同軸二重円管噴流に関する研究* (第 2 報, ノズル内部の渦形成について)

木 綿 隆 弘^{*1}, 岡 島 厚^{*1}, 上 野 久 儀^{*1}

Study on Double Coaxial Pipe Jets (2nd Report, Vortex Formation in Nozzle)

Takahiro KIWATA, Atsushi OKAJIMA and Hisanori UENO

Flow of double coaxial pipe jets which consist of a central round air jet (an inner jet) and an annular air jet (an outer jet) has been experimentally studied. Several nozzles with outer pipe lengths of $L/D_o = 0$ to 2 and different widths B of the outer annular jet were employed to examine the effects of self-excitation by the outer pipe. The strong intensity of fluctuating velocity appears in the nozzle with the pipe lengths of $L/D_o = 0.5$ to 1. The characteristics of the jet have great resemblance to those of a self-excited axisymmetric jet driven by a whistler nozzle (i. e., pipe-collar). It is found that the values of the Strouhal number St_L based on the pipe length L are constant, and that these values increase in a stepwise manner to the values equal to integral multiples, with further increase in the L/B ratio. The results of the measured distributions of vorticity and the flow visualization show the coherent structures in the inner and outer mixing regions of the jets. It is confirmed that the strong intensity of fluctuating velocity is related to the subharmonic component by vortex pairing.

Key Words: Jet, Coaxial Pipe, Self-Excitation, Axisymmetric Flow, Nozzle, Vortex Pairing, Turbulent Mixing, Circumferential Correlation, Flow Visualization

1. 緒 論

円形噴流の乱流せん断流には, 大規模構造が存在し, 周囲流体からのエントレインメントや混合過程に寄与している。そして, この大規模構造を操作することにより, 噴流を制御する試みが行われている⁽¹⁾。例えば, 噴流形状を変えた噴流の制御方法として, だ円噴流⁽²⁾などの三次元的な渦構造変化を利用した混合促進や, 円形噴流のノズル外側にカラーを付け, ノズル出口での気柱共鳴とせん断層の不安定による相互干渉である自己励起(Self-Excitation)⁽³⁾⁽⁴⁾なども利用されている。

本実験の噴流は, 繊維機械の一つであるエアジェットルームの噴流などに例が見られる二重パイプ構造の円形環状ノズル(外側ノズル)と中心円形ノズル(内側ノズル)からなる同軸二重円管噴流である。この場合, 環状噴流速度と比べ, 中心噴流速度は低く, 外側パイプが内側パイプより長いという特徴がある。前報⁽⁵⁾では, 外側ノズル長さ L/D_o (L : 外側ノズルのパイプ長さ, D_o : 環状噴流の外径) が 5 までのノズルの完全発達領域までの時間平均特性を明らかにし, ノズル長さ

$L/D_o=1$ ノズルの出口付近の乱れ強さが他のノズルと比較して大きくなることを示した。しかし, 乱れ増加の原因やノズル長さとの関係についていまだ不明な点が多い。そこで本報では, 単噴流にカラーを付けた場合と類似した励起現象が生じる $L/D_o=0 \sim 2$ ノズルの噴流に注目した。実験によりノズル出口近傍における速度変動乱れ強さ, 変動周波数, 円周方向空間相関係数を測定した。そして, 条件付きサンプリング法によりノズル内部に形成される噴流渦構造を調べ, 外側ノズル長さを変えた際の乱れ強さの増加と噴流渦構造の関係を明らかにし, 同軸二重円管噴流の外側ノズル長さによる励起効果について検討した。

2. 実験装置および方法

ノズルはアクリル樹脂製の図 1 に示すような同軸二重円管である。外側ノズル①からの環状噴流(外側噴流③)の外径 D_o が 40.8 mm, 内側ノズル②からの円形噴流(内側噴流④)の直径 D_i が 20.4 mm である。内側ノズル肉厚 b_i を変化させて, 外側環状噴流幅 B を 6.2, 4.4, 3.3 mm の 3 種類に変えた。また, 外側ノズル長さ L/D_o は, 零から 2 まで 0.125 刻みで変えた。外側噴流は, 絞り比 6.8:1 の外側ノズルにコンプレッサから空気が供給されて形成されるのに対し, 内側噴流は, 外側噴流に

