ノズル内の二次元物体によってパッシブ制御された
二次元噴流の組織構造*宮越勝美^{*1}, 羽二生博之^{*1}Coherent Structure in a Two-Dimensional Jet Passively Controlled by
Wake of a Cylinder Installed in Nozzle ContractionKatsumi MIYAKOSHI^{*2} and Hiroyuki HANIU^{*2} 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 this study, the wake characteristics of a cylinder and the coherent structure of a jet by this passive control method were examined by flow visualization and quantitative velocity measurements. In wide range of strouhal number based on vortex shedding frequency and jet exit velocity, the spreads of the jet were found to be suppressed. This suppression is caused by the high frequency vortices from the control cylinder which inhibits growth and pairing of the low frequency vortices. On the other hand, in certain cases of the strouhal number being 0.05-0.10, the spread of the jet was remarkably enhanced associated with distinctive peaks of spectrum at higher order of vortex shedding frequency caused by the deformation of the vortices in flow contraction nozzle. In the case of enhanced mode, vortex from the cylinder moves to the opposite side shear layer with the same vorticity sign as the vortex, and it enhances roll up of the shear layer.

Key Words: Jet, Fluid Transients, Wake, Flow Control, Nozzle, Two-Dimensional Jet, Passive Control, Two-Dimensional Cylinder, Turbulent Mixing, Harmonic Excitation, Flow Visualization

1. 緒 言

噴流の混合・拡散作用は、燃焼や伝熱、化学反応や環境汚染物質の拡散などに広く利用されており、その制御は工学上の重要な課題となっている。

噴流は、人為的に加えられた微小かく乱により、せん断層内に巻き上がる渦の成長や合体の挙動が大きく変化することから⁽¹⁾⁽²⁾、噴流外部から音波や速度変動を加えることによって、噴流の混合・拡散作用を制御する研究・開発が活発化している。鈴木ら⁽³⁾は、噴流ノズルにミニチュアアクチュエータ群を配置し、それらをコンピュータで制御することで、軸対称噴流の多様な制御を試みている。しかし、このようなアクティブ制御法では、外部エネルギーならびに音圧や速度変動を発生するためのアクチュエータなどが必要であり、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を受けることも少なくない。

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

する噴流制御法を試みている。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。

これまでの研究では、この制御法により混合・拡散作用の抑制や促進が可能であること、さらに、非調和的に制御された二次元噴流には低周波数のフラッピングが発生し、噴流の混合・拡散作用が促進されることなどを示した⁽⁴⁾。しかし、このようなパッシブ制御に関する研究は少なく、噴流ノズル内の二次元柱後流の挙動や、後流と噴流せん断層との干渉による混合・拡散の制御機構などについては不明な点が多い。

本研究では、二次元柱後流によるパッシブな二次元噴流の制御機構を明らかにするため、ノズル内に設置した二次元柱後流の速度変動特性ならびにこれらの後流によって制御された二次元噴流の構造について調べた。特に、混合・拡散が最も抑制される場合と促進される場合について詳細な速度分布の測定と可視化観測を行い、本制御法の特徴を明らかにした。

2. 実験装置および方法

図1に、使用した二次元噴流ノズル部の概略と座標

* 原稿受付 2001年11月29日。

^{*1} 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

Fig. 1 Schematic view of nozzle and coordinate system

系を示す。ノズル形状は正弦曲線からなり、噴流出口は高さ $h=15$ mm, 幅 $B=300$ mm の矩形で、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⁽⁴⁾と同じである。噴流制御のための二次元物体には、直径 $d=2\sim 15$ mm の5種類の円柱ならびに $d=3\sim 22$ mm の6種類の半円柱を用いた。これらはノズル内の中心線上にノズル出口と平行に設置し、さらに、半円柱については上流に向けた底面が垂直になるようにした。座標原点はノズル出口の中心に置き、制御円柱と原点との距離を X_c 、また、原点における時間平均速度を U_0 と定義する。

表1は、実験における制御二次元柱の設置条件を示したものであり、○は円柱を、また▲は半円柱を表している。座標系は、主流方向に x 軸、ノズル高さ方向に y 軸、スパン方向に z 軸をとる右手系とした。また、任意の位置における瞬時速度を q と定義し、 q の x 方向成分を u 、 y 方向成分を v で表す。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 $1/2$ となる噴流中心からの距離を半値幅 b と定義する。

