

不安定攪乱増幅による超音速平面ジェットのパ音波発生機構

渡辺大輔* 前川博* 松尾裕一**

* 広島大学 大学院工学研究科

** JAXA

Sound wave generation mechanism of a supersonic plane jet by the unstable disturbance amplification

by

Daisuke WATANABE*, Hiroshi MAEKAWA* and Yuichi MATSUO**

ABSTRACT

The three-dimensional time dependent compressible Navier-Stokes equations are numerically solved to study acoustic emission mechanism in a supersonic plane jet at high convective Mach numbers using high-order compact upwind schemes. Numerical results for the convective Mach number $Mc = 1.17$ are presented. Two different cases were investigated. The first case is the jet forced by the linear unstable modes. The second case is the jet flow forced randomly. The numerical results provide new physical insights into three-dimensional structures of a plane jet. Upstream disturbance conditions play an important role for the evolution of the downstream structure, such as development of shear layers and transition process in a jet. Growth of 3D-A1 mode is responsible for the Λ structure in a plane jet. The 2-D A1 mode, whose phase velocity is larger than the ambient speed of sound, is responsible for the Mach waves emission.

1. まえがき

自由せん断流の遷移において線形不安定波は大規模構造の形成に深く関わっている。また、流れが亜音速の場合は線形不安定波は混合層における渦同士の合体時のように音波の発生に間接的に寄与する。不安定波の位相速度が音速より早くなることの出来る超音速ジェットでは、線形不安定モードの増幅が直接マッハ波を形成し騒音源の一つとなりえる^{1,2)}。

ジェット騒音の抑制手法において多くの研究はジェット騒音の低減のため長期的にわたり能動的または受動的な乱流制御手法による効率的な手法を模索している、と Seiner³⁾ は述べている。しかし、この分野では物理的な超音速ジェットのノイズ発生機構の理解の不足によりまだ問題解決にはいたっていない。また、実験により非円形のノズル形状を持つジェットが円形ジェットと比較し騒音低減に有利であることが示されているが、騒音発生機構の研究の多くは円形ジェットに対するものである。超音速ジェットから出る騒音においてマッハ波の放射やショックノイズは支配的な音源である。非適正膨張ノズルはジェットの前方象限において音響放射を支配するショックノイズを生む。しかしながら、ショックノイズはノズルの幾何学的に適切な形状によって抑制することができることが知られている。一方、ジェットからの音響放射はマッハ波によって支配されていることが実験によって報告されている (see review by Tam 1995¹⁾)。このマッハ波は乱流中の渦構造 (または波) が超音速の速度により移動することにより発生していると考えられており、そのため、マッハ波による騒音は線形安定性モードによってモデル化されている。しかし、放射されるマッハ波の効率的な抑制手法はまだ確立されておらず、超音速ノズルの設計において克服すべき最も重要な課題の一つとして挙げられる。そのため乱流ジェッ

トや騒音発生機構の理解は超音速ジェットの研究において非常に重要であると考えられる。

近年、計算機の発達及び計算アルゴリズムの進歩に伴い直接数値シミュレーション (DNS) による研究が盛んに行われるようになってきている。初期の DNS による研究では流れの構造が注目され、最近になり音響場も含めたジェットの研究は多く報告されるようになってきている^{4,5)}。しかし、これらの研究はジェットの移流マッハ数 (Mc) が $Mc < 1$ であり、移流マッハ数が 1 を超えるジェットの研究は僅かである。また、超音速円形ジェットの直接シミュレーション (DNS) による研究は、ジェット騒音の発生機構に多くの知見をもたらしてきたが、非円形ジェットの研究は少ないのが現状である。

”Top-hat 型”超音速平面ジェットに対する我々のこれまでの線形安定性解析ならびに時間発展 DNS による研究から⁶⁾、超音速平面ジェットにおける渦度場および音響場に支配的に作用する 2 つの不安定モードが存在することを確認している。一つは Kelvin-Helmholtz 不安定性に起因する反対称モードであり、波長が短い二次元的な波 (ジェットとの成す角 θ が $\theta \sim 0$) は超音速の位相速度を持ちマッハ波を形成する。またこのモードの三次元成分は、移流マッハ数が高くなると混合層と同様に二次元波より高い成長率を与えるが、位相速度が超音速とはならず、マッハ波の形成には寄与しない。もう一方の不安定波は、ジェット内部に強い速度発散領域を形成する対称モードである。時間発展 DNS の結果からは、音速以下の位相速度を持つ三次元波の増幅は、放射されるマッハ波の振幅を減少させる効果を確認している。本研究では、三次元空間発展 DNS を用い、超音速平面ジェットにおいて上記モードの空間的発達および複数の不安定波の相互作用によるジェット流れ場および音響場に与える影響を詳細に調べる。

