

世界最大レイノルズ数チャンネル乱流場の直接数値シミュレーション

課題責任者

山本 義暢 山梨大学 大学院総合研究部

著者

山本 義暢 山梨大学 大学院総合研究部

江川 隆輔 東北大学 サイバーサイエンスセンター

辻 義之 名古屋大学 大学院工学研究科

本研究ではベクトル型スーパーコンピュータを駆使し、世界最大レイノルズ数チャンネル乱流場の直接数値計算 (Direct Numerical Simulation, DNS) を実行した。使用したコードは高次精度差分法に基づく DNS コードであり、地球シミュレータ 2048 ノードにおいて 70Tflop/s の実行演算速度を実現し、長時間時間積分を行った DNS データベースの構築に成功した。得られた DNS データベースの計算精度を検証し、十分な精度を有していることを確認した。

キーワード：High-Reynolds number, wall-turbulence, DNS

1. 序論

近年、理論及び実験解析手法により明らかにされている高レイノルズ数壁面乱流場における高レイノルズ数特性が注目を集めている。その高レイノルズ数特性の一つに、レイノルズ数の増加に伴う主流方向乱流強度のピーク値の増加が挙げられる。この要因は外層における大規模構造の内層への寄与として説明が行われている [1]。

壁面乱流場における高レイノルズ数特性は、工学及び気象学で対象となる高レイノルズ数乱流場における乱流解析で使用される乱流モデルにおいても考慮すべき特性であるものの既存の乱流モデルの再現性はレイノルズ数の増加に伴い劣化する。

このような高レイノルズ数乱流場の物理機構の解明さらには乱流モデリングを行う上では、全ての渦スケールを解像する直接数値計算 (Direct Numerical Simulation, DNS) による解析が有効である。この実験室規模で観察されている高レイノルズ数特性は、摩擦速度と境界層厚に基づく、摩擦速度レイノルズ数 (Re_τ) で 7300 を超える高レイノルズ数領域である [1]。最近、欧州 [2, 3] 及び米国 [4] のグループにより、4000 及び 5200 までの DNS が報告されているが、強い高レイノルズ数特性が出現する 7000 以上の DNS の実行は実現されていない。

本研究では、最新のベクトル並列計算機 (地球シミュレータ) の最大構成を駆使し、世界最大レイノルズ数 ($Re_\tau=8000$) に挑戦した。

2. DNS の概要

対象とする流れ場は、図 1 に示す、圧力勾配一定により駆動される十分に発達した 2 次元チャンネル乱流場である。流れ場の基礎方程式は非圧縮性流体の Navier-Stokes 式及び連続式とする。空間離散化手法は、主流 (x) 及びスパン方向 (z) に 10 次精度中心差分法 [5]、壁垂直方向 (y) に 2 次精度の中心差分法を適用した。時間積分は、Fractional Step 法に基づき、圧力勾配項に Euler 陰解法、その他の項

に 2 次精度の Adams-Bashforth 法を用いた。圧力ポアソン方程式は 2 次元高速フーリエ変換と 3 重対角行列解法による直接解法を適用した。境界条件は、主流及びスパン方向に周期境界条件、壁面で no-slip 条件を課した。

高レイノルズ数壁面乱流場においては、境界層厚の 6 倍に匹敵する大規模構造が存在する [1]。本研究ではこの大規模構造を包括するために主流方向計算領域は、チャンネル半値幅 (h) の 16 倍に設定した。

十分に発達したチャンネル乱流場における運動エネルギーの収支は式 (1) で表される。

$$0 = U_b^+ - \underbrace{\int_0^{h^+} \left(\frac{\partial U^+}{\partial y^+} \right)^2 dy^+}_E - \underbrace{\int_0^{h^+} \varepsilon^+ dy^+}_{E_T} \quad (1)$$

ここに、 U_b はバルク平均速度、 U は主流方向平均速度、 ε は乱流のエネルギー散逸率を示し、上付き添え字 $+$ は摩擦速度 (u_τ) と動粘性係数 (ν) により無次元化された値であることを示す。式 (1) の右辺第 2 項は、平均流によるエネルギー散逸 (E)、第 3 項は乱流成分によるエネルギー散逸 (E_T) を示す。Laadhari [6] によると、 $Re_\tau=500$ 以上の場合に $E_T > E$ となることが報告されている。従って本研究では、

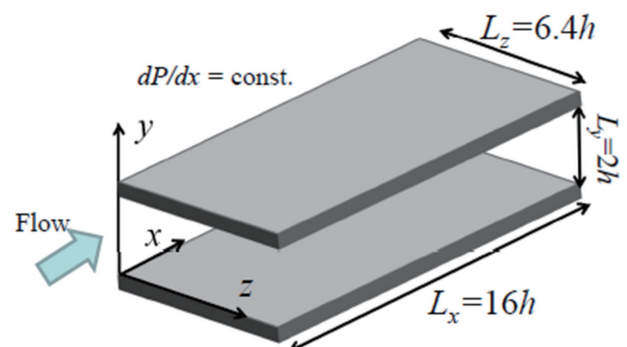


図 1 計算体系と座標系

摩擦速度とチャンネル半値幅により定義されるレイノルズ数 (Re_τ) を 500 から 8000 まで変化させた。計算条件を表 1 にまとめる。ここに、 Δx^+ , Δy^+ , Δz^+ は主流、壁垂直、スパン方向への格子分解能、 T は統計量を得るために行った時間積分長である。 $Re_\tau=8000$ のケースでは、時間積分長: $T^+/Re_\tau=6.3$ はチャンネル中央部分における流体粒子が計算領域 ($Lx=16h$) を 10 回程度流下する時間スケールに相当する。

図 2 に $Re_\tau=4000$ のケースにおける壁垂直方向の格子分解能を示す。ここに l_K はコルモゴロフ長を示し、Lozano-Duran & Jimenez [2], Bernadini et al. [3] 及び Lee & Moser [4] の解像度を併記している。本研究の解像度は、壁垂直方向の全領域においてコルモゴロフ波長の 2 倍以上を解像する格子分解能を有していることが確認できる。

