

博士論文

可搬型ストロンチウムレーザー
冷却装置の開発

佐藤拓海

目次

第 1 章	序論	5
1.1	研究背景	5
1.2	本研究の目的	7
1.3	本論文の構成	10
第 2 章	BAVLL による 461 nm 遷移の周波数安定化	11
2.1	Birefringence Atomic Vapor Laser Locking (BAVLL)	11
2.2	$5s^2 \ ^1S_0 - 5s5p \ ^1P_1$ 遷移における BAVLL の原理	12
2.3	実験装置	18
2.4	周波数安定度の測定	20
第 3 章	準安定状態からの遷移における BAVLL	25
3.1	準安定状態 ($5s5p \ ^3P_J (J = 0, 1, 2)$) からの遷移の分光	25
3.2	準安定 Sr 原子の BAVLL	26
3.3	準安定遷移からの BAVLL の磁場依存性の計算	27
3.4	分光実験	30
第 4 章	真空装置の開発	35
4.1	Sr のレーザー冷却における真空装置	35
4.2	真空装置の構成	36
4.3	ベーキング	44
4.4	オープン駆動による圧力変化	45
4.5	ビューポート付着原子の除去による真空度の変化	45
第 5 章	461 nm 磁気光学トラップ (blue MOT) の特性	47
5.1	Blue MOT の特性	47
5.2	実験原理	51

5.3	実験系	53
5.4	観測された blue MOT	60
5.5	Push beam 実験	64
5.6	実験室外への装置の搬出例	68
第 6 章	481, 496, 497 nm 光によるリポンプの比較	71
6.1	Sr レーザー冷却におけるリポンプ	71
6.2	$5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_3$ 遷移 (496 nm) によるリポンプ	75
6.3	481 nm によるリポンプ効果	76
6.4	481, 497 nm 遷移のリポンプにおける $5s5p\ ^3P_0$ のリポンプの効果	78
第 7 章	準安定 Sr 原子の磁気光学トラップ	81
7.1	準安定 Sr 原子のレーザー冷却	81
7.2	Green-MOT のための遷移	84
7.3	$5s5p\ ^3P_1 - 5s5d\ ^3D_2$ 遷移 (487 nm) の分光	85
7.4	Green MOT 実験	86
7.5	Green MOT の寿命	88
第 8 章	結論・今後の展望	91
付録 A	気体原子の吸収スペクトル	97
付録 B	遷移波長と遷移レート	105
付録 C	磁気光学トラップ (MOT) の原理	107
参考文献		113

第 1 章

序論

1.1 研究背景

レーザー冷却された Sr 原子は、磁気光学トラップ (Magneto-optical trap: MOT) や光格子等によって真空環境内でトラップされ、重力測定 [1]、光格子時計 [2] など、様々な精密測定のプロブとして用いられており、重力波測定 [3, 4] への応用も期待されている。特に光格子時計による重力赤方偏移の測定は、測地的な応用が期待されている [5]。例えば、光格子時計の設置位置における重力ポテンシャルは、標高のみならず地下の質量分布を反映するため、地下資源の探索や地殻の変動のリアルタイム測定等への応用が考えられる。その際、図 1.1 に示すように、光格子時計を地上、地中、海底等の多くの場所に設置することが想定される。また、重力波測定 [3, 4] においては、人工衛星への搭載が想定されている。そのため、多くの場所に搬出可能な、可搬型光格子時計の開発が進められている。

たとえば、2020 年には東京大学の香取らによって、東京スカイツリーに可搬型 Sr 光

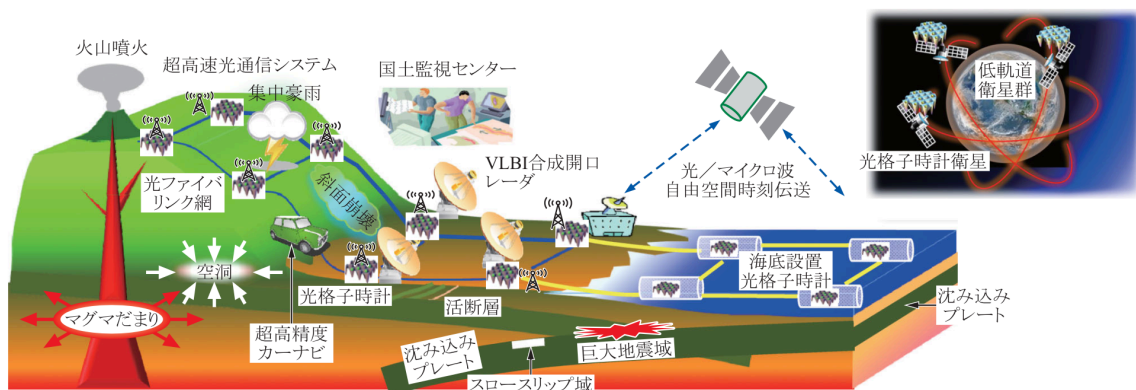


図 1.1 光格子時計の測地的な応用の構想図 [5]。

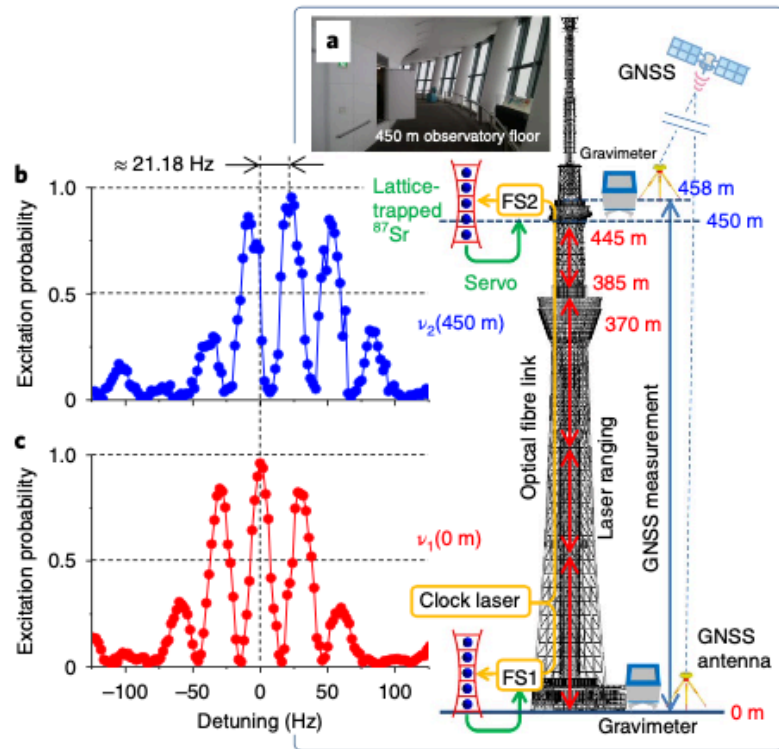


図 1.2 スカイツリーで行われた光格子時計を用いた実験。[2]

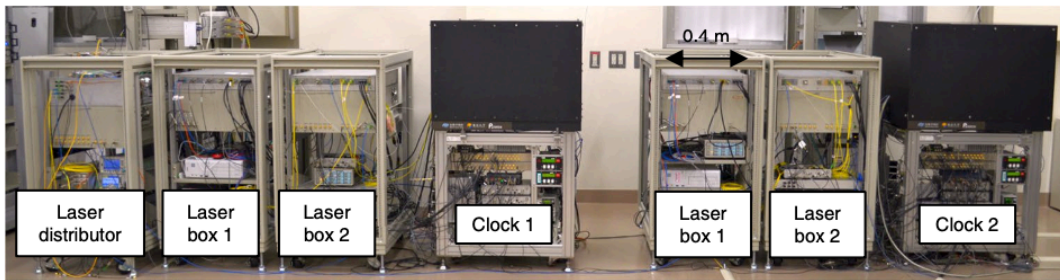


図 1.3 スカイツリー実験で搬入された光格子時計。2 台の光格子時計が並べられている [2]。

格子時計 2 台が設置され、上層部と地上部との重力赤方偏移の測定が行われた [2] (図 1.2)。時計遷移である $5s^2\ ^1S_0 - 5s5p\ ^3P_0$ (698 nm (429 THz)) 遷移周波数を、光ラムゼー共鳴により比較することで、450 m の標高差で 21.18 Hz の周波数シフトを観測しており、これは一般相対論から予想されるものと一致している。この時搬入された装置を図 1.3 に示す。1 台の光格子時計に対して、複数台のラックに光学系、電源、真空装置が搭載されている。このように、スカイツリーへの搬入は実現したが、上記のような測地的な応用に向け、各所への光格子時計の配置を想定すると、装置全体の更なる小型化が望まれる。

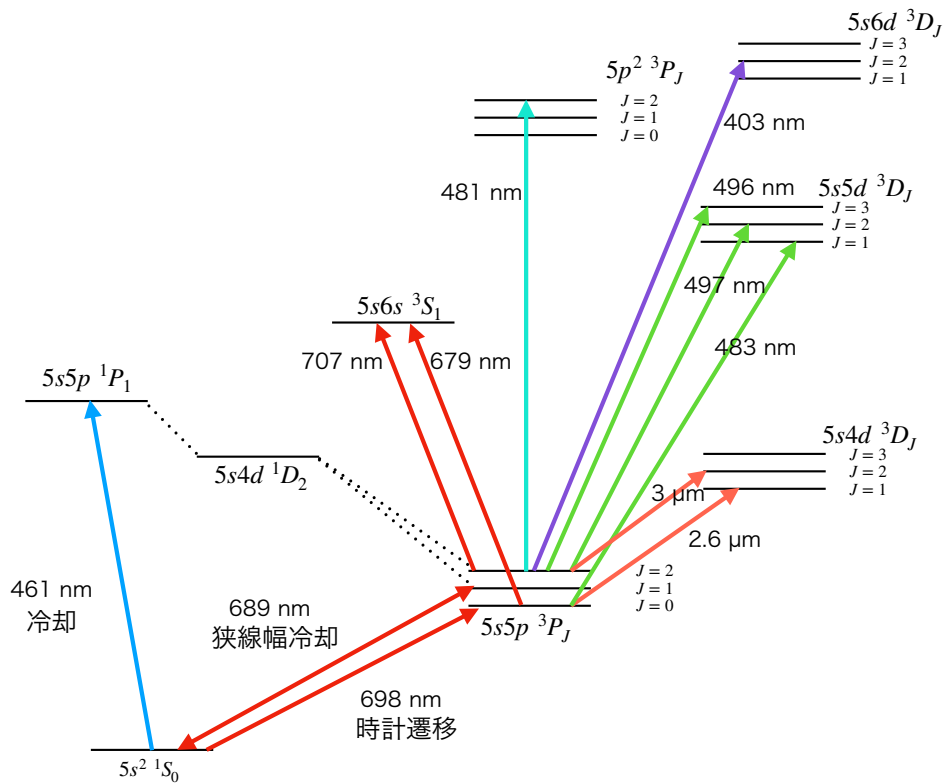


図 1.4 Sr のエネルギー準位図。矢印は遷移を示している。

1.2 本研究の目的

本研究の目的は、 ^{88}Sr のレーザー冷却を簡便にする要素技術の開発を行い、コンパクトな系を構築することである。具体的には、レーザー周波数安定化の光学系の簡便化、真空装置の簡便化、冷却スキームの簡便化という 3 つの要素で研究を行なった。

1.2.1 レーザー周波数安定化の簡便化

Sr 原子は主に $5s^2\ ^1S_0 - 5s5p\ ^1P_1$ (461 nm) 遷移によってレーザー冷却が行われる。この遷移は完全には閉じておらず、 $5s5p\ ^1P_1$ 状態から準安定状態 $5s5p\ ^3P_{2,1}$ へと緩和する (図 1.4)。寿命の長い $5s5p\ ^3P_2$ 状態の原子へ緩和した原子は、基底状態 ($5s^2\ ^1S_0$) へ戻らないため、冷却効率を著しく低下させる。従って、 $5s5p\ ^3P_2$ 状態の原子を上準位に励起し、その準位からの緩和によって $5s5p\ ^3P_1$ へと遷移させることで、冷却を高効率化することができる。これを「リポンプ」と呼び、そのために用いられる遷移を「リポンプ遷移」と呼ぶ。しかし、 $5s5p\ ^3P_2$ からのリポンプ遷移を使用することで、複雑な緩和パス

によって $5s5p\ ^3P_0$ にも緩和するため [6]、 $5s5p\ ^3P_0$ 状態の原子もリポンプすることで、レーザー冷却の効率を最大化できる。これまでに、 $5s5p\ ^3P_2 - 5s6s\ ^3S_1$ (679 nm) 遷移 [7, 8, 9, 10]、 $5s5p\ ^3P_0 - 5s6s\ ^3S_1$ (707 nm) 遷移 [7, 8, 9]、 $5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_2$ (497 nm) 遷移 [6, 11, 10]、 $5s5p\ ^3P_2 - 5s6d\ ^3D_2$ (403 nm) 遷移 [6, 11]、 $5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_2$ (481 nm) 遷移 [12, 13]、 $5s5p\ ^3P_0 - 5s4d\ ^3D_1$ (2.7 μm) 遷移 [14]、 $5s5p\ ^3P_2 - 5s4d\ ^3D_2$ (3.0 μm) 遷移 [15] と多数のリポンプ遷移が報告されてきた。これらの遷移周波数への周波数安定化は、高精度波長計 [16]、もしくはトランスファーキャビティ [17] によって実現されてきた。しかし、これらの装置は波長較正用の絶対周波数安定化レーザーを必要とし、実験系全体の複雑さを増す要因でもある。

レーザー周波数安定化のための誤差信号を得るためには、周波数変調法がこれまで一般的に用いられてきた [18]。この方法では、レーザーの変調のために電気光学変調器や音響光学素子等が用いられ、光学系全体を複雑にする要因となっている。このような変調を用いない手法として、Dichroic atomic vapor laser locking (DAVLL)[19] や、transversal-DAVLL(t-DAVLL)[20] もしくは Birefringent atomic vapor laser lock (BAVLL)[21] がある。これらは気体原子に磁場を加えることで誘起されるゼーマン分裂を用いた手法であり、磁場を加える方向が異なる。本研究ではホローカソードランプ (HCL) によって生成された Sr 気体の分光を行うが、ホローカソードランプの電極は Ni 等の合金で構成される磁性体でできているため、磁場の遮蔽が生じる。DAVLL では、レーザー進行方向と平行に磁場を加えるため、磁場の分布が複雑になる。一方 BAVLL ではレーザーの進行方向と垂直に磁場を加えるため、ホローカソード内部で均一な磁場分布が得られる [21]。

これまでに、Sr の 461 nm 遷移に対する BAVLL 分光実験は行われてきたが [22]、周波数安定度に関する報告はなされていなかった。本研究では、BAVLL による周波数安定化を長時間行い、その安定度を測定した。また、これまで 461 nm 遷移のみに適用されてきた本手法だが、本研究ではリポンプ遷移として用いられる $5s5p\ ^3P_2 - 5p^2\ ^3P_2$ (481 nm) 遷移、 $5s5p\ ^3P_0 - 5s5d\ ^3D_1$ (483 nm) 遷移、 $5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_3$ (496 nm) 遷移、 $5s5p\ ^3P_0 - 5s6s\ ^3S_1$ (679 nm) 遷移にも適用した。

1.2.2 真空装置の簡便化

Sr の MOT に関する初期の報告において、Sr の MOT は真空ポンプに取り付けられた Sr 蒸気セル内で行われていた [7, 8, 9]。Sr 原子は飽和蒸気圧が低く、蒸気セルごと Sr 金属塊を加熱し MOT へと原子を供給するため、このような方法では真空度の悪化を招き、MOT の寿命が短くなる。このような問題を回避するために、現在用いられているのが、ゼーマン減速器 [23, 24, 25]、もしくは 2D-MOT[12] による原子供給である。これらは、差動排気によって、オープン (原子供給源) からトラップ領域に侵入する背景ガスを最小

限に抑えながら高い流量の Sr 原子をトラップ領域に供給する手法である。しかし、オープンとトラップ領域の間隔を確保する必要があり、新たなコイルや光源といった追加の装置を要するため、装置サイズのコンパクト化との間にトレードオフの関係があるといえる。これまで、真空度悪化が予想されるため、オープンから差動排気無しに直接 MOT へと原子をローディングをしたという報告はなかった。本研究で開発した真空装置では、差動排気せずに高い真空度を保ちながら十分な Sr 原子を供給できることが分かった。我々の装置ではオープンを 390 °C で加熱しているにもかかわらず、真空装置内の圧力は 10^{-10} Torr を維持するものとなっている。我々は、この装置内部の真空度について議論するために、MOT の寿命測定を行なった。

1.2.3 冷却方法の簡便化

461 nm 遷移での冷却によって Sr 原子は 1 mK 程度まで冷却される。しかし、光格子のトラップ深さは典型的に数十 μK 程度であるため、光格子に原子をトラップするためには、 $\sim 1 \mu\text{K}$ 程度まで冷却する必要がある。従来、Sr 原子の場合、1 μK 程度までの冷却には線幅の狭いスピン異重項間遷移である $5s^2 \ ^1S_0 - 5s5p \ ^3P_1$ (689 nm) 遷移 (以下狭線幅冷却) が用いられてきた。この遷移の線幅は 7 kHz であり、ドップラー冷却限界温度は 0.18 μK である。共鳴遷移の線幅が狭いため、レーザーの安定性もこのレベルにすることが要求される。しかし、一般的な外部共振器半導体レーザーでは、 ~ 100 kHz 程度の線幅があるため、レーザー線幅を 1 kHz 程度まで狭窄化するために煩雑なシステムを構築することが要求される。その上、狭線幅な共鳴光でのレーザー冷却は手順も煩雑である。まず、実効的に線幅を 1 MHz 程度に広げて、のちに 1 kHz 程度の狭線幅な状態に戻す必要がある [26]。このように、狭線幅遷移を用いたレーザー冷却は複雑なものであり、装置のコンパクト化の障害になることに加えて、この分野の発展を妨げているものだと考えられる。

近年、準安定 Sr 原子の $5s5p \ ^3P_2 - 5s4d \ ^3D_3$ (2.7 μm) 遷移のレーザー冷却によって、狭線幅冷却に匹敵する冷却が実現されている [27, 28]。通常、MOT される原子には、ドップラー冷却が働き、遷移線幅に依存する冷却限界 (ドップラー冷却限界) が定まっている。一方で、2.7 μm 遷移のように下準位が磁気副準位を有する場合、偏光勾配冷却が働き、ドップラー冷却限界を超えた冷却が可能になる。特に東京大学の赤塚らは、461 nm 遷移に加え、 $5s5p \ ^3P_2 - 5s5d \ ^3D_3$ (496 nm) 遷移、 $5s5p \ ^3P_2 - 5s4d \ ^3D_3$ (2.7 μm) 遷移による 3 段階冷却を行い、2.7 μm 遷移の偏光勾配冷却によって、Sr 原子集団を 1 次元的に 200 nK まで冷却した [28]。このスキームは、狭線幅冷却とは異なり、遷移の下準位を 461 nm 遷移と共有しないという特徴がある。特に光格子時計においては、断続的な稼働による不確かさ (Dick 効果) が生じる事が知られている [29]。準安定状態からの冷却では下準

位を共有しないため、461 nm 光と同時に照射することで冷却ができる。したがって、連続的な冷却によって、光格子への連続的なローディングが可能であると考えられている。

これまでに準安定状態 Sr 原子の偏光勾配冷却は $5s5p\ ^3P_2 - 5s4d\ ^3D_3$ (2.7 μm) 遷移によって実現されてきた。赤塚ら [28] によると、496 nm 遷移による MOT においても、同様に偏光勾配冷却が働くことが期待されるが、その詳細については報告がなされていない。我々は、赤塚ら [28] の提案する 3 段階のスキームを経ずに、496 nm による偏光勾配冷却によって、1 μK 程度近くまでの冷却が可能であると考えている。この場合、狭線幅冷却用の光源のような線幅狭窄化は必要ないため、実験系をシンプルにすることができる。そこで、本研究では 461 nm の MOT (blue MOT) から 496 nm の MOT (green MOT) への移行を試みた。その際、blue MOT のリポンプとして 496 nm 遷移を使用するが、そのリポンプ効率については先行研究がない。そのため、従来リポンプとして用いられてきた $5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_2$ (497 nm) 遷移と $5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_2$ (481 nm) 遷移との比較実験を行なった。また、準安定状態 Sr の冷却のためには $5s^2\ ^1S_0 - 5s5p\ ^3P_1$ 遷移による緩和を防ぐ必要があり、赤塚らは $5s5p\ ^3P_1 - 5s6s\ ^3S_1$ (688 nm) 遷移によって、これを実現したが [28]、本研究では新たに $5s5p\ ^3P_1 - 5s5d\ ^3D_2$ (487 nm) 遷移を用いることで、 $5s^2\ ^1S_0$ への緩和を防いだ。そして、実現された green MOT の寿命を測定したところ、先行研究 [28] で報告されていた 13 ms という寿命を超える 68 ms の寿命を実現できた。

1.3 本論文の構成

本論文の構成について以下に述べる。第 2 章で BAVLL による 461 nm レーザーの周波数安定化方及びその周波数安定度について述べ、第 3 章で準安定状態からの遷移の BAVLL について述べる。第 4 章で本研究で開発を行なった真空装置について述べる。第 5 章で本研究で開発された真空装置内で観測される blue MOT の特性の測定について述べる。第 6 章では、blue MOT における複数のリポンプ遷移の比較実験について述べる。第 7 章で準安定状態 Sr 原子の MOT (green MOT) について述べる。第 8 章で結論及び今後の展望について述べる。

第 2 章

BAVLL による 461 nm 遷移の周波数安定化

本研究では、磁場を用いた無変調な分光法である Birefringence Atom Vapor Laser Locking (BAVLL) によってレーザー周波数安定化を行なった [20, 21]。まず 2.1 節にて BAVLL の特徴を述べ、2.2 節にて BAVLL の原理、およびホローカソードランプ (HCL) を用いて行われた $5s^2\ ^1S_0 - 5s5p\ ^1P_1$ 遷移 (461 nm) の BAVLL の分光結果について述べる。そして、2.3 節で周波数安定度の測定のための実験装置について述べ、2.4 節にて、ドップラーフリー分光によって周波数安定化された参照レーザー周波数とのビート周波数測定について述べる。

2.1 Birefringence Atomic Vapor Laser Locking (BAVLL)

レーザー冷却において、レーザー周波数の安定化は必須技術である。これまでに数多くのレーザー周波数安定化法が提案されているが、それらを大きく分類すると、1. レーザー周波数の変調もしくは、原子共鳴線の変調による周波数弁別信号の取得、2. 変調を用いず、媒質の光学的特性を用いた周波数弁別信号の取得、3. 高精度波長計による制御、の 3 つになる。1 では、ファンクションジェネレータなどを用いて、電氣的な交流信号を変調信号として加え、得られた信号をロックインアンプ等で復調する必要があるため、装置全体の複雑さを増す。3 は多くのレーザーの安定化を行うことができるが、そのような波長計は非常に高価であり、また、校正用に絶対周波数が安定な光源が別途必要となる。一方で、2 は高価な機材を必要とせず、Sr 原子のレーザー冷却のような多くのレーザー周波数を安定化する場合には適している。

無変調で周波数弁別信号を取得する手法として、偏光分光法 [30]、Dichroic Atom Vapor Laser Locking (DAVLL)[19]、Birefringence Atomic Vapor Laser Locking (t-DAVLL も

しくは BAVLL)[20, 21] といった手法が主に挙げられる。偏光分光法はドップラーフリー分光であり、自然幅程度の共鳴線に周波数安定化を行うことができる。一方で、DAVLL、BAVLL はドップラー広がりを持った周波数弁別信号を取得することができる。後者のドップラー広がり程度の広い周波数弁別信号によって、レーザー周波数を共鳴周波数から離調をつけた位置に直接安定化ができるため、レーザー冷却実験を簡易化することができる。

DAVLL と BAVLL では、それぞれ磁場の印加方向に違いがある。DAVLL ではレーザーの進行方向と平行に磁場を印加することで円偏光二色性を誘起し、 σ_+ と σ_- の偏光成分の吸収の差を検出する。一方で BAVLL では磁場をレーザー進行方向と垂直に磁場を印加することで誘起される複屈折性を検出する。これまでに、ホローカソードランプによる周波数安定化には両者を用いたものが報告されているが、DAVLL の磁場の印加方法では、磁性体である電極による磁気遮蔽の効果により、電極内部に一樣に磁場を印加することが難しいとされている。一方で、BAVLL では垂直方向に磁場を印加することから、電極内部に一樣磁場を加えやすいと考えられる。これまでに Sr の $5s^2 \ ^1S_0 - 5s5p \ ^1P_1$ 遷移での BAVLL 分光実験が行われ、電極による遮蔽効果にもかかわらず、BAVLL 信号に最適な磁場を印加することが可能であることが示されている [22, 21]。

これまでに $5s^2 \ ^1S_0 - 5s5p \ ^1P_1$ 遷移の分光実験は行われていたものの、レーザー周波数安定化に関する議論がなされていなかった。本研究では、BAVLL による周波数安定化を行い、その長期安定度を測定した。

2.2 $5s^2 \ ^1S_0 - 5s5p \ ^1P_1$ 遷移における BAVLL の原理

考える実験系を図 2.1 に示す。HCL を挟む形で磁石のペアを配置し、レーザー進行方向とは垂直 (x 軸方向) に磁場が印加されている。磁場中の Sr 原子の $5s^2 \ ^1S_0 - 5s5p \ ^1P_1$ 遷移において、 $5s5p \ ^1P_1$ 準位は図 2.1(b) のように、 $\hbar\omega_z = \mu_B B$ のゼーマン分裂をする*1。ここで、 \hbar はプランク定数を 2π で割ったもの、 μ_B はボーア磁子、 ω_z はゼーマンシフト角周波数である。磁場に対して垂直な偏光成分 (y 軸方向) は σ_{\pm} 遷移を引き起こし、平行な偏光成分 (x 軸方向) は π 遷移を引き起こす。それぞれの偏光方向における複素電気感

*1 ここで、 $5s5p \ ^1P_1$ における g 因子が 1 であることを用いている。

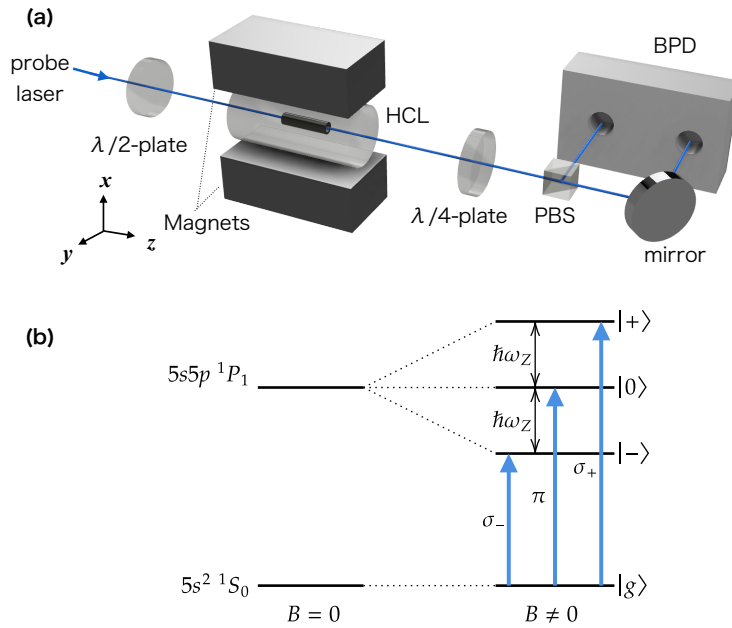


図 2.1 (a)BAVLL による実験系。図中の略称はそれぞれ、HCL:ホローカソードランプ、PBS: 偏光ビームスプリッター、BPD: 差分検出フォトディテクター。(b)461 nm 遷移における Sr の準位図。 $|g\rangle$, $|0\rangle$, $|\pm\rangle$ はそれぞれ $(5s^2)\ ^1S_0$, $(5s5p)\ ^1P_1$, $M_J = 0$, $(5s5p)\ ^1P_1$, $M_J = \pm 1$ 状態を表している

受率を $\chi_{x(y)} = \chi'_{x(y)} + i\chi''_{x(y)}$ とすると、実部と虚部はそれぞれ以下のように表される。

$$\chi'_x = -aF\left(\frac{\delta}{\omega_D}\right), \quad (2.1)$$

$$\chi'_y = -\frac{1}{2}a\left[F\left(\frac{\delta - \omega_Z}{\omega_D}\right) + F\left(\frac{\delta + \omega_Z}{\omega_D}\right)\right], \quad (2.2)$$

$$\chi''_x = aG\left(\frac{\delta}{\omega_D}\right), \quad (2.3)$$

$$\chi''_y = \frac{1}{2}a\left[G\left(\frac{\delta - \omega_Z}{\omega_D}\right) + G\left(\frac{\delta + \omega_Z}{\omega_D}\right)\right]. \quad (2.4)$$

ただし、 $G(\xi) = \exp(-\xi^2)$ はガウス関数、 $F(\xi) = (2/\sqrt{\pi}) \exp(-\xi^2) \int_0^\xi \exp(\eta^2) d\eta$ は $G(\xi)$ のヒルベルト変換、 $\omega_D = k\sqrt{2k_B T/M}$ はドップラー幅、 k は波数、 k_B はボルツマン定数、 M は原子質量、 δ は磁場がない時の共鳴周波数からの離調周波数である。ここで χ''_x の最大値として $\chi''_{\max} = aG(0) = a$ と定義する。これは実験から以下のように求められる。

$$kL\chi''_{\max} = \text{OD}_{\max}. \quad (2.5)$$

ただし、 L は気体原子との相互作用長、 OD_{\max} は磁場がない時のドップラー広がりを持った吸収量 (光学密度) の最大値である。

振幅を E_0 として、偏光の x 成分と y 成分は、ジョーンズ行列を用いて以下のように表される。

$$\mathbf{E}_{\text{in}} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

原子セルを透過した光は、

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i\phi} \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (2.7)$$

$$\phi = \frac{kL}{2} (\chi'_x - \chi'_y), \quad (2.8)$$

と定義される x と y の偏光成分間の位相差 ϕ が生じる。 $\phi \ll 1$ と仮定して、

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-i\pi/4} & e^{i\pi/4} \\ e^{i\pi/4} & e^{-i\pi/4} \end{pmatrix} \mathbf{E}_{\text{out}} \\ &\simeq \frac{E_0}{\sqrt{2}} \exp\left(\frac{i\phi}{2}\right) \begin{pmatrix} 1 + \phi/2 \\ 1 - \phi/2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.9)$$

となる。ここから BAVLL 信号を取り出すために、偏光ビームスプリッター (PBS) によって偏光の x 軸成分と y 軸成分の強度差を検出すると信号は以下の式で表される形となる。

$$\begin{aligned} I_x - I_y &= \frac{1}{2} \epsilon_0 c (|E_x|^2 - |E_y|^2) \\ &= \phi I_0 \\ &= \frac{kL}{2} (\chi'_x - \chi'_y) I_0. \end{aligned} \quad (2.10)$$

このように、 x 方向と y 方向のビーム強度差を測定することで、 x 方向と y 方向の成分の、 π 遷移と σ_{\pm} 遷移によって生じる複屈折性由来の位相差を測定することができる*2。図 2.2 にいくつかの磁場の強さの場合について、電気感受率の実部 $\chi'_{x,y}$ とそれらの差についてプロットしたグラフを示す。中心の $m_J = 0 \rightarrow m'_J = 0$ 遷移がゼーマンシフトによる影響を受けないことから、いくら磁場を強くしても、中心の分散型信号は残り続けることになる。共鳴付近の傾きについて、磁場依存性をプロットしたグラフを図 2.3 に示す。このような磁場の大きさへの鈍感性は、HCL のような磁性体への印加磁場の設計を容易にする。

*2 偏光状態が楕円になることから、楕円率の測定とも言い換えることができる

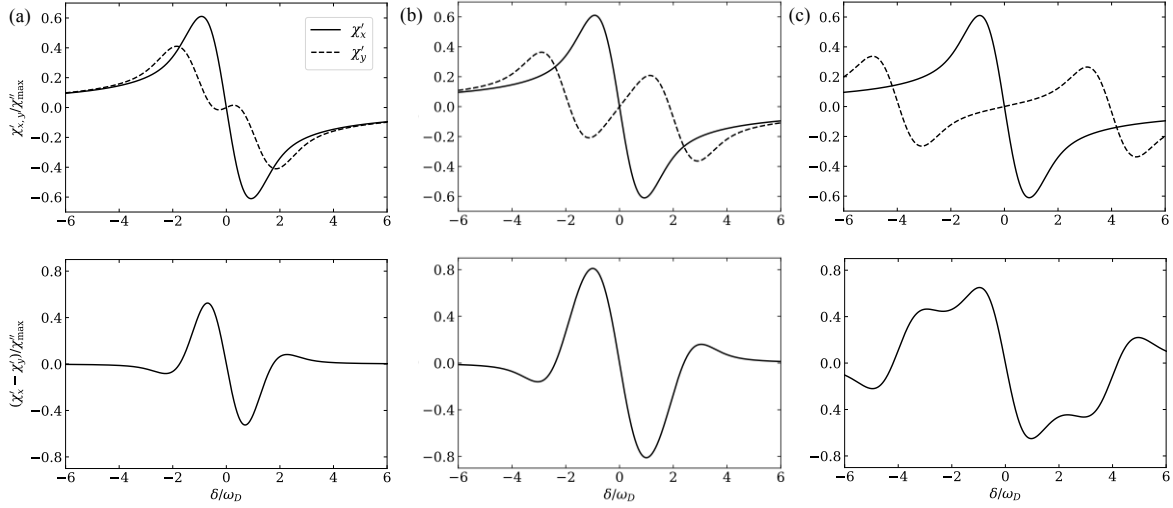


図 2.2 加える磁場の強さを变化させた時の電気感受率の実部 $\chi'_{x,y}$ とそれらの差。左から $\omega_Z / \omega_D = 1, 2, 4$ の時を示している。

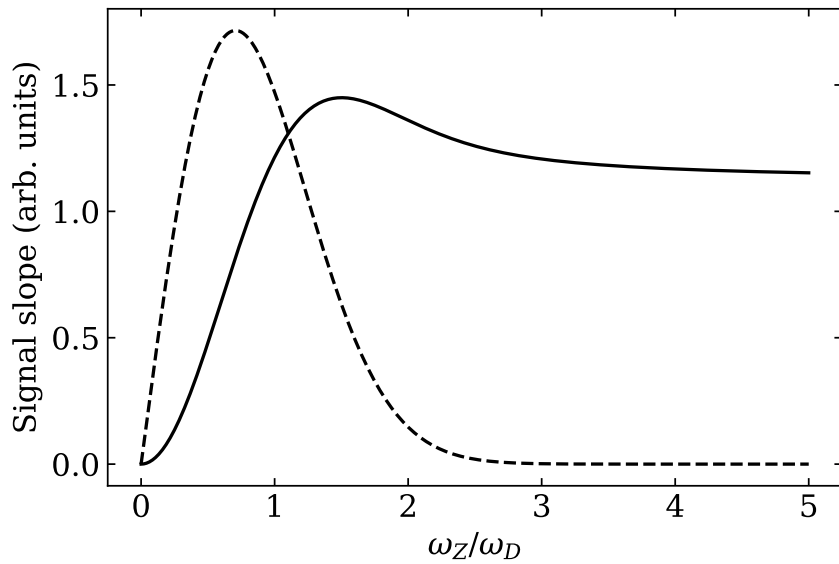


図 2.3 加える磁場の強さを变化させた時の共鳴位置での信号の傾き。実線は BAVLL、破線が DAVLL の場合を示している。

2.2.1 $5s^2\ ^1S_0 - 5s5p\ ^1P_1(461\text{ nm})$ 遷移における BAVLL の分光

これまでに、 $5s^2\ ^1S_0 - 5s5p\ ^1P_1$ 遷移の BAVLL 分光によって得られている結果について述べる*3。実験系は図 2.1 の通りである。磁場は磁石と磁性体 (SS400) で構成された磁気回路によって印加され、その強度は磁石の距離を変えることで調整することができる。磁場を変化させた時の BAVLL 信号を図 2.4 に示す。磁場強度の増加に従って信号が大きくなっている。得られた信号の傾きの磁場依存性をプロットしたものが挿入図に示されている。磁場の変化に対して鈍感になる領域まで磁場を印加できていることがわかる。得られた信号をフィッティングすることで、ゼーマン分裂を測定することができ、その結果から内部磁場の強さを推定することができる。この方法で推定された、印加した磁場に対するホローカソード内部に入り込んだ磁場の強さを図 2.5 に示す。150 mT 以下ではほとんど遮蔽されていた磁場がそれ以上では侵入することがわかる。これらの結果をもとにすると、内部に入り込む磁場の強さは $\omega_Z/\omega_D \sim 2$ であるため、図 2.3 で示されるスロープの最大値を少し超えた強さまで磁場を加えることができることが分かった。

