

卒業論文

外部共振器型青色半導体レーザーの作製

東京工業大学 理学院 物理学系

本田 一舟

指導教員 上妻 幹旺 教授

2021年3月

目次

第1章	概要	6
第2章	序論	7
1節	研究背景	7
2節	研究目的	7
3節	本論文の構成	8
第3章	外部共振器型半導体レーザーの原理と設計思想	9
1節	ECDLの原理	9
2節	設計思想	10
第4章	ECDLの作製と評価	17
1節	ECDLの作製	17
2節	発振波長の温度依存性と注入電流依存性	18
3節	出力強度の注入電流依存性	19
4節	周波数掃引範囲	20
5節	スペクトル線幅	22
6節	Eu原子気体の飽和吸収分光	24
第5章	まとめ	33
	参考文献	34

目次

2.1	^{151}Eu の原子の $a^8\text{S}_{7/2} - y^8\text{P}_{9/2}$ 遷移の超微細構造.	8
3.1	平面回折格子の表面.	9
3.2	Littrow 型の概念図	10
3.3	Littman-Metcalf 型の概念図	10
3.4	回折格子の角度を固定したまま外部共振器長を変化させるとき.	11
3.5	ω_0 で発振しているとき.	11
3.6	平面回折格子を少し動かしたとき.	12
3.7	回転軸を決めて平面回折格子を回転させるとき.	12
3.8	ω_0 で発振しているとき.	13
3.9	平面回折格子を少し回転させたとき.	13
3.10	更に平面回折格子を回転させたとき.	13
3.11	モードホップを抑圧するような回転軸を中心に平面回折格子を少し回転させたとき.	13
3.12	モードホップを抑圧するような回転軸を中心に平面回折格子を更に回転させたとき.	14
3.13	LD の末端を原点, x 軸上に外部共振器ができるように座標を取り, (x,y) を回折格子の回転軸として選んだ時.	14
3.14	上から見た CAD イメージ.	15
3.15	出射方向から見た CAD イメージ.	16
3.16	斜めから見た CAD イメージ.	16
4.1	ECDL を上から見た写真.	17
4.2	現在用いている青色レーザーの波長.	18
4.3	発振波長の温度依存性と注入電流依存性の測定の実験セットアップ.	18
4.4	LD の温度が 23.5°C の時の発振波長の電流依存性.	19
4.5	注入電流が 80mA の時の発振波長の温度依存性.	19
4.6	LD の出力強度の注入電流依存性測定の実験セットアップ.	20
4.7	ECDL の出力強度の注入電流依存性測定の実験セットアップ.	20
4.8	LD と ECDL の出力強度の注入電流依存性.	20
4.9	周波数掃引範囲測定の実験セットアップ.	21
4.10	652.395232THz の時の干渉	21
4.11	652.394215THz の時の干渉.	21
4.12	652.390448THz の時の干渉.	22
4.13	652.386431THz の時の干渉.	22
4.14	652.449047THz の時の干渉.	22

4.15	ULE 共振器の共振器部分の構成.	23
4.16	反射光スペクトル測定の実験セットアップ.	23
4.17	反射スペクトル.	24
4.18	反射スペクトルのフィッティング結果.	24
4.19	共鳴周波数付近での透過率.	24
4.20	原子気体に両方向から光を照射した時の概念図.	25
4.21	二準位系.	25
4.22	$\omega \neq \omega_0$ においてポンプ光とプローブ光に原子が共鳴している時の概念図.	25
4.23	$\omega \neq \omega_0$ において原子の熱運動によるドップラーシフトによって共鳴している時のエネルギー図.	25
4.24	飽和吸収分光をした時の共鳴周波数付近での透過率.	26
4.25	三準位系.	26
4.26	三準位系に対して飽和吸収分光をした時の共鳴周波数付近での透過率.	26
4.27	$\omega_2 < \omega < \omega_1$ においてポンプ光とプローブ光に原子が共鳴している時の概念図.	27
4.28	$\omega_2 < \omega < \omega_1$ において原子の熱運動によるドップラーシフトによって共鳴している時のエネルギー図.	27
4.29	$\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ においてポンプ光とプローブ光に原子が共鳴している時の概念図.	27
4.30	$\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ において原子の熱運動によるドップラーシフトによって共鳴している時のエネルギー図.	27
4.31	ガルバノセルの外観.	28
4.32	線形吸収, 飽和吸収分光の実験セットアップ.	29
4.33	線形吸収の結果.	29
4.34	線形吸収の結果.	29
4.35	飽和吸収分光の結果.	30
4.36	飽和吸収分光の結果.	30
4.37	Eu の原子の $a^8S_7/2 - y^8P_9/2$ 遷移の超微細構造.	30
4.38	帰属付けの結果.	31
4.39	帰属付けの結果.	31

第1章

概要

我々の研究室では Eu での BEC 実現に向けて研究を行っている。その中で、複数の青色レーザーが、Eu の超微細構造間の光学遷移を励起する目的で用いられており、小型で容易に周波数を制御できる光源の開発が望まれていた。より具体的には、1. 注入同期に必要な 10mW 程度の出力強度、2. 超微細構造の分光が可能な GHz オーダーの周波数掃引範囲、3. Eu の自然幅 30MHz よりも小さな線幅、の三つの仕様が求められていた。

本研究では周波数掃引時のモードホップを抑圧するよう回折格子の回転軸位置を適切に選んだ外部共振器型青色半導体レーザーを設計・作製し、出力強度の注入電流依存性、周波数掃引範囲、スペクトル線幅に関する測定を行なった。その結果、注入電流 72mA にて出力 19mW、周波数掃引範囲 8GHz、スペクトル線幅 ~100kHz を得た。さらに、このレーザーを用いて Eu 原子気体の飽和吸収分光を行い、スペクトルの帰属付けを行なった。以上のことから今回作製したレーザーが我々の求める仕様を満たすことが示された。

第 2 章

序論

1 節 研究背景

通常、ボース凝縮体の原子間の相互作用は短距離等方的な s 波散乱によって支配されているが、大きな磁気モーメントを持つ原子種のボース凝縮体は原子間に長距離異方的な相互作用が働くようになる。しかし、磁気双極子相互作用は s 波散乱相互作用に埋もれやすい。[1] 大きな磁気モーメントを持つ磁気量子気体ならではの物性現象を見るためには磁気モーメントの長距離異方的な相互作用が短距離等方的な s 波散乱相互作用に埋められないようにする必要がある。s 波散乱相互作用に対する磁気双極子相互作用の強さの比は原子の磁気モーメント μ 、質量 m 、s 波散乱長 a というパラメータを用いて

$$\epsilon_{dd} = \frac{\mu_0 \mu^2 m}{12\pi \hbar^2 a} \quad (1-1)$$

となっている。これまでに大きな磁気モーメントを持つクロム、ジスプロシウム、エルビウムといった原子種でボース凝縮の報告がされてきたが [2],[3],[4]、ルビジウム ^{87}Rb は $\epsilon_{dd} = 0.007$ 、クロム ^{52}Cr でも $\epsilon_{dd} = 0.16$ と磁気双極子相互作用は小さい [5]。しかし、フェッシュバハ共鳴という現象を利用すると散乱長を制御することができるので [6]、 ϵ_{dd} を変えることで磁気双極子相互作用に起因するボース凝縮体の異方的な d 波散乱 [7],[8] のような新奇な物性が観測されている。フェッシュバハ共鳴を用いて散乱長の制御をすることは可能であるが、そのためには静磁場を印加する必要がありスピン自由度が失われてしまう。磁気双極子相互作用に起因する現象としてスピネクスチャと超流動渦を含む基底状態量子相の発現が予言されているが [9]、その観測のためにはスピン自由度を伴ったボース凝縮体が必要となるため、静磁場を印加するフェッシュバハ共鳴以外の方法を用いて散乱長を制御する必要がある。そこで我々はユロピウム原子に注目した。ユロピウム原子 (Eu) は大きな磁気モーメントと質量を有し、Micro-wave フェッシュバハ共鳴によってゼロ磁場で散乱長を制御できる可能性があり [10],[11]、Eu のボース凝縮体の実現を目指している。

2 節 研究目的

我々の研究室では Eu の BEC を作ることを目指す中で、我々は青色のレーザーを 4 つの用途に使用している。 ^{151}Eu 原子の $d^8S_{7/2} - y^8P_{9/2}$ 遷移の超微細構造は図 2.1 のようになっていて、図中にあるように光ポンピングと吸収撮像に用いる $F = 6 \rightarrow F' = 7$ 、スピン偏極に用いる $F = 6 \rightarrow F' = 6$ 、スピン偏極のリパンプ光に用いる $F = 5 \rightarrow F' = 6$ の光学遷移を励起するために用いられている。

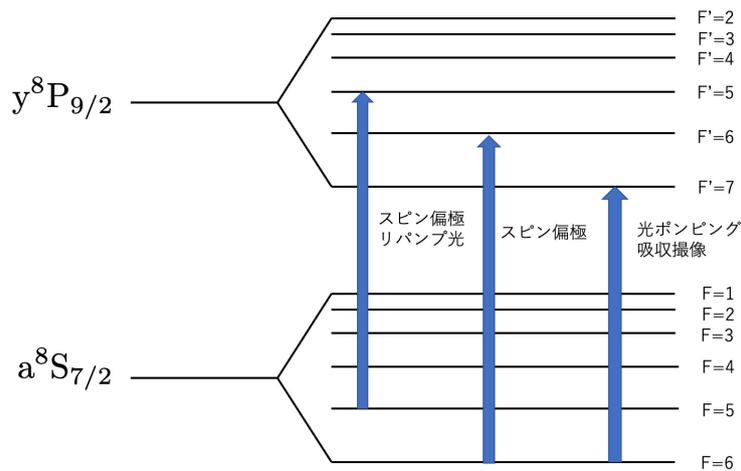


図 2.1 ^{151}Eu の原子の $a^8S_{7/2} - y^8P_{9/2}$ 遷移の超微細構造.

