

第三章 ボース凝縮体生成のための実験手法

3.1 ボース凝縮体生成のフローチャート

本章では、Rb 原子のボース凝縮体 (BEC) を生成し、それを観測するための実験的手法を詳しく説明する。本実験が採用した実験的手法は、Rb 原子では現在最も標準的なものである。それは以下のフローチャートに従う：

- ①**磁気光学トラップ** (MOT: Magneto-Optic Trap) [11,65]により大量の原子を超高真空内で冷却かつ捕獲する。
- ②**偏光冷却** (PGC: Polarization Gradient Cooling) [12,66]によって原子集団を更に冷却する。
- ③集めた原子を**磁気トラップ**[14]で捕獲し直す。
- ④磁気トラップの磁場曲率を上げて、原子集団を**断熱圧縮**する。
- ⑤rf (radio frequency)磁場を磁気トラップにあて、運動エネルギーの大きい原子を選択的に磁気トラップから逃がし、残った原子集団の温度を下げる (**蒸発冷却**[6,67])。
- ⑥磁気トラップを瞬間的に切り、原子集団を拡散させ (**Time-of-flight 法**[68])、その空間分布を**吸収イメージング法**[15]で確認する。

図 3.1 は、原子集団が①から⑤までの過程を経て BEC に到達するまでの密度と温度の推移を示している。スタート地点である①の MOT の位相空間密度は、約 10^6 で、BEC

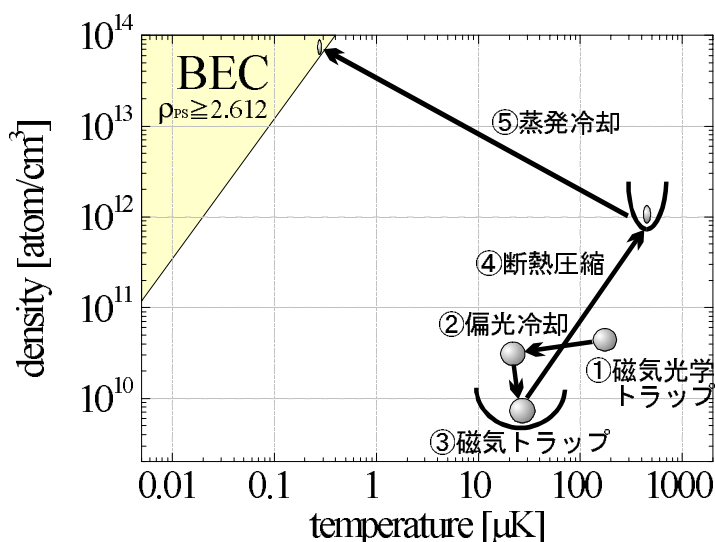


図 3.1 ボース凝縮に到達するまでの Rb 原子集団の温度と密度の推移。スタート地点である磁気光学トラップの位相空間密度は、約 10^6 である。断熱圧縮は位相空間密度を変えない。蒸発冷却によって、原子集団は温度 300nK 、密度 $7 \times 10^{13}/\text{cm}^3$ の地点でボース凝縮の領域に入り、最終的に約 10^5 個の原子からなる凝縮体が残る。

の条件 (2.612) からは程遠い. そこで, ⑤の蒸発冷却で, 原子集団を BEC の領域までもっていくことになるのだが, この蒸発冷却を施すためには, 原子集団を①の MOT から③の磁気トラップへ移行させておく必要がある. 移行の際, MOT を完全に切ってから, 磁気トラップのための磁場を立ち上げるのだが, この間の原子集団の拡散, つまり位相空間密度の減少を極力抑えるため, ②の偏光冷却は重要である. また④の断熱圧縮は, 位相空間密度は変えないが, 空間密度を増加させ, 蒸発冷却の冷却原理である原子間の弾性衝突 (熱化) のレートを増加させるため, 必要不可欠である. それでは, 個々の実験的手法の詳細について, 以下に詳しく説明する.

3.2 磁気光学トラップおよび偏光冷却

磁気光学トラップ (MOT) は, レーザーと磁場を巧みに用いて原子を冷却かつ捕獲するテクニックで, 1987 年の発明以来, レーザー冷却の世界では最も標準的な技術となっている. MOT の原理を説明する前に, まずレーザーによる原子の冷却の原理を説明したい. 簡単のため, 原子は 2 準位原子とし, 1 次元方向の運動のみを考える. 運動している原子に, 図 3.2 (a) のように左右からレーザー光をあてる. このとき, レーザーの周波数 ω_L は原子の共鳴周波数 ω_A に対して負に離調しておく. 原子はレーザー光の光子を吸収すると, レーザー光の進行方向に 1 光子運動量 $p = h/\lambda$ (h はプランク定数, λ はレーザーの波長) をもらう. 光子を吸収して励起状態にある原子が自然放出により光子を放出する際にも, 反跳により 1 光子運動量をもたらすが, その方向はランダムである. よって, この吸収, 放出過程が繰り返されると, 原子は平均としてレーザーの進行方向に輻射圧 (radiation pressure) を受けことになる. さて, 静止している原子からみると, 左右のレーザー光の離調は同じなので, 左右からの輻射圧はキャンセルされる. しかし, 運動している原子からみると, 運動方向と対向するレーザー光の周波数は, 光のドップラー効果によって正の方向に, つまり

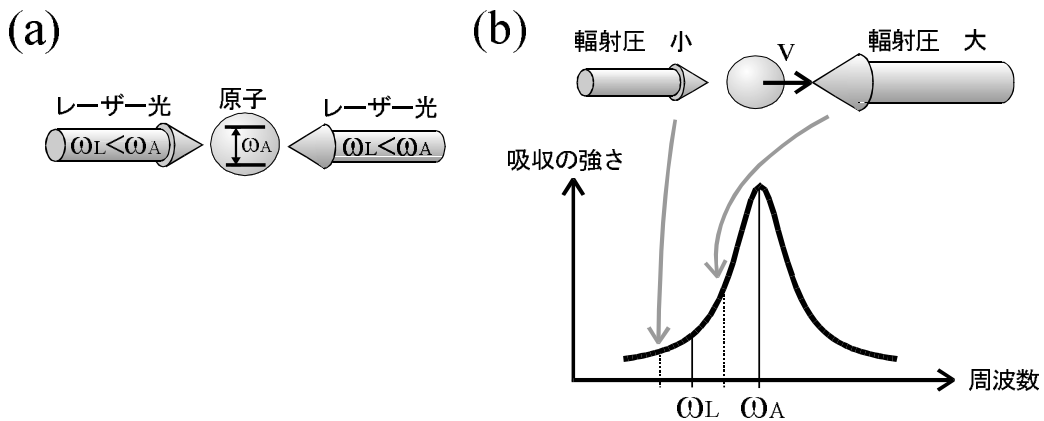


図 3.2 (a) ドップラー冷却のためのレーザー光配置. 原子の共鳴周波数に対して負に離調したレーザー光を左右から原子に照射する. (b) ドップラー冷却の原理. 運動している原子は, 光のドップラー効果により, 常に対向するレーザー光の輻射圧をより強く受ける.

原子の共鳴周波数に近づくようにシフトし、逆に自分と同じ方向に向かうレーザー光の周波数は、共鳴周波数から更に離れるようにシフトする (図 3.2 (b)). 結果、原子は自分の運動方向と対向するレーザー光からの輻射圧をより強く受け、減速、つまり冷却されることになる. この原理は、そのまま 3次元に拡張できる[10]. この手法はドップラー冷却と呼ばれ、最低到達温度 T_D は、冷却遷移の自然幅 Γ で決まる ($k_B T_D = \hbar\Gamma/2$) [69]. Rb 原子の場合、最低到達温度はおおよそ $150\mu\text{K}$ 程度である.

