

脈動渦輪の形成過程へ及ぼすノズル内の壁面境界層の影響*

赤 木 富士雄**
 奥 苑 勇 生***
 安 東 洋 一**
 古 川 雅 人****
 山 口 住 夫**

Effect of the Nozzle-Wall Boundary Layer on Formation of Vortex Ring Induced by a Pulsating Jet Flow

Fujio AKAGI**, Yuuki OKUZONO***, Youichi ANDO**, Masato FURUKAWA****
 and Sumio YAMAGUCHI**

The effect of pulsating flow rate conditions on the formation process of vortex ring induced by pulsating jet flow is investigated by Large eddy simulation (LES) analysis and PIV measurement. The waveform, including not only discharge period but also suction period, of a flow rate is performed by cosine curves under the conditions of amplitude Reynolds' numbers Re_0 of 500 ~ 3500 and Womersley numbers α of 8.6 ~ 34.5. The result indicates that the area with negative vorticity value, which is formed by separated wall boundary layer in the nozzle during the suction period, is transported toward the nozzle exhaust during discharge flow period. The circulation of this negative vorticity area effects on the formation process of vortex core region at the nozzle exit plane. This circulation is influenced by the pulsating conditions of flow rate. Further the axisymmetry behavior of this negative vorticity area and the circulation of vortex core region in the period of vortex ring forming are influenced by the pulsating conditions. If the flow field in the negative vorticity area has maintained axisymmetrically, the axisymmetric vortex ring is formed and has propagated toward downstream stably for several cycles. The circulation, core size and diameter of vortex ring, in that case, are determined in the relation with the circulation of negative vorticity area and the circulation of vortex core region in the period of vortex ring forming. On the other hand, if the axisymmetry behavior of negative vorticity area has broken, vortex ring is finally unformed. The transition condition between these two distinct stages, axisymmetry or non-axisymmetry, is observed in the relation with the non-dimensional circulation and the non-dimensional acceleration.

Key Words : Vortex ring, Pulsating jet, Boundary layer, PIV, CFD

1. 緒 論

流体を孔またはノズルから空間内に噴出させる噴流は、噴出口において、主流とその周囲の流体とのせん断

によって生成されたせん断層が周期的に巻き上がることで、図1に示すような渦輪列を形成することが知られている⁽¹⁾⁽²⁾。この渦輪列内では、それぞれの渦輪の誘起速度の影響を相互に受けることで渦輪同士が合体および変形を繰り返しながら崩壊することが確認されており⁽³⁾⁽⁴⁾、この現象によって噴流は高い物質混合および拡散効果を示すことから工学分野で広く利用されている。噴流の混

* 平成 21 年 5 月 31 日 受付

** 機械工学科

*** 機械工学専攻

**** 九州大学 工学研究院 機械工学部門

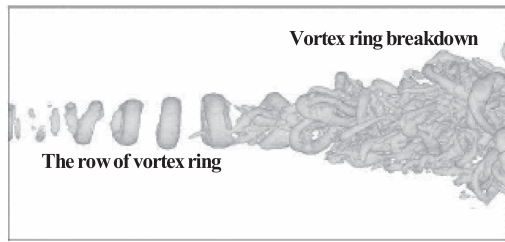


Fig. 1 3D-view of instantaneous vortical structures of steady jet flow simulated by DNS⁽⁵⁾

合・拡散効果を促進させるためには、噴流のせん断層を何らかの方法を用いて励起することで、形成される渦輪列の挙動を制御する方法が有効であると考えられており、せん断層の励起法と渦輪列の挙動との関係を対象とした研究が盛んにおこなわれている⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾。

噴流の噴出流量が周期的に変動する脈動噴流では、噴出流量を一定とした場合(定常噴流)よりも循環および渦核直径が大きな渦輪(脈動渦輪)が周期的に形成され、数周期にわたって下流へと移動することが確認されている。このことから脈動渦輪は、混合・拡散を大きく促進する効果に加えて物質輸送の手段としての利用も期待できるために、流量を変動させることで噴流の渦輪列を制御する研究がおこなわれている。Senoら⁽⁹⁾は軸対称ノズルから噴出する脈動渦輪の挙動を可視化により調べるとともに、噴流の速度分布や乱れ分布を計測している。池田ら⁽¹⁰⁾および石川ら⁽¹¹⁾は脈動噴流の変動周波数および速度振幅が渦輪の構造および挙動へ及ぼす影響を調べている。舟木ら⁽¹²⁾および平田ら⁽¹³⁾は脈動条件がエントレインメント流量へ及ぼす影響を実験的に調べ、エントレインメント流量が脈動のストローハル数に依存することを示している。赤木ら⁽¹⁴⁾は脈動渦輪の渦核構造を実験的に調べ、渦核領域内の渦度分布および周方向速度分布の形状を明らかにしている。以上で示したこれまでの研究では、脈動渦輪の挙動および構造などの現象と噴流の脈動条件との関係については明らかになっているが、現象発生メカニズムについてはほとんど調べられていない。また、渦輪の形成過程と脈動条件との関係について調べた例もない。単独渦輪についての研究結果⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾によれば、渦輪の循環は、せん断層が巻き上がり始めてから噴出口より移動を開始するまでの形成時期に渦核領域内に蓄えられることが示されている。従って脈動渦輪の形成過程が明らかになれば、渦輪の循環を求めることができ、渦核内の構造および挙動を推定することができると思われる。

本研究は、ノズルより噴出する噴流の流量が余弦曲線状に変動している脈動噴流場に対して、PIVを用いた速度計測実験とLarge Eddy Simulation (LES)を用いた数値解析をおこない、噴流の流量変動の条件が渦輪の渦核領域の形成過程へ及ぼす影響について明らかにすることを目的としている。本論文では特に、流量の変動の条件

が渦輪の形成過程へ及ぼす影響をより詳細に明らかにするために、平均流量を零とした流量が負(ノズル内への吸い込み流れ)となる期間を有する振動流について検討をおこなった。

2. 実験解析手法と実験条件

2-1. 実験装置および方法

図2には実験で用いた測定部および供試管路系の概要を示す。作動流体には水を用いた。水はヘッドタンクから流し室、助走管路を通り、渦輪を形成するためのガラス製ノズル(噴出口直径 $d_n = 25 \text{ mm}$)より可視化水槽内へ噴出される。可視化水槽には水を供給するための給水管およびオーバーフローを設置することで、噴流の流量が負(吸い込み状態)となった場合でも水位を一定に保つことができる。ノズル噴出口の外側には、直径 $D = 114 \text{ mm}$ ($D = 4.56d_n$)のガラス管をノズルと同心軸となるように設置することで渦輪へ及ぼす外乱の影響を無くした。なお事前の実験により、管内の下流方向への流れによって形成される圧力勾配およびガラス管の内壁面が渦輪の形成過程へ及ぼす影響は、無視できることを確認している。脈動流の流量変動は、ヘッドタンクからの水の供給を停止した状態で、測定部の上流に設けたピストンを動作することで発生させた。ピストンはリンク機構によりステップモーターと接続しており、リンクの長さともーターの回転数を調節することで、目的とする流量振幅および周期の脈動波形の流量変動を発生

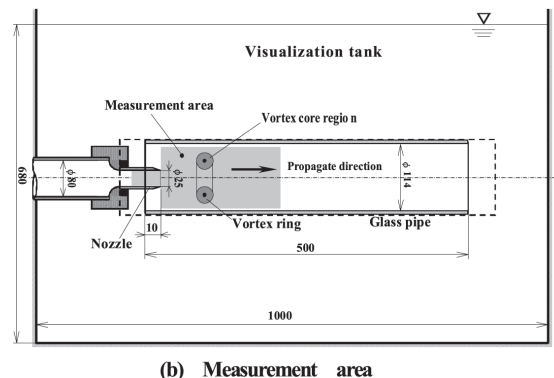
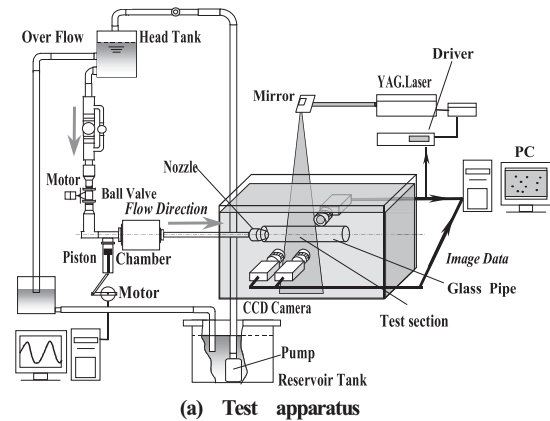