2. 計算手法

直接シミュレーションにおいて支配方程式はデカルト座標系で記述された圧縮性ナビエ・ストークス方程式であり、無次元化されたニュートン流体に対する質量保存、運動量保存およびエネルギー保存のモデルを用いない方程式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_T}{\partial t} + \frac{\partial (E_T u_j)}{\partial x_j} = \\ -\frac{\partial (p u_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial (u_i \tau_{ij})}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (3)$$

である。ここで、流れの全エネルギー E_T は、流れの内部エネルギー及び運動エネルギーの和であり

$$E_T = \frac{p}{(\gamma - 1)} + \frac{\rho u_i u_i}{2}, \quad (4)$$

熱流束ベクトルは、Prandtl 数を $Pr = 1$ で C_p が一定であることを仮定することにより熱伝導率 k は μ に比例し

$$q_j = -\frac{\mu}{(\gamma - 1)M^2 Re Pr} \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad (5)$$

となる。運動量及びエネルギー方程式に現れる粘性応力の成分 τ_{ij} は

$$\tau_{ij} = \frac{\mu}{Re} \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right], \quad (6)$$

である。また、粘性係数は温度 T の指数法則に従うとして

$$\mu = T^{2/3}, \quad (7)$$

と表される。理想気体の状態方程式は、

$$T = \frac{\gamma M^2 p}{\rho}, \quad (8)$$

である。支配方程式における各量は、ジェット中心速度 \bar{u}_{1j} 、ジェット周囲の密度 ρ_∞ 、ジェット周囲の温度 T_∞ およびジェットノズル半幅 b により無次元化された。流入部において与えたジェット平均速度は、中心部に一定の速度分布を持つ 'Top-hat' 型で与えた。

$$\bar{u}_1(x_2) = \frac{\bar{u}_{1j}}{2} \left[1 - \tanh \left[\frac{12.5}{4} \left(\frac{x_2}{b} - \frac{b}{x_2} \right) \right] \right]. \quad (9)$$

また、平均温度分布は Crocco-Busemann の関係式より

$$\begin{aligned} \bar{T} = M_\infty^2 \frac{\gamma - 1}{2} \frac{(u_1 \bar{u}_{1j} - u_1^2)}{\bar{u}_{1j}} + \frac{\bar{T}_j u_1}{\bar{u}_{1j}} \\ + \frac{\bar{T}_\infty (\bar{u}_{1j} - u_1)}{\bar{u}_{1j}}, \end{aligned} \quad (10)$$

と与えた。ここで、 γ 比熱比であり、 $M_\infty = \bar{u}_{1j}/c_\infty$ である (c_∞ はジェット周囲の音速)。ジェット中心マッハ数 $M_j = \bar{u}_{1j}/c_j$ は $M_j = M_\infty \times c_\infty/c_j$ の関係式から得られる。また、ジェット内部と外部の温度比は $T_j/T_\infty = 1.12$ である。移流マッハ数 Mc は次式で与えられる。

$$Mc = \frac{M_j \sqrt{T_j/T_\infty}}{1 + \sqrt{T_j/T_\infty}}. \quad (11)$$

本計算ではマッハ波を伴う高マッハ数の流を安定に計算するため、空間の離散化に、Lele⁷⁾ による中心コンパクトスキーム (CCS) を基にした Deng, Maekawa & Shen⁸⁾ による数値散逸を含む 5 次精度散逸コンパクトスキーム (Dissipative Compact Schemes; DCS5) を用いた。5 次精度散逸コンパクトスキームは以下のように与えられる

$$\begin{aligned} \frac{1}{3}(1 - \alpha_D)u'_{j-1} + u'_j + \frac{1}{3}(1 + \alpha_D)u'_{j+1} \\ = \frac{1}{36h}(u_{j+2} - u_{j-2}) + \frac{7}{9h}(u_{j+1} - u_{j-1}) \\ + \frac{1}{18h}\alpha_D(u_{j+2} - 2u_j + u_{j-2}) \\ + \frac{4}{9h}\alpha_D(u_{j+1} - 2u_j + u_{j-1}). \end{aligned} \quad (12)$$

ここで、係数 α_D は散逸誤差と分散誤差を変化させる定数であり、 $\alpha_D = 0$ とすると散逸誤差を含まない CCS6 となる。また α_D の正負により分散誤差の正負が変わる。本研究の三次元時間発展 DNS では $\alpha_D = \pm 0.25$ とした。

