

## シンセティックジェットが生み出すバックステップ剥離制御の渦構造

### Vortex structure of separated flow over a backward-facing step controlled with a synthetic jet

- 岡田浩一, 横国大・院 (現: (株) 菱友システムズ), 〒252-0222 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, okada@flab.isas.jaxa.jp  
 藤井孝藏, ISAS/JAXA, 〒252-0222 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, fujii@flab.isas.jaxa.jp  
 宮路幸二, 横国大・院, 〒240-8501 神奈川県横浜市保土ヶ谷区常盤台 79-5, miyaji-k@ynu.ac.jp  
 浅田健吾, 東大・院, 〒252-0222 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, asada@flab.isas.jaxa.jp  
 Koichi Okada, Yokohama National University, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-0222, Japan  
 Kozo Fujii, Institute of Space and Astronautical Science/JAXA, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-0222, Japan  
 Koji Miyaji, Yokohama National University, 79-5, Tokiwadai, Hodogaku-ku, Yokohama, Kanagawa, 224-8501, Japan  
 Kengo Asada, The University of Tokyo, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-0222, Japan

Vortex structure of separated flow over a backward-facing step controlled with a synthetic jet is investigated with implicit large-eddy simulation using high-order compact difference scheme. The present computation shows that separation length in the case of the flow controlled at  $F_h^+ = 0.2$  is 20 percent shorter than the case without control. Strong two-dimensional vortices generated from the synthetic jet interact with the shear layer, which results in the increase of the periodic component of Reynolds shear stress in the shear layer region. These vortices are deformed into three-dimensional structures, which make the unperiodic component of Reynolds shear stress stronger in the recirculation region. Size of the separation length in the case of the flow controlled at  $F_h^+ = 2.0$  is almost the same as the case without control because the mixing between the synthetic jet and the shear layer is not enhanced. Weak and short periodic vortices induced from the synthetic jet do not interact with the shear layer very much and diffuse in the recirculation region.

#### 1. 序論

流れの剥離は航空機の翼など流体機械の性能を低下させるため、その制御方法が古くから数多く研究されてきた。例えばポルテックスジェネレーターのような受動的な剥離制御は、装置の構造が簡易であるので、実機でも多く用いられてきている。しかしこの様な受動的な剥離制御は設計点での流れを制御できるが、設計点外の条件下では抵抗を増加させてしまう等の問題がある。そのため、能動的な剥離制御の研究も多くなされてきた。特に定常な吸い込みや吹き出しを用いた、定常ジェットの様な従来型の能動的な剥離制御<sup>(1)(2)</sup>はその有効性が示されていたが、機構が複雑で重量増加に見合う効果が得られないため、実際に利用された例は一部の軍用機や飛行艇などに限られている。

これらの問題点を解決する方法として、近年微小なスケールのデバイスを用いた革新的な能動制御手法である、Dielectric Barrier Discharge (DBD) プラズマアクチュエータ<sup>(3)(4)(5)(6)(7)</sup>やシンセティックジェット<sup>(8)(9)(10)(11)(12)(13)(14)(15)(16)(17)(19)(20)(21)(22)(23)(24)(25)(26)</sup>が盛んに研究されている。そこで本研究では、シンセティックジェットに着目した。Figure 1 にシンセティックジェットの模式図<sup>(13)</sup>を示す。これはキャビティ下面の壁面が上下に振動することによって、オリフィス出口で渦を発生させる装置であり、壁面の駆動装置としては圧電素子やピストン、スピーカーなどが用いられる。シンセティックジェットは簡易な装置しか必要としないため、従来用いられている定常ジェット<sup>(2)</sup>と比べると、小型化が可能である。そのため近年、注目を集めている小型無人機や回転翼機、自動車など様々な実機への搭載性が高いと考えられる。また、交流電源を用いているため、電圧を変えることで振幅を、周波数を変えることによって振動数を変えることができるので、流れの変化

や用途に合わせたより動的な制御も、可能である。さらに剥離制御に必要なシンセティックジェットの運動量が、従来の定常ジェットと比較して、1/10 から 1/100 程度の小さい運動量でも、同様な効果を得ることができる利点<sup>(9)</sup>もある。

シンセティックジェットについては、多くの研究が実験を中心にパラメータスタディの観点からなされている。例えば翼型や円柱、バックステップの剥離制御に関してはジェットの設置位置、ジェットの無次元周波数(コード長または剥離領域の長さと同様流流速で無次元化)、ジェットの運動量の最適値に関する研究報告<sup>(8)(9)(10)(11)(12)</sup>がある。特に無次元周波数に関しては、以前から 1 程度の値が有効であること<sup>(8)(9)</sup>が示されているが、近年、それよりも高周波である 10 程度の値の方が、より有効であることも報告されている<sup>(10)(11)(12)</sup>。しかし剥離制御メカニズムがはっきりと分かっていないため、ジェットの設置位置や無次元周波数の最適値に関しては、物理的な根拠が示されておらず、研究によって値の不一致やずれがある<sup>(8)(9)(10)(11)(12)</sup>。また実機を想定した高レイノルズ数、高動圧、高マッハ数流れの剥離制御の実証はまだない。

一方、数値計算を用いた研究も行われてきたが、計算コストやパラメータスタディの観点から、2次元の Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation (RANS) 解析や、シンセティックジェットの効果を境界条件で近似した簡易的な解析<sup>(14)(15)</sup>が多い。シンセティックジェットの効果を境界条件でモデル化した計算手法では、時間平均した速度は実験値と良い一致を示す<sup>(15)(16)</sup>ものの、キャビティ内部流れと外部流れの干渉が考慮されないという問題が考えられる。またジェットの速度の変動値が実験と定性的に合わない、3次元性の影響が出ないといったことも報告されている<sup>(14)(15)</sup>。さらに、キャビティ内部の流れを考慮した3次元計算を用

いた Rizzetta らによる研究<sup>(16)</sup>もあるが、彼らの研究は外部流の無い場合のみであり、シンセティックジェットが誘起する渦の3次元的な振る舞いや、キャビティ内部流れが流れ制御に与える影響について、考察がされていない。近年 You ら<sup>(17),(18)</sup>によってキャビティ内部流れも解いた Large Eddy Simulation (LES) による翼型周りの剥離制御の研究もあるが、まだ剥離制御メカニズムの理解には至っていないと考えられる。このように未だ一般的な形状に対する剥離制御メカニズムの理解には至っていない。そこで、本研究ではシンセティックジェットの実用化に向けて、試行錯誤的ではなく、実験では困難な剥離流れ制御のメカニズムを物理現象ベースで理解し、さらにパラメータ設定の指針を得ることを目的としている。

剥離制御メカニズムの解明には、我々の経験<sup>(4),(5),(6),(7)</sup>および過去の研究<sup>(9)</sup>からシンセティックジェットが誘起する小さい変動成分の解析が、重要であると考えられる。そこでコンパクト差分法を用いた LES 解析<sup>(19),(20),(21),(22),(23),(24),(25),(26)</sup>を行ってきた。具体的には、キャビティ内部流れも考慮した3次元LES解析で外部流れのない静止気体中での解析<sup>(19),(20),(21),(22)</sup>を行い、シンセティックジェットが誘起する渦構造の解析を行った。オリフィス出口から生成されるスパン方向に軸を持つ渦に対して、オリフィス出口に発生する垂直な渦(縦渦)が大きな影響を与えることを明らかにした。

次の段階として、シンセティックジェットによる剥離流れ制御メカニズムを理解するために、外部流れのある場合の解析<sup>(23),(24),(25),(26)</sup>を行った。解析対象には翼型よりもパラメータが少なく、剥離点が固定されて流れ現象を理解しやすいバックステップ形状を選んだ。キャビティ内部流れも考慮した3次元LES解析を行い、過去の研究<sup>(8),(9),(12),(14),(17)</sup>で示されている重要な流れ制御パラメータである無次元周波数効果について調べた。 $F_h^+$  (バックステップ高さ  $h$  と一様流流速で無次元化) = 2.0 の場合は剥離を抑えることができなかったが、 $F_h^+ = 0.2$  の場合は剥離制御していない場合と比較して、20パーセント剥離領域を抑えることができた。また、 $F_h^+ = 0.2$  の場合は強い2次元的な渦構造が発生すること、レイノルズ応力を強めることによって、剥離剪断層の再付着を促進していることが分かったが、剥離制御メカニズムの理解には至らなかった。

そこで本稿ではさらに流れ場の渦構造と剥離制御メカニズムの理解を行うために、これら二つのケースに対して周波数解析と位相平均解析を行って、より深い流れ場の理解を目指す。

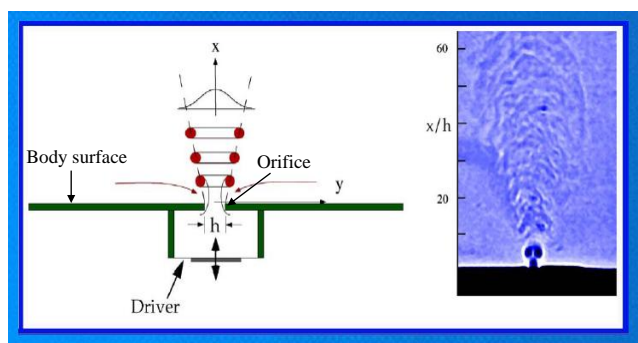


Figure 1 Synthetic jet<sup>(13)</sup>

## 2. 解析モデル

### (1) シンセティックジェットの形状

Figure 2 に今回計算を行ったシンセティックジェットの形状を示す。オリフィス幅  $w$  に対してオリフィス高さ  $d=w$ 、キャビティ深さ  $Z_D=10w$ 、キャビティ幅  $X_L=15w$  とした。今回の解析では2次

元的な形状の影響を対象としたので、端のない形状とした。またバックステップ高さ  $h$  に対してオリフィス幅  $w=1/20h$  とした。このサイズは翼型で用いられているシンセティックジェットを考えると現実的な値である。

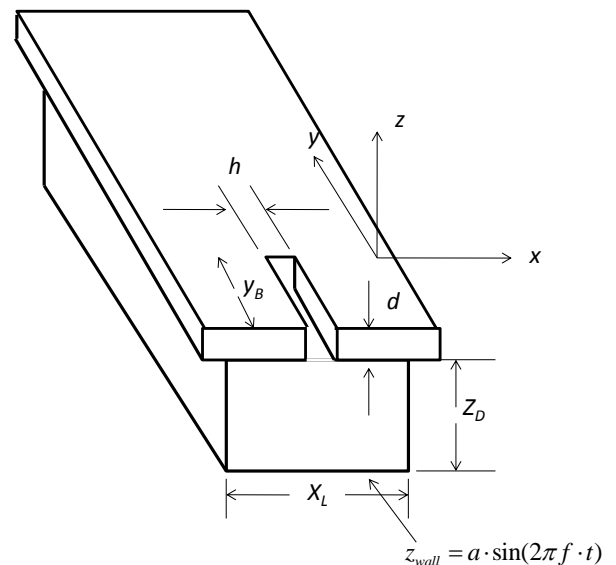


Figure 2 Synthetic jet configurations

### (2) 壁面運動のモデル化

壁面の変位はピストンの運動を仮定し、Figure 2 に示すように  $x$  方向に一定とした。キャビティ壁面の運動は式(1)のように壁面を鉛直方向に移動させることでモデル化する。 $A$  は壁面の振幅、 $F_h^+$  はキャビティ壁面の無次元周波数、 $t$  は無次元時間、 $M_\infty$  は一様流マッハ数で、それぞれを主流の音速と代表長であるバックステップ高さ  $h$  で無次元化した。ただし無次元周波数  $F_h^+$  のみ、主流の音速ではなく後に示すように一様流流速  $u^\infty$  で無次元化する。

$$z = A \cdot \sin(2\pi \cdot F_h^+ \cdot M_\infty \cdot t) \quad (1)$$

### (3) バックステップの形状

バックステップの形状は Figure 3 に示すとおりである。NASA の Ames 研究所で 1994 年に DNS の検証のために行われた実験<sup>(27)</sup>の形状である。過去の研究でまず解析手法の検証を行うために、この形状を用い検証を行った<sup>(25),(26)</sup>。その後 Figure 5 に示すように、この形状に対してシンセティックジェットを取り付けた。位置は過去の研究<sup>(9)</sup>を参考に剥離点の直前にした。水色の領域が計算領域を示している。なお単位はセンチメートルで、図のスケールは正確ではない。

