

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*

(第2報, 可視化観測および時系列画像相関解析)

宮越 勝美^{*1}, 羽二生 博之^{*1}, 呉 平^{*2}Vortical Structures in a Two-Dimensional Jet Under Flapping Motion
Generated by a Wake of a Cylinder Installed in a Nozzle Contraction
(2nd Report, Flow Visualization and Image Correlation Analysis)Katsumi MIYAKOSHI^{*3}, Hiroyuki HANIU and Ping WU^{*3} Department of Mechanical Engineering, Kitami Institute of Technology,
165 Koen-cho, Kitami-shi, Hokkaido, 090-8507 Japan

When a plane jet exhibits flapping motion, two distinctive peaks, f_1 and f_2 , appear in the spectrum of fluctuating velocity. The mean frequency is half of the frequency, f_v , of vortices shedding from a two-dimensional body that is installed in a jet nozzle contraction. Jet mixing has been enhanced by the flapping motion with a low frequency, $f_3 = f_1 - f_2$, which is considered to be caused by an inharmonic excitation. Vortical structures in the flapping jet are investigated by using flow visualization, image correlation and laser Doppler velocimetry. Vortices are seen to roll up asymmetrically at the jet nozzle exit, at a double frequency of that of the vortex shedding from the cylinder. Two types of vortices are formed by coalescence between these vortices and the vortices shedding from the cylinder. The periodicities of these two types of vortices are found to be equal. It is noted that vortices with f_1 or f_2 do not exist in the flow. The f_1 and f_2 are caused by the modulation of amplitude of the coalesced vortical structures with half of the flapping frequency, f_3 .

Key Words: Jet, Flow Control, Flutter, Passive Control, Inharmonic Excitation, Two-Dimensional Cylinder, Flow Visualization

1. 緒 言

噴流現象の特徴の一つに強い混合・拡散作用が挙げられる。この噴流の混合・拡散作用は、燃焼や伝熱・化学反応の促進、環境汚染物質の拡散などに広く利用されることから、その制御は工学上の重要な課題となっている。このため、著者はノズル内に設置した二次元物体後流の渦で噴流中の渦構造を制御するパッシブ制御法の開発を進めており、この制御法によって噴流の混合・拡散作用が促進される条件には、二次元物体後流の渦周波数 f_v に調和した噴流内の渦構造が強化される調和形制御条件と、噴流の速度変動に渦放出周波数 f_v の $1/2$ を挟んで周波数の異なる二つのスペクトルピーク f_1 と f_2 がみられる非調和形の制御条件があることを明らかにした⁽¹⁾⁽²⁾。

このうち、非調和形制御条件においては、 $f_v = f_1 + f_2$, $f_3 = f_1 - f_2$ の関係があり、噴流は f_3 の低周波数でフラッピングすることによって、混合・拡散作用が促進される⁽³⁾。また、この制御条件では、ノズル内に

設置する円柱直径は調和形制御条件に比較して細くなるため、ノズル損失の増加を小さくできる利点がある。したがって、非調和形制御は噴流の実用的な制御法となる可能性が高いものと考えられ、さらに、非調和形制御条件における噴流構造や、混合・拡散作用に寄与するフラッピングの発生メカニズムを明らかにしていく必要があるといえる。しかし、これまでの非調和形制御条件に関する研究は少なく、非調和形制御されたノズルの出口高さや出口速度に基づくレイノルズ数 Re が約 10^4 の二次元噴流中に、 $f_v/2 = (f_1 + f_2)/2$ で変動する流れ構造が存在し、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こと、また、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ことなど⁽³⁾ が明らかにされているにすぎない。

このため本研究では、比較的低いレイノルズ数において二次元噴流が非調和形制御状態となる条件を見だし、おもに可視化によってフラッピングする噴流内の渦構造を明らかにした。さらに、これらの時系列可視化画像を解析することによって、噴流中にみられる f_1 と f_2 の特異な周波数スペクトルの発生要因について考察した。

* 原稿受付 2005 年 12 月 19 日。

^{*1} 正員、北見工業大学機械システム工学科(〒090-8507 北見市公園町 165)。^{*2} 正員、北見工業大学 SVBL。

E-mail: miya@mech.kitami-it.ac.jp

2. 実験装置および方法

2.1 実験装置概要 実験には図1に示す還流式開水路を用いた。この水路にはノズル出口高さ $h=15$ mm, 幅 $B=300$ mm のアクリル樹脂製の二次元噴流ノズルが設置されており, 噴流出口には高さ 500 mm の端板が取付けられている。また, 幅 600 mm の水槽内に設けた測定部は, 側面からの可視化観測を可能とするため幅 300 mm の間隔で平行に置かれた2枚の透明なアクリル板で製作し, その寸法は, 高さ 1000 mm, 長さ 690 mm である。

