有限長十字形ノズルから流出する三次元噴流*
(第2報, 乱流特性)藤田 重隆*¹, 大坂 英雄*²Three-Dimensional Jets Issuing from Cruciform Nozzles
Having Three Aspect Ratios
(2nd Report, Turbulence Properties)

Shigetaka FUJITA and Hideo OSAKA

The turbulence quantities of air jets issuing into still air from cruciform nozzles having three aspect ratios were measured in order to clarify the effect of secondary flow on the turbulent flow field. It was found that the aspect ratio played an important role in jet development through the secondary flow. The profiles of turbulent intensities on the y axis showed a saddleback shape in the upstream extent. The location where the streamwise component of turbulent intensity on the jet center line has a maximum value moved downstream the most at $A. R. = 12.5$. In the development region (for example, at $x/d = 30$ for $A. R. = 12.5$), the contour plot of each turbulent intensity was deformed into a cruciform profile having long axes in the $y = \pm z$ direction due to the transport of the turbulent kinetic energy associated with the secondary flow.

Key Words: Fluid Dynamics, Jet, Three-Dimensional Flow, Cruciform Nozzle, Secondary Flow, Turbulence Property

1. 緒 言

著者らは、既報⁽¹⁾において有限長の長軸を持つ長方形ノズルが直交した十字形ノズルから流出する三次元噴流つまり有限長十字形噴流について、ポテンシャルコアの伸びと二次流れとの関係、アスペクト比の平均流場の発達過程への影響および無限長十字形噴流⁽²⁾の構造との差違を明らかにした。特に、アスペクト比($A. R.$)が5と12.5との間で、ポテンシャルコアが最も伸びること、また y および y' 軸上の半値幅が発達途中段階で逆転することは、有限長十字形噴流の二次流れに基づく直接的な影響による特徴と考えられる。

一方、乱流場も比較的上流断面において上述した二次流れに基づく平均ひずみ速度の不均一性から、レイノルズせん断応力および乱流運動エネルギーが大きい値を示す位置が局在し、したがって三次元性を示すことが予想される。これより、本噴流の乱流構造は、二次元⁽³⁾⁽⁴⁾および軸対称噴流⁽⁵⁾と異なることはもちろん、二次流れの効果がアスペクト比により異なるため無限長十字形噴流⁽²⁾とも著しく異なるものと考えられる。

しかしながら、有限長十字形噴流はいずれのアスペクト比の場合も、最終的には三次元性が減衰し、軸対称噴流的な流れ場となるものと思われる。

本流れ場に関連した研究として、軸対称噴流の到達距離の増加⁽⁶⁾に着目したもの、長方形噴流のアスペクト比の効果⁽⁷⁾⁻⁽¹⁰⁾に着目したもの、二次流れを測定した正方形噴流⁽¹¹⁾および有限長十字形ノズルからの噴流に及ぼすノズル形状の効果⁽¹²⁾⁽¹³⁾によるものなどがある。しかしながら、上述の研究のいずれにおいても、二次流れと乱流場との関連について詳細に検討したものはないようである。

以上の点を踏まえ、本報では有限長十字形噴流においてアスペクト比が乱流場の発達および特性の変化に与える影響を調べることを目的とする。このため無限長十字形噴流の構造と対比しながら、二次元および軸対称噴流の自己保存特性を考慮しつつ、二次流れによる乱流特性の変化、各乱流量の相似性および乱流場の発達と平均流場との対応について検討する。

既報と同一の記号の説明の多くは省略し、本報で新たに加わった記号を以下に示す。

x, y, z : 有限長十字形ノズルの出口中心を原点とする
直角座標系

y', z' : x 軸から $y = z$ 面および $y = -z$ 面に沿って

* 平成元年7月14日 東海支部岐阜地方講演会において講演、原稿受付 昭和63年10月5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)。

測った距離

 u, v, w : 変動速度の x, y, z 方向成分 v', w' : 変動速度の y', z' 方向成分 u_* : y' 軸方向の速度の尺度 [式(1)] l_* : y' 軸方向の長さの尺度 [式(2)]