噴流の詳細な速度分布は、おもに定温度形熱線流速計を用いた風洞実験によって測定し、風洞実験の流速は、座標原点の速度を $U_0=10.1$ m/s の一定とした。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 1.0×10^4 である。

また、噴流の可視化には、風洞と同一諸元のノズル部を有する開放形回流水路を使用した。図2に、可視化水路を示す。この水路の測定部寸法は、幅 300 mm, 深さ 1000 mm, 長さ 690 mm であり、幅はノズル出口に一致している。水路実験の流速測定には、光学系が KANOMAX 8835 システムで、処理系が DANTEC 55 N 20 トラッカで構成される2チャンネルレーザドップラー流速計を使用した。トレーサにはウラン水溶液を用い、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けられた直径 0.8 mm の孔から色素を流出させた。これらの色素流脈は、直接観測す

Table 1 Experimental conditions

d (mm)	X_c (mm)					
	50	60	75	90	105	122
2	○	○	○	○	○	○
3	○▲	○▲	○▲	○▲	○▲	○▲
5	○▲	○▲	○▲	○▲	○▲	○▲
10		○▲	○▲	○▲	○▲	○▲
15			○▲	○▲	○▲	○▲
18			▲	▲	▲	▲
22			▲	▲	▲	▲

○ : Circular cylinder

▲ : Semi-circular cylinder

Fig. 2 View of experimental apparatus for visualization

るとともにビデオカメラで撮影し、 $1/30$ s 間隔の時系列画像を比較した。可視化実験におけるレイノルズ数は $2\,200\sim 3\,250$ の範囲とした。可視化時のレイノルズ数は風洞実験の約 $1/4\sim 1/3$ であり、両実験における噴流構造はレイノルズ数が異なるため厳密には一致しているといえない。しかし、噴流せん断層の乱流遷移レイノルズ数は平板境界層よりもかなり低く⁽⁷⁾、二次元物体の後流渦と噴流せん断層との局所的な干渉に基づく噴流の制御機構は、定性的には同じであると考えられる。

3. 実験結果および考察

3.1 ノズル内の流れおよび速度変動特性 縮流ノズル内に設置した二次元柱後流の速度変動周波数ならびに強度は、二次元柱の断面形状や代表寸法 d と、設置位置 X_c によって変化する。また、二次元柱の後流と噴流せん断層との干渉位置は、後流幅によって変化する特徴がある。二次元柱後流による制御特性を明らかにするため、ノズル内部の可視化観測と変動速度の解析を行った。図3は、 $X_c/h=6$ に設置された直径

Fig. 3 Flow visualization of the wake of circular cylinder in nozzle contraction ($d/h=0.20$, $X_c/h=6$, $Re=3\,250$)

Fig. 5 Flow visualization of the wake of semi-circular cylinder in nozzle contraction ($d/h=1.20$, $X_c/h=7$, $Re=2\,508$)

Fig. 4 Time trace and power spectrum distributions of velocity fluctuations v' at nozzle center. (a) time trace, (b) power spectrum ($d/h=0.20$, $X_c/h=6$, $Re=1.0 \times 10^4$)

Fig. 6 Time trace and power spectrum distributions of velocity fluctuations v' at nozzle center. (a) time trace, (b) power spectrum ($d/h=1.20$, $X_c/h=7$, $Re=1.0 \times 10^4$)

$d/h=0.2$ の円柱後流の可視化結果であり、制御円柱の後流幅がノズル出口高さ h に対して小さいときの設置条件の一例である。このときの h と U_0 に基づくレイノルズ数は $Re=3\,250$ であり、また、制御円柱直径 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 ($Re_a=U_{xc} \cdot d/\nu$) は約 200 となる。円柱後流には色素が交互に巻き上がり渦列が形成されている。これらの渦中心位置は、カルマン渦列とは異なりノズル出口に近づくにつれて直線上に配列されることがわかる。この要因は縮流によるものと考えられ、縮流ノズル内に設置された二次元円柱の渦放出開始レイノルズ数は、一様流中に置かれた場合の $Re=40$ より大きくなる傾向が見られた。これは、ノズル内の順圧力こう配によって、円柱表面の境界層のはく離が遅れるためと推定される。

