

卒業論文

^{153}Eu 原子の磁気光学トラップ

東京工業大学 理学部 物理学科

高梨 健太

指導教員 上妻 幹旺 教授

2019年2月

概要

大きな磁気モーメントを持つ原子種のボース凝縮体は、長距離・異方的な磁気双極子相互作用に由来する新奇な物性現象に関する研究の舞台として注目を集めている。近年では、Cr、Dy、Erといった磁気モーメントが大きい原子種が量子縮退され、d波崩壊やフェルミ面の歪み、Resensweig不安定性といった現象が観測された。我々の研究室では、磁気双極子相互作用によって発現するスピントクスチャと超流動渦を含む基底状態相の観測を目指している。そのためには、スピン自由度を保ったまま磁気双極子相互作用が十分に大きいボース凝縮体を生成しなければならない。そこで、我々の研究室ではユウロピウム (Eu) という原子種に着目した。Euは大きな磁気モーメント ($7\mu_B$) を有しており、更にボソン同位体が基底状態に超微細構造を持つため、スピン自由度を保ったままs波散乱長を制御することが可能になる。Euのボース凝縮体生成にあたり、原子集団の磁気光学トラップ (MOT) が必要である。Euの安定同位体としては ^{151}Eu と ^{153}Eu の2種がおよそ1:1の比で存在するが、これまでの研究では ^{151}Eu のMOTのみが実現されていた。本研究では、実験系を拡張し、 ^{153}Eu のMOTを新たに実現した。

2つの同位体間での、MOTにあたっての重要な相違は超微細構造間隔である。レーザー冷却に必要なリパンプ光の周波数が異なることに加え、超微細構造間隔の小さな ^{153}Eu では、大きな磁場を印加する必要があるZeeman減速器が効率よく機能しない可能性が懸念されていた。しかし、 ^{151}Eu と同様の構成で ^{153}Eu のZeeman減速を行ったところ、 ^{153}Eu に対しても同程度の効率で減速可能であることが明らかになった。また、リパンプ光はFiber EOMを用いることで同位体の切り替えが可能な光学系を構築し、両同位体の実験が可能となった。減速された ^{153}Eu 原子を磁気光学トラップに導入し、スピン偏極操作後の原子数で最適化したところ、最大で $(2.5 \pm 0.1) \times 10^7$ を得た。これは、同様の構成で測定した ^{151}Eu の最大の原子数である $(1.07 \pm 0.04) \times 10^7$ と比べ2.3倍程度多いという結果であった。また、このときの原子集団の温度は $400 \pm 10 \mu\text{K}$ であり、そのパラメータにおけるDoppler冷却の限界温度付近まで冷却されていた。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.2	研究目的	2
第 2 章	^{151}Eu 原子の磁気光学トラップ	3
2.1	^{151}Eu 原子の Zeeman 減速	3
2.1.1	Zeeman 減速器	3
2.1.2	準安定状態へのポンピング	4
2.2	磁気光学トラップ	9
2.2.1	準安定状態 ^{151}Eu 原子の磁気光学トラップ	9
2.2.2	超微細構造間のリパンプ	9
2.2.3	光源	9
2.3	^{153}Eu 原子の磁気光学トラップを行うにあたる懸念点	14
第 3 章	^{153}Eu 原子の Zeeman 減速	15
3.1	準安定状態へのポンピング	15
3.2	速度分布の評価方法	15
3.2.1	評価方法の選定	15
3.2.2	飛行時間法	19
3.3	実験系	20
3.3.1	飛行時間法の実験系	20
3.3.2	光学系	20
3.4	Zeeman 減速のパラメータ	21
3.5	実験結果	21
3.6	考察	21
第 4 章	^{153}Eu 原子の磁気光学トラップ	23
4.1	実験目的	23
4.2	磁気光学トラップのパラメータ	23
4.3	原子数測定	23

4.3.1	吸収撮像法	24
4.3.2	スピン偏極	25
4.3.3	スピン偏極法の改善	28
4.3.4	原子数の評価	31
4.4	温度測定	35
4.4.1	飛行時間法	35
4.4.2	実験方法	35
4.4.3	実験結果	36
第5章	まとめと今後の展望	39
5.1	まとめ	39
5.2	今後の展望	39
付録A	Zeeman 減速および磁気光学トラップの理論	45
A.1	Zeeman 減速の理論	45
A.2	磁気光学トラップの理論	47
A.2.1	ドップラー冷却	47
A.2.2	磁気光学トラップ	49

目 次

2.1	Zeeman 減速器	3
2.2	原子ビームの速度分布	4
2.3	Zeeman コイルの設計	5
2.4	Zeeman コイルが作る磁場	5
2.5	冷却遷移の候補	6
2.6	$y^8P_{9/2}$ からの分枝	7
2.7	$a^{10}D_{13/2}$ 準安定状態へのポンピング	8
2.8	磁気光学トラップに用いる光学遷移	10
2.9	リパンプ光を準備する光学系	11
2.10	磁気光学トラップチャンバー	12
2.11	磁気光学トラップの実験系	12
2.12	^{153}Eu の冷却遷移の超微細構造	13
3.1	$a^8S_{7/2} \rightarrow y^8P_{9/2}$ 遷移の超微細構造	16
3.2	$a^{10}D_{11/2} \rightarrow y^{10}P_{11/2}$ 遷移の超微細構造	17
3.3	$a^{10}D_{13/2} \rightarrow z^{10}F_{15/2}$ 遷移の超微細構造	18
3.4	飛行時間法の測定方法	19
3.5	TOF 測定の実験系	20
3.6	Zeeman 減速の光学系	21
3.7	Zeeman 減速の実験結果	22
4.1	磁気光学トラップされた ^{153}Eu 原子の蛍光	24
4.2	$m_F = 9 \rightarrow 10$ を用いるスピン偏極	26
4.3	$m_F = 9 \rightarrow 9$ を用いるスピン偏極	26
4.4	スピン偏極光を準備する光学系	27
4.5	スピン偏極を含めた実験系	28
4.6	残留磁場測定の実験シーケンス	29
4.7	MOT 後の残留磁場の測定結果	30
4.8	Holding 時のパラメータ決定の実験シーケンス	31

4.9	Holding 時のパラメータ	32
4.10	原子数測定の実験シーケンス	32
4.11	原子数測定の結果	33
4.12	測定可能な下限値を推定する実験シーケンス	34
4.13	測定可能な下限値を推定する実験結果	34
4.14	各コントラストで測定されうる最小の原子数	35
4.15	温度測定の実験シーケンス	36
4.16	温度測定の結果	37
5.1	残留磁場に対応する新たなコイル	40
A.1	Zeeman 減速の原理	46
A.2	Doppler 冷却の説明	48
A.3	磁気光学トラップの原理	49
A.4	磁気光学トラップの構成	50

表 目 次

3.1 原子ビームの速度の評価	22
4.1 ^{153}Eu の温度測定の結果	37

第1章 序論

1.1 研究背景

冷却原子気体の Bose-Einstein 凝縮 (BEC) は、現在盛んに研究が行われている分野の1つである。冷却原子気体のボース凝縮体は、通常、単距離・等方的な s 波散乱が支配的である。しかし、大きな磁気モーメントを持つ原子種のボース凝縮体においては、長距離・異方的な磁気双極子相互作用が強く表れ、新規な物性現象が発現すると予言されている。このように大きな磁気モーメントを持つ原子種の研究は、 ^{52}Cr (磁気モーメントは $6\mu_B$)、 ^{164}Dy ($10\mu_B$)、 ^{168}Er ($7\mu_B$) などで行われ [1-3]、d-波崩壊 [4] やフェルミ面の歪み [5] といった物性現象が観測されている。これらの原子種では、s 波散乱長を制御するために静磁場を印加して実験を行っている。しかし、静磁場を印加せず、スピン自由度を保ったまま s 波散乱長を制御することができれば、磁気双極子相互作用がスピンと軌道角運動量を結合させ、スピントクスチャと超流動渦を含むリッチな基底状態量子相が発現すると予言されている [6]。

そこで我々の研究室では、Eu という原子種に注目した。Eu は大きな磁気モーメント ($7\mu_B$) を持ち、ボソン同位体の基底状態に超微細構造を持つことから、Microwave Feshbach 共鳴 [7] を用いてゼロ磁場下で s 波散乱を制御できる可能性を持つ。即ち、Eu 原子を用いることでスピン自由度を保ったまま s 波散乱長を制御し、リッチな基底状態相の探索を行える可能性がある。ここでは詳細な説明は行わないが、Eu 原子の BEC を実現するためには、次のような過程が必要である。

1. 固体の Eu を原子オーブンで加熱し、原子ビームを細孔から噴出させる。
2. 原子ビームに適切なレーザーを照射し、準安定状態にポンピングを行う。
3. 準安定状態で Zeeman 減速を行い、同様の準安定状態で磁気光学トラップ (Magneto-Optical Trap, MOT) を行う。
4. トラップされた原子集団を基底状態に戻し、基底状態での磁気光学トラップを行う。

5. 捕獲された原子集団を光トラップに導入し、蒸発冷却を行うことで BEC を得る。

以上のような手順を踏むにあたり、我々の研究室では過去に同位体の選定を行っている [8]。西田によると、 ^{153}Eu は 20G 程度で Paschen-Back 効果が表れるため、Zeeman 減速および磁気光学トラップが効率良く行えない可能性が懸念される。そこで、まずはそのような問題が生じない ^{151}Eu で研究を進めており、現在上記手順 3 の磁気光学トラップまで実現している [9]。

1.2 研究目的

先述の通り、Eu 原子の同位体のうち ^{151}Eu に関しては Zeeman 減速を行い磁気光学トラップまで実現しているが、 ^{153}Eu に関しては Zeeman 減速も実現していない。しかし、BEC を実現し Eu 原子を用いた物性現象の探究を行うにあたり、将来的にはどちらの同位体も用いることを考えている。したがって、本研究ではまず、 ^{153}Eu が Zeeman 減速可能であるかどうかを確認し、可能であれば磁気光学トラップを行い、原子数や温度の測定を行うことを目的とする。

第2章 ^{151}Eu 原子の磁気光学トラップ

Eu 原子は極めて複雑なエネルギー構造を持っており、そのレーザー冷却は容易ではない。そこで、本研究の目的である ^{153}Eu の磁気光学トラップを行う前に、既の実現されている ^{151}Eu で磁気光学トラップを行った。本章では、Eu 原子の磁気光学トラップの方法を説明し、実際に ^{151}Eu 原子の磁気光学トラップを行う。また、 ^{153}Eu へ切り替える際に懸念される点についても説明を行う。なお、Zeeman 減速および磁気光学トラップの原理に関しては付録 A に記載したため、本章では省略する。

2.1 ^{151}Eu 原子の Zeeman 減速

2.1.1 Zeeman 減速器

図 2.1 に本実験で用いる Zeeman 減速器の全体図を示す。まず、原子オーブンで固体の Eu 原子を約 500K に熱し、細孔から噴出させることで原子ビームを形成する。原子ビームの速度分布が Maxwell-Boltzmann 分布に従うと仮定すると、その速度分布は図 2.2 のようになっている。この時、Eu 原子の平均速度は 330m/s 程度である。磁気光学トラップを行うためには、これを数 m/s まで予備冷却を行わなければならない。そこで、Zeeman 減速を用いて予備冷却を行う。

Zeeman 減速器は、原子ビームの進行方向で磁場の絶対値が増加する Increase

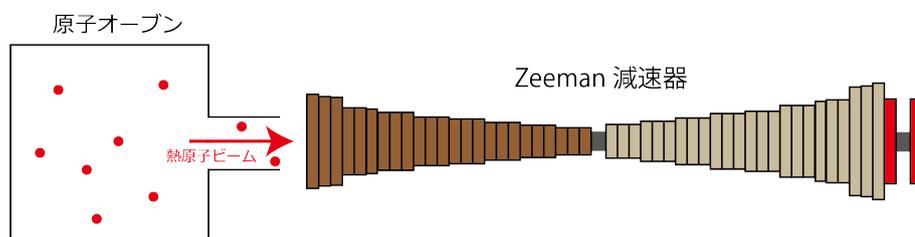


図 2.1: Zeeman 減速器および原子オーブン

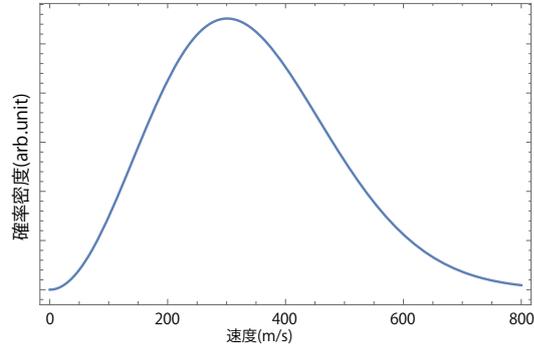


図 2.2: 原子ビームが Maxwell-Boltzmann 分布に従うと仮定した場合の原子ビームの速度分布。

型、減少する Decrease 型、磁場の符号が反転する Flip 型が存在する。我々の研究室では、効率よく Eu 原子の Zeeman 減速を行える Flip 型の Zeeman 減速器を過去に小方が作成した [10]。本実験で用いる Zeeman 減速器のコイルの設計は図 2.3 のようになっている。便宜上、原子ビームの上流側からコイル (1),(2),(3),(4) と呼ぶ。コイル (1),(2) は Flip 型の磁場を形成している。コイル (3),(4) は Zeeman 減速器の磁場が MOT 領域に漏れることを防ぐためのコイルである。小方 [10] によると、コイル (1) と (2) に 1.6A、コイル (3) に -1.6A、コイル (4) に 4.4A を流した場合の磁場の設計および測定値は図 2.4 のようになる。本 Zeeman 減速器は、最大で 250m/s の原子を 20m/s 程度まで減速可能である。

2.1.2 準安定状態へのポンピング

Eu 原子のエネルギー準位の一部を図 2.5 に示す。基底状態の Eu 原子を直接レーザー冷却しようとする場合、図 2.5 に示した 3 種類の光学遷移が候補となる。これらの遷移のうち、1m 程度の Zeeman 減速器で 330m/s 程度の原子ビームを数 m/s まで冷却することができるのは、波長 460nm の遷移のみである。

しかし、この 460nm の遷移には大きな問題がある。今回用いる原子ビームを目的の速度領域まで予備冷却を行うためには、およそ 10^5 回の吸収・自然放出のサイクルを繰り返す必要がある。従って、励起先である $y^8P_{9/2}$ から準安定状態への分枝が 10^{-5} より十分小さくなければならない。 $y^8P_{9/2}$ は 11 個の状態に分枝するが、その中でも分枝比が大きいと考えられたものは図 2.6 に示す 6 つの分枝である。西田 [8] によると、これらの準安定状態への分枝比は全て 10^{-4} を上回っており、合計で 10^{-3} に達する。これは、 $y^8P_{9/2}$ 状態への遷移を用いて直接冷却を行うために

