

^{87}Rb 原子の Gray Molasses 冷却の残留磁場依存性

岸本研究室 1833030 太田 大貴

1. 研究背景・目的

1995 年に Cornell らのグループが ^{87}Rb 原子のボース・アインシュタイン凝縮体 (BEC) の生成に成功した [1]。この BEC は、気体原子を極低温かつ高密度状態にすることで得られる。その後、Rb と同様にアルカリ金属である Na や K、更にはアルカリ土類金属や希ガスの BEC の生成も実現している。しかしながら、この成功から 20 余年経過した今日においても、BEC の連続的な生成は実現されていない。この BEC の連続的な生成こそが、本研究の目的である。

BEC の連続的な生成を阻む要因は、冷却光による気体原子の加熱である。そのため、BEC 生成の最終段階である蒸発冷却プロセスにおいては、冷却光を切る必要がある。この問題の解決のために、本研究では複数の手法の組み合わせによって、BEC の連続的な生成を目指している。そして、用いる要素技術の 1 つとして、5S-6P 遷移を用いた Gray Molasses 冷却 (GM) を検討している。

GM は、十分に冷却された原子をコヒーレントな重ね合わせ状態に依って生じる暗状態に落とし込むことで、吸収、自然放出過程に依る加熱を防ぎ、ドップラー冷却限界以下まで気体原子を冷却する手法である。この特徴から、先述した冷却光に依る加熱の問題を回避出来るため、GM は連続的な BEC の生成に適していると考えられる。また、暗状態に関しては、Fig. 1 のような、3 準位間のコヒーレントな相互作用の結果として生成される。

本研究においては、GM を Fig. 1 のような Λ 型の 3 準位ではなく、磁気副準位間の遷移を用いて行う。この場合、原子に対して同一周波数のレーザー光を照射して、冷却を行う。この際、残留磁場 $B = 0$ であれば、3 準位間のコヒーレンスが保たれているため、GM は十分効く状態である (Fig 2)。一方で、残留磁場

$B \neq 0$ であれば、残留磁場の大きさに依存したエネルギーシフト (ゼーマンシフト) に依ってコヒーレンスが崩れ、結果として GM は十分に効かなくなってしまう (Fig. 3)。そして、冷却原子のトラップ地点においては、地磁気やイオンポンプの形成する 1G 弱の残留磁場が存在するため、3 準位間のコヒーレンスが崩れた状態となってしまう。本研究では、これを避けるために、冷却原子のトラップ地点における残留磁場の大きさを同定し、これを相殺することで、残留磁場の抑制を行うことを目的とした。また、先行研究 [2] において、GM で許容される残留磁場は 100 mG 以下とされていたことから、残留磁場の抑制目標は 100 mG 以下に設定した。

