.90}$ に比例して増加している。ここで, L_u/d が増加し始める位置は, 噴流中心において乱れ強さが最大値をとる位置⁽²⁾である。一方, L_v/d は $x/d=30$ まで減少してそこで最小値をとり, その後増加し下流において $(x/d)^{0.91}$ に比例して増加している。ここで示した L_v/d の最小値と二次流れとの関係は不明である。 L_u/d と L_v/d の増加割合は, y' 軸上の半値幅 b'/d の増加割合⁽¹⁾とほぼ同じである。また, y' 軸上の平均速度分布が相似性を示す $x/d \geq 50^{(1)}$ で $L_u/L_v=2.2$ の一定値をとっており, x 軸上の大渦が流れ方向に伸びた形をしていることがわかる。

図 2 (a), (b) および図 3 (a), (b) は, それぞれ二次流れの影響が顕著に現れる $x/d=20$ 断面と平均速度および乱流量が相似性を示す $x/d=100$ 断面の y および y' 軸上の自己相関分布 (R_{uu} , R_{vv} および $R_{v'v'}$, R_{ww} および $R_{w'w'}$) の横方向変化 (Townsend の長さの尺度 l および $l'^{(1)}$) を用いて無次元化) を示す。 $x/d=20$ 断面の y 軸上の分布は, 3 種類の分布とも y/l の増加につれ分布の広がりおよびゼロクロス時間の値とも大きくなっている。なお, 噴流中心領域でほぼ同じ分布であった R_{vv} と R_{ww} の分布は, y/l の増加につれ R_{ww} の広がりが大きくなっている。一方, y' 軸上の分布も,

図 1 積分尺度の流れ方向変化

y 軸上の分布傾向とはほぼ同じである。ただし、 y'/l' が大きい領域で $R_{v'v'}$ と $R_{w'w'}$ はほぼ等しい。 y 軸上と y' 軸上の分布の広がりを比較すると、噴流中心付近ではほぼ同じであるが、中心より離れると y' 軸上のほうがかなり大きくなっている。次に、 $x/d=100$ 断面の結果をみると、 y および y' 軸上とも $x/d=20$ 断面の結果と比較して分布傾向は同じであるがその広がりが大きくなっており、流れ場が発達していることがわかる。このように相似領域⁽¹⁾の分布が、二次流れの影響が大きい上流のそれと比べ、分布傾向に大きな違いがないことは興味深い。

次に、大渦の尺度の変化を調べるため積分特性距離の y および y' 軸上の分布の下流方向変化を図4に示す。ここでは、代表として u 速度変動の積分特性距離 L_u のみを示す。図中縦軸は流れ場の寸法と比較するため、半値幅 b_m , $b'^{(1)}$ で無次元化している。 y 軸上の分布をみると、 $x/d=20$ 断面で局所位置により若干の変化はあるものの、すべての領域でほぼ等しい値をとる。 $x/d=50$ および 100 断面の分布は、噴流中心の値より増加してそれぞれ $y/l=0.9$ および $y/l=0.5$ で最大値をとり、その後 y/l の増加につれ徐々に減少して

一定値に近づくようである。 $x/d=100$ 断面で L_u/b_m の最大値をとる位置は、レイノルズせん断応力が最大値をとる位置と対応している。 y' 軸上の分布を見ると、 $x/d=20, 50$ および 100 の断面とも噴流中心の値から増加して最大値をとり、その後 y'/l' の増加に対し減少する分布である。この最大値をとる位置は、前報⁽³⁾の三重速度相関の $\overline{v'u^2}$ (レイノルズ応力流束) の分布が最大値をとる位置と対応している。これより積分特性距離が、大渦による乱れの運動エネルギーの輸送が活発な位置と強く関係していることがわかる。

(a) y 軸上 ($x/d=100$)

(b) y' 軸上 ($x/d=100$)

図3 代表断面上の自己相関分布

(b) y' 軸上 ($x/d=20$)

