

修士学位論文

フランシウムの電気双極子能率探索に向けた 冷却原子制御系開発

令和3年度

広域科学専攻 相関基礎科学系

学生証番号 31-206926

中下輝士

目次

第 1 章	序論	1
1.1	背景	1
1.2	永久電気双極子能率と CP 対称性の破れ	1
1.3	EDM 測定	2
第 2 章	磁気光学トラップの制御・観測系の開発	5
2.1	Fr 原子の生成	7
2.2	Fr のレーザー冷却・トラップ	9
2.3	観測系	11
2.4	制御系の構築	13
第 3 章	実験	14
3.1	光源	14
3.2	波長計による光源周波数安定化	14
3.3	Rb MOT の作成	15
3.4	Fr MOT 実験	16
第 4 章	解析	18
4.1	周波数の安定性	18
4.2	PMT の信号	19
4.3	CMOS の画像	20
第 5 章	結論と今後の課題	22
5.1	Fr MOT 観測の課題	22
5.2	まとめ	23
	参考文献	24
	謝辞	26

目次

1.1	素粒子の EDM と時間反転対称性の破れ	1
1.2	ThO 分子を用いた EDM 測定実験の観測装置の概念図	3
2.1	Fr MOT 実験の概念図	5
2.2	レーザー光伝送用ファイバー敷設経路	6
2.3	MOT チェンバーの外観	6
2.4	α 線のエネルギースペクトル	7
2.5	Fr が中性原子として脱離する確率と仕事関数の関係	8
2.6	Fr 生成・トラップ装置の概要図	9
2.7	磁気光学トラップの原理	10
2.8	Fr MOT 用レーザー光源の安定化	10
2.9	校正光源の安定化光学系	12
3.1	^{87}Rb の遷移周波数	15
3.2	CMOS で観測した ^{87}Rb の MOT の画像	15
3.3	^{210}Fr 原子の準位図	16
4.1	フリーラン時の周波数変化と気圧の変化	18
4.2	フィードバック制御時の周波数変化	19
4.3	フリーラン時と安定化時のアラン偏差	19
4.4	PMT の電流量の時間変化	20
4.5	Rb MOT のフィッティング結果	21
4.6	MOT が見られる範囲の CMOS からの信号量分布	21
5.1	光ファイバーによる偏光の揺らぎ	22

表目次

2.1	金属元素の仕事関数とアルカリ原子のイオン化エネルギー	8
3.1	^{210}Fr のトラップ周波数	16

第 1 章

序論

1.1 背景

宇宙の誕生時には、物質と反物質は同数存在したと考えられている。しかし、現在の宇宙では物質が反物質よりも圧倒的に多い状態となっている。この物質優勢宇宙の形成には CP 対称性の破れが必要とされている [1]。

CP 対称性の破れの存在は小林・益川理論 [2] によって示されているものの、現在の標準理論で予測される CP 対称性の破れの大きさでは、物質優勢宇宙を形成するには不十分であることが知られている [3]。そのため、超対称性理論などの新たな物理学が必要とされている。

1.2 永久電気双極子能率と CP 対称性の破れ

素粒子が電気双極子能率 (electric dipole moment; EDM) を持つ場合、これは T 対称性を破る効果を持つ。図 1.1 にその原理を示す。

スピンの向きと EDM の向きは平行もしくは反平行となることが予想されている [4]。スピンと EDM を持つ素粒子に対して、時間反転の操作 (T 変換) を施した場合、スピンの向きに対する EDM の向きが変化する。このことから、素粒子に EDM が存在することは、T 対称性を破ることに等しいと言える。さらに CPT 不変性を仮定すると、T 対称性の破れは CP 対称性の破れと等価である。したがって、EDM を探索することは CP 対称性の破れを探索することと等価である。

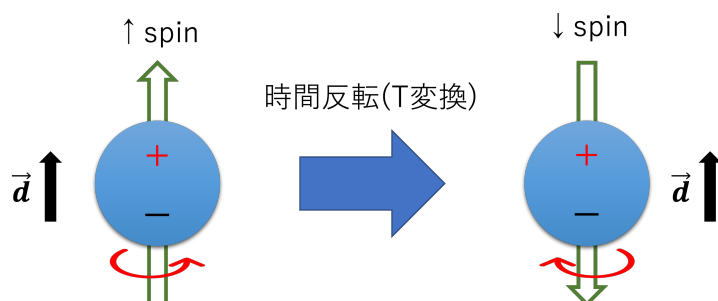


図 1.1: 素粒子の EDM と時間反転対称性の破れ。スピンと EDM を持つ粒子に T 反転を施すと、スピンの向きのみが反転し EDM は反転しないため、T 対称性を破る。

標準理論において、電子は弱い相互作用により EDM が発生し、その大きさは約 $8 \times 10^{-41} e \text{ cm}$ と計算される [5]。ここで、 e は電気素量を表す。これは現在の測定精度 [6] を大きく下回るものであり、有限の値として検出することは困難である。一方、超対称性粒子の存在を仮定する理論においては、標準理論よりも低次の効果で EDM が発生するとされる。EDM を有限値として測定することは未知の素粒子の存在の示唆につながるため、更なる精度向上が求められる。

1.3 EDM 測定

1.3.1 測定の原理

スピン s を持つ粒子の EDM を $\mathbf{d} = d \frac{\mathbf{s}}{|\mathbf{s}|}$ とする。この粒子の電磁場との相互作用のハミルトニアンは、電場と磁場を平行に印加した場合、

$$\mathcal{H}_{\text{EDM}} = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E} - \mu \mathbf{B}$$

となる。ここで、 μ は粒子の磁気双極子モーメントである。さらに、電場の向きを反転させ反平行に印加すると、

$$\mathcal{H}'_{\text{EDM}} = \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} - \mu \mathbf{B}$$

となる。各ハミルトニアンの大きさは、原子のラーモア歳差運動の周波数を測定することで求めることが可能である。各々の差を求めることで、EDM の大きさを見積もることができる。

$$\mathcal{H}_{\text{EDM}} - \mathcal{H}'_{\text{EDM}} = -2\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$$

1.3.2 複合粒子による EDM の増幅

素粒子である電子やクォークにおける CP の破れの観測量として EDM を測定する場合、電荷を帯びた粒子のため、外場中におくと電場・磁場による力が作用し、測定が困難となる。ミュオンなど、積極的に荷電粒子を蓄積リングの中に閉じ込めて、周回させる中でスピン偏極度の変化を精密測定することで、EDM を探索する方法が研究されているが、装置は大型化する [7]。そこで、複合粒子・量子多体系である原子・分子を対象にした EDM 探索が注目されている。電子やクォーク（核子・原子核）を構成要素とする量子多体系であるため複雑に見えるが、特定の原子・分子では、電子 EDM や核子 EDM が格段に増幅される効果が理論的に示唆されており、高精度 EDM 測定を可能にする [8]。特に、電子を有する常磁性原子では電子 EDM に感度が高く、アルカリ原子であり最大の原子量を有する放射性同位元素フランシウムでは、最大の電子 EDM 増幅度を持つ。また、極性分子中では、不對電子に加わる分子内の有効電場の強さは格段に強いため、この場合も電子 EDM の増幅度は高くなる。

酸化トリウム (ThO) 分子を用いた実験で現在最も高精度で EDM が測定されており、その上限値は $|d| < 1.1 \times 10^{-29} e \cdot \text{cm}$ とされている [6]。

アルカリ元素の中で最も重い原子であるフランシウム原子では、相対論効果により電子 EDM の増幅度が約 800 倍になることが、結合クラスター理論による計算で示唆されている [9]。

スピン歳差運動の測定精度 δd は、

$$\delta d \sim \frac{1}{E\alpha\tau\sqrt{N}}$$

と表される。ここで、原子の個数を N 、印加する電場の大きさを E 、原子等による EDM 増幅度を α 、スピン偏極を維持したまま電場と相互作用する時間を τ とした。そのため、これを改善する方法として