図 4 に、風洞実験で得られたノズル内でのノズル中心線上における円柱後流の y 方向速度変動 v' の波形とスペクトル分布を示す。なお、制御円柱の設置条件は図 3 と同じである。図 4(a) の速度波形は、 $-5 \leq x/h \leq -1$ の範囲でほぼ正弦波状であり、(b) のスペクトル分布には約 275 Hz に単一のスペクトルピーク

が見られる。また、これらのスペクトルピーク値は、ノズル出口に近づくにつれて低下しており、速度変動レベルは減少することがわかる。 $d/h \leq 0.67$ の円柱を $X_c/h \leq 7$ に設置した場合にも図 4 と同様に単一のスペクトルピークが見られた。一方、後流幅が大きな条件では、制御円柱の背後に放出された渦は、ノズルによる縮流のために顕著な変形を受ける。図 5 は、 $d/h=1.2$, $X_c/h=7$ の半円柱後流の可視化結果である。反時計回りに巻き上がった渦 B は、 $x/h=-3$ 付近で下方のノズル壁面に接近し、これより下流においては渦の回転速度が弱まることが観察された。これは壁面境界層の逆符号の渦度との相殺によるものと考えられる。

図 6 に、図 5 と同じ設置条件におけるノズル内の速度変動 v' の波形とスペクトル分布を示す。 $x/h=-5$ においては、渦放出周波数 $f_0=48.75$ Hz のみにピークをもつ正弦波状の変動波形が見られる。しかし、ノズル出口に近づくとも波形はスパイク状に変化し、 f_0 のほか、 f_0 の高次のスペクトルが現れるようになる。これらの高次のスペクトルの発生は、渦の変形によるも

Fig. 7 Control effects of cylinder wake on jet half-width

のと考えられる。

3・2 噴流拡散の制御割合 本研究では、拡散作用の制御効果を比較するために、既報⁽⁴⁾と同様に平均半値幅を用いた。すなわち、ノズル出口から $30h$ 下流まで 25 断面について y 方向速度分布を測定し、この範囲の半値幅の平均値を算出した。この平均半値幅と無制御時の平均半値幅 b_0 との比を拡散作用の制御割合 $\langle b/b_0 \rangle$ と定義する。また、制御円柱後流の乱れ強さを代表するものとして、 $x/h=0.1$ における速度 q の乱れ強度の y 方向分布を測定し、その $-0.5 \leq y/h \leq 0.5$ の平均値 $\langle q_{rms}/U_0 \rangle$ を用いた。図 7 に、制御円柱の渦放出周波数 f_v から算出されたストローハル数 ($St_0 = f_v \cdot h/U_0$) と、乱れ強度に対する拡散作用の制御割合を示す。なお、図 7 中の $\circ$ は拡散の促進を、 $\bullet$ は抑制を表し、さらにそれらの大きさは制御割合に比例させている。

拡散が抑制される励起条件は広範囲において見られ、 $St_0=0.75$ 、平均乱れ強度が 5% の場合に最大の抑制効果が得られた。このときの制御円柱の設置条件 ($d/h=0.2$, $X_c/h=4$) を Case 1 と記すことにする。

一方、促進条件は、 $St_0=0.41 \sim 0.52$ の特異な場合⁽⁴⁾を除き、 $St_0=0.05 \sim 0.21$ の範囲に集中している。さらに、拡散の促進割合が 1.2 以上となる場合の St_0 は $0.05 \sim 0.10$ であり、これらの制御円柱後流の速度変動には、 f_v と複数の高次の周波数スペクトルが見られた。なお、促進割合の最大値は、 $St_0=0.07$ において 1.38 であり、この最大促進効果が得られた設置条件 (半円柱, $d/h=1.2$, $X_c/h=7$) を Case 2 と記す。図 5 の可視化結果は Case 2 の場合である。本研究では、拡散作用が最も抑制される Case 1 と最も促進される Case 2 の条件について、噴流速度分布を詳細に測定した。

3・3 時間平均速度特性 図 8 は、 $x/h=1$ のスパン中央における時間平均速度 U/U_0 の y 方向分布を

Fig. 8 Distributions of longitudinal mean velocities ($x/h=1$, $Re=1.0 \times 10^4$)