$Re_\tau=8000$ の計算は海洋研究開発機構の NEC SX-ACE 及び核融合科学研究所のプラズマシミュレータ (Fujitsu FX-100) を使用した。 $Re_\tau=8000$ の場合は、1 タイムステップあたりの時間積分に FX100/2048 ノードで約 3.6 秒 (実行演算速度: 70.2Tflop/s, 理論性能の約 3% の効率)、同様に SX-ACE/2048 ノードで 3.6 秒 (実行演算速度: 70.0 Tflop/s, 理論性能の 14% の効率) を要する。

表 1 DNS conditions

Re_τ	Δx^+	Δy^+	Δz^+	T^+/Re_τ	U_b^+	E_T
500	9.3	0.2-5.3	6.3	13.1	18.22	9.06
1000	11.1	0.3-8.0	8.3	12.0	19.92	10.94
2000	11.1	0.3-8.0	8.3	10.0	21.74	12.76
4000	11.1	0.3-8.0	8.3	9.0	23.27	14.29
8000	14.8	0.3-8.0	8.3	6.3	24.97	16.30

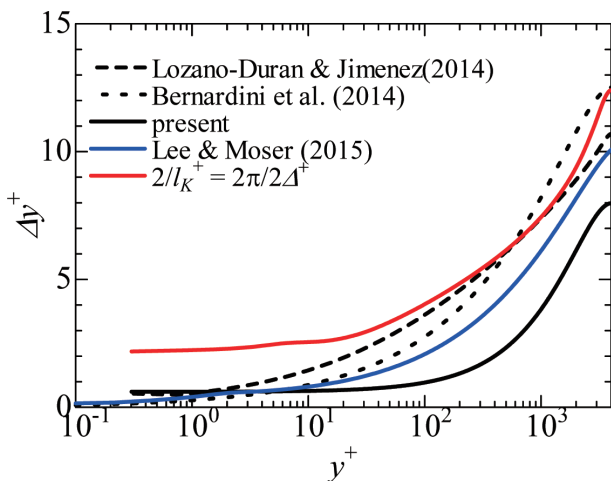


図 2 壁垂直方向の格子解像度 ($Re_\tau=4000$)

3. DNS データベースの検証

十分に発達したチャンネル乱流場においては、全せん断応力は式 (2) に示す直線分布を示す。

$$1 - \frac{y^+}{Re_\tau} = -\overline{u^+v^+} + \frac{dU^+}{dy^+} \quad (2)$$

ここに、 $-\overline{u^+v^+}$ はレイノルズ応力を示す。図 3 に $Re_\tau=8000$ のケースにおけるレイノルズ応力と全せん断応力の分布を示す。全せん断応力分布は式 (2) に示す直線分布を示していることが確認できる。DNS における統計誤差をチェックする方法として、Tompson ら [7] は、式 (2) の直線分布からのズレを誤差として評価する方法を提案している (式 (3) 参照)。

$$E_R(y^+) = 1 - \frac{y^+}{Re_\tau} + \overline{u^+v^+} - \frac{dU^+}{dy^+} \quad (3)$$

各ケースにおけるこの誤差を図 4 に示す。レイノルズ数の増加に伴い誤差が若干増加するもののその最大値は 0.05 以下であり十分な精度を有しているときみなせる。

空間解像度の影響については、格子分解能を変化させることによりその影響を調査する方法が一般的であるが、世界最大レイノルズ数である $Re_\tau=8000$ のケースでこれを行うには、あまりにも計算負荷が高いため、 $Re_\tau=1000$ のケースにおいてその影響を調査した。

なお壁垂直方向については、前述 (図 2 参照) の通り、コルモゴロフ波長の 2 倍を解像する格子分解能を設定していることより、収束性調査は実施しない。

$Re_\tau=1000$ のケースにおいて解像度を変化させた場合における pre-multiplied spectrum (PMS) の比較を示す。本研究における 1 次元エネルギースペクトルは式 (4) により定義

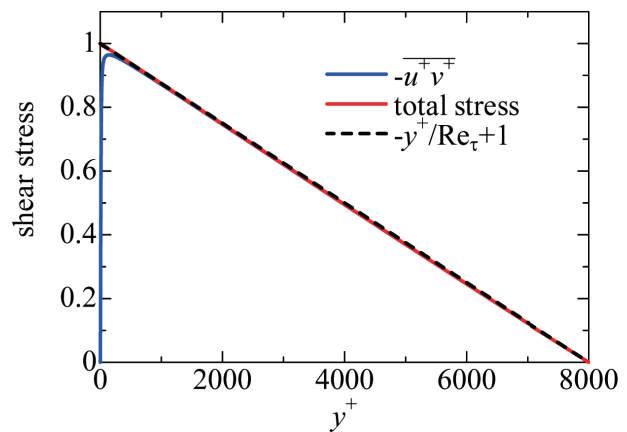


図 3 全せん断応力の分布 ($Re_\tau=8000$)

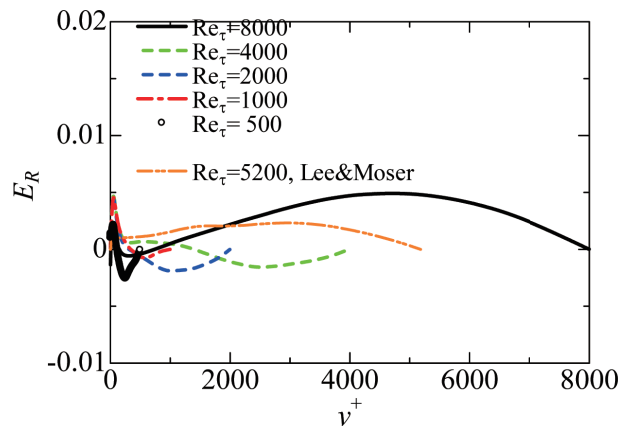


図 4 せん断応力収支の残差 (全ケース)

され、PMS はエネルギースペクトルに波数 (k_x) を掛けたものである。

$$\overline{uu} = \int_0^{\infty} E_{uu} dk_x \quad (4)$$

また図 5 には高解像度 ($\Delta x^+ = 12.0, \Delta z^+ = 8.3$) のスペクトル法の結果 [8] を併記している。図 5-(a) は $Re_{\tau} = 2000, 4000$ のケースと同等の格子分解能 ($\Delta x^+ = 11.1, \Delta z^+ = 8.3$)、図 5-(b) は $Re_{\tau} = 8000$ と同等の格子分解能 ($\Delta x^+ = 14.8, \Delta z^+ = 8.3$)