- 粒子数 N を増やす
- 電場 E を大きくする
- 相互作用時間 τ を長くする

の3通りの方法が考えられる。1.3.3節で言及するように、現在の最高感度を実現している分子 EDM の実験では、極性分子内の電場が大きいことに着目しているが、分子ビームを用いた実験となっているため、EDM 測定を行うための外場との相互作用時間は、分子ビームの速度と電極のサイズに依存し、典型的にミリ秒程度と非常に短い。本研究では、最大の電子 EDM 増幅度を有する原子・Fr に着目するとともに、この分子 EDM 測定の精度向上の課題となっている相互作用時間を格段に伸ばすことを考えて、ビーム実験ではなく、原子を冷却し真空中にトラップすることで、長い外場との相互作用時間を実現するレーザー冷却原子を用いた EDM 探索実験手法の確立を目指す。Fr は、安定な同位体が存在せず、核融合反応により生成するが、今回測定対象となる ^{210}Fr の半減期は3分程度と短く、この短時間の間に、Fr 生成・輸送・レーザー冷却・トラップ・測定を行う必要がある。冷却・トラップの過程は、第一段階として磁気光学トラップによる Fr の捕獲を行った後、第二段階として、光格子と呼ばれる光の定在波で形成された格子状のポテンシャルに、捕獲された Fr 原子を一つずつ配置する。光格子では、Fr 原子集団は、レーザー光の波長程度に離れて配置されることとなり、原子同士の衝突の影響によるスピン減偏極効果が抑制され、EDM 測定の精度を左右するスピン偏極保持時間を長くすることが可能である。今回は特に、光格子トラップを実現するために、2.2節に論じるように、大量の Fr を冷却・捕獲する磁気光学トラップ装置の開発を行う。

1.3.3 EDM 測定の先行研究

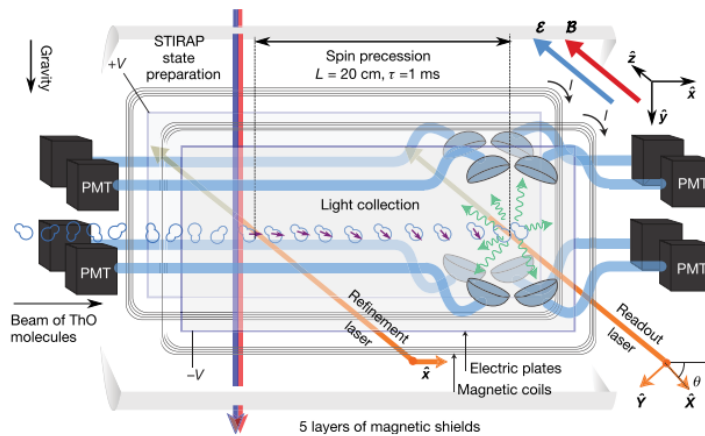


図 1.2: 文献 [6] で示されている、ThO 分子を用いた EDM 測定実験の観測装置の概念図

ここでは、現在の最高精度である ThO 分子を用いた測定 [6] について述べる。この実験では、分極の大きい分子のビームを電磁場と相互作用させながら分光を行なっている。図 1.2 に示すように、STIRAP によって進行方向にスピン状態をそろえられた ThO 分子ビームが、電磁場の中を歳差運動しながら 20 cm 移動したところで分光を行い、分子の蛍光を PMT 管で観測することでスピンの変動した角度を求めている。電磁場との相互作用時間は、20 cm の距離を移動するおよそ 1 ms である。

一方原子をトラップする方法をとった場合は、大きく分けてガラスセル内に原子を充満させる方法と、原子

集団を冷却した後にトラップする方法の2通りがある。前者の方法では、原子がガラス壁に衝突するたびにスピンの偏極が壊れてしまう。後者の方法では、原子を真空装置の中心部に孤立させることにより、壁との相互作用を減らすことが可能となる。それにより光双極子を用いたトラップで相互作用時間を5 ms程度にすることができ、将来的には1秒程度まで伸ばすことが見込まれている [10]。

第 2 章

磁気光学トラップの制御・観測系の開発

本研究では、安定な同位体の存在しないフランシウム (Fr) 原子を生成するために加速器から供給される重イオンビーム (^{18}O) と金標的 (^{197}Au) による核融合反応を用いた。そのため安定原子を対象にした実験と異なり、Fr 生成装置周辺は金標的で生成される Fr とともに、核反応で生成される中性子線やガンマ線に晒されることになる。本研究で用いた磁気光学トラップ装置 (以下、MOT) もその対象となり、加速器が稼働中はトラップ周辺に人が立ち入ることはできない。よって、遠隔での制御やデータ収集が重要となる。また、レーザー光源は実験室よりも安定な環境に設置する必要があるため、別室 (レーザー分光室) に設置されている。

図 2.1 に Fr MOT 実験の全体像を示す。光源はレーザー分光室内で波長計を用いて周波数安定化のための制御を行っている。レーザー光は理化学研究所施設内に敷設された偏波保持光ファイバー (図 2.2) によって、レーザー分光室から Fr 生成の行われる E7 実験室に送られる。光ファイバーは E7 実験室内で、MOT 用真空チャンバーに接続される (図 2.3)。

トラップされた原子の蛍光は、光電子増倍管 (Photomultiplier, PMT) および CMOS カメラによって観測される。これにより、それぞれのデータからおよそのトラップ原子数を見積もることが可能となる。また、観測装置は実験室に人が立ち入ることなく観測・制御を行えるように設計されている。PMT からの電流の計測および MOT のコイルの電流の制御は、USB デバイスサーバ (silex technology DS-700) により、LAN ケー

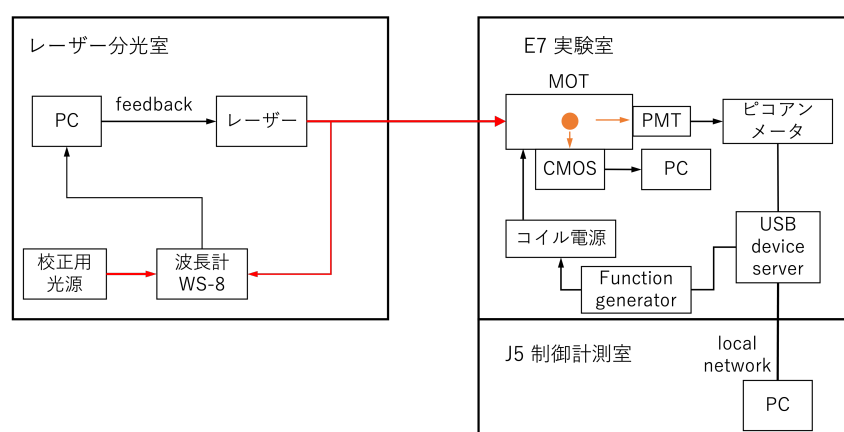


図 2.1: Fr MOT 実験の概念図。レーザー分光室内で周波数安定化させたレーザーを光ファイバーで実験室に送っている。ほとんどの観測装置は USB デバイスサーバを介して制御計測室から遠隔操作で制御・データ取得を行う。

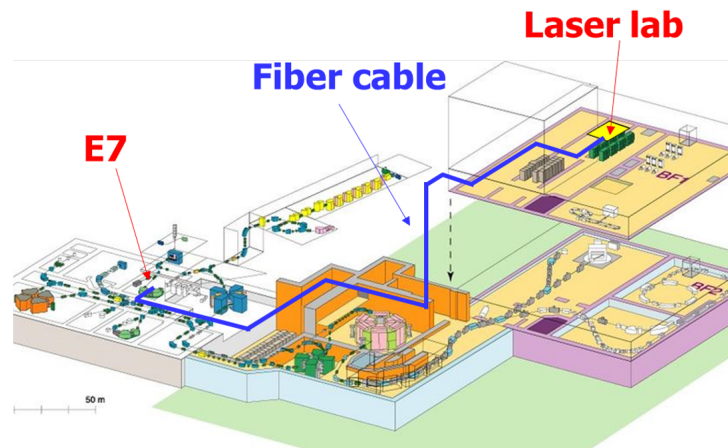


図 2.2: レーザー光伝送用ファイバー敷設経路。図中の「Laser lab」はレーザー分光室、「E7」は Fr 原子の生成が行われる E7 実験室を指す。

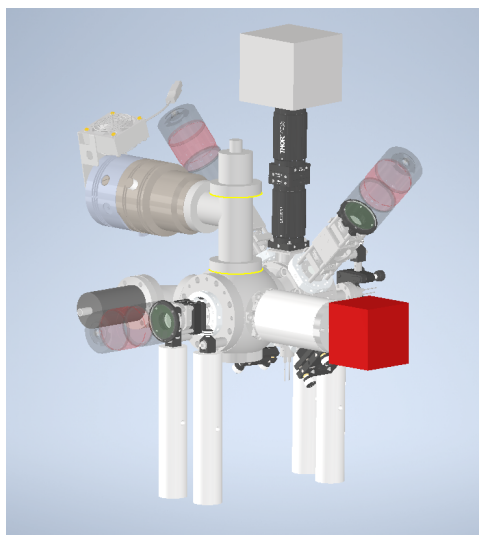


図 2.3: MOT チェンバーの外観。3 箇所ある円筒状の部分にファイバーカプラーとレンズがある。ここに光ファイバーが接続され、磁気光学トラップに用いる光が供給される。

