

目次

第1部	序論	4
1.1	はじめに	4
1.2	光共振器	5
1.2.1	光共振器とは	5
1.2.2	ウィスパリングギャラリーモード (WGM) 共振器	6
1.3	波長分割多重光通信	7
1.4	光周波数コム	8
1.5	微小共振器における光コム	9
1.5.1	光カーコム	9
1.5.2	ソリトンコム	10
1.5.3	ラマンコム	11
1.5.3.1	誘導ラマン散乱	11
1.5.3.2	ラマンコム	12
1.6	本研究の目的	12
第2部	共振器理論	13
2.1	平面型共振器	13
2.2	微小共振器	15
2.3	結合モード理論	16
2.4	テーパファイバ	20
第3部	シリカロッドの作成	23
3.1	作成	23
3.1.1	作成方法	23
3.2	評価	26
3.2.1	評価方法	26
3.2.2	評価結果	29
第4部	伝送実験	31
4.1	伝送実験	31
4.1.1	実験方法	31
4.1.2	実験結果	33
4.2	RIN 測定	35
4.2.1	実験方法	36

4.2.2	実験結果	36
4.3	線幅測定	37
4.3.1	実験方法	37
4.3.2	実験結果	38
第5部	結論	39

第 1 部 序論

1.1 はじめに

光に関する研究の歴史は紀元前にまで遡る。古代エジプトの数学者、天文学者であった Euclid(B.C. 330 – B.C. 275) は光が直進することや反射の法則について発見した。その後、Snell(1591 – 1626) が屈折の法則を発見したことを皮切りに、Grimaldi(1618 – 1663) が光の回折現象を、Newton(1643 – 1727) がプリズム実験により光の分散をそれぞれ発見した。また、この頃から光とは何かという光の本質についての議論がされるようになった。Newton は自身の著書の中で「光は粒子である」と主張している。一方、Huygens(1629 – 1695) は光が波であると考え、ホイヘンスの原理という、光の波の波面がいくつもの素元波 (球面波) からなっており、その瞬間の波の波面上の各点が新たな波源となって素元波を生じるという理論を主張した。この理論は光の回折および屈折という現象を説明することができた。その後、Young(1773 – 1829) はスリットを用いた光の干渉実験により光が干渉することを示し光の波動説が優位になった。さらに、Maxwell(1831 – 1879) が Faraday(1791 – 1867) の電磁場理論をもとに電磁場を記述する Maxwell 方程式を導き、光の波動説が信じられるようになった。一方で、光が波動であるなら説明できない現象もいくつか存在し、20 世紀に入ると Planck(1858 – 1947) が黒体輻射についてエネルギーの量子仮説を用いて説明し、Einstein(1879 – 1955) が光電効果について光量子仮説を用いて説明したことで光の粒子説が見直されるようになった。現在、光は波動としての性質と粒子としての性質を併せ持つ相補性が主な解釈となっている。

光の粒子 (光子) という概念が導入されたことにより、様々な光学機器の開発が進んだ。その中でも代表的なものがレーザーである。レーザーを用いた技術の一つに光周波数コムがある。光周波数コムは Theodor Hänsch, John Hall らが発見した技術で、周波数軸上で厳密に等間隔な櫛状のスペクトルを持つ光源を作ることができる。この性質により光通信や計測などの様々な分野への応用が期待される。光周波数コムの発生方法として代表的なものとしてモードロックレーザーを用いる方法があるが、近年では微小共振器を用いた小型で省電力な光周波数コム発生についての研究が進められている。

微小共振器を用いた光周波数コムの一つにラマンコムがある。ラマンコムは誘導ラマン散乱によって発生する光周波数コムで、ラマン利得の大きいシリカを材料とした微小共振器を用いて主に研究されている。本論文は、シリカを材料とした微小共振器を用いて発生

させたラマンコムの光通信への応用に関するものである。

1.2 光共振器

1.2.1 光共振器とは

共振 (resonance) とは、ある系に外部から振動が与えられる際に、与えられる振動が固有振動数に近づくとつれて物体の振動が増幅する現象である。光学における光共振器は、ある共振周波数において光を閉じ込め蓄積する働きをする。

光共振器は形状によっていくつかの種類に分けることができる。光共振器で代表的な例に平面鏡共振器がある。ファブリペロー・エタロン (Fabry-Perot etalon) としても知られるこの共振器は2枚の平行な平面鏡からなり、それらの間で光が交互に反射する。このとき、共振条件 (平面鏡の往復光路長が波長の整数倍) を満たした光が閉じ込められ増幅される。共振条件を満たす光は複数存在し、この一連の波長群を縦モードと呼ぶ。隣接する縦モードの波長間隔は自由スペクトル領域 (free spectral range; FSR) と呼ばれる。平面共振器は、光線がわずかに傾いているか反射鏡が完全に平行でない場合に光線が逃げ出してしまうという欠点を持つ。

共振器の種類として、平面鏡共振器の他にリング型共振器が挙げられる。リング型共振器は光を共振させるリング型導波路と、光を入出力させるための導波路部分から成る。リング型共振器の代表的なものに、後述するウィスパリングギャラリーモード (whispering gallery mode; WGM) 共振器がある。

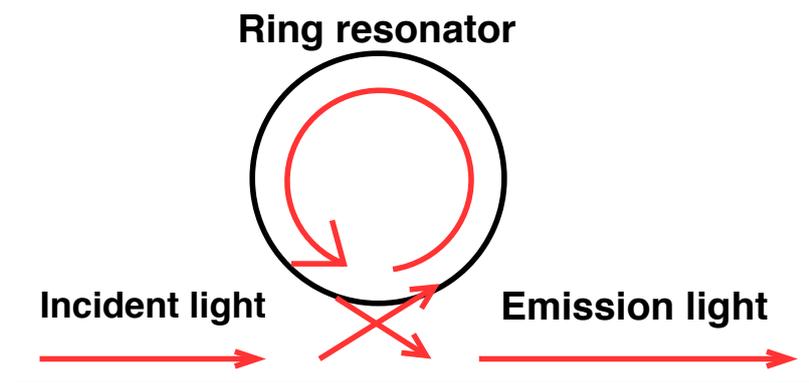


図 1.1 Illustration of the ring resonator.

1.2.2 ウィスパリングギャラリーモード (WGM) 共振器

ウィスパリングギャラリー (ささやきの回廊) とは円状の建築物内において, 音が壁づたいに伝搬し反対側まで音が届く現象およびそのような建造物のことである. 1912 年にイギリスの物理学者 Reyleigh(1842-1919) によって発見されたこの現象が観測できる代表的な建造物として, セント・ポール大聖堂や神戸国際会館の円形庭園が挙げられる.



図 1.2 An acoustic whispering gallery in St. Paul's Cathedral.

半径 R の円状の構造を考えると, この現象は (1.1) 式 で表される波長 λ を満たす音波に生じる.

$$2\pi R = \lambda l \quad (l = 1, 2, 3, \dots) \quad (1.1)$$

光についても同様の現象を考えることができ, ウィスパリングギャラリーモードを用いて光を閉じ込める光共振器をウィスパリングギャラリーモード (WGM) 共振器と呼ぶ. 光の場合でも共振条件は音波の場合と同様に (1.1) 式 で表すことができ, 屈折率 n の材料を用いた WGM 共振器の FSR は次の式で表される.

$$\text{FSR} = \frac{c}{2\pi n R} \quad (1.2)$$

ここで, c は真空中の光速である.

共振器で重要な性能の一つに, 損失の小ささがある. この性能を表す指標として Q 値がある. WGM 共振器は一般的に高い Q 値を示すことが知られている. さらに, 微小 WGM 共振器ではモード体積が小さいため, 共振器内部のエネルギー密度が高まり非線形光学効果を観測することができる. この性質を用いて, 周波数コム発生 [1] や光周波数

フィルタ [2], レーザ光源 [3] など様々な応用が研究されている。微小共振器に用いられる材料は様々なものが存在するが, 前述の通り非線形光学効果が重要となるため非線形媒質が主に用いられる。2 次の非線形媒質の例として LiNbO_3 [4] や, 3 次の非線形媒質の例としてシリカ SiO_2 [5], フッ化マグネシウム MgF_2 [6], フッ化カルシウム CaF_2 [7], シリコンナイトライド Si_3N_4 [8] などが挙げられる。微小共振器の形状についても様々なものが存在しており, WGMを用いたものとして微小球共振器 [9], ディスク共振器 [10], トロイド共振器 [11], ロッド共振器 [5] などが挙げられる。

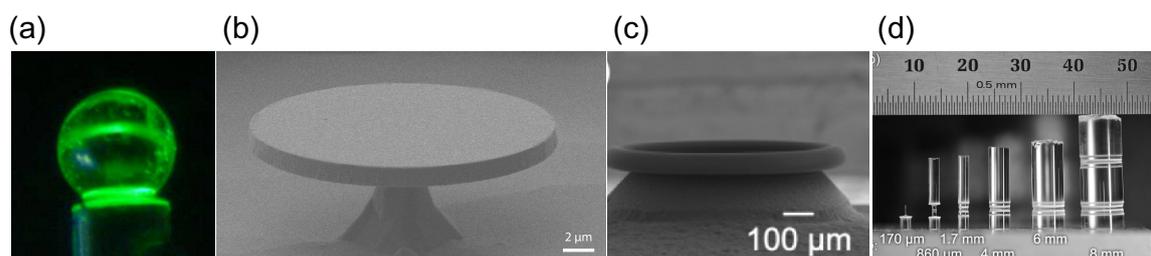


図 1.3 Shape of various types of microresonator. (a)microsphere [A. Chiasera, *et al.*, *Laser and Phot. Rev.* **4**, 457–482 (2010)] (b)microdisk [X. Lu, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **104** (2014)] (c)microtoroid [J. Ma, *et al.*, *Photonics Research* **5**, B54 (2017)] (d)microrod [P. Del’Haye, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **102** (2013)]

1.3 波長分割多重光通信

光通信は光に情報をのせることで情報を伝送する通信方式の一つである。光通信の利点としては、レーザを利用すれば高速かつ長距離の伝送が可能である点がある。さらに、後述するように多重化によって伝送容量を増大することも可能である。光通信では、光に情報をのせるために光を変調する。変調方式としては強度変調や周波数変調, 位相変調が挙げられる。用いられる光の波長帯は使用する光ファイバによって異なるが, 現在広く使われている波長は光ファイバでの損失が最小となる 1550 nm 付近の波長である。

光通信に用いられる波長は国際電気通信連合の電気通信標準化部門 (International Telecommunication Union Telecommunication Standardization Sector; ITU-T) によって下記のように分類される。

表 1.1 WDM spectral bands defined by ITU-T

Band	Descriptor	Range (nm)
O-band	Original	1260 to 1360
E-band	Extended	1360 to 1460
S-band	Short Wavelength	1460 to 1530
C-band	Conventional	1530 to 1565
L-band	Long Wavelength	1565 to 1625
U-band	Ultra-long Wavelength	1625 to 1675

光通信の利点として一本の光ファイバで複数の光信号を伝送する多重化が行える点がある。多重化の方法の一つに波長分割多重 (wavelength division multiplex; WDM) がある。これは波長の異なる複数の光を用いて多重化するものである。波長分割多重は波長間隔によって大きく 2 つに分けられ、波長間隔が 20 nm のものを粗波長分割多重 (coarse WDM; CWDM), 波長間隔がより狭いものを高密度波長分割多重と呼ぶ (dense WDM; DWDM)。近年、光周波数コムが波長分割多重の光源として研究されている [12]。

1.4 光周波数コム

光周波数コム (光コム) は、周波数領域において厳密に等間隔に並ぶ櫛 (コム) 状のスペクトルを持つ光である。この光コムは、時間領域においては等間隔のパルス列として観測される。1999 年には、周波数領域でのスペクトルが等間隔であるという特性から、超短パルスレーザ発生方法として知られるモード同期レーザを用いて発生された光コムが「ものさし」として利用されている [13]。他にも分光測定 [14] や距離測定 [15] などに応用がされている。

