

圧縮性壁乱流の乱流統計量のパラメータ依存性 Dependence of Non-Dimensional Parameters on Statistics of Compressible Turbulent Channel Flow

森西 洋平, 名工大, 〒466-8555 名古屋市昭和区御器所町, E-mail: morinisi@cf.d.mech.nitech.ac.jp
 中林 功一, 名工大, 〒466-8555 名古屋市昭和区御器所町, E-mail: nakabaya@cf.d.mech.nitech.ac.jp
 谷澤 征哉, 名工大, 〒466-8555 名古屋市昭和区御器所町, E-mail: tanizawa@cf.d.mech.nitech.ac.jp
 玉野 真司, 名工大, 〒466-8555 名古屋市昭和区御器所町, E-mail: shinji@cf.d.mech.nitech.ac.jp
 Youhei MORINISHI, Nagoya Institute of Tech., Gokiso-cho, Showa-ku, Nagoya, Aichi, 466-8555, JAPAN
 Koichi NAKABAYASHI, Nagoya Institute of Tech., Gokiso-cho, Showa-ku, Nagoya, Aichi, 466-8555, JAPAN
 Masaya TANIZAWA, Nagoya Institute of Tech., Gokiso-cho, Showa-ku, Nagoya, Aichi, 466-8555, JAPAN
 Shinji TAMANO, Nagoya Institute of Tech., Gokiso-cho, Showa-ku, Nagoya, Aichi, 466-8555, JAPAN

The main objective is to clarify the effects of Reynolds and Mach numbers in compressible turbulent channel flow. We carried out direct numerical simulation for five cases of two parameters and investigated the turbulence statistics, near-wall asymptotic behaviors and effects of intensities of turbulence on semi-local Reynolds number.

1. はじめに

工学および工業上の重要性にも関わらず、圧縮性壁乱流の乱流統計平均量のパラメータ依存性についての詳細な研究はこれまでほとんどなされていない。Coleman ら⁽¹⁾による平行平板間の圧縮性乱流の DNS ではレイノルズ数とマッハ数を同時に変化しているため、それぞれの影響が明確ではない。そこで本講演ではレイノルズ数とマッハ数を独立に変化させた等温壁平行平板間の圧縮性乱流の DNS を実行し、それぞれのパラメータが乱流統計平均量に及ぼす影響を詳細に考察する。ここでは乱流統計量として平均ダイラレーションおよび壁面漸近挙動を取り上げる。さらに、圧縮性乱流の乱流統計平均量の準局所摩擦レイノルズ数 Re_{τ}^* への依存性を調べ、非圧縮性壁乱流との相違を検討する。

2. 計算条件

計算手法については文献⁽³⁾を参照されたい。本研究で実行した計算例のレイノルズ数およびマッハ数を表 1 に示す。これらの無次元パラメータは平均速度 U_m 、流路半幅 H および等温壁上での諸量により定義される。Case A, B および C の比較によりマッハ数の効果を、Case C, D および E の比較によりレイノルズ数の効果を考察する。また表にはそれぞれの計算例の格子数についても示されている。全ての計算例において比熱比 $\gamma=1.4$ 、プラントル数 $Pr=0.72$ を与える。温度には上下壁ともに等温条件が課されている。粘性係数の算出にはサザーランドの式を用いる。また圧縮性壁乱流との比較のために、温度をパッシブスカラーとした等温壁平行平板間の非圧縮性乱流の DNS ($Re_{\tau}=100, 150, 300$) も実行した。非圧縮性壁乱流の DNS に用いた計算手法については文献⁽⁴⁾を参照されたい。

3. 主な記号

本講演において $\langle \rangle$ および $\{ \}$ はそれぞれアンサンブル平均値およびファール平均値を示す。また $'$ および $''$ はそれぞれアンサンブル平均値およびファール平均値からのずれを表す。 $u_i (i=1, 2, 3)$, ρ および p はそれぞれ x_i 方向速度成分、密度および圧力である。また u_{τ} , u_{τ}^* , δ_v , δ_{v^*} , y^+ および y^{*+} はそれぞれ摩擦速度、準局所摩擦速度、粘性長さスケール、準局所粘性長さスケール、壁座標および準局所壁座標を意味し、これらは次式で定義される。

