論文

脈動噴流に関する研究* (第 3 報 渦の挙動に及ぼす噴出口形状の影響)

池田 敏彦**, 深見 清澄***, 荒木 征史†, 吉田 尚史††, 長澤 忠延†††, 土屋 良明**

A Study on Pulsating Jet (3rd Report, Effects of Jet-Exit Conditions on Vortex Formations)

Toshihiko IKEDA, Kiyozumi FUKAMI, Masashi ARAKI, Takashi YOSHIDA,
Tadanobu NAGASAWA and Yoshiaki TSUCHIYA,

ABSTRACT

The purpose of this experiment is to make clear the effect of jet-exit conditions on the vortex formations of pulsating jets. Three exit conditions, two kinds of nozzles and an orifice are used in the experiment. One of these nozzles has a long parallel section, and the other has a short one. The pulsating jets are generated by Scotch yoke mechanism. The flow is visualized by a hydrogen bubble method. Obtained results are as follows: The flow patterns are strongly affected by jet-exit conditions. For the nozzle jets, the frequency of vortex formation agrees with that of the jet pulsation. For the orifice jet, a large scale vortex caused by the pulsation and a lot of vortices due to the shear layer instability are formed, and the vortices coalesce. The vortices of the orifice jet move downstream faster than those of the nozzle jets.

Keywords : Fluid mechanics, pulsating jet, Jet-exit conditions, Vortex formation, Visualization

1. はじめに

噴流が脈動する、いわゆる脈動噴流においては、せん断層に形成される渦の挙動など流れの様子は定常噴流のそれとは大きく異なり、流れの混合や拡散が促進されることが予想される。従来から流量測定や血液流などを対象として、工学や医学・生理学の分野においてノズルやオリフィスなどの絞り部を通る脈動噴流に関する報告は数多くなされている^{1)~8)}。

著者らは前々報⁹⁾で、短い平行部を持つノズルからの脈動噴流のせん断層に形成される渦の挙動を可視化法により観察し、脈動の周波数や振幅比の影響を調べ定常噴流との比較を行った。この結果、渦形成位置は定常噴流に比べて噴出口に近づくこと、振幅比が増加すると渦形成の時刻は加速によるせん断力の増加のため早められるが、縮流幅は小さくなることなどを明らかにした。また、

前報¹⁰⁾では、ナビエ・ストークス方程式を差分法により数値解析し、脈動周波数や振幅比及びレイノルズ数が渦の挙動に及ぼす影響を調べて実験結果と比較した。また、渦の規模と位置を表す特性値を、各種パラメータの関数として表現する整理式を得た。そして、実験結果との比較から、噴出口における速度分布(初期速度分布)が渦の挙動に大きく影響することがわかった。

そこで、本研究では異なる三種類の初期速度分布の形状が得られる噴出口を用いて実験を行った。すなわち、平行部の短いノズル、平行部の長いノズル、オリフィスを用いて、これらの噴出口の違いが脈動する噴流のせん断層に形成される渦の挙動に及ぼす影響を明らかにすることを本報の目的とする。

2. 実験装置および方法

実験装置の概要を Fig. 1 に示す。実験装置は前々報¹⁰⁾と同じであるので、簡単に説明する。水槽 2 に蓄えられた水は脈動流発生装置 12 を経て、整流チャンバ 5 に入る。チャンバ内で整流された水は長方形断面形状の絞り部 8 から測定部 9 (幅 920 mm, 長さ 900 mm, 深さ 100 mm) へ噴出する。噴流は測定部の上下の透明板により拘束されている。水槽 2 と測定部下流のオーバフローに

* 原稿受付 1999 年 9 月 2 日

** 正会員 信州大学 工学部

*** アイシン精機(株)

† 信州大学 大学院

†† 信州大学 工学部

††† 正会員 長野県短期大学

より水位 H は一定に保たれる. 平均流量 Q_m はバルブ 11 で調節し, その量は排水管 10 より排水量を直接測定した.

