

卒業論文

# 基底状態ユウロピウムの磁気光学トラップに 向けたリパンプ遷移の分光

# 東京工業大学 理学部 物理学科

# 吉川 尚貴

指導教員 上妻 幹旺 教授

2019年2月

概要

レーザー冷却を利用して中性原子気体の Bose-Einstein 凝縮が実現されて以来、 量子縮退した冷却原子気体の研究が活発になった。冷却原子気体の Bose-Einstein 凝縮体では短距離・等方的な相互作用であるs波散乱相互作用が支配的である。大 きな磁気モーメントを持つ原子種の量子縮退気体では、Feshbach 共鳴を誘起するこ とでs波散乱長を制御して、長距離・異方的な相互作用である磁気双極子相互作用に よる物理現象が現れる。Cr、Dy、Erの量子縮退気体では、d波崩壊やRosensweig 不安定性など新奇な物理現象が観測されている。これらの原子はs 波散乱長を制 御する際、静磁場を印加するためにスピン自由度が失われる。しかし、スピン自 由度が失われず、磁気双極子相互作用が支配的な量子縮退気体では、スピンテク スチャと超流動渦を含む基底状態量子相が発現すると予言されている。我々は基 底状態に大きな磁気モーメントを持ち、ボソンの同位体が超微細構造を有するた めマイクロ波により Feshbach 共鳴を誘起できるであろう Eu に着目した。Eu の Bose-Einstein 凝縮体を実現するためには基底状態 Eu の磁気光学トラップを行う 必要がある。基底状態 Eu の磁気光学トラップを直接行うことは困難であると過去 の研究で明らかになった。そのため、まず準安定状態 Eu の磁気光学トラップを行 い、その後、Euを準安定状態から基底状態に戻す。そして、基底状態に戻した後 に磁気光学トラップを行うことを計画している。基底状態 Eu の磁気光学トラップ を行う遷移では 687 nm の光学遷移を使用する予定であるが、この遷移では準安 定状態に緩和するレートが無視できないであろう点が懸念される。これを解決す る方法として、準安定状態から基底状態に戻す操作(リパンプ)が必要となる。リ パンプに用いるレーザー光はあらかじめそれぞれの遷移周波数に安定化されてい ることが望ましいため、本研究ではリパンプ遷移を実際に分光し共鳴周波数を調 べた。

まず、基底状態にある Eu 原子ビームに対して波長 460 nm のレーザーを照射し、 励起状態からの分枝によって準安定状態原子ビームを生成した。これにリパンプ 光を照射すると、準安定状態の1原子のリパンプにあたって1個の蛍光光子を発す ることが期待され、リパンプ光の周波数を掃引しながら蛍光強度を測定すること で共鳴周波数を知ることができる。本研究では、最も分枝が大きく、したがって 最大の蛍光強度が期待される遷移波長 1204 nm のリパンプ遷移をこの方法で分光 iv

した。また、他のリパンプ遷移に関しても同様に分光することが可能であること を示唆する結果を得た。

# 目 次

第1章	序論	1
1.1	研究の背景	1
1.2	研究の目的	2
1.3	本論文の構成	3
第2章	基底状態ユウロピウムの磁気光学トラップに向けて	<b>5</b>
2.1	ユウロピウム原子について........................	5
	2.1.1 基本情報	5
	2.1.2 エネルギー準位	5
2.2	基底状態ユウロピウム原子の磁気光学トラップについて.....	7
	2.2.1 磁気光学トラップとは	7
	2.2.2 基底状態ユウロピウムの磁気光学トラップまでの手順	9
	<ol> <li>2.2.3 懸念点とその解決策</li> <li></li> </ol>	10
第3章	リパンプ遷移の分光の理論	13
3.1	リパンプ遷移	13
	3.1.1 必要となるリパンプ光源	13
	3.1.2 リパンプ遷移の分光方法	14
3.2	遷移波長 1204 nm のリパンプ遷移の分光の理論	14
	3.2.1 実験系	14
	3.2.2 リパンプ遷移の分光の理論的取扱い..........	15
	3.2.3 線幅が太くなる可能性	18
	3.2.4 期待される蛍光量の見積	20
第4章	分光実験の前準備	<b>23</b>
4.1	1204 nm の光源	23
	4.1.1 求められる性能	23
	4.1.2 ECLD の原理	24
	4.1.3 評価	25
4.2	原子ビームのフラックス測定	27

vi

	4.2.1 吸収分光法 2	7
	4.2.2 吸収率とフラックスの関係2	7
	4.2.3 基底状態ユウロピウムの原子ビームのフラックス測定 2	9
笛ょ音	公光字段 2	1
ᅒᄭᆍ		T
5.1	遷移波長 1204 nm のリハンフ遷移の分光 3	T
	5.1.1 結果	1
	5.1.2 考察	2
5.2	ロックイン検波による分光3	3
	5.2.1 ロックインアンプの原理	3
	5.2.2 周波数変調によるロックイン検波 3	4
5.3	異なる超微細構造間の遷移の分光 3	6
	5.3.1 分光する目的 3	6
	5.3.2 分光するエネルギー準位 3	6
	5.3.3 結果	7
笛ヶ音	まとめ	0
<b>舟</b> 0早	a C Ø 3	9
付録A	4	<b>5</b>
A.1	散乱力	5
A.2	ドップラー冷却	6
付録B	4	9
B.1	超微細構造準位間の遷移強度 4	9



2.1	Euのエネルギー準位図..........................	6
2.2	基底状態 Eu の超微細構造	7
2.3	MOT のイメージ図	8
2.4	Zeeman 効果による磁気副準位の分裂	8
2.5	準安定状態 Eu の MOT を行うための遷移	10
2.6	準安定状態から基底状態に戻すための遷移	11
2.7	z <sup>10</sup> P <sub>9/2</sub> ⟩ からの緩和	11
2.8	リパンプに使用する遷移........................	12
3.1	分光の方法	14
3.2	遷移波長 1204nm のリパンプ遷移の分光実験の実験系 ......	15
3.3	リパンプ遷移の自然幅	15
3.4	Λ型3準位系のモデル	16
3.5	レーザーの離調と ρ <sub>11</sub> のポンピングレートの関係	18
3.6	$S_0$ とポンピングレートの関係	18
3.7	測定の光学系	21
4.1	Littrow 型 ECLD	24
4.2	作成した ECLD	25
4.3	LD に流した電流とレーザーのパワーの関係	25
4.4	線幅の評価	26
4.5	$ a^8S_{7/2} angle  ightarrow  y^8P_{9/2} angle$ 遷移の分光	28
4.6	吸収分光の実験系	29
4.7	吸収分光の様子	30
5.1	遷移波長 1204 nm のリパンプ遷移の分光の結果	31
5.2	$1 - \rho_{11}$ と離調の関係	32
5.3	ロックインアンプの原理	34
5.4	得られたエラー信号...........................	35
5.5	分光するエネルギー準位	36

viii

5.6	得られた蛍光	37
5.7	得られたエラー信号	37
A.1	ドップラー効果による原子が感じる周波数の違い	46

表目次

2.1	Euの同位体について........................	 5
$3.1 \\ 3.2$	y <sup>8</sup> P <sub>9/2</sub> ; <i>F′</i> = 7⟩ から準安定状態の各超微細構造への遷移確率 y <sup>8</sup> P <sub>9/2</sub> からの分枝	  13 20
5.1	時定数フィルタの値ごとのノイズの標準偏差及び SN 比	 35

# 第1章 序論

## 1.1 研究の背景

レーザーで気体原子を冷却する技術は「レーザー冷却」[1] と呼ばれる。気体原 子を冷却していくと、原子の波としての性質が顕著に表れてくる。温度が低くな ると、熱的ド・ブロイ波長が平均原子間距離程度になるので波動関数が重なりあ う。原子の全角運動量が整数であるボソンは複数の粒子が同一量子状態にあるこ とが可能であり、ボソンの原子の波動関数が重なりあい、すべての原子が同一の 量子状態に落ち込んだ状態は Bose-Einstein 凝縮 (BEC) [2] と呼ばれる。希薄原子 気体の BEC は、巨視的な量子現象を観測することできるため注目を集めている。 レーザー冷却で冷却できる温度は μK 程度であるが、Cornell、Wieman らは蒸発 冷却を行うことでルビジウム (Rb) の温度を nK のオーダーまで下げ、希薄原子 気体の BEC を実現した [3]。