添字

rms: root mean square 値

 ox : 噴流中心位置 (x 軸上) e : 噴流出口の値

2. 実験装置および方法

使用した実験装置は既報⁽¹⁾と同じく風洞は一辺の長さが 430 mm の正方形形状で、その出口に有限長十字形ノズルが設置されている。また、測定範囲は $A. R. = 3$ および 12.5 の場合 $x/d = 0 \sim 100$, $A. R. = 50$ の場合 $x/d = 0 \sim 200$ である。さらに、設定レイノルズ数も既報と同じ $U_e \cdot d/\nu = 15\,000$ の一定値に保った。出口速度 U_e の値は、ノズル幅 d が 10 mm の $A. R. = 3$, 12.5 のノズルの場合が約 23 m/s, d が 5 mm の $A. R. = 50$ のノズルの場合が約 46 m/s である。乱流量の測定には、直径 5 μm , 有効長さ 1 mm, 線間隔 1 mm の自作の X 形熱線プローブと定温度形熱線風速計とを用いた。この X 形熱線プローブは、2 本の熱線が主流に対してほぼ 45° の傾きを保ち、かつ測定量に応じて $x-y$, $x-y'$ および $x-z'$ 面と一致するように設定した。熱線風速計からの信号は、自作の加減乗算器に入力した後、各測定量の時間平均値は rms 計あるいは積分時間 23 秒の積分器を用いて求めた。

3. 実験結果および考察

3.1 乱流場の全体的概要 有限長十字形噴流の乱流場全体の特性をみるために、代表断面の y および y' 軸上の x 方向の乱れ強さ u_{rms}/U_e の流れ方向変化を示す。図 1~3 は、それぞれ $A. R. = 3, 12$ および 50 の場合の結果である。なお分布は、 y および y' 軸上の $y/d, y'/d$ の正の領域のみを示すが、 $y/d, y'/d$ の負の

領域の分布は図 5, 6 および 7 の等値線図からも予測できるように、分布の対称性は良好であった。

まず図 1 の y 軸上の分布は、すべての断面で噴流中心の値より増加して最大値をとった後、減少して零値に漸近する分布である。詳しくみると $x/d = 5$ 断面の噴流端付近つまり y 軸上の $y/d = 1.5$ 付近の乱れ強さの最大値は、後述するように二次流れによる影響を強く受けたものと思われる。 $10 \leq x/d \leq 40$ の範囲では、乱れ強さの最大値の位置と平均速度こう配 $|\partial U/\partial y|$ の最大値をとる位置⁽¹⁾とがほぼ一致している。また、図示していないが、 $A. R. = 3$ の y 軸上における二次流れ速度成分 V/U_{ox} の分布⁽¹⁴⁾の外向きの最大値をとる位置も、乱れ強さの最大値を示す位置とほぼ対応している。 $x/d \geq 50$ の範囲になると、乱れ強さが最大値を示す位置は平均速度こう配 $|\partial U/\partial y|$ が最大値をとる位置より内側となっている。これは、噴流中心向きの乱流拡散輸送により、乱流運動エネルギーが噴流中心方向に輸送されたためと考えられる。一方、 y' 軸上の分布もすべての断面で噴流中心の値から増加して最大値をとり、その後減少して零値に漸近する分布である。 $x/d \leq 20$ の範囲では、乱れ強さの最大値の位置は平均速度こう配 $|\partial U/\partial y|$ の最大値の位置より外側である。 $x/d \geq 40$ の範囲になると y 軸上の下流の分布傾向と同じく乱れ強さの最大値の位置が平均速度こう配 $|\partial U/\partial y|$ の最大値の位置より内側となっている。以上のことから、 y および y' 軸上の分布とも下流領域において分布の値および形状が類似しており、適切な速度および長さの尺度を使って無次元化すると、分布の相似性が期待できそうである。

次に、図 2 の $A. R. = 12.5$ の y 軸上についてみると、 $x/d \leq 10$ の範囲では、分布は噴流中心の値より極大値をとり、減少して極小値をとった後再び増加して最大値をとり再び減少して零値に漸近する。これらの極大値、極小値および最大値をとる位置はそれぞれ平均速度 U/U_e の極小値、最大値および平均速度こう配 $|\partial U/\partial y|$ の最大値の位置⁽¹⁾に対応している。また、この

図 1 代表断面上の乱れ強さ u_{rms}/U_e 分布の流れ方向変化 ($A. R. = 3$)

