

## 超音速ジェットスクリーチのタブによる抑制のシミュレーション

大田 英輔\*<sup>1</sup>, 木分 孝幸\*<sup>2</sup>, 小林 紘\*<sup>3</sup>, 生沼 秀司\*<sup>3</sup>, 長井健一郎\*<sup>3</sup>

### Suppression of Screech-Noise by a Tab Pair from Supersonic Rectangular Jets

by

Eisuke OUTA\*<sup>1</sup>, Takayuki KIWAKE\*<sup>2</sup>,

Hiroshi KOBAYASHI\*<sup>3</sup>, Hideshi OINUMA\*<sup>3</sup>, and Kenichirou NAGAI\*<sup>3</sup>

#### ABSTRACT

Reduction of jet noise radiated from supersonic propulsion jets at the minimum loss in the thrust efficiency is one of primary requirements in developing a low noise engine which will be mounted on a future supersonic commercial transports. Screech noise is a discrete frequency component arising in a low supersonic range of the jet Mach number typically less than 1.8, and dominates other noise components associated with turbulent mixing and shock waves. The component is thought to be sustained by large scale coherent eddies which is collectively generated along the free shear layer through a modulation of instability of the shear layer by a feedback of upstream propagating sound waves. The authors have conducted series of precise noise measurements and optical observations of the jet structures at the National Aerospace Laboratory using various shapes of untreated and treated nozzles.

In the present paper, structures of under-expanding jets issued from convergent nozzles with rectangular exit cross-sections are discussed based on an unsteady three-dimensional Navies-Stokes analysis. Screeching jets from an untreated nozzles and screech-free jets from nozzles set with a tab pair are computed at a Mach number of 1.5. Numerically represented schlieren pictures are found agree well with the experimental pictures. A typical pattern of flapping oscillation accompanied by a coherent generation of large scale eddies is numerically visualized for a case of the nozzle with the aspect ratio of 3. Pressure fluctuations induced in the close field also exhibit basic features of flapping and helical modes respectively for nozzles with rectangular and square cross-sections. It is made clear by the computation that the tabs set in the major sides of the nozzle lip work as longitudinal vortex generators which enhance entrainment of ambient air to divide the jet into a pair of parallel jets. The flapping oscillation is no more sustained, possibly because reduced spacings of shock cells in the divided jets become mismatched with a length scale required for organizing coherent eddies. However, in case of a square cross-section nozzle, the tabs induce another complicated low amplitude disturbance, and the reduction of pressure fluctuation will not be complete.

#### 1. はじめに

次世代超音速輸送機の開発に関連して、ジェットエンジン騒音の低減化が大きな課題の一つとなっている。エンジン騒音のうち、排気ジェット騒音を下げるとは、特に離陸時の環境問題として、必須の事項であるが、推力効率の低下を極力抑えた低減化の方策を開発する必要がある。ところで、陸上飛行時の低超音速のジェット騒音には、乱流騒音や衝撃波関連の広帯域騒音にスクリーチ音と称される分離周波数の騒音が重畳し、それが高次成分と共に卓越した騒音源として感知される。従って、この成分を最小限の推力低下のもとで完全に除去することが、最初の目標となる。

筆者らは、種々の形状のノズルについて、騒音特性を詳細に計測し、低減目標に4 [EPN-dB / %thrust loss] を設定して、ノズル出口に矩型などの微小タブを装着した場合の適合効果を実験的に調査してきた [1, 2]。超音速ジェットのスクリーチ音については、その発生機構は早くから研究されて

おり [3]、ジェット表面に沿って移流する大スケールの渦と衝撃波セルの干渉によって放射され、その音響波が外圍気体中を上流伝播して、ノズル出口の薄い表面せん断層の不安定性を励振し、大スケール渦を組織するフィードバックループが構成されて周期性が維持される。その形態は、ジェットマッハ数  $M_j = 1.1$  レベルで衝撃波セルが軸方向に振動するトロイダルモード、軸対称性の強いノズルでジェット軸周りに振動するヘリカルモード、比較的高いマッハ数でアスペクト比の大きいノズルに生じるフラッピングモードに分類されている [4]。それらの振動周波数についてもある程度の理論が提案されており、矩型ノズルでは、斜め交差衝撃波の線形安定性解析とジェット流速の70%で移流する渦を仮定したモデルにより、簡単な予測式が与えられている [5]。

一方、ノズルリップにタブを装着すると、ジェットの混合が促進がされ、スクリーチ音が抑性される。タブによるジェットの断面形状やジェットの分割化、衝撃波セル間隔の縮小などが可視化実験により確認されてきた [6, 7, 8]。しかし、超音速ジェットを扱うために実験は非接触計測に制限され、詳細な物理的過程を把握するには実験と照合しながら行なう数値解析が必要となる。音場シミュレーション [9, 10] と

\*<sup>1</sup> 早稲田大学理工学部機械工学科

\*<sup>2</sup> 当時早稲田大学大学院、現在 (株) 荏原製作所

\*<sup>3</sup> 航空宇宙技術研究所航空推進総合研究グループ

ともに、衝撃波とせん断層を高精度で捉える非定常流解析を実施する必要がある。極めて膨大なCPU容量を必要とするものであるが、極く最近に軸対称トロイダルスクリーチについての解析結果が報告されるようになった[11]。