冷却原子気体の BEC では、s 波散乱相互作用が支配的で、そのポテンシャルは、

$$V_0(r) = \frac{4\pi\hbar^2}{m}a\delta(r) \tag{1.1}$$

 $(m: 原子の質量、a:s 波散乱長、\delta(r): Dirac のデルタ関数)$ 

と表される。これは短距離、等方的な相互作用である。原子が磁気モーメントを 持つ場合、磁気双極子相互作用が働き、ポテンシャルは、

$$V_{dd}(r) = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \left\{ \boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{\mu'} - \frac{3(\boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{r})(\boldsymbol{\mu'} \cdot \boldsymbol{r})}{r^2} \right\}$$
(1.2)

 $(\mu_0: 真空の透磁率、<math>\mu, \mu': 磁気モーメント、r: 相互作用する原子の位置ベクトル)$ 

と表される。s 波散乱相互作用に比べて、磁気双極子相互作用は小さいが、静磁 場を印加し、Feshbach 共鳴を誘起することで s 波散乱長 *a* を制御することがで きる [4]。s 波散乱長 *a* を制御することで磁気双極子相互作用の効果が現れるよ うになり、このような状況下では新奇な現象が報告されている。ジスプロシウム (Dy: $|\mu| = 10\mu_{B}^{*1}$ )では Rosensweig 不安定性 [5] が、クロム (Cr: $|\mu| = 6\mu_{B}$ ) やエル

<sup>&</sup>lt;sup>\*1</sup>µ<sub>B</sub> はボーア磁子。

第1章 序論

ビウム (Er: $|\boldsymbol{\mu}| = 7\mu_{\text{B}}$ ) では BEC がクローバーリーフ型に崩壊する d 波崩壊 [6,7] が観測されている。

Dy、Cr、Er では、s 波散乱長を制御するときに磁場を印加するが、その影響で スピン自由度が失われる。しかし、スピン自由度が失われず、かつ、磁気双極子相 互作用が支配的であると、他の新奇な現象が起こると予言されている。それは、ス ピンテクスチャと超流動渦を含む基底状態量子相が発現するという現象である [8]。

我々はスピン自由度を残しつつs波散乱長を制御できるであろう原子としてユウ ロピウム (Eu) に注目した。Eu は基底状態に 7μB という大きな磁気モーメントを 持っており、かつ、ボソンの同位体が超微細構造を有している。基底状態に超微細 構造を有していると、マイクロ波によって Feshbach 共鳴を誘起 [9] しs波散乱長 を制御できるため、磁場を印加する必要がなくなる。すなわち、Eu はスピン自由 度を残しつつ、磁気双極子相互作用が支配的な BEC を実現できる可能性がある。

## 1.2 研究の目的

我々の研究室では、Eu原子のBose-Einstein 凝縮体の実現を目指している。Bose-Einstein 凝縮までの手順は以下の通りである。

- 1 Eu原子をオーブンで温め、基底状態Euの原子ビームを作る。
- 2 基底状態 Eu の原子ビームにレーザーを照射し、準安定状態にする。その準 安定状態 Eu を Zeeman 減速を行う。
- 3 速度の落ちた Eu を準安定状態で磁気光学トラップ (MOT) を行う。
- 4 準安定状態 Eu を基底状態に戻し、基底状態で MOT を行う。
- 5 蒸発冷却によってエネルギーの高い原子を脱落させ、Eu 原子気体の BEC を 得る。

我々の研究室では、準安定状態の MOT まで成功している [10] ため、次の目標 は基底状態で MOT を行うことである。しかし,この MOT にあたっては、レー ザー冷却の過程で複数の準安定状態に緩和するレートが無視できないであろう点 が懸念され、準安定状態から基底状態に原子を戻す操作(リパンプ)が必要とな る。リパンプに用いるレーザー光はあらかじめそれぞれの遷移周波数に安定化さ れていることが望ましいため、本研究ではリパンプ遷移を実際に分光し共鳴周波 数を調べた。 1.3. 本論文の構成

## 1.3 本論文の構成

本論文の構成は以下の通りである。

- 第2章: Eu 原子の基本的性質、エネルギー準位について述べた後、基底状態 Eu の MOT を行う手順及びその懸念点と解決策について述べる。
- 第3章:リパンプ遷移の分光の理論について述べる。
- 第4章:分光実験をする前準備として、1204 nmの光源を用意したこと、基底状態 Eu の原子ビームのフラックスを測定したことを述べる。

第5章:分光実験の実験系と結果について述べる。

第6章:本研究のまとめを行う。

# 第2章 基底状態ユウロピウムの磁気 光学トラップに向けて

我々は、ユウロピウム(Eu)の Bose-Einstein 凝縮体(BEC)を作るために、ま ず基底状態 Eu の磁気光学トラップを行うことを目標としている。本章では Eu 原 子について、そして、基底状態 Eu の磁気光学トラップを行うまでの手順について 述べる。

## 2.1 ユウロピウム原子について

#### 2.1.1 基本情報

Eu はランタノイドに属する原子番号63の元素である。Eu は <sup>151</sup>Eu と <sup>153</sup>Eu 二つの同位体を持ち、いずれも核スピンが 5/2のボソンである。<sup>153</sup>Eu は安定で、 <sup>151</sup>Eu は寿命が 5 × 10<sup>18</sup> 年と長いため、比較的安定である。また、基底状態に 7 $\mu_{\rm B}$ の磁気モーメントを持つ。

同位体	原子質量	天然存在比	寿命	核スピン	粒子種
$^{151}\mathrm{Eu}$	150.919847	47.8 %	$5{\times}10^{18} \text{ yr}$	5/2	ボソン
$^{153}\mathrm{Eu}$	152.921225	52.2~%	安定	5/2	ボソン

表 2.1: Eu の同位体について [11]。

#### 2.1.2 エネルギー準位

原子のエネルギー準位を波数単位で表したものをスペクトル項と呼ぶ。基底状態の項記号はHundの規則によって決めることができ、全スピン量子数S、全軌道角運動量L、全角運動量量子数Jを用いて $^{2S+1}L_J$ で表される。Lは $L = 0, 1, 2, \cdots$ に対し、 $L = S, P, D, \cdots$ を割り当てる。この基底状態の項記号はスピン軌道相互作用が静電相互作用に比べ小さくなるようなLS結合である場合のみに適用され

Russell-Saunders 項記号と呼ばれる。*LS* 結合は原子番号の小さい原子に適用される。原子番号が大きい原子ではスピン軌道相互作用が静電相互作用に比べ大きくなるような *jj* 結合を起こす。Eu は *LS* 結合と *jj* 結合の中間にあたるため、エネルギー準位により項記号は異なる。ユウロピウムの基底状態の項記号は $^{8}S_{7/2}$ である。電子配置は  $(1s^{2}2s^{2}2p^{6}3s^{2}3p^{6}3d^{10}4s^{2}3p^{6}4d^{10}5s^{2}5p^{6})4f^{7}6s^{2}$ となる。閉殻の電子を省略し、 $4f^{78}(S_{7/2})6s^{2}$ と表されることもある。Eu の内部状態は a,b,y,z で表されるため、基底状態は a $^{8}S_{7/2}$ となる。図 2.1 に Eu のエネルギー準位図を載せた。



図 2.1: Eu のエネルギー準位図。

Euは基底状態に超微細構造を持っている。その超微細構造は図 2.2 のようになる。 ボソンの同位体が基底状態に超微細構造を持っているので、マイクロ波で Feshbach 共鳴を誘起できるとされている。



図 2.2: 基底状態 Eu の超微細構造。

# 2.2 基底状態ユウロピウム原子の磁気光学トラップについて

我々は基底状態 Eu の磁気光学トラップ (MOT) を行うことを目標としている。 この章では、MOT について、基底状態 Eu を MOT するまでの手順やその時に懸 念されることについて述べる。なお、2.2.1 は [12] を参考にしている。

#### 2.2.1 磁気光学トラップとは

運動している原子に対し、特定の周波数のレーザーを対向して照射すると原子 を冷却することができる。この手法はドップラー冷却と呼ばれている。ドップラー 冷却については付録Aでまとめた。対向するレーザーを3軸について照射すると、 原子を3軸についてそれぞれ冷却することができる。さらに図2.3のようにレー ザーの偏光を適切に選び、かつ、磁場勾配を加えることで、原子をトラップする ことができる。これが磁気光学トラップ(Magneto Optical Trap: MOT)という 手法である。

