

# ノズル内の二次元物体後流によってフラッピングする 二次元噴流の渦構造\*

宮 越 勝 美\*<sup>1</sup>, 羽 二 生 博 之\*<sup>1</sup>

## Vortex Structure in a Two-Dimensional Jet Under Flapping motion Generated by Wake of a Cylinder Installed in Nozzle Contraction

Katsumi MIYAKOSHI\*<sup>2</sup> and Hiroyuki HANIU

\*<sup>2</sup>Department of Mechanical Engineering, Kitami Institute of Technology,  
165 Koen-cho, Kitami-shi, Hokkaido, 090-8507, Japan

It is possible to control the spread of a plane jet passively by the vortices from a two-dimensional cylinder installed in the nozzle contraction. In a particular condition of cylinder placement, two distinctive spectral peaks at frequencies  $f_1$  and  $f_2$  with their averaged frequency at  $1/2$  the vortex shedding frequency  $f_v$  were observed, where the jet exhibits flapping motion at low frequency  $f_3 (=f_1 - f_2)$ . The vortex structures in a plane jet under inharmonic excitation were studied by means of hot-wire and phase ensemble-averaging techniques. The phase ensemble-averaging results show that the vortex street shed at frequency  $f_v/2$  was formed in the jet under inharmonic excitation, and similar vorticity distributions appeared in the upper and lower shear-layers alternately at frequency  $f_3$ . As the result, within the duration of one flapping motion, successive nine vortices were formed at shedding frequency  $f_v/2$  to complete their one cycle of evolution.

**Keywords:** Jet, Flow Control, Flutter, Passive Control, Inharmonic Excitation, Ensemble-Average, Nozzle, Two-Dimensional Cylinder

### 1. 緒 言

噴流現象は、流体の代表的な流動状態の一つであり、噴流の有する混合・拡散作用は、燃焼や伝熱効率の向上や化学反応の促進など工業的に広く利用されている。このため、人為的な微小かく乱によって噴流内の渦構造を操作し、混合・拡散作用を制御する研究が活発に行われてきた<sup>(1)(2)</sup>。これらの研究には、噴流の外部から音波や速度変動を加えて噴流せん断層内の渦を励起するアクティブ制御法が多く用いられている。

アクティブな制御は、かく乱の周波数や強度を任意に変化させることができるため、パイモダル制御など多様で柔軟な制御が可能となる利点をもつ<sup>(3)</sup>。しかし、この制御法では、音圧や速度変動発生用の複雑な装置が必要となり、さらに、制御に必要な外部エネルギーは、噴流の制御量をはるかに超える場合も少なくない。工業的に広く利用されている噴流の制御を目的とする場合には、使用環境や制御コストの面で制約の少ないことも重要な条件の一つとなるが、現在のアクティブ制御法ではこの条件はまだ達成されていないといえる。

著者らは、噴流ノズル内に二次元柱を設置し、その後流の周期的速度変動を用いてせん断層内の渦を制御する噴流制御法の開発を進めている<sup>(4)</sup>。この制御法は、外部エネルギーや複雑な装置が不要なパッシブ制御であり、音圧な

どによるアクティブ制御が困難な高温・高圧などの劣悪な環境下における噴流制御への応用など、種々の分野で利用可能な制御法として期待できる。

これまでの実験から、単一の二次元柱をノズル内の適切な位置に設置することによって、噴流の拡散作用の抑制と促進が可能であること、また、拡散作用が促進される場合には特徴的な2つの制御条件があることを明らかにしてきた<sup>(5)</sup>。これらの2つの促進条件は、励起周波数に調和した周波数の渦が強化される調和型制御条件と、二次元物体後流の渦放出周波数 $f_v$ の $1/2$ を挟んで周波数の異なる2つのスペクトルピークならびに低周波数のスペクトルピークが見られる非調和型制御条件である。

非調和型制御条件においては、二次元噴流が低周波数で上下に揺動するフラッピングが発生しており、噴流のフラッピングは、拡散作用を促進させる有力な制御法になり得る可能性が示唆されている。しかし、フラッピング現象の発生機構やその噴流内の渦構造は明らかにされていない。

このため、本研究ではフラッピングが発生する非調和型制御条件の二次元噴流について、速度変動の特徴的なスペクトルピークの発生領域を明らかにするとともに、これらの速度変動波形をデジタルフィルター処理することによって、それぞれの周波数変動の基本特性を調べた。さらに、これらの分離された複数の速度変動を合成した基準信号を用いることによって位相集合平均解析を行い、非調和型に制御された噴流構造の抽出を試みた。

\* 原稿受付 2004年1月22日

\* 正員、北見工業大学工学部(〒090-8507 北見市公園町165)。  
E-mail: miya@mech.kitami-it.ac.jp

## 2. 実験装置および方法

実験には、一辺400mmの正方形断面の整流胴を持つ低速噴出し風洞を使用した。図1に、二次元噴流ノズル部概略と座標系を示す。二次元縮流ノズルは、アクリル板で作られ、その縮流形状は正弦曲線で構成されている。噴流出口形状は、ノズル高さ  $h=15\text{mm}$ 、幅  $B=300\text{mm}$  の矩形であり、また、噴流出口には幅800mm×高さ900mmの端板が取り付けられている。これらの諸元と使用した風洞装置は既報<sup>(5)</sup>と同じである。

