

干渉フィルターを用いた外部共振器半導体レーザー
の製作と線幅の評価

(Research on interference-filter-stabilized external
cavity diode lasers with narrow linewidth)

理学研究科

数物系専攻

二村 亮

目次

第 1 章	序論	5
1.1	研究背景	5
1.2	外部共振器半導体レーザー	6
1.3	本研究の目的	7
1.4	ECDL と IFLD の概要	7
1.4.1	回折格子を用いた外部共振器半導体レーザー (ECDL)	7
1.4.2	干渉フィルターを用いた外部共振器半導体レーザー (IFLD)	10
第 2 章	IFLD の構造と製作	13
2.1	Cateye 構造	13
2.1.1	Cateye 構造の利点	13
2.1.2	ABCD 行列による焦点距離の変化の計算	15
2.1.3	本デザインにおける Cateye の構造とその調整	16
2.2	干渉フィルターによる波長選択	19
2.2.1	干渉フィルターの角度と透過波長の関係	19
2.2.2	必要な回転精度の計算	21
2.2.3	回転精度の達成に向けた取り組み	22
2.2.4	実際の波長選択	25
2.3	IFLD の温度調整について	25
第 3 章	製作した IFLD の諸性能の測定	29
3.1	レーザー出力とレーザー発振可能な波長域	29
3.1.1	レーザーの出力特性と発振可能な波長域	29
3.1.2	干渉フィルターの透過率の測定	33
3.2	測定の準備	36
3.2.1	飽和吸収分光	36
3.2.2	PDH 法と周波数ロック	37
3.2.3	光学系のセットアップ	41
3.3	モードホップフリー・スキャニングレンジ	41

3.4	振動に対する強さ	43
3.5	周波数ノイズと線幅	46
3.5.1	共振器を用いた線幅の測定	47
3.5.2	実験のセットアップ	48
3.5.3	測定結果	50
3.5.4	ビートによる線幅の測定	56
3.5.5	Pseudo-Voigt 関数による fitting	58
3.5.6	ビートによる線幅の測定と共振器を用いた線幅測定の関係	61
3.5.7	3 台のレーザーを用いたビートによる線幅の測定	63
第 4 章	レーザー線幅の共振器長依存性の測定	67
4.1	レーザー線幅の下限值	67
4.2	線幅と I-P の測定	70
4.3	線幅のレーザー出力に対する依存性の測定	77
第 5 章	まとめと展望	79
付録 A	LD の保護回路	81
付録 B	PD	83
付録 C	ロック回路	85
付録 D	IFLD の製作資料	87
	共振器周辺の構造	87
	Cateye の構造	89
	フィルター回転用部品の加工	94
	箱の加工	100
	9 ピンコネクタの配線	105
	使用した既製品のリスト	107
参考文献		109

第 1 章

序論

1.1 研究背景

Bose-Einstein 凝縮 (BEC: Bose-Einstein Condensation) の存在は 1925 年に Einstein によって提唱された [1]。このとき考えられていたのは理想気体における BEC であったが、実際に BEC が観測されたのは液体ヘリウムの方が先であり [2, 3]、気体での BEC が実現されるまでには実に 70 年もの歳月がかかった。気体での BEC の達成には、1960 年に T. H. Maiman によって初めて実現されたレーザー [4] が欠かせなかった。1975 年には、T. W. Hänsch と A. L. Schawlow によってレーザーを用いた気体の冷却方法が提案され [5]、1985 年には S. Chu らによって初めてのレーザー冷却の実現が Na 原子において達成された [6]。また、1987 年には E. L. Raab らによって気体原子のトラップと冷却を同時に行う方法として磁気光学トラップが確立された [7]。こうしたレーザー冷却技術の発展の結果、1995 年にはレーザー冷却と蒸発冷却の 2 つの冷却方法を組み合わせることで、遂に原子気体での BEC が Rb [8]、Na [9]、Li [10] において達成された。この偉業は E. A. Cornell、C. E. Wieman、W. Ketterle、R. G. Hulet らによって成され、E. A. Cornell、C. E. Wieman、W. Ketterle らの 3 人は 2001 年にノーベル賞を受賞するに至った。以降、Sr [11] や Yb [12] など様々な原子での BEC が実現されている。

冷却原子気体の特徴としては、制御性が高く、不純物の無い純粋な系であることが挙げられる。例えば、フェッシュバハ共鳴 [13] を用いれば原子の散乱長を制御することができ、トラップポテンシャルを操作することによって、2 次元系や 1 次元系を実現することも可能となる。こういった高い制御性を持ち、不純物の混じらない純粋な系を作り出すことのできる冷却原子気体は、理論的に提唱されていた現象を実現することに長けていると言え、C. A. Regal らによるフェルミ気体における BCS-BEC クロスオーバーの観測 [14] がその代表例と言える。また、光格子と呼ばれる周期的なポテンシャルに原子をトラップすることも可能であり、これを利用した画期的な成果として、2002 年に観測された超流動-Mott 絶縁体相転移 [15] が挙げ

られる。

前述のように、原子気体 BEC の実現にはレーザー冷却を利用している。レーザー冷却は原子のエネルギー準位間の遷移との共鳴を利用しているため、このレーザー冷却に使用される光源はレーザー光の周波数を冷却を行う原子の共鳴周波数に調整可能であり、かつ、そのスペクトル線幅が原子の共鳴線幅を十分に下回る必要がある。例えば、アルカリ原子の場合は共鳴線幅が数 MHz 程度であるため、レーザーの線幅としては数百 kHz 程度が要求される。レーザー冷却には、ファイバーレーザーや固体レーザーなどを始めとする様々な光源を用いることができる。その中でも、本研究室でも用いている半導体レーザーは、安価であること、小型であること、消費電力も少ないこと、といった利点を持っているため、非常に手軽で扱いやすいと言える。しかし、通常の半導体レーザーは線幅が数 MHz 以上あり、そのままではレーザー冷却に適用することはできない。そこで考えられたものが外部共振器半導体レーザー [16, 17, 18] である。

1.2 外部共振器半導体レーザー

外部共振器半導体レーザーは、一般的な半導体レーザーとは異なり、LD(Laser Diode) の反射面の内、片側に無反射コーティング (AR(Anti Reflection) コート) を施し、外部に新たなミラーを取り付けて共振器を構成し直している。このとき、回折格子や干渉フィルターを用いることで、特定の波長モードの光のみを選択してレーザー発振させることができるようになる(これを波長選択と呼ぶ)。本論文では、回折格子を用いたタイプを ECDL(External Cavity Diode Laser)、干渉フィルターを用いたタイプを IFLD(Interference-Filter-stabilized external cavity Diode Laser) と呼ぶ (略称では L と D の位置が逆になっていることに注意)。外部共振器半導体レーザーでは、LD 内部で共振器を構成している通常の半導体レーザーよりも共振器長が長くなる。共振器長が長くなると、レーザー発振可能な各波長モードの線幅が小さくなることがわかっている。さらに特定の波長モードの光のみをレーザー発振させることで、外部共振器半導体レーザーでは、数百 kHz の線幅を達成している。また、外部に取り付けたミラーに PZT 素子 (Piezoelectric Transducer : 電圧を加えたときにその電圧の大きさに応じて厚みの変わる素子) を付けておくことで、共振器長の操作が可能になる。PZT 素子によって操作可能な共振器長は、PZT 素子の厚みと加える電圧の大きさに依存し、本研究室におけるセッティングでは、おおよそ数百 nm 程度の共振器長の操作が可能となる。これにより、選択したモードの波長を目的の波長へ合わせることが可能になる。このとき、負帰還回路を用いて適切な電圧フィードバックを PZT に加えることで、レーザー共振器の長さが変化したときに、自動的に共振器が元の長さに戻るような機能を付けることもできる。この共振器長を一定に保つ機能のことを「周波数ロック」と呼ぶ (詳しくは第 3 章で説明す

る)。この周波数ロックは、どんな共振器長の変化にも対応できるわけではなく、あまり共振器長が大きく変化し過ぎると、PZT への電圧フィードバックがかからなくなってしまう（このことを「周波数ロックが外れる」と表現する）。ECDL の構造と IFLD の構造の詳しい構造についてはこの章の最後で述べるが、IFLD は ECDL よりも共振器が振動の影響を受けづらい構造となっており、周波数ロックが外れにくくなっていることが期待されている。

1.3 本研究の目的

井上研究室は当大学において 2015 年に立ち上げられ、現在、原子気体 BEC を用いた実験を行うための装置の準備をしている段階である。本研究も装置の立ち上げの計画の一端を担っており、原子気体 BEC の実現に向けたレーザー冷却用のレーザー光源の製作、及び性能の評価を目的としている。本研究で製作した光源は、先にも述べた外部共振器半導体レーザーである。本研究室では従来、ECDL が使用されてきたが、本研究では、研究室内で初めて扱うタイプである、IFLD を製作した。先にも述べたように、IFLD は ECDL よりも、振動によって周波数ロックが外れにくいことが期待されている。周波数ロックが外れてしまうと、レーザーの周波数を調整し直す必要があるため、実験を中断したり、始めからやり直すことになってしまう。もし周波数ロックの安定性が増せば、こういった問題が発生しにくくなり、今後の実験効率が上昇することが見込まれる。そのため、本研究では製作した IFLD の性能の評価として主に以下の点に着目する。

- 製作した IFLD がレーザー冷却に使用できる性能を有しているか
- 製作した IFLD は従来使用してきた ECDL よりも、振動に対して周波数ロックが頑丈か

また、製作した IFLD の線幅を測定したところ、線幅が量子限界近くにまで到達していることが分かったため、それを確かめる測定も行った。

1.4 ECDL と IFLD の概要

この章の最後に、先ほど簡単に説明した外部共振器半導体レーザーが実際にはどういった構造となっているかを説明する。

1.4.1 回折格子を用いた外部共振器半導体レーザー（ECDL）

図 1.1 は ECDL の構造の概念図である。共振器は LD と回折格子で構成される。この回折格子は、0 次の回折光が出射光として取り出され、1 次の回折光が LD に戻っていくように配置される。1 次光の回折角は光の波長によって異なるため、特

定の波長の光のみがLDへ戻り、レーザー発振できる状態を作ることができる。このとき、回折格子の角度を調整できるようにすれば、レーザー発振できる光の波長を選ぶことができるようになる。これが、ECDLにおける波長選択の仕組みである。ECDLには図1.1のように回折格子の1次回折光を直接LDへフィードバックするリトロ型と呼ばれるもの[16]と、1次回折光を一度ミラーで反射して再び回折格子で回折させてからLDへフィードバックを行うリットマン型と呼ばれるもの[17]がある(図1.2)。本研究室で使用されているものは、リトロ型のECDLである。

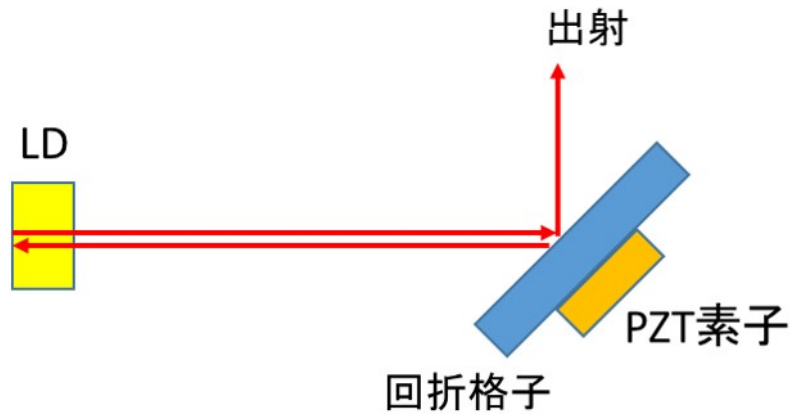


図1.1 ECDLの構造（概念図）：共振器はLDと回折格子によって構成される。回折格子は波長選択のために角度を調整できるようになっている。また、回折格子の裏に付けられたPZTによって共振器長を調整できる。

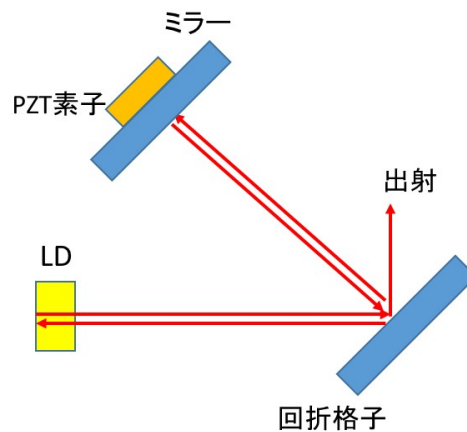


図1.2 ECDL（リットマン型）の概念図：リトロ型とは違い、回折格子で2度回折した光がLDへフィードバックされる。また、PZTはミラーの裏に付ける。

また、ECDL において、回折格子は波長選択を行うための素子であると同時に共振器を構成する素子でもある。共振器長の制御に用いる PZT は、回折格子の裏に付けられている。

図 1.3 には本研究室で実際に使用している ECDL の写真を載せた。詳しい設計などは文献 [19, 20] を参照。LD には、eagleyard 社製の AR コート付き LD (型番:EYP-RWE-0790-04000-0750-SOT01-0000) を使用している。回折格子 (Edmund Optics 社製: 型番 #43-218) の角度調整には既製品のミラーマウント (Newport 社製、型番: U100-P) を加工したものをを用いている。このミラーマウントによって、回折格子の回折角方向 (図の矢印方向) の角度だけでなく、そのあおり角 (紙面の表裏方向の角度) も調節できるようになっている。このあおり角は波長選択には関わってこないが、LD に光を上手くフィードバックさせるためには、このあおり角の調整が必要となる。また、PZT (Noliac 社製、型番: CMAP09) と回折格子の接着には真空用接着剤 (Agilent 社製: Torrseal) を用いて接着している。本研究室で使用してきた ECDL の問題点として、回折格子の角度調整に使用しているミラーマウントの構造上、LD と回折格子の間がバネで接続されることである。このことは図 1.3 の写真からも確認できる (水色の丸で囲った部分)。共振器を構成する素子がバネで接続されていることにより、ECDL では共振器が振動の影響を受けやすくなってしまっている。IFLD ではこの問題が改善されている。次の節において、それを確認していく。

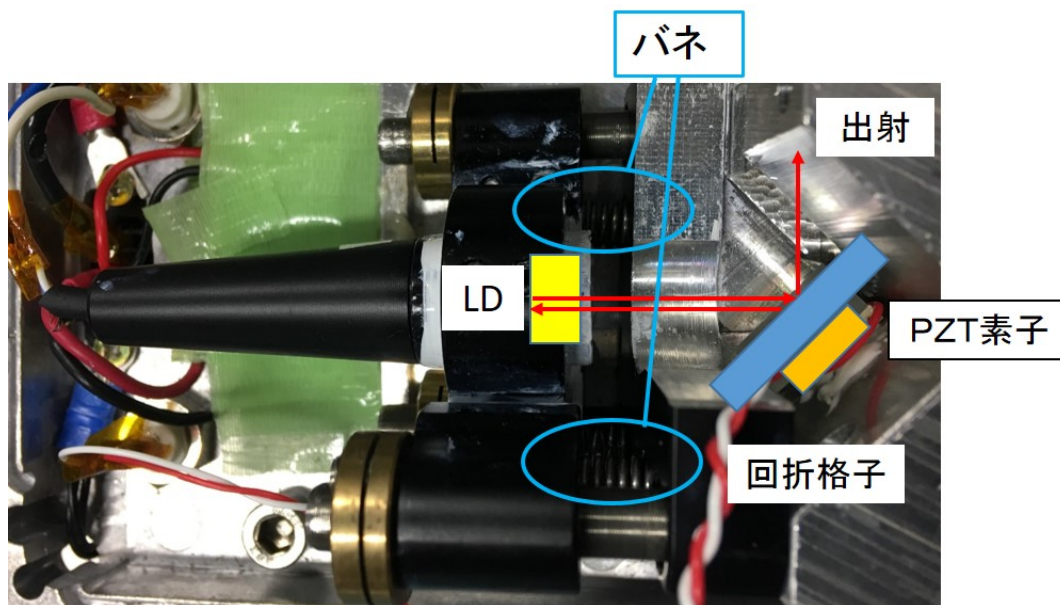


図 1.3 ECDL の構造 (実物): 本研究室で使用されている ECDL の実物の写真。回折格子はミラーマウントを利用して角度調整を行っている。共振器長は 25mm 程度である。また、LD から出射される光は、コリメーションレンズによって平行光にされている。

1.4.2 干渉フィルターを用いた外部共振器半導体レーザー (IFLD)

IFLD が振動に強くなっていることを説明するために、まず IFLD の構造から説明する。図 1.4 は IFLD の構造の概念図である。IFLD では、回折格子は使用せず、共振器は LD とミラーで構成する。このとき、共振器間に干渉フィルターを入れる（各光学素子の特性については第 2 章冒頭の図 2.1 にまとめてある）。この干渉フィルターは、表面に誘電体多層膜がコーティングされており、特定の波長の光はフィルター表面での反射が抑えられて透過率が高くなるが、それ以外の波長の光はフィルター表面でほとんど反射してしまい、透過することができなくなっている。フィルターをよく透過できる波長の光のみ、共振器内を往復してレーザー発振することができる。フィルターの透過波長は、フィルターに対する光の入射角によって決まるため、フィルターの角度を調整できるようにしておくことで、波長選択が可能となる。干渉フィルターについては、第 2 章でも詳しく述べる。

この構造で重要ことは、共振器ミラーを構成する素子と波長選択を行う素子が別々となっていることである。そうすると、第 2 章で述べる Cateye と呼ばれる構造（図 2.2）が利用できるようになる。この Cateye 構造を利用すると、ECDL では必要であった、光を LD へ上手くフィードバックするための角度の調整機構（要は共振器ミラーを平行にするための角度の微調整機構）が必要なくなる。つまり、バネを用いた角度の微調整機構（ECDL におけるミラーマウント）を使用する必要がなくなり、共振器を構成する素子をより堅く固定することができるようになる。そのため、ECDL よりも振動の影響を受けにくいことが期待されている。製作した IFLD の実

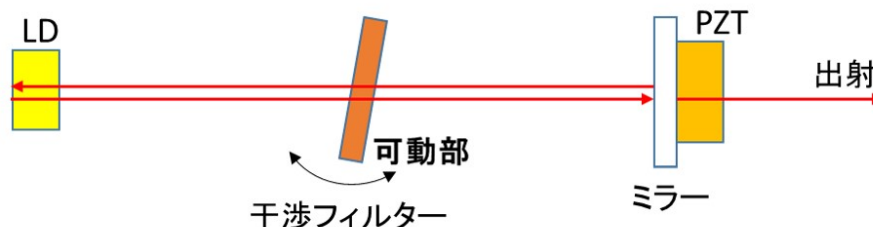


図 1.4 IFLD の構造（概念図）：共振器は LD とミラーで構成される。PZT は円筒形で内側が空洞になっており、レーザー光はその中を通る。干渉フィルターは波長選択のために図の矢印方向に角度調整ができるようになっている。

物の写真に概念図 1.4 を重ねたものを図 1.5 に載せた。IFLD の具体的な仕様に関しては、第 2 章で説明する。

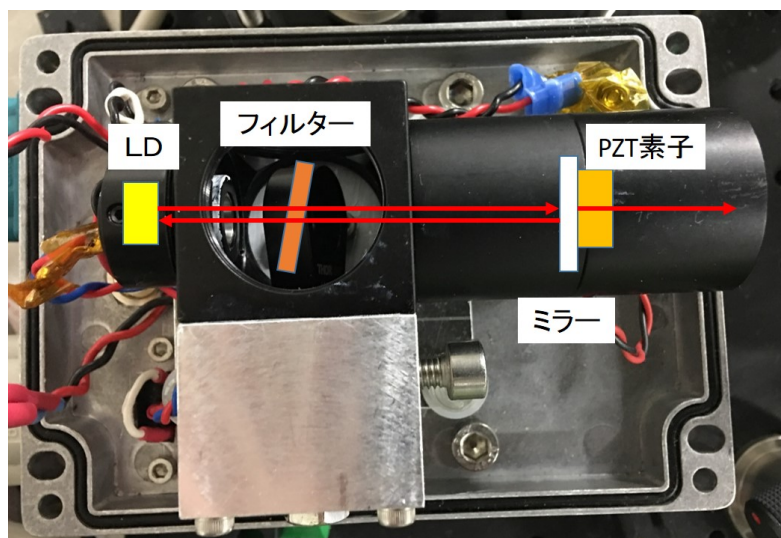


図 1.5 IFLD の構造（実物）：ミラーや PZT などはレンズチューブ（黒い筒状のもの）の中に入っているため、写真に概念図を重ねて各素子の位置を示した。共振器長は 65mm 程度である。

第 2 章

IFLD の構造と製作

この章では、IFLD の具体的な仕様、特に Cateye 構造と干渉フィルターについて説明する。§2.1 では、Cateye 構造の利点、設計の際の注意点、製作した Cateye の構造と調整の仕方をそれぞれ §2.1.1 から §2.1.3 にわたって説明する。§2.2 では、干渉フィルターによる波長選択を説明するために、まず §2.2.1 で干渉フィルターの透過波長と光の入射角の関係について述べる。その後、§2.2.2 から §2.2.4 にかけて波長選択の機能を実現するための設計、製作したものの構造、及び実際の波長選択時の操作について述べる。最後に §2.3 で IFLD の温度調整機能について述べる。

本研究で製作した IFLD に使用されている光学素子のパラメータ（共振器ミラーの反射率や干渉フィルターの透過波長の幅など）の値は文献 [18] を参考に決定している。また、第 1 章でも述べたように、使用している LD(Laser Diode) は AR(Anti Reflection) コート付きのものを使用している。実際に使用しているものは、eagleyard 社の AR コート付き LD（型番 EYP-RWE-0790-04000-0750-SOT01-0000）を使用している。図 2.1 に、製作した IFLD で用いた光学素子についてまとめた。光学素子を含む使用した全ての既製品のリストは付録 D の最後にまとめた。

2.1 Cateye 構造

2.1.1 Cateye 構造の利点

第 1 章でも説明したように、ECDL が振動に弱い原因は、共振器を構成している素子がバネで繋がれていることであった。しかし、これは波長選択と光フィードバックを行うために必要不可欠なものでもある。IFLD では、波長選択を行う素子と共振器を構成する素子を別々としたが、光フィードバックを行うためには、やはり共振器ミラーの角度調整が必要なように思える。しかし、第 1 章でも述べたように Cateye 構造（図 2.2）を用いることで、共振器ミラーの角度調整なしでもレーザー発振を起こすことができるようになる。この節では、こうした Cateye 構造の利点、及び Cateye 構造が ECDL に適用できない理由について述べる。

光学素子	購入元	商品名	型番	特徴
LD	eagleyard	ARコート付きLD	EYP-RWE-0790-04000-0750-SOT01-0000	出射面にARコート(反射率<0.1%)を付与
ミラー	シグマ光機	誘多膜ビームスプリッター	PSM30-15C05-10-700/800	反射率0.3の面とARコート付きの面がある
干渉フィルター	Laseroptik	バンドパスフィルター	誘電体多層膜コーティング: B-06650	入射角6°で最大透過波長780nm、半値幅0.4nm
			ARコーティング: B-04191	反射率<0.1%
			材質: S-04850 (石英ガラス)	大きさ6mm×6mm×1mm
コリメーションパッケージ	Thorlabs	光学素子付きコリメート用チューブ	LT230P-B	焦点距離4.51mm
Cateye用レンズ(2枚)	Thorlabs	ARコート付き非球面レンズ	C280TMD-B	焦点距離18.4mm

図 2.1 IFLD に使用した光学素子のリスト：各光学素子の購入元、反射率などの特性をまとめた。
 製作した IFLD の共振器長は $L = 65\text{mm}$ であり、§2.2.2 で述べる FSR (Free Spectral Range) はおよそ 2.3GHz、§4.1 で述べる共振器の線幅 $\Delta\nu_c$ (式 4.5) はおよそ 580MHz となっている。
 そのため、製作した IFLD の共振器のフィネスは、フィネス $= \frac{\text{FSR}}{\Delta\nu_c} \simeq 4.0$ である。

Cateye 構造は図 2.2 のように、共振器ミラーの内、出射側のミラーを 2 枚のレンズで挟む構造となっている。このミラーは片面が誘電体多層膜によって、波長 780nm の光の反射率が 0.3 にされており、もう片面は無反射コーティングが施されている。実際に使用したものは、シグマ光機社製の誘多膜ビームスプリッター (型番 PSM30-15C05-10-700/800) である。Cateye に使用したレンズは、Thorlabs 社製の AR コート付き非球面レンズ (型番 C280TMD-B、焦点距離 $f = 18.4\text{mm}$) であり、この 2 枚のレンズの焦点は、どちらもミラーの反射面に合わせられている。Cateye のレンズが存在しないときは、共振器を構成するミラーの片側が傾きすぎると、光は共振器の外へ追い出されてしまうので、レーザー発振を起こせなくなってしまう。しかし、Cateye のレンズが存在するときには、2 枚のレンズの焦点が共振器ミラーの反射面に合わせてあることによって、ミラーが少し傾いてしまっても、反射光が LD へ戻っていくようになっている。これにより、共振器ミラーの角度の微調整が無くともレーザー発振を起こすことができるのである。

続いて、ECDL ではこの Cateye 構造を利用することができない理由について説明する。ECDL に Cateye 構造を組み込む場合、第 1 章で述べたリットマン型の構造のミラーの前にレンズを配置し、その焦点をミラー表面に合わせる事になる。しかし、このようにレンズを配置すると、回折角の違いを利用して捨てていた必要のない波長の光の一部が LD ヘフィードバックされてしまうため、波長選択を行うことができなくなってしまう。そのため、ECDL では Cateye 構造を利用できなくなっている。

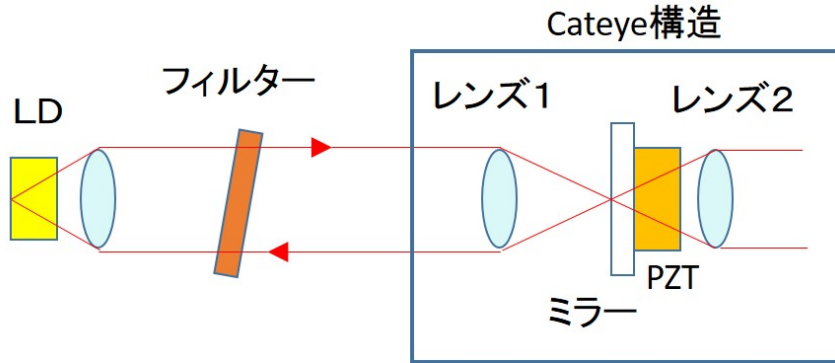


図 2.2 Cateye 構造の概念図：図に示した IFLD の共振器構造の内、青線で囲った部分が Cateye 構造である。2 枚のレンズは、共に共振器内側のミラー表面に焦点が合わされている。実際に使用したレンズはどちらも焦点距離が $f = 18.4\text{mm}$ のものである。

2.1.2 ABCD 行列による焦点距離の変化の計算

実際に Cateye 構造を作る際に気を付けなければならないことは、共振器外側に配置されたレンズの焦点距離に対する、Cateye 構造内のミラーの屈折率の影響である。ミラーを透過する際の屈折の影響で、共振器外側のレンズの焦点距離は、空気中での値と比べて大きくなることが考えられるため、そのずれを考慮して Cateye を設計する必要がある。このとき、焦点距離の計算に役立つものが ABCD 行列である。ABCD 行列は、光線の追跡に用いられる手法で、近軸光（光軸とビームのなす角 θ が十分小さく、 $\sin\theta \simeq \theta$ とできるような光）を考える。ビームと光軸間の距離を r 、ビームと光軸のなす角を θ とし、これらからなるベクトルを $\begin{pmatrix} r \\ \theta \end{pmatrix}$ とする。ビームが媒質中を進んだときや屈折率の異なる面に入射したときなどの r, θ の変化を行列 $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$ で表すと、変化が起こる前後での r, θ をそれぞれ $r_1, \theta_1, r_2, \theta_2$ としたとき、

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ \theta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

といったように、 r, θ の変化を表すことができる。このときの行列 $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$ を ABCD 行列という。例えば、空気中をビームが光軸に沿った距離 d だけ進む場合の ABCD 行列は、 $r_2 = r_1 + d \times \theta_1$ であり、ここで $\theta_2 = \theta_1$ であることから、

$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ と書ける。他にも、レンズを通過した際には、そのレンズが十分に薄いとする、ABCD 行列は、 $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}$ と書ける。このことは、レンズが十分薄いため、 $r_1 = r_2$ であることに加え、レンズの公式 $1/a + 1/b = 1/f$ を用いることで導出できる。また、屈折率 n_1 から屈折率 n_2 への入射における ABCD 行列は、 $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_1/n_2 \end{pmatrix}$ と書ける。これは、スネルの法則から導くことができる。

Cateye の共振器外側のレンズの焦点距離の計算では、上で述べた 3 つの効果が影響してくる。このとき、ABCD 行列では、初期状態 $\begin{pmatrix} r_0 \\ \theta_0 \end{pmatrix}$ に対して、各 ABCD 行列に影響を受ける順にかけていけば、光線の追跡を行うことができる。今回のケースでは、図 2.3 のレンズ 2 から焦点までの距離を知りたいので、 d の値が分かれば、そこに既知の量（後述） d' を足せば焦点距離となる。図のように右からの平行ビームの入射を考え、 r, θ の初期値を r_0, θ_0 とする。そして、入射したビームは図に振った番号の順に r, θ を変化させつつ進み、最後にはミラーの左側表面で $r' = 0$ となる。これらを行列の積で表すと、

$$\begin{pmatrix} r' \\ \theta' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d' \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n_{mir} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_0 \\ \theta_0 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

と書ける。ここで、 $f = 18.4\text{mm}$ はレンズ 2 の焦点距離、 $n_{mir} = 1.51$ はミラーの屈折率、 d はレンズ 2 とミラーの出射側表面、 $d' = 5\text{mm}$ はミラーの厚さである。また、入射光は平行光としたので、 $\theta_0 = 0$ である。これらの値を代入して計算すると、 $d \simeq 15.1\text{mm}$ となる。よって、レンズ 2 の焦点距離は $d + d' = 20.1\text{mm}$ となり、ミラーを透過した際の屈折によってレンズ 2 の焦点距離が 1.7mm 伸びたことが分かる。したがって、設計の際には、レンズ 2 はミラーの表面から 20.1mm 離して配置する。この計算に用いた各定数の値と得られた d の値を図 2.4 にまとめた。ちなみに、今回の計算では、レンズ 2 側からの入射ビームを考えて焦点位置を計算したが、レンズ 1 側からの入射ビームを考えても結果は変わらない。

2.1.3 本デザインにおける Cateye の構造とその調整

図 2.5 は実際に製作した Cateye である。レンズの固定には、レンズチューブ（図の黒い筒状のもの）とレンズ固定用のアダプタ（チューブの中に入っている SM1TM09 と印字されたもの）を用いる。どちらも既製品なので、Cateye 内の 2 枚のレンズの光軸を簡単に合わせることができ、かつレンズをチューブの中心軸上（LD の出

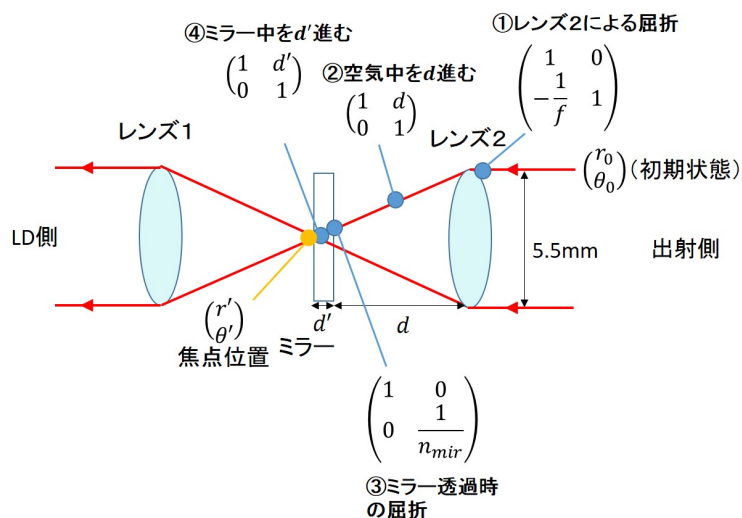


図 2.3 ABCD 行列の計算に関わる効果：図の中にある文字はそれぞれ、 $\theta_0 = 0, r' = 0, f = 18.4\text{mm}, d' = 5.0\text{mm}, n_{mir} = 1.51$ である。この図において PZT は省かれている。また、今回の計算では右からビームが入射した状況を考えてが、左からの入射を考えても同様の結果が得られる。

	ABCD行列の計算に使用した値					計算結果
	焦点での ビーム径	入射角	レンズの 焦点距離	ミラーの 屈折率	ミラーの厚み	ミラーの反射面に焦点を合わせるための レンズ2-ミラー間の距離
数式中の文字	r'	θ_0	f	n	d'	d
計算に用いた値	0	0	18.4mm	1.51	5.0mm	15.1mm

図 2.4 ABCD 行列で用いた各定数の値のまとめ

射光が通過する位置）に固定することができる。片方のレンズ固定用アダプタの裏面には PZT（富士セラミックス社製：円筒型ピエゾ、外径 15mm、内径 14mm、長さ 10mm、型番：Z10H14x15C-SYX(C-82)）とミラーが接着されている（図の右側のチューブ）。接着には、真空用接着剤（Agilent 社製：TorrSeal）を用いた。また、チューブの内側には内ネジ、レンズ固定用アダプタの外側は外ネジとなっており、レンズ固定用アダプタはチューブ内での位置を微調整できるようになっている。これを利用してレンズの焦点が共振器ミラーの表面に来るように調整する。

ここからは IFLD の Cateye の調整の仕方について説明する。前の節でも述べたように、Cateye のレンズは 2 枚とも共振器内側のミラー表面に焦点が来るように配置する必要がある。これを達成するために、別のレーザー光源（波長 780nm の ECDL）を準備し、それを共振器内側に配置するレンズの方から Cateye に入射させた。この



図 2.5 製作した Cateye (を分解したもの) の写真：この 2 つのレンズチューブ (黒い筒) を繋ぎ合わせることで Cateye となる。写真では見えないが、右側の筒の中には Cateye の出射側のレンズも入っている。PZT とミラーを接着したこと以外は既製品を組み合わせて製作している。レンズの焦点距離は 2 つとも $f = 18.4\text{mm}$ 、ミラーの反射率は 0.3 のものを使用した。また、PZT は最大変位が使用する波長 (780nm) 1 波長分程度のものにした。写真に写っている赤と黒の銅線は PZT へと電圧を供給するためのものである。

とき、レーザー光は Cateye へ入射する前にアパーチャを使用して、小さい穴を通るようにしておく (使用したものは Thorlabs 社の商品：アイリス)。すると、もし共振器内側のレンズの焦点がミラーの表面からずれていれば、ミラーで反射して戻ってくる光が広がっていることを確認できる (図 2.6)。この広がりが無くなるようにレンズの位置を調整すれば、Cateye の共振器内側のレンズの焦点位置の調整ができる。共振器内側のレンズの調整の後、Cateye を使ってレーザーを発振させ、その出射光が平行光になるようにすれば、Cateye の出射側のレンズも調整できる。