図 2 代表断面上の乱れ強さ u_{rms}/U_e 分布の流れ方向変化 ($A. R. = 12.5$)

分布形状は、既報⁽¹⁾の平均速度分布と同じくく形分布を呈している。これは u_{rms}/U_e の極小値の位置が、既報⁽¹⁾の V 成分が噴流中心向きの最大値をとる位置と対応していることから、乱流場も平均速度場と同様に二次流れ速度成分による影響が顕著であることを示すものである。 $x/d \geq 30$ の範囲では、噴流中心部の乱流場が発達してきて、乱れ強さが大きくなると同時に前述のく形分布を示す領域が発達して、乱れ強さが一つの最大値をとる分布に移行している。この最大値をとる位置は、平均速度こう配⁽¹⁾および後述のレイノルズせん断応力分布 [図 10(b)] の絶対値が最大となる位置に対応することから、ここで乱流運動エネルギーの生成項 ($-\overline{uv} \cdot \partial U / \partial y$) が最大となり、結果として乱れ強さが大きくなる⁽¹⁵⁾ことがわかる。なおこの範囲では V 速度成分との対応は、不明である。一方 y' 軸上の分布は、すべての断面で噴流中心の値から増加して最大値をとり、その後減少して零値に漸近する傾向を示す。この最大値をとる位置も、平均速度こう配⁽¹⁾および後述のレイノルズせん断応力分布の絶対値が最大となる位置とほぼ対応していることから、 y 軸上と同様に生成項の寄与によるものであることがわかる。 $A.R.=12.5$ の場合の y および y' 軸上の分布も十分下流で分布が類似しており、 $A.R.=3$ と同様分布の相似性が期待できる。

さらに図 3 の $A.R.=50$ の y 軸上の分布をみると、 $x/d \leq 100$ の範囲では、 $A.R.=12.5$ の上流断面の傾向と全く同様で、噴流端付近にく形分布⁽¹⁾がみられる。この分布傾向は、前述の他のアスペクト比の場合と同様平均速度こう配およびレイノルズせん断応力分布の絶対値 [図 10(c)] が最大となる位置とよく対応している。また V 速度成分との対応を代表として乱れ強さの変化が著しい $x/d=20$ 断面について調べてみると、乱れ強さ分布の極小値の位置 ($y/d=18$) および

最大値の位置 ($y/d=22$) は、それぞれ V 速度成分⁽¹⁴⁾の噴流中心向きの最大値の位置 ($y/d=18$) および噴流外向きの最大値の位置 ($y/d=22$) に対応している。これより $A.R.=12.5$ の場合と同様に $A.R.=50$ の場合も二次流れとの関連で分布が変化していることがわかる。 $x/d \geq 150$ の範囲になると、分布は噴流中心の値より増加して最大値をとった後、減少して零値に漸近する傾向となる。この最大値の位置も平均速度こう配およびレイノルズせん断応力分布の絶対値の最大値の位置と対応している。一方、 y' 軸上を見ると、 $x/d \leq 30$ の断面では分布は噴流中心の値より増加して最大値をとり、その後減少して零値に漸近する。この最大値の位置は、平均速度こう配 $|\partial U / \partial y|$ の最大値の位置と対応し、上述の他のアスペクト比の結果と同様に生成項の寄与によるものである。 $50 \leq x/d \leq 100$ の範囲では、分布は噴流中心より増加して最大値をとり、減少して極小値をとった後、再び増加して極大値をとり、その後減少して零値に漸近する傾向に変化する。この極大値の生ずる理由は、平均速度分布から説明できない。 $x/d \geq 150$ の範囲になると、分布傾向は y 軸上の結果と同様であるが、値の大きさに違いがみられる。以上のことから、 $A.R.=50$ の場合平均速度分布の場合⁽¹⁾と同様、乱流場も測定最下流断面において相似性は期待できないようである。

以上、3 種類のアスペクト比の有限長十字形噴流の結果を見たが、いずれの場合も y 軸上の上流域で二次流れ成分との関連が明白である。またアスペクト比の違いにより、平均流場⁽¹⁾と同様に軸対称噴流的な分布への漸近過程に差が生じることがわかる。

次に、 x 軸上の乱れ強さ u_{rms}/U_e の下流方向変化から有限長十字形噴流の特徴を調べてみる。図 4 は、3 種類のアスペクト比の場合の結果を他の噴流と比較し

