LES による圧縮性平板境界層の乱流遷移に関する研究*

白木直樹^{*1}, 中森一郎^{*2}, 井小萩利明^{*2}Numerical Study of Compressible Boundary Layer Transition
over a Flat Plate using Large Eddy SimulationNaoki SHIRAKI, Ichiro NAKAMORI and Toshiaki IKOHAGI^{*3}^{*3} Institute of Fluid Science, Tohoku University,
2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, Miyagi, 980-8577 Japan

Large eddy simulation (LES) of compressible boundary layer including transition to turbulence was successfully done at Mach number of 0.3 and Reynolds number of 10^5 . Although there are many studies focused on incompressible turbulence, there has recently emerged the interest in LES for compressible turbulence. A compressible Smagorinsky-type eddy viscosity model was proposed and employed in this simulation. It was shown that the present simulation recreates well not only the time-averaged quantities but velocity fluctuations such as root-mean square of turbulence intensities. Also, the present LES gives 3D detailed structure of streak and bursting phenomena, which is difficult to simulate by using Reynolds averaged turbulence models.

Key Words: Numerical Analysis, LES, Compressible Turbulence, T-S Wave, Transition, Streak

1. 緒 言

近年、高速車両や航空機、流体機械の高速化が求められており、それらの設計において物体表面に発達する境界層の複雑挙動の解明およびその制御に数値流体力学を活用することが、今後益々重要になると思われる。そのためには、従来のレイノルズ平均操作に基づく乱流モデルでは精度良く予想することが一般に困難な乱流遷移過程や、乱流の3次元構造とその挙動にどの程度まで踏み込んで明らかにできるのかということを乱流解析として新たに確かめることが急務である。

乱流の直接数値シミュレーション(Direct Numerical Simulation, DNS)では、高レイノルズ数の計算になるとKolmogorovスケール近傍の最小スケール渦を捕えなければならないために、膨大な格子点数が必要となる。現在の計算機ではこのような大規模計算には限界があり、乱流の微細構造まで含めた詳細な計算を行なうことは困難を極める。そこで、流れ場の諸量を格子スケール以上の成分(Grid-Scale, GS)と格子スケール以下の成分

(Subgrid-Scale, SGS)に分離し、GS成分は直接数値計算し、SGS成分がGS成分に与える影響を渦粘性としてモデリングしSGS成分に反映させるLES(Large Eddy Simulation)の手法を用いた計算が有効であると考えられる。この手法により格子点数がある程度抑えられるため、DNSより比較的少ない計算負荷で計算を行なうことができる。LESにおけるSGSモデルとして様々なモデルが提唱されているが、最も一般的なものとしてSmagorinskyモデル⁽¹⁾が挙げられる。このモデルは、流れ場によってモデル定数を変えなければならないことや、壁面近傍では慣性小領域が明確に表せず壁面減衰関数を併用しなければならないこと、層流領域でも不必要な渦粘性を算出してしまうことなどの欠点があるものの、最も汎用性に富んでいる。現在、このモデルの欠点を克服すべく、Dynamic SGS Model(DSM)⁽²⁾ ⁽³⁾やStructure Function Model(SFM)⁽⁴⁾をはじめ種々のモデルが提唱されているが、普遍的なモデルが未だ確立されていない。さらに、圧縮性を考慮したSGSモデル⁽⁵⁾の構築とその検証はほとんどなされておらず、そのようなモデルの実用化が急務となっている。

そこで本研究では、圧縮性を考慮したSGSモデルを構築し、圧縮性境界層の層流から乱流への遷移過程および

* 原稿受付 1999年4月20日。

^{*1} 東日本旅客(株) (☎151-8578 東京都渋谷区代々木2-2-2)。^{*2} 正員、東北大学流体科学研究所 (☎980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1)。

