

等温-断熱壁間の圧縮性乱流の DNS

DNS of Compressible Turbulent Flow between Isothermal and Aadiabatic Walls

森西 洋平, 名古屋工業大学, 〒 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, 名古屋工業大学, 〒 466-8555 名古屋市昭和区御器所町, E-mail: nakabaya@cf.d.mech.nitech.ac.jp

○ 玉野 真司, 名古屋工業大学大学院, 〒 466-8555 名古屋市昭和区御器所町, E-mail: shinji@cf.d.mech.nitech.ac.jp

Yuuhei MORINISHI, Nagoya Institute of Technology, Gokiso-cho, Showa-ku Nagoya, Aichi, 466-8555, JAPAN

Koichi NAKABAYASHI, Nagoya Institute of Technology, Gokiso-cho, Showa-ku Nagoya, Aichi, 466-8555, JAPAN

Shinji TAMANO, Nagoya Institute of Technology, Gokiso-cho, Showa-ku Nagoya, Aichi, 466-8555, JAPAN

The main objective of this paper is to clarify the effects of the difference of the thermal wall boundary conditions on the mean velocity profile, the mean temperature profile, and the near-wall asymptotic behavior in compressible turbulent flows. It is shown that the Van Driest transformation is the useful scaling for both isothermal and adiabatic walls. It is revealed that the near-wall behavior of the rms wall-normal velocity fluctuation in the compressible turbulent flow is different from that in the incompressible flow.

1. はじめに

圧縮性壁乱流の理解は工学および工業上非常に重要であるにも関わらず、非圧縮性乱流のものと比較すると十分ではない。本論文では、文献¹において構築された等温壁間 (Case 1) および等温壁と断熱壁間 (Case 2) の圧縮性乱流に対する DNS データを用いて、温度境界条件の違いが圧縮性乱流の平均速度分布、平均温度分布、および壁面漸近挙動に及ぼす効果について検討する。

2. 計算手法および計算条件

空間的離散化手法として、主流およびスパン方向 (x_1 および x_3 方向) にはフーリエ・ガラーキン法、壁面方向 (x_2 方向) には次数 8 の B-スプライン・コロケーション法がそれぞれ用いられている。時間進行法には 3 次精度 Runge-Kutta 法が用いられている。

平行平板間の圧縮性乱流の数値計算に対する無次元パラメータとして、レイノルズ数 $Re = \frac{1}{2} \rho_m U_m H = 3000$, マッハ数 $M = \frac{U_m}{c_p T_w} = 1.5$, プラントル数 $Pr = 0.72$, および比熱比 $\gamma = 1.4$ を与える。ここで $\frac{1}{2} \rho_m$, U_m , c_p , T_w , および H はそれぞれ、平均密度、平均速度、粘性係数、温度、定圧比熱、および流路半幅である。また、添字 w は等温壁上の諸量を意味する。粘性係数 μ の算出にはサザーランドの式が用いられている。温度には Case 1 に対しては上下壁ともに等温条件が Case 2 に対しては上壁に断熱条件および下壁に等温条件が課されている。主流、壁面およびスパン方向の計算領域はそれぞれ $4H$, $2H$ および $4H/3$ に設定されている。周期方向には等間隔格子、壁面方向には双曲正接関数により壁面に集中する格子が用いられている。主流、壁面およびスパン方向の格子数はそれぞれ、Case 1 では (120,180,120), Case 2 では (120,210,120) に設定されている。

3. 計算結果とその考察

3.1 平均速度分布

壁面摩擦速度 $u_\tau (= \frac{\mu}{\rho_w \delta_w})$ により無次元化された主流方向平均速度 $hu_{1i}^+ (= \frac{u_{1i}}{u_\tau})$ は、壁座標 $y^+ (= \frac{1}{2} \rho_w u_\tau y)$, 無次元熱流束 $B_q (= \frac{q_w}{\rho_w c_p u_\tau T_w})$, 壁面摩擦速度により定義されたマッハ数 $M_\tau (= \frac{u_\tau}{c_p T_w})$, 比熱比 γ , およびプラントル数 Pr の 5 個の無次元量を変数に持つことが次元解析により確認される²。 q_w , δ_w , および y はそれぞれ壁面熱流束、壁面せん断応力、および参照

