

卒業論文
ユウロピウム原子の磁気光学トラップへ向けた
異重項間遷移のレーザー分光

東京工業大学 理学部 物理学科
宮澤 裕貴

指導教員 上妻 幹旺 教授

2015年2月

概要

Er、Dyのように大きな磁気モーメントをもつ原子気体を量子縮退させ、長距離・異方的な磁気双極子相互作用に起因する新奇物性を探索する研究が行われている。こういった流れの中で、我々の研究室ではレーザー冷却のなされたことのないユロピウム (Eu) 原子に着目した。EuはEr、Dyと同様に大きな磁気モーメント ($7\mu_B$) をもつ。Er、Dyとの違いは、ボソン同位体が基底状態に超微細構造を有しているということである。大きな磁気モーメントは、磁気双極子相互作用を通じて、スピンと軌道の結合をもたらす、基底状態にスピン texture や超流動渦を含むリッチな量子相を発現する可能性を秘めている。このような量子相は、短距離・等方的な s 波散乱相互作用に埋もれやすいため、Feshbach 共鳴によって散乱長を抑圧することが本質的に重要である。しかし、DC 磁場を用いる通常の Feshbach 共鳴では、肝心のスピンの固定されてしまうという欠点をもつ。Eu 原子の場合、基底状態の超微細構造を利用して、「Micro-wave Feshbach 共鳴」をおこすことで、スピン自由度を残したまま散乱長を制御できる可能性がある。

この研究を行うにあたって、最初の課題となるのが Eu のボース・アインシュタイン凝縮体 (BEC) の生成である。BEC を生成する際、まず磁気光学トラップ (MOT) という手法を用いて、原子を μK オーダーにまで予備冷却する必要がある。私は Eu がもつ複数の光学遷移のうち、波長 687nm の異重項間遷移 ($a^8P_{7/2} \rightarrow z^{10}P_{9/2}$) が MOT を行う上で適切と判断した。そして、半導体レーザーの光帰還を用いて 687nm の光源を作成し、原子ビームの分光を通して超微細構造の帰属付を行った。

目次

第1章	序論	1
1.1	実験の背景	1
1.2	研究の目的と概要	2
1.3	本論文の構成	3
第2章	磁気光学トラップに用いる 光学遷移の選定	5
2.1	MOTの原理	5
2.1.1	輻射圧	5
2.1.2	ドップラー冷却	5
2.1.3	MOT	7
2.2	MOTの光学遷移の選定	9
2.3	$a\ ^8S_{7/2} \rightarrow z\ ^{10}P_{9/2}$ 遷移の磁場応答	11
第3章	光源および原子ビーム装置の開発	13
3.1	686nm 光源の作成	13
3.1.1	外部共振器型半導体レーザーの構造と特徴	13
3.1.2	LDのスペックと保護回路	14
3.1.3	作成したECLDとその性能の評価	15
3.2	実験装置	17
第4章	分光の基礎理論	19
4.1	Eu原子の超微細構造	19
4.2	必要なレーザー強度の見積もり	21
4.2.1	必要とされるレーザー強度の見積もりの方針	21
4.2.2	必要な強度の見積もり	21
4.2.3	ビームの整形	22
第5章	Eu原子の分光	23
5.1	分光の方針	23

5.2	実験結果	23
5.3	発光量の違いについて	27
5.4	^{153}Eu の $F = 6 \rightarrow F' = 7$ の遷移の確認	28
5.5	超微細構造定数の推定	28
第 6 章	まとめと今後の展望	31
付 録 A	飽和パラメータ	37

目 次

1.1	d波崩壊の様子 (参考文献 [1] より引用)	2
2.1	ドップラー冷却の概念図	6
2.2	MOT の原理	8
2.3	MOT	8
2.4	Eu の 2500cm^{-1} までのエネルギー準位	10
2.5	^{151}Eu の $F = 6 \rightarrow F' = 7$ の遷移周波数の磁場に対する変化	11
2.6	^{151}Eu の $F = 6 \rightarrow F' = 7$ の遷移周波数の磁場応答 ($\pm 10\text{G}$)	12
2.7	^{153}Eu の $F = 6 \rightarrow F' = 7$ の遷移周波数の磁場応答 ($\pm 10\text{G}$)	12
3.1	ECLD の構造 (Littrow 型)	13
3.2	LD の保護回路	14
3.3	作成した ECLD	15
3.4	ECLD の電流-パワー特性	16
3.5	原子オープンと分光領域	17
4.1	Eu 原子の超微細構造	20
5.1	Eu 原子の発光スペクトル (青: ^{151}Eu , 橙: ^{153}Eu)	23
5.2	発光の画像	24
5.3	$F'=7$ への遷移	29
5.4	$F'=7$ への遷移 (汲み上げあり)	29
5.5	$F'=6$ への遷移	29
5.6	$F'=6$ への遷移 (汲み上げあり)	29

第1章 序論

1.1 実験の背景

量子縮退した大きな磁気モーメントをもつ原子気体は、長距離・異方的な磁気双極子相互作用に起因する新奇物性が発現すると期待されている。しかし、磁気双極子相互作用は短距離・等方的な s 波散乱相互作用に埋もれやすい [2]。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を端的に表したのが式 1.1 の ϵ_{dd} である。 ϵ_{dd} は磁気双極子モーメント μ_m の 2 乗と原子の質量 m に比例し、s 波散乱相互作用の強さを特徴付ける散乱長と呼ばれるパラメータ a に反比例している。

$$\epsilon_{dd} = \frac{\mu_0 \mu_m^2 m}{12\pi \hbar^2 a} \quad (1.1)$$

レーザー冷却実験に広く用いられている Rb ($\mu_m = 1\mu_B$) に対して計算すると、 $\epsilon_{dd} = 0.007$ と極めて小さな値になることがわかる。大きな磁気モーメントを有することで最初に着目された Cr ($\mu_m = 6\mu_B$) でさえ $\epsilon_{dd} = 0.16$ でしかない [2]。しかし、Feshbach 共鳴という現象を利用すると、散乱長 a を抑圧できるので ϵ_{dd} を本来よりも大きくすることができる。(磁場を印加し、原子のエネルギー準位をゼーマンシフトさせることで、2体の散乱状態と他の内部状態の束縛状態とをつなぐことができる。その結果、共鳴的な散乱が起こり、実効的な s 波散乱相互作用が変化する。この現象を Feshbach 共鳴とよぶ。)

この Feshbach 共鳴を利用して 2008 年には、量子縮退した Cr 原子において磁気双極子相互作用があらわに現れた d 波崩壊という現象が観測された [1]。図 1.1 は Cr の BEC 体がクローバーリーフ型に崩壊していく様子を撮影したものである。クローバーリーフ状の崩壊は、原子間の異方的相互作用に起因しており、大きな磁気モーメントを有する原子気体（量子磁性気体）特有の現象として注目を集めた。この実験では、偏極されたスピン間に働く異方的相互作用が利用されている。その一方で、スピンに自由度をもたせることが出来れば、基底状態でありながら渦が存在する奇妙な相やスピン構造を形成する相があらわれる可能性がある [3]。残念ながらこうしたリッチな量子相は、磁場を印加する通常の Feshbach 共鳴を用いている限り、発現させることが出来ない。

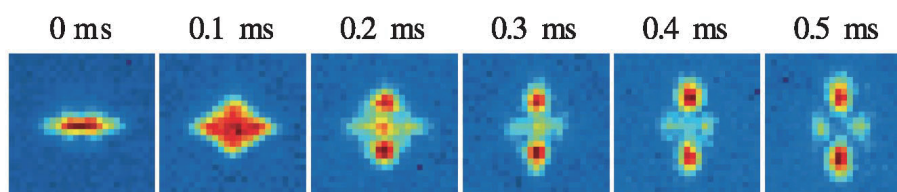


図 1.1: d 波崩壊の様子 (参考文献 [1] より引用)

2010 年、スピン自由度を保ったまま散乱長を抑圧する手段として Microwave Feshbach 共鳴という手法が考案された [4]。散乱状態と他の内部状態の束縛状態をつないで共鳴的な散乱を起こすのは Feshbach 共鳴と同じだが、他の内部状態の束縛状態を磁場によるゼーマンシフトではなく、共鳴するマイクロ波を用いてつなぐことでスピンを偏極させずに散乱長を抑圧できる。ただ、Microwave Feshbach 共鳴を適用できる原子には制約があり、基底状態に超微細構造を持っている必要がある。なので、スピン自由度を活かした磁性量子気体の研究を行うためには、磁気モーメントが大きいだけでなく、ボソン同位体が基底状態に超微細構造をもつ必要性がある。Cr、Er、Dy といったこれまで実験対象となってきた原子種は上記の条件を満たしていない。そこで私は、全く新しい原子種としてユウロピウム (Eu) に着目をした。

同位体	自然存在比	核スピン	量子統計
^{151}Eu	47.8 %	5/2	Boson
^{153}Eu	52.2 %	5/2	Boson

表 1.1: Eu 原子の同位体

1.2 研究の目的と概要

我々の研究室では、Eu を用いてスピン自由度のある BEC の豊富な量子相を探索することを目標にしている。しかし、Eu はまだレーザー冷却のなされたことのない新しい原子種なので、まずは Eu をレーザー冷却して BEC を生成することが

課題となる。気体原子を冷却して BEC を生成するためには以下の 3 つのプロセスを踏む必要がある。

BEC へのプロセス

1. Zeeman Slowing

原子オーブンの細孔から噴出される原子線に対して、対向する向きにレーザーを照射して、原子を輻射圧で減速させる。

2. MOT(Magneto-Optical Trap)

Zeeman Slowing された原子集団に対して磁場をかけつつ、XYZ 方向からレーザーを照射して、トラップと冷却を同時に行う。

3. 蒸発冷却

エネルギーの高い原子を選択的にトラップから脱落させて、BEC 相転移温度以下まで冷却する。

現在、第一段階である Zeeman Slowing の実験が研究室内で進行している。本研究では、これと並行して、第二段階の MOT を行う上で適切な光学遷移を選定するとともに、必要な光源を準備し、原子ビームを用いて実際に分光を行うことを目的とした。