ブルを通して各種実験装置の制御、データ収集を行う制御計測室 (J5) から行った。CMOS カメラについてはデバイスサーバを通した制御ができなかったため、実験室内に計算機を設置し、インターネット経由で計算機を遠隔操作しデータを取得することで対応した。本章では、Fr 原子の生成の方法を示したのち、各実験装置及び観測機器の制御と、観測データの収集に関して開発した装置に関して述べる。

2.1 Fr 原子の生成

2.1.1 核融合反応

Fr には安定同位体は存在しないため、核融合反応により Fr 原子核を生成する。本研究では、理化学研究所 AVF サイクロトロンから供給される $^{18}\text{O}^{6+}$ イオンビームを金ターゲットに照射することで、式 2.1 で示される反応を引き起こし、Fr 原子核を生成している。



^{18}O ビームの加速エネルギーは 100 MeV 程度で、クーロン障壁を超えるエネルギーを持つ ^{18}O を ^{197}Au に照射することで、核融合反応の断面積が最大になる領域で Fr を生成する。生成される原子核種のうち ^{210}Fr を本研究では用いる。

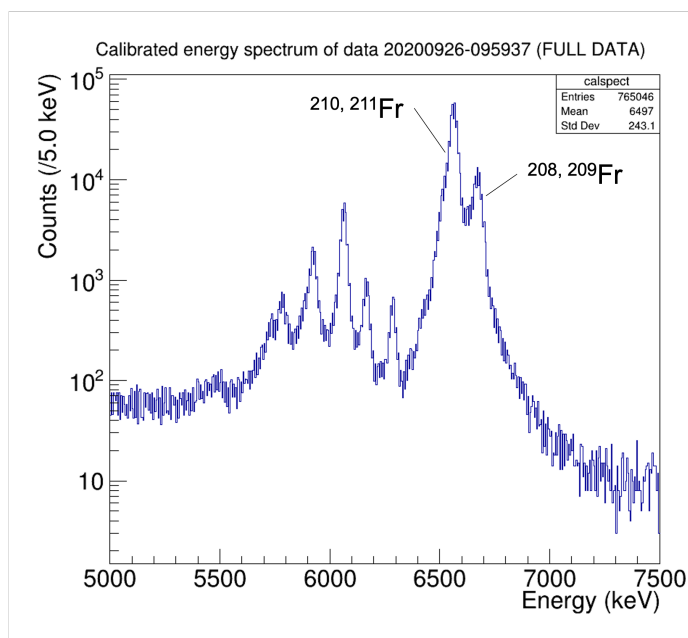


図 2.4: α 線のエネルギースペクトル [11]

1 粒子あたり 7 MeV に加速したビーム強度 $1\text{p}\mu\text{A}$ の $^{18}\text{O}^{6+}$ イオンビームを、 $960\text{ }^\circ\text{C}$ に加熱した金ターゲットに照射することで、 $5 \times 10^6 / \text{s}$ の Fr イオンが生成された [11]。図 2.4 に Si 半導体検出機で検出された α 粒子のエネルギースペクトルを示す。

核融合反応に伴って中性子やガンマ線が発生する。2021 年 11 月に行われた実験の際は、実験室内の中性子線量が最大で約 2.5 mSv/h となっており、高い放射線環境下での実験が必要となる。

2.1.2 表面イオン化と中性化

金の表面に生成された Fr 原子核は、金を $1000\text{ }^\circ\text{C}$ に加熱した際にはほぼ 100% の割合でイオン化した状態で放出されてしまう。これは、金属の表面イオン化という現象によるものである。

絶対温度 T の金属表面にアルカリ金属原子が接触し脱離する際に、表面イオン化する個数を n_+ 、中性原子として離脱する個数を n_0 としたとき、その比 $\alpha = n_+/n_0$ は Saha-Langmuir の式として知られる次の関係式で表される [12]。

$$\alpha = \frac{g_+}{g_0} \exp [e(\Phi - V)/k_B T] \quad (2.2)$$

ここで、 g_+ と g_0 はそれぞれイオンの状態と中性原子の状態の原子の統計的重みづけであり、 e は電気素量、 Φ は金属の仕事関数、 V は第 1 イオン化エネルギーの大きさである。式 (2.2) より、中性原子として脱離する確率 P_N は、

$$P_N = \frac{1}{1 + \alpha} = \frac{1}{1 + (g_+/g_0) \exp [e(\Phi - V)/k_B T]}$$

と書くことができる。また、アルカリ原子の場合 $g_+/g_0 = 1/2$ であることが知られている。この関係を図 2.5 に示す。実験で用いるアルカリ金属元素の第一イオン化エネルギーおよび、金とイットリウム (Y) の仕事関数はそれぞれ表 2.1 に示すとおりである [13][14]。仕事関数の値はそれぞれ図 2.5 における青色の線と赤色の線に対応している。このことから、金表面から脱離する際に Fr はほとんどがイオンとして脱離することがわかる。図 2.5 より、生成された Fr イオンを電圧による制御で Y 上に付着させることで Y 表面から脱離する際には中性原子として Fr を得ることができる。装置の詳細は 2.1.3 節に記す。

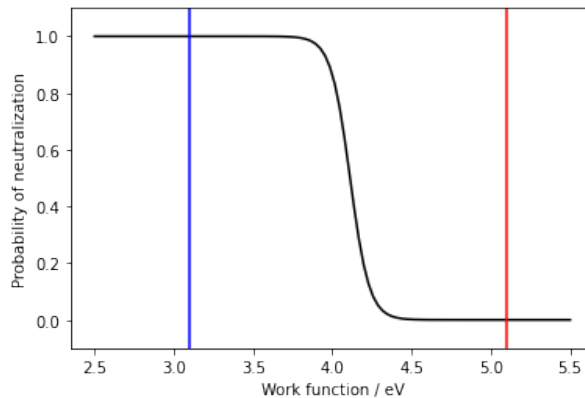


図 2.5: Fr が中性原子として脱離する確率と仕事関数の関係。700 K における Saha-Langmuir の定理より計算される、中性原子として脱離する確率を示す。図中の青色の線は Y の仕事関数、赤色の線は Au の仕事関数に相当する。

表 2.1: 金属元素の仕事関数とアルカリ原子のイオン化エネルギー 文献 [13][14] より作成。

アルカリ金属元素	第一イオン化エネルギー	金属元素	仕事関数
Fr	4.07 eV	Y	3.1 eV
Rb	4.18 eV	Au	5.1 eV

2.1.3 Fr 生成・トラップ装置

Fr の生成およびトラップに関わる装置の概要図を図 2.6 に示す。核融合反応により金ターゲット上に生成された Fr イオンは、電圧を印加することによって引き出され Y 箔に付着する。Y 箔は垂直回転導入機によ

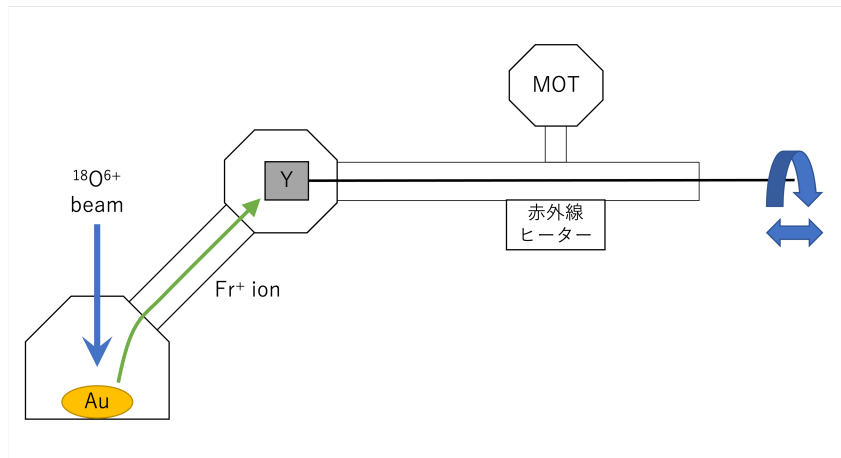


図 2.6: Fr 生成・トラップ装置の概要図

り移動・回転することが可能となっている。金の方に向けた状態で Fr イオンを一定時間蓄積させた Y 箔は、MOT チェンバー直下まで回転・移動する。その後、赤外線ヒーターで加熱することで中性 Fr 原子を脱離させる。赤外線ヒーターに 5 V の電圧を印加し 5 秒間加熱することで、Y 箔はおよそ 500 °C に加熱される。

