

# 卒業論文

## 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 理学部 物理学科

## 松井 宏樹

指導教員 上妻 幹旺 教授

2018年3月

概要

レーザー冷却によって冷やされた中性原子気体から光トラップを使って Bose-Einstein 凝縮体 (BEC) を生成できるようになったことで、量子縮退した冷却原子気体を用いた実験的研究の幅が広がった。冷 却原子気体 BEC 中では一般に短距離で等方的に働く *s* 波散乱相互作用が支配的であるが、Cr や Dy、 Er といった磁気モーメントが大きな原子種では BEC に静磁場を印加して Feshbach 共鳴を誘起するこ とで、長距離で非等方的に働く磁気双極子相互作用が効いた状態を実現することができる。これにより、 Rosensweig 不安定性や異方的な *d* 波崩壊といった新奇な現象が観測された。理論では、ゼロ磁場下に在 るスピン自由度を持った磁性量子気体中において原子間の磁気双極子相互作用に起因してスピンテクス チャと超流動渦を含む基底状態量子相が発現すると予測されているが、Feshbach 共鳴を誘起することで 磁気双極子相互作用を効かせた状態とスピン自由度が存在する状態は両立しない。そこで我々が着目した のが大きな磁気モーメントを持つ原子種の1つであるユウロピウム (Eu) である。Eu の安定なボソン同 位体は超微細構造を持つため、静磁場を印加することなくマイクロ波によって Feshbach 共鳴を誘起でき ることが期待される。我々の研究室はこれを利用して、スピン自由度のある磁性量子気体について基底状 態量子相の詳細な探索を行うことを目指している。

基底状態にある Eu 原子を直接的にレーザー冷却するのは困難であると過去の研究で明らかになったた め、我々はまず準安定状態 Eu のレーザー冷却を実現した。しかし、準安定状態の Eu 原子集団ではその 後の量子相の探索を遂行する際に十分な原子数を確保することができないと見込まれたので、準安定状態 で冷却された原子を基底状態に戻して基底状態でレーザー冷却を行うことにした。基底状態でのレーザー 冷却の冷却光として新たに波長 687 nm の光源が必要となったため、私は本研究でその開発を行った。

基底状態にある Eu 原子のレーザー冷却に利用する光学遷移の自然幅は 97 kHz と狭い。このように 自然幅が狭い光学遷移を利用して空間的に広い領域でレーザー冷却を行うには、光学遷移の自然幅と 比べて狭い線幅と飽和強度の 1000 倍程度の強度が冷却光には必要となる。このことから冷却光源とし て、97 kHz より細い線幅を持ちかつ 150 mW 程度の出力を持つものが必要であると判断した。そこで 200 kHz 程度の線幅を持つ光共振器を周波数基準として外部共振器型半導体レーザーに負帰還をかけ、線 幅を狭窄化した。さらにその狭窄化された光を種光としてテーパーアンプにより増幅した。得られた光源 の線幅は 30 kHz 程度、出力は 150 mW 程度であり、基底状態にある Eu 原子をレーザー冷却する上で十 分な性能を実現した。

# 目次

第1章	序論	1		
第2章	ユウロピウム原子のレーザー冷却	5		
2.1	中性原子気体のレーザー冷却...................................	5		
	2.1.1 原子による光の吸収と放出	5		
	2.1.2 散乱力	7		
	2.1.3 Doppler 冷却	8		
	2.1.4 Doppler 冷却限界	9		
	2.1.5 磁気光学トラップ(MOT)	10		
2.2	ユウロピウム原子のレーザー冷却	12		
第3章	基底状態における MOT の実現に向けた光源系の準備 17			
3.1	冷却光に求められる線幅と強度...................................	17		
3.2	冷却光の光源	18		
3.3	冷却光の出力の増幅	19		
	3.3.1 冷却光の光学系	19		
	3.3.2 評価	19		
	3.3.3 基底状態における MOT の試行	20		
	装置	20		
	MOT の試行	23		
	試行の結果の考察	24		
3.4	冷却光の線幅の狭窄化	26		
	3.4.1 ULE 共振器	26		
	3.4.2 レーザー光の周波数ロックの原理	27		
	3.4.3 冷却光の周波数のロック	30		
	3.4.4 ロック時の冷却光の線幅の評価	34		
第4章	まとめ	37		
付録 A	実験の補足	39		

iii

iv		目次
A.1	CCD カメラで測定した蛍光強度の光子数レートへの換算	
参考文献		41
謝辞		43

# 図目次

2.1	磁気光学トラップ	11
2.2	Euのエネルギー準位....................................	13
2.3	a <sup>8</sup> S <sub>7/2</sub> 基底状態から a <sup>10</sup> D <sub>13/2</sub> 準安定状態へ輸送する遷移	14
2.4	a <sup>8</sup> S <sub>7/2</sub> 基底状態と a <sup>10</sup> D <sub>13/2</sub> 準安定状態の超微細構造............	15
2.5	a <sup>10</sup> D <sub>13/2</sub> 準安定状態から a <sup>8</sup> S <sub>7/2</sub> 基底状態へ輸送する遷移	15
3.1	Littrow 型外部共振器型半導体レーザー(ECDL)の概略	18
3.2	実際に組んだ 687 nm 光源の写真	20
3.3	組んだ光源系の概略	21
3.4	テーパーアンプ (TA) 出射の出力の入力電流依存性 .................	21
3.5	基底状態ユウロピウム原子の MOT を観測する系の概略 ...........	22
3.6	CCD カメラに入射した真空容器内からの波長 687 nm の蛍光量	25
3.7	ULE 共振器	27
3.8	共振器の強度反射率の周波数依存性..............................	28
3.9	PDH 法によるエラー信号(計算値) ...............................	29
3.10	周波数ロックを行う冷却光源の光学系....................................	30
3.11	ULE 共振器の透過光強度の周波数依存性 .................................	31
3.12	冷却光のエラー信号の周波数依存性................................	31
3.13	ECDL にフィードバックをかけていないときの ULE 共振器からの反射光強度 .....	33
3.14	ECDL の半導体レーザーを流れる電流にフィードバックをかけたときの ULE 共振器か	
	らの反射光強度	33
3.15	ECDL の半導体レーザーとピエゾ素子にフィードバックをかけたときの ULE 共振器か	
	らの反射光強度	33
3.16	共振器に瞬間的に光を入射したときの反射光強度の応答	35
3.17	ロック時の反射光強度の減少幅の分布....................................	36

表目次

2.1	基底状態 Eu 原子の冷却に利用可能とされた遷移の候補		13
-----	-----------------------------	--	----

### 第1章

# 序論

冷却原子気体は物理的に興味深い研究対象である。一般に、その数密度は我々の身の回りの大気の10 万分の1程度であり、その温度は µK で測られる程度の絶対零度近傍にある。そのような極低温まで冷却 された系はもはや古典的に扱えるものでなくなり、気体を構成する原子の量子力学的な統計性の効果が露 わになる。特に原子が整数スピンをもつ粒子すなわち Bose 粒子である場合には、系を冷却していくと原 子の波動関数が広がり、やがてその波動関数が互いに重なるようになると Bose-Einstein 凝縮(BEC)が 起きて、量子力学的な効果は巨視的な現象として観測できるようになる。これは、気体を構成する原子の 多くがある1つの量子状態をとることで、凝縮した原子の数だけ原子1個分程度の効果が増幅され、観測 に掛かる現象を成すことによる。さらに、冷却原子気体ではその現象は10<sup>1</sup> µm 程度の大きさを持つため 光学的な観測が可能であり、現象を理解する際に視覚的な観念を利用できる点も魅力的である。また、そ の特異な性質を利用して量子情報処理や量子シミュレーション、物理量の精密測定などに応用もされて いる。

単原子分子理想気体において BEC が起こることは S. N. Bose と A. Einstein によって 1925 年に予言 された [1]。その後の 1938 年に、液体ヘリウムの超流動と BEC の関連が F. London によって提案され [2]、それまで理論上の存在に過ぎなかった BEC は現実の物理現象となった。液体ヘリウムではヘリウ ム原子間の相互作用のために凝縮粒子の占める割合が 10% 程度となる。これに対して稀薄な冷却原子気 体は粒子間の相互作用が比較的弱く、BEC が起こると最初に予言された理想気体に近いためより純度の 高い BEC の発現が期待され、冷却原子気体で BEC を生成する試みが盛んに行われた。その結果、レー ザー光と磁場を使って中性原子気体を冷却する技術が E. L. Raab らによって 1987 年に開発され [3]、冷 却原子気体の Bose-Einstein 凝縮体 (BEC) を磁場トラップ中で生成できたことが M. H. Anderson らに よって 1995 年に報告された [4]。さらに、D. M. Stamper- Kurn らによって 1998 年に光トラップ中での BEC が実現された [5] ことで、冷却原子気体 BEC を使った実験にさらなる自由度がもたらされた。レー ザー冷却技術の発展への貢献に対して S. Chu、C. Cohen-Tannoudji、W. D. Phillips は 1998 年に、初 めて冷却原子気体で BEC を実現したことに対して E. A. Cornell、W. Ketterle、C. E. Wieman は 2001 年にノーベル物理学賞を受賞した。

冷却原子気体の BEC 中ではその極めて低い温度のため s 波散乱相互作用(等方的接触相互作用)が支

配的になる。s 波散乱相互作用は短距離で等方的にはたらく原子間の相互作用である。

$$U_{\text{contact}}(r) := \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \,\delta(r) \tag{1.1}$$

(a:s波散乱長, m:原子の質量, r:原子間距離)

これに加えて、原子が磁気モーメントを持つ場合には原子間に磁気双極子相互作用がはたらく。

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

 $(\mu_0: 真空の透磁率, \mu, \mu': 原子の磁気モーメント, r: 一方の原子から他方の原子への位置ベクトル)$ 磁気双極子相互作用は長距離で異方的にはたらく相互作用であり、原子の磁気モーメントの大きさ  $\mu$  と質

磁気双極子相互作用は長距離で異万的にはたらく相互作用であり、原子の磁気モーメントの大きさ µ と質 量 m から次のような長さを定義することができる。

$$a_{\rm dd} \coloneqq \frac{\mu_0 \mu^2 m}{12\pi\hbar^2} \tag{1.3}$$

この長さは双極子相互作用の強さの指標であり、*s*波散乱長との比は*s*波散乱相互作用に対する磁気双極 子相互作用の相対的な強さを与える。

$$\varepsilon_{\rm dd} := \frac{a_{\rm dd}}{a} = \frac{\mu_0 \mu^2 m}{12\pi\hbar^2 a} \tag{1.4}$$

磁気双極子相互作用は一般には冷却原子気体中では*s*波散乱相互作用に埋もれてその影響は見られない。 常温での高い飽和蒸気圧と単純な光学遷移から冷却原子気体の実験を行いやすい<sup>87</sup>Rb では基底状態に おいて $\varepsilon_{dd} = 0.007$ であり、磁気双極子相互作用は*s*波散乱相互作用と比べてとても小さい。<sup>87</sup>Rb の 磁気モーメントの大きさ  $1/2\mu_B$  ( $\mu_B$ : Bohr 磁子)より大きい磁気モーメントを持つ<sup>52</sup>Cr ( $6\mu_B$ )でも  $\varepsilon_{dd} = 0.16$ であり、磁気双極子相互作用はまだ小さい。しかし、静磁場を印加して Feshbach 共鳴を誘 起すれば*s*波散乱長*a*を操作することができる [6]。これによって*s*波散乱相互作用を抑制すれば磁気双 極子相互作用の効果が顕わになる状況を作ることができる。磁気モーメントが大きな原子種は<sup>52</sup>Cr の他 に、<sup>164</sup>Dy や<sup>168</sup>Er があり、その磁気モーメントはそれぞれ 10 $\mu_B$  と 7 $\mu_B$  である。これらの原子種の冷 却原子気体 BEC では Feshbach 共鳴を利用して Rosensweig 不安定性 (Dy[7]) や BEC の異方的な*d* 波 崩壊 (Cr[8], Er[9]) といった新奇な現象が観測された。

原子間の磁気双極子相互作用に起因する現象としてはこの他に、スピンテクスチャと超流動渦を含む基 底状態量子相の発現が理論的に予測されている [10]。これは磁気双極子相互作用によってスピンと軌道が 結合することによって生じる。その観測にはスピン自由度を伴った冷却原子気体 BEC が必要だが、磁気 双極子相互作用が顕わになる状況を作るために静磁場を印加して Feshbach 共鳴を誘起するとその磁場に よってスピン自由度が失われるため、その量子相の詳細な調査には未だ至っていない。そこで、我々の研 究室は <sup>52</sup>Cr、<sup>164</sup>Dy、<sup>168</sup>Er に並んで大きな磁気モーメントを持つ原子であるユウロピウム(Eu、7μ<sub>B</sub>) に着目した。Eu という原子種はボソンの同位体が超微細構造を持っているため、マイクロ波を使って Feshbach 共鳴を誘起できるとされる [11]。このため、Eu を使えば静磁場を印加することなく Feshbach 共鳴を誘起し、スピン自由度を持った冷却原子気体 BEC を実現できる可能性がある。

Eu 原子の特徴として超微細構造と大きな磁気モーメントを持つことを挙げた。この他には、基底状態の超微細構造において全角運動量が最大の準位(F=6)のエネルギーが最も低くなっていることが挙げ

られる。これにより、全角運動量が最大の最も安定な準位で原子たちはレーザー冷却されるので、その後の実験につなげやすくなる。また、Feshbach 共鳴を誘起する際に使用するマイクロ波のエネルギーは超微細準位の間隔程度であり、その間隔は 121 MHz で十分な出力を確保しやすいマイクロ波の周波数にあたることも特徴である。

