

# 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モード共振器 . . . . .	6
1.2.3	シリカロッド微小共振器 . . . . .	8
1.3	光周波数コム	11
1.4	微小共振器における光コム	13
1.4.1	光 Kerr コムとは . . . . .	13
1.4.2	誘導ラマン散乱 . . . . .	16
1.5	本研究の目的	20
第 2 部	微小光共振器	20
2.1	共振器理論	21
2.1.1	ファブリペロー型共振器 . . . . .	21
2.1.2	微小共振器の $Q$ 値 . . . . .	24
2.2	微小光共振器と導波路の光結合	26
2.2.1	結合モード理論 (Coupled Mode Theory) . . . . .	26
2.2.2	微小共振器と導波路の結合 . . . . .	30
2.2.3	テーパファイバ . . . . .	31
第 3 部	シリカを用いた微小光共振器の作製と評価	34
3.1	シリカロッド微小共振器作製	34

3.1.1	作成方法 . . . . .	34
3.1.2	作製した共振器 . . . . .	39
3.2	テーパファイバの作成方法	41
3.2.1	マイクロトーチを用いたテーパファイバ . . . . .	41
3.2.2	セラミックヒータを用いたテーパファイバ . . . . .	43
3.2.3	ファイバ径と装置のパラメータ . . . . .	45
3.3	共振器の評価	47
3.3.1	測定方法 . . . . .	47
3.3.2	テーパファイバと共振器の結合 . . . . .	50
3.3.3	測定結果 . . . . .	50
3.3.4	結合距離の依存性 . . . . .	52
<b>第 4 部 非線形光学効果観測</b>		<b>53</b>
4.1	3 次非線形光学効果の理論	53
4.1.1	非線形光学効果 . . . . .	53
4.1.2	光 Kerr コム . . . . .	56
4.2	光 Kerr コムの発生	58
4.2.1	実験方法 . . . . .	58
4.2.2	実験結果 . . . . .	59
<b>第 5 部 モードロックファイバレーザの構築</b>		<b>61</b>
5.1	非線形偏波回転によるファイバレーザ	61
5.1.1	原理 . . . . .	61
5.1.2	作成手順 . . . . .	61
<b>第 6 部 誘導ラマン散乱によるラマンコムの特性評価</b>		<b>65</b>
6.1	誘導ラマン散乱	65

6.2 測定結果 66

第 7 部 結論 71

## 第 1 部

# 序論

### 1.1 はじめに

「光」に対する研究の歴史は古く、その発端は紀元前にまで遡る。古代ギリシアの数学者・天文学者である Euclid (BC330-BC275 頃) は光の直進性や反射性を書物にまとめている。17 世紀になると Isaac Newton(1643-1727) がプリズムを用いた実験により、白色光が様々な単色光の混合によるものであることを発見した。さらに彼は論文中で「光の粒子説」を唱えている。一方でオランダの数学・物理学・天文学者である Cristiaan Huygens(1629-1695) は「光の波動説」を用いた光の反射、屈折の現象を説明した。19 世紀にはいるとイギリスの物理学者 Thomas Young(1773-1829) が点光源から放射された光が二つのスリットを通ると適当な位置のスクリーンに干渉縞が観測される実験（ヤングの実験）を行うことで「光の波動説」を実験的に裏付けた。さらに同じくイギリスの物理学者 James Clerk Maxwell(1831-1879) が現在の電磁気学の基礎となるマクスウェル方程式を導いた。さらに電磁波の存在を論理的に予想し、光は電磁波の一種であると理解されるようになったため、光が波動であるという認識が優位に立つようになった。しかしドイツの物理学者 Heinrich Rudolf Hertz(1857-1894) が光電効果を発見したが、「光の波動説」ではこの現象を説明できなかったため問題となっていた。その後の 1905 年に Albert Einstein(1879-1955) が光電効果を説明するために光のエネルギーの量子である光子の存在を仮定した（光量子仮説）。この光の粒子性という概念は後の量子論を確立するための大きな貢献となったことは言うまでもない。その後 Einstein は誘導放出を提唱しており、この理論がレーザーの誕生に大きく貢献することとなる。1954 年にレーザーの先駆けとなるメーザ (maser:microwave amplification by stimulated emission of radiation) がアメリカの Charles Hard Town(1915-2015) によって実現された<sup>[1]</sup>。その 6 年後にレーザー (laser:light amplification by stimulated emission of radiation) が Theodore Maiman によって発明された。このときのレーザーは固体ルビーを用いた可視光ルビーレーザーであった<sup>[2]</sup>。レーザーは CD・DVD 等の読み取り、書き込みやレーザーポインターなど日常生活だけでなく医療現場や光通信、材料加工、測定、物理定数の定義などにも応用されており、我々の生活を豊かにしていると言えるだろう。近年では光通信の分野において非線形光学効果を利用しようとする試みが盛んになっている。本研究では安価かつ小型で省エネに非線形光学効果を起こすことが可能な微小共振器を扱う。微小共振器を用いた研究の応用例

としては光周波数コム発生や高繰り返しパルス発生などがあげられ、微小共振器は新たな光源の可能性を秘めている。

## 1.2 光共振器

### 1.2.1 光共振器とは

共振とは、ある周期で振動する振動体に外部から同じ周期の振動が伝わると振動体の振動が増幅されるという現象である。例として、バイオリンなどの弦楽器が挙げられる。バイオリンは胴体が弦の振動に共振することで音の響きを増幅している。光についても同様に共振が見られる。この光学系を光共振器と呼び、典型的なものとしてファブリ・ペロー型共振器がある。この光共振器は二つの反射率の高い平面鏡によって構成される。簡単に光共振器の原理を説明する。この共振器内にある波長の光が入ったとする。この光の内、共振条件（平面鏡間の往復分の光路長が波長の整数倍となる条件）を満たす光は二つの平面鏡間に閉じ込められ、往復し続ける過程で干渉によって光の振幅が増幅される。上述した共振条件から共振しうる波長は複数あることがわかる。これら共振条件を満たす複数波長の一連の光を共振器の縦モードと呼び、隣接する縦モード波長間隔を自由スペクトル領域 (FSR; free spectral range) という。共振器内の光を操作、変調するために利得媒質、過飽和吸収体、分散補償鏡などの光学素子がファブリ・ペロー型共振器内に導入されている。ファブリ・ペロー型共振器の他に導波路型リング共振器が挙げられる。リング共振器は光が共振を起こすリング構造部分と光を入出力する導波路部分から構成される。このリング共振器の一つとして後述するウィスパリングギャラリーモードがある。

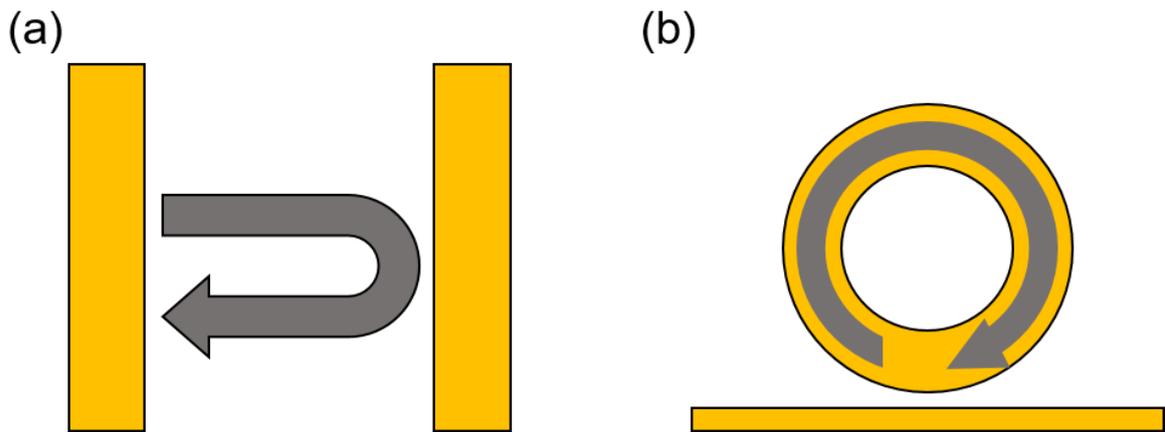


Fig. 1.1. Illustration of the optical resonator.(a)Fabry-Perot resonator.(b)ring resonator.

### 1.2.2 ウィスパリングギャラリーモード共振器

リング共振器の一つとしてウィスパリングギャラリーモード (WGM:whispering gallery mode) 共振器がある。ウィスパリングギャラリー（ささやきの回廊）とは音が凹曲面に沿って反射を繰り返すことで距離の離れた場所にも音が届くという現象であり、この現象が観測できる有名な建造物としてロンドンのセント・ポール大聖堂、日本では神戸国際会館の円形庭園がある。ウィスパリングギャラリーが起こる条件として建物が平均的に見てきれいな円形をしていることにある。この現象は、1912年イギリスの物理学者であるレイリー卿；John William Strutt(1842-1919)によって発見された。



Fig. 1.2. (a)An acoustic whispering gallery in St Paul's Cathedral.(b)Illustration of whispering gallery mode.

ウィスパリングギャラリーモードは上述した波の伝わり方を指し、音波だけでなく光波でも起こりうる。光の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。WGM 共振器の共振波長  $\lambda$  は以下の式であらわされる。

$$2\pi R = \lambda \cdot l \quad (l = 1, 2, 3, \dots) \quad (1.2.1)$$

本研究で用いる微小共振器は周囲の材料よりも高い屈折率を持つ誘電体材料にウィスパリングギャラリーの理論で光を閉じ込める。誘電材料には 2 次の非線形光学効果の起こる媒質と 3 次の非線形光学効果が起こる媒質が用いられており、2 次の非線形媒質の例としては  $\text{LiNbO}_3$  が、3 次の非線形媒質の例としてはシリカ ( $\text{SiO}_2$ )、フッ化マグネシウム ( $\text{MgF}_2$ )、フッ化カルシウム ( $\text{CaF}_2$ ) などが挙げられる。また、微小共振器の種類も様々であり、微小球共振器<sup>[3]</sup>、ディスク共振器<sup>[4]</sup>、トロイド共振器<sup>[5]</sup>、ロッド共振器<sup>[6][7]</sup> などがある。共振器の性能を示す指標として  $Q$  値 (quality factor) がある。 $Q$  値はどれだけ長い時間光を共振器内に閉じ込められるかを表す。一般的に WGM 共振器の  $Q$  値は非常に高い値をとることがわかっている。さらに共振器サイズが小さいことにより、光をとて狭い領域に長時間閉じ込めることができる。これによって共振器内で光と物質の相互作用を効率的に高められ、非線形光学効果を発生させることを可能にしている。この特徴から微小共振器は、周波数コム発生<sup>[8][9]</sup>、光周波数フィルタ<sup>[10]</sup>、レーザ光源<sup>[4][11]</sup> など様々な研究に応用されている。

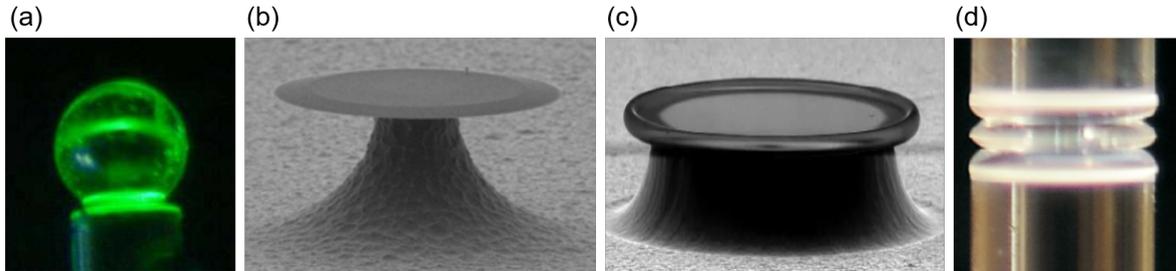


Fig. 1.3. Shape of various types of microresonator. (a) microsphere [A. Chiasera, *etal.*, *Laser. Photonics. Rev.* **4**, 457 - 482 (2010).] (b) microdisk [S. L. McCall, *etal.*, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 289 - 291 (1992).] (c) microtoroid [D. K. Armani, *etal.*, *Nature* **421**, 925 - 928 (2003).] (d) microrod [S. B. Papp, *etal.*, *Phys. Rev. X* **3**, 031003 (2013).]

### 1.2.3 シリカロッド微小共振器

本研究は先ほど述べた微小共振器のうち、シリカを材料としたロッド共振器に関するものである。シリカロッド共振器は 2013 年にイギリス国立物理学研究所の Pascal Del' Haye によって提案された。この共振器は  $CO_2$  レーザを市販の石英棒に照射し、その熱で表面を溶かすことにより作製できるというコスト面で比較的安価であり、クリーンルームなどで行う必要はないため環境を選ばず、作成手順シンプルかつ短時間で作製できるという特徴を持つ。さらに共振器のサイズが作製の過程で数百  $\mu\text{m}$  から数 mm と幅広く選択でき、共振器の曲率半径も制御することができることに加え、非常に高い  $Q$  値を得ることができるという利点を持っている。共振器サイズが選択できるため、共振器の共振周波数も数 GHz から数百 GHz の間で自由に制御することができる。シリカロッド共振器を用いた研究の例としては、機械的な圧力によって Kerr コムの周波数間隔の安定化<sup>[12]</sup>や、CW(clockwise)・CCW(counter clockwise) 光の自発的対称性の破れ<sup>[13]</sup>、誘導ラマン散乱によるコム（ラマンコム）形成に関する研究<sup>[14]</sup>などが行われてきた。

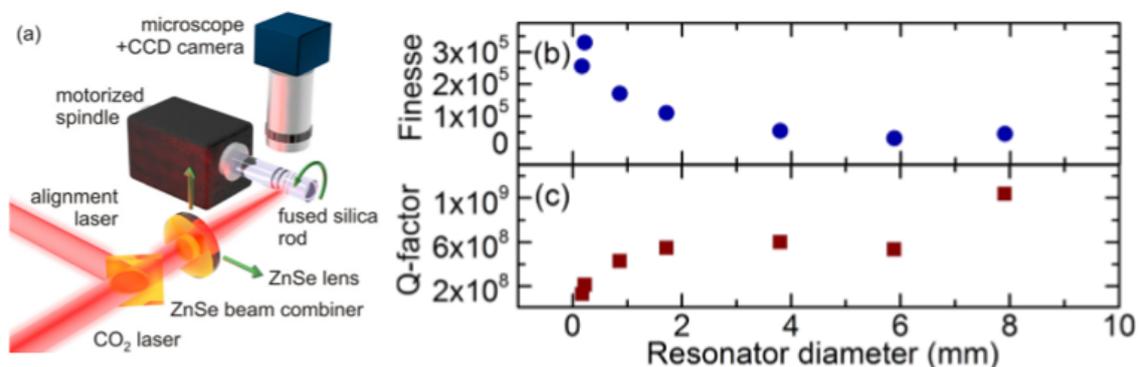


Fig. 1.4. (a) Setup for fabrication of ultra-high-Q microrod resonators. (b),(c) Reference value of finesse and optical quality factors of the resonators. [P. Del' Haye, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **102**, 221119 (2013).]