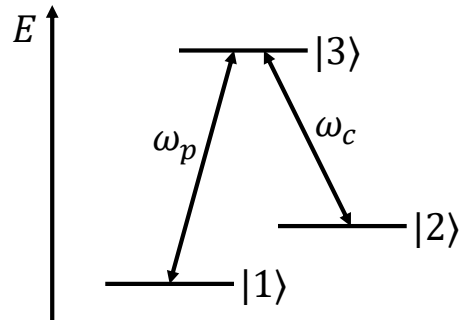


Fig. 1 Λ 型の 3 準位

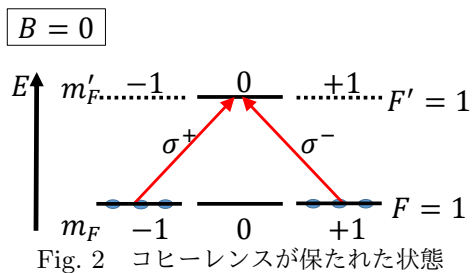


Fig. 2 コヒーレンスが保たれた状態

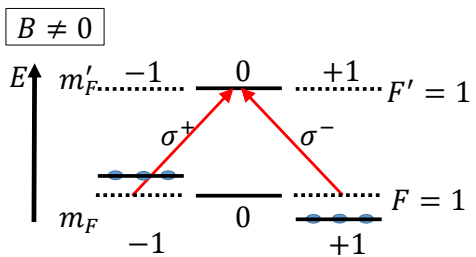


Fig. 3 コヒーレンスが崩れた状態

また、本研究の目的の2つ目は、5S-6P 遷移を用いた GM を実証することである。本研究の冷却対象である ^{87}Rb の 5S-5P 遷移と 5S-6P 遷移を比較すると、5S-6P 遷移の方が遷移の自然幅が狭く、原子の吸収断面積が小さいという特徴を持つ。そして、この特徴はより高密度な冷却サンプルの生成に適しているため、BEC の生成に都合が良いと言える。

2. 実験方法

GM の予備冷却として磁気光学トラップを行う。そのため、本研究では、MOT で冷却・捕獲された原子の存在する地点における残留磁場の大きさを同定し、抑制する。また、より小さな残留磁場の大きさまで同定するために、本研究ではマイクロ波分光によって残留磁場の大きさを同定する。

実際の実験手順について説明する。まず、Fig. 4 の Cooling 光、Repump 光を用いて、MOT で原子を冷却・捕獲する。その後、Cooling 光の離調を負に大きく取り、Repump 光の強度を小さくすることで、CMOT を行う。この操作によって、原子は $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ に光ポンピングされる。この始状態 $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ に存在する原子に対して、MOT 磁場を切った後にマイクロ波分光を行うことで、残留磁場の大きさを同定する。

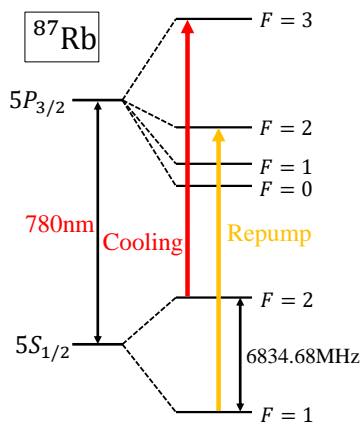


Fig. 4 MOT に使用する遷移

次に、マイクロ波分光について詳細に説明する。弱磁場領域において、原子のエネルギー準位は残留磁場の大きさに依存して線形にシフトする (ゼーマンシフト)。このことから、エネルギー準位のシフト量を測定することで、残留磁場の大きさを同定することが可能である。本研究の場合、Fig. 5 の遷移を用いて分光を行う。その結果として、残留磁場 $B \neq 0$ の時、Fig. 6 のような分光スペクトルが得られることとなる。そして、Fig. 6 のピーク間の周波数差 $\Delta\nu_B$ から、残留磁場の大きさを同定可能である。本研究の場合、Eq. (1) から残留磁場の大きさを同定する。また、Eq. (1) から、1 mG オーダーで残留磁場を同定するためには、10 kHz 以下の線幅を分光する必要があることが分かる。通常の光学遷移の線幅は 1 MHz オーダーなので、本研究には適さない。そのため、本研究ではマイクロ波分光を行った。

$$|B_{res}| = \frac{\Delta\nu_B}{0.7\text{MHz/G}} \quad (1)$$

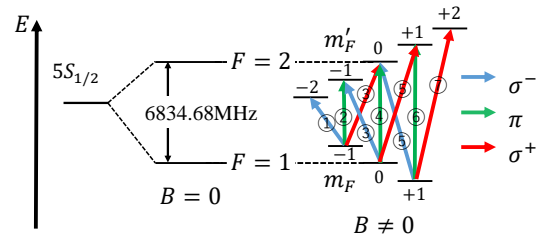


Fig. 5 マイクロ波分光に使用する遷移

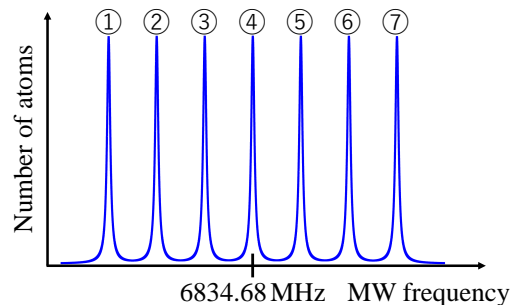


Fig. 6 マイクロ波分光に依って観測されるスペクトル ($B \neq 0$)

