

卒業論文

カルシウム原子気体を対象とした
飽和吸収分光による外部共振器型半導体レーザーの
周波数安定化

東京工業大学 理学部 物理学科

上田 剛生

指導教員 上妻 幹旺 教授

2018年2月

概要

基底状態のアルカリ土類原子は電子スピンによる磁気モーメントを持たず、アルカリ原子より磁場変動に対する感度が低いといった利点を持つ。従って、アルカリ土類原子の利用は、例えば原子波干渉計を用いた精密測定への応用にあたって有利であることが期待される。基礎技術としての原子の状態制御や観測においては、原子の遷移周波数近傍に安定化された光源が重要な役割を果たす。本研究では、Caの基底状態からの光学遷移の一つである遷移波長 423nm、自然幅 34.6MHz の光学遷移に対して、自然幅より十分優れた安定度で周波数安定化された光源の作成を目的として研究を行った。

まず、この光学遷移の共鳴周波数近傍で周波数掃引できる外部共振器型半導体レーザーを作成した。本研究では分光対象の Ca 原子気体源としてオプトガルバノセルを採用したが、通常の吸収分光では数 GHz に及ぶドップラー広がり障害となる。そこで飽和吸収分光を行い、半値全幅 200MHz 程度の飽和吸収信号を得た。光の周波数を変調しロックイン検波することで、共鳴周波数近傍で線形に応答する誤差信号を得た。この誤差信号を外部共振器型半導体レーザーにフィードバックすることで、レーザーの周波数を安定化した。フィードバック制御時の誤差信号を解析した結果、周波数安定度として自然幅より十分優れた 1.3MHz を実現した。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究の背景	1
1.2	研究の目的	1
第 2 章	カルシウム原子の性質	3
第 3 章	光源の準備	5
3.1	ECLD の構造と特長	5
3.1.1	ECLD の構造	5
3.1.2	特長 1：波長の選択	6
3.1.3	特長 2：線幅の狭窄化	6
3.2	ECLD の作成と性能評価	7
3.2.1	使用した LD のスペック	7
3.2.2	回折格子の選択	7
3.2.3	性能評価	8
第 4 章	光源の周波数安定化	11
4.1	カルシウム気体の準備	11
4.1.1	気体の準備方法	11
4.1.2	ガルバノセル	11
4.2	飽和吸収分光の原理	12
4.3	周波数安定化に必要な Error 信号を得る原理	14
4.3.1	Error 信号の作り方と計算	15
4.4	実験系	16
4.4.1	飽和吸収分光の光学系	16
4.4.2	周波数安定化の系	17
4.5	飽和吸収分光の結果	19

4.6	誤差信号と周波数安定化の結果	20
第 5 章	まとめ	23
	参考文献	25
付録 A	理論的補足	29
A.1	LD の仕組み	29
A.2	共振器について	30
付録 B	回路の作成	33
B.1	コネクタブロック	33
B.2	ロック回路	34

目次

3.1	ECLD の構造 (Littrow 型)	5
3.2	反射型回折格子	6
3.3	ホログラフィー回折格子の表面	8
3.4	作成した ECLD	9
3.5	レーザーの出力 (mW) vs 注入電流 (mA)	9
4.1	ガルバノセルの外観	12
4.2	線形吸収による透過率	13
4.3	飽和吸収による probe 光の透過率	14
4.4	Error 信号の説明	14
4.5	飽和吸収分光の光学系	17
4.6	周波数安定化のための系	18
4.7	減衰率 (dB) vs control 電圧 (V)	18
4.8	pump 光ありの場合	19
4.9	pump 光なしの場合	19
4.10	ラムディップのフィッティング結果	20
4.11	得られた Error 信号	21
4.12	フィードバック制御時の様子; 周波数 (MHz) vs 時間 (s)	22
A.1	半導体に電流を注入したときの様子	29
A.2	共振器の図	30
A.3	透過光の強度 vs 周波数 のグラフ	32
B.1	作成したコネクタブロック	34
B.2	ローパスフィルタの回路	34
B.3	ロック回路の概略	35
B.4	ロック回路の動作の簡略図	36

第 1 章

序論

1.1 研究の背景

原子を用いた精密測定は現在、盛んに行われている。例えば、光格子時計による時間の測定 [1, 2]、角速度の測定 [3, 4]、重力加速度の測定 [5, 6]、万有引力定数の測定 [7]、微細構造定数の測定 [8] などがある。近年では、原子の中でも特に、アルカリ土類原子やアルカリ土類様原子を用いた測定 [1, 2, 5] が注目されている。アルカリ土類 (様) 原子には、基底状態での電子による磁気モーメント μ を持たないという特長があり、従ってアルカリ原子など、電子による磁気モーメントが $\mu \neq 0$ である原子に比べて磁場変動に対する感度が低いと言える。それ故に、アルカリ土類 (様) 原子は精密測定において有利であると期待されている。

ところで我々の研究室では、アルカリ土類原子であるカルシウムを用いた原子波干渉計による精密測定を計画しているが、干渉計に必要な光源が不足している。そのため、光源を作成して周波数を安定化させなければならない。

1.2 研究の目的

光源は、カルシウム原子の遷移周波数付近で発振する必要がある。そこで、光源の準備として外部共振器型半導体レーザーを作成した。外部共振器型半導体レーザー内部にあるピエゾ素子を使って共振器長を僅かに変えて、発振する周波数を微調整できるが、光源を共鳴周波数に安定化させるには、分光を行って共鳴周波数を見つけ、共鳴周波数付近で線形応答する誤差信号を得て、共鳴周波数に近づくようにピエゾ素子へとフィードバックをかける必要がある。

カルシウム原子気体源としてオプトガルバノセルを使用して分光を行うと、分光対象のカルシウムは大きな速度分布を持つため、分光の線幅が数 GHz 程度となる。そのため、

この分光による誤差信号を元に共鳴周波数に近づけるようフィードバックをかける場合は、数十 MHz 程度の自然幅より優れた安定度で周波数安定化するのは困難である。そこで、飽和吸収分光という方法で分光の線幅を細くし、それによる誤差信号を得てピエゾ素子にフィードバックをかける方法で、自然幅より十分優れた安定度で周波数安定化させることを目的とした。

第 2 章

カルシウム原子の性質

天然のカルシウムのうち、約 97% は ^{40}Ca である (表 2.1)。基底状態の ^{40}Ca の電子配置は $[\text{Ar}](4s)^2$ であるので、電子による磁気モーメントは $\mu = 0$ である。また ^{40}Ca の核スピンも 0 であるため、超微細構造を持たず、基底状態 ^{40}Ca の磁気モーメントは厳密にゼロであるといった特徴がある。

本研究において、共鳴周波数に安定化させる対象の光学遷移は $^1\text{S}_0 - ^1\text{P}_1$ であり、遷移波長 423nm、自然幅 34.6MHz である。

常温常圧においてカルシウム原子の飽和蒸気圧は極めて低いという性質もあり、分光を行う際に原子気体を得るためには、オープンで Ca 原子を加熱して蒸気圧を上げて原子ビームを出射したり、Ca 原子を強制的に気化させたりする必要がある。

Isotope	Natural Abundance(%)
40	96.94
41	10^{-12}
42	0.65
43	0.14
44	2.09
46	10^{-3}
48	0.19

表 2.1 Ca 原子の同位体の存在比

第3章

光源の準備

Ca の光学遷移 $^1S_0-^1P_1$ を使用するため、本研究では 423nm 光源として、外部共振器型半導体レーザー (ECLD: External Cavity Laser Diode) を作成した。

3.1 ECLD の構造と特長

3.1.1 ECLD の構造

ECLD は、図 3.1 のような構造になっている。回折格子の 0 次光を外部に出射するとともに、1 次光を半導体レーザーに戻すことにより、回折格子と半導体レーザーの間で外部共振器を構築している。また、回折格子の裏に piezo 素子を着けて電圧を調整することによって、外部共振器の共振器長を微調整することができる。

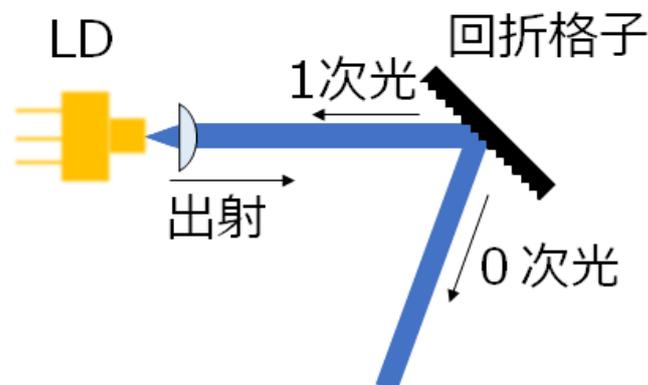


図 3.1 ECLD の構造 (Littrow 型)

3.1.2 特長1：波長の選択

回折格子は反射型回折格子を使用している。光が回折格子に入射角 θ で入射させたときに、回折の0次光は反射角 θ で反射し、 m 次光は光が入射した方向に反射する(図3.2)。回折格子の波長と回折角の関係式は

$$2d \sin \theta = m\lambda \quad (3.1)$$

であるので(d : 格子定数、 θ : 回折角、 m : 回折次数、 λ : 波長) [9]、回折格子での回折角 θ を微調整することで発振波長 λ を選択することができる。

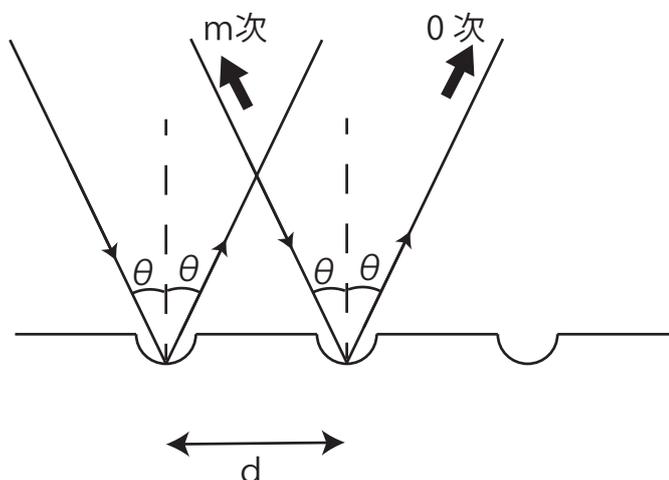


図3.2 反射型回折格子

3.1.3 特長2：線幅の狭窄化

共振器の線幅は

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{c}{2\pi nL} \frac{1-R}{\sqrt{R}} \quad (3.2)$$

