フラップ型マイクロ電磁アクチュエータ群による
軸対称噴流の能動制御*鈴木 宏明^{*1}, 笠 木 伸 英^{*2}, 鈴木 雄 二^{*2}Active Control of Axisymmetric Jet with an Array
of Micro Electro-Magnetic Flap ActuatorsHiroaki SUZUKI^{*3}, Nobuhide KASAGI and Yuji SUZUKI^{*3} The University of Tokyo, Dept. of Mechanical Engineering, Hongo 7-3-1, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan

A novel axisymmetric jet nozzle equipped with a row of miniature electromagnetic flap actuators on its circular lip is developed for active flow control. Each of the flaps fabricated by photolithography is independently driven according to a control signal supplied by a PC. The spatio-temporal flow structures of the controlled jet are studied through flow visualization and quantitative velocity measurements. It is found that artificial disturbances generated by the flaps can modify the formation and evolution of large-scale vortical structures significantly. When each half cluster of the 18 flaps are driven out of phase, the jet bifurcates clearly into two branches owing to the interaction between alternatively inclined vortex rings. The optimum Strouhal number, at which the centerline velocity drops to about 45% of that of natural jet, is found to be 0.25 at the jet Reynolds number up to 13 000. A physical model for the bifurcating jet is proposed based on the flow visualization and the phase-averaged velocity and vorticity fields measured by two-dimensional particle tracking velocimetry.

Key Words: Jet, Flow Control, Actuator, Turbulent Flow, Bifurcating Jet, Particle Tracking Velocimetry

1. 序 論

噴流は産業界, 自然界に現れる代表的な流動形態の一つであり, 工業的にも, 加熱・冷却, 混合, 乾燥, 推進, 切削などに広く利用されている。従って, 噴流とそれに伴う輸送現象を人為的に制御することは, 熱・物質輸送, 化学反応, 噴霧・微粒化などの増進・抑制・パターン制御を通じて, 機器の高性能化, 高効率化, 小型化, 低騒音化等を図るための重要な技術的課題である。

噴流の特性は, せん断層から発生する大規模渦構造の時空間発展に支配され, ノズル出口の流れの状態によって, 渦構造の放出や合体などの挙動が大きく変化することが知られている^(1,2)。従来から, この噴流の性質を利用した制御の試みとして, 音波による擾乱^(3,4), ノズル形状の変化⁽⁵⁻⁷⁾, 小突起(タブ)の設置^(8,9), などが行われている。なかでも, Lee-Reynolds⁽¹⁰⁾は, ノズルの歳差運動と軸方向の擾乱を組み合わせることにより, 分岐噴流(Bifurcating Jet)や開花噴流(Blooming Jet)を実現し, 混合が著しく増進することを示した。

一方, 近年のマイクロマシン技術の発展に伴って, 様々なマイクロ・センサ, アクチュエータの開発が始まっており⁽¹¹⁾, 乱流熱流動の能動制御^(12,13)への適用も検討されている。Huangら⁽¹⁴⁾は, 軸対称噴流のノズル出口に, 幅 1.3mm, 厚さ 10 μ m, 最大変位 70 μ m の静電アクチュエータを取り付け, スクリーチノイズの低減を試みた。また, Smith-Glezer⁽¹⁵⁾は, 圧電素子を用いたミニチュア噴流アクチュエータを試作し, 2 次元噴流ノズルの出口に設置することで, 噴流の流れ方向を大きく変化できることを示した。

著者らは, マイクロマシン技術を応用した熱流動能動制御システムの先導設計の試みとして, 噴流ノズルにミニチュア・アクチュエータ群を配備し, それらをコンピュータ制御することによって, 多彩な制御目的に使用可能な噴流システム, すなわち, インテリジェントノズル・システムの構築を進めている⁽¹⁶⁾。本研究では, 軸対称ノズル出口円周上に 18 個のフラップ型電磁アクチュエータを設置したインテリジェント・ノズルを試作し, 染料注入法による流れの可視化, レーザードップラー流速計(LDV), 2 次元粒子追跡流速計(2-D PTV)による速度場計測を用いて, 様々なフラップの動作モードが大

* 原稿受付 1999 年 5 月 10 日。

^{*1} 学生員, 東京大学大学院(〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1)。^{*2} 正員, 東京大学大学院工学系研究科。

