長方形噴流のせん断層に形成されるうずの挙動に関する研究*

堀越長次**, 池田敏彦**, 浅野一郎***

An Investigation on the Vortex Behaviour Formed
in the Shear Layer of the Rectangular Jet

by Tyozi HORIKOSI, Tosihiko IKEDA, and Itiro ASANO

This paper describes the vortex behaviour formed in the shear layer of the rectangular jet. Introducing the momentum thickness in the shear layer of the jet, the relation between the Strouhal number of the jet breakdown and the velocity profile at the nozzle exit is investigated using the flow visualization. When the velocity profile is uniform, the Strouhal number of the jet breakdown is a constant regardless of the Reynolds number. When the profile is nearly parabola, the Strouhal number increases with the Reynolds number. In addition, the relation between the wave-form of the velocity fluctuations and the frequency spectra, as well as the flow visualization is investigated. When the vortex coalescence has occurred, the wavelength is doubled and the frequency is halved.

Key Words: Fluid Dynamics, Rectangular Jet, Strouhal Number, Jet Breakdown, Vortex Coalescence

1. 緒 言

長方形あるいは円形断面の吐出し口から流出する噴流の自由せん断層にうずが形成されることはよく知られている。うずの挙動に関して、軸対称ノズルを用いた Beavers ら⁽¹⁾の実験においてうずの崩壊は低レイノルズ数で対称、高レイノルズ数で非対称になる。また、するどい端をもったスリットから流出する噴流の崩壊ストローハル数はレイノルズ数に無関係に一定になることを示した。Rockwell ら⁽²⁾は長方形断面ノズルから流出する噴流の変形とうずの形成、成長、合体、崩壊を観察した。その結果、発生段階と発達段階の2種類のうずの合体があり、うずの移動速度はノズル出口の平均速度の約半分でノズル出口からの距離で変化した。崩壊ストローハル数はレイノルズ数の0.5乗に比例する。さらに、Rockwell⁽³⁾はうず間の波長の大きい低レイノルズ数では噴流断面のゆがみはすくなく、高レイノルズ数ではこの効果がほとんど目立たないことを示した。Clark ら⁽⁴⁾はするどい端をもつ二次

元オリフィスから流出する噴流の自由せん断層の可視化を行い、合体前のうず間の平均波長を λ とすると、せん断層の成長過程はうずの形成領域($0 \sim 1.5\lambda$)、二次元のうずの合体領域($1.5\lambda \sim 5\lambda$)、三次元のうずがよじれてからみあう領域($5\lambda \sim 12\lambda$)、崩壊領域(12λ 以上)の4領域に分類されることを示した。また、Rockwell ら、Freymuth⁽⁵⁾は噴流が無秩序状態へ崩壊する過程を拘束ノズルから自由せん断層への変形領域、せん断層の流脈線が曲がり効果を示す線形成長領域、流脈線が巻き縮んでうずになる非線形領域、無秩序な崩壊が起こる無秩序崩壊領域に分類している。軸対称ノズルを用いた Becker ら⁽⁶⁾は円筒状のうず層が巻き縮んでうず輪になり、それから一對のうず輪が合体して最後は乱流うずに崩壊するような不安定現象を可視化法により研究している。Sato⁽⁷⁾は二次元噴流の遷移と不安定性に関して流れ場の詳細な測定を行い、噴流の中心軸に関してノズル出口の速度分布の形状が未発達なときの対称な変動、十分に発達したときの非対称な変動を求めている。

しかし、Satoを除いていずれの研究も噴流崩壊の対称性と成長過程の分類あるいは崩壊ストローハル数に関する可視化研究が主体であって、うずを伴う流れ場の測定は不十分である。また、噴流の崩壊ストロー

* 昭和58年6月17日 東海支部浜松地方講演会および昭和58年10月1日 北陸信越支部信越地方(長野)講演会において講演、原稿受付 昭和59年11月20日。

** 正員、信州大学工学部 (〒380 長野市若里500)。

*** 准員、(株)日立製作所 (〒488 尾張旭市晴丘町池上1)。

ハル数は吐出口における初期速度分布の形状に関係することは十分に予想される。しかし、Beavers ら、Rockwell ら、Clark ら、Becker らの実験は崩壊ストローハル数と初期速度分布との関係を求めている。一方、側壁付着形純流体素子において主噴流ノズル出口からスプリッタに至る内部流れは複雑であり、主噴流のせん断層に形成されるうずが主噴流の付着、切換え、制御流との衝突に及ぼす影響は明らかでない。また、うずとスプリッタとの干渉、あるいは分離低圧部の形成との関係も不明である。本研究の目的はうずが上記の事項に及ぼす影響を調べることであり、そのために最初にせん断層に形成されるうずの挙動を調べる必要がある。

