

高効率な単一光子発生に向けた高密度原子集団の作製

電気通信大学 情報理工学系研究科 基盤理工学専攻 丹治研究室 高橋圭太

1 背景・目的

光子は量子情報通信における唯一の実用的な通信媒体と考えられており、また量子計算への応用も期待されている。我々の研究室では光の量子状態を自在に生成することを目指しており、その第一段階として光の量子状態の最小単位である単一光子の発生方法についての研究を行っている。単一光子とは単一時空間モード中に一つの光子のみが存在する状態のことである。

我々の研究室では Rydberg 状態に励起された ^{87}Rb 原子とファブリー・ペロー光共振器を組み合わせることで高効率な単一光子発生を目指している。単一光子発生確率を向上させるためには原子集団の密度が高いことが重要である。そこで本研究では磁気光学トラップ(MOT)を用いた高密度原子集団の作製を目指す。

2 原理

2.1 Rydberg 状態を利用した単一光子発生の向上

原子集団を用いて単一光子を発生させるためには、原子集団中の単一原子のみを励起させることが必要である。そのためには原子同士の強い相互作用が必要になる。そこで、本研究では強い原子間相互作用を可能にする Rydberg 状態を利用する。Rydberg 状態とは電子が主量子数 n の大きな電子軌

道に励起された状態のことである。このとき電子軌道半径は主量子数 n の 2 乗に比例する。つまり、主量子数 n の大きな原子では原子核と最外殻電子の距離が大きいため、大きな電気双極子モーメントが得られる。これにより、原子同士の相互作用が強くなり、原子集団において一つの原子が Rydberg 状態に励起された場合、近傍の他の原子の準位は摂動を受ける(図 2-1)。その結果として、相互作用の及ぶ範囲内にある原子集団に共鳴光を入射した際には一つの原子のみが励起され、それ以外の原子の励起は妨げられる。このように二つ以上の原子の励起が阻害される効果を Rydberg blockade 効果と呼ぶ。また、その効果が及ぶ範囲を blockade 半径と呼ぶ。本研究では、光共振器中においてこの blockade 効果を利用して原子集団中の一つの原子を Rydberg 励起させた後、脱励起させることで高効率な単一光子発生を目指す。

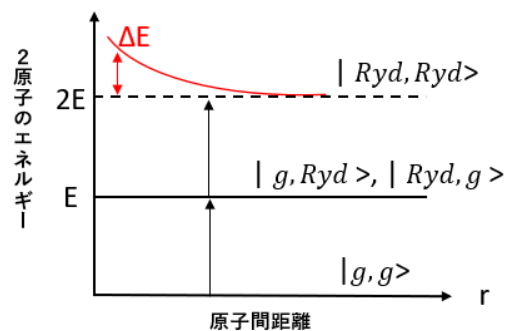


図 2-1 二原子の Rydberg 準位

2.2 共振器を用いた単一光子発生確率

共振周波数が原子の遷移周波数と一致した光共振器中で原子が Rydberg 状態から脱励起する際に光共振器モード中に選択的に単一光子が放出される。原子が共振器モードへ光子を放出する確率 P_{sp} は

$$P_{sp} = \frac{N\eta}{1 + N\eta}$$

$$= 1 - \frac{1}{1 + N\eta} \quad (2.1)$$

$$\eta = \frac{24\mathcal{F}}{\pi k^2 w_0^2} \quad (2.2)$$

で与えられる。ここで N は blockade 半径内の原子数、 η は単一原子協働パラメータである。単一原子協働パラメータとは、共振器モード中での原子と光子の相互作用の強さを表すパラメータのことであり、共振器のフィネス \mathcal{F} 、ウェスト w_0 、光共振器に共鳴する光の波数 k で決まる。本研究で用いる光共振器においては $\eta = 0.346$ である。高効率な単一光子発生を行うためには、式 (2.1) から $N\eta$ が大きいことが必要であることが分かる。そこで、blockade 半径内にできるだけ多くの原子を捕捉するために、原子密度の大きい原子集団を作製する必要がある。単一光子発生確率 $P_{sp} = 95\%$ を目標とした場合、必要となる原子数 N は 50 個であり、主量子数 70 の ^{87}Rb 原子を利用する場合には、blockade 半径が $r = 5 \mu\text{m}$ であることから原子密度は約 $10^{11} / \text{cm}^3$ と見積もられる。この原子密度は圧縮磁気光学トラップ (CMOT)[1]を行うことで実現可能である。