E-mail: kasagi@thtlab.t.u-tokyo.ac.jp

規模渦構造の時空間発展、運動量輸送に与える影響について評価を行った。

2. フラップ型電磁アクチュエータ

熱流体現象の能動制御に用いるマイクロ・アクチュエータとしては、吹出し・吸込み、壁面変形、振動平板、EMHD 効果などが考えられている⁽¹⁷⁾が、本研究では、大きな変位が得られること、製作が容易であることなどを考慮し、フラップ型電磁アクチュエータを採用した。

図1に本研究で用いたフラップ型電磁アクチュエータ⁽¹⁶⁾を示す。フラップの大きさは $9 \times 3 \text{ (mm)}^2$ であり、固定端に近いヒンジ部には、曲げ剛性を下げて変形量を大きくとるために切り欠きを設けた。製作は、銅薄膜付きポリイミドフィルム基板(東レデュボン製Kapton)を用い、フォトレジストの塗布、紫外線によるパターン焼き付け、塩化第二鉄によるエッチングなどのプロセスによって銅コイルを形成し、外形はレーザー加工により所定の寸法に切断した。銅とポリイミドの厚さはそれぞれ $35 \mu\text{m}$ 、 $25 \mu\text{m}$ である。

動作時には、コイル部に通電することにより磁界を発生させ、フラップの下に設置した永久磁石との相互作用により、フラップを弾性変形させる。永久磁石は $\phi 3 \times 10 \text{ mm}$ の円筒形ネオジウム磁石(表面磁束密度 4000 Gauss)を使用した。

3. インテリジェント・ノズルおよび実験装置

図2に、本研究で試作したインテリジェント・ノズルの外観を示す。軸対称噴流ノズル(出口直径 $D=20 \text{ mm}$)内側円周上にフラップ型アクチュエータ(図1)を18個均等に配置した。永久磁石はノズル内壁に埋め込まれており、ノズル内周のうち86%がフラップで覆われる。これらのフラップは、PCに取り付けた多チャンネルDAボードからの信号により、それぞれ独立に制御され、ノズル半径方向に変形する(図2b)。本研究では、フラップの最大変位を 0.4 mm (ノズル直径の2.0%)に設定した。なお、水中におけるフラップの共振周波数は 60 Hz であり、本研究の実験条件($< 10 \text{ Hz}$)では、フラップの振幅

Fig. 1 Electromagnetic flap actuator.

は周波数によらず一定とみなせる⁽¹⁶⁾。

図3に回流水槽実験装置を示す。水槽は $800 \times 800 \times 750 \text{ (mm)}^3$ であり、水は遠心式ポンプにより駆動され、整流部を通して、側壁に設置したノズルから水槽内に噴出する。ノズルの収縮比は42:1とし、境界層が薄くなるように2つの3次関数の組合わせで形状を決定した⁽¹⁸⁾。座標系は直交座標系を採用し、流れ方向を x 軸とした。ノズル出口の中心流速は $U_0=151 \text{ mm/s}$ であり、ノズル直径 D と U_0 によるレイノルズ数 Re_D は3000とした。ノズル出口での主流乱れは約2%である。

4. 実験方法

噴流せん断層の可視化には、染料注入法を用いた。染料はローダミンB水溶液(0.03wt%)を用い、フラップ上流側に円周方向に設けた幅 0.5 mm のスリットから導入した。撮影はカラーCCDカメラ(Sony製, XC-003)を用い、レーザーディスク(Sony製, LVR-5000)に録画した。

また、噴流の大規模渦構造の挙動を定量的に捉えるため、2次元粒子追跡流速計(2-D PTV)を用いて噴流軸を含む2次元断面内の流速計測を行った。トレーサ粒子画像の取得には、ハイビジョンCCDカメラ(Sony製 XCH-1125, 1920×1024 画素)を用い、水槽側壁に取り付けた観察窓を通して撮影した。CCDカメラの画像蓄積モードとしては、フィールド蓄積を選択し、 $1/60 \text{ s}$ 間隔で連続する粒子画像をレーザーディスクレコーダ(Sony製

Fig. 2 (a) Perspective view of the nozzle exit with 18 flap actuators, (b) Flap movement.

Fig. 3 Recirculating water jet facility.