残留磁場の同定後、残留磁場の抑制を行う。これは、MOT コイル周囲に設置された Bias コイル (ヘルムホルツコイル) で 3 次元的に均一な磁場を生成することで、残留磁場を相殺し、抑制する。Bias コイルの模式図を Fig. 7 に示す。

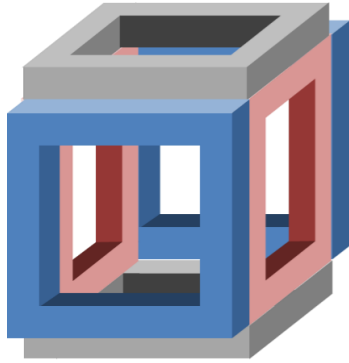


Fig. 7 Bias コイルの模式図

3. 実験結果

3.1. アンテナの評価

マイクロ波分光を行うために、アンテナを作成した。このアンテナに関しては、指向性を持たせるためにヘリカルアンテナを採用した。また、 ^{87}Rb の基底状態超微細構造間の遷移に対応する 6.8 GHz 近傍で損失が少なくなるように、インピーダンスマッチングを考慮して設計した。そして、作成したアンテナの評価のために、Rabi 振動を観測した。この時使用した遷移は clock 遷移 ($|5S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle \rightarrow |5S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle$) であり、原子はおよそ 60 μK であった。観測された Rabi 振動を Fig. 8 に示す。Fig. 8 から、観測された Rabi 振動はおよそ $2\pi \times 2 \text{ kHz}$ であり、280 μs のマイクロ波の照射で π パルスとなることが分かる。

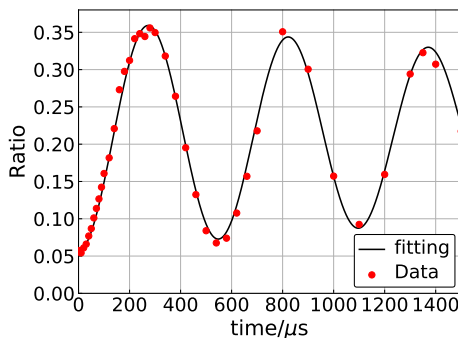


Fig. 8 観測した Rabi 振動

3.2. 残留磁場の同定

マイクロ波の周波数を変化させて、 $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ から $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ へ遷移した原子の割合を測定した。そして、得られたデータをローレンツ関数で fitting することで、

分光スペクトルを得た。この際、電源由来の磁場ノイズに依って線幅が太くなっていたため、ローパスフィルター (LPF) を Bias コイルと電源の間に挿入し、線幅を改善した。LPF を挿入していない時 (Fig. 9) の分光スペクトルの線幅はおよそ 200 kHz であり、同定可能な残留磁場の最小値はおよそ 300 mG である。一方、LPF を挿入した時 (Fig. 10) の分光スペクトルの線幅はおよそ 10 kHz であり、同定可能な残留磁場の最小値はおよそ 20 mG である。Fig. 9, 10 は、どちらも $|m_F = -1\rangle \rightarrow |m_{F'} = 0\rangle$ と $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m_{F'} = -1\rangle$ の遷移に対応する。このことから、LPF を挿入したことで、分光スペクトルの線幅を狭窄化することに成功し、より小さな残留磁場まで同定可能となった。