また、このスキームの非線形系への適用に際し Lax-Friedrichs 流速分割を用いた。Lax-Friedrichs 流速分割は次式で与えられる

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x_1} = 0, \quad (13)$$

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}^+ + \mathbf{F}^-. \quad (14)$$

ここで、 \mathbf{F}^+ および \mathbf{F}^- は次式で与える

$$\begin{aligned} \mathbf{F}^+ &= \frac{1}{2}(\mathbf{F} + \lambda \mathbf{Q}), \\ \mathbf{F}^- &= \frac{1}{2}(\mathbf{F} - \lambda \mathbf{Q}), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}^+}{\partial x_1} + \frac{\partial \mathbf{F}^-}{\partial x_1} = 0, \quad (16)$$

ここで \mathbf{Q} 、 \mathbf{F} は例えば一次元のオイラー方程式において、

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_1 \\ E_t \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u_1 \\ \rho u_1 u_1 + p \\ (E_t + p)u_1 \end{pmatrix}, \quad (17)$$

である。また、 \mathbf{F}^+ および \mathbf{F}^- の計算にはそれぞれ α_D が負および正とした DCS5 を用いる。式 (15) 中の λ により、散逸の大きさを変化させることが出来る。時間進行には、4 次精度 4 段階 Runge-Kutta 法を用いた。計算格子は $N_{x_1} \times N_{x_2} \times N_{x_3} = 301 \times 201 \times 100$ とした。また、主流方向ならびに主流垂直方向には格子伸張を行っている。境界条件は、主流方向ならびに主流垂直方向に対し NSCBC (Navier-Stokes Characteristic Boundary Conditions)⁹⁾ を用い、スパン方向には周期境界条件を課した。計算領域は $0 \leq x_1 \leq 45b$ 、 $-10b \leq x_2 \leq 10b$ 、 $0 \leq x_3 \leq 6b$ とした (図 1 参照)。

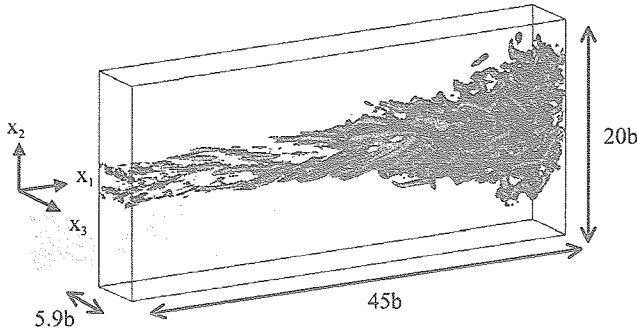
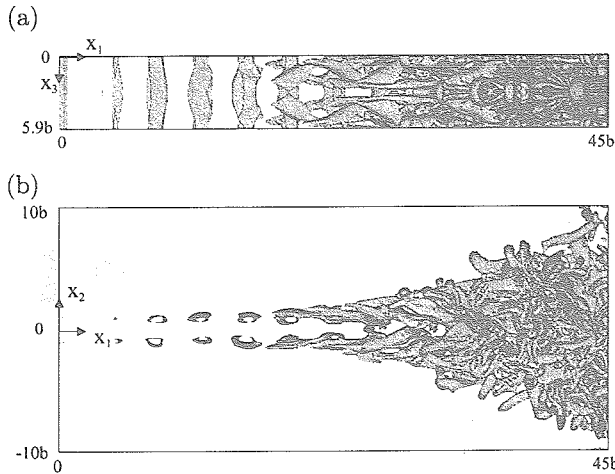


Fig. 1: computational box


 Fig. 2: Downstream evolution of second invariant Q structure (iso-surfaces of $Q = 0.1$) for 0.5% eigenfunction case (E1); a) topview and b) sideview.

3. 計算条件と流入攪乱

DNS は $Mc = 1.17$ およびジェット半値幅 b に基づくレイノルズ $Re_b = 1000$ において実行した。流入攪乱には線形安定性解析から求めた不安定波の固有関数ならびに三次元のランダム攪乱を与えた。固有関数を流入攪乱としたケースでは、最も不安定な二次元対称モード (2D S2) および二次元反対称モード (2D A1) ならびに斜行波において最も不安定な一組の 3D A1 モードを与えた。流入攪乱のベクトル \vec{d} は次式で与えた。

$$\begin{aligned} \vec{d} = & A_{2-D A1} \hat{d}_{2-D A1} \exp[i(-\omega_{2-D A1} t)] \\ & + A_{2-D S2} \hat{d}_{2-D S2} \exp[i(-\omega_{2-D S2} t)] \\ & + A_{3-D A1} \hat{d}_{3-D A1} \exp[i(\beta x_3 - \omega_{3-D A1} t)] \\ & + A_{3-D A1} \hat{d}_{3-D A1} \exp[i(-\beta x_3 - \omega_{3-D A1} t)], \quad (18) \end{aligned}$$