ここでは、音場解析の前段階として行なった矩形ジェットの内外部および近距離場の流れ解析の結果を紹介する。アスペクト比1~3のノズルで、スクリーチ成分が顕著な $M_j = 1.48$ の場合について、3次元ジェットの構造とフラッピングの状況およびタブによる抑制の構造を示す。シュリーレン画像は実験画像とよく一致し、近距離場圧力の非対称変動、タブによる縦渦の発生とジェット分割の効果などを述べる。

2. ノズル形状と数値解析

**ノズル形状** 図1に解析の対象とした収縮ノズルにタブを装着した状態を示す。出口断面を基準にx,y軸をとり、軸方向にz座標をとる。出口寸法、計算領域および計算格子点数を表示しておくが、計算領域の幅と長さはノズル長辺bの3倍と7倍の程度である。ノズル外側の流境界は、エントレインメントを円滑にするために、やや上流側に設けてある。  
**基礎方程式系** 衝撃波同士の干渉および衝撃波とせん断層の干渉を含む超音速流れの乱流を扱うべきではあるが、物理的に妥当な乱流モデルを導入することは難しく、ここでは物質粘性と熱伝導を用いた簡単な系でNavier-Stokes方程式を解析する。すなわち、つぎの3次元非定常圧縮性の保存形方程式を解析する。

$$\partial_t Q + \partial_x E + \partial_y F + \partial_z G = \frac{1}{Re} [\partial_x R + \partial_y S + \partial_z T] \quad (1)$$

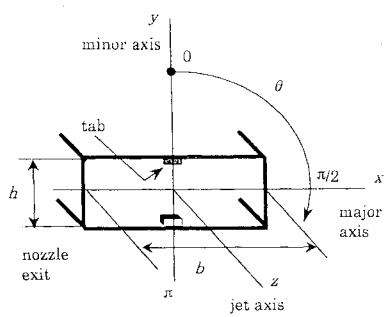
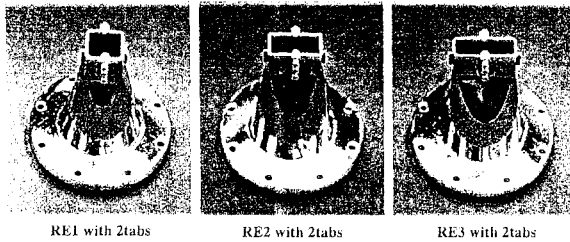
ただし、

$$Q \equiv [\rho, \rho u, \rho v, \rho w, e]^T \quad (2)$$

$$E \equiv [\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, \rho uw, (e+p)u]^T \quad (3)$$

$$F \equiv [\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, \rho vw, (e+p)v]^T \quad (4)$$

$$G \equiv [\rho w, \rho uw, \rho vw, \rho w^2 + p, (e+p)w]^T \quad (5)$$



$$R \equiv \left[ 0, \tau_{xx}, \tau_{xy}, \tau_{xz}, u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + \frac{\mu}{Pr(\kappa-1)} \partial_x a^2 \right]^T \quad (6)$$

$$S \equiv \left[ 0, \tau_{yx}, \tau_{yy}, \tau_{yz}, u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + \frac{\mu}{Pr(\kappa-1)} \partial_y a^2 \right]^T \quad (7)$$

$$T \equiv \left[ 0, \tau_{zx}, \tau_{zy}, \tau_{zz}, u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + \frac{\mu}{Pr(\kappa-1)} \partial_z a^2 \right]^T \quad (8)$$

応力テンソルは、

$$\tau_{ij} = \mu \left[ \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \delta_{ij} (\nabla \cdot \vec{u}) \right], \quad \lambda = -\frac{2}{3} \quad (9)$$

ここで、空間座標、時間、流速成分、密度、圧力、全エネルギー、温度、粘性応力等は、計算領域のx方向長さL、無限遠大気の圧力 $p_\infty$ 、密度 $\rho_\infty$ 、音速 $a_\infty$ を用いて下記のように無次元表示されている。

$$(x, y, z) \sim \frac{(x, y, z)}{L}, \quad t \sim t \frac{a_\infty}{L}, \quad (u, v, w) \sim \frac{(u, v, w)}{a_\infty},$$

$$\rho \sim \frac{\rho}{\rho_\infty}, \quad (p, e) \sim \frac{(p, e)}{\rho_\infty a_\infty^2}, \quad T \sim \frac{T}{a_\infty^2}, \quad \tau_{ij} \sim \tau_{ij} \frac{L}{\mu_\infty a_\infty} \quad (10)$$

気体は完全気体 ( $\kappa = 1.4$ ) で、 $Pr = 0.72$  とする。

不等間隔直交格子系での解析を自動的にするために、式(1)を一般座標系に変換して使用する。

**差分スキーム** 対流項には、衝撃波解析での実績が多いChakravarthy-Osherの3次精度TVD法[12]を適用し、流束制限関数にはYeeの第1型式を用いる。拡散項には2次精度中心差分を用いる。時間進行は、時間間隔3次精度の3段階Runge-Kutta法[Rizzi-Eriksson, 13]を用いて、陽的に進める。  
**初期条件** ノズル出口が音速状態のポテンシャルジェットと周囲の標準状態静止気体を初期条件として与え、等エントロピーマッハ数 $M_j$ が設定値に達するまでノズル全圧を徐々に上昇させる。静止大気にジェットを発生させる方法では、初期の球面衝撃波が計算境界を通過する際の反射波と過渡的な渦が消滅するまでに相等しいCPU時間を必要とする。