また、現在 BEC を作れるだけの原子数をトラップできてはいるものの、今後 BEC を用いた実験を安定的に行っていくためにも約 2 倍の原子数の増加が見込める $F = 5 \rightarrow F' = 7$ の遷移も光ポンピングすることを予定している。更に他の遷移を光ポンピングすれば約 4 倍の原子数の増加が期待できる。このようにいくつかの用途がある中で独立にかつ簡便に広い範囲で安定に周波数掃引できる青色レーザーの開発が望まれていた。この実験で使用するレーザーは超微細構造が $a^8S_{7/2}$ が約 400MHz, $y^8P_{9/2}$ が約 6GHz 広がっているのを考えると周波数掃引できる範囲は GHz のオーダーであれば十分であるが、それだけでなくレーザーは特定の超微細構造間の遷移を叩けるだけの線幅、具体的には Eu の持つ自然幅約 30MHz より線幅が小さいことが必要である。更に、この光源を用いて注入同期を行うために 10mW 程度の強度が要求される。このような仕様を満たすレーザー光源を作製することを目指した。

3 節 本論文の構成

本論文は以下の通りである。第二章では今回作成する外部共振器型半導体レーザーの原理と設計思想について述べる。第三章では作った光源の性能の評価を行う。最後に本研究についてまとめる。

第3章

外部共振器型半導体レーザーの原理と設計思想

我々が求めるレーザーの仕様は次の三つである。

- 線幅が自然幅 30MHz 以下
- 10mW 程度の出力
- GHz オーダーの範囲で安定に周波数掃引できる

本研究では、これらの仕様を満たすような外部共振器型半導体レーザー（以下、ECDL：External Cavity Diode Laser）の作製を目指した。この章では ECDL の原理，モードホップ，モードホップを抑圧するような設計思想について述べる。

1 節 ECDL の原理

レーザーダイオード（以下、LD）に光を入れずに電流を流すとさまざまな周波数で発振する。これをマルチモード発振という。この状態ではさまざまな縦モード間で競争が起きており周波数や出力が不安定であるが、ここに周波数が安定な光を入れると特定のモードでの誘導放出が支配的になり周波数や出力が安定になる。これをシングルモード発振という。ECDL は LD とコリメートレンズ，平面回折格子で構成されており，平面回折格子からの回折光を利用して周波数が安定な光を LD に入れる。ここで，平面回折格子の表面は図 3.1 のようになっており，次に述べるように波長によって回折される角度が異なる。

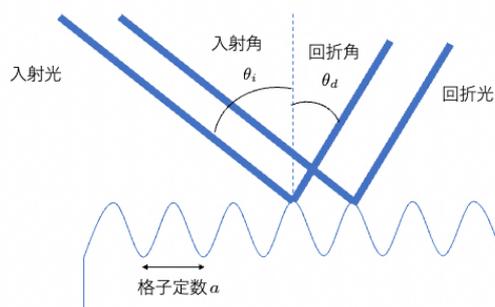


図 3.1 平面回折格子の表面。

波長 λ の光は図のように隣の山から回折する光との光路差が波長の整数倍になるような角度すなわち

$$d \sin \theta_i + d \sin \theta_d = m\lambda \quad m \in \mathbb{Z} \quad (1-1)$$

を満たすような角度で回折する。したがって平面回折格子の角度を調整することで LD へ帰る回折光の波長選択が可能になる。ECDL では LD に戻った光のうち外部共振器と共振する波長でレーザーが発振する。ECDL には主に Littrow 型と Littman-Metcalf 型があり、それぞれの概念図は 図 3.2, 図 3.3 のようになっている。

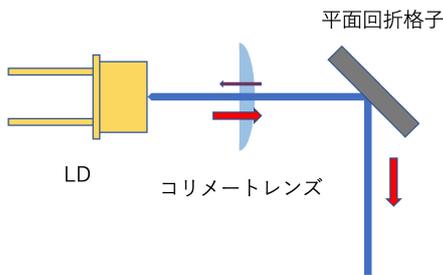


図 3.2 Littrow 型の概念図

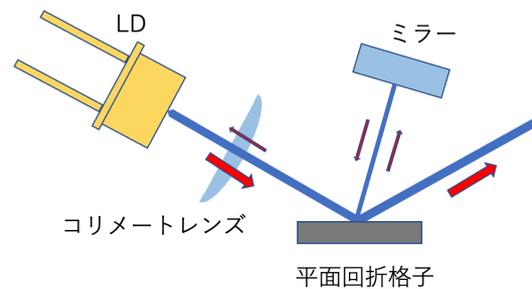


図 3.3 Littman-Metcalf 型の概念図

Littrow 型は平面回折格子からの回折光を直接 LD に戻す。また、LD と平面回折格子の間で共振器が形成されている。回折格子の角度の調整に伴い出射角も変わる。Littman-Metcalf 型は平面回折格子の回折光をミラーに反射させてもう一度回折した光を LD に戻す。回折格子を介して LD とミラーの間で共振器が形成されていて、二度回折を行うので波長の分解能はよくなるが LD に戻る光の強度が小さくなるため Littrow 型に比べて出力光の強度が制限される。こちらは平面回折格子ではなくミラーの角度を調整するため、出射角が変わらない。[12]

以前の研究から青色のレーザーを作製する際には外部共振器長が短い方が望ましいことがわかっていたので外部共振器長が短く設計できる Littrow 型を選択した。

2 節 設計思想

2 節.1 モードホップ

Littrow 型の ECDL では平面回折格子の角度、外部共振器長、LD の内部共振器長によって発振波長が決まり、平面回折格子の角度と外部共振器長を調整することで発振波長の選択を行うが、これらを適切に動かさなければ発振波長を連続的に変えることができずに離散的に変化してしまう。これをモードホップという。モードホップが起こる理由を説明するために図 3.4 のように回折格子の角度を固定したまま外部共振器長を変化させることを考える。

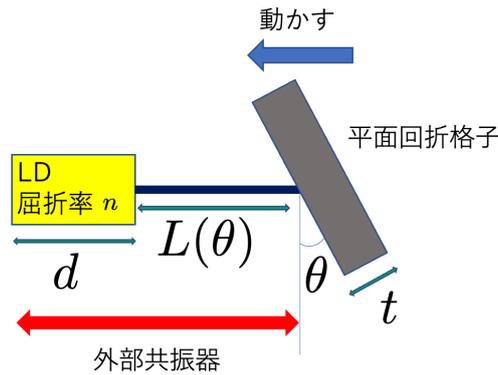


図 3.4 回折格子の角度を固定したまま外部共振器長を変化させるとき.

外部共振器に共振する波長 λ_q は外部共振器の光路長が半波長の整数倍のときなので

$$q \frac{\lambda_q}{2} = nd + L(\theta) \quad q \in \mathbb{N} \quad (2-1)$$

を満たす. 従って外部共振器に共振する発振周波数 ν_q は

$$\nu_q = \frac{c}{2(nd + L(\theta))} q \quad (2-2)$$

を満たす. ここで平面回折格子から帰還する光の周波数と外部共振器に共振する周波数と内部共振器に共振する周波数がそれぞれ図 3.5 のようになっているときを考える.

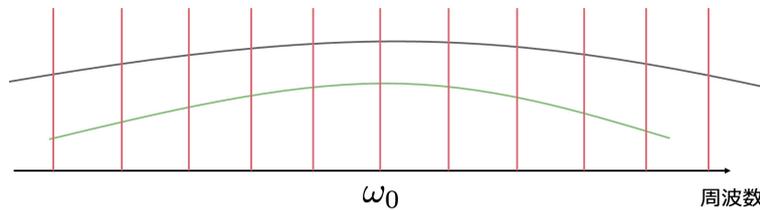


図 3.5 ω_0 で発振しているとき. 黒が平面回折格子から帰還する光の周波数, 赤が外部共振器に共振する周波数, 緑が内部共振器に共振する周波数.

平面回折格子から帰還する光のうち, 外部共振器と内部共振器どちらにも共振するような周波数で発振が起こるので, この場合は ω_0 で発振している. ここから平面回折格子を角度を変えずに外部共振器長が短くなる方向に移動させていくと, 2-2 で $L(\theta)$ が小さくなり発振するモードの間隔が大きくなるので発振するモードは全体的に右に移動して図 3.6 のようになる. 内部共振器長は LD の温度や注入電流によって変化するが, これらは一定にするので内部共振器に共振する周波数の変化はないとしている.

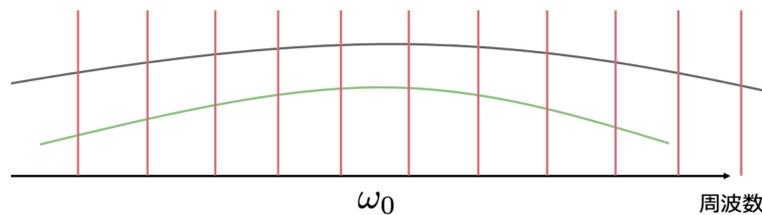


図 3.6 平面回折格子を少し動かしたとき.

すると、初めに発振していたモードだけでなくその一つ隣のモードでも発振するようになる。図 3.6 の場合、 ω_0 に近い 2 つのモードで発振している。更に平面回折格子を動かしていくと、隣のモードでの発振が優勢となるので発振周波数が最初に発振していたモードの周波数から隣のモードの周波数に変わってしまう。

2 節.2 回転軸の決定

モードホップが起こってしまうと、我々がレーザーに求める仕様の一つである「GHz オーダーの範囲で安定に周波数掃引できる」を実現できない可能性があるため、モードホップを抑圧するような設計をする必要がある。外部共振器長と平面回折格子から帰還する光の周波数を同時に変化させられるように図 3.7 のように回転軸を決めて平面回折格子を回転させることを考える。



図 3.7 回転軸を決めて平面回折格子を回転させるとき.

前節と同様 図 3.8 のように ω_0 で発振している状態から平面回折格子を回転させる。回転に伴い、外部共振器長と平面回折格子から帰還する光の周波数が変化するが、適切な回転軸を選ばなければモードホップが起こってしまう。例えば平面回折格子から帰還する光の周波数がほとんど変化しないような回転軸を選ぶと、平面回折格子を回転させると図 3.9, 図 3.10 のように変化するが、隣のモードの方が発振するようになってしまう。

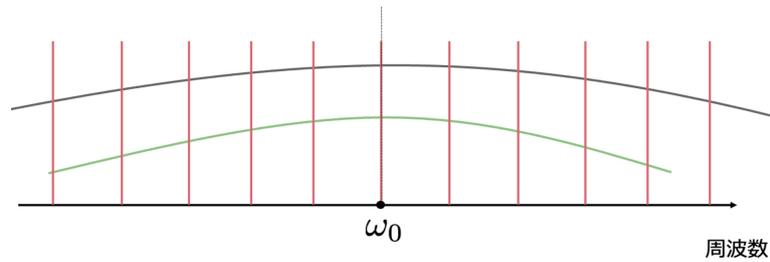


図 3.8 ω_0 で発振しているとき. 黒が平面回折格子から帰還する光の周波数, 赤が外部共振器に共振する周波数, 緑が内部共振器に共振する周波数. 破線は平面回折格子から帰還する光の周波数の中心.

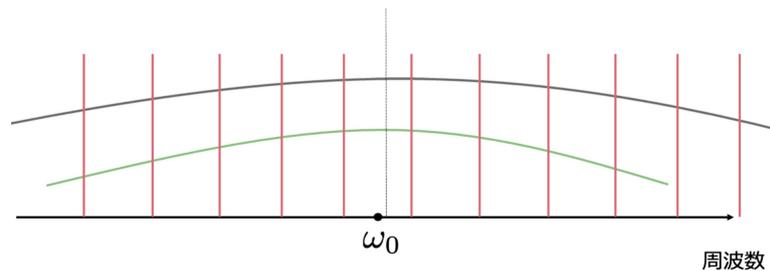


図 3.9 平面回折格子を少し回転させたとき. 破線は平面回折格子から帰還する光の周波数の中心.

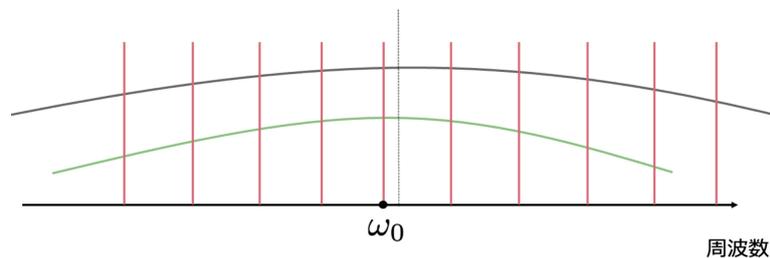


図 3.10 更に平面回折格子を回転させたとき. 破線は平面回折格子から帰還する光の周波数の中心.