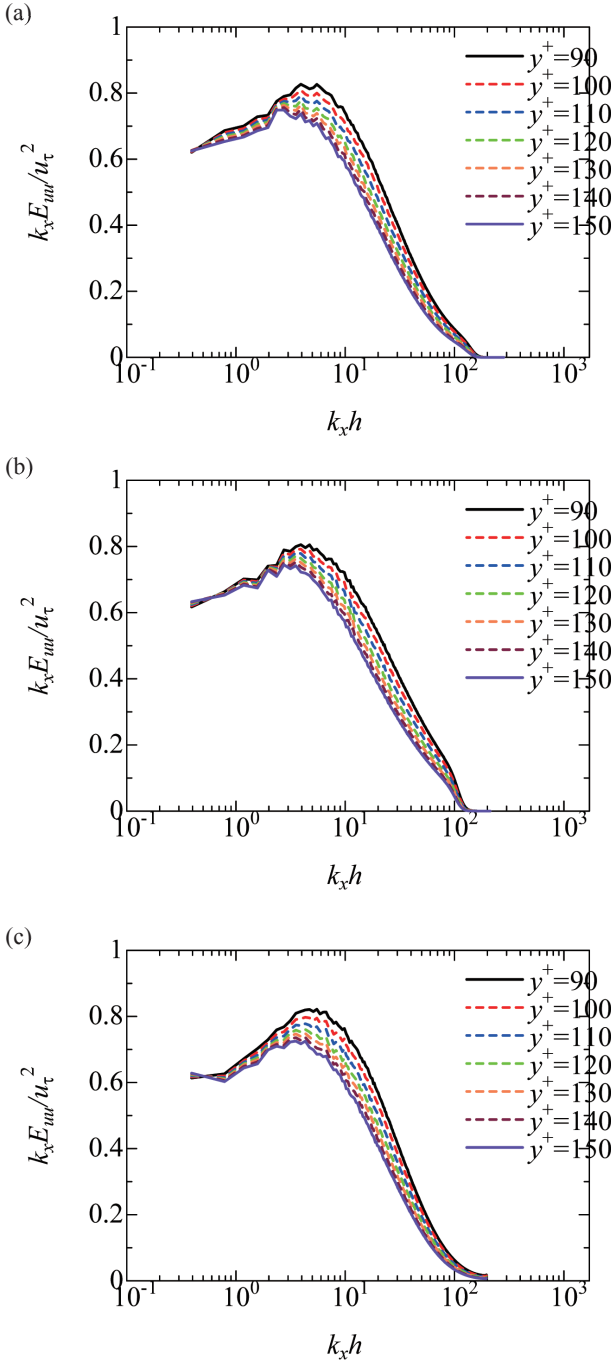


図 5 $Re_{\tau} = 1000$ における pre-multiplied spectrum の格子依存性、(a) $\Delta x^+ = 11.1, \Delta y^+ = 0.6 - 8.0, \Delta z^+ = 8.3$ (10 次精度差分法 + 2 次精度中心差分法)、(b) $\Delta x^+ = 14.8, \Delta y^+ = 0.6 - 8.0, \Delta z^+ = 8.3$ (10 次精度差分法 + 2 次精度中心差分法)、(c) $\Delta x^+ = 12.0, \Delta y^+ = 0.6 - 8.0, \Delta z^+ = 8.3$ (フーリエ + 2 次精度中心差分法)。

にそれぞれ設定した結果である。本解像度の範囲では解像度の影響によるスペクトル分布の差異は小さく、大規模構造に関する定量的な評価が可能と判断できる。

4. 計算結果

4.1 カルマン定数

図 6 にカルマン定数の逆数: $\beta (= y^+ dU^+/dy^+)$ の分布を示す。図 6 には Lee & Moser の $Re_{\tau} = 5200$ の結果 [4] を併記している。レイノルズ数の増加に伴い、カルマン定数が一定となる領域が形成されることが確認できるとともに、その領域が広がることわかる。 $Re_{\tau} = 8000$ の場合には、 $y^+ = 300$ から 1200 の壁面高で一定値を示している。

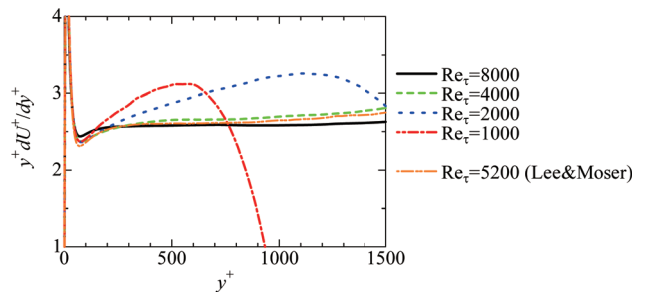


図 6 カルマン定数の分布

4.2 主流方向乱流強度分布

図 7 にチャンネル半値幅で壁面高を規格化した主流方向乱流強度分布の比較を示す。図 7 には、Lee & Moser の $Re_{\tau} = 1000$ 及び 5200 の結果を併記している。Attached eddy 仮説 [9] によると、高レイノルズ数条件においては主流方向乱流強度分布は、対数則を示すことが予測されているが、本計算条件では、対数則の成立性は明確には確認できていないが、 $y/h = 0.01$ から 0.03 の壁面高において、平坦領域が形成されていることが確認できる。

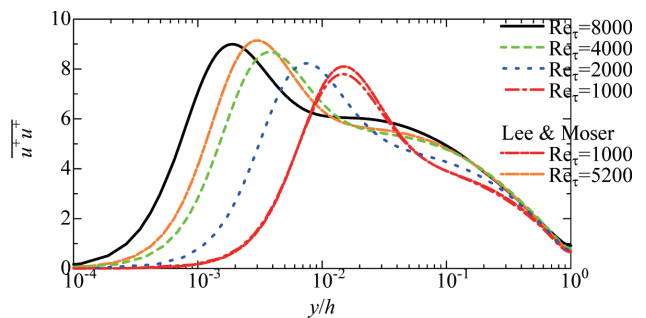


図 7 主流方向乱流強度分布 (座標をチャンネル半幅で規格化)