図2 代表断面上の自己相関分布

図4 代表断面上の x 方向積分特性距離の流れ方向変化

3・2 確率密度関数とそのモーメント 定常不規則変動量である x 方向変動速度 u の確率密度関数 $P(u)$ は、時系列標本である $u(t)$ が幅 $(u, u+\Delta u)$ の中にある総和

$$P(u) = \lim_{\Delta u \rightarrow 0} [\text{Prob}\{u < u(t) < u + \Delta u\} / \Delta u] \quad \dots\dots\dots (3)$$

として表される⁽¹⁵⁾。また、 v および v' 、 w および w' の確率密度関数も同様にして求められる。図5(a)および(b)は、 $x/d=20$ および 100 の断面上の y および y' 軸上の u 、 v および v' 、 w および w' 成分の確率密度関数 $P(u)$ 、 $P(v)$ および $P(v')$ 、 $P(w)$ および $P(w')$ の分布を示す。まず、 $x/d=20$ 断面の y 軸上を見ると噴流中心付近 ($y/d=0, 1.0$) で u の分布が最大値をとる位置は、 $u > 0$ の領域である。 $y/d=2.0$ ではほぼガウス分布に近い。しかし、 v と w の分布はすべての領域でガウス分布に近い分布である。一方、 y' 軸上の分布を見ると、 u および v' の分布は噴流中心付近では、 $u > 0$ および $v' > 0$ の領域にその最大値が偏り、外方に

向かい (y'/d の増加) その位置は零から負の領域へと滑らかに変化し、分布のねじれも大きくなる。そのねじれの変化の大きさは、 u の分布のほうが大きい。ただし w' の分布は、すべての領域でほとんど偏りが無い。さて、図示していないが Riberio ら⁽⁷⁾ による軸対称噴流の結果は、噴流中心付近でほぼガウス分布であり、外方に向かい最大値をとる位置が負の側に移動し分布のねじれが大きくなっている。これと本流れ場の結果とを比較すると、噴流中心付近での分布傾向に大きな差がみられ、両者の間に構造の違いがあることがわかる。次に、 $x/d=100$ の断面について見る。まず y 軸上の分布は、3種類の分布とも変化は小さく、上流断面と同じ傾向である。また y' 軸上の3種類の分布も、上流断面と同じ傾向を示している。以上より、 y 軸

(a) y および y' 軸上 ($x/d=20$)

(b) y および y' 軸上 ($x/d=100$)

図5 代表断面上の確率密度分布

図6 代表断面上のねじれ度分布の流れ方向変化

図7 代表断面上の偏平度分布の流れ方向変化

上および y' 軸上の分布とも、下流に行くにつれねじれが小さくなり、特に噴流中心付近での分布のねじれが著しく小さくなっている。これは、二次流れによる流れ構造の変形と関連したものであろう。一方、噴流外端では、噴流の巻き込みのためすべての分布はすべての x/d = 一定断面上で負の側にねじれている。

次に下式で示される変動速度成分 u の 3 次モーメント (ねじれ度) $S(u)$ および 4 次モーメント (偏平度) $F(u)$ ⁽¹⁶⁾ を調べてみる。ねじれ度は乱流境界層の組織構造との関連で、重要なパラメータとなることが議論されている⁽¹⁷⁾。

$$S(u) = \int u^3 P(u) du / \left[\int u^2 P(u) du \right]^{3/2} \dots\dots (4)$$

