圧縮性せん断流れの二次不安定性により誘起される縦渦構造^{*1} Streamwise Vortex Structure Induced by Secondary Instability of Compressible Shear Flow

大 坂 淳^{*2}・野 田 大 介^{*3}・今 村 宰^{*3}・荒 木 幹 也^{*4}
Jun OSAKA, Daisuke NODA, Osamu IMAMURA, Mikiya ARAKI,
津 江 光 洋^{*2}・河 野 通 方^{*3}
Mitsuhiro TSUE and Michikata KONO

Key Words: Streamwise Vortex Structure, Shear Flow, Secondary Instability

Abstract: Streamwise vortex structure induced by secondary instability of compressible shear flow was numerically investigated. Parallel shear flow with convective Mach number 0.4 was used in the present study. From linear stability analysis, existence of streamwise vortex structure components was confirmed, and scale ratio λ_z/λ_x which gives maximum amplification rate was specified. In addition, spatially evolving shear flow was investigated by three-dimensional calculation. Streamwise vortex structure similar to that gotten from linear stability analysis was observed. In the case where white-noise-like disturbance was introduced, growth rate of shear layer was estimated and effect of streamwise vortex structure on growth of shear layer was investigated. Due to streamwise vortex structure induced by secondary instability, growth rate in three-dimensional calculation was larger than the case of two-dimensional case.

1. は じ め に

せん断層内に形成される渦構造に関する研究は、古くは 19 世紀から現在に至るまで盛んに行われてきた。その中で、いち早く超音速せん断層内に形成される大規模渦構造に関して研究を行ったのは Papamoschou ら¹⁾であった。この研究を皮切りに、超音速せん断流れは研究対象として幅広い注目を集めるに至った。一般に、流れ場の圧縮性が大きくなるにつれ、流れ場に存在する微小変動の成長は抑制されることがわかっている¹⁾。この事実は、せん断層内に形成される大規模渦構造の成長が抑制され、流体混合が進みにくくなるということを意味する。スクラムジェットエンジン燃焼器内の流れ場は、上記の事実の影響を受ける最も端的な例である。渦構造の成長が抑制される結果、混合効率および燃焼効率が低下する。ひいてはエンジン全体の深刻な性能低下を招いてしまう。この問題を回避するためのさまざまなデバイスが考案されている^{2, 3)}。せん断層内に形成される渦構造の中でも、流れ方向に軸を持つ縦渦は、上記のような圧縮性の影響を受けにくいということが過去の研究により示唆されている。従って、縦渦構造およびせん断層の成長に与える影響に関する研究が必要とされている。

一般に、速い流れと遅い流れが平行に流れるせん断流れは、流れ方向擾乱に対して不安定である（一次不安定性）。

この結果、流れ場内の流れ方向擾乱が成長して、せん断層内にはスパン方向渦列が形成される。さらに、スパン方向渦列を含むせん断流れはスパン方向擾乱に対して不安定であり、三次元的な縦渦構造が発達することが知られている（二次不安定性）。非圧縮せん断流れにおける、スパン方向渦および縦渦の代表的な可視化画像⁴⁾を第 1 図に示す。

本研究では、二次不安定性によって誘起される縦渦構造に関して、以下の事項を調べることを目的としている。

- ・圧縮性平行せん断流れ中に形成される縦渦構造
- ・縦渦構造がせん断層の成長に及ぼす影響

後者において、本研究では実用の観点も考慮して、縦渦のスケールがせん断層の成長に与える影響に対して、特に焦点が当てられている。

最初に、圧縮性せん断流れの不安定性という視点からの解析結果が示されている。線形安定性解析⁵⁻⁷⁾が手法として用いられた。この方法は、さまざまな擾乱を取り扱えるという利点があり、実験結果とのある程度の整合性も確認されている¹⁾。スパン方向擾乱の波長を変化させることができるため、縦渦のスケールがせん断層の成長に及ぼす影響を調べることが可能である。この反面、基本流れ場に周期性が求められる点や、擾乱の初期線形発達段階しか取り扱うことができない点が欠点として挙げられる。

擾乱の非線形発達段階を取り扱うためには、流れ場の直接数値計算が必要となる。せん断流れ内に形成される渦構造を取り扱う場合には、大きく分けて以下の二つの方法が挙げられる。

- ① 流れ方向に周期条件を課し、限定された領域内に含まれ

^{*1} © 2005 日本航空宇宙学会

平成 17 年 2 月 22 日原稿受理

^{*2} 東京大学工学系研究科航空宇宙工学専攻

^{*3} 東京大学新領域創成科学研究科

^{*4} 群馬大学工学部機械システム工学科

第 1 図 非圧縮せん断流れにおいて、スパン方向渦および流れ方向渦が成長する様子
(a) 側面図, (b) 俯瞰図. Bernal ら⁴⁾ による可視化画像.