図2に, 使用した二次元噴流ノズル部の概略と座標系を示す。二次元噴流ノズルの縮流形状は正弦曲線で構成され, 縮流比は 26.7:1, ノズル出口のアスペクト比は $B/h=20$ である。噴流制御のための二次元物体には直径 $d=3$ mm の円柱を使用し, ノズル外側に設けた2枚のアタッチメント板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た。また, 渦励振による制御円柱の振動を防ぐため, 風洞実験⁹⁾と同様に円柱に十分な張力を与えて取付けている。座標原点はスパン中央のノズル出口の中心におき, 実験では制御円柱中心と原点との距離 X_c を 80 mm から 105 mm まで 5 mm ごとに六とおりに変化させた。

なお, 座標軸は, 主流方向に x 軸, ノズル高さ方向に y 軸, スパン方向に z 軸としている。さらに, x 方向の任意断面における噴流中心速度を U_m , 噴流速度が U_m の2分の1となる噴流中心からの y 方向距離を半値幅 b と定義する。

2.2 噴流速度の測定 流速測定には, 2チャンネルレーザドップラー流速計(LDV)を使用し, スパン中央

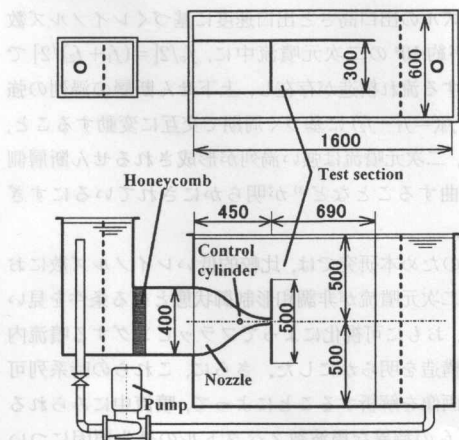


Fig. 1 Schematic view of experimental apparatus

の $x-y$ 面においてノズル出口高さ h の 20 倍下流までの範囲を測定した。実験では, h を代表長さとするレイノルズ数 ($Re=U_0 \cdot h/\nu$) が約 2650 となるようにノズル出口(座標原点)の速度 U_0 を 170~210 mm/s の範囲で調整した。LDV からの速度信号は, サンプリング周波数 50 Hz で 30 000 点をコンピュータに取り込み, 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半値幅 b を求めた。

2.3 可視化実験 スパン中央の $x-y$ 面における噴流内の渦構造を色素流脈法によって可視化し, デジタルカメラで撮影した。トレーサにはウラン水溶液を使用し, この水溶液をスパン中央の制御二次元柱の表面ならびにノズル出口近傍の縮流部内壁にあけられた直径 0.8 mm の穴から流出させた。噴流の流動状態は約 110 s 撮影し, 可視化映像はパーソナルコンピュータで処理することによって, 1/30 s 間隔の時系列画像とした。これらの画像から, 噴流内の渦挙動を明らかにするとともに, 画像相関法を用いて主要な渦構造の周期を求め, 非調和形制御条件の噴流中の速度変動にみられる特異なスペクトル周波数 f_1 と f_2 の発生要因を検討した。

3. 実験結果および考察

3.1 円柱設置位置による拡散促進効果 図3は, 速度分布の測定から求めた半値幅 b/h の下流方向の変化を制御円柱の設置位置ごとに示した例である。また, 図3の太い実線は無制御時の結果である。制御時の半値幅は, 円柱設置位置が $X_c/h=6$ において無制御時より明らかに拡大していることがわかる。

円柱後流による拡散促進効果を定量的に比較するためには濃度分布などの測定が必要となるが, 本研究においては便宜的に噴流の半値幅を用いて制御効果を比較した。すなわち, $1.4 \leq x/h \leq 20$ の範囲の平均半値幅を積分することにより算出し, 無制御時に対する平均半値幅の増減の割合を噴流の制御割合 $<b/b_0>$ と

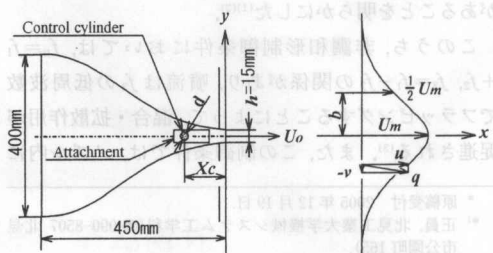


Fig. 2 Schematic view of nozzle and coordinate system

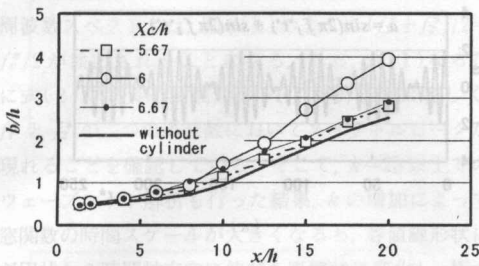


Fig. 3 Variation of half-width along the longitudinal direction for various X_c/h ($d/h=0.20$, $Re \approx 2650$)