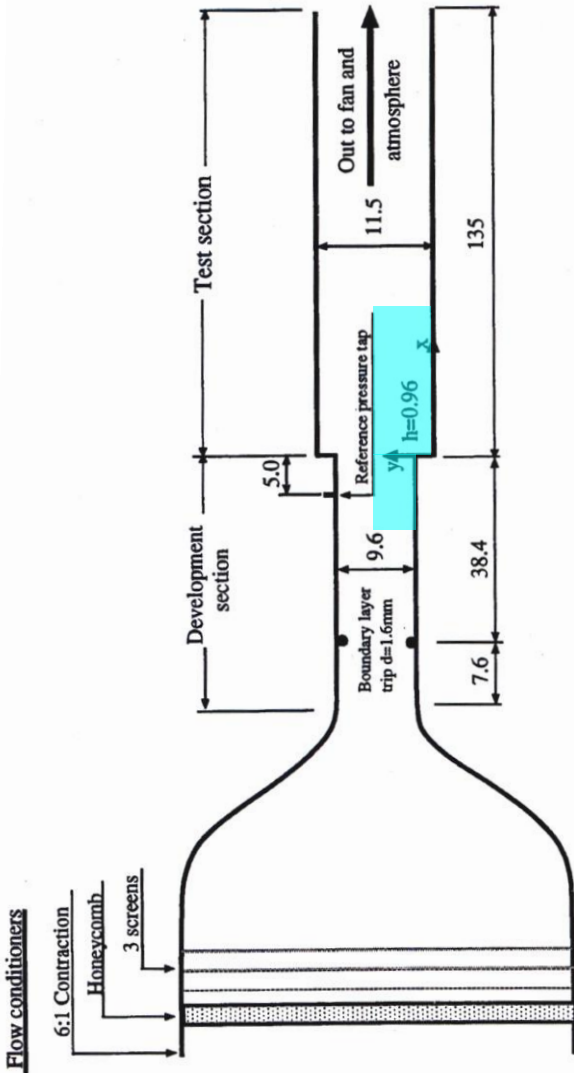


Figure 3 Wind tunnel schematic<sup>(27)</sup>

(4) 数値計算手法

ISAS/JAXAで開発された流体解析ソルバーLANS3D<sup>(28)(29)(30)(31)</sup>を用いた。以下に今回用いた手法を示す。3次元圧縮性Navier-Stokes方程式を支配方程式としLESを用いて解析した。支配方程式は主流の音速と後に示す代表長であるバックステップ高さ $h$ で無次元化した。誘起速度が小さいシンセティックジェットの変動成分および乱流境界層を効率的に解くために、マトリクス、ヤコビアン、対流項および粘性項の離散化には従来の圧縮性スキームに比べ空間精度と解像度が高い、6次精度のコンパクト差分法<sup>(32)</sup>を用いた。今回の解析では、キャビティの壁面の变形を考慮した計算を行うため、コンパクト差分法で用いるヤコビアンとマトリクスの評価方法に幾何学的保存則を満たすVisbalらの手法<sup>(33)(34)</sup>を用いた。壁面付近やバックステップの角部で計算が不安定になり発散することを防ぐため、境界から1点目と2点目は通常用いられている片側4次精度の陽的差分ではなく、片側2次精度の陽的差分を用いた。高周波の数値振動を抑えるために10次精度3重対角フィルタ<sup>(35)</sup>を使用した。フィルタ係数は $\alpha_F=0.45$ としている。時間積分法には2次精度3点後退差分に内部反復<sup>(36)</sup>を3回入れた、ADI-SGS陰解法<sup>(37)(38)</sup>を用いた。ADI-SGS陰解法はFF-SGS<sup>(39)</sup>の考えを元にLU-ADI<sup>(28)(29)</sup>の各方向に、LU-SGS<sup>(40)</sup>の様にスペクトル半径で風上化を施した手法である。無次元時間刻み幅は、寺本の乱流境界層

LES解析の研究<sup>(41)</sup>を参考に、最大クーラン数が1.8程度になる0.003とした。通常のLESであれば陽的なサブグリッドスケールが必要であるが、今回は乱流のサブグリッドスケールの効果は前述したフィルターが担うと考え、陽的なモデルを用いないImplicit LES<sup>(42)</sup>を用いた。なおDirect Numerical Simulation(DNS)は計算コストが重いことに加え、今回の解析で捉えられる渦構造が、剥離制御のメカニズム理解には十分であると考えて、LESを用いた。流出境界は静圧が静止気体に回復、壁面は滑り無し条件を用いた。上面は実験条件に合わせるために対称境界条件を用いた。またGerald Urbinらのリスケーリング手法<sup>(43)</sup>を用いて流入面に乱流境界層を与えた。リスケーリング領域は $-12.0 < x/h < -2.0$ である。また解析対象が2次元形状なので側面の両端は周期境界条件(5点重ね合わせ)を課した。

(5) 計算格子

複雑形状への適用性を考慮して接合格子法を用いた。各領域間の物理量のやり取りには解強制置換法<sup>(44)</sup>を用いた。Figure 3の水色の領域が今回の解析の計算領域を示している。

Figure 4は計算領域を示している。参照した実験<sup>(27)</sup>は下壁面から $12h$ の位置に上壁面があるが、本研究では半裁形状とし、対称境界条件を与えることで実験形状を模擬している。流出領域はバックステップ後方 $25h$ の位置に設定した。zone1はリスケールを行うこととシンセティックジェットを設置することを想定して流れ方向に $12h$ 確保してある。zone2は $6h$ 付近で流れが再付着するので、余裕を見てステップ後方に $15h$ までは十分に細かい格子を用い、さらにその後方から $10h$ の区間に格子伸長を行ったスポンジ領域<sup>(45)</sup>を設けた。シンセティックジェットの形状はFigure 5に示すようにキャビティ、オリフィスの2つに分けて格子を生成した。なおキャビティ内の空間格子は、Melvilleらの手法<sup>(46)</sup>を用い、壁面の变形に伴い代数的に滑らかに变形させている。またFigure 6に、示すようにスパン方向には各zone共に $4h$ と一般的なLESよりも広く取った。これはHuangらのバックステップ流れにおけるDNS解析の研究<sup>(47)</sup>で知られているように、循環領域で縦渦が発生するためである。最小格子幅は代表長であるバックステップ高さ $h$ に対して $\Delta x/h = 0.017$ ,  $\Delta y/h = 0.04$ ,  $\Delta z/h = 0.0017$ とした(座標軸はFigure 4, Figure 6に示すとおり)。総格子点数は約7,000,000点(Table 1)程度でLES解析を行う。コンパクト差分法の空間解像度は高く、我々の経験<sup>(48)(49)</sup>では渦流れを例にとると、50倍以上の格子点数を用いた汎用的な2次精度風上の数値計算に匹敵する。乱流境界層をLESで解く場合の格子解像度の基準として河合ら<sup>(50)</sup>は最低で $(\Delta x^+, \Delta y^+, \Delta z^+_{min}) = (30, 15, 1)$ が必要であるという基準を示しており、今回の格子は $(\Delta x^+, \Delta y^+, \Delta z^+_{min}) = (4.5, 0.2)$ なので十分である。また内挿による空間精度の低下を防ぐため、各格子は接合部で格子を各領域6点ずつ計12点一致させている。

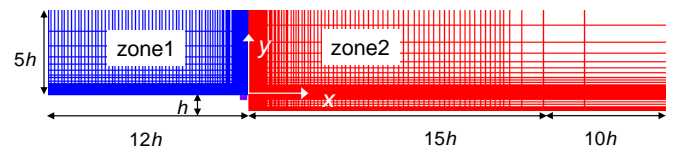


Figure 4 Computational region

Table 1 Grid points



zone	name	$j \times k \times l$	$\Delta x/h$	$\Delta y/h$	$\Delta z/h$
zone1	Backstep	349 × 101 × 85	0.0017	0.04	0.0017
zone2	Backstep	268 × 101 × 138	0.0027	0.04	0.0017
zone3	orifice	21 × 101 × 43	0.0017	0.04	0.0017
zone4	cavity	99 × 101 × 65	0.0017	0.04	0.0017

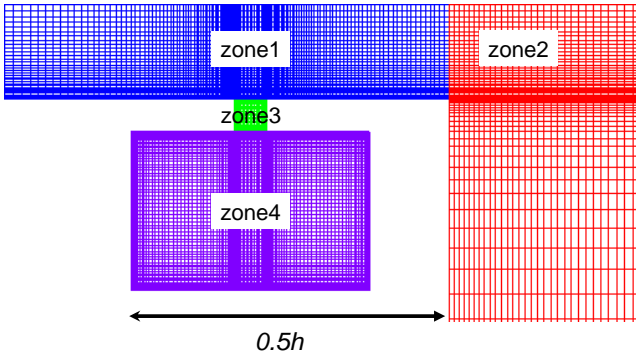


Figure 5 Cavity grid

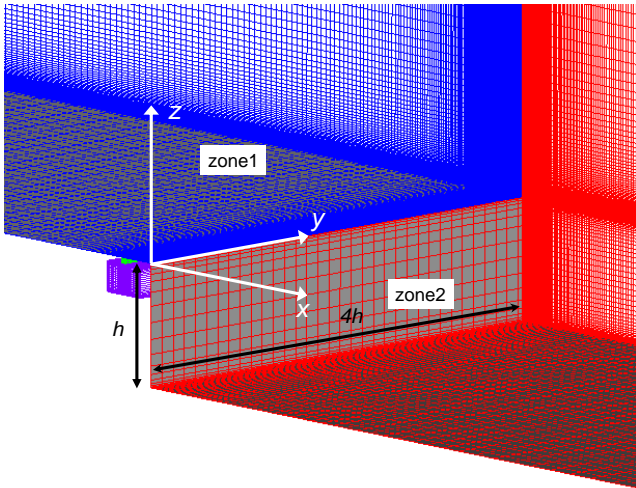


Figure 6 Computational grid

#### (6) 計算条件

一様流マッハ数は計算効率の点から、圧縮性の無視できる範囲でできるだけ大きい値を取るために、0.2とした。一様流レイノルズ数はバックステップ高さ  $h$  を代表長として 5000、流入境界層厚さは  $x/h=3.15$  での 99%厚さを  $1.2h$  としている。これらは共に実験<sup>(27)</sup>と一致させている。なお、実験<sup>(27)</sup>計算共に流入境界層は乱流境界層である。

