透過優位な高フィネス光共振器の作製と評価

丹治研究室 石井勇輔

1 序論

1.1 研究背景

量子力学の原理を利用した量子技術の研 究が近年盛んに行われている。その応用例 である量子通信[1]や量子計算[2]では、重 ね合わせの原理と非古典的相関を利用する ことで、情報の効率的な保存、安全な通信、 高速な計算などを行う。量子通信において は、高速かつ低ロスで遠方まで伝達可能な 光子の利用が前提とされているが、光子同 士は直接相互作用しないため、光子によっ て伝達された量子情報の任意の処理を光子 のみで行うことはできない。特にスイッチ ング[3]やゲート操作[4]などには、物質を 介した非線形光学効果が必要となる。しか し、このような効果の観測には通常高強度 の光が必要となることから、少数光子では 実現が困難である。微弱光でも観測可能な 非線形光学効果を得ることができる系とし て、光共振器中に捕捉された原子と光子と の強い相互作用を利用するものがある [5]。 このような系を扱う研究分野は共振器量子 電気力学(cavity QED)と呼ばれる。Cavity QED 系では、高フィネス共振器を用いるこ とで、光子の電場が十分に増強され、少数光 子でも非線形光学効果を観測することがで きる。

1.2 研究目的

共振器を用いて光子に対する非線形な操 作を行う多くの場合、光子は共振器モード を通過する必要がある。また、量子情報処理 への応用においては、しばしば、共振器内部 の光子を高確率で外部へ取り出すことが重 要となる。したがってミラーの透過率が散 乱ロスよりも十分に大きい、透過優位な光 共振器の作製が必要となる。共振器のフィ ネスは透過率と散乱ロスの和で決まるが、 技術的な限界により散乱ロスには下限が存 在するため、高フィネスミラーにおいては、 透過優位性の確保が困難である。本研究で は、このような、散乱ロスよりもミラーから の透過が優位となるような高フィネス光共 振器の作製とその特性評価を行った。

2 共振器の設計

2.1 共振器中の原子と光子の結合強度

ここでは、図 2.1 のような、光共振器内に 捕捉した原子と共振器モード中の光子との 相互作用について議論する。



図 2.1 Cavity QED 系の概念図

共振器モードの共鳴角周波数 ω と原子の 共鳴角周波数 ω_0 が一致している場合、原子 は光子を吸収し放出することができる。つ まり、原子と光の相互作用により原子と光 共振器モードの間でエネルギーの交換が行 われる。この時の原子-光子相互作用の強度 は真空ラビ周波数gと共振器中の光の減衰 レート κ 、原子からの自然放出レート γ の三 つのパラメータによって決まる。

真空ラビ周波数gは原子と共振器中の真 空場の間の相互作用エネルギーEに対応す る角周波数であり、 $E = \hbar g$ である。Eは遷移 の電気双極子行列要素 μ_{12} と真空電場 \mathcal{E}_{vac} によって

$$E = |\mu_{12}\mathcal{E}_{vac}| \tag{2.1}$$

と表されるので、真空ラビ周波数*g*は共振器 モードの体積*V*₀と共振角周波数ωを用いて 以下のように表すことができる。

$$g = \sqrt{\frac{\mu_{12}^2 \omega}{2\epsilon_0 \hbar V_0}} \tag{2.2}$$

g ≫ *κ*,γの時を強結合、*g* ≪ *κ*,γの時を弱結 合と呼ぶ。

2.2 共振器パラメータの決定

A型三準位系の暗状態を利用して非線形 操作を行う場合、gとκ, γの大小関係を表す、 単一原子協働パラメータ

$$\eta = \frac{4g^2}{\kappa\gamma} \tag{2.3}$$

が重要となる。共振器のTEM₀₀モードにおいては、共振器の中心軸上かつ定在波の腹の位置で η の値が最大値を取る。その時、式(2.3)は、フィネスF、共振器モードのウェイスト w_0 、原子の共鳴周波数に対応する波数kを用いて

$$\eta = \frac{24\mathcal{F}}{\pi k^2 w_0^2} \tag{2.4}$$

と書き換えることができる。この式から、原 子と光子の相互作用を強めるためには、フ ィネスFを大きくする、または共振器モー ドのウェイストwoを小さくするという二通 りの方法が考えられる。