Fig. 2 The schematic view of experimental setup

させた。

2-2. 速度の計測法

流れ場の速度計測には PIV を用いた。光源には 50 mJ のダブルパルス YAG レーザ (Litoron NANO 50-15, 15 Hz) を用い、厚さ 1mm のシート光としてノズルの中心軸を含む鉛直面を照射し、これに垂直な方向から CCD カメラ (Kodak ES-01, 1008×1018 pixel, 30 Hz) により測定領域を撮影した。平均流量が零の脈動噴流の場合には、流量の変動によってノズル内の主流の方向が周期的に変化するために、ノズル内の壁面上では境界層の形成と剥離が周期的に繰り返される (振動境界層の形成)。この境界層の挙動は、ノズル噴出口で形成される渦輪の挙動へ何らかの影響を及ぼしていることが予測される。このため測定領域は、ノズル噴出口から上流 70 mm までのノズル内および噴出口から下流 140mm までのノズル下流の領域とし、この領域を 3 台の CCD カメラで撮影することで空間解像度を上げている。シート光はフレームストラドリング法により、照射時間を 5 ns とし、照射の時間間隔は噴流の速度に応じて設定した。トレーサ粒子には、平均粒径 100 μ m のナイロン粒子 (オルガソル 平均比重 1.03) を用いた。このように撮影した 128 周期分のフレーム画像をパソコンに取り込み、瞬時の速度ベクトルを求めた。

速度ベクトルの算出には、再帰相関法⁽¹⁷⁾を用いた。このときの参照領域の寸法は、最終的には 16×16 pix とし、0.62 mm 間隔で流れ方向に 292 点、半径方向に 115 点の計 33,580 個の計測点での速度ベクトルを得た。さらに位相平均速度場を求めるために、128 周期にわたって同一位相角における速度データの算術平均値を求めた。本計測により瞬時の速度データに含まれる不確かさの解析⁽¹⁸⁾をおこなった結果、不確かさ V_{rss} はノズル出口での主流速度 $V_n = 5.0$ cm/s に対して $V_{\text{rss}} = 0.25$ cm/s (正確度 $V_B = 0.22$ cm/s, 精密度 $V_p = 0.12$ cm/s) であった。

2-3. 渦度の算出法

渦輪は、自己の誘起速度によって下流へと移動する。この移動する渦輪の形成過程ならびに構造の変化を、位相平均速度ベクトルのみで把握することは困難である。ここでは渦度 ζ の値も求めた。 ζ は、計測面を x-y 平面とする直交座標系の z 方向に回転軸を持つ渦度で、渦度の定義式を中心差分法により離散化した式 (1) に、計測した速度ベクトル (V_x, V_y) および隣り合う計測点間の距離 (dx, dy) を代入して求めた。(ただし、本計測では dx = dy)

$$\zeta_{ij} = \frac{V_{y_{i+1,j}} - V_{y_{i-1,j}}}{2dx} - \frac{V_{x_{i,j+1}} - V_{x_{i,j-1}}}{2dy} \quad (1)$$

式中の添え字 (i, j) は、計測点の配列番号を表す。さらに得られたとと、変動する流量の流量振幅値をノズル

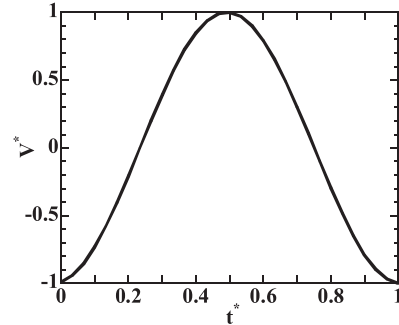


Fig. 3 The wave form of area mean velocity at a nozzle exit plane(a)

Table 1 Test conditions of pulsating jet flow

Womersley number : α (Period : T)	8.6 (4.0 s), 10.0 (3.0 s), 12.2 (2.0 s) 13.6 (1.6 s), 17.2 (1.0 s), 22.2 (0.6 s) 34.5(0.25 s)
Reynolds number : Re_0	500 ~ 3500

出口断面積で除した平均速度振幅 V_0 および d_n を用いて無次元渦度 $\zeta^* = \zeta d_n / V_0$ を求めた。ここで符号は、正の値を反時計回りの回転方向としている。

渦度の算出は、後述する数値解析結果に対してもおこなった。数値解析では、座標系は円筒座標系 (r, θ, Z) を用いており、この場合の ζ は θ 方向に回転軸を持つ渦度となる。従って符号は、 θ 軸の正方向が右ねじの進行方向となる回転方向を正の値としている。

2-4. 流量変動の脈動条件

実験に使用した噴流の流量の変動波形を図 3 に示す。縦軸は、ノズル出口断面での断面平均速度 V_n を速度振幅の最大値 V_0 で除した無次元速度 V^* を示し、横軸は時間 t を周期 T で除した無次元時間 t^* を示している。流量変動の条件は、変動波形の形状を余弦曲線状とした平均流量 $Q_m = 0$ (ピストンの往復のみによる流量変動) の振動流で、表 1 に示した 7 種類の周期に対して振幅を変化させた計 28 種類の条件について検討をおこなった。ここで Re_0 は流量変動の振幅にもとづくレイノルズ数を、 α は変動の周期にもとづくウォーマスリ数を示し、定義式を以下に示す。

$$Re_0 = \frac{V_0 d_n}{\nu} \quad (2)$$

$$\alpha = \frac{d_n}{2} \sqrt{\frac{2\pi}{\nu T}} \quad (3)$$

ここで、 d_n はノズルの直径を、 ν は動粘性係数を示す。

3. 数値解析手法と解析条件

3-1. 数値解析の目的

脈動渦輪の形成過程を実験で詳細に解析するには、ノズル内およびノズル噴出口周辺の速度場を精度よく計測

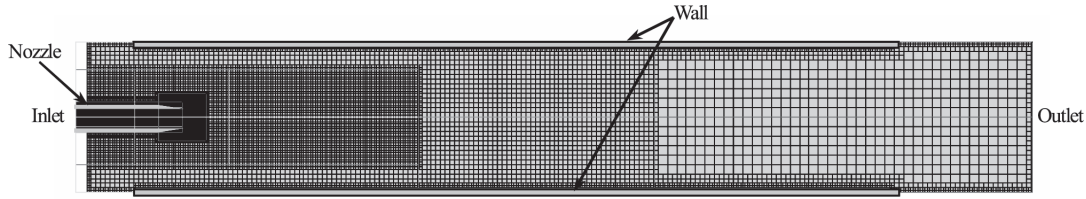


Fig. 4 Computational domain

することが重要となる。この計測を PIV を用いておこなう場合には、計測領域を拡大撮影して、厚さの薄い境界層およびせん断層を、高い空間解像度で計測する必要がある。しかし同時に、直径の小さなトレーサ粒子を流れ場中に多数混入しなければならないために、測定部におけるレーザの光量が大幅に減少してしまい、結果として計測精度は低下する。また拡大撮影によって測定領域が小さくなるために、渦核領域全体を同時に計測することができない。反対に、撮影領域を大きくとれば光量の減少による計測精度の低下をおこなうことなく渦核領域全体の速度場を計測できるが、空間解像度が低くなるために境界層およびせん断層の解析精度は低下する。そこで本研究では、数値解析を用いた流れ場の解析を実験計測と併用しておこなった。すなわち、流れ場の様相変化の把握および数値解析の計算精度の評価には実験結果を用い、実験解析が困難なせん断層および境界層の挙動の詳細な検討には数値解析結果を用いることで、渦輪の形成過程の解析を高精度におこなった。

3-2. 数値解析手法

数値解析は Large Eddy Simulation (LES) を用いた三次元非圧縮性・非定常解析をおこなった。LES は、計算格子の寸法で空間的に平均化が施された連続の式および Navier - Stokes 方程式を基礎方程式として、格子寸法よりも大きな渦は直接的に計算をおこない、格子寸法よりも小さな渦についてはモデル化して計算する手法である。流れの中に存在する渦が有する効果は、渦の寸法によって異なる⁽¹⁹⁾。寸法が比較的大きな渦(大スケール渦)は乱流拡散の効果をも有しており乱れの生成源となるが、この効果の大きさは流動状態によって大きく異なるために、モデル化は非常に難しい。いっぽう寸法が小さな渦(小スケール渦)は、乱れのエネルギーを熱に変換して消散するエネルギー消散の効果をも有するが、この効果は流動状態によらず同じで普遍性がある。このことから、計算格子の寸法を小スケール渦程度の大きさに設定してエネルギーの消散過程のみをモデル化すれば、流れ場中に大小様々な大きさの渦が存在する複雑な乱流場を高精度にシミュレートすることができる。脈動噴流場では、渦輪の形成および崩壊による複雑な乱流場の形成が予想されるため、LES は最適な解析手法であると考えられる。以下に基礎方程式をテンソル表記で示す。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \tag{4}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (-\tau_{ij} + 2\nu \bar{D}_{ij}) \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} 2(\nu + \nu_{sgs}) \bar{D}_{ij} \end{aligned} \tag{5}$$