* 平成 3 年 10 月 17 日 第 69 期全国大会講演会において講演, 原稿受付 平成 4 年 6 月 17 日。

^{*1} 正員, 金沢大学工学部 (〒 920 金沢市小立野 2-40-20)。

よる内側ノズル端に生じる負圧のために、長さ1.74 mの円形直管から自然吸引されて形成される。外側噴流の噴出速度(外側噴流速度) $\bar{u}_o$ を4~15 m/s($Re = \bar{u}_o D_o / \nu \approx (1.1 \sim 4.1) \times 10^4$, ν : 空気動粘性係数)の範囲でバルブ調節によって変化させたが、主に $\bar{u}_o = 12$ m/s($Re \approx 3.3 \times 10^4$, 相対乱れ強さは0.4%以下)で実験を行なった。条件付きサンプリングによる風速の測定には、X形およびI形熱線プローブを同時に使用した。I形プローブを軸方向速度変動 u' の周期性が強い位置に固定し、参照信号波形がピークになる時刻を基準(位相角 $\phi = 0^\circ$)にして、速度分布測定のために移動するX形プローブの信号を位相平均した。熱線風速計の線形化出力信号は、A-D変換ボードにより時間間隔150 μ sで、7000個のデータをサンプリングし、大型コンピュータに転送し、周波数解析、渦度分布などを計算した。可視化実験は、流動パラフィンをもスト化した煙を噴流上流側から $\phi 2$ mmのパイプにより注入して写真撮影を行った。軸方向座標は、内側ノズル出口中心を原点にした場合を x_i 、半径方向座標を r とし、外側ノズル出口からの距離を $x_o (= x_i - L)$ とする。なお、各値は外側噴流の外径 D_o と外側噴流速度 $\bar{u}_o$ で無次元化する。

3. 噴流の速度分布と乱れ強さ分布

$x_i/D_o \leq 2$ のノズル出口近傍における $L/D_o = 1$ ノズル($B = 6.2$ mm)の軸方向平均速度分布 $\bar{u}/\bar{u}_o$ を図2に示す。各軸方向位置の半径方向断面での最大平均速度 $\bar{u}_{\max}$ の位置を図2中、破線で示した。 $\bar{u}_{\max}$ 線は、ノズル内部では壁面に沿い、外側ノズルを出た後は中心軸へと漸近していく。 $\bar{u}_{\max}$ 線より外側の領域を外側混合領域①(外側せん断層)、中心軸側の領域を内側混合領域②(内側せん断層)と呼ぶ。内側噴流の噴出速度(内側噴流速度) $\bar{u}_i$ は、外側噴流速度 $\bar{u}_o$ の0.2倍程度であり、内側ノズル端後流の $r/D_o = 0.25$ からの内側噴流との速度差によるせん断層の半径方向の速度こう配は弱

