

## 壁遠方場における渦群形成のダイナミクスと渦構造特性

大阪大学大学院工学研究科 機械物理工学専攻 佐藤 範和 (Norikazu Sato)  
 三宅 裕 (Yutaka Miyake)  
 辻本 公一 (Koichi Tsujimoto)  
 Department of Mechanophysics, Graduate School of Osaka University

### 1 概要

高精度、高解像度数値シミュレーションは、平滑面の壁近傍乱流について微細渦構造の生成・維持機構の詳しい知見をもたらした。最近では、コルモゴロフスケールの数倍程度の渦径をもつ微細要素渦が乱流場中で普遍的性質をもつ最小単位の渦構造であることも店橋ら [1] によって確かめられている。これら要素渦は乱流場中で一様に分布するのではなく、壁近傍場では局所的に渦が集中する縦渦群の領域が形成される [2]。この要素渦の空間的分布の粗密の生成は、渦群の寸法から考えると比較的大スケールの運動が寄与すると考えられるが、その分布のパターン、機構、発生条件などは明らかでない。壁乱流では統計的には、壁遠方領域の乱れは近傍層で生成される渦が拡散することで維持され、遠方場での組織構造については境界層外縁に発生する大規模なバルジ構造は別として、壁近傍に発達したヘアピン渦構造が壁遠方場まで大きく発達するモデルが想定されている。しかし、壁遠方場に存在する要素渦とヘアピン渦の様な大スケール構造の間にはスケールの違いも大きく、遠方層での構造やその生成について明確な知見はない。壁近傍場に限れば遠方場との運動量の交換を遮断しても自立的に乱れが維持され、普遍的な構造を持つにいたることが示されているが [3, 4]、壁遠方場では粗面乱流 [5]、振動流 [6] など壁条件の変更された場合でも乱れのスケージングは溝幅と摩擦速度の巨視的スケールで整理され、乱流統計量が普遍的性質を示すことから遠方場では独自の乱れの形成が生じていると考えられる。一方で、上述のように遠方場の構造生成には壁近傍場との干渉が必要であるとも考えられる。このように近傍層と遠方層の関係を明確にする上で、高レイノルズ数流れの DNS による構造解析は必要不可欠で、これら構造情報がより効果的な乱流制御の指針を与える。

本報告では、微細要素渦や大規模ストリーク構造の形成過程から、壁遠方の乱れの普遍的性質の要因を明らかにすることを目的とし、比較的高いレイノルズ数の溝乱流の DNS データベースをもとに、遠方場を特徴づける乱流構造ならびにイベントと、渦芯抽出による遠方領域での微細渦と、大規模構造の関係について評価した結果を示す。

### 2 数値計算法

本研究のために著者らの溝乱流直接シミュレーション (DNS) コードを用いた。離散化は既報の文献 [7] に詳しく述べているのでここでは省略する。図 1 に計算領域を示す。幅  $2H$ 、流れ方向長さ  $L_x$ 、流れに直交方向の長さ  $L_z$  の直方体領域について座標系を平均流の向きに  $x$ 、壁垂直方向に  $y$ 、スパン方向に  $z$  をとる。境界条件として  $x, z$  方向には周期条件を、壁面ではすべりなし条件を与え、スペクトル法を用いた [7]。平均圧力勾配は一定とする。各方向の速度成分を  $u, v, w$  とし、時間平均量に上付きバーを、変動成分にプライムを、また壁指標に上付きプラスを付して表す。

本報告の解析の利用した溝乱流のデータベースについて、計算領域、格子数および平均摩擦速度  $\bar{u}_\tau$  を代表速度とするレイノルズ数  $Re_\tau (= \bar{u}_\tau H/\nu)$  を表 1 にまとめる。いずれの場合も平均圧力勾配  $(2H\Delta\bar{p}/L_x)^{1/2}$  を一定にしてあり、 $\bar{u}_\tau$  はこの圧力勾配から定める。

### 3 計算結果

#### 3.1 瞬時の流れ場における大規模構造の特徴

壁遠方に存在する大間隔のストリーク構造は、高いレイノルズ数流れの特徴的な構造で、その様子は変動流速  $u'$  のスパン方向の相関係数  $R_{uu}(z)$  から確認することができる。図 2 は  $Re_\tau = 395$  の場合の相関係数の壁垂直方向分布で、壁のごく近傍では緩衝層以下の強い縦渦構造と関連して形成されるストリーク構造を示す強い負の相関が  $z^+ = 50$  に現れる。壁遠方では相関係数の傾向はほぼ同じで  $z^+ = 200$  程度の大きな間隔の粗大ストリーク構造を確認できる。このような大規模ストリークの存在を示唆する結果は Comte-Bellot[8] の溝乱流の実験結果においても得られている。図 3 は瞬時の流れ場の主流方向変動速度の等値面を可視化したものである。スパン方向の相関係数に対応し、壁近傍のストリークとは異なる比較的大規模な構造が形成されていることがわかる。利用したデータベースは  $Re_\tau = 395$  の場合であるが、このレイノルズ数で以前に行われている DNS と比べ、主流方向に長さを 2 倍にしたものである。可視化の敷居値にもよるが、大規模な遠方構造の生成・消滅など追跡するには十分な計算領域を有するものと考えられる。緩衝層における強いストリークの形成には、壁近傍の縦渦が重要な役割を果たし、ストリークが流れ方向に連続的に分布するのに対し、これら要素渦構造は間欠的に存在する。同様に遠方場においてもストリークの形成には離散的に存在する渦構造が何らかの役割をもつことが期待される。そこで特に強い高/低速部領域を抽出するために、主流方向変動速度  $u'$  を壁に平行な面における変動強度  $u'_{rms}$  で正規化し、可視化すると図 4 のようになる。壁遠方場では低速部分は大規模なスポット状を呈し、かつ間欠的である。これら遠方での強い低速域を特徴づけるイベントは吹き上げであることから、強い低速ストリーク構造の形成には局所的な強いイベントが重要な役割をもつことを示唆している。壁遠方まで広がった発達したイベント周りの流れ場について、可視化した結果を図 5 に示す。図中の等値面は歪度 (淡色部) と要素渦 (濃色部) を可視化したものである。ここで要素渦の可視化には、速度せん断勾配の第二不変量  $Q$  をコルモゴロフスケールで正規化した  $Q^+/\epsilon^+ = 1$  を指標とした。強いイベント部分において集中した渦群構造が形成されていることがわかる。したがって、このような要素渦の集中化によって形成される大規模スケール構造が大規模ストリーク構造形成のための重要なイベントとなる。