Table 1 Computational Cases

Case	Re	M	N_1	N_2	N_3
Case A	2000	1.0	80	150	80
Case B		1.25	80	150	80
Case C		1.5	80	150	80
Case D	2500		120	180	120
Case E	3000		120	180	120

$$u_{\tau} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}}, \quad \delta_v = \frac{\mu_w}{\rho_w u_{\tau}}, \quad y^+ = \frac{y}{\delta_v}$$

$$u_{\tau^*} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\langle \rho \rangle}}, \quad \delta_{v^*} = \frac{\langle \mu \rangle}{\langle \rho \rangle u_{\tau}}, \quad y^{*+} = \frac{y}{\delta_{v^*}}$$

4. 計算結果とその考察

4.1 平均ダイラレーション

まず Coleman ら⁽¹⁾によって示された結果(Re, M)=(3000, 1.5), (4880, 3.0)の平均ダイラレーション分布を図 1 に示す。彼らは平均ダイラレーションの極小値の変化はマッハ数の変化によるものと報告している。次に今回の結果の平均ダイラレーションの分布を図 2 に示す。図 2(a)からレイノルズ数を固定してマッハ数を大きくした時には、平均ダイラレーションの極小値の位置は変化せず、極小値は小さくなる事がわかる。図 2(b)からマッハ数を固定してレイノルズ数を大きくした時には、平均ダイラレーションの極小値の位置は壁面近傍に近づき、極小値は小さくなる事がわかる。これより平均ダイラレーションはマッハ数に加えてレイノルズ数にも同程度依存する事が明らかになった。次に圧縮性壁乱流において物性値の変化による影響を考慮した準局所スケリングを用いて平均ダイラレーションを整理する。このスケリングでは準局所摩擦速度 u_{τ^*} および準局所粘性長さスケール δ_{v^*} が用いられる。図 3 に u_{τ^*} および δ_{v^*} を用いて無次元化された平均ダイラレーションの分布を示す。図 3(a), (b)ともに平均ダイラレーションの極小値はそれぞれマッハ数、レイノルズ数に依存して変化する事がわかる。また図 3(b)から準局所スケリングを用いた時にはピークの位置はレイノルズ数に依存しない事がわかる。これより平均ダイラレーションのパラメータ依存性は物性値変化の影響ではない事がわかる。

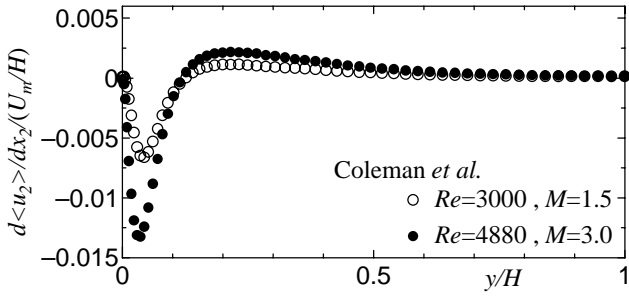
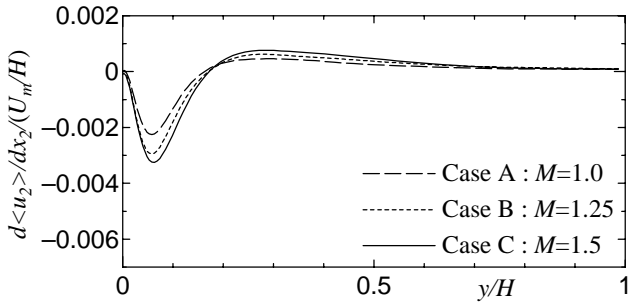
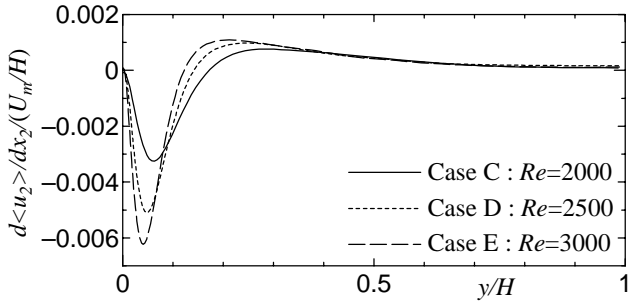