せっかく冷却された原子も、そのままではやがて拡散してしまう. 原子を長時間捕獲するためには、輻射圧に位置依存性をもたせなければならない. そこで、図 3.3 (a)のように、3次元的なドップラー冷却のスキームに、反ヘルムホルツコイル (電流を逆向きに流した円形コイルのペア) による四重極磁場を加え、更にレーザー光の偏光を適当に選ぶ. 磁場の大きさは、コイルの中心 (ビームの中心) ではゼロ、中心から離れるに従って大きくなる. この磁場により、原子の共鳴周波数は中心から離れるに従って大きくゼーマンシフトする. 簡単のため、基底状態の全スピンのゼロ、励起状態の全スピンの 1 の原子を考えると、励起状態の 3つの磁気副準位 ($m = -1, 0, +1$) のエネルギーは図 3.3 (b)のようにゼーマンシフトする. 偏光による遷移選択性 (σ^+ 円偏光は $\Delta m = +1$, σ^- 円偏光は $\Delta m = -1$) により、 $x > 0$ の領域では左向き σ^- 光が、逆に $x < 0$ の領域では右向き σ^+ 光が原子の共鳴に近づき、より吸収される. 結果的に、トータルの輻射圧が常に中心を向くようになる. しかも、レーザーの周波数は負に離調してあるので、ドップラー冷却も同時に働く. これが磁気光学トラップ (MOT) の原理である[11].

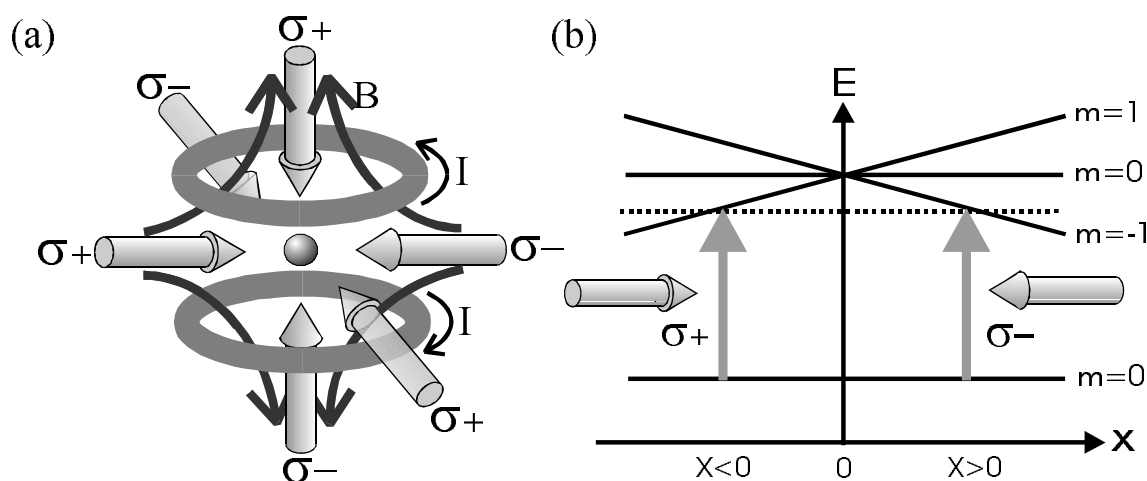


図 3.3 (a)磁気光学トラップのための磁場とレーザー光の偏光. (b)磁気光学トラップの原理. レーザー光の偏光による遷移選択性と、磁場による遷移周波数のゼーマンシフトにより、各レーザー光の吸収レートに位置依存性が生じ、原子は磁場の中心 (ゼロ点) へ向かう輻射圧を受ける.

図 3.4 は、冷却に用いる ^{87}Rb 原子の D_2 線 ($\lambda = 780\text{nm}$) のエネルギー準位図である。MOT が有効に働くためには、原子が常にレーザーと共鳴していなければならない、そのため冷却及び捕獲に用いる遷移が磁気副準位も含めて閉じた 2 準位系になっていなければならない。そのような遷移は $5S_{1/2}: F=2, m_F=2 (-2) \rightarrow 5P_{3/2}: F'=3, m_F=3 (-3)$ のみである (遷移選択則は $\Delta F=0, \pm 1, \Delta m_F=0, \pm 1$)。MOT のトラップ光は、この遷移に対して自然幅 ($\Gamma = 6.0\text{MHz}$) の 2~3 倍程度、負に離調して合わせる。遷移の自然幅やレーザーの線幅 ($\sim 1\text{MHz}$) のため、このトラップ光は、約 250MHz 離れた $5S_{1/2}: F=2 \rightarrow 5P_{3/2}: F'=2$ 遷移も、わずかながら励起してしまう。すると原子はトラップ光と共鳴しない $5S_{1/2}: F=1$ 準位へ光ポンピングされてしまう。そのような原子を再びトラップ光と共鳴する $5S_{1/2}: F=2$ 準位へ戻すため、 $5S_{1/2}: F=1 \rightarrow 5P_{3/2}: F'=2$ に共鳴したレーザー光 (リポンプ光と呼ぶ) をトラップ光と一緒に原子に照射しなければならない。Rb 原子に限らず、一般に超微細構造を持つアルカリ原子の MOT は、トラップ光とリポンプ光の 2 本のレーザー光を必要とする。

図 3.5 (a) は、ボース凝縮実現のために用いる二重磁気光学トラップ [70] と呼ばれる装置の概略図である (図 3.5 (b) は、装置全体の写真)。装置の上段は、Rb 原子気体が充満したチャンバー ($\sim 10^{-8}$ torr)、下段は超高真空のガラスセル ($\sim 10^{-11}$ torr) となっている。上段と下段は、テーパー型の管 (長さ約 10cm 、上部の内径 4mm 、下部の内径 12mm) で繋がっているが、管のコンダクタンスは十分小さいため ($\sim 0.3\text{L/s}$)、真空度の差は十分保たれている。この装置では、2つの MOT を上部のチャンバーと下部のガラスセルにそれぞれ構成している (upper MOT と lower MOT)。その理由は、冷却機構に原子集団の熱化を利用する⑤の蒸発冷却にある。蒸発冷却により原子集団を BEC まで冷却するには数十秒の時間を要

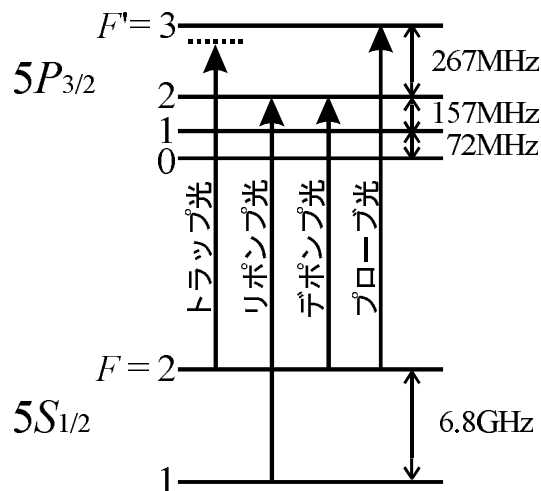


図 3.4 ^{87}Rb 原子 D_2 線のエネルギー準位図および本実験で用いる 4 本のレーザー光。トラップ光とリポンプ光は、磁気光学トラップに用いる。デポンプ光は、磁気トラップの直前に原子を $F=1$ へ光ポンピングするために用いる。プローブ光は、磁気トラップされた原子集団の吸収イメージングに用いる。