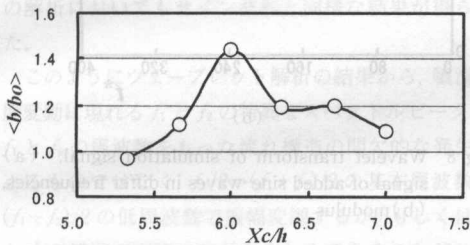


Fig. 4 Control effects of cylinder locations on jet half-width ($d/h=0.20$, $Re \approx 2650$)

定義した。図4は、円柱設置位置による制御割合を示したものである。制御割合 $\langle b/b_0 \rangle$ は、制御円柱の設置位置が $5.67 \leq X_c/h \leq 6.67$ の範囲において1.1以上であり、特に $X_c/h=6$ の条件では $\langle b/b_0 \rangle = 1.43$ となった。これらの結果から、 $Re \approx 2650$ の二次元噴流において $d/h=0.20$, $X_c/h=6$ の制御条件では噴流の半値幅が著しく拡大することがわかった。この $X_c/h=6$ の制御条件について噴流挙動を可視化した結果、噴流には約3.6秒周期のフラッピングの発生がみられた。図5は、フラッピングの約1/4周期に対応する0.9sごとのノズルスパン中央部の時系列画像を示したものであり、噴流は $x/h \geq 8$ において大きく蛇行していることがわかる。

3.2 フラッピング噴流の速度変動 半値幅の拡大が顕著にみられた $X_c/h=6$ の条件において、噴流中の速度変動のスペクトル解析を行った。図6は、半値幅付近における y 方向の速度変動 v' のパワースペクトル分布であり、変動周波数はノズル高さ h と出口速度 U_0 に基づく無次元周波数 $f^* (= f \cdot h/U_0)$ で示している。なお、ノズル出口において測定した円柱後流渦の変動周波数は $f_v = 4.2 \text{ Hz}$ であり、この制御条件における円柱後流変動の無次元周波数は $f_v^* = 0.315$ である。

ノズル出口近傍の $x/h=2$ のせん断層においては、

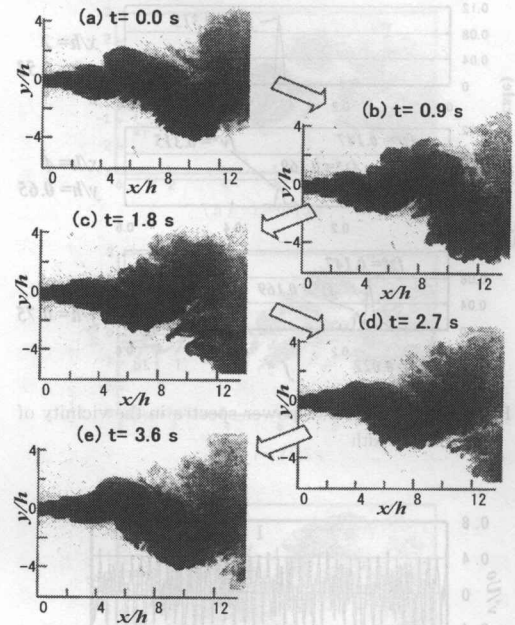


Fig. 5 Flow visualization of flapping jet ($d/h=0.2$, $X_c/h=6$, $Re=2654$)

f_v^* の周波数に顕著なスペクトルピークがみられる。これより下流では、 $f_v^*/2$ 付近の $f_1^* = 0.169$ と $f_2^* = 0.147$ の周波数にもスペクトルピークが発生しており、また、 $x/h \geq 6$ においては $f_3^* = 0.022$ のスペクトルピークが大きく増大することを確認している。また、 f_3^* に基づく周期は3.4sであり、図5の可視化画像のフラッピング周期にほぼ対応している。これらの周波数の間には、 $f_v^* = f_1^* + f_2^*$, $f_3^* = f_1^* - f_2^*$ の関係があることから、 $d/h=0.2$, $X_c/h=6$ の噴流制御条件は非調和形であることがわかる。なお、 f_1^* , f_2^* , f_3^* の値は、文献(3)の $d/h=0.133$, $X_c/h=6$, $Re \approx 1.0 \times 10^4$ における非調和形制御条件 ($f_v^* = 0.513$, $f_1^* = 0.271$, $f_2^* = 0.244$, $f_3^* = 0.028$) に比較し、約60~79%の範囲となる。このことから、非調和形制御となる f_v^* などの周波数の条件は、複数存在するものと考えられる。