ただし

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \tag{6}$$

$$\bar{D}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \tag{7}$$

$$P = \bar{p} + \frac{1}{3} \overline{u'_k u'_k} \tag{8}$$

これらの式は有限体積法によって解かれる。空間の離散化には中心差分法を、時間の離散化には Three-time-level 法を用い、陰解法により解かれた。また格子寸法よりも小さな渦をモデル化するための Subgrid Scale (SGS) モデルとして sgs には、Sub-grid K モデルを用いた。以上で示した解析は汎用の流体解析ソフト (Star-CD Ver4.02) を用いておこなった。

3-3. 計算格子寸法と境界条件

解析に用いた計算領域を図 4 に示す。計算領域は図 1 中に破線で示されたノズル噴出口の $3.2d_n$ 上流から $20d_n$ 下流までのガラス管内の領域を、幾何学的に相似な条件で $1/2$ に縮小して作成した。計算格子には六面体形状のセルを用いた。LES では、前節で示したように格子寸法を小スケール渦の寸法と同程度にするのが望ましい。しかしセル寸法をあまり小さくすると、セルの総数が非常に多くなって計算に莫大な時間を要してしまう。そこで、せん断層および境界層が生成されるノズル内外の壁面近傍およびノズル噴出口周辺において、流れ場の解析結果に影響を及ぼさない格子寸法の上限値を予め検討した。その結果、セル寸法を 0.25mm 以下とした場合には、セル寸法による解析結果の差異が非常に小

さかったことから、この寸法を上限值としてノズル内外の壁面近傍およびノズル噴出口周辺に配置した。さらに、入り口境界面および出口境界面に向かうに従って格子寸法を徐々に大きくすることで、全体でのセル数の節約を図っている。本モデルのセルの総数は約 230 万セルであった。

解析モデルの境界条件は以下のように与えた。入口境界面の条件は、表 1 で示した脈動条件の流量波形ついて、時間ステップごとの流量の瞬時値より求めた断面平均流速を一様分布として与えた。出口境界面には静圧一定の条件を与えた。壁面境界には滑りなしの条件を与えている。

3-4. 時間刻みの条件

非定常計算では、時間ステップごとの増分時間 dt (刻み時間) の大きさが、計算の安定性および解析精度へ大きな影響を及ぼす。計算が発散することなく安定しておこなわれ、かつ高精度な解を得るためには、 dt は小さな値に設定するのが望ましい。しかし dt をあまり小さな値にすると、計算に莫大な時間を要することとなる。従って、計算が短時間で終了して、かつ解析精度が損なわれない dt の最適値を検討することが重要となる。

刻み時間 dt が計算の安定性へ及ぼす影響を示す指標としてはクーラン数 Cr が使用され、Star-CD では、クーラン数は式 (7) で定義される。

$$C_r = \frac{\sum F_i \cdot dt}{\rho V} \quad (9)$$

ここで、 $\sum F_i$ は計算セルの面を通過する流体の質量フラックスの総和、 V はセルの体積、 ρ は密度である。式 (9) より Cr は、 dt 間に計算セル内へ流入する流体の質量とセルの質量との比を示している。計算を安定におこなうための Cr の最適条件は、計算の解法によって異なる。解法が陽解法の場合には、 $Cr < 1$ となるように dt を設定することが望ましく、 $Cr \geq 1$ では計算が不安定となり解は発散する可能性が高くなる。一方、陰解法の場合には、 $Cr \geq 1$ としても計算は安定している場合が多く、 $Cr \leq 10$ までであれば解が収束する可能性は高い。従って陰解法を用いている本計算では、 dt は前節で示した最小のセル寸法 (0.25mm) に対して $Cr \leq 10$ の条件を満足する値とすれば、計算は安定しておこなわれて収束解を得ることができると考えられる。

高精度な解析結果を得るための dt の最適条件は、使用する乱流モデルによって異なる。LES の場合には、 dt はモデル化をおこなっている小スケール渦の解析精度へ影響を及ぼす。乱流場の流動状態を小スケール渦についてまで精度よく解析するためには、 $Cr \leq 0.5$ となるように dt を設定することが推奨されている⁽²⁰⁾。しかし、脈動渦輪のように比較的大規模な渦構造の生成過程のシ

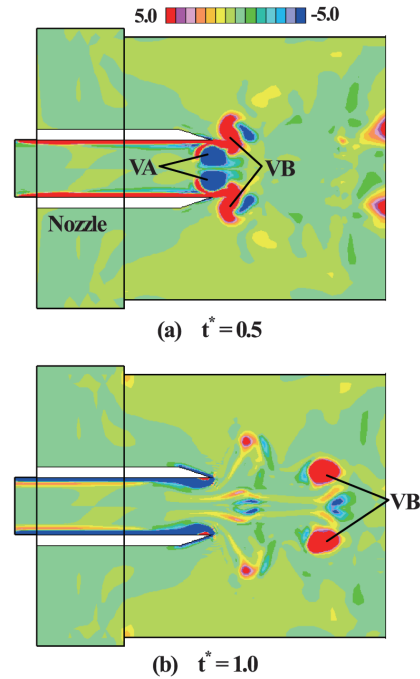


Fig. 5 Vorticity contours under the condition of $dt=0.01s$

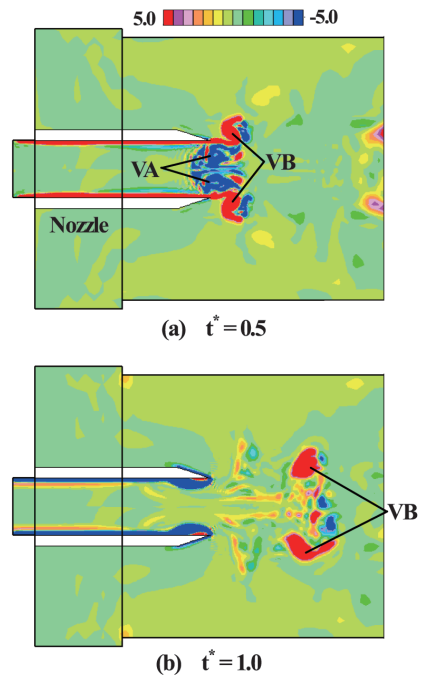


Fig. 6 Vorticity contours under the condition of $dt=0.001s$

ミュレートでは、渦輪の形成へ及ぼす小スケール渦のエネルギー消散の影響は非常に小さく、無視できると予測される。この場合は、セルの寸法を十分に小さく設定していれば、 dt を $Cr \leq 10$ の条件を満足する推奨値よりも大きな値で設定しても解析精度が大きく低下することはないと考えられる。ここでは、計算が短時間で終了して、かつ計算精度が損なわれない Cr の条件について検討をおこなった。