E-mail: ikohagi@ifs.tohoku.ac.jp

その際の擾乱の成長過程を明らかにすることを目的に、弱圧縮性である主流マッハ数 $M_\infty = 0.3$ において流れに平行に置かれた平板上に発達する圧縮性境界層の乱流遷移の LES を試みた。

2. 数値解法

2.1 支配方程式

支配方程式としては、3次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いた。圧縮性流れの LES では GS 成分と SGS 成分に分離するためフィルタリング操作(諸量に $\sim$ を付す)と密度加重平均操作(諸量に $\bar{\cdot}$ を付す)を行なう。その結果、無次元化された支配方程式は以下のようになる。

$$\frac{\partial \bar{Q}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{E}_j - \bar{E}_{vj})}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

ここで、フィルタリングされた未知変数ベクトル $\bar{Q}$ 、対流項 $\bar{E}_j$ および粘性項 $\bar{E}_{vj}$ は次のようになる。

$$\bar{Q} = \begin{bmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho} \bar{u}_j \\ \bar{e} \end{bmatrix}, \quad \bar{E}_j = \begin{bmatrix} \bar{\rho} \bar{u}_j \\ \bar{\rho} \bar{u}_j \bar{u}_i + \delta_{ij} \bar{p} \\ \bar{\rho} \bar{u}_j \bar{H} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$\bar{E}_{vj} = \frac{1}{Re} \begin{bmatrix} 0 \\ \sigma_{ij} + \tau_{ij} \\ \beta_j + q_j + d_j \end{bmatrix} \quad (3)$$

ここで、 ρ 、 u_j 、 e 、 p 、 H 、 σ_{ij} および β_j はそれぞれ密度、速度成分、単位体積当たりの全エネルギー、圧力、単位質量当たりのエンタルピー、分子粘性による応力および熱流束である。さらに、この平均操作により SGS 成分として、レイノルズ応力項 τ_{ij} 、乱流熱流束項 q_j 、乱流エネルギー拡散項 d_j が抽出される。諸量の無次元化には無限遠前方の密度、音速、および温度を基準値として用いた。 Re は基準音速で定義されたレイノルズ数である。

本研究ではセル中心型の有限体積法を用いており、時間進行は3段階 Runge-Kutta 法、対流項の離散化には4次精度中心差分を用いた。また、速度勾配は2次精度中心差分的に評価した。

2.2 SGS 成分のモデリング

本研究では、レイノルズ応力項に以下のようなブシネスク型渦粘性表現を用いる。

$$\tau_{ij} = -\mu_t \left(\tilde{u}_{i,j} + \tilde{u}_{j,i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \tilde{u}_{k,k} \right) \quad (4)$$

μ_t は渦粘性係数である。ここで、圧縮性を考慮するため、 p - d (pressure-dilatation) 相関項 $\overline{p' u'_{j,j}}$ を含む SGS エネルギー k_s の保存式を考える。

$$\frac{D(\bar{\rho} k_s)}{Dt} = \epsilon - \tau_{ij} \tilde{S}_{ij} + \overline{p' u'_{j,j}} + \text{smaller terms} \quad (5)$$

ここで、 ϵ は k_s の散逸率、 $\tilde{S}_{ij}$ はひずみ速度テンソルである。(4) 式の p - d 相関項を次のようにモデル化する。

$$\overline{p' u'_{j,j}} \propto \sqrt{p'^2} \sqrt{(u'_{j,j})^2} \quad (6)$$

さらに、圧力波の伝播速度と長さスケール Δ を用いて、圧力変動および速度変動を次のようにモデル化した。

$$\sqrt{p'^2} \propto f_{pd} \frac{\mu_t}{\Delta} \sqrt{(\tilde{c} + |\tilde{\mathbf{u}}|)^2} \quad (7)$$

$$\sqrt{(u'_{j,j})^2} \propto \sqrt{(\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}})^2} \quad (8)$$