Fig. 1 Mean dilatation profiles

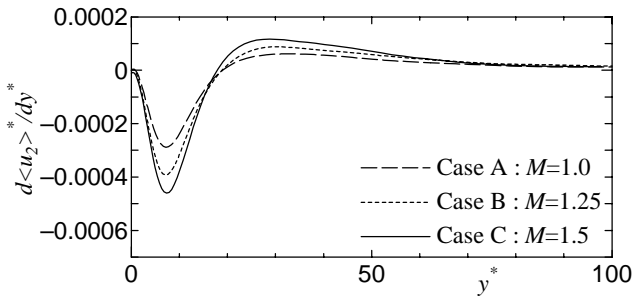


(a) $Re=2000$

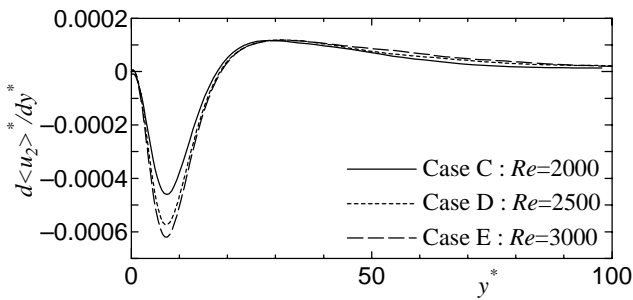


(b) $M=1.5$

Fig. 2 Mean dilatation profiles

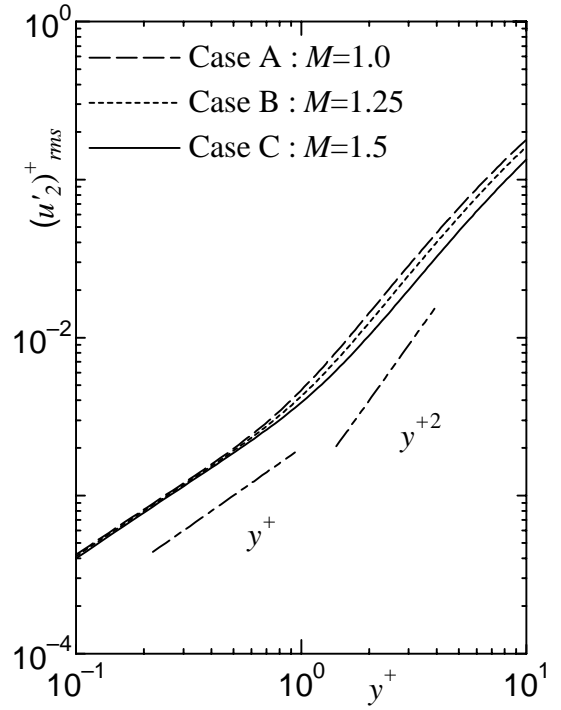


(a) $Re=2000$

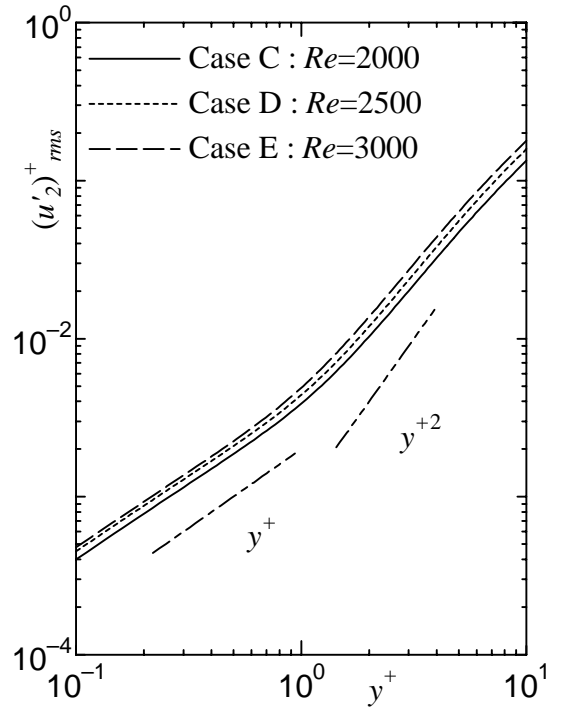


(b) $M=1.5$

Fig. 3 Mean dilatation profiles in semi-local unit



(a) $Re=2000$



(b) $M=1.5$

Fig. 4 Near-wall asymptotic behavior

4.2 壁面漸近挙動

摩擦速度 u_τ により無次元化された壁面方向速度の乱流強度 $(u'_2)^+_{rms}$ の壁面漸近挙動について考察する(図 4 参照). 圧縮性壁乱流において壁面方向速度の乱流強度分布は $O(y^+)$ で壁面に漸近する事が知られている⁽⁵⁾. 