# 不足膨張ジェットの微細構造と空力音発生に関する数値解析

## Numerical Simulation of Detailed Underexpanded Jet Structure and its Noise Emission

○ 古川 拓,名大院,〒464-8603 名古屋市千種区不老町, E-mail: furukawa@fluid.nuae.nagoya-u.ac.jp
 中村 佳朗,名大工,〒464-8603 名古屋市千種区不老町, E-mail: nakamura@nuae.nagoya-u.ac.jp
 Taku Furukawa, Graduate School of Eng., Nagoya univ., Nagoya 464-8603, JAPAN
 Yoshiaki Nakamura, Dept. of Aerospace Eng., Nagoya univ., Nagoya 464-8603, JAPAN

Under-expanded compressible jets are simulated at a Mach number of 1.425 and a Reynolds number of  $2.2 \times 10^5$  to clarify the mechanism of jet sound emission. The compressible Navier-Stokes equations are solved by using an accurate numerical code with the fourth order accuracy in space. As a result, a structure with a few of shock-cells was observed, where oblique shocks exist inside the jet and a shear layer spreads outward with many vortices. The motion of these vortices seems to play a key role in sound emission. The pressure distribution along the jet centerline gives good agreement with the 3D result and experimental data in the neighborhood of the nozzle exit, because there exist a strong shock-cell structure and an axisymmetrical flow. In addition, we can see waves that travel upstream along the circumference of jet from around the first shock cell. Furthermore, there exist a discrete wave that is generated from the interaction of the jet shear layer with the oblique shock or the Mach wave.

#### 1. 緒言

圧縮性ジェット流れの基本的な要素は速度勾配を持つ 自由せん断層の形成とその中での不安定性の成長にある. せん断層内の速度分布による不安定性と乱流への遷移に より、ジェットは流れと垂直な方向へ広がり、変形する. これらのジェットせん断層の下流方向への発達とそれに より発生する騒音には密接な関係がある. その根本的な メカニズムを CFD により明らかにすることが本研究の 目的である.

特に超音速ジェットの空力音は、乱流構造や衝撃波を伴った複雑な流れの構造から生じる.また、不足膨張ジェットで顕著となる高周波音のスクリーチ音を扱った研究も多く、Shenと Tam ら<sup>1</sup>は軸対称計算からその特性を検証し、Yuら<sup>2</sup>は旋回するジェットからのスクリーチの特性を実験から求めた.このスクリーチ音の発生にはショックセルの振動によるある種のフィードバック現象が関連しており、ジェットの主流方向に $x = 4 \sim 5D$ 付近が発生源とされている.しかし、ジェットから発生する空力音の発生過程やその特性についての詳細はまだ十分解明されておらず、ジェットの条件、例えば適正膨張か不足膨張か、あるいは、流れが超音速か亜音速かなどによってその特性が大きく変化する.

本研究では、N-S 方程式を高次精度で解くことで、ジ ェットが発達する際の流体構造を詳細に捕らえる.特に ジェット近距離場での圧力波に注目して、その発生のメ カニズムと伝播の挙動を解析する.

これまで本研究に関連して、主に不足膨張下での圧縮 性ジェットについて、軸対称計算や三次元計算により音波 発生メカニズムの解析を行ってきた<sup>3,4</sup>. その結果、ジェッ ト内部やその外側において、衝撃波や渦、せん断層と圧 力波が複雑に干渉し合い、音波の生成につながる様子が 確認できた. 特に一番目と二番目のショックセルの間で、 せん断層とジェット内に発生する圧力波が干渉する様子 が見られ、これはスクリーチ音におけるフィードバック 現象の一因として考えられる. また三次元場でも同様な 現象が観察されるが、相対的に干渉の程度は減少する.