Fig. 9 Distributions of longitudinal mean velocities. $\bullet$: Case 1, $\circ$: Case 2, —: without cylinder ($Re=1.0 \times 10^4$)

比較したものである。無制御時の速度分布は、噴流外縁で約 3% の増速が見られるが、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、制御時の U/U_0 の分布形状は、ノズル内に設置された二次元柱の後流幅によって異なる。後流幅が小さい Case 1 の場合には無制御時の分布形状に等しく、噴流外縁部では増速が見られる。しかし、後流幅の大きい Case 2 の制御条件では、噴流外縁の速度分布は丸みをもつようになり、せん断層が厚くなることがわかる。

図 9 は、 $x/h=5, 10, 20$ における時間平均速度の y 方向分布である。無制御時の U/U_0 の分布には、 $x/h > 5$ において良好な相似性が見られた。図 10 に、噴流中心における平均速度 U_m/U_0 の主流方向変化を示す。無制御時には $x/h \leq 5$ の範囲にポテンシャルコアが存在し、それより下流の U_m/U_0 は、ほぼ $(x/h)^{-0.5}$ に比例して減衰している。Case 1 の条件では、 U_m/U_0 は $2.5 \leq x/h \leq 4.5$ の範囲で増速しており、その値の最

Fig. 10 Decay of mean velocities at jet center ($Re=1.0 \times 10^4$)

Fig. 11 Distributions of Reynolds shear stress ($x/h=2$, $Re=1.0 \times 10^4$)

Fig. 12 Variation of half-width in the longitudinal direction

大値は約2%である。この U_m/U_0 が増加する領域の近傍では、図 11(b) に示すように、噴流中心付近に外縁部とは逆符号のレイノルズせん断応力が発生することがわかった。したがって、 U_m/U_0 の増加はこのレイノルズせん断応力によって、噴流外縁部の増速領域の運動量が噴流中心に輸送されるためである。また、噴流中心付近のレイノルズせん断応力の発生は、制御円柱後流の渦列によるものと考えられる。さらに、 $x/h \geq 5$ の U_m/U_0 の減少割合は、無制御時に比較して明らかに小さいことがわかる。一方、Case 2 の条件では、 $2.5 \leq x/h \leq 7$ の範囲で U_m/U_0 が大きく減衰することがわかる。

Fig. 13 Contours of turbulent intensity V_{rms}/U_0 . (a) without cylinder, (b) Case 1, (c) Case 2 (interval 0.02)

図 12 に、半値幅 b の主流方向変化を示す。無制御時は、 $x/h=6$ 付近から b の増加割合が大きくなる。Case 1 の制御条件では、半値幅はなだらかに変化しており、 $x/h \geq 3$ の b は無制御時よりも減少しているのがわかる。

一方、Case 2 の場合、いずれの x/h においても b は無制御時より大きく、その増加割合は $x/h=7$ 付近と $x/h \geq 16$ の領域で顕著である。これらの増加割合の変化は、噴流構造の変化に対応するものといえる。

3.4 時間平均速度変動特性 図 13 に、 y 方向速度成分の乱れ強さ、 V_{rms}/U_0 の分布を等値線で示す。なお、図 13 中の破線(---)は半値幅の位置を表している。乱れ強さ V_{rms} が最大となる位置は、図 13(a) 無制御ならびに噴流幅の抑制される(b) Case 1 の条件では、ノズル出口近傍の上下の半値幅付近であるのに対し、促進される(c) Case 2 の条件では、 $6 \leq x/h \leq 8$ の噴流中心に見られる。

図 14 は、これらの制御条件における半値幅付近の変動速度 v' のスペクトル分布を示したものである。なお、横軸は速度変動周波数 f [Hz] を無次元化したストローハル数 $St (= fh/U_0)$ であり、縦軸は速度変動

Fig. 14 Variation of power spectrum along y direction in the vicinity of half-width. (a) without cylinder, (b) Case 1, (c) Case 2

Fig. 15 Flow visualization of jet (without cylinder, $Re = 2307$)