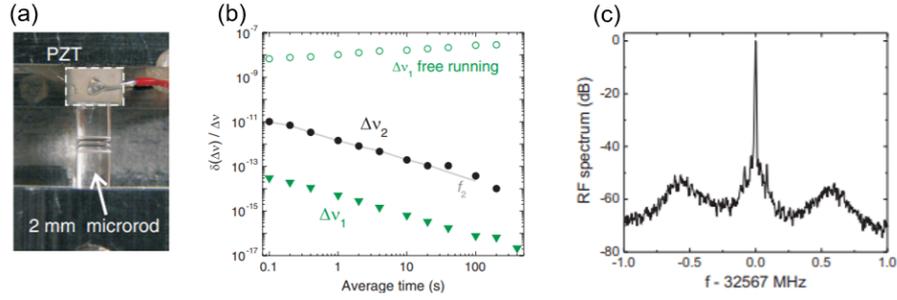


Fig. 1.5. (a)Control apparatus.(b)Line-spacing Allan deviation versus averaging time for (triangles) stabilized residual( $\Delta\nu_1$  and  $\Delta\nu_2$  are the comb line space).(c)RF spectra with 3 kHz resolution bandwidth of photodetected line-spacing signal while mechanical stabilization is activated.[S. B. Papp,*et al.*,*Phys. Rev.X* **3**, 031003 (2013).]

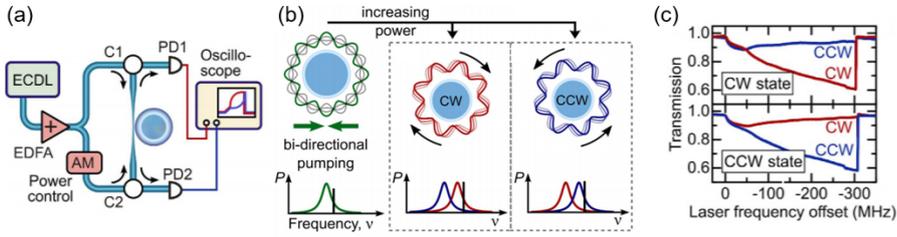


Fig. 1.6. (a)Schematic of the setup.(b)When increasing the power, the system collapses either into state with CW light or state with CCW light.(c)Transmission vs. laser frequency measured on two consecutive laser sweeps across the resonance with equal powers of 80 mW launched in each counter-propagating direction.[L. Del Bino,*et al.*,*Sci.Rep.* **7**, 43142 (2017).]

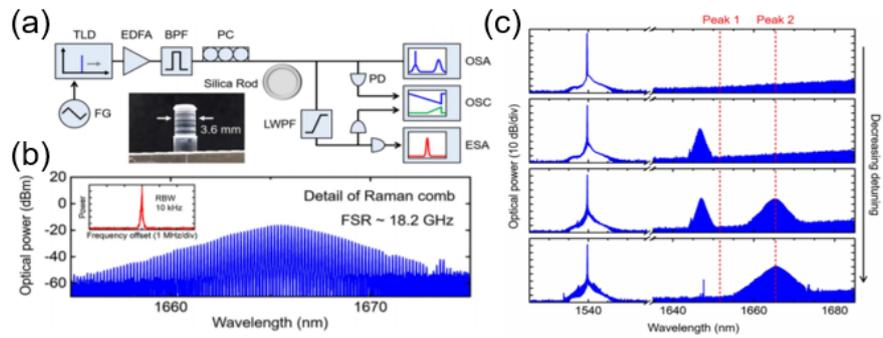


Fig. 1.7. (a) Experimental setup for Raman comb generation. (b) The generated Raman comb had a smooth spectral envelope whose center wavelength corresponded to Peak 2. The inset shows the beat note signal measured by detecting the generated Raman comb. (c) Raman comb formation while decreasing the detuning between pump and resonance frequencies. [R. Suzuki, *et al.*, J. Opt. Soc. Am. B 35, 933-938 (2018)]

### 1.3 光周波数コム

光周波数コムとは周波数軸上で互いにコヒーレントで等間隔に並んだスペクトル線を複数持つレーザ光のことである。周波数軸上で観測できる形状が櫛上であることから周波数コムと呼ばれる。超短パルスレーザ発生方法として用いられてきたモード同期レーザが、周波数軸上での等間隔なモード列を光周波数の精密な「ものさし」として用いられたのは1999年のことであった<sup>[15]</sup>。この「ものさし」は従来の大掛かりな周波数測定システム<sup>[16]</sup>を覆す革命的な発見であった。現在は、周波数測定だけでなく、精密な測長用光源や分光測定用光源など様々な応用がなされている。光周波数コムは超短パルスレーザ発生方法によって発生するので時間軸上では当然極めて短いパルスの列として観測されるが、そのパルスの繰り返し周波数  $f_{\text{rep}}$  はコムの線の間隔である自由スペクトル領域 (FSR) で決められる。また、Fig.1.8. で発振モードを  $f_{\text{rep}}$  間隔で周波数 0 に向かって外挿していったときの余りの周波数をキャリアエンベロープオフセット周波数  $f_{\text{ceo}}$  と呼ぶ。パルスの位相は共振器内の分散によって1パルスごとに  $\Delta\phi$  だけずれる。このとき以下の関係がある。

$$f_{\text{ceo}} = \frac{\Delta\phi}{2\pi} f_{\text{rep}} \quad (1.3.2)$$

さらに  $m$  番目のモードの周波数  $f_m$  を  $f_{\text{ceo}}$  と  $f_{\text{rep}}$  を用いて表すと以下のようになる。

$$f_m = f_{\text{ceo}} + m f_{\text{rep}} \quad (1.3.3)$$

$f_{\text{rep}}$  の値はスペクトル線のビート信号をとることで計測することができるが、 $f_{\text{ceo}}$  は直接測定することができない。 $f_{\text{ceo}}$  を求めるための手法として自己参照法 (f-2f 法) と呼ばれるものがある。この方法はコムのスペクトルを1オクターブ以上に広げることで、以下の式のように  $2n$  番目のモード  $f_{2n}$  と  $n$  番目のモードの第2次高調波 ( $2f_n = 2f_{\text{rep}} + 2f_{\text{ceo}}$ ) のビート信号をとり、 $f_{\text{ceo}}$  を求めるという方法である。

$$\begin{aligned} f_{\text{beat}} &= 2f_n - f_{2n} \\ &= 2(nf_{\text{rep}} + f_{\text{ceo}}) - (2nf_{\text{rep}} + f_{\text{ceo}}) \\ &= f_{\text{ceo}} \end{aligned} \quad (1.3.4)$$

モード同期レーザにおける自己参照法による  $f_{\text{ceo}}$  の計測は2000年に初めて達成されている<sup>[17]</sup>。その当時、絶対周波数の測定はモード同期レーザのほかに安定化レーザを用いるものや、前述した大掛かりなシステムによるものが必要とされていたが、この実験はモード同期した Ti:sapphire レーザをエアーとシリカの微細構造ファイバを通すことでスペク

トルを広げている。レーザ単体で「ものさし」としての機能を常に発揮できるようになったと言える。光周波数コムが発生には Ti:s レーザだけでなくファイバレーザを用いる方法がある。ファイバレーザは比較的作製が容易であり、安定性にも優れているという利点がある。ファイバレーザについては後の章で詳しく説明する。

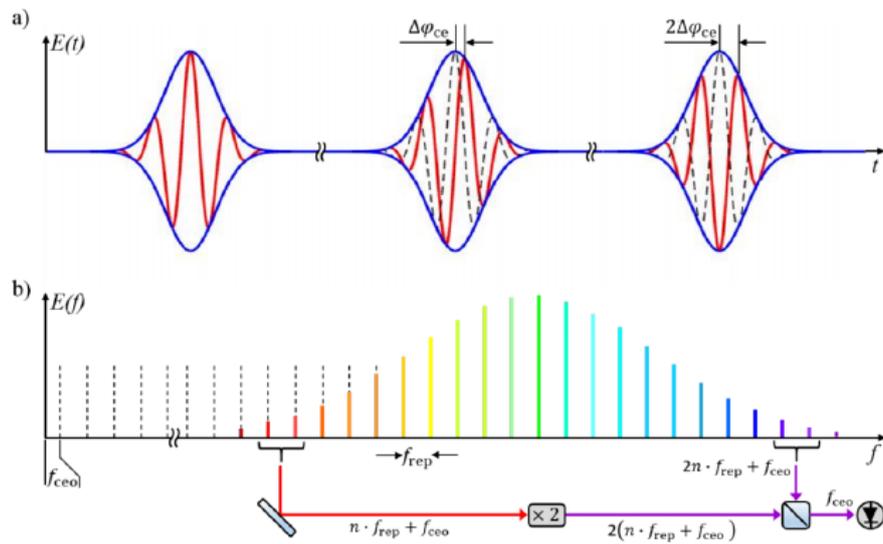


Fig.1.8. Optical pulse train and spectrum emitted by a mode-locked laser. [D. Stefan,etal., Nanophotonics, 5(2), 196-213 (2016).]

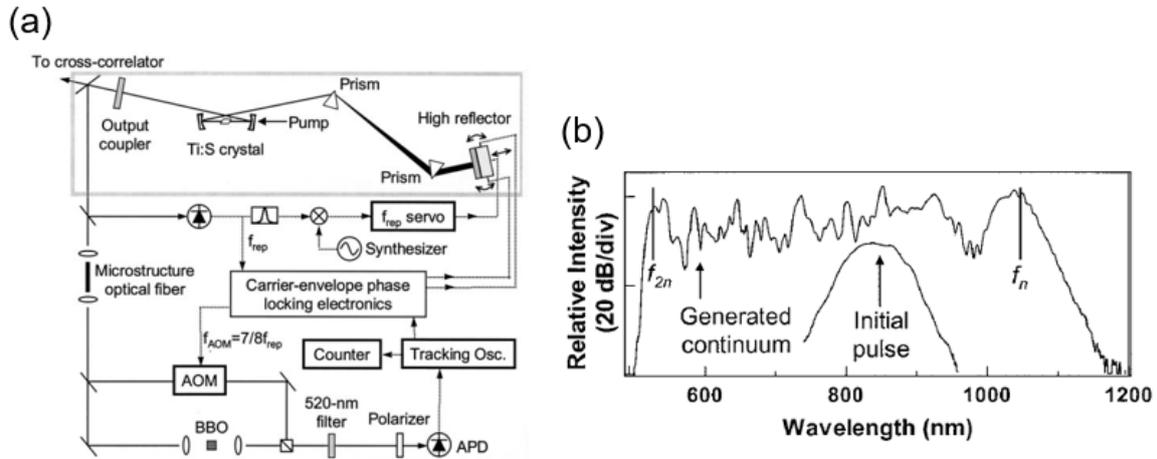


Fig. 1.9. (a) Experimental setup for locking the carrier-envelope relative phase. (b) Continuum generated by air-silica microstructure fiber. [D.J.Jones, *et al.*, Science **288**, 635 - 639 (2000).]