るすべての渦構造の時間的成長を調べる方法⁸⁻¹⁰⁾.

- ② 大規模渦構造のみに注目し、渦構造の空間的成長を調べる方法¹¹⁻¹³⁾.

三次元渦構造に関する過去の研究では、①の方法を採用することが多い。①の方法は、散逸スケール程度の微小な渦構造まで捉えることが可能となる。しかしながら、擾乱の個数や流れ方向の計算領域が限られるために、渦構造の成長が止まってしまうという側面を持つ。ここで、実験において観察されるせん断流れでは、無数の擾乱が成長を続けるため、渦構造の成長は止まらない。②の方法では、成長し得るすべての擾乱を捉える限りにおいて、実験において観察されるような、空間的に成長を続ける渦構造を捉えることが可能である。上記の点を考慮して、本研究では②の方法を採用した。この計算においても、スパン方向擾乱の波長を変化させることで、縦渦のスケールがせん断層の成長に与える影響が調べられている。

2. 線形安定性解析

2.1 定式化 本節において、すべての状態量は高速流の値で無次元化されている。本研究において取り扱われた流れ場の概略ならびに座標系を第 2 図に示す。また、本研究において対象とする流れ場のパラメータを第 1 表に示す。添え字 1, 2 はそれぞれ、高速流および低速流を指す。

本研究では、以下の二種類の安定性問題が取り扱われている。

1. 流れ方向擾乱に対する、層流せん断流れの安定性問題（一次不安定性問題）
2. スパン方向擾乱に対する、スパン方向渦列を含むせん断流れの安定性問題（二次不安定性問題）

以下では、線形安定性解析の概略を示す。解法等の詳細に関しては、文献 5) を参照されたい。

すべての状態量は以下の形に表される。

第 2 図 流れ場の概要および座標系

第 1 表 流れ場のパラメータ

U_2/U_1	ρ_2/ρ_1	M_1	M_2	M_c
0.6	1.0	2.0	1.2	0.4

$$\mathbf{f} = \mathbf{f}_{\text{basic}} + \mathbf{f}' \quad (1)$$

$$\mathbf{f}^t = \begin{bmatrix} \rho & u & v & w & T \end{bmatrix} \quad (2)$$

一次不安定性問題を取り扱う際には、基本流れとして、以下の流れ方向速度分布が採用された。

$$U(y) = U_2 + \frac{(1 - U_2)[1 + \tanh(y)]}{2} \quad (3)$$

この速度分布を採用することで、長さの次元はせん断層渦度厚さの半値で無次元化されたこととなる。静温、静圧は流れ場において一様とし、流れ方向以外の速度成分を持たないと仮定した。流れ方向に周期性を仮定することにより、擾乱成分は以下の形に表される。

$$\mathbf{f}'_{1st} = \hat{\mathbf{f}}_{1st}(y) \exp[i(\alpha_{1st}x - \omega_{1st}t)] \quad (4)$$

本研究では、時間発展モデルが採用された。波数を実数、角周波数を複素数とすることにより、式 (2), (4) は以下のように変形される。

$$\mathbf{f}'_{1st} = \hat{\mathbf{f}}_{1st}(y) \exp[i(\alpha_{1st}x - \omega_{1st,R}t)] \exp(\omega_{1st,I}t) \quad (5)$$

ω_1 は時間増幅率と呼ばれる量であり、流れ場が擾乱に対して不安定な場合には正の値をとる。

一次不安定性問題の解として得られる流れ場は、スパン方向渦列に対応している。従って、二次不安定性問題では層流速度分布に、一次不安定性問題より得られた解を重ね合わせた流れ場を基本流れとして用いた。基本流れとして、増幅率が正となる擾乱を用いた場合には、二次不安定性問題において、解を求めることが困難であった。このため、本研究では一次不安定性問題における解の中でも、時間増幅率がゼロである neutral mode の解を採用した。以上のことを踏まえて、二次不安定性問題における基本流れおよび擾乱は以下のように表される。

$$\mathbf{f}_{\text{basic}, 2nd} = \mathbf{f}_{\text{laminar}} + \varepsilon \mathbf{f}'_{1st, \text{neutral}} \quad (6)$$

$$\mathbf{f}'_{2nd} = \hat{\mathbf{f}}_{2nd}(x, y) \exp[i(\alpha_{2nd}x + \beta_{2nd}z - \omega_{2nd}t)] \quad (7)$$