$$F(u) = \int u^4 P(u) du / \left[\int u^2 P(u) du \right]^2 \dots\dots (5)$$

ここでガウス分布のねじれ度の値は零、偏平度の値は 3 である。さらに、他の変動成分 v および v' 、 w および w' に関しても同様に求められる。

図 6 および図 7 は、 y および y' 軸上の $x/d=20$, 50 および 100 の断面における変動速度 u , v および v' , w および w' のねじれ度および偏平度の分布を示す。まず、ねじれ度の y 軸上の分布を見る。 $S(u)$ の分布は、 $x/d=20$ の噴流中心付近で特に負の値をとるが、 $x/d=50$ および 100 の断面上ではその傾向は小さい。 $S(u)$ が正の最大値をとる位置は、乱れ強さおよびレイノルズせん断応力が最大値をとる位置より外側で、既報⁽³⁾で示した仕事率 W_{m1} が正の最大値をとる位置と対応する位置である。 y/l の大きい領域では二次元的領域となるため、ほぼガウス分布となっている。 $S(v)$ 分布は $x/d=20$ 断面で $S(u)$ に逆対応して負の値をとっているが、これは二次流れによる影響である。他の断面および領域では、ほぼガウス分布に近い。 $S(w)$ の分布は、すべての断面および領域でほぼガウス分布に近い値となっている。一方、 y' 軸上を見ると、 $S(u)$ の分布はすべての断面で噴流中心で負の値から y'/l' が増加するにつれ増加していく。これは噴流のエントレインメントと関連しており、図中に示した Wygnanski ら⁽⁶⁾による軸対称噴流の分布と同じ傾向である。 $S(v')$ の分布は、すべての断面で噴流中心のほぼ零の値から外方に向かい増加して最大値 ($y'/l' = 1.65$) をとり、その後減少している。しかし、この減少する傾向を示す領域は、間欠性とデータの SN 比が問題となる範囲である。軸対称噴流の結果と比較すると、 $y'/l' = 1.2$ 付近まで値の大きさは異なるが分布傾向は同じである。 $S(w')$ の分布は、噴流中心付近でほぼ零値であるが、 $x/d=20$ 断面では外方で増加、 $x/d=50$

および 100 の断面は減少している。この傾向と流れ場の発達との関連は、今のところ不明である。

偏平度の y 軸上の分布を見ると、 $F(u)$, $F(v)$ および $F(w)$ の分布とも $x/d=20$ 断面の噴流中心付近で、ガウス分布の値 3 より大きい値を示す。これは既報⁽³⁾で報告したように、噴流中心向きの二次流れのため噴流中心付近の外方への発達が遅れているためと思われる。したがって下流に行くとポテンシャルコアが消失し、上流で見られたその傾向は見られない。偏平度分布は、噴流中心より離れるに従いほぼガウス分布に近い値を示す。 $x/d=50$ および 100 の断面上では、すべての領域で変化が小さくほぼガウス分布に近い。一方、 y' 軸上の分布を見ると、 $F(u)$, $F(v')$ および $F(w')$ の分布とも、 $x/d=20$ 断面の噴流中心付近の分布が y 軸上と同じく 3 よりも大きい値をとり、 y'/l' の増加につれ一度減少した後急激に増加している。下流の $x/d=50$ および 100 の断面では、中心領域でほぼ 3 の値をとり、外方に行くとき間欠性のため急激に増加している。この傾向は噴流中心領域を除き、図中に示した Wygnanski ら⁽⁶⁾による軸対称噴流の結果と一致している。

3.3 時空間相関分布 二点における変動速度成分の時空間相関関数⁽¹⁶⁾は、

$$Ru_i u_j(x_d, y_d, z_d, \tau) =$$

図 8 代表断面上の時空間相関係数分布の流れ方向変化

図 9 y' 軸上乱流運動エネルギー最大点の時空間相関係数分布の流れ方向変化

$$\frac{u_i(x, y, z, t) \cdot u_j(x + x_d, y + y_d, z + z_d, t + \tau)}{\{u_i^2(x, y, z, t) \cdot u_j^2(x + x_d, y + y_d, z + z_d, t + \tau)\}^{1/2}} \dots\dots\dots (6)$$

と書き表すことができる。ここで、 x_d , y_d および z_d は、それぞれ x , y および z 方向の固定プローブと移動プローブの間の距離、 τ は遅れ時間である。なお、 y' および z' 方向のそれらは y_d および z_d で示す。