と表せる(付録A.2参照)。ただし、 n は屈折率、 L は共振器長、 R は共振器の両端のミラーの反射率である(二つの反射率が同じ場合)。二つのミラーの反射率が異なる場合は、それぞれのミラーの反射率を R_1 、 R_2 とおくと、 $R = \sqrt{R_1 R_2}$ とすることで線幅を計算できる。

LDと外部共振器の線幅をそれぞれ計算する。LDの共振器長を $L = 3 \times 10^{-3}$ m、反射率を $R_1 = 0.99$ 、 $R_2 = 0.3$ 、屈折率を $n = 3.5$ (半導体の屈折率) とすると、線幅は

$$\Delta\nu_{1/2,LD} = 15\text{GHz} \quad (3.3)$$

である。一方で外部共振器の線幅は、共振器長を $L = 1.5 \times 10^{-2} \text{m}$ 、反射率を $R_1 = 0.99$ 、 $R_2 = 0.4$ 、屈折率を $n = 1$ とすると、線幅は

$$\Delta\nu_{1/2,\text{ex}} = 9.4 \times 10^2 \text{MHz} \quad (3.4)$$

である。この計算から、外部共振器を構築することで線幅を狭窄化できることが分かる。

3.2 ECLD の作成と性能評価

3.2.1 使用した LD のスペック

本実験で使用した LD は NICHIA NDV4A16 である。表 3.1 に LD のスペックをまとめた。

	Symbol	Min	Typ	Max	Unit
Optical Output Power	P_o	-	-	120	mW
Peak Wavelength	λ_p	420	-	425	nm
Threshold Current	I_{th}	-	24	50	mA
Operating Current	I_{op}	-	100	150	mA
Slope Efficiency	η	1.3	1.7	2.1	W/A
Operating Voltage	V_{op}	-	5.2	6.0	V

表 3.1 LD のスペック ($T_C = 25^\circ\text{C}$)

3.2.2 回折格子の選択

反射型回折格子の中でも特に、ホログラフィー回折格子を使用した。ホログラフィー回折格子の表面は、図 3.3 のように正弦波形状のパターンを形成している。格子定数は、レーザーの出射角度 2θ になるべく 90° に近いものを選択する。表 3.2 が、格子定数 d と出射角度 2θ の関係である。ただし、 $m = 1$ 、 $\lambda = 423\text{nm}$ で計算した。

$d(\text{mm})$	2θ
1/600	14.6°
1/1200	29.4°
1/2400	62.1°
1/3600	99.2°

表 3.2 格子定数と出射角度の関係

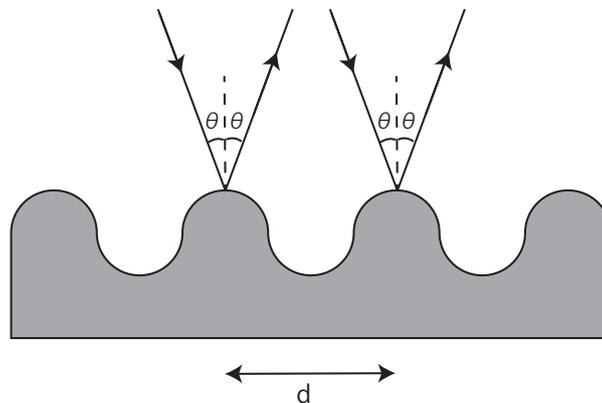


図 3.3 ホログラフィー回折格子の表面

表 3.2 より $d = 1/2400\text{mm}$ と $1/3600\text{mm}$ のどちらかを採用するのだが、両者の回折効率を比較して、本研究では $d = 1/2400\text{mm}$ の方を選択した。実際に使用している回折格子は、Edmund ホログラフィー回折格子 2400GPM UV である。

3.2.3 性能評価

図 3.4 が実際に作成した ECLD である。作成した ECLD について、まず注入電流に対するレーザーの出力を確認した。出力 vs 注入電流のグラフは図 3.5 の通りである。LD の Operating Current が 100mA であるので、その電流を超えないように実験を行った。その結果、最大で 65mW 程度のパワーが得られた。これは、分光を行うにあたって十分な出力であると言える。また、モードホップフリーで掃引可能な周波数が 3GHz 程度であることを、波長計を用いて確認した。

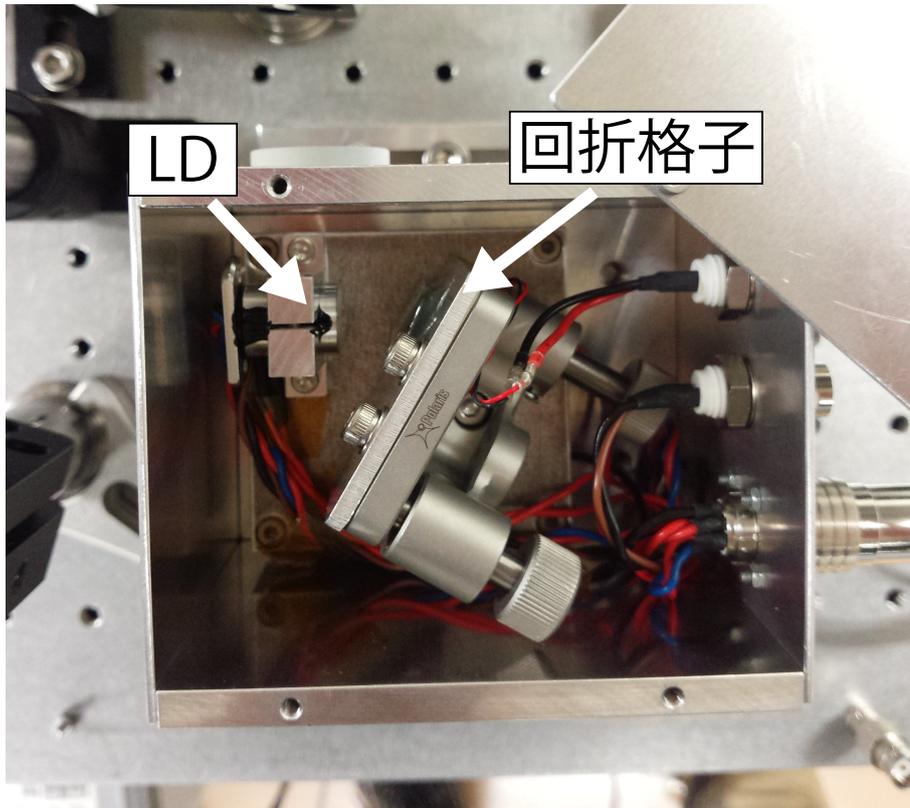


図 3.4 作成した ECLD

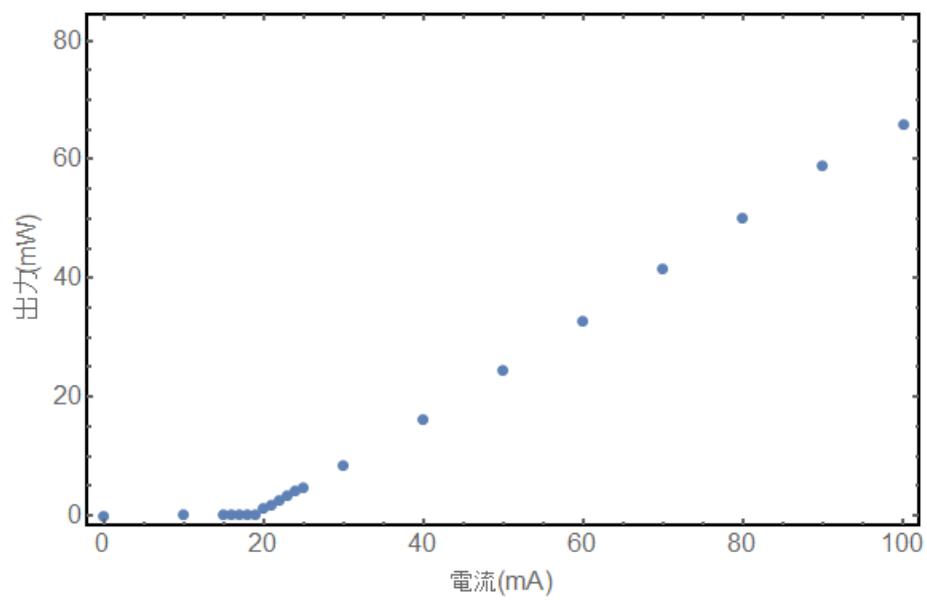


図 3.5 レーザーの出力 (mW) vs 注入電流 (mA)

第 4 章

光源の周波数安定化

4.1 カルシウム気体の準備

4.1.1 気体の準備方法

レーザーの周波数を安定化させるにあたり、その周波数基準を得るために分光を行う。そこで、Ca 原子気体源を用意する必要がある。しかし、第 2 章で言及したとおりカルシウムの飽和蒸気圧は極めて低いので、Ca 原子をセルに詰めて原子気体を得る方法では分光信号を得ることができない。分光を行うための Ca 原子気体を得る方法として、カルシウム原子を加熱して得られる原子ビームを用いる方法や、ガルバノセルというホロカソードランプを使用する方法などが挙げられる。

原子ビームを用いた分光を考えると、原子の進行方向以外の方向の速度分布が小さいため、分光のスペクトル線幅が細くなるというメリットがある。しかし本研究では、速度分布が大きく分光のスペクトル線幅が非常に太くなるものの、電源を入れるだけで原子気体源を簡単に得られるガルバノセルを用いて原子気体を得た。ガルバノセルを用いることでスペクトル線幅が太くなる問題は、“飽和吸収分光”という方法を利用して線幅を狭窄化し、解決する。