ここで、 \hat{d} は固有関数であり、 A, β および ω はそれぞれ添え字で示したモードの振幅、スパン方向波数および角振動数である。攪乱の振幅は、E1 ケースでは、 $A_{2-D A1}$ および $A_{2-D S2}$ をジェット中心速度の 1%、 $A_{3-D A1}$ を 0.5% とした。E2 ケースでは 3D A1 モードの振幅を E1 ケースの 2 倍とし全てのモードの振幅を 1% で与えた。スパン方向

波数 β は、主流方向に対し $\theta = \pm 51^\circ$ の角度を持つ一組の斜行波の波数に相当する。この $\theta = \pm 51^\circ$ の角度を持つ斜行波は三次元モードにおいて最も不安定なモードである。ランダムケースにおいて、R1 ケースでは、攪乱の主流方向速度成分の rms 値がジェット中心速度の 1% であり、R2 ケースでは 3% である。

4. 計算結果および考察

図 2 に三次元モードの振幅を 1% とした E1 ケースにおける渦構造の下流への発達を示す。渦構造の可視化には速度勾配テンソルの第二不変量 Q の等値面を用いている。流入部直後の領域 $0 < x_1 < 10b$ では、2D A1 モードより高い成長率を持つ 2D S2 モードの増幅によって上下にほぼ対称なスパン方向に軸を持つ渦構造が形成されている。このスパン方向渦は流れ場が三次元化するまでの範囲において緩やかに発達するが、渦同士の合体は確認できない。スパン方向渦が形成された下流の位置 $10b < x_1 < 20b$ では、上下のせん断層に Λ 状の渦構造が交互に現れる。この Λ 状の渦構造は 3D A1 モードの線形増幅に起因しており、スパン方向渦とは独立して現われている。その後、 Λ 状の渦構造は下流に流されるにつれ、せん断層速度分布により引き伸ばされる。 Λ 状の渦構造が現れた下流では、渦構造がジェットの上下に急速に広がり、発達した三次元構造がジェット内部に現れることが判る。このとき、せん断層の外縁付近では主流方向に細く伸びた縦渦やバルジ状の特徴的な渦構造が見られる (図 2(b))。

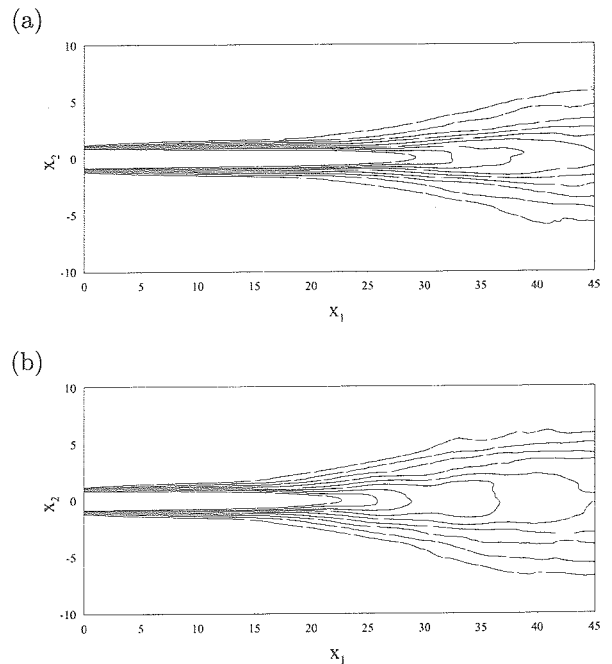


Fig. 3: Downstream evolution of mean streamwise velocity (contour plots); a) 0.5% eigenfunction case (E1) and b) 1% eigenfunction case (E2).

