

高フィネス光共振器と単一原子の強結合に向けた 微小光双極子トラップの作製

丹治はるか研究室 志村一樹

1 序論

1.1 研究背景

近年盛んに研究がなされている、光を用いた量子情報技術分野では、単一光子に偏光や周波数などの形で載せた情報を制御する技術が数多く提案されている。その際、光子に対していかにして低ノイズな操作を行えるかが課題となる。光子に対する非線形な操作には、一般に非線形媒質と高強度な制御光が必要となるが、高強度な光を使用すると、単一光子が強度ノイズに埋もれてしまうなどの問題が生じうる。当研究室では、低い制御光強度で非線形光学効果が得られる系として cavity QED の系に着目し、共振器モード中の少数光子と原子の強い相互作用を活用した少数光子による非線形光学効果の研究を行っている。この章では、cavity QED の概要を説明し、本研究の目的について述べる。

1.2 単一原子の吸収断面積と単一原子協働パラメータ

共鳴周波数における単一原子の吸収断面積 σ は、

$$\sigma = \frac{3\lambda^2}{2\pi} = 6\pi\lambda^2 \quad (1)$$

で表され、吸収断面積 σ とガウスビームの実効的なビーム断面積 $A = \pi w_0^2/2$ の比 σ/A は、

$$\eta_{\text{fs}} = \frac{2\sigma}{\pi w_0^2} \quad (2)$$

となる。ここで、 w_0 はガウスビームのビームウェストである。 η_{fs} は単一光子と単一原子が相互作用する確率に相当する。共振器を用いると光子と原子の相互作用を増強することが可能であり、その相互作用の強さの指標となる単一原子協働パラメータ η は

共振器の定在波の腹において以下のように表せる。

$$\eta = \frac{(2g_0)^2}{\kappa\gamma} = 2\frac{\mathcal{F}}{\pi}\eta_{\text{fs}} \quad (3)$$

ただし g_0 は共振器モードの光子と原子の間のコヒーレントなエネルギーの交換にかかわる周波数である真空ラビ周波数、 κ は共振器中の電磁場強度の減衰レート、 γ は原子の自然放出レートである。これを書き換えると、

$$\eta = 4 \times \frac{\mathcal{F}}{2\pi} \times \frac{\sigma}{A} = 4 \times \langle N \rangle \times P \quad (4)$$

となり、光が共振器を往復する回数の期待値 $\langle N \rangle$ とその相互作用確率 $P = \eta_{\text{fs}}$ で書き表せる。これは、共振器 (ミラー) が光子を反射することによって、光子が原子を通過する回数を増加させたことによるものと解釈できる。そのため、光共振器中では、共振器を用いない場合よりも低い光強度で原子の非線形光学効果を得ることができる。

1.3 本研究の目的と概要

前述のように共振器を用いることで、原子と光子の相互作用を増強させることができる。最近では、光子を含まない真空場であってもその効果を観測できることが報告されている [1]。当研究室では、共振器モード中の少数光子と単一原子 (非線形媒質) を用いて、光子に対する非線形な操作を実現することを目指している。その際には、原子と共振器モード中の光子との結合強度を精密に制御することが重要となる。結合強度は共振器モード中の光子の電場に比例するため、結合強度が最大となる位置は共振器モード中の定在波の腹の位置であり、図 1 のように半波長ごとに現れる。このことから、結合強度を精密に制御するためには、原子を数十 nm 程度の範囲に閉じ込める必要がある。

そこで本研究では、高フィネス光共振器中の微小領域に原子を捕捉するための光双極子トラップの開発を目指す。

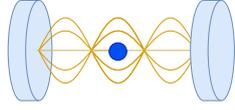


図1 光共振器中の単一原子と光子の結合強度

2 微小光双極子トラップの作製

2.1 光双極子トラップ

光双極子トラップとは、原子の電気双極子モーメントと光電場によるポテンシャル勾配を利用して原子をトラップする手法である。最近では光双極子トラップを用いて、トラップ光の光軸と直交する 50 nm 程度の領域に単一原子をトラップした例も報告されている [2]。

二準位原子にレーザー光を入射した場合、双極子ポテンシャル $U_{\text{dip}}(\mathbf{r})$ は

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\mathbf{r}) \quad (5)$$

と書ける [3]。ここで、ガウスビームの強度分布は

$$I(r) = I(0) \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) = \frac{2P}{\pi w^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) \quad (6)$$

