

半導体レーザーの自己結合効果を利用した
レーザーマイクロホンに関する研究

令和2年3月

水嶋 大輔

A Thesis for the Degree of Ph.D. in Engineering

STUDY ON LASER MICROPHONE
APPLYING SELF-COUPPLING
EFFECT OF SEMICONDUCTOR
LASER

March 2020

Graduate School of Engineering
Aichi Institute of Technology

MIZUSHIMA, Daisuke

目次

第1章 序論.....	1
1.1 本研究の背景.....	1
1.2 本研究の目的.....	7
1.3 本論文の内容.....	8
第2章 検出原理.....	13
2.1 自己結合効果.....	13
2.2 レーザーマイクロホンの音波検出原理.....	26
2.3 レーザーマイクロホンの雑音.....	30
2.4 高周波帯域における感度低下の原理.....	33
2.5 レーザーマイクロホンの高周波特性を決定する要因.....	35
第3章 半導体レーザーの選定.....	40
3.1 各種半導体レーザーの構造と特徴.....	40
3.2 実験装置.....	49
3.3 音源の特性.....	54
3.4 半導体レーザーの特性.....	60
3.5 異なる半導体レーザーを用いて作製したレーザーマイクロホンの特性比較.....	67
第4章 レーザーマイクロホンの特性.....	75
4.1 反射板の反射率に対する出力電圧特性.....	75
4.2 レーザーパワーに対する出力電圧特性.....	77
4.3 入射音圧に対する出力電圧特性.....	78
4.4 外部共振器長に対する出力電圧特性.....	79
4.5 周波数特性.....	80
4.6 指向性.....	82
第5章 レーザーマイクロホンの高感度化.....	86
5.1 集音器を使用したレーザーマイクロホンの感度向上.....	86
5.2 直角プリズムによるレーザーマイクロホンの感度向上.....	97
第6章 多重反射型センサを用いたレーザーマイクロホンの高分解能化.....	107
6.1 多重反射型レーザーマイクロホンの構造.....	107
6.2 多重反射型レーザーマイクロホンの動作モデル.....	109
6.3 実験装置.....	111
6.4 多重反射型レーザーマイクロホンの音波検出特性.....	115
6.5 多重反射型レーザーマイクロホンによる球面波検出.....	122

第7章 総括.....	127
7.1 本論文のまとめ.....	127
7.2 今後の展望.....	129
謝辞.....	131
外部発表リスト	132

第 1 章 序論

1.1 本研究の背景

音波は至る所に存在し、我々人間に恩恵を与えている。情報伝達や相互理解のための手段である会話、聴く者の心に感銘を与える音楽などの形で、人間は古くから音波を利用してきた。やがて音波を検出し、伝達・蓄積できる形に変換するという要求が生じた。この要求を満たすために発明されたのが電話や蓄音機、そしてマイクロホンである。マイクロホンは、空気の振動である音波を振動膜で検出、電気信号に変換する機器である。最初にマイクロホンを開発したのは、J. P. Reis である。Reis は 1860 年、音声通信のためのマイクロホンを作製した。振動膜はソーセージの皮によって作られ、金属の細線によって振動を電気信号に変換した。このマイクロホンは感度が低く、音声の母音の差異しか聞き分けられないものであった⁽¹⁾。

実用的な初めてのマイクロホンを発明したのは、T. A. Edison である。Edison は 1886 年に電話の送話器として炭素型マイクロホンを開発した。炭素型マイクロホンの概略図を Fig. 1.1 に示す。

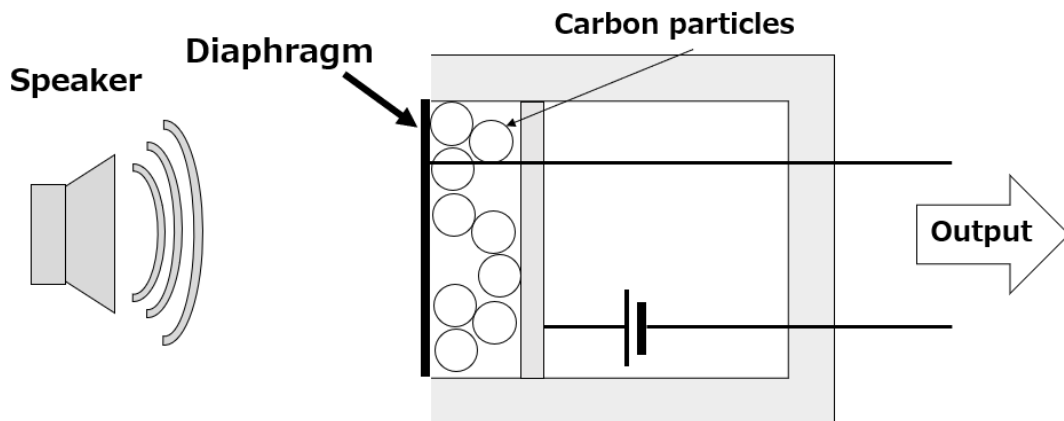


Fig. 1.1 Schematic diagram of carbon microphone

炭素型マイクロホンは片方の電極を振動膜とし、振動によって電極間の炭素粒が互いに押し付けられ、電極間の電気抵抗が変化する。その抵抗の変化を電気信号として取り出すものである。炭素型マイクロホンは感度が高く、20世紀初頭の電話通信や放送用マイクロホンとして広く利用された⁽¹⁾。

その後、コンデンサ型マイクロホンが1917年にベル研究所のE. C. Wenteによって発明された。コンデンサ型マイクロホンの概略図をFig. 1.2に示す。

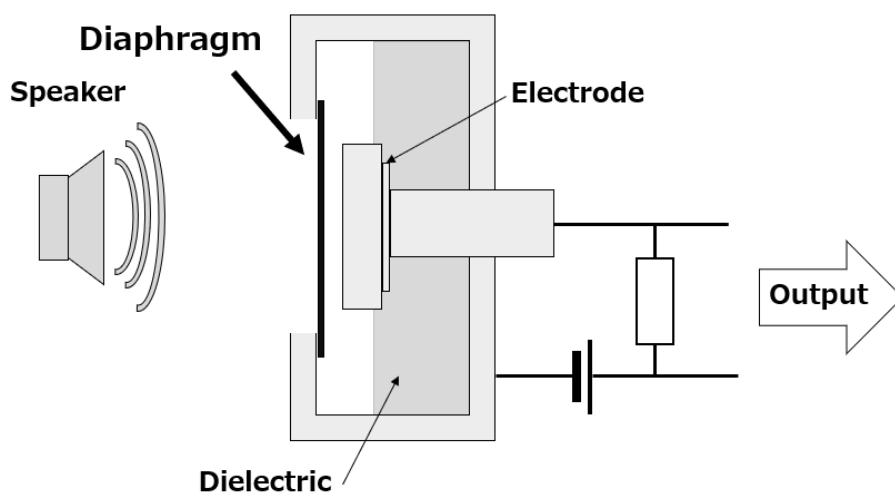


Fig. 1.2 Schematic diagram of condenser microphone

コンデンサ型マイクロホンはコンデンサを構成する電極対の一方を振動膜とし、そこに音波を入射することで、音波に合わせてコンデンサの容量が変化する。もう一方の固定極は絶縁体中を通り、外部回路に導かれる。外部回路は電極間にバイアス電圧を加え、音波による容量変化を電圧変化として取り出すことで、音波と同期した信号を得るというのが原理である。コンデンサ型は高感度で、広帯域の音波が検出できるが、振動膜の厚みが数十 μm 程度であり、高音圧や衝撃に弱いといった欠点がある^(2,3)。

また、電磁誘導の原理によって音声信号を得るダイナミック型マイクロホンは、上記のマイクロホンから遅れて、A. D. Blumleinが1930年に実用化した。ダイナミック型マイクロホンの概略図をFig. 1.3に示す。

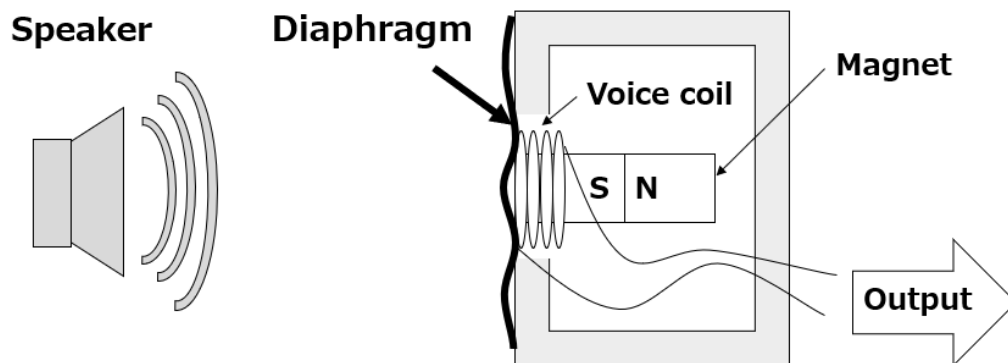


Fig. 1.3 Schematic diagram of dynamic microphone

ダイナミック型マイクロホンには振動膜にコイルが接続されており、磁石から発生する磁界中をコイルが運動することで、電磁誘導によって音波と同期した起電力を得るという原理で動作している。ダイナミック型は耐久性が高く、衝撃や温度変化に対して強いが、検出できる周波数特性が狭く、特に高周波帯域の音波検出は苦手としている。その特徴から、屋外での使用や、舞台音響などに利用されている。これらのマイクロホンは現在も研究が続けられており、振動膜の構造や制御方式等を検討することで、耐久性や特性の改良が続けられている⁽⁴⁾。しかし、振動膜を利用する従来のマイクロホンは、振動膜の厚みや面積、材質、制御方式等によって検出できる音圧や周波数範囲が制限される、電磁誘導や静電荷等を利用しているので強電磁界下等の環境では動作が不安定になるといった構造的問題を抱えている。

このような従来型マイクロホンの欠点を克服するため、光マイクロホンが開発された。光マイクロホンは光の屈折や干渉などを利用し、音波を光によって検出するものである。原型は1977年に Smeets によって、マッハ・ツェンダー干渉計を利用して開発され、超音波の検出に成功した⁽⁵⁾。その後、光マイクロホンは様々な原理のものが考案された。原理によって大別すると、マッハ・ツェンダー干渉計を利用するもの⁽⁵⁻⁷⁾、音波による剛体の微小振動を光学系で検出するもの⁽⁸⁾、音響光学素子を利用するもの⁽⁹⁾、音波による光の微小回折を利用するもの⁽¹⁰⁻¹²⁾、光ファイバを用いて離れた終端面の振動を検出するもの^(13,14)、そして微小な

光共振器をセンサヘッドとして、センサ内の音波による空気の屈折率変化を検出するものである^(15,16)。

マッハ・ツェンダー干渉計を利用するものは、**Smeets** が初の光マイクロホンに利用したように、干渉計の信号光に音波を入射し、参照光との光路差から音波を検出する。その後も開発が続けられ、1997年には**Chinnery**らによって、シリンダ内の二次元音場の可視化に成功し⁽⁶⁾、近年では石川らによって、ガス流と音場の同時可視化に成功している⁽⁷⁾。しかし、この方式では高価で大型な干渉計が必要であるという難点がある。

次に、振動膜の微小振動を光学系で検出するものは、干渉計の可動鏡を振動膜に置き換えたものと同様である。この方式の光マイクロホンは振動膜を使用しているため、振動膜の振動を検出する従来のマイクロホンと同様に周波数帯域や音圧の制限が存在する。この原理を用いるものでは、池田らが2006年にレーザードップラ流速計(Laser Doppler Velocimeter 以下 LDV)を用いて、剛体に照射した音波の可視化に成功している⁽⁸⁾。音響光学素子に超音波を入射すると、光に対する回折格子として作用する。この回折光の強度や回折角を検出することで音波を検出する。音響光学素子を利用する光マイクロホンは、1982年に**Choi**らによって報告された⁽⁹⁾。この原理では干渉計を用いず、1本のレーザー光での音波検出が可能であるが、音響信号の振幅が非常に小さいので、音響信号の検出にはロックインアンプが欠かせない。

田中らは2002年に音響光学効果によってレーザー光をわずかに回折させ、その回折光を検出することで音波を検出する光波マイクロホンを報告している⁽¹⁰⁾。光波マイクロホンでは、音響光学素子の代わりに音波による空気の疎密の変化が回折格子として働く、ラマン・ナス回折によってレーザー光が回折される。回折光をフォトダイオードで検出し、その強度や回折量から音波の周波数や音圧を得る。光波マイクロホンの特徴は、原理上回折信号の強度が周波数に比例するため、1 kHz 以下の低周波音の検出が難しいことと、レーザー光軸に対して水平方向、垂直方向共に指向性が双指向性となることである。これまでに検出可能周波数 300 Hz ~ 約 240 kHz、最低検出音圧は 60 dB ~ 70 dB と述べられ、2012

年には、ジェット気流内の音波が検出可能であると報告されている⁽¹¹⁾。しかし、この方式は4つのレンズを使用する4焦点光学系であり、焦点距離の調整に μm オーダの精密さを必要とする。

光ファイバを利用するものは、1998年にFürstenauらによって1 km離れた地点の音波を検出したという実験結果が報告された⁽¹⁴⁾。しかし、この方式は光ファイバの終端面に振動膜を利用しており、振動膜に起因する問題は解決できない。微小な光共振器をセンサヘッドとするものは、センサ内の空間に音波を入射し、音波による空気の屈折率変化を検出するため、原理上周波数特性が存在しない。2016年にはPreisserらによって、20 MHz オーダまでに渡る広帯域性が報告され⁽¹⁵⁾、2017年にはHaindlらによって、この光マイクロホンで生体組織の超音波透過像が得られたことが述べられている⁽¹⁶⁾。この方式は光の干渉を利用しており、単一光源から得られたレーザー光を信号光と参照光に分割するため、ビームスプリッタを使用している。

上記に述べたように、これまで研究されてきた光マイクロホンは、干渉計やLDVなどの高価な機器を利用するもの、光学系に精密な調整を必要とするものであった。特性面では振動膜を介在しているため、周波数帯域や音圧範囲の制約から脱しえないもの、振動膜を使用していないものの、原理上周波数特性が平坦でないものが大半を占めていた。これらの弱点を克服するべく、レーザー光を用いたレーザーマイクロホンに関する研究が行われた。レーザーマイクロホンは既に製品が市販されているが、半導体レーザー(以下 LD)の自己結合効果を用いたレーザーマイクロホンはその製品の光学系をさらに簡略化し、低コスト化したものである⁽¹⁷⁻²⁰⁾。Fig. 1.4 にレーザーマイクロホンの構成図を示す。レーザーマイクロホンは音波による空気の屈折率変化によって発生するレーザー光路長の微小変化を検出するマイクロホンである⁽¹⁷⁾。これにより音場との非接触検出が実現でき、検出できる周波数や音圧の範囲は、振動膜を利用するマイクロホンや回折を利用する光マイクロホンに比べてはるかに広い。レーザーマイクロホンが既存の光マイクロホンと最も異なる点は、LDの自己結合効果によって発生する活性層内部の光強度変化を、LD内のモニタ用フォトダイオード(以下 PD)

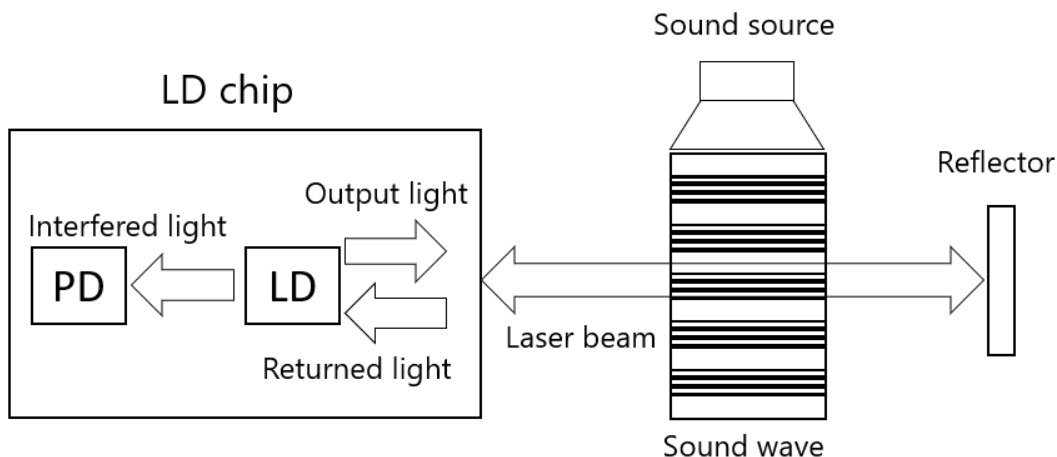


Fig. 1.4 Schematic diagram of laser microphone

で検出するため、測定装置の光学系を簡略化できる点である。具体的には、光源となる LD と、そこに内蔵された PD、ビーム整形用のレンズ 1 つ、そして反射板のみで光学系が構成できる。また、活性層内の媒質には光増幅作用があるため、反射板には特段高い反射率を必要とせず、粗面であっても良い。したがって、複雑な光軸調整を必要とせず、簡単かつ安価に構成できるのが、レーザーマイクロホンの最大の利点である。

この自己結合効果は 1963 年に King らによって距離計測に応用されて以来⁽²¹⁾、距離計測⁽²¹⁻²⁴⁾、速度計測^(25,26)、距離・速度同時計測^(27,28)、振動計測^(29,30)などに応用された。自己結合効果を利用した距離計は LD の駆動電流に交流電流による変調を加え、発振波長を能動的に変化させることで、発振波長が急激に変化するモードホップという現象を起こさせ、その周波数を測定することで距離を測定する。この手法は LD の発明によるレーザー光源の小型化によって発展し、近年では内蔵 PD を利用せず、自己結合効果発生時に生じる LD の端子間電圧の変化によって、距離信号を得る研究も行われている⁽²⁴⁾。この距離測定手法は、既存の距離測定手法である、三角測量法やタイム・オブ・フライト法と比較して安価な装置構成で測定が可能であることが利点である。

自己結合型速度測定装置も既存の LDV と比較して安価に構成できることが強みであり、距離測定の場合と装置構成が同様であることから、距離・速度同時測

定が可能である^(28,29)。これらの自己結合型距離・速度センサは、小型で低電力動作することからスマートフォンなどの測距アプリケーション、生産現場での部品形状測定や、産業用ロボットの距離測定の際に部品点数の削減に適している。また、自己結合効果を応用した振動測定は、通常の圧電素子などと比較して、小さな振幅の測定が可能である。2019年には Wang らによって、数十 nm オーダの振幅の検出に成功している⁽³⁰⁾。

レーザーマイクロホンは、これら自己結合効果を利用するセンサの更なる応用として考案された。自己結合効果を利用した距離・速度センサは LD の駆動電流に変調を加え、波長を変化させる必要があるのに対し、レーザーマイクロホンは一定値の駆動電流のみを供給し、空間の屈折率変化を検出する。自己結合効果を利用した距離・速度センサは LD の波長－電流特性が線形的で、モードホップフリーな LD を使用しなければならないのに対し、レーザーマイクロホンは注入電流の変化によるモードホップを考える必要がないため、高出力で PD を内蔵した分布帰還(Distributed Feed-Back 以下 DFB)型を使用でき、大きな信号を得られやすい。

これまでの研究結果から、レーザーマイクロホンで音波検出が可能であることが分かっていた。しかし、その特性は明らかにされておらず、出力信号に雑音成分が多く重畳しており、感度が実用上十分でなかった。そこで、本研究はレーザーマイクロホンの特性を実験的に明らかにすると共に、原理や実験結果に基づいてレーザーマイクロホンの特性向上の手法を検討するものである。

1.2 本研究の目的

前節で述べたように、レーザーマイクロホンは他の光マイクロホンにはない特徴を持っている。しかし、これまでその原理、特性が明らかにされていなかったのが実情である。本研究の第一の目的は、光の干渉や自己結合効果といった現象によって、レーザーマイクロホンの原理を説明し、レーザーマイクロホンの特

性について実験的に明らかにすることである。この実験によって明らかになった特性が、原理に基づいていることを確認し、高感度化、高空間分解能化といった特性向上の手法を検討する足掛かりにしたいと考える。

本研究の第二の目的は、レーザーマイクロホンの実用化を妨げる諸課題の解決手法を考案することである。レーザーマイクロホンは自己結合効果を利用することによって、非常に簡単な光学系を得た。しかし、同時に自己結合効果に起因する雑音によって、出力信号の信号対雑音比の低下という問題を抱えてしまった。本研究では、レーザーマイクロホンの高感度化を一つの課題とする。詳しくは後述するが、レーザーマイクロホンの信号の大きさは、屈折率の変化量とレーザービームの長さに比例する。そこで、広範囲の音波を光軸上に集め、等価的に音圧を高くすることで、大きな屈折率変化を起こす手法と、プリズムを用いて光路を折り曲げ、一定の空間内でレーザービームを長くするという二つの手法を考案した。この実験結果について述べ、二つの手法の特性比較を行う。また、本研究ではもう一つの解決すべき課題として、レーザーマイクロホンの高空間分解能化を挙げる。これまでのレーザーマイクロホンは、音波検出のために一定の光路長を必要としていた。これは、検出に十分な屈折率変化を得るためには、広範囲に一定音圧・位相の音波を入力しなければならない、ということを示しており、入力する音波は大きな広がりを持つ平面波であることを前提としていた。このことは換言すれば、空間分解能が低いと言える。そこで、高分解能と高感度を両立した新しいセンサ部の構造を提案し、音源が小さい場合や、音源と検出部の距離が近い場合に生ずる球面波を入射した実験の結果を述べる。

1.3 本論文の内容

本論文では、自己結合効果を利用したレーザーマイクロホンの特性を示すとともに、その欠点である感度と分解能を改善する手法について、実験結果とその考察を主体に報告する。

本論文は、全7章からなる。「第1章 序論」では、本研究の背景と研究の目的を示す。「第2章 検出原理」では、自己結合効果についての概論を述べたのち、レーザーマイクロホンの音波検出原理について示す。「第3章 半導体レーザーの選定」では、各種の半導体レーザーについて述べた後、レーザーマイクロホンに適した半導体レーザーの種類について示す。「第4章 レーザーマイクロホンの特性」では、レーザーマイクロホンの感度、信号対雑音比、周波数特性、指向性などの基本的な特性を示す。「第5章 レーザーマイクロホンの高感度化」では、レーザーマイクロホンの高感度化のため、集音器、直角プリズムを用いた2つの手法を示し、それぞれの実験結果とそれに基づく考察を示す。「第6章 多重反射型センサを用いたレーザーマイクロホンの高分解能化」では、レーザーマイクロホンの高分解能化のため、1対のミラーを用いた、新しいセンサ部の構造を示し、その実験結果について示す。「第7章 総括」では、これまでの研究成果の総括とともに今後の展望を示す。

参考文献

- (1) H. Robjohns : ” A brief history of microphones”, Microphone data book, Microphone data Ltd., (2010)
- (2) E. C. Wente : ” A Condenser Transmitter as a Uniformly Sensitive Instrument for the Absolute Measurement of Sound Intensity”, Phys. Rev., Vol.10, No.1, pp.39-63 (1917)
- (3) 利光平大 : ” 放送用超小型コンデンサマイクロホンの設計”, 日本音響学会誌 Vol. 29, No.5, pp.281-292 (1973)
- (4) 大賀寿郎 : ” マイクロホン小史”, 日本音響学会誌 Vol.64, No.11, pp.650-655 (2008)
- (5) G. Smeets: “Laser interference microphone for ultrasonics and nonlinear acoustics”, J. Acoust. Soc. Am., Vol.61, No.3, pp.872-875 (1977)
- (6) P. A. Chinnery, V. F. Humphrey, and C. Beckett: “The schlieren image of two-dimensional ultrasonic fields and cavity resonances”, J. Acoust. Soc. Am., Vol.101, No.1, pp.250-256 (1997)
- (7) K. Ishikawa, R. Tanigawa, K. Yatabe, Y. Oikawa, T. Onuma, and H. Niwa: “Simultaneous imaging of flow and sound using high-speed parallel phase-shifting interferometry”, Opt. lett., Vol.43, No.5, pp.991-994 (2018)
- (8) 池田雄介, 後藤亮, 岡本直毅, 滝澤俊和, 及川靖広, 山崎芳男 : ” レーザ CT を用いた再生音場の測定”, 日本音響学会誌 Vol.62, No.7, pp.491-499 (2006)
- (9) J. G. Choi, and G. J. Diebold: “Laser schlieren microphone for optoacoustic spectroscopy”, Appl. Opt., Vol.21, No.22, pp.4087-4091 (1982)
- (10) 田中啓一, 野上暁一, 園田義人 : ” レーザ光による可聴音波の計測”, 電気学会論文誌 E Vol.122, No.7, pp.362-368 (2002)
- (11) 光木文秋, 陶山翔大, 池上知顯, 中宮俊幸, 園田義人 : ” 光波マイクロホンによる沿面放電音の測定と解析”, レーザー研究 Vol.37, No.5, pp.379-383 (2011)

- (12) Y. Sonoda, and Y. Nakazono: “Development of optophone with no diaphragm and application to sound measurement in jet flow”, *Adv.Acoust. Vib.*, Vol.2012, No.1, pp.1-17 (2012)
- (13) C. Zhou, S. V. Letcher, and A. Shukla: “Fiber-optic microphone based on a combination of Fabry–Perot interferometry and intensity modulation”, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.98, No.2, pp.1042-1046 (1995)
- (14) N. Fürstenau, H. Horack, and W. Schmidt: “Extrinsic Fabry–Perot Interferometer Fiber-Optic Microphone”, *IEEE T. Instrum. Meas.*, Vol.47, No.1, pp.138-142 (1998)
- (15) S. Preisser, W. Rohringer, M. Liu, C. Kollmann, S. Zotter, B. Fischer, and W. Drexler: “All-optical highly sensitive akinetic sensor for ultrasound detection and photoacoustic imaging”, *Biomed. Opt. Express.*, Vol.7, No.10, pp.4171-4186 (2016)
- (16) R. Haindl, S. Preisser, M. Andreana, W. Rohringer, C. Sturtzel, M. Distel, Z. Chen, E. Rank, B. Fischer, W. Drexler, and M. Liu: “Dual modality reflection mode optical coherence and photoacoustic microscopy using an akinetic sensor”, *Opt. lett.*, Vol.42, No.21, pp.43.16-43.19 (2017)
- (17) 水嶋大輔, 吉松剛, 五島敬史郎, 津田紀生, 山田諄: “半導体レーザーの自己結合効果を利用したレーザーマイクロホンによる音波検出”, *電気学会論文誌 C*, Vol.136, No.7, pp.1021-1026 (2016)
- (18) 水嶋大輔, 吉松剛, 五島敬史郎, 山口剛, 津田紀生, 山田諄: “半導体レーザーの自己結合効果を利用したレーザーマイクロホンの超音波帯域特性”, *電気学会論文誌 C*, Vol.137, No.3, pp.484-489 (2017)
- (19) D. Mizushima, T. Yoshimatsu, T. Yamaguchi, M. Aoki, N. Tsuda, and J. Yamada: “Sensitivity Improvement of Laser Microphone Using Self-coupling Effect of Semiconductor Laser”, *IEEJ. Trans. EIS.*, Vol.138-E, No.1, pp.9-14 (2018)
- (20) D. Mizushima, K. Goshima, N. Tsuda, and J. Yamada: “Study on Sensitivity Characteristics of Laser Microphone Using Self-coupling Effect Depending on Oscillation Mode of Laser Diode”, *Rev. Laser. Eng.*, Vol.47, No.6, pp.3.17-324 (2019)

- (21) P. G. R. King and G. J. Steward: "Metrology with an optical maser", *New Sci.*, Vol.17, pp.180 (1963)
- (22) G. Beheim and K. Fritsch: "Range finding using frequency-modulated laser diode", *Appl. Opt.*, Vol.25, No.9, pp.1439-1442 (1986)
- (23) S. shinohara, H. Yoshida, H. Ikeda, K. Nishibe and M. Sumi: "Compact and High-Precision Range Finder with Wide Dynamic Range and Its Application", *IEEE T. Instrum. Meas.*, Vol.41, No.1, pp.40-44 (1992)
- (24) T. Yoshimatsu, N. Tsuda, and J. Yamada: "Signal Processing for Distance Measurement Using Laser Voltage Fluctuation Due to Self-Coupling Effect", *S&M*, Vol.29, No.9, pp.1315-1324 (2017)
- (25) M.J. Rudd: "A laser Doppler velocimeter employing the laser as a mixer-oscillator", *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, Vol.1, pp.723-726 (1968)
- (26) S. Shinoara, A. Mochizuki, H. Yoshida, and M. Sumi: "Laser Doppler velocimeter using the self-mixing effect of a semiconductor laser diode", *Appl. Opt.* 25, pp. 1417-1419 (1986)
- (27) A. Pruijboom, M. Schemmann, J. Hellmig, J. Schutte, H. Moench, and J. Pankert: "VCSEL-based miniature laser-Doppler interferometer", *Proc. SPIE*, Vol.6908, Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XII, pp.6908011-7 (2008)
- (28) H. Moench, M. Carpaij, P. Gerlach, S. Groneborn, R. gudde, J. Hellmig, J. Kolb and A. Lee: "VCSEL based sensors for distance and velocity", *Proc. SPIE*, Vol.9766, Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XX, pp.97660A1-7 (2016)
- (29) 名和靖彦, 津田紀生, 山田諄: "自己結合効果を用いた微小振動の自動測定", *電気学会論文誌 C* Vol.129, No.12, pp.2115-2120 (2009)
- (30) X. Wang, X. Song, R. Tan, P. Chen, B. Gao: "Micro-vibration measurement based on current modulation and secondary feedback self-mixing interference technology", *Optical Review*, Vol.26, No.2, pp.241-246 (2019)

第 2 章 検出原理

本章では、自己結合効果について概論を述べたのち、レーザーマイクロホンの音波検出原理について示す。

2.1 自己結合効果

自己結合効果は、レーザー光源から出射されたレーザー光が、光源のレーザー媒質内部に帰還することで生じる光出力の変動である。小型なレーザー光源として従来主流であったヘリウムネオン(He-Ne)レーザーなどの気体レーザーでは、光共振器の反射率が非常に高いため戻り光が十分に帰還せず、例外を除いて発生しない。1962年にHallらによって、GaAs半導体からのレーザー発振が確認されLDが発明されると⁽¹⁾、この時からLDからの出射光の一部を活性層内に帰還させると、光強度がわずかに変化することが知られていた。LDは活性層における光利得が高いことと、光共振器に半導体結晶のへき開面を使用するため外部から帰還した光の透過率が高いことから、自己結合効果による光出力の変動が顕著に観測できたのである。その後、1980年にはLangらによってレート方程式に基づき、この効果の理論的モデル(Lang-Kobayashiモデル)が述べられた⁽²⁾。その後、この効果は自己混合(Self-mixing)、光学的帰還(Optical Feedback)、自己結合(Self-coupling)などの複数の名称が使用されながら、様々な応用が考案されていき⁽³⁾、2015年にその分類や応用が体系的にまとめられた⁽⁴⁾。

2.1.1 帰還光がない場合の半導体レーザーのレート方程式

Fig. 2.1 にファブリ・ペロー共振器を持つ端面発光LDのモデルを示す。共振器内は反転分布が形成されたレーザー媒質で満たされているとする。図中の z 軸方向に進む電界を進行波とし、 $E_f(z)$ と呼称する。また、逆方向に進む電界を反射波とし、 $E_b(z)$ と呼称する。これらの電界は以下の式で記述される⁽⁵⁾。

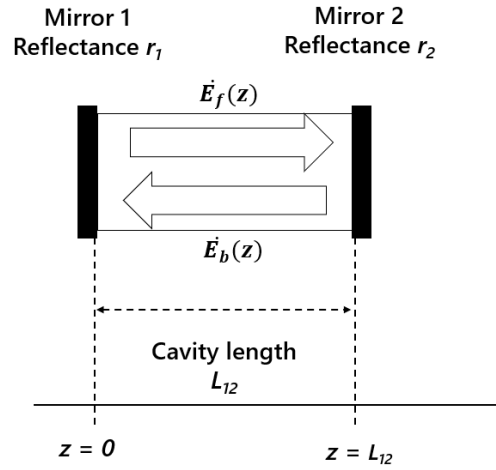


Fig. 2.1 Two mirror model

$$\dot{E}_f(z) = E_f \exp[jkz + (g - a)z] \quad (2.1)$$

$$\dot{E}_b(z) = E_b \exp[-jkz + (g - a)z] \quad (2.2)$$

ここで、 k は共振器内でのレーザーの波数、 g は媒質内の利得であり、 a は吸収や散乱による媒質内の損失である。波数 k は以下の式で表すことができる。

$$k = \frac{2\pi\eta_{12}}{\lambda_{12}} = \frac{\omega_{12}\eta_{12}}{c} \quad (2.3)$$

ここで、 λ_{12} は共振器内でのレーザー光の発振波長、 η_{12} は共振器内の屈折率、 ω_{12} は共振器内でのレーザー光の角周波数、 c は真空中の光の速度である。ここで、一般的に媒質中の屈折率 η は以下のように定義される。

$$\eta = \sqrt{\frac{\epsilon\mu}{\epsilon_0\mu_0}} \quad (2.4)$$

ここで、 ϵ は媒質中の誘電率、 μ は媒質中の透磁率、 ϵ_0 は真空中の誘電率、 μ_0 は真空中の透磁率である。

共振器内の電界 $E(z)$ は進行波と反射波の重ね合わせとなり、以下の式で表される。

$$\dot{E}(z) = \dot{E}_f(z) + \dot{E}_b(z) \quad (2.5)$$

共振器の端面($z = 0, L_{12}$)では電界は零となることから、これを境界条件とすると、レーザー発振のための定常条件は以下のようなになる。

$$r_1 r_2 \exp[(g - a)L_{12} - 2jkL_{12}] = 1 \quad (2.6)$$

ここで、 r_1 と r_2 は共振器端面における電界の振幅に対する反射率である。以後、電界の振幅に対する反射率は小文字、光の強度に対する反射率は大文字で統一する。Eq. (2.6)からレーザー発振の利得条件として、媒質内のしきい値利得 g_{th} について以下の式が成り立つ。

$$g_{th} = a + \frac{1}{2L_{12}} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right) \quad (2.7)$$

また波数と共振器長から以下の位相条件が成立する。

$$kL_{12} = m\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.8)$$

したがって、共振器内の波長は Eq. (2.8)に Eq. (2.3)を代入して以下のように求められる。実効共振器長 $L(\text{eff})_{12} = \eta_{12}L_{12}$ を用いて

$$\lambda_{12} = \frac{\eta_{12}L_{12}}{2m} = \frac{L(\text{eff})_{12}}{2m} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.9)$$

と表すことができ、Eq. (2.9)より共振器内に複数の波長が成り立つと分かる。

ここでレート方程式導出のため、発振しきい値上での利得 G を考える。Eq. (2.6)の右辺を G とすると

$$r_1 r_2 \exp[(g - a)L_{12} - 2jkL_{12}] = G \quad (2.10)$$

となる。ここで波数 k について、屈折率をレーザー光の周波数に無関係の成分と周波数に依存する成分に分割すると⁽⁶⁾

$$k = \frac{\omega_{th}}{c} \left\{ \frac{\partial \eta_{12}}{\partial N} [N(t) - N_{th}] + \eta_{th} + \frac{\eta_{12}}{\omega_{th}} (\omega_{12} - \omega_{th}) \right\} \quad (2.11)$$

のように表すことができる。 ω_{th} は発振しきい値でのレーザー光の角周波数、 N はキャリア密度、 N_{th} はしきい値でのキャリア密度、 η_{th} はしきい値での共振器内の屈折率である。Eq. (2.11)の第1項が周波数に無関係な成分、それ以外が周波数に依存する成分である。このEq. (2.11)をEq. (2.10)に代入し、利得も周波数に無関係な成分 G_1 と周波数に依存する成分 G_2 に分割すると、

$$G_1 = r_1 r_2 \exp\left\{ (g - a)L_{12} - 2j \frac{\omega_{th}L_{12}}{c} \frac{\partial \eta_{12}}{\partial N} [N(t) - N_{th}] \right\} \quad (2.12)$$

$$G_2 = \exp\left\{ -2j \frac{\omega_{th}L_{12}}{c} \left[\eta_{th} + \frac{\eta_{12}}{\omega_{th}} (\omega_{12} - \omega_{th}) \right] \right\} \quad (2.13)$$

Eq. (2.13)において、位相項である $\frac{2\omega_{th}\eta_{th}L_{12}}{c}$ は 2π の整数でなければならないため、無視することとする。共振器内の光の往復時間 τ_{12} は

$$\tau_{12} = \frac{2\eta_{12}L_{12}}{c} \quad (2.14)$$

であるから、これを Eq. (2.13)に代入すると、

$$G_2 = \exp[-j\tau_{12}(\omega_{12} - \omega_{th})] = \exp(j\tau_{12}\omega_{th})\exp(-\tau_{12}\frac{d}{dt}) \quad (2.15)$$

となる。ここで、対象が正弦関数であることから $j\omega_{12}$ は d/dt に置換している。これにより利得は以下の式で表すことができる。

$$G = G_1 \exp(j\tau_{12}\omega_{th})\exp(-\tau_{12}\frac{d}{dt}) \quad (2.16)$$

レーザー発振が達成するためには、共振器内で光が往復した後の電界が往復前の電界と一致しなければならないので、

$$E(t) = GE(t) \quad (2.17)$$

という関係を持つ。これに Eq. (2.16)を代入すると、

$$E(t) = G_1 \exp(j\tau_{12}\omega_{th})\exp(-\tau_{12}\frac{d}{dt})E(t) \quad (2.18)$$

となる。 $\exp(-\tau_{12} \frac{d}{dt})$ は $-\tau_{12}$ 秒間の時間シフトを意味するので、Eq. (2.18)は以下のように近似できる。

$$E(t) = G_1 \exp(j\tau_{12}\omega_{th})E(t - \tau_{12}) \quad (2.19)$$

本研究の場合、検出に寄与するのは比較的 ω_{th} が緩やかな電界成分であるので、Eq. (2.19)中で時間変化が急峻な $\exp(j\tau_{12}\omega_{th})$ の項を無視すると以下のよう
に近似できる。

$$E(t) = G_1 E(t - \tau_{12}) \quad (2.20)$$

ここで τ_{12} は非常に小さいので、さらに以下のように近似できる。

$$E(t - \tau_{12}) = E(t) - \tau_{12} \frac{dE(t)}{dt} \quad (2.21)$$

この近似式を Eq. (2.20)に代入すると、

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{1}{\tau_{12}} \left(1 - \frac{1}{G_1}\right) E(t) \quad (2.22)$$

の式が得られる。ここで、 G_1 はレーザー発振の振動に対して、非常に一定に近いので、

$$\frac{1}{G_1} = 1 - (g - a)L_{12} - \frac{1}{2} \ln(r_1 r_2) + 2j \frac{\omega_{12} L_{12}}{c} \frac{\partial \eta_{12}}{\partial N} [N(t) - N_{th}] \quad (2.23)$$

のように近似することができる。また、共振器内の利得 g はレーザーしきい値の近傍ではキャリア密度に対してほとんど線形となることから、以下のように近似できる。

$$g = g_{th} + \frac{\partial g}{\partial N} [N(t) - N_{th}] \quad (2.24)$$

Eq. (2.10)とこの二つの近似式を Eq. (2.22)に代入すると

$$\begin{aligned} \frac{dE(t)}{dt} = & \left\{ \frac{c}{2\eta_{12}} \frac{\partial g}{\partial N} [N(t) - N_{th}] \right. \\ & \left. - j \frac{\omega_{th}}{c} \frac{\partial \eta_{12}}{\partial N} [N(t) - N_{th}] \right\} E(t) \end{aligned} \quad (2.25)$$

となる。ここで線幅増幅係数 α_m を以下のように定義する。

$$\alpha_m = -2 \frac{\omega_{12} \partial \eta_{12} / \partial N}{c \partial g / \partial N} \quad (2.26)$$

この線幅増幅係数 α_m を用いると、Eq. (2.25)は以下のように表現できる。

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{c}{2\eta_{12}} \frac{\partial g}{\partial N} (1 + j\alpha_m) [N(t) - N_{th}] E(t) \quad (2.27)$$