図 3(a), (b) の等高線はそれぞれ E1 ケース ($A_{3-D A1} =$

0.5%) と E2 ケース ($A_{3-D A1} = 1.0\%$) の主流方向速度平均値の下流への発達を示している。E1, E2 の両ケースにおいて上流側ではジェット上下のせん断層は下流へ向け緩やかに拡大しており、下流のある位置において急速にせん断層が拡大していることが判る。せん断層の急速な拡大は、E1 ケースでは $x_1 = 20b$ 、E2 ケースでは $x_1 = 15b$ 付近から始まり、これらの位置はそれぞれのケースにおいて Λ 状の渦構造が現れる位置と一致する。この結果より、 Λ 状渦構造の出現に関連する 3D A1 モード振幅の大きさはジェットせん断層の拡大に大きな影響を及ぼしていることが確認できる。

図 4 はジェット中心速度の下流への発達を示した図であり、ポテンシャルコア (速度一定の領域) の消失位置を確認できる。この図には E1 および E2 ケースの他に A1 3D モードのみを 1% で与えた計算結果を合わせて示している。図より、ポテンシャルコアの消失位置は 3D A1 モードの振幅が 0.5% の E1 ケースでは約 $x_1 = 27b$ であり、1% の E2 ケースでは約 $x_1 = 21b$ となっており、3D A1 モード振幅の増加はポテンシャルコアの消失位置を上流に移動させることが判る。また E2 ケースと A1 3D モードのみを与えたケースを比べると、このポテンシャルコアの消失がほぼ同じであることから、ポテンシャルコア消失およびせん断層拡大に関し、3D A1 モードが支配的に作用していることが確認された。

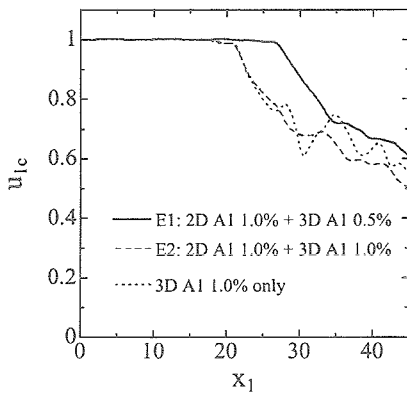


Fig. 4: Mean jet centerline velocity u_{1c}

次に異なる攪乱がジェットの発達に及ぼす影響を調べるため固有関数ケース (E1) とランダムケース (R2) の比較を行った。この二つのケースは、下流における発達した三次元構造が現れる位置がほぼ同じである。また、ランダムな流入攪乱を 1% で与えた R1 ケースでは、この計算領域の範囲において渦度場の発達は確認できなかった。図 5 に、E1 および R2 ケースの渦構造 (上面図) および平均速度分布の等高線を示す。図 (上面図) より、遷移初期段階において、異なる流入攪乱に対しジェット内部に形成される渦構造は異なりそれぞれ特徴を持っていることが判る。E1 ケースでは Λ 状の渦構造が明確に現れ、また、R2 ケースでは Λ 状の構造ははっきりと現れず縦渦構造が支配的となった。またせん断層の拡大に関し、上流 $x_1 < 20b$ の領域において R2 ケースのせん断層の拡大は E1 ケースの拡大より僅かに早いことが判る。この R2 ケースの早い拡大は上流において形成される縦渦構造 (E1 ケースでは見ら

れない) が寄与していると思われる。より下流の $x_1 > 20b$ の領域におけるせん断層の拡大は、R2 ケースではほぼ同じ割合で拡大するのに対し、E1 ケースでは Λ 状構造の出現により急速に拡大している。