3.3 速度変動のウェーブレット解析 特異な f_1^* と f_2^* のスペクトルピークの発生要因をウェーブレット解析によって調べた。図7(a)は、 f_1^* と f_2^* のスペクトルピークが明りように現れる $x/h=4$, $y/h=0.65$ における y 方向の速度変動 v' の波形である。 v' の変動波形には周期性があり、また振幅の変化がみられる。図7(b)は、この速度波形のウェーブレット解析の結果であり、横軸は無次元時間 $t^* (= t \cdot U_0/h)$ に、縦軸は無次元周波数 f^* に変換してある。また、等値線

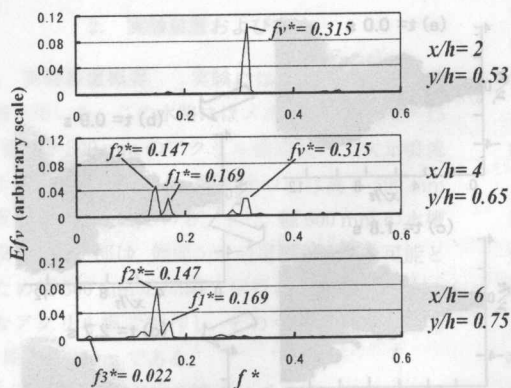
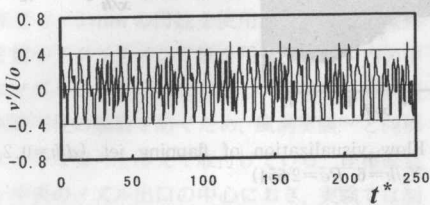
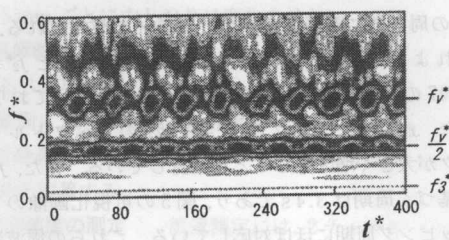


Fig. 6 Distributions of power spectra in the vicinity of half-width



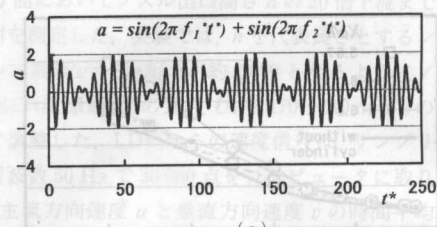
(a)



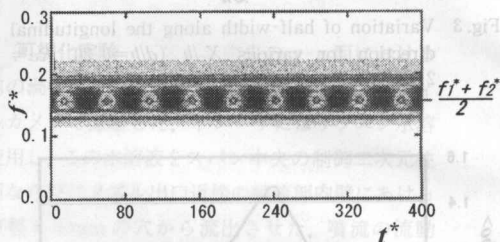
(b)

Fig. 7 Wavelet transform of fluctuating velocity v' at $x/h=4$, $y/h=0.65$. (a) time trace of v' , (b) modulus

はウェーブレット係数の実数部と虚数部を合成した絶対値を示したものであり、等値線が極大となる周波数を速度変動の周波数とした。なお、ウェーブレットには Morlet ウェーブレット⁽⁴⁾を採用し、窓関数の時間軸スケールのパラメータ k は 12 とした。この k を大きくすると周波数分解能は向上するが、局所時間の応答性は低下する特性がある⁽⁵⁾。図 7(b) の極大値はだ円状の等値線のほぼ中央にあり、 f_v^* と $f_v^*/2 = (f_1^* + f_2^*)/2$ の周波数が検出されている。さらに、これらの等値線の極大値は、ほぼフラッピング周期 $1/f_3^*$ に対応する $t^* \approx 40$ の周期で大きく変動していることがわかる。また、レベルは小さいもののフラッピング周



(a)



(b)

Fig. 8 Wavelet transform of simulation signal. (a) signal of added sine-waves in different frequencies, (b) modulus