また、図 2.7 に IFLD の全体写真を載せた。写真の右側に伸びているチューブが図 2.5 に写っている 2 つのチューブを繋ぎ合わせたもので、チューブ内部に Cateye が形成されている。左側には LD とコリメーションレンズが入っており、これらも既製品による固定をしている。また、この LD は、外部共振器半導体レーザー用の AR コートを施してある。LD と Cateye の間に入っているものは、次節で説明する干渉フィルターである。

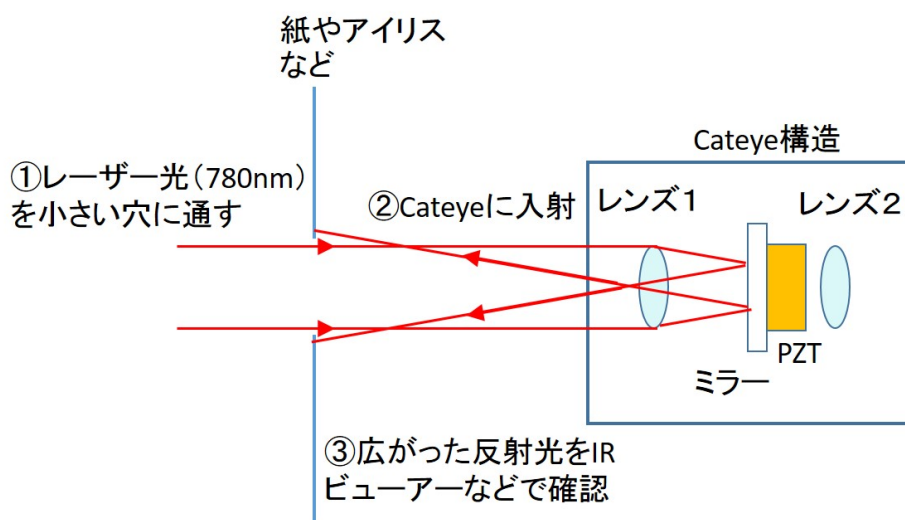


図 2.6 Cateye 調整のイメージ図：レンズ 1（共振器内側に置く方のレンズ）調整時には、別のレーザー光源を準備して、それを入射させる。レンズ 1 の焦点が上手くミラーの表面に合っていないければ、この図のように途中で通ってきた小さな穴からはみ出すので、それをビューアーなどで確認する。この反射光の広がりが抑えられたときが、上手く焦点をミラー表面に合わせることができたときに相当する。レンズ 2 の焦点合わせは、実際に Cateye を用いて発振させたレーザー光のコリメートによって行われる。

2.2 干渉フィルターによる波長選択

ここからは IFLD に付けられている干渉フィルターの役割について詳しく述べる。第 1 章でも触れたように、IFLD では、波長選択のために干渉フィルターを用いている。実際に使用している干渉フィルターは、LASER OPTIK 社製のバンドパスフィルター（各コーティングの型番は、誘電体多層膜コーティング：B-06650、AR コーティング：B-04191、材質：S-04850（石英ガラス））である。§2.2.1 では、この波長選択の仕組みを説明のために、干渉フィルターの透過波長が干渉フィルターに対する光の入射角に依存することを説明する。その後、§2.2.2 から §2.2.4 にかけて、波長選択の機能を実現するための機構の構造、及び実際の操作について述べる。

2.2.1 干渉フィルターの角度と透過波長の関係

IFLD に使用している干渉フィルターは、片面が誘電体多層膜、もう片面が無反射コーティングを施されている。この干渉フィルターは、光が入射したとき、誘電体多層膜の各膜での反射光の干渉を利用して、特定の波長の光のみ反射を抑えてフィルターを透過させる、という働きをしている。このとき、干渉フィルターを透過できる

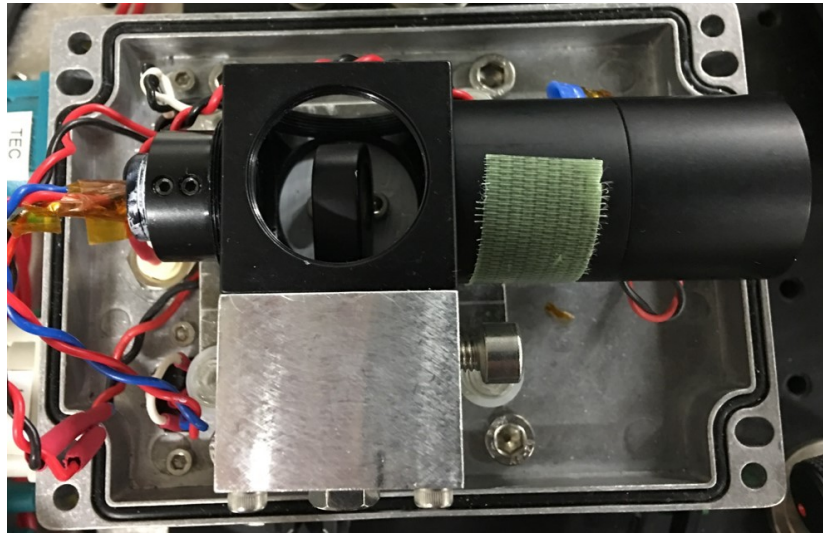


図 2.7 IFLD の全体写真：右側のレンズチューブ（黒い筒）の中に Cateye が入っている。左のチューブには LD が入っており、Cateye 共々既製品で固定しているため、互いに光軸がずれないようにになっている。2つのチューブの間に入っているものは、§2.2 以降で説明する干渉フィルターである。共振器長は約 65mm である。

光の波長は、干渉フィルターに対する光の入射角に依存する。なぜなら、各膜での反射光の光路差が、干渉フィルターに対する光の入射角に依存しているからである。各膜での反射波が弱めあう条件は、各膜での反射波の光路差が波長の整数倍となることであるので、光路差が変化することは、反射が弱めあう条件が変わる、つまり透過波長が変化する、ということに繋がる。

具体的なフィルターに対する入射角と透過波長の関係性を考えるため、図 2.8 のような 1 層の薄膜反射を考える。このとき、膜への入射角を θ 、膜の屈折率を n 、膜に入射した際の屈折角を θ' 、膜の厚みを d とすると、膜の上部で反射した光と下部で反射した光の光路差 Δ は、 $\Delta = 2nd \cos \theta' = 2nd \sqrt{1 - (\sin \theta / n)^2}$ と書ける。膜の上側表面での固定端反射による位相のずれを考えると、上面と下面の反射波が弱めあう条件は、光路差 Δ が入射した光の波長の整数倍となることである。このことから、薄膜反射における、真空中の光の波長と膜への入射角の関係式

$$m\lambda = 2nd \sqrt{1 - (\sin \theta / n)^2} \quad (2.3)$$

が得られる ($m = 1, 2, 3, \dots$)。多層膜では、同様の構造が繰り返し配置されていると考えられるので、式 (2.3) は多層膜についても成立すると考えられる。ここで、ある 1 つのモード m を選び、 $\theta = 0$ での透過波長を λ_0 とすると、

$$\lambda = \lambda_0 \sqrt{1 - (\sin \theta / n)^2} \quad (2.4)$$

となる。

本 IFLD に使用した干渉フィルターでは、 $\theta = 0^\circ$ のとき $\lambda_0 = 781.5\text{nm}$ となり、 $\theta = 6^\circ$ のとき $\lambda = 780.0\text{nm}$ となるコーティングが施されているので、これらの値を代入すると、 $n \simeq 1.7$ であることが分かる。この n と λ_0 の値を用いれば、入射角 θ に対する透過波長 λ が求められるようになる。

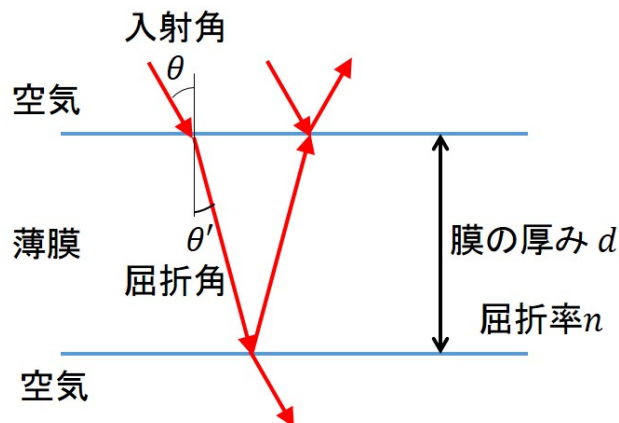


図 2.8 薄膜反射：図の上部から入射した光の一部が膜の上側表面で反射し、膜の下側表面で反射してきた光と干渉を起こす。 θ は光の入射角、 θ' は膜に入射した際の屈折角、 d は膜の厚さ、 n は膜の屈折率である。また、空気の屈折率は 1 とした。

2.2.2 必要な回転精度の計算

この節では、まず §2.2.1 で考えた、光の入射角と干渉フィルターの透過波長の関係を利用した波長選択について説明する。レーザー共振器内に干渉フィルターを設置し、その干渉フィルターを回転させ、任意の角度で止められる状況を考える。これは、干渉フィルターへの光の入射角、及び入射角と式 (2.4) で関係するフィルターの透過波長を調整できることに相当する。LD から出射される光の内、フィルターの透過波長付近のものは、フィルターを通り抜け共振器内を往復できるが、フィルターの透過波長から離れた波長の光は、フィルターでほとんど反射して共振器の外へ追いついてしまうので、レーザー発振できなくなってしまう。これを利用すると、フィルターを回転させることで、LD が出すことのできる波長、かつレーザー共振器で発振可能なモード ($L = \frac{1}{2}m\lambda$, L は共振器長、 m は自然数) から 1 つのモードを選んで発振させることが可能になる。これが IFLD における波長選択である。

ここからは、波長選択のための干渉フィルターの回転精度について説明する。レーザー共振器で発振可能なモードを周波数 f について書き直すと、 $L = \frac{1}{2}m\frac{c}{f}$ と書ける (c は光速)。ここから発振可能な周波数の間隔は、 $\Delta f = \frac{c}{2L}$ となる。この周波数間隔

Δf は、FSR(Free Spectral Range) と呼ばれ、製作した IFLD の共振器長 $L = 65\text{mm}$ においては、 $\Delta f \simeq 2.3\text{GHz}$ となる。そのため、周波数選択（ここでは周波数について述べるため、波長選択の代わりに周波数選択と呼ぶ）は、この間隔 2.3GHz よりも細かく行える必要がある。次に、この選択の精度を実現するためには、干渉フィルターをどの程度の精度で回転させればよいかを考える。式 (2.4) を周波数 f に関して書き直した式、

$$f = f_0 \frac{1}{\sqrt{1 - (\sin\theta/n)^2}} \simeq f_0 \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\sin\theta}{n}\right)^2\right) \quad (2.5)$$

を θ について微分すると、

$$\frac{df}{d\theta} = \frac{f_0}{n^2} \sin\theta \cos\theta \quad (2.6)$$

となる。ここで $f_0 = c/\lambda_0$ である。また、式 (2.5) では、 $(\sin\theta/n)^2 \ll 1$ として近似を行った。また、式 (2.6) において、 θ を微小として $\sin\theta, \cos\theta$ を展開し、2 次以上の項を無視すると、

$$\frac{df}{d\theta} \simeq \frac{f_0}{n^2} \theta \quad (2.7)$$

となり、この式から干渉フィルターの透過周波数 f の入射角 θ の変化に対する敏感さは、 θ の値によって変化することがわかる。実際に使用する Rb の D2 線 ($f \simeq 385\text{THz}$) では、 $\theta = 6^\circ$ であり、このときの $df/d\theta$ は、 $n = 1.7$ 、 $c = 3.0 \times 10^8 \text{m/s}$ 、 $\lambda_0 = 781.5\text{nm}$ をそれぞれ代入すると、

$$\frac{df}{d\theta} \simeq 14\text{THz/rad} \simeq 240\text{GHz}/^\circ \quad (2.8)$$

となる。この結果から、 2.3GHz の精度で周波数選択を行うためには、 $\theta = 6^\circ$ 付近において、約 0.01° の精度での θ の調整が必要であることが分かる。これはつまり、本研究で使用している干渉フィルターの場合、Rb の D2 線付近のモードを選択するためには、干渉フィルターを約 0.01° の精度で回転させることが必要であるということの意味している。

2.2.3 回転精度の達成に向けた取り組み

前の節では、周波数選択のための干渉フィルターの回転精度が約 0.01° であることを述べた。この節では、実際に 0.01° の回転精度を達成するために考えられた機構について述べる。まず、フィルターの固定方法について説明する。フィルターは図 2.9 のように、既製品から成るパーツに接着されている。接着には、Cateye で使用したのと同じ Torrseal を使用した。本論文内では、このフィルターの接着されている部品を部品 1 と呼ぶこととする。部品 1 は、図 2.9 の写真にあるように、いく

つかの素子から成っている。これらの内、フィルターが接着されているのは、フィルター用アダプタである。フィルターを接着したアダプタをフィルターマウントにはめ込み、上から固定リングで押さえつける。その後、フィルターマウントとステンレスロッド（Thorlabs 社製： $\phi 1/2$ インチ、長さ 20mm、型番 TR20/M）をイモネジ（M4）を用いて接続し、ロッドのもう一端にイモネジ（M6）を付けることで部品 1 は作られる。さらに、この部品 1 は図 2.10 にある部品 2、部品 3 を用いることで固



図 2.9 部品 1 の構成：写真では見えないが、フィルター用アダプタはフィルターマウントへはめ込んだ後、裏から固定リングによって抑えられている。

定される。図の写真にも写っているように、部品 2 には、中央に大小 2 つの穴がけられており、それらは部品 1 のステンレスロッド、及び部品 3 をはめ込むための穴となっている。これらをはめ込んだ上で、4 つの角に付けられたネジを用いて、図 2.7 の写真のように共振器間に取り付ける。

続いて、本 IFLD における 0.01° の回転精度達成の仕組みについて説明する。この仕組みは、MOGLabs 社の IFLD を参考に行っている。部品 1 のロッドに部品 3 を取り付け、その側面を 1 対のネジで挟む。（図 2.11）この 1 対のネジの内、片方はプランジャーと呼ばれる、先端にボールのついたバネが入っているネジであり、もう一方はピッチの細かいネジ（ピッチ 0.2mm）のものとなっている。ピッチの細かいネジを締めていくと、部品 3 がプランジャー側に押し込まれていく。すると、部品 3 と繋がった部品 1 も回転する。このときの回転角 θ は、ピッチの細かいネジが部品 3 を押し込んだ長さ dl と設計によって決まる回転半径 r から以下のように求められる（図 2b）。

$$\sin\theta \simeq \theta \simeq dl/r \quad (2.9)$$

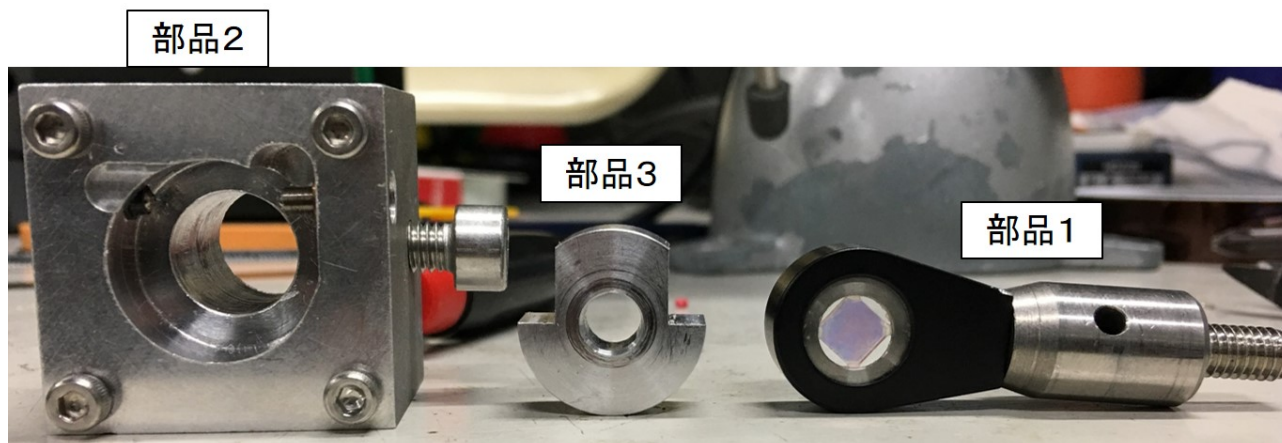


図 2.10 フィルターの回転用パーツ：部品 1 はフィルターをのせるマウント、部品 3 はフィルターを微回転させるためのもの、部品 3 はそれらを共振器間に取り付けるための部品となっている。各部品の設計図は付録 D を参照。

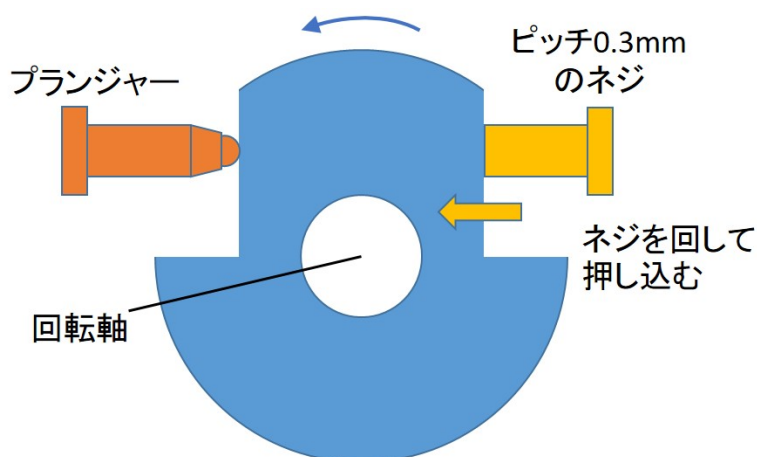


図 2.11 フィルターの回転機構の概念図：青い部分が部品 3 である。中心の穴は部品 1 のイモネジ (M6) の径よりも少し大きめになっており、始めは部品 1 は部品 3 と繋がっていない。イモネジ (M6) にナットを付け、締めると部品 1 と部品 3 が一体化する。ピッチ 0.2mm のネジを締めていくと、部品 2 がプランジャー側に押し込まれていき、部品 2 が回転する。

ここで、 dl は (ネジのピッチ) \times (ネジの回転した角度 $[\text{°}] / 360$) で決まる。本 IFLD での r は 6mm となっており、そのとき、 $\theta = 0.01^\circ$ の回転を実現させるために必要な dl の値は、約 1 μm となる。使用しているネジのピッチは、前述の通り 0.2mm なので、ネジを 1/200 回転、つまり約 2° 回転させればフィルターを 0.01° 回転させることができ、周波数選択に必要な回転精度を達成できる。次の節では、実際の調整

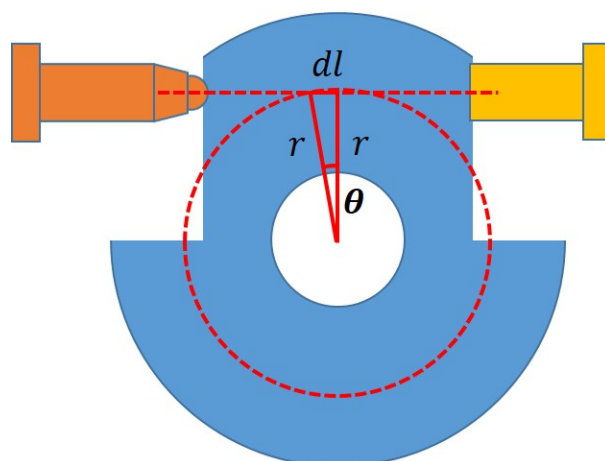


図 2.12 部品 3 の回転角の図： r は部品 3 の回転半径であり、ネジとプランジャーの当たる位置で決まる。 dl はピッチの細かいネジが部品 3 を押した長さである。

方法について説明する。

2.2.4 実際の波長選択

この節では、実際に周波数選択を行う際の操作について説明する。まず、IFLD をフィルター無しの状態（LD、Cateye のみ）でレーザー発振させ、波長計を用いてレーザー光の波長をモニターする。次に、前節に述べたように部品 1～3 を組み合わせ、共振器間に取り付ける（上から見た写真は図 2.7、横から見た写真は図 2.13）。続いて、ステンレスロッドに付けた M6 のイモネジに六角レンチを挿し込み、モニターされた波長を確認して、大雑把に波長を合わせる。レーザーの波長が目標の波長に近づいたところで、M6 のイモネジにナットを取り付け、締める。ナットを締める際に部品 1（フィルター）も回転してしまうので、六角レンチで抑えながらナットを締めるとよい。ナットを締めることによって、始めは独立していた部品 1 と部品 3 が一体化する。それにより、前節で述べた、ピッチの細かいネジとプランジャーを用いた方法によって、部品 3 と共に部品 1 を微小に回転させることができる。プランジャーとピッチの細かいネジは、部品 2 の側面から入れられており、六角レンチを使用して回す。最後に図 2.13 の右から飛び出ているネジ（固定ネジ）を軽く締めることで、部品 1 のステンレスロッドを側面から押さえつけておく。

2.3 IFLD の温度調整について

LD や共振器内部の光学素子の温度変化によって、素子の膨張や屈折率の変化による光の波長の変化や、LD の出力の温度特性による出力の変化が生じてしまう。

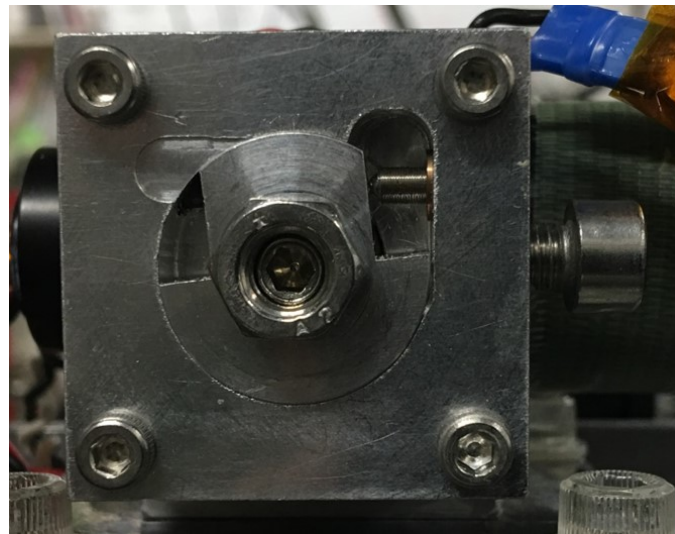


図 2.13 フィルターの角度を調整するための部品：この写真は、図 2.7 の写真を横から見たものに相当する。

そのため、IFLD には温度調整を行うための素子を取り付ける必要がある。実際に、製作した IFLD には本体下部にペルチェ素子（Z-MAX 社製：FPH1-12707AC、購入元は RS:237-295）が取り付けられており、これを利用して温度調整を行っている（図 2.14）。IFLD は外部との断熱性を高めるためにアルミダイキャストボックス（TAKACHI 社製：BDN10-14-7）に入れられており、ペルチェ素子はこのボックスと IFLD に挟まれるように設置されている。温度調整の方法としては、Thorlabs 社の TEMPERATURE CONTROLLER(型番：TED200C)を用いる。このコントローラーは、温度調整を行う対象物に取り付けられたサーミスタによって温度を測定し、測定した温度と設定温度が異なる際にペルチェにフィードバックをかけて対象物の温度を制御する、ということを行っている。製作した IFLD では、温度を測定するためのサーミスタは、IFLD 本体とペルチェ素子の間に挟まれているアルミの台の側面に穴をあけ、その穴の中に埋め込まれた状態で TorrSeal（ミラーやフィルターの接着に用いたものと同じ接着剤）によって接着されている。このとき、ペルチェ素子は、片面がアルミダイキャストボックス、もう片面が IFLD 下部のアルミの台に接しており、この間で熱の運搬を行い、IFLD の温度を操作している。そのため、IFLD-アルミダイキャストボックス間はあるべく断熱性を高めておきたいので、図 2.14 のようにプラスチックネジを用いて接続している。使用したペルチェ素子は、最大電流 6.0A、最大電圧 15.7V の際に最大吸熱量が 55.6W のものを使用している。また、IFLD の各部品の接続部には、熱伝導を良くするために放熱用シリコンが塗られている。

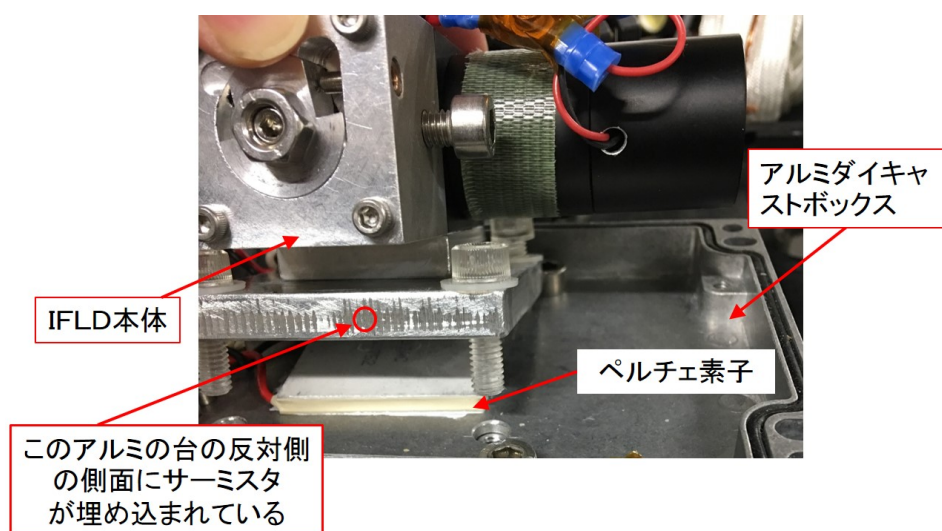


図 2.14 IFLD 下部に取り付けられたペルチェ素子の写真：写真ではペルチェ素子が見えるように IFLD 本体とアルミの台を持ち上げているが、実際に使用する際にはペルチェ素子とアルミの台は密着している。このペルチェ素子によって IFLD-アルミダイキャストボックス間の熱の運搬を行う。接続部分で IFLD-アルミダイキャストボックス間の熱のやりとりが無いようにネジはプラスチック製のものを使用した。

第 3 章

製作した IFLD の諸性能の測定

この章では、実際に製作した IFLD の性能の測定とその結果を述べる。特に重要なものは、本研究の目的にもなっている、製作した IFLD がレーザー冷却に使用できるかどうか、ということと、ECDL よりも周波数ロックが頑丈になっているか、ということである。§3.1 では、IFLD の出力特性と発振可能な波長域の測定について述べる。次の §3.2 では、その後の測定に必要な飽和吸収分光や周波数ロックについて説明し、§3.3 では、Rb の D2 線を用いたモードホップフリー・スキャニングレンジの測定について述べる。§3.4 では、IFLD の特徴の一つである、振動に対する周波数ロックの頑丈さの測定について述べる。そして、IFLD での周波数ロック強度の測定と ECDL での周波数ロック強度の測定の結果を比較し、実際に IFLD では周波数ロックが頑丈になっていることを確認する。§3.5 では、2 台のレーザーのビートによる線幅の測定と共振器を用いて行うレーザーの周波数ノイズの測定の関係について述べる。

3.1 レーザー出力とレーザー発振可能な波長域

3.1.1 レーザーの出力特性と発振可能な波長域

まず、製作した IFLD の注入電流に対する出力特性について述べる。出力の測定は、IFLD からの出射光を直接パワーメーターへ入射させて行った。その結果が図 3.1 であり、これは波長 $\lambda=780\text{nm}$ での ECDL のレーザーの出力特性である。第 1 章でも述べたように、ECDL は回折格子を使用している。回折格子は偏光によって回折効率（入射した光のエネルギーの内、1 次回折光のもつエネルギーの割合）が異なり、この回折効率は共振器ミラーの反射率に相当するものなので、ECDL に関しては水平偏光と垂直偏光の 2 種類の出力特性を載せた。ECDL の偏光の向きを変える際には、ECDL に付けられている LD を回転させればよい。ECDL と IFLD の結果を比較すると、しきい値は小さいものから順に、IFLD、ECDL の水平偏光、ECDL の垂直偏光となっており、しきい値以降の傾きは小さいものから順に ECDL の水平

偏光、ECDLの垂直偏光、IFLDとなっている。

レーザー発振のしきい値は、共振器内部での光の増幅が共振器内部での光のロ

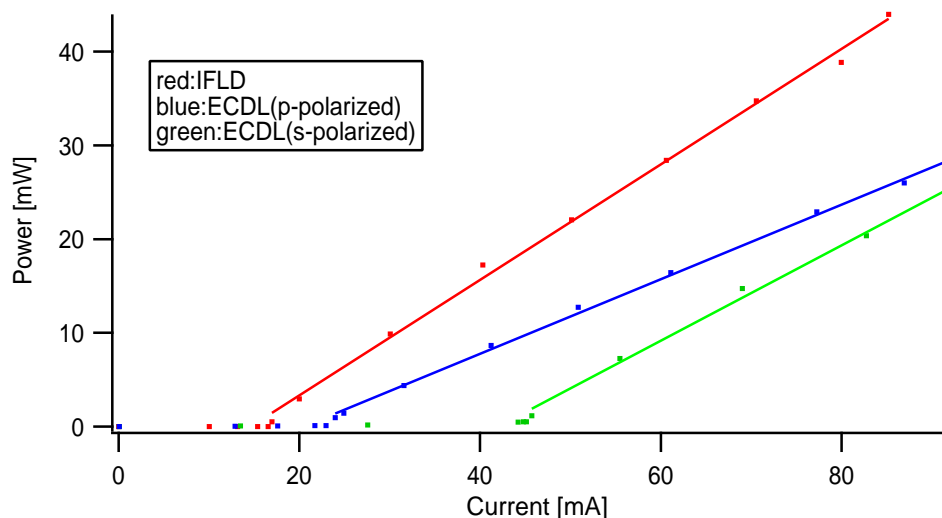


図 3.1 注入電流に対するレーザー出力特性：レーザーの波長は $\lambda=780\text{nm}$ で測定した。各出力特性のしきい値は、IFLD が $I = (14.6 \pm 0.7)\text{mA}$ 、ECDL の水平偏光が $I = (20.5 \pm 0.4)\text{mA}$ 、ECDL の垂直偏光が $I = (42 \pm 2)\text{mA}$ となり、しきい値以降の電流に対する出力の傾きは、IFLD が $(0.62 \pm 0.01)\text{W/A}$ 、ECDL の水平偏光が $(0.398 \pm 0.005)\text{W/A}$ 、ECDL の垂直偏光が $(0.51 \pm 0.02)\text{W/A}$ となった。

	ECDL (垂直偏光)	ECDL (水平偏光)	IFLD
ミラーの反射率	0.03	0.2	0.3
共振器内でのエネルギーロス	0.03	0.2	0.2
しきい値 [mA]	42 ± 2	20.5 ± 0.4	14.6 ± 0.7
傾き [W/A]	0.51 ± 0.02	0.398 ± 0.005	0.62 ± 0.01

図 3.2 ECDL と IFLD の出力特性と共振器内でのロスのまとめ：ECDL (水平偏光)、ECDL (垂直偏光)、IFLD における共振器ミラーの反射率 (ECDL の場合は回折格子の回折効率)、共振器内でのエネルギーロス、レーザー発振のしきい値、発振後の出力特性の傾きをまとめた。

スと等しくなるときの電流値であるため、共振器を構成するミラーの反射率や回折格子の回折効率、及び共振器内に設置されているフィルターの透過率が関係してくる。ECDL で使われている回折格子の回折効率は水平偏光において約 0.2、垂直偏光で約 0.03 である。一方で、IFLD に取り付けられた共振器ミラーは反射率が 0.3、干渉フィルターの透過率は約 0.8 であるため、共振器内を往復したときのロス、 $1 - 0.3 \times 0.8^2 \simeq 0.8$ となり、ECDL の水平偏光におけるロス $1 - 0.2 = 0.8$ と近い

値となる。それに対し、よりロスの大きな ECDL の垂直偏光 ($1 - 0.03 = 0.97$) では、しきい値が高くなる。このことから、出力特性のしきい値の大小関係は、IFLD と ECDL (水平偏光) のしきい値がほぼ同等となり、ECDL の垂直偏光のしきい値が大きめになると予測できる。しかし、測定の結果 (図 3.1) では、ECDL の垂直偏光は予測通り一番大きなしきい値となったものの、IFLD のしきい値は ECDL の水平偏光のしきい値を明らかに下回るものとなった。

また、出力特性の傾きについては、共振器ミラーにおけるロスがレーザーの出力であることを考えると、共振器ミラーの反射率が低いほど、より多くの出力を得ることができ、結果、出力特性の傾きが大きくなると考えられる。このことから、各傾きを比較したとき、傾きの大きなものから順に ECDL (垂直偏光)、ECDL (水平偏光)、IFLD となると予測されるが、測定の結果では、傾きの大きなものから順に IFLD、ECDL (垂直偏光)、ECDL (水平偏光) となった。

このような結果となった原因は、Cateye 構造のレンズにあると思われる。第 2 章でも述べたように、Cateye 構造には共振器ミラーでの反射光が LD へ戻りやすくする効果がある。これにより、レーザー発振しているモードの光フィードバックの効率が上昇していると考えられる。そうすると逆に、Cateye 構造を採用できない ECDL では、Cateye 構造を採用している IFLD よりも光フィードバックの効率が悪くなっていると考えることができる。光フィードバック効率の低下は、共振器内部で光のロスが発生していると考えることができる。このロスは、共振器ミラーにおけるレーザー出力としてのロスではなく、ただ光を無駄に消費しているだけなので、レーザー発振のしきい値が上がるだけでなく、出力特性の傾きも小さくなってしまふことが考えられる。その結果、ECDL の各偏光において、しきい値が上がり、出力特性の傾きが小さくなったことによって、IFLD のしきい値が一番小さくなり、かつ出力特性の傾きが一番大きくなったと考えられる。

レーザー冷却を行うためには、この章内で説明される周波数ロックなどのプロセスを踏む必要があり、その途中で、必要に応じてアンプを使い、レーザー光を増幅しなければならない。このとき、アンプにたどり着く前にレーザー光を分岐したり、ファイバーを通す際の出力のロスの影響で出力が小さくなり過ぎると、レーザーの増幅が上手くいかなくなってしまう。ECDL よりも出力が大きい IFLD では、こういった光路の途中での出力の低下が気になりにくい。これは圧倒的な利点というわけではないが、実験で扱いやすくなることに繋がる。そのため、出力特性という点においては、IFLD は ECDL よりも優れていると考えることができる。

図 3.3 には、フィルターを回転させ、レーザーの発振波長を変化させたときの IFLD の出力を示している。このとき、注入電流は $I=70.25\text{mA}$ に設定している。レーザーの波長は波長計 (ADVANTEST 社製、型番: TQ8325) を用いて観測している。レーザー発振可能な波長域の下限は、干渉フィルターの入射角の変化に対する透過波長の変化率 $d\lambda/d\theta$ 、及びフィルターをどれだけ回転させられるか、という要