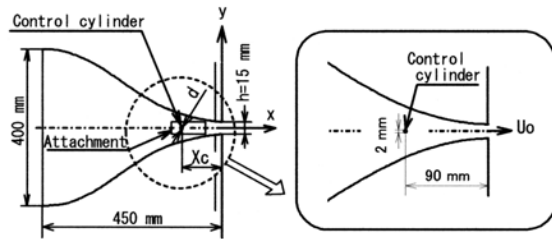


Fig.1 Schematic view of nozzle and coordinate system

噴流制御のための二次元物体には、直径  $d=2\text{mm}$ 、長さ350mmの真ちゅう製の円柱を使用した。この円柱は、2枚のアタッチメントを用いてノズル内の中心線上にノズル出口と平行に設置している。なお、ノズル出口から円柱中心までの距離は  $X_c=90\text{mm}$  とした。また、渦励振による二次元円柱の振動を防ぐため、円柱に十分な張力を与えて取り付けられている。これらの円柱設置条件は、既報<sup>(5)</sup>において約19%の拡散促進効果が得られた非調和型制御条件 ( $d/h=0.133$ ,  $X_c/h=6$ ) に一致させた。

座標原点はノズル出口中心に置き、主流方向に  $x$  軸、主流と垂直方向に  $y$  軸、ノズルスパン方向に  $z$  軸を定義する。実験は、座標原点における流速を  $U_0 \approx 10.1\text{m/s}$  とした。このときの  $h$  を代表長さとするレイノルズ数 ( $Re=U_0 \cdot h / \nu$ ) は  $1.0 \times 10^4$  であり、無制御時の原点における乱れ強さは約1.1%であった。また、制御時の円柱直径  $d$  とその設置位置の推定平均流速  $U_{xc}$  に基づくレイノルズ数 ( $Re_d=U_{xc} \cdot d / \nu$ ) は  $4.0 \times 10^2$  である。このときの制御円柱から放出される渦の周波数は  $f_v=348.75\text{Hz}$  であり、ノズル出口直後の  $x/h=0.1$  における平均乱れ強さは約3.1%であった。

噴流速度の測定には、2本の  $x$  型熱線プローブと4台の熱線流速計 (KANOMAX, SYSTEM 7201×2set) を用いた。なお、2本の熱線プローブの1本は、噴流中心の  $y=0\text{mm}$ ,  $z=15\text{mm}$ ,  $x=60\text{mm}$  または  $x=150\text{mm}$  の位置に固定し、位相集合平均のための基準信号を検出した。さらにもう1本は、 $X$ - $Y$  平面内の  $0.2 \leq x/h \leq 16$  の範囲において2475個所の速度信号を検出した。これらの速度信号をコンピュータで処理することにより、主流方向速度  $u$  と垂直方向速度  $v$  の時間平均分布、パワースペ

クトル分布ならびに位相集合平均値から各位相毎の渦度分布を求めた。また、サンプリング周波数は3kHz、サンプリングデータ数は80000点とした。

## 3. 実験結果および考察

**3.1 非調和型制御条件における時間平均速度特性** 図2は、 $x/h=0.2$  のスパン中央において非調和型制御時と無制御時の時間平均特性を比較したものである。図2(a)に示す非調和型制御時の時間平均速度  $U/U_0$  の  $y$  方向分布は無制御時にほぼ一致しており、噴流外縁には約3~4%の増速が見られるが、いずれの条件においてもトップハット形に近い二次元噴流が形成されているといえる。

一方、時間平均の変動速度  $U_{rms}/U_0$ ,  $V_{rms}/U_0$  は、非調和型制御時の方が無制御時より大きく、分布傾向も大きく異なることがわかる。図2(b)の  $U_{rms}/U_0$  は、無制御時には噴流外縁部を除いてほぼ一様となるのに対して、非調和型制御時は  $y/h \approx \pm 0.17$  の噴流中心に近い位置で極大値を示す双頭形の分布となっている。また、図2(c)の非調和型制御時の  $V_{rms}/U_0$  の分布は噴流中心において極大となり  $V_{rms}/U_0 \approx 0.04$  を示している。

これらの変動速度分布の相違は、制御円柱後流の逆対称配列の渦が通過するためと考えられ、噴流全体にかく乱を与える音圧励起法と本制御法との大きな相違点であるといえる。

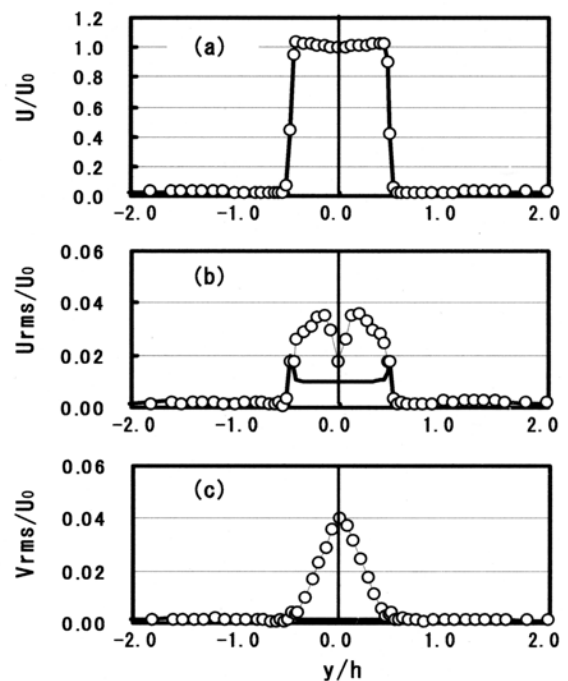


Fig. 2 Distributions of time averaged velocities at  $x/h=0.2$ . —○—: with cylinder, —: without cylinder, (a) longitudinal mean velocities  $U/U_0$ , (b) longitudinal velocity fluctuations  $U_{rms}/U_0$ , (c) lateral velocity fluctuations  $V_{rms}/U_0$