ここに $\tilde{c}$ は局所音速である。このモデル化により、 p - d 相関項は以下のように変形される。

$$\overline{p' u'_{j,j}} = C_{pd} f_{pd} \frac{\mu_t}{\Delta} \sqrt{(\tilde{c} + |\tilde{\mathbf{u}}|)^2} \sqrt{(\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}})^2} \quad (9)$$

また、SGS 成分の圧力変動は GS 成分の圧力変動に対応していると予想される。そこで、この GS 成分の圧力変動場を検出するため、モデリング関数 f_{pd} を以下のように定義する。

$$f_{pd} = \frac{1}{\bar{p}} \left(\frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial x^2} \Delta x^2 + \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial y^2} \Delta y^2 + \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial z^2} \Delta z^2 \right) \quad (10)$$

SGS の局所平衡状態を仮定して、(5) 式の右边を0に置けば、渦粘性係数 μ_t は次元解析により以下のように求められる。

$$\mu_t = \bar{\rho} (C_s \Delta)^2 \left(2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}})^2 \right) + C_{pd} \frac{f_{pd}}{\Delta} \sqrt{(\tilde{c} + |\tilde{\mathbf{u}}|)^2} \sqrt{(\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}})^2}^{1/2} \quad (11)$$

非負の p - d 相関項は SGS における圧力のなす仕事として流体が縮むことにより、速度エネルギーが熱エネルギーへ一方的に散逸することを表しているため、この渦粘性モデルは非圧縮性乱流に対する標準的な Smagorinsky モデルよりも圧縮性効果によって渦粘性係数が増大する形となっている。なお、採用した本 SGS モデルの妥当性は圧縮性 Couette 乱流に対して既に検証されており⁽⁶⁾、DNS 結果との比較検討により、本計算ではモデル定数を $C_s = 0.1$ 、 $C_{pd} = 0.01$ とした。一方、壁面付近の格子は通常アスペクト比が大きい非等方格子であるため、渦粘性係数が検査体積に強く依存してしまうことがある。このことを回避するために、長さスケール Δ を次式で示す格子密度テンソル I_{ij} の第2不変量として定義した。

$$\frac{1}{\Delta^2} = \frac{1}{3} (\Sigma_i \Sigma_j I_{ij} I_{ji})^{\frac{1}{2}} \quad (12)$$

$$I_{ij} = \frac{1}{\Delta_i} \frac{1}{\Delta_j} \quad (13)$$

また、SGS 成分への渦粘性の影響が壁面に向かって減衰するように van Driest 型減衰関数⁽⁷⁾を用いた。さらに、乱流熱流束 q_j 、乱流エネルギー拡散 d_j は、レイノルズ平均モデルからの類推で、

$$q_j = -\frac{C_p \mu_t}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \quad (14)$$

$$d_j = -\tau_{ij} \tilde{u}_j \quad (15)$$

とモデリングした。ここで、 Pr_t は乱流プラントル数であり、本計算では $Pr_t = 0.9$ とした。

3. 計算手順

本研究では図1に示すような流れに平行に置かれた平板上の境界層を考える。計算領域は $-10 < x < 20$ 、 $0 < y < 8.0$ 、 $0 < z < 0.06$ である。格子は $1760 \times 60 \times 20$ の直交格子とし、壁面に近づくにつれて寄せてあり、 $(\Delta y)_{\min} = 3.0 \times 10^{-4}$ である。単位長さ当たりのレイノルズ数は $Re_L/L = \frac{\rho_\infty U_\infty}{\mu_\infty} = 1.0 \times 10^5 [1/m]$ とした。ここで、主流マッハ数は $M_\infty = 0.3$ である。

流入境界は一様流、壁面境界は滑りなしかつ断熱壁条件とした。また、流入境界から平板前縁までの下方境界には対称境界条件を、計算領域の上方及び後方の流出境界にはリーマン不変量を用いた無反射境界条件を採用し、スパン方向には周期境界条件を課した。

