

高マッハ数上階層における非定常有限振幅攪乱の発達

Evolution of unsteady finite-amplitude perturbations in a hypersonic boundary-layer

須田一宏, 電通大, 東京都調布市調布ケ丘 1-5-1
前川博, 電通大, 東京都調布市調布ケ丘 1-5-1
井上洋平, 電通大, 東京都調布市調布ケ丘 1-5-1
Kazuhiro Suda, UEC
Hiroshi Maekawa, UEC
Yohei Inoue, UEC

Numerical simulation using a WCNS scheme have been performed to study the evolution of unsteady finite amplitude perturbations in a hypersonic isothermal flat plate boundary layer. Results of a bypass transition scenario at Mach 5 are presented, where the rapid growth of the finite-amplitude perturbation leads to streaky structures near the wall. Effects of wall thermal condition at high Mach number of $M=5$ are also studied. Spanwise large structures appear downstream under this thermal condition due to growth of second mode.

1. 緒言

高マッハ数内部流におけるタービン翼列などではタービン表面を冷却する必要があり, そのような状況で使用される設定では冷却の効果がどのように平板表面の境界層遷移に現れているか調べる必要がある. さらに, 内部流では壁に囲まれた乱れた流れであり, 上流から大きく乱れた流れが流入するので, 様々な攪乱は一般に大きく, 大きな振幅を持つ攪乱が境界層の乱流遷移に与える影響を知る必要がある.

高マッハ数の流れで使用される計算法は堅牢さ[1]を求められるが, 乱流遷移現象をとらえるには高感度性が一方で必要になる. 本研究では, 攪乱を上流から導入して, マッハ数 5 などの高マッハ数流において表面を冷却している影響が遷移現象にどのようにあらわれるか調べるため WCNS (標準的に FDS を組込) を使って, その計算性能を調べるとともに, 得られた計算結果から高マッハ数境界層における層流-乱流遷移について考察を深めることを目的とする. 本研究では, マッハ数 5 の極超音速平板境界層の数値シミュレーションと解析を行い, 平板温度条件の影響を線形安定性理論の結果を参照しながら検討する. また, 超音速層流境界層 (マッハ数 2, および 2.5) と極超音速層流境界層 (マッハ数 5) に対して, 攪乱の振幅が大きい場合におけるマッハ数の影響を理解することを目的とする.

2. 計算手法および計算条件

2.1 計算方法

DNS の支配方程式を三次元の連続の式, 圧縮性 Navier-Stokes 方程式, エネルギー方程式とし, 空間微分項の離散化において, 移流項には 6 次精度陽的 WCNS [1], そして近似リーマン解法に Roe's Flux Difference Splitting(以下 FDS)を用いた. WCNS の非線形補間は 5 次精度である. また, 粘性項には 6 次精度 Central Compact Scheme [2](以下 CCS)を用いた. 時間進行には 4 次精度 Runge-Kutta 法を用いた.

2.2 計算条件

図 1 が計算領域の模式図となる. 主流方向を x , 壁面垂直方向を y , スパン方向を z . 計算領域は平板前縁からではなく流入境界において平板境界層が厚さをもつように設定した. 計算領域の x, y, z 方向長さは流入境界における排除厚さ δ_{in} を代表長さとして, $L_x=200*\delta_{in}$, $L_y=L_z=20*\delta_{in}$ とした. また格子点数は $N_x=300$, $N_y=80$, $N_z=40$ の $300 \times 80 \times 40$ として, y 方向には格子伸張を施し,

壁近傍で格子幅を細かくとった.

時間進行に対して, 時間幅 dt を $dt=0.005$ として計算をおこなった.

境界層外部の主流速度 U_e 動粘性係数 ν_e , 平板前縁からの距離 x_l に基づくレイノルズ数 $Re_x(=U_e*x_l/\nu_e)$ は流出境界において 3.38×10^5 であり, 排除厚さ δ_{in} に基づくレイノルズ数 $Re_\delta(=U_e*\delta_{in}/\nu_e)$ は 1000 となっている. 作動流体は $t=293.15[K]$ の空気を想定しており, 比熱比 γ は 1.4 とし, プラントル数 Pr は 0.716 として計算を行った. また, 音速を C_e として代表マッハ数 $Ma(=U_e/C_e)$ は 5.0 としている.