4.1.2 ガルバノセル

ガルバノセルの外観を、図 4.1 に示す。本研究で使用したガルバノセルは、浜松ホトニクス L2783-20NE-CA である。ガルバノセルはアノードと Ca でできたカソードで構成されており、セル内部に Ne の希薄気体が充満している。電極間に数百 V 程度の電圧をかけると、電極間に生じた巨大な電場により Ne の希薄原子気体が Ne^+ と e^- に電離する。すると、電離によって生じた電子は加速されて、Ne 原子に衝突して電離し、… という反応が雪崩のように起きる。こうして得られた Ne^+ は、カソードに向かって加速し、カ

ソードと衝突することで Ca 原子が叩き出されて気化する。

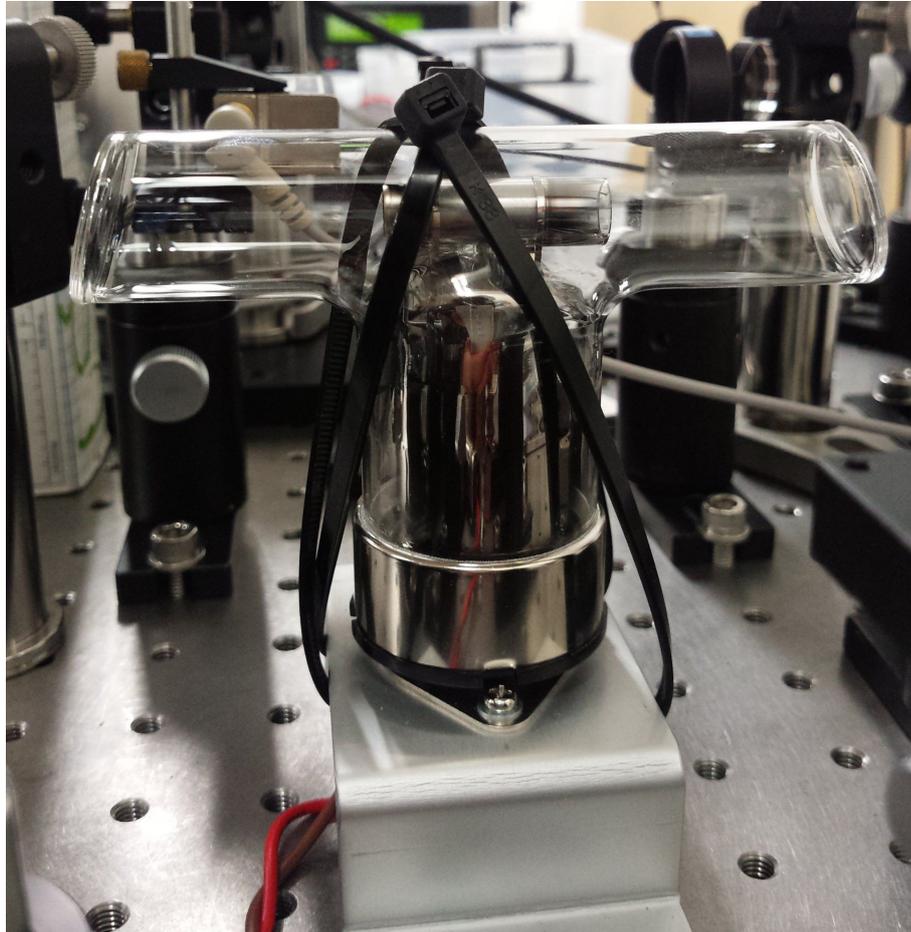


図 4.1 ガルバノセルの外観

4.2 飽和吸収分光の原理

ガルバノセルに光を入射して、周波数を共鳴周波数付近で掃引する場合を考える。透過した光の強度をフォトディテクターで測定すると、図 4.2 のような線形吸収信号が得られる。気化したカルシウム原子は速度分布を持っているため、ドップラー効果により原子の感じる光の周波数がシフトしてスペクトル線幅が広がる。光の透過率減少のグラフは、共鳴周波数を中心に正規分布に比例した形となる。このように光を入射して分光する方法を線形吸収分光という。この吸収線の線幅は数 GHz となり、カルシウムの光学遷移の自然幅 (34.6MHz) より遥かに太くなる。そこで、飽和吸収分光という方法で透過信号の線幅を細くする。

飽和吸収分光を行うには、ガルバノセルの左右 2 方向から同じ周波数の光を、重なる

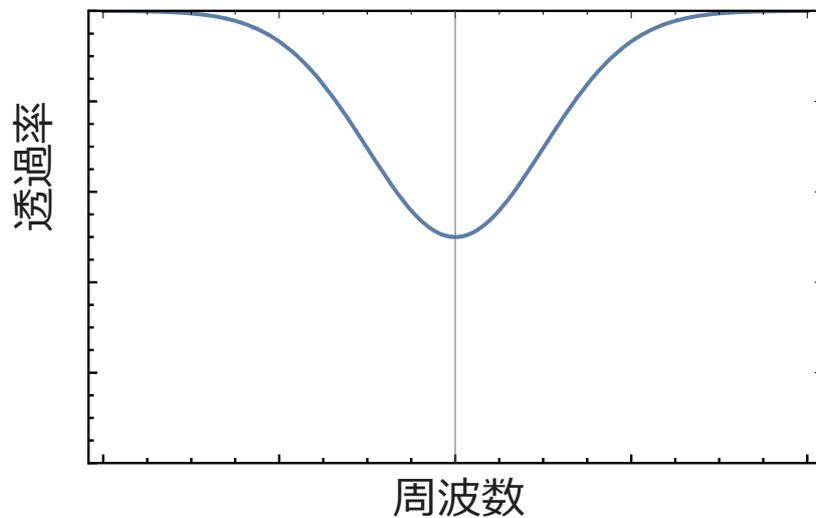


図 4.2 線形吸収による透過率

ように入射する。一方の光は、原子による光の吸収が飽和する程度の強度にし、もう一方の光は、それよりも十分に弱い強度にする。前者を pump 光、後者を probe 光と呼び、probe 光をフォトディテクターで測定する。

掃引している光の周波数 ω が共鳴周波数 ω_0 ではない瞬間 ($\omega \neq \omega_0$) は、pump 光はある速度 v の原子と共鳴するが、probe 光は速度 $-v$ の原子と共鳴する。従って、このときの probe 光の透過率は線形吸収分光を行った場合の透過率と等しくなる。一方で光の周波数 ω が共鳴周波数 ω_0 と等しい瞬間 ($\omega = \omega_0$) は、pump 光、probe 光ともに速度 $v = 0$ の原子と共鳴するが、pump 光が $v = 0$ の原子の一部を励起するため、probe 光の透過率は線形吸収分光の場合の透過率より高くなる。以上より、周波数を掃引した場合の probe 光の透過率は図 4.3 のようになる。中心付近にあるくぼみのことをラムディップと呼ぶ。このラムディップの線幅は自然幅程度となるので、線形吸収分光よりも十分に細い線幅であると言える。

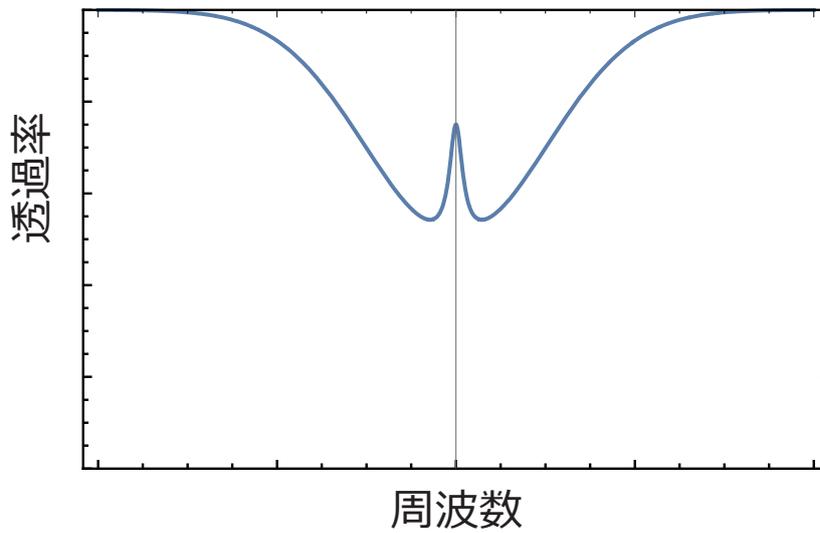


図 4.3 飽和吸収による probe 光の透過率

4.3 周波数安定化に必要な Error 信号を得る原理

飽和吸収信号（Original 信号という）のラムディップは共鳴周波数を中心に左右対称な信号であるため、Original 信号の電圧値から周波数を上げる、または下げるといったフィードバックをレーザーにかけることができない。そこで、共鳴周波数付近で線形に応答する誤差信号（Error 信号という）を得て、Error 信号の値が 0 になる方向へと周波数のフィードバックをかけることで周波数を安定化させる。

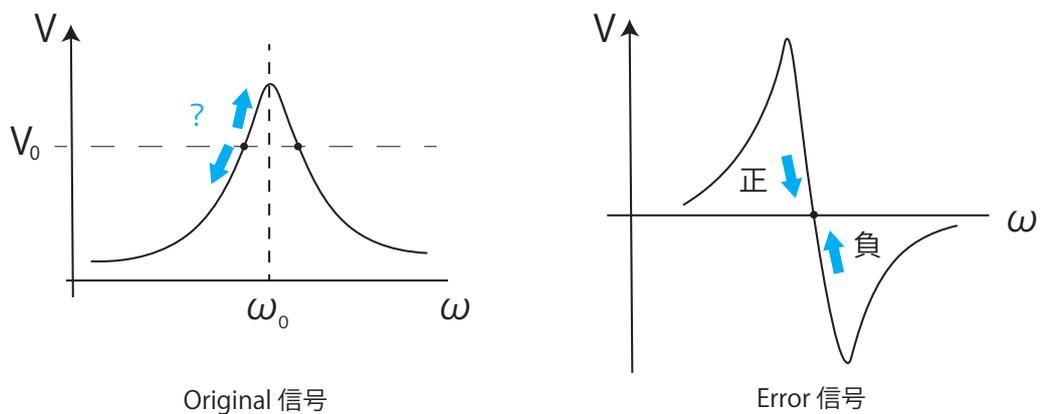


図 4.4 Error 信号の説明

4.3.1 Error 信号の作り方と計算

この節は、[11] を参考にして書いた。Original 信号から Error 信号を得る方法として本研究では、音響光学素子 (AOM:Acoustic-optic Modulator) を用いて、飽和吸収分光に使う光の周波数を変調したのちに、透過信号をロックイン検波する方法を採用した。