#### (7) シンセティックジェットの作動条件

シンセティックジェットの重要な流れ制御パラメータとして、以下の式に示すようにキャビティ下底面の周波数の無次元値である無次元周波数  $F_h^+$  と、シンセティックジェットの強さを決める無次元値である無次元運動量係数比  $C_\mu$  がある。

$$F_h^+ = \frac{fh}{u_\infty} \quad (2)$$

$$C_\mu = \frac{\rho u_j^2 d}{\rho u_\infty^2 h} \quad (3)$$

無次元周波数  $F_h^+$  の代表速度としては一様流流速を、代表長さとしてはステップ高さを用いた。無次元運動量係数比は、シンセティックジェットの運動量と一様流の運動量の比である。また無次元運動量係数比の、分子の代表速度としてはオリフィス出口での平均速度の最大値  $u_j$  を、代表長さとしてはオリフィス幅  $d$  を、分母の代表速度としては一様流流速  $u_\infty$  を、代表長さとしてはステップ高さ  $h$  を用いた。

本研究では無次元周波数  $F_h^+=0.2$  と  $2.0$  の 2 ケースを、剥離制御していない場合バックステップ流れと比較した。無次元周波数は、翼型の剥離制御でそれぞれ有効であると示されている無次元周波数  $F^{+}_{chord}=1$  程度と 10 程度の値<sup>(9),(12)</sup>を参考とした。翼型の剥離制御の場合は代表長さを翼弦長および剥離領域の長さ(翼の前縁から剥離点までの距離)で定義する。バックステップ形状の場合は翼型と形状が大きく異なるので、翼型の剥離制御と比較するときには、単純にバックステップ高さを代表長とすることはできない。そこで翼型、バックステップ共に剥離領域の長さを代表長とすると、Table 2 のようにバックステップの無次元周波数  $F_h^+$ (代表長さは剥離領域)と翼型の周波数の無次元  $F^{+}_{chord}$ (代表長さは剥離領域)は同程度の値となる。なお、バックステップの場合は剥離領域の長さは  $6h$  である。また翼型の場合は、形状や気流条件で剥離領域の長さは大きく変わるが、前縁で剥離した場合を考え、翼弦長を剥離長さとした。さらに文献<sup>(51),(52)</sup>から同様なバックステップ形状に対して、スピーカーを用いて剥離制御を行った場合でも、 $F_h^+=0.2$  は有効であるといったことも示されている。

Table 2 No dimensional frequency

	Backstep		Airfoil	
	$F_h^+$	$F^{+}_{sep}$	$F^{+}_{chord}$	$F^{+}_{sep}$
Reference length	Height of Backstep	Length of separation region	Chord length of Airfoil	Length of separation region
	0.2	1.2	1	1
	2	12	10	10

本研究では後の結果で示すように無次元周波数  $F^+$  の効果のみを見るため、無次元運動量係数比  $C_\mu$  が一定となるようにした。具体的には非圧縮流れを仮定すると Figure 7 に示すように、オリフィス断面の流量は同時刻でのキャビティ体積変化率と等しくなるので、最大時の膜面の変形速度  $z'_{max}$  と最大時のオリフィス出口平均速度  $u_j$  の間には以下の式が成り立つ。ただし  $X_L$  はキャビティ下面幅、 $d$  はオリフィス幅とする。

$$z'_{max} \cdot X_L = u_j \cdot d \quad (4)$$

つまり、最大時のオリフィス出口平均速度  $u_j$  は最大時の壁面移動の速度に比例する。

さらに壁面速度  $z'$  には

$$\begin{aligned} z' &= 2\pi \cdot F_h^+ \cdot A \cdot \cos(2\pi \cdot F_h^+ \cdot t) \\ &= z'_{max} \cdot \cos(2\pi \cdot F_h^+ \cdot t) \end{aligned} \quad (5)$$

という関係がある。式(5)を式(4)に代入すると

$$u_j = k \cdot A \cdot F_h^+ \quad (k \text{ は比例定数}) \quad (6)$$

つまり最大時のオリフィス出口平均速度  $u_j$  は、キャビティの壁面の振幅  $A$  と無次元周波数  $F_h^+$  の積となる。そこで今回の解析では無次元運動量係数比  $C_\mu$  を一定にするために Table 3 に示すように無次元周波数  $F_h^+$  に応じて壁面の振幅を変えている。なおこの無次元運動量係数比の値は従来の定常ジェット<sup>(2), (9)</sup>の値と比較して十分に小さい。

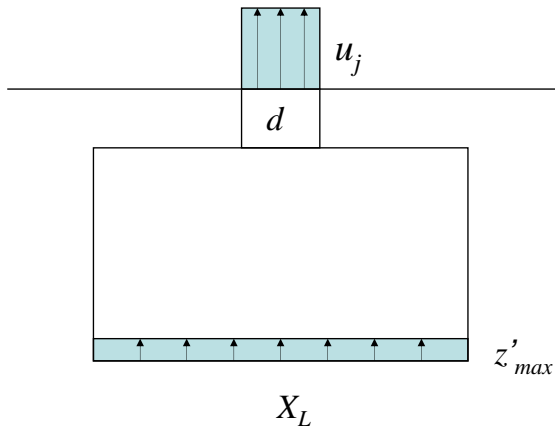


Figure 7 Definition of  $u_j$

Table 3 No-dimensional frequency, momentum coefficient and amplitude

$F_h^+$	$C_\mu$	$Amp.$
0.2	0.20%	0.041
2	0.20%	0.0041

### 3. 計算結果および考察

#### (1) 計算手法の検証

解析手法と格子解像度の検証を行うために、剥離制御していない場合で実験<sup>(27)</sup>との比較を行った。詳細は参考文献<sup>(23), (20)</sup>に示すが、実験値と良い一致が得られており、その誤差は周波数効果の流れ場を理解する上で、十分に小さいことを確認してある。

#### (2) 時間平均流れ場

周波数を変えた場合の流れ場の違いを示すために、時間平均流れ場の比較を行う。流れ場は時間方向だけでなくスパン空間方向にも平均してある。すべてのケースに共通する基本的な流れ場としては、Figure 8 下図に示すようにバックステップ角部から流れが剥離し、剥離剪断層を形成する。その後壁面に再付着し、逆流する循環流れと後流に別れる。なお、時間平均流れ場および瞬間流れ場の詳細は文献<sup>(23), (24), (25), (26)</sup>に示してある。Figure 8 に示すのは剥離制御していない場合、 $F_h^+=0.2$  の場合、 $F_h^+=2.0$  の場合の3ケースにおけるバックステップ下壁面の摩擦係数  $C_f$  の分布である。また下の図は剥離制御していない場合の流れ方向速度と流線である。なお、再付着位置の定義は摩擦係数の値が0の所である。 $F_h^+=2.0$  の場合の再付着距離は、剥離制御していない場合よりも若干長くなっているが、 $F_h^+=0.2$  の場合の再付着距離は、剥離制御していない場合および  $F_h^+=2.0$  の場合と比較して、明らかに短くなっている。Table 4 に示すのは摩擦係数分布から求められた再付着距離である。なお再付着位置の定義は摩擦係数の値が0の所である。

$F_h^+=2.0$  の剥離領域はわずかに長くなっているが、 $F_h^+=0.2$  の剥離領域は剥離制御していない場合と比較して、20パーセント短くなっている。

この理由を考察するために、Figure 9 にそれぞれのケースのレイノルズ剪断応力の分布を示す。剥離制御していない場合は、剥離剪断層の領域( $0 < x/h < 2.0$ )と再循環領域( $2.0 < x/h < 5.0$ )で、強いレイノルズ剪断応力を示している。 $F_h^+=2.0$  の場合は剥離制御していない場合とほぼ同様な分布であるが、剥離剪断層の領域と再循環領域で少し弱くなっている。一方、 $F_h^+=0.2$  の場合は、剥離剪断層の領域( $0 < x/h < 1.5$ )と再循環領域( $1.5 < x/h < 5.0$ )で、剥離制御していない場合よりも強いレイノルズ剪断応力を示している。この強いレイノルズ剪断応力のために剥離剪断層と再循環領域の混合が起こり、流れが早く再付着していると考えられる。

剥離剪断層の成長と混合の程度を確かめるために、次に剥離剪断層の流れ方向に解析した。Figure 10 に示すのが各ケースにおける剥離剪断層の渦度厚さである。また、下の図は剥離制御していない場合の流れ方向速度と流線である。渦度厚さは剪断層や混合層の厚さを示す指標として使われる<sup>(53)</sup>。 $F_h^+=2.0$  の場合は剥離制御していない場合とほぼ変わらず、再循環領域より後方( $4.0 < x/h < 10.0$ )では渦度厚さが若干薄くなっているが、再付着点以降なので剥離制御には影響しない。一方、 $F_h^+=0.2$  の場合は他のケースと比較して全体的に渦度厚さが厚い。特にレイノルズ剪断応力分布の強い剥離剪断層の領域( $0 < x/h < 2.0$ )で厚くなっている。また、再循環領域の後方( $6.0 < x/h < 10.0$ )で厚くなるのは乱流拡散によるものと考えられる。

Figure 11 に示すのが各ケースにおける剥離剪断層の運動量厚さである。また下の図は剥離制御していない場合の流れ方向速度と流線である。運動量厚さは剪断層や混合層の混合の程度を示す指標として使われる<sup>(53)</sup>。 $F_h^+=2.0$  の場合は剥離制御していない場合とほぼ変わらず、再循環領域より後方( $4.0 < x/h < 10.0$ )では若干混合が弱くなっている。一方、 $F_h^+=0.2$  の場合は他のケースと比較して全体的に混合が強く、特にレイノルズ剪断応力分布の強い領域とほぼ一致している。

以上時間平均流れ場の解析から、レイノルズ剪断応力の分布と剥離剪断層厚さ、運動量厚さおよび再付着点の間には強い相関があることが分かった。またレイノルズ剪断応力は、剥離剪断層の混合の程度を示す重要な指標の1つであると考えられる。