さらに微分利得 $G_N = \frac{c}{\eta_{12}} \frac{\partial g}{\partial N}$ を用いると、

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{1 + j\alpha_m}{2} G_N [N(t) - N_{th}] E(t) \quad (2.28)$$

さらに光子の寿命 τ_p としきい値でのキャリア密度 N_{th} の関係

$$\frac{1}{\tau_p} = G_N(N_{th} - N_0) \quad (2.29)$$

を Eq. (2.28)に代入すると

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{1+j\alpha_m}{2} \left\{ G_N[N(t) - N_0] - \frac{1}{\tau_p} \right\} E(t) \quad (2.30)$$

が得られる。ここで N_0 は熱平衡状態でのキャリアの密度である。この Eq. (2.30)がシングルモードレーザーの電界に関するレート方程式である。また、光共振器内の電界の位相 $\phi(t)$ についてもレート方程式が存在する⁽⁷⁾。

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{\alpha_m}{2} \left\{ G_N[N(t) - N_0] \Gamma - \frac{1}{\tau_p} \right\} \quad (2.31)$$

ここで、 Γ は活性層の光閉じ込め係数であり、光子が閉じ込められている光共振器の体積に対する光共振器の体積の比である。レーザーの発振角周波数 $\omega(t)$ は以下の式で示される⁽⁷⁾。

$$\omega(t) = \omega_{th} + \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (2.32)$$

レーザー光の振る舞いを示すには、電界以外にもキャリア密度や光子密度のレート方程式も必要である。以下に、キャリア密度のレート方程式を示す⁽⁸⁾。

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{J}{qd} - G_N[N(t) - N_0] \Gamma S(t) - \frac{N(t)}{\tau_s} \quad (2.33)$$

Eq. (2.33)において、キャリアの拡散は活性層内のキャリアの分布が大きく変化しないと仮定して無視した。第 1 項は注入電流による正孔 - 電子対の生成を表しており、 J は注入電流の密度、 q は電気素量、 d は活性層の厚みをそれぞれ表している。第 2 項は誘導放出によるキャリアの減少を表している。 $S(t)$ は光子密度を表している。第 3 項は自然放出や非発光結合によるキャリアの損失を表しており、 τ_s はキャリアの寿命である。

光子密度のレート方程式を以下に示す⁽⁹⁾。

$$\frac{dS(t)}{dt} = G_N[N(t) - N_0]\Gamma S(t) - \frac{S(t)}{\tau_p} + \frac{\beta_s N(t)}{\tau_s} \quad (2.34)$$

ここで、第 1 項は誘導放出、第 2 項は光子の自然減衰、第 3 項は自然放出による発振モードへの寄与を示している。 β_s は全自然放出のうち発振モードへの寄与を表す自然放出結合係数である。

2.1.2 帰還光がある場合の半導体レーザーのレート方程式

本項では、前項で示したレート方程式のうち、電界に関する方程式に帰還光が与える影響について述べる。Fig. 2.2 に自己結合効果の解説に用いられる、3 ミラーモデルを示す。ミラー2 からミラー3 の間の空間は LD の外部共振器と呼ばれ、その空間の長さである L_{23} を外部共振器長とする。

Fig. 2.2 より、外部共振器へ放出される電界 $\dot{E}_{ext}(t)$ は以下のように表される。

$$\dot{E}_{ext}(t) = t_2 \dot{E}_f(t) \quad (2.35)$$

そして、外部共振器から帰還し、活性層内に入射する電界は以下ようになる。

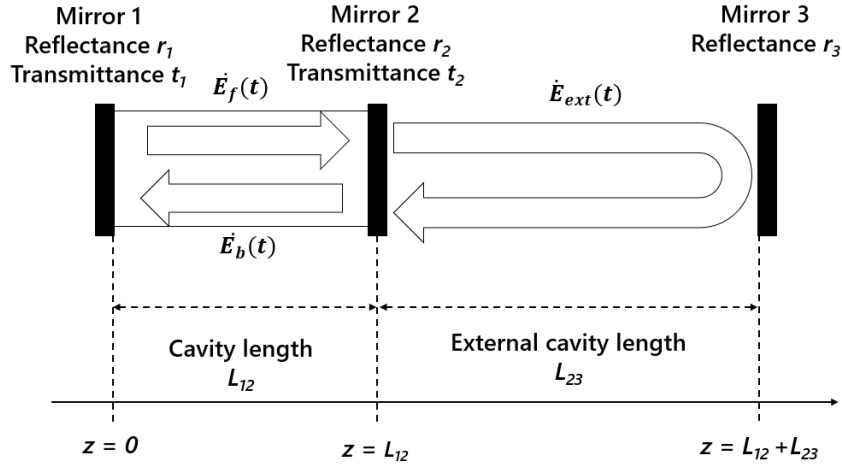


Fig. 2.2 Three mirror model

$$\begin{aligned}
 t'_2 \dot{E}_{ext}(t) &= r_3 t_2 t'_2 \dot{E}_f(t - \tau_{23}) + r'_2 r_3^2 t_2 t'_2 \dot{E}_f(t - 2\tau_{23}) \\
 &+ \dots + \frac{(r'_2 r_3)^2}{r'_2} t_2 t'_2 \dot{E}_f(t - m\tau_{23}) \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (2.36)
 \end{aligned}$$

ここで t'_2 は光が外部から半導体内部へ入射する際のミラー2の透過率、 r'_2 は同じ場合のミラー2の反射率、 τ_{23} は外部共振器を光が往復する時間であり、

$$\tau_{23} = \frac{2\eta_{23}L_{23}}{c} \quad (2.37)$$

で表される。Eq.(2.36)は外部共振器内で光が無限に往復することを示している。ここで以下の2式を用いて、帰還光がある場合の電界のレート方程式を示す。

$$t_2 t'_2 = 1 - r_2^2 \quad (2.38)$$

$$r_2 = -r'_2 \quad (2.39)$$

これら 2 式を Eq. (2.36) に代入し、得られた式を Eq. (2.30) に加える。

$$\begin{aligned} \frac{dE(t)}{dt} &= \frac{1+j\alpha_m}{2} \left\{ G_N [N(t) - N_0] - \frac{1}{\tau_p} \right\} E(t) \\ &+ \frac{1}{\tau_{12}} \frac{r_2^2 - 1}{r_2^2} \sum_{m=1}^{\infty} (-r_2 r_3)^m E(t - m\tau_{23}) \exp(-jm\omega_{th}\tau_{23}) \end{aligned} \quad (2.40)$$

光の強度は外部のミラー 3 で反射される度に弱くなっていくため、Eq. (2.40) の第 2 項は 1 回の往復のみで表すことができる。したがって、Eq. (2.40) は以下の式に近似される。

$$\begin{aligned} \frac{dE(t)}{dt} &= \frac{1+j\alpha_m}{2} \left\{ G_N [N(t) - N_0] - \frac{1}{\tau_p} \right\} E(t) \\ &+ \frac{1}{\tau_{12}} \kappa E(t - \tau_{23}) \exp(-j\omega_{th}\tau_{23}) \end{aligned} \quad (2.41)$$

これが、帰還光がある場合の電界のレート方程式である⁽⁶⁾。ただし、帰還光強度 κ は以下の式に表される。

$$\kappa = \frac{(1-r_2^2)r_3}{r_2} \quad (2.42)$$

Eq. (2.41) は位相項を加えると以下のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{dE(t)}{dt} &= \frac{1+j\alpha_m}{2} \left\{ G_N [N(t) - N_0] - \frac{1}{\tau_p} \right\} E(t) \\ &+ \frac{1}{\tau_{12}} \kappa E(t - \tau_{23}) \cos[\tau_{23} + \phi(t) - \phi(t - \tau_{23})] \end{aligned} \quad (2.43)$$

位相についても自己結合効果によってレート方程式が変化する⁽¹⁰⁾。

$$\begin{aligned} \frac{d\phi(t)}{dt} = & \frac{\alpha_m}{2} \left\{ G_N [N(t) - N_0] \Gamma - \frac{1}{\tau_p} \right\} \\ & + \frac{1}{\tau_{12}} \kappa \frac{S(t-\tau_{23})}{S(t)} \sin[\omega_{th} \tau_{23} + \phi(t) - \phi(t - \tau_{23})] \end{aligned} \quad (2.44)$$

上式のように電界の位相の変化によって、レーザーの発振角周波数がわずかに変化する。自己結合効果によって光子密度のレート方程式も変化する⁽⁷⁾。

$$\begin{aligned} \frac{dS(t)}{dt} = & G_N \Gamma S(t) - \frac{S(t)}{\tau_p} + \frac{\beta_s N(t)}{\tau_s} \\ & + \kappa \sqrt{S(t)S(t - \tau_{23})} \sin[\omega_{th} \tau_{23} + \phi(t) - \phi(t - \tau_{23})] \end{aligned} \quad (2.45)$$

キャリア密度のレート方程式は Eq. (2.43) や Eq. (2.45) に示された式の変化に伴って変化することになる。

Eq. (2.43) や Eq. (2.44) に示されたように自己結合効果によってレーザー光の電界強度や電界の位相が変化し、それに伴って活性層内での角周波数、つまり発振波長がわずかに変化する。また、これら方程式から自己結合効果による電界の時間変化は光が外部共振器を往復する時間 τ_{23} の他にも、キャリア密度や光子密度の時間変化が関わるのが分かる。つまり、帰還光が活性層内に帰還すれば直ちに自己結合効果による光出力変動が生じるのではなく、帰還光による電界の変化がキャリア密度や光子の密度の時間変化に影響を及ぼし、それによって自己結合効果による光出力変動が生ずることを示している。LD において自己結合効果が発生した場合は、一般的に光出力の変動に伴って注入電流値の変動が起こる。これは LD の駆動電流によって光出力を直接変調した場合の逆現象にあた

り、帰還光の入射から自己結合効果による光出力変動が生ずるまでの時間は LD の変調速度と関連すると考えられる。変調速度は MHz または GHz 帯の値であるので、音波による変化より十分早い。

Fig. 2.3 に自己結合効果発生時のレーザー挙動の分類を示す。レーザーの挙動は、反射板までの距離 L_{23} と帰還光強度 κ によって大きく 5 つに分類される。帰還光強度は、Eq. (2.42) に示したように LD チップのへき開面などの光共振器ミラーの反射率 r_2 と反射板の反射率 r_3 に依存する。しかし、光共振器ミラーの反射率 r_2 はレーザー発振そのものに深くかかわり、かつ半導体結晶の屈折率、つまり材質などによって決まるので、実用的に変化させることができるのは、反射板の反射率 r_3 のみである。

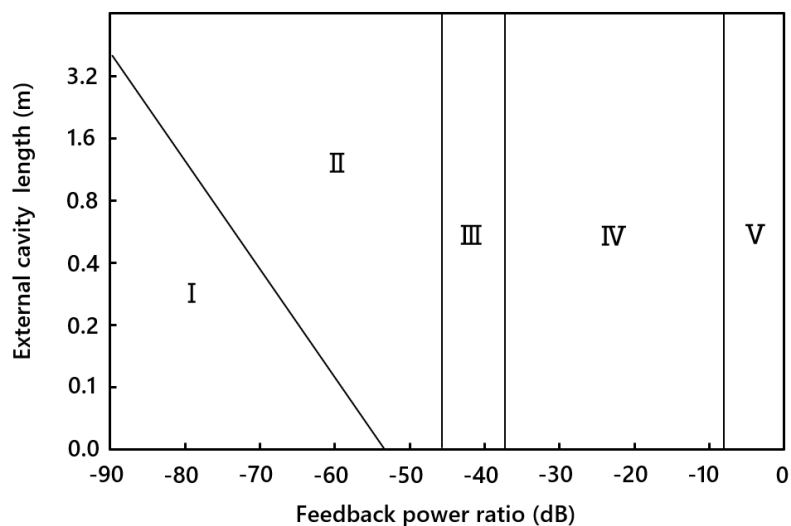


Fig. 2.3 Operation regime classification of self-coupling optical system⁽⁴⁾

Regime I は弱い帰還と言われ、レーザー光の発振スペクトルの拡張または縮小が起こる。Regime II は中庸な帰還と言われ、高速なモードホップに伴って発振スペクトルの分割が見られるようになる。Regime III から V は強い帰還であり、発生する干渉光信号は、カオス様の変化を示す。レーザーマイクロホンは、干渉光の光強度変化が、音圧に対して線形であることを利用しているため、Regime I の範囲に収まるよう、外部共振器長と反射板の反射率を選定する必要がある。

2.2 レーザーマイクロホンの音波検出原理

Fig. 2.4 に自己結合効果による干渉光検出のモデルを示す。簡単のためレーザー光はシングルモードとし、干渉する光は LD 内部の活性層から後方へ進み、LD に内蔵された PD に到達する後進光と、LD から出射して外部共振器を通過して帰還し、活性層を通り抜けて PD に到達する帰還光の 2 つとする。

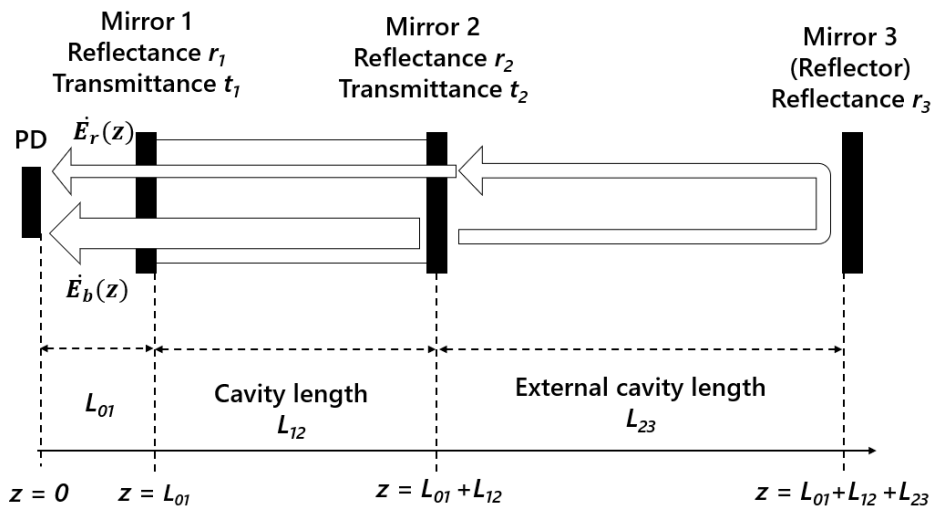


Fig. 2.4 Interfered light detection model

まず、後進光の電界成分 $\dot{E}_b(z)$ は以下のように表される。

$$\dot{E}_b(z) = t_1 E_b \exp(jk(L_{01} + L_{12})) \quad (2.46)$$

Eq. (2.46) より、 E_b は後進光の振幅であり、 k は後進光の波数である。実際には活性層内での利得や散乱などによる損失なども存在するが、原理説明の上では影響しないため省略する。同様に帰還光の電界成分 $\dot{E}_r(z)$ は以下のように表される。

$$\dot{E}_r(z) = t_1 \kappa E_b \exp[jk(L_{01} + L_{12} + 2L_{23})] \quad (2.47)$$

Eq. (2.3)より、波数 k を各領域での屈折率の関数とすると、Eq. (2.46)は以下のよ
うに改められる。なお、 λ_0 はレーザー光の空気中での発振波長とする。

$$\dot{E}_b(z) = t_1 E_b \exp\left[j \frac{2\pi}{\lambda_0} (\eta_{01} L_{01} + \eta_{12} L_{12})\right] \quad (2.48)$$

同様に、Eq. (2.47)は以下のように改められる。

$$\dot{E}_r(z) = t_1 \kappa E_b \exp\left[j \frac{2\pi}{\lambda_0} (\eta_{01} L_{01} + \eta_{12} L_{12} + 2\eta_{23} L_{23})\right] \quad (2.49)$$

この2つの光を干渉させた場合に、PD上に自己結合効果によって生じる干渉光
の強度 I は以下の式に比例する。

$$I \propto (t_1 E_b)^2 + (t_1 \kappa E_b)^2 + 2\kappa (t_1 E_b)^2 \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} \eta_{23} L_{23}\right) \quad (2.50)$$

このとき、光の進む距離は屈折率と物理的な距離の積となることから、実効外部
共振器長 $L(\text{eff})_{23}$ は以下のようなになる。

$$L(\text{eff})_{23} = \eta_{23} L_{23} \quad (2.51)$$

音波は空気の疎密波であり疎密波は空気の屈折率を変化させる。レーザーマイクロホンは、外部共振器内に入射した音波による空気の屈折率変化によって発生した共振器長の変化を、自己結合効果による干渉光の位相変化として検出する。外部共振器内の音波と共振器長、干渉光の位相の関係を Fig. 2.5 に示す。

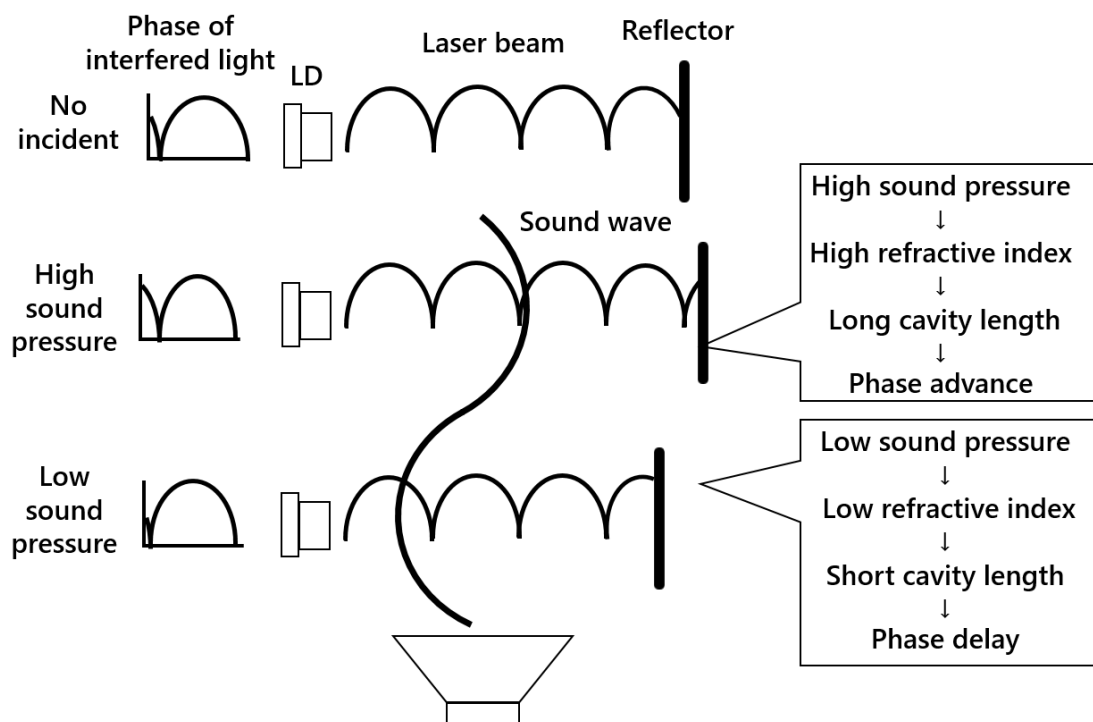


Fig. 2.5 Relationship of sound wave, external cavity length, and interfered light phase

音波による屈折率の変化 $\Delta\eta_s$ は Edlen の式を基に以下のように表される^(11,12)。

$$\Delta\eta_s = (\eta_0 - 1) \times \frac{p_s \sin(\omega_s t)}{p_0} \quad (2.52)$$

上式中で η_0 は標準状態での空気の屈折率である。本研究の場合、外部共振器内の媒質は空気であるので、 η_0 は η_{23} が大気の標準状態でとる屈折率の値と考えればよい。 p_s は音圧、 ω_s は音波の角周波数、 p_0 は標準状態での大気圧である。音波が入射した際の実効外部共振器長 $L(\text{eff})_{23}$ は以下のように表される^(11,12)。

$$L(\text{eff})_{23} = (\eta_0 + \Delta\eta_s)L_{23} \quad (2.53)$$

このように外部共振器内に音波が入射することで、実効的な外部共振器長がわずかに変化する。このとき Eq. (2.53)を、干渉光を表す Eq. (2.50)に代入すると、Eq. (2.50)の位相項 (右辺の第3項)は以下のように示される。

$$2\kappa(t_1 E_b)^2 \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} \eta_0 L_{23} + \frac{4\pi}{\lambda_0} \Delta\eta_s L_{23}\right) \quad (2.54)$$

Eq. (2.54)中において第1項は音波が入射していないときの干渉光の位相、つまり初期位相を表し、第2項は音波による位相の変化分を表す。Eq. (2.54)の第2項は第1項よりも十分小さいので、これをテイラー展開によって近似すると以下のように表される。

$$2\kappa(t_1 E_b)^2 \left[\cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} \eta_0 L_{23}\right) - \frac{4\pi}{\lambda_0} \Delta\eta_s L_{23} \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} \eta_0 L_{23}\right) \right] \quad (2.55)$$

Eq. (2.55)の第1項は音波によって変化しない。第2項のみを抜き出すと、干渉光の位相変化周期は、音波の周期と合致し、位相変化量は音圧に比例する。この干渉光の周期的な強度変化を検出するのが、レーザーマイクロホンの音波検出原理である。Eq. (2.55)を導出する際に行った近似は、初期位相に対する位相変化分が十分小さいとみなせなくなると成立せず、音波による位相変化量が大きくなると出力信号波形に折り返しが生ずると考えられる。また、レーザーマイクロホンは音波以外にも、外部共振器中に屈折率の変化があれば検出可能である。

2.3 レーザーマイクロホンの雑音

レーザーマイクロホンは出力に大きな雑音成分が重畳しており、信号対雑音比が低い。自己結合効果が生じていない場合、雑音スペクトルは一様分布（ホワイトノイズ）となるが、自己結合効果が生じている場合には、特に周波数が低い帯域において雑音成分が大きいレッドノイズといわれるスペクトル分布を示す。これらの雑音の源としては主に量子雑音、モード競合に起因する雑音、戻り光雑音、空気の屈折率揺らぎによる雑音が挙げられる⁽¹³⁻¹⁵⁾。

量子雑音はレーザー光の発生が、電子のバンド間遷移に伴う自然放出光を源としているために生ずるものであり、ショット雑音の一種であるとも言える。その本質的な源は、自然放出光の電界ゆらぎであり、レーザー光の主発振波長とのビート成分をレーザー媒質の利得で増幅したものである。その周波数分布は、直流からマイクロ波の帯域まで、一様な分布を持つ白色雑音となる⁽¹³⁾。

モード競合に起因する雑音は、外部共振器を用いることによる外部共振器モードの発生と、各モードにおける発振しきい値の変動という形で表される。簡単のため主モード λ_0 と競合モード λ_c のみを考えるとそれぞれの光子数 S_0 と S_c は

$$\frac{dS_0}{dt} = (A_0 - BS_0 - D_{0c}S_c - G_{th0})S_0 + K_0 + F_0(t) \quad (2.56)$$

$$\frac{dS_c}{dt} = (A_c - BS_c - D_{c0}S_0 - G_{thc})S_c + K_c + F_c(t) \quad (2.57)$$

で表される。ここで、 A_0 と A_c はそれぞれの線形利得定数、 B は自己利得飽和定数、 D_{0c} と D_{c0} は相互利得飽和定数、 G_{th0} と G_{thc} はそれぞれのモードのしきい値利得、 K_0 と K_c はそれぞれのモードに自然放出光の混入を示す項、 $F_0(t)$ と $F_c(t)$ は Frave の自然放出の揺らぎを示す項である⁽¹⁴⁾。注入電流や温度の変動は線形利得定数を変化させ、戻り光の再入射はしきい値利得を変動させる。このような外乱によ

って二つの動作安定点 λ_0 と λ_c を行き来するのが、モードホップである。モードホップは時間的にゆっくりとした変化なので、低周波雑音が増加することになる。

戻り光雑音はモードホップを伴う場合と伴わない場合があるが、ここではモードホップを伴わない場合を取り扱う。その場合は、雑音の発生メカニズムとしてコヒーレントコラプス現象が挙げられる。コヒーレントコラプスとは、戻り光が入射することによって、レーザー光の線幅が異常に拡大する現象である⁽¹⁵⁾。その現象の強度つまり、雑音強度は戻り光強度 κ に比例する。コヒーレントコラプスが起き始める戻り光強度 κ_c は

$$\kappa_c \doteq 22R_2 \left[\frac{\eta_{12}L_{12}}{L_{23}(1-R_2)} \right]^2 / \kappa_{23} \quad (2.58)$$

で表される。ここで、 κ_{23} は戻り光が活性層内に入射する比率である。

これら 3 つの要因で引き起こされる雑音を定量的に扱うため、相対強度雑音(Relative Intesity Noise:RIN)が一般的に用いられる。RIN は以下の式で表される。

$$RIN = 10\log\left(\frac{\langle S_\omega \rangle^2}{S_0^2} / \Delta f\right) \quad (2.59)$$

ここで、 $\langle S_\omega \rangle$ はレーザーの光出力強度のゆらぎ、 S_0 はレーザー光の光出力の時間平均値であり、 Δf は測定周波数帯域幅である。なお、 S_0 は光パワーメータで測定したレーザーパワーにあたる。

これら以外の雑音源として、空気の屈折率の変動が挙げられる。空気の屈折率は音波以外にも大気圧 P 、温度 T 、湿度 H 、二酸化炭素の濃度 N_{CO_2} によって変動する。これらの要因による空気の屈折率変化 $\Delta\eta_{air}$ は以下の式で示される。

$$\Delta\eta_{air} = \frac{\partial\eta}{\partial P} \Delta P + \frac{\partial\eta}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial\eta}{\partial H} \Delta H + \frac{\partial\eta}{\partial N_{CO_2}} \Delta N_{CO_2} \quad (2.60)$$

ここで、 ΔP 、 ΔT 、 ΔH 、 ΔN_{CO_2} はそれぞれ気圧、気温、湿度、二酸化炭素濃度の変動を表している。それぞれの係数は、1 hPa の気圧変動に対して屈折率は $+2.7 \times 10^{-7}$ の変化となる他、1 °Cの気温変化に対して -1.0×10^{-6} 、10 %の湿度変化に対して -7.0×10^{-8} 、100 ppm の二酸化炭素濃度変化に対して $+1.5 \times 10^{-8}$ の屈折率変化となる⁽¹⁶⁾。これに対して、音波による屈折率変化は1 Pa の音圧で 2.7×10^{-9} となり、この空気の屈折率の揺らぎが、音波による屈折率変化に対して大きな値となり、大きな雑音源となることがわかる。これら空気の屈折率の揺らぎは時間的にゆっくりとした変化であり、低周波帯域に大きな雑音を生ずる。これらの屈折率変化を干渉光の位相変化に変換すると、以下の式がレーザーマイクロホンによって検出できる位相変化量の本質的限界値となる。

$$\frac{4\pi}{\lambda_0} \Delta \eta_s L_{23} \sin \left(\frac{4\pi}{\lambda_0} \eta_0 L_{23} \right) > \frac{4\pi}{\lambda_0} \Delta \eta_{air} L_{23} \sin \left(\frac{4\pi}{\lambda_0} \eta_0 L_{23} \right) \quad (2.61)$$

更に、レーザーマイクロホンはPDによって信号を検出するため、PDの雑音が重畳することも原理上避けられない。PDの雑音には主にショット雑音と熱雑音が存在し、それぞれ

$$2q(I_D + I_L) \quad (2.62)$$

$$\frac{4k_B T_{PD} \Delta f}{R_{sh}} \quad (2.63)$$

となる。ここで、 I_D はフォトダイオードに流れる暗電流、 I_L は入射光による電流、 k_B はボルツマン定数、 T_{PD} はPDの温度、 R_{sh} はPDの等価回路における並列抵抗の値である⁽¹⁷⁾。これ以後に検出回路を取り付ける場合、演算増幅器などの能動素子を使う都度、白色雑音として熱雑音が重畳する。

2.4 高周波帯域における感度低下の原理

本研究では、LD から出射するレーザー光をレンズによって平行ビームにして照射する。レーザーマイクロホンは原理上、低周波帯域から超音波帯域までの広い帯域の音波検出が可能であるが、このような光学系の場合、レーザービームの直径と音波の波長が近くなる高周波帯域では、ビーム断面の平均干渉光強度が低下することによって、信号が十分に得られないと考えられる⁽¹⁸⁾。Fig. 2.6 に音波の波長とレーザービーム断面の光強度分布の関係を示す。

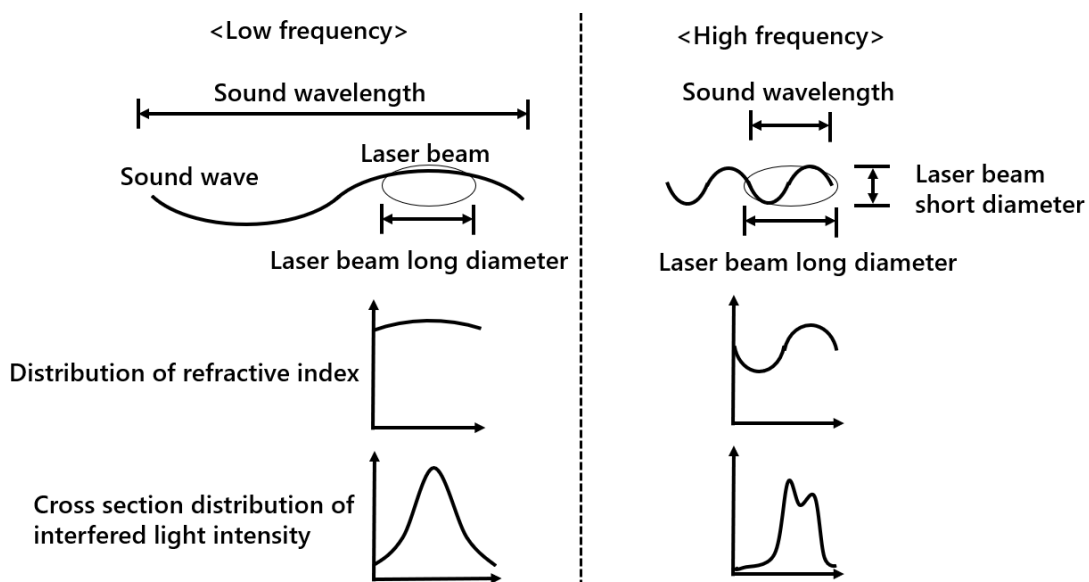


Fig. 2.6 Relationship of sound wavelength and laser beam diameter

本研究で使用している LD からは楕円形にレーザー光が出射するので、レーザービームも同様に楕円形となる。実験においてはビームの長径が音波の到来方向と平行になるよう調整した。入射する音波が低周波である場合、Fig. 2.6 の左図に示したようにレーザービームの長径よりも音波の波長が十分長くなる。したがって、ビームの断面内の屈折率はほぼ一様な値となり、断面内の光強度分布はレーザー光強度のガウス分布をそのまま反映したような分布となる。入射する音波の周波数が高くなると、Fig. 2.6 の右図のようにレーザービームの長径と

音波の波長が近くなる。ビームの断面内に屈折率の大小が混在し、断面内の光強度分布はレーザー光強度のガウス分布と屈折率分布を掛け合わせたような分布となる。PDは受光面積の平均光強度に比例した光電流を出力するため、音波の波長がレーザービームの長径より十分長い場合に比べて、音波の波長とレーザービームの長径が同程度の場合は、PDから得られる光電流が小さくなる。

各周波数での波長とレーザービーム径との比を求め、その場合の感度の低下割合を計算した。レーザービームの断面光強度分布は以下に示すガウス分布に従う。ここで、 r_B はビームの半径方向における中心からの距離、 w_B はビーム半径である⁽⁵⁾。

$$\exp\left(-\frac{2r_B}{w_B}\right) \quad (2.64)$$

屈折率の変化は音圧の変化に比例するため、計算においてはビームの長径を72個の領域に分割し、それぞれの領域に加わる音圧を求める。測定した音圧を p_s 、音波の波長を λ_s とし、ビームの中心が最も音圧が高いと仮定すると、ビーム断面上の任意の位置での音圧は以下の式で与えられる。

$$\sqrt{2}p_s \cos\left(2\pi \frac{\lambda_s}{w_B} \frac{r_B-36}{36}\right), \quad (0 \leq r_B \leq 72) \quad (2.65)$$

したがって、ビーム断面上の任意の位置での光強度と音圧の積は

$$\sqrt{2}p_s \cos\left(2\pi \frac{\lambda_s}{w_B} \frac{r_B-36}{36}\right) \exp\left(-\frac{2|r_B-36|}{36}\right), \quad (0 \leq r_B \leq 72) \quad (2.66)$$

で表される。音波の波長がレーザービームの径よりも十分に長いとき、音波の位相は断面全体に渡って同一であるとする。レーザーマイクロホンの感度は、この光強度と音圧の積に比例するので、ある音波の波長の場合と音波の波長がレー

レーザービームの径よりも十分に長い場合の感度比は、以下の式に従う。

$$\frac{\sqrt{2}p_s \sum_{r_B=0}^{72} \cos\left(2\pi \frac{\lambda_s}{w_B} \frac{r_B - 36}{36}\right) \exp\left(-\frac{2|r_B - 36|}{36}\right)}{\sqrt{2}p_s \sum_{r_B=0}^{72} \exp\left(-\frac{2|r_B - 36|}{36}\right)} \quad (2.67)$$

Eq. (2.67)を音波の波長とレーザービームの径ごとに計算し、プロットしたものを Fig. 2.7 に示す。Fig. 2.7 より、およそレーザービームの長径が音波の波長の半分程度になると感度が低下し、両者が同程度になると、音波の波長が十分な場合と比べて約 0.67 倍になる。本研究において使用した基本的な光学系(レーザービーム長径約 3.5 mm、短径約 1.2 mm、測定時の温度約 25 °C)では、感度低下が発生し始めるのは、およそ 50kHz 程度からである。

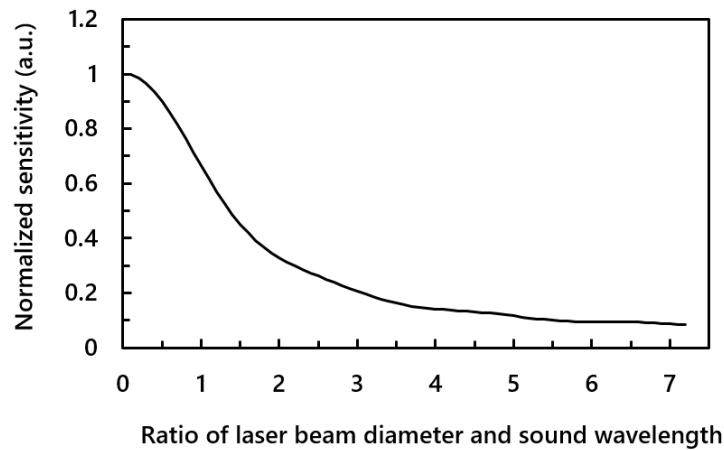


Fig. 2.7 Sensitivity decreasing in high frequency band

2.5 レーザーマイクロホンの高周波特性を決定する要因

本章の最後に、レーザーマイクロホンが検出できる周波数の上限を決定する

要因について論じる。以下に各要因について述べる。

①出射光が外部共振器を往復する時間

出射光が外部共振器を往復する時間は、数十 cm の空間を光が往復する時間であるので、数 ns のオーダーとなる。したがって、数 GHz 程度までの応答が可能である。

②帰還光が LD の活性層内に帰還し、光出力が増加するまでの時間

戻り光の帰還後に光出力が増加するまでの時間については、2.1 節に述べたように LD の変調速度と関連する。本研究で使用する LD は Gbps オーダの変調速度を持つ。

③LD に内蔵された PD の応答速度

内蔵 PD はシリコンフォトダイオードであるので、一般に MHz オーダの周波数まで対応可能である。また、PD の応答速度は受光面積に反比例する。本研究で使用する PD は LD に内蔵されており、受光面積は非常に小さい。したがって、PD は数 MHz 程度まで応答可能であると推定される。

④レーザービームの径と音波の波長が近い値になったときに生ずる、レーザービーム断面の屈折率の不均一性

2.3 節で述べたレーザービームの径と音波の波長の比に関係する感度低下は、本研究で使用する実験系(レーザービーム長径約 3.5 mm、短径約 1.2 mm、測定時の温度約 25 °C)では、数十 kHz から百数十 kHz で生ずる。

⑤フィルタ回路の高域遮断周波数

詳しいフィルタ回路の構成は次章で述べるが、高域遮断周波数は任意に設定できるため、ここでは高周波特性を制限する要因から除外する。

上記に述べた要因を比較すると、レーザービームの径と音波の波長の比に係する感度低下のみ kHz の帯域から影響を及ぼし、他の要因は MHz 帯域から影響を及ぼす。したがって、本研究中ではレーザービームの径と音波の波長の関係による感度低下が、レーザーマイクロホンの高周波特性を制限する主要因であると考えられる。

参考文献

- (1) R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, R. O. Carlson: “Coherent Light Emission From GaAs Junctions”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.9, No.9, pp.366-369 (1962)
- (2) R. Lang, and K. Kobayashi: “External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties”, *IEEE J. Quantum. Electron.*, Vol.16, No.3, pp.347-355 (1980)
- (3) G. Giuliani, M. Norgia, S. Donati, and T. Bosch: “Laser diode self-mixing technique for sensing applications”, *J. Opt. A, Pure Appl. Opt.*, Vol.4, No.6, S283-294 (2002)
- (4) T. Taimre, M. Nikolić, K. Bertling, Y. L. Lim, T. Bosch, and A. D. Rakić: “Laser feedback interferometry: a tutorial on the self-mixing effect for coherent sensing”, *Adv. Opt. Photon*, Vol.7, No.3, pp.570-631 (2015)
- (5) 根本承次郎: “レーザ工学”, 培風館, (1991)
- (6) 菅野円隆: “時間遅延フィードバック光を有する半導体レーザカオスにおける複雑性解析”, 埼玉大学大学院理工学研究科博士論文 (2014)
- (7) A. K. Saha: “Analytical Model of a VCSEL Considering External Optical Feedback”, *Electrical & Electronic Engineering Department Bangladesh University of Engineering & Technology*, A Thesis for the Degree of Ph.D. in Engineering. (2008)
- (8) 菅野円隆, 内田淳史: “時間遅延した戻り光を有する半導体レーザの複雑性解析”, *レーザー研究*, Vol.39, No.7, pp.543-549 (2011)
- (9) 栖原敏明: “半導体レーザの基礎”, 共立出版, (1998)
- (10) B. Liu, Y. Yu, j. Xi, Y. Fan, Q. Guo, J. Tong, and R. A. Lewis: “Features of a Self-Mixing Laser Diode Operating Near Relaxation Oscillation”, *Sensors*, Vol.16, No.9, pp.1546 (2016)
- (11) B. Edlén: “The Refractive Index of Air”, *Metrologia.*, Vol.2, No.2, pp.71-80 (1966)
- (12) P. E. Ciddor: “Refractive index of air : new equations for the visible and near infrared”, *Appl. opt.*, Vol.35, No.9, pp.1566-1573 (1996)
- (13) 山田実, 飯山宏一: “半導体レーザの雑音測定”, *レーザー研究*, Vol.19,

No.8, pp.756-766 (1991)

- (14) 山田実: “戻り光雑音抑圧による半導体レーザーの安定化”, レーザー研究, Vol.27, No.7, pp.479-483 (1999)
- (15) 黒崎武志: “光アクセス/データ通信ネットワーク用光送受信モジュールの設計・解析手法に関する研究”, 奈良先端科学技術大学院大学物質創成科学研究科博士論文 (2017)
- (16) 寺田 聡一: “長さ標準: レーザー測長における真空および大気の影響”, J. Vac. Soc. Jpn., Vol.52, No. 6, pp.347-350 (2009)
- (17) “第2章 Si フォトダイオード”, 浜松ホトニクス
- (18) 水嶋大輔, 吉松剛, 五島敬史郎, 山口剛, 津田紀生, 山田諄: “半導体レーザーの自己結合効果を利用したレーザマイクロホンの超音波帯域特性”, 電気学会論文誌 C, Vol.137, No.3, pp.484-489 (2017)