1.3 本論文の構成

2 章では MOT を行う上で適切な光学遷移の選定を行う。3 章では、選定した光学遷移に共鳴するレーザー光源の準備について述べる。4 章では、分光に必要な基礎理論の説明をし、5 章で原子ビームを対象として行った分光結果について述べる。

第2章 磁気光学トラップに用いる 光学遷移の選定

この章では磁気光学トラップ (MOT) に用いる光学遷移の選定について述べる。まず、1節で MOT の原理について述べ、2節で複数ある E_u の光学遷移から1つの遷移を選定する。

2.1 MOT の原理

この節では速度に依存した冷却力と位置に依存した復元力の2種類の力が働くことで機能する MOT の原理について述べる。

2.1.1 輻射圧

レーザー冷却はレーザーの輻射圧を利用して行われる。輻射圧は、原子が光子を吸収して光子の持つ運動量を受け取ることに由来する力であると理解できて、2準位系を考えると輻射圧は式 2.1 のように書ける。

$$F = \hbar k \Gamma \rho_{ee} \quad (2.1)$$

ここで、 k は波数、 Γ は自然放出レート (自然幅)、 ρ_{ee} は原子が励起状態にいる確率である。 $\Gamma \rho_{ee}$ は、単位時間あたりの自然放出レートを表しており、 $\hbar k$ の運動量をレート $\Gamma \rho_{ee}$ で受け取っていると解釈できる。

2.1.2 ドップラー冷却

前項でレーザー光のつくる輻射圧について説明した。ドップラー冷却はこの輻射圧に、原子の速度と逆向きの力が働く速度依存性をもたせた冷却機構である。速度 v の原子に対して2本の対向するレーザー光を当てると図 2.1 のように原子の感

じるレーザーの周波数は $\pm kv$ だけドップラーシフトするので、式 A.1 より輻射圧は式 2.2 のようになる。

$$F = \frac{1}{2} \hbar k \Gamma \left[\frac{s(\delta - kv)}{1 + s(\delta - kv)} - \frac{s(\delta + kv)}{1 + s(\delta + kv)} \right] \quad (2.2)$$

ここで、 δ はレーザーの共鳴周波数からの離調、 s は飽和パラメータで離調の関数である（飽和パラメータに関しては付録 A を参照）。 $|kv| < |\delta|$ のとき F を v の一次まで展開すると、以下のように近似できる。

$$F \approx -\beta v \quad (2.3)$$

$$\beta = -\hbar k^2 \frac{4s_0(\delta/\gamma)}{[1 + s_0 + (\delta/\gamma)^2]^2} \quad (2.4)$$

ここで、 $s_0 = S(0)$ 、 $\gamma = \Gamma/2$ である。よって、 δ を負にとれば原子は速度と逆向きの抵抗を受けるので減速されることがわかる。

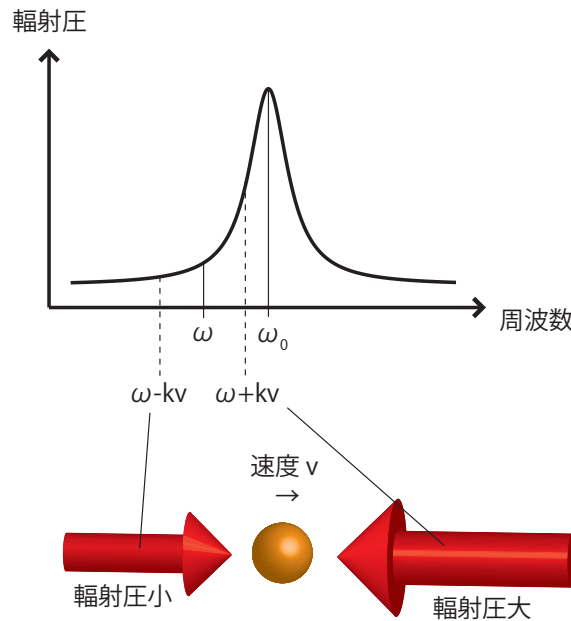


図 2.1: ドップラー冷却の概念図

しかし、ドップラー冷却により到達できる温度には限りがある。原子は光子を吸収すると必ず放出も行い、その際に光子の反跳エネルギーを受け取り、これが加熱の原因となるからである。実際にはこの加熱と輻射圧による冷却が釣り合う

温度までしか冷却できず、その温度はドップラー限界温度と呼ばれる。ドップラー限界温度 T_D は自然放出レート Γ に比例するシンプルな形で表される。

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (2.5)$$

2.1.3 MOT

前項でドップラー冷却について説明した。しかし、ドップラー冷却は原子を冷却することはできるがトラップすることはできない。そこで、磁場勾配をかけることで輻射圧に速度依存性だけでなく、位置依存性をもたせてトラップもできるようにした機構が MOT である。MOT はその原理から励起状態の全角運動量 (F_e) が基底状態の全角運動量 (F_g) より大きくなければ ($F_g < F_e$) 適用できない。今回は簡単のため、 $F_g = 0$ 、 $F_e = 1$ として説明する。

MOT の説明の前に 2 つ押さえておくことがある。一つは磁気量子数が σ^+ 偏光は $\Delta m = +1$ 、 σ^- 偏光は $\Delta m = -1$ となるように遷移するという選択則、もう一つは励起状態の磁気副準位は磁場をかけると $mg\mu_B B$ だけゼーマンシフトすることである。ここで m は磁気量子数、 g はランデの g 因子、 μ_B はボーア磁子、 B は磁場の量子化軸方向の成分である。

次に MOT の説明に入る。位置 x に比例している磁場 $B = B'x$ がかかっているとすると、その時の励起状態のゼーマンシフトは図 2.2 の上部のようになる。ここに離調を負にとった図のような偏光のレーザーを左右から当てたときの、 $x = x_0$ にいる原子が受ける輻射圧を考える。右からの σ^- 偏光のレーザー光に対しては $m = -1$ への遷移が起き、レーザーの周波数は共鳴周波数にあるので原子は左向きの大きな輻射圧を受ける。一方で、左からのレーザーは $x = x_0$ では σ^+ 偏光であり、 $m = +1$ への遷移が起きるが、レーザーの周波数は共鳴周波数からずれているので右向きの小さな輻射圧しか受けない。その輻射圧を 2.2 式と同様に表すと

$$F = \frac{1}{2}\hbar k\Gamma \left[\frac{s(\delta - kv - g\mu_B B'x)}{1 + s(\delta - kv - g\mu_B B'x)} - \frac{s(\delta + kv + g\mu_B B'x)}{1 + s(\delta + kv + g\mu_B B'x)} \right] \quad (2.6)$$

と表され、 $|kv + g\mu_B B'x| < |\delta|$ のとき F を $(kv + g\mu_B B'x)$ の 1 次まで展開すると、以下のように近似できる。

$$F \approx -\beta v - Kx \quad (2.7)$$

$$K = -\hbar k g \mu_B B' \frac{4s_0(\delta/\gamma)}{[1 + s_0 + (\delta/\gamma)^2]^2} \quad (2.8)$$

よって、 δ を負にとれば、速度と逆向きの抗力だけでなく $x = 0$ への復元力が働くことがわかる。 F_e, F_g がより大きな値を持つときは輻射圧の式は少し複雑になるが、同様の議論ができる。

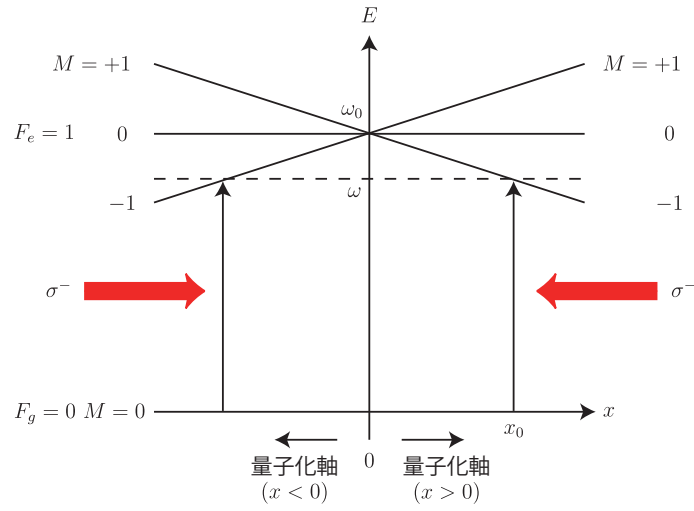


図 2.2: MOT の原理

実際に MOT を行う際は図 2.3 のようにアンチヘルムホルツコイルで目的の磁場をつくり、6 方向から正しい偏光のレーザーを入れることで 3 次的にトラップする。

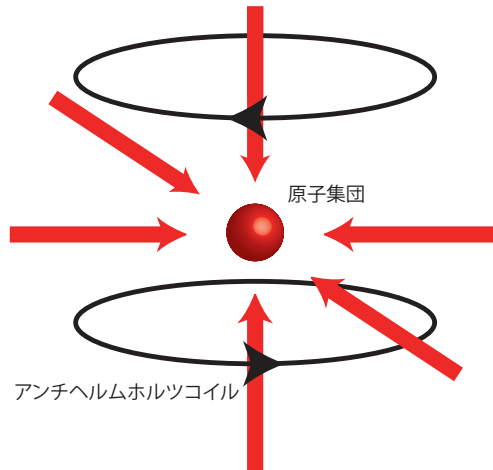


図 2.3: MOT

2.2 MOT の光学遷移の選定

複数ある Eu の光学遷移を、レーザー冷却に必要なとされる条件から絞っていく。まず、レーザー冷却を行う際に原子が継続してレーザーの輻射圧を受けるには、冷却に用いる光学遷移がサイクリック（閉じた 2 準位系）でなければならない。Eu 原子は 4.1 節で説明するように、 $F = 1 \sim F = 6$ の超微細構造をもち、冷却したい準位はその中で一番エネルギーの低い $F = 6$ の準位である。 $F = 6$ を冷却するにあたって、光学遷移が超微細構造に関してサイクリックであるためには、励起状態に $F' = 7$ の準位がある遷移を用いる必要がある。Eu のエネルギー準位を [5] [6] を元にして図 2.4 にまとめた。その中でも励起状態に $F' = 7$ がある遷移可能な準位は、 $y \ ^8P_{9/2}$ 、 $z \ ^{10}P_{9/2}$ 、 $z \ ^8P_{9/2}$ の 3 つである。ここで $y \ ^8P_{9/2}$ といった記号は長い電子配置表記を表すための略記であり、その電子配置と基底状態 $a \ ^8S_{7/2}$ からの遷移の波長、自然幅を表 2.1 に示した。