図3は、半値幅 $b$ の主流方向変化を示したものである。非調和型制御時の半値幅は、 $x/h > 10$ において無制御時より増加していることがわかる。図4は、時間平均速度分布 $U/U_m$ の相似性を比較したものである。なお、 $U_m$ は各測定断面における噴流の中心速度である。また、無制御時の $U/U_m$ の分布は $x/h \geq 5$ においてほぼ相似であったため、 $5 \leq x/h \leq 20$ の範囲で積算平均値を求め図中に実線で示した。この無制御時の $U/U_m$ の分布は、 $y/b \pm 1.5$ の範囲でガウス分布に良く一致している。一方、非調和型制御時の速度分布には若干のバラツキがあるが、 $x/h=5$ においては半値幅より外側の速度が無制御時に比較して大きく、 $x/h=20$ においてはこれと逆の傾向が見られる。このような時間平均速度分布の相違は、フラッピングの発生によるものと考えられる。したがって、速度分布に相似性が現れる領域は、さらに下流になるものと予想される。

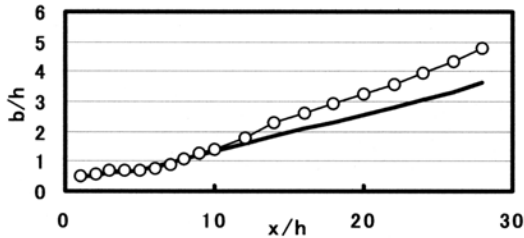


Fig. 3 Variation of half-width in the longitudinal direction.  
—○— : with cylinder, — : without cylinder

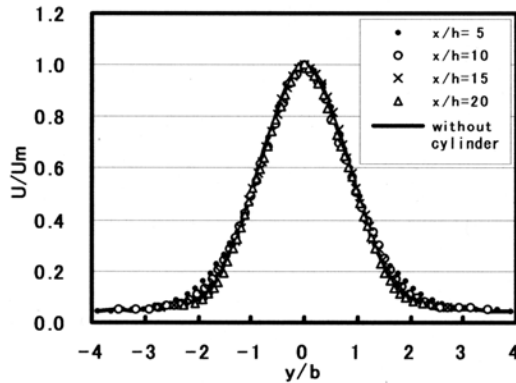


Fig. 4 Distributions of longitudinal mean velocities

### 3.2 非調和型制御条件における速度変動特性

図5は、非調和型制御された二次元噴流の半値幅付近における速度変動のパワースペクトル分布である。なお、 $f^* (= f \cdot h/U_0)$ は、ノズル出口高さ $h$ と出口速度 $U_0$ に基づく無次元周波数である。 $x/h=1$ において制御円柱からの渦放出周波数に一致する $fv^*=0.513$ に明瞭なスペクトルが見られる。 $2 \leq x/h \leq 5.5$ においては $fv^*$ の $1/2$ の周波数を挟んで $f_1^*=0.271$ と $f_2^*=0.244$ に2つの周波数スペクトルが存在しており、それより下流では $f_3^*=0.028$ の周波数スペクトルが見られる。この

$f_3^*$ は噴流のフラッピング周波数であり、 $f_3^*=f_1^*-f_2^*$ の関係にあることが明らかにされている<sup>(5)</sup>。

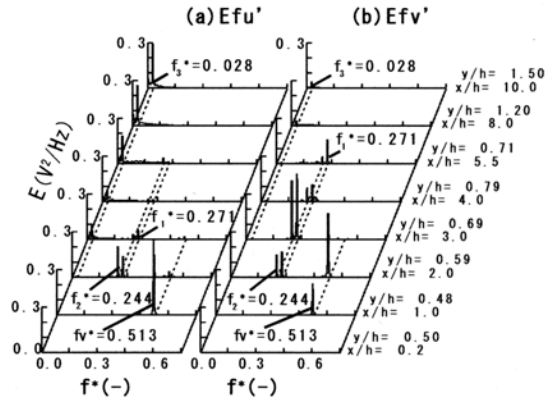


Fig. 5 Distributions of power spectrum in the vicinity of half-width. (a)  $Efu'$ , (b)  $Efv'$

図6は、噴流中心 $y/h=0$ における速度変動のパワースペクトル分布を図5と同様に示したものである。円柱後流の渦放出周波数に一致する $fv^*$ のスペクトルは $x/h \leq 4$ に見られる。一方、図5の半値幅付近では、 $f_1^*$ と $f_2^*$ の2つのスペクトルが $u'$ と $v'$ のそれぞれの速度成分において見られるのに対し、噴流の中心においては、 $u'$ 成分には $f_2^*$ が、 $v'$ 成分には $f_1^*$ の速度変動スペクトルが単独で存在することがわかる。

音圧などによって励起された場合には、 $f_1^*$ 、 $f_2^*$ 、 $f_3^*$ のような整数倍の関係にないスペクトルピークの発生や、変動成分によって周波数の異なるスペクトルピークが発生する現象は報告されていない。このようなスペクトル分布となる噴流構造を明らかにすることは、本制御法を確立する上でも必要となるばかりでなく、流体工学的にも興味深い現象であると考えられる。

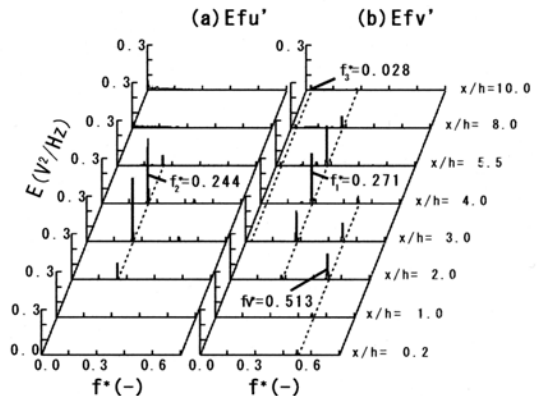


Fig. 6 Distributions of power spectrum on the jet centerline. (a)  $Efu'$ , (b)  $Efv'$