簡単のため、全角運動量が基底状態で $F_g = 0$ 、励起状態が $F_e = 1 \text{ 0 } 2$ 準位系で 原子がz軸上で受ける力について考える。2つのコイルを図 2.3 のように並べ、互 いに反対方向に電流 *I* を流しているものをアンチヘルムホルツコイルと呼ばれる。 アンチヘルムホルツコイルにより磁場勾配ができる。この磁場勾配により、ゼーマ ン効果で励起状態  $F_e = 1$  が図 2.4 のように 3 つの磁気副準位 ( $M_j = 0, \pm 1$ ) に分 裂する。その結果、 $\sigma^+$  偏光のレーザーでは  $F_e = 1$ 、 $M_J = 1$ に遷移し、 $\sigma^+$  偏光の



図 2.3: MOT のイメージ図。



図 2.4: Zeeman 効果による磁気副準位の分裂。

レーザーでは $F_e = 1$ 、 $M_J = -1$ する。このレーザーにより、復元力が働き、ドップラー冷却による輻射圧と合わせて原点付近の全体の輻射圧は

$$F_{\text{MOT}} = -\alpha v - \beta z$$
 ( $\alpha, \beta$ は定数) (2.1)

となる。すなわち、速度*v*と逆方向に働く力以外に原点に向かう力も働くため、原 子がトラップされる。

#### 2.2.2 基底状態ユウロピウムの磁気光学トラップまでの手順

基底状態 Eu の磁気光学トラップまでの手順は次のようになる。

- 1 Eu原子をオーブンで温め、基底状態 Euの原子ビームを作る。
- 2 基底状態 Eu の原子ビームにレーザーを照射し、準安定状態にする。その準 安定状態 Eu を Zeeman 減速を行う。
- 3 速度の落ちた Euを準安定状態で磁気光学トラップ (MOT) を行う。
- 4 準安定状態 Eu を基底状態に戻し、基底状態で MOT を行う。

我々の研究室では、準安定状態 Eu の MOT を実現している [10]。準安定状態 Eu の Zeeman 減速及び MOT は図 2.5 の  $|a^{10}D_{13/2}\rangle \rightarrow |z^{10}F_{15/2}\rangle$ の遷移を用いて 行った。



図 2.5: 準安定状態 Euの MOT を行うための遷移。

基底状態 Eu の MOT を行うために、準安定状態 Eu の MOT から Eu を基底状態 に戻すが、そのときに使用する遷移は図 2.6 に示した。 $|a^{10}D_{13/2}\rangle \rightarrow |z^{10}F_{13/2}\rangle$ の 遷移の後、 $|a^{10}D_{11/2}\rangle$ に緩和し $|a^{10}D_{11/2}\rangle \rightarrow |y^8P_{9/2}\rangle$ を経て基底状態に戻す。Eu を 基底状態に戻した後、遷移波長 687nm の $|a^8S_{7/2}; F = 6\rangle \rightarrow |z^{10}P_{9/2}; F' = 7\rangle$ の遷 移で磁気光学トラップをすることを将来的な目標としている。

#### 2.2.3 懸念点とその解決策

 $|a^8S_{7/2}; F = 6\rangle \rightarrow |z^{10}P_{9/2}; F' = 7\rangle$ で基底状態 Eu を MOT する場合、図 2.7 のように  $|z^{10}P_{9/2}; F' = 7\rangle$ から他の準安定状態に緩和してしまう。緩和してしまうレートが無視できない場合、トラップ中に原子数がロスしてしまう。

この懸念点を打破するため、準安定状態に緩和した原子を基底状態に戻す操作 (リパンプ)が必要となる。その時に使用する遷移をリパンプ遷移と呼ぶ。準安定 状態から  $|z^{10}P_{9/2}; F' = 7\rangle$  にリパンプする場合、必要となるレーザーの波長は 6~ 9 $\mu$ m と長波長である。このような長波長のレーザー光源を用意することは難しい ため、他のエネルギー準位を利用する。利用するエネルギー準位は  $|y^8P_{9/2}; F' = 7\rangle$ である。図 2.8 のように準安定状態から  $|y^8P_{9/2}; F' = 7\rangle$ の遷移波長は 1 $\mu$ m 程度の



図 2.6: 準安定状態から基底状態に戻すための遷移。



図 2.7: |z<sup>10</sup>P<sub>9/2</sub>〉からの緩和。

ため、レーザー光源を準備することは容易である。よって、Eu を準安定状態から 基底状態に戻す遷移には  $|y^{8}P_{9/2}; F' = 7\rangle$ を採用する。



図 2.8: リパンプに使用する遷移。

# 第3章 リパンプ遷移の分光の理論

2.2.3 で述べたように、基底状態 Eu の MOT を行う上では準安定状態に緩和した原子をリパンプする必要がある。リパンプするためには、レーザー光を共鳴周 波数に安定化させなければならない。そのため、本論文ではリパンプ遷移の分光 実験を行っている。この章では分光における理論について述べる。

## 3.1 リパンプ遷移

### 3.1.1 必要となるリパンプ光源

準安定状態に緩和した原子を効率よくリパンプするためには、レーザーを数本 用意する必要がある。図 2.8 の通り、 $|a^{10}D_{11/2}\rangle \rightarrow |y^8P_{9/2}\rangle$ に共鳴するレーザーは 波長 1204 nm の光源、 $|a^{10}D_{9/2}\rangle \rightarrow |y^8P_{9/2}\rangle$ に共鳴するレーザーは波長 1171 nm の 光源、 $|a^{10}D_{7/2}\rangle \rightarrow |y^8P_{9/2}\rangle$ に共鳴するレーザーは波長 1148 nm の光源である。す なわち、3 種類の波長のレーザー光源が必要となる。

 $|y^{8}P_{9/2}; F' = 7\rangle$ から準安定状態の緩和は選択則より $|a^{10}D_{11/2}\rangle$ はF = 6, 7, 8の状態、 $|a^{10}D_{9/2}\rangle$ はF = 6, 7の状態、 $|a^{10}D_{7/2}\rangle$ はF = 6の状態に緩和する。 $|y^{8}P_{9/2}; F' = 7\rangle$ から準安定状態の各超微細構造間の遷移確率は表 3.1 に示した。6本

	$ a^{10}D_{7/2}\rangle$	$ a^{10}D_{9/2}\rangle$	$\left a^{10}D_{11/2}\right\rangle$
F=8	0.944	-	-
F=7	0.054	0.94	-
F=6	0.0014	0.065	1
合計	1	1	1

表 3.1: |y<sup>8</sup>P<sub>9/2</sub>; F' = 7) から準安定状態の各超微細構造への遷移確率。

すべてをリパンプするのが良いと思われるが、 $|y^{8}P_{9/2}\rangle$ の状態を通してリパンプする 場合、 $0.7 \times 10^{-3}$ の確率で他の準安定状態に緩和してしまうので $|a^{10}D_{11/2}; F = 6\rangle$ の 状態はリパンプをしたとしても全体のリパンプ効率はあまり変わらない。 $|a^{10}D_{11/2}; F = 6\rangle$  の状態以外の5つをリパンプした場合、リパンプできる効率は99.9%以上となる。 リパンプ光源は5つ必要となる。

#### 3.1.2 リパンプ遷移の分光方法

リパンプ遷移の共鳴周波数を知るために、分光を行う必要がある。採用する分 光方法は次の通りである。まず、基底状態 Eu に 460 nm のレーザー光を照射して |y<sup>8</sup>P<sub>9/2</sub>>の状態に励起させる。そして、|y<sup>8</sup>P<sub>9/2</sub>>からの分枝により準安定状態の原 子ビームを生成する。この準安定状態 Eu の原子ビームに対し、リパンプ光を照射 すると、準安定状態の1原子あたり、1個の光子を放出することが期待される。原 子が放出する光子は波長 460nm の蛍光として観測されるので、リパンプ光の周波 数を掃引しながら蛍光強度を測定することで共鳴周波数を知ることができる。



図 3.1:分光の方法。

## 3.2 遷移波長1204 nmのリパンプ遷移の分光の理論

本論文では、 $|a^{10}P_{11/2}; F = 8\rangle \rightarrow |y^8P_{9/2}; F' = 7\rangle$ の遷移波長 1204 nm のリパン プ遷移を分光した。本節では、分光実験の理論について述べる。