絞り部として用いた三種類の噴出口を Fig. 2(a)(b)(c) に示す. いずれの噴出口においても噴出口端の断面は, 幅 $w = 20$ mm, 深さ $h = 100$ mm の長方形である. Fig. (a)(b) はノズル形噴出口であり, 二つの円弧で絞られた後の平行部の長さ l をそれぞれ 10 mm と 540 mm にした. Fig. (a) は前々報で使用したノズルである. 流れが定常のとき, $l = 10$ mm の場合に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初期速度分布が得られ, $l = 540$ mm の場合は比較的発達した分布が得られる.¹¹⁾ Fig. (c) はオリフィス形噴出口であり, 後述す

Fig. 1 Apparatus

Fig. 2 Exit shapes and coordinates

るように噴出口近傍で流れの縮流が観察される (Fig. 6 (c)). 座標は噴出口中心を原点として, 噴流軸下流方向, ノズル幅方向, 深さ方向をそれぞれ x, y, z とした.

脈動流発生装置の詳細を Fig. 3 に示す. 脈動流はスコッチ・ヨーク機構を用いて発生させた. 回転軸中心とピン中心距離 R およびモーターの回転数を変えることにより, 脈動の振幅と周波数を変化させた. ベンド部分から内径 50 mm の送水管中に挿入された内径 20 mm, 長さ 280 mm, 肉厚 5 mm のシリンダー内をピストンが往復し, 脈動を発生させている. この機構を用いると, 噴出口形状に無関係に脈動流の流量の変化特性を同じにすることができる.

流れの可視化は水素気泡法を用いて行った. 直径 50 μ m の白金線を y 軸上に設置して, 水素気泡をパルス発生させた. 流れの模様の撮影はカメラとビデオを併用して行った.

本実験において, 前々報と同じく, 噴出口における平均軸速度 $u_m (= Q_m / (w \cdot h)) = 8.0$ cm/s に設定した. このときのレイノルズ数 $Re (= u_m \cdot w / \nu)$ は 1290 である. ここで, ν は水の動粘度である. また, 脈動の周波数 $f_m (= 1/T)$ を $f_m = 0.93$ Hz (一定) とし, $\beta = (Q_{\max} - Q_{\min}) / 2Q_m$ で定義する流量振幅比を 0.59, 0.45, 0.17 の三通りにした. ここで, T は脈動の周期, $Q_{\max}$ と $Q_{\min}$ は最大, 最小流量である.

先に述べたように, 噴出口形状に無関係に β の値を一定に保つことができる. しかし, 噴出口形状が異なると噴出口における脈動速度の時間変化が異なる. そこで, ホットフィルム・熱線流速計により, 噴出口中心における速度 u_0 の時間変化を測定して, 次章で述べる速度振幅比 α を定義した.

3. 実験結果

渦の挙動など流れの模様と及ぼす振幅比の影響については前々報と定性的には同様であるので, 本報では $\beta =$

Fig. 3 Equipment of pulse generator

0.59 の場合の実験結果について述べる。

3.1 速度変動波形

噴出口中心における速度 u_0 の時間変化を Fig. 4 に、そのモデル図を Fig. 5 に示す。本実験において、脈動速度の無次元周波数 F_m とストローハル数 Stm はそれぞれ、 $F_m = f_m \cdot w^2 / \nu$, $Stm = f_m \cdot w / u_m$ で定義する。本実験では、 $F_m = 297$, $Stm = 0.23$ である。また、速度振幅比 α は $\alpha = A_m / 2 [u_0]_{\alpha=0}$ で定義する。ここで、 A_m は u_0 の最大値と最小値の差、 $[u_0]_{\alpha=0}$ は定常噴流の場合の噴出口中心速度である。Fig. 4 より、いずれの噴出口においても u_0 はほぼ正弦波状の変化をしていることがわかる。平行部の短いノズル [Nozzle ($l/w=0.5$)] とオリフィスに比べて平行部の長いノズル [Nozzle ($l/w=27$)] の場合、 u_0 の振幅は明らかに大きい。また、定常流の場合 ($\alpha=0$)、平行部の短いノズルとオリフィスに比べて平行部の長いノズルの場合、中心部の流れが加速されるため u_0 の値