3. 磁気光学トラップ(MOT)

ここでは、原子集団を三次元的にトラップするために用いる磁気光学トラップ

(MOT)の手法について説明する。

3.1 ドップラー冷却

分かりやすさの観点から原子とレーザー光との相互作用を一次元で考える(図 3-1)。原子に対して共鳴周波数よりわずかに低い周波数(自然幅の 2~3 倍程度)のレーザー光を二方向から対向するように入射させる。こうすることにより、不規則に運動している原子であってもどちらかのレーザー光の進行方向と逆向きに運動していることになる。この時、原子が感じる光の周波数はドップラー効果により実際より高くなり、共鳴周波数に近づく。一方、レーザー光と同方向に進む原子が感じる光の周波数は実際より低くなるため、共鳴周波数からの離調が大きくなる。その結果、原子は対向するレーザー光をより強く吸収し、その輻射圧を受けて減速し冷却される。原子が自然放出により基底状態に戻る時、自然放出に対する反跳が起きる。この時にも原子の運動量は変化するが、自然放出は等方的に起こるため、平均すると運動量の変化は 0 とみなすことができる。

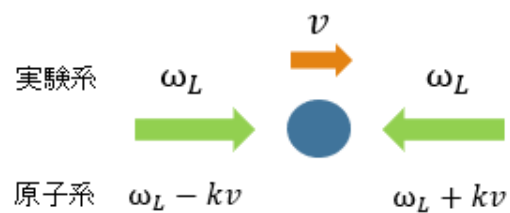


図 3-1 原子の運動とレーザー光の入射

3.2 磁場勾配によるトラップ

z 軸に沿って単調に増加する z 軸方向の磁場中に置かれた原子の z 軸に沿った挙動について考える(図 3-2)。 z 軸を量子化軸としたとき、磁場によってゼーマン分裂を起こした原子に対して σ^+ 円偏光は磁気量子

数変化 $\Delta m_j = 1$ 、 σ^- 円偏光は $\Delta m_j = -1$ の遷移をそれぞれ起こす。その遷移周波数がレーザー周波数に近い磁気副準位ほど原子が受けるレーザー光の輻射圧が大きくなる。図 3-2 のように σ^+ 偏光と σ^- 偏光の光を対向させて、入射すると、 $z < 0$ の領域では σ^+ 偏光の光、 $z > 0$ の領域では σ^- 偏光の光の輻射圧をそれぞれより強く受けるため、 $z=0$ に向けた復元力を受ける。実際には原子集団に四重極磁場をかけ、直交する三軸に沿って前述のドップラー冷却効果とこの復元力を実現することで三次元的に原子を捕捉する。

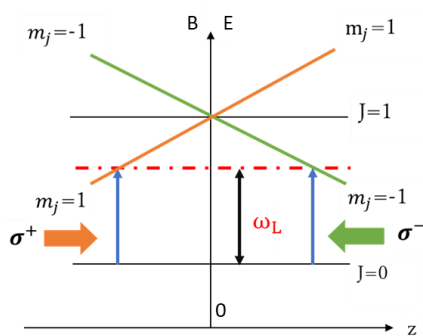


図 3-2 原子の磁気副準位

4. 真空系の構築

MOT を実現するために超真空状態のガラスセルチャンバー(図 4-1)を作製した。真空度はイオンゲージで測定した。

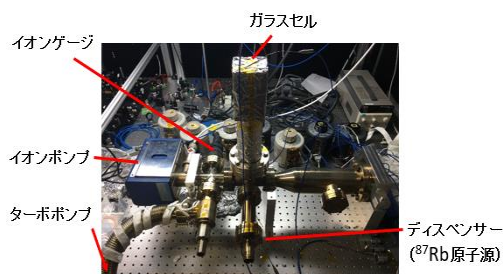


図 4-1 MOT で使用した真空系

ベーキング及びターボ分子ポンプ(型番:HiCUBE)、イオンポンプ(型番 GST-03L)による排気の結果、 9.75×10^{-10} torr (1.3×10^{-7} Pa)の真空度を達成した。これは、MOT を作製するのに十分な真空度である。 ^{87}Rb 原子は ^{87}Rb ディスペンサー(型番 SAES getters)に電流を流すことでガラスセル内に放出させることができる。この時放出される原子の量は電流値により制御することができる。