図 6 に低速ストリークと  $Q^+/\epsilon^+$  の等値面ならびに図 7 に瞬時の幾つかの  $y$ - $z$  断面内の主流方向変動速度の等値面と  $Q^+/\epsilon^+$  の等値線 (図中閉曲線) を示す。遠方場では強い要素渦は低速ストリークの境界及び内部に集中しており、大規模な渦群構造を形成する。この遠方の渦群形成のメカニズムは遠方で生じた強いイベントをきっかけとして大規模ストリークが形成され、その後要素渦群が形成されることをシミュレーションにより示したが [9]、遠方の渦群はこれに相当し、独自の乱れ形成に貢献しているものと考えられる。

#### 3.2 大規模構造に関連する統計的性質

レイノルズ数  $Re_\tau = 395$  の通常の溝乱流を用いて高レイノルズ数流れのストリークの特徴を調べる。そこで、場を  $u'$  によって低速ストリークの領域と高速ストリークの領域に分ける。すなわち、 $u' > 0$  の領域を高速領域、 $u' < 0$  の領域を低速領域とし、それぞれの領域ごとに流れの量の平均をとる。図 8(a) はそれぞれの領域での主流方向平均速度分布で、流速の差の平均値は  $\Delta \bar{u}^+ = 3 \sim 5$  で、その差は壁から遠ざかるほど小さくなる。図 8(b) は流路幅方向のレイノルズ応力  $-\overline{u'v'^+}$  の分布である。これより低速領域の方がレイノルズ応力が強いことが分かる。すなわち、低速領域は高速領域に比べ渦運動が活発であることを表している。また図 8(c) は  $Q^+_{rms}$  の流路幅方向分布を示すがこれより定量的にも低速ストリークの内部に渦が集中していることが分かる。

壁遠方でのイベントの統計的な性質を調べるために、ここでは線形統計評価法 (LSE: Linear Stochastic Estimation)[10] を用いる。詳細は省略するが、LSE では指定する場所における相関情報を DNS により得られた溝乱流の流れ場から計算し、さらにその場所でのイベント  $V = V_j$  を規定すると、イベントと相関のある全領域の流れ場が求められる。図 9 に  $y^+ = 200$  の位置において LSE により抽出された吹き上げをイベントとした周囲の流れ場の様子を示す。  $Q$  の等値面の分布

(濃色部)は壁から成長した大規模なヘアピン状の渦対構造を示し、渦対の間にはイベントを反映して、低速領域(淡色部)が主流方向に長く広がっている。このときのイベントの断面内分布は図10になる。図10(a)はイベント中心の $y-z$ 断面流れのベクトル図で、統計量がまだ完全には十分でないためわずかな非対称性が生じているが、吹き上げ流れを特徴づける大規模な回転流れが認められる。この大規模な回転流れのスケールは要素渦のそれに比べはるかに大きく、スパン方向に数百のスケールを持ちかつ、壁の極めて近傍にまで達していることがわかる。このときのイベント中心断面における主流方向変動速度 $u'$ の等値線分布は図10(b)(c)のようになる。破線は低速部を示すが、イベント中心付近において強い低速域が形成され、かつこの低速域は壁近傍からイベント中心上部にかけて広がっていること、また、大規模回転流れの大部分は低速ストリーク部に含まれていることがわかる。この様子は、壁遠方に発生する強いイベントは壁近傍構造と緩やかではあるが相関を持った構造で、さきほどの一連の瞬時の可視化構造が示すとおり、壁近傍での要素渦群構造が成長し、壁遠方部でのイベントを生じさせることについて統計的な保証を与える。

