

高効率な単一光子発生に向けた非対称共振器の構築

丹治研究室 荒木陸

令和4年3月3日

1. 序章

光子の量子性を利用した量子暗号通信[1,2]や量子計算[3]の技術の確立に向けて、単一光子をオンデマンドに生成可能な技術の重要性が増している。単一光子状態とは、1つの時空間モード中に1つの光子のみが存在する状態である。単一光子源を実用化するためには、高い単一性と同一性を持つ光子を高効率に発生させる必要がある。先行研究では、光子の単一性を確保するために単一原子 [4]、半導体中の量子ドット[5]などの単一の量子系が利用されている。また、第二次高調波発生や自発パラメトリック下方置換などの非線形光学効果を用いた方法では、光子対を発生させ二つの光子のうち一方を伝令光子として利用することにより、高い単一性を実現している。

光子の長距離伝送には、量子リピーター[6]が必要となると考えられており、その実装には、量子状態を保持するために必要な量子メモリ[7]が用いられる。現状では、原子を利用した量子メモリが最も長いコヒーレンス時間を持つ[8]ため、量子状態の長距離伝送には原子と効率よく相互作用することが可能な光子が重要な役割を果たすと考えられる。

2. 研究の目的

私たちの研究グループでは、原子と高効率に相互作用可能な単一光子の発生を目指し、光共振器中での冷却原子集団(^{87}Rb)を用いた単一光子源の実現を目指している。この手法では、有限な領域(ブロッケード領域)内では、複数原子に同時に励起光を照射した場合でも1つし

かりュードベリ状態に励起されないという(リュードベリブロッケード)効果を利用し、励起された単一のリュードベリ原子を脱励起させることによって単一光子を取り出す(図1)。この発生方法の長所として、単一の原子を正確にトラップするという技術的な要件が緩和される点と励起光が強くてもブロッケード効果により1つの原子のみ励起できるために、光子の高い生成レートが実現できる点が挙げられる。

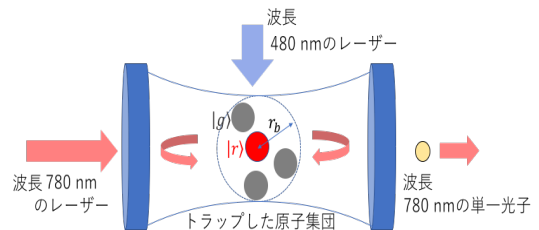


図1 光共振器中の冷却原子集団を用いた単一光子源

リュードベリ励起は、共振器モードを通して波長 780 nm、自由空間から波長 480 nm の光をそれぞれ入射させることによる2光子遷移により行う。励起した原子に対して再度波長 480 nm の光を入射させことで原子をリュードベリ状態から脱励起させ、共振器モードから波長 780 nm の単一光子を取り出す。この時、波長 480 nm のレーザー光の入射のタイミングを制御することで任意のタイミングで光子を生成することができ、また集団励起状態からの超放射を共振器中で起こすことで高確率に単一方向に光子を放出させることができる。これらのことから、この手法により高い単一性と同一性を持った単一光子源が実現できると期待されている。類似する方法による単一光子発生の先行研究[9]では、自由空間中でリュードベリ状態への集団励起を生成しており、リュー

ドベリ励起で発生確率は40%であった。私たちのグループでは、非対称光共振器を用いて単一空間モードへの光子の放出確率を向上させることで発生確率90%以上の単一光子源の実現を目指している。

このような単一光子源の構築に先立ち、本研究では光非対称共振器を構築するための特注ミラーのパラメータを決定し、作製されたミラーの特性評価を行った。

3. 光共振器のパラメータの決定

単一光子を高効率に共振器モードから取り出すためには、共振器モードへの光子の高い放出確率を実現するための原子と光の強い相互作用と、単一光子を共振器の片側から取り出すための非対称性共振器が必要である。本章では、これらの条件を満たす光共振器のパラメータについて検討する。リユードベリ状態の原子に伴って放出された脱励起した光子が共振器外の単一モード放出される確率 P_{tot} は、原子から共振器モードへの単一光子の放出確率 P_{sp} と共振器モードから外部の単一モードへの放出確率 P_{ss} を用いて $P_{tot} = P_{sp} \times P_{ss}$ と表すことができる(図2)。

