

単一光子発生に向けた ^{87}Rb 原子のRydberg励起

丹治研究室 櫻井明彦

平成31年3月8日

1 序論

1.1 光の量子状態の制御の必要性

日常目にする光は古典的な波として理解されるが、強度の弱い光の場合、波の性質と粒子としての性質の両方が現れる。このような光が持つ量子力学的性質を利用する、量子計算 [1] や量子計測 [2]、量子リソグラフィ [3] などの技術が世界中で提案されている。中でも量子暗号通信は実用化が近い技術で、インターネット等の通信技術が普及している現代において重要性が増しているものである。量子暗号通信の1方式として一つの光子を1量子ビットとして暗号化する鍵を乗せることで安全に暗号鍵を配布するものがある [4]。安全である理由は単一光子をそれ以上分割することができず、盗聴などにより観測された場合に量子状態に痕跡を残すためである。この例に見る通り、量子暗号の実用化や量子情報処理技術の発展のためには単一光子発生は非常に重要なものである。単一光子発生とは、その中に1個の光子のみが存在する光パルスが発生させることであり、特に全てのパルスにおいて確実に光子を発生させるオン・デマンドな単一光子源の実現が望まれている。暗号鍵生成レートは単一光子発生純度に敏感に依存性をもつため [5]、オン・デマンドであるかどうかは単一光子源の性能を評価する上で重要な指標となるからである。

本研究室では cavity QED の系において、中性原子にも関わらず原子間に非常に大きな相互作用を生じさせられるリユードベリ原子を用いたオン・デマンドな単一光子発生を目指している。リユード

ベリ原子を用いることで励起される原子数を制限できるため、高いレートでの単一光子発生が期待できる。

1.2 研究の目的

本研究はリユードベリ原子を用いたオン・デマンドな単一光子発生の実現を目指した ^{87}Rb 原子のリユードベリ状態の観測を目的として行ったものである。 ^{87}Rb 原子のリユードベリ状態への励起は波長780 nmと480 nmの2つのレーザーを用いた2光子励起により実現される。本研究ではまず波長960 nmのチタンサファイアレーザーを基本波とした第2高調波発生により発生させた波長480 nmの光源の作製を行った。さらに3準位系において量子干渉効果により引き起こされる電磁場誘起透明化 (EIT) を利用して ^{87}Rb 原子のリユードベリ状態の観測を行った。

2 リユードベリ原子を用いた単一光子源

本節では、私たちの研究室で実現を目指しているリユードベリ原子を用いた単一光子源の原理に付いて説明する。リユードベリ原子が持つ巨大な双極子モーメントにより近傍の原子のリユードベリ状態への励起が抑制されるリユードベリブロックという現象がある。これを利用することにより、強い励起光に対しても励起される原子の個数を1個に制限することができる。このようにし

て、励起させた1個の原子を脱励起させることで単一光子を発生させられるため、高効率な単一光子源の実現が期待できる。まず光共振器中に ^{87}Rb 原子を3次元的な不均一磁場とレーザー冷却によって実現される磁気光学トラップ(MOT)によって冷却し、捕捉する。さらに光双極子トラップを利用してブロックド半径内に原子をトラップする。その後cavityモードに波長780nmのレーザー光、cavityに垂直に波長480nmのレーザー光を図1のように入射し、図2のように原子を2光子励起させる。リュードベリブロックドにより複数原子の励起が抑制されるため、十分強い光強度のレーザー光で励起させることによって、ほぼ確実に1個の原子のみが励起された状態を作ることができる。そこに波長480nmのレーザー光を入射させ、脱励起させることでcavityモードから単一光子を取り出すことができる。これまでに2光子遷移過程ではなく、基底状態からリュードベリ状態へレーザー光を用いて直接励起させるスキームが提案・実証されている。しかしながらこのために必要な光源は一般的に紫外領域になってしまうため、レーザー光源の高出力化は容易ではない。そのため私たちの研究室では2光子遷移過程を用いてリュードベリ励起を行う。

