同軸二重円管噴流の強制加振*

木 綿 隆 弘^{*1}, 岡 島 厚^{*1}
上 野 久 儀^{*1}, 中 川 正 人^{*2}

Effects of Forced Excitation on Double Coaxial Pipe Jets

Takahiro KIWATA, Atsushi OKAJIMA,
Hisanori UENO and Masato NAKAGAWA

Circular coaxial jets have been experimentally studied, and the outer annular jet is excited by the sound wave from speakers. We have measured velocity, turbulent intensity distributions and the power spectra of the fluctuating velocity of the coaxial jets for different configurations of the outer nozzle with a pipe length of $L/D_o=0$ to 5 and for various values of the velocity ratios of inner jet to outer jet, in order to examine the effects of excitation. For the nozzles with the pipe length of $L/D_o \geq 2$ and the forcing frequency of $f_o > 200$ Hz, the recirculating region shrinks and moves upstream. The intensity of fluctuating velocity in the outer mixing region for the jets of $L/D_o=0$ and 0.5 increases at $f_o=300 \sim 400$ Hz. It is confirmed that the increase of turbulence intensity is related to that of the fundamental frequency component. For the jet of $L/D_o=1$, turbulence suppression is observed at the forcing frequency of about 600 Hz. It is found that the suppression effect is a consequence of earlier transition of the shear layer vortices. For the nozzle with $L/D_o=2$, the vortex pairing event has been recorded through phase-locked measurements at the forcing frequencies of about 300~400 Hz. The velocity fluctuation intensity is confirmed to be enhanced by vortex pairing.

Key Words: Jet, Coaxial Pipe, Excited Jet, Axisymmetric Flow, Nozzle, Vortex Pairing, Turbulent Mixing, Tandem-Type Hot-Wire Probe, Flow Control

1. 緒 論

噴流にスピーカなどで強制的に微小振動を加え、せん断層の混合を制御する研究が行われている。例えば、単噴流について、Crow-Champagne⁽¹⁾は、流れ場で励起振動振幅が最大となる無次元振動数(=加振振動数×ノズル直径/噴流速度)は約0.3であることを示し、Hussain-Zaman⁽²⁾は、励起した単噴流の流れ場における乱れ増加は、渦合体(Vortex pairing)と強く関連していることを明らかにし、そのときの励起された無次元振動数は、ノズル直径とノズル壁面境界層の運動量厚さを代表長さとした場合、それぞれ0.85と0.012に整理できることを報告した。さらに、速度変動が非加振時より減少する無次元振動数⁽³⁾についても明らかにした。また、だ円形噴流を励起した際の渦輪の非一様曲率による渦構造の三次元変形を利用した混合促進の研究⁽⁴⁾や二次元平面噴流の両側せん断層を同・逆位相で振動を加えて制御する研究⁽⁵⁾、さらに円形噴流軸に垂直方向に振動を加えた研究⁽⁶⁾も行われ

ている。一方、著者ら⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾はこれまでに、同軸二重円管噴流の内側ノズル下流域における逆流を伴う再循環領域形成や外側ノズルのパイプ長さによる励起効果、そして、内側、外側せん断層内の渦構造を報告し、外側ノズルのパイプ長さ L を代表長さにした速度変動のストローハル数 St_L がステップ状に変化するのは、ノズル内部に形成される渦の個数変化に対応していること、さらに $L/D_o=0.5$ ノズル(D_o : 外側ノズル外径)出口付近における乱れ増加と渦合体との関連性を明らかにした。

そこで、本研究では、前報までの非加振時の噴流特性を基礎として、同軸二重円管噴流の環状噴流を強制加振させた場合の噴流特性を調べる。すなわち、供試噴流ノズルの上流側に配置したスピーカで強制的に変動を外側環状噴流に加えた際の平均速度や速度変動の周波数や乱れ強さなどの計測および条件付きサンプリングによる位相平均渦度分布⁽⁸⁾を求め、再循環領域やパイプ長さによる励起効果への影響、せん断層内渦構造の発達・合体・崩壊過程を明らかにし、同軸二重円管噴流の流れ場に強制振動が及ぼす影響について検討する。