このように、BAVLL によって周波数安定化のために十分なレベルの信号を得ることが

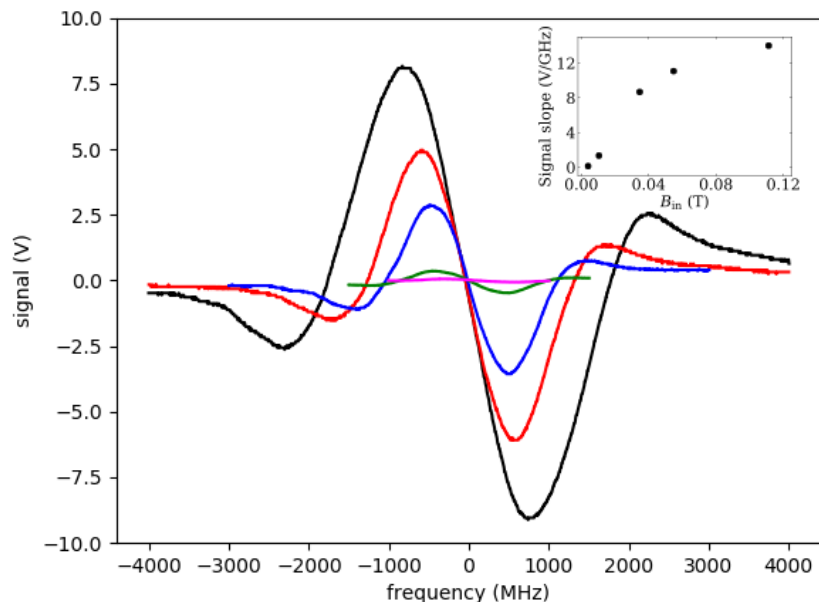


図 2.4 印加磁場ごとの BAVLL 信号。挿入図にはそれぞれの信号の中心付近の傾きを示している。

*3主に文献 [22] による。

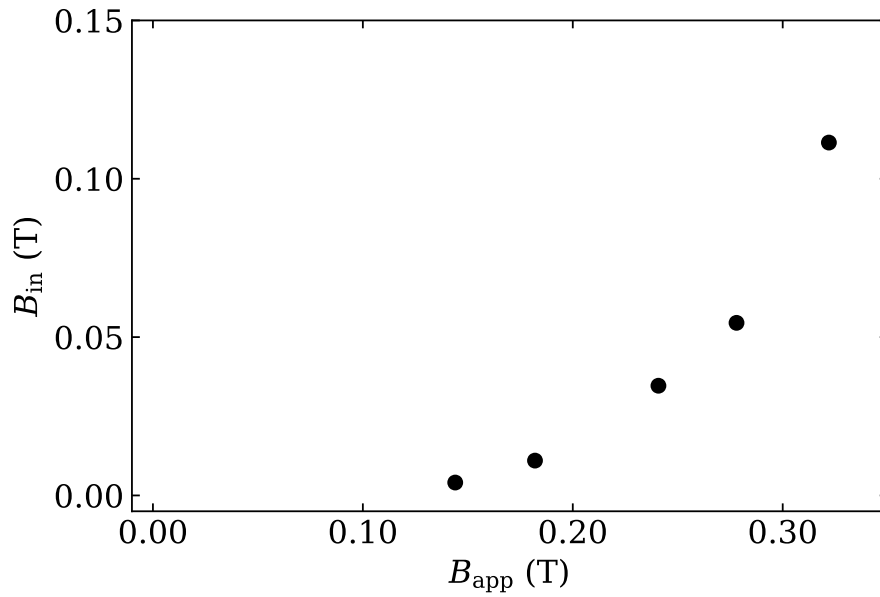


図 2.5 電極内部に入り込む磁場 (B_{in}) の印加磁場 (B_{app}) 依存性。 B_{in} は、図 2.4 で得られた結果をフィッティングすることで推定された値である。

できたが、その周波数の長期安定度の測定はなされていなかった。DAVLL については、温度安定化された環境での測定が行われており、そのゆらぎは 1 MHz 以下であった [19]。Sr の $5s^2\ ^1S_0 - 5s5p\ ^1P_1$ 遷移の線幅は 30 MHz であることから、同程度の長期安定度が得られれば十分に MOT に使用することが可能である。本研究では、BAVLL によって得られた誤差信号を用いて周波数安定化された光源の長期安定度を測定した。

2.3 実験装置

本実験では、光源として外部共振器型半導体レーザー (ECDL) を用いており、磁場の印加には磁気回路を用いた。

2.3.1 ホローカソードランプ

我々は、Sr の分光に浜松ホトニクス社製の HCL を用いた。HCL の構造を図 2.6 に示す。電極がガラスセル内に配置されており、通常、市販の HCL には 6 Torr の Ne 単体が封入されている。ホローカソードには Sr が含まれており、放電によりイオン化した希ガスがホローカソード内壁に衝突することで、Sr 気体がスパッタリングによって放出される。

2.3.2 外部共振器型半導体レーザー (ECDL)

半導体レーザーの持つ利得は広い波長帯に渡って広がっている。それに対して、本研究で行われるような分光実験において観測したいスペクトルの線幅は MHz レベルであるため、線幅が狭くなるような機構を導入する必要がある。そのために、我々は半導体レーザー (Laser Diode: LD) チップと回折格子で構成される、外部共振器型半導体レーザー (External cavity diode laser: ECDL) を作製し、分光実験を行なった。ここで本研究で作製した ECDL について述べる。

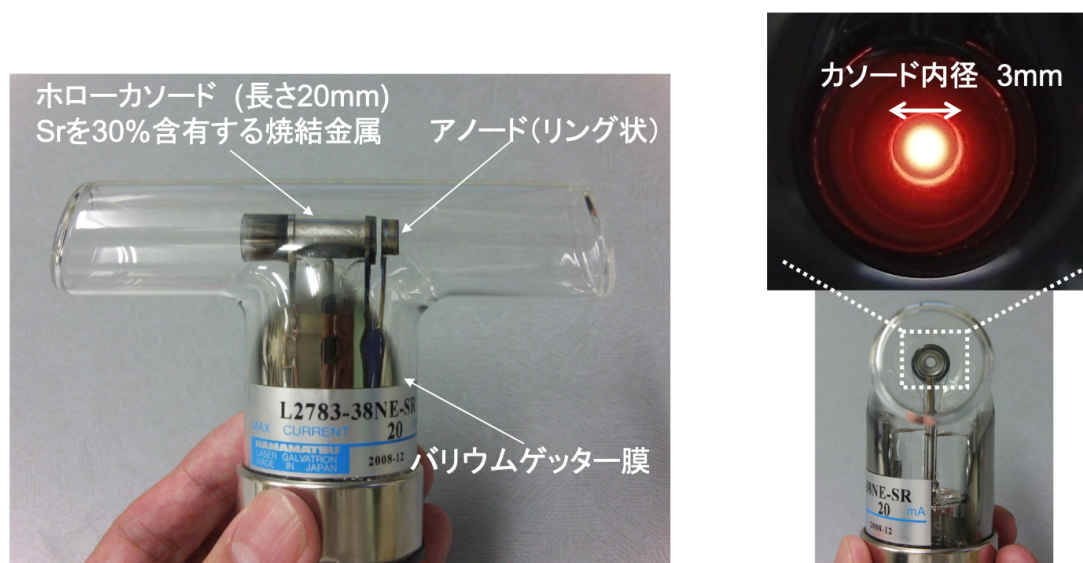


図 2.6 ホローカソードランプの構造。

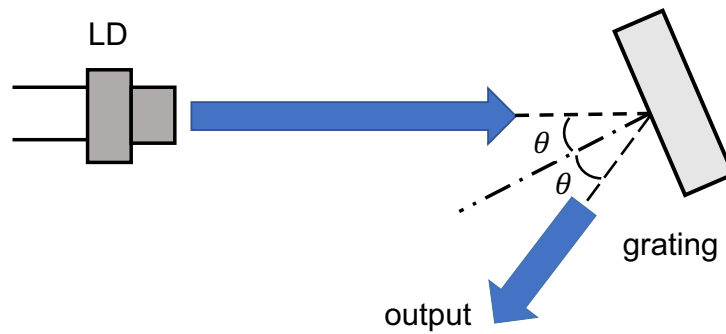


図 2.7 Littrow 配置の図。

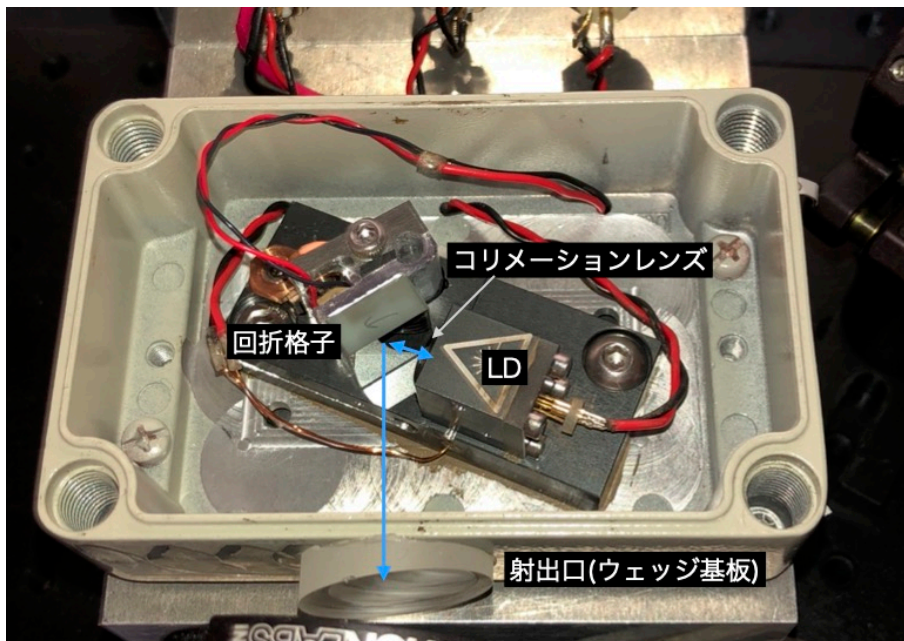


図 2.8 作製された ECDL の写真。矢印はビームのパスを示している。

ECDL にはいくつか異なるパターンが存在するが、本研究で用いたのは、Littrow 型の ECDL である (図 2.7)。この ECDL では外部共振器として回折格子を用いて、回折格子の角度分散と、回折格子と半導体チップが成す共振器の長さによって周波数掃引を実現している。ECDL には

1. 半導体チップが持つ利得
2. 回折格子の角度分散による-1 次光の利得
3. 外部共振器によって定まる利得

の 3 つの利得を掛け合わせたプロファイルが最大の周波数で発振する。Littrow 型では、回折格子の角度をピエゾ素子などで変化させる、または注入電流を変化させることで周波

数を掃引することができる。

図 2.7 に示すような状況では、光の波長を λ 、回折格子の格子定数を d 、入射角を θ としたとき、 -1 次光の回折条件は以下ようになる。

$$2d \sin \theta = -\lambda \quad (2.11)$$

この条件を満たす角度で回折格子を配置することで、波長ごとに ECDL を作製した。

本実験において作製された ECDL を図 2.8 に示す。LD のチップとして AR コーティングが施されたチップ (日亜化学工業, NDBA116T) を用いた。LD から出た光は、焦点距離 4 mm, NA=0.6 のコリメーションレンズによって平行光にし、2400 grooves/mm の可視光用回折格子 (Thorlabs, GH13-24V) で、30~40% の -1 次光を LD に戻すようにしている。回折格子と LD の距離はおよそ 1 cm 程度である。また、外気の流入を防ぐために、射出側にはウェッジ基板を貼り付けている。なお、本研究内では、679 nm 以外の波長に対応する ECDL を同様な方式で作製した。

2.4 周波数安定度の測定

本研究では、偏光分光によって周波数安定化された光と BAVLL によって安定化された光のビート周波数を測定することで、長期的な安定度の測定を行った。偏光分光はドップラーフリー分光であり (付録 A.0.2)、誤差信号の幅が 100 MHz 程度と BAVLL で得られ

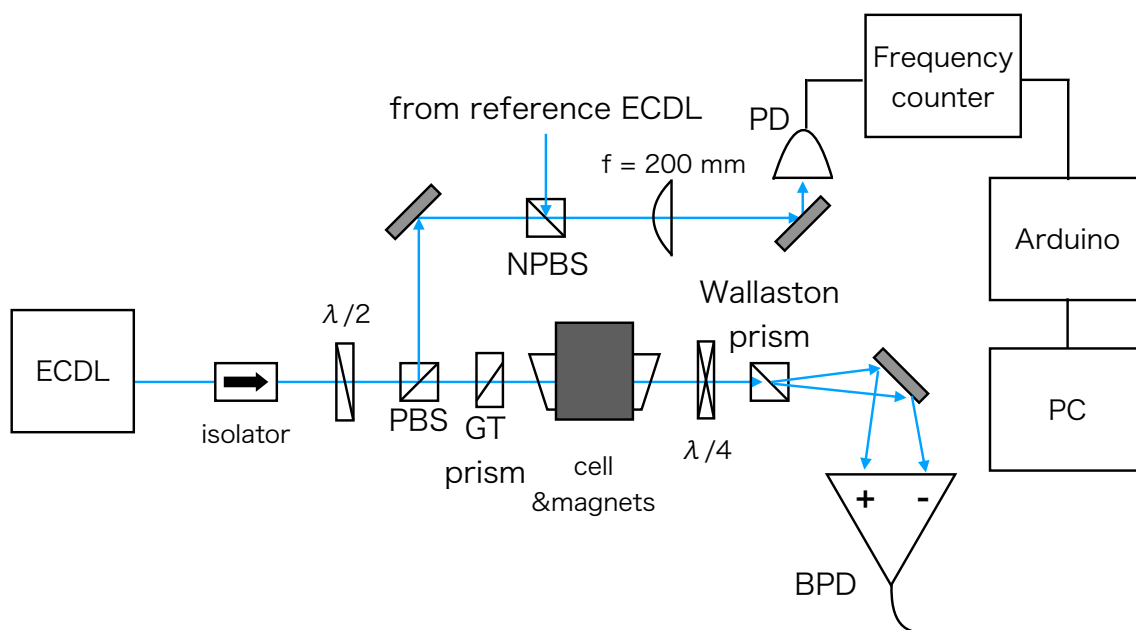


図 2.9 BAVLL による周波数安定化の実験系および、ビート周波数測定系。

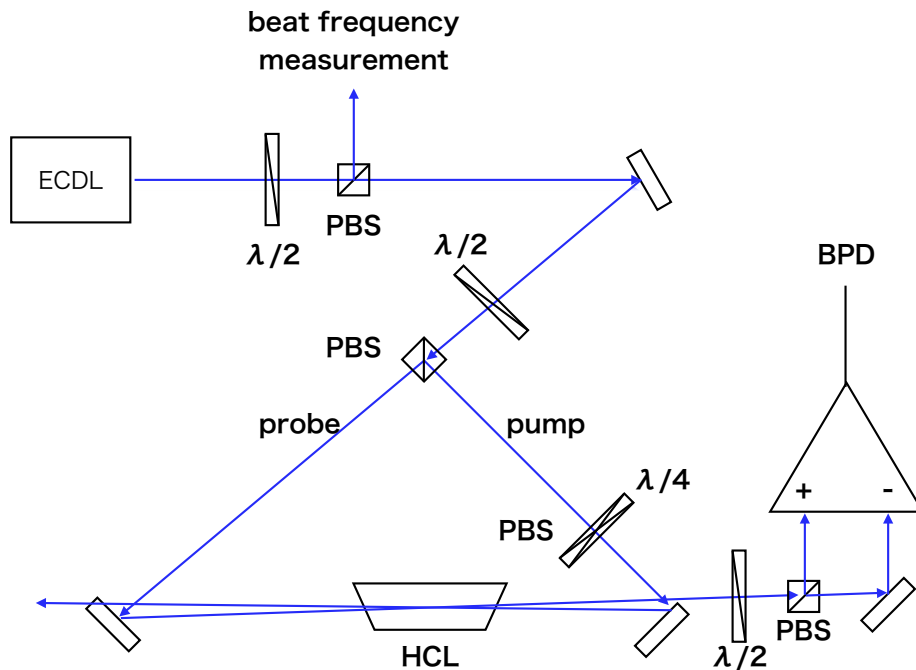


図 2.10 偏光分光の光学系。

る信号に比べて小さい [30]。従って、BAVLL に比べて環境要因の周波数変動が小さいと考えられる。そのため、偏光分光によって安定化された光を 461 nm 遷移の絶対周波数参照として用いた。また、BAVLL の系では温度変化に対する安定性を高めるために、1/4 波長板の通過後に Wollaston prism を用いた。

実験系を図 2.9, 2.10 に示す。それぞれの光源からの光を無偏光ビームスプリッタ (NPBS) で混ぜ、高速 PD に入射することで、ビート信号を得ることができる。我々は、この信号を周波数カウンタに入力し、その出力値をマイコンボード (Arduino UNO) によって 1 秒ごとに 500 回平均したものを記録した。なお、ビート周波数は 24.5 MHz 付近になるように調整した。プローブ光 300 μ W、ポンプ光 3 mW で分光した偏光分光信号を図 2.11 に示す。

図 2.12 に結果を示す。20 時間の間でのドリフトが 1 MHz 以内に収まっていることがわかる。24.5 MHz を中心に周期的な構造が見える。この測定データからアラン偏差を計算したものを、図 2.13 に示す。平均時間 $\tau = 1000$ 秒 (~ 20 分) にピークが来ていることが分かる。これは、実験室の空調の周期 (40 分程度) に由来するものだと考えられる。別日に行われた室温測定データを図 2.14 に示す。40 分周期で 0.4 $^{\circ}$ C の変化であった。

この室温変化が周波数変化の要因であると仮定する。周期的な変動に対して、アラン偏

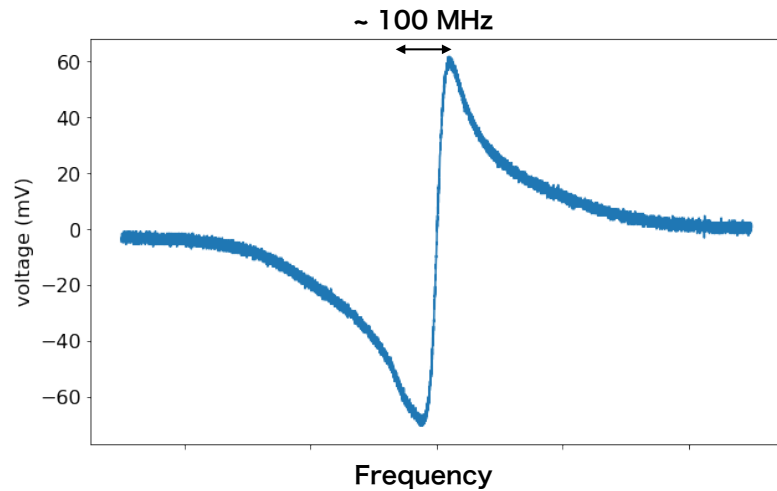


図 2.11 偏光分光の信号。

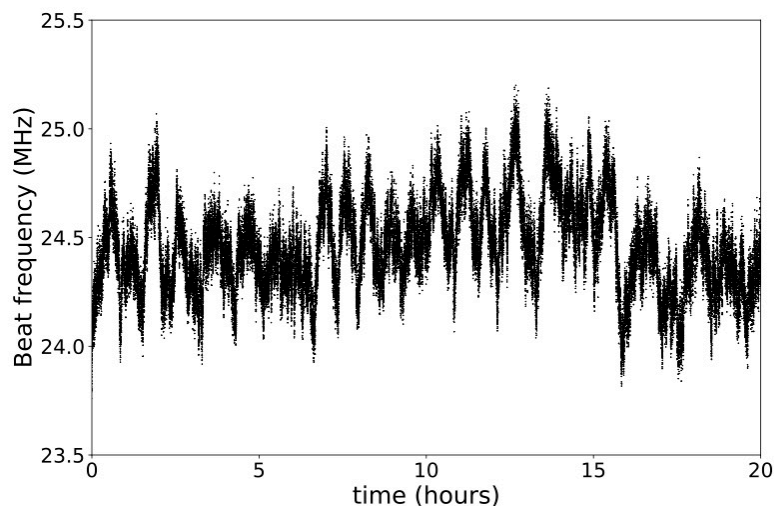


図 2.12 20 時間にわたるビート周波数の測定データ。

差は以下の式に従うとされている [31]。

$$\sigma(\tau) = \frac{\Delta\nu_0}{\nu_0} \frac{\sin(\pi f_m \tau)}{\pi f_m \tau}. \quad (2.12)$$

ここで、 ν_0 はレーザー周波数であり、 $\Delta\nu_0$ は周期的な周波数変動の値、 τ は平均時間、 f_m は変動の周期である。上式 (2.12) のピークの位置は、 $\tau f_m = 1/2$ となっている。図 2.13 より、ピークが 1000 秒あたりで、 2×10^{-10} であることから、 $\nu_0 = 650$ THz、 $f_m \tau = 1/2$ を代入すると、 $\Delta\nu_0 = 400$ kHz であると計算できる。周波数の変化量を室温の変化量で割ると、 1°C 室温の変化につき、1 MHz 程度の周波数変化であることが分かる。Corwin らの報告によれば、光学素子の温度変化による特性の変化による同程度の周波数ドリフト

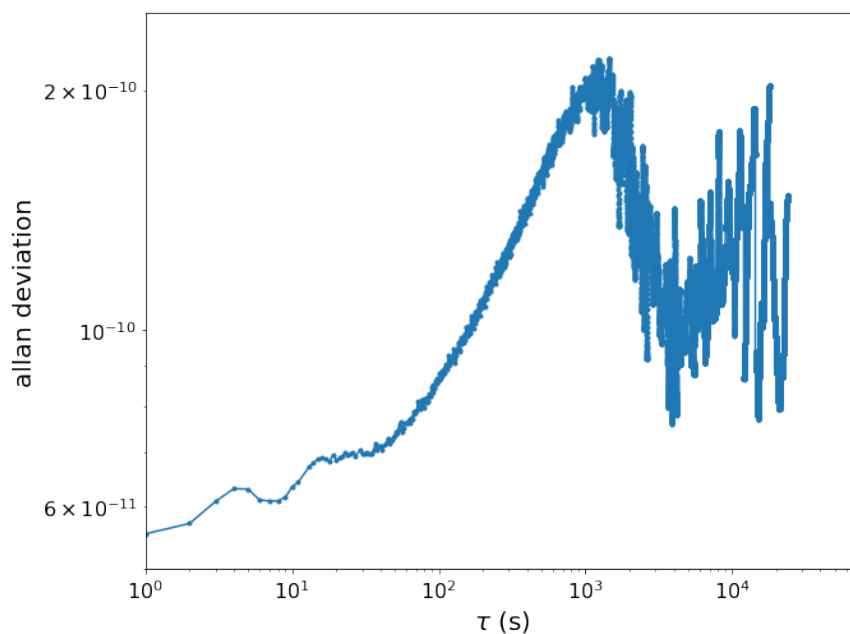


図 2.13 ビート測定の実験データをもとに計算されたアラン偏差。

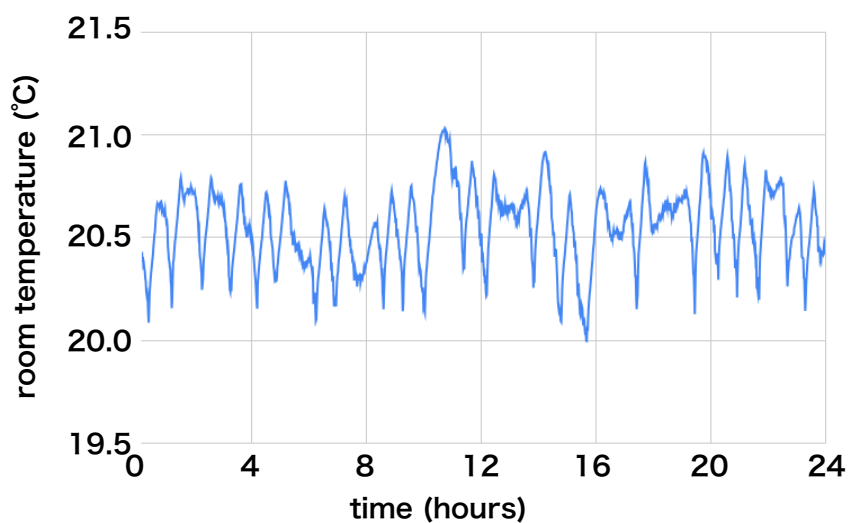


図 2.14 別日に同室で測定された室温の時間変化。およそ 40 分周期で変化している。

が報告されている。従って、温度が安定化された環境であれば、Sr レーザー冷却に使用の際に、十分に安定な方法として BAVLL を採用する事ができることが示された。

第 3 章

準安定状態からの遷移における BAVLL

第 2 章ではレーザー冷却に用いられる基底状態からの遷移の周波数安定化について述べた。Sr のレーザー冷却には、これに加えて準安定状態からの遷移であるリポンプ光の周波数安定化を行う必要がある。これまでに、そのような遷移に対して BAVLL を適用したという報告はない。我々は、準安定状態からのリポンプ遷移に対しても BAVLL 周波数安定化を試みる。本章では、3.1 節にて、準安定状態 Sr からの遷移に対する分光について述べ、3.2 節にて準安定状態からの遷移における BAVLL について述べる。3.3 節にて BAVLL 信号の磁場依存性を計算し、3.4 節にて分光実験を行なった結果について述べる。

3.1 準安定状態 ($5s5p\ ^3P_J (J = 0, 1, 2)$) からの遷移の分光

Sr のレーザー冷却のためには、準安定状態へと遷移した Sr 原子を基底状態へと緩和させるためのリポンプが必要である。レーザー周波数を原子の共鳴遷移に安定化する場合、該当する遷移に対応する分光スペクトルを得るのが理想的であるが、準安定状態の原子は通常の蒸気中には存在しないため、スペクトルを得る事は難しい。そのため、準安定状態からの遷移への周波数安定化には、光共振器によって周波数安定化を行うサイドロック法 [7] や、高精度波長計が用いられている [16]。

これまでに、準安定 Sr 原子からの遷移を直接観測する方法として、ホローカソードランプ (HCL) を用いた手法が提案されている [32, 33]。Norcia らは、市販の HCL を用いて $5s5p\ ^3P_2 - 5s6s\ ^3S_1$ (707 nm) 遷移について分光を行い、周波数変調法によってレーザー周波数安定化に成功した [32]。一方で、その他の遷移については、準安定状態の原子数の少なさや、速度変化衝突 (VCC) による影響で十分な信号が得られなかった。早川らは、HCL に内封されるバッファガスを調整する事で、準安定 Sr 原子の密度を高め、かつ

VCC を抑えることに成功した [33]。このような HCL を用いることで準安定状態からの遷移についても周波数安定化の簡便化ができることが示された。

前章で述べた Sr に対する BAVLL 実験は、基底状態からの遷移についてのみ適用されてきた。本研究では、Sr のレーザー冷却で重要となる準安定状態からのリポンプ遷移である $5s5p\ ^3P_2 - 5p^2\ ^3P_2$ 遷移 (481 nm)、 $5s5p\ ^3P_0 - 5s5d\ ^3D_1$ 遷移 (483 nm)、 $5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_3$ 遷移 (496 nm)、 $5s5p\ ^3P_0 - 5s6s\ ^3S_1$ 遷移 (679 nm) に対して HCL を用いた BAVLL の分光実験を行なった。特に Green MOT の冷却光として用いる $5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_3$ 遷移 (496 nm) において、離調をつけた周波数安定化が可能である本手法は、非常に有用である。

3.2 準安定 Sr 原子の BAVLL

原子のエネルギー準位は、一般的に第2章で扱った $J = 0 - J' = 1$ 遷移間のような単純な構造でない場合が多い。例えば、我々は本研究で、 $5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_3$ 遷移 (496 nm) による磁気光学トラップを目的としている。このような準位間では 461 nm と同様な磁場の鈍感性を有しないため、DAVLL と同様に磁場の最適化が必要になる。

全スピン S 、軌道角運動量 L 、全角運動量 $J = S + L$ の状態におけるランダウの g 因子 (g) は以下の式 (3.1) で求めることができる。

$$g = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (3.1)$$

本研究で関わる Sr 原子の各準位における g の計算結果を以下の表 3.1 にまとめる。下準

表 3.1 $^{2S+1}P_J, ^{2S+1}D_J$ 準位における g 因子

$^{2S+1}L_J$	3S_1	1P_1	3P_1	3P_2	3D_1	3D_2	3D_3
g	2	1	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{7}{6}$	$\frac{4}{3}$

位が J 、上準位が J' の 2 準位間の遷移を考える。それぞれの準位での g 因子を $g_J, g_{J'}$ とすると磁場 B 中では、下準位と上準位でそれぞれ $g_J m_J \mu_B B, g_{J'} m_{J'} \mu_B B$ のゼーマン分裂が引き起こされる。ここで、 $m_{J(J')}$ は、それぞれの準位における磁気副準位の磁気量子数である。ここで重要なことは、 π 遷移の周波数が各磁気副準位において以下の式 (3.2) のように変化することである。

$$\delta\nu_\pi = \frac{(g_{J'} m_{J'} - g_J m_J) \mu_B B}{h}. \quad (3.2)$$

この値が 0 でない限り、ゼーマンシフトした位置に現れる π 遷移を中心とする BAVLL 信号が複数現れることによって、ゼーマンシフトが強くなるにつれて信号強度が減少して

しまう。そのため、461 nm 遷移のように、強磁場下における信号の振幅、傾きの鈍感さというメリットが失われることになる。しかし、本研究では、電極内に磁場を均一に印加するための設計という観点から、HCL では DAVLL に対する BAVLL の優位性は保たれていると考えられる。

本研究では、リポンプ遷移として用いられている、481 nm、483 nm、496 nm、679 nm 遷移について、BAVLL 信号の磁場依存性の理論計算と、実際の分光実験を行なった。

3.3 準安定遷移からの BAVLL の磁場依存性の計算

以下で、準安定状態からの遷移における BAVLL について理論計算を行なった。特にレーザー周波数安定化で必要になる共鳴位置での傾きに関する理論計算を行なった。

3.3.1 $5s5p\ ^3P_0 - 5s5d\ ^3D_1, 5s6s\ ^3S_1(483\text{ nm}, 679\text{ nm})$ 遷移

これらの遷移は 461 nm 遷移と同様な構造 ($J = 0 - J' = 1$) をしているため、それぞれ上準位の g 因子によってのみ、傾向が異なる。表 3.1 より、 $5s5d\ ^3D_1$ における g 因子は $1/2$ であるため、 1P_1 に比べてゼーマン分裂は半分になり、傾きの最大値を迎えるために必要な磁場は 2 倍 ($\omega_Z/\omega_D \sim 3$) になることが予想される。この領域の磁場の強さには永久回路で到達することはできないが、最大値に近い信号が得られると予想される。一方で 679 nm 遷移では $5s6s\ ^3S_1$ 準位の g 因子が 2 であることから、印加磁場が弱いところで最大値を迎えることが予想され、永久磁石によって到達可能である。

3.3.2 $5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_3(496\text{ nm})$ 遷移

$5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_3(496\text{ nm})$ 遷移における BAVLL 信号の共鳴周波数の傾きについて理論計算の結果を図 3.2 に示す。最大値を $\omega_Z/\omega_D \sim 1$ で迎え、その後は著しく低下していく。これは 3 で述べた通り、 π 遷移のシフトによるものである。[22, 21] で示されている通り、ホローカソード内部に入り込む磁場は最大で $\mu_B B/\hbar\omega_D \sim 2$ であるから、磁場を調整することでこのピークに近い磁場で誤差信号を得ることができる。

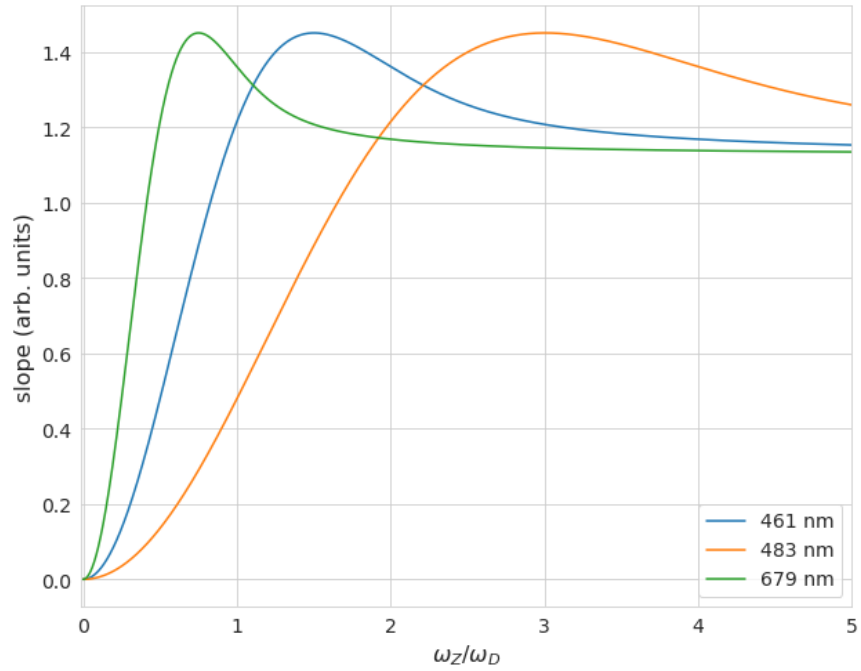


図 3.1 461, 483, 679 nm 遷移における BAVLL の共鳴位置での傾き。

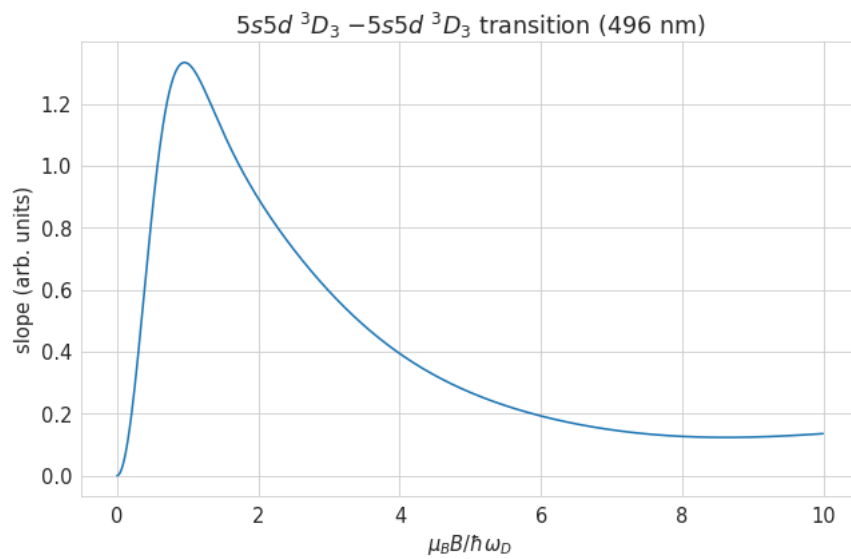


図 3.2 496 nm 遷移における共鳴周波数での BAVLL 信号の傾き。横軸は、 g 因子を 1 としたときのゼーマン分裂 ($\mu_B B/\hbar$) で規格化している。

3.3.3 $5s5p\ ^3P_2 - 5p^2\ ^3P_2$ 遷移 (481 nm) 遷移における BAVLL

$5s5p\ ^3P_2 - 5p^2\ ^3P_2$ 遷移 (481 nm) は、近年新たなリポンブ遷移として注目されている [13]。この遷移において、選択則より $m_J = 0 \rightarrow m_{J'} = 0$ 遷移が禁止されているため、一見すると 461 nm 遷移のような磁場に対する鈍感性が無いように思われる。しかし、上下の準位で等しい g 因子であるため、各磁気副準位のからの π 遷移のゼーマンシフトが 0 となる。このような場合、式 (3.2) の値は 0 になるため、461 nm 遷移のような磁場の鈍感性を有する。図 3.3 に信号の傾きの理論計算値の結果を示す。

これまでに用いられてきた典型的なリポンブ遷移は $5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_2$ 遷移 (497 nm) である。この遷移は、遷移強度が 481 nm 遷移と比べて弱い (付録 B)。また、 $m_J = 0 \rightarrow m_{J'} = 0$ の遷移が起こらないことから、481 nm 遷移のような構造でない場合は、十分な信号強度が得られないことが予想される。従って、BAVLL によるレーザー周波数安定化という観点では、481 nm 遷移は 497 nm 遷移に比べ、用いるメリットであることが考えられる。

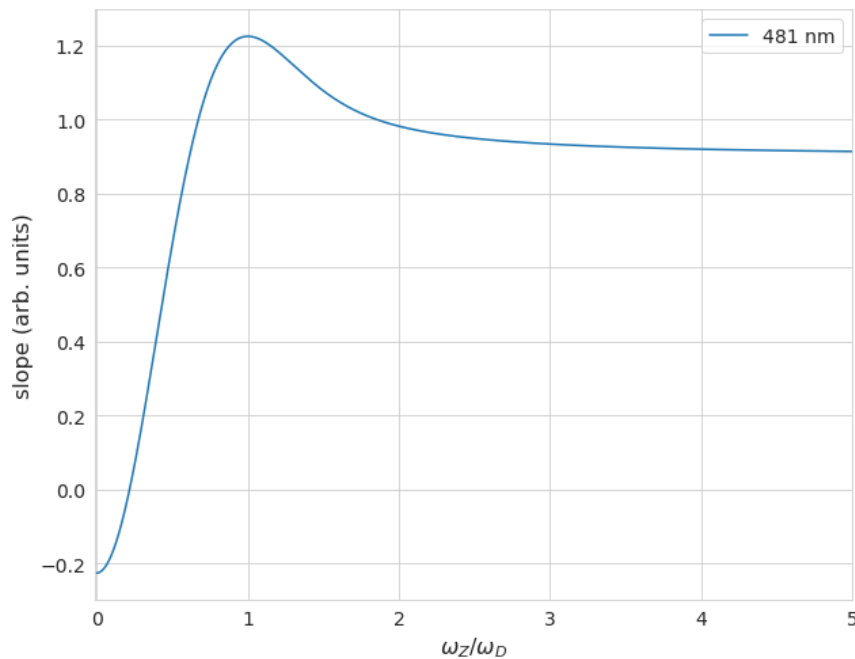


図 3.3 481 nm 遷移における共鳴周波数での BAVLL 信号の傾き。横軸は、 g 因子を 1 としたときのゼーマン分裂 ($\mu_B B/\hbar$) で規格化している。

3.4 分光実験

セットアップは 461 nm 分光で用いたものと同様である。用いた HCL は、Ne 0.5 Torr、Xe 0.5 Torr の混合バッファガス HCL である。以下にそれぞれの遷移に対して行なった分光結果を示す。特に 483 nm と 481 nm の分光はこれまでに行われた事がないため、これまでに分光されてきた他の遷移との比較も行なった。

3.4.1 483, 679 nm 遷移の BAVLL

HCL 駆動電流 10 mA のときの 679 nm の線形吸収の信号を図 3.4 に示す。679 nm の吸収は 1 % 程度であった。このような小さな信号であっても、プローブ光パワー 400 μ W、200 mT の印加磁場で BAVLL を行なったところ、図 3.5 に示すような結果となった。非常に良い S/N 比であったが、吸収が弱いため、迷光に対して敏感であった。次に HCL の電流 10 mA で 483 nm の分光を行なった結果を図 3.6 に示す。5 % 程度の吸収があることが分かった。遷移強度比が $33/8.9 \sim 3.7$ であることから、遷移強度に比例して深い吸収が見えている事がわかる。この遷移に対して BAVLL を行なった結果を図 3.7 に示す。印加磁場は 0.3 T である。

