

高効率な単一光子発生に向けた光共振器中での原子集団の光双極子トラップ
丹治研究室 井口拓真
令和6年3月8日

1. 序論

1.1. 量子暗号通信と単一光子発生

近年、情報ネットワークの発展が加速し、現代社会ではあらゆる情報を安全かつ迅速にやりとりすることができるようになってきている。しかし、それと同様にコンピュータの計算能力も向上し、通信の安全性が脅かされつつある。そこで、量子力学の原理を応用した量子暗号通信の発展が期待されている。現在主流の通信技術では暗号鍵を RSA 暗号などの公開鍵暗号方式や AES などの共通鍵暗号方式によって保護し^[1,2]、それをインターネットを通じてやりとりしているが、BB84^[3]をはじめとした量子暗号通信では暗号鍵を光子に載せてやりとりする。従来の暗号鍵は現状の計算機の計算能力の限界によって安全を担保しているため、時間はかかるもののいずれその暗号が解かれてしまう恐れがあるが、量子暗号通信では量子力学の原理上、暗号鍵の情報を盗まれることはないため、安全性が飛躍的に向上することが期待される。このような量子暗号通信の技術を確認させるためには、光子を任意のタイミングで発生させることが望ましい。

1.2. 研究の目的

光共振器中では光がミラーの間を複数回往復するためこの中で原子をトラップすることで光-原子相互作用が増強される。また原子集団を用いることにより、集団励起による増強の効果で共振器中で放出される

光子の指向性が上昇する。そこで、我々の研究室では光共振器中の原子集団を用いた単一光子の高効率かつ任意のタイミングでの発生を目指している。

本研究では ^{87}Rb 原子集団を光共振器中にトラップするために必要なトラップの設計を行う。まず、光共振器中で必要なレーザーパワーを見積り、さらに光共振器に入射すべきレーザーパワーを見積もるために光共振器の透過スペクトルの測定および、レーザー光の線幅の測定を行う。

2. 光双極子トラップ

光双極子トラップ (optical-dipole trap ;ODT) は中性原子がレーザー場中にあることで働く保存力を用いたトラップである。共鳴角周波数 ω_0 の二準位原子に角周波数 ω_l のレーザー光を照射すると、AC シュタルクシフトによって原子のエネルギーに $U(r)$ のシフトが生じる。双極子ポテンシャル $U(r)$ と散乱レート Γ_{sc} を式(2.1)および式(2.2)に示す。

$$U(r) \approx \frac{3\pi c^2 \gamma}{2\omega_0^3 \Delta} I(r) \cdots (2.1)$$

$$\Gamma_{sc} \approx \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\gamma}{\Delta}\right)^2 I(r) \cdots (2.2)$$

ここで γ は自然幅、 $I(r)$ はビーム強度、 $\Delta = \omega - \omega_0$ は離調を表している。 Δ が負のとき式(2.1)の両辺は負になり、ポテンシャルが極小となる位置に向かって保存力が働く。また、 $U(r)/\Gamma_{sc} \propto \Delta$ より Δ が大きいほど散乱レートに対してトラップ深さは有利になるが、

Δ が大きいほど高いビーム強度が必要になる。そこで本研究では、扱いやすい強度でトラップできるレーザー光として波長が 813 nm のものを使用することとした。

3. 共振器モード中の一次元光格子

本節では ^{87}Rb 原子集団を光共振器中にトラップするために必要な光共振器中でのレーザーパワーおよび強度を式(3.1)を用いて見積もる。

$$\frac{U_0}{\hbar} \approx -\frac{\Omega_{795}^2}{4\Delta_{795}} - \frac{\Omega_{780}^2}{4\Delta_{780}} \dots (3.1)$$

ここで

$$\Omega = \gamma \sqrt{\frac{I_0}{2I_{\text{sat}}}} \dots (3.2)$$

はラビ周波数であり、 I_{sat} は飽和強度を示している。また、 Δ_{795} と Δ_{780} は図 3.1 に示すようにレーザー光の角周波数 ω_l と D_1 線および D_2 線との離調をそれぞれ表す。

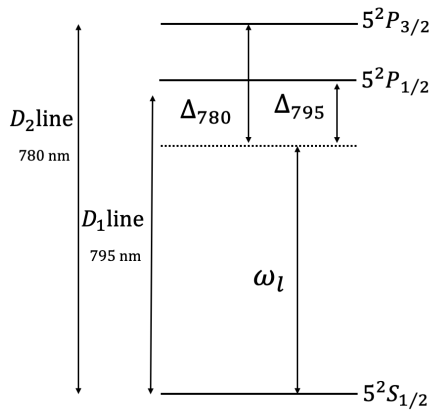


図 3.1 : ^{87}Rb の D_1 線と D_2 線

また、共振器の軸から半径 r の範囲内に温度 $10 \mu\text{K}$ の原子をトラップするための条件として(3.3)式を用いる。

$$\frac{U_0}{k_B} \left(1 - \exp\left(-\frac{2r^2}{w_t^2}\right) \right) > 10 \mu\text{K} \dots (3.3)$$