我々の研究室では長期的な目標としてスピン自由度を持つ量子磁性気体の基底状態量子相の探索を掲げ ている。そのためには Eu 原子気体の BEC を作る必要があり、BEC に至るためには原子ビームをレー ザー冷却して原子集団を用意し、これを光トラップに導入して蒸発冷却をするという手順を経る必要があ る。現状では次章で述べるように準安定状態でのレーザー冷却が達成されている。しかしその準安定状態 の原子は、冷却に関与しない超微細準位や他の準安定状態へ緩和するほか接触相互作用が大きいため十分 な数の原子を集めるのが困難であり、後に続く量子相の探索といった実験を行うのに好ましくない。この ため、その準安定状態から元の基底状態へ戻してレーザー冷却を行うことになった。そこで新たに必要に なったのが、波長 1204 nm と 687 nm のレーザー光源である。波長 1204 nm の光は準安定状態から基底 状態へ戻す際に使用する光で、687 nm の光は基底状態でのレーザー冷却に使う光である。基底状態での レーザー冷却に利用する遷移の自然幅は狭い(97kHz)のでその冷却光源には、空間的に広い領域でレー ザー冷却を機能させるために遷移の飽和強度の数百倍程度の強度を賄う出力が必要で、また可能な限り温 度を下げるために遷移の自然幅より細い線幅が求められる。波長 1204 nm と 687 nm の光源にはいずれ も既存の ECDL(外部共振器型半導体レーザー)を使用することになったが、687 nm の光源は出力が足 りなかったので出力を増幅する必要があった。また、ECDL の線幅は一般に数百 kHz と広いので線幅を 狭窄化する必要もあった。そこで私は 687 nm の ECDL の出射を種光としてテーパーアンプという半導 体素子を使って増幅し、さらに線幅が細い共振器にレーザー光の周波数をロックして ECDL にフィード バックを掛けることで線幅の狭窄化も行うことにした。

本論文はの構成は次の通りである。第2章ではレーザー冷却の一般論を浚った後、Eu 原子のレーザー 冷却について述べる。第3章では基底状態 Eu のレーザー冷却に使う光源の開発で私が行った光源の出力 の増幅と線幅の狭窄化について述べる。最後に第4章で本研究についてまとめる。

### 第2章

## ユウロピウム原子のレーザー冷却

Eu 原子を使った新奇な物性現象の探索には Eu 原子気体の BEC が必要になる。しかし、Eu 原子気体 のレーザー冷却は前例が無い。そこで私が所属する研究室では紆余曲折を経て、次の手順をとれば Eu 原 子気体の BEC を得られる可能性があることを明らかにした [12]。

- 1. 固体の Eu を 500°C 程度で加熱して昇華させて、流束が十分に大きい基底状態 Eu 原子ビームをつ くる。
- 2. 原子ビーム中の Eu 原子を準安定状態に励起して、その準安定状態で Zeeman 減速をする。
- 3. 同じ準安定状態で Eu 原子の磁気光学トラップをする。
- 4. 基底状態に戻して Eu 原子の磁気光学トラップをする。
- 5. 磁気光学トラップ中の Eu 原子を光トラップに導入する。
- 6. 光トラップのポテンシャルの深さを制御することで蒸発冷却して Eu 原子気体の BEC を得る。

そしてこれまでの研究の結果、上記手順3までが実現された。そこで、本研究ではBECの実現に向け手順4を試みるべく、その準備を行った。この章では、文献 [13] を元に原子のレーザー冷却に関する一般的な事項を説明したうえで、Eu 原子の冷却に関するこれまでの研究を紹介する。

#### 2.1 中性原子気体のレーザー冷却

光を照射された原子がその光を吸収すると、光子が運動量を持つことから、運動量保存則に従ってその 原子は反跳運動量を得る。原子が光を吸収できるかどうかは原子のエネルギー準位と光の周波数に依存し ていて、適当な周波数のレーザー光を選択して原子に照射するとその光の方向に反跳運動量を与えること ができる。さらに、複数のレーザー光と磁場を組み合わせることで原子を真空中の1点に局在させる(ト ラップする)こともできる。この節ではその原理を説明する。

#### 2.1.1 原子による光の吸収と放出

原子に適当な光を照射すると原子は光と相互作用して、光を吸収したり放出したりする。ここでは簡単のため、原子をエネルギー *E*g の基底状態 |g> とエネルギー *E*e の励起状態 |e> から成る縮退の無い二準位

系として考える。この原子は 2 準位の間隔に等しいエネルギーを持つ光とだけ共鳴して強く相互作用す る。そのような光の周波数は ω<sub>eg</sub> = (*E*<sub>e</sub> – *E*<sub>g</sub>)/ħ である。

基底状態にある原子に共鳴する周波数  $\omega_{eg}$  の光を当てると、原子はその光のエネルギー密度<sup>\*1</sup> $\rho(\omega_{eg})$  に 比例する速さ  $B_{ge}\rho(\omega_{eg})$  で光を取り込んで励起状態に遷移する。これを光の吸収という。また、逆に励 起状態にある原子に共鳴する周波数  $\omega_{eg}$  の光を当てると、原子はその光のエネルギー密度  $\rho(\omega_{eg})$  に比例 する速さ  $B_{eg}\rho(\omega_{eg})$  で光を取り込んで基底状態に遷移する。これを光の誘導放出という。このとき放出 される光のモード(波数ベクトルの向きと偏光)は原子に当たっている光のモードに等しい。さらに、励 起状態にある原子は光の有無に関わらず一定の速さ  $A_{eg}$  で光を放出して基底状態に遷移する。これを光 の自然放出という。このとき放出される光のモードはランダムである。原子が1 個の光子を電磁場とや り取りして内部状態を変化させる過程は以上の3 つに尽きる。それぞれの過程についておいた比例係数  $A_{eg}, B_{eg}, B_{ge}$  は「Einstein の A 係数と B 係数」と呼ばれ、この3 つの係数の間には以下の関係がある。

$$A_{\rm eg} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} B_{\rm eg}, \quad B_{\rm ge} = B_{\rm eg}$$
(2.1)

周波数  $\omega_{\rm eg}$  の光のエネルギー密度が  $\rho(\omega_{\rm eg})$  である空間に基底状態にある原子が  $N_{\rm g}$  個、励起状態にある 原子が  $N_{\rm e}$  個あるとき、原子数の時間変化は次のレート方程式で記述される。

$$\frac{dN_{\rm e}}{dt} = N_{\rm g}B_{\rm ge}\rho(\omega_{\rm eg}) - N_{\rm e}B_{\rm eg}\rho(\omega_{\rm eg}) - N_{\rm e}A_{\rm eg}$$
(2.2)

$$\frac{dN_{\rm g}}{dt} = -\frac{dN_{\rm e}}{dt} \tag{2.3}$$

(2.2) 式は先述した 3 つの過程を経る励起状態原子数の増減を表し、(2.3) 式は系の原子数の保存を表して いる。光が存在しないとき ( $\rho(\omega) = 0$ ) には (2.2) 式は

$$\frac{dN_{\rm e}}{dt} = -N_{\rm e}A_{\rm eg} \tag{2.4}$$

となり、励起状態にある原子は時間とともに指数関数的に減少することが分かる。

$$N_{\rm e}(t) = N_{\rm e}(0) \exp[-A_{\rm eg}t]$$
 (2.5)

ここから計算される励起状態の原子の平均寿命 τ は

$$\tau = \frac{1}{A_{\rm eg}} \tag{2.6}$$

である。さらに、寿命の不確かさ Δτ は寿命の標準偏差で計算される。

$$\Delta \tau = \frac{1}{A_{\rm eg}} \tag{2.7}$$

ここで、Heisenberg の不確定性原理から、エネルギーの不確かさ  $\Delta E$  は

$$\Delta E \cdot \Delta \tau \sim \hbar \tag{2.8}$$

<sup>\*&</sup>lt;sup>1</sup>  $\rho(\omega)$ をエネルギー密度と称したが、その単位は J/m<sup>3</sup> ではなく J s/m<sup>3</sup> である。これは全ての周波数について足し合わせた 全エネルギー密度が  $\rho_{\text{total}} = \int_0^\infty \rho(\omega) d\omega$  で得られることを考えれば理解できる。

を満たすので遷移に関わる光の周波数の不確かさ Δν は次のようになる。

$$\Delta \nu = \frac{\Delta E}{h} \sim \frac{\hbar/\Delta \tau}{h} = \frac{1}{2\pi\Delta\tau} \sim \Delta\tau^{-1} = A_{\rm eg}$$
(2.9)

つまり、A<sub>eg</sub> は二準位原子に共鳴する光の周波数の不確かさに相当する。原子の蛍光スペクトルや吸収ス ペクトルは様々な要因から広がりを持つが、この不確かさは該当する遷移の線幅の原理的な最小値を与え る。周波数に対する強度分布は Lorentz 分布に従い、その半値全幅 Γ は自然幅<sup>\*2</sup> と呼ばれる。自然幅 Γ は Einstein の係数 A<sub>eg</sub> に等しく、自然幅 Γ から励起状態の寿命が 1/Γ とわかる。

#### 2.1.2 散乱力

波数 k の光子は運動量  $\hbar k$  を持つ。原子が k の光子を吸収すれば、運動量保存則に従って光子が持って いた  $\hbar k$  の運動量を原子は受け取る。原子が波数 k' の光子を放出すれば、光子が持っていった  $\hbar k'$  の運 動量を原子は失う。このようにして原子は光子の吸収や放出に伴って反跳運動量を得る。

2準位のエネルギー差が  $\hbar\omega_{A}$  で励起状態の寿命が  $1/\Gamma$  の二準位原子が、波数ベクトル  $k_{L}$  (周波数  $\omega_{L} := c|k_{L}|$ )の共鳴するレーザー光( $\omega_{L} \approx \omega_{A}$ )の中で平均して得る運動量を考える。原子が光を吸収 して励起し  $\hbar k_{L}$ の運動量を得ると、その原子は誘導放出か自発放出を経て基底状態に緩和する。原子が 光を誘導放出する場合、放出された光のモードはレーザー光のモードに等しいので、原子は  $\hbar k_{L}$ の運動 量を失う。この結果、光の吸収と誘導放出の 1 サイクルで原子が得る正味の運動量はゼロである。一方、 原子が光を自発放出する場合、放出された光のモードはランダムだから原子が自発放出過程で得る運動量 は平均するとゼロになる。この結果、光の吸収と自発放出の 1 サイクルで得る正味の運動量は  $\hbar k_{L}$  にな る。したがって、レーザー光の中の原子が実効的にゼロでない運動量を得るのは自発放出 1 回につき  $\hbar k_{L}$ であるといえる。

引き続き同じ二準位原子が波数  $\hbar k_{\rm L}$  (波長  $\lambda := 2\pi/|k_{\rm L}|$ )のレーザー光の中で感じる力を考える。レー ザー光の強度が I のとき、原子が励起状態にいる割合は次式で与えられる。

$$\rho_{\rm ee} = \frac{1}{2} \frac{I/I_{\rm sat}}{1 + I/I_{\rm sat} + 4\delta^2/\Gamma^2}$$
(2.10)

ここで、 $\delta := \omega_{\rm L} - \omega_{\rm A}$  は原子の共鳴周波数に対するレーザー光の周波数の離調で、 $I_{\rm sat} := \pi h c \Gamma / 3 \lambda^3$  は 遷移の飽和強度である。レーザー光の強度 *I* をどんなに大きくしても  $\rho_{\rm ee}$  が1に近づくことは無く、1/2 に漸近するのみである。一定の漸近をもたらすレーザー光強度の目安を与えるのが飽和強度  $I_{\rm sat}$  である。 原子が自発放出するのは励起状態にある場合だけだから、原子が自発放出するレート<sup>\*3</sup> $R_{\rm scatt}$  は

$$R_{\rm scatt} = \Gamma \rho_{\rm ee} \tag{2.11}$$

<sup>\*2</sup> 自然幅  $\Gamma$  の単位は明示的に書けば rad/s であり、角周波数に相当する物理量である。2π は無次元量であるため、掛けるか 否かには任意性がある。例えば「自然幅 97 kHz の光学遷移」という時の自然幅は周波数軸上における幅を言っている。光学 遷移の自然幅はこのように周波数で言う場合が多いようだ。寿命などを計算するときは角周波数に直さねばならない。自然 幅が 97 kHz ならば  $\Gamma = 2\pi rad \times 97 kHz = 6.1 \times 10^5 rad/s$  である。

<sup>\*3</sup> 単位時間当たりの度数のこと。

になる。原子は実効的に自発放出1回につき ħk<sub>L</sub>の運動量を受け取るので、原子が単位時間に平均して 受け取る運動量、すなわち原子が感じる平均的な力は次のように表せる。

$$\boldsymbol{F}_{\text{scatt}} = \hbar \boldsymbol{k}_{\text{L}} R_{\text{scatt}}$$
$$= \hbar \boldsymbol{k}_{\text{L}} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}} + 4\delta^2/\Gamma^2}$$
(2.12)

#### 2.1.3 Doppler 冷却

前小節では原子が静止している場合を考えた。ここではまず z 軸上を速度  $v_z$  で運動する二準位原子に ついて、z 軸の正方向と負方向から周波数  $\omega_L$  (波数  $k_L = \omega_L/c$ )の十分に弱い ( $I \ll I_{sat}$ )レーザー光 を照射したときに原子が感じる力を考える。原子は速度  $v_z$  で運動しているので、Doppler 効果により原 子は z 軸正方向から来る光の周波数を  $\omega_L + k_L v_z$ 、z 軸負方向から来る光の周波数を  $\omega_L - k_L v_z$  だと感じ る。レーザー光は十分に弱いので、対抗する 2 つのレーザー光が励起する原子数はそれぞれの強度に比例 すると考えてよい。よって、2 つのレーザー光について独立にその及ぼす力を考えてよく、原子が感じる 力は次のようになる。

$$F_{\rm molasses} = -F_{\rm scatt}(\omega_{\rm L} + k_{\rm L}v_z - \omega_{\rm A}) + F_{\rm scatt}(\omega_{\rm L} - k_{\rm L}v_z - \omega_{\rm A})$$
(2.13)

原子が十分に低速  $(k_{\rm L}v_z \ll \Gamma)$  であるときは、 $k_{\rm L}v_z$  について 1 次までの近似をとって

$$F_{\text{molasses}} \approx -\left(F_{\text{scatt}}(\omega_{\text{L}} - \omega_{\text{A}}) + k_{\text{L}}v_{z} \left.\frac{\partial F_{\text{scatt}}(\omega)}{\partial \omega}\right|_{\omega = \omega_{\text{L}} - \omega_{\text{A}}}\right) + \left(F_{\text{scatt}}(\omega_{\text{L}} - \omega_{\text{A}}) - k_{\text{L}}v_{z} \left.\frac{\partial F_{\text{scatt}}(\omega)}{\partial \omega}\right|_{\omega = \omega_{\text{L}} - \omega_{\text{A}}}\right) = -2k_{\text{L}}v_{z} \left.\frac{\partial F_{\text{scatt}}(\omega)}{\partial \omega}\right|_{\omega = \omega_{\text{L}} - \omega_{\text{A}}} = -\alpha v_{z}$$

$$(2.14)$$

とすることができる。定数  $\alpha$  はレーザー光の離調  $\delta = \omega_{\rm L} - \omega_{\rm A}$  を使って次のように表せる<sup>\*4</sup>。

$$\alpha = 2k_{\rm L} \frac{\partial F_{\rm scatt}(\delta)}{\partial \delta} \\ \approx 4\hbar k_{\rm L}^2 \frac{I}{I_{\rm sat}} \frac{-2\delta/\Gamma}{\left\{1 + (2\delta/\Gamma)^2\right\}^2}$$
(2.15)