* 平成6年3月31日 第71期通常総会において講演、原稿受付 平成6年6月15日。

*¹ 正員、金沢大学工学部 (〒920 金沢市小立野 2-40-20)。

*² 学生員、金沢大学大学院。

2. 実験装置および方法

実験装置は、前報⁽⁹⁾の装置において噴流に振動を与える加振装置を付加したものである。ノズル形状および座標系を図1に示す。供試ノズルはアクリル樹脂製で、整流部から絞り比6.8の外側ノズル①($D_o=40.8$ mm)にコンプレッサから空気が供給され、環状噴流(外側噴流)②を形成する。内側ノズル③($D_i=20.4$ mm)へは、タンクより長さ1.74 mの円形直管を経て空気が噴出し、円形噴流(内側噴流)④を形成する。加振装置は配管上に設置された直径200 mmの低音用スピーカ2個(100 W)と発振器、アンプから成り、外側噴流に正弦波振動を与えた。振動数 f_o は140~700 Hzの範囲で、外側噴流出口の振動振幅が $u'_{rms}/\bar{u}_o=1\%$ (u'_{rms} :軸方向速度変動 u' のrms値)になるように調節した。実験は、外側環状ノズル幅 B を6.2 mmにし、外側ノズル長さ L/D_o を0~5の範囲で変え、外側ノズル出口速度 $\bar{u}_o$ を、おもに12 m/s(レイノルズ数 $Re=\bar{u}_o D_o/\nu \approx 3.3 \times 10^4$, ν :空気動粘性係数)とし、速度比 $\bar{u}_i/\bar{u}_o$ ($\bar{u}_i$:内側噴流の管中心速度)を0.15~0.4の範囲で実験を行った。風速測定には、パーソナルコンピュータで自動制御されたトラバース装置に取付けたX形またはI形熱線プローブおよび流れ方向の順流、逆流の識別が可能なタンデム形熱線プローブ⁽¹⁰⁾を適宜、使用した。定温度型熱線風速計からの線形化出力信号は、A-D変換ボードにより時間間隔150~400 μ sで、8192個のデータをサンプリングし、周波数解析、速度ベクトル分布、位相平均渦度分布、レイノルズ応力分布などを計算した。

3. 平均速度場

3.1 速度ベクトル分布 非加振時と外側環状噴流を加振した場合($f_o=300$ Hz)の軸方向距離 $x_i/D_o \leq 2.5$ のノズル出口付近における流れの様相を $L/D_o=2$ ノズル($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$)を例として図2に示す。流線分布

図1 ノズル形状と座標系

は、タンデム形熱線プローブで測定した軸方向速度 $\bar{u}$ から算出した。強制加振の有無にかかわらず、内側ノズル出口から距離 $x_i/D_o \approx 1$ 付近に逆流を伴う再循環領域が形成される。 $f_o=300$ Hzの加振時には、中心軸上の逆流速度は若干減少し、再循環領域は上流側に移動し、再循環領域下流において外周から中心軸側への巻込みが増加する。そして、 $x_i/D_o > 2$ の外側ノズル出口では、非加振時に比べてより平坦な速度分布で噴出する。なお、ノズル壁近傍で速度分布が示されていないのは、タンデム形熱線プローブの構造上壁に近づけないため、計測不可能な領域である。

3.2 中心軸上速度分布 図2の速度ベクトル分布に示すごとく、振動数によって速度分布に変化が生じる。種々なノズル長さの噴流において、 $f_o=150$ ~700 Hzの範囲で加振したときの中心軸上軸方向平均速度 $\bar{u}_c/\bar{u}_o$ の分布を図3に示す。加振の影響が大きく生じる領域は、いずれのノズルも軸方向距離 $x_i/D_o \leq 4$ のノズル出口近傍である。速度比を $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$, 0.15などに変えても、加振が中心軸上速度分布へ及ぼす影響は定性的に同様で、例として、速度比 $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$ における各ノズルの流れの様相を述べる。