5. MOT 用アンチヘルムホルツコイルの作製

続いて、四重極磁場発生用アンチヘルムホルツコイルを作製し、評価した。

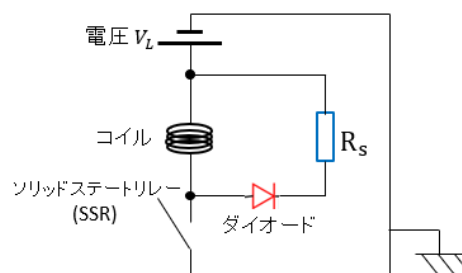


図 5-1 磁場発生に用いる電流制御回路

光共振器中に高密度な原子集団を捕捉するためには MOT を行った後に偏光勾配冷却を行いながら、共振器モードと空間的に重なった一次元光格子中に原子を捕捉する。その際、残留磁場が存在すると冷却効果が低下する。そこで、コイルにより発生される磁場を瞬時に切るための制御回路を作製した。

ここで、スイッチング時間の上限を決定するために MOT から解放された原子の散逸にかかる時間を見積もる。原子の温度

$T=100 \mu\text{K}$ の時、半径 $250 \mu\text{m}$ の球状に分布した原子集団の密度が散逸により $1/2$ に低下するのにかかる時間は約 1.4 ms と見積もることができる[2]。従って、高い原子密度を達成するためには 1.4 ms より十分高速でスイッチングを行わなければならない。電流のスイッチングにはソリッドステートリレー(SSR 型番:D2D40)を使用し、電圧の on/off によりスイッチングを行う。また、制御回路内の抵抗 R_s はスイッチ切断時にコイルに蓄えられたエネルギーを消費させるために用いる。

今回使用したコイル単体のインダクタンスは事前の測定によって $L=2.0 \pm 0.1 \text{ mH}$ と見積もった。この値とスイッチングにかかる時間から、抵抗 R_s は 1.5Ω 以上である必要があることが分かった。また、コイルへ流す電流値が 10 A であることから、スイッチ切断時に発生するジュール熱を計算した結果、定格電力 200 W 、抵抗値 20Ω の抵抗に決定した。

実際に作製した制御回路のスイッチング時間を測定した結果を図 5-2 に示す。測定は実験用コイルと同軸となるように小さなセンサーコイル(巻き数 8, 半径 2 cm)を設置することで行った。実験用コイルからの磁束の変化によってセンサーコイルに誘導起電力が発生することを利用し、間接的に実験用コイルの電圧を測定した。また、センサーコイルによる相互インダクタンスは自己インダクタンスと比較して 100 分の 1 程度と小さかったため、時定数測定にほとんど影響がないと判断した。

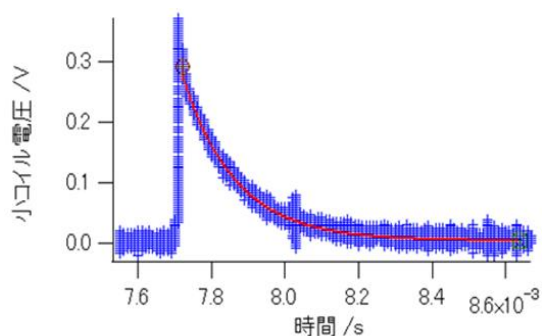


図 5-2 センサーコイルの両端にかかる電圧の時間変化

指数関数でフィッティングした結果、アンチヘルムホルツコイルの時定数 τ は $131.0 \pm 0.4 \mu\text{s}$ となり原子の散逸時間 14 ms よりも十分高速なスイッチングが実現した。