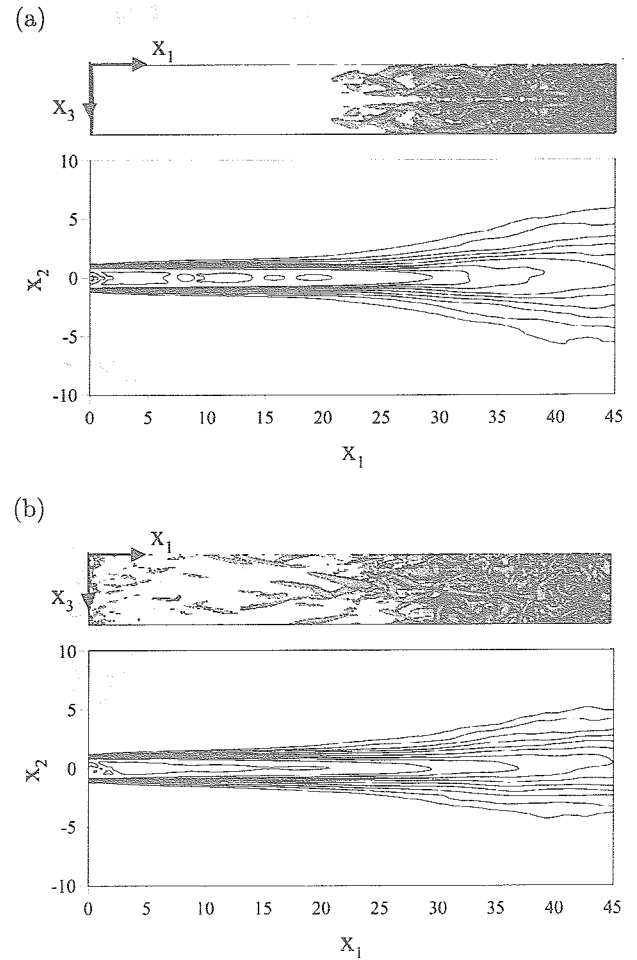


Fig. 5: Downstream evolution of second invariant Q structure (topview: iso-surfaces of $Q = 0.1$) and mean streamwise velocity (contour plots); a) 0.5% eigenfunction case (E1) and b) 3% random case (R2).

E1 ケースおよび R2 ケースのジェット中心速度の下流への変化を図 6 に示す。R2 ケースでは、ジェット中心速度は $x_1 = 20b$ 付近より緩やかに低下が始まり $x_1 = 25b$ 付近からほぼ一定の割合で減少している。一方、E1 ケースでは $x_1 = 27b$ 付近まで中心速度は変化が無く、その下流において急速に低下している。この中心速度の低下の違いは形成される渦構造の違いと考えられる。R2 ケースでは不規則に並んだ縦渦が存在し、近くの縦渦同士は互いに干渉した際、誘導速度を生じ、それぞれせん断層の上下に縦渦を移動させる。しかし縦渦同士の位置や強さが不規則なため誘導速度は比較的弱くそのためせん断層の拡大も緩やかになると考えられる。また、E1 ケースの急速な中心速度の低下は前述したように Λ 状構造の形成に起因している。 Λ 状渦構造はその頂点を挟みスパン方向に対し対称に形成され、かつ Λ 状の腕の左右の渦の回

転は互いに反対であるため、せん断層において主流方向に引き伸ばされた際一組の縦渦となり強い誘導速度を生じる。この誘導速度の方向はジェット外側にΛ状構造の頂点がある場合はジェット外側に向かう方向、またジェット内部にΛ状構造の頂点がある場合はジェット内側に向かう方向となっており、せん断層拡大に大きく寄与している。加えて、Λ状構造の頂点部分は下流へと発達する際に渦輪の一部が欠けたバルジ状の渦構造となりこのときの誘導速度は、頂点部分を主流垂直方向に立ち上げる(図2(b))方向となっており、このこともせん断層拡大に影響を与えている。E1ケースの中心速度の急速な低下は $27b < x_1 < 32b$ の範囲で現れ、 $x_1 > 32b$ ではR2ケースの低下率とほぼ等しくなる。これらの結果からポテンシャルコア消失位置は、異なる流入攪乱によって形成される渦構造の違いにより影響を受けることが確認された。

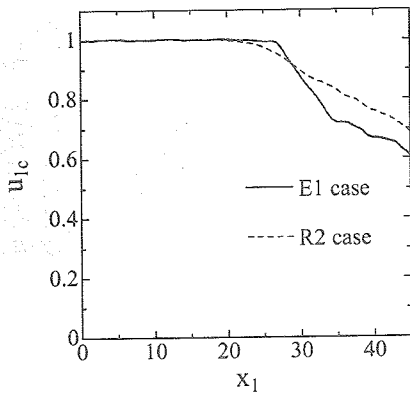


Fig. 6: Mean jet centerline velocity u_{1c}

図7に音響場に関する結果を示す。図7にはE1ケースおよびR2ケースの圧力等高線($z=0$)および渦構造(等値面)が示されている。E1およびR2ケースのポテンシャルコア消失位置はほぼ等しい。E1ケースでは、 $x_1 < 30b$ の領域において2D A1モードにより規則的な反対称な圧力波がジェット外側に形成され、また、2D S2モードの増幅はジェット内部の圧力波を形成する。これらの圧力波は、ポテンシャルコアが消失する位置まで増幅を続ける。R2ケースでは、流入部においてE1ケースより大きな角度で弱い圧力波が放射されている。下流においては、波長が長く勾配の大きい圧力波が見られる。これらの圧力波は上流での圧力波に対し小さな角度で放射されている。これらの観察結果は、上流においては成長率の低い高波数の波が現れ、その下流では高い成長率を持った低波数の波が増幅することによって形成されることを示唆する。しかし、これらの計算では発達した三次元構造が現れる領域において主流垂直方向の計算領域が狭いためジェット外側の音響場が十分捕らえられていない。