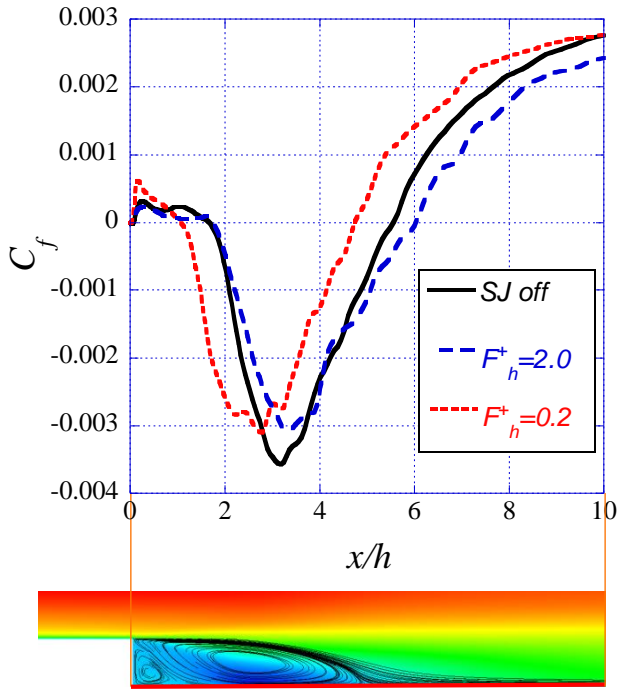


Figure 8 Skin frictional Coefficient

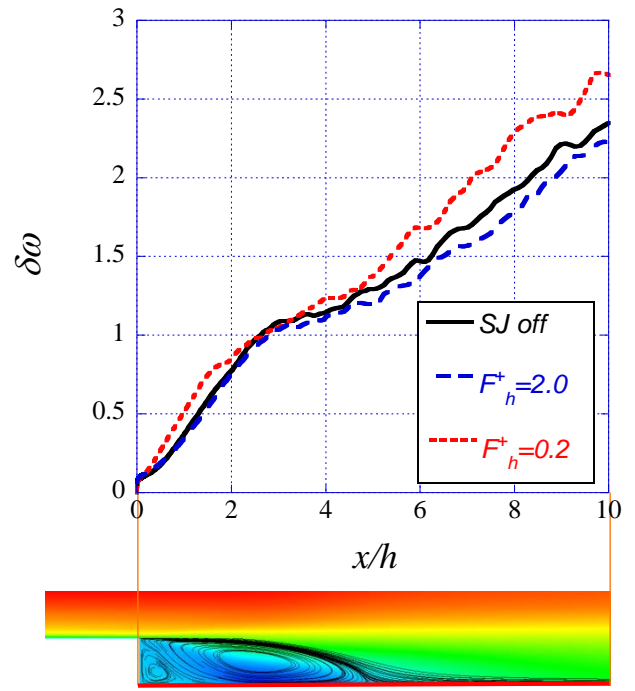


Figure 10 Vorticity thickness evolution along shear layer

Table 4 Reattached location

	Reattament location
synthetic jet off	5.85h
$F_h^+ = 2.0$	6.0h
$F_h^+ = 0.2$	4.75h

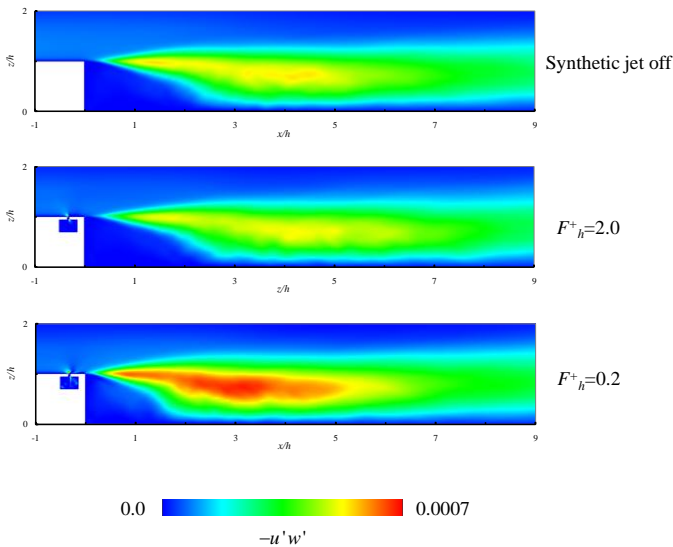


Figure 9 Reynolds shear stress distribution

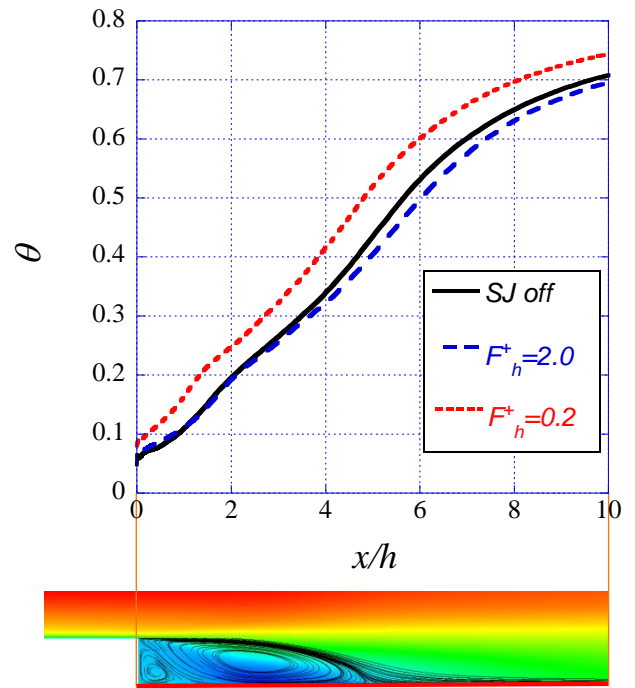


Figure 11 Momentum thickness evolution along shear layer

(3) 周波数解析

定量的な流れ場の周波数特性と渦構造を考察するために、周波数解析を行った。Figure 12 は剥離制御していない場合の流れ方向速度と流線、1 から 8 は周波数解析の計測点を示す。計測点は剥離制御していない場合の、時間平均流れ場の剥離剪断層に沿っている。データはスパン空間方向に 10 点平均してある。Figure 13, Figure 14, Figure 15 はそれぞれのケースの 1/3 オクターブバンド処理をした鉛直方向速度のパワースペクトル密度を示している。

1/3 オクターブバンド処理はスペクトルのノイズを取り除くために行った。鉛直方向速度で周波数解析を行ったのは、密度や圧力よりも剪断層や渦の周波数特性をより明確に示しているからである。

剥離制御していない場合は計測点 1 では  $St=0.4$  にピークがあるが、その大きさは他の計測点よりも小さい。また計測点 2 では  $St=0.2$  にピークがあり、その大きさは他の周波数よりも十分に大きい。計測点 1 から短い距離で周波数が低周波である 1/2 倍になり、ピークも急激に大きくなっていることから、渦の合体が起きていると考えられる。このことは、Ho らの混合層における渦の合体に関する実験の研究<sup>(54)</sup>でも示されている。計測点が後方に行くに従って、ピークとなる周波数が低周波側に移動するのは Figure 10 に示したように剥離剪断層が発達し、渦スケールが大きくなるからである。この傾向はすべてのケースで見られる。

$F_{tr}^+=2.0$  の場合は計測点 1 で  $St=2.0$  にピークを持ち、これはシンセティックジェットとの駆動周波数に一致する。これはシンセティックジェットによって  $St=2.0$  の渦が生成されていることを示している。シンセティックジェットを比較的高い周波数  $F_{tr}^+=2.0$  で駆動するため、スペクトルは他のケースと比較して、高周波側で大きい。全体的な傾向は高周波側をのぞいて、剥離制御していない場合とほぼ同様である。

一方、 $F_{tr}^+=0.2$  の場合は計測点 1 で  $St=0.2, 0.4, 0.6$  に明確な 3 つのピークが見られるが、特に  $St=0.2$  と  $St=0.4$  が支配的である。 $St=0.2$  のピークはシンセティックジェットとの駆動周波数に一致する。 $St=0.4$  と  $St=0.6$  は駆動周波数の 2 倍、3 倍の高調波であることから、非線形干渉によるものと考えられる。物理現象としては渦の分裂やストレッチングなどの流体の非線形現象によるものと考えられる。これらの様々なスケールの渦は剪断層で発達するため、計測点が後方に行くに従って、ピークとなる周波数が低周波側に移動していく。また計測点 3( $x/h=1.5$ ), 4( $x/h=2.0$ ), 5( $x/h=3.0$ ) において、 $St=0.4$  のピークと  $St=0.6$  のピークは減少し、 $St=0.2$  のピークが最大値をとるのは、これは位相平均解析で後述するように、計測点 3( $x/h=1.5$ ) で、制御していない場合同様渦の合体が起こるからである。さらに Figure 10, Figure 11 で渦度厚さと運動量厚さの傾きが小さくなる領域ともほぼ一致している。前述した Ho らの研究<sup>(54)</sup>でも、運動量厚さの傾きが小さくなる領域と渦の合体する位置が同じであると示している。さらに、この渦の合体する位置と、Figure 9 に示したレイノルズ剪断応力の分布が広がる位置は、ほぼ一致する。計測点 7( $x/h=5.0$ ) では  $St=0.2$  のピークは無くなるが、これは位相平均解析で後述するように、渦が崩壊するためである。また渦が崩壊する領域と、Figure 9 に示したレイノルズ剪断応力が弱くなる領域は、ほぼ一致する。Morris らの剥離剪断層に関する実験の研究<sup>(55)</sup>から、一般的に乱流の剥離剪断層の不安定周波数(一様流流速と運動量厚さで無次元化)は  $St_{\theta}=0.022-0.024$  であることが知られている。代表長さをバックステップ高さ  $h$  に置き換えるとおよそ  $St_{tr}=0.2$  となる。 $F_{tr}^+=0.2$  の場合で剥離を制御することができたのは、この不安定周波数とシンセティックジェットの駆動周波数近かったためと、考えられる。このことから周波数の無次元化の代表長は、バックステップ高さではなく、剪断層厚さ(境界層厚さ)であるべきであると考えられる。

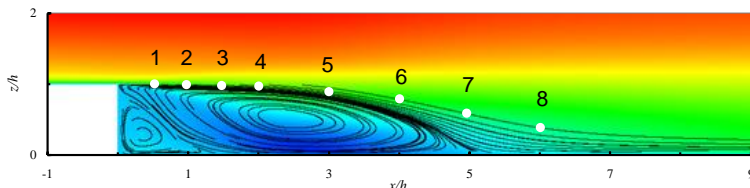


Figure 12 Location of spectrum measured points

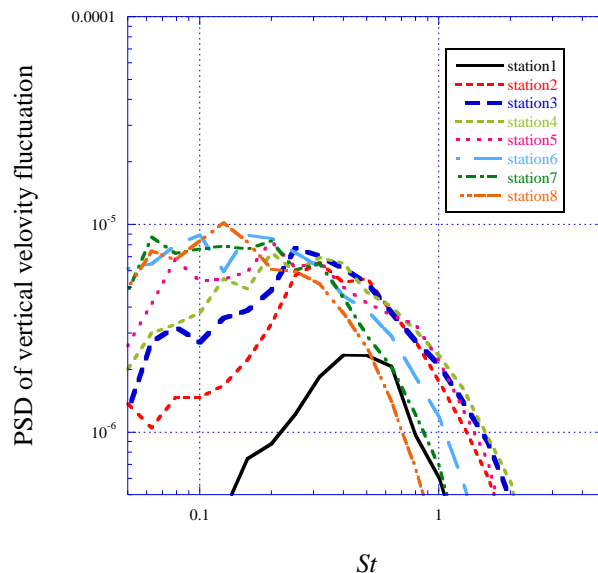


Figure 13 One-third octave band filtered Power Spectrum Density of vertical velocity fluctuation, (Synthetic jet off)