### 3.3 大規模構造に関連する渦構造の統計的性質

大規模構造を形成する個々の要素渦に注目して、渦芯を抽出することによりその統計的性質について調べた結果について示す。

渦芯を抽出するアルゴリズムは店橋ら[1][11]や木田ら[12][13]の方法を参考に以下のように設定した。

#### 渦芯抽出アルゴリズム

- [1] 最小格子を形成する8格子点の $Q'$ の平均値が0以上の条件を満たす直方体を特定する。
- [2] 渦芯方向として圧力のヘシアン $\nabla^2 p$ の最小の固有値に対応する固有ベクトルを用い、この渦芯方向に垂直で、特定された最小格子幅で形成される直方体の中心を通る面内でシンプレックス法、およびDFP法により $Q'$ の極大値を求める。
- [3] 得られた極大値の位置に最も近い格子点を求める。
- [4] 極大点の渦度を求め、極大値の位置に最も近い格子点が変わらなくなるまで2~3を繰り返す。
- [5] 極大点から渦度に垂直な方向に $r^+ = 2.0$ だけ離れた周囲の速度から極大点の速度を引き、得られた周囲の速度場から周方向速度成分 $v_\theta$ を求める。
- [6] 周方向速度が同じ方向を向き、かつ周方向速度成分の分散がさらに周囲の分散よりも大きければその点を渦芯と特定する。

この方法はそれぞれのグリッド情報からその内部に渦芯があるかどうかを判定することにより渦芯を探索するものであり、探索されたそれぞれの渦芯がどの渦のものであるかは分からない。しかしながらこの方法により従来の方法より大幅に計算時間を節約することができる。当初は渦芯方向に渦度、極大値の探索方法にpowell法を用いていたが、精度がよくないため渦芯方向に圧力のヘシアン $\nabla^2 p$ の最小の固有値に対応する固有ベクトル、探索方法にはシンプレックス法によりおよそその位置を特定しDFP(Davidson-Fletcher-Powell)法により厳密な位置を特定する方法を用いることにした。

まず、レイノルズ数150の溝乱流のデータベースを用いて、渦芯抽出を行った結果を簡単に示す。図11に微細渦の直径と平均周方向速度の最大値の壁垂直方向分布を示す。微細渦の直径はプラス表示で20程度であり遠方になるに従い直径が増加することや、最大周方向速度は壁に近づくに従い増加することが分かる。これらは店橋ら[1]と同様の結果を示している。図12は $Re_\tau = 150$ の場合の線形統計評価法で抽出したモデル渦を時間発展させた結果[9]について、渦芯抽出を行った可視化結果で、図中において等値面は $Q$ を点は渦芯部分を示している。渦芯部分は $Q$ の分布の

断面中心近くにあること、また  $Q$  値の等値面で可視化されなかった弱い渦ではあるが、ヘアピン渦の壁近傍周辺では縦渦が、下流側にはヘッド部に相当するスパン方向渦が捉えられていることが確認できる。

このスキームを用い  $Re_\tau = 395$  の場合の壁遠方の渦の統計的性質について示す。また壁遠方での渦芯を抽出するため  $Q$  ではなく、 $Q/\epsilon$  を使った。また図 13 に渦芯での主流方向変動速度  $u'$  の壁垂直方向分布を示す。(a) が閾値なしの場合、(b) が  $Q^+/\epsilon^+ > 1$  の場合の図である。これより弱い渦は高速側より低速側に若干多く存在するが、 $Q^+/\epsilon^+ > 1$  の強い渦芯はその大部分が低速側に含まれていることが分かる。

図 14 は図 13 を分かりやすくするために壁からそれぞれの距離で主流方向変動速度  $u'$  を平均した図である。壁から離れるに従い変動速度の絶対値は減少する。これはストリーク構造からも分かるように主流方向変動速度  $u'$  が壁遠方では値が弱くなるため、平均的に渦は低速域に多く含まれ、渦が強くなるに従いその傾向は強くなることが分かる。

$$\alpha = \tan^{-1} \left( \frac{e_y}{\sqrt{e_x^2 + e_z^2}} \right) \quad (1)$$

$$\beta = \tan^{-1} \left( \frac{e_x}{e_z} \right) \quad (2)$$

図 15 に示すような主流方向に対する迎角  $\alpha$  とスパン方向からの振角  $\beta$  を用いて、 $y^+$  が 100 から 395 の壁遠方領域の渦の姿勢の統計的性質について調べた結果を示す。渦の姿勢は渦芯部での圧力のヘシアン of 最小の固有値に対応する固有ベクトルを用いた。また  $\alpha$  と  $\beta$  はそれぞれ式 (1)、式 (2) から求めた。

図 16 は迎角  $\alpha$  と振角  $\beta$  の確率密度分布である。図 (a) より  $\alpha = 0^\circ, \beta = 80^\circ$  付近で確率が高くなっていることから主流方向にわずかに傾いた渦特性が見られる。これは特に壁近傍の縦渦に代表されるようなせん断乱流に特徴的な渦構造であり、壁遠方でもこの主流方向を向いた縦渦に似た構造が多いことを表わしている。一方で  $\alpha = 0^\circ, \beta = 0^\circ$  付近にも付近にも領域が存在している。これは図 6 の可視化結果からも分かるように、ストリーク中の不安定から生じる低速ストリークを跨るように存在しているスパン方向渦が壁遠方では支配的な構造であることを示している。また (b) より強い渦ほどこの傾向が強く現れている。