図 4 から圧縮性壁乱流においては $y^+ > 1$ では非圧縮壁乱流の挙動である $O(y^{+2})$ で漸近し, $y^+ < 1$ においては $O(y^+)$ で漸近する事がわかる. この壁面漸近挙動の変化を詳細に調べるために, 図 4 の縦軸を y^+ で微分した結果を図 5 に示す. 図 5(a) よりマッハ数が大きくなるほど圧縮性の挙動を示す領域が広がる事がわかる. 一方, 図 5(b) よりレイノルズ数が大きくなるほど圧縮性の挙動を

Table 2 Values of y_c^+

Case	Re	M	y_c^+
Case A	2000	1.0	0.30
Case B		1.25	0.35
Case C		1.5	0.42
Case D	2500	1.5	0.40
Case E	3000		0.34

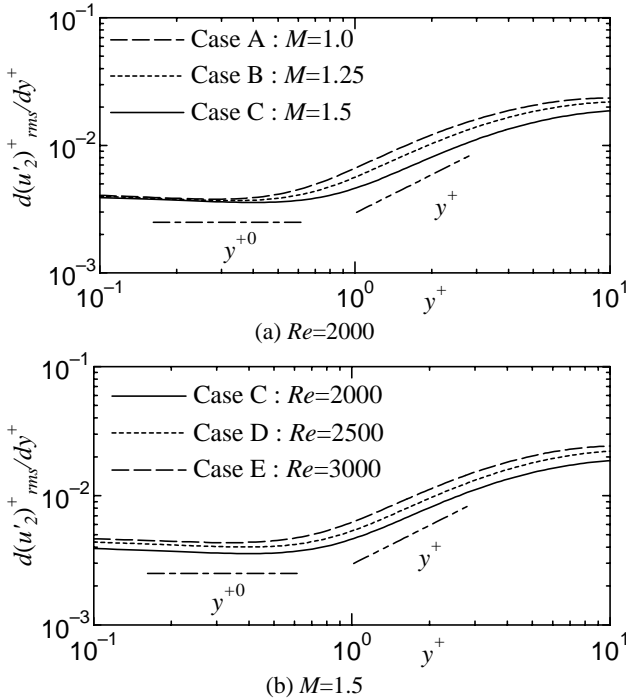


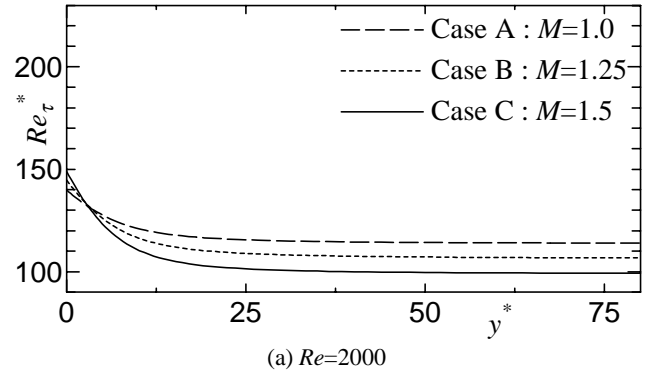
Fig. 5 Near-wall asymptotic behavior

示す領域は狭くなる事がわかる。なお、図5の縦軸を y^+ で微分する事により、傾きの正負が逆転する位置 y_c^+ 、つまり圧縮性の挙動から非圧縮性の挙動に変化する位置を算出し、その結果を表2にまとめて示しておく。