計算手順としては、まず平板上の2次元層流境界層を予め計算しておく。次に、その解を初期値(時刻 $t = 0$) として、上流側の平板上の一部 ($0.35 < x < 0.5$) の壁面圧力を $p'_w = \epsilon p_\infty \sin(\omega t)$ のように正弦波で振動させることにより有限幅の擾乱を与えた。ここで、振動させる角振動数は線形安定性理論から求まる不安定角振動数であり、その無次元角振動数を $\omega = 3.08$ とした。2次元境界層中の擾乱の伝播過程のシミュレーションでは、 $\epsilon = 0.03$ とした。3次元の場合では、さらにスパン方向に3ヶ所の壁面振動場所を飛び石型に配置し、角振動数を各場所で2次元の場合の値から10%以内で微妙に変えて、スパン方向にも有限幅の擾乱を発生させた。この場合は、 $\epsilon = 0.1$ とした。

Fig. 1 Calculation region

4. 計算結果

まず、2次元境界層における擾乱の伝播過程を取り上げる。図2には、時刻 $t = 69.2$ における圧力、主流方向 (x 方向) 速度変動成分 u' および壁面垂直方向 (y 方向) 速度変動成分 v' の分布を示す。圧力と v' を見ると、擾乱は $x = 2.0$ 付近から増幅しはじめ、 $x = 5.0$ 付近で最大になっている。その後は減衰して、 $x = 8.0$ 付近でほとんど消

滅していることが分かる。角振動数 $\omega = 3.08$ の擾乱は、線形安定性理論の中立曲線から見ると、 $2.0 < x < 5.0$ の領域が不安定領域になっている。そのため、このような増幅、減衰過程が出現したと考えられる。また、圧力擾乱波の空間的な波長 λ_{TS} はほぼ0.22であることが分かる。この角振動数 ω と λ_{TS} から、波の伝播速度 U_{TS} を算出すると、 $U_{TS} = 0.108$ となる。Tollmien-Schlichting 波 (T-S波) の伝播速度は主流速度の約1/3程度⁽⁸⁾とされているので、この波はその特徴を有していると言える。さらに u' を見ると、境界層外縁付近 $y = 0.02$ を境に壁面垂直方向にその符号が正負逆転していることが分かる。これも T-S波の特徴⁽⁸⁾の一つである。これらのことから、平板上の圧力を振動させることにより、2次元不安定波である T-S波を発生させることができたと考えられる。

Fig. 2 Contours of pressure and velocity component fluctuations

このように、2次元の場合に T-S波が発生したことを踏まえて、以下では3次元境界層計算結果を示す。

図3に $x = 1.0, 2.0, 3.0, 5.0$ および 8.0 における境界層内の速度分布を示す。これらの位置はそれぞれ $Re_x = 1.0 \times 10^5, 2.0 \times 10^5, 3.0 \times 10^5, 5.0 \times 10^5$ および 8.0×10^5 に相当する。また、この速度分布は時間およびスパン方向に平均をとっている。 $x = 1.0$ ではほぼ層流境界層の速度分布になっているが、 $x = 2.0$ 付近から速度分布が遷移層 ($10.0 < y^+ < 40.0$) で層流分布からずれ始め、 $x = 5.0$ および 8.0 では速度分布が対数領域で理論値と良い一致を示し、これらの位置では境界層が十分に発達した乱流に遷移していることが分かる。

図4には壁面摩擦係数 C_f の空間分布を示す。横軸は Re_x で表してある。この分布は時間およびスパン方向の平均値から算出した。完全乱流境界層の場合の壁面摩擦係数の半経験式はいくつかあるが、ここでは以下のもの