第3章 半導体レーザーの選定

本章では、各種 LD の構造と特徴について述べる。そして、レーザーマイクロホンに適した LD を検討するため、2 種類の LD を用いてレーザーマイクロホンを作製し、実験結果からレーザーマイクロホンに適した LD の条件を述べる。

3.1 各種半導体レーザーの構造と特徴

3.1.1 ファブリ・ペロー型 LD の構造と特徴

Fig. 3.1 にダブルヘテロ構造のファブリ・ペロー(FP)型 LD の構造と発振スペクトルの概略図を示す⁽¹⁾。

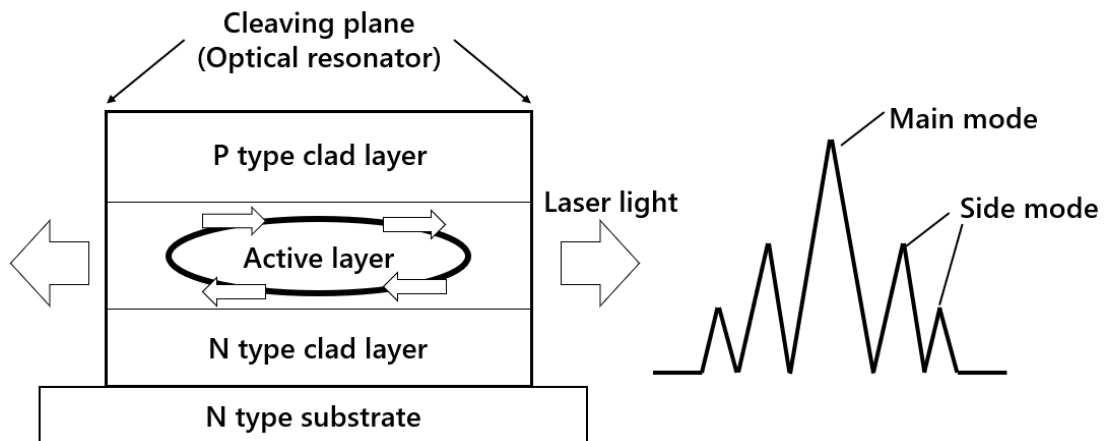


Fig. 3.1 Basic structure and oscillation spectrum of FP-LD

FP 型 LD の特徴は、活性層内にレーザー光を閉じ込めるための光共振器として、半導体結晶のへき開面を利用している事である。FP 型 LD は半導体基板に対して平行に光共振器を構成しており、基板と平行にレーザー光が出射する。FP 型 LD は、以下に示す間隔に従い、複数の波長の光が同時に発振する。

$$\lambda = \frac{\eta L}{2m} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (3.1)$$

ここで、 λ は光共振器内のレーザー光の発振波長、 η は光共振器内の屈折率、 L は光共振器長を表している。Eq. (3.1)はレーザー光の縦モード間隔を表している。LD に注入する電流を増加していくと、Eq. (3.1)の条件を満たす、ある波長の光強度が強くなり、レーザー発振が始まるが、更に注入電流が増加すると、その波長以外の光出力が強くなり主モードの波長が別の波長へ移行する現象が生じる。この現象はモードホップと呼ばれている。この現象は主に電流が流れることで発生するジュール熱に起因する、共振器長の変化によって起こる。

FP 型 LD で自己結合効果が発生した場合、2.1 節中の Eq. (2.43)に示したように自己結合効果によってレーザー光の電界強度も変化するため、それに伴って光出力の変動が生ずる。また、2.1 節中の Eq. (2.44)に示すように自己結合効果によって電界の位相が変化し、以下に示すように発振角周波数 ω 、ひいては発振波長も変化する⁽²⁾。

$$\omega(t) = \omega_{th} + \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (3.2)$$

ここで、 ω_{th} は発振しきい値での発振角周波数、 $\phi(t)$ はレーザー光の電界の位相である。FP 型 LD は共振器内に発振波長の変化を抑制する機構が存在しないため、自己結合効果によって発振波長の変化や発振スペクトル幅の縮小・拡大が起こる可能性がある。

3.1.2 垂直共振器面発光レーザーの構造と特徴

Fig. 3.2 に垂直共振器面発光レーザーの構造と発振スペクトルの概略図を示す⁽³⁾。垂直共振器面発光レーザーは、英訳した際の各単語の頭文字(Vertical Cavity Surface Emitting Laser)から VCSEL と呼ばれる。

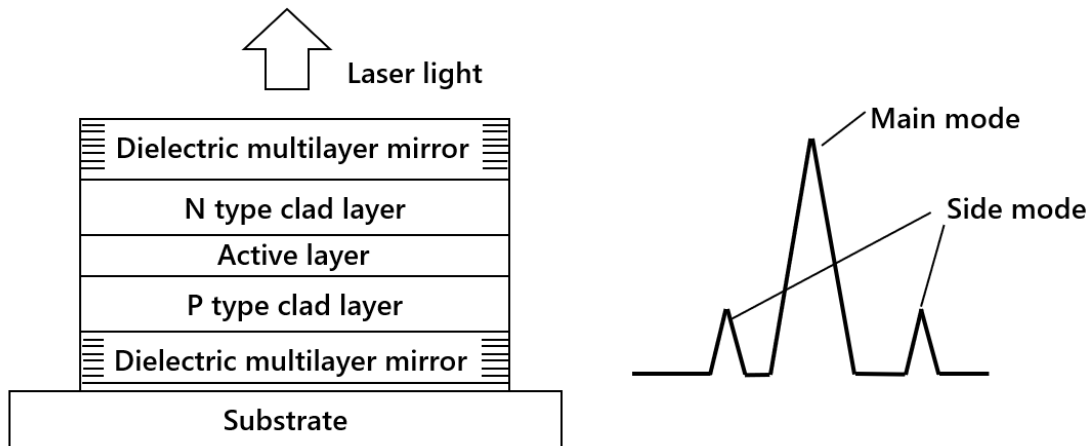


Fig. 3.2 Basic structure and oscillation spectrum of VCSEL

以下に LD のしきい値での利得 g_{th} に関する式を示す。

$$g_{th} = a + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right) \quad (3.3)$$

他の半導体レーザーは、半導体結晶の両端面からレーザー光を発振するため、光共振器長は数百 μm 程度の長さがある。しかし、VCSEL の場合は半導体基板に対して垂直に光共振器を構成しているため、共振器長は数百 nm 程度しかない⁽⁴⁾。したがって、光共振器の上下端の反射率 r_1 、 r_2 を上昇させる必要がある。また、レーザー発振が生ずるしきい値電流密度 J_{th} は以下の式で示される。

$$J_{th} = \frac{qdB}{A^2} \left\{ a_{in} + \frac{1}{\Gamma_v \Gamma_t} \left[a + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right) \right] \right\}^2 \quad (3.4)$$

ここで、 q は電気素量、 d は活性層の厚み、 B は再結合係数、 A は微分利得係数、 a_{in} は過剰損失、 Γ_v は縦方向、 Γ_t は横方向の光閉じ込め係数である。この式から、端面発光レーザーとほぼ同様の 1 kA/cm^2 程度のしきい値電流密度 J_{th} でレーザー動作をさせるためには、99 %以上の光共振器の上下端の反射率が必要である⁽⁴⁾。

このような非常に高い反射率を実現するため、誘電体多層膜によるブラッグ反射ミラーを用いている。ブラッグ反射ミラーは、2種類の異なる屈折率の半導体を1/4波長の厚さで交互に重ねることで起こる干渉作用を利用して、ある特定波長に対して非常に高い反射率を得ることができる。ブラッグ反射ミラーの反射率は、以下の式で求められる⁽⁵⁾。

$$\frac{\eta_0\eta_2^{2m}-\eta_3\eta_1^{2m}}{\eta_0\eta_2^{2m}+\eta_3\eta_1^{2m}} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (3.5)$$

ここで、 η_0 は光共振器中の屈折率、 η_1 は多層膜の材質のうち屈折率の低い材質の屈折率、 η_2 は多層膜の材質のうち屈折率の高い材質の屈折率、 η_3 は多層膜終端の材質の屈折率、 m は多層膜の積層回数である。この式から誘電体材質や積層回数によって、任意の反射率のブラッグ反射ミラーを構成できる。また、この光共振器は波長選択性を持つが、設計波長以外の波長に対しても光の反射は起こりうるため、FP型より強度が小さいながらもサイドモードも発生する。

これまでの記述から VCSEL の特徴を総括すると、誘電体多層膜による波長選択性の他にも、共振器内での光損失を減らした構造になっているので、他の LD よりも低しきい値電流・低消費電力動作が可能になることが挙げられる。また、製造過程において半導体結晶をへき開しなくても共振器の形成や LD の特性が調べられるので、比較的安価に製造できることである。

自己結合効果の発生・検出の観点から VCSEL について考えると、レーザー光の発振方向が基板と垂直であるため、FP型のように半導体結晶の出射面と反対のへき開面にモニタ用 PD を設置することができない。したがって VCSEL では、パッケージ内に LD と隣接してモニタ用 PD を設置し、パッケージのレーザー光出射窓を斜めにすることで一種のビームスプリッタとし、その反射光によって光出力を監視している。したがって、外部共振器を通った帰還光の一部は活性層内に入射せずに PD に到達し、誘電体多層膜による波長選択を受けずに干渉光を生じることになる。これにより FP型と比較して影響は小さいものの、自己結合

効果による発振スペクトル幅の拡張・縮小や、モードホップが発生しうる。また、電流変化に対する発振波長の変化が線形的であるため、その特性を利用して距離計などの用途に利用されている⁽⁶⁾。

3.1.3 分布帰還型 LD の構造と特徴

Fig. 3.3 に分布帰還型 LD の構造と発振スペクトルの概略図を示す⁽⁷⁾。分布帰還型 LD は、英訳した際の各単語の頭文字から DFB 型と呼ばれる。DFB 型 LD は FP 型と同様に、半導体基板と平行にレーザー光を出射する。DFB 型 LD の特徴は、クラッド層と活性層の境界面に回折格子を構成していることである。

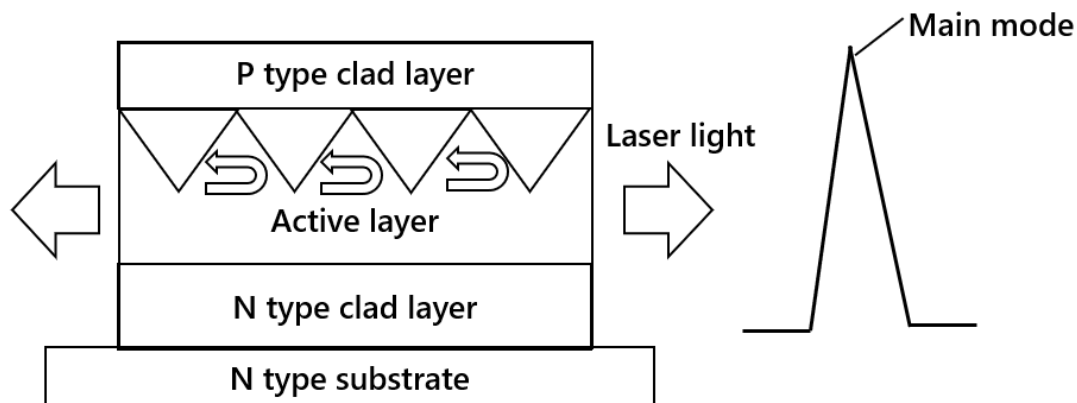


Fig. 3.3 Basic structure and oscillation spectrum of DFB-LD

この構造は強い波長選択性を持ち、格子間隔に一致した波長の光のみが反射する度に強め合う。それにより、定電流動作の場合ほぼ単一縦モードで発振する。

DFB 型 LD の動作に原理について簡潔に述べる^(8,9)。Fig. 2.1 のように光の進行方向を z 軸とし、活性層内に周期 Λ の回折格子があるとすると、これは z 軸方向に周期的な屈折率の変化であると解釈でき、以下の式で表される。

$$\eta(z) = \eta + \Delta\eta\cos(2\beta_0z + \phi) \quad (3.6)$$

ここで、 $\Delta\eta$ は屈折率の振幅、 $\beta_0 = \pi/\Lambda$ 、 ϕ は屈折率の初期位相である。共振器内の電界は

$$E(z) = E_f(z)\exp(j\beta_0 z) + E_b(z)\exp(-j\beta_0 z) \quad (3.7)$$

の式で進行波と反射波の重ね合わせで表される。この式を波動方程式に代入すると、以下の方程式が得られる。

$$\frac{\partial E_f(z)}{\partial z} + (\alpha - j\delta\beta)E_f(z) = j\kappa_\beta \exp(j\phi) E_b(z) \quad (3.8)$$

$$-\frac{\partial E_b(z)}{\partial z} + (\alpha - j\delta\beta)E_b(z) = j\kappa_\beta \exp(-j\phi) E_f(z) \quad (3.9)$$

ここで、 α は共振器内の損失、 $\delta\beta$ は発振波長のブラッグ波長 λ_β (回折格子で反射される波長)からのずれ($\delta\beta = \frac{\eta\omega}{c} - \beta_0$)、 κ_β は結合係数 ($\kappa_\beta = \frac{\pi\Delta\eta}{\lambda_\beta}$)である。Eq. (3.8) と Eq. (3.9)の一般解は以下のようになる。

$$E_f(z) = E_{f1}(z) \exp(\gamma z) + E_{f2}(z) \exp(-\gamma z) \quad (3.10)$$

$$E_b(z) = E_{b1}(z) \exp(\gamma z) + E_{b2}(z) \exp(-\gamma z) \quad (3.11)$$

$$\gamma^2 = (\alpha - j\delta\beta)^2 + \kappa_\beta^2 \quad (3.12)$$

DFB 型 LD はこの回折格子構造が共振器となり、かつ利得を有する場合である。この場合、共振は透過がピークとなる一点の波長で生ずる。この条件から以

下の固有値方程式が得られる⁽⁹⁾。

$$\left(1 - r_2 \frac{\hat{\Gamma}}{j\kappa\beta}\right) \left(1 - r_1 \frac{\hat{\Gamma}}{j\kappa\beta}\right) = \left(r_2 - \frac{\hat{\Gamma}}{j\kappa\beta}\right) \left(r_1 - \frac{\hat{\Gamma}}{j\kappa\beta}\right) \exp(2\gamma L) \quad (3.13)$$

$$\hat{\Gamma} = (\alpha - j\delta\beta) - \gamma \quad (3.14)$$

以上の条件を満たす波長で発振が始まる。ただし、 r_1 と r_2 は光共振器の左右端の反射率である。

DFB 型 LD に帰還光が入射し、自己結合効果が発生した場合の振る舞いについても簡潔に述べる⁽⁹⁻¹¹⁾。反射板の反射率 r_3 が 1 よりも十分小さいとすると、帰還光の等価的な反射率 r_{3eq} は

$$r_{3eq} = R_2 + (1 - R_2^2)r_3 \exp(-j\omega\tau) \quad (3.15)$$

で表される。 τ は光の外部共振器往復時間である。それにより Eq.(3.13)は以下のようなになる。

$$\left(1 - r_{3eq} \frac{\hat{\Gamma}}{j\kappa\beta}\right) \left(1 - r_1 \frac{\hat{\Gamma}}{j\kappa\beta}\right) = \left(r_{3eq} - \frac{\hat{\Gamma}}{j\kappa\beta}\right) \left(r_1 - \frac{\hat{\Gamma}}{j\kappa\beta}\right) \exp(2\gamma L) \quad (3.16)$$

ここで、

$$r = \frac{\hat{\Gamma}}{j\kappa\beta} \quad (3.17)$$

$$\varepsilon = \frac{1}{2L} \left(\frac{1}{r_3 - r} + \frac{1}{r_1 - r} + \frac{r_3}{rr_3 - 1} + \frac{r_3}{rr_1 - 1} \right) \left(\frac{r_3}{\alpha - j\delta\beta} \right) \quad (3.18)$$

のようにおくと、DFB 型 LD の特性による定数 C_r は以下のようなになる。

$$C_r = \frac{(r^2-1)}{2(1-rr_3)(r_3-r)} (1-r^2) \frac{\gamma L}{(\alpha-j\delta\beta)L} \frac{1}{(1+\varepsilon)} \quad (3.19)$$

結果として、自己結合効果による発振角周波数の変化 $\Delta\omega$ と利得の変化 ΔG は以下のようなになる⁽⁹⁾。

$$\Delta\omega\tau = X_r \sin[\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r_3) - \tan^{-1}(\alpha_m)] \quad (3.20)$$

$$\Delta G = \frac{2X_r}{(1+\alpha_m^2)^{1/2}\tau} \cos[\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r_3)] \quad (3.21)$$

ただし、自己結合パラメータ X_r は以下のようなになる。

$$X_r = (1 + \alpha_m^2)^{1/2} \frac{c}{2\eta L} 2|C_r||r_3|\tau \quad (3.22)$$

VCSEL の発振波長が注入電流の変化に対して線形に変化するのに対し、DFB 型 LD では、ある注入電流の範囲では同じ波長で発振し、その範囲を超えると一気に波長が変化する、モードホップが起こる。したがって、注入電流に変調を加える通信用途などに使用する際には、モードホップのない電流の範囲で変調する必要がある。

自己結合効果の発生・検出の観点から DFB 型 LD について考えると、レーザーマイクロホンで使用する LD は一定値の注入電流で発振させるため、自己結合効果によって光強度が変化してもモードホップが起きないような注入電流値を選定する必要がある。また、DFB 型 LD は共振器内に回折格子構造を持つため、

Eq. (3.20)に示されるように自己結合効果による発振スペクトル幅の拡張・縮小や、発振波長の変動が抑制され、自己結合効果が発生しても安定して発振する。

3.1.4 分布反射型 LD の構造と特徴

Fig. 3.4 に分布反射型 LD の構造と発振スペクトルの概略図を示す⁽¹²⁾。分布反射型 LD は、英訳した際の各単語の頭文字(Distributed Bragg Reflector)から DBR 型と呼ばれる。DBR 型 LD は FP 型と同様に、半導体基板と平行にレーザー光を出射する。DBR 型 LD の特徴は、レーザー光を出射する活性層と波長選択性を持つ回折格子層が別々に構成されていることである。DBR 型 LD は DFB 型 LD と同様、格子の間隔に一致した波長の光のみが反射する度に強め合い、定電流動作の場合、単一縦モードで発振する。活性層と回折格子層の間の部分は位相変調層と呼ばれ、この部分に変調電流を与えることによって、発振波長を変化させる。

活性層と回折格子層が分割されているので、自己結合効果が発生させた際の波長の安定性は DFB 型 LD に劣るが、発振波長のチューナビリティが高く、発振波長の精度が求められる用途に用いられる。

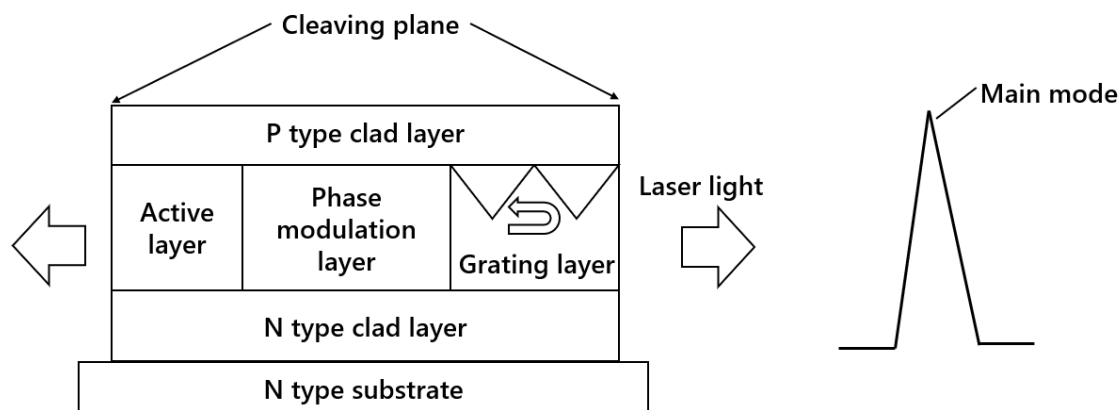


Fig. 3.4 Basic structure and oscillation spectrum of DBR-LD

3.1.5 量子ドット型 LD の構造と特徴

Fig. 3.5 に量子ドット型 LD の構造と発振スペクトルの概略図を示す⁽¹³⁾。

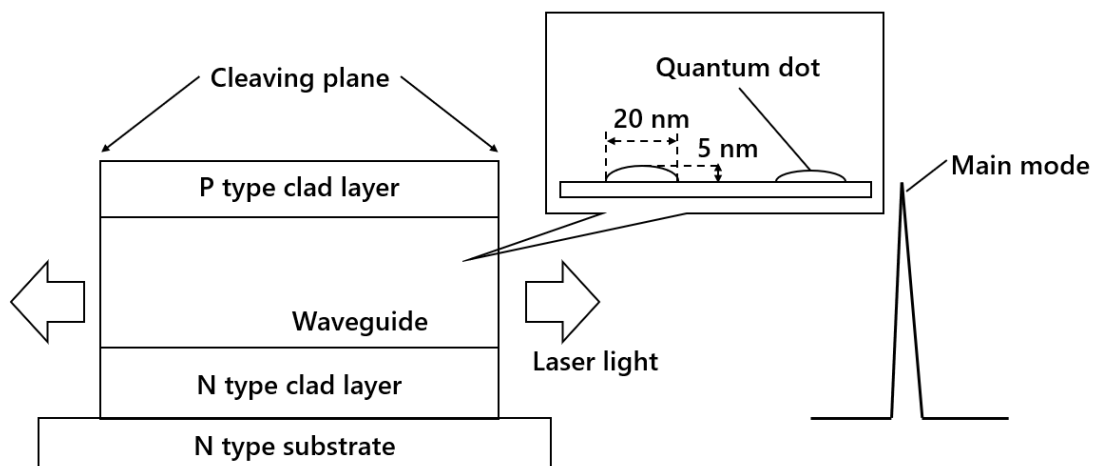


Fig. 3.5 Basic structure and oscillation spectrum of quantum dot LD

量子ドット型 LD は活性層として、量子ドット(nm スケールの半導体材料の粒)を使用する。この量子ドットはキャリアの閉じ込め効果を持ち、この効果によってドット内の電子は離散的なエネルギー準位を持つ。このエネルギー準位は、量子ドットのサイズによってコントロールできる。したがって、任意のエネルギー準位に電子を集め、発光効率を高くすることや、任意の波長のレーザー光を得ることができる。また、キャリアを閉じ込めておくことで、キャリアの拡散を防ぎ、低しきい値電流でレーザー発振させることが可能である。量子ドット型 LD は低電力・高速動作が可能であり、次世代のレーザー工学を担う画期的な LD である。

3.2 実験装置

Fig. 3.6 に本章で行った実験の実験装置を示す。実験は無響箱(SONOLA Type-1)の中で行った。LD は両凸レンズ(光洋 BK-7 A-1114 直径 10 mm、焦点距離 10 mm)の焦点に設置し、出射光を長径 3.5 mm、短径 1.2 mm の平行ビームとする。LD と両凸レンズは金属製のシリンダに入れて固定する。反射板には高輝度プリズムシート (3MPV9110N 最大反射率 67%)を使用し、シリンダのレーザービー

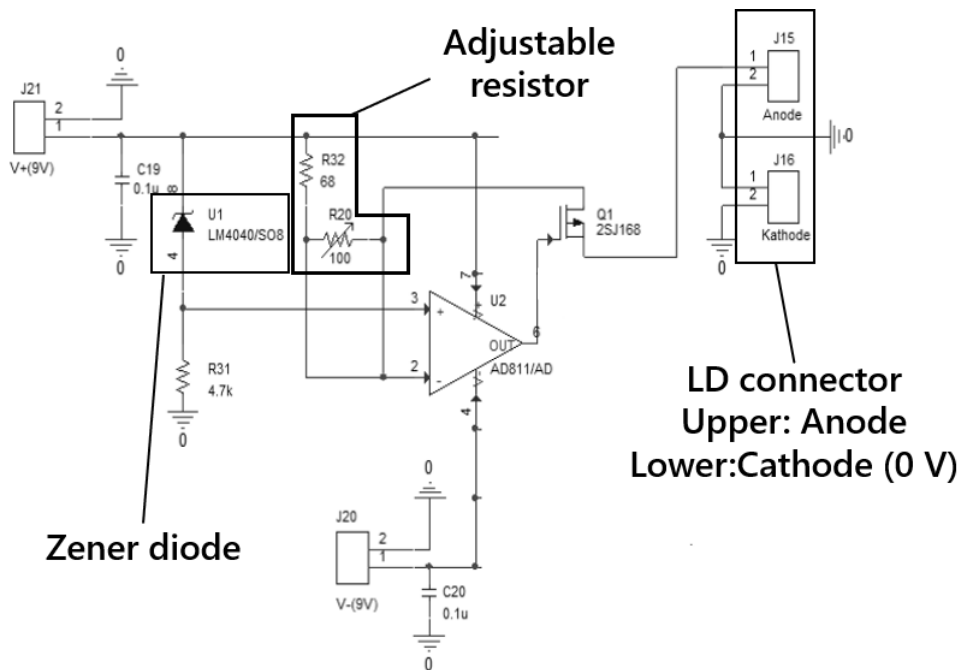


Fig. 3.7 Circuit diagram of LD-driver

PD から得られる光電流を信号電圧に変換する電流 - 電圧変換回路の回路図を Fig. 3.8 に示す。LD に内蔵されている PD は一般的なシリコンフォトダイオードであり、バイアス電圧がない状態では数 μs オーダの応答速度となる。また、一般的なシリコンフォトダイオードの変換効率は 0.6 A/W 程度であり、自己結合信号のうち音波の情報は数 μW オーダの大きさしかない。この微小光の検出と高速応答を実現するため、この回路中では帰還抵抗で信号電流を約 4700 倍の大きさの電圧に増幅し、負側の電源電圧を帰還抵抗と入力部の抵抗 (620Ω) で分圧し、約 8 V の逆バイアスを PD に与えている。Fig. 3.9 に帯域通過フィルタ (Band Pass Filter 以下 BPF) の回路図を示す。BPF は 3 段のフィルタ回路から構成されている。各回路は演算増幅器の非反転増幅器に低域・高域の遮断機能を付加したものである。1 段目は 1 次の高域通過フィルタであり、2 段目と 3 段目は 2 次の低域通過フィルタを構成している。

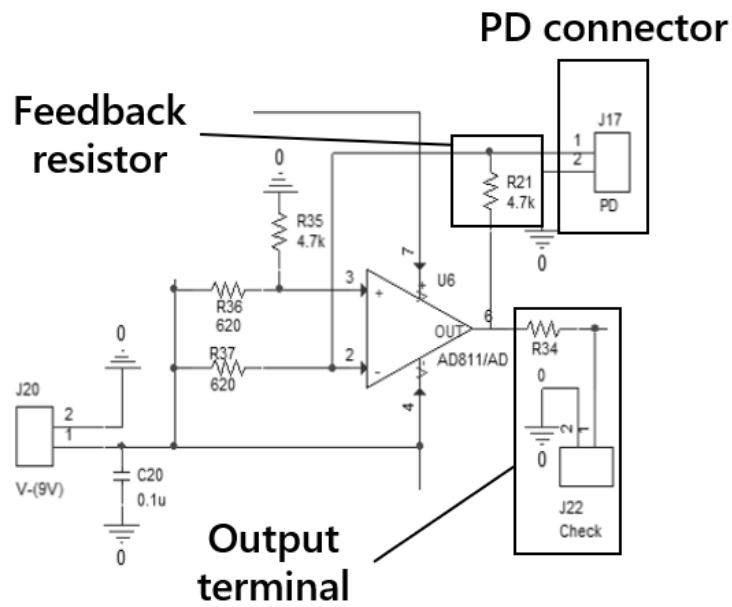


Fig. 3.8 Circuit diagram of I-V converter

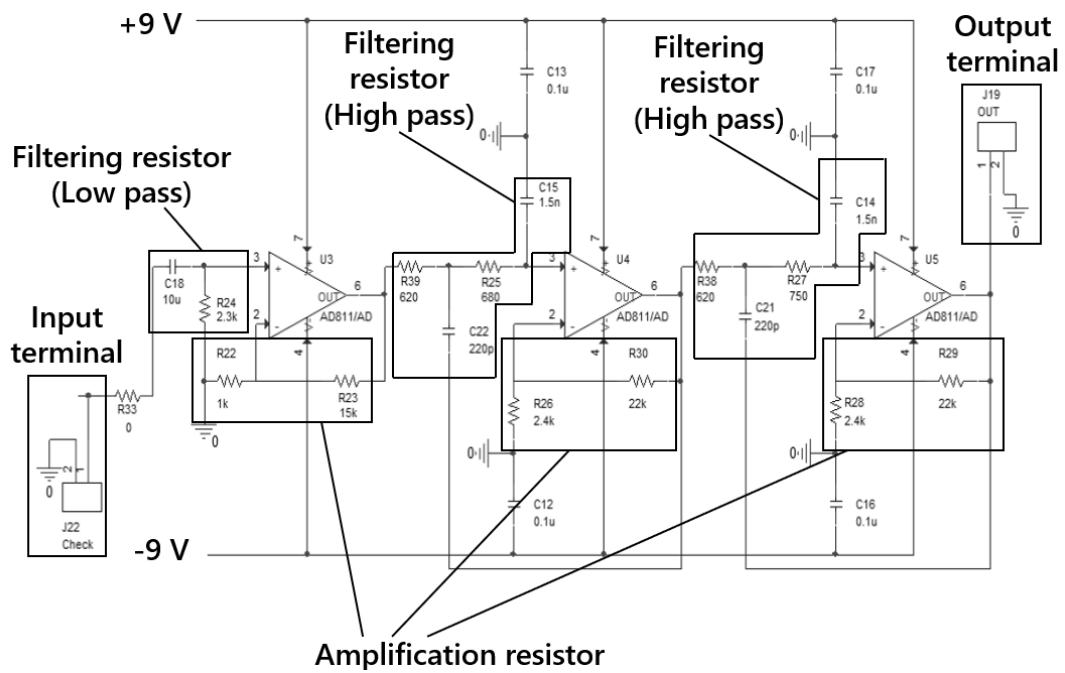


Fig. 3.9 Circuit diagram of BPF

増幅度 A_v と低域遮断周波数 f_{LC} 、高域遮断周波数 f_{HC} は以下のように求められる。

$$A_v = 1 + \frac{R_2}{R_1} \quad (3.23)$$

$$f_{LC} = \frac{1}{2\pi CR} \quad (3.24)$$

$$f_{HC} = \frac{1}{2\pi\sqrt{C_1 C_2 R_1 R_2}} \quad (3.25)$$

1 段目のフィルタは Eq. (3.23) から増幅度 16 倍、Eq. (3.24) から遮断周波数約 7 Hz となる。2 段目、3 段目のフィルタは Eq. (3.23) から増幅度約 10 倍、Eq. (3.25) から遮断周波数約 400 kHz となる。Fig. 3.10 に実測したフィルタ回路の周波数特性を示す。Fig. 3.10 から、全体の電圧増幅度は約 1600 倍で、30 Hz から 200 kHz まで平坦な感度を得られていることが分かる。これらの回路は雑音低減のため、一枚の基板上に形成し、金属ケースに入れ外来雑音を抑えている。反射板と回路を収めたケース、シリンダはマグネットベースで強固に固定し、実験を行った。

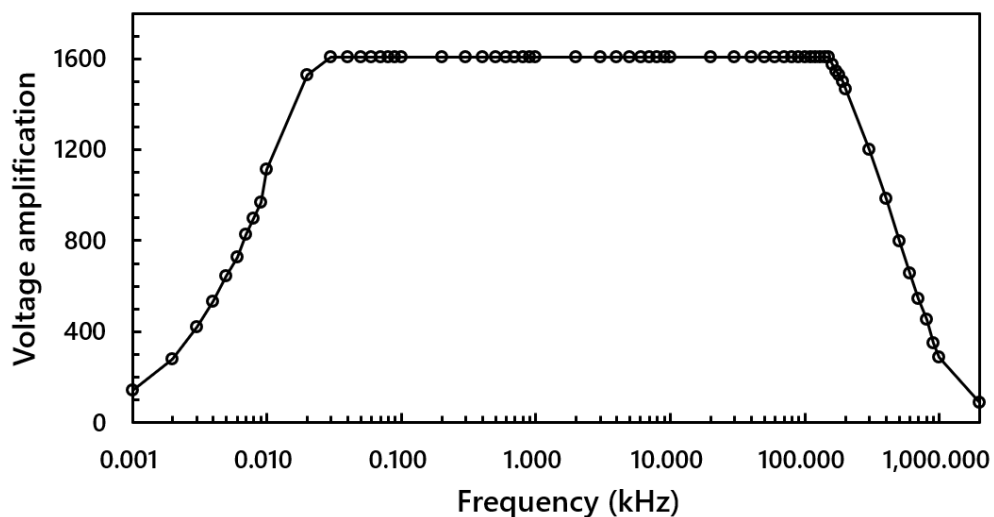


Fig. 3.10 Frequency characteristics of BPF

3.3 音源の特性

3.3.1 周波数特性

各周波数における入射音圧を知るため、各音源の周波数特性を調べた。測定用マイクロホン(BRUEL & KJÆR Type 4138)を音源と 200 mm 離して正対させ測定した。スピーカ DS-16S の音圧の周波数特性を Fig. 3.11 に、ツイータ PT-R4 の音圧の周波数特性を Fig. 3.12 に示す。

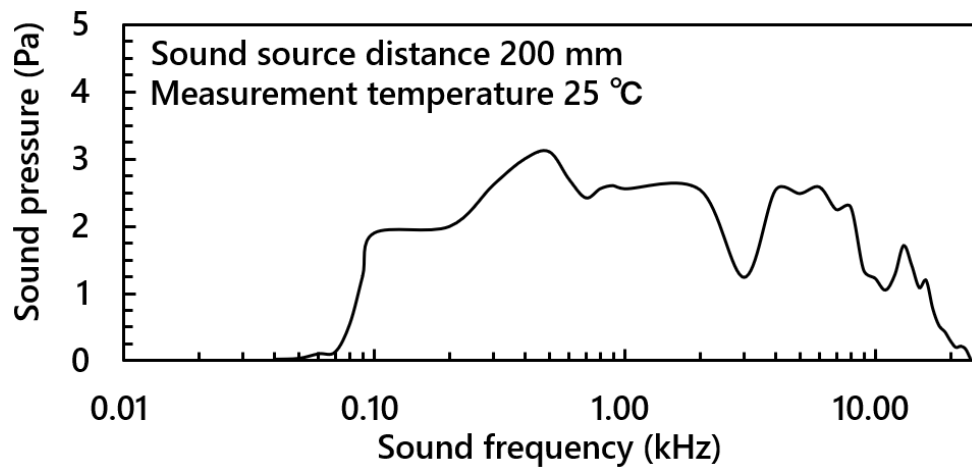


Fig. 3.11 Frequency characteristics of DS-16S

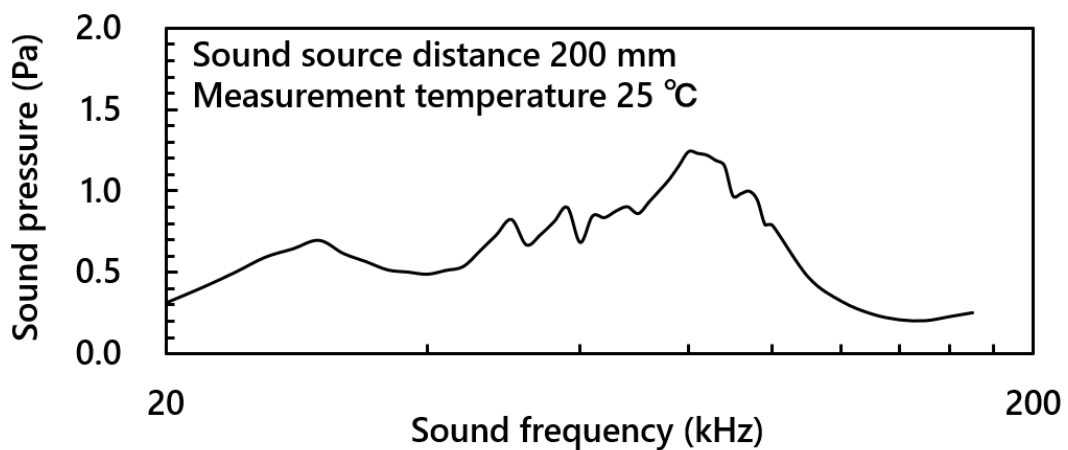


Fig. 3.12 Frequency characteristics of PT-R4

これらの実験結果から、各音源の音圧は周波数によって大きく変化することが分かった。レーザーマイクロホンの周波数特性を測定する際には、このような周波数による音圧の変動を考慮し、実験を行った。

3.3.2 音圧分布

次に、音波の広がり进行调查するため、音源から 200 m 離れた地点の縦横方向の音圧分布を、水平方向に 10 mm 間隔で 50 mm 測定した。測定時のマイクロホンと音源の位置関係を Fig. 3.13 に示す。

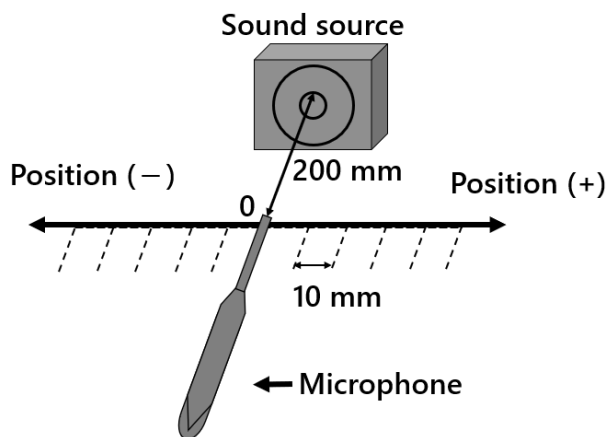


Fig. 3.13 Measurement condition of sound pressure distribution

100 Hz、1 kHz、10 kHz の音波を放射した際のスピーカ DS-16S の水平方向の音圧分布を Fig. 3.14 に、40kHz、80kHz、100kHz の音波を放射した際のツイータ PT-R4 の水平方向の音圧分布を Fig. 3.15 に示す。垂直方向の音圧分布も測定した。100 Hz、1 kHz、10 kHz の音波を放射した際のスピーカ DS-16S の垂直方向の音圧分布を Fig. 3.16 に、40kHz、80kHz、100kHz の音波を放射した際のツイータ PT-R4 の垂直方向の音圧分布を Fig. 3.17 に示す。音源からマイクロホンの距離、測定範囲や間隔は水平方向と同様である。図中で 0 mm は音源の正面を表し、グラフの縦軸は音源正面の音圧を基準値として、正規化したものである。これらの実験結果から、DS-16S の音圧分布はほぼ一様であることが分かる。PT-R4 は周波数が高くなると共に音圧分布が一様ではなくなると分かる。

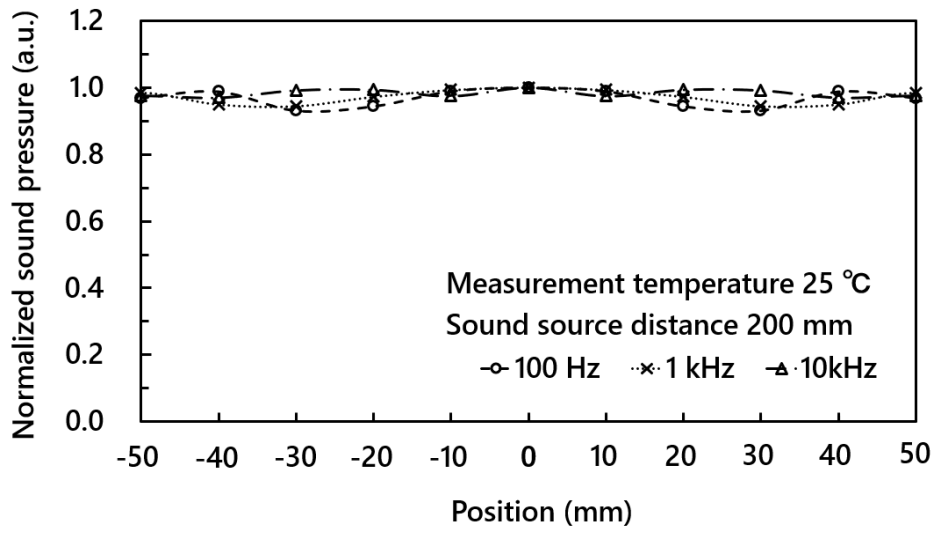


Fig. 3.14 Sound pressure distributions of DS-16S (horizontal direction)