## 1.4 微小共振器における光コム

### 1.4.1 光 Kerr コムとは

光 Kerr コムとは微小共振器において発生する光周波数コムのことを指す。微小共振器での光周波数コム発生機構は前節で述べたモード同期によるものとは大きく違うため名称から区別されている。光 Kerr コムは、微小共振器に単一周波数の連続 (CW) 光を入力し、3 次の非線形光学効果の 1 つである四光波混合 (FWM; four wave mixing) を引き起こすことで発生する。このとき発生するコムは光 Kerr 効果の影響を受けていることから光 Kerr コムと呼ばれている。また、モード同期によるレーザは共振器内部の媒質の利得に依存し入力光とインコヒーレントに発振するが、光 Kerr コムは微小共振器を構成する媒質にのみ依存しレーザ媒質を必要としないので、入力光周波数の周囲にスペクトルが広がるという特徴を持つ。光 Kerr コムは前述したが微小共振器の強い光の閉じ込め (高  $Q$  値) と小さい体積により非線形光学効果を比較的低い入力パワーで起こすことができる、すなわち少ないエネルギーで光コムを発生することができる。さらにモード同期レーザの FSR は典型的には 10 MHz から 1 GHz であるのに対し、微小共振器では 10 GHz から 1 THz と非常に大きな値をとることができる。入力光にコヒーレントに発生するので、 $f_{\text{ceo}}$  の安定化は入力レーザにフィードバックをかけるだけで達成できるしかし光 Kerr コ

ムは Kerr 効果と共振器媒質固有の分散，共振器構造による分散の影響からスペクトル帯域は制限される．加えて，閉じ込めた入力光による熱の影響，光の輻射圧による共振器の機械振動等の影響を受けるため，安定性においてはモード同期レーザによるコムに比べて問題視されている．前述したように光 Kerr コムはモード同期レーザにはない利点を持っているため，その問題点を解決するための様々な研究がなされてきた．2011 年に光 Kerr コムを 1 オクターブ以上広げたという報告がなされ<sup>[18]</sup>，コンパクトなコム光源として期待されるようになった．光 Kerr コムはモード同期なしにコムが発生するため，時間領域ではパルスにならないという問題があったが，近年入力光のデチューニングを変化させることで単一ソリトン発生が達成された<sup>[19]</sup>．これにより，微小共振器での超短パルスレーザや通信，分光，天文，低ノイズのマイクロ波生成などへの応用が強く期待されている．

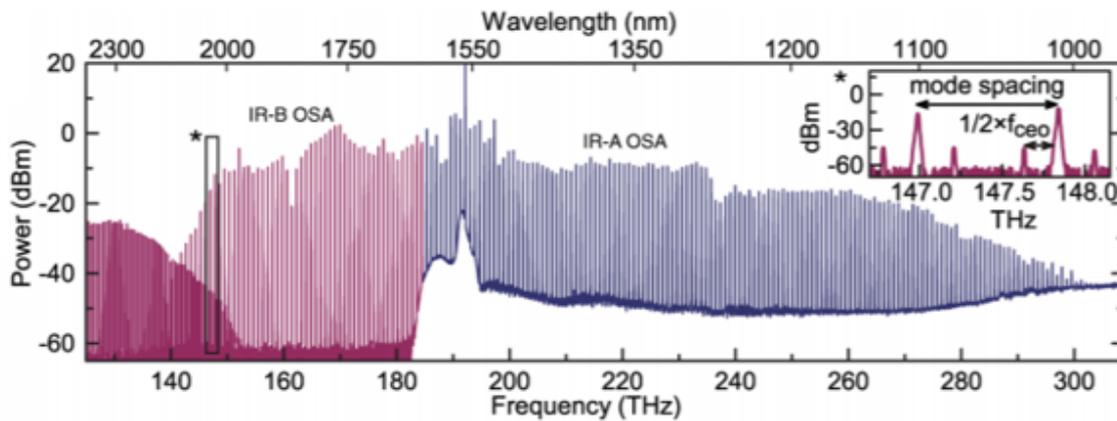


Fig. 1.10. Octave-spanning optical frequency comb, generated in a 40  $\mu\text{m}$  radius microresonator with a mode spacing of 850 GHz. This artifact allows us to determine the carrier envelope offset frequency from the optical spectrum within the resolution of the spectrum analyzer (inset). [P. Del' Haye, et al., Phys. Rev. Lett. 107(6), 063901 (2011).]

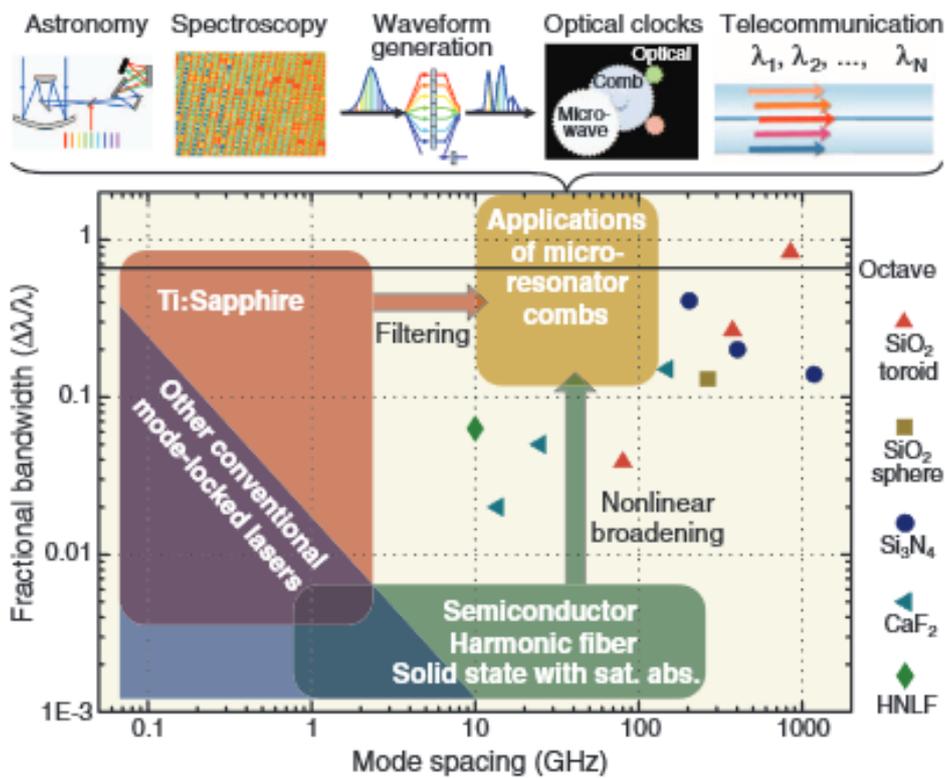


Fig. 1.11. Optical frequency comb technologies as a function of their mode spacing and fractional bandwidth (where  $\lambda$  denotes wavelength). [T. J. Kippenberg, et al., Science 332(6029), 558 (2011).]

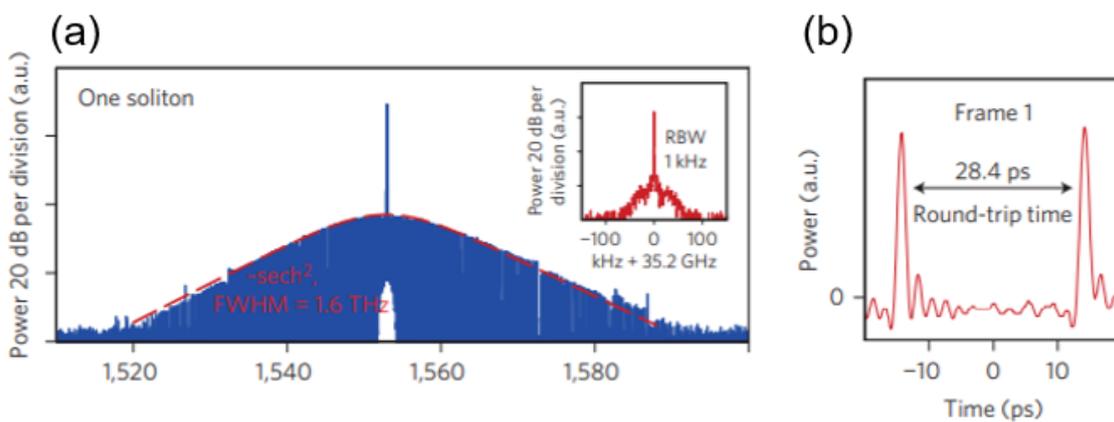


Fig. 1.12. (a) Optical spectra of three selected states with one soliton. (b) Sampled optical power of the microresonator output over a duration of 40 ps. [Herr, T. *et al.*, Nat. Photon. 8, 145 - 152 (2014).]

## 1.4.2 誘導ラマン散乱

ラマン散乱とは、3次の非線形光学効果の一つで物質に光を入射した際に、入力光波長に対してストークス光と呼ばれる長波長の散乱光が発生する現象であり（このときアンチストークス光と呼ばれる短波長の光も発生するがストークス光に比べわずかしか散乱しない）、インドの物理学者 Chandrasekhara Venkata Raman(1888-1970)によって発見されたことからその名前が付けられている。この現象は入力光のフォノンと物質中の振動子（物質の分子の振動）との間でエネルギーのやり取りが起こることで生じている。散乱光のエネルギーは入力光エネルギーと振動子のエネルギーの差分に等しい。通常、入力フォトンに対し振動子と相互作用するのはごくわずかであるため、発生するストークス光もわずかである。しかし、入力光があるしきい値（ラマンしきい値）を超えるほど強いとき、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になる。この現象を誘導ラマン散乱 (SRS;stimulated Raman scattering) という。誘導ラマン散乱はその利得帯域が入力光波長によって決まるため、他の利得媒質を使っても発振できない帯域にまで波長帯域を拡大することが可能といえる。これに関する先行研究としてシリコン導波路を用いたラマンレーザ発生の研究がある<sup>[20]</sup>。この研究では1540 nm前後の波長帯域を持つ超短パルスレーザから1670 nm前後の波長帯域を持つ25 psの超短パルスレーザを生成しており、発振可能なレーザ波長の拡大に大きな期待がもてることからわかる。微小共振器は比較的低いパワーで非線形光学効果を起こすことができるため、誘導ラマン散乱も低いパワーで観測することができる。ラマン散乱の研究は他にも水素を用いたものがあり、水素の吸収スペクトルから $14\text{ cm}^{-1}$ の半値幅が報告されている<sup>[21]</sup>。微小共振器での誘導ラマン散乱はシリカ<sup>[22]</sup>や $\text{CaF}_2$ <sup>[23]</sup>など様々な媒質で観測されている。これらの媒質は共振器のFSRよりも広帯域なラマン利得を持つため、誘導ラマン散乱による光コム発生も期待される。先行研究の例として、AINを用いた共振器において誘導ラマン散乱を利用してコムスペクトル幅を広げた研究<sup>[24]</sup>や、ラマン効果によるソリトンの波長シフト<sup>[25]</sup>など様々な研究がなされてきた。2016年にはシリカディスク共振器を用いて、ソリトンとの相互作用を起こしラマン効果によるストークスソリトンを達成している<sup>[26]</sup>。また、 $\text{CaF}_2$ 共振器を用いて、モードロックされたラマンコムが発生したことが報告されている。このときのモードロックはラマンコム単体で起きており、特定の分散や非線形性、ラマン利得の幅の値をとるときに発生すると説明されている。<sup>[27]</sup>誘導ラマン散乱によるラマンコムは四光波混合によるコムと違い、正常分散領域でも発生することができるため、新たなレーザ光源としてこのように注目を集めている。

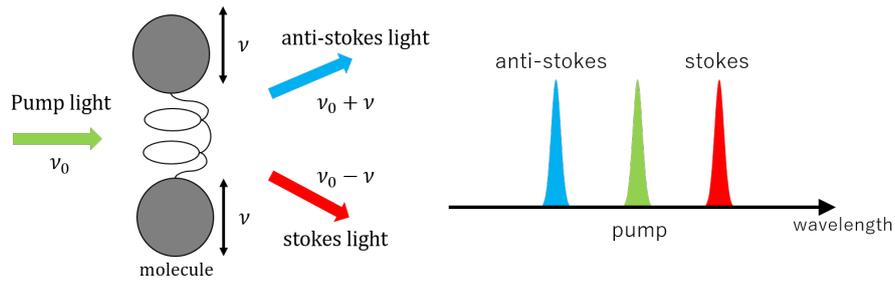


Fig. 1.13. Image of Raman scattering and illustration of stokes and anti-stokes spectrum.

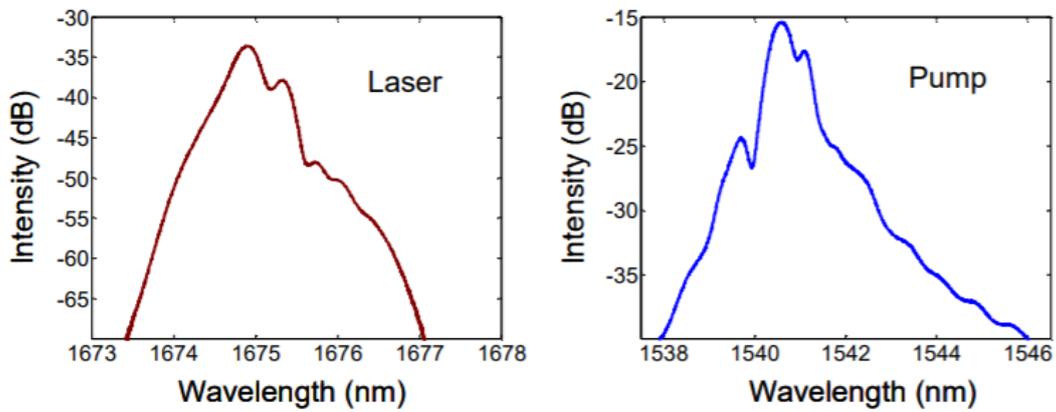


Fig. 1.14. Measured laser and pump spectra. Left is Raman laser and Right is pump laser. [Ozdal Boyraz and Bahram Jalali, *Opt. Express* **12**, 5269-5273 (2004).]

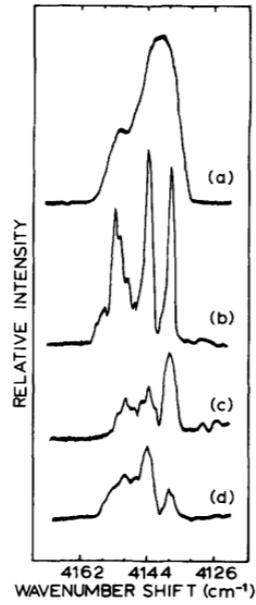


Fig.1.15. Raman spectrum of H<sub>2</sub> Q branch in solid argon; spectrum scanned at 10 cm-l / min using 5145 Å excitation (800 mW). (a)Ar/H<sub>2</sub>=50/1,slitwidth 500 μm/500 μm/500 μm.(b)70 μm/100 μm/70 μm.(c)Ar/H<sub>2</sub>=200/1,150 μm/150 μm/150 μm.(d)Ar/H<sub>2</sub>=50/1, 150 μm/150 μm/150 μm. [F. T. Prochaska and L. Andrews, J. Chem. Phys. **67**, 1139 - 1143 (1977).]

