

修士学位論文

原子泉とエバネッセント場を用いた
原子-表面相互作用研究のための装置開発

**Apparatus using an atomic fountain and an evanescent field
for the study of atom-surface interactions**

東京農工大学大学院工学府 博士前期課程
物理システム工学専攻 2021年度入学
学籍番号：21644019

塚崎 雄志

指導教員：畠山 温 教授
2023年1月31日

目次

第 1 章	序論	1
1.1	背景	1
1.2	目的	2
1.3	結果	2
第 2 章	実験原理	3
2.1	レーザー冷却	3
2.1.1	ドップラー冷却	3
2.1.2	磁気光学トラップ	4
2.1.3	偏光勾配冷却	5
2.1.4	原子泉	6
2.2	エバネッセント場	7
2.3	レーザー分光	7
第 3 章	実験装置	9
3.1	真空装置	9
3.2	光学系	11
3.2.1	冷却光・Probe 光	12
3.2.2	Repump 光	14
3.3	MOT・原子泉	15
3.4	検出	18
3.4.1	飛行時間測定	18
3.4.2	分光測定	19
3.4.3	ロックイン検出	20
第 4 章	原子泉性能評価	22
4.1	原子泉の観測	22
4.2	温度評価	25
4.3	原子密度見積もり	27

第 5 章	実験	29
5.1	自由空間分光	29
5.1.1	方法	29
5.1.2	結果	29
5.1.3	考察	31
5.2	表面近傍分光	32
5.2.1	方法	32
5.2.2	結果	32
5.2.3	考察	33
5.2.4	先行研究との比較	34
第 6 章	結論	35
6.1	まとめ	35
6.2	今後の展望	36
	参考文献	37
	謝辞	40

第 1 章

序論

1.1 背景

量子力学が体系化されて以来、原子やそれを構成する原子核、電子を研究対象とする物理学が飛躍的に発展した。近年ではこのようなマイクロな世界を支配する量子力学的性質を制御することで、記憶や演算などの情報処理を行う新規デバイス開発が注目を浴び、そのための基礎研究から工業的な応用まで幅広く研究がなされている。その中の一分野である原子物理学において、特に気体原子は液体や固体と比べて原子間の距離が大きいため原子同士の相互作用が小さく、比較的独立した物理系として理論的に扱いやすいことから、実験でも数多く利用されている。なお、今後本論文中において特に断りなく“原子”という言葉を使った場合、気体原子のことを意味している。

量子情報技術が目指す新規デバイスの代表例として挙げられるのが、量子コンピュータ [1] である。量子性=“重ね合わせ”を持つ媒体 1 つを 1 ビットとし (量子ビット)、それらをエンタングルメント [2] させて情報を並列処理することで、従来のコンピュータでは到達できない計算速度を実現するというものだ。原子を量子ビットに用いる研究としては、イオン化した原子を電場でトラップするイオントラップ型量子コンピュータ [3] が最も有力である。しかしまだ実用化には課題が多く、その 1 つが空間中のトラップでは従来のコンピュータの IC チップような集積化が困難であるということだ。仮に原子をなんらかの基板表面上にトラップあるいは吸着させ、IC チップのように量子情報処理のためのチップとして扱う [4][5] ことができれば、実用化への大きな一歩となるはずである。

しかし原子が表面へ接近すると孤立系とはみなせなくなり、表面から何らかの相互作用を受けてエネルギー状態が変化してしまう。表面からの相互作用による原子の状態の変化で有名な例として、光ポンピング [6] によってスピンの状態を偏らせた (スピン偏極) 原子がガラス壁面などの表面と衝突すると、スピン状態が著しく乱されてしまう (スピン緩和)[7] ことが知られている。原子を量子ビットとして用いるには精密な光制御や情報の読み出しが不可欠であり、このような表面からの相互作用はそれを困難にする大きな外乱となることは想像に難くない。原子のエネルギー状態を変化させ得る原子-表面相互作用としては、代表的なものとして van der Waals 効果 [8] や Casimir-Polder 効果 [9] などが知られており、これらの影響で原子のエネルギー状態が共鳴周波数から数 MHz 程度低くシフトしたという報告 [10] もある。前述の 2 つの効果は表面の誘電分極に由来するが、他にも原子と表面の距離が極めて小さくなれば表面を構成している原子の核スピンや電子スピンの相互作用も考えられ、最終的なエネルギー状態の変化の見積もりは

容易ではない。その上、実際の表面は欠陥などで原子配列の並進対称性が破れている、不純物が吸着しやすいなどの理由で実験結果を理論的に予測することは極めて難しい。これらの理由から、量子コンピュータをはじめとする原子を利用した新規デバイス開発のために、表面近傍の微小領域における原子-表面相互作用を実験的に観測するシステムの実現が求められている。

1.2 目的

本研究の目的は、1.1節で述べた表面近傍領域における原子-表面相互作用の理解のため、原子が表面から受ける相互作用による影響を観測する装置を開発することである。この目的を達成するための手法として、本研究では低温まで冷却することでドップラー幅を抑制した原子を任意の方向へ1 m/s程度の初速度で打ち出す“原子泉”(2.1節参照)と、光が媒質界面で全反射するときその一部が反対側の媒質に染み出すことで生じる“エバネッセント場”(2.2節参照)を利用する。これにより極めて低速な原子を表面近傍領域で選択的に、かつ精密に分光測定(2.3節参照)できると考えられる。以上のような装置を開発して測定を行うことで、原子-表面相互作用による原子のエネルギー状態の変化を直接的に観測できる。原子泉とエバネッセント場を組み合わせるこのような測定を行うのは著者の知る限りでは世界初の試みである。また将来的には様々な表面で同様の測定を行うことで、相互作用の小さな表面の探究など量子情報分野の新規デバイス開発に大きく貢献する技術になることが期待できる。

1.3 結果

本研究では、原子泉とエバネッセント場の両方を内部で同時に構築できる真空装置を作製した。この詳細については、第3章で記述する。なお原子泉には、価電子が1つと単純な構造であり理論計算と実験結果が近い値になりやすく、原子物理学の実験でもよく用いられるルビジウム (Rb)-85を使用した。

原子泉では温度 55 μK 、密度 $10^8 / \text{cm}^3$ オーダーの Rb 原子雲を 0.8 – 1.8 m/s の任意の初速度で上方向に打ち上げられる機構を実現した。この評価方法および詳細は、第4章に記述した。

作製した装置を用い、打ち上げた原子雲の軌道上を通過したレーザー (Probe 光) で自由空間中の冷却原子を精密に分光できた。一方、目的であったエバネッセント場による表面近傍原子の分光は、測定信号が極めて小さいため信号雑音 (Signal-to-noise: SN) 比が悪く、達成できなかった。これらの実験の詳細は第5章で記述する。

上記のように、原子-表面相互作用の観測には現時点では至らなかったが、原子泉の原子密度を向上させたり、装置の設計と観測手法を少し変えることで観測に成功する可能性は十分にあると考えられる。詳しい結論と今後の展望については、第6章にまとめた。

第 2 章

実験原理

本章では、開発した装置の根幹をなす技術であるレーザー冷却とエバネッセント場の原理について簡単に説明する。

2.1 レーザー冷却

2.1.1 ドップラー冷却

原子は固有の内部エネルギー準位を持ち、その準位間のエネルギー差に応じた周波数 (共鳴周波数) の光を吸収することで上の準位へと遷移する。このとき、原子は吸収した光子の運動量を受け取っている。

ところで、空間中に存在する気体原子はその温度に応じた熱運動をしており、たとえば Rb では室温において平均 300 m/s 程度で運動している。この原子に周波数 ν のレーザー光を照射すると、光と同方向に運動する原子は光の周波数を ν より小さく感じ、逆に光に対向して運動する原子は ν より大きく感じる。光のドップラー効果の影響である。つまり、 ν を予め原子の共鳴周波数よりいくらか小さく設定しておくと、対向して運動する原子に対しては共鳴周波数に近い光として作用して吸収される。この光が 2 本対向して入射しているとき (図 2.1)、原子の立場で考えれば、自分と同方向に進む光子は吸収できず、逆方向に進んでくる光子ばかりを吸収して運動量を受け取ることになる。吸収された光子は自然放出によって原子から再放出されるが、その方向はランダムであり原子が受ける反跳運動量は平均するとゼロになる。結果として原子は運動と反対の方向へ常に散乱力を受け、減速する。このような冷却メカニズムをドップラー冷却という。これを 3 軸方向、つまり 6 本のレーザー光を使って行くと (図 2.2)、原子は 3 次元空間においてどの方向に運動しても減速する。原子が光の交差する領域でまるで粘性の高い媒質中に存在するように振る舞うため、この手法はときに光学糖蜜 (Optical Molasses)[11][12] と呼ばれる。

ドップラー冷却によって実現できる限界の温度は

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (2.1)$$

で表される [13]。ただし \hbar はディラック定数、 Γ は遷移の自然幅、 k_B はボルツマン定数である。本実験に用いた ^{85}Rb の D_2 線の遷移による冷却では、 T_D は 150 μK である。

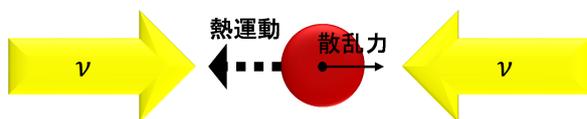


図 2.1 対向入射光中の原子が受ける散乱力

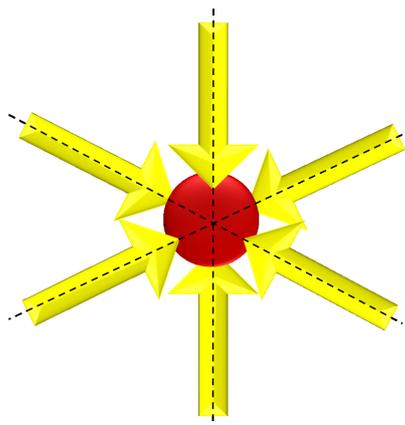


図 2.2 3軸方向からの光学罠

2.1.2 磁気光学トラップ

ドップラー冷却は原子に散乱力を与え減速させるが、散乱力に位置依存性がないため冷却原子を空間的に捕獲することはできない。ここで紹介する磁気光学トラップ (Magneto-Optical Trap : MOT) は原子に勾配磁場をかけることで位置に依存するゼーマン分裂を起こし、散乱力に位置依存性を持たせて冷却原子を捕獲する技術である [14]。

簡単のため、全角運動量子数 $J = 0$ (基底状態) と $J = 1$ (励起状態) の二準位系を考える。励起状態の準位には磁気量子数 $M_j = -1, 0, 1$ の3つの状態が縮退しているが、原子にある軸方向に対して強度が線形傾斜した磁場を加えると図 2.3 のように位置に応じた大きさのゼーマン分裂が起こる。このとき、 x 軸に対して負の方向から入射するレーザー光を σ^+ 偏光、正の方向から入射する光を σ^- 偏光にしている。

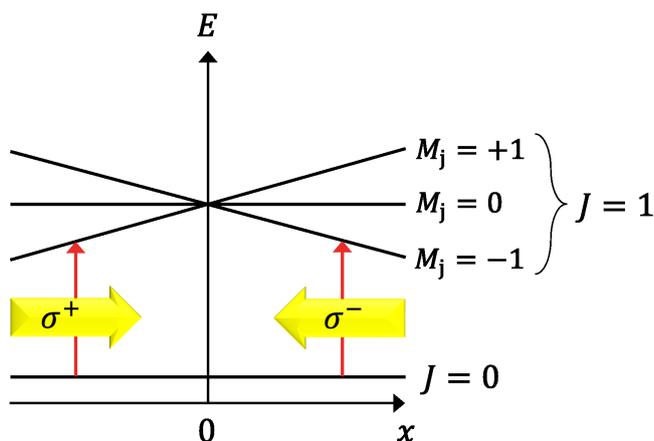


図 2.3 磁場勾配中の原子のエネルギー準位図

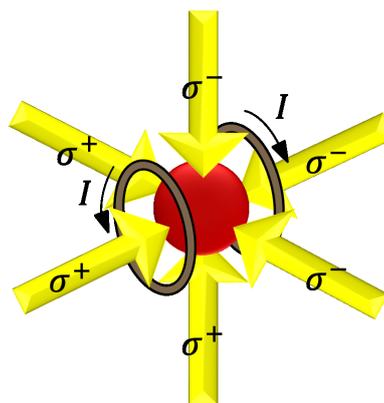


図 2.4 アンチヘルムホルツコイルと円偏光の配置

光学遷移には選択則というものがある。これにより原子にはたとえ共鳴周波数の光を照射しても、遷移することができないエネルギー準位が存在している。たとえば吸収した光が σ^+ 偏光の場合は $M_j = 1$ へ

の遷移、 σ^- 偏光の場合は $M_j = -1$ への遷移しか誘起されない。ここで、図 2.3 において、 $0 < x$ に存在する原子にとっては σ^- 偏光の光が、 $x < 0$ では σ^+ 偏光の光がより共鳴周波数に近くなるため、どちらの場合でも $x = 0$ の方向へ散乱力を受けるように光を吸収する。また、原子の位置が $x = 0$ から離れるほどゼーマン分裂の幅は大きくなるため、 σ^+ 偏光と σ^- 偏光の吸収量の差が大きくなってはたらく散乱力が強くなる。これにより位置依存性のある散乱力が生み出され、それが復元力となって冷却原子を $x = 0$ の点に押し込むことで空間的に捕獲する。以上が MOT の原理である。

このような線形傾斜磁場を実現するためには、四重極磁場が有効である [15]。この四重極磁場は、2つの同一のコイルを中心軸が同じになるように配置し、大きさが等しい電流を逆向きに流した“アンチヘルムホルツコイル”を用いれば容易に作るすることができる。図 2.4 のようにアンチヘルムホルツコイルと円偏光の向きを調整すると、コイルの中心かつ 6 本のレーザー光の交点に捕獲された冷却原子集団 (原子雲) が生成される。

2.1.3 偏光勾配冷却

ドップラー冷却の限界温度は式 (2.1) の通りであるが、MOT で冷却原子を捕獲したあとに、ドップラー冷却とは全く異なる冷却メカニズムである偏光勾配冷却 (Polarization Gradient Cooling : PGC) を行うことで T_D 以下の温度が実現できる [16]。PGC の限界温度は 1 つの光子を吸収し、放出することによる 2 回の反跳運動量に依存し、以下ようになる。

$$T_R = \frac{\hbar^2 \omega^2}{2k_B M c^2} \quad (2.2)$$

ただし ω は冷却光の角周波数、 M は原子の質量、 c は光速である。本実験に用いた ^{85}Rb の D_2 線の遷移による冷却では、 T_R は 370 nK である。

PGC を行うためには、まずドップラー冷却で原子を冷却し、MOT で捕獲する。その後磁場を切ると、原子は対向入射している σ^+ と σ^- の偏光によって生じた螺旋状の定在波 (図 2.5) 上を運動する。これにより原子の基底状態の各磁気副準位の占有数に偏りが生じ、自身の熱運動と対向する光をさらに吸収して減速力を受ける。これが PGC の冷却メカニズムである。