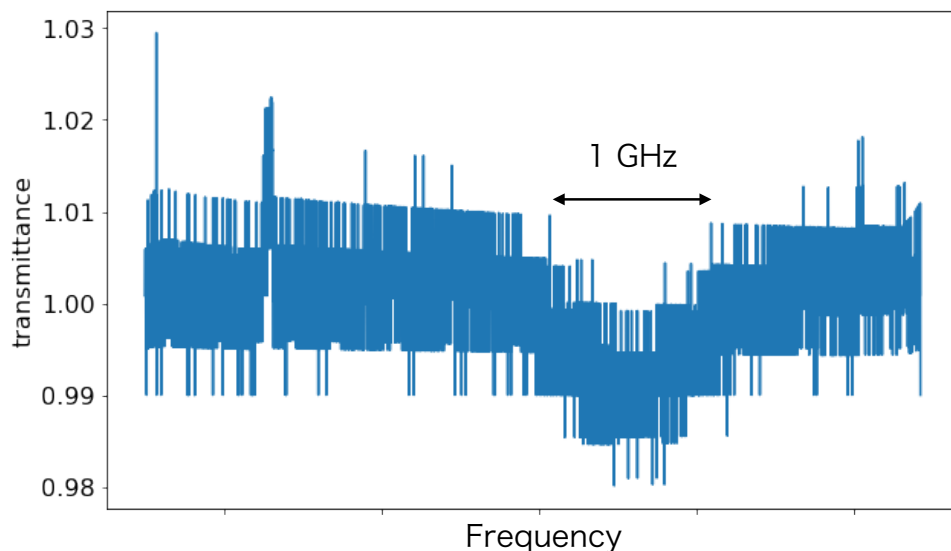


図 3.4 679 nm 遷移の線形吸収信号。

3.4.2 496 nm 遷移の BAVLL

傾きの磁場依存性の計算結果より、 $\omega_Z/\omega_D \sim 1$ でピークを迎える事がわかる。496 nm 遷移でのドップラー広がりが 461 nm 遷移でのドップラー広がりと同程度と考えられるの

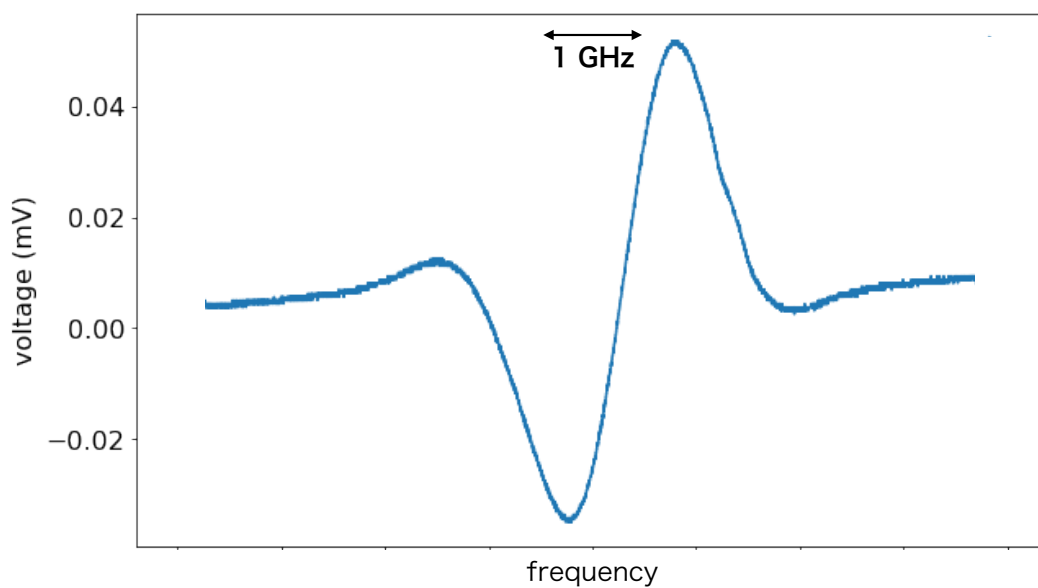


図 3.5 679 nm 遷移の BAVLL 信号。

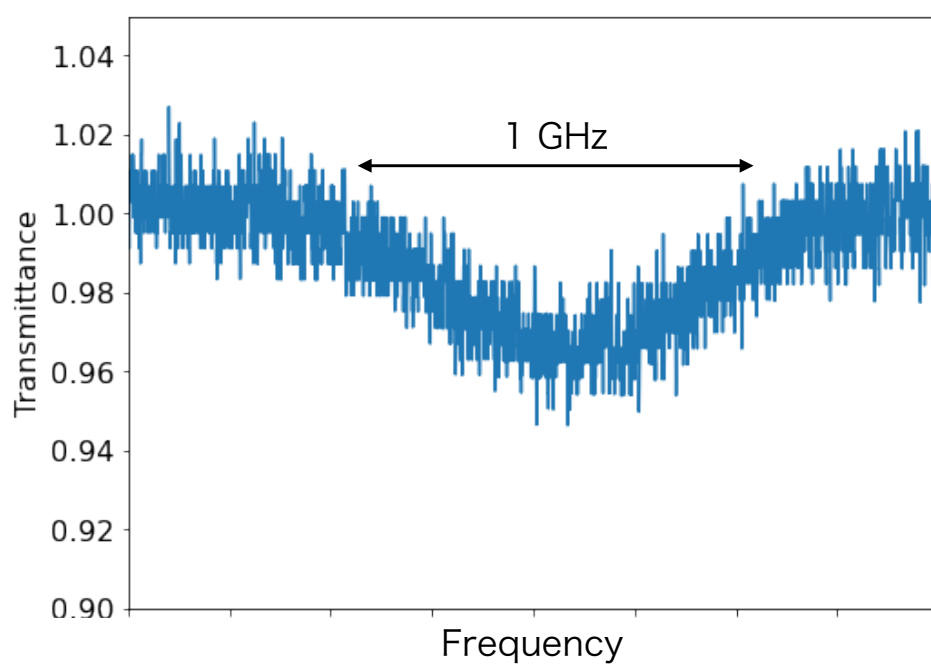


図 3.6 483 nm 遷移の線形吸収信号。

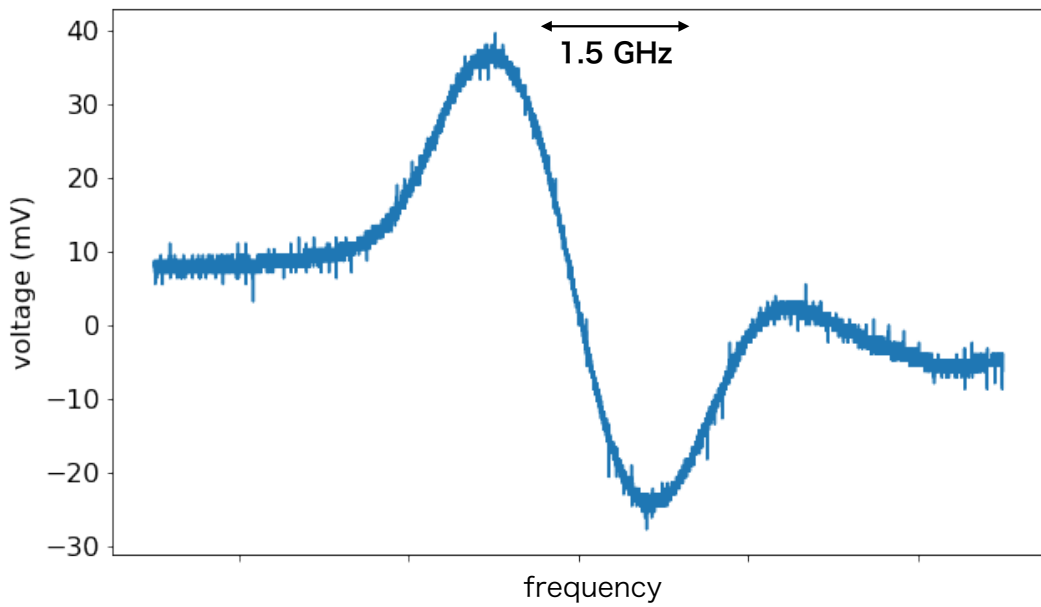


図 3.7 483 nm 遷移の BAVLL 信号。

で、 $\omega_Z \sim 250$ mT 程度の磁場を加えれば良いことが図 2.3 より分かる。0.25 T を印加した状態で行なった 496 nm 遷移における BAVLL 分光の結果を図 3.8 に示す。なお、この時のプローブ光は $100 \mu\text{W}$ であった。非常に良い S/N 比で信号をえることができた。

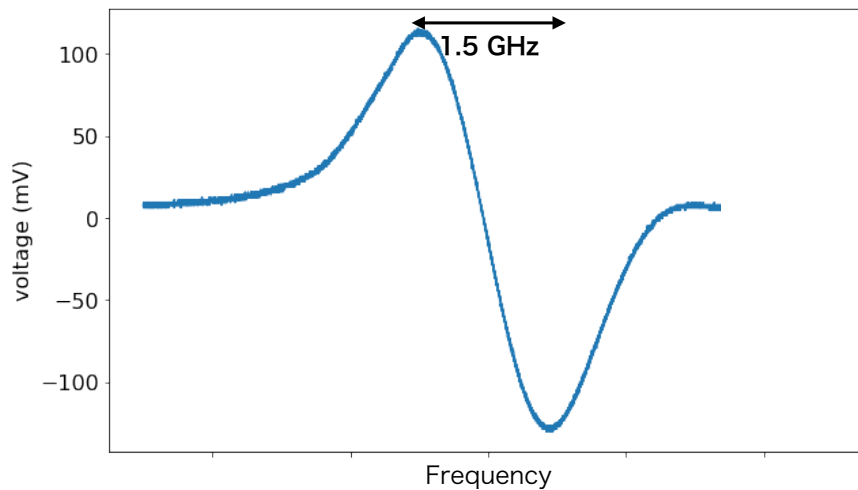


図 3.8 496 nm 遷移の BAVLL 信号。磁場を 25 mT 印加している。

3.4.3 481 nm 遷移の BAVLL

これまでに典型的に用いられてきたリポンブ遷移である 497 nm 遷移との比較を行う。それぞれの遷移の遷移レートは、497 nm で $1.28 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ であるのに対し、481 nm 遷移では $9 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ である (付録 B)。これらの値は、気体原子の光吸収量に比例するため、吸収分光によって得られる信号強度が 8 倍程度異なる。HCL の電流を 10 mA としたときの 481 nm の線形吸収の信号を図 3.9 に示す。14% の吸収量があることがわかる。HCL によって得られる典型的な 497 nm 遷移の吸収量は、せいぜい 2~3% 程度であるため [33]、遷移レートの比率と同程度の大きな信号が得られていることがわかる。この点で、周波数安定化に用いる遷移として、497 nm 遷移より優位であることがわかる。

この遷移に対して BAVLL を行なった結果を図 3.10 に示す。プローブ光パワー 600 μW 、印加磁場は 0.3 T である。図 3.3 より、傾きが定常的な領域まで磁場が加わっていると考えられる。ここで、磁石の位置を調整する事で、磁場を弱くし、最適な位置を実験的に探り、分光を行なった結果を図 3.11 に示す。良い S/N 比で信号が得られる事がわかる。

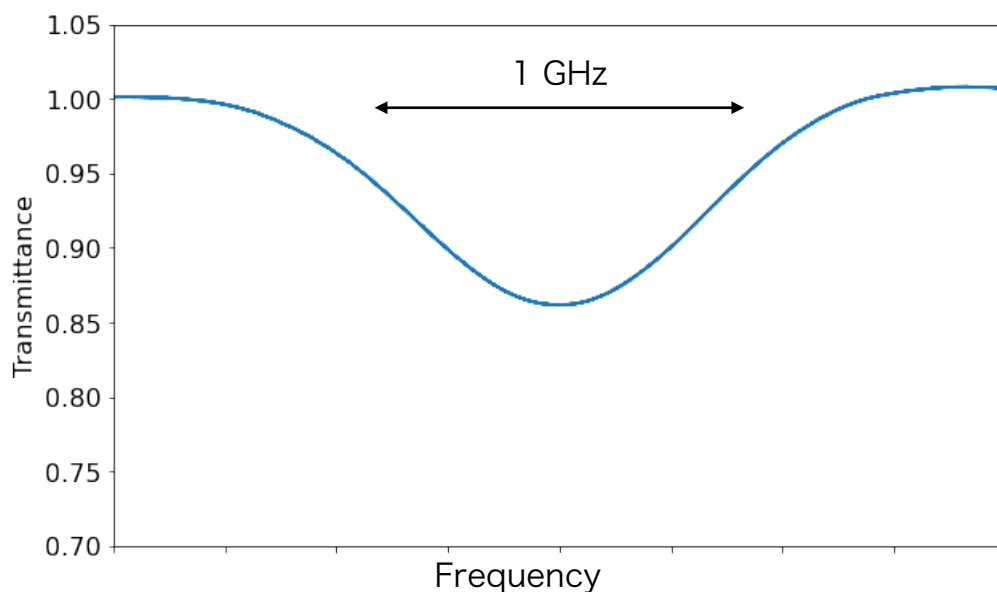


図 3.9 481 nm 遷移の線形吸収信号。

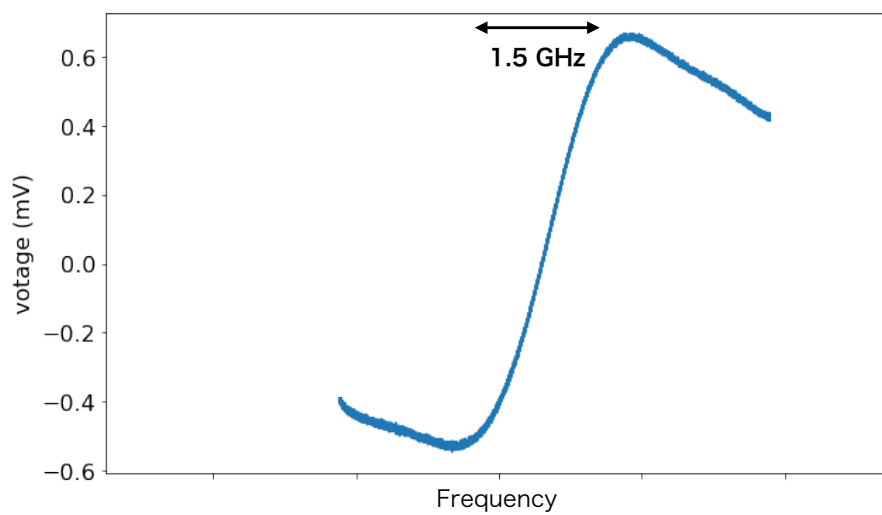


図 3.10 0.3 T の磁場を印加した時の 481 nm 遷移の BAVLL 信号。

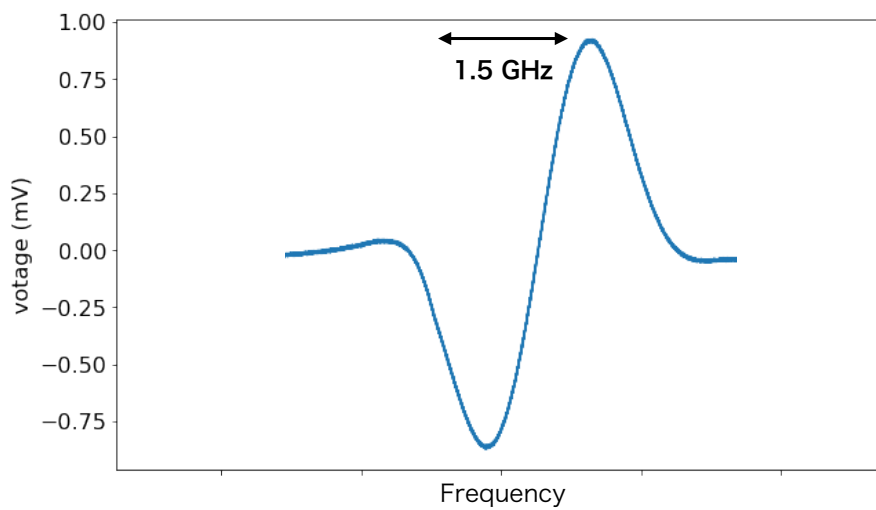


図 3.11 481 nm 遷移の BAVLL 信号。磁石位置の調整によって磁場を調整した。

第 4 章

真空装置の開発

本研究で開発された真空装置について本章で述べる。まず、4.1 節にて一般的に用いられる Sr 原子のレーザー冷却装置に関する概説を述べ、本研究での装置開発の要点をまとめる。その後、4.2 節にて真空装置の構成要素について述べ、4.3 節でベーキングによって到達できた真空度について述べる。4.4 節にて、オープン駆動時の真空装置内圧力の変化について述べ、4.5 節にて、Sr 金属膜が付着したビューポートを加熱した前後での真空度の変化について述べる。

4.1 Sr のレーザー冷却における真空装置

レーザー冷却されトラップされた原子は、真空装置内の背景ガスと衝突することで弾き出されるため、背景ガスとの衝突がトラップの寿命を決定している。1 秒程度原子集団をトラップするためには 10^{-10} Torr 程度の超高真空環境が最低限必要とされる [34]。

Sr のレーザー冷却に関する初期の報告において、Sr の MOT は真空ポンプに取り付けられた蒸気セル内で行われていた [7, 8, 9]。実際に Vogel や Dinneen らによって用いられた真空装置を図 4.1(a) に示す。真空装置内で Sr の金属塊 (Sr reservoir) を蒸気セルごと加熱し、MOT へと原子を供給しているため、真空度の悪化を招き、磁気光学トラップ (MOT) の寿命が短くなる。このような問題を回避するために、一般的に用いられているのが、ゼーマン減速器 [23, 24, 25]、もしくは 2D-MOT[12] による原子供給である。これらの方式では、原子供給部とトラップ領域の間のコンダクタンスが低くなるように隔て、それぞれ独立に真空引きをする差動排気によって、原子供給源からトラップ領域に侵入する背景ガスを最小限に抑えながら高い流量の Sr 原子をトラップ領域に供給する。現在の光格子時計においても、この方式が採用されている (図 4.1(b))。しかし、原子供給源とトラップ領域の間隔を確保する必要があり、ゼーマン減速器のためのコイルや新たな光源といった追加の装置を要するため、装置サイズのコンパクト化と真空度との間にトレードオ

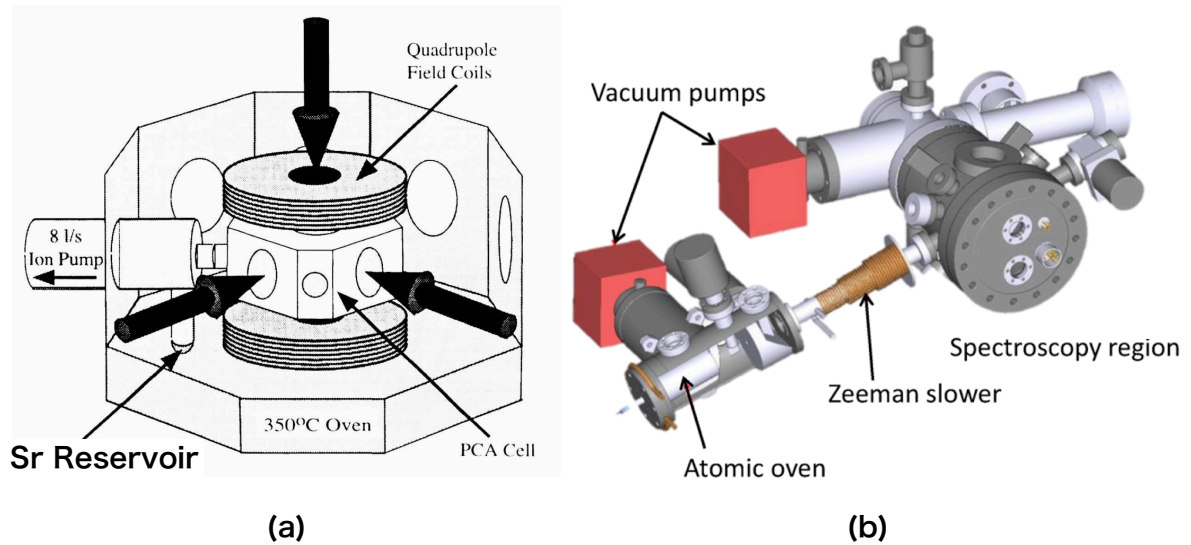


図 4.1 これまでの Sr レーザー冷却に用いられてきた真空装置の例。(a)Vogel、Dinneen らによる蒸気セル MOT[7, 8]、(b) 現在の光格子に用いられている真空装置 [2, 25]。

フの関係があるといえる。

レーザー冷却装置全体をコンパクトにするため、長さの短いゼーマン減速器や 2D-MOT の開発などが行われているが [24, 12]、近年新たな手法として、酸化ストロンチウム (SrO) への光照射による気体原子生成 [35]、ディスペンサーによる原子供給 [36] などが報告されている。しかし、これまでに Sr 原子を差動排気せずオープンから直接 MOT へローディングした報告例は無い。

差動排気せずにオープンからの直接ローディングが行なわれた原子種は Li[37](オープン 380 °C、 2×10^{-9} Torr) と Ca[38](オープン 600 °C、 2×10^{-7} Torr) のみである。いずれも真空装置内の圧力が高く、この真空度では MOT の寿命 1 秒以下になる。これまでに Sr において、オープンから直接の MOT へのローディングの報告が無かったのは、このような真空度の悪化が予想されていたからだと考えられる。

一般的に、Sr のようなアルカリ土類金属は反応性が高く、その金属膜はゲッター作用を有するため、真空装置内壁に金属膜を形成することで、真空度の向上が期待できる。我々はこの Sr のゲッター効果による真空環境の維持を期待し、差動排気を排した真空装置を開発した。

4.2 真空装置の構成

本研究で開発した真空装置の構成を図 4.2 に示す。オープンによって生成された原子

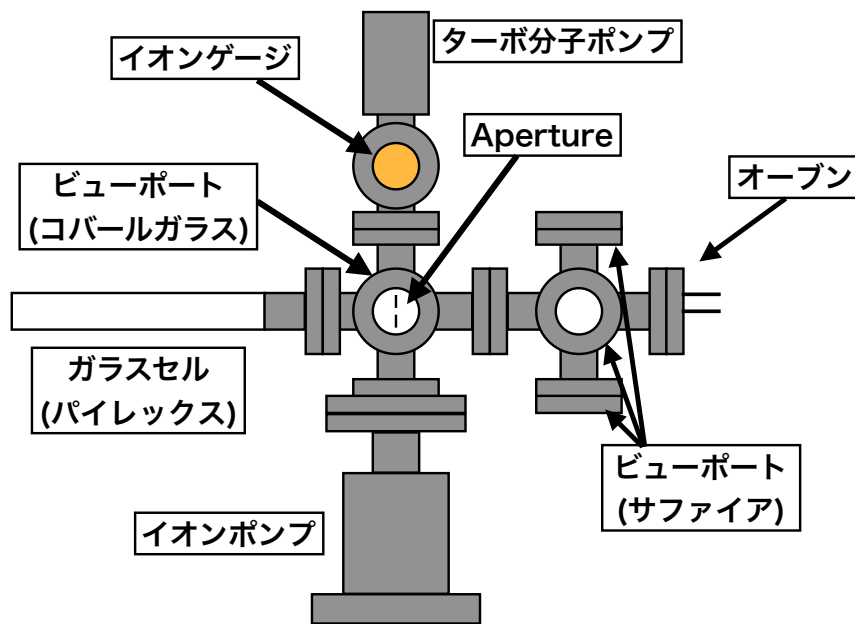


図 4.2 真空装置の構成

ビームをガラスセル部に照射することで、MOT への原子供給を行う。なお、ガラスセル先端部以外に Sr 原子膜が形成されないように、開口 (aperture) を挿入することで原子ビームをコリメーションした。ターボ分子ポンプはベークの過程で使用し、実験中はイオンポンプのみで排気を行う。また開口周辺にはコバルトガラスのビューポートを使用し、オープン周辺部はサファイアビューポートを使用した。

4.2.1 原子オープン

本研究では原子供給源として、図 4.3 に示すオープンを用いた。オープンのデザインは文献 [39] で使用されたものを参考にしている。オープン内部には Sr を詰められる 5 cm^3 の容積がある。図 4.4(a) に示すように、タングステンワイヤーによって加熱が行われる。また、オープン出口には図 4.4(b) に示すように、内径 0.3 mm、外径 0.4 mm、長さ 10 mm の細管 (キャピラリー) が 130 本挿入されている。オープンの温度は、図 4.3 に示されている測温部にて測定されている。なお、キャピラリーへの原子の堆積を防ぐ為、キャピラリー付近は測温部付近に比べて密にタングステンワイヤーが巻かれており、測温部に比べて $80 \text{ }^\circ\text{C}$ ほど高い温度になるように設計されている。以下では、オープンの温度と表記する場合、この測温部の温度のことを示す。また、タングステンワイヤーからの放射熱による熱の損失を防ぐ為、オープン全体はステンレス製のリフレクターによって覆われている。37 W で加熱した際、測温部におけるオープンの温度は、リフレクターがない場合

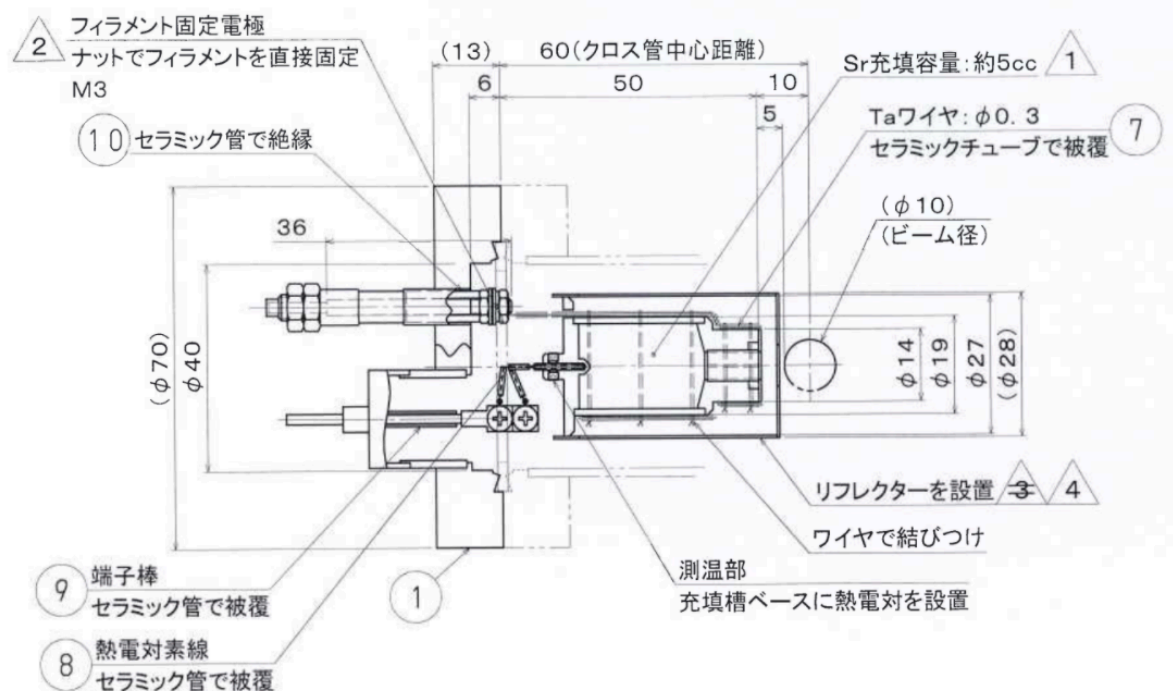


図 4.3 原子オーブンの構成。測温部にて温度が測定されている。

は 441 °C、リフレクターがある場合で 612 °C であった。

キャピラリーによって、原子ビームの拡がり角の抑制や、長寿命化が期待される。しかし、以下に示すように、実際には原子ビームの拡がり角は広く、リフレクター出口から原子ビームとほぼ垂直な方向に射出される原子も存在する。461 nm ECDL を用いて、原子オーブン出口付近で原子ビームの進行方向と垂直に 461 nm 光を入射し、透過スペクトルを測定することで、温度と透過率の関係を測定した結果を図 4.6 に示す。透過率のスペクトルは、自然幅 (32 MHz) に比べて広い幅を持つことが分かった。この広がりから、射出された原子はビームと垂直方向の速度成分を多く含んでいることがわかる。オーブンを 500 °C で 4 時間ほど加熱したとき、図 4.7(a) に示すようにオーブン付近のビューポートには多くの Sr 原子が堆積し、金属光沢を示すようになった。堆積した領域を真横から見てみると、図 4.7(b) に示すように、オーブンのリフレクタから原子ビーム進行方向にほぼ垂直な方向に進行する原子が多く存在することが分かる。これは、ハニカムパイプもしくはリフレクタの内壁で幾度か衝突を繰り返し出てきた原子によるものであると考えられる。

この原子オーブンから出てくる原子の流量を計算してみる。オーブンから放出される原子の単位立体角の流量 J は以下の関係式で求められる。

$$J = \frac{(\pi a^2) \bar{v} n}{4\pi} N_{\text{cap}} \quad (4.1)$$

ここで、 a はキャピラリー半径、 $\bar{v} (= \sqrt{8k_B T / \pi m})$ は平均速度、 n は原子数密度、 N_{cap}

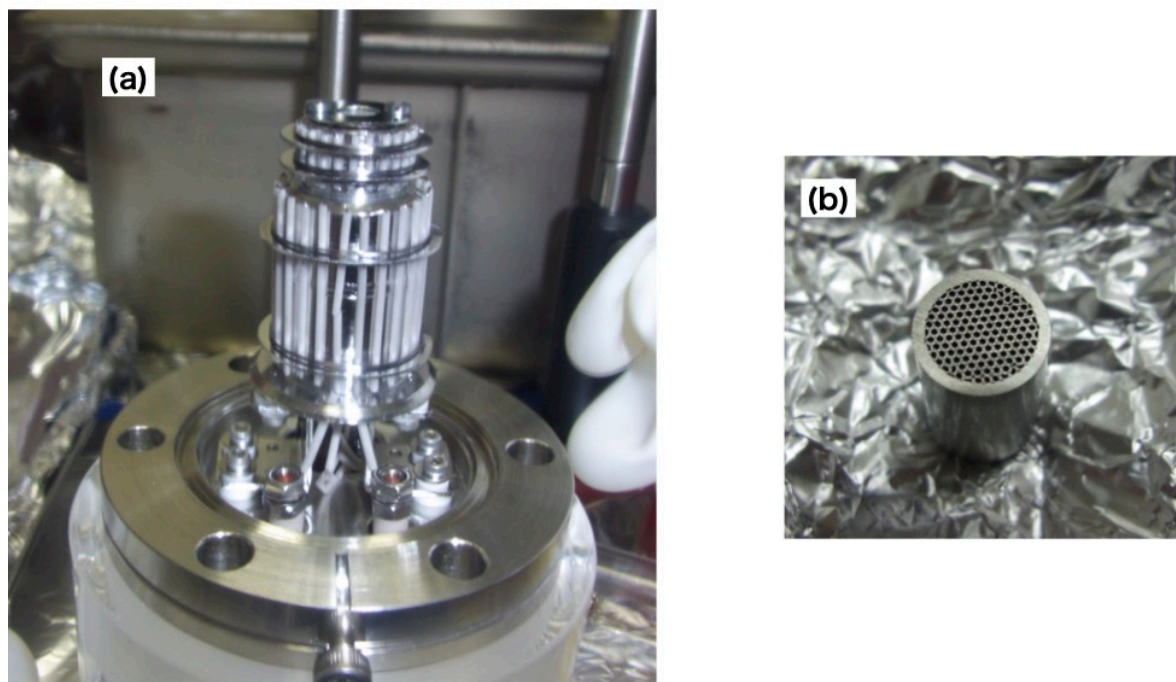


図 4.4 (a) 原子オーブンの外観。白いセラミックチューブで絶縁されたタングステンワイヤーによって加熱する。(b) キャピラリーチューブ。

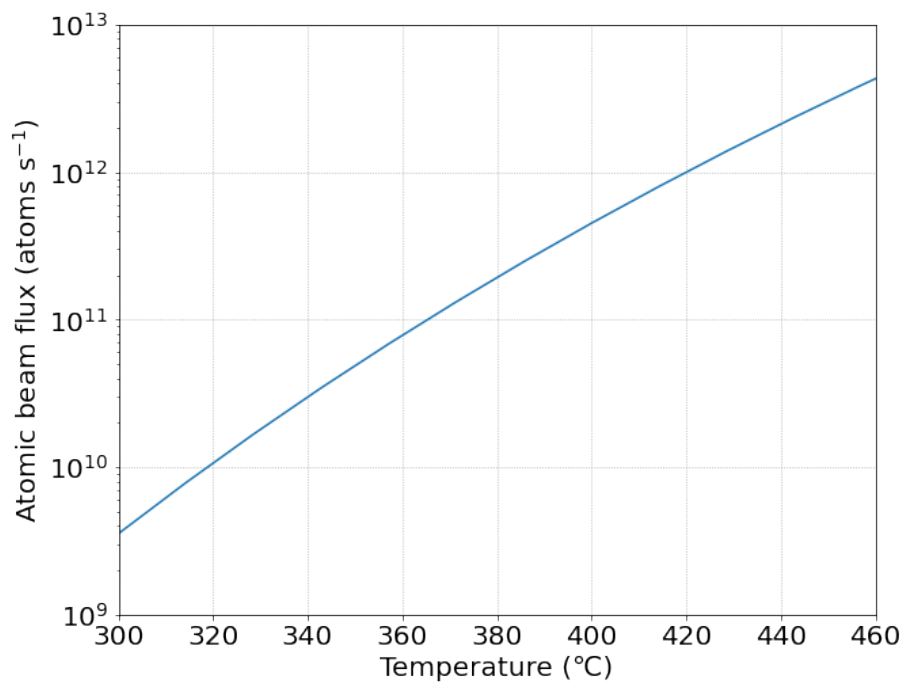


図 4.5 原子流量のオーブン温度依存性の計算結果。

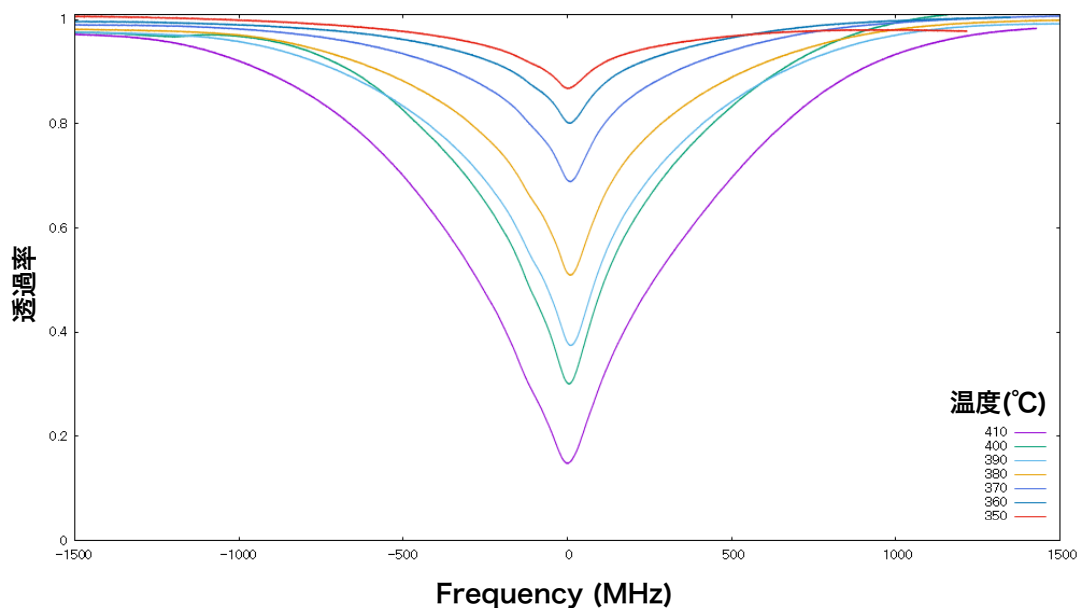


図 4.6 透過スペクトルの温度依存性

はキャピラリーの本数である。原子密度は、圧力 P 、温度 T 、ボルツマン定数 k_B を用いて理想気体の状態方程式 $n = P/k_B T$ から求められる。Sr 原子の飽和蒸気圧は以下の式で求められる [40]。

$$\log P = 14.232 - \frac{8572}{T} - 1.1926 \log T \quad (4.2)$$

この時の P の単位はパスカル (Pa) である。

原子ビームのうち、トラップ領域に到達するのは、開口の穴を通る立体角成分のみである。オープン出口から開口までの距離が 135 mm、穴の半径が 2.5 mm であることから、立体角は 2×10^{-3} sr である。式 (4.1) を用いると、トラップ領域に到達する原子の流量は図 4.5 のようになる。一般的に、原子のローディングレートは 10^7 s^{-1} 程度であるから、0.1 % 程度がトラップできれば十分である。

4.2.2 開口の作製

原子オープンから放出される原子ビームは大きな拡がり角を持つため、ガラスセル側面への Sr の吸着によって金属膜が形成され、光の透過率が低下する。これを避ける為、原子ビームとガラスセルの間に、図 4.9 に示す様な開口を作製し、挿入した。このデザインは、不必要にコンダクタンスを低下させず、原子ビームがガラスセル先端の大きさ程度になるように設計されている (図 4.8)。

原子ビームを照射し続けたガラスセル先端には、図 4.10 に示す通り、Sr 金属膜が形成されることが分かった。この開口を挿入することで、ガラスセル側面への照射を回避し、

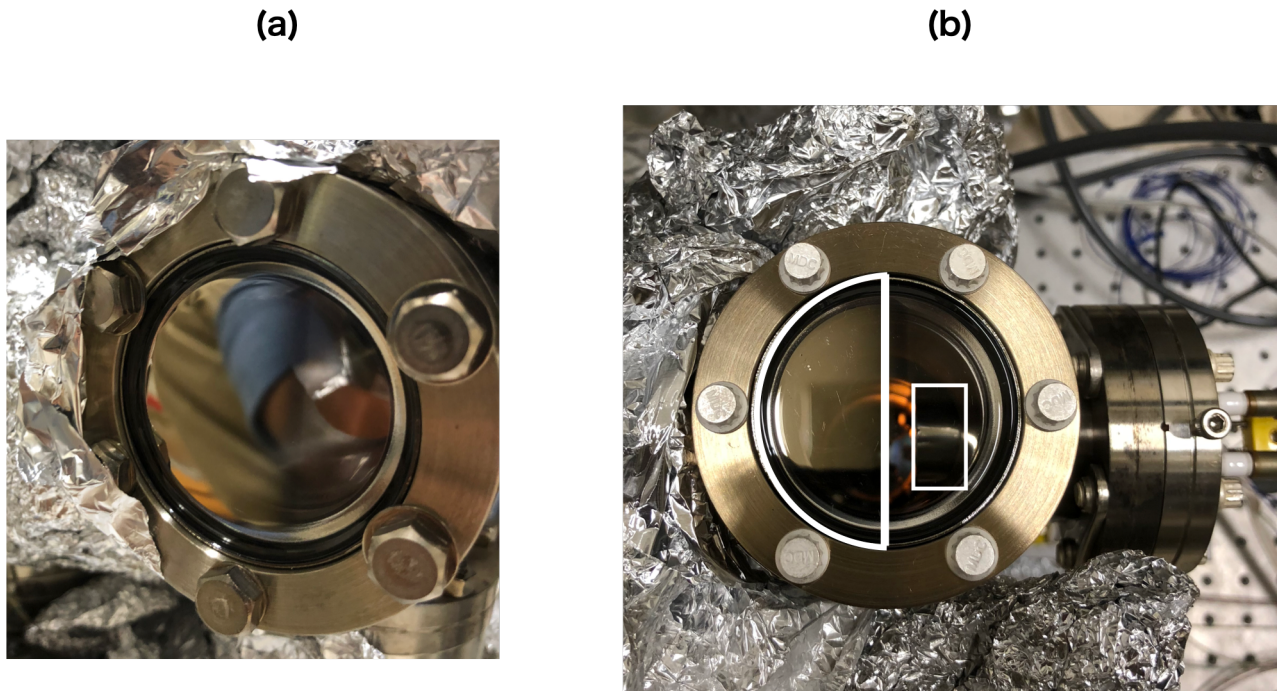


図 4.7 窓に付着した Sr 原子。(a) 堆積の結果、反射している様子。(b) 真横から見た図。半円は (a) で示した Sr の堆積領域を表し、四角い線は原子オーブンのリフレクタを表している。