光コムの特性を表すものとして、周波数領域でのスペクトル間隔である f_{rep} と、スペクトルを f_{rep} 間隔でゼロ周波数に外挿したときの余りである f_{ceo} がある。これらを用いて、 n 番目の光コムのスペクトル線の周波数 f_n は (1.3) 式と表せる。

$$f_n = nf_{\text{rep}} + f_{\text{ceo}} \quad (1.3)$$

共振器の分散により包絡線と搬送波の進む速度が異なるため、光パルス一つ毎にその位相が $\Delta\phi$ ずれる。 $\Delta\phi$ はキャリアエンベロープ位相と呼ばれ、(1.4) 式のような関係を持つ。

$$f_{\text{ceo}} = \frac{\Delta\phi f_{\text{rep}}}{2\pi} \quad (1.4)$$

光の周波数は THz オーダーであり，現代の技術で直接測定することは難しい．一方， f_{rep} は高々 GHz オーダーであり， f_{ceo} も f_{rep} より小さいためこれらを測定することは可能である．さらに，(1.3) 式を用いることで f_{rep} , f_{ceo} と光周波数領域を直接結びつけることができ，光周波数領域での観測が可能になる．

f_{rep} の値はスペクトル線のビート信号を測定することで得られる．一方， f_{ceo} 直接測定することはできない．そこで用いられる方法が自己参照法である．この方法では，1 オクターブ以上の広さを持つ光コムのスペクトルについて， $2n$ 番目のモード f_{2n} と， n 番目のモード f_n の第二高調波 $2f_n$ のビートを測定することで f_{ceo} を測定する．

$$\begin{aligned}
 f_{\text{beat}} &= 2f_n - f_{2n} \\
 &= 2(nf_{\text{rep}} + f_{\text{ceo}}) - (2nf_{\text{rep}} + f_{\text{ceo}}) \\
 &= f_{\text{ceo}}
 \end{aligned}
 \tag{1.5}$$

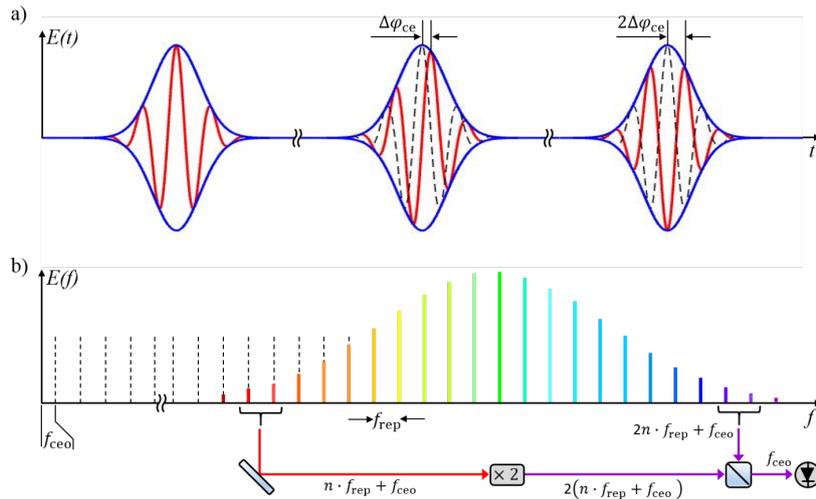


図 1.4 Optical pulse train and spectrum emitted by a mode-locked laser. [D.Stefan, *et.al.*, *Nanophotonics*, **5**, 196-213, 2016]

1.5 微小共振器における光コム

1.5.1 光カーコム

微小共振器を用いた光コムは 2007 年に Del’Haye によって報告されている [1]．この光コムは，3 次の非線形効果である 4 光波混合 (four wave mixing; FWM) が共振器内部で起こ

ることによって発生する光コムである。この発見によって、パルスレーザなどの高価な機器を用いる事なく光コムを発生させられるようになった。また、 Si_3N_4 微小共振器は半導体製造に用いられる CMOS プロセスを用いてチップ基板上に実装することができるため、小型チップ型の光コム発生器について研究がなされた [8]。

微小共振器を用いた光カーコムの応用として光通信用の光源として用いることが研究されている [16]。光コムを用いることにより WDM 光通信を行う際の課題である多重化させる波長の分のレーザ光源が必要である点とそれに伴うコストと消費電力の増大の問題を解決することができる。さらに、微小共振器を用いることで小型化やさらなる消費電力の低減が期待されている。

光カーコムの欠点として、モードロックレーザを用いた光コムに比べて周波数コムの安定性が低いことが挙げられる。周波数コムの安定性を示すビートシグナルについて、モードロックレーザによる光コムでは 0.05 Hz である [17] のに対し、光カーコムでは 300 kHz [18] と非常に大きな値となっている。

1.5.2 ソリトンコム

ソリトン (soliton) は非線形方程式の解として表される孤立波で、安定したパルス上の波動である。ソリトンは伝搬している際の形状や速度などが不変であること、また波同士が衝突してもお互いに安定して存在することという 2 つの条件を満たす。光によるソリトンは光ソリトンと呼ばれ、1973 年に発見された [19]。主に非線形シュレディンガー方程式 ((1.6) 式) の解として表される。

$$i \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \kappa |u|^2 u = 0 \quad (1.6)$$

光ソリトンは、光導波路の異常分散領域におけるパルス広がり と 自己位相変調によるパルス圧縮が釣り合ったときに現れる。

微小共振器における光ソリトンは 2013 年に T. Herr によって発見された [20]。この光ソリトンは光コムとして用いることが可能である。前述した光カーコムとの違いとして周波数コム間の位相がある。光カーコムでは周波数軸上ではコムとして観測されるものの、それぞれのコムの位相が揃っていないため時間軸上ではカオスな状態となっている。一方で、光ソリトンでは光コムとしての性質に加え、それぞれのコムの位相が揃っており時間軸上でパルス列として観測ができる。光コムのビートシグナルは 15.31 Hz であり [21]、モードロックレーザには劣るものの光カーコムよりも安定した光コムを作ることができる。

微小共振器における光ソリトンの欠点は生成の難しさとその短い寿命である。光ソリトンの生成手法は様々なものが開発されているが [20, 22, 23, 24]、いずれの手法でもポンプ

光のパワーや周波数挿引速度を細かく制御する必要がある。

微小共振器による光ソリトンの応用先は、WDM 光通信用光源 [25] や分光測定 [26]、距離測定 [27] など広範囲にわたる。さらに、天文学の観測用のアストロコムとしても研究されている [28]。

1.5.3 ラマンコム

1.5.3.1 誘導ラマン散乱

ラマン散乱は3次の非線形光学効果の一種で、物質に光を入射するとストークス光と呼ばれる入射光に対して長波長の散乱光が発生する現象である。この際、反ストークス光と呼ばれる入射光に対して短波長の散乱光も発生するがストークス光に比べるとわずかである。インドの物理学者 Chandrasekhara Venkata Raman(1888-1970) によって発見されたことによりこの名前がついた。古典的にはこの現象は入力光の光子と物質中の分子の振動や回転との間でエネルギーのやりとりが発生するためだと説明できる。量子論的には、入射光とラマン散乱光の2個の光子によって振動準位が中間状態を経由して変化すると説明される。ストークス、反ストークスラマン散乱の光学過程について図 1.5に示す。この図中では入射光の光子のエネルギーを $h\nu$ 、物質の振動基底状態と振動励起状態のエネルギー差を $h\nu_{vib}$ としている。

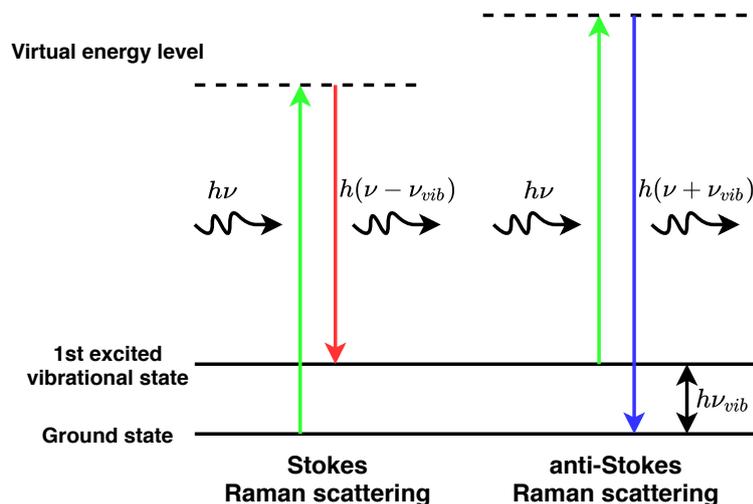


図 1.5 Optical processes of Stokes and anti-Stokes Raman scattering

入力光が弱い場合、物質と相互作用する光子はごくわずかであるので、発生するストークス光もわずかである。しかし入力光のパワーがががあるしきい値を超えるとストークス光

は急速に成長し、入力光の大部分がストークス光を発生させる。この現象を誘導ラマン散乱 (stimulated Raman scattering; SRS) と呼び、あるしきい値をラマンしきい値と呼ぶ。

シリカ材料については実験的に誘導ラマン散乱のラマン利得が測定されており [29]、シリカを用いた微小共振器について応用が期待される。

1.5.3.2 ラマンコム

微小共振器を用いた光コムとして、ラマンコムが研究されている [30]。ラマンコムは共振器内部の誘導ラマン散乱によって発生する。ラマンコムの利点としては、光ソリトンなどに比べると非常に簡単に発生させることが可能な点が挙げられる。基本的には短波長側から長波長側にポンプ光の周波数を動かすことによって、共振器の共振周波数付近で非線形光学効果が起こりラマンコムを発生させることができる。また、ラマンコムは安定化しなくても熱の効果により自身で安定化されることも利点となる。さらには、入力光を制御することでラマンコムの波長帯を変化させることにより柔軟な制御のできる光源として期待ができる。近年では、ラマンコムを用いて FSR の小さいコムを発生させることができるとの研究もあり [31]、注目されている光コムである。

一方で、ラマンコムについては解明されていないことも多くある。例として、ポンプ光の波長を短波長側に変化させた際にラマンコムの波長帯が長波長側にシフトする事例が報告されている [32]。これらの挙動を調査することができれば、ラマンコムを応用することがより期待できる。

1.6 本研究の目的

微小共振器による光コムを用いた光通信用の光源は、従来の大掛かりな光源装置の小型化、省エネルギー化、そして低コスト化を実現できる可能性がある。さらに、微小共振器による光コムの中でも発生させることの容易なラマンコムを用いることができれば大規模通信用の光源のみならず、非常に身近な通信についての光源としての応用も期待することができる。

本研究の目的はシリカを材料とした微小共振器を用いてラマンコムを発生させ、光通信への応用について評価することである。本研究では初めにシリカロッド共振器の作成について評価を行い、次に作成されたシリカロッド共振器の Q 値を測定することにより共振器の性能を評価した。さらに、微小共振器を用いてラマンコムを発生させ伝送実験を行うことでラマンコムの光通信への応用について検討を行った。

第 2 部 共振器理論

2.1 平面型共振器

初めに、距離 d だけ離れた 2 枚の平面鏡からなる共振器のモードを考える。周波数 ν の単色波は、波動関数 $u(\mathbf{r}, t) = \Re U(\mathbf{r} \exp(j2\pi\nu t))$ をもち、これは電場の横方向成分を表している。複素振幅 $U(\mathbf{r})$ はヘルムホルツ方程式 $\nabla^2 U + k^2 U = 0$ を満たす。 $k = \frac{2\pi\nu}{c}$ は波数、 c は媒質中での光の速度を表す。平面鏡共振器では、電場の横方向成分は反射鏡の表面でゼロであるから以下の条件を満たす。

$$U(\mathbf{r})|_{z=0} = U(\mathbf{r})|_{z=d} = 0 \quad (2.1)$$

A を定数として、定在波

$$U(\mathbf{r}) = A \sin kz \quad (2.2)$$

がヘルムホルツ方程式と (2.1) 式を満たすとき波数 k は以下の値に制限される。

$$k_q = \frac{q\pi}{d} \quad q = 1, 2, 3, \dots \quad (2.3)$$

q はモード番号を表す自然数である。 q の値について、負の値は $\sin k_{-q}z = -\sin k_qz$ となり独立したモードを構成しないこと、 $q = 0$ は $\sin k_0z = 0$ でありエネルギーを運ばないことから自然数になっている。共振条件から共振周波数および共振波長は離散的な値となる。

$$\nu_q = q \frac{c}{2d} \quad (2.4)$$

$$\lambda_q = \frac{2d}{q} \quad (2.5)$$

隣り合うモードの共振周波数の間隔は

$$\nu_{FSR} = |\nu_{q+1} - \nu_q| = \frac{c}{2d} \quad (2.6)$$

となる。この間隔は自由スペクトル領域 (free spectral range; FSR) と呼ばれる。

続いて、共振器に損失がある場合を考える。初めの強度が I_0 の光が共振器中を 1 往復したときの電場振幅の損失係数を r 、位相変化を $\phi = k \cdot 2d$ とすると、光の強度は

$$I = |U|^2 = \frac{|U_0|^2}{|1 - r \exp -j\phi|^2} = \frac{I_0}{(1 - r)^2 + 4r \sin^2(\frac{\phi}{2})} \quad (2.7)$$