なお Lee & Moser [4] の結果と比較すると、本研究の結果は、ピーク値を若干過小評価していることが確認できる、参考のため、本計算コード (10 次精度中心差分法) において、主流方向空間解像度を $\Delta x^+ = 9.0$ と設定した場合、ピーク値の過小評価が解消されることがわかっている (図 8 参照)。但し、この過小評価が発生する壁面高さは、 $10 < y^+ < 40$ の一部の領域であるため、計算負荷を抑える上では本解像度の適用が有用と言える。

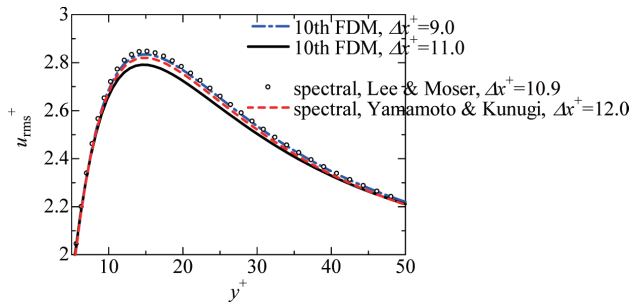


図8 主流方向乱流強度ピーク値の比較 ($Re_\tau=1000$)

4.3 乱流エネルギーの収支

乱流エネルギー収支においては、生成項－散逸項（図9-(a)）、そして乱流拡散項における速度3重相関項（図9-(b)）に顕著なレイノルズ数効果が出現した。

図9-(a)に生成項－散逸項の分布を示す。バッファ層で出現する第一ピークはレイノルズ数の増加に伴い、わずかに減少傾向を示す。一方、 $y/h < 0.2$ の内層部分で出現する第二ピークは、レイノルズ数の増加に伴い、値及び領域とも増加傾向を示している。これは Bernadini et al. [3] and Lee & Moser [4] の結果とよく一致しており、大規模構造による高レイノルズ数効果と考えられる。

図9-(b)に乱流拡散項の3重相関項の分布を示す。 $Re_\tau > 2000$ のケースにおいては $y/h = 0.2$ の領域に第二のピークが出現している。この第二ピークの出現は、Hoya & Jimenez [10] の $Re_\tau = 2000$ のケースでも確認されているが、 $Re_\tau = 4000, 8000$ のケースでは、第一ピークを上回っているのが大きな特徴である。つまり高レイノルズ数条件では、 $y/h = 0.2$ を境として、外層側及び内層側への乱流拡散が担われており、この壁面高に大規模構造からのエネ

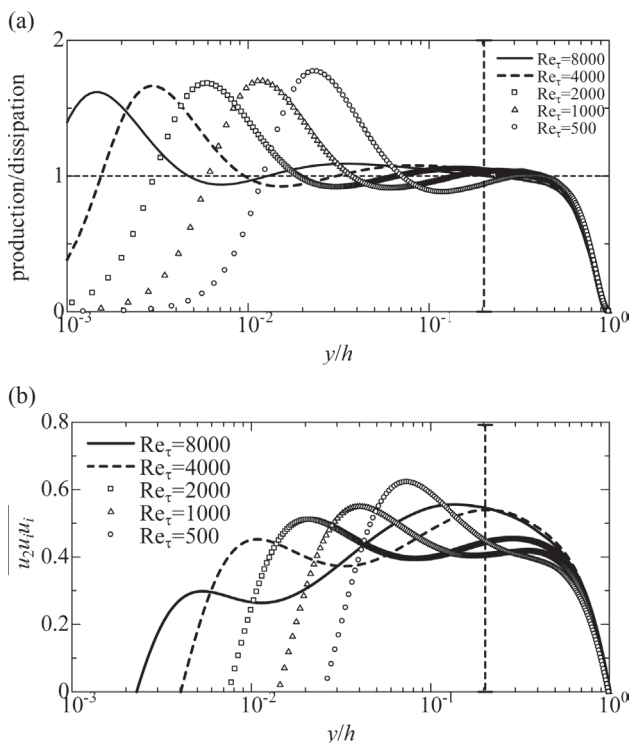


図9 乱流エネルギー収支におけるレイノルズ数効果、(a) 生成項 / 散逸項、(b) 乱流拡散項における速度三重相関項。

ギー注入（図9-(a)参照）が発生していることを意味している。

5. 結論

本研究では地球シミュレータを用いて、世界最大レイノルズ数チャンネル乱流場の直接数値計算を実行した。開発計算コードは、地球シミュレータの最大構成2048ノードで約70Tflop/sの実行演算速度を達成し、長時間積分によるDNSデータベース構築に成功した。得られたデータベースに対し、その精度を評価するとともに、基礎的な乱流統計量分布の高レイノルズ数特性を確認した。

今後は得られたデータベースを基に詳細解析及び乱流モデル (Large Eddy Simulation, LES) の検証・高精度化を行う予定である。

文献

- [1] Hutchins, N. and Marusic, I., 2007, "Evidence of very long meandering features in the logarithmic region of turbulent boundary layers", *Journal of Fluid Mechanics*, 579, pp.1-28.
- [2] Lozano-Durán, A. and Jiménez, J., 2014, "Effect of the computational domain on direct simulations of turbulent channels up to $Re_\tau = 4200$ ", *Physics of Fluids*, 26(1), 011702.
- [3] Bernardini, M., Pirozzoli, S., and Orlandi, P., 2014, "Velocity statistics in turbulent channel flow up to $Re_\tau = 4000$ ", *Journal of Fluid Mechanics*, 742, pp.171-191.
- [4] Lee, M and Moser, R. D., 2015, "Direct Numerical Simulation of Turbulent Channel Flow up to $Re_\tau=5200$ ", *Journal of Fluid Mechanics*, 774, pp.395-415.
- [5] Morinishi, Y., Lund, T. S., Vasilyev, O. V., and Moin, P., 1998, "Fully conservative higher order finite difference schemes for incompressible flow", *Journal of computational physics*, 143(1), pp.90-124.
- [6] Laadhari, F., 2007, "Reynolds number effect on the dissipation function in wall-bounded flows", *Physics of Fluids*, 19(3), 038101.
- [7] Thompson, R. L., Sampaio, L. E. B., de Bragança Alves, F. A., Thais, L., and Mompean, G., 2016, "A methodology to evaluate statistical errors in DNS data of plane channel flows", *Computers & Fluids*, 130, 1-7.
- [8] Yamamoto, Y. and Kunugi, T. 2016, "MHD effects on turbulent dissipation process in channel flows with an imposed wall-normal magnetic field", *Fusion Eng. Des.* 109-111, pp.1137-1142.
- [9] Townsend, A. A. 1980 *The structure of turbulent shear flow*, 2nd edn. Cambridge University Press.
- [10] Hoyas, S. and Jiménez, J., 2008, "Reynolds number effects on the Reynolds-stress budgets in turbulent channels", *Physics of Fluids*, 20(10), 101511.