Fig. 4 Pulsating velocity

Fig. 5 Model of pulsating velocity

は大きい。

3.2 定常流における流れの模様

$Re = 1290$ について、流れに脈動を加えない場合 ($F_m = 0$, $\alpha = 0$)、すなわち定常噴流の場合の流れの模様を Fig. 6 に示す。水素気泡はパルス発生 (パルス周期 40 ms) させてある。図中の ab は噴出口端であり、流れの方向は左から右である。噴出口近傍のタイムラインの形状に注目する。平行部の短いノズルの場合 (Fig. (a)), タイムラインの形状の特色は自由せん断層部分を除いて平坦 (一樣) である。一方、平行部の長いノズルの場合 (Fig. (b)), 噴流軸上 (x 軸上) で頂点を持つような山形 (比較的発達) の形状になっている。Fig. (c) のオリフィスの場合、Fig. (a) と同様に平坦な形状であるが、Fig. (a) に比べて縮流により噴流幅は小さく、タイムラインの間隔は大きくなっていることがわかる。また、Fig. (a) の場合、下流から順に三個の渦 A, B, C が形成されている。Fig. (b) の場合、下流に渦 A が形成されている。B 付近に噴流幅の広がりがみられる。時間の経過とともに、この部分が下流に進みながら渦に成長する。Fig. (c) の場合、下流から順に四個の渦 A, B, C, D が形成されている。渦形成位置はオリフィスの場合が噴出口に一番近く、以下平行部の短いノズル、平行部の長いノズルの順になる。また、渦の間隔はオリフィスの場合が一番小さく、以下平行部の短いノズル、平行部の長いノズルの順になる。いずれの図においても、噴流軸にほぼ対称に渦は形成されており、渦の存在により噴流幅の拡大・収縮がみられる。

以上の結果、定常噴流の場合、噴出口形状の違いより流れの模様は大きく変化することがわかった。次節では、噴出口形状の差異が脈動噴流の流れの模様に及ぼす影響を調べる。

Fig. 6 Flow patterns of steady jet
 $Re = 1290$, $F_m = 0$ ($f_m = 0$ Hz), $\alpha = \beta = 0$

3.3 脈動噴流における流れの模様

 $Re = 1290, F_m = 297 (f_m = 0.93 \text{ Hz}), \beta = 0.59$ の場合

 について, $T/8$ 間隔ごとの流れの模様を Fig. 7, 8, 9 に示す. いずれの図においても, 図中の時刻 t は Fig. 5 の

Fig. 7 Flow patterns [Nozzle ($l/w = 0.5$)]
 $Re = 1290, F_m = 297 (f_m = 0.93 \text{ Hz}),$
 $\beta = 0.59, \alpha = 0.53$

Fig. 8 Flow patterns [Nozzle ($l/w = 27$)]
 $Re = 1290, F_m = 297 (f_m = 0.93 \text{ Hz}),$
 $\beta = 0.59, \alpha = 0.55$

Fig. 9 Flow patterns [Orifice]
 $Re = 1290, F_m = 297 (f_m = 0.93 \text{ Hz}),$
 $\beta = 0.59, \alpha = 0.64$

それと対応させてある。すなわち, $0 \leq t \leq T/4$ は u_0 の加速期, $T/4 \leq t \leq 3T/4$ は減速期, $3T/4 \leq t \leq T$ は加速期である。 u_0 は $t=T/4$ で最大, $t=3T/4$ で最小となる。