く、このせん断層は $x_i/D_o = 0.25$ の位置ですでに不明りようになる。一方、内側ノズル端後流の $r/D_o = 0.35$ からの外側噴流によるせん断層の半径方向の速度こう配は強く、このせん断層が下流域まで形成されている。外側ノズルを出た後は、単噴流と同様に周囲大気との速度差による外側せん断層が形成される。次に、 $x_i/D_o \leq 2$ における軸方向速度変動分のr.m.s値 $u'_{\text{rms}}/\bar{u}_o$ の乱れ強さ分布を $L/D_o = 0.25, 0.5, 1, 1.25$ ノズルについて図3に示す。図3には最大平均速度 $\bar{u}_{\max}$ の位置を破線で、内側、外側混合領域で乱れ強さが最大になる位置を+印で示した。乱れ強さ u'_{rms} のピークは、最大平均速度 $\bar{u}_{\max}$ 線の両側のせん断層に沿って分布し、内側ノズル端の $r/D_o = 0.35$ 付近から生じて中心軸へと向かう内側乱れのピークと、外側ノズル端の $r/D_o = 0.5$ 付近から生じる外側乱れのピークがある。そして、最大平均速度 $\bar{u}_{\max}$ 線は、内側乱れと外側乱れの谷間に位置する。 $L/D_o \leq 0.25$ ノズルの場合、外側、内側乱れ強さが大きい領域は、 $x_i/D_o = 1.25$ 付近に広がっているが、 $L/D_o \geq 0.5$ ノズルで、外側乱れ強さの最大位置は $L/D_o = 0.25$ ノズルと比較して外側ノズル端に近づく。内側乱れ強さの最大位置も、 $L/D_o = 0.25$ ノズルに比べ、 $L/D_o = 0.5$ ノズルで内側ノズル出口に近づくが、 $L/D_o \geq 1.25$ ノズルの場合、最大位置は $x_i/D_o = 1.25$ 付近で変わらなくなる。この外側、内側乱れ強さの最大値 $(u'_{\text{rms}})_{\max}/\bar{u}_o$ の外側ノズル長さ L に対する変化を図4に示す。図4には、外側ノズル出口($x_o/D_o = 0$)の最大平均速度 $\bar{u}_{\max}/\bar{u}_o$ の変化も示した。 $L/D_o < 1$ ノズルでは、外側乱れ強さが内側乱れ強さより大きく、 $L/D_o = 1$ ノズルで同程度である。内側乱れ強さは、 $L/D_o = 0.25$ ノズルでは若干小さくなるが、 $L/D_o = 0.5 \sim 1.25$ ノズルで約17%に増加し、 $L/D_o > 1.25$ ノズルでも約16%とあまり減衰しない。図3(d)より $L/D_o \geq 1.25$ のノズルでは、内側乱れ強さの最大位置はノズル内部にあり、外側パイプがあるために外側噴流と内側噴流の混合が、周囲に影響されずに行われるため、内側乱れ強さはあまり減衰しないと考えられる。一方、外側乱れ強さは、 $L/D_o = 0$ ノズルの約17%から L の増加とともに

図1 ノズル概略図

図2 軸方向平均速度 $\bar{u}/\bar{u}_o$ 分布
($L/D_o = 1$, $\bar{u}_o = 12$ m/s, $B = 6.2$ mm)

上昇し, $L/D_o=0.5$ ノズルで, 約19%と最も大きく, $L/D_o>1$ ノズルでは急激に減衰していく. $L/D_o \leq 0.5$ ノズルでは外側ノズル出口に, まだポテンシャルコアが存在し, 出口の最大平均速度 $\bar{u}_{\max}$ はあまり減衰しないが, $L/D_o \geq 0.75$ ノズル出口の $\bar{u}_{\max}$ は, L の増加とともに低下する. 周囲大気とのせん断層は, $\bar{u}_{\max}$ の減少のため弱まり, 外側混合領域での乱れ強さの最大値 $(u'_{\text{rms}})_{\max}$ も, L の増加に伴い減衰する.

4. 混合領域内の速度変動周波数

外側ノズル長さ L と速度変動周波数成分の関係を見るために, $x_i/D_o=0.75$ の最大平均速度付近の速度変動 u' をFFTで周波数解析した結果を $L/D_o=0 \sim 2$ ノズル

図3 乱れ強さ $u'_{\text{rms}}/\bar{u}_o$ 分布 ($\bar{u}_o=12$ m/s, $B=6.2$ mm)