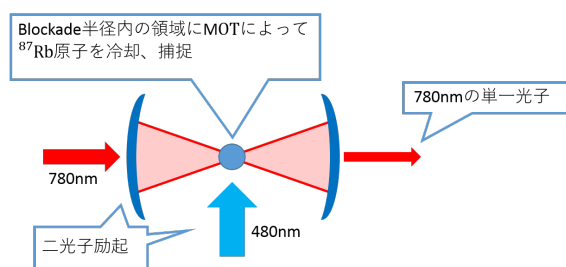


図 1: 単一光子源概略図

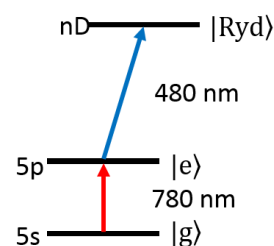


図 2: 2光子励起の遷移図

3 リュードベリ励起用光源の開発

3.1 波長480nmのレーザー光源の開発

中間状態からリュードベリ状態へ励起させる波長480nmのレーザー光は第2高調波発生により発生させた。第2高調波発生は、周波数 ω の光が非線形光学材料に入射すると、2倍の周波数 2ω の光が発生する現象である。本研究では、波長960nm付近での出力がおよそ1W、線幅50kHz未満のM Squared Lasers LtdのSolsTis Ti:sapphire Laserを用いて、第2高調波発生を行い、リュードベリ状態へ励起させる波長480nmのレーザー光を発生させた。

基本波をそのまま非線形光学媒質に入射させても倍波は発生するが、倍波の発生効率をより向上させるために4枚のミラーで構成されるbow-tie cavityを作製した。作製したbow-tie cavityを図3に示す。

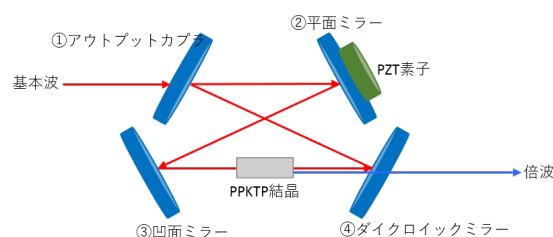


図 3: Bow-tie cavity 概略図

本実験で用いた非線形光学媒質はPPKTP結晶、すなわち、周期反転分極した(periodically-

poled)KTP(KTiOPO₄:リン酸チタン酸カリウム)である。PPKTP 結晶のサイズは1×1×10 mm³、ドメイン幅 6.4 μm で両面に 960 nm および 480 nm 用の AR コートが施されている。結晶の温度は WAVE-LENGTH ELECTRONICS 社の温度コントローラー (HTC1500) を用いてペルチエ素子に流れる電流に対しフィードバック制御を行うことにより安定化させている。倍波のパワーをモニタしながら温度の最適化を行った。最適化した結果、結晶の温度は主量子数 n=41 の時 46 °C、n=50 のとき 28.4 °C となった。

3.2 Hansch-Couillaud 法

Cavity 長とレーザー周波数を相対的に安定化させる方法として、Hansch-Couillaud 法 [6] がある。これは cavity 内の結晶の複屈折性により、直交する偏光成分が cavity に対して異なる共鳴周波数を持つことを利用して誤差信号を作成し、安定化を行う方法である。

図 4 は実際に構築した Hansch-Couillaud 法の実験系である。この実験系において bow-tie cavity の 2 枚目のミラーに取り付けたピエゾ素子の電圧を掃引し、cavity 長を変化させた結果、実際に得られたエラー信号を図 5 に示す。また、このエラー信号を用いて bow-tie cavity の cavity 長を安定化したときの信号を図 6 に示す。