ε は 1 より小さい微小量であり、本研究では、一次不安定

性問題における解のうち、流れ方向速度成分の大きさが、高速流の流れ方向速度の 2.5% になるように ε の値を設定した。過去の非圧縮性せん断流れに関する研究^{7, 10)} では、 α_{2nd} の値によってさまざまなモードに分類される。本研究では、 $\alpha_{2nd} = 0$ となるモードのみを対象とした。このモードは translativ mode と呼ばれており、縦渦の発生機構に最も関係の深いモードであると言われている。

x 方向には、対象となる擾乱の一波長分の長さを計算領域として採用し、 y 方向には十分に大きな領域 (200) を採用した。これらの領域において、 x および y 方向格子点数はそれぞれ 8 および 100 とした。二倍密な格子系において同様の解析を行い、これらの値が十分な解像度を与えることは確認されている。

2.2 一次不安定性問題 第 3 図には、一次不安定性問題における、流れ方向波数と時間増幅率の関係が示されている。 $\alpha_{1st} = 0.400$ において増幅率が最大となり (dominant mode), $\alpha_{1st} = 0.916$ において neutral mode を与えることがわかる。第 4 図には、neutral mode の解を基本流れに重ね合わせた流れ場が示されている。第 4 図では、擾乱とともに動く座標系において流れ場が描かれており、明瞭なスパン方向渦が形成されていることがわかる。(a) は渦構造の中心に対応する平面 (core plane⁹⁾) であり、(b) は鞍線が存在する平面 (saddle plane¹⁰⁾) である。この流れ場が二次不安定性問題における基本流れとして採用された。

2.3 二次不安定性問題 第 5 図には、二次不安定性問題における、擾乱スケール比と時間増幅率の関係が示されている。スケール比として、スパン方向擾乱の波長と、neutral mode の流れ方向擾乱の波長の比を採用した。第 5 図から、

増幅率が正となる解が存在することがわかる。従って、スパン方向渦列を含む流れ場は、スパン方向擾乱に対して不安定であることがわかる。最大の増幅率を与えるスパン方向擾乱に対するスケール比は、0.733 となった。非圧縮性せん断流れにおける過去の研究^{4, 7)} では、 $2/3$ という値が得られており、本研究においても、これに近い値が得られたと言える。第 6 図には、 $\beta_{2nd} = 1.0$ における、流れ場および渦構造の様子を示す。渦構造が存在する領域を明確に示すために、第二不変量¹⁴⁾ が正となる領域を示している。 x, z 方向に一周期の長さに対応する流れ場が描かれている。重ね合わせられたスパン方向擾乱によって、基本流れ中に含まれていた渦列がスパン方向に変形している様子がわかる。第 7 図では、 $y-z$ 平面におけるスパン方向渦度および速度ベクトル場が描かれている。渦度の大きな領域が白い領域として示されている。(a) および (b) に対応する x 位置は、第 6 図に示されている。(a) は core plane, (b) は saddle plane となっている。これら二つの平面には、縦渦構造が存在している。同じ z 位置で比べると、両平面において、縦渦の回転方向は逆向きになっていることがわかる。また、渦度が大きな領域が、逆向きに変形している様子もわかる。(a) ではスパン方向渦構造が、(b) では鞍線がそれぞれ、スパン方向擾乱によって、流れ方向に変形するために、これらの縦渦構造が出現すると考えられる。線形安定性解析では、擾乱の初期発達段階のみを取り扱うため、これまでに確認された渦構造がどのように成長するかを調べることは不可能である。より詳細な渦構造を調べるために、次節に示されるような数値計算を行った。