#### 3.2.1 実験系

分光の理論を述べるために、先に実験系について述べる。実験系は図 3.2 に示した。遷移波長 1204 nm のリパンプ遷移の分光実験では、まず、波長 460 nm のレーザーを照射することで基底状態から準安定状態に緩和させた。そして波長 1204 nm のレーザー光により準安定状態 a<sup>10</sup>D<sub>11/2</sub> に緩和した原子をリパンプした。原子が放出した光子を光電子増倍管 (photomultiplier tube: PMT) により観測した。波長

3.2. 遷移波長 1204 nm のリパンプ遷移の分光の理論

1204 nm のレーザー光の周波数を掃引しながら蛍光強度を測定することで共鳴周 波数を調べた。



図 3.2: 遷移波長 1204nm のリパンプ遷移の分光実験の実験系。

#### 3.2.2 リパンプ遷移の分光の理論的取扱い

リパンプ遷移の分光を行うにあたり、リパンプ遷移の線幅についての計算を行 う。本実験の分光実験で扱う3準位系はΛ型3準位系と呼ばれている。図3.4 はΛ



図 3.3: リパンプ遷移の自然幅。

型3準位系を簡略化したモデルである。Λ型3準位系の密度行列について考える。 このモデルのハミルトニアンは、



図 3.4: A型 3準位系のモデル。 $\omega$ は  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ の共鳴周波数、 $\omega_1$ は  $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ の共鳴周波数、 $\Gamma_{21}$ は  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ の緩和レート、 $\Gamma_{23}$ は  $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ の緩和レートを表している。

$$\hat{H} = \hbar\omega |2\rangle \langle 2| + \hbar(\omega - \omega_{1}) |3\rangle \langle 3| 
-\hbar \frac{\Omega}{2} \left( e^{i(\omega + \Delta)t} |1\rangle \langle 2| + e^{-i(\omega + \Delta)t} |2\rangle \langle 1| \right) 
= \begin{pmatrix} 0 & -\hbar \frac{\Omega}{2} e^{i(\omega + \Delta)t} & 0 \\ -\hbar \frac{\Omega}{2} e^{-i(\omega + \Delta)t} & \hbar\omega & 0 \\ 0 & 0 & \hbar(\omega - \omega_{1}) \end{pmatrix}$$
(3.1)  

$$(\Omega : \overline{\mathcal{I}} \, \mathcal{V} \, \mathbb{B} \, \mathfrak{W} \, \mathfrak{W}, \Delta : \mathfrak{W} \, \mathfrak{W})$$

と書ける。密度行列の運動方程式は、

$$i\hbar\dot{\boldsymbol{\rho}} = [\hat{H}, \boldsymbol{\rho}] \tag{3.2}$$

と表せる。それぞれの行列の成分について、

$$\rho_{jj} = \tilde{\rho}_{jj} \qquad (j = 1, 2, 3) 
\rho_{21} = \tilde{\rho}_{21} e^{-i(\omega + \Delta)t} 
\rho_{31} = \tilde{\rho}_{31} e^{-i(\omega + \Delta - \omega_1)t} 
\rho_{23} = \tilde{\rho}_{23} e^{-i\omega_1 t}$$
(3.3)

と回転座標系に座標変換する。さらに適当な緩和を入れると、密度行列の運動方 程式の各成分は

$$\dot{\tilde{\rho}}_{11} = -\mathrm{Im}[\Omega\tilde{\rho}_{21}] + \Gamma_{21}\tilde{\rho}_{22} 
\dot{\tilde{\rho}}_{22} = \mathrm{Im}[\Omega\tilde{\rho}_{21}] - (\Gamma_{21} + \Gamma_{23})\tilde{\rho}_{22} 
\dot{\tilde{\rho}}_{33} = \Gamma_{23}\tilde{\rho}_{22} 
\dot{\tilde{\rho}}_{21} = i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{22} - \tilde{\rho}_{11}) + i\Delta\tilde{\rho}_{21} - \frac{\Gamma_{21} + \Gamma_{23}}{2}\tilde{\rho}_{21} 
\dot{\tilde{\rho}}_{31} = i\frac{\Omega}{2}\tilde{\rho}_{32} + i\Delta\tilde{\rho}_{31} 
\dot{\tilde{\rho}}_{23} = -i\frac{\Omega}{2}\tilde{\rho}_{13} - \frac{\Gamma_{21} + \Gamma_{23}}{2}\tilde{\rho}_{23}$$
(3.4)

となる。 $\Omega$ 、 $\Gamma_{21}$ 、 $\Gamma_{23}$ の値は、それぞれ

$$\Omega = \sqrt{s_0/2\Gamma_{21}} \text{ MHz}$$
  

$$\Gamma_{21} = 2\pi \times 4.7 \times 10^{-3} \text{ MHz}$$
  

$$\Gamma_{23} = 2\pi \times 27 \text{ MHz}$$
(3.5)

で計算した。 $s_0$ は $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ の遷移の飽和パラメータを表し、レーザー光強度 $I_0$ と $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ の遷移の飽和強度 $I_{\text{sat}}^{*1}$ を用いて、

$$s_0 = \frac{I_0}{I_{\text{sat}}} \tag{3.6}$$

で表される。(3.4) 式の微分方程式について、初期条件を $\rho_{11} = 1$ 、その他を0として解いた。 $\rho_{11}$ のポピュレーションの時間発展は、

$$\rho_{11} = \exp\left[-\gamma t\right] \tag{3.7}$$

で表される。ここで、γ はポンピングレートを表している。レーザーの離調と ρ<sub>11</sub> のポンピングレートの関係についてプロットすると、図 3.5 のようになった。この 結果からリパンプ遷移の線幅は、おおよそ 27 MHz であることが分かった。

次に、ポンピングにかかる時間から必要なレーザー光の強度を計算する。今回 の実験系では、速度 300 m/s の原子ビームがビーム径 7 mm のレーザー光を通過 する。すなわち、原子ビームとレーザー光の相互作用時間は

$$\frac{0.007}{300} = 2 \times 10^5 \,\mathrm{s} \tag{3.8}$$

であるので、この時間内に準安定状態の原子をすべてポンピングする必要がある。 ポンピングレートが

$$\frac{1}{\frac{0.007}{300}} = 4 \times 10^4 \,\mathrm{s}^{-1} \tag{3.9}$$

<sup>\*1</sup>飽和強度は  $I_{\text{sat}} = \frac{2\pi^2 \hbar c}{3\lambda^3} \Gamma$  で書き表せる。



図 3.5: レーザーの離調と p11 のポンピングレートの関係。

以上となるような  $s_0$  の値が必要となる。 $s_0$  とポンピングレートの関係は図 3.6 に示した。 $s_0 = 2 \times 10^4$  以上のときポンピングレートが  $4 \times 10^4$  s<sup>-1</sup> 以上となるので、レーザー光の強度  $I_0$  は  $s_0 = 2 \times 10^4$  以上となればよい。



図 3.6: s<sub>0</sub> とポンピングレートの関係。

#### 3.2.3 線幅が太くなる可能性

原子ビームの進行方向の速度分布、または原子ビームの横方向のドップラーシ フト量の影響でさらに線幅が太くなる可能性がある。

#### 原子ビームの進行方向の速度分布による影響

原子ビームの進行方向の速度分布について議論する。準安定状態の原子がリパンプされるかどうかは、レーザー光の強度や離調だけでなく、原子とレーザーの相互作用時間にも依存するため、原子ビームの進行方向の速度成分を考慮する必要がある。原子ビームに波長 1204 nm のレーザー光を照射した時に準安定状態に原子が残る割合は、原子の速度 v、レーザーと原子の相互作用をする長さを L とすると、

$$\rho_{11} = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\gamma(\Delta)\frac{L}{v}\right] 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi k_{\rm B}T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_{\rm B}T}\right) dv \qquad (3.10)$$

と書ける。Lは実際の実験系により定まる。

#### 原子ビームの横方向のドップラーシフト量による影響

波長 1204 nm のレーザー光は原子ビームの進行方向に対して垂直に照射している。そのため、原子ビームの横方向のドップラーシフト量がリパンプ遷移の線幅を太くする要因になりうる。ドップラーシフト量  $\Delta_v$ を変数とした横方向の速度分布を  $\Pr(\Delta_v)$  として、

$$\Pr(\Delta_v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\delta_v}} \exp\left[-\frac{\Delta_v^2}{2\delta_v^2}\right]$$
(3.11)