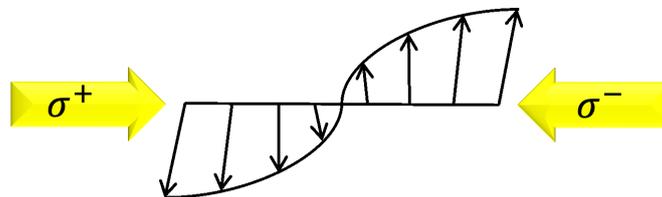


図 2.5 定在波がつくる偏光勾配

2.1.4 原子泉

MOTで捕獲した原子雲は、ムービングモラセス (Moving Molasses) という手法によって任意の方向へ任意の初速度で打ち出すことができる [17][18]。ドップラー冷却のために対向入射している冷却光の周波数を、図 2.6 のように一方は $+\delta\nu/2$ 、もう一方は $-\delta\nu/2$ だけシフトさせる。 $\delta\nu$ は移動周波数 (Moving Frequency) と呼ばれる。このとき原子は両方の光の周波数がドップラーシフトして同じになる速度になるため、この図の場合は上方へ速度を持つ。

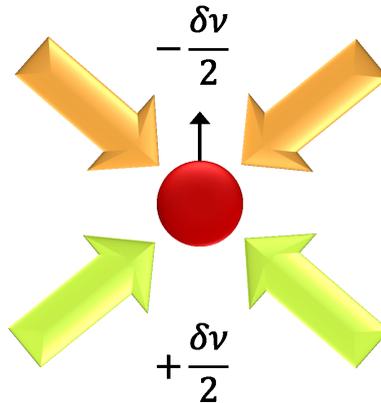


図 2.6 ムービングモラセス

ドップラー効果からこのときの移動速度は光の波長 λ を用いて、式 (2.3) のように求められる。係数の $\sqrt{2}$ は速度方向に対して光が 45 度で入射していることに由来している。本実験では $\lambda = 780.24 \text{ nm}$ であるため、打ち上げ初速度と周波数差の関係は式 (2.4) となる。

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda \delta\nu \quad (2.3)$$

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot 780.24 \times 10^{-9} \text{ nm} \cdot \delta\nu \approx 0.55 \cdot \delta\nu/\text{MHz} \quad \text{m/s} \quad (2.4)$$

本実験においては、MOT用の磁場を素早く切りながら冷却光の周波数を変化させることで、PGCを起こしながら原子雲を上方へ任意の初速度で打ち上げた。以上が原子泉 (Atomic Fountain) の概要である。

2.2 エバネッセント場

図 2.7 のように、密な媒質中 (屈折率 n_1) を伝搬する光が臨界角より大きい入射角 θ で疎な媒質 (屈折率 n_2) との界面へ入射すると、全反射が起こる。このとき、一部の光が電場として疎な媒質の側へ染み出す。これがエバネッセント場 (Evanescent field) であり、この電場がつくる電磁波のことを近接場光、あるいはエバネッセント波 (Evanescent wave : EW) と呼ぶ。EW の電場の振幅は界面からの距離に応じて指数関数的に減衰し、その伝搬方向は界面に沿っている。また、入射光が界面に対して P 偏光のときは楕円偏光になり、S 偏光のときは直線偏光になることが知られている [19]。染み出しの長さ (光強度が $1/e$ になる距離) z は式 (2.5) で表され、光の波長 λ と各媒質の屈折率、そして入射角に依存し、概ね光の波長程度の大きさである。このように媒質界面近傍のみに分布する光であるため、EW と相互作用する原子は界面近傍に存在するもののみ限定される。つまり、EW を使えばレーザー冷却で生成した原子雲のうち、表面近傍に到達した原子のみを選択的に分光できるのである。

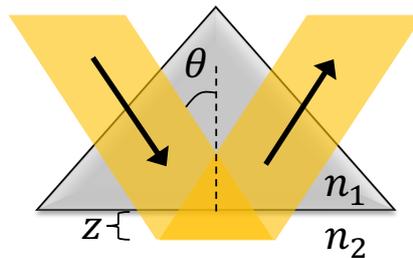


図 2.7 エバネッセント場

$$z = \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{(n_1 \sin \theta)^2 - n_2^2}} \quad (2.5)$$

EW を用いて表面近傍の原子を分光した先行研究はいくつかある [19][20][21] が、その多くが室温以上の気体原子を封入したセルをプリズムに接着したものを用いている。また、原子雲による EW の吸収を観測した例 [22] もあるが、原子雲とを EW を用いて精密に分光測定を行っているものは著者の知る限りでは存在しない。

2.3 レーザー分光

2.1.1 項冒頭で触れたように、原子は固有の内部エネルギー準位を持ち、その準位間の共鳴周波数の光を吸収することで上の準位へと遷移する。2 準位系で考えると、エネルギー準位 E_1 から E_2 への励起のための共鳴周波数 ω_{21} は以下の式で表される。

$$\omega_{21} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar} \quad (2.6)$$

ここで、原子に照射するレーザー光の周波数を ω_{21} を中心にスキャンする。 ω_{21} の光は原子に吸収され

るため、透過する光の量は小さくなる。そこから周波数がずれると吸収は起こりにくくなり、 ω_{21} から大きく離れるとほとんどの光が透過する。つまり、周波数をスキャンした光を原子に照射し、透過光の強度を測定すると、原子のエネルギー準位間隔に応じたスペクトルが得られることになる。ただし、原子には不確定性原理によるエネルギーのゆらぎ由来の自然幅と、熱運動によるドップラー幅があるので、スペクトルの線幅はこの2つを反映したものになる。

次に、原子が光以外のなんらかの相互作用を受けている場合を考える。原子の状態 $|i\rangle$ のエネルギー E_i はハミルトニアン演算子 H_0 によって式 (2.7) のように決定される。ここに外部からの相互作用がはたらくと、式 (2.8) のように相互作用ハミルトニアン H_{int} が摂動項として加わり、 E_i の値が変化する。

$$H_0 |i\rangle = E_i |i\rangle \quad (2.7)$$

$$(H_0 + H_{\text{int}}) |i\rangle = E'_i |i\rangle \quad (2.8)$$

エネルギー準位間隔も変わるため、それに対応した原子の共鳴周波数がシフトする。つまり、外部から相互作用を受けている原子に対して周波数スキャンしたレーザー光を照射して透過光強度を測定すると、相互作用のないときと異なるスペクトルが得られることになる。この変化が、原子が受けた相互作用と見積もることができる。以上が、レーザー分光による原子が受ける相互作用の観測手法の原理である。

2.2 節で説明した EW を構成するレーザー光の周波数をスキャンすれば、表面近傍に位置している原子のみを選択的に分光し、原子-表面相互作用を観測することができると考えられる。

第 3 章

実験装置

本章では、1.2 節の目的を達成するため作製した実験装置について説明する。

3.1 真空装置

図 3.1 が作製した真空装置の概略図、図 3.2 が実物の写真である。MOT を行う位置の真上にプリズムを設置し、原子泉で打ち上げられた先に EW が待ち構えているという構造になっている。MOT 位置からプリズム表面までの距離はおよそ 22 mm だが、チャンバー全体が精密ラボジャッキで支えられているためこの距離は可変である。また、それらが行われる部分の壁はガラスのセルになっているため、光学的アクセスが良く視覚的にもわかりやすい。

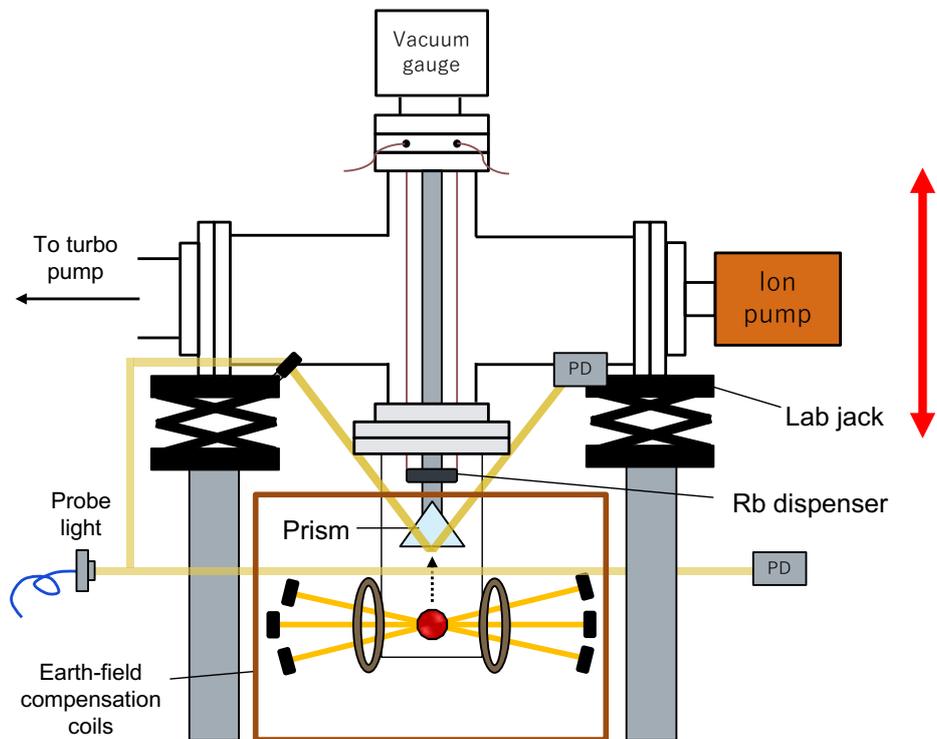


図 3.1 作製した真空装置の概略図

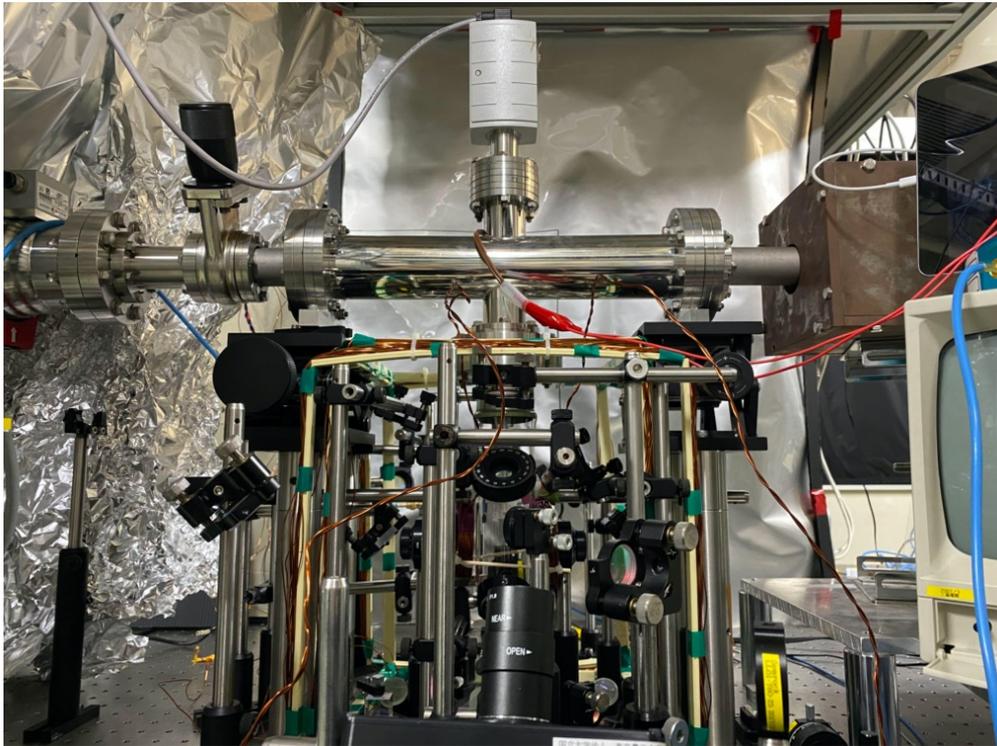


図 3.2 作製した真空装置の写真

図 3.2 の上半分が真空計や真空ポンプなどチャンバー内を真空引きするための機構で、下半分で原子泉や分光測定が行われる。装置はおおまかに「真空ポンプ部」「原子泉部」「EW 部」「Probe 光部」から構成されており、この節では主に真空ポンプ部と EW 部の一部について説明する。

冷却原子を断熱状態で一定の時間保持するためにはチャンバー内を超高真空 (圧力 10^{-5} Pa 以下) にすることが必要不可欠である。そのために本研究ではまずスクロール型ドライ真空ポンプを用いてチャンバー内を 1 Pa 程度まで粗引きし、次にターボ分子ポンプを稼働させることで 10^{-5} Pa まで到達させた。その後、チャンバー全体を 120°C で 2 日ほどベークして内壁に付着していた水分を蒸発させ、 10^{-7} Pa オーダーの真空度を実現した。しかしこれらのポンプは振動の大きな要因となるため、十分に真空に引いた後はチャンバーとの接合部のバルブを閉じた上でどちらも稼働を止め、チャンバーの反対側に設置したイオンポンプに切り替えた。イオンポンプは振動がないため常時稼働させてチャンバー内を真空に引き続けたが、時間経過とともに真空度は悪化していき、最終的にはベーク前の 10^{-5} Pa まで戻ってしまった。チャンバー接合部からわずかに侵入し続けている空気を含む水分や、実験のたびにチャンバー内に放出される Rb 原子が内壁に付着したことが要因として考えられるが、MOT は問題なく行えたため再びベークするなどの措置はしなかった。なお、上記の真空度は全て真空ゲージ (D-35614 Asslar, Pfeiffer vacuum) で測定したものである。

Rb の供給にはディスペンサー (RB/NF/3.4/12 FT10+10, SAES ゲッター) を用いた。これは Rb_2CrO_4 と還元剤の混合物であり、電流を流すことで還元が起きて Rb 原子が真空中に放出される仕組みになっている。

EW を構築するためのプリズム (PS615, ThorLabs) は、自作ホルダーで固定した。設計図を図 3.3 に、

実物の写真を図 3.4 に示す。プリズムはねじで固定され、表面は横から見えるようになっている。プリズムを固定したホルダーをチャンバー上部から棒で吊り下げ、壁のない側面からレーザー光を入射させることで EW を構築した。また、EW の近くに磁場を発生させる物質があるとその影響で原子のエネルギー状態が変化する可能性があるため、素材は非磁性であるアルミニウム/A5052 を使用した。

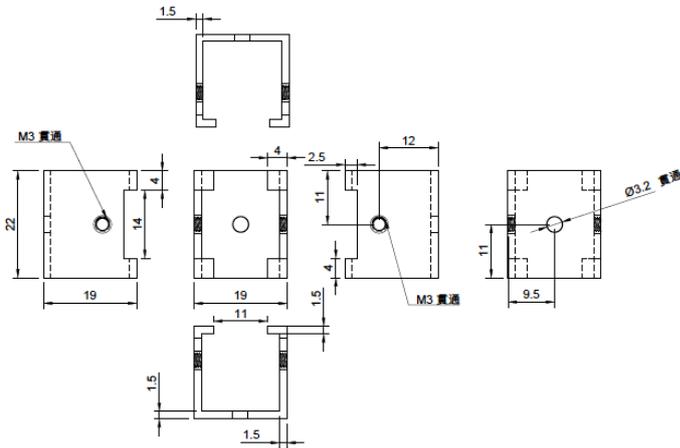


図 3.3 作製したプリズムホルダーの設計図



図 3.4 作製したプリズムホルダーの写真

3.2 光学系

この節では原子泉部の一部と、EW 部・Probe 光部について説明する。

本研究では原子泉に ^{85}Rb を用いており、レーザー光は D_2 線に共鳴する周波数に設定した。図 3.5 に ^{85}Rb の D_2 線におけるレーザー冷却で各レーザー光が励起する準位を示した [23]。

