

## チャンネル乱流における階層構造 Hierarchical Structures on Turbulent Channel Flow

岩本 薫, 東理大, 千葉県野田市山崎 2641, E-mail: iwamoto@rs.noda.tus.ac.jp  
笠木 伸英, 東大工, 東京都文京区本郷 7-3-1, E-mail: kasagi@thtlab.t.u-tokyo.ac.jp  
鈴木 雄二, 東大工, 東京都文京区本郷 7-3-1, E-mail: ysuzuki@thtlab.t.u-tokyo.ac.jp

Kaoru Iwamoto, Dept. of Mech. Eng., Tokyo Univ. of Science, 2641 Yamazaki, Noda-shi, Chiba, Japan  
Nobuhide Kasagi, Dept. of Mech. Eng., The Univ. of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan  
Yuji Suzuki, Dept. of Mech. Eng., The Univ. of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan

Direct numerical simulations of turbulent channel flows at  $Re_\tau = 2320$  and  $1160$  were performed in order to examine the effect of the large-scale structures to the near-wall turbulence and the fundamental characteristics of the hierarchical structures. The number of the total grid points is about 16 billions, and the effective computational speed is about 5.5 TFLOPS by using 2048 CPUs and 4 TB main memory on the Earth Simulator. The visualized flow field and the turbulent statistics suggest that the large-scale structures affect the near-wall turbulence including the near-wall flow structures and the low-order flow statistics, indicating that there is a new dynamic mechanism near the wall differently from that of low-Reynolds number flows. Not only the near-wall streaky structures and vortices ( $y^+ \approx 15$ ), but also the large-scale outer-layer structures ( $y/\delta \approx 0.2$ ) actively produce the turbulent kinetic energy more than their own dissipation. There are hierarchical structures between them, and their sizes change in space-time.

### 1. 序論

現在に至るまで、壁乱流でのレイノルズ数効果について様々な報告がなされている。Zagarola & Smits<sup>(1)</sup>は、高レイノルズ数における壁乱流での内外層の中間領域は、べき乗則より対数則が良く成立することを示している。Moserら<sup>(2)</sup>は  $Re_\tau (= u_\tau \delta / \nu) = 180 \sim 590$  ( $u_\tau$  は壁面摩擦速度,  $\delta$  はチャンネル半幅,  $\nu$  は動粘性係数)でのチャンネル乱流のDNSの計算結果から、 $Re_\tau \geq 395$ では明らかな低レイノルズ数効果は現れないことを示した。また、壁乱流準秩序構造について様々な検討が行われ、壁近傍の乱流準秩序構造がレイノルズ応力、壁面せん断応力などに大きな役割を果たしていることが明らかにされている<sup>(3,4,5)</sup>。壁近傍の乱流準秩序構造は、主に縦渦構造とストリーク構造から成り立っているが、これらは粘性スケールで整理され<sup>(6)</sup>、また、乱流構造の再生成メカニズムにも重要な影響を及ぼしている<sup>(7)</sup>。

上記の直接数値計算 (DNS) を用いた従来の研究<sup>(2,3,4,5,7)</sup>は、低レイノルズ数 ( $Re_\tau = 100 \sim 590$ ) でのみ行われてきたが、より高いレイノルズ数での壁近傍の準秩序構造と大規模外層構造との関係は依然として明らかではない。Adrianら<sup>(8)</sup>は、平板乱流境界層の画像計測結果から、より高いレイノルズ数 ( $Re_\tau = 355 \sim 2000$ ) では、大規模低速領域の周辺に渦構造のクラスタ化が生じることを報告している。また、これらのクラスタ化された渦構造と大規模低速領域は、生成からの時間によって階層構造を形成していると指摘している。Zhouら<sup>(9)</sup>は、低レイノルズ数 ( $Re_\tau = 180$ ) チャンネル乱流DNSを用いて一つのヘアピン渦の成長を調べ、Adrianら<sup>(8)</sup>と同様に、渦構造がクラスタ化することを報告している。

本研究では、現在日本で最も高速のスーパーコンピュータである地球シミュレータ<sup>(10)</sup>を用いて達成できる最大レイノルズ数 ( $Re_\tau = 2320, 1160$ ) のチャンネル乱流DNSを実施し、高レイノルズ数での大規模外層構造を定性的かつ定量的に評価する。特に、大規模構造が壁近傍の乱流場に与える影響、及び大規模低速領域の階層構造<sup>(8)</sup>について考察することを目的とする。

### 2. 計算手法

本研究で用いた計算手法は、Kimら<sup>(11)</sup>らとほぼ同様の擬スペクトル法である。流れ ( $x$ ) 及びスパン ( $z$ ) 方向に Fourier 級

数展開を施し、壁垂直 ( $y$ ) 方向には Chebyshev 級数展開を適用した。時間離散化には、非線形項、粘性項にそれぞれ、4 次精度 Runge-Kutta 法、2 次精度 Crank-Nicolson 法を用いた。摩擦レイノルズ数が  $Re_\tau = 1160$  及び  $2320$  となるように平均圧力勾配を一定として計算を行い、バルクレイノルズ数はそれぞれ  $Re_m = u_m 2\delta / \nu \approx 48200, 103000$  (ここで  $u_m$  はバルク平均流速) となった。計算領域のサイズは  $x, y, z$  方向にそれぞれ、 $6\pi\delta \times 2\delta \times 2\pi\delta$  とした。すべての  $y$  断面において、速度変動の  $x, z$  方向 2 点相関係数を求めた結果、すべてゼロに漸近し、計算領域のサイズは十分であることを確認している (図略)。また、非線形項のエイリアジングエラーを取り除くために  $3/2$  則を適用した。 $Re_\tau = 2320$  の場合、コロケーション点は、 $x, y, z$  方向にそれぞれ、 $3456 \times 1537 \times 3072$  となり、総コロケーション点は約 163 億点となる。すべての  $y$  断面において、速度変動の  $x, z$  方向エネルギースペクトル分布を求めた結果、高波数のエネルギーは低波数のエネルギーに比べて、数桁値が小さく、また高波数でエネルギースペクトルに異常な跳ね上がり (エネルギーの蓄積) などは観察されず、格子解像度は十分といえる (図略)。計算機は地球シミュレータ<sup>(10)</sup>を用いた。2048 個の CPU、約 4TB のメインメモリと並列計算ライブラリ (MPI) を用いて並列計算を進め、約 5.5 TFLOPS の実効計算速度を得た。以後、 $u, v, w$  はそれぞれ、 $x, y, z$  方向の速度成分を表し、上付き (+) は  $u_\tau$  と  $\nu$  で無次元化された量を示す。