略記	電子配置	波長	自然幅	T_D
$a \ ^8S_{7/2}$	$4f^7 6s^2 \ ^8S_{7/2}$	-	-	-
$y \ ^8P_{9/2}$	$4f^7 (^8S) 6s6p \ ^8P_{9/2}$	459nm	27MHz	$650\mu\text{K}$
$z \ ^8P_{9/2}$	$4f^7 (^8S) 6s6p(^3P) \ ^8P_{9/2}$	602nm	150kHz	$3.6\mu\text{K}$
$z \ ^{10}P_{9/2}$	$4f^7 (^8S) 6s6p(^3P) \ ^{10}P_{9/2}$	687nm	97kHz	$2.3\mu\text{K}$

表 2.1: MOT に用いる光学遷移の候補

ボース凝縮を行うためには、MOT の時点で μK オーダーの温度を獲得する必要があるので、MOT に用いる遷移は $a \ ^8S_{7/2} \rightarrow z \ ^8P_{9/2}$ と $a \ ^8S_{7/2} \rightarrow z \ ^{10}P_{9/2}$ に限られる。 $a \ ^8S_{7/2} \rightarrow z \ ^8P_{9/2}$ の遷移波長は 602nm であるが、この 602nm の光源は半導体レーザー (LD) では今のところ技術的に用意できない。一方で $a \ ^8S_{7/2} \rightarrow z \ ^{10}P_{9/2}$ の遷移波長は 687nm であり、687nm の LD は容易に用意できる。ゆえに、MOT に用いる光源として $a \ ^8S_{7/2} \rightarrow z \ ^{10}P_{9/2}$ が適切であると考えた。

しかし、MOT を行うには $a \ ^8S_{7/2} \rightarrow z \ ^{10}P_{9/2}$ の各磁気副準位が磁場に対してどのようにゼーマンシフトするかを考慮する必要がある。2.1.3 項で述べたように MOT は原子のゼーマンシフトを利用してなされるので、ゼーマンシフトの形によっては MOT ができないこともあるからである。 $a \ ^8S_{7/2} \rightarrow z \ ^{10}P_{9/2}$ 遷移の磁場応答に関しては次節で述べる。

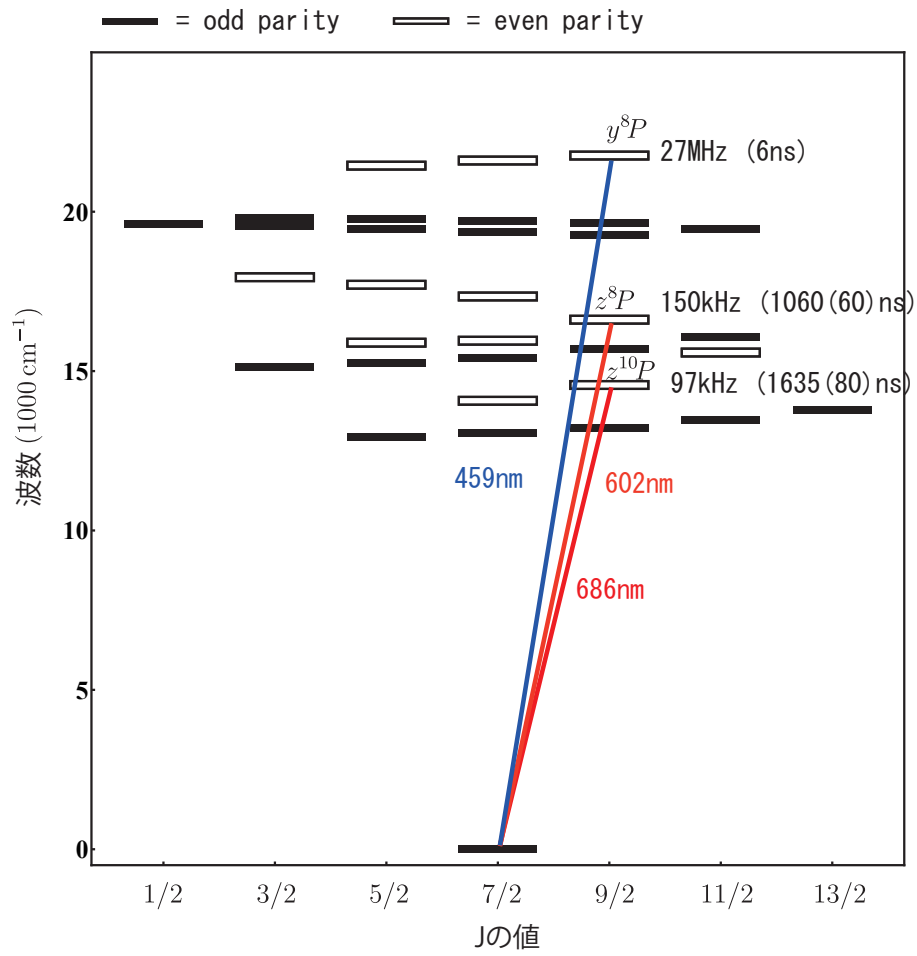


図 2.4: Eu の 2500 cm^{-1} までのエネルギー準位

2.3 $a^8S_{7/2} \rightarrow z^{10}P_{9/2}$ 遷移の磁場応答

2.1.3項でMOTの原理を説明する際、磁場をかけた時のゼーマンシフトは $mg\mu_B B$ であると説明したが、これはゼーマンシフトが超微細構造分裂幅よりも十分小さい時に成り立つ近似式であり、ゼーマンシフトが超微細構造分裂幅よりも大きくなるような磁場のもとではパッシェンバック効果により全角運動量 F の異なる準位との混合が起きて、ゼーマンシフトが磁場に対して線形ではなくなる。Eu は基底状態の分裂幅が数十～百 MHz 程度と小さいので、比較的小さい磁場でもパッシェンバック効果が引き起こされる。そのため遷移周波数は2.1.3項の際に仮定したように線形にはならず、図2.5のように複雑な形になる。±50G 付近から $\Delta m = +1$ と $\Delta m = -1$ の遷移周波数が入り乱れているので、数十 G の下では位置に依存した復元力は働かなくなり MOT が効かないことがわかる。

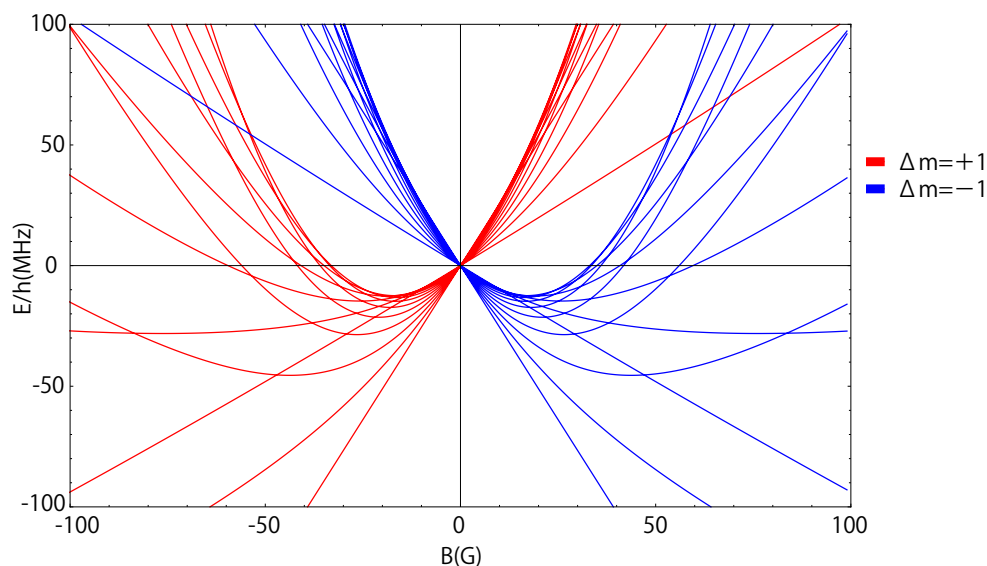


図 2.5: ^{151}Eu の $F = 6 \rightarrow F' = 7$ の遷移周波数の磁場に対する変化

しかし、MOT を行う際にかかる磁場の大きさは、ゼーマンシフトによる遷移周波数の変化が自然幅の数倍程度あればよい。 $a^8S_{7/2} \rightarrow z^{10}P_{9/2}$ 遷移の場合は自然幅が 100kHz なので数 G もあれば十分である。±10G までの ^{151}Eu 、 ^{153}Eu の $F = 6 \rightarrow F' = 7$ の遷移周波数の磁場応答を図 2.6.2.7 に示した。図を見ると数 G の磁場の下では遷移周波数は磁場に対してほぼ線形に反応しているので $a^8S_{7/2} \rightarrow z^{10}P_{9/2}$ 遷移を用いて MOT を行うことが可能であることが確認できた。

