

壁面せん断乱流のバースト現象と縦渦モデル*

愛媛大学 工学部 河原 源太 (Genta Kawahara)

1. 緒言

壁面せん断乱流においては、バースト現象を通じて壁付近の大半の乱流エネルギーが生成される⁽¹⁾⁽²⁾。これまで、このバースト現象に関しては、主にその流動形態と発生機構が議論されてきた。バースト現象の流動形態については、VITA(Variable-Interval Time-Averaging)法⁽³⁾と4象限法⁽⁴⁾に基づく検討がなされており、互いに逆回転する一対の縦渦運動が提案されている。しかし、VITA法と4象限法で検出された縦渦運動の間には、内部せん断層の有無の点で相違がある⁽⁵⁾⁽⁶⁾。さらに、最近のDNS(Direct Numerical Simulation)データベース中の瞬時の流れ場の観察⁽⁷⁾⁽⁸⁾によって縦渦運動の多くは単一の渦であることが明らかにされており、バースト現象の流動形態に関する統一された見解は依然として得られていない。一方、バースト現象の発生機構については、Blackwelder⁽⁹⁾が、流速の多点測定によってバースト時の流速分布に変曲点が現れることを明らかにし、バースト現象と速度分布の変曲点不安定との関連性を指摘している。この変曲点は内部せん断層に相当することから、バースト現象が渦層の不安定によって発生することが予想される。しかしながら、渦層の生成機構、さらにそれと上記の縦渦運動との関係に対しては、流体の運動方程式に基づく理論的な考察が十分になされていない。

本研究の目的は、(i) VITA法と4象限法で検出されたバースト間の相違の要因を明らかにすること；(ii) 流体方程式に基づいて縦渦運動と渦層の生成過程との関連性について考察することである。実験では、正方形断面管路内乱流のスパン中心上の壁近傍において染料注入法による流れの可視化とLDV(Laser-Doppler Velocimeter)による流速測定とを同時に行い、バースト現象を可視化、VITA法および4象限法で検出した。可視化結果を用いて、VITA法、4象限法で検出されたバースト時の低速ストリークのスパン方向への傾き角を評価し、双方のイベントに対する結果の相違を明らかにする。さらに、実験結果を考慮したうえで、Euler方程式からせん断流中での縦渦運動のモデルを導出し、実験との比較検討を行う。導出されたモデルに基づいて、縦渦運動による渦層、イジェクションおよびスウィープの生成過程を示す。

2. 実験装置および実験方法

本実験に使用した管路系は既報⁽¹⁰⁾のものと同一であり、直管部は一辺100mmの正方形断面と約9mの長さをもつ。管路の測定部は管路入口から管路幅の68倍下流に位置し、この位置では十分発達した速度場が実現されている⁽¹⁰⁾。実験時の平均流の諸量を表1に示す。作動流体は水で、管路半幅と管路中心平均流速 U_c に基づくレイノルズ数 Re を4000に設定した。測定部スパン中心の壁近傍での乱流場は、速度の統計量⁽¹⁰⁾、低速ストリークのスパン間隔⁽¹¹⁾、縦渦構造の形態⁽¹²⁾の点で、

*この論文は、日本機械学会論文集に投稿中の原稿に一部加筆したものです。

表1 平均流の諸量

Kinematic viscosity ν	$0.99 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$
Mean centerline velocity U_c	8.0cm/s
Friction velocity u_τ	5.1mm/s
Reynolds number Re	4000

乱流境界層，二次元チャンネル乱流と同様の性質をもつ．なお，表中の u_τ は，スパン中心上の平均速度分布の対数部分が Clauser の対数則： $\bar{u}/u_\tau = 2.44 \ln(yu_\tau/\nu) + 4.9$ と一致するように決定した摩擦速度⁽¹⁰⁾である．

流れの可視化には，比重 1.00 のフルオレセインによる染料注入法を採用した．測定部上流の管底壁には全スパンにわたって幅 $5\nu/u_\tau$ のスリットが作製されており，このスリットから微小流量 $330\text{mm}^3/\text{s}$ で染料を管内に注入した．可視化された管底付近の流動を LDV の測定点の鉛直上方から 16mm ムービカメラ BOLEX H16SBM で撮影した (フレーム間の時間間隔： $1.4\nu/u_\tau^2$)．流速の管軸成分 u および壁垂直成分 v の測定には，2 台の一次元 LDV システム (DISA 55 システムおよび KANOMAX 27 システム) を使用した．測定点はスリットの $500\nu/u_\tau$ 下流の管路スパン中心上における管底からの高さ $y^+ = 35$ (以後，動粘度 ν と摩擦速度 u_τ で無次元化された値に + を付して表すことにする) に位置する．この位置では LDV によって検出されるバーストの良好な可視化⁽¹³⁾が可能であり，また $y^+ = 35$ は縦渦構造の中心高さ⁽¹¹⁾に相当する．実験では可視化と同時に流速の測定を行い，LDV の出力信号をデジタルレコーダ TEAC DR-F1-5A によりサンプル周波数 100Hz で磁気ディスクに記録した．可視化結果および流速の測定結果の記録時間は 540s であった．

3. バースト時の低速ストリーク

VITA 法と 4 象限法で検出されたバースト間の相違を，可視化結果に基づいて検討する．VITA 法⁽¹⁴⁾では，主流方向変動速度 u' の局所平方偏差

$$\widehat{\text{var}}(t; T) = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} (u'(s))^2 ds - \left(\frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} u'(s) ds \right)^2 \quad (1)$$

が $\widehat{\text{var}} > k_{\text{th}} u_{\text{rms}}^2$ を満足する場合にバーストが検出される．ただし， T は平均化時間， k_{th} はしきい値， u_{rms} は u' の乱れ強さである．ここでは，この検出法 (以下，VITA と略記) に加え，上記の検出規範に $du'/dt > 0$ あるいは $du'/dt < 0$ なる条件を付加した検出法 (以下，VITA(+), VITA(-) と略記) も用いる．一方，4 象限法⁽¹⁵⁾では，主流方向変動速度 u' を横軸に，壁垂直方向変動速度 v' を縦軸にとったホドグラフ面において，第 2 象限のイジェクション (以下，Q2 と略記) が検出される．検出規範としては， $|u'v'| > H_{\text{th}} u_{\text{rms}} v_{\text{rms}}$ が用いられる．ここで， H_{th} はしきい値， v_{rms} は v' の乱れ強さである．本研究では，検出パラメータを，VITA 法では $k_{\text{th}} = 1$ ， $T^+ = 10$ とし，4 象限法では $H_{\text{th}} = 3$ とした．この場合，VITA 法，4 象限法で評価されたバースト発生周波数が一致する．可視化によるバーストの検出は，染料で可視化された流速測定点付近の低速ストリーク⁽¹¹⁾が上昇する場合に行われた．検出規範としては，低速ストリークが流速測定点の $150\nu/u_\tau$ 上流から $100\nu/u_\tau$ 下流までの範囲に位置し，かつ低速ストリークと流速測定点とのスパン方向間隔が $50\nu/u_\tau$ 以下となる条件を用いた．

