

レーザー光と位置検出素子を用いたジェット騒音計測の 周波数特性評価に関する研究

権 寧河, 岡本 光司, 赤嶺 政仁, 寺本 進 (東京大学)

Research on Frequency Response Evaluation of Jet Noise Measurement Using Laser and Position-Sensitive Detector

KWON Youngha, OKAMOTO Koji, AKAMINE Masahito and TERAMOTO Susumu
(The University of Tokyo)

ABSTRACT

Measuring supersonic jet noise in the near field is significant for comprehending the aerodynamic noise-generating mechanism. However, when measuring noise near a supersonic jet using a conventional microphone, the acoustic field and flow field may be disturbed due to interference with the microphone housing. Here, we propose a method for measuring the propagation direction and sound pressure level of jet noise using a laser and a position-sensitive detector (PSD), which can measure them without disturbing the flow field and acoustic field. In this paper, the conversion formulae for the frequency response, which were built both experimentally and numerically, are explained as well as the data acquisition procedure.

1. 研究背景

排気ジェットから発生する騒音の抑制は、航空宇宙工学分野において大きな関心を集める重要課題の一つである¹⁾。例えば、航空機の場合、排気噴流から発生する騒音は、機体の離着陸時に周囲環境へ与える悪影響の要因として挙げられている。また、ロケットの超音速噴流から発生する空力騒音は、ペイロード内の電子機器の故障や構造部材の疲労などを引き起こす可能性があることも指摘されている²⁾。そこで、超音速噴流の複雑な音場を持つ特徴や、空力騒音の発生メカニズムおよび音源位置などを明らかにするため、噴流近傍で音響計測を行い、解析するという試みがなされている³⁾。しかし、マイクロホンを用いた従来の音響計測法の場合、マイクロホンの筐体との干渉により、噴流近傍の音場や流動場が乱される恐れがある。

そこで、本研究室では、音場内にモノを配置せず遠方からレーザー光を照射し、音波によるレーザー光の屈折を位置検出素子 (Position-Sensitive Detector, PSD) で捉えることで音響計測を行う方法を提案し(以下、レーザー計測)、その妥当性が議論されてきた。先行研究で、超音波ジェットから生じる空力騒音を対象に本提案手法が適用され、音波の伝播方向や、図1のように音圧の周波数特性におけるピーク周波数を捉えられることが明らかになった⁴⁾。しかし、レーザー計測から算出し

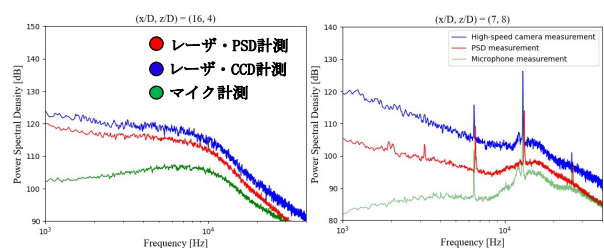


図1 先行研究における適正膨張噴流(左)および過膨張噴流(右)の空力騒音の周波数特性⁶⁾

た音圧の周波数特性とマイクロホンで計測した音圧の周波数特性には差があり、その差は一定ではなく計測座標や周波数帯によって異なるという問題が存在した(図1)。そのため、レーザー光に音波が影響を与える領域の長さの推定や周波数特性に対する補正関数の適用、バックグラウンドノイズに対する暗騒音補正の適用など、様々な試みがなされたが、正確な音圧算出式の確立には至っていなかった^{5,6)}。そこで、本稿では、これまで課題となっていたレーザ計測によって音圧の定量的評価ができていない要因を明らかにし、適切な換算と較正を行うことにより、周波数特性を定量的に評価する方法を提案する。

2. 計測および解析方法

2.1. 計測原理

疎密波である音波が媒質(空気)の中を伝播する際には、媒質の密度勾配が生じる。一方、光はマクスウェルの方程式でモデル化できる電磁波であり、比誘電率 $\epsilon (= n^2; n$ は屈折率)が変化すると、その影響を受けるため、媒質の密度の変化に伴い屈折量の変化が生じる。したがって、光は密度勾配を有する空間(音場)を通過する際、空間密度勾配の大きさと向きに応じて屈折する。この原理により、レーザー光の屈折を計測し、屈折方向から音波の伝播方向を、屈折量から音圧を算出するというのが本提案手法のコンセプトである。

2.2. 計測設備

本研究で使った光学系セットアップを図2に示す。レーザ(25LHP213, Melles Griot)から出たレーザー光は、光量調節用の Neutral-Density (ND2, Kenko Tokina)フィルタを通過後、レンズ(焦点距離=1.2 [m], SLB-50-1200PM, OptoSigma)で集光され、ジェットの真上の音場を通過して PSD (C10443-04, Hamamatsu Photonics)に入射する。ただし、ジェットの進行方向を x 、レーザー光の進行方向を y 、ジェットからレーザー光への垂直方向を z とする。 xz 平面と垂直なレーザー光は、こ

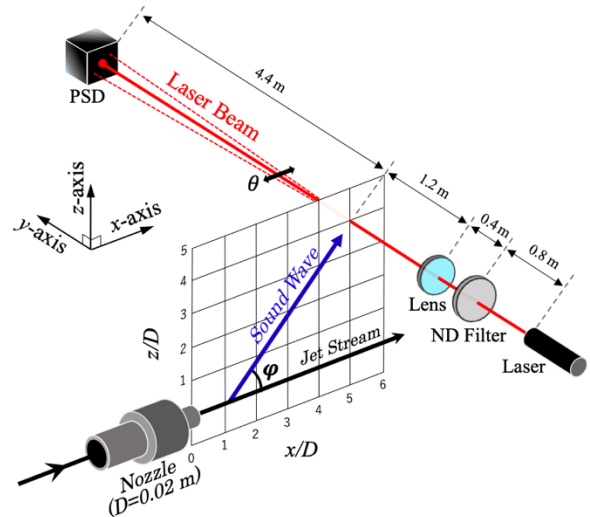


図2 光学系セットアップ

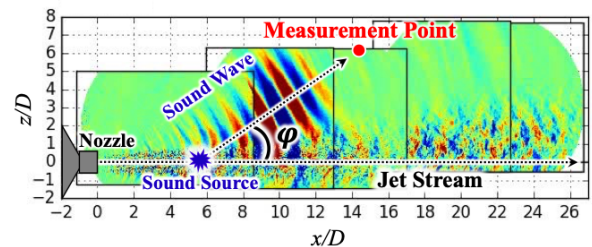


図3 ノズル位置と計測点の例(適正膨張噴流から生じるマッハ波が伝播する様子を音響トリガ条件付抽出解析で可視化した画像⁷⁾)