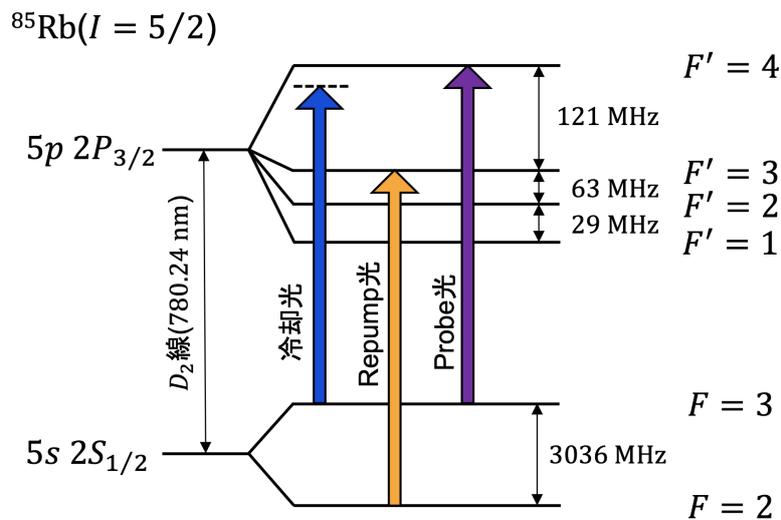


図 3.5 レーザー冷却のために各レーザー光が励起する準位

冷却光と Probe 光は $F = 3 \rightarrow F' = 4$ の遷移に合わせるが、冷却光はドップラー冷却の性質上共鳴線

よりもやや低く周波数シフトさせる必要がある。Repump 光は $F = 2 \rightarrow F' = 3$ の遷移に合わせている。Repump 光の詳細については 3.2.2 項に記述する。

3.2.1 冷却光・Probe 光

冷却光と Probe 光には外部共振器型半導体レーザー (TA100, TOPTICA) を使用した。TA100 には 2 つの出射口があり、1 つからは 1 mW 程度の弱いレーザー光、もう 1 つからは 650 mW 程度の強いレーザー光が出射される。本研究では弱い方をレーザーの周波数安定化用として、強い方を冷却光および Probe 光として使った。

図 3.6 に、冷却光および Probe 光の周波数安定化のための光学系の概略図を示した。

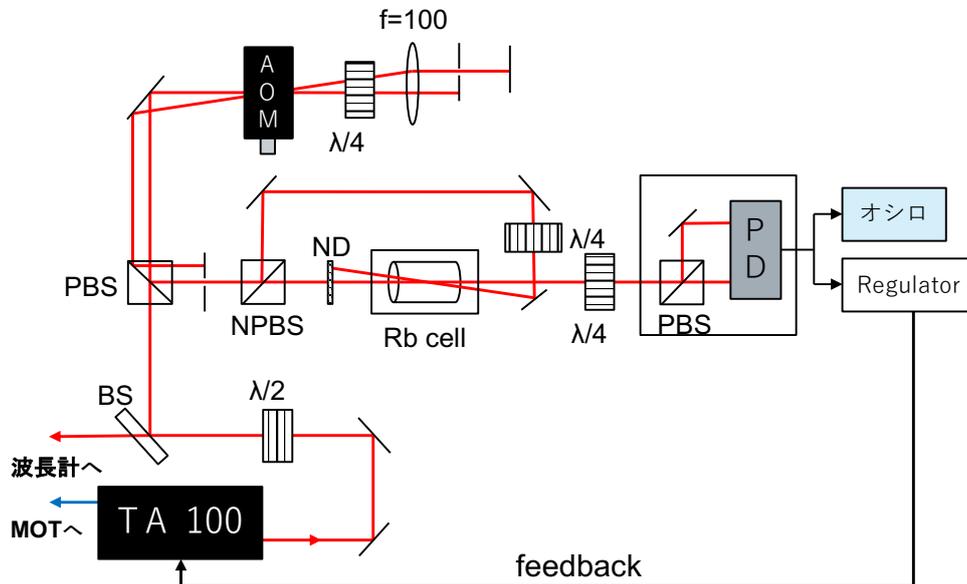


図 3.6 冷却光および Probe 光の周波数安定化

まず TA100 から出射した光は波長計側と周波数安定化系側に分けられる。

波長計側の光はレーザーの周波数を一定の値にロックする際に光の波長を測定することと、ファブリペロー干渉計で光が単一モードで発振されているか確認するために使われる。

周波数安定化系側の光は音響光学変調器 (Acousto-Optic Modulator : AOM / 1205C-2, ISOMET) によって周波数が 85 MHz 低くシフトされ、ミラーで反射されて再び 85 MHz 低くシフトされる。結果として光の周波数は 170 MHz 低くなるわけだが、ここがダブルパスになっていることで AOM の回折角が変化しても光のパスが変わりにくくなるという利点がある。この AOM の配置はキャッツアイと呼ばれる。

AOM 通過後、偏光ビームスプリッター (Polarization Beam Splitter : PBS) によってほぼ 100 % 反射された光は、偏光分光 [24] を行う系に突入する。偏光分光とは磁気光学回転を利用して原子のドップラーフリーな分光スペクトルを得る手法であり、得たスペクトルの傾きを $F = 3 \rightarrow F' = 4$ の遷移への周波数のロックに使用した。周波数ロックを行ったロック回路は [25] で作製されたもので、ロックの原理は [26] に詳しく記載されている。

次に、周波数が安定化された光を冷却光・Probe 光として出射する光学系を図 3.7 で説明する。まず PBS によって冷却光と Probe 光に分けられた光は、それぞれ周波数安定系と同様のキャッツアイを通過して周波数シフトされる。ただし、冷却光の AOM では 2 回の通過で 160 MHz 高く、Probe 光の AOM では 170 MHz 高くシフトするように設定している。つまり最終的に冷却光の周波数は $-170 + 160 = -10$ MHz だけ $F = 3 \rightarrow F' = 4$ の共鳴線から外れ、Probe 光の周波数は $-170 + 170 = 0$ MHz で共鳴線にぴったり合う。なお図 3.7 には表記されていないが、冷却光の出射系に関しては同じキャッツアイがもう 2 つ配置されており、原子泉に必要な 3 種類 6 本の周波数の冷却光が出射できるようになっている。

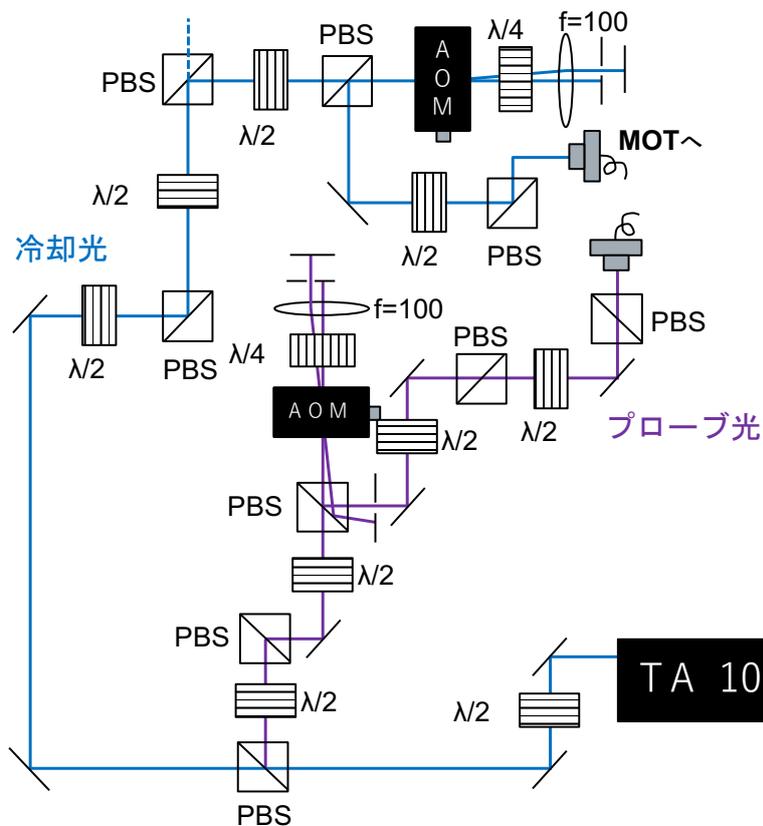


図 3.7 冷却光および Probe 光の出射系

最後に、冷却光および Probe 光をチャンバーへ入射する光学系をそれぞれ図 3.8 と図 3.9 に示す。

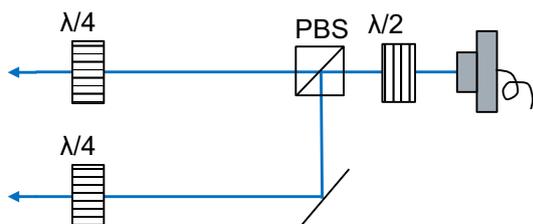


図 3.8 冷却光のチャンバーへの出射系



図 3.9 Probe 光のチャンバーへの出射系

まず、冷却光は $1/2$ 波長板と PBS で同強度の 2 本に分けられ、 $1/4$ 波長板によって円偏光になった上でチャンバーへと入射する。これを 3 セット、つまり計 6 本の光が図 2.4 や図 2.6 を満たして入射するように調整した。なお、各冷却光の強度はおよそ 10 mW 、ビーム径は 7.5 mm で統一した。

次に、Probe 光はビームスプリッターで EW を構築するための光と、原子泉の軌道上に通して TOF 測定 (3.4.1 項参照) を行うための光に分けられる。なお EW は入射光の媒質界面に対する偏光の向きによっては楕円偏光になることがあり [19]、本実験において EW の偏光を楕円偏光にする必要はないため、チャンバー入射前に $1/2$ 波長板を入れ、EW が直線偏光になるように偏光面の角度を入射面に対して S 偏光にした。

3.2.2 Repump 光

図 3.5 に示した通り冷却光は $F = 3 \rightarrow F' = 4$ の遷移を起こすが、確率的に $F' = 3$ に原子を励起してしまい、さらにこの原子が $F = 2$ に脱励起する確率も存在する。 $F = 2$ へ遷移した原子は冷却光で励起することができないため、別の光で冷却サイクルへと戻す必要がある。この役割を果たすのが Repump 光である。Repump 光によって $F = 2$ から $F' = 3$ へ遷移した原子は、その後 $F = 2$ か $F = 3$ へ脱励起するわけだが、 $F = 2$ へ遷移した場合再び Repump 光によって $F' = 3$ へ戻されるため、結果的に原子が冷却サイクルから外れることはなくなる。MOT は Repump 光の周波数安定化に対してあまり敏感ではないが、原子泉を実現するために Repump 光は必要不可欠である。

Repump 光のレーザー源にはレーザーダイオード (SLV252VL, SONY) で作製した外部共振器型半導体レーザー (External-Cavity Diode Laser : ECDL) [27] を使用した。

図 3.10 に、Repump 光の周波数安定化および出射のための光学系の概略図を示した。

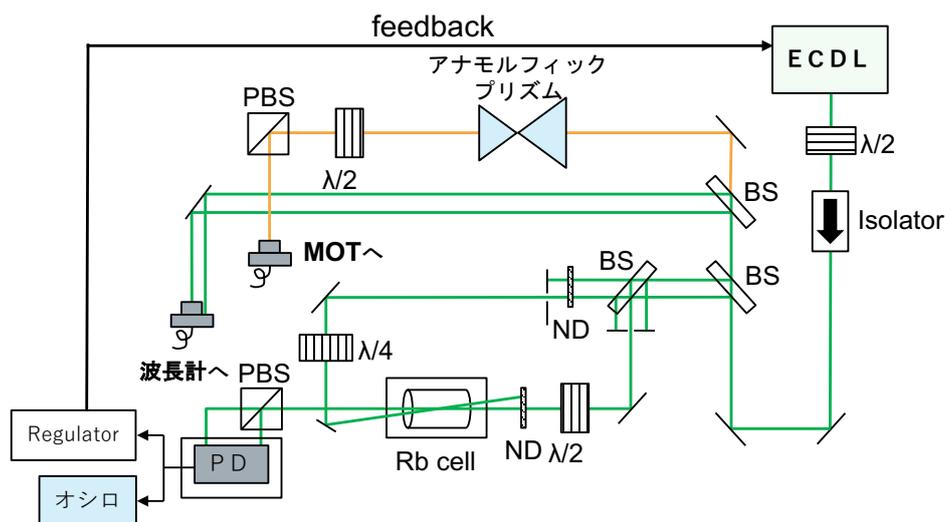


図 3.10 Repump 光の周波数安定化および出射系

図中のアナモルフィックプリズムとはビームの形を整える光学素子であり、レーザー光のファイバー入射効率を上げて Repump 光の出射強度を大きくするために用いた。Repump 光でも冷却光と同様に偏光分光を行なったが、 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ の遷移は周波数ロックに適した傾きが存在しないため [28]、 $F' = 1$

と $F' = 2, 3$ の間のクロスオーバー線の傾きを利用してロックした。ロック回路は [29] で作製されたものを使用した。

Repump 光の入射角度は MOT において重要ではないため、トラップ位置全体に当たるように凹レンズでビーム径を広げてアライメントの良い場所から入射させた。なお、強度は 2 mW 程度だった。

3.3 MOT・原子泉

この節では原子泉部について説明する。

2.1.2 項で示したように、MOT を行うには線形傾斜磁場が必要であり、このために本実験では [26] で作製された模造アンチヘルムホルツコイルを使用した。模造というのは、アンチヘルムホルツコイルはコイル間距離とコイル半径が等しい必要があるが、実験装置のアライメントの問題からその条件が満たせていないからである。模造アンチヘルムホルツコイルであっても、MOT を行うために十分な線形傾斜磁場を作ることはできる。仕様としてはコイル半径が 30 mm、巻き数が 50、コイル間距離が 60 mm である。[26] からコイル間距離が変わったため、あらためて本実験においてコイルがつくる磁場を測定した。流した電流は 6 A で、測定に用いたのはハンディガウスメーター (SYPRIS 5180, F.W.BELL) である。図 3.11 に測定結果を示す。なお、グラフの z 軸がアンチヘルムホルツコイルの中心軸で、 $z = 0$ がコイルの中心点である。

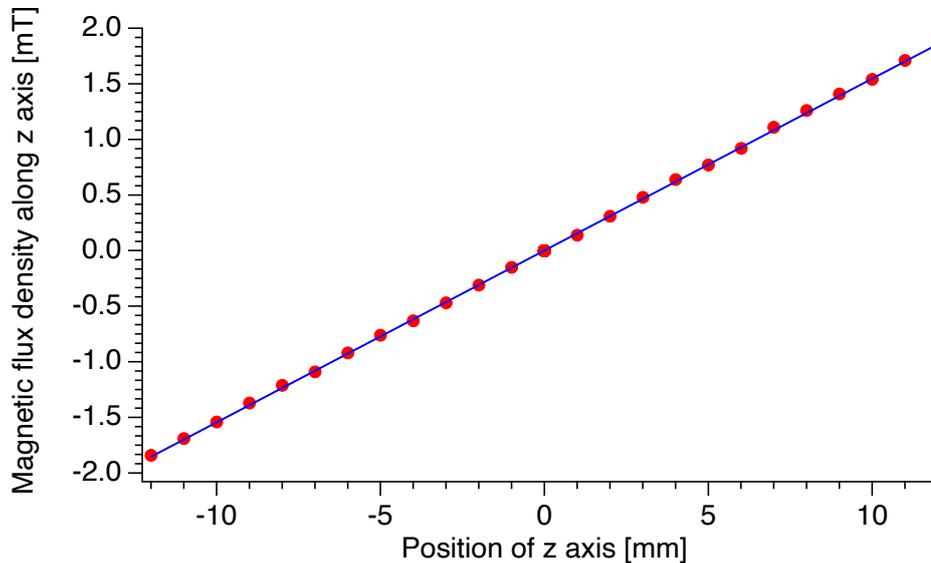


図 3.11 アンチヘルムホルツコイルの中心軸方向の磁場

MOT に必要な磁場勾配はコイルの中心軸上でおよそ 0.12 mT/mm である [30]。測定結果のフィッティングより、 z 軸方向の磁場勾配は 0.15 mT/mm と見積もれるため、MOT は十分に行えると考えられる。