(1) $L/D_o=0$ ノズル 図3(a)に示すように、中心軸上速度 $\bar{u}_c/\bar{u}_o$ は内側ノズルを出た後、低下し、図2の流線分布のごとく、再循環領域を形成した後、増加する。強制振動数が $f_o=600, 700$ Hzにおいて、中心軸上速度 $\bar{u}_c/\bar{u}_o$ は、若干上流側で増速するが、加振の影響は比較的少ない。

(2) $0 < L/D_o < 2$ ノズル $0 < L/D_o < 2$ のノズル

(a) 非加振時

(b) $f_o=300$ Hz

図2 流線と速度ベクトル分布($L/D_o=2$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$)

ルの例として $L/D_o=1$ ノズルについて図3(b)に示すが、励起しても中心軸上速度 $\bar{u}_c/\bar{u}_o$ には変化はなく、加振の影響はわずかである。

(3) $L/D_o \geq 2$ ノズル ノズル長さが $L/D_o \geq 2$ の例として $L/D_o=2$ ノズルの場合を図3(c)に示す。中心軸上速度 $\bar{u}_c/\bar{u}_o$ は、加振することによって、 $f_o \geq 300$ Hz のいずれも $x_i/D_o=1 \sim 2$ 付近では、非加振時よりも速度がほぼ $0.2\bar{u}_o$ 程度一様に増加し、逆流域によって示される再循環領域は約75%に縮小する。

3.3 再循環領域に与える影響 内側ノズル出口下流域に形成される再循環領域に与える強制振動数

(a) $L/D_o=0$

(b) $L/D_o=1$

(c) $L/D_o=2$

図3 中心軸上軸方向平均速度 $\bar{u}_c/\bar{u}_o$ 分布 ($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$)

f_o の影響をノズル長さ $L/D_o=0 \sim 5$ について図4に示す。図4は、速度比が $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$ の場合の逆流の範囲を表す上流および下流よどみ点と最低速度値 $\bar{u}_{c \min}/\bar{u}_o$ の変化を強制振動数 f_o に対して示す。上流よどみ点の位置はノズル長さ L に関係なく、強制振動を加えても、 $0.2D_o$ 以内の移動しか見られない。一方、下流よどみ点は、 $L/D_o < 2$ ノズルでは、 f_o を変えても $0.1D_o$ 程度内の移動変化量で少ないが、 $L/D_o \geq 2$ のノズルでは、 $f_o > 200$ Hz の加振時に下流よどみ点は $0.4D_o$ 程度上流側へ移動し、図2(b)の流線パターンに示したように再循環領域は縮小する。再循環領域の縮小は、速度比が $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$ の場合も同様である。そして、そのときの最低速度 $\bar{u}_{c \min}/\bar{u}_o$ は、 $L/D_o < 2$ ノズルでは、非加振時と比較し、 $\pm 0.05\bar{u}_o$ 内の変化であるが、 $L/D_o \geq 2$ のノズルの場合、再循環領域の縮小に伴い、 $f_o \approx 400$ Hz まで最低速度 $\bar{u}_{c \min} \approx -0.25\bar{u}_o$ に増加する。 $L/D_o \geq 2$ ノズルにおける再循環領域の縮小、逆流速度の減少は、再循環領域周辺のせん断層内のレイノルズ応力の増加など、4.4節で後述する加振による流れ構造の変化に伴うものである。

(a) 再循環領域の位置

(b) 最低速度値

図4 再循環領域の位置と最低速度値 ($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$)

図5 卓越周波数変化($L/D_o=0.5$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$, v' 変動)