Fig.1 において $x=0$ における $y-z$ 平面および $y=L_y$ における $z-x$ 平面を流出境界条件, $y=0$ での $z-x$ 平面を滑りなし等温壁面境界条件, z 方向境界に周期境界条件を与えた. z 方向以外の境界部分に Navier-Stokes Characteristic Boundary Condition(以下, NSCBC)[3] を与えた. なお, 平板に沿う二次元圧縮境界層方程式の相似解をシューティング法により計算し, 得られた二次元分布をスパン方向に並べることで, DNS の初期値とした.

乱流の遷移を促す攪乱としてランダム攪乱を流入境界の速度分布に重ねあわせて流入させた. 攪乱の振幅は主流の速度に対して実効値の 5%程度になるよう調整し, 攪乱が流入する時間間隔は, 境界層外部の主流 U_e が計算領域幅 L_x を進むのにかかる時間とし, $L_x/U_e=200$ を目安とした.

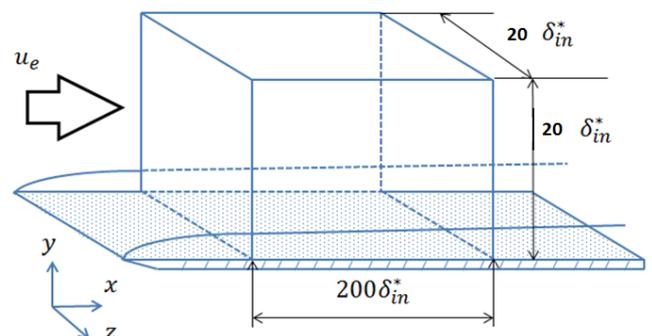


Fig. 1 Computational Domain

3. 結果および考察

計算結果をストリーク構造と速度勾配テンソルの第二不変量 $Q(>0)$ を使って渦支配領域を可視化した. 計算結果は主流マッハ数 $M=5$ で, 平板壁面温度 T_w と断熱条件温度 T_{ad} との比は T_w/T_{ad}

$T_{ad}=0.2$ である。マッハ数が大きくなると、線形安定性理論によって予測された不安定性モードが 1 次モード以外に高次モードが発生し、特に 2 次モードは温度比が小さいほど線形成長率が大きくなる特徴がある[4]。主流マッハ数が 3 以下では、不安定モードの中の一次モードは斜めモードがより成長率が大きく、断熱壁面条件では斜めモードの成長による縦渦形成がとともに遷移するシナリオが考えられている。しかしながら、温度比が小さくなるとともに斜めモードの成長率が小さくなる[4]。

攪乱振幅が大きい場合は線形領域をバイパスすることが低速流れでは知られており、高マッハ数境界層においてはどのような層流-乱流遷移が起こるかよくわかってはいない。また、先に述べたように翼列の実設計では、温度比が遷移にどのような影響を与えるか知る必要がある。

本稿では、 $M=5$ の T_w (一定) の条件下での計算結果を示す。

Fig.2 から Fig.5 は順に $t=380, 385, 390, 395$ における攪乱を導入した下流の流れを示している。それぞれ上から順に、瞬間圧力変動場の様子と速度勾配テンソルの第二不変量 Q を同時に可視化した結果(a)であり、初期圧力に基づく圧力変動(b)、平均圧力に基づく圧力変動(c)、渦構造(d)、高速ストリークおよび低速ストリーク構造(e)をあらわしており、高速ストリークおよび低速ストリーク構造においては、それぞれ低速ストリーク $u < 0$ の領域には青を、高速ストリーク $u > 0$ の領域には赤を用いている。ストリーク間隔は $2.24 \sim 3.60$ であり、(b)および(c)で観察される圧力変動場における波数を概算してみると、 $0.422 \sim 0.448$ となり、代表スケールは入口排除厚さ $\delta_{in}(=1)$ であり、波長を計測した下流で排除厚さはおよそ 1.9 であった。2 次モードの波数と考えられる。