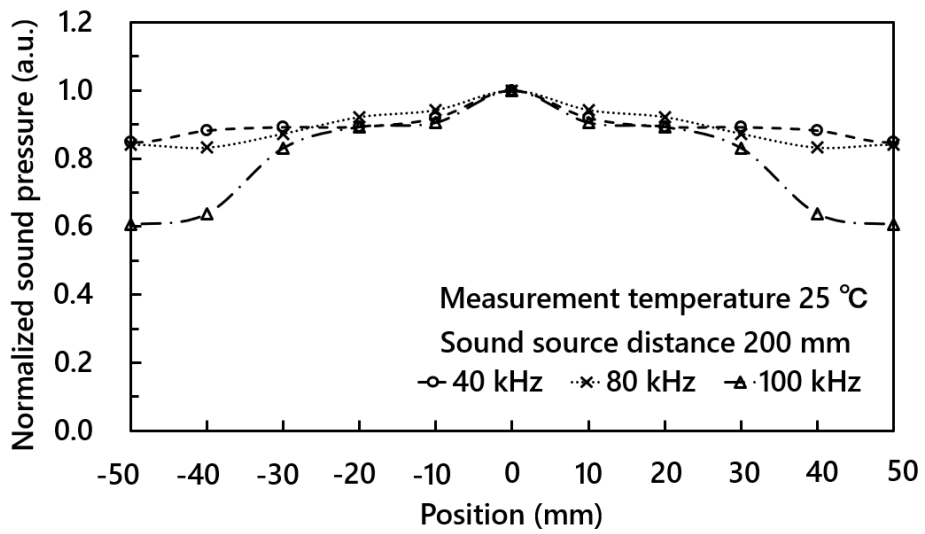


Fig. 3.15 Sound pressure distributions of PT-R4 (horizontal direction)

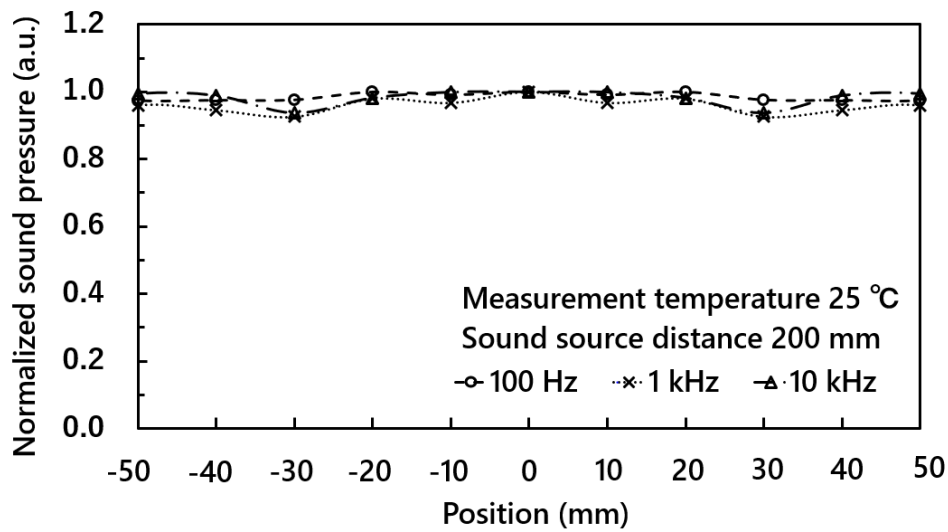


Fig. 3.16 Sound pressure distributions of DS-16S (vertical direction)

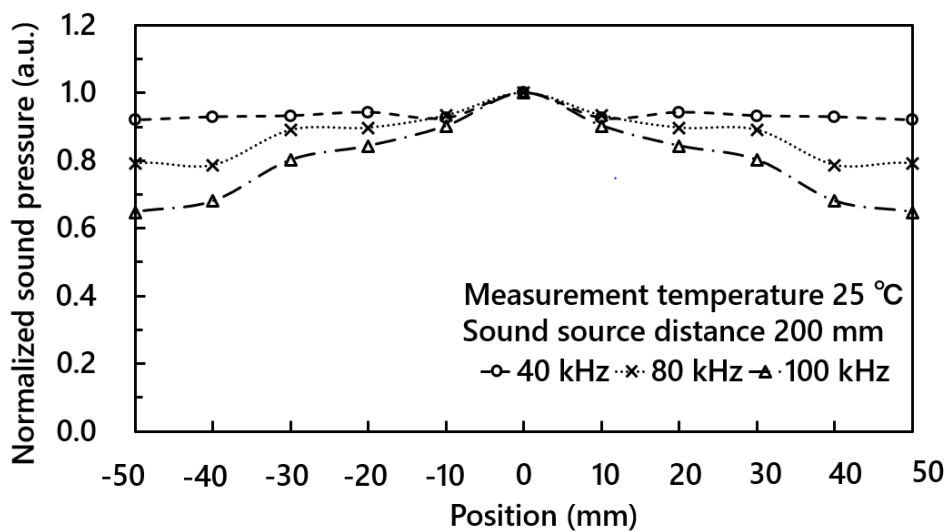


Fig. 3.17 Sound pressure distributions of PT-R4 (vertical direction)

3.3.3 レーザービーム上の音波の位相差

最後にレーザービームに入射する音波の位相が、レーザービームの中央と端部でどの程度遅れるか調査するため、音源の正面から 200 mm 離れた地点を基準とし、水平方向のある地点の音波の位相の遅れを測定した。測定時のマイクロホンの配置図を Fig. 3.18 に示す。測定範囲や測定間隔は、音圧分布と同様である。

2点間の位相差はオシロスコープ上で電圧波形を比較することで行った。

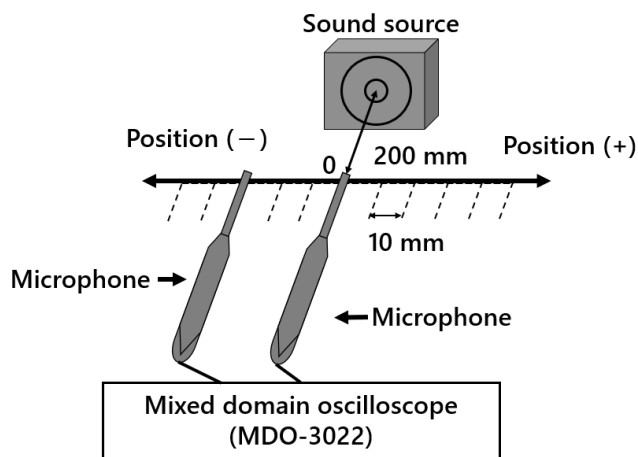


Fig. 3.18 Measurement condition of phase difference

100 Hz、1 kHz、10 kHz の音波を放射した際のスピーカ DS-16S の水平方向の位相差を Fig. 3.19 に、40kHz の音波を放射した際のツイータ PT-R4 の水平方向の位相差を Fig. 3.20 に示す。100 Hz、1 kHz、10 kHz の音波を放射した際のスピーカ DS-16S の垂直方向の位相差を Fig. 3.21 に、40kHz の音波を放射した際のツイータ PT-R4 の垂直方向の位相差を Fig. 3.22 に示す。図中で 0 mm は音源の正面を表し、グラフの縦軸は音源中心の位相を基準として、位相差を表している。

これらの実験結果から 40 kHz の場合において水平方向に最大 5° 程度の位相差、垂直方向に最大 12° 程度の位相差が光軸上に発生していることが分かった。PT-R4 においては水平方向よりも垂直方向の方が、位相差が大きくなる傾向にあるこれは、他の音源の発音体が円形であるのに対して、PT-R4 の発音体が縦長のリボン状であることが原因であると考えられる。

音圧分布と同様にこれらの実験結果から、音源から 200 mm 離れた場所においては、中心から水平、垂直に 50 mm の範囲では、どちらの音源から放射される音波も平面波に近い性質を持っていることが分かった。

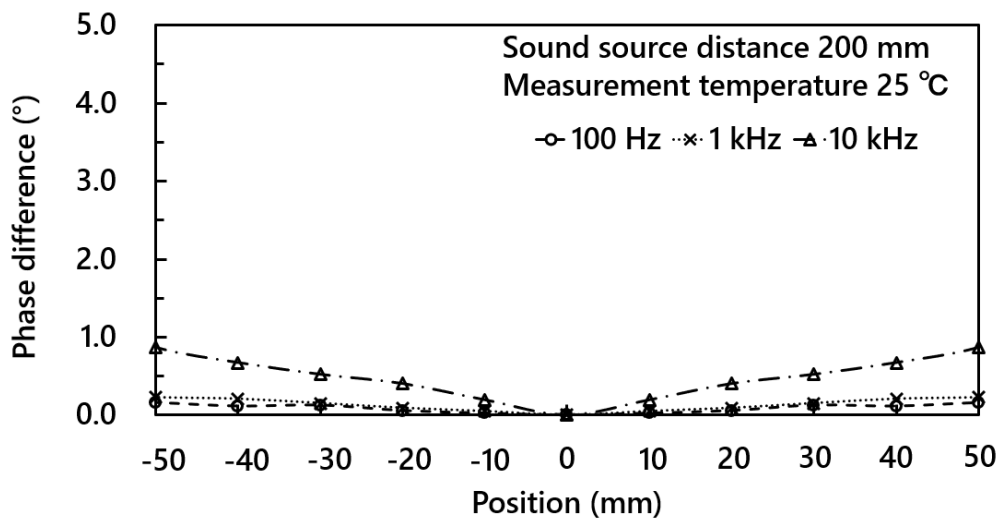


Fig. 3.19 Sound phase difference of DS-16S (horizontal direction)

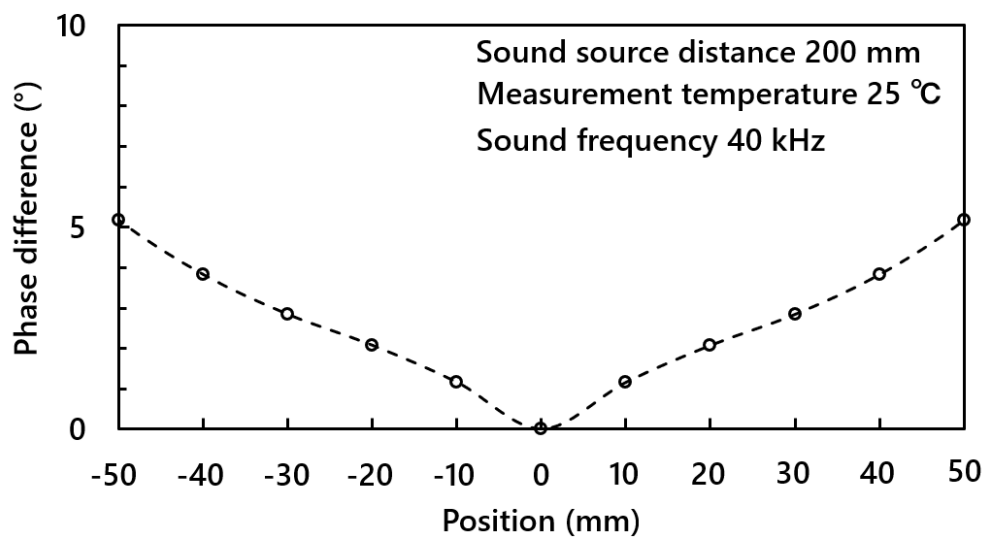


Fig. 3.20 Sound phase difference of PT-R4 (horizontal direction)

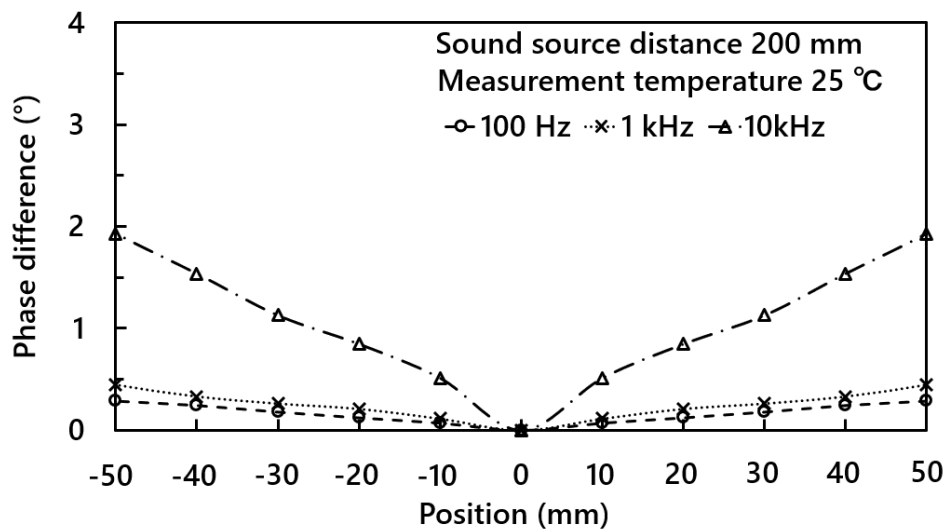


Fig. 3.21 Sound phase difference of DS-16S (vertical direction)

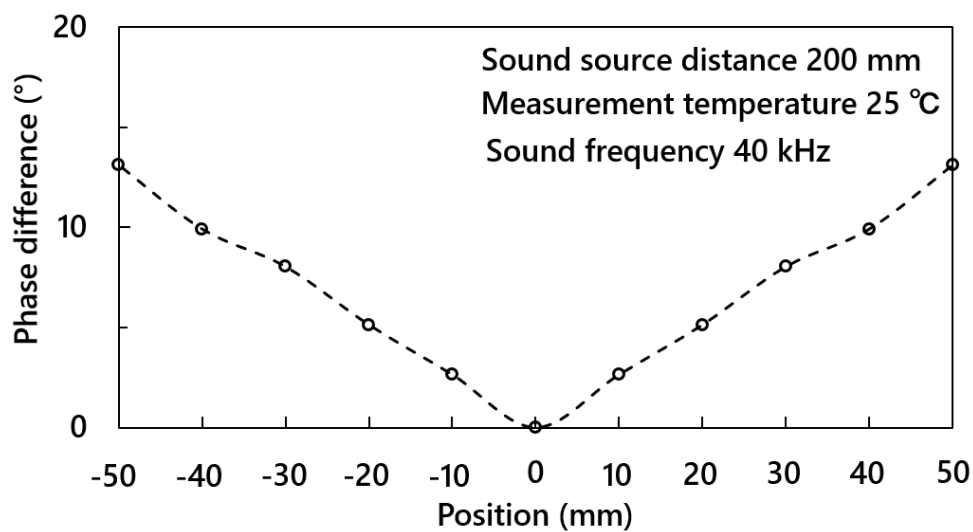


Fig. 3.22 Sound phase difference of PT-R4 (vertical direction)

3.4 半導体レーザーの特性

本章では、VCSEL として OPV310(OPTECK Technology 定格発振波長 850 nm、
定格光出力 1.5 mW)、DFB-LD として GH08360A2A(SHARP 定格発振波長 830

nm、定格光出力 60 mW)を使用した。この節では LD への注入電流に対する光パワーや発振波長の特性について述べる。

3.4.1 半導体レーザーの静特性

注入電流に対する LD の光出力の変化を測定した。測定時には光パワーメータ (ADVANTEST Q8230) を LD に密着させ、出射光の総パワーを測定した。OPV310 の静特性を Fig. 3.23 に、GH08360A2A の静特性を Fig. 3.24 に示す。Fig. 3.23、Fig. 3.24 より LD の発振しきい値はそれぞれ 3 mA、17 mA であると分かる。

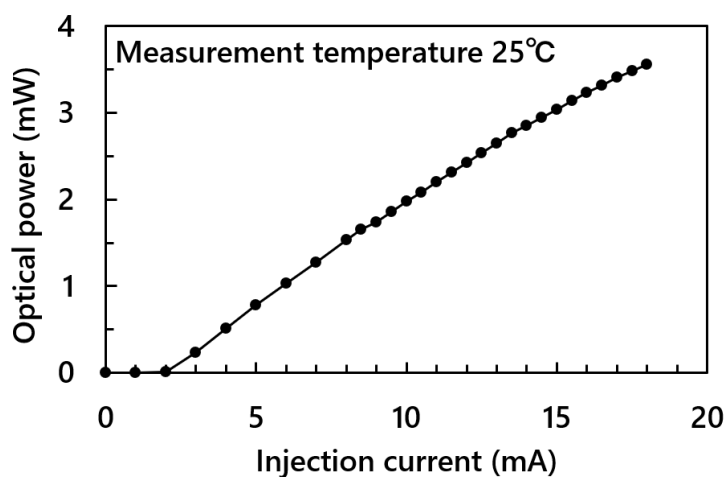


Fig. 3.23 Optical power characteristics of OPV310

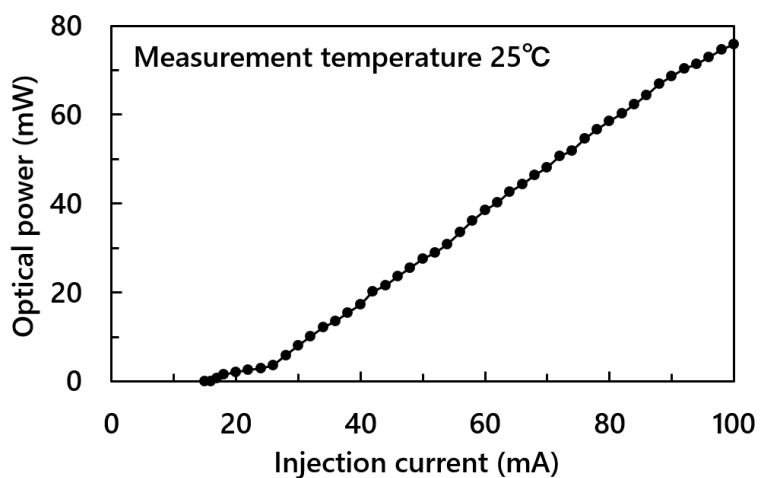


Fig. 3.24 Optical power characteristics of GH08360A2A

3.4.2 半導体レーザーの発振波長特性

注入電流に対する LD の発振波長、及び波長分布の変化を測定した。測定条件の模式図を Fig. 3.25 に示す。恒温層の温度は 25 °C に設定し、LD に一定値の電流を注入し発振させ、光ファイバを通して光スペクトラムアナライザ (ADVANTEST Q8347 最大波長分解能 3 pm) で LD の発振波長分布を測定した。

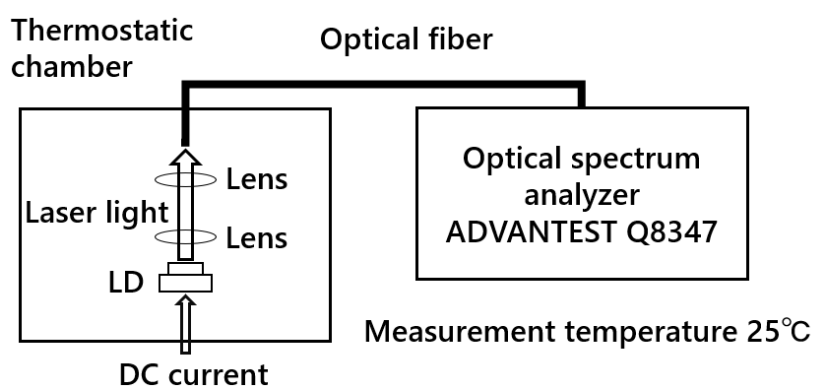


Fig. 3.25 Measurement system of oscillation mode

OPV310 の発振波長特性を Fig. 3.26 に、GH08360A2A の発振波長特性を Fig. 3.27 に示す。

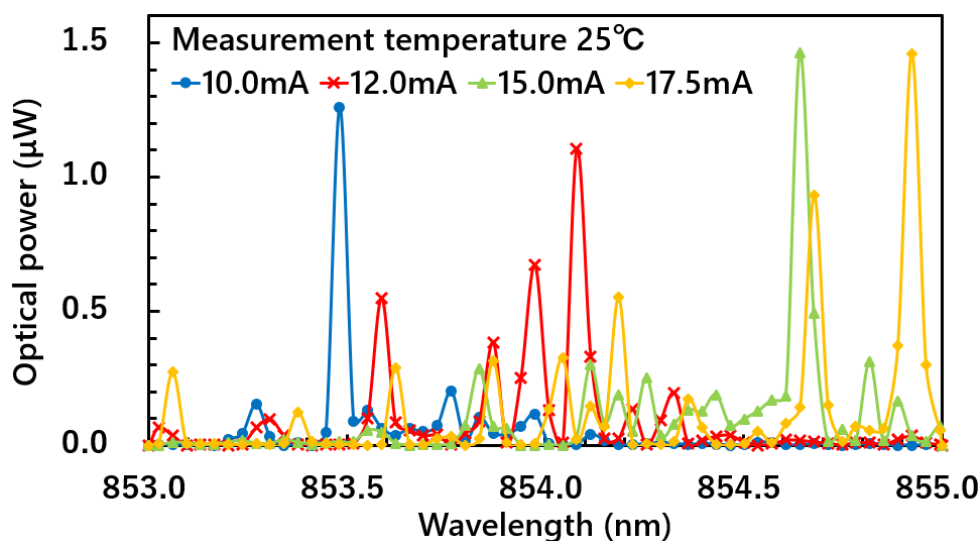


Fig. 3.26 Wavelength characteristics of OPV310

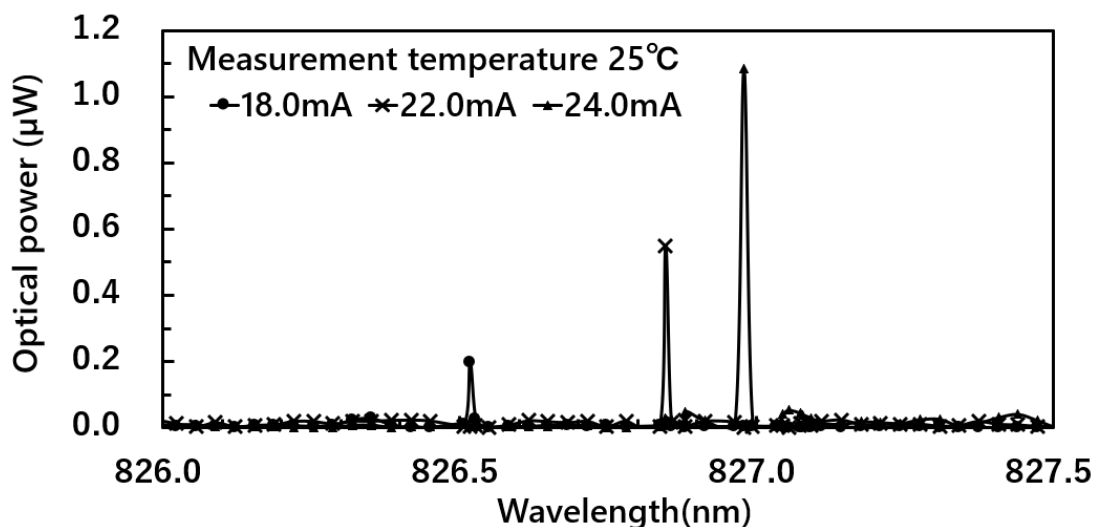


Fig. 3.27 Wavelength characteristics of GH08360A2A

Fig. 3.26 から、OPV310 では、発振波長は複数存在し、注入電流によってサイドモードの強度は変化している。Fig. 3.27 から、GH08360A2A では発振波長はどの電流値においても一つであり、単一縦モード発振していると言える。サイドモードの強度をより定量化するため、サイドモードパワー比(主モードのパワーに対する、最も大きいサイドモードのパワーの比)をいくつかの注入電流において求めた。Table 3.1 に 25°C で測定した OPV310 の注入電流、光出力、主モードの波長、最も大きいサイドモードの波長、サイドモードパワー比を示す。Table 3.2 に 25°C で測定した GH08360A2A の注入電流、光出力、主モードの波長、最も大きいサイドモードの波長、サイドモードパワー比を示す。

Table 3.1 より、OPV310 では注入電流によってサイドモードパワー比が 12 % から 66 % まで変化する。Table 3.2 より、GH08360A2A ではサイドモードパワー比はどの電流値でもほぼ一定で、概ね 5 % 程度である。

Table 3.1 Injection current, laser power, main mode wavelength, largest side mode wavelength, and side mode power ratio of OPV310

Current (mA)	Laser power (mW)	Main mode wavelength (nm)	Largest side mode wavelength (nm)	Side mode power ratio (%)
6.0	1.0	852.89	853.10	19
8.0	1.5	853.17	852.64	22
10.0	2.0	853.48	853.76	12
12.0	2.5	854.08	853.97	60
14.5	3.0	854.54	854.33	56
15.0	3.1	854.64	854.81	19
17.5	3.5	854.92	854.67	66

Table 3.2 Injection current, laser power, main mode wavelength, largest side mode wavelength, and side mode power ratio of GH08360A2A

Current (mA)	Laser power (mW)	Main mode wavelength (nm)	Largest side mode wavelength (nm)	Side mode power ratio (%)
18	1.5	826.52	826.35	3.2
22	2.7	826.85	826.62	4.3
24	3.0	826.98	826.88	5.4

3.4.3 半導体レーザーの発振波長の温度依存性

注入電流に対する LD の発振波長の温度依存性を測定した。測定条件は 3.4.2 項と同様である。OPV310 の発振波長温度依存性を Fig. 3.28 に、GH08360A2A の発振波長温度依存性を Fig. 3.29 に示す。

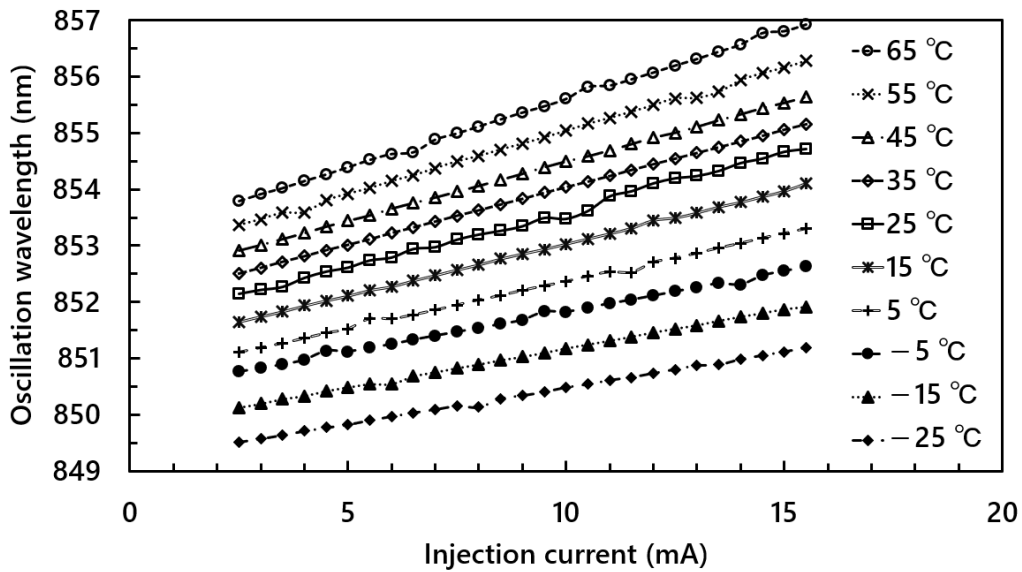


Fig. 3.28 Temperature dependence of wavelength (OPV310)

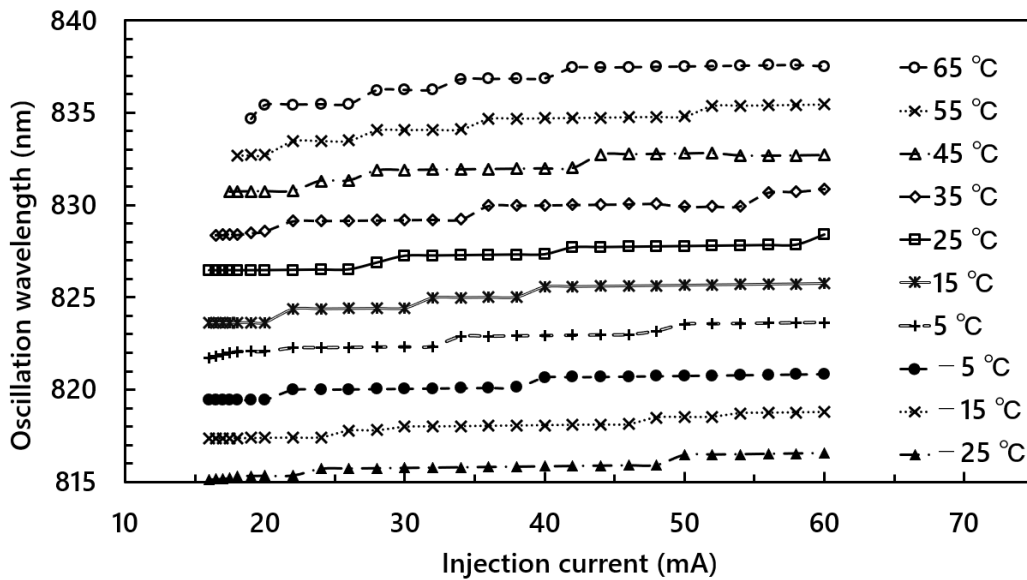


Fig. 3.29 Temperature dependence of wavelength (GH08360A2A)

Fig. 3.28 より、OPV310 の発振波長は注入電流に対して直線的に変化することが分かる。発振波長は温度にも直線的に変化し、温度が上昇するにつれて発振波長が長くなる。Fig. 3.29 より GH08360A2A の発振波長はある程度の注入電流の範囲ではほぼ一定となり、特性中の数点で発振波長が大きく変化するモードホップが発生している。また、温度が上昇するにつれて、モードホップの回数が増え

ている。これらの特性は各 LD の共振器構造に起因しており、OPV310 は VCSEL であり、共振器中に波長変化を抑制する機構がない。したがって、注入電流が増加すると発生するジュール熱によって共振器長が伸び、発振波長も長くなる。周囲温度の上昇によっても同様の現象が起こる。GH08360A2A は DFB-LD であり、共振器中に回折格子があることで波長変化が抑制される。しかし、注入電流の増加や周囲温度の上昇によって共振器長が徐々に変化し、やがて現状の発振波長と異なる波長において共振条件が成り立ち、モードホップが起こる。

3.4.5 半導体レーザー内蔵フォトダイオードの光起電流特性

注入電流に対する LD に内蔵された PD の光起電流特性を測定した。測定条件は 3.4.1 項と同様である。OPV310 の光起電流特性を Fig. 3.30 に、GH08360A2A の光起電流特性を Fig. 3.31 に示す。

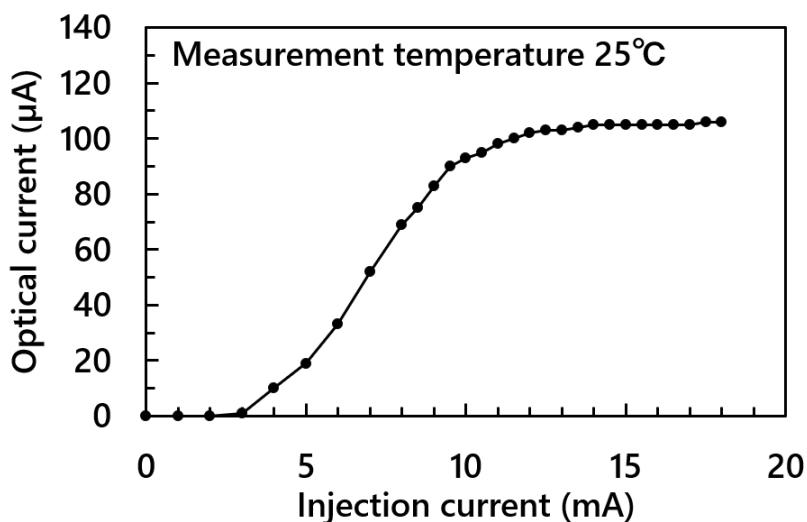


Fig. 3.30 Optical current characteristics of PD (OPV310)

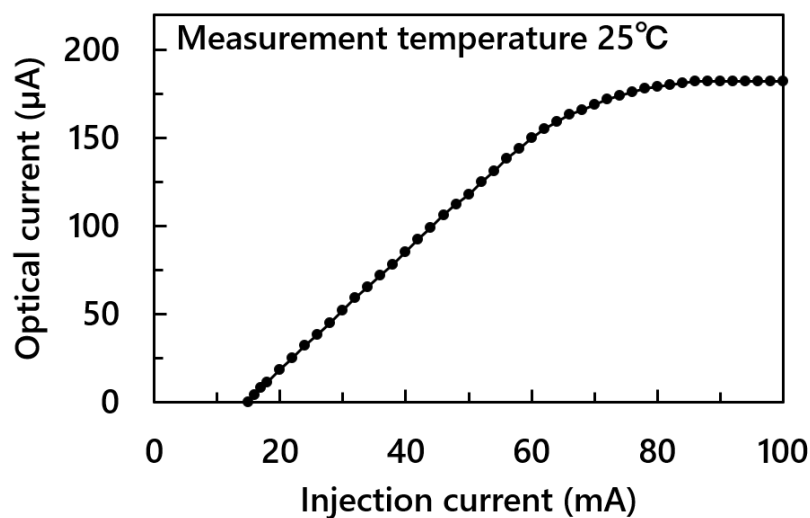


Fig. 3.31 Optical current characteristics of PD (GH08360A2A)

Fig. 3.30 より、OPV310 に内蔵された PD は光起電流が 100 μA 程度で飽和することが分かった。また、Fig. 3.31 より GH08360A2A に内蔵された PD は光起電流が 180 μA 程度で飽和することが分かった。

3.5 異なる半導体レーザーを用いて作製したレーザーマイクロホンの特性比較

本節では、OPV310(VCSEL)と GH08360A2A(DFB-LD)を用いてレーザーマイクロホンを作製し、その特性を比較することで、レーザーマイクロホンに適した半導体レーザーの条件を考察する。以後すべてのグラフにおいて、図中の測定値は、ミックスドドメインオシロスコープのスペクトラムアナライザ機能を用いて測定したものの、5回平均値である。

3.5.1 レーザーパワーに対する出力電圧特性

音源に DS-16S を使用し、入射音波の周波数 1 kHz、入射音圧 1 Pa とした。このときレーザーパワーを変化させ、出力電圧の変化を測定した。Fig. 3.32 に測定

結果を示す。図中の破線は測定値を最小二乗法(2次式)で近似したものである。

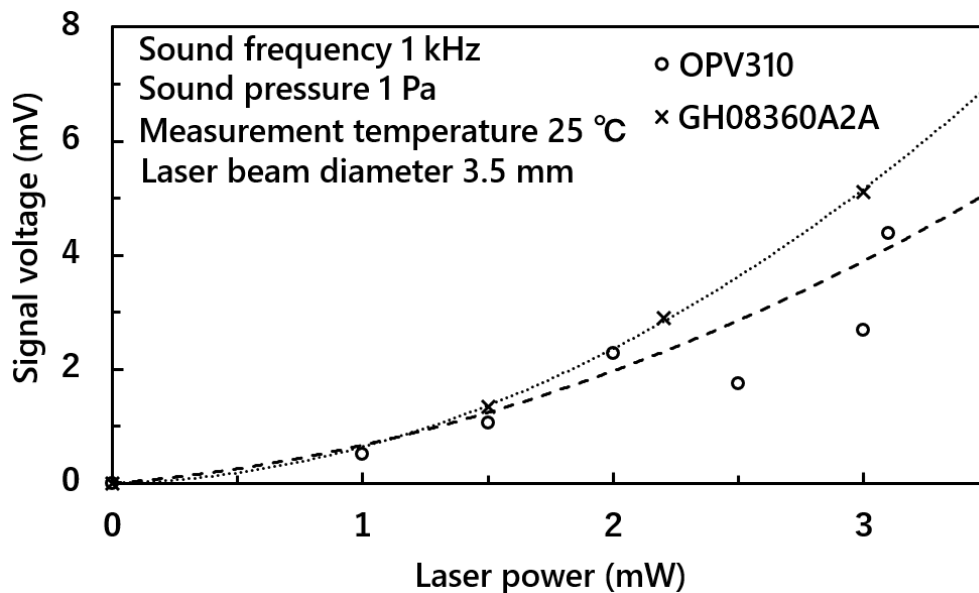


Fig. 3.32 Signal voltage vs. laser power

Fig. 3.32 より、GH08360A2A(DFB-LD)の測定値は概ねレーザーパワーの 2 乗に対して直線的に上昇している。レーザーパワーは光強度の次元を持ち、単位は W である。そして、光強度は光電界の 2 乗で表される。光強度は PD で検出する際に電流の次元(単位は A)に変換され、電流-電圧変換回路によって電圧の次元(単位は V)に変換される。Eq. (2.55)に述べられている干渉光は電界強度の形で記述されているが、実際にはこれを 2 乗した光強度の形で PD に検出される。ここで、Eq. (2.55)の電界強度に注目すると、後進光の電界強度 E_b の 2 乗に比例している。つまり、光電界の強度がレーザーパワーに比例し、干渉光の電界強度が光電界の 2 乗に比例することから、干渉光強度が出射レーザーパワーの 2 乗に対して直線的になり、それを電圧に変換するから、出力電圧がレーザーパワーの 2 乗に対して直線的に上昇すると考えられる。GH08360A2A については、この理論にしたがって感度が上昇している。

OPV310(VCSEL)については、近似曲線こそレーザーパワーの 2 乗に対して直

線的に上昇しているものの、レーザーパワーが 2.5 mW、3.0 mW、3.5mW の点では、感度が極端に低下している。Table 3.1 より、これらのレーザーパワーではサイドモードパワー比が 60 %程度まで大きくなっていることが分かる。また、レーザーパワーが 2.0 mW の場合は、近似曲線よりも高い感度が得られている。この点のサイドモードパワー比は 12 %である。このことから、サイドモードパワー比がレーザーマイクロホンの感度に影響し、サイドモードパワー比が 15 %程度未満、20 %程度以上、50 %程度以上の順に感度が低下すると考えられる。

3.5.2 入射音圧に対する出力電圧特性

音源に DS-16S を使用し、入射音波の周波数を 1 kHz 一定として、レーザーパワーを 2 mW 一定としたとき、入射音波の音圧を変化させ、出力電圧の変化を測定した。VCSEL についてはサイドモードパワー比が感度に及ぼす影響を検討するため、サイドモードパワー比 12 %、19 %、56 %の 3 種類の条件で実験を行った。同等のパワーでサイドモードパワー比のみが異なるという条件を設定するため、シリンダのレーザー光出射面に ND フィルタを取り付け、パワーを減じて実験を行った。Fig. 3.33 に測定結果を示す。図中の破線は測定値を最小二乗法(1次式)で近似したものであり、音圧は 20 μ Pa を基準とした常用対数で示されている。Fig. 3.33 より、どの特性においても音圧に対して、出力が直線的に上昇していることが分かる。この図に示した特性の傾きから、感度を求めることができる。求めた感度は OPV310(Side mode 56 %)、OPV310(Side mode 19 %)、OPV310(Side mode 12 %)、GH08360A2A の順に 1.26 mV/Pa、1.61 mV/Pa、1.87 mV/Pa、2.12 mV/Pa となり、サイドモードの強度が高くなるにつれて感度が低下することが確認できた。また、最低検出音圧も感度と同様の順に、72 dB、70 dB、69 dB、67 dB となり、こちらもサイドモードの強度が高くなるにつれて減少している。