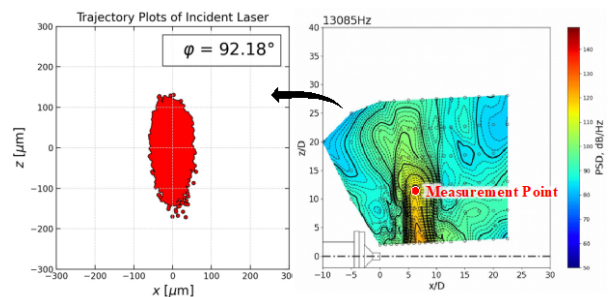


図4 過膨張噴流から生じるトーンノイズの計測結果(左: レーザー光の軌跡、右: マイクロホン計測による音圧分布⁸⁾)

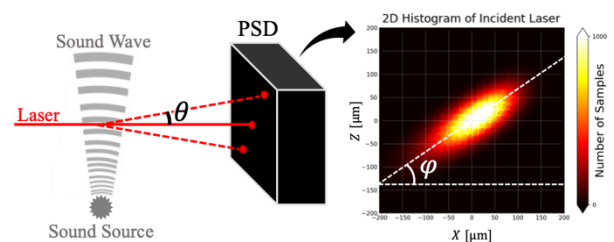


図5 主成分分析を用いた音波の伝播方向の検出(左: 音波によるレーザー光の屈折、右: 受光面上の入射光の3D ヒストグラム)

の xz 平面上の計測点を通過する。ここで、計測点の座標は、ノズル出口の中心を基準点(0, 0)とした座標(x, z)とノズル出口直径 D を用いて、($x/D, z/D$)のように無次元数で表す(図3)。一方、レーザ計測との相互比較のため、1/4"自由音場マイクロホン(Type 4939, Brüel&Kjær)で、座標($x/D, z/D$)が互いに一致する xz 平面上の点で計測を行う。

2.3. 計測設備

本研究の計測対象は、マッハ数 $M=1.8$ 、ノズル圧力比 $NPR=5.73$ の適正膨張噴流(Correctly Expanded Jet)から発生する空力音響現象(図3)および、 $M=1.57$ 、 $NPR=4.00$ の過膨張噴流(Over-Expanded Jet)から生じる空力音響現象(図4右)である。実験は、出口直径 $D=0.02$ [m]の収縮拡大ノズル(Convergent-Divergent Nozzle)を取付けた東京大学柏キャンパス極超音速・高エンタルピー風洞で行った⁹⁾。なお、本施設での音響計測の妥当性については、先行研究にて確認済みである¹⁰⁾。

2.4. 計測データの取得

位置検出素子(PSD)は、受光面に入射する光の重心位置の座標(X, Z)を検出し、その座標(X, Z)を出力する素子であり、時間経過に伴う座標の変化を分析すると、音波によってレーザ光の光路がどの向きに(屈折方向 φ)どれだけ変化したか(変位 s)を捉えることができる。ここで、角度 φ は、図3のように、ジェット軸を基準とした場合の音波の伝播角度である。この角度 φ は、レーザ光の座標値の分布の分散が最大となる方向の角度であるため、図5のように PSD が出力する重心位置座標($X(t), Z(t)$)の全時間区間おける分布に対し、主成分分析(Principal Component Analysis, PCA)を行うことで求めることができる。時間 t での変位 $s(t)$ は、下式で求めることができる。

$$s(t) = X(t) \cos\left(\frac{\varphi}{180}\pi\right) + Z(t) \sin\left(\frac{\varphi}{180}\pi\right) \quad (1)$$

次に、一つの変位信号(サンプリングレート $f_s =$

$4 \cdot 10^5$ [Hz])を N 点ずつのブロック N_{block} 個の信号 $s_b(t_\alpha)$ に分割し、高速フーリエ変換(Fast Fourier Transform, FFT) fft を行い、音圧信号の実効値 $\bar{P}(f_\beta)$ を求める¹¹⁾。

$$\bar{P}(f_\beta) = \frac{1}{N_{block}} \sum_{b=0}^{N_{block}} \left| 2 \cdot \frac{c^3 n}{i 2\pi f_\beta K L d} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{W}} \cdot \frac{1}{N} \text{fft}[w(t_\alpha) s_b(t_\alpha)](f_\beta) \right| \quad (2)$$

ここで、時間 $t_\alpha = \alpha \delta t$ ($\alpha = 0, \dots, N-1$; $\delta t = 1/f_s$)、周波数 $f_\beta = \beta \delta f$ ($\beta = 0, \dots, N-1$; $\delta f = f_s/N$)、 $|\cdot|$ は複素数の絶対値を取る操作であり、係数 2 は single-sided spectrum とするためのものである。 $c^3 n / i 2\pi f_\beta K L d$ は、変位 s と音圧 p の両者を結ぶ関係式によるものであり、詳細は 2.5 節で説明する。式(2)の $w(t_\alpha)$ は、ハニング(Hanning)窓関数、 W はその補正項である。

$$W = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=0}^{N-1} w(t_\alpha)^2 \approx 0.375 \quad (3)$$

また、式(2)の $1/\sqrt{W}$ は、ハニング窓関数を掛けた影響を戻すためのものである。 N^{-1} については、下式より、 f_β [Hz]成分の振幅が $N^{-1} \text{fft}[s(t_\alpha)](f_\beta)$ と考えられることによる。

$$s(t_\alpha) = \text{ifft}(\text{fft}(s)) = \frac{1}{N} \sum_{\beta=0}^{N-1} \text{fft}[s(t_\alpha)](f_\beta) e^{i 2\pi f_\beta t_\alpha} \quad (4)$$

次に、式(2)で求めた音圧信号の実効値 $\bar{P}(f_\beta)$ を用いて、下記の式で音圧レベル(Sound Pressure Level, SPL [dB])を求める。ここで、 C_{AL} [dB] は本研究で新しく提案する補正項であり、環境光(Ambient Light)の影響を補正する項である。環境光補正項の詳細内容は 3.2 節で説明する。 p_{ref} は基準音圧 ($2 \cdot 10^{-5}$ [Pa])である。

$$SPL(f_\beta) = C_{AL} + 10 \log_{10} \left\{ \left(\frac{\bar{P}(f_\beta)}{p_{ref}} \right)^2 \frac{1}{\delta f} \right\} \quad (5)$$