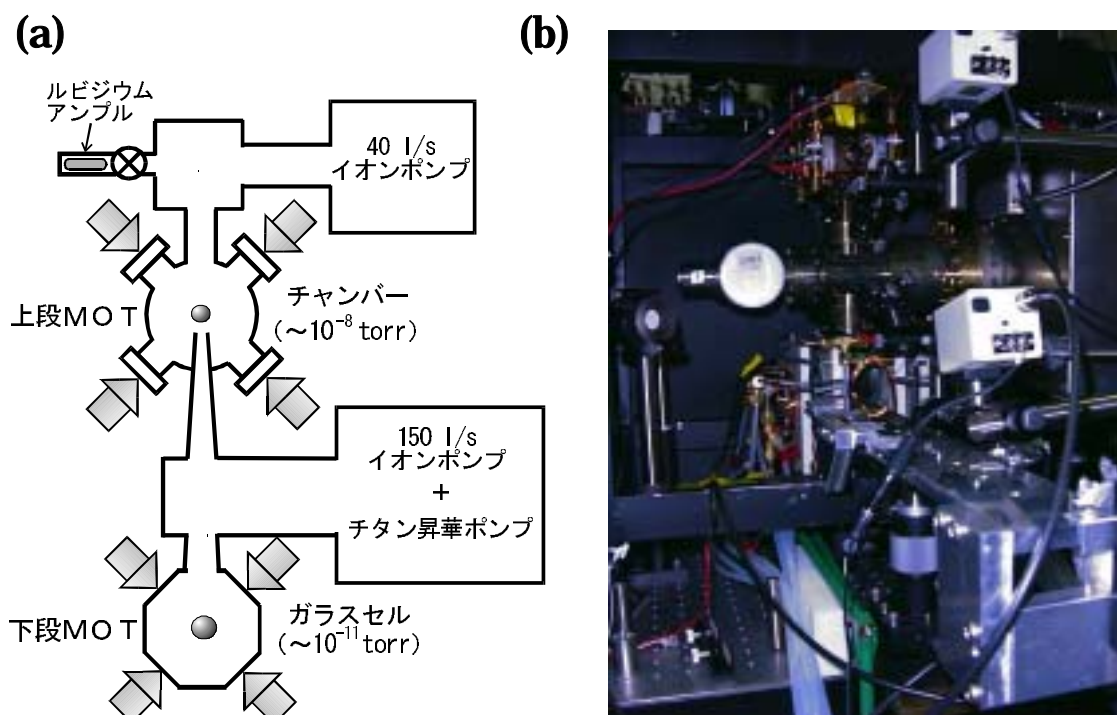


図 3.5 (a)二重磁気光学トラップのための真空装置. **Rb** 原子は, 上段チャンバー内の気体から直接上段 MOT に集められ, 重力により **30cm** 下方の下段 MOT へ繰り返し輸送される. (b)真空装置の全体写真. ガラスセルは磁気トラップ用コイルに隠れていて見えない. 手前に見える **2**つの白い装置は, 上段および下段 MOT からの蛍光を観測する **CCD** カメラ.

するので, 磁気トラップは同等かそれ以上の長い時間, 原子集団を捕獲していなければならない. 磁気トラップの寿命は, バックグラウンドガスとの衝突によって決まり, 1分近い寿命を持つには 10^{-11} torr という超高真空を必要とする. しかし, そのよのような超高真空内では, そもそも **Rb** 原子気体がほとんど存在しないため, MOTによって直接 **Rb** 原子を集めることができない. そこで, 以下に詳しく説明するように **Rb** 原子気体が充満したチャンバー内の upper MOT により原子を集め, それを超高真空内の lower MOT に何度も輸送する, という方式をとる.

実験では, upper MOT, lower MOT のための光源は, 図 3.6 のような自作の外部共振器型半導体レーザー (HITACHI HL7851G: 780nm, 50mW) を用いた. Upper MOT のトラップ光のビーム径は 15mm, ビーム強度は約 $10\text{mW}/\text{cm}^2$ である. 図 3.3 (a) のような 6 方向の MOT ビームをつくるには, 3本に分けたビームを 1/4 波長板でそれぞれ適切な円偏光にしてチャンバーに通し, 再び 1/4 波長板に通してからそれぞれミラーで折り返せばよい. リポンプ光もほぼ同様のビーム径と強度を持ち, トラップ光に重ねられている. 四重極磁場の勾配は約 $10\text{G}/\text{cm}$ で, これは直径 1mm の銅線をそれぞれ 100 回巻いた反ヘルムホルツコイ

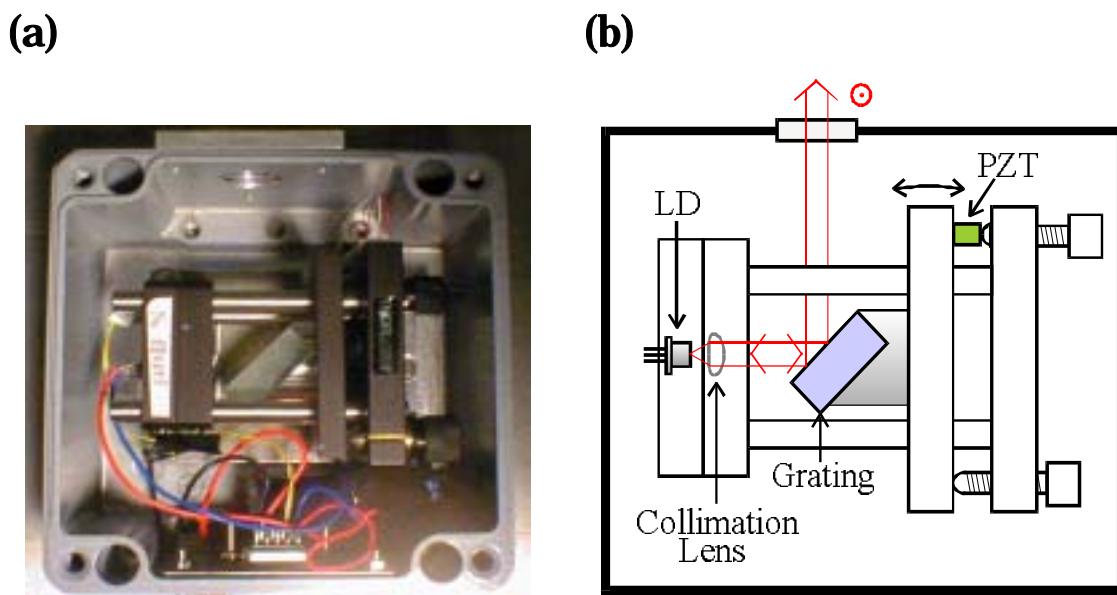


図 3.6 (a)外部共振器型半導体レーザーの写真と，(b)その説明図．回折格子(Grating)の 1 次回折光が，半導体レーザー素子 (LD) に戻される．共振器長は約 3cm．回折格子の角度と共振器長を圧電素子 (PZT) で変えて発振周波数を制御する．

ル (直径 7cm, 間隔 4cm) に 1~2 A 程度の電流を流せば得られる．Upper MOT はチャンバ一内に充満した気体から直接 Rb 原子を捕獲し，約 1 秒で原子数は飽和する．飽和時のトラップの直径は約 1mm, 原子数は約 10^8 個，温度は約 $150 \mu\text{K}$ である．集められた原子集団に偏光冷却を施すと，温度を更に $10 \mu\text{K}$ にまで下げることができる．偏光冷却を施すには，まず四重極磁場を切り，レーザーの離調を MOT に最適な -15MHz 付近から， -100MHz 程度にまで上げ，トラップ光強度を 20% 程度にまで下げ，その状態で数 ms 待てばよい．偏光冷却後，トラップ光を AOM (Acousto-Optic Modulator) で切ると，原子集団は重力に従って落下する．偏光冷却によって原子集団の水平方向の平均速度は約 30 mm/s となっているはずなので，5mm 下方にあるテーパ管に入射した原子集団のほとんどは，そのまま管を通過して下方のガラスセル内の lower MOT に再捕獲される計算になる．しかし，実際の再捕獲率は約 10% 不足で，これはおそらく数 ms の偏光冷却中に原子集団が拡散により空間的に広がってしまうため，一部の原子しかテーパ管の入口に入ることができないためと思われる．

Lower MOT のアレンジメントは upper MOT とほぼ同様だが，トラップ光強度だけは慎重に選ぶ必要がある．光強度が強すぎると，光誘起衝突(light-assisted collision)によるロス[13]が増えるし，弱すぎると，トラップのポテンシャルが浅くなり，upper MOT から落下してくる原子や，トラップ内で ground-state hyperfine changing collision[13]を起こした原子 ($5S_{1/2}; F=1$ と $5S_{1/2}; F=2$ のエネルギー差 6.8GHz に相当する運動エネルギーを持つ) を捕獲でき

なくなる。実験では、強度は 2 mW/cm^2 と弱くし、その分、捕獲の効率を落とさぬようビーム径を約 20 mm と広くした[71].