次にそれぞれの角度と主流方向変動速度  $u'$  の関係を表わした図 17 に示す。図は迎角  $\alpha$  と主流方向変動速度  $u'$  の確立密度分布である。 $\alpha = 0^\circ$  付近に渦が集中しており、せん断による渦の異方性を確認することができる。またこれまでと同様その傾向は強い渦ほど顕著に現れている。図 18 は振角  $\beta$  と  $u'$  の確立密度分布である。 $Q^+/\epsilon^+ > 1$  の強い渦の場合  $\beta = 0^\circ, u'^+ = 0$  付近と  $\beta = 80^\circ, u'^+ = -1$  付近に強い領域を確認することができる。前者は境界領域に存在する渦はスパン方向を向いており、後者は低速ストリーク内部に含まれる渦は主流方向を向いていることを表わしている。このように低速ストリークの境界および内部に存在する渦はそれぞれの領域内で特定の方向を向いていることから大規模ストリーク構造に対応して強い要素渦には異方性が現れている。この様子は上に述べたように可視化結果と定性的に一致しており、また線形統計評価法で抽出したモデル渦を時間発展させた場合 [9] や、大スケールじょう乱である低波数構造を時間発展させた場合 [9] のストリークから要素渦群が発生した際の様子とも一致する。

### 結論

比較的高いレイノルズ数の溝乱流場で渦軸まわりの統計的性質や、大規模構造形成に関するモデルシミュレーションから、壁遠方での微細渦と大規模ストリーク構造の形成について評価した。

1. 壁近傍での要素渦構造が成長し、壁遠方場でのイベントを生じさせることを瞬時構造や条件抽出による統計構造から確認した。このイベントは遠方場でのスポット状の強い低速ストリークを形成する。
2. 壁遠方場ではコルモゴロフスケールで同定される要素渦が群生化した状態で維持される。これらは低速ストリークの内部あるいは境界に集中して発生する。

3. 渦芯を抽出し渦芯周りの統計的性質を調べた結果、要素渦は低速ストリーク側に多く含まれること、この傾向は強い要素渦において顕著になることを明らかにした。特に強い要素渦はストリークの境界および内部のそれぞれにおいて特定の方向に指向性を持つことから、大規模ストリーク構造に対応して強い要素渦に異方性が現れる。

## References

- [1] 店橋護, S.K.Das, 小路健太郎, 宮内敏雄, “チャンネル乱流のコヒーレント微細渦構造”, 日本機械学会論文集 B 編, 65-638 (1999), pp.8-15.
- [2] Tujimoto,K., Miyake,Y., Yoshikawa,T. and Morikawa,T., “Analysis of clusterization of quasi-streamwise vortices in near-wall turbulence” ,*JSME Int.*, 42-2 (1999), pp.162-170
- [3] Jiménez,J. and Pinelli,A., “The autonomous cycle of near-wall turbulence”,*J.Fluid Mech.*, 389 (1999), pp.335-359.
- [4] 三宅裕, 辻本公一, 佐藤範和, 鈴木雄介, “壁近傍乱流における壁近傍層の乱流特性”, 日本機械学会論文集 B 編, 66-650 (2000), pp.2585-2592.
- [5] Miyake,Y., Tujimoto,K. and Agata,Y., “A DNS of a Turbulent Flow in a Rough-Wall Channel Using Roughness Elements Model’ Y., *JSME Int.*, 43-2 (2000), pp.233-242
- [6] 佐藤範和, 三宅 裕, 辻本公一, “壁面を振動させた壁乱流の構造解析”, 日本流体力学会年会 ’99 講演論文集 (1999), pp.181-182.
- [7] 三宅裕, 辻本公一, “周期的圧力勾配を有する溝乱流の直接シミュレーション”, 日本機械学会論文集 B 編, 61-587 (1995), pp.45-52.
- [8] G.Comte-Bellot, “Contribution à l’étude de la turbulence de conduite”, Thèse présenté à la faculté des sciences de l’Université de Grenoble, 1963
- [9] 辻本公一, 佐藤範和, 三宅裕, “溝乱流の遠方場の大規模構造について”, 日本機械学会論文集 B 編, 66-651 (2000), pp.2772-2779.
- [10] Adrian,R.J. and Moin,P., “Stochastic estimation of organized turbulent structure: Homogeneous shear flow” ,*J.Fluid Mech.*, 190 (1988), pp.531-559.
- [11] 店橋護, Md.Ashraf UDDIN, 岩瀬謙, 宮内敏雄, “一様等方性乱流中のコヒーレント微細渦の三次元構造” , 日本機械学会論文集 B 編, 65-638 (1999) , pp.1-7.
- [12] 三浦英昭, 木田重雄, “一様等方性乱流中における低圧力旋回渦の同定と可視化” , ながれマルチメディア 98, (1998).
- [13] Kida,S., Miura,H., “Identification and analysis of vortical structures” , *Eur.J.Mech B/Fluids*, 17-4 (1998) , pp.471-488.

表 1 DNS データベース

No.	Volume( $L_x, L_y, L_z$ )	Grid( $N_x, N_y, N_z$ )	$Re_\tau$
1	$4\pi H \times 2H \times \pi H$ (2482 × 790 × 1241)	128 × 129 × 64	150
2	$4\pi H \times 2H \times \pi H$ (4964 × 790 × 1241)	256 × 257 × 256	395