非調和な関係にある $fv^*$ 、 $f_1^*$ 、 $f_2^*$ 、 $f_3^*$ の周波数による速度変動の発生領域を明らかにするため、噴流内の

スペクトル分布を調べた。図7は、これらの周波数のパワースペクトルピーク値を等値線で表したものであり、図中の破線は噴流の半値幅を示している。

図7(a)は、円柱後流の渦放出周波数に一致する $fv^*$ のスペクトルピーク値の等値線であり、 $u'$  および  $v'$  の速度変動成分が最大となる位置は、 $x/h=1\sim 1.5$ ,  $y/h \approx 0.5$  の半値幅付近にあることがわかる。このことは、円柱後流の周波数 $fv^*$ の渦によって噴流せん断層が励起され、その $fv^*$ の周波数に一致した渦が巻き上がることを示唆している<sup>(4)</sup>。

図7(b)は $f_1^*$ の場合であり、 $u'$  は $x/h \approx 2.5$ ,  $v'$  は $x/h \approx 3$ の半値幅よりやや噴流中心側で速度変動が最大となっている。また、等値線の形状は $u'$  と  $v'$  で異なり、 $v'$  の速度変動は噴流中心においても大きいことがわかる。図7(c)の $f_2^*$ の $u'$  と  $v'$  の等値線形状は $f_1^*$ の場合とは逆になっており、 $u'$  の速度変動の最大値は $x/h \approx 3.5$ の噴流中心で生じている。図7(d)の $f_3^*$ の低周波速度変動は、 $v'$  成分では $x/h \geq 9$ で僅に見られるのに対し、 $u'$  成分は $x/h \geq 3$ の半値幅付近で大きいことがわかる。これは、フラッピングによって速度勾配の大きな半値幅付近のせん断層が揺動するためと考えられている<sup>(5)</sup>。

非調和型制御の特徴である周波数の近接した $f_1^*$ ,  $f_2^*$  のスペクトルは、図7(b)と(c)に示したように $x/h \leq 1$ の噴流出口近傍では見られないことから、これらの周波数の速度変動が噴流ノズル内で発生するのではなく、噴流せん断層に巻き上がった周波数 $fv^*$ の渦の合

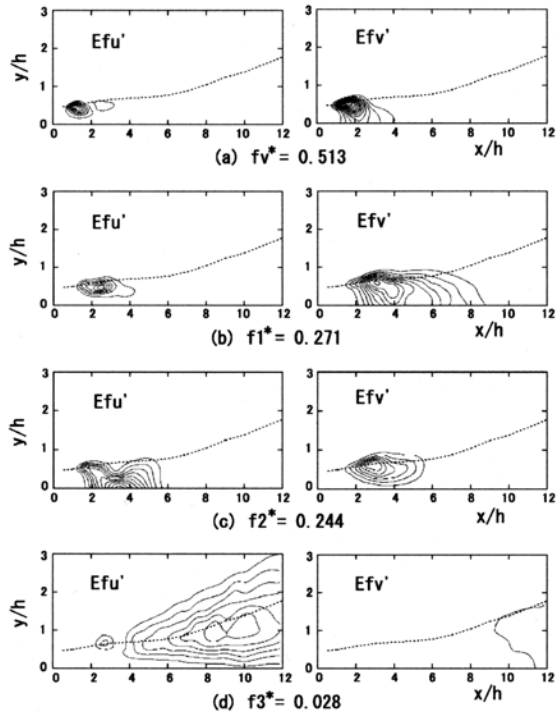


Fig. 7 Contours of power spectrum peak. (interval = 0.05  $V^2/Hz$ )

体によって発生している可能性が高い。

一方、時間平均のスペクトル解析では周波数 $f_1^*$ と $f_2^*$ の速度変動が、同時に存在している現象なのか、あるいは間欠的に発生する現象なのかは判断できない。このため、速度変動波形を調べた。

図8は、 $f_1=183.75Hz$ と $f_2=165Hz$ の時間平均スペクトルピークが同時に見られる半値幅付近の $u'$ ならびに $v'$ の速度変動と、これらを通過周波数範囲150Hz～200Hzのデジタルバンドパスフィルタ処理することによって得られた変動波形を示したものである。

図8(b)のフィルタ通過後の波形には良好な周期性と連続性があり、間欠的な変動現象ではないことがわかる。また、 $u'$  pass,  $v'$  passの波形は規則的に振幅変調していることがわかる。一方、図7(a)の $fv$ の変動

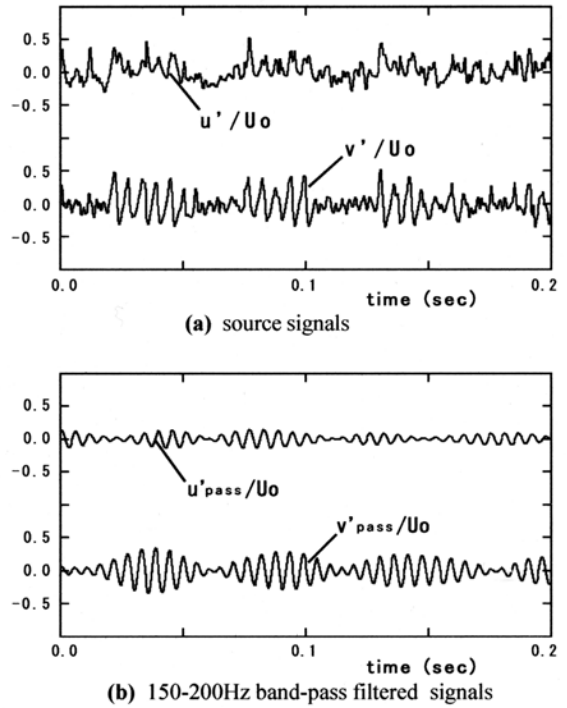


Fig. 8 Time trace of instantaneous velocity fluctuations at  $x/h=3$ ,  $y/h=0.69$ .