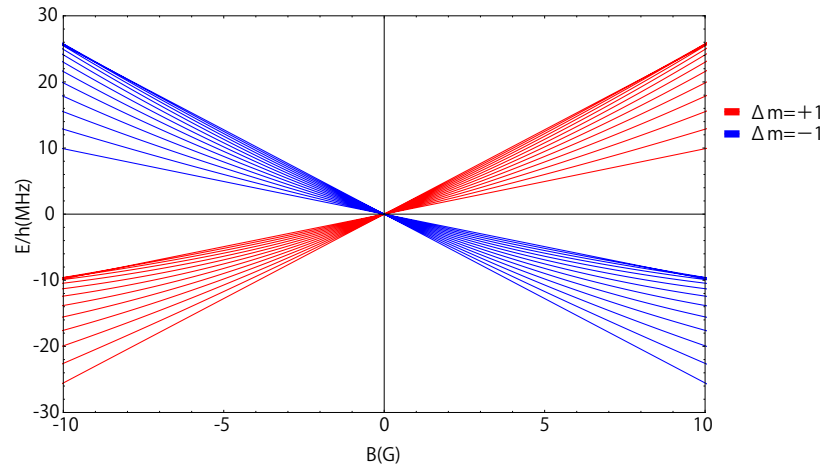


図 2.6: ^{151}Eu の $F = 6 \rightarrow F' = 7$ の遷移周波数の磁場応答 ($\pm 10\text{G}$)

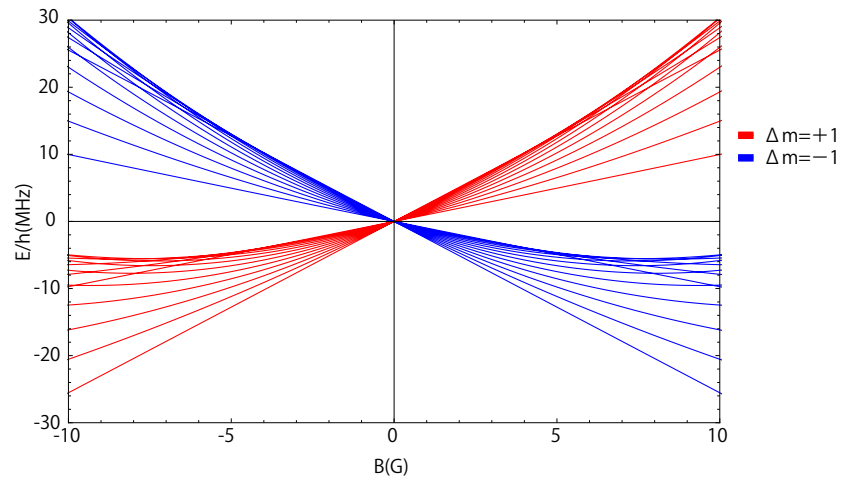


図 2.7: ^{153}Eu の $F = 6 \rightarrow F' = 7$ の遷移周波数の磁場応答 ($\pm 10\text{G}$)

第3章 光源および原子ビーム装置の開発

3.1 686nm 光源の作成

3.1.1 外部共振器型半導体レーザーの構造と特徴

本研究では 687nm 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。

ECLD は名前の通り、LD の外側に共振器があり、グレーティングの一次回折光を LD に返す構造になっている。グレーティングはピエゾに接着されていて、ピエゾ素子に電圧をかけることで共振器長を変えることができるので、発振する波長を選択できるという特徴がある。また、LD の共振器長が数百 μm なのに対して外部共振器の共振器長が数十 mm なので、共振器の FSR (Free Spectral Range) は小さくなる。レーザーの線幅は FSR に比例するので、典型的には LD よりも線幅の細い線幅数百 KHz のレーザーを得ることができる。

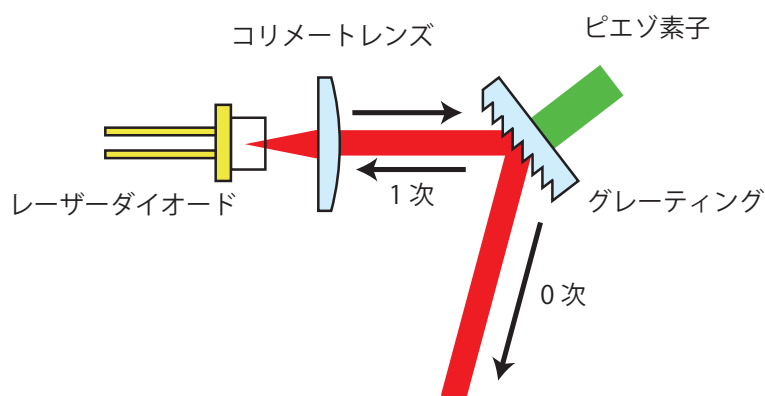


図 3.1: ECLD の構造 (Littrow 型)

3.1.2 LDのスペックと保護回路

本実験では Tholabs HL6750MG の LD を用いた。LD のスペックを表 3.1 にまとめた。

絶対最大定格

	Symbol	定格	単位
光出力	P_0	55	mW
逆電圧	$V_{R(LD)}$	2	V

電氣的・光学特性

	Symbol	Min	Typ	Max	単位
動作電流	I_{OP}	-	75	120	mA
動作電圧	V_{OP}	-	2.3	3	V
発振波長	λ_p	675	685	695	nm

($T_C=25\text{ }^\circ\text{C}, P_0=50\text{mW}$)

表 3.1: LD(Tholabs HL6750MG) の特性

サージ電流による LD の損傷を避けるため、図 3.2 に示される保護回路を作成した。逆電圧が $V_{R(LD)}$ を超えず、また順電圧が V_{OP} を過度に超えないように設計してある。また、本実験では使用しないが、今後容易に LD に電流変調をかけられるように電流変調用の端子を作成した。

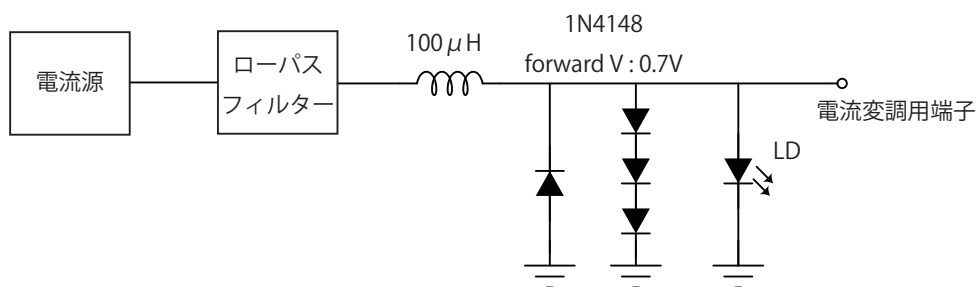


図 3.2: LD の保護回路

3.1.3 作成した ECLD とその性能の評価

図 3.3 が実際に作成した ECLD である。焦点距離 400mm の凸レンズは左右上下に動かすことができ、グレーティングに対して LD の出射光が当たる角度を微調整することができる仕組みになっている。また、LD の発振波長は温度に敏感（温度が上昇すると、格子間隔が広がり、バンドギャップが減少するため、長波長シフトがおこる）なので、箱に密閉してペルチェ素子で温度をコントロールできるようになっている。

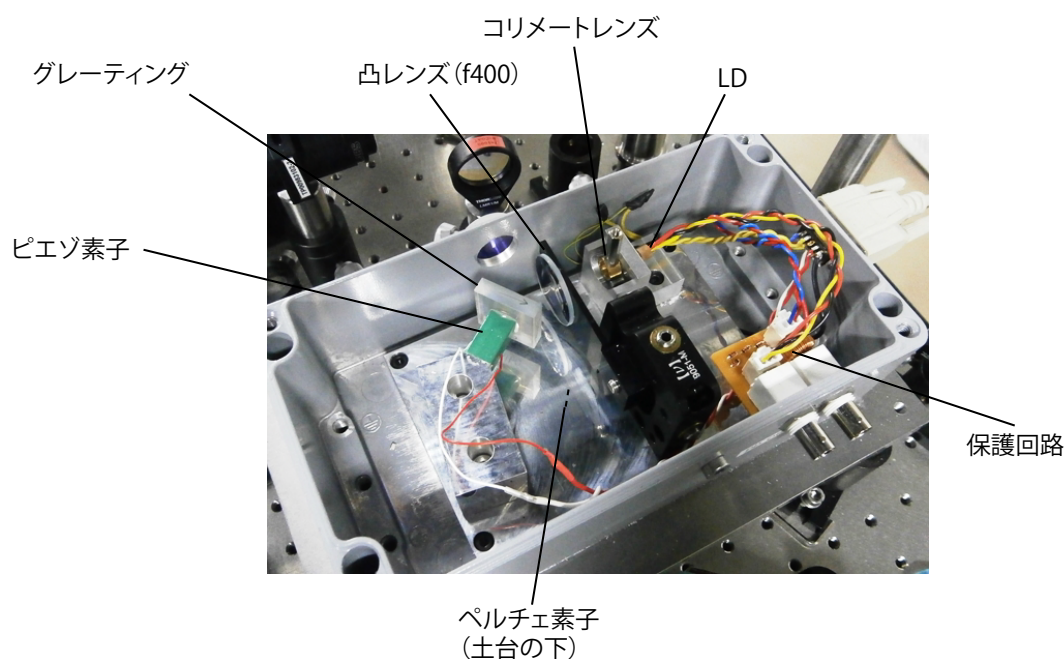


図 3.3: 作成した ECLD

また、作成後の ECLD の出力パワーとモードホップフリーで掃引可能な周波数幅を評価した。

図 3.4 は、フリーラン状態の LD、および作成した ECLD について、出力パワーの注入電流依存性を測定した結果である。絶対最大定格の光出力である 55mW を超えないように、70mA 以下の電流で実験を行った。結果 25mW 程度のパワーが得られた。