と表される。この時の光の最大強度を

$$I_{\max} = \frac{I_0}{(1-r)^2} \quad (2.8)$$

とおくと (2.7) 式は次のように変形できる。

$$\frac{I}{I_{\max}} = \frac{1}{1 + \left(\frac{2r^{1/2}}{1-r}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad (2.9)$$

$\frac{\phi}{2}$ が十分に小さいとき (2.9) 式は次のように近似できる。

$$\frac{I}{I_{\max}} \approx \frac{1}{1 + \left(\frac{2r^{1/2}}{1-r}\right)^2 \left(\frac{\phi}{2}\right)^2} \quad (2.10)$$

このとき、共振スペクトルの半値全幅 (full width at half maximum; FWHM) $\Delta\nu$ は

$$\Delta\nu = \frac{c(1-r)}{2\pi d r^{1/2}} \quad (2.11)$$

となる。(2.11) 式より、損失が大きくなると共振スペクトルの幅が広がることがわかる。

共振器を 1 往復する場合の損失 $\alpha (= r^2)$ は指数関数を用いて次のように表される。

$$\alpha = \exp(-\alpha_r \cdot 2d) \quad (2.12)$$

α_r は単位長さあたりの損失を表し、 $\alpha_r c$ は単位時間あたりの損失を表す。共振器に光が閉じ込められる時間である光子寿命 τ は

$$\tau = \frac{1}{c\alpha_r} \quad (2.13)$$

と表すことができる。これを用いると共振器内のエネルギーは $\exp(-\frac{t}{\tau})$ で減衰することがわかる。また、損失が十分に小さい時 (2.11) 式は

$$\Delta\nu \approx \frac{c\alpha_r}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (2.14)$$

と表される。

共振器の性能を表す指標として Q 値 (quality factor) がよく用いられる。Q 値は

$$Q = 2\pi \times \frac{\text{共振器に蓄えられるエネルギー}}{\text{波の 1 サイクルあたりの損失エネルギー}} \quad (2.15)$$

と定義される。光共振器において、蓄積されたエネルギーに対して単位時間あたりに失われるエネルギーは $c\alpha_r$ であり、光波の 1 サイクルごとでは $c\alpha_r/\nu_0$ であるから

$$Q = 2\pi \times \frac{1}{c\alpha_r/\nu_0} \quad (2.16)$$

となる。(2.14) 式より

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu} \quad (2.17)$$

と書き換えられる。

2.2 微小共振器

ここまでで平面鏡共振器での Q 値を考えたが、ここからは微小共振器の Q 値について考える。微小共振器では Q 値は様々な要因によって制限され、共振器中の光子寿命 τ は次のようになる。

$$\tau^{-1} = \tau_{\text{material}}^{-1} + \tau_{\text{scattering}}^{-1} + \tau_{\text{radiation}}^{-1} + \tau_{\text{coupling}}^{-1} \quad (2.18)$$

$\tau_{\text{material}}^{-1}$, $\tau_{\text{scattering}}^{-1}$, $\tau_{\text{radiation}}^{-1}$, $\tau_{\text{coupling}}^{-1}$ はそれぞれ共振器固有の材料の吸収による損失、散乱による損失、WGM の放射損失、導波路との結合による損失を表す。測定により得られる Q 値はこれら全ての影響を含んだ Q 値であり、この時の Q 値を Q_{load} と呼ぶ。結合損失を除いた共振器固有の Q 値は Q_{unload} もしくは Q_0 と呼ばれ、結合による Q 値を Q_{coupling} もしくは Q_{ext} と呼ぶ。減衰率 (decay rate) $\gamma = \omega/Q$ という関係式を用いると、(2.18) 式は次のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} Q^{-1} &= Q_{\text{material}}^{-1} + Q_{\text{scattering}}^{-1} + Q_{\text{radiation}}^{-1} + Q_{\text{coupling}}^{-1} \\ &= Q_0 + Q_{\text{ext}} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Q_0 は共振器を作成した時点で決定され、後から変化させることはできない。一方で、 Q_{ext} は共振器と導波路の結合距離や導波路の太さによって変化させることができる。

初めに Q_0 について考える。共振器の材料によって決定される材料損失 Q_{material}^{-1} は材料の吸収によって起こる損失による。材料損失の主な原因は、共振器内部に鉄やクロム、ニッケルなどの金属不純物が混ざり込み、それが内部の光を吸収してしまうことである。また、シリカガラスの場合は 1000-1500nm の光が吸収される OH 基の影響も考慮される。大気中でシリカロッド共振器を保存すると、 Q 値が 10^8 から 10^7 まで下がる。

散乱損失 $Q_{\text{scattering}}^{-1}$ は散乱、主にレイリー散乱による損失である。レイリー散乱は数 μm の材料中の密度変化や欠陥によって生じる。レイリー散乱による損失は λ^4 に反比例し、短波長になるほど大きくなる。このため、長波長では材料吸収による損失が支配的となる。シリカ材料では、光が波長 1550 nm のときに材料吸収が最小となり、レイリー散乱と同程度の影響となる。この時、材料損失とレイリー散乱による損失係数は次の式で与えられる。[33]

$$\alpha \approx [0.7 \mu\text{m}^4/\lambda^4 + 1.1 \times 10^{-3} \exp(4.6 \mu\text{m}/\lambda) + 4 \times 10^{12} \exp(-56 \mu\text{m}/\lambda)] \text{dB/km} \quad (2.20)$$

放射損失 $Q_{\text{radiation}}^{-1}$ は光が共振器の外へ放射されてしまう事による損失である。WGM共振器において、理想的には光が共振器内部で全反射をしながら閉じ込められるが、実際には、共振器の曲率により全反射せずに共振器から外部に逃げってしまう光が存在する。共振器が円形であるとする直径を大きくすることによって放射損失を小さくすることができる。

2.3 結合モード理論

光の伝搬を調べる方法として、結合モード理論がある。ここでは、微小共振器と導波路との結合について考える。

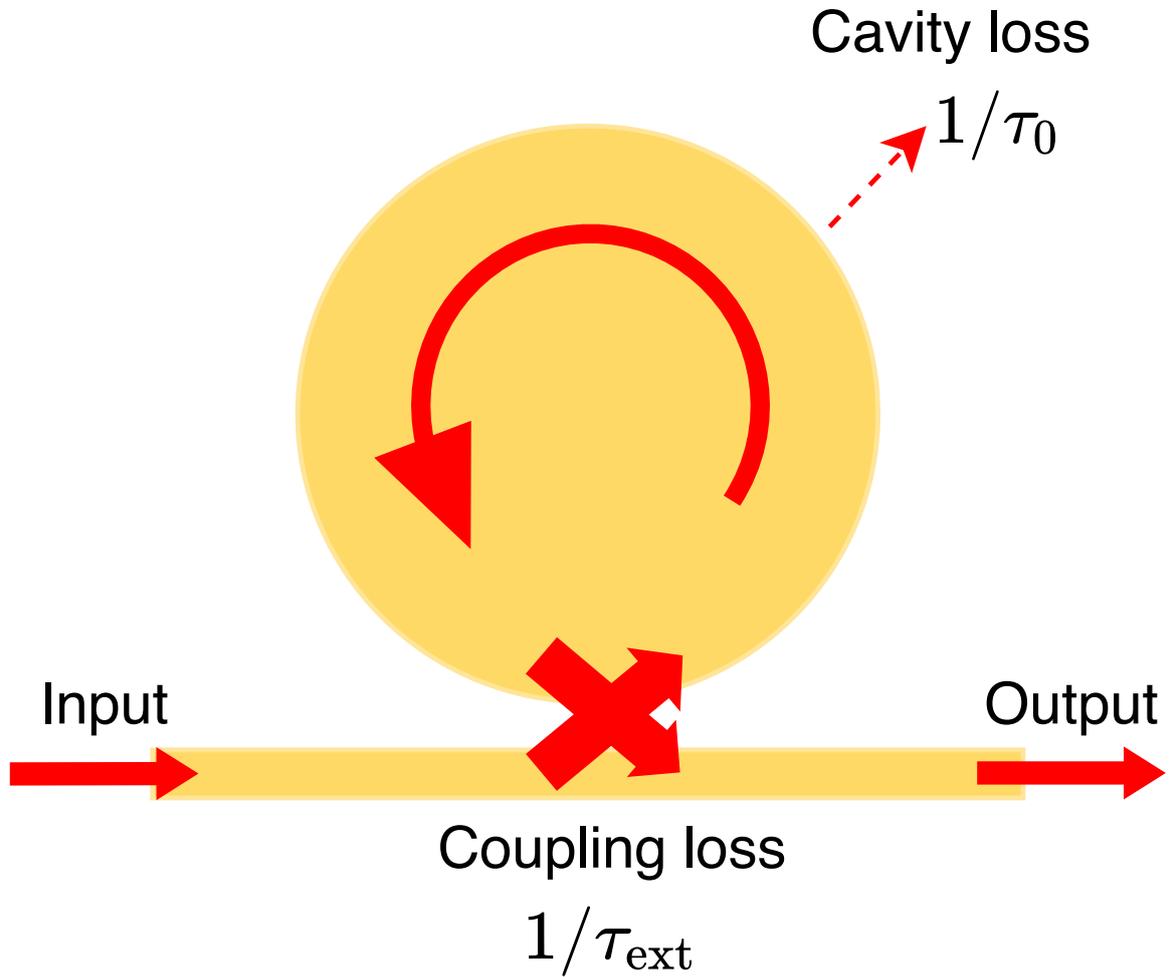


図 2.1 Schematic illustration of coupled mode theory model with a side-coupled microresonator.

導波路と共振器が結合している場合の共振器内のモード振幅 a は次の式を満たす.

$$\frac{da}{dt} = \left[j(\omega_0 - \omega) - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{\text{ext}}} \right) \right] a + \kappa s_{\text{in}} \quad (2.21)$$

ω_0 は共振角周波数, κ は入力光の結合度合いを表す係数, s_{in} は入射波の振幅である. 右辺の第 2 項は共振器のモード振幅 a の寿命, 第 3 項は入力波がどれだけ共振器に結合しているかを表している. 定常状態 ($\frac{da}{dt} = 0$) を仮定すると, (2.21) 式よりモード振幅は

$$a = \frac{\kappa}{j(\omega_0 - \omega) + \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{\text{ext}}} \right) \right]} s_{\text{in}} \quad (2.22)$$

となる。

今、入射光が存在せず、共振器固有の損失がない理想的な状態を考える ($s_{\text{in}} = 0, 1/\tau_0 = 0$)。このとき、共振器のモード振幅は $1/\tau_{\text{ext}}$ で減衰していく。外部導波路への出射波の振幅を s_{out} とすると、(2.21) 式とエネルギー保存則から次の式が得られる。

$$\frac{d|a|^2}{dt} = -\frac{2}{\tau_{\text{ext}}}|a|^2 = -|s_{\text{out}}|^2 \quad (2.23)$$

さらに、時間反転したモード振幅 a' を考えると、これは共振器内部の光の減衰とは逆に成長していくので次の式が得られる。

$$\frac{d|a'|^2}{dt} = \frac{2}{\tau_{\text{ext}}}|a'|^2 \quad (2.24)$$

このときの入射光の振幅を s'_{in} とすると、共振モードの周波数は以下の式で与えられる。

$$\omega = \omega_0 - \frac{j}{\tau_{\text{ext}}} \quad (2.25)$$

この式を (2.22) 式に代入すると、 a' は次のようになる。

$$a' = \frac{\kappa s'_{\text{in}}}{2/\tau_{\text{ext}}} \quad (2.26)$$

時間反転法において $s'_{\text{in}} = s_{\text{out}}$ であること、 $t = 0$ で $a' = a$ であることを考えると、(2.23) 式から

$$|s_{\text{in}}|^2 = \frac{2}{\tau_{\text{ext}}}|a|^2 = \frac{2}{\tau_{\text{ext}}}|a'|^2 \quad (2.27)$$

(2.26) 式と (2.27) 式を解くと、

$$|\kappa| = \sqrt{\frac{2}{\tau_{\text{ext}}}} \quad (2.28)$$

となる。外部導波路への出射波は、

$$s_{\text{out}} = s_{\text{in}} - a\sqrt{\frac{2}{\tau_{\text{ext}}}} \quad (2.29)$$