Nozzle	Dimension mm	Domain mm	Number of grid
RE-1	21.7 × 21.7	100 × 100 × 239	113 × 109 × 240
RE-2	31.6 × 15.2	100 × 100 × 239	115 × 109 × 240
RE-3	38.3 × 13.2	100 × 100 × 239	117 × 109 × 240
TAB	1.6 × 3.1		6 × 3 × 1

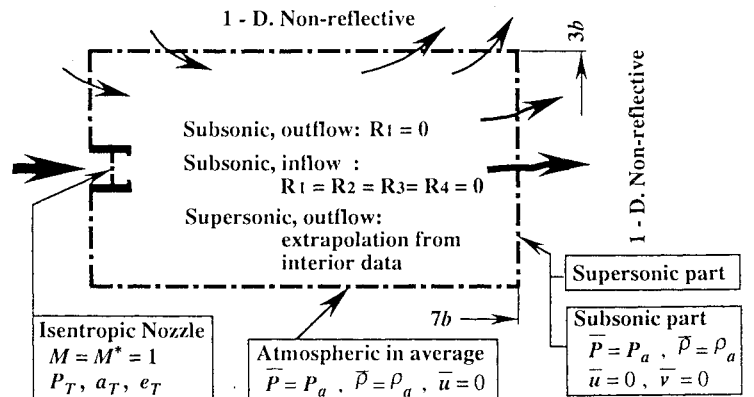


Fig.1 Geometry of rectangular nozzle and computation domain indicated with boundary conditions.

**境界条件** 超音速自由ジェットの解析に際しては、

(1) 出口境界において、超音速流出部と亜音速部が共存し、その領域の境界は未知である。

(2) 亜音速出口境界では渦による流れの流入出がある。

(3) エントレインメントおよび圧力波通過により、側面境界とノズル外上流境界で微小速度の気体の流入出がある。

ジェット主要部を詳細格子で解析し、その周囲を段階的に粗な格子で張り、適宜 Euler 方程式系で無限遠条件に適合させる方法が妥当であろう。ここでは、予備段階として、計算領域をなるべく大きくとり、簡単な無反射条件を与える。

Thompson[14]に従い、各境界では粘性作用が弱いとし、双曲型 Euler 系で流れを近似する。境界面の法線方向( $x_n$ )についての特性波を扱う。それらの速度は、下記ようになる。

$$\lambda_1 = u_n - a, \lambda_2 = \lambda_3 = \lambda_4 = u_n, \lambda_5 = u_n + a \quad (11)$$

ここで、 $\lambda_1, \lambda_5$  は $x_n$ にたいして負および正の方向に伝播する音波、 $\lambda_2$  はエントロピー波、 $\lambda_3, \lambda_4$  は流れの接方向成分( $\vec{u}_t$ )の $x_n$ 方向移流速度を表わす。

このとき、特性方程式は下記のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \partial_t p - \rho a \partial_t u_n + R_1 &= 0, & R_1 &= \lambda_1 (\partial_{x_n} p - \rho a \partial_{x_n} u_n) \\ \partial_t p - a^2 \partial_t \rho + R_2 &= 0, & R_2 &= \lambda_2 (\partial_{x_n} p - a^2 \partial_{x_n} \rho) \\ \partial_t \vec{u}_t + \begin{bmatrix} R_3 \\ R_4 \end{bmatrix} &= 0, & \begin{bmatrix} R_3 \\ R_4 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \lambda_3 \\ \lambda_4 \end{bmatrix} \partial_{x_n} \vec{u}_t \\ \partial_t p + \rho a \partial_t u_n + R_5 &= 0, & R_5 &= \lambda_5 (\partial_{x_n} p + \rho a \partial_{x_n} u_n) \end{aligned} \right\} (12)$$

これらの関係を用いて、時間ステップ(n+1)と(n)における境界値の関係を次のように与える。

(超音速流入：ノズル出口より若干上流)  $R_1, R_2, \dots, R_5 = 0$ 。一定値を全圧比に対する等エントロピー膨張の値で設定。

(超音速流出) 超音速の格子点に適用。全て $\lambda_i > 0$ であるから、内点で式(12)から $R_i$ を計算、境界上での $\partial_t p, \partial_t u_n$ , 等を定める。実際には、内点の値を境界上の値に使用する。

(亜音速境界：ノズル外上流、側面境界、流出境界の一部)

時間ステップ(n)の内点で流入出を判定する。 $x_n > 0$ を向く境界では、流出の場合、式(12)から $R_2, R_3, R_4, R_5$ を内点で計算、入射波には無反射条件を適用して $R_1 = 0$ 。式(12)式を用いて、境界上の変数の時間変化 $\partial_t p, \partial_t u_n$ , 等を定める。