表2 VITA(+), VITA(-) と対応する Q2 の比率

Q2 with VITA(+)	0.32
Q2 with VITA(-)	0.06
Q2 with VITA(+) and VITA(-)	0.01
Q2 without VITA	0.61

表3 Q2, Q4 と対応する VITA(+), VITA(-) の比率

	VITA(+)	VITA(-)
with Q2	0.49	0.53
with Q4	0.14	0.13
with Q2 and Q4	0.03	0.01
without Q2 and Q4	0.34	0.33

表2はVITA(+), VITA(-) イベントとの対応が認められたQ2イベントのQ2全体にしめる比率を示したものであり, 表3はQ2, Q4 イベントとの対応が認められたVITA(+), VITA(-) イベントのVITA(+), VITA(-) 全体にしめる比率を示したものである. これらの表から, VITA(+), VITA(-) の約半数にQ2との対応が認められるのに対して, Q2の半数以上はVITAと対応しないことがわかる. つまり, VITA法で検出されたイベントは4象限法でも検出されやすいが, 4象限法で検出されたイベントはVITA法では検出されにくい. 表4は, VITA法と4象限法で検出された各イベントのうちで, 上記の可視化による方法でも検出されたものがしめる比率を示したものである. 表2, 3に示したようにVITA法と4象限法の検出結果間には差異が認められたが, いずれのイベントに関しても可視化との対応は十分に得られていることがわかる. 可視化結果に基づいてVITA法, 4象限法で検出されたイベント間の相違を明らかにするには, 可視化結果の特性を定量化する必要がある. そこで本研究では, 各イベント時の低速ストリークが主流方向となす角 θ を評価することにした. 図1に示すように, θ は管底壁に平行な平面上での低速ストリークの接線が主流方向となす角の最大値である. θ の測定は, 16mmフィルム解析機NAC SPORTIAS 300を用いて, VITA法で検出されたイベントでは $\overline{var}$ が, 4象限法では $|u'v'|$ が最大となる時刻の可視化結果に対して行われた. 図2に各イベントに対する θ の頻度分布を示す. ただし, 図中に示した θ の分布は, Q2, Q2のうちでVITA(+)でも検出されたもの, Q2のうちでVITAでは検出されなかったもの, およびVITA(+)の各イベントに対するものである. Q2とVITA(+)に対する θ の分布を比較すると, Q2では $0^\circ < \theta \leq 5^\circ$ の範囲に68%のデー

表4 可視化結果と対応する各イベントの比率

VITA(+)	VITA(-)	Q2
0.72	0.65	0.73

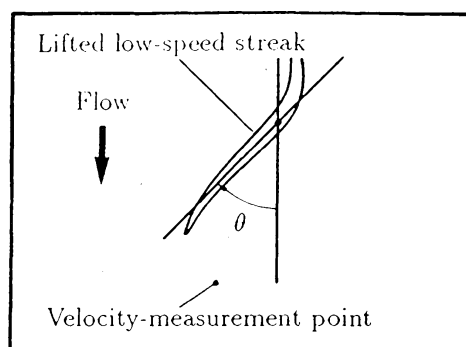
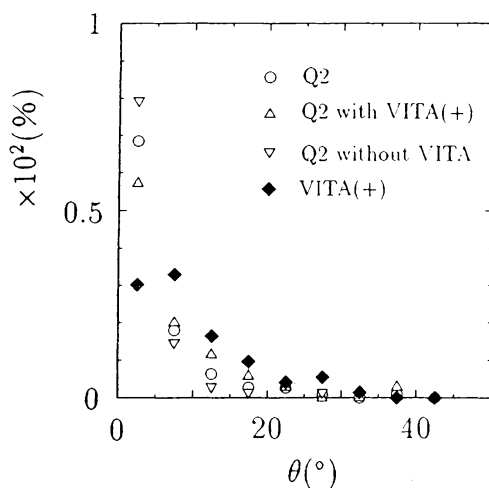
図1 低速ストリークの傾き角 θ 

図2 低速ストリークの傾き角の頻度分布

タが存在し、急峻な分布となるのに対して、VITA(+)では裾の広がりが顕著で平坦な分布となり、 $5^\circ < \theta \leq 10^\circ$ にピークをもつ。また、Q2のうちでVITAでは検出されなかったイベントと、VITA(+)でも検出されたイベントに対する分布を比較すると、同じQ2であっても、VITAで検出されなかったものでは $0^\circ < \theta \leq 5^\circ$ の範囲に79%ものデータが存在するのに対して、VITA(+)でも検出されたものでは57%に減少している。以上の結果から、Q2の低速ストリークに比べてVITA(+)の低速ストリークのスパン方向への傾きが顕著であり、VITAでは検出されないQ2の低速ストリークはほぼ主流方向を向くといえる。つまり、VITA法と4象限法で検出されたバースト間の相違は、低速ストリークの傾きにある。この傾向は表5に示す各イベントに対する平均傾き角からも確認できる。

ところで、一般にVITA(+)は内部せん断層を検出するが⁽¹⁶⁾、VITA法で検出されたイベントに対応する低速ストリークの傾きが顕著となることから、低速ストリークの傾きが内部せん断層の形成に関与するものと考えられる。さらに、低速ストリークが縦渦運動によって形成される点⁽⁸⁾を考慮すると、縦渦運動の回転軸のスパン方向への傾きが内部せん断層の形成に関与することが示唆される。