と Gauss 関数型で表される。 $\delta_v$ は Gauss 関数の標準偏差を表している。ドップラー幅は、Gauss 関数の半値幅をとるため、 $\sqrt{2\ln 2}\delta_v$ で表される。1204 nm の光学遷移の分光時の蛍光は Lorenz 関数型

$$L(\Delta) = \frac{\gamma}{\pi(\Delta^2 + \gamma^2)} \tag{3.12}$$

である。ドップラー幅と線幅が同程度であるとき、Gauss 関数と Lorenz 関数の畳 み込み積分で

$$F(\Delta) = \int_{-\infty}^{\infty} \Pr(\Delta_v) L(\Delta - \Delta_v) d\Delta_v$$
(3.13)

と表される。この関数は Voigt 関数と呼ばれる。原子ビームの横方向のドップラー 幅は実験的に求められる。

実際に原子ビームの進行方向の速度分布、または原子ビームの横方向のドップ ラーシフト量の影響がどれほどかは 5.1.2 で考察する。

#### 3.2.4 期待される蛍光量の見積

波長 460 nm の蛍光を測定するにあたり、実際に蛍光量がどれほど得られるか を見積もる必要がある。本項では、期待される蛍光量について計算を行う。Eu を 基底状態から  $|y^{8}P_{9/2}\rangle$  に遷移させ、すべて準安定状態に緩和させるという仮定で 計算を進める。 $|y^{8}P_{9/2}\rangle$  から、6 つの準安定状態に緩和するが、その分枝比は表 3.2 [13] のようになる。 $|y^{8}P_{9/2}\rangle$  から準安定状態  $|a^{10}D_{11/2}\rangle$  に緩和したとき、準安

遷移先	遷移波長	分枝比	割合
$a^{10}D_{7/2}$	1148nm	$0.36(6) \times 10^{-4}$	3.1%
$a^{10}D_{9/2}$	$1171 \mathrm{nm}$	$1.08(6) \times 10^{-4}$	10.3%
$a^{10}D_{11/2}$	$1204 \mathrm{nm}$	$1.78(6) \times 10^{-4}$	17.0%
$a^8D_{7/2}$	$1577 \mathrm{nm}$	$0.24(5) \times 10^{-4}$	2.3%
$a^8D_{9/2}$	1644nm	$1.33(6) \times 10^{-4}$	12.7%
$a^8D_{11/2}$	$1760 \mathrm{nm}$	$5.72(10) \times 10^{-4}$	54.7%
	合計	$1.03(2) \times 10^{-3}$	100%

表 3.2: y<sup>8</sup>P<sub>9/2</sub> からの分枝。

定状態 |a<sup>10</sup>D<sub>11/2</sub>) のフラックスは、

$$F_{|a^{10}D_{11/2}\rangle} = (基底状態 Eu のフラックス) \times (|a^{10}D_{11/2}\rangle に分枝する割合)$$
  
=  $F_0 \times 0.17 \text{ atom/s}$  (3.14)

である。 蛍光量 *P*<sub>f</sub>(pW) は

$$P_{\rm f} = F_{|\mathbf{a}^{10}\mathbf{D}_{11/2}\rangle} \times \frac{(\mathrm{NA})^2}{4\pi} \times \hbar\omega \times 0.8 \tag{3.15}$$

で計算できる。ここで、NA は開口数、ω は蛍光の周波数である。最後に 0.8 を掛けているのは光学系由来のものである。NA は実験系の原子ビームから集光レンズ までの距離とレンズの大きさに依存するものである。実験系での原子ビームと集 光レンズまでの関係は図 3.7 のようになる。基底状態 Eu の原子ビームのフラック スがわかると、蛍光量を見積もることができる。

20



図 3.7: 測定の光学系。

# 第4章 分光実験の前準備

分光実験を行うために、1204 nm の光源の準備をする必要がある。1204 nm の 光源を作成したことを 5.1 で述べる。また、分光実験で得られる蛍光量を見積も るために基底状態 Eu の原子ビームのフラックス量を調べたことについて 5.2 で述 べる。

## 4.1 1204 nmの光源

分光実験では、460 nm と 1204 nm の光源を使用する。460 nm の光源は、研究 室の既存の光源を使用したが、1204 nm の光源は新たに準備する必要があった。本 節では 1204 nm の光源について述べる。

#### 4.1.1 求められる性能

パワーについて

3.2.1 で述べた通り、飽和強度  $I_{\text{sat}}$ に対し、2×10<sup>4</sup>倍の強度が必要となる。 $|a^{10}P_{11/2}; F = 8\rangle \rightarrow |y^8P_{9/2}; F' = 7\rangle$ の遷移の飽和強度は

$$I_{\rm sat} = \frac{2\pi^2 \hbar c}{3\lambda^3} \Gamma = 3.5 \times 10^{-4} \,\mathrm{mW/cm^2}$$
(4.1)

で表される。飽和強度の2×10<sup>4</sup> 倍の強度は7mW/cm<sup>2</sup> に相当する。分光実験で は、ビーム径7mmの原子ビームに1204 nmの光源を照射する。原子ビームの進 行方向に対し、垂直にレーザー光を照射する。レーザー光のビーム径は7mmにす る。すなわち、必要なパワーは

$$7 \cdot \left(\frac{7 \times 10^{-1}}{2}\right)^2 \pi = 2.7 \,\mathrm{mW}$$
 (4.2)

である。

線幅について

前章で述べた通り、今回の遷移の線幅は 27 MHz である。すなわち、レーザーの線幅は 27 MHz 以下であればよい。

#### 振れる周波数について

共鳴周波数は、10GHzのオーダーでわかっているのでレーザーも同程度かそれ 以上周波数を振れるとよい。

#### 4.1.2 ECLD の原理

線幅が27MHz以下で、かつ、周波数を広い範囲で振れるレーザー光源が必要なため、今回、外部共振器型半導体レーザー(ECLD)を採用した。

今回作成した ECLD は Littrow 型と呼ばれるもので、その概略図は図 4.1 に示した。ECLD は、半導体レーザーの外部に回折格子を置き、回折格子の角度によってある単一のモードのみが半導体レーザーに帰還する。このようにして、半導体レーザーと回折格子で共振器となる。単一のモードの波長を選択でき、かつ、線幅も数 MHz の光源を用意することができる。



図 4.1: Littrow型 ECLD。

実際に作成した ECLD を図 4.2 に示す。

24



図 4.2: 作成した ECLD。

#### 4.1.3 評価

パワーについて

今回作成した ECLD は、Thorlabs 製の SAF1175S であり、operating 電流は 200 mA である。200 mA で必要なパワーの 2.7 mW 以上出力されることが望ましい。 電流と ECLD のパワーの関係を調べた結果、図 4.3 のようになった。200 mA で 20 mW 程度のパワーを得られた。使用する周波数帯でも同等のパワーが得られた。 よって、必要な性能を十分に満たしている。



図 4.3: LD に流した電流とレーザーのパワーの関係。

線幅について

ECLD の線幅を Scanning Fabry-Perot 共振器で評価した。使用した Scanning Fabry-Perot 共振器は Thorlabs 製の SA200-8B で 1FSR(Full-Scale Range)が 1.5 GHz、フィネス<sup>\*1</sup>が 250 であるものを使った。すなわち、6 MHz の線幅まで測定で きる。結果を図 4.4 に示す。フィッティングをし、線幅を評価したところ、8 MHz であった。すなわち、実際のレーザーの線幅は Scanning Fabry-Perot 共振器の線 幅を考慮すれば 8 MHz 以下であるため必要な性能を十分に満たしている。



図 4.4: 線幅の評価。

#### 振れる周波数について

ピエゾ (PZT) コントローラーを ECLD につなぎ、Scanning Fabry-Perot 共振器 を通過した出力をモニターしながら振れる周波数を見た。PZT コントローラーで周 波数を振っていき、何 FSR 振れるかを評価した。結果、Modehop-Free で 18FSR、 すなわち 27 GHz 振ることができた。よって、必要な性能を十分に満たしている。

26

<sup>&</sup>lt;sup>\*1</sup>フィネスは共振器の分解能のことであり、 $\Im = \frac{FSR}{(Z^{3/2} \vdash L^{0} \cap F)}$ で定義される。

## 4.2 原子ビームのフラックス測定

分光実験で得られる蛍光量を見積もるために、実験に用いる基底状態 Eu の原子 ビームのフラックス量をあらかじめ測定した。

#### 4.2.1 吸収分光法

基底状態 Eu の原子ビームのフラックスを測定する方法として、吸収分光法を採 用した。原子ビームに対し、共鳴するレーザー光を照射することで、原子は光子 を散乱する。結果、レーザーの透過光は入射光よりも強度が弱くなる。入射前後 の強度変化を測定することで、理論的にフラックスを計算することができる。

