

光学 CT 法を用いた超音速噴流騒音の断層可視化*

荒木 幹也^{*1}, 曾根 祐輔^{*2}, 小島 孝之^{*3}
田口 秀之^{*4}, 志賀 聖一^{*1}, 小保方 富夫^{*5}Tomogram Visualization of Supersonic Jet Noise
Using an Optical CT MethodMikiya ARAKI^{*6}, Yusuke SONE, Takayuki KOJIMA,
Hideyuki TAGUCHI, Seiichi SHIGA and Tomio OBOKATA^{*6} Department of Mechanical Engineering, Gunma University,
1-5-1 Tenjin, Kiryu-shi, Gunma, 376-8515 Japan

Supersonic jet noise was visualized using a newly developed optical CT (Computed Tomography) method. From a converging round nozzle whose exit diameter is 8.0 mm, air is injected into the atmosphere. The pressure ratio is set at 2.25 ($M_j=1.14$), and an under-expanded jet is formed. A sound wave is pressure fluctuation, and the density fluctuates at the same time. Using a kind of schlieren method, the fluctuation of the density gradient is detected. A He-Ne laser beam passes through the supersonic jet, and the beam direction is slightly refracted due to the density gradient inside and around the supersonic jet. The beam refraction is converted to a brightness signal using a knife edge and a photo sensor. The signal obtained with the photo sensor is the integrated value along the laser beam path. Using a modified Abel inversion, the local refraction of the laser beam is calculated and the tomogram is re-constructed. It is shown that, using the optical CT method, non-intrusive acoustic measurement is possible even inside the supersonic jet. It is shown that the sound source of the screech tone exists around the 4th shock cell of the under-expanded jet, and that intensive fluctuation is observed not only in the shear layer but also along the center axis of the jet, implying the existence of the traveling shock wave.

Key Words: Supersonic Jet, Jet Noise, CT, Non-Intrusive Acoustic Measurement

1. 緒 言

次世代超音速旅客機開発において、エンジン排気騒音低減は大きな課題の1つである。超音速飛行用ジェットエンジン排気は不足膨張噴流であり、スクリーチが放出される。スクリーチは、衝撃波(ショックセル)と渦との干渉が、フィードバックループを形成することで生じる。非常に狭い周波数域に大きなエネルギーが集中するため、騒音問題のみならず機体の破損にもつながり、大きな問題となっている⁽¹⁻¹¹⁾。

Powell ら⁽²⁾は、円形先細ノズルから噴出する不足膨張噴流を用い、圧力比とスクリーチ振動モードとの関係について、詳細な実験的検討を行った。Umeda ら⁽³⁾は、ヘリカルモードにおけるスクリーチ音源が、衝撃波を伴って周方向に回転しながら移動する様子を捉えた。Ahuja ら⁽⁴⁾、Samimy ら⁽⁵⁾、Kobayashi ら⁽⁶⁾は、不足膨張噴流のノズル出口にタブと呼ばれる突起を設け、そのスクリーチ抑制効果について検討を行った。Ota ら⁽⁷⁾は、タブの効果について解析的検討を行った。著者ら⁽⁸⁻¹⁰⁾は、物理的なタブの代わりに、ノズル壁面から小さな噴流を噴射する「空力タブ」を提案しその有効性を報告してきた。主噴流の1wt%程度の流量の空気を噴出することで、スクリーチを完全に除去できること、ならびにブロードバンドノイズを5~6dB低減できることが示されている⁽¹⁰⁾。

このような騒音低減デバイス開発において重要なのは、騒音源の位置と規模の把握である。空力タブの

* 原稿受付 2007年7月13日。

^{*1} 正員, 群馬大学大学院工学研究科(☎376-8515 桐生市天神町1-5-1)。^{*2} 群馬大学大学院工学研究科。^{*3} 宇宙航空研究開発機構総合技術研究本部(☎182-8522 調布市深大寺東町7-44-1)。^{*4} 宇宙航空研究開発機構航空プログラムグループ。^{*5} 正員, フェロー, 群馬大学大学院工学研究科。

E-mail: araki@me.gunma-u.ac.jp

ような騒音低減デバイスが騒音源の振舞いに及ぼす影響を、直接可視化できることが望ましい。しかしながら噴流騒音の場合、音源は流れの内部にある。このため、マイクロフォンなどの接触計測法では計測が困難である。

本研究では、「音」の計測に「光」を用いる。光を用いることで、これまで困難であった「流れの中」での音響計測を可能とする「光学 CT 法」を提案する。一種のシュリーレン光学系と CT (Computed tomography) を組み合わせることで、超音速噴流内部から周囲雰囲気にもわたる幅広い領域における音響計測が可能となる。また様々な周波数成分の重畳騒音であっても、それぞれの周波数成分ごとの解析が可能となる。まずは第一報として、軸対称不足膨張噴流を対象として計測を行い、光学 CT 法の計測可能性について検討を行う。