であらわされる。

そのため、原子を狭い領域にトラップするためには、ビームウェストを小さくすることやビームのパワーを上げるなどが有効であると考えられる。しかし、ビームのパワーを上げる場合には、ポテンシャルを深くすることにより、トラップされる原子の温度が上がってしまい、結果的にトラップ領域をそれほど小さくできないという問題が生じる。また、真空窓による光の吸収とそれによる熱レンズ効果なども考慮する必要がある。そこで、本研究では、微小光双極子トラップの実現に向けて、できる限り小さなビームウェストを作製することを目指す。

2.2 必要なビームウェストの見積もり

光双極子トラップの光軸と垂直な方向の閉じ込め半径を x とすると、ポテンシャル深さの最大値 U_0

と原子の温度 T_{atom} に以下の関係が成り立つ。

$$k_B T_{\text{atom}} = -U_0 + U_0 \exp\left(-2\frac{x^2}{w^2}\right) \quad (7)$$

これを x について解くと、

$$x = \sqrt{\frac{1}{2} \ln\left(\frac{U_0}{U_0 + k_B T}\right)} \quad (8)$$

となる。ここで、 ^{87}Rb 原子を対象とし、トラップ用レーザーの波長を 1064 nm、パワーを 50 mW、原子の温度を 15 μK まで冷やすことができると仮定したとき、閉じ込め半径を 30 nm 以下にするために必要なビームウェストは、式 (5)、式 (6) および式 (8) を用いて、1.0 μm と求まる。

2.3 ガウスビームの回折限界

ガウスビームをレンズで集光する際のビームウェスト w_S の最小値は回折限界で決まり、式 (9) で表される [4]。

$$w_S = 2f\lambda/\pi D \quad (9)$$

ここで、 f はレンズの焦点距離、 D はレンズに入射させるビームの直径である。

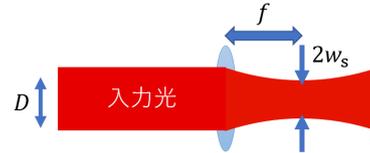


図2 ガウスビームの集光

本研究では焦点距離 20 mm、有効径 21.3 mm の高精度非球面レンズ (AL2520H-B、Thorlabs) を使用する。レーザー光のパワーがレンズの有効径内に約 99% 含まれるようにビーム直径を 14.2 mm とすると、回折限界でのビームウェストは 0.95 μm となり、1.0 μm 以下に集光可能であることを示している。

3 実験

この章では、レーザー光を前述のレンズで集光し、それを測定した結果について述べる。

まず、レーザー (ALS-IR-20-SF) から出射される、直径約 1.1 mm のビームを拡大するために図 3 のような望遠鏡を構築した。

図 4 のようにケージシステムを組み、望遠鏡の入射側に非球面レンズ (A397-C, Thorlabs)、出射側に平凸レンズ ($f=35$ mm) をそれぞれ使い、ビーム径の拡大を行った結果、直径約 3 mm のビームを得た。このビームを高精密非球面レンズで集光し、集光スポット径を測定した。

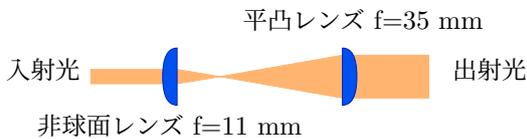


図 3 望遠鏡の概略図

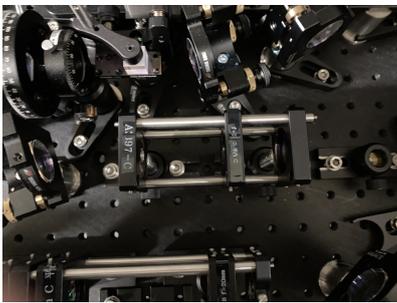


図 4 望遠鏡によるビームの拡大

3.1 ナイフエッジ法によるビーム径の観測

ここでは、集光スポット径を測定するために用いたナイフエッジ法について説明する。

3.1.1 ナイフエッジ法の原理

ナイフエッジ法とは、鋭利な金属などで、ビームウェスト付近の光路を遮り、その挿入深度と透過パワーを用いてビーム径を測定する方法である (図 5)。光軸方向にナイフを移動させ、複数の点で同様の測定を行うことで、ビームの空間発展を追うことができる。

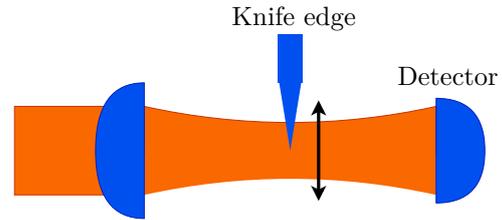


図 5 ナイフエッジ法の概略図

用いるレーザー光がガウシアンモード (TEM_{00}) であるとき、ビーム中心からの距離 a まで挿入されたナイフエッジで遮られたときの光パワー $P_{PD}(a)$ と、入射光パワー P_0 の比は

$$\frac{P_{PD}(a)}{P_0} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{2}}{w} a \right) \quad (10)$$