図 3 代表断面上の乱れ強さ u_{rms}/U_e 分布の流れ方向変化 ($A.R.=50$)

図 4 x 軸上における乱れ強さ u_{rms}/U_e の流れ方向変化

たものである。まず、 $A.R.=3$ の場合、 u_{rms}/U_e の値は $x/d=20$ 付近で最大値をとり、 $x/d \geq 60$ の範囲で Crow ら⁽¹⁶⁾による軸対称噴流とほぼ同じ減衰割合の $(x/d)^{-0.99}$ に比例して減衰する。この範囲は、平均速度分布 U/U_{ox} が y および y' 軸上で相似性⁽¹⁾を示す $x/d=40$ の断面より下流である。 $A.R.=12.5$ の結果は、 $x/d=60$ 付近で最大値をとり、 $x/d \geq 80$ の範囲で $(x/d)^{-0.99}$ に比例して減衰する。この場合も U/U_{ox} が y および y' 軸上で相似性を示す $x/d=60$ の断面より下流で軸対称噴流的減衰を示す。さらに、 $A.R.=50$ の結果は、 $x/d=40$ 付近で最大値を示し、その後下流に向かって減少するが $x/d=150$ 断面で極小値をとった後、若干増加に転じている。これは、前述した y 軸上の中心向きの二次流れ⁽¹⁴⁾による乱流運動エネルギー方程式の対流項 $V \cdot \partial \bar{q}^2 / \partial y$ の項の寄与が大きくなったためと考えられる。さらに下流域で、軸対称噴流と同様の減衰を示すものと予想される。

さて、無限長十字形噴流⁽¹⁷⁾の結果と、上述の3種類のアスペクト比の有限長十字形噴流の結果とを比較すると、乱れ強さが最大値をとる断面は、 $A.R.=12.5$ の場合が最も下流である。この傾向は、既報⁽¹⁾で示したポテンシャルコアの下流方向への伸びの結果と一致する。さらに、Crow ら⁽¹⁶⁾による軸対称噴流および Hussain ら⁽¹⁸⁾による二次元噴流の結果と比較すると、 u_{rms}/U_e が最大値を示す位置は、3種類の有限長十字形噴流の場合とも二次元および軸対称噴流の場合よりポテンシャルコアの距離が伸びたため下流となっている。

3.2 各乱流量の等値線図 乱流場の流れ場全体の様子と平均流場との対応を見るため、代表として $A.R.=12.5$ の場合の u_{rms}/U_{ox} の等値線図を図5に示す。それぞれの図は出口近傍断面の $x/d=5$ 、 y および z 軸上の半値幅が極小値をとる断面⁽¹⁾の $x/d=30$ およ

び平均速度分布が相似性を示しかつ乱流量の分布も相似性を示すことが期待できる $x/d=100$ 断面のものである。

まず図5(a)の $x/d=5$ 断面の分布を見ると、平均速度 U/U_{ox} の分布⁽¹⁾と同じく等値線は有限長十字形の形状を示し、対称性は良好である。 y 軸上の $y/d=\pm 4$ および z 軸上の $z/d=\pm 4$ 付近の極小値をとる位置は、前述したように平均速度の等値線が極大値をとる位置および二次流れ速度成分 V/U_{ox} が噴流中心向きの最大値をとる位置と対応する。図5(b)の $x/d=30$ 断面の分布は、 U/U_{ox} のそれと同様に $y=\pm z$ 軸方向に軸が伸びた有限長十字形の分布である。 y 軸上の $y/d=\pm 3$ および z 軸上の $z/d=\pm 3$ 付近に最大値を示し、平均速度こう配の値が大きい位置に対応している。既報⁽¹⁾図9の二次流れベクトル線図と比較すると、ここで示した乱れ強さの等値線は速度ベクトル線とほぼ直交している。さらに $x/d=30$ 断面の y 軸上においては、噴流中心向きの二次流れ速度により乱流運動エネルギーが噴流中心方向に輸送されるため、 $x/d=5$ 断面での y 軸上の乱れ強さが極大値をとる位置に比べその位置が噴流中心側に移動している。これとは逆に y' 軸上では外方への二次流れ速度成分により乱流運動エネルギーが輸送されるため、 y' 軸上の外方に等値線が張り出したものと解釈される。図5(c)の $x/d=100$ 断面の分布をみると、噴流中心近くの y および z 軸上で依然として最大値を示しており、三次元性の影響が残っていると考えられる。したがって、 $x/d=100$ 断面ではまだ断面全体として軸対称噴流的な分布には至っていない。