($\bar{u}_o=12$ m/s, $B=6.2$ mm)について図5に示す. $L/D_o=0$ ノズルでは広帯域のスペクトルが分布し, $L/D_o=0.25$ ノズルには, この位置において明確な卓越周波数はなく, 下流側で $L/D_o=0$ ノズルと同様なスペクトルが認められた. $L/D_o=0.5 \sim 1$ ノズルの場合, 乱れ増加の原因と考えられる周期的変動が生じ, $L/D_o=0.5$ ノズルで660 Hz, $L/D_o=0.75$ ノズルで460 Hz, $L/D_o=1$ ノズルで370 Hzが卓越する. $L/D_o=0.5 \sim 1$ ノズルの卓越周波数 f は, 外側ノズル長さ L/D_o に対して反比例に近い曲線で変化する. この場合, 内側噴流速度 $\bar{u}_i$ を零, または $0.5\bar{u}_i$ にすると卓越周波数の強度は減少するが, 周波数には変化がない. また, 内側ノズルのパイプの長さ1.74 mを1.54, 2.54 mなどに変えても卓越周波数には変化がなかった. 外側ノズル長さが大きい $L/D_o \geq 1.5$ のノズルでは, 約650 Hzの速度変動が生じる. これは, Auら⁽⁶⁾の $L/D_o=0$ ノズルの内側噴流速度 $\bar{u}_i \geq 0.5\bar{u}_o$ の噴流で生じる内側ノズル肉厚背後の交互渦のストローハル数 $St(=fb_i/\bar{u}_o, b_i$: 内側ノズル肉厚) ≈ 0.21 に一致している. 本実験の自然吸引される内側噴流速度 $\bar{u}_i$ は, $L/D_o=0$ ノズルの $\bar{u}_i \approx 0.15\bar{u}_o$ から $L/D_o \geq 2$ ノズルの $\bar{u}_i \approx 0.3\bar{u}_o$ まで変化するが, ノズル長さが大きい $L/D_o \geq 1.5$ ノズルの約650 Hzの変動成分は, Au

図4 外側ノズル長さ L に対する最大乱れ強さと外側ノズル出口の最大平均速度の変化 ($\bar{u}_o=12$ m/s, $B=6.2$ mm)

図5 スペクトル分布
(u' 成分, $x_i/D_o=0.75$, $\bar{u}_o=12$ m/s, $B=6.2$ mm)

図 6 軸方向速度変動 u' の卓越周波数(●:強いピーク, ○:弱いピーク)

らの同軸噴流と同類の内側ノズル肉厚背後の交互渦成分が現れると推察される。しかし、本報では、内側混合領域で最も卓越するスペクトル成分について注目する。そこで、外側噴流と内側噴流の混合時に生じる渦の卓越周波数を外側噴流の大きさ、すなわち外側噴流速度 $\bar{u}_o$ (4~15 m/s)と噴流幅 B (6.2, 4.4, 3.3 mm)を変え、 $L/D_o=0\sim2$ のノズルについて調べた。図6(a) $L/D_o=0.75$ ($B=6.2$ mm)、図6(d) $L/D_o=0.625$ ($B=4.4$ mm)、図6(e) $L/D_o=0.5$ ($B=3.3$ mm)のノズルを例に $x_i/D_o=0.75$ の最大平均速度付近で測定した結果を示す。また、 $L/D_o=0.75$ ノズルについては、下流域の $x_i/D_o=1.25$ の内側と外側混合領域での速度変動の卓越周波数の変化を図6(b), (c)に示す。なお、図6中、最も卓越する周波数の記号を塗りつぶし、比較的優勢な周波数に沿って実線を引いた。速度 $\bar{u}_o$ によって多少ばらつくが、各ノズルとも速度にほぼ比例して卓越周波数 f は増加する。優勢な周波数を L と B で整理した結果は図9, 10で後述する。図6(a)の $L/D_o=0.75$ ノズルの $x_i/D_o=0.75$ の位置において、線a1の周波数が卓越するが、外側ノズルを出た後の図6(b), (c)の $x_i/D_o=1.25$ の外側、内側混合領域では、線a1の周波数の $\frac{1}{2}$ 倍の周波数(線b2, 線c2)が卓越し、同軸二重円管噴流においても円形噴流で見られる渦の合体⁽⁷⁾が同様

図 7 スペクトル分布の流れ方向変化
(u' 成分, $L/D_o=1$, $\bar{u}_o=12$ m/s, $B=6.2$ mm)

に生じていることを示唆している。

このノズル内部で卓越する周波数(f 成分)とその $\frac{1}{2}$ 倍の周波数($\frac{1}{2}f$ 成分)の流れ方向の変化を見るために、外側、内側乱れのピーク位置でのスペクトル分布を