モードホップを抑圧するためには 図 3.11, 図 3.12 のように平面回折格子から帰還する光の周波数の中心と初めに発振していたモードの周波数が一致したまま変化するような回転軸を選べば良い. ただし, 適切な回転軸を選んだとしても LD の温度と注入電流は一定にしているのでモードホップを抑圧しながら周波数掃引できる範囲は LD の内部共振器長に制限される.

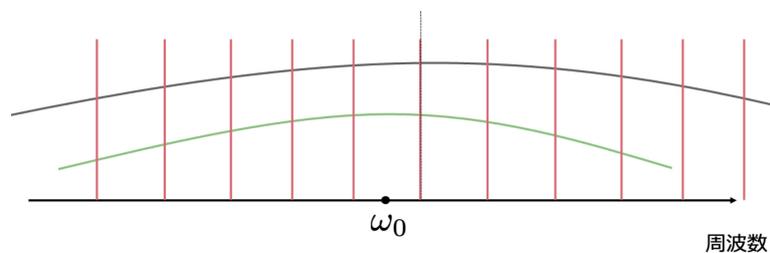


図 3.11 モードホップを抑圧するような回転軸を中心に平面回折格子を少し回転させたとき.

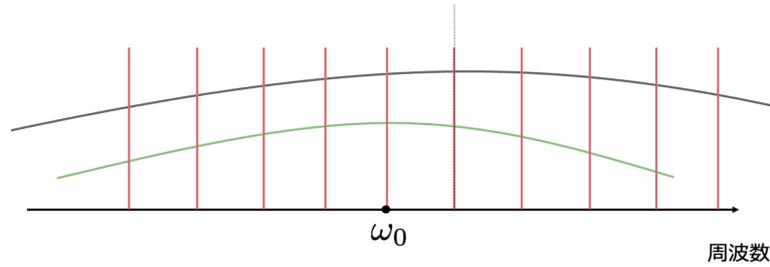


図 3.12 モードホップを抑圧するような回転軸を中心に平面回折格子を更に回転させたとき.

以上のことを踏まえてモードホップを抑圧しながら周波数掃引できる回転軸を求める. 図 3.13 のような状況を考える.

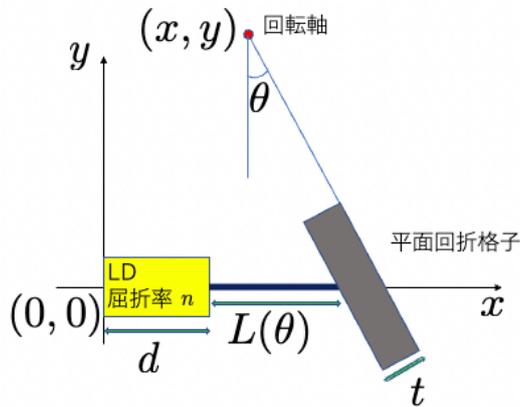


図 3.13 LD の末端を原点, x 軸上に外部共振器ができるように座標を取り, (x,y) を回折格子の回転軸として選んだ時.

外部共振器に共振する波長の条件は 2-1 である. また, 平面回折格子で θ 方向に回折する光は図 3.1 より以下の条件を満たす.

$$m\lambda_g = 2a \sin \theta \tag{2-3}$$

これらの下で外部共振器に共振する波長と平面回折格子の選ぶ波長が一致すること, 回転に対する外部共振器に共振する発振周波数の変化と回折光の周波数の変化が一致していることすなわち

$$\begin{cases} \lambda_q = \lambda_g \\ \frac{d\lambda_q}{d\theta} = \frac{d\lambda_g}{d\theta} \end{cases} \tag{2-4}$$

の条件を満たす. 更に, 2-1 の q は回転に伴って変化し, $\theta \rightarrow \theta + \Delta\theta$ のとき, $q \rightarrow q + \alpha$ となったとすると角度 θ のときに平面回折格子の選ぶ波長が $\lambda(\theta)$ であるとして $\Delta\theta \simeq 0$ のとき

$$\alpha = \frac{y \tan(\theta + \Delta\theta)}{\lambda(\theta + \Delta\theta)/2} - \frac{y \tan \theta}{\lambda(\theta)/2} \tag{2-5}$$

$$\simeq \frac{y \sin \theta}{a \cos^2 \theta} \Delta\theta \tag{2-6}$$

となる. これらを考慮して回転軸 (x,y) を求めると次のようになる.

$$(x, y) = \left(-\frac{t}{\cos \theta} - (n-1)d, -\frac{t}{\sin \theta} - \frac{aq}{m} \cos \theta \right) \tag{2-7}$$

この回転軸を選ぶことでモードホップを抑圧して周波数掃引することができる。

2 節.3 設計結果

前節で求めたモードホップを抑圧して周波数掃引できる回転軸を参考に図 3.14～図 3.16 のように ECDL を設計した。LD と平面回折格子の間にはコリメートレンズを置き、LD から出てくる光をコリメートにする。また、平面回折格子の角度調整は、かける電圧によって変形する piezo を図に示す位置に設置して電圧で制御しながら行う。また、温度を安定化させるためにペルチェ素子を LD の近くと本体の中心に設置している。

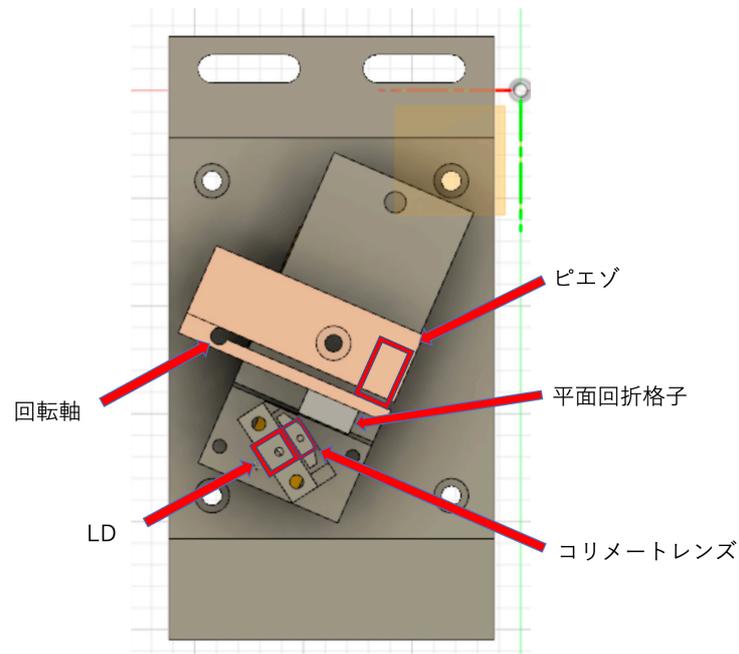


図 3.14 上から見た CAD イメージ。CDL を上から見た。LD、コリメートレンズ、piezo は直接は見えないが図に示す位置にある。

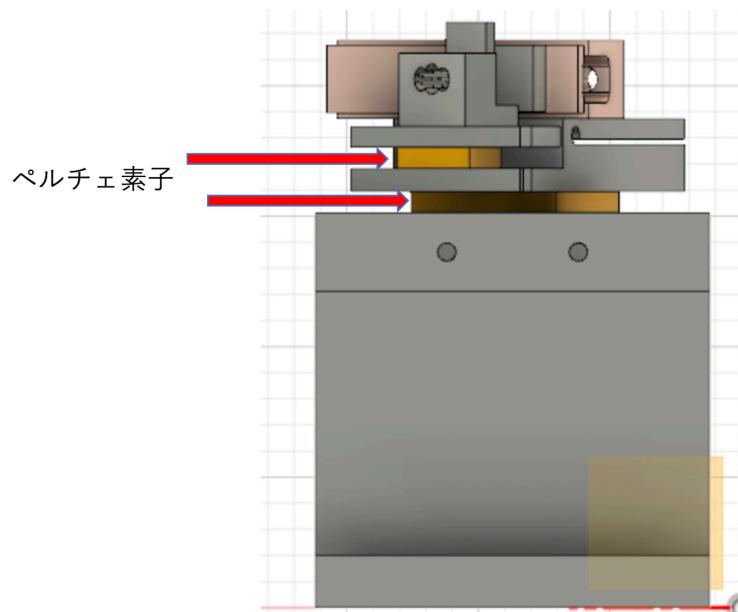


図 3.15 出射方向から見た CAD イメージ.

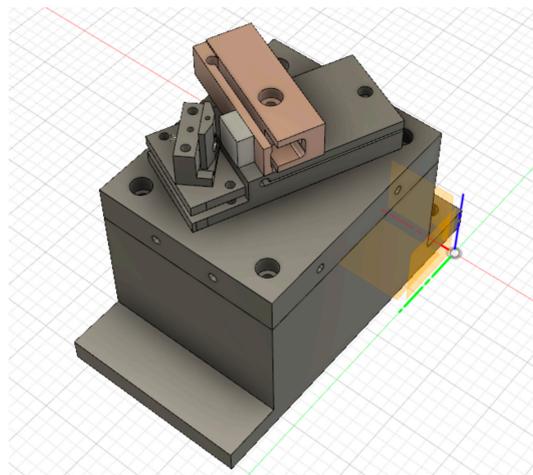


図 3.16 斜めから見た CAD イメージ.

第4章

ECDL の作製と評価

前章までの設計をもとに ECDL を作製し、我々が求める仕様を満たすことを確認する実験を行った。この章では発振波長の温度依存性と注入電流依存性、出力強度の注入電流依存性、周波数掃引範囲、スペクトル線幅に関する測定と Eu 原子気体の飽和吸収分光を行なった結果について述べる。

1 節 ECDL の作製

実際に出来上がった ECDL は図 4.1 のようになった。



図 4.1 ECDL を上から見た写真.

2 節 発振波長の温度依存性と注入電流依存性

LD の発振波長は温度や注入電流によって変化する．目的の波長で発振する電流と温度を知る必要があるため LD の発振波長の温度依存性と注入電流依存性を測定した．初めに，既に実験に使われていた青色レーザーの波長を波長計で測定した．その結果は 図 4.2 のようになった．

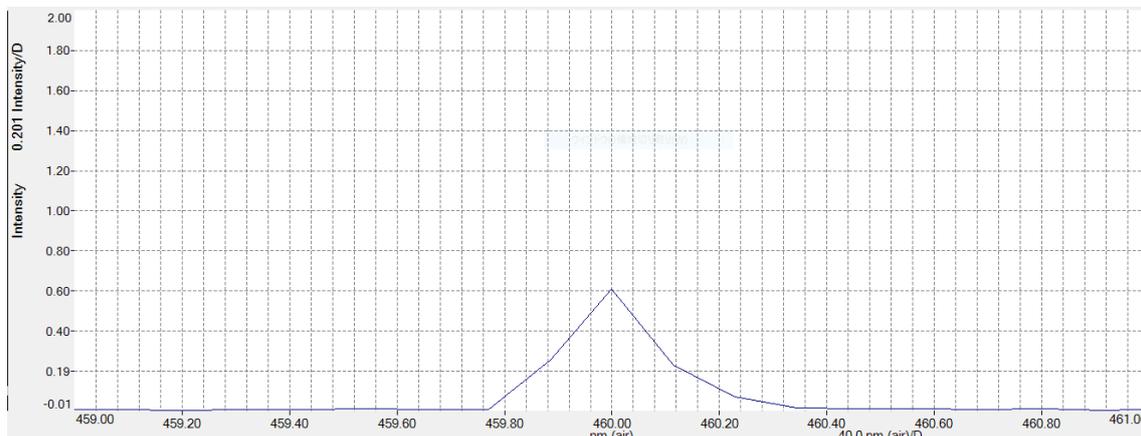


図 4.2 現在用いている青色レーザーの波長.