### 3. 基礎乱流統計量

図 1 に、 $Re_\tau = 2320, 1160, 650$ <sup>(12)</sup>,  $150$ <sup>(12)</sup> での平均流速分布を示す。 $Re_\tau = 150$  の場合を除いて、粘性底層・緩和層・対数領域の分布は良く一致しており、Moserら<sup>(2)</sup>の指摘と同様に、 $Re_\tau \geq 650$  では明らかな低レイノルズ数効果は現れないことが分かる。しかしながら、カルマン定数の分布を見てみると<sup>(13)</sup>、本報のレイノルズ数の条件では、一定の勾配を示す対数領域は狭く、カルマン定数と共に対数則が広い範囲にわたって厳密に成立するには、より高いレイノルズ数が必要であると推測される<sup>(1)</sup>。

図 2 に、レイノルズ応力と全応力の分布を示す。サンプルサイズが十分であれば、全応力分布は直線分布となる。 $Re_\tau \leq 1160$

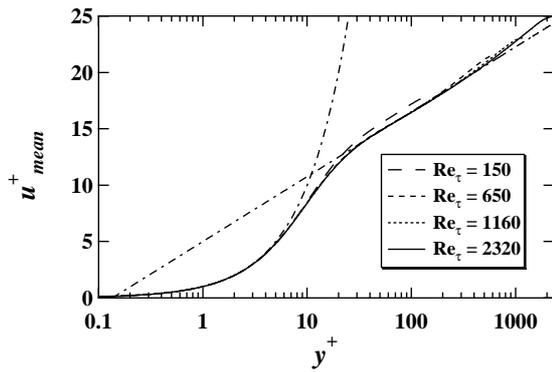


Fig. 1 Mean streamwise velocity profiles at  $Re_\tau = 2320$ , 1160, 650<sup>(12)</sup>, and 150<sup>(12)</sup>. Dotted and dashed lines are  $\bar{u}^+ = y^+$  and  $\bar{u}^+ = 1/0.4 \cdot \ln(y^+) + 5.0$ .

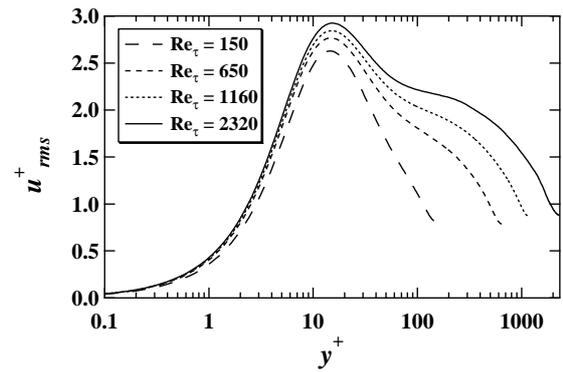


Fig. 3 Root-mean-square streamwise velocity profiles at  $Re_\tau = 2320$ , 1160, 650<sup>(12)</sup>, and 150<sup>(12)</sup>.

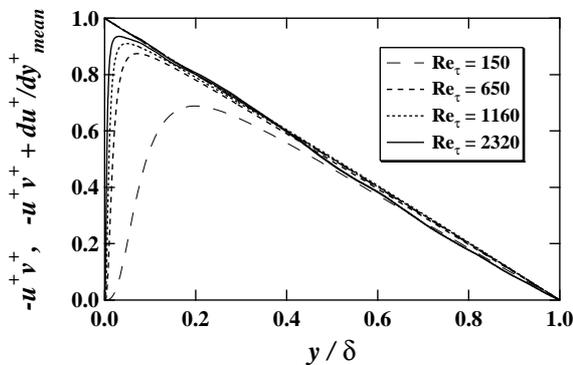


Fig. 2 Mean Reynolds shear stress and total shear stress profiles at  $Re_\tau = 2320$ , 1160, 650<sup>(12)</sup>, and 150<sup>(12)</sup>.

ではほぼ直線分布となり、統計的に平衡状態に達していることが分かる。一方、 $Re_\tau = 2320$ では、 $y/\delta > 0.5$ において、直線分布からの有意なずれが見られる。壁遠方においては比較的長いタイムスケールを有する大規模構造が存在し、サンプリング時間が不十分といえる。完全に統計量が収束するまで、さらに計算が必要である。

図3に流れ方向速度のrms値を示す。二つの特徴的な事実を指摘する。一つは、レイノルズ数が増加すると緩和層( $y^+ \approx 15$ )の乱れ成分が増加することである。既存の実験データ<sup>(14)</sup>から、この増加は本レイノルズ数の範囲に留まらず、より高いレイノルズ数においても観察される。もう一つの特徴は、レイノルズ数の増加とともに、対数域内で流れ方向速度乱れが増加することである。Moriisonら<sup>(14)</sup>は、さらに高レイノルズ数( $Re_\tau > 5000$ )になると、第二の極大値が $y^+ \approx 1.8 \times Re_\tau^{0.52}$ に現れると報告している。前者について4章、後者について5,6章で乱流構造とともに考察する。