そこで、本研究はノズル内壁面上に発達する薄い境界層を除いて吐出口における初期速度分布が一様な場合と比較的発達した場合について、噴流のせん断層の運動量厚さを求めた。この運動量厚さを代表長さに用いて噴流の崩壊ストローハル数の考察を行った。この結果、初期速度分布が崩壊ストローハル数に重要な影響を及ぼすことがわかった。また、噴流軸上の速度変動波形とその周波数スペクトルを求めて、可視化実験との対比を行った。この結果、変動波形、スペクトルと可視化実験との関係が明らかになった。

2. おもな記号

F : うず形成の周波数

f : 速度変動の周波数

h : ノズルの深さ (長辺)

l : ノズルの平行部の長さ

Q : 流量

Re : ノズル幅 w を代表長さに用いたレイノルズ数 $= \bar{u} \cdot w / \nu$

Re_θ : せん断層の運動量厚さ θ を代表長さに用いたレイノルズ数 $= \bar{u} \cdot \theta / \nu$

Si : ノズル幅 w を代表長さに用いたストローハ

ル数 $= F \cdot w / \bar{u}$

Si_θ : せん断層の運動量厚さ θ を代表長さに用いたストローハル数 $= F \cdot \theta / \bar{u}$

U : 噴流の軸方向速度

U_0 : 吐出口における噴流軸上の速度

$\bar{u}$: 吐出口における平均軸速度 $= Q / w \cdot h$

w : ノズル幅 (短辺)

x : 噴流軸方向の座標

y : ノズル幅方向の座標

z : ノズルの深さ方向の座標

θ : せん断層の運動量厚さ

ν : 水の動粘性係数

3. 実験装置および方法

実験装置を図 1 に示す。装置は水槽 2、整流チャンバ 5、および測定部 10 からなる。給水管 1 より水槽 2 (幅 900 mm, 奥行き 900 mm, 高さ 1000 mm) に蓄えられた水は送水管 4 を通り整流チャンバ 5 (幅 200 mm, 長さ 1000 mm, 高さ 100 mm) に入る。チャンバ内でスクリーン 6、整流板 7、整流格子 8 により整流された水はノズル 9 を通り、幅 1000 mm, 長さ 900 mm, 高さ 100 mm の測定部 10 へ流出する。測定部は上下の透明ガラス板で拘束されている。実験中、水槽 2 と測定部下流に設置したオーバーフローにより水位 H は一定に保たれる。流量 Q はバルブ 12 で調節し、その量は排水管 11 より流出する量を直接測定して求めた。二つの円弧と長さ l の平行直線部からなるノズルの形状と座標系を図 2 に示す。使用した長方形断面ノズルはノズル幅 $w=20$ mm, 深さ $h=100$ mm (アスペクト比 $h/w=5$), 絞り比 $200[\text{mm}]/w=10$ である。吐出口における初期速度分布の形状を変えるため、 $l=10$ mm と 540 mm にした。 $l=10$ mm のときはノズル内壁面上に発達する薄い境界層を除いて一様な速度分布が、 $l=540$ mm のときは比較的発達した速度分布が得られる。

図 1 の 13 はホットフィルムのサポートとピトー管移動装置であり、熱線流速計により平均速度と変動速

図 1 実験装置

図 2 ノズルの形状と座標系

度の rms 値を求め、速度変動波形を電磁オシロに記録するとともに周波数分析器を用いて周波数スペクトルを求めた。噴流と噴流せん断層に形成されるうずの挙動の観察は色素注入法と水素気泡法を用いて行った。使用した色素は青インキとアルコールの混合液で水と同比重とした。水素気泡は直径 50 μm の白金線を陰極、銅板を陽極として用い、印加電圧を 40~400 V にして発生させた。白金線は y 軸（ノズル幅方向）、 z 軸（ノズル深さ方向）および自由せん断層内で z 軸と平行に設置し、照明装置を用いて 1 s に 4 こまのモータドライブ付きカメラでうずの挙動を連続撮影した。うず形成の周波数 F はストップウォッチによる計時からストロボ装置を用いて測定した。