Direct Numerical Simulation of Turbulent Channel Flows with the World’s Largest Reynolds Number

Project Representative

Yoshinobu Yamamoto Division of Mechanical Engineering, University of Yamanashi

Authors

Yoshinobu Yamamoto Division of Mechanical Engineering, University of Yamanashi

Ryusuke Egawa CyberScience Center, Tohoku University

Yoshiyuki Tsuji Department of Energy Engineering and Science, Nagoya University

Direct numerical simulations of turbulent channel flows up to $Re_\tau = 8000$ were carried out by means of the high-order accuracy finite difference method. Our DNS code achieved the high-effective computational performance corresponded to 70 TFlop/s at 2048 nodes on the Earth Simulator.

Present resolution of DNS database ensures over twice fine resolution of Kolmogorov wave length at all wall-normal heights. In case of $Re_\tau = 8000$, 8640 ($\Delta x^+ = 14.8$), 4096 ($\Delta y^+ = 0.6-8.0$), and 6144 ($\Delta z^+ = 8.3$) grid points (resolutions in wall-units) were adapted for stream, wall-normal, and spanwise directions, respectively. Using our DNS code, the DNS database up to $Re_\tau = 8000$ can be obtained during the long-time integration length.

Keywords: High-Reynolds number, wall-turbulence, DNS

1. Introduction

Characteristics of high-Reynolds number wall-bounded turbulence have been suggested by theoretical and experimental studied. Especially, interactions between large-scale structures on a logarithmic region proposed by Huchins & Marusic [1] are interesting and well explain that the inner-scaled peak in the stream-wise turbulent intensity increases with Reynolds number. The remarkable features such as the second-peak in the pre-multiplied spectrum were observed in the friction Reynolds number (Re_τ) 7,300. Recently, direct numerical simulations (DNS) of channel flows with $Re_\tau \approx 4000$ were performed by Lozano-Durán & Jiménez [2] and Bernardini et al. [3]. More recently, Lee & Moser [4] performed for $Re_\tau \approx 5200$. However, some differences such as the von Karman constant distributions between $Re_\tau \approx 4000$ and $Re_\tau \approx 5200$ are reported by Lee & Moser [4].

In this study, we have developed the large-scale direct numerical simulation (DNS) code of turbulent channel flows based on the high-order accuracy finite difference scheme. Using our DNS code, the DNS database up to $Re_\tau = 8000$ can be obtained, and we investigate the interactions between large-scale structures on a logarithmic region.

2. DNS procedures

As shown in Fig. 1, the target flow is assumed to be a fully developed turbulent channel flow driven by the constant mean pressure gradient in the streamwise direction. DNSs of the incompressible Navier–Stokes equation are conducted by the 10th-order accuracy Finite Difference Method (FDM) proposed

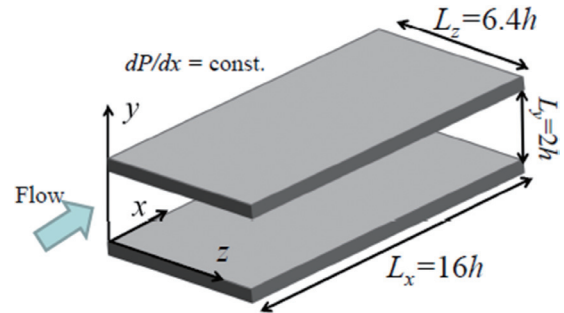


Fig. 1 Computational domain and coordinate system.

by Morinishi et al. [5] for the stream- and spanwise directions, and the second-order FDM for the wall-normal direction. To detect the wavelength of the second-peak in the pre-multiplied spectrum measured by Hutchins & Marusic [1], which is corresponded to 6δ , where δ is the boundary layer thickness, the computational domain size in all cases is adapted $16h \times 2h \times 6.4h$ for the streamwise (x), wall-normal (y), and spanwise (z) directions, respectively, where h is the channel half width.

In a fully developed channel flow, the kinematic energy balance integral over the channel cross section is given by Eq. (1),

$$0 = U_b^+ - \underbrace{\int_0^{h^+} \left(\frac{\partial U^+}{\partial y^+} \right)^2 dy^+}_E - \underbrace{\int_0^{h^+} \varepsilon^+ dy^+}_{E_T}. \quad (1)$$

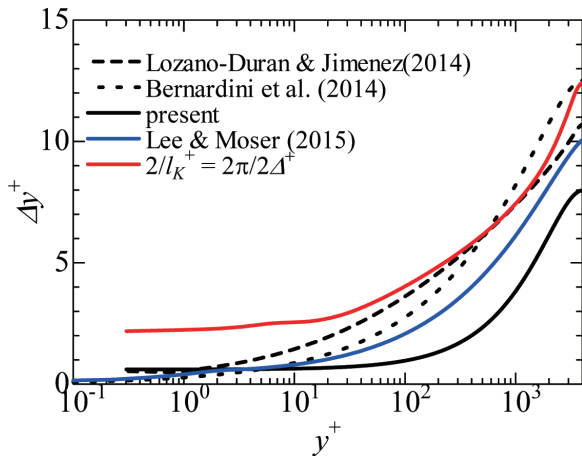
Here, U_b is the bulk mean velocity, U is the streamwise mean velocity, ε is the turbulent energy dissipation rate, and the

superscript + denotes non-dimensional quantities normalized by friction velocity (u_τ) and kinematic viscosity (ν). The second term (E) on the right side in Eq. (1) is the energy dissipation by the mean velocity and the third term (E_T) is the energy dissipation by the turbulence. Laadhari [6] reports that E_T is greater than E for the friction Reynolds number ($Re_\tau = u_\tau h/\nu$) > 500 . Accordingly, present DNS starts from $Re_\tau = 500$ up to 8000. Present DNS conditions are tabled in Table 1, where T denotes the time-integration length to obtain the turbulent statistics, and Δx , Δy , Δz are the grid resolutions for the streamwise, wall-normal, and spanwise directions, respectively. In case of $Re_\tau = 8000$, time integration length: $T^+ / Re_\tau = 6.3$ is correspond to 10 wash-out times, where a wash-out is defined as the time taken by a fluid particle at the centreline to cross the computational box ; $L_x = 16h$.