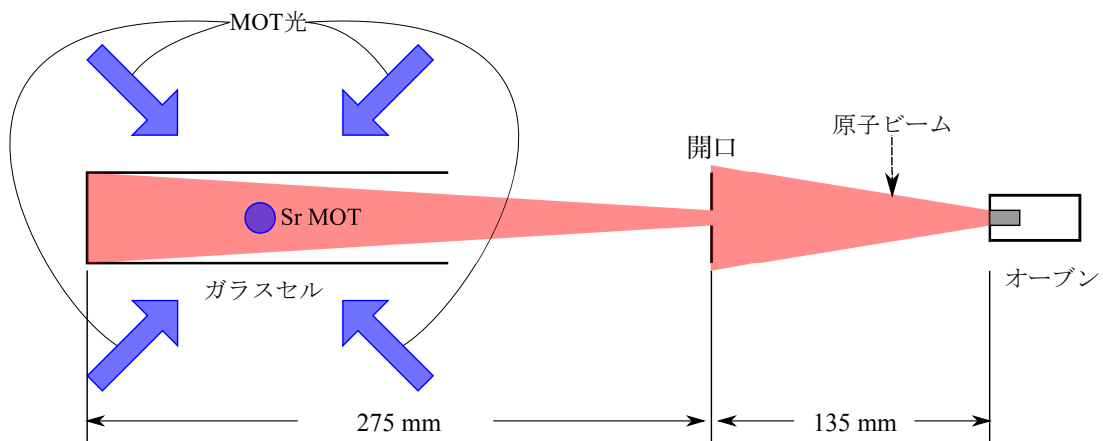


図 4.8 アパーチャー挿入によるコリメーションの図。

先端のみに原子が照射されていることが分かった。

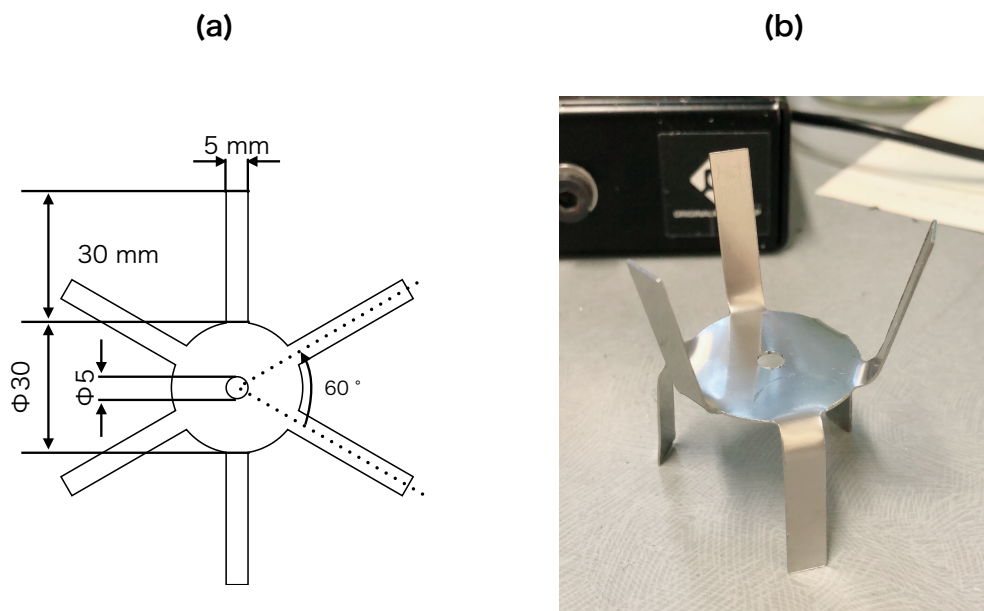


図 4.9 (a) 開口のデザイン。(b) 挿入時の形。

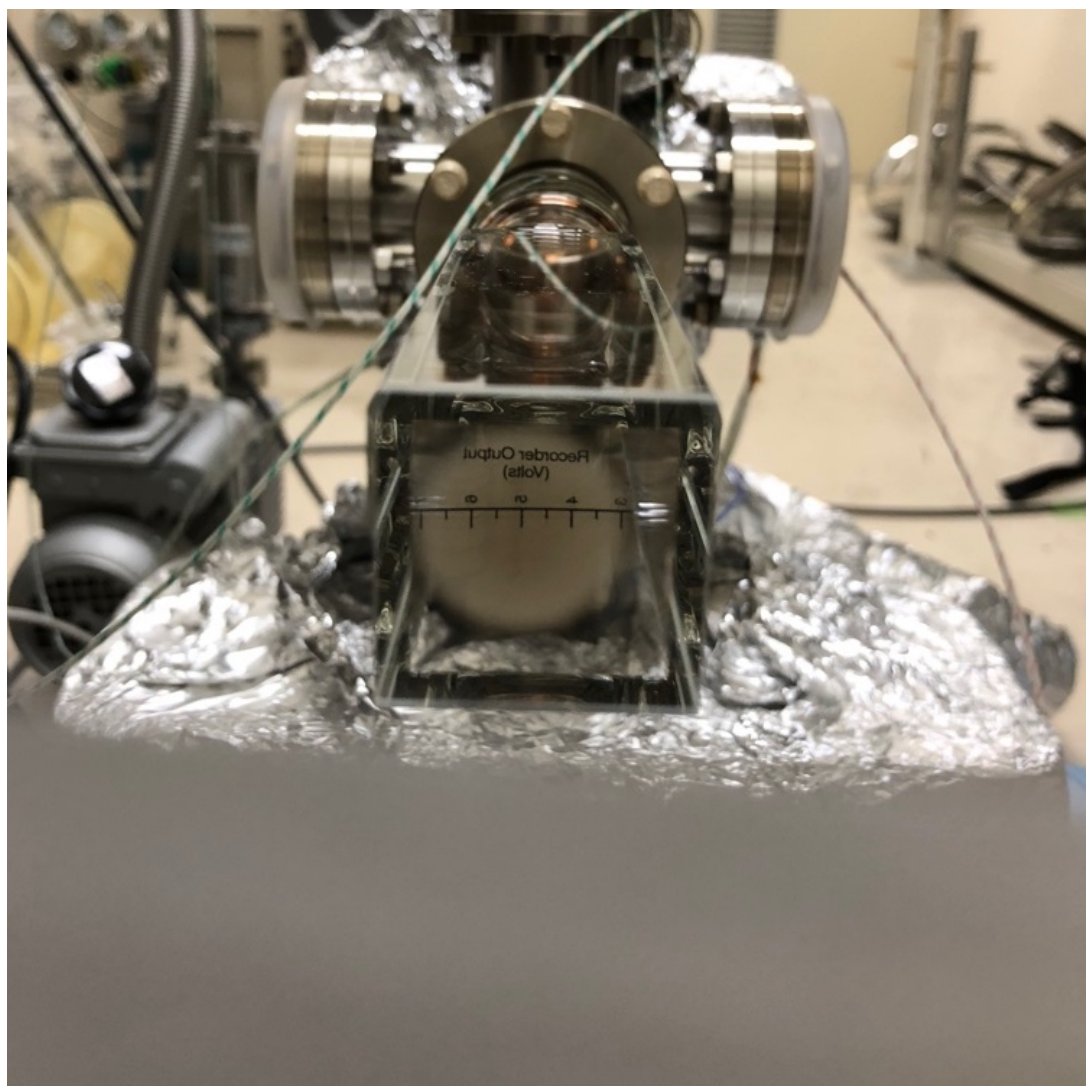


図 4.10 ガラスセル先端に付着した Sr 原子。

4.3 ベーキング

一般に、レーザー冷却実験のためには、 10^{-9} Torr 以下の真空度が求められる。しかし、単に真空ポンプで排気するだけでは、到達する圧力はせいぜい 10^{-7} Torr 程度である。これは、装置内壁に吸着・脱離をしている分子を排気しきれないことに起因している。 10^{-7} Torr 以下に排気するために一般的に行われるのがベーキングである。ベーキングでは、装置を加熱することで、内壁への吸着時間を短くし、より脱離する様になった気体を排気する作業と言える [41]。

ベーキングを行うにあたって、加熱温度は真空装置の部品ごとに定められている加熱上限温度を目安に行なった。今回組み立てた真空装置の部品それぞれの上限温度を表 4.1 に示す。

ベーキングにおいて、温度の均一性は重要である。どこかに局所的に冷えた箇所があると、その部分に気体分子が吸着してしまい排気する事ができないため、ベークの効率が下がる。これを回避するために、全体を均一に加熱できるようにする工夫が必要である。我々は、加熱部位全体を一旦アルミホイルで包み、その上からヒーターを巻きつけ、さらに上からアルミで包む事で加熱部位を取り囲む空間ごと加熱し、装置全体の温度の均一性を保つようにした。ベーキングにあたって、データロガーで温度を観測しながら、リボンヒーターへの電圧をスライダックで制御し、ヒーターの加熱温度が一定になるようにした。

装置全体を $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ に加熱し、数日間のベーキングを行なった際の圧力の変遷を図 4.11 に示す。その際、オーブンの温度を $490\text{ }^{\circ}\text{C}$ まで上昇させることで、Sr 金属塊の酸化膜を除去した。また、詳細は後述するが、最終的に、真空装置内の圧力は 5×10^{-11} Torr 程度まで低下した。

表 4.1 真空装置の各部位ごとの加熱上限温度一覧。

部位	上限温度 ($^{\circ}\text{C}$)
ビューポート (サファイア)	450
ビューポート (コバルトガラス)	400
イオンポンプ	350
ターボ分子ポンプ	120
イオンゲージ	450
ガラスセル	450

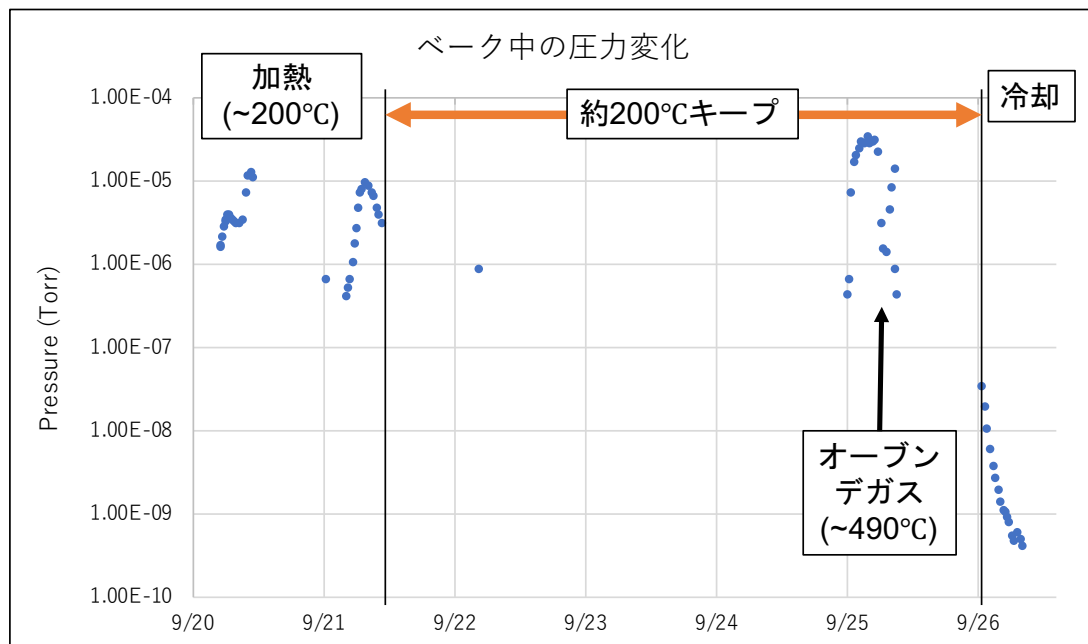


図 4.11 ベーキング中の真空装置内部圧力。

4.4 オープン駆動による圧力変化

オープンの駆動温度は $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ 以上であり、オープンから放出される Sr 以外のガスの量も増加する。ベーキング後にオープンを $347\text{ }^{\circ}\text{C}$ に加熱した際、真空装置内の圧力は、 4.5×10^{-9} Torr まで上昇した。しかし、この状態で 4 日間オープンを駆動させると、背景圧力は 3.4×10^{-10} Torr に低下し、その背景圧力を維持するようになった。オープンの駆動によって真空装置内部に Sr の金属膜が形成され、そのゲッター作用によって圧力が低下したと考えられる。

4.5 ビューポート付着原子の除去による真空度の変化

オープンから出た原子ビームは、キャピラリーチューブの存在にもかかわらず、大きな広がり角を持っている。我々の装置では、オープン周辺にはビューポートが配置されているが、オープンの出口から原子ビーム進行方向とは垂直方向に原子が絶えず射出されるため、Sr 原子が堆積し、金属膜が形成される。通常のコバルガラスビューポートでは、 $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ の加熱によってほとんどの Sr 原子を飛ばすことが可能だが、加熱によって化学反応が進むことで、ビューポートの不透明化が起きてしまう。この不透明化の結果、ビューポートの 461 nm の光の透過率は 70% 程度であった。

ゼーマン減速器では、原子ビームと対向するレーザーを入射するためのポートにはサ

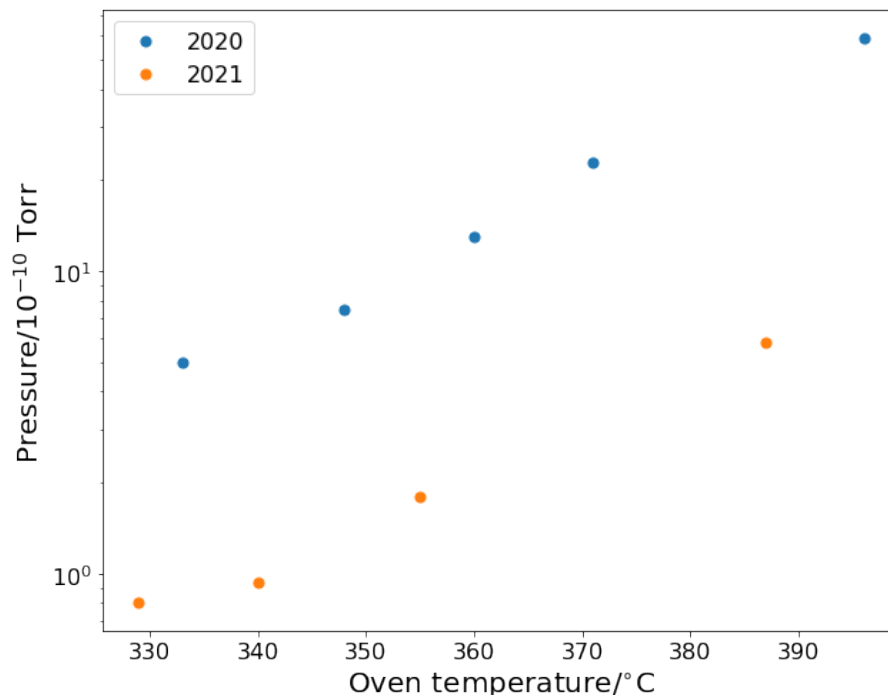


図 4.12 オープン温度による真空装置内圧力変化。青がビューポート原子脱離前、橙が脱離後のデータである。

ファイアビューポートが用いられることが一般的である。我々もそれに倣い、オープン周辺部のビューポートの素材としてサファイアを使用した。サファイアでも当然のことながら Sr 原子が堆積するため、加熱によって除去することが可能である。我々は、バンドヒーターを用いてビューポートを 330 °C で 3 日間ほど加熱し、付着 Sr 原子を除去した。そして、その前後で真空度に変化が現れることがわかった。

オープンの温度を変化させたときの真空度の変化を図 4.12 に示す。2020 年に取られたデータは、ビューポートの付着原子を除去する前の測定データで、2021 年のデータは除去後のデータを示している。Sr 原子除去後は同じオープン温度でも 1 桁ほど良い真空度を保つことがわかる。これはビューポートから脱離した原子が真空装置内で充満し、オープンが照射できないような内壁で、ゲッター膜を形成した結果によるものだと考えられる。原子ビームを照射しながらも 10^{-11} Torr の超高真空を維持できることが分かった。

第 5 章

461 nm 磁気光学トラップ (blue MOT) の特性

本章では、本研究で開発された真空装置において実現される、461 nm 遷移による MOT (blue MOT) の特性について述べる。まず、5.1 節にて blue MOT の特性 (温度、原子数、寿命) の理論的背景について述べる。次に 5.2 節にて各特性の測定原理について述べる。5.3 節で実験系について述べたのち、5.4 節にて本実験で観測された blue MOT について述べる。そして、5.5 節にて 461 nm 遷移共鳴光を用いた blue MOT 寿命の測定結果について述べる。5.6 節では、本研究によって開発された装置を、実験室外の一般教室に搬入した例を紹介する。

5.1 Blue MOT の特性

磁気光学トラップ (MOT) は、レーザーと磁場を用いた原子のトラップ法のひとつである。まず、レーザー周波数を共鳴周波数よりも自然幅程度低くすることで、原子を速度選択的に冷却するドップラー冷却が働く。そして、空間的に非一様な磁場勾配を加えることで、空間選択的に原子にレーザーの輻射圧を加える事ができるため、ある安定点で原子集団がトラップされる。Sr 原子は $5s^2 \ ^1S_0 - 5s5p \ ^1P_1$ (461 nm) 遷移によって MOT が行われる。この MOT を blue MOT と呼ぶ。この MOT は、冷却 Sr の生成のために最も基本的な MOT となる。

Sr の安定同位体は、核スピンを持たないボーズ同位体 ^{88}Sr (82.6%), ^{86}Sr (9.9%), ^{84}Sr (0.56%) と、核スピン 9/2 を持つフェルミ同位体 ^{87}Sr (7.0%) が存在している。こうした豊富な同位体によって、レーザー冷却された Sr 原子は、序論で述べた精密測定分野のみならず、Bose-Einstein 凝縮 (BEC) [42] や Fermi 縮退 [43] の研究にも用いられている。BEC を実現する際、MOT するだけでなく、蒸発冷却等を経る必要があるが、これ

らにかかる所要時間は 10 秒程度である。その過程で原子は失われてしまうため、blue MOT には 10^8 個程度の原子をトラップする必要がある。 ^{88}Sr 以外の少数の存在比の同位体をトラップする場合、ゼーマン減速器や 2D-MOT によるトラップ原子数の増大は重要である。

一方で、現在、光格子にトラップする際に用いられる冷却原子数は 10^6 個程度である [1, 2]。つまり、上記の BEC や Fermi 縮退の実験で求められるほどの原子数は必要ではない。むしろ、長時間トラップ可能な冷却原子集団である事が重要である。トラップ可能な時間を決定しているのは主に真空装置内を漂う背景ガスとの衝突である。現在の光格子時計では、1.6 s で 1 回の測定が行われるが、その程度原子を保持することができる真空度が望まれる。

前章で述べた通り、Sr の主な原子供給の方法はオープンによる金属塊の加熱である。このような加熱によって、オープンからは Sr 以外のガスの放出量が増えるため、背景ガスとの衝突を防ぐためにも、差動排気とともにゼーマン減速器や 2D-MOT が通常用いられている。本研究で開発された真空装置のように、差動排気をせずにオープンから直接 MOT に Sr 原子を供給した報告例がない。そこで、本研究で開発された真空装置内で実現される MOT の温度、原子数、寿命の 3 つの特性について測定を行なった。以下にそれぞれの特性の理論的背景について簡単に述べる。

5.1.1 MOT 温度

MOT は原子の運動量をレーザーの輻射圧によって減少させることで実現される。MOT による、原理的な到達温度はドップラー限界 (T_D) と呼ばれ以下の式 (5.1) で表される (付録 C)。

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}. \quad (5.1)$$

ここで、 \hbar はプランク定数を 2π で割ったもの、 Γ は共鳴遷移の遷移レート、 k_B はボルツマン定数である。461 nm 遷移では、 $\Gamma = 2\pi \times 32 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ であるので、 $T_D = 770 \text{ } \mu\text{K}$ と計算される。これまで報告されている実験では、ドップラー限界に到達されておらず、測定される温度は 2 mK (T_D の数倍) 程度である。

5.1.2 MOT 原子数・密度

MOT 原子数と密度は、レーザー冷却による原子供給レートと、いくつかの要因でトラップから原子失われるレートの釣り合いによって決まる。MOT の原子数密度 n のローディング方程式は、その時間微分を \dot{n} とすると、式 (5.2) のように表される。

$$\dot{n} = L_n - \Gamma n - \beta n^2 \quad (5.2)$$

ここで L_n は原子の密度のローディングレート、 Γ は背景ガスとの衝突によるロスレート、 β は二体衝突によるロスレートの係数である。一般的に、冷却遷移は閉じていない場合があるため、原子が基底状態以外の状態へ遷移することによる、冷却サイクルから逸脱によって寿命が決まる。その場合は、 Γ はこの逸脱によるロスレートを込めたロスレートを示すことになる。一般的には、そのようなレートは非常に早く、リポンプが完全にされていない時の MOT の寿命は Γ にのみで制限される。そして、原子数の増大のためには、寿命が長い MOT であることが求められる。

二体衝突の影響が大きい領域では、MOT される原子の体積は一定で、原子数は密度に比例するようになる。 β は離調とトラップ光強度に依存するが、Sr の 461 nm 遷移における典型的な値は $\sim 10^{10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ である [8]。これは Cs ($\sim 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$) [44] や Rb ($\sim 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$) [45] に比べ、1 桁以上高い。従って、原子数を増やすほどにトラップできる原子密度が制限されるようになる。MOT にトラップされる原子数密度の上限は $\sim 10^{10} \text{ atoms cm}^{-3}$ 程度とされている。また、MOT の典型的なサイズは数 mm 程度であり、典型的なトラップ原子数は $10^6 \sim 10^8$ 個程度となる。

5.1.3 MOT の寿命

真空装置内における長いトラップ寿命と、長いコヒーレンス時間は、精密な分光実験において重要である。これらの時間を決める主な要因が、真空装置内を漂うガス (背景ガス) との衝突である。従って、背景ガスの分圧を知ることは非常に重要である。背景ガスの圧力のモニターとして典型的に用いられるのがイオンゲージである。イオンゲージは、フィラメント間に高電圧がかかっており、高電圧領域に到達した原子がイオン化された時に流れる電流値を読み取ることで、圧力を測定している。フィラメントは白熱するため、MOT 領域の近くに配置する事ができず、ある程度の距離が生じてしまう (図 4.2 参照)。そのため、MOT 領域での局所的な圧力を正確に測定できているとは言えない。

これまでに、局所的に圧力を測定するためのツールとして、むしろ MOT を用いるという実験がなされている [46, 47]。これらの報告では、Rb の MOT のローディング時間を測定することで、MOT 周辺の圧力を測定している。前述の通り、MOT の原子数密度のレート方程式は、式 (5.2) のように表される。実際に観測されるのは、MOT から蛍光であるが、それは原子数に比例するため、原子数のレート方程式を求める。MOT の空間分布が $n_0 \exp(-r^2/\sigma_r)$ というガウス分布に従うとする。その時、式 (5.2) は原子数 N の式として以下のように表される。

$$\dot{N} = L - \Gamma N - \beta' N^2 \quad (5.3)$$

ここで、 β' は実効的な体積で β を割った二体衝突のロスレートである。式 (5.3) の回で

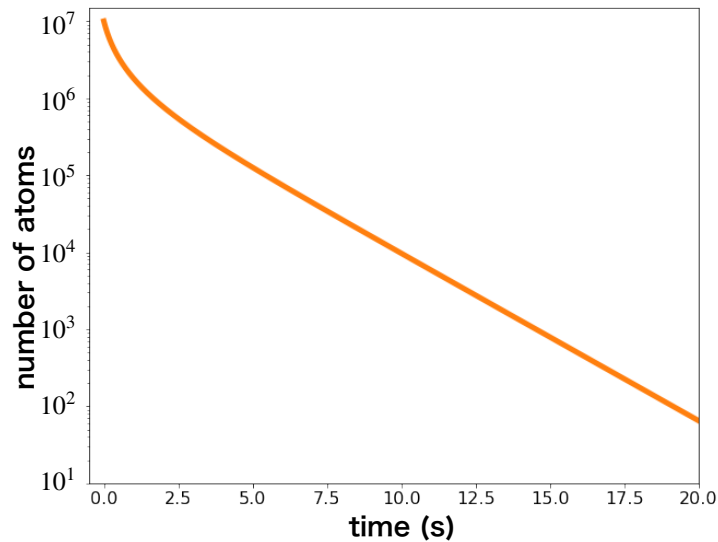


図 5.1 ローディングを遮断した際に式 (5.4) に従って減少する MOT 原子数のプロット。

ある MOT のローディング曲線から、背景ガスとの衝突によるロスレートを測定することで、背景ガス密度を正確に知る事ができ、結果圧力が正確に測れるようになる [46, 47]。

しかし、Rb とは異なり、Sr ではこのような測定は難しいと考えられる。それは Sr の MOT においては、二体衝突による影響が大きいからである。前述の通り二体衝突の効果を表す係数 β の典型的な値は、Sr の方が 2 桁ほど高い。つまり、それだけトラップされた Sr の二体衝突によるロスが大きくなるため、背景ガスとの衝突のみの寄与を取り出す事が難しくなる。

ここで、ローディングレート L を実効的に 0 まで下げる事ができたとする。すると式 (5.3) は以下のように書き換えられる。

$$\dot{N} = -\Gamma N - \beta' N^2 \quad (5.4)$$

もし、時間が十分に経った場合、つまり N が減少した先では N^2 による寄与が無視できるほどに小さくなる。例えば、初期原子数 10^7 atoms、 $\Gamma = 0.5 \text{ s}^{-1}$ 、 $\beta' = 3 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ とした時の振る舞いを方対数グラフでプロットしたものを図 5.1 に示す。0.0 s で原子供給を遮断した際、二体衝突による非線形的な減少を示したのち、背景ガスとの衝突による線形的な変化を示すようになる。この線形的な減少は、 Γ の逆数を時定数とする変化となる。従って、原子供給を遮断することで、 Γ による線形的な効果を取り出す事ができる。

我々は、オーブンの温度を変化させた際に変化した真空度における Γ を MOT の寿命として測定することで、ガラスセル内 (MOT 周辺領域) の局所的な圧力を評価した。

5.2 実験原理

5.2.1 MOT 原子数測定の実験原理

MOT 原子数を見積もるために、MOT の原子密度と MOT サイズを測定する必要がある。原子密度 (n) は、MOT 原子集団に共鳴光を入射し、光吸収率から見積もることができる。原子サイズは、CMOS カメラによって蛍光をイメージングすることで測定した。以下に原理を述べる。

原子の光吸収率から光学密度 (Optical Density : OD) を求めることで、原子の密度を測定する。 $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ を MOT の中心とする。今、 z 軸方向に光が入射しており、MOT 中心部 ($x, y = 0$) の密度を測定しているとする。OD の定義は以下で表される。

$$\text{OD} = \sigma \int n(0, 0, z) dz. \quad (5.5)$$

ここで、 σ は光学遷移の散乱断面積である。OD は、透過したレーザーの吸収率から測定できる、つまり、入射レーザー強度を I_i 、透過レーザー強度を I_t とすると、

$$\text{OD} = \ln \frac{I_i}{I_t}, \quad (5.6)$$

と表すことができる。

原子から発せられる蛍光強度は、原子数に比例する。つまりイメージングされるのは、密度の空間積分であるため、

$$N = \int n(x, y, z) dV. \quad (5.7)$$

ここで、密度は 3 次元ガウス分布に従うため、それぞれの幅の標準偏差を $\sigma_{x,y,z}$ として、

$$N = n_0 \int G(x, \sigma_x) dx \int G(y, \sigma_y) dy \int G(z, \sigma_z) dz \quad (5.8)$$

と表される。ここで、 $G(i, \sigma_i) = \exp(-i^2/2\sigma_i^2)$ は、それぞれの軸 $i (= x, y, z)$ でのガウス関数を示している。 x, y 軸についてはそれぞれガウス積分を実行し、式 (5.5) を用いると、原子数を以下の様に求めることができる。

$$N_{\text{MOT}} = \frac{\pi w_x w_y \text{OD}}{\sigma} \quad (5.9)$$

ここで、 $w_i (i = x, y)$ は、それぞれの軸のガウス分布における $1/e^2$ 半径である。

5.2.2 MOT 温度測定の原理

MOT の温度を測定するために典型的に用いられるのが、TOF 法 (Time-of-flight) である。MOT から解放された原子集団は、ある速度分布を持って拡散をする。その速度分布に従って、原子集団は拡散する。ここでは議論を簡単化するため、一次元空間での説明をする。MOT の空間分布の広がり (標準偏差) が σ_0 だったとする。速度分布の幅が σ_v だった場合、その軸方向に対して原子のサイズの時間依存性は以下の式 (5.10) で表される。

$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2}. \quad (5.10)$$

なお、拡散中も MOT の密度分布はガウス分布に従う。また、この時の原子集団の温度は、

$$T = \frac{m}{k_B} \sigma_v^2, \quad (5.11)$$

となる。ここで、 m は原子の質量である。従って、MOT から解放された時間ごとに MOT サイズを測定することで、原子集団の温度を測定できる。

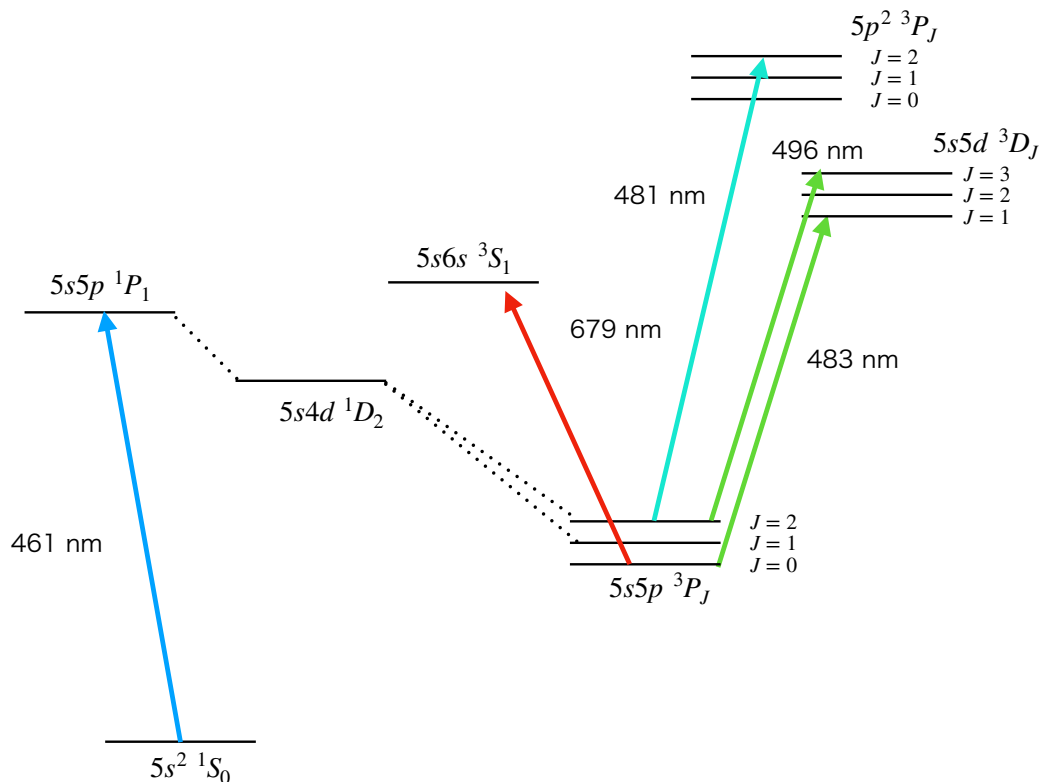


図 5.2 本実験で用いる光学遷移。

5.3 実験系

5.3.1 実験で用いる遷移

Sr 原子は $5s^2\ ^1S_0 - 5s5p\ ^1P_1$ (461 nm) 遷移によって MOT が行われる (図 5.2)。この遷移は完全には閉じておらず、 $5s5p\ ^1P_1$ 状態から $5s4d\ ^1D_2$ を経由して準安定状態 $5s5p\ ^3P_{2,1}$ への遷移が起こる。詳細は第 6 章にて述べるが、 $5s5p\ ^3P_2$ 状態の原子をリポンプすることで、MOT を効率化することができる。本実験では、複数の実験に対して別々のリポンプ遷移を用いている。原子数測定、寿命測定においては、483, 496 nm 遷移によってリポンプを行い、温度測定 (TOF 実験) には 481, 679 nm 遷移を用いる。

5.3.2 MOT のための光学系

461, 481, 483, 496 nm 光は ECDL を自作し、679 nm は moglabs 社製の ECDL を使用した。MOT の 461 nm のトラップ光源周辺の光学系を図 5.3 に示す。MOT のための 461 nm 光は、ECDL (master laser) からの出力のみでは不十分であるため、もう一つの LD (slave laser) に光を入射し、注入同期によって増幅された光を用いた [30]。注入同期によって、42 mW の入力から 106 mW の出力を得る事ができた。こうして得られた光は、AOM によって 60% の効率で -80 MHz 周波数シフトされ、ビームエキスパンダーによって 10 mm 以上の直径となるように拡大されている。このうち、中心部直径 10 mm 程度のビームとなるようにアイリスで調整されている。ここで使用されている AOM は、ローディング測定を行う際のシャッターとして使用される。MOT 光の離調は BAVLL の検出系における $1/4$ 波長板を回転させる事で調整可能で、BAVLL の安定度測定の系と同様に、偏光分光によって安定化された光とのビート周波数を測定することによってモニターされている。461 nm 以外の光源は、ファイバーによって運ばれ、MOT の光学系に入射している (図 5.4, 5.5)。ガラスセル周辺の光学系を図 5.6 に示す。481, 496 nm のリポンプ光源は MOT と同じパスを通るように入射され、483, 679 nm の光は別の PBS から入射されている。

5.3.3 コイル

MOT ではトラップ領域で線形的に変化する磁場を発生させるため、アンチヘルムホルツ配置のコイルのペアを使用する。Sr の MOT で使用される典型的な磁場勾配は 50 G/cm である。従来の装置では、チャンバーの外側にコイルを配置する必要があったため、コイル同士を 10 cm 程度までしか近づけることができず、数十 A の大電流が必要に

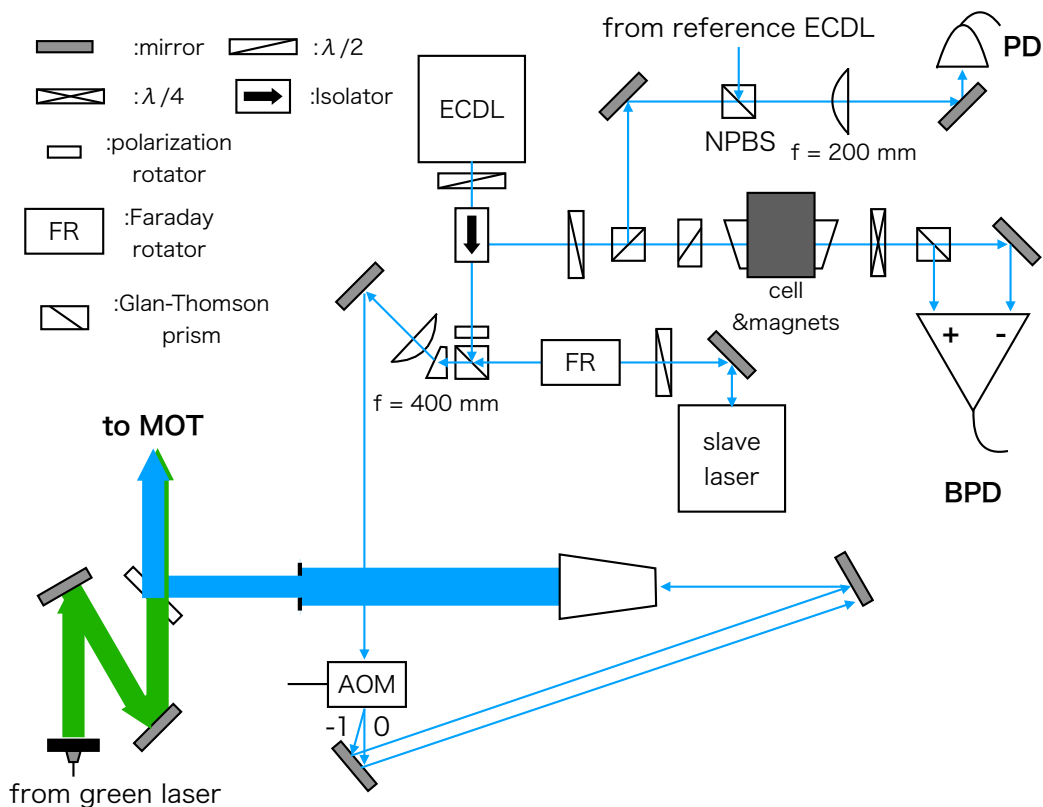


図 5.3 トラップ光源 (461 nm) 周辺の光学系。

なり、加えてコイルの発熱を抑えるための水冷等の措置が必要であった。本研究で使用する真空装置では、コイルはガラスセルに接する様な形で配置可能であるため、ガラスセルの厚みである 3 cm まで、コイルのペアを近づけることができる。3 cm の間隔で配置したコイルに 10 A の電流を流した時、コイルペアの中間付近の磁場の位置依存性を、ガウスメーターを用いて測定した結果を図 5.7 に示す。結果をフィッティングした結果 0.54 mT/cm、つまり 54 G/cm 程度の磁場勾配になっている事が分かった。また、コイルの温度は 10 A で 50 °C (20 A で 100 °C) であり、10 A での使用であれば水冷を行う必要がない。本研究では、磁場勾配を 54 G/cm として実験を行なった。