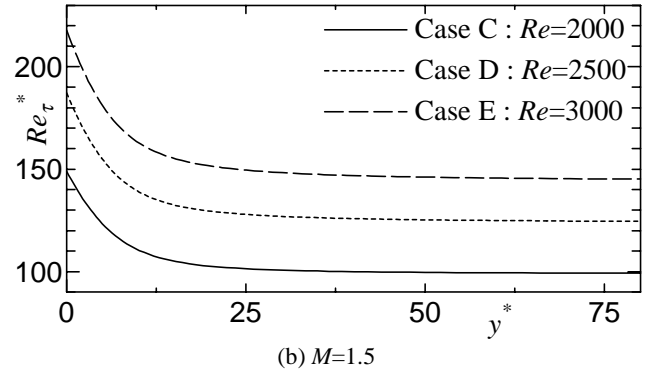
4.3 乱流強度の準局所摩擦レイノルズ数への依存性

圧縮性壁乱流と非圧縮性壁乱流における乱流強度の準局所摩擦レイノルズ数 Re_τ^* への依存性の違いについて考察する。図6に圧縮性壁乱流における準局所摩擦レイノルズ数の分布を示す。図6(a)から、マッハ数の増加にともない、 $0 < y^* < 5$ では Re_τ^* の値が大きくなり、 $y^* > 5$ では Re_τ^* の値が小さくなる事がわかる。図6(b)からレイノルズ数が大きくなるほど Re_τ^* の値は流路全体で大きくなる事がわかる。図7に u_τ^* で無次元化された主流方向速度の変動強度 $(u_1'')_{rms}^*$ 、および壁面方向速度の変動強度 $(u_2'')_{rms}^*$ の分布を示す。圧縮性壁乱流の計算例では Re_τ^* が一定とはならないので、 Re_τ^* の依存性を検討するためには、 y^* の位置を定める必要がある。したがって本研究では、 $(u_1'')_{rms}^*$ の極大値の位置 $y^*=15$ および u_τ^* で無次元化された壁面方向速度の変動強度 $(u_2'')_{rms}^*$ の極大値の位置 $y^*=45$ での乱流強度と摩擦レイノルズ数との関係を考察する。