今回の研究では次の点を視野に解析した.第一に,格子 点数を増やしてさらに微細なジェット構造を捉える.また,これにより音波の伝播における拡散の影響も少なく する.第二に,計算領域を下流側へ延長し,より下流側で のジェットの運動を確認する.さらに,流出境界条件の影響も調べる.第三に,これまでは考慮されていなかった ノズル部も計算対象とし、ノズル出口付近でのジェット の挙動をより詳細に調べる.また実験データとの比較検 証も行う.

#### 2. 計算法及び計算条件

本研究では支配方程式として、一般座標における軸対称、三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を、有限体積法を用いて高次精度で解く、本研究では層流から乱流への遷移領域に焦点を絞って解析しているため、乱流モデルは用いていない. セル境界での解ベクトルの補間には ENO タイプのスキームで空間4次精度とし、数値粘性の少ないRoeの近似 Rieman 解法によって数値流束を計算する.また、粘性項は四次精度中心差分で評価する.時間積分には三段階 Runge-kutta 法を使用する.





第1回に計算方法の概要を示す. 格子は円柱座標 ( $x,r, \theta$ )に基づき, ノズル直径 Dに対して,計算領域を 主流方向xに 25D, 半径方向rに 16D とし,以前より も主流方向に領域を拡大した. これは計算境界の影響 を見るためと,ジェットの発達をより下流側まで調べるた めである.計算は軸対称と三次元計算の両方を行い,それ ぞれ 主流方向,半径方向(及び周方向 $\theta$ )に 1200×690, 300×180×16点の格子点を用いている.最小格子幅は軸 対称計算で $\Delta r_{min}/D = 3.75 \times 10^{-3}$ 程度,三次元計算で は $\Delta r_{min}/D = 1.80 \times 10^{-2}$ 程度となっている.例えば 軸対称の計算格子では, 0.01  $\leq u/U_0 \leq 0.99$ のせん断層 の範囲に約24本の格子線が入っている.また,今回の計 算では長さ2Dのノズル部を上流境界に設けている.こ れはノズル壁の影響をみるためと,上流側へ向かう波を

よりよく観察するためである. ジェットの条件はM = 1.425および $Re = 2.2 \times 10^5$ とした. これらは比較に用いた実験に合わせており,実験 ではノズル直径はD = 7.8mmである。計算境界では 数値的な解の反射を防ぐために、適切な条件を課する必 要がある。ここでは流入境界に Riemann 変数による条 件を、流出境界には特性曲線法に基づく Thompson の Non-reflecting 条件を用いた. 流入境界での主流速度 u は実験的に求められた次式で与える.

$$u = \frac{U_0}{2} \{ 1 + \tanh[\frac{25}{4}(\frac{R}{r} - \frac{r}{R})] \}$$
(1)

ここで Uo はジェット中心での速度, R はジェット半径 (= D/2) である. また、半径方向の速度 v は 0 とする. 人 工的な速度擾乱は与えていない.ジェットは不足膨張 の条件,つまりノズル出口での圧力と外気圧力の比を 1.52:1とし、この場合の、ノミナルな最大膨張マッハ数 は $M_i = 1.7$ である.比較実験も同じ条件M = 1.425及び圧力比 NPR=  $P_{total}/P_{ambient} = 5$  で行われている. 気体は完全ガスとし、粘性係数は温度のみの関数として Sutherland の式から求める.

#### 計算結果および考察 3.

軸対称計算については、無次元時間 t=78 まで計算が進 み、三次元計算については、t=45 まで進んだ. ジェット が完全に発達するのに十分な時間とは言えないが、流れ は下流流出境界まで達している. 結果を以下に示しなが ら議論する.

#### 3.1 圧力分布



Fig. 2: Pressure contours in axisymmetric calculation

の渦の加速運動は二重極あるいは四重極性の音源として 知られており、ジェットの空力音における主な騒音発生 源の一つと考えられる.