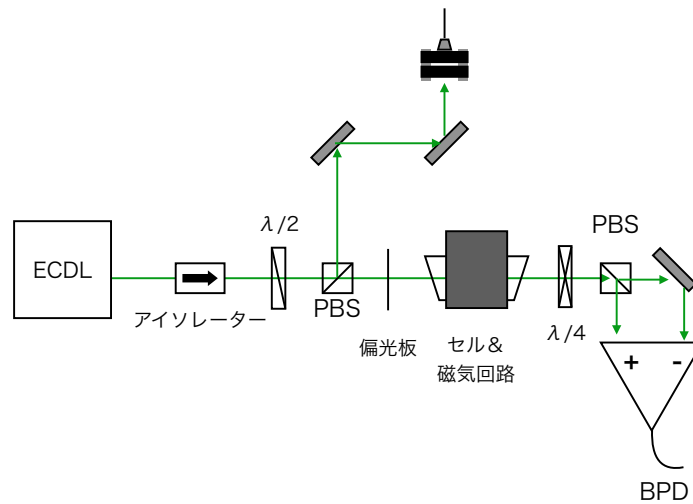


図 5.4 483, 481, 496 nm 周辺の光学系。それぞれの波長の ECDL について同様の光学系を構築している。

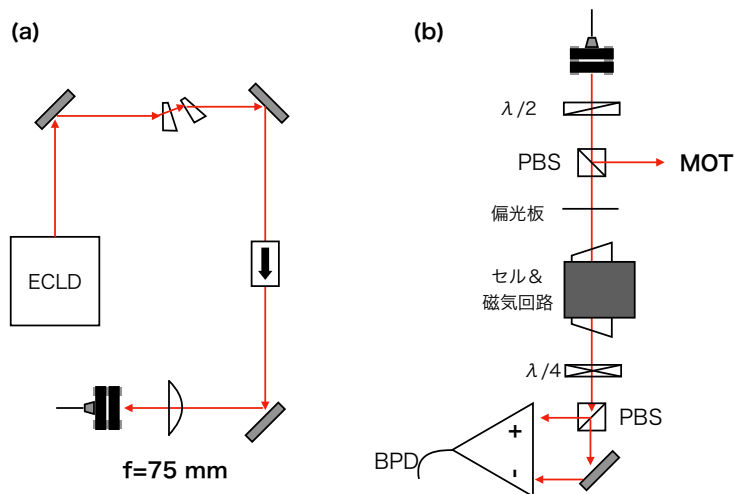


図 5.5 679 nm 光源と BAVLL の光学系。(a)ECDL 周辺と (b)BAVLL および MOT への入射。

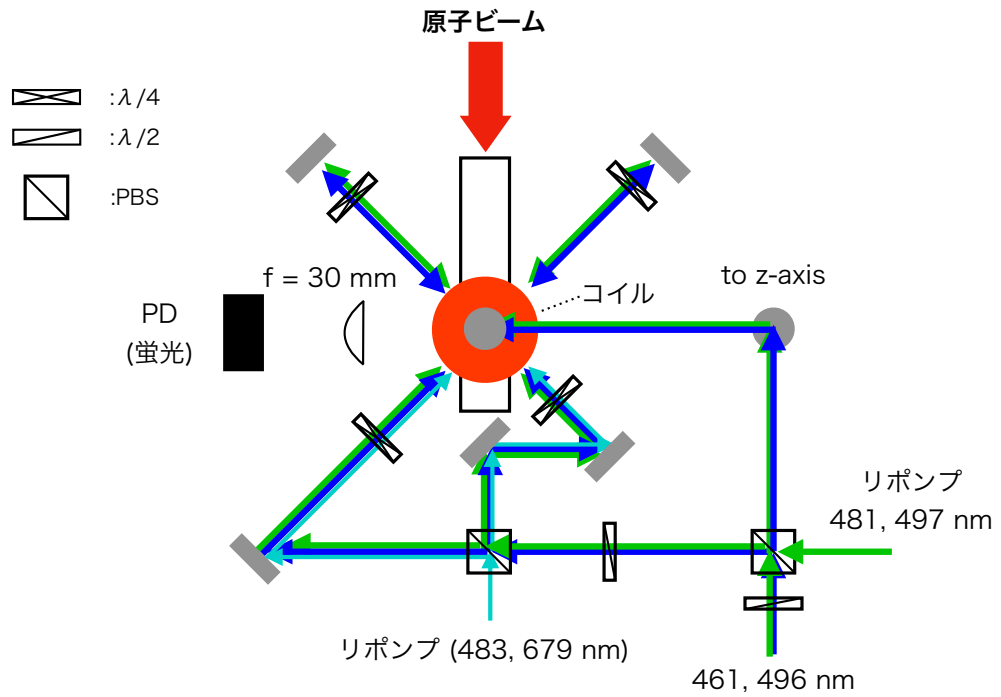


図 5.6 ガラスセル周辺の光学系。

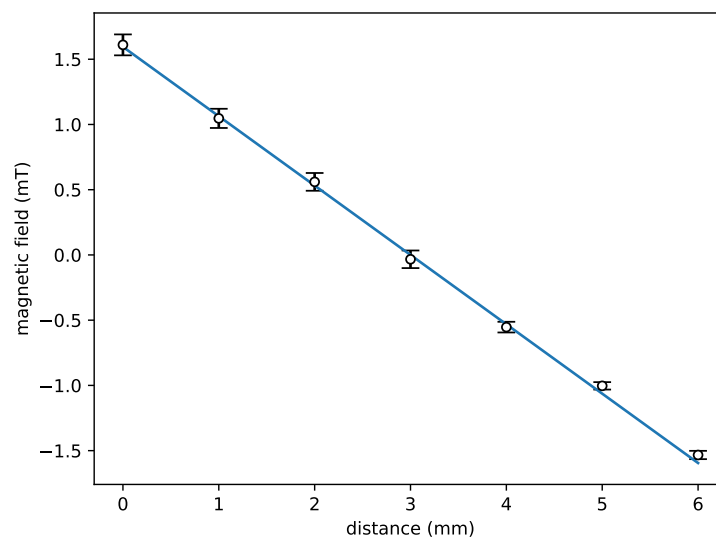


図 5.7 コイルの磁場の位置依存性。横軸は、測定開始点を 0 mm としたときの相対的な距離である。また、エラーバーは 3 回の測定による標準偏差を示している。

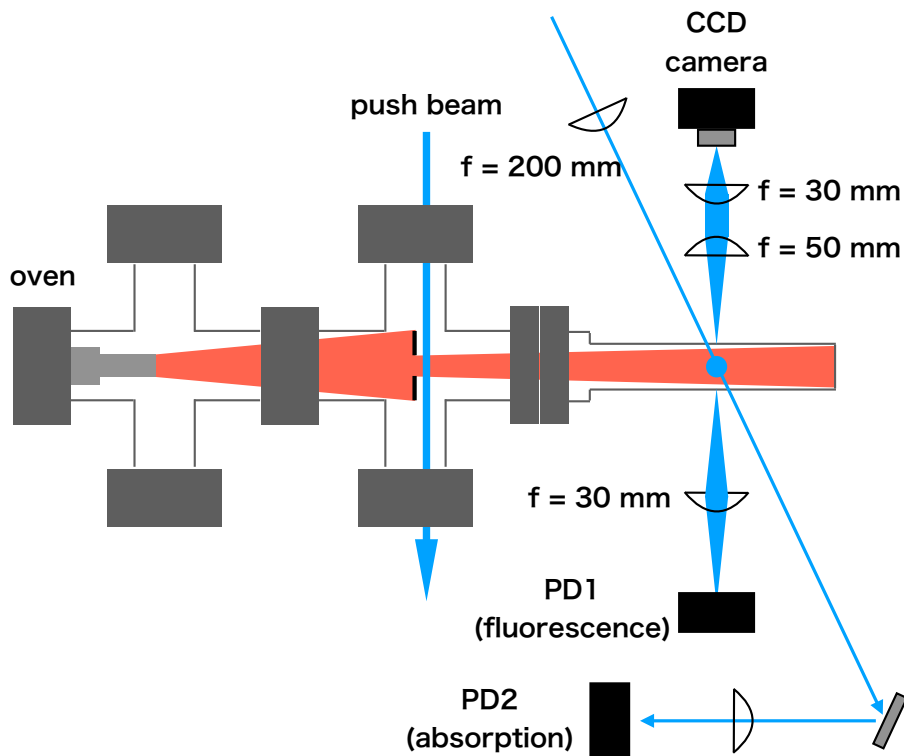


図 5.8 MOT の特性測定のための MOT の周辺光学系。Push beam は寿命測定以外では、メカニカルシャッターによって遮断されている。

5.3.4 蛍光イメージング、吸収プローブ

各種測定に用いられる光学系を図 5.8 に示す。オーブンから供給された原子をガラスセル中で MOT し、そこからの蛍光をレンズ ($f = 30 \text{ mm}$) で集光することでフォトディテクターに入射させた。また、MOT からの蛍光は CMOS カメラ (Thorlabs) によってイメージングされる。イメージングの系は、結像系が焦点距離 50 mm と 30 mm のレンズの縮小系 (レンズの焦点距離の比: 0.6) となっている。OD の測定のためには MOT の中心付近のみの OD を測定するため、レンズ ($f = 200 \text{ mm}$) によって集光したプローブ光を用いた入射径 w のレーザー光は、このレンズによって、以下に示されるビームウェスト w_0 まで絞られる。

$$w_0 = \frac{\lambda f}{\pi w} \quad (5.12)$$

ここで、波長 $\lambda = 461 \text{ nm}$ 、 $w = 1 \text{ mm}$ とすると、 $w_0 = 30 \mu\text{m}$ となる。ビームの吸収は、強度が高いほど飽和してしまうため、ビーム強度が飽和強度 (42 mW/cm^2) を下回るようにした。なお、プローブ光は BAVLL のビート測定において用いられている、絶対周

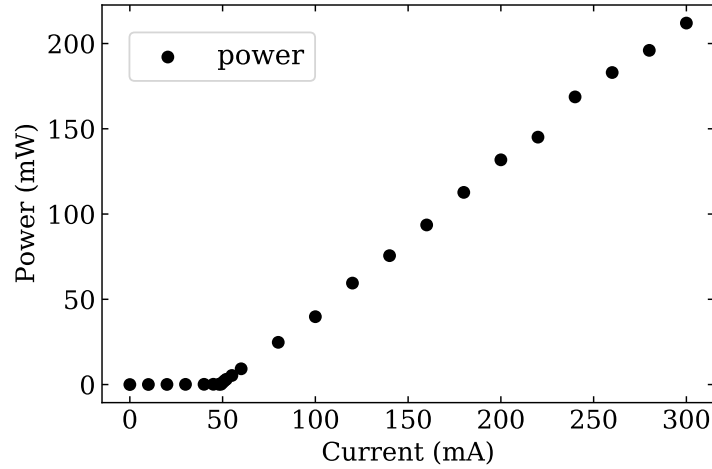


図 5.9 ハイパワーの ECDL の出力特性。

波数参照の光の一部を使用しており、共鳴周波数に安定化されている。

5.3.5 push beam ハイパワー出力の ECDL(200 mW)

本研究では、図 5.8 に示すように、原子ビームに 461 nm 光を照射し、その輻射圧によって原子ビームを偏向することで、実効的なシャッターとして用いた。近年、高出力 (~ 200 mW) で AR コートがされている LD が開発された。我々は、この LD を用いて、ハイパワーな ECDL を作製した。パワーの注入電流依存性を図 5.9 に示す。

原子に加わる力について以下で考える。原子に加わる力は、式 (5.13) ように表される。

$$F_{\text{Scatt}} = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2}. \quad (5.13)$$

ここで、 \hbar はディラック定数、 $k = 2\pi/\lambda$ は波数 (λ : 波長)、 Γ は遷移レート、 s は飽和パラメータ、 Δ は離調である。共鳴しているとき ($\Delta = 0$)、かつ十分飽和している ($s \gg 1$) とき、輻射圧は $F_{\text{Scatt}} \sim \hbar k \Gamma / 2$ となる。

^{88}Sr の 461 nm ($5s^2 \ ^1S_0 - 5s5p \ ^1P_1$) 遷移について、原子に加えられる力から加速度 a を計算を行う。十分に飽和しているとして、 $\Gamma = 2\pi \times 32 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ を代入すると、 $a = 1.0 \times 10^6 \text{ m/s}^2$ となる。ビームとの相互作用時間はビーム直径を 1 cm とすると、速度 v で通過していく原子に加えられる速度 Δv は以下のようなになる。

$$\Delta v(v) = \frac{10^4}{v} \text{ m/s}. \quad (5.14)$$

したがって、ビームの偏向による角度は

$$\Delta v(v) = \frac{10^4}{v^2} \text{ rad}. \quad (5.15)$$

となる。つまり、100 m/s の原子が横切った際には、1 rad の角度で偏向されるため、200 mm 離れた MOT 領域には到達できないことになる。こうして、実効的なシャッターとして 461 nm 遷移に共鳴した光を使用することができる。

5.4 観測された blue MOT

5.4.1 MOT の蛍光イメージング

MOT からの蛍光を CMOS カメラでイメージングすることで、MOT のサイズを測定した。オープン温度 360 °C、トラップ光パワー 30 mW、離調-50 MHz のときのイメージングの結果を図 5.10 に示す。この時の露光時間は 2 ms である。ここで撮影されたデータに対して 2 次元ガウス関数でフィッティングすることで MOT のサイズを測定した。フィッティングを行った結果を図 5.11 に示す。1/e² 半径は、 x, y それぞれに対して、1.6 mm と 1.1 mm であった。吸収の大きさは 8 % であったため、OD \sim 0.08 である。461 nm 光の散乱断面積は 10^{-9} cm² であるから、この時の原子数は、 4×10^6 個であることが分かる。

また、オープンが 390 °C のとき、トラップ光パワー 20 mW、離調-50 MHz のときには、OD \sim 0.16 の吸収があったため、 8×10^6 個までトラップできる事が分かった。ゼーマンスローワや 2D-MOT を用いる方式に比べ、少ない原子数ではあるものの、現行の光格子時計におけるトラップ原子数に匹敵する個数をトラップできることが分かる。

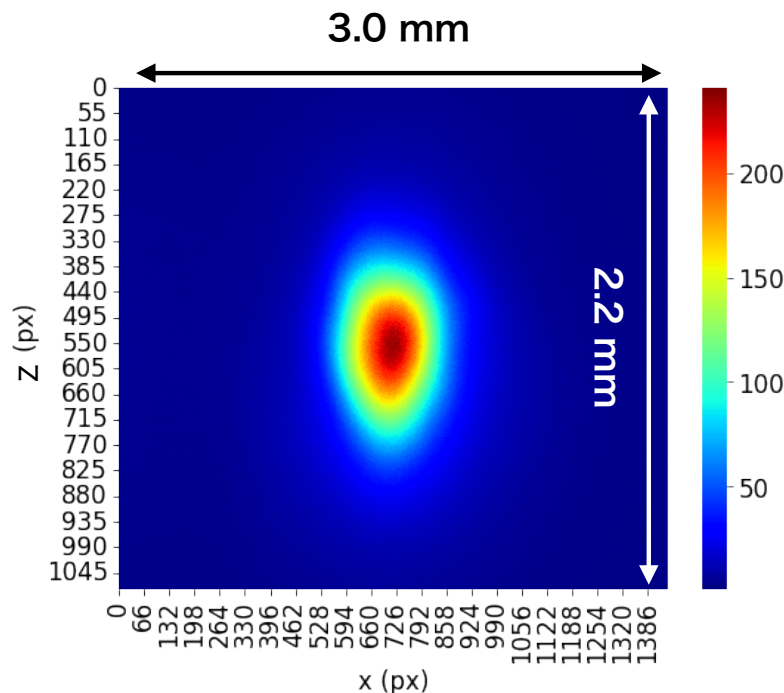


図 5.10 CMOS カメラによってイメージングされた Sr MOT。縦軸横軸はそれぞれの軸のピクセルとなっている。

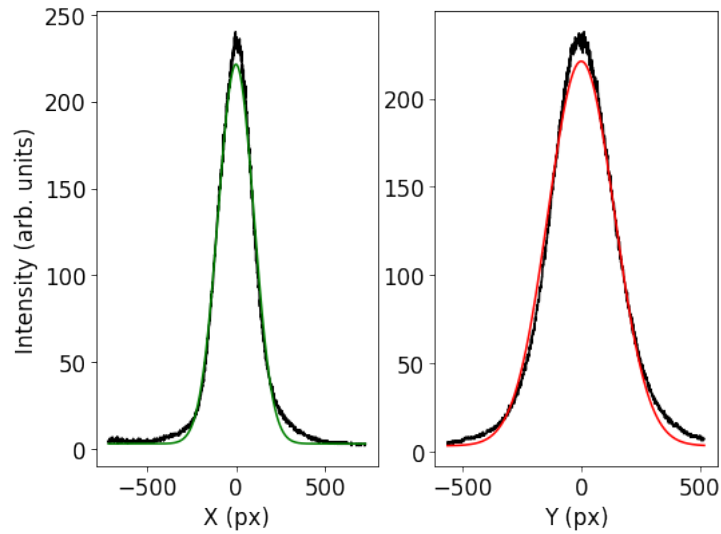


図 5.11 MOT サイズ測定のためのフィッティング結果。それぞれの軸の最大位置が 0 となるようにプロットしている。

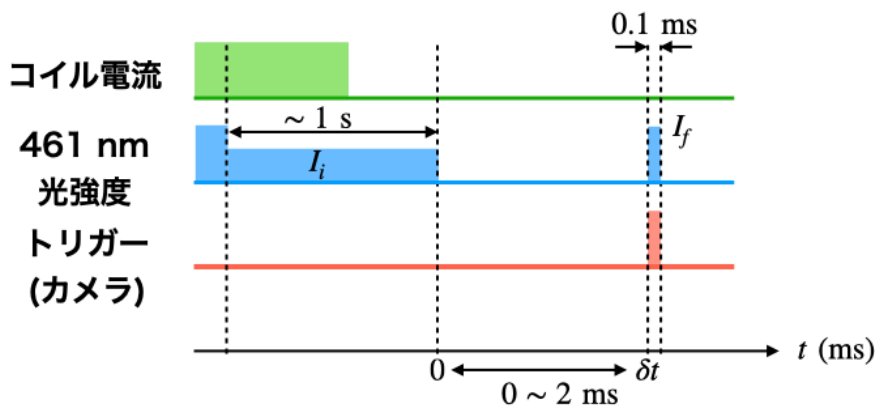


図 5.12 TOF のタイムシーケンス。

5.4.2 TOF 実験

温度測定の実験について以下に述べる。タイムシーケンスを図 5.12 に示す。トラップ光 (AOM) と磁場を切ったのち、時間 δt が経過した際の原子のサイズを測定した。なお、弱い光強度でも多くの原子数をトラップするために、強い最大の光強度で原子をトラップしたのち、パワーを落として測定を行なったトラップ光パワー、7, 13, 45 mW に対して測定を行なった。入射パワー 7 mW のときの拡散する様子を図 5.13 に示す。時間の経過とともに拡散していく様子がわかる。各軸 (x, y) に対してガウス関数でフィッティングを行い、サイズを測定した結果を図 5.14 に示す。それぞれの軸に対し、温度を求めたところ

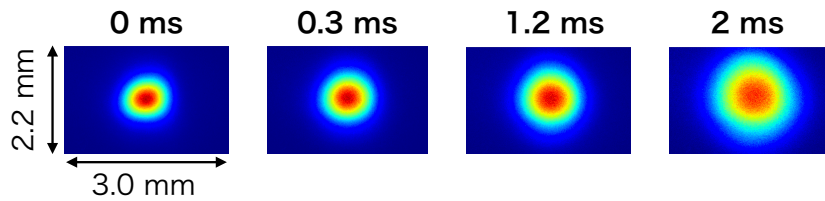


図 5.13 時間経過ごとの MOT の拡散の様子。

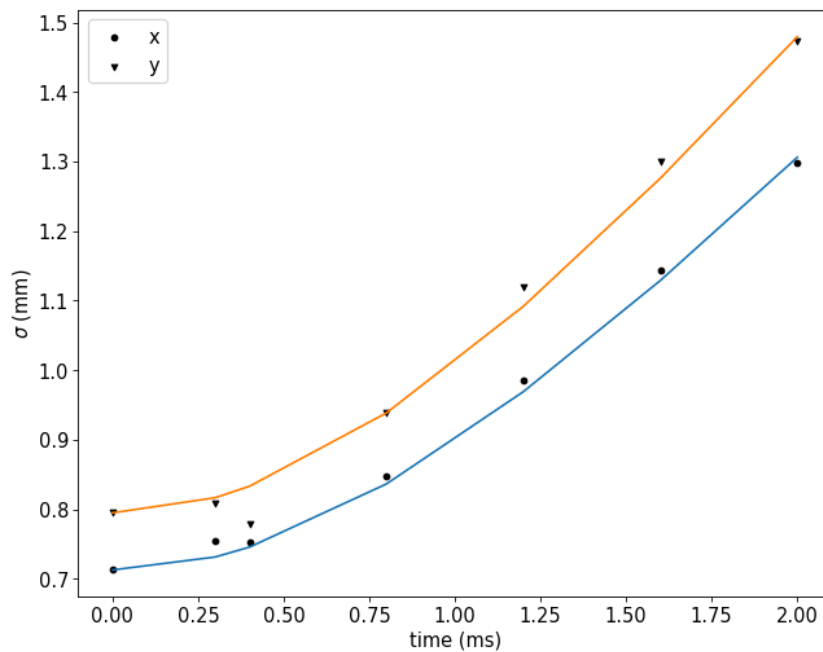


図 5.14 TOF の測定結果。フィッティングによって各軸に対して温度を求めた。

ろ、 x 軸方向の温度は 3.2 mK、 y 軸方向の温度は 4.1 mK であった。これらの値は、ドップラー限界を大きく上回っている。トラップ光強度を変化させ、温度測定を行なった結果を図 5.15 に示す。この時の温度は、それぞれの軸方向に対する温度の二乗平均平方根の値を示している。パワーの増加に従って温度が上昇していることがわかる。いずれもドップラー限界温度に比べ温度が高く、トラップ光強度が高いほど加熱効果が現れている。しかし、その原因は不明である。

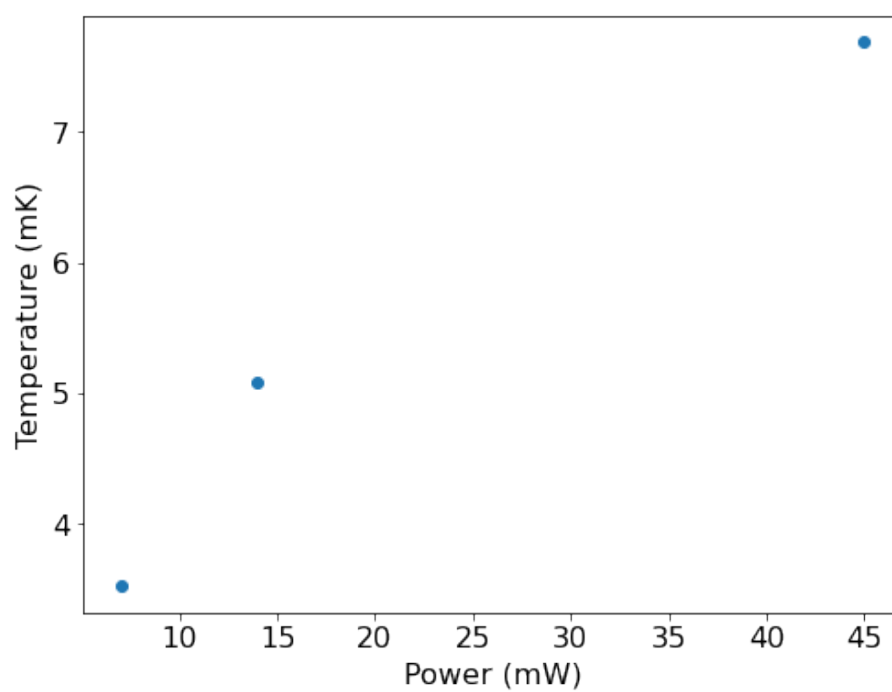


図 5.15 トラップ光パワーを変化させた時の温度変化。

5.5 Push beam 実験

5.5.1 原子ビームの速度分布

希薄な気体原子の速度分布は Maxwell-Boltzmann 分布に従うため、蒸気セル中での分光では、Maxwell-Boltzmann 分布を反映した吸収スペクトルが現れる。このような気体の速さの分布 $f(v)$ は、Maxwell-Boltzmann 分布に速度の 2 乗を乗じたものに比例する。

$$f(v) = Cv^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right). \quad (5.16)$$

ここで、 C は規格化定数、 v は速さ、 m は質量、 k_B はボルツマン定数、 T は気体の温度である。

本研究で用いる原子ビームは、オープンの出口から射出したものになっている。オープン内部の原子の速さ分布は式 (5.16) と同等になるが、出口から射出した原子ビームの速さ分布は、出口に気体原子が衝突する頻度を考慮する必要がある。その頻度は、蒸気密度 n 、出口面積 A を用いて $nvA/4$ で与えられるため、射出するビームの速度分布は v^3 に比例することになる。

原子ビームの速度分布の測定は、原子ビームに対して共鳴光を照射し、蛍光強度の周波数依存性からドップラーシフトを測定することで行われる。原子の流量を Φ (atoms s⁻¹ cm⁻²) とすると、原子の密度 n (atoms cm⁻³) は Φ/v と表される。流量 Φ の速度分布は、上記の噴出ビームの速さ分布に従うこと、また蛍光強度は蒸気密度 n に比例することから、観測される蛍光強度 I は以下のようなになる。

$$I \propto \Phi(v)/v = Av^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right). \quad (5.17)$$

結果として蛍光信号として観測される速度分布は、 v^2 に比例する形となる。

5.5.2 Push beam による速度分布の変化

Push beam の効果を確認するために、MOT 領域の原子ビームの蛍光スペクトルから速度分布を測定した。蛍光のためのプローブ光は直径 5 mm 程度にし、パワーを 13 mW にし、ビーム進行方向に対して 45 ° の角度で入射させた。また、push beam は偏光分光によって、461 nm 遷移の共鳴周波数に安定化されている。原子ビームになるべく均一な強度のビームを照射するために、焦点距離 25 mm のシリンドリカルレンズを用いて Push beam の形状を長軸方向 15 mm、単軸方向 5 mm 程度の縦長のビームにした。

オープンの温度 360 °C 測定された速度分布を図 5.16 に示す。この速度分布をフィッティングすることで、原子ビームの温度が 430 °C 程度であることが分かった。これはオー

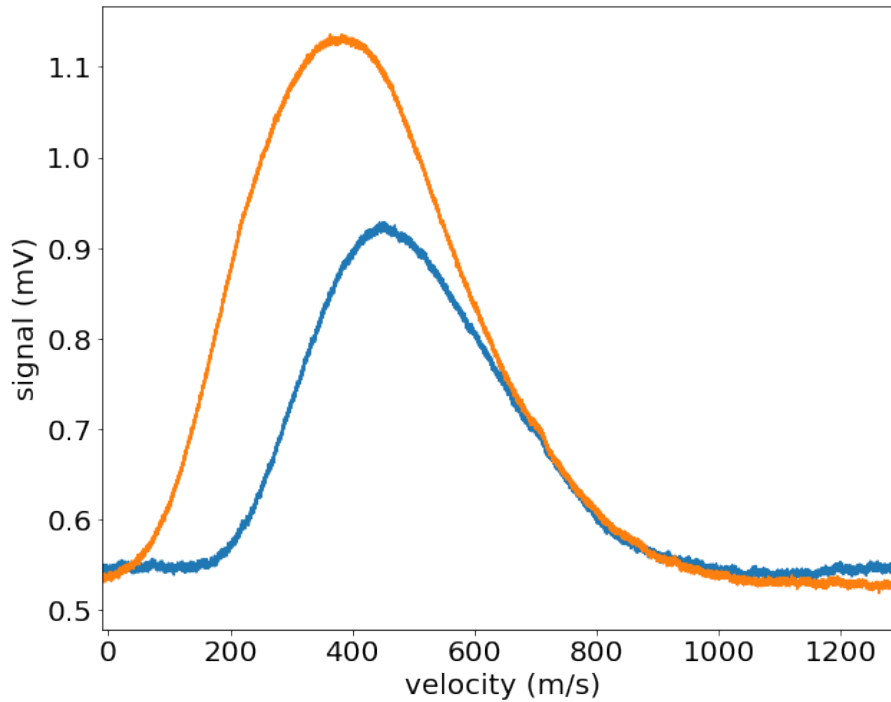


図 5.16 測定された速度分布。橙が push beam 無し的时候、青が push beam 有りのときである。グラフのオフセットは迷光によるものである。

ブンの構造が、充填部に比べ、出口付近の温度が 80 °C 近く高くなる様に設計されているため、出口付近の温度を反映した速度分布になっていると考えられる。Push beam を 110 mW のパワーで原子ビームに照射したときの速度分布を測定した結果も図 5.16 に示す。およそ 200 m/s までの速度の原子まで、MOT トラップ領域から外れることが分かる。MOT にトラップすることができる速度 (capture velocity range) は一般的に 30 m/s 程度であることから、ほぼ完全に MOT へのローディングを断つことができる。この push beam を用いて、blue MOT の寿命の測定を行なった。

5.5.3 Push beam を用いた MOT 寿命の測定

オープン 330 °C のとき、Push beam パワー 110 mW、トラップ光パワー 20 mW、離調 -30 MHz のときの MOT 寿命の測定結果を図 5.17 に示す。この時、イオンゲージによって測定された圧力は 1.3×10^{-10} Torr である。原子ビームは共鳴光で偏向され、トラップ原子数はほぼ 0 に近づくが、数 % の原子が残っていたため、その分を差し引いたデータとなっている。図中の実線は、 $N = N_0 e^{-\Gamma t}$ という指数関数をプロットしたものである。 $\Gamma = 1/6 \text{ s}^{-1}$ として理論曲線をプロットしたところ、よく一致することがわかる。つまり、この真空度での寿命は 6 s であることが分かる。

次にオーブンの温度を 390 °C にして同様な測定を行なった。このときの背景圧力は 5×10^{-10} Torr であった。同様にプロットを行なったところ、 $\Gamma = 1 \text{ s}^{-1}$ であった。背景ガスの上昇とともに寿命が短くなっていると考えられる。実際、オーブンからの Sr 原子ビームの流量は図 4.5 に従い、20 倍程度の増加が見込まれるため、Sr 原子ビームとの衝突の影響は支配的で無いと考えられる。

H_2 との衝突による光格子中にトラップされた Sr 原子のロスレートは、LNE-SYRTE (Laboratoire national de métrologie et d'essais - Système de Références Temps-Espace) のグループによって測定されており、 $4.31(98) \times 10^8 \text{ s}^{-1} \text{ mbar}^{-1}$ である [34]。本研究で測定された2点から求まる値は $2 \times 10^8 \text{ s}^{-1} \text{ mbar}^{-1}$ であり、上記の値と大きな差がない結果となった。一般的に、MOT のトラップ深さは光格子のトラップ深さと比べて大きいため、MOT における H_2 との衝突によるロスレートは、更に小さくなることが予想される。従って、MOT 領域においては、局所的にゲージの値ほど高い真空度でない可能性がある。もし、Sr と同様に原子オーブンから MOT 領域に直接供給される H_2 との衝突が、ロスレートの主な寄与であるならば、メカニカルシャッターを導入する事で、このような真空度悪化を防ぎ、更なる長寿命化が期待できる。真空度の評価については、更に詳細な実験が必要ではあるものの、我々の開発したシンプルな真空装置において $\sim 10^6$ 個の原子をトラップしつつ、現状の光格子時計の運用における十分な寿命が実現できた。

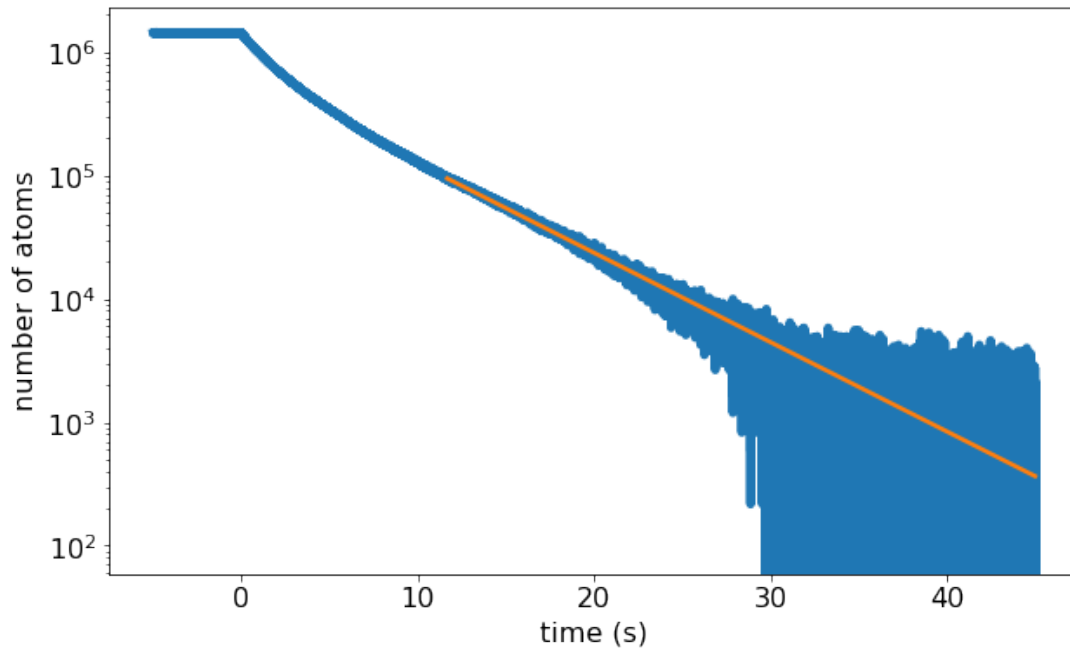


図 5.17 オープン 330 °C のときに測定された蛍光信号。0 s で push beam をオンにしている。青点が測定点、橙の実線が理論曲線である。

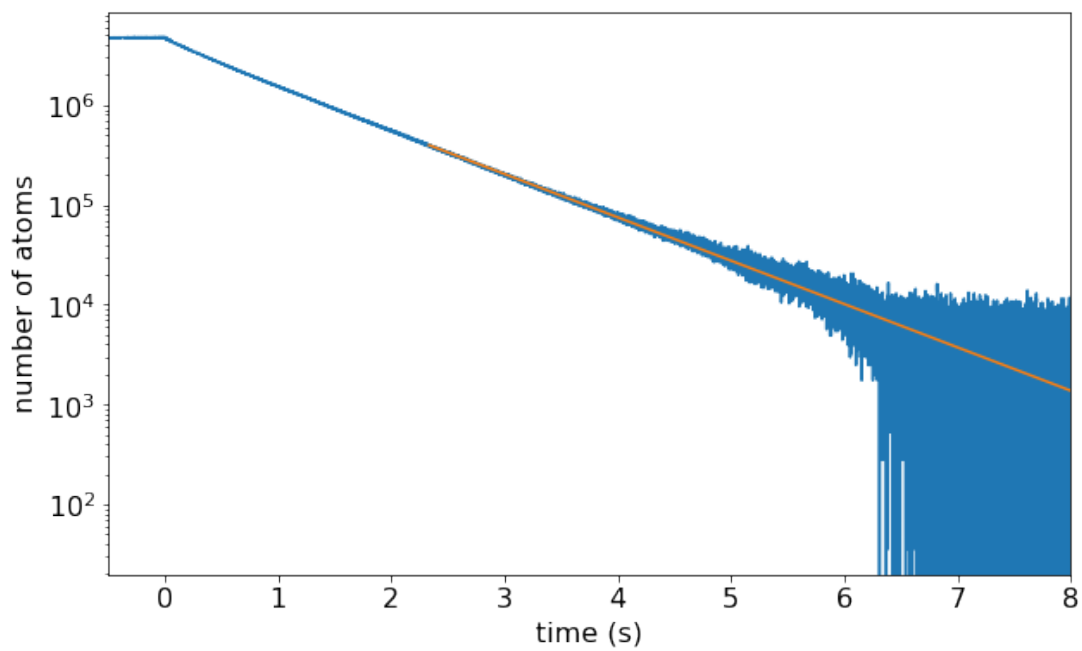


図 5.18 オープン温度 390 °C での信号。青点が測定点、橙の実線が理論曲線である。

5.6 実験室外への装置の搬出例

ここまで、BAVLLによる周波数安定化によって光学系の簡便化を行い、コンパクトな真空装置の開発を行ってきた。本節では、実際に本研究で開発した装置を実験室(駒場1キャンパス3号館109B)から運搬し、外部の教室(21 KOMCEE West 3階 K302教室)への搬入を行ない、blue MOTの実演を行なった例を紹介する。

まず、BAVLLを用いることで、周波数安定化とMOTのための光学系を75 cm × 60 cmのブレッドボードで完結することができた。その様子を図5.19に示す。461 nm光は、本章で述べられた実験系と同様に、注入同期によって100 mW程度のパワーが得られるようになっている。リポンプ光としては、497 nm遷移を用いており、BAVLLによって共鳴遷移に安定化されている。また、永久磁石(フェライト)によって50 G/cm程度の磁場勾配をMOT領域にかけている。装置全体はコンパクトになっており、電源を含めて、1 m × 2 m程度のテーブルに全ての装置が収まるようになっている(図5.20)。