真空度で決まる Lower MOT の寿命は 2~3 分程度であり、上記の輸送過程を 2~3Hz で繰り返すことにより 1 分間で約 10^9 個の Rb 原子を lower MOT に溜めることができる。原子数が 10^8 個を越えるような MOT では、その原子数密度は、(i)原子から自然放出されたトラップ光の光子が、再び他の原子に再吸収される効果 (radiation trapping), 及び(ii)トラップされた原子によって、トラップ光が大幅に吸収され、輻射圧が減少する効果、によって制限される[72]. これらの効果を抑制して原子数密度を上げる手法として、リポンプ光の真中に穴をあけ、トラップされた原子にはリポンプ光があたらないようにする (原子をトラップ光と共鳴しない「暗準位」に落とし込む) dark MOT と呼ばれる手法がある[73-75]. また、瞬間的にトラップ光の離調と磁場勾配を上げ、光子の再吸収を抑制し MOT を圧縮する方法 (CMOT: Compressed Magneto-Optic Trap) もある[76]. これまでに Na 原子の BEC に成功したグループは、いずれも dark MOT を用いている。Rb 原子の場合は、Na 原子に比べ dark MOT が有効に働かないので*, CMOT の方が広く用いられている。しかし、本実験では、トラップ光の強度、離調、また磁場勾配を慎重に選び、通常 MOT のみで十分な原子数を得ることができたので、いずれの手法も用いない。

(a) upper MOT の原子を磁気トラップへ **(b)** 送る直前には、付加的なコイルを用いて MOT の中心と磁気トラップの中心 (これらは重力の効果などで、一般に一致しない) を合わせる。さもないと原子集団が磁気トラップされたとき、余計なポテンシャルエネルギーをもらい、温度が不要に上がってしまう。また、upper MOT と同様、lower MOT にも偏光冷却を施す。このとき、なるべく原子数密度を落とさずに効率よく冷却するため、トラップ光強度を瞬間的に上げる、またはトラップ光の光子の再吸収による原子の膨張を防ぐためリポンプ光強度を大幅に落とす、などの工夫をする。偏光冷却時間は、長ければ長いほど温度は下がるが、その間、原子集団の拡散により原子数密度は減少するので、 1 ms 程度が適当である。

本実験で構築した二重磁気光学トラップは、原子の輸送に重力のみを利用したが、他に磁場によるガイドを用いる方法[32,70], 共鳴したレーザー光で原子をプッシュする方法[70,77]など、様々なテクニックが存在している。

* ^{23}Na 原子のトラップ遷移 ($3S_{1/2}: F=2 \rightarrow 3P_{3/2}: F'=3$) とデポンプ遷移 ($3S_{1/2}: F=2 \rightarrow 3P_{3/2}: F'=2$) の周波数差は自然幅のわずか **6 倍 (60MHz)** であり、トラップ光自身がある程度デポンプ光として働いており、リポンプ光に穴を空けることにより原子を容易に暗状態 ($3S_{1/2}: F=1$) に落とし込むことができる。それに対して ^{87}Rb 原子の場合、トラップ遷移とデポンプ遷移の周波数差は自然幅の **45 倍 (267MHz)** もあり、たとえリポンプ光に穴を空けていたとしても (リポンプ光のガラスセルによる散乱光などが存在するため) 原子を暗状態 ($5S_{1/2}: F=1$) へデポンプすることが難しい[75]. よって、 ^{87}Rb 原子で効果的に dark MOT を行うには、別にデポンプ光 ($5S_{1/2}: F=2 \rightarrow 5P_{3/2}: F'=3$) を用意しなければならぬ[74].

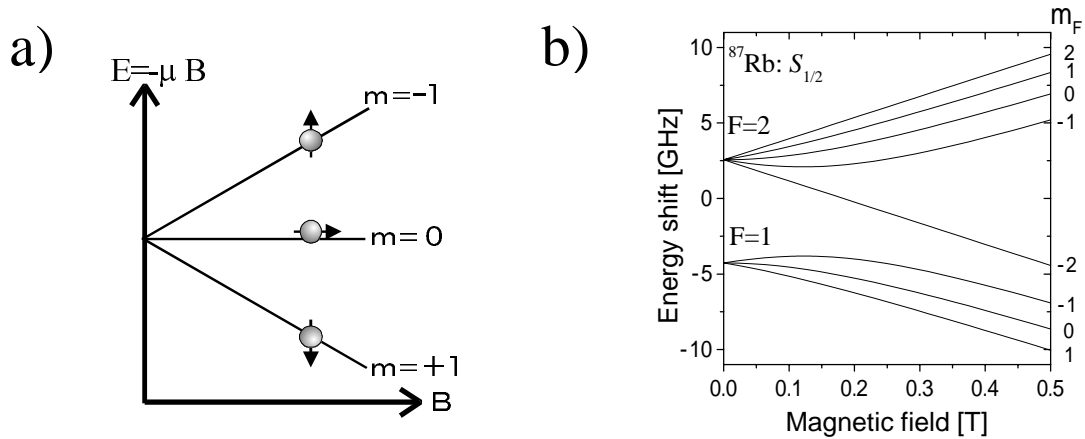


図 3.7 (a)磁気トラップの原理. スピン状態 $m=-1$ の原子は、磁場の極小点が、ポテンシャルの極小点になる. (b) ^{87}Rb : $5S_{1/2}$ 状態のゼーマンシフト. 磁場の大きさが 0.05T 以下では、各磁気副準位は、ほぼ線形にシフトしている.

3.3 磁気トラップおよび断熱圧縮

磁気トラップとは、原子が持っているスピンに付随する磁気モーメント μ と、外部磁場 B との相互作用 (ゼーマンシフト) $U = -\mu \cdot B$ を利用して原子を空間的に閉じ込めるものである. スピン 1 の原子の場合、その 3 つの磁気副準位 ($m = -1, 0, 1$) は、図 3.7 (a) のようにゼーマンシフトする (ランダウの g 因子は負である). 磁気副準位 $m = -1$ は、磁場が大きくなるとエネルギーが上がるので、このスピン状態にある原子にとっては磁場の極小点がポテンシャルの極小点となる. よって、スピン状態 $m = -1$ の原子は、十分冷却されていれば、磁場の極小点を中心にトラップすることができる. 図 3.7 (b) は、 ^{87}Rb 原子の基底状態 $5S_{1/2}$ のゼーマンシフトの様子を表している (付録 H). 磁場の大きさが 0.05T (500G) 以下では、各磁気副準位はほぼ線形にシフトしているが、それ以上ではパッシェンバック効果によって線形でなくなる. しかし、本実験の磁気トラップに用いる磁場の強さは 100G 程度なので、ゼーマンシフトは線形であるとしてよい. 安定に磁気トラップが可能なスピン状態は、 $5S_{1/2}$: $F=2, m_F=+2$ (以降、 $|2,+2\rangle$) と $5S_{1/2}$: $F=1, m_F=-1$ (以降、 $|1,-1\rangle$) の 2 種類ある. $5S_{1/2}$: $F=2, m_F=1$ も原理的には磁気トラップ可能だが、スピン緩和が早く、トラップの寿命が短いので BEC 生成には適さない. $|2,+2\rangle$ の磁気モーメントは、ほぼ 1 ボーア磁子 ($\mu_B \approx 1.4[\text{MHz/G}]$), $|1,-1\rangle$ の磁気モーメントは、その半分である. つまり、同じ磁場勾配なら、 $|2,+2\rangle$ 原子の方が $|1,-1\rangle$ 原子より強く閉じ込められる. しかし、磁気トラップ中の $|2,+2\rangle$ 原子は、 $|1,-1\rangle$ 原子の 10 倍の加熱レートを持つという実験結果もあるので [32], 単純に $|2,+2\rangle$ の方が BEC に有利であるとは言えない[†]. 本実験では、 $|1,-1\rangle$ を採用した.