5次元ジェットにおいても同様なメカニズムにより発 生するマッハ波が見られるが、軸対称に比べてその振幅は 弱い. その理由は、三次元的な流れ場の変化が許される ためと考えられる. つまり,発生した渦輪が三次元的に 変形することにより、早い段階で渦輪の崩壊が起こる. そ のために音源を失った音波は弱くなり、また外側まで広 がらない. それに対して、軸対称ジェットでは下流側まで 渦が強く残る.また考えられる別の理由として計算格子 幅の違いがある.三次元ではどうしても格子が粗くなる ために,数値拡散も増大する.

次にジェットの構造を詳しく見て行く. 第4図と第5 図にノズル付近を拡大した圧力分布を示す. ノズル出口 では不足膨張のためにショックセル構造が存在している. ノズルから出た膨張波はせん断層で圧力波として反射し、 ジェット軸付近に斜め衝撃波を形成する。この衝撃波が ジェット軸付近に斜め衝撃波を形成する. この衝撃波が 再びせん断層に衝突する点(F)がひとつの擾乱発生源と 考えられる.この位置からジェットは急速に外側へと広がり、マッハ波を形成する.また、この点Fからは上流側へ 向かう高周波の音波が生成される様子が以前のアニメー ション等の解析から得られたが、今回の条件でも同様の 現象が見られた. これについては次節で述べる.



Fig. 3: Pressure contours in three-dimensional calculation

第6図にジェット中心軸に沿った静圧分布を示す.軸 対称計算と三次元計算の結果に加え,実験データも示し ている.これを見ると、ノズル出口直後の最初のショック セル部分に関しては、セル間隔や圧力振幅がよく一致し ている. 第4図と第5図でも最初のショックセルの構造 は類似しており、上流では流れが軸対称性をもっているこ とが分かる.またこの位置では不安定擾乱がまだ弱く,強 い衝撃波を伴うために,中心軸付近では他の干渉を受け にくく,流れ場が一意に定まるためと考えられる.しかし,3番目のセル以降では,圧力振幅や衝撃波位置とも実 験とは大きく異なる.この領域ではジェットの発達の影響 を強く受けるために、予測が難しく実験結果ともなかな

第2図と第3図にそれぞれ軸対称および三次元ジェッ トの圧力分布を示す. 軸対称ジェットの結果には下流側 へ伝播するマッハ波の形成がはっきりと見られる. この波 はせん断層に生じる Kelvin-Helmholtz 不安定の結果,生 成される有限渦の運動によるものである. 図の中で青い 領域が低圧の渦を示しており,主流方向にはその低圧部 にはさまれて圧力の高い領域が並んでいる. この高圧部 は渦を下流側へ押し, 渦輪の加速運動を引き起こす.



Fig. 4: Close-up of pressure contours at  $0 \le x \le 8D$ and  $0 \le r \le 2D$  in axisymmetric calculation



Fig. 5: Close-up of pressure contours at  $0 \le x \le 8D$ and  $0 \le r \le 2D$  in three-dimensional calculation

か一致しない.<sup>1,5</sup> 計算時間が十分でないことも一因と考 えられる. また,計算結果の圧力データは瞬時値である ために余分な情報が入っている. 全体的に見ると,軸対 称計算では圧力変動を大きく見積もりすぎている. それ と比較すると三次元ジェットの方が圧力変化やセル位置 等がやや実験に近い. 軸対称計算では渦輪がずっと下流 側まで存在し,圧力分布に影響を与える. また,中心軸上 の値の決め方にも依存すると考えられる.

(朝まで存在し, 圧力分布に影響を与える.また,中心軸上の値の決め方にも依存すると考えられる. ノズル壁の影響として,第4図で分かるように出口の 壁付近からすでにジェットせん断層内部に小さい渦のような微小な変動が見られる.この現象は以前のノズル壁 を考慮しない計算では見られなかった.このような微小 擾乱が下流側に進むにつれ成長するため,ジェットの発達 やさらにそこから生じる音波にノズル壁の影響があるこ とが予想される.