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

$$P_{ss} = \frac{T_1}{T_1 + T_2 + \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2} \approx 1 - \frac{T_2 + \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2}{T_1} \quad (2)$$

ただし、 N はブロッケード領域内の原子数、 η は共振器中の光子と原子の相互作用の強さを表す単一原子協働パラメータである。また、 T と \mathcal{L} はそれぞれ共振器を構築するミラーの透過率と散乱ロスである。

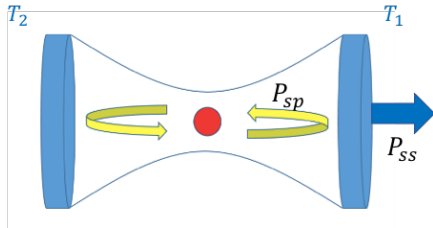


図2 共振器からの単一光子の放出

本研究では、共振器の特性のみによって決まる P_{ss} と η に注目して P_{tot} の最大化を図る。 P_{ss} を高くするためには、式(2)より透過率 T_1 を $T_2, \mathcal{L}_1, \mathcal{L}_2$ よりも高くする必要があることが分かる。このことから、本研究で構築する共振器は、出射側の透過率が高い非対称なものとする。一方、式(1)より、 P_{sp} を高くするためには大きい η が必要である。ここで、共振器中の定在波の腹における η は、フィネス \mathcal{F} を用いて式(3)で表すことができる。

$$\eta = \frac{24\mathcal{F}}{\pi k^2 w_0^2} \quad (3)$$

$$\mathcal{F} = \frac{2\pi}{T_1 + T_2 + \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2} \quad (4)$$

であることから、 η を大きくするためには、 T_1 は低い方が良いことが分かる。 P_{tot} を最大化するための T_1 は N に依存するため一義的には決定できないため、共振器の状態をモニターするための透過光の強度を十分に確保できるよう、2つのミラーの透過率の比を100とした。また、はミラーの加工の技術(研磨やコーティング)の限界により $\mathcal{L}_1, \mathcal{L}_2$ は10 ppm以上となる可能性が高いことを考慮して、 T_2 をそれらと同様の10 ppmとし、 $T_1 = 1000$ ppmとした。

4. 共振器ミラーの特性評価

異なる二種類のミラーを用いた非対称共振器を構築する前段階として、同じ特性のミラー同士で共振器を構築し、ミラーの特性評価を行った。

4.1 入射側ミラーの特性評価

ここでは、入射側で用いる高フィネスミラーの散乱ロス \mathcal{L}_2 と透過率 T_2 の評価を行った結果について示す。 \mathcal{L}_2 と T_2 は、先行研究[10]の式を用いて式(5),(6)で表すことができる。

$$\mathcal{L}_2 = \frac{1 + \frac{P_t}{P_r - P_{in}}}{\left(\frac{\mathcal{F}}{\pi}\right) \left(1 - \frac{P_t}{P_r - P_{in}}\right)} \quad (5)$$

$$T_2 = \frac{2 \frac{P_t}{P_r - P_{in}}}{\left(\frac{\mathcal{F}}{\pi}\right) \left(\frac{P_t}{P_r - P_{in}} - 1\right)} \quad (6)$$

ただし P_{in} , P_t , P_r はそれぞれ共振器への入射光と共振器からの透過光及び、反射光のパワーである。

まず、 \mathcal{L}_2 と T_2 を計算するために必要な \mathcal{F} を、cavity ring-down 法[11]を用いて測定した。Cavity ring-down 法とは、一定の周波数の光を入射した状態で、共振器長を掃引した際に得られる透過スペクトルを用いて \mathcal{F} を測定する手法である。本実験では、レーザーの周波数を Doppler-free DAVLL(dichroic atomic vapor laser locking)法[12]を用いて ^{87}Rb 原子の遷移周波数に対して安定化させた状態で、共振器長を変化させる(図3)。