[†] 磁気トラップされた原子の加熱の原因は、今だによくわかっていない. 最近、オランダのワルラヴェン (T. M. Walraven) のグループは、蒸発冷却によっても取り除かれない高温の原子集団 ("Oort cloud" と彼らは呼んでいる) が、磁気トラップされた原子集団を加熱する効果を持つことを $|2,+2\rangle$ 状態の Rb 原子を用いて実験的に確認している [78].

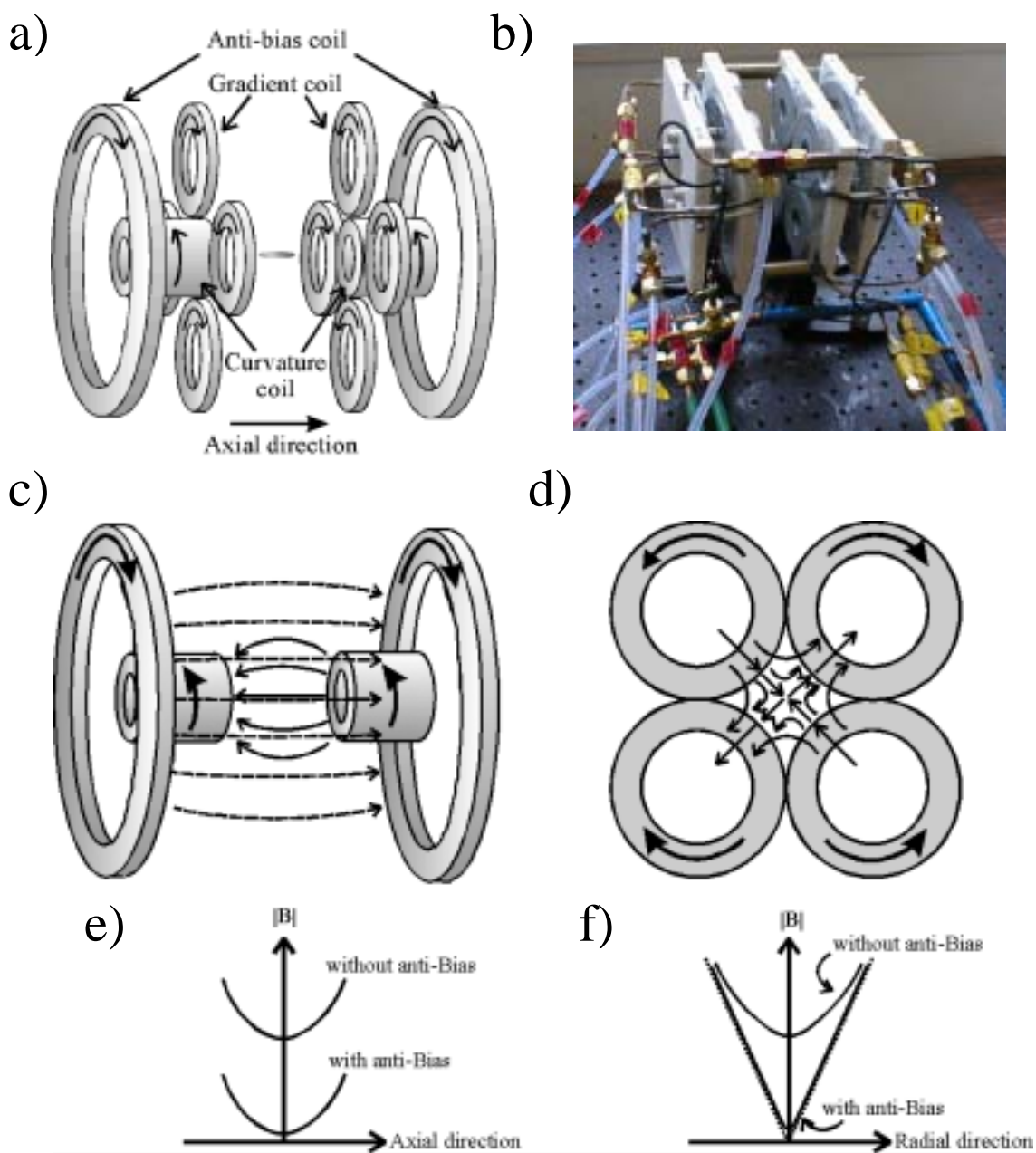


図 3.8 (a)クローバーリーフコイルを構成する 12 個のコイル配置. (b)クローバーリーフコイル全体の写真. 個々のコイルは独立に水冷される. (c) **curvature** コイルおよび **anti-bias** コイルの作る磁場. (d) **gradient** コイルの作る四重極磁場. (e), (f) は, **anti-bias** コイルによる磁場の有無によって, **axial** 方向および **radial** 方向に関する磁場の大きさの位置依存性が, どのように変化するかを示している.

磁気トラップのための極小磁場を生成するにあたり, 本実験では図 3.8 (a)のようなクローバーリーフコイルと呼ばれるコンフィギュレーションを用いた[20]. 二つの **curvature** コイルの作る磁場の大きさは, 図 3.8 (c)のように対称軸 (**axial**) 方向に対してはコイルの中心

点で極小となり、近似的に調和型のポテンシャルをつくる (図 3.8 (e)). 8つの gradient コイルが中心点付近に作る磁場は、対称性から axial 方向には成分を持たないが、それと垂直の平面 (radial 方向) では図 3.8 (d)のような四重極磁場になる. この四重極磁場に curvature コイルによる axial 方向のバイアス磁場が合成されると、axial 方向と同じく radial 方向にも調和型のポテンシャルができる (図 3.8 (f)). 結果、ほぼ等方的な 3次元調和ポテンシャルが得られる. しかし、curvature コイルによる axial 方向のバイアス磁場を、anti-bias コイルでキャンセルしてやると、axial 方向の曲率には、ほとんど影響を与えないが (図 3.8 (e)), radial 方向には四重極磁場のみによる急峻なリニアポテンシャルを作ることができる (図 3.8 (f)). しかし完全にキャンセルして磁場のゼロ点を作ってしまうと、原子のスピンの状態がそこでフリップし (マヨラナ遷移)、磁気トラップから脱落してしまうので、1 G 程度の磁場は残しておく. このとき、ポテンシャルの中心付近では、radial 方向の曲率が axial 方向に比べてずっと大きい非等方的な 3次元調和ポテンシャルができる (しかし、中心から離れていくと、radial 方向はリニアポテンシャルに漸近する). ここで紹介した極小磁場のタイプは、一般に IP (Ioffe-Pritchard) 型と呼ばれている[79,80] (付録M参照).