離調  $\delta$  が負のとき  $\alpha$  は正になって  $F_{\text{molasses}}$  は粘性力になり、原子の z 軸上の運動は減速される。z 軸方向の運動エネルギーの時間変化は原子の質量を M とすれば、運動方程式を使って次のようになる。

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}Mv_z^2\right) = Mv_z\frac{dv_z}{dt} = v_zF_{\text{molasses}} = -\alpha v_z^2$$
(2.16)

<sup>\*4</sup>  $\Gamma \sim \delta \ll \omega_{\rm L}$  および  $I \ll I_{\rm sat}$  であることを使う。

同じレーザー光を直交する 3 軸について用意すれば、原子が感じる力は  $F_{
m molasses} = -\alpha v$  となり、全運 動エネルギー  $K = \frac{1}{2} M v^2$  の時間変化は 6 つの光が交わる領域内で

$$\frac{dK}{dt} = -\frac{2\alpha}{M}K\tag{2.17}$$

となり、原子の運動エネルギーは時定数 *M*/2α で 0 に漸近する。このようにして冷却された原子はレー ザー光の中で長時間滞留することになる。そうしてできた原子集団は光モラセスと呼ばれる。

#### 2.1.4 Doppler 冷却限界

離調を遷移周波数に対して負に取った光の中で原子は粘性力を感じるが、原子が完全に静止してしまう ことは無い。原子は光子を通じてその運動量を変化するため原子の運動量は離散的に変化し、またその変 化は時間軸上で等間隔に起こるわけではない。これらのゆらぎを考慮すると、原子が単一のレーザー光か ら受ける力は次のようなる。

$$\boldsymbol{F} = \boldsymbol{F}_{abs} + \delta \boldsymbol{F}_{abs} + \boldsymbol{F}_{spont} + \delta \boldsymbol{F}_{spont}$$
(2.18)

光の吸収で感じる力  $F_{abs}$  は平均して  $\overline{F_{abs}} = F_{scatt}$  であり、光の自発放出で感じる力  $F_{spont}$  は平均して  $\overline{F_{spont}} = 0$  であることは前小節で述べたとおりである。

力のゆらぎ  $\delta F_{abs}$  と  $\delta F_{spont}$  の効果について、まず z 軸の 1 方向から光を照射する場合を考える。自発 放出はランダムな方向に平均反跳速度  $v_r := \hbar k_L/M$  を与えることで、速度空間上のランダムウォークを 原子にもたらす。1 ステップの大きさが 1 のランダムウォークを N ステップを行うと開始位置から  $\sqrt{N}$ だけ離れることが知られている<sup>\*5</sup>。原子は時間 t の間に平均して  $N = R_{scatt}t$  回光子を放出するので、原 子の速度の自乗は時間 t の間に平均して次の量だけ変化する。

$$(\overline{\boldsymbol{v}^2})_{\text{spont}} = R_{\text{scatt}} t \times v_{\text{r}}^2$$
 (2.19)

光の吸収は自発放出に先立つものだけを考えればよいので、時間 t の間の光の吸収も平均して  $\mathcal{N} = R_{\text{scatt}}t$  回であると考える。ただ、時間 t の間に光を吸収する回数は確率的に変動する。Poisson 分布を仮定すれ ば、その回数は標準偏差にして  $\sqrt{\mathcal{N}}$  だけ変動する。これにより、レーザー光に沿った方向の速度成分が ゆらぐ。

$$(\overline{v_z^2})_{\rm abs} = R_{\rm scatt} t \times v_{\rm r}^2 \tag{2.20}$$

3 軸についてそれぞれ 2 方向からレーザー光を照射すれば、各軸について速度の自乗の変化は時間 *t* の 間で

$$(\overline{v_i^2})_{\text{abs}} = (\overline{v_i^2})_{\text{spont}} = R_{\text{scatt}} v_{\text{r}}^2 t \qquad (i = x, y, z)$$
(2.21)

となり\*6、運動エネルギーの時間変化は2.16式に手を加えて次のようになる。

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}Mv_i^2\right) = R_{\text{scatt}}Mv_{\text{r}}^2 \times 2 - \alpha v_i^2 \qquad (i = x, y, z)$$
(2.22)

<sup>\*5</sup> 開始地点と終点の間の距離の自乗の期待値を素朴に計算すればよい。

<sup>\*6</sup> 自発放出される光の方向は照射しているレーザー光の偏光に依存するが、同じ偏光の光を3軸で照射すれば、速度のゆらぎ は3軸について等しくなる。

定常状態では時間微分の項がゼロになり、速度の自乗の平均は

$$\overline{v_i^2} = M v_r^2 \frac{2R_{\text{scatt}}}{\alpha} \qquad (i = x, y, z)$$
(2.23)

であることがわかる。エネルギーの等分配則により、各軸の運動エネルギーは温度 T の下で  $\frac{1}{2}M\overline{v_i^2} = \frac{1}{2}k_{\rm B}T$ になるので、2.10, 2.11, 2.15 式より、

$$k_{\rm B}T = \frac{\hbar\Gamma}{4} \frac{1 + (2\delta/\Gamma)^2}{-2\delta/\Gamma}$$
(2.24)

となる。右辺は $\delta = -\Gamma/2$ のときに最小値をとる。

$$k_{\rm B}T_{\rm D} = \frac{\hbar\Gamma}{2} \tag{2.25}$$

これが Doppler 冷却によって得られる最も低い温度である。この温度  $T_{\rm D}$  は Doppler 限界温度と呼ばれる。

#### 2.1.5 磁気光学トラップ(MOT)

原子の遷移周波数に対して負に離調をとったレーザー光を6方向から照射することで、運動する原子を3軸について冷却できることをDoppler 冷却の小節で見た。そこにさらに図2.1のように一対のコイルで磁場を印加し、照射するレーザー光の偏光を適当に選択すると原子をトラップすることができる。このトラップの方法は磁気光学トラップ(MOT: Magneto-Optical Trap)と呼ばれる。以下にその原理をまとめる。

図 2.1 のようなコイルの配置はヘルムホルツコイルというが、特に 2 つのコイルに逆向きの電流を流す 場合はアンチヘルムホルツコイルと呼ばれる。2 つのコイルを z 軸を中心として原点に対称に置くとき、 原点近傍の磁束密度は

$$\boldsymbol{B} = -\frac{b}{2}x\boldsymbol{e}_x - \frac{b}{2}\boldsymbol{e}_y + bz\boldsymbol{e}_z \tag{2.26}$$

となっている<sup>\*7</sup>。ただし、図のように電流を流すときは*b* > 0 である。

簡単のため、全角運動量が基底状態で F = 0、励起状態で F' = 1の二準位原子が z 軸上で受ける力を 考える。アンチヘルムホルツコイルによって磁場が印加されると、ゼーマン効果によって励起状態の磁気 副準位  $(m_{F'} = 0, \pm 1)$ の縮退が解ける。エネルギー  $E_e$  からのそのずれは次のとおりである。

$$\hbar\Delta\omega = m_{F'}g\mu_{\rm B}bz \tag{2.27}$$

ただし、g(> 0) は Lande の g 因子、 $\mu_{\rm B}$  は Bohr 磁子であり、量子化軸<sup>\*8</sup>は z 軸正方向にとった。基底 状態の磁気副準位は  $m_F = 0$  のみで磁場の影響を受けない。ここに、z 軸正方向と負方向からそれぞれ

<sup>\*&</sup>lt;sup>7</sup> アンチヘルムホルツコイルが z 軸上の原点近傍に作る磁場は Biot-Savart の法則で計算できる。これに加えて  $\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0$  と z 軸に関する系の対称性を利用すれば原点の近傍について磁場が求められる。

<sup>\*8</sup> ここでは角運動量の射影をとる軸を指す。



図 2.1 磁気光学トラップ。上下のコイルには互いに逆方向に電流が流れている。3 軸についてそれぞ れ 2 方向から適切な円偏光の光を入射すると、中心付近に原子気体を集められる。

 $\sigma^-$  偏光と  $\sigma^+$  偏光\*9 のレーザー光を照射すると、2 つのレーザー光による散乱力の合力は強度が小さい ( $I \ll I_{sat}$ )という条件の下で

$$F_{\rm MOT} = -F_{\rm scatt}^{\sigma-} \left(\omega_{\rm L} + k_{\rm L} v_z - (\omega_{\rm A} - \beta z)\right) + F_{\rm scatt}^{\sigma+} \left(\omega_{\rm L} - k_{\rm L} v_z - (\omega_{\rm A} + \beta z)\right)$$
(2.28)

となる。ただし、 $\beta = g\mu_{\rm B}b/\hbar$  である。 $k_{{\rm Lv}_z}$  と  $\beta z$  について 1 次までの近似をとると 0 次の項は相殺されて

$$F_{\rm MOT} \approx -2 \frac{\partial F(\omega_{\rm L} - \omega_{\rm A})}{\partial \omega_{\rm L}} k_{\rm L} v_z + 2 \frac{\partial F(\omega_{\rm L} - \omega_{\rm A})}{\partial \omega_{\rm A}} \beta z$$
(2.29)

となる。 $\partial F(\omega_{\rm L}-\omega_{\rm A})/\partial\omega_{\rm L} = -\partial F(\omega_{\rm L}-\omega_{\rm A})/\partial\omega_{\rm A} = \alpha/2l_{\rm L}$ だから、

$$F_{\rm MOT} = -\alpha v_z - \frac{\alpha \beta}{k_{\rm L}} z \tag{2.30}$$

とできて、原子には粘性力 (第1項)の他に原点への復元力 (第2項)もはたらくことがわかる。他の2軸 についても同様にレーザー光を照射すると、原子を3軸について冷却し閉じ込めることができる。原子の 冷却を担っているのは 2.30 式の粘性力の項を見ればわかるとおり Doppler 冷却に相違ない。このため、

<sup>\*9</sup>  $\sigma^+$  偏光の光は量子化軸に沿った方向に + $\hbar$ の角運動量を持つ。ゼーマン効果が効く程度の磁場下では、角運動量保存則か ら  $\sigma^+$  偏光の光は基底状態の原子を励起状態の  $m_{F'} = +1$ の磁気副準位に選択的に励起する。同様に、 $\sigma^-$  偏光の光は - $\hbar$ の角運動量を持ち、基底状態の原子を励起状態の  $m_{F'} = -1$ の磁気副準位に選択的に励起する。 $\sigma^+$  や  $\sigma^-$  といった名前は ここに由来する。量子化軸を z 軸正方向にとる場合、z 軸正方向から入射する  $\sigma^+$  偏光の光は左円偏光であり、z 軸負方向か ら入射する  $\sigma^+$  偏光の光は右円偏光である。ここでいう右と左は、定点で光に対向して光の電場ベクトルを観察したときの 電場ベクトルの回転方向である。

トラップされた原子集団の温度の下限は Doppler 限界温度  $T_{\rm D}$  に等しい\*<sup>10</sup>。ここでは、全角運動量が基 底状態で F = 0、励起状態で F' = 1 である場合の MOT を考えたが、全角運動量が大きい場合でも適当 な光学遷移があれば MOT は可能である。原子を冷却するには何度も自発放出をさせる必要があるので、 その光学遷移には上準位に励起された原子が元の下準位に戻ることと、下準位に戻った原子を元の上準位 に励起できることが求められる。このように、何度も繰り返し利用できる光学遷移をサイクリック(循環 的)な遷移という。MOT には円偏光の光を使うので上準位の全角運動量が下準位以下であると、下準位 の磁気副準位の一部は励起できずサイクリックな遷移にならない。このため MOT では、上準位の全角運 動量が下準位より  $\hbar$  だけ大きいような光学遷移が使われる。

#### 2.2 ユウロピウム原子のレーザー冷却

固体の Eu 原子の飽和蒸気圧は極めて小さい (≪10<sup>-9</sup> Pa) ので、Eu 原子気体を得るために実験では固体の Eu をオーブン<sup>\*11</sup>で 500 °C 程度まで加熱している。加熱することで飽和蒸気圧は上がり、固体の Eu が昇華して Eu 原子気体が得られる。この Eu 原子気体中の Eu 原子の平均速度は 300 m/s 程度であり、これを MOT によって冷却するために減速領域は少なくとも 80 cm<sup>\*12</sup> 必要となる。直径 80 cm の領域にわたって MOT に適した磁場を成すコイルは大きくて邪魔になるうえ、MOT に適した単色性と安定性と均一性を備えた直径 80 cm の光を用意しなければならないことを考えれば、これがいかに非現実的かがわかる。そこで、あらかじめオーブンの開口部から出てくる原子気体の運動の立体角をスリットを使って制限して Eu 原子ビームを作り、Zeeman 減速<sup>\*13</sup> という技術を使って 10 m/s 程度まで減速しておく。すると、MOT が機能しなければならない領域は直径 3 mm 程度で済むようになる。

Eu 原子気体のレーザー冷却には当初、一貫して基底状態  $a^8S_{7/2}$  を下準位に持つ光学遷移を利用するこ とを予定していた。図 2.2 に Eu 原子のエネルギー準位を、表 2.1 に基底状態 Eu 原子の冷却に利用可能 な光学遷移として挙げられた候補を示す。表 2.1 中の反跳速度を見れば分かるように、300 m/s で運動す る原子を現実的な MOT で捕獲するには Zeeman 減速の過程で  $10^5$  回程度光子を散乱する必要がある。  $a^8S_{7/2}$ - $y^8P_{9/2}$ の遷移は自然幅が大きいため、光子の散乱レートが大きく 20 cm 程度で減速が可能である のに対し、他の遷移では 10 m 以上必要であることから、この遷移が Zeeman 減速に利用する遷移の候補 となった。そして、Doppler 限界温度が低く、光源の準備が容易な  $a^8S_{7/2}$ - $z^{10}P_{9/2}$ の遷移を MOT に利 用することとした [14]。