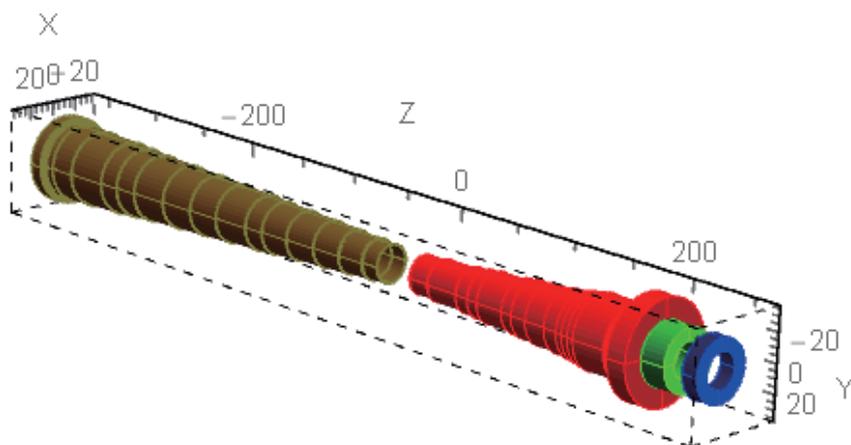


図 2.3: 本実験で用いる Zeeman コイルの設計。上流側 (左側) からコイル (1),(2),(3),(4) と呼ぶ。

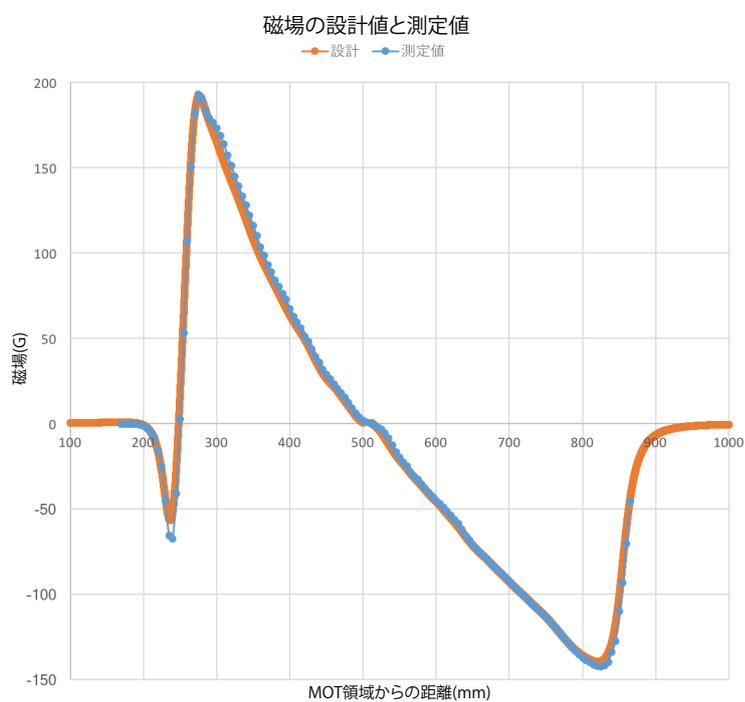


図 2.4: Zeeman コイルがつくる磁場の設計と小方 [10] による実験値

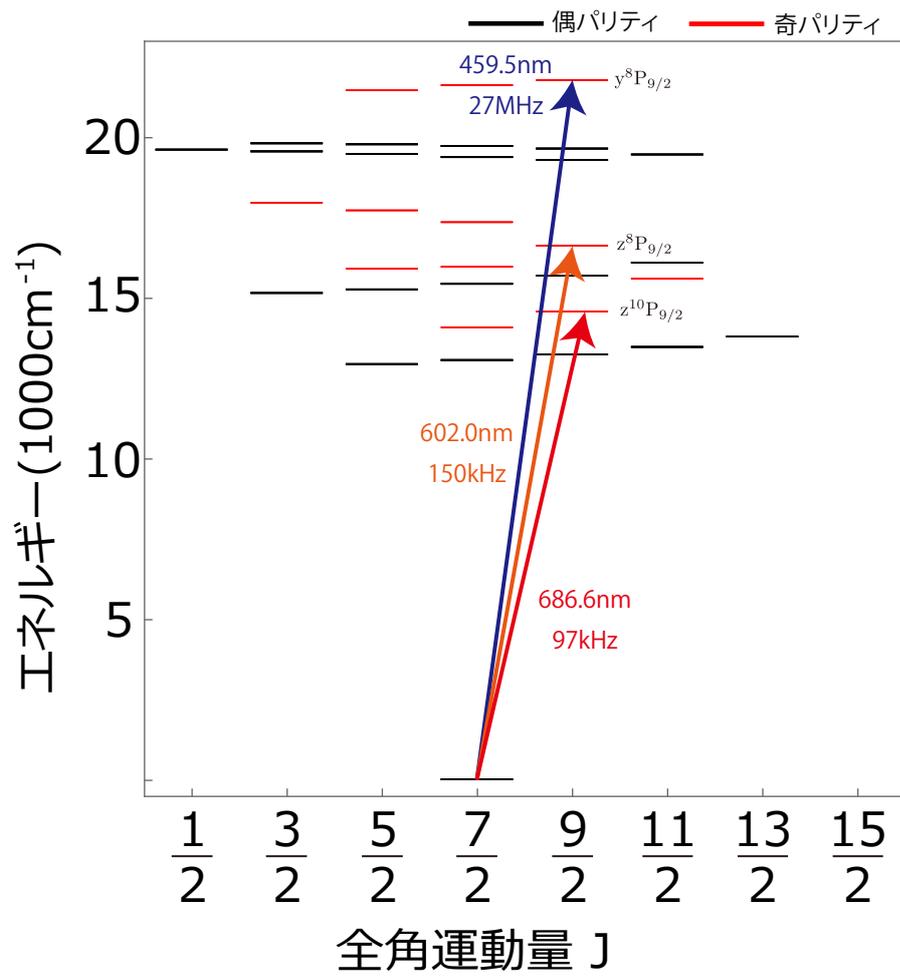


図 2.5: Eu 原子のエネルギー準位の一部と基底状態からの冷却遷移の候補

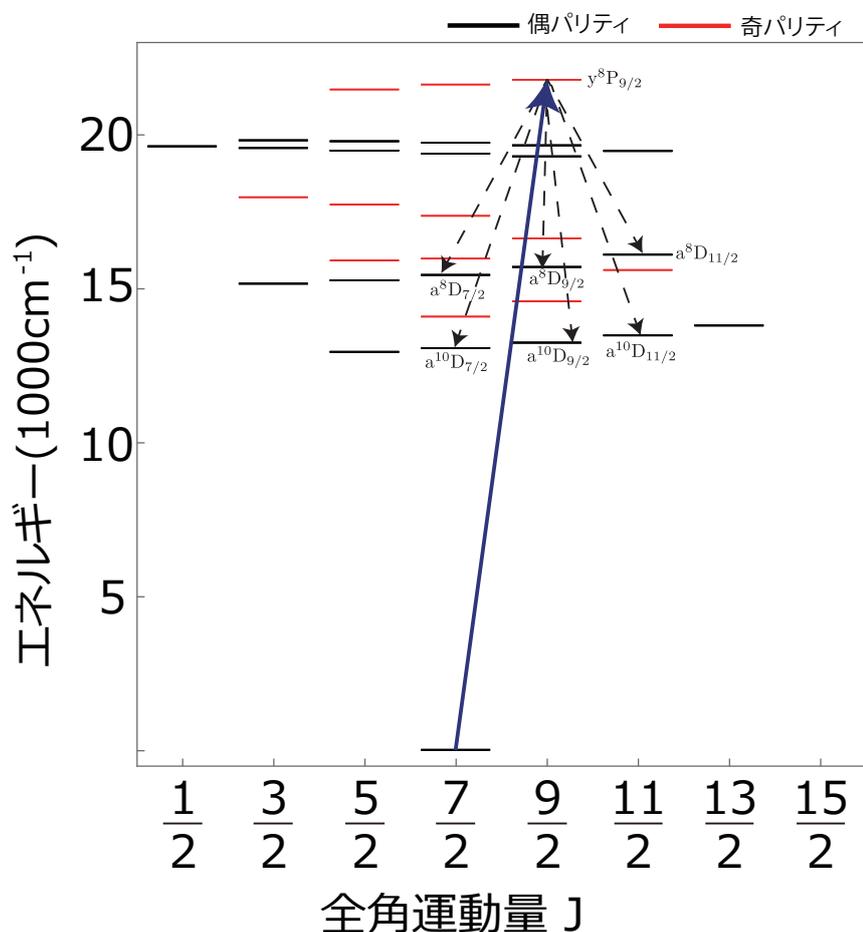


図 2.6: $y^8P_{9/2}$ から特に分枝比の大きい 6 つの分枝先

は、最低でも 6 本のリパンプ光が必要になることを意味しており、実現は困難である。

そこで行われたのが、準安定状態を用いた Zeeman 減速である。我々の研究室では、図 2.7 に示す $a^{10}D_{13/2} \rightarrow z^{10}F_{15/2}$ 遷移に着目した。この遷移は光学遷移が閉じているために、先ほど問題となった準安定状態への分枝という問題は起こらない。また、Zeeman 減速を行うのに十分な自然幅 (8.2MHz) を有している。

$a^{10}D_{13/2} \rightarrow z^{10}F_{15/2}$ 遷移を用いて Zeeman 減速を行うためには、 $a^{10}D_{13/2}$ 準安定状態へ原子をポンピングしなければならない。西田 [8] は、以下の手順を踏むことで $a^{10}D_{13/2}$ 準安定状態の原子ビームの生成を実現した。

1. 基底状態の原子ビームに 460nm のレーザーを照射し、 $a^{10}D_{11/2}$ 準安定状態へと分枝させる。(分枝比は約 17%)

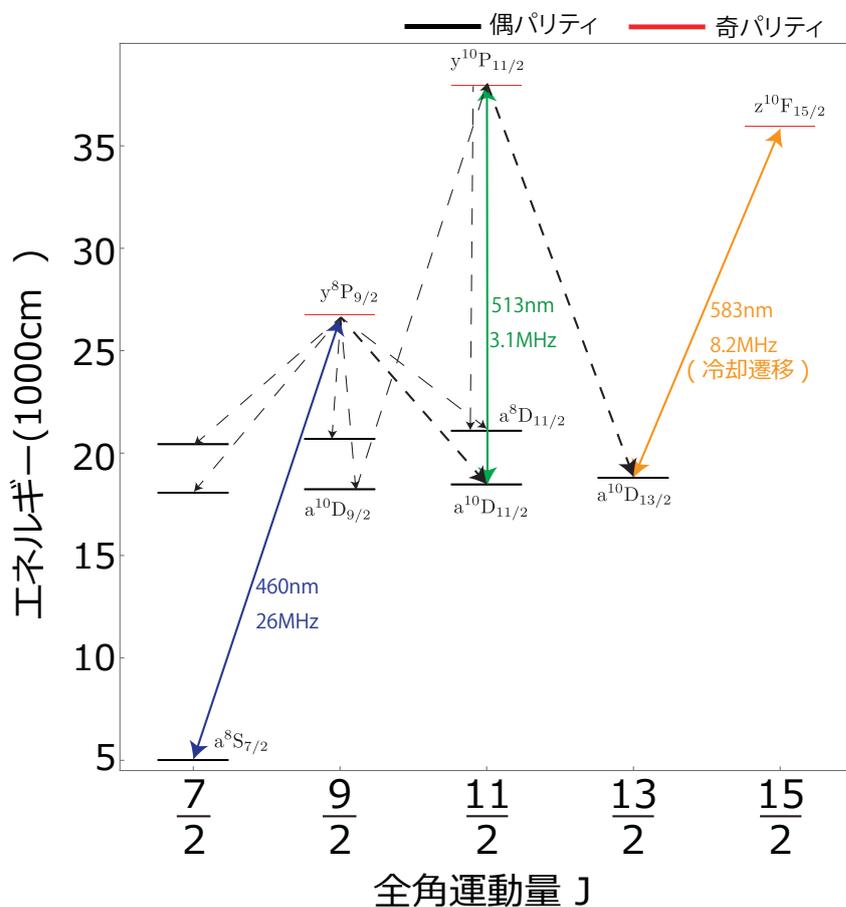


図 2.7: $a^{10}\text{D}_{13/2}$ 準安定状態へのポンピングを行う経路。

2. $a^{10}\text{D}_{11/2}$ 準安定状態の原子ビームに 513nm のレーザーを照射し、 $y^{10}\text{P}_{11/2}$ 状態へ励起させる。
3. $y^{10}\text{P}_{11/2}$ 状態の一部が $a^{10}\text{D}_{13/2}$ へと分子し、目的の原子ビームを得る。(分枝比は約 76%)

このようにして生成した $a^{10}\text{D}_{13/2}$ 準安定状態原子ビームに 583nm のレーザーを照射することで、 ^{151}Eu 原子の Zeeman 減速は実現する。今回の実験で行った ^{151}Eu の Zeeman 減速の結果は、後に ^{153}Eu の Zeeman 減速と同時に記載する。

2.2 磁気光学トラップ

2.2.1 準安定状態 ^{151}Eu 原子の磁気光学トラップ

光学遷移

Eu 原子の磁気光学トラップは Zeeman 減速と同様に、 $a^{10}\text{D}_{13/2}-z^{10}\text{F}_{15/2}$ 遷移を用いる。図 2.8 に Eu 原子のエネルギー構造と $a^{10}\text{D}_{13/2}-z^{10}\text{F}_{15/2}$ 遷移の超微細構造を示す。 $a^{10}\text{D}_{13/2}$ 準安定状態原子ビームを生成する際の効率を上げるため、 $a^{10}\text{D}_{9/2}$ 状態へ分枝した原子を再度ポンピングする 507nm のレーザーを用いる。Zeeman 減速および磁気光学トラップは、ともに $F = 9 \rightarrow F' = 10$ の遷移で行い、それぞれ Δ_s (-244MHz 固定) 及び Δ_c (可変) の負の離調を取っている。

2.2.2 超微細構造間のリパンプ

$F' = 10$ に励起された原子は選択則により $F = 9$ に落ちる。しかし、 $F' = 9$ に励起されてしまった原子の一部は $F = 8$ にも落ちてしまい、冷却のサイクルから外れてしまう。このような原子を再度冷却サイクルに戻すために、 $F = 8 \rightarrow F' = 9$ の超微細構造間のリパンプ光も MOT 光に混ぜて入射させる。このリパンプ光は、冷却遷移の共鳴周波数より 5474MHz だけ狭い。更に、 ^{151}Eu と ^{153}Eu では超微細構造の間隔が異なり、 ^{153}Eu の場合のリパンプ光は冷却遷移の共鳴より 2171MHz だけ狭い。従って、今後 ^{153}Eu の磁気光学トラップを行うことを考えると、光のパスを変えずに数 GHz にわたる変調を行わなければならない。そこで今回は、Fiber EOM を用いて図 2.9 に示すような光学系を作成し、 ^{151}Eu と ^{153}Eu のどちらに対してもリパンプ光を用意できるようにした。

2.2.3 光源

Zeeman 減速及び磁気光学トラップで用いる光源は、波長 460nm、507nm、513nm、583nm の 4 つである。460nm の光源は、919nm の外部共振器型半導体レーザー (External Cavity Laser Diode, ECLD) をテーパーアンプで増幅し、第二次高調波 (SHG) を発生させることで得た。同様に、507nm のレーザーは 1024nm の ECLD から第二次高調波を発生させることで得た。513nm の光源は ECLD を用いた。583nm の光源は色素レーザーを用いた。583nm のレーザーは、ULE (Ultra-Low-Expansion、超低熱膨張) 共振器を用いて周波数ロックを行っている。ロックを行う周波数は、ULE 共振器の前に AOM のダブルパスを組むことで ^{151}Eu と ^{153}Eu のど