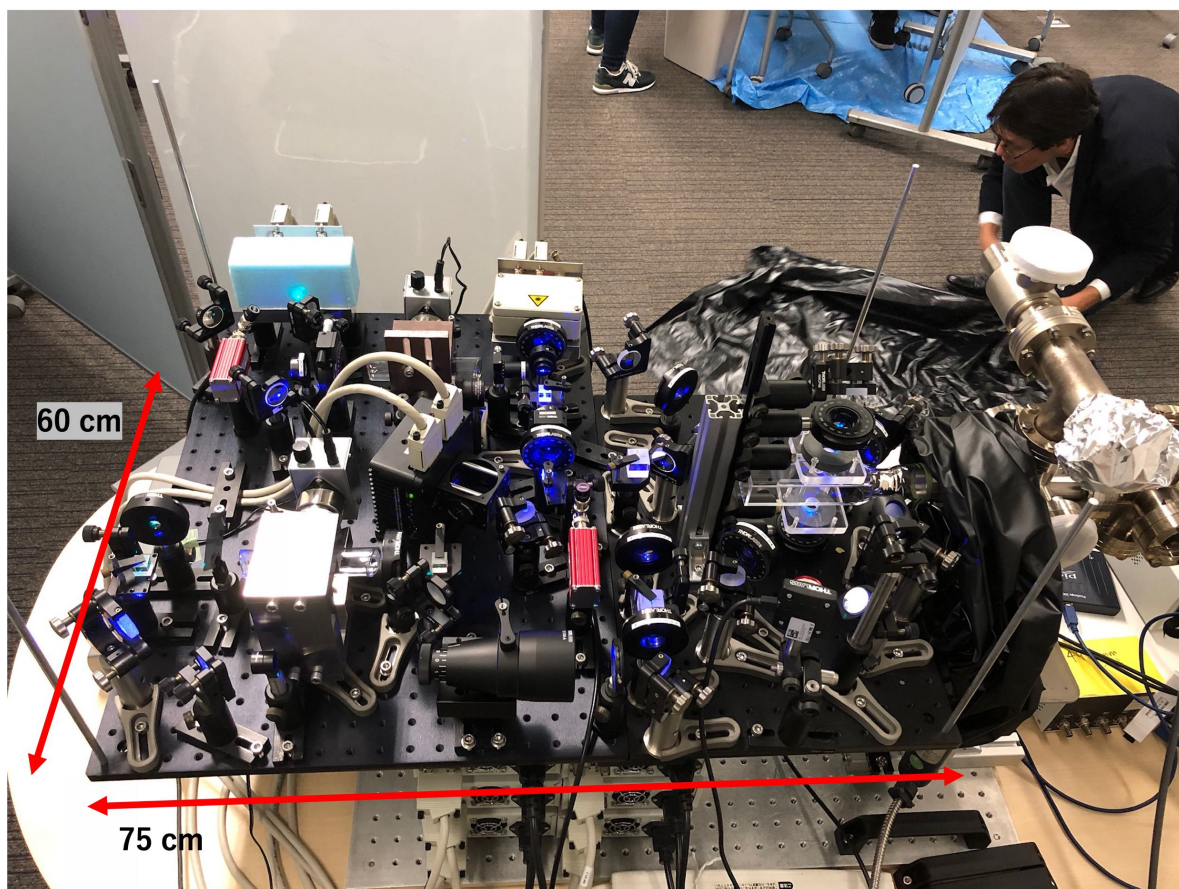


図5.19 研究室から搬出された磁気光学トラップのための光学系の写真。光学系は75 cm × 60 cmの光学定盤の上に組み立てられている。



図 5.20 搬入されたレーザー冷却装置 (写真左側) による、磁気光学トラップの実演の様子。右奥の赤いセーターを着ているのが佐藤 (筆者)。

一般的に、MOT のための磁場勾配を発生させるためにコイルを用いるが、その場合、発熱を抑えるために水冷を行う必要がある。一方、図 5.19 に示されている装置では、永久磁石を用いているため、その機構を完全に排除することができる。また、コイルを用いる場合であっても、前述の通り、MOT に必要な磁場のためには 10 A の電流が必要で、その時の発熱は 50 °C 程度であった。この温度は、積極的に水冷を行うことなく使用できる温度であるため、水冷のための装置を省くことができる。

実演の際に使用されていた装置、およびスペック等から見積もられる消費電力を表 5.1 に示す。全ての電源類はコンセントからの交流 100 V で給電され、消費電力の合計は最大で 500 W 程度であった。

本研究で実現された装置の簡略化によって、実験室からコンパクトなレーザー冷却装置を運搬し、外部の一般教室にて blue MOT を実現できることが証明された。

表 5.1 MOT の実演の際に用いられた装置の数量と消費電力。

装置	数量	消費電力 (W)
LD 電源 (Thorlabs, LDC202C)	3	$25 \times 3 = 75$
LD 温調 (Thorlabs, TED200C)	3	$60 \times 3 = 180$
ピエゾドライバー (Thorlabs, MDT693B)	1	60
オーブン用直流安定化電源	1	~30
サーボコントローラー (New Focus, LB1005-S)	2	$50 \times 2 = 100$
イオンポンプ	1	~50
PC	1	~30
計		~535

第 6 章

481, 496, 497 nm 光によるリポンプの比較

本章では、Sr の blue MOT のためのリポンプ遷移の効果について述べる。まず、6.1 節にて、これまで用いられてきたリポンプ遷移について述べる。次に 6.2 節で 496 nm 遷移によるリポンプについて述べ、6.3 節にて 481 nm 遷移によるリポンプについて述べる。6.4 節で $5s5p\ ^3P_0$ 状態からのリポンプ光を入れた時の効果を 481, 497 nm のリポンプを用いた際で比較した。

6.1 Sr レーザー冷却におけるリポンプ

主に Sr 原子は $5s^2\ ^1S_0 - 5s5p\ ^1P_1$ (461 nm) 遷移によってレーザー冷却が行われる。この遷移は完全には閉じておらず、 $5s5p\ ^1P_1$ 状態から $5s4d\ ^1D_2$ へと、 $1/50000$ の確率で緩和する。さらに $5s4d\ ^1D_2$ から 2:1 の比率で準安定状態 $5s5p\ ^3P_{2,1}$ への遷移が起こる。461 nm 遷移の上準位である $5s5p\ ^1P_1$ 状態の寿命が 5 ns であることに比べ、 $5s5p\ ^3P_2$ 状態は 500 s ほどの長い寿命で基底状態へ緩和することが知られている [48]。つまり、 $5s5p\ ^1P_1$ 状態から $5s5p\ ^3P_2$ 状態への緩和時間で、原子は冷却サイクルから外れることになる。そのため、461 nm 遷移のみでの MOT の寿命は、その緩和時間によって決定される。この場合、典型的な MOT の寿命は、10 ms である [9]。当然ながら、MOT の寿命が短いほど、MOT に捕らえられる原子数は減少する。効率よく原子を捕らえるためには、 $5s5p\ ^3P_2$ 状態の原子を基底状態へと戻す、「リポンプ」と呼ばれる操作が必要になる。幸い、 $5s5p\ ^3P_1$ 状態の寿命は 20 μ s 程度と比較的短い寿命であるため、 $5s5p\ ^3P_2$ 状態の原子を $5s5p\ ^3P_1$ へと遷移させることで、冷却を効率化することができる。

これまでに $5s5p\ ^3P_2$ 状態からのリポンプ遷移として、 $5s5p\ ^3P_2 - 5s6d\ ^3D_2$ (403 nm) 遷移 [6, 11]、 $5s5p\ ^3P_2 - 5p^2\ ^3P_2$ (481 nm) 遷移 [12, 13]、 $5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_2$ (497 nm)

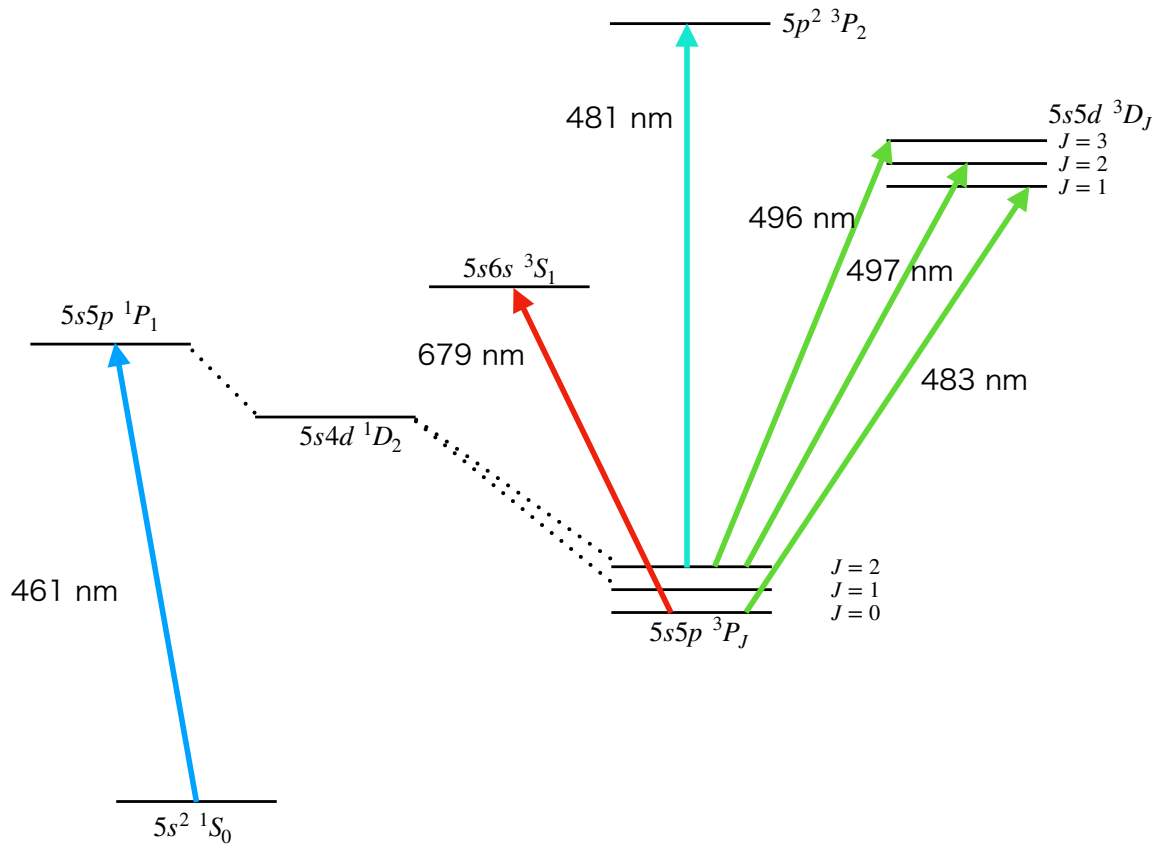


図 6.1 本実験に関わりのある Sr 原子の準位図。

遷移 [6, 11, 10]、 $5s5p\ ^3P_2 - 5s6s\ ^3S_1$ (707 nm) 遷移 [8, 9]、 $5s5p\ ^3P_2 - 5s4d\ ^3D_2$ (3.0 μm) 遷移 [15] が用いられてきた。

6.1.1 $5s5p\ ^3P_2$ 状態からのリポンプ

497, 481 nm と 3.0 μm 遷移では、上準位からの緩和先のほとんどが $5s5p\ ^3P_{2,1}$ 状態であるため、ほとんどの原子を基底状態へと戻す事ができる。1つのリポンプレーザーで大きな効果があるため、これらの遷移を用いるリポンプ方法は single repump と呼ばれることもある。これらの遷移による MOT の原子数の増倍は、20 30 倍程度である。特に 3.0 μm では、この2つの状態への遷移のみが許容遷移である。3.0 μm 遷移によるリポンプで実現される MOT の寿命は 1 s 程度であることが分かっている [15]。Mickelson ら [15] によると、この寿命は、真空中の背景ガスとの衝突によって決まる寿命 (約 20 s) に比べて短い。寿命が短い要因として、冷却サイクル中にトラップ領域から逃げてしまうと考えられていた [15]。 $5s4d\ ^1D_2$ 状態の寿命は 0.5 ms であるため、主にこの状態の原子が一定の割合で逃げる可能性がある [49]。しかし、Stellmer ら [6] が 403, 497 nm 遷移によ

る、リポンプ効率に関して報告を行なった際には、別の可能性が示された。彼らの結果では、403, 497 nm 遷移であっても、リポンプ効率の理論値と実験値の間に乖離があることが示され、 $5s5p\ ^1P_1 \rightarrow 5s5p\ ^3P_0$ への直接遷移によるものである可能性が提示されている。この直接遷移と 461 nm 遷移の分岐比は $1:1.7 \times 10^6$ と計算され、実験値と矛盾しないことが示されている。つまり、 $5s5p\ ^3P_2$ 状態からのリポンプ遷移として、いくら効率の良い遷移を用いたところで、 $5s5p\ ^3P_0$ 状態への緩和が起きることで、MOT の寿命が制限されてしまうことが示唆される結果がこれまでに得られている。

以上より、MOT のトラップ原子数や寿命を最大化するためには、 $5s5p\ ^3P_0$ 状態の原子をリポンプする必要があることがわかる。 $5s5p\ ^3P_0$ 状態の原子をリポンプのために、これまでに $5s5p\ ^3P_0 - 5s6s\ ^3S_1$ (679 nm) 遷移 [8, 9, 10]、 $5s5p\ ^3P_0 - 5s4d\ ^3D_1$ (2.7 μm) 遷移 [14] が用いられてきた。これまでの報告では、 $5s5p\ ^3P_{2,0}$ 状態からのリポンプを同時に行うことによって、リポンプ無しの状態から数十倍の原子数増倍ができることが分かっている [36]。しかし上記のような、 $5s5p\ ^1P_1 \rightarrow 5s5p\ ^3P_0$ の直接遷移について、測定が行われていない。

6.1.2 496 nm 遷移によるリポンプ

我々が目標とする green MOT では、 $5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_3$ (496 nm) 遷移による MOT を狙っている (図 6.1)。496 nm 遷移はある程度閉じているため、現在の光格子時計においてリポンプ兼冷却遷移として用いられている [28]。しかし、496 nm 遷移単体でのリポンプ効率は、理論計算上 497 nm 遷移と比較して $1/1300$ ほどの効率しか実現できないとされている。一方で実験結果としては、 $1/30$ 程度の効率が実現されていることが分かっている [6]。

496 nm 遷移では、 $5s5d\ ^3D_3$ 状態の原子数が増え、 $5s6p\ ^3P_2$ を経由した遷移によって、 $5s5p\ ^3P_{1,0}$ 状態へと遷移する原子数が増える 6.3。そして、 $5s5d\ ^3D_3$ 状態から $5s6p\ ^3P_2$ 状態への遷移波長は 10 μm であり、これは室温における黒体輻射のピーク波長に近い。黒体輻射によって、これらの状態間の遷移が誘起され、 $5s5p\ ^3P_{1,0}$ 状態への分岐比が大きくなる事が指摘されている。しかし、他のリポンプ遷移同様、496 nm 遷移単体ではリポンプ効率が低くなるため、 $5s5p\ ^3P_0$ 状態へ遷移した原子をリポンプする必要がある。2つのリポンプを駆使する事で、これまでに用いられたリポンプ遷移と遜色のないリポンプ効率を実現できる可能性がある。しかし、496 nm 遷移のリポンプ効率と、同時に $5s5p\ ^3P_0$ 状態をリポンプした際のリポンプ効率については、これまでに報告されていない。

本研究は、green MOT に向けた blue MOT の 496 nm によるリポンプと、これまでに用いられてきた 481 nm、497 nm によるリポンプとの比較を行った。まず、496 nm 遷移によるリポンプ効率について、ローディングタイムを測定する事で、その効率を調べた。

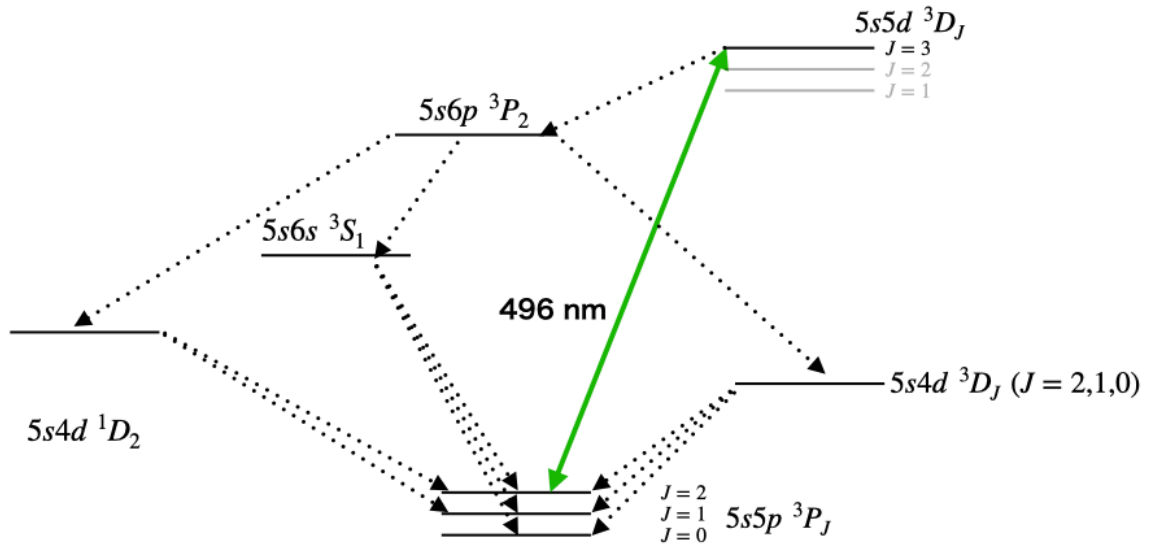


図 6.2 496 nm 遷移による緩和パス。 $5s6p\ ^3P_2$ 状態を經由して $5s5p\ ^3P_J$ ($J = 2, 1, 0$) へと緩和する。

また、single repump として使用されてきた 481 nm 遷移によるリポンプ実験を行い、497 nm との比較を $5s5p\ ^3P_0$ 状態からのリポンプ光 (679 nm) を照射することで行なった。

6.2 $5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_3$ 遷移 (496 nm) によるリポンプ

実験は第5章で用いられている光学系によって行われた。496 nm 光をリポンプとして照射した際の原子数の増加を測定した結果を図6.3に示す。オーブンの温度は390 °Cとした。461 nm 光パワー 20 mW、離調-50 MHz、496 nm 光パワー 1.8 mW、483 nm 光パワー 0.6 mW である。原子数の増加は、496 nm 単体で7倍、483 nm と両方照射して75倍ほど増加した。本実験では、リポンプ効率の指標として、観測された MOT の寿命の倍率を用いる。MOT のローディング方程式は式(5.3)で表されるが、リポンプが不完全である場合、MOT の寿命は準安定状態への遷移によって決まる。したがって、本実験においては、その遷移が起きる時定数 τ を用いて、時間 t に対して $f(t) = A(1 - \exp(-t/\tau))$ という関数を用いてフィッティングを行ない、寿命の測定を行なった。ここで、 A は信号の定常値である。461 nm のみで実現される MOT の寿命は、7 ms であった。496 nm リポンプを使用すると、寿命は64 ms まで伸びた。9.1 倍の寿命増加は、1/9.1 の割合で $5s5p\ ^3P_0$ 状態への緩和していることになる。さらに483 nm 光を照射すると、寿命は560 ms となり、461 nm のみに比べて80 倍の寿命増加であることがわかる。2本のリポンプ

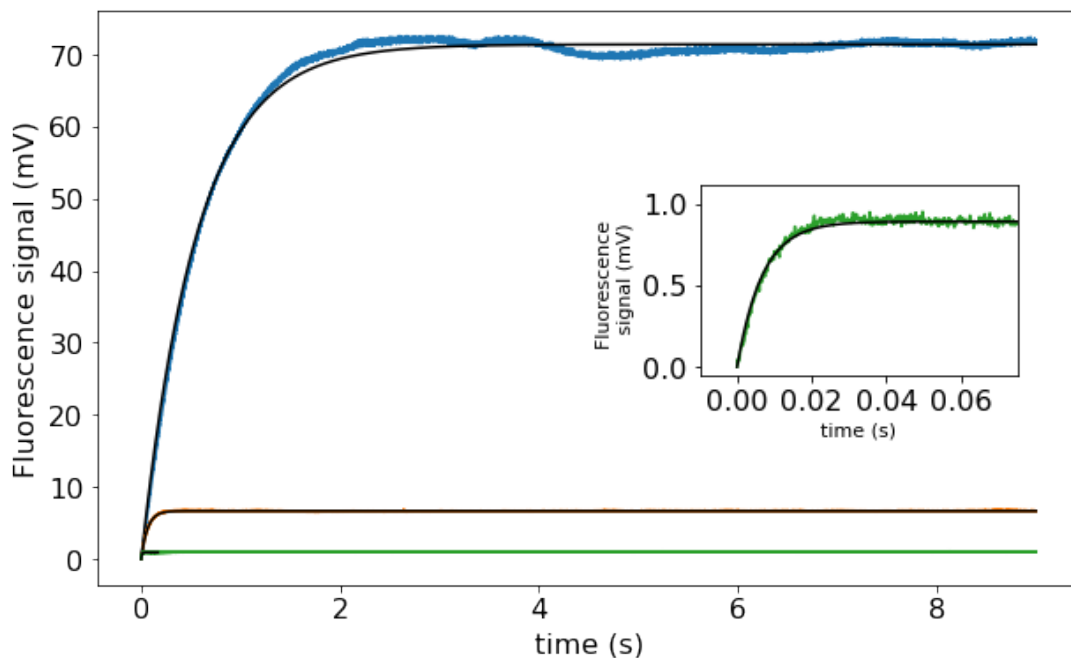


図6.3 496 nm 遷移をリポンプ遷移として用いた時のローディング曲線。信号の小さい順に、461 nm 遷移のみ (緑)、496 nm のみをリポンプ遷移として用いた時 (黄)、496 nm、483 nm 両方をリポンプ遷移として用いた時 (青) のデータである。黒の実線はフィッティング曲線である。

光が入れている場合、寿命は背景ガスとの衝突と二体衝突による寄与によって決まる。5章で述べた通り、背景ガスとの衝突は最低でも 1 s 程度であることが予想されるため、今回観測された MOT 寿命では、二体衝突の影響が現れていると考えられる。

これまでに用いられてきた single repump に比べ、496 nm 単体でのリポンプ効率は低いが、同時に 483 nm のリポンプをすることによって、同等な効果が得られることが分かった。 3P_0 のリポンプによる増加が大きい理由として、496 nm 遷移を繰り返す中で $5s5d\ ^3D_3$ から、 $5s6p\ ^3P_2$ を経由する緩和パスが、室温における黒体輻射によって誘起されることによると考えられている [6]。496 nm のみのリポンプによるローディングの時定数がガスの衝突ではなく、この緩和によって定まっていると考えると、測定データより、その時定数は 64 ms 程度であると見積もられる。これは、481 nm、497 nm でのリポンプでの寿命 (~ 250 ms) よりも短く、 $5s5p\ ^1P_1$ から $5s5p\ ^3P_0$ への緩和が支配的でないことを示している (詳細は後述)。

以上より、リポンプ遷移としての 496 nm 遷移は、 $5s5p\ ^3P_0$ をリポンプすることによって、これまでに提案されてきたリポンプ方法と遜色のない効果を発揮することが分かった。

6.3 481 nm によるリポンプ効果

次に、481 nm と 679 nm 遷移をリポンプとして用いた際のリポンプ効率について述べる。オープン 405 °C のとき、461 nm 光パワー 88 mW、481 nm 光パワー 0.6 mW、679 nm 光パワー 4.9 mW のときに得られたローディングカーブを図 6.4 に示す。

定常値の比較を行うと、461 nm のみの場合と比べて、481 nm リポンパーのみの場合は 20 倍、679 nm も追加で照射すると、その 2.5 倍程度、つまりトータルで 58 倍程度増加することがわかった。496 nm リポンプと同様に、フィッティングを行うことで寿命を測定した。まず、461 nm のみで 8 ms の寿命であった。次に 481 nm 光をリポンプとして用いた際は、188 ms であった。寿命の増加は 24 倍である。481 nm のみのリポンプ効率は、文献 [13] で述べられている 20 倍と同程度である。これは、 $1/24 = 4\%$ 程度が $5s5p\ ^3P_0$ 状態へ落ちていることになる。この結果は、497 nm 遷移を用いた Stellmer らの実験結果とほとんど一致する [6]。ここに 679 nm 光を追加することで、寿命は 463 ms になった。つまり、合計で寿命は 59 倍になる。

本来、481 nm 遷移において、 $5p^2\ ^3P_2$ 状態から $5s5p\ ^3P_0$ 状態への直接的な緩和パスが無いとされているものの、結果として、多くの原子が $5s5p\ ^3P_0$ 状態へ遷移していることが分かる。

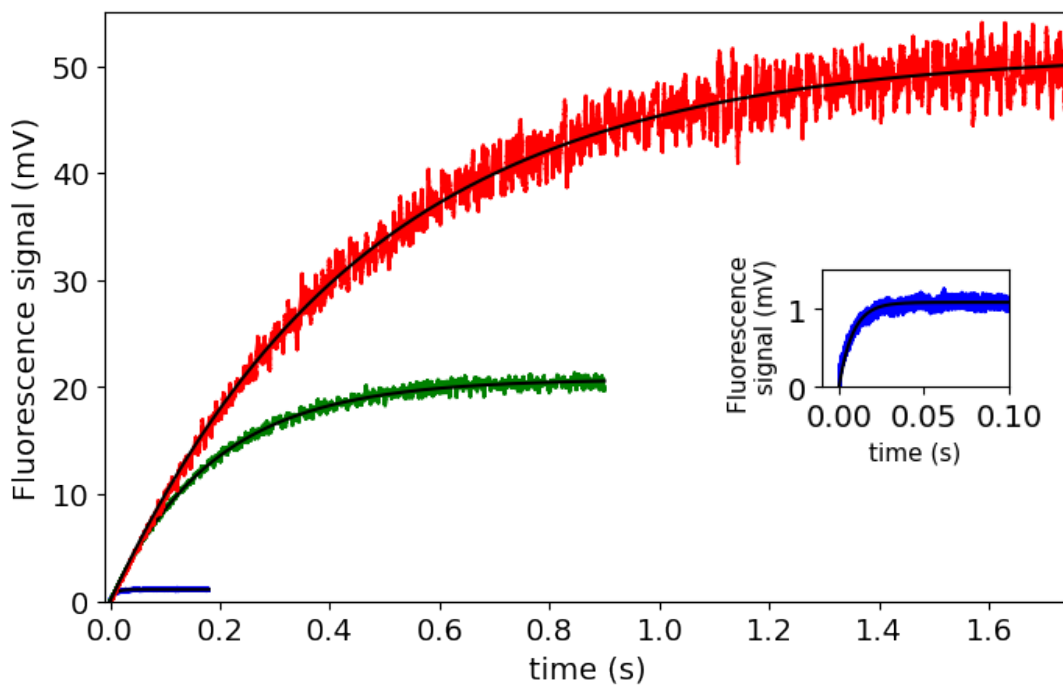


図 6.4 481 nm 遷移をリポンプ遷移として用いた時のローディング曲線。信号の小さい順に、461 nm 遷移のみ (青)、481 nm のみをリポンプ遷移として用いた時 (緑)、481 nm、679 nm 両方をリポンプ遷移として用いた時 (赤) のデータである。黒の実線はフィッティング曲線である。

6.4 481, 497 nm 遷移のリポンプにおける $5s5p\ ^3P_0$ のリポンプの効果

481 nm 遷移において、 $5s5p\ ^3P_0$ 状態への緩和パスが存在することが示された。この緩和において、その要因として $5s5p\ ^1P_1$ 状態からの直接的な緩和が考えられている [6]。本研究では、single repump として用いられる、481, 497 nm 遷移における $5s5p\ ^3P_0$ 状態へ緩和時間の測定実験を行い、その比較を行なった。

481, 497 nm 遷移をリポンプとして用いた MOT に照射している 679 nm リポンプを切ることによって観測される MOT 蛍光信号の減少の時定数の測定を行なった。481 nm リポンプを使用した場合の、MOT の蛍光の減少カーブの時定数を測定した結果を図 6.5(a) に示す。この時のオープン温度 360 °C、圧力 3.7×10^{-10} Torr、461 nm 光パワー 23.5 mW、離調-50 MHz、481, 497 nm 光パワー 4.5 mW、679 nm 光パワー 4.9 mW であった。指数関数によるフィッティングを行なった結果も示されている。481 nm リポンプの際の $5s5p\ ^3P_0$ 準位への緩和時間は 257 ms であることが示された。

497 nm でも同様な実験を行なった結果を図 6.5(b) に示す。同様にフィッティングを行なったところ、緩和時間は 252 ms であった。両者に大きな差はなく、およそ 250 ms というタイムスケールで $5s5p\ ^3P_0$ 状態へ緩和していると考えられる。これは、上準位からの緩和パスに依存しない、緩和パスがあると考えられる。Stellmer らが予想する $5s5p\ ^1P_1$ から $5s5p\ ^3P_0$ への直接的なパスが存在するという仮説と矛盾しない結果となっている。

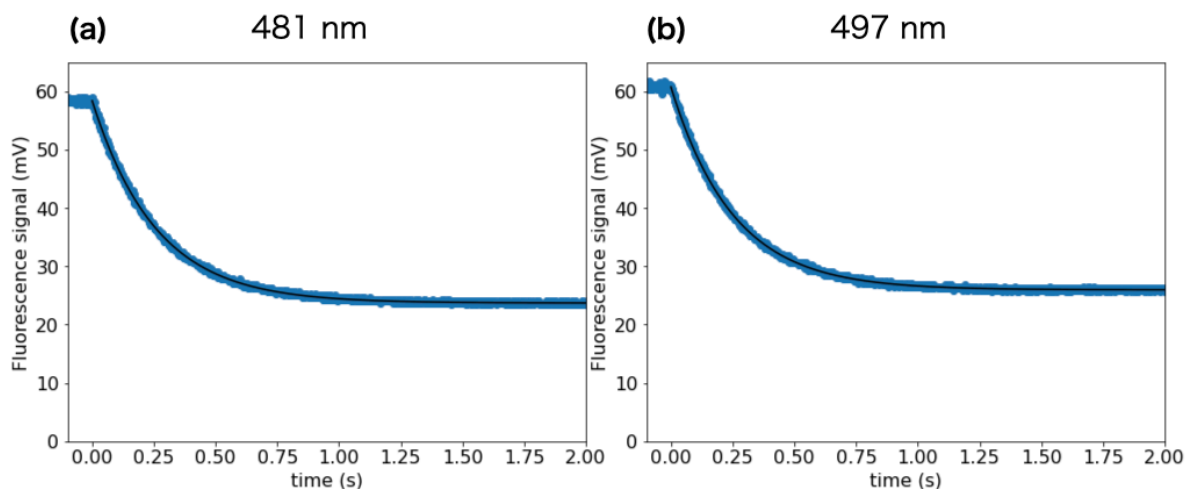


図 6.5 679 nm 光を切った時 (0 s) の MOT 蛍光信号の時間変化。(a)481 nm 遷移、(b)497 nm 遷移をリポンプとして使用した時の信号である。黒い実践はフィッティング曲線を示している。

[6]。

以下に $5s5p\ ^1P_1$ から $5s5p\ ^3P_0$ への遷移の分岐比 (g) の計算を行う。励起率は、

$$f = \frac{1}{2} \frac{s}{1 + s + 4 \left(\frac{\delta}{\Gamma}\right)^2}. \quad (6.1)$$

ここで飽和パラメータ $s = I_t/I_s$ 、 I_t がトータルの光強度で、 I_s が飽和強度としている。また、 Γ は遷移レートで、 δ は離調周波数である。 I_t は、折り返しビームであることから、入射光強度の倍となる。簡単のために直径 1 cm の一様な強度の光であるとすると、 $I_t = 60\text{ mW/cm}^{-2}$ となる。飽和強度は 42 mW/cm^{-2} であるため、 $s = 1.4$ である。これらの値を用いると、 $f = 0.058$ となる。緩和時間を τ とすると、

$$\frac{1}{\tau} = f\Gamma g, \quad (6.2)$$

従って、 $\tau = 0.25\text{ s}$ とすると、

$$g = 3.4 \times 10^{-7} \quad (6.3)$$

と計算される。これは、分岐比としては $1 : 2.9 \times 10^6$ である。この値は、Stellmer が計算した値 $1.7(3) \times 10^6$ とオーダーは同程度になった。以上より、20~30 倍程度の増幅で十分であれば、従来通りの single repump のみを使用することで、十分な量の原子を得る事ができる。その一方で、どのようなリポンプ遷移で $5s5p\ ^3P_2$ 状態からのリポンプを行なったところで、 $5s5p\ ^3P_0$ 状態への緩和パスによって、MOT の寿命が制限されるという結果が示された。

第 7 章

準安定 Sr 原子の磁気光学トラップ

本章では、 $5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_3$ 遷移 (496 nm) の MOT(green MOT) の実験について述べる。まず 7.1 節でこれまでに行われてきた Sr の準安定状態からの冷却について述べる。7.2 節で本研究で用いる遷移について説明し、7.3 節で基底状態への緩和を抑制するために用いた $5s5p\ ^3P_1 - 5s5d\ ^3D_2$ 遷移 (487 nm) について述べる。7.4 節で光学系について述べ、487 nm 光を照射して生成された green MOT について述べる。7.5 節にて今回測定された green MOT 寿命について述べる。

7.1 準安定 Sr 原子のレーザー冷却

光格子のトラップ深さは典型的に 10 μ K 程度であるため、光格子へ原子をトラップするためには 1 μ K 程度まで Sr を冷却する必要がある。そのために、これまでには共鳴線幅が狭い $5s^2\ ^1S_0 - 5s5p\ ^3P_1$ (689 nm) 遷移が用いられてきた [50]。689 nm 遷移の共鳴線幅は 7.5 kHz と狭く、ドップラー冷却限界温度が 180 nK と低い。本研究では、この 689 nm 遷移による冷却を狭線幅冷却と呼ぶ。689 nm 遷移の共鳴線幅は非常に狭いため、用いるレーザー光源の線幅を狭窄化することが望まれる。そのために、一般的には、真空装置内に配置された超低膨張ガラス (Ultra Low Expansion glass: ULE glass) の共振器を用いて線幅狭窄化が行われている [51]。また、効率良く原子をトラップするために、一時的にレーザー線幅を実効的に広げる等の操作が必要であり、技術的に困難である (図 7.1)。

狭線幅冷却に変わる方法として、これまで準安定状態の原子を冷却する方法が提案されており、これまで Ca[52]、Sr[10, 27, 28] で実現されている。Sr では $5s5p\ ^3P_2 - 5s4d\ ^3D_3$ (2.7 μ m) 遷移を用いる事で、狭線幅冷却のレベルまで冷却可能なことが実証されている [28]。2.7 μ m 遷移は、線幅が 57 kHz と比較的狭いため、ドップラー冷却温度が 1.4 μ K 程度であり、波長が長いため反跳温度が 13 nK と低い。この遷移間では、基底状態への緩和パスが存在しない為、1 s 程度の長い寿命が実現されている [28]。また、下準

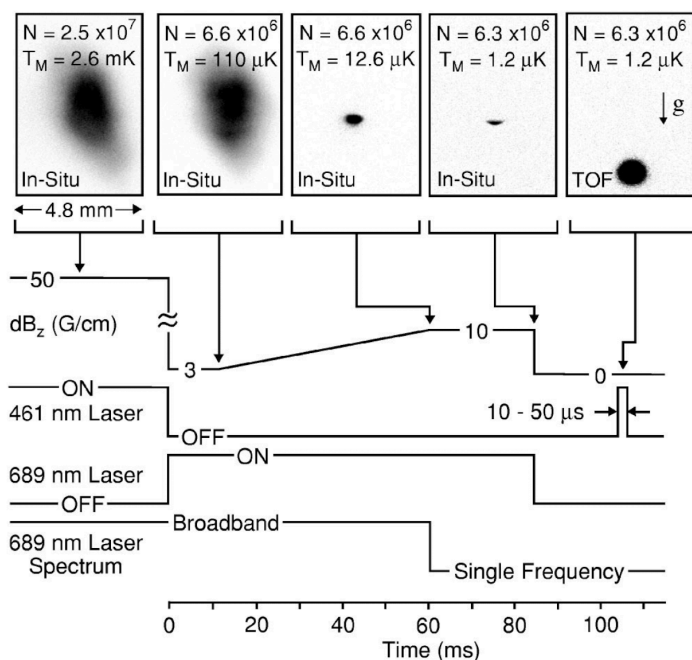


図 7.1 狭線幅冷却における磁場勾配 (dB_z)、レーザー強度、線幅 (laser spectrum) のタイムシーケンス [50]。689 nm 光の線幅は、Broadband と Single frequency の切り替えが行われている。

位に磁気副準位を有する遷移であるため、ドップラー冷却とは異なる偏光勾配冷却による冷却が働くことが期待される。偏光勾配冷却では、理論上光子の反跳温度まで冷却が可能である。実際には、反跳温度の 10 倍程度が到達可能であり、文献 [28] では $2.7 \mu\text{m}$ 遷移によって、 ^{88}Sr 原子を 200 nK (反跳温度の 17 倍) まで冷却することができている。この冷却方法は、461 nm 遷移と準位を共有しないため、blue MOT からの原子を供給しながら冷却を行う事ができる。従って、光格子へトラップ可能な極低温原子の生成を連続的にできると期待されている*1。

また、赤塚らの方法では、461 nm 遷移、496 nm 遷移、 $2.7 \mu\text{m}$ 遷移の 3 段階でのレーザー冷却が行われている。496 nm 遷移は $5s5p \ ^3P_2 - 5s5d \ ^3D_3$ 遷移であり、 $2.7 \mu\text{m}$ 遷移と同様な構造となっているため、ドップラー冷却のみならず、偏光勾配冷却が働く。そして、496 nm 遷移の反跳温度は 440 nK であるため、典型的な光格子のトラップ可能温度まで冷却が可能である。これまでに 496 nm 遷移を用いた ^{87}Sr 原子の MOT では、ドップラー冷却限界温度を超えた温度 ($\sim 200 \mu\text{K}$) への冷却が確認されている [28]。これは MOT 中で偏光勾配冷却が働いたためである。従って、積極的に偏光勾配冷却を行う

*1特に光格子時計では、原子を準備する間の検出にかからない時間である”dead time”による不確かさを考慮する必要がある。所謂、Zero-dead-time 光格子時計に向けた応用が期待されている。

事でさらなる冷却を期待できる。しかし、その寿命は 13 ms と非常に短いことがわかっている。496 nm 遷移では、上準位から $5s5p\ ^3P_1$ 状態への緩和パスが存在する。従って、 $5s5p\ ^3P_1$ 状態から基底状態への緩和が起きやすい。赤塚らは、その緩和を防ぐためのレーザー（以下プラグ光と呼ぶ）の強度が十分でなかったことが、主要要因と主張している。偏光勾配冷却では 10 ms 程度の時間が必要であるため、13 ms という寿命では十分に原子を冷却することはできない。

本研究では、496 nm 遷移で偏光勾配冷却を実現に向けて、 ^{88}Sr の 496 nm の MOT(green MOT) を試みた。我々は赤塚らと異なり、プラグ光として $5s5p\ ^3P_1 - 5s5d\ ^3D_2$ (487 nm) 遷移を用いた。この波長で直接発振する半導体レーザー (LD) によって十分なパワーが得られること、また、遷移強度が比較的強い為、周波数安定化において有利になるという利点がある。本実験において 487 nm 遷移によって実現された green MOT の寿命測定を行なったところ、赤塚らの報告した寿命 (13 ms) に比べ、長い寿命 (68 ms) であることがわかった。以下に詳細を述べていく。