まず $y^*=15$ において乱流強度の考察を行う。図8に u_τ^* で無次元化された主流方向速度の変動強度の値を示す。また図



(a) $Re=2000$



(b) $M=1.5$

Fig. 6 Friction Reynolds number profiles

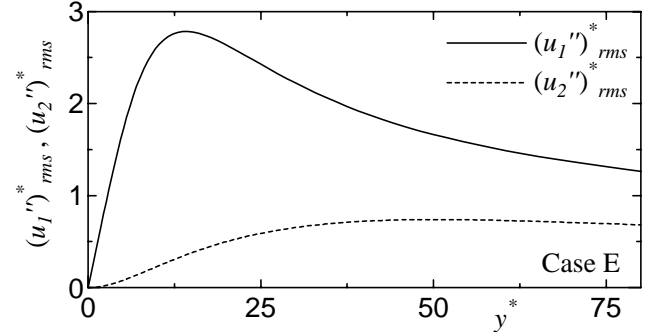


Fig. 7 RMS profiles of streamwise and wall-normal velocities

には非圧縮性壁乱流の DNS データとして我々の計算結果 ($Re_\tau = 100, 150, 300$) および Moser ら⁽⁶⁾の計算結果 ($Re_\tau = 180, 395, 590$) を併せて示す。 $y^*=15$ での主流方向速度の変動強度の値は摩擦レイノルズ数が大きくなるほど増加する。この傾向は圧縮性壁乱流および非圧縮性壁乱流に共通のものである。しかし Re_τ^* がほぼ同じ場合には、 $(u_1'')_{rms}^*$ の値は圧縮性壁乱流の計算例のほうが非圧縮性壁乱流のものよりも大きい事がわかる。図9に u_τ^* で無次元化された壁面方向速度の変動強度の値を示す。圧縮性壁乱流では非圧縮壁乱流の計算例に比べて $(u_2'')_{rms}^*$ が小さい事がわかる。さらに壁面方向速度の変動強度の値と同様にスパン方向速度の変動強度の値も圧縮性壁乱流のものは非圧縮性壁乱流のものより小さい事を確認している。つまり圧縮性壁乱流は非圧縮性壁乱流の計算例に比べて主流方向速度の変動強度が大きくなり、壁面およびスパン方向速度の変動強度が小さくなる。この原因としては、主流方向から壁面およびスパン方向へ再分配される乱れエネルギーが減少している事が考えられる。このエネルギーの再分配を支配する圧力ひずみ相関項(再分配項) PS_{12} について考察する。 PS_{12} はレイノルズ応力の輸送方程式、