で表される [4]。ここで、 w はビーム半径である。したがって、ナイフの挿入深度を時間変化させた際に得られるフォトディテクター (PD) の信号電圧の時間変化を誤差関数でフィッティングすることによってビーム径を求めることができる。

本実験ではビーム径が数 μm となることが予想されたため、ナイフエッジの挿入深度を、マイクロメーターではなく、ピエゾ素子を用いて変化させることにした。ピエゾ素子 (AE050D16F, Thorlabs) は、印加した電圧によって長さをおおよそ線形に制御できる素子であり、データシート上のスペックでは 100 V の印加電圧に対して $11.2(\pm 2.0) \mu\text{m}$ の伸長が見込まれる。しかし、慣性の影響で、入力電圧に対して、非線形な長さ変化が生じる。そのため、まずは、ピエゾ素子の長さの変化量を印加電圧の関数として測定した。

3.1.2 マイケルソン干渉計によるピエゾ素子の長さの校正

ピエゾ素子の入力電圧対変位距離の関係を求めるためにマイケルソン干渉計を用いた (図 6)。マイケルソン干渉計では、ビームを二つに分けて経路差を与え、再び重ねた際の干渉強度により経路差を測定することができる。ミラーに変位 Δx を与え、干渉計の出力をフォトディテクターで観測すると、式 (11) のように Δx に依存した光の明滅が見られる

ため、これを用いれば、 piezo素子の電圧対変位距離の関係を求めることができる。

$$I_{PD} \propto \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda}\Delta x\right) \quad (11)$$

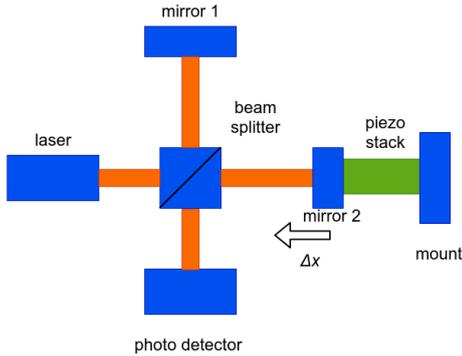


図 6 piezo素子の長さ校正用のマイケルソン干渉計

図 7 のように、ナイフエッジとともに piezo素子に接着されたミラー [5] を用いてマイケルソン干渉計を構築した。

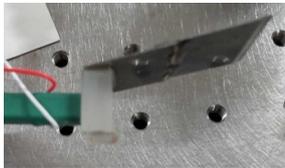


図 7 piezo素子校正用のナイフエッジ

実験の際には空調や外部振動の影響を考慮し、段ボールで系を遮蔽したのち、piezo素子に 0~100 V の間を 10 Hz で変化する三角波を印加した。フォトディテクターで検出される光の強度 I_{PD} と piezo素子への印加電圧に比例する piezoドライバーへの入力電圧信号をオシロスコープで測定した結果、図 8 が得られた。ここから piezoドライバーへの入力電圧が単調増加する区間のフォトディテクター出力を切り出し、横軸を piezo電圧に変換したのちフィッティングを行ったものが図 9 である。ここでは、式 (12) で表される通り、A をオフセット、B を振幅とし、距離を piezo電圧の三次までで展開した。