2. 超音速噴流実験装置

2-1 超音速噴流 図 1 に、超音速噴流の連続シュリーレン像を示す。レギュレータにより調圧された圧縮空気は、全圧室に導かれる。ここでの設定全圧を P_0 とする。空気は、ハニカムストレーナおよびメッシュからなる整流室を通り、出口直径 $D=80$ mm の円形先細ノズルに導かれ、大気へと噴出する。噴流出口中心を原点とし、流れ方向に z 軸、半径方向に r 軸、円周方向に θ とする。

表 1 に、超音速噴流条件を示す。設定全圧と大気圧との圧力比は $P_0/P_{am}=2.25$ であり、不足膨張噴流が形成される。噴流マッハ数は $M_j=1.14$ である。この時、超音速噴流中の渦形成モードを表すスクリーチ振動モード⁽¹⁾ はトロイダルモードとなり、超音速噴流中には軸対称の周期的な渦が形成される^(8,9)。スクリーチは、第 3~第 4 ショックセルで顕著となることが知られている⁽¹⁾。本研究では、音源となっているこの領域を中心に断層可視化を試みる。

Table 1 Supersonic jet conditions.

Nozzle exit diam. D	8.0 mm
Pressure ratio P_0/P_{am}	2.25
Jet Mach number M_j	1.14
Screech oscillation mode	Toroidal

2-2 計測法 光学 CT 法の詳細については、次章で説明する。本節では、従来から行ってきた計測法^(8,10) について説明する。

ピエゾ式圧力変換器 (PCB Piezotronics, 112A22) を用い、騒音計測を行った。圧力変換器は支持棒の先に取り付けられ、計測位置に設置される。圧力変換器からの信号は、デジタルオシロスコープ (ReCroy, WR6030A) によって A/D 変換され、記録される。サンプリングクロックは、 $20 \mu\text{sec}$ である。取得された時系列データは、8,192 点毎に 150 回に分けて高速フーリエ変換される。得られた 150 回分のデータを平均化し、圧力変動の周波数分布を求めた。

連続シュリーレン法による流れの可視化を行った。光源に、連続発光キセノンランプを用いた。ナイフエッジは流れと垂直に設置される。画像撮影には、30 frame/s の CCD カメラを用いた。CCD カメラからの信号は、A/D キャプチャボードを介してコンピュータに取得した。

瞬間ミー散乱法による流れの可視化を行った。光源に、パルス Nd:YAG レーザ (Sola Laser, LQ-129) を用いた。レーザ波長は 532 nm である。レーザ発振時間は約 15 ns であり、流れの静止像を得るのに十分に短い。散乱粒子に、エタノール粒子を用いた^(8,9)。画像撮影には、30 frame/s の CCD カメラを用いた。CCD カメラからの信号は、A/D キャプチャボードを介してコンピュータに取得した。

3. 光学 CT 法

3-1 輝度変動計測 図 2 に、光学 CT 法の光学系概略を示す。CW レーザを用いた一種のシュリーレン光学系である。音は圧力変動であり、圧力と同時に密度も変動する。この密度変動を、シュリーレン光学系で検出する。実際の光学系は、配置の都合上ミラーを用いて光路が折りたたまれている。ここでは簡単のため、光路を直線上に展開した状態で説明する。

光源に、CW He-Ne レーザ (シグマ光機, 05-LHR-151) を用いた。波長は 632.8 nm である。レーザビーム径は約 0.8 mm である。レーザビームは、超音速噴流内部あるいはその周囲を通過する。超音速噴流通過後 400 mm の位置に、焦点距離 $f=200$ mm の凸レンズ (実際には凹面鏡を使用) を設置する。レーザビームは、凸レンズ通過後 200 mm の位置で焦点を結ぶ。光路上の密度勾配に応じてレーザビームは屈折し、焦点の位置は移動する。ここにナイフエッジを設置しその

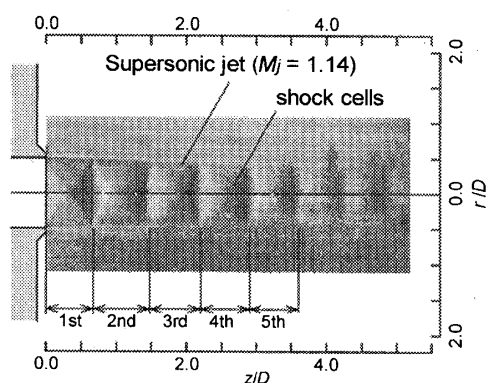


Fig. 1 Schlieren image of supersonic jet.