したがって，この波長計で測定した時に発振波長が 460nm になるような LD の温度と電流を見つけられれば良い事がわかったので，次に発振波長の温度依存性と注入電流依存性の測定を行った．測定は，図 4.3 のような実験セットアップで行った．測定した LD のモデルは NDB4216 である．

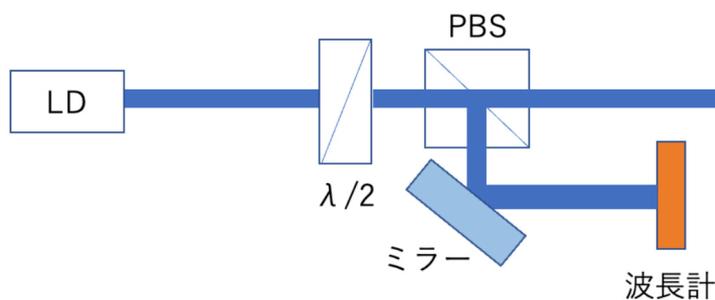


図 4.3 発振波長の温度依存性と注入電流依存性の測定の実験セットアップ． $\lambda/2$ は $1/2$ 波長板，PBS は偏光ビームスプレッタで P 偏光を透過し，S 偏光を反射させる．PBS の前の $1/2$ 波長板を回転させることで波長板に入る光を調整することができる．

まず，LD の温度を 23.5°C に固定して，発振波長の電流依存性を測定した．その結果が 図 4.4 である．

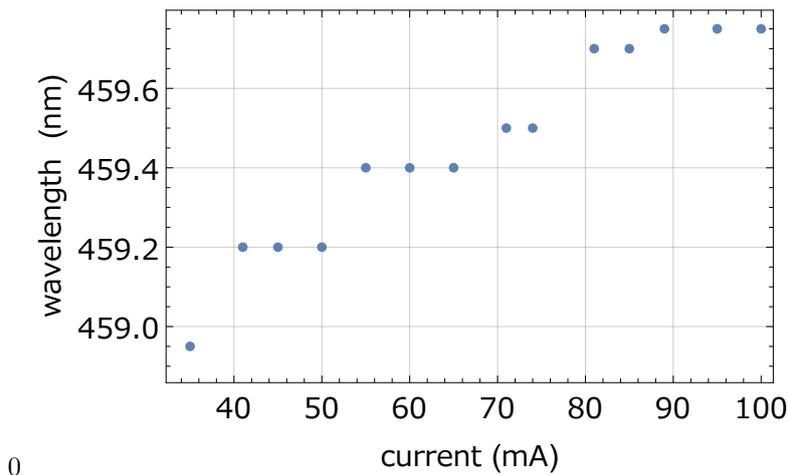


図 4.4 LD の温度が 23.5°C の時の発振波長の電流依存性.

40mA~100mA の範囲では注入電流をあげると発振波長も大きくなる傾向があることがわかった.

この LD のスペックシートによるとオペレーション電流は 80mA~150mA であるが, 長期的な使用を考えると高い電流を流し続けるのは望ましくない. したがって, 注入電流を 80mA に設定して発振波長の温度依存性を測定した. その結果が 図 4.5 である.

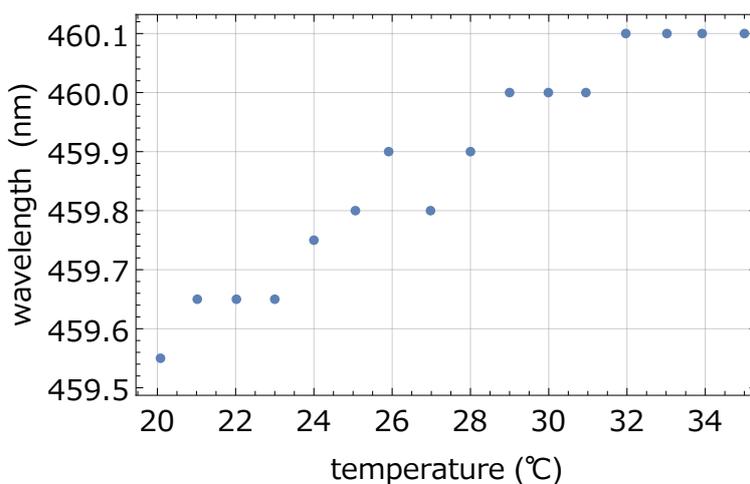


図 4.5 注入電流が 80mA の時の発振波長の温度依存性.

20°C ~35°C の範囲で温度をあげる発振波長も大きくなる傾向が見られた. 以上の結果から温度 30°C, 注入電流 80mA 付近でオペレーションすれば良いことがわかった.

3 節 出力強度の注入電流依存性

LD に光帰還がかかっている時は小さい注入電流で発振することができるので, ECDL の発振スレッシュホールドが LD 単体のときに比べて下がっていれば, LD に光帰還がかかっていることがわかる. したがって, LD と ECDL の出力強度の注入電流依存性を出力光をパワーメーターに入れて測定を行った. 測定は LD は図 4.6, ECDL は図 4.7 のような実験セットアップで行った.

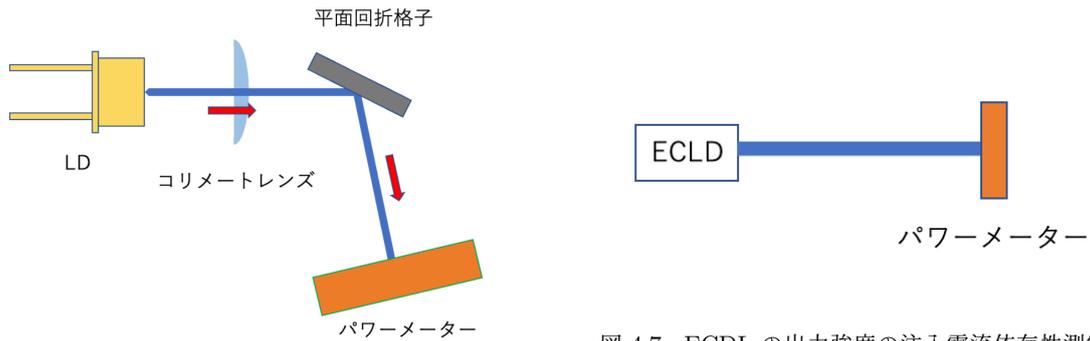


図 4.7 ECDL の出力強度の注入電流依存性測定の実験セットアップ.

図 4.6 LD の出力強度の注入電流依存性測定の実験セットアップ.

LD の温度は LD の測定では 23.5°C , ECDL の測定では 29.5°C で行った. 測定の結果は図 4.8 のようになった.

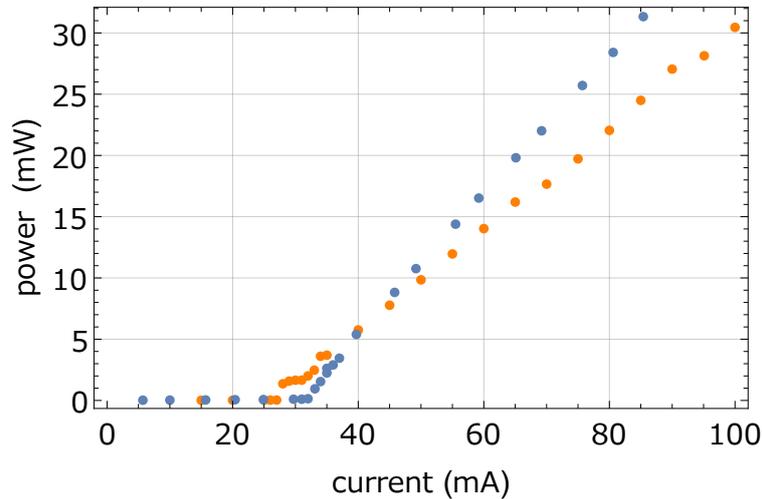


図 4.8 LD と ECDL の出力強度の注入電流依存性. 青が LD, オレンジが ECDL.

スレッシュヨルド電流は LD が 33mA , ECDL が 28mA であった. 温度が変化するとスレッシュヨルド電流は変化するが, スペックシートによると $-10^{\circ}\text{C} \sim 60^{\circ}\text{C}$ では温度が上がるとスレッシュヨルド電流が上がるので, 温度変化による寄与を考慮しても ECDL の方がスレッシュヨルド電流が下がっていることがわかる. 以上のことから ECDL では光帰還がかかっていることが言えた.

4 節 周波数掃引範囲

実験に用いる周波数 (652.39032THz) の周りでモードホップを抑圧しながら周波数掃引できる範囲の測定を行った. 周波数掃引範囲の測定は図 4.9 のような実験セットアップで行った. この波長計は干渉を見て周波数を測定するものである.

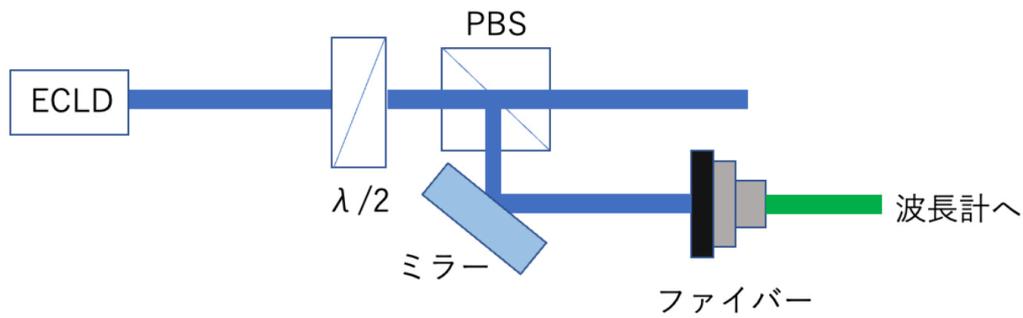


図 4.9 周波数掃引範囲測定の実験セットアップ.

回折格子の初期位置, LD の温度, 注入電流の最適化を行なったところ, 以下の図に示すように 652.394215THz~652.386431THz の 7.784GHz の範囲でモードホップを抑制しながらシングルモード周波数掃引できることを確認した. 図 4.10~ 図 4.14 はこの範囲の中の 5 点での干渉を見たものである.