$L/D_o=1$ ノズル($\bar{u}_o=12$ m/s, $B=6.2$ mm)を例に図7に示す. 図7(a)の内側混合領域においては, 外側ノズル内の $x_i/D_o=0.5$ では370 Hzの f 成分が卓越し, 下流域の $x_i/D_o=1.0$ では広帯域の $\frac{1}{2}f$ 成分の185 Hzが卓越してくる. そして, $x_i/D_o=1.5$ ではもはや f 成分は見られない. 図7(b)の外側混合領域でも, 外側ノズル出口直後の $x_i/D_o=1.1$ では, 内側混合領域と同じ370 Hzが卓越する. $x_i/D_o=1.5$ は, 図3(c)の外側乱れ強さが最大になる位置であり, ここでは $\frac{1}{2}f$ 成分が卓越する. $x_i/D_o=1.9$ の分布や図7(a)の $x_i/D_o=1.5$ の分布のように下流に行くにしたがい, $\frac{1}{2}f$ 成分以下の低周波数成分が増大する. このようなスペクトル解析から求めた f 成分(370 Hz)と $\frac{1}{2}f$ 成分(185 Hz)の強度分布を図8に示す. 各位置のスペクトル強度は, 卓越周波数の ± 5 Hz幅のスペクトル強度とした. f 成分は, $x_i/D_o=0.3 \sim 1.5$ のノズル内部の壁面からノズル出口に分布し, ピークは $x_i/D_o=0.4$ と0.9付近の2箇所ある[図8(a)中+印]. 一方, 図8(b)の $\frac{1}{2}f$ 成分は, f 成分が卓越するノズル内部よりも下流域の外側と内側混合領域に分布し, $\frac{1}{2}f$ 成分がピークになる位置[図8(b)中+印]は, 図3(c)の外側乱れと内側乱れ強さの最大位置に対応している. $L/D_o=0.75$ ノズルの外側, 内側混合領域[図6(b), (c)]においても $\frac{1}{2}f$ 成分が

図8 スペクトル強度分布
(u' 成分, $L/D_o=1$, $\bar{u}_o=12$ m/s, $B=6.2$ mm)

主に卓越することから, 図4の $L/D_o=0.5 \sim 1$ ノズルにおいて外側乱れ強さが大きくなるのは, 外側混合領域で形成されるノズル内部の速度変動と同じ周波数 f の渦が外側ノズル出口下流域で $\frac{1}{2}f$ の周波数になる渦合体現象が生じているためと考えられる.

5. 混合領域内の渦構造

5.1 ストローハル数 図6で示したように, $\bar{u}_o=4 \sim 15$ m/sの各ノズルで優勢な卓越周波数 f を, 外側噴流幅 B と外側噴流出口速度 $\bar{u}_o$ で無次元化したストローハル数 $St_B(=fB/\bar{u}_o)$ と L/B の関係を図9に示す. 図9中の英数字が付いたプロット点は図6の各実線の傾きから算出した St_B 値に対応する. $B=6.2$ mmのノズルについて, 外側ノズル出口から $x_o/D_o=0.5$ の距離下流の外側せん断層における卓越周波数を $\oplus$ 印で示した. 図5のスペクトル分布で例示したように, 卓越周波数 f はノズル長さ L に対して反比例し, 噴流幅

図9 ストローハル数 St_B と L/B の関係($\circ \triangle \square$: $x_i/D_o=0.75$, $r/D_o=0.4$, $\oplus$: $x_o/D_o=0.5$, $r/D_o=0.475$)

図10 ストローハル数 St_L と L/B の関係($\circ \triangle \square$: $x_i/D_o=0.75$, $r/D_o=0.4$, $\oplus$: $x_o/D_o=0.5$, $r/D_o=0.475$)