表 5 低速ストリークの平均傾き角

VITA(+)	9.8°
VITA(-)	9.2°
Q2	5.2°
Q2 with VITA(+)	6.8°
Q2 without VITA	3.7°

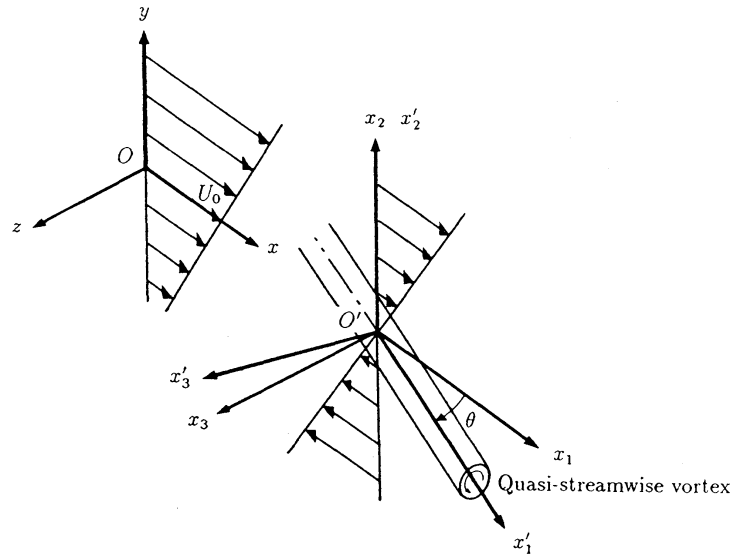


図 3 座 標 系

4. 縦渦モデル

最近の DNS による縦渦構造の研究⁽¹⁷⁾により、縦渦構造と構造内での渦度ベクトルのいずれもがスパン方向への傾きをもつことが示されている。ここでは、3章で示唆された縦渦構造のスパン方向への傾きと内部せん断層との関連性を考察するため、せん断流中において主流方向に対するスパン方向への傾きをもつ縦渦モデルを流体方程式から導出する。モデルの導出にあたっては、(i) 流体が非圧縮非粘性であること；(ii) 縦渦の軸方向の流れ場の一様性；(iii) 初期の主流が一様せん断流であること；(iv) 流れに対する壁面の影響が無視できること；(v) 縦渦の軸に垂直な断面は楕円形で、楕円内では軸方向の渦度が一様であることを仮定する。図 3 に以下で用いる各座標系を示す。座標系 $Oxyz$ は右手静止座標系であり、 x 軸、 y 軸、 z 軸はそれぞれ、主流方向、壁垂直方向、スパン方向にとられている。初期の主流速度 U_0 は $U_0 e_x + S y e_x$ とする。ここで、 e_x は x 方向の単位ベクトル、 $S(>0)$ は初期の主流速度勾配である。縦渦の中心軸は、平面 $y=0$ 上に位置し、 x 方向に速度 U_0 で並進運動するものとする。座標系 $O'x_1x_2x_3$ は縦渦とともに移動する右手座標系であり、 x_1 軸、 x_2 軸、 x_3 軸はそれぞれ、 x 軸、 y 軸、 z 軸に平行にとられている。原点 O' は縦渦の中心軸上にある。縦渦の中心軸は平面 $y=0$ において x_1 軸に対して x_3 方向に θ だけ傾いており、座標系 $O'x'_1x'_2x'_3$ の x'_1 軸は縦渦の中心軸方向にとられている。なお、一般性を失うことなく $0^\circ < \theta \leq 90^\circ$ としてよい。仮定 (ii) により $\partial/\partial x'_1 = 0$ となるので、移動座標系 $O'x'_1x'_2x'_3$ における各速度成分 u'_1 、 u'_2 、 u'_3 、お

よび圧力 p に対する Euler 方程式と連続の式は次のようになる；

$$\frac{\partial u'_1}{\partial t} + u'_2 \frac{\partial u'_1}{\partial x'_2} + u'_3 \frac{\partial u'_1}{\partial x'_3} = 0, \quad (2a)$$

$$\frac{\partial u'_2}{\partial t} + u'_2 \frac{\partial u'_2}{\partial x'_2} + u'_3 \frac{\partial u'_2}{\partial x'_3} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x'_2}, \quad (2b)$$

$$\frac{\partial u'_3}{\partial t} + u'_2 \frac{\partial u'_3}{\partial x'_2} + u'_3 \frac{\partial u'_3}{\partial x'_3} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x'_3}, \quad (2c)$$

$$\frac{\partial u'_2}{\partial x'_2} + \frac{\partial u'_3}{\partial x'_3} = 0. \quad (3)$$

以上の式 (2), (3) において注目すべき点は, (i) u'_2, u'_3, p が u'_1 によらず二次元流に対する Euler 方程式 (2b, c) と連続の式 (3) によって決定されること；(ii) u'_1 の実質時間微分が 0 となる (あるいは, u'_1 は流体粒子に凍結される) ことである. Guezennec ら⁽⁷⁾による DNS データベース中の縦渦構造の観察によれば, 縦渦構造は乱流中に長時間安定に存在し, その個性を維持しつつ下流に一定速度で移動する. そこでここでは, 縦渦運動を移動座標系 $O'x'_2x'_3$ における方程式 (2b, c), (3) の定常解として決定する. 境界条件としては, (i) 縦渦の遠方で $u'_2 \rightarrow 0, u'_3 \rightarrow 2\gamma x'_2$ となること；(ii) 縦渦の軸に垂直な断面の外形を与える楕円 E 上の法線方向速度が 0 となること；(iii) 楕円 E 内外で楕円の接線方向速度が連続となることを課すことにする. ただし, $2\gamma (< 0)$ は楕円外部の x'_1 方向渦度で, 主流の初期渦度 $-Se_z$ の x'_1 成分, $-S \sin \theta$ に等しい. また, 境界条件 (iii) により楕円 E 内外の圧力の連続性が成立する. 以下に示す定常解は Moore-Saffman⁽¹⁸⁾が二次元流に対して得たものと同一となる. 境界条件 (i), (ii) の下での方程式 (2b, c), (3) の定常解は, 楕円 E 内部において

$$\Psi = -\frac{1}{2}\Omega ab \left(\frac{x'^2_2}{a^2} + \frac{x'^2_3}{b^2} - 1 \right) \quad (4)$$

で与えられる. ただし, Ψ は流れ関数 ($u'_2 = \partial \Psi / \partial x'_3, u'_3 = -\partial \Psi / \partial x'_2$) であり, 以下では楕円 E 上で 0 となる Ψ を示す. a, b はそれぞれ楕円 E の x'_2 方向, x'_3 方向の径で,

$$\Omega = \frac{\omega_0 ab}{a^2 + b^2}. \quad (5)$$

ω_0 は楕円内部の x'_1 方向渦度 (=一定) である. 一方, 境界条件 (i), (ii) の下での楕円 E 外部の解については ω_0 の符号によって場合分けされる. $\omega_0 < 0$ の場合には, 楕円外部における解は

$$\begin{aligned} \Psi = & -\frac{\gamma c^2}{4} (\cosh 2\xi + \cos 2\eta) + \frac{\gamma c^2}{4} \cosh 2\xi \cos 2\eta \\ & + \frac{\gamma c^2}{4} (1 - \cosh 2\xi_0) e^{-2(\xi - \xi_0)} \cos 2\eta \\ & - \frac{\Gamma}{2\pi} (\xi - \xi_0) + \frac{\gamma c^2}{4} \cosh 2\xi_0 \end{aligned} \quad (6)$$

で与えられる. ここで,

$$x'_2 = -c \sinh \xi \sin \eta, \quad (7a)$$

$$x'_3 = c \cosh \xi \cos \eta, \quad (7b)$$

$$c = \sqrt{b^2 - a^2}. \quad (7c)$$

ただし, $b > a$ であり, ξ_0 は $b = c \cosh \xi_0$, $a = c \sinh \xi_0$ を満足する. 上記の解 (6) の各項のうち, 第 1 項は剛体回転, 第 2 項はよどみ点流, 第 3 項は楕円 E 上での法線方向速度を 0 とするために現れる渦なし流, そして第 4 項は縦渦が誘導する循環 Γ の渦なし流を表す. ここで, この解が境界条件 (iii) を満足するのは, 各パラメータ間に以下の関係が成り立つ場合である;

$$\frac{2\gamma}{\omega_0} = \frac{\Theta^{-1}(\Theta^{-1} - 1)}{\Theta^{-2} + 1}, \quad (8)$$

$$\Gamma = \pi ab(\omega_0 - 2\gamma). \quad (9)$$

ただし, $\Theta^{-1} = b/a > 1$ であるので, 式 (8) から $2\gamma/\omega_0$ は

$$0 < \frac{2\gamma}{\omega_0} < 1 \quad (10)$$

を満足する必要がある. 一方, $\omega_0 > 0$ の場合には, 楕円外部における解は

$$\begin{aligned} \Psi = & -\frac{\gamma c^2}{4}(\cosh 2\xi + \cos 2\eta) - \frac{\gamma c^2}{4} \cosh 2\xi \cos 2\eta \\ & + \frac{\gamma c^2}{4}(1 + \cosh 2\xi_0)e^{-2(\xi - \xi_0)} \cos 2\eta \\ & - \frac{\Gamma}{2\pi}(\xi - \xi_0) + \frac{\gamma c^2}{4} \cosh 2\xi_0 \end{aligned} \quad (11)$$