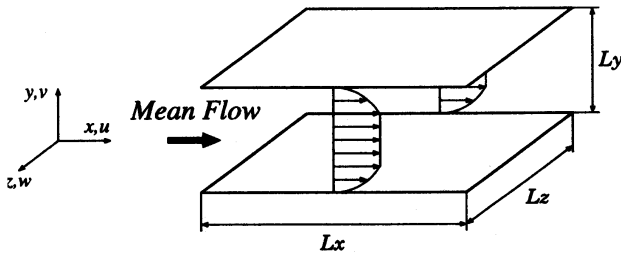
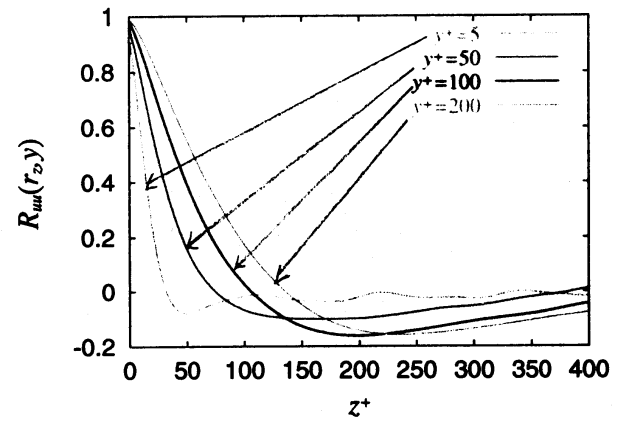
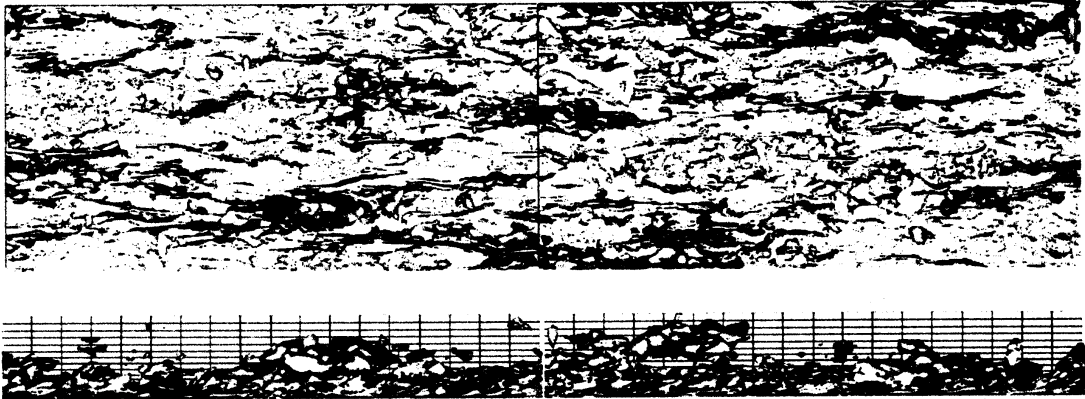
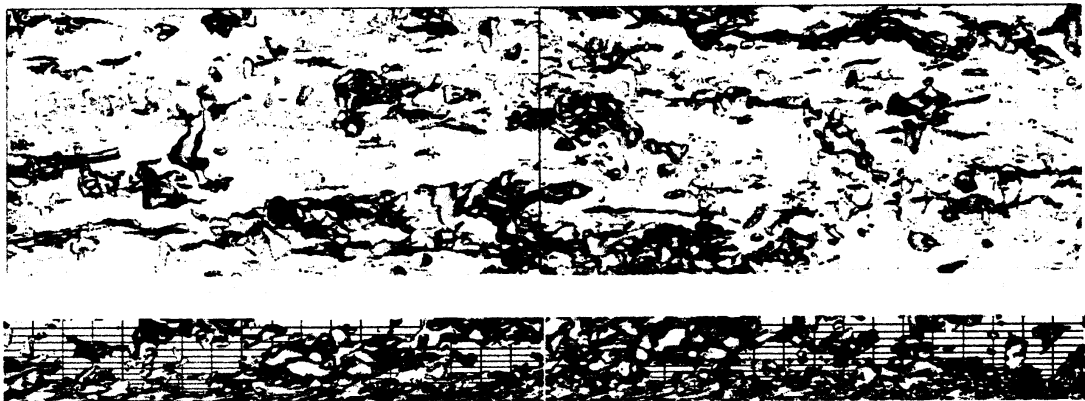


Figure 1: 計算領域

Figure 2: 変動速度  $u'$  のスパン方向自己相関係数Figure 3: ストリーク構造 (濃色:  $u'^+ < -3$ , 淡色:  $u'^+ > 3$ )Figure 4: 壁遠方のストリーク構造 (濃色:  $u'^+/u'_{rms} < -2$ , 淡色:  $u'^+/u'_{rms} > 2$ )

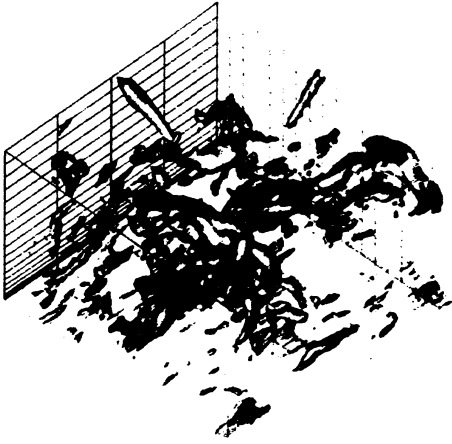


Figure 5: 壁遠方場での歪み度と要素渦の局所空間分布 (淡色:  $S_y^+ > 15$ , 濃色:  $Q^+/\epsilon^+ > 1$ )