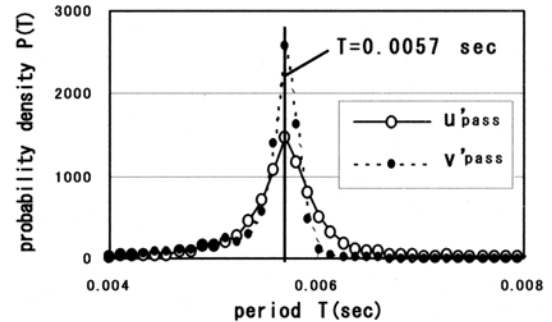


Fig. 9 Distributions of velocity fluctuation periodicity through 150-200Hz band-pass filter. ( $x/h=3$ ,  $y/h=0.69$ )

が顕著に現れるノズル出口近傍の $x/h=1, y/h=0.46$ の速度波形には振幅変調が見られず、その変動周期は $T=0.0029\text{sec}$ であることを確認している。

図9は、これらの波形の周期と $f_1, f_2$ の周波数との対応を調べるため、フィルタ-通過波形の変動周期の確率密度分布を示したものである。この図から $u'$  passと $v'$  passの確率密度が最大となる周期はほぼ等しく、 $fv$ の $1/2$ の周期 $T=0.0057\text{sec}$ に良好に一致することがわかる。一方、半値幅付近以外では $f_1$ と $f_2$ のスペクトルピークの大きさは同等ではなく、噴流中心付近においては図6に示したように $f_1$ と $f_2$ のピークがそれぞれ $u'$ と $v'$ のスペクトル分布に単独で存在している。

図10は、 $f_1$ と $f_2$ のスペクトルピークが単独でみられる噴流中心の速度変動波形であり、図11はそのバンド

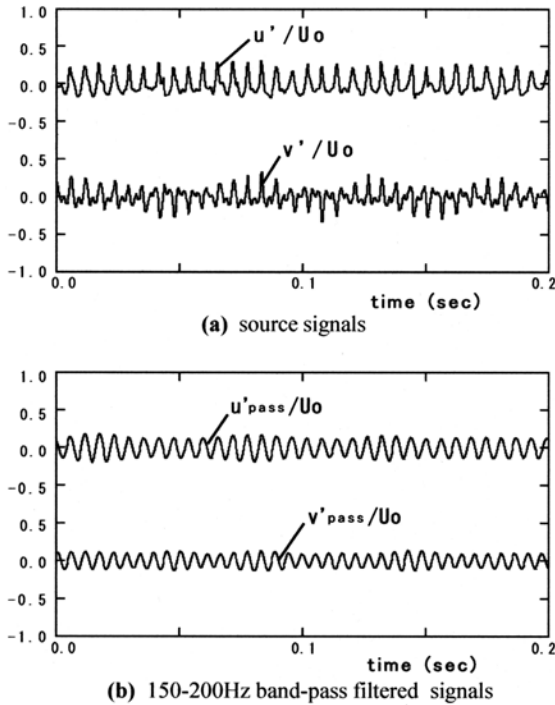


Fig. 10 Time trace of instantaneous velocity fluctuations at  $x/h=3, y/h=0$ .

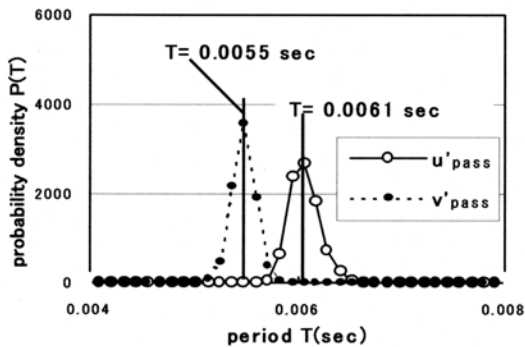


Fig. 11 Distributions of velocity fluctuation periodicity through 150-200Hz band-pass filter. ( $x/h=3, y/h=0$ )

パスフィルタ-処理後の変動周期の確率密度分布を示したものである。

図10(b)のフィルタ-処理後の $u'_{\text{pass}}, v'_{\text{pass}}$ の波形には周期的な振幅変調は見られない。さらに図11から、それらの変動周期の確率密度が最大となる周期は異なり、 $u'_{\text{pass}}, v'_{\text{pass}}$ の周期がそれぞれ $f_2, f_1$ の逆数に対応していることがわかる。

これらのことから、非調和型制御条件の噴流内の渦構造は、以下の2つのモデルを推定することができる。一つは、 $f_1$ と $f_2$ の渦構造が定在的に存在している場合、すなわち、周波数の異なる2つの渦構造が重畳している場合(model 1)であり、もう一つは、円柱後流で励起された $fv$ の渦の合体によって形成される $fv/2$ の渦の渦強度が周期的に変化する場合(model 2)である。

なお、model 1においても $f_1$ と $f_2$ の速度変動の和は、 $(f_1+f_2)/2=fv/2$ の基本周波数が $(f_1-f_2)/2$ の低周波数で振幅変調する積の形となることから、結果的にはmodel 2と同様な速度変動を示すものと考えられる。したがって、図7～図11の結果から非調和型制御条件における噴流内の渦構造を特定することはできない。