2.2 Fr のレーザー冷却・トラップ

2.2.1 磁気光学トラップの原理

原子を単純な二準位系と仮定する。上準位と下準位のエネルギー差に相当する周波数の光を照射すると、下準位にあった原子は光を吸収し上準位に遷移する。その後上準位に遷移した原子は自然放出によって光を出し、下準位へと遷移する。原子は光を吸収する際に光の運動量に相当する分の速度が変化し、放出する際には反跳運動量をもつ。自然放出による発光の向きはランダムなので、この一連の過程において原子が受ける運動量は入射された光の向きに等しい。

原子が光を吸収する確率は周波数に依存し、遷移ごとに固有の広がり (線幅) を持つ。今、共鳴周波数よりも低い周波数の光を対向させて照射する。原子が速度を持つとき、ドップラー効果の影響により、原子から見た対抗する光の周波数が異なって見える。結果として原子は減速される向きに力を受けるため、原子集団の冷却につながる (レーザー冷却)。対向させたレーザーを 3 軸照射し、さらにアンチヘルムホルツコイルを用いて不均一な磁場を加えることで、Zeeman 効果の影響により原子の位置に応じて吸収する波長が変化する。具体的には、入射するレーザーを σ_+ 偏光にすると、遷移の選択則より、Zeeman 分裂した準位のうち $\Delta m = +1$ を満たす遷移のみが起こるので、図 2.7 に示すように中心から離れるほど吸収する光の量が多くなる。結果として原子は中央に集められ、捕獲される。これを磁気光学トラップ (Magneto-optical trap; MOT) という。

2.2.2 各構成要素

光源

Fr のトラップ光には Ti:S レーザー (M Squared lasers SolsTiS)、リポンプ光には干渉フィルター型外部共振器半導体レーザー (ECDL) を用いた。

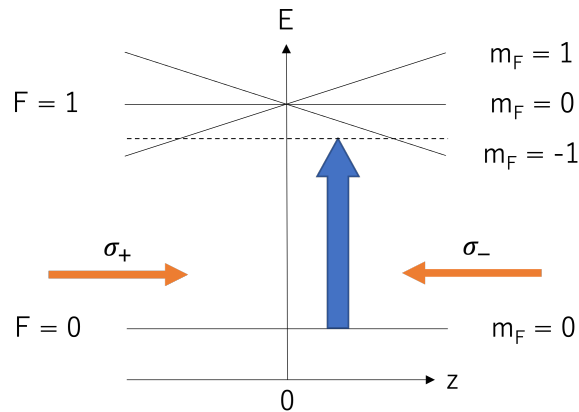


図 2.7: 磁気光学トラップの原理の概念図。下準位 ($F = 0$) の原子を上準位 ($F = 1$) に励起させることを仮定する。上準位ではゼーマン効果により磁気量子数に応じて順位が分裂し、その大きさは磁場の大きさに比例する。アンチヘルムホルツコイルを用いることで、中心から離れるほど分裂が大きくなるように磁場を印加すると、位置に応じて遷移エネルギーが変化ようになる。共鳴周波数よりエネルギーの低い光を対向させて入射させ、その偏光を円偏光にすると、対応する遷移の周波数が中心から離れた原子ほど強くなる。その結果原子は中心に集まる向きの力を受ける。

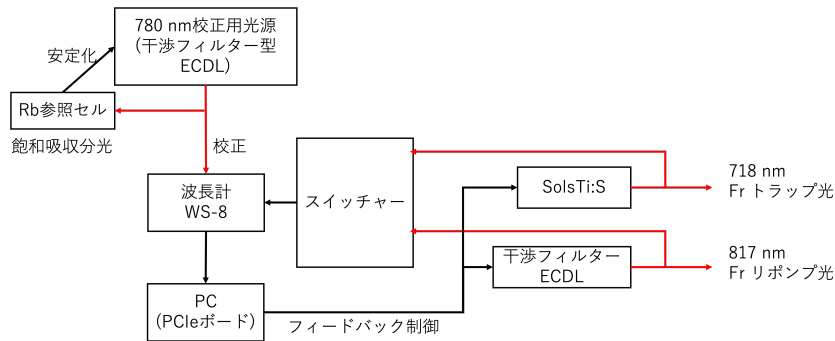


図 2.8: Fr MOT 用レーザー光源の安定化

また、レーザー光源の安定化のため、HighFinesse 社製の波長計 WS8-2 を用いた。この波長計の内部には Fizeau 干渉計が設置されており、入射した光の干渉パターンをあらかじめ内部に記録されているデータと比較することで、10 MHz の精度で波長を測定している。付属の PCIe ボードによって接続されたコンピュータでは、専用のソフトを使って周波数制御のための PID フィードバック用信号を出力することが可能である。

波長計の付属のソフトから、Laser Control Settings を開き、Calibration を選択すると、三角波を PC から出力することができる。出力ポートをレーザーコントローラーの外部変調の入力に接続したうえで、出力した三角波の幅と波長計の読みを比較し、変調電圧と周波数変化の比例係数を求める。

次にフィードバックのための PID パラメータを定める必要がある。同じく波長計に付属しているソフトウェア「PID Simulator」を用いる。求めたレーザーの変調に関する比例係数と制御したい周波数ターゲットを入力することで、ソフトウェアが PID 制御のパラメータを自動で最適化して導出する。

各種レーザーと波長計のセットアップを図 2.8 に示す。校正用光源として 87 ルビジウム (Rb) 原子の吸収

線に安定化させた外部共振機型半導体レーザー (Moglabs CatEye) を使用した。安定化のための光学系を図 2.9 に示す。PBS によって分岐されたレーザー光のうち、PBS を透過した光はプローブ光として Rb セルに入射する。一方 PBS で反射した光には、AOM によって離調をつけ、EOM でサイドバンドを立てたうえでポンプ光として用いる (modulation transfer spectroscopy)。

トラップチェンバー

外観は図 2.3 に示す。3 方向から光が入射できるようになっており、下側は Y 箔が加熱される中性化チェンバーにつながっている。入射した光は $\lambda/4$ 板によって円偏光となり、ファイバーカプラーの反対側にあるミラーで打ち返されることで対向ビームを形成している。

アンチヘルムホルツコイル

不均一磁場を発生させるコイルはトラップチェンバー内に設置されており、フィードスルー端子から電流を印加することで磁場を制御できる。実験中は約 0.5 A の電流を流し、発生させた磁場勾配はおよそ 9 G/cm である。

2.3 観測系

Fr 原子がトラップされていることを確認するため、CMOS カメラと光電子増倍管を用いた。

2.3.1 CMOS カメラ

MOT を画像として観測するため、CMOS カメラ (Thorlabs CS165MU/M) を真空チェンバーのビューポートに設置した。実験室内にあるコンピュータの付属ソフトウェアおよび LabVIEW によって、データはピクセルごとの光電子数として CSV ファイルに保存される。この画像データの保存は LabVIEW 上でボタンを操作した際のみ行われる。

2.3.2 光電子増倍管

CMOS カメラで観測できない原子数であっても蛍光が観測できるよう、光電子増倍管 (PMT, HAMAMATSU R3896) を用いた。PMT からの電流信号は、ピコアンメーター (Keithley 6485 Picoammeter) に接続され測定される。その電流量のデータは GPIB 端子と USB デバイスサーバを接続した上で、準備室にある PC の LabVIEW VI により 1 秒おきに記録される。