モードホップフリーで掃引可能な周波数幅は、700MHz 程度であることを波長計を用いて確認した。

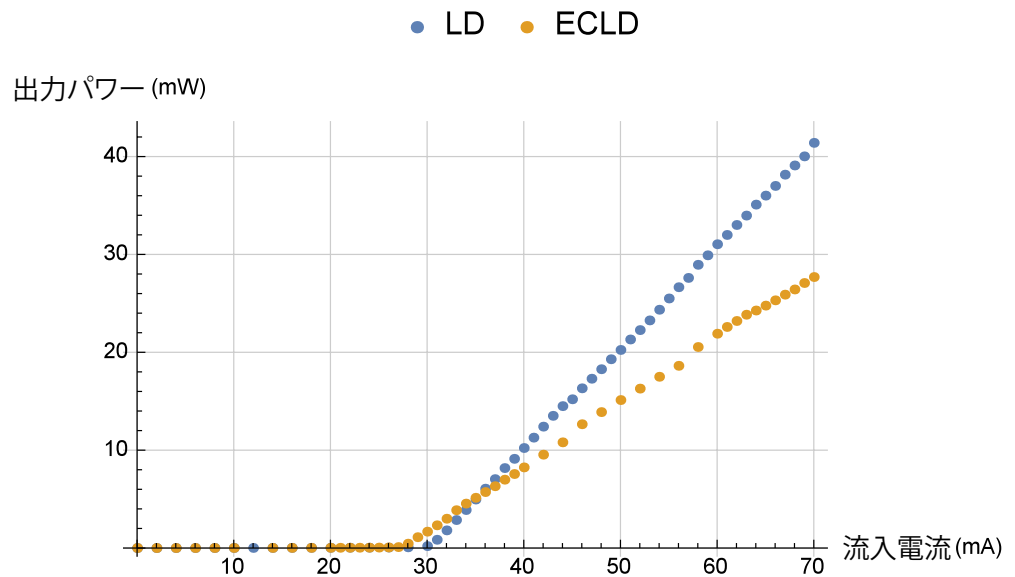


図 3.4: ECLD の電流-パワー特性

3.2 実験装置

原子の分光を行う実験装置は図3.5のようになっている。装置はイオンポンプで真空引きされていて、原子オーブンはヒーターで490℃まで加熱されている。オーブンは $\phi 2\text{mm}$ の細孔が開いていて、そこから気化した気体原子が原子ビームとして噴出されている。原子ビームに対してレーザーを垂直にあてることで、ドップラー広がりを20MHz程度まで抑えて分光することができる（詳しくは4.2節を参照）。原子の発光はCCDカメラで撮影した。

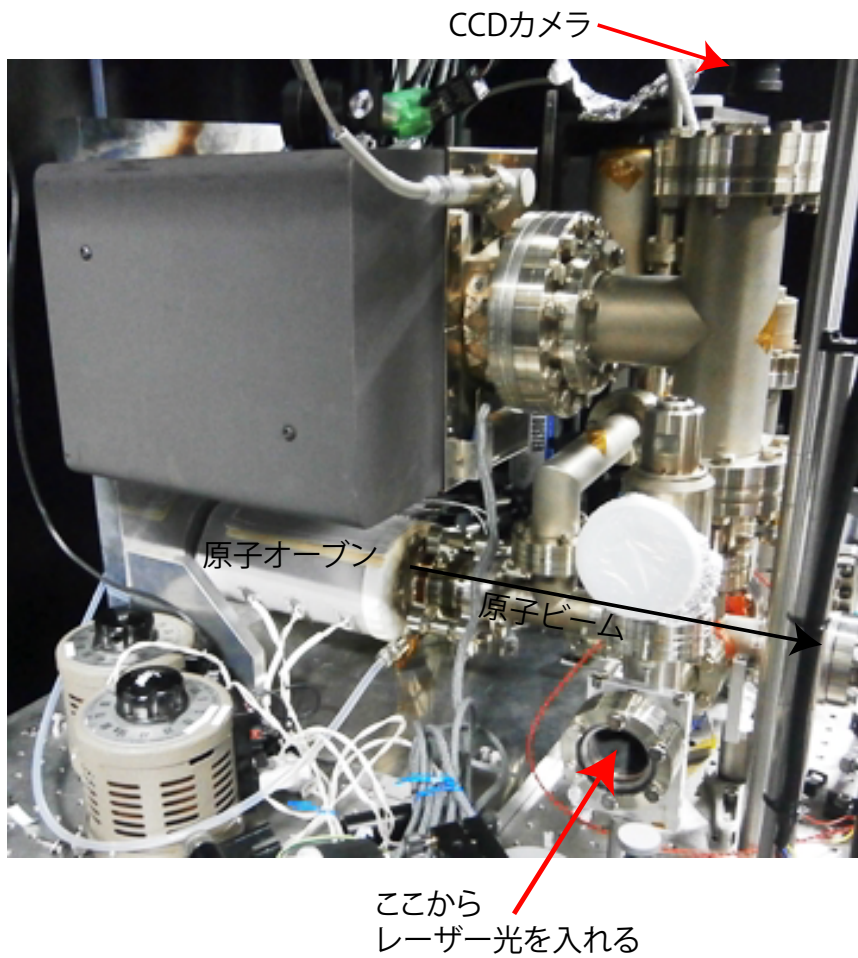


図 3.5: 原子オーブンと分光領域

第4章 分光の基礎理論

4.1 Eu原子の超微細構造

Eu原子は ^{151}Eu 、 ^{153}Eu ともに核スピン $I = 5/2$ を持っているので、各エネルギー準位が超微細分裂する。基底状態における電子の全角運動量は $J = 7/2$ 、核スピンは $I = 5/2$ なので、原子の全角運動量 F は、 $|J - I| \sim |J + I|$ 、つまり、 $F = 1 \sim 6$ の6準位に分裂する。また、本研究の分光の対象である $z\ ^{10}P_{9/2}$ は $J = 9/2$ なので $F = 2 \sim 7$ の6準位に分裂する。

超微細構造のエネルギー準位はCasimirの式4.1で与えられる。

$$E_F = E_0 + \frac{1}{2}KA + \frac{\frac{3}{2}K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)}B \quad (4.1)$$

$$K \equiv F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$$

ここで、 A 、 B は超微細構造定数、 E_0 は核スピンの0で超微細構造を持たないとして仮定した時のエネルギー準位である。式4.1の第二項は原子核と電子の磁気モーメントによる超微細構造分裂を表し、第三項は電気四重極モーメントによる超微細構造分裂を表している[7]。 ^{151}Eu 、 ^{153}Eu の A 係数、 B 係数は過去に測定されており[8]、その値から超微細構造のエネルギー準位を求めることができる。表4.1にその A 係数、 B 係数を示した。

電子配置	A(151)	B(151)	A(153)	B(153)	単位
$a\ ^8S_{7/2}$	-20.0523(2)	-0.7012(35)	-8.8532(2)	-1.7852(35)	MHz
$z\ ^{10}P_{9/2}$	1023.38(27)	-496.6(31)	454.13(9)	1265.2(17)	MHz

表 4.1: Eu の A 係数、B 係数

この値を元に、超微細構造の分裂幅を計算すると図4.1のような超微細構造分裂が得られる。本研究ではこのデータを元にスペクトルを予想して分光を行った。

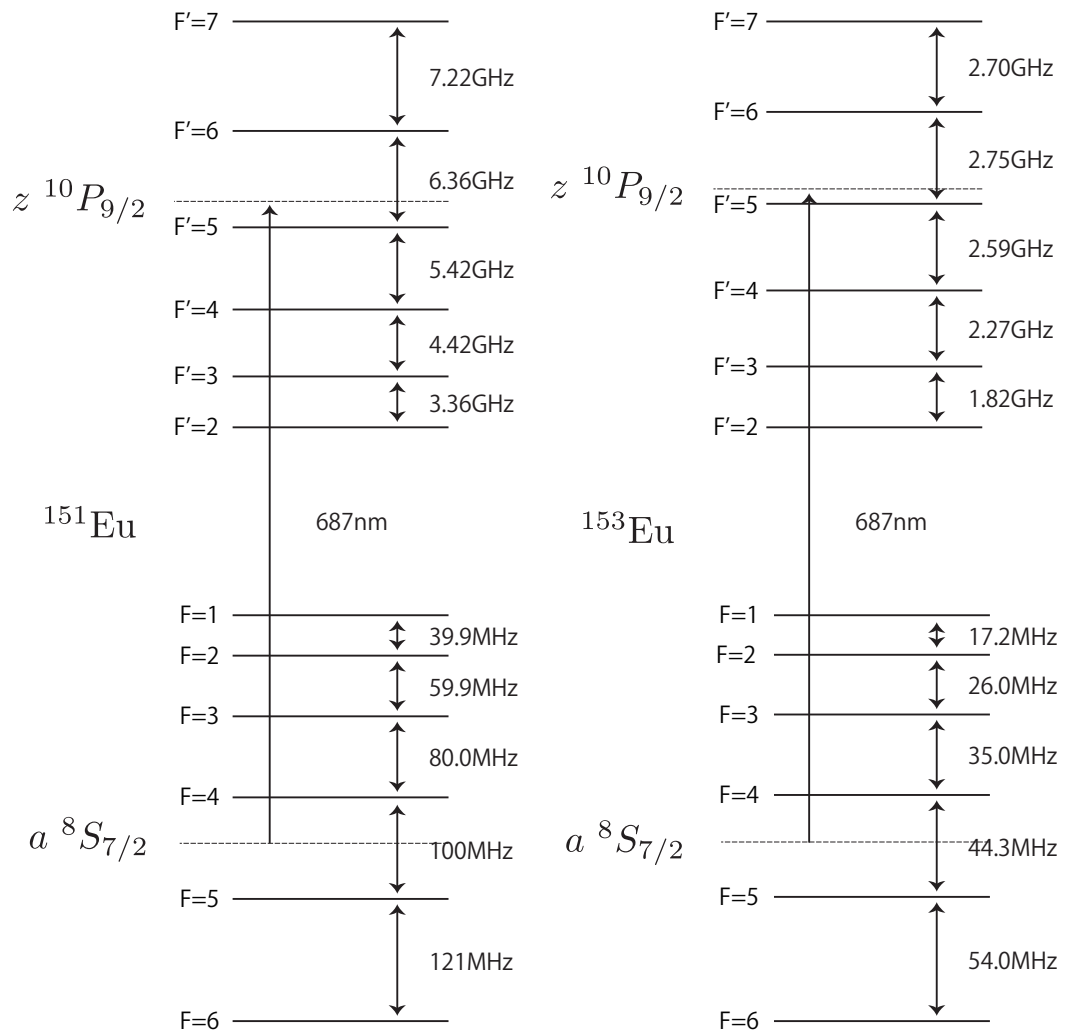


図 4.1: Eu 原子の超微細構造

4.2 必要なレーザー強度の見積もり

原子が十分発光するにはどの程度のレーザーの強度が必要なのか見積もった。レーザーの強度が十分でないと、レーザーの周波数を共鳴周波数に合わせていても発光が弱く、遷移を見逃しかねないからである。