HDL-5800)に記録した。光源は、Nd:YAG パルスレーザー(NewWave Research 製, Mini LaseII, 20mJ/pulse)を用い、円筒レンズで厚さ約1mmのシート光に拡げた後、水槽上部から測定領域に照射した。カメラの画像取り込み、パルスレーザーの発光、および、フラップ駆動信号のタイミングは、画像同期信号により制御される。

録画された映像は、画像処理装置(NEXUS 9000)によりA/D変換を施し、ワークステーションにより処理を行った。粒子追跡アルゴリズムとしては、2値化相関法⁽¹⁹⁾を援用した3時刻追跡法を用いた。トレーサは、平均直径140~170 μm のナイロン12球形粒子(比重比1.02)を使用した。測定領域は、噴流の分岐点を含むように $110 \times 60 \text{ (mm)}^2$ ($0 < x/D < 5.5$)とした。統計量は、4500枚(75s)以上の瞬時速度場を用い、 $1.56 \times 1.56 \text{ (mm)}^2$ の小領域内の速度ベクトルのアンサンブル平均により算出した。なお、瞬時速度に対する不確かさは、約 $0.015 U_0$ と見積もられる。

一方、流速の点計測には、4WのArイオンレーザーを光源に用いた2コンポーネント・ファイバーLDV(Dantec 製, 60X11+57N20)を補足的に使用した。測定体積は直径194 μm ×長さ4mmである。測定時間は約2分間とし、各測定点で25000以上のサンプルを取得した。

5. 計 測 結 果

5.1 アクチュエータ動作モードによる大規模渦構造の変化 図4に、制御を与えない自然噴流において、噴流軸を含む2次元断面を可視化した画像を示す。 $x/D=1$ 付近から渦のロールアップが始まり、しだいに乱流に遷移していく過程が観察される。LDVにより計測した、出口近傍($x/D=0.25$)の軸方向乱れ速度のrms値 u_{rms} は、コア部、および、せん断層で、それぞれ、 $0.022 U_0$ 、 $0.13 U_0$ である。図5に、 $f_a=4.5 \text{ Hz}$ の矩形信号($St_a=f_a D/U_0=0.6$, デュティ比50%)を18個のフラップ全てに与え、軸対称の動作モードで駆動させた場合の可視化画像を示す。フラップの動作周期に同期した渦輪群の放出が観察される。 $x/D=0.25$ における u_{rms} は、コア部では $0.026 U_0$ であり、自然噴流の場合とほぼ同じであるのに対し、せん断層では $0.22 U_0$ と大きく増大しており、せん断層のみに擾乱を与えることによって、渦輪放出のロックイン現象⁽¹⁾が生じることが確認される。

図6に軸対称のフラップ動作モードにおいて St_a を変化させたときの、 $x/D=3$ における軸方向中心流速の1次元スペクトルを示す。 $St_a < 0.7$ では、 $f/f_a=1.0$ にピークが現れており、渦輪がフラップの動作に同期して発生していることがわかる。ブリファード周波数^(1,20)に相当する $St_a=0.3 \sim 0.5$ では、渦輪の合体が抑制されて比較的安定

に流下すると考えられ、フラップの動作周波数のみに強いピークが生じている。一方、コラムモード⁽²⁾に相当する $St_a=0.6 \sim 0.7$ では、2つずつの渦輪の合体がほぼ周期的に発生するため、スペクトルは、 $f/f_a=0.5$, および、1.0にピークを持つ。これらのことから、本研究でアクチュエータとして採用したフラップの動作によって、従来、スピーカやダイアフラム等を用いて軸方向擾乱を与えた軸対称噴流と、ほぼ同様の特性が得られていることがうかがえる。なお、 $St_a=0.2 \sim 0.3$ では、フラップの上昇時と下降時にそれぞれ1つずつ渦輪が発生するため、 $f/f_a=1.0$, および、2.0に強いピークが存在する。

Fig. 4 Longitudinal sectional view of natural jet.

Fig. 5 Axisymmetric vortical structure locked in synchronous flap movement at $St_D=0.6$.

Fig. 6 Spectra of the streamwise centerline velocity at various flapping frequency.