平行部の短いノズルの場合の流れの模様を Fig. 7 に示す。 $t=0$ において, 噴流軸に対称に一对の渦 A が形成されている。噴出口と渦 A の間で, 噴流幅は流れ方向に減少している。 $t=T/8$ において, 流れの加速に伴って噴出口近傍に渦 B が形成される。 t の値の増加とともに渦 B は下流へ進みながら成長する。このように, 脈動の一周期 T の間にせん断層に噴流軸に関して対称に一对に渦が形成される。すなわち, 渦形成の周波数 F と f_m は等しい。

平行部の長いノズルの場合の流れの模様を Fig. 8 に示す。 $t=0$ において, 噴流軸にほぼ対称に渦 A が形成されており, 噴出口と渦 A の間で噴流幅は流れ方向に減少している。 $t=T/8$ において, 流れの加速に伴って渦 B が噴出口近傍で形成され, t の増加とともに下流へ進みながら成長する。Fig. 7 の場合と同様に, 脈動の一周期 T の間にせん断層に一对の渦が形成される。すなわち渦形成の周波数 F と f_m は等しい。Fig. 7 と 8 を比較すると, タイムラインの形状や渦の位置, 形状など流れの模様は明らかな相違がみられる。特に, 噴出口近傍において, 平行部の短いノズルではタイムラインの形状はほぼ平坦 (一樣) であるのに対して, 平行部の長いノズルでは噴流軸付近での流れの加速のため軸上で頂点を持つなど山形 (比較的発達) の形状になっている。また, 同時刻における渦の位置は Fig. 7 に比べて Fig. 8 の場合は下流になる。

オリフィスからの流れの模様を Fig. 9 に示す。前述の Fig. 7, 8 の場合とは異なり, この流れでは脈動流の周波数に一致した大きな渦と噴流せん断層の不安定性に起因した多数の小さな渦が形成され, これらの渦は複雑に合体する。 $t=0$ において観察されている下流の渦 A は脈動に起因した大きな渦 (この時刻までにせん断層の不安定性に起因した小さな渦と合体しているが) である。また, 脈動による渦 B が噴出口近傍に形成されている。渦 A と B の間にせん断層の不安定性に起因した渦 a が形成されている。脈動による渦 B の形成時刻は Fig. 7, 8 に比べて早められている。 t の値の増加とともに, 渦 B

はせん断層の不安定性に起因した小さな渦を取込みながら成長する様子がよくわかる。このように, 渦の合体が多数回起こるため, 大きな渦の輪郭は t の増加とともに崩れて明白ではなくなり, 後述の Fig. 10 で定義する渦中心 (渦巻き模様の中心を渦中心を見なす) を特定することは困難になる。また, 例えば, $t=6T/8$ においても観察されるように, 渦 B の上流に小さな渦 b, c が存在するため噴流縮流幅 (後述の Fig. 10 で定義) を特定することも難しい。

噴出口の差異によって, 渦 B の下流への移行の様子は異なっていることは注目に値する。オリフィス形噴出口の場合が最も速く下流へ移行し, 以下平行部の長いノズル, 平行部の短いノズルの場合の順になる。この傾向についての考察は次節で行う。