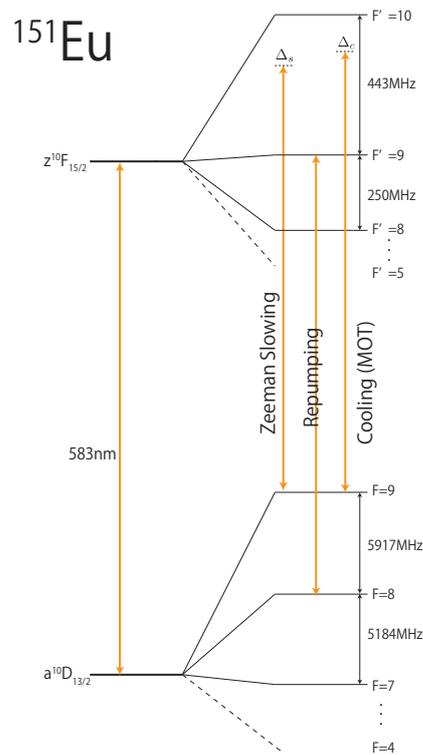
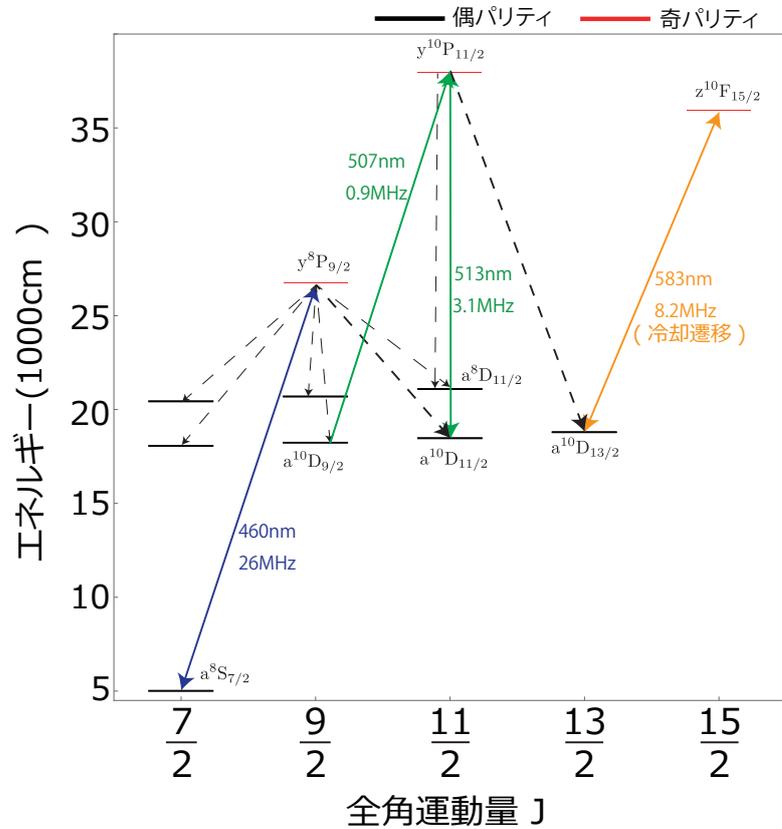


図 2.8: 磁気光学トラップに用いる光学遷移

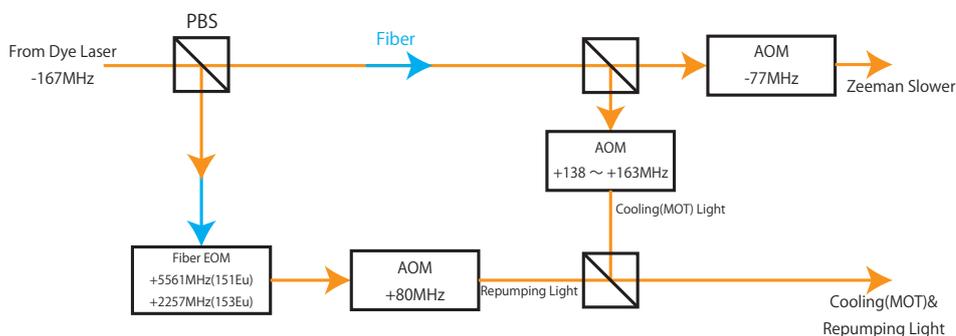


図 2.9: 超微細構造間のリパンプ光を用意するための光学系。

ちらにも対応できるようになっており、それぞれの冷却遷移の共鳴から -167MHz の周波数でロックをしている。

実験系

まず、磁気光学トラップチャンバーの構造を図 2.10 に示す。上面と底面にはアンチヘルムホルツコイル (MOT コイル) が巻かれており、磁気光学トラップを行う四重極磁場はこれらのコイルによって作られる。また、図 2.10 のように xy 軸および z 軸補正磁場コイルがまかされている。これは、残留磁場や輻射圧のインバランス、重力等によって原子のトラップされる位置がチャンバーの中心からずれている場合に、四重極磁場のゼロ磁場の位置を移動させることで、トラップされる位置を補正するためのものである。このチャンバーのビューポートから図 2.11 のように光を入射させ、 ^{151}Eu 原子の磁気光学トラップを行った。

実験結果

^{151}Eu 原子の磁気光学トラップを、MOT 光の離調 Δ_c と MOT 光のパワー及び MOT コイルの磁場勾配を変えながら測定を行ったところ、最大で $(1.07 \pm 0.04) \times 10^7$ 個程度の原子が集まっていた。今回測定した ^{151}Eu の原子数のパラメータ依存性については、後に ^{153}Eu との比較を行う際に提示する。

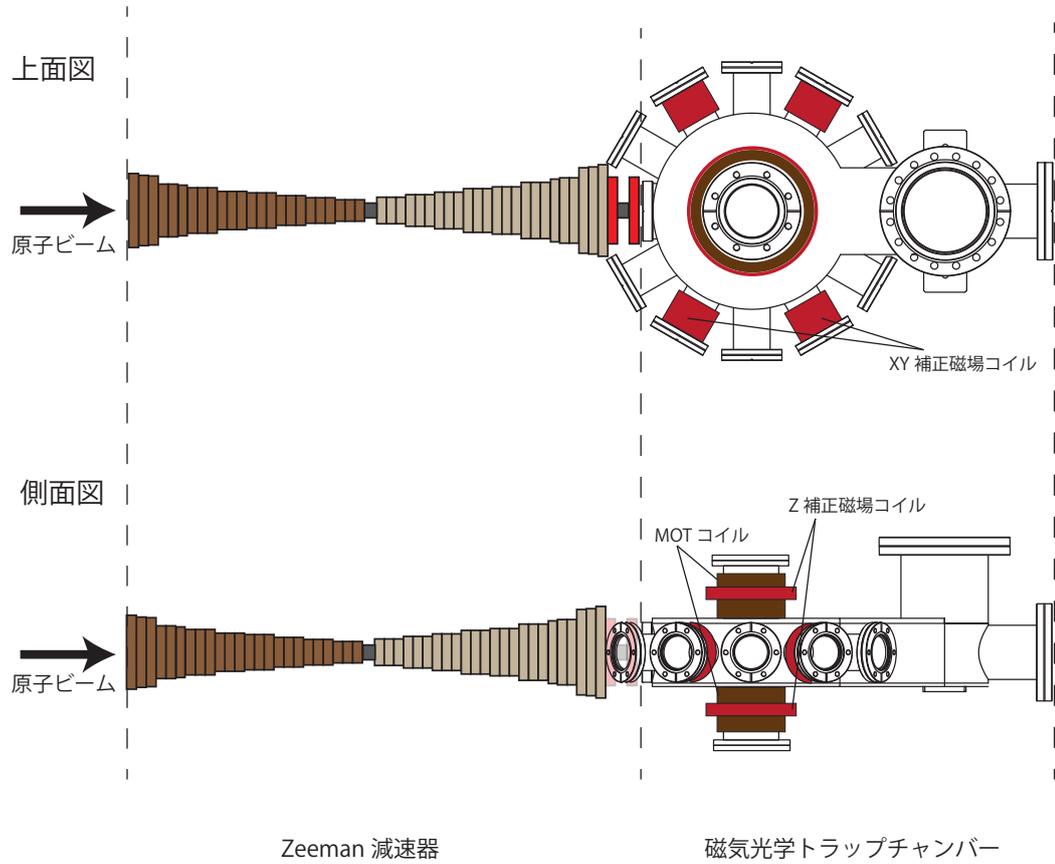
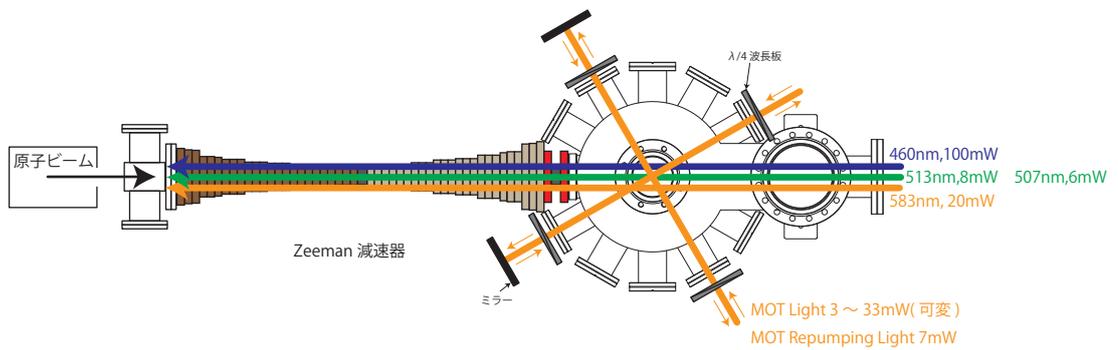


図 2.10: 磁気光学トラップチャンバーの構造。

図 2.11: 磁気光学トラップを行う際の実験系。紙面と垂直方向にも z 方向の MOT 光が存在している。

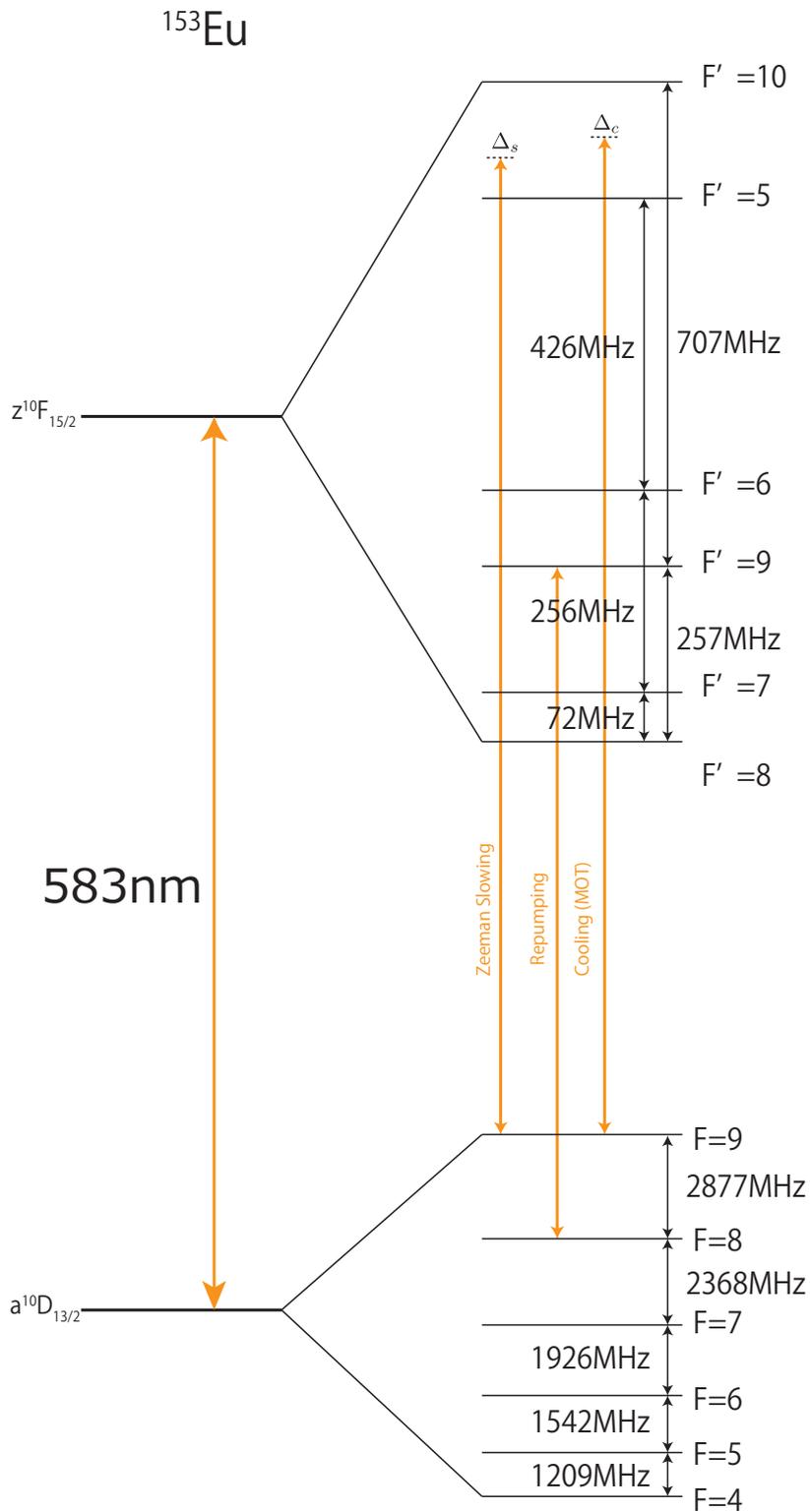


図 2.12: ^{153}Eu の冷却遷移の超微細構造

2.3 ^{153}Eu 原子の磁気光学トラップを行うにあたる懸念点

^{153}Eu の実験を行う前に、 ^{153}Eu で磁気光学トラップを行うにあたって懸念されていた点を説明する。図 2.12 に ^{153}Eu 原子の冷却遷移の超微細構造を示す。 ^{153}Eu の場合は、冷却に用いる励起状態 $F' = 10$ の 210MHz 下に $F' = 5$ が存在している。通常、 $F = 9 \rightarrow F' = 5$ は選択則により禁制遷移であるため、 $F' = 5$ の準位を気にする必要はない。しかし、Zeeman 減速等に用いられる磁場中では Zeeman シフトを起こす。その大きさが超微細構造の分裂幅よりも大きくなると、異なる超微細構造の準位のミキシングが生じ、全角運動量 F に関する選択則は成り立たなくなる。即ち、原子が $F' = 5$ に励起されてしまい、冷却のサイクルに乗ることのできない $F = 8$ 以下に分布してしまう可能性が懸念される。今回用いる Zeeman 減速器における磁場の大きさは最大で 100Gauss 程度であるが、西田 [8] によると ^{153}Eu の磁場応答は 20Gauss 程度で線形ではなくなるため、この問題は免れないことが分かる。

以上のことから、 ^{153}Eu の Zeeman 減速に関して不安はあるが、私はまず ^{151}Eu と同じ条件下で ^{153}Eu の Zeeman 減速実験を行うこととした。

第3章 ^{153}Eu 原子の Zeeman 減速

前章では、 ^{151}Eu の磁気光学トラップの方法、および ^{153}Eu を冷却するにあたる懸念点を説明した。本章では、 ^{151}Eu で実現された減速方法を参考に、 ^{153}Eu の Zeeman 減速を実現することを目的とする。