しかし、Zeeman 減速を試みる実験の過程で、a<sup>8</sup>S<sub>7/2</sub>-y<sup>8</sup>P<sub>9/2</sub>の遷移の分枝比<sup>\*14</sup> が大きい可能性が示

$$k_{\rm B}T_{\rm r} = \frac{(\hbar k_{\rm L})^2}{M}$$

<sup>\*10</sup> 現実には光が交差する領域に形成される光定在波の下で機能する偏光勾配冷却という機構がはたらく。これにより、原子集 団の温度の下限は光子の反跳速度に対応する反跳限界温度 T<sub>r</sub> まで下がる。

<sup>\*11</sup> 後述する磁気光学トラップ等の実験を行う真空槽のうち、加熱するための部分のこと。

<sup>\*&</sup>lt;sup>12</sup> 準安定状態 Eu 原子の MOT で使う光学遷移 a<sup>10</sup>D<sub>13/2/2</sub>-z<sup>10</sup>F<sub>15/2/2</sub> の場合。

<sup>\*&</sup>lt;sup>13</sup> 運動する原子に対して共鳴する光を正面から当てると原子は散乱力で減速されるが、Doppler 効果の大きさが変化してその 光は共鳴から外れてしまう。この Doppler 効果の大きさの変化を Zeeman 効果によって補償しながら所望の速度まで減速 する技術を Zeeman 減速という。

<sup>\*14</sup> 励起した原子が元の状態に戻らずに他の状態に至る確率。



図 2.2 Eu のエネルギー準位。基底状態 Eu 原子の冷却に利用できると期待された光学遷移の候補も示してある。

	$a^8S_{7/2}$ -y <sup>8</sup> P <sub>9/2</sub>	$a^8S_{7/2}$ - $z^8P_{9/2}$	$a^8S_{7/2}\text{-}z^{10}P_{9/2}$
波長 (真空)	$459.5\mathrm{nm}$	$602.0\mathrm{nm}$	$686.6\mathrm{nm}$
自然幅	$2\pi \times 27 \mathrm{MHz}$	$2\pi{\times}150\mathrm{MHz}$	$2\pi \times 97 \mathrm{MHz}$
反跳速度	$5.8\mathrm{mm/s}$	$4.4\mathrm{mm/s}$	$3.8\mathrm{mm/s}$
Doppler 限界温度	$650\mu\mathrm{K}$	$3.6\mu\mathrm{K}$	$2.3\mu\mathrm{K}$

表 2.1 基底状態 Eu 原子の冷却に利用可能とされた遷移の候補

唆され、分光を行ったところ分枝比は 10<sup>-3</sup> 程度であることが明らかになった [15]。これは 10<sup>5</sup> 回も光子 を散乱できる原子がほとんどいないことを意味する。そこで着目されたのが a<sup>10</sup>D<sub>13/2</sub>-z<sup>10</sup>F<sub>15/2</sub> 遷移であ る。光学遷移<sup>\*15</sup> で許容される緩和先を a<sup>10</sup>D<sub>13/2</sub> 状態は持たず、z<sup>10</sup>F<sub>15/2</sub> 状態は a<sup>10</sup>D<sub>13/2</sub> の他に持たな い。このため、a<sup>10</sup>D<sub>13/2</sub> 状態は準安定状態に、a<sup>10</sup>D<sub>13/2</sub>-z<sup>10</sup>F<sub>15/2</sub> 遷移は閉じた光学遷移になり、分枝比が 極めて少ないことが高い確度で期待された。また、この遷移の自然幅は 8.2 MHz と大きく、300 m/s の原 子を 1 m 程度の実験上現実的な距離で減速可能である。そこで、図 2.3 に示す遷移を利用して、a<sup>10</sup>D<sub>13/2</sub> 準安定状態を使った Zeeman 減速を行い、同じ遷移を使って MOT も実現した [12]。捕獲された原子集 団の温度は 50 µK 程度で、原子数は 1 × 10<sup>7</sup> 程度だった。a<sup>10</sup>D<sub>13/2</sub> 準安定状態の原子を用意する方法は 次の通りである。まず、当初 Zeeman 減速に使おうとした a<sup>8</sup>S<sub>7/2</sub>-y<sup>8</sup>P<sub>9/2</sub> 遷移の分枝比が大きいことを利 用して、基底状態  $a^8S_{7/2}$  にある原子を  $a^{10}D_{11/2}$  準安定状態に励起する。そして、 $y^{10}P_{11/2}$  状態の原子 の多く (76 %) が  $a^{10}D_{13/2}$  準安定状態へ緩和することを利用して、 $a^{10}D_{11/2}$ - $y^{10}P_{11/2}$  遷移によって原子 を  $a^{10}D_{13/2}$  準安定状態に励起する。



図 2.3  $a^8S_{7/2}$  基底状態から  $a^{10}D_{13/2}$  準安定状態へ輸送する遷移。

こうして Eu 原子の MOT は実現されたのだが、 $a^{10}D_{13/2}$  準安定状態での MOT は後に続く光ト ラップへの導入やその後の BEC を対象とした実験を行ううえでいくつかの問題を孕んでいた。1 つ は原子数が十分でないという問題である。50 µK の原子集団から BEC を作るには経験的に 10<sup>8</sup> 個程 度の原子が必要とされる。原因の 1 つとして挙げられたのが、 $z^{10}P_{11/2}$  状態を経由した  $a^{10}D_{13/2}$  及び  $z^{10}F_{15/2}$  状態からの  $a^{10}D_{9/2}$  や  $a^{10}D_{11/2}$  状態への緩和である。この点については  $a^{10}D_{9/2}$ - $y^{10}P_{11/2}$  遷移を利用して  $a^{10}D_{13/2}$  準安定状態に戻すことで緩和された。また別の原因と しては原子の衝突に伴う加熱が挙げられた。中でも hyperfine changing collision[16] は  $a^{10}D_{13/2}$  準位の 超微細構造に由来する。図 2.4 に  $a^{10}D_{13/2}$  準位の超微細構造を示す。MOT では  $a^{10}D_{13/2}$  準安定準位の うち  $|F = 9\rangle$ の超微細状態を使っており、2 原子の衝突によってエネルギーの低い状態  $|F = 8\rangle$  に落ちて エネルギーの差分を運動エネルギーとして得ることで加熱するのである。これは MOT の後に行う光ト ラップにおいても、最も磁気モーメントが大きな状態  $|F = 9\rangle$  から他の超微細状態への緩和の原因として 問題になると予想される。

そこで、準安定準位  $a^{10}D_{13/2}$  で冷却された原子を再び基底状態に戻し、当初の予定通り  $a^8S_{7/2}$ - $z^{10}P_{9/2}$ 遷移を使って MOT を行うこととなった。図 2.4 に  $a^8S_{7/2}$  基底状態の超微細構造も示す。 $a^8S_{7/2}$  準位は 冷却に使用する状態  $|F = 6\rangle$  のエネルギーが最も低いため、大きな分枝比を持つ可能性があることを除け ば波長 687 nm の  $a^8S_{7/2}$ - $z^{10}P_{9/2}$  遷移は理想的な遷移である。

 $a^{10}D_{13/2}$ 準安定状態にある原子は図 2.5 に示す光学遷移を利用して  $a^8S_{7/2}$  基底状態に戻す。その際に は先述した  $z^{10}P_{11/2}$  準位を経由した緩和を利用する。また、 $a^{10}D_{11/2}$  状態から  $a^8S_{7/2}$  基底状態に戻す 際は  $a^{10}D_{11/2}$ -y<sup>8</sup>P<sub>9/2</sub> 遷移(波長 1204 nm)の  $a^8S_{7/2}$  状態への分枝比がほぼ 1 であることを利用する。



図 2.4  $a^8S_{7/2}$  基底状態と  $a^{10}D_{13/2}$  準安定状態の超微細構造。エネルギーのスケールは揃えていないので注意されたい。



図 2.5  $a^{10}D_{13/2}$  準安定状態から  $a^8S_{7/2}$  基底状態へ輸送する遷移。

### 第3章

# 基底状態における MOT の実現に向けた 光源系の準備

準安定状態 Eu 原子の MOT は過去の研究で既に達せられていた [12]。第 2.2 節で述べたように、基底 状態 Eu の MOT を行うためには新たに波長 1204nm の光と波長 687nm の光が必要になったが、波長 1204nm の光源は既に研究室に存在していて使用する用意ができていたので、私は波長 687nm の光源の 開発を行った。

#### 3.1 冷却光に求められる線幅と強度

初めて MOT を試みるとき、適当なパラメータ(磁場勾配や冷却光の強度および離調)が不明である場 合はそのパラメータの探索から始めることになる。その際、設定できるパラメータの範囲が十分に広くな かったり、時間的に安定にパラメータを設定できなかったりすると適当なパラメータを発見することがで きない。このため、冷却光の出力と周波数には、時間的に安定であることと利用可能なパラメータの範囲 が十分に広いことが求められる。このうち、周波数の可変性と出力の安定性は後述する外部共振器型半導 体レーザー(ECDL)によって確保するので、そこに十分な周波数安定性と十分に大きな出力を付与すれ ば良い。

基底状態 Eu 原子の MOT を行うとき、同じ四重極磁場中の準安定状態 Eu 原子の MOT から a<sup>10</sup>D<sub>11/2</sub> 状態に漏れた原子を基底状態に落とすことで原子を供給するので、準安定状態の MOT の原子集団の大き さ(~0.3 mm)より十分に大きなトラップ領域が必要である。四重極磁場による磁場勾配は基底状態原子 の供給源である準安定状態 MOT のために大きく変えることができないので、トラップ領域を広げるため に基底状態 MOT の冷却光の離調を大きくとることになる。基底状態 MOT で冷却に利用する遷移の自 然幅は狭い (97 kHz)ため、離調を大きくとると MOT の中心付近では減速された原子は冷却光を吸収し なくなって粘性力がはたらかなくなる ((2.15))。すると、原子集団の温度は下がらずトラップポテンシャ ルの浅い領域に留まるので、原子が MOT から逃れやすく原子数が増えない。しかし、(2.15) 式からわか るとおり、冷却光の強度を大きくすればこれを相殺することができる。上妻研究室ではイッテルビウム (Yb)原子を  ${}^{1}S_{0} - {}^{3}P_{1}$ の狭線幅遷移 (181 kHz)を使って冷却しており [17]、その冷却光の強度を参考に すると、基底状態 Eu 原子の冷却光の強度は鉛直方向で 1000*I*sat 程度、水平方向でその半分あれば十分で あると推測できる。実際に使用する光学素子の大きさを考慮して、冷却光のビーム径を最大 15 mm 程度 とすれば冷却光全体で最大 150 mW の出力が必要になる。基底状態 Eu 原子を光トラップに導入するに はあらかじめ原子集団を十分に冷やしておく必要があり、基底状態 MOT に利用する遷移の Doppler 限 界温度まで冷却できるのが理想的である。2.1.4 小節で見たように、Doppler 限界温度に到達できるのは 冷却光の離調が –Γ/2 に等しいときであり、その近傍まで冷却するには自然幅 Γ 程度の周波数安定性が 求められる。以上の検討の結果、冷却光の出力は全体で 150 mW 程度必要で、また冷却光の線幅は冷却 に利用する遷移の自然幅 97 kHz より細ければ十分であると判断した。

#### 3.2 冷却光の光源

基底状態 Eu 原子の MOT の冷却に利用する光学遷移の波長は 687 nm である。研究室には波長 687 nm の外部共振器型半導体レーザー(ECDL)があったので、これを冷却光の光源とすることにした。

ECDL は半導体レーザーの利得媒体の外部に跨る共振器を持ち、その共振器長を変化させることで発 振波長を操作することができるレーザー光源である。ECDL にはいくつか種類があるが研究室にあった のは Littrow 型と呼ばれるもので、主に半導体レーザーとコリメートレンズ、反射型回折格子から成る。 図 3.1 に Littrow 型 ECDL の概略を示す。半導体レーザーから出射した光をコリメートして回折格子に 入射させると、1 次の回折を起こした光は周波数について空間的に分離される。分離したうちの一部が 半導体レーザーに戻るように回折格子を配置することで特定の周波数の光を半導体レーザーに戻すこと ができる。さらに、回折格子で反射した光が半導体レーザーに入射することにより、回折格子と半導体 レーザー後端の間で共振器が形成される。この共振器に共振する周波数でレーザーは発振することにな る。Littrow 型 ECDL で得られるレーザー光の線幅は一般に1 MHz 以下である。

研究室にあった波長 687 nm の ECDL の出力を測定したところ 24 mW で、冷却光に必要な出力 150 mW に足りない。また、線幅については特に狭窄化する手立ては講じていないので数百 kHz 程度で あると推測され、自然幅 97 kHz より広い。よって、ECLD の線幅を狭窄化し、さらに出力は増幅するこ ととした。



図 3.1 Littrow 型外部共振器型半導体レーザー(ECDL)の概略。発振周波数が回折格子の角度に依存することを誇張してある。

#### 3.3 冷却光の出力の増幅

#### 3.3.1 冷却光の光学系

実際に組んだ光学系の写真を図 3.2 に示す。ECDL の出射の増幅には Eagleyard 社のテーパーアンプ (型番: EYP-TPA-0690-00500-2003-CMT02-0000)を使用した。このテーパーアンプに 1.00 A の電流を 流すと、波長 685 nm から 689 nm の入射光 20 mW を 500mW 程度まで増幅する。

テーパーアンプとは、光の増幅を行う領域が二等辺三角形状に分布しているレーザーダイオードであ る。二等辺三角形の頂点側からレンズで絞ってレーザー光を入射させると、周波数や位相はそのままに入 射したレーザー光を増幅して出射する。出射光の断面の強度分布は一般には矩形状で、二等辺三角形の底 辺に沿った方向と二等辺三角形の厚み方向で広がり角が異なるため、非球面凸レンズの他にシリンドリカ ルレンズも使って最終的にコリメートに近いレーザー光を得る。