#### 4.2.2 吸収率とフラックスの関係

原子ビームに対してレーザーを照射したとき、入射前のレーザー光の強度 *I*<sub>0</sub> と 透過後のレーザー光の強度 *I* は以下のように表せる。

$$I = I_0 \exp\left[-n\sigma L\right] \tag{4.3}$$

n (atoms/m<sup>3</sup>) は原子の密度、L (m) は相互作用をする長さ、 $\sigma$  (m<sup>2</sup>) は散乱断 面積で

$$\sigma = 6\pi \lambda^2 \frac{1}{1 + (2\Delta_0/\Gamma)^2}$$
(4.4)

で表される。 $\Delta_0$  は離調、 $\lambda$  は波長を  $2\pi$  で割ったものである。透過率 T は以下のようになる。

$$T = I/I_0 = \exp\left[-n\sigma L\right] \tag{4.5}$$

しかし、この透過率には原子ビームの横方向のドップラーシフトの効果が含まれ ていない。そのため、横方向のドップラーシフトを含めた透過率の計算を行う。

横方向のドップラーシフトの影響で、離調が変化する。

$$\Delta = \Delta_0 + kv/\Gamma$$
  
$$\equiv \Delta_0 + \Delta_v \tag{4.6}$$

(4.4) 式の散乱断面積はドップラーシフト量を考慮していないため、これを考慮して書き直すと、

$$\sigma(\Delta_v) = 6\pi \lambda^2 \frac{1}{1 + (2\Delta_v/\Gamma)^2}$$
(4.7)

となる。離調  $\Delta_0 = 0$  とした。ドップラーシフト量を変数とした横方向の速度分布は (3.11) 式で表される。実際に原子ビームの進行方向に対し、460 nm のレーザーを垂 直に照射して横方向のドップラー幅を調べた。図 4.5 が  $|a^8S_{7/2}\rangle \rightarrow |y^8P_{9/2}\rangle$  遷移を 分光した結果である。図中の<sup>153</sup>Eu( $F = 6 \rightarrow F' = 7$ ) は <sup>153</sup>Eu の  $|a^8S_{7/2}; F = 6\rangle \rightarrow$  $|y^8P_{9/2}; F' = 7\rangle$  遷移を表している。この遷移の自然幅は 27 MHz であることと (3.13) 式から、横方向の速度分布の標準偏差  $\delta_v$  は 9.7 MHz であることが分かった。



図 4.5:  $|a^8S_{7/2}\rangle \rightarrow |y^8P_{9/2}\rangle$  遷移の分光。

以上から、速度分布を考慮して実行的な透過率 T<sub>eff</sub> を計算すると以下のようになる。

$$T_{\rm eff} = \int_{-\infty}^{\infty} \Pr(\Delta_v) \exp\left[-n\sigma L\right] d\Delta_v \tag{4.8}$$

次に、全フラックス量  $F_0(\text{atom/s})$  と原子の密度  $n(\text{atom/m}^3)$  の関係について述べる。それぞれの原子は速度 v を持ち、その速度はマクスウェルボルツマン分布に従う。ゆえに速度 v の原子のフラックス F(v)(atom/m) は、

$$F(v) = F_0 \times 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi k_{\rm B}T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_{\rm B}T}\right)$$
(4.9)

で表される。原子の密度は、フラックスF(v)を原子ビームが通過する面積Sと原子の速度vで割ると求められる。以上から全速度を考慮した場合の原子の密度nは

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F(v)}{vS} dv \tag{4.10}$$

と表される。

吸収率は $1 - T_{\text{eff}}$ で表されるので、吸収率からフラックスを求められることが分かった。

#### 4.2.3 基底状態ユウロピウムの原子ビームのフラックス測定

基底状態 Eu の原子ビームのフラックス測定をするための実験系は図 4.6 に表した。使用した遷移は <sup>153</sup>Eu の  $|a^8S_{7/2}: F = 6\rangle$  から  $|y^8P_{9/2}: F = 7\rangle$  の遷移である。 原子ビームの断面は、チャンバー内のノズルの形状で決まっており、直径 7 mm の 円形である。照射するレーザーのビーム径は原子ビームよりも細い必要がある。な ぜなら、レーザーのビーム径が原子ビームと同程度であると、レーザーと原子の 相互作用時間が一定とならないため、フラックスの値が理論と一致しないためで ある。今回はレーザーのビーム径を 1 mm にした。光源は研究室に既存の ECLD を使用した。



Balanced Photo Detector

吸収の様子は図 4.7 のようになった。オーブンの温度は 495 ℃であった。吸収率 は 0.029 % であり、この値から計算できるフラックスは 1.5×10<sup>10</sup> atom/s である。

得られたフラックスから遷移波長 1204 nm のリパンプ遷移の分光実験での蛍光 量を見積もると

$$P_{\rm f} = 46.8\,\mathrm{pW}$$
 (4.11)

となった。

図 4.6: 吸収分光の実験系。





# 第5章 分光実験

この章では、実際に行った分光実験について述べる。

## 5.1 遷移波長1204 nmのリパンプ遷移の分光

3.2.1 で述べた実験系で遷移波長 1204 nm のリパンプ遷移の分光を行った。波長 460 nm の光源は研究室に既存の第二次高調波発生を用いた光源を使用した。また、 波長 1204 nm の光源は作成した ECLD を用いた。

#### 5.1.1 結果

結果は図 5.1 のようになった。結果を Lorenz 分布関数でフィッティングし、蛍光 量と線幅を調べた。蛍光量は 5.0 pW、線幅は 50 MHz であった。また、共鳴周波 数は 248.9373 THz 付近であった。使用した波長計は Bristol 社製の 871A-NIR で ある。



図 5.1: 遷移波長 1204 nm のリパンプ遷移の分光の結果。

#### 5.1.2 考察

#### 線幅が 27 MHz より太くなった要因

まず、原子ビームの横方向のドップラー幅の影響について考える。460 nmのレー ザーを照射した際の速度分布の標準偏差は 9.7MHz だった。速度分布関数の標準 偏差は波数に比例するため、1204nmのレーザーを照射した際の速度分布の標準偏 差は

$$\frac{460}{1204} \times 9.7 \text{MHz} = 3.7 \text{MHz} \tag{5.1}$$

と求められる。この標準偏差の値とローレンツ分布の半値全幅 27 MHz を用いて (3.13) 式に代入すると、線幅は 30 MHz となった。ゆえに原子ビームの横方向の ドップラー幅の影響は線幅が太くなる要因とはならない。

次に、原子ビームの進行方向の速度分布について考察する。(3.10) 式を用いる。 相互作用をする長さ *L* はレーザーのビーム径で決まり、7 mm とした。1 – ρ<sub>11</sub> に ついてプロットすると、図 5.2 のようになった。半値全幅は 80 MHz となった。原 子ビームの進行方向の速度分布が線幅が太くなる原因となると考えられる。



図 5.2:  $1 - \rho_{11}$ と離調の関係。

実験値の線幅が80 MHz より狭い理由として、超微細構造準位間の遷移強度の 違いによるものと考えられる。超微細構造準位間の遷移強度は付録 B で述べる。  $s_0 = 2|\Omega|^2/\Gamma$ より、 $s_0$ はラビ周波数の自乗に比例する。ラビ周波数の自乗は電子 双極子モーメントの自乗、すなわち遷移強度に比例する。よって $s_0$ は遷移強度に 比例することが分かった。また、図 3.6 に示したように、ポンピングレートは $s_0$ に

32

依存する。つまり、ポンピングレートは遷移強度に依存する。遷移強度によって ポンピングレートが変わるので、線幅も遷移強度によって変わることが分かった。  $|a^{10}D_{11/2}; F = 8\rangle$ の状態では原子がそれぞれの磁気副準位にどのような割合で存在 するかが不明である。線幅が 80 MHz となるのは、最も遷移強度が強い磁気副準 位での  $|a^{10}D_{11/2}; F = 8\rangle \rightarrow |y^8P_{9/2}; F' = 7\rangle$ の遷移であると考えられる。

#### 蛍光量について

蛍光量は見積では46.8pW であったが、実験値は5.0pW であった。蛍光量が見 積より少ない要因として、超微細構造準位間の遷移強度の違いが考えられる。原 子がすべての磁気副準位に均等にポピュレートしていると考えた場合、遷移強度 は17/54 となるため、見積も17/54 倍して14.7pW となる。