Figure 2 shows the wall-normal grid resolution in case of $Re_\tau = 4000$. Notes that l_K is the Kolmogorov length and resolutions of $Re_\tau = 4200$; Lozano-Duran & Jimenez [2], $Re_\tau = 4079$; Bernadini et al. [3] and $Re_\tau = 5200$; Lee & Moser [4] were also plotted in Fig. 2. Present resolution ensures over twice fine resolution of Kolmogorov wave length at all wall-normal heights. In case of $Re_\tau = 8000$, DNS in $8640 \times 4096 \times 6144$ grid points for stream, wall-normal and spanwise directions was carried out by using the two-types of Peta-scale supercomputer systems. One is a vector-parallel supercomputer system; NEC SX-ACE/1024nodes at Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology (JAMSTEC). The other is the Plasma Simulator; Fujitsu FX100/2048nodes at National Institutes for Fusion Science (NIFS). Elapse time per each time-step is 3.6 s by using SX-ACE/2048nodes and FX100/2048nodes, respectively.

Table 1 DNS conditions

Re_τ	Δx^+	Δy^+	Δz^+	T^+ / Re_τ	U_b^+	E_T
500	9.3	0.2-5.3	6.3	13.1	18.22	9.06
1000	11.1	0.3-8.0	8.3	12.0	19.92	10.94
2000	11.1	0.3-8.0	8.3	10.0	21.74	12.76
4000	11.1	0.3-8.0	8.3	9.0	23.27	14.29
8000	14.8	0.3-8.0	8.3	6.3	24.97	16.30


 Fig. 2 Wall-normal grid resolution in case of $Re_\tau = 4000$.

3. Validation of present DNS Database

In steady-state fully developed channel flow, the total shear stress shows a liner profile as function of wall-normal height (y) as follow;

$$1 - \frac{y^+}{Re_\tau} = -\overline{u^+ v^+} + \frac{dU^+}{dy^+}. \quad (2)$$

Here, $-\overline{u^+ v^+}$ denotes Reynolds shear stress. To check statistical errors in DNS data, Tompson et al. [7] used the following residual in shear stress balance;

$$E_R(y^+) = 1 - \frac{y^+}{Re_\tau} + \overline{u^+ v^+} - \frac{dU^+}{dy^+}. \quad (3)$$

Figure 3 shows the shear stress profiles in case of $Re_\tau = 8000$, and residuals (E_R) in all cases are shown in Fig. 4. We can confirm that the total shear stress profile in case of $Re_\tau = 8000$ shows a liner profile and the residuals of present DNS database is less than 0.05. For these results, time integration lengths of present DNS database can be considered larger than the least length to obtain the fully developed status.

The adequacy of the grid resolution used for the present DNSs has been verified through a grid sensitivity study carried out at $Re_\tau = 1000$, for reasons of computational feasibility. The grid sensitivity for the streamwise pre-multiplied spectrum in case of $Re_\tau = 1000$ are shown in Fig. 5, here the DNS result by

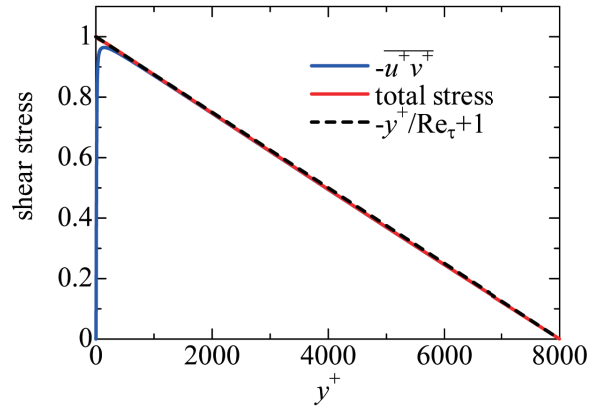
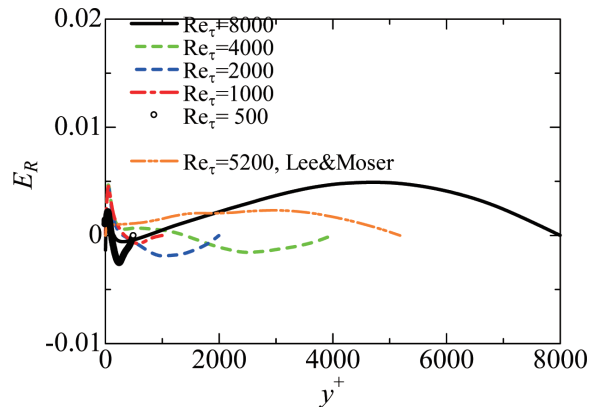

 Fig. 3 Total shear stress profiles in case of $Re_\tau = 8000$.