参考のため、 $x/d=30$ 断面の v_{rms}/U_{ox} の等値線の分布を図6に示す。分布は $y=\pm z$ 方向に軸が伸びた有限長十字形をしている。その傾向は u_{rms}/U_{ox} の分布とほぼ同じ傾向であり、 v_{rms}/U_{ox} の分布にも二次流れ速

図5 $A.R.=12.5$ の場合の乱れ強さ u_{rms}/U_{ox} の等値線図

度による影響が顕著に現れていることがわかる。なお、紙面の都合上図示していないが、他の断面の v_{rms}/U_{ox} および w_{rms}/U_{ox} の等値線の分布は、 u_{rms}/U_{ox} の分布傾向と同じく $x/d=5$ 断面での等値線は有限長十字形形状を示し、また $x/d=100$ 断面も断面全体として軸対称噴流的な分布にはまだ至っていない。さらに同じ断面の図7に示したレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}/U_{ox}^2$ の等値線の分布を見ると、 U/U_{ox} の分布⁽¹⁾ に対応して $y=\pm z$ 方向に等値線が伸び、一方 y 軸上で発達が抑えられているという複雑な分布をしている。この傾向は、既報⁽¹⁾ の二次流れ速度により y 軸上の平均速度の発達が抑制されたことに対応している。また、 y 軸上の $y/d=\pm 3$ 付近にレイノルズせん断応力の絶対値の大きい領域が存在し、平均速度こう配の絶対値の大きい領域⁽¹⁾ に対応している。これが u_{rms}/U_{ox} の等値線が y 軸上の $y/d=\pm 3$ 付近に最大値をとる原因であることがわかる。図示していないが、他の断面の結果も乱れ強さ分布の値の大きい領域とレイノルズせん断応力分布の絶対値の大きい領域がよく対応していた。ここで述べた $A.R.=12.5$ の場合の等

図6 $A.R.=12.5$ の場合の乱れ強さ u_{rms}/U_{ox} の等値線図 ($x/d=30$)

図7 $A.R.=12.5$ の場合のレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}/U_{ox}^2$ の等値線図 ($x/d=30$)

値線図の変化の様子は、他の $A.R.$ の有限長十字形噴流の場合も同様にみられる。

3.3 各乱流量分布の相似性 各アスペクト比を持つ有限長十字形噴流の代表断面上 (y および y' 軸上) の乱流量の分布の相似性を調べてみる。なお、 y および y' 軸は既報⁽¹⁾ と同じく本流れ場の長さの代表尺度である Townsend の長さの尺度⁽²⁾ l, l' で、乱れ強さは速度の代表尺度である U_{ox} ⁽¹⁾ で無次元化している。図8(a), (b) および (c) はそれぞれ $A.R.=3, 12.5$ および 50 の場合の x 方向乱れ強さ u_{rms}/U_{ox} の分布を示す。比較のために図中の y 軸上には、二次元噴流⁽⁴⁾ および軸対称噴流⁽⁵⁾ の結果を、 y' 軸上には無限長

(a) $A.R.=3$

(b) $A.R.=12.5$

(c) $A.R.=50$

図8 乱れ強さ分布の相似性 (u_{rms}/U_{ox})

十字形噴流⁽¹⁷⁾の結果を示しておく。まず、 $A.R.=3$ の分布は、 y および y' 軸上とも $x/d \geq 75$ の範囲で相似性を示している。分布の最大値の位置は両軸とも $y/l = y'/l' = 0.25$ であり、値の大きさもほぼ同じであることから、断面全体で相似な状態にあり、ほぼ軸対称噴流的な分布になっていると考えられる。 $A.R.=12.5$ の分布は、 y および y' 軸上とも $x/d \geq 90$ の範囲で相似性を示す。また、分布の最大値の位置は $y/l = y'/l' = 0.45$ で、さらに両軸の値の大きさもほぼ同じであることから、断面全体として相似な分布となっていると考えられる。 $A.R.=50$ の分布は、 x 軸上の u_{rms}/U_{0x} の変化と後述の乱流場の長さ尺度の分布から推測して、 y および y' 軸上とも測定範囲内で相似には至っていないと思われる。しかし、分布のピーク位置は、両軸で $y/l = y'/l' = 0.5$ と同じである。以上、3種類のアスペ