図7に、半周ごとのフラップ群を互いに逆位相の矩形波 ($f_a=1.9\text{Hz}$, $St_a=0.25$) で駆動した場合 (Alternative モード) の可視化画像を示す. 図8(a)に示すように, フラップへの制御信号は, 図2中のフラップ番号 $i=1-9$, および, 10-18 の2つのグループに分かれ, $i=5$ と 14 を含む平面に垂直な方向から撮影を行った. 互い違いに傾斜した渦輪がフラップの半周期毎に放出され, 染料が大きく分岐して輸送されていく様子が観察される. 図9に, Alternative モードにおけるフラップ動作の境界位置を1周期毎に60度ずつ移動させる, Rotary alternativeモード (図8b) でフラップ群を動作させた場合の可視化画像を示す. このとき, 開花噴流⁽¹⁰⁾と同様に $x/D=2$ の近傍から噴流が6方向に拡がっていく過程が観察される.

$x/D=8$ における噴流軸に直交する断面内の染料分布を

Fig. 7 Bifurcating jet excited with Alternative Mode at $St_a=0.25$.

Fig. 8 Control signal. (a)Alternative Mode, (b)Rotary Alternative Mode.

Fig. 9 Jet furcating into six directions in Rotary Alternative Mode at $St_a=0.25$.

図10に示す. 自然噴流 (図10a) に比べ, Alternative モードでは分岐面方向に, Rotary alternativeモードでは全方向に染料が大きく広がっている様子が確認できる.

Lee-Reynolds⁽¹⁰⁾は, ノズルの歳差運動と軸方向速度の周期的な変動 (出口流速の17%) を組み合わせることによって分岐・開花噴流を実現したが, 本研究で試作したインテリジェント・ノズルでは, せん断層に直接擾乱を与えることによって, 軸方向の擾乱なしに同様の効果が得られることが明らかになった. なお, 本ノズルによって, らせん状の渦構造を持つ噴流なども実現が可能であり, フラップの動作モードを変化させることによって, 極めて柔軟な噴流渦構造の制御が可能である.

5.2 Alternativeモードによる分岐噴流の特性 図11に Alternativeモードにおいて Re_D および St_a を系統的に変化させた場合の, 噴流中心軸上 ($x/D=6$) での平均流速の等値線を示す. 測定はLDVを用いて行い, 制御を与えた場合の平均流速を自然噴流の流速で除して無次元化した. $St_a=0.25$ 付近で最も効果が大きく, 中心流速が50%以下に減少することがわかる. Re_D が大きくなるにつれ, 減少率はやや低下するが, 計測を行った $Re_D<13000$ において, Re_D による変化は小さいと言える.

以下では, 2-D PTVによる計測結果を示す. 分岐噴流においては, 分岐面内の噴流軸に直交する方向を y 軸, 分岐面に直交する方向を z 軸とした. 図12に噴流中心軸における軸方向平均速度 U_{CL} の x 方向分布を示す. 自然噴流では, ポテンシャルコアが比較的下流まで存在するため, U_{CL} は $x/D<4$ でほぼ一定であり, より下流側で次第に減少する. 一方, Alternativeモードで制御を加えた場合, U_{CL} は $x/D>2$ において急激に減少し, $x/D=5.5$ における U_{CL} は, $St_a=0.125, 0.25, 0.5$ に対し, それぞれ, $0.6U_0$,

Fig. 10 Transverse sectional views at $x/D=8$, (a) natural jet, (b) Bifurcating jet with Alternative Mode control, (c) Spreading jet with Rotary Alternative Mode control.

$0.3U_0$, $0.5U_0$ となる。また、軸対称モードにおいても、強い渦輪の発生によってエントレインメントが増大し、 U_{CL} が減少する⁽¹⁾が、図12中に示したようにその程度はAlternativeモードよりも小さく、 $x/D=5.5$ で $0.65U_0$ となる。なお、噴流分岐面に直交する方向を含む全ての方向の乱れ強さは、自然噴流に比べて著しく増大し、 $x/D=3 \sim 5$ で最大値を示す(図省略)。

図13に、最も顕著な分岐が観察された $St_a=0.25$ のAlternativeモードで制御を加えた場合の、 $x/D=0.5, 3$, および、5における x 方向平均速度 U の噴流軸直角方向分布を示す。ノズル出口近傍($x/D=0.5$)ではフラップの動作による影響は比較的小さく、Alternativeモードにおいても、自然噴流と良く一致したトップハット形の速度分布を示すことがわかる。一方、 $x/D=3, 5$ では、可視化結果から予想されるように U の分布も大きく変化し、 $x/D=5$ における分岐面(y)方向の分布では、分岐方向に対応する位置に2つのピークを示す。また、分岐面と直角方向(z)では、自然噴流と比較しても U の広がり小さく、2次元的な分岐であることが確認される。

