単一光子発生に向けた光源の周波数安定化と磁気光学トラップの構築と評価

丹治研究室 增田晴美

1 序論

光電効果が100年以上前に発見されて以来、量子力学 的現象は盛んに研究されている。しかし情報通信に量子 技術を取り入れた「量子通信」の分野が登場したのは比 較的最近である。BB84(1)、E91(2)などの通信プロトコ ルは 80年代中盤から議論されているが、その技術的な 進歩は未だに実用化には不十分である。

量子通信を含めた量子技術においては光子の量子状態 を自在に生成することが重要となる。これは光子の量子 状態を安定的に保持することができ、また、光速で情報 を転送できることから、量子ビットとして情報を伝達す るのに理想的なキャリアであるためである。さらに光は、 周波数、帯域幅、偏光、空間モードの自由度も比較的容 易に制御できるなど、多くの利点を持つ。

光の量子状態の最も基本的な構成要素である単一光子 発生には多くの手法が提案されており、量子ドット(3)を 用いた単一励起状態からの脱励起を用いた手法や、光子 対(4)を使用する方法などがある。

単一励起状態を用いた手法の一つとして、リュードベ リ原子を用いるものがある。リュードベリ原子において は価電子の軌道半径が大きいため、大きな双極子モーメ ントが生じ、リュードベリ原子間に強い相互作用が生じ る。これにより、リュードベリ原子近傍の原子のエネル ギー準位に摂動が加わり励起が阻害されるため、特定の 範囲でのリュードベリ原子数が1つに限定される。この 性質を利用することで、複数の原子を含む原子集団を単 一光子源として利用することができる。また、決定論的 に単一励起を生成することができるため、確率的な励起 に依存する方法(5)と比較して、高レート化が可能である。

一方で欠点もある。原子密度が高いほど原子と光子と の結合が強化されるが、原子密度を上げすぎると、原子 が衝突しコヒーレンスが失われてしてしまう。そのため 原子の最大密度が制限され、その結果として、原子と光 子の結合の強さも制限されてしまう(6)。そこで近年、共 振器中にリュードベリ原子を配置した単一光子源の研究 が行われており、シングルモードファイバーにカップリ ングされた単一光子を44%の効率で発生できている(7)。 しかし、量子情報通信、量子計算への応用に向けては、 より高効率で単一光子を発生させる必要がある。

1-2 研究目的

当研究室では、光共振器中の冷却原子のリュードベリ 集団励起状態を利用することで、周波数的に安定した単 一光子源の開発を目指している。

単一光子源の構築に向けて、⁸⁷Rbの冷却原子集団を生 成した上で波長 480 nm と 780 nm の二つのレーザー光 を用いてリュードベリ状態へ二光子励起を行う.そこで、 本研究ではまず、磁気光学トラップによる冷却原子の作 製と評価をおこなった。一方、二光子励起用光源につい ては、既に原子の遷移に対して安定化されている波長 780 nm の光に対して、波長 480 nm の光をリュードベリ 状態への遷移周波数に安定化させる必要がある.そこで、 本研究では電磁場誘起透明化(electromagnetically induced transparency: EIT)を用いて波長 480 nm のレー ザー光のリュードベリ状態への遷移周波数の安定化をお こなった。

2 共振器中のリュードベリ集団励起効果を用いた

一光子発生

2-1 リュードベリ状態

リュードベリ状態とは主量子数nが大きな状態のこと を指し、リュードベリ状態の原子をリュードベリ原子と 呼ぶ。リュードベリ原子の各種パラメータの主量子数*n* に対する依存性を表1にまとめる。

表 1:リュードベリ原子の各種パラメータと主量子数nに

対する依存性(8)	
性質	主量子数 n の依存
原子半径	n^2
寿命	n^3
分極率	n^7
準位の間隔	n^{-2}

リュードベリ原子は、電子軌道半径がnの二乗に比例 するために、大きな双極子モーメントをもつ. このこと から、リュードベリ原子は基底状態の原子とは異なる 様々な性質をもち、多様な分野での応用が期待されてい る(*9*)。