#### 4. 壁近傍の乱流構造

本章では、高レイノルズ数乱流場における壁近傍の、準秩序構造、及び大規模構造について流れ場の可視化と統計量を用いて評価する。図4に壁近傍( $y^+ \approx 11$ )における瞬時の流れ場の( $x-z$ )断面図を示す。等値線は流れ方向速度変動 $u'$ を表す。図4(a)は計算領域全体を表しているが、高レイノルズ数の壁近傍では、スパン方向に粘性スケールで数千の波長を有し、流れ方向に伸びた大規模な低速あるいは高速の領域が観察され、低レ

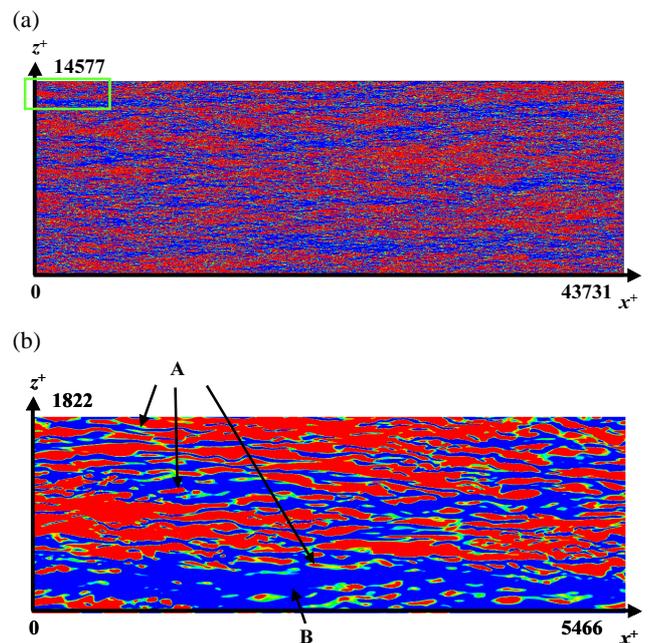


Fig. 4 Plane views of instantaneous near-wall velocity field at  $y^+ \approx 11$  for  $Re_\tau = 2320$ . Contours of the streamwise velocity fluctuation, blue to red,  $u'^+ = -1$  to  $u'^+ = 1$ . (a) Visualization area is the total computational volume with 43731 and 14577 wall units in the  $x$ - and  $z$ -directions, respectively; (b) enlarged view of the rectangle region with green line in (a).

イノルズ数乱流とは明らかに異なる構造が現れている。そのスパン方向スケールは後述のエネルギー - スペクトル解析より、約 $1.2\delta$ である(図10(a)参照)。図4(b)では計算領域の一部分を拡大した。図4中のAで示される領域などでは、低レイノルズ数乱流と同様に、スパン方向間隔が $100\nu/u_\tau$ 程度の低速領域が確認される。一方、図4中のBで示される領域などでは、 $\delta$ オーダーのスケールの大規模構造が確認される。このことは、高レイノルズ数乱流場における壁近傍では、外層スケールで整理される大規模構造と、粘性スケールで整理されるストリーク構造が併存していることを意味する。従って、高レイノルズ数乱流場では、従来多くの研究が行われてきた低レイノルズ数乱流場<sup>(3,4,5)</sup>では議論されなかった、壁近傍の力学機構が存在する可能性がある。

図4で確認された大規模構造内の流動状態を詳しく調べるた

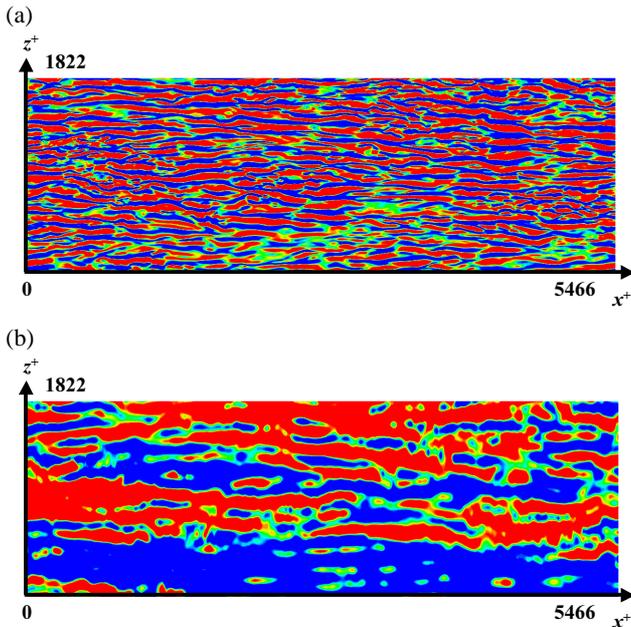


Fig. 5 Plane views of instantaneous near-wall velocity field divided by the spanwise wavelength  $\lambda_z^+ = 150$  at  $y^+ \approx 11$  for  $Re_\tau = 2320$ . (a)  $\lambda_z^+ < 150$ ; (b)  $\lambda_z^+ \geq 150$ . Contours of the streamwise velocity fluctuation, blue to red,  $u^+ = -1$  to  $u^+ = 1$ .