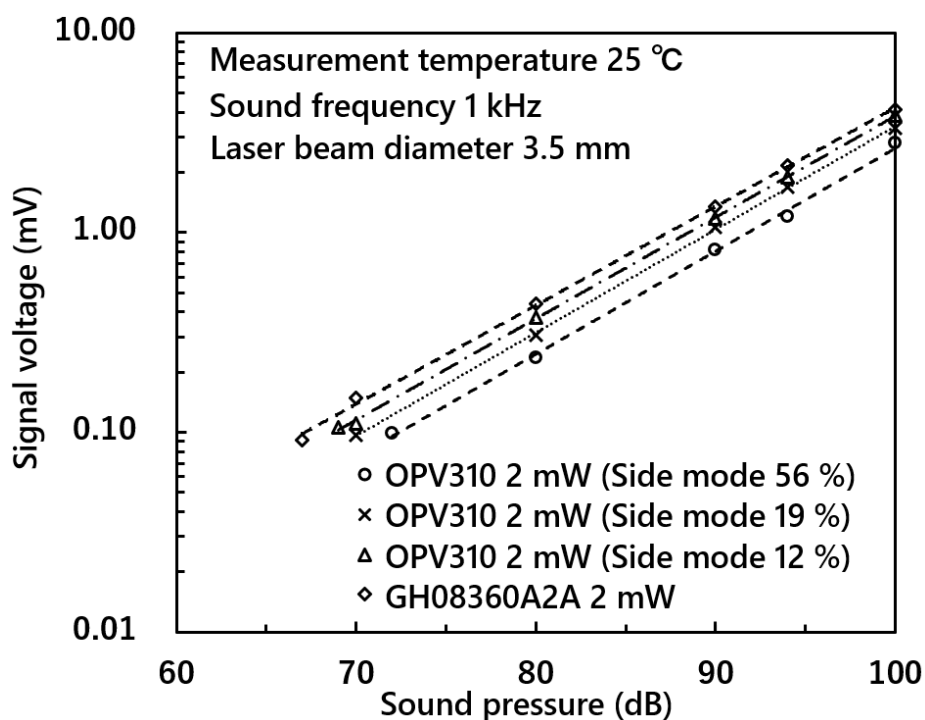


Fig. 3.33 Signal voltage vs. sound pressure

3.5.3 周波数特性

本研究では DFB-LD を使用している場合に、楕円形になるレーザービームの長径を音波の到来方向と平行にしている。音源に DS-16S と PT-R4 を使用し入射音波の周波数を 40 Hz から 170 kHz まで変化させ、各周波数でのレーザーマイクロホンの出力電圧を測定した。

この実験では、入射する音波の音圧分布を考慮するため以下のような方法で感度を求めた⁽¹⁴⁾。はじめに 3.3.2 項で求めたそれぞれの音源の横方向の音圧分布を考慮し、光軸中心から水平に 50 mm の範囲の各点の規格化音圧 p の総和を 11 で割り、光路全体が等音圧の場合に 1 になるよう音圧分布係数 C_p を算出した。 C_p は以下の Eq. (3.26) で求められる。

$$C_p = \sum_{i=-5}^5 p_i / 11 \quad (3.26)$$

次に音源への入力電圧を一定値とし、ある周波数においてレーザーマイクロホンに入射している音圧は、3.3.1 項で求めた各周波数の音源中心から正面に 20 mm 離れた点の音圧 P_f と、音圧分布係数 C_p の積と考える。ここである周波数でのレーザーマイクロホンの出力電圧を V とすると、感度 S は以下の Eq. (3.27)で求められる。

$$S = V / (C_p \times P_f) \quad (3.27)$$

この方法によって求めた、レーザーマイクロホンの感度の周波数特性の測定結果を Fig. 3.34 に示す。図中の破線は測定値を最小二乗法(2次式)で近似したものである。

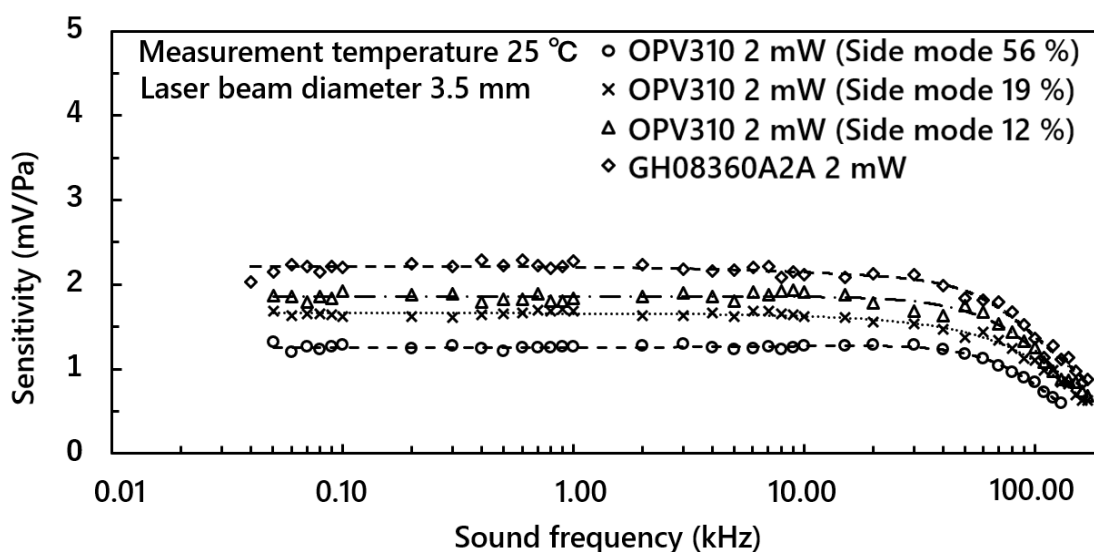


Fig. 3.34 Frequency characteristics of laser microphone

Fig. 3.34 から 40 Hz から 40 kHz まで、今回実験に使用した LD では、その周波数においても、一定の感度を得られていることが分かる。40 Hz 以下は DS-16S の性能上、十分な音圧を得られず測定は不可能であった。しかし、原理上感度が低下する要因は考えられないため、40 Hz 以上と同様に一定な感度を得られると

考えられる。50 kHz より高い周波数の感度の低下は 2.3 節で述べたレーザービームの径と音波長の関係によるものと考えられる。この実験結果から、レーザーパワーが大きく、単一波長で発振している LD がレーザーマイクロホンに適していることが分かった。DFB-LD はレーザーパワーを大きくとることができ、かつ共振器内に波長選択構造を持つため単一波長性に優れており、レーザーマイクロホンに適していると言える。

参考文献

- (1) H. Kroemer: "A proposed class of heterojunction injection lasers", Proc. IEEE, Vol.51, No.12, pp.1782-1783 (1963)
- (2) A. K. Saha: "Analytical Model of a VCSEL Considering External Optical Feedback", Electrical & Electronic Engineering Department Bangladesh University of Engineering & Technology, A Thesis for the Degree of Ph.D. in Engineering. (2008)
- (3) H. Soda, K. Iga, C. Kinoshita, Y. Suematsu: "GaInAsP/InP surface emitting injection lasers", Jpn. J. Appl. Phys., Vol.18, No.12, pp.2329-2330 (1979)
- (4) 大磯義孝: "光通信用面発光レーザ(VCSEL)の高性能化に関する研究", 慶応義塾大学理工学部博士論文 (2004)
- (5) C. J. R. Sheppard: "Approximate calculation of the reflection coefficient from a stratified medium", Pure. Appl. Opt, Vol.4, No.9, pp.665-669 (1995)
- (6) 坂本明紀, 津田紀生, 山田諄: "面発光レーザを用いた自己結合型距離計の特性", 電気学会論文誌 C, Vol.126, No.12, pp.1454-1459 (2006)
- (7) A. Doi, T. Fukuzawa, M. Nakamura, R. Ito, and K. Aiki: "InGaAsP/InP distributed-feedback injection lasers fabricated by one-step liquid phase epitaxy", Appl. Phys. Lett., Vol.35, No.6, pp.441-443 (1979)
- (8) 秋葉重幸: "DFB,DBR 半導体レーザの光学理論", 光学, Vol.15, No.2, pp.115-120 (1986)
- (9) H.Huan, M. Wang, D. Guo, and T. Wang: "Self-mixing interference effect in distributed feedback laser", Appl. Phys. B, Vol.79, pp.325-330 (2004)
- (10) J. Zhou, M. Wang, and D. Han: "Experiment observation of self-mixing interference effect of DFB semiconductor lasers", Opt. Express, Vol.14, No.12, pp.5301-5306 (2006)
- (11) F. Favre: "Theoretical Analysis of External Optical Feedback on DFB Semiconductor lasers", IEEE J. Quantum Electron, Vol.23, No.1, pp.81-88 (1987)
- (12) S. Wang, R. F. Cordero, and C. C. Tseng: "Analysis of distributed-feedback and

- distributed-Bragg-reflector laser structures by method of multiple reflections”, J. Appl. Phys., Vol.45, No.9, pp.3975-3977 (1974)
- (13) Y. Arakawa, and H. Sakaki: “Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current”, Appl. Phys. Lett., Vol.40, No.11, pp.939-941 (1982)
- (14) 水嶋大輔, 吉松剛, 五島敬史郎, 山口剛, 津田紀生, 山田諄: “半導体レーザーの自己結合効果を利用したレーザマイクロホンの超音波帯域特性”, 電気学会論文誌 C, Vol.137, No.3, pp.484-489 (2017)

第4章 レーザーマイクロホンの特性

本章では、レーザーマイクロホンの感度、周波数特性、指向性などの基本的特性について実験結果を示す。この節で用いられる主な実験条件は3.2節で示した通りである。以後の実験では、LDはGH08360A2A(DFB-LD)を使用している。

4.1 反射板の反射率に対する出力電圧特性

自己結合効果によって得られる信号の信号対雑音比は帰還光量に関係すると考えられるが、LDの活性層内に帰還する光量は正確に求めることが難しいので、反射板の反射率を指標として帰還光量に対する感度の変化を求めた。この実験のみ、反射板にはアルミ蒸着ミラー(実測反射率約80%)を使用し、ミラーの手前にNDフィルタを挿入して、反射率を変化させる。ここで使用するNDフィルタの透過率はLD発振波長830nmに対する実測値を用いた。Table 4.1にそれぞれのNDフィルタの透過率と、ミラーの反射率にNDフィルタの透過率の二乗をかけて求めた全体の反射率を示す。

Table 4.1 Transmittance of ND filter and overall reflectivity

Transmittance of ND filter (%)	Overall reflectivity (%)
85.4	58.32
79.0	49.92
64.6	32.80
59.4	28.32
47.9	18.32
36.2	10.48
21.4	3.76
8.00	0.512

レーザーパワーを 20 mW 一定とし、PT-R4 から 80 kHz、0.4 Pa の音波をレーザーマイクロホンに入射し、音波が入射していないときの出力電圧中の 80 kHz の成分を雑音成分、音波を入射したときの 80 kHz の成分を信号成分としてそれぞれの大きさを、ND フィルタによって反射率を変えて測定した。そして、雑音成分と信号成分の差から、音波による出力電圧の変化が最も大きくなる反射率を調査した。Fig. 4.1 に反射率の変化に対する雑音・信号両成分の特性を示す。図中の破線は測定値を最小二乗法で近似したものである。雑音成分は 1 次式で、信号成分は 2 次式で近似している。

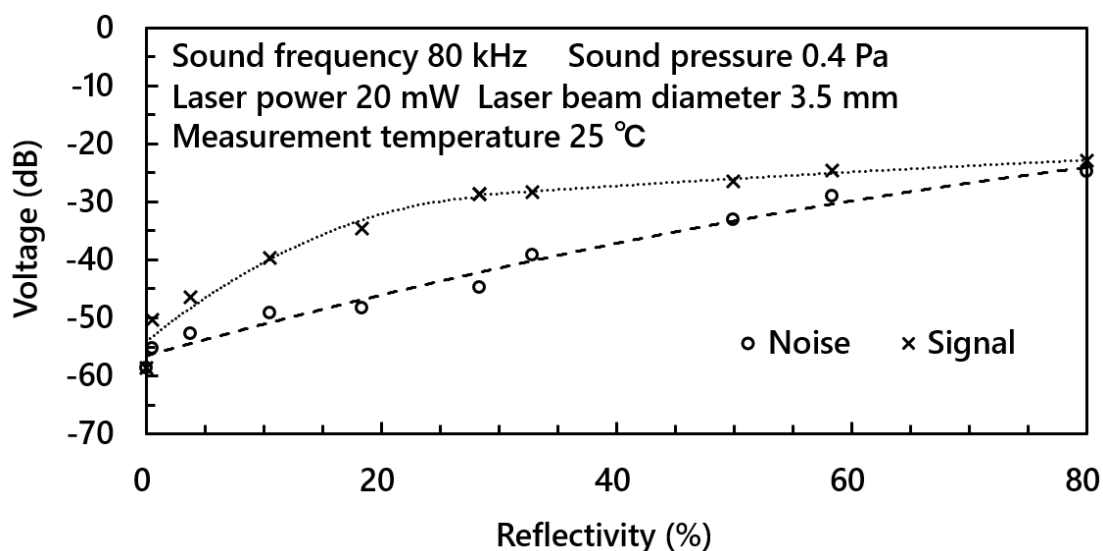


Fig. 4.1 Noise and signal voltage vs. reflectivity

ここで電圧の大きさは $1 \text{ V} = 0 \text{ dB}$ として常用対数を取ったものである。測定結果から、雑音成分は反射率に対して直線的に、信号成分は二次関数的に増加しており、反射率が 25 %程度であるときに雑音成分と信号成分の差が最も大きくなることが分かった。また、この実験結果から、反射率が 0.5%程度であっても自己結合効果が発生し、音波検出が可能であることが明らかになった。この特性はレーザーパワーが 20 mW の場合、他の周波数・音圧の音波を入射した場合も同様であった。

Fig. 4.1 と同様の測定をレーザーパワーを変化させて行い、雑音成分と信号成分の差が最も大きくなる反射率を求めた。測定の結果を Fig. 4.2 に示す。図中の破線は測定値を最小二乗法(1 次式)で近似したものである。

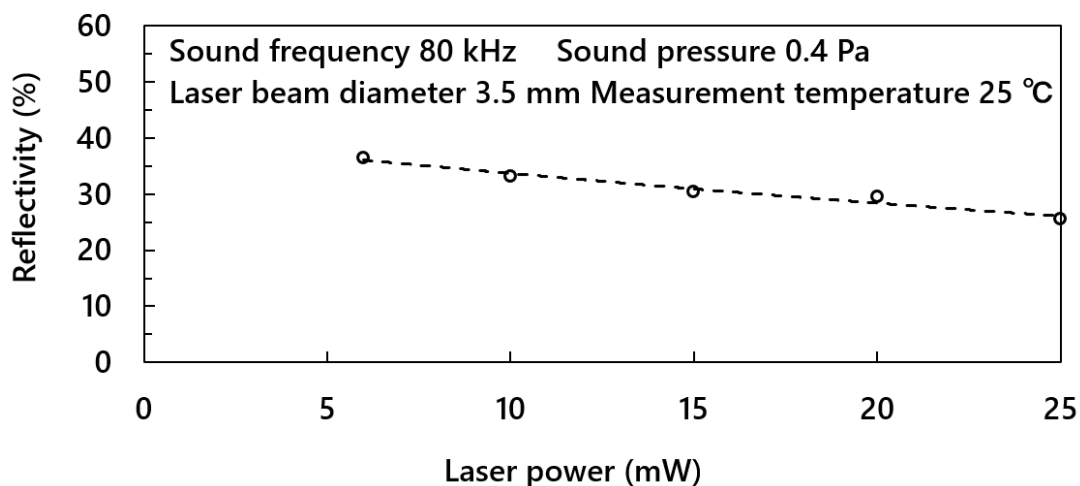


Fig. 4.2 Reflectivity vs. laser power

Fig. 4.2 から雑音成分と信号成分の差が最も大きくなる反射率は、レーザーパワーが上昇するにつれて低下した。この節以後の実験は、反射板にプリズムシートを使用し、透過率 64.4 %の ND フィルタを用いて最大感度になる反射率に調整し、実験を行った。

4.2 レーザーパワーに対する出力電圧特性

音源に DS-16S を使用し、入射音波の周波数を 1 kHz とした。このときいくつかの入射音圧の条件で、レーザーパワーを変化させ、1 kHz の電圧の変化を測定した。Fig. 4.3 に測定結果を示す。図中の破線は測定値を最小二乗法(2 次式)で近似したものである。

実験結果から、どの音圧においても 3.5.1 項に示したようにレーザーパワーの増加に伴って出力電圧が 2 次関数的に増加していることが分かる。1 kHz 以外の

周波数でも、同様の実験結果が得られた。これら実験結果から、実験を行ったパワーの範囲ではレーザーパワーの 2 乗に対して直線的に出力電圧が増加すると考えられる。

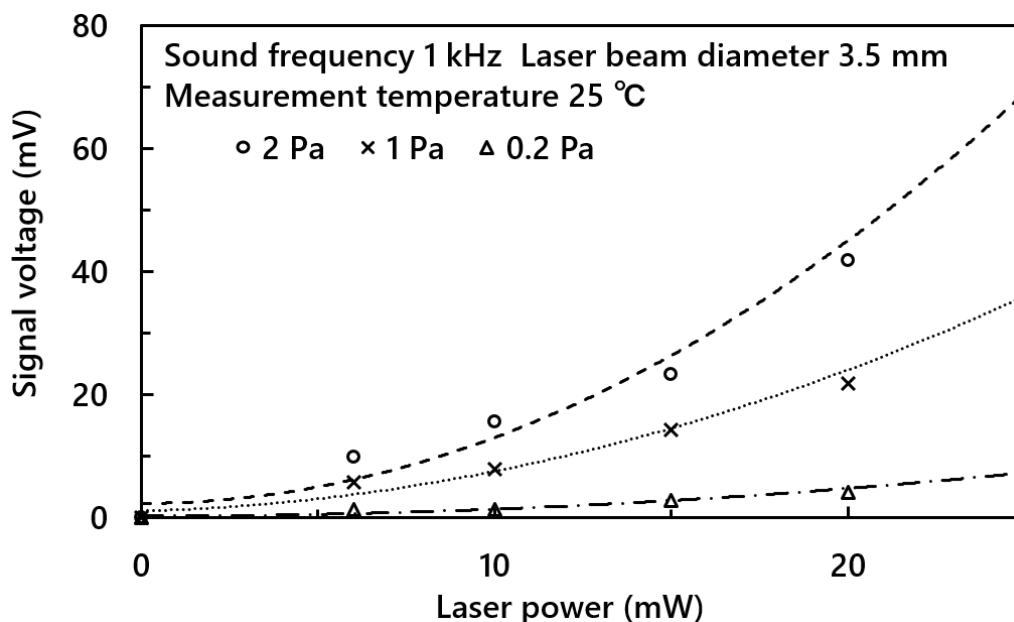


Fig. 4.3 Signal voltage vs. laser power

4.3 入射音圧に対する出力電圧特性

音源に DS-16S を使用し、入射音波の周波数を 1 kHz とした。このときいくつかのレーザーパワーの条件で、入射音圧を変化させ、1 kHz の電圧の変化を測定した。Fig. 4.4 に測定結果を示す。図中の破線は測定値を最小二乗法(1 次式)で近似したものである。

Fig. 4.4 より、レーザーマイクロホンの出力電圧は入射音圧に対してほぼ直線的に上昇していると言える。これは Eq. (2.55) に示したように、干渉光の位相変化量が音圧に対して直線的に変化するからであると考えられる。3.5.2 項と同様に、この図に示した特性の傾きから、感度を求めることができる。感度はレーザーパワーが 25 mW、20 mW、10 mW の順におよそ 35.0 mV/Pa、21.8 mV/Pa、8.1

mV/Pa となり、最低検出音圧も同様の順に 48 dB、50 dB、57 dB となる。

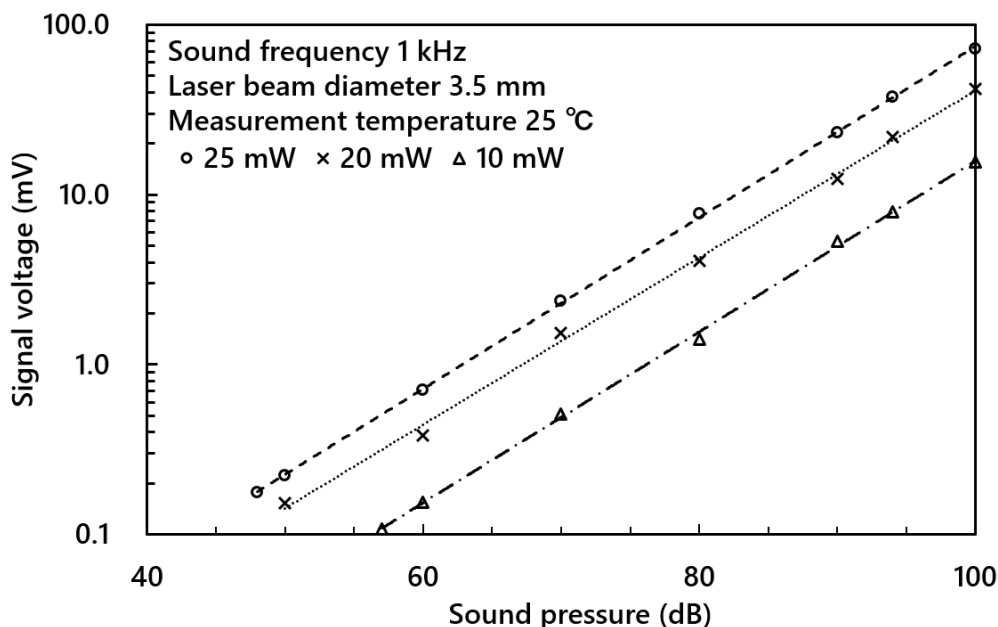


Fig. 4.4 Signal voltage vs. sound pressure

4.4 外部共振器長に対する出力電圧特性

音源に DS-16S を使用し入射音波の周波数を 1 kHz とした。このときいくつかのシリンダのレーザー光出射面から反射板までの距離、つまり外部共振器の長さで、入射音圧を変化させ出力電圧を測定した。Fig. 4.5 に測定結果を示す。図中の破線は測定値を最小二乗法(1 次式)で近似したものである。

Fig. 4.5 に示した特性の傾きから、前節と同様に感度を求めると、外部共振器長が 100 mm、40 mm、20 mm、10 mm の順におよそ 21.8 mV/Pa、8.8 mV/Pa、4.9 mV/Pa、2.5 mV/Pa となる。これは外部共振器長が音場の入射幅を規定し、音波が平面波であれば、外部共振器長が感度に対して直線的に増加することを示している。最低検出音圧も同様の順に 50 dB、55 dB、57 dB、58 dB となる。また、1 Pa の音圧を入射した際の信号対雑音比は同様の順に、1.92、0.94、0.51、0.22 となり、こちらも入射する音場の幅に対してほぼ直線的に増加している。Eq. (2.55)

中の外部共振器長 L_{23} に対して干渉光の位相変化量が直線的に変化していることから考えると、この実験結果も理論的に説明できる。

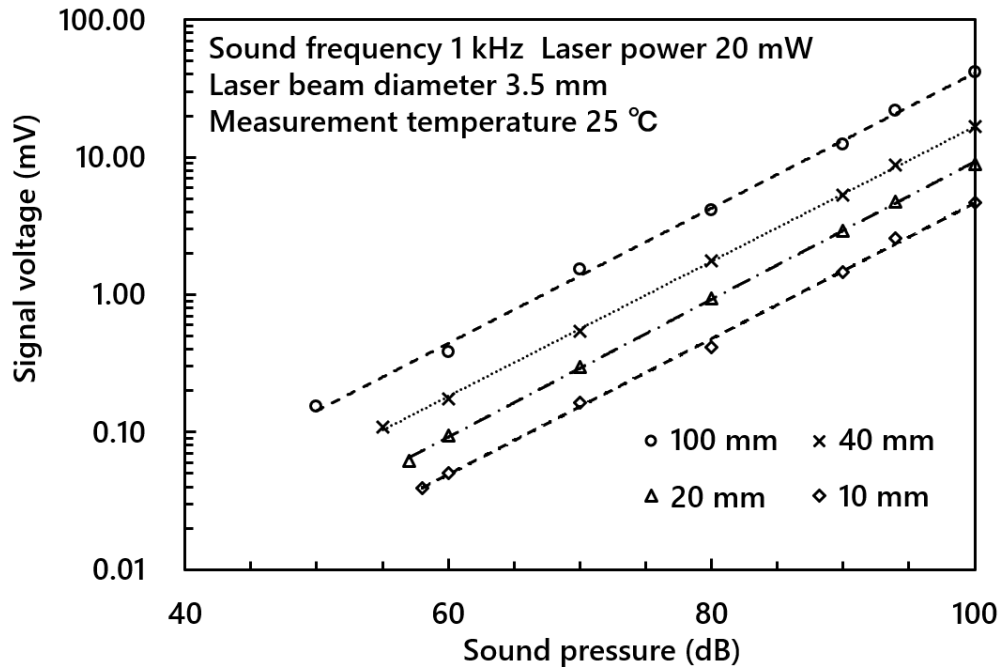


Fig. 4.5 Signal voltage vs. sound pressure with several external cavity length

4.5 周波数特性

3.5.3 項に示したものと同様の測定、および計算方法で、レーザービーム長径を変化させ、レーザーマイクロホンの周波数特性を測定した。ビーム径は使用する両凸レンズを変更して変化させた。Table. 4.2 に使用レンズとレーザービームの長径を示す。また、Fig 4.6 に周波数特性の測定結果を示す。図中の破線は測定値を最小二乗法(2次式)で近似したものである。

Table 4.2 Diameter and focal length of lens and beam diameter

	Diameter (mm)	Focal length (mm)	Laser beam diameter (mm)
Lens 1 (32-023)	3.0	3.0	1.0
Lens 2 (A-1114)	10.0	10.0	3.5
Lens 3 (A-651)	10.0	20.0	7.0
Lens 4 (D-3925)	20.0	40.0	14.3

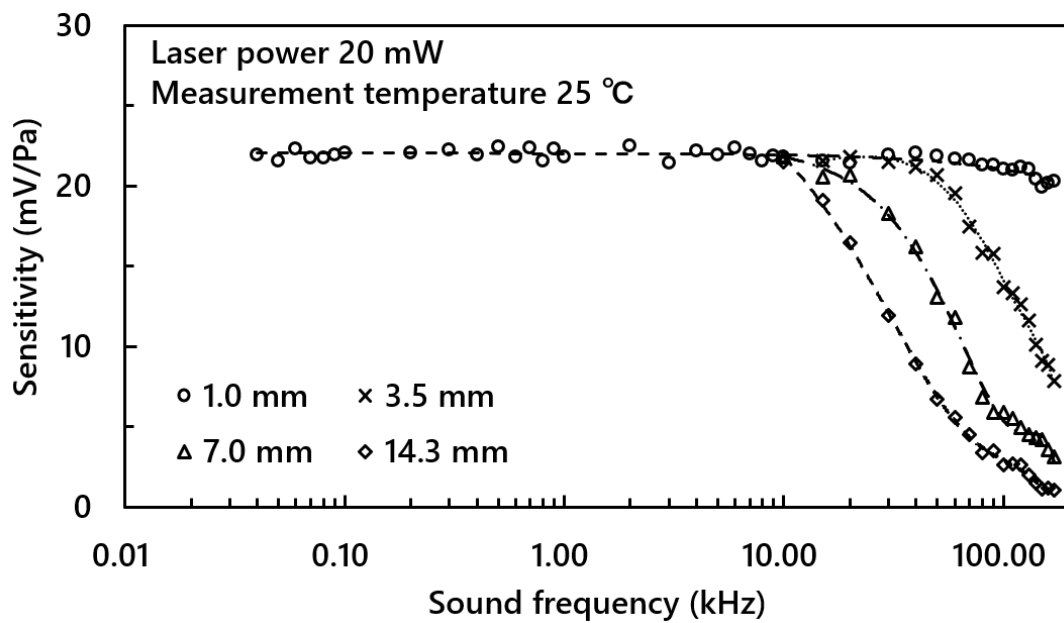


Fig. 4.6 Frequency characteristics of laser microphone

実験結果から 3.5.3 項で述べた通り、広い周波数帯域で周波数特性が平坦であることが分かる。また、レーザービームの長径が大きいほどより低い周波数から感度が下がり始めることが分かる。このことからレーザーマイクロホンの高周波特性はレーザービームの長径によって影響を受けると確認できた。さらにレーザービーム長径 D と音波の波長 λ_s の比によって感度がどのように変化するか計算し、測定結果が 2.3 節で示した理論と合致するか検討を行った。横軸を D/λ_s で規格化したレーザービーム径による周波数特性の変化を Fig 4.7 に示す。

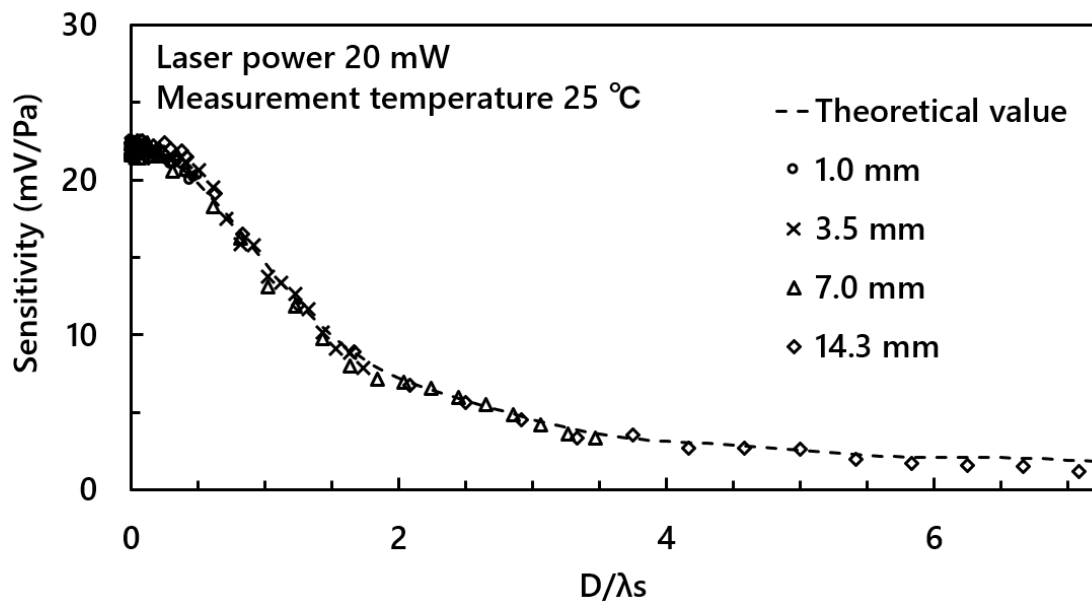


Fig. 4.7 Sensitivity vs. D/λ_s

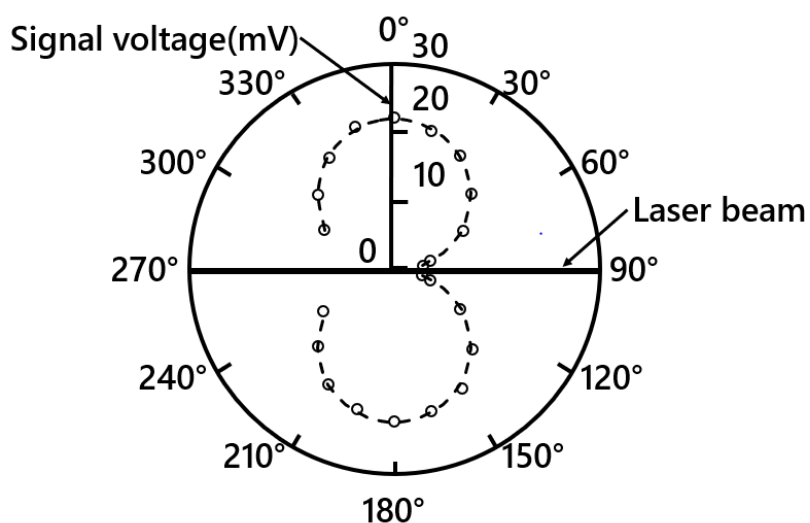
Fig. 4.7 中の計算曲線はレーザービームを理想的なガウスビームとし、長径を 72 分割してそれぞれの領域での音波による干渉光強度の変化を求め、その面積平均を $D/\lambda_s=0.1$ の間隔でプロットしたものである。この計算曲線によれば、感度は理論上 $D/\lambda_s=0.5$ から低下し始め、 $D/\lambda_s=1.0$ で音波の波長がレーザービーム長径よりも十分長い場合の 0.67 倍まで低下する。Fig. 4.7 中でマーカが示す各ビーム長径のレーザーマイクロホンの周波数特性の変化は、およそ計算曲線と合致していると言える。このことから、2.3 節で述べた理論でレーザーマイクロホンの高周波特性が制限される事が確かめられた。

4.6 指向性

レーザーパワーを 20 mW、レーザービームの長径を 3.5 mm とし、ビームに対して水平・垂直方向に音源の設置角度を変化させてレーザーマイクロホンの指向性を測定した。Fig. 4.8 は DS-16S を使用して 1 kHz(1 Pa)の音波を入射したときの指向性、Fig. 4.9 は PT-R4 を使用して 40 kHz(0.3 Pa)、80 kHz(1.2 Pa)、100

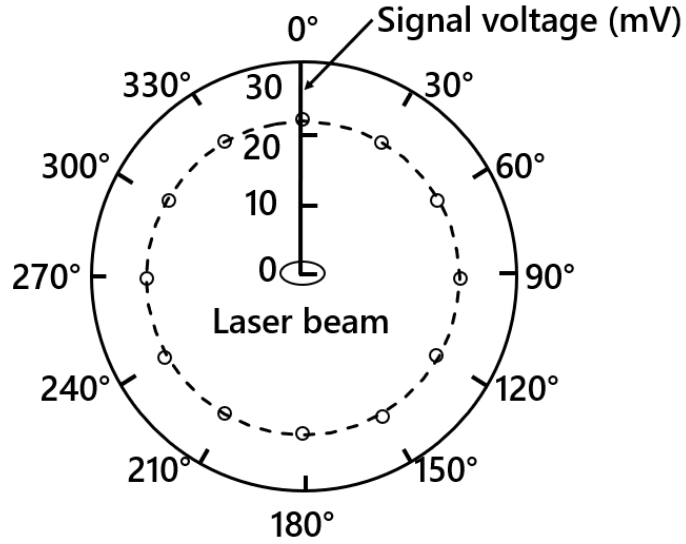
kHz(0.8 Pa)の音波を入射したときの指向性を示す。図中の破線は測定値を最小二乗法(2次式)で近似したものである。図中でレーザービームと直角方向を 0° としている。図中の測定点がない部分は測定回路を収めたケースに音波が遮られ、音波がレーザービームに入射しない角度である。この部分の特性は、音波を遮るものがなければ 90° 付近と同様の特性になると考えられる。

Sound frequency 1 kHz Sound pressure 1 Pa
 Laser power 20 mW Laser beam diameter 3.5 mm
 Measurement temperature 25 °C



(a) Horizontal direction

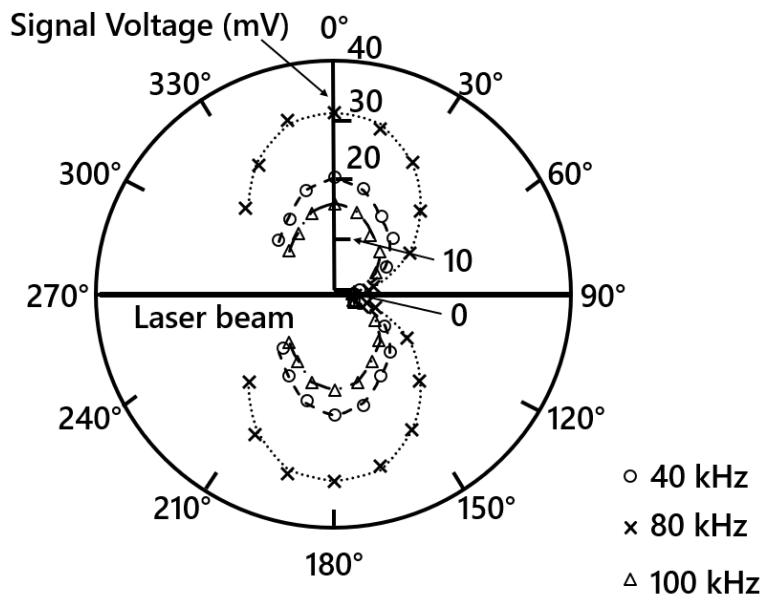
Sound frequency 1 kHz Sound pressure 1 Pa
 Laser power 20 mW Laser beam diameter 3.5 mm
 Measurement temperature 25 °C



(b) Vertical direction

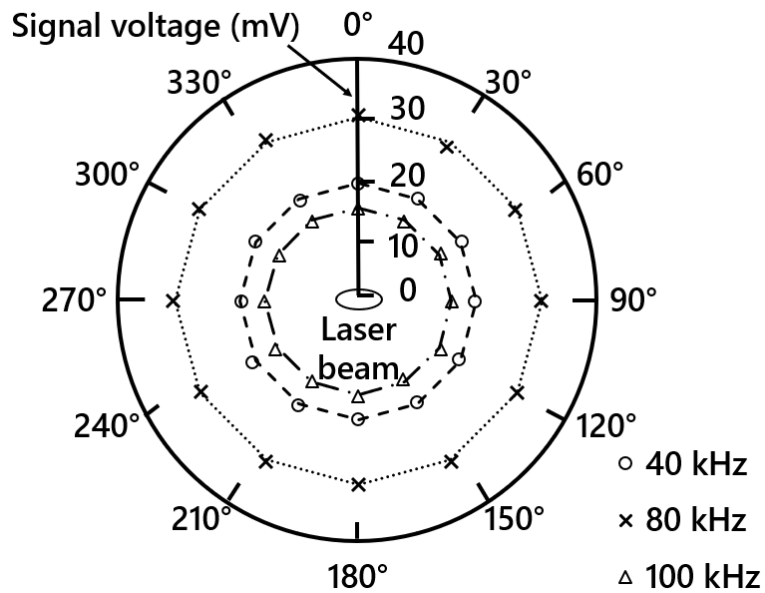
Fig. 4.8 Directivity of laser microphone with DS-16S

Laser power 20 mW laser beam diameter 3.5 mm
 Measurement temperature 25 °C



(a) Horizontal direction

Laser power 20 mW Laser beam diameter 3.5 mm
 Measurement temperature 25 °C



(b) Vertical direction

Fig. 4.9 Directivity of laser microphone with PT-R4

Fig. 4.8(a)、Fig. 4.9(a)からレーザーマイクロホンの指向性は水平方向では双指向性であることが分かる。これはレーザーマイクロホンの検出部が線状であり、得られる信号が音波のレーザービームに垂直入射する成分に対して直線的に増加していることを表している。Fig. 4.8(b)、Fig. 4.9(b)より、垂直方向では無指向性であることが分かる。したがって、レーザーマイクロホンの垂直方向の指向性を応用すれば、音波の入射角度に依存せず同じ感度で音波を検出することが可能である。また、Fig. 4.8 と Fig. 4.9 を比較すると、その出力電圧は周波数によらず入射する音圧に対して直線的に増加するので、指向性には周波数特性がないと考えられる。

第 5 章 レーザーマイクロホンの高感度化

第 1 章で示したように、レーザーマイクロホンは出力信号に重畳した雑音成分が大きく、出力信号の信号対雑音比が低いという問題がある。本章では、レーザーマイクロホンの感度及び信号対雑音比を改善するために、2 種類の高感度化手法を提案し、実験の結果を示す。

この章で用いられる主な実験条件は以下の通りである。

- レーザーパワー：20 mW
- 反射板：プリズムシート(3M PV9110N)
- 反射率：約 25%(ND フィルタを用いて調整)
- レーザービームの長径：3.5 mm
- レーザービームの短径：1.2 mm
- シリンダのレーザー光出射面と反射板の距離：100 mm
- レーザービームと音源の距離：200 mm

以降、項目毎に特記が無い限りこの条件で実験を行った。

5.1 集音器を使用したレーザーマイクロホンの感度向上

5.1.1 集音器による音圧感度向上

レーザーマイクロホンは入射する音波による屈折率の変化を検出するが、音源から放射される音波が平面波であれば、音圧や位相が等しい範囲はビームよりも広い。広範囲の音波をレーザービーム上に集め、ビーム上の音圧を高めることで、小さな入射音圧でも大きな屈折率の変化を起こすことができ、レーザーマイクロホンを高感度化できる。Fig. 5.1 に集音器を用いた場合のレーザービームと音源の配置の立体図を、Fig. 5.2 に三者の配置の側面図を示す。