流入の場合、 $R_5$ を式(12)から計算し、 $R_1, R_2, R_3, R_4 = 0$ として、式(12)式から、境界上の変数の時間変化を与える。

なお、ノズルの対称面でも流れに渦的振動があるため、対称条件を入れず、全領域を計算する。

**数値シュリーレン画像** 完全平行な入射光路に沿って、解析した密度勾配を積分し、透過した光路の偏向角を計算する。ナイフエッジ位置からの距離に比例するように輝度を与え、感度を調節した。

### 3. 超音速矩形ジェットとスクリーチ変動

3.1 数値シュリーレン画像と実験画像 図2に正方形ノズルジェットの数値計算シュリーレン画像と実験画像(瞬時レーザー光源、連続キセノン光源使用)を示す。左側

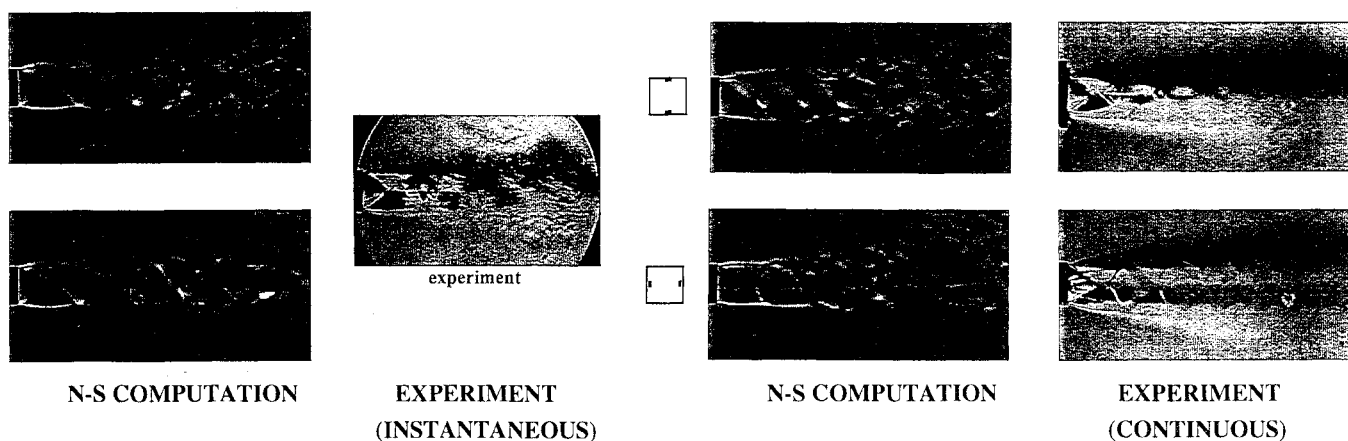


Fig. 2 Computed schlieren pictures of supersonic jets from square nozzle, and nozzle with tab pair; RE-1,  $M_j = 1.48$ .

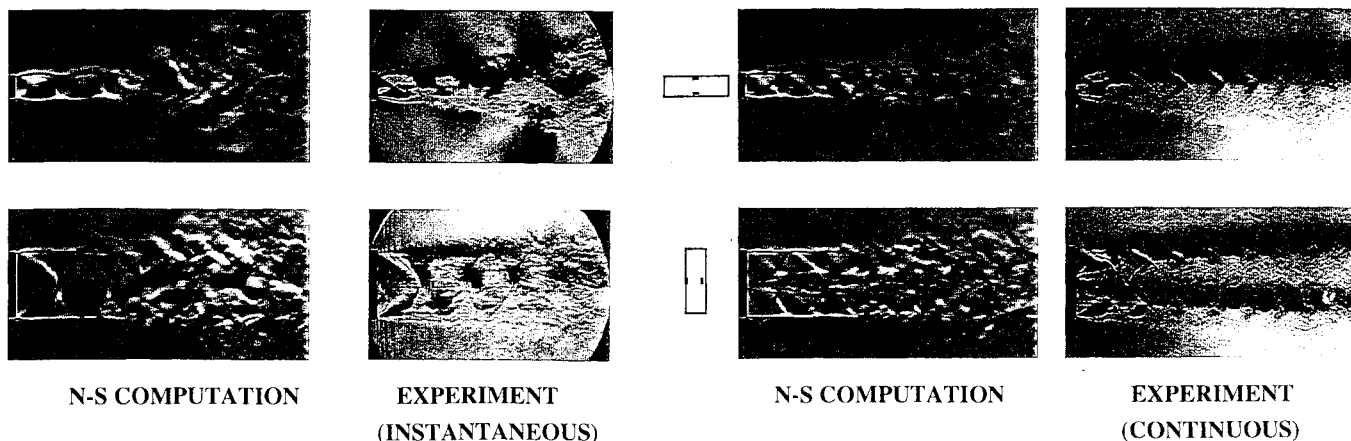
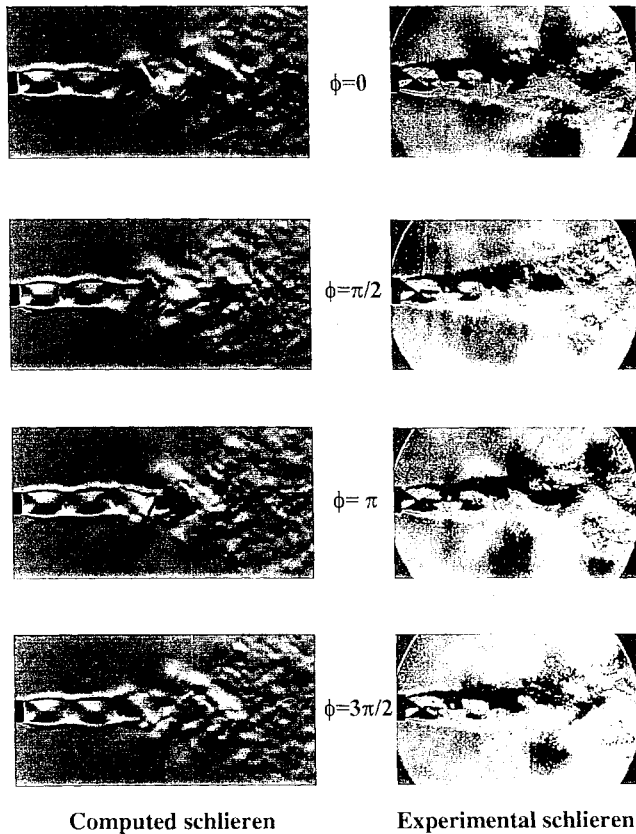