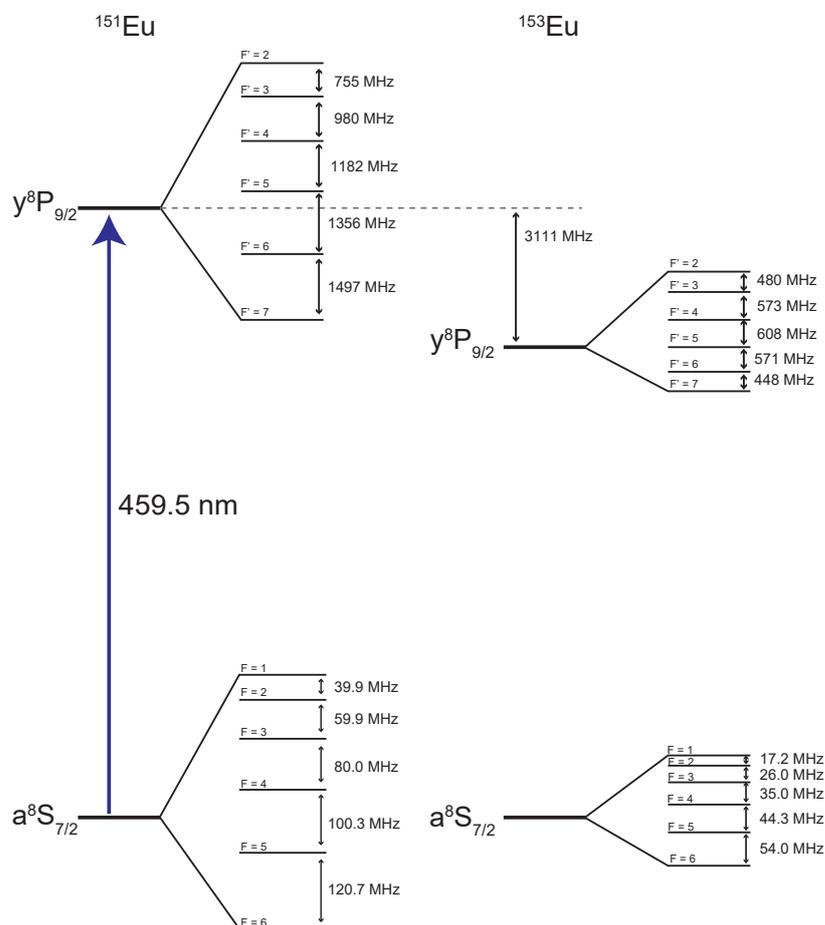
3.1 準安定状態へのポンピング

^{151}Eu と同様に、 ^{153}Eu も $a^{10}\text{D}_{13/2}$ 準安定状態原子ビームを生成する必要がある。 $^{10}\text{D}_{13/2}$ 準安定状態へのポンピングの経路は ^{151}Eu と同様である。しかし、用いる遷移が同じであっても同位体によってその周波数は異なる。これは、同位体シフトと超微細構造の間隔の違いによるものである。図 3.1 に $a^8\text{S}_{7/2} \rightarrow y^8\text{P}_{9/2}$ 遷移、図 3.2 に $a^{10}\text{D}_{11/2} \rightarrow y^{10}\text{P}_{11/2}$ 遷移、および図 3.3 に $a^{10}\text{D}_{13/2} \rightarrow z^{10}\text{F}_{15/2}$ 遷移における両者の超微細構造を示す。これらの超微細構造の分光は、過去に西田 [8] によって両同位体について行われているため、今回はその結果に基づいて周波数の変更を行った。

3.2 速度分布の評価方法

3.2.1 評価方法の選定

Zeeman 減速によって原子の速度分布がどのようになっているかを評価する方法として、代表的なものにドップラーシフトを用いる方法 [11] と飛行時間法 [12] の2つが挙げられる。ドップラーシフトを用いる方法は、Zeeman 減速を行うレーザーと同時に周波数を数 MHz 掃引するレーザーの2つが必要となり、波長 583nm の光源が1つしかない我々には困難であると判断された。従って、今回は飛行時間法を用いて速度分布の評価を行った。

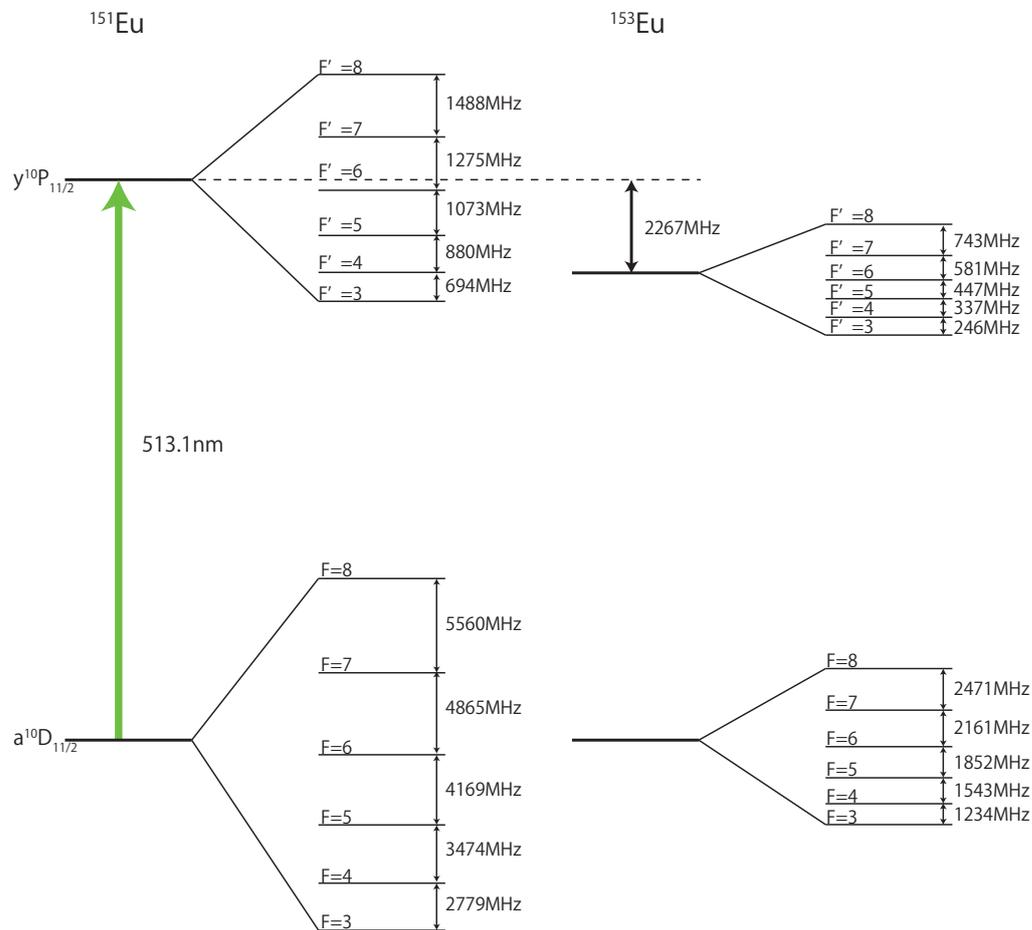


相対位置

同位体	153	153	153	153	153	153	153	153	153	151	153	153	153	153	153
F	6	5	6	4	5	6	3	4	5	6	2	3	4	1	2
F'	7	6	6	5	5	5	4	4	4	7	3	3	3	2	2
Freq.(MHz)	-4041	-3647	-3593	-3120	-3076	-3022	-2547	-2512	-2468	-2343	-2001	-1975	-1940	-1538	-1521

同位体	153	151	151	151	151	151	151	151	151	151	151	151	151	151	151
F	3	5	6	4	5	6	3	4	5	2	3	4	1	2	3
F'	2	6	6	5	5	5	4	4	4	3	3	3	2	2	2
Freq.(MHz)	-1495	-967	-846	289	390	510	1391	1471	1572	2311	2371	2451	3026	3066	3126

図 3.1: $a^8S_{7/2} \rightarrow y^8P_{9/2}$ 遷移の超微細構造。

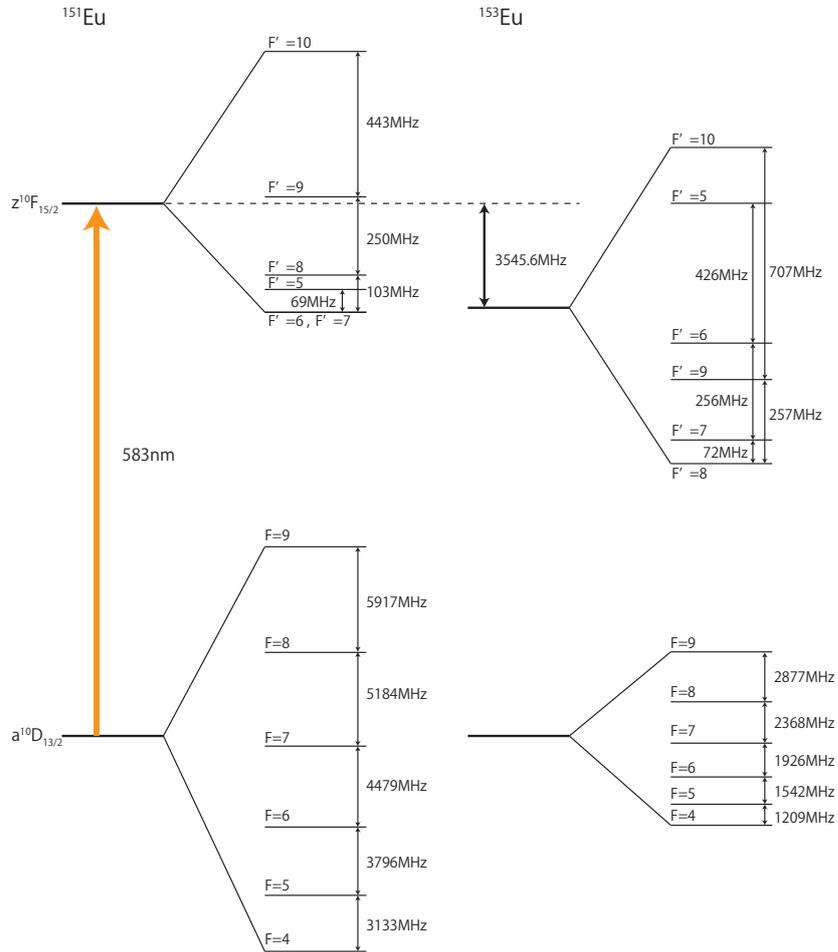


相対位置

同位体	151	151	151	151	151	151	151	151	151	151	151	151	151	151	151	151
F	8	8	7	7	7	6	6	6	5	5	5	4	4	4	3	3
F'	7	8	6	7	8	5	6	7	4	5	6	3	4	5	3	4
Freq.(MHz)	-8534	-7045	-4249	-2973	-1485	-457	616	1892	2833	3713	4786	5613	6308	7188	8392	9087

同位体	153	153	153	153	153	153	153	153	153	153	153	153	153	153	153	153
F	8	8	7	7	7	6	6	6	5	5	5	4	4	4	3	3
F'	7	8	6	7	8	5	6	7	4	5	6	3	4	5	3	4
Freq.(MHz)	-6098	-5353	-4209	-3627	-2882	-2496	-2048	-1465	-982	-644	-196	314	561	899	1548	1795

図 3.2: $a^10D_{11/2} \rightarrow y^10P_{11/2}$ 遷移の超微細構造。



相対位置

同位体	151	151	151	151	151	151	151	151	151	151	151	151	151	151	151
F	9	9	9	8	8	8	7	7	7	6	6	6	5	5	4
F'	8	9	10	7	8	9	7	6	8	7	6	5	6	5	5
Freq.(MHz)	-10707	-10458	-10015	-4894	-4790	-4541	291	292	394	4770	4771	4840	8567	8636	11769

同位体	153	153	153	153	153	153	153	153	153	153	153	153	153	153	153
F	9	9	9	8	8	8	7	7	7	6	6	6	5	5	4
F'	8	9	10	8	7	9	8	7	6	7	6	5	6	5	5
Freq.(MHz)	-8792	-8535	-7828	-5915	-5843	-5658	-3548	-3475	-3180	-1550	-1254	828	288	714	1923

図 3.3: $a^{10}\text{D}_{13/2} \rightarrow z^{10}\text{F}_{15/2}$ 遷移の超微細構造。

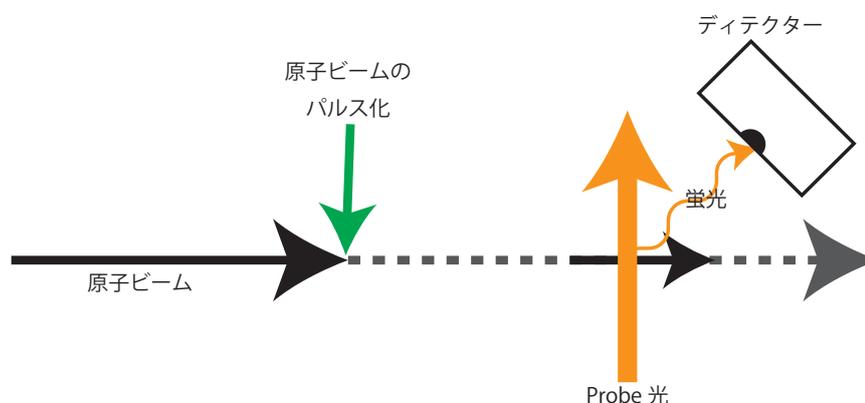


図 3.4: 飛行時間法の測定方法

3.2.2 飛行時間法

飛行時間法とは、以下のようにして速度分布を評価する方法である。

1. 原子ビームを何らかの方法でパルス化する。
2. 原子ビームを自由飛行させ、その後レーザーを照射することで蛍光を検出する。
3. 減速されたビームの到達時刻の差から原子ビームの速度分布を推定する。

図 3.4 は飛行時間法による測定方法を表した簡略図である。

飛行時間法では、減速された後にパルス化を行うことで原子は自由飛行をするため、速度分布の推定が容易になる。しかし、我々の実験系では空間的な問題からそれが行えないため、パルス化してから原子ビームの減速を行い、その後蛍光の検出を行うという変則的な方法をとった。この場合、パルス化された原子ビームは自由飛行を行わないため、到達時間の差と原子ビームの速度分布の関係は単純ではない。今回の Zeeman 減速は磁気光学トラップのための予備冷却という位置づけであり、捕獲可能な速度領域(十数～数 m/s 程度)になっているかどうかは分かれば良い。そのため、今回は簡略的ではあるが、到達時間の差と原子ビームの速度の換算は次のようにして行った。Zeeman 減速された原子集団とそうでない原子集団が Zeeman 減速器の直後から同時に自由飛行を開始し、検出器までの到達時間の差がついたと考える。即ち、Zeeman 減速された原子ビームの速度 v_f は、自由飛行を行う距離を L 、到達時間の遅れを t として、

$$v_f = \frac{L}{t} \quad (3.1)$$

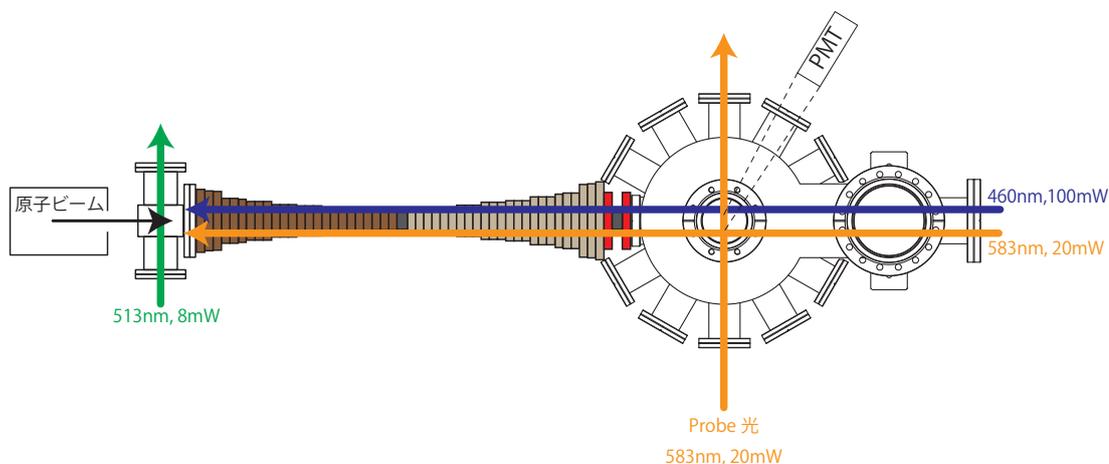


図 3.5: TOF 測定の実験系

となる。

3.3 実験系

3.3.1 飛行時間法の実験系

図 3.5 に飛行時間法の実験系を示す。準安定状態原子ビームのパルスを形成するために、513nm のレーザーを AOM (Acousto-Optic Modulators、音響光学変調器) を用いてパルス状にし、原子ビームと垂直に入射させた。パルス化された準安定状態原子ビームは Zeeman 減速器で減速され、磁気光学トラップチャンバーの上部に取り付けた光電子増倍管で蛍光検出される。

3.3.2 光学系

Zeeman 減速を行う際に作成した光学系を図 3.6 に示す。Zeeman 減速光と Probe 光は、ともに AOM を用いて準備している。また、460nm、513nm の光は PBS、それらと 583nm の光はダイクロイックミラーを用いて重ねている。