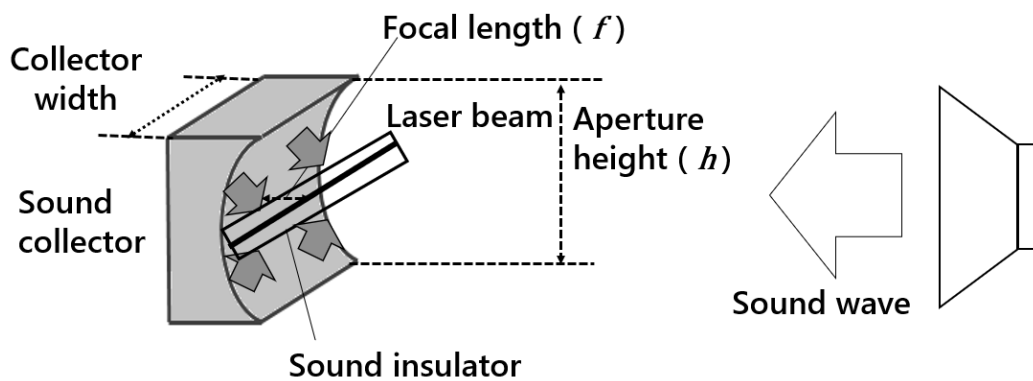


Fig. 5.1 Arrangement of sound collector and laser beam

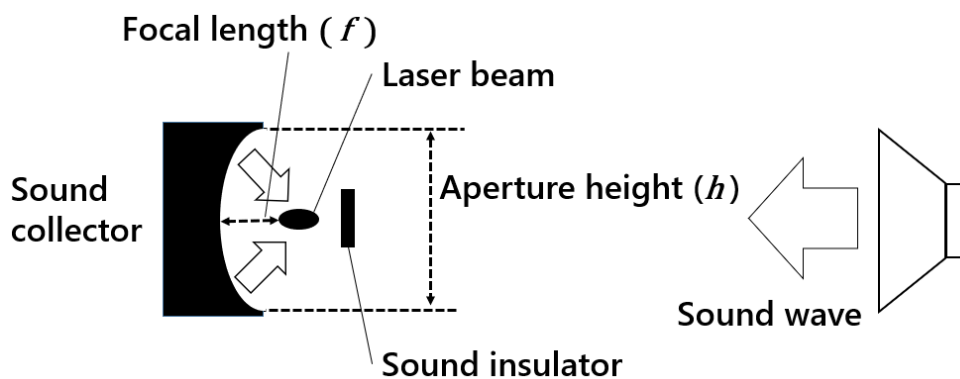


Fig. 5.2 Side view of sound collector and laser beam

集音器は半円筒形で、音源側の断面が放物線状になっている。Fig. 5.1 のようにレーザービームを挟んで、音源と集音器を向かい合わせに配置する。レーザービームが放物線の焦点に来るように配置して音波を入射すると、集音器のある空間の音波は、集音器の放物面で反射し、レーザービーム上に集まる。これによりビーム上に音圧の高い空間が筋状に現れる。これを集音線と名付ける。集音線上の音圧はレーザービームに直接入射させる場合より高くなるため、感度上昇効果が得られると考えられる。レーザービームに直接入射する音波と、集音器から反射してくる音波は位相が異なるため、レーザービームに直接入射する音波は遮音板によってビームに入射しないようにする。この集音器と遮音板を外周共振器長全体に渡って配置する。材質はABS樹脂であり、3Dプリンタで造形して作製した。

5.1.2 集音器を使用した場合の感度及び信号対雑音比

音源に PT-R4 を使用し、集音器を使用しない場合と、開口部の高さ、焦点距離が異なる 5 種類の集音器を使用した場合に、感度及び信号対雑音比がどのように変化するのか評価した。入射音波の周波数を 40 kHz とし、入射音圧に対してレーザーマイクロホンの出力電圧がどのように変化するか実験を行い、実験結果から音圧に対する感度や最低検出音圧の変化を求めた。また、1 Pa の音圧を入射した際の雑音対信号比も測定した。Fig. 5.3 に測定した音圧特性を、Table 5.1 に測定した感度、信号対雑音比及び最低検出音圧を示す。図中の破線・実線は測定値を最小二乗法(1 次式)で近似したものである。

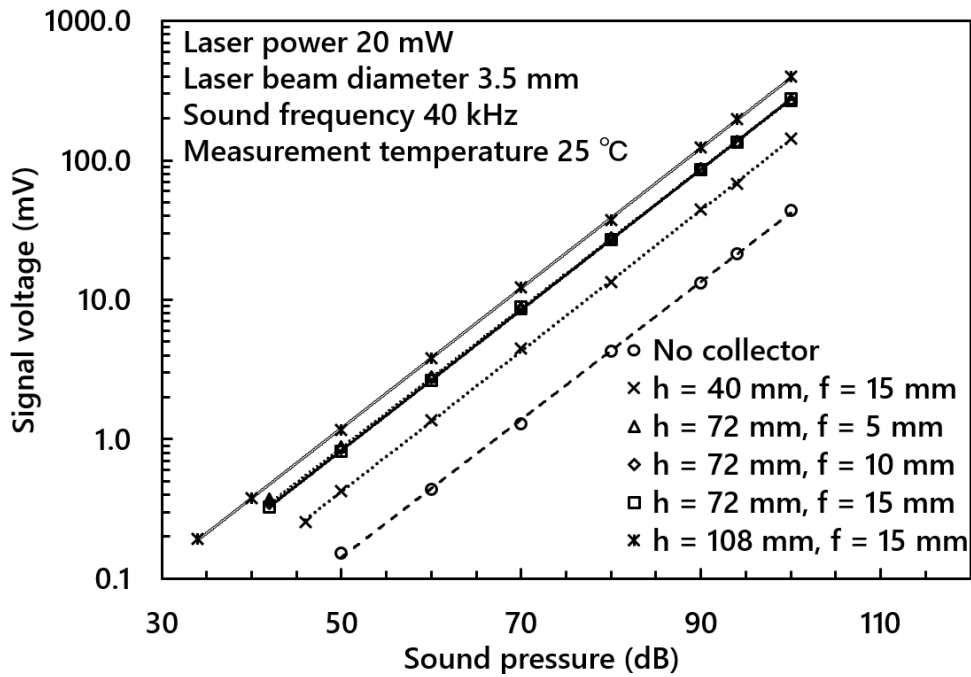


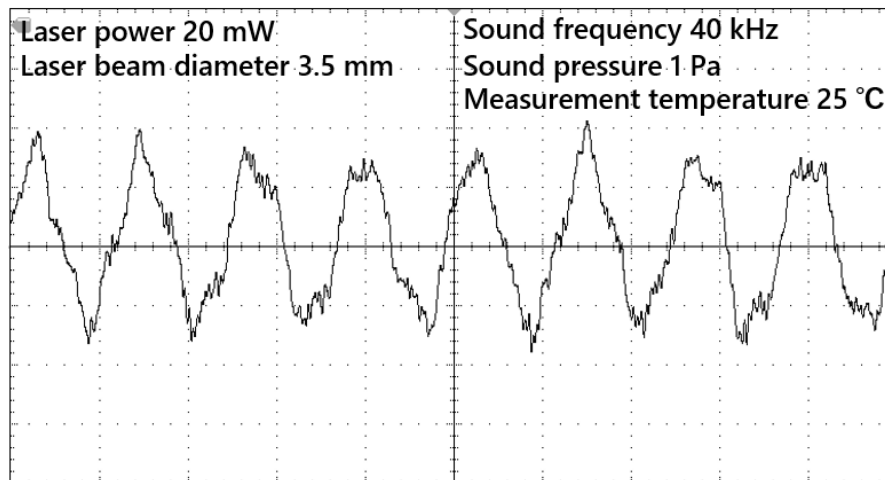
Fig. 5.3 Sound pressure characteristics using sound collector

Table 5.1 Sensitivity, SN-ratio, and minimum detectable sound pressure

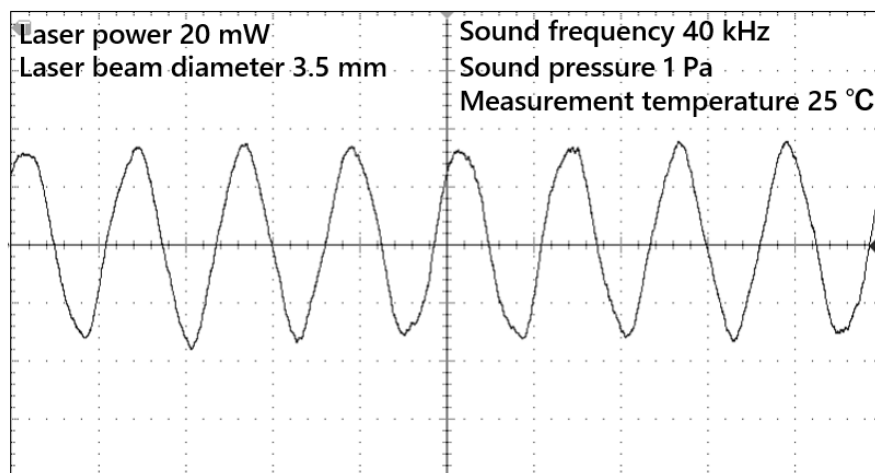
	Sensitivity (mV/Pa)	Signal-to-noise ratio (1 Pa)	Minimum detectable sound pressure (dB)
No collector	21.7	2.02	50
$h = 40 \text{ mm } f = 15 \text{ mm}$	69.0	4.52	46
$h = 74 \text{ mm } f = 5 \text{ mm}$	138.0	7.94	42
$h = 74 \text{ mm } f = 10 \text{ mm}$	139.2	8.08	42
$h = 74 \text{ mm } f = 15 \text{ mm}$	135.1	7.50	42
$h = 108 \text{ mm } f = 15 \text{ mm}$	192.3	11.71	34

Fig. 5.3 や Table 5.1 から、より開口部の高さが高い集音器であるほど、より大きな感度と信号対雑音比が得られると確認できた。感度は最大 9 倍程度、信号対雑音比は最大 6 倍程度まで向上することが分かった。また、最低検出音圧は最大で 16 dB 低下した。同じ開口部の高さで焦点距離が異なる場合では、感度、信号対雑音比、最低検出音圧に大きな差異は見られなかった。このことから、感度及び信号対雑音比の向上度合いは、開口部の高さに依存していると考えられる。集音器の開口部面積内の音場を全て集めていけば、感度比は開口部高とレーザービームの径の比となるが、測定から得られた感度はそれよりも低い値になっている。このことは、集音器の樹脂材料による吸音が主な原因であり、鉄などのより音波の反射率の高い材料で集音器を作製すれば、より高い感度が得られると考えられる。

Fig. 5.4 に集音器を使用しない場合と開口部の高さ 108 mm、焦点距離 15 mm の集音器を使用した場合のレーザーマイクロホンの出力波形を示す。Fig. 5.4 から、集音器を使用すると同じ音圧でも得られる電圧が大きくなり、波形の信号対雑音比が大幅に改善されていることが分かる。



(a) No collector (200 mV/div. 20 μ s/div.)



(b) Using collector (1 V/div. 20 μ s/div.)

Fig. 5.4 Output waveform of laser microphone using sound collector

5.1.3 集音器を使用した場合のレーザーマイクロホンの周波数特性

音源に DS-16S と PT-R4 を使用し、寸法の異なる複数の集音器を使用して、入射音波の周波数を 1 kHz から 170 kHz まで変化させ、各周波数でのレーザーマイクロホンの出力電圧を測定した。そして、3.5.3 節と同様の方法でレーザーマイクロホンの感度の周波数特性を求め、集音器の寸法の違いによって周波数特

性がどのように変化するか実験を行った。Fig. 5.5 に測定結果を示す。図中の破線・実線は、測定値を最小二乗法（6次式）で近似したものである。

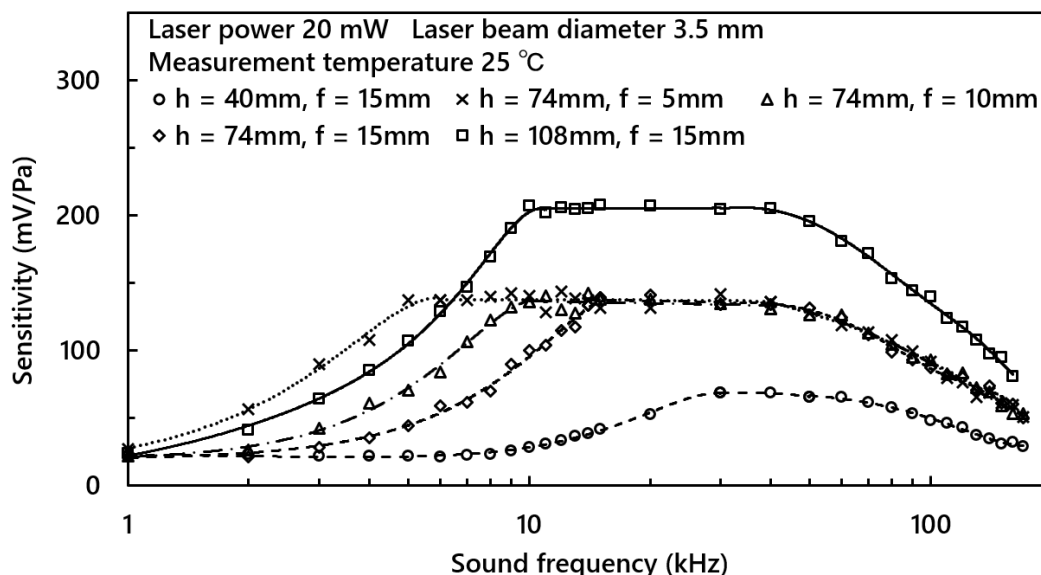


Fig. 5.5 Frequency characteristics using sound collector

測定結果から集音器を使用した場合、開口部の高さによって感度が変わるのは、前節に述べたとおりである。50 kHz 以上の周波数における感度の低下は、レーザービーム径と波長の関係によるものである。一方、周波数が低くなることでも感度の低下がみられる。Fig. 5.5 より、集音器の焦点距離 15 mm で、高さ 40 mm、74 mm、108 mm の集音器を使用した場合にそれぞれ 30 kHz、14 kHz、10 kHz から感度が低下した。また、高さ 74 mm で比較すると、焦点距離 5 mm、10 mm、15 mm の集音器を使用した場合にそれぞれ 5 kHz、8 kHz、14 kHz から感度が低下し始める。この実験結果から、より開口部の高さが高く、より焦点距離の短い集音器であるほど、より低い周波数から感度が低下する事が分かった。

このような低周波の感度低下は集音器によって作られる集音線の径が大きくなる事が原因であると考えられる。集音線の径は回折限界によって一定値より細くすることができない。回折限界は音波の波長に比例し、低周波であるほど集音線の径は大きくなる。そのため、低周波領域では、集音線の径がレーザービ

ームの径より大きくなってしまい、集音効果が得られなくなる。Fig. 5.2 に示したように、集音器の焦点距離を f 、集音器の開口部の高さを h としたとき、集音器の開口数 NA は以下の式で表される。

$$NA = \frac{h}{2f} \quad (5.1)$$

このとき、ある周波数における音波の波長を λ_s とすると、回折限界 d は以下の式で表される。

$$d = \frac{\lambda_s}{2NA} \quad (5.2)$$

したがって、ある周波数における集音線の半径 r_{sc} は以下の式で与えられる。

$$r_{sc} = d = \frac{2f}{h} \lambda_s \quad (5.3)$$

音波の波長が短い高周波では、集音線はレーザービームの断面内に収まっており、大きな屈折率変化がレーザービームの断面内で発生している。しかし、十数 kHz から数 kHz の帯域では集音線の径が大きくなることによって、屈折率変化が発生している領域がレーザービームからはみ出してしまふ。実験結果がこの理論と合致するか検討するため、測定を行ったそれぞれの集音器で周波数ごとの集音線の径を求め、集音線がどの程度レーザービーム内に収まっているかを評価し、理論曲線を求めた。この計算においては、2.3 節と同様にレーザービームを 72 個の領域に分割し、各領域に入射する音圧を求めた。レーザービームの断面光強度はガウス分布となる。その分布は 2.3 節で示したように、以下のようになる。

$$\exp\left(-\frac{2r_B}{w_B}\right) \quad (5.4)$$

ここで r_B はビームの半径方向における中心からの距離、 w_B はビーム半径である。一方、集音線の音圧分布は第二次ベッセル分布となる。集音器によって得られる音圧を p_{sc} とし、ビームの中心と集音線の中心が一致していると仮定すると、ビーム断面上の任意の位置での音圧は以下の式で与えられる。

$$p_{sc} Y_0\left(\frac{w_B |r_B - 36|}{r_{sc} 36}\right), \quad (0 \leq r_B \leq 72) \quad (5.5)$$

したがって、ビーム断面上の任意の位置での光強度と音圧の積は

$$p_{sc} Y_0\left(\frac{w_B |r_B - 36|}{r_{sc} 36}\right) \exp\left(-\frac{2|r_B - 36|}{36}\right), \quad (0 \leq r_B \leq 72) \quad (5.6)$$

で表される。集音線の径がレーザービームの径よりも十分に短いとき、ビーム断面上の音圧は p_{sc} 一定であるとする。レーザーマイクロホンの感度は、この光強度と音圧の積に比例するので、ある集音線の径の場合と集音線の径がレーザービームの径よりも十分に短い場合の感度比は、以下の式に従う。

$$\frac{p_{sc} \sum_{r_B=0}^{72} Y_0\left(\frac{w_B |r_B - 36|}{r_{sc} 36}\right) \exp\left(-\frac{2|r_B - 36|}{36}\right)}{p_{sc} \sum_{r_B=0}^{72} \exp\left(-\frac{2|r_B - 36|}{36}\right)} \quad (5.7)$$

Fig 5.6 に 1 kHz から 30 kHz における計算曲線と実験結果の比較図を示す。

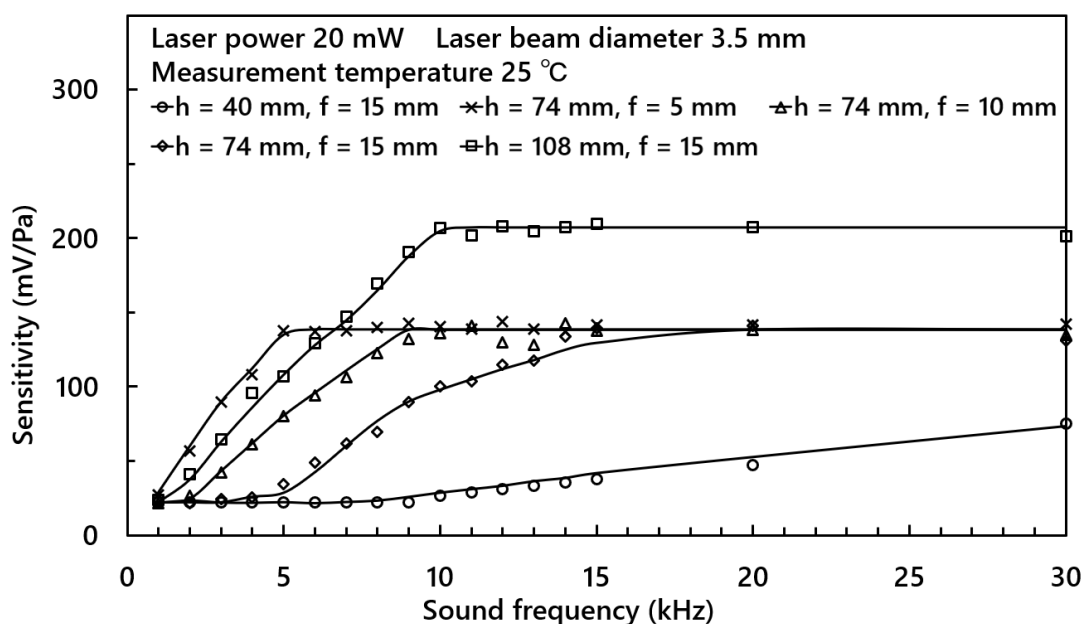


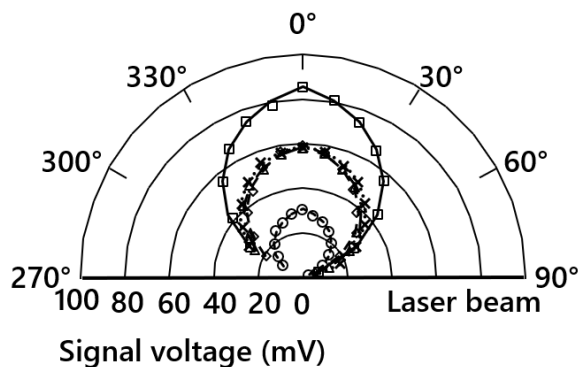
Fig.5.6 Comparison of calculated curves and experimental results (1~30 kHz)

Fig. 5.6 の計算上の感度は実線で表す。計算感度の平坦部は、5.1.2 項で求めた各集音器を用いた場合の感度である。傾斜部分は、集音線全体の音圧に対するレーザービーム内に収まっている音圧の比率を平坦部の感度に掛け合わせたものである。測定値は図中にプロットした。Fig. 5.6 から計算結果と実験値が近い特性を持っていると言える。したがって、集音器を使用した場合の低周波側におけるレーザーマイクロホンの感度低下の主な要因は、音波の波長が大きくなることによって集音径が大きくなることであると考えられる。

5.1.4 集音器を使用した場合のレーザーマイクロホンの指向性

音源に PT-R4 を使用し、寸法の異なる複数の集音器を使用して、40 kHz(0.46 Pa)の音波の入射角度を変化させ、水平・垂直方向の指向性を測定した。測定結果を Fig. 5.7 に示す。図中の破線は測定値を最小二乗法(4 次式)で近似したものである。ここで 0°とは、レーザービームと直角で、集音器の開口面の正面にある角度であるとする。Fig. 5.7 の測定点がない部分は測定回路を収めたケースや集音器に音波が遮られ、レーザービームに入射しない角度である。この部分の特

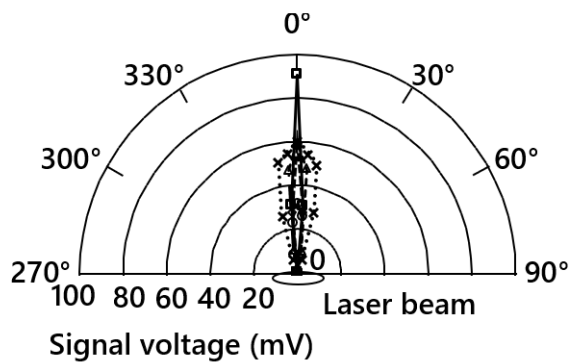
性は、音波を遮るものがなければ 90°付近と同様の特性になると考えられる。



Signal voltage (mV)

Sound frequency 40 kHz ○ h = 40 mm, f = 15 mm
 Laser power 20 mW × h = 74 mm, f = 5 mm
 Sound pressure 0.46 Pa △ h = 74 mm, f = 10 mm
 Laser beam diameter 3.5 mm ◇ h = 74 mm, f = 15 mm
 Measurement temperature 25 °C □ h = 108 mm, f = 15 mm

(a) Horizontal direction



Signal voltage (mV)

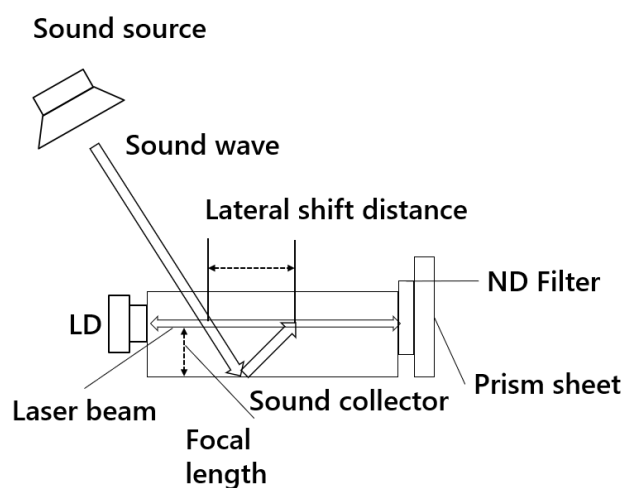
Sound frequency 40 kHz ○ h = 40 mm, f = 15 mm
 Laser power 20 mW × h = 74 mm, f = 5 mm
 Sound pressure 0.46 Pa △ h = 74 mm, f = 10 mm
 Laser beam diameter 3.5 mm ◇ h = 74 mm, f = 15 mm
 Measurement temperature 25 °C □ h = 108 mm, f = 15 mm

(b) Vertical direction

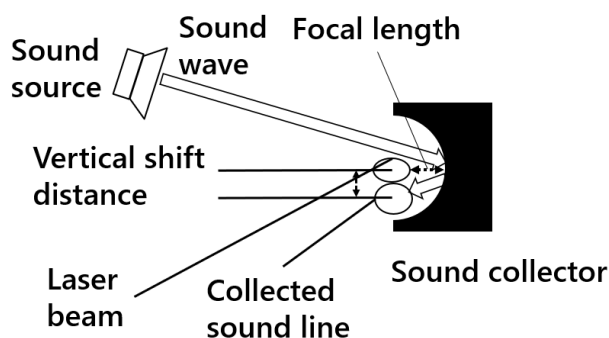
Fig. 5.7 Directivity of laser microphone using sound collector (40 kHz)

Fig. 5.7 から集音器を使用した場合には、レーザーマイクロホンの指向性が変化する。Fig. 5.7(a)から水平方向の指向性は開口部の高さによって変化せず、焦点距離が短い方がやや広い指向角を持つことが分かる。Fig. 5.7(b)から垂直方向の指向性は開口部の高さによって影響を受け、高さと焦点距離に対して直線的に指向角が大きくなることが分かった。

指向角が小さくなった要因を Fig. 5.8 で説明する。水平方向においてレーザーマイクロホンの指向角が小さくなる要因は、集音器に入射した音波が反射する際に、Fig.5.8(a)のように集音される場所が横ずれすることにあると考えられる。この横ずれ距離は集音器の焦点距離に対して直線的に増加し、音波の入射角度が 0° からずれるにつれて大きくなると考えられる。この入射角のずれによって、集音器の端部に入射した音波はビーム上に集音されないため、音波の到来角度が集音器の開口面の正面からずれていると、焦点距離とずれ角に対して直線的にビーム上に集音されていない領域が広がる。したがって、同じ入射角でも焦点距離が短い集音器を用いることで感度が高くなると考えられる。Fig. 5.7(b)のように垂直方向で感度が低下する要因は、水平方向と同様に音波の入射角が 0° からずれると集音器で反射される際に、集音線が垂直方向にずれることにある。この縦ずれ距離は集音器の焦点距離に対して直線的に増加し、音波の入射角度が 0° からずれるにつれて大きくなる。したがって、指向角が焦点距離に小さくなるにつれて増加すると考えられる。加えて、集音器の開口部の高さによっても集音径が決まるため、開口部の高さが高い集音器であるほど集音径が小さくなった結果、縦ずれ距離が広がってしまい、小さい指向角を持つと考えられる。垂直方向の指向性は、縦ずれがレーザービームの短径と集音径の和を超えるとほとんど感度がなくなるので、垂直方向の指向角は水平方向よりも狭くなる。



(a) Horizontal direction



(b) Vertical direction

Fig. 5.8 Sensitivity decreasing factors

5.2 直角プリズムによるレーザーマイクロホンの感度向上

5.2.1 光学素子を用いた光路の延長

レーザーマイクロホンから得られる信号は外部共振器長が長くなることによって大きくなる。しかし、音波の広がりには有限であるため、単純に外部共振器長を長くしただけでは空間分解能が悪化する。具体的には、レーザービーム端部の音圧が低下し、音波が同心円状に広がる球面波である場合、ビームの中央と端部で位相差も生じてしまう。そこで光学素子を用いて光路を 180° 折り返し、音圧が高い領域内で光路を延長することによってレーザーマイクロホンを高感度化

できるのではないかと考えた。つまり、レーザーマイクロホンの空間分解能をそのままに、外部共振器長を長くすることによって、感度を向上させる手法である。Fig. 5.9 に折り返されたレーザービームと音源の配置を示す。

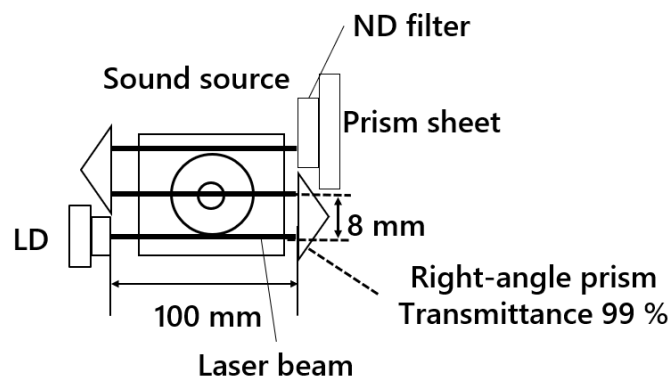


Fig. 5.9 Arrangement of right-angle prism and laser beam

Fig. 5.9 に示したのは直角プリズムを用いて、音波の到来方向と垂直な方向に光路を折り返した場合の配置図である。この場合、音波が平面波と見なせるとみなせるのであれば、すべてのビームを音波がほぼ同時に通過するため感度は折り返し毎に倍加すると考えられる。Fig. 5.10 に直角プリズムと折り返し光路の概略図を示す。実験に使用した直角プリズムの材質はBK-7であり、無反射コーティングが施されていることから、透過率は99%以上である。光路は折り返したレーザービーム(長径 3.5 mm)が接触しないよう、直角プリズムの長辺の中央を挟んで上下 4 mm を通過するよう光軸調整している。

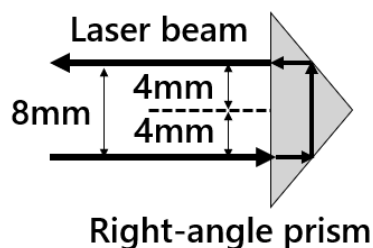


Fig. 5.10 Arrangement diagram of light path and right-angle prism

5.2.2 直角プリズムを使用した場合の音圧に対する出力特性

音源に DS-16S を使用し、ビームの折り返し回数の増加に対して感度及び信号対雑音比がどのように変化するか評価した。入射音波の周波数を 1 kHz とし、入射音圧に対してレーザーマイクロホンの出力電圧がどのように変化するか実験を行い、実験結果から音圧に対する感度や最低検出音圧の変化を求めた。また、1 Pa の音圧を入射した際の雑音対信号比も測定した。Fig. 5.11 に測定した音圧特性を、Table 5.2 に測定した感度、信号対雑音比及び最低検出音圧を示す。図中の破線は測定値を最小二乗法(1 次式)で近似したものである。

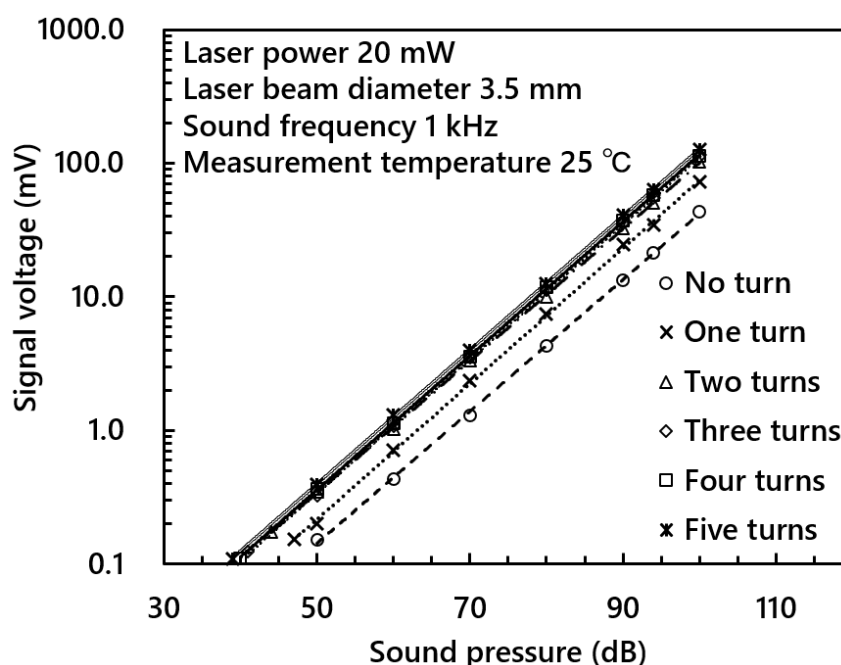


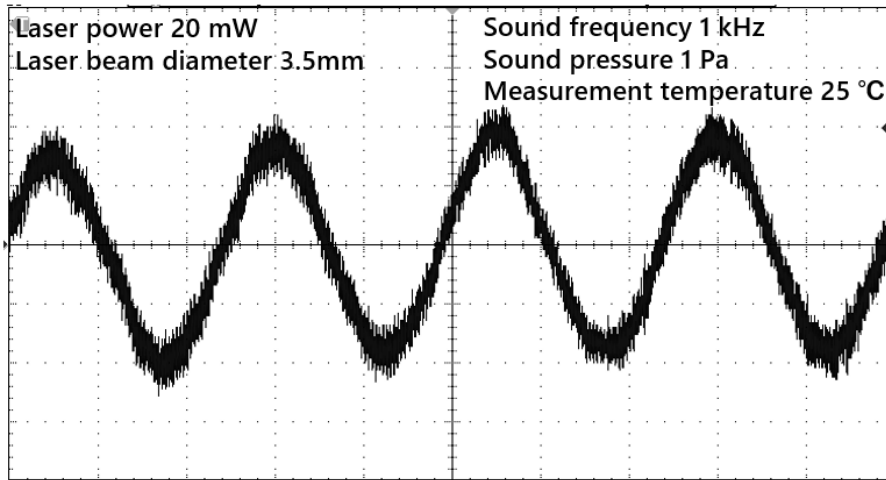
Fig. 5.11 Sound pressure characteristics using right-angle prism

Fig. 5.11 や Table 5.2 から、折り返し回数が増加するごとに感度が増加し、最大 3 倍程度、信号対雑音比は最大 7 倍程度まで向上することが分かった。また、最低検出音圧は最大で 11 dB 低下した。

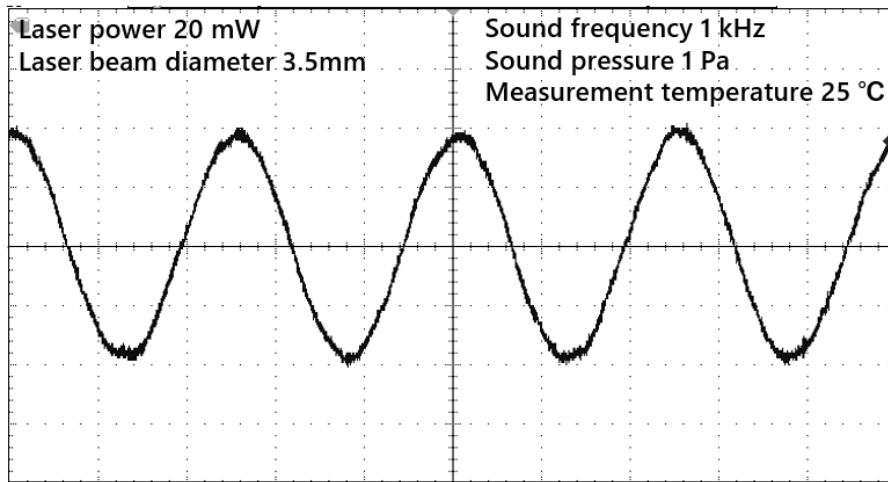
Fig. 5.12 に折り返しをしない場合と 3 回折り返しの場合のレーザーマイクロホンの出力波形を示す。直角プリズムを使用すると信号の強度は同じだが、雑音成分が低下して、波形の信号対雑音比が大幅に改善されていることが分かる。

Table 5.2 Sensitivity, SN-ratio, and minimum detectable sound pressure

	Sensitivity (mV/Pa)	Signal-to-noise ratio (1 Pa)	Minimum detectable sound pressure (dB)
No turn	21.7	2.33	50
One turn	36.5	6.07	47
Two turns	50.7	8.58	44
Three turns	55.7	11.30	41
Four turns	57.8	12.71	40
Five turns	64.0	14.33	39



(a) No turn (200 mV/div. 400 μ s/div.)



(b) Three turns (200 mV/div. 400 μ s/div.)