で与えられる. ここで,

$$x'_2 = c \cosh \xi \cos \eta, \quad (12a)$$

$$x'_3 = c \sinh \xi \sin \eta, \quad (12b)$$

$$c = \sqrt{a^2 - b^2}. \quad (12c)$$

ただし, $a > b$ であり, ξ_0 は $a = c \cosh \xi_0$, $b = c \sinh \xi_0$ を満足する. 上記の解 (11) の各項の物理的意味は解 (6) と同様である. ここで, この解が境界条件 (iii) を満足するのは, 各パラメータ間に以下の関係が成り立つ場合である;

$$\frac{2\gamma}{\omega_0} = -\frac{\Theta - 1}{\Theta^2 + 1}, \quad (13)$$

$$\Gamma = \pi ab(\omega_0 - 2\gamma). \quad (9)$$

ただし, $\Theta = a/b > 1$ であるので, 式 (13) から $2\gamma/\omega_0$ は

$$-\frac{\sqrt{2} - 1}{2} < \frac{2\gamma}{\omega_0} < 0 \quad (14)$$

を満足する必要がある. 縦渦の軸に垂直な速度成分 u'_2 , u'_3 は以上の Ψ から得られる. 縦渦の中心軸方向の速度 u'_1 に関しては, 上述したように $t = 0$ における u'_1 が与えられると, その後, u'_1 の値が流体粒子に凍結される. $t = 0$ での u'_1 は初期の主

表6 縦渦モデルのパラメータ

Velocity gradient S^+	0.11
Vorticity in vortex core $\omega_0^+(>0)$	0.14
Vorticity in vortex core $\omega_0^+(<0)$	-0.18
Vortex core diameter $2a^+$	25
Vortex yaw angle θ	10°

流方向速度 $Sx'_2\mathbf{e}_x$ の x'_1 成分 $Sx'_2\cos\theta$ に等しい．本研究では，任意の時刻 $t(>0)$ における u'_1 を，流体粒子の x'_2 , x'_3 座標 X'_2 , X'_3 に対する常微分方程式：

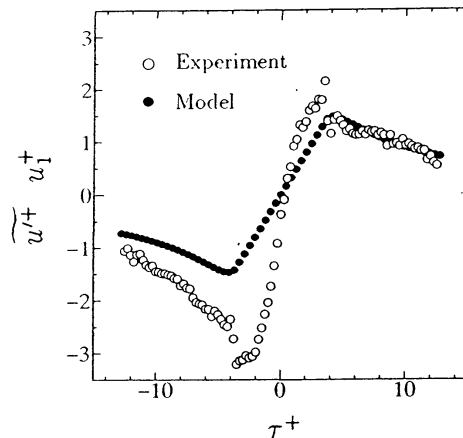
$$\frac{dX'_2(\mathbf{X}'_0, t)}{dt} = u'_2(X'_2(\mathbf{X}'_0, t), X'_3(\mathbf{X}'_0, t)), \quad (15a)$$

$$\frac{dX'_3(\mathbf{X}'_0, t)}{dt} = u'_3(X'_2(\mathbf{X}'_0, t), X'_3(\mathbf{X}'_0, t)) \quad (15b)$$

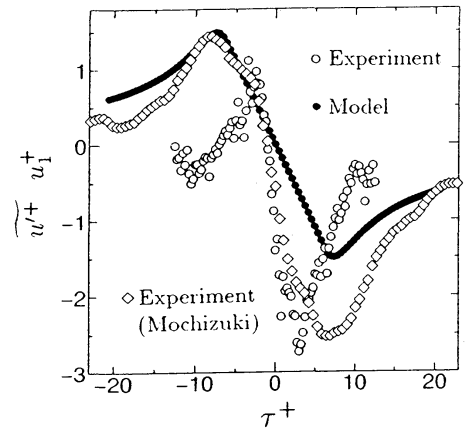
を数値積分することによって求めた．つまり，式 (15) を $t(>0)$ から時間の負の向きに積分して $t=0$ における流体粒子の位置 $\mathbf{X}'_0$ を求め，その位置での $u'_1|_{t=0}$ の値を参照することで，任意の時刻の u'_1 を計算した．式 (15) の数値積分には2次精度の Euler 法を用いた．縦渦モデルのパラメータは，DNS データベースに基づく Robinson⁽¹⁹⁾ の縦渦構造に関する結果を参考にして，表6のように設定された．Robinson⁽¹⁹⁾ の結果によれば，縦渦構造の渦芯高さ，渦芯内の主流方向平均渦度の大きさ，および渦芯直径の各最頻値 y^+ , $\bar{\omega}^+$, d^+ が，それぞれ 30, 0.16, 25 となる．そこで， S^+ を壁面せん断乱流の平均速度⁽²⁰⁾ の $y^+ = 30$ での勾配から評価して， $S^+ = 0.11$ とした． ω_0^+ に関しては， $\bar{\omega}^+$ がスパン方向に傾いた縦渦の渦度の主流方向成分に対応し，かつ縦渦自身の渦度の強さ $|\omega_0^+ - 2\gamma^+|$ が ω_0^+ の正負によらず一致するように， $\omega_0^+ = \pm 0.16 / \cos\theta + 2\gamma^+$ とした ($2\gamma^+ = -S^+ \sin\theta$)．縦渦の直径に関しては，楕円 E の径 a^+ , b^+ のうち， b^+ は θ によって変化するので， $2a^+$ が d^+ に相当すると考えて， $2a^+ = 25$ とした．ただし， θ については，VITA 法で検出されたイベントの検出時の低速ストリークの平均傾き角が約 10° であることから (表5を参照)， $\theta = 10^\circ$ とした． $\theta = 10^\circ$ に対する ω_0^+ の値は表4のとおりであるが，この場合式 (10)，(14) は満足される．つまり， $\theta = 10^\circ$ の傾きをもつ縦渦は存在し得る．なお， $2\gamma^+ = -0.019$ となり，式 (8)，(13) から $\omega_0^+ = 0.14$ の場合 $\Theta = 1.4$ ， $\omega_0^+ = -0.18$ の場合 $\Theta = 0.82$ となる．以後，表4の $\omega_0^+ = 0.14$ ， -0.18 のモデルをそれぞれ，モデルA，モデルBとよぶ．モデルAの縦渦は主流の渦度と異符号のスパン方向渦度をもつように傾き，モデルBの縦渦は同符号の渦度をもつように傾くことになる．