Fig. 4 Residual in shear stress balance in all cases.

a hybrid code of Fourier spectral method for x and z directions and second order accuracy FDM for y direction, Yamamoto & Kunugi [8] was used as the reference data. The resolution in Fig. 5-(a) is as same as in cases of $Re_\tau=2000$ and 4000 in present DNS database, and one in Fig. 5-(b) is as same as in case of $Re_\tau=8000$. In this study, the streamwise energy spectrum; E_{uu} is defined by

$$\overline{uu} = \int_0^\infty E_{uu} dk_x. \quad (4)$$

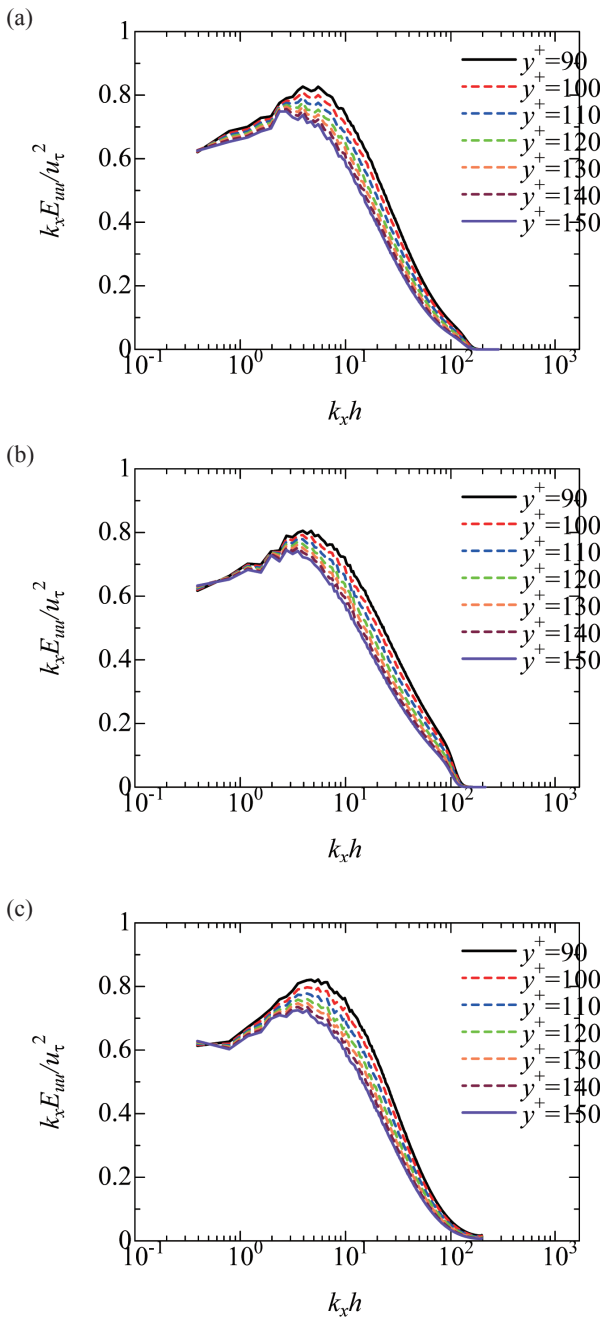


Fig. 5 Grid sensitivity for the streamwise pre-multiplied spectrum in case of $Re_\tau=1000$, (a) $\Delta x^+=11.1$, $\Delta y^+=0.6-8.0$, $\Delta z^+=8.3$ by preset FDM code, (b) $\Delta x^+=14.8$, $\Delta y^+=0.6-8.0$, $\Delta z^+=8.3$ by preset FDM code, and (c) $\Delta x^+=12.0$, $\Delta y^+=0.6-8.0$, $\Delta z^+=8.3$ by a hybrid Fourier spectral (x and z) and 2nd FDM (y) code.

Here, k_x is the streamwise wave-number. Any difference caused by the grid resolution can't be observed, and both results by present FDM code are in good agreements with the result by spectral method.

4. Results

4.1 Von Karman constant

Figure 6 shows the indicator function $\beta (=y^+ dU^+/dy^+)$. The profile in 5200 by Lee & Moser [4] is also plotted in Fig. 6. Lee & Moser [4] shows that the indicator function of $Re_\tau = 5200$ has a plateau profile between $y^+ = 300$ and $y/h = 0.15$. The profile of $Re_\tau=4000$ is in good agreement with Lee & Moser [4], though it is a little low-Reynolds number. The profile of $Re_\tau = 8000$ also shows the constant value; $\beta = 2.6$ between $y^+ = 300$ and $y/h = 0.15$ ($y^+=1200$).

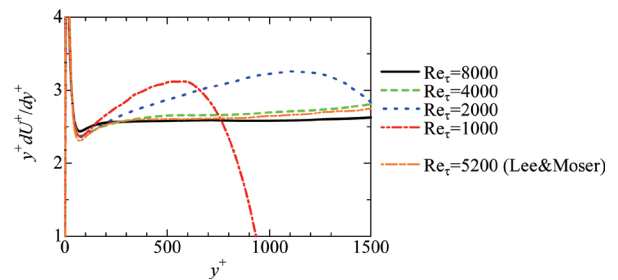


Fig. 6 Distribution of indicator function.

4.2 Streamwise turbulence intensity

Figure 7 shows the variance of streamwise turbulence as a function of y/h . The results of $Re_\tau=1000$ and 5200 by Lee & Moser [4] are also plotted in Fig. 7. Townsend's attached eddy hypothesis [9] implies that in the high Reynolds number limit, logarithmic variation of the streamwise velocity variance. There are no clear range of logarithmic variation in case of $Re_\tau=8000$. However, the plateau region from $y/h = 0.01$ to 0.03 can be observed in case of $Re_\tau=8000$. To comparison with results by Lee & Moser [4], present results show the underestimation of the peak value. To obtain the quantitative agreements in the peak value of streamwise variance, the present 10th FDM code needs to use the higher resolution; $\Delta x^+=9.0$ as shown in Fig. 8. Besides, this underestimation tendency of present DNS database can be observed only in $10 < y^+ < 40$, and quantitative agreements with spectral data by Lee & Moser [4] and Yamamoto & Kunugi [8] are confirmed in other wall-normal heights.

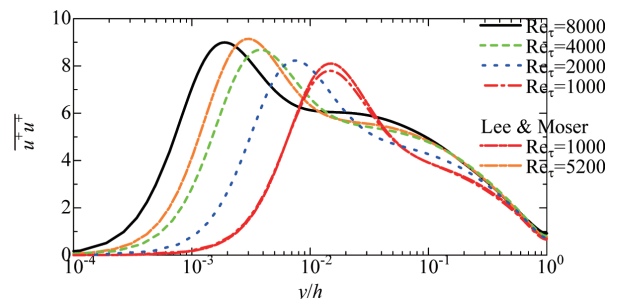


Fig. 7 Variance of streamwise turbulence as a function of y/h .