この大きな双極子モーメントにより、リュードベリ原 子は強い長距離相互作用を起こし、周囲の原子のエネル ギー準位に摂動を与える。その結果、図 1のように一つ の原子がリュードベリ状態に励起されると、近傍の原子 はリュードベリ状態に励起されない。これは、図 2のよ うにエネルギーシフトされた準位に対しては励起光が共 鳴しなくなるためである。この現象はリュードベリブロ ッケード効果と呼ばれ、実験的にも観測されている(10)。 リュードベリブロッケードはエネルギーシフトが基底状 態|g)とリュードベリ準位|Ryd)間の遷移ラビ周波数と等 しくなる原子間距離(ブロッケード半径r_h)内でのみ生じ る。これはリュードベリ準位の自然幅が比較的小さい(例 えば 60D_{3/2}Rbの自然幅は約 7.3 kHz でありD₂線と10³倍 近く異なる(11))一方で、遷移双極子モーメントが大きい ことから、飽和広がりによりリュードベリ準位の線幅が ラビ周波数と同程度になるために、この領域の外側では、 |Ryd, Ryd)状態への二光子励起が可能になるからである。





図 2:リュードベリブロッケードの概念図

2-2 単一光子発生の方法

当研究室では、リュードベリ原子と光共振器を用いた 単一光子源の実現を目指している.具体的には,まず図 3 のように共振器モードに ⁸⁷Rb を磁気光学トラップ (MOT)により捕捉し、圧縮 MOT(cMOT)、偏光勾配冷 却等により、高密度かつ極低温の原子集団を生成する。 その後、光双極子トラップによって原子集団をブロッケ ード半径 r_b よりも小さい領域にトラップし、光ポンピン グによって基底状態 $|G\rangle = 5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$ に掃き寄 せる(図 4-i)。

そこに共振器モードに入射させた波長 780 nm のレー ザー光と、自由空間から入射させた波長 480 nm のレー ザー光を用いて,離調をとった二光子励起により ⁸⁷Rb を リュードベリ状態に遷移させる(図 4-ii)。

この時、リュードベリブッロケード効果により,光双 極子トラップ内の原子集団の中で一原子のみがリュード ベリ励起されている状態となる.そこに再び波長 480 nm のレーザー光を入射することにより原子を脱励起させる と(図 4-iii),波長 780 nm の単一光子を共振器モードか ら取り出すことができる(図 4-iv).



図 3:単一光子源の概念図



図 4:単一光子発生の流れ

2-3 共振器中のリュードベリ原子

N個の原子がブロッケード半径内にある場合を考え る。これらN個の原子に対してリュードベリ状態への励 起光を入射すると、N個の原子の中で一つの原子のみが リュードベリ状態に遷移するが、その際どの原子が遷移 したのか区別が付かない状態を作ることができる。この とき、原子集団はコヒーレントな重ね合わせ状態にあ り、その状態は

$$|W\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^{N} |g_1, g_2 \cdots r_i \cdots g_N\rangle \tag{1}$$

と記述される。ここで r_i はリュードベリ状態を表す。この状態を集団励起状態と呼び、複数の原子で構成されているにも関わらず一つの原子のように振る舞うことから、超原子とも呼ばれる。このとき $|g_1, g_2 \cdots g_N\rangle \leftrightarrow |W\rangle$ 間のラビ周波数 Ω は集団励起効果によって増強され、 $\Omega = \sqrt{N}\Omega_{ryd}$ となる(*12, 13*)。ここで Ω_{ryd} は単一原子での基底準位-リュードベリ準位間の遷移のラビ周波数である。