4. 実験結果

本章において、最初に噴流の崩壊ストローハル数についての考察を行う。次に、うず合体を伴った速度変動波形とスペクトルを求め可視化実験との対比を行う。なお、レイノルズ数 Re とストローハル数 St は代表長さ w を用いて

$$Re = \frac{\bar{u} \cdot w}{\nu}, St = \frac{F \cdot w}{\bar{u}} \quad (1)$$

で定義する。ここで、 $\bar{u}$ は吐出し口における平均軸速度、 ν は水の動粘性係数である。

4.1 噴流の崩壊ストローハル数 $l/w=0.5$ と 27 の場合について、両対数グラフを用いて St と Re の関係を図 3 に示す。両者とも St は Re の増加とともに直線的に増加する。しかし、同じ Re に対して $l/w=0.5$ のときの St は $l/w=27$ に比較して大きい。これらの測定値から St と Re の関係を示す実験式を求めると

$$St = 0.012 \sqrt{Re} \quad (l/w=0.5 \text{ のとき}) \quad (2)$$

$$St = 0.0076 \sqrt{Re} \quad (l/w=27 \text{ のとき}) \quad (3)$$

で表される。Becker らの軸対称噴流、Rockwell らの長方形噴流の実験において、 St と Re の関係は式 (2) で表されている。後述の図 4, 5 からわかるように、式

(2) は吐出し口における初期速度分布が一様な場合に成立する。しかし、初期速度分布が比較的発達した場合には式 (2) により噴流の崩壊を論ずることは不適当であり、初期速度分布の形状により St が異なることは図 3 から明らかである。また、互いのせん断層の相互作用が起こらないような大きな w で、初期速度分布が一様な場合、 w を変えても F は変化しないと考えられる。以上の理由により、 w の代わりに初期速度分布の形状を考慮した代表長さをを用いて崩壊ストローハル数の考察を行う必要がある。そこで、初期速度分布を測定してせん断層の運動量厚さ θ を求めた。図 4 は初期速度分布の測定例である。 $l/w=0.5$ のときはノズル内壁面上に発達する薄い境界層を除いて一様な分布である。一方、 $l/w=27$ のときは比較的発達した分布である。これらの分布から数値的に θ を求めた結果を図 5 に示す。図 5 から、 $l/w=0.5$ の場合は Re が増加すると θ/w は減少するのに対して、 $l/w=27$ のときの θ/w の値は Re に無関係に一定である。図 5 中の一点鎖線は速度分布が十分に発達した場合の値 ($\theta/w=0.0667$) であり、 $l/w=27$ のときの θ/w はこの値に近い。これらの測定結果から θ/w と Re の関係を表す実験式は

$$\theta/w = \frac{0.785}{\sqrt{Re}} \quad (l/w=0.5 \text{ のとき}) \quad (4)$$

図 4 初期速度分布

図 3 St と Re の関係

図 5 θ/w と Re の関係

$\theta/w=0.0626$ ($l/w=27$ のとき)(5)
 となる。ここで、式(1)の代わりに代表長さ θ を用いてレイノルズ数 Re_θ とストローハル数 St_θ を新しく

$$Re_\theta = \frac{\bar{u} \cdot \theta}{\nu}, St_\theta = \frac{F \cdot \theta}{\bar{u}} \quad \text{.....(6)}$$

で定義する。式(6)の Re_θ と St_θ で図3を再整理した結果が図6である。図7に $l/w=0.5$ のときの図6の結果を拡大して示した。図6, 7から、 $l/w=0.5$ のときは St_θ は Re_θ に無関係に一定である。一方、 $l/w=27$

図6 St_θ と Re_θ の関係 ($l/w=0.5, 27$)

図7 St_θ と Re_θ の関係 ($l/w=0.5$)

図8 速度変動波形 ($Re=1270, l/w=0.5$)

の場合は Re_θ とともに St_θ は増加する。このように、初期速度分布が一樣な場合と比較的発達した場合では St_θ と Re_θ の関係が異なることは次の考察から明らかである。すなわち、式(1)と式(6)から

$$St_\theta = St_c \cdot \frac{\theta}{w} \quad \text{.....(7)}$$

の関係が成り立ち、式(7)に式(2)と式(4)を代入すると

$$St_\theta = 0.0094 \quad (l/w=0.5 \text{ のとき}) \quad \text{.....(8)}$$

となり Re_θ に無関係に一定となる。一方、 $l/w=27$ の場合は式(7)に式(3)と式(5)および $Re/Re_\theta = w/\theta$ の関係を用いて

$$St_\theta = 0.0019\sqrt{Re_\theta} \quad (l/w=27 \text{ のとき}) \quad \text{.....(9)}$$

となり Re_θ とともに St_θ は増加する。なお、式(8)と式(9)の関係を図6と図7に破線と実線でそれぞれ示してある。

4・2 速度変動波形とスペクトル 図8は噴流軸上の速度変動波形である。波形の増幅率と送り速度はそれぞれの位置 x における比較のため同じにしてある。図8から次のことがわかった。