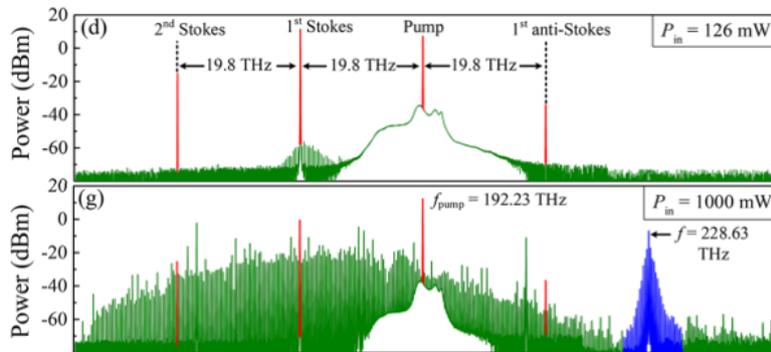


Fig.1.16. Results for an 80-μ m-radius AlN chip(gap:0.7 μm). [X. Liu,*etal.*, ACS Photonics **5**, 1943 - 1950 (2018).]

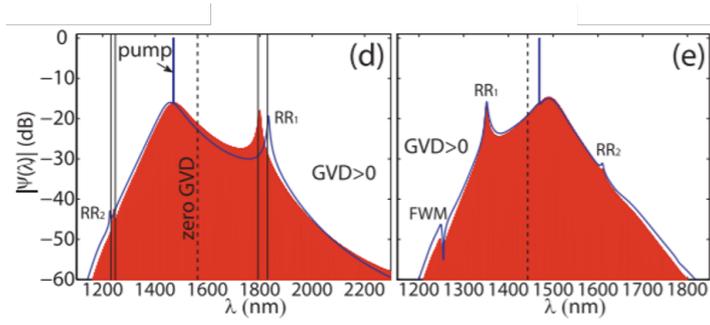


Fig. 1.17. Soliton profiles. Solid lines in (d) and (e) correspond to spectra without the Raman effect. [C. Milián, *etal.*, Phys. Rev. A **92**, 033851 (2015).]

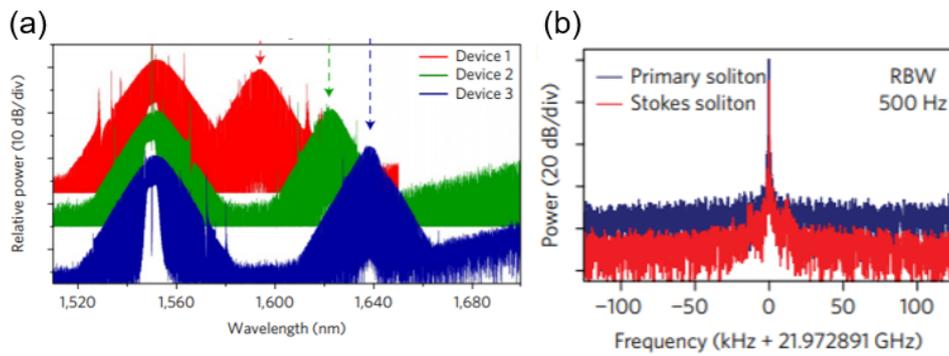


Fig. 1.18. (a) The measured primary and Stokes soliton spectra. (b) Electrical spectra of the detected primary soliton pulse stream (blue) and the Stokes pulse stream (red) [Q.-F. Yang, *etal.*, Nat. Phys. **13**, 53 - 57 (2017).]

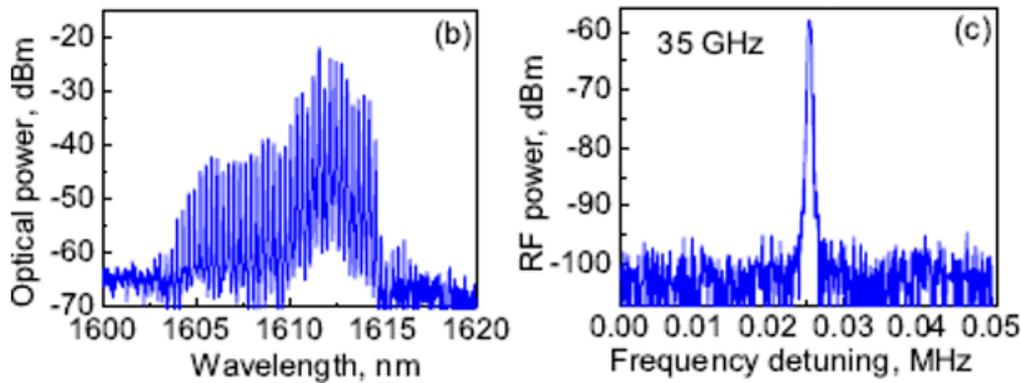


Fig. 1.19. (b) Raman comb has approximately 10 nm spectral width. (c) Spectrum of the RF signal generated by the Raman comb on a fast photodiode taken with an RF spectrum analyzer. The instantaneous linewidth of the signal is less than 100 Hz. [W. Liang, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 143903 (2010).]

## 1.5 本研究の目的

光 Kerr コムを発生できる微小共振器は、これまで使用されてきたモード同期レーザを用いた光周波数コム光源に代わる、小型かつ省エネルギーで量産化可能な新たなプラットフォームとして注目を集めている。その応用は通信、従来の LSI に代わる光集積回路、天文、高繰り返しパルス光源など多岐にわたり、Kerr コムの安定化に関する研究は非常に期待されている。また、誘導ラマン散乱によるラマンコムの発生はレーザ発振可能な長帯域拡大に大きな役割を持つと言えるだろう。しかし、現状は安定したラマンコム発生の詳細のメカニズムというのは未だ明確には説明できないという問題がある。

そこで本研究では、3 次の非線形媒質の中でも特に幅広いラマン利得を持つ、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、その性質に関して評価を行う。具体的にはまず、シリカロッド共振器の作製のパラメータ導出から行い、その性能を評価する。誘導ラマン散乱は光子（フォトン）と振動子（フォノン）の非弾性衝突であるため、そのコヒーレンスに関しては不明瞭である。そのため、作製した共振器でラマンコムの発生を確認し、ラマンコムのコヒーレンスを調査する。また、共振器の分散を計測できるようにモードロックレーザを構築する。最後に共振器分散とラマンコム発生の詳細メカニズムおよびコヒーレンスに関し検討を行い、本研究をまとめる。

## 第 2 部

# 微小光共振器

## 2.1 共振器理論

### 2.1.1 ファブリペロー型共振器

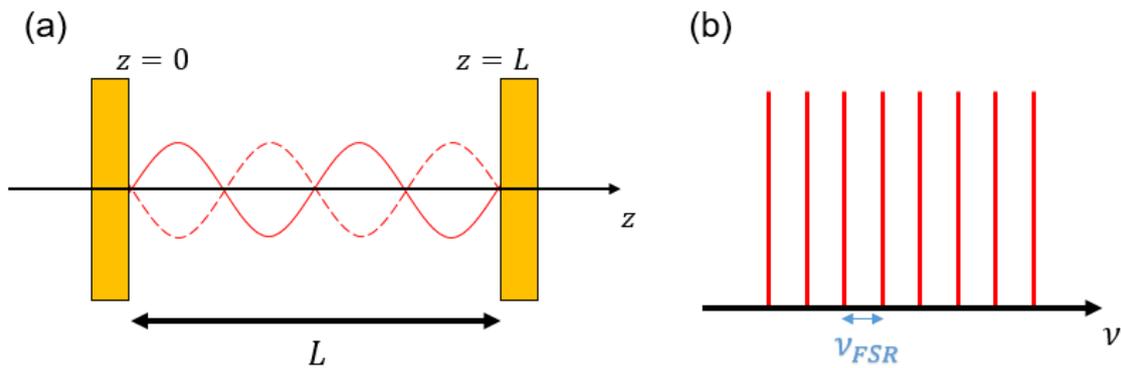


Fig. 2.1. (a) Illustration of a Fabry-Perot resonator. (b) Schematic of a resonance spectrum.

Fig. 2.1. のような距離  $L$  だけ離れた 2 枚の反射率  $R=1$  の平面鏡で構成されるファブリペロー型共振器の縦モードを考える。周波数  $\nu$  の単色波は波動関数  $u(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{U(\mathbf{r})\exp(j2\pi\nu t)\}$  を持ち、これは電場の横方向成分を表す。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。  $k$  は波数である。ファブリペロー型共振器内で定常波となるには反射鏡の表面で電場の横方向成分が 0 となる必要があり、その条件は以下のようなものである。

$$U(\mathbf{r})|_{z=0} = 0 \quad (2.1.1)$$

$$U(\mathbf{r})|_{z=L} = 0 \quad (2.1.2)$$

ここで定常波は式 (2.1.3) のように表されるので、式 (2.1.2) から共振条件は式 (2.1.4) のように表される。

$$U(\mathbf{r}) = A \sin k z \quad (2.1.3)$$

$$k_q = \frac{q\pi}{L} \quad (2.1.4)$$

$A$  は定数で、 $q$  はモード番号を表す自然数である。  $q$  が自然数に限定されるのは、  $q$  が負の値のとき  $\sin k_{-q} z = -\sin k_q z$  となり独立したモードを表すことがないためである。さらに

$q=0$  のとき  $U(\mathbf{r})|_{q=0} = 0$  となりエネルギーを運ばないモードに関連付けられる。共振条件からモードは離散的な値を取り、モード番号  $m$  の共振周波数および共振波長は以下のように表される。

$$\nu_m = \frac{mc}{2L} \quad (2.1.5)$$

$$\lambda_m = \frac{2L}{m} \quad (2.1.6)$$

$c$  は光速であり、隣り合うモードの周波数および波長間隔は

$$\nu_{\text{FSR}} = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2L} \quad (2.1.7)$$

$$\lambda_{\text{FSR}} = |\lambda_{m+1} - \lambda_m| = \frac{\lambda^2}{2L} \quad (2.1.8)$$

この間隔のことを自由スペクトル領域 (FSR) と呼ばれ、周波数軸上では分散や非線形光学効果の影響がなければ一定となる。

続いて、共振器に損失がある場合を考える。共振器中を周回する光が 1 往復した ( $2L$  進んだ) ときの電界振幅の減衰係数を  $\alpha$ 、位相変化を  $\phi = k \cdot 2L$  とすると光の強度は以下のように与えられる。

$$I = |U|^2 = \frac{|U_0|^2}{|1 - \alpha \exp(-j\phi)|^2} = \frac{I_0}{(1 - \alpha)^2 + 4\alpha \sin^2(\phi/2)} \quad (2.1.9)$$

また、共振する光の持つ最大強度は

$$I_{\text{max}} = \frac{I_0}{(1 - \alpha)^2} \quad (2.1.10)$$

であるから、最大強度との比は以下ようになる。

$$\frac{I}{I_{\text{max}}} = \frac{(1 - \alpha)^2}{(1 - \alpha)^2 + 4\alpha \sin^2(\phi/2)} \quad (2.1.11)$$

共振スペクトルの半値全幅 (FWHM; Full Width at Half Maximum) は  $\sin(\phi/2) \approx \phi/2$  と近似すると

$$\Delta\nu = \frac{c(1 - \alpha)}{2\pi L\sqrt{\alpha}} \quad (2.1.12)$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2(1 - \alpha)}{2\pi L\sqrt{\alpha}} \quad (2.1.13)$$

損失が大きくなるほど共振スペクトルの幅が広がっていくことがわかる。共振器を1往復するときの減衰係数  $\alpha$  は、光が指数関数的に減衰することから以下のように表される。

$$\alpha = \exp(-\alpha_r \cdot 2L) = \exp\left(-\frac{\alpha_t}{c} 2L\right) \quad (2.1.14)$$

$\alpha_r$  は単位長さあたりの損失であり、 $\alpha_t c$  は単位時間当たりの損失を表す。共振器に光が閉じ込められる時間（光子寿命： $\tau$ ）は、入射光の電界強度がその  $1/\sqrt{e}$  になるまでの時間と定義され以下の式から求まる。

$$\tau = \frac{1}{2\alpha_t} = \frac{1}{2c\alpha_r} \quad (2.1.15)$$

すると任意の時間に対する電界振幅の減衰は以下の式のようになる。

$$\alpha = \exp\left(-\frac{t}{2\tau}\right) \quad (2.1.16)$$

以上をもとに光共振器の性能を表す  $Q$  値を定義する。 $Q$  値の定義式は

$$Q = \omega \times \frac{\text{共振器に蓄えられるエネルギー [J]}}{\text{共振器 1 周当たりの損失エネルギー [J/s]}} \quad (2.1.17)$$

である。高い  $Q$  値を持つ共振器は損失が小さく、光子寿命が長い。すなわち共振スペクトルの半値全幅が狭くなる。式 2.1.17 の分数項は  $\tau$  に相当し、 $Q$  値の式は以下のように書き換えられる。

$$Q = \omega\tau = \frac{\nu}{\Delta\nu} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (2.1.18)$$

$Q$  値と同じく共振器の性能を指すパラメータとしてフィネス  $F$  がある。フィネスは共振器の減衰係数によって以下のように表される。

$$F = \frac{\pi\sqrt{\alpha}}{1-\alpha} \quad (2.1.19)$$

さらにフィネスは共振スペクトルの半値全幅と FSR を用いても表され、

$$F = \frac{\nu_{\text{FSR}}}{\Delta\nu} \quad (2.1.20)$$

$Q$  値とフィネスの違いは、 $Q$  値はある共振周波数におけるスペクトルの幅のみを表しており、フィネスは共振器のサイズに対するスペクトル幅を表していることにある。フィネスはフィルタリングのノイズ/パワー比や共振器中のエネルギー強度を評価する際に用いられる。損失のない理想的な共振器ではフィネスの値が無限大に発散する。このときスペクトル幅は限りなく狭くなり、共振スペクトルは  $\delta$  関数になることがわかる (Fig.2.2. 参照)。