4. 非定常流れ構造

4・1 自然周波数と加振周波数の関係 図5には、 $L/D_o=0.5$ ノズル($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$)を例にして、外側、内側混合領域における強制振動数 f_o に対する速度変動の卓越周波数の変化を示す。なお、卓越周波数は、半径方向速度変動 v' をFFTで周波数解析したスペクトル強度の大きい順に3種求め、また、非加振時の値は $f_o=0$ Hz にプロットした。図5(a)の内側混合領域の $x_i/D_o=0.5$ の卓越周波数は加振周波数 f_o によって異なり、 $f_o \leq 300$ Hz の場合、非加振時に卓越するパイプ長さにより定まる周波数成分 $f_L^{(8)} \approx 650$ Hz (以下、 f_L 成分という)が優勢であり、 $f_o=300 \sim 600$ Hz では強制振動数の周波数成分(f_o 成分)が卓越し、 $f_o \geq 600$ Hz では強制振動数の半分の周波数($f_o/2$ 成分)の分数調波成分が卓越する。そして、 $f_o=f_L (=650 \text{ Hz})$ の場合、 f_o 成分や $f_o/2$ 成分のスペクトル強度が特に大きくなることはなく、この様相は他のノズルでも同様であった。図5(b), (c)に示す下流域の外側と内側混合領域の卓越周波数もほぼ同様に变化するが、 $f_o/2$ 成分に変化する振動数は低下し、500 Hz 付近になる。このように、流れ場の卓越する周波数は、 f_o の増加に対し、 $f_L \rightarrow f_o \rightarrow f_o/2$ の順に変化し、強制振動数が高いほど、上流側で f_o 成分の渦の形成、渦合体が生じる。図5(a)のように、 $x_i/D_o=0.5$ の位置で最も卓越する周波数 f_1 を、 $L/D_o=0 \sim 1$ のノズル長さの場合につき、強制振動数 f_o と非加振時のパイプによる周波数 f_L で整理したものを図6に示す。最も卓越する周波数 f_1 は、強制振動数 f_o が低い $f_o/f_L < 0.5$ では、図6中破線 $f_1=f_L$ のパイプによる卓越周波数 f_L である。そして、振動数が $f_o/f_L \geq 0.5$ になると、卓越周波数 f_1 は、破線 $f_1=f_L$ から外れ、強制振動数 f_o 成分、つまり $f_1=f_o$ 一定になる。さらに、 $f_o/f_L \geq 1$ で、 $f_1=f_o/2$ 成分が生じることがわかる。このように、同軸二重円管噴流の場

図6 各ノズルの卓越周波数変化
(内側混合領域, $x_i/D_o=0.5$, $r/D_o=0.32$, v' 変動)

合、 $f_o/f_L > 0.5$ で加振の影響を強く受けるようになり、その後、卓越周波数 f_1 は f_o の分数調波に変化する。

図5や図6のように流れ場で卓越する周波数はパイプ長さ依存する周波数 f_L から加振周波数 f_o へ移り変わるが、それらの成分のスペクトル強度分布の比較的時間にわたる時間的変化を $L/D_o=0.5$ ノズルの場合を例にして図7に示す。この場合、FFTによる各スペクトル強度分布は、時間 $t=0 \sim 900$ ms の v' 速度変動波形の30 ms幅の波形を15 msずつ移動させて求めた。図7は、図5(c)で示した外側混合領域 $x_i/D_o=1.0$ の卓越周波数に変化が生じる過渡周波数域の $f_o=250, 500$ Hz と $f_o=350$ Hz について示した。卓越周波数が f_L から f_o 成分に変化する $f_o=250$ Hz の過渡域では、図7(a)のようにスペクトル分布は一定せず、パイプ長さによる周波数成分 $f_L \approx 650$ Hz とその半分の周波数 $f_L/2$ (325 Hz) と f_o (250 Hz) の成分が不規則に混在している。 f_o 成分が支配的な $f_o=350$ Hz では、図7(b)のようにパイプ長さによる周波数成分 $f_L \approx 650$ Hz はもはや見られず、つねに350 Hz成分が卓越し、強制振動による渦が規則的に形成されている。一

方, f_o 成分から $f_o/2$ 成分への変化が現れる $f_o=500$ Hz 付近では, 強制振動数 f_o (500 Hz) と $f_o/2$ (250 Hz) の成分が卓越するが, $f_o/2$ 成分は $t=0\sim60, 570\sim630, 840\sim900$ ms 付近で認められず, 渦合体現象の非定常性が認められる。