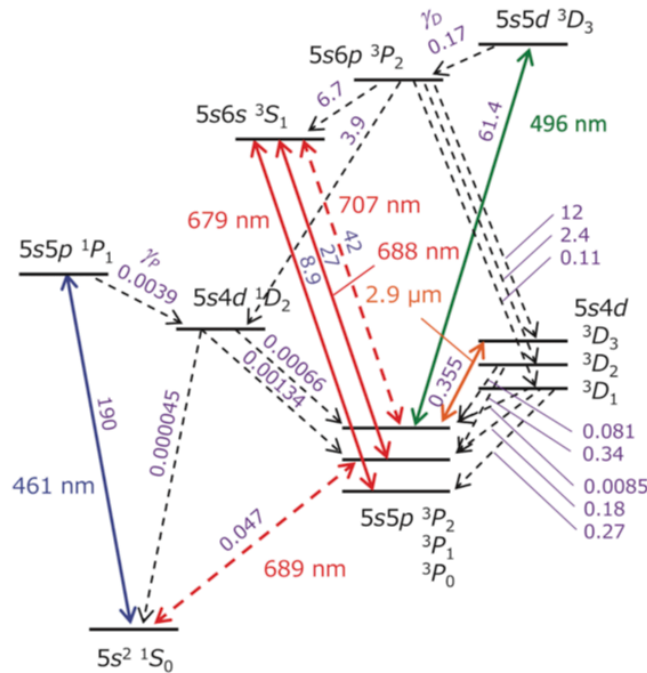


図 7.2 赤塚ら [28] の報告に関するエネルギー準位図と遷移。実線矢印は励起する遷移であり、破線矢印は自然放出による緩和パスを示している。矢印に添えてある数字は遷移レートで、単位は $10^6\ \text{s}^{-1}$ である。

7.2 Green-MOT のための遷移

赤塚ら [28] は、461, 496, 679 nm 遷移を用いる事で blue MOT を行なっている (図 7.2)。そして、 $5s5p\ ^3P_1$ 状態の原子が基底状態へ緩和しないように $5s5p\ ^3P_1 - 5s6s\ ^3S_1$ (688 nm) 遷移の共鳴光を blue MOT に照射する事で、green MOT へと移行している。

本研究で Green MOT のために用いられる遷移を図 7.3 に示す。本研究では 461 nm の MOT (blue MOT) の際に、496, 483 nm 遷移をリポンプとして用いた。496 nm 遷移では、 $5s5d\ ^3D_3$ から $5s6p\ ^3P_2$ を経由し、 $5s5p\ ^3P_{0,1}$ へと遷移する。特に、 $5s6p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_3$ 遷移波長はおよそ 10 μm である。この波長は室温における黒体輻射のピーク波長に近く、誘起されやすいとされている [6]。そのため、 $5s^2\ ^1S_0 - 5s5p\ ^3P_1$ 遷移によって、基底状態へ遷移してしまう。本研究では、 $5s5p\ ^3P_1 - 5s5d\ ^3D_2$ (487 nm) 遷移の光をプラグ光として用いることによって、基底状態への緩和パスを塞ぐことで green MOT を行った。文献 [28] では、プラグ光の遷移が十分に起こらないことが、461 nm 光を遮った際の green MOT の寿命 (13 ms) を制限しているとされている。487 nm 遷移は、688 nm 遷移に比

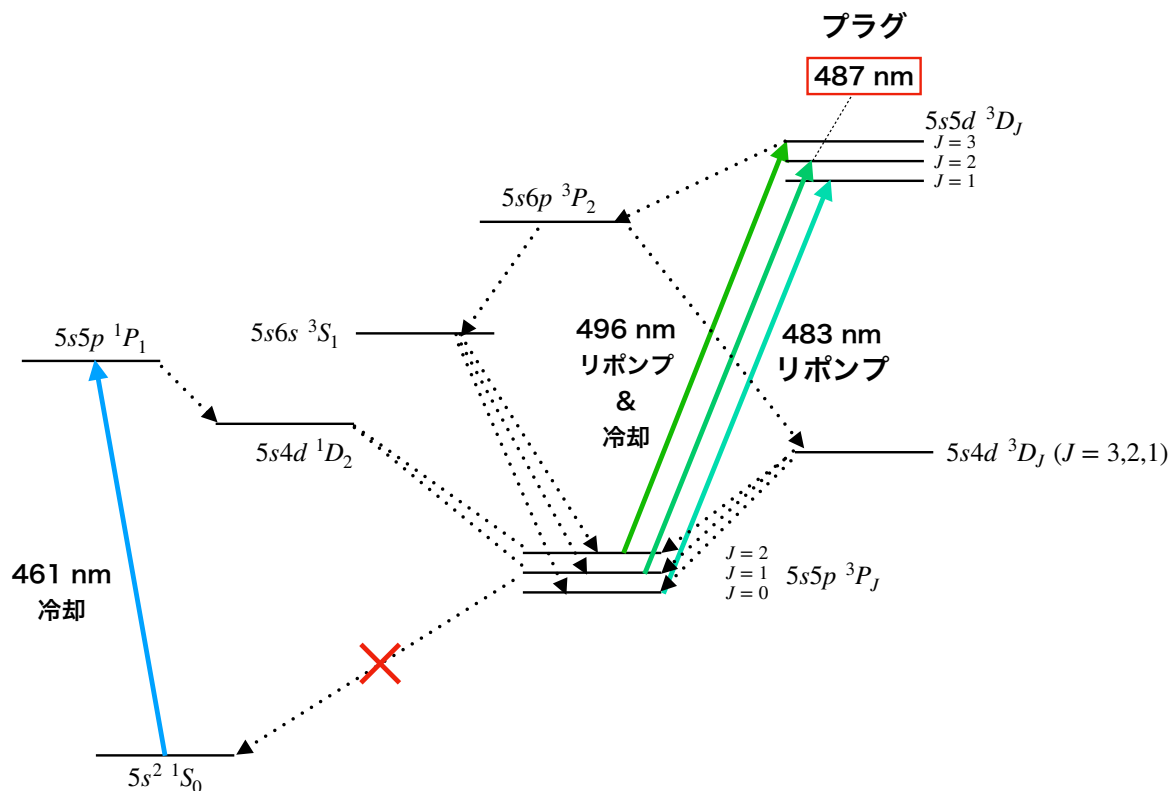


図 7.3 本研究で green MOT のために用いる遷移。実線矢印は励起させる遷移であり、点線矢印は自然放出による緩和パスを示している。

べ、遷移レートが 1.8 倍であるため、寿命の延長が見込まれる。加えて、周波数安定化のために分光をする際に有利になることが予想される。

7.3 $5s5p\ ^3P_1 - 5s5d\ ^3D_2$ 遷移 (487 nm) の分光

これまでに、プラグ光として用いられた 688 nm 遷移だが、共鳴周波数へのレーザー周波数安定化に向けた分光実験は過去に行われている [33]。一方、本研究でプラグ光として用いる 487 nm 遷移に対しては、分光実験等を行なった先行研究は無い。本研究では、HCL を用いて分光実験を行なった。487 nm の光源として ECDL を作製し、混合バッファガス HCL (Ne 0.3 Torr, Xe 1.0 Torr) を用いた。結果を図 7.4 に示す。10 mA の放電で 5% の吸収を観測した。また、飽和吸収分光を行なった結果、ラムディップを観測することができ、FM 分光等で共鳴周波数へ周波数安定化が可能である。本研究では、共鳴光に周波数を手動で合わせることで Green MOT の実験を行なった。

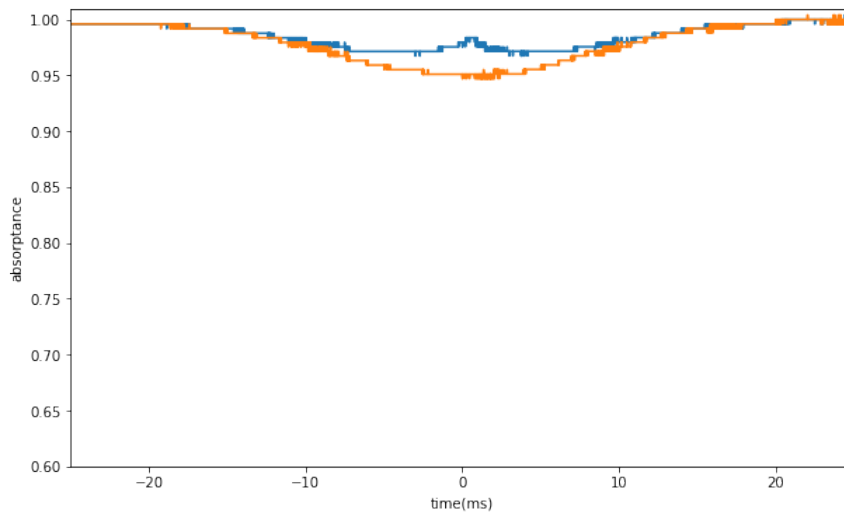


図 7.4 $5s5p\ ^3P_1 - 5s5d\ ^3D_2$ 遷移 (487 nm) の吸収信号。線形吸収と飽和吸収分光の両方を行なった。

7.4 Green MOT 実験

7.4.1 実験系

^{88}Sr の green-MOT のための実験系を示す。461 nm の光と 496 nm の光は、いずれも MOT のための光であるため、同じ偏光として MOT 光学系に入射できるように、ダイクロイックミラーを用いてパスを合わせた。461 nm 光は 5 章で述べたように、アイリスによって直径 1 cm のビームとなるようにしてある。496 nm 光も同様のセットアップとなっている。プラグ光も 3 軸全ての方向に照射できるようにした。また、磁場勾配は 54 G/cm とした。green MOT からの蛍光信号は光検出器によって測定された。この際、461 nm 光による信号を観測しないように、フィルターを用いて 490 nm 付近の光のみを検出するようにした。

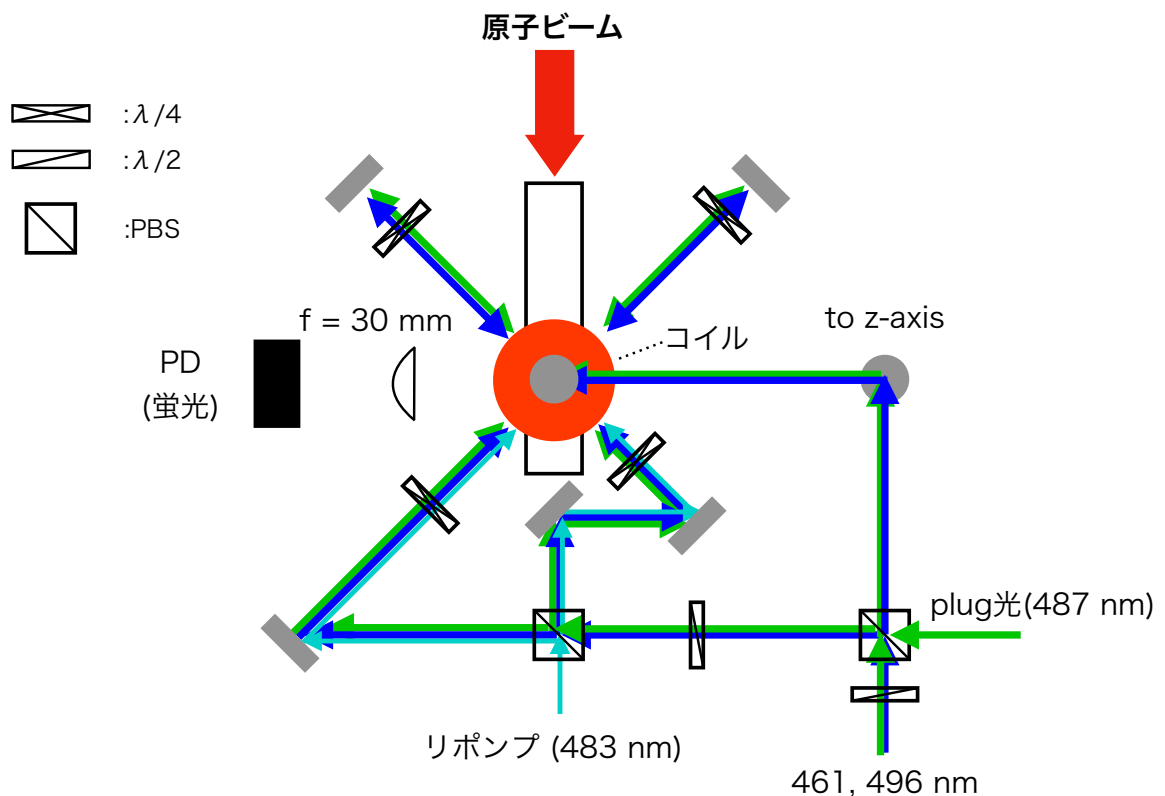


図 7.5 Green MOT のための光学系。

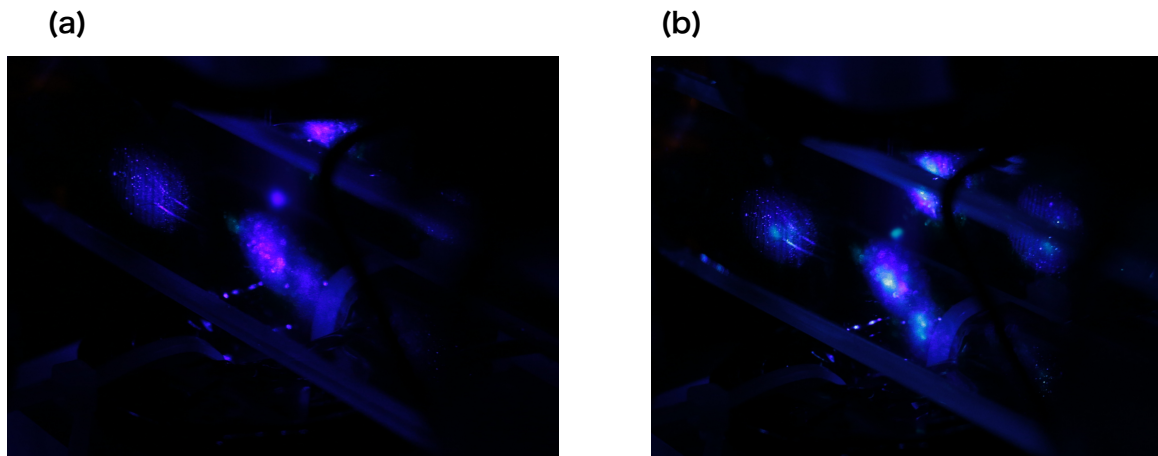


図 7.6 (a)Blue MOT、(b) $5s5p\ ^3P_1 - 5s5d\ ^3D_2$ 遷移 (487 nm) 共鳴光を照射したときに観測された green MOT。

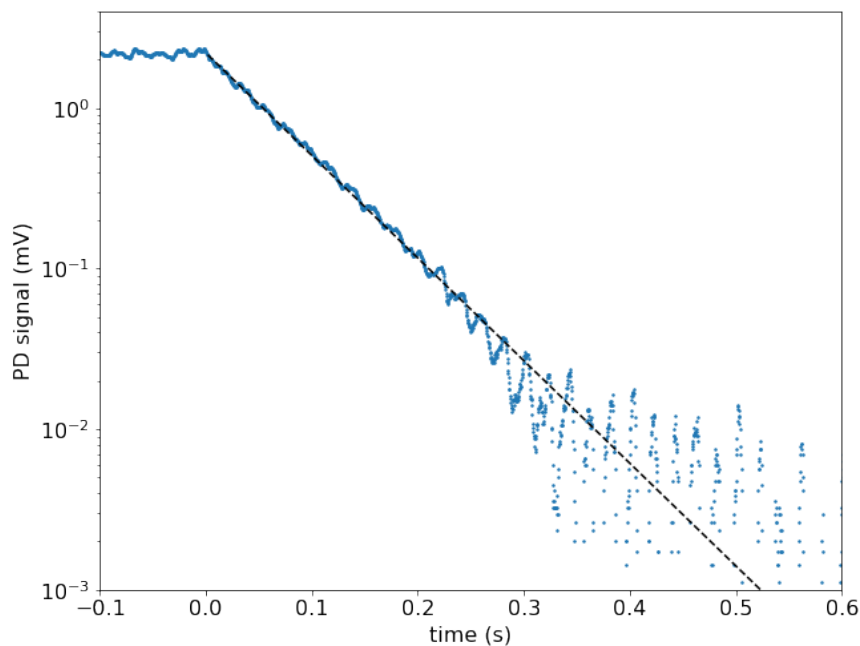


図 7.7 461 nm 共鳴光を切った時の寿命。破線は指数関数をプロットしている。

7.4.2 観測された green MOT

461 nm 光を 10 mW、496 nm 光を 2 mW、483 nm 光を 0.6 mW としたとき、そこに 10 mW のプラグ光を照射したときの結果を図 7.6 に示す。図 7.6(a) で示される blue MOT に $5s5p\ ^3P_1 - 5s5d\ ^3D_2$ 遷移 (487 nm) 共鳴光を照射したとき、図 7.6(b) に示される green MOT が観測された。

7.5 Green MOT の寿命

461 nm 光を遮った際、green MOT への原子供給が断たれるため、green MOT 原子数は減少していく。我々は 461 nm の共鳴光を切った際、green MOT がどれほどの寿命になるのか、測定を行なった。

測定結果を図 7.7 に示す。0 s で 461 nm 共鳴光を遮っている。減少の傾向は単一指数で表される形になっており、 $Ae^{-t/\tau}$ の形の理論曲線をプロットすることで時定数を求めた。図 7.7 中の破線はそのプロットであり、 $\tau = 68$ ms と求めることができた。これは先行研究 [28] の 13 ms という寿命に比べて長い。寿命が長くなった要因として、彼らที่ใช้た遷移 (688 nm) よりも強い遷移 (487 nm) を用いた事、そして、パワーが十分にあったことが考えられる。彼らที่ใช้た光は直径 1 cm で 0.5 mW である一方で、我々は直径 2 mm で 10 mW のパワーであり、光強度は十分飽和強度に達している。

ここで観測された蛍光の減少は、 $5s5p\ ^3P_1 \rightarrow 5s^2\ ^1S_0$ という緩和パスによるものだと考えられる。487 nm 遷移が十分に飽和していると仮定して、green MOT の寿命について考察を行う。飽和している状態では、 $5s5p\ ^3P_1$ 状態と $5s5d\ ^3D_2$ 状態の原子数は等しくなる。この場合 green MOT の寿命は、 $5s5d\ ^3D_2 \rightarrow 5s5p\ ^3P_2$ と、 $5s5p\ ^3P_1 \rightarrow 5s^2\ ^1S_0$ の緩和パスの分岐比によって決まる。それぞれの遷移レートは、 $1.28 \times 10^7\ \text{s}^{-1}$ と $4.7 \times 10^4\ \text{s}^{-1}$ であるため、これらの分岐比は 1 : 272 である。496 nm 遷移の冷却サイクルの内、 $0.17 \times 10^6\ \text{s}^{-1}$ のレートで $5s5p\ ^3P_2$ 状態への緩和が起きる。 $5s6p\ ^3P_2$ 状態から $5s5p\ ^3P_{2,1,0}$ 状態へ落ちる分岐比を計算を行う。分岐比は、遷移レートの比で決まるため、それらの計算を行なった結果を表 7.1 に示す。green MOT の寿命の上限値は以下で計算

表 7.1 $5s6p\ ^3P_2$ 状態から $5s5p\ ^3P_{2,1,0}$ 状態への緩和の分岐比。

to	$5s5p\ ^3P_0$	$5s5p\ ^3P_1$	$5s5p\ ^3P_2$
ratio (%)	3	27	70

する。トラップ光離調周波数を、典型的な値である自然幅の 1.5 倍であると仮定する。また、496 nm 遷移の飽和強度は 10.4 mW である。トラップ光の強度分布を一様だと仮定して強度を求めると、 $5.6\ \text{mW}/\text{cm}^{-2}$ であるため、励起率は 2.5% となる。従って、green MOT の寿命は、

$$\frac{1}{\tau_{\text{G-MOT}}} = 0.025 \times 0.17 \times 10^6 \times \frac{1}{272} \times \frac{27}{100} = 2.5\ \text{s}^{-1}. \quad (7.1)$$

この逆数は 400 ms であることから、本研究で測定された寿命に比べ長い。これは、室温の黒体輻射 (ピーク波長 $\sim 10\ \mu\text{m}$) によって、 $5s5d\ ^3D_3 \rightarrow 5s6p\ ^3P_2$ の遷移が引き起こさ

れているためだと考えられる。Stellmer らの実験結果によると、黒体輻射の影響によって理論計算より 30 倍程度多くの原子が基底状態へ緩和している可能性が示されている [6]。本研究の結果では、彼らほど黒体輻射の影響が見られない結果となった。Stellmer らは、リポンプ光ごとの効率を測定することで黒体輻射の影響を調べている。同様な実験を行うことで、本研究との定量的な比較が可能である。

本実験では、461 nm から 496 nm の波長帯の光を用いた green MOT の観測に成功し、先行研究と比較して 5 倍長寿命であることが分かった。これは、プラグ光の強度が十分であることで、 $5s5p\ ^3P_1$ の原子を十分に励起することができたためだと考えられる。今後、励起率 (トラップ光強度、離調) を変化させることで、更なる長寿命を実現できる可能性がある。例えば、496 nm 光の離調周波数を 461 nm 光と同様に測定することで、今後更なる定量的な議論が可能である。また、現在観測されている 68 ms 程度の寿命であっても、偏光勾配冷却への移行も十分可能であると考えられる。本研究で用いた方法では、近い波長帯で全ての冷却を実現できるため、近い性能の光学素子に統一した実験を行うことが可能であり、レーザー冷却の光学系の簡素化を図ることも可能である。

第 8 章

結論・今後の展望

本研究の目的は、 ^{88}Sr の $5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_3$ (496 nm) 遷移を用いた偏光勾配冷却によるコンパクトな Sr レーザー冷却システムの構築である。特に、レーザー周波数安定化の光学系の簡便化、真空装置の簡便化、冷却スキームの簡便化という 3 つの要素に着目して研究を行なった。

$5s^2\ ^1S_0 - 5s5p\ ^1P_1$ (461 nm) 遷移の BAVLL による周波数安定化を長時間 (20 時間) に渡って行い、その長期安定度を参照レーザーとのビート周波数を測定する事で行なった。20 時間にわたる測定の結果、1 MHz 以内で安定し、Sr の $5s^2\ ^1S_0 - 5s5p\ ^1P_1$ 遷移の線幅である 30 MHz と比較して十分に安定していることが分かった。また、測定値に現れた周期的な変化は、室温の変化の周期と一致することがわかり、その変化は 1 MHz/°C 程度であると推測され、Corwin ら [19] の結果と矛盾しない結果となった。

また、これまでに行われてこなかった準安定状態からの遷移における BAVLL について、その傾きの磁場依存性を計算した。ほとんどの遷移は、永久磁石による磁場によって最適化可能であり、最適に近い磁場を加え、分光を行い、周波数安定化に必要な S/N 比の信号を得る事ができた。これにより、461 nm 遷移と同様に、準安定状態の周波数安定化をコンパクトな系で行う事が可能である。

次に我々は、これまでの Sr レーザー冷却装置に必須であったゼーマン減速器を排したデザインの真空装置を構築した。その真空装置内の圧力はオーブンの加熱によって上昇するものの、Sr のゲッター作用によって、オーブンを 390 °C に加熱した場合であっても、 5×10^{-10} Torr の超高真空を維持する事が分かった。

このような真空装置で磁気光学トラップの寿命を測定する事で、ガラスセルにおける局所的な背景ガスの圧力の評価を行なった。その寿命はイオンゲージで示される背景ガスの増加に反比例する傾向が示され、オーブン温度 330 °C で 4×10^6 個の ^{88}Sr をトラップでき、 1.3×10^{-10} Torr という真空度で 6 秒の寿命が観測された。寿命の変化は、Sr の原子ビームの流量の増加と一致しないことから、Sr 原子ビームとの衝突ではなく、他の原

子、分子種による衝突であることが推測される。ベーキングを経た真空装置内では、主に H_2 が排出されるため、 H_2 との衝突を仮定すると、3 倍ほど理論値との乖離があるものの [34]、大きく矛盾しない結果となった。現在の光格子時計の測定時間の周期である 1.6 秒以上の寿命が得られたことで、光格子時計への応用が可能である。また、BAVLL によって小型化された光学系と、本研究で開発されたコンパクトな真空装置を実験室から運搬し、一般教室へ搬入することで blue MOT を実現できることを示した。

本研究で構築された光学系、真空装置を用いて、 $5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_3$ (496 nm) 遷移を用いた green-MOT を試みた。まず、我々は、496 nm 遷移を blue MOT のリポンプとして用い、 $5s5p\ ^3P_1 - 5s5d\ ^3D_2$ (487 nm) 遷移を起こす光 (プラグ光) によって、blue MOT から green MOT への移行を試みた。これまでに、496 nm 遷移におけるリポンプの効率は低いとされていた。しかし、 $5s5p\ ^3P_0 - 5s5d\ ^3D_1$ (483 nm) 遷移によるリポンプを行う事で、それまでに用いられてきたリポンプスキームに匹敵する効率を得られる事が分かった。また、 $5s5p\ ^3P_2$ 状態からのリポンプ遷移として、これまでに用いられてきた $5s5p\ ^3P_2 - 5p^2\ ^3P_2$ (481 nm), $5s5p\ ^3P_2 - 5s5d\ ^3D_2$ (497 nm) 遷移においては、 $5s5p\ ^1P_1$ から $5s5p\ ^3P_0$ への遷移によって、その効率が制限されることを実験的に示した。

そして、483, 496 nm 遷移による blue MOT に $5s5p\ ^3P_1 - 5s5d\ ^3D_2$ (487 nm) 遷移の光を照射し、green MOT を観測する事ができた。461 nm の光を切った際の寿命は 68 ms であり、先行研究 [28] で示された 13 ms という結果に比べて長い事が分かった。これは、十分なプラグ光強度によるものだと考えられる。この寿命は理論計算によって見積もられた寿命 400 ms に比べて短いものの、偏光勾配冷却に用いるのに十分である。また、本研究で用いた光学遷移はいずれも波長が近いため、光学素子の特性を揃えやすいといったメリットもある。

本研究で得られた結果をもとに今後の展望について述べる。まず、真空装置に関して述べる。我々の真空装置は、Sr ゲッター作用によって、オープン駆動時でも超高真空が維持されているものの、イオンポンプ無しでは超高真空を維持する事が難しい。ゲッター膜として必要な真空装置内壁の面積は、ICF70 の 6 方管 1 つ分程度であることが予想されるため、現在は 2 つの 6 方管を経てガラスセルに原子ビームが照射されているが、片方の 6 方管を省略する事が可能であると考えられる。その際、オープンからの原子が壁面に最大限照射されるような設計であれば、本研究で得られた超高真空の維持は達成できるように思われる。また、オープンから放出される Sr 以外のガスが直接トラップ領域に侵入している事が考えられるが、それを塞ぐための物理的なシャッターを導入する事で、オープン駆動時のトラップ寿命を伸ばす事ができると考えられる。これらの案をもとに次の真空装置が既に設計され、現在構築中である。

小型化の方針として、オープンを用いない原子源の提案がされている。近年、酸化ストロンチウム (SrO) に光を照射することで、Sr 気体を生成し、MOT へ原子供給する方法

が研究されている [35]。このような光による原子供給は、加熱を伴わない為、真空度の低下を抑制することができ、真空装置の更なる小型化に寄与すると考えられる。

次に green MOT について述べる。測定された green MOT の寿命は、先行研究に比べ長かったものの理論計算に比べて短かった。これは黒体輻射による影響が考えられる。もしさらに長い寿命が望まれる場合、寿命を伸ばす手法として考えられるのが、 $5s5p\ ^3P_1 - 5p^2\ ^3P_2$ (472 nm) 遷移をプラグ遷移として用いる方法である。 $5p^2\ ^3P_2$ 状態から $5s5p\ ^3P_2$ への遷移レートは他の遷移に比べて高く、496 nm 遷移のサイクルに戻しやすい。従って、寿命が長くなる可能性がある。しかし、現在得られている寿命でも十分であると考えられるため、green MOT から偏光勾配冷却へ移行し、数 μK 程度の冷却が可能である。偏光勾配冷却が実現した際には、光格子へのトラップを試みる事が可能となる。

謝辞

この博士論文は、修士で行なった研究の一部と、博士課程を通して行なった研究をまとめたものになります。研究に取り組む上で多くの方々からの支えがありました。この場を借りて感謝の意を述べさせていただきます。

まず、指導教官である鳥井寿夫教授には、研究、実験から論文作成に至るまで多くのことを学ばせていただきました。なかなか自分に自信の持てない私を何度も励ましていただきました。この博士論文をここまでの形に持ってこれたのは、鳥井先生の励ましがあつたことでした。ありがとうございました。青木貴稔助教には、主に研究生活における面で多く助けていただきました。特に、博士1年目におけるオランダでの2ヶ月の滞在のきっかけを作ってください、非常に感謝しております。貴重な体験になりました。多くご迷惑をおかけしたかもしれませんが、最後まで指導していただき感謝しております。また、このようなオランダ滞在は、本大学理学系研究科の酒見泰寛教授に声をかけていただいたことによって実現しました。度々打ち合わせをしていただき、滞在先での生活についてなど助言をいただき非常に助かりました。副査である、久我隆弘教授、深津晋教授、松田恭幸教授、野口篤史准教授には適切なご助言を賜りました。感謝申し上げます。

研究室の後輩たちにも恵まれていたと感じます。博士1年の時の後輩だった池田英彦氏と君塚大樹氏は、とにかく実験が好きの人たちというイメージで、そんな様子を見ては実験のモチベーションを高めたものです。当時、卒業研究生として配属されていた中下輝士氏は、真面目な風貌とは裏腹に独特のユーモアを持ち合わせており、一緒に実験していて楽しかったです。その後配属されてきた高村昭吉氏の決して焦らず、じっくりと研究を進める研究姿勢は間近で見ているととても励みになりました。意外にも趣味が合うこともあり、日々の雑談が精神的な支えとなっていました。私が博士2年の時に入学してきた岡本直大氏は、私が修士課程の学生の時に、全学ゼミの学生として本研究室に配属されていたこともあり、修士課程から本研究室に入ると知った時は驚きました。短い期間でしたが、一緒に実験をして、むしろ自分の方が学ぶことが多かったように思います。今後博士課程に進むということで、充実した研究生活を送ってほしいと思います。博士3年の時に、本研究室で実験をすることになった田中聡氏とは、1年という短い時間(かつコロナ禍)で

したが、色々と雑談できて楽しかったです。機会があったら飲みにでも行きたいですね。

また、これまでに関わってきた友人知人たちにも感謝したいと思います。最後に、これまで大きな問題なく学生生活を送れたのは、家族からの多くの支援があったおかげです。心より感謝したいと思います。

付録 A

気体原子の吸収スペクトル

ここでは、気体原子に対する分光の原理について述べる。まず光と原子の相互作用について述べ、飽和吸収分光の基礎となる線形吸収について述べたのち、飽和吸収分光の原理を述べる。

原子と光の相互作用

原子・イオン分光は、対象となる原子・イオンの内部状態のうち、いずれかの2準位の間隔に相当する周波数を持つ光を照射することで行われる。その応答は、光と原子の相互作用によって記述される。ここでは、図 A.1 に示すような2準位エネルギー構造を持つ原子に対して周波数 ω の光を照射した系について考える。この系におけるハミルトニアンは、原子の誘起双極子モーメントを $\hat{\mathbf{d}} = (d_x, d_y, d_z)$ 、光電場 \mathbf{E} が x 方向の直線偏光とし、 $\mathbf{E} = (E_0 \cos(\omega t), 0, 0)$ としたとき、以下のようなになる。

$$\hat{H} = \hbar\omega_0 |2\rangle \langle 2| - d_x E_0 \cos(\omega t)(|2\rangle \langle 1| + |1\rangle \langle 2|) \quad (\text{A.1})$$

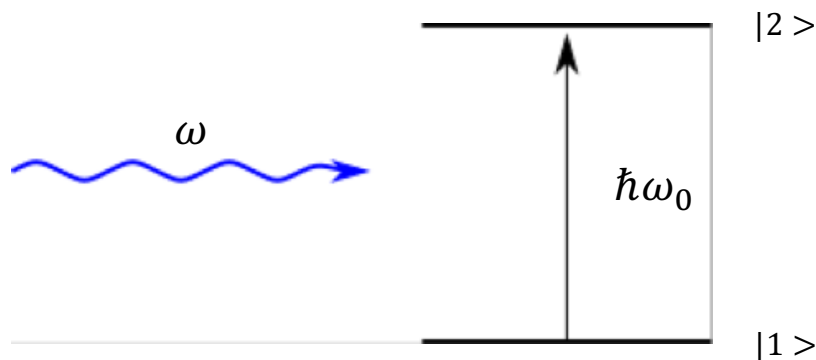


図 A.1 2準位原子のエネルギー準位

ここで、 $|1\rangle$ は下準位、 $|2\rangle$ は上準位の状態ケットであり、 \hbar はプランク定数 ($\hbar = 6.33 \times 10^{-34}$ Js) を 2π で割ったディラック定数、 $\hbar\omega_0$ は 2 準位間のエネルギー差であり、 ω_0 は供養名周波数である。この系における状態を $|1\rangle$ と $|2\rangle$ の重ね合わせとして $|\Psi\rangle = c_1(t)|1\rangle + c_2(t)|2\rangle$ とする。ここで $c_1(t)$ と $c_2(t)$ は任意の複素数で、時間の関数であり、 $|c_1(t)|^2 + |c_2(t)|^2 = 1$ をみたす。この系の時間発展は以下のシュレディンガー方程式に従う。

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi\rangle = \hat{H} |\Psi\rangle \quad (\text{A.2})$$

式 (A.2) に式 (A.1) を代入すると、 $c_1(t)$ 、 $c_2(t)$ に関する以下の微分方程式が得られる。

$$i\hbar \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} c_1(t) \\ c_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -d_x E_0 \cos(\omega t) \\ -d_x E_0 \cos(\omega t) & \hbar\omega_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1(t) \\ c_2(t) \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

ここで、次のユニタリー変換で相互作用表示に移行する。

$$\begin{aligned} |\Phi\rangle &= \hat{U} |\Psi\rangle \\ \hat{U} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(i\omega t) \end{pmatrix} |\Psi\rangle \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

ここで、

$$|\Phi\rangle = c_1(t)|1\rangle + c_2(t)\exp(i\omega t)|2\rangle = C_1(t)|1\rangle + C_2(t)|2\rangle \quad (\text{A.5})$$

となり、 $C_1(t) = c_1(t)$ 、 $C_2(t) = \exp(i\omega t)c_2(t)$ である。すると、 $|\Psi\rangle = \hat{U}^\dagger |\Phi\rangle$ となる。これを式 (A.2) に代入すると

$$i\hbar \frac{d}{dt} (\hat{U}^\dagger |\Phi\rangle) = i\hbar \frac{d\hat{U}^\dagger}{dt} |\Phi\rangle + i\hbar \hat{U}^\dagger \frac{d|\Phi\rangle}{dt} = \hat{H} \hat{U}^\dagger |\Phi\rangle \quad (\text{A.6})$$

となる。ここで左から \hat{U} をかけると

$$i\hbar \hat{U} \frac{d\hat{U}^\dagger}{dt} |\Phi\rangle + i\hbar \hat{U} \hat{U}^\dagger \frac{d|\Phi\rangle}{dt} = \hat{U} \hat{H} \hat{U}^\dagger |\Phi\rangle \quad (\text{A.7})$$

よって、

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d|\Phi\rangle}{dt} &= (\hat{U} \hat{H} \hat{U}^\dagger - i\hbar \hat{U} \frac{d\hat{U}^\dagger}{dt}) |\Phi\rangle \\ &= \begin{pmatrix} 0 & -\frac{d_x E_0}{2} (1 + \exp(-2i\omega t)) \\ -\frac{d_x E_0}{2} (\exp(2i\omega t) + 1) & \hbar(\omega_0 - \omega) \end{pmatrix} |\Phi\rangle \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

この表示における微分方程式は以下のように書き換えられる。

$$i\hbar \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} C_1(t) \\ C_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{dE_0}{2} (1 + \exp(-2i\omega t)) \\ \frac{dE_0}{2} (1 + \exp(2i\omega t)) & -\hbar(\omega - \omega_0) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1(t) \\ C_2(t) \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

光領域の相互作用を考える場合は $dE_0 \ll \hbar\omega_0$ であり、式 (A.9) 中の $\exp(\pm 2i\omega t)$ は無視できる。これを回転は近似という。従って、式 (A.5) は

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} C_1(t) \\ C_2(t) \end{pmatrix} = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & x \\ x & 2\delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1(t) \\ C_2(t) \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

となる。ここで、 $x = \frac{dE_0}{\hbar}$ はラビ周波数、 $\delta = \omega - \omega_0$ は離調周波数である。上記の微分方程式を解くと、 $\Omega = \sqrt{x^2 + \delta^2}$ としたとき

$$\begin{aligned} C_1(t) &= \frac{ix}{\Omega} \exp\left[i\delta\frac{t}{2}\right] \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \\ C_2(t) &= \exp\left[i\delta\frac{t}{2}\right] \left\{ \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) + \frac{i\delta}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

ここで、 Ω は章動角周波数、または一般化ラビ周波数という。よって、状態 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ の確率密度は

$$\begin{aligned} |C_1(t)|^2 &= \frac{|x|^2}{\Omega^2} \sin^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \\ |C_2(t)|^2 &= 1 - \frac{|x|^2}{\Omega^2} \sin^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

となる。原子の緩和を考慮しない場合、上記のように下準位の原子は上準位へ、逆に上準位の原子が下準位へと遷移を繰り返すことになる。これをラビ振動という。しかし、実際には励起原子は単位時間 $\Gamma = 2\gamma$ の確率で自然放出を起こしたり、背景ガスとの衝突によってコヒーレンス相互作用が打ち切られたりすることで、下準位に緩和する。 Γ が自然放出にのみによる場合は、上準位の寿命 τ を用いて $\Gamma = 1/\tau$ となり、これを自然幅という。単位体積内にある下準位の原子数を N_1 、上準位の原子数を N_2 としたとき、この緩和を考慮した光ブロッホ方程式を解くと吸収定数 α は

$$\alpha = \frac{(N_1 - N_2)\omega\gamma d_x^2}{2\epsilon_0\hbar c\{(\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2 + |x|^2\}} \quad (\text{A.13})$$

と表される。ここで、 ϵ_0 は真空の誘電率、 c は光速である。この吸収定数は、角周波数 ω の関数として、図 A.2 に示されるようなローレンツ関数となる。このスペクトルの半値全幅 $\Delta\omega$ を均一幅と呼び

$$\Delta\omega = \sqrt{\Gamma^2 + 4|x|^2} = \Gamma\sqrt{1 + \frac{4|x|^2}{\Gamma^2}} \quad (\text{A.14})$$