5. 縦渦モデルと実験結果の比較

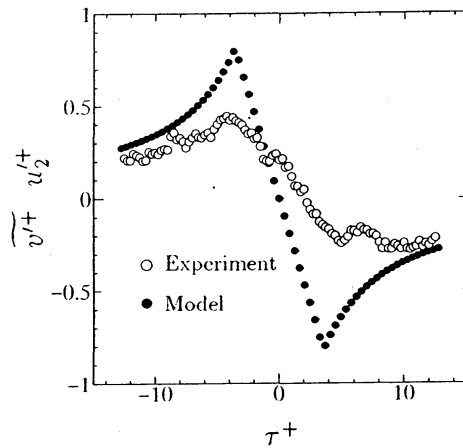
まず，縦渦モデルと VITA(+), VITA(-) イベントとを比較する．実験結果から $\underline{\text{VITA}(+)}$, $\underline{\text{VITA}(-)}$ で検出されたイベントに対する u'^+ , v'^+ の集合平均波形， $\underline{u'^+(\tau^+)}$, $\underline{v'^+(\tau^+)}$ を求めた．ただし，基準時刻 $\tau^+ = 0$ を局所平方偏差 $\widehat{\text{var}}$ が最大となる時刻にとった．モデルにおいては，実験結果が縦渦の中心高さ付近のものであることを考慮して，縦渦モデルの中心軸が存在する平面 $x_2 = 0$ 上での主流方向速度 u_1^+ ，壁垂直方向速度 u_2^+ の空間変化を時間変化に読み換えたものを考えること



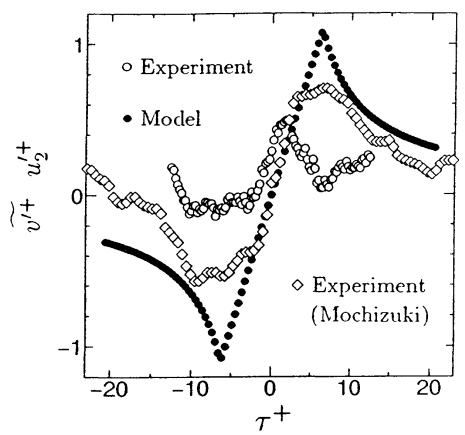
(a) 主流方向速度



(a) 主流方向速度



(b) 壁垂直方向速度

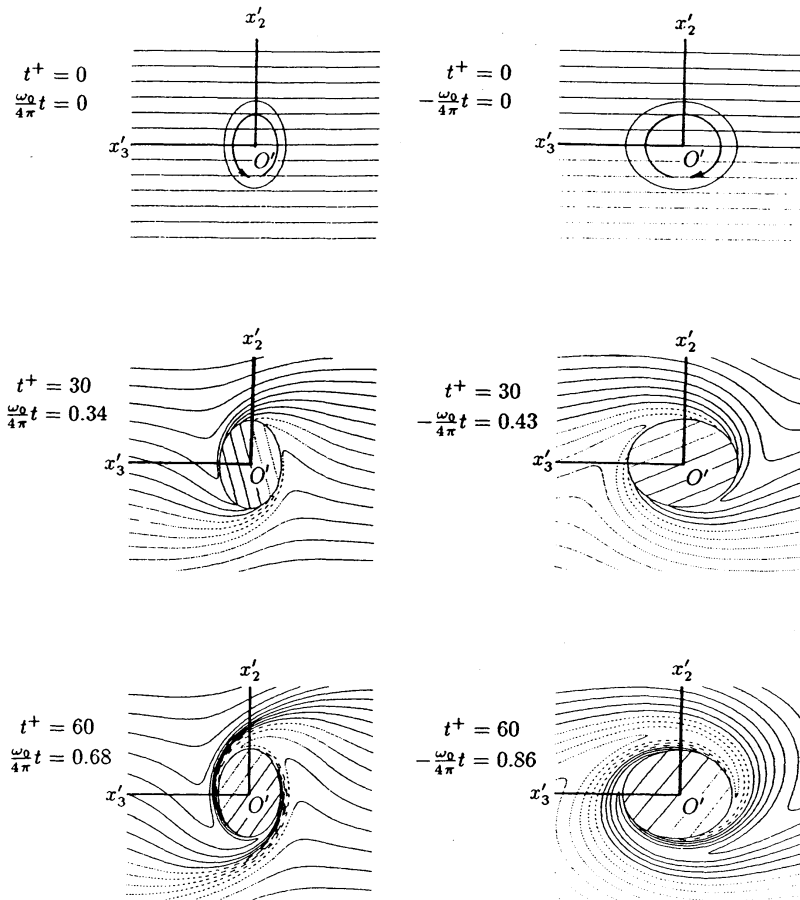


(b) 壁垂直方向速度

図4 VITA(+)とモデルAの比較

図5 VITA(-)とモデルBの比較

にする。ただし、縦渦の中心上 $x_1^+ = 0$ において $|\partial u_1^+ / \partial x_1^+|$ が最大となることから、空間から時間への読み換えには $\tau^+ = -x_1^+ / U_0^+$ なる関係を用いた。ここで、 U_0^+ に関しては、DNS データベースにおける $y^+ = 30$ の平均速度⁽²¹⁾を採用し、 $U_0^+ = 14$ とした。また、モデルの u_1^+ は時間 t^+ によって変化するが、ここでは縦渦の並進運動の時間スケール $b^+ / (U_0^+ \sin \theta)$ が縦渦の回転運動の時間スケール $4\pi / |\omega_0^+|$ に比べて小さいことから、 t^+ を $x_1^+ = 0$ での $|\partial u_1^+ / \partial x_1^+|$ が最大となる時刻に固定した。図4、5は、VITA(+)とモデルA、VITA(-)とモデルBをそれぞれ比較したものである。なお、図5中には本実験結果に加え、望月⁽²²⁾による乱流境界層の実験結果(測定位置、検出しきい値は本実験と同一)が示されている。縦渦モデルと実験結果は比較的よい一致を示すが、双方には、(i) 実験のほうが主流方向速度の低速部分が顕著に現れる；(ii) モデルのほうが壁垂直方向速度の振幅が大きいなどの相違が認められる。これらの相違は、(i) モデルにおける主流速度分布の線形近似；(ii) 実際の流れでの壁面による壁垂直方向の流動の抑制によるものと考えられる。もし、本縦渦モデルがVITA(+), VITA(-) イベントのいずれにも対応するとすれば、VITA(+), VITA(-) の各イベントの違いは、単に1つ縦渦構造がスパン方向のどちら向きに傾くかによって決まることになる。



(a) モデル A ($\omega_0^+ = 0.14$) (b) モデル B ($\omega_0^+ = -0.18$)

図 6 渦軸方向速度場の時間発展

6. 縦渦まわりの流れ場の時間発展

ここでは、縦渦モデルに基づいて、縦渦運動と内部せん断層との関連性、および渦層、イジェクション、スウィープの生成過程について考察する。図 6 にモデル A, B に対する渦軸方向速度場 u_1^+ の時間発展を等値線で示す (等値線間隔は 0.5 で、以後負の等値線を破線で表す)。本モデルでは前述のように u_1^+ の等値線が実質要素と一致する。モデル A, B ともに縦渦によって低速流体の上昇運動 (イジェクション) と高速流体の下降運動 (スウィープ) が誘導されるが、時間経過につれモデル A のほうが u_1^+ の空間変化が急激になる。これはモデル A のほうが実質要素の引き伸ばしが強いことを意味し、等値線が密となる縦渦の左上と右下において引き伸ばしが最も顕著となる。