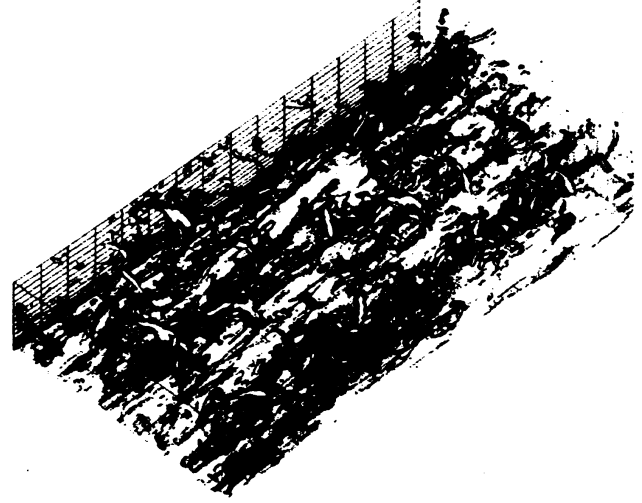


Figure 6: 低速ストリークと微細渦の空間分布 ( $u'^+ < -2$ ,  $Q^+/\epsilon^+ > 1$ )

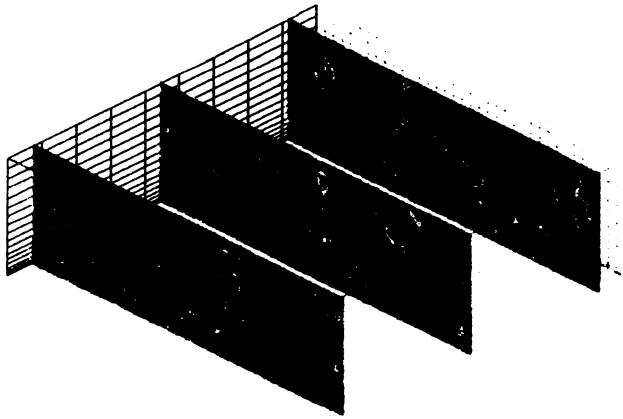


Figure 7:  $y-z$  断面内のストリークの等高線と  $Q/\epsilon$  の等値線 ( $Q^+/\epsilon^+ = 0.2$ )

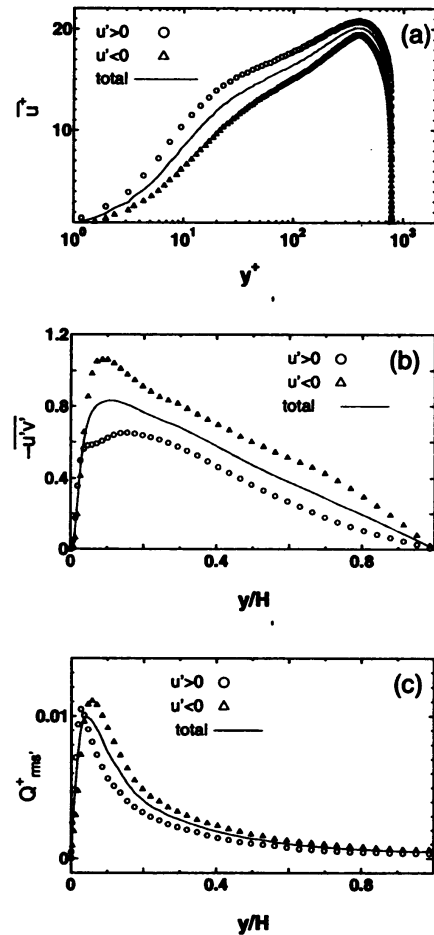


Figure 8: 高/低速領域のそれぞれにおける乱流特性 (a) 平均速度 (b) レイノルズ応力 (c)  $Q_{rms}^+$

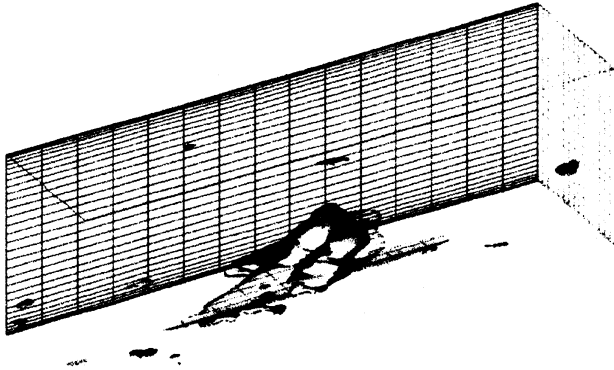
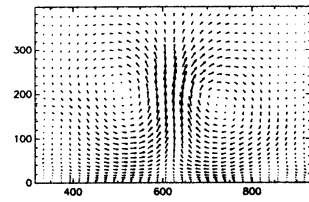
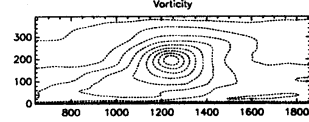


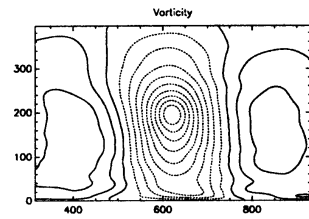
Figure 9:  $y^+ = 200$  での LSE によるイベント中心周りの流れ場 ( $u'^+ < -2$ : 淡色,  $Q'^+ > 0.0001$ : 濃色)



(a)