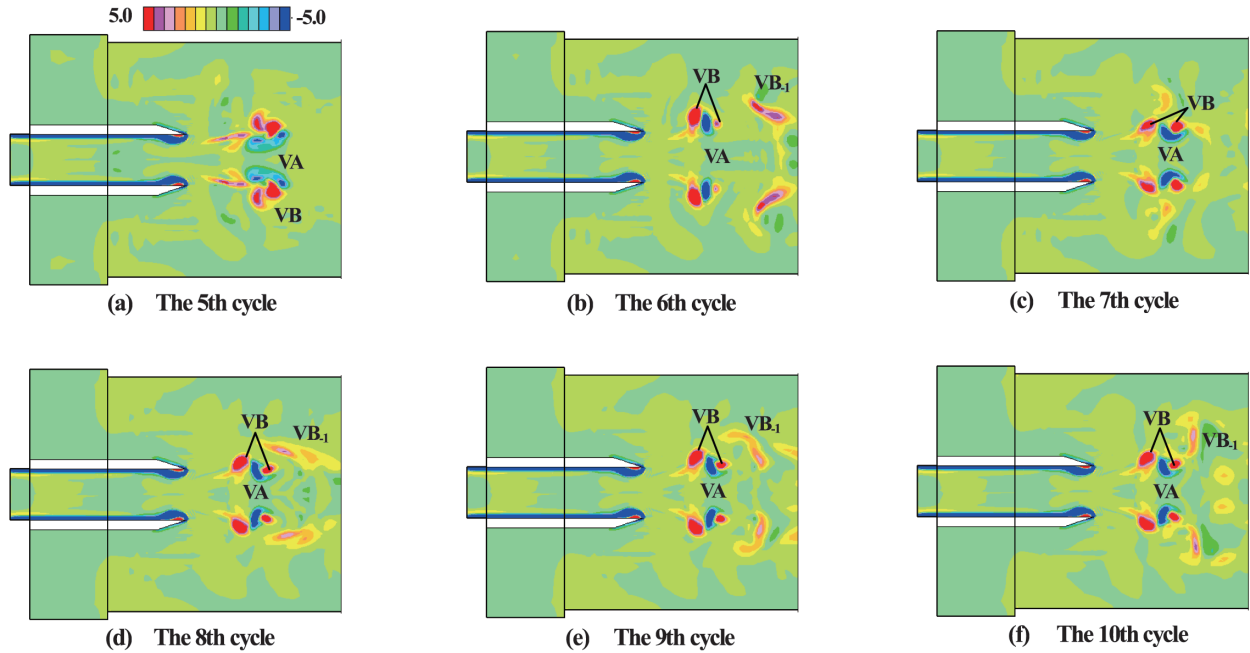


Fig. 7 Influence of the calculation cycle in numerical simulation conditions on a formation process of vortex core region (The case of $Re_0=1250$, $\alpha=22.3$ and $t^*=0.1$)

検討は、今回の解析で用いた流量変動の条件の範囲において、いずれの流量変動の条件でも $Cr > 1$ (最大値は $Cr = 6.4$) となる $dt = 0.01s$ の場合、および $Cr < 1$ (最大値は $Cr = 0.64$) となる $dt = 0.001s$ の場合の二つについて、解析結果を比較しておこなった。流入境界の条件には、流量変動の条件の中で最大の Cr が生じて、 dt の違いによる渦度分布の違いが大きくでる可能性が高い $\alpha = 22.2$ (周期 $T = 0.6$ s), $Re_0=2340$ (速度振幅 $V_0 = 16.0$ cm/s) を用いた。比較は、十分に発達した周期解が得られる 10 周期以降の結果を用いておこなった。なお計算は、CPU (Intel Xeon 2.66 GHz) を 8 core 用いて、 $dt = 0.01s$ で 4 日を、 $dt = 0.001s$ で 40 日を要した。

図 5 には $dt = 0.01s$ 、また図 6 には $dt = 0.001s$ における無次元渦度 ζ^* の分布を、無次元時間 $t^* = 0.5$ (最大流量時) および $t^* = 1.0$ (最小流量時) について示す。ここで符号は、2-3 節で述べた ζ の定義より、ノズル中心軸よりも上面側の領域では反時計回りが正の値となり、反対に中心軸よりも下側では時計回りが正の値となる。 $t^* = 0.5$ では、吸い込み期間中にノズル内の壁面上で形成された境界層が剥離してできた符号が負の高渦度領域 VA が吹き出し流れによってノズル噴出面まで移動しており、噴流のせん断層が巻き上がって形成された渦輪の渦核領域 (図中の VB, 回転方向は VA とは反対) と隣接している様相が確認される。VB について比較すると、渦核領域の形状は dt によらず同じであることがわかる。いっぽう VA について比較すると、 $dt = 0.01s$ では領域はひとつで、円形状に近い輪郭形状を示しているのに対して、 $t = 0.001s$ では領域は複数の

小領域に分かれており、小さな渦構造の存在が確認できる。VA はこの後、回転方向が反対の VB の影響を受けて急速に減衰していくが (図省略)、減衰時の挙動は dt によらずおおそ似ているのが確認された。 $t^* = 1.0$ では、渦輪がノズル先端から剥離して下流へと移動している様相 (図中 V1) が確認できるが、この場合も $dt = 0.001s$ では渦輪の内側および上流側で小さな渦領域が見られるものの、VB の領域形状は dt によらずおおそ一致している。このことから、 $dt = 0.01s$ つまり $Cr = 6.4$ と推奨値よりも大きくした場合には、ノズル内で形成される VA (剥離境界層) 内の小さな渦構造のシミュレート結果にやや相違が見られるものの、その事が VB の形成過程へ及ぼす影響は小さいと判断できる。本論文では噴流の流量変動の条件が渦輪の渦核領域の形成過程へ及ぼす影響の解明を目的としおり、この目的には $dt = 0.01s$ の結果でも検討は十分に可能であると考えた。以上の結果から、全ての流量変動の条件で、刻み時間は $dt = 0.01s$ ($Cr \leq 6.4$) として数値解析をおこなった。

3-5. 収束判定法

前節の検討では、流れ場が周期解へと十分に収束した 10 周期目の結果を用いたが、周期解が得られる最低の周期数が分かれば計算に要する時間を短縮することができる。この最低の周期数について検討をおこなった。

図 7 には、 $\alpha = 22.2$ ($T = 0.6$ s), $Re_0=1250$ ($V_0 = 8.6$ cm/s) の場合の $t^* = 0.1$ における ζ^* 分布について、5 周期目から 10 周期目までの結果を示している。いずれの周期からも、ノズル噴出口の下流では渦輪の渦核領域 VB が見られ、内側に隣接している負の高渦度領

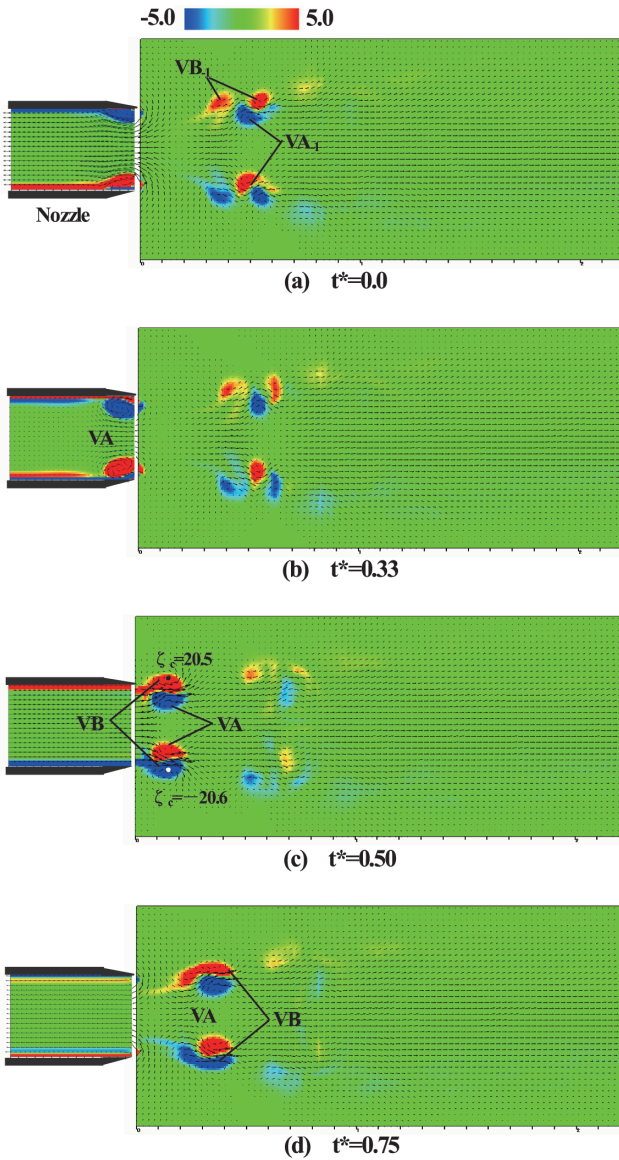


Fig. 8 Computational result of velocity vectors and vorticity contour under the conditions of $Re_0=1250$, $\alpha = 22.3$

域 VA の影響を受けて二つの領域に分裂している様相が確認できる。しかし VB の形状および VA との位置関係を見ると、5 周期目から 8 周期目までは周期ごとに変化しているのに対して、8 周期目以降はほぼ同じとなっており、この周期で解は周期解に収束したと考えられる。6 周期目以降の結果を見ると、VB の下流には前の周期で形成された渦輪 VB_1 が減衰している様相が確認できるが、この様相は全ての周期で異なっている。 VB_1 の到達位置付近は渦輪の減衰過程が毎周期確認されることから、流れ場の周期性が強いと予想される。従って、渦輪の減衰の様相が周期ごとで異なるのは流れ場の周期性の影響によるもので、周期解へ収束していないことが原因ではないと考えられる。