図8は、固定プローブを各断面の噴流中心 ($y/d = z/d = 0$) に固定し、移動プローブをそれぞれ y および y' 軸方向に移動させた場合の遅れ時間 τ が零での時空間相関係数分布を示す。横軸は、それぞれ Townsend の長さの尺度 l , l' で無次元化している。 y 軸上の分布を見ると、乱流量が相似性を示した $x/d \geq 100$ でほぼ1本の曲線に乗っており、 x 方向変動速度による乱流運動量の輸送過程が相似であることを示す。ここで、相関値が零となっている $y/l = 0.6$ 付近は、外向きの二次流れが最大値を示す位置に対応し、大渦の尺度と二次流れとの関係を示すものと考えられる。一方、 y' 軸上の分布の傾向は y 軸上のそれと同様である。図中に示した Everitt ら⁽⁵⁾ による二次元噴流の結果 (再計算して求めた) と比較すると、相関距離が短くなっているが、これは長さの尺度の選択に起因するものである。

ここで固定プローブを $y/d = 0$, $z/d = 60$ の二次元的領域に固定し y 軸方向に移動プローブを移動させた場合の時空間相関係数分布については、図面を省略したが、図8中に示した二次元噴流の結果と分布傾向がほぼ同じであった。

さらに、 y' 軸上の乱流運動エネルギーが最大値を示す位置に固定プローブを固定し、移動プローブを y' 軸方向に移動させた場合の遅れ時間 τ が零での時空間相関係数分布を図9に示す。横軸 y_d/l' は、 l' で無次元化している。まず $y_d/l' \geq 0$ の領域を見ると、 $x/d \geq 100$ の断面では分布傾向が似ており渦構造が類似していると考えられる。一方 $y_d/l' < 0$ の領域では、 $x/d = 100$ まで相関分布は流れ方向距離の増加とともにすそ広がり小さくなっており、下流に行くほど噴流中心での流

れ場の対称性の制限を強く受けている。以上の結果から、下流では固定プローブを境にして外側の分布の広がり内側の分布のそれを2倍大きくっており、運動量の拡散輸送過程に差があるものと思われる。

次に、表1に示すように固定プローブをそれぞれ以下の代表位置に固定し、一方移動プローブをその代表断面上を移動させて得られる時空間相関の等値線を調べてみる。

まず $x/d = 20$ 断面の場合から見ることにする。ここで上述の a , b および c の場合は、遅れ時間 $\tau = 0$ 面について分布が対称であったので遅れ時間が正の領域のみを示すことにする。図10(a)は、表1の a の場合の y および y' 軸上の等相関線図を示す。遅れ時間 τ は、

(a) y および y' 軸上

(b) 二次元的領域

(c) y 軸上乱流運動エネルギー最大位置

(d) y' 軸上乱流運動エネルギー最大位置

図10 各代表位置における時空間相関分布の等値線 ($x/d = 20$)

表1 各プローブの位置

	Fixed probe position	Main axis of moving probe
a	$y/d = z/d = 0$	On the y axis and the y' axis
b	$y/d = 0, z/d = 60$	On the slice of $z/d = 60$
c	Maximum point of $(1/2)q^2$ on the y axis	On the y axis
d	Maximum point of $(1/2)q^2$ on the y' axis	On the y' axis

x 軸上の速度 U_{ox} およびノズル幅 d で無次元化している。 y および y' 軸上の場合とも中心より外向きの V 成分が存在する領域⁽³⁾であり、図からわかるように流れ方向および横方向の大渦の形状は類似している。なお、これらの渦の流れ方向距離は、横方向のその約2.5倍である。図10(b)は、表1のbの場合の二次元的領域の結果を示す。表1-aの場合と比較して渦の横方向距離はほぼ同じであるが、流れ方向のそれは約3倍となっており、渦の長さが伸びていることがわかる。図10(c)は、 y 軸上の乱流運動エネルギー最大の点の場合の等相関線図を示す。この位置は V 成分が正であるが、 y/d の大きい領域での噴流中心向きの V 成分が大きいため y 軸の正の方向への発達を抑制され、等値線にその影響は顕著に現れないと考えられ