第 3 図 一次不安定性問題における流れ方向波数と時間増幅率の関係

第 4 図 neutral mode の解に対する渦度および速度ベクトル場

第 5 図 二次不安定性問題におけるスケール比と時間増幅率の関係

第 6 図 二次不安定性問題における渦構造

第 7 図 y - z 平面におけるスパン方向渦度および速度ベクトル場

3. 三次元計算

3.1 計算方法 対象とする流れ場および座標系は、一次不安定性問題において取り扱われた流れ場と同一である。圧縮性 Navier-Stokes 方程式を支配方程式として採用した。渦度厚さの半値で見積もられるレイノルズ数は 2.0×10^4 とした。対流項には基本量に対して 3 次精度 MUSCL 内挿した SHUS スキーム¹⁵⁾ を、粘性項には 2 次精度の中心差分を用いた。時間積分には陽解法を採用し、3 階のルンゲ・クッタ法により、時間精度を 3 次まで確保した。本研究では、層流流れ場を対象としているため、擾乱源なしでは渦構造が成長しない。流入境界において、微小な擾乱成分を流れ場に導入することにより渦構造を励起した。擾乱は y 方向速度成分のみに課した。

Case 1 として、二次不安定性問題との比較のために、単一の流れ方向擾乱のみを含む場合を、Case 2 として、空間的に渦構造が成長を続ける場合をそれぞれ取り扱った。Case 2 の場合には、最低限、増幅し得るすべての擾乱を含む必要がある。ここで、一次不安定性問題において得られた、neutral mode に対応する周波数を持つ擾乱を導入した二次元計算を別途行い、擾乱がほとんど増幅しないことを確認した。この結果より、Case 2 では一次不安定性問題より得られた擾乱を $0 < \omega < \omega_{\text{neutral}}$ の範囲において使用し、Case 1 では代表的な擾乱として、dominant mode を採用した。

乱れ強さ分布として、ガウシアンが用いられた。過去の研究においても、実験から得られる乱れ強さ分布や、固有関数の代わりにガウシアンを用いた例^{11, 12)} があり、いずれの研究でも、明確な渦構造を励起することが可能となっている。三次元的な渦構造を、できる限り計算領域上流で励起するために、 z 方向に対して周期的に変形した乱れ強さ分布を採用した。上記のことを踏まえて、擾乱は以下の式で表される。

$$v'(x=0, y, z, t) = \sum_i^N \varepsilon_i f[y - \delta \cos(\beta_z z)] \sin(-\omega_i t + \phi_i) \quad (8)$$

$$\lambda_z = 2\pi/\beta_z \quad (9)$$

第 2 表 擾乱に関するパラメータ

	ω_i (N)	ϕ_i	$\varepsilon_i \times 10^2$
Case 1	ω_{dom} (1)	0	2.5
Case 2	$0 < \omega < \omega_{\text{neutral}}$ (100)	Random	0.1

第 3 表 z 方向計算領域に関するパラメータ

$\lambda_z/\lambda_{x,\text{dom}}$	2D	0.5	0.75	1.0	1.5	2.0	3.0
Δz_{min}	—	0.14	0.21	0.27	0.27	0.27	0.27
N_z	—	31	31	31	47	61	91
Case	1, 2	2	2	1, 2	2	2	2

$$f(y) = \exp(-ay^2) \quad (10)$$

$\delta = 0.5$, $a = 10$ を採用した。(8) から (10) 式に関わる他のパラメータは第 2 表にまとめられている。

x , y 方向境界には NSCBC¹⁶⁾ を採用した。 z 方向には、乱れ強さ分布に関する変形の半波長のみを計算領域に含め、対称境界を採用した。 x , y 方向には、境界の影響を避けるために十分に大きな計算領域を確保する必要がある。せん断層渦度厚さが 2 であることを考えて、計算領域の大きさはそれぞれ 610, 160 とした。最小格子幅は、 x , y 方向それぞれ 0.6, 0.2 とし、 x 方向には下流に向けて、 y 方向には $y = 0$ から外側に向けて格子幅を次第に増加させた。Case 1 の場合には、 λ_z の値は dominant mode の波長 ($\lambda_{x,\text{dom}} = 15.7$) とした。Case 2 の場合には、dominant mode の波長の 0.5 倍から 3.0 倍の場合を取り扱った(計算領域はこの半値となる)。 z 方向の計算領域には、等間隔格子を N_z 個配置した。 z 方向計算領域に関する、格子系に関するパラメータは第 3 表にまとめられている。