全音圧レベル(Overall Sound Pressure Level, $OASPL$ [dB])は、 $0.7 \leq f \leq 80$ [kHz]の音圧レベルの積算値であり、下記の式で求めることができる。

$$OASPL = 10 \log_{10} \left\{ \sum_f 10^{\frac{SPL(f_\beta)}{10}} \delta f \right\} \quad (6)$$

2.5. レーザー光の変位と音圧の関係式

レーザー光の変位と音圧の関係式から得られる式(2)の $c^3 n / i 2 \pi f \beta K d L$ の導出過程について説明する。まず、変位 s および、計測点(排気ジェット)の真上の音場)から受光面に入射するまでの距離 L を用いることで、図5(左)のレーザー光の屈折角 θ を算出することができる。

$$\frac{s}{L} = \tan \theta \approx \sin \theta \approx \theta \quad (7)$$

上式のように、レーザ計測で得られる物理量は屈折角 θ であるが、その値を利用して評価したい物理量は音圧 p (圧力) である。そこで、屈折角 θ と音圧 p の両者を結ぶ関係式の導出方法について説明する。音波の圧力変動は断熱変化であるため、 ρ は密度、 γ は比熱比とすると、以下のポアソンの式が成立する。ここで、圧力 p 、密度 ρ 、比熱比 γ の関係は、下記の式のように一定(const.) である。

$$\frac{\rho^\gamma}{p} = \text{const.} \quad (8)$$

上記の式を密度 ρ で微分すると、下記の関係が得られる。

$$\gamma \frac{p}{\rho} = \frac{\partial p}{\partial \rho} = \frac{\partial p}{\partial t} \cdot \frac{\partial t}{\partial r} \cdot \frac{\partial r}{\partial \rho} \quad (9)$$

一方、音速の定義によると、空気中の音速 c は、下式のように比熱比 γ 、気体の平均分子量 \bar{M} 、気温 T に依存する。ここで、 R は気体定数である。

$$c = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\bar{M}}} = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} \quad (10)$$

また、音源は点音源であり、音波は音源から同心円状に伝播すると仮定する。音源から伝播する音速 c の音波の円弧半径を r とすると、 r の方向に伝播する音波の音速 c と半径 r の関係は下式のように表される。

$$c = \frac{\partial r}{\partial t} \quad (11)$$

式(10)と式(11)を式(9)に代入すると、音圧 p の時間勾配と密度 ρ の空間勾配の関係式が導出される。

$$\frac{\partial p}{\partial t} = c^3 \frac{\partial \rho}{\partial r} \quad (12)$$

一方、 y 方向に進行するレーザー光の屈折角 θ と密度 ρ の空間勾配の関係は、下記の積分式で表される。

$$\theta = \int_0^d \frac{K}{n} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial r} dy = \frac{K}{n} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial r} \cdot d \quad (13)$$

ここで、 d は音波の影響によりレーザー光が有効に屈折する領域の長さであり、相関長と呼ぶ。計測データから正確な音圧を算出するためには、この相関長 d を推定する必要があるが、先行研究では有効な値を推定することができなかった。そこで、本研究では新しい方法で相関長 d の推定を行った。詳細な推定方法については、3.1 節と 3.2 節で説明する。

$$K = \frac{n-1}{\rho} \quad (14)$$

また、式(13)の n は空気の屈折率、 K は Gladstone-Dale 定数であり、 K は上式のように、真空(屈折率 $n_0 = 1$)に対して空気が存在することによる屈折率の増加分 $n-1$ と密度 ρ との関係を表す定数である¹²⁾。ここで、電磁波の波長が 640 [nm] (赤色光; He-Ne Laser)、大気圧 P_0 が 1013 [hPa] (標準大気圧)、気温 T が 15°C、空気の密度 $\rho = 1.226$ [kg/m³] の条件下で、空気の屈折率 $n = 1.0002764$ である¹³⁾。

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{c^3 n}{K d} \theta = \frac{c^3 n}{K d} \cdot \frac{s}{L} \quad (15)$$

次に、式(12)と式(13)から、上記の関係を導出することができる。上式を積分すると、レーザー光の屈折角 $\theta (= s/L)$ と音圧 p との関係が導出される。

$$p = \frac{c^3 n}{K d} \int \theta dt = \frac{c^3 n}{K L d} \int s dt \quad (16)$$

上式のフーリエ変換を行い、周波数領域での音圧を評価する。時間 t での変位 $s(t)$ と音圧 $p(t)$ のフーリエ変換を各々 $S(\omega)$ と $P(\omega)$ とし、虚数単位 i と角周波数 $\omega (= 2\pi f)$ を用いて上式のフーリエ変換を行うと下式が得られる^{14,15)}。

$$i\omega P(\omega) = \frac{c^3 n}{KLd} S(\omega) \quad (17)$$

上記の周波数領域での変位 $S(\omega)$ と音圧 $P(\omega)$ の関係は、下式のように整理することができる。

$$P(\omega) = \frac{c^3 n}{i2\pi f KLd} S(\omega) \quad (18)$$

上記の関係が係数として式(2)に代入される。

3. 音圧への換算方法の構築

レーザ計測の先行研究において、解決すべき課題は大きく分けて三つが存在する。一つ目は、図1のように音圧の周波数特性が低周波側ほど音圧を高く評価する傾向性を示すという問題である。二つ目は、マイクロホンで計測した *OASPL* と相互比較してみると、計測位置によって音圧の差が生じるという問題である。三つ目は、周辺照明(環境光)の照度の変化によって *OASPL* の計測値も変わるという問題である。そこで、本研究では、一つ目と二つ目の問題の解決のために相関長の推定(3.1節と3.2節)を、三つ目の問題の解決のために環境光補正(3.3節)を行った。本章では、これらの問題の原因について考察し、解決のために行った実験および解析方法について説明する。

3.1. 相関長の理論的推定

マイクロホンは振動膜の面積が比較的小さいため、ある一点の音圧を定量的に計測することができるが、レーザ計測は計測部(音波に暴露されるレーザ光の光路)が比較的に長いので、一点を計測することができず、光路中に存在する全ての密度勾配の積算値に比例する音圧しか計測できないという問題が存在する。したがって、音波の影響によりレーザ光が有効に屈折する領域の長さ d を求め、レーザ計測した音圧を d で除することで、一点の音圧に換算する必要がある。この d は、図6のように、逆位相の波面同士の影響によりレーザ光の屈折が打ち消さ