2-4 単一光子発生確率

共振器中のブロッケード半径内の原子数をNとすると、 原子から共振器モードへの単一光子の放出確率は

$$P_{\rm cav} = \frac{N\eta}{N\eta + 1} \tag{2}$$

となる(14)。ここでηは単一原子協動パラメータであり、

共振器中での単一原子の光学深度を表している。

当研究室では、単一光子の発生確率 $P_{cav} = 0.9$ を目標としている。今回使用する共振器では $\eta = 0.346$ であるため (15)、 $P_{cav} = 0.9$ となるために必要な原子数Nは

$$N = 26$$

となる。cMOT で作製できる原子集団密度は~10¹¹/cm³ であることから、原子集団半径*R*が

$R = 3.96 \,\mu m$

であれば、原子数 N=26 を含むことができる。原子集団 中のすべての原子がブロッケード半径 R_b よりも近い距離 に存在する必要があるので、ブロッケード半径 r_b は原子 集団半径 Rの二倍($R = r_b/2$)とした。そのため、ブロッ ケード半径 r_b は

$r_b \ge 7.9 \, \mu m$

次に、このブロッケード半径 r_b の条件を満たすリュー ドベリ状態の主量子数nについて検討するために、 $|G\rangle \leftrightarrow$ $|Ryd\rangle$ 間の二光子過程のラビ周波数 Ω_2 を考える。前提とし て、リュードベリ原子が脱励起するより早く励起を行う 必要があるので、リュードベリ状態からの自然放出レー ト Γ_r よりも Ω_2 が十分大きい($\Gamma_r \ll \Omega_2$)必要がある。そこで、 リュードベリ状態の典型的な自然幅は100 kHz程度であ ることから、

$$\Omega_2 = 10 \text{ MHz}$$

とした。

ブロッケード半径r_hは

である必要がある。

$$r_b = \left(\frac{C_6}{\hbar\Omega_2}\right)^{\frac{1}{6}} \tag{3}$$

 $(C_6: ファンデルワールス相互作用係数(16)) と表されるこ$ $とから、<math>r_h \ge 7.9 \ \mu m$ を満たす最小の主量子数 n_{\min} は

$$n_{\min} = 63$$

であることが分かった。

3 光源の準備

3-1 リュードベリ励起用レーザーの周波数安定化

波長 480 nm のレーザーをn = 63のリュードベリ状態 への遷移周波数に対して安定化させるために電磁場誘起 透明化(EIT)と FM 分光法を用いた(17)。

EIT とは、コントロール光 ω_c のパワーがプローブ光 ω_p のパワーよりも十分大きいときに、本来吸収されるはず

の共鳴周波数でプローブ光が透過する現象のことである。 図 5 のような ladder 型三準位系では、リュードベリ準 位に入射光が共鳴している場合に EIT が生じるので、本 実験では EIT 信号を用いてレーザー光の周波数をリュー ドベリ遷移の周波数に対して安定化させる。このとき用 いた実験系を図 6 に示す。



図 5:Ladder 型三準位系

飽和ガスセルに入射した光のビームウェイスト径は、 それぞれプローブ光が97 μm、コントロール光が140 μm である。





観測された EIT シグナルを図 7 に EIT エラーシグナルを図 8 にそれぞれ示す。

EIT エラーシグナルのスロープの傾きは24±1mV/ MHzであり、EIT シグナルの線幅はエラーシグナルのス ロープから10 MHz と求まった。このロックしたレーザ ーの周波数安定度はエラーシグナルを用いて(70± 0.4)×10⁵ Hzとなった。





4 原子集団の生成

4-1 磁気光学トラップの作製

ここでは、高密度冷却原子集団を作製するための磁気 光学トラップ(magneto-optical trap: MOT)の作製につい て述べる。

MOT とはレーザー光によるドップラー冷却と四重極 磁場による原子のゼーマンシフトおよび、レーザー光の 偏光に応じた遷移の選択則を組み合わせることで、原子 を冷却し、三次元的に捕捉する技術である。