**3.3 単一の基準信号による渦構造の抽出** 非調和型制御噴流の渦構造を明らかにするため、フラッピング周波数 $f_3$ の速度変動に基づいて位相集合平均解析を行った。このときの基準信号には、図12(b)に示すような通過周波数範囲が10Hz～40Hzのデジタルバンドパスフィルタで処理した $x/h=10$ の噴流中心における $v'$ の速度変動を用いた。この理由は、噴流の中心位置では上下せん断層の速度情報を同じ条件で検出することが可能であり、さらに、 $v'$ の速度変動においてフラッピング周波数 $f_3$ のスペクトルが明瞭に見られるためである。フラッピング位相 $\phi$ の基準点は基準信号のゼロクロス点とした。また、集合平均には数居値を設定し、基準信号周期が $f_3$ に対応する周期の $\pm 20\%$ の範囲に入る場合の速度データのみを採用した。この結果、集合平均回数は330～400周期となった。

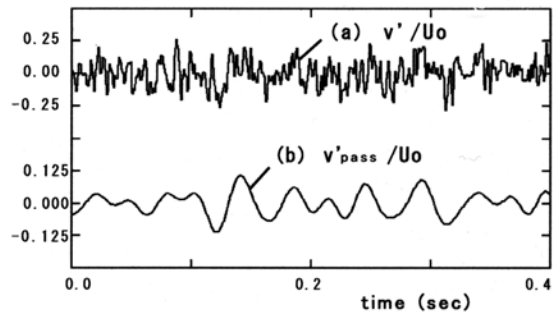


Fig. 12 Time trace of instantaneous velocity fluctuations at  $x/h=10, y/h=0$ . (a) source signal, (b) 10-40Hz band-pass filtered signal

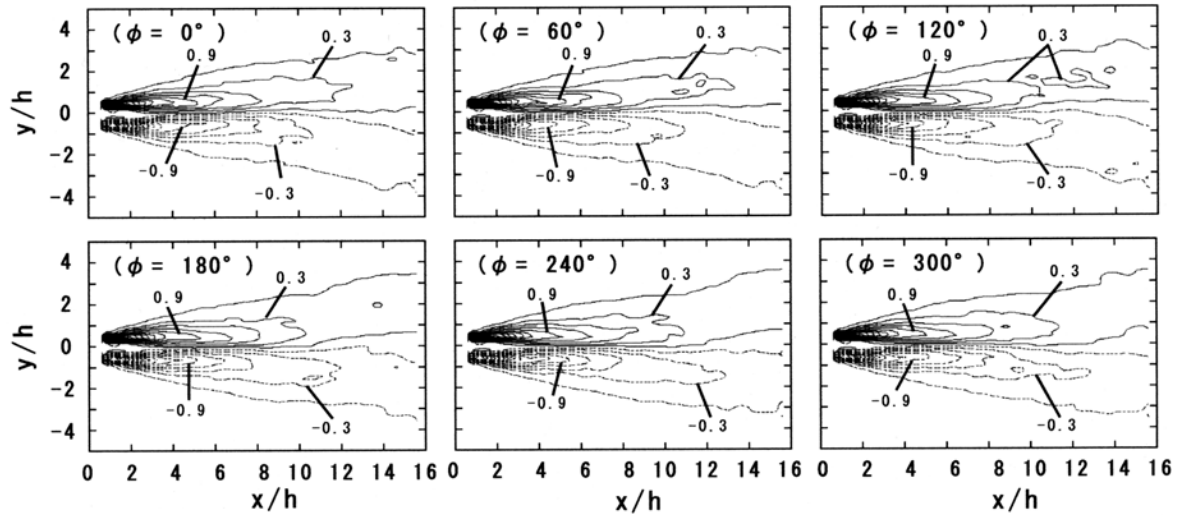


Fig. 13 Contours of phase ensemble-averaged vorticity. (interval  $\zeta^* = 0.2$ )

図13は、前述の条件によって抽出された無次元渦度  $\zeta^* (= \zeta h/U_0)$  を等値線で表したものである。また、図中の実線は正の渦度、破線は負の渦度、 $\phi$  はフラッピングの位相を示している。

$\phi = 0^\circ \sim 300^\circ$  の等値線は、 $x/h \geq 6$  において上下に揺動しており、噴流のフラッピング状態がわかる。何れの  $\phi$  においても最大渦度はノズル出口のせん断層付近にあるが、 $\phi = 0^\circ \sim 60^\circ$  では噴流中心より上方の正の渦度の等値線が下流に伸張し、 $\phi = 180^\circ \sim 240^\circ$  では下方の負の渦度の等値線が下流に伸張している。すなわち、上下せん断層の渦度の等値線がフラッピングに同期しながら  $180^\circ$  の位相差で下流方向に伸縮することがわかる。しかし、この  $f_3$  の速度変動を基準に用いた解析結果では、スペクトル解析において見られた  $f_1$  と  $f_2$  に基づく構造が抽出されていない。この理由は、フラッピング周波数  $f_3$  と  $f_1$ ,  $f_2$  との間に大きな周波数差があり、低周波数速度変動  $f_3$  のジッターによって周波数の高い  $f_1$ ,  $f_2$  の変動（構造）が埋没するためと考えられる。したがって、フラッピングする噴流内の  $f_1$ ,  $f_2$  の高い周波数の渦構造を低周波数のフラッピングと同時に抽出するためには、単一の基準信号を用いる条件付き抽出法では困難であることがわかった。

**3.4 位相集合平均用基準信号の合成** 図9の結果より、半振幅付近の速度変動の周期は、 $fv/2$  の周波数変動の周期にほぼ一致することが明らかとなり、また、 $f_1$  と  $f_2$  の速度変動が重畳すると仮定した場合 (model 1) においても振幅変調する周波数  $fv/2$  の変動が現れることから、非調和型制御条件の噴流構造は、せん断層内に形成された  $fv/2$  の渦が  $f_3 (= f_1 - f_2)$  のフラッピング周波数で周期的に変化している可能性が高いものと考えられる。