B を6.2, 4.4, 3.3 mmと変えた場合でも, ストローハル数 St_B は L/B に対して双曲線で整理される。さらに, ノズル長さ L によるストローハル数 $St_L(=fL/\bar{u}_o)$ で整理すると図10のように, St_L 値は一定になり, L/B に対してステップ状に $St_L \approx 0.64N$ ($N=1, 2, 3$)と変化する。図9の双曲線は, 図10の $St_L \approx 0.64N$ ($N=1, 2, 3$)の線に対応した $St_B \cdot (L/B) \approx 0.64N$ の線である。ノズル長さが異なる図6(a), (d), (e)のノズルの L/B 値はほぼ同じ値で, 線a1, d1, e1の, St_L はすべて同じ値をとり, 2番めのモードになる。ストローハル数のモード変化は, $L/B=4$ および8付近で生じ, $N=3$ までは明確に現れるが, $N=4$ のモードは現れ難い。外側せん断層(⊕印)では, $L/B=3 \sim 8$ のノズルにおいて, 図6~8で示したように $\frac{1}{2}f$ 成分の周波数が卓越する。つまり, $L/B=4 \sim 8$ のノズル内部では $N=2$ のモード周波数 $St_L \approx 1.28$ が, ⊕印で示す下流域では $N=1$ のモード周波数 $St_L \approx 0.64$ に変わる。 $L/B < 4$ でも同様に下流域では $N=1$ のモード周波数の $\frac{1}{2}f$ 成分である $St_L \approx 0.32$ が卓越する。

5・2 内部渦パターン ノズル内部に形成される噴流渦の様相とモード変化の関係を調べるために, 図10の $N=1, 2, 3$ のストローハル数変化に対応した $L/B=3.3, 6.6, 8.2$ である $L/D_o=0.5, 1, 1.25$ ノズルの渦度分布を図11~13に示す。図11の $L/D_o=0.5$ ノズルは, $\bar{u}_o=10.7$ m/sの卓越周波数 $f=425$ Hz(トリガ位置: $x_i/D_o=0.7, r/D_o=0.4$)で位相平均処理して得られた渦度分布, 図12の $L/D_o=1$ ノズルは $\bar{u}_o=12$ m/s, 卓越周波数 $f=370$ Hz(トリガ位置: $x_i/D_o=0.8, r/D_o=0.4$), 図13の $L/D_o=1.25$ ノズルは, $\bar{u}_o=10.5$ m/sにおける卓越周波数 $f=420$ Hz(トリガ位置: $x_i/D_o=0.7, r/D_o=0.4$)で位相平均処理して得られた渦度分布を位相角 $\phi=180^\circ$ ごとに示す。同軸二重円管噴流の噴流渦は, 外側せん断層に反時計回りの渦と内側せん断層に時計回りの渦が形成され, 下流に移動していく。内側せん断層の渦は, 三つのノズルともポテンシャルコアが消失する $x_i/D_o=0.5$ 付近から形成され, 成長する。この $x_i/D_o=0.5$ 付近の渦の巻上り位置は, 図8(a)の $x_i/D_o=0.4$ での f 成分のピーク位置に一致する。 $L/D_o=1$ ノズルや $L/D_o=1.25$ ノズルは外側ノズルのパイプがあるために周囲大気と遮断され, ノズル内部に形成された渦は渦中心が若干, 中心軸側方向に移動しながら外側ノズル内を流下する。 $L/D_o=1.25$ ノズルの内側せん断層の渦は $x_i/D_o=1.25$ 付近で不明確になり, 外側ノズル端付近の外側せん断層の渦の明確な

図11 渦度分布 [$L/D_o=0.5, B=6.2$ mm($L/B=3.3$), $\bar{u}_o=10.7$ m/s, $f=425$ Hz]

図12 渦度分布 [$L/D_o=1, B=6.2$ mm($L/B=6.6$), $\bar{u}_o=12$ m/s, $f=370$ Hz]

図13 渦度分布 [$L/D_o=1.25, B=6.2$ mm($L/B=8.2$), $\bar{u}_o=10.5$ m/s, $f=420$ Hz]