Fig. 3 Mean velocity profiles

と比較した⁽⁸⁾⁽⁹⁾。

$$C_f = 0.0368/Re_x^{1/2}, \quad C_f = 0.0592/Re_x^{1/2} \quad (16)$$

$3.5 \times 10^4 < Re_x < 5.0 \times 10^4$ では、平板上の圧力を有限幅で振動させているため層流の C_f 分布から若干外れているが、 $Re_x = 6.0 \times 10^4$ 付近で層流分布に戻る。しかし、 $Re_x = 1.5 \times 10^5$ 付近で層流分布から外れ遷移が始まっている。そして、 $Re_x = 5.0 \times 10^5$ 付近で C_f の値が乱流の C_f 値に漸近し、境界層が完全に乱流に遷移していることが分かる。しかしながら、さらに下流では C_f が乱流分布から外れる傾向が見て取れる。この原因としては次のことが考えられる。まず初めに挙げられるのは用いた格子の質である。つまり、最小格子幅は $Re_x = 1.0 \times 10^5$ を基準に決めたため、境界層の発達に伴って下流に行くほど相対的に解像度が十分でなくなることである。もう一つの原因としては、スパン方向に領域が狭いため、乱流境界層内の渦(ストリーク構造)を必ずしも十分に捕らえることができず、完全な乱流境界層になりきれていないのではないかと考えることができる。スパン方向に周期境界条件を使っているため、少なくとも一つの渦対は入らなければならない。しかし、レイノルズ数が大きくなるほど、その渦構造は流れ方向に拡大するため、この条件を満たさなくなる可能性がある。

図5に $x = 0.4, 1.0, 2.0, 3.0$ および 5.0 における平板

Fig. 4 Skin friction coefficient

上の壁面圧力の経時変化を示す。スパン方向位置は中央の $z = 0.03$ である。縦軸の圧力は一様流中の圧力 p_∞ で無次元化してある。 $x = 0.4$ は圧力を有限幅で振動させている場所の真上にあたる。ここでは、圧力振動が直接影響するため、正弦波に似た周期的な波形になっているが、その振幅は約0.3%とかなり小さい。

$x = 1.0$ では他の4点に比べむしろ振幅が小さくなっており、約0.1%まで減衰している。これは、2次元の場合と同じように、この角振動数の擾乱波が $x = 1.0$ まで伝播する間は安定領域にあるため、一度減衰することを示している。しかし、振幅は小さいものの、基本的波形は $x = 0.4$ の時と同じように圧力振動の角振動数を持つ正弦波に似ており、これに高周波数の波が重ね合わさった、やや乱雑な波形になっていることが分かる。

$x = 2.0$ では、 $x = 1.0$ と似た波形を示す部分と間欠的にバーストする波形の部分が混在している。これは遷移開始点が中立安定の $x = 2.0$ 付近で変動しているためである。激しくバーストしている時は圧力変動の振幅も大きく、高周波数成分の波が数多く見られる。また、この波形全体には周期性が見られないことから、遷移開始点はランダムに変動していることが分かる。

$x = 5.0$ のように乱流領域に入ると、振幅も約0.4%と大きくなり、もはや正弦波は残っておらず、高周波数の波が支配的で激しく変動していることが分かる。しかし、 $x = 3.0$ においては未だ非乱流の部分もわずかに残存している。一方、 $x = 5.0$ の波形は $x = 3.0$ の波形に比べ緩やかな波形になっているが、これは下流に行くほど大きな渦構造の流れが支配的になっていることを示している。

図6には、 $x = 8.0$ ($Re_x = 8.0 \times 10^5$)における乱れ強さ(速度変動の自乗平均)を示す。横軸は境界層厚さ δ で、縦軸は摩擦速度 $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho_w}$ で無次元化してある。実験点はEckelmann⁽¹⁰⁾によるものである。実験と完全に一致しているとは言えないが、 $v'_{r.m.s.}$ 、 $w'_{r.m.s.}$ 、 $u'_{r.m.s.}$ の順で乱れ強さが大きくなることや、 $y/\delta = 0.05 \sim 0.1$ の高さに乱流エネルギーのピーク値があることなどの定性的な特徴は捕らえていると言える。このことから、本LESでは時間平均値のみならず、GSにおける速度変動もかなり良く再現されることが確認できる。しかし詳細に見ると、 $v'_{r.m.s.}$ と $w'_{r.m.s.}$ は実験とほぼ合っているが、 $u'_{r.m.s.}$ は特に $y/\delta < 0.4$ で計算値が実験値をかなり下回っている。これは前述の壁面摩擦係数の計算結果からも分かるように、 $x = 8.0$ では完全な乱流境界層になっておらず、特に乱流エネルギーが大となる $y/\delta = 0.1$ 辺りの主流方向変動が十分に捕えられていないことによると考えられる。