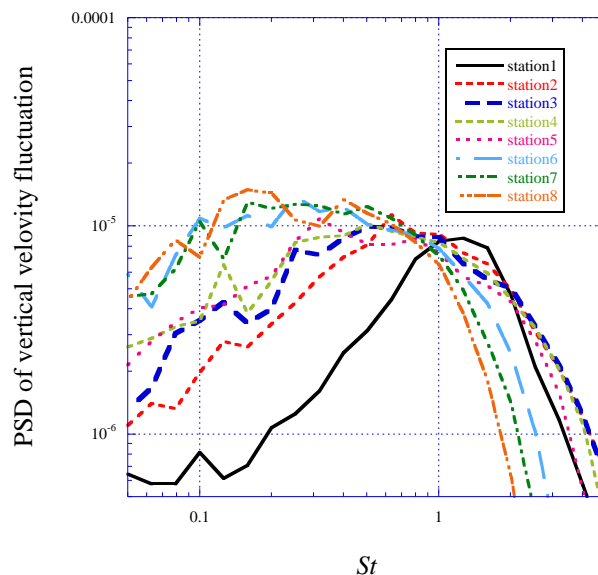


Figure 14 One-third octave band filtered Power Spectrum Density of vertical velocity fluctuation, ( $F_{tr}^+=2.0$ )



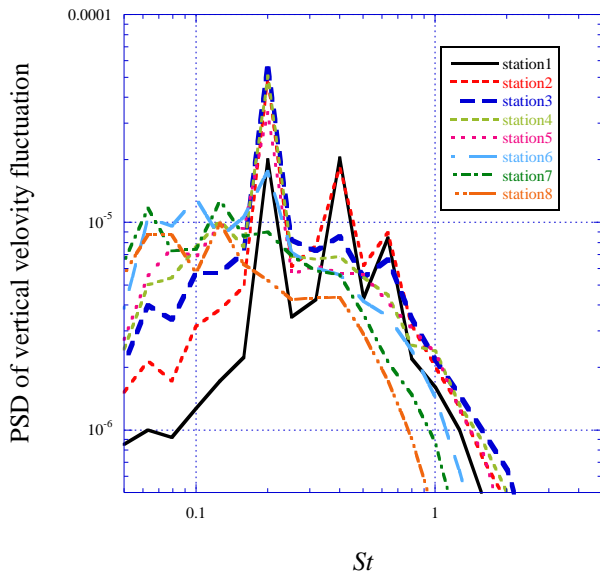


Figure 15 One-third octave band filtered Power Spectrum Density of vertical velocity fluctuation, ( $F^+_{h=0.2}$ )

(4) 位相平均解析

レイノルズ剪断応力が発生している理由を考察するために、位相平均解析<sup>(56),(57)</sup>を行った。各物理量を

$$f = \bar{f} + f' = \bar{f} + \tilde{f} + f'' \quad (7)$$

として3成分分解<sup>(56),(57)</sup>した。ここで、瞬間値は $f$ 、時間平均値は $\bar{f}$ 、変動値は $f'$ 、周期変動成分は $\tilde{f}$ 、非周期変動成分は $f''$ である。位相平均解析は周期的な現象や乱流剪断層、混合層、噴流の解析に有効な手法である。位相平均には、Figure 15 に示したように流れ場の最も支配的な周波数である、シンセティックジェットの駆動周波数を用いた。

Figure 16, Figure 17 に示すのは、 $F^+_{h=2.0}$  の場合と  $F^+_{h=0.2}$  の場合の、位相平均した静圧の面塗りと速度勾配テンソルの第2不変量<sup>(58)</sup>の等高線を、各位相で示したものである。なお、速度勾配テンソルの第2不変量の正值は渦を、負値は剪断を示している。 $F^+_{h=2.0}$  の場合はシンセティックジェットから周期的な渦と音波が発生するが、剥離剪断層内で消えて無くなっていることが分かる。一方、 $F^+_{h=0.2}$  の場合は $\phi=4/4\pi$ の時に、Kelvin-Helmholtz 不安定性 (1次不安定性) によりバックステップ角部から1つ目の渦(SL1)が放出されているのが分かる。渦はその後剥離剪断層で成長する。その後 $\phi=0/4\pi$ の時に2つ目の渦(SL2)が放出され、 $\phi=2/4\pi$ の時に渦列不安定性および、圧力勾配の影響で渦が減速するために合体する。また $\phi=1/4\pi$ の時にシンセティックジェットから渦が放出された渦は、 $\phi=7/4\pi$ の時に $\phi=2/4\pi$ の時に合体した渦とさらに合体をして、1番大きい渦になりそのままバックステップ後方に移流して、その後消えていく。

Figure 18, Figure 19 は  $F^+_{h=2.0}$  の場合と  $F^+_{h=0.2}$  の場合の、レイノルズ剪断応力の周期成分と非周期成分 (乱流成分) を示している。時間方向およびスパン空間方向に平均したレイノルズ剪断応力は、式(7)に示す3成分分解を用いることで、周期成分と非周期成分 (乱流成分) に分けることができる。 $F^+_{h=2.0}$  の場合は、周期成分はほとんど見られず、非周期成分の方が支配的である。一方、 $F^+_{h=0.2}$  の場合は周期成分が剥離剪断層で強いことが分かる。また、非周期成分は周期成分と比較して全体的に強く、特に  $x/h=1.5$  から

6.0の再循環領域で強い。さらに、この非周期成分がレイノルズ剪断応力としては支配的である。

Figure 20, Figure 21 は  $F^+_{h=0.2}$  の場合の前述したスパン方向に平均したレイノルズ剪断応力を、周期成分と非周期成分にそれぞれ分けて、各位相で示したものである。等高線は速度勾配テンソルの第2不変量である。剥離剪断層の領域で、発達する渦がレイノルズ剪断応力の周期成分を発生していることが分かる。また、非周期成分は渦自身ではなく、渦と渦の間の領域で発生しており、特に再循環領域で強くなっている。

この  $F^+_{h=0.2}$  の場合の、レイノルズ剪断応力の非周期成分の発生メカニズムを調べるために、Figure 22, Figure 23 に位相平均した (スパン空間方向には平均していない) 速度勾配テンソルの第2不変量の等値面を各位相ごとに示す。等値面の面塗りは  $x$  軸周りの渦度を表し時計回りが赤、反時計回りが青である。これは渦構造を可視化したものである。2次元的な渦である組織構造 (ローラー構造) と縦渦 (リブ構造)<sup>(60)</sup>が位相平均解析によって可視化された。2次元的な渦は、剥離剪断層で渦の合体やスパン方向の2次不安定性、上流の乱流境界層の影響により、2次元的な構造が徐々に蛇行し始めて、縦渦を形成し始める。また、それに伴い小規模な渦構造にも分離している。これらが Figure 15 における  $St=0.4, 0.6$  に相当する渦構造と考えられる。その後再循環領域で多くの縦渦を生成する。また、再循環領域では合体によって生じた2次元的な渦が、この縦渦によって歪まされ、混合と散逸により急激に渦構造が無くなっていく。

Figure 24, Figure 25, Figure 26 は  $\phi=1/4\pi$  における、速度勾配テンソルの第2不変量の等値面を示す。Figure 24 の等値面の面塗りは  $x$  軸周りの渦度を表し時計回りが赤、反時計回りが青である。縦渦は2次元的な渦同士の間に見られる。Figure 25 は等値面の面塗りを、渦度輸送方程式の第2項の1つである、 $u_x \omega_x$  で表している。物理的な意味としては  $x$  軸周りの渦度の伸張を示している<sup>(59)</sup>。縦渦の部分で強い正值を持つことから、渦が引き伸ばされることからであると考えられる。また、Figure 26 は等値面の面塗りをレイノルズ剪断応力の非周期成分 (乱流成分) で表している。レイノルズ剪断応力の非周期成分強い領域と、縦渦が引き伸ばされる領域が一致していることが分かる。以上のことから、過去の乱流混合層や剪断層に関する研究<sup>(61),(62),(63)</sup>同様に、レイノルズ剪断応力の非周期成分の生成は、これら縦渦の構造によるとものと考えられる。



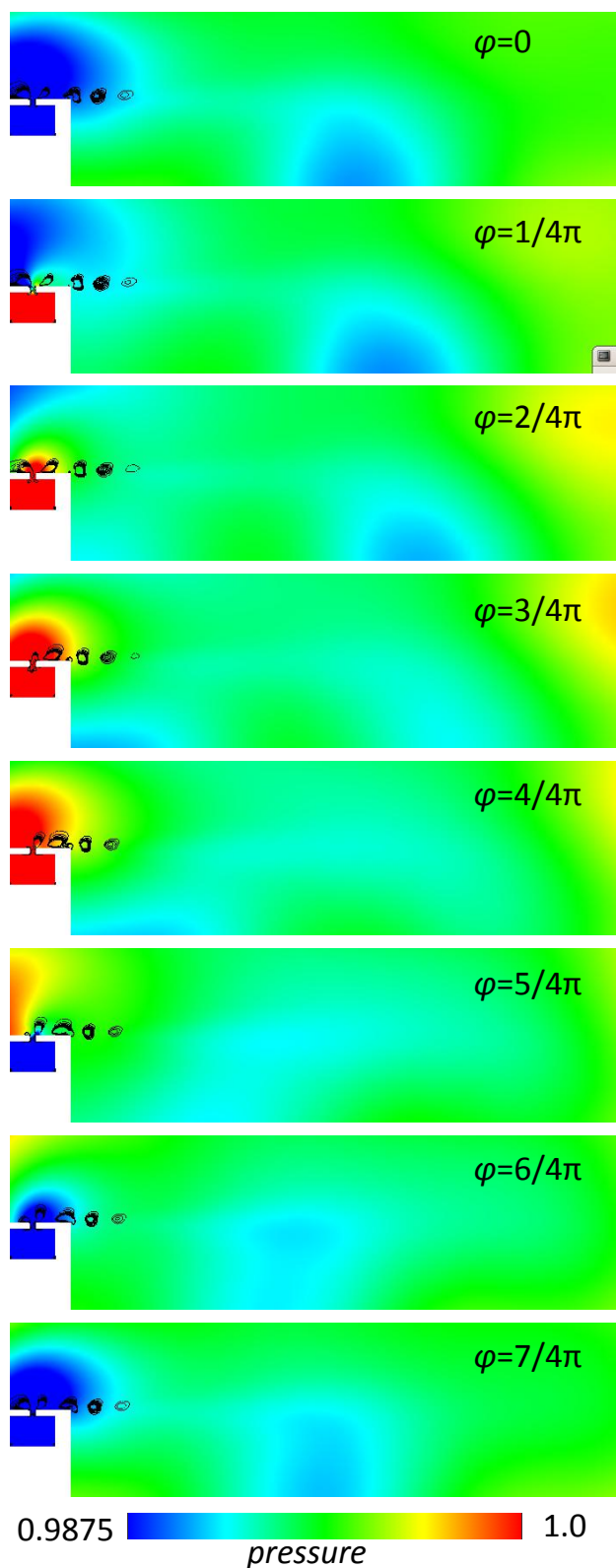


Figure 16 Phase and span averaged static pressure and Second invariant of the velocity gradient tensor for each phases at  $F^+_{\tau}=2.0$  (black lines, contour range:0.05-0.5 with 10 lines)