3.2 二次不安定性により誘起される渦構造 第 8 図に、Case 1 における二次元計算の結果を示す。以下に示す図では、計算開始から過渡状態を経て、準定常状態に至った後の流れ場の瞬間図が示されている。せん断流れの一次不安定性により、流下とともに流入部に加えた擾乱が rollup 過程を経て成長し、スパン方向渦が形成されている。 $x = 150$ 付近から、スパン方向渦の成長が止まり、飽和に至っていることがわかる。渦構造はこれ以上成長できないため、 $x = 150$ 付近よりも下流では、粘性散逸の効果を受けて渦構造が減衰していく。第 9 図には、Case 1 における三次元計算の結果を示す。以下では、流れ場のスパン方向への対称性を利用して、スパン方向に半波長分だけ折り返すことで、スパン方向に一周分の流れ場が描かれている。第 9 図より、飽和に至った後、スパン方向渦に絡み付くように成長する、細い管状をした渦構造(図中 ①)が観察される。この渦構造により、スパン方向渦は、スパン方向に変形を受けている。以下では、スパン方向に変形した渦構造を、「完全にスパン方向に回転軸を持つ」スパン方向渦と区別するため、「コア」と呼ぶことにする。このような細い管状の渦構造は、二次元計算では見受けられなかった。第 9 図(c)には、流れ方向渦度の等値面が示されている。黒と白の領域では、それぞれ、 x 軸正の向きおよび逆方向の回転軸を有している。第二不変量が正かつ、流れ方向渦度が存在する領域に、縦渦構造が存在することとなる。これより、管状の渦構造

第8図 Case 1 における二次元計算結果 (第二不変量)

 第9図 Case 1 における三次元計算結果
(a) 側面図 (第二不変量), (b) 俯瞰図 (第二不変量), (c) 俯瞰図 (流れ方向渦度).

第10図 Case 2 における二次元計算結果 (第二不変量)

は縦渦であることがわかる。Rogers らの非圧縮性せん断流れの DNS⁹⁾ においても、同様の渦構造が観察されている。これより、第9図における、コアに絡み付く渦構造は、非圧縮性せん断流れ内に成長し得る「リブ構造」と同様の構造であると言える。また、第9図中の点線部に注目すると、リブ構造 (図中 ③) は、コア (図中 ②) とは逆方向の回転方向を有していることがわかる。上記の事実は、二次不安定問題の解として得られた流れ場においても見受けられた点である。コアおよびリブ構造はそれぞれ、二次不安定問題における、neutral mode およびスパン方向擾乱に対応すると言える。従って、本研究において用いた励起方法によって、流れ場の二次不安定性を励起することが可能であることがわかる。

第10図には、Case 2 における二次元計算の結果を示す。この場合には、増幅率が正となるすべての擾乱を含むため、スパン方向渦は飽和に至らず、無限に成長し続ける。 $x = 200$ 付近までは、一定の波長を持つスパン方向渦構造が存在している。これは、成長初期段階では、最大の増幅率を持つ擾乱が顕著に成長するためである。このようにして形成された渦構造のエントレインメント効果により、せ

 第11図 Case 2 における三次元計算結果 ($\lambda_z/\lambda_{x,dom} = 1.0$)
(a) 側面図 (第二不変量), (b) 俯瞰図 (第二不変量), (c) 俯瞰図 (第二不変量).

ん断層のスケールは大きくなる。これに伴い、低周波の擾乱が成長しやすくなる。 $x = 200$ よりも下流では、このような擾乱が成長を始めるため、ペアリングなどの非線形現象が起こる。その結果、一見不規則な渦構造が見受けられるようになる。第11図には、Case 2 における三次元計算の結果の一部を示す。代表的な例として、 $\lambda_z/\lambda_{x,dom} = 1.0$ の場合のみを示す。Case 1 と同様に、コアに絡み付くように成長するリブ構造が存在することがわかる。また、コアとリブが逆の回転方向を持っているという点も、Case 1 と共通する点である。これより、渦構造が不規則に成長するような、現実の流れ場に近い場合においても、流れ場の二次不安定性により、リブ構造が成長することがわかる。擾乱のスパン方向波長を 0.5 から 3.0 まで変化させた場合にも、同様のリブ構造が観察された。