本実験では⁸⁷Rbの D₂線に対して、MOT を用いて原 子を冷却、捕捉する。図 9に⁸⁷Rbの D₂線の準位構造 と必要な光源の周波数についてまとめる。Cooling 光は 原子を冷却させるためのレーザー光である。また、 repump 光はF = 1に脱励起した原子を F' = 2に戻す 役割を持つ。Reference 光は cooling 光、repump 光 安定化させる際に用いる参照光であり、原子の遷移 周波数に対して安定化されている。



図 9:⁸⁷Rbの D₂線の準位図と MOT に必要な光源の周 波数

Cooling 光と repump 光の強度はそれぞれ4.0 mW/cm²、 と 0.2 mW/cm²であり、ビーム直径は 1.5 cm、磁場勾配 は10 G/cmである。Cooling 光の離調が-10 MHz のとき に観測された MOT 中の冷却原子集団を図 10 に示す。



図 10:観測された冷却原子集団

4-2 冷却原子の評価

MOT により捕捉された原子は常に光子の吸収・放出 を繰り返しているため、原子の蛍光が観測される。そこ で、感度を校正したカメラで原子集団を観測することで、 散乱光強度からトラップ原子数を見積もることができる。

レーザー光を入射した際の単一原子からの散乱レート は

$$\Gamma_{SC} = \frac{\Gamma_e}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + (2\Delta_p/\Gamma_e)^2}$$
(4)

と表される。ここでIは入射光強度, I_{sat} は飽和光強度、 Γ_e は励起状態の自然幅、 Δ_p は共鳴周波数からの入射光の離調である。原子数 N_{atom} は、 Γ_{SC} を用いて

$$N_{atom} = \frac{\kappa}{\left(\frac{\Omega}{4\pi}\right)\Gamma_{SC}t} \sum_{px} C_{px}$$
(5)

と表せられる。ここで κ はカメラの量子効率の逆数、 Ω は カメラの立体角、tはカメラの露光時間、 Γ_{sc} は励起寿命、 C_{px} は各ピクセルのカウント数である。カメラで観測され た原子の蛍光について図 10 の 1 ピクセルごとのカウン ト数を足し合わせ、式(4)と式(5)を用いて N_{atom} を見積も った。

この手法で得た原子数と離調の関係を図 11 に示す。



図 11:原子数と離調の関係



の密度を3×10¹⁰/cm³と見積もった。

次に MOT のローディング時間を測定した。四重極磁 場を OFF にすると冷却原子は復元力を失い、トラップ から開放される。これを用い磁場を ON にした直後か らの、冷却原子集団からの蛍光量の時間変化を観測し、 MOT のローディング時間を求める。実験では焦点距離 f = 75 mm, f = 100 mm 0 2 つレンズを使った4f 光学系で蛍光を集光し、アバランシェフォトディテクタ(APD)を用いて観測した。その結果得られた MOT の蛍光量の時間変化を図 12 に示す。この時、ローディング時間は3.5 s となった。



図 12: MOT ローディング時間の測定

4-3 冷却原子の吸収スペクトルの観測

本研究では冷却原子をリュードベリ状態に励起する必要があり、それができることを確認するためには、冷却 原子を用いて EIT を観測することが有効である。そのた め、まずは冷却原子に対して共鳴周波数付近の光を周波 数掃引し、それを APD で観測することで、冷却原子の吸 収スペクトルを観測した。



図 13:吸収信号観測のための実験シークエンス MOT に入射するプローブ光は、焦点距離f = 100 mmのレンズで集光し、冷却原子付近でのビーム径を100 μ m 程度にした。また、プローブ光のパワーは最大で 360 nW である。プローブ光の掃引は $5S_{1/2}$, $F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}$ F'=3の 遷移の共鳴周波数からの離調 Δ_p を正から負、負から正に 変化させる二通りでおこなった(図 13)。測定の際には cooling 光と MOT coil を 5 秒間 ON にして MOT をロ ーディングし、その後 probe 光を 0.5 ms 間 ON にして 周波数掃引掃引をおこなった。掃引時は cooling 光と MOT coil は OFF にした。観測された吸収スペクトルを 図 14 に示す。