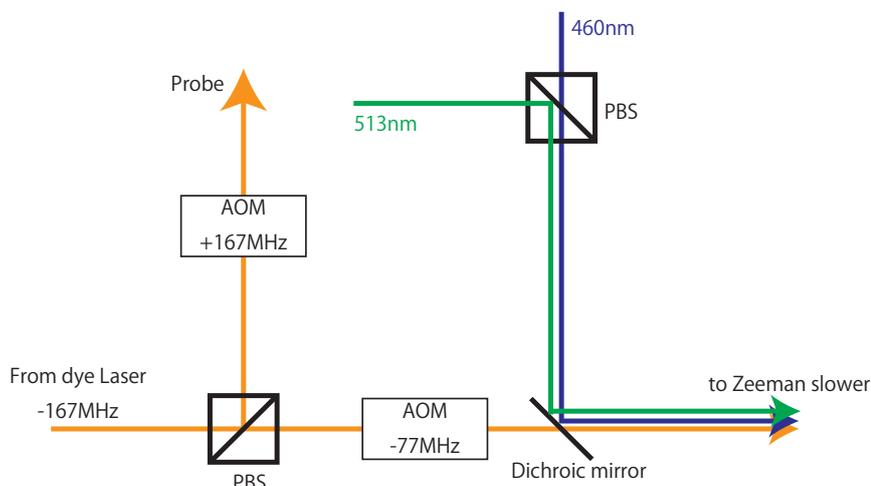


図 3.6: Zeeman 減速の光学系

3.4 Zeeman 減速のパラメータ

Zeeman 減速を行う際は、Zeeman コイルがつくる磁場と減速光 (583nm) の離調を適切に選ばなければならない。今回の実験では、これらの値を ^{151}Eu で最適化し、同様の設定で ^{153}Eu に対しても行うこととした。その結果、Zeeman コイルに流す電流はコイル (1) と (2) に 1.5A、コイル (3) に -1.1A、コイル (4) に 3.8A を流し、減速光の離調は -244MHz で行うことにした。

3.5 実験結果

飛行時間法による結果を図 3.7 に示す。各 Zeeman コイルに流す電流は、どちらの同位体に対してもコイル (1) と (2) に 1.5A、コイル (3) に -1.1A、コイル (4) に 3.8A を流している。

3.6 考察

飛行時間法による測定の結果から、Zeeman 減速された原子集団の到達時間の遅れが求まる。また、本実験系における Zeeman 減速器の直後から MOT 領域までの距離は 25cm である。以上の値を用いて、式 3.1 から原子集団の速度を評価した結果を表 3.1 に示す。この結果から、 ^{153}Eu も ^{151}Eu と同様のパラメータで同程度の速度まで Zeeman 減速が可能であることが明らかになった。また、減速されてい

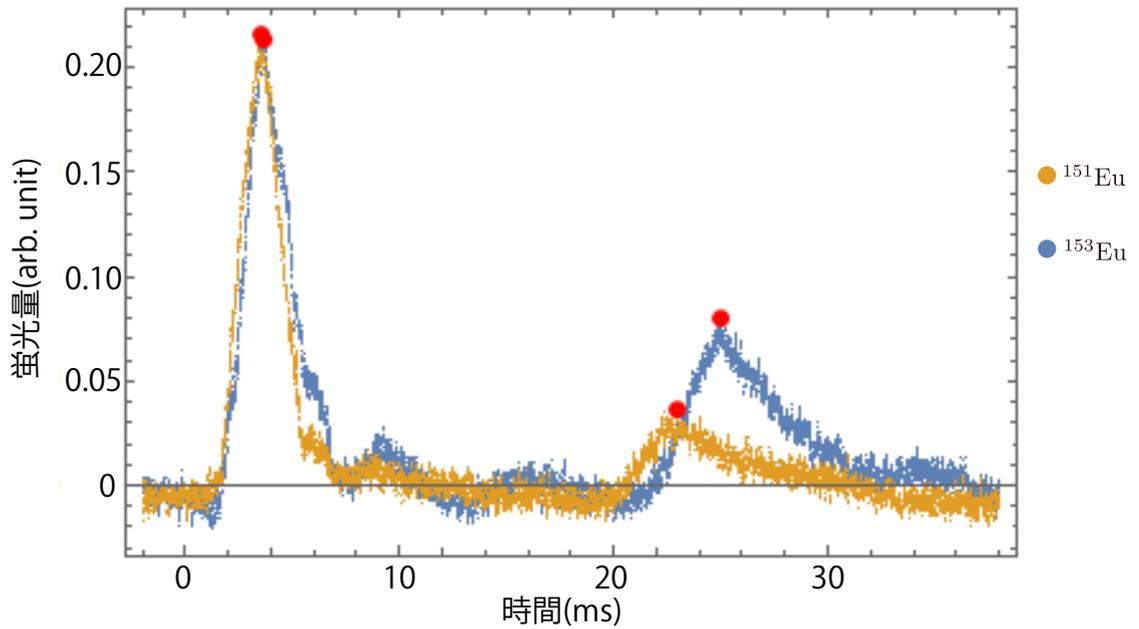


図 3.7: Zeeman 減速の実験結果

表 3.1: 原子ビームの速度の評価
同位体 到達時間の差 (ms) 速度 (m/s)

同位体	到達時間の差 (ms)	速度 (m/s)
^{151}Eu	19.5	13
^{153}Eu	21.4	12

る原子数に関しては ^{153}Eu の方が多い。以上のことから、原子ビームの速度と減速される原子数のどちらに関しても磁気光学トラップを行うにあたり十分であると判断し、磁気光学トラップの実験を行うこととした。

第4章 ^{153}Eu 原子の磁気光学トラップ

4.1 実験目的

前章では、 ^{153}Eu 原子が Zeeman 減速によって磁気光学トラップが可能である速度まで減速できたことを確認した。本章では、Zeeman 減速された ^{153}Eu 原子に対して磁気光学トラップを行い、その原子数や温度のパラメータ依存性を評価する。

4.2 磁気光学トラップのパラメータ

^{153}Eu の磁気光学トラップを行うにあたり、MOT コイルによる磁場勾配および MOT 光の離調とパワーをパラメータとして設定する。今回は、まず ^{151}Eu で原子数が最大となっていたパラメータ (磁場勾配 5G/cm、MOT 光の離調-16.6MHz、パワー 21mW) で ^{153}Eu の磁気光学トラップを行った。その結果、図 4.1 に示すような捕獲された原子の蛍光が観測された。

続いて、捕獲された原子数や温度のパラメータ依存性を調べる。原子数の測定については、AOM を用いることで、MOT 光の離調は-29.1MHz~4.15MHz、パワーは 3~36mW の間で測定を行った。また、5、10、15G/cm の 3 つの磁場勾配で測定を行った。温度測定においては、各磁場勾配で最も原子が集まったパラメータで測定を行った。

4.3 原子数測定

磁気光学トラップされた ^{153}Eu 原子の蛍光が確認されたため、実際に原子がどの程度捕獲されているかを調べる。今回は、吸収撮像法を用いて原子数の測定を行った。

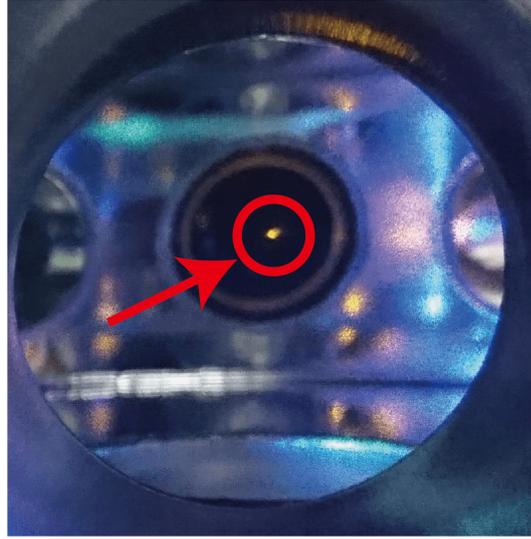


図 4.1: 磁気光学トラップされた ^{153}Eu 原子の蛍光。

4.3.1 吸収撮像法

吸収撮像法の原理

吸収撮像法とは、トラップされた原子集団に光を照射し、吸収によってできる影のを撮像すること原子集団の密度分布を測定する手法である。まず、その原理を説明する。

以下では、簡単のため2準位系について考える。トラップされた原子に共鳴する光を照射すると、吸収される距離に応じて強度が減衰する。このとき、透過光強度は、

$$I = I_0 e^{-OD(x,y)} \quad (4.1)$$

$$OD(\mathbf{r}) = \int n(x, y, z) \sigma_{ab} dz \quad (4.2)$$

と表される。ここで、 $OD(x, y)$ は光学密度 (Optical Density)、 σ_{ab} は散乱断面積を表す。また、原子数 N は、式 4.1 及び式 4.2 より、以下のように表される。

$$\begin{aligned} N &= \iiint n(x, y, z) dx dy dz \\ &= -\frac{1}{\sigma_{ab}} \iint \ln \frac{I}{I_0} dx dy \end{aligned} \quad (4.3)$$

吸収撮像を行う際には、原子に対する撮像光の透過光を測定したもの (I_{shadow} 、撮像光のもとの強度を測定したもの (I_{probe})、撮像光が無い場合の背景光の強度を測

定したもの (I_{BG}) の3種類の画像を CCD カメラで取得する。これらを用いて式 4.3 の I/I_0 を書き換え、また積分を CCD カメラのピクセルごとの和に書き換えると、

$$N = - \sum_{\text{pixel}(i,j)} \frac{tS}{\sigma_{ab}} \ln \left(\frac{I_{\text{shadow}(i,j)} - I_{BG(i,j)}}{I_{\text{probe}(i,j)} - I_{BG(i,j)}} \right) \quad (4.4)$$

となり、原子数が求まる。ただし、 S は各ピクセルの面積、 t は吸収撮像系の倍率を表す。

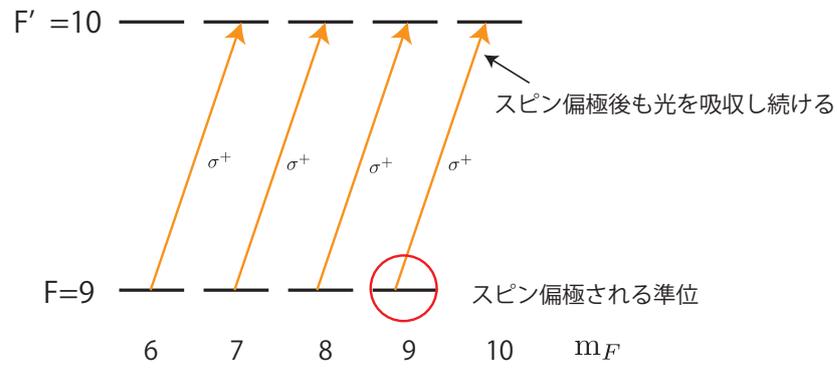
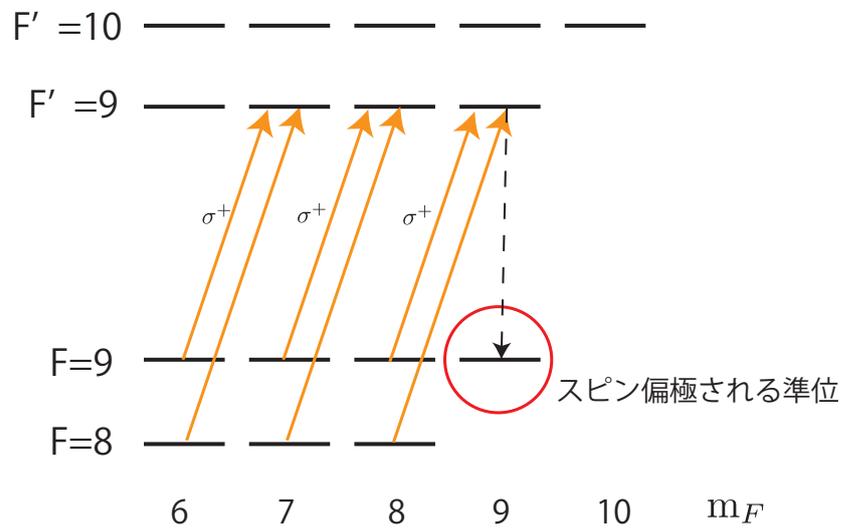
Eu 原子における吸収撮像法の問題点

2 準位系の原子を考える場合、散乱断面積が分かれば式 4.4 によって原子数を求めることができる。しかし、実際の原子には磁気副準位が存在している。磁気副準位を考慮すると、散乱断面積は磁気副準位間の遷移ごとに異なるため、実効的な散乱断面積は磁気副準位の分布に大きく依存する。この問題に対し、磁気副準位ごとのポピュレーションを仮定し、その分布が MOT 時のパラメータに対して不変であると仮定して原子数の推定を行う場合もある。しかし、多くの磁気副準位が存在する準安定状態 Eu 原子に対してこのような仮定を行うことは不安が残る。そこで今回はスピン偏極を行い、測定ごとの磁気副準位のポピュレーションを統一することで、MOT 時のパラメータによって磁気副準位の分布が変化しないようにした。

4.3.2 スピン偏極

光学遷移の選定

MOT された原子の多くは $|a^{10}\text{D}_{13/2} : F = 9\rangle$ 準安定状態に存在する。今回はこの原子集団に σ^+ 偏光を照射することで、 $\Delta_{m_F} = +1$ の遷移を繰り返し起こし、 $m_F = 9$ に原子を集めることを目標とする。スピン偏極を行う光学遷移は、選択則を考えると $F = 9 \rightarrow F' = 8, 9, 10$ の3つが候補となる。しかし、 $F' = 8$ を用いると $F = 7 \rightarrow F' = 8$ のリパンプ光が新たに必要となる。また、 $F' = 10$ を用いると、 $F' = 10, m_F = 10$ が存在するためスピン偏極された $F = 9, m_F = 9$ の原子がスピン偏極光を吸収し続けてしまい、吹き飛ばされてしまう (図 4.2)。 $F' = 9$ ではこのような問題は生じず、またスピン偏極光の準備も容易であるため、 $F = 9 \rightarrow F' = 9$ の遷移を用いてスピン偏極を行うことにした。図 4.3 にスピン偏極に用いる準位を示す。

図 4.2: $m_F=9 \rightarrow 10$ を用いるスピン偏極図 4.3: $m_F = 9 \rightarrow 9$ を用いるスピン偏極

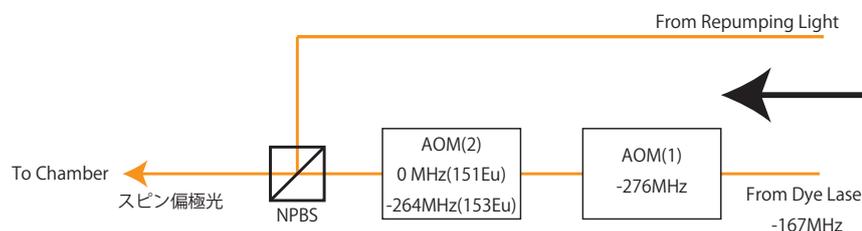


図 4.4: スピン偏極光を準備する光学系。便宜上、AOM(1) と AOM(2) と名前を付けている。

光学系

図 4.4 にスピン偏極光を準備するために作成した光学系を示す。 $F = 9 \rightarrow F' = 9$ の遷移は、 $F = 9 \rightarrow F' = 10$ の光に AOM 変調を加えることで準備した。AOM 変調を行わなければならない周波数は-443MHz(^{151}Eu) と-707MHz(^{153}Eu) であるが、色素レーザーは冷却遷移の共鳴周波数から-167MHz 離れてロックしているため、-276MHz(^{151}Eu) と-540MHz(^{153}Eu) だけ周波数変調を行う。 ^{151}Eu と ^{153}Eu の切り替えは、図 4.4 中の AOM(2) によって行う。このとき、 ^{153}Eu に対してのみスピン偏極光のパワーが少なくなるが、AOM(2) のダブルパス効率は 60% 程度であるため、問題にならないと判断した。