図 7 に主流方向速度場 u_1^+ の時間発展を等値線で示す (等値線間隔は 1)。モデル A, B ともに速度場は縦渦運動による変形を受けるが、モデル A では縦渦の上流側に高速の領域、下流側に低速の領域が形成されるのに対して、モデル B では上流側に低速の領域、下流側に高速の領域が形成される点で異なる。さらに、図 6 の結果に対応して、時間経過につれモデル A のほうが u_1^+ の空間変化が急激になる。

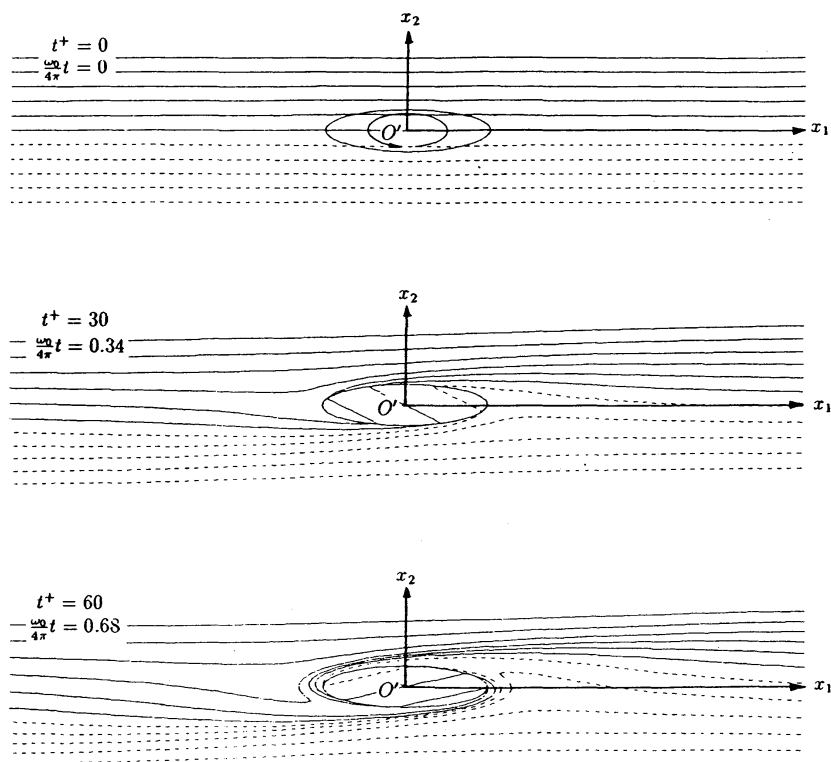
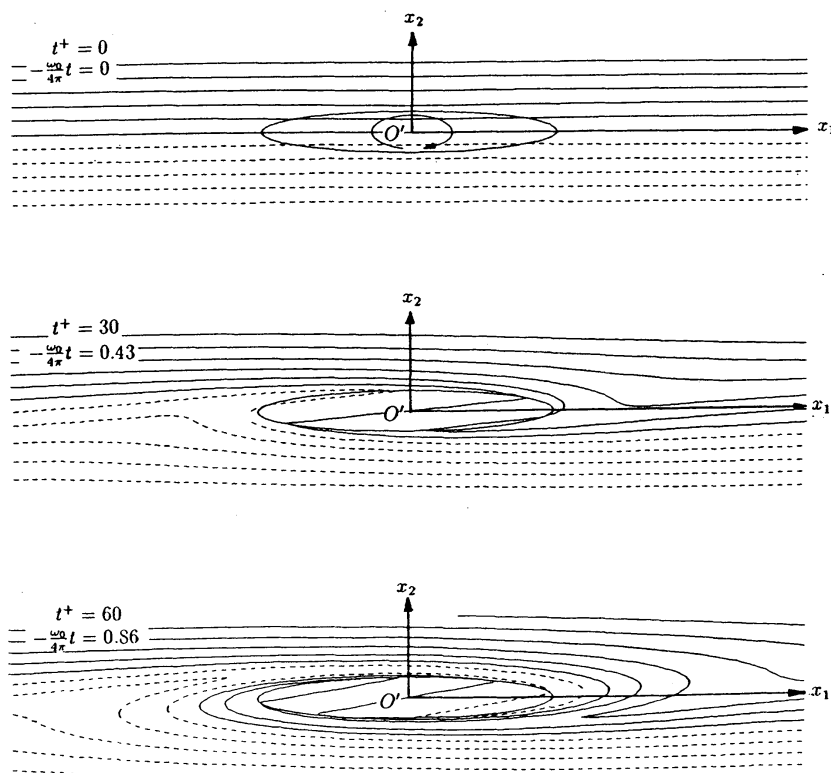
(a) モデル A ($\omega_0^+ = 0.14$)(b) モデル B ($\omega_0^+ = -0.18$)