となる。この式と (2.22) 式から共振器の強度透過率 T は

$$T = \left| \frac{s_{\text{out}}}{s_{\text{in}}} \right|^2 = \frac{(1/\tau_0 - 1/\tau_{\text{ext}})^2 + (\omega - \omega_0)^2}{(1/\tau_0 + 1/\tau_{\text{ext}})^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (2.30)$$

と表すことができる。入射波と共振周波数が一致する場合 ($\omega = \omega_0$) は Q 値を用いて次のように書ける。

$$T = \left(\frac{Q_0 - Q_{\text{ext}}}{Q_0 + Q_{\text{ext}}} \right)^2 \quad (2.31)$$

この式と (2.19) 式 から次の関係が求まる.

$$Q_{\text{load}} = \frac{1 \pm \sqrt{T}}{2} Q_0 \quad (2.32)$$

この式の + と - はそれぞれ under coupling, over coupling を表している. これらは, 共振器と外部導波路との結合状態を表すもので, 以下のような対応となる.

$$\begin{cases} Q_0 < Q_{\text{ext}} & (\text{under coupling}) \\ Q_0 = Q_{\text{ext}} & (\text{critical coupling}) \\ Q_0 > Q_{\text{ext}} & (\text{over coupling}) \end{cases} \quad (2.33)$$

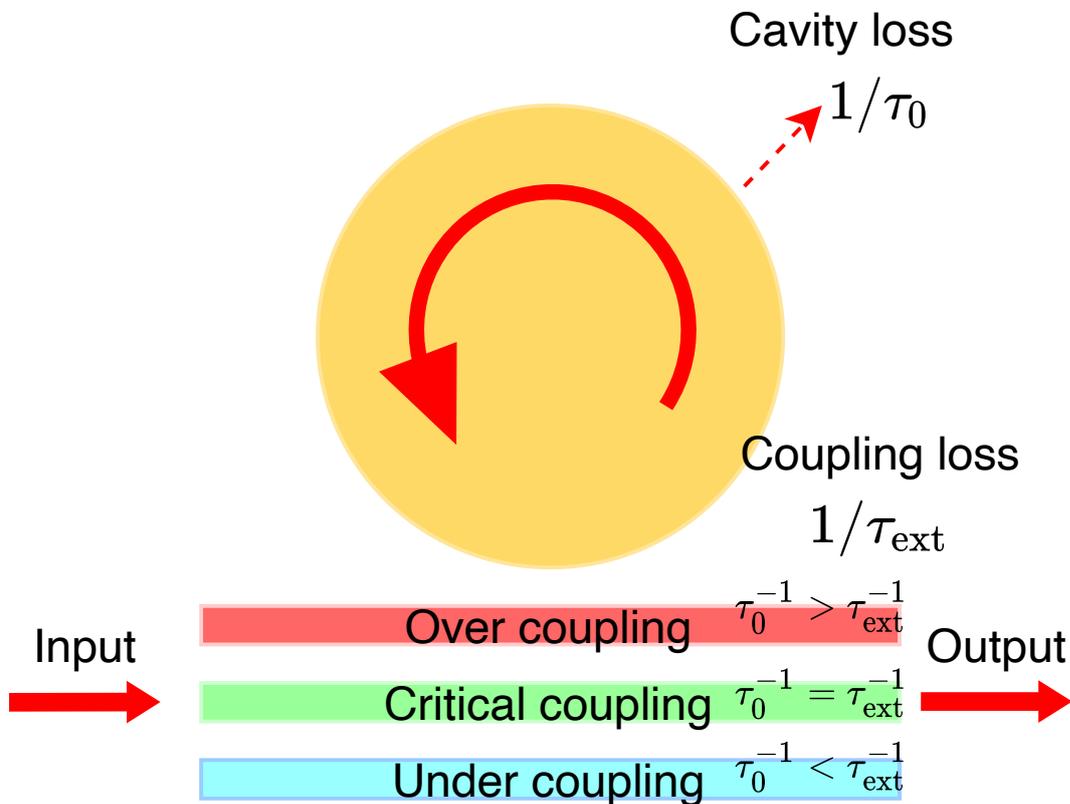


図 2.2 Illustration of coupling categories depending on the distance between a cavity and a waveguide.

under coupling は共振器の Q 値が結合による Q 値よりも低い場合である. これは, 共振器内部で起こる損失が結合損失よりも大きいことを意味している. このとき, 外部導波

路を通して透過する光の方が、共振器に結合し入っていく光よりも大きい。共振器と外部導波路の距離を大きくすることで under coupling を実現できる。

over coupling は共振器の Q 値が結合による Q 値よりも大きい場合である。これは、共振器内部で起こる損失が結合損失よりも小さいことを意味する。このとき、入射波はほとんど共振器に結合しており、外部導波路から透過する光より共振器から結合して出てくる成分の方が大きい。共振器と外部導波路の距離を小さくすることで over coupling を実現できる。

critical coupling は共振器の Q 値と結合による Q 値が等しくなる場合である。このとき、共振器内部の損失と結合による損失が等しくなる。また、強度透過率 \sqrt{T} は 0 となり、入射波による光パワーは全て共振器に閉じ込められる。

実験的に得ることのできるパラメータは Q_{load} と \sqrt{T} のみである。測定したこれらの値を (2.32) 式に代入することで Q_{unload} を、(2.19) 式から Q_{ext} を求めることができる。

2.4 テーパファイバ

本研究では、微小共振器と結合する外部導波路としてテーパファイバを用いた。テーパファイバは、通常のシングルモードファイバに熱を加えて引き延ばし、コアとクラッドが一様になるまで細くすることで作成される。このときファイバ全体をコア、空気をクラッド部分として考えることができる。共振器に入射するエバネッセント波は通常のファイバではクラッドに漏れ出していたものである。ここから、以下の波動方程式を解いてテーパファイバの太さの条件を求める。伝搬する波動の複素振幅 $U = U(r, \phi, z)$ は、電場または磁場の円筒座標における軸方向成分を表す。

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 U = 0 \quad (2.34)$$

円筒方向に伝搬する波動は伝搬定数 β をもち、 U の z 依存性は $\exp(-j\beta z)$ で表される。また、 U は周期 2π を持つ角度 ϕ の周期関数であるので ϕ 依存性は整数 l を用いて、 $\exp(-jl\phi)$ で表される。これらを考慮した波動は

$$U(r, \phi, z) = u(r) \exp(-j\beta z) \exp(-jl\phi) \quad (2.35)$$

となる。この式と (2.34) 式より

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \left(n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) u = 0 \quad (2.36)$$

となる。光ファイバのコアの屈折率とクラッドの屈折率をそれぞれ n_1, n_2 としたとき、伝搬定数がコア内の波数より小さく、クラッドの波数より大きいとき ($n_2 k_0 < \beta < n_1 k_0$)、光

はファイバ内を全反射しながら伝搬する。ここで k_T^2, γ を以下のように定義する。

$$k_T^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (2.37)$$

$$\gamma^2 = \beta^2 - n_0^2 k_0^2 \quad (2.38)$$

この 2 つの値は実数であるから、(2.36) 式 コアとクラッドそれぞれについて次のように書ける。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \left(k_T^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) u = 0 \quad (2.39)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \left(\gamma^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) u = 0 \quad (2.40)$$

これらの解は、第一種ベッセル関数、第二種ベッセル関数を用いて以下のように表される。

$$u \propto \begin{cases} J_l(k_T r) & r < a(\text{core}) \\ K_l(\gamma r) & r > a(\text{clad}) \end{cases} \quad (2.41)$$

a はコアの半径である。(2.37) 式と (2.38) 式から以下の式が求まる。

$$(k_T^2 a)^2 + (\gamma a)^2 = k_0^2 a^2 (n_1^2 - n_0^2) = V^2 \quad (2.42)$$

ここで

$$V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_0^2} \quad (2.43)$$

は V パラメータと呼ばれる、ファイバのモード数とそれらの伝搬定数を決定する重要なパラメータである。

ほとんどのファイバはコアとクラッドの屈折率差が非常に小さいため、その内部を導波する光は近軸光線のみである。この場合、導波波動はほぼ横電磁 (TEM) 波となる直線偏光した (l, m) モードは一般に LM_{lm} と書かれる。 $X = k_T a, Y = \gamma a$ としたとき、ファイバ内に存在する導波モードは (2.42) 式と以下の特性方程式によって決定される。

$$X \frac{J_{l\pm 1}(X)}{J_{lm}(X)} = \pm Y \frac{K_{l\pm 1}(Y)}{K_{lm}(Y)} \quad (2.44)$$

この方程式は 図 2.3 のように両辺の項をそれぞれ X に対してプロットし、交点を見つけることで図的に解かれる。テーパファイバを共振器との結合に利用する場合基本モードのエバネッセント波を利用する。したがって、ファイバ内を伝搬するモードは基本モードのみであり、その条件は $V < 2.405$ である。ファイバの屈折率 $n_1 = 1.44$ 、空気の屈折率

$n_2 = 1$, 光の波長 $\lambda = 1550 \text{ nm}$ であることから, (2.43) 式よりテーパファイバの半径の条件は

$$a < 0.57 \mu\text{m} \quad (2.45)$$

と求まる.

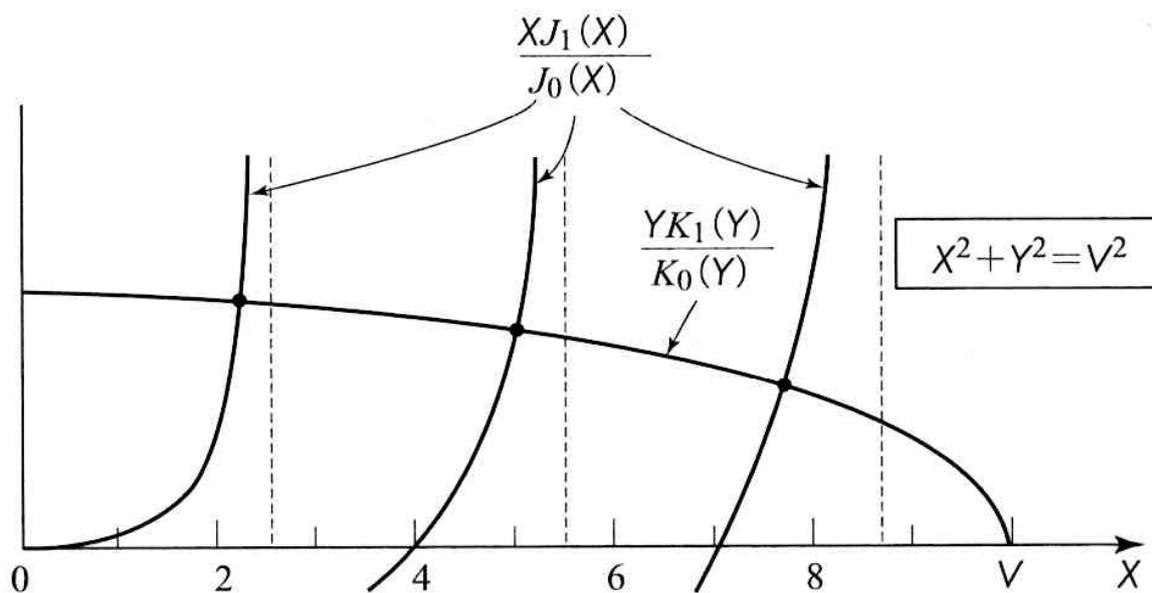


図 2.3 Graphical configuration for solving characteristic equations. Here, $l = 0$, $V = 10$.
[Saleh and Teich (2009)]

第 3 部 シリカロッドの作成

本研究では初めにシリカロッドの作成をした。そのために、シリカロッドを作成する際のパラメータなどを決定した。その後、作成した共振器の Q 値を測定した。その際の外部導波路はテーパファイバを用いた。この部では、シリカロッドの作成および評価について述べる。

3.1 作成

3.1.1 作成方法

シリカロッドの作成には 図 3.1 の系を用いた。この作成系は大きく上段と下段に分けることができる。上段は CO₂ レーザ、レーザパワーのアッテネータ、レーザシャッター、パワーコントローラが設置されている。下段には、焦点距離 50.1 mm の ZnSe 平凸レンズ、電動スピンドル、ビームディフューザが設置されている。上段と下段を光学的に接続するために 2 枚のミラーを用いている。上段と下段に作成系が分けられているのはスペースを確保するためであり、シリカロッドの作成という面で必須ではない。また、定盤の外側には CO₂ レーザ冷却用のチラー、作成時に出る粉塵を吸引するための集塵機が設置されている。チラーと CO₂ レーザはパイプによって接続されている。