MOT によってトラップした原子集団をより高密度化するためには圧縮磁気光学トラップ(CMOT)を行う。そこで、CMOT で必要となる約 20 G/cm の磁場勾配が実現できるか検討した。アンチヘルムホルツコイルの中心軸上での磁場の値はビオ・サバールの法則から導出でき、その式を微分することで求めた磁場勾配の理論値は 3.6 G/cm となった。実際にアンチヘルムホルツコイルに 2 A を流して磁場勾配の測定を行った(図 5-3)。結果、磁場勾配の値は $3.6 \pm 0.1 \text{ G/cm}$ となり、理論値と一致した。以上のことから電流値を約 11 A にすることで磁場勾配 20 G/cm を実現可能であることが分かった。

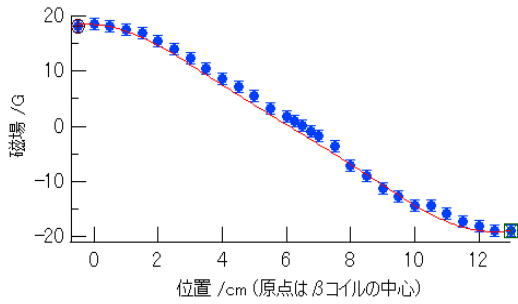


図 5-3 アンチヘルムホルツコイルの磁場勾配

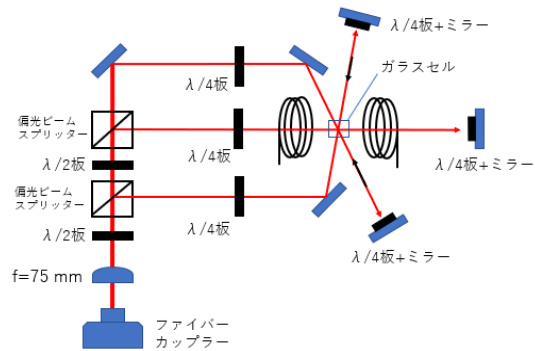


図 6-2 MOT の光学系概略図

6. 光学系の構築

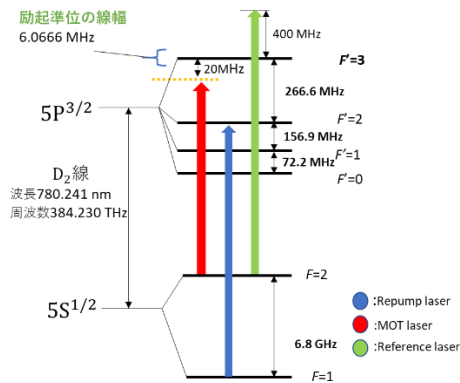


図 6-1 ^{87}Rb 原子に入射するレーザー周波数

図 6-1 に、 ^{87}Rb 原子の準位図と MOT に用いる光源の周波数を示す。冷却用の MOT laser は ^{87}Rb 原子の $F=2 \rightarrow F'=3$ 遷移から 20 MHz 赤方離調した周波数に安定化させた [3]。また、MOT laser により非共鳴に $F=2 \rightarrow F'=2$ の遷移が励起され、自然放出によって $F'=1$ の状態へ緩和した原子が冷却サイクルから外れることを防ぐため、原子を $F=1$ から $F'=2$ に遷移させる Repump laser を用いた。これらのレーザー光の周波数安定化には $^{87}\text{Rb} |F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$ の吸収線から 400 MHz 青方離調した参照光を用いて周波数オフセットロックを行った。