図7 主流方向速度場の時間発展

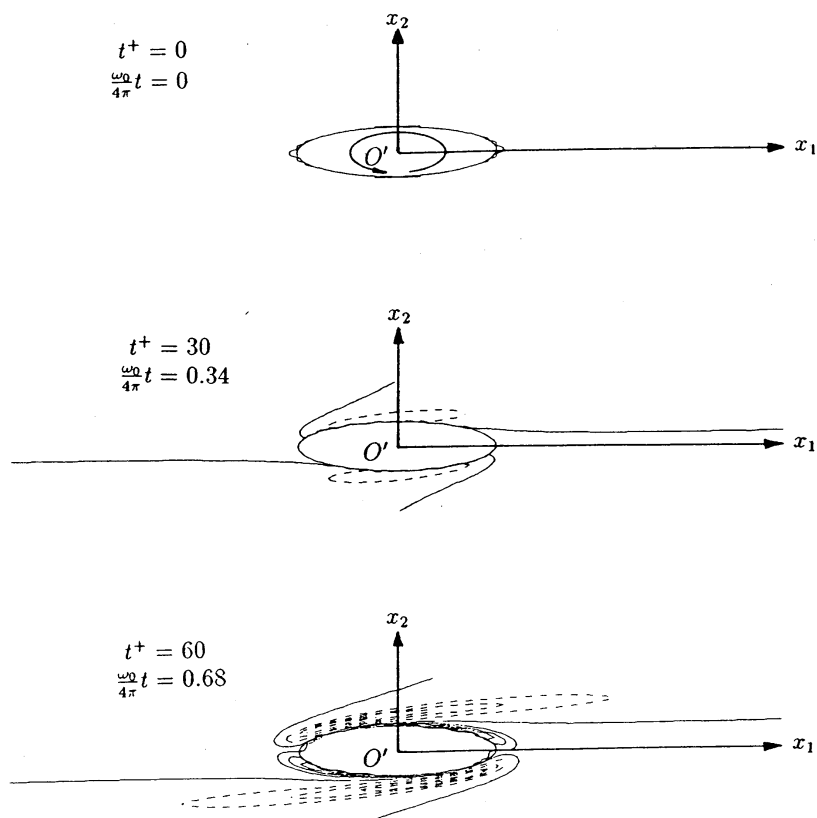
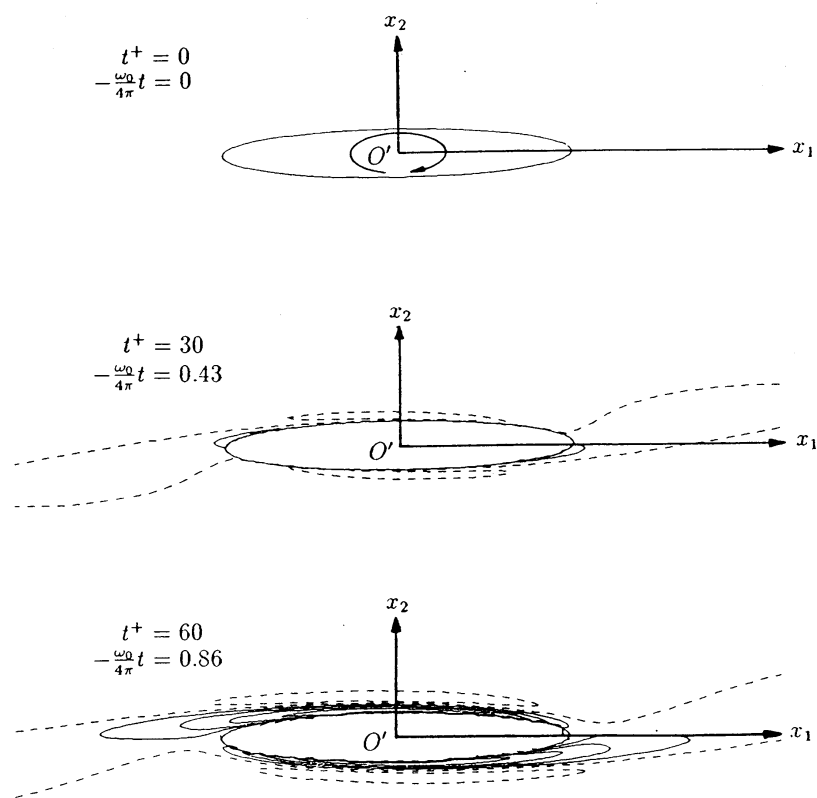
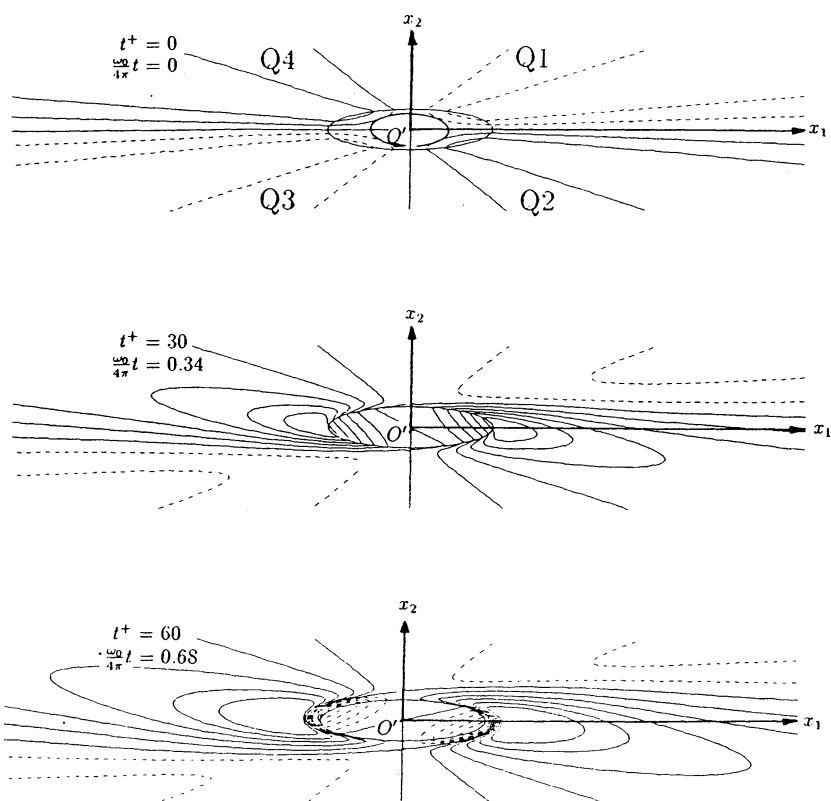
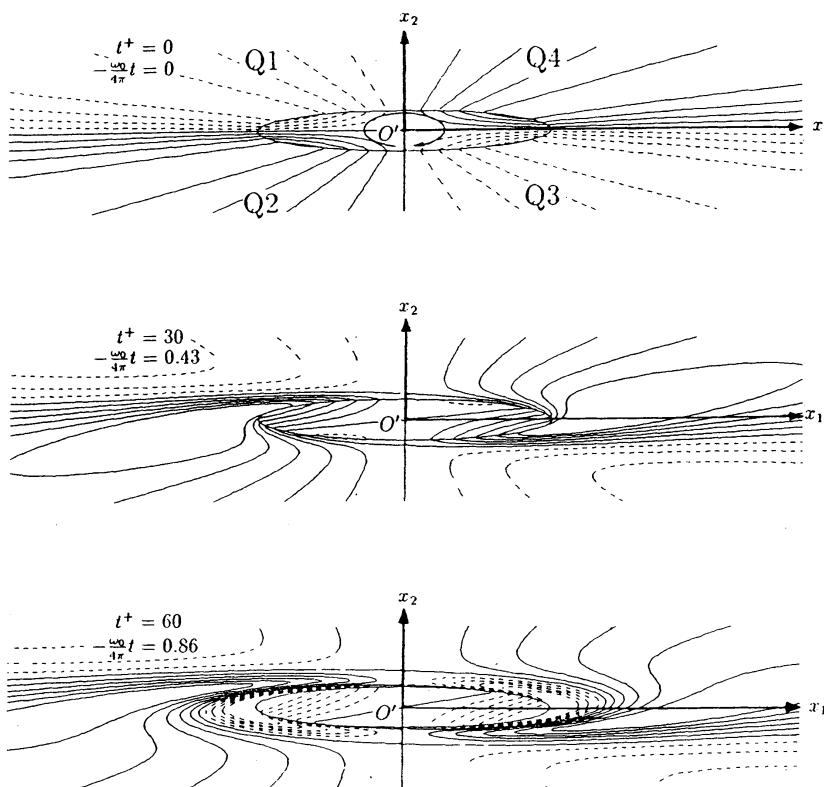
(a) モデル A ($\omega_0^+ = 0.14$)(b) モデル B ($\omega_0^+ = -0.18$)

図 8 スパン方向変動渦度場の時間発展

(a) モデル A ($\omega_0^+ = 0.14$)(b) モデル B ($\omega_0^+ = -0.18$)図9 瞬時のレイノルズせん断応力 $-u_1^+ u_2^+$ の時間発展