共振器モードのウェイストw₀とミラーの 曲率半径Rの関係は

$$w_0^2 = \frac{\lambda L}{2\pi} \sqrt{\frac{2R}{L} - 1}$$
 (2.5)

である。ここで λ は原子の共鳴波長である。 また本研究で用いる共振器長はL =21.93 mmである[6]。したがって、モードの ウェイスト w_0 はミラーの曲率半径Rにのみ 依存する。ここで η とRの関係は

$$\eta = \frac{48\mathcal{F}}{\lambda k^2 \sqrt{L(2R-1)}} \tag{2.6}$$



の曲率半径Rの関係

ηはできるだけ大きいことが好ましいが、 図 2.2 の破線で囲まれた領域では共振器が 幾何学的に不安定になってしまうため、ミ ラーの曲率半径をR = 12 mmと決定した。

次にフィネスFについて考える。フィネ スは共振器ミラーの透過率Tと散乱ロスL のみで以下のように表すことができる。

$$\mathcal{F} = \frac{\pi}{\mathcal{T} + \mathcal{L}} \tag{2.7}$$

そこで、一般的な散乱ロスの下限である $L \approx$ 10 ppm程度と比較して十分に透過優位と なるよう透過率T = 50 ppmと決定し、特注 ミラーの作製を依頼した。この時の要求仕 様は表 2.1 の通りである。これにより想定 される光共振器のフィネスの値は52000 \lesssim F < 63000となる。

表 2.1 特注ミラーの要求仕様

曲率半径R	12 mm
表面粗さ <i>R_a</i>	< 1.7 Å
反射率 R	99.995 ± 0.005 %
透過率了	50 ± 20 ppm
散乱ロス(目標値)L	< 10 ppm

2.3 光共振器へのモードマッチ

共振器ミラーの特性評価を行うにあたり、 外部から入射したレーザー光を共振器とモ ードマッチさせるための光学系の設計を行 う。ミラーの特性評価を行う試験用共振器 は図 2.3 のようになっており、d'およびモー ドマッチ用レンズの焦点距離fを決定する 必要がある。



そこで、共振器モードの、共振器外への空間発展について計算した。共振器の中心に おけるビームウェイスト w_0 は、ミラー表面 での共振器モード波面の曲率半径がミラー の曲率半径に等しいことから、式(2.5)より 求められ、曲率半径R = 12 mm、入射レーザ ーの波長 λ = 780.246 nmを用いると、 w_0 = 2.89 × 10⁻² mmとなった。

ミラー表面におけるビーム径 w_1 は w_0 と ビームウェイストからの距離z及び、レイリ ー長 z_R によって

$$w_1 = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \tag{2.8}$$

と書ける。この式にz = L/2 = 10.965 mm を代入して、ビーム径 w_1 を求めると、 $w_1 =$ $9.86 \times 10^{-2} \text{ mm}$ となった。このミラー表面 の位置を空間発展の計算の起点とした。ま た、共振器を超高真空チャンバー内に設置 する都合上、モードマッチ用レンズ間距離 を50 mm程度に収める必要があるため、f =25 mmと決定した。

まず、モードマッチレンズから背面焦点 距離(BFL)離れた位置でビームウェイスト を形成するためのd'と、その時のビームウ ェイストを求めた。その際に用いた ABCD

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d'' \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d' \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_2}{n_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{n_2 - n_1} & \frac{0}{n_2} \end{pmatrix}$$

$$(2.9)$$

行列は以下の通りである。

このとき、波面の曲率半径の逆数 $1/R_{d'}$ の、 d'による依存性は図 2.4 のようになること が分かった。



図 2.4 モードマッチレンズから BFL の距離における曲率半径の逆数の距離d'依存性

図 2.4 よりモードマッチレンズから BFL の 距離でビーム波面の曲率半径が $R = \infty$ に最 も近い値となるのはd' = 14.22 mmの時で あった。そして、その時の BFL の位置での ビーム径は $w_1 = 0.305$ mmとなった。そこ で、この条件を満たすように入射ビームの 空間モードを整形した。

3 光共振器の特性評価

Cavity ring-down 法によるフィネスの測定

光共振器の特性であるフィネスを、cavity ring-down 法[7]を用いて測定する。この方 法は、高フィネス光共振器の長さを高速で 変化させたときに、共振器内を異なる回数 往復した光同士が干渉し合うことで、共振 器からの透過光強度が振動しながら減衰す る ring-down 効果を利用したものである。 この方法では、図 3.1 のように片側のミラ ーの位置が速度vで変化する Fabry-Pérot 共振器にレーザー光を入射し、透過光強度 の時間変化を測定する。