4.2 乱れ強さと卓越周波数の変化 図2~4では平均速度場に加振が及ぼす影響を示したが, 次に同じ $L/D_o=0\sim2$ ノズルの噴流の外側および内側混合領域内で測定した強制振動数 f_o に対する乱れエネルギー $k=[(\overline{u'^2}+\overline{v'^2})/2]$ の変化を図8に示す。 $L/D_o=0, 0.5$ ノズル ($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$) の場合, 図8(b)の内側よりも図8(a)に示す外側混合領域のほうに加振の影響が強く現れ, 図8(a), (b)の $x_i/D_o=1.5$ の位置では, k 値は $f_o=300\sim400$ Hz 付近で, f_o 成分が卓越し, 増大す

図7 卓越周波数の時間的変化 ($L/D_o=0.5$, 外側混合領域, $x_i/D_o=1, r/D_o=0.44, \bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3, v'$ 変動)

る。また, $L/D_o=1$ ノズルの k 値は, $f_o \geq 500$ Hz において非加振時の値より減少する。 $x_i/D_o=1.0$ の位置における内側混合領域の乱れエネルギー k を速度比 $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$ を例として, 図8(c)に示す。 $L/D_o=0, 0.5$ ノズルの乱れエネルギー k は, 大きな変化は見られな

(a) $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$ (外側混合領域, $x_i/D_o=1.5, r/D_o=0.44$, $\square: L/D_o=0, \circ: L/D_o=0.5, \triangle: L/D_o=1$)

(b) $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$ (内側混合領域, $x_i/D_o=1.5$, $\square: L/D_o=0, r/D_o=0.15, \circ: L/D_o=0.5, r/D_o=0.17, \triangle: L/D_o=1, r/D_o=0.29, \diamond: L/D_o=2, r/D_o=0.29$)

(c) $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$ (内側混合領域, $x_i/D_o=1.0$, $\square: L/D_o=0, r/D_o=0.17, \circ: L/D_o=0.5, r/D_o=0.2, \triangle: L/D_o=1, r/D_o=0.32, \diamond: L/D_o=2, r/D_o=0.25, +: L/D_o=3, r/D_o=0.25$)

図8 乱れエネルギー $k/\bar{u}_o^2$ 変化

く、 $L/D_o=2$, 3 ノズルの場合、 $f_o=300\sim 400$ Hz で k の値は 2 倍程度増大する。図 9 に、 $L/D_o=2$ ノズルの各振動数におけるスペクトル強度分布を示すが、乱れ強さが増大する $f_o=300\sim 400$ Hz では f_o 成分のほか $f_o/2$ 成分が増加する。この $f_o/2$ 成分が生じる渦合体现象については、4・4 節で詳述する。なお、図 8 中の矢印は、非加振時のパイプによる卓越周波数 f_L であるが、各周波数付近で噴流を加振しても、乱れエネルギーに変化はほとんど見られない。

4・3 乱れ強さの流れ方向変化 内側混合領域における乱れ強さ (k , u'_{rms} , v'_{rms}) のピーク値の流れ方向変化を、 $L/D_o=0\sim 2$ ノズルについて図 10～12 に示す。いずれのノズルも $f_o=600$ Hz のように高い振動数で加振した場合、渦が上流側で形成され、半径方向速度変動の乱れ強さ v'_{rms} が増加し、非加振に比べ、加振時 ($f_o=600$ Hz) の乱れエネルギー k は急激に上昇する。軸方向速度変動の乱れ強さ u'_{rms} も、 $L/D_o=0$ ノズルの場合は、加振により上流側で増大するが、 $L/D_o=1, 2$ ノズルの場合、 u'_{rms} の急激な上昇は見られない。特に、 $L/D_o=1$ ノズルの場合、乱れの成長、減衰が加振のため上流側に移行し、図 8(a), (b) のように下流域で k 値が減少したように観測される。また、