ここで、原子と共振器モードとの結合効率がピークの 80%以上となるよう $r = 15 \mu\text{m}$ とする。また、 w_t はトラップ波長における共振器モードのウェイストであり、

$w_t = 46 \mu\text{m}$ である。式(3.1)~(3.3)より共振器中でのトラップに必要なビーム強度 I_c およびパワー P_c はそれぞれ

$$I_c = 0.474 \text{ kW/cm}^2$$

$$P_c = 6.04 \text{ mW}$$

と求められた。

4. 共振器の透過スペクトルの測定

前節では ^{87}Rb 原子集団をトラップするために必要な共振器中でのレーザーパワー P_c を計算した。このパワー P_c と入射光パワー P には式(4.1)のような関係がある。

$$P_c = P \times \frac{\mathcal{F}}{\pi} \dots (4.1)$$

ここで、 \mathcal{F} は共振器のフィネスであり、入射光パワーを決定するためには共振器のフィネスを測定する必要があることがわかる。そこで、 \mathcal{F} を測定するために図 4.1 に示すような実験系を用いて共振器の透過スペクトルを測定した。

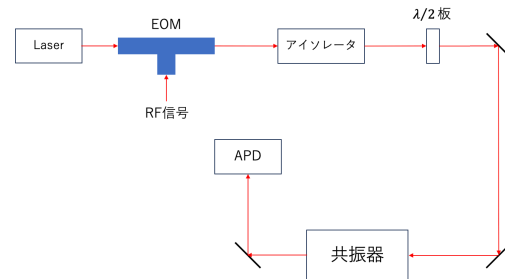


図 4.1 : 共振器の透過スペクトル測定のための実験系
まず、電気光学変調器 (electro-optic modulator ; EOM) によってレーザー光に

50 MHz の位相変調をかけた。このとき EOM から出力される光電場は式(4.2)で表される。

$$\begin{aligned}
 E_{out}(t) &= E_0 \exp(i\omega t - i\beta \sin \Omega t) \\
 &\cong E_0 \{ J_0(\beta) \exp(i\omega t) \\
 &\quad + J_1(\beta) \exp(i(\omega + \Omega)t) \\
 &\quad - J_1(\beta) \exp(i(\omega - \Omega)t) \} \\
 &\quad \dots (4.2)
 \end{aligned}$$

ここで Ω は変調角周波数であり、測定されるスペクトルはレーザー光の角周波数 ω を中心として $\pm\Omega$ だけずれた位置にサイドバンドがたったスペクトルとなる。

実際に観測されたスペクトルを図 4.2 に示す。

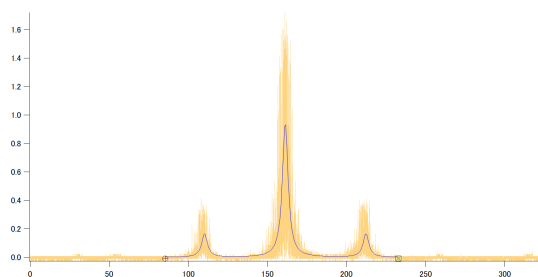


図 4.2：共振器の透過スペクトル

得られたスペクトルについて三つのローレンツ関数の重ね合わせによってカーブフィッティングを行った。その結果、線幅は

$$\Delta\nu_t = 4.31 \pm 0.04 \text{ MHz}$$

となった。

5. レーザー光のスペクトル測定

前節で得られた共振器の透過スペクトルは、共振器の透過関数とレーザー光のスペクトル関数の畳み込みであるため、共振器の線幅を求めるためにはレーザー光の線幅を測定しなければならない。そこで、本研究ではレーザー光の線幅測定のために自己遅延ヘテロダイン法を用いた。

5.1. 自己遅延ヘテロダイン法

本研究で使用した自己遅延ヘテロダインの実験系は図 5.1 の通りである。

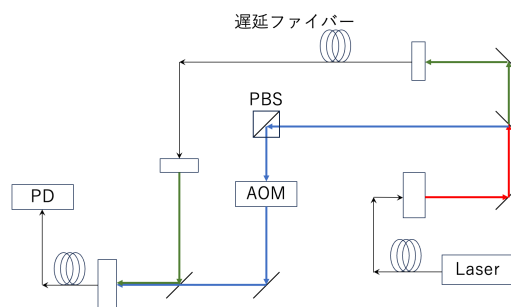


図 5.1：自己遅延ヘテロダイン

自己遅延ヘテロダイン法は、レーザー光をビームスプリッターによって二本に分岐させ、それぞれ音響光学変調器 (acousto-optic modulator ; AOM) と遅延ファイバーに通すことで、周波数をずらし、かつインコヒーレントな状態にして再び重ね合わせた際のビート信号の線幅からレーザー線幅を決定する方法である。