クト比の u_{rms}/U_{0x} の分布の相似性を見たが、アスペクト比が大きくなるにつれ分布の最大値の位置が噴流中心より外方に移動している。また、図中の Bradbury による二次元噴流⁽⁴⁾、Wynanski ら⁽⁵⁾による軸対称噴流および藤田ら⁽¹⁷⁾による無限長十字形噴流の結果と比較すると、アスペクト比が小さい $A.R.=3$ の分布は、他のアスペクト比の噴流に比べ二次元および軸対称噴流の分布に近く、アスペクト比が大きくなるにつれ無限長十字形噴流の分布に近づくようである。このような傾向の差は、一つには異なる噴流において無次

(a) $A.R. = 3$ (b) $A.R. = 12.5$ (c) $A.R. = 50$ 図9 乱れ強さ分布の相似性 (v_{rms}/U_{0x} , v'_{rms}/U_{0x}) (a) $A.R. = 3$ (b) $A.R. = 12.5$ (c) $A.R. = 50$ 図10 レイノルズせん断応力分布の相似性 ($-uv/U_{0x}^2$, $-u'v'/U_{0x}^2$)

元化する速度の尺度が著しく異なることおよび図4のアスペクト比の違いにより乱れ強さのピークをとる流れ方向位置とその値の大きさが異なることによるものと考えられる。

図9(a), (b)および(c)は, y および y' 軸上の乱れ強さ u_{rms}/U_{ox} および v'_{rms}/U_{ox} の分布を示す。図中には他の噴流の結果もあわせて示してある。A. R.=3の結果は, y および y' 軸上とも u_{rms}/U_{ox} の分布と同じく $x/d \geq 75$ の範囲で相似性を示し, $y/l = y'/l' = 0.25$ 付近で分布の最大値をとっている。A. R.=12.5の分布も, u_{rms}/U_{ox} の分布と同じく y および y' 軸とも $x/d \geq 90$ の範囲で相似性を示し, 分布の最大値の位置も $y/l = y'/l' = 0.25$ である。一方 A. R.=50 の分布は, y および y' 軸上とも u_{rms}/U_{ox} の分布と値は異なるがほぼ同じ分布傾向を示す。さらに, 測定最下流断面でも両軸の分布はともに相似性を示していない。図中に示した他の噴流の分布との比較は, u_{rms}/U_{ox} の分布の場合の比較とほぼ同じ傾向を示す。

図10(a), (b)および(c)は, レイノルズせん断応力 $-\overline{uv}/U_{ox}^2$ および $-\overline{uv'}/U_{ox}^2$ の分布の相似性を調べたものである。A. R.=3の結果は, 乱れ強さの結果と同じく y および y' 軸上とも $x/d \geq 75$ の範囲で相似性を示し, 絶対値が最大となる位置は $y/l = y'/l' = 0.7$ であり, 乱れ強さが最大値をとる位置よりも外側である。A. R.=12.5の分布も乱れ強さの結果と同じく, y および y' 軸上とも $x/d \geq 90$ の範囲で相似性を示す。レイノルズせん断応力の絶対値が最大値を示す位置は $y/l = y'/l' = 0.5$ で, 乱れ強さのピークをとる位置よりも若干外側である。A. R.=50の分布は, y および y' 軸上とも測定範囲内で相似性は示さない。図中に示した他の噴流と比較すると, A. R.=3の相似分布の絶対値は軸対称噴流⁽⁵⁾の値より若干大きい。しかしながらアスペクト比が大きくなるにつれ本噴流の分布の値は, 軸対称噴流の結果と比べ小さくなる。また, 二次元噴流の結果と比較すると, 有限長十字形噴流の結果はかなり小さい。一方, 無限長十字形噴流の結果と比べると, 有限長十字形噴流の分布は, 形状が異なり値は大きい。