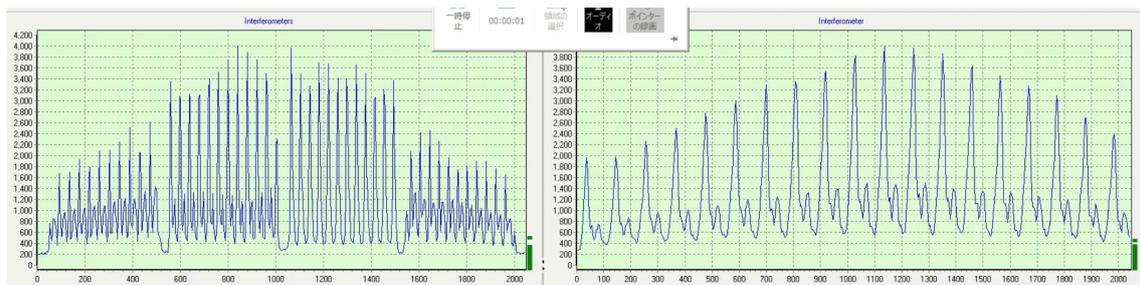


図 4.10 652.395232THz の時の干渉

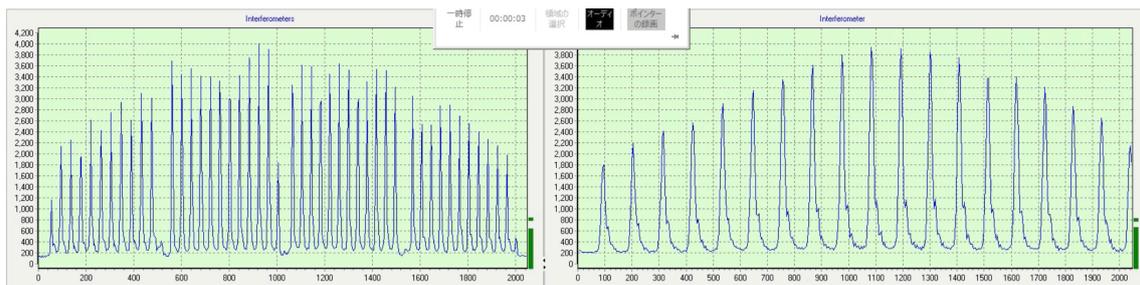


図 4.11 652.394215THz の時の干渉.

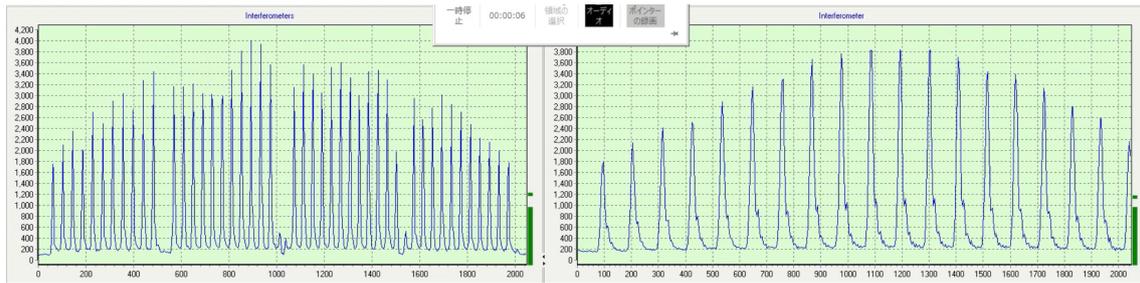


図 4.12 652.390448THz の時の干涉.

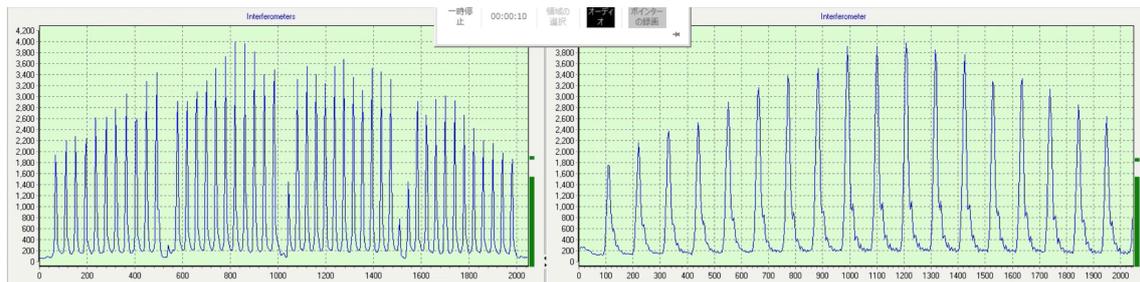


図 4.13 652.386431THz の時の干涉.

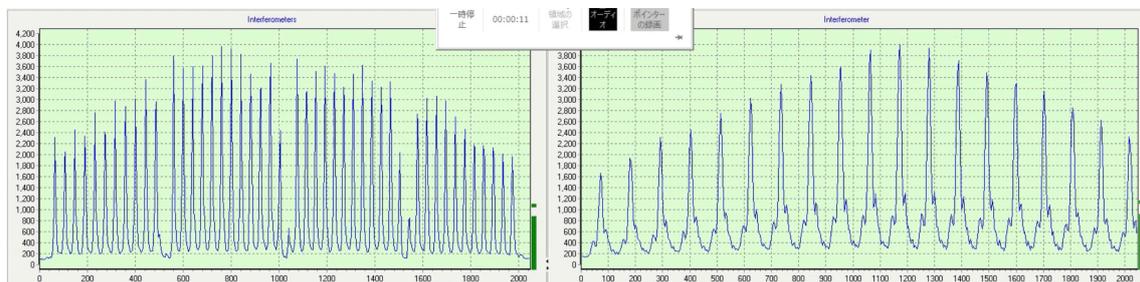


図 4.14 652.449047THz の時の干涉.

図 4.10 では他のモードの干涉が見えているのでマルチモード発振していることがわかる．図 4.11, 図 4.12, 図 4.13 ではシングルモードで発振している．ここから少し回折格子を回転させると図 4.14 のようにモードホップして，周波数が大きく変化した．

5 節 スペクトル線幅

レーザーの線幅を見積もるためにスペクトル線幅の測定を行った．この測定には ULE 共振器と呼ばれるものを用いた．ULE は Ultra Low Expansion の略で，ULE 共振器は共振器を形成するミラーのマウントにゼロクロス温度と呼ばれる温度で熱膨張係数がゼロになる ULE ガラスを用いている．ULE 共振器の共振器部分は図 4.15 のようになっている．この共振器に共振するモードの光は定在波を作るので透過し，それ以外の光は反射する．[13]

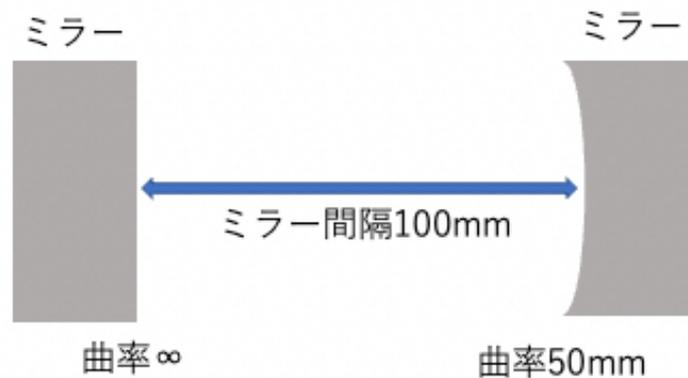


図 4.15 ULE 共振器の共振器部分の構成.

透過光の線幅はレーザーの線幅と共振器の共振ピークの半値全幅によって決まり、レーザーの線幅と共振器の共振ピークの半値全幅は透過光スペクトルの線幅と同程度またはそれ以下であることが言える。透過光の線幅を評価するために反射光のスペクトルの測定を行い、線幅の評価を行った。測定は図 4.16 のような実験セットアップで行った。

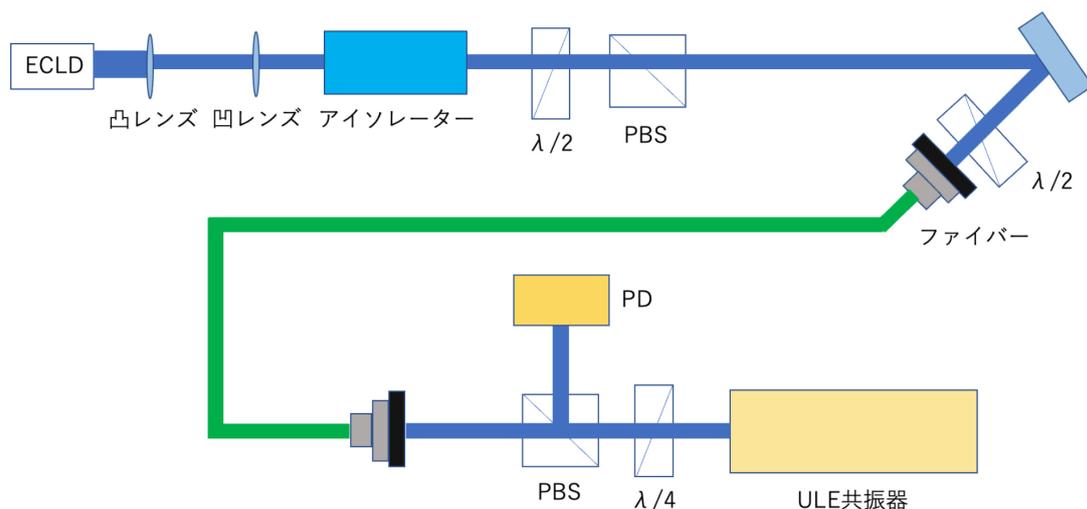


図 4.16 反射光スペクトル測定の実験セットアップ. ECDL に光が直接戻らないように一方向にだけ光を通すアイソレーターを設置し、アイソレーターの後にある $\lambda/2$ 波長板を回すことでファイバーに入る光の量を調整する。ファイバーに入った光は PBS を通過して ULE 共振器に入る。反射光の偏光は $\lambda/4$ 波長板によって入射光に対して垂直になるので PD で反射光スペクトルを測定できる。

ファイバーから出る光の強度を約 $17\mu\text{W}$ にして回折格子の角度を変えて周波数を掃引しながら反射光スペクトルを測定し、一つの共振モードの部分を拡大すると図 4.17 のようになった。これをローレンツ関数でフィッティングした結果が図 4.18 である。

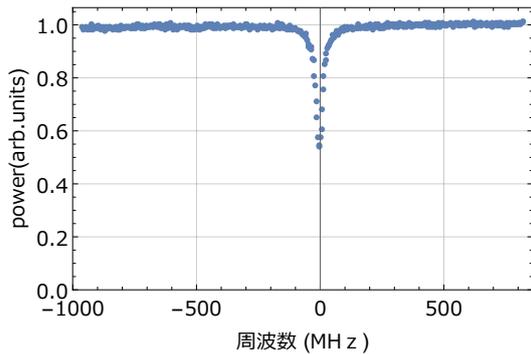


図 4.17 反射スペクトル.

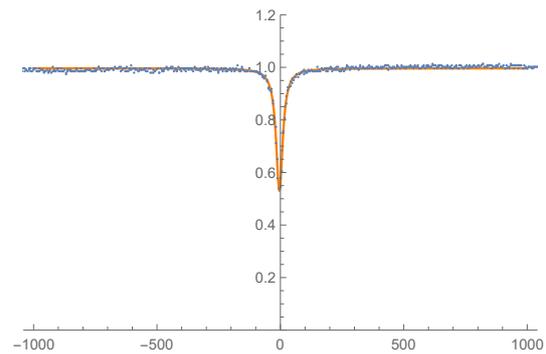


図 4.18 反射スペクトルのフィッティング結果.

フィッティングの結果, 透過光の線幅は 1.6MHz であった. この ULE 共振器の共振周波数間隔とフィネス F はそれぞれ 1.5GHz, 400 ~ 1000 ゆえ $F = (\text{共振周波数間隔})/(\text{共振ピークの半値全幅})$ の関係から共振器の共振ピークの半値全幅は 1.5MHz~3.75MHz となる. したがって透過光の線幅はほぼ共振器の半値全幅と一致していてレーザーの線幅は 100kHz オーダーであり, 自然幅 30MHz より十分小さいことが確認できた

6 節 Eu 原子気体の飽和吸収分光

飽和吸収分光は比較的高分解能な分光法として知られている. この分光法を説明するために原子気体に光を照射する時のことを考える. 原子の準位間に等しいエネルギーを持つを照射した時には吸収が起こるので共鳴周波数付近で周波数を掃引して透過率を測定すると図 4.19 のような結果が得られる.