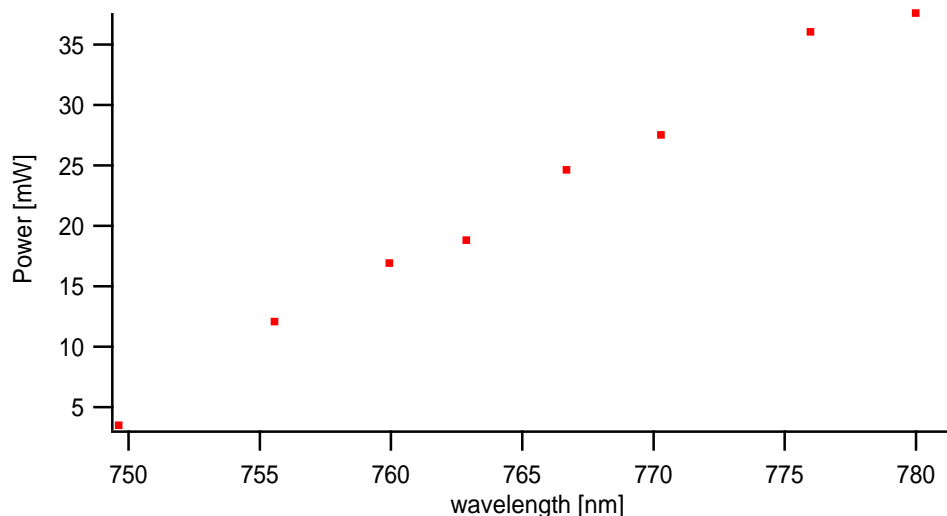


図 3.3 レーザー出力の波長依存性：注入電流は $I=70\text{mA}$ で測定した。短波に行くほど出力が下がっていくのは LD の種光の出力そのものが下がっているためであると考えられる。

因で決まる。フィルターの回転角の限界は、フィルターを傾けていったときに、ある角度で光がフィルターからはみ出てしまうことで生じる。これは、図 3.3 において、フィルターを傾けていった際、 $\lambda \sim 750\text{nm}$ でレーザー発振なくなっている原因である。製作した IFLD では、 $\lambda \sim 750\text{nm}$ までの発振が確認された。第 2 章で求めた式から、 $\lambda=750\text{nm}$ のときのフィルターの角度は約 28° であるので、この IFLD では、フィルターを 28° まで傾けることができると言える。また、レーザー発振可能な波長域の上限は、入射角 0° でのフィルターの透過波長で決まっており、本 IFLD では、 $\lambda=781.5\text{nm}$ である。これらをまとめると、製作した IFLD のレーザー発振可能な波長域は、およそ $750\text{nm} \sim 781.5\text{nm}$ である。

本研究室では、K と Rb の原子を用いている。実験で使用する K の D1 線、D2 線の波長はそれぞれ $\lambda=770\text{nm}$ 、 767nm であり、Rb の D1 線、D2 線はそれぞれ $\lambda=795\text{nm}$ 、 780nm である。そのため、1 台のレーザー装置でそれら全ての波長をカバーできると便利であるが、製作した IFLD は 795nm に対応していない。この問題は、現在使用しているフィルターよりも少し高波長寄り透過波長となるようなコーティングのフィルターを使用することで解決できる。

また、図 3.3 では、短波長側ほどレーザー出力が小さくなっている。これは、LD の波長に対する出力の特性を反映したものであるとも考えられるが、干渉フィルターの角度が大きくなるにつれて、光の透過率が減少している可能性も考えられる。そのため、次の §3.1.2 では、実際にいくつかの入射角において干渉フィルターの透過スペクトルの測定を行い、干渉フィルターの透過率が入射角によって変化するかを

確かめた実験について述べる。

3.1.2 干渉フィルターの透過率の測定

ここでは、本 IFLD に使用している干渉フィルターの透過スペクトルの測定について述べる。測定のセットアップは図 3.4 のようになっている。光源には ECDL を使用し、波長計を用いてレーザー光の波長を計測しつつ、干渉フィルターの前後でのレーザー光のパワーを測定してその比をとることで透過率を求める。ECDL の回折格子を用いてレーザー光の波長を変えながら透過率を求めることで、図 3.5-3.7 のような干渉フィルターの透過スペクトルが得られる。測定は、最大透過波長がおよそ 780nm、775nm、770nm の付近で行った。最大透過率はどれもほぼ同じ数値となったが、半値幅は短波長の方が太くなった。最大透過率がほとんど変化しなかったことから、図 3.3 において、短波長側ほど出力が小さくなっていたのは干渉フィルターが原因ではなく、LD の出力の特性によるものであると考えられる。

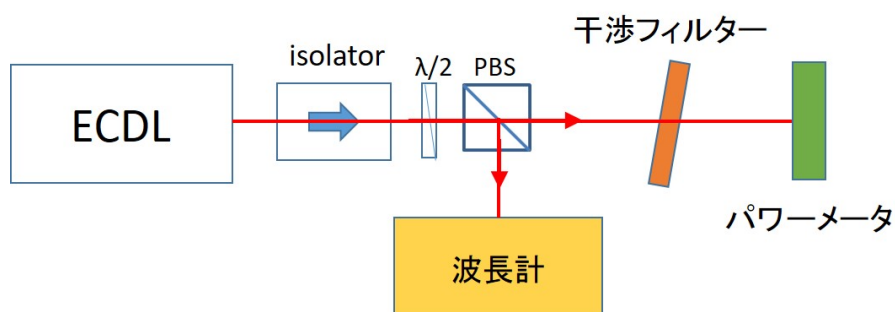


図 3.4 干渉フィルターの透過スペクトルの測定のセットアップ図：干渉フィルターは部品 1、2、3 を組み合わせた状態となっている。

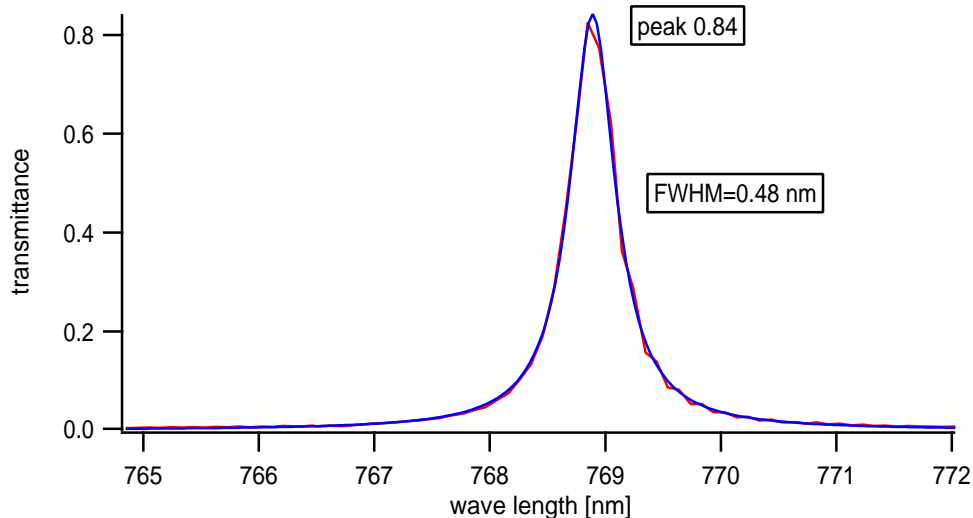


図 3.5 フィルターの透過率測定の結果：最大透過波長が約 769nm となる入射角（約 18°）で透過率を測定した。peak は最大透過率を表している。測定データは赤、ローレンツ関数 $y = y_0 + \frac{A}{(x-x_0)^2+B}$ によるフィッティングが青である。

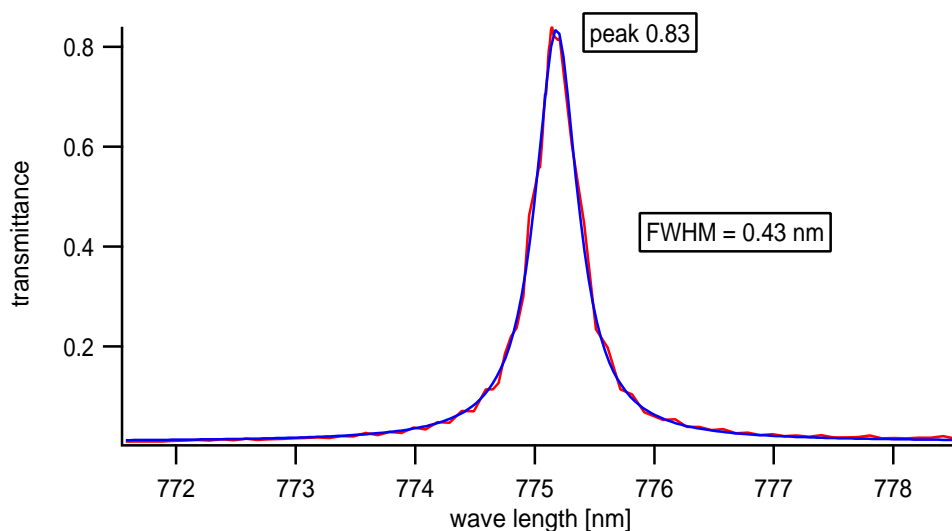


図 3.6 フィルターの透過率測定の結果：最大透過波長が約 775nm となる入射角（約 13°）で透過率を測定した。peak は最大透過率を表している。測定データは赤、ローレンツ関数 $y = y_0 + \frac{A}{(x-x_0)^2+B}$ によるフィッティングが青である。

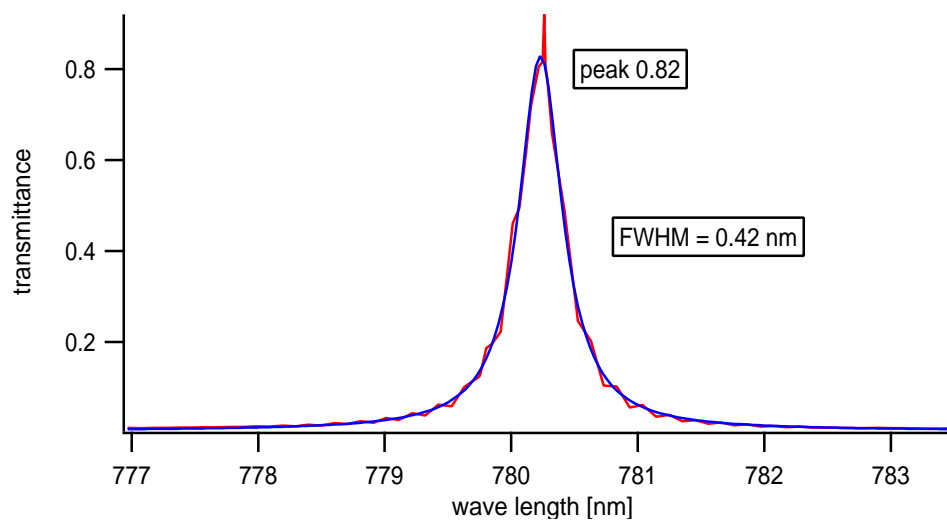


図 3.7 フィルターの透過率測定の結果：最大透過波長が約 780nm となる入射角 (約 6°) で透過率を測定した。peak は最大透過率を表している。測定データは赤、ローレンツ関数 $y = y_0 + \frac{A}{(x-x_0)^2+B}$ によるフィッティングが青である。

3.2 測定の準備

3.2.1 飽和吸収分光

レーザー冷却を行うためには、レーザーの周波数を原子の特定の準位間の共鳴周波数に合わせる必要がある。このとき、レーザーの線幅は原子の共鳴幅よりも低いことが要求され、典型的なアルカリ原子の共鳴周波数幅は、数 MHz 程度である。よって、レーザーの線幅は 1MHz を下回っていればよい。これを達成するために良く用いられる手法として、原子の共鳴を周波数のレファレンスとして用いる方法がある。しかし、原子の共鳴スペクトルを利用する際には、ドップラー効果の影響を取り除く必要がある。速度をもった原子はドップラー効果により、スペクトル幅がドップラー幅

$$\Delta\omega_D = 2\sqrt{\ln 2} \frac{u}{c} \omega_0 \quad (3.1)$$

だけ広がる。ここで、 ω_0 は原子の共鳴周波数であり、 u は原子の速度分布をマクスウェル=ボルツマン分布としたときの速度の最頻値

$$u = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}} \quad (3.2)$$

である。 M は原子 1 個あたりの質量であり、 u の値は Rb 原子において、室温 $T = 300\text{K}$ でおよそ 500MHz となる。この広がりを取り除くために飽和吸収分光法と呼ばれる方法を用いる。この手法では、1 本のレーザーを 2 つに分け、原子の入ったセルに対し、対向させて入射させる。

2 つに分けたレーザー光の内、片方を Probe 光、もう一方を Pump 光と呼ぶ。まず、レーザーの周波数が原子の共鳴周波数 ω_0 であるときを考える。このとき、Probe 光と Pump 光はどちらも速度が $v \simeq 0$ となる原子と共鳴し、速度成分をもつ原子はドップラー効果の影響で共鳴を起こさない。ここで、Pump 光の強度を Probe 光の強度よりも十分大きくしておくと、セル中の原子は Pump 光によってほとんど励起される。原子セルを通過した Probe 光を PD で観測すると、Pump 光によって原子が励起されたことにより、Probe 光の吸収量が減少することがわかる。この Probe 光の吸収量の減少は前述の通り $v \simeq 0$ の原子によるものなので、ドップラー広がりを取り除かれている。

レーザーの周波数が $\omega \neq \omega_0$ のときは、Probe 光と Pump 光は互いに別の速度を持つ原子と共鳴を起こすため、Probe 光の吸収量の減少は生じない。そのため、この場合はドップラー広がりをもったスペクトルとなる。

また、複数の共鳴周波数が存在する場合、それらの中間となる周波数にも Probe 光の吸収量の減少が生じる。これをクロスオーバーと呼ぶ。ある原子が共鳴周波数

ω_{01}, ω_{02} を持つとき、 $\omega = \frac{1}{2}(\omega_{01} + \omega_{02})$ のレーザー光を Probe 光と Pump 光に分けて入射させる。このときの Probe 光に対するドップラー効果の影響を $\delta\omega = +kv$ とすると、Pump 光に対するドップラー効果の影響は $\delta\omega = -kv$ となる。ドップラー効果の大きさが $kv = \frac{1}{2}(\omega_{01} - \omega_{02})$ (k は波数) となる速度を持つ原子は、Probe 光の周波数を ω_{01} 、Pump 光の周波数を ω_{02} と感じ、どちらの光とも共鳴を起こす。そのため、この場合も Probe 光の吸収量の減少が生じる。

以上の方法を用いて実際に得られたスペクトルが図 3.8 である。実験系のセットアップは §3.2.3 の図 3.11 の通りである。ただし、EOM は次の節で述べる周波数ロックに使用するものなので、飽和吸収分光を行うだけならば EOM を用いる必要はない。

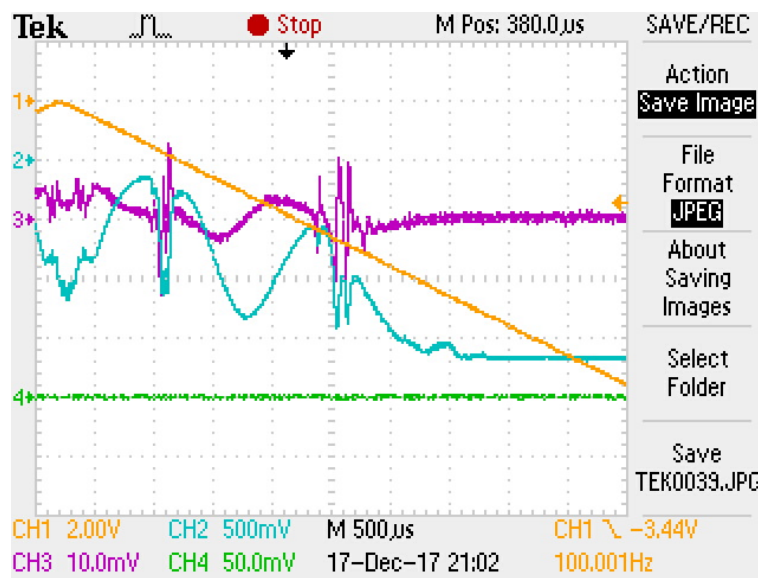


図 3.8 飽和吸収分光法による Rb の共鳴スペクトル：

CH1 (黄) はファンクションジェネレーターで生成した三角波がロック回路に入る前のもの。
CH2 (青) は Rb 原子の飽和吸収スペクトルである。各吸収スペクトルは、右から順に ^{87}Rb の $F=2-F'=1,2,3$ の遷移、 ^{85}Rb の $F=3-F'=2,3,4$ の遷移となっている。CH3 (赤) は、§3.2.2 で述べる飽和吸収スペクトルの微分の形をした信号である。

3.2.2 PDH 法と周波数ロック

飽和吸収分光法によってドップラー効果の影響を取り除いたことで、より精確な周波数の情報を得ることができた。これを元に IFLD 内部の PZT に対し、適切なフィードバックをかけることで共振器長を一定に保ち、周波数の安定化を図ることができる。しかし、PD からの電圧を基準とするだけでは、レーザーの周波数が共

鳴点からずれた際に、それが高周波側、低周波側のどちらにずれたのかが判別できない。なぜなら、共鳴点での電圧値は極値であるので、その点から高周波側、低周波側どちらに周波数がずれても、電圧値の変化は同じであるからである。そのため、Pound-Drever-Hall 法 (PDH 法) [21] という方法を用いて飽和吸収信号の微分の形をした信号を得る。これにより、微分信号が 0 となる共鳴点を境にして、高周波側、低周波側で微分信号の正負が異なる状況を作り出すことができ、この微分信号の正負を PZT へのフィードバックの基準とすることで、レーザーの周波数を原子の共鳴周波数に保つことができる。これを周波数ロックと呼ぶ。

PDH 法は、飽和吸収分光法を行う際に、Electro-Optic Phase Modulator (EOM) を用いて Probe 光に位相変調を与えることで行われる。具体的な微分信号の導出は、以下のように行われる (図 3.11 参照)。まず、Probe 光を

$$E = E_0 e^{i\omega t} \quad (3.3)$$

とする。ファンクションジェネレーターから EOM と Mixer へ出力されている信号は、

$$V_f = V_0 \sin \omega' t \quad (3.4)$$

(実際の ω' は $2\pi \times 15\text{MHz}$ 程度) であり、EOM での位相変調によって、式 3.3 は、

$$\begin{aligned} E_{\text{EOM 後}} &= E_0 e^{i(\omega t + \delta \sin \omega' t)} \\ &= E_0 e^{i\omega t} (1 + i\delta \sin \omega' t) \\ &= E_0 e^{i\omega t} \left(1 + \frac{\delta}{2} (e^{i\omega' t} - e^{-i\omega' t})\right) \end{aligned} \quad (3.5)$$

となる。ここで、 V_0 は EOM の半波長電圧 (位相の変調が π となる電圧) よりも十分に小さくしているため、 $\delta \ll 1$ となることを用いて近似を行っている。その後、原子セルを通った際に Rb との共鳴によって、周波数に応じた振幅の変調を受ける。この変調を $F(\omega)$ と表すと、

$$\begin{aligned} E_{\text{cell 後}} &= F(\omega) E_{\text{EOM 後}} \\ &= E_0 \left(F(\omega) e^{i\omega t} + \frac{\delta}{2} F(\omega + \omega') e^{i(\omega + \omega')t} - \frac{\delta}{2} F(\omega - \omega') e^{i(\omega - \omega')t} \right) \end{aligned} \quad (3.6)$$

と書ける。PD から出力される電圧は、 $V \propto |E_{\text{cell 後}}|^2$ なので、

$$\begin{aligned}
 V &\propto |E_{\text{cell 後}}|^2 \\
 &\propto \frac{\delta}{2} (F(\omega)F(\omega + \omega')^* e^{-i\omega't} + F(\omega)^* F(\omega + \omega') e^{i\omega't}) \\
 &\quad - \frac{\delta}{2} (F(\omega)F(\omega - \omega')^* e^{i\omega't} + F(\omega)^* F(\omega - \omega') e^{-i\omega't}) \\
 &\quad + \text{Const} - \frac{\delta^2}{4} g(2\omega') \\
 &= \delta [\cos\omega't \text{Re}(F(\omega)F(\omega + \omega')^* - F(\omega)^* F(\omega - \omega')) \\
 &\quad + i \sin\omega't \text{Im}(F(\omega)F(\omega + \omega')^* - F(\omega)^* F(\omega - \omega'))] \\
 &\quad + \text{Const} - \frac{\delta^2}{4} g(2\omega') \tag{3.7}
 \end{aligned}$$

となる。ここで、 $2\omega'$ で振動する項を $g(2\omega')$ と略した。これらの内、定数項はハイパスフィルター（カットオフ周波数 250kHz）によって落とされる。また、最後の項は、 $\delta \ll 1$ であることから無視する。次に、この電圧信号は Mixer（図 3.11 を参照）によって式 3.4 の電圧と積算される。PD の信号と Mixer で混ざるファンクションジェネレーターからの信号の位相差を ϕ とすると、Mixer 後の電圧は、

$$\begin{aligned}
 V_{\text{Mixer 後}} &= V V_0 \sin(\omega't + \phi) \\
 &\propto \frac{\delta V_0}{4i} (e^{2i\omega't+i\phi} - e^{-2i\omega't-i\phi} - 2i \sin\phi) \text{Re}(F(\omega)F(\omega + \omega')^* - F(\omega)^* F(\omega - \omega')) \\
 &\quad - \frac{i\delta V_0}{4} (e^{2i\omega't+i\phi} + e^{-2i\omega't-i\phi} - 2 \cos\phi) \text{Im}(F(\omega)F(\omega + \omega')^* - F(\omega)^* F(\omega - \omega')) \tag{3.8}
 \end{aligned}$$

と表せる。この後、ローパスフィルター（カットオフ周波数 5MHz を使用）を通すことで、 $2\omega'$ の項を取り除くと、

$$\begin{aligned}
 V_{\text{lowpass 後}} &\propto -\frac{\delta V_0}{2} [\sin\phi \text{Re}(F(\omega)F(\omega + \omega')^* - F(\omega)^* F(\omega - \omega')) \\
 &\quad - \cos\phi \text{Im}(F(\omega)F(\omega + \omega')^* - F(\omega)^* F(\omega - \omega'))] \tag{3.9}
 \end{aligned}$$

となる。ここで、 $\omega \gg \omega'$ であるので、

$$\begin{aligned}
 &F(\omega)F(\omega + \omega')^* - F(\omega)^* F(\omega - \omega') \\
 &= \omega' [F(\omega) \frac{F(\omega + \omega')^* - F(\omega)^*}{\omega'} + F(\omega)^* \frac{F(\omega) - F(\omega - \omega')}{\omega'}] = \omega' \frac{d}{d\omega} |F(\omega)|^2 \tag{3.10}
 \end{aligned}$$

となる。これを式 3.9 に代入すると、

$$V_{\text{lowpass 後}} \propto -\frac{\delta V_0 \omega' \sin \phi}{2} \frac{d}{d\omega} |F(\omega)|^2 \quad (3.11)$$

となり、振幅変調の微分の形となる。この振幅変調は原子の吸収によるものなので、 V'' は飽和吸収分光法によって得られる信号の微分の形をした信号となる。

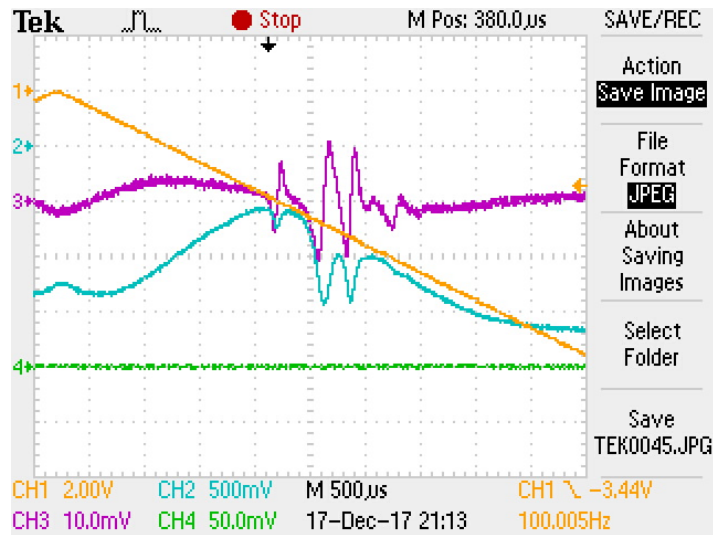


図 3.9 ロック回路によってズームした飽和吸収スペクトル：CH1（黄）はファンクションジェネレーターで生成した三角波がロック回路に入る前のもの。CH2（青）は Rb 原子の飽和吸収スペクトルである。CH3（赤）は、PDH 法で得られる飽和吸収スペクトルの微分の形をした信号である。図 3.8 の共鳴の内、 ^{87}Rb の $F=2-F'=1,2,3$ のものをズームした

PDH 法によって得られた微分信号を用いて IFLD の PZT に負帰還をかけることによって、レーザーの周波数を一定に保つことができる。このとき負帰還のために使用する回路を、Lock 回路（付録 C 参照）と呼び、Lock 回路を用いて負帰還を行うことをロックする、ということもある。この回路は IFLD の PZT に繋がっており、Lock のスイッチを入れた際に、微分信号の正負に応じてフィードバックを行い、微分信号が 0 となるような働きをしている（実際にロックしたときの信号は図 3.10）。また、Lock 回路には、ファンクションジェネレーターからの三角波の振幅とオフセットを可変抵抗を用いて調整する機能も付いており、周波数スイープによって観測されている信号を、より狭いスイープ範囲で観測できるようになっている（図 3.9）。外部共振器半導体レーザーに強い振動が伝わると、たとえ周波数ロックを行っていたとしても、ロックが外れてしまうことがある。これは、振動によって共振器長が変化し、レーザーの周波数がロックできる共鳴スペクトルの幅の外までずれてしまったときに起こる。なぜなら、共鳴スペクトルの外側も微分信号が 0 となるから

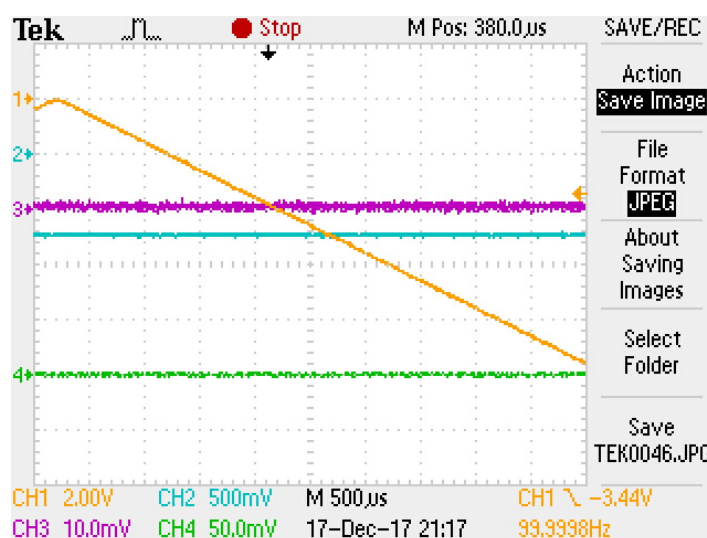


図 3.10 ロック後の信号：CH1（黄）はファンクションジェネレーターで生成した三角波がロック回路に入る前のもの。CH2（青）は Rb 原子の飽和吸収スペクトルである。CH3（赤）は、PDH 法で得られる飽和吸収スペクトルの微分の形をした信号である。 ^{87}Rb の遷移の内、 $F=2-F'=3$ の遷移にロックした。（図 3.9 の一番左）

である。ロックが外れたことは、飽和吸収信号（Ch2）の電圧値の変動によって確認される。そのため、レーザー装置に対して振動が伝わりにくくなるように、レーザー装置を固定する際にはゴムを間に挟んで抑える、といった工夫もされている。また、第 1 章で述べたように、IFLD はその構造上、振動によって共振器長が変化しにくい構造となっているため、周波数ロックが外れにくいという利点がある。このことは、実際に §3.4 の測定結果から確認できる。

3.2.3 光学系のセットアップ

周波数ロックを行うための実験系は図 3.11 のようになっている。Rb 原子の入ったセルは、原子がセルの内壁のうち、レーザー光を入射させる面に張り付かないようにヒーターを用いて温めている。また、図 3.12 に、実際のセットアップの写真をのせた。

3.3 モードホップフリー・スキニングレンジ

この節では、製作した IFLD のモードホップフリー・スキニングレンジについて述べる。モードホップとは、レーザー発振している周波数モードが共振器長の変化などの要因で別のモードに切り替わることであり、それを起こすことなく周波数

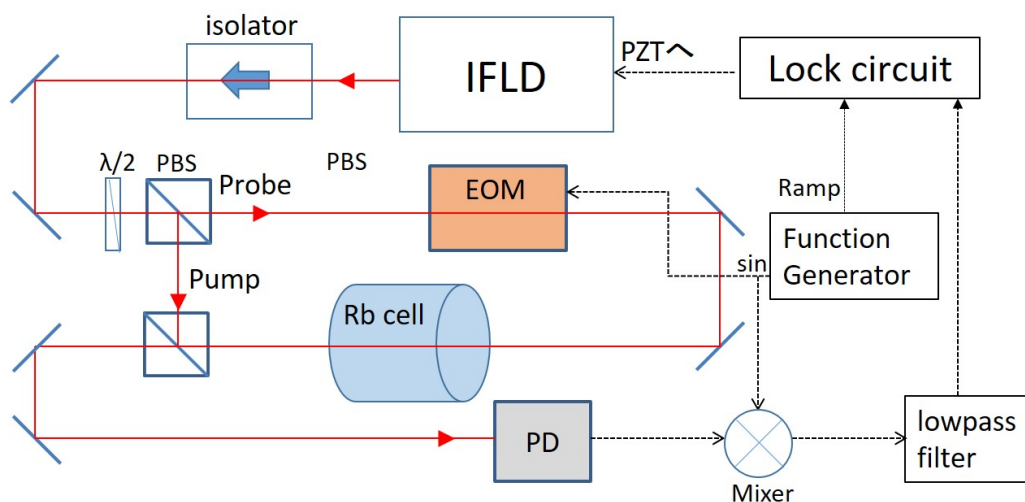


図 3.11 周波数ロックのためのセットアップ：ファンクションジェネレーターから出力される信号の内、Ramp は振動数 100Hz、振幅 10V としている。EOM と Mixer へ出力している電圧は振動数 15MHz、振幅 9.6V である。ローパスフィルターはカットオフ周波数が 5MHz のものを使用している。実際のセットアップの写真は図 3.12 を参照。光路の全長はおよそ 1m である。

掃引することのできる周波数の範囲をモードホップフリー・スキャニングレンジと呼ぶ。これは、§3.2.2 で述べた周波数ロックを行う際に重要となる。周波数ロックでは、原子の吸収スペクトルを利用してレーザーの周波数を固定する。その際に重要になることは、観測された原子の吸収スペクトルがどの準位間の遷移のものであるかを特定することである。Rb のレーザー冷却を行う際には、Rb の D2 線と呼ばれる遷移を利用するが、この遷移におけるエネルギー間隔は、 ^{85}Rb と ^{87}Rb の 2 種類の同位体でわずかに異なる。そして、周波数ロックに用いる Rb の原子セルの中には、 ^{85}Rb と ^{87}Rb のどちらの Rb も存在しているため、狙った同位体の Rb をレーザー冷却するためには、 ^{85}Rb と ^{87}Rb の共鳴を判別した上で、狙っている同位体の共鳴に対して周波数ロックを行う必要がある。モードホップフリー・スキャニングレンジが広く、複数の吸収スペクトルのピークが確認できれば、同位体の判別が容易になる。逆に、モードホップフリー・スキャニングレンジが狭く、単一の吸収スペクトルのピークしか確認できなければ、同位体の判別が困難になる。Rb の場合には、複数のピークを観測するためには、モードホップフリー・スキャニングレンジが数 GHz 必要となる。

モードホップフリー・スキャニングレンジは、§2.2.2 で出てきた FSR から見積もることができる。製作した IFLD の FSR は 2.3GHz であったので、少なくともレーザーの周波数を 2.3GHz 変化させようとする、隣り合うモードとの強度の優劣が逆転するため、モードホップが発生すると考えられる。

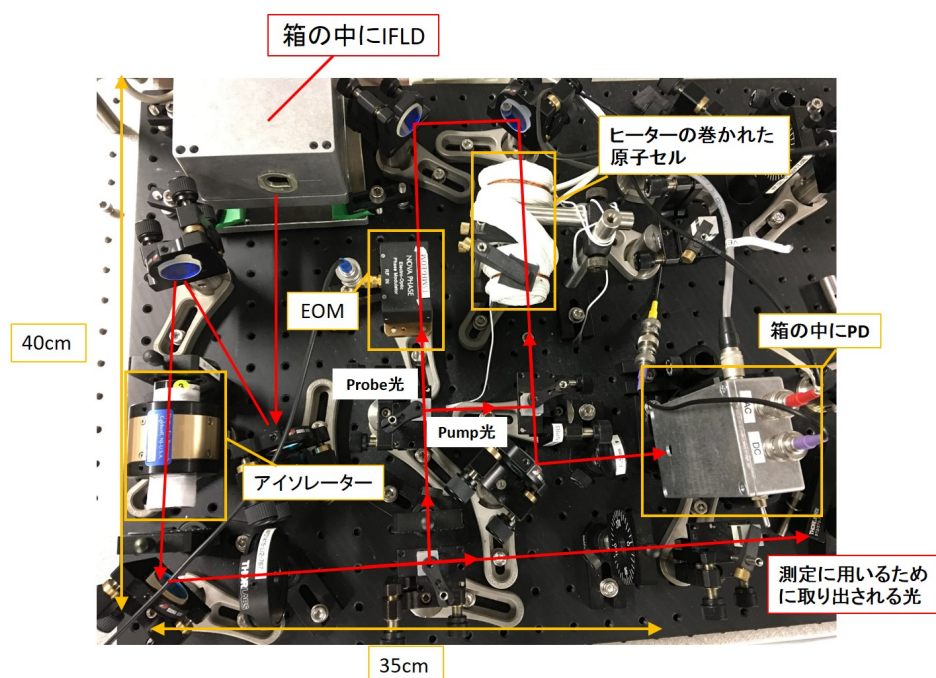


図 3.12 実際に周波数ロックを行うためのセットアップの写真：左上に写っているアルミの箱の中に IFLD を構成するオプティクスが入っており、側面に空いた穴からレーザー光が出射される。Rb の原子セルは中央部分に写っている白いヒーターが巻かれているものである。右側に写っているアルミの箱の中には信号増幅をしつつ、高周波と低周波を分ける回路が付けられた PD が入っている。回路図は付録 B 参照。