Fig. 5.12 Output waveform of laser microphone using right-angle prism

前節で示した理論によると、 n 回折り返しのとき感度が $n+1$ 倍になる。しかし、実験結果はこのようになっていない。この要因としてプリズム通過時の透過・反射損失が挙げられる。しかし、プリズムの透過率は99%以上であるので、この影響は小さいと考えられる。次にプリズムシートでレーザービームを反射する際のビームの広がり角が考えられる。プリズムシートで反射した光は、一定の広がり角を持ってわずかに広がりながら伝搬する。折り返しに伴って光路が伸びることによってビームが広がり、LDの活性層内に帰還する光量が低下する。これによって感度が線形的でなくなると考えられる。

プリズムシートでの反射によってビームがどの程度広がるかを求める。プリズムとプリズムシート、またはプリズム間の距離を100 mmと仮定する。反射によるビームの広がり角を θ_{BR} とし、出射するビームの長径方向の半径を w_{LD} とすると、 n 回反射によって広がったレーザービームの長径方向の半径 $w(n)_{LD}$ は

$$w(n)_{LD} = w_{LD} + 100(n + 1)\tan(\theta_{BR}) \quad (5.8)$$

で表される。同様に射出ビームの短径方向の半径を w_{SD} とすると、 n 回反射によって広がったレーザービームの短径方向の半径 $w(n)_{SD}$ は

$$w(n)_{SD} = w_{SD} + 100(n + 1)\tan(\theta_{BR}) \quad (5.9)$$

で表される。いずれも単位は mm である。これにより、広がったビームの長径方向の断面光強度は

$$\exp\left(\frac{-2r_B}{w(n)_{LD}}\right) \quad (5.10)$$

のガウス分布に従う。ここで r_B はビームの半径方向における中心からの距離であり、ビームの中心を $r_B=0$ とする。

ビーム射出レンズを通った戻り光のうち、どの程度が活性層内に帰還するかを定量的に求めるのは難しいので、光線逆行の原理に基づき戻り光が射出レンズを通る際に、射出光の断面内に収まっていれば活性層に帰還するものと見なす。これにより、Eq. (5.10)で示された長径方向の戻り光強度分布のうち、射出光の長径内に収まっている成分は

$$\int_{-w_{LD}}^{w_{LD}} \exp\left(\frac{-2r_B}{w(n)_{LD}}\right) dr_B \quad (5.11)$$

となる。短径方向においても、戻り光強度分布のうち射出光の短径内に収まっている成分は

$$\int_{-w_{SD}}^{w_{SD}} \exp\left(\frac{-2r_B}{w(n)_{SD}}\right) dr_B \quad (5.12)$$

となる。戻り光全体の光強度のうち、出射光の断面積内に収まっている強度の比率を折り返し光帰還率 $R(n)_{TL}$ とすると、以下の式で求められる。

$$R(n)_{TL} = \frac{\int_{-w_{LD}}^{w_{LD}} \exp\left(\frac{-2r_B}{w(n)_{LD}}\right) dr_B \times \int_{-w_{SD}}^{w_{SD}} \exp\left(\frac{-2r_B}{w(n)_{SD}}\right) dr_B}{\int_{-w(n)_{LD}}^{w(n)_{LD}} \exp\left(\frac{-2r_B}{w(n)_{LD}}\right) dr_B \times \int_{-w(n)_{SD}}^{w(n)_{SD}} \exp\left(\frac{-2r_B}{w(n)_{SD}}\right) dr_B} \quad (5.13)$$

結果的に、 n 回折り返し時の感度 S_n は、折り返しをしないときの感度を S とすると、以下の式で与えられる。

$$S(n)_{TL} = R(n)_{TL} n S \quad (5.14)$$

Table 5.3 にそれぞれの折り返し回数ごとに計算した折り返し光帰還率と理論感度、そして実測感度を示す。ビームの広がり角 θ_{BR} には、実測した 0.47° を用いた。

Table 5.3 Number of turns, Turned light feedback ratio, Calculated sensitivity, Measured sensitivity

Number of turns n	Turned light feedback ratio R_{TL}	Calculated sensitivity S_{TL} (mV/Pa)	Measured sensitivity (mV/Pa)
1	0.868	38.2	36.5
2	0.756	49.7	50.7
3	0.644	56.9	55.7
4	0.540	59.4	57.8
5	0.496	65.3	64.0

Table 5.3 から、実測感度は理論に近い値になった。つまりプリズムシートでの反射の際に起こるビームの広がりが、感度が定数倍に増えない要因であると考えられる。したがって、反射板にプリズムシートを使用すると、ビームの広がり

によって感度上昇効果が得られにくくなる折り返し回数が存在する。本実験の場合、それは3回折り返しであった。

5.2.3 直角プリズムを使用した場合のレーザーマイクロホンの周波数特性

音源に DS-16S と PT-R4 を使用し、入射音波の周波数を 40 Hz から 170 kHz まで変化させ、直角プリズムを用いて音波の到来方向と直角な方向にビームを折り曲げ、1 回から 3 回までの折り返し回数ごとに各周波数でのレーザーマイクロホンの出力電圧を測定した。そして、5.1.3 項と同様の方法でレーザーマイクロホンの感度の周波数特性を求め、折り返し回数の違いによって周波数特性がどのように変化するか実験を行った。Fig. 5.13 に実験結果を示す。図中の破線は測定値を最小二乗法(2 次式)で近似したものである。

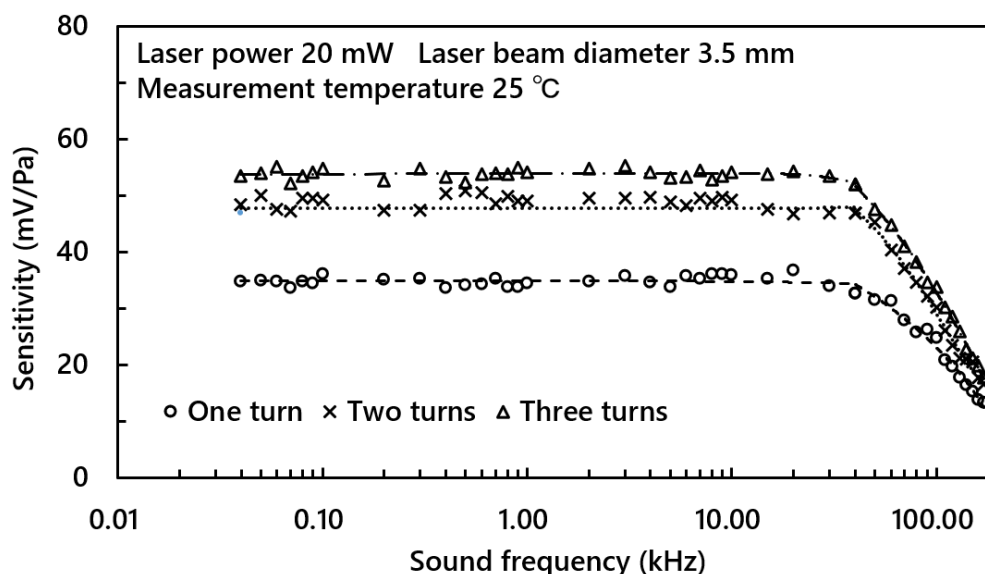


Fig. 5.13 Frequency characteristics of laser microphone using right-angle prism

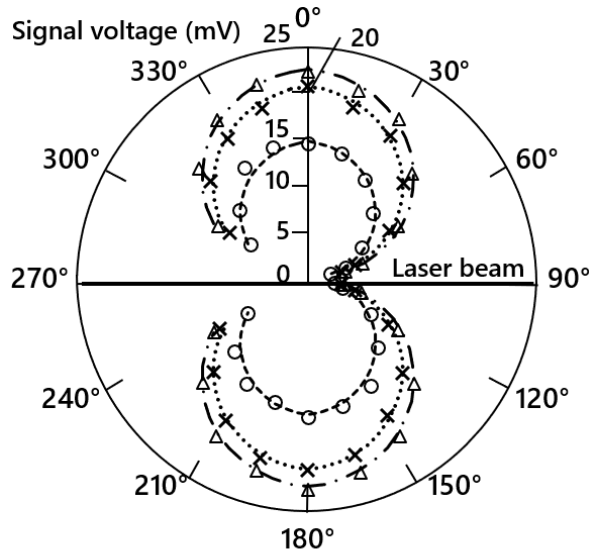
実験結果から直角プリズムを用いた場合、集音器のように数 kHz で感度が低下することはない。これは集音器のような集音線の径に関わる感度低下要因がなく、音波の波長とレーザービームの径の関係によって、高周波帯でのみ感度が低下するからである。

5.2.4 直角プリズムを使用した場合のレーザーマイクロホンの指向性

音源に PT-R4 を使用し、40 kHz(0.46 Pa)の音波の入射角度を変化させ、折り返し回数ごとの水平・垂直方向の指向性を測定した。この実験において音源は、折り返したビームが奇数本であれば中央のビームの中心、偶数本であれば中央の2本のビームの間際の中心を基準点とし、そこから設置角度を変えて 200 mm の距離に設置した。測定結果を Fig. 5.14 に示す。Fig. 5.14 中で 0° とは、レーザービームと直角で、ビームの折り返しと垂直な方向であるとする。図中の破線は測定値を最小二乗法(1次式)で近似したものである。図中の測定点がない部分は測定回路を収めたケースに音波が遮られ、音波がレーザービームに入射しない角度である。この部分の特性は、音波を遮るものがなければ 90° 付近と同様の特性になると考えられる。

Fig. 5.14(a)から水平方向の指向性はビームを折り曲げない場合とほぼ変化せず、折り返し回数や周波数が異なっても特性はほぼ変化しない。このことから、今回測定した折り曲げ回数の範囲では水平方向の指向性に折り返し回数依存性や周波数依存性がないと言える。Fig. 5.14(b)から垂直方向の指向性は、 90° などの折り返し方向で出力電圧が低下している。この傾向は周波数が高くなるにつれて、また折り返し回数が増えるにつれて顕著になる。これは折り返し回数が増える、または音波の波長が短くなると、折り返された各ビームに入射する音波の位相がずれてしまうためであると考えられる。

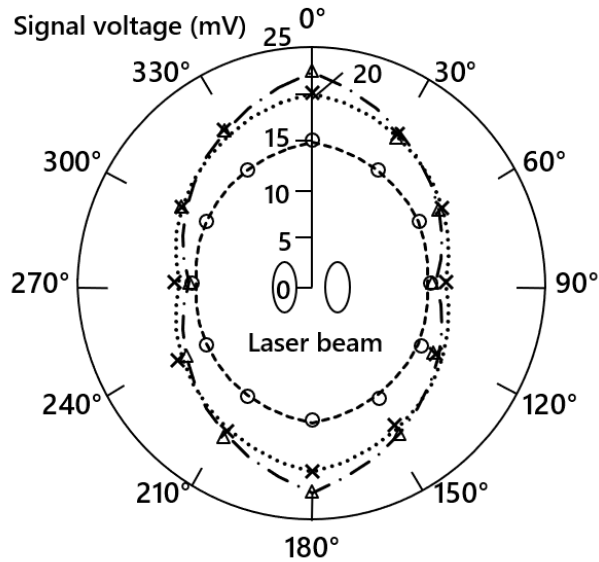
Sound frequency 40 kHz Sound pressure 0.46 Pa
 Laser power 20 mW Laser beam diameter 3.5 mm
 Measurement temperature 25 °C



○ One turn × Two turns △ Three turns

(a) Horizontal direction

Sound frequency 40 kHz Sound pressure 0.46 Pa
 Laser power 20 mW Laser beam diameter 3.5 mm
 Measurement temperature 25 °C



○ One turn × Two turns △ Three turns

(b) Vertical direction

Fig. 5.14 Directivity of laser microphone using right-angle prism (40 kHz)

第 6 章 多重反射型センサを用いたレーザーマイクロホンの高分解能化

第 1 章で示したように、これまでのレーザーマイクロホンは、音波検出に十分な屈折率変化を得るためには、広範囲に一定音圧・位相の音波を入力しなければならず、入力音波が大きな広がりを持つ平面波であることを前提としていた。このことは空間分解能が低いと言える。そこで、高分解能と高感度を両立した新しいセンサ構造を提案し、広がりの少ない球面波を入射した実験の結果を示す。

この章で用いられる主な実験条件は以下の通りである。

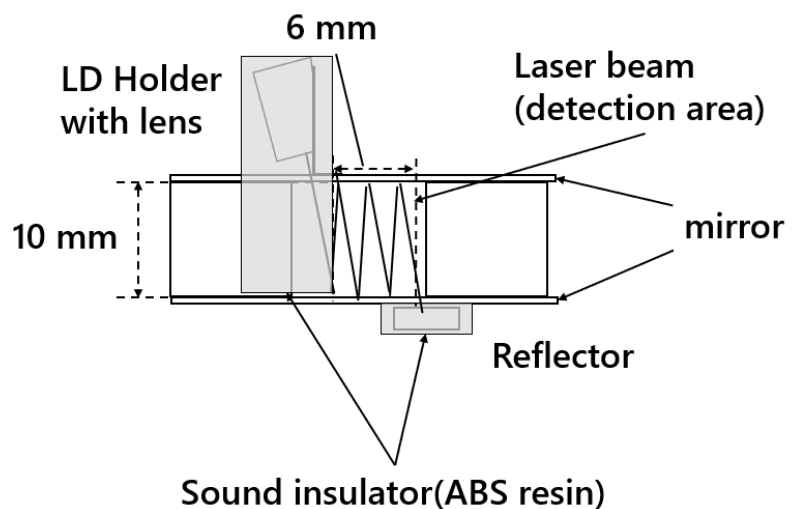
- レーザーパワー：20 mW
- 反射板：プリズムシート(3M PV9110N)
- 反射率：約 25 %(ND フィルタを用いて調整)
- レーザービームの長径：1.0 mm
- レーザービームの短径：0.3 mm

以降、項目毎に特記が無い限りこの条件で実験を行った。

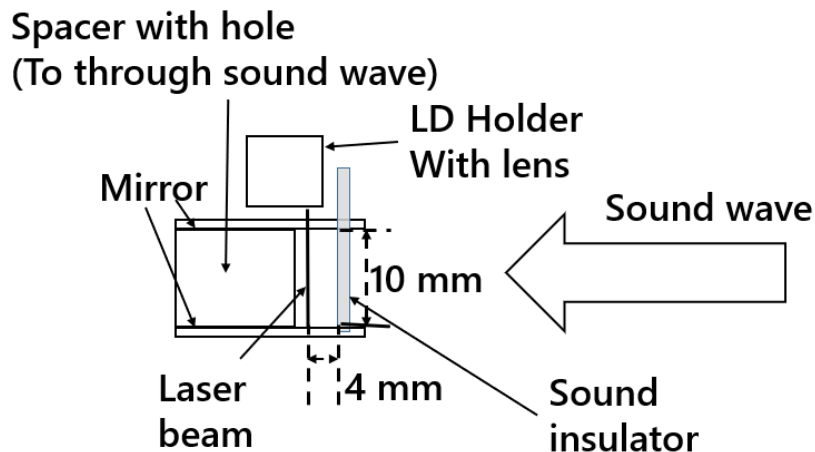
6.1 多重反射型レーザーマイクロホンの構造

レーザーマイクロホンの高空間分解能化を実現するためには、5.2 節で述べたように光路を狭い空間の中で折り返す必要がある。本章では、この折り返しを平行に設置した一対のミラー間の多重反射を利用する。この光学系を持つレーザーマイクロホンを多重反射型レーザーマイクロホンと呼称する。多重反射型レーザーマイクロホンのセンサ部の構造を Fig. 6.1 に示す。Fig. 6.1(a)中のレーザービームが折り返されている部分が検出面である。この図では反射回数は 6 回であり、検出面の面積は 6 mm×10 mm である。ミラーには、銀蒸着ミラーを使用し、スペーサにはアルミ角柱を使用している。入射部と反射部のレーザービーム

は四角形の検出面を形作るため、厚さ 3 mm の遮音板によって音波が入射しないようにする。Fig. 6.1(b)に示したように、スペーサには穴が開けられており、検出面を通過した音波が通り抜けられる構造になっている。このセンサ構造により、狭い面積内で光路長を増加させ、高感度と高分解能を両立する。



(a) Front view



(b) Side view

Fig. 6.1 Sensor structure of multiple reflection laser microphone (flont view)

Fig. 6.1 中にある LD ホルダの断面図を Fig. 6.2 に示す。ホルダはアルミニウムを削り出して作製し、L 字アングルでセンサ部に固定してある。レーザービームの

入射角が常に一定になるよう、ホルダの外形はクサビ形になっている。ホルダ内には LD とレンズが収められており、ねじを切ったリングを用いて LD-レンズ間の距離が一定になるように固定されている。LD-レンズ間距離はレーザー光が平行ビームになるよう、焦点距離に固定してある。

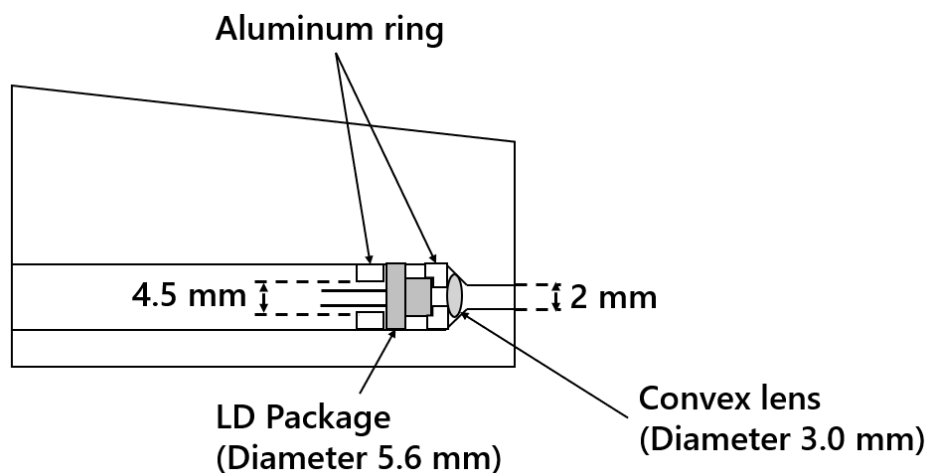


Fig. 6.2 Cross sectional diagram of LD holder

6.2 多重反射型レーザーマイクロホンの動作モデル

多重反射型レーザーマイクロホンの光学系を Fig. 6.3 に示す。Fig. 6.3 は 2 回反射の場合を表している。多重反射型レーザーマイクロホンでは、反射のためのミラーを通過するごとにパワーがミラーの反射率 R の割合で低下する。そして、得られる出力電圧は光路長と、行きの光の強度と帰りの光の強度の積に対して直線的に増加する。反射板の反射率を R_3 とすると、Fig. 6.3 では光路上のどこでもその積は $R_3 R^n I^2$ となる。直線状検出部の場合に行きの光と帰りの光の積は $R_3 I^2$ となるので、LD と反射板の距離を同じとすると、ミラーによって n 回反射させた場合、反射させないときと比べて信号電圧の比率は

$$\frac{nR_3 R^{2n} I^2}{R_3 I^2} = nR^{2n} \quad (6.1)$$

となり、多重反射によってレーザーマイクロホンの感度は同じ空間分解能でも反射回数とミラー反射率の反射回数の 2 乗倍の積に対して直線的に増加することが分かる。

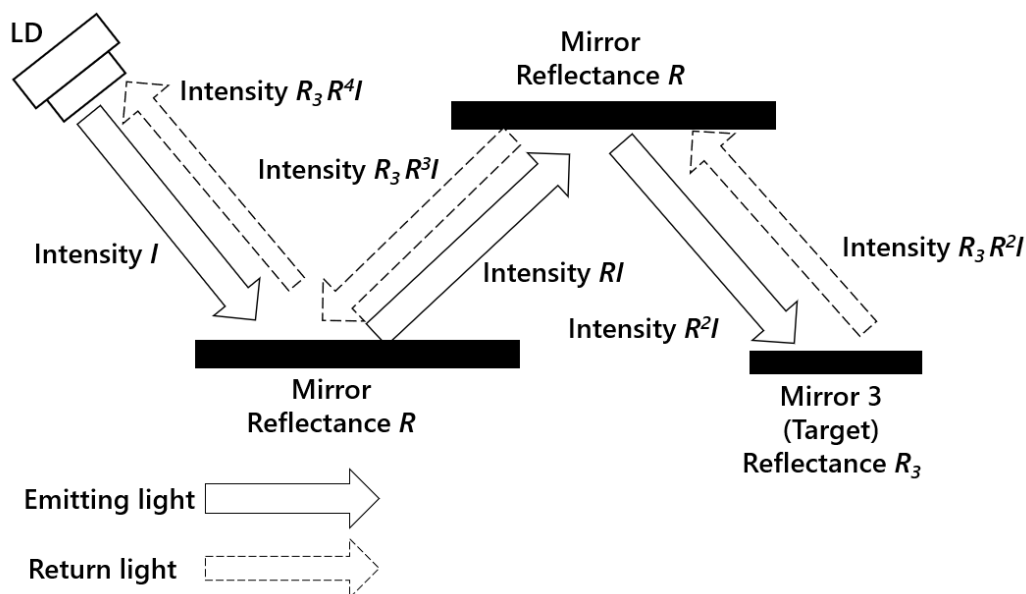


Fig. 6.3 Optical system of multiple reflection laser microphone

また、検出面のサイズについては、音波の検出面上での位相差を考慮し、決定する必要がある。音源から一定距離の同心円上に等音圧面が構成される、理想的な球面波が入射した場合の、音波の位相差を Fig. 6.4 に示す。

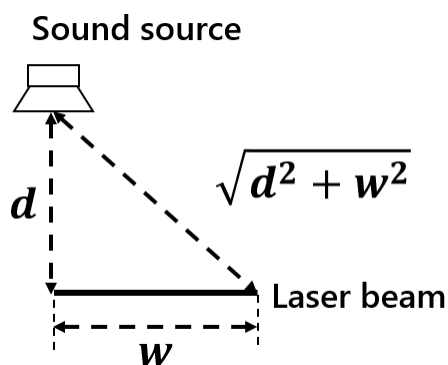


Fig. 6.4 Sound wave phase difference on detection plane

Fig. 6.4 から検出面上で発生し得る最大の音波の行程差 l_s は

$$l_s = \sqrt{d^2 + w^2} - d \quad (6.2)$$

で表される。このとき音波の波長を λ_s とすると、検出面上で発生し得る位相差は

$$\theta_s = \frac{l_s}{\lambda_s} \times 2\pi \quad (6.3)$$

となる。音波が球面状に広がるのは、音源からの距離が近い場合である。音源とセンサの距離 d を 50 mm と仮定すると、本研究での最高周波数 170 kHz では音波の波長 λ_s は 2 mm 程度であるので、位相が反転しないよう検出面での最大位相差 θ_s を 180° とすると、検出面での最大の行路差 l_s が 1 mm となり、センサ部の幅 w は 10 mm となる。したがって、目標検出部サイズは 10 mm とする。

6.3 実験装置

実験装置の概略を Fig. 6.5 に示す。LD は両凸レンズ (直径 3 mm、焦点距離 3 mm) の焦点に設置し、出射光を長径 1.0 mm の平行ビームとする。LD と両凸レンズはアルミ製の治具に収め、鏡に対して一定の入射角で固定する。音源とセンサ部の距離 d は実験内容に応じて変化させる。鏡には銀蒸着ミラー (Edmund Optics $\lambda/20$ 平行度ミラー 実測反射率約 98.6 %) を使用している。その他光学系の構成素子、電子回路や測定機器は Fig. 3.6 と同様である。音源には平面波を放射するスピーカとして、DS-16S と PT-R4 を使用する。また、球面波を放射するスピーカとして、ウーハー JW-01 とツイータ XT-25BG60-041 を使用する。音源から 50 mm の地点で測定した JW-01 の音圧の周波数特性を Fig. 6.6 に、ツイータ XT-25BG60-04 の音圧の周波数特性を Fig. 6.7 に示す。

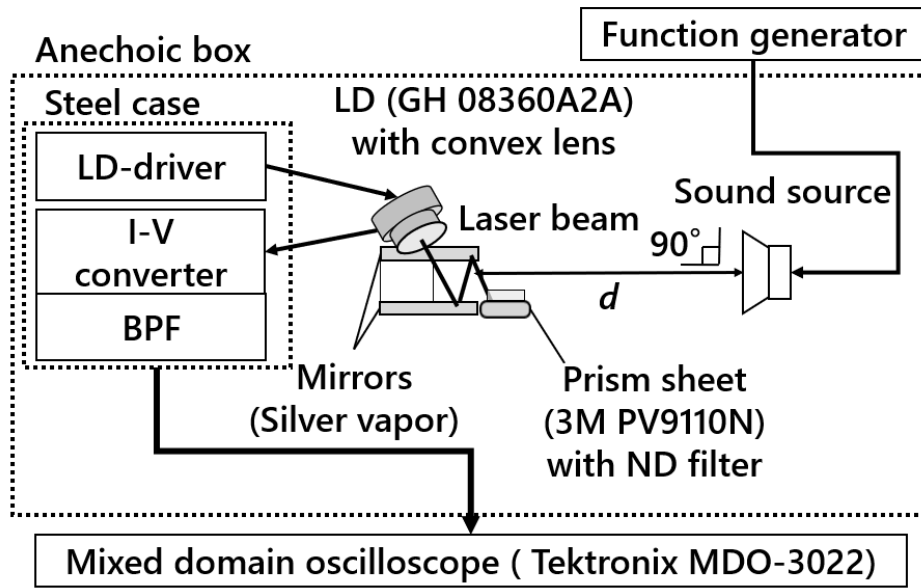


Fig. 6.5 Experimental setup

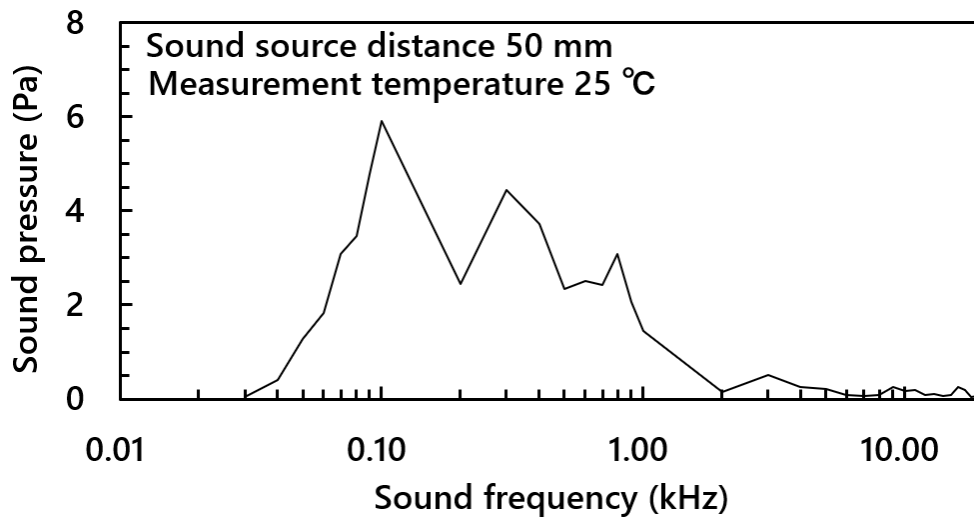


Fig. 6.6 Frequency characteristics of JW-01

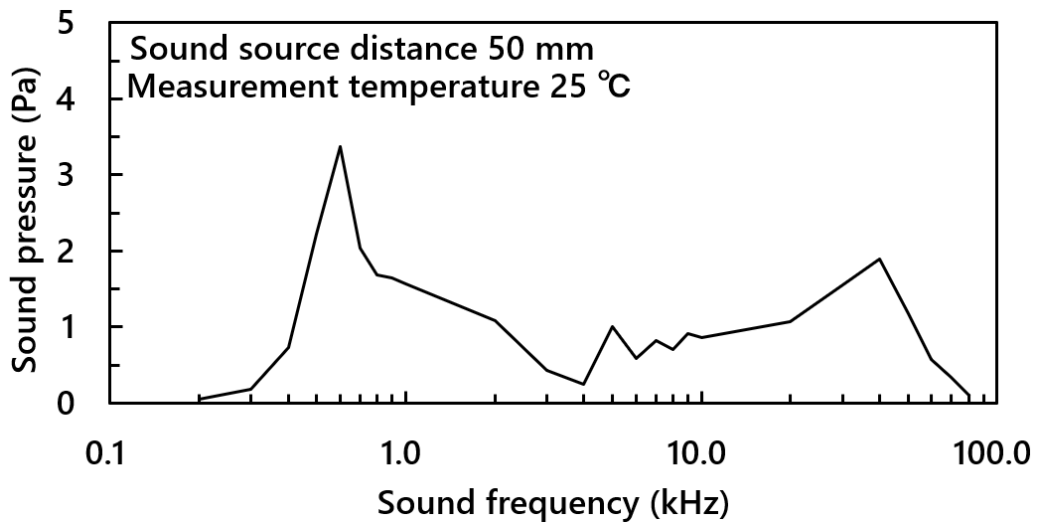


Fig. 6.7 Frequency characteristics of XT-25BG60-04

また、JW-01 と XT-25BG60-04 の水平方向の音圧の分布を Fig. 6.8 に、垂直方向の音圧の分布を Fig. 6.9 にそれぞれ示す。そして、水平方向の音波の位相差を Fig. 6.10 に、垂直方向の音波の位相差を Fig. 6.11 にそれぞれ示す。Fig. 6.8, 6.9, 6.10, 6.11 より音圧分布、位相差ともにはほぼ理想的な球面状に音波が広がっていることが分かる。

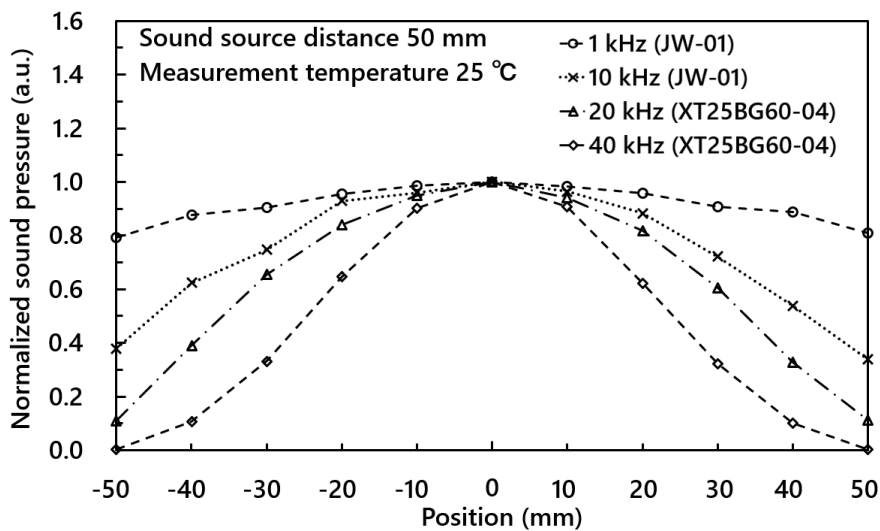


Fig. 6.8 Sound pressure distributions of JW-01 and XT-25BG60-04
(horizontal direction)

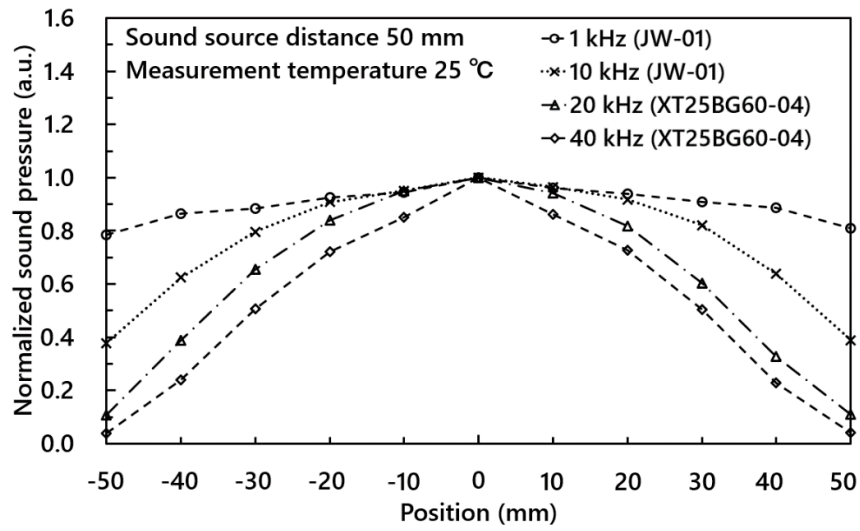


Fig. 6.9 Sound pressure distributions of JW-01 and XT-25BG60-04
(vertical direction)

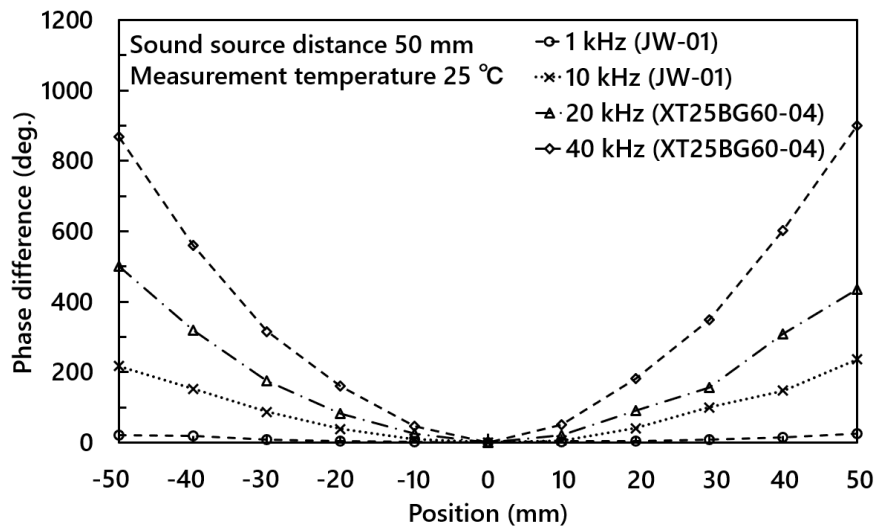


Fig. 6.10 Sound phase differences of JW-01 and XT-25BG60-04
(horizontal direction)

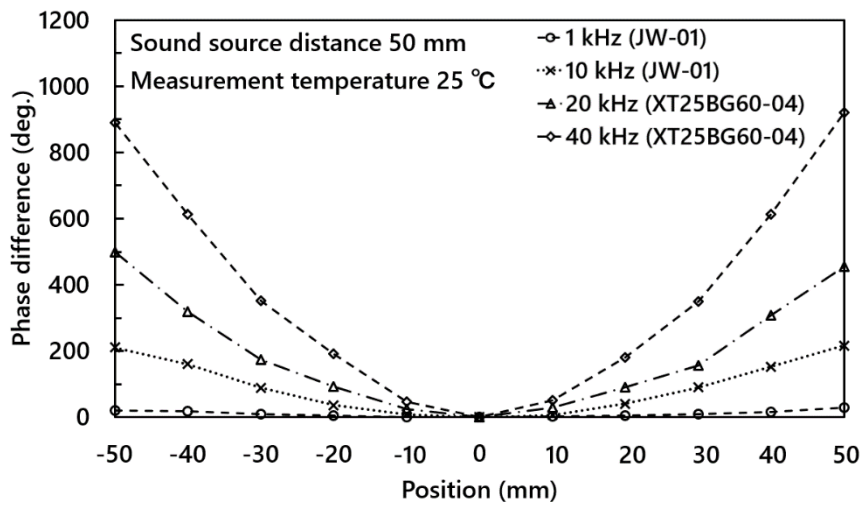


Fig. 6.11 Sound phase differences of JW-01 and XT-25BG60-04
(vertical direction)

6.4 多重反射型レーザーマイクロホンの音波検出特性

6.4.1 感度及び信号対雑音比

音源に DS-16S を使用し、外部共振器長を 10 mm に短縮した従来型のレーザーマイクロホンと、反射回数を 2 回、6 回、10 回変化させた多重反射型レーザーマイクロホンに音波を入射し、感度及び信号対雑音比がどのように変化するのかが評価した。この場合どの条件でも空間分解能は同じ 10 mm である。入射音波の周波数を 1 kHz とし、実験結果から音圧に対する感度や最低検出音圧を求めた。また、1 Pa の音圧を入射した際の雑音対信号比も測定した。Fig. 6.12 に測定した音圧特性を、Table 6.1 に測定した感度、信号対雑音比及び最低検出音圧を示す。図中の破線は測定値を最小二乗法(1 次式)で近似したものである。Fig. 6.12 のかっこ内の数字は音波と相互作用する光路の長さである。実験結果から、反射回数ごとに感度が増加し、最大 7.5 倍程度、信号対雑音比は最大 10 倍程度まで向上することが分かった。また、最低検出音圧は最大で 6 dB 低下した。これにより、高分解能と高感度を両立することができた。

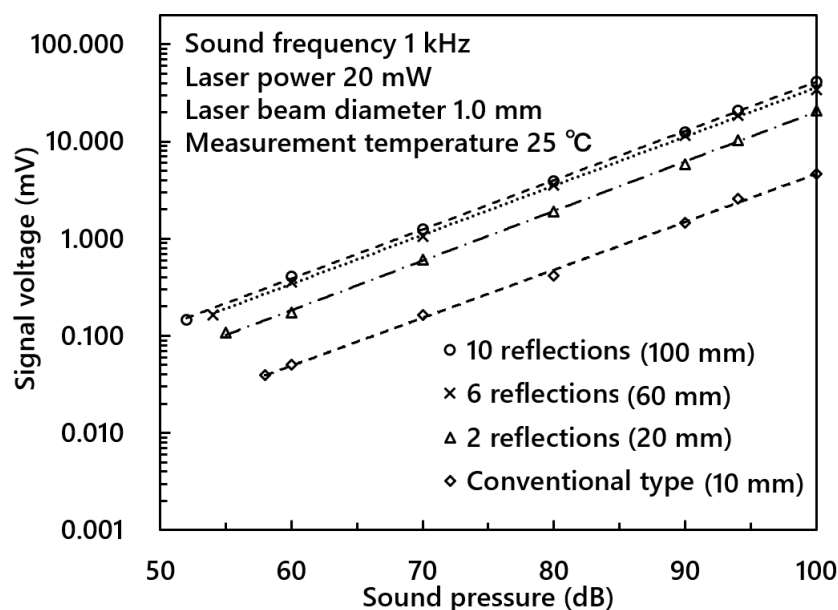


Fig. 6.12 Sound pressure characteristics using multiple reflection sensor
(varying reflection times)

Table 6.1 Sensitivity, SN-ratio, and minimum detectable sound pressure
(varying reflection times)

	Sensitivity (mV/Pa)	Signal-to-noise ratio (1 Pa)	Minimum detectable sound pressure (dB)
Conventional type (10 mm)	2.4	0.22	58
2 reflections (20 mm)	5.1	0.73	55
6 reflections (60 mm)	13.6	2.04	54
10 reflections (100 mm)	17.6	2.18	52

また、直線状のビーム光路長 10 mm のときの感度は、約 2.4 mV/Pa である。一方、10 回反射の感度が約 17.6 mV/Pa である。その比は光路長の倍率 10 倍とミラーの反射率 98.6 % の 20 乗である 0.75 の積、7.5 に近い値となることから、多重反射によって感度が反射回数とミラー反射率の反射回数の 2 乗倍の積に対して直線的に増加することも確認できた。

また、光路長を 100 mm 一定とし、検出部の面積を変化させ、入射音波の周波数を 1 kHz とし、実験結果から音圧に対する感度や最低検出音圧を求めた。また、1 Pa の音圧を入射した際の雑音対信号比も測定した。Fig. 6.13 に測定した音圧特性を、Table 6.2 に測定した感度、信号対雑音比及び最低検出音圧を示す。図中の破線は測定値を最小二乗法(1 次式)で近似したものである。

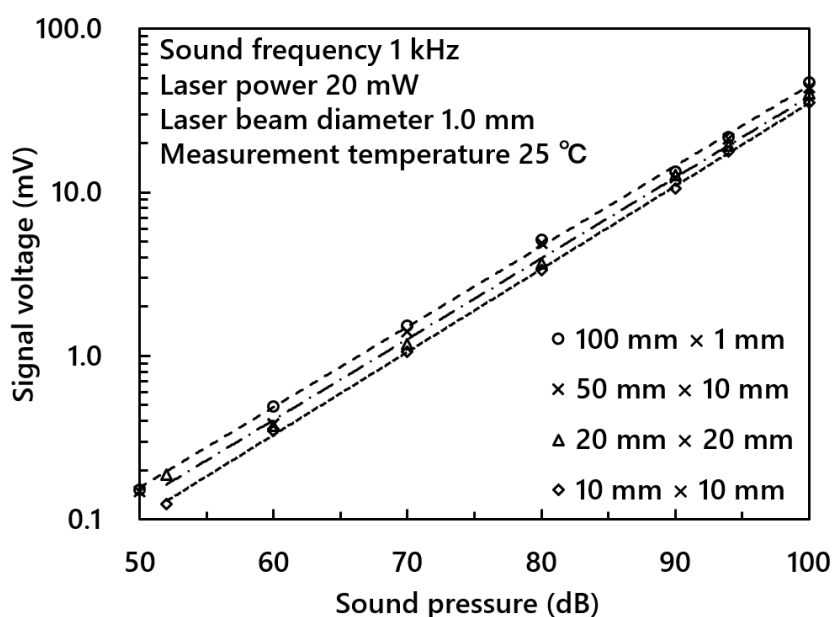


Fig. 6.13 Sound pressure characteristics using multiple reflection sensor (varying detection area)

100 mm × 1 mm は反射を用いない直線状検出部、50 mm × 10 mm は 1 回反射、20 mm × 20 mm は 5 回反射、10 mm × 10 mm は 10 回反射である。Table 6.2 より、どの検出部面積でも同等の感度と信号対雑音比が得られていることが分かる。これは、光路長がほぼ同じ長さであることが原因である。感度のわずかな変化は、反射回数の変化によるものと考えられる。

Table 6.2 Sensitivity, SN-ratio, and minimum detectable sound pressure
(varying detection area)

	Sensitivity (mV/Pa)	Signal-to-noise ratio (1 Pa)	Minimum detectable sound pressure (dB)
100 mm × 1 mm	21.8	2.48	50
50 mm × 10 mm	21.1	2.44	50
20 mm × 20 mm	19.3	2.25	52
10 mm × 10 mm	17.6	2.18	52

6.4.2 周波数特性

音源に DS-16S と PT-R4 を使用し、入射音波の周波数を 40 Hz から 170 kHz まで変化させ、各周波数での従来型レーザーマイクロホンと多重反射型レーザーマイクロホンの出力電圧を測定した。そして、5.1.3 項と同様の方法でレーザーマイクロホンの感度の周波数特性を求め、反射回数の変化によって周波数特性がどのように変化するか実験を行った。Fig. 6.14 に実験結果を示す。図中の破線は測定値を最小二乗法(2 次式)で近似したものである。実験結果から、多重反射型レーザーマイクロホンの周波数特性は、170 kHz においてわずかに感度が低下するのみで、それ以外の周波数では一定の感度である。そして、反射回数に対して直線的に感度が増加するのみで、周波数特性は多重反射によって影響を受けないことが分かった。

また、同様の実験を、光路長を 100 mm 一定としセンサ部の面積を変化させて行った。測定結果を Fig. 6.15 に示す。図中の破線は測定値を最小二乗法(2 次式)で近似したものである。100 mm × 1 mm は反射を用いない直線状検出部、50 mm × 10 mm は 1 回反射、20 mm × 20 mm は 5 回反射、10 mm × 10 mm は 10 回反射である。Fig. 6.15 から、得られた感度は Table 6.2 に示された感度とほぼ同等であり、検出部面積の変化によって感度は大きく変化しないことが分かった。