一部をカットすることで、レーザビーム屈折角の変化を輝度変化に変換する。

レンズの焦点距離 f を変更することで、光学系の感度を変更することが可能である⁽¹²⁾。本研究では、密度変動の大きい噴流内部も含めた計測を行うため感度を低めに設定した。また本研究では、ナイフエッジを流れと平行に設置した。したがって流れと垂直方向の密度勾配が検出される。ナイフエッジの向きを変更することで、取得する密度勾配の方向つまり音波の伝播方向を任意に選択することができる。

ナイフエッジ通過後 200 mm の位置にスクリーンを設置し、計測部のシュリーレン像を投影する。スクリーンには、直径 0.3 mm のピンホールが設置されている。レーザビームの一部のみを通過させることで、計測領域を限定する。ピンホール直径は、そのまま空間分解能に対応する。ピンホールを通過したレーザビームは、高速フォトセンサ（浜松ホトニクス, S3071）に入射し、輝度変化が検出される。高速フォトセンサからの輝度信号は、デジタルオシロスコープ（ReCroy, WR6030A）で A/D 変換され記録される。

デジタルオシロスコープのサンプリングクロックは、20 μ s である。取得されたデータは、8,192 点ごとに 150 回に分けて高速フーリエ変換され、その平均から輝度変動の周波数分布が求められる。取得された周波数分布から、断層可視化を行う周波数成分の輝度振幅を抽出し記録する。それぞれの周波数成分について、独立に解析が可能である。

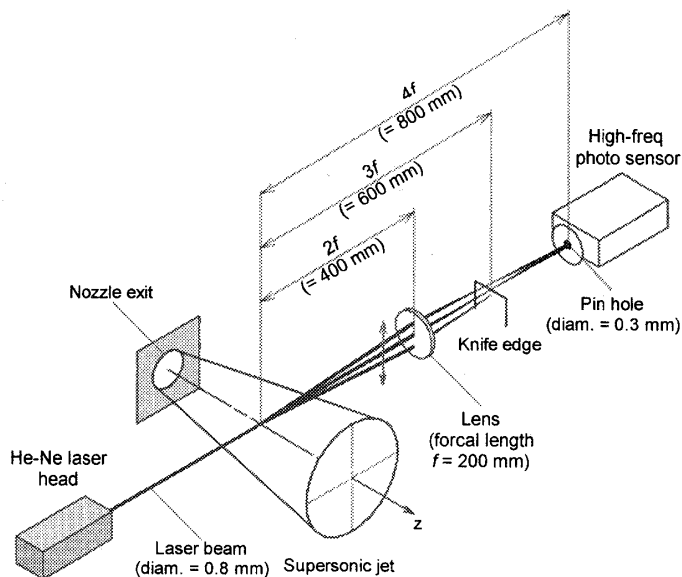


Fig. 2 Schematic of optics for optical CT method.

以上の手続きを、レーザビーム透過位置を半径方向に 0.5 mm 間隔、流れ方向に 125 mm 間隔でスキャンしながら行い、各位置での輝度振幅を求める。本研究では、レーザビームをスキャンすることで、密度勾配の空間分布を取得する。通常のシュリーレン法のように、ある程度の太さを持つ平行光を被計測部全体に透過し、CCD カメラのようなフォトセンサアレイを用いることで、空間分布を一度に取得することは可能である。しかしながら本研究で用いた超音速噴流では騒音周波数が高く、現行のハイスピードカメラでは輝度変動計測は困難である。このため高速フォトセンサを用い、一点一点計測を行った。将来的には、一度に面計測が可能となると考えている。

3・2 断層像再構成 密度勾配断層像を再構成するため、本研究では、計測結果にベクトル成分を考慮したアーベル変換を施す。アーベル変換の詳細については参考文献⁽¹³⁾を参照されたい。

図 3 に、密度勾配によるレーザビーム屈折の概略を示す。非軸対称場であっても断層像再構成は可能であるが、本研究では簡単のため軸対称場を対象とする。噴流中心を原点とし、レーザビームの進行方向に Y 軸、レーザビームの進行方向と垂直方向に X 軸をおく。原点からの距離を r とおく。流れ場は軸対称であるものの、レーザビームは直進する。ここでは参考文献⁽¹³⁾にならひ、流れ場については円筒座標系 (r, z, θ を小文字で標記) を、レーザビーム透過位置については

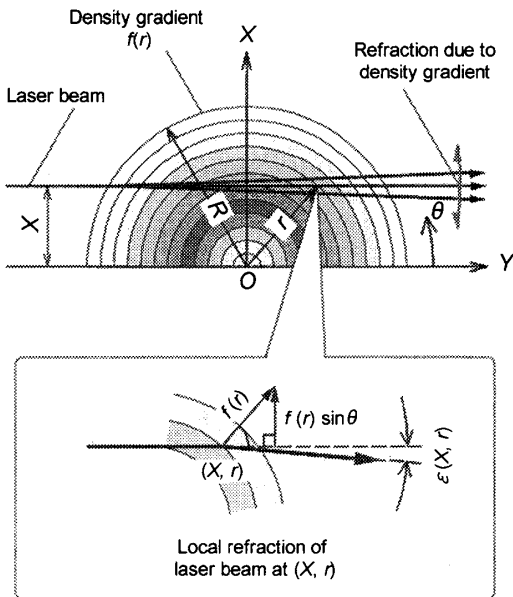


Fig. 3 Schematic of laser beam refraction due to density gradient.