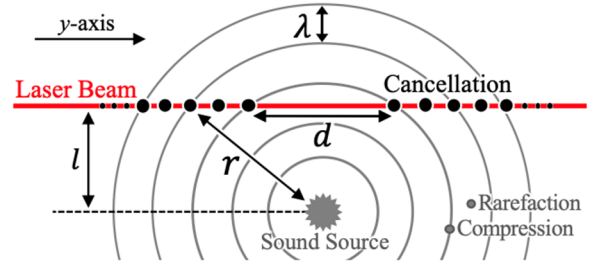


図6 相関長 d に影響を与えるパラメータ

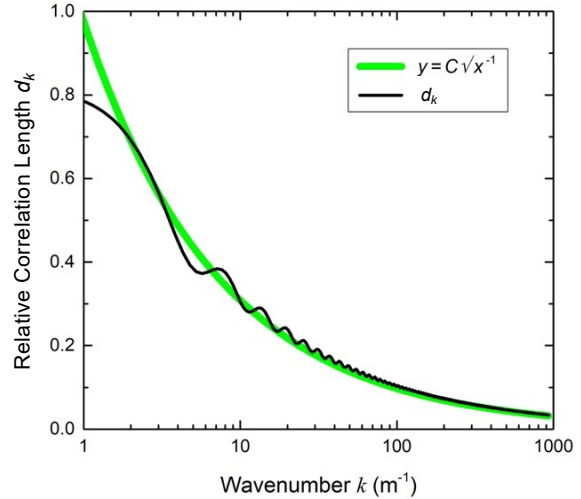


図7 波数の変化による相関長の変化

れて残った領域(打ち消されない領域)の長さであり、本研究ではこれを相関長 d と呼ぶ。本節では、数値解析的に相関長 d を推定し、相関長に影響を与えるパラメータと相関長の間係数を求める。

まず、相関長の数値解析的な算出方法について説明する。ジェット軸上の点音源から伝播される音波の円弧半径を r とすると、一次元の音波の密度の変化量 $\rho(r, t)$ は下式のように表すことができる。ここで、 $\hat{\rho}$ は密度振幅、 k は波数である。

$$\rho(r, t) = \hat{\rho} \exp\{i(kr - \omega t)\} \quad (19)$$

上式の勾配を y 方向(レーザ光の光路方向)に積分することで、下式のようにレーザ光に加えらる位相変化の総和が得られる¹⁶⁾。

$$kd \propto \left| \int_{-1.2}^{1.2} \frac{\partial}{\partial l} \exp\left(ik\sqrt{l^2 + y^2}\right) dy \right| \quad (20)$$

ここで、上式の $\sqrt{l^2 + y^2}$ は、三平方の定理を用いて式(19)の円弧半径 r を $r = \sqrt{l^2 + y^2}$ のように表したものである(図6)。 l は音源から計測部まで

の距離である。また、本研究における測定部(音波に暴露されるレーザー光の光路)の長さは、図2のようにレンズから PSD までの距離(4.4+1.2=5.6 [m])であるが、音源から距離が離れると密度振幅が段々弱くなり音圧も段々小さくなることを考慮し、有効な計測部は計測点を基準とした対称である(1.2+1.2=2.4 [m])と仮定し、-1.2 [m]から1.2 [m]までの区間の積分を行った。

式(20)には、音源からレーザー光の計測点までの距離 l と波数 k の二つの変数が存在する。そのため、相関長 d を推定するために、 l および k の変化に伴う d の変化について考察する必要がある。そこで、 l と k の一方を一定とした上で式(20)の計算を行うことで、 l および k と、相関長 d との関係を求める。

3.1.1. 相関長の周波数依存特性の理論的推定

まず、式(20)に $l = 1$ [m] を代入し、変数を k だけにした場合の相関長 d を d_k とする。 d_k に k ($\propto f \propto \lambda^{-1}$) のスイープ信号を入れることで、相関長の周波数依存性を数値解析的に算出したグラフが図7の黒線である。図7の緑線は、黒線のカーブフィッティングであり、その近似式は下記の比例関係が成立する。

$$d_k \propto \frac{1}{\sqrt{k}} \quad (21)$$

ここで、上式のように、相関長が \sqrt{k}^{-1} と比例関係を持つ理由について説明する。PSD で捉えるレーザー光の屈折角 θ は、光路中に存在する全ての密度勾配を積算した値に比例する。そのため、レーザー光の光路上に同心円状の複数の波面が存在する場合、図6のように、逆位相の波面同士の影響によりレーザー光の屈折が打ち消される現象が生じる。したがって、波長 λ が短くなるに連れ、計測部に存在する同心円状の波面の数が増え、打ち消される屈折量も段々増えるため、相関長 d も短くなる。したがって、図8のように、音源から同じ距離で計測しても、波長が短

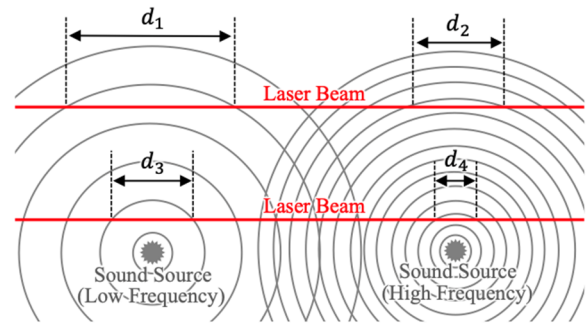


図8 音源からの距離 l の相関長 d_n ($n=1, 2, 3, 4$) への影響($d_1 > d_3$ および、 $d_2 > d_4$)と、周波数 f の高低の相関長への影響($d_1 > d_2$ および、 $d_3 > d_4$)の例