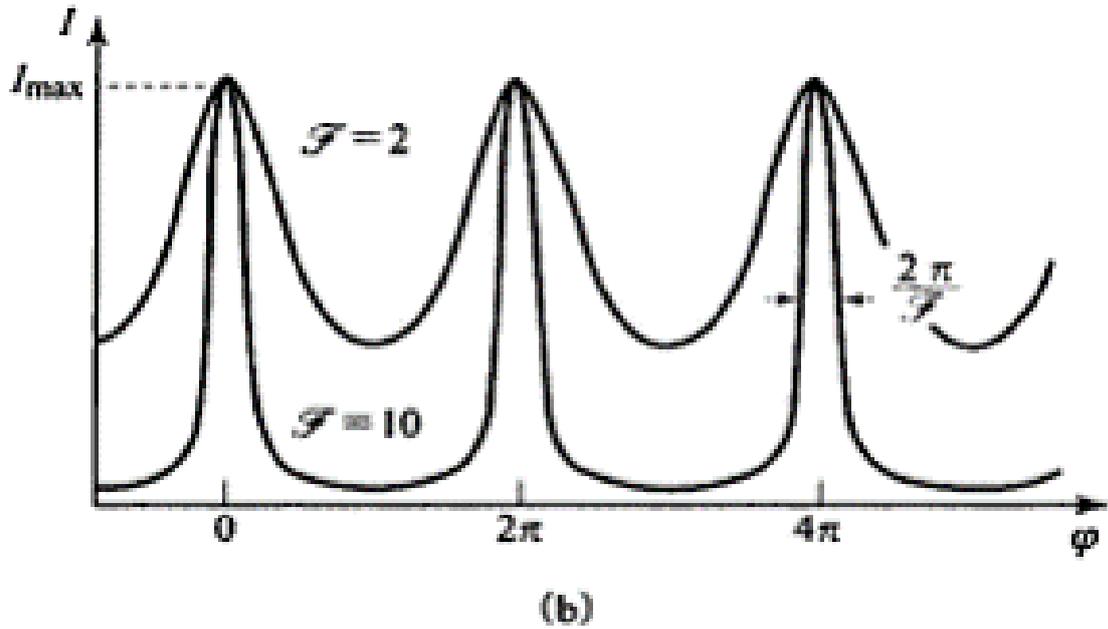


Fig. 2.2. The transmission of a Fabry-perot resonator.  $\phi$  corresponds to the frequency.  $\phi = \nu \frac{2\pi L}{c}$  [from Bahaa E.A.Saleh, Malvin Carl Teich (2009) Fundamentals of Photonics, Japan, Morikita Publishing Co., pp.74]

### 2.1.2 微小共振器の $Q$ 値

ファブリペロー型光共振器の  $Q$  値について定義してきたが、微小共振器の  $Q$  値の場合、様々な要因に制限される。微小共振器中の光子寿命  $\tau$  の逆数  $\tau^{-1}$  は光の減衰を表す。ここで光の減衰は以下のように与えられる。

$$\tau^{-1} = \tau_{\text{material}}^{-1} + \tau_{\text{scattering}}^{-1} + \tau_{\text{radiation}}^{-1} + \tau_{\text{coupling}}^{-1} \quad (2.1.21)$$

$\tau_{\text{material}}^{-1}$ ,  $\tau_{\text{scattering}}^{-1}$ ,  $\tau_{\text{radiation}}^{-1}$ ,  $\tau_{\text{coupling}}^{-1}$  はそれぞれ共振器固有の材料による吸収、材料による散乱、WGMの放射損失、導波路との結合による結合損失を表す。実際の測定から得られる  $Q$  値はこれらの影響を全て含んだ  $Q$  値である。このときの  $Q$  値を  $Q_{\text{load}}$  と呼ぶ。様々な要因を排除した共振器固有の  $Q$  は  $Q_{\text{unload}}$  または  $Q_0$  と呼び、結合による  $Q$  値を  $Q_{\text{coupling}}$  または  $Q_{\text{ext}}$  と呼ぶ。減衰率 (decay rate) を  $\gamma_0 = \omega/Q_0$ ,  $\gamma_{\text{ext}} = \omega/Q_{\text{ext}}$  と定義する。以上から微小共振器の  $Q$  値は以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned} Q_{\text{load}}^{-1} &= Q_{\text{material}}^{-1} + Q_{\text{scattering}}^{-1} + Q_{\text{radiation}}^{-1} + Q_{\text{coupling}}^{-1} \\ &= Q_{\text{unload}}^{-1} + Q_{\text{couple}}^{-1} \end{aligned} \quad (2.1.22)$$

$Q_{\text{unload}}$  は共振器を作製した時点で決定されるため、後天的に変化させることができない。しかし、実際の  $Q$  値は導波路と共振器の結合距離を変化させることで  $Q_{\text{coupling}}$  は変化させることができるので、実測の値はある程度変動させることが可能である。以下式 2.1.22 のそれぞれの  $Q$  値について述べる。  $Q_{\text{material}}^{-1}$  は材料固有のパラメータであり、材料吸収による損失によるものである。材料吸収の主な原因は、共振器内部に鉄やクロム、ニッケルなどの金属不純物が微量に存在し、それが内部の光を吸収することで生じる。また、シリカガラスの場合は 1000-1500 nm 帯で吸収が生じる OH 基の影響も  $Q$  値の制限に起因している。大気中で共振器を保存しておくと、シリカロッド共振器の場合  $10^8$  のものが  $10^7$  まで下がってしまうと言われている。  $Q_{\text{scattering}}^{-1}$  はレイリー散乱による損失である。レイリー散乱は数  $\mu\text{m}$  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短波長になるほど顕著になっていく ( $\lambda^4$  に反比例する) ので、長波長では材料吸収による損失が支配的になる。波長 1550 nm では材料吸収による損失が最小となるので、レイリー散乱による影響と同程度になる。例えば、シリカを材料とした微小共振器で入力波長 1550 nm の場合を考えると、材料損失とレイリー散乱による損失の係数は以下の式で与えられる [28]。

$$\alpha_{\text{material}} = 0.7 \mu\text{m}^4/\lambda^4 + 1.1 \times 10^{-3} \exp(4.6 \mu\text{m}/\lambda) + 4 \times 10^{12} \exp(-56 \mu\text{m}/\lambda) [\text{dB}/\text{km}] \quad (2.1.23)$$

これより、 $Q$  値を得るために  $\alpha_{\text{material}} < 0.06 \text{ m}^{-1}$  とする必要がある。理論的には微小共振器では光は内部を WGM によって内部を全反射しながら閉じ込められるが、実際には共振器と大気との境界で完全な全反射は生じないことにより、光は共振器の外へ放射されてしまい光の損失  $Q_{\text{radiation}}$  が生じることとなる。放射損失は共振器構造を球体と考えると以下のように表される。

$$Q_{\text{radiation}} = \frac{1}{2} \left(m + \frac{1}{2}\right) n^{-(1-2b)} (n^2 - 1)^{\frac{1}{2}} e^{2T_m} \quad (2.1.24)$$

ここで

$$T_m = \left(m + \frac{1}{2}\right) (\eta - \tanh \eta) \quad (2.1.25)$$

$$\eta = \text{arcosh} \left\{ n \left[ 1 - \frac{m}{m + \frac{1}{2}} \right] \left( t_p^0 \xi + \frac{n^{1-2b}}{\sqrt{n^2 - 1}} \right)^{-1} \right\} \quad (2.1.26)$$

$$\xi = \left[ \frac{1}{2} \left(m + \frac{1}{2}\right) \right]^{\frac{1}{3}} \quad (2.1.27)$$

$$b = \begin{cases} 1 & (TM) \\ 0 & (TE) \end{cases} \quad (2.1.28)$$

である。このとき  $n$  は屈折率,  $m$  は方位各方向のモード番号,  $t_p^0$  は 0 となる Airy function の値である。共振器が球状のとき半径が  $12 \mu\text{m}$  以上のとき  $Q_{\text{radiation}} > 10^9$  となる。

## 2.2 微小光共振器と導波路の光結合

### 2.2.1 結合モード理論 (Coupled Mode Theory)

光の振る舞いをを説明する手法として, 結合モード理論が挙げられる<sup>[29]</sup>。ここでは微小共振器と導波路との結合方程式を考える。

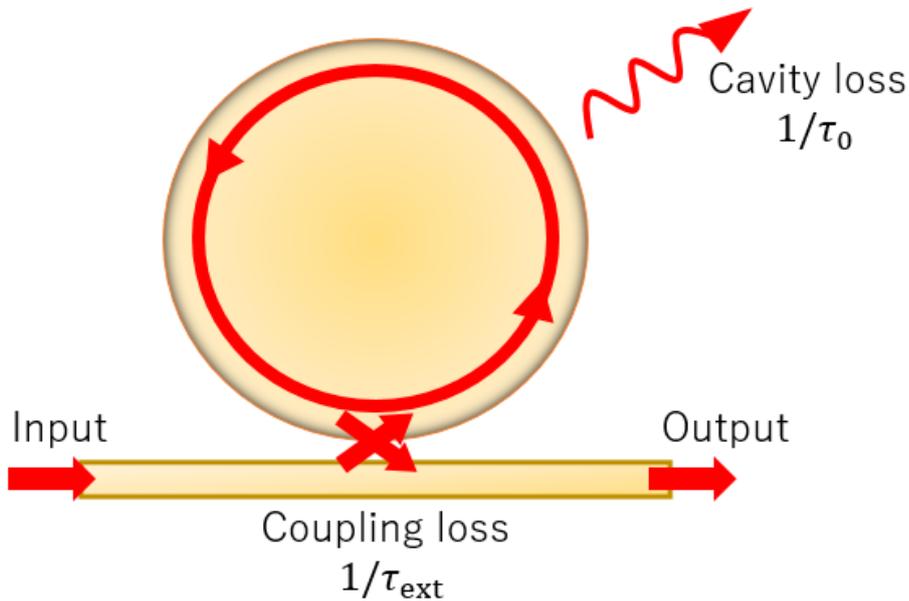


Fig. 2.3. Coupling system between an external waveguide and a cavity.

共振器が外部導波路と結合しているとき, 減衰率 (decay rate) の変化, 入射波によるモード振幅の励起の 2 つを効果を考える必要がある。モードの減衰率の変化は, 共振器内での散逸や外部空間への放出が原因である。共振器のモード振幅  $a(t)$  が  $\exp(j\omega t) \exp(-t/\tau_0)$  によるとき, 結合モードの式は以下のように与えられる。

$$\frac{da}{dt} = j\omega_0 a - \frac{1}{2\tau_0} a \quad (2.2.29)$$

ここで  $\tau_0$  は共振器固有の損失表すので, 式 (2.2.29) は共振器のみを考えたときの結合モード方程式である。この式に外部への損失項を導入すると, さらに次のように変形さ

れる.

$$\frac{da}{dt} = j\omega_0 a - \left( \frac{1}{2\tau_0} + \frac{1}{2\tau_{\text{ext}}} \right) a \quad (2.2.30)$$

ここにさらに外部導波路から入力される入射波によるモード励起を考慮する. (入射波の振幅  $s_{\text{in}}$  として)

$$\frac{da}{dt} = j\omega_0 a - \left( \frac{1}{2\tau_0} + \frac{1}{2\tau_{\text{ext}}} \right) a + \kappa s_{\text{in}} \quad (2.2.31)$$

$\kappa$  は入力光の結合度合いを表す係数である.  $|s_{\text{in}}|^2$  は入射波によってもたらされる光のパワーで,  $|a|^2$  は共振器内部のエネルギーで規格化される. 入力波のデチューニングを考慮すると式 (2.2.31) は以下のように変形される<sup>[30]</sup>.

$$\frac{da}{dt} = j(\omega_0 - \omega) a - \left( \frac{1}{2\tau_0} + \frac{1}{2\tau_{\text{ext}}} \right) a + \kappa s_{\text{in}} \quad (2.2.32)$$

ここで定常状態 ( $\frac{da}{dt}=0$ ) を仮定すると上式からモード振幅は次のように表される.

$$a = \frac{\kappa}{j(\omega - \omega_0) + \left[ (1/2\tau_0) + (1/2\tau_{\text{ext}}) \right]} s_{\text{in}} \quad (2.2.33)$$

いまから入射光が存在せず, 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  $s_{\text{out}}$  とすると, 式 (2.2.30) とエネルギー保存則から以下の式が得られる.

$$\frac{d|a|^2}{dt} = -\frac{2}{\tau_{\text{ext}}} |a|^2 = -|s_{\text{out}}|^2 \quad (2.2.34)$$

さらに, 時間反転法 ( $t \rightarrow -t$ ) を考える. 時間反転したモード振幅を  $a'$  とすると, 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以下の式が得られる.

$$\frac{d|a|^2}{dt} = -\frac{2}{\tau_{\text{ext}}} |a'|^2 \quad (2.2.35)$$

このときの入射光の振幅を  $s'_{\text{in}}$ , 周波数を  $\omega_0$  とすると, 共振モードの周波数は以下の式で与えられる.

$$\omega = \omega_0 - \frac{j}{\tau_{\text{ext}}} \quad (2.2.36)$$

この式を式 (2.2.33) に代入すると,  $\frac{da}{dt}=0$  において  $a'$  は以下のようにあらわされる.

$$a' = \frac{\kappa s'_{\text{in}}}{2/\tau_{\text{ext}}} \quad (2.2.37)$$

時間反転法において  $|s'_{\text{in}}|^2 = |s_{\text{out}}|^2$  が成り立つことから、また  $t = 0$  おいて  $|a'|^2 = |a|^2$  なので、式 (2.2.34) から

$$|s'_{\text{in}}|^2 = \frac{2}{\tau_{\text{ext}}} |a|^2 = \frac{2}{\tau_{\text{ext}}} |a'|^2 \quad (2.2.38)$$

式 (2.2.37) と (2.2.38) を解くと

$$|\kappa| = \sqrt{\frac{2}{\tau_{\text{ext}}}} \quad (2.2.39)$$

外部導波路の出射波は

$$s_{\text{out}} = s_{\text{in}} - a \sqrt{\frac{2}{\tau_{\text{ext}}}} \quad (2.2.40)$$

上式と式 (2.2.33) から放射波による光パワー  $s_{\text{out}}$  が求まる。

$$s_{\text{out}} = \left\{ 1 - \frac{2/\tau_{\text{ext}}}{j(\omega - \omega_0) + [1/\tau_0 + 1/\tau_{\text{ext}}]} \right\} s_{\text{in}} \quad (2.2.41)$$