図 3.9 は、lower MOT 中の原子集団が磁気トラップに捕獲され、更に断熱圧縮される一連の様子を吸収イメージング法 (3.5 節の図 3.13 参照) で撮影したものである. Lower MOT 中の原子集団は、まず以下の手順によって等方的な (anti-bias コイルを用いない) 磁気トラップに捕獲される (図 3.9 (a)→(b)). 偏光冷却後、リポンプ光をメカニカルシャッターで完全に切り (AOM で切るだけでは、僅かな漏れ光が残ってしまう), $5S_{1/2}: F=2 \rightarrow 5P_{3/2}: F'=2$ 遷移に共鳴したデポンプ光を 0.5ms あて、原子集団を $F=1$ へ光ポンピングする. その後、クローバリーフコイル (curvature コイルと gradient コイルのみ) を瞬時的 (~ 2 ms) に立ち上げる. 磁気トラップされた原子は迷光に非常に弱い (光子を吸収するとスピン状態が変化してトラップから脱落してしまう) ので、全てのレーザー光はその後メカニカル

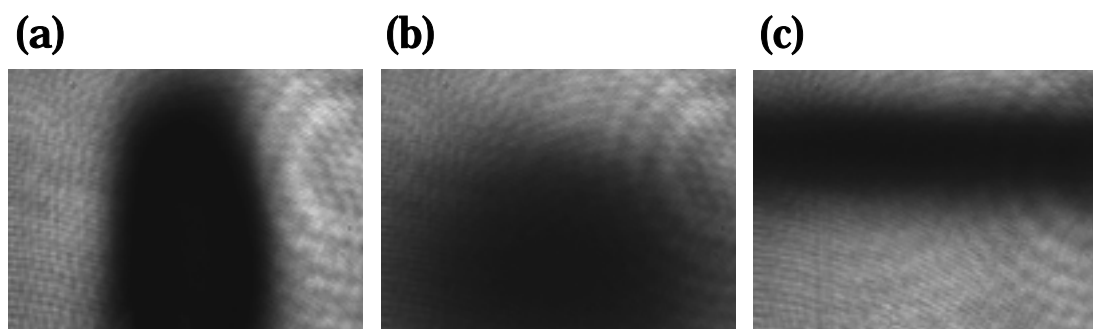


図 3.9 MOT から磁気トラップへの移行と断熱圧縮. (a) lower MOT の原子集団は、(b) 等方的な磁気トラップに再捕獲され、(c) バイアス磁場をキャンセルして非等方的な磁気トラップへ断熱圧縮される. それぞれのイメージは、磁場 off から ((a) の場合はトラップ光 off から) 0.5ms 後のもの. 画像のサイズは 6.5mm×5.0mm.

シャッターで完全に遮断しなければならない。直線偏光のデポンプ光を用いると、原子は $F = 1$ の3つのスピン状態にほぼ均等に分布するので、MOT から磁気トラップへの移行効率は約 30% (原子が $|1,-1\rangle$ 状態に存在する確率) が上限になってしまう。実験では、原子集団に数 G のバイアス磁場をかけ、偏光状態を適当に調節したデポンプ光を照射することにより、 $|1,-1\rangle$ 状態への光ポンピングの効率を 60% 程度にまで上げることができた*。

等方的な磁気トラップ中での原子集団の密度 ($\sim 10^{10}/\text{cm}^3$) では、弾性衝突レートが低く、次に続く蒸発冷却が効率よく働かない。そこで、anti-bias コイルを 3 秒程度かけて立ち上げてバイアス磁場を 1 G にまでキャンセルし (radial 方向の磁場曲率を上げ)、原子集団を断熱的に圧縮する。この結果、原子集団は球状から axial 方向に長い葉巻形になる (図 3.9 (b)→(c))。

本実験で用いた図 3.8 (b) のクローバーリーフコイルの詳細について、説明しておきたい。偏光冷却後、原子集団が拡散しないうちに磁気トラップをすばやく立ち上げるためには、コイルのインダクタンスを小さく、つまりコイルの巻き数を少なくしなければならない。すると、磁気トラップに必要な磁場勾配、曲率を得るために、必然的にコイルには大電流を流さなければならない。そこで、コイルの冷却と電流のスイッチングに特別な注意が必要になる。本実験では、コイルを水冷できるように、熱収縮チューブで絶縁した外形 3.2mm、内径 0.8mm の銅管でコイルを作成した。gradient コイルは、外径 75mm、内径 25mm で 7 巻きしたものを 2 層 (2m)。curvature コイルは、直径 25mm で筒状に 10 巻き (1m)。anti-bias コイルは、直径約 120mm で 5 巻き (2m)。全部で 12 個のコイル (全長 22m) を、図 3.10 のように直列に繋ぐ。このときの全抵抗 R は $0.10\ \Omega$ 、インダクタンス L は $65\ \mu\text{H}$ 、時定数 $\tau = RL$ は約 1.5ms になる。特に anti-bias コイルと curvature コイルを直列に繋ぐことは、安定したバイアス磁場 ($\sim 1\text{G}$) を得る上で重要である。最初原子を磁気トラップする際は、上述のように gradient コイルと curvature コイルにだけ定電圧電源で電流を流し (12V, 150A)、その後、また別の電源で anti-bias コイルを含めたすべてのコイルに 300A の電流を直列に流し原子集団を圧縮する。このとき axial 方向の磁場曲率は $184\text{G}/\text{cm}^2$ 、radial 方向の磁場勾配は $174\text{G}/\text{cm}$ である。2つの電源は大電流ダイオードで互いに影響を受けないよう保護してある。コイルの抵抗による消費電力は 9kW で、12 個のコイルは独立に水冷される。各コイルの冷却水の流量は 5 気圧で約 $10\sim 15\text{cm}^3/\text{s}$ 、温度上昇は約 10°C である。電流のスイ

*原子が $5S_{1/2}; F=2$ の 5 つの磁気副準位に均等に分布していると仮定すると、 σ 偏光のデポンプ光で 29%、 π 偏光のデポンプ光で 26% の原子しか $|1,-1\rangle$ 状態に光ポンピングできない。しかし、最初にすべての原子が $5S_{1/2}; F=2, m_F=-2$ へスピン偏極されていたなら (これは σ 偏光のデポンプ光とリポンプ光を同時に照射すれば可能である)、その後 π 偏光のデポンプ光を照射することによって 89% の原子を $|1,-1\rangle$ 状態に光ポンピングできる (これらの数値は、付録 I、図 I.1 の超微細構造準位間の遷移強度より容易に計算できる)。実際、JILA のグループは、デポンプ光およびリポンプ光の偏光と照射タイミングを適当に調節することにより、90% の原子を $|1,-1\rangle$ 状態に光ポンピングできたと報告している [32]。本実験の場合、リポンプ光は用いていないが、デポンプ光の偏光として σ 偏光と π 偏光が適当に混ざった状態を用いることにより、同様の効果を得ている。

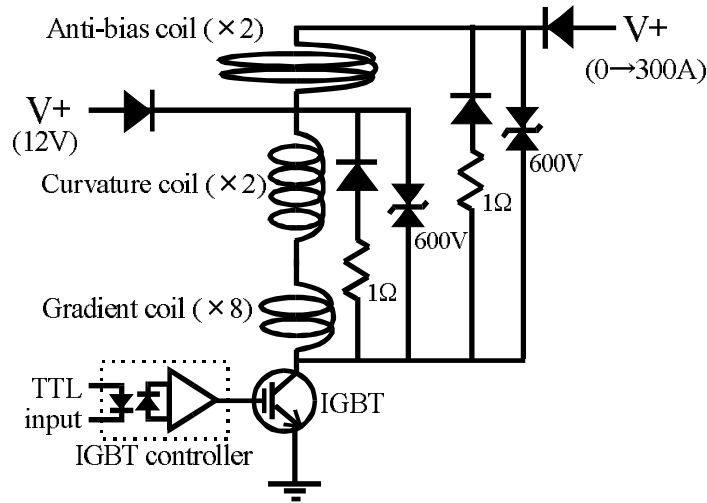


図 3.1 0 磁気トラップ用コイルの駆動回路. 電流のスイッチングは, IGBT (Isolated Gate Bipolar Transistor) で行う. 安定したバイアス磁場を得るために, すべてのコイルを直列に繋いだ. コイルと並列に繋いだ抵抗とバリスタは, 電流 off 時にコイルに溜まったエネルギーを吸収する役目をする.