波数 f_3^* にも極大値がみられる。しかしながら、 $k=12$ の解析条件では、 f_1^* と f_2^* の周波数に極大値は検出されないことがわかる。

通常の長時間データを用いた FFT 解析に現れる f_1^* と f_2^* の周波数が、局所時間データを用いたウェーブレット解析には現れない要因を明らかにするため、周波数が f_1^* と f_2^* のサイン波形を用いて図 7 と同様な解析を行った。図 8(a) は、式 (1) により周波数 f_1^* と f_2^* のサイン波形が重畳(和)している場合の波形である。

$$a = \sin(2\pi f_1^* t^*) + \sin(2\pi f_2^* t^*) \dots\dots\dots (1)$$

図 8(b) は、この波形のウェーブレット解析結果である。図 8(b) において同心円状の等値線の極大値から求めるピーク周波数は、図 7(b) の速度変動の解析結果と同様に $(f_1^* + f_2^*)/2 = f_v^*/2$ であり、これらの極大値は $1/(f_1^* - f_2^*) = 1/f_3^*$ のフラッピング周期に対応して現れることがわかる。

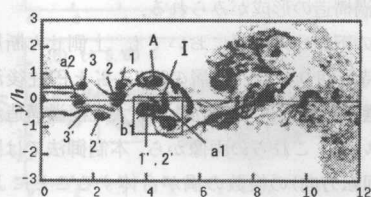
このように f_1^* と f_2^* の周波数変動を重畳した場合、式 (1) は和積の関係から式 (2) と等しくなり、その波形は図 8(a) に示したように、 $(f_1^* + f_2^*)/2$ の基本周波数の変動波形が $(f_1^* - f_2^*)/2$ の低周波数で振幅変調するものとなる。

$$a = \sin\left(2\pi \frac{f_1^* + f_2^*}{2} t^*\right) \cos\left(2\pi \frac{f_1^* - f_2^*}{2} t^*\right) \dots\dots\dots (2)$$

したがって、ウェーブレット解析による局所時間の周波数スペクトルは、図8(b)のように $(f_1^* + f_2^*)/2 = f_0^*/2$ が検出されることになる。なお、式(1)ならば式(2)での長時間波形のFFT解析結果は等しく、 f_1^* と f_2^* の二つの周波数においてスペクトルピークが現れることを確認している。そこで、 $k=25$ 以上のウェーブレット解析も行った結果、 k の増加によって窓関数の時間スケールが大きくなると、等値線形状はだ円状から時間軸方向に伸びた直線状に変化し、極大値をとっていた周波数 $(f_1^* + f_2^*)/2$ が消滅して f_1^* と f_2^* の周波数が同時に現れるようになった。このような k の相違による検出周波数の変化は、速度変動 v' の解析においてもサイン波形と同様な結果が得られた。

このようにウェーブレット解析の結果から、噴流速度変動に現れる f_1 と f_2 の特異なスペクトルピークは、 f_1 と f_2 の周波数をもった流れ構造の間欠的な発生によるものではなく、 $f_0/2 = (f_1 + f_2)/2$ の基本周波数が $(f_1 - f_2)/2$ の低周波数で振幅変調するか、もしくは f_1 と f_2 の構造が同時に存在するためであることがわかった。そこで、振幅変調が生じているのか、または、 f_1 と f_2 が固有に存在しているかを明らかにするため、可視化によって渦構造の挙動を詳細に調べた。

3.4 非調和形噴流の渦構造 図9(a)~(d)は、噴流せん断層に巻き上がる渦と制御円柱後流の渦を可視化した2/15s間隔の時系列画像であり、また、図9(e)は7/15s後の画像を、図9(f)は7.5/15s後の画像を示したものである。図9(a)の $x/h=1$ の噴流中心には、ノズル内の円柱から周波数 f_0 で放出された時計方向に回転する渦 $a1$ があり、上下の噴流せん断層においては、ほぼ同位相で巻き上がった渦 1 と渦 $1'$ がみられる。その後、図9(b)の $x/h=1.5$ では反時計方向に回転する円柱後流渦 $b1$ が、上下せん断層では渦 2 、 $2'$ の巻き上がりがみられる。図9から、ノズル近傍のせん断層の渦の巻き上がり方は、通過する円柱後流渦の回転方向によって大きく異なることがわかる。すなわち、時計方向に回転する円柱後流渦 $a1$ の通過に伴い、 $a1$ と同じ方向に回転する下側せん断層の渦 $1'$ の巻き上がりは小さく、逆回転の上側せん断層渦 1 の巻き上がりは大きい。同様に、渦 $b1$ が通過する場合にも $b1$ と同じ回転方向の上側せん断層の渦 2 が小さく、逆回転の下側せん断層の渦 $2'$ は大きくなる。この要因は、円柱後流渦の外縁の回転に基づく流れ方向と噴流せん断層の流れ方向が一致する場合にはせん断層が加速され、逆向きとなる場合にはせん断層が減速されるためと考えられる。このように、円柱後流を用