共振器の強度透過率  $T$  は入力光強度と出射光強度の比であらわされる。

$$T = \left| \frac{s_{\text{out}}}{s_{\text{in}}} \right|^2 = \frac{(1/\tau_0 - 1/\tau_{\text{ext}})^2 + (\omega - \omega_0)^2}{(1/\tau_0 + 1/\tau_{\text{ext}})^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (2.2.42)$$

入射波と共振周波数のデチューニングがない場合は  $Q$  を用いて以下のように書ける。

$$T = \left( \frac{Q_0 - Q_{\text{ext}}}{Q_0 + Q_{\text{ext}}} \right)^2 \quad (2.2.43)$$

この式と式 (2.1.22) から以下の関係が求まる。

$$Q_{\text{load}} = \frac{1 \pm \sqrt{T}}{2} Q_{\text{unload}} \quad (2.2.44)$$

上式の  $+$  と  $-$  はそれぞれ under coupling, over coupling を表す。これらは共振器と外部導波路との結合状態を表す言葉であり、式上では以下のような対応となる。

$$\begin{cases} Q_0 < Q_{\text{ext}} & (\text{under coupling}) \\ Q_0 = Q_{\text{ext}} & (\text{critical coupling}) \\ Q_0 > Q_{\text{ext}} & (\text{over coupling}) \end{cases} \quad (2.2.45)$$

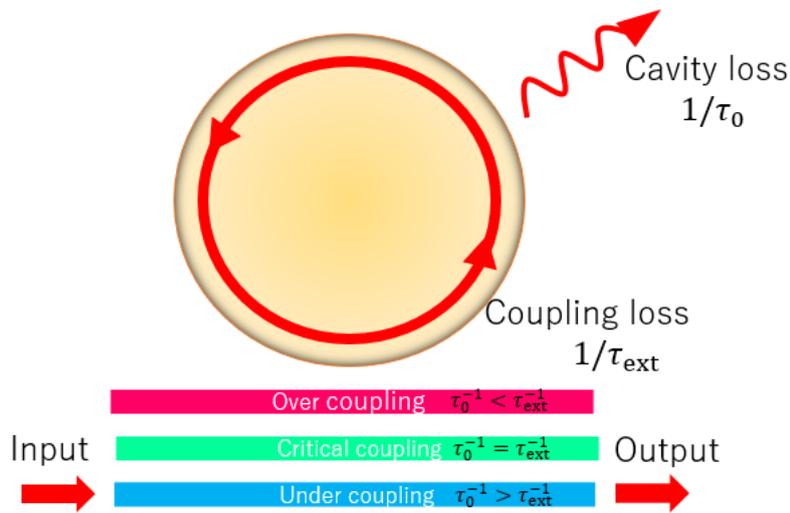


Fig. 2.4. Illustration of coupling categories depending on the distance between a cavity and a waveguide.

under coupling は共振器の  $Q$  値が結合による  $Q$  値よりも低い場合のことを言う。これはつまり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。under coupling を実現するには、共振器と外部導波路の距離を離せばよい。

critical coupling は共振器の  $Q$  値が結合による  $Q$  値に等しくなる場合のことを言う。すなわち、共振器内部の損失が、結合損失に等しくなる。このとき強度透過率  $T$  は  $T = 0$  となり、入射波による光パワーは共振器にすべて閉じ込められることになる。また、別の解釈として、共振器から外部導波路に結合する光の位相が、もともと外部導波路を通過していた光と  $\pi$  だけずれて、打ち消しあっていると考えられる。

over coupling は共振器の  $Q$  値が結合による  $Q$  値を上回っている、すなわち外部導波路との結合損失が共振器内部の損失よりも大きくなる。このとき、ほとんど入射波は共振器に結合しており、外部導波路から透過する光よりも共振器から結合して出てくる成分の方が大きい状態である。実験的に over coupling を実現するには、共振器と外部導波路の距離を近づければよい、特にシリカロッド微小共振器においてはテーパファイバを共振器に密着させると実現できる。

実験的に得ることができるパラメータは  $Q_{\text{load}}$  と強度透過率  $T$  である。この実験値を式 (2.2.44) に代入することで共振器固有の  $Q$  値  $Q_0$  が求まる。さらに式 (2.1.22) から結合による  $Q$  値である  $Q_{\text{couple}}$  も求めることができる。

ここで導波路に入力するパワーを  $P_{\text{in}}$  とすると  $P_{\text{in}} = |s_{\text{in}}|^2$  であり、デチューニングを  $\Delta = \omega - \omega_0$  とおくと、式 (2.2.33) と式 (2.1.21) から以下の式が求まる。

$$|a|^2 = \frac{2/\tau_{\text{ext}}}{\Delta^2 + (1/2\tau)} \quad (2.2.46)$$

共振器の内部パワー  $P_{\text{cav}}$  は共振器の内部エネルギー  $|a|^2$  と周回時間  $T_R$  の比で計算される。周回時間は  $T_R = 1/\nu_{\text{FSR}}$  であるので計算式は以下ようになる。

$$P_{\text{cav}} = |a|^2/T_R = \nu_{\text{FSR}} \cdot |a|^2 = \nu_{\text{FSR}} \cdot \frac{2\tau_{\text{ext}}}{\Delta^2 + (1/2\tau)} P_{\text{in}} \quad (2.2.47)$$

ここでフィネスの式 (2.1.20) を  $\nu_{\text{FSR}}$  を含むように変形すると

$$F = \nu_{\text{FSR}} \frac{Q_{\text{load}}}{\nu} = 2\pi\nu_{\text{FSR}}\tau \quad (2.2.48)$$

となる。以上 2 式から共振条件 ( $\Delta = 0$ ) では

$$P_{\text{cav}} = \frac{F}{\pi} \frac{2\tau}{\tau_{\text{ext}}} P_{\text{in}} \quad (2.2.49)$$

特に critical coupling 下では  $\tau = \tau_{\text{ext}}/2$  であるから

$$P_{\text{cav}} = \frac{F}{\pi} P_{\text{in}} \quad (2.2.50)$$

## 2.2.2 微小共振器と導波路の結合

微小共振器と外部導波路の結合には様々な方法が存在する<sup>[31]</sup>。

代表的なものとして、二等辺三角形型プリズムを用いた結合がある。入力光は二等辺三角形の底辺の共振器と最も近接した点に当たるように調節される。このとき共振器とプリズム間の距離は  $0.1 - 1\lambda$  の小さな値とする。また、入力光の入射角はプリズム内部で全反射するように調節されている。このような適切なアライメントがなされれば共振器とプリズムの結合効率は 80 他には side-polished fiber block と呼ばれる、Fig.2.5.(b) のように光ファイバの一部の表面がコアに近づくように削られたファイバ (side-polished fiber) が石英などの基板に埋め込まれた導波路である。コアが表面に近づくことにより表面に漏れ出すエバネッセント波を共振器に結合させる。この手法の欠点はエバネッセントの多くがファイバのクラッド部分や基盤にも漏れ出すという点である。angle-polished fiber coupler も手法の一つである。このファイバは Fig.2.5.(c) 端面が直角になっていない特徴を持つ。共振器を端面に近づけることでコアからのエバネッセント波を結合することがで

きる。この手法はプリズム同様アライメントが難しいにも関わらず結合効率はおよそ 60% として微小共振器との結合において最もよく使われているのが、(tapered fiber) テーパーファイバである。後述するが、テーパーファイバは通常のシングルモードファイバを熱を与えながら引き延ばすことで、ファイバ表面とコアの距離を近づけていき、それによって漏れ出したエバネッセント波を共振器に結合させる。テーパーファイバは共振器との結合だけでなく、それ単体でバイオセンサーや非線形光学効果観測や通信に応用されている。

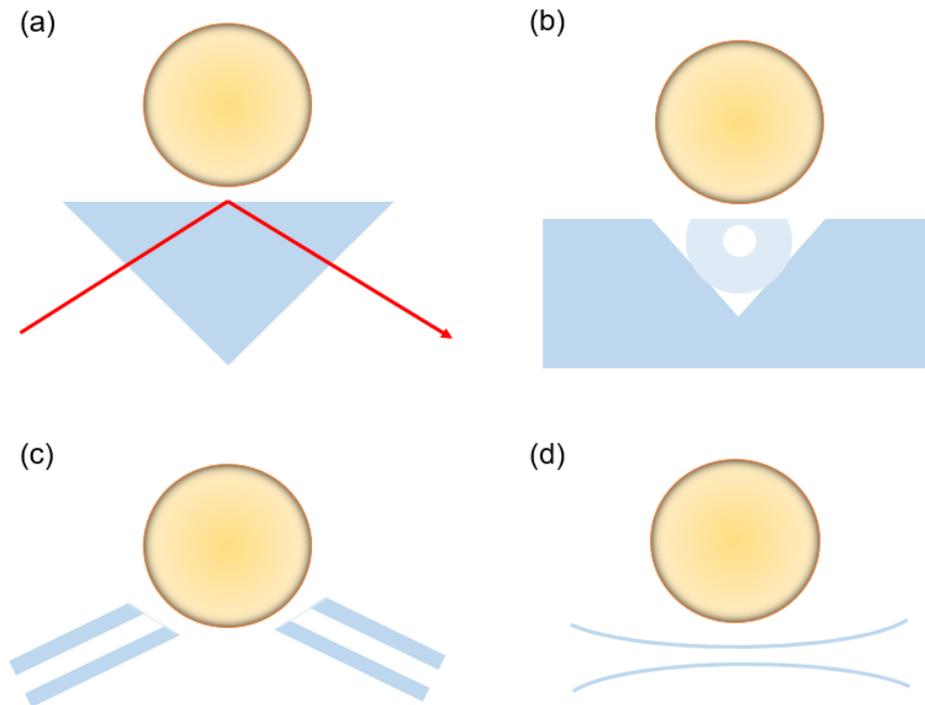


Fig. 2.5. Illustration of coupling methods.(a)prism coupling.(b)side-polished fiber block coupling.(c)angle-polished fiber coupler coupling.(d)tapered fiber coupling.

### 2.2.3 テーパーファイバ

本研究では、微小共振器と結合する外部導波路として光テーパーファイバを用いる。テーパーファイバは先ほども述べたように、通常のシングルモードファイバを熱を与え、引き延ばすことでコアとクラッドが一様になるほど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たシングルモードファイバとして考えることができ、共振器に入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。以下の波動方程式を解くことでテーパーファイバの太さの条件を求めていく。(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.)

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 U = 0 \quad (2.2.51)$$

円筒軸方向に伝搬する波動は伝搬定数  $\beta$  を持ち、 $U$  の  $z$  依存性は  $\exp(-j\beta z)$  で表される。また  $U$  は周期  $2\pi$  を持つ角度  $\phi$  の周期関数であるので  $\phi$  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式 (2.2.52), 式 (2.2.51) から

$$U(r, \phi, z) = u(r) \exp(-j\beta z) \exp(-jl\phi) \quad (2.2.52)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + (n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2}) u = 0 \quad (2.2.53)$$

となる。光ファイバのコアの屈折率を  $n_1$ 、クラッドの屈折率  $n_2$  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  $k_T, \gamma$  を以下のように定義する。

$$k_T^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (2.2.54)$$

$$\gamma^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2 \quad (2.2.55)$$

この二つの値は実数であるから式 (2.2.53) はコアとクラッドそれぞれについて書かれる。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + (k_T^2 - \frac{l^2}{r^2}) u = 0 \quad (2.2.56)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - (\gamma^2 + \frac{l^2}{r^2}) u = 0 \quad (2.2.57)$$

これらの解は第 1 種ベッセル関数, 第 2 種ベッセル関数を用いて以下のように表される。(コアの半径を  $a$  とする)

$$u \propto \begin{cases} J_l(k_T r) & r < a(\text{core}) \\ K_l(\gamma r) & r > a(\text{clad}) \end{cases} \quad (2.2.58)$$

式 (2.2.54) と式 (2.2.55) から以下の式が求まる。

$$(k_T a)^2 + (\gamma a)^2 = k_0^2 n_1^2 a^2 (n_1^2 - n_2^2) = V^2 \quad (2.2.59)$$

ここで  $V$  パラメータと呼ばれる以下の式を導入した。

$$V = k_0 n_1 a \sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2}} \quad (2.2.60)$$

Vパラメータは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さが非常に小さい（弱導波性である）ため、その内部を導波する光は近軸光線のみとなる。さらに導波波動はほとんど横電磁(TEM)波である。直線偏光した $(l, m)$ モードは $LP_{lm}$ 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式(2.2.59)と以下の特性方程式によって決定される。

$$X \frac{J_{l\pm 1}(X)}{J_l(X)} = \pm Y \frac{K_{l\pm 1}(Y)}{K_l(Y)} \quad (2.2.61)$$

この特性方程式は Fig.(2.6.) のように両辺の項をそれぞれ  $X$  に対しプロットす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となる必要がある。Fig.(2.6.) からその条件は  $V < 2.405$  であると分かるので、式(2.2.60)とファイバの屈折率  $n_1 = 1.44$ , 空気の屈折率  $n_2 = 1$ , 光の波長  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  からテーパファイバの半径の条件を計算すると以下のように求まる。

$$a < 0.57 \mu\text{m} \quad (2.2.62)$$

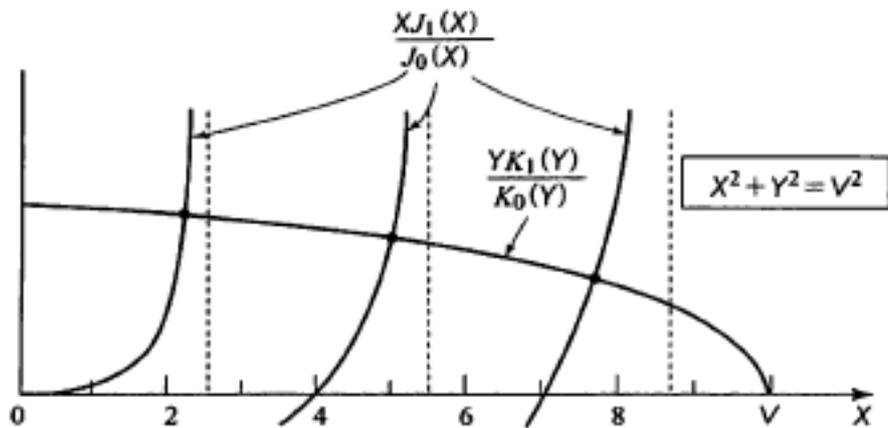


Fig. 2.6. Graphical configuration for solving characteristic equations(2.2.61). Here,  $l = 0, V = 10$ . [from Bahaa E.A.Saleh, Malvin Carl Teich(2009) Fundamentals of Photonics, Japan, Morikita Publishing Co., pp.302]