AOM とは、素子内部にある結晶に交流電圧を印加することで結晶内部の屈折率を変化させ、結晶内部を通過するレーザーを回折させるものである。結晶に入射したレーザーの角周波数を ω 、印加する交流電圧の角周波数を Ω_0 としたとき、AOM による回折の n 次光の角周波数は $\omega + n\Omega_0$ となる。

ここで、AOM に角周波数 $A \sin \Omega t$ の交流電圧を印加し、AOM の 1 次光を飽和吸収分光に使う場合を考える。すると、変調されたレーザー光の電場 E_t は以下のように表される。

$$E_t = E_0 F(\omega + A \sin \Omega t) \exp \{i(\omega + A \sin \Omega t)t\} \quad (4.1)$$

ここで、 $F(\omega)$ は周波数 ω に対する振幅透過係数である。すると、透過光強度 I_t は次のように表せる。

$$\begin{aligned} I_t &= |E_t|^2 \\ &= |E_0|^2 |F(\omega + A \sin \Omega t)|^2 \end{aligned} \quad (4.2)$$

変調周波数 A が十分に小さければ

$$F(\omega + A \sin \Omega t) \simeq F(\omega) + \frac{dF}{d\omega} A \sin \Omega t \quad (4.3)$$

が成立するので、 I_t は次のように表せる。

$$\begin{aligned} I_t &\simeq |E_0|^2 \left(F(\omega) + \frac{dF}{d\omega} A \sin \Omega t \right) \left(F^*(\omega) + \frac{dF^*}{d\omega} A \sin \Omega t \right) \\ &= |E_0|^2 \left\{ |F(\omega)|^2 + F(\omega) \frac{dF^*}{d\omega} A \sin \Omega t + F^*(\omega) \frac{dF}{d\omega} A \sin \Omega t \right. \\ &\quad \left. + \frac{dF}{d\omega} \frac{dF^*}{d\omega} A^2 \sin^2 \Omega t \right\} \end{aligned} \quad (4.4)$$

次に、Original 信号をロックインアンプに入力する。ロックインアンプとは、入力信号と参照信号 (sin 波) をかけ合わせて、その信号の高周波成分を積分によってカットしたも

の出力する装置である。出力信号 V_{error} は以下のように計算できる。

$$\begin{aligned}
 V_{\text{error}} &= \int I_t \sin(\Omega t + \phi) dt \\
 &\simeq |E_0|^2 \int \left\{ |F(\omega)|^2 \sin(\Omega t + \phi) + \left[F(\omega) \frac{dF^*}{d\omega} + F^*(\omega) \frac{dF}{d\omega} \right] \cdot \right. \\
 &\quad \left. A \sin \Omega t \sin(\Omega t + \phi) + \frac{dF}{d\omega} \frac{dF^*}{d\omega} A^2 \sin^2 \Omega t \sin(\Omega t + \phi) \right\} dt \\
 &= |E_0|^2 \int \left[F(\omega) \frac{dF^*}{d\omega} + F^*(\omega) \frac{dF}{d\omega} \right] A \sin \Omega t \sin(\Omega t + \phi) dt \\
 &= \frac{1}{2} |E_0|^2 \left[F(\omega) \frac{dF^*}{d\omega} + F^*(\omega) \frac{dF}{d\omega} \right] A \cos \phi \\
 &= \frac{1}{2} |E_0|^2 \frac{d|F(\omega)|^2}{d\omega} A \cos \phi \\
 &= \frac{1}{2} \frac{dI_t}{d\omega} A \cos \phi \tag{4.5}
 \end{aligned}$$

このロックインアンプの出力が Error 信号であり、近似的に Original 信号の微分となっている。位相 ϕ を調整することで、 V_{error} の大きさを変えたり Error 信号の符号を逆転させたりできる。こうして得られた Error 信号をもとに ECLD 内のピエゾ素子にフィードバックをかけることで、共鳴周波数に安定化することができる。

4.4 実験系

4.4.1 飽和吸収分光の光学系

飽和吸収分光で使用した光学系は、図 4.5 のとおりである。まず、ECLD から出射した光をアイソレーターに入れて、光が ECLD に帰還するのを防ぐ。最初の $\lambda/2$ 波長板では pump 光と probe 光の強度の和を調整する。次の $\lambda/2$ 波長板では、pump 光と probe 光の強度の比を変えることができる。PBS2 で反射した光は probe 光として使い、PBS2 で透過して PBS3 で反射した光は pump 光として使った。 $\lambda/4$ 波長板を 2 回通過させることで偏光を 90° 変え、probe 光は PBS3 を通過することができる。

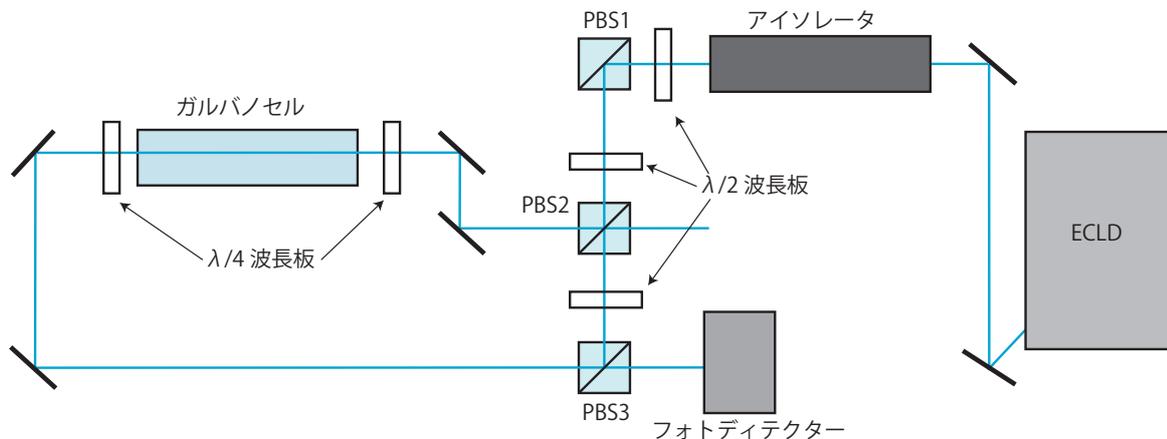


図 4.5 飽和吸収分光の光学系

4.4.2 周波数安定化の系

周波数安定化のための回路全体の図を図 4.6 に示した。まず、probe 光をフォトディテクターに入れて Original 信号を得る。その信号をロックインアンプに入力し、Error 信号を得る。Error 信号をロック回路に入れてフィードバック信号を出力し、ECLD へフィードバックをかけることで、レーザーの周波数を共鳴周波数に近づける。

また、AOM で回折した光の回折効率は、AOM に印加した交流電圧の周波数に依存する。一定の強度の交流電圧をかけ続けていると、フォトディテクターで観測される信号には光の強度に由来したノイズが加わる。このノイズを軽減させるため、発振器と AOM の間に、入力する Control 電圧の大きさに依存して減衰率が変わるアテネーターを繋いだ。採用したアテネーターは mini circuits ZX73-2500 で、減衰率 vs Control 電圧のグラフは図 4.7 のとおりである。フォトディテクターが強度の揺れを検出すると、強度安定化回路は、AOM の回折光の強度が元に戻る方向へと、Control 電圧の大きさを変える出力信号を出す。