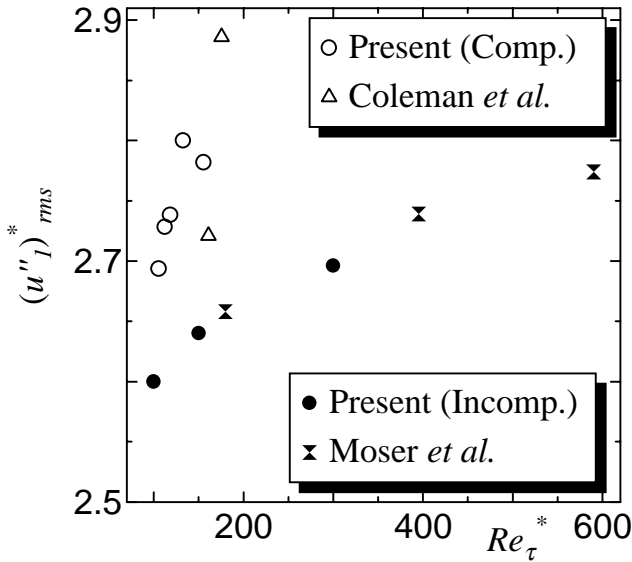


Fig. 8 RMS of streamwise velocity at $y^*=15$

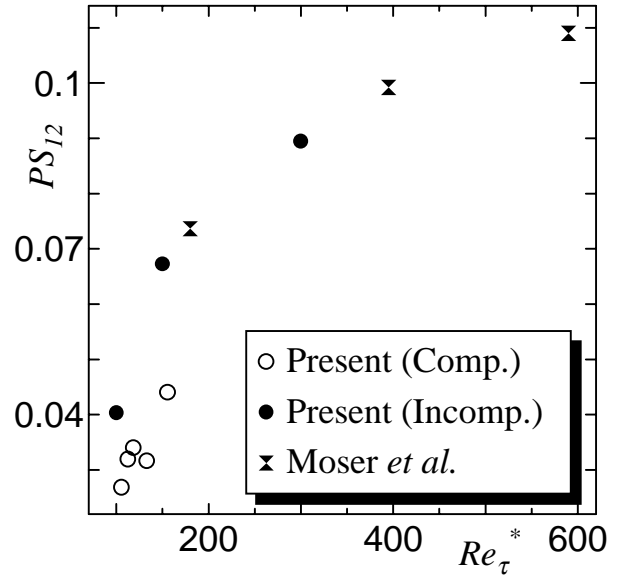


Fig. 10 Pressure strain term at $y^*=15$

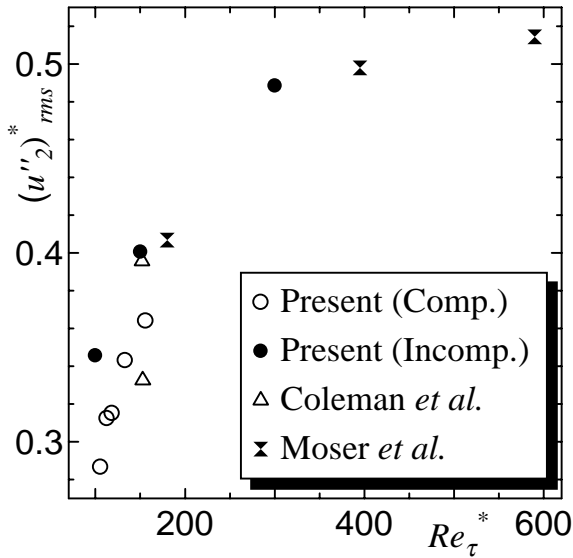


Fig. 9 RMS of wall-normal velocity at $y^*=15$

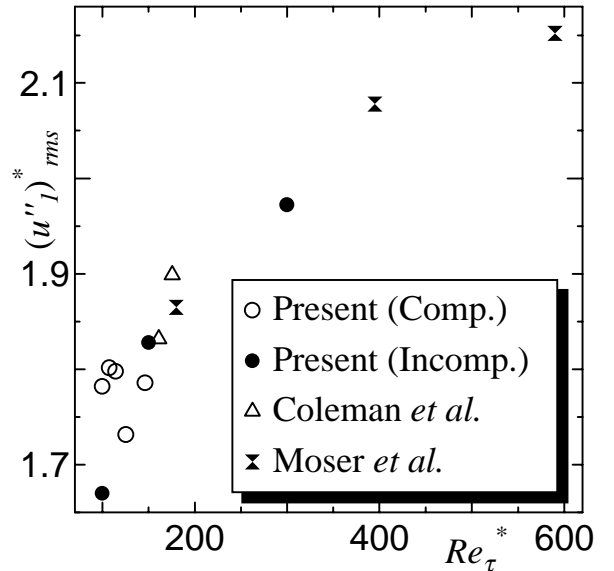


Fig. 11 RMS of streamwise velocity at $y^*=45$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \langle \rho \rangle \{u_2\} \{u_1'' u_2''\}}{\partial x_2} &= -\langle \rho \rangle \left(\{u_2'' u_2''\} \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_2} \right) + \left\langle p' \frac{\partial u_1'}{\partial x_2} \right\rangle + \left\langle p' \frac{\partial u_2'}{\partial x_1} \right\rangle \\
 &\quad - \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\langle \rho \rangle \{u_1'' u_2'' u_2''\} + \langle p' u_1' \rangle - \langle \tau'_{12} u_2' \rangle - \langle \tau'_{22} u_1' \rangle \right) \\
 &\quad - \left\langle \tau'_{1k} \frac{\partial u_2'}{\partial x_k} \right\rangle - \left\langle \tau'_{2k} \frac{\partial u_1'}{\partial x_k} \right\rangle \\
 &\quad - \langle u_1'' \rangle \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_2} + \langle u_1'' \rangle \frac{\partial \langle \tau_{22} \rangle}{\partial x_2} + \langle u_2'' \rangle \frac{\partial \langle \tau_{12} \rangle}{\partial x_2}, \quad (7)
 \end{aligned}$$

の右辺第2項および第3項である。 $y^*=15$ での再分配項と摩擦レイノルズ数との関係を明らかにするために、図10に $y^*=15$ での再分配項の値を示す。図から圧縮性壁乱流では非圧縮性壁乱流の場合より再分配項が小さくなる事がわかる。以上より図8, 9における圧縮性壁乱流と非圧縮性壁乱流の違いは再分配項の違いによって説明される事が示された。