(a) $t=0/15s$ (b) $t=2/15s$ 

いる本制御法では、噴流の上下せん断層の渦がノズル出口近傍から非対称に巻き上がり、この非対称励起が後流の渦構造に大きな影響を与えるものとなる。

円柱後流渦 a1 の通過によって大きく巻き上がった渦 1 は、a1 の誘起速度によってせん断層の外側 (y 方向) にも移動するため、主流方向 (x 方向) の移送速度は低下する。一方、小さく巻き上がった渦 2 は、渦 1, b1 の誘起速度によって噴流中心側に移動し、 x 方向の移送速度が増加する。この結果、図 9(c) の $x/h \approx 3$ にみられるように、渦 2 は渦 1 に追い付き、噴流中心を通過してきた同符号の渦 b1 とともに 3 個の渦での合体を開始する。さらに、図 9(c) の $x/h \approx 4$ の上側せん断層には、先行して合体を完了した反時計回りの渦 A があり、図 9(d) では、これらの渦の合体でより大きな渦構造の形成がみられる。

噴流の下側せん断層においても、上側せん断層と同様に、時計回りのせん断層の渦 1', 2' と円柱後流の渦 a1 が選択的に合体し、 $x/h \geq 5$ で大規模渦構造が形成されている。これらの画像から、本制御法では同符号 (同じ回転方向) の複数の渦が合体することによって、大規模な渦構造を形成することがわかる。円柱後流によって制御されたこれらの渦構造には、明りょうな周期性がみられる。図 9(a) の渦構造は 7/15 s 後の図 9(e) の画像とよく一致しており、円柱からの後流渦はこの 7/15 s 間に 2 回放出されることがわかる。したがって、円柱後流渦の周波数 f_v は約 4.3 Hz であり、また、 $x/h = 5 \sim 6$ の大規模渦構造の周波数は $f_v/2$ であると判断することができる。一方、図 9(f) は、図 9(c) の時点から円柱後流の渦放出が一周期後の画像を示している。これらの画像から、 $x/h \approx 4$ において下側せん断層の 2 個の渦と円柱後流の a 形渦の合体によって形成される渦は、図 9(c) の領域 I と図 9(f) の領域 II に示すように、明らかに形状と巻き上がり状態が異なることがわかる。これらの渦構造は交互に形成されており、その形成領域は速度変動にみられる f_1 と f_2 のスペクトルピークの発生領域にほぼ一致している。このため、時系列画像からそれぞれの渦構造の発生周期を調べた。

3.5 画像相関法による噴流構造の周期性解析

渦構造に周期性がある場合、特定領域での 2 時刻間の画像相関係数の値は、その領域を通過する渦の周期で変化することになる。このため、相関係数が極大となる時刻から渦構造の周期を求めることが可能と考えられる。また、時間変動する相関係数を時系列波形として扱ってスペクトル解析することにより、渦構造の周波数が求まるものと考えられる。

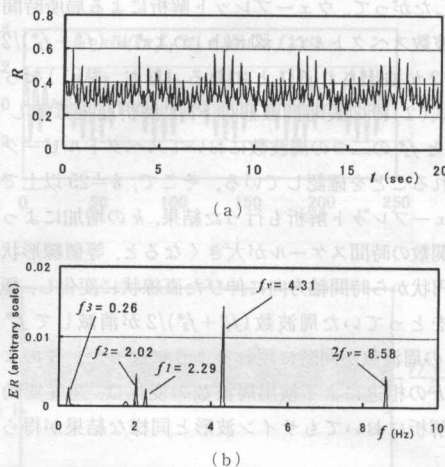


Fig. 10 Time trace and power spectra of time series image correlation coefficient. (a) time trace, (b) power spectra

本研究では、画像から特徴的な渦構造が形成される領域を切り出し、式(3)によって基準画像に対する 3360 枚の時系列画像の相関係数 R を算出した。なお、 f は基準画像、 g は比較画像、 m と n は計算領域における縦と横の画素数である。

$$R = \frac{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n (f_{ij} - \bar{f})(g_{ij} - \bar{g})}{\sqrt{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n (f_{ij} - \bar{f})^2 \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n (g_{ij} - \bar{g})^2}} \quad \dots\dots\dots (3)$$

図 10(a) は、図 9(a) の可視化画像を基準とした画像相関係数 R の時間変動波形であり、図 10(b) はこの相関係数のパワースペクトル分布を示したものである。画像相関係数 R の波形には、細かな変動のほか約 4 s 程度の長周期変動がみられる。この長周期変動の周波数は、図 10(b) のスペクトル分布からフラッピング周波数 $f_3 = 0.26$ Hz に対応していることがわかる。また、2.02, 2.29, 4.31, 8.58 Hz の明りょうなスペクトルピーク周波数の無次元値は、図 6 の半値幅付近における速度変動の解析結果にみられる主要なピーク周波数にほぼ一致しており、それぞれ f_2 , f_1 , f_v , $2f_v$ であると判断することができる。これらのことから、画像相関係数のスペクトル解析結果から求める周波数は、速度変動の解析結果とよく一致することがわかる。