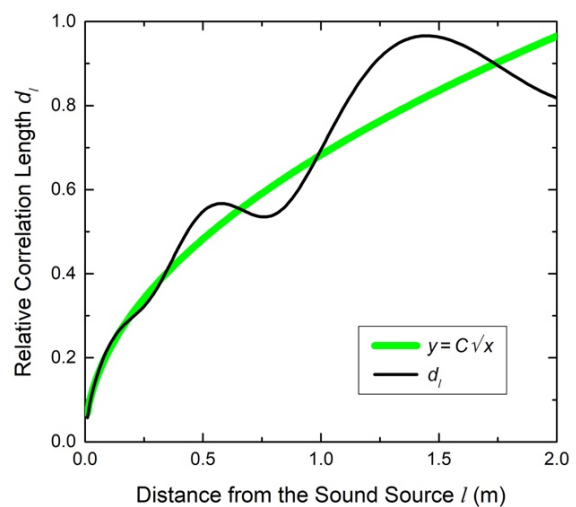


図9 音源からの距離の変化による相関長の変化

い方が短い相関長 d を持つ ($d_1 > d_2$ および、 $d_3 > d_4$)。そのため、相関長は式(21)のような関係が成り立つと考えられる。

3.1.2. 相関長の距離依存特性の理論的推定

次に、式(20)の k ($= 2\pi f/c$) に $f = 1$ [kHz] を代入し、変数を l だけにした場合の相関長 d を d_l とする。 d_l に l のスイープ信号を入れることで、相関長の距離依存性を数値解析的に算出したグラフが図9の黒線である。また、図9の緑線は黒線のカーブフィッティングであり、その近似式は下記のような比例関係が成り立つ。

$$d_l \propto \sqrt{l} \quad (22)$$

ここで、上式のように、相関長が \sqrt{l} と比例関係を持つ理由について説明する。本研究では、音波は円状であると仮定しているため、音源から段々

離れると、音波の波面も段々発達する。よって、図6のように、音源からレーザー光の計測点までの距離 l の増加に伴い、レーザー光の屈折に関与する領域の長さ d も長くなる。したがって、図8のように、同じ周波数を計測しても、音源からの距離が短い方が短い相関長 d を持つ ($d_1 > d_3$ および、 $d_2 > d_4$)。そのため、相関長は式(22)のような比例関係が成り立つと考えられる。

3.2. 相関長の実験的推定

相関長 d が \sqrt{l} および $\sqrt{k^{-1}}$ と比例関係を持つことは数値解析的に確認できたが、数値計算上では測定部の長さが厳密に定められるため、図7と図9の黒線のように周期的な振動成分が重畳する現象が生じる。そのため、黒線の近似によって得られたこの比例関係の正しさを再度検証する必要がある。そこで、本節では、数値解析的に求めた相関長の比例関係を実験的に検証し、その比例関係の比例係数を求めることで、相関長の推定値を算出する。

3.2.1. 相関長の周波数依存特性の実験的推定

数値解析的に求めた近似式である式(21)を実験的に検証するために行った実験について説明する。実験として、マイクロホンを用いてレーザー計測と同一の計測点で音圧の周波数特性を計測し、レーザー計測で得られた音圧の周波数特性と相互比較を行った。まず、同一の計測座標で、レーザー光で計測した SPL とマイクロホンで計測した SPL との差分を SPL_{diff} と置く。レーザー計測とマイクロホンの SPL 算出式における違いは、式(18)の有無のみであるため、式(2)と式(5)から、下記の関係を導き出すことができる。

$$SPL_{diff} = 10 \log_{10} d^2 \quad (23)$$

本実験は計算上の便宜のため、鋭いピークの無い適正膨張噴流から生じるマッハ波(図3)を対象に行った。計測座標は $(x/D, z/D) = (12.5, 2), (14.3, 3)$,

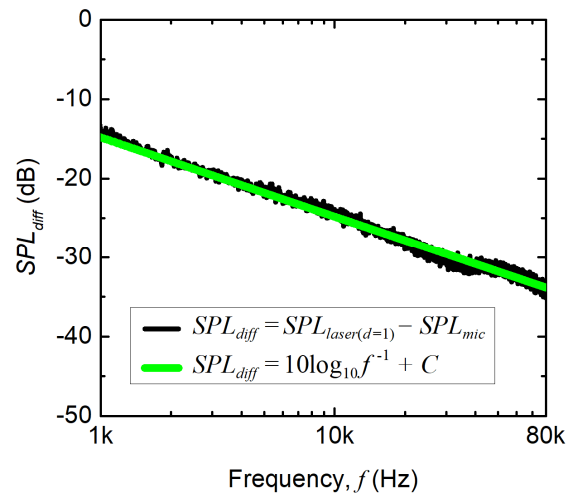


図10 レーザ計測とマイクの周波数特性の差

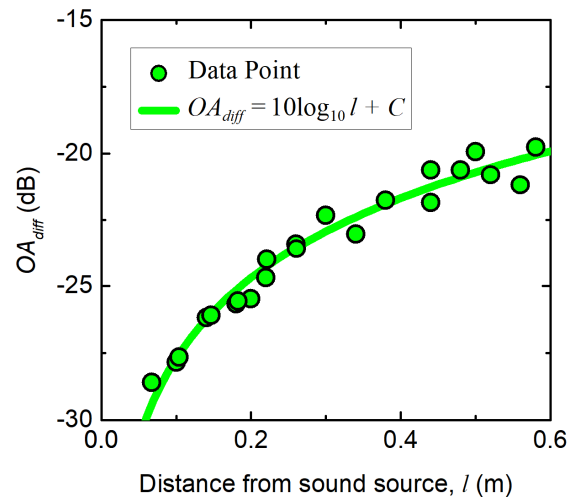


図11 音源からの距離の変化による OA_{diff} の変化

(16, 4), (19.5, 6), (23, 8)であった。この5つの計測座標に対し、 SPL_{diff} の周波数特性を求め、全ての平均を出してプロットしたグラフが図10の黒線である。この黒線の近似曲線が図10の緑線であり、この緑線は下記の関係式で表すことができる。以下の式の C_n ($n = 1, 2$) は、 d の中に含まれている任意定数であり、カーブフィッティングをするために用いた。

$$SPL_{diff} = 10 \log_{10} \left(C_1 \frac{1}{\sqrt{f}} \right)^2 \quad (24)$$

したがって、式(23)と式(24)から SPL_{diff} を消去し、整理することで、 d に対する比例関係を求めることができる。ここで、 $k (= 2\pi f/c)$ は波数である。

$$d \propto \frac{1}{\sqrt{f}} \propto \frac{1}{\sqrt{k}} \quad (25)$$

結果的に、理論的に求めた式(21)の比例関係は、上式のように実験的にも成立することが確認できた。

3.2.2. 相関長の距離依存特性の実験的推定

次に、数値解析的に求めた式(22)を実験的に検証するために行った実験について説明する。実験として、距離 l を変えながらマイクロホンを用いてレーザ計測と同一の計測座標の音圧を計測し、相互比較を行った。音源はジェット軸上に存在し、点音源であると仮定すると、音源からレーザ光の計測点までの距離 l は、下記のように表すことができる。