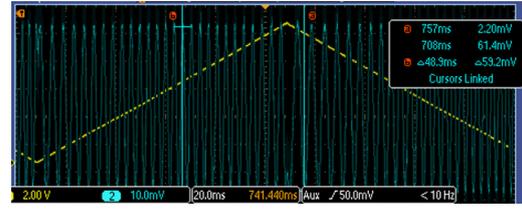


図 8 piezo素子の掃引に伴う I_{PD} の変化

$$V_{PD} = A + B \sin(CV_{pzt}^3 + DV_{pzt}^2 + EV_{pzt} + F) \quad (12)$$

図 9 の赤いドットはデータ点で、青い実線がフィッティング曲線である。

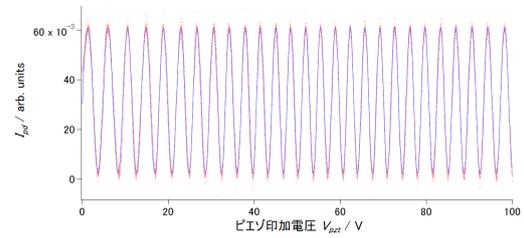


図 9 piezo素子への印加電圧 V_{pzt} と I_{PD} の関係

それぞれのフィッティングパラメータは以下のよう
に得られた。

$$\begin{aligned} A &= (3.159 \pm 0.001) \times 10^{-2} \text{ V} \\ B &= (2.928 \pm 0.002) \times 10^{-2} \text{ V} \\ C &= (-5.092 \pm 0.003) \times 10^{-5} / \text{V}^3 \\ D &= (9.299 \pm 0.005) \times 10^{-3} / \text{V}^2 \\ E &= 1.258 \pm 0.002 / \text{V} \\ F &= (-4.67 \pm 0.2) \times 10^{-2} \end{aligned}$$

piezo素子に電圧を印加していないときの変位が 0 μm であるとし、式 (12) とマイケルソン干渉計の干渉縞の式 (11) から piezo素子の印加電圧と変位の関係式 (13) を求めた。また、それをグラフ化したものが図 10 である。

$$\Delta x[\mu\text{m}] = -3.160 \times 10^{-6} V^3 + 5.772 \times 10^{-4} V^2 + 7.810 \times 10^{-2} V \quad (13)$$

フィッティング誤差を用いて合成標準不確かさを求めた結果、100 V で 0.02 μm となった。これは予想されるビームウェストよりも十分小さいため、式 (13) を用いてナイフエッジの挿入深度を求めることとした。

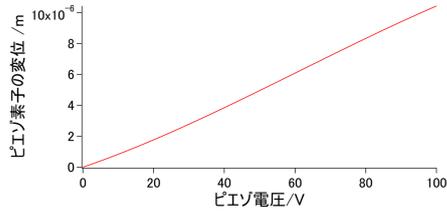


図 10 ピエゾ素子への印加電圧 V_{pzt} と変位 x の関係

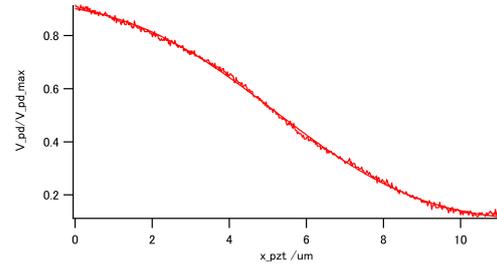


図 12 ビームウェスト付近での PD の電圧とピエゾ素子の変位の関係

3.1.3 ナイフエッジ法によるビームウェストの測定

前述の高精密非研磨レンズによる集光スポットのビームウェストを測定するため、図 11 のような系を構築した。ALS-IR-SF から出射されたレーザーは、 $\lambda/4$ 板と $\lambda/2$ 板、PBS を用いて出力パワーを調整され、望遠鏡で光束系の拡大が行われた後、高精密非球面レンズで集光させた。そして、ビームウェスト付近で 3 軸のマイクロメーター付きのマウントにナイフエッジを載せた。レーザー光は集光後、レンズによってコリメートされ、さらにその後フォトディテクターに集光可能なレベルまで光束径を縮小させて測定した。

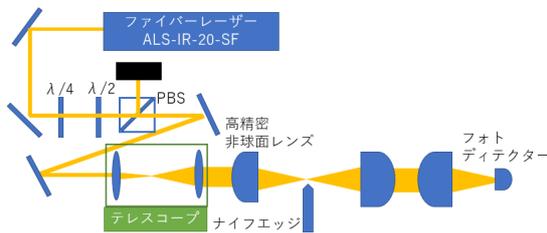


図 11 ナイフエッジ法による集光スポット径の測定

得られた結果を図 12 に示した。

ここで用いたフィッティング関数の式 (14) は式 (10) にオフセットを加えたものである。

$$f(x) = A \cdot \operatorname{erfc} \left[\frac{\sqrt{2}(x - B)}{C} \right] + E \quad (14)$$

式 (14) を用いてフィッティングを行った結果、

$$\begin{aligned} A &= 0.3817 \pm 0.0006 \\ B &= 4.857 \pm 0.006 \\ C &= 4.50 \pm 0.02 \\ D &= 0.00779 \pm 0.0007 \end{aligned}$$

が得られた。これによってビーム半径は $4.50 \pm 0.02 \mu\text{m}$ であることが分かった。

さらに、光軸方向の位置を変化させて同様の測定を行った結果、図 13 を得た。

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(M^2 \frac{\lambda(z - z_0)}{\pi w_0^2} \right)^2} \quad (15)$$