Fig. 3 Computed schlieren pictures of supersonic jets from rectangular nozzle, and nozzle with tab pair; RE-3,  $M_j = 1.48$ .



Computed schlieren Experimental schlieren

Fig. 4 Flapping oscillation during 1 cycle of 5.6 kHz;  
RE-3,  $M_j = 1.48$

はタブ非装着, 右側はタブ装着の画像である。衝撃波セルの形状と間隔, 第2セル付近からせん断層の混合が促進されている様子など, 計算と実験結果はよく一致している。タブ非装着の場合, 第3セルが片寄った形状を呈しているが, タブ装着では両軸方向の投影画で対称性が保たれている。タブ装着辺から出発するせん断層は, 非装着の場合より厚く発達しているように見えるが, これは一様に発達しているのではなく, タブにより誘起された縦渦の巻上げによるものである。

アスペクト比3の結果を図3に示す。長軸方向投影画では, 第2セルから第3セルにかけて, 大規模渦が形成されてお

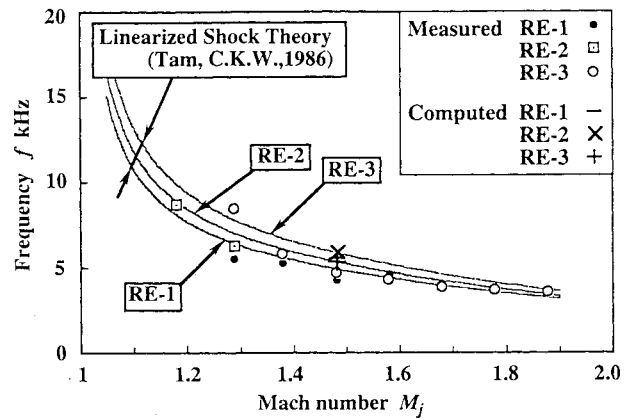


Fig. 5 Frequency of computed pressure oscillation compared with measured and theoretical screech frequency.

り, 上側と下側では位相が異なって非対称となっている。これに対し, 短軸投影では非対称性が認められない。タブ装着の効果は正方断面の場合より顕著に現われ, タブ装着長辺より出発するせん断層は一層に厚く投影され, 長軸面に対する非対称性も消失している。衝撃波セル間隔は極端に短くなっているが, 短軸投影で明らかのように, タブ後流で2分されたジェットの中に対する衝撃波セルのスケールになっている。縮退したセルも実験結果とよく一致している。

3. 2 スクリーチ振動とタブによる抑制効果 計算事例のうち最も明確なRE-3のフラッピング振動パターンを1/4周期で分割して図4に示す。位相 $\phi=0$ のとき, ジェットの下側で第2セル付近で形成されつつある渦が下流に移流し,  $\phi=3\pi/2$ では大スケールに成長して位相 $\phi=0$ における先行渦となる。ジェット上側では, 位相が $\pi/2$ 進んだ渦が移流している。実験画像はレーザー干渉による乱れの重畳のためやや不鮮明であるが, 第2セル付近から密度波が発生し計算と同程度の速さで下流に移流している。乱流混合の様相は明らかに物質粘性計算の結果とかなり異なっている。

図5に, ジェット近距離場での圧力変動の周波数を遠距離場スクリーチ音周波数および線形理論周波数[5]と比較しておく。厳密にはそれぞれの根拠に違いがあるが, 計算周波数は妥当な値となっている。ノズルRE-1とRE-3について,