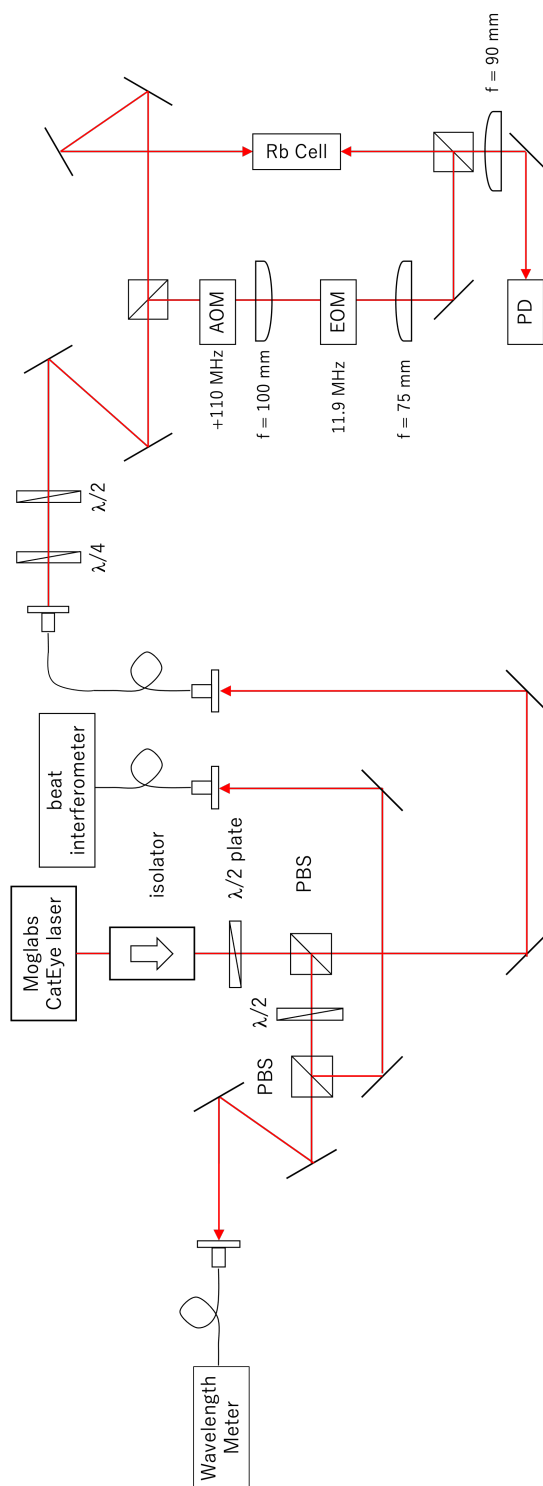


図 2.9: 校正光源の安定化光学系

2.4 制御系の構築

2.1/2.2/2.3 で示したように、放射性同位元素 Fr を生成・輸送・冷却・トラップ・観測するには、以下の測定手順を進める必要がある。

1. 酸素ビームを金ターゲットに照射して Fr イオンを生成する
2. Fr イオンを Y 箔に照射する
3. Y 箔を MOT チェンバー直下に移送し、ヒーターで加熱する
4. 放出された Fr 原子をトラップし、蛍光を観測する

これらの測定を遠隔で行うために、各構成要素のハードウェアの機器制御を連動して行うことが必要となり、今回これらの制御システムの開発をおこなった。

2.4.1 コイル電流

MOT 作成に用いるアンチヘルムホルツコイルに流す電流は、電流電源 (KIKUSUI PAN16-10A) を用いて供給される。この電源装置は後面端子台によって遠隔コントロールが可能で、2 箇所の端子を短絡させることで出力を切ることができる。リレー回路を作成し、ファンクションジェネレータ (Siglent SDG1020) から DC 電圧を印加することで背面の 2 端子を短絡させ、電流の ON と OFF を制御した。ファンクションジェネレータは、USB ケーブルをデバイスサーバに接続した上で、制御計測室の PC から LabVIEW で操作した。LabVIEW では、設定を変化させるごとに操作が記録される。コイルに電流を印加する前後のデータを比較することで、バックグラウンドの信号と MOT からの信号を区別することを目的としている。

2.4.2 各装置間の連携

Y 箔はあらかじめ決めた時間で移動・イオン蓄積・加熱を行う。コイルの電流は移動を開始した段階で印加され、加熱と同時に CMOS カメラでデータを取得したのち、コイルの電流を止めてからもう一度 CMOS カメラのデータを取得する。

第3章

実験

本研究では、放射性同位元素・Frを大強度でトラップするために、磁気光学トラップ装置 (MOT)、トラップ原子の検出器、そして各装置の制御システムの開発を行った。Frは加速器から供給される重イオンビームによる核融合反応により生成されるが、半減期約3分程度の短時間に、生成・輸送・冷却・トラップを行う必要がある。Frのレーザー冷却・MOTの最適化を、短時間で、かつ加速器を稼働させながら行うのは困難であるため、Frと類似の化学的性質を有するアルカリ原子・安定元素であるルビジウム (Rb) を用いて、MOTの最適化を行った。特に、今回、レーザー冷却に必要な光源は、Frを生成しトラップするMOTが設置されたビームラインから、400 m程度遠隔にあるレーザー分光室に設置しているため、この400 mの光伝送を安定に行い、また、その周波数安定化を行うことが重要である。以下の節で、用いた光源、周波数安定化について述べ、Rbを用いたオフラインでのMOT性能評価実験、そして加速器を用いたFrの実験に関して述べる。

3.1 光源

今回、RbとFrの実験で用いた光源の仕様に関して述べる。Rbのトラップ光源には外部共振器型半導体レーザー (ECDL) およびテーパーアンプを用いた。また、リポンプ光にはDFBレーザー (Toptica Photonics DL 100) を用いた。Frのトラップ光にはTi:Sレーザー (M Squared lasers SolsTiS)、リポンプ光には干渉フィルター型外部共振器半導体レーザー (ECDL) を用いた。

3.2 波長計による光源周波数安定化

MOTを行うためのレーザー光源を周波数安定化するために、新たに高精度波長計を用いた周波数安定化機構を開発した。Rbのトラップ光源として用いるECDLを被測定レーザー (DUT) として、波長計で安定化したレーザー周波数の絶対精度と長期安定度をそれぞれ評価した。

まず、周波数安定化を行わないフリーランの状態、DUTからの光を波長計で約2日間測定した。波長計で測定された周波数は主に大気圧の変動によって変化することが確認された。

次に、フィードバック制御を行なった際の安定性を確認するため、Rbの吸収線 (波長780 nm) に安定化させたレーザー光で波長計の校正を1分ごとに行い、DUTの周波数をフィードバック制御した。DUTの波長も同じく780 nmのものを用いた。

さらに、校正光源から離れた周波数での波長計の絶対精度を評価するため、セシウム (Cs) 原子の吸収線 (852 nm) に安定化させたレーザーを校正光源として用い、同様にDUTの周波数測定を行なって比較した。

3.3 Rb MOT の作成

オフラインテストとして、Frと同じくアルカリ元素であるRbを用いてMOTの実験を行った。金ターゲット付近に設置されたRbディスペンサーからRb原子を放出して金に照射すると、2.1.2節に示したイオン化エネルギーの関係から、Rb原子はイオン化した状態で金表面から放出される。これを約100Vの電圧により引き出し、Y表面に付着させる。Frと同様、赤外線ヒーターで加熱されたYからは中性原子のRbが脱離するので、ヒーターの上部にあるMOTチェンバー内で中性化されたRbをトラップすることが可能となる。

図3.1にRbのD1線とD2線のエネルギー準位図を示す。MOT作成には、780 nmのD2線をトラップ光とし、795 nmのD1線をリポンプ光とした。図3.2にRbのMOTを観測したときのCMOSカメラのデータのヒートマップ画像を示す。この時の実験では、MOTチェンバー直下にあるRbディスペンサーから放出された原子をトラップしている。

E7実験室においてRbのMOTが観測されたことにより、波長計による光源安定化やコイルが問題なく動作しており、400 mのファイバーを通した光を用いた磁気光学トラップの作成が可能であると確認できた。

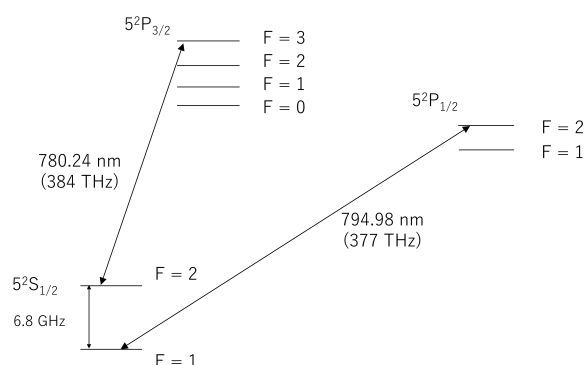


図 3.1: ^{87}Rb の遷移周波数。波長 780 nm の D2 線をトラップに、波長 795 nm の D1 線をリポンプに用いた。

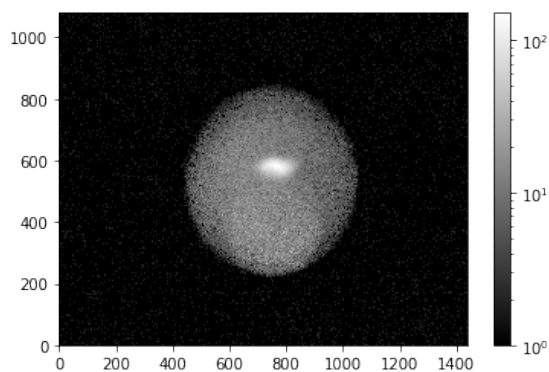


図 3.2: CMOS で観測した ^{87}Rb の MOT 画像。この時の実験では、MOT チェンバー直下にある Rb ディスペンサーから放出された原子を直接トラップしている。