されている壁面からの距離である。 h は空間 (主流およびスパン方向) および時間に関するアンサンブル平均値である。添字 w は壁面上の諸量を意味する。本計算では γ および Pr は一定であるために B_q および M_τ が hu_{1i}^+ に影響を与える変数となる。図 1 に hu_{1i}^+ の分布を示す。同図には比較のため Coleman ら³による等温壁平行平板間の圧縮性乱流の計算結果および Moser ら⁴による $Re_\tau = 180$ の平行平板間の非圧縮性乱流の計算結果がそれぞれ $\diamond$ および $\circ$ で示されている。 hu_{1i}^+ の値は $y^+ = 20$ 以上において、 B_q および M_τ が大きくなるにつれてそれぞれ大きくおよび小さくなる⁵。

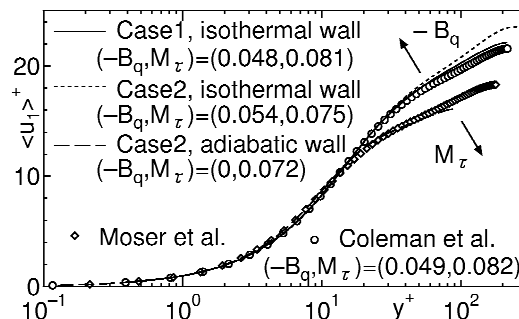


Fig. 1: Mean streamwise velocity in wall units

図 2 に Van Driest 変換^{6,7}された平均速度 $hu_{1iV_D}^+ (= R_{hu_{1i}^+} \int_0^{hu_{1i}^+} \frac{1}{h^{\frac{1}{2}} i^{\frac{1}{2}} w} dh_{1i}^+)$ の分布を示す。図 1 と図 2 との比較により $hu_{1iV_D}^+$ は hu_{1i}^+ と比べて B_q および M_τ による影響が小さいことが分かる⁵。

3.2 平均温度分布

平均温度 $hT_i = T_w$ に関しても平均速度 hu_{1i}^+ と同様に、 y^+ , B_q , M_τ , γ , および Pr を変数に持つことが次元解析により確認される²。本計算では γ および Pr は一定であるために B_q および M_τ が hT_i^+ に影響を与える変数となる。図 3 に平均温度 $hT_i = T_w$ の分布を示す。平均温度分布は B_q および M_τ が大きくなるにつれてそれぞれ大きくおよび小さくなる事が分かる。

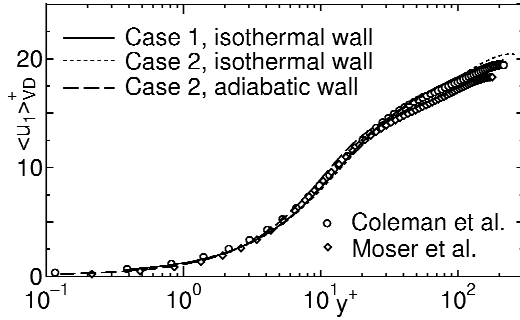


Fig. 2: Mean streamwise velocity with Van Driest transformation in wall units

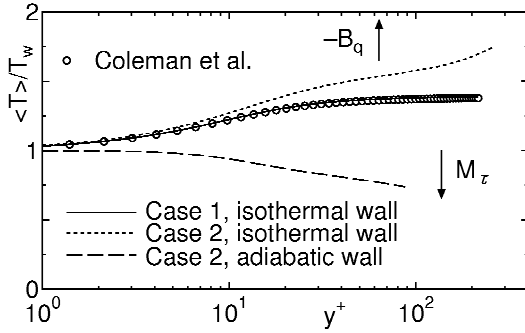


Fig. 3: Mean temperature profiles

3.3 壁面漸近挙動

変数 $\hat{A}^0(y^+)$ を $y^+ = 0$ まわりにテイラー級数展開すると次式を得る. なお 0 はアンサンブル平均値からのずれを表す.

$$\hat{A}^0(y^+) = \hat{A}^0(0) + y^+ \frac{\partial \hat{A}^0}{\partial y^+} \bigg|_{y^+=0} + \frac{y^{+2}}{2} \frac{\partial^2 \hat{A}^0}{\partial y^{+2}} \bigg|_{y^+=0} + O(y^{+3}) \quad (1)$$

壁面方向速度変動 $u_2^0(y^+)$ に関して, 壁面速度すべり無し条件 $u_2^0(0) = 0$ を式 (1) に適用することで壁面漸近挙動 $u_2^0(0) / O(y^+)$ が得られる. 一方, 非圧縮性乱流の場合には, 速度すべり無し条件に加えて連続の式から得られる壁面境界条件, $\partial u_2^0(y^+) / \partial y^+|_{y^+=0} = 0$, が成立する. このため, 非圧縮性乱流における壁面方向速度変動の壁面漸近挙動は $u_2^0(0)_{\text{incomp.}} / O(y^{+2})$ となり, 圧縮性乱流の場合とは異なる. 壁面方向乱流強度 $u_{2\text{rms}}^+ (= \sqrt{\overline{u_2^0 u_2^0}} = u_i)$ の分布を図 4 に示す. 図より, $u_{2\text{rms}}^+$ は非圧縮性乱流の場合には $O(y^{+2})$ で, 圧縮性乱流の場合には温度境界条件によらず $O(y^+)$ で壁面に漸近することが確認される.