エントレインメントを定量的に評価するため、図14に2次元断面内の無次元流量、

$$Q(x) = \int_{-\infty}^{\infty} U(x, y) dy, \text{ or } = \int_{-\infty}^{\infty} U(x, z) dz \quad (1)$$

の流れ方向分布を示す。自然噴流では、 Q/Q_0 の変化は小さく、 $x/D=4$ において1.2程度であるのに対し、Alternativeモードの分岐面内では、いずれも $x/D>1.5$ において著しく増大し、 $St_a=0.25$ では、 $x/D=4$ において $Q/Q_0=1.8$ となる。 $x/D<3.2$ では、 $St_a=0.5$ の場合が最も大きい。より下流の領域では、 $St_a=0.25$ が最大となる。一方、分岐面に直交する断面内の流量は、 $x/D>2$ において逆に減少し、 $x/D=4$ で $Q/Q_0=0.4$ となる。また、Rotary Alternativeモードでは、 $x/D=5$ における流量は、自然噴流の場合の約1.5倍に増大する(図省略)。

5.3 Alternativeモードによる分岐のメカニズム

以上により、ノズル内側に設置したフラップ群を半周ごとに互いに逆位相で駆動させることにより、顕著な分岐が生じ、混合が促進されることが明らかになった。本節

Fig. 11 Relative centerline velocity of the jet controlled at various flapping frequency.

Fig. 12 Streamwise distributions of streamwise mean velocity.

Fig. 13 Cross-stream distributions of streamwise mean velocity.

Fig. 14 Streamwise distributions of relative volume flux.

では、噴流の渦構造に関する検討から、分岐のメカニズムについて考察し、物理モデルの構築を試みる。

図15に、 $St_a=0.25$ においてフラップの動作周期で位相平均をとった速度ベクトル場を示す。分岐面内では、 $x/D=2$ 付近から上下に大きく広がっていく様子が観察される。図中矢印で示したように、渦輪の内部において噴流コアの流体が y 軸方向に交互に揺動し、噴流軸から離れる方向に交互に輸送されていることがわかる。一方、 z 軸方向の分布は次第に狭まり、 $x/D=3\sim 4$ 付近では周囲の静止流体の活発な巻き込みが生じている。

図16に、 $St_a=0.25$ のAlternativeモードにおけるノズル近傍の可視化画像を示す。図中、下半分のフラップが

Fig. 15 Phase-averaged velocity vectors for Alternative Mode at $St_a=0.25$; (a) Bifurcating plane, (b) Bisecting plane.

Fig. 16 Successive flow visualization images near the nozzle exit for Alternative Mode at $St_a=0.27$.

噴流中心軸側に上昇、上半分のフラップがノズル内壁側に下降を開始した時刻を位相0とし、それ以降の位相差を ϕ で表す。 $\phi=0$ では、比較的大きな染料の塊がノズル出口に存在するが、渦構造は観察されない(図16a)。 $\phi=0.28\pi$ では、ノズルの下側に既に渦Aが現れているが、上側の渦Bの巻き上がりは遅れる(図16b, c)。従って、発生する時点で、既に渦輪は噴流軸に対して傾いていることがわかる。これらの可視化画像から推定した、 $x/D=0.9$ における渦輪の対流速度は、Aの方がBに比べて約1.7倍大きく、下流へと向かうにつれて、さらに次第に傾き角が増し、折れ曲がっていく(図16d)。

図17に、位相平均の速度場を用いて算出した渦度

Fig. 17 Successive vorticity contours for Alternative Mode at $St_a=0.25$.

$\langle \omega_z \rangle$ の等値線を位相 $\pi/2$ ごとに示す。渦度は、 U_0 と D により無次元化されており、 $\langle \rangle$ は位相平均を表す。図中、2つの円とそれらを結ぶ線は、図16の可視化画像で観察される噴流軸に対して傾いた渦輪に対応している。図17(a)中の渦輪(A,B)において、Bはフラップが噴流軸側に下降するのに伴って生じる部分であり、フラップの内壁側への上昇に伴って生じる部分Aに比べて、渦度の絶対値が大きいことがわかる。従って、図16で観察される渦輪の上下の対流速度の違いは、渦輪の上下で循環が異なり、相互に及ぼす誘起速度が異なることによるものと説明できる。

一方、フラップ群が交互に上下動するため、先行する渦輪(C,D)ではCの部分の対流速度が小さく、対流速度の大きいAの部分は、次第に下流側のCに近づく(図17b)。そして、これらの渦の相互干渉によって、Cは減速されて噴流軸外側へと向かい、Aは加速されて、渦輪(C,D)を追い越す(図17c,d)。この渦輪間の干渉は $x/D=2 \sim 3$ で生じており、下流へ向かうに従って、大規模な渦

Fig. 18 Jet potential core and vorticity contours. Shaded area represents $\langle U_{abs} \rangle > 0.85U_0$.