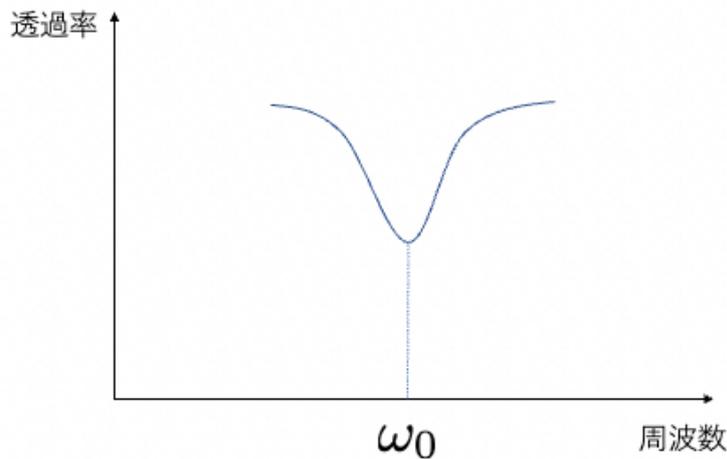


図 4.19 共鳴周波数付近での透過率.

このスペクトルは原子の熱運動による 100MHz~1GHz 程度のドップラー幅を持っているが, 超微細構造間の分岐エネルギーは 10MHz~1GHz 程度であることを考えると超微細構造による原子スペクトルはドップラー幅に埋もれてしまう. ここで図 4.20 のように左からポンプ光, 右からプローブ光と両方向から光を照射する時のことを考える.



図 4.20 原子気体に両方向から光を照射した時の概念図.

ドップラー効果に効いてくるのは照射方向に並行な速度成分なので、照射方向に並行な速度のみを考える。図 4.21 のような二準位系の時、照射する光の周波数 ω が共鳴周波数 ω_0 と異なっている場合、図 4.22 のようにポンプ光はある速度 v を持つ原子と共鳴し、プローブ光はポンプ光とは逆方向から照射しているので速度 $-v$ を持つ原子と共鳴する。

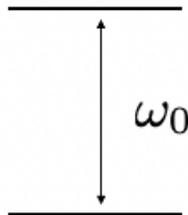
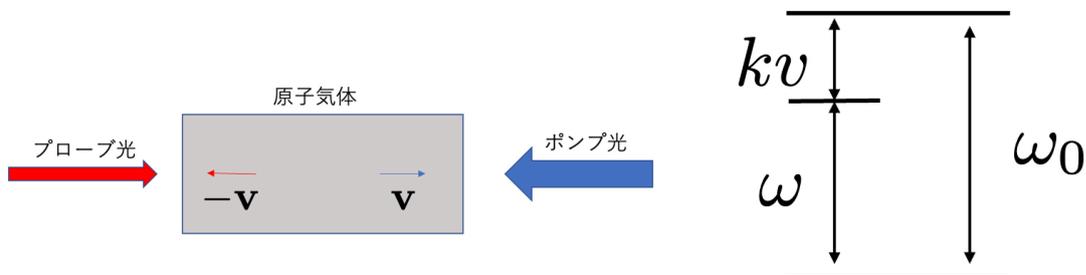


図 4.21 二準位系.

図 4.22 $\omega \neq \omega_0$ においてポンプ光とプローブ光に原子が共鳴している時の概念図.図 4.23 $\omega \neq \omega_0$ において原子の熱運動によるドップラーシフトによって共鳴している時のエネルギー図. k は照射光の波数.

一方、照射する光の周波数 ω が共鳴周波数 ω_0 と等しい場合、ポンプ光とプローブ光どちらも速度 0 の原子と共鳴する。したがって、 $\omega = \omega_0$ では飽和強度を超えたポンプ光が速度 0 の原子と共鳴してしているため、プローブ光が共鳴できる原子が減るのでプローブ光の透過率は $\omega = \omega_0$ の付近で図 4.24 のように高くなる。このくぼみをラムディップと呼ぶ。このようにして飽和吸収分光は超微細構造の分光が可能になる。

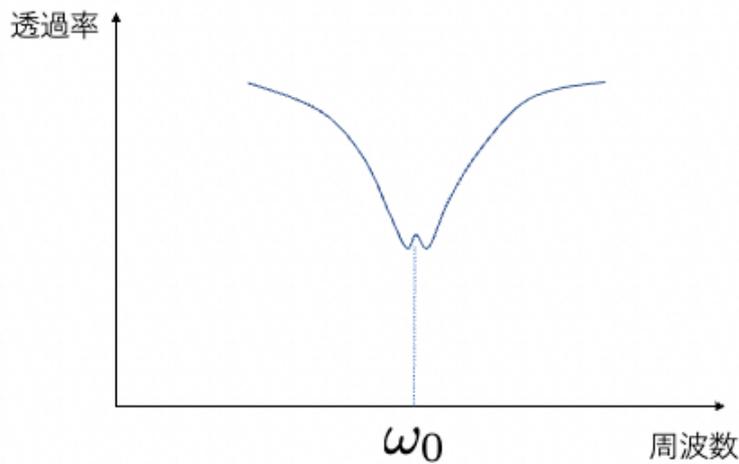


図 4.24 飽和吸収分光をした時の共鳴周波数付近での透過率.

三準位系以上を考える時は、共鳴周波数以外の点でもディップが出現する．図 4.25 のような三準位系を考えると、図 4.26 のように $\omega = \omega_1$, $\omega = \omega_2$ となる周波数と、これらの中にディップが出現する．

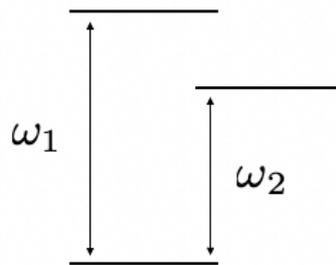


図 4.25 三準位系.

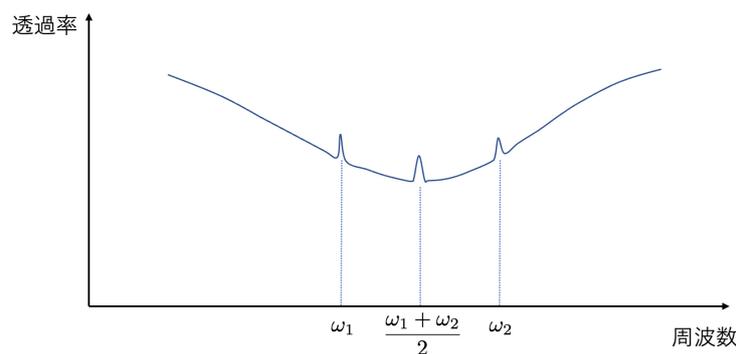


図 4.26 三準位系に対して飽和吸収分光をした時の共鳴周波数付近での透過率.

この中間のディップをクロスオーバーディップと呼ぶ．クロスオーバーディップが出現するのは以下のように説明できる．照射する光の周波数 ω が $\omega_2 < \omega < \omega_1$ の時を考える．図 4.27 のようにポンプ光がドップラーシフトによってある速度 $-v_2$ を持つ原子の ω_2 の遷移と、ある速度 v_1 を持つ原子の ω_1 の遷移と共鳴し

てしているとき、プローブ光は速度 v_2 を持つ原子の ω_2 の遷移と、速度 $-v_1$ を持つ原子の ω_1 の遷移と共鳴している。

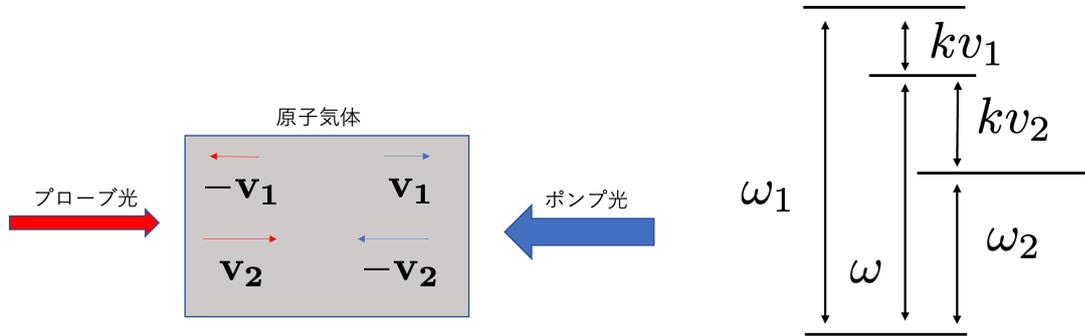


図 4.27 $\omega_2 < \omega < \omega_1$ においてポンプ光とプローブ光に原子が共鳴している時の概念図.

図 4.28 $\omega_2 < \omega < \omega_1$ において原子の熱運動によるドップラーシフトによって共鳴している時のエネルギー図. k は照射光の波数.

$v_2 = v_1 = v$ の時、図 4.29 のように飽和強度を超えるポンプ光が速度 $\pm v$ の原子の一部と共鳴しているため、プローブ光が共鳴できる原子が減るのでプローブ光の透過率が高くなりクロスオーバーディップが出現する。

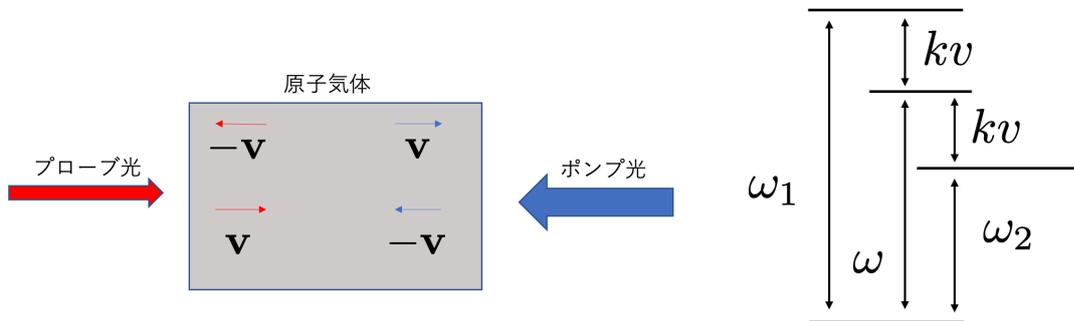


図 4.29 $\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ においてポンプ光とプローブ光に原子が共鳴している時の概念図.

図 4.30 $\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ において原子の熱運動によるドップラーシフトによって共鳴している時のエネルギー図. k は照射光の波数.