等温壁側の温度変動 $T^0(y^+)_{\text{iso}}$: および断熱壁側の温度変動 $T^0(y^+)_{\text{adia}}$: に関して, 壁面境界条件 $T^0(0)_{\text{iso}} = 0$, および $\partial T^0(y^+)_{\text{adia}} / \partial y^+|_{y^+=0} = 0$ をそれぞれ式 (1) に適用することで, 壁面漸近挙動 $T^0(y^+)_{\text{iso}} / O(y^+)$ および $T^0(y^+)_{\text{adia}} / O(y^{+0})$ が得られる. 温度の変動強度 $T_{\text{rms}} = T_w (= \sqrt{\overline{h T^0 T^0}} = T_w)$ の分布を図 5 に示す. 図より温度の変動強度分布は等温壁側では $O(y^+)$, 断熱壁側では $O(y^{+0})$ で壁面に漸近することが確認される.

4. まとめ

(1) 平均速度 $hu_1 i^+$ および平均温度 $hTi = T_w$ は B_q および M_i が大きくなるにつれてそれぞれ大きくおよび小

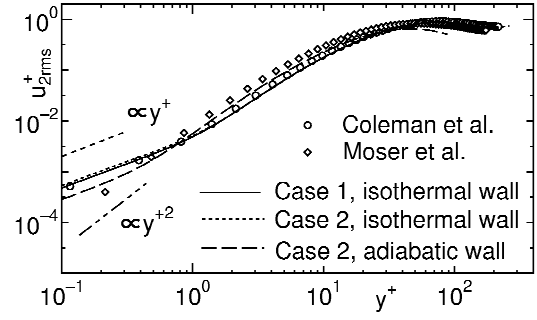


Fig. 4: The near wall variation of $u_{2\text{rms}}^+$

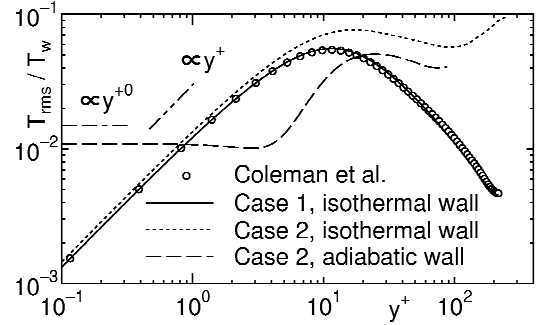


Fig. 5: The near wall variation of $T_{\text{rms}} = T_w$

さくなる.

(2) Van Driest 変換された平均速度分布 $hu_1 i_{VD}^+$ は $hu_1 i^+$ と比べて B_q および M_i による影響が小さい.

(3) 壁面方向変動速度 $u_{2\text{rms}}^+$ は非圧縮性乱流の場合には $O(y^{+2})$ で, 圧縮性乱流の場合には温度境界条件によらず $O(y^+)$ で壁面に漸近する.

(4) 温度の変動強度 $T_{\text{rms}} = T_w$ は等温壁側では $O(y^+)$, 断熱壁側では $O(y^{+0})$ で壁面に漸近する.

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～) の補助を受けている. 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頂いた. ここに記して感謝の意を表す.

参考文献

1. 森西洋平, 玉野真司, 中林功一, 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, B (2000), 投稿中.
2. Rotta, J.C., AGARD Rept.281 (1960).
3. Coleman, G.N., Kim, J. and Moser, R.D., J. Fluid Mech., 305(1995) 159-183.
4. Moser, R.D., Kim, J., and Mansour, N.N., Phys. Fluids, 11(4)(1999) 943-945.
5. Huang, P.G. and Coleman, G.N., AIAA J., 32(10)(1994) 2110-2113.
6. Van Driest, E.R., Journal of Aeronautical Science, 18(3)(1951) 145-160.
7. Bradshaw, P., Ann. Rev. Fluid Mech., 9(1977), 33-54.