次に、トラップした原子雲の PGC および打ち上げの手法を説明する。

PGC は MOT を行っている磁場を瞬間的に切ることによって実現するが、残留磁場が存在するとその冷却機構が正常にはたらかない [12]。よって、PGC を行いたい位置の地磁気を打ち消す必要がある。本実験では、

チャンバーの周囲に3軸のヘルムホルツコイルを設置することで地磁気を打ち消した。通常ヘルムホルツコイルは円形であるが、今回は設置のしやすさの観点から長方形のコイルを作製した。各コイルの大きさは装置全体の設計も考慮して、鉛直 (z 軸) 方向に磁場をつくるコイルが $240 \text{ mm} \times 240 \text{ mm} / 12$ 回巻き、それに直交するコイル2つ (x 軸, y 軸) がそれぞれ $240 \text{ mm} \times 310 \text{ mm} / 13$ 回巻きと $300 \text{ mm} \times 300 \text{ mm} / 14$ 回巻きである。このコイルの中心部の磁場が0になるようにフラックスゲート (Mag-03MSB, Bartington Instruments) で測定しながら各コイルに流す電流を決定した。

また、MOT 磁場を瞬間的に切るために FET スイッチング回路を導入した。これは [25] で作製されたものを流用したが、流す電流が先行研究より大きいため、FET を許容電流の大きいものに差し替えた。図 3.12 が使用した FET スイッチング回路の回路図である。この回路を MOT コイル (アンチヘルムホルツコイル) と定電圧電源の間に導入し、ゲート電圧を PC 上で制御することで、MOT コイルに流れる電流を $1 \mu\text{s}$ 程度で切れるようになった。

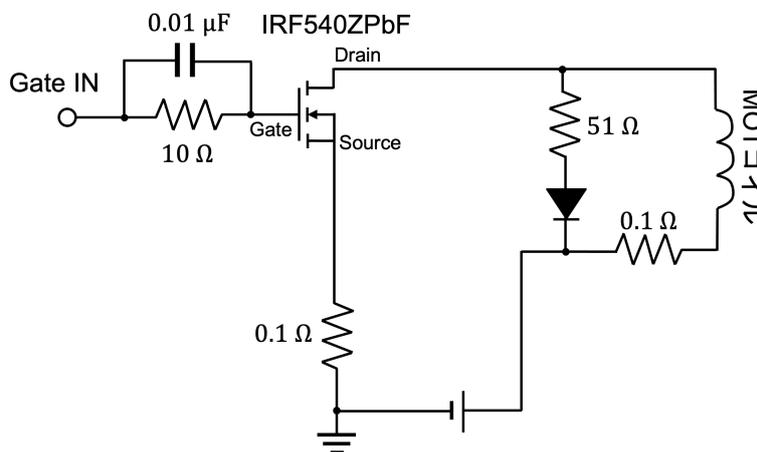


図 3.12 FET スイッチング回路の回路図

原子泉による原子の打ち上げでは 2.1.4 項で記述したように、冷却のため原子雲に入射させているレーザー光の周波数を入射方向に応じてそれぞれシフトする必要がある。周波数のシフトには図 3.7 に示してある AOM を用いた。本装置において、冷却光は図 3.13 のように入射している。

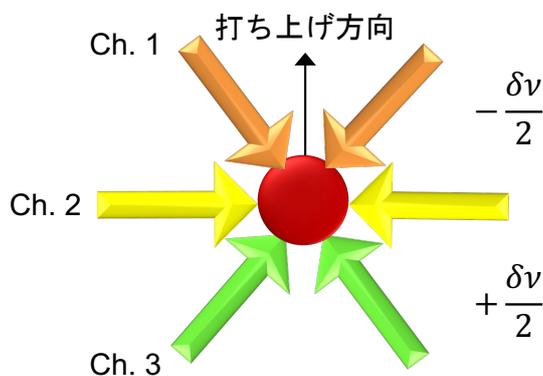


図 3.13 原子泉のための周波数シフト

この状況で上方へ打ち上げるには上方から入射する光の周波数を低く、下方から入射する光の周波数を高くすればいい。3.2.1 項で説明したように冷却光はあらかじめ 3 種類の周波数の光が出射できるように光学系を組んであるため、Ch. 1・Ch. 2・Ch. 3 それぞれに応じた周波数になるように各 AOM の駆動周波数を発振器 (Direct Digital Synthesizer: DDS) で調整した。

ちなみに EW を MOT 位置の真下で作っておき、原子泉で打ち上げるのではなく MOT コイルと冷却光を切って原子雲を自由落下させるという方法もあるが、この場合 EW に到達するまでの時間や到達する速度をコントロールしづらいため、より自由度の高い打ち上げ法を選択した。

図 3.14 に、PGC および原子泉を行うために作成した各システムの制御のタイムシーケンスを示した。

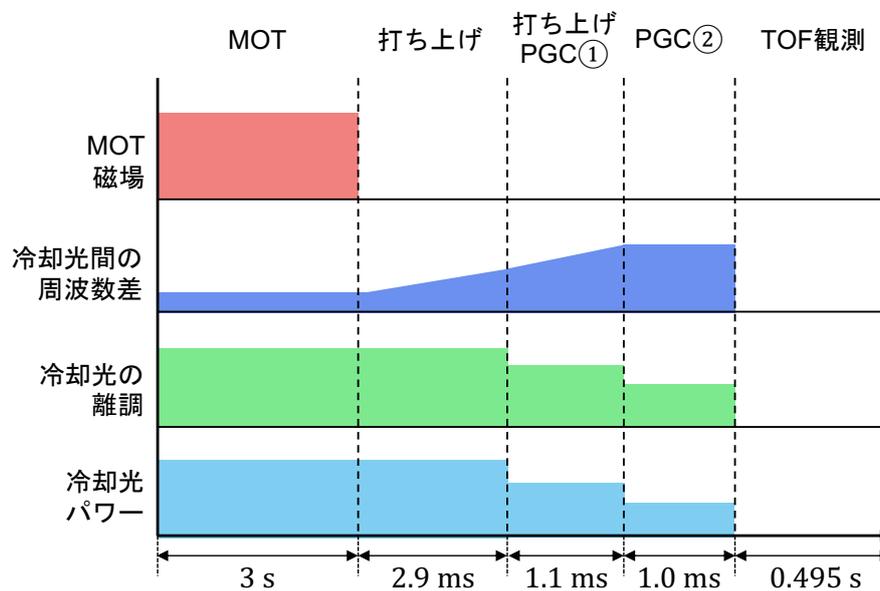


図 3.14 PGC・原子泉のためのタイムシーケンス

1 サイクル 3.5 s であり、これを繰り返すように PC から指示を送った。サイクルは 5 つの段階で構成されており、まず第 1 段階では 3 s 間 MOT を行い、原子を捕獲する。第 2 段階で冷却光間の周波数差を大きくしていき、上方へゆっくりと打ち上げ始める。周波数差を段階的に大きくしていくのは、一気に打ち上げると流れに乗り切れなかった原子が原子雲からこぼれ落ちてしまう恐れがあるためである。第 3 段階では打ち上げを継続するとともに、冷却光全体の周波数およびパワーを下げる。これにより PGC がより効果的にはたらくようになる。第 4 段階でさらに周波数とパワーを下げて PGC を効かせ、残りの時間で打ち上がった原子雲を軌道上の Probe 光や EW で観測する。以上が MOT から打ち上げ、そして測定までの流れである。

参考のため、移動周波数が 1.2 MHz のときの $F = 3 \rightarrow F' = 4$ の共鳴線からの冷却光の周波数離調と強度の変化のタイムテーブルを表 3.1 に示しておく。

表 3.1 移動周波数 1.2 MHz のタイムテーブル

時刻 [s]	周波数離調 [MHz]			強度 [a.u]		
	Ch.1	Ch.2	Ch.3	Ch.1	Ch.2	Ch.3
0	-10	-10	-10	130	130	130
3	-10	-10	-10	130	130	130
3.0002	-10.03	-10	-9.97	130	130	130
3.0004	-10.06	-10	-9.94	130	130	130
3.0006	-10.09	-10	-9.91	130	130	130
3.0008	-10.12	-10	-9.88	130	130	130
3.001	-10.15	-10	-9.85	130	130	130
3.0012	-10.18	-10	-9.82	130	130	130
3.0014	-10.21	-10	-9.79	130	130	130
3.0016	-10.24	-10	-9.76	130	130	130
3.0018	-10.27	-10	-9.73	130	130	130
3.002	-10.3	-10	-9.7	130	130	130
3.0022	-10.33	-10	-9.67	130	130	130
3.0024	-10.36	-10	-9.64	130	130	130
3.0026	-10.39	-10	-9.61	130	130	130
3.0028	-10.42	-10	-9.58	130	130	130
3.003	-30.45	-30	-29.55	107	100	107
3.0032	-30.48	-30	-29.52	107	100	107
3.0034	-30.51	-30	-29.49	107	100	107
3.0036	-30.54	-30	-29.46	107	100	107
3.0038	-30.57	-30	-29.43	107	100	107
3.004	-30.6	-30	-29.4	107	100	107
3.005	-50.6	-50	-49.4	65	60	65
3.5	-10	-10	-10	130	130	130

3.4 検出

最後に、Probe 光および EW で原子雲の観測をする際の検出方法について説明する。主に行った測定は「飛行時間測定」と「分光測定」の2つだが、このほかに観測する信号の SN 比を良くするためにロックイン検出を行ったのでそれについても触れておく。

3.4.1 飛行時間測定

飛行時間 (Time of Flight: TOF) 測定とは打ち上げられた原子雲の軌道に通した Probe 光の透過光強度をフォトダイオードで測定し、原子による光の吸収の時間変化を観測する手法である。この手法で原子泉が正常に動作しているか確認したり、原子雲の運動の軌道を調べたり、原子雲の原子濃度や冷却温度を

計算するためのデータを得ることができる。なお、本実験で透過光強度の測定のために使用したフォトダイオードは ThorLabs の PDA100 である。

3.4.2 分光測定

分光測定は 2.3 節で記述したように、原子がレーザー光との相互作用領域を通過するタイミングでレーザー光の周波数をスキャンし、横軸が周波数のスペクトルを得る手法である。周波数スキャンは図 3.7 で Probe 光の周波数シフトをしている AOM で行う。AOM のドライバー (D322B, ISOMET) にかける制御電圧と AOM 通過後の周波数離調量、およびレーザー光の強度の関係を図 3.15 に示す。ただし、周波数離調量・強度ともにキャッツアイ配置により AOM を 2 回通過した後の光のものである。また、周波数離調量は ^{85}Rb の D_2 線の $F = 3 \rightarrow F' = 4$ の共鳴周波数をゼロとしている。周波数は AOM ドライバーから出力される RF をオシロスコープで観測し、強度は AOM 通過後の光をパワーメーター (1Z01803, OPHIR) で測定した。周波数スキャンを ± 30 MHz (グラフに赤く示された範囲) で行うには、AOM ドライバーにはおよそ 7.2 - 15.9 V の制御電圧をかければ良い。ただし青点で示したように、AOM は離調周波数が変わると光の強度も変わってしまうため、この範囲の周波数スキャンでは AOM ダブルパス後のレーザー光強度は最大値 $450 \mu\text{W}$ からその約 40% の $190 \mu\text{W}$ まで変化する。

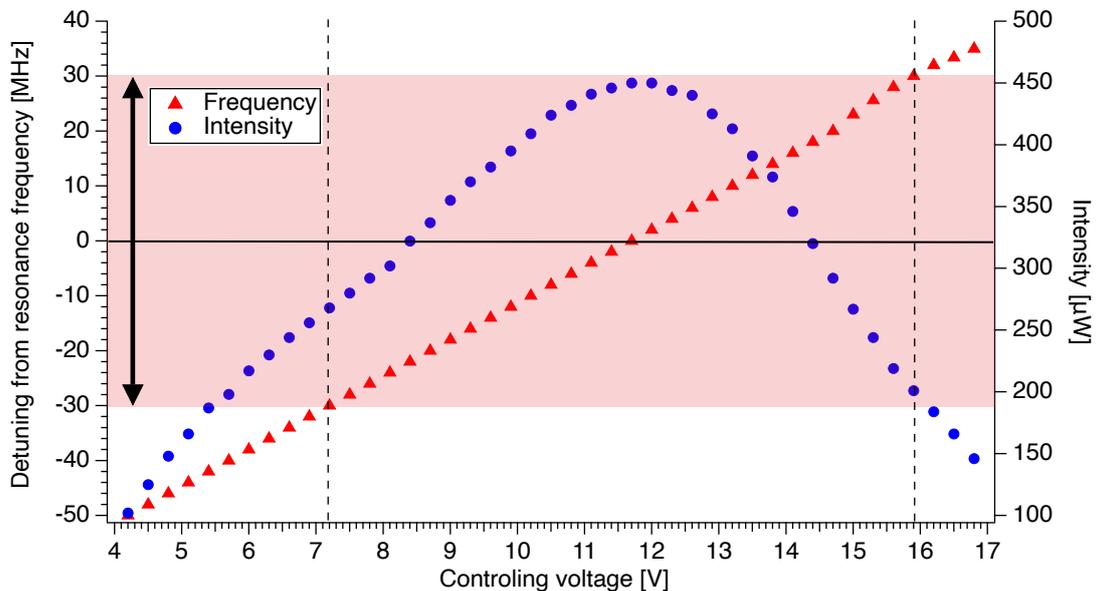


図 3.15 AOM ドライバーへの制御電圧と AOM 回折光の周波数離調量・強度

制御電圧は PC 上から LabVIEW (National Instruments) によってアナログ出力ボードを介して出力するが、上記の周波数スキャンを行うには最大出力電圧よりも高い電圧が必要であるため、バイポーラ電源 (POWER SUPPLY BWA25-1, TAKASAGO) で電圧を増幅して出力した。最終的に AOM ドライバーに入力される制御電圧は、0.6 ms で 15.9 V から 7.2 V まで変化するノコギリ波である。スキャンにかける時間は、スキャン中に原子雲が Probe 光領域から大きく移動して原子密度が変化してしまうのを防ぐため短く設定した。

なお、周波数スキャンは原子泉 1 サイクルにつき 1 度行い、複数回分のデータをアベレージすることで分光スペクトルを得た。

3.4.3 ロックイン検出

ロックイン検出 [31] はノイズの多い環境下で測定対象の周波数の信号のみを抽出・増幅する検出技術である。本実験ではロックイン検出を行うため、多機能測定器 (Moku:Lab, Liquid Instruments) のロックインアンプ機能を使用した。図 3.16 に Moku:Lab のロックインアンプの制御画面を示す。