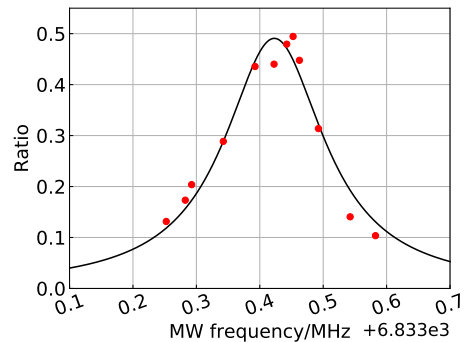


Fig. 9 分光スペクトル (LPF 無し)

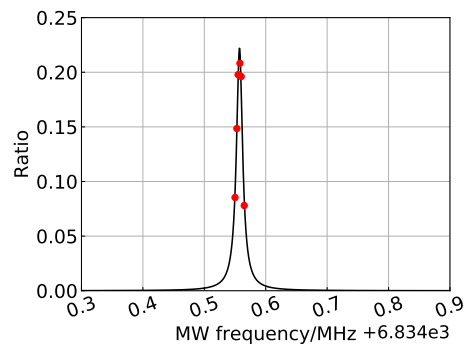


Fig. 10 分光スペクトル (LPF 有り)

より小さな残留磁場まで同定可能になったので、これまで本研究室で GM に挑戦していた実験条件で、残留磁場の同定を行った。観測された分光スペクトルを Fig. 11 に示す。Fig. 11 の左のスペクトルは $|m_F = -1\rangle \rightarrow |m_{F'} = 0\rangle$ と $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m_{F'} = -1\rangle$ の遷

移に対応し、右のスペクトルは $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m_{F'} = 0\rangle$ の遷移に対応する。2つのピーク間 $\Delta\nu_B$ は 134 kHz なので、この時の残留磁場の大きさは Eq. (1) からおよそ 192 mG と同定できる。そして、この値は 100 mG より大きいため、今までの実験条件では、GM が十分に効かない状態であったことが確認できた。

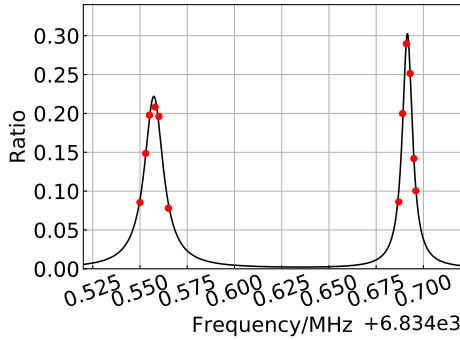


Fig. 11 観測された2つの分光スペクトル

3.3. 残留磁場の抑制

Bias コイルに流す電流値を変化させ、残留磁場の大きさを測定した。そのデータを Eq. (2) で fitting し、残留磁場が最小となる電流値を求めた。ここで、 $|B_{res}|$ は残留磁場の大きさ、 α_i はコイル i の係数 (G/A)、 β はコイル i 以外の磁場の大きさ、 I_i は操作する電流値、 $I_{min.i}$ は残留磁場が最小となる電流値である。

$$|B_{res}| = \sqrt{\alpha_i \{I_i - I_{min.i}\}^2 + \beta^2} \quad (2)$$

まず、 y 軸 (Fig. 7 の灰色のコイル) の電流値のみを変化させて、残留磁場の大きさを同定した。その結果が Fig. 12 である。この結果から、 $I_y = 94$ mA の時、残留磁場の大きさが極小となることが分かる。次に、 y 軸コイルの電流値を 94 mA に固定し、 z 軸 (Fig. 7 の赤色のコイル) の電流値のみを変化させて、残留磁場の大きさを同定した。その結果が Fig. 13 である。この結果から、 $I_z = 250$ mA の時、残留磁場の大きさが極小となることが分かる。そして最後に、 z 軸コイルの電流値を 250 mA に固定し、 x 軸 (Fig. 7 の青色のコイル) の電流値のみを変化させて、残留磁場の大きさを同定した。その結果が Fig. 14 である。 x 軸に関しては、