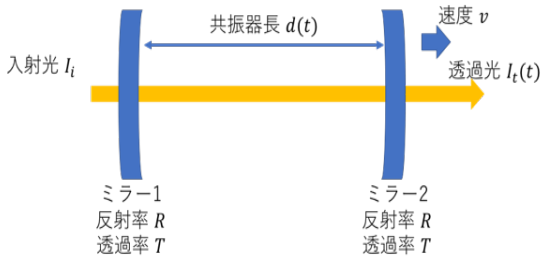


図3 cavity ring-down 測定

本実験で想定しているフィネスは $\mathcal{F} = 1.0 \times 10^5$ と高いため、共振器長の変化が共振器中の光の減衰よりも速くなるため、透過ピークの半値全幅が共振器の線幅に必ずしも対応しなくなる(図4)。この時、共振器中を異なる回数往復した光同士が干渉した結果、透過光強度が振動しながら減衰する。そこで、本実験では共振器の出射側ミラーの速度 v を、 piezo素子に印加する電圧の掃引周波数によって変化させ、透過光強度の減衰の変化を観測する。

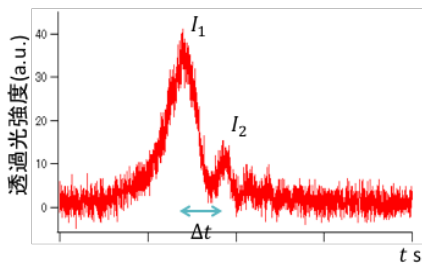


図4 典型的な Ring-down スペクトル

共振器を $n-1$ 回往復した際の透過光の位相シフト $\phi_n(t)$ は式(7)で表すことができる。

$$\phi_n(t) = (2n-1)\phi_1(t) - 4n\pi(n-1)\frac{d_0 v}{c\lambda} \quad (7)$$

d_0 は $t=0$ の時の共振器長である。共振器から透過する光の強度は、

$$I_t(t) = A_i(t)A_t(t)^* \\ = A_i^2 T^2 R^{-2} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} R^n \exp[i\phi_n(t)] \right\} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} R^n \exp[-i\phi_n(t)] \right\} \quad (8)$$

と表すことができる。 \mathcal{F} の値が十分大きい時には、無限和を積分で近似できるため、透過光強度は相補誤差関数を用いて式(9)で表すことができる。

$$I_t(t) = \frac{I_i T^2 \Omega_{FSR,0}}{4 R^2 \Omega} \exp \left[\left(-2 \frac{\phi_1(t) \Omega_{FSR,0}}{\mathcal{F} \Omega} - \frac{\pi}{\mathcal{F}} \right) \right] |\text{erfc}[\Lambda(t)]|^2 \quad (9)$$

$$\Lambda(t) = \frac{1-i}{2\sqrt{2}} \left(\frac{\Omega_{FSR,0}}{\pi\Omega} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\pi}{\mathcal{F}} - \frac{1+i}{2\sqrt{2}} \left[\left(\frac{\Omega_{FSR,0}}{\pi\Omega} \right)^{\frac{1}{2}} \times 2\phi_1(t) - \left(\frac{\pi\Omega}{\Omega_{FSR,0}} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (10)$$

透過光強度のピークは指数関数的に減衰することから、1度目のピーク強度 I_1 と2度目のピーク強度 I_2 の比は、ピークの時間間隔 Δt を用いて、

$$\frac{I_1}{I_2} = \exp \left(\frac{\Delta t}{\tau} \right) \quad (11)$$

と表すことができる。また、共振器の緩和時間 τ は

$$\tau = \frac{\mathcal{F} d_0}{\pi c} \quad (12)$$

で与えられる。式(11),(12)から、

$$\frac{\pi c}{d_0} \Delta t = \mathcal{F} \ln \left(\frac{I_1}{I_2} \right) \quad (13)$$