Fig.2 から Fig.5 から時間進行とともに圧力変動の分布、および渦構造は下流へと移動し発達していく様子が確認できた。平均圧力に基づく圧力変動(c)、渦構造(d)、および高速ストリーク・低速ストリーク構造(e)の $x=0$ から $x=30$ 付近では、それぞれ大小様々な分布が見られるが、これは流入付近の攪乱の影響を受けているためと考えられ、下流にいくにしたがって比較的、規則的なストリーク構造が観察されるようになることが確認できた。

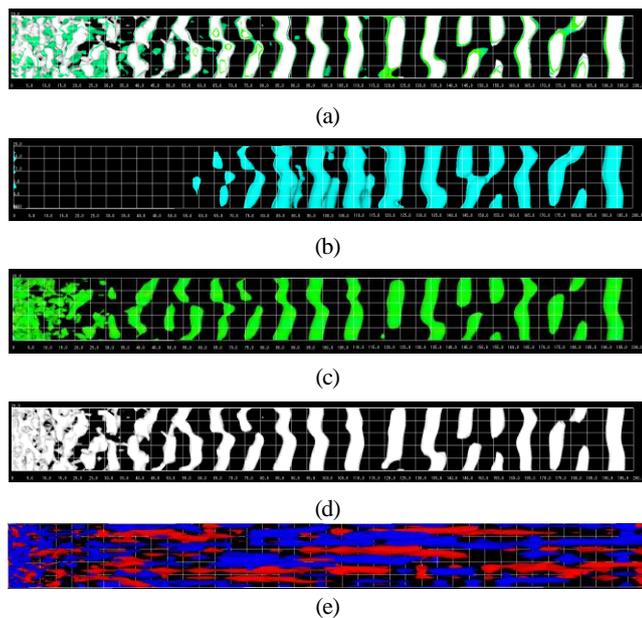


Fig.2 Flow Structure at $t=380$

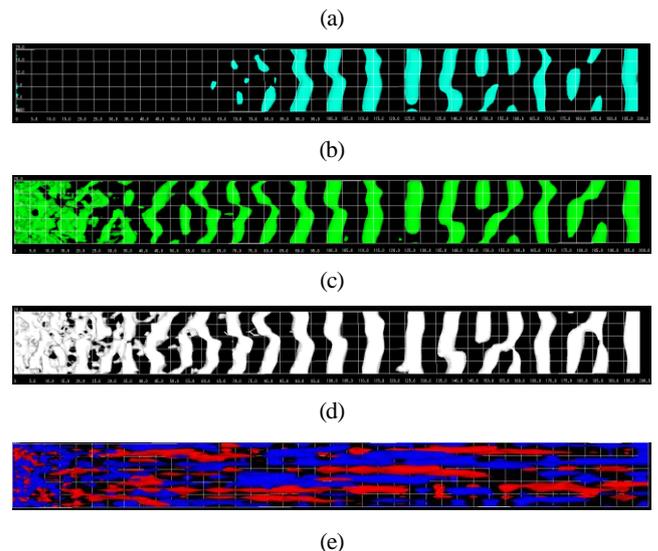
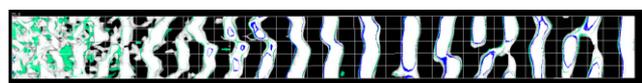