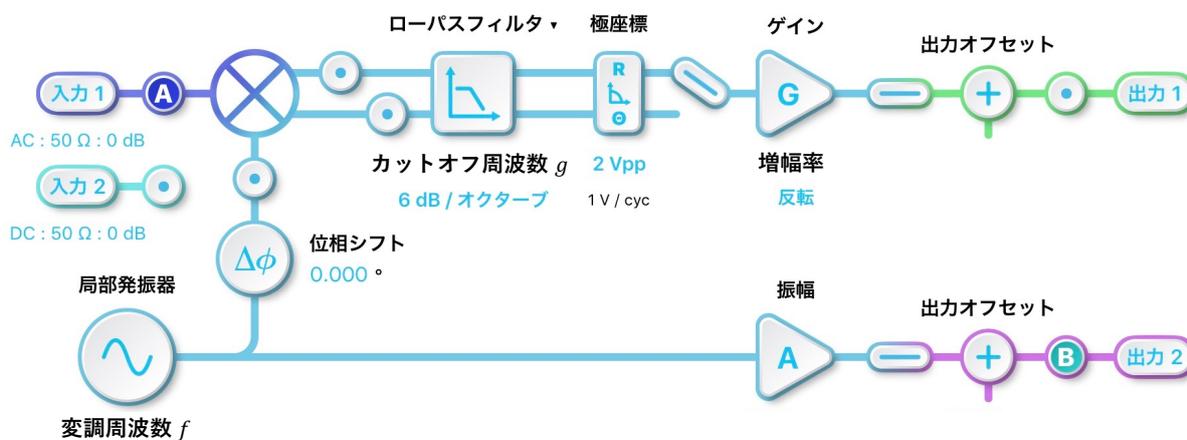


図 3.16 Moku:Lab のロックインアンプ制御画面

ロックイン検出には参照信号と測定信号の 2 つの入力信号が必要であり、測定信号の中から参照信号と同じ周波数で変化している信号が抽出できる。図 3.16 の局部発振器に f で示した変調周波数が参照信号の周波数である。今回は Probe 光および EW の「強度」もしくは「周波数」を f で変調させ、その透過光を受光したフォトダイオードからの信号を測定信号とした。強度変調ではレーザー光の強度を周波数 f で変化させ、周波数変調ではレーザー光の周波数を原子の共鳴周波数から数 MHz だけずらしたところで周波数 f で変化させる。吸収分光は透過光強度を測定するため、入射光強度を直接変調してロックインするよりは、周波数の変調を通じて原子由来の透過光強度変調を起こしてロックインした方が効果的に原子による光の吸収を検出できると考えられる。これらの変調は局部発振器により発振し、振幅と出力オフセットを設定した周波数 f の信号を Moku:Lab から AOM ドライバーへと出力することで行った。周波数変調のためには Moku:Lab から出力可能な値以上の電圧が必要であるため、ここでもバイポーラ電源を用いて増幅して出力した。

上記の過程で変調された光は Probe 光あるいは EW としてチャンバーに入射し原子雲によって吸収され、透過した光がフォトダイオードによって検出される。その信号を図 3.16 の入力 1 から Moku:Lab へ入力し、参照信号と乗算する。このとき、参照信号を式 (3.1)、測定信号を式 (3.2) とする。ただし ϕ は参照信号の位相、 $N(t)$ はノイズである。

$$V_r = \sin(ft + \phi) \quad (3.1)$$

$$V_s = V_0 \sin(ft) + N(t) \quad (3.2)$$

2つの信号を乗算すると、以下のようになる。

$$\begin{aligned} V_r \times V_s &= V_0 \sin(ft) \sin(ft + \phi) + N(t) \sin(ft + \phi) \\ &= \frac{V_0}{2} \{\sin(ft + ft + \phi) + \sin(ft - ft + \phi)\} + N(t) \sin(ft + \phi) \\ &= \frac{V_0}{2} \sin(2ft + \phi) + \frac{V_0}{2} \sin(\phi) + N(t) \sin(ft + \phi) \end{aligned} \quad (3.3)$$

この信号をローパスフィルターに通して交流成分を取り除くと、直流成分である $\frac{V_0}{2} \sin(\phi)$ の項のみが残る。この信号の大きさは参照信号の位相に依存しているが、2位相式のロックインアンプの場合は通常の参照信号のほかに位相が 90° 異なる参照信号を用いて $\frac{V_0}{2} \cos(\phi)$ の信号も得る。これによって以下のような R が出力 1 から得られ、位相調整をしなくても見たい信号の強度が測定できる。

$$R = \sqrt{\{V_0 \sin(\phi) + V_0 \cos(\phi)\}^2} = V_0 \quad (3.4)$$

以上がロックイン検出の原理および本実験における操作である。

第 4 章

原子泉性能評価

本章では、MOT で作製した原子雲および原子泉の性能評価を行う。

4.1 原子泉の観測

各レーザー光を指定の周波数にロックし、ディスペンサーに電流を流してチャンバー内を希薄な Rb 原子気体雰囲気にした上で MOT 磁場をかけると、下図のような冷却原子雲の生成が確認された。トラップ中の原子雲は光の吸収と放出を繰り返すため、光り輝く球体として観測できる。図 4.1 は CCD カメラで、図 4.2 はスマートフォンのカメラで撮影したものである。黄色い枠で囲まれた部分が原子雲であり、サイズは直径 2 mm 程度だった。原子雲は MOT 開始後 0.1 秒程度で出現し、MOT 磁場を切ったり冷却光や Repump 光を遮ったりすると同程度の時間で見えなくなった。原子雲の形やサイズは冷却光の強度・入射角度・偏光、MOT コイルの位置・電流、レーザーのロックなどで変化するため、原子雲が最も大きく、明るく、綺麗な球形になるように調整を加えた。



図 4.1 CCD カメラで撮影した原子雲



図 4.2 スマートフォンで撮影した原子雲

次に、3.3 節に記述したタイムテーブルを実行し、原子泉が適切に動作しているかを確認した。原子泉の観測は 3.4.1 項で説明した TOF 測定で行った。

図 4.3 に $\delta\nu = 1.4$ MHz で打ち上げた際に得られた TOF データを示す。MOT コイル電流を切ったときを時刻 0 としている。ただし、この TOF データはタイムテーブルを 8 回繰り返して得られた 8 個のデータをアベレージしたものであり、ロックイン検出は行っていない。13 ms 付近に見られるディップが原子雲による光の吸収と考えられる。0 - 5 ms の間で強度が急激に下がっているが、これは冷却光の散乱光をフォトダイオードが拾ったものである。

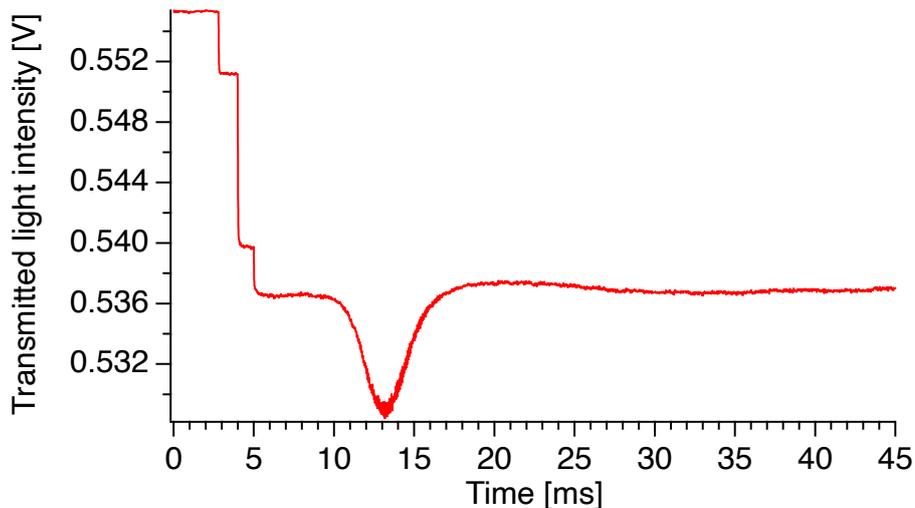


図 4.3 原子泉の TOF データ

Probe 光の入射する高さや原子雲の打ち上げ初速度を変えるとディップが見られる時刻が変化した。また、MOT をオフにして同様に測定を行うと、ディップが見えなくなった。以上のことから、原子泉による原子雲の打ち上げは成功したといえる。

次に、移動周波数を変化させて TOF 測定を行った。図 4.4 は得た TOF 信号を一覧にしたものである。ただし、見やすさのため各信号をそれぞれのベースラインで割り算し、全てのベースラインを 1 に揃えている。0.8 - 1.8 MHz の範囲で移動周波数が大きいほど吸収のディップが大きいのは、打ち上げ初速度が速くなるため Probe 光に到達するまでの時間が短くなり、原子雲の広がりや抑えられて原子密度が高くなるからである。2.2 MHz でディップが小さくなったのは、ムービングモラセスによる加速度が大きくなり流れに乗り切れなかった原子がこぼれ落ちてしまったからと考えられる。

このデータから、本実験における原子泉の移動周波数と打ち上げ初速度の関係を求める。ただし、原子雲は理想的に鉛直上向きへ打ち上がっていると仮定する。また、3.3 節で記述したように原子雲は $t = 0$ s で原点から瞬間的に打ち上げられるのではなく、 $t = 0 - 5$ ms の間に段階的に加速された上で打ち出される。この間に原子雲はトラップ位置から移動しているため、原子雲が Probe 光によって観測される時刻から打ち上げ初速度を求めるにはこの初期位置のずれを考慮に入れる必要がある。以下にこの計算の詳細を記す。

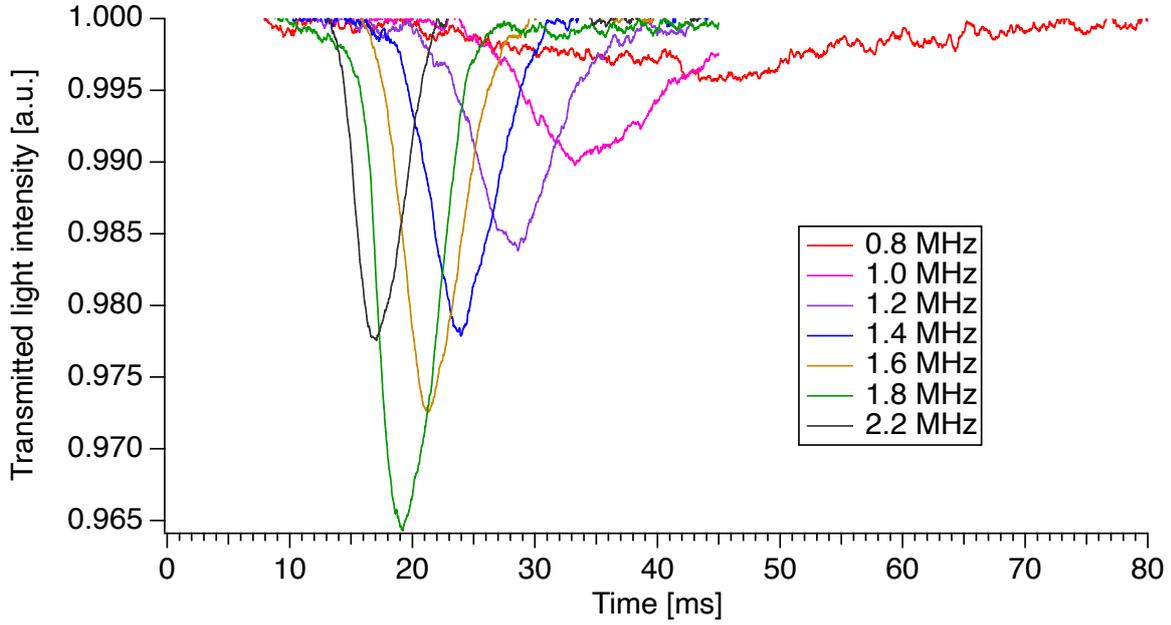


図 4.4 移動周波数を変化させたときの TOF 信号

原子雲が観測される時刻、原子雲が最終的な初速度 v_0 で打ち上げられる時刻をそれぞれ t, t_0 とすると、原子雲が v_0 で打ち上げられてから Probe 光で観測されるまでの時間 t' は式 (4.1) となる。

$$t' = t - t_0 \quad (4.1)$$

また、原子雲のトラップ位置の高さを 0、原子雲が v_0 で打ち上げられる高さを l_0 、Probe 光の高さを l とすると、原子雲が v_0 で打ち上げられてから Probe 光で観測されるまでに運動する距離 l' は式 (4.2) となる。

$$l' = l - l_0 \quad (4.2)$$

ここで、打ち上げ開始以降の原子雲の運動が単純な鉛直投げ上げであるとすると、 t' は l' と重力加速度 g を用いて式 (4.3) で表せる。

$$t' = \frac{v_0 - \sqrt{v_0^2 - 2gl'}}{g} \quad (4.3)$$

式 (4.1) と式 (4.3) より、原子雲の観測時刻 t は式 (4.4) のようになる。

$$t = \frac{a \cdot \delta\nu - \sqrt{(a \cdot \delta\nu)^2 - 2gl'}}{g} + t_0 \quad (4.4)$$

ただし、 v_0 が式 (4.5) のように移動周波数 $\delta\nu$ に比例するとしている。

$$v_0 = a \cdot \delta\nu \quad (4.5)$$

図 (4.5) に移動周波数 $\delta\nu$ における原子雲の観測時刻 t 、および式 (4.4) によるフィッティングを示す。データ点の不確かさは図 4.4 の各 TOF 信号において、吸収のディップのピーク位置であると判断できる範囲を示しており、移動周波数が小さいほど吸収のディップの幅が広くピーク位置が判断しづらいため大きくなっている。フィッティングはこの不確かさで重み付けして行った。

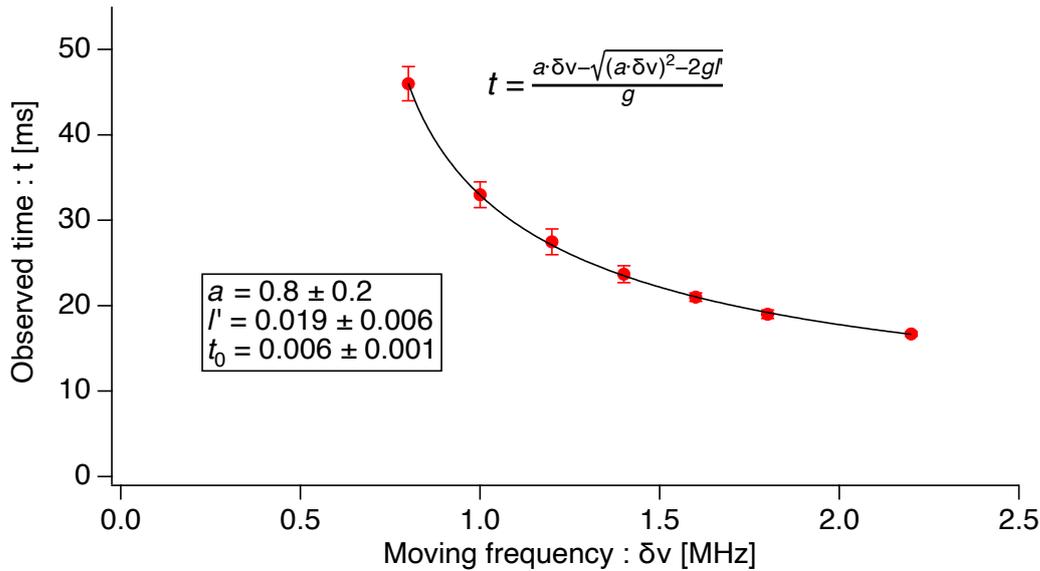


図 4.5 原子雲の観測時刻と移動周波数の関係

移動周波数に応じた打ち上げ初速度を決定する比例定数 $a = 0.8 \pm 0.2 \text{ m}/(\text{s} \cdot \text{MHz})$ であり、式 (2.4) で理論的に求められる比例定数 0.55 はこの値の標準偏差の範囲から外れている。ただし、この理論計算は冷却光が原子雲の速度方向に対して 45 度で入射しているという仮定で行われており、例えばこの入射角が 49 度になると比例定数は 0.6 になる。よって、作製した装置において冷却光が 45 度で入射しておらず、理論計算通りの打ち上げ初速度にはなっていないと考えられる。