図7には、時刻 $t = 93.5$ 、 $y = 4.0 \times 10^{-3}$ の一定面内における $1.45 < x < 6.15$ の遷移領域での渦度の y 成

Fig. 5 Time evolutions of wall pressure

分 ω_y のコンターを示す。この領域では、この面の高さは境界層の乱流領域内に相当する。また、この図では、スパン方向に計算結果を2つ並べて示してある。 $x < 1.95$ では、平板上で飛び石型に圧力を微小振動させているために2本の縞が見られる。 $x = 2.2$ 付近で壁面近傍に縦渦が発生することにより、縞が乱れ始める。その後、渦分布が乱雑化し遷移状態になるが、下流に行くにしたがって乱雑だった分布が流れ方向に引き伸ばされた大きな構造の分布に移行することが分かる。 ω_y が強い部分は、その両側の主流方向速度成分に大きな速度差があることを意味している。つまり、この下流領域では低速の流れと高速の流れがスパン方向に隣り合い、縞模様のように見える乱流境界層に特有なストリーク構造が存在していることが分かる。

次に時刻 $t = 93.5$ における完全乱流領域 $5.0 < x < 6.15$ での渦度成分 ω_y のコンターを図8に示す。高さはそれぞれ $y/\delta = 0.01, 0.03, 0.1$ および 0.5 の一定面内である。 $y/\delta = 0.01$ や 0.03 に見られるように、境界層の遷移層や乱流領域の下部では縦渦がスパン方向に揺らぎながら、主流方向に列をなして並んでいるのが分かる。これは、

Fig. 6 Comparison of turbulence intensities

Fig. 7 Contours of wall-normal vorticity component

ω_x の符号の異なる渦管が隣り合い、流れ方向に引き伸ばされているものである。これも乱流境界層に特有のストリーク構造を明示している。また、このストリークの流れ方向の寸法 λ_x はおおよそ $\lambda_x = 0.28$ となった。

一方、乱流領域の上部の $y/\delta = 0.1$ と 0.5 面では、流れ方向に並んだストリーク構造の縞は見られず、方向性を持たない乱雑な縞模様になっている。このことから、ストリーク構造は境界層の遷移層など、境界層の非常に薄い底層にしか存在しないことが分かる。

乱流領域内で発生するストリークとバースト現象の一部分を抽出して拡大したものを図9に示す。ここでは、 $5.34 < x < 5.62, 0.02 < z < 0.14$ における主流方向速度変動成分 u' の等値面($u' = \pm 0.05$)と渦線、さらに $x-y$ 平面と $y-z$ 平面における壁面垂直方向速度変動成分 v' のコンターを同時に示してある。ただし、スパン方向には計算結果が2つ並べてある。低速ストリークが巻き上がって上昇するのに伴って、渦線が弧を描きながらヘアピン状に大きく変形し、壁面から遠ざかって行くことが分かる。その後、低速ストリークの上昇により、その上方ではストリークとともに周りの流体も巻き込まれて上昇し、渦線はもはや決まった方向を持たず不