以上より、周期解へと十分に収束した解析結果を得る

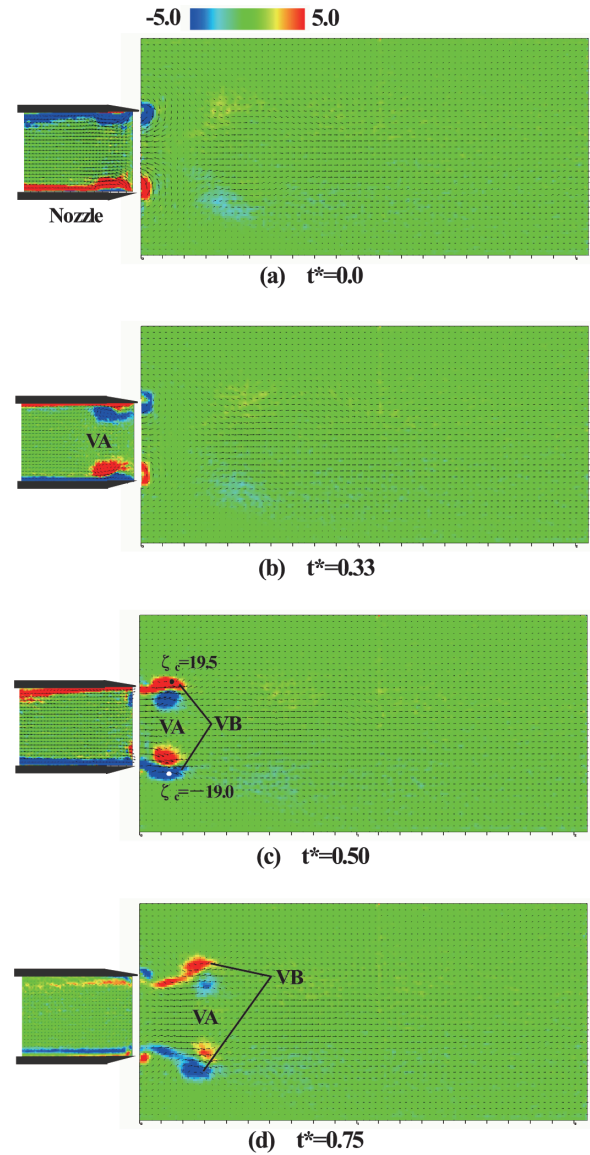


Fig. 9 Experimental result of phase mean velocity vectors and vorticity contour under the same conditions of Fig 7

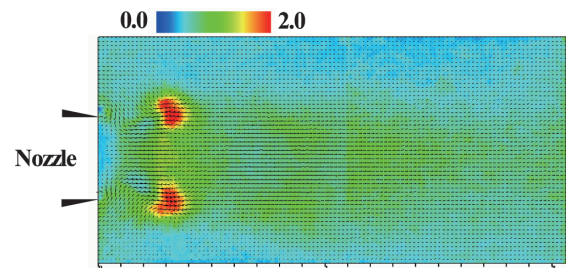


Fig. 10 Contour for standard deviation at the Fig 9 (d)

には、最低でも 8 周期の計算が必要である事がわかった。

4. 結果および考察

4-1. 渦核領域とノズル内の壁面境界層の挙動

脈動噴流の数値解析結果を用いて、流れ場の一周間の挙動について検討する。図 8 には、 $\alpha = 22.30$ (T

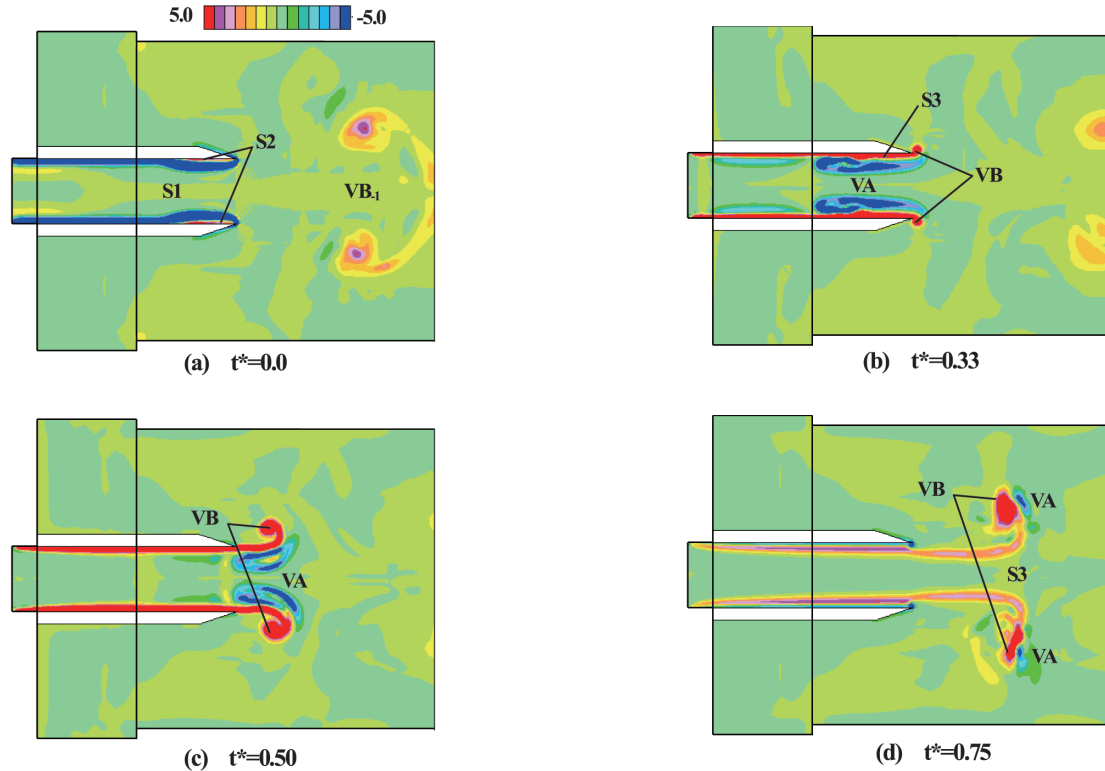


Fig. 11 Contours for vorticity under the case of $\alpha = 12.2$ and $Re_0 = 1250$

= 0.6 s), $Re_0=1250$ ($V_0 = 8.6$ cm/s) の流れ場の数値解析結果を, $t^* = 0, 0.33, 0.5$ および 0.75 について瞬時の速度ベクトルならびに無次元渦度 ζ^* の分布で示している. なお, 以降でおこなう実験結果との比較を容易にするために, ζ^* は直交座標系で定義した渦度へ変換しており, 符号は反時計回りが正となる. 流量が最小値 (吸い込み流れの最大流量) となる $t^* = 0$ において, ノズル内の壁面上では吸い込み流れによって生成された境界層を示す渦度層が見られ, ノズル噴出面近傍では渦度層の厚さが特に厚くなっている. この渦度層は, 流量が増加するにつれて壁面から剥離して高渦度領域となる. 高渦度領域は, 流量が正となり流れが吐出しへと変わると, 吐出し流れによってノズル噴出口へと移動し, 流量が負から正となり流れが吐出しへと変わる $t^* = 0.33$ では高渦度領域 VA となる. 流量がさらに増加して最大となる $t^* = 0.5$ では, ノズル内の壁面上において, 噴流によって生成された渦度層の下流端が巻き上がって渦核 VB を形成している. このとき VA は VB のノズル中心軸側に隣接して存在しており, VB に誘起されて半径方向外側に向かって徐々に移動し, いっぽうで VB は VA に誘起されて半径方向内側へと移動する. この結果, 流量が減少して零に近い $t^* = 0.75$ では, VB が VA によって二つの領域へと分割されている. この後, VA および VB は徐々に減衰しながら 2 周期にわたって下流へと移動を続けた (図 (a) 中の VA₁ および VB₁). 以上の事から, 平均流量が零の脈動噴流場では, 吸い込

み期間中にノズル内で形成された境界層が剥離して VA が生成され, この VA の挙動が渦輪の渦核領域 VB の形成過程に大きな影響を及ぼしていることが分かった.