めに、各速度変動のスペクトル成分をスパン方向の波長 ( $\lambda_z^+ = 150$ ) を境に分離し、低波数及び高波数成分それぞれについて、瞬時の流れ場の  $(x-z)$  断面図を図 5 に示す。ここで、 $\lambda_z^+ = 150$  は、粘性スケールで整理されるストリーク構造が確認し易くなるように設定した。可視化領域は、図 4 (b) と同じである。まず、図 5 (a) より、粘性スケールで整理されるストリーク構造は領域全域にわたって存在することが確認される。また、図 5 (b) より、粘性長さで整理されない大規模構造も壁面全域にわたって存在するが、場所に依存してそのスケールは変化し、あるスケール分布を持つ構造であると考えられる。

スケール別の速度変動強度を調べるために、図 6 に流れ方向速度変動の  $y^+ \approx 15$  における一次元スパン方向エネルギー・スペクトルを示す。 $Re_\tau < 650$  の場合、レイノルズ数が増加すると、波長  $\lambda_z^+ \approx 120$  の寄与は減少する。それ以上のレイノルズ数では、図 1 と同様にほぼ一定である。従って、壁近傍のストリーク構造は、 $Re_\tau \geq 650$  のレイノルズ数においても壁領域特有の基本構造であることが示唆される。一方、レイノルズ数の増加に伴い、 $\lambda_z^+ \geq 1000$  の高波長成分の寄与は増加し続け、特に  $Re_\tau \geq 1160$  の場合には第 2 のピークを示す。図 3 において、レイノルズ数の増加に伴って、緩和層 ( $y^+ \approx 15$ ) の流れ方向乱れ成分が増加することを示したが、大規模な低速・高速領域の形成が主因であることが分かる。

本章の最後に、壁近傍における大規模構造が、乱れエネルギーの生成に与える影響について、2 つの側面から考察する。一つは、壁近傍において大規模構造が直接乱れエネルギーを生成する量である。図 7 にレイノルズ応力の  $y^+ \approx 15$  における一次元スパン方向コスプレクトルを示す。 $Re_\tau = 150$  を除いてレイノルズ数依存性は確認されず、波長  $\lambda_z^+ \approx 100$  にピークが存在し、長波長成分は小さい。よって、壁近傍において有意なレイノルズ応力を有する構造は、レイノルズ数に依らず縦渦構造・ストリーク構造である。また、図 4, 5 で確認される大規模構造は、壁近傍において流れ方向速度変動に大きな影響を及ぼすが、レイノ

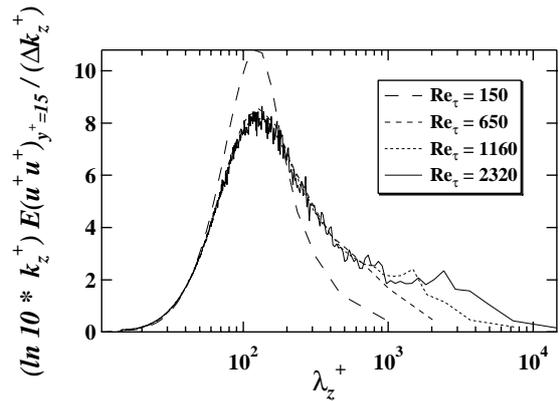


Fig. 6 One-dimensional spanwise pre-multiplied power spectra of  $uu$  at  $y^+ \approx 15$  as a function of spanwise wavelength  $\lambda_z$  at  $Re_\tau = 2320, 1160, 650$  <sup>(12)</sup>, and  $150$  <sup>(12)</sup>.

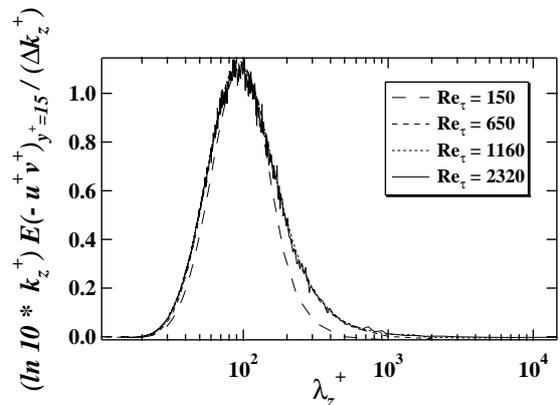


Fig. 7 One-dimensional spanwise pre-multiplied cospectra of  $-uv$  at  $y^+ \approx 15$  as a function of spanwise wavelength  $\lambda_z$  at  $Re_\tau = 2320, 1160, 650$  <sup>(12)</sup>, and  $150$  <sup>(12)</sup>.

ルズ応力は有しておらず、乱れエネルギーを直接生成しない。

もう一つの乱れエネルギー生成に与える影響として、壁近傍の流れ方向せん断応力  $\partial u / \partial y$  への寄与が考えられる。図 8 に壁近傍 ( $y^+ \approx 11$ ) の瞬時場における  $\partial u / \partial y$  の  $(x-z)$  断面図を示す。可視化領域は、図 4 (b) と同じである。低速大規模構造が存在する位置において、せん断応力が平均より 20% 以上小さくなっている。一方、高速大規模構造が存在する場合、せん断応力は平均より 20% 以上大きい。つまり、壁近傍のせん断応力は大規模構造に大きく依存している。Jimenez ら <sup>(15)</sup> は、大規模構造が壁近傍において乱れエネルギーを直接生成しない点を指摘し、大規模構造は壁近傍においてアクティブではなく (inactive <sup>(16)</sup>)、壁近傍の力学機構は大規模構造に影響を受けないと結論付けているが、せん断応力を介して大規模構造も乱れエネルギーの局所的な生成量に関与していることが分かる。

以上のことから、 $Re_\tau \sim 2000$  程度の高レイノルズ数においても、壁近傍において粘性スケールで整理されるストリーク構造が普遍的に存在し、また高レイノルズ数特有の大規模な低速・高速領域が併存していることが確認された。この大規模構造は、粘性スケールで整理できないと考えられ、壁近傍の基礎的乱流統計量に影響を与えている。