となり、この式を用いることでピーク間の強度比と時間間隔からフィネスを求めることができる。本実験では、piezoへの印加電圧の掃引周波数を 50~300 Hz で変化させながら測定することで、図5に示す結果を得た。

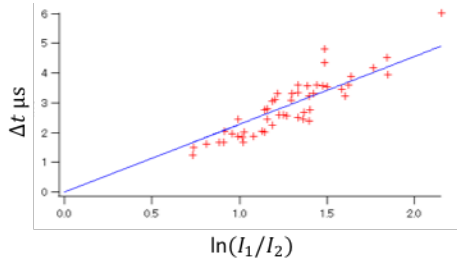


図 5 Ring-down 測定結果

測定した結果を線形関数でフィッティングした結果、式(12)より、

$$F = (7.1 \pm 0.4) \times 10^4$$

が得られた。ミラーの透過率の設計値及び散乱ロスの目標値から想定されるフィネスは $F = 1.0 \times 10^5$ であり、測定結果はこれよりも小さい値となった。この原因として、散乱ロスが目標値よりも高かったことや、ミラー開封後の取り扱いによる汚れの付着などが考えられる。

続いて、図 6 の実験系を用いて透過率と散乱ロスの測定を行った。共振器への入射光、共振器からの透過光及び反射光のパワーを、それぞれ APD を用いて測定したところ、

$$P_{in} = 80.97 \pm 0.01 \mu W$$

$$P_t = 46.32 \pm 0.05 nW$$

$$P_r = 79.4 \pm 0.1 \mu W$$

となった。この値を式(5),(6)に代入することで、

$$T_2 = 6.2 \pm 0.3 \text{ ppm}$$

$$\mathcal{L}_2 = 38 \pm 1 \text{ ppm}$$

を得た。この結果は、ミラーの製作会社(シグマ光機社)が工場出荷時に測定した $T_2 = 6.0 \text{ ppm}$ と、測定誤差の範囲内で一致している。

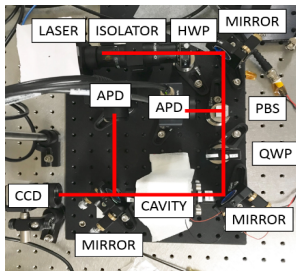


図 6 ミラーの透過率及び散乱ロス測定のセットアップ

4.2 反射側ミラーの特性評価

次に、出射側ミラーについても、前節と同様に同じ特性のミラー同士で共振器を構築し、散乱ロス \mathcal{L}_1 と透過率 T_1 の評価を行った。ロスの測定は、高フィネスミラーの時と同様に、 P_{in} , P_t , P_r と F を測定することで行った。先行研究[10]を参考に前節で用いた式(5),(6)は、透過率と散乱ロスが反射率に対して十分小さい場合には成り立つが、 $T_1 = 1000 \text{ ppm}$, $\mathcal{L}_1 = 10 \text{ ppm}$ と想定しているため、 T_1 が反射率に対して無視できない可能性がある。そのため、 T について、より高次の項まで考慮し、透過率と反射率に関する式を以下のように導出した。

$$F = \frac{\pi}{T+\mathcal{L}} (1-T)^{\frac{1}{2}} \quad (14)$$

$$\frac{P_t}{\epsilon P_{in}} = \frac{T^2}{(T+\mathcal{L})^2} \quad (15)$$

$$\frac{P_r - (1-\epsilon)P_{in}}{\epsilon P_{in}} = (1-T) \frac{\mathcal{L}^2}{(T+\mathcal{L})^2} \quad (16)$$

ここで ϵ は、入射光のうち共振器モードと一致している割合を示すモードマッチ係数である。式(14)~(16)から ϵ を消去することで、

$$\left(\frac{P_{in} - P_r + P_t}{P_t} \right)^2 T^2 + 4 \left(\frac{\pi}{F} \right)^2 T - 4 \left(\frac{\pi}{F} \right)^2 = 0 \quad (17)$$