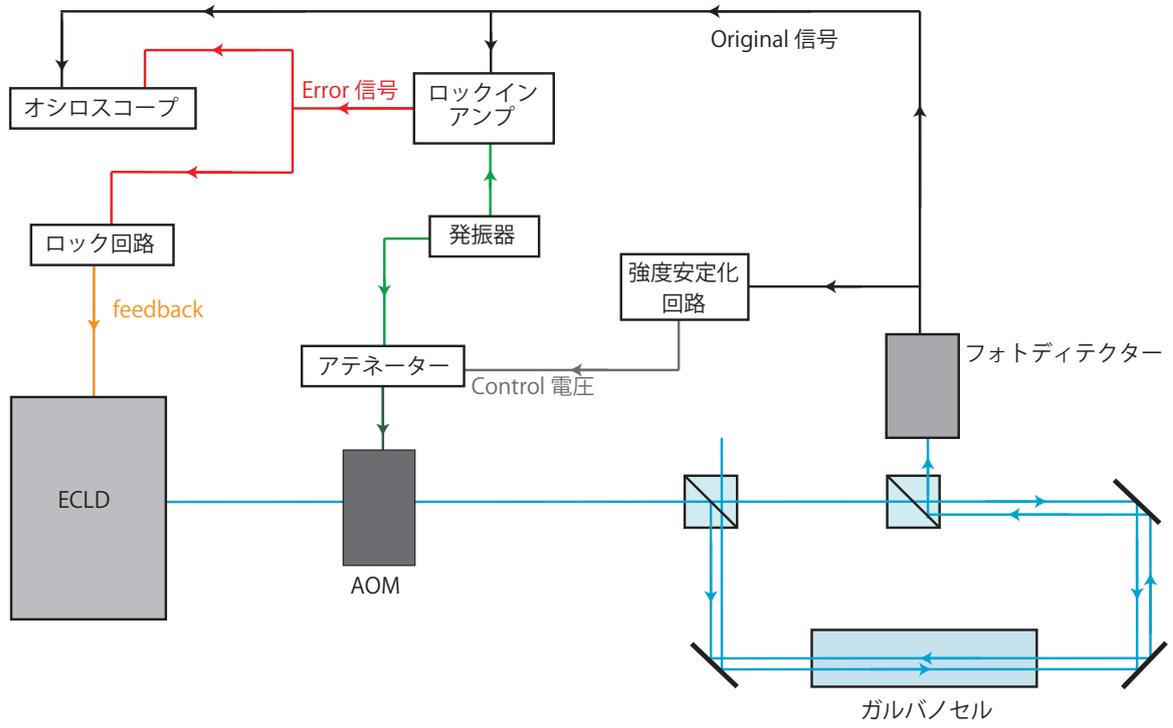


図 4.6 周波数安定化のための系

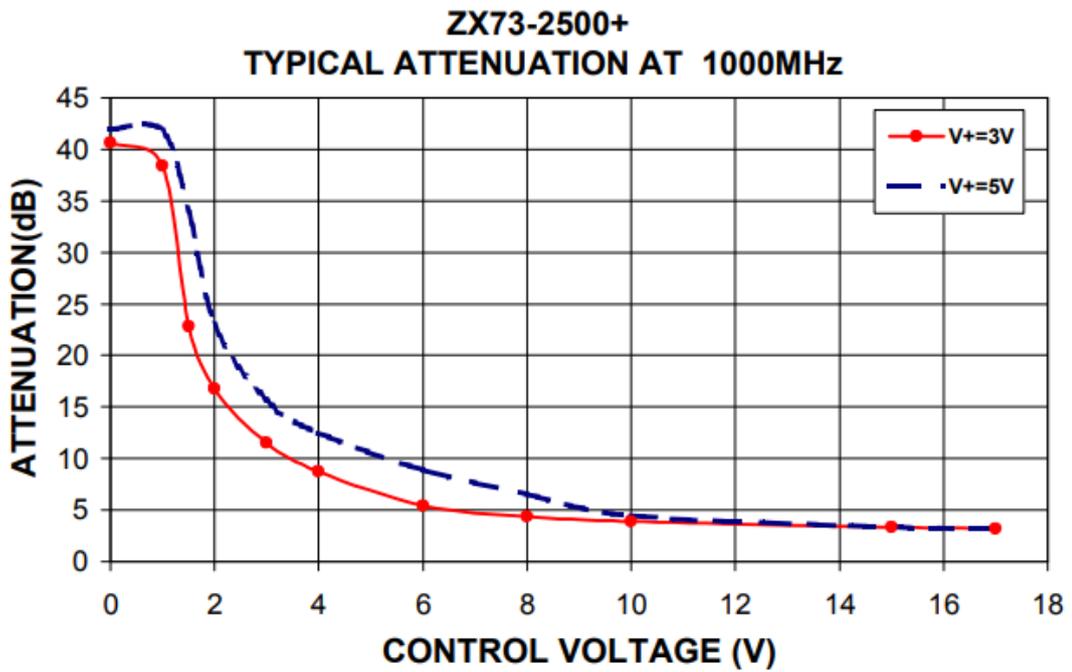


図 4.7 減衰率 (dB) vs control 電圧 (V)

4.5 飽和吸収分光の結果

図 4.5 の光学系を用いて飽和吸収分光を行った。光の条件は以下のとおりである。

共鳴周波数	709.0782THz
pump 光強度	5.8mW
probe 光強度	0.8mW
ビームウェスト	1.6mm

pump 光を入射した場合は図 4.8、入射しなかった場合は図 4.9 のような信号が得られた。2つの図を比較すると、図 4.8 からはラムディップが観察できる。従って、飽和吸収分光は成功したと言える。

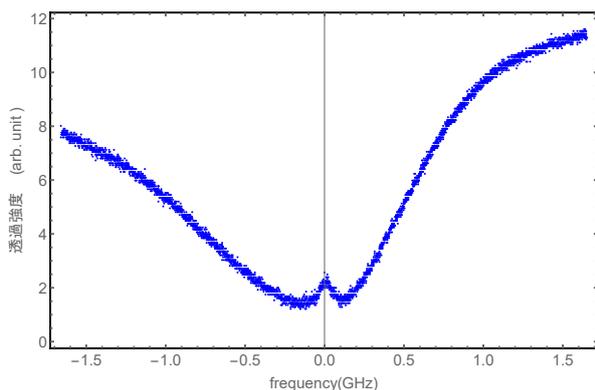


図 4.8 pump 光ありの場合

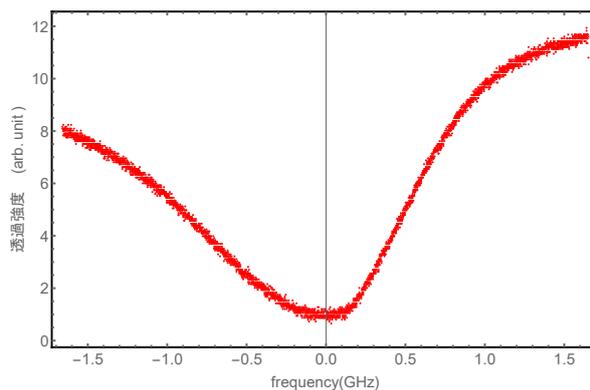


図 4.9 pump 光なしの場合

このラムディップの線幅を、pump 光ありとなしの差をとってフィッティングすることで求めた。ラムディップにおける透過信号の関数は

$$I(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\gamma}{2}}{4\pi^2(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \quad (4.6)$$

という Lorentzian で表せる。ただし、 γ は Ca の光学遷移 $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ の自然幅、 ν_0 は共鳴周波数、 ν はレーザー光の周波数である。フィッティングした結果が図 4.10 である。図 4.10 の赤いドットが差をとったもので、青がフィッティング関数である。線幅は約 200MHz と求まった。

本来であればラムディップの線幅は自然幅 (34.6MHz) 程度となるはずだが、本実験では線幅が 200MHz となった。その原因を考察する。考えられる原因の一つは、pump 光

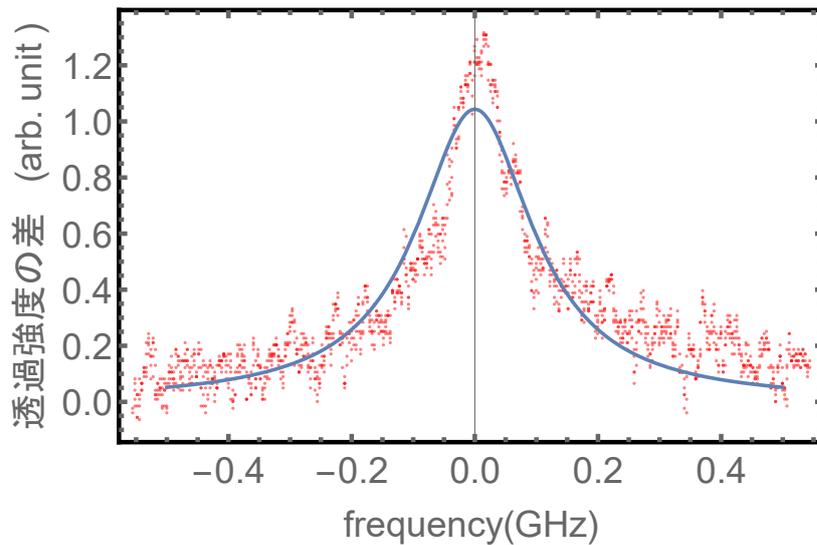


図 4.10 ラムディップのフィッティング結果

の強度が飽和強度より強いことによって生じる飽和広がりである。自然幅 γ 、飽和強度 I_{sat} 、pump 光強度 I に対して、ラムディップの線幅 $\Delta\omega$ は

$$\Delta\omega = \gamma \sqrt{1 + \left(\frac{I}{I_{\text{sat}}}\right)^2} \quad (4.7)$$

と表せる [10]。pump 光の出力 5.8mW、ビーム径 1.6mm から強度 I を計算して $\Delta\omega$ を求めると、 $\Delta\omega = 130\text{MHz}$ となる。もう一つ考えられる原因は、ガルバノセル中に存在するネオン原子との衝突による衝突広がりである。

4.6 誤差信号と周波数安定化の結果

AOM の 1 次光の変調周波数を $80 \pm 10\text{MHz}$ 、変調の速さを 10kHz にして、Error 信号を観測した。光の周波数を掃引しながら観察された Error 信号を図 4.11 に示す。縦軸は Error 信号の電圧、横軸は時刻である。図 4.11 の $t = 0.02\text{s}$ 付近にある大きな信号が ^{40}Ca による Error 信号である。 ^{40}Ca の Error 信号の左側の $t = -0.05\text{s}$ 付近にも小さな信号があるが、pump 光の強度を減少させると ^{40}Ca の Error 信号と小さな信号が同時に小さくなることが確認されたので、小さな信号は Ca 原子の同位体による Error 信号だと断定した。表 4.1 に、Ca 原子の同位体の Isotope shift のデータを載せておく [12]。

^{40}Ca の Error 信号が観測される周波数と、同位体の Error 信号が観測される周波数のそれぞれで、もう一台のレーザーとのビートを測定したところ、2 つの Error 信号の周波数の差がおよそ 700MHz と求まった。同位体の存在比とビートの測定の結果を考慮すると、もう一つの Error 信号は ^{44}Ca によるものだと言える。