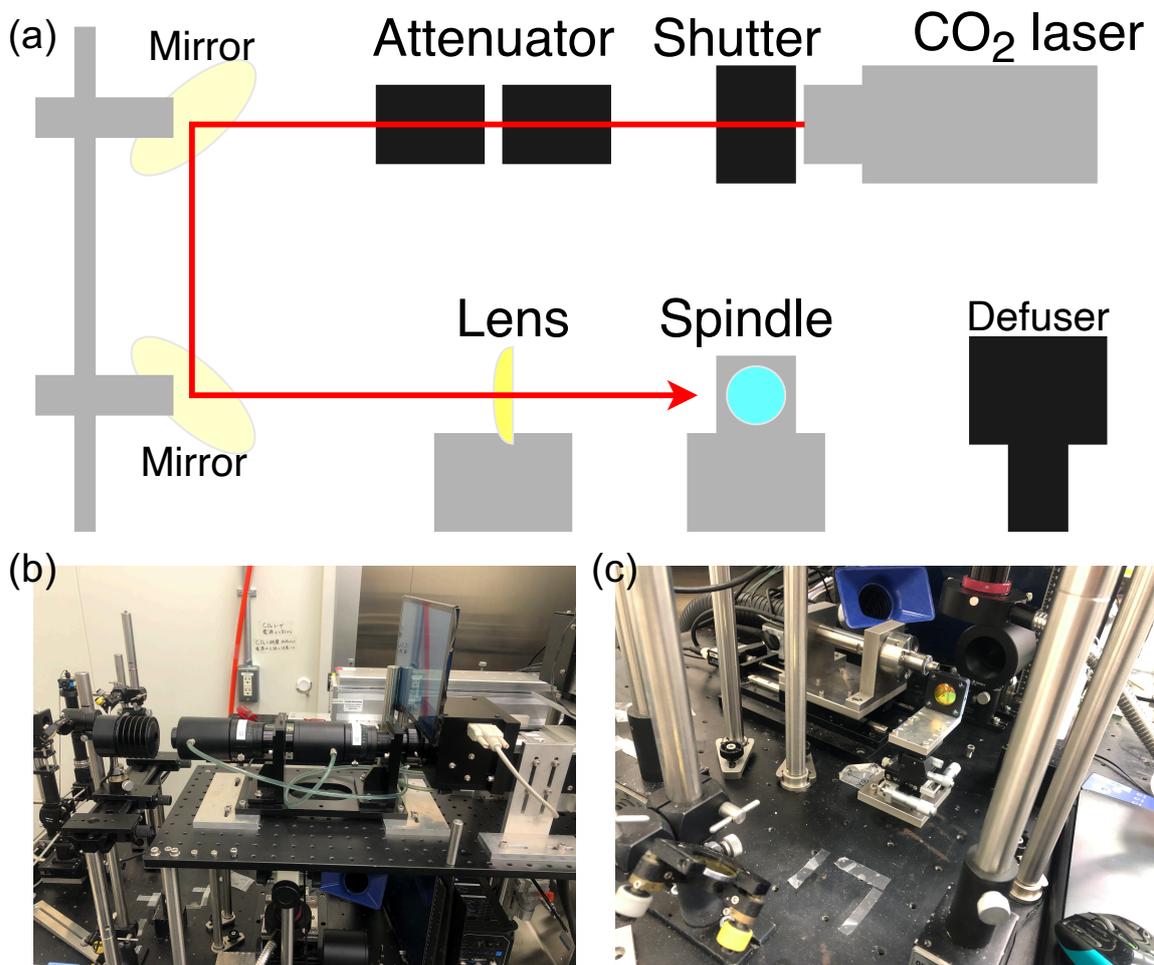


図 3.1 A system for creating silica rod microresonator. (a) Schematic diagram for the system. (b) Image of upper part of the system. (c) Image of lower part of the system.

レーザの光路としては、まず上段の CO₂ レーザからレーザが出力される。出力されたレーザはアッテネータによって減衰され必要なパワーまで弱められた後に、上段側にあるミラーで反射し下段に向かう。下段では上段側からのレーザをミラーによって垂直方向に変化させ、ZnSe レンズによってスポット径が調整される。レンズによって集光されたレーザは電動スピンドルに取り付けられた石英棒に照射される。石英棒を透過したレーザ光は非常に危険であるので、ビームディフューザで終端されている。

シリカロッド微小共振器の材料であるシリカは CO₂ レーザの波長 10.6 μm に高い吸収性を示すため、レーザを集光して石英棒に照射するだけで容易に溶融、蒸発させることが可能である。

作成を行う際の注意として、出力の高いレーザを用いるので、レーザ遮光板を自分と作

成系の中に設置し、レーザが設置されている定盤を覆うように遮光カーテンを閉める。レーザが目照射されると大変危険であるので、作成者は保護メガネを装着する。次に、チラーの電源を入れ冷却水が 20℃を下回るまで待つ。冷却が不十分なまま CO₂ レーザのパワーをあげるとレーザが故障する恐れがあるため注意する。冷却を待つ間レーザシャッター、パワーコントローラ、電動スピンドル、集塵機の電源を入れておき、石英棒を電動スピンドルに設置しておく。この際、レーザシャッターからガイドレーザが照射されているので、レーザがレンズの中心に入射し石英棒に垂直に当たることを確認しておく。

レーザの光軸がずれている時は、作成前に補正を行う。補正はアイリス (絞リ) を 2 枚用いて行う。アイリスは、2 枚のアイリスの中心を結ぶ線が上から見て石英棒と垂直になるように設置し、高さも合わせておく。まず、レンズを取り外しレンズがない状態での光軸を補正する。光軸の調整は上段と下段を繋ぐ 2 枚のミラーを調整することで行う。レンズがない状態での光軸の調整が完了した後に、レンズを設置し最終的な光軸の調整を行う。この際、先ほど調整したミラーは動かさず、レンズの位置のみで調整をする。

冷却水が十分に冷えたこととレーザの光軸が確認できた後、シリカロッド共振器の作成に入る。

シリカロッド微小共振器の作成は、円柱型の石英棒に溝を 2 つ掘りその間を共振器とすることで行われる。初めから溝を掘ってシリカロッド微小共振器を作成することも可能であるが、実際には石英棒が綺麗な円柱状になっていなかったり、作成系に対して固定した石英棒の軸がぶれていたりする可能性があるため、初めに石英棒の形を作成系に対して軸だしをすることから始める。これは、石英棒を回転させながら光軸に対して垂直に動かしてレーザを照射することで行われる。この際はパワーを強めにし、レンズの焦点の位置を石英棒表面から離すことで全体に満遍なくレーザが当たるようにする。求めるシリカロッド微小共振器の直径が小さい場合にはさらにパワーを強くしても良い。

石英棒が求める直径まで削られ軸だしが完了した後は、表面をアニーリングする。軸だしが終わった直後は石英棒表面が非常に粗い状態になっているため、そのまま共振器を作成しようとしても表面の荒さにより作成が難しい。よって、パワーを段階的に下げることによって表面を滑らかにする。このとき、表面が滑らかにならない場合には石英棒の内部まで荒くなっている可能性があるため、レンズの焦点の位置を石英棒に近づけて表面をより深く削れるようにする。

表面を滑らかにした後、平凸レンズの焦点を調節し、任意の距離だけ離れた 2 ヶ所をレーザで削る。この距離を以降、共振器幅と呼ぶ。この工程により、シリカロッド微小共振器を作成することができる。

次に、各工程における詳細な数値を記載する。まず、電動スピンドルの回転速度を、500 rpm に固定した。これは、使用した電動スピンドルの最低速度である。低い回転速度

を用いた理由として、レーザのパワーが必要となる点が挙げられる。回転速度が高い場合、レーザがシリカロッドの同じ箇所に当たる時間が短くなるため、同じ量だけ削られるようにするにはパワーをより大きくする必要がある。また、軸だしおよびアニーリングの際の石英棒の移動速度は 0.25 mm/s とした。

軸だしの際の平凸レンズの焦点は、求めるシリカロッド共振器の太さで考えたときに表面から 3mm 離れる位置に設定した。これにより、初めは素早く削り、軸だしが終わるにつれて広範囲を削れるようにした。CO₂ レーザのパワーは 20 W ほどで行った。

表面のアニーリングの際は、基本的には平凸レンズの位置を固定したまま、パワーを 15 W, 10 W, 7.5 W, 5 W と段階的に下げて行った。この時点で石英棒表面が白く濁った状態の場合は、平凸レンズの位置を 0.5 mm 近づけて、パワーを 10 W, 7.5 W, 5 W と段階的に下げて再度アニーリングを行った。

共振器の導波路を作成する段階で、その時点での石英棒の直径を測定し、平凸レンズの焦点が石英棒表面から 3mm 離れる位置でレンズを固定した。共振器幅についてはアニーリングが終わった段階での石英棒の直径によって最適な値は異なるが、共振器となる部分が潰れない距離としている。例として、直径を 2.8 mm にした際の共振器幅は 240 mm から 260 mm の間となるように作成した。パワーについては初めアニーリングと同じ 5 W で共振器の形を作った後に、パワーを 4 W に下げて再度同じ 2ヶ所の位置にレーザを照射し表面を滑らかにした。

3.2 評価

3.2.1 評価方法

シリカロッド微小共振器の光学測定は、上カメラ、横カメラ、テーパファイバ、サンプルを載せるステージから構成される 図 3.2 の系で行った。サンプルを載せるステージは 3 軸ステージであるため、テーパとの位置を細かく調節することが可能となっている。シリカロッド微小共振器の場合、テーパファイバとの結合は主に上カメラを用いて行う。これは、シリカロッド微小共振器が石英棒の側面を削って作成されるために横カメラでは共振器本体を確認することが難しいからである。また、シリカロッド微小共振器ではテーパファイバと共振器を接触させて結合させることから、テーパファイバの細い部分を用いると結合損失が大きくなってしまう。これを避けるために、テーパファイバの比較的太い部分を結合に用いている。

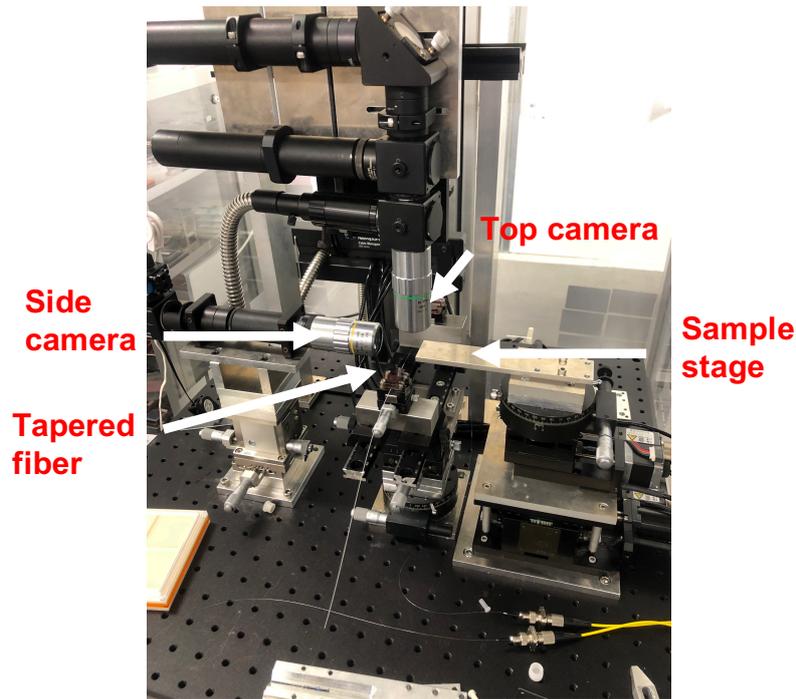


図 3.2 Image of the coupling setup

簡易的な Q 値の測定では 図 3.3 に示す測定セットアップを用いた。この測定では、波長可変レーザから出力された光をテーパファイバを用いてシリカロッド共振器に結合させ、その透過率をパワーメータで測定した。波長可変レーザの波長を掃引することで波長ごとの透過率をグラフに表すことができ、このグラフから共振器の共振周波数、FSR、Q 値を求めることができる。しかし、この系で用いた波長可変レーザの波長掃引速度は 0.5 nm/s が最小であり、パワーメータの応答速度が 100 μ s であることから、取得できるグラフのプロットは 0.5 pm 程度の間隔が最小となる。このプロット間隔において Q 値を測定できるのは $Q = 10^7$ 程度であり、これ以上の Q 値が高い共振器では正確に測定ができない。

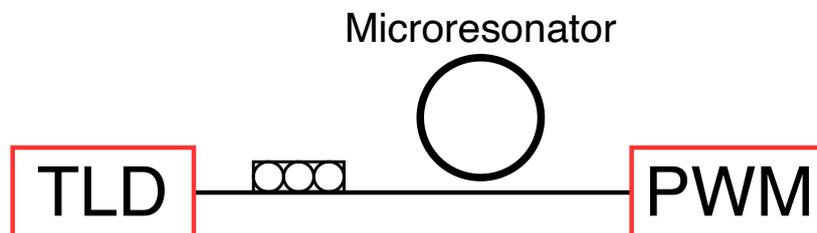


図 3.3 Schematic diagram of the experimental setup for measurement of quality factor.
TLD: tunable laser diode; PWM: power meter.