§3.2.1 で出てきた図 3.8 は、実際に IFLD の PZT に三角波をかけて共振器長を連続的に変化させることで、レーザーの周波数スイープを行ったときの Rb 原子による吸収スペクトル (D2 線) であり、観測された Rb の D2 線では、 ^{87}Rb の $F=2-F'=1,2,3$ の遷移による吸収と、 ^{85}Rb の $F=3-F'=2,3,4$ の遷移による吸収が確認された。どちらの遷移によるスペクトルにおいても、裾のあたりでモードホップが確認できる。この間隔から、モードホップフリー・スキャンングレンジはおよそ 2GHz 程度であると見積もられ、これは共振器長から計算される FSR (2.3GHz) とほぼ一致している。また、複数の吸収スペクトルが確認されているため、IFLD は、モードホップフリー・スキャンングレンジにおいて、望ましいとされていた条件を満たしていると言える。

3.4 振動に対する強さ

この節では、IFLD の特徴の 1 つでもある振動に対する周波数ロックの強度について述べる。第 1 章でも述べたように、IFLD は ECDL よりも振動によって共振器長

が変化しにくく、それによって周波数ロックが振動によって外れにくいという利点をもっていると考えられる。それを確かめるため、実際に IFLD と ECDL の周波数ロックの強度を比較した。方法としては、振動がレーザー装置に伝わったときに周波数ロックが外れるか、外れないかを観測する。このとき、振動の強さを加速度計を用いて数値化することで、各レーザー装置がどのくらいの強さの振動まで周波数ロックを保つことができるか比較できるようになる。

実験のセットアップは図 3.13 のように、レーザー装置-振動源の間の距離、及び加

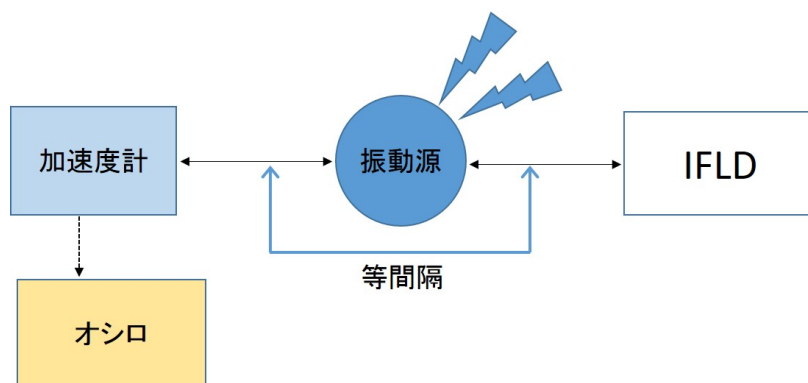


図 3.13 振動に対する周波数ロック強度の測定のセットアップ：ここで IFLD は周波数ロックされている。また、ECDL についても同様のセットアップで実験を行う。

速度計-振動源の間の距離が等しくなるように配置すればよい。このとき、レーザー装置は、周波数ロックを行えるようにしておく。振動源には、図 3.14 のようにオプティクスの固定に使用しているロッドとポストを用いた。ロッドをネジで定盤に固定し、はめ込んだポストを手で引き上げ落とすことで振動を発生させる。原始的な方法ではあるが、ロッドをネジで止めているため、振動源の位置を常に一定に保つことができ、ポストを引き上げる高さや、ポストの大きさを変えることで大雑把ではあるが振動の強さも変えることができる、という利点がある。実験に使用した加速度計は、振動が伝わったときにそれによって発生した加速度を電気信号に変換することができ、オシロスコープでその大きさを測定することができる（図 3.15）。この加速度計では、受けた加速度に対して $10\text{V}/1\text{g}$ (g は重力加速度) の電圧が発生する。

実際の測定では、オシロスコープで観測した電圧信号の内、最大のピーク電圧値を使って発生した加速度を求めた。また、狙った強さの振動を生成することは難しいため、予め測定を行う加速度の大きさの範囲を決めておき、その範囲内の加速度が発生したときに周波数ロックが外れたか、外れなかったかを観測する。これを複数回繰り返し、全測定の内、何回ロックが外れたかを記録する。それをいくつかの加速度の範囲で行うことで、周波数ロックがどの程度の加速度を発生させる振動で外れるかが分かる。この方法で実際に振動に対する周波数ロックの強度を調べた結果が

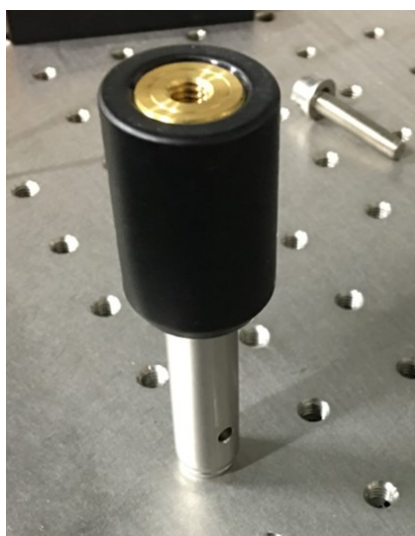


図 3.14 振動源に用いたロッド（銀色の支柱）とロッドにはめ込まれたポスト（黒い筒上のもの）

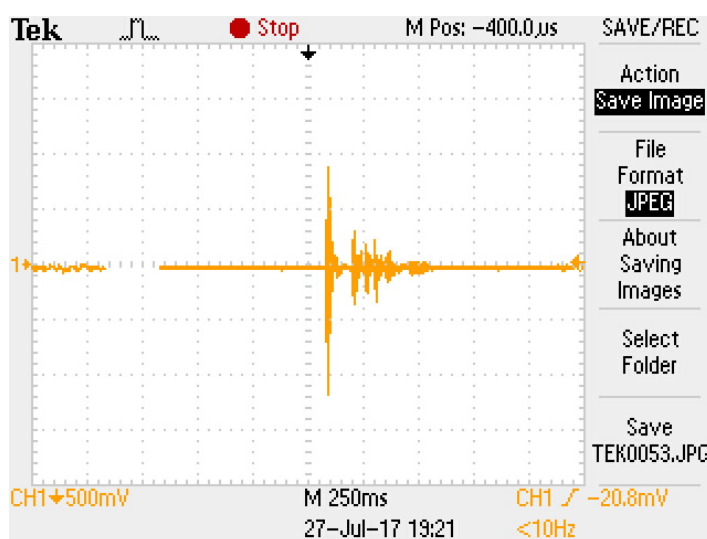


図 3.15 加速度計に振動が伝わったときに得られる電気信号：加速度を求める際には、ピーク電圧の絶対値をとり、 $10\text{V}/1\text{g}$ を用いて加速度に変換する。

図 3.16 である。横軸は振動による加速度を重力加速度 g で割ったもの、縦軸は周波数ロックが外れた割合である。各加速度範囲での測定において、測定回数は 30 回とした。横軸のエラーバーは、測定を行った加速度の範囲を表すために使用した。例えば、IFLD のデータにおける加速度 0.05g の点では、 $0.04\text{g}\sim 0.06\text{g}$ の範囲で 30 回の測定を行った結果、ロックが外れた割合が 0.1 であったことを表す。この結果が

ら、振動に対する周波数ロック強度は、明らかに IFLD の方が強いと言える。また、周波数ロックが外れる確率が $1/2$ になるところを代表点として比較すれば、本研究で製作した IFLD の振動への耐性が、従来使用されてきた ECDL と比べて、加速度にして、約 8 倍改善されていることがわかる。

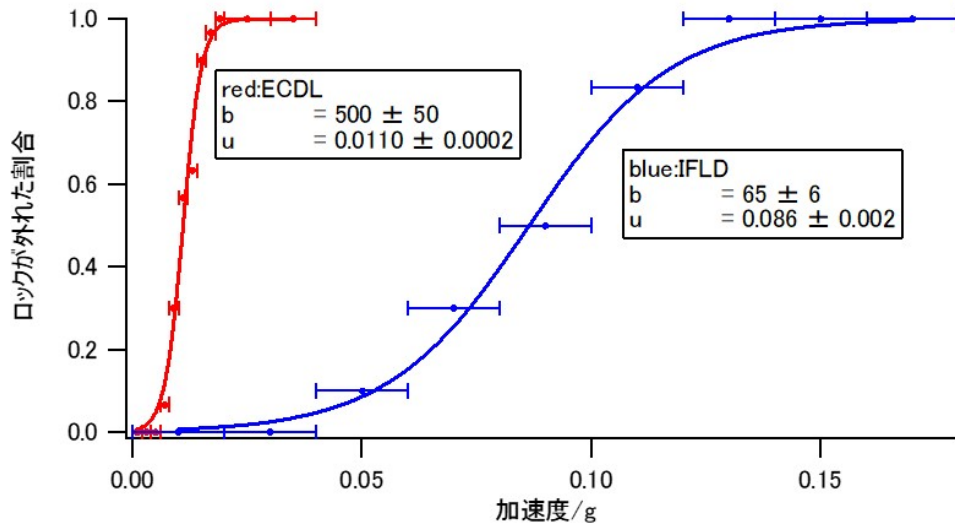


図 3.16 振動に対する周波数ロック強度の測定結果：赤は ECDL、青は IFLD のデータであり、点が測定の結果である。縦軸は 30 回の測定中、周波数ロックが外れた割合であり、横軸は加速度計で測定された加速度を重力加速度 g で割ったもの。曲線は $y = 1 - \frac{1}{\exp^{b(x-u)} + 1}$ によるフィッティングである。 u はロックが外れた割合がちょうど半分となる加速度を表している。この値を比較すると、本研究で製作した IFLD の振動に対する耐性が ECDL よりも 8 倍改善されていることがわかる。

3.5 周波数ノイズと線幅

アルカリ原子のレーザー冷却に使用するレーザーは、線幅がおおよそ 1MHz 以下であることが望ましい。これは、レーザー冷却の対象としているアルカリ原子の共鳴線幅が数 MHz (Rb の場合、6MHz) であるため、アルカリ原子と共鳴を起こすためのレーザーとしては、その数 MHz の幅よりも十分に小さい線幅を持つことが必要となるからである。そのため、この節では製作した IFLD の線幅の測定について述べる。レーザー光の周波数は数百 THz であり、そのまま検出することは難しい。そのため、本研究ではこの節で述べるような 2 種類の方法を用いて測定を行った。1 つ目は、第 4 章でも使用している共振器を用いた周波数ノイズの測定 [22] であり、これについては §3.5.1-§3.5.3 にかけて述べる。もう 1 つは、§3.5.4 と §3.5.5 で述べる、2 本のレーザーのビート（うなり）を利用してレーザー光の周波数を下げる方法であ

る [23]。最後に §3.5.6 で、共振器を用いた測定とビートによる測定の関係性を述べる。また、周波数ノイズの測定に使用する共振器と IFLD 内のレーザー共振器を区別するため、これ以降は周波数ノイズの測定に用いる共振器を「共振器 B」と呼ぶこととする。

3.5.1 共振器を用いた線幅の測定

前述したように、レーザー光の周波数は非常に高いため、その広がりやを直接観測することは難しい。そのため、共振器を用いた線幅測定 [22] では、レーザー線幅に対応する周波数のゆらぎをレーザー光の強度のゆらぎに変換する、という手法を用いる。この節では、その原理について述べる。

共振器を用いた測定は、図 3.17 のようなセットアップで行う。まず、周波数ロックを行ったレーザー光を共振器 B に通す。共振器 B には IFLD のレーザー共振器と同じく PZT が付けられており、IFLD や ECDL と同様に、三角波を流すことで共振器長を連続的に変化させることができるようになっている。これにより、共振器 B の透過スペクトル (図 3.18) 得ることができる。さらに、周波数ロックで使用していた負帰還回路を応用し、透過光の強度が最大時の半分となるように、共振器 B の長さを調整し、負帰還をかける。こうすると、レーザー光の周波数が変化した際、共振器の透過光強度も共に変化するため、PD を用いることでレーザー光の周波数の変化をレーザー光の強度の変化として観測することができるようになる。これにより、共振器 B によってレーザーの周波数ゆらぎは強度ゆらぎに変換されるため、それを PD で検出できるようになる。さらに、その後スペクトラムアナライザを用いることで、強度ゆらぎを周波数成分に分解することもできる。

[24] によると、このときのレーザー線幅 $\Delta\nu$ は、

$$\Delta\nu = \frac{\pi D^2 \langle V^2 \rangle}{B} \quad (3.12)$$

と書ける。[24] では、周波数領域 $0 < f < B$ において一様なパワースペクトル密度 $\frac{\langle V^2 \rangle}{B}$ をもつ電圧ノイズを Voltage Controlled Oscillator (VCO) を用いて周波数ノイズに変換し、その周波数ノイズを Acousto Optic Modulator (AOM) を用いてレーザー光の位相ノイズにのせ、そのノイズの入ったレーザー光をスペクトラムアナライザで観測した際に得られるローレンツ関数型のパワースペクトルの半値幅が式 3.12 となる、と述べられている。式の詳しい導出は省くが、この半値幅の起源は、後の節で述べるレーザー光の線幅の計算時に現れる電場の位相の項 (式 3.18 の $\langle e^{i(\phi' - \phi)} \rangle$ の項) である。また、式 3.12 に出てくる D は、VCO における電圧と周波数の変換比 $\frac{\Delta f}{\Delta V}$ を表す。

本実験では、レーザー光の周波数ノイズを共振器 B によって電圧ノイズに変換しているため、電圧ノイズを周波数ノイズに変換している [24] とは逆のアプローチと

なる。そのため、本実験において、式 3.12 における一様なパワースペクトル密度をもつ電圧ノイズ $\frac{\langle V^2 \rangle}{B}$ は、最終的にスペクトラムアナライザで得られるパワースペクトル密度 $\frac{RP}{f_{RBW}}$ ($R = 50\Omega$ はスペクトラムアナライザの入力インピーダンス、 P はスペクトラムアナライザで測定された電力 [W]、 f_{RBW} は周波数分解能の設定値) の一様な部分 (ホワイトノイズ) に相当し、 D は共振器 B における電圧と周波数の変換比 $\frac{\Delta F}{\Delta V}$ に相当する。

続いて共振器 B における電圧と周波数の変換比に D ついて考える。PD を通してオシロスコープで観測している共振器 B の透過スペクトルにおける電圧ピーク値の周波数間隔は、前の節でも述べた FSR である。また、透過スペクトルを観測しているオシロスコープから、このピーク値の時間間隔を求めることもできる。このピーク値の周波数間隔と時間間隔の比から、共振器 B の PZT による周波数掃引時の $\frac{\Delta f}{\Delta t}$ が分かる。続いて、共振器 B の透過スペクトルから、電圧値がピーク値の半分となる点 (ハーフピーク) 付近での電圧の時間変化を求める。このハーフピークとなる点は、実際に共振器 B に負帰還をかけて共振器 B をロックするポイントであり、求めた傾きは、その点付近における電圧変化と時間変化の関係 $\frac{\Delta V}{\Delta t}$ を表す。ここに、共振器 B における周波数掃引時の $\frac{\Delta f}{\Delta t}$ の逆数をかけると、

$$\frac{\Delta V}{\Delta t} \frac{\Delta t}{\Delta f} = \frac{\Delta V}{\Delta f} \quad (3.13)$$

となる。これは共振器 B におけるハーフピーク付近での周波数と電圧の変換比にあたるもので、 D^{-1} にあたる。

以上をまとめると、本実験における式 3.12 は、

$$\Delta\nu = \pi \left[\frac{\Delta f}{\Delta t} \left(\frac{\Delta V}{\Delta t} \right)^{-1} \right]^2 \frac{RP}{f_{RBW}} \quad (3.14)$$

と書ける。実際の実験系、及び測定については次節以降で述べる。

3.5.2 実験のセットアップ

実際の共振器を用いた線幅測定におけるセットアップは図 3.17 のようになっている。共振器 B は FSR が 1GHz のものを用いている。共振器 B 用のロック回路は、周波数ロックに使用していたロック回路とほぼ同等のものである。ただし、この測定では共鳴点にロックをしていた周波数ロックとは異なり、共振器 B の透過光強度が最大値の半分になるところにロックを行うため、PD で得られる電圧信号 (共振器 B の透過スペクトル) に対し、透過光強度が半分となった点を 0V となるようにするような電圧のオフセットを加えることで、その点を境に正の電圧と負の電圧が得られる状態を作り、フィードバックを行っている。そのため、共振器 B 用のロック回路には、これを行うために必要な PD からの信号に対して、可変抵抗を用いて大きさ

の調整のできるオフセットを加える機能が追加されている。また、周波数ロックの時とは違い、ロックを行う点の前後で電圧の正負が異なる状態となっているため、共振器 B のロックに微分信号は不要である。ここで、実験で用いている PD について

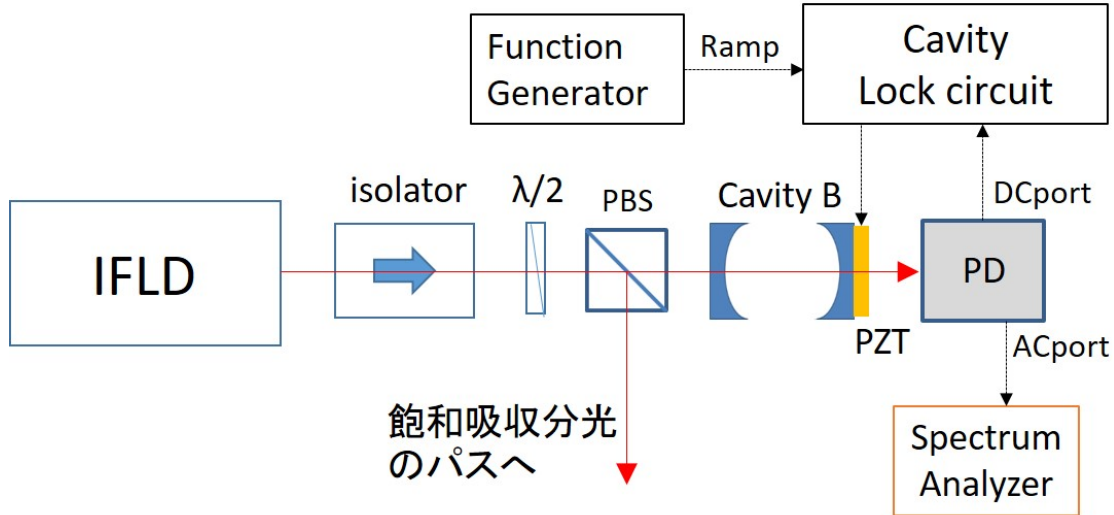


図 3.17 共振器を用いた線幅測定の実験装置：共振器 B は FSR が 1.0GHz のものを使用している。PD は DC ポートが共振器 B 用のロック回路、AC ポートがスペクトラムアナライザに接続されている。

述べておく。この PD の取り付けられた回路（B 参照）は、低周波を検知するためのポート（DC ポート）と高周波を検知するためのポート（AC ポート）に分かれている。この内、DC ポートは共振器 B をロックするために用いられており、AC ポートは強度ノイズを観測するためにスペクトラムアナライザへ繋がれている。このとき、DC ポートにはボルテージフォロワしか付いていないが、AC ポートには 21 倍の非反転増幅回路、及びハイパスフィルターが付けられている。また、AC ポートの出力インピーダンス 47Ω に対し、スペクトラムアナライザの入力インピーダンスは 50Ω であるため、これによる分圧の影響も考慮に入れる必要がある。式 3.14 の P は電圧の 2 乗に比例するため、これらの影響も 2 乗となる。具体的な補正としては、補正項を A としたとき、式 3.14 に対し、

$$A = \left(\frac{1}{21} \times \frac{47[\Omega] + 50[\Omega]}{50[\Omega]} \times H \right)^2 \quad (3.15)$$

をかける。ここで H はハイパスフィルターの電圧利得の逆数であり、本測定では、測定されたホワイトノイズの周波数域での平均値を使用した。実際の測定では、200kHz-1MHz の範囲をホワイトノイズとみなし、この範囲での H は、 $H = 1.15$ であった。そのため、 A の値は、 $A \simeq 0.0113$ となる。よって、補正項を考慮した式

3.14 は、

$$\Delta\nu = \pi \left[\frac{\Delta f}{\Delta t} \left(\frac{\Delta V}{\Delta t} \right)^{-1} \right]^2 \frac{RP}{f_{RBW}} \times 0.0113 \quad (3.16)$$

となる。

3.5.3 測定結果

ここからは、§3.5.2 のセットアップを用いた測定の手順と測定を行った結果について述べる。まず、共振器 B の PZT に三角波を流し、共振器 B に周波数ロックを行ったレーザーを入射させると、図 3.18 のような共鳴スペクトルが得られる。その後、オシロスコープの画面上から、各共鳴ピーク間の時間間隔 Δt を求める。ここで、図 3.18 から分かるようにピークの時間間隔は一定となっていない。この原因としては、PZT の応答が非線形になっている可能性が挙げられる。使用している PZT の製作元である富士セラミックスのハンドブック [25] によると、電圧に対する 2 次の応答にあたる電歪効果の影響があり、これが PZT の応答の非線形の原因となっていると考えられる。ここでは、ピークの時間間隔 Δt を、共振器 B のロックを行う点を含む共鳴線（図 3.18 の右から 2 番目のもの）の前後での 2 つの時間間隔の平均 $\frac{\Delta t_1 + \Delta t_2}{2}$ とした（図 3.18 参照）。測定された値は、それぞれ $\Delta t_1 = 3.32\text{ms}$ 、 $\Delta t_2 = 3.76\text{ms}$ であったので、共鳴ピーク間の時間間隔 Δt は、 $\Delta t = \frac{\Delta t_1 + \Delta t_2}{2} = (3.5 \pm 0.2)\text{ms}$ となった。さらに共振器 B は FSR が 1.0GHz のものを使用しているため、共鳴ピーク間の周波数間隔 $\Delta f = 1.0\text{GHz}$ となる。これらから、共振器 B の PZT による周波数掃引時の $\frac{\Delta f}{\Delta t}$ は、 $\frac{\Delta f}{\Delta t} = (2.8 \pm 0.2) \times 10^{11} [\text{Hz/s}]$ となる。続いて、オシロスコープの時間スケールを調整し、これからロックを行う共鳴線（図 3.18 の右から 2 番目のピーク）をズームする（図 3.19）。ここからロックを行う点付近での電圧と時間の関係 $\frac{\Delta V}{\Delta t}$ がわかる。 $\frac{\Delta V}{\Delta t}$ を求める際には、ロックを行う 0V の点（図 3.19 の赤矢印）付近で、傾きがほぼ一定とみなせる領域（本測定では $\pm 0.02\text{V}$ とした）の部分に対し、線形のフィッティングをかける（図 3.20）。このフィッティングの傾きにあたるパラメータ $b = (4200 \pm 200)\text{V/s}$ の値が、そのまま $\frac{\Delta V}{\Delta t}$ となる。最後に、共振器 B 用のロック回路を使い、透過スペクトルの電圧値が最大値の半分となっている点にロックをかける。今回の測定では、図 3.18 もしくは図 3.19 の赤矢印の先の 0V となっている点にロックを行った。そのときにスペクトラムアナライザで得られたスペクトルが図 3.21 である。図 3.21 では、スペクトルがほぼ平らになっている部分（ 200kHz 以降）がホワイトノイズであると考えられ、ここから式 3.14 の P が得られる。 P の値はスペクトルが平らになっている部分の平均値とした。測定により得られた P の値は、 $P = (-49.82 \pm 0.02)\text{dBm} = (1.042 \pm 0.006) \times 10^{-8}\text{W}$ であった。このとき、RBW の設定値は 30kHz とした。また、前節でも述べたように $R = 50\Omega$ であるので、得られたデータを元に §3.5.1 の式から線幅を計算した結果、IFLD の線幅は

$\Delta\nu = (2.6 \pm 0.4)\text{kHz}$ となった。

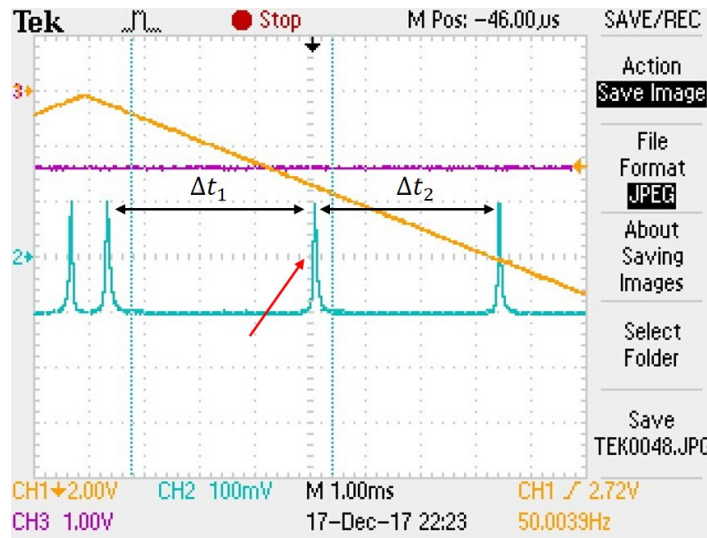


図 3.18 共振器 B の透過スペクトル：CH1（黄）はファンクションジェネレーターで生成した三角波が共振器 B 用のロック回路に入る前のもの。CH2（青）は PD で得られる共振器 B の共鳴スペクトル。一番左に見えるピークは、左から 2 番目のピークと同じものである（PZT の折り返しによるもの）。共振器 B をロックする点は、右から 2 番目のピークにある 2 つの $V = 0$ の点の内、左側の点である（赤矢印）。ピーク時間間隔 Δt は図のようにロックを行う点の属するピークから前後に 1 つずつとり、その平均とした ($\Delta t = \frac{\Delta t_1 + \Delta t_2}{2}$)。

また、この後の節で述べる Beat による線幅測定にはもう 1 台の IFLD が必要となるため、本研究室の修士の学生である長谷君に同一の構造をもった IFLD をもう 1 台作成してもらった。新たに作成した IFLD についても共振器を用いた線幅測定を行った結果、線幅は $\Delta\nu = (14 \pm 2)\text{kHz}$ であった。各測定データの値は、図 3.22-図 3.25 の脚注を参照。1 台目の IFLD と線幅の値が数倍程度異なっているが、これは 2 台の IFLD の性能が異なるわけではなく、それぞれの IFLD で使用している LD の電流源の持つ電流ノイズの違いによるものであった。実際に 1 台目の IFLD と 2 台目の IFLD で使用している電流コントローラーの持つ電流ノイズはコントローラーのマニュアルから以下の値であることがわかっている。

1 台目の IFLD の電流コントローラーの持つ電流ノイズ： $<0.2 \mu\text{A}(10\text{Hz} - 10\text{MHz})$

2 台目の IFLD の電流コントローラーの持つ電流ノイズ： $<1.5 \mu\text{A}(10\text{Hz} - 10\text{MHz})$

また、2 台目で使用している電流コントローラーを 1 台目で使用している電流ノイズの小さなものに交換した際には、線幅のローレンツ関数成分の幅が 3kHz 程度まで小さくなることも確認されている。

次の §3.5.4 からは、もう 1 つの線幅の測定方法であるビートを用いた方法について述べる。

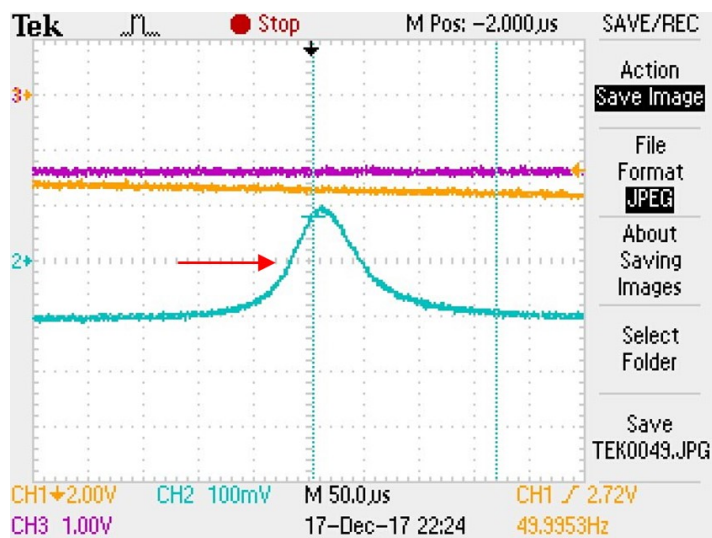


図 3.19 共振器 B の透過スペクトルの内、1 つの共鳴部分（図 3.18 の真ん中のもの）をオシロスコープの時間スケールを調整してズームしたもの：CH1（黄）はファンクションジェネレーターで生成した三角波が共振器 B 用のロック回路に入る前のもの。CH2（青）は PD で得られる共振器 B の共鳴スペクトル。ロックを行ったのは、2 点ある共鳴スペクトル（ch2（青））の 0V の点の内、左側のもの（赤矢印）である。また、傾きを取る際は、ロックを行う 0V の点から電圧が $\pm 0.02\text{V}$ となる範囲で傾きをとった（図 3.20）。

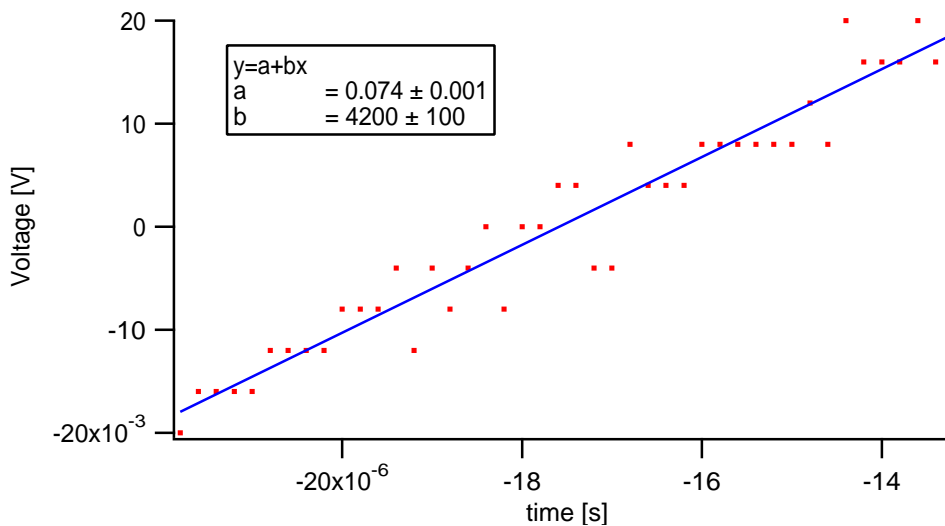


図 3.20 図 3.19 において CH2（青）の左側の 0V の点から電圧が $\pm 0.02\text{V}$ となる範囲を線形フィッティングした結果：傾きにあたる b の値がそのまま $\frac{\Delta V}{\Delta t}$ となる。

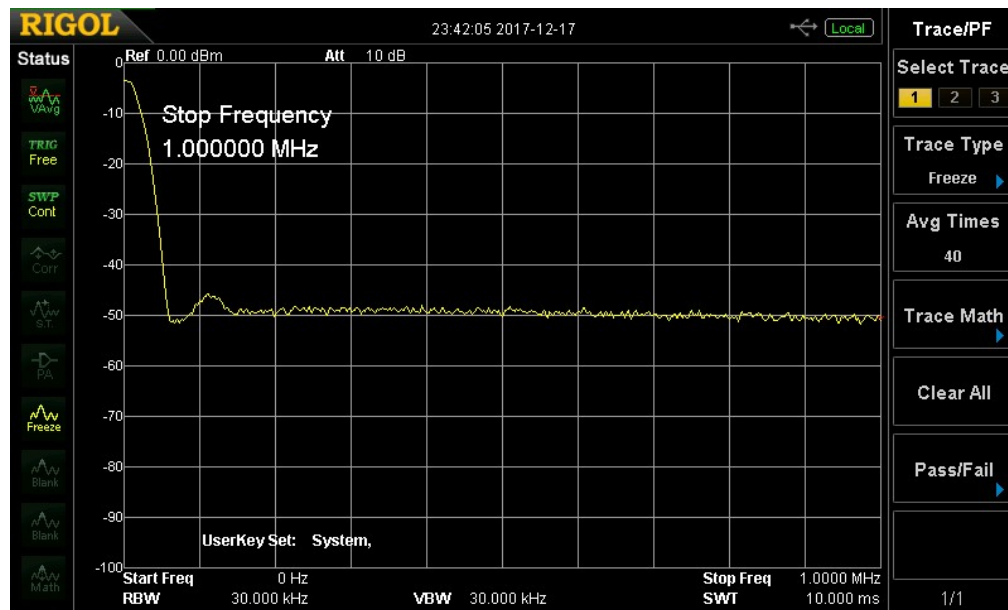


図 3.21 共振器 B のロック時にスペクトラムアナライザで得られる強度ノイズのスペクトル：測定時には、40 回の平均をとっている。RBW は 30kHz とした。ホワイトノイズは 200kHz-1MHz とした。

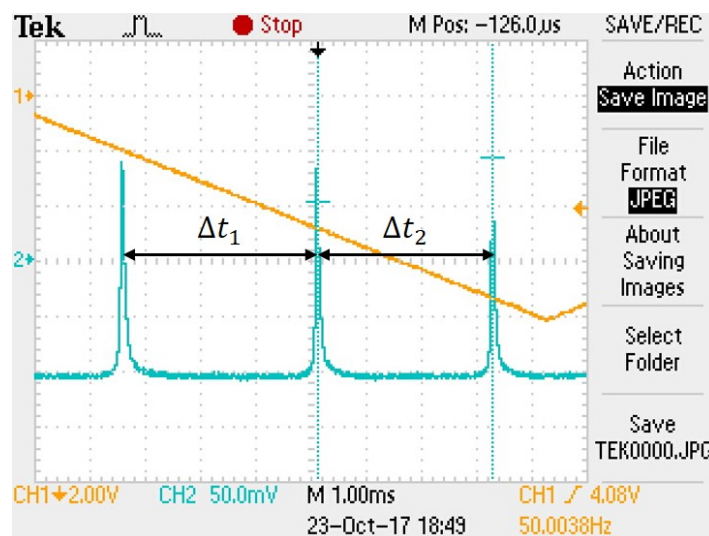


図 3.22 2 台目の IFLD を使用したときの共振器 B の透過スペクトル：CH1 (黄) はファンクションジェネレーターで生成した三角波が共振器 B 用のロック回路に入る前のもの。CH2 (青) は PD で得られる共振器 B の共鳴スペクトル。この測定では、 $\Delta t_1 = 3.56\text{ms}$ 、 $\Delta t_2 = 3.16\text{ms}$ であった。共振器 B の FSR は 1GHz なので、これらの値を用いると、 $\frac{\Delta f}{\Delta t} = (3.0 \pm 0.2) \times 10^{11}\text{Hz/s}$ となる。