透過光は共振器内を往復した光同士の重 ね合わせと考えることができ、(n-1)回往 復した場合の位相シフト $\phi_n(t)$ は、一度も往 復せずに透過した光の位相シフト $\phi_1(t) = 2\pi d(t)/\lambda$ を用いて

$$\phi_n(t) = (2n-1)\phi_1(t) - \pi n(n-1)\frac{\Omega}{\omega_{FSR,0}}$$
(3.1)

と表される。フィネスFが十分に大きい時

の透過光強度は相補誤差関数を用いて表す ことができ[7]、

$$I_{t}(t) = \frac{I_{t}}{4} \frac{\mathcal{T}^{2}}{\mathcal{R}^{2}} \frac{\omega_{FSR,0}}{\Omega} \exp\left[-\frac{\pi}{\mathcal{F}} - 2 \frac{\omega_{FSR,0}}{\Omega} \frac{\phi_{1}(t)}{\mathcal{F}}\right] |erfc[\Lambda(t)]|^{2}$$

$$(3.3)$$

$$\geq \mathcal{T}_{s} \supset_{o} \subset \subset \subset \Lambda(t) |\dot{s}|$$

$$\Lambda(t) = \frac{1-i}{2\sqrt{2}} \left(\frac{\omega_{FSR,0}}{\pi\Omega}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\pi}{\mathcal{F}} - \frac{1+i}{2\sqrt{2}}$$

$$\left[2\phi_{1}(t) \left(\frac{\omega_{FSR,0}}{\pi\Omega}\right)^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{\pi\Omega}{\omega_{FSR,0}}\right)^{\frac{1}{2}}\right]$$

$$(3.4)$$

である。

実際に観測された典型的な ring-down スペクトルを図 3.2 に示す。ここで透過光強



度が最初に極大値を取る時刻 t_1 と二回目の 時刻 t_2 と時間差 Δt は

$$\Delta t = \frac{\left(\sqrt{5} - 1\right)}{2\sqrt{2\pi\Omega\omega_{FSR,0}}} \tag{3.5}$$

となる。

また、透過光強度は $exp(-t/\tau)$ に従って減 衰する。ただし、 τ は共振器の緩和時間であ り、以下の式で表される。

$$\tau = \frac{\mathcal{F}d_0}{\pi c} = \frac{\mathcal{F}}{\omega_{FSR,0}} \tag{3.6}$$

これより強度 I_1 と I_2 の間には

$$\frac{l_1}{l_2} = \exp\left(\frac{\Delta t}{\tau}\right) \tag{3.7}$$

の関係が成り立ち、

$$\frac{\pi c \Delta t}{d_0} = \mathcal{F} \ln \left(\frac{I_1}{I_2} \right) \tag{3.8}$$

と書き直せる。

ミラーの速度vを変化させ、 $\pi c \Delta t/d_0 \epsilon$ ln(I_1/I_2)に対してプロットすることで、図 3.3 を得た。得られたデータを直線で近似し、 その傾きから、式(3.7)を用いてフィネスF を求めた。その結果、フィネスはF = (2.4 ±



図 3.3 Cavity ring-down の測定結果

0.1) × 10⁴と求まった。ミラーの設計値から 想定されたフィネスは $F = 5.2 \times 10^4$ であっ たことから、想定されたよりも大幅に低い 値となったことがわかる。

3.2 共振器の透過率及び散乱ロスの評価

Cavity ring-down 法によって求められた 共振器のフィネスFを用いて、共振器の透 過率Tと散乱ロスLを求める。ここで図 3.4 のような状況を考える。一般には、ミラーの



図 3.4 損失の測定における光共振器

透過率及び散乱ロスは、ミラーの個体ごと に異なるが、ここでは $T_1 = T_2$ 、 $L_1 = L_2$ とし て考える。このとき、共振器のモードマッチ 係数を ϵ とすると、入射光 P_{in} と透過光 P_r の関 係は

$$\frac{P_t}{\epsilon P_{in}} = 4\mathcal{T}_1 \mathcal{T}_2 \left(\frac{\mathcal{F}}{2\pi}\right)^2 = \mathcal{T}^2 \left(\frac{\mathcal{F}}{\pi}\right)^2 \tag{3.9}$$