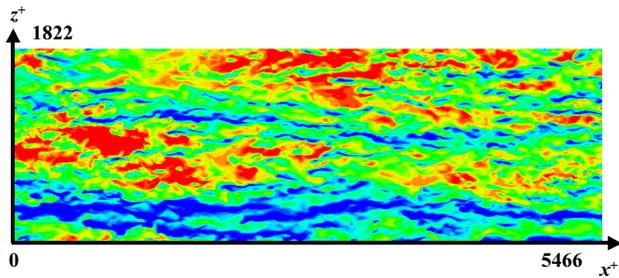


Fig. 8 Plane views of instantaneous near-wall velocity field at  $y^+ \approx 11$  for  $Re_\tau = 2320$ . Contours of the streamwise shear stress, blue to red,  $\partial u^+/\partial y^+ = 0.4$  to  $\partial u^+/\partial y^+ = 0.6$ . Mean streamwise shear stress at  $y^+ \approx 11$  is  $\overline{\partial u^+/\partial y^+} \approx 0.5$

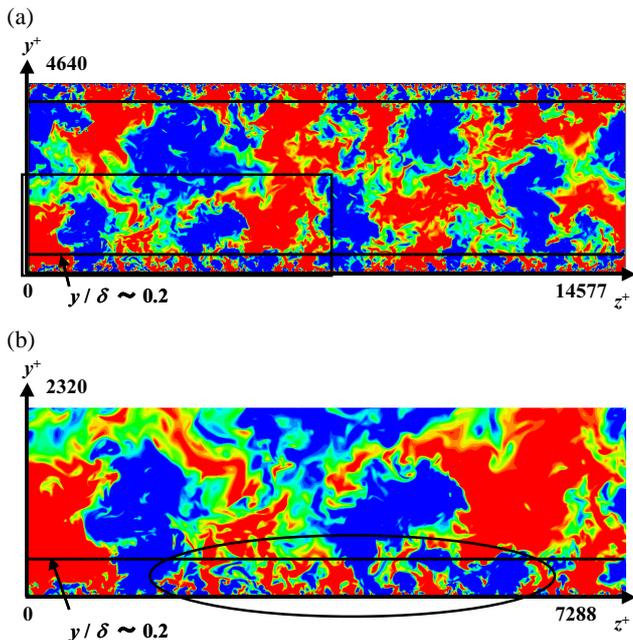


Fig. 9 Cross views of instantaneous velocity field at  $Re_\tau = 2320$ . Contours of the streamwise velocity fluctuation, blue to red,  $u' = -1$  to  $u' = 1$ . (a) Visualization area is the total computational volume with 4640 and 14577 wall units in the  $y$ - and  $z$ -directions, respectively; (b) enlarged view of the rectangle region with black line in (a).

### 5. 大規模構造

高レイノルズ数乱流場において、上述のチャンネル半幅  $\delta$  で整理される大規模構造について評価した。図 9 (a) に、瞬時場の  $(y-z)$  平面内での  $u'$  の等値線を示す。可視化領域は計算領域全体であるが、大規模構造が壁近傍からチャンネル中央まで広く存在していることが分かる。壁からある程度離れた領域では  $(y/\delta > 0.2)$ 、スパン方向スケールがほぼ一様な構造が支配的であることが推測される。

大規模構造のスパン方向スケールを調べるために、壁面からの各位置における、流れ方向速度変動の一次元スパン方向エネルギー・スペクトルを図 10 (a) に等値線図として示す。壁近傍 ( $y < 0.2$ ) において、壁からの距離が離れると、ピーク波長は増加する。最大の波長は  $\lambda_z/\delta \approx 1.2$  であり、その位置は  $y/\delta \approx 0.2$  である。より壁から離れた位置 ( $y/\delta > 0.2$ ) での各断面でのピーク波長は、ほぼ一定 ( $\lambda_z/\delta \approx 1.2$ ) である。この領

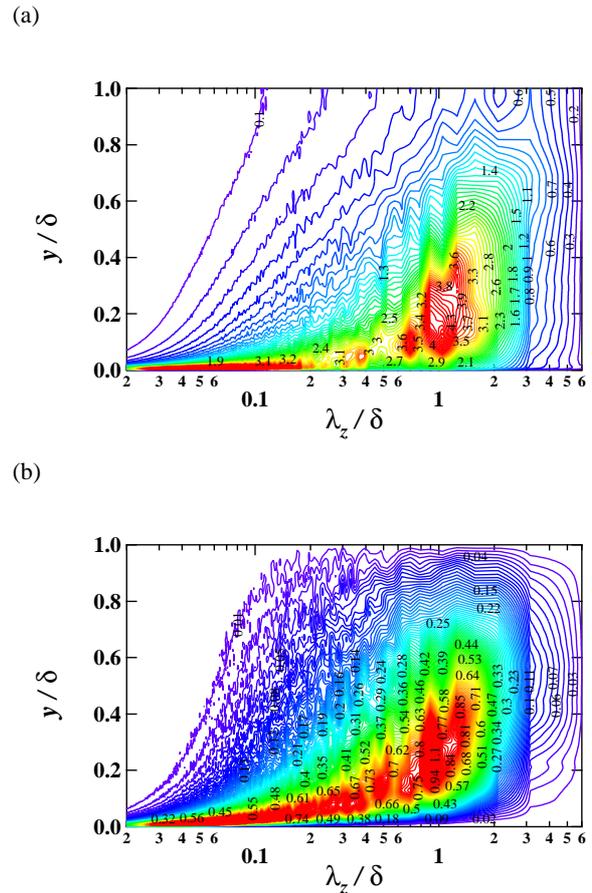


Fig. 10 Contours of one-dimensional spanwise pre-multiplied spectra of (a)  $uu$  and (b)  $-uv$  at  $Re_\tau = 2320$  as a function of spanwise wavelength  $\lambda_z$ .