直交座標系 (X, Y を大文字で標記) を用いる。ある半径位置 r における局所密度勾配を,

$$\frac{\partial \rho(r)}{\partial r} \equiv f(r) \quad (1)$$

とおく。局所的なレーザービーム屈折角は、局所密度勾配 $f(r)$ に比例する⁽²⁾。ある座標 (X, r) におけるレーザービーム屈折角 $\varepsilon(X, r)$ は,

$$\varepsilon(X, r) = c_1 f(r) \sin \theta = c_1 f(r) \frac{X}{r} \quad (2)$$

と表される。ただし、 c_1 は定数である。レーザービーム屈折角 $\varepsilon(X, r)$ は密度勾配の X 軸方向成分のみに影響を受けるため、 $\sin \theta$ ($=X/r$) を乗ずる必要がある。このようなベクトル成分を考慮する手続きは、通常のアーベル変換には含まれない。本研究では、以下の式 (7) の変数変換を行うことで、この問題を通常のアーベル変換に帰着する。式 (2) を、レーザービーム光路に沿って (Y 軸に沿って)、 $X < r < R$ の範囲で積分した値が、光路長全体にわたるレーザービーム変位 $E(X)$ となる。

$$E(X) = 2 \int_X^R \frac{\varepsilon(X, r) r dr}{(r^2 - X^2)^{1/2}}$$

$$\therefore E(X)/X = 2c_1 \int_X^R \frac{f(r)/r r dr}{(r^2 - X^2)^{1/2}} \quad (3)$$

あるレーザービーム位置 X においてフォトセンサで検出される輝度変化 $J(X)$ を、次式のように置く。

$$\Delta I(X)/I_0 \equiv J(X) \quad (4)$$

ただし、 I_0 はレーザービームの屈折が無い場合の輝度、 $\Delta I(X)$ はレーザービーム屈折による輝度変化分である。このとき $J(X)$ は、光路長全体にわたるレーザービーム変位 $E(X)$ に比例する⁽²⁾。

$$J(X) \propto E(X) \quad (5)$$

式 (5) を用いて式 (3) を書き直すと、

$$J(X)/X = 2c_2 \int_X^R \frac{f(r)/r r dr}{(r^2 - X^2)^{1/2}} \quad (6)$$

が成立する。ただし、 c_2 は定数である。ここで、

$$\begin{cases} J^*(X) = J(X)/X \\ f^*(r) = f(r)/r \end{cases} \quad (7)$$

$$(X \neq 0 \text{ かつ } r \neq 0)$$

の変数変換を行うことで、式 (6) は次式に帰着される。

$$J^*(X) = 2c_2 \int_X^R \frac{f^*(r) r dr}{(r^2 - X^2)^{1/2}} \quad (8)$$

式 (8) は、核の位数 $1/2$ のアーベル積分方程式であり、解析的に次式のように解くことができる⁽³⁾。

$$f^*(r) = -c_3 \frac{1}{\pi r} \frac{d}{dr} \left\{ \int_X^R \frac{J^*(X) X dX}{(X^2 - r^2)^{1/2}} \right\} \quad (9)$$

ただし、 c_3 は定数である。式 (9) により、フォトセンサで検出される輝度変化 $J^*(X)$ から、局所密度勾配 $f^*(r)$ を再構成することができる。実際の計測では、その点数に限りがあるため $J^*(X)$ は離散的数列となる。離散化された式 (9) には様々な解法がある。本研究では、Bar の方法⁽³⁾を用い、式 (9) を線形行列式に帰着する。

3・3 変動成分抽出 音波は圧力変動であり非定常現象である。非定常成分の取り扱いについて説明する。これ以降、すべての変数は時間の関数とする。

ある半径位置 r における密度勾配 $f(r, t)$ は、様々な周波数成分の重ね合せとして、

$$f(r, t) = \sum A_{f,n}(r) \exp(i\omega_n t) \quad (10)$$

と表される。ただし、 $A_{f,n}(r)$ は n 番目の周波数成分の複素振幅、 ω_n は n 番目の周波数成分の角周波数である。 $n=0$ の時が定常項となる。実際には、密度勾配変動は波動として空間中を伝播するため、各半径位置 r における空間的位相差を考慮する必要がある。ここでは簡単のため、密度勾配 $f(r, t)$ は、各半径位置 r でランダムな位相で振動すると仮定する。