となり、入射光Pinと反射光Prの関係は

$$\frac{P_r - (1 - \epsilon)P_{in}}{\epsilon P_{in}}$$

$$= (\mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 + \mathcal{T}_1 - \mathcal{T}_2)^2 \left(\frac{\mathcal{F}}{2\pi}\right)^2 = \mathcal{L}^2 \left(\frac{\mathcal{F}}{\pi}\right)^2$$
(3.10)

となる。式(3.9)と式(3.10)からεを消去する と、透過率と散乱ロスをそれぞれ、

$$\mathcal{T} = \frac{2\left(\frac{P_t}{P_r - P_{in}}\right)}{\left(\frac{\mathcal{F}}{\pi}\right)\left(\frac{P_t}{P_r - P_{in}} - 1\right)}$$
(3.11)

$$\mathcal{L} = \frac{1 + \frac{P_t}{P_r - P_{in}}}{\left(\frac{\mathcal{F}}{\pi}\right) \left(1 - \frac{P_t}{P_r - P_{in}}\right)}$$
(3.12)

と表すことができる。これらの式より、透過 率と散乱ロスは共振器のフィネスFと共振 器の入射光 P_{in} 、反射光 P_r 、透過光 P_t のみに よって求められることが分かる[8]。

透過率と散乱ロスの測定は、図 3.5 のような光学系を用いて行った。アバランシェ



フォトダイオード(APD)によって測定した 透過光パワーと反射光パワーの測定結果の





とき、入射光パワーは

P_{in} = 3.130 ± 0.004 μW であり、複数回の測定結果を用いて求めた 反射光*P_r*および透過光*P_r*は

 $P_r = 3.051 \pm 0.004 \,\mu\text{W}$

 $P_t = 0.024 \pm 0.006 \text{ nW}$

となった。これらの結果より式(3.11)と式 (3.12)を用いて透過率と散乱ロスを求める と

$\mathcal{T} = 31 \pm 2 \text{ ppm}$

$\mathcal{L} = 106 \pm 5 \text{ ppm}$

となった。

透過率は納品前のモニターガラスでの測 定値である60 ppmよりも低く、散乱ロスは 想定よりも大きくなってしまっている。こ の原因として考えられることはモニターガ ラスは平面である一方、使用したミラーは 12 mm の曲率半径を持っているため、研磨 およびコーティングがより困難であったこ とである。さらに、ミラーのコーティングは 入射角が0°で設計されている一方で、特 性評価の際にはレーザーが共振器に対して 5.7°の角度を持って入射していた。これに よって透過率が下がった可能性も考えられ る。

4 まとめと今後の展望

本研究では共振器を使用した少数光子に よる非線形光学効果の観測に向けて透過優 位な光共振器の作製とその評価を行った。 作製した共振器のフィネスは $\mathcal{F} = (2.4 \pm 0.1) \times 10^4$ となり、これを用いて求めた透過 率と散乱ロスは、それぞれ $\mathcal{T} = 31 \pm 2$ ppm、 $\mathcal{L} = 106 \pm 5$ ppmmとなった。これは先行研 究[9]で特性評価を行ったミラーよりも透 過優位であった。また、この共振器の単一原 子協働パラメータは $\eta = 3.3 \pm 0.1$ であり、光 子同士の非線形な相互作用の観測が可能で あることが分かった。

今後の展望としては、非線形光学効果の 観測を目指す上で、今回特性評価を行った ミラーと先行研究[9]で特性評価を行った ミラーのどちらを使用するかを検討する。

参考文献

- [1] Brassard, G. Found Phys **33**, (2003).
- [2] Barenco, A. et al., Phys. Rev. A 52, (1995).
- [3] Volz, T. et al., Nat. Photonics. 6, (2012).
- [4] Daniel Tiarks et al., Nat. Phys. 15, (2019).
- [5] Haruka Tanji-Suzuki, et al., Science 333, (2011).
- [6] 田中貴大 修士論文. 電気通信大学, (2020).
- [7] N. V. Vitanov et al., Rev. Mod. Phys. 89, (2017).
- [8] Christina J. Hood et al., Phys. Rev. A 64, (2001).
- [9] 荒木陸 修士論文. 電気通信大学, (2021).