$L/D_o=1$ ノズルや $L/D_o=2$ ノズルの $f_o=320$ Hz の場合、乱れエネルギー k 分布には $x_i/D_o\approx 0.5$ と 1.1 付近に二つピークを有する。 u'_{rms} が最大になる位置でもある $x_i/D_o\approx 1.1$ 付近の k 値の増加は、後述する渦合体による乱れ増加に起因している。なお、Zaman ら⁽³⁾ は、単噴流においてノズル壁面の境界層の運動量厚さ θ を代表長さにした $St_\theta(=f_o\theta/\bar{u}_o)=0.017$ の振動数で加振時に、乱れが減少することを明らかにした。本噴流の外側ノズル出口壁面 ($x_i/D_o=0$) の運動量厚さ θ は、外壁で約 0.165 mm、内壁で約 0.142 mm であり、 $St_\theta=0.017$ を本噴流に適用すると振動数 f_o は外壁で 1236 Hz、内壁で 1437 Hz になり、本実験の計測範囲を超え、Zaman らの単噴流における現象と比較するまでには至らなかった。

4・4 渦合体现象による乱れ増加と噴流構造 図 8(c) のように $f_o=300\sim 400$ Hz 付近において乱れ強さが増加する例として、 $L/D_o=2$ ノズル ($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$) の $f_o=320$ Hz で加振したときの u' 変動のスペクトル強度分布を図 13 に示す。スペクトル強度は、FFT によるスペクトル解析から求めたノズル内における $f_o/2$ 成分 [(160 ± 5) Hz の強度] の分布である。渦合体

図 9 スペクトル分布変化 ($L/D_o=2$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$, $x_i/D_o=1.0$, $r/D_o=0.32$, 内側混合領域, v' 変動)

図 11 乱れ強さのピーク値の流れ方向変化 ($L/D_o=1$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.24$, 内側混合領域)

図 10 乱れ強さのピーク値の流れ方向変化 ($L/D_o=0$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$, 内側混合領域)

図 12 乱れ強さのピーク値の流れ方向変化 ($L/D_o=2$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$, 内側混合領域)

図 13 u' 変動の $f_o/2$ 成分のスペクトル強度分布
($L/D_o=2$, $f_o=320$ Hz, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$)

(a) $\phi = -30^\circ$

(b) $\phi = 30^\circ$

(c) $\phi = 90^\circ$

図 14 位相平均渦度分布 ($L/D_o=2$, $f_o=320$ Hz,
 $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$)

(a) 非加振時

(b) $f_o=320$ Hz

図 15 レイノルズ応力 $-u'v'/\bar{u}_o^2$ 分布
($L/D_o=2$, $f_o=320$ Hz, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$)