次に $y^*=45$ での乱流強度の考察を行う。図11に u_{τ^*} で無次元化された主流方向速度の乱流強度の値を示す。圧縮性壁

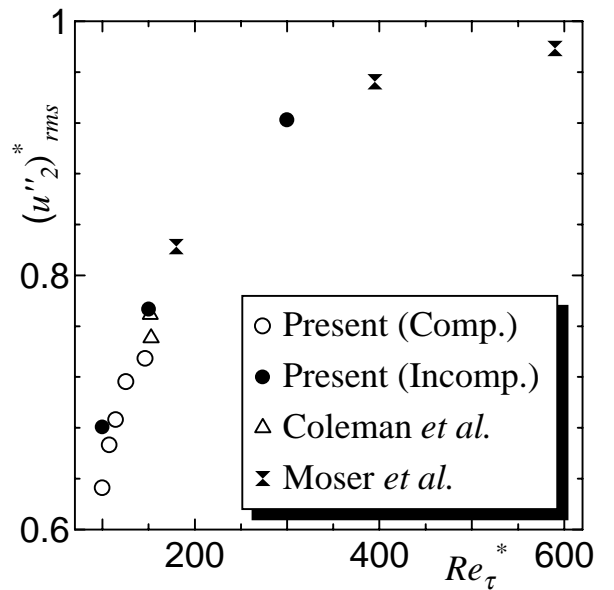


Fig. 12 RMS of wall-normal velocity at $y^*=45$

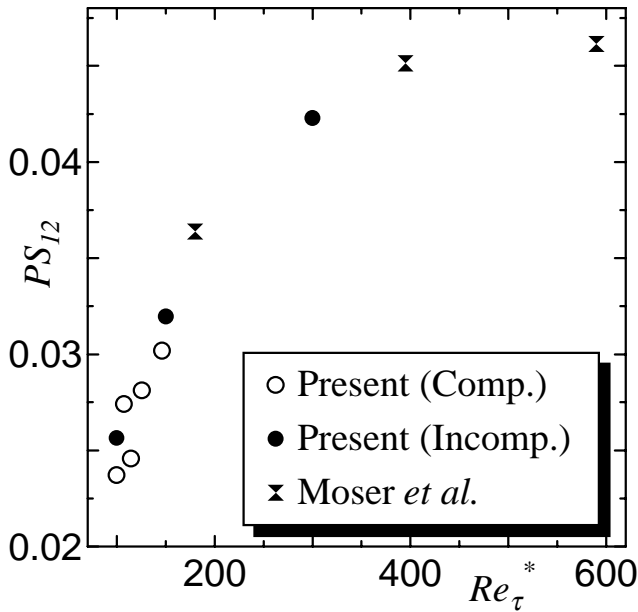


Fig. 13 Pressure strain term at $y^*=45$

乱流と非圧縮性壁乱流において $(u_1^*)_{rms}^*$ の値にほとんど違いは見られない。図 12 に $y^*=45$ での u_{ϕ}^* で無次元化された壁面方向速度の乱流強度の値を示す。主流方向速度の値と同様に、 $(u_2^*)_{rms}^*$ の値も圧縮性壁乱流と非圧縮性壁乱流とではほとんど違いは見られない。またスパン方向速度の変動強度の値に関しても同様の事が言える事を確認している。さらに再分配項も圧縮性壁乱流と非圧縮性壁乱流でほとんど違いはみられない(図 13 参照)。つまり $y^*=45$ ではエネルギーの再分配に関して圧縮性の影響はほとんど現われない。

謝辞

本研究に関し日本原子力研究所計算科学技術ソフトウェア研究開発(平成 11 年度～13 年度)の補助を受けている。ここに記して感謝の意を表す。また、英国サザンプトン大学の Coleman 博士には参照データをご提供いただいた。ここに記して感謝の意を表す。

参考文献

- (1) Coleman, G.N., Kim, J. and Moser, R.D., "A numerical study of turbulent supersonic isothermal-wall channel flow," J.Fluid Mech., 305(1995), pp. 159-183.
- (2) Abe, H., Kawamura, H. and Matsuo, Y., "Direct Numerical Simulation of a Fully Developed Turbulent Channel Flow With Respect to the Reynolds Number Dependence," J.Fluids Engineering, 123(2001), pp. 382-393.
- (3) 森西, 玉野, 中林, "B - スプライン法を用いた圧縮性壁乱流の DNS アルゴリズム," 機論, 67-661, B(2001), 2251-2258.
- (4) 森西, 玉野, 中林, "断熱および等温壁平行平板間の圧縮性乱流の数値解析(第 3 報, エネルギー輸送)," 機論, B(2001), 投稿中(No. 01-1193).
- (5) 森西, 玉野, 中林, "断熱および等温壁平行平板間の圧縮性乱流の数値解析(第 2 報, 乱れ統計量の分布)," 機論, B(2001), 掲載決定(No. 01-0204).
- (6) Moser, Kim & Mansour, "DNS of Turbulent Channel Flow up to $Re_{\tau}=590$," Physics of Fluids, 11(1999), pp.943-945.