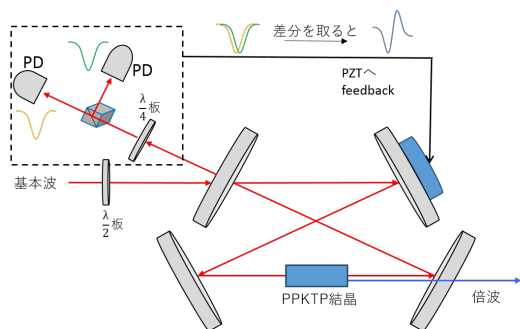


図 4: Hansch-Couillaud 法の実験系

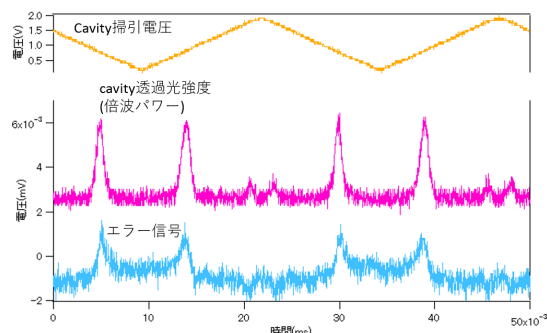


図 5: 得られたエラー信号

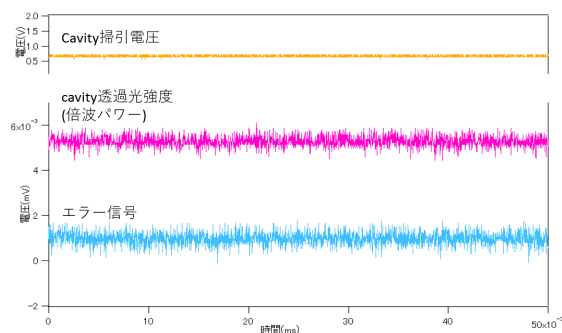


図 6: ロック後のエラー信号

Cavity 長安定化後に 417 mW の倍波出力が得られた。このとき基本波の出力は 0.85 W であったので変換効率は 577 mW/W² と求まった。ただしこの結果は bow-tie cavity 出射後のミラー反射率や PD 前のバンドパスフィルタの透過率を考慮し、bow-tie cavity 出射直後の値に換算したものである。

変換効率の理論値は bow-tie cavity のフィネスを用いて計算することができる。先行研究 [7] より bow-tie cavity のフィネス F は以下ようになる。

$$F = \frac{\pi \sqrt[4]{R_1 R_2 R_3 R_4}}{1 - \sqrt{R_1 R_2 R_3 R_4}} \quad (3.1)$$

シングルパスでの倍波の発生効率の理論値は、9.6 mW/W² と計算でき、Bow-tie cavity の場合の倍波の発生効率の理論値は基本波のパワーが $F/2\pi$ 倍になるとして、同様に求めると 1.26 W/W² となった。本実験で得られた倍波の発生効率は理論

値よりは小さい値となったが、今後基本波の周波数安定化に用いるパワーや単一光子発生に用いるパワーとして十分であるため、このまま用いることにした。発生効率が理論値よりも小さい原因は、結晶の温度、bow-tie cavity のアライメント、結晶に入射する際のビーム径が最適化されていなかったことが考えられる。

4 電磁場誘起透明化を用いたリユードベリ状態の観測

4.1 電磁場誘起透明化

電磁場誘起透明化 (electromagnetically induced transparency:EIT) は、3準位系において2つの2励起過程が干渉することにより、原子が電磁波を吸収せず透明化したように見える現象である。光強度の大きいカップリング光を照射すると、量子干渉効果により光強度の小さいプローブ光の吸収が抑制される。EIT は1991年に Λ 型の3準位系において初めて観測された[8]。

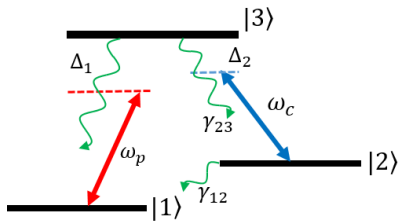


図 7: Λ 型の3準位系

EITにおける吸収の抑制は、暗状態 (dark-state) という光の吸収のない安定な状態に起因するため、暗状態の概念について述べる。図7のような3準位系のハミルトニアンは $H = H_0 + H_{int}$ と書ける。この時、 H_0 は裸原子のハミルトニアンであり、 H_{int} は原子と光の相互作用ハミルトニアンである。電気双極子近似において、相互作用ハミルトニアン $H_{int} = \mu \cdot \mathbf{E}$ はラビ周波数 $\Omega = \mu \cdot \mathbf{E}_0 / \hbar$ を用いて表される。この時、 \mathbf{E}_0 は電場振幅、 μ は

遷移電気双極子モーメントである。回転波近似の下で3準位系の相互作用ハミルトニアンは以下のように表すことができる。

$$H_{int} = -\frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & \Omega_p \\ 0 & -2(\Delta_1 - \Delta_2) & \Omega_c \\ \Omega_p & \Omega_c & -2\Delta_1 \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

Ω_p はプローブ光のラビ周波数、 Ω_c はカップリング光のラビ周波数である。また、 $\Delta_1 = \omega_{31} - \omega_p$ と $\Delta_2 = \omega_{32} - \omega_c$ はプローブ光とカップリング光の角周波数 ω_p 、 ω_c とそれぞれの準位間の共鳴周波数との離調である。式(4.1)の相互作用ハミルトニアンの固有状態は混合角 θ 及び φ を用いて表すことができる。2光子共鳴の場合 ($\Delta = \Delta_1 = \Delta_2$)、混合角は以下ようになる。

$$\tan\theta = \frac{\Omega_p}{\Omega_c} \quad (4.2)$$

$$\tan 2\varphi = \frac{\sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_c^2}}{\Delta} \quad (4.3)$$

また相互作用ハミルトニアンの固有状態は以下のように書ける。

$$|a^+\rangle = \sin\theta\sin\varphi|1\rangle + \cos\varphi|3\rangle + \cos\theta\sin\varphi|2\rangle$$

$$|a^0\rangle = \cos\theta|1\rangle - \sin\theta|2\rangle$$

$$|a^-\rangle = \sin\theta\cos\varphi|1\rangle - \sin\varphi|3\rangle + \cos\theta\cos\varphi|2\rangle$$