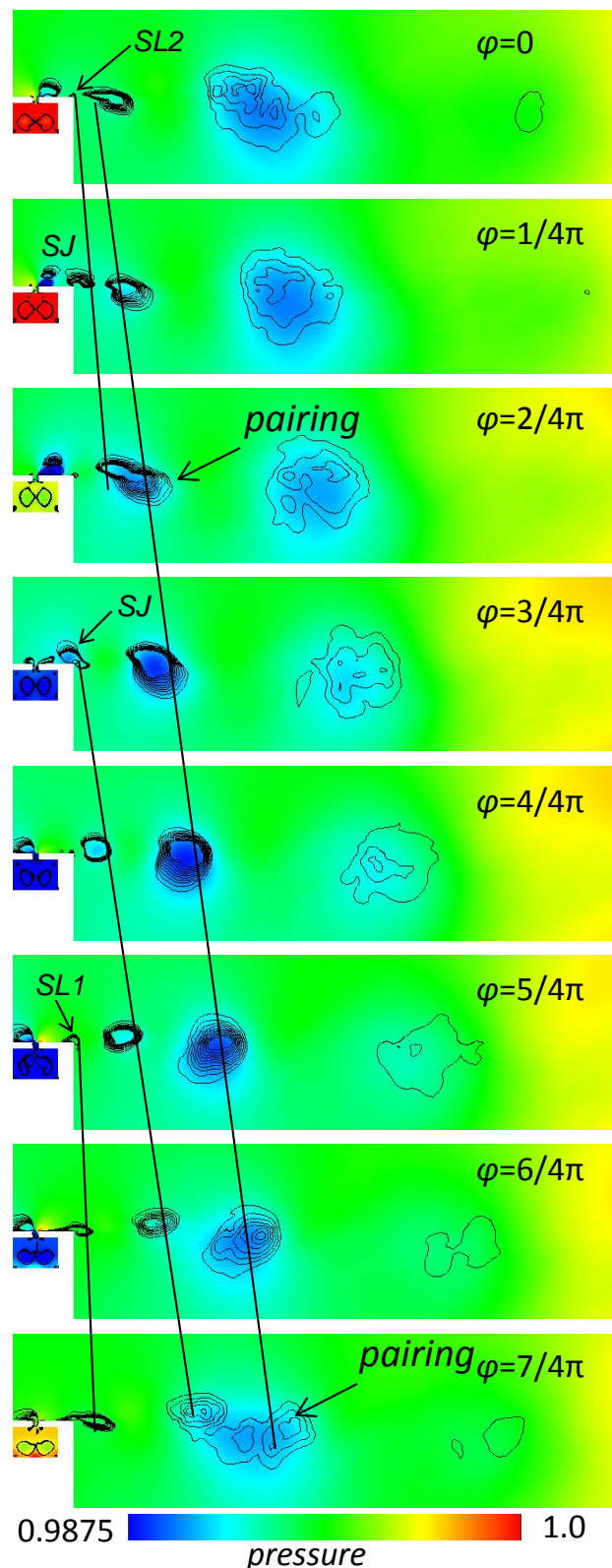


Figure 17 Phase and span averaged static pressure and Second invariant of the velocity gradient tensor for each phases at  $F^+_{\tau}=0.2$  (black lines, contour range:0.05-0.5 with 10 lines)

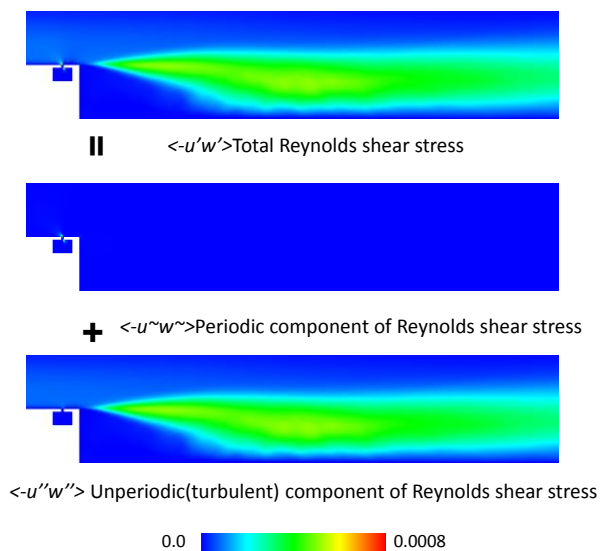


Figure 18 Phase and span averaged Total component, periodical component and unperiodical component of Reynolds shear stress distributions at  $F^+_{\eta}=2.0$

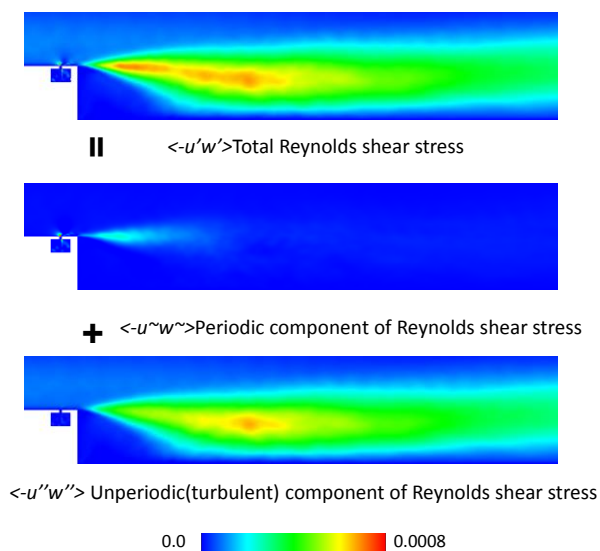


Figure 19 Phase and span averaged Total component, periodical component and unperiodical component of Reynolds shear stress distributions at  $F^+_{\eta}=0.2$

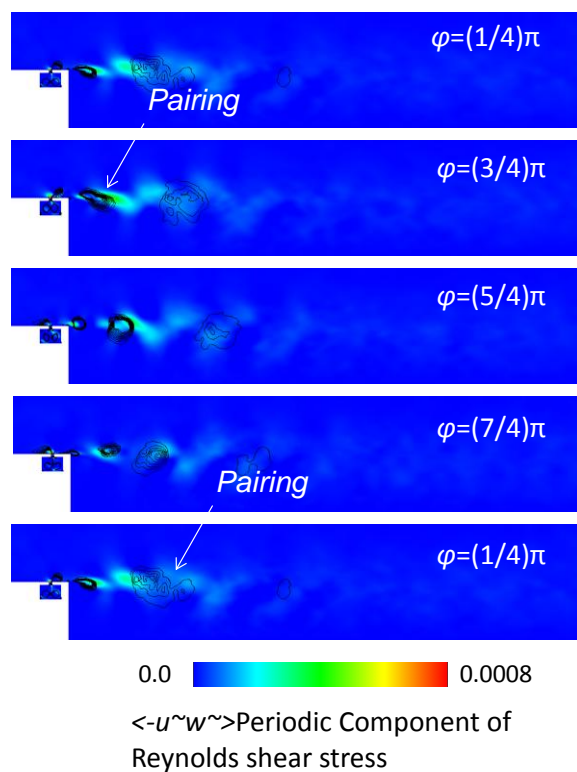


Figure 20 Phase and span averaged periodical component of Reynolds shear stress distributions and Second invariant of the velocity gradient tensor at the each phase at  $F^+_{\eta}=0.2$  (black lines, contour range:0.05-0.5 with 10 lines)

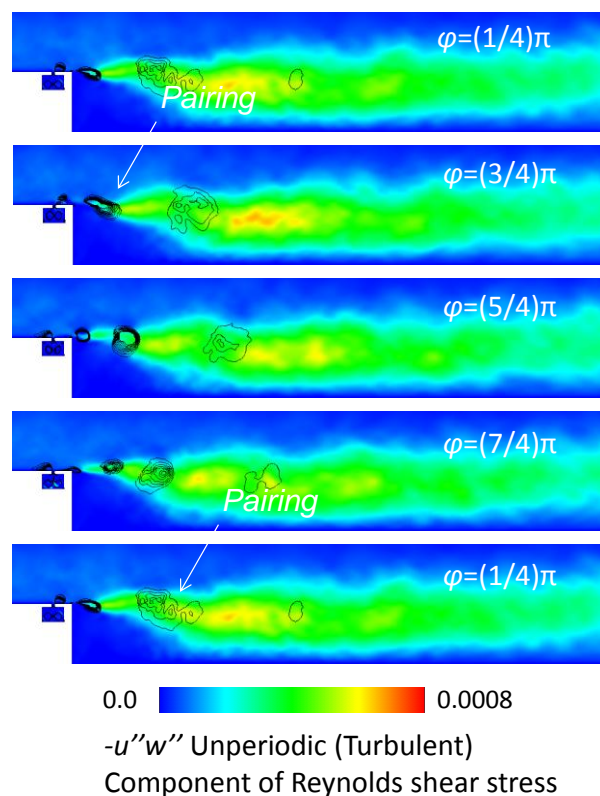


Figure 21 Phase and span averaged turbulent component of Reynolds shear stress distributions and Second invariant of the velocity gradient tensor at the each phase at  $F^+_{\eta}=0.2$  (black lines, contour range:0.05-0.5 with 10 lines)



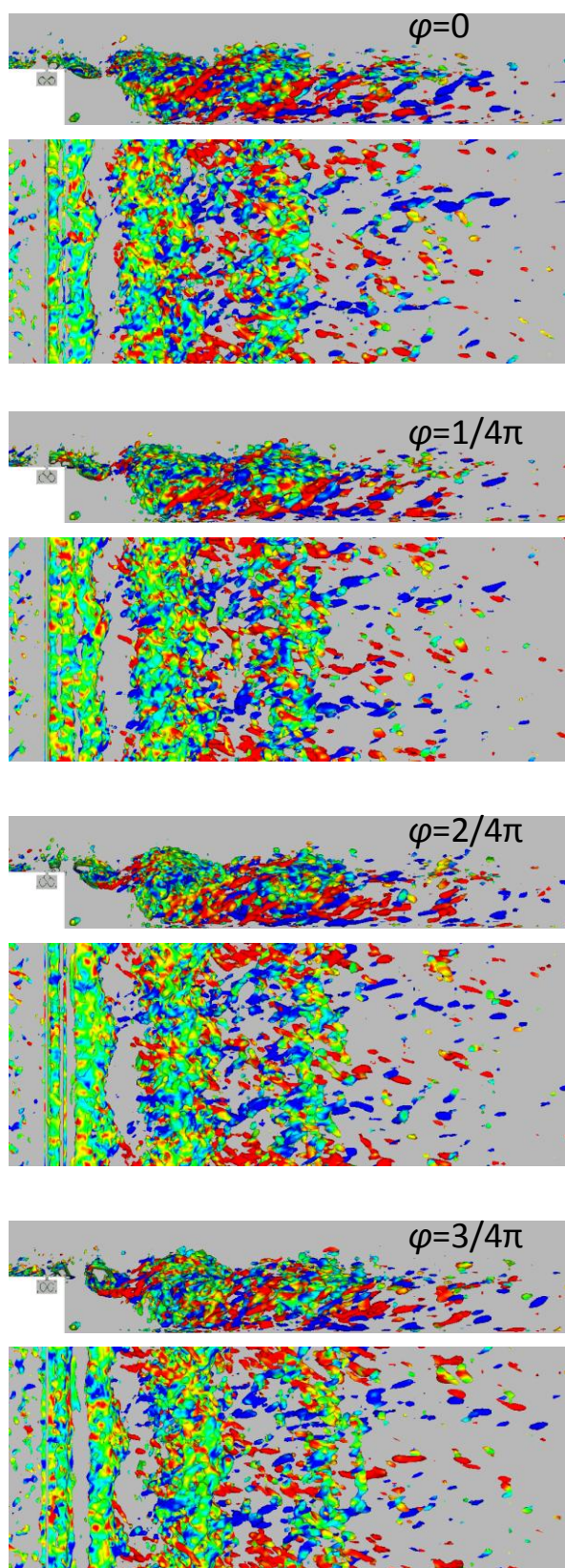


Figure 22 Isosurfaces of Second invariant of the velocity gradient tensor at  $F^+_{\eta}=0.2$  from  $\phi=0$  and  $\phi=3/4\pi$  (Isosurface is colored by  $x$ -vorticity)