3.4 Fr MOT 実験

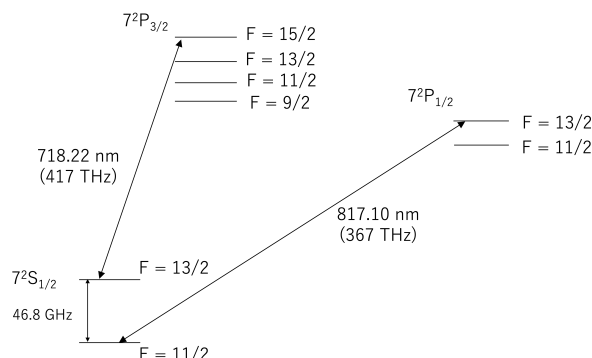


図 3.3: ^{210}Fr 原子の準位図。波長 718 nm の D2 線をトラップに、波長 795 nm の D1 線をリポンプに用いた。

2021 年 7 月 14 日, 9 月 18 日, 11 月 12 日の合計 3 回のビームタイムをかけて実験を行った。

図 3.3 に ^{210}Fr 原子の磁気光学トラップに用いた遷移の準位を示す。トラップ光として $F = 13/2 \rightarrow F' = 15/2$ の遷移に相当する 718 nm のレーザー光を用い、 $F = 11/2$ の準位に緩和してしまった原子を冷却用遷移に戻すためのリポンプ光には、 $F = 11/2 \rightarrow F' = 13/2$ に相当する 817 nm の光を用いた。

3.4.1 第 1 回 7 月 14 日

シリコン半導体検出器 (SSD) において α 線を検出しスペクトルを確認する方法により、1 秒間あたり 10^6 個の ^{210}Fr が生成されていることを確認した。Y 箔に 3 分間イオンを照射することで、Y 箔に約 10^8 個の ^{210}Fr 原子が存在することになる。

先行研究におけるトラップ周波数を表 3.1 に示す。MOT チェンバーに入射するトラップ光の周波数は、始め文献 [15] に従ってリポンプ光は 366.898751 THz で固定し、トラップ光は 417.412461 THz に対して 5 MHz ずつ変化させながら、マイナス側に 20 MHz、プラス側に 30 MHz 分まで変化させて入射させた。この時点でトラップを観測することができなかつたため、最終的に 417.412371 THz から 417.412661 THz までの範囲を掃引したが、Fr 原子が MOT されている様子は確認することができなかった。

ビームタイム後に Rb の MOT を試みたところ観測されず、チェンバー内で光軸が 1 箇所ずれていることが判明した。

表 3.1: 先行研究における ^{210}Fr のトラップ周波数。文献 [15][16] をもとに作成。

文献	トラップ光 (D2 線)	リポンプ光 (D1 線)
Stony Brook(2003) [15]	417.412461(30) THz	366.898751(30) THz
INFL(2009) [16]	417.412448(7) THz	366.898698(50) THz

3.4.2 第2回 9月18日

アナログ CCD カメラに代わり、画像データを数値として保存するため CMOS カメラを導入した。また、リレー回路を作成し、遠隔でコイル電流のスイッチを制御できるようにした。第1回と同様に Fr の生成を行い、SSD において α 線スペクトルを確認することで ^{210}Fr 原子核の生成を確認した。417.412438 THz から 417.412511 THz の範囲を探索したが、MOT は観測できなかった。

3.4.3 第3回 11月12日

前回の実験の際に、コイルの電流を制御していたリレーは、高圧電源 (ハヤシレピック社製 MPOD システム) から 24 V を印加して操作するものであったため、電圧が上昇するまでに 5 秒前後のタイムラグがあった。そこでリレーを低電圧で動作するものに変更し、ファンクションジェネレータから即座に操作可能できるようにした。前回と同様にリポンプ周波数は 366.898698 THz に固定し、トラップ周波数は 5 MHz ずつ 417.412398 THz から 417.412498 THz の範囲を変化させながらトラップの手順を行った。しかしながら、MOT の信号を観測することはできなかった。

第4章

解析

4.1 周波数の安定性

磁気光学トラップを行うためには、トラップ光源の周波数を少なくとも原子の冷却遷移の自然幅 (Rb は 6.1 MHz、Fr は 7.6 MHz) 以下に安定化させる必要がある。今回新たに高精度波長計を用いた周波数安定化機構を開発した。Rb のトラップ光源として用いる ECDL を DUT として、周波数安定化機構の絶対精度と長期安定度をそれぞれ評価した。

図 4.1 に、レーザーに安定化のフィードバック制御を施さずに約 2 日間周波数と気圧の測定を続けた結果を示す。この図からは、フィードバック制御をかけない場合に部屋の気圧が 1 hPa 変化すると光周波数がおおよそ 200 MHz 変化することがわかった。

次に、波長計からフィードバック制御を行なった場合についての計測結果を図 4.2 に示す。波長計 WS8-2 の仕様では測定精度は、校正光源から ± 2 nm の範囲は 2 MHz、 ± 200 nm の範囲では 10 MHz、その外側では 30 MHz である。したがって、Rb で校正した場合は 2 MHz 以内、Cs で校正した場合は 10 MHz 以内の絶

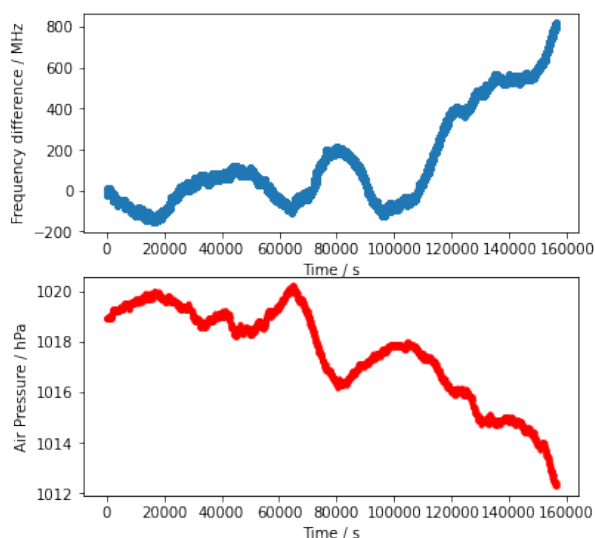


図 4.1: フリーラン時の周波数変化と気圧の変化。上側のグラフが相対的な周波数変化、下側のグラフは気圧の変化を示す。横軸は一致している。気圧の変化に応じて波長計の示す周波数が変化する様子が見られる。

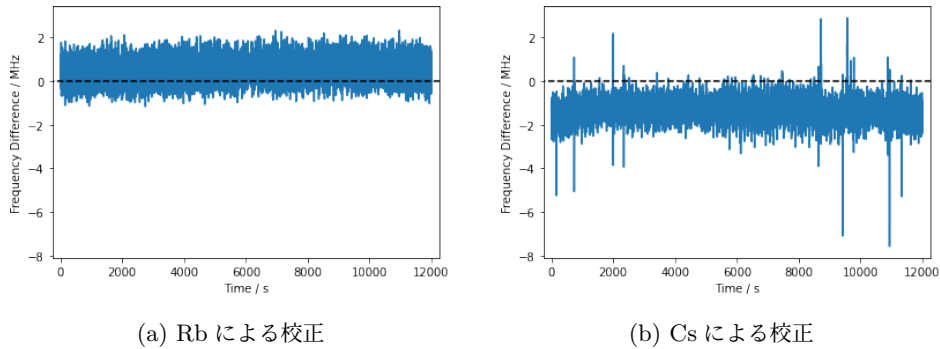


図 4.2: Rb および Cs で校正した波長計によるフィードバック制御時の周波数変化

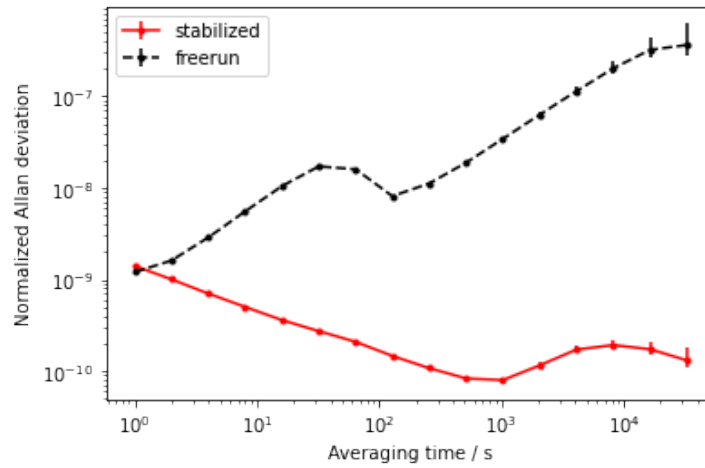


図 4.3: フリーラン時と安定化時のアラン偏差

対精度となることが期待される。図 4.2 に示すとおり、Rb で校正した場合の周波数の絶対精度は $+0.48$ MHz で、一方 Cs で校正を行なった場合は、絶対精度は -1.33 MHz であった。