より高い Q 値を持つ共振器を測定する場合は 図 3.4 の系を用いる。この系ではマッハ

ツェンダー干渉計とオシロスコープを用いることで Q 値の測定を行う。まず測定系について解説する。ファンクションジェネレータと波長可変レーザは BNC 同軸ケーブルを用いて電氣的に接続されており、ファンクションジェネレータから出力される電圧によって波長可変レーザの波長を制御することが可能となる。ファンクションジェネレータから出力される信号はオシロスコープにも接続される。波長可変レーザから出力された光は光ファイバケーブルで 1:99 に分けられ、1 が周波数 20 MHz の正弦波を出力するマッハツェンダー干渉計に、99 が偏波コントローラにそれぞれ入力される。マッハツェンダー干渉計から出力される光はフォトダイオードを用いてオシロスコープに入力される。偏波コントローラに入力された光は共振器に結合され出力された後に光ファイバケーブルで分けられ、パワーメータとフォトダイオードに入力される。このフォトダイオードもオシロスコープに接続されている。

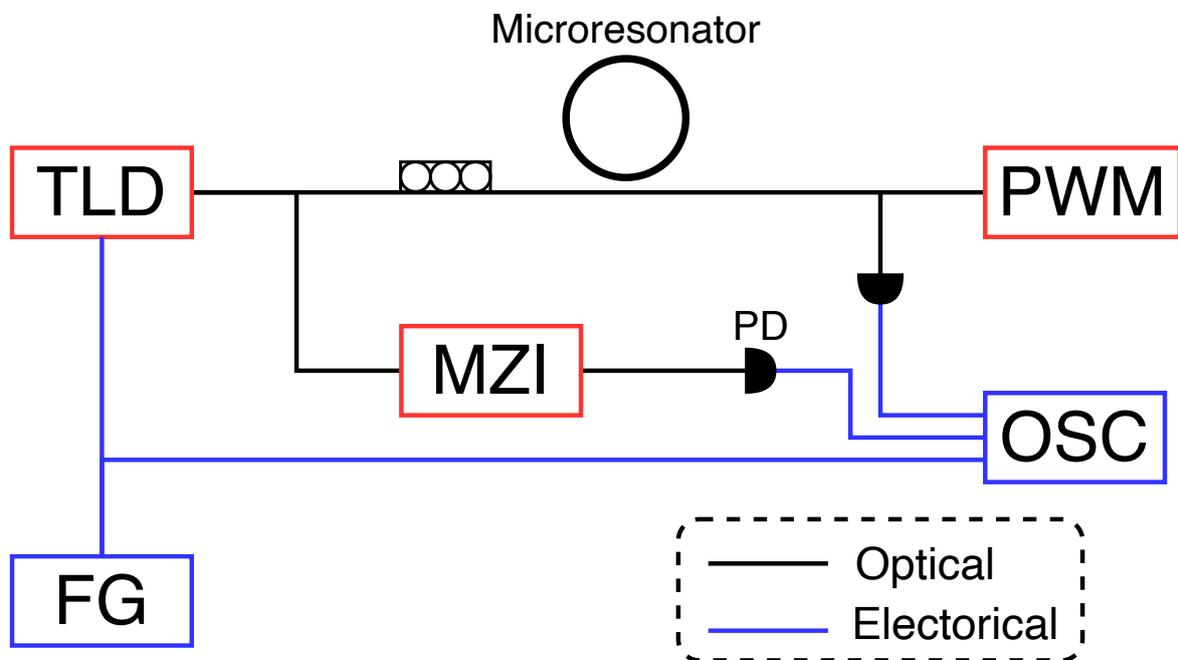


図 3.4 Schematic diagram of the experimental setup for measurement of quality factor. This setup can measure a higher quality factor than the previous one. TLD: tunable laser diode; PWM: power meter; PD: photodiode; MZI: Mach-Zehnder interferometer; FG: function generator; OSC: oscilloscope.

次に測定方法について示す。まず、パワーメータを用いて透過率を測定する。 Q 値の高いモードを発見した場合、そのモードの中心周波数に波長可変レーザの波長を合わせる。その後ファンクションジェネレータを用いて合わせた波長を中心にわずかな間隔で波長の

掃引を行う。この際、オシロスコープ状には、共振器に結合した光の透過スペクトル、マッハツェンダー干渉計による周波数 20 MHz の正弦波信号、ファンクションジェネレータからの三角波の 3 種類の波形が入力されている。オシロスコープのトリガーはファンクションジェネレータからの三角波に合わせる。この状態で先ほど発見したモードがオシロスコープ上で観察できるように波長可変レーザの波長などを調整し、透過スペクトルの半値全幅をマッハツェンダー干渉計による正弦波から導出する。導出した半値全幅をもとに $Q = \omega\tau$ に代入して Q 値を得る。

ここまでの測定方法において、レーザのパワーがあるしきい値より強いと共振周波数の熱シフトが起こり、正確な半値全幅が測定できないため、透過スペクトルがローレンツ型になるようにパワーに気を付ける。

3.2.2 評価結果

作成したシリカロッド微小共振器の Q 値を測定した結果を 図 3.5 に示す。ここで測定したシリカロッド微小共振器は直径 2.8 mm で設計した。その際の作成パラメータは前述した通りである。図 3.5 はパワーメータを用いて測定した透過スペクトルである。本実験では図中点線で囲んだモードに対して Q 値の測定を行った。図 3.5 はオシロスコープによる測定結果である。図中の赤線はローレンツィアンフィッティングの結果である。得た結果よりこのモードにおける共振器の Q 値を計算すると $Q = 1.34 \times 10^8$ と求められた。

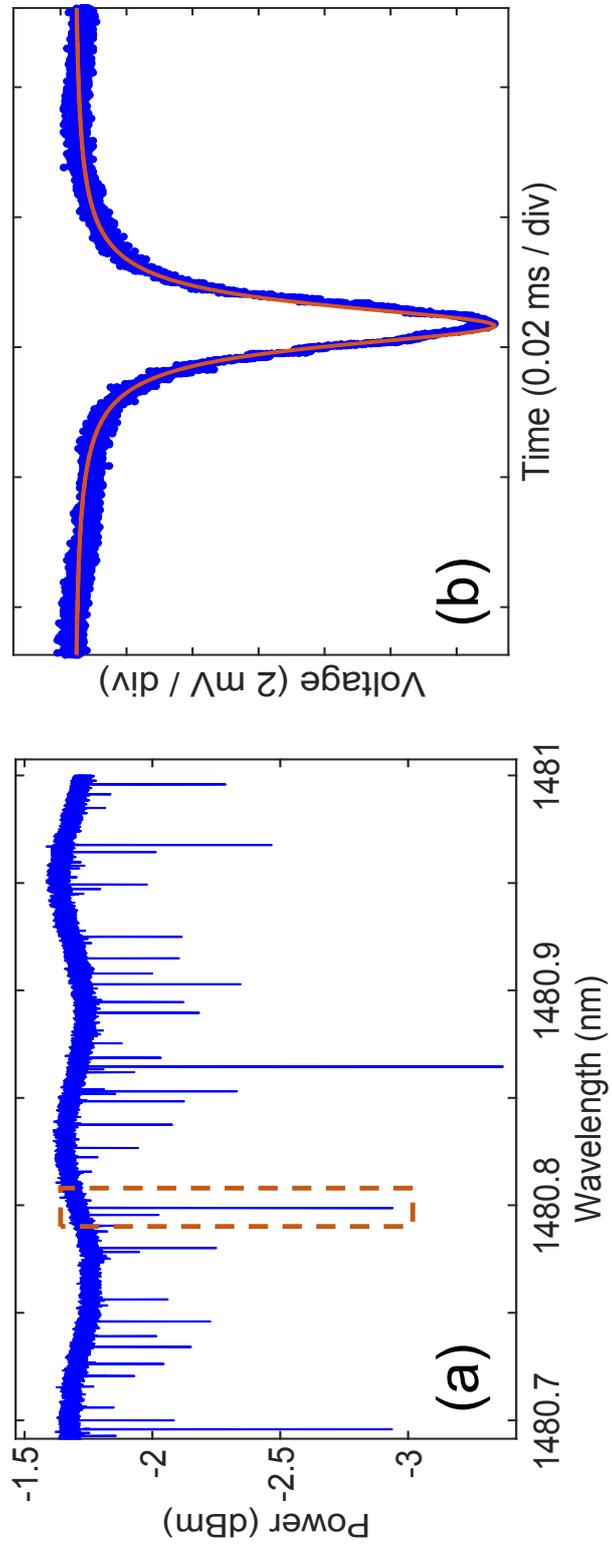


图 3.5 (a) Measured spectrum. (b) Dip measured by oscilloscope. It is fitted with lorentzian.

第 4 部 伝送実験

4.1 伝送実験

4.1.1 実験方法

伝送実験のセットアップは図 4.1のものを用いた。まず実験系について解説する。波長可変レーザから出力された光は S-band アンプに入力され増幅されて出力される。増幅された光は偏波コントローラを通った後に微小共振器に結合される。透過した光は光ファイバカップラで 0.1:0.9:99 に分けられ、0.1 がパワーメータに、0.9 がスペクトラムアナライザに、99 がバンドパスフィルタに入力される。バンドパスフィルタから出力された光は L-band アンプで増幅され、偏波コントローラを通して、別のバンドパスフィルタに入力される。バンドパスフィルタから出力された光は光ファイバカップラで 1:99 に分けられ、1 がスペクトラムアナライザに、99 が強度変調器に入力される。強度変調器によって変調された光は可変光アッテネータを通った後、直接 (Back to Back; B2B) もしくは 40 km のファイバを通してトランシーバに入力される。強度変調器はパルスパターンジェネレータによって制御されている。

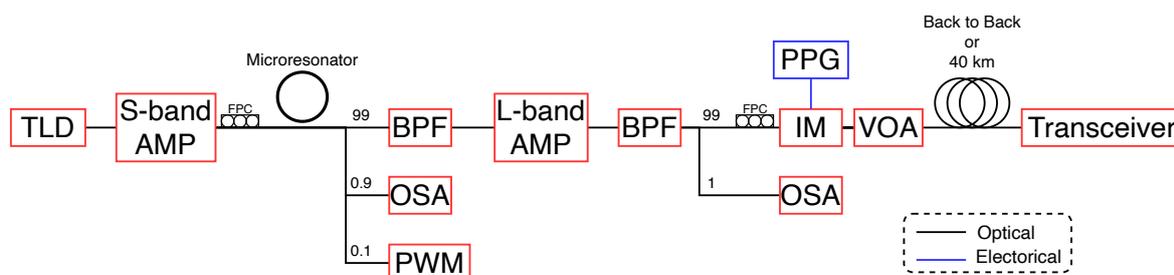


図 4.1 Schematic diagram of the experimental setup for transmission experience. TLD: tunable laser diode; BPF: band pass filter; OSA: optical spectrum analyzer; PWM: power meter; IM: intensity modulator; VOA: valuable optical attenuator; PPG: pulse pattern generator;

表 4.1 The using equipments in experiment

Equipments	Model(Manufacturer)
TLD	TSL-710 (Santec)
S-band AMP	AMP-FL8211-SB-20(FiberLabs)
BPF1	BVF-300CL (Alnair)
BPF2	XTA-50 (yenista)
OSA1	AQ6375B (YOKOGAWA)
OSA2	AQ6370D (YOKOGAWA)
PWM	8163B (Agilent)
IM	MXAN-LN-10 (Photline)
VOA	DA-100-SCU-1550-8/125-P-50 (OZ OPTICS)
PPG	D3186 (Advantest)
Transceiver	HTG-SFP-SMA(HiTech Global)