のエネルギーを表している。

図14(a)の無制御時の場合、 $x/h=1$ において見られる $St \approx 1.11$ (760 Hz) の弱いスペクトルピークは、 $x/h=2$ では $St \approx 0.55$ (380 Hz) に、さらに $x/h=4$ では $St \approx 0.27$ (185 Hz) を中心とする分布に変化している。これは、ノズル出口近傍のせん断層で巻き上がった高周波数の渦が、段階的に合体を繰返し大きな渦構造となるためである。また、無制御時の二次元噴流は、 $x/h < 6$ においては対称配列の渦が形成されやすく、それより下流では逆対称配列の渦列が支配的となること⁽⁵⁾⁽⁶⁾が知られており、図12の半値幅の変化とよく対応する。図15は、無制御時の可視化結果であり、 $x/h < 6$ の上下の噴流せん断層には対称に巻き上がった渦が見られる。また、 $x/h \geq 6$ では合体で大きくなったこれらの渦が、上下非対称な配列となり崩壊していくようすがわかる。

図14(b)の噴流幅が抑制される条件では、 $x/h \leq 2$ に円柱後流の渦放出に基づく $St = 0.73$ ($f_v = 497.5$ Hz) のピークが見られる。しかし、速度変動のレベルは $x/h \geq 3$ においては減衰しており、無制御時より小さいことがわかる。

図14(c)の噴流幅が促進される条件では、 $x/h \leq 4$ に半円柱後流の渦放出周波数 $f_v = 48.75$ Hz に基づく

Fig. 16 Contours of power spectrum peak (Case 1, $Re = 1.0 \times 10^4$, $f_v = 497.5$ Hz, interval = $0.01 \text{ V}^2/\text{Hz}$, — : half-width)

Fig. 17 Contours of power spectrum peak (Case 2, $Re = 1.0 \times 10^4$, interval = $0.1 \text{ V}^2/\text{Hz}$, — : half-width)

$St = 0.07$ とその高次の周波数 ($2f_v, 3f_v$) にも明りょうな線スペクトルが見られ、 $x/h \leq 4$ では $St = 0.14$ ($2f_v = 97.5$ Hz) が、また、 $4 \leq x/h \leq 8$ の範囲では $St = 0.07$ (f_v) のスペクトルの成長が顕著である。噴流内の明りょうな速度変動スペクトルは、その周波数の渦構造と密接な関連がある。それぞれの制御条件における渦構造を推定するため、 x - y 平面内の速度変動の時間平均スペクトル分布を測定した。図 16, 17 は、代表的な速度変動周波数についてその v' のパワースペクトルピーク値を等値線で示したものである。図 16 は、Case 1 の場合であり、 v' の速度変動は $x/h \leq 4$ のノズル近傍で大きく、噴流中心に極大値がある。スペクトル周波数 $f_v = 497.5$ Hz は、円柱後流の渦放出周波数に一致することから、円柱後流の渦列が $x/h = 6$ 付近まで存在することがわかる。また、 $x/h \approx 1.5$ において半値幅のやや内側に見られる変動は、励起されたせん断層の渦によるものと考えられる。このような、局

Fig. 18 Flow visualization of suppressed jet spread (Case 1, $d/h = 0.2$, $X_c/h = 4$, $Re = 2285$)

所的にせん断層の渦が励起される現象は、拡散が抑制される他の条件においても見られた。

図 17 は、拡散が促進される Case 2 の場合のスペクトルピークの等値線である。図 17(a) から 97.5 Hz の速度変動の極大値は $x/h = 3$ 付近の半値幅近傍にあり、図 17(b) から 48.75 Hz の極大値は $x/h = 7$ 付近の噴流中心にあることがわかる。逆対称に配列された渦列の v' の変動速度分布は、上下の渦列の中間(後流中心)において極大値を示すことから、周波数 $f_v = 48.75$ Hz の大規模な逆対称配列の渦列が形成されるものと推定できる。

3.5 噴流内の渦構造と混合・拡散の制御機構

図 18 は、噴流の拡散作用が抑制される Case 1 の場合の可視化結果である。ノズル出口における円柱後流の渦 A, B は、噴流中心にほぼ直線上に配列しており、その形状は円形であることがわかる。 $x/h \leq 2$ においては、後流の渦列と噴流せん断層との干渉は弱く、せん断層内には $x/h \approx 1$ で巻き上がった渦 1, 2 が円柱後流の渦列よりかなり遅い速度で移動するのが観測された。さらに、 $x/h \approx 3$ ではこのせん断層の渦の合体が見られた。しかし、合体後の渦は、 $x/h = 5 \sim 6$ の下流まで存在する高い周波数の後流渦によって、その成長が阻害されていることがわかる。したがって、本制御