域においては  $\delta$  で整理される大規模構造が支配的であることを示唆しており、図 9 (a) で確認したことと一致する。

大規模構造のレイノルズ応力への寄与を調べる。壁面からの各位置における、レイノルズ応力の一次元スパン方向コスペクトルを図 10 (b) に等値線図として示す。図 10 (a) とほぼ同様の傾向が得られる。つまり、壁から離れた位置 ( $y/\delta > 0.2$ ) では、波長  $\lambda_z/\delta \approx 1.2$  を有する大規模構造が、乱れエネルギー・生成に大きく寄与していることが分かる。従って、低速大規模構造内では上昇流、高速大規模構造内では下降流が存在し、有意なレイノルズ応力を有すると考えられる。このことは、瞬時場の  $(y-z)$  平面内での速度ベクトルからも確認することができる (図略)。また、大規模構造のスケールは  $\sim 1.2\delta$  ( $y-z$  平面内速度変動は  $\sim u_\tau$  であることから、大規模構造は、チャンネル半幅オ・ダ・のゆっくりした縦渦運動であることが分かる。

### 6. 階層構造

高レイノルズ数乱流場において、Adrian ら<sup>(8)</sup> が指摘した大規模低速領域の階層構造について評価する。図 9 (b) に、計算領域の一部を拡大した等値線を示す。スパン方向スケールが  $100\nu/u_\tau$  であるストリーク構造はごく壁近傍 ( $y^+ < 30$ ) のみ存在することが分かる。また、ある部分では  $y^+ < 30$  においても大規模構造が存在する領域があり、図 4 で確認した事項と合致する。また  $y/\delta < 0.2$  の図中央周辺などでは、様々なスパン方向スケールを有する構造が存在し、そのスケールは壁からの距離に応じて増加しているのが確認される。Adrian ら<sup>(8)</sup> が指摘した低速領域の階層構造と類似していることが分かるが、実

際には図9のように、低速・高速の両領域の階層構造が存在している。

階層構造のスパン方向スケールを調べるために、壁面からの各位置における、流れ方向速度変動の一次元スパン方向エネルギー・スペクトルを図11(a)に等値線図として示す。サンプル時間は $\Delta T^+ = 70$ で、大規模構造の時間スケールと比較してかなり短い。サンプル時間の影響については後述する。まず、明らかなピークが $y^+ \approx 15$ に確認される。この波長は $\lambda_z^+ \approx 100$ であり、壁近傍の流れ方向速度変動にはストリーク構造が大きく寄与していることを示す。このことは、高レイノルズ数乱流場においても、壁近傍では粘性長さで整理されるストリーク構造が支配的であることを意味する(図4参照)。また、壁から離れたとともに、複数のピークが観察され、図9(b)で示した階層構造に対応する。壁からの距離が離れると、ピーク波長は増加する。階層構造の最大波長は $\lambda_z/\delta \approx 1.2$ であり、その位置は $y/\delta \approx 0.2$ である。より壁から離れた位置( $y/\delta > 0.2$ )では、前章で述べた大規模構造が支配的である。よって、 $15\nu/u_\tau < y < 0.2\delta$ において、階層構造が存在することが分かる。

サンプル時間の影響を調べるために、 $Re_\tau = 1160$ の場合に、サンプル時間が $\Delta T^+ = 70, 14000$ での流れ方向速度変動のエネルギー・スペクトルの等値線を図11(b), (c)に示す。サンプル時間が短い場合( $\Delta T^+ = 70$ )でも、ピークの数などを除いて、基本的特徴はレイノルズ数に依存せず同様である(図11(a), (b))。サンプル時間を長くした場合( $\Delta T^+ = 14000$ )、ピーク数が減少し、明らかなピークは $y^+ \approx 15$ と $y/\delta \approx 0.2$ に位置する2つとなる。従って、瞬時場毎にあるスケール分布を持った階層構造が存在するが、そのスケール分布は時間的に変化している。しかし、時空間的に平均された場合には、壁近傍に存在するストリーク構造( $\lambda_z^+ \approx 100$ )と、外層で支配的な大規模構造( $\lambda_z/\delta \approx 1.2$ )が卓越することが分かる。また、レイノルズ数が増加すると、図3で対数域内で流れ方向乱れ成分が増加したように、大規模構造( $\lambda_z/\delta \approx 1.2$ )の力学的な寄与が増加していることが推察される(図11(a), (b))。

階層構造の時間変化をより詳細に評価するために、流れ方向速度変動の $y/\delta \approx 0.2$ における一次元スパン方向エネルギー・スペクトル分布の時間変化を図12に示す。最も大きな値を持つのはスパン方向波長が $\lambda_z^+ \approx 1400$ ( $\lambda_z/\delta \approx 1.2$ )であり、図11(c)に合致する。時間変化を見ると、波長が大きい構造ほど時間変動がゆっくりとなる。つまり、階層構造を形成している波長群は、時間変化し、長い統計時間で平均をとると、ピークを示す波長は消えるということが分かる。