光学系の中で光学素子をレーザー光が通過するとその一部は反射し、もと来た経路を辿って ECDL や テーパーアンプの出射側に入射する場合がある(このように入射する光を戻り光という)。これは光の増 幅を担う半導体素子の動作を不安定化するほか、場合によっては不可逆的な損傷を負わせる可能性がある。 これを防ぐため、一方向にのみ光を透過するアイソレータという光学素子を ECDL やテーパーアンプの 出射側の直後に置いた。テーパーアンプの出射側には Thorlab 社のアイソレータ(型番: IO-5-670-HP) を使用し、波長 687 nm の戻り光について -37 dB の減衰を得られることを確認した。

#### 3.3.2 評価

今回組んだ光源系の概略と光路上の各点におけるレーザー光の出力を図 3.3 に示す。テーパーアンプで 得られる出射の出力は 440 mW に達し、戻り光を防ぐアイソレーターと MOT を行う系を置いている台 に光を運ぶ光ファイバーを経て、最終的に利用可能な冷却光として 150 mW のパワーの光を得た。これ は、MOT を行うのに必要になると推測した冷却光の出力程度であり、今後の基底状態ユウロピウム原子 の MOT を行うのに出力の上では支障のない光源ができたといえる。

テーパーアンプに流す電流とテーパーアンプの出射光出力の関係を図 3.4 に示す。入力電流が 1.00 A のときの出射の出力は 500mW 程度に至っていない。1 つの原因としては、テーパーアンプに入射する 光の強度が ECDL の出射の出力 (24 mW) からアイソレータを経てやや減り (18 mW)、テーパーアンプ の出射の出力を飽和させるのに必要な 20 mW 程度にやや及ばないことが挙げられる。また他の原因とし て、テーパーアンプの入射光として適当な光の形状と、実際に入射させている光の形状が合致していない 可能性が挙げられる。しかしいずれにせよ図 3.4 を見る限りでは特に異常なふるまいは見られないうえ、 先述した通り今後の実験を行うにあたって必要になるパワーは確保されているので特に何か手を加える必 要はないと判断した。



図 3.2 実際に組んだ 687 nm 光源の写真

#### 3.3.3 基底状態における MOT の試行

基底状態 Eu 原子の MOT を行うために新たに必要になった 2 つの光源 (波長 1204 nm と 687 nm) が 揃ったので、基底状態における MOT を試みることができる状態に至った。そこで、準安定状態 Eu 原子 の MOT から磁性量子気体の実験に向けて歩を進めるべく基底状態での MOT を試みた。

#### 装置

もし基底状態で MOT ができていれば、基底状態で捕獲されている原子集団は波長 687 nm の蛍光を発 する。よって、この 687 nm の蛍光を観測すれば基底状態での MOT ができているか否かを判定できる。 この考え方の下で基底状態 Eu 原子の MOT を試みる際に使用した装置の概略を図 3.5 に示す。以下で装 置の各部の説明をする。

基底状態の MOT は準安定状態の MOT を行いながら試みる。基底状態の MOT の冷却光に使用する



図 3.3 組んだ光源系の概略。ECDL の出射をテーパーアンプで増幅している。図中の数字はそれぞれ矢印が指す位置における光の出力を示す。アイソレータはダイオードを傷める戻り光を防ぐが光を 減衰させてしまう。



図 3.4 テーパーアンプ (TA) 出射の出力の入力電流依存性

遷移は自然幅が狭く捕獲速度域が小さいので、十分に減速された基底状態 Eu 原子の供給源として準安定 状態の MOT を利用する必要があるためである。この実験は準安定状態の MOT で 3 × 10<sup>6</sup> 個程度の原 子が捕獲されている状態で行った。準安定状態の Eu 原子の MOT については既に第 2.2 節で説明したの でここでは改めて説明しない。

準安定状態  $a^{10}D_{13/2}$  で MOT を行っていると別の準安定状態  $a^{10}D_{11/2}$  に  $1s^{-1}$  のレートで原子が漏 れ、準安定状態で捕獲されている原子集団の周辺一帯に  $a^{10}D_{11/2}$ -y<sup>8</sup>P<sub>9/2</sub> 遷移に共鳴する 1204 nm の光 を照射すれば準安定状態 MOT から漏れた原子のほぼ全てを基底状態  $a^8S_{7/2}$  に戻せることは第 2.2 で説 明した通りである。実験では出力 11.2 mW、直径 5 mm、波長 1204 nm の遷移に共鳴する光を使って基 底状態への輸送を行った。この遷移の飽和強度は高々 0.35  $\mu$ W/cm<sup>2</sup> であり、これに対してレーザー光の 強度は 50 mW/cm<sup>2</sup> 程度であるから強度は十分であるといえる。原子集団の大きさは直径 0.3 mm 程度 でその温度は 200  $\mu$ K 以下である [12] から、レーザー光の中心に原子集団があれば準安定状態 MOT から 漏れてレーザー光から外れるまでの時間は少なくとも 13 ms で、励起状態  $y^8P_{9/2}$ の寿命 6 ns より大きい ので照射領域の大きさも十分であるといえる。レーザー光の周波数は 100 MHz の精度がある Advantest 社の波長計(TQ8325)で監視し、1204 nm ECLD の回折格子の位置を調節して遷移に共鳴する周波数 248.93775THz に合わせた。1204 nm のレーザー光の位置合わせは、博士課程の宮澤さんに行っていただ



図 3.5 基底状態ユウロピウム原子の MOT を観測する系の概略。原子ビームの生成から MOT に至 るまで真空中で行われる。準安定状態 MOT と基底状態 MOT の冷却光は重ねて照射する。準安定状 態 MOT は PMT で、基底状態 MOT は CCD で蛍光を観測することで存在を確認する。

いた。その方法は 583 nm の遷移に共鳴する細いレーザー光を 1204 nm のレーザー光に重ねて一緒に経 路を変え、蛍光量が最も少なくなる位置を探すというものである。遷移に共鳴するレーザー光が準安定 状態 MOT の原子集団に当たれば原子は MOT から弾き出されて準安定状態の MOT ができなくなり、 583 nm の蛍光量が減少することを利用している。

以上の構成は十分に減速された基底状態の原子を MOT 領域近傍(直径 ≲1 cm)に供給する。ここ に適切な強度、周波数、円偏光の 687 nm レーザー光を当てれば基底状態の MOT ができる。実験で は出力は鉛直方向で 6 mW、水平 2 方向で各 3.2 mW、直径は全て 8 mm とした。これは冷却光に使う a<sup>8</sup>S<sub>7/2</sub>-a<sup>10</sup>D<sub>9/2</sub> 遷移の飽和強度 39 µW/cm<sup>2</sup> の 160 倍である。レーザー光の直径は大きいほうが MOT を行うには良いが、強度は保つ必要があるので直径を大きくすれば真空容器に入射する出力が大きくな る。すると真空容器の窓で散乱されるレーザー光の出力が増加し、蛍光観測における迷光となって観測 の邪魔になるので、蛍光を観測するためにはレーザー光の直径は小さいほうが良い。今回供給される基 底状態原子はあらかじめ冷却されているので、MOT の有効な領域は基底状態原子が供給される領域を覆 える程度であれば十分であるとした。波長 687 nm の光の周波数基準は 3 つ使用した。1 つは準安定状 態の MOT への原子の供給源として使用している原子ビームとは別に用意した原子ビームで、これに光 を当てると適当な周波数であるときに蛍光を発するのでこれを絶対的な周波数基準とした。さらに、補助的な絶対的周波数基準として HighFinesse 社の波長計 (型番: WS-7)を使用した。もう1つは走査型 Fabry-Perot 共振器で、この共振器に光の周波数をロックすることで相対的な周波数基準とした。共振器 長を操作することでロックされた光の周波数を変えることができる。

原子集団による 687 nm の蛍光の観測には Allied Vision 社の CCD カメラ(型番: Guppy Pro F-125B) を使用した。CCD カメラの撮像面の位置合わせは準安定状態で捕獲された原子集団を CCD カメラで観 察しながら像が明瞭になるように行った。基底状態の MOT に使用する四重極磁場と準安定状態の MOT に使用する四重極磁場は全く同一のものであるから、捕獲された基底状態の原子集団は準安定状態の原子 集団の近傍に存在する。このため、基底状態原子集団が発する蛍光も CCD カメラの同じ撮像面上に結像 するのである。

MOT を行う真空容器内からの光には、波長 687 nm の光の他に、準安定状態で MOT に使っている波 長 583 nm の光も存在する。準安定状態での MOT に使用している遷移の自然幅(8.2 MHz)は基底状態 での MOT に使用している遷移の自然幅(97 kHz)よりとても大きいので、特に基底状態で捕獲されてい る原子集団と同じ四重極磁場下で近傍に捕獲される準安定状態原子集団が発する強い蛍光は、基底状態 原子集団の蛍光を CCD カメラで観測するうえで大きな障害になる。そこで CCD カメラ前に Edmund Optics 社の蛍光用バンドパスフィルタ (中心波長 697 nm、帯域幅 75 nm、透過遮断域で OD > 6)を置く ことでこれに対応した。さらに、原子集団を結像させるレンズ系の中に絞りを置くことで、付近の光学 素子や真空容器の窓で散乱されて生じる観測時の迷光の低減を図った。図 3.5 中では真空容器内からの 光の一部をハーフミラーで反射してそのうちの 583 nm の光を浜松ホトニクス社の光電子増倍管(型番: H10720-01)で観測しているが、これは基底状態での MOT を試みている際に基底状態原子の供給源であ る準安定状態の MOT ができていることを随時確認するためのものである。

#### MOT の試行

基底状態の Eu 原子での MOT は前例がないため、冷却光の適切な離調は明らかになっていない。そこ で、冷却光の周波数を掃引しながら準安定状態の原子集団の近傍の領域における波長 687 nm の蛍光量を 観測する実験を行い、適切な離調を探索することを試みた。周波数は、冷却光をロックしている走査型 Fabry-Perot 共振器のピエゾ素子に三角波を入力して共振器長を操作することで掃引した。冷却光の周波 数は、同時に観測した原子ビームの蛍光量のピーク周波数を中心に、速さ 1 MHz/s の三角波で上りと下 りを連続して 50 s ずつ掃引し、これを 41 回繰り返した。実験は、波長 1204 nm の光を照射した場合とし なかった場合について行った。波長 1204 nm の光を照射しなければ準安定状態の MOT から基底状態の 原子が供給されないので基底状態での MOT はできない。波長 1204 nm の光を照射した場合との間で蛍 光量の大きさの冷却光周波数に対する依存性に違いがみられれば、基底状態での MOT ができていること の肯定的な根拠となる。遷移周波数に対して離調が負の領域(特に ~ -10<sup>0</sup>MHz) で MOT はできるた め、波長 1204 nm の光を照射していて MOT ができている場合には、照射していないときにない山がみ られるはずである。

波長 1204 nm の光を照射しながら実験した結果を図 3.6(上)に示す。さらに、波長 1204 nm の光を 照射せずに同様の実験を行った結果を図 3.6(下)に示す。いずれも、周波数を掃引する三角波の上りと 下りを合わせて 82 回周波数について積算した結果である。波長 687 nm の冷却光を分岐して別に用意し た原子ビームで同時に分光した結果に基づいて横軸を周波数に換算し積算した。縦軸は、CCD カメラで 得た単色画像のうち観測領域内の各画素の数値を足し合わせて適当なオフセットをつけ、適当な定数 (詳 細は付録 A.1)を掛けて換算した値である。なお図 3.6 中にみられる中央の幅 10 MHz の山の高さは、1 回の測定における信号のピークピーク値の 10 分の 1 に相当した。つまり、中央の山をシグナルとすれば 1 回の測定の SN 比は 10 分の 1 である。また、周波数を掃引する三角波の上りだけで見られるはずの信 号が上りと下りを合わせたことで薄れてしまうといった影響を考慮して、上りだけの場合や下りだけの場 合についても積算を行ったが、積算回数が減ったことによるノイズが増えただけで有意な違いは認められ なかった。

#### 試行の結果の考察

図 3.6 を見ると、波長 1204 nm の光を照射した場合としなかった場合のいずれでも幅 10 MHz、高さ  $3.0 \times 10^6$  /s の山が中央に見える。波長 1204 nm を照射しなかった場合でも見られることから、この山は 基底状態における MOT によって生じた蛍光ではないことがわかる。準安定状態の MOT に原子を供給 している原子ビーム中で冷却できる準位にある原子は原子ビーム全体の 10 % 強であり、残りの原子は基 底状態や他の準安定状態にある。このうち基底状態にある原子で F = 6 の超微細準位にある原子は照射 している 687 nm の冷却光に共鳴するので、そのような原子による蛍光を見たと推測できる。

確認のため、CCD カメラで見えるべき原子ビームの蛍光量の上限を概算する。ここでは簡単のた め、はじめに原子ビーム中で基底状態  $|a^8S_{7/2}: F = 6\rangle$  にあった原子のうち MOT を行う準安定状態 |a<sup>10</sup>S<sub>13/2</sub> : F = 9⟩ に至らなかった原子は全て基底状態 |a<sup>8</sup>S<sub>7/2</sub> : F = 6⟩ にあるものとする。この仮定に より蛍光量の上限が得られる。さて、原子ビームは 500 °C 程度のオーブンから出てくるので、速さの平 均は 300 m/s 程度である。蛍光を観測しているのは CCD カメラの 1.0 mm×1.0 mm(280 px×280 px) の面であり、レンズを使って2分の1倍しているので実際に観測している面は焦点を合わせた原子集団の 近傍で 2.0 mm×2.0 mm の面となる。観測領域における原子ビームの直径は 14.6 mm だから、原子ビー ムが観測される領域は近似的に 14.6 mm×2.0 mm×2.0 mm の直方体となり、原子ビームはこの領域を 0.6 µs で横切る。波長 687 nm の光は水平方向で出力 3.2 mW、直径 8mm のガウシアンビームであるか ら遷移の飽和強度 39 μW/cm<sup>2</sup> より強度が強い領域は直径 13.6 mm になる。図 3.5 のように波長 687 nm の光を当てているので原子ビームが観測される領域では遷移は飽和している。基底状態の原子ビームのフ ラックスは MOT を行う領域で 5×10<sup>10</sup> /s であり、原子ビームの上流でポンピングした時の準安定状態 の原子ビームのフラックスは同じ領域で 7×10<sup>9</sup> /s である [18]。仮定より、蛍光量を測定したときの基 底状態の原子ビームのフラックスは 4.3×10<sup>10</sup>/s である。原子ビームが断面で均一な分布をとることと、 波長 687 nm の遷移の自然幅が  $\Gamma = 2\pi \times 97 \, \mathrm{kHz}$  であることから、観測領域における蛍光で発せられる光 子数レートは次のように計算できる。