一方、フォトセンサで計測される輝度変化 $J(X, t)$ は、

$$J(X, t) = \sum A_{J,n}(X) \exp(i\omega_n t) \quad (11)$$

と表される。ただし、 $A_{J,n}(X)$ は n 番目の周波数成分の複素振幅、 ω_n は n 番目の周波数成分の角周波数である。 $n=0$ の時が定常項となる。

式 (10), (11) を、式 (7), (9) に代入すると、式の線形性から、

$$\sum A_{f,n}^*(r) = \sum \left[-c_3 \frac{1}{\pi} \frac{d}{dr} \left\{ \int_{-R}^R \frac{A_{J,n}^*(X) X dX}{(X^2 - r^2)^{1/2}} \right\} \right] \quad (12)$$

が成立する。ここから、 n 番目の周波数成分のみを抽出すれば、

$$A_{f,n}^*(r) = -c_3 \frac{1}{\pi} \frac{d}{dr} \left\{ \int_{-R}^R \frac{A_{J,n}^*(X) X dX}{(X^2 - r^2)^{1/2}} \right\} \quad (13)$$

が成立する。式 (13) を用いることで、フォトセンサで計測される輝度振幅 $A_{J,n}(X)$ から、局所的な密度勾配振幅 $A_{f,n}(r)$ を求めることができる。なお、 $A_{f,n}(r)$ および $A_{J,n}(X)$ は位相情報を含む複素振幅であるが、ここでは両変数を実数とし、考察を行っていく。位相情報が保存されないため、今後改善すべき課題と考えている。

光学 CT 法を用いることで、局所的な密度勾配振幅 $A_{f,n}(r)$ が求まる。その物理的意味について説明する。音波は圧力変動の波動であり、同時に密度変動も波動として伝播する。空間中を伝播する密度 $\rho(r, t)$ の波動は、

$$\rho(r, t) = \sum A_{\rho,n}(r) \exp\{i(\alpha_n r - \omega_n t)\} \quad (14)$$

と表される。ただし、 $A_{\rho,n}(r)$ は n 番目の周波数成分の複素振幅、 α_n は n 番目の周波数成分の波数、 ω_n は n 番目の周波数成分の角周波数である。 α_n は局所的な音速（波動の伝播速度）を介して ω_n と関係付けられることになる。 $n=0$ の時が定常項となる。式 (14) の空間微分である密度勾配の波動は、

$$\frac{\partial \rho(r, t)}{\partial r} = \sum \left\{ \frac{\partial A_{\rho,n}(r)}{\partial r} + i\alpha_n A_{\rho,n}(r) \right\} \exp\{i(\alpha_n r - \omega_n t)\} \quad (15)$$

で表される。一方、密度勾配の波動は、

$$f(r, t) = \sum A_{f,n}(r) \exp\{i(\alpha_n r - \omega_n t)\} \quad (15')$$

とも表される。ここで、 $A_{\rho,n}(r)$ の導関数が十分に小さいと仮定すると、

$$A_{\rho,n}(r) = \frac{A_{f,n}(r)}{i\alpha_n} \quad (16)$$

が成立する。密度変動と密度勾配変動は 90 度の位相差を持ち、その振幅は波数 α_n 倍だけ異なる。 n 番目の周波数成分のみ抽出するのであれば、

$$A_{\rho,n}(r) = c_4 A_{f,n}(r) \quad (17)$$

が成立する。ただし、 c_4 は定数である。つまり、密度振幅 $A_{\rho,n}(r)$ は、密度勾配振幅 $A_{f,n}(r)$ に比例する。式 (17) を、式 (13) に代入すると、

$$A_{\rho,n}^*(r) = -c_5 \frac{1}{\pi} \frac{d}{dr} \left\{ \int_{-R}^R \frac{A_{J,n}^*(X) X dX}{(X^2 - r^2)^{1/2}} \right\} \quad (18)$$

が成立する。ただし、 c_5 は定数である。以上の議論から、光学 CT 法を用いることで局所的な密度振幅 $A_{\rho,n}(r)$ を計測できることになる。

実際の流れ場を考えた場合、音源から十分に離れた領域では、上述の仮定を満足できると考えられる。しかしながら噴流内部では、(i) $A_{\rho,n}(r)$ の変化が急峻な領域が現れ、また (ii) 場所によって音速が異なるため波数 α_n が r の関数となる。本研究では、スクリーチ音源の振舞いを断層可視化するため、密度振幅の大きな噴流内部を計測領域に含む。本報の範囲では、式 (13) を用い密度勾配振幅を可視化することとする。