を得る。これを T_1 について解くことで、

$$T_1 = 2 \left(\frac{\pi}{\alpha F} \right) \left\{ \sqrt{\left(\frac{\pi}{F} \right)^2 + \alpha} - \frac{\pi}{F} \right\} \quad (18)$$

となる。ただし、

$$\alpha = \left(\frac{P_{in} - P_r + P_t}{P_t} \right)^2 \quad (19)$$

である。同様に \mathcal{L}_1 は式(20)で表すことができる。

$$\mathcal{L}_1 = \left(\frac{\pi}{\alpha F} \right) \left\{ \sqrt{\left(\frac{\pi}{F} \right)^2 + \alpha} - \frac{\pi}{F} \right\} (\sqrt{\alpha} - 2) \quad (20)$$

出射側ミラー同士で構築した共振器の想定フィネスは約 3000 であるため、共振器長の変化と共振器中の光の減衰の関係から、共振器の縦モードの間隔と線幅の比からフィネスを求めることができる。そこで、電気光学素子(EOM)を利用して、サイドバンドを立てた光を共振器に入射し、得られた透過スペクトルからフィネスを測

定した。EOMによる位相変調の結果、電場は、

$$E_{out}(t) = E_0 \exp(i\omega t + i\alpha \cos \Omega t) \quad (21)$$

となる。この式をテーラー展開することで、

$$E_{out}(t) = E_0 \left[e^{i\omega t} + \frac{i\alpha}{2} \{ e^{i(\omega+\Omega)t} + e^{i(\omega-\Omega)t} \} \right] \quad (22)$$

のようにサイドバンドが2本生じることが分かる。ここで、変調周波数 Ω がキャリアとサイドバンドとの周波数間隔に対応することを用いて共振器の線幅を見積もった。得られた測定結果(図7)を3つのローレンツ関数の和でフィッティングした結果、線幅は 2.336 ± 0.001 MHzとなった。

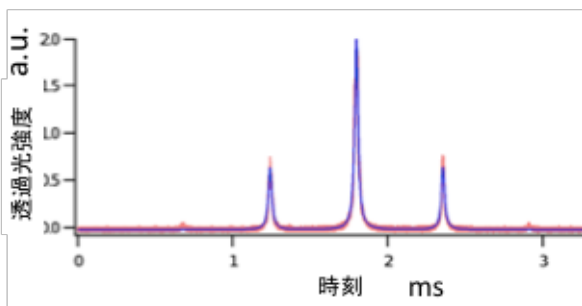


図7 共振器からの透過スペクトル

また、レーザーの安定化に用いる誤差信号(図8)の安定化後の電圧揺らぎから、レーザー線幅は

$$\begin{aligned} \Delta &= (2\sqrt{2\ln 2} \times 2.05 \text{ mV}) \times \frac{133 \text{ MHz}}{2.30 \text{ ms}} \times \frac{1}{545} \text{ s/V} \\ &= 510 \pm 60 \text{ kHz} \end{aligned}$$

と見積もられた。

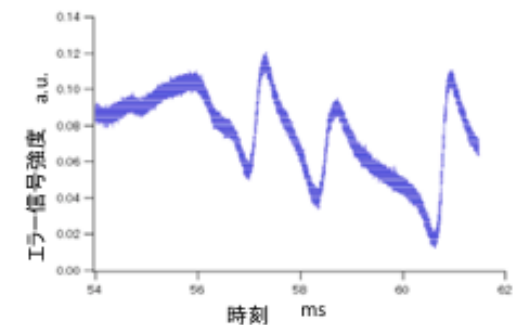


図8 飽和吸収信号から得られたエラー信号

図7に示したスペクトルは、共振器の透過スペクトルと

レーザーのスペクトルの畳み込みで表せることから、共振器の線幅は $\Delta\nu = 1.82$ MHzとなった。一方、サイドバンドと隣のモードのキャリアとの位置関係から $FSR = 5.00$ GHzと見積もった。これらの結果から、