図 11 は、図 9(c) に示した $x/h \approx 4$ の領域 I における渦構造を画像相関解析した結果である。図 11(a) の相関係数波形には明りょうな周期性がみられ、その極大値の大きさはフラッピング周期 3.79 s にほぼ対

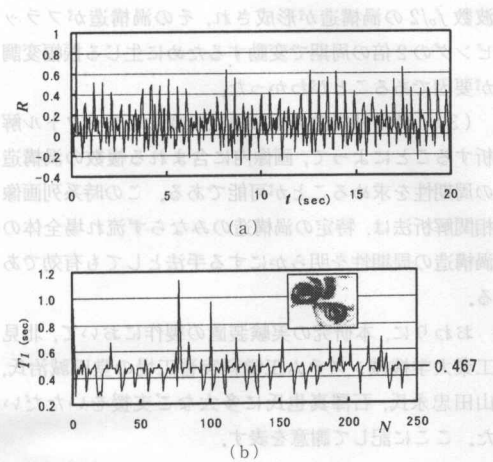


Fig. 11 Time trace and periodicity of time series image correlation coefficient. (a) time trace, (b) periodicity

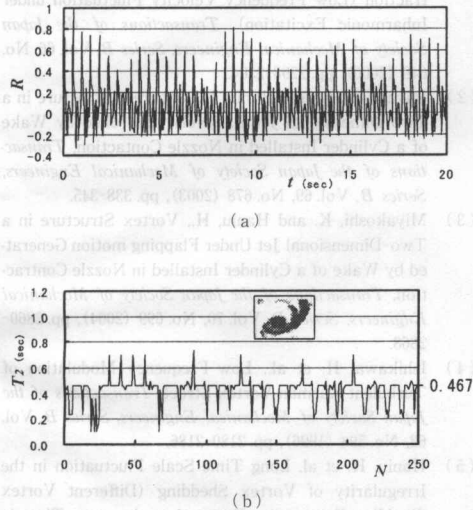


Fig. 12 Time trace and periodicity of time series image correlation coefficient. (a) time trace, (b) periodicity

応して変化することがわかる。また、図 11(b) は $R=0.2$ 以上の画像相関係数が極大となる時間間隔 T_1 を約 250 の極大値について示したものである。図 11(b) の時間間隔には、ほぼフラッピングの時間間隔に対応した大きな変動がみられるものの、全体の約 49% は $T_1=0.467$ s であり、この間隔は円柱からの渦放出周期の 2 倍である $2/f_v$ にほぼ等しいことがわかった。

図 12 に、図 9(f) の領域 II における渦構造変動の解析結果を示す。渦の形状は領域 I と明らかに異なる

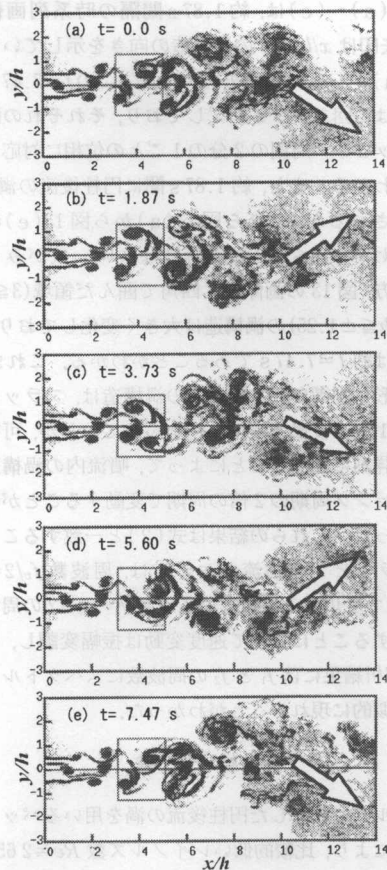


Fig. 13 Flow visualization of enhanced jet spread under flapping motion ($d/h=0.2$, $X_c/h=6$, $Re=2632$)

が、その周期性については図 11 の渦構造の場合と基本的に同じ結果となった。すなわち、図 12(a) の相関係数の波形にも周期性とフラッピングに対応した極大値の変動がみられ、また、図 12(b) に示す極大値の間隔についても、全体の約 66% が $T_2=0.467$ s となった。なお、領域 II における時間間隔 T_2 は、相関係数が $R=0.3$ 以上となる極大値から算出している。これらの結果から、領域 I と II の渦構造の周期は f_1 または f_2 の周波数には対応せず、 $2/f_v$ にほぼ一致することがわかった。