定常噴流および脈動噴流について, 本実験条件 ($Re = 1290$) における渦形成の周波数 F と噴出口形状の関係を Table 1 に示す。表中の St は渦形成のストローハル数であり, $St = F \cdot w / u_m$ で定義する。最初に定常噴流 (Without Pulsation) の場合について考察する。平行部の短いノズルと平行部の長いノズルの場合, F あるいは St の値は著者らよりすでに報告された結果¹¹⁾ にほぼ等しい。Clark ら¹²⁾ は二次元オリフィスからの噴流のせん断層に形成される渦の挙動についての実験を行い, St の値は Re に無関係に一定値を持ち, その値はオリフィス幅 w に関係することを示している。Clark らによると, $w = 13 \text{ mm}$ で $St \approx 1.3$, $w = 25 \text{ mm}$ で $St \approx 2.8$ であることから, 本実験における $w = 20 \text{ mm}$ で $St \approx 2.0$ は妥当な結果であると言える。次に, 脈動噴流の場合についての考察を行う。平行部の短いノズルと平行部の長いノズルの場合, $F = f_m$ の流れになる。これは, 定常流でできる渦に比べ, 脈動により強制的に作られる渦が流れに対して支配的であるためであろう。オリフィスの場合は強制的に加えた脈動の周波数 f_m にもとづいて形成される渦の他に, せん断層の不安定性に起因する渦も形成されるため, 観測される渦はそれらを合計したものとなる。この合計された渦の形成周波数 F の値は 10.27 Hz である。なお, 表中の括弧内に示した 0.93 Hz という値は強制脈動により形成された渦形成の周波数である。定常流に比べて F あるいは St の値は大きい。これは, 流れに脈動が加わったことにより, その変動が渦形成に

Table 1 Frequency of vortex formation

	Without Pulsation	Pulsation Flow $\beta = 0.59$
Nozzle ($l/w = 0.5$)	$F = 1.72 \text{ Hz}$ $St = 0.44$	$F = 0.93 \text{ Hz}$ $St = 0.23$
Nozzle ($l/w = 27$)	$F = 1.33 \text{ Hz}$ $St = 0.33$	$F = 0.93 \text{ Hz}$ $St = 0.23$
Orifice	$F = 7.87 \text{ Hz}$ $St = 1.97$	$F = 10.27 \text{ Hz} (0.93 \text{ Hz})$ $St = 2.57$

Fig. 10 Model of flow patterns

寄与したものと考えられる。

以上で、噴出口形状の差異により脈動噴流の流れの模

様は大きく変化することがわかった。次節では、前々報と同様に渦の挙動の数値化を行う。

Fig. 11 Relation between B_0 and t

Fig. 14 Relation between B_{0x} and t

Fig. 12 Relation between B_{0x} and t

Fig. 15 Relation between B_i and t

Fig. 13 Relation between B_v and t

Fig. 16 Relation between B_{ix} and t

3.4 渦の挙動の数値化

前々報で用いた流れのモデル図を Fig. 10 に示す。それぞれの時刻において、一對に渦の外側間距離 (y 方向距離) を B_o , 渦の中心間距離を B_v , 噴流幅の最小値 (縮流幅) を B_i と定義する。また, B_o , B_v , B_i の x 方向距離をそれぞれ B_{ox} , B_{vx} , B_{ix} と定義する。

B_o と t の関係を Fig. 11 に示す。図には横軸として, u_o のモデル図も併記した。三種類の噴出口の場合ともに, B_o の値は t とともに増加した後, 最大値に達する。その後, ゆるやかな減少傾向を示す。噴出口の差異による差はほとんど見られない。 B_{ox} と t の関係を Fig. 12 に示す。図中の破線は t の値が小さい順に時刻 $t=T/8$, $2T/8$, $3T/8$, …… , $8T/8$ を表す。いずれの噴出口の場合においても, B_{ox} の値は t とともに直線的に増加する。しかし, 増加の割合はオリフィス形噴出口が一番大きく, 以下平行部の長いノズル, 平行部の短いノズルの順になる。

B_v と t の関係を Fig. 13 に, B_{vx} と t の関係を Fig. 14 にそれぞれ示す。オリフィスの場合, 前節で述べた理由のため B_v , B_{vx} の値を可視化写真から読取することは難しいので図示してない。平行部の短いノズルに比べて, 平行部の長いノズルの場合の B_v の値は小さい。また, B_{vx} は t とともに直線的に増加しており, その割合は平行部の長いノズルの場合の方が大きい。