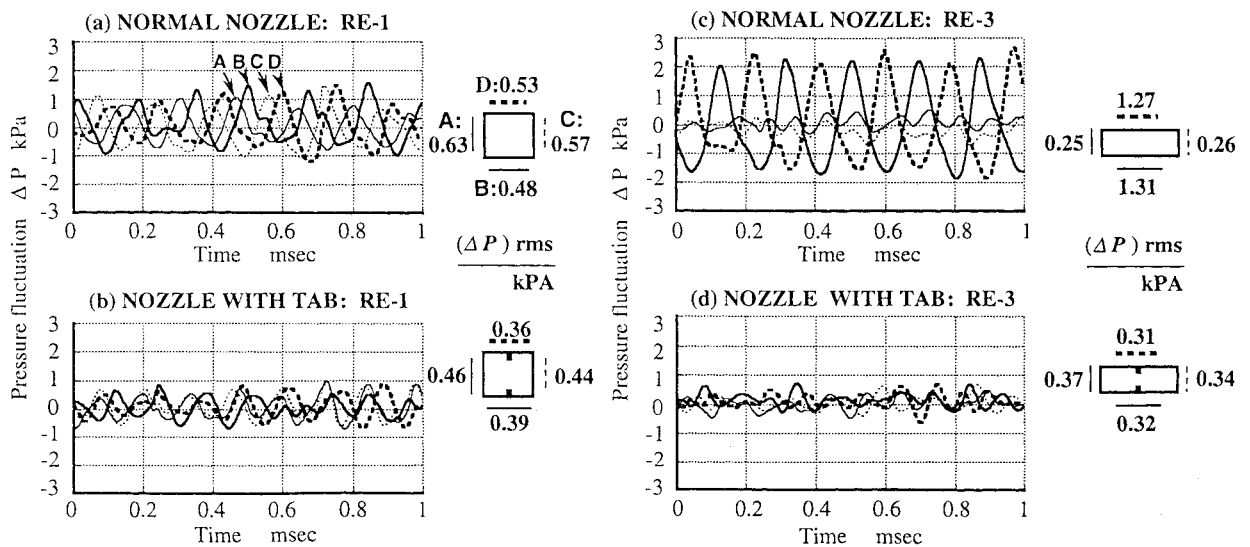


Fig. 6 Pressure fluctuation in near field of underexpanding jet issued from RE-1 nozzle (a, b) and RE-3 nozzle (c, d);  $M_j = 1.48$ .

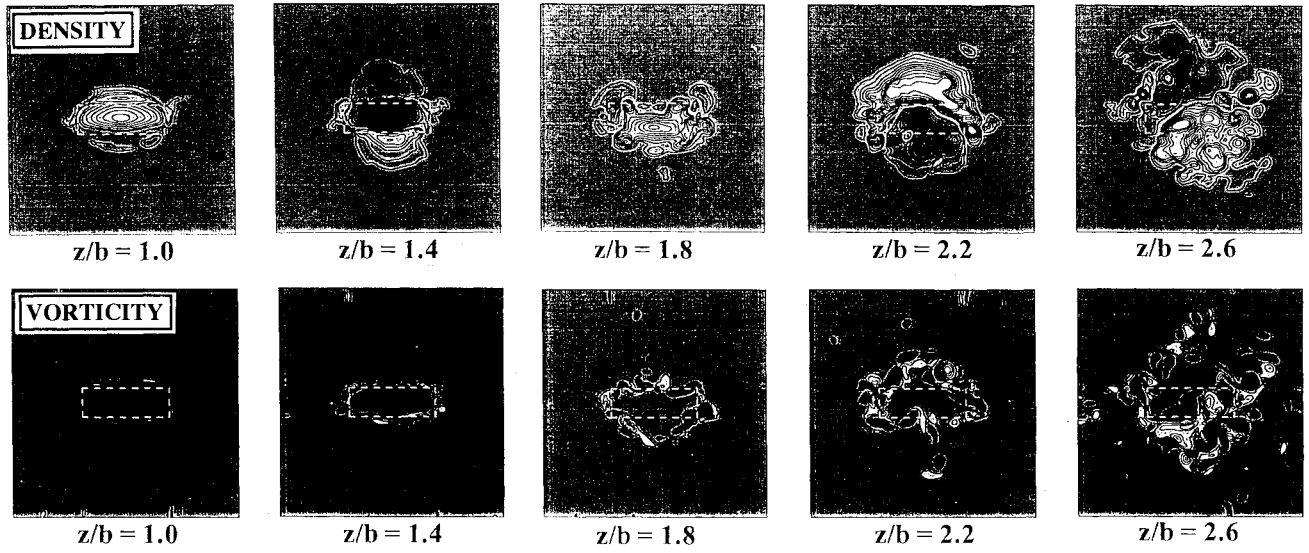


Fig.7 Density (top) and vorticity (bottom) contours at various section of jet; Rectangular nozzle without tab; RE-3,  $M_j = 1.48$