3.3 せん断層の成長に与える影響 リブ構造がせん断層の成長に及ぼす影響を調べるために、せん断層厚さを算出した。ここでは、実験において形成されるせん断流れにより近い Case 2 のみを取り扱うこととする。せん断層厚さの定義には、ピトー圧分布を利用した。Reyleigh-Pitot の公式から算出されたピトー圧を、十分に長い時間平均することにより、ピトー圧分布を定めた。第12図には、 $\lambda_z/\lambda_{x,dom} = 1.0$ の場合におけるピトー圧等高線を示す。等高線の示す値は、 P_{+90} および P_{-90} ²⁾ である。第12図に示すように、三次元計算の場合には、縦渦構造によって、せん断層はスパン方向に変形する。スパン方向にせん断層厚さを平均することによって、三次元計算の場合におけるせん断層厚さを定義した²⁾。第13図には、Case 2 における、 x 方向へのせん断層厚さの変化を示す。比較のため、二次元計算の結果も示されている。せん断層厚さの振る舞いを考慮して、 x 方向を三つの領域に分類することができる。「① $x = 0$ から $x = 150$ の領域」では、すべての場合において、せん断層厚

第 12 図 y - z 平面におけるピトー圧の等高線 ($\lambda_z/\lambda_{x,\text{dom}} = 1.0$) 第 13 図 セン断層厚さの x 方向推移

さが変化しない．この領域では，入入口境界において導入された擾乱が，十分に発達していない．渦構造によるエントレイン効果が無いために，この領域ではせん断層厚さが変化しない．「② $x = 150$ から $x = 300$ の領域」では，流下とともにせん断層厚さが増加するものの，全条件での計算結果において，せん断層厚さにほとんど差が見受けられない．この領域では，第 9 図からわかるように，入入口境界において導入された擾乱のうち，主に dominant mode が卓越して渦構造へと成長する．そのため，渦構造によるエントレインメント効果によってせん断層厚さは増加する．上記の Case 1 では，コアが十分に成長し，飽和に至った後にリブ構造が成長を始めた．領域 ② では，dominant mode が成長を続けている領域であるため，リブ構造はまだほとんど成長し始めていない．リブ構造による影響が存在しないため，領域 ② では，せん断層厚さに差異が見受けられないと考えられる．「③ $x = 300$ よりも下流の領域」においては，それぞれの条件における計算において，せん断層厚さに差異が見受けられる．いずれの三次元計算においても，二次元計算の場合よりもせん断層厚さは大きくなっている．これは，第 10 図のように，リブ構造が卓越するためであると考えられる．特に， $\lambda_z/\lambda_{x,\text{dom}} = 1.0$ 付近のスケール比を持つ場合において，せん断層厚さが最も大きくなっていることがわかる．

第 14 図 成長率とスケール比の関係

第 14 図には，せん断層の成長率とスケール比の関係を示す．一般に，せん断層の成長率は，第 13 図に描かれたグラフの傾きとして表される．本研究では，リブ構造が成長率に与える影響を調べるため，領域 ③ のみにおける成長率を算出した．最小自乗法により定められた直線の傾きが成長率として与えられる．第 14 図より，いずれの三次元計算においても，二次元計算よりも大きな成長率が得られていることがわかる．特に，スケール比が 1 付近となる場合に成長率は最大となり，二次元計算に比べて 57% の増加が認められる．前章の二次不安定性問題では，最大の増幅率を与えるスパン方向擾乱に対するスケール比は 0.733 付近であった．両者は比較的良好な一致を示している．ここで，この相違を生んだ原因として，以下のことが考えられる．線形安定性解析では，基本流れに含まれる流れ方向擾乱として一種類の擾乱 (neutral mode) しか含まなかった．これに対して，三次元計算では，増幅率が正となるすべての擾乱を含んでおり，pairing などの非線形成長の影響を受ける．このような擾乱の成長過程に関する相違が，第一の原因として考えられる．また，三次元計算では，下流に行くにつれて，卓越するコアの波長が次第に大きくなる．一方，線形安定性解析では，流れ方向擾乱の波長は一定となっている．スケール比の定義に関する相違が第二の原因として考えられる．

3.4 格子解像度 最後に，格子解像度の是非について議論することとする．三方向に二倍の格子密度を設ける場合，計算機の容量を超えてしまう．そこで， x ， y 方向に二倍の格子密度を設けた二次元計算， z 方向のみに二倍の格子密度を設けた三次元計算 ($\lambda_z/\lambda_{x,\text{dom}} = 1.0$ の場合のみ) を行った．第 15 図には，せん断層厚さの x 方向推移を示す．それぞれの計算結果の間には，大きな相違は存在しないことがわかる．これより，本研究で用いた格子系は，大規模な渦構造を捉えるために，十分な解像度を有していることがわかる．