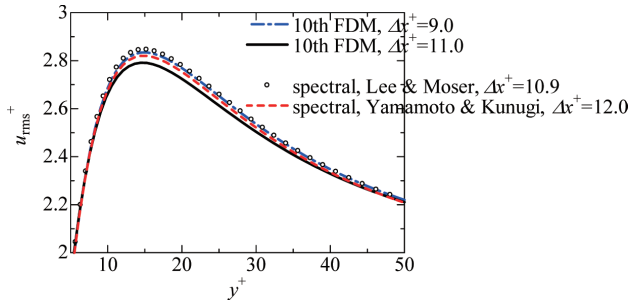


Fig. 8 Comparison of streamwise turbulent intensity near peak region in case of $Re_\tau = 1000$.

4.3 Turbulent energy budget

Reynolds number effects on turbulent kinetic energy budget are appeared in the ratio of production and dissipation rate, and the triple correlation of turbulent disjunction term as shown in Fig. 9.

Figure 9-(a) shows the ratio of production and dissipation rate of turbulent kinetic energy. The peak value of the 1st peak at the buffer region are slightly decreased with increasing of Re_τ . The reason is why the dissipation rate is increased with increasing of Re_τ , but the production at this wall-normal height is almost constant for $Re_\tau > 1000$. As well as results of Bernardini et al. [3] and Lee & Moser [4], the other region in which production exceeds dissipation can be observed from $y/h < 0.2$ for $Re_\tau > 1000$, and this region is larger with increasing of Re_τ . These results show that the increasing of the streamwise turbulent intensity with increasing of Re_τ will be caused by the turbulent production far from wall-region at $y/h < 0.2$.

The remarkable change at this wall-normal height at $y/h = 0.2$ can be observed in the triple correlation of turbulent diffusion term in turbulent kinetic energy for $Re_\tau > 4000$. In case of $Re_\tau >$

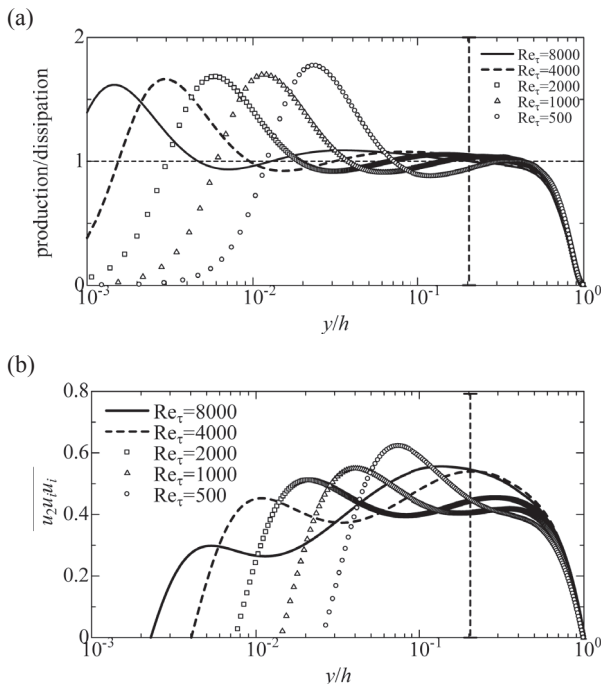


Fig. 9 Reynolds number effects on turbulent energy budget; (a) the ratio of production and dissipation rate, and (b) triple correlation of turbulent diffusion term.

2000, the profiles of triple correlation have the two peaks as shown in Fig. 9-(b). The appearance of the second peak is reported by Hoya & Jimenez [10] for $Re_\tau = 2000$. In case of $Re_\tau > 4000$, the magnitude of second peak at $y/h = 0.2$ exceeds of the first peak. This indicates that energy flows through the turbulent diffusion toward the wall and turns toward the channel center at the boundary; $y/h = 0.2$.

5. Conclusions

In this study, we have conducted DNSs of turbulent channel flows with world's largest Reynolds number by means of the Earth Simulator. Present DNS code achieved the high-effective computational performance corresponded to 70 TFlop/s at 2048 nodes on the Earth Simulator, and DNS database under the long time-integration length was achieved.

References

- [1] Hutchins, N. and Marusic, I., 2007, "Evidence of very long meandering features in the logarithmic region of turbulent boundary layers", *Journal of Fluid Mechanics*, 579, pp.1-28.
- [2] Lozano-Durán, A. and Jiménez, J., 2014, "Effect of the computational domain on direct simulations of turbulent channels up to $Re_\tau = 4200$ ", *Physics of Fluids*, 26(1), 011702.
- [3] Bernardini, M., Pirozzoli, S., and Orlandi, P., 2014, "Velocity statistics in turbulent channel flow up to $Re_\tau = 4000$ ", *Journal of Fluid Mechanics*, 742, pp.171-191.
- [4] Lee, M and Moser, R. D., 2015, "Direct Numerical Simulation of Turbulent Channel Flow up to $Re_\tau = 5200$ ", *Journal of Fluid Mechanics*, 774, pp.395-415.
- [5] Morinishi, Y., Lund, T. S., Vasilyev, O. V., and Moin, P., 1998, "Fully conservative higher order finite difference schemes for incompressible flow", *Journal of computational physics*, 143(1), pp.90-124.
- [6] Laadhari, F., 2007, "Reynolds number effect on the dissipation function in wall-bounded flows", *Physics of Fluids*, 19(3), 038101.
- [7] Thompson, R. L., Sampaio, L. E. B., de Bragança Alves, F. A., Thais, L., and Mompean, G., 2016, "A methodology to evaluate statistical errors in DNS data of plane channel flows", *Computers & Fluids*, 130, 1-7.
- [8] Yamamoto, Y. and Kunugi, T. 2016, "MHD effects on turbulent dissipation process in channel flows with an imposed wall-normal magnetic field", *Fusion Eng. Des.* 109-111, pp.1137-1142.
- [9] Townsend, A. A. 1980 *The structure of turbulent shear flow*, 2nd edn. Cambridge University Press.
- [10] Hoyas, S. and Jiménez, J., 2008, "Reynolds number effects on the Reynolds-stress budgets in turbulent channels", *Physics of Fluids*, 20(10), 101511.