巻上りは見られない。これは、図4の $L/D_o \geq 1.25$ ノズルで外側乱れ強さが減衰していることに対応する。 $L/D_o = 0.5$, 1ノズルの場合、ノズル内部の内側せん断層の渦がノズル出口に達すると、外側ノズル端から渦が形成され、共に下流に流されていく。 $L/D_o = 1$ ノズル($\bar{u}_o = 5 \text{ m/s}$)において、流動パラフィンミスト法で可視化した写真を図14に示す。外側ノズル出口付近には大きな巻込み渦が見られ、外側、内側せん断層の渦は、共に下流に流されていくことがわかる。この流れの様相は図12の渦度分布とよく一致している。図11~13の $L/D_o = 0.5, 1, 1.25$ ノズルの渦度分布は、図10に示したモード変化に対応し、ノズル内部に形成される渦の個数が $N=1, 2, 3$ 個形成される様相を表している。同軸二重円管噴流の内側せん断層における速度変動周波数は、外側ノズル長さ L と外側噴流幅 B の比で整理でき、噴流とキャビティに生じるエッジトーン現象⁽⁸⁾と同様に、ノズル内部の渦が $x_i/D_o = 0.5$ 付近で巻上の発生位置から外側ノズル出口までのノズル長さ L 内に存在する渦の個数で、速度変動周波数や波長が決定される。さらに、 L/B が4および8でモード変化し、渦の波長は噴流幅 B の4倍よりも長くなり難いと言える。このように、同軸二重円管噴流の速度変動を助長する励起現象は、ノズル内部の内側せん断層に渦が整数個形成されることで生じる。そして、図4の $L/D_o = 0.5 \sim 1$ ($L/B = 3.3 \sim 6.6$)ノズルの場合、外側ノズル出口近くで巻上った励起により形成された f 成分の噴流渦が、図6~8に示したごとく下流域の外側混合領域で渦合体し、 $\frac{1}{2}f$ 成分が生じることで、図3で見られるように外側ノズル出口近くで乱れ強さが増大する。

次に、混合領域の渦の輸送速度を調べた。ノズル内部の内側せん断層の渦中心から算出した輸送速度は、 $L/D_o = 0.5$ ノズルで $0.634 \bar{u}_o$ 、 $L/D_o = 1$ ノズルで $0.625 \bar{u}_o$ 、 $L/D_o = 1.25$ ノズルで $0.639 \bar{u}_o$ であり、この値

図14 $L/D_o = 1$ ノズルの流れパターン
($\bar{u}_o = 5 \text{ m/s}$, $B = 6.2 \text{ mm}$)

は下流に行くにしたがい減速する。これらの輸送速度の測定値は、Auら⁽⁶⁾の $L/D_o = 0$ ノズル($\bar{u}_i/\bar{u}_o = 0.3$)の場合の輸送速度 $0.65 \bar{u}_o$ に一致している。図10のストローハル数 $St_L \approx 0.64N$ ($N=1, 2, 3$)の係数は外側噴流速度 $\bar{u}_o$ に対する渦の輸送速度を意味し、この値とも一致する。また、 $L/D_o = 0.5$ ノズルの外側せん断層の渦の輸送速度は $0.576 \bar{u}_o$ であり、Auら⁽⁶⁾の $0.5 \sim 0.6 \bar{u}_o$ の範囲内にある。

5.3 円周方向の空間相関 円周方向の三次元渦構造を調べるために、I形プローブをある測定位置($\theta = 0^\circ$)に固定し、X形プローブの半径位置を変えずに円周方向に $\theta = 180^\circ$ まで回転させて、各角度 θ での円周方向2点間速度変動相関係数 $\bar{R}_{uu}$ の分布を $N=2$ モードである $L/D_o = 1$ ノズル($\bar{u}_o = 12 \text{ m/s}$, $B = 6.2 \text{ mm}$)を例に図15に示す。X形プローブは、測定平面の半径方向が常に噴流中心軸に向くようにその都度回転させた。図15(a)は内側混合領域内の $x_i/D_o = 0.5 \sim 1.25$ で、ノズル内の内側乱れがピークになる付近で測定した円周方向分布である。 $L/D_o = 1$ ノズルの場合、 $x_i/D_o = 0.5$ の $\theta = 180^\circ$ においても $\bar{R}_{uu} \approx 0.5$ であり、円周方向に良い相関があり、渦の軸対称性は強い。しかし、下流位置