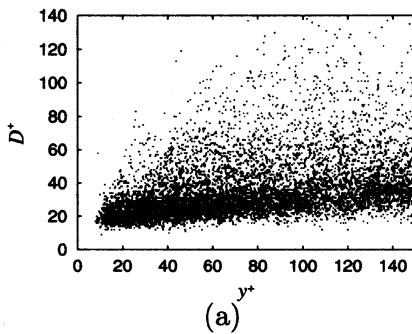


(b)

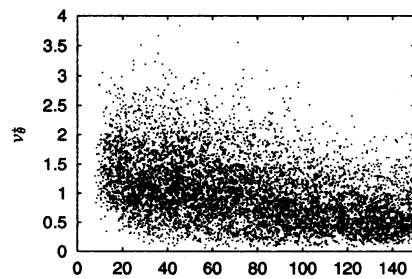


(c)

Figure 10:  $y^+ = 200$  での LSE によるイベント中心断面の流れ場 (a) 速度ベクトル ( $y-z$  断面) (b)  $u'$  ( $x-y$  断面) (c)  $u'$  ( $y-z$  断面)



(a)



(b)

Figure 11:  $Re_\tau = 150$  の流れ場での微細渦の直径 (a) および平均周方向速度の最大値 (b) と壁からの距離の分布 ( $Q^+ > 0$ )

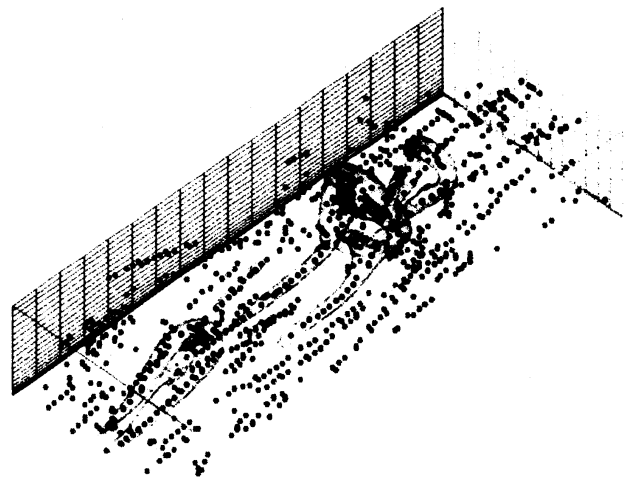


Figure 12: LSE ( $Re_\tau = 150$ ,  $T^+ = 240$ ) における  $Q$  と渦芯の空間分布 (渦芯: 点,  $Q'^+ > 0.0005$ : 等値面)



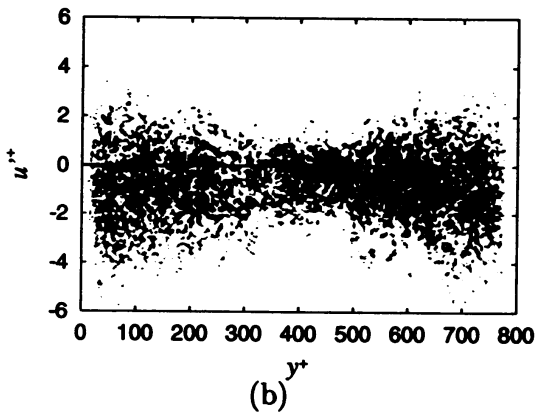
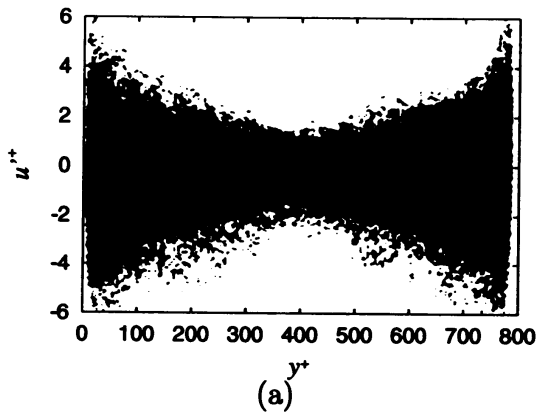


Figure 13: 渦芯の主流方向変動速度  $u'$  の壁垂直方向分布 (a):  $Q^+/\epsilon^+ > 0$ , (b):  $Q^+/\epsilon^+ > 1$