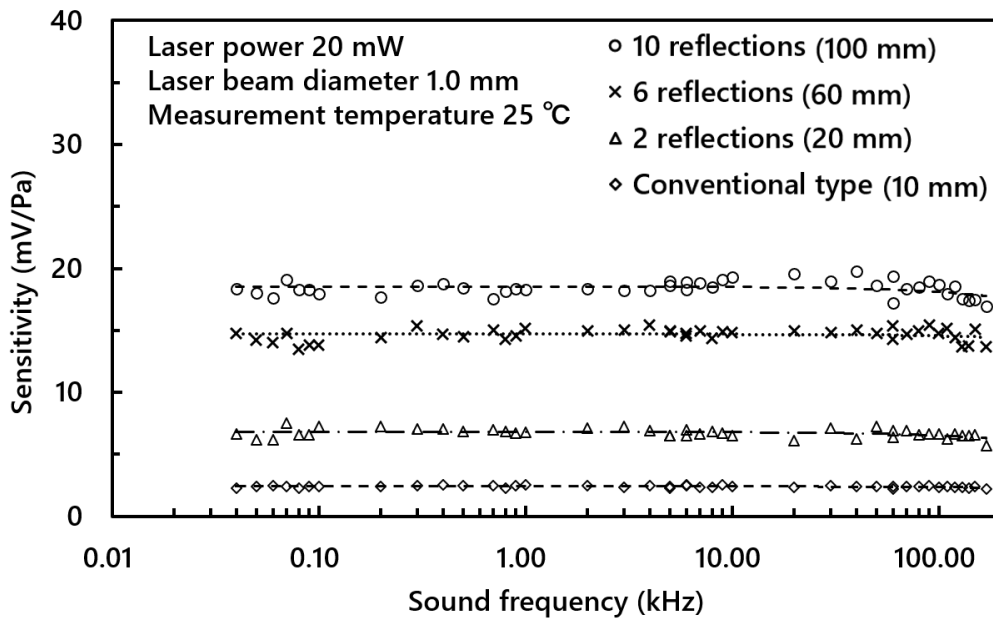


Fig. 6.14 Frequency characteristics of multiple reflection laser microphone (varying reflection times)

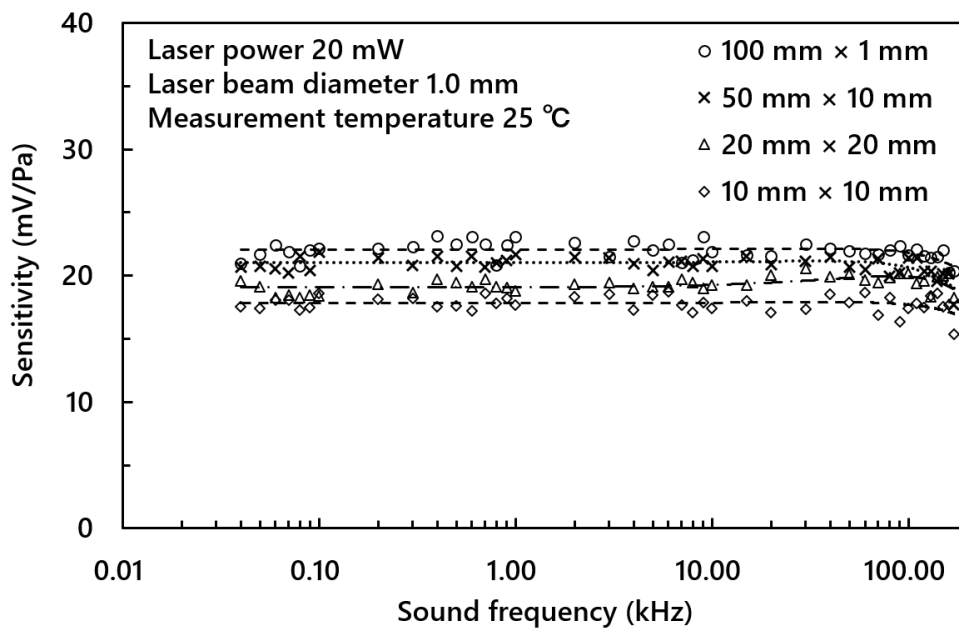
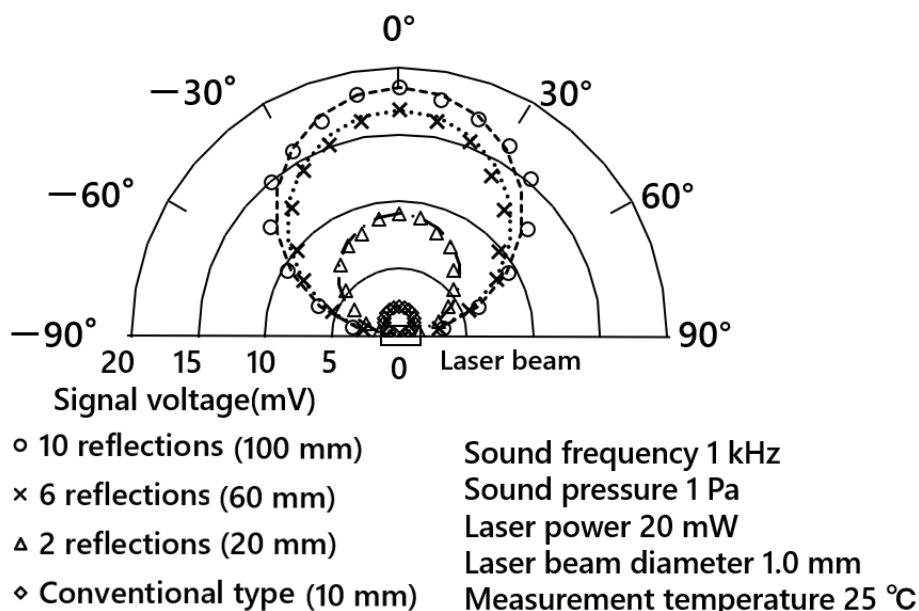


Fig. 6.15 Frequency characteristics of multiple reflection laser microphone (varying detection area)

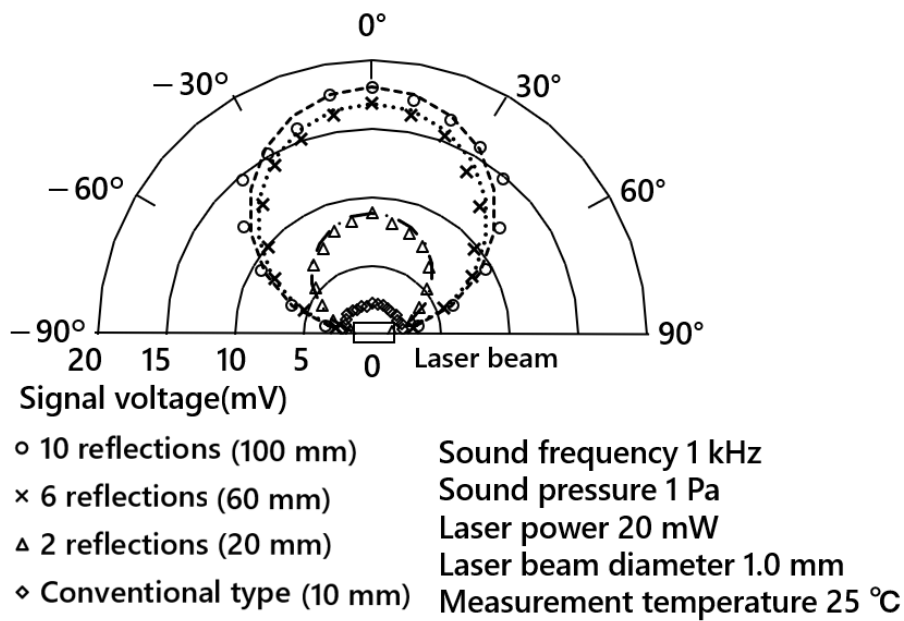
6.4.3 指向性

音源に DS-16S を使用し、1 kHz(1 Pa)の音波の入射角度を変化させ、反射回数ごとの水平方向の指向性を測定した。この実験では音源はセンサ部の中心から 200 mm の位置で設置角度を変化させた。測定結果を Fig. 6.16 に示す。図中の破線は測定値を最小二乗法(2 次式)で近似したものである。Fig. 6.16 中で 0°とは、センサ部と音源が正対する角度とする。Fig. 6.16 中の測定点がない部分は測定回路を収めたケースに音波が遮られ、音波がレーザービームに入射しない角度である。Fig. 6.16(a)から、多重反射型でない従来型は指向性は円形であるが、多重反射型センサを使用すると双指向性となる。この形は反射回数や周波数が異なっても特性はほぼ変化しない。また、Fig. 6.16(b)から垂直方向でも同様の結果が得られた。このことから多重反射型センサを使用すると、出力に入射角度依存性が見られるが、反射回数や水平・垂直面によっては変化しないことが分かる。

また、同様の実験を、光路長を 100 mm 一定としセンサ部の面積を変化させて行った。測定結果を Fig. 6.17 に示す。Fig. 6.17 から、指向性は検出部面積の変化によって大きく変化せず、双指向性となることが分かった。

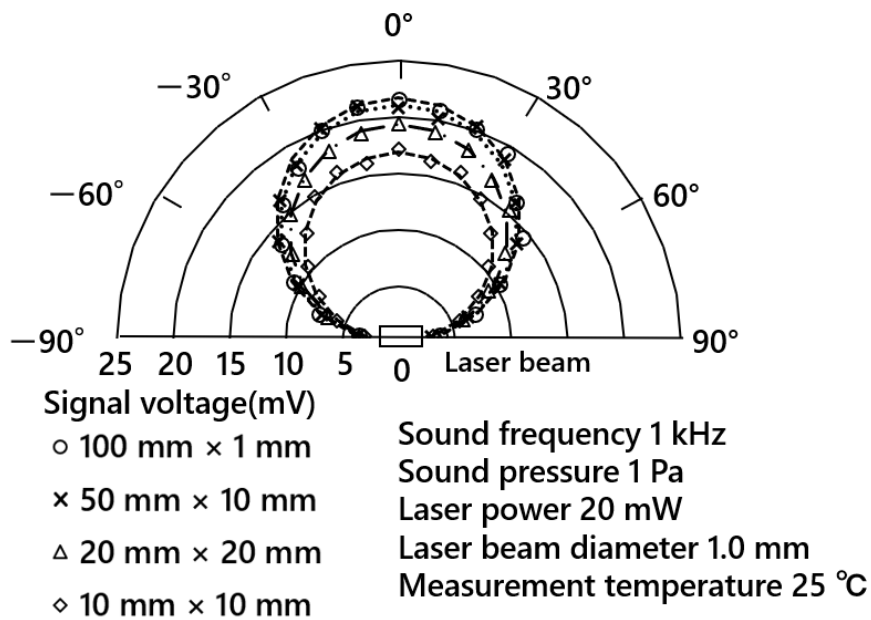


(a) Horizontal direction



(b) Vertical direction

Fig. 6.16 Directivity of multiple reflection laser microphone
 (varying reflection times)



(a) Horizontal direction

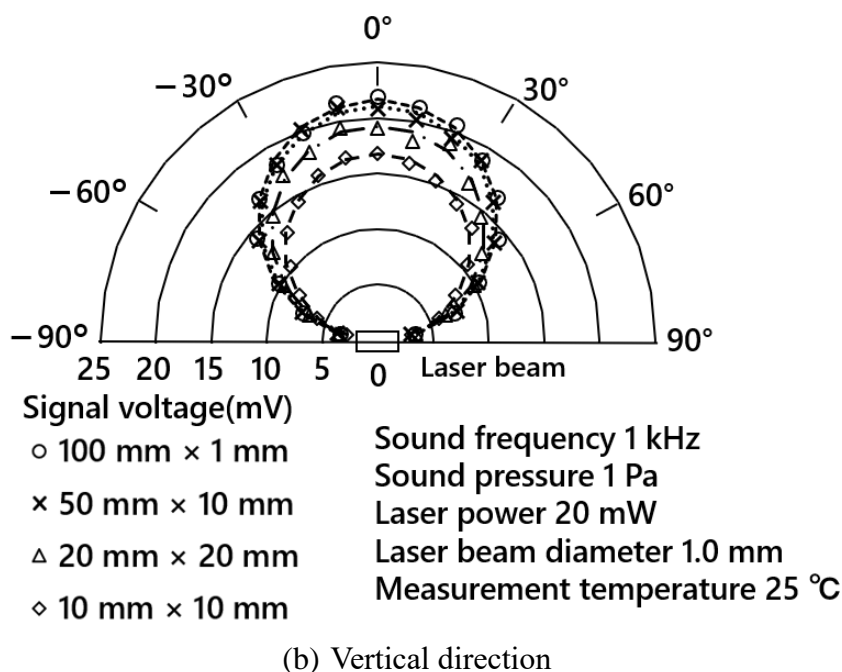
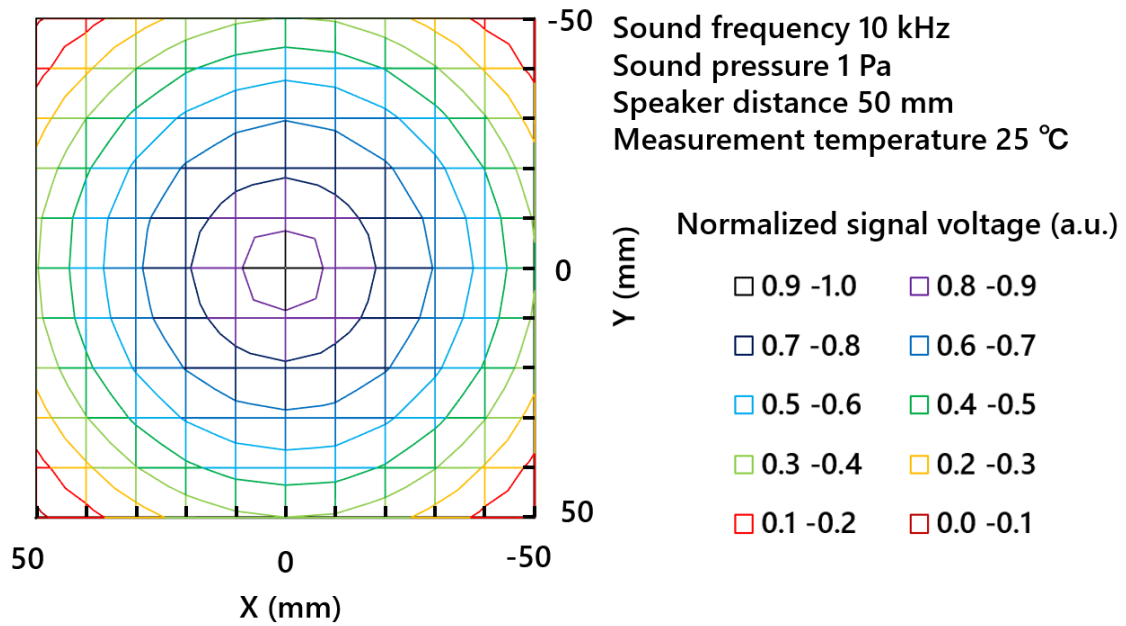


Fig. 6.17 Directivity of multiple reflection laser microphone
(varying detection area)

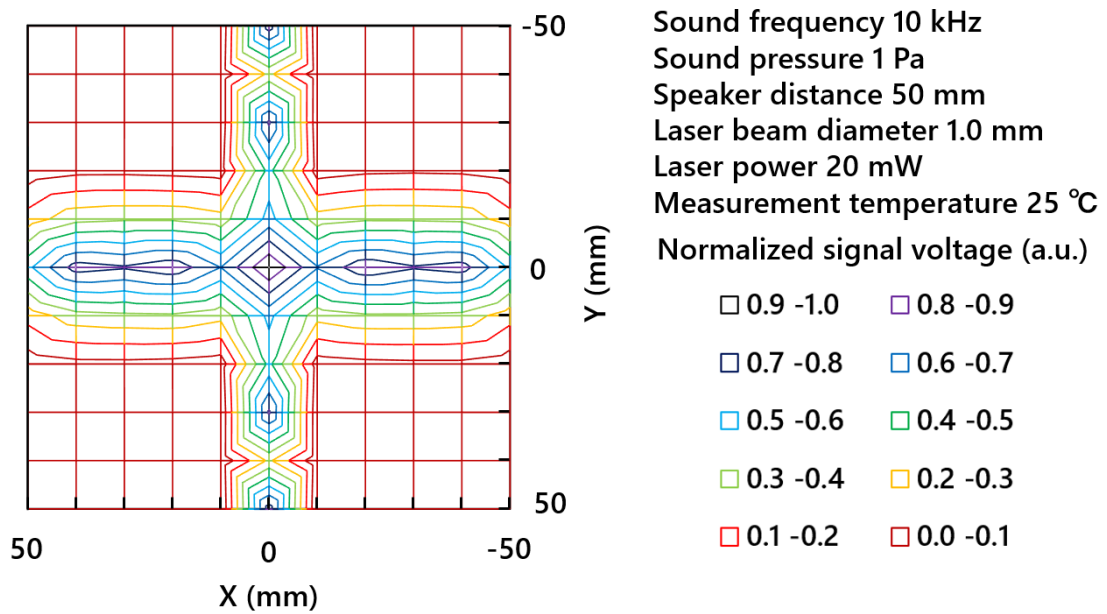
6.5 多重反射型レーザーマイクロホンによる球面波検出

6.5.1 球面波の音圧分布再現

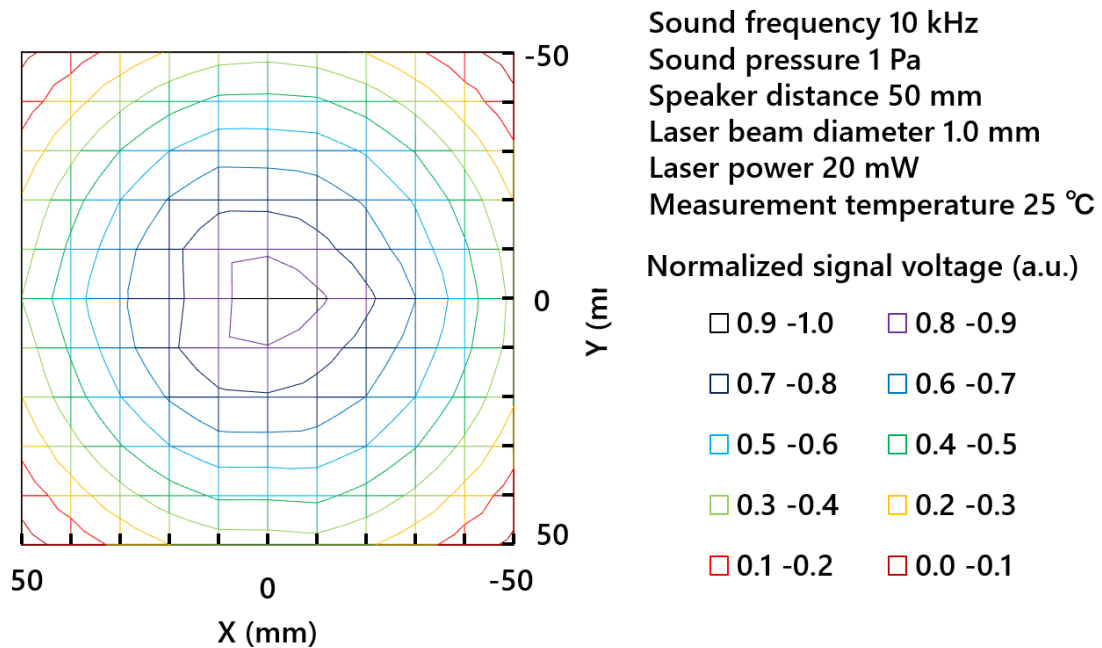
多重反射型レーザーマイクロホンによって、球面波が検出できることを確認するため、音源に JW-01 を使用し、音圧分布を測定した。測定した音圧の分布を Fig. 6.18 に示す。Fig. 6.18(a)は比較のためにコンデンサマイクロホン(BRUEL & KJÆR Type 4938)を使用して測定した音圧分布を、Fig. 6.18(b)は直線型のレーザーマイクロホンを使用して検出した音圧分布を、Fig. 6.18(c)は10回反射の多重反射型レーザーマイクロホンで測定した音圧分布を示す。入射する音波の周波数は10 kHz、入射音圧は1 Pa、センサと音源の距離は50 mmで、測定範囲は50 mm×50 mmである。Fig. 6.18(b)中で、レーザービームはX軸方向に伝搬している。測定した分布は中心点の電圧で規格化した。



(a) Sound pressure distribution measured by condenser microphone



(b) Sound pressure distribution measured by conventional type microphone



(c) Sound pressure distribution measured by multiple reflection laser microphone

Fig. 6.18 Measured sound pressures of spherical sound wave

Fig. 6.18(a)と比較すると、Fig. 6.18(b)は分布が正しく再現されていない。Fig. 6.18(a)と Fig. 6.18(c)は類似しており、多重反射型レーザーマイクロホンで商用マイクロホンとほぼ同等に球面波が検出できることが分かる。これによりレーザーマイクロホンの空間分解能を改善することができた。しかし、Fig. 6.18(a)は同心円状に検出できているのに対し、Fig. 6.18(c)では中心部の分布がやや歪な形状になっている。これは、コンデンサマイクロホンの検出部が1/4インチの円形であるのに対して、多重反射型レーザーマイクロホンでは10 mm四方の四角形となっており、検出部の面積がやや大きいため、空間分解能がやや低いためであると考えられる。

6.5.2 球面波検出時の周波数特性

球面波を入射した場合には、周波数特性に検出部のサイズが関係すると考えられる。センサ中央部の音圧を最大とし、測定によって得られた音圧を p_s とする

と、検出面上での任意の点の音圧は以下の式で表される。

$$\sqrt{2}p_s \cos(\theta_s) \quad (6.4)$$

レーザーマイクロホンによって得られる信号は、2.3 節で述べたように音圧とレーザービームの断面光強度分布の積に比例する。ここでは、ビームの径は十分小さく、ビームの径と音波の波長の比に関係する感度低下は無視できるとする。そうすると、信号強度を考える際には、音圧を外部共振器長 L_{23} の全体に渡って積分することになるので、球面波入射によって得られる信号は以下の式に比例する。

$$\sqrt{2} \int_0^{-2L_{23}} p_s \cos(\theta_s) l dl \quad (6.5)$$

ここで、ホルダのレーザービーム出射面を $l=0$ としている。センサ部の検出面全体に渡って音波の位相差がないとすると、 $\theta_s=0$ となる。したがってある周波数と検出部面積において、位相差を考慮すると感度が以下の式に示す比で低下する。

$$\frac{\sqrt{2} \int_0^{-2L_{23}} p_s \cos(\theta_s) l dl}{\sqrt{2} \int_0^{-2L_{23}} p_s l dl} \quad (6.6)$$

この位相差による感度低下を、各検出部のサイズと入射する音波の周波数から計算して、理論的な多重反射型レーザーマイクロホンの周波数特性を求めた。さらに、6.4.2 と同様の方法でレーザーマイクロホンの感度の周波数特性を求め、検出部サイズの変化によって周波数特性がどのように変化するか実験を行った。Fig. 6.19 に実験結果を示す。音源には JW-01 と XT-25BG60-04 を使用し、検出部と音源の距離は 50 mm で、音源の中心部とセンサの中心部は正対しており、測

定値は平面波を入射した際の感度で規格化されている。

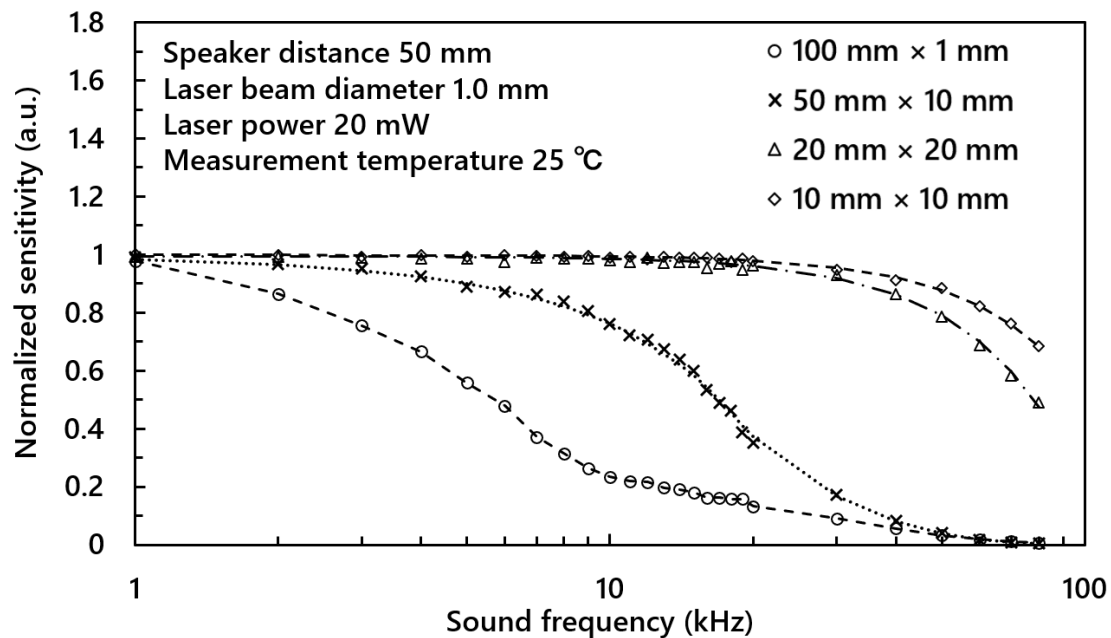


Fig. 6.19 Frequency characteristics of multiple reflection laser microphone (spherical wave)

Fig. 6.19 中で、点線は Eq. (6.6) を計算して求めた理論曲線を示している。実験結果から、入射する音波の音圧分布は感度を計算する際に考慮されており、点線と測定値に大きな差異は見られないことから、多重反射型レーザーマイクロホンの周波数特性は、検出部のサイズが大きいほど、より低い周波数から感度が低下することを解明した。

第7章 総括

7.1 本論文のまとめ

本論文では、半導体レーザーの自己結合効果を音波検出に利用するレーザーマイクロホンについて研究を行った。レーザーマイクロホンは振動膜を用いない音波検出機器であり、閉鎖空間や高温環境、強電磁界下、流体中などの特殊環境の音波検出に適している。また、自己結合効果によって、低帰還光で音波検出ができ、光マイクロホンの中でも特に簡単な光学系を持つ。この特徴を生かして、工作機械や発電機など異音検出、製鋼炉や高圧チャンバ内などの音波を利用した加工・生成プロセスのリモートセンシングなどに利用が期待されている。

これまでレーザーマイクロホンは、音波の検出原理や特性が十分説明されていなかった。また、信号対雑音比が低く、ある程度の感度を得るために一定の検出部の大きさを必要としたため、空間分解能が低かった。本論文は、レーザーマイクロホンの原理・特性を明らかにし、上記 2 つの課題を克服するための手法を提案するものである。

はじめに、発振原理の異なる 2 種類の半導体レーザーを使用してレーザーマイクロホンを作製し、サイドモードの強度に着目して特性を比較した。複数の波長で発振している LD を用いて自己結合効果を発生させる場合、その出力はそれぞれの波長の重ね合わせとなる。複数の光の位相変化が PD の検出面で同期することはまれであり、同じレーザーパワーで比較した場合、複数の干渉光の強度変化の総量は、単一モードによって得られる干渉光の強度変化量よりも小さくなる。実験結果から、同じレーザーパワーの場合、サイドモードの強度が低い方が、より高い感度が得られることが分かった。このことから、レーザーマイクロホンにはレーザーパワーが大きく、サイドモードが小さい DFB-LD が適していると考えられる。また、DFB-LD のような共振器内に回折格子などの波長選択機構を持つ LD であれば、自己結合効果が発生した際の線幅拡張を抑えることができ、

雑音の低減にも寄与する。そういった点からも、DFB-LD は自己結合効果を利用する機器に適していると言える。

次に、レーザーマイクロホンの基本的特性について実験を行った結果から、帰還する光量には、レーザーパワーごとに最適値が存在することが示された。また、信号電圧は音圧に対して直線的に増加し、レーザーパワーの 2 乗に対して直線的に増加した。また、レーザーマイクロホンの周波数特性は、レーザービームの径に関係することが分かった。そして、指向性についてはレーザービームと水平方向で双指向性、垂直方向で無指向性となった。これは信号電圧が入射音圧に対して直線的に増加することから考えると、当然の帰結である。これらの特性は、2 章で示した光の干渉から導いた理論式から推測される通りであった。このレーザーマイクロホンの特性を生かすことで、低周波から超音波帯域までを一括で測定できるマイクロホンが作製できる。また、レーザービームと垂直方向に無指向性であることも、レーザーマイクロホンの特筆すべき特長であると言える。

レーザーマイクロホン出力の感度、信号対雑音比を改善するための手法として、音波を一点に集める集音器、レーザービームを音圧が高い領域内で折り返し、小さな屈折率の変化を長い光路で検出する光路の 2 つを考案し、それぞれの手法がレーザーマイクロホンの特性にどのように影響を与えるのかを調べるために実験を行った。集音器を使用した場合、実験の結果から感度は最大 9 倍程度、信号対雑音比は最大 6 倍程度向上し、最低検出音圧も 16 dB 低下した。そして、感度の向上度合いは集音器の開口部の高さに依存し、集音器の焦点距離にはよらないことが分かった。また、周波数特性は主に 10 kHz 以下の周波数領域で感度が低下し、その低下の様子は集音器の開口部の高さや焦点距離に関係する。そして、指向性は集音器の正面に鋭いピークを持ち、出力電圧の入射角依存性も集音器の開口部の高さや焦点距離に関係することが分かった。これらの結果から、集音器は感度向上効果が大きく、周波数特性や指向性が集音器の寸法によって変化することが明らかになった。これは検出したい音波の周波数や方向に合わせて、最適な寸法で集音器を設計するといった応用につながると考えられる。

直角プリズムを用いて光路を延長した場合、実験の結果から感度が最大 3 倍

程度、信号対雑音比は最大 7 倍程度向上し、最低検出音圧 11 dB 低下した。また、実験から周波数特性や指向性は、集音器を使用した場合のような帯域や角度の選択性はみられなかった。このことから、光路を延長すると感度の向上効果は集音器を用いた場合より低い、周波数特性や指向性が広いまま感度が向上でき、広帯域性や広指向性が必要な用途で有用な手法であると言える。

最後に、レーザーマイクロホンの空間分解能を改善するため、多重反射型マイクロホンを作製し、その実験結果を示した。平面波を入射した場合の結果から、同じ 10 mm の空間分解能でも、感度特性は反射の回数によって変化し、最大 7.5 倍程度、信号対雑音比は最大 10 倍程度まで向上することが分かった。これにより、高感度と高分解能を両立することに成功した。また、周波数特性は反射の影響を受けないことが分かった。球面波を入射した実験結果から、多重反射型レーザーマイクロホンが商用マイクロホンと同程度に球面波を検出できることが分かった。そして、球面波入射時の周波数特性から、多重反射型レーザーマイクロホンが想定したモデル通りに動作していることが確認できた。

7.2 今後の展望

本論文では、レーザーマイクロホンの特性を明らかにし、レーザーマイクロホンの課題であった感度と空間分解能を改善する手法を示した。しかし、未だに信号対雑音比は十分でなく、レーザーマイクロホンによって録音された音声を十分な音質で再生するまでには至っていない。その実現のためには、本論文に示した感度向上手法を超える効果を持つ手法が必要である。一つの手法として、デジタル信号処理を適用して時間変化の大きい音声信号と時間変化の少ない雑音信号を分離する手法が適していると考えられる。

また、本論文によってレーザーマイクロホンは応用法を研究する段階に入ったと考えられる。現状の信号対雑音比でも 80 dB 程度の音圧であれば十分に検出できる。したがって、工作機械や発電機の異音検出には十分実用できる。例え

ば、風力発電機のナセル内は非常に高温かつ振動も大きいですが、レーザーマイクロホンであればその環境下でも動作が可能である。こういった既存のマイクロホンでは検出が難しい環境での応用が期待される。また、高空間分解能化によって球面波検出が可能になったので、現状のマイクロホンでは十分に検出が難しい対象でも、その振動特性の解析が可能になる。例えば、レンジフードなどに用いられるシロッコファンは、ファンの羽部分に穴が開いており、ファンのどの部分からどの程度の音量・周波数の音波が放射されているか明らかになっていない。レーザーマイクロホンを使用すれば、シロッコファンを一定速度で回転させ、レーザービームが穴の部分を通るように LD をパルス発振させるなどの工夫によって、より詳細に振動特性を調査することができる。これは検出部が物理的な質量や体積を持たず、配線が不要なレーザーマイクロホンのみが成せる業である。この他にも、コウモリやネズミなどの小動物の鳴き声には超音波帯域の周波数成分が含まれているが、広帯域で球面波対応のレーザーマイクロホンであれば、従来のマイクロホンのように帯域制限や設置環境の制限を受けることなく活用でき、当該分野の研究の一助になると考えられる。

また、音響を利用した検査技術にもレーザーマイクロホンの応用が見出せる。現在トンネルの壁面、電柱といったコンクリート構造物の内部劣化診断には、熟練の検査工による打音検査が行われている。打音検査によって生ずる音波は広帯域に渡り、スペクトル総体としての変化が重要となる。これまでこういった用途に用いられてきた加速度ピックアップは、配線の煩雑さや周波数帯域の狭さ、貼付時による音響インピーダンスの変化の面に課題が残った。レーザーマイクロホンはこれら課題を解決する検出器になり得る。実際にこの異常診断を機械に代替すべく、レーザーマイクロホンで検出した打音を、深層学習によって正常・異常と判定し、さらに異常部の深さを検出するという研究が試みられており、今後の発展が期待される。

謝辞

本研究を進める過程で多くのご指導をしていただいた愛知工業大学 電気学科の津田紀生教授、ならびに山田諄名誉教授に厚く御礼申し上げます。

また、本論文の査読を引き受けていただいた愛知工業大学 電気学科の小塚晃透教授、鳥井昭宏教授、五島敬史郎教授、本多電子株式会社の佐藤正典様に深く感謝申し上げます。

さらに、学術論文の執筆にあたり 多くの助言を賜りました愛知工業大学 電気学科の青木道宏教授、愛知工科大学 電子制御・ロボット工学科の名和靖彦准教授に深く感謝申し上げます。

さらに、本研究に協力してくれた平成 27 年度学部卒業の浅井礼子さん、平成 28 年度学部卒業の町野貴洋さん、平成 30 年度大学院博士前期課程修了の柴田慧一さんに感謝の意を表します。

外部発表リスト

1. 主著論文

- (1) 水嶋 大輔, 吉松 剛, 五島 敬史郎, 津田 紀生, 山田 諄
半導体レーザーの自己結合効果を利用したレーザーマイクロホンによる音波検出
電気学会論文誌 C, Vol.136, No.7, p. 1021-1026 (2016)
DOI: 10.1541/ieejciss.136.1021

- (2) 水嶋 大輔, 吉松 剛, 五島 敬史郎, 山口 剛, 津田 紀生, 山田 諄
半導体レーザーの自己結合効果を利用したレーザーマイクロホンの超音波帯域特性
電気学会論文誌 C, Vol.137, No.3, p. 489-494 (2017)
DOI: 10.1541/ieejciss.137.489

- (3) Daisuke Mizushima, Takeshi Yoshimatsu, Tsuyoshi Yamagushi, Mishihiko Aoki, Norio Tsuda,
Jun Yamada
Sensitivity Improvement of Laser Microphone Using Self-coupling Effect of Semiconductor
Laser
電気学会論文誌 E, Vol.138, No.1, p. 9-14 (2018)
DOI: 10.1541/ieejemas.138.9

- (4) Daisuke Mizushima, Keishiro Goshima, Norio Tsuda, Jun Yamada
Study on Sensitivity Characteristics of Laser Microphone Using Self-coupling Effect
Depending on Oscillation Mode of Laser Diode
レーザー研究, Vol.47, No.6, pp.320-324 (2019)

2. 国際会議

- (1) Daisuke Mizushima, Norio Tsuda, Jun Yamada
Characteristics of Laser Microphone using Self-coupling Effect of the Semiconductor Laser
OPTICS & PHOTONICS International Congress 2016 The 5th Advanced Lasers and Photon

Sources, ALPS'16, ALPSp14-20, May 19(2016)

- (2) Daisuke Mizushima, Keishio Goshima, Norio Tsuda, Jun Yamada

Sensitivity Characteristics of Laser Microphone using Self-coupling Effect with Oscillation Mode of Laser Diode

The International Conference on Electrical Engineering 2016, ICEE 2016, ID 90289, July 5(2016)

- (3) Daisuke Mizushima, Norio Tsuda, Jun Yamada

Study on Laser Microphone Using Self-Coupling Effect of Semiconductor Laser for Sensitivity Improvement

IEEE SENSORS 2016, A-5-136, October 31(2016)

DOI: 10.1109/ICSENS.2016.7808478

- (4) Daisuke Mizushima, Norio Tsuda, Jun Yamada

Evaluation of Sensing Structure of Laser Microphone using Self-coupling Effect of Laser Diode for Spherical Sound Wave

OPTICS & PHOTONICS International Congress 2019 The 8th Advanced Lasers and Photon Sources, ALPS'19, ALPS-12-05, April 24(2019)

- (5) Daisuke Mizushima, Norio Tsuda, Jun Yamada

Improvement of Laser Microphone Using Self-coupling Effect for Spherical Sound Wave Detection

Euspen's 19th International Conference & Exhibition, P2-25, June 5(2019)

- (6) Daisuke Mizushima, Norio Tsuda, Jun Yamada

Resolution Improvement of Laser Microphone with Miniature Multiple Reflection

IEEE INTERNATIONAL CONFERENCE ON SENSORS AND NANOTECHNOLOGY,

1570541316, July 25(2019)

DOI: 10.1109/SENSORSNANO044414.2019.8940059

3. 国内学会発表

- (1) 水嶋 大輔, 浅井 礼子, 津田 紀生, 山田 諄

レーザマイクロホンの音圧検出特性

平成 27 年度電気・電子・情報関係学会東海支部連合大会, P4-3,

平成 27 年 9 月 29 日

- (2) 水嶋 大輔, 五島 敬史郎, 津田 紀生, 山田 諄

半導体レーザーの自己結合効果を利用したレーザーマイクロホンの指向性

レーザー学会学術講演会第 36 回年次大会, E310aV02,

平成 28 年 1 月 10 日

- (3) 水嶋 大輔, 五島 敬史郎, 津田 紀生, 山田 諄

音波の周波数に対するレーザマイクロホンの感度特性

平成 28 年電気学会全国大会, 3-047,

平成 28 年 3 月 17 日

- (4) 水嶋 大輔, 山口 剛, 津田 紀生, 山田 諄

レーザマイクロホンの音圧感度向上に関する研究

平成 28 年度電気・電子・情報関係学会東海支部連合大会, D2-1,

平成 28 年 9 月 12 日

- (5) 水嶋 大輔, 山口 剛, 津田 紀生, 山田 諄

自己結合効果を利用したレーザーマイクロホンの感度向上に関する研究

レーザー学会学術講演会第 37 回年次大会, E207pI06,

平成 29 年 1 月 7 日

(6) 水嶋 大輔, 山口 剛, 五島 敬史郎, 津田 紀生, 山田 諄

SoC を用いたレーザマイクロホンの雑音低減

平成 29 年電気学会全国大会,1-055,

平成 29 年 3 月 16 日

(7) 水嶋 大輔, 津田 紀生, 山田 諄

球面波検出のためのレーザマイクロホンの小型化に関する研究

平成 30 年度電気・電子・情報関係学会東海支部連合大会, H3-3,

平成 30 年 9 月 4 日

(8) 水嶋 大輔, 津田 紀生, 山田 諄

自己結合効果を利用したレーザマイクロホンの発振モードに対する感度特性

レーザー学会学術講演会第 39 回年次大会, E213aIV07,

平成 31 年 1 月 13 日

(9) 水嶋 大輔, 津田 紀生, 山田 諄

球面波対応型レーザマイクロホンの特性評価

平成 31 年電気学会全国大会,3-056,

平成 31 年 3 月 12 日

(10) 水嶋 大輔, 津田 紀生, 山田 諄

多重反射型レーザマイクロホンの周波数特性に関する研究

令和元年度電気・電子・情報関係学会東海支部連合大会, J3-1,

令和元年 9 月 10 日