20 mG 以下の残留磁場を同定することが出来ていないが、fitting 誤差が 1 mG 程度と小さいことから、最終的な残留磁場の大きさは 15 mG 程度と推定できる。そして、この値は目標としていた 100 mG 以下を達成できている。

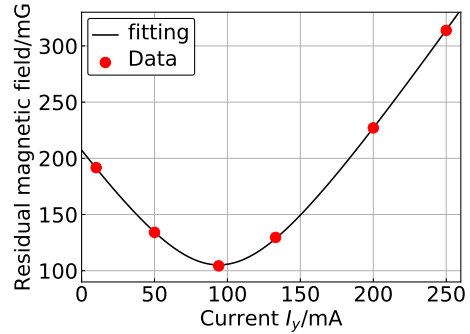


Fig. 12 y 軸コイルの電流値最適化

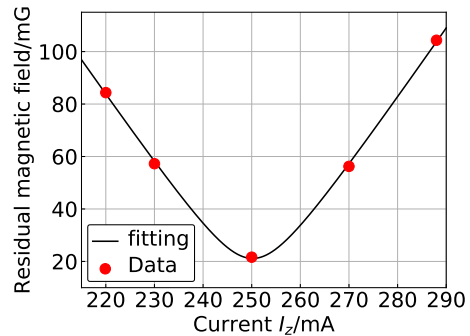


Fig. 13 z 軸コイルの電流値最適化

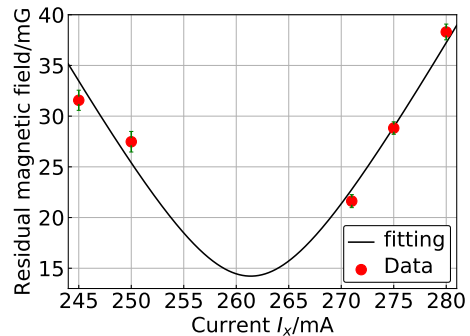


Fig. 14 x 軸コイルの電流値最適化

3.4. 5S-5P 遷移を用いた GM の残留磁場依存性

目標とする 100 mG 以下まで残留磁場を抑制出来たので、まず初めに 5S-5P 遷移を用いた GM を実施した。使用した遷移は Fig. 15 の通りである ($\Delta_{22} = 11\Gamma$, $\Delta_{11} = 5\Gamma$)。その結果として、原子をおよそ 10 μ K まで冷却すること

に成功した。次に、この冷却結果が残留磁場を抑制したことに依るものかを確認するために、GM 温度の残留磁場依存性を確認した。その結果を Fig. 16, 17, 18 に示す。それぞれの破線は、残留磁場が最小となる時の、コイルの形成する磁場の大きさを表す。この結果から、残留磁場が最小で GM 温度も最小となっていること、残留磁場が大きくなるにつれて、GM 温度も高温化していくことが分かる。また、先行研究 [2] 通り 100 mG 以下の残留磁場で GM が顕著に効いていることも確認できた。