- (1) $x/w=0$: 波形の変動は観察されない。
- (2) $x/w=2, 3, 4$: 周期的な変動波形が観察されており、 x の増加とともに振幅は増加する。
- (3) $x/w=5.5$: $x/w=4$ における波長の倍波長の

図9 周波数スペクトル ($Re=1270, l/w=0.5$)

波形が一部に観察される。

- (4) $x/w=6$: 倍波長の占める割合が増加する。
- (5) $x/w=7$: 倍波長の波形となる。
- (6) $x/w=8.5$: 周期的波形の一部が崩れ始める。
- (7) $x/w=11, 13$: 波形の周期性が失われている。

図9に図8で求めた変動波形の周波数スペクトルを示す。図9から次のことがわかった。

- (1) $x/w=2, 3, 4$: 1.5 Hz 付近に一つのピークが現れている。
- (2) $x/w=5.5$: 二つのピークが現れる。新しく現れたピークの周波数は 0.8 Hz であり, $x/w=2, 3, 4$ における周波数の約半分である。
- (3) $x/w=6$: 最大ピークを示す周波数は 0.76 Hz である。また, 1.5 Hz 付近にもピークが観察される。
- (4) $x/w=7, 8.5$: 0.8 Hz 付近に一つのピークが観察される。

後述の可視化実験との対比からわかるように, 図8, 9の結果はせん断層に形成されるうずの合体により波長が倍に周波数が半分になる周波数半減効果を顕著に示したものである。

4.3 可視化実験 図10はうずの合体を示す xy 面の写真である。水素気泡は y 軸上に設置した白金線から発生させた。最初の写真を $t=0$ s として以後 0.25 s の時間間隔での連続写真である。うずの形成, 成長は噴流軸に関して対称であり, うずBとうずCが下流へ進みながら合体する様子が良くわかる。また, うずの形成, 成長に伴って噴流の拡大・収縮が観察される。初期

図10 xy 面のうず合体の写真 (ab は y 軸, $R_e=1760$, $S_i=0.53$, $l/w=0.5$)

速度分布の形状による流れの模様の差異を観察するために, 初期速度分布が比較的発達した場合 ($l/w=27$) の流れの模様を図11に示す。比較のため, 図10の初期速度分布が一様な場合 ($l/w=0.5$) と R_e はほとんど等しくしてある。図10と図11から, 初期速度分布が比較的発達するとうずの形成位置は下流になることがわかる。図12はせん断層内で z 軸と平行に設置した白金線から水素気泡を連続して発生させたとき観察されるうずの写真である。水素気泡のシートが巻き縮んで円柱状のうずが形成されている。また, うずBとうずCは合体している。 z 軸に設置した白金線から水素気泡をパルス発生させたときのタイムラインの写真を図13に示す。吐出し口近傍においてタイムラインの間隔は等しいが, 下流になるとその疎密が観察される。図10の xy 面の写真から明らかなように, うずの存在により噴流は拡大・収縮される。拡大部で減速, 収

図11 xy 面のうずの写真 (ab は y 軸, $R_e=1770$, $S_i=0.33$, $l/w=27$)

図12 せん断層内の円柱状うずの写真 ($R_e=1470$, $S_i=0.46$, $l/w=0.5$)

図13 xz 面のタイムライン (ab は z 軸, パルス周期 100 ms, パルス幅 20 ms, $R_e=2160$, $l/w=0.5$)

図 14 噴流の成長過程の模型図

縮部で加速される。この結果、それぞれに対応してタイムラインは疎あるいは密になる。以上でそれぞれの断面における可視化写真の例を示したが、本実験で観察されるうずの形成は噴流軸に関して対称であり、 Re が増加するとうずの形成、崩壊位置は上流になる。

4・4 速度変動波形、スペクトルと可視化実験との対比 図 14 に可視化実験、速度変動波形とスペクトルの関係を模型化して示す。図 14 中の i ~ v は噴流の成長過程を分類したものであり、それぞれの領域の特徴を以下に示す。

(i) トレーサ直進領域：せん断層の流脈線が直進する (図 10)。

(ii) トレーサ曲がり領域：流脈線が波打ち曲がりを示す (図 10)。波長 λ_0 の周期的速度変動が観察され、スペクトルに周波数 f_0 の一つのピークが現れる (図 8, 9 の $x/w=2$)。