スイッチングは IGBT (MITSUBISHI CM400HA-24H) を専用の駆動素子 (MITSUBISHI M57962CL) で制御して行う. 通電時にコイルに溜まっているエネルギーを, 電流オフ時に速やかに散逸させるため, 図 3.1 0 のようにコイルと並列にバリスタ及びダイオードと抵抗を繋ぐ. さもないと, 電流オフ時の高サージ電圧が IGBT にかかり, 破壊の原因となる.

3.4 蒸発冷却

アルコールを肌に塗ると, ひんやり冷たく感じるのは, 運動エネルギーの大きいアルコール分子が選択的に蒸発し, 残ったアルコール分子の集団のエネルギーが減少, つまり冷却されるからである (よく「気化熱を奪われる」という言い方をする). 蒸発冷却とれと全く同じ原理で磁気トラップ中の原子集団を冷却するものである.

図 3.1 1 (a), (b)に蒸発冷却の原理を示す. 図 3.1 1 (a)には, スピン状態 $|F, m_F\rangle = |1, -1\rangle$ と $|1, 0\rangle$ の原子が感じるポテンシャルカーブが描かれている. 磁気トラップされた原子集団 ($|1, -1\rangle$ 状態にある) は, 調和ポテンシャル中で振動しており, 運動エネルギーの大きい原子ほど, ポテンシャルの高い所, つまり中心から離れた所まで到達する. そのような地点での, 状態 $|1, -1\rangle$ と $|1, 0\rangle$ のエネルギー差 (これは $|1, 0\rangle$ と $|1, 1\rangle$ のエネルギー差とほぼ等しい) に相当する周波数の rf (radio frequency) 磁場を, 磁気トラップされた原子集団に照射すると, 原子のスピンは $|1, 0\rangle$ または $|1, 1\rangle$ 状態へ遷移する. そのような原子は当然トラップから脱落する. このように運動エネルギーの大きい原子だけが選択的にトラップから取り除かれる. そして, 残った原子集団内で, 弾性衝突を通してエネルギーの再分配 (熱化) が起こると, その集団の温度は下がる (図 3.1 1 (b)). これが蒸発冷却の原理である.

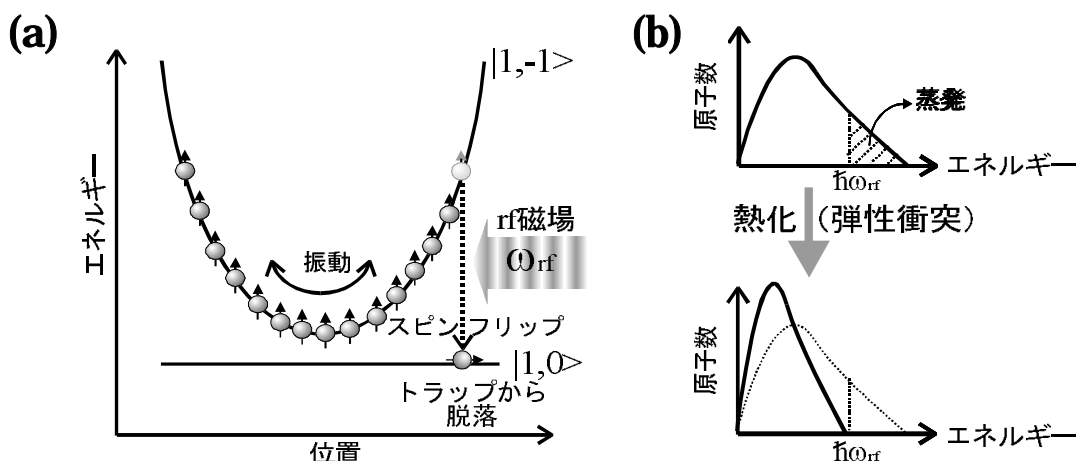


図 3.1.1 蒸発冷却の原理. (a) rf 磁場により、運動エネルギーの大きな原子が選択的にトラップから取り除かれる. (b) 磁気トラップ中に残った原子集団は、弾性衝突を通して熱化し、以前より温度が下がる.

実験では、rf 磁場を発生させるのに、lower MOT のガラスセルの周りに直径 0.6mm の銅線を 1 巻きした長方形のコイル (35mm × 60mm, トラップとの距離: 15mm) を用いた. このコイルに、信号発生器からの出力をアンプして、0.1~1 W 程度のパワーを注いだ. Rf 磁場の周波数は 35MHz (1.7mK に相当) から、原子を完全に削り取る直前の 0.7MHz (1G のバイアス磁場による $|1, -1\rangle$ 状態のゼーマンエネルギーに相当) 付近まで、65 秒かけて指数関数的に (前半は速く、後半はゆっくり) 掃引した. 図 3.1.2 は、断熱圧縮された磁気トラップ内の原子集団が、蒸発冷却されていく様子を吸収イメージング法で撮影した画像であ

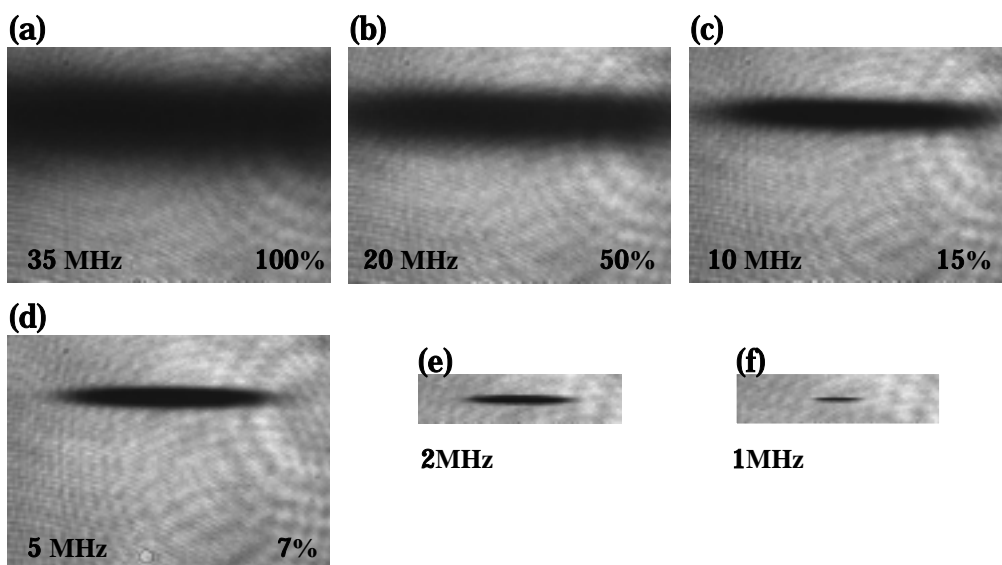


図 3.1.2 蒸発冷却されていく原子集団を、吸収イメージング法で撮影した画像. (a) - (f) の順に原子集団の温度は下がってゆく. 画面左下の数値は rf 磁場の周波数. 右下の数値は、残っている原子数の割合. 画像のサイズは、(a)~(d) : 6.5mm × 5.0mm, (e), (f) : 4mm × 1mm.

る. Rf 周波数が下がるに従って原子集団は切り取られ, サイズも小さくなっていくが, それでも高い光学密度を維持している (プローブ光の透過率がゼロに近い) ことから, 原子集団の密度は蒸発冷却の過程で増加していることがわかる.