る。また、渦の横方向の距離は表1-aの場合とほぼ同じであるが、流れ方向のそれは約2倍となっており、この分布も流れ方向に伸びたものとなっている。図10(d)は、 y' 軸上の乱流運動エネルギー最大点の場合の等相関線図を示す。固定プローブの位置は、 V' 成分が常に外向きの領域にある。分布は、流れ方向に行くにつれ噴流外側に傾き V' 成分に対応した噴流の広がり示している。これはこの傾きと直角方向に乱れ速度による運動量が最も輸送されているためと考えられる。ここで y'_d/d および $U_{ox} \cdot \tau/d$ を使って x 軸からの傾き角を求めると約 8.6° であった。一方 Townsend の長さの尺度⁽¹⁾ l' の x 軸に対する発達角は約 11° であるので、ノズル出口近くでは平均流場の発達割合のほうが乱流場(渦形状)から見たものより発達が早いことがわかる。

次に、 $x/d=100$ 断面の結果について見ることにする。図11(a)の y および y' 軸上の分布の形状は、互いにほぼ類似している。図10(a) ($x/d=20$) と比べると分布傾向は同じであるが、約3.5倍ほど等値線の輪郭が大きくなっており噴流の発達を示している。図11(b)の分布も図10(b) ($x/d=20$) と比べ分布傾向はほぼ同じであるが、渦の全体的な発達割合が表1-a

図11 各代表位置における時空間相関分布の等値線 ($x/d=100$)

図12 パワースペクトル分布の x 軸上流れ方向変化

(a) y 軸上

(b) y' 軸上

図13 パワースペクトル分布の横方向変化 ($x/d=20$)

図 14 パワースペクトル分布の横方向変化 ($x/d=100$)

の場合よりも若干大きくなっている。図 11(c)の分布は、 $y_a/d > 0$ の領域に分布が偏り、かつ流れ方向に沿って噴流外側に傾いている。図 11(d)の分布は、図 10(d) ($x/d=20$)の結果と同じ傾向であり、 V' 成分による噴流の広がりを見し x - y' 面内で噴流の発達する方向に引き伸ばされている。なお x 軸からのその傾き角は約 11° となっており、 l'/d の発達角とほぼ同じである。 $x/d=20$ 断面の結果と比べると、この角度がより大きくなっており下流においてエントレインメントが活発であることを示している。なお、 $x/d=50$ 断面の傾き角も約 11° であった。さて横方向の大渦の広がり、 $\tau=0$ 面で $y'_a/d > 0$ の領域が $y'_a/d < 0$ の領域の約 2 倍となっており、図 9の結果を裏付けている。さらに流れ方向の長さは、遅れ時間が正の領域が負の領域に比べ約 2.5 倍大きくなっている。

3.4 一次元パワースペクトル分布 図 12 は、 x 軸上の一次元パワースペクトル分布 $E_{uu}/\overline{u^2}$ の流れ方向変化を示す。ここでは、 x 方向変動速度 u の結果についてのみ示す。測定範囲は、 $x/d=20\sim 200$ の 8 断面とした。本十字形噴流は、 $x/d=10$ までポテンシャルコアが存在⁽¹⁾するので、 $x/d=20$ および 30 断面では x 軸上の u_{rms}/U_e (U_e はノズル出口速度) はそのピーク値がまだ流れ方向に増加している範囲である。この範囲で、すでにエネルギーが大渦から連続的に小渦へ伝達される機構が見られる。 $x/d \geq 50$ の断面では明白に慣性小領域が存在しており、その波数範囲は下流に行くほど広がっている。なお、 y および z 方向のパワースペクトル $E_{vv}/\overline{v^2}$ および $E_{ww}/\overline{w^2}$ の分布もほぼ $E_{uu}/\overline{u^2}$ の分布と同じ傾向であった。