3.4 乱流パラメータ 図11は, Tennekes-Lumley⁽¹⁹⁾により提案された速度および長さの尺度の y' 軸上における値の下流方向変化を示す。図中には3種類の有限長十字形噴流の結果と比較のための無限長十字形噴流の結果⁽¹⁷⁾を示す。

速度および長さの尺度は, それぞれ次式で定義される。

$$u'_* = (\max |-\overline{uv'}|)^{1/2} \quad (1)$$

$$l'_* = U_{ox} \cdot e^{-1/2} / \max |\partial U / \partial y'| \quad (2)$$

まず, 速度の尺度についてみることにする。A. R.=3の結果は, 上流からゆるやかに減少してきて $x/d=10 \sim 30$ の範囲で一定値をとった後, 再び減少し $x/d \geq 75$ の範囲ではほぼ $(x/d)^{-1.06}$ に比例して減衰している。A. R.=12.5の分布も A. R.=3と同様の傾向をたどり, $x/d \geq 90$ の範囲ではほぼ $(x/d)^{-1.01}$ に比例して減衰している。このように, A. R.=3および12.5の有限長十字形噴流の速度の尺度は, 本流れ場の速度の代表尺度である U_{ox} と同じく, 軸対称噴流の減衰割合にほぼ等しい。一方 A. R.=50の結果は $x/d=150$ 付近まで無限長十字形噴流⁽¹⁷⁾の減衰割合よりややゆるやかな割合で一貫して減少していくが, その後一定値に近づく分布である。なお, A. R.=3および12.5の結果から推察すると, A. R.=50の結果はこの後下流において軸対称噴流的な減衰傾向を示すものと思われる。

次に, 長さの尺度の変化についてみる。A. R.=3および12.5の分布は上流領域で増加割合が大きいが, それぞれ $x/d \geq 60$ および $x/d \geq 75$ の範囲ではほぼ $(x/d)^{1.01}$ に比例した一定の割合となり, しかも両者の結果は同じ直線上に乗る。この範囲における長さの尺度の増加割合は, 図示していないが本流れ場の長さの代表尺度である Townsend の長さの尺度 l , $l' \sim (x/d)^{0.97}$ と同じく, 軸対称噴流のそれと同じで

図11 乱流場の速度および長さの尺度

ある。一方 $A.R.=50$ の分布は、 $x/d=50\sim150$ の範囲で無限長十字形噴流の増加割合とほぼ同じ割合で増加するが、その後増加割合がゆるやかとなっている。この $A.R.=50$ の分布は速度の尺度と同様に、下流の断面でいずれ $A.R.=3$ および 12.5 の場合の増加傾向を示す直線上に乗るものと思われる。このように、有限長十字形噴流の長さの尺度は、無限長十字形噴流のそれと比べ若干増加割合が大きい。

4. 結 論

有限長十字形ノズルから流出する三次元噴流の乱流量の分布を測定し、二次流れとの関係から以下のことを明らかにした。

(1) 3種類の有限長十字形噴流の y 軸上の u_{rms}/U_e 分布は、比較的上流の範囲において噴流端付近でくら形分布を示し、二次流れ速度の最大値を示す位置と対応している。また、 x 軸上の乱れ強さの流れ方向変化は、アスペクト比により異なり、 $A.R.=12.5$ の場合その最大値をとる位置が最も下流に移動する。この傾向は、ポテンシャルコアの距離の伸びの結果と良く対応している。

(2) 有限長十字形噴流の各乱れ強さの等値線は、乱流場の発達途中 ($A.R.=12.5$ の場合は $x/d=30$) において、二次流れ速度による乱流運動エネルギーの輸送のため $y=\pm z$ 方向に軸が伸びた有限長十字形分布に変形する。