次に、長期安定度を評価するため、Rb で校正した際の周波数のデータを用いてアラン偏差を算出した。結果を図 4.3 に示す。Rb、Fr ともに冷却遷移の遷移周波数に対する自然幅の比はおよそ 10^{-8} であり、平均時間 1 秒から 10^4 秒の範囲内でこの値を下回り、目標とする安定度を達成できた。

4.2 PMT の信号

実験中 1 秒間隔で取得していた、PMT の電流量の記録を図 4.4 に示す。Rb はトラップされた後減衰していく様子が見えるのに対し、Fr では常に信号が大きく揺らいている様子がわかる。Y 箔の加熱や磁場の有無に関わらず、 $1 \mu\text{A}$ 程度の幅で振動し続けているため、トラップ時のピークを検出するのは困難である。

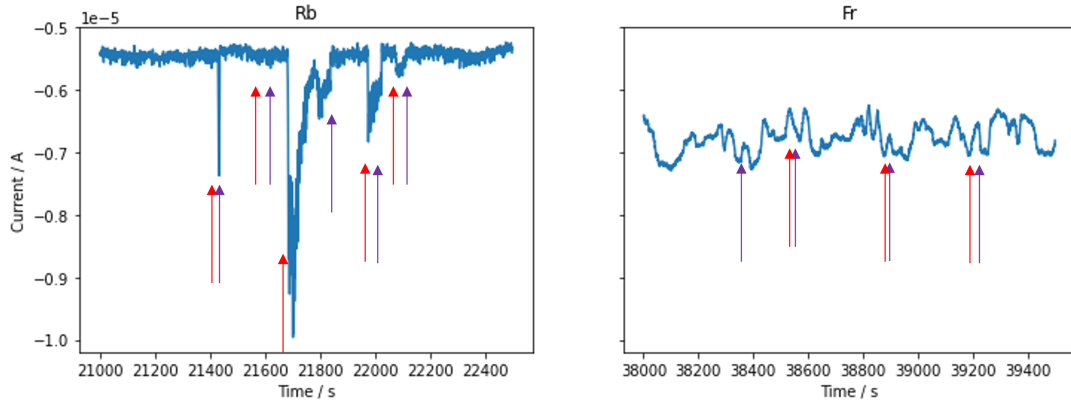


図 4.4: PMT の電流量の時間変化。左の図は Rb のトラップを行なっている最中の PMT 電流量を、右の図は Fr のトラップに取り組んでいる際の PMT 電流量の時間変化を表す。ただし、縦軸は共通である。図中の赤色矢印はイットリウムが加熱された時点を示す。青色矢印は MOT の磁場を印加するコイルに流す電流を止めた時点を表す。Rb はトラップされた後減衰していく様子が見えるのに対し、Fr では信号が常に大きく揺らいでいる様子がわかる。

4.3 CMOS の画像

MOT から蛍光をガウス分布と仮定し、次の式で表せるとする。

$$z(x, y) = N \frac{a}{2\pi r_x r_y} \frac{1}{\eta_{\text{CMOS}}} \frac{1}{\eta_{\text{atom}}} \exp \left[-\frac{(x - \mu_x)^2}{2r_x^2} - \frac{(y - \mu_y)^2}{2r_y^2} \right] + C \quad (4.1)$$

ここで、 z は CMOS で検出される電子数、 N はトラップされた原子の個数、 a は CMOS のセル 1 つあたりの面積であり、 η_{CMOS} と η_{atom} はそれぞれ、CMOS で検出された光が発生させる電子の数の変換係数、および原子 1 個から放出される光のパワーに相当する。変換係数はそれぞれ、

$$\eta_{\text{CMOS}} = \frac{T_{\text{exp}} \eta}{\hbar \omega_0}$$

$$\eta_{\text{atom}} = \hbar \omega_0 \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0} \frac{1}{1 + (2\delta/\Gamma')^2} \frac{\Omega}{4\pi}$$

と書ける。ここで、 T_{exp} は CMOS カメラの露光時間、 η はセンサーの量子効率、 ω_0 は原子の共鳴周波数、 Γ は線幅、 Γ' は $\Gamma' = \Gamma \sqrt{1 + s_0}$ として定義される有効線幅、 Ω はトラップ中心に対する CMOS 検出範囲の立体角を表す。 s_0 は飽和パラメーターであり、ビーム強度 I 、飽和強度を I_0 として $s_0 = I/I_0$ で定義される。また、 C は背景をオフセットとして取り扱う定数である。

この式によって CMOS カメラのデータをフィッティングし、原子数を見積もることができる。例えば、図 3.2 の Rb の MOT の画像をこの方法で評価する。画像から、MOT が存在する範囲に着目し、Python の curve fit を用いた最小二乗法でフィッティングを行なった (図 4.5)。この画像の場合は、トラップされた原子数はおよそ 930 個と見積もられた。

次に Fr のトラップ実験で撮影した画像について、解析を行った。肉眼で CMOS カメラの画像を見た限りは原子の蛍光が集中している様子は確認できなかった。また、当初の計画どおり磁場を切る前後の差分をとっ

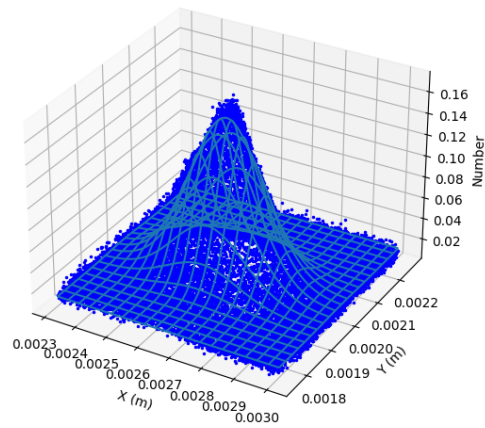


図 4.5: Rb の MOT のフィッティング結果。水色の格子状の線がガウス分布でフィッティングした結果を表す。

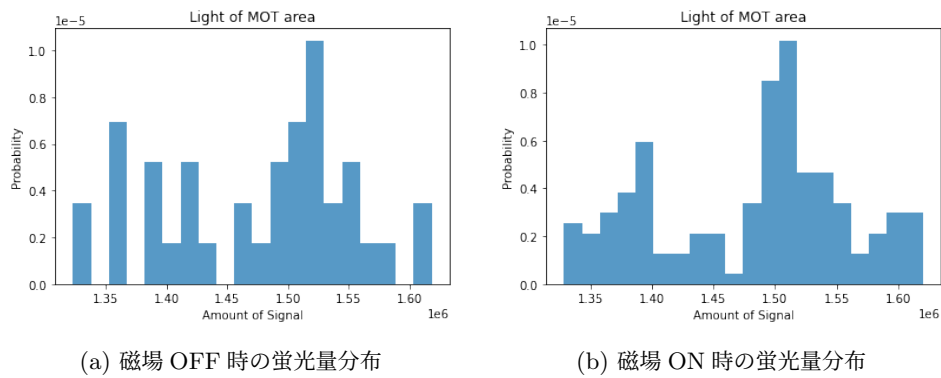


図 4.6: MOT が見られる範囲の画素の値の合計の分布。

たものの、PMT と同様に背景の揺らぎが大きく、差分を取っても迷光による背景ノイズの影響を無視できなかった。

磁場を切っている状態の画像のみに着目し、迷光の揺らぎの影響を確認する。11月に行なった3回目のビームタイムに取得した画像を対象とする。Rb で MOT を観測できた箇所のみに着目し、この範囲内の CMOS からの信号量を積算する。磁場を切った際に撮影された 39 枚の画像について、MOT が観測される範囲で検出された電子数の合計を見ると、図 4.6a のような分布で揺らいていることがわかった。信号量の平均は $1.47(7) \times 10^6$ である。また、磁場をかけている状態の場合の画像にも同様の測定を行うと、図 4.6b のような分布となり、平均は $1.48(8) \times 10^6$ であった。両者に有意な違いは見られず、また突出して明るい画像もなかったことから、MOT が観測されたとは考えにくい。