$|a^\pm\rangle$ は裸原子状態の全ての要素を含んでいるが、 $|a^0\rangle$ は状態 $|3\rangle$ への励起確率及び、その後の自然放出確率は0である状態である。この状態は状態 $|3\rangle$ からの寄与がなく、暗状態と呼ばれる。このようにコントロール光の存在により、暗状態という光の吸収のない安定な状態が実現することからプローブ光の吸収が抑制され、透過率が上昇する。

EIT観測のために図8の光学系を構築した。

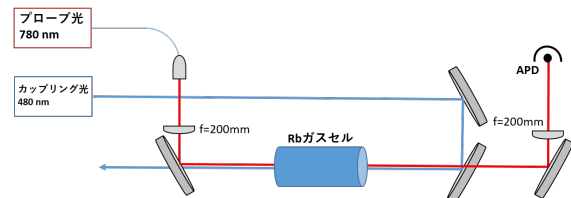


図 8: EIT 観測の光学系

ガスセルを透過したプローブ光を APD で観測することで EIT スペクトルを得る。この時、プローブ光がガスセル中を透過する領域で常にコントロール光が原子に照射されるようにプローブ光のビーム径をコントロール光のビーム径より小さくするようにすることで、S/N よく信号を観測することができる。プローブ光のビーム径がコントロール光のビーム径より大きい場合、プローブ光の重なっていない部分では EIT は起こらずノイズになってしまうためである。

図 8 の実験系を用いて得られた EIT 信号が図 9 である。プローブ光の周波数を原子に対して安定化させ、コントロール光の周波数を掃引することで得られたものである。

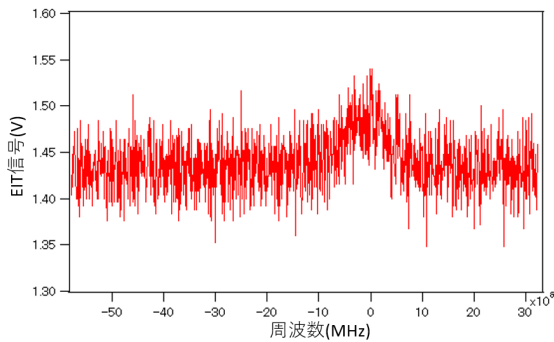


図 9: 得られた EIT 信号

この時、プローブ光とコントロール光のラビ周波数は、それぞれ $\Omega_{780}/2\pi = 13.5$ MHz、 $\Omega_{480}/2\pi = 4.3$ MHz であった。EIT 信号の幅は計算より数 MHz 程度と見積もれるので、得られた EIT 信号の線幅は見積もりと同程度であることが分かる。

4.2 EIT 観測に必要なパワーとラビ周波数の見積もり

EIT 観測に必要なコントロール光のパワーを見積もる。本実験で用いたリユードベリ準位 $41D_{3/2}$ の双極子モーメント、 $w_{780} = 150$ μm 、 $w_{480} = 500$ μm として見積もったものである。

まず APD のノイズ等価電力 (noise equivalent power: NEP) をより、プローブ光に必要なパワーを見積もる。本実験で用いる ADP は THORLABS の APD110A/M であり NEP は 0.20 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 、バンド幅は 50 MHz であるから、プローブ光の観測に最低限必要なパワーは

$$0.20 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}} \times \sqrt{50 \text{ MHz}} = 1.41 \text{ nW} \quad (4.4)$$

となる。さらに S/N をよくするために 10 倍の $P_{780} = 14.1$ nW のパワーを入射することにする。その時のラビ周波数 Ω_{780} は $I = \frac{c}{n^2} \epsilon E^2$ 、 $\Omega = -\mu \cdot \mathbf{E}/\hbar$ (μ : 双極子モーメント) を用いると

$$\Omega_{780}/2\pi = 4.5 \text{ kHz} \quad (4.5)$$

となる。EIT による中間状態からの自然放出の抑制を十分に利用するため $\Omega_{480} \gg \Omega_{780}$ である必要があるため、 $\Omega_{480}/2\pi = 450$ kHz とすると P_{480} は

