

乱流境界層の直接数値シミュレーションにおけるヘアピン渦構造の力学

Dynamics of hairpin vortex structures in direct numerical simulation of turbulent boundary layer

○石原 卓, 名大院工, 名古屋市千種区不老町, E-mail: ishihara@cse.nagoya-u.ac.jp
 加藤雅之, 名大院工, 名古屋市千種区不老町, E-mail: kato@fluid.cse.nagoya-u.ac.jp
 金田行雄, 名大院工, 名古屋市千種区不老町, E-mail: kaneda@cse.nagoya-u.ac.jp
 Takashi Ishihara, Graduate School of Eng., Nagoya Univ., Chikusa-ku, Nagoya, 464-8603
 Masayuki Kato, Graduate School of Eng., Nagoya Univ., Chikusa-ku, Nagoya, 464-8603
 Yukio Kaneda, Graduate School of Eng., Nagoya Univ., Chikusa-ku, Nagoya, 464-8603

We performed spectral direct numerical simulations (DNSs) of zero-pressure-gradient turbulent boundary layer (TBL) over a flat plate using a fringe region. In the DNS with $4608 \times 512 \times 768$ grid points, we attained $Re_\theta = 835 \sim 2443$ outside the fringe region. Here Re_θ is the Reynolds number based on the momentum thickness. A short log-law-like region was observed for $Re_\theta > 2000$ in the flow field of the TBL. Visualizations of the TBL flow fields suggest that coalescence of the same-signed cane-type neighbor vortices is one of the typical mechanisms of the growth of the hairpin-like vortex packets in the log-law region of the TBL.

1. はじめに

乱流境界層は、壁近傍に渦が局在した乱流であり、工学や環境における流れの中でしばしばみられる。乱流境界層の理解、予測、制御は、工学や環境における様々な応用分野において重要であり、非常に挑戦的な課題である。

近年、Adrian 等 (2000)⁽¹⁾ は PIV を用いて得られる、乱流境界層中の面上の速度ベクトル場を詳細に解析し、乱流境界層における典型的な構造として、大きいサイズのヘアピン渦のパケットの中に小さいサイズのヘアピン渦のパケットが入れ子に存在し、異なる速度で移動するという、階層的なヘアピン渦のパケットのモデルを提案した。

本研究では、Spalart と Watmuff (1993)⁽²⁾ の手法を用いて、圧力勾配の無い乱流境界層の大規模な高精度・高解像度 DNS を実施し、Adrian 等 (2000)⁽¹⁾ の提案する、乱流境界層に対する階層的なヘアピン渦のパケットのモデルを直接的に検証するとともに、ヘアピン渦のパケットの 3 次元的構造や動力学、ヘアピン渦のパケットの階層構造の生成メカニズムなどを解明するための可視化と解析を実施する。

2. 数値計算の方法

本研究における、乱流境界層の DNS の方法は、圧力勾配が無いこと以外、基本的に Spalart と Watmuff (1993) と同様であり、計算手法の詳細は Spalart 等 (1991)⁽³⁾ と同等である。⁽⁴⁾

表 1 に本研究の乱流境界層 DNS におけるパラメータを示す。ここで、 N_x, N_y, N_z は各々流れ方向、壁垂直方向、span 方向の格子点数であり、 $\Lambda_x/\theta_0, \Lambda_z/\theta_0$ は各々流れ方向、span 方向の周期 box の周期をフリンジ領域出口 (有効領域の入り口) における運動量厚さで規格化したものである。計算の有効領域において得られる Re_θ の値の範囲は表 1 に示した通りである。

なお、R2500 は地球シミュレータ (ES2) の 16 ノードを用いた、6.2TFlops の計算であり、Spalart 等 (1991) の手法を用いた乱流境界層 DNS の世界最大規模のものである。

Run	$N_x \times N_y \times N_z$	Re_θ	Λ_x/θ_0	Λ_z/θ_0
R1000	$1920 \times 256 \times 384$	344 – 1130	1221	91.6
R2500	$4608 \times 512 \times 768$	835 – 2443	1293	97.0

Table. 1 Parameters in the DNS of TBL

3. 主な結果と結論

R1000 のデータにおいて、 $Re_\theta = 650, 1000$, 及び、R2500 のデータにおいて $Re_\theta = 1500, 2200$ の場所での平均速度プロファイルと比較した結果、 Re_θ の値が増すにつれ、非常に狭いが対数則に近い振る舞いを示す領域が現れてくることが確認できた。

また、主流速度成分 u の値が $u < \langle u \rangle - 2\sigma_u$ を満たす低速領域と速度勾配テンソルの第 2 不変量 Q の値が $Q > \langle Q \rangle + 3\sigma_Q$ を満たす高 Q 領域とを可視化した結果、Adrian 等が提案する「ヘアピン渦のパケットの階層構造」に該当する構造が、直接的に観察できることが分かった。ここで $\langle A \rangle$ および σ_A は各々、物理量 A の時間及び z についての平均と標準偏差を表し、どちらも場所 (x, y) の関数である。

上記の知見を基に、R2500 のデータの $Re_\theta = 2200$ の場所で動画解析を行ったところ、対数則に近い振る舞いをする領域において、高 Q 領域は活発にその形を変える様子が観察でき、その中には、

- ちょうどヘアピン渦の頭に相当する部分が下流に流されるにつれて上昇し、同時にサイズも大きくなるもの
- 2 つの隣接する低速領域の各々の右側にある杖タイプの高 Q 領域 (ヘアピン渦の片割れ) が下流に流されるにつれ合体し、より大きいサイズの杖タイプの高 Q 領域を形成する (それに伴い、より大きい低速領域が形成される) といった発達を示すもの

などが観察できた。

参考文献

- (1) B.J.Adrian, C.D.Meinhart and C.D.Tomkins, "Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer", J.Fluid Mech., 422 (2000), pp.1-54.
- (2) P.R.Spalart and J.H.Watmuff, "Experimental and numerical study of a turbulent boundary layer with pressure gradients", J.Fluid Mech., 249 (1993), pp.337-371.
- (3) P.R.Spalart, R.D.Moser and M.M.Rogers, "Spectral Methods for the Navier-Stokes Equations with One Infinite and Two Periodic Directions", J. Comp. Phys., 96 (1991), pp.297-324.
- (4) 加藤雅之, 石原 卓, 金田行雄, "フリンジ法を用いた乱流境界層の直接数値計算", 日本流体力学会年会 2009