したがって、噴流中の渦構造を抽出するためには、 $f_1$  と  $f_2$  の2つの周波数変動を関連づけた基準信号を生

成して解析に用いる必要がある。本研究では、噴流中心線上で  $f_1$  と  $f_2$  が最も顕著に現れる  $x/h=4$  の  $u'$  と  $v'$  の速度変動を加算することによって振幅変調する  $fv/2$  の基準信号を生成し、さらに、その振幅変調の周期をフラッピング周期に対応させることにした。なお、噴流中心上でのスペクトル分布には  $fv/2$  のスペクトルピークを直接みることはできない。

図14は解析に用いた基準信号波形の例を示したものである。図14の(a)と(b)は、それぞれ通過周波数範囲が150Hzから200Hzのデジタルバンドパスフィルタ処理後の  $u'$  と  $v'$  の変動波形であり、図14(c)はこれらの波形の和である。また、図14(c)の破線は、基本周期  $T_c$  ごとの極大・極小値から3次の最小二乗法によって求めた変動振幅の近似曲線である。この近似曲線がゼロクロスする周期を  $T_b$  と定義した。図14(c)の合成された基準信号波形は、基本周期  $T_c$  の変動が周期  $T_b$  で振幅変調するものとなる。

図15に、合成された基準信号周期の確率密度分布を示す。基本変動周期の平均値  $\langle T_c \rangle$  は、 $fv/2$  の周期に

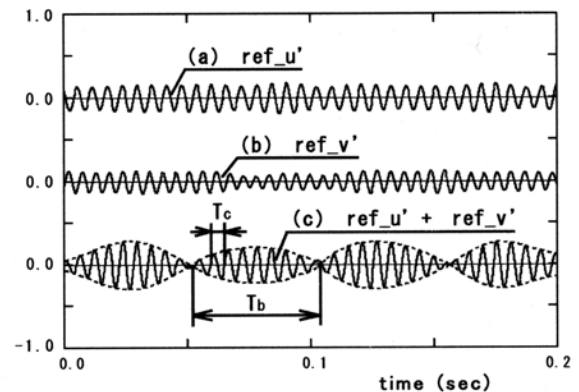


Fig. 14 Time trace of instantaneous reference signals through 150-200Hz band-pass filter at  $x/h=4$ ,  $y/h=0$ .

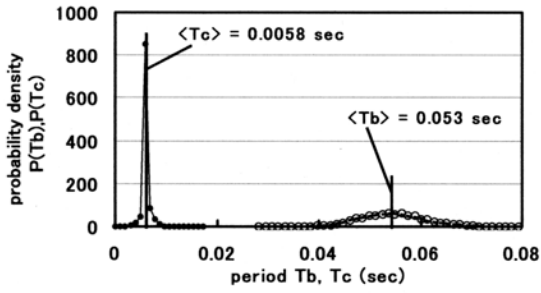


Fig. 15 Distributions of reference signals periodicity at  $x/h=4$ ,  $y/h=0$ .

一致しており、振幅変調周期の平均値 $\langle T_b \rangle$ はフラッピング周波数 $f_3$ の周期にほぼ等しいことがわかる。ま

た、これらの平均周期の間には $\langle T_c \rangle : \langle T_b \rangle$ がほぼ1:9の関係にあることがわかった。この結果に基づき、図14(c)の振幅変調周期 $T_b$ 毎に9周期の $T_c$ に対応する速度信号を抽出し、設定された $T_c$ に基づく位相 $\theta$ 毎に集合平均を行った。なお、位相 $\theta$ の基準点には、 $T_b$ 毎の基準信号波形が最初に負から正となるゼロクロス点を用いた。また、周期 $T_b$ が平均振幅変調周期 $\langle T_b \rangle$ の $\pm 10\%$ を超える場合にはデータを除外した。この結果、採用された $T_b$ の周期数は100~150の範囲となった。

**3.5 非調和型制御噴流の渦構造** 合成された基準信号の2つの周期 $T_c$  (周波数 $f_v/2$ の逆数に対応) と $T_b$  (フラッピング周波数 $f_3$ の逆数に対応) を用いて、速度 $u, v$ の位相集合平均解析を行った。