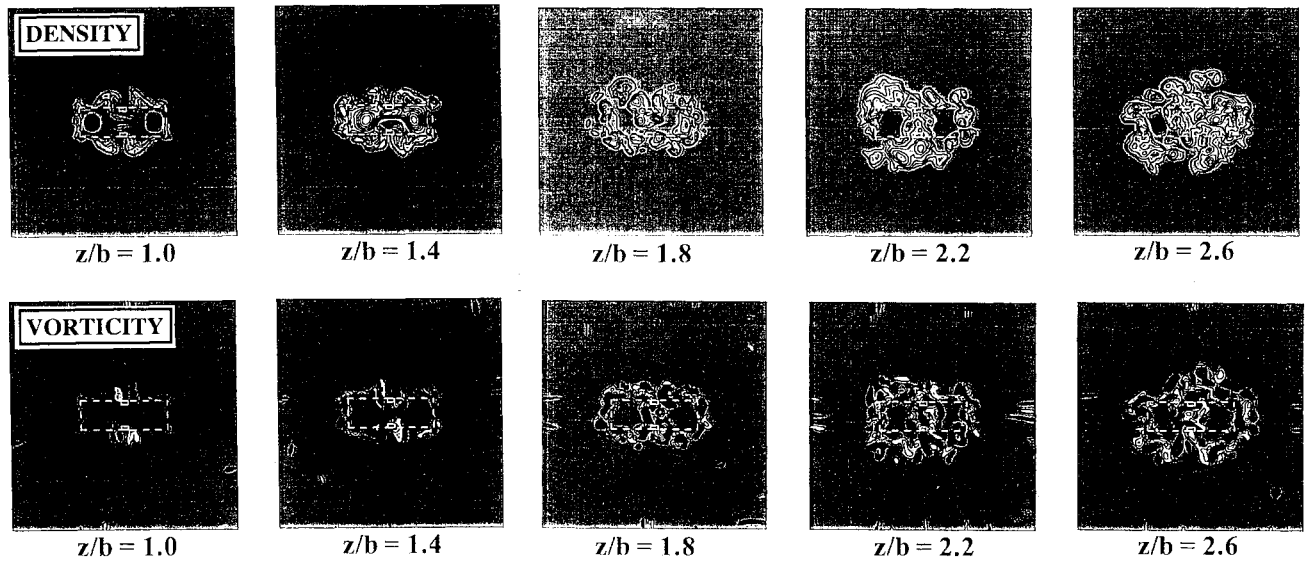


Fig.8 Density (top) and vorticity (bottom) contours at various section of jet; Rectangular nozzle without tab; RE-3,  $M_j = 1.48$

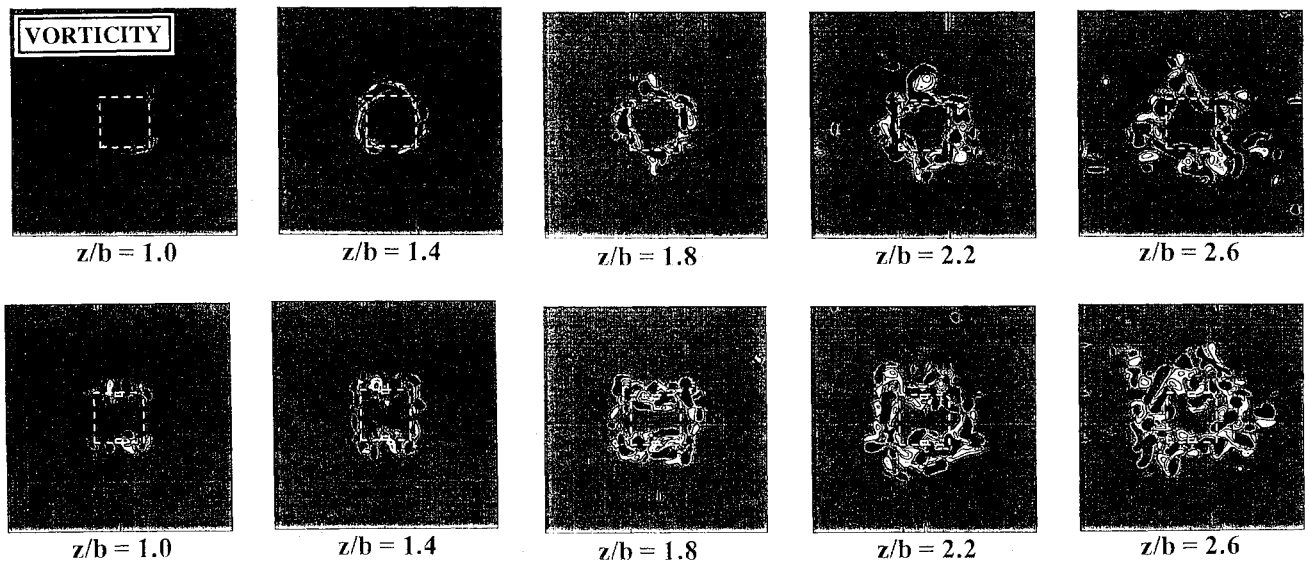


Fig.9 Vorticity contours of jets respectively from square nozzles without tab (top) and with tab (bottom); RE-1,  $M_j = 1.48$ .

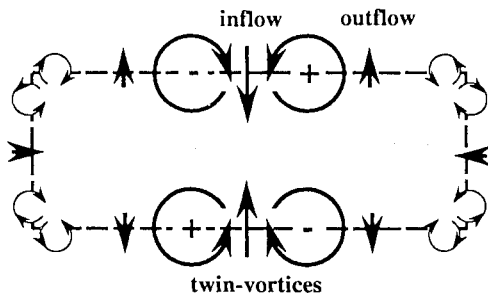


Fig. 10 Entrainment by longitudinal vortices.

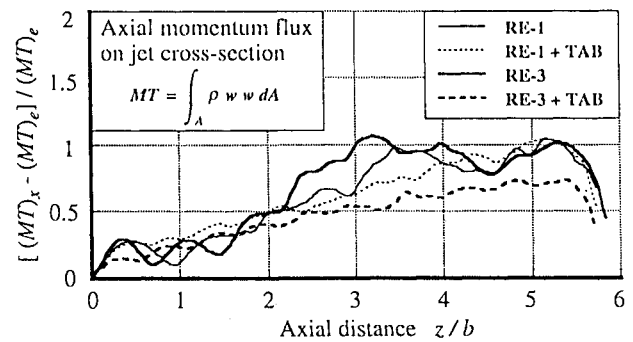
ジェット各辺近傍の圧力変動波形とr.m.s.値を示す。RE-1では、 $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D$ のように軸周りを回転する位相差が現われ、ヘリカルモードの振動となっている。タブを装着することにより、3 dB程度の減衰となるが、依然周期的変動が残りその周波数はかなり高くなっている。タブが流れの構造を必ずしも変えていないことを後に述べる。RE-3では、長軸非対称の変動が卓越して現われる。タブの減衰効果は12 dB以上に達し、変動波形もかなり不規則で各辺とも同程度の振幅となっている。この減衰量は騒音圧スペクトルに重畳する3 dB程スクリーチ成分のレベルに匹敵している。