今回は吸収撮像光の吸収を問題としていたため、スピン偏極を行う向きは吸収撮像光と平行でなければならない。我々は当初、スピン偏極光を吸収撮像光と重ねて並行する向きに入射させていたが、吸収撮像を行う際 CCD カメラにスピン偏極光が映り込み、原子数測定が行えないという問題が発生した。そのため、NPBS を用いて吸収撮像光と対向する向きにスピン偏極光を重ねて入射させている。また、スピン偏極光は NPBS の直前に 1/2 波長板と 1/4 波長板を通すことで σ^+ 偏光にしている¹。図 4.5 に、スピン偏極光を含めた原子数測定の際の実験系を示す。スピン偏極光のパワーは、 $F = 9 \rightarrow F' = 9$ と $F = 8 \rightarrow F' = 9$ (リパンプ光) のどちらも 1mW である。スピン偏極を行う際の磁場は、xy 方向補正コイルを用いて吸収撮像光と同様の向きに 1G の磁場をかけている。

¹NPBS が偏光を完全に保つとは言えないため、MOT の直前で σ^+ 偏光にすることが望ましいが、波長板の空間的な理由からこのような設計となっている。

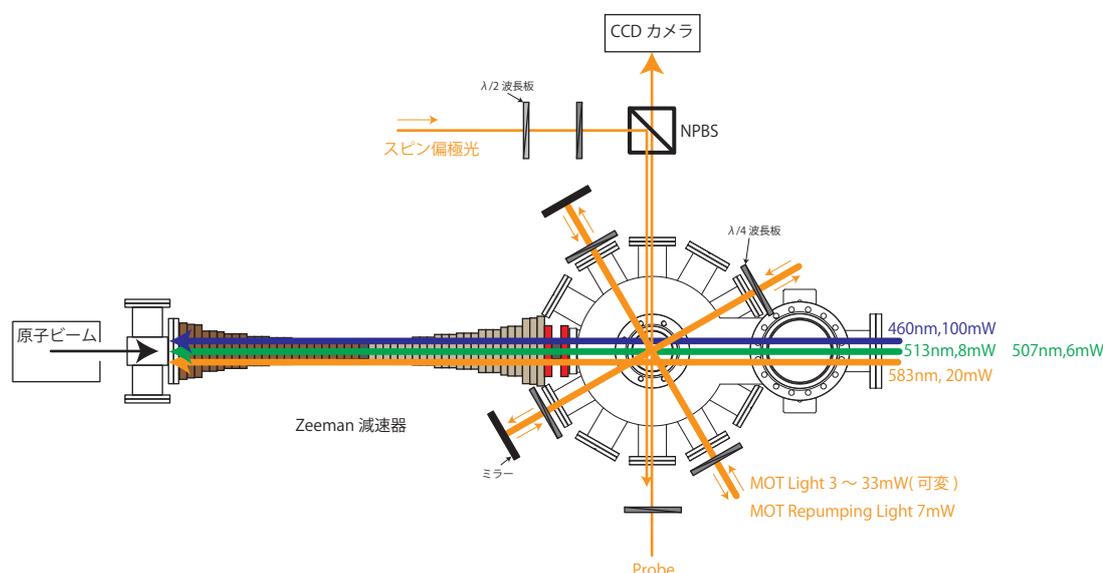


図 4.5: スピン偏極を行う際の実験系

生じた問題

スピン偏極された原子集団に対し吸収撮像を行う準備ができたため、原子数の測定を行った。その結果、スピン偏極を行った場合の方が、同じパラメータでスピン偏極を行わない場合に比べて積算 OD 値が減少していた。これはスピン偏極が何らかの原因でうまくできていないと考え、その原因を探り解決を試みた。

4.3.3 スピン偏極法の改善

残留磁場の存在

スピン偏極が正常に行われていない原因として、偏極光の向きと偏極中の磁場の向きが平行ではない可能性を考えた。その場合、スピン偏極中に磁場の補正を行うことで改善されるため、xyz 方向のスピン偏極中の補正磁場を様々な大きさに変えた。その結果、重力方向 (z 方向) の補正磁場をスピン偏極中のみ大きくかけることで積算 OD が大きく増加した。

本実験で用いている MOT コイルは高速で電流を落とすことが可能であり、MOT 時に流す程度の電流であれば 0.5ms 程度で電流値は 0 になる。スピン偏極を行う際は MOT コイルを切った後 1.5ms 待機しているため、MOT コイルによる残留磁場は存在しない。そのため、z 方向に残留磁場が存在している原因として、渦電流



図 4.6: 残留磁場測定の実験シーケンス

が原因ではないかと考えた。真空チャンバーの約 7cm 下には除振台が存在しており、MOT コイルによってその除振台に渦電流が生じてしまう可能性がある。

渦電流が原因であるならば、 z 方向の残留磁場には時間依存性が存在するはずである。そのため、まずは残留磁場の時間変化を測定する実験を行うことにした。

残留磁場の測定実験

残留磁場測定の実験シーケンスを図 4.6 に示す。本実験は以下手順で行われる。

1. 原子を毎回同一のパラメータ (磁場勾配 10G/cm、MOT 光の離調-16.6MHz、パワー 22mW) で MOT にローディングする。(3000ms)
2. 磁場勾配の大きさを測定したい値に変更する。(50ms)
3. 原子を自由飛行させる。(t ms)
4. z 方向の補正磁場の値を変更する。(0.5ms)
5. スピン偏極を行う。(0.5ms)
6. 冷却遷移の $F = 9 \rightarrow F' = 9$ の σ^+ 偏光のみを照射し、スピン偏極されていない原子を $F = 8$ に吹き飛ばす。(スピン偏極されている原子は σ^+ を吸収しない。)(0.05ms)
7. 吸収撮像を行う。

残留磁場に時間依存性がある場合、自由飛行させる時間 t に応じて積算 OD の値が増減する。また、残留磁場は MOT コイルによる磁場勾配の大きさに依存している可能性があるため、今回は 5G/cm、10G/cm、15G/cm の磁場勾配で実験を行った。上記の実験を行うことで、ある時刻における適切な z 補正磁場の値が分かる。これを各時刻について測定することで、磁場の減衰を測定することができる。

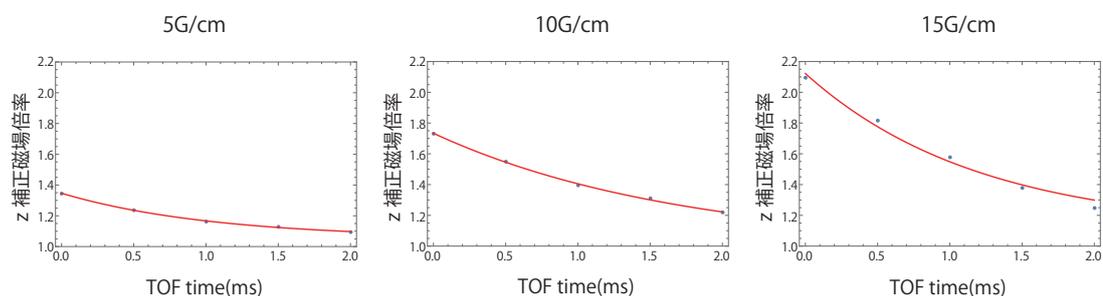


図 4.7: MOT 後の残留磁場の測定結果

残留磁場の測定実験結果

各時刻ごとに積算 OD 値が最大となる z 補正磁場の値を測定し、その補正磁場 vs 時間のグラフを作成した。結果を図 4.7 に示す。縦軸は MOT 時に掛けている z 補正磁場の大きさ (1.108G) に対する倍率である。また、フィッティングは指数関数で行っている。

予想された通り、残留磁場は時間とともに減衰し、その大きさは MOT コイルの磁場勾配に依存していることがわかる。これにより、残留磁場によってスピン偏極が正常に機能していないことが明らかとなったため、その改善を行うこととした。

残留磁場への対応

今回表れている残留磁場が渦電流によるものであるとすると、それを完全に打ち消すことは困難である。そこで今回は以下のような改善策をとることにした。

1. スピン偏極中の残留磁場の影響を MOT コイルの磁場勾配に依存させなくするため、各磁場勾配でローディングを行った後、毎回 5G/cm でホールディングを行う。
2. スピン偏極中に z 補正磁場を時間変化させ、残留磁場を可能な限り打ち消す。

磁場の時間変化は、スピン偏極を行う 0.5ms の間行う。しかし、完全に補正磁場を打ち消すためには図 4.7 に示した時間変化では不十分である。これは、残留磁場の時間変化を測定する際にもスピン偏極を行っているが、そのスピン偏極中も磁場が変化してしまっているためである。そこで、今回は簡易的ではあるが、残留磁場測定の結果から傾きを求め、補正磁場の制御を線形に行う。その状態で更にスピン偏極中の z 補正磁場にオフセットを加え、積算 OD が最大となる磁場のオフセットを設定した。

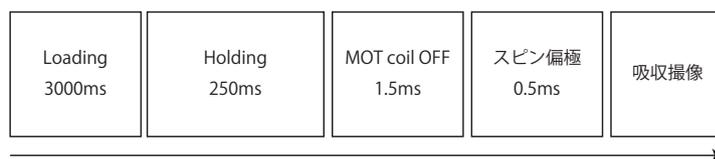


図 4.8: 5G/cm でホールディングを行うときのパラメータを決定する実験シーケンス。

Holding 時のパラメータ決定

原子数測定を行う際に 5G/cm でのホールディングを行うことにした。そのため、ホールディング時の MOT 光の離調とパワーを決定する必要がある。図 4.8 に示すようなシーケンスで実験を行い、原子のロスが少ないパラメータを求めた。

実験結果を図 4.9 に示す。各点は 3 回ずつ測定を行いその平均となっている。この結果からホールディング時のパラメータは、MOT 光の離調-11.6MHz、パワー 10mW で行うこととした。

4.3.4 原子数の評価

残留磁場の時間変化を測定し、スピン偏極の改善を行うことができた。以上で原子数を測定する準備が整ったため、吸収撮像法により原子数を測定し、評価を行う。

吸収撮像法による測定

原子数測定の実験シーケンスを図 4.10 に示す。ローディングを行う磁場勾配を 5、10、15G/cm とし、MOT 光の離調とパワーを変えながら原子数の測定を行った。

実験結果

吸収撮像法による原子数測定の結果を図 4.11 に示す。同様の測定方法で ^{151}Eu に対しても測定を行ったため、その結果も記載している。現行の実験系では、583nm 以外のレーザーは周波数ロックを行っていないため実験中に原子数の揺らぎが生じる。今回、各パラメータに対し 5 回ずつ測定を行ったため、その標準偏差を求めた。その結果、 ^{153}Eu は磁場勾配 5G/cm、MOT 光のパワー 24mW、MOT 光の離調-16.6MHz で原子数が最大となり、 $(2.5 \pm 0.1) \times 10^7$ を得た。また、 ^{151}Eu は磁

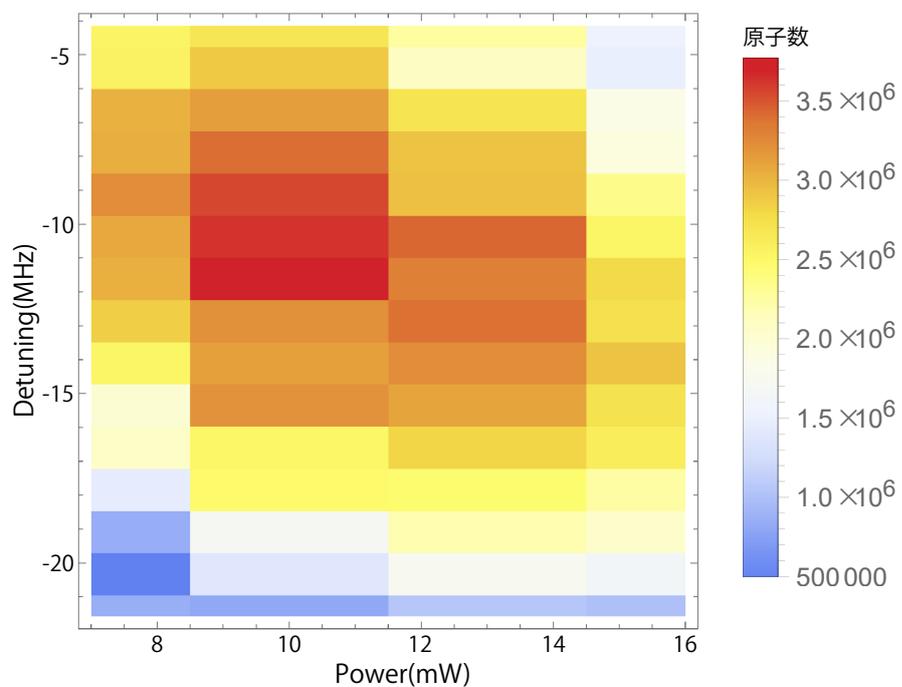


図 4.9: 5G/cm でホールディングを行うときのパラメータ依存性

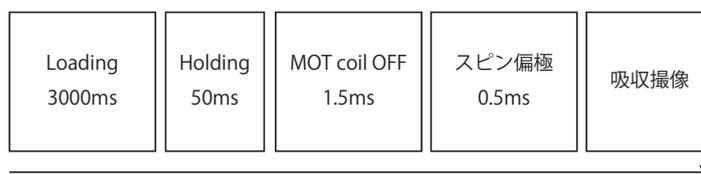


図 4.10: 吸収撮像法による原子数測定の実験シーケンス

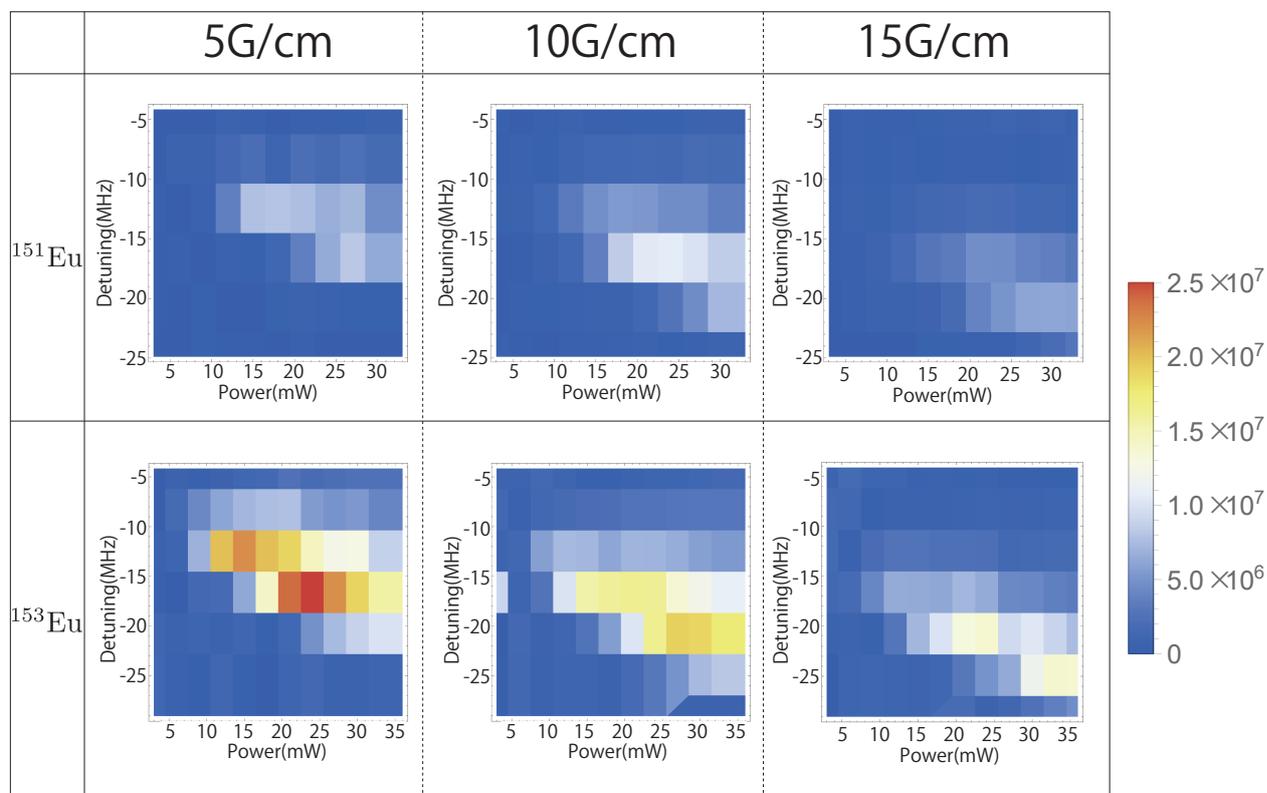


図 4.11: ^{151}Eu と ^{153}Eu の原子数測定の結果

場勾配 10G/cm、MOT 光のパワー 24mW、MOT 光の離調-16.6mW で原子数が最大となり、 $(1.07 \pm 0.04) \times 10^7$ であった。