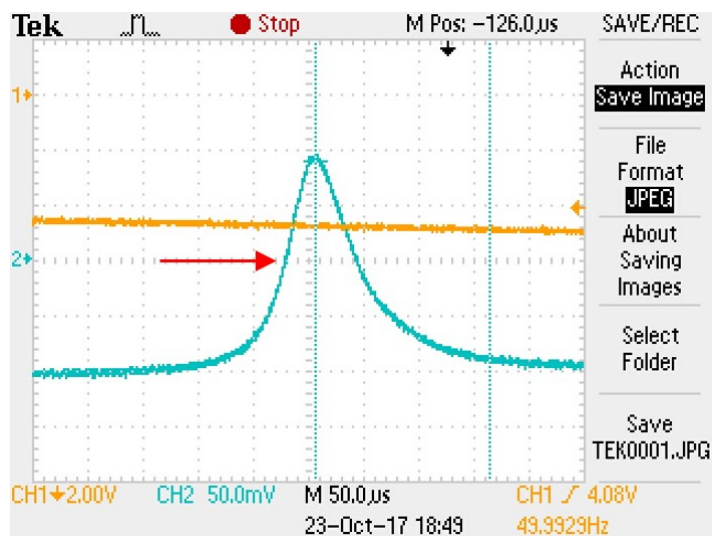


図 3.23 2 台目の IFLD における共振器 B の透過スペクトルの内、1 つの共鳴部分（図 3.22 の真ん中のもの）をオシロスコープの時間スケールを調整してズームしたもの：CH1（黄）はファンクションジェネレーターで生成した三角波が共振器 B 用のロック回路に入る前のもの。CH2（青）は PD で得られる共振器 B の共鳴スペクトル。ロックを行ったのは、画面上に 2 つある、共鳴スペクトル（ch2（青））の 0V の点の内、左側のもの（赤矢印）である。また、傾きを取る際は、ロックを行う 0V の点から電圧が $\pm 0.02\text{V}$ となる範囲で傾きをとった（図 3.24）。

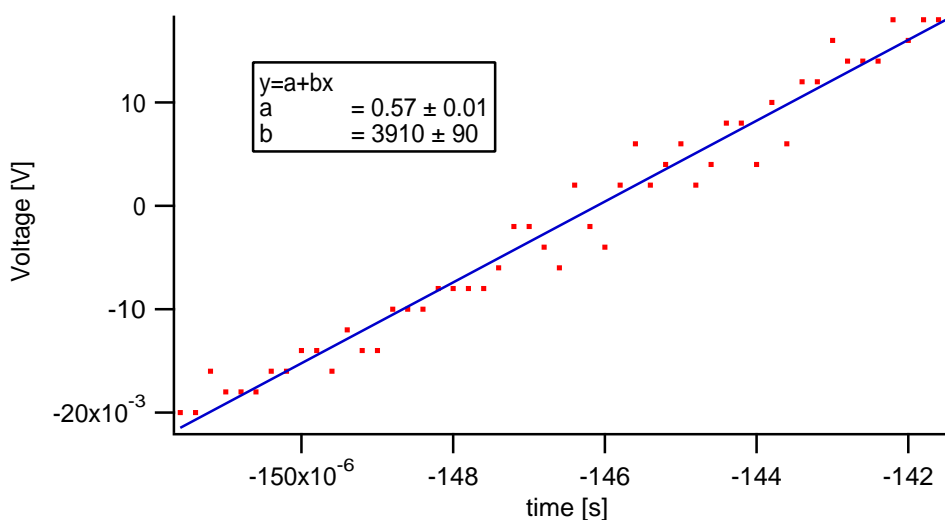


図 3.24 図 3.23 において CH2（青）の左側の 0V の点から電圧が $\pm 0.02\text{V}$ となる範囲を線形フィッティングした結果：傾きに当たる b の数値がそのまま $\frac{\Delta V}{\Delta t}$ となる。

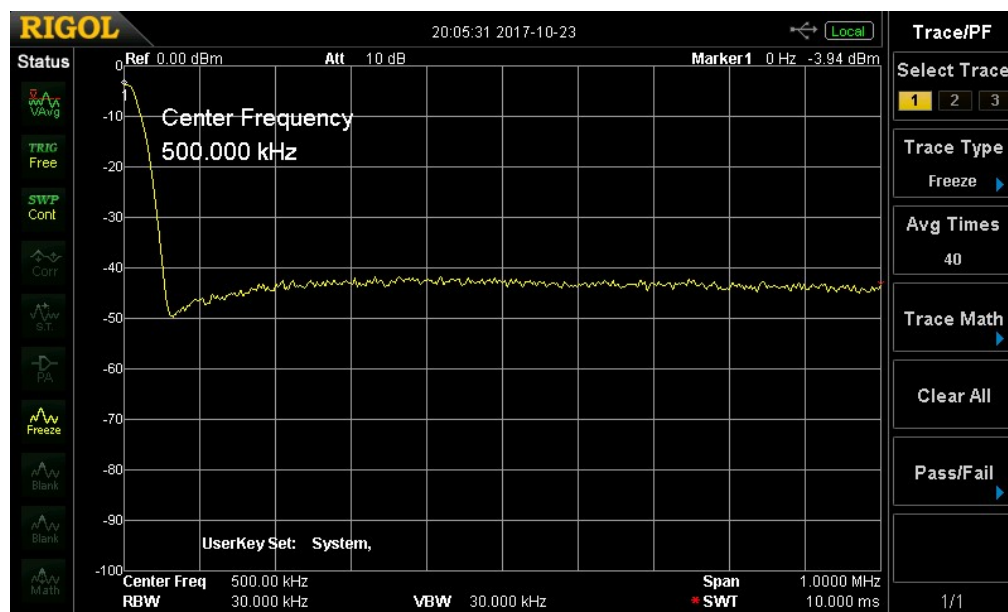


図 3.25 2 台目の IFLD における共振器 B のロック時にスペクトラムアナライザで得られるスペクトル：測定時には、40 回の平均をとっている。RBW は 30kHz とした。ホワイトノイズは 400kHz-1MHz とした。この範囲でのハイパスフィルターの補正項は $H = 1.08$ である。測定された P の値は、 $P = (-43.49 \pm 0.03)\text{dBm} = (4.47 \pm 0.02) \times 10^{-8}\text{W}$ であった。

3.5.4 ビートによる線幅の測定

レーザー線幅は、2本のレーザーのビートからも測定することができる。ビート光の周波数は、ビートをとった2本のレーザーの周波数の差になるので、2本のレーザーの周波数を近い値にしておけば、数百 THz あった光の周波数を下げ、その広がりを直接 PD とスペクトラムアナライザを用いて観測できるようになる。ここではその理論的な説明を行う。まず、1本のレーザーの線幅を考える。このレーザーの電場を、

$$E_1(t) = E_1 e^{-i(\omega_1 t + \phi)} \quad (3.17)$$

と定義する。この電場の自己相関をとることで、時間に関するパワースペクトル $P(\tau)$ を得ることができる。

$$\begin{aligned} P(\tau) &= \langle E(t) E(t+\tau)^* \rangle \\ &= E_1^2 e^{i\omega_1 \tau} \langle e^{i(\phi' - \phi)} \rangle \end{aligned} \quad (3.18)$$

ここで、 ϕ' は $E(t+\tau)$ の位相、 $\langle \rangle$ は時間平均を表す。また、式 3.18 において、位相差の時間平均部分を、相関をとる時間間隔 τ に関する寿命のように考え、

$$\langle e^{i(\phi' - \phi)} \rangle \equiv e^{-\frac{|\tau|}{\tau_1}} \quad (3.19)$$

として、 $P(\tau)$ のフーリエ変換を行うと、周波数に関するパワースペクトル $P(\omega)$ が得られる。

$$P(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau P(\tau) e^{-i\omega \tau} = E_1^2 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i(\omega_1 - \omega)\tau - \frac{|\tau|}{\tau_1}} = \frac{2 \frac{1}{\tau_1}}{(\omega_1 - \omega)^2 + \frac{1}{\tau_1^2}} \quad (3.20)$$

これは、ローレンツ関数であり、その半値幅は $\frac{2}{\tau_1}$ と書け、これがレーザーの線幅にあたる。

続いて、2本のレーザーを重ねてビートを取り、それを PD で観測することを考える。このときのビート光の電場は、

$$E(t) = E_1(t) + E_2(t) = E_1 e^{-i(\omega_1 t + \phi_1)} + E_2 e^{-i(\omega_2 t + \phi_2)} \quad (3.21)$$

と書ける。PD で出力される電圧は、PD に入射した光の強度に比例するので、PD にビート光が入射したときの電圧 V_{PD} は、

$$\begin{aligned} V_{PD}(t) &\propto |E_1(t) + E_2(t)|^2 \\ &= \text{const} + 2E_1 E_2 \cos[(\omega_2 - \omega_1)t + (\phi_2 - \phi_1)] \end{aligned} \quad (3.22)$$

と書ける。PD にハイパスフィルターを取り付けることで、定数項を落とすことができ、これにより定数項を取り除いた電圧を V'_{PD} とすると、

$$V'_{PD}(t) \propto 2E_1 E_2 \cos[(\omega_2 - \omega_1)t + (\phi_2 - \phi_1)] \quad (3.23)$$

となる。この $V'_{PD}(t)$ の自己相関を考えると、

$$\begin{aligned} \langle V'_{PD}(t) V'_{PD}(t + \tau)^* \rangle &\propto 4E_1^2 E_2^2 \langle \cos[(\omega_2 - \omega_1)t + (\phi_2 - \phi_1)] \\ &\quad \cos[(\omega_2 - \omega_1)(t + \tau) + (\phi'_2 - \phi'_1)] \rangle \\ &= 2E_1^2 E_2^2 \langle \cos[(\omega_2 - \omega_1)(2t + \tau) + (\phi_2 - \phi_1) + (\phi'_2 - \phi'_1)] \\ &\quad + \cos[(\omega_2 - \omega_1)\tau + (\phi'_2 - \phi'_1) - (\phi_2 - \phi_1)] \rangle \end{aligned} \quad (3.24)$$

となる。ここで、第 1 項は時間平均をとると 0 となる。第 2 項は、

$$\begin{aligned} \langle \cos[(\omega_2 - \omega_1)\tau + (\phi'_2 - \phi'_1) - (\phi_2 - \phi_1)] \rangle &= \frac{1}{2} [e^{i(\omega_2 - \omega_1)\tau} \langle e^{i(\phi'_2 - \phi_2)} e^{i(\phi'_1 - \phi_1)} \rangle \\ &\quad + e^{-i(\omega_2 - \omega_1)\tau} \langle e^{-i(\phi'_2 - \phi_2)} e^{-i(\phi'_1 - \phi_1)} \rangle] \end{aligned} \quad (3.25)$$

と書ける。ここで、各レーザーの位相差にあたる項 $e^{i(\phi'_2 - \phi_2)}$ と $e^{i(\phi'_1 - \phi_1)}$ は互いに独立な過程によるものなので、式 3.19 を用いると、第 1 項の時間平均は、

$$\begin{aligned} \langle e^{i(\phi'_2 - \phi_2)} e^{i(\phi'_1 - \phi_1)} \rangle &= \langle e^{i(\phi'_2 - \phi_2)} \rangle \langle e^{i(\phi'_1 - \phi_1)} \rangle \\ &= e^{-\frac{|\tau|}{\tau_2}} e^{-\frac{|\tau|}{\tau_1}} \end{aligned} \quad (3.26)$$

と書ける。また、式 3.19 の両辺の複素共役をとれば、第 2 項の時間平均についても

$$\begin{aligned} \langle e^{-i(\phi'_2 - \phi_2)} e^{-i(\phi'_1 - \phi_1)} \rangle &= \langle e^{-i(\phi'_2 - \phi_2)} \rangle \langle e^{-i(\phi'_1 - \phi_1)} \rangle \\ &= e^{-\frac{|\tau|}{\tau_2}} e^{-\frac{|\tau|}{\tau_1}} \end{aligned} \quad (3.27)$$

と言えることがわかる。よって、式 3.24 は、

$$\langle V'_{PD}(t) V'_{PD}(t + \tau)^* \rangle \propto 2E_1^2 E_2^2 \cos(\omega_2 - \omega_1)\tau e^{-(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2})|\tau|} \quad (3.28)$$

となる。この式のフーリエ変換を行うと、周波数に関するパワースペクトル $S(\omega)$ が得られ、

$$\begin{aligned} S(\omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \langle V'_{PD}(t) V'_{PD}(t + \tau)^* \rangle e^{-i\omega\tau} \\ &\propto \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau (e^{i(\Delta\omega - \omega)\tau - (\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2})|\tau|} + e^{-i(\Delta\omega + \omega)\tau - (\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2})|\tau|}) \end{aligned} \quad (3.29)$$

と書ける。ここで、 $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ であり、これはビートの周波数を表す。また、積分を実行すると、どちらの項もローレンツ関数となるが、第2項は $\omega > 0$ の領域に共鳴を持たないので無視する。その結果、

$$S(\omega) \propto \frac{2(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2})}{(\Delta\omega - \omega)^2 + (\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2})^2} \quad (3.30)$$

となる。これは、半値幅が $2(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2})$ となるローレンツ関数であり、この幅は、2つのレーザーの線幅の和に相当する。また、このスペクトルは、図 3.26 のような実験系を組むことで、スペクトラムアナライズによって得ることができる。

ビートによる線幅測定は、異なる周波数に周波数ロックしたレーザーを2本用意して、それらを重ね合わせてPDで検出すればよい。ビートによる線幅の測定のセットアップは図 3.26 のようになる。図 3.27 は、実際にスペクトラムアナライザで得られたスペクトルである。このスペクトルのフィッティングに関しては、次の節で述べる。

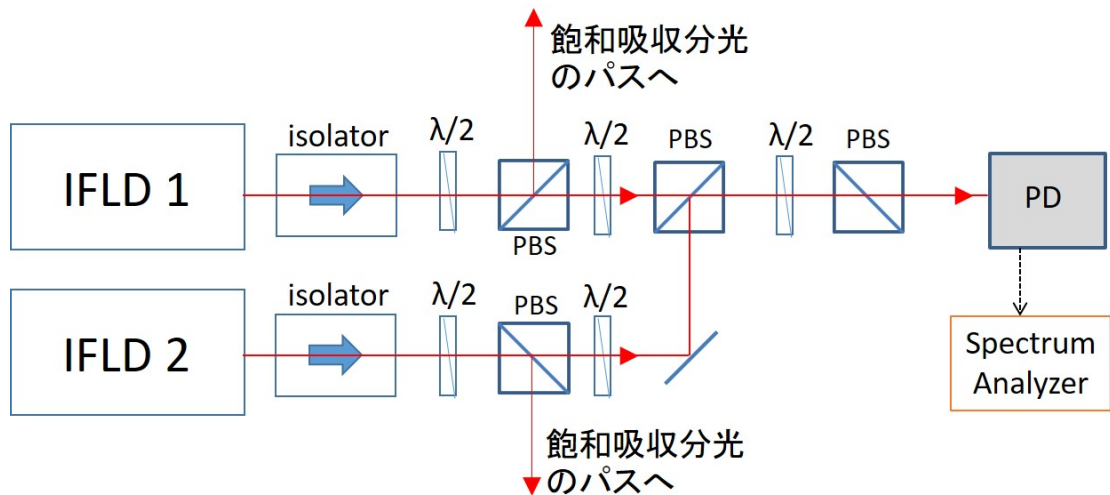


図 3.26 ビートによる線幅測定のセットアップ：2本のレーザーは別々の周波数にロックされている。

3.5.5 Pseudo-Voigt 関数による fitting

ビート信号は、前節で説明したように、位相揺らぎによるローレンツ関数型の広がりを持っていると考えられる。しかし、実際に観測されたスペクトル（図 3.27）は、ピーク付近にガウス関数型の広がりを持っている。これはレーザーの周波数のランダムなドリフトによるものであり、その原因は $1/f$ ノイズであると考えられている。そのため、ガウス関数型の広がり、レーザーの周波数揺らぎの内、比較的遅い揺ら

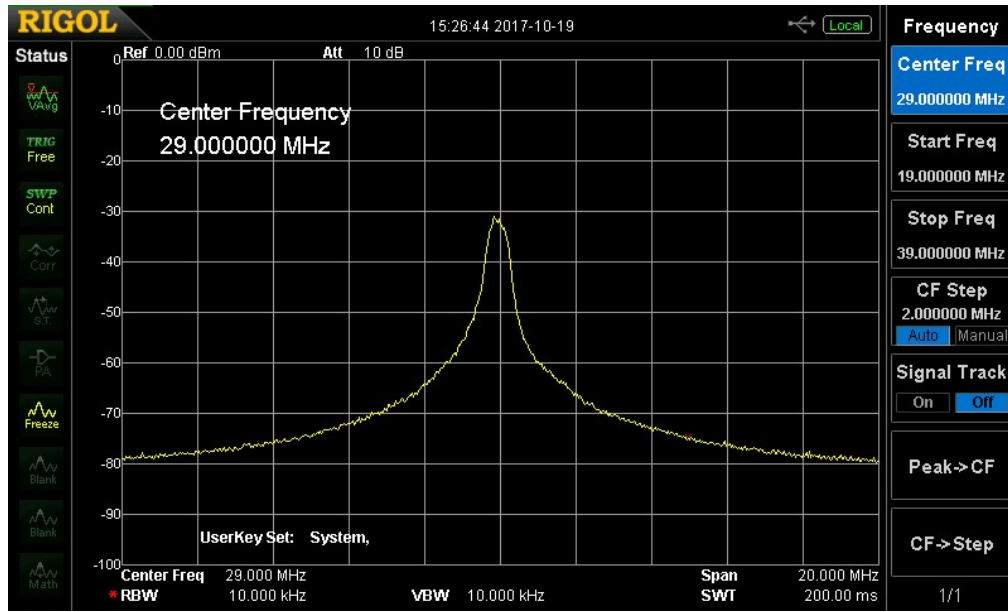


図 3.27 実際に得られた Beat のパワースペクトル：RBW は 10kHz で、40 回の平均をとっている。

ぎの寄与によるものと考えられる。逆にローレンツ関数型の広がり是比较的速い周波数の揺らぎが寄与していると考えられる [27]。中心部分がガウス関数型、裾の部分がローレンツ関数型となっているため、ビート信号のフィッティングはガウス関数とローレンツ関数の畳み込みによって作られる Voigt 関数を用いることが良さそうではあるが、畳み込みの関数でフィッティングすることは簡単ではないので、中心部分をガウス関数、裾の部分をローレンツ関数で個別にフィッティングする手法が用いられることもある [18, 26, 27, 30]。本測定では、Pseudo-Voigt 関数 [28] と呼ばれるガウス関数とローレンツ関数の足し算で表される関数を用いてフィッティングを行う方法を用いた。

Pseudo-Voigt 関数の具体的な数式としては、幅 Γ_G と Γ_L を持つガウス関数とローレンツ関数の幅を一度同じ値 Γ で置き直し、それらを η 、 $1 - \eta$ の割合で足し合わせた式となっており、

$$f_{PV}(x) = \eta f_L(x) + (1 - \eta) f_G(x) \quad (3.31)$$

と書ける。本研究では、以下のような Pseudo-Voigt 関数を使用した。

$$f_{PV} = y_0 + A \left[\eta \left(\frac{2}{\pi H} \frac{1}{1 + \left(\frac{x - x_0}{H/2} \right)^2} \right) + (1 - \eta) \frac{2}{H} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp(-4 \ln 2 \left(\frac{x - x_0}{H} \right)^2) \right] \quad (3.32)$$

ここで、ガウス関数、及びローレンツ関数はどちらも規格化されており、幅はどちらも H となっている (H は Γ に相当)。 y_0 はオフセット、 A は Pseudo-Voigt 関数に

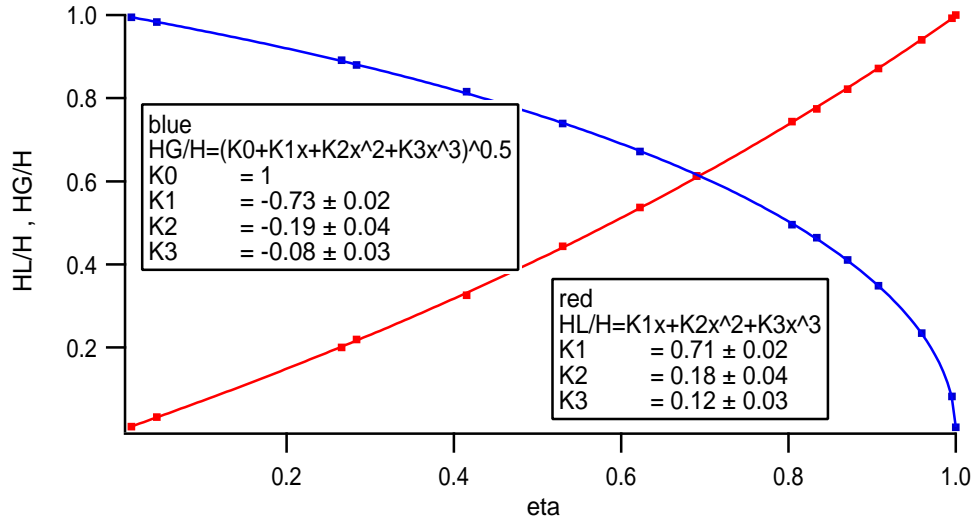


図 3.28 いくつかの作成した Voigt 関数に Pseudo-Voigt 関数をフィッティングして得られた η に対する $\frac{\Gamma_G}{\Gamma}$ 、 $\frac{\Gamma_L}{\Gamma}$ の値 (点)。それぞれ η の多項式 (3 次まで) でフィッティングした (曲線)。
 H 、 H_G 、 H_L はそれぞれ Γ 、 Γ_G 、 Γ_L にあたり、青は $\frac{\Gamma_G}{\Gamma}$ 、赤は $\frac{\Gamma_L}{\Gamma}$ を表している。

かかる定数倍のファクターを表すパラメータとなっている。また、どちらの項にもある $\frac{2}{H}$ のファクターは、規格化されていることが分かるように付けてあるが、括りだせばパラメータ A に取り込むことができるので、必ずしも必要ではない。[29] によると、以下の方法によって $\frac{\Gamma_G}{\Gamma}$ 及び $\frac{\Gamma_L}{\Gamma}$ を η の多項式で近似することができる。(1) まず、適当な幅のガウス関数とローレンツ関数を作り、それらを畳み込んで Voigt 関数を作る。(2) それに対して Pseudo-Voigt 関数をフィッティングし、フィッティングパラメータから η 、 Γ を求める。(3) ガウス関数、ローレンツ関数作成時の幅とフィッティングパラメータの Γ の比 $\frac{\Gamma_G}{\Gamma}$ 、 $\frac{\Gamma_L}{\Gamma}$ を縦軸、 η を横軸にとって値をプロットする。(4) これを複数回行い、得られたグラフを η の多項式でフィッティングする。これを実際に行って得られたグラフが図 3.28 である。 η の多項式でフィッティングする際、 $\eta < 1$ なので、 η は 3 次までとり、それ以降は無視した。また、 $\eta = 0$ のときは、 $\Gamma = \Gamma_G$ 、 $\eta = 1$ のときは $\Gamma = \Gamma_L$ となるはずであるので、定数項 K_0 の値は $\frac{\Gamma_G}{\Gamma}$ に関しては 1、 $\frac{\Gamma_L}{\Gamma}$ に関しては 0 で固定してフィッティングを行った。この結果から、Voigt 関数を Pseudo-Voigt 関数でフィッティングした際に得られる η 、 Γ の値から、

$$\begin{aligned}\frac{\Gamma_G}{\Gamma} &= (1 - 0.73\eta - 0.19\eta^2 - 0.08\eta^3)^{\frac{1}{2}} \\ \frac{\Gamma_L}{\Gamma} &= 0.71\eta + 0.18\eta^2 + 0.12\eta^3\end{aligned}\quad (3.33)$$

の関係式を用いて Γ_G 及び Γ_L の値を求めることができる。

実際に Pseudo-Voigt 関数を用いて、2 台の IFLD によるビートのスペクトル（図 3.27）をフィッティングしたものが図 3.29 の青線である。ただし、フィッティングの際には、式 3.32 をそのままフィッティングに使用するわけではない。スペクトラムアナライザで得られた縦軸の値は dBm での値となっているため、これを W に変換する必要があるためである。よって、測定されたビート信号のフィッティングに用いる関数は、以下のような形となる。

$$f_{beat} = 10\log[(y_0 + A[\eta(\frac{2}{\pi H} \frac{1}{1 + (\frac{x-x_0}{H/2})^2}) + (1-\eta)\frac{2}{H}\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}}\exp(-4\ln 2(\frac{x-x_0}{H})^2)]] \times \frac{1}{50} \times 10^3] \quad (3.34)$$

この式の中にある $\times \frac{1}{50} \times 10^3$ は、式 3.32 を dBm に変換することを明示するために付けたが、この部分を無くしてもパラメータ y_0 、 A の値が変わるだけなので、必ずしも必要な項ではない。フィッティングの結果から得られたパラメータの値を元に、式 3.33 を用いて求めたガウス関数成分、及びローレンツ関数成分の幅 Γ_G 、 Γ_L は、

$$\Gamma_G = (430 \pm 6)\text{kHz}$$

$$\Gamma_L = (16.9 \pm 0.9)\text{kHz}$$

となった。この測定結果から、 Γ_G 、 Γ_L ともに 1MHz を十分に下回っていると言えるので、製作した IFLD はレーザー冷却に使用するための線幅の条件をクリアしたと言える。

Pseudo-Voigt 関数に出てくるパラメータ η は、ガウス関数が主として寄与するピーク値付近の部分とローレンツ関数が主として寄与する裾の部分の境目を決定しているパラメータであると考えることができる。そのため、Pseudo-Voigt 関数を用いたフィッティングの際には、この境目が判別可能であること、言い換えると、スペクトルの裾の部分が見えていることが必要となる。

3.5.6 ビートによる線幅の測定と共振器を用いた線幅測定の関係

§3.5.1 でも述べたように、共振器を用いた線幅測定における線幅は、§3.5.4 で出てきた $\langle e^{i(\phi' - \phi)} \rangle$ の項からくるものであった。この項は、レーザー光のパワースペクトルを計算した際に、ローレンツ関数の半値幅（線幅）にあたる部分に寄与しており、2 本のレーザーによるビートスペクトルのローレンツ関数成分の幅は、それぞれのレーザーの線幅の和で書けた。つまり、ビートスペクトルのローレンツ関数成分の幅は、共振器を用いて測定した線幅の和で表せると考えられる。実際にそれぞれの測定方法で得られた線幅の値を比べると、ビートによる線幅（ローレンツ関数成

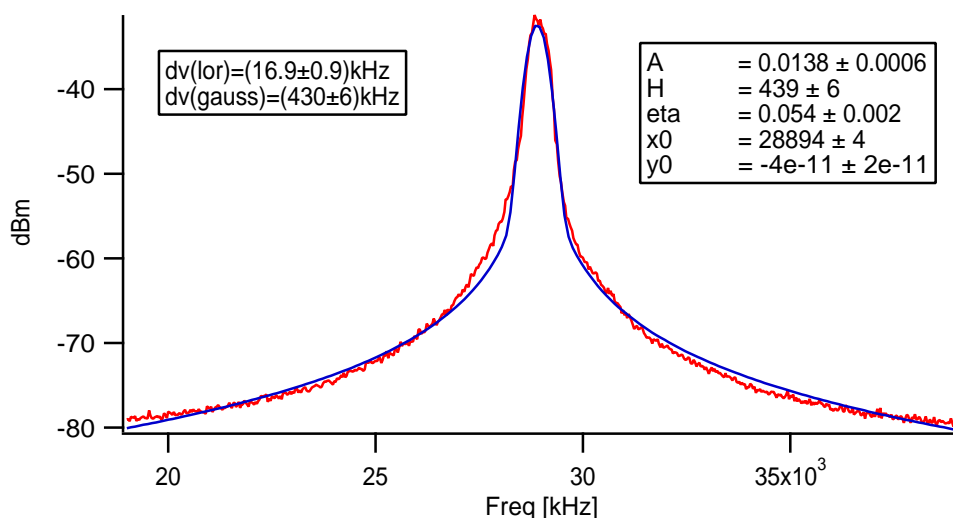


図 3.29 Pseudo-Voigt 関数による Beat 信号のフィッティング：赤線がビート信号、青線が Pseudo-Voigt 関数（式 3.34）によるフィッティングを示す。 A は Pseudo-Voigt 関数にかかる定数倍のファクター、 H は Pseudo-Voigt 関数の幅を決めるパラメータである。

分) は、共振器を用いて測定した IFLD2 台のそれぞれの線幅の和にほぼ等しくなっていることが分かる（各線幅測定の結果は図 3.30 にまとめた）。

また、測定した 1 台目の IFLD の線幅（ローレンツ関数成分）は、量子限界に近い

	線幅 [kHz]		
	共振器を用いた測定	2台のビートによる測定	
		ローレンツ関数成分	ガウス関数成分
IFLD1	2.6 ± 0.4	16.9 ± 0.9	430 ± 6
IFLD2	14 ± 2		

図 3.30 2 台の IFLD の線幅測定のまとめ：共振器を用いて測定した線幅の値の和は、ビートによる測定のローレンツ関数成分の幅に近い値となっている。

ものとなっていることが分かった。第 4 章では、そのことについて述べるが、その前に次の節でビートスペクトルの裾の部分がローレンツ関数成分の幅に対応していることを 3 台のレーザーを用いたビートによって確認する。

3.5.7 3 台のレーザーを用いたビートによる線幅の測定

ビートによって得られたスペクトルがガウス関数成分とローレンツ関数成分の 2 つの構造を持っていることを確認するため、3 台のレーザーによるビートスペクトルの観測を行った。実験のセットアップ（図 3.31）は図 3.26 とほぼ同じだが、使用するレーザーは 3 台に増えている。3 本のレーザー光を重ねて PD に入射させると、レーザー 1 とレーザー 2 の重なった部分からはレーザー 1 とレーザー 2 のビートスペクトルが検出される。同様に、レーザー 2 とレーザー 3、レーザー 3 とレーザー 1 のビートスペクトルも同時に観測できるため、図 3.32 のように 3 つのビートスペクトルを同時に観測することができる。また、2 台のビートによる線幅測定では、ビートをとった 2 つのレーザーの線幅の和しか知ることができなかったが、3 台のレーザーを用いて 3 種類の組み合わせでビートによる線幅測定を行うことで、各レーザーの個々の線幅の値を知ることができる。

実際に測定に用いたレーザーは、1 台目の IFLD、及び ECDL2 台（それぞれ IFLD1、ECDL1、ECDL2 とする）である。2 台の ECDL の内、ECDL1 の線幅（ローレンツ関数成分）は (120 ± 20) kHz、ECDL2 の線幅（ローレンツ関数成分）は (13 ± 1) kHz であることが共振器を用いた線幅測定によってわかっている（図 3.34 に各レーザーの線幅をまとめた）。図 3.32 のスペクトルの各ピークは左から順に、ECDL1 と ECDL2 のビート、ECDL2 と IFLD1 のビート、ECDL1 と IFLD1 のビートによるものである。各ビートスペクトルを比較すると、真ん中のピークのみ裾の部分の形状が大きく異なることが分かる。3 つのピークの内、裾の部分の広がり、つまり線幅のローレンツ関数成分が大ききものは左と右のピークであるが、これらはビートをとった 3 台のレーザーの内、共振器で測定した線幅のローレンツ関数成分の値が大きかった ECDL1 を含むビートによるピークである。そのため、図 3.32 は、ビートスペクトルの裾の部分が線幅のローレンツ関数成分に対応していることの証拠であると言える。

実際に各ピークに対し、§3.5.5 と同様に Pseudo-Voigt 関数によるフィッティングを行い、線幅のガウス関数成分とローレンツ関数成分の値を求めると、結果は図 3.33 の表のようになった。各ビートスペクトルのローレンツ関数成分の幅がビートをとった 2 つのレーザーのローレンツ関数成分の幅の和となっていたことを考えると、各レーザーの線幅のローレンツ関数成分の値をそれぞれ $\Delta\nu(\text{IFLD1})$ 、 $\Delta\nu(\text{ECDL1})$ 、 $\Delta\nu(\text{ECDL2})$ としたとき、図 3.33 の結果から、

$$\Delta\nu(\text{IFLD1}) + \Delta\nu(\text{ECDL1}) = (128 \pm 3) \text{ kHz} \quad (3.35)$$

$$\Delta\nu(\text{ECDL1}) + \Delta\nu(\text{ECDL2}) = (142 \pm 4) \text{ kHz} \quad (3.36)$$

$$\Delta\nu(\text{ECDL2}) + \Delta\nu(\text{IFLD1}) = (15.6 \pm 0.6) \text{ kHz} \quad (3.37)$$

と書ける。これらの式から、各レーザーの線幅のローレンツ関数成分を求めることが可能であり、その結果を図 3.34 にまとめた。この方法によって得られた線幅のローレンツ関数成分の値は、共振器を用いて測定した線幅の値に近い値となった。

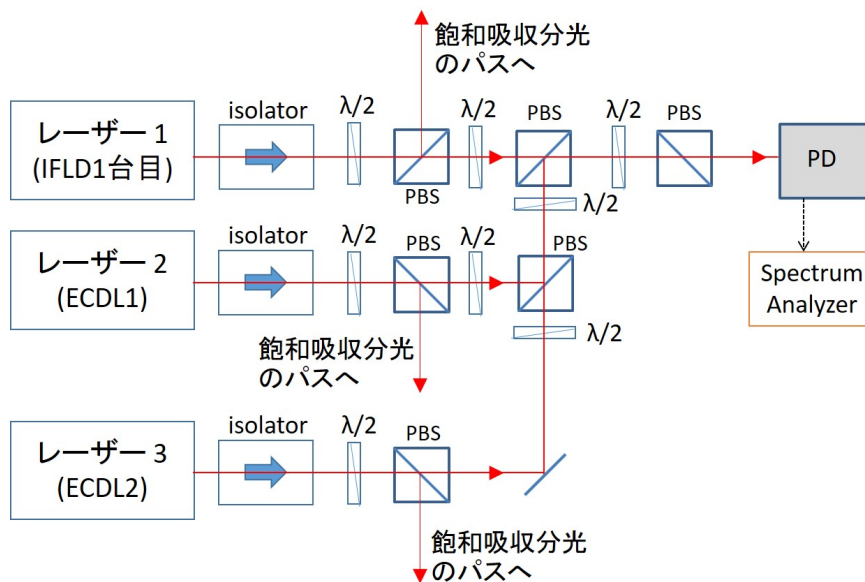


図 3.31 3 台のレーザーを用いたビートによる線幅測定のためのセットアップ：3 台のレーザーはそれぞれ別の周波数にロックされている。使用したレーザーは、IFLD（1 台目）と ECDL2 台である。