#### 3.2 速度発散分布による波動の可視化

局所的な密度の時間変化の割合を表す速度発散を計算 することにより,弱い音波でも明確に捉えられる可能性が ある.特に流れがほとんど淀んでいるジェット流の外側 では有用である.発散の正の値は流れの中の膨張を,負 の値は圧縮を示している.第7図および第8図に軸対称 および三次元計算の場合の速度発散分布を示す.ここで はジェット外側を伝播する波を捉えるために,等高線の 上限値及び下限値を区切って図示している.

第7図の軸対称計算結果では、ジェット流の外部に対して、あらゆる方向に音波が放射されている.

特に強いのは前節でも述べた  $0 \le \psi \le 45^{\circ}$  の範囲で下 流側へ向かうマッハ波であるが、その音源は一つではな く、別の音波を出す音源が軸上の下流側に沿って幾つか 連なって存在している. 一つは x = 3.5D 付近にあり、さ



Fig. 6: Static pressure distribution along the jet axis

らに x = 8D および 15D の付近にもある. これは先に 述べた渦の加速運動が下流側に非定常に起こる結果と考 えられる. 軸付近では青い圧縮域が下流側へ互いに間隔 を広げながら分布しており, 加速運動が連続して起きる 様子が分かる. この加速運動は以前も確認されているが, 下流側へ計算領域を拡大した今回の計算でも, その運動 や開始点にほとんど差が見られないので, 下流流出境界 の影響はほとんどなく, 境界条件がうまく作動している と言える.

さらに第7図では、上流側に向かう弱い音波も捉え られている.この波は比較的円形に広がっており、その 音源はマッハ波が初めに励起される位置の若干下流側で *x* = 5*D* 付近である.この波はスクリーチ音との関連が考 えられ、せん断層とショックセル構造との一種のフィード バック機構が形成されていると考えられる.このフィー ドバックループがある周期を持つために、第7図のよう な周期的な上流へ向かう波が必要である.

第9図にノズル付近の拡大図を示す. 詳しく見る と,第9図のFの地点からこの上流へ向かう波が発生し ている.その波長は0.9D程度であり,ほぼ音速で伝播す ると考えると,周波数は40KHz程度となり,スクリーチ 音の周期と大体一致する.このFの地点は先に述べたよ うにショックセル内の斜め衝撃波がせん断層に衝突して 反射する位置である.そのためにせん断層が中心軸付近 の流れの変化による衝撃波の振動や変形の影響を受けや すいと考えられる.また,この位置を,マッハ波が通過す ることにより,音波と衝撃波の干渉で新たな擾乱が形成 される.これが上流へ向かう波の発生メカニズムと考え られる.すなわち上流側のノズル出口付近においては,巻 上がりの渦に関係するマッハ波と上流へ向かうスクリー チ音波は同程度の数+KHzの周波数を持っている.ただ し,マッハ波は下流側へ進むにつれどんどん成長し,波 長が大きく(つまり低周波数に)なるのに対し,この上流 へ向かう波は比較的一定の周期で,形成されると同時に に自由音波となるためにすぐに減衰し,数値解析では捉 えるのが困難となる.

第8図と第10図に同じ速度発散の等高線について三次元計算の結果を示す. 軸対称計算と同様に、下流側へ向かう波と上流側へ向かう波が観察される.しかしそれらの波はいくぶん指向性が強く、上方( $\Psi = 90^{\circ}$ 方向には波が見られない.これは三次元計算の場合は周方向( $\theta$ 方向)への変化が起こり、音源がすぐ減衰するためと考えられる.そのため、三次元の場合は軸対称結果と違ってノズル出口直後の $x = 4 \sim 6D$ 付近が主たる音源の存在領域になり、波の種類も軸対称計算の場合と比較して少ない.また、波の強さも1/5程度と弱い.しかし、第6図で見たように、ノズル出口付近での流れは三次元と軸対称でほぼ一致しており、基本的な音波の発生メカニズ



Fig. 7: Velocity divergence contours for axisymmetric jet

ムは軸対称と同じであると考えられる.