MOT の光学系の概略図を図 6-2 に示す。

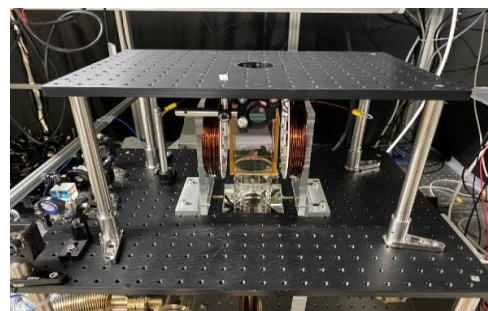


図 6-3 実際に組んだ MOT の光学系

光源からシングルモード光ファイバーを用いて伝送されたレーザー光はファイバークップラーから出射された後、 $\lambda/2$ 板と PBS(偏光ビームスプリッター)を用いて三つのビームに分けられる。このうち二本をコイルの軸と垂直な面内で 45 度の入射角で、残りの一本をコイルの軸と一致させてガラスセルに入射させた。それぞれの光は $\lambda/4$ 板をそれぞれ透過させることで円偏光にした。また、MOT では三軸上で対向させたレーザー光が必要となるため、ガラスセルに入射した 3 本のレーザー光と反射した復路がそれぞれ一致するように折り返し用ミラーを設置した。さらに、折り返し用ミラーに直接 $\lambda/4$ 板を接着することで反射した光の偏光を往路の偏光と直交させた。今回使用した MOT laser のパワーは ^{87}Rb の $F=2 \rightarrow F'=3$ 遷移の飽和ビーム強度

$I_{sat} = 3.58 \text{ [mW/cm}^2\text{]}$ [5]とビームの断面積 $S = \pi/2 \times 0.75\text{[cm]}^2 = 0.85 \text{ [cm}^2\text{]}$ から決定した。これよりビームの中心付近で飽和強度に達するために必要な一本当たりのレーザー光のパワーは $P_{sat} = I_{sat} \times S = 3.16 \text{ [mW]}$ となるため、3方向から入射するためには少なくともファイバーカップラ直後で $P_{tot} = 3P_{sat} = 9.48 \text{ [mW]}$ のパワーが必要となる。今回は、余裕をもって約 20 mW のレーザーパワーで実験を行った。また、Repump laser のパワーは MOT 光の約 5 パーセントの 1 mW とした [4,5]。

7. 原子集団の発光観測

実際に MOT 系を用いて原子集団の発光観測を試みた。その結果、ガラスセル内で三軸のレーザーの光路を確認することができた。これにより⁸⁷Rb原子がガラスセル内に存在し、原子の遷移に安定化されたレーザー(MOT laser, Repump laser)が十分な強度で入射していることが確認できた。また、正しく磁場勾配が印加されているか確認するために、アンチヘルムホルツコイルへ流す電流を約 2 秒周期でスイッチングした。これにより、電流の on/off に同期した原子の明滅が観測できた。しかし、MOT の観測には至らなかった。この要因として、レーザー光の円偏光が正しく設定されていなかったことと、アライメントの精度が不十分であったことが考えられる。

8. まとめ・展望

本研究では原子集団の高密度化を目指して、

超高真空チャンバー及び磁気光学トラップの構築を行った。その結果、MOT を観測することはできなかったが、ガラスセル内において三本のレーザー光路を観測することができた。これにより、ガラスセル内に⁸⁷Rb原子が存在し、MOT laser と Repump laser が原子遷移に対して安定化されていることが確認できた。また、作製したアンチヘルムホルツコイル用制御回路によって磁場のスイッチングを行うことで、三本のレーザー光路中の原子の明滅も観測することができた。これによって、磁場によるゼーマンシフトが生じていることを確認することができた。

今後の展望としてはまず MOT を観測し、吸収イメージング法[6]で原子数を測定することにより原子密度を見積もる。さらに、光共振器中に原子集団を捕獲し、これを用いて高効率な単一光子発生を目指す。

9. 参考文献

- [1] Wolfgang Petrich, et al. Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap(J. Opt. Soc. Am. B 11, 8, 1994)
- [2] 内田 拓,「周期磁化表面を用いた 冷却ルビジウム原子の磁気トラップ」(東京農工大学修士論文)
- [3] Daniel A. Steck, "Rubidium 87 D Line Data" (2003).
- [4] J. Goldwin , et al. Two-species magneto-optical trap with 40K and 87Rb (PHYSICAL REVIEW LETTERS 3 JANUARY 2002)
- [5] W. Suptitz, et al. Simultaneous cooling and trapping of 85Rb and 87Rb in a magneto-optical trap (OPTICS LETTERS October 1, 1994)
- [6] A Fuhrmanek, et al. Imaging a single atom in a time-of-flight experiment (New J. Phys. 10 2010)