原子雲が最終的な初速度 v_0 で打ち上げられる時刻である t_0 は実験の設定から 5 ms と考えられ、この値はフィッティングの結果 $t_0 = 6 \pm 1 \text{ ms}$ の範囲内にある。また、原子雲が打ち上げられてから Probe 光で観測されるまでに運動する距離 $l' = 19 \pm 6 \text{ mm}$ も装置の設計上不自然な値ではないため、上記の計算およびフィッティングは作製した装置における原子泉を適切に評価できているといえる。

以上より、移動周波数を 0.8 - 2.2 MHz の間で調整することによって、原子雲の打ち上げ初速度をおよそ 0.6 - 1.8 m/s の範囲内で変化させられることが確認できた。原子がトラップ位置からおよそ 22 mm 上方のプリズム表面に到達するために最低限必要な初速度は 0.67 m/s である。よって、EW による観測を行うために必要な打ち上げ初速度を作製した装置の原子泉で実現できた。

4.2 温度評価

原子雲の冷却温度は原子泉の性能を評価する上で重要な物理量である。本実験では生成した原子雲に対して、取得した TOF データから TOF 法 [11][32] を用いてその温度を求めた。以下に TOF 法の概要を

示す。

TOF 法とは原子の飛行時間の分布からマクスウェル-ボルツマン分布を計算して冷却原子雲の温度を見積もる手法である。原子雲はトラップされているときある一定の温度で平衡状態に達している。このときの原子の密度分布が次式のようなガウス分布であると仮定する。ただし、 σ_n は原子雲の中心部から、原子密度がその $1/\sqrt{e}$ になるまでの距離である。

$$n_0(r_0, 0) = A_0 \frac{\exp(-r_0^2/2\sigma_n^2)}{(2\pi\sigma_n^2)^{3/2}} \quad (4.6)$$

原子雲はトラップから解放されて原子泉に移行すると、時間経過に応じて膨張する。時刻 t における密度分布は $\sigma_c^2 = \sigma_n^2 + k_B T t^2 / M$ (T は温度, M は原子の質量) を用いて

$$\begin{aligned} n(r, t) &= A_0 \frac{\exp(-r_0^2/2\sigma_c^2)}{(2\pi\sigma_c^2)^{3/2}} \\ &= A_0 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{cx}} \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma_{cx}^2}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{cz}} \exp\left(\frac{-(z - v_0 t - g t^2/2)^2}{2\sigma_{cz}^2}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{cy}} \exp\left(\frac{-y^2}{2\sigma_{cy}^2}\right) \end{aligned} \quad (4.7)$$

となる。ただし、 σ_{ci}^2 ($i = x, y, z$) は i 軸方向の原子の密度分布の分散である。これより、原子雲の膨張の度合いはその温度に依存するとわかる。

ここに Probe 光のガウス分布

$$I(x, y, z) = I_0 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{px}} \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma_{px}^2}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{pz}} \exp\left(\frac{-(z - z_p)^2}{2\sigma_{pz}^2}\right) \quad (4.8)$$

を考慮すると (σ_{pi}^2 は Probe 光の強度分散)、実験で得られる TOF 信号をフィッティングする式は

$$\text{TOF}_{\text{fitting}} = \left\{ \frac{1}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{y_2}{\sqrt{2}\sigma_{cy}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{y_1}{\sqrt{2}\sigma_{cy}}\right) \right\} \times \frac{\exp\left(-\frac{1}{2} \left[\frac{x_p^2}{\sigma_{cx}^2 + \sigma_{px}^2} + \frac{(z - z_p)^2}{\sigma_{cz}^2 + \sigma_{pz}^2} \right]\right)}{\left\{ [2\pi(\sigma_{cx}^2 + \sigma_{px}^2)] [2\pi(\sigma_{cz}^2 + \sigma_{pz}^2)] \right\}^{1/2}} \quad (4.9)$$

となる。 y_1, y_2 に原子雲から壁面までの距離、 x_p, z_p に Probe 光の位置を入力し、この式で TOF 信号をフィッティングすることで原子雲の温度を計算した。図 4.6 が実際に式 (4.9) でフィッティングした TOF 信号である。透過光強度は正負を反転してベースラインを 0 にしており、時刻 t は前項で述べた t_0 が原点となるように補正している。フィッティングより原子雲の温度は $55 \mu\text{K}$ と見積もられた。これは PGC による冷却限界温度 $0.37 \mu\text{K}$ より高いが、ドップラー冷却限界温度 $150 \mu\text{K}$ より十分低いため、PGC ははたらいっていると考えられる。

また、Rb 原子気体のドップラー幅 (半値全幅: FWHM) は共鳴周波数 ν_0 を中心に

$$2\Delta\nu_D = \frac{2\nu_0}{c} \left(\frac{2k_B T \ln 2}{M} \right)^{1/2} \quad (4.10)$$

となり [33]、 $T = 55 \mu\text{K}$ のときは 0.22 MHz 程度である。室温における 516 MHz のドップラー幅と比較して十分小さい値に抑制することができた。

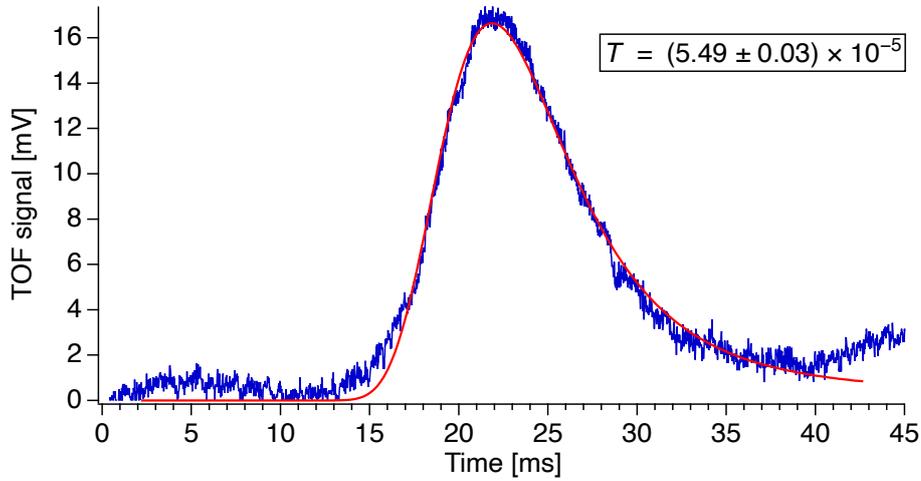


図 4.6 フィッティングした TOF 信号

4.3 原子密度見積もり

原子雲の原子密度も温度評価と同様に、TOF データから見積もることができる。

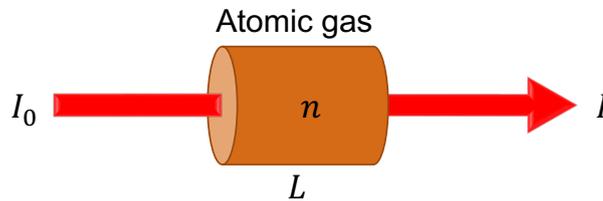


図 4.7 原子気体中を通過するレーザー光

図 4.7 ように原子の共鳴線の周波数 (角周波数 ω) を持つ強度 I_0 のレーザー光が密度 n 、距離 L の原子気体中に入射したとき、透過光強度は式 (4.11) となるため、原子密度は式 (4.12) で求められる。ただし、 σ_{res} は共鳴散乱断面積であり、自然放出レート γ を用いて式 (4.13) で表される [34]。

$$I = I_0 \exp(-\sigma_{res} n L) \quad (4.11)$$

$$n = -\frac{1}{L \sigma_{res}} \ln\left(\frac{I}{I_0}\right) \quad (4.12)$$

$$\sigma_{res} = \frac{\hbar \omega \gamma}{2 I_s} \quad (4.13)$$

I_s は飽和強度で、光速 c と励起状態寿命 τ 、レーザー項の波長 λ 、プランク定数 h を用いて式 (4.14) と表せる。

$$I_s = \frac{\pi \hbar c}{3 \lambda^2 \tau} \quad (4.14)$$

これを式 (4.13) に代入すると、 $\tau = 1/\gamma$ より式 (4.15) のようになる。

$$\sigma_{res} = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \gamma \tau = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \quad (4.15)$$

これに式 (4.16) に示すパラメーター g をかけることによって、基底状態のゼーマン構造を考慮することができる。

$$g = \frac{2F' + 1}{3(2F + 1)} \quad (4.16)$$

本実験では ^{85}Rb の $F = 3 \rightarrow F' = 4$ の遷移を使っているので、最終的に共鳴散乱断面積は式 (4.17) のように求められる。

$$\sigma_{res} = \frac{2 \times 4 + 1}{3(2 \times 3 + 1)} \frac{3\lambda^2}{2\pi} = 1.25 \times 10^{-13} \text{ m}^2 \quad (4.17)$$

以上の計算と実験で得た TOF データから、チャンパー内の背景 ^{85}Rb 原子気体密度と原子雲の原子密度を見積もった。手法としては Probe 光の「A. チャンパー内に Rb が放出されていないとき」「B. チャンパー内に Rb が放出されているとき」「C. 原子雲が Probe 光を通過したとき」の3つの透過光強度を測定し、それらを式 (4.12) に代入することで各密度を計算した。なお、C における Probe 光と原子気体の相互作用距離 L は、Probe 光と相互作用しているときの原子雲の直径である。この値は原子雲が等方的であるという仮定のもとに、原子が Probe 光に入射してから完全に通過するまでにかかる時間 (TOF 信号からわかる)、原子雲の速度 (打ち上げ初速度と Probe 光を通過した時刻から求められる)、および Probe 光のビーム径 (1.1 mm) から計算することができる。今回は 2.8 mm であった。

A と B より求められる背景原子気体の密度は $1.08 \times 10^7 / \text{cm}^3$ だった。しかし、背景原子気体は室温であるためドップラー広がりが大きく、共鳴周波数の光を吸収しない原子も存在する。 ^{85}Rb において低温でドップラー広がりを見積もることができるときのスペクトル分布は FWHM が自然幅 6 MHz のローレンツ関数、室温でドップラー広がりを見積もれないときは FWHM が 516 MHz のガウス関数で近似できる。両者のピーク強度が等しいとき、それぞれを $-\infty \rightarrow \infty$ の範囲で積分して面積を求めると、前者と後者の面積比は $3\pi : 550$ になる。これより、共鳴周波数の Probe 光で見られる原子は全体のおよそ $1/58$ と計算できるから、背景 ^{85}Rb 原子気体の密度は $6.3 \times 10^8 / \text{cm}^3$ と見積もられる。

次に、B と C より求められる原子雲の原子密度は $1.5 \times 10^8 / \text{cm}^3$ だった。この値は先行研究 [26] のおよそ $1/20$ である。これは、本研究では背景原子気体密度が先行研究の $1/3$ 以下であり、かつ MOT を行っている最中の原子雲を観測している先行研究に対し、本研究はトラップ解放から 15 ms 程度経過したあとの原子雲を観測していることに由来すると考えられる。原子泉を行った研究についていえば、著者の所属する研究室で過去に観測された中では最も高い原子密度が実現されており、[35] から 1 桁向上している。

以上より、本研究で作製した装置では、温度 $55 \mu\text{K}$ 、直径およそ 2 mm、密度 $10^8 / \text{cm}^3$ オーダーの冷却原子雲を上方へ $0.6 - 1.8 \text{ m/s}$ の任意の初速度で打ち出すことに成功した。

第 5 章

実験

本章では比較実験として行った自由空間中の原子の分光測定と、本研究の目的であるエバネッセント場による表面近傍の原子の分光測定の結果について詳細に説明する。

5.1 自由空間分光

5.1.1 方法

飛行時間測定用に原子泉の軌道上を通した Probe 光の周波数を 3.4.2 項に記述した手法でスキャンし、自由空間中の原子を分光測定した。検出には強度変調ロックインを用いた。

5.1.2 結果

図 5.1 に自由空間中の原子に対して周波数スキャンを行った際の透過光強度の周波数依存性を示す。この結果は 16 回の分光測定をアベレージしている。ただし、横軸は原子の共鳴周波数を 0 MHz としていて、赤線が MOT を行ったとき、青線が行っていないときの結果である。どちらも透過光強度が山なりに変化しているが、これは図 3.15 に示したように AOM の回折光が離調周波数に依存して変化してしまうことに由来する。強度変化が不連続なのは、MOT から測定までの 1 サイクルにかかる時間が長いいため周波数スキャン用制御電圧の変化を時間を細かく刻んで設定できず、なめらかなノコギリ波を出力できなかったためである。この点は本研究の精密な分光スペクトルを得るといった目的の大きな障害となり得るため、将来的には別の機構で周波数シフトさせるなどして解消すべきと考えている。