## 第 3 部

# シリカを用いた微小光共振器の作製と評価

本研究では非線形光学効果を観測するためにシリカロッド微小共振器を用いる。そのためにまず作製段階の作製パラメータ (CO<sub>2</sub> レーザや集光レンズの焦点距離など) を導出した。その後、作製した共振器の  $Q$  値を測定した。その際の外部導波路としてテーパファイバを用いた。この部ではシリカロッド微小共振器の作成方法、テーパファイバの作成方法、作製した共振器の評価について述べる。

## 3.1 シリカロッド微小共振器作製

### 3.1.1 作成方法

Fig.(3.1.)(a) が実際のシリカロッド微小共振器の作製に用いる装置全体の写真である。この作製系の構成は光学定盤上のスペース確保と同定盤上でシリカトロイド共振器のリフロー工程を行えるために CO<sub>2</sub> レーザがエアスピンドルの上部に設置されているものとなっている。シリカロッド微小共振器の作製自体には反射ミラーは必要ではない (Fig.(1.4.)(a) のような作製系でよい)。作製系上段は CO<sub>2</sub> レーザ、レーザパワーのアッテネータ、レーザパワーのパワーメータ、レーザスイッチ、パワーコントローラが設置されている。上段から出たレーザはパワーを調整された後、2つの反射ミラーによって反射され下段に向かう。下段にはミラー側から焦点距離 5/cm の平凸レンズ、エアスピンドル、ビームディフューザが設置されている。下段に反射されてきたビームは平凸レンズでそのスポット径を絞られる。この集光されたビームはエアスピンドルに取り付けられた石英棒に照射される。石英棒を透過する光は危険であるのでビームディフューザで終端されている。エアスピンドルを電動ステージ上に配置し、LavVIEW のプログラムを用いて PC 上で系を真上から見たときの、CO<sub>2</sub> レーザに対する石英棒の垂直方向の位置を変化させている (Fig.3.2. 参照)。平凸レンズは 3 軸可変のステージ上に配置しているのでマイクロメータでその位置を移動させる。

作製を行う際の注意点は、まずレーザ遮光板を作成者のいる側 (Fig.3.1.(c)) に立て、CO<sub>2</sub> レーザが設置されている定盤を囲むように遮光カーテンを閉める、さらに作製者は保護メガネを装着するということが挙げられる。次に CO<sub>2</sub> レーザと冷却装置の電源を入れて、冷却装置内の水温が 20°C を下回るまで加工は始めない。冷却装置が正しく作動していないと、CO<sub>2</sub> レーザは、高温になり、その特性が変わってしまう恐れがあるため気を

付ける。以上を確認したのち、加工に移る。

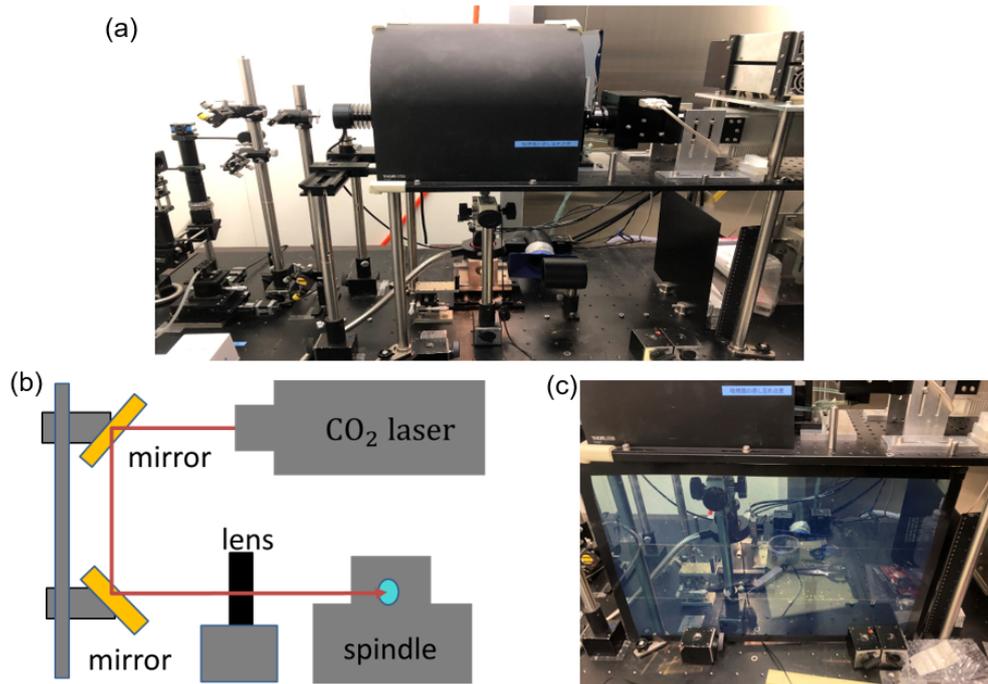


Fig. 3.1. (a)Image of fabrication system of silica rod microresonator.(b)Schematic of the system.(c)Image of light shield position.

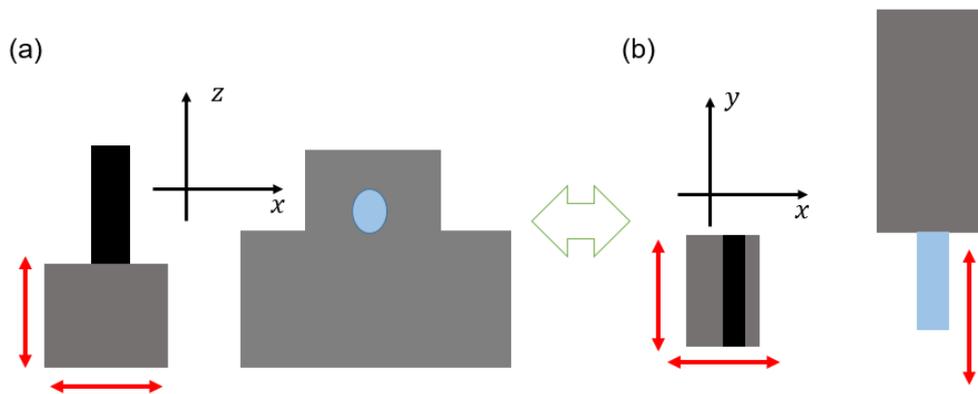


Fig. 3.2. Illustration of direction of movement of lens and air spindle.Seen from (a)the side,(b)above.

シリカロッド微小光共振器の材料であるシリカは  $\text{CO}_2$  レーザの波長である  $10.6\ \mu\text{m}$  で高い吸収性を示す．そのため， $\text{CO}_2$  レーザを集光させて照射することで簡単にシリカを溶融，蒸発させることが可能である．作製するのは WGM 共振器であるので，石英棒上に円盤状の部分を作る必要がある．この共振器は，石英棒を回転させ，その表面を削ることで作成される．具体的には石英棒をエアスピンドルに固定し，回転させながらその回転軸に垂直  $\text{CO}_2$  レーザのビームを当て，表面を加工していく．石英棒表面の加工は主に 3 つの工程がある．1 つ目は，表面を蒸発させ，軸出しをする加工である．2 つ目は，軸出しの過程で表面を削る際に比較的強いパワーのレーザを照射するために発生する表面の粗さを取り除くアニーリングである．3 つ目は，共振器の外形を形作るために回転軸上に適当な 2 点を取り，2 つの円形の溝を掘る工程である．これらの工程の概略図を Fig.3.3. に示す．

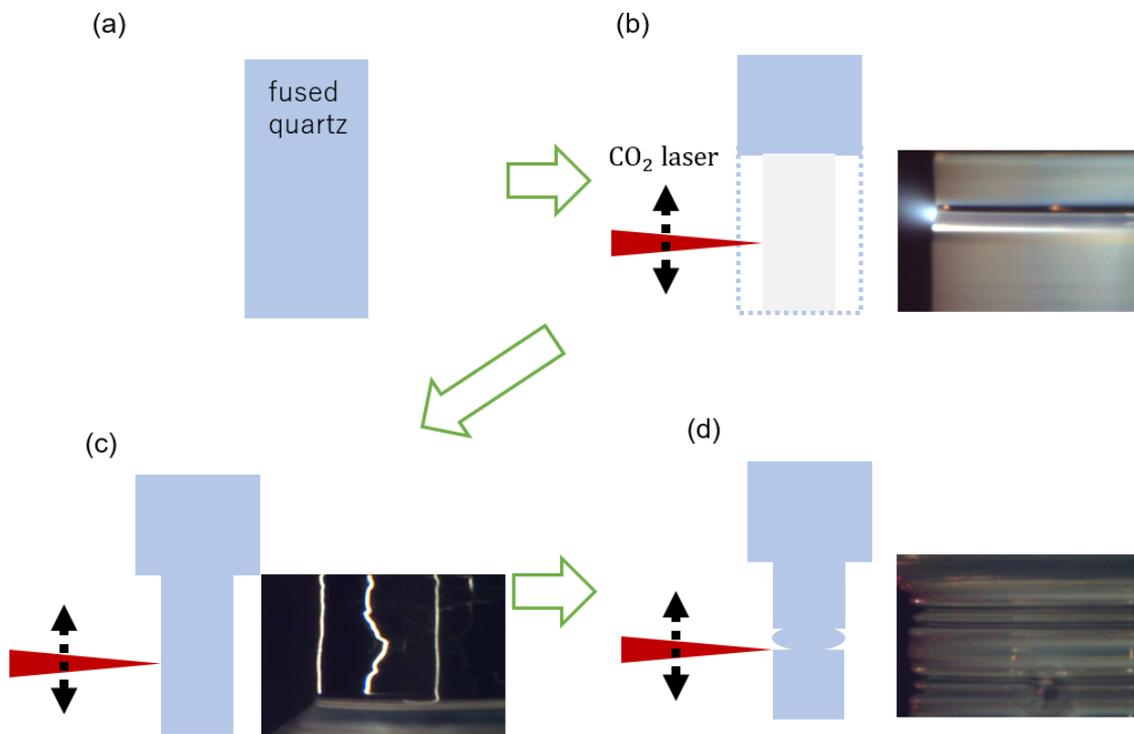


Fig. 3.3. Illustration of fabrication of a silica rod resonator.(a) shows a material(fused quartz).(b)Surface processing which enables shrinking of the diameter of the fused silica rod.(c)Surface processing for some annealing.(d)Laser cutting.

具体的な手順を説明する． Fig.3.3.(a) : 石英棒をエアスピンドルにコレットチャックを用いてしっかりと固定する．このとき用いる石英棒を選択する際の注意点としては，OH

基の含有量ができるだけ少ないものを選ぶことである。石英棒に OH 基が含有されているほど共振器内を周回する光が吸収され、結果として共振器の性能を表すパラメータである  $Q$  値が制限されてしまうからである。例えば、石英棒に含有される OH 基の量が 5 ppm のとき  $Q$  値は  $2 \times 10^{10}$  に制限される<sup>16)</sup>。また、石英棒を固定した後、アセトンやエタノールを用いて、表面のゴミをふき取ることが表面を滑らかに加工する上で大切になってくる。エアスピンドルはコンプレッサから空気を受け取り稼働している。エアスピンドルに送られる空気は 0.05 MPa-0.1 MPa の間で調整する。これは空気圧が低いと、回転数が少なくなり、レーザが同じ点に比較的長時間照射されるため表面が焦げてしまうからである。逆に回転数が多すぎると熱が溜まりにくくなり、表面を同じ深さ削るために必要なパワーが増加するので危険であるからである。CO<sub>2</sub> レーザは平凸レンズで集光され、レンズから 5 cm の点でスポット径が最も小さくなるが、焦点は石英棒の表面から数 mm 程度離れた位置に設定するとよい。なぜなら焦点が表面に近いほど、一度に削られる深さが深くなり共振器サイズやその形状の微調整が難しくなるからである。

Fig.3.3.(b) : スピンドルと石英棒の回転軸を合わせるために軸出しを行う必要がある。この処理をしないと軸ブレが起これ、共振器の形状がきれいな円形にならないことがあるからである。軸出しには比較的高いパワーで表面を削る。このとき Fig.3.3.(b) のように表面が白く濁る。これはレーザの熱によって表面のシリカが激しく蒸発することで表面の構造が荒くなってしまったため光をより反射するようになり白く見えるのだと考えられる。さらに表面を削ることで共振器のサイズを制御することもできる。

Fig.3.3.(c) : 外部導波路と結合は表面が荒いと取りにくくなってしまうので、白濁してしまった表面を元のように滑らかにする必要がある。この工程をアニーリングといい、先ほどよりも低いパワーのレーザを表面に照射する。適切なパワーを選ぶと表面は徐々に滑らかになっていく。

Fig.3.3.(d) : 表面を滑らかにした後、平凸レンズの焦点をわずかに近づけ、任意の距離離れた 2 か所をレーザで削っていく。この工程で溝を作り共振器部分を作製することができる。このときレーザを当てる 2 点間の距離によって共振器の曲率半径を制御することができる。すなわち共振器構造を変えることで、共振器の構造分散をある程度制御することができる。