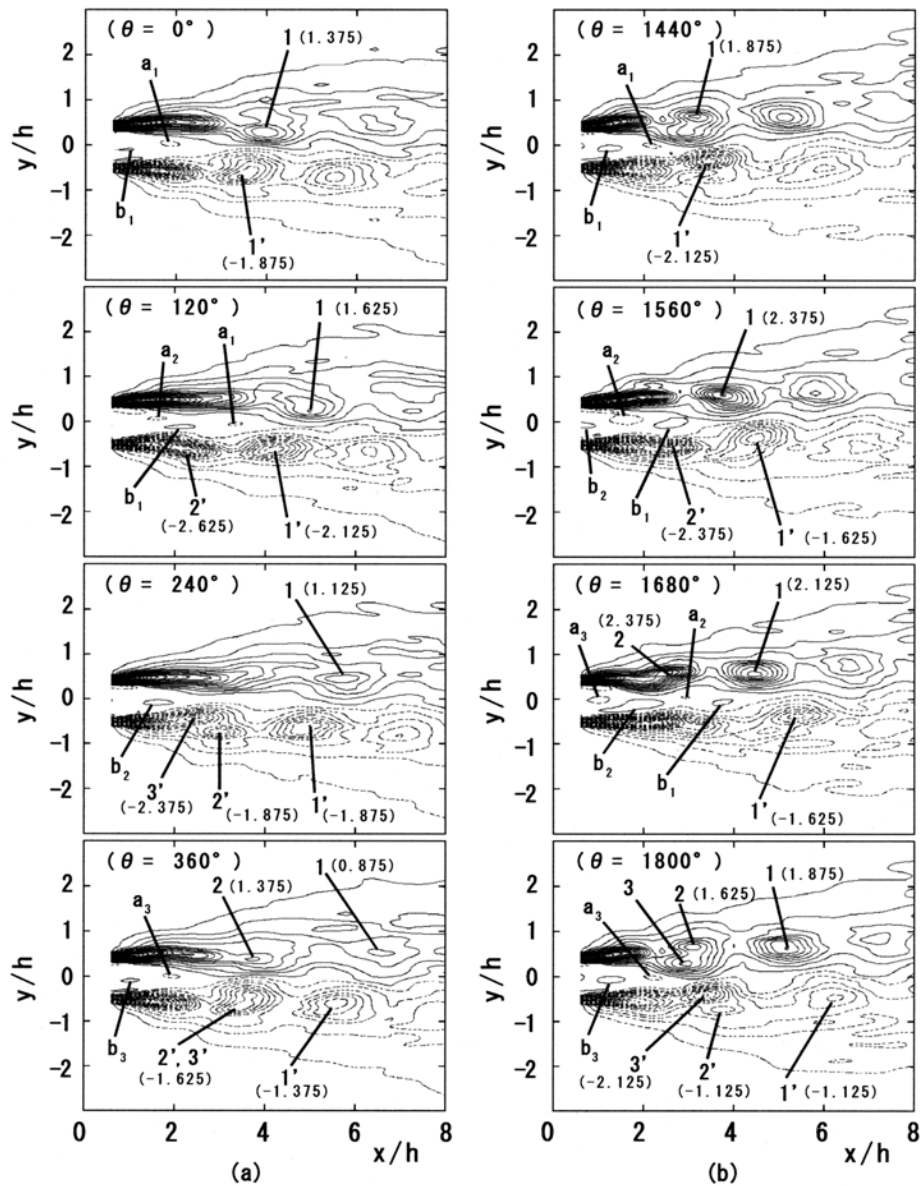


Fig. 16 Contours of phase ensemble-averaged vorticity. (interval  $\zeta^*=0.25$ )



図16は、等渦度線図を $T_c$ に基づく位相 $\theta$ について示したものである。フラッピング1周期は $T_c$ の9周期に対応している。図16(a)は $T_c$ の1周期目であり、図16(b)は $T_c$ の5周期目でフラッピングが約半周期進んだ状態である。なお、図13と同様に図中の実線は正の渦度、破線は負の渦度を示している。

$x/h \leq 4$ の噴流中心付近には負の渦度をもつ $a1 \sim a3$ と正の渦度をもつ $b1 \sim b3$ の逆対称配列の渦がみられる。これらは $\theta = 0^\circ \sim 360^\circ$ 間に2周期の変化を示しており、制御円柱から放出された $f_v$ の渦列であることがわかる。図16(a)の $\theta = 120^\circ$ 、 $x/h \approx 3$ の半値幅付近において巻き上がった渦 $2'$ は、 $\theta = 240^\circ$ ではせん断層の外側に移動し、次に巻き上がった渦 $3'$ と合体しているのがわかる。したがって、これらの合体後の渦の周波数は $f_v/2$ となる。一方、上方のせん断層においても1回の渦放出が行われるが、明瞭な渦の合体は見られない。さらに、上方のせん断層に放出された渦の最大渦度は、下方せん断層のそれよりも小さく、また、噴流は下方に湾曲していることがわかる。

図16(b)のフラッピングが約半周期進んだ5周期目においては、噴流の上下せん断層の渦構造は、図16(a)の1周期目の場合とほぼ逆になっている。これらの結果から、非調和型制御された二次元噴流には $f_v/2$ の渦構造が存在し、上下せん断層の渦の強さは $f_3$ に基づく周期で交互に変動することがわかった。

噴流が強い渦列側に湾曲する要因として、渦の誘起速度や上下せん断層の連行量の差などが考えられる。また、渦強度の周期的な変動要因には、制御円柱後流の渦列と噴流せん断層との干渉位置の周期的変化、あるいは、干渉に基づく三次元的な渦構造の発生などが考えられる。しかし、噴流のスパン中央断面における速度解析結果のみで、これらの要因を確定することは

困難である。

したがって、非調和型制御噴流の発生メカニズムならびに噴流内の渦構造の全体像を明らかにするためには、本研究で開発した位相集合平均の解析手法を用い、さらに詳細な三次元測定を行う必要があると思われる。

#### 4. 結 言

フラッピングが発生する非調和型制御条件の二次元噴流について、特徴的なスペクトル分布を示す速度変動の特性を明らかにした。さらに、これらの速度変動から合成した基準信号を用いて位相集合平均解析を行い、以下の知見を得た。

- (1) 非調和型制御された二次元噴流中には、 $f_v/2 (= (f_1 + f_2)/2)$ の構造が存在し、上下せん断層の渦列の強さは $f_3 (= f_1 - f_2)$ に基づく周期で交互に変動する。
- (2) 非調和型制御された二次元噴流は、強い渦列が形成されるせん断層側に湾曲する。
- (3) 周波数の高い二種類の変動速度成分を加算することによって、フラッピングに対応する低周波数の基準信号が合成できた。この手法は、低周波数のジッターの影響を軽減することが可能であり、フラッピング現象の位相集合平均解析に有効であると考えられる。

#### 文 献

- (1) Hussain, A. K. M. F., & Thompson, C. A., J. Fluid Mech. 100-2 (1980), 397-431.
- (2) 蒔田秀治, 他2名, 機論, 57-539, B(1991), 2239-2246.
- (3) 鈴木宏明, 他2名, 機論, 65-639, B(1999), 3644-3651.
- (4) 宮越勝美, 羽二生博之, 機論, 69-678, B(2003), 338-345.
- (5) 宮越勝美, 羽二生博之, 機論, 66-649, B(2000), 2298-2304.