(原子ビームのフラックス) × 
$$\frac{(\text{CCD } \tilde{c}$$
観測する断面積)}{(原子ビームの断面積)} × (自然放出レート) × (時間)  
=  $(4.3 \times 10^{10}/\text{s}) \times \frac{2.0\text{mm} \times 14.6\text{mm}}{\pi \times (7.3\text{mm})^2} \times \frac{2\pi \times 97\text{kHz}}{2} \times 0.6\mu\text{s}$   
 $\approx 1.3 \times 10^9/\text{s}$  (3.1)

観測領域には6方向から円偏光が照射されていて、蛍光がどのように放出されるかを評価するのは困難で



図 3.6 CCD カメラに入射した真空容器内からの波長 687 nm の蛍光量。横軸は遷移の共鳴周波数を 基準とした。(上図) 波長 1204 nm の光を照射した場合。(下図) 波長 1204 nm の光を照射しなかった 場合。冷却光の周波数を 1 MHz/s で 50 MHz 掃引しながら 82 回測定して積算した。縦軸は適当にオ フセットを引いて、付録 A.1 に記載の方法で換算してある。

あるため、蛍光は等方的に放射されるとする。真空容器内からの蛍光を集光するレンズは直径 2 inch、焦 点距離 15 cm で、ハーフミラーの透過率は 63 % だから CCD カメラに入射する光子数レートは

$$1.3 \times 10^9 / s \times \frac{\pi \times (2.5 cm)^2}{4\pi \times (15 cm)^2} \times \frac{63}{100} \approx 6 \times 10^6 / s$$
 (3.2)

である。これは CCD カメラで観測される蛍光量の上限で、実際に観測された蛍光量 3.0 × 10<sup>6</sup> /s はこの 上限より小さいので、観測された蛍光量が原子ビームによるものだとするのは妥当である。

基底状態の MOT ができている場合の蛍光量も概算してみる。準安定状態の MOT から別の準安定状態

 $a^{10}D_{11/2}$ へは 1 /s のレートで原子が緩和する。準安定状態の MOT で捕獲されている原子数は 3 × 10<sup>6</sup> だから、波長 1204 nm の光を当てれば 3 × 10<sup>6</sup> /s のレートで基底状態の原子が供給される。ここで、基 底状態 MOT の冷却遷移の分枝比は 10<sup>-3</sup> 程度だとする。これは基底状態から準安定状態へのポンピング に使用している  $a^8S_{7/2} - y^8P_{9/2}$  遷移の分枝比と同等だとする仮定である。すると、基底状態に落ちた原 子は平均して 10<sup>3</sup> 回程度蛍光を放出して準安定状態に緩和する。つまり、基底状態の MOT で捕獲された 原子集団が放出する光子数レートは 3 × 10<sup>9</sup> /s 程度である。この蛍光も等方的であるとすると CCD に入 射するのは 4 × 10<sup>6</sup> /s であり、基底状態の MOT ができていれば図 3.6 中で十分な違いを認められたと考 えられる。ただし、この概算で仮定した分枝比は現実とは何桁も異なっている可能性があるので数値は参 考までにとどめる。

この試行において基底状態での MOT の蛍光が見られなかった理由としては2つの場合が考えられる。 1 つは MOT が出来ていたのに見られなかったという場合である。MOT は冷却光の離調が負である領域 のうち数 MHz の範囲で機能するものであるが、走査型 Fabry-Perot 共振器にロックしている際の周波数 は 10 MHz/min 程度で動いてしまうため一定の速さで周波数を掃引できず、積算した結果消えてしまっ たという場合が挙げられる。もう 1 つは MOT がそもそもできていなかった場合である。技術的な問題 として、先に述べたように周波数を安定して掃引することができなかったことで冷却されて集まりかけた 原子が共鳴する光で吹き飛ばされてしまったり、波長 1204 nm の光の周波数が十分に合っていなかった りした可能性がある他、そもそも冷却に利用している光学遷移の分枝比が想定を上回っているという物理 的な問題も有りうる。これは周波数を安定して掃引できるようになれば明らかになることが期待される。

#### 3.4 冷却光の線幅の狭窄化

基底状態ユウロピウム原子の MOT を行うには、周囲の温度によって時間的に変化することのない安定 な周波数基準が冷却光のために必要であることが分かった。そこで、今後の実験において冷却光の線幅の 狭窄化も必要になることを踏まえて、ULE 共振器を周波数基準として冷却光である波長 687 nm の光の 周波数をロックすることにした。

#### 3.4.1 ULE 共振器

ULE は Ultra Low Expansion glass (超低熱膨張ガラス)の略で Corning 社の登録商標である [19]。 ULE の熱膨張率は適切な温度範囲では  $10^{-8}$  /K 程度であり、さらに熱膨張率がゼロになる温度が存在する。このゼロ点付近の温度で使えば、温度がその近傍で多少上下しても熱膨張による変形はほとんど無い。ULE 共振器はこの性質を利用する。

ULE 共振器の構造を図 3.7 に示す。これは鏡面でない側に反射率を抑える処置が施された鏡 2 枚を ULE ガラスでできた筒の両端に貼り付けたものである。2 枚の鏡で空洞共振器を構成しており、適当な 波長の光を鏡越しに入れると内部で光定在波を形成する。このように 2 枚の部分反射面で構成された共振 器は Fabry-Perot 共振器と呼ばれる。Fabry-Perot 共振器では 2 枚の部分反射面の間の距離が周波数基 準になるため、温度変化によって長さが変化しにくい ULE に 2 枚の鏡を固定した ULE 共振器は温度変 化に対して安定な共振器になる。 ULE 共振器はそれ自体が温度に関して安定であるが、輻射や空気中の塵等から保護し、空気による不 均一な熱の伝搬や共振器内部の光の損失を無くすため、ULE 共振器を3重の容器の中に収めることでさ らに安定化を図る。外側は真空を維持するための真空容器で、真ん中はペルチェ素子を使って温度を制御 する容器、その内側は真ん中の容器との間で輻射熱をやり取りして温度を一定に保つ恒温槽になってい る。内部の ULE 共振器には各容器に付けられた窓や穴から周波数をロックしたいレーザー光を入れる。 これにより、実験室の温度変化に影響を受けにくい十分に安定な周波数基準を実現している。



図 3.7 ULE 共振器。ULE でできた筒の両端に鏡を貼ってある。

共振器の一方の鏡は平面で他方の鏡は曲率半径 50 cm の曲面としている。このため、ビームウエストを 平面の鏡の表面にもち、かつビームウエストから 10 cm の位置で波面の曲率半径が 50 cm になるような ガウシアンビームはこの共振器から漏れることなく鏡の間を何度も往復することができ、共振する。共振 器に入射させる光はあらかじめレンズ等を使ってそのような光になるよう整形しておく。

共振器の鏡の間隔は 10 cm であるため、共振周波数間隔 FSR は 1.5 GHz 程度となる。共振器の Finesse<sup>\*1</sup>は設計では 10000 であるから共振器の線幅  $\delta\nu_{\rm C}$  は 150 kHz 程度と想定される。

#### 3.4.2 レーザー光の周波数ロックの原理

Fabry-Perot 共振器に光を入射するとそのうちのいくらかは透過し、また残りのいくらかは反射する<sup>\*2</sup>。 共振器の 2 枚の鏡の振幅反射率をそれぞれ  $r_1, r_2$  とし、反射率  $r_1$  の鏡の振幅透過率を  $t_1$ 、2 枚の鏡の間 隔を L とする。このとき、共振器内の光の往復時間は  $\tau = 2L/c$  (c:光速) である。反射率  $r_1$  の鏡から 電場振幅が  $E_0$  で角振動数が  $\omega$  の光を入射するとき、定常状態における共振器からの反射光電場は入射面 の表面において、共振器の振幅反射率

$$F(\omega) = -r_1 + \frac{t_1^2 r_2 \exp[-i\omega\tau]}{1 - r_1 r_2 \exp[-i\omega\tau]}$$
(3.3)

を用いて

$$E_{\rm r}(\omega) = E_0 F(\omega) \exp[i\omega t] \tag{3.4}$$

と表され、反射光強度の周波数依存性は

$$I_{\rm r}(\omega) = \frac{\epsilon_0}{4} |E_{\rm r}(\omega)|^2$$

<sup>&</sup>lt;sup>\*1</sup> 共振周波数間隔 FSR を共振器の線幅 δν<sub>C</sub> で割った量である。Finesse が大きければ大きいほど同じ FSR に対して共振器 の線幅が細くなるので共振器の周波数分解能は上がる。

<sup>\*2</sup> 鏡や伝搬する媒体における吸収や散乱で一部は失われる。

$$= \frac{\epsilon_0}{4} E_0^2 |F(\omega)|^2$$
  
=  $\frac{\epsilon_0}{4} E_0^2 \left( t_1^2 + r_1^2 - \frac{t_1^2 \{1 - (t_1^2 + r_1^2)r_2^2\}}{(1 - r_1 r_2)^2 + 4r_1 r_2 \sin^2 \frac{\omega \tau}{2}} \right)$  (3.5)

のようになる。 $\epsilon_0$  は真空の誘電率である。光の周波数が光共振器の共振周波数に等しいとき、光共振器 はその光を透過し反射率は小さくなる。このとき光の角周波数  $\omega$  は、(3.5) 式より  $\omega \tau / 2\pi \in \mathbb{N}$  を満たし、 共振周波数の間隔 FSR は c/L に等しい。(3.5) 式を  $r_1, r_2 \approx 1$  の場合についてグラフにすると図 3.8 の ようになる。共振周波数からのずれに対する図のような敏感な応答を利用すればレーザー光の周波数を共 振周波数にロックすることができる。



図 3.8 共振器の強度反射率の周波数依存性。(3.5) 式に適当なパラメータを充ててプロットした。横軸の単位は共振器の共振周波数間隔(FSR)であり、n は自然数である。

しかし、反射光強度の増加をフォトデテクターで捉えるだけでは、レーザー光の周波数が共振周波数 に対して正に振れたのか負に振れたのかがわからない。それを解決するのが Pound-Drever-Hall (PDH) 法 [20] である。電気光学変調器 (EOM) 等を使用してレーザー光 (周波数:ω)の周波数に次のように変 調を加える。

$$E_{\rm i} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)} \tag{3.6}$$

 $\beta$ が小さいときは  $\sin[\Omega t] = (e^{+i\Omega t} - e^{-i\Omega t})/2i$  であることを使って次のように近似できる。

$$E_i \approx E_0 e^{i\omega t} + \frac{\beta}{2} E_0 e^{i(\omega+\Omega)t} - \frac{\beta}{2} E_0 e^{i(\omega-\Omega)t}$$
(3.7)

このように、元のレーザー光の周波数 ω から変調周波数 Ω だけ離れた周波数にサイドバンドが生じる。 この光を光共振器に入射すると、その反射光の電場は

$$E_{\rm ref} = E_0 F(\omega) e^{i\omega t} + \frac{\beta}{2} E_0 F(\omega + \Omega) e^{i(\omega + \Omega)t} - \frac{\beta}{2} E_0 F(\omega - \Omega) e^{i(\omega - \Omega)t}$$
(3.8)

となる。これをフォトデテクターに入射すると、共振器からの反射光強度に比例した次のような電圧信号 が得られる。

 $V_{\rm ref} \propto |E_{\rm ref}|^2$ 

$$\propto \Re \left[ \{ F(\omega)^* F(\omega + \Omega) - F(\omega) F(\omega - \Omega)^* \} e^{i\Omega t} + \text{const.} + \mathcal{O}(e^{2i\Omega t}) \right]$$
(3.9)

ただし、定数 const. は時刻 t に関する定数を指す。この信号に対して、周波数変調をかけたとき使用した 電圧信号に適当な位相<sup>\*3</sup>を付けた信号  $V_0 \cos[\Omega t + \theta_0]$ を乗算すると、

$$V_{\rm ref} \times V_0 \cos[\Omega t + \theta_0] \propto \Re \left[ \{ F(\omega)^* F(\omega + \Omega) - F(\omega) F(\omega - \Omega)^* \} e^{i\theta_0} + \mathcal{O}(e^{i\Omega t}) \right]$$
(3.10)

となり、これをローパスフィルターに通じて振動成分(周波数  $\geq \Omega$ )を除くと

$$V_{\text{error}} \propto \Re \left[ \{ F(\omega)^* F(\omega + \Omega) - F(\omega) F(\omega - \Omega)^* \} e^{i\theta_0} \right]$$
(3.11)

となる。この信号はエラー信号と呼ばれる。 $\theta_0 = -\pi/2$ の場合についてこれをグラフにしたものを図 3.9 に示す。光周波数  $\omega$  が共振周波数の近傍にあるとき、変調周波数  $\Omega$  を共振器の線幅  $\delta\nu_{\rm C}$  より十分に大き



図 3.9 PDH 法によるエラー信号(計算値)。(3.11)式に(3.3)式を使って、これを周波数に対してプロットした。グラフの横軸は光共振器の共鳴周波数を基準としている。鏡の強度反射率は 99.965 %、 強度透過率は 0.03 %、間隔は 10 cm、変調周波数は 16.6 MHz として計算した。ちなみにこのときの 共振器の線幅は 150 kHz 程度である。

くとれば  $F(\omega \pm \Omega) \approx -1$  の近似が成立し、 $\theta_0 = -\pi/2$  とするとエラー信号は

$$V_{\text{error}} \propto \Re \left[ \{ -F(\omega)^* + F(\omega) \} \times \frac{1}{i} \right]$$
  
= -2\\$[F(\omega)] (3.12)

となる。エラー信号は振幅反射率  $F(\omega)$  の虚部を参照していることがここからわかる。共振周波数近傍の このエラー信号と共振器からの強度反射率  $|F(\omega)|^2$  の周波数微分の概形が似ているため、エラー信号は微 分信号とも呼ばれる<sup>\*4</sup> 。また、 $\omega - \Omega$  が共振周波数の近傍にあるときは  $F(\omega) \approx -1$  と  $F(\omega + \Omega) \approx -1$ 