## 5.2 ロックイン検波による分光

遷移波長1148 nm、1171 nmのリパンプ遷移では蛍光強度が遷移波長1204 nmの リパンプ遷移よりも弱くなるため、分光が困難であると予想される。しかし、ロッ クイン検波を利用することで蛍光強度が小さい場合での分光を可能にする。本節 ではロックイン検波を利用してノイズに埋もれた信号を取り出す方法について述 べる。

#### 5.2.1 ロックインアンプの原理

ロックイン検波はロックインアンプを使用することで行われる。ロックインア ンプは位相検波の機能を持ち、入力信号から特定の周波数成分だけを取り出すこ とができる。すなわち、雑音の中から測定信号のみを取り出すことができる。ロッ クインアンプの原理について説明する。

ロックインアンプには、測定信号の入力と参照信号の入力がある。図 5.3 のように 測定信号と同じ周波数の参照信号を入力すると、2 つの信号は掛け算され  $\cos(\phi) - \cos(2\omega + \phi)$ となる。ローパスフィルタ(Low Pass Filter: LPS)により高周波数 成分はカットされ  $\cos(\phi)$ の成分のみが通過する。位相差 $\phi$ が0のときに最大の振 幅が得られる。



図 5.3: ロックインアンプの原理。

測定信号にあらかじめ変調を掛け、検出信号からその周波数成分のみをロック インアンプで測定する方法を変調法という。低周波数成分では雑音レベルの大き くなるため、変調周波数をうまく選ぶことで雑音の小さいところで測定ができる。 これが変調法の利点である。また、周波数に変調をかけることで測定信号の微分 信号を得ることができる。

このようにして、周波数変調によるロックイン検波を利用することで雑音の中 から測定信号のみを取り出し、微分信号として出力することができる。。

#### **5.2.2** 周波数変調によるロックイン検波

波長 1204 nm の ECLD のピエゾに印加する電圧を変調することで周波数変調を し、図 5.1 の信号に対してロックイン検波を行った。得られたエラー信号は図 5.4 のようになった。時定数フィルタの値を変え、ロックイン検波の様子を見た。時定 数フィルタの値を上げていくために、掃引周波数も変えていった。時定数フィル タの値と掃引周波数の関係は、

となるようにした。また、それぞれの時定数フィルタの値ごとのノイズの標準偏 差をとった結果が表 5.1 である。これを見ると、時定数フィルタの値を上げていく とノイズが小さくなっていくのがわかる。



図 5.4: 得られたエラー信号。

時定数フィルタの値 (ms)	ノイズの標準偏差 (V)	信号/ノイズの標準偏差
10	$5.5 \times 10^{-3}$	10
20	$4.7 \times 10^{-3}$	12
50	$3.2 \times 10^{-3}$	21
100	$2.2 \times 10^{-3}$	31

表 5.1:時定数フィルタの値ごとのノイズの標準偏差及び SN 比。

5.1.2 での分光の結果ではノイズに対する信号の大きさ(SN 比)は2程度であったため、ロックイン検波により SN 比が改善されたことが分かった。

## 5.3 異なる超微細構造間の遷移の分光

#### 5.3.1 分光する目的

本論文では、遷移波長 1204 nm のリパンプ遷移のみを分光したが、将来的には 他のリパンプ遷移の分光を行う必要がある。他のリパンプ遷移の分光で期待され る蛍光強度は、表 3.2 の分枝比から遷移波長 1171 nm では遷移波長 1204 nm の約 3/5 倍、遷移波長 1148 nm では遷移波長 1204 nm の約 1/5 倍と計算される。遷移 波長 1204 nm の分光時より蛍光強度が弱い時でも分光が可能かを知るために、蛍 光量の少なくなるであろう他の超微細構造の遷移を用いて分光実験を行った。

蛍光強度が弱い時の分光を行うために、異なる超微細構造間の遷移を用いて分 光を行った。前節までで使用していた遷移は、最も蛍光量が得られる遷移であっ たので、異なる超微細構造に遷移させることで蛍光量を減少させられると考えた。

#### 5.3.2 分光するエネルギー準位

前節までで扱っていた遷移は $|a^{8}S_{7/2}; F = 6\rangle \rightarrow |y^{8}P_{9/2}; F' = 7\rangle$ であった。 $|y^{8}P_{9/2}; F' = 7\rangle$ から基底状態に緩和するとき、選択則より $|a^{8}S_{7/2}; F = 6\rangle$ にのみ緩和するため、サイクリックな遷移である。そのため、蛍光量が最も多い。本節では、 $|a^{8}S_{7/2}; F = 6\rangle \rightarrow |y^{8}P_{9/2}; F' = 5\rangle$ の遷移を扱う。 $|y^{8}P_{9/2}; F' = 5\rangle$ から基底状態に緩和するとき、選択則より $|a^{8}S_{7/2}; F = 6\rangle$ 以外に、 $|a^{8}S_{7/2}; F = 5\rangle$ , $|a^{8}S_{7/2}; F = 4\rangle$ の状態にも緩和してしまうため、分光時に蛍光量が減ると予想される。よって、この遷移を採用した。



図 5.5: 分光するエネルギー準位。左側は第5章1節で分光したエネルギー準位、 右側は本節で分光するエネルギー準位。

#### 5.3.3 結果

分光した結果、蛍光量は図 5.6 のようになった。32 回積算して得られた結果で、 蛍光量は 0.52 pW だった。第5章1節の結果の蛍光量の約 1/10 倍の値となった。 積算を行わなかった場合、信号がノイズに埋もれてしまうため、周波数変調によ るロックイン検波を利用して、分光実験を行った。



図 5.6: 得られた蛍光。

ロックイン検波の結果は図 5.7 のようになった。このとき、時定数フィルタの値は 100 ms、変調周波数は 1.3 kHz とした。蛍光量が 1/10 倍程度でもロックイン検 波により分光することができた。



図 5.7: 得られたエラー信号。

1/10 倍程度の蛍光量でも分光が可能だったため、将来的に他のリパンプ遷移を 分光する際も分光することが可能であると考えられる。

# 第6章 まとめ

EuのBECを実現するためには、それに先立って基底状態Euの磁気光学トラッ プを行う必要があった。基底状態Euの磁気光学トラップを行う予定の遷移では、 準安定状態に緩和するレートが無視できないであろう点が懸念されるため、準安 定状態の原子を基底状態に戻す操作(リパンプ)を行う必要があった。リパンプ に用いるレーザー光はあらかじめそれぞれの共鳴周波数に安定化されていること が望ましいため、本研究ではリパンプ遷移を実際に分光し共鳴周波数を調べた。

本研究では分枝が最も大きく、したがって最大の蛍光強度が期待される遷移波 長1204 nmのリパンプ遷移を分光した。結果、共鳴周波数は248.9373 THz 付近だ と分かった。また、蛍光強度が遷移波長1204 nmのリパンプ遷移の約1/5 倍と見 積もられる他のリパンプ遷移でも同様に分光が可能かを調べた。遷移波長460 nm の異なる超微細構造間の遷移を用いることで意図的に蛍光強度を下げた。その結 果、蛍光強度が遷移波長1204 nmのリパンプ遷移の約1/10 倍の状況下でも分光が 可能であった。すなわち、他のリパンプ遷移でも分光が可能であると考えられる。

今後は、遷移波長 1171 nm、遷移波長 1148 nm のリパンプ遷移の分光を行なった後、すべてのリパンプ遷移の周波数安定化を図る。

# 関連図書

- E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Lev. Lett.*, Vol. 59, pp. 2631–2634, 1987.
- [2] A. Einstein. Quantentheorie des einatomigen idealen gases. Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften, Vol. 1, p. 3, 1925.
- [3] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, Vol. 269, pp. 198–201, 1995.
- [4] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle. Observation of feshbach resonances in a bose-einstein condensate. *Nature*, Vol. **392**, pp. 151–154, 1998.
- [5] Holger Kadau, Matthias Schmitt, Matthias Wenzel, Clarissa Wink, Thomas Maier, Igor FerrierBarbut, and Tilman Pfau. Observing the rosensweig instability of a quantum ferrofluid. *Nature*, Vol. 530, pp. 194–197, 2016.
- [6] 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.
- [7] 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.
- [8] Yuki Kawaguchi and Masahito Ueda. Spinor bose-einstein condensates. *Physics Reports*, Vol. **520**, pp. 253–381, 2012.
- [9] D. J. Papoular, G. V. Shlyapnikov, and J. Dalibard. Microwave-induced fanofeshbach resonances. *Phys. Rev. A.*, Vol. 81, p. 041603, 2010.