最後に、階層構造の力学的重要度を示す。図13に、各位置での乱れエネルギー・の生成項と散逸項の差を示す。乱れエネルギー・の生成項と散逸項は全領域積分で等しい。低レイノルズ数の場合、 $6 < y^+ < 36$ において正值を持ち、それ以外の領域で負値を持つ。これは、乱れエネルギー・の緩和層での超過生成が、拡散によって壁近傍と壁遠方に運ばれ、そこで散逸されることを意味する。レイノルズ数が増加すると、 $y^+ < 60$ の分布は変化しない。一方、 $y^+ > 60$ では、徐々に負値からゼロ、正值へと変化する。従って、緩和層と同様に、この領域は乱れエネルギー・を超過生成し、その他の領域へ乱れエネルギー・を供給することを示す。このような領域は $Re_\tau > 650$ において現われ、低レイノルズ数では存在しない。また、正值を持つ領域はレイノルズ数に依存せず、 $150\nu/u_\tau < y < 0.45\delta$ であり、ピーク位置は $y/\delta \sim 0.2$ であることが分かる。前述のように、階層構造が存在する領域は $15\nu/u_\tau < y < 0.2\delta$ であることから、壁から少し離れた領域( $y > 150\nu/u_\tau$ )に位置する階層構造は、エネルギー・

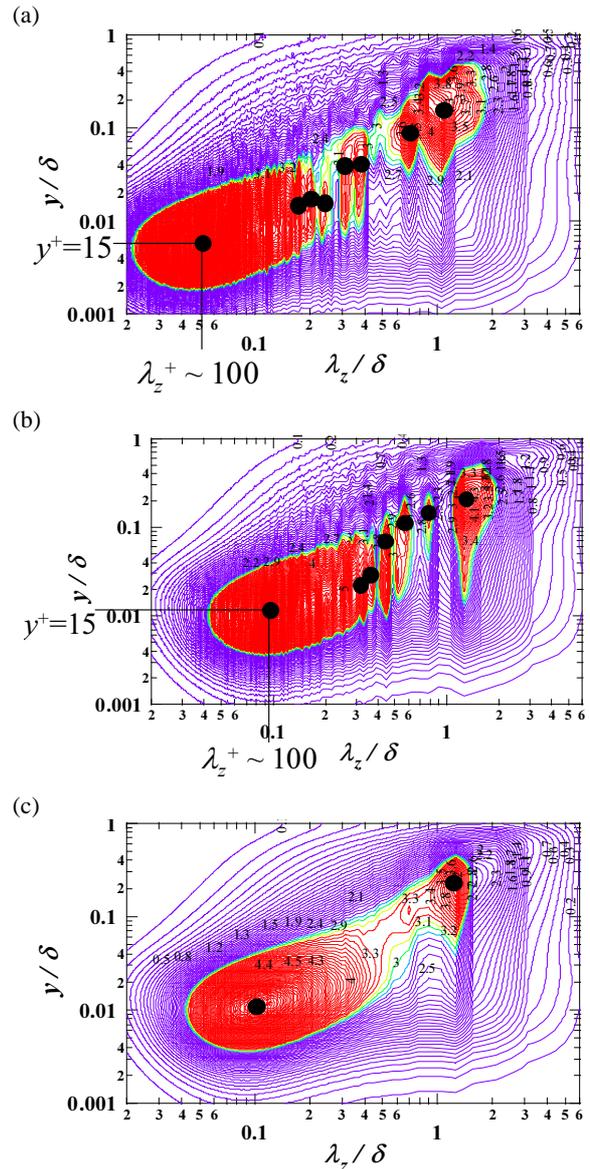


Fig. 11 Contours of one-dimensional spanwise pre-multiplied power spectra of  $uu$  as a function of spanwise wavelength  $\lambda_z$ . (a)  $Re_\tau = 2320$  and the sampling time  $\Delta T^+ = 70$ ; (b)  $Re_\tau = 1160$  and  $\Delta T^+ = 70$ ; (c)  $Re_\tau = 1160$  and  $\Delta T^+ = 14000$ . Symbols (•) show local peak points.

ギ・を超過生成し、その他の領域へ乱れエネルギー・を供給する構造であることが分かる。また、エネルギー・の超過生成のピーク位置( $y/\delta \sim 0.2$ )は、大規模構造が流れ方向速度変動に最も寄与する位置であり(図10(a)参照)、大規模構造もまたエネルギー・を超過生成する構造であることが示される。

## 7. 結論

地球シミュレータ<sup>(10)</sup>を用いて達成できる最大レイノルズ数( $Re_\tau = 2320, Re_m \approx 103000$ )のチャンネル乱流DNSを実施し、大規模構造が壁近傍の乱流場に与える影響、及び大規模構造・階層構造の基礎的特性について以下の知見を得た。

1. 高レイノルズ数乱流場における壁近傍では、チャンネル半幅 $\delta$ で整理される大規模構造によって形成される低速・高速領域と、粘性長さで整理されるストリーク構造が混在している。レイノルズ数が増加するとともに、緩和層

最大の流れ方向速度変動を有する位置 ( $y \sim 0.2$ ) と一致する。

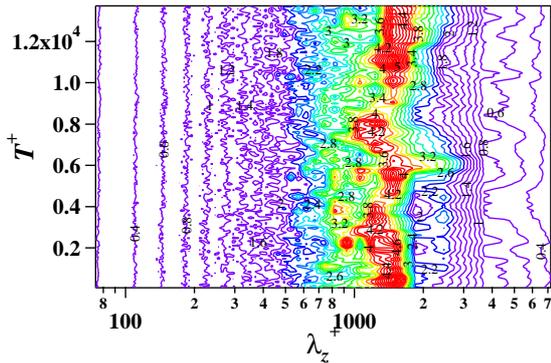


Fig. 12 Time trace of one-dimensional spanwise pre-multiplied power spectra of  $uu$  as a function of spanwise wavelength  $\lambda_z$  at  $y/\delta = 0.2$  for  $Re_\tau = 1160$ .