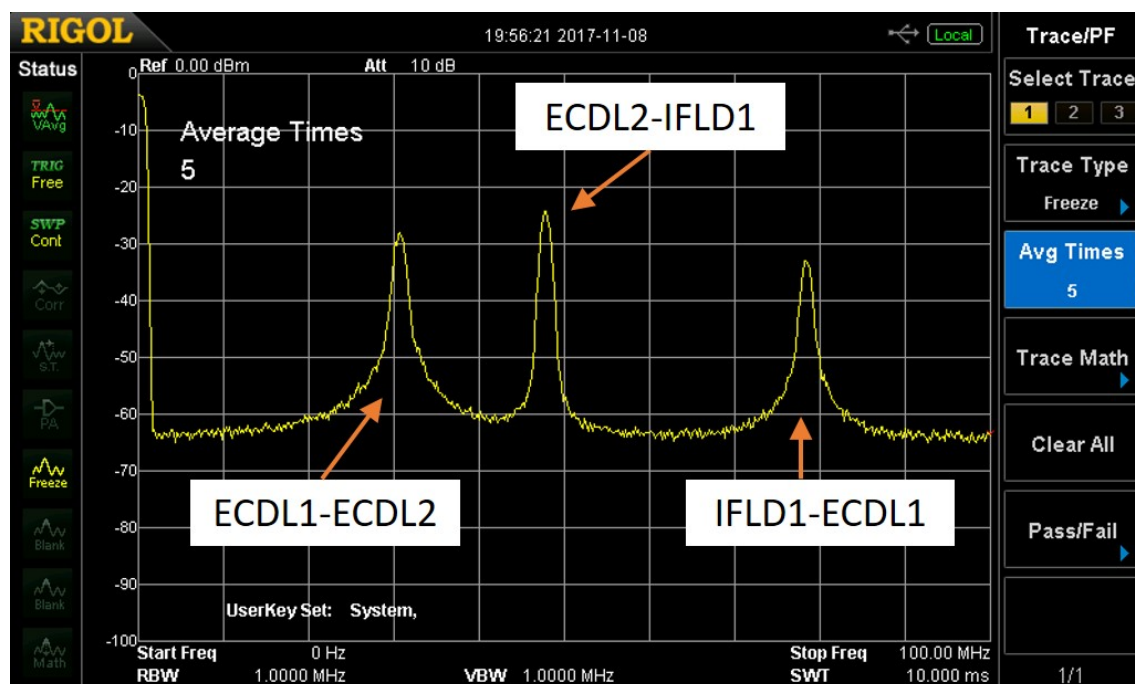


図 3.32 IFLD1、ECDL1、ECDL2 の 3 台のレーザーを用いてとったビートスペクトル：3 つあるピークはそれぞれ、ECDL1 と ECDL2 のビート（左）、ECDL2 と IFLD のビート（真ん中）、ECDL1 と IFLD のビート（右）となっている。真ん中のピークのみ明らかに裾の部分の形状が左右の 2 つのピークと異なっている。

ビート測定	IFLD1	ECDL1	ECDL2	
IFLD1		796 ± 5	676 ± 5	ガウス関数成分
ECDL1	128 ± 3		860 ± 20	
ECDL2	15.6 ± 0.6	142 ± 4		
	ローレンツ関数成分			

図 3.33 ビートを用いた測定で得られた IFLD1、ECDL1、ECDL2 の線幅の各成分の値：オレンジの部分は線幅のガウス関数成分、緑の部分は線幅のローレンツ関数成分の値となっている。例えば、IFLD1 と ECDL1 のビートスペクトルは、ガウス関数成分の幅が (796 ± 5) kHz、ローレンツ関数成分の幅が 128 ± 3 kHz となっている。

	線幅(ローレンツ関数成分) [kHz]	
	共振器を用いた測定	3台のビートによる測定
IFLD1	2.6 ± 0.4	1 ± 5
ECDL1	120 ± 20	127 ± 5
ECDL2	13 ± 1	15 ± 5

図 3.34 2 種類の測定で得られた IFLD1、ECDL1、ECDL2 の線幅のローレンツ関数成分の値：
共振器を用いて測定した線幅の値は、ビートによって得られた線幅の値に近い値となっている。

第 4 章

レーザー線幅の共振器長依存性の測定

§3.5.5 の冒頭でも述べたように、レーザー線幅の内、ガウス関数成分の幅は、レーザーの周波数の揺らぎの内、遅い揺らぎによるものであった。この周波数ノイズに関しては、ロック回路のフィードバック能力を高めることで軽減することができる。そのため、ガウス関数成分の線幅に関しては、対策が容易であると考えられる。一方でローレンツ関数成分の幅は、速い周波数揺らぎが原因であり、これはロック回路の帯域を超えているため、対策をとることが難しい。そのため、ローレンツ関数成分の線幅が小さなレーザーは質の良い光源であると言える。もし製作した IFLD の線幅は量子限界近くに達していれば、製作した IFLD は非常に良い性能を有していると言える。そのため、この章では、まず §4.1 でこの量子限界について簡単な説明を行い、§4.2 で IFLD の線幅が量子限界近くに達していることを確認するための実験について述べる。

4.1 レーザー線幅の下限值

§3.5.4 で述べたように、レーザー光のローレンツ関数成分の線幅は電場の自己相関を取ったときの位相部分

$$\langle e^{i(\phi' - \phi)} \rangle \equiv \langle e^{i(\Delta\phi)} \rangle \quad (4.1)$$

の寄与で決まっていた。この項は、ある時間 t と $t + \tau$ 間での位相差 $\Delta\phi$ がガウス分布

$$g(\Delta\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \langle (\Delta\phi)^2 \rangle}} e^{-\frac{(\Delta\phi)^2}{2\langle (\Delta\phi)^2 \rangle}} \quad (4.2)$$

に従っているとする、

$$\begin{aligned} \langle e^{i(\Delta\phi)} \rangle &= \int_{-\infty}^{+\infty} g(\Delta\phi) e^{i\Delta\phi} d(\Delta\phi) \\ &= e^{-\frac{1}{2}\langle(\Delta\phi)^2\rangle} \end{aligned} \quad (4.3)$$

と書くことができる [32]。第3章でも計算したようにこの指数のべきにあたる項がレーザーの線幅のローレンツ関数成分の幅を決めていた。つまり、レーザー線幅のローレンツ関数成分の幅は、位相の揺らぎの2乗 $\langle(\Delta\phi)^2\rangle$ によって決まると考えられる。本来、誘導放出により発生した光は位相がそろっているため、この項は0となるはずである。しかし、自然放出によって位相にランダムなノイズが入り込み、この項は0ではなくなってしまう。自然放出による光は、誘導放出とは異なり、レーザー発振している光の位相に関係なくランダムな位相を持つため、これがレーザー発振している光の位相にランダムなずれを発生させてしまうためである。[31]によると、この自然放出の影響によるレーザー線幅 $\Delta\nu$ は、

$$\Delta\nu = \frac{\pi h\nu(\Delta\nu_c)^2}{P} \quad (4.4)$$

と書ける。この式は、Schawlow-Townes Limit として知られる有名な式であり、ここで h はプランク定数、 ν はレーザーの周波数、 $\Delta\nu_c$ はレーザー共振器の線幅（式4.5）、 P はレーザー出力を表す。自然放出による影響は取り除くことができないため、この式はレーザー線幅の下限値を決定していると言える。また、式4.4中に出てくる共振器の線幅 $\Delta\nu_c$ は、

$$\Delta\nu_c = \frac{c}{2\pi L} (-\ln\sqrt{T^2 R_1 R_2}) \quad (4.5)$$

と書ける [32]。ここで、 c は光速、 R_1 、 R_2 は共振器ミラーの反射率、 T は干渉フィルターの透過率を表す。また、半導体レーザーでは、式4.4に対し、さらに $(1 + \alpha^2)$ の項がかかる [30]。これにより、半導体レーザーにおけるレーザー線幅は、

$$\Delta\nu = \frac{\pi h\nu(\Delta\nu_c)^2}{P} (1 + \alpha^2) \quad (4.6)$$

となる。 $(1 + \alpha^2)$ の内、1の項は式4.4を表しており、これは自然放出光によるレーザー光の位相への直接的な寄与を表す。 α^2 の項は、自然放出によるレーザー光の強度変化がさらなる位相の変化を誘発するために加わる項である。自然放出により共振器内の光の強度が変化すると、レーザー媒質におけるゲインもわずかに変化する。このゲインの変化は、レーザー媒質内のキャリア密度の変化に繋がり、キャリア密度の変化は媒質中の屈折率の変化を引き起こす。媒質の屈折率が変化すると、光路長の変化により、媒質を通過する光の位相がずれてしまうのである。この α はヘン

リーファクター [33] と呼ばれるもので、レーザー媒質の屈折率を $n = n_r + in_i$ としたとき、自然放出による n_r と n_i の変化をそれぞれ Δn_r 、 Δn_i としたとき、

$$\alpha = \frac{\Delta n_r}{\Delta n_i} \quad (4.7)$$

と定義される。屈折率の虚部である n_i はレーザー媒質による光の吸収を表す量であり、[33] によると、ゲインの変化を Δg としたとき、 $\Delta g = (-2\omega/c)\Delta n_i$ という関係が成り立つ。ヘンリーファクターは、この n_i の変化により、どれくらい屈折率 n_r が変化するか、つまり位相への影響がどれくらいかを表している。位相の揺らぎの 2 乗が線幅を決めていたため、このヘンリーファクターは線幅の式 4.6 に 2 乗で現れる。

第 3 章で述べたように、測定した 1 台目の IFLD の線幅（ローレンツ関数成分）は $\Delta\nu = (2.6 \pm 0.4)\text{kHz}$ であった。また、このときのレーザー出力は $P = 28\text{mW}$ であった。IFLD の線幅が量子限界に達していると仮定して、式 4.5 と式 4.6 へこれらの値、及び $\nu = 385\text{THz}$ 、 $L = 64\text{mm}$ 、 $T = 0.83$ 、 $R_1 = 1$ 、 $R_2 = 0.3$ を代入すると（LD の背面の反射率を 1 とした）、 $\alpha = (16 \pm 3)$ が得られる。[30] によると、 α の値は大きなもので 8 程度の値をとるようなので、IFLD の線幅は量子限界に達してはいないが、量子限界に近い値となったと考えられる。ヘンリーファクターを測定する方法 [35] もあるが、本研究では行っておらず、以下の方法を用いて IFLD の線幅が量子限界に近づいていることを確かめた。

本 IFLD では、共振器ミラーを含んでいる Cateye 部分は既製品のレンズチューブを用いて製作していた。そのため、このレンズチューブの部分を継ぎ足していくことで、図 4.1 のように IFLD の共振器長を伸ばすことが可能である。これにより、異なる共振器長でレーザー線幅を測定することができるようになる。式 4.6 と式 4.5 から、レーザー線幅は共振器長 L の 2 乗に反比例すると考えられる。そのため、IFLD の共振器長を変化させていったときに、レーザー線幅が共振器長の 2 乗に反比例することが確認できれば、IFLD の線幅は量子限界近くにまで達していることの証拠となりうる。式 4.6 からわかるように、レーザー線幅はレーザー出力にも依存する。そのため、レーザー線幅と共振器長の依存性のみを調べるためには各測定データの出力を同じ値にそろえる必要があるが、しかし、測定時に各共振器長で完全にレーザー出力を同じにすることは難しい。そのため、線幅を測定した際にレーザーの出力も記録し、線幅 $\Delta\nu$ に対し、出力の値をかける。すると、式 4.6 から $\Delta\nu \cdot P$ は共振器の 2 乗に反比例するため、この依存性を確認することで、IFLD の線幅が量子限界近くに到達していることの証拠とする。

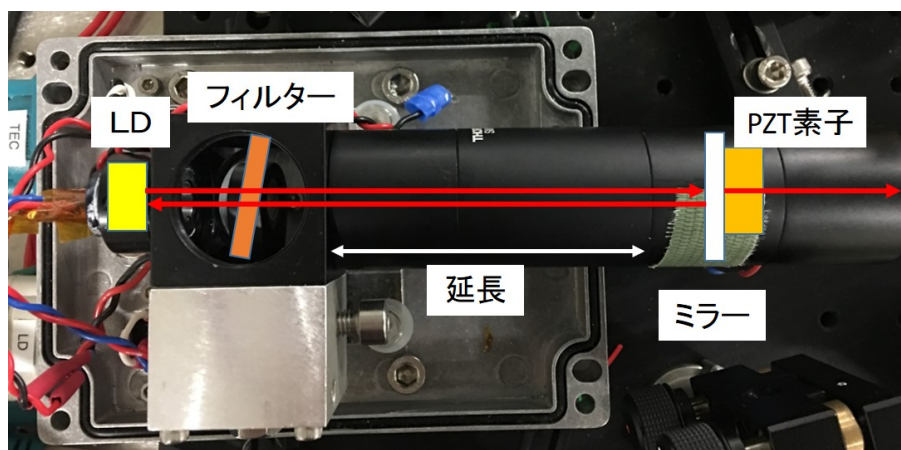


図 4.1 レンズチューブを付き足して共振器長を伸ばしたときの写真：§1.4.2 の図 1.5 と比較するとレンズチューブが長くなっていることが分かりやすい。

4.2 線幅と I-P の測定

前の節で述べたように、レンズチューブを継ぎ足すことでレーザー共振器を伸ばすことができると考えられるが、実際には共振器長 130mm のところでレーザー発振が起きなくなってしまった。この原因として考えられることは、LD の発光部分が IFLD 内部のレンズの光軸からずれてしまっていることである。IFLD を設計する上では、コリメーションレンズ、及び Cateye 内のレンズの光軸と LD の出射光の軸は一致すると考えられている。もしこれらの軸が一致しなければ、光のフィードバックを上手く行うことが出来なくなってしまうと考えられる。第 2 章にも書いたように、Cateye のレンズはレンズマウントの外ネジによる固定（詳しくは付録 D を参照）を行っているため、Cateye レンズの光軸はレンズチューブの中心軸からずれにくいと考えられる。これに対し、コリメーションレンズと LD はコリメーションパッケージ（Thorlabs 社製、型番：LT230P-B）を用いて固定されている。この素子では、コリメーションレンズを Cateye レンズと同様にレンズマウントの外ネジによって固定している。そのため、Cateye レンズと同様、コリメーションレンズの光軸はずれにくいと考えられる。一方、LD に関しては、コリメーションレンズに LD をはめ込み、その上から固定リングで押さえつけることで固定している。このとき、コリメーションパッケージの LD をはめ込む部分は LD の外径（ $\phi 9.0\text{mm}$ ）よりも 0.7mm 程度大きく（ $\phi 9.65\text{mm}$ ）設計されているため、LD をコリメーションパッケージにはめ込んだ際に、LD の中心軸がコリメーションレンズの光軸からずれてしまうと考えられる。これによって、LD の出射光がレンズチューブの中心軸上を真っすぐにとんで

いないことが予想される。これを確かめるため、LD の出射光のレンズチューブの中心軸上からのずれを異なる 2 点で観測した（図 4.2 と図 4.3 の写真）。



図 4.2 26mm のレンズチューブの先端にターゲットを付けたときの光の当たる位置：ターゲットの中心（写真中央の青点）と LD の出射光の中心（青丸で囲った少し明るい部分の中心）は約 1.0mm ずれている。LD の出射面からの距離は 64mm である。

2 点での光の位置から、レンズチューブ内における光路の中心軸からのずれを求める。まず、図 4.4 のようにレンズチューブの中心軸方向に z 軸をとり、そこからの動径方向へのずれを r で表す。このとき、コリメーションレンズの中心を原点としている。図 4.2 と図 4.3 の結果を z, r で表すと、 $z = 59.5\text{mm}$ において、 $r = 1.0\text{mm}$ であり、 $z = 196.5\text{mm}$ において、 $r = 3.5\text{mm}$ である。ここで、LD とコリメーションレンズの間の距離はコリメーションレンズの焦点距離 $f = 4.5\text{mm}$ とした。これらをまとめたものが図 4.5 である。2 点での z, r の値から、コリメーションレンズを通過した後の光路の中心軸に対する傾き θ は、

$$\theta \simeq \tan\theta = \frac{3.5\text{mm} - 1.0\text{mm}}{196.5\text{mm} - 59.5\text{mm}} = \frac{2.5}{137} [\text{rad}] \simeq 1 [^\circ] \quad (4.8)$$

となる。また、コリメーションレンズを通過した後の r の値は、

$$r = \frac{2.5}{137} (z[\text{mm}] - 59.5\text{mm}) + 1.0\text{mm} \quad (4.9)$$

と表すことができる。式 4.9 に $z = 0$ を代入すれば、LD の出射光の軸とコリメーションレンズの軸のずれを見積もることができ、その値は $|r| \simeq 0.1\text{mm}$ となった。ここで、レーザー発振が起こらなくなった共振器長 130mm での状況をこの式に当てはめる。Cateye の内、共振器内部に配置するレンズの位置は $z = 107.1\text{mm}$ に相当

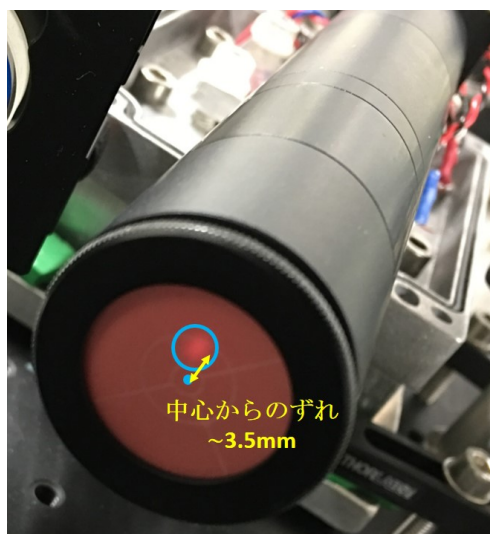


図 4.3 163mm のレンズチューブの先端にターゲットを付けたときの光の当たる位置：ターゲットの中心（青点）と LD の出射光の中心（青丸で囲った少し明るい部分の中心）は約 3.5mm ずれている。LD の出射面からの距離は 201mm である。

し、この位置での r の値は 1.9mm である。Cateye に使用しているレンズの直径は 5.5mm であり、LD の出射光の大きさはおおよそ直径 3mm ほどである。そのため、LD の出射光は Cateye レンズの端の方に当たっており、一部はレンズからはみ出てしまっていると考えられる。これにより上手く光フィードバックが行えていないと考え、レンズの径を大きくすることで、この問題の改善を試みた。実際に共振器内に配置された Cateye レンズ（Thorlabs 社製、型番：C280TMD-B、大きさ： $\phi 5.5\text{mm}$ 、焦点距離： $f18.4\text{mm}$ ）を焦点距離の近く、径の大きなレンズ（Thorlabs 社製、型番：AL2520M-B、大きさ： $\phi 20.4\text{mm}$ 、焦点距離： $f20.0\text{mm}$ ）と交換した結果、共振器長 154mm までレーザー発振が確認できるようになった。そのため、これ以降は、共振器内部に置かれた Cateye のレンズを径が $\phi 20.4\text{mm}$ 、焦点距離が $f20.0\text{mm}$ のものに交換した状態で実験を行っている。



図 4.4 レンズチューブの中心軸からの光路のずれを求めるための z 軸の設定：LD とコリメーションレンズの間の距離は 4.5mm である。

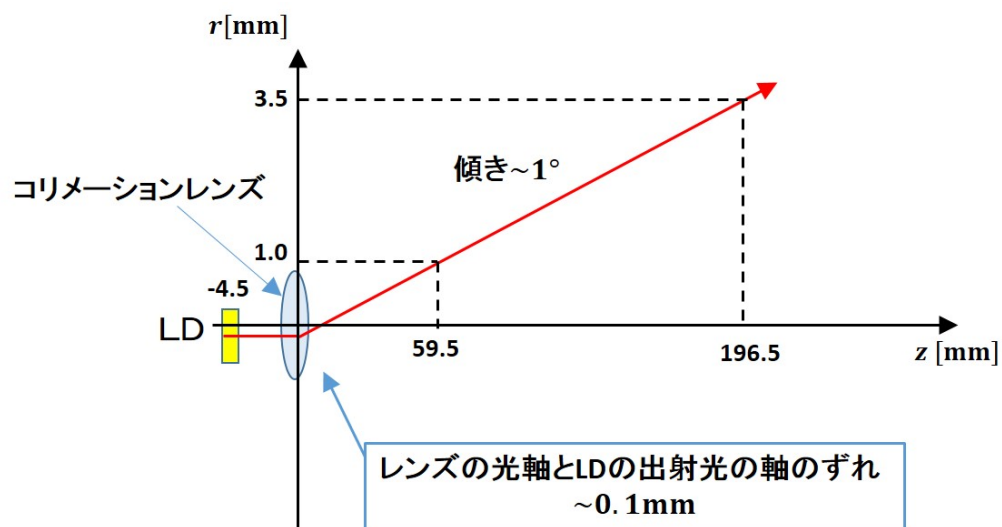


図 4.5 実際の LD の出射光の光路とレンズチューブの中心軸（コリメーションレンズの光軸）のずれの模式図： $r = 0$ がレンズチューブの中心軸、及びコリメーションレンズの光軸、 $r = 0, z = 0$ がコリメーションレンズの中心となるようにしている。コリメーションレンズや LD は実物との対応関係をイメージしやすくするために入れただけなので、図中の座標の値とは大きさのスケールが異なる。LD からの出射光はコリメーションレンズに到達するまでレンズチューブの中心軸に沿っていると考えている。

共振器長 [mm]	線幅(実測) [kHz]	出力 [mW]
56	5.01	29.89
64	3.17	30.05
72	1.80	32.06
82	2.72	22.90
90	1.91	30.52
99	1.44	32.02
125	0.889	32.27
137	0.964	30.55
154	1.79	25.46

図 4.6 各共振器長における線幅の測定値と測定時の出力、及び出力を 30mW に変換した時の線幅の値

ここからは測定方法について述べる。線幅の測定の方法は §3.5.1 で説明した共振器を用いた線幅測定と同様の方法を用いる。セットアップについても図 3.17 と同様である。前節でも述べたように、共振器長はレンズチューブを継ぎ足すことで変化させる。このようにして、いくつかの共振器長についてレーザー線幅を測定した結果をまとめたものが図 4.6 であり、横軸に共振器長、縦軸に線幅の測定値をとった両対数グラフが図 4.7 である。さらに、横軸に共振器長、縦軸に出力と線幅の積をとったグラフが図 4.8 である。図 4.8 の測定結果から、レーザー線幅は共振器長の 2 乗に反比例していることが分かった。このことから、IFLD の線幅は量子限界近くに達していると言える。また、フィッティングの際、共振器長が $L = 154\text{mm}$ のデータは含んでいない。その理由は、線幅と共に測定していた出力特性（図 4.9）と関係している。多くのデータが混在しているが、 $L = 154\text{mm}$ のデータ（黒）に着目すると、この出力特性のみレーザー発振のしきい値が高くなっていることが分かる。これは、 $L = 154\text{mm}$ において、光フィードバックの効率が落ちてしまったためであると考えられる。この光フィードバック効率の減少は、共振器中でのエネルギーロスの増加を意味する。ただし、このエネルギーロスは共振器ミラーでのロスのように出力として取り出されるものではないため、レーザーの出力が上昇することはない。共振器中でのエネルギーロスの増加は共振器の Q 値の減少に繋がる。この共振器の Q 値は式 4.5 で表される共振器の線幅 $\Delta\nu_c$ と反比例の関係にあるので、共振器の Q 値の減少は共振器の線幅 $\Delta\nu_c$ の増加、つまり式 4.6 で表されていたレーザー線幅の増加に繋がる。そのため、 $L = 154\text{mm}$ での測定では、他の測定点と比べて共振器の線幅 $\Delta\nu_c$ が大きな値となり、レーザー線幅が大きめの値をとってしまったと考えられる。

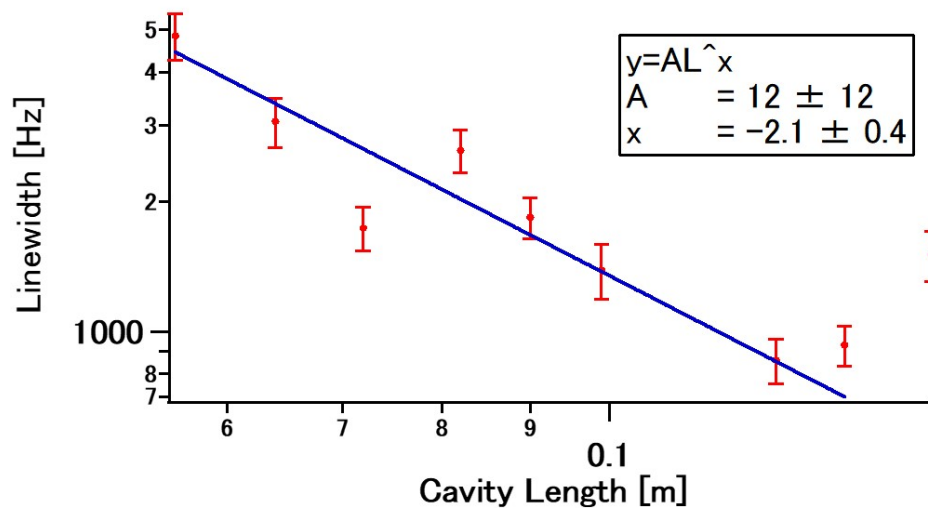


図 4.7 いくつかの共振器長での IFLD の線幅：赤点が線幅の測定値、エラーバーは各線幅の確率誤差、青線は $y = AL^x$ によるフィッティング。グラフは両対数グラフで表示している。一番右の点 ($L = 154\text{mm}$) はフィッティングに含まれていない。フィッティングの結果、共振器のべき乗部分の依存性は $x = (-2.1 \pm 0.4)$ となった。

ため、フィッティングから除外した。

この $L = 154\text{mm}$ における光フィードバックのずれの原因は LD からの出射光がレーザー共振器内を斜めに飛んでいることであると考えられる。LD とコリメーションレンズを固定している既製品の設計上、LD の発光面の中心がコリメーションレンズの光軸とわずかにずれており、それが原因でコリメーションレンズを通過した光は光軸上を真っすぐに進んではいなかったことが確認された。共振器長が長くなるほど、共振器ミラーで反射した光を LD へ返すことが難しくなっていく。これは、共振器長が長くなるほど光フィードバックの効率を保つことが難しくなることを意味する。 $L = 154\text{mm}$ の点は、光フィードバックの効率を高めていた Cateye をもってしてもフィードバック効率を保てなくなってきたことが顕著に表れ始めた点であると考えられる。実際、共振器長をさらに長くした $L = 180\text{mm}$ ではレーザー発振自体が起きなくなってしまっていた。そのため、本 IFLD において、共振器長を伸ばすことによる量子限界の共振器長依存性の観測は $L = 137\text{mm}$ の点あたりが限界であり、この方法によって線幅の値は 900Hz 程度まで小さくすることができると考えられる。

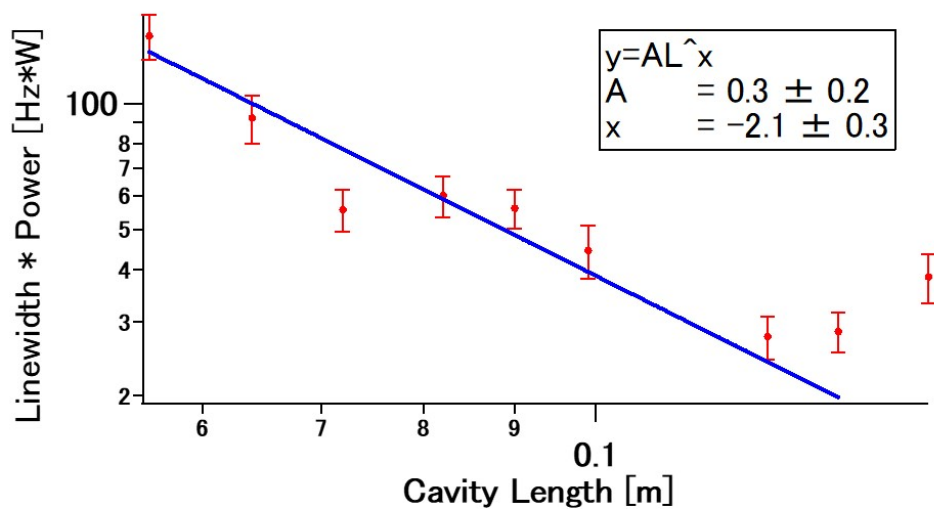


図 4.8 出力と線幅の積の共振器長依存性：赤点が線幅と出力の測定値の積の値、エラーバーは各測定の確率誤差、青線は $y = AL^x$ によるフィッティング。グラフは両対数グラフで表示している。一番右の点 ($L = 154\text{mm}$) はフィッティングに含まれていない。フィッティングの結果、共振器のべき乗部分の依存性は $x = (-2.1 \pm 0.3)$ となった。

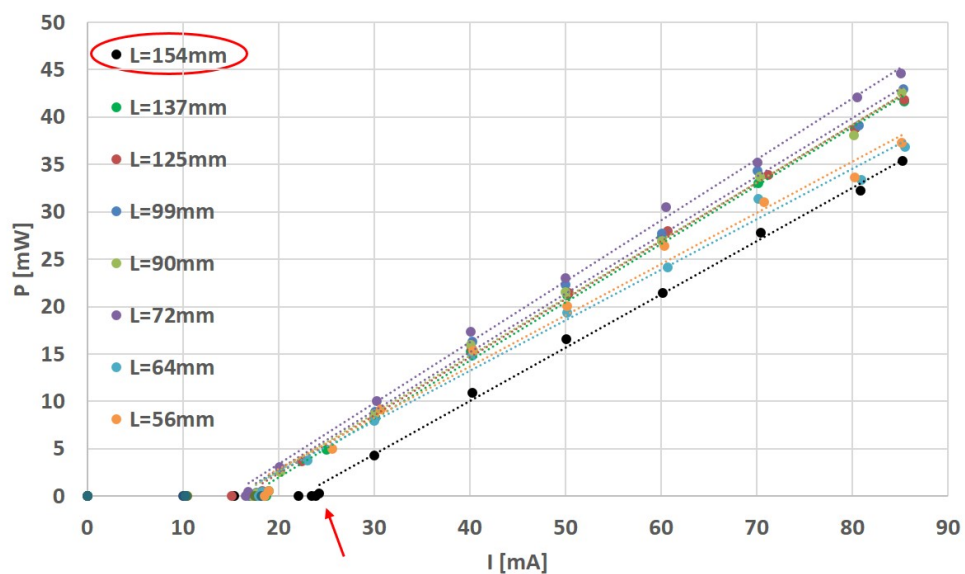


図 4.9 各共振器長において測定した出力特性： $L = 154\text{mm}$ のデータ（黒）のみレーザー発振のしきい値が高くなっている（赤矢印）。

4.3 線幅のレーザー出力に対する依存性の測定

式 4.6 によると、レーザー線幅は出力に反比例する。これを確認するため、いくつかのレーザー出力における線幅の測定を行った。実験のセットアップは図 3.17 と同様であり、IFLD の共振器長は 64mm にしてある。測定結果をグラフにまとめたものが図 4.10 であり、このグラフの縦軸は線幅、横軸は出力の逆数となっている。測定の結果からは線幅の出力に対する依存性は確認できなかった。そのため、LD に流れる電流のノイズなどが原因で、線幅のもっていた依存性が見えなくなっていることが考えられる。このノイズが原因で、線幅の値が量子限界より大きめになってしまい、前節で行ったヘンリーファクターの見積りが大きめになってしまったと考えられる。

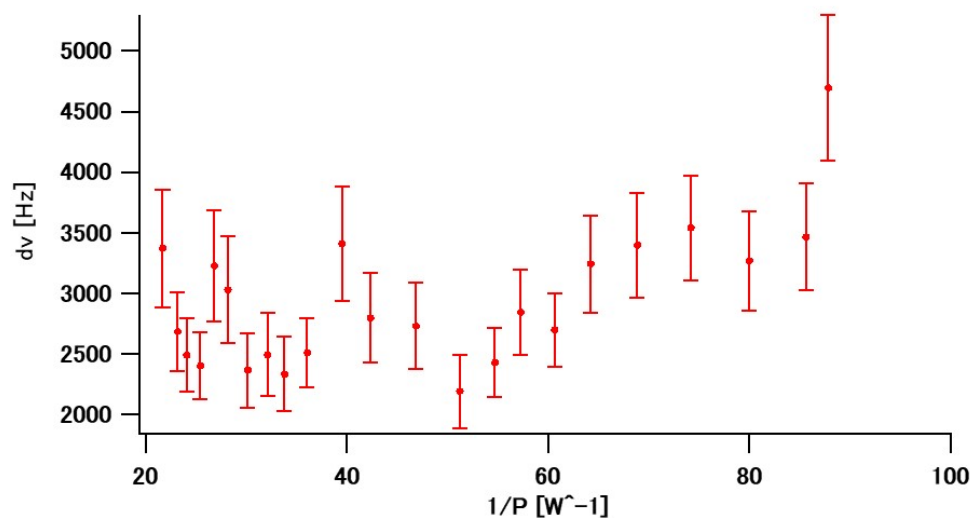


図 4.10 いくつかのレーザー出力における線幅：縦軸は共振器を用いた方法で測定したレーザー線幅、横軸はレーザー出力の逆数である。

第 5 章

まとめと展望

本研究では、レーザー冷却用の光源の製作、及びその性能の評価を目的としていた。研究目的の部分では、性能の評価として、

- 製作した IFLD がレーザー冷却に使用できる性能を有しているか
- 製作した IFLD は ECDL よりも、振動に対して周波数ロックが頑丈になっているか

に着目する、としていた。第 3 章でも見たように、製作した IFLD は本研究室で使用してきた ECDL よりも、周波数ロックの頑丈さが加速度にして約 8 倍ほど改善された。また、製作した IFLD がモードホップフリー・スキャニングレンジやレーザー線幅におけるレーザー冷却の光源に望ましいとされる条件をクリアしていることも確認した。そのため、ECDL よりも振動に強いレーザー冷却の光源を作ることには成功したと言える。

さらに、製作した IFLD の線幅が量子限界近くに達していることを確認するために、IFLD のレーザー線幅の共振器長に対する依存性を測定したところ、線幅の量子限界がもっている依存性と同じものが確認された。そのため、製作した IFLD は、量子限界に近い線幅を持っているほど良い性能のものが出来上がったと言える。また、共振器長の延長によって 900Hz 程度までレーザー線幅を縮めることができた。

総じて、製作した IFLD は、レーザー冷却に使用するには十分な性能を持ったレーザー光源であると言える。そのため、この IFLD を使用して実際にレーザー冷却を行うことが今後の目標である。