構造は次第に消滅していく。

図18に、流速の絶対値 $\langle U_{abs} \rangle (= \sqrt{\langle u \rangle^2 + \langle v \rangle^2})$ の大きい部分 ($\langle U_{abs} \rangle / U_0 > 0.85$, 太線内の部分を以下噴流コアと称する) を渦度の等値線(細線)に重ねて示す。最も効果の大きいフラップ動作周波数に対応する $St_a=0.25$ では、噴流コアが上下に大きく振動しており、渦輪と渦輪の間ではエンタインメントが活発に行われるため、 $x/D=1.5$ 付近にくぼみが生じている(図18b)。一方、 $St_a=0.125$ では、渦輪間の距離が大きいために、前後の渦輪の間での相互干渉が小さく、追い越し現象も生じない。従って、図18(a)に示すように、噴流コアの揺動も小さい。また、 $St_a=0.5$ では、逆に渦輪同士の間隔が小さいため、対流速度の大きな渦度の小さい部分は、先行する渦輪の、より渦度の大きな部分にノズル出口ごく近傍で取り込まれると考えられる。従って、渦度の強い部分のみが交互に配列する渦構造となり、それらの誘起速度によって噴流が次第に分岐していく。しかし、対流速度が等しいために前後の渦での強い干渉・追い抜きが発生せず、分岐角も小さい(図18c)。

以上の可視化および計測結果から、Alternativeモードにおける分岐のメカニズムは、図19、20の物理モデル(図17cの位相に相当)により説明することができる。すなわち、半周ごとに逆位相となるフラップ群の動作によって、まず、上下半周ずつ循環の異なる渦輪が発生する。循環の小さい部分は、フラップの噴流軸方向への上

Fig. 19 Schematic diagram of vortex structures of the bifurcating jet with Alternative Mode.

Fig. 20 Schematic diagram of jet core oscillation of the bifurcating jet with Alternative Mode.

昇に伴って生じ、循環の大きい部分は、フラップのノズル内壁方向への下降に伴って生じる。この渦輪は、渦の巻上がりの時間差から、噴流軸に対し傾いて形成され、さらに誘起速度によって対流速度に違いが生じ、次第に傾斜が増していく。また、循環の小さい部分は、 $x/D=2\sim3$ で先行する渦輪の循環の大きな部分に追いつき、相互干渉によって追い抜き現象が発生する。この過程で、渦輪内部の噴流コアは分岐方向に交互に輸送され、このことにより、噴流の大きな分岐が生じる。

Lee & Reynolds⁽¹⁰⁾の実現した分岐噴流では、初期位置が互い違いにずれた渦輪同士の誘起速度によって $x/D=5\sim6$ 付近から分岐するのに対し、本研究のAlternativeモードでは、対流速度の違う傾いた渦輪間の相互干渉により、 $x/D\sim3$ で追い抜き現象が発生し、大きな拡がり角が得られることが特徴的である。

6. 制御のエネルギー効率についての考察

以下に、本研究のアクチュエータを用いた噴流制御のエネルギー効率について、簡単な見積りを行う。

本研究の実験条件において、投入される電気エネルギー P_E は約 0.01W であるのに対し、フラップの仕事率 P_f は、フラップに加わる流体反力から 5×10^{-7} W と見積もられる⁽¹⁶⁾。従って、アクチュエータとしての変換効率 P_f/P_E は、 10^{-4} 程度と非常に低い。コイルを多重巻きにする、共振周波数で動作させるなどにより、ある程度効率を向上させることは可能であるが、一般に、電磁力によるアクチュエータの消費電力は大きく、実用的には、電歪・磁歪などによるアクチュエータの開発が望まれる。