一般に、同一のしきい値での VITA(+) と VITA(-) とでは、VITA(+) のほうがバーストの検出頻度が高くなるが、この結果は上記の結果と整合する。つまり、周知のとおり VITA(+)(モデル A に対応)、VITA(-)(モデル B に対応) のいずれも主流方向速度の急激な変化を検出するが、モデル B に比べてモデル A のほうが u_1^+ の空間変化が顕著となるため、VITA(+) の検出頻度が VITA(-) より高くなると考えられる(モデル A, B の縦渦自身の渦度の強さ $|\omega_0^+ - 2\gamma^+|$ は同一であることに注意)。

図 8 にスパン方向(x_3 方向)変動渦度場 ζ^+ の時間発展を等値線で示す(等値線間隔は 0.2)。モデル A についてみると、初期状態ではいたるところ渦度が 0 だが、時間経過とともに縦渦の下方に強い負の渦度(初期の主流渦度と同符号)が生成され、この負の渦度をもつ領域は層状の構造に成長する。この渦層は図 6(a) に示した縦渦運動による実質要素(渦線)の引き伸ばしによって生成され、強い負の渦度の現れる縦渦下方は図 6(a) で実質要素の引き伸ばしが強い位置に対応する。図 8(a) の縦渦の上方でも下方と同様に渦層が形成されるが、実際の壁面せん断乱流では縦渦下方(壁付近)での主流渦度が上方に比べて卓越するため、モデルにおける縦渦上方の渦層は実際の流れでは顕著に現れないと考えられる。縦渦下方の渦層は、主流方向に関して上方に 10° 程度傾く。一般に壁面せん断乱流中の内部せん断層⁽¹⁶⁾は平均流と同符号の渦度をもち、壁面に対して 10° から 20° 程度傾くが、これらの点でモデル A にみられる渦層は内部せん断層に非常に類似している。この渦層の傾き角は、縦渦の中心軸のスパン方向への傾きが小さくなるにつれ、 0° に近づく。したがって、縦渦がスパン方向に傾いていない場合には内部せん断層と同様の構造は形成されず、このことは低速ストリークのスパン方向への傾きの小さい Q2 イベントには内部せん断層が現れないこと⁽⁵⁾⁽⁶⁾に対応する。一方、モデル B についてみると、負の強い渦度をもつ層状の構造がモデル A のように顕著には認められない。これは図 6 でみたようにモデル B では実質要素の引き伸ばしが弱いためである。

図 9 に瞬時のレイノルズせん断応力 $-u_1^+ u_2^+$ の時間発展を等値線で示す(等値線間隔は 0.2 で、図中最上段に等値線が (u_1^+, u_2^+) 面の第何象限に対応するかが示されている)。モデル A についてみると、時間経過とともに縦渦運動によって縦渦の上流側で強いスウィープ(Q4)、下流側で強いイジェクション(Q2)が生成される。さらに時間経過が進むと、縦渦の下部下流側でアウトワードインターアクション(Q1)、また縦渦の上部上流側でインワードインターアクション(Q3)が現れる。一方、モデル B についてみると、縦渦の上流側で強いイジェクション、下流側で強いスウィープが生成される。

7. 結 言

VITA 法と 4 象限法で検出されたバースト間の相違について、流れの可視化に基づく検討を加えた。その結果、4 象限法による第 2 象限のイベント(Q2)の検出時の低速ストリークに比べて、VITA 法によるイベントの検出時の低速ストリークのスパン方向への傾きが顕著であり、さらに 4 象限法で検出され、VITA 法では検出されないイベントの低速ストリークはほぼ主流方向を向くことが明らかとなった。この結果は、低速ストリーク、そして縦渦の軸のスパン方向への傾きが内部せん断層の形成に関与することを示唆する。そこでこの点を検討するため、Euler 方程式からスパン方向へ傾いた軸をもつ縦渦運動のモデルを導出した。本縦渦モデルは、実験結果とのよい一致を示すとともに、縦渦運動による内部せん断層、イジェクションおよびスウィープの生成過程を再現する。本モデルでは、

VITA(+), Q2 の各イベントの内部せん断層の有無の差は縦渦のスパン方向への傾きの有無に対応し, 一方 VITA(+), VITA(-) 双方のイベントの差は縦渦がスパン方向のどちら向きに傾くかによって決まる. また, 縦渦運動は主流の渦線の巻き込み⁽²³⁾を通じて渦層を生成し得るが, 縦渦が主流の渦度と異符号のスパン方向渦度をもつように傾く場合(モデル A)に, 渦線の引き伸ばしが強く, したがって強い渦層が生成される可能性が高い.

文献

- (1) Kim, H. T., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **50**-1(1971), 133.
- (2) Corino, E. R. and Brodkey, R. S., *J. Fluid Mech.*, **37**-1(1969), 1.
- (3) Blackwelder, R. F. and Eckelmann, H., *J. Fluid Mech.*, **94**-3(1979), 577.
- (4) Lyons, S. L., ほか 2 名, *AIChE J.*, **35**-12(1989), 1962.
- (5) 西野・笠木, 第 22 回乱流シンポジウム講演論文集, (1990), 108.
- (6) Guezennec, Y. G. and Choi, W. C., *Near-Wall Turbulence*, (1990), Hemisphere, 453.
- (7) Guezennec, Y. G., ほか 2 名, *Phys. Fluids*, **1**-4, A(1989), 764.
- (8) Robinson, S. K., ほか 2 名, *Near-Wall Turbulence*, (1990), Hemisphere, 218.
- (9) Blackwelder, R. F., *Phys. Fluids*, **26**-10(1983), 2807.
- (10) 鮎川・ほか 4 名, 機論, **57**-542, B(1991), 3616.
- (11) 河原・ほか 3 名, 機論, **59**-558, B(1993), 397.
- (12) 河原・ほか 3 名, 機論, **60**-570, B(1994), 381.
- (13) Bogard, D. G. and Tiederman, W. G., *J. Fluid Mech.*, **162**(1986), 389.
- (14) Blackwelder, R. F. and Kaplan, R. E., *J. Fluid Mech.*, **76**-1(1976), 89.
- (15) Willmarth, W. W. and Lu, S. S., *J. Fluid Mech.*, **55**-1(1973), 65.
- (16) Johansson, A. V., ほか 2 名, *Advances in Turbulence*, (1987), Springer-Verlag, 383.
- (17) Bernard, P. S., ほか 2 名, *Near-Wall Turbulent Flows*, (1993), Elsevier, 43.
- (18) Moore, D. W. and Saffman, P. G., *Aircraft Wake Turbulence*, (1971), Plenum Press, 339.
- (19) Robinson, S. K., *Structure of Turbulence and Drag Reduction*, (1990), Springer-Verlag, 23.
- (20) Kim, J., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **177**(1987), 133.
- (21) 笠木・ほか 4 名, 文部省科学研究費補助金[総合研究(A) (No. 02302043)] 研究成果報告書, (1992).
- (22) 望月, 名古屋大学博士論文, (1991).
- (23) Jiménez, J. and Moin, P., *J. Fluid Mech.*, **225**(1991), 213.