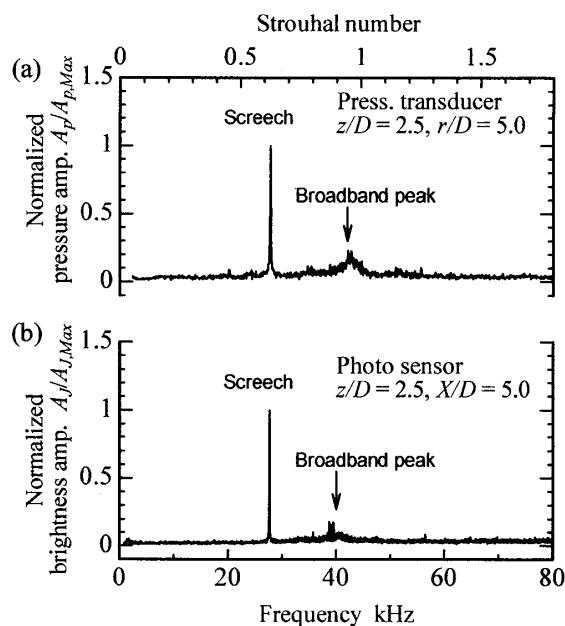


Fig. 4 Jet noise sound spectra obtained with
(a) pressure transducer and (b) photo sensor
at $z/D=2.5$.

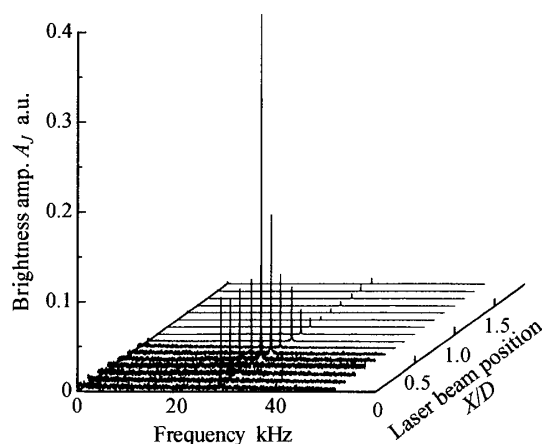


Fig. 5 Jet noise sound spectra obtained with photo sensor
at $z/D=2.5$.

今後、噴流外部の音響場を中心とした計測を行う予定であるが、この際には、式 (18) を用い密度変動振幅を可視化することとする。

4. 実験結果および考察

4・1 輝度変動計測 図 4 (a) に、圧力変換器によって計測された噴流騒音周波数分布を示す。縦軸は、最大値で無次元化された圧力振幅 $A_p/A_{p,Max}$ を示す。横軸は、実周波数ならびにストローハル数を示す。ストローハル数の算出には、実周波数、ノズル出口での噴流速度、ノズル出口直径を用いた。計測位置は、

$z/D=2.5$, $r/D=5.0$ ($z=20$ mm, $r=40$ mm) である。図 4 (b) に、フォトセンサによって計測された噴流騒音周波数分布を示す。縦軸は、最大値で無次元化された輝度振幅 $A_J/A_{J,Max}$ を示す。横軸は、実周波数ならびにストローハル数を示す。計測位置は、 $z/D=2.5$, $X/D=5.0$ ($z=20$ mm, $X=40$ mm) である。

図 4 (a), (b) より、約 28 kHz にスクリーチのすどいピークが現れることが分かる⁽⁸⁻¹⁰⁾。また約 40 kHz に、ブロードバンドのピークが現れる⁽⁸⁻¹⁰⁾。圧力変換器とフォトセンサの結果は、比較的よく一致する。レーザービームとフォトセンサを用いることで、非接触音響計測が可能であることが示された。

図 5 に、フォトセンサによって計測された噴流騒音周波数分布を示す。縦軸は輝度振幅 A_J 、横軸は周波数を示す。奥行方向にレーザービーム位置 X/D を示す。計測位置は、 $z/D=2.5$ ($z=20$ mm) である。

全てのレーザービーム位置 X/D において、約 28 kHz にスクリーチのピークが現れることが分かる。 $0 < X/D < 0.5$ (噴流内部) では、スクリーチのピークが現れると同時に広い周波数帯にわたって変動が現れる。 $X/D = 0.5$ (ノズル出口半径) で、スクリーチのピークが最大となり、主要な音源があると考えられる。 $0.5 < X/D$ (噴流外部) では、音波が静止雰囲気中に伝播していく過程でスクリーチのピークが減衰していくことが分かる。レーザービームとフォトセンサを用いることで、噴流内部から周囲雰囲気にわたる幅広い領域において、連続的な騒音計測が可能となることが示された。この

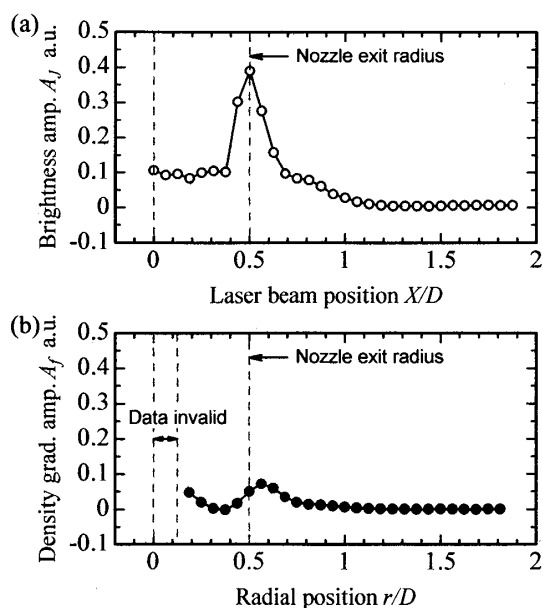


Fig. 6 Brightness and density gradient amplitudes
at screech frequency at $z/D=2.5$.