図 5.1 の $-5 - 5$ MHz の範囲において、赤線 (MOT ありの透過光強度) が青線 (MOT なしの透過光強度) より小さくなっていることがわかる。これが原子雲による Probe 光の吸収であり、赤線 ÷ 青線を行うことで AOM 回折光強度の変化の影響を取り除くことができる。図 5.2 がこの操作を行って得た自由空間中の原子の分光スペクトルである。フィッティングは式 (5.1) に示したローレンツ関数で行っている。これは、4.2 節で述べたように原子雲中の原子はドップラー幅が極めて小さく、自然幅のみを持つローレンツ関数で近似できるからである。

$$y = y_0 + \frac{A}{(x - x_0)^2 + B} \quad (5.1)$$

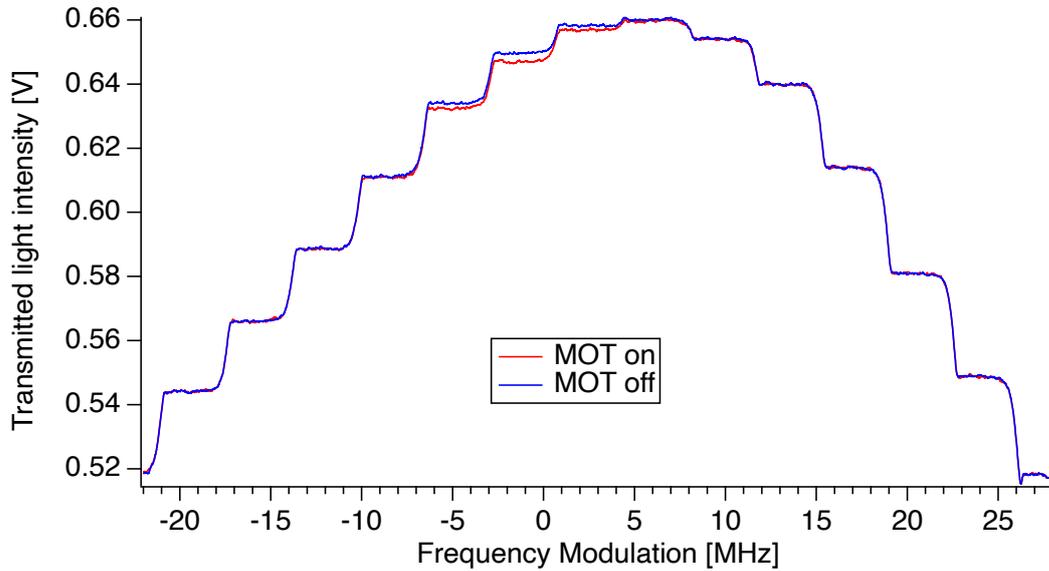


図 5.1 Probe 光の透過光強度の周波数依存性

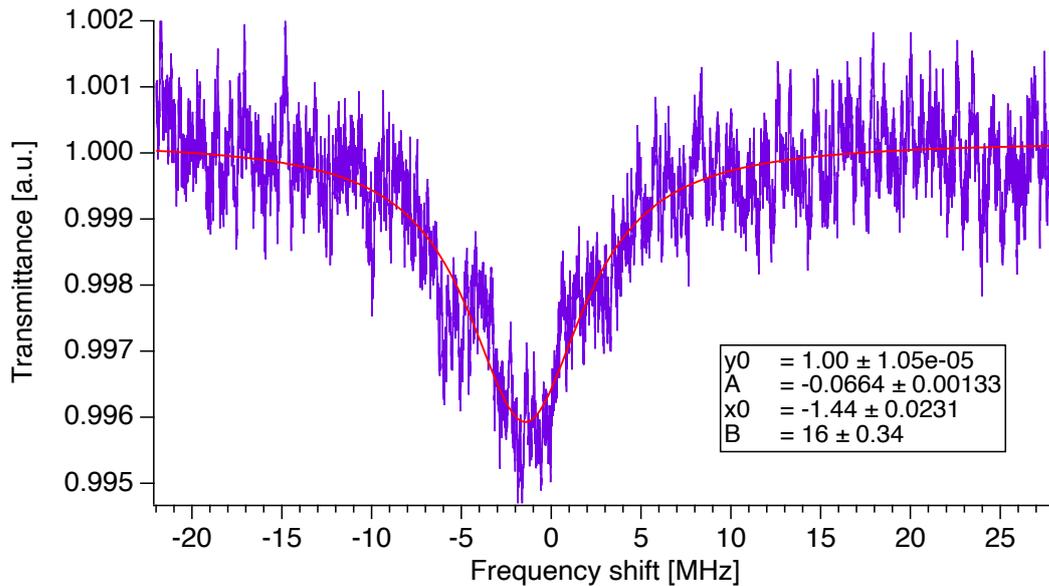


図 5.2 自由空間中の原子の分光スペクトル

この測定を 20 回行い、各データの線幅 (FWHM) と中心周波数の平均をとると、線幅は 6.9 ± 0.2 MHz、中心周波数は -0.6 ± 0.2 MHz となった。 \pm 以降は 20 個のデータの標準不確かさである。この線幅と中心周波数を持つローレンツ関数を式 (5.2) と図 5.3 に示す。ただし、 y は縦軸、 x は横軸の数値である。

$$y = 1 - \frac{0.04}{(x + 0.6)^2 + 11.9} \quad (5.2)$$

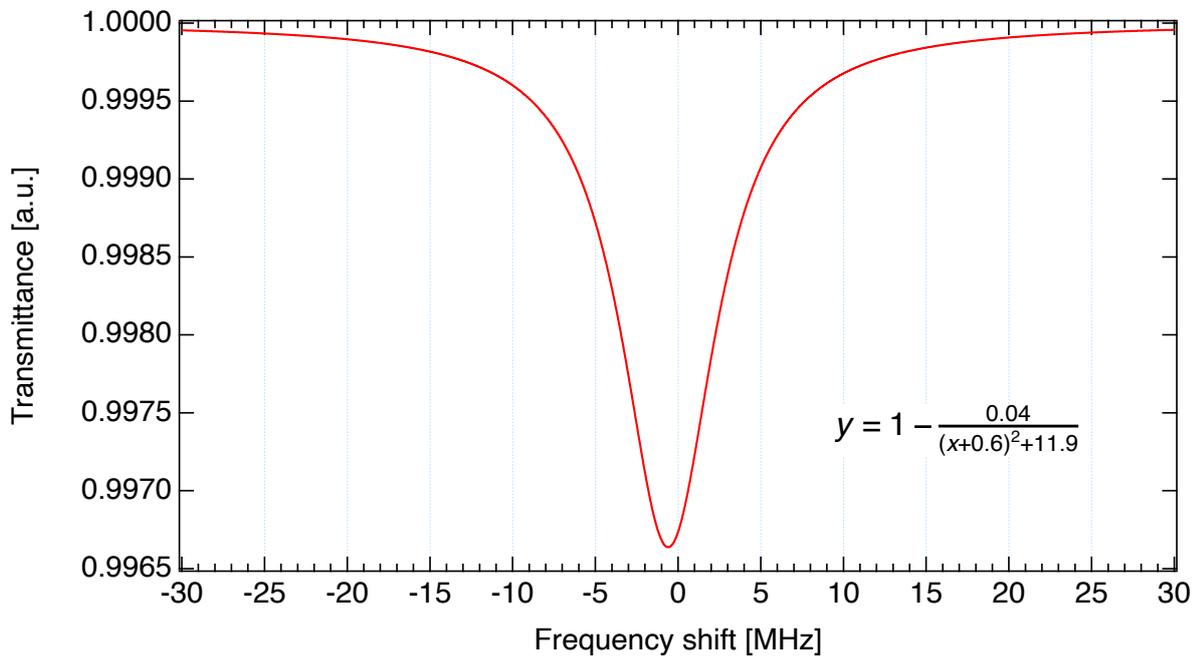


図 5.3 平均した自由空間中の原子の分光スペクトルのフィッティング

5.1.3 考察

^{85}Rb の自然幅は 6 MHz、実験に使用したレーザー光の線幅は 1 MHz であり、分光スペクトルはこの 2 つの関数を畳み込み積分した関数になる。どちらもローレンツ関数でフィッティングすると、それらを畳み込み積分した関数の線幅は単純に 2 つの線幅の和となる [36]。よって予想される分光スペクトルの線幅は 7 MHz である。実際に測定された分光スペクトルの線幅は 6.9 ± 0.2 MHz であり、予想の値は標準不確かさの範囲に入っている。

一方、自由空間中では原子のエネルギー状態に摂動を加える相互作用ははたらかないと考えられるため、分光スペクトルの中心周波数は ^{85}Rb の D_2 線の $F = 3 \rightarrow F' = 4$ の共鳴線にぴったり合うはずである。実際に測定された分光スペクトルの中心周波数は -0.6 ± 0.2 MHz であり、共鳴線からわずかにマイナス側へシフトしている。しかし周波数のロックの精度で 1 MHz 程度のシフトは起こり得るため、不自然なシフトではないと判断した。

以上より、線幅・中心周波数ともに理論的に予測される値に反しない結果のため、自由空間中における冷却原子の分光測定は成功した。また、中心周波数の共鳴線からのシフトは -0.6 ± 0.2 MHz であるから、作製した装置で原子の共鳴周波数に対し ± 1 MHz 以下の精密な分光が実現できたといえる。

5.2 表面近傍分光

5.2.1 方法

図 5.4 は、CCD カメラで撮影した上で暗い部分が青く、明るい部分が赤くなるよう処理した画像である。チャンバー内に Rb を放出しているため、レーザーの光路で Rb が発光して見えている。図の左側からレーザー光が入射し、プリズム表面で全反射して右側へと向かっているが、ガラスセル壁面が水平方向に微かに縞模様の構造になっていて、その影響がレーザーの形に出てしまっている。将来的にはこのような構造や歪みのないガラスセルに交換する必要がある。図に赤枠で囲って示した点々と赤くなっている部分が、レーザー光が全反射したときの散乱光である。この場所に EW が構成されていると考えられる。今回使用したプリズム (PS615, Thorlabs) は石英ガラスであり、780 nm の光において屈折率は 1.454 であるため、臨界角は 43.45° である。入射角は図 5.4 上でレーザーの光路を 1 辺とする直角三角形を作り、各辺の長さから逆三角関数を用いて求めた結果 43.8° だった。このときの EW の染み出しの長さは式 (2.5) よりおよそ $1.5 \mu\text{m}$ である。

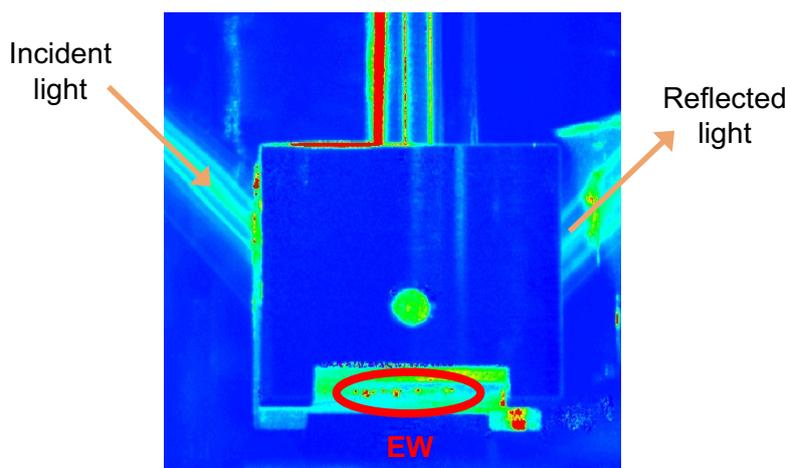


図 5.4 プリズム表面の写真

こうして構築した EW に原子泉で打ち上げた原子雲を入射させ、同時に EW を構築するレーザー光の周波数をスキャンして表面近傍原子を分光測定したい。そのためにまずレーザー光の周波数を原子の共鳴線にロックし、原子泉を行いながら全反射した光の強度を測定することで原子による EW の吸収を観測しようと試みた。検出には周波数変調ロックインを用いた。

5.2.2 結果

全反射した光をレンズで集光し、フォトダイオードでその強度を原子泉を行いながら測定した。図 5.5 に移動周波数 1.4 MHz で原子雲を打ち上げたときの全反射した光の強度の時間変化を示す。30 ms 付近に吸収のディップが見られるはずだが、それらしきものは見られない。よって、表面近傍原子による EW の吸収は観測できなかった。

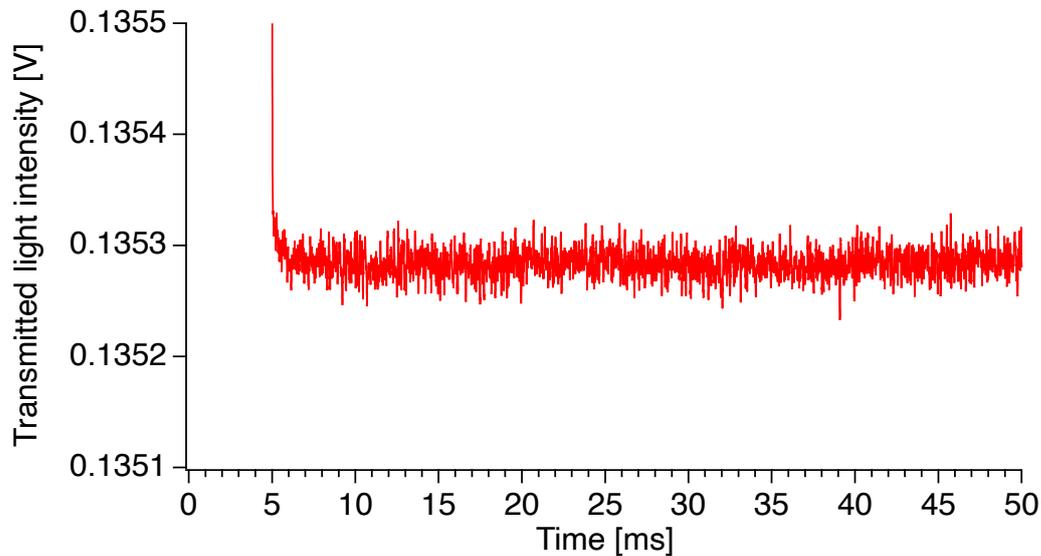


図 5.5 全反射光強度の時間変化

5.2.3 考察

自由空間中での吸収観測において、光と原子の相互作用距離は Probe 光に入射したときの原子雲の直径でおよそ 2.8 mm である。一方、EW では相互作用領域は EW の染み出し長のおよそ 1.5 μm で、自由空間の相互作用距離の 1/1800 になる。式 (4.11) より、光の吸収量は光と原子の相互作用距離に依存していて、相互作用距離が 1/1800 になると吸収量もおおよそ 1/1800 になる。

図 4.3 のような TOF 信号で、測定のスナッチ比を以下の式で定義する。この値が 1 より大きければ吸収信号が見え、1 より小さければベースラインのゆらぎに埋もれて見えないことを意味する。

$$\text{SN} = \frac{(\text{吸収のピークもしくはディップの高さ})}{(\text{ベースラインの標準偏差})} \quad (5.3)$$

自由空間中での TOF 測定において、実現できた SN 比は最高で 100 程度だった。EW では吸収量が 1/1800 になるため、SN 比は 100/1800 となり、吸収信号を見ることはできない。これが表面近傍原子による EW の吸収を観測できなかった理由と考えられる。なお、SN 比 100 はロックイン検出を行っていない測定で 1 度のみ実現しており、その後ロックイン検出を試みたがこれ以上の SN 比は得られなかった。よって原子泉においてまだコントロールできていない要因があり、偶発的に高密度な原子雲が生成できたと考えられる。

EW で分光測定を行うには原子密度あるいは検出感度を 20 倍程度上げる (式 (5.3) の分子を大きくする) か、ベースラインのゆらぎを低減する (式 (5.3) の分母を小さくする) 必要がある。前者では「MOT の最適化」「背景 Rb 原子の密度を上げる」「Repump 光強度を上げる」「原子の打ち上げ速度を速くする」「ロックイン検出の際に変調する周波数の位置を変える」、後者では「ローパスフィルタを新しく導入する」などに取り組んだが、効果は得られなかった。

5.2.4 先行研究との比較

2.2 節で触れたように、EW で表面近傍原子を分光した先行研究はいくつか存在する。本項では測定の SN 比の評価のため、先行研究と本研究を比較して議論する。

先行研究 [21] では冷却原子雲ではなくセル内に封入された Rb 原子気体を分光している。この原子は低温ではないためドップラー幅が大きく精密な分光測定はできないが、セル全体を温めることで Rb の飽和蒸気圧を上げ、高密度な Rb 原子気体をつくることことができる。Talker らはセルをオープンで 70 °C まで加熱して使用しており、このときの Rb 原子気体の飽和蒸気圧はおおよそ 4×10^{-3} Pa である [23]。よって Rb 原子密度は 8×10^{11} /cm³ 程度と計算できるが、70 °C の Rb 原子はおおよそ 550 MHz のドップラー幅を持ったため、実際に共鳴周波数の光と相互作用する原子の密度はその 1/63 の 1×10^{10} /cm³ となる。これは本研究で生成した原子雲の原子密度の約 100 倍である。

5.2.3 項で考察したように、本装置で EW による分光測定を行うためには SN 比を最低でも 20 倍にする必要があり、原子密度が 100 倍になればこの条件は十分に満たせる。以上より、本研究の目的を達成するためには原子密度の向上が必要であるということが先行研究との比較の観点からもいえる。