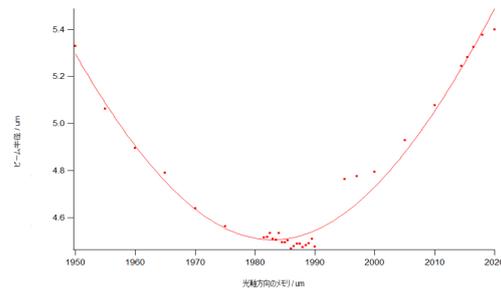


図 13 集光ビーム半径の空間プロファイル

このデータに対し式 (15) を用いてフィッティングを行った結果、 $M^2 = 1.12 \pm 0.02$ 、 $w_0 = 4.50 \pm 0.01 \mu\text{m}$ となった。これは、回折限界 $4.1 \mu\text{m}$ よりも大きな値となった。

この要因の一つとして、ビームプロファイルの劣化が挙げられる。レンズで集光する手前でビームプロファイルを測定した結果、図 14 が得られた。ここから、集光前のレーザー光のビームプロファイルの劣化が回折限界よりも大きなビームウェストにつながったのではないかと考えられる。

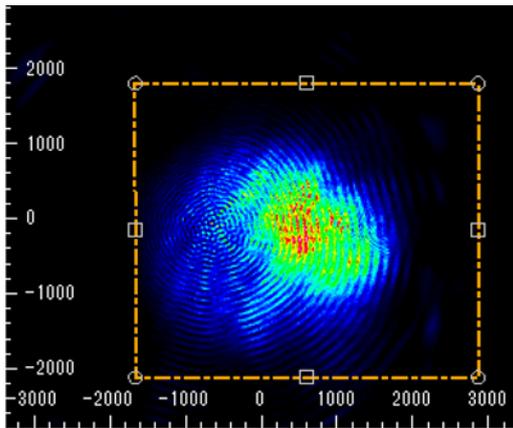


図 14 集光ビーム手前でレーザーのビームプロファイル

4 本論文のまとめ

当研究室では共振器モード中の少数光子と単一原子 (非線形媒質) を用いて、光子に対する非線形な操作を実現することを目指している。その際には、半波長周期で変化する原子と共振器モード中の光子との結合強度を原子の位置により精密に制御することが必要となる。そのため、本研究では、原子の位置を精密に制御するために用いる光双極子トラップを用いる微小なビームスポットの作製とその評価を行った。

小さいビームスポット作製のために、まず、ビーム径を十分に広げることが必要となるため、テレスコプを用いてビームの拡大を行ったあと、その後高精度非球面レンズで集光し、ナイフエッジ法によってビームウェストを測定した。その結果、ビームウェストは $4.50 \pm 0.01 \mu\text{m}$ であった。

5 今後の展望

今後は、まずレーザーのビームプロファイルの劣化要因を解明する。さらに、最終的に残ってしまう波面の歪みを空間光位相変調器 (Spatial Light modulator, SLM) を用いて補正することが、小さなビームスポットを作製する上で有効かどうかを検証する。現状、先行研究 [6] と同様のセットアップで SLM の動作確認を行い、本実験に適用可能なプログラムを開発中である。

参考文献

- [1] Haruka Tanji-Suzuki, Wenlan Chen, Renate Landig, Jonathan Simon, and Vladan Vuletić. Vacuum-induced transparency. *Science*, Vol. 333, No. 6047, pp. 1266–1269, September 2011.
- [2] Polnop Samutpraphoot, Tamara Đorđević, Paloma L Ocola, Hannes Bernien, Crystal Senko, Vladan Vuletić, and Mikhail D Lukin. Strong coupling of two individually controlled atoms via a nanophotonic cavity. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 124, No. 6, p. 063602, February 2020.
- [3] Rudolf Grimm, Matthias Weidemüller, and Yurii B Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. In Benjamin Bederson and Herbert Walther, editors, *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Vol. 42, pp. 95–170. Academic Press, January 2000.
- [4] 茂治木村, 忠輔棟方. 収束レーザー光線のスポットサイズ測定法. *光学*, Vol. 19, No. 2, pp. 74–79, 1990.
- [5] 市田昌己. 中性原子を用いた cavity qed の実験系の構築. 東京大学院工学系研究科物理工学専攻修士論文. 東京大学, 2015.
- [6] 上東幹. 共振器中の原子と光子の結合強度最大化に向けた光双極子トラップの3次元位置制御. 東京大学院工学系研究科物理工学専攻修士論文. 東京大学, 2017.