結果を式 (13) に代入することで、超音速噴流内外の密度勾配振幅を断層可視化する。

4・2 断層像再構成 図 6 (a) に、スクリーチ周波数における輝度振幅 A_f を示す。縦軸は輝度振幅 A_f 、横軸はレーザビーム位置 x/D を示す。図 6 (b) に、式 (13) を用いて再構成された、スクリーチ周波数における密度勾配振幅 A_f を示す。縦軸は密度勾配振幅 A_f 、横軸は半径位置 r/D を示す。図 6 (a) , (b) ともに計測位置は、 $z/D=25$ である。

図 6 (a) より、輝度振幅 A_f は、噴流内部ではほぼ一定で、ノズル半径位置で最大となり、静止雰囲気中では単調に減衰していくことが分かる。計測位置が $z/D=25$ であり、噴流内部にはポテンシャルコアが存在する。

図 6 (b) より、再構成された断層像では、密度勾配振幅 A_f は、噴流中心軸近傍で大きな値をとり、ノズル半径位置で再び増大して極大値をとり、静止雰囲気中では単調に減衰していくことが分かる。これまで困難であった噴流内部から周囲雰囲気にわたる幅広い領域で、密度勾配変動計測が可能であることが示された。なお、図 6 (b) で噴流中心近傍のデータが存在しないのは、式 (7) の変数変換のため、 $r/D=0$ で解が不定となるためである。また本研究で用いた Barr の方法では、解を安定化するため隣接する前後 2 点ずつのデータを用いて補完を行う⁽⁸⁾。このため、中心軸から 3 点目までの計測結果は不定となる。

図 7 に、再構成された密度勾配振幅の断層像ならびに連続シュリーレン像を示す。図 7 の上半分は式 (13) を用いて再構成された密度勾配振幅 A_f の等高線、下半分は連続シュリーレン像を示す。密度勾配振幅 A_f はその最大値で無次元化されている。図中の黒点は、レーザビーム透過位置を示す。流れは左から右向きである。

図 7 より、超音速噴流と静止雰囲気とのせん断層で、密度勾配振幅が極大値をとる領域が離散的に観察される。また超音速噴流中心軸近傍でも、密度勾配振幅が極大値をとる領域が離散的に観察される。密度勾配振幅が大きな領域とショックセル構造とは一致しており、渦の通過によりショックセルが周期的に変形する移動衝撃波⁽⁹⁾ が形成されていると考えられる。密度勾配振幅は第 4 ショックセル近傍で最大値をとり、スクリーチ音源がこの付近に存在することが分かる。

図 8 に、再構成された密度勾配振幅断層像ならびに瞬間ミー散乱像を示す。図 8 の上半分は式 (13) を用いて再構成された密度勾配振幅 A_f の等高線、下半分

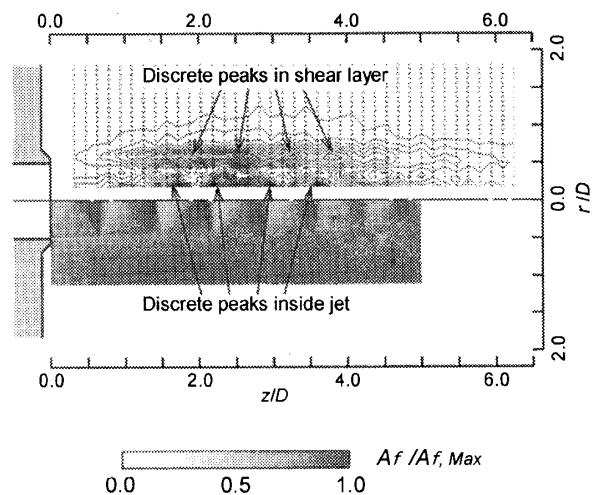


Fig. 7 Re-constructed density gradient amplitude at screech frequency and time-average schlieren image.