次に測定の手順を示す。まずラマンコムを発生させる。初めに一つ目のスペクトラムアナライザを確認しながら S-band アンプのレーザダイオード ch1 の励起電流を 900 mA まで大きくした。この際、L-band アンプの増幅はオフにしておく。S-band アンプから出力される光は強いので、スペクトラムアナライザおよびパワーメータの最大入力パワーに気を付ける。最大入力パワーを超えそうな場合には直前にアッテネータを挟む。S-band アンプの利得を大きくした後に、1480-1481 nm で波長可変レーザの波長を掃引した。非線形光学効果が起きている場合、共振周波数がシフトするため、パワーメータで確認できるグラフはノコギリ波のようになる。この中で使うモードを選び、その付近に波長可変レーザの掃引波長を調整する。波長可変レーザの波長を短波長側から長波長側に移動する際、スペクトラムアナライザでラマンコムが確認できるため、その点で波長を固定する。本実験では 1480.6 nm に固定した。

次にラマンコムの中から伝送に用いるコムを 1 本選び切り出す。まず、L-band アンプの増幅をオンにする。この時点では利得は大きくせず、励起電流を 50 mA 程度とした。さらに、一つ目のスペクトラムアナライザを確認し、コムのパワーが大きいものを選び、二つ目のスペクトラムアナライザを確認しながら 2 つのバンドパスフィルタを用いてコムを切り出す。本実験では 1570.9 nm のコムを切り出した。コムを 1 本切り出した後、二つ目のスペクトラムアナライザおよびトランシーバの最大入力パワーに気をつけながらコムパワーが 10 dBm になるまで L-band アンプの利得を大きくする。最後に 2 つのバンドパスフィルタを調整してコムを整形する。

コムを切り出した後、切り出したコムを用いて伝送を行う。まず切り出したコムに 5 GHz で強度変調をかける。強度変調のパターンはパルスパターンジェネレータによって制御される。強度変調されたコムは可変光アッテネータを通り、B2B または 40 km のファイバを通してトランシーバに入力される。B2B か 40 km かはスイッチによって切り替えられる。最後にトランシーバを用いてアイパターンおよびビットエラーレート (bit error rate; BER) の測定を行った。

本実験では微小共振器にシリカ微小球共振器を用いた。

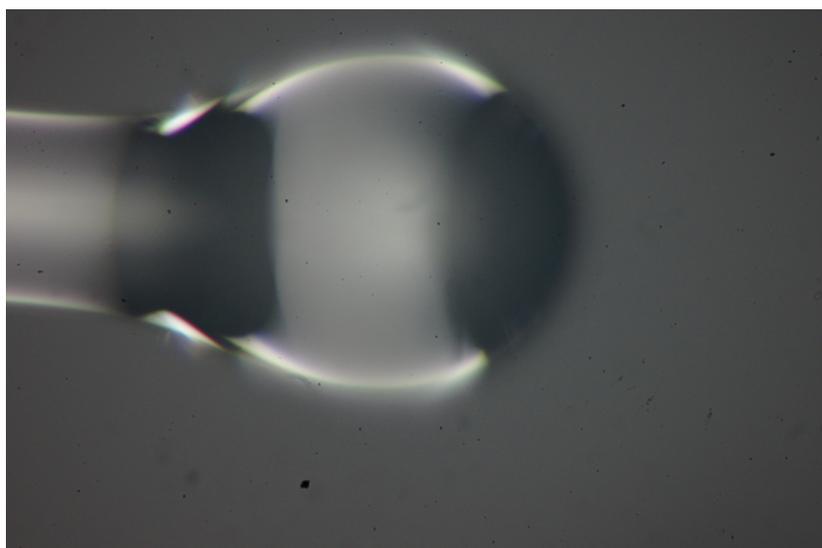


図 4.2 Image of a microsphere.

4.1.2 実験結果

発生させたラマンコム全体のスペクトルを 図 4.3(a) に示す。先述したとおりこの際のポンプレーザの波長は 1480.6 nm であった。1560 nm から 1610 nm までラマンコムが発生していることがわかる。ポンプ光の周りに見えるコムは 4 光波混合が起こっていることを表している。透過してきたポンプ光のパワーは 14 dBm でラマンコムの最大のパワーは -10 dBm となっている。切り出すコムはこの最大のパワーを持つものである 1570.9 nm のものを選んだ。切り出し後のスペクトルを 図 4.3(b) に示す。切り出し後のコムのパワーは 10 dBm となっている。

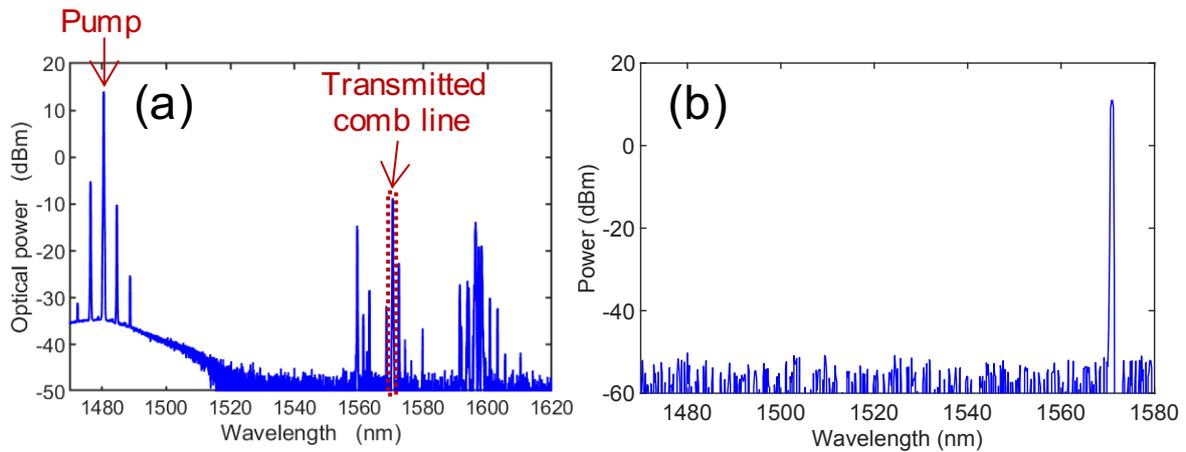


図 4.3 Measured spectrum. (a)After a microresonator. (b)Transmitted comb line.

切り出したコムを用いて伝送を行った結果を図 4.4に示す。図 4.4(a)においてビットエラーレートが激しく上下していることが確認できる。本実験ではフィードバック制御などの安定化を積極的には行っていない。ビットエラーレートの測定には一定の時間がかかり、その間にコムの特性が変動してしまったためにこの変動が発生したと考えられる。一方で、ビットエラーレートが 3.5×10^{-6} まで下がっていることが確認できるため、ラマンコムが安定化された場合、ビットエラーレートの小さい光コム光源として利用できる可能性がある。図 4.4(b), (c)のアイパターンについては目が開いていることが確認できる。しかし、目の中にいくつかの点が入っていることが確認できた。これらの点はラマンコムの揺らぎから来ていると考えられる。アイパターンからも、ラマンコムを伝送に用いる上での安定化が必要であることがわかる。

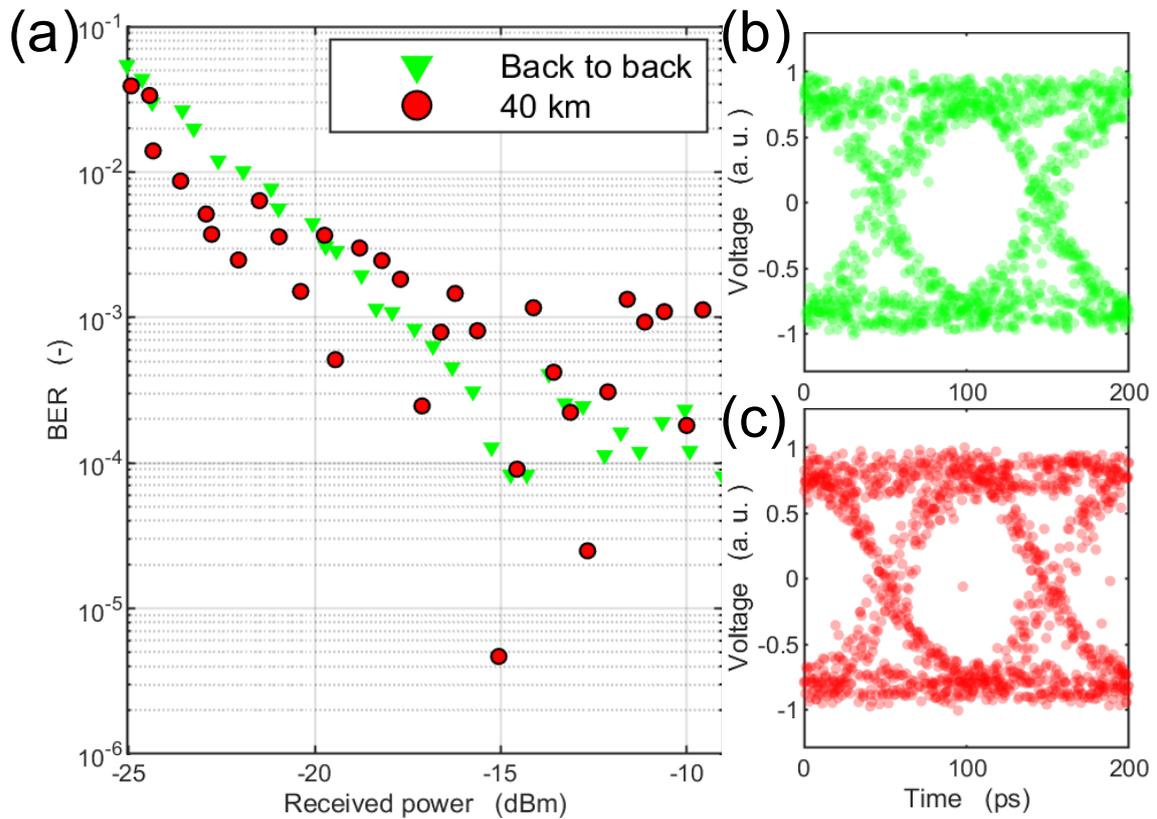


図 4.4 Results of transmission experience. (a) Measured BER. (b), (c) Corresponding eye diagrams for back to back and 40 km, respectively

4.2 RIN 測定

ラマンコム強度ノイズを確かめるために相対強度ノイズ (relative intensity noise; RIN) を測定した。これは、レーザ光における光強度の時間的揺らぎを平均光パワーにより正規化したものである。通信用レーザの RIN が大きいと S/N 比の低下や BER の増加によりシステム性能が低下する。

$$\text{RIN} = \frac{\langle \Delta P^2 \rangle}{\langle P^2 \rangle} [\text{dB/Hz}] \quad (4.1)$$

$\langle \Delta P^2 \rangle$ は各周波数におけるレーザ光の光強度ノイズ平均、 $\langle P^2 \rangle$ は平均光パワーを表す。

4.2.1 実験方法

実験セットアップを図 4.5 に示す。ラマンコムが発生の方法や装置は伝送実験と同様である。切り出したコムを RIN 測定システムに入射し測定を行なった。

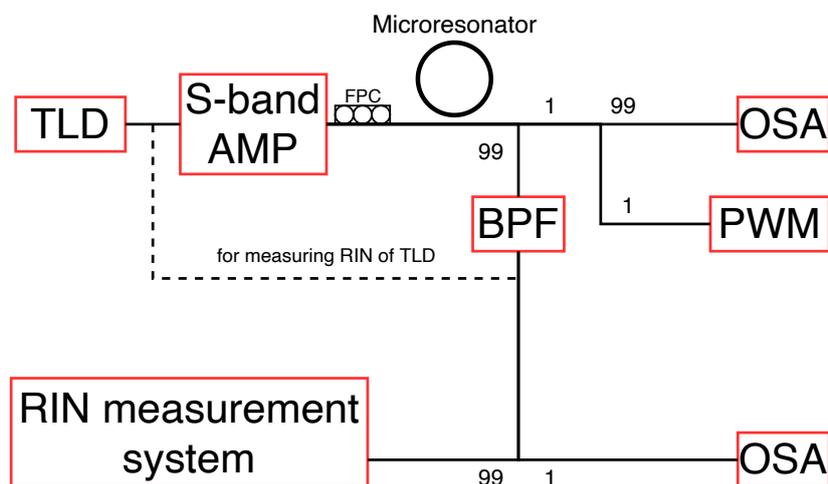


図 4.5 Schematic diagram of the experimental setup for RIN measurement. TLD: tunable laser diode; BPF: band pass filter; OSA: optical spectrum analyzer; PWM: power meter; FPC: fiber polarization controller.