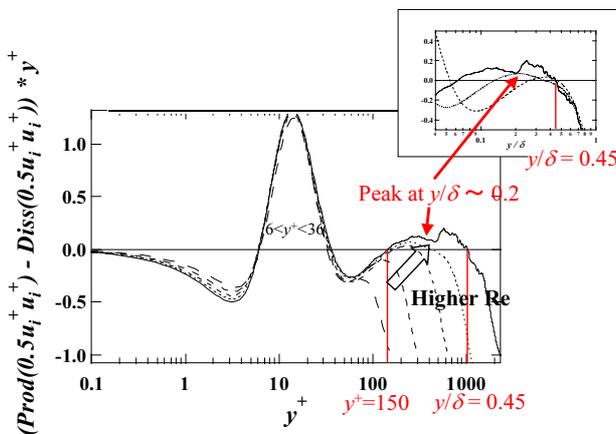


Fig. 13 Pre-multiplied production term minus dissipation term of turbulent kinetic energy at  $Re_\tau = 2320, 1160, 650$  (12), 300 (12), and 150 (12).

( $y^+ \approx 15$ ) の流れ方向乱れ成分は増加するが、この原因は、大規模構造の寄与が増加しているためである。また、大規模構造はせん断応力を介して、乱れエネルギーの生成にも影響を与え、従来、多くの研究が行われてきた低レイノルズ数乱流場<sup>(3, 4, 5)</sup>には観察されなかった壁近傍の力学機構が存在すると考えられる。

2. 大規模構造は、チャネル半幅オ - ダ - のゆっくりした縦渦運動であり、外層 ( $y/\delta > 0.2$ ) においてレイノルズ応力を有意に持つ。また、レイノルズ数が増加すると、大規模構造に伴う乱れエネルギーが増加し、対数域内で流れ方向乱れ成分が増加する主因となる。
3. 高レイノルズ数乱流場では、 $15\nu/u_\tau < y < 0.2\delta$  において低速・高速の両領域の階層構造が存在している。また、この階層構造のスケール分布は時間的に変化している。しかし、統計的に重要な構造は、壁近傍に存在するストリーク構造 ( $\lambda_z^+ \approx 100$ ) と、外層で支配的な大規模構造 ( $\lambda_z/\delta \approx 1.2\delta$ ) であることを明らかにした。
4. 緩和層 ( $y^+ \approx 15$ ) と同様に、 $150\nu/u_\tau < y < 0.45\delta$  の範囲では、乱れエネルギーは超過生成され、その他の領域へ輸送される。このような領域は低レイノルズ数では存在せず、 $Re_\tau > 650$  において現われることを明らかにした。この領域は、階層構造の一部とスパン方向波長が  $\lambda_z/\delta \approx 1.2$  である大規模構造の一部で構成される。この乱れエネルギー - 超過生成のピーク位置は、大規模構造が

### 謝辞

本研究における直接数値計算は、地球シミュレ - タにおいて行った<sup>(10)</sup>。記して、謝意を表する。

### 参考文献

- (1) Zagarola, M. V. and Smits, A. J., "Mean-flow scaling of turbulent pipe flow," *J. Fluid Mech.*, 373, (1998), pp. 33-79.
- (2) Moser, R. D., Kim, J. and Mansour, N. N., "Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to  $Re_\tau = 590$ ," *Phys. Fluids*, 11, 4, (1999), pp. 943-945.
- (3) Robinson, S. K., "Coherent motions in the turbulent boundary layer," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 23, (1991), pp. 601-639.
- (4) Kasagi, N., Sumitani, Y., Suzuki, Y. and Iida, O., "Kinematics of the quasi-coherent vortical structure in near-wall turbulence," *Int. J. Heat Fluid Flow*, 16, (1995), pp. 2-10.
- (5) Kravchenko, A. G., Choi, H. and Moin, P., "On the relation of near-wall streamwise vortices to wall skin friction in turbulent boundary layers," *Phys. Fluids, A* 5, 12, (1993), pp. 3307-3309.
- (6) Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A. and Runstadler, P. W., "The structure of turbulent boundary layers," *J. Fluid Mech.*, 30, (1967), pp. 741-773.
- (7) Hamilton, J. M., Kim, J. and Waleffe, F., "Regeneration mechanisms of near-wall turbulence structures," *J. Fluid Mech.*, 287, (1995), pp. 317-348.
- (8) Adrian, R. J., Meinhart, C. D. and Tomkins, C. D., "Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer," *J. Fluid Mech.*, 422, (2000), pp. 1-54.
- (9) Zhou, J., Adrian, R. J., Balachandar, S. and Kendall, T. M., "Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow," *J. Fluid Mech.*, 387, (1999), pp. 353-396.
- (10) <http://www.es.jamstec.go.jp/esc/eng/index.html>
- (11) Kim, J., Moin, P. and Moser, R. D., "Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number," *J. Fluid Mech.*, 177, (1987), pp. 133-166.
- (12) Iwamoto, K., Suzuki, Y. and Kasagi, N., "Reynolds number effect on wall turbulence: toward effective feedback control," *Int. J. Heat Fluid Flow*, 23, (2002), pp. 678-689.
- (13) Iwamoto, K., Kasagi, N. and Suzuki, Y., "Direct numerical simulation of turbulent channel flow at  $Re_\tau = 2320$ ," *Proc. 6th Symp. Smart Control of Turbulence*, (2005), pp. 327-333.
- (14) Morrison, J. F., McKeon, B. J., Jiang, W. and Smits, A. J., "Scaling of the streamwise velocity component in turbulent pipe flow," *J. Fluid Mech.*, 508, (2004), pp. 99-131.
- (15) Jimenez, J., Del Alamo, J. C. and Flores, O., "The large-scale dynamics of near-wall turbulence," *J. Fluid Mech.*, 505, (2004), pp. 179-199.
- (16) Townsend, A. A., "The structure of turbulent shear flow," 2nd edn. Cambridge University Press, (1976).