一方、噴流の推進エネルギー P_p とフラップ群による仕事率との比 P_p/P_f は 30 程度となり、非常に小さな投入エネルギーで制御可能であることが判る。なお、フラップの振動数に基づくストローハル数 St_a を一定とし、フラップ形状、振幅が相似である場合、比 P_p/P_f は、噴流のレイノルズ数、直径によらないことが示される⁽¹⁶⁾。従って、今後、力学的エネルギーへの変換効率の高いアクチュエータが開発されれば、本研究で提案したインテリジェントノズルが、実質的にも高効率の噴流制御システムとなりうるものと考えられる。

7. 結 論

マイクロマシン技術を応用した熱流動の能動制御システムの先導設計の試みとして、18 個のフラップ型電磁アクチュエータ群を軸対称ノズルの内側に配備した、インテリジェント・ノズルを試作し、噴流大規模渦構造の多彩な制御を実現した。

特に、上下半周に設置されたフラップ群が逆位相で動

作するAlternativeモードにおいて噴流の分岐が顕著に現れることを示し、ストローハル数 0.25 付近で混合が最大となることを明らかにした。

さらに、位相平均速度場の解析から、Alternativeモードでは、フラップに同期して半周ずつ循環、対流速度の異なる渦輪が形成され、それらが流下するにつれて、下流側の渦との相互作用によって追い抜き現象を引き起こすことを明らかにし、分岐の物理モデルを提案した。

なお、本報では、アクチュエータの加工、流れの計測が容易であることから、比較的大きな直径のノズルを採用したが、より精密なフォトリソレーションによって、0.1mm オーダーのアクチュエータも製作可能であり、本研究で提案したインテリジェントノズルは、より寸法の小さな噴流システムの制御についても有効と考えられる。

アクチュエータ製作に際し、多大なご助力を頂いた工学院大学三浦宏文教授、東京大学下山勲教授に感謝の意を表す。また、本研究は文部省科研費基盤研究(A)(No. 10355010)により援助を受けた。記して謝意を表す。

文 献

- (1) Crow, S. C. and Champagne, F. H., *J. Fluid Mech.*, **48**, (1971), 547.
- (2) Hussain, F. and Zaman, K. B. M. Q., *J. Fluid Mech.*, **101**, (1980), 493.
- (3) Corke, T. C. and Kusek, S. M., *J. Fluid Mech.*, **249**, (1993), 307.
- (4) Cho, S. K., Yoo, J. Y. and Choi, H., *Exp. Fluids*, **23**, (1998), 305.
- (5) Wlezien, R. W. and Kibens, V., *AIAA J.*, **24**, (1996), 1263.
- (6) Longmire, E. K. and Duong, L. H., *Phys. Fluids*, **8**, (1996), 978.
- (7) Prestidge, K. and Lasheras, J. C., *Proc. 11th Turbulent Shear Flows*, Grenoble, (1997), 22-12.
- (8) Bradbury, L. J. S. and Khadem, A. H., *J. Fluid Mech.*, **70**, (1975), 51.
- (9) Zaman, K. B. M. Q., Reeder, M. F. and Samimy, M., *Phys. Fluids*, **6**, (1994), 778.
- (10) Lee, M. and Reynolds, W. C., Report TF-22, Dept. of Mech. Eng., Stanford University, (1985).
- (11) Ho, C.-M. and Tai, Y.-C., *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **30**, (1998), 579.
- (12) Moin, P. and Bewley, T., *Appl. Mech. Rev.*, **47**, (1994), S3.
- (13) Kasagi, N., *Int. J. Heat Fluid Flow*, **19**, (1998), 125.
- (14) Huang, C., et al., *Proc. IEEE MEMS Workshop*, San Diego, (1996), 19.
- (15) Smith, B. L. and Glezer, A., *AIAA paper*, 97-0213, (1997).
- (16) Suzuki, H., Kasagi, N. and Suzuki, Y., *Proc. IEEE Int. Conf. MEMS '99*, (1999), 534.
- (17) McMichael, J. M., *AIAA paper*, 96-0306, (1996).
- (18) Tulapurkara, E. G. and Bhalla, V. V. K., *ASME J. Fluid Eng.*, **110**, (1988), 45.
- (19) 山本・植村・小川・近江, 機論, **57-543**, B(1991), 186.
- (20) Gutmark, E. and Ho, C.-M., *Phys. Fluids*, **26**, (1983), 2932.