3・6 フラッピング位相と噴流内の渦構造 図 11 と図 12 の結果から、速度変動にみられる f_1 と f_2 の周波数スペクトルの発生要因は、周波数 $f_v/2$ で一つのサイクルを終える渦構造がフラッピング周期で変動するためと考えられる。このことを明らかにするため、フラッピング位相に対する渦構造の変化を調べた。

図13(a)~(e)は、約1.87s間隔の時系列画像であり、矢印は $x/h \geq 10$ の渦構造の向きを示している。図13(a)~(e)の矢印の方向から、この $t=7.47$ s間に噴流は2回フラッピングしており、それぞれの画像はフラッピング周期の2分の1ごとの位相に対応することがわかる。また、約1.87s間に円柱後流の渦は7回放出されるが、これら図13(a)から図13(e)の画像における $x/h \leq 3$ の渦構造にはよい一致がみられる。一方、図13の画像中に四角で囲んだ領域($3 \leq x/h \leq 5$, $y/h \leq \pm 1.25$)の渦構造は大きく変化しており、その周期は約 $t=7.47$ sであることがわかる。これまで、非調和形に制御された噴流内の渦構造は、フラッピング周期 $1/f_3$ で変動する⁽³⁾と考えられていたが、可視化画像を詳細に調べることによって、噴流内の渦構造がフラッピング周期の2倍の周期で変動することが明らかとなった。これらの結果は式(2)と一致することから、フラッピング噴流においては、周波数 $f_0/2=(f_1+f_2)/2$ で変化する渦構造が $f_3/2=(f_1-f_2)/2$ の周波数で変動することによって速度変動は振幅変調し、そのFFT解析結果には f_1 と f_2 の周波数にスペクトルピークが擬似的に現れることがわかった。

4. 結 言

ノズル内に設置した円柱後流の渦を用いるパッシブ制御法により、比較的低レイノルズ数 $Re \approx 2650$ においてフラッピングする二次元噴流を調べ、以下の結果を得た。

(1) 円柱直径 $d/h=0.2$ 、設置位置 $X_c/h=6$ の制御条件において二次元噴流にはフラッピングが発生し、 $x/h \leq 20$ の平均半振幅は無制御時に比較して約43%拡大した。なお、この非調和形制御条件における円柱後流渦の無次元周波数は、より高いレイノルズ数の場合よりも低い $f_0 \cdot h/U_0=0.315$ である。

(2) 非調和形制御条件の噴流中にみられる f_1 と f_2 の特異な周波数スペクトルの発生は、それぞれの周波数の渦構造が定在するためではなく、円柱後流の渦ならびにせん断層に巻き上がった複数の渦の合体で周

波数 $f_0/2$ の渦構造が形成され、その渦構造がフラッピングの2倍の周期で変動するために生じる振幅変調が要因であることがわかった。

(3) 時系列画像の相関係数の変動をスペクトル解析することによって、画像内に含まれる複数の渦構造の周期性を求めることが可能である。この時系列画像相関解析法は、特定の渦構造のみならず流れ場全体の渦構造の周期性を明らかにする手法としても有効である。

おわりに、本研究の実験装置の製作において、北見工業大学機械システム工学科実習工場の堂田誠治氏、山田忠永氏、石澤真也氏に多大なご支援をいただいた。ここに記して謝意を表す。

文 献

- (1) Miyakoshi, K. and Haniu, H., Transitional Characteristics of a Two-Dimensional Jet Excited by Wake of a Two-Dimensional Cylinder Installed in Nozzle Contraction (Low-Frequency Velocity Fluctuation under Inharmonic Excitation), *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 66, No. 649 (2000), pp. 2298-2304.
- (2) Miyakoshi, K. and Haniu, H., Coherent Structure in a Two-Dimensional Jet Passively Controlled by Wake of a Cylinder Installed in Nozzle Contraction, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 69, No. 678 (2003), pp. 338-345.
- (3) Miyakoshi, K. and Haniu, H., Vortex Structure in a Two-Dimensional Jet Under Flapping motion Generated by Wake of a Cylinder Installed in Nozzle Contraction, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 70, No. 699 (2004), pp. 2860-2868.
- (4) Ishikawa, H. et al., Low-Frequency Modulation of Turbulent Karman Vortex Street, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 62, No. 598 (1996), pp. 2180-2186.
- (5) Haniu, H. et al., Long Time Scale Fluctuation in the Irregularity of Vortex Shedding (Different Vortex Shedding Frequencies Detected at the same Time in the Span wise Direction of Wake behind a Two-Dimensional Circular Cylinder), *Journal of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 68, No. 673 (2002), pp. 2557-2563.