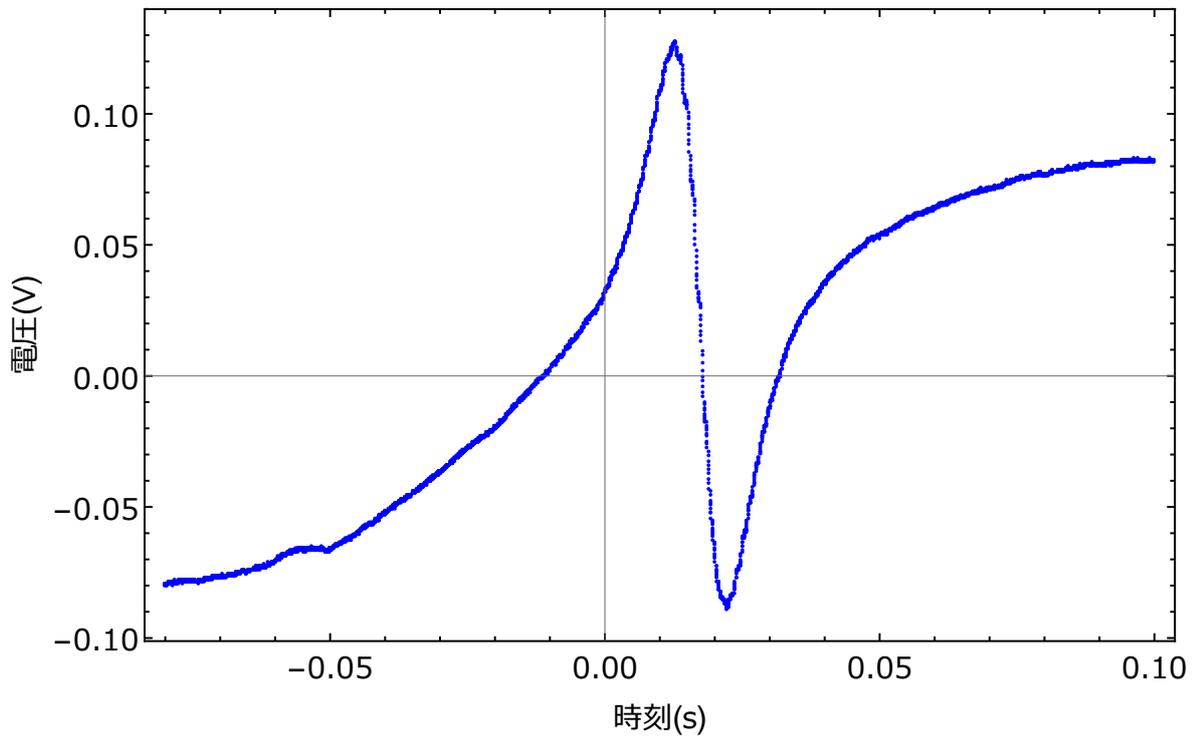


図 4.11 得られた Error 信号

Isotope	Natural Abundance(%)	Isotope shift(MHz)	Half Life
40	96.94	0	Stable
41	10^{-12}	166	10^5 Years
42	0.65	393	Stable
43	0.14	554	Stable
44	2.09	774	Stable
46	10^{-3}	1160	10^{15} Years
48	0.19	1513	$> 10^{19}$ Years

表 4.1 Ca 原子の同位体の Isotope shift

周波数安定化のフィードバックをかけたときの周波数のゆらぎ (MHz) vs 時間 (s) のグラフを図 4.12 に示す。図 4.12 の周波数安定度を調べるために分散を計算したところ、 $\sigma = 1.3$ MHz の安定度でレーザーの周波数を安定化できたことが分かった。光学遷移の自然幅である 34.6 MHz より十分に小さいので、安定度は十分であると言える。

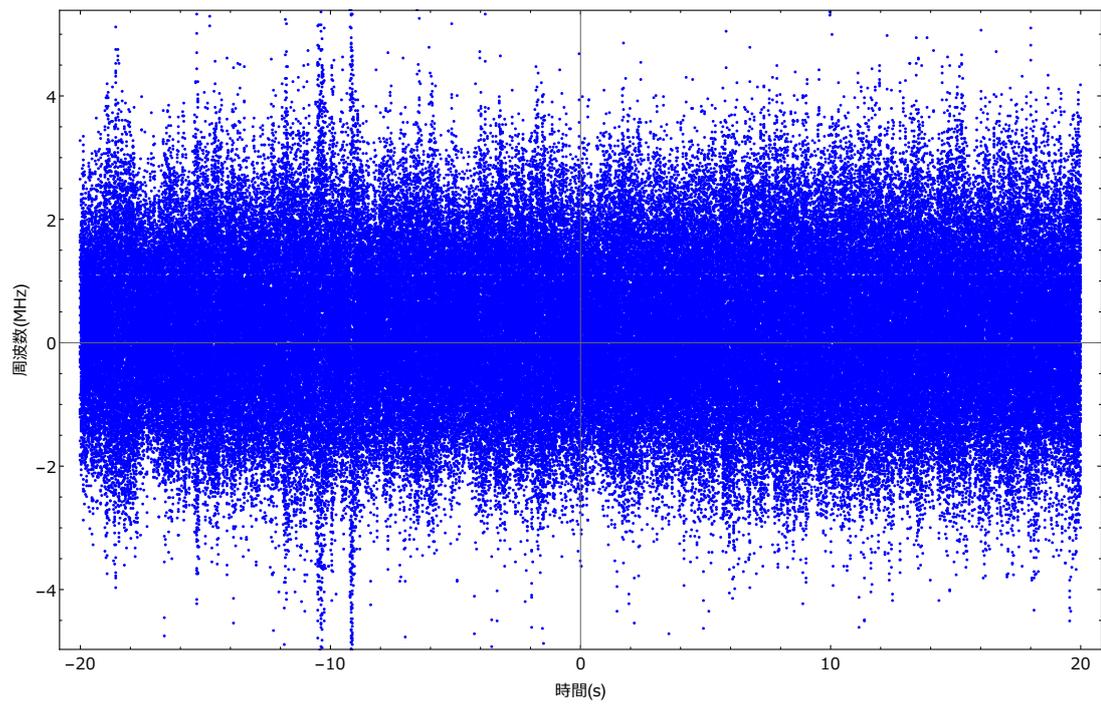


図 4.12 フィードバック制御時の様子; 周波数 (MHz) vs 時間 (s)

第 5 章

まとめ

本研究で得られた成果を以下にまとめる。

- Ca の光学遷移 $^1S_0-^1P_1$ の共鳴周波数付近で発振する ECLD を作成した。
- ECLD の掃引可能な周波数は 3 GHz であった。
- 分光対象のカルシウム原子気体源としてオプトガルバナセルを採用し、飽和吸収分光を行い、半値全幅 200MHz 程度の飽和吸収信号を得た。
- 光の周波数を変調しロックイン検波することで、Error 信号を得た。
- Error 信号を ECLD の piezo 素子にフィードバックすることで、レーザーの周波数安定度として自然幅 34.6MHz より十分優れた 1.3MHz を実現した。

参考文献

- [1] B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams, S. L. Campbell, M. Bishof, X. Zhang, W. Zhang, S. L. Bromley, and J. Ye: “An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10^{-18} level”, *Nature* **506**, 71 (2014)
- [2] N. Hinkley, J. A. Sherman, N. B. Phillips, M. Schioppo, N. D. Lemke, K. Beloy, M. Pizzocaro, C. W. Oates, and A. D. Ludlow: “An Atomic Clock with 10–18 Instability”, *Science* **341** 6151 (2013)
- [3] A. Gauguier, B. Canuel, T. Lvque, W. Chaibi, and A. Landragin: “Characterization and limits of a cold-atom Sagnac interferometer”, *Phys. Rev. A.*, **80**, 063604 (2009)
- [4] D. S. Durfee, Y. K. Shaham, and M. A. Kasevich: “Long-Term Stability of an Area-Reversible Atom-Interferometer Sagnac Gyroscope”, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 240801 (2006)
- [5] T. Mazzoni, X. Zhang, R. Del Aguila, L. Salvi, N. Poli, and G. M. Tino: “Large-momentum-transfer Bragg interferometer with strontium atoms”, *Phys. Rev. A.*, **92**, 053619 (2015)
- [6] M. Kasevich and S. Chu: “Measurement of the Gravitational Acceleration of an Atom with a Light-Pulse Atom Interferometer”, *Appl. Phys. B* **54**, 321-332 (1992)
- [7] G. Lamporesi, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. M. Tino: “Determination of the Newtonian Gravitational Constant Using Atom Interferometry”, *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 050801 (2008)
- [8] Rym Bouchendira, Pierre Cladé, Saïda Guellati-Khélifa, Francois Nez, and Francois Biraben: “New Determination of the Fine Structure Constant and Test of the Quantum Electrodynamics”, *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 080801 (2011)
- [9] ソーラボジャパン: “ホログラフィック回折格子、反射型”
https://www.thorlabs.co.jp/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=25 (最終閲覧日: 2018年3月29日)

-
- [10] C.J.Foot: “Atomic Physics”, Oxford Univ Press(2005)
 - [11] 山本雄樹: “原子気体ボース・アインシュタイン凝縮体の超弱磁場下における磁気双極子相互作用の発現に関する研究”, 修士論文, 東京工業大学 (2012)
 - [12] S. Hoekstra, A. K. Mollema, R. Morgenstern, H. W. Wilschut, and R. Hoekstra: “Single-atom detection of calcium isotopes by atom-trap trace analysis”, *Phys. Rev. A.*, **71**, 023409 (2005)
 - [13] ヤリーヴ-イェー: “光エレクトロニクス基礎編”, 丸善株式会社 (2010)

謝辞

本研究を遂行するにあたり、多くの方々にご指導いただきました。この場を借りて感謝の意を述べさせていただきます。

指導教員である上妻幹旺教授には、一年間大変お世話になりました。勉強したことの理解が間違っていたり、論文が理解できず困っていたりした時には懇切丁寧に教えていただきました。また、私の至らない資料や発表の改善点を事細かに指摘していただき、とても勉強になりました。

井上遼太郎助教は、私が理解するまでとことん質問に答えていただきました。私が以前苦手としていたはんだ付けは、井上助教が丁寧にやり方やコツを教えてくださいのおかげで、きちんとした電子回路を作成できるようになりました。また、実験が上手くいかないときには適切なアドバイスや沢山のアイデアを頂きました。

特別研究員の Miranda Martin さんはミーティングの時に、私の理解不足な点を鋭く指摘してくれました。分かりやすく説明してくれたり資料を渡してくれたりもして、理解が捗りました。

博士課程一年の細谷俊之さんは、実験や工作、全てにおいて正確でかつ手際が良く、見習うことが沢山ありました。実験を滞りなく計画通りに進める素晴らしい先見性を持っており、感銘を受けました。また、研究室に入ったばかりの頃には、研究室に関することをいろいろと教えていただいたおかげでとても助かりました。

博士一年の宮澤裕貴さんは、朝早くから夜遅くまで、時には徹夜で熱心に実験に励んでおり、とても刺激になりました。分からないことがあって悩んでいるときに、頻りに声をかけてくれたおかげで助かりました。