4.2.1 必要とされるレーザー強度の見積もりの方針

原子ビームと直交する方向からレーザーを照射しても、原子ビームは横方向に数 m/s の速度をもつため、ドップラー効果を完全にキャンセルすることはできない。対象とする光学遷移の自然幅が 97kHz であるのに対して、横方向の速度によるドップラー効果は数 MHz のオーダーとなる。原子ビーム全体から蛍光を取得するためには、遷移の強度広がりかドップラーシフトと少なくとも同程度になる必要がある。ここでは、このような状況を作り出すために必要となるレーザー強度の見積もりをすることにする。

4.2.2 必要な強度の見積もり

原子ビーム全体を励起するレーザーの強度を見積もるには、まず原子ビームのドップラー広がりかどの程度であるかを見積もる必要がある。オーブンの設計は原子オーブンの細孔が ϕ 2、分光領域での原子ビームの広がりが ϕ 7.1 になるように設計されていて、原子オーブンから分光領域までの距離は約 230mm である。490 °C の Eu 原子の最確速度は $v_{mp} = 290\text{m/s}$ であるから、原子の横方向の速度広がりか $\pm 290\text{m/s} \times (7.1 - 2)/230 = \pm 6.4\text{m/s}$ である。6.4m/s に相当するドップラーシフトは $\delta = 2\pi \times 9.3\text{MHz}$ である。よって、ドップラー広がりかは約 20MHz 程度と見積もる事ができた。

原子の光子放出レートは自然放出レート (自然幅) Γ と原子が励起状態にいる確率 ρ_{ee} を用いて

$$\Gamma_{spt} = \rho_{ee}\Gamma \quad (4.2)$$

と表される (ρ_{ee} とレーザーの強度、離調との関係は付録 A を参照)。20MHz 分のドップラーシフトがあっても、原子の飽和パラメータ s が 1 であれば原子ビーム全体を励起することができる。飽和パラメータ s の式 A.3 に $s = 1$ 、 $\delta = 2\pi \times 20\text{MHz}$ 、 $2\gamma = \Gamma = 2\pi \times 97\text{kHz}$ 、 $I_S = 40\mu\text{W}/\text{cm}^2$ を代入すると、 $I = 160\text{mW}/\text{cm}^2$ が得られる。よって、原子ビーム全体から蛍光を取得するためにはレーザーの強度を $I = 160\text{mW}/\text{cm}^2$ にすれば良いと求められた。

4.2.3 ビームの整形

ECLD の出射パワーは 25mW 程度であったが、ECLD から分光領域までの間にアイソレーター等があるため、分光に使えるパワーは実質 20mW 程度である。一方で、分光に必要なレーザーの強度は前項で $160\text{mW}/\text{cm}^2$ と求められた。それゆえ、レーザー光を適当な大きさに絞って十分強い強度にしてから原子ビームにあてる必要がある。実際の実験系では図 3.5 のように真上から CCD で発光を観察するため、CCD の画像として得られる発光量は原子ビームの縦（鉛直）方向の積算となる。ゆえに、ビームの形をシリンドリカルレンズで $10\text{mm}\times 1\text{mm}$ （縦×横）程度の縦長に整形して $200\text{mW}/\text{cm}^2$ 程度の強度にしてから原子ビームにあてた。

第5章 Eu原子の分光

5.1 分光の方針

4.1節で述べたように超微細構造定数から各超微細構造のエネルギー準位が求められるので、発光スペクトルはそれと同位体シフトからを計算することができ、図5.1のようになる。一方で、絶対周波数は過去の研究から436.6048THz程度だとわかっているが[5]、この周波数が超微細構造や同位体シフトを考慮した時に何を意味する値かは定かではない。また、687nmは459nmに比べて発光量が1/100程度になると見積もられるので、僅かな発光をCCDカメラで検出できるように周波数をゆっくり掃引しなければならない。ゆっくりと数十GHzもの周波数を掃引するのは大変時間がかかるので、以下の方針で分光を行った。

Eu原子の分光の流れ

1. 絶対周波数付近を分光して、いくつかの遷移を見つける。
2. 図5.1と結果を照らしあわせて、1.で見つかった遷移の帰属を予想する。
3. 2.の予想をもとに推定される周波数付近で周波数を掃引する。

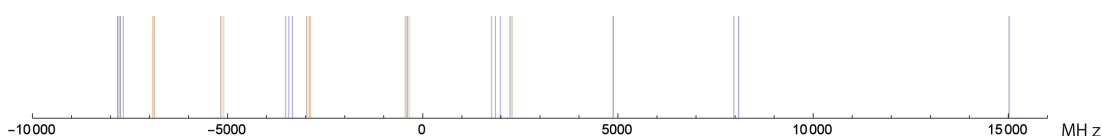


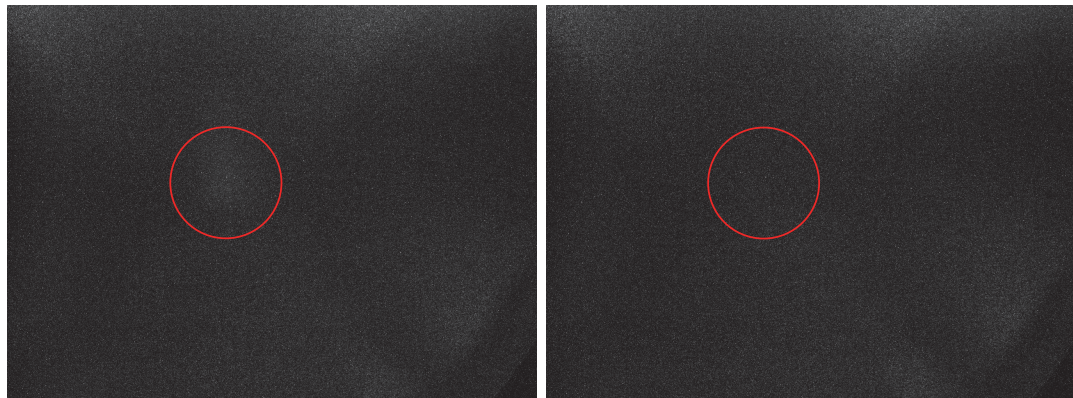
図 5.1: Eu原子の発光スペクトル (青: ^{151}Eu , 橙: ^{153}Eu)

5.2 実験結果

周波数を掃引した際の発光がみられたCCDの画像として、図5.2が得られた。(a)はレーザーの周波数が共鳴にあるとき(436.60874THz)、(b)はレーザーの周

波数が共鳴から外れているときの画像である。赤丸で囲ってある領域が(a)のほうが(b)より白っぽくなっていることから、(a)では原子が発光していることがわかる（赤丸の外側で白っぽく見えるのは散乱光などの background である）。しかし、この画像からでは発光の様子がはっきりとわからないので、原子が発光している赤丸付近を積算した信号をオシロスコープに出力して、ピエゾの掃引信号と同時にプロットした。その結果を次ページに示す。

青線が CCD カメラの信号でその値を縦軸が示している。橙線がピエゾの掃引信号で、見やすいように縮尺を変えてすべて同じ大ききでプロットしてあり、値が大きいほうが周波数が高くなっている。周波数の掃引スピードはおよそ 3MHz/s、1プロットあたりの時間（CCD カメラの露光時間）は 2s で実験を行った。グラフのピークの横に付いている数字は先行研究のデータを元にした帰属付 ($F-F'$) を表している。