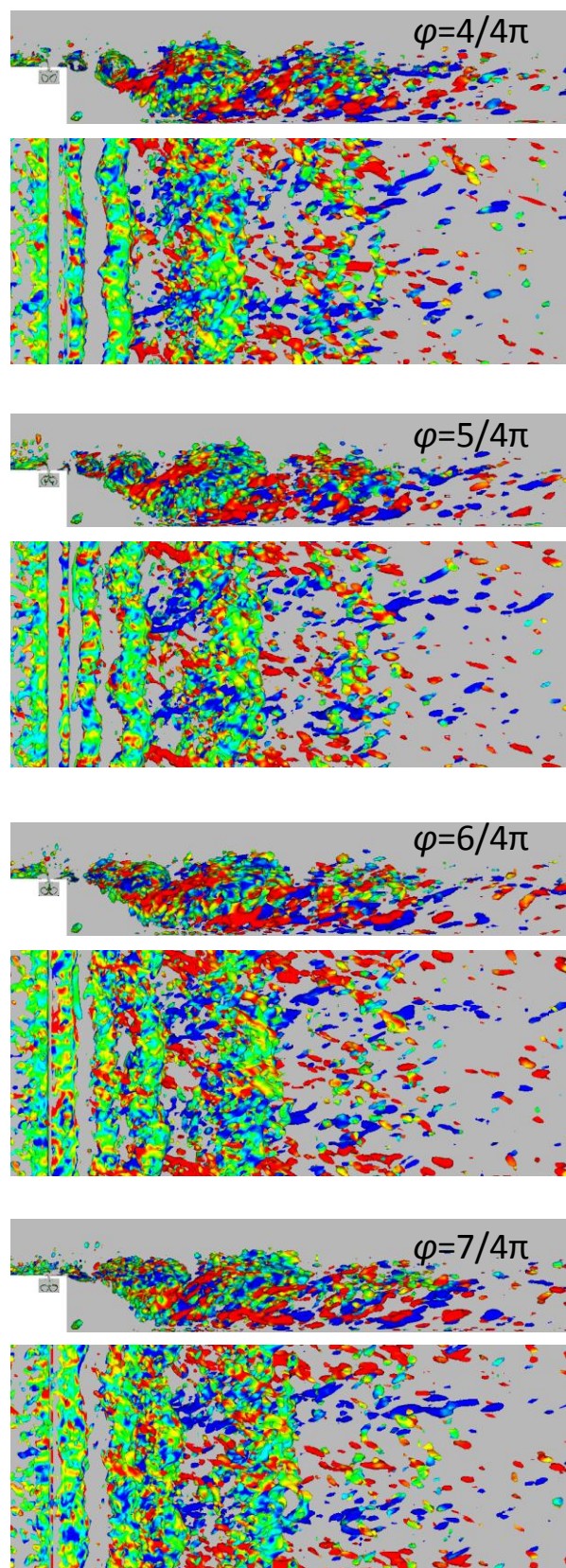


Figure 23 Isosurfaces of Second invariant of the velocity gradient tensor at  $F^+_{\eta}=0.2$  from  $\phi=4/4\pi$  and  $\phi=7/4\pi$  (Isosurface is colored by  $x$ -vorticity)



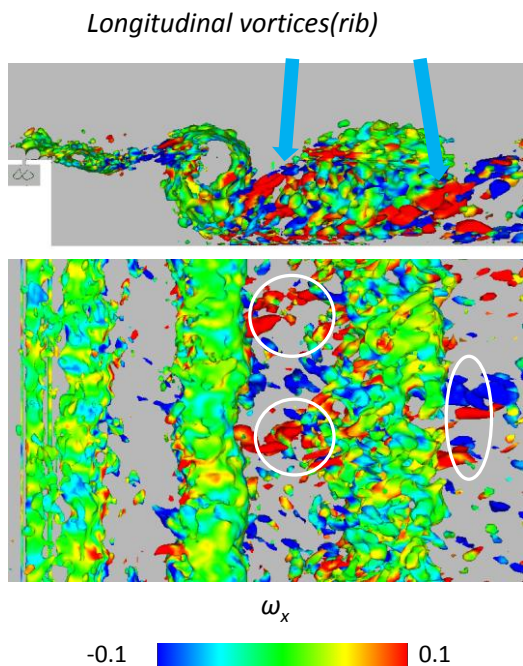


Figure 24 Isosurfaces of Second invariant of the velocity gradient tensor at  $F_{ri}^+=0.2$  in  $\phi=1/4 \pi$  (Isosurface is colored by  $x$ -vorticity)

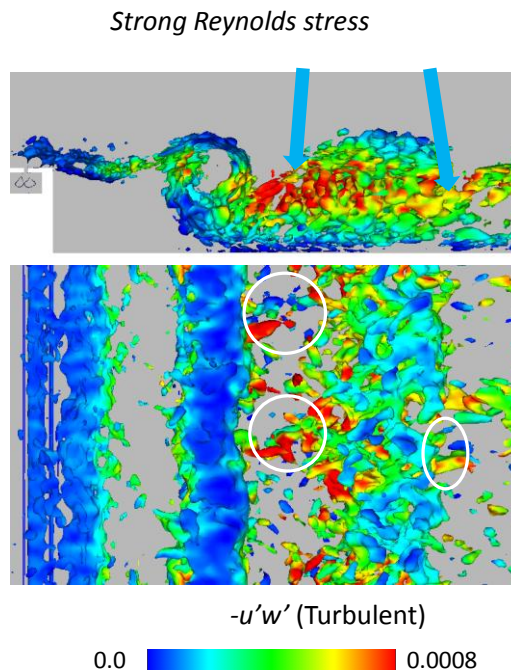


Figure 26 Isosurfaces of Second invariant of the velocity gradient tensor at  $F_{ri}^+=0.2$  in  $\phi=1/4 \pi$  (Isosurface is colored by unperiodic component of Reynolds shear stress)

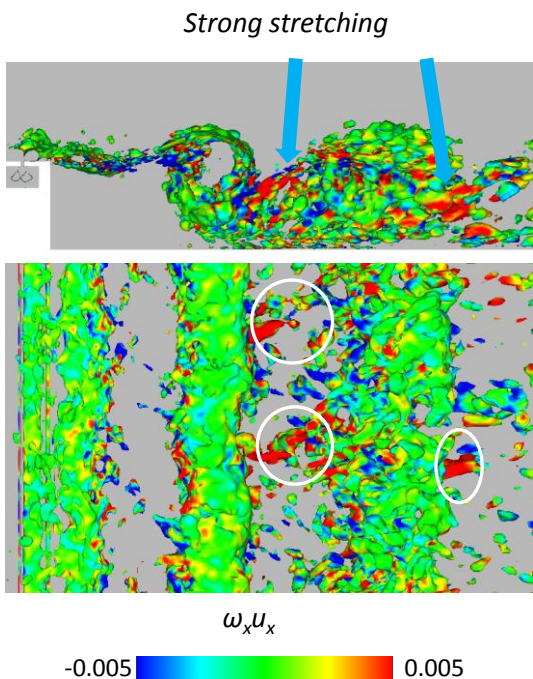


Figure 25 Isosurfaces of Second invariant of the velocity gradient tensor at  $F_{ri}^+=0.2$  in  $\phi=1/4 \pi$  (Isosurface is colored by  $u_x \omega_x$ )

#### 4. まとめ

バックステップ流れのシンセティックジェットによる剥離制御の数値解析を行い、 $F_{ri}^+=2.0$  と  $F_{ri}^+=0.2$  の場合にその渦構造の理解を試みた。

時間平均流れ場の解析より  $F_{ri}^+=2.0$  の場合は、剥離領域の大きさは剥離制御をしなかった場合とほぼ変わらなかったが、一方、 $F_{ri}^+=0.2$  の場合は剥離制御していない場合と比較して剥離領域が 20 パーセント小さくなった。これは剥離剪断層と再循環領域で、強いレイノルズ剪断応力による混合が促進されたためである。

周波数解析の結果から今回  $F_{ri}^+=2.0$  の場合は、渦が生成されるものの、大きく流れ場に影響は与えることができなかった。一方、 $F_{ri}^+=0.2$  の場合で剥離を大幅に抑えることができたのは、シンセティックジェットの駆動周波数が、剥離剪断層の不安定周波数に近かったためであると考えられる。このことから周波数の無次元化の代表長は、バックステップ高さではなく、剪断層厚さ（境界層厚さ）であるべきであると考えられる。

その後位相平均解析を行ったことにより、 $F_{ri}^+=2.0$  の場合は、シンセティックジェットから発生する弱く周期の短い渦が、剥離剪断層で消えて無くなっていることが分かった。また、発生するレイノルズ剪断応力は非周期的な成分が支配的であることも分かった。一方、 $F_{ri}^+=0.2$  の場合は、シンセティックジェットによって発生する 2 次元の強い渦と、剥離剪断層から発生する渦が合体することにより、より強い 2 次元の渦（ローラー構造）が生まれ、2 次元の渦の間の領域（ブレード領域）に縦渦（リブ構造）が発生することが分かった。さらに、強い 2 次元の渦がレイノルズ剪断応力の周期的な成分を、2 次元の渦の間の領域に発生する縦渦の伸びが非周期的なレイノルズ剪断応力を生じ、特にこの周期的な成分が支配的であることが分かった。また、それぞれのレイノルズ剪断応力の成分が、剥離剪断層および再循環領域の混合を促進して、剥離を制御できることが分かった。



以上のことから、渦の合体によって2次元的な強い渦を早く作り、さらにその渦同士の間縦渦を作ることが剥離制御に重要であることが分かった。

#### 謝辞

宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所の大山聖准教授、野々村拓博士および同機構情報・計算工学センターの福田紘太博士から有意義なコメントを頂いた。ここに記して謝意を表す。