修士二年の小方拓也さんは、パソコンに関する知識が豊富で驚かされることがたくさんありました。PCに関する問題が生じたときは、小方さんは心強い味方となってくれました。

修士二年の井口賢人さんには、Mathematica や機械工作に関して丁寧にアドバイスをいただきました。席が後ろなこともあり、進み具合をよく気にしてくださいました。

修士一年の高木将登さんには、研究室に入ったばかりのころ、光学機器の扱い方や基礎

実験を、自身の貴重な時間を割いてまでとことん付き合ってくださいました。

修士一年の多賀俊祐さんには、高木さんと同様に基礎を沢山教えて頂いた他、ECLD やロック回路作成の際には一から全て教えて頂きました。

修士一年の小田拓実さんには、よく声をかけてくれました。馴染みやすい先輩で、よく相談にも乗ってくれました。ミーティングの時に、自身の分からないことをどんどん質問する積極さは見習いたいです。

同期の松井宏樹君は非常に勉強熱心で、講義や光学の知識のことでは教わることばかりでした。コロキウムや講義など、学部生活を送る上で沢山のことを相談させてもらい、心の支えとなりました。修士課程でもよろしくお願いします。

最後に、4年間金銭面や生活面などで支えてくれた家族に感謝します。本当にありがとうございました。

付録 A

理論的補足

A.1 LD の仕組み

LD に電流を流した際にどのようにしてレーザーが発振しているのかを簡単にまとめた。

LD 内部にある半導体に電流を注入すると、N 型半導体の伝導帯からは活性層に電子が注入され、P 型半導体の価電子帯からは活性層に正孔が注入される (図 A.1)。

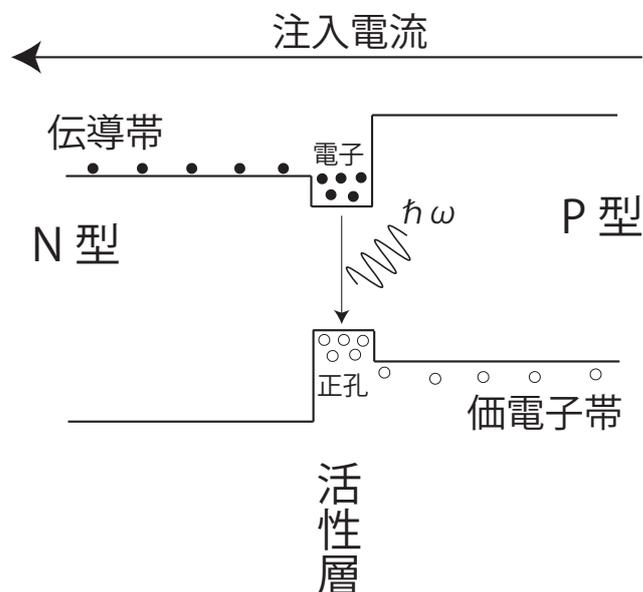


図 A.1 半導体に電流を注入したときの様子

注入電流を大きくすると、活性層が反転分布という、下の準位よりも上の準位の方が分布割合が多くなる状態になり、効率的に光が誘導放出される。

半導体の両端の面は一般に、一方は透過率が約 99% であり、もう一方の透過率は約 30% である。この二つの面の間で共振して、流す電流を大きくすると、ある電流値でレー

ザーの発振条件を満たし、LD からレーザーが発振される。

A.2 共振器について

共振器とは、2枚のミラーを向かい合わせることで光を何度も往復させることができる光学機器である。ここでは、共振器の FWHM、FSR、Finess の導出を行う [13]。また、今回は共振器内で強度ロスが起きない場合を考える。

図 A.2 のように、振幅透過率 t_1 、振幅反射率 r_1 のミラー 1 と振幅透過率 t_2 、振幅反射率 r_2 のミラー 2 が向かい合った状況を考える。ミラー 1 と 2 の強度透過率、強度反射率をそれぞれ T_1, R_1, T_2, R_2 とすると、

$$|r_1|^2 = R_1, |t_1|^2 = T_1 \quad (\text{A.1})$$

$$|r_2|^2 = R_2, |t_2|^2 = T_2 \quad (\text{A.2})$$

$$R_1 + T_1 = 1 \quad (\text{A.3})$$

$$R_2 + T_2 = 1 \quad (\text{A.4})$$

が成立する。

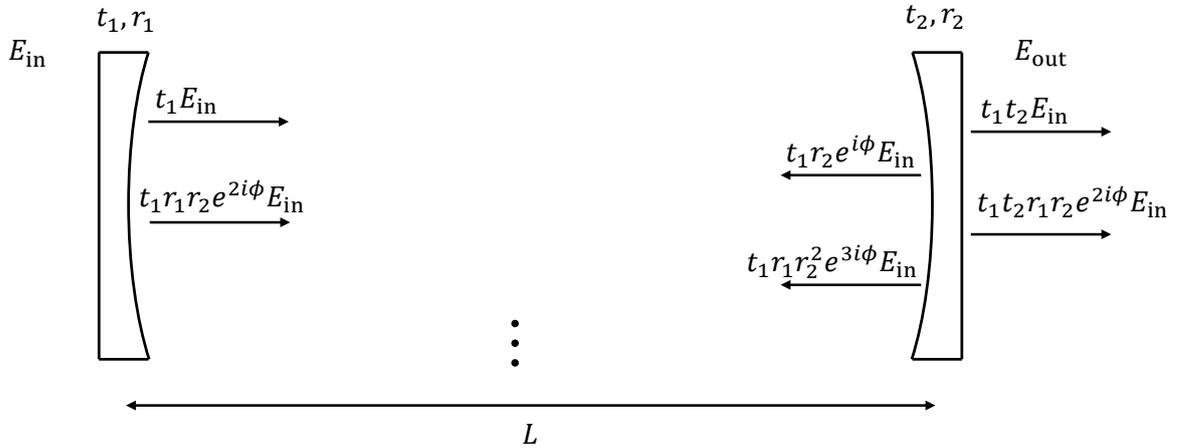


図 A.2 共振器の図

屈折率 n 、共振器長 L の共振器に E_{in} の光が入射すると、透過光の電場 E_{out} は

$$\begin{aligned} E_{out} &= t_1 t_2 E_{in} + t_1 t_2 r_1 r_2 e^{2i\phi} E_{in} + \dots \\ &= t_1 t_2 E_{in} \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2 e^{2i\phi})^m \\ &= \frac{t_1 t_2}{1 - r_1 r_2 e^{2i\phi}} E_{in} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

と求まる。ただし、 ϕ は光が距離 L 進んだときに生じる位相であり、

$$\phi = \frac{2\pi nL}{\lambda} = \frac{2\pi\nu nL}{c} \quad (\text{A.6})$$

である。すると、透過光の強度 I_{out} は

$$\begin{aligned} I_{\text{out}} &= |E_{\text{out}}|^2 \\ &= \frac{|t_1|^2 |t_2|^2}{|1 - r_1 r_2 e^{2i\phi}|^2} I_{\text{in}} \\ &= \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \phi} I_{\text{in}} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

である ($R \equiv r_1 r_2 = \sqrt{R_1} \sqrt{R_2}$ と定義した)。透過光の強度を周波数の関数としてプロットすると、図 A.3 のような周期的にピークが立つようなグラフとなる。ピークの半分の強度となる周波数は

$$\begin{aligned} (1 - R)^2 + 4R \sin^2 \phi &= 2(1 - R)^2 \\ \implies \sin \phi &= \frac{(1 - R)}{2\sqrt{R}} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

が成立するときである。 $R \simeq 1$ のときは

$$\begin{aligned} \phi &\simeq \frac{1 - R}{2\sqrt{R}} \\ \implies \nu &\simeq \frac{c}{2nL} \cdot \frac{1 - R}{2\pi\sqrt{R}} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

となる。これは半値半幅に相当するので、FWHM

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{c}{2nL} \frac{1 - R}{\pi\sqrt{R}} \quad (\text{A.10})$$

が求まる。

ピークの周波数の間隔を表す FSR を計算する。透過光の強度が最大となる周波数は (A.7) 式より $\sin \phi = 0 \rightarrow \phi = m\pi$ が満たされるときである。計算すると $\nu = \frac{c}{2nL} \cdot m$ であるから、FSR は

$$\nu_{\text{FSR}} = \frac{c}{2nL} \quad (\text{A.11})$$

である。また、隣接するスペクトルを識別する干渉計の能力を示す指標である Finesse は、FSR を半値全幅で割った値で定義され

$$\text{Finesse} \equiv \frac{\nu_{\text{FSR}}}{\Delta\nu_{1/2}} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R} \quad (\text{A.12})$$

と表せる。

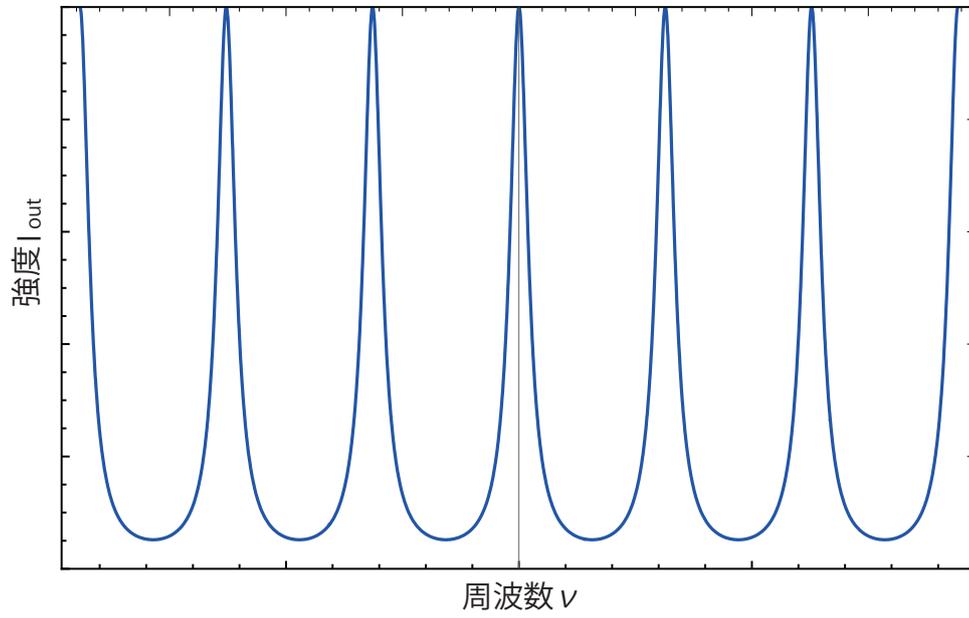


図 A.3 透過光の強度 vs 周波数 のグラフ

付録 B

回路の作成

B.1 コネクタブロック

ECLD のレーザーを発振する際に必要な電流源や温調は、Lightwave LDX-3412 と LDT5412 を使用した。電流源と温調の出力コネクタは両方とも D-sub 9 pin であるが、ECLD への入力コネクタを PRC 8 pin に変えるため、コネクタブロックを作成した。実際に作成したものが図 B.1 である。写真の中央にある基盤がローパスフィルタであり、何らかの原因で LD に高周波が入り LD が損傷するのを防いでいる。