分けられた二本のレーザー光の電場は式(5.1)のようになる。

$$\begin{cases}
 E_1 = |E_1| \cos(\omega_1 t + \phi_1(t)) \\
 E_2 = |E_2| \cos((\omega_1 + \omega_m)t + \phi_2(t))
 \end{cases} \dots (5.1)$$

式(5.1)において ω_m は AOM によってシフトする角周波数である。フォトディテクター (PD) で検出されるパワーは

$$\begin{aligned}
 |E_1 + E_2|^2 &= |E_1|^2 + |E_2|^2 \\
 &\quad + 2|E_1||E_2| \cos\{\omega_m t + (\phi_1(t) - \phi_2(t))\} \\
 &\quad \dots (5.2)
 \end{aligned}$$

に比例する。式(5.2)より、二つの電場の周波数の差を中心周波数とするスペクトルが観測されることがわかる。

5.2. レーザー光の線幅測定

自己遅延ヘテロダイン法によって測定されたレーザー光のスペクトルを図 5.2 に示す。

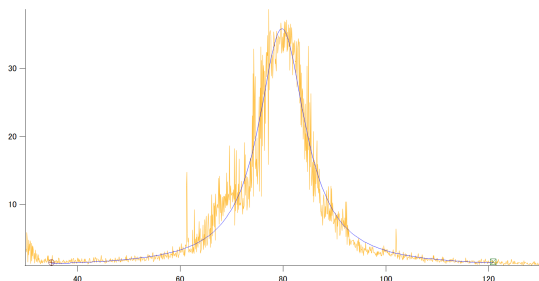


図 5.2：レーザー光のスペクトル

このスペクトルを、ローレンツ関数で近似したところ、レーザー線幅 $\Delta\nu_l$ は

$$\Delta\nu_l = 11 \pm 2 \text{ MHz}$$

となり、共振器の透過スペクトルの線幅 $\Delta\nu_t$ よりも大きくなってしまった。この原因としてはレーザー光の線幅測定の際のアイソレーションの不足により、戻り光の影響を受けてレーザー線幅が広がってしまったことが考えられる。

6. 共振器に入射するレーザーパワーの決定

前節の実験結果からはレーザーの線幅を正しく測定することはできなかったが、透過スペクトルの線幅は共振器の線幅の上限を与えるため、フィネスの下限を決定することはできる。共振器のフィネス \mathcal{F} は以下の式(6.1)で与えられる。

$$\mathcal{F} = \frac{\nu_{FSR}}{\Delta\nu_c} \dots (6.1)$$

先行研究より、共振器の自由スペクトル領域は $\nu_{FSR} = 3.415 \text{ GHz}$ であることがわかっているため、

$$\mathcal{F} > 792 \pm 7 \dots (6.2)$$

と求められる。また式 (4.1) より光共振器中の光双極子トラップに必要な入射パ

ワーを求めると

$$P > 240 \mu\text{W} \dots (6.3)$$

となった。これより、入射パワーは $240 \mu\text{W}$ 以上あれば良く、当研究室で保有するレーザーの出力で十分であることがわかった。

7. まとめと今後の展望

本研究では光共振器中に ^{87}Rb 原子集団をトラップすることを目的として光共振器中の光双極子トラップの設計を行った。まず、共振器中で必要なレーザーパワー P_c を見積もったところ $P_c = 6.04 \text{ mW}$ となった。さらに、これに対応する入射パワーを決定するために光共振器のフィネスの測定を行った。透過スペクトルを利用して透過スペクトルの線幅は $\Delta\nu_t = 4.31 \pm 0.04 \text{ MHz}$ となり、ここからフィネスの下限を求めたところ、 $\mathcal{F} > 792 \pm 7$ となった。この値を用いて共振器への入射パワーを求めた結果、少なくとも $240 \mu\text{W}$ あれば良いことがわかった。今後は、光共振器を超高真空中に導入した後、レーザー光を共振器に入射させ、周波数の安定化を行い、原子集団の捕捉を試みる。

8. 参考文献

- [1] Amare Anagaw Ayele, IJIRCCE, Vol1, Issue4, (2013).
- [2] Pravin Kawle, Avinash Hiwase, Gautam Bagde, Ekant Tekam, Rahul Kalbande, ISSN: 2231-2307, Volume4, Issue1(2014).
- [3] Peter W. Shor and John Preskill, Phys. Rev. Lett. **85**, 441 (2000).