$$P_{480} = 12.3 \text{ mW} \quad (4.6)$$

となる。Bow-tie cavity の cavity 長安定化後の倍波のパワーは 417 mW であるから十分パワーが足りていることが分かった。

4.3 EIT を用いた波長 960 nm のレーザー光の周波数安定化

この節では EIT を用いた基本波の周波数安定化 [9] について述べる。図 10 に実際に周波数安定化のために構築した光学系を示す。

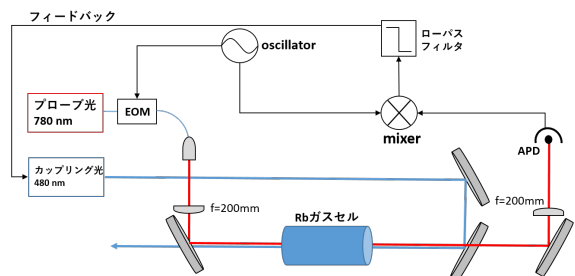


図 10: EIT を用いた周波数安定化の光学系

この周波数安定化の方法ではFM分光のロックイン検波によりエラー信号を生成する。プローブ光が電気光学変調器 (electro-optic modulator:EOM) により位相変調されることでサイドバンドが発生する。それぞれのサイドバンドとキャリアとビート信号が変調周波数の信号として検出され、それを復調することで周波数安定化を行うためのエラー信号を得ることができる。

実際にロックイン検波により得られた信号を図9に示した EIT 信号と合わせて図11に示す。

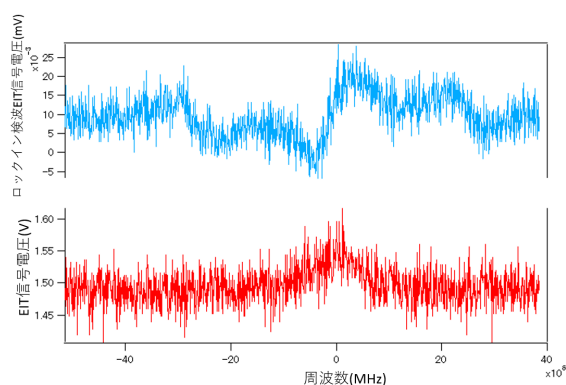


図 11: ロックイン検波により得られた EIT 信号

ロックイン検波により、EIT 信号のピークで急峻なスロープを持つ信号が得られていることが分かる。この信号を用いて、基本波の周波数の安定化を行うことができる。

5 まとめと今後の展望

本研究ではリュードベリ原子を用いた単一光子発生を目指し、単一光子発生に用いる ^{87}Rb 原子をリュードベリ状態にするための光源の開発と高励起 Rydberg 準位の室温ガスセル中での観測を行った。リュードベリ励起させる波長 480 nm の光は第 2 高調波発生により発生させた。第 2 高調波発生を行う上で倍波の発生効率を向上させるために bow-tie cavity を組んだ。Bow-tie cavity の cavity 長を基本波に対して安定化した後の倍波のパワー

は 417 mW であり、基本波のパワーが 0.85 W であることから、倍波の発生効率は 577 mW/W^2 と求めた。これはラビ周波数から求めた EIT 観測に必要なパワーよりも十分に大きいことを確認した。次に、リュードベリ準位の観測は 3 準位系において量子干渉効果により引き起こされる EIT を利用して行った。室温のガスセルに EOM を用いて周波数変調をかけた波長 780 nm と波長 480 nm のレーザー光を対向させて入射させることで EIT 信号のロックイン検波を行った。この方法により、EIT のピークで急峻なスロープを持つエラー信号を作製した。この信号を用いて、基本波の周波数安定化を行うことができる。

今後の展望として、実際に単一光子発生に用いる主量子数 $n=70$ でのリュードベリ状態の観測を行い、得られた信号を用いて基本波の周波数安定化を行う。また、真空中にトラップした原子集団にこのレーザー光を入射させ、EIT の観測や高効率な単一光子源の実現を行う。

参考文献

- [1] Michael A. Nielsen *et al.*, American Journal of Physics, **70**, 558-560(2002).
- [2] Vittorio Giovannetti *et al.*, Nature Photonics, **5**, 222-229(2011).
- [3] Agedi N. Boto *et al.*, Phys. Rev. Lett., **85**, 2733-2736(2000).
- [4] C.H. Bennett *et al.*, Theoretical Computer Science, **560**, 7-11(1984).
- [5] 末宗幾夫 *et al.*, 半導体光源の最前線, **40**, 472-477(2011).
- [6] T.W.Hansch *et al.*, Optics Communications, **35**, 441-444(1980).
- [7] Hirotaka Shimizu *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **745**, 63-72(2014).
- [8] K.-J. Boller *et al.*, **66**, 2593-2596(1991).
- [9] R. P. Abela *et al.*, Appl. Phys. Lett., **94**, 071107(2009).