スピン偏極の達成率による原子数誤差の評価

スピン偏極が完全に達成し、すべての原子が $m_F = 9$ に存在する場合、吸収撮像法により正確な原子数を得ることができる。だが実際にはスピン偏極がなされていない原子も一部存在し、原子数を少なく評価している場合がある。そこで今回は、吸収撮像光が σ^+ 偏光の時と σ^- 偏光の時のコントラストを測定し、原子数をどの程度少なく評価している可能性があるかを確認することにした。しかし、 σ^- 偏光の場合は積算 OD 値が小さく、現在の系での測定は困難であった。そこで、今回は現在の系で測定可能な原子数の下限を測定し、コントラストの下限を推定した。

現在の実験系で測定可能な下限を推定するための実験シーケンスは図 4.12 のようにして行われる。ホールディングの時間の伸ばすことで、MOT の形は変えずに

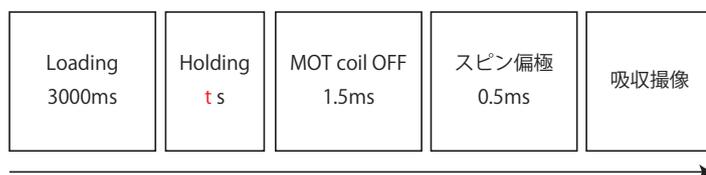


図 4.12: 現在の実験系で測定可能な下限値を推定するための実験シーケンス。

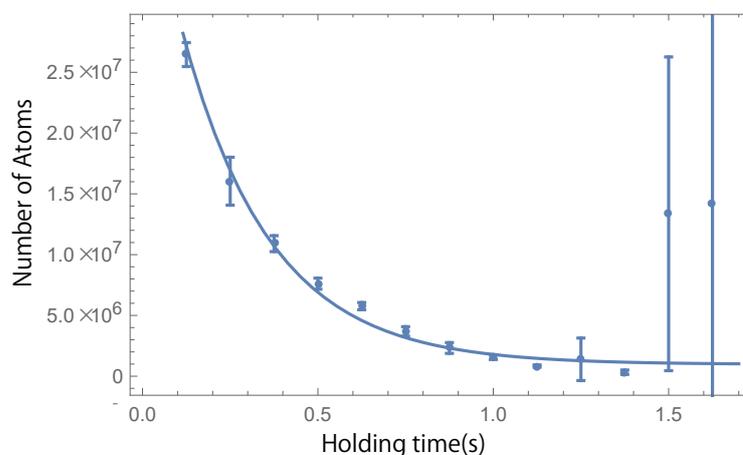


図 4.13: 測定可能な下限値を推定する実験の結果

原子数を指数関数的に減衰させてゆく。

この実験の結果を図 4.13 に示す。ホールディングを行う時間が 1.5s を超えると、測定ごとの揺らぎが非常に大きく測定ができていないことがわかる。測定可能な下限値としては、 4.7×10^5 を採用すれば十分であると判断した。コントラストの撮影を行う際に測定された σ^+ 偏光による原子数は 5.0×10^7 であり、ここからコントラストは 39 倍以上であると求まる。

最後に、このコントラストを原子数の誤差へ換算しなければならない。あるコントラストに対し、磁気副準位への分布は一様に定まらない。今回知りたい情報は原子数を最も少なく評価してしまう分布である。そこで、コントラストの値を固定し、最も原子数を少なく評価する分布を計算により求めた。計算の結果、 $m_F = 8$ に 60%、 $m_F = 7$ に 40% 存在する時、原子数は実際の 86% で評価してしまうという結果が出た。参考に、コントラストが 0~100 倍におけるそのコントラストで測定されうる最小の原子数を数点で計算した結果を図 4.14 に示す。

以上により、偏極が不十分であることに起因する誤差は +19%、-0% であると評価できた。

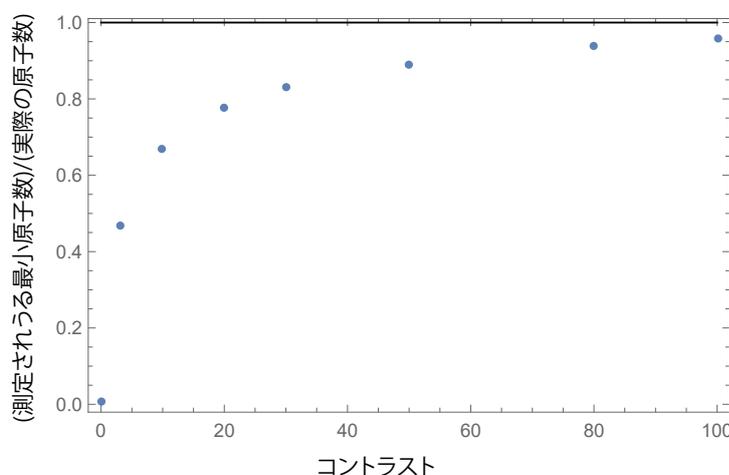


図 4.14: 各コントラストで測定されうる最小の原子数

4.4 温度測定

4.4.1 飛行時間法

MOTされた原子集団の温度測定は、飛行時間法を用いて行った。まず、その原理を説明する。

MOT中の原子集団の温度が T であり、原子数密度分布が標準偏差 σ_0 のガウシアンを仮定する。瞬時にMOTを切ると、この原子集団は初期の速度分布に応じて拡散を始める。時間 t だけ拡散した後の原子数密度分布は再度ガウシアン分布となっており、時刻 t における標準偏差 σ は次式のようなになる。

$$\sigma(T, t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{k_B T}{M} t^2} \quad (4.5)$$

従って、MOTを切った後のTOF時間に対する原子集団の広がりを測定することで原子集団の温度 T を求めることができる。

4.4.2 実験方法

本実験の実験シーケンスは図4.15のようになっている。温度測定においては、MOTを切った直後からの原子分布の広がりを測定したいため原子集団のホールディング及びスピン偏極は行っていない。原子数測定の場合と同様、 z 方向の残留磁場を考慮して z 方向補正磁場コイルはそれを打ち消すように時間変化させてい

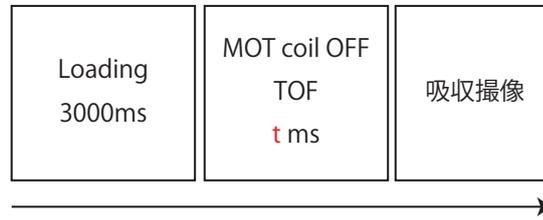


図 4.15: 温度測定の実験シーケンス

る。

今回は、 ^{153}Eu の各磁場勾配に対し、最も原子数が多く集まっていたパラメータ (MOT 光のパワーと離調) で温度測定を行った。

4.4.3 実験結果

実験結果を図 4.16 に示す。また、式 4.5 でフィッティングを行い、得られた原子集団の温度を表 4.1 に示す。

ここで、今回の冷却限界温度を求める。式 A.10 において、 $5\text{G}/\text{cm}$ の離調 (-16.6MHz) を代入し、 $s(0) \ll 1$ とすると、 $420\mu\text{K}$ を得る。以上より、今回の磁気光学トラップにおいては限界温度まで冷却されていると評価できる。

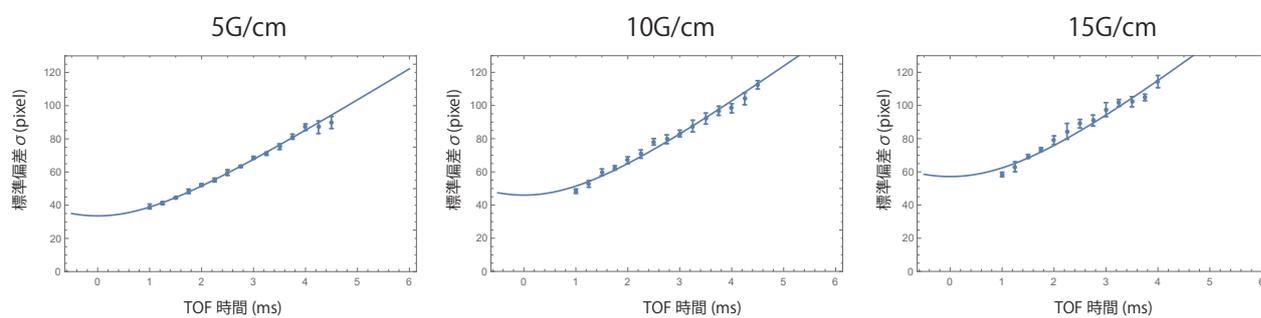


図 4.16: 飛行時間法による温度測定の結果

表 4.1: ^{153}Eu の温度測定の結果

磁場勾配	温度
5G/cm	$400 \pm 10\mu\text{K}$
10G/cm	$550 \pm 20\mu\text{K}$
15G/cm	$650 \pm 20\mu\text{K}$

第5章 まとめと今後の展望

5.1 まとめ

今回、 ^{153}Eu の Zeeman 減速および磁気光学トラップを実現し、その原子数と温度を測定した。 ^{153}Eu の原子数については、最大で $(2.5 \pm 0.1) \times 10^7$ の原子を捕獲した。これは、 ^{151}Eu の $(1.07 \pm 0.04) \times 10^7$ という結果よりも 2.3 倍程度多い。これは ^{153}Eu の Zeeman 減速が効率よく行えない可能性があるという予想に反する結果である。このような結果が得られた原因として、次のようなことが考えられる。図 3.1 に示したように、 ^{153}Eu の超微細構造間隔は ^{151}Eu に比べ狭い。従って、 ^{153}Eu の $|a^8S_{7/2} : F = 5, 4, 3 \dots\rangle$ 基底状態に存在した原子が、その狭い超微細構造間隔ゆえに $|a^8S_{7/2} : F = 6\rangle$ 基底状態にポンピングされ、その後それらも冷却遷移までポンピングされる可能性がある。その結果、 ^{151}Eu よりも多くの原子が捕獲されたと考えられる。温度測定については、MOT コイルの磁場勾配が $5\text{G}/\text{cm}$ で $400 \pm 10\text{K}$ と、今回のパラメータにおける限界温度付近まで冷却されているという結果が得られた。

5.2 今後の展望

我々の研究室では、Eu 原子のボース凝縮体を生成し、物性現象の探究を行うことを目標としている。今回の実験で、 ^{151}Eu と ^{153}Eu のどちらも準安定状態での磁気光学トラップが可能になった。次のステップは、MOT された原子集団を基底状態に戻し、基底状態での MOT を行うことである。我々は現在、その準備に取り組んでいる。

一方で、残留磁場という大きな問題が存在することも今回の実験で明らかとなった。今回は MOT 後にホールディングし、更に z 補正磁場を時間変化させるという方法で対処を行ったが、この方法では磁場を完全に打ち消すことは難しく、改善が望まれる。我々の研究室では、改善策として図 5.1 のように MOT コイルの下に新たにコイルを設置し、MOT コイルによる磁場の除振台への浸透を防ぐ試みをしている。

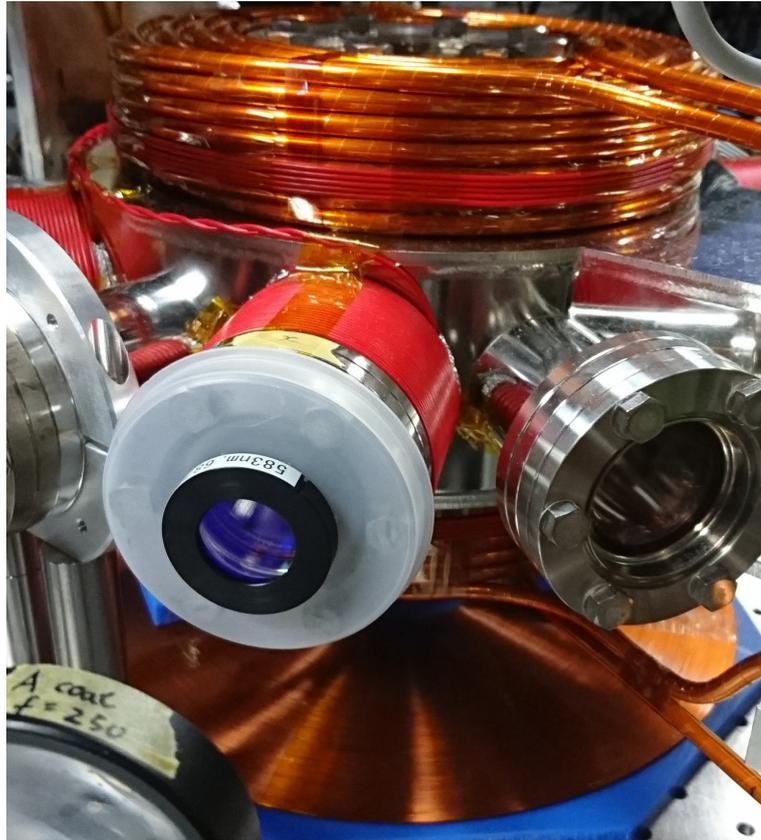


図 5.1: 残留磁場に対応するために新たに設置中のコイル

謝辞

本卒業論文は、筆者が東京工業大学理学部物理学科の学士過程4年に、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り、多くの方から御指導、御助言をいただきました。ここに、深くお礼申し上げます。

なお、この論文は上妻幹旺教授、相川清隆准教授により査読して頂きました。先生方には、貴重なお時間を割いていただき非常に感謝しております。

指導教官である上妻幹旺教授には、研究の方針からその結果に至るまで、大変熱心なご指導をいただきました。研究に関して右も左もわからない状態から本卒業論文を書き上げるに至ったのは、先生の助けがなければ実現しませんでした。また、毎週のミーティングでは、研究の進捗を確認して頂き、毎回の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。

井上遼太郎特任准教授には、実験方法から結果、考察に至るまで様々な点でご指導いただきました。私が実験上の問題に悩む際は、理解ができるまで親身になって教えていただくこともありました。また、発表準備の際には貴重なお時間を割き、何度もチェックをして頂くこともありました。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、前期に行っていた実験で様々なご指導をいただきました。時には夜遅くまで実験に付き合ってください、大変感謝しております。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、私が本研究室に所属した日から、様々なことを教えていただきました。また、私が発表準備などを行っている際は、その校正を手伝っていただくこともありました。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の先輩として、基本的な実験技術からご指導をいただきました。また、私が実験中に行き詰った際は、共に解決策を考えていただき、多くの実験を行うことができました。ありがとうございました。