図8にジェット近傍音響場の音圧レベル(SPL)を示す。図8(a)および図8(b)はそれぞれE1ケース(固有関数1%)とR2ケース(ランダム攪乱3%)の結果であり、どちらのケースも音響放射が高い指向性を持つことが確認できる。また、これらの図は流入攪乱の違いが音響放射にたいして影響を与えていることを示している。E1ケースの上流のSPL分布は、ジェット軸に沿って超音速で移動する2D

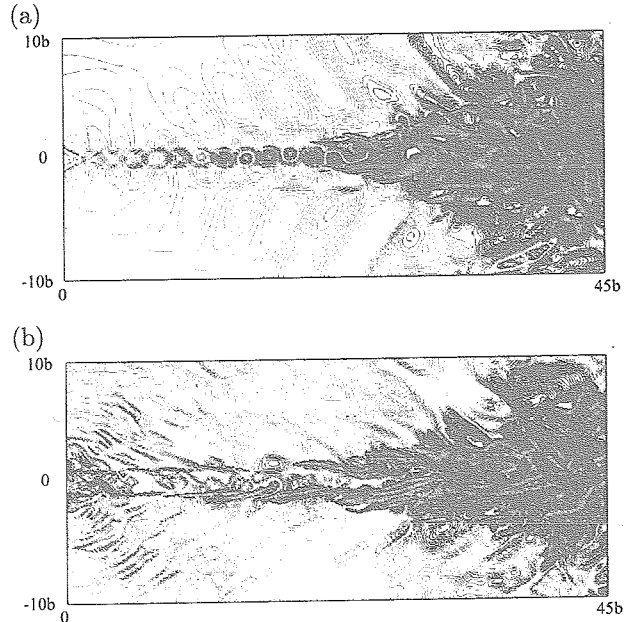


Fig. 7: Downstream evolution of second invariant Q structure (iso-surfaces of $Q = 0.1$) and pressure field (contour plots); a) 0.5% eigenfunction case (E1) and b) 3% random case (R2).

A1モードの音響成分の成長によって支配されている。R2ケースでは、流入部と下流領域において2種類の音響放射の機構が図より確認できる。流入部近傍では、流入するランダム攪乱の非平衡成分がジェット外側に放射されている。より下流においては、2D A1モードの増幅によりE1ケースに対しジェット軸との成す角が大きいマッハ波が放出されている。2D A1モードに起因するマッハ波の角度は、波長が短い場合モードの位相速度は高速なため大きくなり、またモード音響成分が長い波長を持つ2D A1モードより大きくなる。このことは、ランダムに与えた攪乱からジェットによって選択され上流において音響場に現れるのは最大成長率付近2D A1音響成分ではなく、短い波長の2D A1モードの音響成分であることを示している。

図9は、E1ケースとR2ケースの $x_1 = 35$ における音圧の比較を示した図である。ジェット外側では、R1ケースはE1ケースと比べやや高い音圧を示し、逆に、内側ではE1ケースの方が高い値を示している。この結果は上流に与えた攪乱による音響場の影響を示していると考えられるが、主流垂直方向の領域が狭いことを考慮する必要がありまだ検討の余地がある。

図10は、計算領域を拡大したE1ケースの結果であり、図にはdivuの等高線および等値面を示している。格子数は $N_{x_1} \times N_{x_2} \times N_{x_3} = 401 \times 301 \times 100$ 、計算領域は $0 < x_1 < 60b$, $-20b < x_2 < 20b$ and $0 < L_3 < 2\pi/\beta b$ とした。図より、遠方での放射されるマッハ波はおおよそ二次元的であるが、ジェット近傍では三次元モードの成長により影響を受け、音波の波面も三次元的な分布を示す。また、divuの強く放射されている位置はポテンシャルコア