#### 4. ジェットの構造とタブの効果

3. 1 断面内密度分布と渦度分布 図7にRE-3ノズルについて、密度と軸方向渦度成分の分布が軸方向に変化する経過を示す。 $z/b=1$ 程度の第2衝撃波セル付近までは、長軸、短軸対称に膨張しているが、それより下流で混合層に密度と渦度が連動した長軸非対称性が現われる。 $z/b=2.2$ では、ジェットは完全にノズル対称面から上側に片寄り、 $z/b=2.6$ では右下方に片寄っている。渦度(時計方向:白, 反時計方向:黒)は複雑な挙動を示し、混合を非対称にしている。

一方、タブを装着すると(図8)、 $z/b=2.6$ に至るまで密度の非対称性は弱く、さらに $z/b=1$ では衝撃波セルが左右に分かれ、 $z/b=1.8, 2.2$ ではジェットが2分されている様子が認められる。渦度分布ではさらに明確で、 $z/b=1.8-2.6$ の間では円形状に配列した渦が2つの平行な円形ジェットを形成している。逆に、周囲気体との混合は盛んではない。このような規則性は、図10に示すように、タブによって強制的に誘導される双子渦が周囲気体を卓越的に巻き込み、またコーナー部の渦と回転方向が適合する安定な渦系を構成することによると思われる。しかし、このような渦系、もしくは2分ジェットが安定でフラッピング等の振動を起こさない力学的根拠は現在明らかではない。

ところで、ここで用いた寸法のタブは正方形ノズルに対しては必ずしも影響が顕著ではないことが図9より予想される。タブ非装着でも、ジェット周囲の渦は比較的軸対称に配列し、配列が片寄るのは $z/b=2.6$ 程度の距離に達してからで、それは周方向に位相がずれた様相を示している。ヘリカルモードの振動に対応していると思われる。タブを装着した場合、RE-3と同程度の双子渦が誘導されるが、両辺間の距離、すなわち巻き込まれた周囲気体の干渉距離が長く、その効果は $z/b=1.8$ 程度で衰退し、単一ジェットとして拡散している。しかし、タブに強制されて、周方向には位相差が認められなくなっている。また、タブによる渦系の非一様性により、やや混合が激しくなっているようでもある。

Fig. 11 Effect of tab on axial momentum flux;  $M_j = 1.48$ 

3. 2 軸方向運動量 図11に軸方向運動量の瞬時の分布を示す。流れの運動量がノズル出口での値からジェットの膨張によって回復する経過を示すもので、積分範囲は計算領域断面を選んである。推力評価の上で参考にならう。タブ非装着では、RE-1、RE-3の間に大きな差は生じていない。しかし、タブ装着の場合、図8、9からも予想されたように、混合過程の差による相違が顕著である。RE-1では、タブによる影響はほとんど認められず、推力低下も少ないであろう。RE-3では、フラッピングによる混合促進が抑えられたので運動量回復はやや緩慢である。十分に膨張した段階でも、推力はタブ非装着の場合より低下しているかと思われる。

なお、 $z/b=5.5$ 以降で運動量比が急減しているが、流出境界の影響によるものである。

#### 5. あとがき

不足膨張超音速ジェットに発生する分離周波数スクリーチ音とその抑制に効果的なタブの作用をN-S数値解析によって調査した。フラッピング振動を捕捉し、タブによる縦渦がジェットを安定化させる流れ構造などをある程度具体的に示すことができたが、数値解析上解決すべき諸課題も多数残されている。計算領域を効率的に拡張してジェット流出境界からの影響を少なくすること、そのために、Euler系の領域を重ねることも考慮される。超音速乱流混合を導入することは、必要ではあるが、最も困難な課題である。

#### 参考文献

- [ 1 ] Kobayashi, H., et al., AIAA-93-4348 (1993).
- [ 2 ] Kobayashi, H., et al., NCA-vol. 17, Acoustic Radiation and Wave Propagation, ASME (1994).
- [ 3 ] Powell, A., *The Aeronautical Quarterly*, vol. IV (1953-2), 778.
- [ 4 ] Seiner, J. M., AIAA-84-2275 (1993).
- [ 5 ] Tam, C. K. W., AIAA-86-1866 (1986).
- [ 6 ] Zaman, K. B. M. Q., et al., AIAA-92-3548 (1992).
- [ 7 ] Zaman, K. B. M. Q., et al., *Phys. Fluids*, **6**-2 (1994), 778.
- [ 8 ] Reeder, M. F., et al., AIAA-95-0672 (1995).
- [ 9 ] Mankbadi, R. R., et al., *AIAA J.*, **36**-2 (1998), 140.
- [ 10 ] Pilon, A. R. and Lyrintzis, A. S., *AIAA J.*, **35**-5 (1998), 783.
- [ 11 ] Shen, H. and Tam, C. K. W., *AIAA J.*, **36**-10 (1998), 1801.
- [ 12 ] Chakravarthy, S. R. and Osher, S., AIAA-85-0363 (1985).
- [ 13 ] Rizzi, A. and Eriksson, L-E, *J. Fluid Mech.* vol. 148 (1984), 45.
- [ 14 ] Thompson, K. W., *J. Computational Physics*, vol. 89 (1990), 436.