(a) 内側混合領域

(b) 外側混合領域

図15 円周方向2点間速度変動相関係数 $\bar{R}_{uu}$ 分布
($L/D_o = 1$, $\bar{u}_o = 12 \text{ m/s}$, $B = 6.2 \text{ mm}$)

$x_i/D_o \geq 1.0$ では、 $\theta = 30^\circ$ 付近で $\bar{R}_{uu}$ はほとんど零に近い。また、図15(b)の外側ノズル出口付近下流の $x_i/D_o = 1.25 \sim 2.0$ の分布を見ると、 $x_i/D_o = 1.25$ の $\theta = 5^\circ$ において $\bar{R}_{uu} \approx 0.55$ であるが $\theta = 45^\circ$ で零に漸近していく。 $x_i/D_o \geq 1.75$ 下流になると $\theta \leq 30^\circ$ での相関係数は低下し、相関値はほぼ零の値をとり、渦の軸対称性はほとんどない。外側混合領域の $x_i/D_o \geq 1.75$ や内側混合領域の $x_i/D_o \geq 1.0$ における軸方向の相関係数が急激に低下する位置は、図12の渦度分布や図14の可視化写真の渦が不明確になる位置に対応し、 $x_i/D_o \geq 1.75$ の下流域では渦の崩壊が生じていると考えられる。

6. 結 論

同軸二重円管噴流の外側ノズル長さ $L/D_o = 0 \sim 2$ のノズルについて、外側噴流幅 B 、外側噴流速度 $\bar{u}_o$ を変えて、平均速度、乱れ強さ、速度変動周波数 f 、円周方向空間相関係数および渦度分布を調べ、次の結果を明らかにした。

(1) ノズル内部の速度変動周波数は外側ノズル長さ L と噴流幅 B に依存し、卓越ストローハル数 $St_L (= fL/\bar{u}_o)$ 値は一定になり、 $L/B = 4$ と8付近でステップ状に $St_L \approx 0.64N$ ($N = 1, 2, 3$)と L/B に対してモード変化する。

(2) $N = 1, 2, 3$ のモードの流れパターンは、ノズル内部に1, 2, 3個の渦が形成されることを条件付きサンプリング法による位相平均渦度分布によって示した。

(3) 同軸二重円管噴流の励起現象は、ノズル内部の内側せん断層に渦が整数個形成されることで生じる。そして、外側ノズル出口近くで巻上った外側せん断層の渦が、下流域で渦合体し、外側ノズル出口近くで乱れ強さが増大することを示した。

(4) ノズル内部の内側せん断層に形成される励起による渦が巻上る位置では流れの軸対称性は強いが、外側ノズルを出た下流の混合領域での流れの軸対称性は低下する。

最後に、実験装置の製作にご尽力をいただいた本大学流体工学研究室 西田正人技官、ならびに、実験およびデータ処理に協力していただいた早野哲央君、長谷村則夫君、畑田耕史君に感謝の意を表す。

文 献

- (1) 豊田, 機講資料集, No. 900-14(1990), 251.
- (2) Hussain, F. and Husain, H. S., *J. Fluid Mech.*, **208** (1989), 257.
- (3) Hill, W. G. and Greene, P. R., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, **99**(1977), 520.
- (4) Hasan, M. A. Z. and Hussain, A. K. M. F., *J. Fluid Mech.*, **115**(1982), 59.
- (5) 木綿・岡島・長久, 機論, **55-520**, B(1989), 3666.
- (6) Au, H. and Ko, N. W. M., *J. Sound Vib.*, **116**(1987), 427.
- (7) Hussain, A. K. M. F. and Zaman, K. B. M. Q., *J. Fluid Mech.*, **101**(1980), 493.
- (8) Krothapalli, A. and Smith, C. A., *Recent Advances in Aeroacoustics*, (1986), 247, Springer-Verlag.