#### 3.3 音波の FFT 解析

第11 図及び第12 図に観測点 A. (x = 2D, r = 2D) と 観測点 B. (x = 16D, r = 5D) における圧力履歴と FFT 結果を示す. 点 A はノズル出口に近く,上流側へ向かう 波の影響が強く,点 B は下流側で,マッハ波の影響が強 くあらわれる. 圧力データを見ると, A 点の圧力変動は 比較的小さく,高周波成分を多く含む. それに対し, B 点 では圧力変動が大きく,周期性が強い. 今回は大規模計 算のために十分なデータが取得できず,詳細な FFT 解 析は出来ていないが,全体的に高周波数になるにつれて スペクトルの値が減少する傾向は共通している. 騒音で 問題となる数 kHz~数+ kHz の傾向は 2 つの点で異なっ ている. B 点では数 kHz がピークであるのに対し, A 点 では 20kHz, 30KHz, 45kHz にピークを持つ. このピー クは,先に解析した上流側へ向かう波に対応するもので あると考えられる.

### 3.4 OASPL 分布

得られた計算結果から OASPL(overall sound pressure level) を以下の式により求めた.

$$OASPL = 20log(\sqrt{\overline{p'^2}}/p_0) \quad (dB)$$

p'は瞬時の圧力変動,  $p_0$ は基準圧力で $2.0 \times 10^{-5}$ [Pa] である.

結果を第13図及び第14図に示す.軸対称計算,三次 元計算結果ともにジェット中心軸近傍に大きな圧力変動 を持つ.これは圧力分布で見たようにジェット流の構造自 体の遷移に伴う圧力変化である.ここでのピーク値は軸対 称計算でOASPL=184dB,三次元計算でOASPL=182dB と軸対称の方が2dB程高い.このOASPLデータを取得 した時間帯では三次元ジェットのほうでまだ下流側に大 きな渦が残っているために(第3図参照),下流側で大き な圧力変動として現れている.それ以外のところでは三 次元ジェット流自体による圧力変動は、軸対称ジェットに



Fig. 8: Velocity divergence contours for three dimensional jet

よる圧力変動よりも小さい.ジェットの広がり方では、両 方の場合ともx = 8D付近まで外に広がっているが、三 次元ジェットのほうが広がりが大きい.このジェットの 発達過程の違いはこれまでの研究でも確認されてきた<sup>4</sup>.

発達過程の違いはこれまでの研究でも確認されてきた<sup>4</sup>. この遷移領域を始点にジェットの外側領域  $\Psi = 0^{\circ}$  から45° 方向にかけてほぼ扇状にマッハ波の伝播領域が存在する. そのOASPLは155~160dB 程度であり、音波よりは圧力波に近いと言える.マッハ波は下流側へ行くに従い外側へと広がるが、その外側での圧力変動もかなり大きい.

音波が外側の領域で減衰する理由としては次のような ことが考えられる. 音源はジェット付近に存在するため に,そこから離れると自由音波となり,粘性等の影響に より減衰する.また,x = 10D付近でジェットが完全発達 領域に達するとそれ以上外側へ広がりにくくなる.その 外側は静止大気となるが,音源はジェット速度で移動して いるために音波が円形ではなく変形した形で存在し減衰 を早めると考えられる.当然ながら数値的な拡散の影響 も考えられる.

三次元計算では、ジェット流本体の広がりが大きいが、 マッハ波の伝播方向は軸対称計算の結果とほぼ変わらず、 あまり影響していない. これはマッハ波に寄与する音 源が  $x = 4D \sim 7D$  辺りに集中的に存在し、それ以降の ジェットの発達過程に依らないためと考えられる.

OASPLの最小値を比較すると三次元結果の方が 6dB 小さい.この変動が少ない領域はほぼ  $\Psi = 90^{\circ}$ 方向のノ ズルから離れた領域にあり、ジェット騒音に指向性がある ことが予想される.また、軸対称ジェットでは、この領域 においてノズル出口付近で見られた円形状の離散的な音 波による圧力変動が OASPL 分布に影響している.