3.5 Time-of-flight 法および吸収イメージング法

蒸発冷却によって, 原子集団がボース凝縮したとしても, そのままでは確認のしようがない. そこで用いられるのが, Time-of-flight (TOF) 法, および吸収イメージング法である. TOF 法では, 磁気トラップコイルの電流を瞬間的に切り, 原子集団をトラップから開放する. その後, 原子集団は初期の速度分布に従って拡散しながら, 重力によって落下する. 約 **20ms** 以上拡散すると, 原子集団の広がり初期の (磁気トラップ内での) サイズに比べて十分大きくなり, 空間分布がそのまま初期の速度分布に対応するようになる. そのような空間分布 (つまり速度分布) は, 図 3.1 3 の吸収イメージング法を用いて観測する. 観察したい時刻に, リポンプ光で原子集団を $5S_{1/2}: F=1$ から $5S_{1/2}: F=2$ へ光ポンピングし, $5S_{1/2}: F=2 \rightarrow 5P_{3/2}: F'=3$ 遷移に共鳴した直径 1cm, 強度約 $1\text{mW}/\text{cm}^2$ のプローブ光を, パルスの (~ $50\mu\text{s}$) に照射する. 原子集団の吸収によってできたプローブ光の影は, 単レンズ (直径 25mm, 焦点距離 $f = 150\text{mm}$) によって CCD カメラ上に結像され, コンピューターに取込まれる. こうして得られた画像を TOF イメージと呼び, これから原子の個数, 速度分布, 温度などが見積もられる.

図 3.1 4 は, 蒸発冷却における rf 磁場の最終掃引周波数を, 0.70MHz から 0.62MHz まで 0.02MHz 間隔で変えて実験したときの, 一連の TOF イメージである. 落下時間は 28ms で, 空間分布は, ほぼ速度分布に対応している. 0.70MHz では, 速度分布は等方的なガウシアン型で, その幅から原子集団は約 300nK まで冷却されていることがわかる. 0.68MHz において, ガウシアン分布の中央に鋭いピークが明らかに現れ始める. このピークがボース凝縮した原子集団に対応している. 0.62MHz では, ほとんどすべての原子がボース凝縮相に落ち込んでいる. このときの原子数は, 3×10^5 程度である. 凝縮相が楕円をしているのは, 次章で議論するように磁気トラップポテンシャルの非等方性と, 原子間の斥力相互作用によるものであり, ボース凝縮体の特徴の一つである.

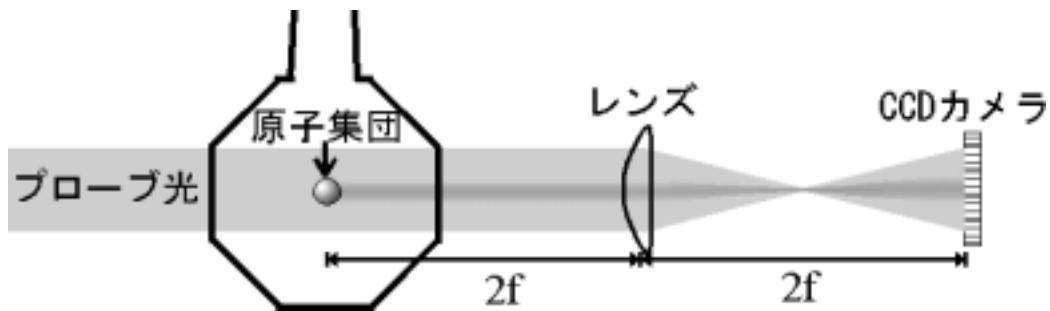


図 3.1 3 吸収イメージング法による原子集団の空間分布観測. 原子集団の影が倍率 1 で CCD カメラ上に結像する. レンズの焦点距離は $f=150\text{mm}$, ビーム径は約 10mm .

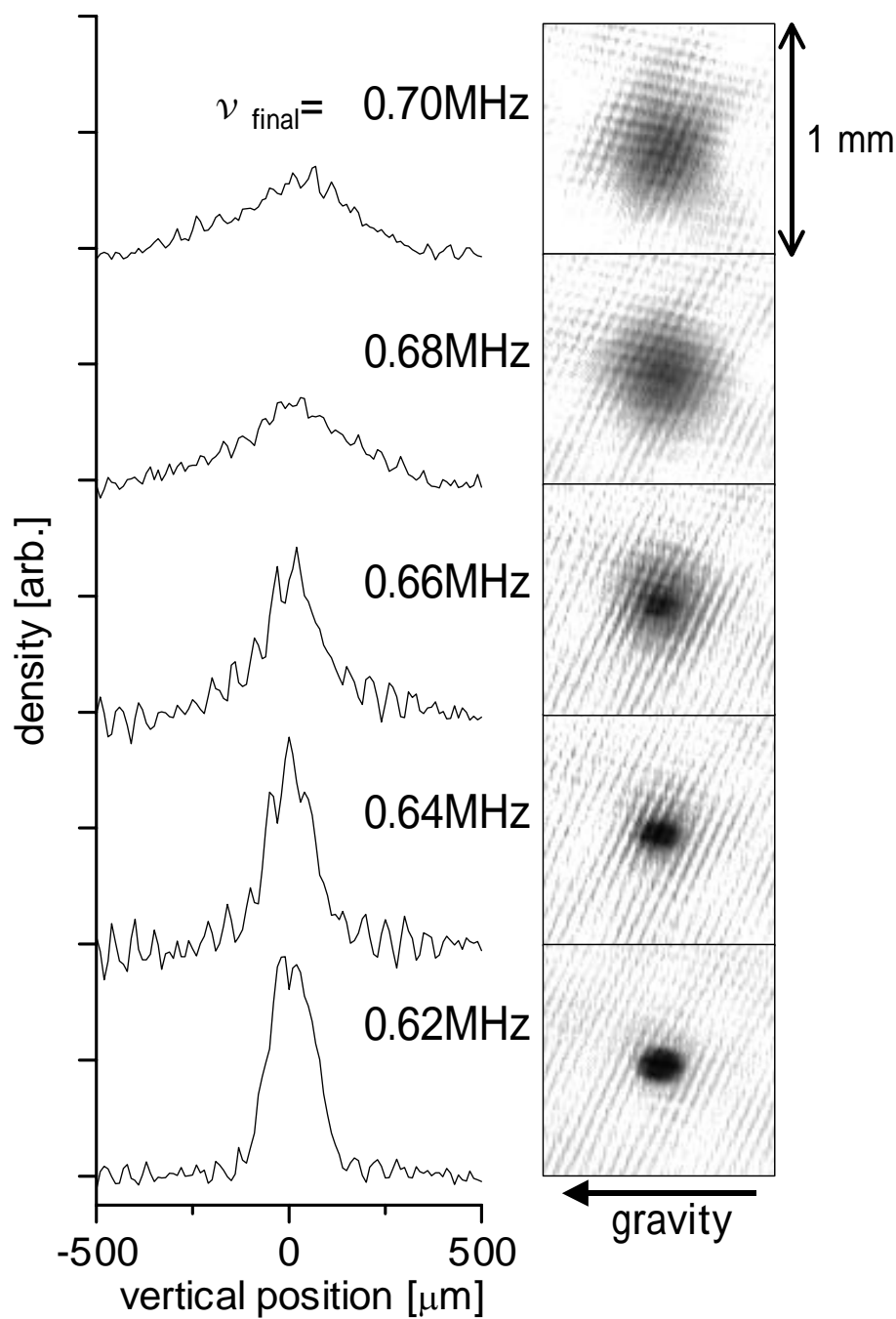


図 3.14 磁気トラップから開放後 28ms の原子集団の吸収イメージ。蒸発冷却の最終掃引 rf 周波数 ν_{final} が 0.68MHz (約 300nK) で、BEC への相転移が起こる。0.62MHz では、ほぼすべての原子 ($N \sim 10^5$) がボース凝縮体に落ち込んでいる。