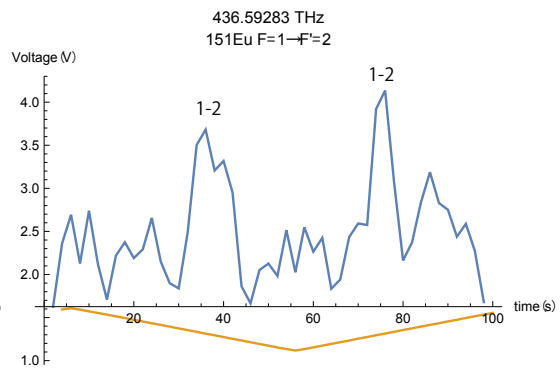
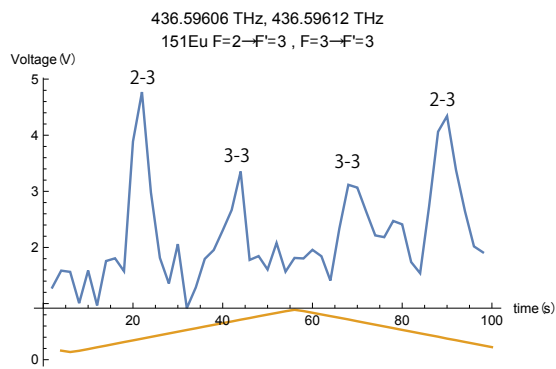
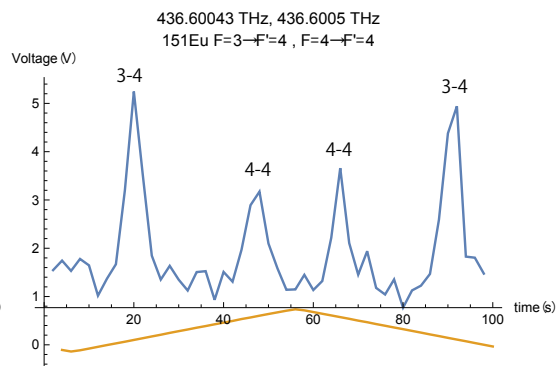
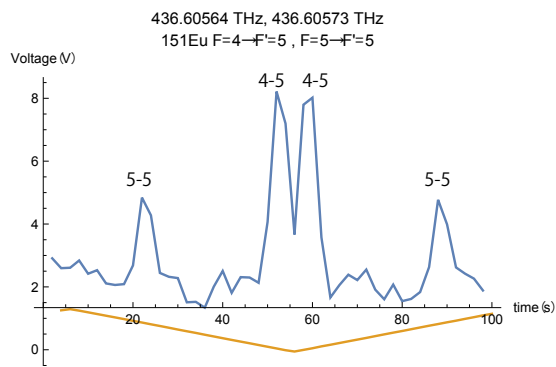
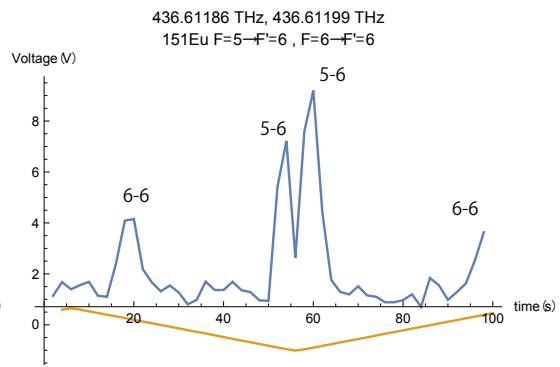
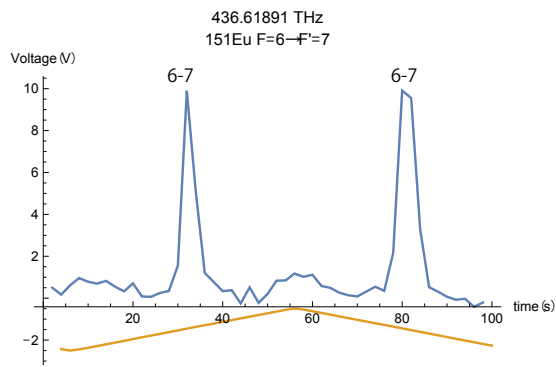


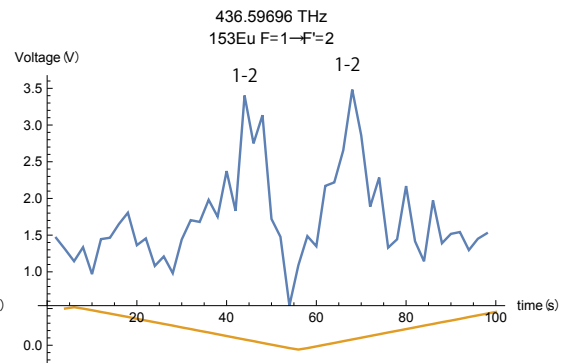
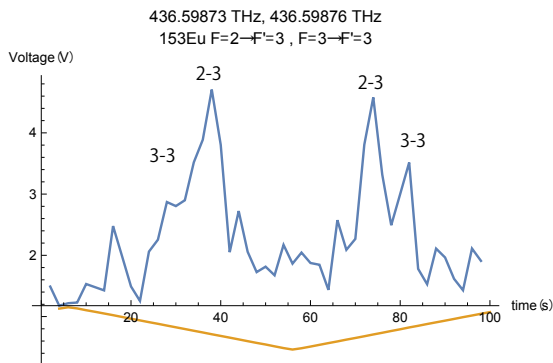
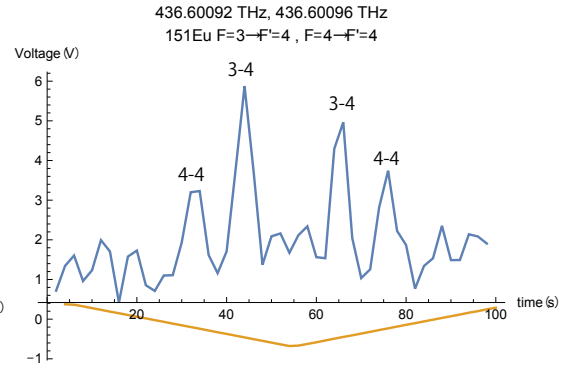
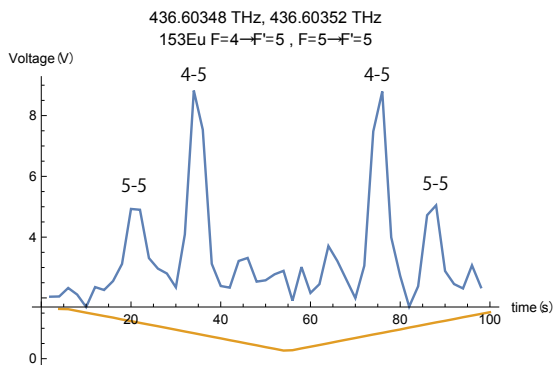
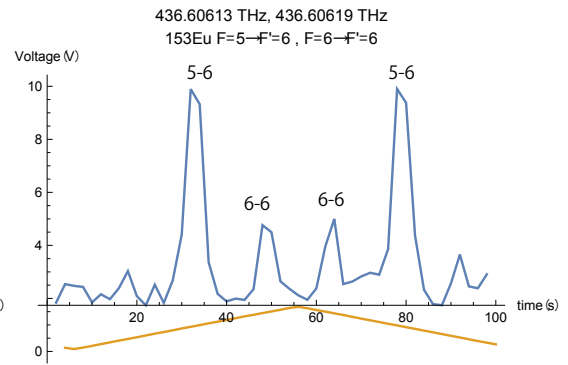
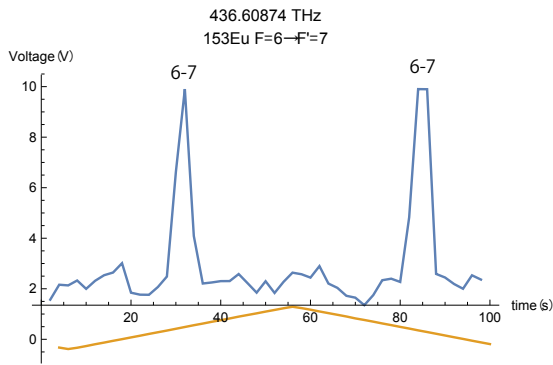
(a) 発光時

(b) 発光なし (比較用)

図 5.2: 発光の画像

5.2. 実験結果





5.3 発光量の違いについて

本実験では $\Delta F = +1$ の発光量より $\Delta F = 0$ の発光量が少なく、 $\Delta F = -1$ の発光は見られなかった。この理由は各遷移の電気双極子モーメントがそれぞれ異なることに由来する。4.2節では飽和パラメータは式 A.3 であると与えられて、ドップラーシフトがあっても s が 1 より大きくなるようなレーザー強度で実験を行っていた。しかし、飽和強度を用いた表現は超微細構造まで考えた時は適切ではない。今、ほとんどの原子はレーザー光を横切る際に 1 個程度の光子しか吐かないので、緩和を考えないとすると原子が励起状態にいる確率は

$$\rho_{ee} = \frac{1}{1 + \delta^2/\Omega^2} \sin\left(\frac{\Omega'}{2}t\right) \quad (5.1)$$

$$\Omega' = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2} \quad (5.2)$$

で与えられて、 ρ_{ee} は平均 $\frac{1}{2} \frac{1}{1+\delta^2/\Omega^2}$ でラビ振動する。ここで、 Ω はラビ周波数で $\Omega = -\mu E/\hbar$ と電気双極子モーメント μ に比例する。遷移によって電気双極子モーメントが異なるので、遷移によって飽和させることのできる離調が異なる。各磁気副準位間の電気双極子モーメントは以下の式で与えられる [9]。

$$\langle F' m_{F'} | e r_q | F m_F \rangle = a(F, m, F', m_{F'}, q) \left(\frac{6\pi\epsilon_0 \hbar c^3 \gamma}{\omega^3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.3)$$

ただし、

$$a(F, m, F', m_{F'}, q) = (-1)^{1+I+J'+F+F'-m_{F'}} \sqrt{2J'+1} \sqrt{2F+1} \sqrt{2F'+1} \\ \times \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -m_{F'} & q & m_F \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} F' & 1 & F \\ J & I & J' \end{Bmatrix} \quad (5.4)$$

ここで $a(F, m, F', m_{F'}, q)$ はクレプシュ・ゴルダン係数 (C.G. 係数)、 $()$ は 3-j 記号、 $\{\}$ は 6-j 記号、 I は核スピンの大きさ、 $q = m_{F'} - m_F$ である。

この式から、単純な 2 準位系の時とくらべて電気双極子モーメントの 2 乗が何倍になっているかを求めることができる。 $(\text{C.G. 係数})^2$ を $F-F'$ 遷移について平均値を出したのが表 5.3 である。ここから $\Delta F = +1$ の遷移強度が大きく、 $\Delta F = 0$ 、 $\Delta F = -1$ の順に少なくなっていることがわかる。本実験では単純な 2 準位系では $\Omega = 2\pi \times 20\text{MHz}$ になるようなレーザーの強度で実験を行っていたので、ドップラー広がりがある本実験では、 $\Delta F = 0$ や $\Delta F = -1$ の遷移に対してはレーザーの強度が足りず、原子ビーム中の原子を十分に励起することができなかつたと思われる。特に $\Delta F = -1$ の遷移では 1/10 の原子も励起できていないと思われる。このことから、本実験の発光量の違いを説明することができた。

$\Delta F = +1$	F	1	2	3	4	5	6
	F'	2	3	4	5	6	7
	(C.G.係数) ²	1	0.81	0.79	0.81	0.86	0.92
$\Delta F = 0$	F	2	3	4	5	6	
	F'	2	3	4	5	6	
	(C.G.係数) ²	0.19	0.20	0.18	0.13	0.074	
$\Delta F = -1$	F	3	4	5	6		
	F'	2	3	4	5		
	(C.G.係数) ²	0.011	0.011	0.0074	0.0028		