$$l = \frac{z}{\sin\left(\frac{\varphi}{180}\pi\right)} \quad (26)$$

同一の計測座標で、レーザ光で計測した $OASPL$ とマイクロホンで計測した $OASPL$ との差分を OA_{diff} と置くと、式(23)と式(6)から、下記のような関係を求めることができる。

$$OA_{diff} = 10 \log_{10} d^2 \quad (27)$$

本実験は計算上の便宜のため、ジェットと垂直な方向 ($\varphi \approx 90^\circ$) に伝播する音波であるスクリーチトーン(図4)を対象とした(すなわち、 $l \approx z$)。計測座標は過膨張噴流から生じるスクリーチトーンが卓越した領域 (x/D は 7 と 8、 z/D は 3 から 29 までの領域) の 20 箇所であった。音源からの距離 $l (\approx z)$ の相対的变化を横軸にし、スクリーチトーンにおける OA_{diff} の計測値をプロットした結果が図11のデータ点であり、図11の緑線は、データ点のカーブフィッティングであり、この緑線は下記の関係式で表すことができる。

$$OA_{diff} = 10 \log_{10} (C_2 \sqrt{l})^2 \quad (28)$$

したがって、式(27)と式(28)から OA_{diff} を消去し、整理すると、下記のプロportion関係が得られる。

$$d \propto \sqrt{l} \quad (29)$$

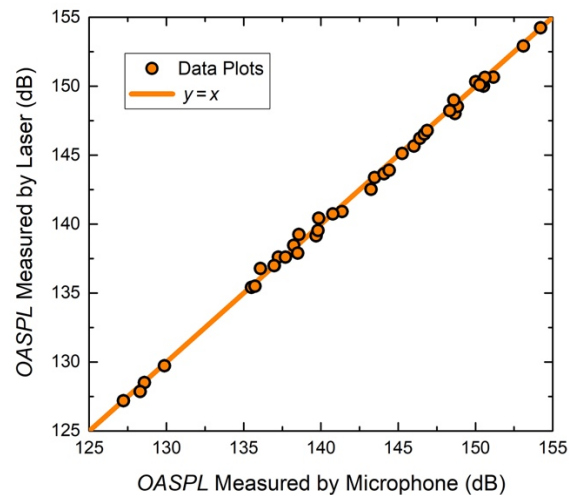


図12 本稿で提案したレーザ計測手法で求めた $OASPL$ とマイク計測で求めた $OASPL$ の比較

結果的に、理論的に求めた式(22)の比例関係は、上式のように実験的にも成立することが確認できた。

3.2.3. 相関長の算出

式(21)と式(22)で、相関長 d は \sqrt{l} および \sqrt{k}^{-1} と比例関係を持つことが数値解析的に導出され、式(25)と式(29)で実験的にもその妥当性が確認できた。よって、以下のような比例関係が得られる。

$$d \propto \frac{\sqrt{l}}{\sqrt{k}} = \frac{\sqrt{l}}{\sqrt{2\pi f/c}} \propto \sqrt{\frac{lc}{f}} \quad (30)$$

上式は比例関係であるので、レーザ計測で求めた $OASPL$ と、それと同一の計測座標でマイクロホンを用いて計測した $OASPL$ を相互比較することで比例定数 a の値を求める必要がある。ここで、相互比較に用いた $OASPL$ の計測座標は、過膨張噴流 (x/D は 7 から 11、 z/D は 3 から 29 までの領域、図4右) および適正膨張噴流 (x/D は 6 から 25、 z/D は 2 から 9 までの領域、図3) から生じる空力騒音を計測した任意の 40 箇所であった。40 個のデータを図12のようにプロットし、そのデータ点の直線近似が $y = x$ となる比例定数 a の値を求めた。その結果、次のように、比例定数 $a = 0.785$ という値を得た。なお、 l には式(26)を代入した。

$$d = a \sqrt{\frac{lc}{f}} = 0.785 \sqrt{\frac{cz}{f \sin\left(\frac{\varphi}{180}\pi\right)}} \quad (31)$$

この比例定数を適用した d を用いて音圧を変換した結果、同一の計測座標で計測したマイクロホンとレーザ計測の $OASPL$ の差は、図 12 のように全ての計測データにおいて ± 0.7 [dB] 以内に抑えられていることが確認できた。

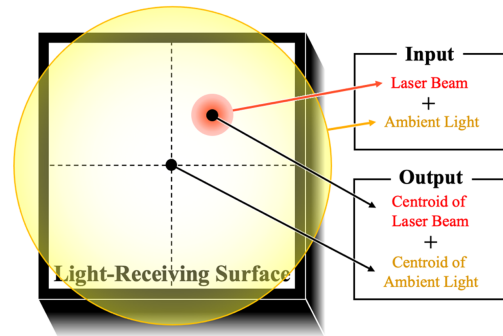


図 13 PSD の入射光と出力座標

3.3. 環境光の影響の補正

本節では、レーザ計測で求めた $OASPL$ の計測値が周辺照明（環境光）の変化によって変わるとい問題の原因について考察し、解決策の提示と共に、解決のために行った実験および解析について説明する。

PSD は受光面上に入射する全ての光の重心位置を求める装置である。そのため、レーザー光と共に蛍光灯等の環境光が受光面上に入射する場合、環境光も重心位置の算出に用いられるので、計測誤差の原因となる。ここで、環境光は受光面の全領域に均一な分布で入射されると仮定すると、環境光の重心位置はいつも受光面の中心である。したがって、光の重心位置は、図 13 のように受光面の中心（環境光の重心）とレーザー光の入射座標を合算した位置となるため、入射するレーザー光の強度と環境光の強度の比により、重心位置の変位 $s(t)$ が縮小する。そこで、環境光の影響を定量的に評価するため、下記のような実験を行った。まず、図 14 のように、環境光の照度を計測できるパワーメータ (LP1, Sanwa Electric Instrument) と LED 照明を既存の光学系セットアップ (図 2) に追加した。また、環境光の照度を変えることで波長 $\lambda = 633$ [nm] の環境光における放射束 Φ を 0, 25, 50, 75 [μ W] に調整しながら、レーザ計測を行った。計測座標および計測対象は、 $(x/D, z/D) = (0, 5)$, $(3, 3)$, $(7, 7)$ の過膨張噴流から生じる空力騒音および、 $(x/D, z/D) = (14, 4)$ の適正膨張噴流から生じる空力騒音であった。この 4 つの計測座標において、放射束 Φ の変化に伴う $OASPL$ の変化の平