<sup>\*&</sup>lt;sup>3</sup> 信号は同軸ケーブル等の信号線を使って伝送する。信号線の長さを変えると、有限の伝送速度のためケーブル終端における 信号の位相が変化する。

<sup>\*4</sup> 今回のように光共振器を周波数基準として変調周波数を大きく(ここでは光共振器の線幅に対して)とる場合にはエラー信号 は反射光強度の周波数微分にはならないが、変調周波数が十分に小さい場合にはエラー信号は近似的に微分信号になる。飽 和吸収分光で得た線幅の広いラムディップからエラー信号を作る場合等がその例としてあげられる。

より、

$$V_{\text{error}} \propto \Re \left[ \{ 1 + F(\omega - \Omega)^* \} \times \frac{1}{i} \right] \\ = +\Im [F(\omega - \Omega)]$$
(3.13)

となり、(3.12) 式の符号を反転して大きさを半分にしたものがサイドバンド付近に見られることがわか る。ω + Ω が共振周波数の近傍にあるときも同様である。この結果、共振周波数から ± 変調周波数にわ たる広い周波数範囲でエラー信号は共振周波数からのずれの方向を正しくその符号に反映し、光周波数の 安定なロックを実現するのである。

#### 3.4.3 冷却光の周波数のロック

図 3.10 に周波数ロックを行う冷却光の光学系を示す。冷却光の周波数をロックする前に、冷却光の 形を ULE 共振器の鏡に合わせて整形する必要がある。ビームウエストから 10 cm で波面の曲率半径が 50 cm になるガウシアンビームのビームウエストは波長 687 nm の場合 209 µm である。冷却光の一部 をビームサンプラで分岐し、シングルモード光ファイバーにカップルさせ、コリメータを使って光ファ イバーの出射を整形することでこれを用意した。そして、冷却光の周波数を掃引すると共振周波数間隔 (1.5 GHz) ごとに透過光強度のピークが1本ずつ見られる状態を得た。この状態は共振器が単一の横モー ドで発振していることを示しており、整形した入射光の形から共振器は基本横モードで発振していること が確信的に期待された。そして、このことは透過光のビーム形を観察することで最終的に確認できた。



図 3.10 周波数ロックを行う冷却光源の光学系。レーザー光のアラインメントを行うためのミラー や、レーザー光を整形するためのレンズは省略した。ビームサンプラで分岐した光は、高周波信号源 (RF)からの信号が入力されている EOM で変調されてから、ULE 共振器に入射し、その反射光の出 力がフォトデテクタ (PD) で検出される。PD の信号は RF からの信号と乗算器 (mixer)で乗算さ れ、ローパスフィルター (LPF)を経て PID 制御器に入力される。なお、実際に MOT を試みる際に はビームサンプラと EOM の間に AOM を入れることで、光共振器の共鳴周波数に対して ECDL の 発振周波数を変えられるようにする。

意図したとおりにレーザー光を ULE 共振器に入射させることができたので、ビームサンプラーの直後

に置いた EOM に 16.6 MHz の sine 波を入力し、冷却光の周波数を三角波(振幅 100 MHz 程度、周波数 100 Hz)で掃引しながら ULE 共振器の透過光強度の周波数依存性を観測した。その結果のうち最も明瞭 であったものを図 3.11 に示す。ULE 共振器の共振周波数を中心としてある。中心から離れて存在する山 は EOM で周波数変調をかけた結果できたサイドバンドによるものであり、EOM で意図した通り周波数 を変調できていることが分かった。サイドバンドと中心との周波数差は変調周波数 16.6 MHz に等しいこ とを利用して、これを相対的な周波数基準としてグラフの横軸は換算してある。この時の冷却光の周波数 は 436.61987(2) THz だった。また、図 3.10 にあるような装置で同様に冷却光の周波数を掃引して取得 したエラー信号を図 3.12 に示す。計算したエラー信号(図 3.9) と比べて図 3.12 の信号はピークが不明 瞭であるが、これは冷却光の周波数が乱れていることを示唆している。この周波数の乱れを ECDL に対 するフィードバックによって抑えるのが本小節の目標である。



図 3.11 ULE 共振器の透過光強度の周波数依存性。縦軸は透過光が入射するフォトデ テクターから の信号電圧で、透過光強度に比例する。横軸は光共振器の共鳴周波数を基準としている。EOM で入 射光に周波数変調をかけたことでサイドバンドが立っていることが確認できる。冷却光の周波数を三 角波で掃引しながら測定し、ピーク間隔が変調周波数に等しいことを使って横軸を換算してある。



図 3.12 冷却光のエラー信号の周波数依存性。冷却光の周波数を三角波で掃引しながら測定し、ピーク間隔が変調周波数に等しいことを使って横軸を換算してある。

ロックに必要なエラー信号を生成できたので、この信号を PID 制御器に入力し、冷却光の周波数の

ロックを試みた。まず ECDL に全くフィードバックをかけずに、ピエゾ素子に三角波の電圧信号を入力 することで周波数を掃引した際の反射光強度の変化を図 3.13 に示す。冷却光の周波数が共振周波数に等 しいときに反射光強度が最も低下するのであるが、図 3.13 を見るとそれらしい部分が数 MHz 程度の幅 を持っている。これは冷却光の周波数が揺らいでいて、線幅が広くなっていることを示している。次に、 半導体レーザーに流す電流にだけフィードバックを掛け、同様に周波数を掃引したときの反射光強度の変 化を図 3.14 に示す。反射光強度が安定して下がっている時間が出来ていて、この間、冷却光の周波数は ULE 共振器の共振周波数にロックできていることが読み取れる。逆に EOM の変調によって生じるサイ ドバンドの信号はフィードバックを全くかけない場合と比較して薄れている。これは、エラー信号の符号 が逆であるためサイドバンドの周波数から離れる方向にフィードバックがかかるためであると理解でき、 フィードバックが正しく機能していることがここからもわかる。最後に、半導体レーザーに流す電流とピ エゾ素子にかける電圧の両方を使ってフィードバックを掛けた時の反射光強度の様子を図 3.15 に示す。 反射光強度は元の 0.014V より低い状態を安定して保っており、冷却光の周波数を共振周波数の近傍に継 続してロックし続けられていることがわかる。

今回使用した PID 制御器について簡単に説明する。PID 制御器には先に述べたエラー信号を入力し、 この信号をもとに ECDL 中の半導体レーザーに流す電流と、回折格子の位置を調節するピエゾ素子にか ける電圧にフィードバックをかける。入力されたエラー信号はまず周波数が遅い成分と周波数が早い成分 について別々に積分される。この信号をさらに微分して得られた電圧信号を抵抗器に通じて、半導体レー ザーに流す電流にフィードバックする。さらに先の積分した信号を使って、ピエゾ素子には積分制御と比 例制御を行う。この PID 制御器については文献 [21] で詳細に説明されている。



図 3.13 ECDL にフィードバックをかけていないときの ULE 共振器からの反射光強度。縦軸は反射 光が入射するフォトデテクターからの信号電圧で、反射光強度に比例する。ECDL のピエゾ素子を 使って周波数を三角波で掃引している。光共振器の共鳴周波数から外れているときより共鳴周波数近 傍にあるときの方が信号の大きさが大きい場合があるのは、光の周波数が乱れていることにより光が 共振器内に瞬間的に供給され 3.4.4 節で説明することと同じことが起こるためである。



図 3.14 ECDL の半導体レーザーに流す電流にフィードバックをかけたときの ULE 共振器からの反 射光強度。上に同じく縦軸は反射光強度に比例する。ECDL のピエゾ素子を使って周波数を三角波で 掃引している。フィードバックが掛かっていることにより、光周波数が共鳴周波数の近くにある時間 が延び、サイドバンドの近くにある時間が縮んでいることが分かる。



図 3.15 ECDL の半導体レーザーとピエゾ素子にフィードバックをかけたときの ULE 共振器からの 反射光強度。上に同じく縦軸は反射光強度に比例する。0.014 V 付近の線は冷却光が共振周波数から 外れいているときの反射光強度を補助的に示している。

#### 3.4.4 ロック時の冷却光の線幅の評価

冷却光の周波数をロックすることができたので、ロックしているときの冷却光の線幅を評価する。冷却 光の線幅が遷移の自然幅より細いことが分かれば十分であるから、ここでは高い精度は求めず簡易的な方 法で評価を行う。ロック時の共振器からの反射光強度は図 3.15 のように揺らいでいる。共振器の線幅が 分かっていれば図 3.8 にあるような周波数軸上の反射光強度の谷の形が決まり、反射光強度の揺れを共振 周波数に対する冷却光の周波数の揺れ幅に対応付けることができる。これを行うには共振器の線幅  $\delta\nu_{\rm C}$ が必要だが、共振周波数間隔 FSR は共振器長  $L = 10 \,{\rm cm}$  から既に 1.5 GHz と分かっているため、共振 器の正確な Finesse  $\mathcal{F}$  を調べればよい。

$$\mathcal{F} = \frac{\text{FSR}}{\delta\nu_{\rm C}} \tag{3.14}$$

Finesse Fを 10000 として共振器は設計されているが、些細な欠陥や汚れで Finesse は大きく下がって しまうため、実際の Finesse を知るには測定する必要がある。共振器の共振周波数に等しい入射光が瞬間 的\*<sup>5</sup> に絶たれると、共振器内部の光の強度は共振器の時定数  $\tau$  で減衰する。この時定数  $\tau$  は次式で与え られる。

$$\tau = \frac{L\mathcal{F}}{\pi c} \tag{3.15}$$

cは光速である。共振器長 Lは既知であるからこの時定数  $\tau$  を測れば Finesse は求まる。共振器から漏れ る光の強度の時間変化からこの時定数を求めるには、Finesse が設計通り 10000 であれば時定数は 1 µs 程度であるから、少なくともその程度の時間で共振器内部に光を供給する入射光を絶たねばならない。そ こで、周波数を高速で掃引することで瞬間的に共振器内に光を供給することにした。瞬間的に共振器内に 光が供給された後、入射光の周波数は変化し続けるので、共振器内部から漏れてくる光と共振器端面で反 射された入射光の干渉の具合は刻々と変化し、弱め合ったり強め合ったりする。光が共振器内に供給され た時刻 t = 0 で共振器から漏れてくる光の電場振幅を $a_1$ とおき、入射光の電場振幅 $a_0$ は一定であるとす ると、強め合う時の反射光強度は

$$I_{\rm rmax}(t) = a_0^2 + a_1^2 \exp[-t/\tau] + 2a_0 a_1 \exp[-t/2\tau]$$
(3.16)

となり、逆に弱め合うときの反射光強度は

$$I_{\rm rmin}(t) = a_0^2 + a_1^2 \exp[-t/\tau] - 2a_0 a_1 \exp[-t/2\tau]$$
(3.17)

となる [22]。3 項目が干渉項である。刻々と変化する反射光強度  $I_{\rm r}(t)$  は各時刻において不等式  $I_{\rm rmin}(t) \leq I_{\rm r}(t) \leq I_{\rm rmax}(t)$  を満たす。つまり、曲線  $I_{\rm rmin}(t)$  及び曲線  $I_{\rm rmax}(t)$  は曲線  $I_{\rm r}(t)$  の包絡線となる。よって、測定によって得られた曲線  $I_{\rm r}(t)$  を 2 つの包絡線 (3.16), (3.17) 式でフィッティングすれば時定数  $\tau$  が得られるのである<sup>\*6</sup>。

<sup>\*5</sup> 現実では共振器の時定数より十分に速い程度で十分である。

<sup>\*6</sup> 周波数を高速で掃引したときの共振器の反射光強度の時間変化については文献 [23] で詳細に議論されている。今回は ECDL 内のピエゾ素子に印加する電圧を掃引することで周波数の掃引を実現していて、その掃引周波数1kHz はピエゾ素子

共振器の時定数は 1 µs と想定しているので、光の共振器内への供給を絶つ時間は 1 µs 以下であれば、 減衰の裾の部分を使って時定数を求められるので許容できる。掃引速度の目安は想定される共振器の線 幅 150 kHz を 1 µs 以内で通過する程度となる。そこで、入射光の周波数を振幅 100 MHz 程度、周期 1 ms の三角波で掃引することにした。この結果得た反射光強度の 1 例を図 3.16 に示す<sup>\*7</sup>。フィッティング で得た包絡線から共振器の時定数は 0.95(10) µs<sup>\*8</sup> と求められた。(3.14),(3.15) 式によりこの共振器の Finesse は  $\mathcal{F} = 9(1) \times 10^3$ 、線幅は  $\delta \nu_{\rm C} = 170(20)$  kHz であることが明らかになった。



図 3.16 冷却光の周波数を掃引して共振器に瞬間的に光を入射したときの反射光強度の応答。 (点)各時刻における反射光強度。(破線)上下を同時にフィッティングして得た包絡線。この包絡線 から得た時定数は 0.92(2) µs である。(この誤差はフィッティング誤差より。)

共振器の線幅が明らかになったので、周波数をロックしているときの冷却光の線幅を評価する準備が 整った。Finesse が大きいことを利用して (3.5) 式を近似すると、利用している共振周波数の近傍におい て透過光強度の減少量  $\Delta I$  は、光周波数の共振周波数からのずれ  $\delta \nu$  の関数として次のように表せる。

$$\Delta I(\delta\nu) = \frac{a}{1 + 4\delta\nu^2/\delta\nu_{\rm C}^2} \tag{3.18}$$

の応答速度の限界に近い。このため、周波数を一定の速さ(三角波)で掃引するのは困難である。文献中の議論は一定の速さ で周波数を掃引する場合について行われており、周波数の掃引速度が変化する場合はうまくフィッティングできない。この ことは文献中でも触れられている。このため、ここでは掃引速度の変化に影響を受けない包絡線に関するフィッティングを 行っている。

<sup>\*7</sup> 図 3.16 の信号はフォトデテクターから得た電圧信号を、遮断周波数 160 kHz のハイパスフィルターに通じて信号の交流成 分を見たものである。遮断周波数程度以下の信号は減衰するため、信号が歪んでしまうが、図 3.16 を見ると我々が関心を 持っている信号の周波数は1 MHz 以上であることが分かるので、ハイパスフィルタの影響は出ていないと判断できる。