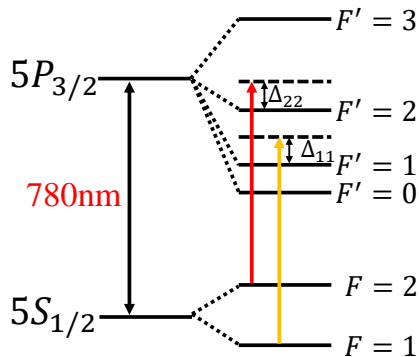


Fig. 15 5S-5P 遷移を用いた GM に使用した遷移

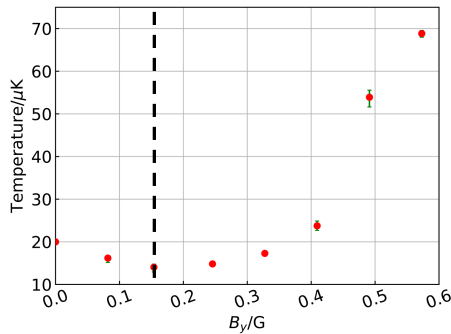


Fig. 16 y 軸コイルの磁場の大きさと GM 温度の相関

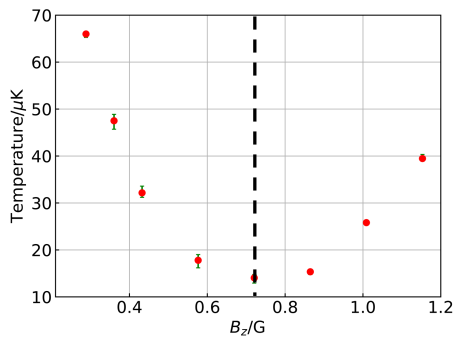


Fig. 17 z 軸コイルの磁場の大きさと GM 温度の相関

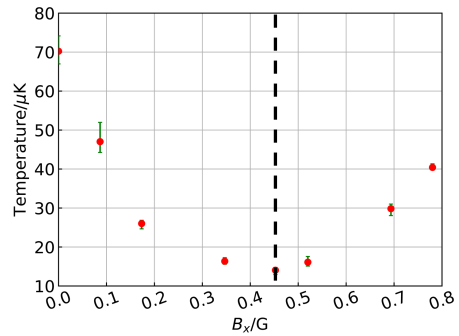


Fig. 18 x 軸コイルの磁場の大きさと GM 温度の相関

3.5. 421 nm 光源の周波数安定化

GM 冷却は 3 準位間のコヒーレントな相互作用の結果であることから、狭線幅な光源の周波数ゆらぎが自然幅以下であることが求められる。そのため、使用する 421 nm の ECDL に対して周波数安定化を行った。先ず、今まで行っていた PZT フィードバックでの周波数ゆらぎの評価を行った。その結果が Fig. 19 であり、周波数ゆらぎは自然幅より大きくなっている事がわかった。これは、ECDL の構造上の問題で発振しやすくなっていることが原因だと考えている。そこで、周波数ゆらぎ抑制のために、更に電流フィードバックを行った。その結果、周波数ゆらぎをおよそ 100 kHz、つまり自然幅 $\Gamma_{421} (= 2\pi \times 1.4 \text{ MHz})$ の 1/10 程度まで抑制することに成功した (Fig. 20)。5S-5P 遷移を用いた GM を行った際の、780 nm の ECDL の周波数ゆらぎはおよそ 800 kHz と自然幅 $\Gamma_{780} (= 2\pi \times 6 \text{ MHz})$ の 1/10 程度であった。このことから、本研究で安定化した 421 nm の ECDL の周波数ゆらぎは、5S-6P 遷移を用いた GM の要求を満たしていると考えられる。