表 5.1: (C.G.係数)² の $F-F'$ 遷移について平均値

5.4 ^{153}Eu の $F = 6 \rightarrow F' = 7$ の遷移の確認

実験で得られた周波数は、先行研究と一致していたが本研究では念の為に ^{153}Eu の $F = 6 \rightarrow F' = 7$ とされる遷移の帰属付が本当に合っているか別の方法で確認を行った。方法は以下のとおりである

分光している原子ビームの上流に 459nm の ^{153}Eu の $F = 5 \rightarrow F' = 6$ への遷移周波数に合わせたレーザーを当てると、 $F = 5$ の原子を $F = 6$ へ汲み上げることができる。完全に汲み上げができれば $F = 6 \rightarrow F' = 7$, $F = 6 \rightarrow F' = 6$ の発光量が 1.8 倍に増え、 $F = 5 \rightarrow F' = 6$ は発光しなくなる。これを観察することで、 ^{153}Eu の $F = 6 \rightarrow F' = 7$ であることの確認を行った。

その結果が下のグラフである。ピエゾの掃引は 4 回折り返している。グラフを見ると完全に汲み上げをすることはできなかったが、明らかに発光量の変化が見られるので、これらの遷移の帰属付が間違いないことが確かめられた。

5.5 超微細構造定数の推定

得られたデータから $^{10}P_{9/2}$ の超微細構造定数の推定を行った。 $a^7S_{7/2}$ の超微細構造定数を既知として $\Delta F = +1$ の実験データを用いて、式 4.1 にフィッティングした。その結果が表 5.2 である。誤差の範囲で一致していることから、今回の測定が先行研究の結果と一致していることが確かめられた。

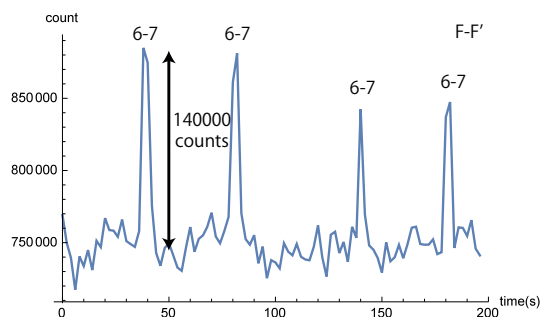


図 5.3: $F'=7$ への遷移

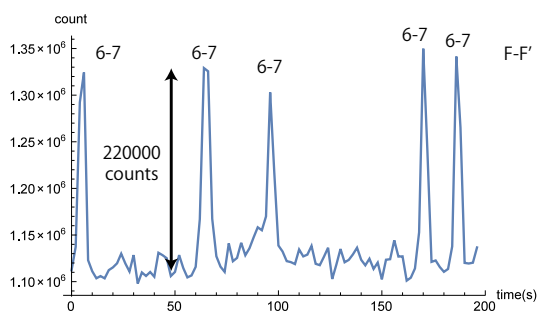


図 5.4: $F'=7$ への遷移 (汲み上げあり)

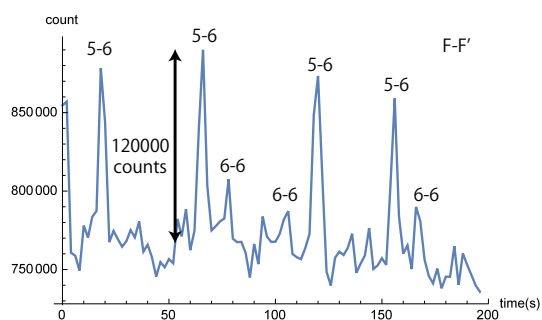


図 5.5: $F'=6$ への遷移

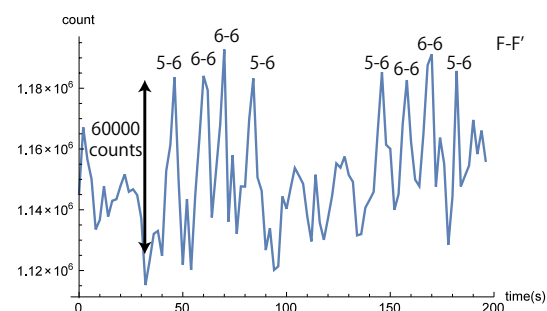


図 5.6: $F'=6$ への遷移 (汲み上げあり)

	A(151)	B(151)	A(153)	B(153)	単位
論文	1023.38(27)	-497.6(31)	454.13(9)	-1265.2(17)	MHz
実験	1023.0(17)	-509(54)	453.50(79)	-1318(25)	MHz

表 5.2: 先行研究との超微細構造定数の比較

第6章 まとめと今後の展望

以上の結果から、Eu の各同位体について $a^8P_{7/2} \rightarrow z^{10}P_{9/2}$ 遷移の $F = 6 \rightarrow F' = 7$ の遷移周波数を特定することができた。

^{151}Eu	436.61891THz
^{153}Eu	436.60874THz

表 6.1: $F = 6 \rightarrow F' = 7$ への遷移周波数

Eu の BEC 生成へ向けた研究の流れとしては、2015 年 2 月現在のところ、波長 459nm のレーザーによる Zeeman Slowing が効いている兆候が見られつつある。687nm 光源に関しては、MOT をするために周波数のロックとパワーの増幅をしなければならない。周波数のロックに関しては、ヨウ素を用いたロック、共振器を用いたロック等が考えられるが、今のところどの方法をとるかは未定である。パワーの増幅はテーパアンプを用いて行う予定である。

関連図書

- [1] 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, Aug 2008.
- [2] 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.
- [3] Yuki Kawaguchi and Masahito Ueda. Spinor Bose–Einstein condensates. *Physics Reports*, Vol. 520, No. 5, pp. 253 – 381, 2012. Spinor Bose–Einstein condensates.
- [4] D. J. Papoular, G. V. Shlyapnikov, and J. Dalibard. Microwave-induced Fano-Feshbach resonances. *Phys. Rev. A*, Vol. 81, p. 041603, Apr 2010.
- [5] <http://physics.nist.gov/physrefdata/handbook/tables/europiumtable5.htm>.
- [6] B. Fechner, R.-H. Rinkleff, and A. Steudel. Radiative lifetimes of levels of the configuration $4f^7(^8S)6s6p$ in Eu I. *Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters*, Vol. 6, No. 1, pp. 31–34, 1987.
- [7] P. Jansson, F.A. Parpia, and C.Froese Fischer. HFS92: A program for relativistic atomic hyperfine structure calculations. *Computer Physics Communications*, Vol. 96, 2–3, pp. 301 – 310, 1996.
- [8] Wei-Guo Jin, Toshiaki Endo, Takashi Wakui, Haruko Uematsu, Tatsuya Minowa, and Hidetsugu Katsuragawa. Measurements of the Hyperfine Structure and $\Delta F=+2$ Transitions in Eu I by High-Resolution Diode-Laser Spectroscopy. *Journal of the Physical Society of Japan*, Vol. 71, No. 8, pp. 1905–1909, 2002.
- [9] 鳥井寿夫. ルビジウム原子気体のボース・アインシュタイン凝縮体の生成および原子波干渉計への応用. 博士論文, 2000.

謝辞

本卒業論文は、私が上妻研究室に所属してから1年間の研究成果をまとめたものです。本研究を行っていく過程で、多くの方々の手助けを頂きました。皆様のおかげでこの卒業論文を描き上げることができました。

指導教官である上妻幹旺教授には、この1年間大変お世話になりました。本論文に関しては、私が実験が行き詰まった時にやさしく声をかけて下さり、的確なアドバイスを下さいました。おかげさまで、実験をスムーズに進めることが出来ました。大変感謝しています。

井上遼太郎助教授には、右も左もわからない私に対して本実験に必要な技術、知識を丁寧に教えていただきました。また、687nmの分光をする際は、CCDカメラを実験で扱いやすいようにカスタマイズしていただいたおかげで、良いデータをとることが出来ました。

修士2年の細谷俊之さんには、光学部品の扱い方から装置の扱い方まで、基本的な実験技術を教えていただきました。今こうして実験できたのは細谷さんのおかげです。

修士1年の西田慶次さんは、私の疑問に対していつも親身になって考えて下さり、助けていただきました。

博士課程のMiranda Martinさんと修士1年の正村泉三にも大変お世話になりました。お二人と一緒に実験をする機会こそありませんでしたが、いつも優しくして頂いて、困った時は快く相談にのって下さいました。ありがとうございます。

同期の反保君は、いつもきっちりと物事を進めていて、その姿には常日頃からいい刺激をもらいました。修士課程でもよろしく願います。

本研究の過程では、このように多くの方々からのご指導、ご助言を頂きました。改めて感謝いたします。最後に1年間の研究生生活の間、経済的支援と精神的支援をしてくれた家族に感謝します。

付録A 飽和パラメータ

原子が励起状態にいる確率 ρ_{ee} を飽和パラメータ s という量を用いて表す方法について述べる。本論文では導出は行わず、結果だけを載せる。

2準位系を考えた時 ρ_{ee} は、

$$\rho_{ee} = \frac{1}{2} \frac{s}{1+s} \quad (\text{A.1})$$

で与えられる。 s は飽和パラメータと呼ばれ、

$$s = \frac{\Omega^2/2}{\gamma^2 + \delta^2} \quad (\text{A.2})$$

で与えられる。 Ω はラビ周波数、 $\gamma = \Gamma/2$ 、 δ はレーザーの離調である。ここで簡便のため、飽和強度 I_s という量を導入する。飽和強度とは、共鳴周波数のレーザーを原子に当てた時、どの程度のレーザーの強度で原子の励起が飽和に達するかの目安となる量であり、レーザーの強度を I として、飽和パラメータは

$$s = \frac{I/I_s}{1 + (\delta/\gamma)^2} \quad (\text{A.3})$$

と書ける。飽和強度は、2準位系の計算から

$$I_s = \frac{\pi \hbar c}{3\lambda^3} \Gamma \quad (\text{A.4})$$

で与えられる。