(3) 代表断面である y および y' 軸上の各乱流量の分布は十分下流で相似性を示し、この相似性を示す

流れ方向断面の距離は、 $A.R.$ の増加につれ下流に移動する。また、 $A.R.$ が増加するにつれ分布傾向は、無限長十字形噴流のそれに近づくようである。

本研究に際し、名古屋大学工学部、中村育雄教授から有益な示唆をいただいた。ここに記して謝意を表する。

文 献

- (1) 藤田・ほか1名, 機論, 53-488, B (1987), 1142.
- (2) 藤田・ほか2名, 機論, 50-458, B (1984), 2586.
- (3) Heskestad, G., *Trans. ASME, Ser. E*, 32-4 (1965), 721.
- (4) Bradbury, L. J. S., *J. Fluid Mech.*, 23-1 (1965), 31.
- (5) Wygnanski, I. and Fiedler, H., *J. Fluid Mech.*, 38-3 (1969), 577.
- (6) 杓名・ほか3名, 流体工学研究, 19-2 (1983), 53.
- (7) Sfeir, A. A., *AIAA J.*, 17-10 (1979), 1055.
- (8) Marsters, G. F. and Quinn, W. R., *AIAA 18th Aerospace Science Meeting*, (1980), 1.
- (9) Marsters, G. F. and Fotheringham, J., *Aeronaut. Q.*, 31-4 (1980), 285.
- (10) 土屋・ほか3名, 機論, 51-461, B (1985), 85.
- (11) 中村・ほか3名, 機論, 44-38 B (1978), 4179.
- (12) Marsters, G. F., *Proc. 5th Biennial Symp. Turbulence*, (1978), 393.
- (13) Quinn, W. R. and Marsters, G. F., *Aeronaut. J.*, 89-882 (1985), 55.
- (14) 藤田・ほか2名, 徳山高専紀要, 10 (1986), 39.
- (15) Townsend, A. A., *The Structure of Turbulent Shear Flow*, (1976), 206, Cambridge Univ. Press.
- (16) Crow, S. C., and Champagne, F. H., *J. Fluid Mech.*, 48-3 (1971), 547.
- (17) 藤田・ほか2名, 機論, 51-467, B (1985), 2281.
- (18) Hussain, A. K. M. F. and Clark, A. R., *Phys. Fluids*, 20-10 (1977), 1416.
- (19) Tennekes, H. and Lumley, J. L., *A First Course in Turbulence*, (1972), 134, The MIT Press.

討 論

〔質問〕 土屋 良明〔信州大学工学部〕

極めて複雑な三次元乱流場に対して詳細な検討をされていることに敬意を表す。

(1) 乱流運動エネルギー方程式における拡散項あるいは散逸項が、二次流れの影響として結論された乱れの分布などにどのようにかわることになると考えられるのかについて、ご教示いただきたい。

(2) レイノルズ応力が図10(b)の $A.R.=12.5$ において、 $x/d=10$ の y 軸上に正になる領域が特異的に得られている。平均速度分布との対応などについてご教示いただきたい。

〔回答〕 (1) 著者らも二次流れの影響を受けた乱流量分布と乱流運動エネルギー収支方程式の各項の分布とが、どのように関連しているのかについて興味

を持っており、次報でそれらの関係について報告する予定である。今のところ、詳細に検討していないが、著者らの無限長十字形噴流の報告^(付1)を参考にすると、拡散項の役割は局所位置により大きく変化し、それは大渦運動のエネルギー輸送と関連していることが理解できる。散逸項の評価は噴流端付近で精度が悪く明白には言えないが、生成項と拡散項の変化の大きいところで変化が大きいようである。これにともない、乱流運動エネルギーの分布が局所的に変化するものと推測している。

(2) 図10(b)の $A.R.=12.5$ の $x/d=10$ 断面の y 軸上のレイノルズせん断応力分布が正になる領域と x 方向の平均速度 U の分布との対応については、前報^(付2)の図2(b)の平均速度分布または図10の相似

性の分布と比較することにより明らかになると思われる。図2(b)の $x/d=10$ 断面の速度分布は、噴流中心近くで“くら”形分布を持ち、この速度こう配($\partial U/\partial y$)が正となる領域と、レイノルズせん断応力分布($-\overline{uv}$)の項が正となる領域とがよく対応していることがわかる。一方、他の領域では $\partial U/\partial y < 0$ で $-\overline{uv} < 0$ となっている。以上のことから、レイノルズせん断応

力の分布は複雑な形状となっているが、 U 速度成分の分布形状に対応した分布、つまりこう配拡散形の考え方が利用できるようである。したがって、いわゆる負の生成(negative production)といった概念とは異なる。

(付1) 藤田・大坂・上野, 機論, 55-510, B(1989), 374.

(付2) 藤田・大坂, 機論, 53-488(1987), 1142.