- [10] Ryotaro Inoue, Yuki Miyazawa, and Mikio Kozuma. Magneto-optical trapping of optically pumped metastable europium. *Phys. Rev. A.*, Vol. 97, p. 061607, 2018.
- [11] NIST. Basic atomic spectroscopic data. https://physics.nist.gov/ PhysRefData/Handbook/Tables/europiumtable1.htm. Accessed: 2019-02-04.
- [12] Christopher J. Foot. Atomic Physics. Oxford University Press, 2005.
- [13] Y. Miyazawa, R. Inoue, K. Nishida, T. Hosoya, and M. Kozuma. Measuring the branching ratios from the y8p9/2 state to metastable states in europium. *Optics Communications*, Vol. **392**, pp. 171–174, 2017.
- [14] 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. PhD thesis, 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。本研究の遂行にあたって、数多くの方のご助力をいただきました。この 場を借りて深く御礼申し上げます。

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。研究 室に配属されたとき、右も左もわからなかった私にどのように量子光学の勉強を 進めていけばよいかを示していただきました。また、卒業論文の研究が始動した 際にも研究の進め方について、その都度アドバイスをいただき、本研究を進める 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、実験やその結果についての議論に多くのご助言を いただきました。実験の結果が得られた際になぜそのような結果になったかを考 察するための的確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。

ミランダ・マルティン特任助教には、光学実験の研修の際に多くのご助言をい ただきました。実験がうまくいかない際にはその打開策を提案していただき、正 しく知識をつけることができました。ありがとうございました。

博士課程2年の宮澤裕貴さんには、同じユウロピウムグループで一緒に実験し ていただきました。実験の進め方それにまつわる理論のお話などを丁寧に詳しく 教えて頂きました。ありがとうございました。

博士課程2年の細谷俊之さんには、学部4年の物理学コロキウム第一の資料を 作る際に様々な助言をいただきました。ありがとうございました。

修士課程2年の小田拓実さんには、私が落ち込んでいる際に明るいお人柄で気 分を盛り上げてくださいました。ありがとうございました。

修士課程2年の多賀俊祐さんには、同じユウロピウムグループで粘り強く実験 をする姿を見て、私も実験を頑張らなければと鼓舞されました。ありがとうござ いました。

修士課程2年の高木將登さんには、グループは違いましたが、一生懸命実験す る姿を参考にさせていただいました。ありがとうございました。

修士課程1年の松井宏樹さんには、同じユウロピウムグループにいたこともあ り、実験の理論についての質問に対しすぐに受け答えをして頂きました。ありが とうございました。 修士課程1年の上田剛生さんには、研究室に所属してすぐに光学部品の扱い方 を教えて頂きました。優しいお人柄で研究室所属時の不安がすぐに和らぎました。 ありがとうございました。

修士課程1年の長尾胡桃子さんには、発表技術についてのご助言をいただきま した。どのように発表すると分かりやすいかなどを教えていただきました。あり がとうございました。

同期である学士課程4年の高梨健太君には、他愛のない雑談に付き合ってもら いました。また、同じユウロピウムグループにいたこともあり、お互いに励まし あいながら1年間を過ごすことができました。ありがとうございました。

最後に、学士課程4年間を金銭面、精神面で支えてくれた家族に感謝いたしま す。本当にありがとうございました。

# 付録A

この章では、MOTの原理を理解するための知識である散乱力とドップラー冷却 についてまとめた。なお、この章は [12] を参考にしている。

## A.1 散乱力

2準位系の原子について考える。2準位間に共鳴するレーザーを照射すると、原 子は光子を吸収して光子の運動量  $\hbar k^{*1}$ を得て励起する。励起した原子は自然放出 を起こす。自然放出は全方向に起きるため、光子の散乱は平均力となり、原子は 減速する。この散乱力  $F_{\text{scatt}}$  は、

$$F_{\text{scatt}} = (光子の運動量) \times (散乱レート)$$
 (A.1)

で書ける。散乱レート  $R_{\text{scatt}}$  は、励起状態のポピュレーション  $\rho_{ee}$  と原子の自然放 出レートの逆数  $\Gamma$  を用いて、

$$R_{\text{scatt}} = \Gamma \rho_{ee} \tag{A.2}$$

で表される。励起状態のポピュレーション  $\rho_{ee}$  はレーザーの強度 I と飽和強度  $I_{sat}$  を用いて

$$\rho_{ee} = \frac{1}{2} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}} + 4\delta^2/\Gamma^2} \tag{A.3}$$

で与えられる。ここで、 $\delta$ は離調を表しており、レーザーの周波数  $\omega$ 、共鳴周波数  $\omega_0$ 、原子の速度 v を用いて  $\delta = \omega - \omega_0 + kv$  で表される。従って、散乱力は

$$F_{\text{scatt}} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}} + 4\delta^2/\Gamma^2}$$
(A.4)

と表される。

<sup>\*1</sup>kは波数、 $\hbar$ はプランク定数。

## A.2 ドップラー冷却

原子は様々な方向に動いているので、原子の温度を下げるには3軸方向すべて についてレーザー冷却する必要がある。簡単のために、一つの軸について考える。 原子に周波数ωで十分にパワーの弱い (*I*/*I*<sub>sat</sub> ≪ 1) レーザーを対向して照射する。



図 A.1: ドップラー効果による原子が感じる周波数の違い。

このとき、原子が感じるレーザーの周波数は、原子の運動する方向と対向するレー ザーは $\omega + kv$ 、逆方向から入射したレーザーは $\omega - kv$ となる。すなわち原子が感 じる力  $F_{\text{molasses}}$ は、

$$F_{\text{molasses}} = F_{\text{scatt}}(\omega - \omega_0 - kv) - F_{\text{scatt}}(\omega - \omega_0 + kv)$$

$$\simeq F_{\text{scatt}}(\omega - \omega_0) - kv \frac{\partial F}{\partial \omega} - \left(F_{\text{scatt}}(\omega - \omega_0) + kv \frac{\partial F}{\partial \omega}\right)$$

$$= -2kv \frac{\partial F}{\partial \omega}$$

$$= -\alpha v \qquad (A.5)$$

と表される。ここで、原子の速度が十分に低速である ( $kv \ll \Gamma$ ) とした。 $\alpha$  は離調  $\delta$  を用いて、

$$\alpha = 2k \frac{\partial F}{\partial \omega} = 4\hbar k^2 \frac{I}{I_{\text{sat}}} \frac{-2\delta/\Gamma}{[1 + (2\delta/\Gamma)^2]^2}$$
(A.6)

で表される。すなわち、離調が負のとき、 $\alpha$ は正となるので、 $F_{\text{molasses}}$ は粘性力として働くため、原子は減速する。

# 付録B

## B.1 超微細構造準位間の遷移強度

遷移強度が ClebschGordan 係数の自乗に比例することについて述べる。各磁気 副準位間の電子双極子モーメントは、

$$\mu = e \langle F_e, M_e | r_q | F_g, M_g \rangle$$
  
=  $a(F_g, M_g, F_e, M_e, q) \left( \frac{6\pi \epsilon_0 \hbar c^3 \gamma}{\omega} \right)$  (B.1)

で表される [14]。ただし  $a(F_q, M_q, F_e, M_e, q)$  は ClebschGordan 係数で、

$$a(F_{g}, M_{g}, F_{e}, M_{e}, q) = (-1)^{1+I+J'+F+F'-m_{F'}}\sqrt{2J'+1}\sqrt{2F+1}\sqrt{2F'+1} \\ \times \begin{pmatrix} F_{e} & 1 & F_{g} \\ -M_{e} & q & M_{g} \end{pmatrix} \begin{cases} F_{e} & 1 & F_{g} \\ J_{g} & q & J_{g} \end{cases}$$
(B.2)

で表される。()はWignerの3j記号、{}は6j記号である。Iは核スピンの大きさ、qは $q = m_{F'} - m_F$ である。超微細構造準位間の遷移強度は、 $|\langle F_e, M_e | r_q | F_g, M_g \rangle|^2$ で表される。すなわち、遷移強度は電子双極子モーメントの自乗に比例する。電子双極子モーメントはClebschGordan係数に比例するため、遷移強度はClebschGordan係数の自乗に比例する。