図 9 には, 図 8 の流れ場の実験結果を位相平均速度ベクトルならびに ζ^* の分布で示している. 図 8 の解析結果と比較すると, $t^* = 0.0$ から 0.50 までのノズル内, および VB が形成されるノズル噴出口周辺における ζ^* 分布の形状は, 非常によく一致している. また, それぞれの図 (b) 中には渦核中心点 (図中の点) における無次元渦度 ζ^* の値を示しているが, 両者の値は計測によって得られた ζ^* の標準偏差 ($\sigma_\zeta = \pm 1.8$) 以下の精度で一致しており, 本解析が渦輪の形成過程を精度よくシミュレート出来ていることが分かる. いっぽう, $t^* = 0.75$ では VA が VB によって二つの領域に分割されつつある様相が実験からも確認されるが, VA と VB の領域の形状は解析と実験でやや異なっている. また, 解析結果では VA と VB が徐々に減衰しながら下流へと移動しているのに対して, 実験結果では両者の減衰は急激におこっている. この違いは, 周期によって VA と VB の減衰時の挙動が異なり, 周期性が強い現象である事が考えられる. 図 10 には, 実験で得られた 128 周期の計測データから算出した, $t^* = 0.75$ での ζ^* の標準偏差 σ_ζ 分布を示している. σ_ζ が大きな値を示す領域は周期ごとの速度変動が大きく周期性が強いことを示すが, 図より VA と VB が減衰している領域で σ_ζ の値は大きくなっており, 特に VA の分割が確認された領域では, σ_ζ の値が

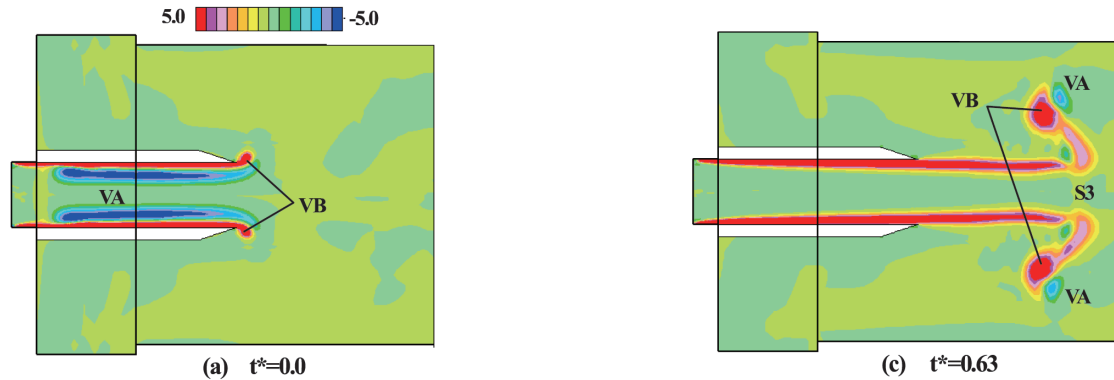


Fig. 12 Contours for vorticity under the case of $\alpha = 8.6$ and $Re_0 = 1250$

最大となっている。このことから、VA と VB の減衰時の挙動が実験と数値解析で異なるのは、流れ場の周期性の影響によるものであり、数値解析の結果は VA と VB の瞬時の挙動をシミュレートできていると考えられる。

以上より、数値解析の結果は実験結果とよく一致しており、渦輪の形成過程を高精度に再現できていることが分かる。

4-2. 周期の影響

図 8 の脈動条件の振幅を固定して、周期を $\alpha = 12.2$ ($T = 2.0$ s) と長くした場合の数値解析結果を用いて、流量変動の周期の条件が渦輪の形成過程へ及ぼす影響について検討をおこなった。図 11 には $t^* = 0, 0.33, 0.5$ および 0.75 での ω 分布を示す。吸い込み流れが最大流量となる $t^* = 0$ では、ノズルの下流 $2d_n$ の位置において前の周期で形成された渦輪 VB_1 が下流へと移動しているが、 VB_1 の渦核中心間の距離で定義した渦輪の直径は $2d_n$ であり、図 8 の場合に比べて約 1.5 倍に大きくなっている。また渦核領域はひとつしかなく、ノズル内で形成された負の高渦度領域も見当たらない事から、渦輪の形成過程が図 8 の場合とは異なっていることが分かる。ノズル内の壁面上では、図 8 の場合と同様に吸い込み流れによって形成された渦度層 $S1$ が確認されるが、ノズル噴出口から上流 $1d_n$ までの範囲で $S1$ はすでに壁面上から剥離をはじめており、 $S1$ と壁面との間では新たに $S1$ とは回転方向が逆の渦度層 $S2$ が生成されている。 $S1$ はこの後に壁面から剥離して高渦度領域 VA を形成し、流れが吐出しへと変わる $t^* = 0.33$ では、 VA はノズル中心軸に対して対称な位置を保ったまま吐出し流れによってノズル噴出口へと移動している。 VA の領域は図 8 の場合に比べて上流方向に長く伸びており、領域内の渦度の値は小さく、すでに減衰しはじめている。このとき、ノズルの噴出口では、噴流の渦度層 $S3$ の下流端が巻き上がって渦核領域 VB を形成し始めている。吐出し流量が最大となる $t^* = 0.5$ では、 VB のノズル中心側には VA が隣接して存在しているが、 VB と $S3$ の渦度は大きな値であるのに対して VA の渦度は小さく、 VA の減衰が $t^* = 0.33$ の状態からさらに進んでいることが分

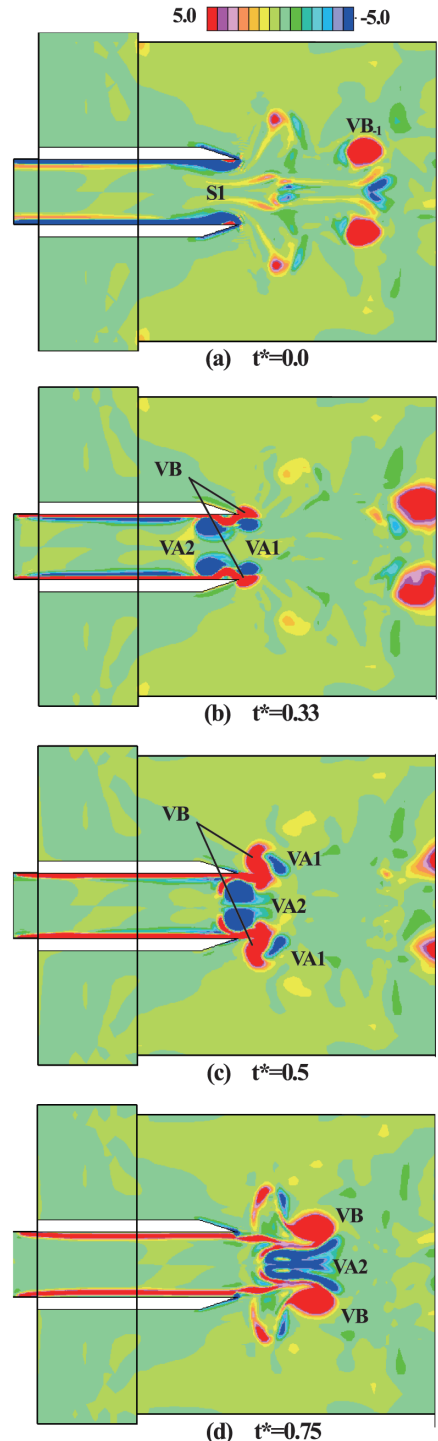


Fig. 13 Contours for vorticity under the case of $\alpha = 22.2$ and $Re_0 = 2320$

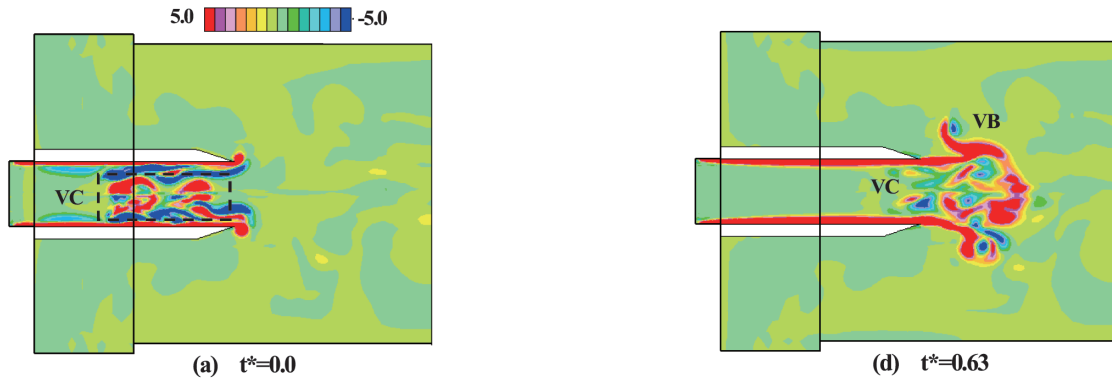


Fig. 14 Contours for vorticity under the case of $\alpha = 12.2$ and $Re_0 = 1800$