(iii) うずの形成、成長領域：流脈線が巻き縮んでうずが形成され、下流へ進みながら成長する (図 10)。 λ_0 の周期的変動波形の振幅が増加し、 f_0 のピークが観察される (図 8, 9 の $x/w=3.4$)。

(iv) うずの合体領域：うずの合体が起こる (図 10, 12)。一部に倍波長 $2\lambda_0$ の波形が現れ、 f_0 と $f_0/2$ の二つのピークが現れる (図 8, 9 の $x/w=5.5$)。 x/w

が増加すると、波長が $2\lambda_0$ に周波数が $f_0/2$ になる (図 8, 9 の $x/w=7$)。

(v) 崩壊領域：うずが崩壊し、波形の周期性が失われる (図 10, 8 の $x/w=8.5, 11, 13$)。

なお、図中の I ~ IV は Freymuth, Reckwell らが分類した噴流の変形領域、線形成長領域、非線形領域、崩壊領域をそれぞれ表している。

5. 結 論

(1) 初期速度分布形状と噴流の崩壊ストローハル数の関係を明らかにした。初期速度分布の形状により崩壊ストローハル数は異なる。したがって、文献(2)、(6)でみられるように式(2)のみを適用して崩壊ストローハル数の考察を行うことはできない。

(2) 代表長さ w の代わりに θ を用いて崩壊ストローハル数 St_θ を定義すると、初期速度分布が一樣なときは St_θ は Re_θ に無関係に一定になる。比較的発達した分布のときは Re_θ とともに St_θ は増加する。

(3) 速度変動波形、スペクトルと可視化実験の三者の関係を明らかにした。うずの合体により波長が倍に周波数が半分になる周波数半減効果が認められた。

終わりに、本研究は文部省科学研究費交付金の援助によるものである。また、実験に協力いただいた信州大学学生、竹内明英、山根剛君に感謝する。

文 献

- (1) Beavers, G. S. and Wilson, T. A., *J. Fluid Mech.*, 44-1 (1970), 97.
- (2) Rockwell, D. O. and Nicolls, W. O., *Trans. ASME, Ser. D.*, 94-4 (1972), 720.
- (3) Rockwell, D. O., *Trans. ASME, Ser. I*, 99-1 (1977), 240.
- (4) Clark, J. A. and Kit, L., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, 102-2 (1980), 219.
- (5) Freymuth, P., *J. Fluid Mech.*, 25-4 (1966), 638.
- (6) Becker, H. A. and Massaro, T. A., *J. Fluid Mech.*, 31-3 (1968), 435.
- (7) Sato, H., *J. Fluid Mech.*, 7-1 (1960), 53.

討 論

〔質問〕 社河内 敏彦〔三重大学工学部〕

(1) 渦の配置 (xy 面) が噴流軸に対して対称となる流動のみが扱われているように見られるが、ノズル形状を 2 種類に変えた貴実験において、渦の配置が非対称となるような流動が実現されることはないのか。

(2) 渦の配置 (xy 面) が対称な流動となるか非対称な流動となるかは、何に起因するとお考えか。この

ことについては、文献(2)などに若干の記述があるが貴見解をご教示願いたい。また、非対称な流動の場合においても貴実験結果と同一の結果が得られると考えてよいのか。

〔回答〕 (1) うずの形成が噴流軸に関して対称か非対称かは Re により異なることが報告されている。例えば、長方形噴流に関して Rockwell ら⁽²⁾, Brown (付1) は低レイノルズ数で対称、高レイノルズ

数で非対称の傾向になると報告している。軸対称噴流に関して Reynolds (付2), Beavers ら⁽¹⁾も長方形噴流と同じ傾向の結果を得ている。本実験において, Re が 600~7 000 の範囲で観察されるうずの配列は対称である。

(2) うずの形成が対称か非対称かの要因については次の二つが関係すると考えている。

(i) 吐出し口における流れの初期条件 (上流の条

(付1) Brown, G. B., *Proc. Phys. Soc. London*, 47-4 (1935), 703.

(付2) Reynolds, A. J., *J. Fluid Mech.*, 14-4 (1962), 552.

(付3) 池田・ほか2名, 機講論, No. 843-2 (昭59-3), 15.

件)

(ii) うずが形成される流れの場の条件

(i) に関しては, せん断層において増幅されるかく乱が対称であるか非対称であるかによりうずの配列は決定され则认为している。

(ii) に関しては, スプリッタなどの障害物により噴流の自励発振が生起されると, 障害物のないとき対称に形成されたうずは非対称な配列になる(付3)。また, 文献(付3)で, うずの形成領域がスプリッタ先端より上流にあるような流れの模様では S_e と Re の関係は式(2)に支配される。