4. 結 論

本研究では，圧縮性せん断流れの二次不安定性により誘起される縦渦構造を調べた．手法として，線形安定性解析および三次元計算が用いられた．その結果として得られた結論は，以下のようにまとめられる．

第15図 せん断層厚さを用いた格子解像度の確認

- ・ 二次不安定性問題において、コアおよびサドル部に観察された縦渦対の回転方向は逆向きとなった。
- ・ 二次不安定性問題において、最大の増幅率を与えるスパン方向擾乱のスケール比は、0.733 付近の値となった。
- ・ 三次元計算において用いられた励起方法によって、流れ場の二次不安定性を励起することができた。
- ・ 三次元計算において、流れ場の二次不安定性によって励起された縦渦構造の非線形発達を捉えることができた。
- ・ 三次元計算において、縦渦構造の影響により、せん断層厚さおよび成長率は二次元計算の場合に比べて増加した。
- ・ 三次元計算において、最大の成長率を与えるスケール比は 1.0 付近の値となった。

参 考 文 献

- 1) Papamoschou, D. and Roshko, A.: The Compressible Turbulent Shear Layer: An Experimental Study, *J. Fluid Mech.*, **197** (1988), pp. 453–457.
- 2) Araki, M., Osaka, J., Tsue, M. and Kono, M.: Effects of Secondary Instability on Mixing in a Compressible Mixing Layer, *Proc. 16th ISABE*, 2003, CD-ROM.
- 3) Island, T. C., Urban, W. D. and Mungal, M. G.: Mixing Enhancement in Compressible Shear Layers via Sub-Boundary Layer Disturbances, *Phys. Fluids*, **10** (1998), pp. 1008–1020.
- 4) Bernal, L. P. and Roshko, A.: Streamwise Vortex Structure in Plane Mixing Layers, *J. Fluid Mech.*, **170** (1986), pp. 499–525.
- 5) Araki, M., Osaka, J., Nakaya, S., Oshita, M., Tsue, M. and Kono, M.: A Study on Three-Dimensional Disturbances in a Compressible Shear Layer, *JSME Int. J. B*, **45** (2002), pp. 91–96.
- 6) Sandham, N. D. and Reynolds, W. C.: Compressible Mixing Layer: Linear Theory and Direct Simulation, *AIAA J.*, **28** (1990), pp. 618–624.
- 7) Pierrehumbert, R. T. and Windnall, S. E.: The Two- and Three-Dimensional Instabilities of a Spatially Periodic Shear Layer, *J. Fluid Mech.*, **114** (1982), pp. 59–82.
- 8) Sandham, N. D. and Reynolds, W. C.: Three-Dimensional Simulations of Large Eddies in the Compressible Mixing Layer, *J. Fluid Mech.*, **224** (1991), pp. 133–158.
- 9) Rogers, M. M. and Moser, R. D.: The Three-Dimensional Evolution of a Plane Mixing Layer: The Kelvin-Helmholtz Rollup, *J. Fluid Mech.*, **243** (1992), pp. 183–226.
- 10) Schoppa, W., Hussain, F. and Metcalfe, R. W.: A New Mechanism of Small-Scale Transition in a Plane Mixing Layer: Core Dynamics of Spanwise Vortices, *J. Fluid Mech.*, **298** (1995), pp. 23–80.
- 11) Gathmann, R. J., Si-Ameur, M. and Mathey, F.: Numerical Simulation of Three-Dimensional Natural Transition in the Compressible Confined Shear Layer, *Phys. Fluids*, **5** (1993), pp. 2946–2968.
- 12) Li, Q. and Fu, S.: Numerical Simulation of High-Speed Planar Mixing Layer, *Comput. Fluids*, **32** (2003), pp. 1357–1377.
- 13) Oh, C. K. and Loth, E.: Unstructured Grid Simulations of Spatially Evolving Shear Layers, *AIAA J.*, **33** (1995), pp. 1229–1238.
- 14) Jeong, J. and Hussain, F.: On the Identification of a Vortex, *J. Fluid Mech.*, **285** (1995), pp. 69–94.
- 15) 嶋 英志, 城之内忠正: 一粒子の風上法について, 日本航空宇宙学会第 25 期年会講演会講演集, 1994, pp. 36–37.
- 16) Poinso, T. J. and Lele, S. K.: Boundary Condition for Direct Simulations of Compressible Viscous Flows, *J. Comput. Phys.*, **101** (1992), pp. 104–129.