第15回にOASPLのジェット中心軸からの角度  $\Psi$ による変化を示す. l及び  $\psi$ の取り方についてはは第1回に示されている. このOASPLには音波だけによるものではなく、流体変動による圧力変動が大きく含まれるため、一般的な  $\Psi = 40 \sim 60^{\circ}$ 方向のピークは確認できていない. 軸対称計算と三次元計算の結果を比較すると、角度の浅い、ジェット中心軸に近い辺りはあまり違いが見ら



Fig. 9: Velocity divergence contours at  $0 \le x \le 8D$  and  $0 \le r \le 2D$  for axisymmetric calculation



Fig. 10: Velocity divergence contours at  $0 \le x \le 8D$ and  $0 \le r \le 2D$  for three-dimensional calculation

れない.しかし,  $\Psi = 40^{\circ}$  以上になると大きいところでは 5dB 近い差となり,音の伝わりには大きな違いがある.

#### 3.5 結言

超音速ジェットから発生する空力音の生成過程を調べるため、M = 1.425,  $Re = 2.2 \times 10^5$ の不足膨張ジェットを数値解析し、以下のような結論を得た.

- 計算領域の拡大によるジェットの流れ場や遷移位置への影響はほとんど無い.このことからマッハ波放射につながる下流でのジェットの加速運動は境界条件によるものではないことが確認された.
- 中心軸上の圧力分布の比較では、ノズル出口直後の 傾向は軸対称計算、三次元計算、実験結果とも良く 一致している.これはこの位置ではショックセルの構 造がしっかりしており、流れが軸対称的であるため である.
- せん断層とショックセル内の斜め衝撃波が衝突する 位置において弱い圧力波が離散的に生成される様子 が確認された.この波は上流側にも伝播し、スク リーチ音生成に関係する可能性が大である.
- ・ 主たる騒音源はジェットの遷移領域である 4D ≤ x ≤ 7D (x はジェットの軸方向)付近にある.発生のメカニズムとして渦の加速運動,渦と衝撃波の干渉,音波と渦,せん断層の干渉が挙げられる.また三次元性を考慮すると音波は弱まる.
- FFT および OASPL の解析によれば、軸対称計算と三次元計算では音の伝播方向や周波数に違いが現れる.



Fig. 11: (a)Time history of pressure and (b) its FFT results at point A (x,r) = (2D,2D) in axisymmetric calculation

#### 参考文献

- Shen,H. and Tam,K.W. : Numerical Simulation of the Generation of Axisymmetric Mode Jet Screech Tone, AIAA J.,36, (1998), pp. 1801-1807.
- Yu,Y.K., Chen,R.H. and Chew,L. : Screech Tone Noise and Mode Switching in Supersonic Swirling Jet, AIAA J.,36, (1998), pp. 1968-1974.
- 3. Y. Nakmura and H. Yamaguchi : Numerical simulation of Supersonic compressible Jet, *CFD J.*,8, 2(1999), pp. 250-256.
- 古川 拓, 中村 佳朗, '不足膨張ジェットからの音波生成過程,"第13回数値流体力学講演論文集,(2000).
- 5. Loh, Y. C. : Noise computation of a Supersonic Shock-Containing Axisymmetrical Jet by the CE/SE Method, AIAA 2000-0475, (2000).
- Raman, G.: Cessation of screech in underexpanded jets, J. Fluid Mech., 336, (1997), pp. 69-90.



Fig. 12: (a)Time history of pressure and (b) its FFT results at point B (x,r) = (16D, 5D) in axisymmetric calculation



Fig. 14: OASPL contours for three-dimensional calculation at  $-D \le x \le 18D$  and  $D \le r \le 14D$ 



Fig. 13: OASPL contours for axisymmetric calculation at  $-D \le x \le 18D$  and  $D \le r \le 14D$ 



Fig. 15: OASPL vs angle from the jet axis at |l| = 14D, where  $\Psi = 0$  is the jet axis.