によって生じる $f_o/2$ 成分がピークになる位置は、ノズル内部の $x_i/D_o \approx 1.1$ であり、軸方向速度変動の rms 値 u'_{rms} の全乱れ強さに対し、 $f_o/2$ 成分が占める割合は 60% に達する。この渦合体の様相を調べるため、 $L/D_o=2$ ノズルにおいて $f_o=320$ Hz で加振した場合の位相角 $\phi = -30 \sim 90^\circ$ の位相平均渦度分布を図 14 に示す。図 14 は、図 13 の $f_o/2$ 成分 (160 Hz) が卓越する位置 ($x_i/D_o=1.0$, $r/D_o=0.25$) に、I 形プローブを固定し、その出力信号の軸方向速度変動成分 u' のトリガ信号を FFT を用いて卓越周波数まわりに帯域通過フィルタ処理 (± 20 Hz 幅) をして、卓越周波数を抽出し、各位相ごとに平均操作を施して、渦度分布を算出したものである。 $L/D_o=2$ ノズルは外側ノズルのパイプがあるため、周囲大気と遮断され、ノズル内部では外側環状噴流と内側噴流の速度差による内側せん断層内に渦 A, B が安定して形成される。二つの渦 A, B は、図 14(a) の位相 $\phi = -30^\circ$ で $x_i/D_o=0.6$ と 0.9 にあるが、時間経過に伴い、渦 A, B は接近し、図 14(c) $\phi=90^\circ$ で並んだ状態になり、一つの渦に合体し、その後拡散する。図 15 には、非加振の場合と加振 ($f_o=320$ Hz) 時のレイノルズ応力 $-u'v'/\bar{u}_o^2$ の分布を比較して示す。レイノルズ応力が最大になる位置は、図 12 の乱れエネルギー k が最大になる位置と同じであり、非加振時と励起時ではあまり変わらず $x_i/D_o \approx 1.1$ であり、図 13 の $f_o/2$ 成分強度分布が大きくなる位置とも一致する。そして、加振時のレイノルズ応力の最大値は、大きな正の値 (1.34×10^{-2}) を示し、この付近で高速側と低速側の流体間の混合が大きい。したがって、図 2(b) の速度ベクトル分布のごとく、ノズル管壁付近の速度は中心軸向きの $\bar{v}$ 成分が増加し、中心軸付近の速度欠損部の回復が非加振時より上流側で生じる。このように、外側ノズル長さが大きい $L/D_o \geq 2$ ノズルの場合、環状噴流をスピーカで加振することによって内側せん断層を励起させ、渦合体の促進や再循環領域の縮小など流れパターンが変化する。

5. 結 論

同軸二重円管噴流の流れ場に強制振動が及ぼす影響について、スピーカで強制的に変動を外側環状噴流に加えた際の平均速度、速度変動周波数、乱れ強さ、位相平均渦度分布などを求め、内側ノズル出口下流に生じる再循環領域やパイプ長さによる励起効果への影響、せん断層内渦構造の変化を調べ、次のような結果を得た。

(1) パイプによる周波数 f_L が卓越するノズルにおいて、強制振動数 $f_o > 0.5 f_L$ で加振時に強制振動数

f_o 成分が流れ場で優勢になる。強制振動数 f_o が高いほど上流側で f_o 成分が卓越し、下流域では $f_o/2$ 成分が生じ、内側と外側せん断層内において渦合体が生じ、加振により渦合体が促進される。

(2) $L/D_o=0\sim 1$ ノズルの場合、再循環領域に対して強制加振の影響が比較的少ないが、 $L/D_o=0, 0.5$ ノズルでは、外側せん断層のほうに強制加振の影響が出る。また、 $L/D_o=1$ ノズルにおいて、加振により乱れの成長、減衰が上流側に移行し、乱れ強さが非励起時より減少する。

(3) $L/D_o\geq 2$ ノズルの場合、再循環領域に対して $f_o>200$ Hz で加振時に影響が生じ、下流よどみ点が上流側に移動し、再循環領域は縮小し、中心軸上速度が増加する。そして、 $f_o=300\sim 400$ Hz 付近における内側混合領域の乱れ強さやレイノルズ応力の増加は、

内側せん断層内の渦合体に起因することを明らかにした。

文 献

- (1) Crow, S. C. and Champagne, F. H., *J. Fluid Mech.*, **48** (1971), 547.
- (2) Hussain, A. K. M. F. and Zaman, K. B. M. Q., *J. Fluid Mech.*, **101** (1980), 493.
- (3) Zaman, K. B. M. Q. and Hussain, A. K. M. F., *J. Fluid Mech.*, **103** (1981), 133.
- (4) Hussain, F. and Husain, H. S., *J. Fluid Mech.*, **208** (1989), 257.
- (5) 蒔田・ほか2名, 機論, **54**-504, B(1988), 1938.
- (6) 小川・ほか2名, 機論, **59**-566, B(1993), 2975.
- (7) 木綿・岡島・長久, 機論, **55**-520, B(1989), 3666.
- (8) 木綿・岡島・上野, 機論, **59**-557, B(1993), 8.
- (9) 木綿・ほか4名, 機論, **60**-575, B(1994), 112.
- (10) 溝田・岡島, 九大応力研報, **45** (1976), 353.