図 14 の青線は離調を負から正に掃引したときの、また、赤線は離調を正から負に掃引したときの吸収信号である。また黒線は⁸⁷Rb の D₂線の吸収信号の理論曲線である。

離調を負から正に掃引した際に吸収信号のピーク が理論曲線から負にシフトした要因は、プローブ光に より冷却原子が加速され、レーザーの進行方向にドッ プラーシフトが起きたことである(18)。離調を正から 負に掃引したときの吸収信号が正にシフトしたのは 同様に原子が減速されたためである。

図 14 から共鳴周波数での透過率は 0.9 程度であり、 このときの原子集団の厚さを用いて、原子数密度nは $n = -\ln (I/I_0)/z\sigma$ で表すことができる。ここで I/I_0 は 入射光と透過光の比、 σ は原子の吸収断面積、zは冷却 原子集団の厚さである。以上のから原子密度は10⁹/ cm³と見積もれられた。



図 14:MOT の吸収スペクトル

5 まとめと今後の展望

リュードベリ原子と共振器を用いた単一光子発生に向けて、 MOTの作製とリュードベリ遷移に対するレーザー周波数の 安定化を行なった。目標とした冷却原子の密度が10¹¹/cm³であ ることに対して、作製原子集団の密度は10⁹/cm³であった。ま た、リュードベリ遷移への周波数安定化を EIT シグナルの誤差 信号を用いて行なった結果、24±1mV/MHz の傾きをもつ誤差 信号が作製でき、ロック後の周波数安定度は (7.0±0.4)×10⁵kHzとなった。

現在は原子集団の高密度化に向けて、補正磁場コイル及び制 御回路の作製を行っている。また今後は原子密度および温度と cooling 光の周波数および強度との対応関係を調べ、実験に最 適なパラメータを求める。その後に、冷却原子集団中で今回リ ュードベリ遷移への安定化を行なったレーザーを用い EIT シ グナルの観測を行う。

参考文献

- C. H. Bennett, G. Brassard, *Theoretical Computer Science* 560, 7-11 (2014).
- 2. A. K. Ekert, *Physical Review Letters* **67**, 661-663 (1991).
- P. Senellart, G. Solomon, A. White, *Nature Nanotechnology* 12, 1026-1039 (2017).
- 4. C. Shu et al., Nature Communications 7, 12783 (2016).
- J. Simon, H. Tanji, J. K. Thompson, V. Vuletić, *Physical Review Letters* 98, 183601 (2007).
- 6. A. Gaj et al., Nature Communications 5, 4546 (2014).
- 7. C.-W. Yang et al., Optica 9, 853-858 (2022).
- 8. T. F. Gallagher, *Reports on Progress in Physics* **51**, 143 (1988).
- C. S. Adams, J. D. Pritchard, J. P. Shaffer, *Journal of Physics B-Atomic Molecular and Optical Physics* 53, (2020).
- 10. E. Urban et al., Nature Physics 5, 110-114 (2009).
- I. I. Beterov, I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, V. M. Entin, *Physical Review A* 79, 052504 (2009).
- 12. R. Heidemann et al., Physical Review Letters 99, 163601 (2007).
- Y. O. Dudin, L. Li, F. Bariani, A. Kuzmich, *Nature Physics* 8, 790-794 (2012).
- 14. 茂木 康伸, 電気通信大学大学院, 丹治研究室 (2021).
- 15. 松山 佳生, 電気通信大学大学院, (2019).
- K. Singer, J. Stanojevic, M. Weidemüller, R. Côté, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 38, S295 (2005).
- 17. R. P. Abel et al., Applied Physics Letters 94, 071107 (2009).
- 18. S. Bai et al., Journal of Modern Physics 08, 1884-1893 (2017).