付録 A

LD の保護回路

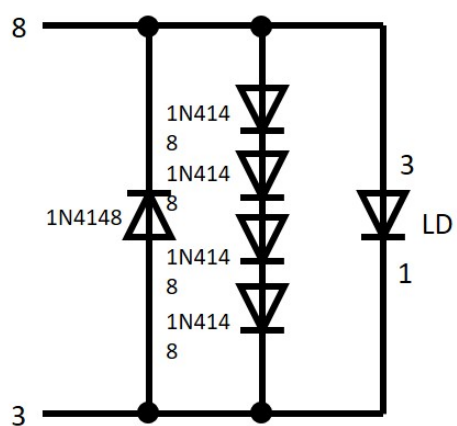


図 A.1 LD の保護回路

付録 B

PD

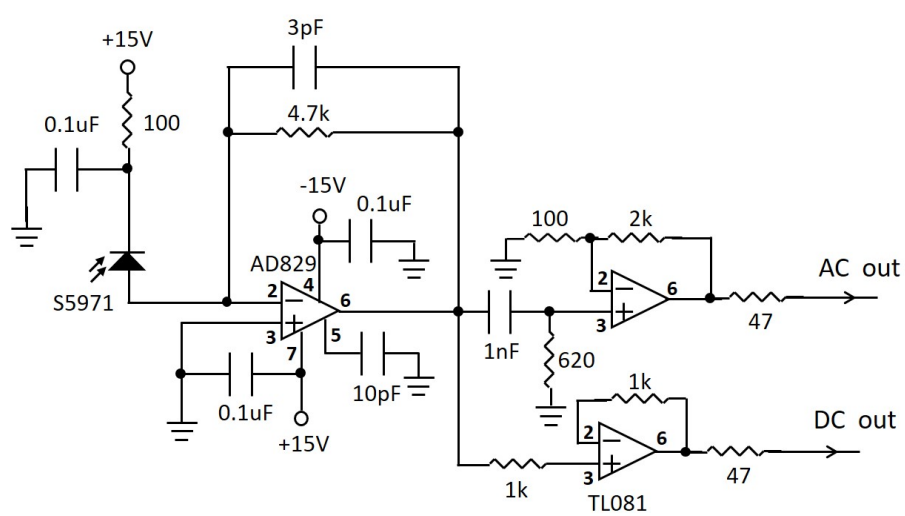


図 B.1 高速応答フォトダイオードの回路図

付録 D

IFLD の製作資料

ここからは実際に IFLD を製作する際の参考として、IFLD の各部品的设计、製作に関する資料をまとめておく。

共振器周辺の構造

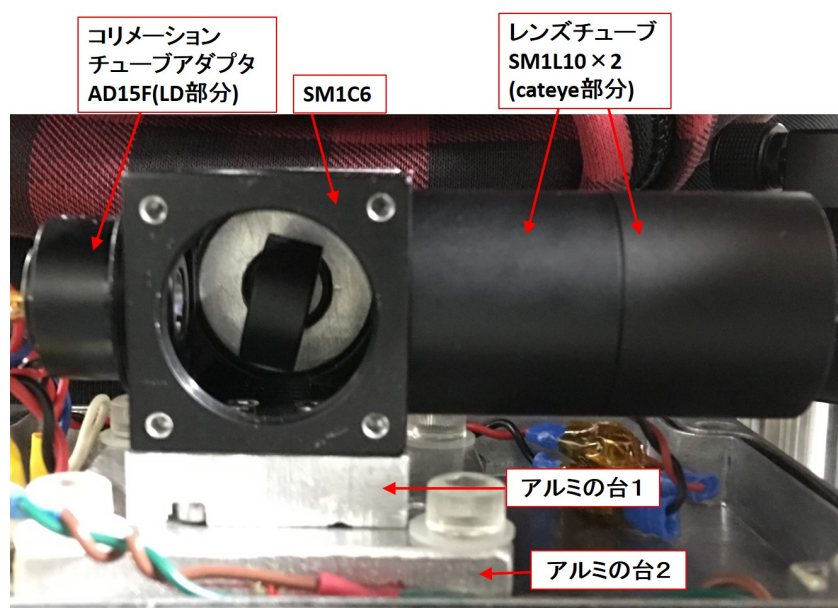


図 D.1 IFLD の共振器周辺の実物の写真：使用した既製品（どの既製品も Thorlabs 社製）には型番を書き込んだ。アルミの台1とアルミの台2は自作の部品である。写真には写っていないが、アルミの台2の下にはペルチェ素子がある。

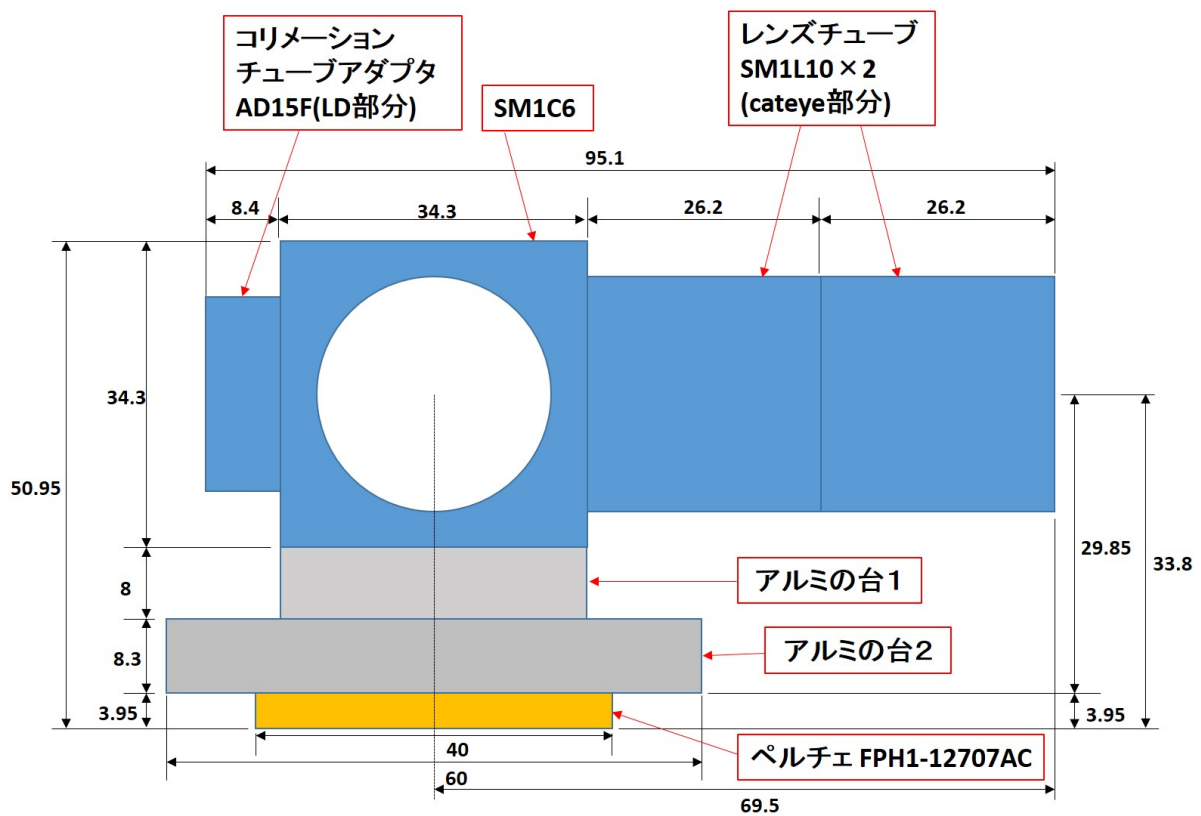


図 D.2 IFLD の共振器周辺の設計図：使用した既製品（ペルチェは Z-MAX 社製（購入元は RS 社）、他の既製品は Thorlabs 社製）には型番を書き込んだ。アルミの台 1 とアルミの台 2 は自作の部品である。また、各部品の寸法も記入した。最終的なレーザーの出射光は、定盤表面から 75mm の高さ（本研究室ではこのくらいの高さに光学素子を配置することが多い）となるように、アルミの台 1、2 や後述する土台部分の厚みを調整している。

Cateye の構造

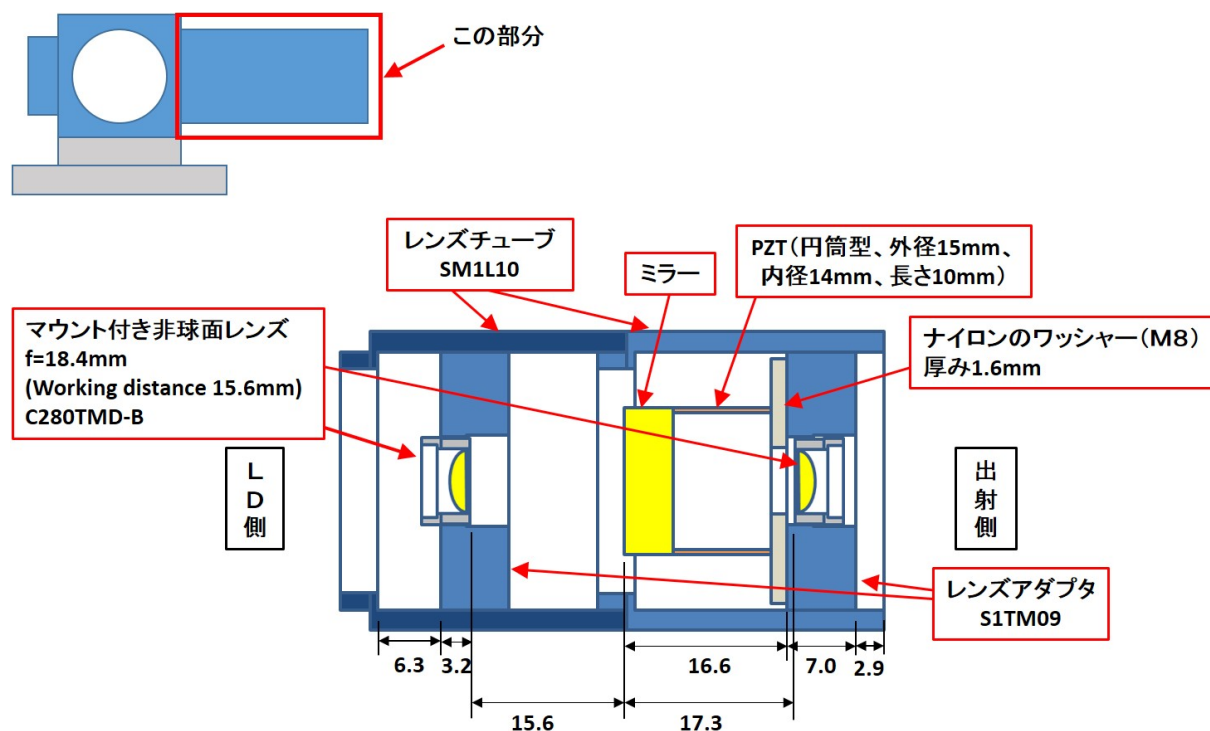


図 D.3 Cateye の設計図：使用した既製品の内、型番の書き込まれているものは全て Thorlabs 社製のものである。ミラーにはシグマ光機社製の誘多膜ビームスプリッター（型番 PSM30-15C05-10-700/800）を使用した。PZT は富士セラミック社製のもの（外径 15mm、内径 14mm、長さ 10mm）を使用した。Working distance は非球面レンズのマウントの表面から焦点までの距離である。レンズの焦点距離 18.4mm に対し、Working distance は 15.6mm なので、レンズのマウント表面からレンズの中心までの光軸に沿った距離は 2.8mm である。第 2 章で求めたように、右側のレンズの焦点距離はミラーの屈折率の影響で 20.1mm となっているため、ミラーの反射面から右側のレンズのマウント表面までの距離は、 $20.1\text{mm} - 2.8\text{mm} = 17.3\text{mm}$ となるようにする必要がある。また、ナイロンのワッシャーは図の右側にあるレンズの焦点をミラーの反射面に合わせるためのスペーサーとして入れられている。

Cateye レンズの配置

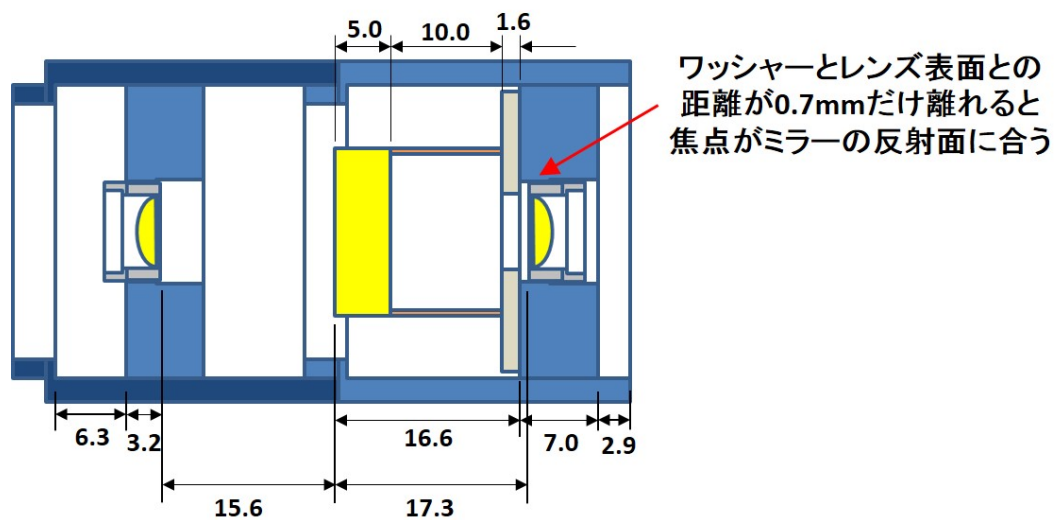


図 D.4 Cateye のレンズの配置について：製作した IFLD では、2つのレンズアダプタを図のように配置した。配置した位置には、2枚のレンズの焦点をミラーの反射面に合わせることを意図している。そのため、相対的な位置さえ保てれば、2つのレンズアダプタの位置（図中の寸法 6.3mm, 2.9mm にあたる部分）を変更してもよい。

Cateye 用のマウント付き非球面レンズ

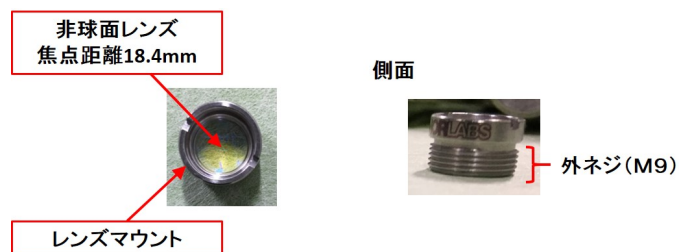


図 D.5 Cateye に使用しているレンズ（マウント付き）の写真：マウントには M9 の外ネジとなっている部分があり、これとレンズアダプタの M9 の内ネジを利用してレンズを固定する。焦点距離は 18.4mm、Working distance（マウント表面から焦点までの距離）は 15.6mm であり、レンズの大きさは $\phi 5.5\text{mm}$ である。

レンズアダプタ (S1TM09) について

S1TM09

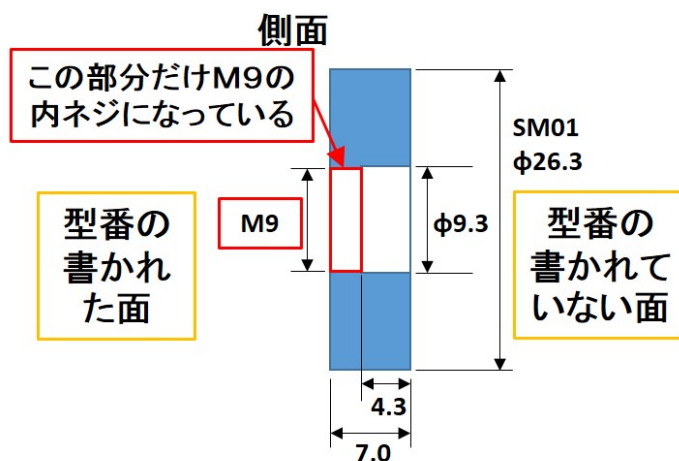


図 D.6 S1TM09 : 型番の書かれた面と何も書かれていない面がある (写真は何も書かれていない面)。図面のように非対称な構造を持っているため、どちらの面からレンズをはめ込むかが重要になる場合がある。

ミラーと PZT の接着

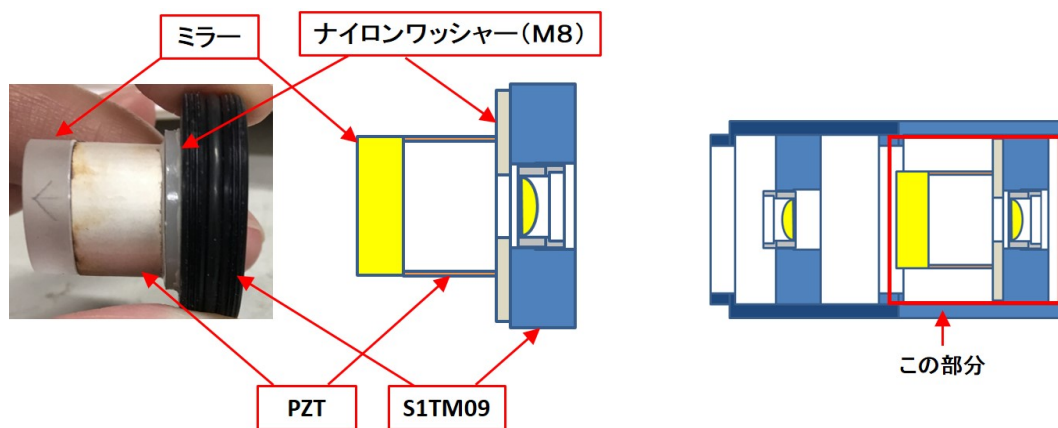


図 D.7 ミラーと PZT の接着について : 接着には TorrSeal を用いた。型番の書かれた面に対し接着を行う。

PZT ケーブル用の穴

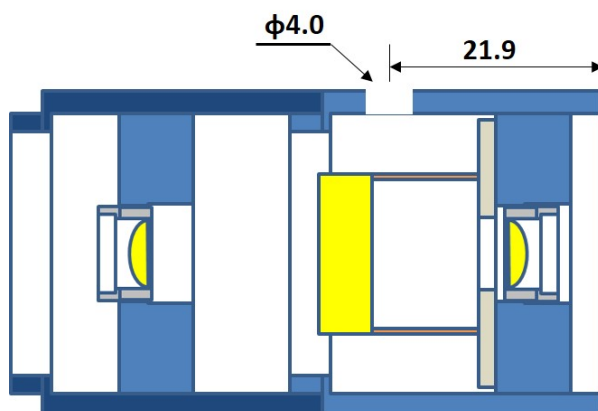


図 D.8 レンズチューブの側面に開ける穴の図面：加工にはボール盤を用いた。レンズチューブの内側は空洞なので、万力で固定する際に力を入れすぎると変形してしまう危険性があることに注意。

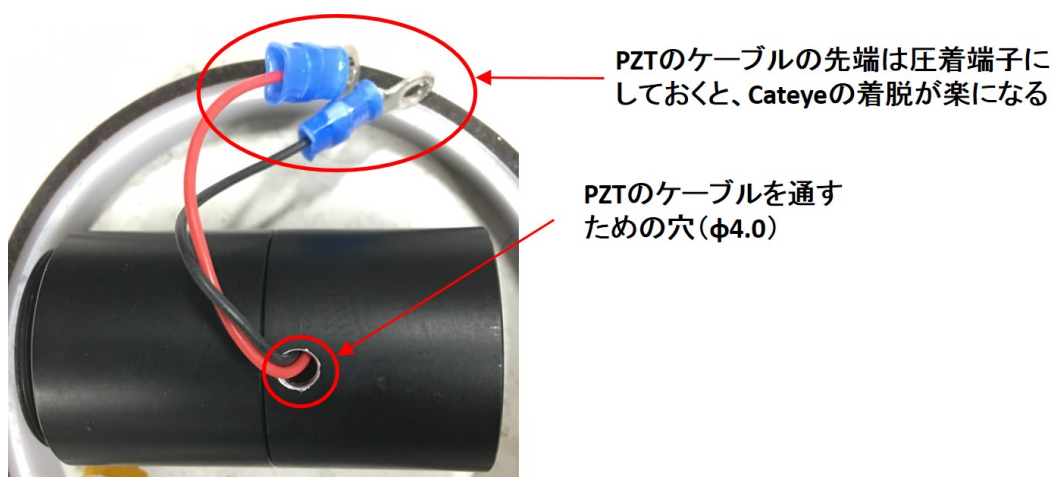


図 D.9 レンズチューブの側面にあけた穴の写真：PZT ケーブルの先端は圧着端子にしておくと Cateye を取り外しが楽になる。

SM1C6 の加工

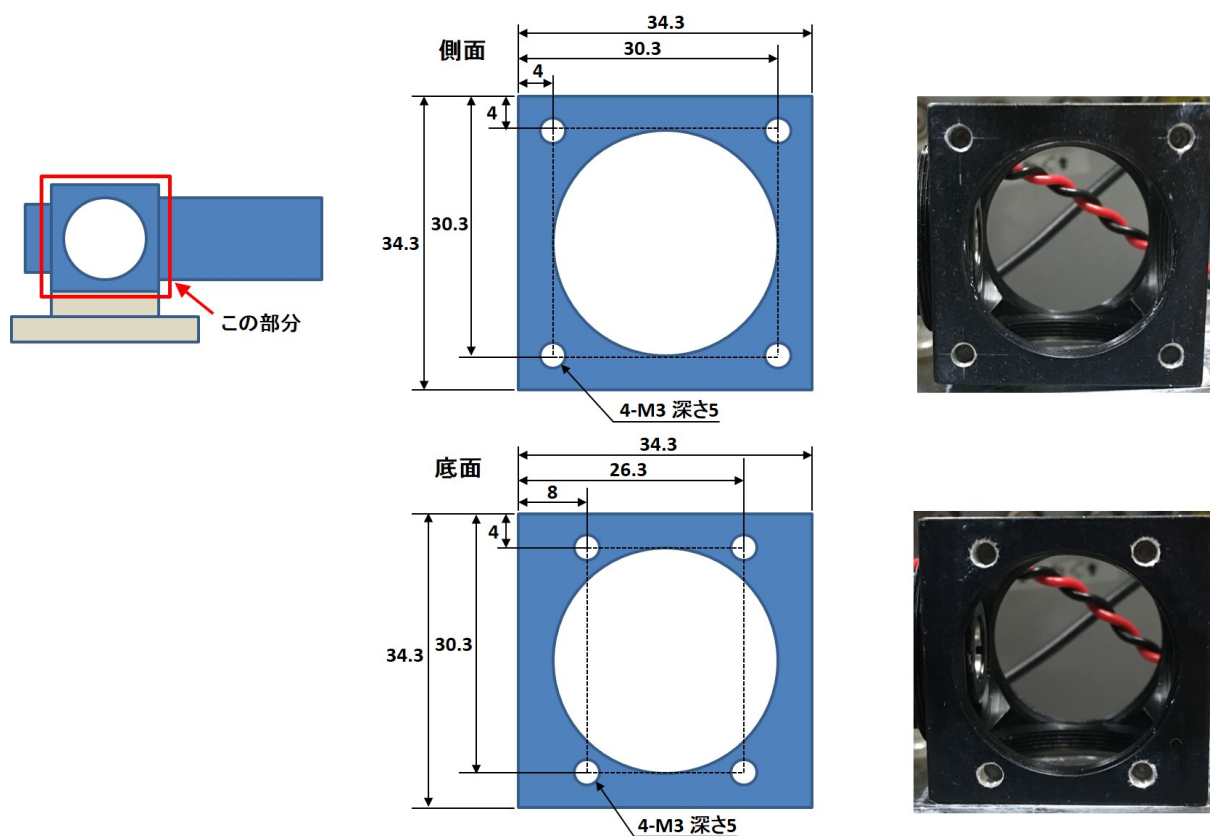


図 D.10 SM1C6 の加工：加工にはボール盤を用いてもフライス盤を用いても良い。側面のネジ穴はフィルター回転用部品 2、底面のネジ穴はアルミの台 1 との接続に使用する。

フィルター回転用部品の加工

フィルター回転用部品 2

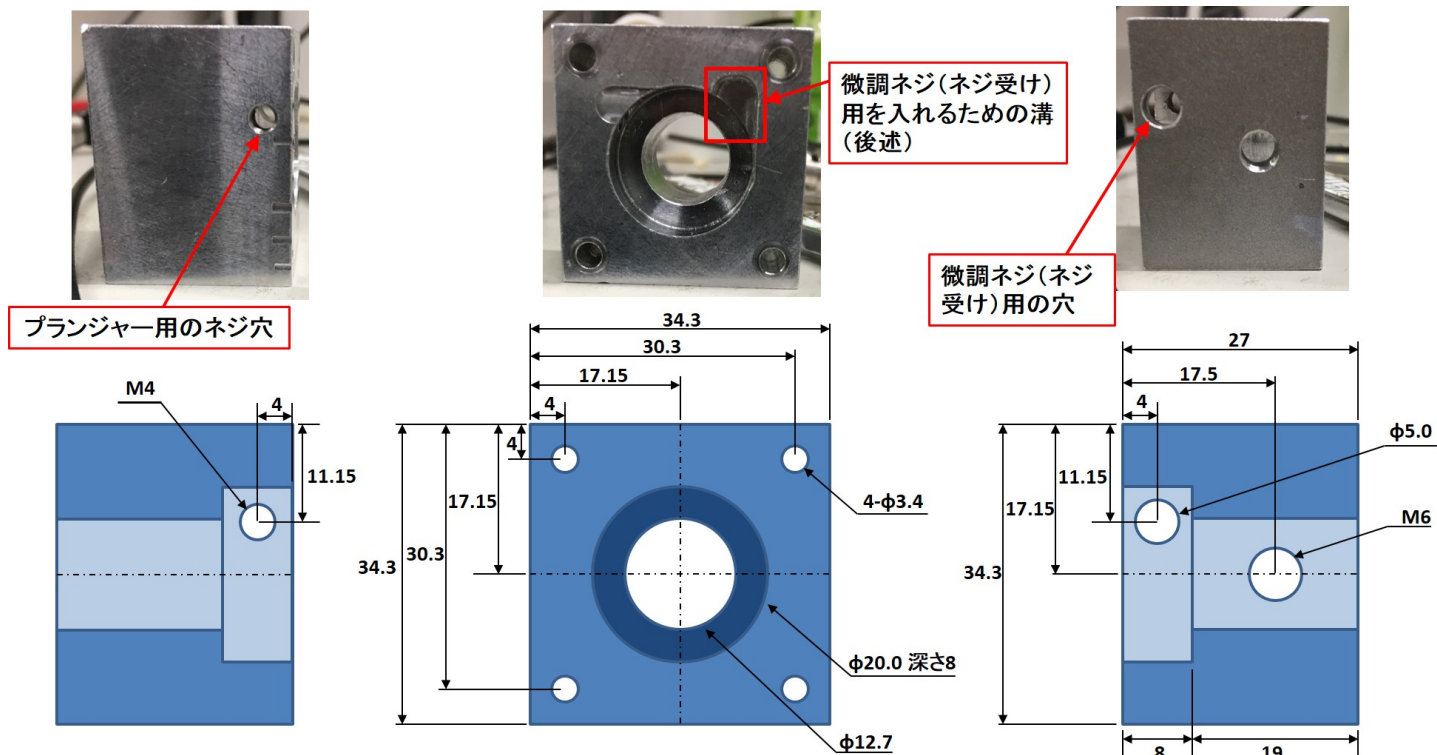


図 D.11 フィルター回転用部品 2 の設計図と実物の写真：加工にはフライス盤を使用した。材料はアルミ合金（A2017）を使用した。

部品 2 への溝加工

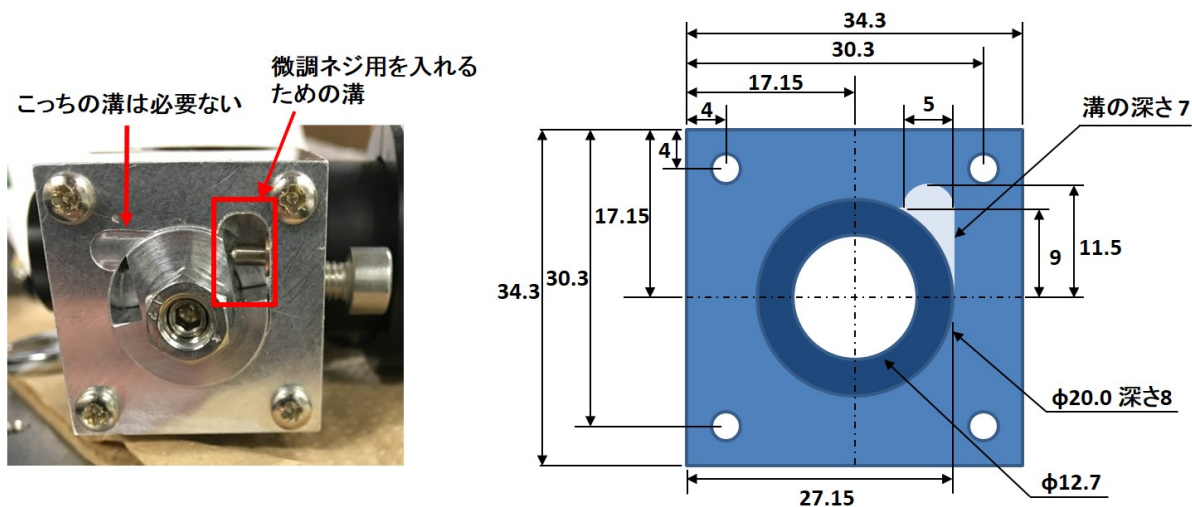


図 D.12 フィルター回転用部品 2 の溝加工の設計図と実物の写真：溝の加工にもフライス盤をしようする。溝の深さは中心の $\phi 20\text{mm}$ の穴の深さ 8mm とは異なることに注意。

フィルター回転用部品 3

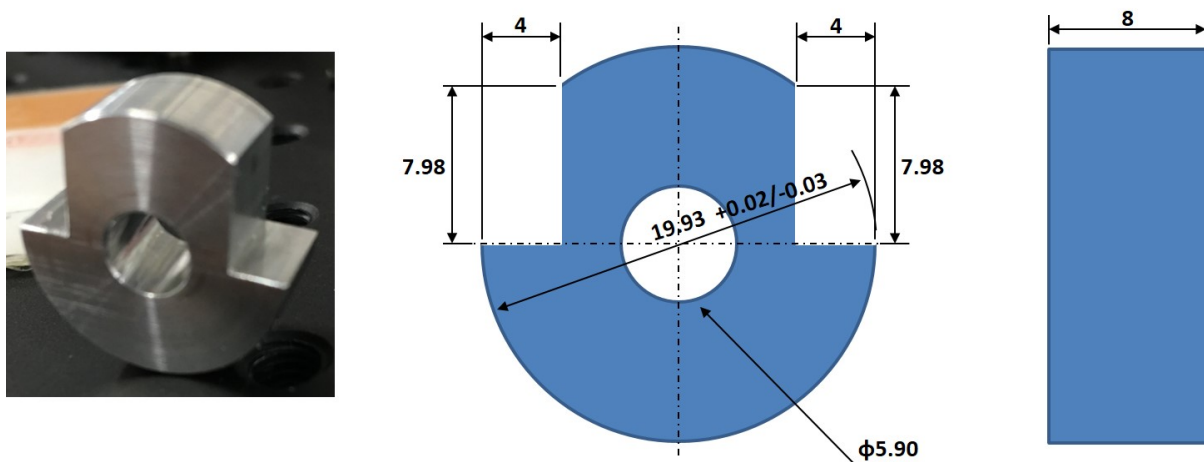


図 D.13 フィルター回転用部品 3 の設計図と実物の写真：材料はアルミ合金（A2017）を使用。部品 2 とのはめ合いの具合を見ながら加工する必要がある。加工が難しいため、工作センターに依頼してもよい。自作の場合は旋盤とフライス盤を使用し、後述の方法で加工する。

部品 3 の加工方法

1. 円柱型のアルミ合金 (A2017) を用意する。



2. 旋盤を使って外径を調整し、内側にも穴をあける。



3. フライス加工のためにケガく。

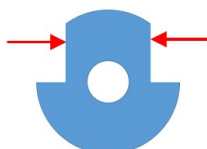


4. 平面部分を掴んで固定し、フライスでケガキ線を見ながら削る。



5. 適当な厚さに切って、断面をフライスで面出しする。

この部分を万力で掴む



フィルター回転用部品 1



ロッド部分



ロッド: 20mm
M4ネジ: 12mm
M6ネジ: 20mm

フィルターマウント部分

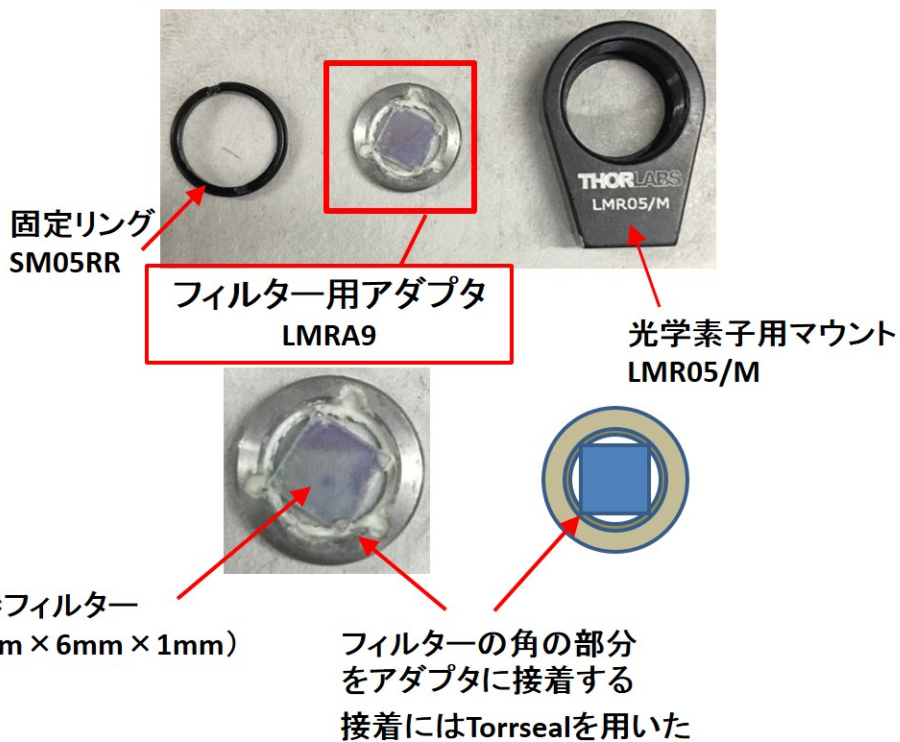
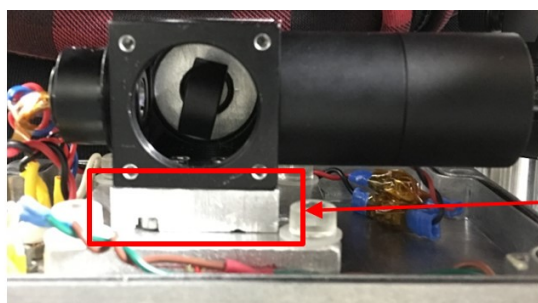


図 D.14 フィルター回転用部品 1 の構造：干渉フィルター以外の既製品は全て Thorlabs 社のものを使用した。干渉フィルターは Laseroptik 社製のバンドパスフィルターを使用した（詳細は第 2 章の図 2.1 を参照）。フィルターの接着には TorrSeal を用いた。

アルミの台 1



この部分

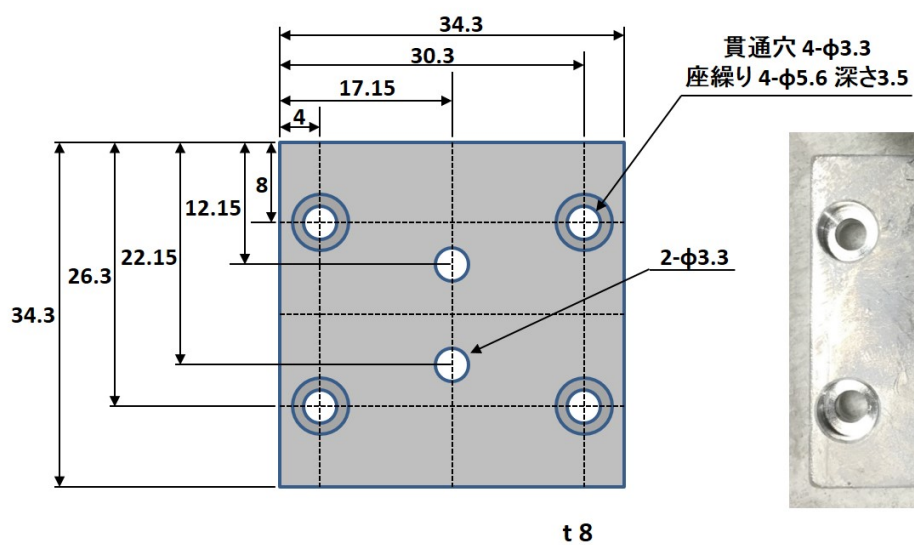
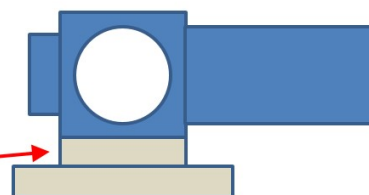