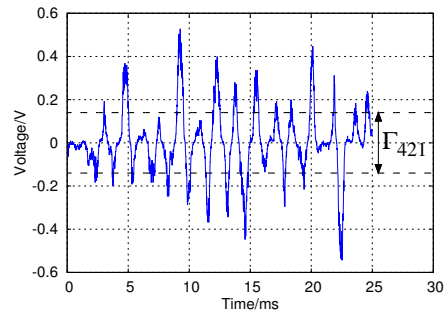


Fig. 19 PZT フィードバックでのエラー信号のゆらぎ

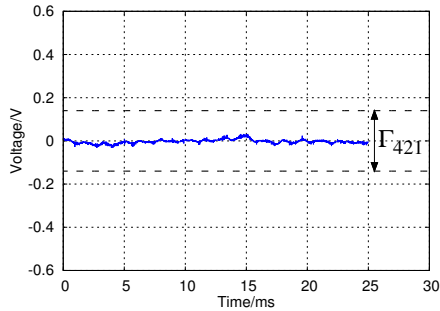


Fig. 20 PZT、電流フィードバックでのエラー信号のゆらぎ

3.6. 5S-6P 遷移を用いた GM

最後に、5S-6P 遷移を用いた GM を行った。5S-5P 遷移を用いた GM でおよそ $10\mu\text{K}$ まで原子を予備冷却した後、Fig. 21 の遷移を用い、離調 δ を変化させて冷却温度を測定した。その結果が Fig. 22 であり、 $\delta/\Gamma = 0$ 近傍で加熱し、 $\delta/\Gamma > 6$ において温度が $20\mu\text{K}$ で一定になるという結果が得られた。この結果は先行研究 [3] の結果 (Fig. 23) と類似しており、本研究においても、GM が効いている可能性が示唆されている。

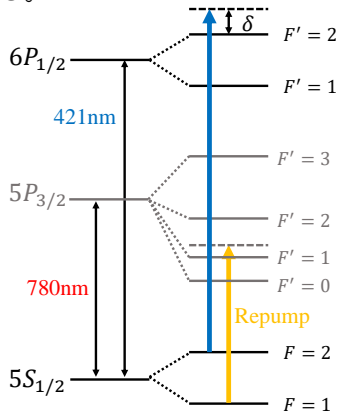


Fig. 21 5S-6P 遷移を用いた GM に使用した遷移

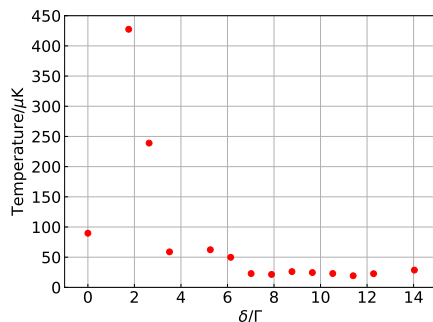


Fig. 22 5S-6P 遷移を用いた GM の温度の周波数依存性

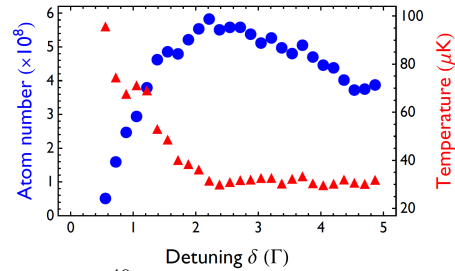


Fig. 23 ^{40}K の D1 遷移を用いた GM [3]

4. まとめと今後の展望

本研究によって、以下の成果が得られた。

- 残留磁場の大きさを 15 mG 程度まで抑制
- 5S-5P 遷移を用いた GM の冷却効果及びその残留磁場依存性を確認
- 421 nm 光源の周波数ゆらぎを 100 kHz 程度まで抑制

一方で、5S-6P 遷移を用いた GM に関しては、得られた結果からは 5S-6P 遷移を用いた GM による冷却効果の直接観察には至っておらず、GM 冷却とは断定出来ていない。これに関しては、5S-6P 遷移を用いた GM の冷却光の光強度が小さいことが要因と考えている。Fig. 22 においては、離調が小さい条件では通常の加熱が観測されている。一方、離調が大きいところでは、光の強度も重要なパラメータとなってくる。光強度が低いほど到達冷却限界温度は下がるが、同時に、捕獲できる温度領域が狭くなるため、光強度が小さすぎると原子を捕まえることができなくなる。現在、紫外に近い 421 nm 光による光学素子の劣化や、ファイバー結合効率の著しい劣化によって、光強度が極端に下がってしまっている。今後、これらを改善して光強度を大きくすることができれば、より 5S-6P 遷移を用いた GM の冷却効果が顕著になると期待している。

参考文献

- [1] M. H. Anderson et al., *Science*, **269**, 198(1995)
- [2] Andrew T. Grier et al., *Phys. Rev. A*, **87**, 063411(2013)
- [3] D. Rio Fernandes et al., *Europhys. Lett.*, **100**, 63001(2012)