これらのことを踏まえてユウロピウムの原子気体に対して線形吸収と飽和吸収分光を行い、帰属付けを行った。

ユウロピウム原子気体はガルバノセルを用いて用意した。ガルバノセルはネオン気体が入ったセルに放電をしてプラズマ化したネオンをユウロピウム原子でできた電極に衝突させることでユウロピウム原子を気化させるものである。[14] 外観は図 4.31 のようになっている。モデルは Hamamatsu L2783-63NE-EU を用いた。

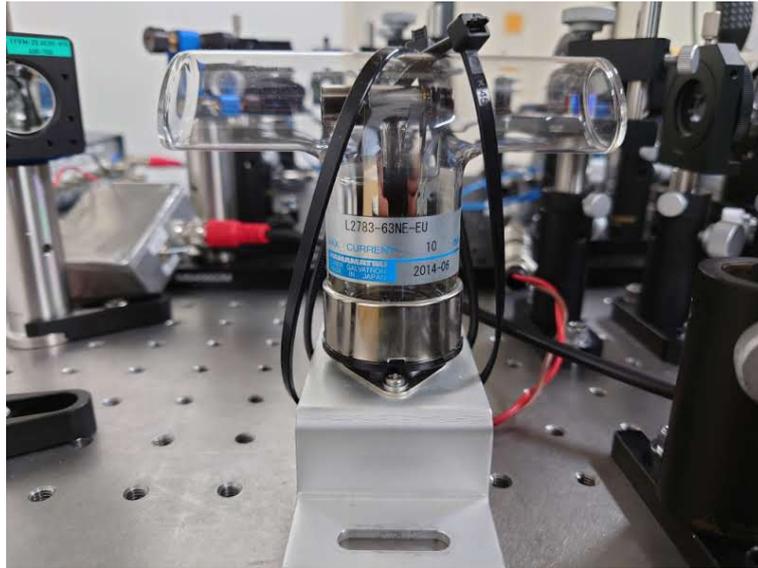


図 4.31 ガルバノセルの外観.

飽和吸収分光を行うためにはポンプ光の強度が飽和強度を超えている必要がある。飽和強度 I_s は自然幅 Γ 、波長 λ を用いて

$$I_s = \frac{2\pi^2\Gamma hc}{3\lambda^3} \quad (6-1)$$

と表される。ユウロピウムの自然幅 $\Gamma = 27\text{Hz}$ 、波長 $\lambda = 460\text{nm}$ の時、飽和強度は $I_s = 36\text{mW}/\text{cm}^2$ であり、ビームの面積は約 $7.7 \times 10^{-3}\text{cm}^2$ ゆえ、ポンプ光のビームの強度は 0.28mW あれば飽和吸収分光できる。したがってポンプ光の強度 3.34mW 、プローブ光の強度 $34.4\mu\text{W}$ で実験を行った。測定は、図 4.32 のような実験セットアップで行った。

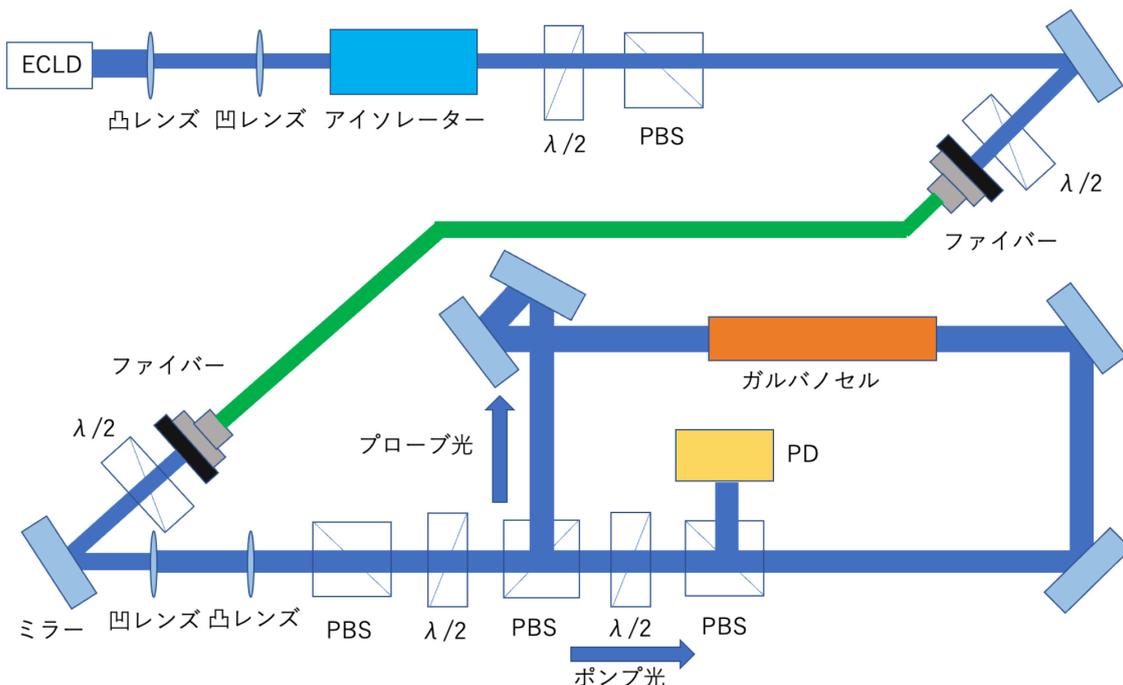


図 4.32 線形吸収, 飽和吸収分光の実験セットアップ. アイソレータの後にある $\lambda/2$ 波長板と PBS でファイバーに入れる光の強度を調整することができる. ファイバーを通った光は, $\lambda/2$ 波長板で偏光を, レンズでビーム形を整え PBS に入り, その後の $\lambda/2$ 波長板と PBS でプローブ光とポンプ光に分かれる. プローブ光とポンプ光の強度比はプローブ光とポンプ光に分ける PBS 前の $\lambda/2$ 波長板で調整することができる. ポンプ光は更に $\lambda/2$ 波長板と PBS で強度を調整できるようにしている. ガルバノセルを通ったプローブ光は PBS で反射してフォトダイオードに入る.

線形吸収を行う際にはポンプ光を遮りプローブ光の透過光を測定した. 460nm に共鳴するユウロピウムの全遷移を見るために 2 回に分けて測定を行った. 線形吸収の結果は図 4.33, 図 4.34 のようになった.

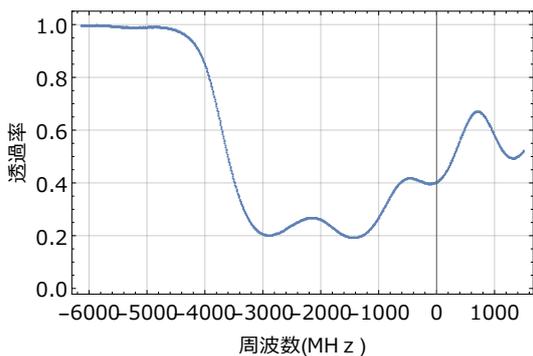


図 4.33 線形吸収の結果.

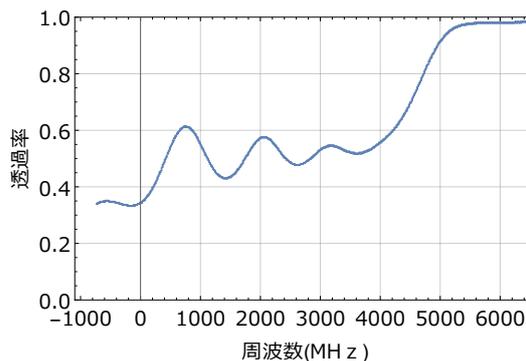


図 4.34 線形吸収の結果.

線形吸収と同じ範囲で飽和吸収分光を行った. 結果は図 4.35, 図 4.36 のようになった. 確かにディップが出現していることがわかる.

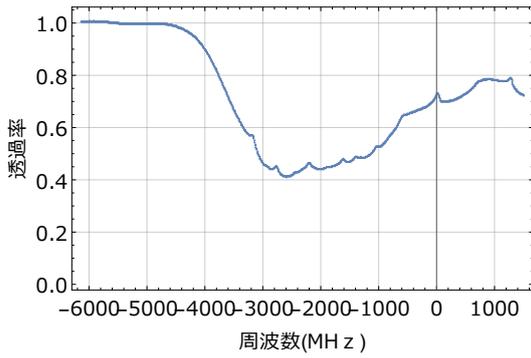


図 4.35 飽和吸収分光の結果.

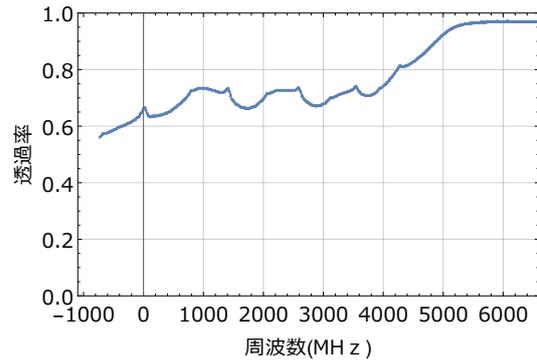


図 4.36 飽和吸収分光の結果.

ここで Eu の超微細構造は図 4.37 のようになっている.

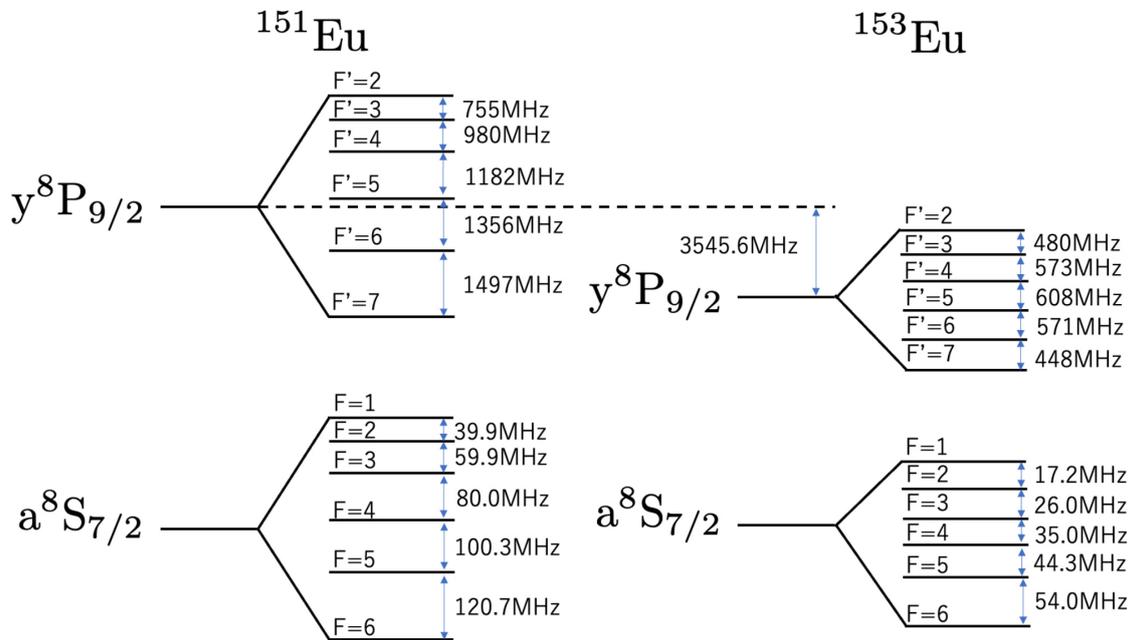


図 4.37 Eu の原子の $a^8S_{7/2} - y^8P_{9/2}$ 遷移の超微細構造.

これをもとに帰属付けを行った結果, 図 4.35, 図 4.36 のディップはそれぞれ図 4.38, 図 4.39 のようになった.