第 5 章

結論と今後の課題

5.1 Fr MOT 観測の課題

現状のセットアップでは Fr の MOT は観測されなかった。この原因として考えられるものを以下に記載する。

5.1.1 偏光の振動

図 5.1 に示すように、光ファイバーによってゆらぎの大きさは異なるものの、偏光の向きがおよそ 30 秒の周期で変化する現象が観測された。MOT チェンバーに光が入射する際には、PBS と半波長板で円偏光になるよう調整しているため、偏光の揺らぎは MOT に用いられる光のパワーの揺らぎにつながる。これはトラップされる原子数に対する影響も大きいですが、それだけでなく背景雑音として観測される迷光自体が大きく振動する。そのため、仮に数個の原子が磁気光学トラップされていたとしても、その蛍光がノイズに埋もれて観測できていない可能性がある。この揺らぎの原因は現状不明である。

CMOS の画像データを連続で記録し続けていた場合、周囲の揺らぎに対して不連続なピークとして MOT を観測できた可能性があるが、今回の実験では磁場を OFF にする前後に手動で撮影していただけなので、時

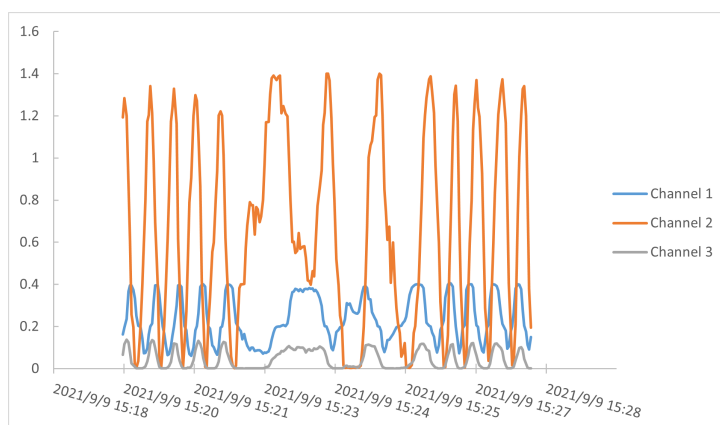


図 5.1: 光ファイバーによる偏光の揺らぎ。縦軸は光検出機で観測された電圧値を表し、単位は mV。3 本の光ファイバーを通過した光をそれぞれ PBS で分岐し、透過成分を同じ光検出器 (Thorlabs DET100) で観測した結果。およそ 30 秒の周期で変動し、Channel 2 のファイバーで特に揺らぎが大きいことが分かる。

間軸に沿った評価が不可能である。今後は CMOS のデータを連続で取得できるように変更すべきと考える。

5.1.2 原子数の不足

生成された原子数自体は十分観測可能だが、観測系が少数原子を見るために最適化されていない可能性がある。Rb でのオフライン実験の状況を考慮すると、金ターゲット付近で Rb ディスペンサーにより発生させている量は、引き出し時に検出される電流量から、1 秒あたりおよそ 10^{11} 個と想定される。Rb 実験での蓄積時間は典型的に 1 分なので、Y 箔におよそ 10^{12} 個の原子が付着している。そのうちトラップされている原子数が 10^4 個程度であることを考えると、 10^8 個生成された Fr 原子をトラップした際には、たかだか数個程度の原子しかトラップできないと考えられる。

5.2 まとめ

本研究では、電子 EDM の測定にむけた大強度フランシウム原子源の作成を目指している。そこで波長計安定化したレーザー光源を用いて Fr 原子の磁気光学トラップ作成に取り組んだ。放射線環境下において原子をトラップするため、遠隔での制御や観測が必要となる。今回、光源の周波数安定化や観測・制御系の開発に取り組み、光源から遠隔での Rb MOT を実現できた。しかしながら、Fr の MOT を観測することはできなかった。

MOT を観測できていない原因の一つに、迷光による背景ノイズが信号に対して大きいことが考えられる。そこで、今後は生成される Fr を増やすことや、効率の上昇により、トラップされる原子数を増加させる必要がある。Rb 原子で装置全体のさらなる最適化を進め、Fr 原子の MOT を目指す。

参考文献

- [1] A. D. Sakharov, Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe *JETP Lett.*, **51**, 4 (1967).
- [2] M. Kobayashi, T. Maskawa, CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction . *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652-657 (1973).
- [3] G. R. Farrar, M. E. Shaposhnikov, Baryon asymmetry of the Universe in the standard model. *Phys. Rev. D.* **50**, 774-818 (1994).
- [4] I. B. Khriplovich, S. K. Lamoreaux, CP violation without strangeness: electric dipole moments of particles, atoms, and molecules. *Springer Science & Business Media* (2012).
- [5] T. Fukuyama, Searching for new physics beyond the standard model in electric dipole moment. *Int. J. Mod. Phys. A.* **27**, 12300153 (2012).
- [6] V. Andreev *et al.*, Improved limit on the electric dipole moment of the electron. *Nature.* **562**, 355-360 (2018).
- [7] G. W. Bennett *et al.*, (Muon $g - 2$ Collaboration) Improved limit on the muon electric dipole moment. *Phys. Rev. D - Part. Fields, Gravit. Cosmol.* **80** (2009).
- [8] E. E. Sappeter, Some atomic effects of an electronic electric dipole moment. *Phys. Rev.* **112**, 1642-1648 (1958).
- [9] N. Shitara, N. Yamanaka, B. K. Sahoo, T. Watanabe, B. P. Das, CP violating effects in ^{210}Fr and prospects for new physics beyond the Standard Model. *Jour. of High Ener. Phys.*, **2021**(2), 1-21 (2021).
- [10] 早水友洋. 冷却フランシウム原子による電子電気双極子能率探索へ向けた精密分光の研究. 博士論文, 東北大学 (2014).
- [11] N. Ozawa H. Nagahama, T. Hayamizu, K. Nakamura, M. Sato, S. Nagase, Y. Kotaka, K. Kamakura, K. S. Tanaka, M. Ohtsuka, Y. Ichikawa, A. Takamine, H. Haba, H. Ueno, and Y. Sakemi, *RIKEN Accel. Prog. Rep.* **54**, 117 (2021).
- [12] M. J. Dresser, The Saha-Langmuir equation and its application. *J. Appl. Phys.* **39**, 338-339 (1968).
- [13] H. B. Michaelson, The work function of the elements and its periodicity. *J. Appl. Phys.* **48**, 4729-4733 (1977).
- [14] 日本化学会, 科学便覧 基礎編 改訂 6 版 丸善出版 (2021).
- [15] S. Aubin, E. Gomez, L. A. Orozco, G. D. Sprouse, High efficiency magneto-optical trap for unstable isotopes. *Rev. of Sci. Inst.*, **74**, 4342-4351 (2003).
- [16] S. Sanguinetti, R. Calabrese, L. Corradi, A. Dainelli, A. Khanbekyan, E. Mariotti, C. de Mauro,

P. Minguzzi, L. Moi, G. Stancari, L. Tomassetti, S. Veronesi Accurate measurements of transition frequencies and isotope shifts of laser-trapped francium. *Opt. lett.*, **34**, 893-895 (2009).

謝辞

本修士論文は、筆者が東京大学総合文化研究科広域科学専攻相関基礎科学系修士課程において行った研究をまとめたものです。指導教員の松田恭幸教授には、今回の共同研究を行う機会をくださり、大変お世話になりました。心より感謝申し上げます。

東京大学理学系研究科附属原子核科学研究センターの酒見泰寛教授には、本研究を行う機会を与えてくださり、ご指導・助言をいただきました。ありがとうございます。

同長濱弘季助教、同中村圭佑研究員には、真空チェンバーの取り扱いや各種光学素子の取り扱い方など、私の研究全体に関わる基礎を教えてくださいました。ありがとうございます。

同博士課程の小澤直也さんには、実験中の観測・制御系開発で大変お世話になりました。実験装置とPCの接続など大変参考になりました。ありがとうございます。

理化学研究所仁科加速器科学研究センターの早水友洋研究員には、過去の実験や先行研究について紹介していただきました。ありがとうございます。

理化学研究所仁科加速器科学研究センター核化学研究チームの羽場宏光チームリーダーには、研修生として受け入れていただき、理研での活動をサポートいただきました。ありがとうございます。

東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンターの田中香津生助教には、画像解析の手法や実験データの取り扱いについてアドバイスをいただきました。ありがとうございます。

酒見研究室修士2年の永瀬慎太郎さんには、MOT チェンバーや光源の作成に加え、実験中様々な場面で大変お世話になりました。ありがとうございます。

松田研究室の皆様にも大変お世話になりました。博士1年の佐藤幹さん、山根風樹さんにも様々なサポートをいただきました。ありがとうございます。