4.2.2 実験結果

RIN 測定の結果を図 4.6 に示す。参照用として測定したレーザの RIN からおよそ 5 dB RIN が大きくなっている。

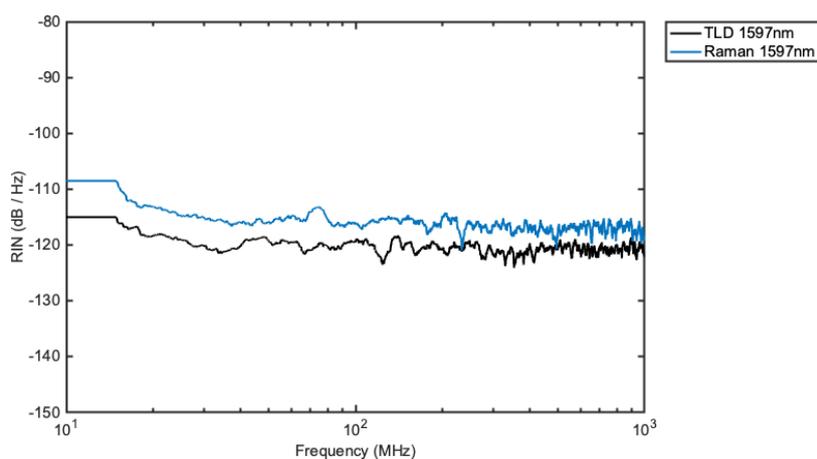


図 4.6 Results of RIN measurement.

4.3 線幅測定

4.3.1 実験方法

ラマンコムの線幅を自己ヘテロダイン法を用いて測定を行なった。実験セットアップを図 4.7に示す。ラマンコムの発生の方法や装置は伝送実験と同様である。

切り出したコムを 2 本のファイバに 1:1 カプラを用いて分割し、片方を AOM を用いて 40 MHz で変調し、もう片方を 2km のファイバを通した。その後、2つの光を合わせフォトダイオードで検出し電気スペクトラムアナライザを用いて線幅を測定した。

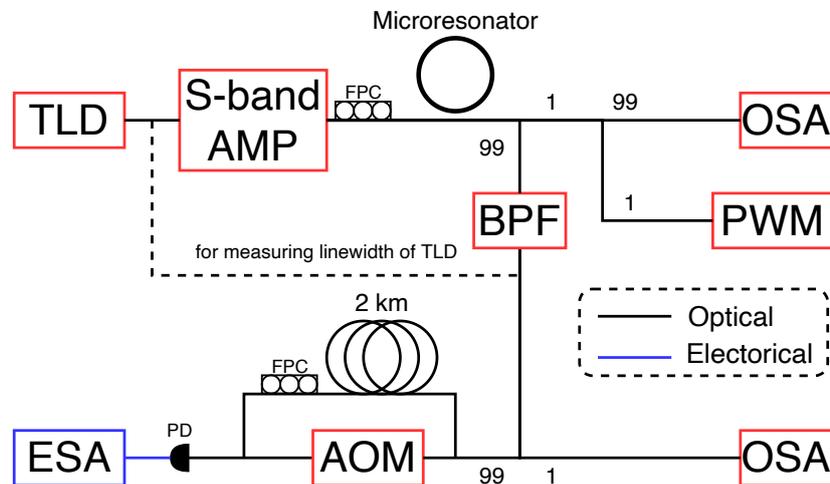


図 4.7 Schematic diagram of the experimental setup for linewidth measurement. TLD: tunable laser diode; BPF: band pass filter; OSA: optical spectrum analyzer; PWM: power meter; FPC: fiber polarization controller; AOM: acousto-optical modulator; PD: photo detector; ESA: electric spectrum analyzer.

表 4.2 The using equipments in experiment

Equipments	Model(manufacturer)
AOM	T-M040-0,5C8J-3-F2P (Gooch & Housego)
ESA	R3265A(Advantest)

4.3.2 実験結果

測定したスペクトルを図 4.8に示す。ラマンcombの線幅は 133 kHz となっており、元のレーザの線幅 66 kHz と比較するとおよそ 2 倍となっていることが確認できた。

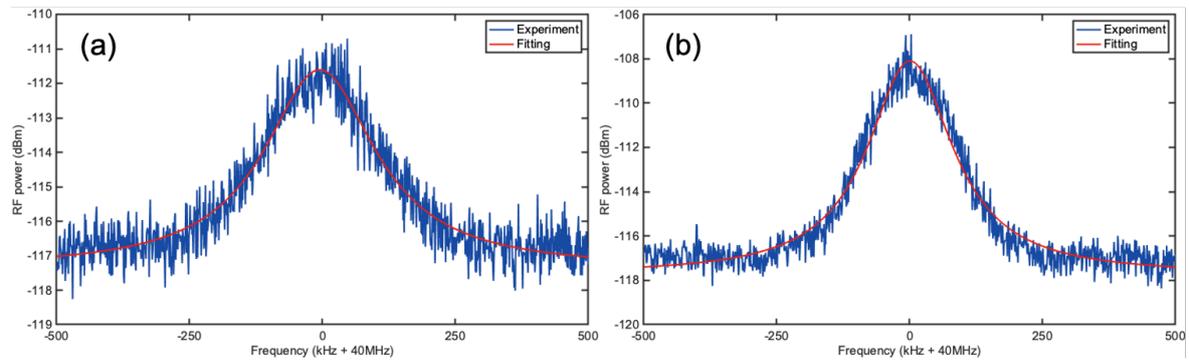


図 4.8 Results of linewidth measurement. (a)Raman comb. 3 dB linewidth = 133 kHz.
(b)TSL. 3 dB linewidth = 66 kHz

第 5 部 結論

シリカロッド微小共振器の作成について

本研究ではシリカロッド微小共振器の作成および性能評価を行った。作成は CO₂ レーザを用いて石英棒を溶融することで行われた。その際の作成パラメータについて、シリカロッドの作成では、レーザパワー、レンズ焦点の位置、照射時間、共振器幅など非常に多くのパラメータがあり最適なパラメータを決定するために時間を要したが、結果的に $Q = 10^8$ を超える高 Q 値の共振器を安定して作成できるようになった。

しかし、作成したシリカロッド微小共振器では目的であるラマンコムが発生が確認できていないため、シリカロッド微小共振器を用いてラマンコムを安定的に発生させることを今後の課題としたい。

ラマンコム伝送実験について

微小球共振器を用いて発生させたラマンコムを利用して伝送実験を行い、ラマンコム伝送への可能性を確認することができた。また、RIN 測定を用いてラマンコムのノイズ測定を行い、強度ノイズについては小さいことが確認できた。一方で、線幅については非常に広がっており、デジタルコヒーレント通信への応用には線幅の改善が必要である。今回発生させたラマンコムではフィードバック制御などの安定化を一切行わなかったため、安定化がどれほど可能か調べる必要があると考える。そのため、現状でラマンコムがどのような挙動を示すのかを調べる必要がある。よってこれからの課題としてラマンコムの挙動をより詳細に調べることを目標としたい。

参考文献

- [1] Del’Haye, P. *et al.* Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator. *Nature* **450**, 1214–1217 (2007).
- [2] Chu, S. T. *et al.* Eight-channel add-drop filter using vertically coupled microring resonators over a cross grid. *IEEE Photonics Technology Letters* **11**, 691–693 (1999).
- [3] Kippenberg, T. J., Kalkman, J., Polman, A. & Vahala, K. J. Demonstration of an erbium-doped microdisk laser on a silicon chip. *Physical Review A* **74**, 051802 (2006).
- [4] Wang, C. *et al.* Monolithic lithium niobate photonic circuits for Kerr frequency comb generation and modulation. *Nature Communications* **10**, 1–6 (2019).
- [5] Del’Haye, P., Diddams, S. A. & Papp, S. B. Laser-machined ultra-high-Q microrod resonators for nonlinear optics. *Applied Physics Letters* **102** (2013).
- [6] Liang, W. *et al.* Generation of near-infrared frequency combs from a MgF₂ whispering gallery mode resonator. *Optics Letters* **36**, 2290 (2011).
- [7] Grudinin, I. S., Yu, N. & Maleki, L. Generation of optical frequency combs with a CaF₂ resonator. *Optics Letters* **34**, 878 (2009).
- [8] Levy, J. S. *et al.* CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects. *Nature Photonics* **4**, 37–40 (2010).
- [9] Chiasera, A. *et al.* Spherical whispering-gallery-mode microresonators. *Laser and Photonics Reviews* **4**, 457–482 (2010).
- [10] Lu, X., Lee, J. Y., Feng, P. X. & Lin, Q. High Q silicon carbide microdisk resonator. *Applied Physics Letters* **104** (2014).
- [11] Ma, J., Jiang, X. & Xiao, M. Kerr frequency combs in large-size, ultra-high-Q toroid microcavities with low repetition rates [Invited]. *Photonics Research* **5**, B54 (2017).
- [12] Pfeifle, J. *et al.* Coherent terabit communications with microresonator Kerr frequency combs. *Nature Photonics* **8**, 375–380 (2014).
- [13] Udem, T., Reichert, J., Holzwarth, R. & Hänsch, T. W. Absolute optical frequency measurement of the cesium D1 line with a mode-locked laser. *Physical Review Letters* **82**, 3568–3571 (1999).
- [14] Holzwarth, R. *et al.* Optical Frequency Synthesizer for Precision Spectroscopy. *Physical Review Letters* **85**, 2264–2267 (2000).
- [15] Coddington, I., Swann, W. C., Nenadovic, L. & Newbury, N. R. Rapid and precise absolute distance measurements at long range. *Nature Photonics* **3**, 351–356 (2009).

- [16] Kippenberg, T. J., Holzwarth, R. & Diddams, S. A. Microresonator-Based Optical Frequency Combs. *Science* **332**, 555–559 (2011).
- [17] Ye, J. *et al.* Delivery of high-stability optical and microwave frequency standards over an optical fiber network. *Journal of the Optical Society of America B* **20**, 1459 (2003).
- [18] Herr, T. *et al.* Universal formation dynamics and noise of Kerr-frequency combs in microresonators. *Nature Photonics* **6**, 480–487 (2012).
- [19] Hasegawa, A. & Tappert, F. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. II. Normal dispersion. *Applied Physics Letters* **23**, 171–172 (1973).
- [20] Herr, T. *et al.* Temporal solitons in optical microresonators. *Nature Photonics* **8**, 145–152 (2014).
- [21] Stone, J. R. *et al.* Thermal and Nonlinear Dissipative-Soliton Dynamics in Kerr-Microresonator Frequency Combs. *Physical Review Letters* **121**, 1–6 (2018).
- [22] Guo, H. *et al.* Universal dynamics and deterministic switching of dissipative Kerr solitons in optical microresonators. *Nature Physics* **13**, 94–102 (2017).
- [23] Yi, X., Yang, Q.-F., Youl Yang, K. & Vahala, K. Active capture and stabilization of temporal solitons in microresonators. *Optics Letters* **41**, 2037 (2016).
- [24] Zhang, S. *et al.* Sub-milliwatt-level microresonator solitons with extended access range using an auxiliary laser. *Optica* **6**, 206 (2019).
- [25] Marin-Palomo, P. *et al.* Microresonator-based solitons for massively parallel coherent optical communications. *Nature* **546**, 274–279 (2017).
- [26] Suh, M.-G., Yang, Q.-F., Yang, K. Y., Yi, X. & Vahala, K. J. Microresonator soliton dual-comb spectroscopy. *Science* **354**, 600–603 (2016).
- [27] Trocha, P. *et al.* Ultrafast optical ranging using microresonator soliton frequency combs. *Science* **359**, 887–891 (2018).
- [28] Suh, M. G. *et al.* Searching for exoplanets using a microresonator astrocomb. *Nature Photonics* **13**, 25–30 (2019).
- [29] Hollenbeck, D. & Cantrell, C. D. Multiple-vibrational-mode model for fiber-optic Raman gain spectrum and response function. *Journal of the Optical Society of America B* **19**, 2886 (2002).
- [30] Spillane, S. M., Kippenberg, T. J. & Vahala, K. J. Ultralow-threshold Raman laser using a spherical dielectric microcavity. *Nature* **415**, 621–623 (2002).
- [31] Okawachi, Y. *et al.* Competition between Raman and Kerr effects in microresonator comb generation. *arXiv* **42**, 2786–2789 (2017).

- [32] Suzuki, R., Kubota, A., Hori, A., Fujii, S. & Tanabe, T. Broadband gain induced Raman comb formation in a silica microresonator. *Journal of the Optical Society of America B* **35**, 933 (2018).
- [33] Gorodetsky, M. L., Pryamikov, A. D. & Ilchenko, V. S. Rayleigh scattering in high-Q microspheres. *Journal of the Optical Society of America B* **17**, 1051 (2000).