Fig.3 Flow structure at $t=385$

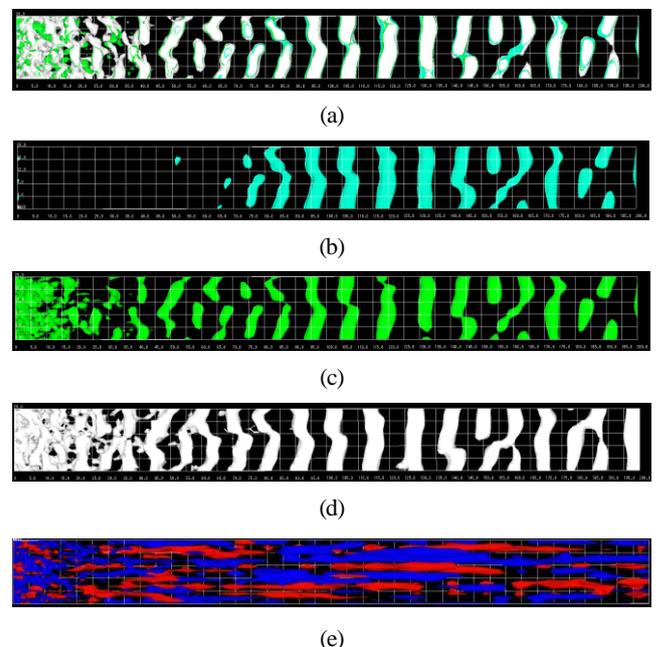
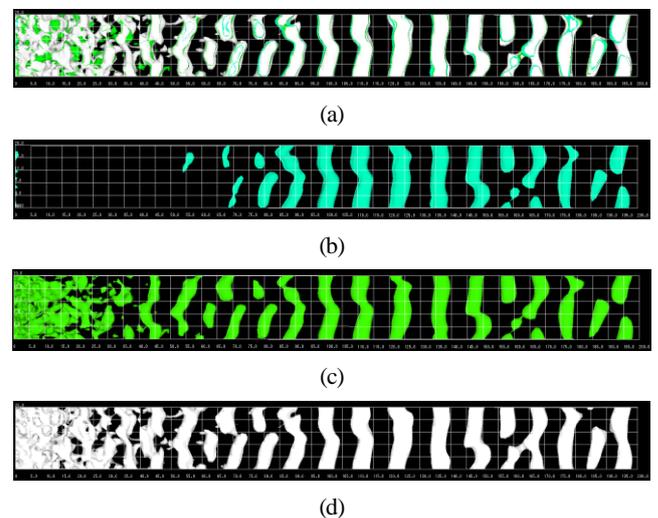
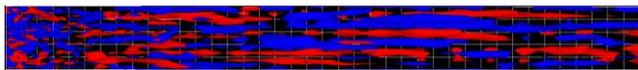


Fig.4 Flow Structure at $t=390$





(e)

Fig.5 Flow Structure at t=395

4. 結言

本研究では WCNS を用いて、高マッハ数平板境界層における振幅が大きい攪乱による層流乱流遷移を研究し、以下のような知見が得られた。

- (1) WCNS (標準的な差分 6 次、補間 5 次、FDS を使用) を用いて、攪乱を導入するとストリーク構造が下流で形成されることが確かめられた。ただし、より細かなグリッドにおいて計算結果の詳細を確かめる必要がある。グリッドが粗くても、WCNS では遷移構造のストリーク構造がある程度とらえられることがわかる。
- (2) 不安定な 2 次モードの成長率が大きいため、下流に横渦構造 (構造内は低圧) が観察された。線形安定性理論で予測される 2 次モードは 2 次元モードが最も成長率が高く、そのため、攪乱を導入した下流では横渦構造が観察されたものと思われる。今後、複雑化過程がとられれば高マッハ数の遷移が明確になることが期待される。

参考文献

- (1) 野々村拓, 藤井孝蔵, “新しい堅牢な Weighted Compact Nonlinear Scheme”, 第 24 回数值流体力学シンポジウム, 2010
- (2) Lele, S. K., *J. Comput. Phys.*, **103**, 16-42, (1992)
- (3) Poinso, T. et al., *J. Comput. Phys.*, **101**, 104-192, (1992)
- (4) Mack L.M., *AIAA J.* Vol.13, pp.278-289,(1975)