Fig. 8 Contours of wall-normal vorticity component

安定な流れ場となり、ストリークがバースト現象を起こしていることが分かる。また、渦線は u' が負の等値面に沿っていることが分かる。このことは低速ストリークの部分でバースト現象が起こることを意味している。さらに、 u' の負の等値面が平板壁面とある角度をもって傾いて存在する部分があることが分かる。その際の低速ストリークと壁面の角度は約 11° となっている。この値は Jeong らの結果⁽¹¹⁾ とほぼ一致している。渦線はストリークの始まり付近 (図では $x = 5.4$ や 5.48) ではほぼ垂直に立っている。しかし、ストリークの上昇に伴い、外層の高速な流れによって運ばれていくため、その傾きが大きくなる。

Fig. 9 Visualization of vortex lines and streaks

5. 結 言

流体摩擦抵抗の大きな要因である圧縮性乱流境界層に着目し、乱流への遷移過程や擾乱の伝播過程を明らかにすることを目的に、流れに平行に置かれた平板上の境界層に対して LES による大規模計算を行なった。得られた主な結果は、次のようにまとめられる。

1. 本 LES の手法を用いることにより、現在のところ DNS を適用することが不可能な高レイノルズ数圧

縮性流れを安定に解析することが可能であることを検証した。

2. 平板上の一部の壁面圧力を線形安定性理論から求めた不安定角振動数で振動させることにより、2 次元不安定擾乱である T-S 波を発生させることができることを示した。この T-S 波は、不安定領域での増幅や境界層外縁付近での主流方向速度変動成分 u' の符号の反転、空間的な線形増幅などの特徴を有していることが確認された。
3. p - d 相関項を考慮した圧縮性 SGS 乱流モデルを提示し、これを用いた LES を 3 次元平板境界層の空間発展型乱流遷移に適用した。その結果、境界層の層流から乱流への空間的な遷移過程の詳細を捕えることができ、ストリークやバースト現象などに関する微細な渦構造について多くの知見が得られることを示した。

文 献

- (1) B. Galperin and S. A. Orszag, Large Eddy Simulation of Complex Engineering and Geophysical Flows, Cambridge University Press, (1993).
- (2) M. Germano, U. Piomelli, P. Moin and W. H. Cabot, A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model, *J. Phys Fluids*, Vol.3 No.7 (1991), 1760-1765.
- (3) A. Yoshizawa, M. Tsubokura, T. Kobayashi and N. Taniguchi, Modeling of the Dynamic Subgrid-Scale Viscosity in Large Eddy Simulation, *J. Phys Fluids*, Vol.8 No.8 (1996), 2254-2256.
- (4) P. Comte, O. Metais, E. David, F. Ducros, M. A. Gonze and M. Lesieur, Direct and Large-Eddy Simulation I, Kluwer Academic Pub., (1992).
- (5) A. Yoshizawa, Statistical Theory for Compressible Turbulent Shear Flows, with the Application to Subgrid Modeling, *Physics of Fluids*, Vol. 29 (1986), 2152-2164.
- (6) I. Nakamori and T. Ikohagi, Numerical Investigation of Compressibility Effect on Turbulent Couette Flow Using Large-Eddy Simulation, *Computational Fluid Dynamics J.*, Vol. 8 No. 2 (1999), 243-249.
- (7) E. R. Van. 6666Driest, Turbulent Boundary Layer in Compressible Fluids, *J. Aeronautical Sciences*, Vol. 18 No. 3 (1951), 145-160.
- (8) F. Ducros, P. Comte and M. Lesieur, Large-Eddy Simulation of Transition to Turbulence in a Boundary Layer Developing Spatially over a Flat Plate, *J. Fluid Mech.*, Vol.326 (1996), 1-36.
- (9) F. M. White, Viscous Fluid Flow, McGraw-Hill Book Company, (1991).
- (10) H. Eckelmann, Experimentelle Untersuchungen in einer Turbulenten Kanalströmung mit Starken Viskosen Wandschichten, *MPI f. Strömungsforschung und AVA Göttingen*, Nr. 48 (1970).
- (11) J. Jeong, F. Hussain, W. Schoppa and J. Kim, Coherent Structures near the Wall in a Turbulent Channel Flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.332 (1997), 185-214.