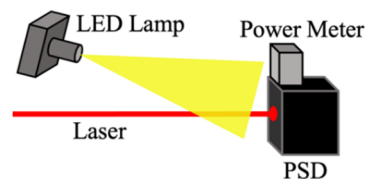


図 14 環境光を追加した光学系セットアップ

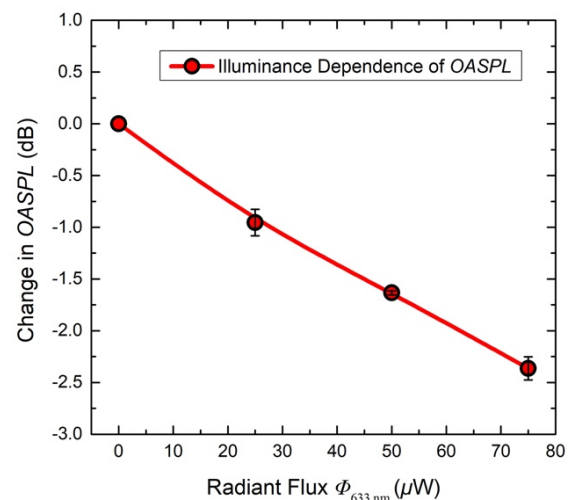


図 15 放射束の変化に伴う $OASPL$ の変化

均を出し、 $(\Phi, OASPL) = (0, 0)$ を基準としてプロットした結果が図 15 である。図 15 のグラフの勾配は約 0.032 であり、この値を用いることで下記のように環境光補正項 C_{AL} [dB] を求めた。

$$C_{AL} = 0.032 \cdot \Phi \quad (32)$$

本研究では、この環境光補正項を採用し、式(5)に導入した。

4. マイクロホン計測結果との比較

本提案手法で求めたジェット騒音の周波数特性および $OASPL$ の計測結果について述べる。図 16 は、本提案手法で求めた音圧の周波数特性である。図 16 の (a), (c), (e), (g) は適正膨張噴流から

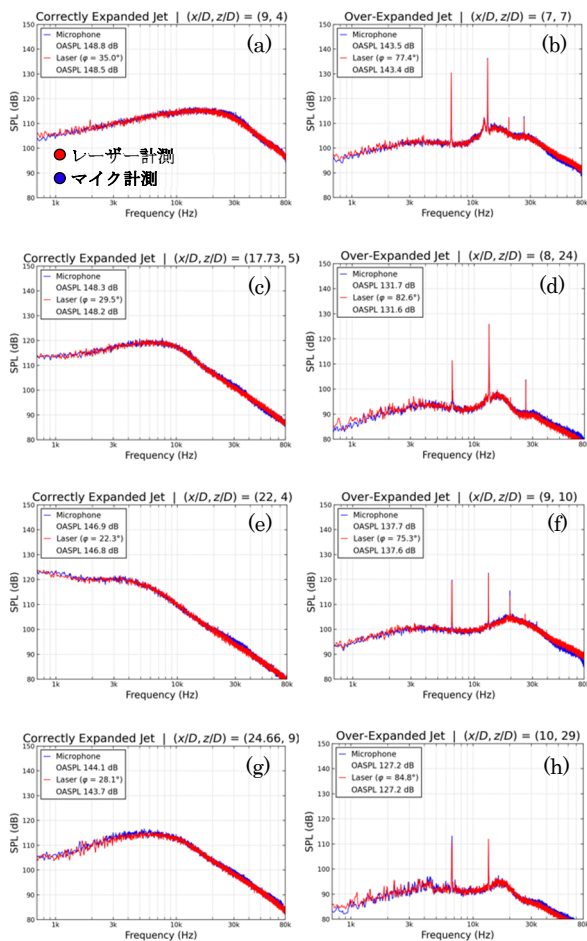


図 16 本提案手法で求めた適正膨張噴流(左)および過膨張噴流(右)の空力騒音の周波数特性

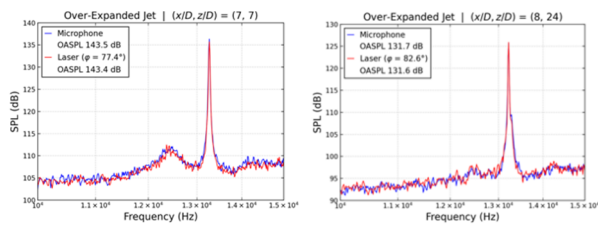


図 17 本提案手法で求めたスクリーチトーンの周波数特性(図 16 の(b)と(d)の拡大図)

生じる空力音響現象(図 3)の周波数特性であり、図 16 の(b), (d), (f), (h)は過膨張噴流から生じる空力音響現象(図 4 右)の周波数特性である。図 16 の(a), (c), (e), (g)を見ると、適正膨張噴流から生じる広帯域なピーク周波数を定量的に計測していることが確認される。図 16 の(b), (d), (f), (h)においても、過膨張噴流から生じるスクリーチトーン(図 4)の鋭いピーク周波数の位置を定量的に計

測していることが確認される。また、図 16 の(a)-(h)から、全体的な周波数特性の形および、*OASPL* を定量的に計測していることも確認できる。

図 17 は、スクリーチトーンを拡大した図である。図 17 を見ると、過膨張噴流から生じるスクリーチトーンの鋭いピーク周波数を正確に計測していることが確認される。また、同一の計測座標においてレーザー計測とマイクロホンを用いて計測したスクリーチトーンのピーク周波数の音圧の差は、全ての計測データにおいて ± 4 [dB] 以内に抑えられていることが確認できた。一方、周波数特性の全領域における *OASPL* の差は、図 12 のように、全ての計測データにおいて ± 0.7 [dB] 以内に抑えられていることが確認できた。

5. 結論

本研究では、従来のレーザー計測法では音圧の定量的な評価ができていない要因について推察し、各要因について以下のような検討を行うことにより、レーザー計測結果を音圧に換算する方法を構築した。