ローパスフィルタの回路は図 B.2 の通りである。入力電圧 $|V_{in}|$ に対する出力電圧 $|V_{out}|$ の比は

$$\frac{|V_{out}|}{|V_{in}|} = \frac{1}{\sqrt{(2\pi fCR_1)^2 + (1 + R_1/R_2)^2}} \quad (\text{B.1})$$

であり、カットオフ周波数は $f_c = 14.2\text{Hz}$ である。

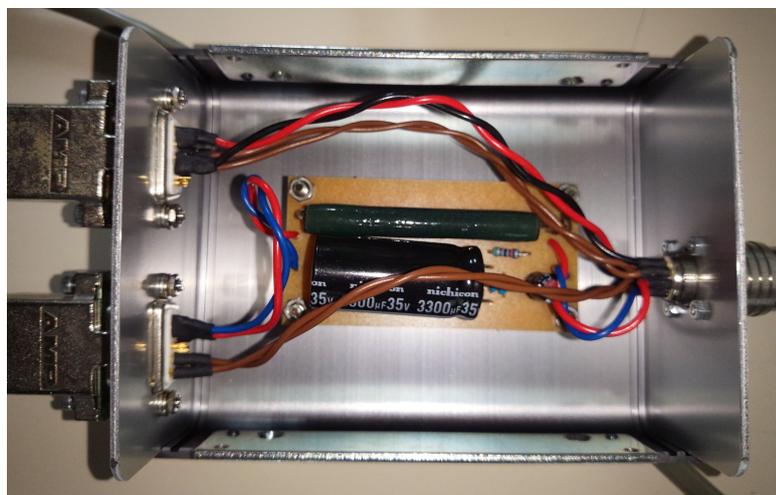


図 B.1 作成したコネクタブロック

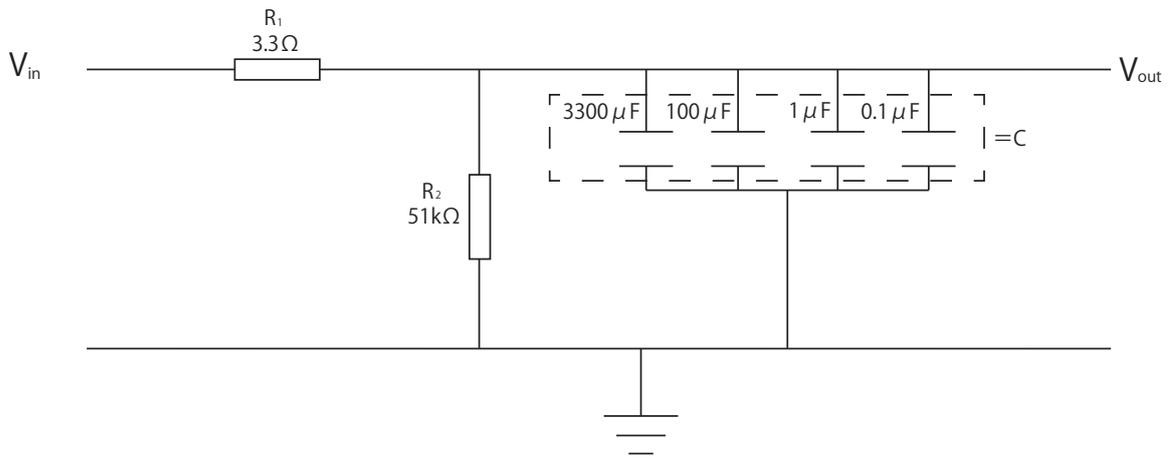


図 B.2 ローパスフィルタの回路

B.2 ロック回路

本研究では、Error 信号をロック回路に入力し、その出力を piezo 素子へのフィードバック信号として使用していたが、この節では私が自作したロック回路がフィードバック信号を出力する仕組みをまとめた。回路の概略は図 B.3 のとおりである。

入力された Original 信号は LM2903 のオペアンプの + 側に接続されている。LM2903 の - 側にはある一定の電圧がかかっている。これは、Original 信号のラムディップがある threshold より高いか低いかで、オペアンプの出力信号を 0V か 5V かに切り替えているのである。オペアンプの出力信号は DG413 のアナログスイッチに繋がっている。このスイッチの動作は、入力電圧が 2.4V 以上のときに ON(繋がってない状態) になるものである。

入力された Error 信号は 2 つに分岐され、反転増幅回路と積分回路へと繋がっている。これが PI 制御である。アナログスイッチが ON のときは、信号は反転増幅および積分される。一方でスイッチが OFF のときは、両方ともゲインが 0 の反転増幅回路となり、0V の信号が出力される。

以上をまとめると、Original 信号の電圧が threshold より高い場合は piezo 素子へ PI 制御によるフィードバックがかかるが、threshold より低い場合は、piezo 素子へのフィードバックがかからないことが分かる (図 B.4)。

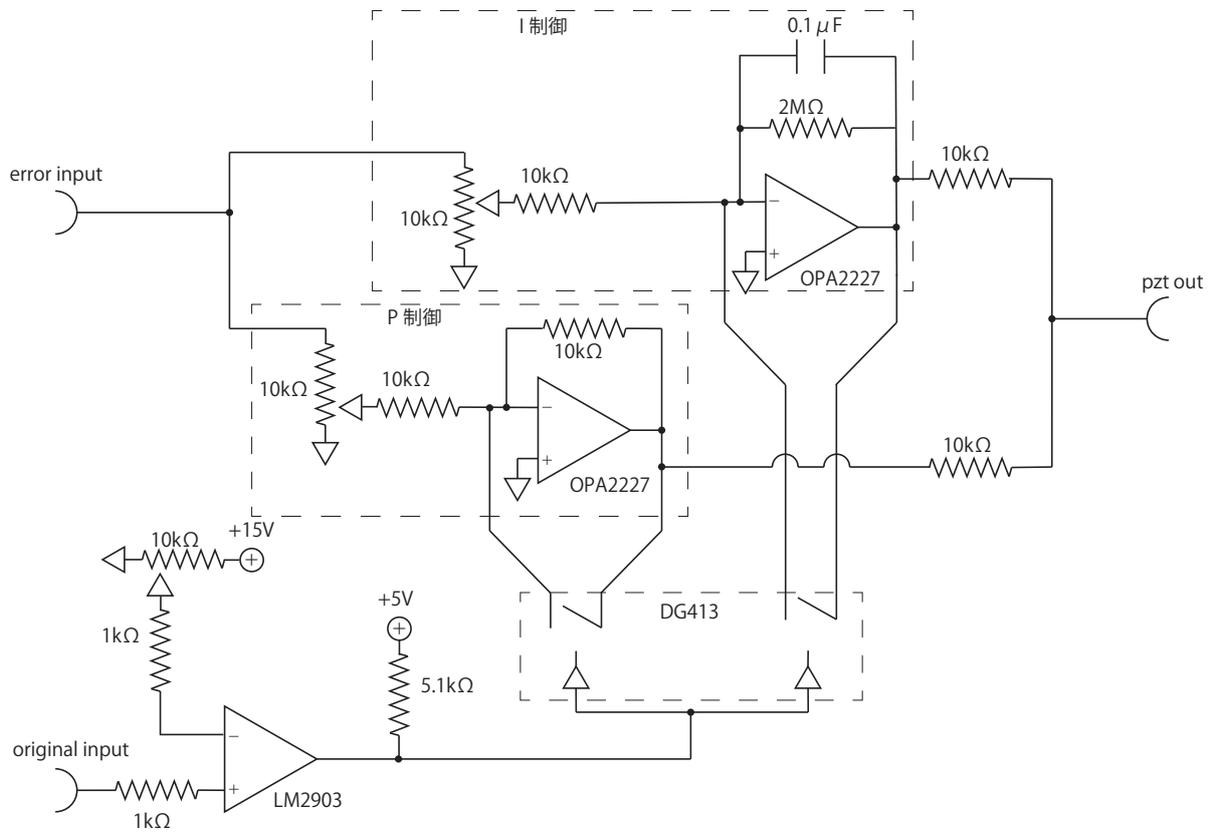


図 B.3 ロック回路の概略

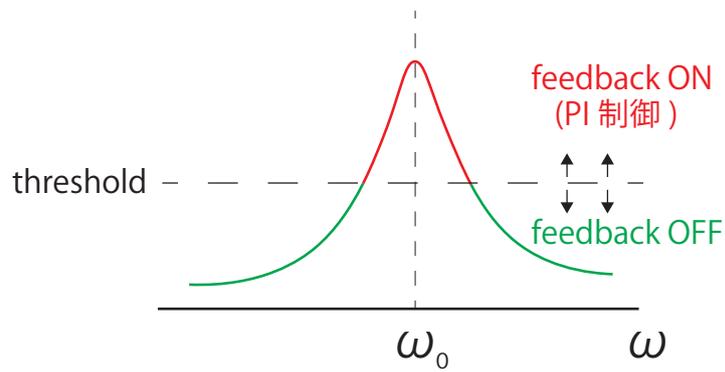


図 B.4 ロック回路の動作の簡略図