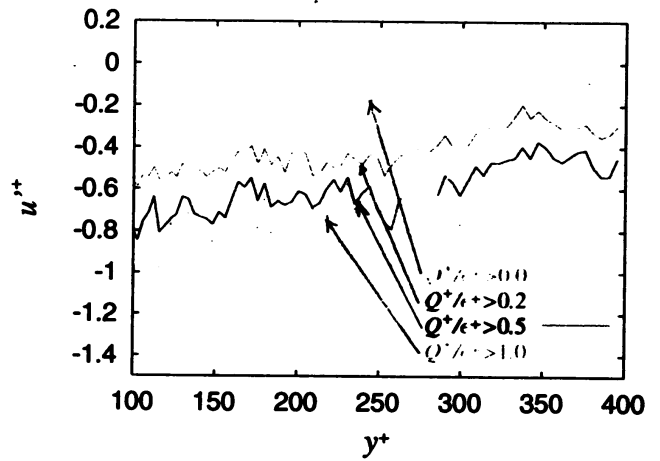


Figure 14: 渦芯の主流方向変動速度  $u'$  の壁垂直方向分布

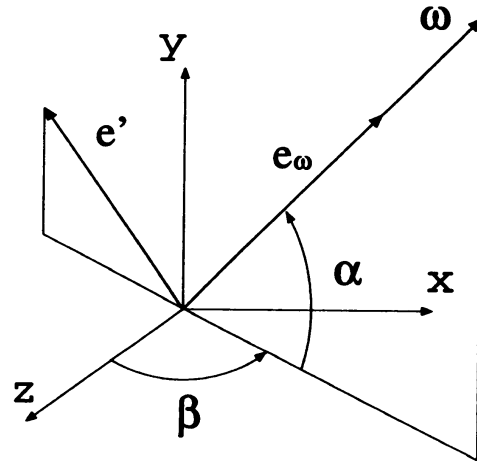


Figure 15: 渦の姿勢を表わす傾き角  $\alpha$ ,  $\beta$  の定義

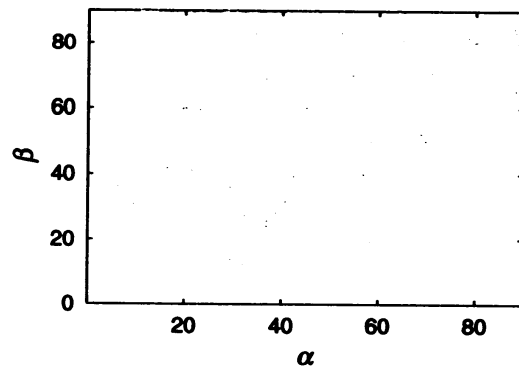
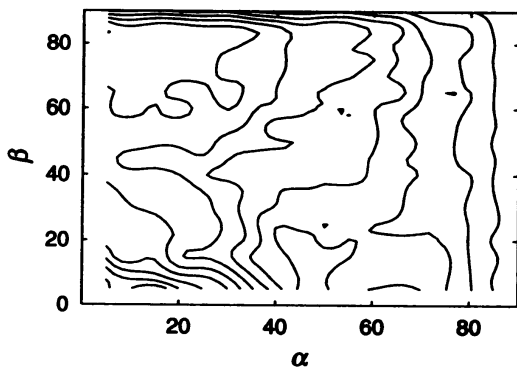


Figure 16: 迎角  $\alpha$  と振角  $\beta$  の確立密度分布 ( $Q^+/\epsilon^+ > 0$ :左,  $Q^+/\epsilon^+ > 1$ :右)

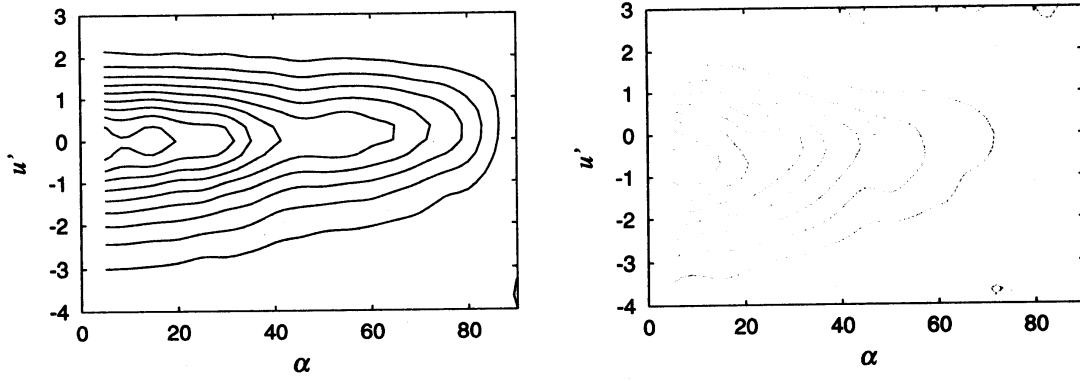


Figure 17: 迎角  $\alpha$  と  $u'$  の確立密度分布 ( $Q^+/\epsilon^+ > 0$ : 左,  $Q^+/\epsilon^+ > 1$ : 右)

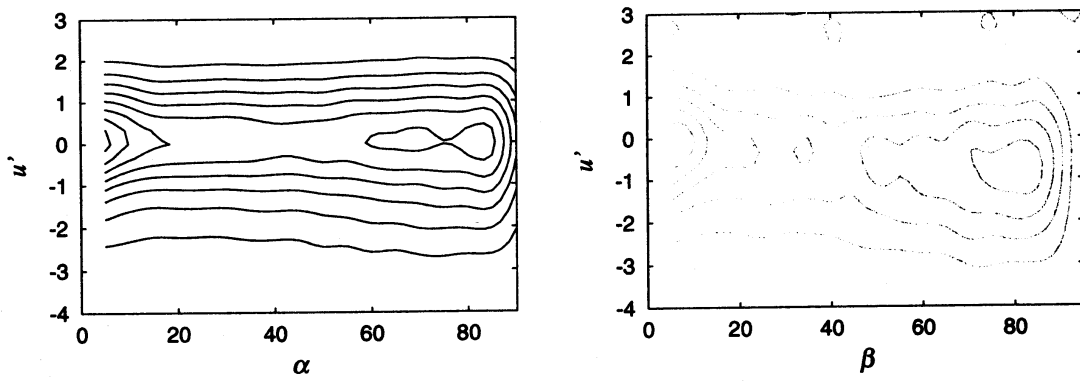


Figure 18: 振角  $\beta$  と  $u'$  の確立密度分布 ( $Q^+/\epsilon^+ > 0$ : 左,  $Q^+/\epsilon^+ > 1$ : 右)