<sup>\*8</sup> 包絡線のフィッティングを行う際に、縦軸を対数軸とするか或いは線形軸とするか、2つの包絡線を同時にフィッティング するか或いはそれぞれフィッティングしてから平均をとるかによって、得られた時定数にばらつきが出た。そこで、全ての値 が範囲内に入るよう誤差を設定した。

また、冷却光の周波数の周波数軸上の分布密度として Lorentz 関数を仮定すると、冷却光の周波数の分布 密度も δν の関数として次のように表せる。

$$p(\delta\nu) = \frac{b}{1 + 4\delta\nu^2/\delta\nu_{\rm L}^2} \tag{3.19}$$

ただし、 $a, b, \delta\nu_{L}$ は任意定数であり、後にフィッティングパラメータになる。特に、 $\delta\nu_{L}$ は求めようとしている冷却光の線幅である。(3.18) 式を  $\delta\nu$  について解き、(3.19) に代入することで、 $\Delta I$  軸上の冷却光周波数の分布密度が得られる。

$$p(\Delta I) = \frac{2b}{1 + \delta\nu_{\rm C}^2/\delta\nu_{\rm L}^2(a/\Delta I - 1)} \qquad (0 < \Delta I \le a)$$
(3.20)

本来はここからさらに冷却光の出力のゆらぎ等を加味して、適当な Gauss 関数で畳み込みを行った関数 を使ってデータに対するフィッティングをすべきであるが、冷却光の線幅 δν<sub>L</sub> が遷移の自然幅より小さい ことを確認することを目的としているので、簡単のため (3.20) 式をフィッティング関数とする。

ロックをしているときの透過光強度の時間変化を示した図 3.15 について、透過光強度の減少幅でヒス トグラムを作成し、これを b, δν<sub>L</sub> をフィッティングパラメータとして (3.20) 式をフィッティングした結 果を図 3.17 に示す。a =8.95 mV はヒストグラムからピークを読み取って与えた。この結果、ロックを しているときの冷却光の線幅は 33(8) kHz 程度以下であると評価できた。これは遷移の自然幅 97 kHz よ り小さいので、冷却光の線幅の狭窄化は達成されたと言える。



図 3.17 ロック時の反射光強度の減少幅の分布。(点)各反射光強度の度数。(実線)(3.20)式をフィッ ティングした結果。

### 第4章

### まとめ

ゼロ磁場下に在るスピン自由度を持った磁性量子気体において新奇な基底状態量子相が発現することが 理論では予測されている。その量子相の詳細な探索を行うにあたって、我々はレーザー冷却を試みられた ことが無い Eu 原子を使用することを選択した。のちに基底状態 Eu 原子を直接レーザー冷却することが 困難であることが明らかになり、まず準安定状態でのレーザー冷却を実現した。そして、準安定状態で冷 却された原子集団から基底状態原子を供給し、その基底状態原子に対してレーザー冷却を行うことを計 画した。本研究の目的は基底状態 Eu 原子のレーザー冷却を行うにあたり新たに必要になった光のうち、 レーザー冷却に使用する波長 687 nm の光源を開発することにあった。

基底状態 Eu 原子のレーザー冷却に利用する光学遷移の自然幅は 97 kHz である。準安定状態 Eu 原子 の MOT を基底状態原子の供給源とする構成では、準安定状態の原子集団より十分に広いトラップ領域が 求められるため、150 mW 程度の出力と 97 kHz 以下の細い線幅をもつ光源を開発する必要があると私は 判断した。そこで、200 kHz 程度の線幅を持つ光共振器を基準として外部共振器型半導体レーザーの線幅 を狭窄化し、その狭窄化された光をテーパーアンプによって増幅した。これにより得られた光の線幅は 30 kHz 程度以下、出力は 150 mW であり、基底状態でのレーザー冷却を行うにあたって十分な性能を備 えた光源であると判断した。今後はこの大きな出力と細い線幅を備えたこの光源を使用して基底状態 Eu 原子の MOT を試みる。

### 付録 A

## 実験の補足

#### A.1 CCD カメラで測定した蛍光強度の光子数レートへの換算

CCD カメラのシャッタースピードとゲインは一定とする設定にしたので、CCD カメラで得られる単 色画像の1 画素の数値は、素子が飽和しなければ入射した光の強度に比例する。ゆえに、これを光子の 入射レートに換算するには適当な定数を掛ければ良い。しかし、私は CCD カメラのデータシートから CCD カメラで得た画素情報を光子の入射レートに換算する方法を読み取れなかった。そこで、準安定状 態 MOT で捕獲された原子集団が発する蛍光をハーフミラーで分岐して、素性が分かっている光電子増倍 管と CCD カメラで同時に観測し、CCD カメラの信号を光子の入射レートに換算するための定数を概算 した。

光電子増倍管(浜松ホトニクス社、H10720-01)は原子集団が発する蛍光の波長 583 nm で陰極は 42 mA/Wの輻射感度を持つ。ゲインは  $1.0 \times 10^5$ に設定したので、陽極で輻射感度は  $4.2 \times 10^3 \text{ A/W}$ に 増幅される。光電子増倍管に光が当たって生じた電流は、オペアンプによって  $100 \text{ k}\Omega$ の抵抗を通じて電 圧信号に変換される。準安定状態の原子集団の MOT を観測すると信号電圧は 1.0 V だったので、光電子 増倍管に 10 µA (= $1.0 \text{ V}/100 \text{ k}\Omega$ )の電流が流れ込んだことになる。入射した光の出力は輻射感度でその 電流を割ればよくて、さらに光子 1 個のエネルギーで割れば入射光子数が得られる。

$$\begin{split} (\lambda射光子数) &= \frac{(\lambda射光出力)}{(光子 1 \ @ 0 \ x \land \nu \ \forall -)} \\ &= \frac{(光電子増倍管陽極流入電流)/(輻射感度)}{(プランク定数) \times (周波数)} \\ &= \frac{10 \mu A/(4.2 \times 10^3 A/W)}{(6.6 \times 10^{-34} J \cdot s) \times (3.0 \times 10^8 m/s)/583 nm} \\ &\approx 7.0 \times 10^9 / s \end{split}$$
(A.1)

光電子増倍管の前にはロングパスフィルタ(Tholabs 社、FEL0550-1)を置いていたので、ハーフミラーから光電子増倍管側に分岐した光子数はフィルタの透過率(87.8%@583 nm)を考慮して  $8.0 \times 10^9$  /s となる。同時に CCD カメラ(Allied Vision 社、Guppy Pro F-125B)で撮影した画像で観測領域内の画素の数値を足し合わせた値は  $2.0 \times 10^8$  で、波長 583 nm に対する CCD の量子効率 51/100 を使うと、入射光子数に対応する量は  $3.9 \times 10^8$  になる。CCD カメラの前にはバンドパスフィルタ(Edmund 社、蛍光

用バンドパスフィルタ、中心波長 586 nm、幅 20 nm)を置いていたので、ハーフミラーから CCD カメ ラ側に分岐した光子数に対応する量は透過率(98 % @ 583 nm)を考慮すると 4.0 × 10<sup>8</sup> となる。蛍光を 分岐したハーフミラー(Thorlab 社、BP145B1)は波長 583 nm の無偏光光に対して反射率と透過率がそ れぞれ 35 % と 64 % である。反射側に光電子増倍管、透過側に CCD カメラを置いたので、光電子増倍 管に s 入射した光子数をハーフミラーの反射率で割った量と、CCD カメラから得た数値をハーフミラー の透過率で割った量は、全く同一の蛍光の出力を指す。\*1よって、CCD カメラから得た数値に次の係数を 掛ければ入射光子数に変換できる。

$$(変換係数) = \frac{(光電子増倍管に入射した光子数)/(ハーフミラー反射率)}{(CCD カメラから得た値)/(ハーフミラー透過率)}$$
$$= \frac{(8.0 \times 10^{9}/\text{s})/(35/100)}{(4.0 \times 10^{8})/(64/100)}$$
$$\approx 37/\text{s}$$
(A.2)

例として、波長 687 nm の蛍光を 125 回撮影して画像を積算したのちに、観測領域内の画素の数値を足し 合わせた値のうち 0.5 × 10<sup>7</sup> が背景に対する山の高さであったとき、その山の高さがどれだけの入射光子 数に相当するかを計算してみる。125 回分を積算しているので、シャッター 1 回分に直すためにその回数 で割らなければならない。また、CCD カメラの波長 687 nm に対する量子効率は 33 % なのでこれも加味 してやる必要がある。

(CCD に入射した光子数) = 
$$\frac{0.5 \times 10^7}{125} / \frac{33}{100} \times 37/s = 4.5 \times 10^6/s$$
 (A.3)

<sup>\*1</sup> CCD カメラから得た数値が指すのは正確にはシャッターが開いている時間に入射した光子数に対応した量だが、シャッター 時間を一定とするよう設定したので入射光の出力に対応した量であるとして良い。

## 参考文献

- A. Einstein. Quantentheorie des einatomigen idealen gases. Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften, Vol. 1, p. 3, 1925.
- [2] F. London. The λ-phenomenon of liquid helium and the bose-einstein degeneracy. Nature, Vol. 141, p. 643, April 1938.
- [3] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 59, pp. 2631–2634, Dec 1987.
- [4] 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, No. 5221, pp. 198–201, 1995.
- [5] D. M. Stamper-Kurn, M. R. Andrews, A. P. Chikkatur, S. Inouye, H.-J. Miesner, J. Stenger, and W. Ketterle. Optical confinement of a bose-einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 80, pp. 2027–2030, Mar 1998.
- [6] 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, p. 151, March 1998.
- [7] Holger Kadau, Matthias Schmitt, Matthias Wenzel, Clarissa Wink, Thomas Maier, Igor Ferrier-Barbut, and Tilman Pfau. Observing the rosensweig instability of a quantum ferrofluid. *Nature*, Vol. 530, p. 194, February 2016.
- [8] 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.
- [9] 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, May 2012.
- [10] Yuki Kawaguchi and Masahito Ueda. Spinor boseeinstein condensates. *Physics Reports*, Vol. 520, No. 5, pp. 253 381, 2012. Spinor Bose–Einstein condensates.
- [11] D. J. Papoular, G. V. Shlyapnikov, and J. Dalibard. Microwave-induced fano-feshbach resonances. *Phys. Rev. A*, Vol. 81, p. 041603, Apr 2010.
- [12] 宮澤裕貴. ユウロピウム原子の磁気光学トラップ. Master's thesis, 東京工業大学, 2017.
- [13] C. J. Foot. Atomic Physics. Oxford University Press, 2005.

- [14] 細谷俊之. ユウロピウム原子の磁気光学トラップに向けた冷却遷移の選定と分光による評価. Master's thesis, 東京工業大学, 2015.
- [15] Yuki Miyazawa, Ryotaro Inoue, Keiji Nishida, Toshiyuki Hosoya, and Mikio Kozuma. Measuring the branching ratios from the y8p9/2 state to metastable states in europium. Optics Communications, Vol. 392, pp. 171 – 174, 2017.
- [16] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher, and C. Wieman. Collisional losses from a light-force atom trap. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 63, pp. 961–964, Aug 1989.
- [17] Martin Miranda. Quantum gas microscope for ytterbium atoms. PhD thesis, 東京工業大学, 2016.
- [18] 西田慶次. 準安定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. Master's thesis, 東京工業大学, 2016.
- [19] Corning inc. https://www.corning.com/. Acessed: 2018-1-31.
- [20] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B*, Vol. 31, No. 2, pp. 97–105, Jun 1983.
- [21] 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, 2014.
- [22] N.A. Robertson, K.A. Strain, and J. Hough. Measurements of losses in high reflectance mirrors coated for λ = 514.5 nm. Optics Communications, Vol. 69, No. 5, pp. 345 – 348, 1989.
- [23] M. J. Lawrence, B. Willke, M. E. Husman, E. K. Gustafson, and R. L. Byer. Dynamic response of a fabry-perot interferometer. J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 16, No. 4, pp. 523–532, Apr 1999.

謝辞

本卒業論文は、松井が東京工業大学理学部物理学科学士課程の4年目に上妻研究室で行った研究をま 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賜りました。ここに深く御礼申し上げ ます。

指導教官である上妻幹旺教授には、1年間大変お世話になりました。物理学に関する基礎的な事項から 過去の研究に対する態度に至るまで様々なことを教えていただきました。また、先生の朗らかなお人柄も あって研究室では楽しい時間を過ごすことができました。ありがとうございました。

井上遼太郎助教授には、実験に際して特に技術的な面で直接的なご支援をいただきました。中でも冷却 光のロックの実験については井上さんの助けがなければ卒業論文の執筆に支障が出ていたものと思いま す。ありがとうございました。

特別研究員のミランダ・マルティンさんには、実験の技術的な部分等を教えていただきました。実験が うまくいかないときも熱心に取り組み続ける姿や物理に対する深い理解は、私もそうなれればと願うとこ ろです。

博士課程1年の宮澤裕貴さんには、同じユウロピウムのグループにに居たこともあって、基礎的な実験 技術からお教えていただき、また実に些細な質問にも親身になって考え、お答えいただきました。ありが とうございました。

博士課程1年の細谷俊之さんには、社会経験に基づいた興味深い話をしていただきました。また、物理 に関する質問にも丁寧に答えてくださりました。ありがとうございました。

修士課程2年の小方拓也さんには、いろいろお話していただきました。優れたプログラミングの技術は 見習いたく思います。ありがとうございました。

修士課程2年の井口賢人さんには、よく居室で雑談をしていただきました。話していただいてばかりで したが、楽しい時間を過ごせました。ありがとうございました。

修士課程1年の多賀俊祐さんには、1年間の初めに光学部品の基本的な扱い方を教わりました。ありが とうございました。黙々と実験に取り組む姿は印象に残っています。

修士課程1年の高木將人さんにも、1年間の初めに光学部品の基本的な扱い方を教わりました。ありが とうございました。いろいろ話してくださったことは参考になりました。

修士課程1年の小田拓実さんには、いつも真剣に研究に取り組む姿を見せてくださりました。慣れない ことにも粘り強く取り組む姿勢を見習いたいです。

同期である学士課程4年の上田剛生君には、他愛もない雑談に付き合ってもらいました。また、物理に 関する疑問について一緒に考えてもらいました。ありがとうございました。 最後に、学士課程の4年間を金銭面や精神面で支えてくれた家族に感謝します。本当にありがとうござ いました。