かる。この後 (図省略), VA は VB と S3 に強く誘起されて, VB の下流側の外縁に沿って半径方向外側へと移動しながら減衰していく。いっぽう VB は渦核領域の形成を続けながら自己誘起速度によって下流方向へ移動しようとするが, ちょうど下流側には移動してきた VA が進路を妨げるように存在しているため, 移動方向は半径方向外側へと変化する。この結果, 形成される渦輪の直径は大きくなる。 $t^* = 0.75$ では, 大きな渦核領域へと成長した VB が半径方向外側へと移動して直径の大きな渦輪を形成しており, VB の下流側には VA が大きく減衰した状態で隣接している。また, VB のノズル中心側では VB に取り込まれずに残った S3 が, VB に誘起されて下流方向へと移動している。VB は, 軸対称な形状を保ったまま数周期にわたって下流へと移動するのが確認された。

このような周期の変化による VA および VB の挙動の変化は, 周期をさらに長くした場合に顕著になる。図 12 には, $\alpha = 8.6$ ($T = 4.0$ s) と周期をさらに長くした場合の $t^* = 0.33$ および 0.63 の ω^* 分布を示す。 $t^* = 0.33$ では, ノズル内には VA が, ノズルの噴出口では VB の形成が確認できるが, VA の領域は上流方向へさらに伸びて大きくなっている。 $t^* = 0.63$ では, VB が半径方向外側へと移動して図 11 の場合よりもさらに大きな直径の渦輪を形成しており, VB の下流側には大きく減衰した VA が隣接している。また, VB のノズル中心側には VB 内に取り込まれなかった S3 が, VB に誘起されて下流方向へと移動している。VB は, 軸対称な形状のまま数周期にわたり下流へと移動した。

以上のことから流量変動の周期を長くすると, ノズル内で形成される VA は流れ方向に長く伸びて大きくなるが, 反対に領域内の渦度は小さく減衰しやすくなる。いっぽう, 渦輪の渦核領域 VB は VA から受ける誘起速度の影響が小さくなったことで円形に近い大きな渦核領域を形成するが, VA が VB の下流側へ移動してくるために, VB は半径方向外側へと移動させられ, 結果として直径が大きい渦輪を形成することになる。

4-3. 振幅の影響

図 8 の脈動条件から周期を固定したままで, 変動の振幅を $Re_0 = 2320$ と大きくした場合の数値解析結果を用いて, 振幅の条件が渦輪の形成過程へ及ぼす影響について検討をおこなった。図 13 には $t^* = 0, 0.33, 0.5$ および 0.75 の ω^* 分布を示す。 $t^* = 0$ では, ノズルの下流 $2d_0$ の位置において前の周期で形成された渦輪 VB₁ が下流へと移動しているが, VB₁ の渦核領域はひとつしかなく, 領域内の渦度が非常に大きな値であることから, 循環の大きな強い渦輪が形成されていることが分かる。また, ノズル内の壁面上では渦度層 S1 が確認される。 $t^* = 0.33$ では, S1 が壁面から剥離した高渦度領域 VA が二つの領域 (VA1, VA2) に分割されており, ノズル中心軸に対して対称な位置のままノズル噴出口へと移動して, 形成初生期の VB と隣接している。吐出し流量が最大となる $t^* = 0.5$ では, 形成途中の VB に誘起されて, VA1 は VB の下流側へ移動しているが, VA2 はノズル噴出口にあり VB の誘起速度の影響をあまり受けていない。このことから VA2 の循環は VA1 よりも大きく, このときの VB の循環と同程度であると考えられる。いっぽう VB は, 上流側の VA1 と下流側の VA2 の双方から誘起されるために, 半径方向外側へと引き伸ばされたような渦核領域の形状を示している。 $t^* = 0.75$ では, VB は形成を終了して下流方向へと移動しはじめており, VB のノズル中心側では VA2 が, VB から誘起されて下流側へと移動している。渦輪は, 軸対称な形状を保ったまま数周期にわたって下流へと移動するが, 減衰までに要した時間は解析をおこなった全ての脈動条件の中で最も長かったことから, 最も強い渦輪が形成されたと考えられる。

図 14 には, 図 11 の条件 ($\alpha = 12.2, Re_0 = 1250$) から振幅を, $Re_0 = 1800$ と大きくした場合の $t^* = 0.33$ および 0.5 の ω^* 分布を示す。この条件では, 吸い込み流れによってノズル内で形成された高渦度領域 VA は, 形成後すぐにノズル中心軸に対して非対称な挙動を示して, 複数の小さな高渦度領域へと分裂するのが確認された。 $t^* = 0.33$ におけるノズル内では, VA が分裂し

てできた高渦度の小領域が多数見られる (図中の破線の領域: VC). また領域ごとで渦度は大きく異なり, 正の値から負の値まで幅広い値を示していることから, ノズル内の流れ場は大きさおよび回転方向が異なる渦が多数存在する乱れた状態であることが分かる. ノズル噴出口ではVBが形成され始めており, この時刻以降もVBの形成が続くが, 吐出し流れによってノズル噴出口へと移動してきたVCの乱れの影響を受けるために, VBの形成は非常に不安定となる. $t^* = 0.5$ では, VBの渦核領域の形状は円形状とは異なった非常に複雑な形状を示しており, ノズル中心軸に対して非対称な形状となっている. VBは吐出し流れが生成する渦度層の供給を受けて, さらにVCの渦度領域と合体をすることで非軸対称な形状のまま成長を続けた後に, 急速に拡散して複数の渦度領域へと分裂し, ノズル下流の流れ場を大きく乱す様子が確認された.

以上のことから流量変動の振幅を大きくすると, 流れ場の流速が高くなるために, ノズル内で形成されるVAおよび渦輪の渦核領域VBの領域内での渦度の値が大きくなる. このとき, 流量変動の周期によってはVAがノズル中心軸に対して非軸対称な挙動を示した後に崩壊して, ノズル内の流れ場を大きく乱す場合がある. VAが軸対称な挙動のままノズル噴出口まで移動すれば, VBは円形に近い渦核形状で循環の大きな渦輪となるが, VAが非軸対称となって崩壊すれば, VBは形成時にVAの崩壊による乱れの影響を受けるために, 渦輪を形成出来ずに拡散して流れ場を大きく乱すことになる.

4-4. 流量変動の条件と渦輪の形成過程

これまでの検討結果から, 噴流の流量変動の条件によって脈動渦輪の形成過程ならびに形成後の渦輪の挙動は大きく変化することが分かった. さらに渦輪の形成過程には, 噴流の渦度層が巻き上がって形成される渦輪の渦核領域VBの挙動と, ノズル内の境界層が剥離することで形成される高渦度領域VAの挙動が大きく関係していることが確認された. ここでは, 流量変動の条件と渦輪の形成過程との関係を明確にするために, VBの挙動およびノズル内のVAの挙動に関係する無次元量の検討をおこなった.

VBの挙動を評価するための物理量には, VBの循環を用いることにした. 循環は渦輪の強さを定量的に評価できる上に, これまでに提案されているモデルと併用して用いれば渦輪の移動速度およびVB内の渦度分布を推定することもできるため, VBの挙動の評価には有効であると考えられる. VBの循環 Γ は, 噴流によってノズル噴出口で生成された渦度の全てが, VBに取り込まれることで循環が生成されると仮定したSlug flow モデル⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾を用いれば, Γ は噴流の噴出口での断面平均速度 $V_n(t)$ を用いて以下の式で表される.

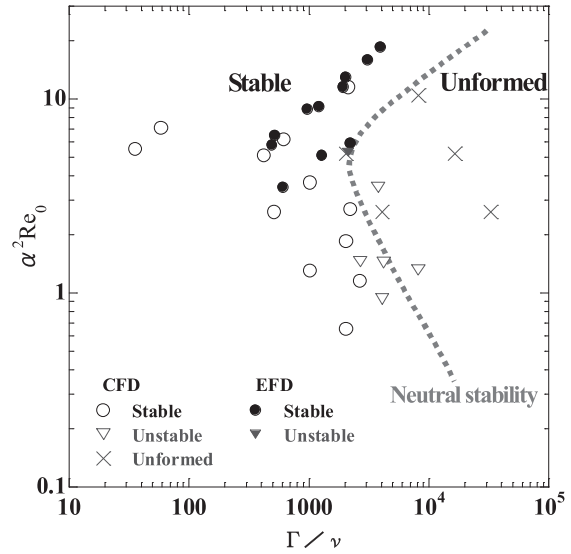


Fig. 15 Relationship between the vortex core generating process and pulsatile jet conditions

$$\Gamma = \frac{1}{2} \int_{t_2}^{t_1} V_n(t)^2 dt \quad (10)$$

上式より, 噴流の噴出時間 (t_1, t_2) と噴出速度の変動波形が既知であれば, 噴流の渦度層が全て渦核領域に取り込まれた場合の渦核領域の Γ を見積もることができる.