次に、冷却原子による EW の吸収を観測した先行研究 [22] と本研究を比較する。[22] では MOT 中の冷却原子の密度は 1.2×10^9 /cm³ であり、これは本研究の 10 倍程度の値である。一方で当該研究では EW をつくるためのレーザー光の入射角度を 100 μ rad の精度で調整しており、また結果として EW の吸収割合は入射角度が臨界角から 1 mrad ずれると 1/4 まで下がることが示されている。本研究で EW 用のレーザー光の入射に用いたキネマティックミラーマウント (KM100, Thorlabs) の分解能は調整ねじ 1 回転で 8 mrad であり、当該研究と同等の精密さで入射角を調整するのは難しい。よって、前述のように原子密度を二桁以上向上させなくとも、EW をつくるためのレーザー光の入射角度をより精密に調整できるように装置を改良することで、本研究の目的を達成できるとも考えられる。

第6章

結論

6.1 まとめ

本研究では、表面近傍領域における原子-表面相互作用の理解のため、表面から受ける相互作用による原子の内部エネルギー状態の変化を観測することを目的に装置開発を行った。これは、将来的に量子情報処理や量子演算などの新規デバイス開発への貢献を見据えたものである。

手法として用いたのは、ドップラー幅が極めて小さく精密な分光が可能なレーザー冷却原子雲を任意の初速度で打ち上げる原子泉と、媒質界面領域のみに分布し表面近傍のみを選択的に観測できるエバネッセント場である。これらを組み合わせた装置を開発し、表面近傍領域の原子を分光測定してエネルギー状態を観測しようと試みた。

原子泉ではドップラー冷却、磁気光学トラップ、偏光勾配冷却、ムービングモラセスといった技術を用いて温度 $55 \mu\text{K}$ 、密度 $10^8 / \text{cm}^3$ の Rb 原子雲を $0.6 - 1.8 \text{ m/s}$ の任意の初速度で打ち上げることに成功した。原子密度については、著者の所属する研究室で過去に観測されている原子泉の原子密度 [35] よりも 1 桁高くなっている。しかし、レーザーの強度や周波数ロック、コイルの位置、磁場勾配など冷却効率の最適化のために調整できる点は多く、冷却温度および原子密度ともにさらなる向上が望めると考えられる。

エバネッセント場では CCD カメラで撮影しながらレーザー光の入射角を臨界角よりわずかに大きくするように調節し、理論的な見積もりからおおよそ $1.5 \mu\text{m}$ だけ真空側へ染み出すような機構を構築した。しかし使用したガラスセルの壁面の構造上の問題からレーザーの形がやや崩れており、理想的なエバネッセント場の構築のためにはセルの交換あるいはレーザー冷却を真空チャンバー内で行うなどの改良が必要である。また、入射角の精密な調整は EW の吸収割合を SN 良く観測するために不可欠であるが、本研究では先行研究 [22] の精度 $100 \mu\text{rad}$ には及んでいない。

作製した装置を用いて、まず比較実験として原子泉で打ち上げられている途中の原子雲を分光測定した。このときの原子は外部から相互作用を受けていない自由な状態と考えられ、実際に原子の共鳴周波数を中心とした自然幅のみの理想的な分光スペクトルが観測できた。よって、自由空間中の冷却原子の精密な分光測定は成功したといえる。

一方で、目的のエバネッセント場による表面近傍原子の分光は、原子によるエバネッセント場の吸収が観測されず実現できなかった。要因として、エバネッセント場は原子と相互作用する距離が極めて短いため吸収信号が小さく、測定信号の SN 比が観測に十分なレベルまで到達しなかったことが挙げられる。

6.2 今後の展望

前節で述べた通り、本研究で作製した装置で原子-表面相互作用による原子の内部エネルギー状態の変化を観測するためには、EW用のレーザー光の入射角度をより精密に調整できるよう装置を改良した上で、原子雲の密度を少なくとも10倍程度は向上させなければならない。著者の所属する研究室における先行研究[26]ではより背景Rb原子密度が高い環境でレーザー冷却を行い、磁気光学トラップしている状態の原子雲で20倍程度の原子密度を実現している。しかし背景Rb原子密度を上げることにより真空度が悪化すると、冷却原子をトラップ解放後に断熱状態で保持することが難しくなる。

背景Rb原子密度を上げずに原子雲の密度を向上させる手法として、圧縮磁気光学トラップ(Compressed Magneto-Optical Trap: CMOT)やDark MOTがある。CMOTはMOTによって原子をトラップしたあとに磁場勾配を大きくし、同時に冷却光の離調も大きくしてトラップポテンシャルを急峻にすることで実現できる[37]。著者の所属する研究室でもCMOTは前例があり、これによりトラップ中の原子雲で 10^{11} /cmの原子密度を実現している[38]。Dark MOTは一般的にCMOTの次の手順として行われるもので、原子を冷却サイクルとは別のエネルギー準位にデポンプすることで圧縮された原子の加熱・拡散を抑制して原子密度を向上する手法である[39]。

原子泉に上記の過程を新たに導入することで原子雲の原子密度を現状から100倍以上大きくすることが可能であり、これが実現できればエバネッセント場による冷却原子の分光測定が十分行えるようになると考えられる。

また、今回作製した装置は原子による光の吸収を観測するものであるが、改造して原子の発光を観測する機構を導入することも可能である。発光の観測は光電子増倍管やCCDカメラを用いて行う。光電子増倍管は極めて微弱な光も好感度で検出することが可能であり、CCDカメラは読み出しのノイズは大きいですが、露光時間を長くすることで弱い発光を増幅することができる。このように原子を吸収ではなく発光で観測する手法に切り替えることで、冷却光の散乱を抑える必要はあるが、本研究の目的を達成できる可能性がある。

本論文で述べたように、現時点では開発した装置による原子-表面相互作用の観測には至らなかった。しかし実験の方向性から誤っていたわけではなく、上記のような手法を取り入れることで観測に成功する可能性は十分にあると考える。

参考文献

- [1] 藤井啓祐, “驚異の量子コンピュータ: 宇宙最強マシンへの挑戦”, 岩波科学ライブラリー, 岩波書店 (2019).
- [2] 枝松圭一, “量子もつれ (エンタングルメント) って何?”, 応用物理 **79**, 10 (2010).
- [3] C. D. Bruzewicz, J. Chiaverini, R. McConnell, and J. M. Sage, “Trapped-ion quantum computing: Progress and challenges”, *App. Phys. Rev.* **6**, 021314 (2019).
- [4] N. H. Dekker, C. S. Lee, V. Lorent, J. H. Thywissen, S. P. Smith, M. Drndic, R. M. Westervelt, and M. Prentiss, “Guiding Neutral Atoms on a Chip”, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1124 (2000).
- [5] V. Y. F. Leung, A. Tauschinsky, N. J. van Druten, and R. J. C. Spreeuw, “Microtrap arrays on magnetic film atom chips for quantum information science”, *Quant. Inf. Pro.* **10**, 6, 955 (2011).
- [6] W. Happer, “Optical Pumping”, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 169 (1972).
- [7] L. Balling, “OPTICAL PUMPING”, in *Advances in Quantum Electronics*, edited by D. Goodwin, Academic Press (1975).
- [8] A. Landragin, J. Y. Courtois, G. Labeyrie, N. Vansteenkiste, C. Westbrook, and A. Aspect, “Measurement of the van der Waals force in an atomic mirror”, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1464 (1996).
- [9] H. Bender, W. Courteille, C. Marzok, C. Zimmermann, and S. Slama, “Direct measurement of intermediate-range Casimir-Polder potentials”, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 083201 (2010).
- [10] 真下太郎, “冷却原子の精密操作を利用した表面相互作用の探索”, 中央大学大学院 理工学研究科 物理学専攻 博士論文 (2021)
- [11] D. S. Weiss, E. Riis, Y. Shevy, P. J. Ungar, and S. Chu, “Optical molasses and multilevel atoms: experiment”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 11, 2072 (1989).
- [12] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook, “Optical molasses”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 11, 2084 (1989).
- [13] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, “Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985).
- [14] C. J. Foot, “Atomic Physics”, *OXFORD MASTER SERIES IN ATOMIC, OPTICAL AND LASER PHYSICS*, Oxford University Press, 190 (2005).
- [15] A. Höpe, D. Haubrich, and D. Meschede, “A simple model for optical capture of atoms in strong magnetic quadrupole fields”, *Optics Communications* **102**, 3, 225 (1993).
- [16] J. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji, “Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients:

- Simple theoretical models”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 11, 2023 (1989).
- [17] M. Kasevich, D. S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi, and S. Chu, “Atomic velocity selection using stimulated raman transitions”, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2297 (1991).
- [18] S. Oshima, T. Kurosu, T. Ikegami, and Y. Nakadan, “Cesium atomic fountain with two-dimensional moving molasses”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, 1170 (1995).
- [19] M. Mosleh, M. Ranjbaran, and S. M. Hamidi, “Trace of evanescent wave polarization by atomic vapor spectroscopy”, *Sci. Rep.* **11**, 21668 (2021).
- [20] S. Tojo, M. Hasuo, and T. Fujimoto, “Absorption Enhancement of an Electric Quadrupole Transition of Cesium Atoms in an Evanescent Field”, *Phys. Rev. Lett* **92**, 053001 (2004).
- [21] E. Talker, P. Arora, Y. Barash, D. Wilcowski, and U. Levy, “Efficient optical pumping of alkaline atoms for evanescent fields at dielectric-vapor interfaces”, *Optics Express* **27**, 23 (2019).
- [22] R. A. Cornelussen, A. H. van Amerongen, B. T. Wolschrijn, R. J. C. Spreeuw, and H. B. van Linden van den Heuvell, “Cold trapped atoms detected with evanescent waves”, *Eur. Phys. J. D* **21**, 347 (2002).
- [23] D. A. Steck, “Rubidium 85 D Line Data”, Oregon Center for Optics and Department of Physics, University of Oregon (2009).
- [24] M. L. Harris, C. S. Adams, S. L. Cornish, I. C. McLeod, E. Tarleton, and I. G. Hughes, “Polarization spectroscopy in rubidium and cesium”, *Phys. Rev. A* **73**, 062509 (2006).
- [25] 猪野智也, “周期磁化表面との相互作用による低速原子の磁気共鳴”, 東京農工大学大学院 工学府 物理システム工学専攻 修士論文 (2010).
- [26] 植木優輝, “冷却される原子の供給のためにルビジウム含有ガラスセルを用いた磁気光学トラップ”, 東京農工大学大学院 工学府 物理システム工学専攻 修士論文 (2020).
- [27] 石川陽平, “気体原子の高分解能速度選択用光位相同期光源の開発”, 東京農工大学 工学部 物理システム工学科 卒業論文 (2010).
- [28] H. D. Do, G. Moon, and H. R. Noh, “Polarization spectroscopy of rubidium atoms: Theory and experiment”, *Phys. Rev. A* **77**, 032513 (2008).
- [29] 猪野智也, “レーザー冷却ルビジウム原子泉の作成”, 東京農工大学 工学部 物理システム工学科 卒業論文 (2008).
- [30] C. Wieman, G. Flowers, and S. Gilbert, “Inexpensive laser cooling and trapping experiment for undergraduate laboratories”, *American Journal of Physics* **63**, 4, 317 (1995).
- [31] 竹内延夫, “ロックインアンプとその応用”, *計測と制御* **9**, 7, 511 (1970).
- [32] C. D. Wallace, T. P. Dinneen, K. Y. N. Tan, A. Kumarakrishnan, P. L. Gould, and J. Javanainen, “Measurements of temperature and spring constant in a Magneto-Optical Trap”, *J. Opt. Soc. Am. B.* **11**, 5, 703 (1994).
- [33] 島津備愛, “光の放出と吸収 – 原子吸光分析の基礎 –”, *分光研究* **24**, 5 (1975).
- [34] H. J. Metcalf, and P. Straten, “Laser Cooling and Trapping”, Springer (1999).
- [35] 白石有為, “透過型回折格子によるレーザー冷却ルビジウム原子の原子波回折”, 東京農工大学大学院 工学府 物理システム工学専攻 修士論文 (2013).
- [36] J. Tatum, “STELLAR ATMOSPHERES”, University of Victoria, Libre Texts, 10.4.1 (2022).

- [37] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, and E. A. Cornell, “Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Natural Atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3352 (1995).
- [38] 内田拓, “周期磁化表面を用いた冷却ルビジウム原子の磁気トラップ”, 東京農工大学大学院 工学府 物理システム工学専攻 修士論文 (2011).
- [39] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin, and D. E. Pritchard, “High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap”, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2253 (1993).

謝辞

思えば忽々たる2年間でした。イーサン・ハントばりの滑り込み合格で始まった私の大学院生活は、短いながらも今後の人生設計を大きく形作るものとなりました。私が恙無く研究に打ち込み、この修士論文を書き終えることができたのは、後述する方々の御協力の賜物にほかなりません。深甚なる感謝を申し上げるとともに、今後の益々の御清栄をお祈り致します。

畠山温 教授

浅学非才な私が研究を順調に進め、成果を本論文にまとめることができたのは、間違いなく主任指導教員である畠山教授の多大なるお力添えによるものです。なにも分からないままに全く新しいことをやりたいと息巻いていた私の相談に繰り返し乗っていただき、その該博な知識を惜しみなく注いでくださったからこそ、本研究は産声を上げることができました。その後も暗闇の荒野で進むべき道を模索するような研究活動において、彷徨いながらも一歩ずつ前に進むことができたのは、畠山教授が御多忙の中しっかりと時間をとって道を示してくださったおかげです。また、プライベートでも私たち学生を御自宅に招き、腰を痛めながら料理を振る舞われるなど、計3年半の研究室生活を公私ともに魅力溢れるものにしていただきました。

浅川寛太 助教

本研究に対して直接御指導を賜ることはありませんでしたが、居室で机が隣り合わせということもあり私の不躰な質問にも真剣に、そして的確に御対応くださいました。また、休憩時間にはその熟達したけん玉芸を披露していただき、それをきっかけに始めたけん玉は私のM2後期を大きく彩ってくれました。

研究室の先輩方

卒業論文の謝辞でも申し上げましたが、御自身がお忙しいときも私の稚拙な質問に惜しみなく時間を割いてくださる姿勢は常に私の憧れでした。院生になったら自分もそんな先輩になろうと密かに目標立てていたのですが、達成度は自己評価で40点くらいです。今後も個人的興味の範囲内で物理学研究の進展を追っていければと思いますが、その中で先輩方のお名前を見つける日を心待ちにしております。

研究室の同期

3年半のお付き合いでしたが、同期が荒川さんと谷さんで本当に良かったです。取り組む研究は各々違えど、目指す目標や突き当たる壁は常に同じだったと思っています。私の敬愛する漫画の最終回に「つらいことがたくさんあったが、みんながいたからこの旅は楽しかった」という台詞が登場します。恥ずかしいので面と向かっては言いませんが、この言葉を送ってもけして過言ではありません。進む道は違いますが、全員が各方面で頭角を現した後、どこかで再会できることを祈っています。

最後になりますが、23年間あらゆる面で支え気遣ってくれた2人と、毎週あたたかいお弁当を作って持たせてくれた1人に心からの謝意を表し、謝辞とさせていただきます。拙作ではありますが、本研究で私が作製した実験装置が、今後の畠山研究室で活躍してくれることを願っています。

東京農工大学大学院 工学府 物理システム工学専攻

畠山研究室 修士2年

塚崎 雄志

令和5年1月