図 D.15 アルミの台 1 の設計図と実物の写真：材料にはアルミ合金（A2017）を、加工にはフライス盤を用いた。座繰り付きの穴は SM1C6 の底面に開けた穴と対応している。この部品は、アルミの台 2 とまとめて 1 つの部品としてもよい。

アルミの台 2

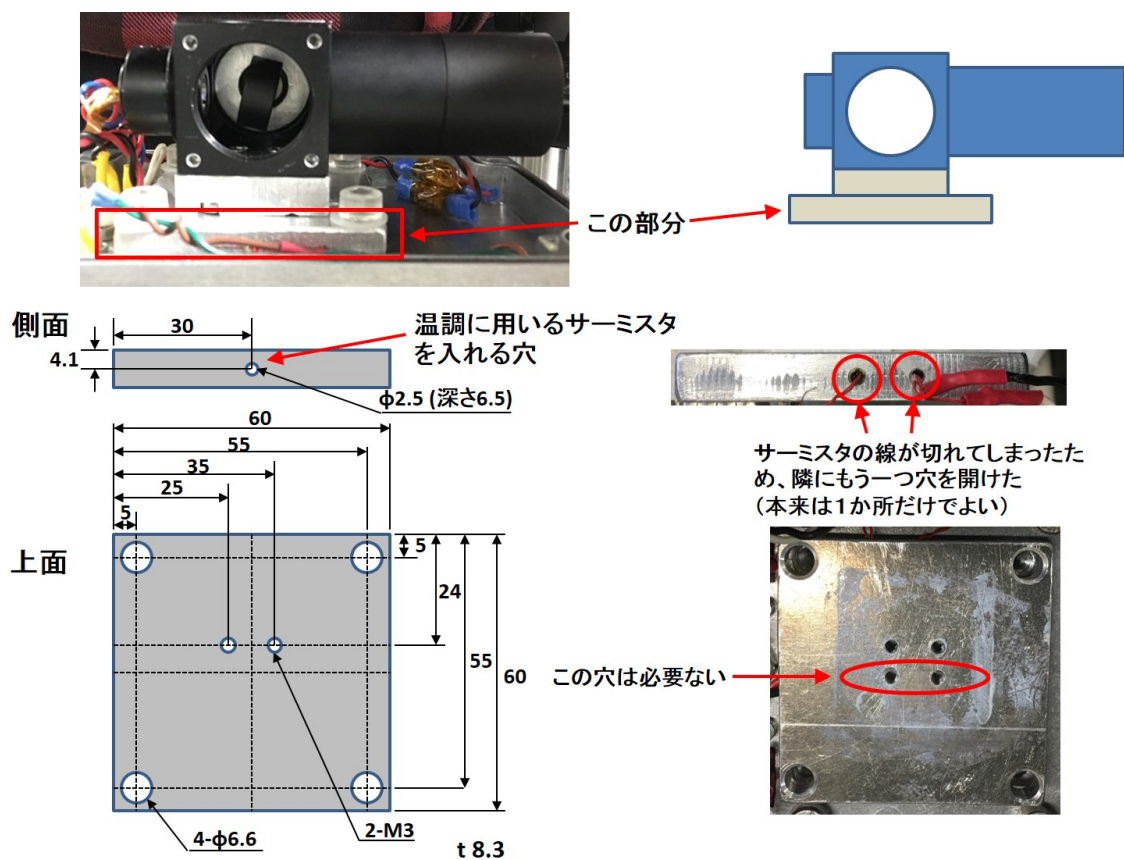


図 D.16 アルミの台 2 の設計図と実物の写真：材料にはアルミ合金 (A2017)、加工にはボール盤を用いた。側面に開けた穴にはサーミスタを入れ込んで接着を行う。接着には TorrSeal を使用した。写真には余計な穴が見えるが、設計図に書かれていない穴は必要ない。

箱の加工

IFLD を入れるアルミダイキャストボックス及びそれを定盤に固定するための土台部分

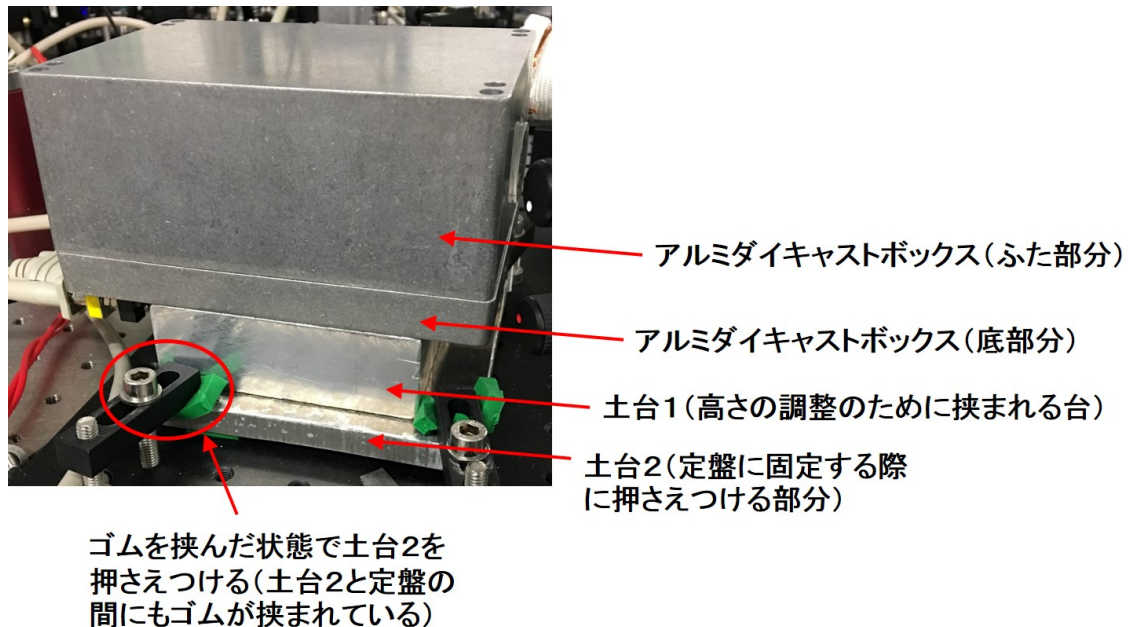


図 D.17 IFLD を入れる箱とその土台部分: IFLD を入れる箱には TAKACHI のアルミダイキャストボックス (BDN10-14-7、寸法 100mm×140mm×70mm) を使用した。土台1と土台2は自作している。また、定盤へ固定する際には、写真のようにゴムを挟んで押さえつけることで定盤から伝わる振動を軽減している。そのため、写真では確認できないが、土台2の下にもゴムが敷かれている。

アルミダイキャストボックス（底部分）

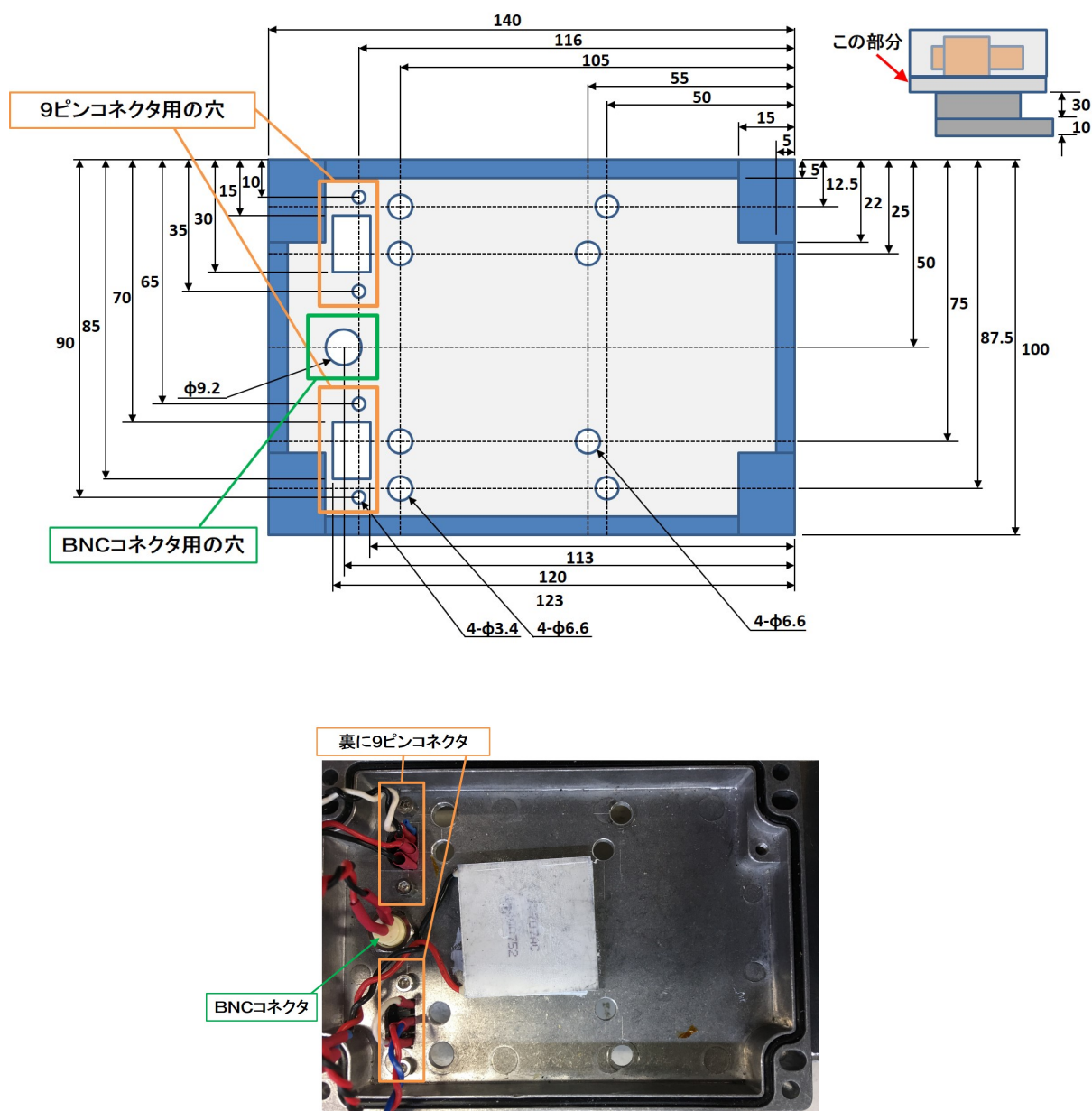
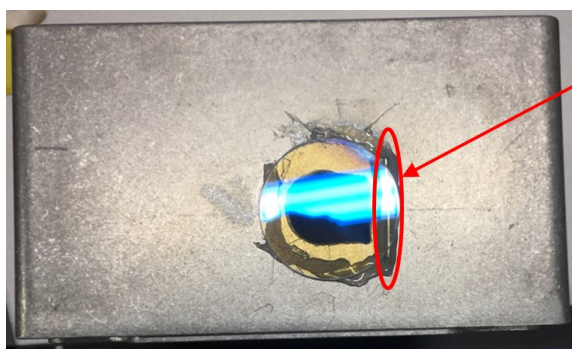
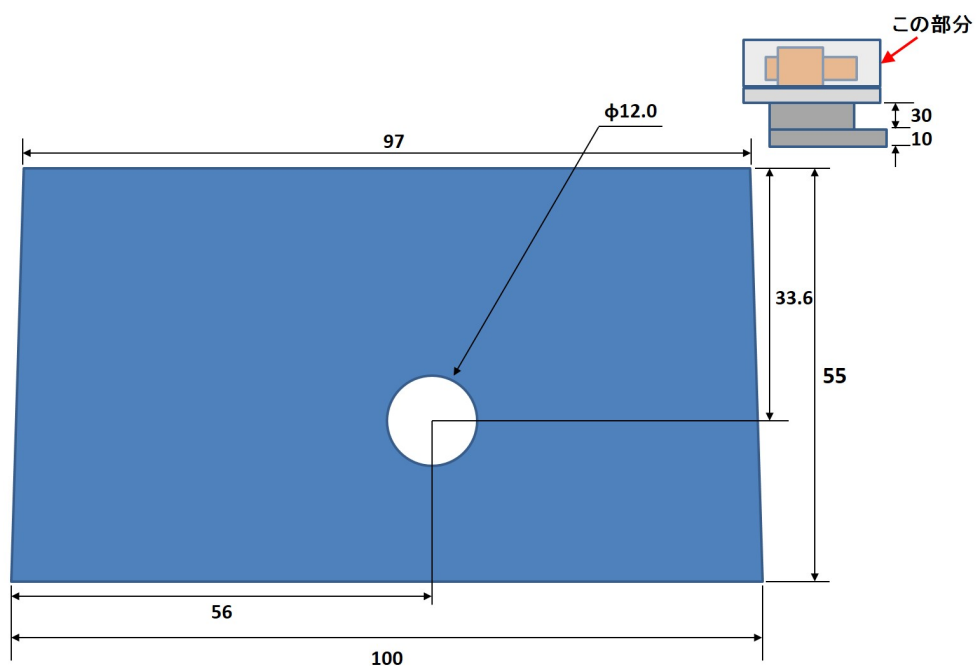


図 D.18 アルミダイキャストボックス（底部分）の加工：加工にはボール盤を用いた。四角い穴は、ボール盤であけた穴をやすりで広げて作る。

アルミダイキャストボックス（ふた部分）



間に適当なものを挟んで
ウィンドウを傾けておく

接着にはアラルダイト
を用いた

図 D.19 アルミダイキャストボックス（ふた部分）の加工：加工にはボール盤を使用した。ウィンドウの接着にはアラルダイトを使用した。ウィンドウには、シグマ光機社製の反射防止膜付き窓板（型番：WBMA-25C01-1-5-640/1000）を使用している（両面 AR コート付き）。AR コートによって反射が抑えられているが（波長 780nm での反射率は 0.5 程度）、わずかな反射が残るため、接着の際にはウィンドウを少し傾けた状態で接着する（写真では針金を挟んでいる）ことで、ウィンドウでの反射光が LD に戻らないようにしている。

土台 1

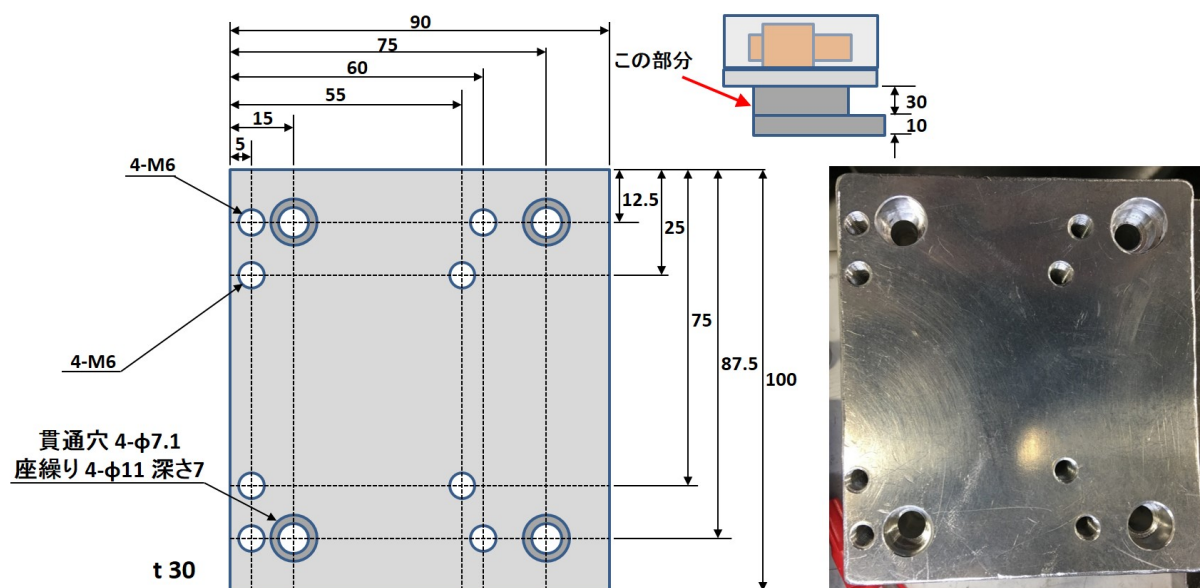


図 D.20 土台 1 の設計図と実物の写真：材料にはアルミ合金（A2017）、加工にはボール盤を用いた。座繰り付きの 4 つの穴は土台 2、残りの 8 つの穴の内 4 つはアルミダイキャストボックスの底部分、残り 4 つはアルミの台 2 との接続に用いる。

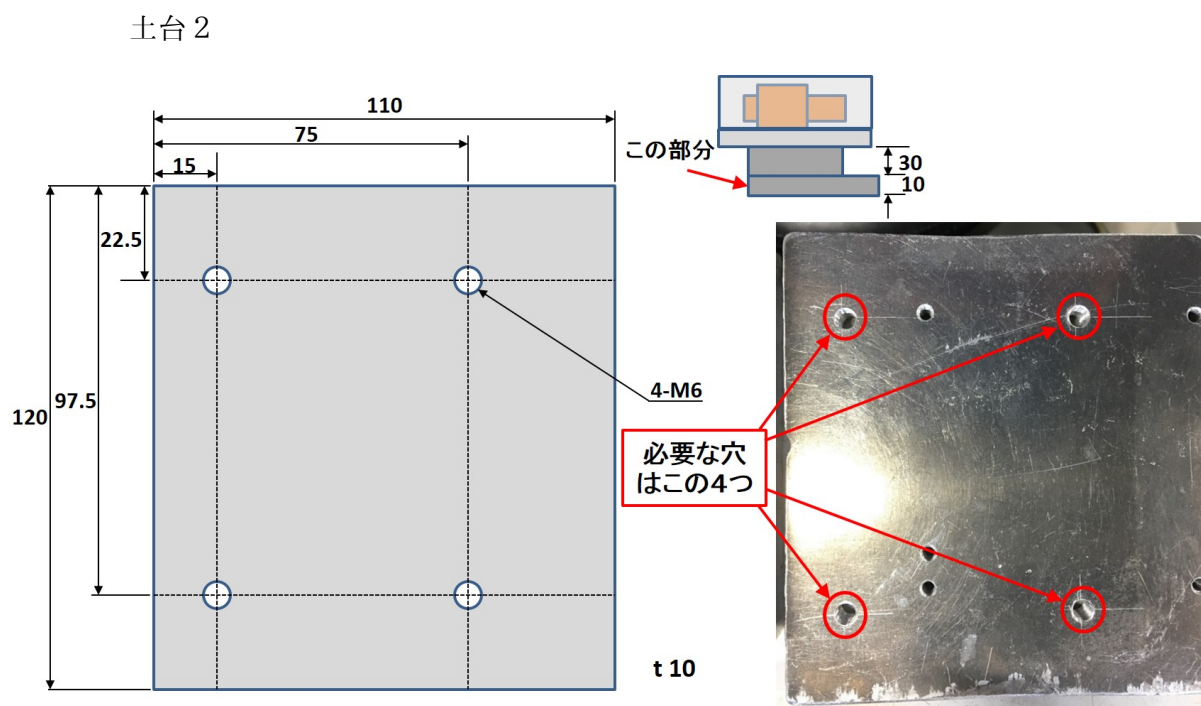


図 D.21 土台 2 の設計図と実物の写真：材料にはアルミ合金（A2017）、加工にはボール盤を使用した。写真には設計図に無い穴がたくさん見えるが、どれも必要のない穴である。

9 ピンコネクタの配線

9 ピンコネクタのピン配置



図 D.22 9 ピンコネクタのピン配置：実物にも番号が書かれているので、念のため確認しながらはんだ付けを行うこと。

ペルチェに使用する 9 ピンコネクタの配線

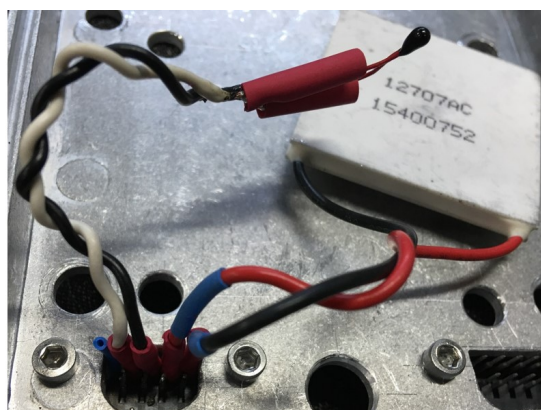
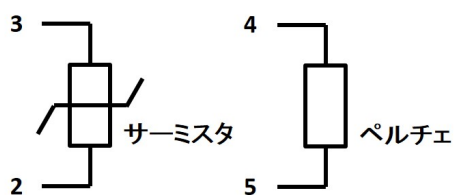


図 D.23 温度調整のための配線：9 ピンコネクタの 2、3 番ピンにはサーミスタをつける。4、5 番ピンはペルチェに繋ぐ。製作した IFLD では、ペルチェの赤い線を 4 番ピン、黒い線を 5 番ピンに繋いでいる。このとき、型番の書かれた面が上を向くようにペルチェを置くとペルチェ用のコントローラーによるフィードバックが上手く働く。ペルチェの赤い線と黒い線を逆に繋いだ場合は、ペルチェの型番の書かれた面を下に向けて置けばよい。

LD に使用する 9 ピンコネクタの配線

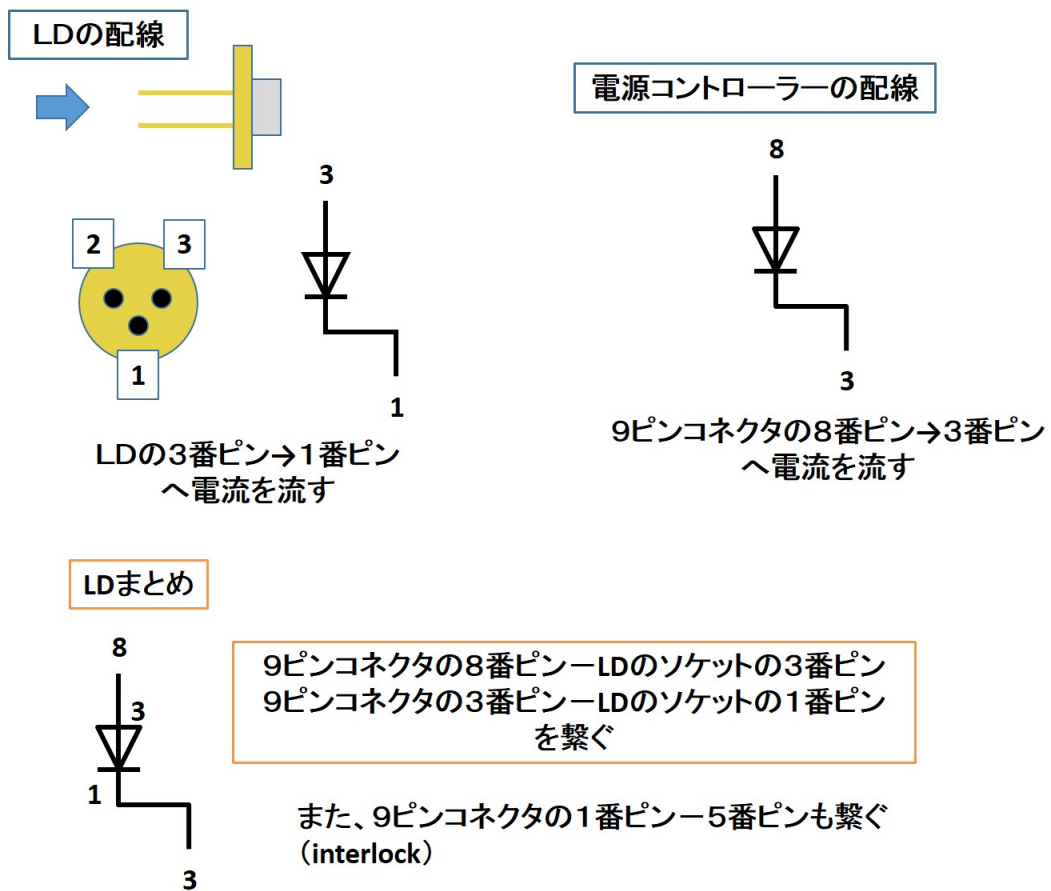


図 D.24 LD の配線：9 ピンコネクタの 8 番ピンを LD のソケットの 3 番ピンに繋ぎ、9 ピンコネクタの 3 番ピンを LD のソケットの 1 番ピンに繋ぐ。また、LD 用電流コントローラーのもつ interlock という機能により、9 ピンコネクタの 1 番ピンと 5 番ピンが繋がっている状態でないと電流を流すことができないため、1 番ピンと 5 番ピンの接続も行う。

使用した既製品のリスト

最後に使用した既製品のリストをまとめておく。光学素子に関しては、第2章冒頭の図 2.1 も参照。

	部品	購入元	型番	個数
Cateye部分	レンズチューブ	Thorlabs	SM1L10	2
	レンズアダプタ	Thorlabs	S1TM09	2
	非球面レンズ(f = 18.4mm)	Thorlabs	C280TMD-B	2
	非球面レンズ(f = 20.0mm)	Thorlabs	AL2520M-B	1
	ミラー	シグマ光機	PSM30-15C05-10-700/800	1
	PZT	富士セラミックス	Z10H14x15C-SYX(C-82)	1
	ナイロンワッシャー	モノタロウ	42178683	1
フィルター部分	M4ネジ(イモネジ):12mm			1
	M6ネジ(イモネジ):20mm			1
	M6ナット			1
	ロッド:20mm	Thorlabs	TR20/M	1
	固定リング	Thorlabs	SM05RR	1
	フィルター用アダプタ	Thorlabs	LMRA9	1
	光学素子用マウント	Thorlabs	LMR05/M	1
	微調ネジ	Thorlabs	F3ES10	1
	微調ネジ用ネジブッシュ	Thorlabs	F3ESN1P	1
	ブランジャー	モノタロウ	38724883	1
	バンドパスフィルター	Laseroptik	誘電体多層膜コーティング:B-06650	1
ARコーティング:B-04191				
材質:S-04850(石英ガラス)				
LD部分	光学素子付きコリメート用チューブ	Thorlabs	LT230P-B	1
	コリメーションチューブアダプタ	Thorlabs	AD15F	1
	ARコート付きLD	eagleyard	EYP-RWE-0790-04000-0750-SOT01-0000	1
接続部分	SM1ネジ付きレンズチューブ用キューブ	Thorlabs	SM1C6	1
ペルチェ	ペルチェモジュール	RS	237-295	1
箱	アルミダイキャストボックス	TAKACHI	BDN10-14-7	1
	ウインドウ	シグマ光機	WBMA-25C01-1-5-640/1000	1

図 D.25 IFLD の製作に使用した既製品のリスト：各既製品が使用されている部分、部品の名前（製品名とは異なるものもある）、購入元、型番、個数をまとめた。光学素子に関しては、第2章の図 2.1 も参照するとよい。

接続している部分	ネジの種類	長さ	個数
SM1C6-フィルター部品2	M3	30mm	4
SM1C6-アルミの台1	M3	8mm	4
アルミの台1-アルミの台2	M3	12mm	2
アルミの台2-土台1	M6(プラスチックネジ)	20mm	4
アルミダイキャストボックス(底部分)-土台1	M6	15mm	4
土台1-土台2	M6	30mm	4

図 D.26 各部品間の接続に用いたネジの種類と長さのリスト：部品の接続に用いたネジの種類、長さ、個数をまとめた。

参考文献

- [1] A. Einstein , "Quantentheorie des einatomigen idealen gases. zweite abhandlung" , Sitzungsber. K. Preuss. Akad. Wiss. , Phys. Math. kl. 3 (1925)
- [2] P. Kapitza, "Viscosity of Liquid Helium below the λ -Point" , Nature, **141**, 74 (1938)
- [3] F. London, "The λ -Phenomenon of Liquid Helium and the Bose-Einstein Degeneracy" , Nature, **141**, 643 (1938)
- [4] T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby" , Nature, **187**, 493-494 (1960)
- [5] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow , "Cooling of gases by laser radiation" Opt. Commun. **13**, 68-69 (1975)
- [6] S. Chu, *et al.* "Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure" , Phys. Rev. Lett **55**, 48, (1985)
- [7] E. L. Raab, *et al.* "Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure" , Phys. Rev. Lett. **59**, 2631-2634 (1987)
- [8] M. H. Anderson, *et al.* "Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor" , Science, **269**, 198-201 (1995)
- [9] K. B. Davis, *et al.* , "Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms" , Phys. Rev. Lett. **75**, 3969-3973 (1995)
- [10] C. C. Bradley, *et al.* , "Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions" , Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995)
- [11] S. Stellmer, *et al.* , "Bose-Einstein Condensation of Strontium" , Phys. Rev. Lett. **103**, 200401 (2009)
- [12] Y. Takasu, *et al.* , "Spin-Singlet Bose-Einstein Condensation of Two-Electron Atoms" , Phys. Rev. Lett. **91**, 040404 (2003)
- [13] S. Inouye, *et al.* , "Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate" , Nature, **392**, 151-154, (1998)
- [14] C. A. Regal, *et al.* , "Observation of Resonance Condensation of Fermionic Atom Pairs" , Phys. Rev. Lett. **92**, 040403 (2004)
- [15] M. Greiner, *et al.* , "Quantum phase transition from a superfluid to a Mott

- insulator in a gas of ultracold atoms” , Nature, **415**, 39-44 (2002)
- [16] C. E. Wieman, ”Using diode lasers for atomic physics” , Rev. Sci. Instrum. **62**, 1 (1991)
- [17] M. G. Littman and H. J. Metcalf, ”Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander” , Appl. Optics. **17**, 2224 (1978)
- [18] X. Baillard, *et al.* , ”Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers” , Opt. Commun. **266**, 609-613 (2006)
- [19] 相川 清隆 修士論文 ”Preparation of ultracold atomic sources towards ground state polar molecules” , 東京大学 (2008)
- [20] 相川 清隆 博士論文 ”All-optical selective formation of ultracold molecules in the rovibrational ground state” , 東京大学 (2011)
- [21] E. D. Black , ”An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization” , Am. J. Phys. **69**, 79 (2001)
- [22] Qian Lin, *et al.* , ”Long-external-cavity distributed Bragg reflector laser with subkilohertz intrinsic linewidth” Opt. Lett. **37**, 1989-1991 (2012)
- [23] 西田 慶次 卒業論文 ”Yb 原子が有する長寿命な準安定状態への励起に向けた半導体レーザーの線幅狭窄化” , 東京工業大学 (2014)
- [24] D. S. Elliott, *et al.* , ”Extracavity laser band-shape and bandwidth modification” , Phys. Rev. A **26** 12-18 (1982)
- [25] 富士セラミックス「圧電セラミックテクニカル・ハンドブック」 , <http://www.fujicera.co.jp/managed/wp-content/themes/fujicera/images/product/application/ceramics_handbook.pdf>2018 年 1 月 12 日 アクセス
- [26] M. Gilowski, *et al.* ”Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser system for the manipulation of neutral atoms” , Opt. Commun. **280**, 443-447 (2007)
- [27] Shayne Bennetts, *et al.* , ”External cavity diode lasers with 5kHz linewidth and 200nm tuning range at 1.55um and methods for linewidth measurement” , Opt. Express **22**, 10642-10654 (2014)
- [28] T. Ida, *et al.* , ”Extended pseudo-Voigt function for approximating the Voigt profile” , J. Appl. Cryst. **33**, 1311-1316 (2000)
- [29] J. B. HASTINGS, *et al.* , ”Synchrotron X-ray Powder Diffraction” , J. Appl. Cryst. **17**, 85 (1984)
- [30] Sebastian D. Saliba and Robert E. Scholten, ”Linewidths below 100kHz with external cavity diode lasers” , Appl. Opt. **48**, 6961-6966 (2009)

-
- [31] A. L. Shawlow and C. H. Townes , "Infrared and Optical Masers" ,
Phys. Rev. **112**, 1940-1949 (1958)
 - [32] A. Yariv , "QUANTUM ELECTRONICS THIRD EDITION" ,
John Willey & Sons (1989)
 - [33] C. H. Henry , "Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers" ,
IEEE J. Quantum Electron. **18**, 259-264 (1982)
 - [34] D. Welford , and , A. Mooradian , "Output power and temperature dependence
of the linewidth of single-frequency cw (GaAl)As diode lasers" ,
Appl. Phys. Lett. **40**, 865 (1982)
 - [35] C. Harder, *et al.* , "Measurement of the linewidth enhancement factor α of
semiconductor lasers" , Appl. Phys. Lett. **42**, 328 (1983)

謝辞

本論文は、大阪市立大学理学研究科数物系専攻レーザー量子物理学研究室における2年間の研究をまとめたものです。本研究を進めるにあたり、ご助力を頂いた多くの方々への感謝を述べさせていただきます。

指導教員である井上慎教授からは、学部4年の時から合わせて3年間とても熱心な指導をして頂きました。井上先生の指導がなければ、この論文を完成させることは出来ませんでした。井上先生からは、実験に関するアドバイスや物理学的な知識に限らず、プレゼンや論文の書き方についてのアドバイスや社会人としての心構えなど、数えきれない程たくさんのご指導頂きました。時には厳しく叱られることもありましたが、それは私のためを思っている行動だということが伝わり、大変心に響きました。3年間にわたるご指導、心より感謝申し上げます。

井上研究室の加藤宏平特任助教には、実験が行き詰った際に何度も相談に乗っていただきました。そのたびに的確なアドバイスをして下さり、とても感謝しています。以前に井上研究室に所属されていた事もあって、実験に関する知識だけでなく、井上研究室に関する知識も非常に豊富で、実験の参考になりそうな過去の実験記録の存在を教えて頂いたり、とてもお世話になりました。

本論文の査読を務めて頂いた、本大学の重力波実験物理学研究室の神田展行教授と生体構造物性物理学研究室の杉崎満准教授には多くのご助言を頂きました。心より御礼申し上げます。

本研究室の修士1年である長谷秀秋氏と関亮祐氏とは、2年間同じ研究室の仲間として苦楽を共にしてきました。関氏の卒業研究である共振器を用いた線幅測定は、本研究にも役立てられ、長谷氏には測定に用いた2台目のIFLDの製作をしてもらいました。また、ゼミやミーティングで積極的に発言しようとする姿勢には、私も負けていけない、と刺激を受けました。

学部4年の大前真秀氏と小林一平氏とは、短い期間でしたが、とても充実した時間が過ごせました。二人で仲良く助け合いながら研究を進めていく様子からは、私も元気をもらいました。

最後に、研究を支えて頂いた方々の今後の活躍をお祈り申し上げ、本論文の締めとしたいと思います。