B_i と t の関係を Fig. 15 に, B_{ix} と t の関係を Fig. 16 にそれぞれ示す。Fig. 13, 14 と同様に, 前節で述べた理由により, オリフィスの場合の値は図示してない。 t の値が増加すると B_i は減少し, その割合は平行部の短いノズルに比べて平行部の長いノズルの場合の方が大きい。

渦挙動の数値化および前節の脈動噴流における流れの模様から, 噴出口の差異によって渦 B の下流への移行の様子は異なっていることがわかった。オリフィス形噴出口の場合が最も速く下流へ移行し, 以下平行部の長いノズル, 平行部の短いノズルの場合の順になる。この傾向は定性的には以下のように説明される。噴出口形状に無関係に, 脈動一周期の間において噴出口からの流体の流出量は等しい。オリフィス形噴出口の場合, 縮流により流れは最も加速されるために渦 B の下流への移行は最も速くなると考えられる。次に, 平行部の長いノズルの場合の渦 B の移行が速くなるのは, 噴流軸上の流れが加速されているためであろう。

4. 結論

得られた主な結果は以下の通りである。

- (1) 初期速度分布の形状が異なる三種類の噴出口に対して, 脈動の一周期 T に対応する脈動噴流の流れの模様がそれぞれ明らかにされた。この結果, 噴出口形状により, 流れの模様は大きく変化することがわかった。
- (2) 設定した実験条件において, 平行部の短いノズルと平行部の長いノズルの場合は脈動速度の周波数に一致して噴流のせん断層に一對の渦が形成される。オリフィスの場合は脈動速度に一致した大きな渦と噴流せん断層の不安定性に起因した多数の小さな渦が形成され, これらの渦は複雑に合体する。
- (3) 脈動により形成される渦の下流への移行は, オリフィス噴出口の場合が最も速く, 次に平行部の長いノズル, 平行部の短いノズルの場合の順になる。

参考文献

- 1) 近江ほか 3 名: オリフィスを設けた円管内の振動流れにおける速度分布と再付着距離, 機論, 50-453 (1984) pp.1231-1239.
- 2) 井口ほか 3 名: 急拡大管内乱流脈動拘束噴流の速度と乱れ強さ, 機論, 56-526 (1990) pp.1659-1664.
- 3) 横田ほか 2 名: 円筒形絞りの噴流領域における振動流の挙動 (第 1 報 流れの可視化実験), 油圧と空気圧, 17-6 (1986) pp.469-475.
- 4) Seno, T., Kageyama, S and Ito, R.: Effect of controlled pulsation on axisymmetric jet behavior, J. Chem. Eng. Japan, 20-2 (1987) pp.128-133.
- 5) Yellin, E.L. and Peskin C.S.: Large amplitude pulsatile water flow across an orifice, Trans. ASME, J. Dyn. Syst. Meas. Control, 97-1 (1975) pp.92-95.
- 6) 近江ほか 1 名: 管路系内の非定常流れ, 機論, 48-430 (1982) pp.981-987.
- 7) Young, D.F.: Fluid mechanics of arterial stenoses, Trans. ASME, J. Biomech., 101-3 (1979) pp.157-175.
- 8) 弓野 崇ほか 3 名: 開口端を有するダクトにおける脈動流に関する研究, 可視化情報, 17-65 (1997) pp.120-127.
- 9) 池田ほか 4 名: 脈動噴流に関する研究 (可視化による渦の挙動の観察), 可視化情報, 17-67 (1997) pp.292-297.
- 10) 石川ほか 5 名: 脈動噴流に関する研究 (第 2 報 数値解析による定量的検討), 可視化情報, 19-73 (1999) pp.147-153.
- 11) 堀越ほか 2 名: 長方形噴流のせん断層に形成される渦の挙動に関する研究, 機論, 52-473 (1986) pp.305-311.
- 12) Clark, J.A. and Kit, L.: Shear layer transition and the sharp-edged orifice, Trans. ASME, J. Fluid Eng., 102-2 (1980) pp.219-225.