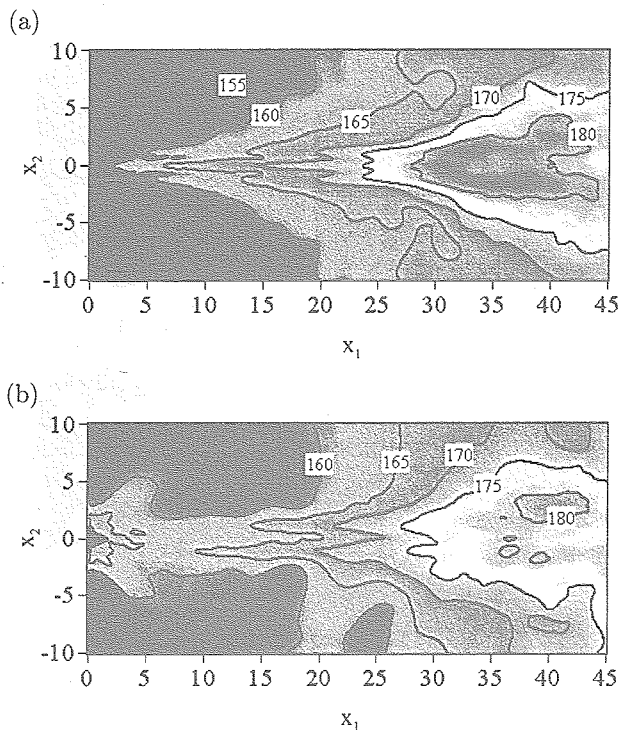


Fig. 8: Sound pressure levels in decibels for a) 0.5% eigenfunction case (E1) and b) 3% random case (R2).

アが消失する位置である。このことと図 5(a) と図 10 との比較から、強いマッハ波はポテンシャルコアがする位置より発生していることが確認された。これらの観察された音響放射はジェット主流マッハ数 $M_j = 1.92$ の円形ジェットの音響場⁴⁾ と非常に近い結果であった。

5. まとめ

$Mc = 1.17$ の超音速平面ジェットの空間発展 DNS を実行し以下の事を確認した。

- (1) 上流の攪乱はせん断層の拡大およびポテンシャルコア消失位置に重要な役割を持つ。特に 3D A1 モードは Λ 状構造を形成し、ジェットせん断層の急速な拡大に寄与する。
- (2) 超音速の位相速度を持つ 2D A1 モードは、マッハ波の放射を導く。またジェット外側に放射される音響場は、上流の攪乱に強く依存し、ポテンシャルコア消失位置付近より放射される。

参考文献

- 1) Tam, C. K. W., *Annu. Rev. of Fluid Mech.*, 27 (1995), pp.1.
- 2) Tam, C. K. W., Chen, P. and Seiner J. M., *AIAA J.*, Vol. 30 (1992), pp. 1747-52.
- 3) Seiner, J. M., *Studies in Turb.*, (1992), pp 297-323.

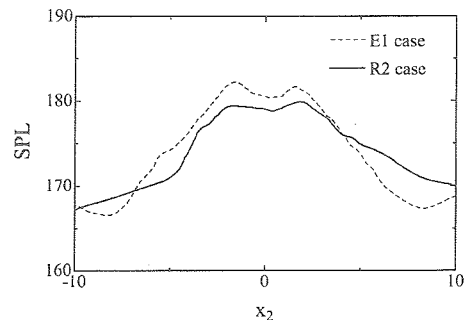


Fig. 9: Profiles of sound pressure levels in decibels at $x_1 = 35$.

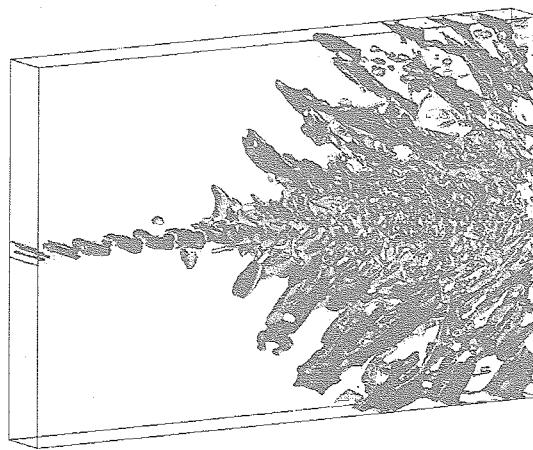


Fig. 10: Downstream evolution of dilatation field for 0.5% eigenfunction case (E1); iso-surfaces ($\text{div}u = 0.02$) and contour plots indicate the dilatation of $\text{div } u$.

- 4) Freund, J. B., Lele, S. K. and Moin, P., *AIAA J.* 38, 11 (2000), p 2023.
- 5) Freund, J. B., *J. Fluid Mech.*, 438 (2001), pp 277-305.
- 6) Watanabe, D. and Maekawa, H., *Journal of Turbulence*, Vol.3, 047 (2002), pp.1-17
- 7) Lele, S. K., *J. Comput. Phys.*, 103 (1992) pp.16-42.
- 8) Deng, X., Maekawa, H. and Shen, C., *AIAA Paper*, 96-1972 (1996).
- 9) Poinot, T. J. and Lele, S. K., *J. Comput. Phys.*, 101, (1992), p.104.