また、本研究の一部は科学研究費(基盤研究(A) No. 20246122)による支援を受けた。ここに記して謝意を表す。

#### 参考文献

- (1) Okada, S. and Hiraoka, K., "Experimental Studies of Reduction of the Wing Tip Vortex by Suction", AIAA Paper 2003-3533, (2003).
- (2) Miyaji, K. and Arasawa, T., "High-Lift Devices for a Delta Wing Installed Around a Trailing-Edge", Journal of Aircraft, Vol. 40, No. 5, (2003), pp. 932-937.
- (3) Corke, T. C., Enloe, C. L. and P. Wilkinson, S., "Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Flow Control", Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 42 (2010).
- (4) Asada, K. and Fujii, K., "Computational Analysis of Unsteady Flow-field Induced by Plasma Actuator in Burst Mode", AIAA 2010-5090, (2010).
- (5) 藤井, 浅田, "DBD プラズマアクチュエータによる翼剥離制御メカニズム -バースト波解析が語るもの-", ながれ: 日本流体力学学会誌, Vol. 29, (2010), pp. 259-270.
- (6) 浅田, 藤井, "DBD プラズマアクチュエータを用いた翼剥離制御におけるバースト発振周波数効果", 第 24 回数値流体力学シンポジウム講演集, (2010)
- (7) 金田, 浅田, 藤井, "プラズマアクチュエータの3次元分布が剥離制御に与える効果の LES 解析", 第 24 回数値流体力学シンポジウム講演集, (2010)
- (8) Glezer, A. and Amitay, M., "Synthetic Jets", Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 34, (2002), pp. 503-529.
- (9) Seifert, A. and Darabi, A., "Delay of Airfoil Stall by Periodic Excitation", Journal of Aircraft, Vol. 33, No. 4, (1996), pp. 691-699.
- (10) Amitay, M., Smith, D. R., Parekh, V. K. D. E. and Glezer, A., "Aerodynamic Flow Control over an Unconventional Airfoil Using Synthetic Jet Actuators", AIAA Journal, Vol. 39, (2001), pp. 361-370.
- (11) Amitay, M. and Glezer, A., "Role of Actuation Frequency in Controlled Flow Reattachment over a Stalled Airfoil", AIAA Journal, Vol. 40, (2002), pp. 209-216.
- (12) Glezer, A., Amitay, M. and Honohan, A. M., "Aspect of Low-and High-Frequency Actuation for Aerodynamic Flow Control", AIAA Journal, Vol. 43, No. 7, (2005), pp. 1501-1511.
- (13) Smith, B. L. and Glezer, A., "The formation and evolution of synthetic jets", Physics of Fluids, Vol. 10, No. 9, (1998), pp. 2281-2295.
- (14) Kral, L. D. and Donovan J.F. *et al.*, "Active Flow control Applied to an airfoil", AIAA Paper 98-0210, (1999).
- (15) Kral, L. D. and Donovan J.F. *et al.*, "Numerical Simulation of Synthetic Jet Actuator", AIAA Paper 97-1824, (1997).
- (16) Rizzetta, D. and Visbal, R.M., "Numerical Investigation of Synthetic Jet Flowfields", AIAA Journal, Vol.37, No.9, (1998), pp. 919-927.
- (17) You, D., and Moin, P., "Larger-eddy simulation of flow separation over an airfoil with synthetic jet control", Center for Turbulence Research Annual Research Briefs, (2006).
- (18) You, D. and Moin, P., "Active control of flow separation over an airfoil using synthetic jets", Journal of Fluids and Structures, Vol. 24, (2008), pp. 1349-1357.
- (19) 岡田, 藤井, 宮路, "シンセティックジェット詳細形状による流れ場への影響に関する研究", 計算工学講演会論文集, Vol.12, (2007)
- (20) 岡田, 藤井, 宮路, "シンセティックジェットのキャビティ内部流れに関する研究", 第 21 回数値流体力学シンポジウム講演集, (2007)
- (21) Okada, K., Fujii, K. and Miyaji, K., "Effect of Internal Flows in Synthetic Jet Cavity", Proceedings of the ICCFD 5 - International Conference on Computational Fluid Dynamics, Seoul, (2008).
- (22) Okada, K., Oyama, A.; Fujii, K. and Miyaji, K., "Computational Study on Effect of Synthetic Jet Design Parameters", International Journal of Aerospace Engineering, (2010).
- (23) 岡田, 藤井, 宮路, "シンセティックジェットを用いたバックステップ流れの能動制御に関する研究 -周波数効果-", 第 22 回数値流体力学シンポジウム論文集, (2008).
- (24) 岡田, 藤井, 宮路, "シンセティックジェットを用いたバックステップ剥離流れ制御の数値解析", 第 41 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム講演集, (2009).
- (25) Okada, K., Fujii, K. and Miyaji, K., "COMPUTATIONAL STUDY OF THE SEPARATED FLOW STRUCTURE INDUCED BY THE SYNTHETIC JET ON A BACKWARD-FACING STEP", The 10th International Conference on Fluid Control, Measurements, and Visualization, (2009).
- (26) Okada, K., Fujii, K. and Miyaji, K., "Computational Study of Frequency and Amplitude Effects on Separation Flow Control With the Synthetic Jet", ASME 2009 International Mechanical Engineering Congress & Exposition, (2009).
- (27) Srba Jovic, "Backward-Facing Step Measurements at Low Reynolds Number,  $Re_\tau=5000$ ", NASA TM -08807, (1994).
- (28) Fujii, K., "Developing an Accurate and Efficient Method for Compressible Flow Simulations-Example of CFD in Aeronautics-", The Proceedings: Fifth International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, (1990).
- (29) Obayashi, S., Matsushima, K.; Fujii, K. and Kuwahara, K., "Improvements in Efficiency and Reliability for Navier-Stokes Computations Using the LU-ADI Factorization Algorithm", AIAA 86-0513, (1986).
- (30) Fujii, K., "Progress and Future Prospects of CFD in Aerospace-Wind Tunnel and Beyond", Progress in Aerospace Sciences, Vol. 41, No. 6, (2005), pp. 455-470.
- (31) Fujii, K., "CFD contributions to high-speed shock-related problems", Shock Waves, Vol. 18, No.2, (2008), pp.145-154.
- (32) Lele, S.K., "Compact Finite Difference Scheme with Spectral-Like Resolution," Journal of Computational Physics, Vol.103, Issue 1, (1992), pp. 16-42.
- (33) Visbal, M. and Gordnier, R. "A High-Order Flow Solver Deforming and Moving Meshes", AIAA 2000-2619, (2000).
- (34) Visbal, M. R. and Gaitonde, D. V., "On the Use of Higher-Order Finite-Difference Schemes on Curvilinear and Deforming Meshes", Journal of Computational Physics, Vol. 181, Issue 1, (2002), pp. 155-185.

- (35) Gaitonde, D.V. and Visbal, R.M., "Pade Type Higher-Order Boundary Filters for the Navier-Stokes Equations", *AIAA Journal*, Vol. 38, No. 11, (2000), pp. 2103-2112.
- (36) Chakravarthy, S. R., "Relaxation Methods for Unfactored Implicit Upwind Schemes", *AIAA Paper 84-0165*, (1984).
- (37) Iizuka, N., "Study of Mach Number Effect on the Dynamic Stability of a Blunt Re-entry Capsule", PhD thesis, The University of Tokyo, (2006).
- (38) Nishida, H. and Nonomura, T., "ADI-SGS Scheme on Ideal Magnetohydrodynamics", *Journal of Computational Physics* Vol. 228, Issue 9, (2006), pp. 3182-3188.
- (39) Fujii, K., "Efficiency Improvement of Unified Implicit Relaxation/Time Integration Algorithms", *AIAA Journal* Vol. 37, No. 1, (1999), pp. 125-128.
- (40) Yoon, S. and Jameson, A., "Lower-Upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes Equations", *AIAA Journal*, Vol. 26, No.9, (1988), pp. 1025-1026.
- (41) Teramoto, S., "Large-Eddy Simulation of Transitional Boundary Layer with Impinging Shock wave", *AIAA Journal*, Vol. 38, No. 11, (2000), pp. 2103-2112
- (42) Visbal, M. R., and Rizzetta, D. P., "Large-eddy simulation on general geometries using compact differencing and filtering schemes", *AIAA Paper 2002-288*, (2002).
- (43) Urbin, G and Knight, D., "Large-Eddy Simulation of a Supersonic Boundary Layer Using an Unstructured Grid", *AIAA Journal*, Vol. 39, No. 7, (2001), pp. 1288-1295.
- (44) Fujii, K., "Unified Zonal Method Based on the Fortified Solution Algorithm", *Journal of Computational Physics*, Vol.118, Issue 1, (1995), pp. 92-108.
- (45) Colonius, T, Lele, S. K. and Moin, P., "Boundary Condition for Direct Computation of Aerodynamics Sound Generation", *AIAA Journal*, Vol. 31, No. 9, (1993), pp. 1574-1582.
- (46) Melville R. B., Morton S. A. and Rizzetta D. P., "Implementation of a Fully-Implicit, Aeroelastic Navier-Stokes Solver", *AIAA Paper 97-2039*, (1997).
- (47) Hung Le, Parviz Moin and John Kim, "Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 330 (1997) pp. 349-374.
- (48) Arasawa, T., Fujii, K. and Miyaji, K., "High-Order Compact Difference Scheme Applied to Double-Delta Wing Vortical Flows", *Journal of Aircraft*, Vol.41, No.4, (2004), pp. 953-957.
- (49) Kawai, S. and Fujii, K., "Analysis and Prediction of Thin-Airfoil Stall Phenomena Using Hybrid Turbulent Methodology", *AIAA Journal*, Vol.43, No.5, (2005), pp. 953-961.
- (50) Kawai, S. and Fujii, K. "Compact Scheme with Filtering for Large-Eddy Simulation of Transitional Boundary Layer," *AIAA Journal*, Vol. 46, No. 2, Mar. (2008), pp. 690-700.
- (51) Yoshioka, S., Obi, S. and Masuda, S., "Organized vortex motion in periodically perturbed turbulent separated flow over a backward-facing step", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 22, No.3, (2001), pp. 301-307.
- (52) Yoshioka, S., Obi, S. and Masuda, S., "Turbulence Statistics of periodically perturbed separated flow over backward-facing step," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 22, No. 4, (2001), pp. 393-401.
- (53) Samimy, M. and Elliott, G S., "Effects of Compressibility on the Characteristics of Free Shear Layers", *AIAA Journal*, Vol. 28, No. 3, (1990), pp. 439-445.
- (54) Ho, C. M. and Huang, L. S., "Subharmonics and vortex merging in mixing layers," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 119, (1982), pp. 443-473.
- (55) Morris, S. C. and Foss, J. F., "Turbulent boundary layer to single-stream shear layer: the transition region", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 494, (2003), pp. 187-221.
- (56) Hussain, A. K. M. F., "Coherent structures - reality and myth", *Physics of Fluids*, Vol. 26, Issue 10, (1983), pp. 2816-2850.
- (57) Hussain, A. K. M. F., "Coherent structures and turbulence", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.173, (1986), pp. 303-356.
- (58) Hunt, J. C. R., Wray, A. A. and Moin, P., "Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows", *Center for Turbulence Research Rep.*, CTR-S88, (1988).
- (59) Davidson, P. A., *Turbulence*, Oxford Univ Pr., (2004)
- (60) Brown, G.L. and Roshko, A., "Density effect and large structure in turbulent mixing layers", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 64, (1974), pp. 775-816.
- (61) Comte, P., Lesieur, M. and Lamballais, E., "Large- and small-scale stirring of vorticity and a passive scalar in a 3-D temporal mixing layer", *Physics of Fluids A*, Vol.4, Issue 12, (1992), pp. 2761-2778.
- (62) Park, K.-H., Metcalfe, R. W. and Hussain, F., "Role of coherent structures in an isothermally reacting mixing layer", *Physics of Fluids*, Vol.6, Issue 2, (1994), pp. 885-902.
- (63) Rogers, M. M. and Moser, R. D., "Direct simulation of a self-similar turbulent mixing layer", *Physics of Fluids*, Vol.6, Issue 2, (1994), pp. 903-923.