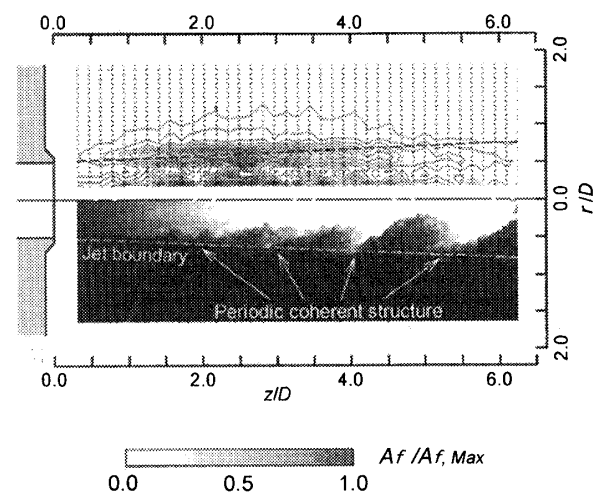


Fig. 8 Re-constructed density gradient amplitude at screech frequency and instantaneous Mie scattering image.

は瞬間ミー散乱像を示す。ミー散乱像から求めた噴流外縁を点線で示す。

図 8 より、 $z/D=2 \sim 3$ 付近から、周期的な渦 (図中矢印) が発達し始めることが分かる。この位置は、第 3 ~ 第 4 ショックセルに対応する。周期的な渦は、ショックセルを変形させ音波を放出する。音波の一部はノズル出口に到達し、じょう乱源となり次の渦形成のきっかけとなる。このフィードバックループがスクリーチの原因となる^(1, 10)。ショックセルを変形させるのに十分なまでに渦が発達し、スクリーチの音源となることが分かる。

光学 CT 法を用いることで、これまで直接計測することが困難であった流れ中の音源の振舞いを、直接可

視化することに成功した。今後この技術を、亜音速噴流ならびに非軸対称流れへ適用していく予定である。

5. 結 言

非接触音響計測法である光学 CT 法を提案し、超音速噴流騒音の断層可視化を試みた。円形先細ノズルから噴出する不足膨張噴流にレーザビームを透過し、密度勾配による屈折の大きさを計測する。計測結果にアーベル変換を施すことで、密度振幅の断層像を再構成した。その結果、以下の知見を得た。

- (1) 従来スカラー量に対してのみ適用されてきたアーベル変換を、変数変換を行うことでベクトル量を含む問題に適用した。
- (2) 超音速噴流を透過するレーザビームの屈折の大きさから、密度振幅の断層像を求める関係式を導出した。
- (3) 光学 CT 法を用いることで、超音速噴流内部から静止雰囲気にわたる幅広い領域において、密度振幅の断層像を再構成することが可能であることが示された。
- (4) 超音速噴流と静止雰囲気とのせん断層で、密度振幅が極大値をとる領域が離散的に観察される。また超音速噴流中心軸近傍でも、密度振幅が極大値をとる領域が離散的に観察される。密度振幅が大きな領域とショックセル構造とは一致し、渦の通過によりショックセルが周期的に変形する移動衝撃波が形成されていると考えられる。
- (5) 密度振幅は第 4 ショックセル近傍で最大値をとり、スクリーチ音源はこの付近に存在する。ショックセルを変形させるのに十分な規模まで渦が発達し、スクリーチの音源となると考えられる。

謝 辞

本研究は、宇宙航空研究開発機構 (JAXA) と群馬大学との共同研究の一部として実施された。本研究の実施にあたり、文部科学省 科学研究費補助金 (課題番号: 15760595, 17760634) の助成を頂いた。本研究の実施に当り群馬大学 学部生 佐野 貴透君, 中村 壽雄 技術専門職員の援助を頂いた。ここに記して謝意を表する。

文 献

- (1) Raman, G., *J. Sound and Vibration*, **225**-3 (1999), 543-571.
- (2) Powell, A. et al., *J. Acoust. Soc. Am.*, **92**-5 (1992), 2823-2836.
- (3) Umeda, Y. and Ishii, R., *Int. J. Aeroacoustics*, **1**-4 (2002), 355-384.
- (4) Ahuja, K. K. and Brown, W. H., *AIAA paper 89-0994*.
- (5) Samimy, M. et al., *AIAA Journal*, **31**-4 (1993), 609-619.
- (6) Kobayashi, H. et al., *ASME NCA, Acoustic Radiation and Wave Propagation*, **17** (1994), 149-163.
- (7) Ota, E. et al., *Proceedings of the 16th Int. Symposium on Airbreathing Engines (ISABE 2003)*, CD-Rom, AIAA.
- (8) Araki, M. et al., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers*, **71**-707, B (2005), 1798-1805.
- (9) Araki, M. et al., *AIAA Journal*, **44**-2 (2006), pp. 408-411.
- (10) Araki, M. et al., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers*, **73**-726, B (2007), 567-574.
- (11) Suda, M. et al., *AIAA Paper 93-4323*.
- (12) Asanuma, T., *A Handbook for Flow Visualization*, (1977), Asakura Shoten, Tokyo, pp. 328-341.
- (13) Yaoita, A., *Numerical Methods for the Abel Inversion*, The Circulars of the Electrotechnical Laboratory, **172** (1971), pp. 1-32.