と表される。ここで、吸収される光強度を ΔI としたとき $\Delta I = 2\alpha I$ である。式 (A.14) 中にはラビ周波数が含まれているため、入射光強度が強くなることで幅が広がることが分かる。これを飽和広がり、またはパワー広がりと呼ぶ。また、ここで導入した緩和レート

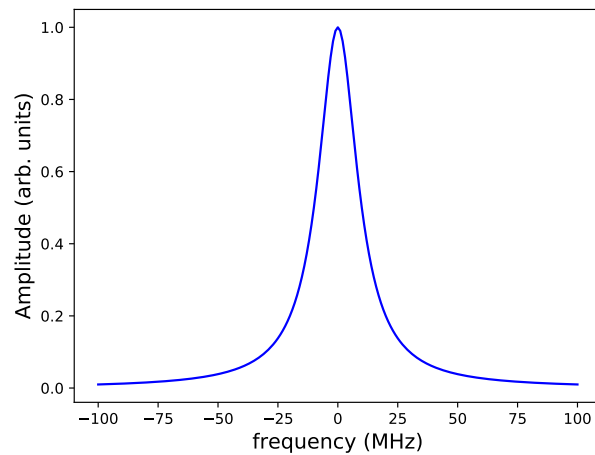
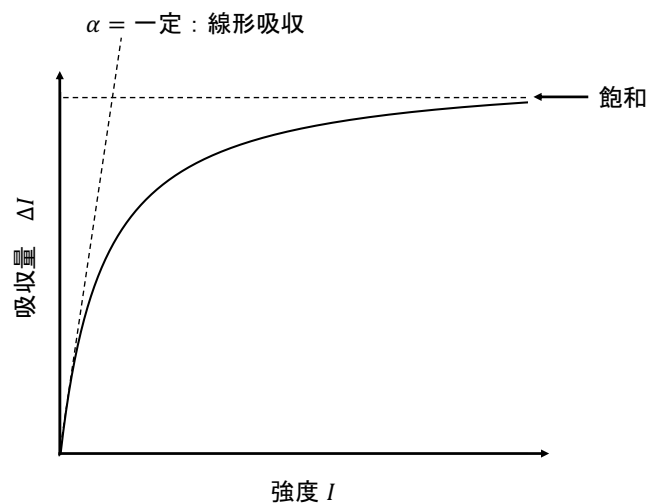


図 A.2 均一幅のスペクトル

図 A.3 入射強度 I と吸収 ΔI の関係。

Γ は、原子の励起状態の寿命やガスとの衝突による緩和によって大きな値をとるようになる。

吸収 ΔI は、強度を横軸としたとき、図 A.3 に示すようになる。 $|x|^2$ は I に比例し、 I が大きくなると ΔI は図 A.3 のように一定値に近づいていく。これを吸収の飽和という。飽和効果が見える光強度の指標として

$$I_s = \frac{\pi h c}{3 \lambda^3} \Gamma \quad (\text{A.15})$$

となる強度 I_s を飽和強度と呼ぶ。すると、式 (A.14) の $\Delta\omega$ は $\Delta\omega = \Gamma \sqrt{1 + I/I_s}$ となる。

線形吸収と飽和吸収分光

A.0.1 線形吸収

気体原子の吸収の基本となる線形吸収について以下で述べる。図 A.4 のように、原子集団に周波数 ω_L のレーザー光を照射したとする。我々が対象とする原子集団は熱平衡状態で以下のような Maxwell-Boltzmann 分布に従う速度分布を持って運動しているため、速度 v の原子数密度を $N(v)$ とすると

$$N(v) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right). \quad (\text{A.16})$$

と書ける。ここで、 m は原子の質量、 $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ はボルツマン定数、 T は原子集団の温度である。レーザー光に対して速度 v で運動する原子は、ドップラー効果によって感じる周波数 ω' が実験室系と異なる。これは相対論的に書くと以下のようなになる

$$\omega' = \omega \frac{\sqrt{1 + \frac{v}{c}}}{\sqrt{1 - \frac{v}{c}}} \quad (\text{A.17})$$

しかし、原子の運動速度は光速に比べて微小であるため、シフトは近似的に以下のように表すことができる

$$\omega' \sim \omega \left(1 + \frac{v}{c}\right) \quad (\text{A.18})$$

さて、このドップラーシフトを考慮すると、原子それぞれが持つ均一幅を無視すれば (ほとんどの場合、自然幅 $\Delta\nu_n$ とドップラー広がり ω_D の間には $\Delta\nu_n \ll \omega_D$ が成り立つ。成り立たない場合は、voigt 関数によって表す)、共鳴周波数の周辺で周波数掃引した時の原子の透過スペクトルは以下のようなガウス関数で表される。

$$S(\omega) = AN(v) = A \exp\left\{-\left(\frac{\omega' - \omega}{\omega_D/2\sqrt{\ln 2}}\right)^2\right\} \quad (\text{A.19})$$

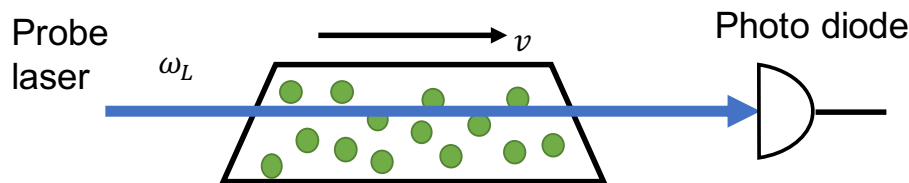


図 A.4 線形吸収の分光セットアップ概念図。

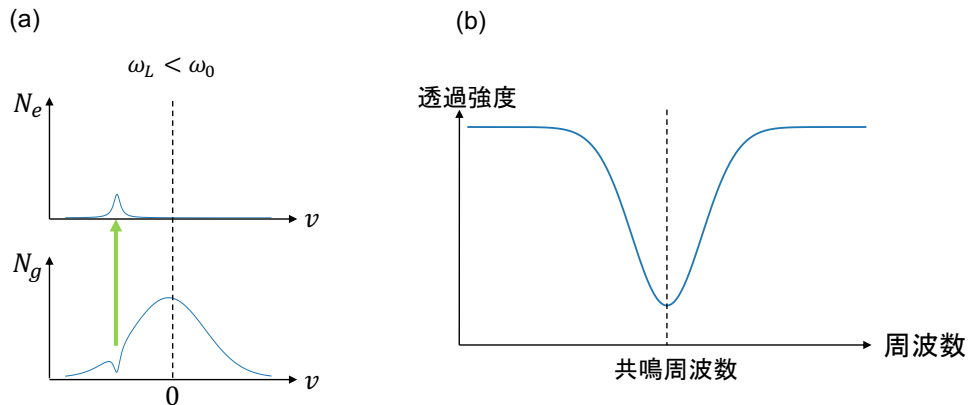


図 A.5 線形吸収によって得られる透過スペクトル。

式 (A.16) と式 (A.19) を図 A.5 に示す。図 A.5(a) で N_g 、 N_e はそれぞれ下準位および上準位の N であり、初めに下準位のみ Maxwell 分布していた原子はレーザー光により式 (A.18) の ω' が ω_0 と共鳴する速度 v の近くのみが励起され、下準位の Maxwell 分布にくぼみができ、上準位は励起される速度 v 付近の分布となる。図 A.5(b) では線形吸収によって得られるスペクトルであり、周波数に関してガウス型であり、式 (A.19) に従う。このスペクトルの半値全幅は $\omega_D = 2k\sqrt{\frac{2\ln(2)k_B T}{m}}$ である。ここで k は波数である。これはドップラー効果による広がりであるため、ドップラー広がり、または不均一広がりと呼ばれる。この広がりから原子集団の温度を推定することも可能である。例えば、Ne を 6 Torr 封入した HCL 内の定常運転時の温度はおよそ 500 K ほどであるので [30]、Sr の $5s^2\ ^1S_0 - 5s5p\ ^1P_1$ 遷移 (461 nm) のドップラー広がりはおおよそ 700 MHz と見積もることができる。

A.0.2 飽和吸収分光

飽和吸収分光は線形吸収では埋もれてしまう均一幅をもった原子の共鳴を観測するために用いられる手法である [53]。これを実現するために図 A.6 に示すように、線形吸収のセットアップにプローブ光と対向する形でポンプ光を入射させる。プローブ光強度 I_{probe} が I_s に比べて小さく、ポンプ光強度 I_{pump} が I_s に比べて大きい状況を考える。レーザー光周波数 ω_L が共鳴周波数でなく $\omega_L < \omega_0$ 場合、下準位の原子数を N_g 、上準位の原子数を N_e として、図 A.7(a) のように、ポンプ光とプローブ光はドップラー効果によってそれぞれ別の速度成分を持った原子を励起する。そのため、プローブ光の吸収は線形吸収と変わらず、ガウス型となる。しかし、レーザー周波数が共鳴周波数と一致するとき ($\omega_L = \omega_0$) のとき、図 A.7(a) 右側のように、ポンプ光とプローブ光は同じ速度成分を持つ原子を励起する。プローブ光の吸収は上準位と下準位の原子のポピュレーションの差に比例しているため、このようにポンプ光が原子を励起している場合、プローブの吸収は上準位の原子が存在することで減少する。この効果は飽和によるものである。その結果、図 A.7(b) に示すような、ガウス型の吸収に窪みが現れる。これはラムディップと呼ばれる、均一幅を持った原子の吸収スペクトルである。

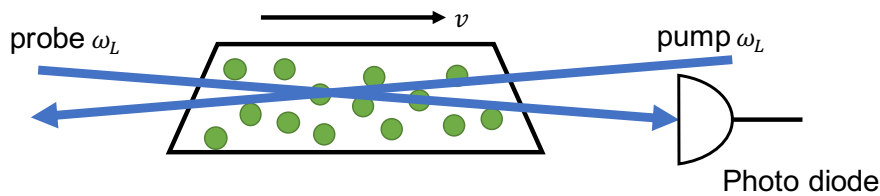


図 A.6 飽和吸収分光のセットアップ概念図。

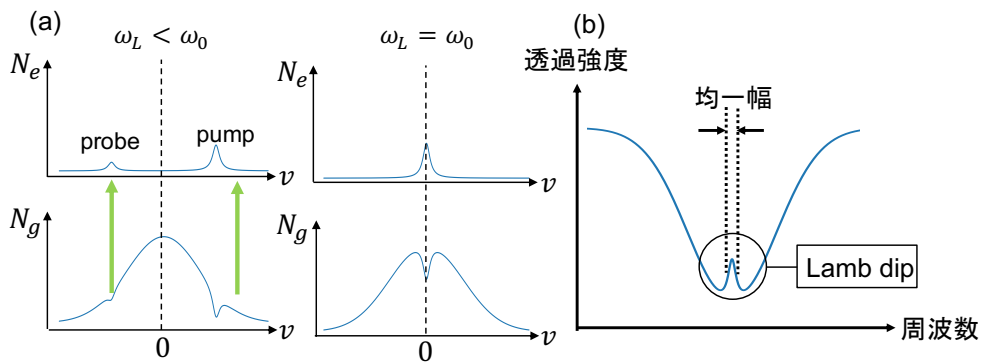


図 A.7 (a) レーザー光周波数ごとのポンプ光とプローブ光による下準位と上準位の原子数変化。(b) 飽和吸収分光によって観測される信号。

付録 B

遷移波長と遷移レート

原子の緩和パスの分岐比は、遷移レートの比率で決まる。また、同じ蒸気密度の原子の場合、遷移レートの高い遷移ほど深い吸収を測定することができる。

表 B.1 に、本研究で関連する遷移の波長と遷移レートの表を示す [54]。なお、波長は文献 [54] に記載されたエネルギーの値を用いて計算した。

表 B.1 遷移波長と遷移確率 [54]

下準位	上準位	波長 (nm)	遷移レート (s^{-1})
$5s^2 \ ^1S_0$	$5s5p \ ^1P_1$	460.862	$2.01(3) \times 10^7$
$5s5p \ ^3P_0$	$5s5d \ ^3D_1$	483.339	$3.3(2) \times 10^7$
$5s5p \ ^3P_1$	$5s5d \ ^3D_2$	487.385	$4.8(3) \times 10^7$
$5s5p \ ^3P_2$	$5s5d \ ^3D_3$	496.365	$6.14(7) \times 10^7$
$5s5p \ ^3P_2$	$5s5d \ ^3D_2$	496.932	$1.28(9) \times 10^7$
$5s5p \ ^3P_2$	$5p^2 \ ^3P_2$	481.322	$9.0(6) \times 10^7$
$5s5p \ ^3P_0$	$5s6s \ ^3S_1$	679.289	$8.9(8) \times 10^6$
$5s5p \ ^3P_1$	$5s6s \ ^3S_1$	688.021	$2.7(2) \times 10^7$

付録 C

磁気光学トラップ (MOT) の原理

C.0.1 レーザー冷却

レーザー冷却は原子と光の相互作用によって原子の速度を減速する技術である。モデルの単純化のため、共鳴周波数 ω_0 の 2 準位原子を考える。図 C.1(a) に示すように原子の共鳴周波数に近い周波数の光を原子に照射すると、原子はその光を吸収し励起する。この時、光子の運動量が原子の運動に移行し、速度変化が生じる。その時の速度変化 Δv は、光の波数を k 、原子の質量を M とした時、 $\Delta v = \hbar k / M$ である。励起された原子は有限の寿命を持ち、図 C.1(b) に示すように、しばらくすると自然放出をする。この自然放出による運動量の変化も生じるが、自然放出の方向はランダムであり、時間平均をすると自然放出による運動量変化は正味 0 となる。結果として原子が光を吸収するときの運動量変化 ΔV が蓄積されて移行することになる。

定量的な議論に進むとしよう。上記と同様に 2 準位原子を考える。原子が光から受ける力は以下のように表される。

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4}\alpha'\nabla E_0^2 + \frac{1}{2}\alpha''E_0^2\mathbf{k} \quad (\text{C.1})$$

α' 、 α'' はそれぞれ複素分極率の実部と虚部、 E_0 は光電場の振幅、 \mathbf{k} は波数ベクトルである。右辺第一項は双極子力 (勾配力) \mathbf{F}_{dip} であり、第二項は散乱力 \mathbf{F}_{rad} と呼ばれる。複素分極率は光周波数を ω として、以下のように表される。

$$\alpha' = -\frac{\mu^2}{\hbar} \frac{\delta}{\delta^2 + \gamma^2 + \Omega_0^2/2}, \quad \alpha'' = -\frac{\mu^2}{\hbar} \frac{\gamma}{\delta^2 + \gamma^2 + \Omega_0^2/2} \quad (\text{C.2})$$

μ は遷移双極子モーメント、 δ は離調 ($\delta = \omega_0 - \omega_L$)、 γ ($= \Gamma/2$) は励起準位の半値半幅、 Ω_0 はラビ周波数 ($\Omega_0 = -\mu E_0 / \hbar$) である。これらを用いると、双極子力と散乱力は式 (C.3) のように表すことができる。

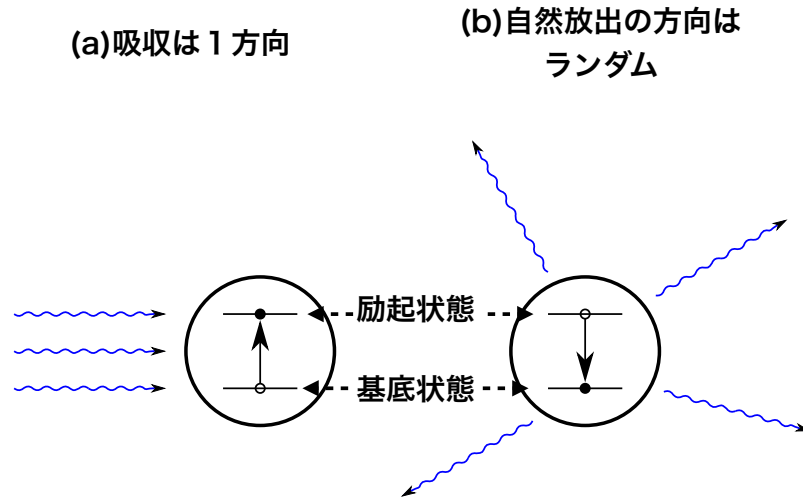


図 C.1 原子の (a) 吸収と (b) 自然放出の図。

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\text{dip}} &= -\frac{\hbar\delta}{2} \frac{\Omega_0^2/2}{\delta^2 + \gamma^2 + \Omega_0^2} \nabla \\ \mathbf{F}_{\text{rad}} &= -\frac{\hbar k\Gamma}{2} \frac{\Omega_0^2/2}{\delta^2 + \gamma^2 + \Omega_0^2} \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

これらの式は、ラビ周波数を用いて記述されているが、実験中に測定するような光強度によって記述することができる。そのために、式 (C.4) に示すような飽和パラメータを導入する。

$$s(\delta) = \frac{\Omega_0^2/2}{\gamma^2 + \delta^2} \quad (\text{C.4})$$

特に光の周波数が原子の共鳴周波数と一致する時、つまり $s(0) = s_0$ を共鳴飽和パラメータと呼ぶ。ウィグナー・ワイスコップ理論によって放出レート Γ は

$$\Gamma = \frac{\mu\omega^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} \quad (\text{C.5})$$

と表されるので、光強度 $I = \frac{1}{2}\epsilon_0 c E_0^2$ を用いて

$$s_0 = \frac{\Omega_0}{2\gamma^2} = \frac{1}{2}\epsilon_0 c E_0^2 \cdot \frac{12\pi\lambda}{c\hbar\Gamma} = \frac{I}{I_s} \quad (\text{C.6})$$

となる。ここで $\lambda = \lambda/2\pi$ である。最右辺の I_s は飽和強度であり、 $I_s = c\hbar\gamma/6\pi\lambda^3$ である。Sr 原子 461 nm 遷移の場合、 $\Gamma = 2\pi \times 32$ MHz/s であるので、 $I_s = 42$ mW/cm² である。

さて、導入した飽和パラメーターを用いて双極子力と散乱力を表すと以下ようになる。

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\text{dip}} &= -\frac{\hbar\delta}{2} \frac{s}{1+s} \nabla \\ \mathbf{F}_{\text{rad}} &= -\frac{\hbar\mathbf{k}\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$

散乱力は密度行列 $\rho_{ee} = s/2(1+s)$ を用いると

$$\mathbf{F}_{\text{rad}} = \hbar\mathbf{k}\Gamma\rho_{ee} \quad (\text{C.8})$$

とシンプルに書き下す事ができる。 ρ_{ee} は励起準位に原子が存在する確率である。したがって、式 C.8 は、原子が光子 1 つから受け取る運動量 $\hbar k$ 、原子が単位時間に自然放出する回数 Γ 、 ρ_{ee} 、の 3 つの積で表される。

C.0.2 ドップラー冷却

レーザー冷却は原子に光の運動量を与える事で原子を減速する技術であるが、ただレーザーを照射しているだけではレーザー冷却は実現されない。MOT が実現するためには以下のような要素を満たす必要がある

1. 3 次元的に減速するようにレーザーを照射する
2. トラップ領域から逃げようとする原子を速度選択的に減速する
3. ある領域に原子がトラップされるように位置依存性を持たせる

1. 2. を満たす技術としてドップラー冷却がある。これは原子を挟み込むようにレーザーを照射し、双方向から原子を減速するという技術である。原子が図 C.2 のように 1 次元的に速度 v で運動している場合を考えてみよう。光の周波数を共鳴周波数よりも $-\delta$ だけ離調し、原子を挟み込むように対向する方向に入射すると、原子が受ける散乱力は原子の速度に依存し、

$$F_{\text{rad}}(\delta) = \frac{1}{2} \hbar k \Gamma \left[\frac{s(\delta - kv)}{1 + s(\delta - kv)} - \frac{s(\delta + kv)}{1 + s(\delta + kv)} \right] \quad (\text{C.9})$$

となる。つまり、レーザーに対向する光を原子が優先的に吸収するようになることで減速される方向に運動が移行するようになる。これがドップラー冷却である。

十分にレーザー冷却が働いた状態 ($v \ll \delta/k$) で離調が均一幅ほど ($\delta \simeq \gamma$) のとき、式 (C.9) は以下のように近似される

$$\begin{aligned} F_{\text{rad}} &= -\beta v \\ \beta &= \hbar k^2 \frac{4s_0(\delta/\gamma)}{[1 + s_0 + (\delta/\gamma)^2]^2}. \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

速度が小さい領域では離調 Δ が負であれば散乱力は速度に比例する減衰力として働く。このような低速原子の運動は、ある種の粘性を持った物質中での運動と類似しており、このような光の作用を「光糖蜜 (optical molasses)」と呼ぶ。

これまでの議論は1次元の場合であったが、これを3次元的に6方向からレーザー照射をすることによって、3次元的な冷却を実現することができる。こうして冷却された原子は、絶えず光の吸収、自然放出を行うため、運動量の変化は絶えず生じ、自然放出による速度変化 ΔV の2乗が蓄積され、加熱作用として働いてしまう。この加熱効果と冷却効果の釣り合いによって、冷却できる温度の限界値が決まる。これをドップラー限界温度 (T_D) と呼ぶ。今一度、原子の1次元的なレーザー冷却について考えてみる。まずは加熱効果について考える。定常状態での単位時間 Δt あたりの自然放出の回数 Δn は $\Delta n = \Gamma \rho_{ee} \Delta t$ より、運動量の広がり平均は以下ようになる。

$$\langle p \rangle = \hbar k^2 \Delta t = \frac{\hbar^2 k^2 \Gamma}{2} \left(\frac{s}{1+s} \right) \Delta t \quad (\text{C.11})$$

自然放出による加熱効果に加えて、吸収による加熱効果も同様に生じることから、正味の加熱効果は式 (C.11) の2倍になる。

次に冷却効果について考える。単位時間あたりのエネルギーを R_{cooling} とすると散乱力と式 (C.10) より

$$R_{\text{cooling}} = F_{\text{rad}} v = \beta v^2 \quad (\text{C.12})$$

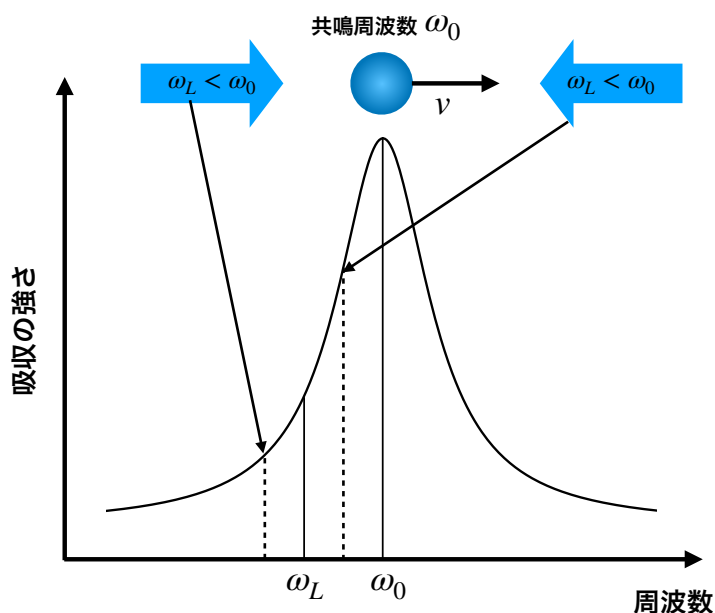


図 C.2 ドップラー冷却。 $\omega_L = \omega_0 - \delta$ とした。

となるので、これら式 (C.11) と式 (C.12) が釣り合う時、つまり

$$\beta v^2 = \frac{\langle p \rangle}{2M} \frac{1}{\Delta t} = \frac{\hbar^2 k^2 \Gamma}{2M} \left(\frac{s}{1+s} \right) \quad (\text{C.13})$$

であるとき、定常状態となる。これを变形して

$$\frac{1}{2} M v^2 = \frac{1}{4} \hbar \gamma \left[\frac{\gamma(1+s_0)}{|\delta|} + \frac{|\delta|}{\gamma} \right] \quad (\text{C.14})$$

となる。共鳴ラビ周波数が自然幅よりも十分に大きく ($s_0 \ll 1$)、離調を $\delta = -\gamma$ とした時に原子のエネルギーは最小値 $\hbar\gamma/2$ をとるようになる。このエネルギーを用いて、ドップラー限界温度を求めることができる。今は1次元の運動について考えているので、

$$T_D = \frac{\hbar\gamma}{k_B} \quad (\text{C.15})$$

である。Sr 原子の冷却遷移において計算すると $T_D = 770 \mu\text{K}$ となる。

参考文献

- [1] N. Poli, F.-Y. Wang, M. G. Tarallo, A. Alberti, M. Prevedelli, and G. M. Tino. Precision measurement of gravity with cold atoms in an optical lattice and comparison with a classical gravimeter. *Phys. Rev. Lett.*, 106:038501, Jan 2011.
- [2] Masao Takamoto, Ichiro Ushijima, Noriaki Ohmae, Toshihiro Yahagi, Kensuke Kokado, Hisaaki Shinkai, and Hidetoshi Katori. Test of general relativity by a pair of transportable optical lattice clocks. *Nature Photonics*, 14(7):411–415, 2020.
- [3] Peter W. Graham, Jason M. Hogan, Mark A. Kasevich, and Surjeet Rajendran. New method for gravitational wave detection with atomic sensors. *Phys. Rev. Lett.*, 110:171102, Apr 2013.
- [4] Andrea Bertoldi, Philippe Bouyer, and Benjamin Canuel. *Quantum Sensors with Matter Waves for GW Observation*, pages 1–43. Springer Singapore, Singapore, 2020.
- [5] 香取秀俊. イーサクロック——どこでも光格子時計——. *電子情報通信学会誌*, 100(11):1303–1308, 2019.
- [6] Simon Stellmer and Florian Schreck. Reservoir spectroscopy of $5s5p\ ^3p_2$ – $5snd\ ^3D_{1,2,3}$ transitions in strontium. *Phys. Rev. A*, 90:022512, Aug 2014.
- [7] Kurt R. Vogel, Tim P. Dinneen, Alan C. Gallagher, and John L. Hall. Experiments with strontium in a vapor cell magneto-optic trap. In Bryan L. Fearey, editor, *Methods for Ultrasensitive Detection*, volume 3270, pages 77 – 84. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 1998.
- [8] Timothy P. Dinneen, Kurt R. Vogel, Ennio Arimondo, John L. Hall, and Alan Gallagher. Cold collisions of $\text{sr}^* - \text{Sr}$ in a magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 59:1216–1222, Feb 1999.
- [9] Xinye Xu, Thomas H. Loftus, John L. Hall, Alan Gallagher, and Jun Ye. Cooling and trapping of atomic strontium. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20(5):968–976, May 2003.

- [10] William Bowden, Richard Hobson, Ian R. Hill, Alvise Vianello, Marco Schioppo, Alissa Silva, Helen S. Margolis, Patrick E. G. Baird, and Patrick Gill. A pyramid mot with integrated optical cavities as a cold atom platform for an optical lattice clock. *Scientific Reports*, 9(1):11704, 2019.
- [11] P H Moriya, M O Araújo, F Todão, M Hemmerling, H Keßler, R F Shiozaki, R Celistrino Teixeira, and Ph W Courteille. Comparison between 403 nm and 497 nm repumping schemes for strontium magneto-optical traps. *Journal of Physics Communications*, 2(12), December 2018.
- [12] Ingo Nosske, Luc Couturier, Fachao Hu, Canzhu Tan, Chang Qiao, Jan Blume, Y. H. Jiang, Peng Chen, and Matthias Weidemüller. Two-dimensional magneto-optical trap as a source for cold strontium atoms. *Phys. Rev. A*, 96:053415, Nov 2017.
- [13] Fachao Hu, Ingo Nosske, Luc Couturier, Canzhu Tan, Chang Qiao, Peng Chen, Y. H. Jiang, Bing Zhu, and Matthias Weidemüller. Analyzing a single-laser repumping scheme for efficient loading of a strontium magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 99:033422, Mar 2019.
- [14] Shengnan Zhang, Preetam Ramchurn, Marco Menchetti, Qasim Ubaid, Jonathan Jones, Kai Bongs, and Yeshpal Singh. Novel repumping on $3p_0 \rightarrow 3d_1$ for sr magneto-optical trap and landé g factor measurement of $3d_1$. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 53(23):235301, oct 2020.
- [15] P G Mickelson, Y N Martinez de Escobar, P Anzel, B J DeSalvo, S B Nagel, A J Traverso, M Yan, and T C Killian. Repumping and spectroscopy of laser-cooled sr atoms using the $(5s5p)3p_2-(5s4d)3d_2$ transition. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 42(23):235001, nov 2009.
- [16] Luc Couturier, Ingo Nosske, Fachao Hu, Canzhu Tan, Chang Qiao, Y. H. Jiang, Peng Chen, and Matthias Weidemüller. Laser frequency stabilization using a commercial wavelength meter. *Review of Scientific Instruments*, 89(4):043103, 2018.
- [17] P. Bohlouli-Zanjani, K. Afrousheh, and J. D. D. Martin. Optical transfer cavity stabilization using current-modulated injection-locked diode lasers. *Review of Scientific Instruments*, 77(9):093105, 2006.
- [18] G. C. Bjorklund, M. D. Levenson, W. Lenth, and C. Ortiz. Frequency modulation (fm) spectroscopy. *Applied Physics B*, 32(3):145–152, 1983.
- [19] Kristan L. Corwin, Zheng-Tian Lu, Carter F. Hand, Ryan J. Epstein, and Carl E. Wieman. Frequency-stabilized diode laser with the zeeman shift in an atomic

- vapor. *Appl. Opt.*, 37(15):3295–3298, May 1998.
- [20] Taro Hasegawa and Mitsuyasu Deguchi. Laser frequency locking by dispersive response of atoms in transversal magnetic field. *J. Opt. Soc. Am. B*, 26(6):1216–1220, Jun 2009.
- [21] Takumi Sato, Yusuke Hayakawa, Naohiro Okamoto, Yusuke Shimomura, Takatoshi Aoki, and Yoshio Torii. Birefringent atomic vapor laser lock in a hollow cathode lamp. *J. Opt. Soc. Am. B*, 39(1):155–159, Jan 2022.
- [22] 早川悠介. 博士学位論文「レーザー冷却のためのホローカソードランプを用いた sr 原子の分光」. 2019.
- [23] I. Courty, A. Quessada, R. P. Kovacich, J.-J. Zondy, A. Landragin, A. Clairon, and P. Lemonde. Efficient cooling and trapping of strontium atoms. *Opt. Lett.*, 28(6):468–470, Mar 2003.
- [24] Ian R Hill, Yuri B Ovchinnikov, Elizabeth M Bridge, E Anne Curtis, and Patrick Gill. Zeeman slowers for strontium based on permanent magnets. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 47(7):075006, mar 2014.
- [25] Noriaki Ohmae, Masao Takamoto, Yosuke Takahashi, Motohide Kokubun, Kuniya Araki, Andrew Hinton, Ichiro Ushijima, Takashi Muramatsu, Tetsuo Furumiyama, Yuya Sakai, Naoji Moriya, Naohiro Kamiya, Kazuaki Fujii, Ryuya Muramatsu, Toshihiro Shiimado, and Hidetoshi Katori. Transportable strontium optical lattice clocks operated outside laboratory at the level of 10^{-18} uncertainty. *Advanced Quantum Technologies*, 4(8):2100015, 2021.
- [26] Hidetoshi Katori, Tetsuya Ido, Yoshitomo Isoya, and Makoto Kuwata-Gonokami. Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature. *Phys. Rev. Lett.*, 82:1116–1119, Feb 1999.
- [27] R. Hobson, W. Bowden, A. Vianello, I. R. Hill, and Patrick Gill. Midinfrared magneto-optical trap of metastable strontium for an optical lattice clock. *Phys. Rev. A*, 101:013420, Jan 2020.
- [28] Tomoya Akatsuka, Koji Hashiguchi, Tadahiro Takahashi, Noriaki Ohmae, Masao Takamoto, and Hidetoshi Katori. Three-stage laser cooling of sr atoms using the $5s5p^3p_2$ metastable state below doppler temperatures. *Phys. Rev. A*, 103:023331, Feb 2021.
- [29] M. Schioppo, R. C. Brown, W. F. McGrew, N. Hinkley, R. J. Fasano, K. Beloy, T. H. Yoon, G. Milani, D. Nicolodi, J. A. Sherman, N. B. Phillips, C. W. Oates, and A. D. Ludlow. Ultrastable optical clock with two cold-atom ensembles. *Nature Photonics*, 11(1):48–52, 2017.

- [30] Yosuke Shimada, Yuko Chida, Nozomi Ohtsubo, Takatoshi Aoki, Makoto Takeuchi, Takahiro Kuga, and Yoshio Torii. A simplified 461-nm laser system using blue laser diodes and a hollow cathode lamp for laser cooling of sr. *Review of Scientific Instruments*, 84(6):063101, 2013.
- [31] *Characterisation of Amplitude and Frequency Noise*, chapter 3, pages 47–79. John Wiley & Sons, Ltd, 2003.
- [32] Matthew A. Norcia and James K. Thompson. Simple laser stabilization to the strontium 88sr transition at 707 nm. *Review of Scientific Instruments*, 87(2):023110, 2016.
- [33] Yusuke Hayakawa, Takumi Sato, Chika Watanabe, Takatoshi Aoki, and Yoshio Torii. Doppler-free spectroscopy of metastable sr atoms using a hollow cathode lamp. *Appl. Opt.*, 57(6):1450–1454, Feb 2018.
- [34] Moustafa Abdel-Hafiz, Piotr Ablewski, Ali Al-Masoudi, Héctor Álvarez Martínez, Petr Balling, Geoffrey Barwood, Erik Benkler, Marcin Bober, Mateusz Borkowski, William Bowden, Roman Ciuryło, Hubert Cybulski, Alexandre Didier, Miroslav Doležal, Sören Dörscher, Stephan Falke, Rachel M. Godun, Ramiz Hamid, Ian R. Hill, Richard Hobson, Nils Huntemann, Yann Le Coq, Rodolphe Le Targat, Thomas Legero, Thomas Lindvall, Christian Lisdat, Jérôme Lodewyck, Helen S. Margolis, Tanja E. Mehlstäubler, Ekkehard Peik, Lennart Pelzer, Marco Pizzocaro, Benjamin Rauf, Antoine Rolland, Nils Scharnhorst, Marco Schioppo, Piet O. Schmidt, Roman Schwarz, Çağrı Şenel, Nicolas Spethmann, Uwe Sterr, Christian Tamm, Jan W. Thomsen, Alvis Vianello, and Michał Zawada. Guidelines for developing optical clocks with 10^{-18} fractional frequency uncertainty. arXiv:1906.11495, 2019.
- [35] Ole Kock, Wei He, Dariusz Świerad, Lyndsie Smith, Joshua Hughes, Kai Bongs, and Yeshpal Singh. Laser controlled atom source for optical clocks. *Scientific Reports*, 6(1):37321, 2016.
- [36] A. Sitaram, P. K. Elgee, G. K. Campbell, N. N. Klimov, S. Eckel, and D. S. Barker. Confinement of an alkaline-earth element in a grating magneto-optical trap. *Review of Scientific Instruments*, 91(10):103202, 2020.
- [37] Brian P. Anderson and Mark A. Kasevich. Enhanced loading of a magneto-optic trap from an atomic beam. *Phys. Rev. A*, 50:R3581–R3584, Nov 1994.
- [38] C. W. Oates, F. Bondu, R. W. Fox, and L. Hollberg. A diode-laser optical frequency standard based on laser-cooled ca atoms: Sub-kilohertz spectroscopy by optical shelving detection. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecu-*

-
- lar, *Optical and Plasma Physics*, 7(3):449–460, 1999.
- [39] M. Schioppo, N. Poli, M. Prevedelli, St. Falke, Ch. Lisdat, U. Sterr, and G. M. Tino. A compact and efficient strontium oven for laser-cooling experiments. *Review of Scientific Instruments*, 83(10):103101, 2012.
- [40] D. Lide. Handbook of chemistry and physics. 2003.
- [41] 福谷克之, 小倉正平, and 大野哲. 真空に関連の深い分子の特性. *Journal of the Vacuum Society of Japan*, 59(6):145–155, 2016.
- [42] Simon Stellmer, Meng Khoon Tey, Bo Huang, Rudolf Grimm, and Florian Schreck. Bose-einstein condensation of strontium. *Phys. Rev. Lett.*, 103:200401, Nov 2009.
- [43] B. J. DeSalvo, M. Yan, P. G. Mickelson, Y. N. Martinez de Escobar, and T. C. Killian. Degenerate fermi gas of ^{87}Sr . *Phys. Rev. Lett.*, 105:030402, Jul 2010.
- [44] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher, and C. Wieman. Collisional losses from a light-force atom trap. *Phys. Rev. Lett.*, 63:961–964, Aug 1989.
- [45] Christopher D. Wallace, Timothy P. Dinneen, Kit-Yan N. Tan, Timothy T. Grove, and Phillip L. Gould. Isotopic difference in trap loss collisions of laser cooled rubidium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 69:897–900, Aug 1992.
- [46] T. Arpornthip, C. A. Sackett, and K. J. Hughes. Vacuum-pressure measurement using a magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 85:033420, Mar 2012.
- [47] Rowan W. G. Moore, Lucie A. Lee, Elizabeth A. Findlay, Lara Torralbo-Campo, Graham D. Bruce, and Donatella Cassetari. Measurement of vacuum pressure with a magneto-optical trap: A pressure-rise method. *Review of Scientific Instruments*, 86(9):093108, 2015.
- [48] Masami Yasuda and Hidetoshi Katori. Lifetime measurement of the 3p_2 metastable state of strontium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 92:153004, Apr 2004.
- [49] Takayuki Kurosu and Fujio Shimizu. Laser cooling and trapping of alkaline earth atoms. *Japanese Journal of Applied Physics*, 31(Part 1, No. 3):908–912, mar 1992.
- [50] Thomas H. Loftus, Tetsuya Ido, Martin M. Boyd, Andrew D. Ludlow, and Jun Ye. Narrow line cooling and momentum-space crystals. *Phys. Rev. A*, 70:063413, Dec 2004.
- [51] Chang Qiao, C. Z. Tan, F. C. Hu, Luc Couturier, Ingo Nosske, Peng Chen, Y. H. Jiang, Bing Zhu, and Matthias Weidemüller. An ultrastable laser system at 689 nm for cooling and trapping of strontium. *Applied Physics B*, 125(11):215, 2019.
- [52] Jan Grünert and Andreas Hemmerich. Sub-doppler magneto-optical trap for

- calcium. *Phys. Rev. A*, 65:041401, Mar 2002.
- [53] CJ Foot. *Atomic physics*. Oxford University Press, USA, 2005.
- [54] J. E. Sansonetti and G. Nave. Wavelengths, transition probabilities, and energy levels for the spectrum of neutral strontium (sri). *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 39(3):033103, 2010.