図 13(a) および (b) は、それぞれ $x/d=20$ 断面の

y および y' 軸上の一次元パワースペクトル $E_{uu}/\overline{u^2}$ 分布の横方向変化を示す。 y 軸上のすべての領域で、分布が $k^{-5/3}$ に比例する慣性小領域の存在は認められない。二次流れ速度が最大となる $y/d=1$ の位置の分布と他の分布との差は顕著ではなく、波数領域への二次流れの影響は確認できない。図 13(b) の y' 軸上の分布も、 y 軸上の結果と同じく噴流中心近くでは波数の小さい範囲で平らな分布となっており、波数が大きくなっても k の $-5/3$ 乗に比例して減衰していない。 $y'/l'=1.02$ および 1.36 では、範囲が狭いながらも慣性小領域の存在が認められる。次に、図 14(a) および (b) は、 $x/d=100$ 断面の y および y' 軸上の分布を示す。 y 軸上の分布を見ると、すべての領域で k の $-5/3$ 乗に比例して減衰している。外向きの V 成分のピーク位置は $y/l=0.47$ であるが、パワースペクトルへのこの影響は $x/d=20$ 断面と同じく確認できない。 y' 軸上の分布も全領域で慣性小領域の存在が認められ、その存在範囲は $x/d=20$ 断面に比べ広がっている。

4. 結 言

(1) x 軸上の積分特性距離の比 L_u/L_v は、 $x/d \geq 50$ の範囲で一定値をとる。これは、平均速度分布 U/U_{ax} がほぼ相似性を示す範囲と対応している。また、 y および y' 軸上の L_u の分布は、流れ場の発達に伴い変化を示す。特に y' 軸上の L_u の最大値を示す位置は、 $\overline{v'u^2}$ (レイノルズ応力流束) の最大値を示す位置と対応している。

(2) 比較的上流断面では、二次流れの影響が顕著であるため、噴流中心付近でねじれ度 $S(u)$, $S(v)$ が負であり、偏平度 $F(u)$, $F(v)$ は正の値をとる。一方十分下流の領域で、すべての断面でねじれ度および偏平度はガウス分布の値に近くなる。

(3) 本十字形噴流の渦構造を、時空間相関等値線図により示した。これから各代表位置により、渦構造が異なっていることが明らかとなった。大きな特徴として y' 軸上の乱流運動エネルギーの値が最大となる位置の分布は、 x - y' 面内で噴流の発達する方向に引き伸ばされている。

文 献

- (1) 藤田・ほか 2 名, 機論, 50-458, B(1984), 2586.
- (2) 藤田・ほか 2 名, 機論, 51-467, B(1985), 2281.
- (3) 藤田・ほか 2 名, 機論, 55-510, B (1989), 374.
- (4) Bradbury, L. J. S., *J. Fluid Mech.*, 23-1(1965), 31.
- (5) Everitt, W. E. and Robins, A. G., *J. Fluid Mech.*, 88-3(1978), 563.

- (6) Wygnanski, I. and Fiedler, H., *J. Fluid Mech.*, 38-3(1969), 577.
 - (7) Riberio, M. M., and Whitelaw, J. H., *J. Fluid Mech.*, 70-1(1975), 1.
 - (8) 中村・ほか3名, 機論, 44-388, B(1978), 4179.
 - (9) 土屋・ほか2名, 機論, 49-438, B(1983), 376.
 - (10) 土屋・ほか3名, 機論, 51-461, B(1985), 85.
 - (11) Marsters, G. F. and Fotheringham, J., *Aeronautical Q.*, (1980), 285.
 - (12) Quinn, W. R. and Marsters, G. F., *Aeronaut. J.*, 89-882(1985), 55.
 - (13) Quinn, W. R., ほか2名, *AIAA J.*, 23-6(1985), 971.
 - (14) Goldschmidt V. W., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, 105(1981), 327.
 - (15) Goldstein R. J., *Fluid Mechanics Measurements*, (1983), 28, Hemisphere.
 - (16) Tennekes, H. and Lumley, J. L., *A First Course in Turbulence*, (1972), 200, The MIT Press.
 - (17) 大坂・望月, 機論, 52-481, B(1986), 3244.
-