ノズル内のVAの挙動を評価する上では, 吸い込み流れによってノズル内の壁面上に形成される境界層の挙動を評価する方法が有効であると考えられる. 境界層の剥離には主流の圧力勾配が大きく関係しており, ノズル内の吸い込み流れを主流とすれば, 主流の速度 V_x (吸い込み方向を正) と圧力勾配 dP/dx の関係はプラントルの境界層方程式から以下のように表される.

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dx} = \frac{\partial V_x}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} \cong \frac{\partial V_x}{\partial t} = a_c \quad (11)$$

(主流では $V_y \cong 0$ より, 連続の式から $\frac{\partial V_x}{\partial x} \cong 0$)

上式から, 吸い込み流速の加速度 a_c が分かれば主流の圧力勾配が分かり, 圧力勾配の符号と値の大きさによって境界層の剥離し易さの度合いを予測することができる. この度合いは, 剥離した境界層であるVAの挙動と大きく関係していると考えられることから, 加速度 a_c を用いればVAの挙動を評価できると考えた.

以上で示した二つの物理量, Γ および a_c に, 流れ場の特性を示す三つの物理量, ノズル直径 d_n , 粘性係数 μ および密度 ρ を加えた5つの物理量を用いて, バッキンガムの π 定理により以下に示す二つの無次元量を定義した.

$$\pi_1 = a_c \frac{d_n^3}{v^2} = \frac{V_0}{T/4} \frac{d_n^3}{v^2} = 4 \frac{V_0 d_n}{v} \frac{d_n^2}{vT} \cong \alpha^2 \text{Re}_0 \quad (12)$$

$$\pi_2 = \frac{\Gamma}{v} \quad (13)$$

ここで、 π_1 は吸い込みの開始時から吸い込み速度の最大時までの主流の時間平均加速度 a_c についての無次元値を表し、 π_2 は噴流が生成する循環 Γ の無次元値を表す。

図 15 には、噴流の脈動条件と渦輪の形成過程との関係について、(12) および (13) 式で定義した無次元値を用いて示している。図中のプロットは実験結果を黒塗りで、数値解析結果を白抜きで示している。図より、渦核の生成過程は図中の破線で示された境界線によって二つに分類される。すなわち、破線の左側の条件では軸対称な形状の渦核が形成され、渦輪は数周期にわたって下流へと移動を続ける安定した状態となる。渦輪が安定に形成される場合には、図 10 から図 13 で示したように、吸い込み流れによってノズル内壁面上に形成された境界層が剥離して VA が形成されるが、この VA はノズル中心軸に対して対称な分布を示している。VA は軸対称な形状を保ったまま吐出し流れによってノズル噴出口へと移動する。いっぽう破線の右側の条件では、図 14 に示したように、吸い込み流れによってノズル内の壁面に形成された境界層がすぐに剥離して非軸対称な形状となり、複数の高渦度の領域 VC に分裂してノズル内の流れ場を大きく乱す。この VC は減衰することなく吐出し流れによってノズル噴出口へと移動し、VB に接近して影響を及ぼす。VB は接近してきた VC の乱れの影響を受けて非軸対称な形状に巻き上がるために、渦輪の形成は不安定となり渦核は急速に拡散する。

以上の結果より、渦輪の形成過程は、流量変動の条件より新たに定義した無次元加速度 $\alpha^2 \text{Re}_0$ および無次元循環 Γ/v を用いて分類することができる。また分類結果から、渦輪が安定して形成されるための安定中立条件が存在することが分かった。

5. 結 論

本研究では、平均流量が零で吸い込み期間を有する脈動噴流場に対して速度計測および LES を用いた数値解析をおこない、噴流の流量変動の条件が渦輪の渦核領域の形成過程へ及ぼす影響について検討した結果、以下の結論が得られた。

- 1) 脈動渦輪の形成過程の検討に LES による数値解析を用いる方法は有効である。本流れ場の条件では、渦輪を形成する渦度層が生成されるノズル内において十分に小さい寸法の解析格子を配置して、クーラン数 $Cr \leq 6.4$ となるような時間刻み dt の条件

で計算をおこない、8 周期目以降の計算結果を用いれば、渦輪の形成過程を高精度に再現することができる。

- 2) 平均流量が零の脈動噴流場では、吸い込み期間中にノズル内で形成された境界層が剥離して負の高渦度領域 VA が生成され、この VA の挙動は渦輪の渦核領域の形成過程に大きな影響を及ぼしている。
- 3) 流量変動の周期を長くすると、ノズル内で形成される負の高渦度領域 VA は流れ方向に長く伸びて大きくなるが、反対に領域内の渦度は小さく減衰しやすくなる。いっぽう、渦輪の渦核領域 VB は VA から受ける誘起速度の影響が小さくなったことで円形状に近い大きな渦核領域を形成するが、VA が VB の下流側へ移動してくるために、VB は半径方向外側へと移動させられ、結果として直径が大きい渦輪を形成することになる。
- 4) 流量変動の振幅を大きくすると、流れ場の流速が大きくなるために、ノズル内で形成される高渦度領域 VA および渦輪の渦核領域 VB の領域内での渦度の値が大きくなる。このとき、流量変動の周期によっては VA がノズル中心軸に対して非対称な挙動を示した後に崩壊して、ノズル内の流れ場を大きく乱す場合がある。VA が軸対称な形状を保ったままノズル噴出口まで移動した場合には、VB は円形に近い渦核形状で循環の大きな渦輪となるのに対して、VA が非軸対称となって崩壊した場合には、VB は崩壊による乱れの影響を受けて渦輪を形成することなく拡散して流れ場を大きく乱すことになる。
- 5) 渦輪の形成過程は、流量変動の条件より新たに定義した無次元加速度 $\alpha^2 \text{Re}_0$ および無次元循環 Γ/v を用いて分類することができる。また分類結果から、渦輪が安定して形成されるための安定中立条件が存在する。

参 考 文 献

- (1) 社河内敏彦, 噴流工学, (2004), 森北出版
- (2) 豊田国昭, ながれ, 23 (2005), 151-160.
- (3) Boersma, B. et al., Physics of Fluids, 10 (1998), 899-909.
- (4) 豊田国昭, F. Hussain, , 日本機械学会論文集 (B 編), 55-514 (1989), 1542-1545.
- (5) 鈴木雄二 他 2 名, 日本機械学会論文集 (B 編), 65-639(1999), 3644-3651.
- (6) T, Kiwata. et al., JSME International Journal Series B, 49-4 (2006), 906-913.
- (7) T, Koso. et al., Journal of Fluid Science and Technology, 3-2 (2008), 323-333.

- (8) K, Nagata. et al., Journal of Fluid Science and Technolgy, 3-2 (2008), 292-303.
- (9) Seno, T. et al., Journal of Chemical Engineering of Japan, 20-2 (1987), 128-133.
- (10) 池田敏彦 他 4 名, 可視化情報, 17-67 (1997), 292-297.
- (11) 石川正昭 他 5 名, 可視化情報, 19-73 (1999), 147-153.
- (12) 舟木治郎 他 3 名, 日本機械学会論文集 (B 編), 74-748 (2008-12), 2476-2484.
- (13) 平田勝哉 他 5 名, 日本機械学会論文集 (B 編), 75-750 (2009-2), 195-201.
- (14) 赤木富士雄 他 3 名, 福岡大学工学集報, 79 (2007), 1-10.
- (15) P.G.Saffman, Vortex Dynamics, Cambridge.
- (16) M.Gharib, J.Fluid Mech, 360 (1998), 121-140.
- (17) Sugii, Y. et al., Measurement Science of Technology, 11 (2000), 1666-1673.
- (18) 可視化情報学会編, PIV ハンドブック (2002), Chaps. 6, 137, 可視化情報学会.
- (19) 生井武文, 井上雅弘, 粘性流体の力学, 4 章, 理工学社.
- (20) CD Adapco Group, STAR-CD LES 設定資料 第 2 版, CD Adapco Japan.