$$\mathcal{F} = \frac{FSR}{\Delta\nu} = 2740 \pm 90$$

が得られた。また、共振器への入射光、共振器からの透過光及び反射光のパワーを測定した結果、

$$P_{in} = 2.29 \pm 0.03 \text{ } \mu\text{W}$$

$$P_t = 538 \pm 3 \text{ nW}$$

$$P_r = 1.50 \pm 0.02 \text{ } \mu\text{W}$$

となった。これらの結果を式(17),(19)に代入することで、

$$T_1 = (0.92 \pm 0.02) \times 10^3 \text{ ppm}$$

$$\mathcal{L}_1 = (220 \pm 30) \text{ ppm}$$

を得た。この \mathcal{L}_1 は設計時の目標値の約20倍となっている。この原因としては、作成したミラーの散乱ロスがそもそも目標値の10 ppmを上回っていたことや、ミラー開封後の取り扱いによる汚れの付着などが考えられる。

5. 非対称共振器のパラメータ

ここでは、前節で行った特性評価の結果を基に、単一光子発生に使用する非対称共振器の透過率 T_{tot} 、反射率 R_{tot} 及び片側からの光子の放出確率 P_{ss} を求め、設計値と比較する。まず、共振器の測定値を用いて計算した各パラメータは以下の通りとなった。

$$P_{ss} \cong 1 - \frac{T_2 + L_1 + L_2}{T_1} = 0.71 \pm 0.03$$

$$T_{tot} \cong \frac{T_1 T_2}{(L_1 + L_2 + \frac{T_1 + T_2}{2})^2} = 0.011 \pm 0.001$$

$$R_{tot} = \frac{(T_1 - T_2 + L_1 + L_2)^2}{(T_1 + T_2 + L_1 + L_2)^2} = 0.979 \pm 0.001$$

一方、設計値を用いて計算した結果は、

$$P_{ss} = 0.97$$

$$T_{tot} = 0.036$$

$$R_{tot} = 0.96$$

であった。このことから測定値を用いて算出した P_{ss} の値が設計値と比較して75%程度になった。これは低フイネスミラーの散乱ロス \mathcal{L}_1 が想定していた値10 ppmよりも高かったことに起因する。今後は出射側ミラーの散乱ロスが高かった原因を明らかにする。

6. まとめと今後の展望

本研究では、高効率な単一光子発生のための非対称共振器の構築を目指し、ミラーの特性評価を行った。出射側のミラーの散乱ロスが設計段階値より大きかったため、今後はその原因の特定を第一に行う。さらに非対称共振器の特性評価を行い、透過率及び散乱ロスが本研究の結果と比較して妥当であることを確認する。その後、真空系に非対称共振器を組み込み、単一光子を発生を試みる予定である。

参考文献

- [1] Artur K. Ekert *et.al.* Phys. Rev. Lett **67**, 661-663 (1991)
- [2] 井本信之 *et.al.* 日本物理学会誌 **56** 17-24 (2001)
- [3] Bastian Hacker *et.al.* Nature **536**, 193-196 (2016)
- [4] Frank Diedrich *et.al.* Phys. Rev. Lett **58** 193-196 (1987)
- [5] B. Lounis *et.al.* Nature **407**-6803 491-493 (2000)
- [6] D. P. Ornlas-Hueta *et.al.* Optica **7**, 813 (2020)
- [7] Bo Zhao *et.al.* Phys. Rev. A **81**, 052329(2008)
- [8] Alexander I. Lvovsky *et.al.* nature photonics **3**, 706-714(2009)
- [9] C. Li *et.al.* PRX QUANTUM **2**, 040307 (2021)
- [10] Christina J. Hood *et.al.* Phys. Rev. A **64** 033804 (2001)
- [11] Jérôme Poirson *et.al.* J. Opt. Soc. Am. B, **14**-11 (1997)
- [12] T. Petelski *et.al.* Eur. Phys. J.D. **22**,279-283 (2003)