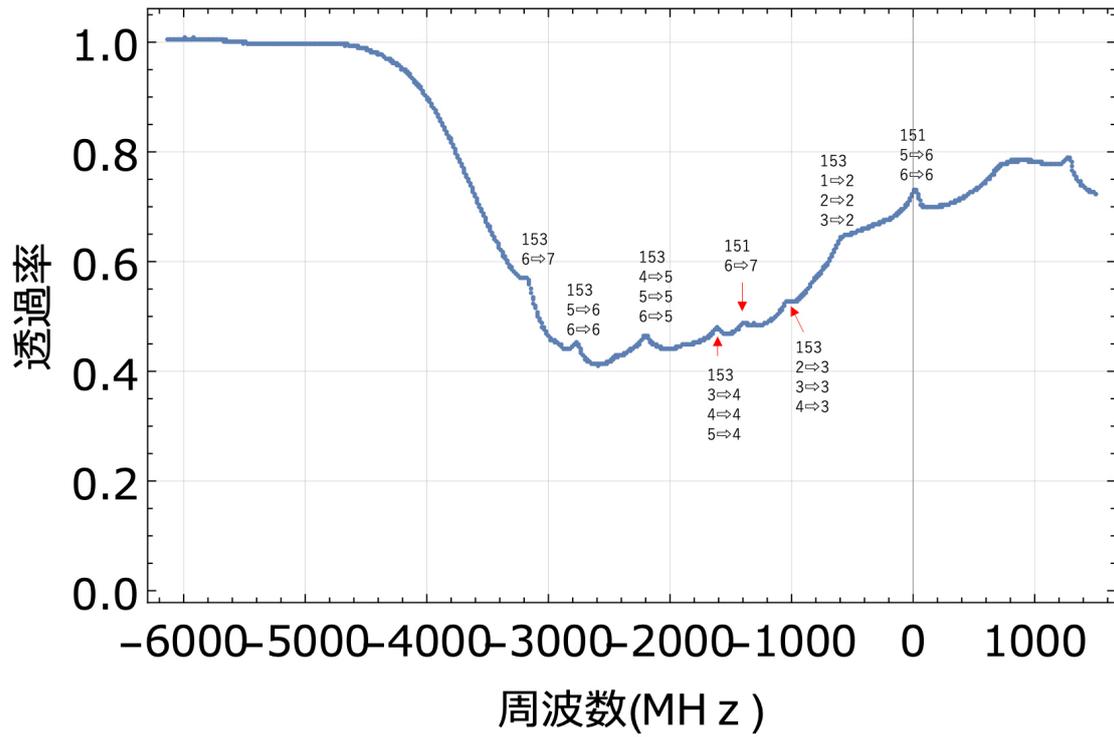


図 4.38 帰属付けの結果.

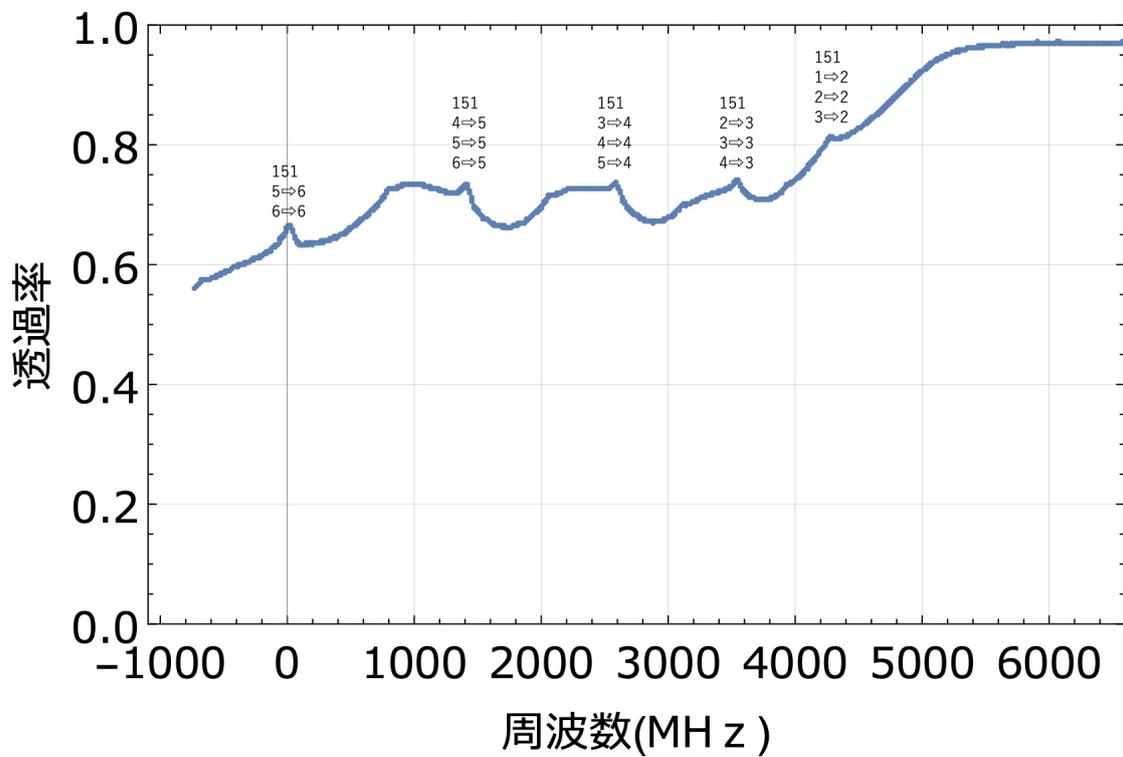


図 4.39 帰属付けの結果.

実験に用いるユウロピウム原子気体に対して飽和吸収分光を行い超微細構造の分光に成功したが、結果を見るとラムディップは自然幅 30MHz よりも大きくなっている。これはガルバノセル内のネオン原子との衝突による広がりであると考えられる。

第5章

まとめ

ユウロピウム原子気体での BEC 実現に向けて小型かつ容易に周波数掃引できる青色レーザーの開発が望まれていた。実際に実験で使用するに当たり、青色レーザーには 1. 注入同期に必要な 10mW 程度の出力強度, 2. 超微細構造の分光が可能な GHz オーダーの周波数掃引範囲, 3. Eu の自然幅 30MHz よりも小さな線幅の 3 つの仕様が求められていた。本研究では, モードホップを抑圧するような平面回折格子を動かす回転軸を求め, その結果をもとに外部共振器型半導体レーザーの設計, 作製を行った。そして, 作製したレーザーの性能を評価する目的で発振スレッシュホールド電流の測定, モードホップを抑圧しながら周波数掃引できる範囲の測定, ULE 共振器を用いたスペクトル線幅の測定, ユウロピウム原子気体に対して飽和吸収分光の 4 つの実験を行った。これらの実験の結果, 注入電流 72mA にて 19mW の出力, 周波数掃引範囲 7.724GHz, スペクトル線幅 $\sim 100\text{kHz} \ll 30\text{MHz}$ を得た。また, 実際に実験で用いるユウロピウム原子気体に対して 460nm に共鳴する超微細構造間の遷移の分光に成功した。以上の結果から, 本研究で作製したレーザーは我々の求める仕様を十分満たしていることが示された。

参考文献

- [1] T Lahaye, C Menotti, L Santos, M Lewenstein, and T Pfau. The physics of dipolar bosonic quantum gases. *Reports on Progress in Physics*, Vol. 72, No. 12, p. 126401, 2009.
- [2] Axel Griesmaier, Jörg Werner, Sven Hensler, Jürgen Stuhler, and Tilman Pfau. Bose-Einstein Condensation of Chromium. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 94, p. 160401, 2005.
- [3] Mingwu Lu, Nathaniel Q. Burdick, Seo Ho Youn, and Benjamin L. Lev. Strongly Dipolar Bose-Einstein Condensate of Dysprosium. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 107, p. 190401, 2011.
- [4] K. Aikawa, A. Frisch, M. Mark, S. Baier, A. Rietzler, R. Grimm, and F. Ferlaino. Bose-Einstein Condensation of Erbium. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 108, p. 210401, 2012.
- [5] 松井 宏樹. 基底状態ユウロピウム原子のレーザー冷却に向けた狭線幅光源の開発. 東京工業大学, 2018 卒業論文.
- [6] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn & W. Ketterle. Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate. *Nature* 392, 151-154, 1998.
- [7] T. Lahaye, J. Metz, B. Fröhlich, T. Koch, M. Meister, A. Griesmaier, T. Pfau, H. Saito, Y. Kawaguchi, and M. Ueda. d-wave collapse and explosion of a dipolar bose-einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 101, p. 080401, 2008.
- [8] K. Aikawa, A. Frisch, M. Mark, S. Baier, A. Rietzler, R. Grimm, and F. Ferlaino. Bose-einstein condensation of erbium. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 108, p. 210401, 2012.
- [9] Yuki Kawaguchi and Masahito Ueda. Spinor boseeinstein condensates. *Physics Reports*, Vol.520, No. 5, pp. 253 - 381, 2012. Spinor Bose-Einstein condensates.
- [10] D. J. Papoular, G. V. Shlyapnikov, and J. Dalibard. Microwave-induced Fano-Feshbach resonances. *Phys. Rev. A*, Vol. 81, p. 041603, 2010.
- [11] Thomas M Hanna, Eite Tiesinga, and Paul S Julienne. Creation and manipulation of Feshbach resonances with radiofrequency radiation. *New Journal of Physics*, Vol. 12, No. 8, p. 083031, 2010.
- [12] 村吉 諄之. ボース・アインシュタイン凝縮の実現を目指したポジトロニウムのレーザー冷却用光源の開発. 東京大学, 2018 修士論文.
- [13] 西田 慶次. 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 卒業論文.
- [14] 西田 慶次. 準安定状態ユウロピウム原子の磁気光学トラップに向けた原子ビーム生成. 東京工業大学, 2016 修士論文.

謝辞

本研究を執行し卒業論文としてまとめるにあたり、上妻研究室の方々に多くの方々にご指導ご鞭撻を賜りました。この場を借りて感謝の意を表したいと思います。

指導教官である上妻幹旺教授には、この一年間大変お世話になりました。研究室セミナーや卒業論文のミーティングでは手厚くご指導していただき、多くのことを学ぶことができました。ありがとうございました。

井上遼太郎特任准教授には、実験データの解析や研究室セミナー、卒業論文のミーティングで丁寧にご指導していただきました。また、研究室セミナーに真剣に臨む姿から研究に対する姿勢を学ぶことができました。ありがとうございました。

博士課程の細谷俊之さんには、非常に忙しい中でも私の研究のことを心配してくださり、要所で適切なアドバイスをいただきました。ありがとうございました。

博士課程の宮澤裕貴さんには、質問に答えていただいたり、研究がうまくいかない時に熱心にご指導していただきました。ありがとうございました。

博士課程の松井宏樹さんには、本研究の中で常に私をご指導していただきました。質問に対して非常に丁寧に答えてくださったり、私の実験が上手くいかずに長い時間研究室にいることになっても最後まで面倒を見ていただきました。非常に感謝しております。ありがとうございました。

学部4年の野村堯平君は、良い話し相手になっていただきました。また、研究に対する熱意も人一倍で非常に難しい問題にも挑み続ける姿勢には刺激を受けました。ありがとうございました。

この他の研究室のメンバー Martin Miranda 特任助教、佐藤智哉特任助教、小田拓実さん、高梨健太さん、谷口建人さん、久保直人さん、松本諒也さん、大島悠司さんにも研究のアドバイスをしていただいたり、雑談をしていただき非常に充実した研究生生活を送ることができました。ありがとうございます。

最後に、四年間の大学生活を金銭面、精神面で支え続けてくれた家族に感謝いたします。素晴らしい環境に身を置き、勉強に集中できたのは家族の協力のおかげです。ありがとうございました。

2021年3月

本田 一舟