- 密度の勾配を積分して得られた近似式を用いて、相関長の周波数依存特性および距離依存特性を数値解析的に推定し、その特性を実験的に確認した。その上で、両者を結ぶ比例定数を実験的に求めることで、相関長の算出方法を得た。
- 環境光によってレーザー光の重心位置算出に誤差が生じる現象に対し、実験により補正項を求めることで補正を行った。

以上の結果、レーザー計測で、超音速ジェットから生じる空力騒音の周波数特性および *OASPL* を定量的に評価ができることが確認できた。

記号

- a 比例定数
- c 空気中の音速
- C_{AL} 環境光補正項
- C_n 任意定数 ($n = 1, 2$)

d	相関長
d_k	$l = 1$ [m]の場合の相関長
d_l	$f = 1$ [kHz]の場合の相関長
D	ノズル出口直径
f	周波数
f_s	サンプリングレート
i	虚数単位
k	波数
K	Gladstone-Dale 定数
l	音源から計測点までの距離
L	計測点から受光面までの距離
M	マッハ数
\bar{M}	空気の平均分子量
n	空気の光学屈折率
n_0	真空の光学屈折率
N	ブロック数
NPR	ノズル圧力比
$OASPL$	全音圧レベル
OA_{diff}	レーザ計測とマイク計測の $OASPL$ 差分
p	圧力(音圧)
p_{ref}	基準音圧
P_0	大気圧
P	圧力 p のフーリエ変換
\bar{P}	圧力信号の実効値
r	円状の音波の円弧半径
R	気体定数
s	受光面上のレーザー光の変位
S	変位 s のフーリエ変換
SPL	音圧レベル
SPL_{diff}	レーザ計測とマイク計測の SPL 差分
t	時間
T	気温
w	ハニング窓関数
W	ハニング窓関数の補正項
x	ジェットの進行方向
y	レーザー光の進行方向
z	ジェットからレーザー光への垂直方向
X, Z	受光面上の光の重心位置座標

α, β	整数 ($= 0, \dots, N - 1$)
γ	比熱比
ε	比誘電率
θ	レーザー光の屈折角
λ	波長
ρ	空気の密度
$\hat{\rho}$	密度の振幅
φ	レーザー光の屈折方向への角度
Φ	放射束
ω	角周波数

参考文献

- (1) Wall, A. T., Gee, K. L., Morris, P. J., Colonius, T., and Lowe, K. T. "Introduction to the Special Issue on Supersonic Jet Noise." *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 151, No. 2, 2022, pp. 806–816.
- (2) Lubert, C. P., Gee, K. L., and Tsutsumi, S. "Supersonic Jet Noise from Launch Vehicles: 50 Years since NASA SP-8072." *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 151, No. 2, 2022, pp. 752–791.
- (3) Tam, C. K. W. "Supersonic Jet Noise." *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 27, 1995, pp. 17–43.
- (4) Fukatsu, K., Akamine, M., Okamoto, K., and Teramoto, S. "Laser Optical Measurement of Acoustic Phenomena of a Supersonic Jet Using 2-D Position Sensitive Detector." *Asian Joint Conference on Propulsion and Power 2018*, Xiamen, China, AJCPP2018-158, Mar. 2018.
- (5) 岸 映裕. "レーザー光と二次元位置検出素子を用いた音響計測手法に関する研究." 東京大学修士論文, 2019.
- (6) Yamamura, A., Okamoto, K., Teramoto, S., and Akamine, M. "Optical Measurement of Supersonic Jet Noise Using Laser and 2-D Position Sensitive Detector." *Asian Joint Conference on Propulsion and Power 2021*, Jeju, Republic of Korea, 4B2-2, Mar. 2021.
- (7) Takemura, M., Okamoto, K., and Teramoto, S. "Visualization and Acoustic-Triggered Conditional Sampling Analysis of Acoustic Phenomena with Screech-Tone of an over-

- Expanded Supersonic Jet.” *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 146, No. 4, 2019, p. 3041.
- (8) Sekiguchi, Y., Okamoto, K., and Teramoto, S. “Visualization of Acoustic Phenomena of Imperfectly Expanded Supersonic Jets Using Acoustic-Triggered Conditional Sampling Analysis.” *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 144, No. 3, 2018, p. 1705.
- (9) Suzuki, K., Imamura, O., Utsumi, M., Okamoto, K., Okunuki, T., Tsue, M., Teramoto, S., Nakaya, S., Yamaguchi, K., and Watanabe, Y. “Hypersonic and High-Enthalpy Wind Tunnel in Kashiwa Campus, the University of Tokyo.” *The Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 63, No. 7, 2015, pp. 223–229.
- (10) Akamine, M., Nakanishi, Y., Okamoto, K., Teramoto, S., Okunuki, T., and Tsutsumi, S. “Acoustic Phenomena from Correctly Expanded Supersonic Jet Impinging on Inclined Plate.” *AIAA Journal*, Vol. 53, No. 7, 2015, pp. 2061–2067.
- (11) 赤嶺 政仁. “音響トリガ条件付抽出法を用いた超音速衝突噴流の音響波発生機構に関する研究.” 東京大学博士論文, 2017.
- (12) Ikeda, Y., Goto, M., Okamoto, N., Takizawa, T., Oikawa, Y., and Yamasaki, Y. “A Measurement of Reproducible Sound Field with Laser Computed Tomography.” *Acoustical Society of Japan*, Vol. 62, No. 7, 2006, pp. 491–499.
- (13) Nakamura, K., Hirayama, M., and Ueha, S. “Measurements of Air-Borne Ultrasound by Detecting the Modulation in Optical Refractive Index of Air.” *2002 IEEE Ultrasonics Symposium*, Munich, Germany, 3G-6, Oct. 2002, pp. 609–612.
- (14) Choi, P.-K. “Broadband Ultrasonic Absorption Measurements Using Optical Beam Deflection.” *Journal of the Acoustical Society of Japan (E)*, Vol. 13, No. 4, 1992, pp. 209–213.
- (15) Tam, A. C., and Leung, W. P. “Optical Generation and Detection of Acoustic Pulse Profiles in Gases for Novel Ultrasonic Absorption Spectroscopy.” *Physical Review Letters*, Vol. 53, No. 6, 1984, pp. 560–563.
- (16) Gokan, M., Araki, M., González, J. C., Kojima, T., and Taguchi, H. “Development of 1MHz Class High Frequency Optical Microphone and Its Application to Jet Noise Reduction Device Performance Investigation.” *Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 70, No. 1, 2022, pp. 7–13.