Fig. 19 Flow visualization of enhanced jet spread
(Case 2, $d/h=1.2$, $X_c/h=7$, $Re=2508$)

法における拡散作用の抑制機構は、高周波数の後流渦によって混合・拡散作用に大きく寄与する低周波数の大規模な渦構造の形成が妨げられるためと考えられる。

図 19 は、噴流の拡散作用が促進される Case 2 の場合の可視化結果である。なお、 ϕ は半円柱から放出される渦の周波数 f_v に基づく位相である。

$\phi=0^\circ$ のノズル出口には、半円柱後流の渦に取り込まれた色素塊 A の噴出が見られる。この A は時計回りに回転しており、その回転速度は $x/h=2$ 付近で巻き上がった上下せん断層の対称配列の渦 2, 2' に比較して小さい。この要因は、先に示したノズル内における壁面境界層との渦度の相殺によるものと考えられる。また、渦 A は同符号の時計回りの渦度をもつ下方のせん断層側に偏向しているのがわかる。

$\phi=90^\circ$ では、渦 A が成長したせん断層内の渦 2, 2' に追いつき、さらに $\phi=180^\circ$ では渦 A により下側せん断層の渦 2', 1' が強化されているのかわかる。一方上側せん断層では、渦 1 ならびに渦 2 が渦 A の一部を取り込み合体を開始するように見える。渦 1, 2 の周波数は $2f_v$ であり、図 14(c) の速度変動の $x/h \leq 4$ の顕著なスペクトルに対応している。これらの渦の合体により、 $x/h \geq 6$ では逆対称に配列した大規模な渦

の形成が見られる。さらに、 $x/h \geq 8$ ではこの大規模渦の崩壊が進むことがわかる。これらの渦構造が変化する位置は、半値幅の増加割合が変化する位置とよく一致している。

これらの結果から、本制御法における拡散作用の促進機構は、制御円柱後流の渦放出周波数とその高次の速度変動周波数によって、ノズル出口近傍の対称配列の渦が強化されるとともに、後流渦が同符号の渦度をもつ噴流せん断層側に偏向し、巻き上がった渦と干渉することで逆対称配列の渦構造が強化されるためと考えられる。この現象は音圧励起法と大きく異なる点であり、後流渦を強化しせん断層との干渉を強めることで、さらに拡散作用を促進できる可能性がある。

4. 結 論

ノズル内に設置した二次元柱の後流によって制御された二次元噴流構造を詳細に調べ、以下の結論を得た。

(1) 二次元柱の後流幅が狭く縮流の影響が小さな場合には、渦放出に基づく単一周波数の速度変動が生成される。

(2) ノズル出口高さに比較して二次元柱の後流幅が大きな場合の後流渦は、ノズル壁面と干渉し大きな変形を受ける。また、この場合の後流の速度変動には、渦放出周波数とその高次の周波数が発生する。

(3) せん断層の自然巻き上がり周波数より高い周波数の後流渦が存在する場合には、せん断層内の渦の成長が阻害され、噴流の拡散作用は抑制される。

(4) ノズル内に設置された二次元柱後流による拡散促進作用は、噴流中に形成される逆対称配列の渦周波数に調和した複数の周波数の速度変動によって、ノズル出口近傍の対称配列の渦ならびにその下流の逆対称配列の渦構造が強化されるためである。

文 献

- (1) Crow, S. C. and Champagne, F. H., *J. Fluid Mech.*, **48** (1971), 547-598.
- (2) Hussain, A. K. M. F. and Thompson, C. A., *J. Fluid Mech.*, **100-2** (1980), 397-431.
- (3) 鈴木宏明・ほか 2 名, 機論, **65**-639, B(1999), 3644-3651.
- (4) 宮越勝美・羽二羽博之, 機論, **66**-649, B(2000), 2298-2303.
- (5) 蒔田秀治・ほか 2 名, 機論, **57**-539, B(1991), 2239-2246.
- (6) 蒔田秀治・ほか 2 名, 機論, **54**-504, B(1988), 1946-1952.
- (7) 白倉昌明・大橋秀雄共著, 流体力学, **2**(1981), 140, コロナ社.