修士2年の小田拓実さんには、装置の組み立てを共同で行わせていただきました。また、学生居室でも話しかけていただき、心の支えとなりました。ありがとうございました。

修士2年の木将登さんには、私が大学院の入試勉強を行っている際、理解ができなかった点などを教えていただきました。ありがとうございました。

修士2年の多賀俊祐さんには、同じユウロピウムグループの先輩として、実験装置の使い方などを教えていただきました。ありがとうございました。

修士1年の上田剛生さんには、前期に行った実験で基本的な光学系の組み方などを教えていただきました。また、学生居室ではよく話しかけていただき、心の支えとなりました。ありがとうございました。

修士1年の松井宏樹さんには、同じユウロピウムグループの先輩として、共同で実験を行う時もありました。その際は、夜遅くまで実験をお手伝いいただくこともありました。ありがとうございました。

修士1年の長尾胡桃子さんとは、前期の実験を共同で行い、同じセミナーにも参加しました。その際、物理的な議論にお付き合い頂くこともあり、理解を深めることができました。ありがとうございました。

学部4年の吉川尚貴君とは、研究室の同期として、また、同じユウロピウムグループとして、この一年間の多くの時間を共に過ごしました。実験や理論に関する議論はもちろんのこと、日常的な雑談を行い、研究の面でもそれ以外でも大きな支えとなりました。ありがとうございました。

本研究で使用した色素レーザーは東京工業大学松下研究室よりお借りしたものです。また、松下道雄准教授と藤芳暁助教授には色素レーザーのアライメント等ご協力いただきました。この場を借りて感謝いたします。ありがとうございました。

最後に、学士過程の4年間で金銭面、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。

関連図書

- [1] Axel Griesmaier, Jörg Werner, Sven Hensler, Jürgen Stuhler, and Tilman Pfau. Bose-Einstein Condensation of Chromium *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 94, p. 160401, Apr 2005.
- [2] Mingwu Lu, Nathaniel Q. Burdick, Seo Ho Youn, and Benjamin L. Lev. Strongly Dipolar Bose-Einstein Condensate of Dysprosium. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 107, p. 190401, Oct 2011.
- [3] 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.
- [4] 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.
- [5] K. Aikawa, S. Baier, A. Frisch, M. Mark, C. Ravensbergen, and F. Ferlaino. Observation of Fermi surface deformation in a dipolar quantum gas. *Science*, Vol. 345, No. 6203, pp. 14841487, 2014.
- [6] Yuki Kawaguchi, Hiroki Saito, and Masahito Ueda. Spontaneous Circulation in Ground-State Spinor Dipolar Bose-Einstein Condensates. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 107, No. 5, pp. 253–381, 2012. Vol. 97, p. 130404, Sep 2006.
- [7] D. J. Papoular, G. V. Shlyapnikov, and J. Dalibard. Microwave-induced Fano-Feshbach resonances. *Phys. Rev. A*, Vol. 81, p. 041603, Apr 2010.
- [8] 西田慶次. 準安定状態ユウロピウム原子の磁気光学トラップに向けた原子ビーム生成. *Master's thesis*, 東京工業大学, 2016.
- [9] Ryotaro Inoue, Yuki Miyazawa, and Mikio Kozuma. Magneto-optical trapping of optically pumped metastable europium. *Phys. Rev. A*, 97, 061607, 2018

- [10] 小方拓也. ユウロピウム原子気体のボース凝縮に向けたゼーマン減速器の高効率化. *Master's thesis*, 東京工業大学, 2018.
- [11] William D. Phillips and Harold Metcalf. Laser deceleration of an atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 48, pp. 596599, Mar 1982.
- [12] P. A. Molenaar, P. van der Straten, H. G. M. Heideman, and H. Metcalf. Diagnostic technique for zeeman-compensated atomic beam slowing: Technique and results. *Phys. Rev. A*, Vol. 55, pp. 605614, Jan 1997.

付録 A Zeeman 減速および磁気光学トラップの理論

A.1 Zeeman 減速の理論

Zeeman 減速とは、原子ビームとなった高温の原子に光を吸収・放出を繰り返させることで減速させる手法である。Zeeman 減速器中の原子ビームは、対向するレーザーの輻射圧を受け減速する。しかし、原子は Doppler 効果により共鳴周波数が

$$\Delta\omega_{\text{Doppler}} = \omega_{\text{Atom}} + kv(x) \quad (\text{A.1})$$

だけシフトする。よって、原子が減速されるにつれてその共鳴条件は刻一刻と変わってゆき、一定周波数のレーザーでは減速できなくなってしまう。そこで、その Doppler シフトを打ち消すような磁場、即ち Zeeman シフトを生じさせることで原子を減速することのできる装置が Zeeman 減速器である。位置 x における磁場の大きさが $B(x)$ であるとする、Zeeman シフトは、

$$\Delta\omega_{\text{Zeeman}} = \frac{(g'_F m'_F - g_F m_F) \mu_B}{\hbar} B(x) \quad (\text{A.2})$$

と表される。ただし、 $g(g')$, $m_F(m'_F)$ はそれぞれ基底 (励起) 状態の Lande の g 因子と磁気量子数である。

ここで、照射するレーザーに δ の離調を与え、

$$\omega_{\text{Laser}} = \omega_{\text{Atom}} + \delta \quad (\text{A.3})$$

とすると、

$$\delta + \Delta\omega_{\text{Doppler}} + \Delta\omega_{\text{Zeeman}} = 0 \quad (\text{A.4})$$

を満たすような離調と磁場を印加すればよいことが分かる。図 A.1 にそのイメージ図を示す。

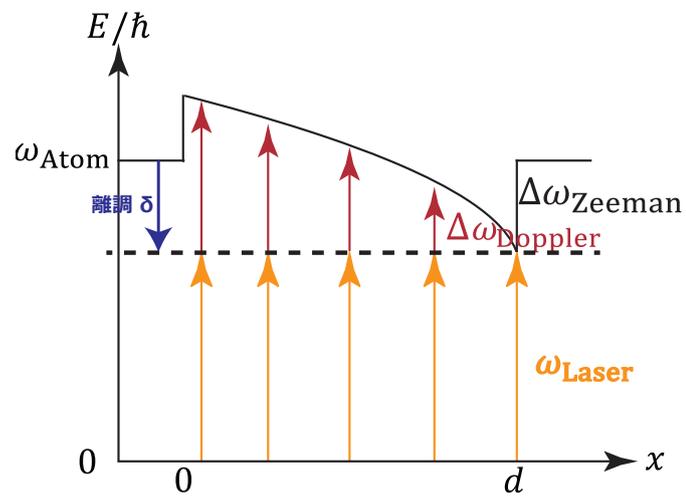


図 A.1: Zeeman 減速の概念図

A.2 磁気光学トラップの理論

磁気光学トラップとは、その名の通り磁場と光を用いて原子を捕獲する手法である。ここでは、その原理を説明する。

A.2.1 ドップラー冷却

原子を捕獲するためには、速度の速い原子に対しては大きな輻射圧を与え、速度の遅い原子には輻射圧を与えないようにしなければならない。そのような冷却方法としてドップラー冷却が存在する。まず、その理論を説明する。

原子が受ける輻射圧の大きさは次式のように表される。

$$F = \frac{1}{2} \hbar k \Gamma \frac{s(\delta)}{1 + s(\delta)} \quad (\text{A.5})$$

ここで、 k は光の波数、 Γ は原子の自然放出レートを表す。 $s(\delta)$ は飽和パラメータと呼ばれる離調 δ に依存する量で、磁気光学トラップを行うような超高真空中では、

$$s(\delta) = \frac{1}{2} \frac{\Omega_0^2}{(\Gamma/2)^2 + \delta^2} \quad (\text{A.6})$$

と表される。ただし、 Ω_0 は共鳴ラビ周波数である。

続いて、図 A.2 のように原子に対向する 2 本のレーザーを照射する場合を考える。原子はドップラーシフト $\pm kv$ だけ共鳴周波数がずれることを考えると、輻射圧は式 A.5 より、

$$F = \frac{1}{2} \hbar k \Gamma \left[\frac{s(\delta + kv)}{1 + s(\delta + kv)} + \frac{s(\delta - kv)}{1 + s(\delta - kv)} \right] \quad (\text{A.7})$$

となる。式 A.7 は $|kv| < |\delta|$ の時、次のように近似できる。

$$F = -\beta v \quad (\text{A.8})$$

$$\beta = -\hbar k^2 \frac{4s(0)(2\delta/\Gamma)}{[1 + s(0) + (2\delta/\Gamma)^2]^2} \quad (\text{A.9})$$

従って、 $\beta > 0$ 、即ち $\delta < 0$ であれば、輻射圧が速度に比例する減衰力となる。

減速するために光を吸収した原子は自然放出も行うため、自然放出による加熱効果と輻射圧による冷却効果が釣り合う状態よりも冷却されることは無い。この時の温度は、

$$T = \frac{\hbar \Gamma}{8k_B} \left[\frac{\Gamma}{|\delta|} (1 + s(0)) + 4 \frac{|\delta|}{\Gamma} \right] \quad (\text{A.10})$$

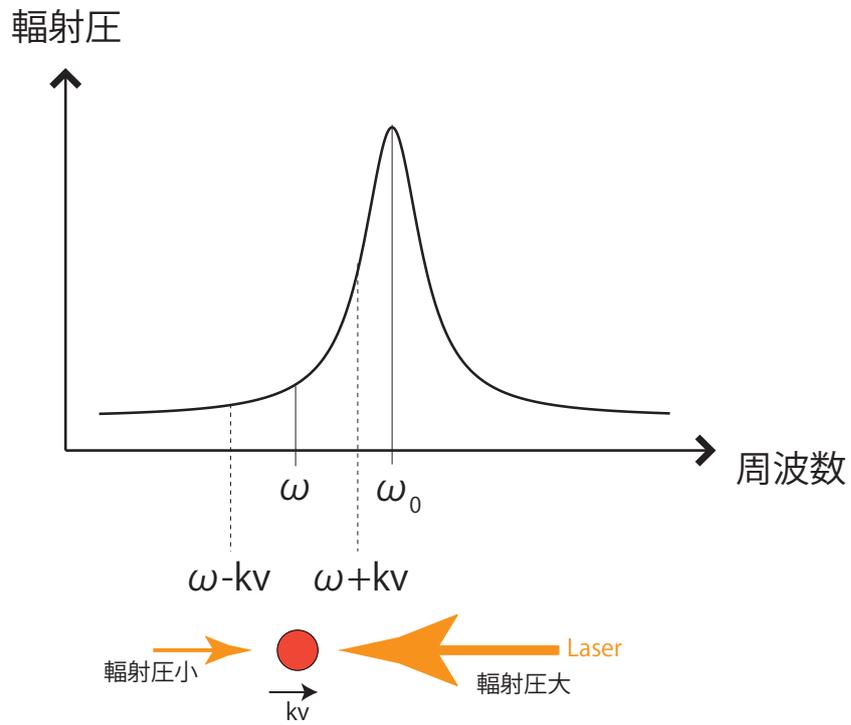


図 A.2: Doppler 冷却の説明

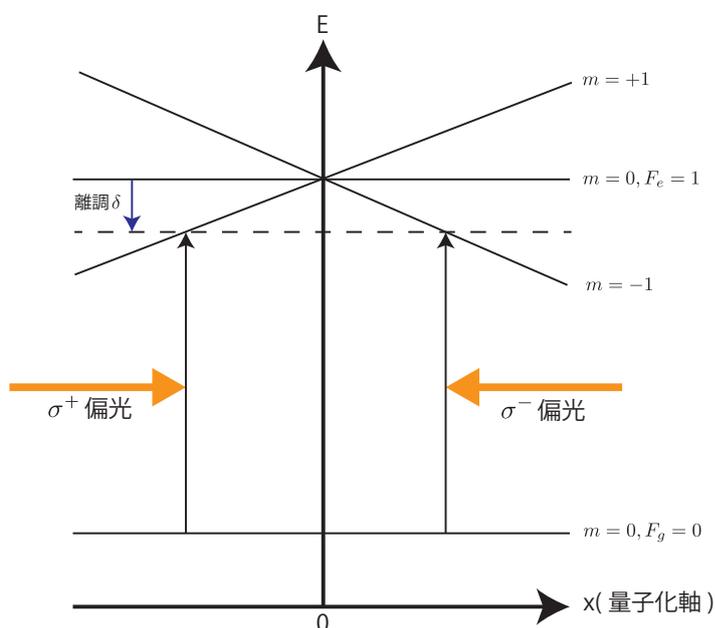


図 A.3: 磁気光学トラップの原理

で与えられる。式 A.10 において最小の温度 T はドップラー冷却限界 T_D と呼ばれる。それは $\delta = -\Gamma/2$ のときに実現し、 $s(0) \ll 1$ であるとする、

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (\text{A.11})$$

と表される。

A.2.2 磁気光学トラップ

原子を冷却するだけでなく捕獲するためには、ドップラー冷却のような粘性力だけでなく復元力も働かせなければならない。磁気光学トラップは、不均一磁場によるゼーマン効果と、磁気副準位間の遷移選択則を用いることで復元力を働かせる。

図 A.4 のように、アンチヘルムホルツコイルを設置し、四重極磁場を加える。この四重極磁場の中心に向け、適切な円偏光をもつレーザーを六方向から入射させる。今、アンチヘルムホルツコイルの中心付近に原子が存在する状況を考える。以下では、簡単のため一次元についてのみ考え、また基底状態と励起状態の全角運動量がそれぞれ $F_g = 0$ 、 $F_e = 1$ であるような原子を考える。

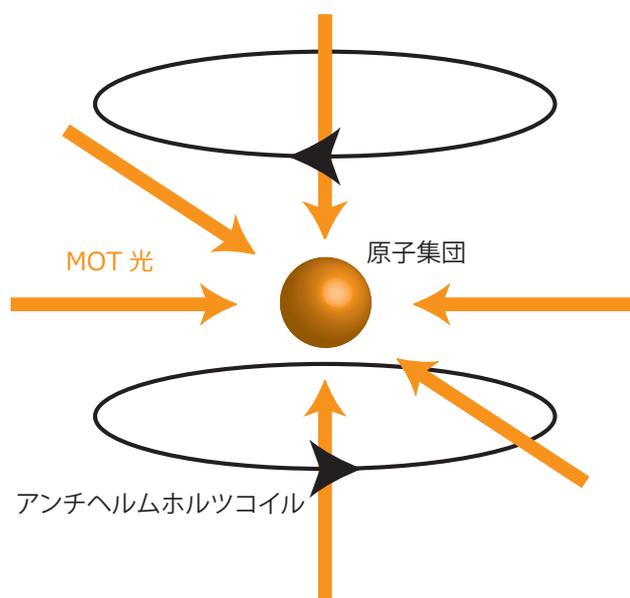


図 A.4: 磁気光学トラップの構成

この原子が中央からわずかにずれると、アンチヘルムホルツコイルの四重極磁場によって図 A.3 のようにゼーマン分裂を起こす。 x 軸正の方向に量子化軸を取り、離調 $\delta < 0$ のレーザーを図 A.3 のように照射する。まず、 $x > 0$ の領域に原子が存在する場合を考える。離調を負にとっているため、励起状態の磁気副準位は $m_F = -1$ が共鳴に近づき、 $m_F = +1$ は共鳴から離れる。 σ^\pm 円偏光による遷移は $\Delta m_F \pm 1$ でのみ起こるといふ「遷移選択則」により、原子は σ^- 偏光による左向きの力を大きく受ける。逆に、 σ^+ 偏光は共鳴から大きくはずれているため、右向きの力は受けない。 $x < 0$ に原子が存在する場合はこの逆である。結果、原子はどこにいても中心へと向かう復元力を受けることになる。離調 $\delta < 0$ という条件は、ドップラー冷却を起こすための条件でもある。即ち、磁気光学トラップは原子の冷却と捕獲を同時に行うことが可能である。実際の磁気光学トラップでは、これを図 A.4 のように三方向から行う。

磁気光学トラップは強力な道具ではあるが、全ての原子種に適応可能ではなく、 $F_g < F_e$ を満たす原子のみ捕獲可能である。また、原子速度の捕獲域が狭く、適切な予備冷却が必要である。