以下シリカロッド微小共振器の作製を具体的なパラメータを記しながら示す。加工を行うのは 2.5 mm の石英棒である。

1. まず、CO<sub>2</sub> レーザのガイド光がレンズの中心を通り、レンズの前後で光がスピンドルに対して垂直を保ちながらまっすぐに照射するように反射ミラー 2 つとレンズの位置をア

ライメントした。このときのアライメントは Fig.3.4.(a) に示した黄緑の矢印の 3 つの位置において光学定盤のタップ穴に沿って配置したターゲット上の同じ点にガイド光が当たるようにした。アライメントが正確になされていないと Fig.3.4.(b) のように共振器が傾き、光を内部に閉じ込めることができなくなる。

2. 2.5 mm のコレットチャックで石英棒をエアスピンドルに固定した。固定した石英棒表面をエタノールを含ませたレンズクリーナーで拭き、表面のごみを取り除いた。焦点が表面から 2 mm だけレンズ側に引いた位置にくるようにレンズの位置を調節した。このときレーザーが当たる高さ (Fig.3.2. の z 軸方向の位置) は石英棒の円心よりもわずかに上にくるように調整している。

3. 次に、エアスピンドルの圧力計が 0.075 MPa になるように設定した。その後バルブを開いてスピンドルを回転させた。

パワーメータで計測しながら CO<sub>2</sub> レーザのパワーを 15 W 程度まで上げ、レーザーのシャッターを閉じた後パラメータを光路からずらした。そして、レーザーのシャッターを開け、石英棒の表面にレーザーを照射した。シャッターが開くと同時に、スピンドルの乗った電動ステージをプログラムによって掃引させた。このときステージの速度は 0.25 mm/sec で、掃引距離は 2 mm とした。

4. 石英棒の太さが所望の太さになるか、軸出しが十分に行われたところでレーザーのパワーを 7 W 程度まで下げることでアニーリングを行った。表面が滑らかになったことを確認したところでレーザーのシャッターを閉じ、ステージを停止させた。

5. この工程を行った部分の任意の 2 点を選び、レーザーカッティングを行った (2 点間の距離の差は今回 135 μm とした)。レーザーカッティングは先ほどよりもレンズの焦点を 1 mm ほど石英棒方向に近づけ、パワーはアニーリングに利用したままの強さで、2 点に 3 秒ずつレーザーを交互に 5 回程度照射することで行った。

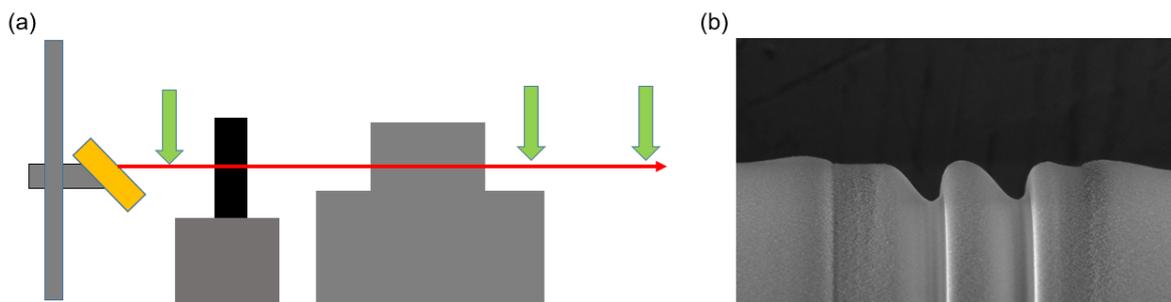


Fig.3.4. (a)Target position for alignment.(b)Resonator fabricated by unaligned laser which cannot trap light.

### 3.1.2 作製した共振器

先ほどの手順で作成したシリカロッド微小共振器の形状を理工学部中央試験場のE-SEM(環境制御走査型電子顕微鏡)を使用して表面を観察したところ Fig.3.5. のようであった。E-SEM 画像から見積もられる共振器の直径は 1.61 mm であったため、共振周波数間隔は 41.2 GHz と見積もられる(このときシリカの屈折率を 1.44 とした)。レーザを照射する間隔を制御することでシリカロッド微小共振器の曲率半径を変化させることができることは前述したが、今回のレーザの照射間隔は 135  $\mu\text{m}$  としたところ、曲率半径は 65.2  $\mu\text{m}$  であった。

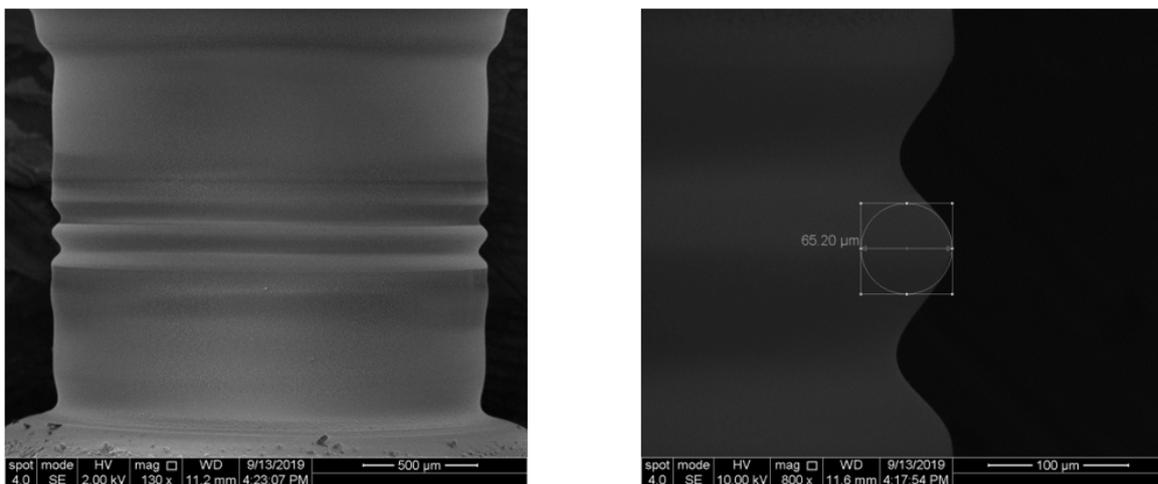


Fig. 3.5. (a)Image of fabricated silica rod resonator taken by E-SEM.(b)Curvature radius of fabricated resonator.

シリカロッド微小共振器作製において重要なパラメータは、レーザパワー、レーザの照射時間、レーザの照射間隔、レンズの焦点の位置、スピンドルの回転速度、スピンドルを移動させる電動ステージの掃引速度である。この内、レーザパワー、レンズの焦点の2つのパラメータは使用する石英棒の大きさにそれぞれ最適な値が存在するので、それを考慮して値を変更する必要がある。パワーが最適な値でないと、表面を十分に削ることができない、または表面を削り過ぎてしまいスピンドルの回転に耐えられずに石英棒が折れてしまう恐れがある。焦点が表面に近すぎる場合は、レーザが当たる範囲が狭められ表面が均一に溶かされないことがある。この場合アニーリングを行っても表面を滑らかにすることができないので注意が必要である。

一方、レーザの照射時間、照射間隔、スピンドルの回転速度や電動ステージの掃引速度は

石英棒の大きさが変化してもレーザーパワーや焦点の位置が適切に取られていれば大きな影響はない。レーザーの照射時間と照射間隔はレーザーのパワーによっては注意が必要である。大きな石英棒を用いる場合、比較的大きなパワーが必要となるが、パワーが大きいほどレーザーカッティングにおける溝の幅が広がってしまうため、照射間隔が狭い共振器（曲率半径の小さい共振器）の作製は困難になる。共振器の曲率半径を小さくしたい場合、長時間照射すると共振器が潰れてしまうので、レーザーカッティングが十分にできる範囲で照射時間を短くする必要がある。反対に照射間隔がレーザーパワーに対して広すぎる場合、共振器の先端が平らまたは歪になってしまう。先端が平らな共振器は、理論上はWGM共振器としての振る舞いができるが熱の影響を受けて表面が荒くなってしまい光が表面で散乱しやすくなり、結合が取りにくい。スピンドルの回転速度が遅すぎる場合、レーザーが同じ点に照射される時間が長くなるので熱が溜まりやすくなり、石英棒が削られやすくなるため折れてしまう危険性がある。さらに遅すぎる場合、表面が焦げてしまう恐れもある（表面が焦げてしまうと、石英棒を削っても表面に焦げ目が残ってしまう）。電動ステージの速度が遅い場合、単純に石英棒が溶けやすくなるだけだが、早すぎる場合アニーリングの工程で石英棒表面にムラができてしまう（Fig.3.6. 参照）。

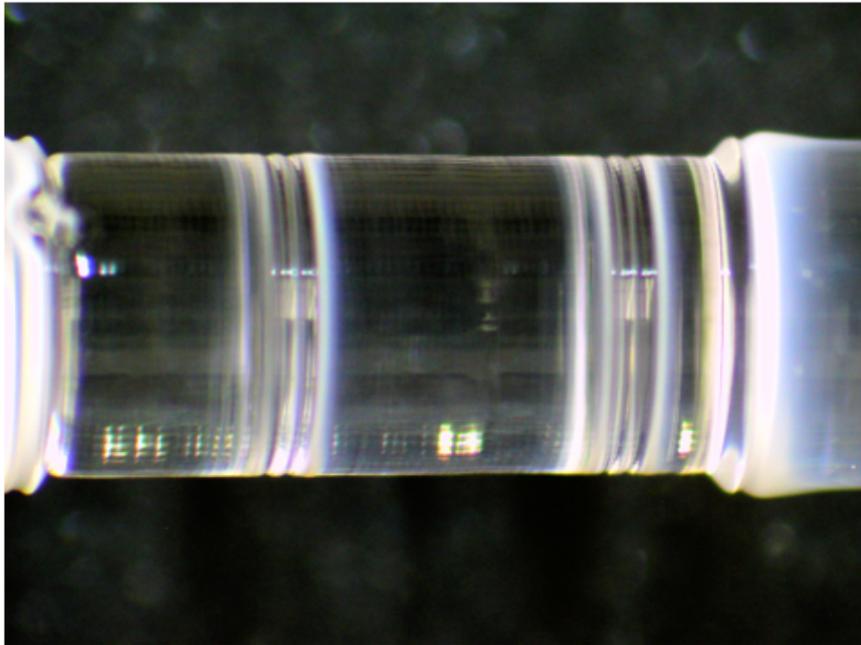


Fig. 3.6. (a)Image of uneven surface of silica rod resonator.(b).

このように表面にムラができてしまった場合、共振器部分を作製した際に共振器の形状

が綺麗な円盤形にならない。すると、光を閉じ込める力が弱くなってしまい非線形光学効果が観測できなくなってしまう。

パラメータ以外で注意する点としては、共振器同士の間隔を近づけ過ぎないということである。共振器間隔が近すぎると、一方の共振器を作製するためにレーザカッティングを行っている際に、すでに作成した共振器がレーザの熱の影響を受けてしまい、形状がわずかに変化してしまう恐れがある。

## 3.2 テーパファイバの作成方法

前述したように本研究では微小光共振器とレーザ光の結合のための外部導波路としてテーパファイバを用いた。テーパファイバを作製する装置は2種類あり、この節ではそれぞれの作成方法を述べる。

### 3.2.1 マイクロトーチを用いたテーパファイバ

第2部で述べたようにテーパファイバの直径は $1.14\mu\text{m}$ 以下にする必要がある。マイクロトーチを用いたテーパファイバ作製は、シングルモードファイバに炎を当て引き延ばす方法を取る。実際に用いた作製装置を Fig.3.7. に示す。作成手順は以下のようである。

1. 市販のシングルモードファイバとコネクタが付いたシングルモードファイバをファイバの被膜を剥がしたのち、融着器で融着する。その後、炎を当てる部分の被膜を剥がしておく。このとき融着した部分はテーパにしないように気を付ける。
2. コネクタをレーザとパラメータにそれぞれ接続し、 $1\text{mW}$  入力したとき、パワーメータ側が  $0\text{dBm}$  を指していることを確認する。損失が大きい場合ファイバの融着が適切に行われていない可能性があるのでやり直す。
3. 治具を装置に固定し、装置の電源を入れる。ステージを初期化し、テーパファイバにする部分が適切な位置にくるように固定する。ファイバを固定する前に引き延ばす部分は、アセトンで濡らしたベンコットで丁寧にゴミをふき取る。
4. 酸素ガスとプロパンガスの元栓を開け、トーチに火を点ける。外炎がファイバに接するようにトーチの高さを調整した後、トーチをファイバ方向に移動させながら、ファイバを電動ステージによって延伸させる。
5. 光の透過率を PC 上で観察し、シングルモード → マルチモード → シングルモードと遷移したところで炎とステージの移動を止める。

Fig.3.8. はテーパファイバ作成過程における透過率の変化を表している。ファイバが熱で引き延ばされることで、コアとクラッドが一体化し始め、ファイバ全体をコア、空気をクラッドとしたファイバとなりその内部で様々なモードを取るようになる（マルチモード）。このため、透過率は変動が大きくなっている。さらに引き延ばされることでファイバの直径が小さくなると、ファイバ内に存在できるモードが少なくなり、シングルモードとなる。このとき透過率は安定するようになる。マイクロトーチ装置はガスによる炎を用いているため、炎の強さがガスの流量を適切に調整しなければならない。炎が強すぎる場合、熱で引き延ばす部分以外にも熱が伝わり、ファイバの損失が大きくなってしまう。反対に炎が弱いと十分にファイバを延伸させることができずに切れてしまう。さらに、炎は外気によって揺らいでしまうため、テーパファイバの細さにムラができてしまうことがある。Fig.3.8. では損失がある時刻で大きくなっているところがあるが、これは炎が揺らいでいたため、必要以上の熱が一瞬加えられてしまったことによる。また、ファイバにごみが付着していると、ごみが燃やされファイバの損失に繋がるので気を付ける。

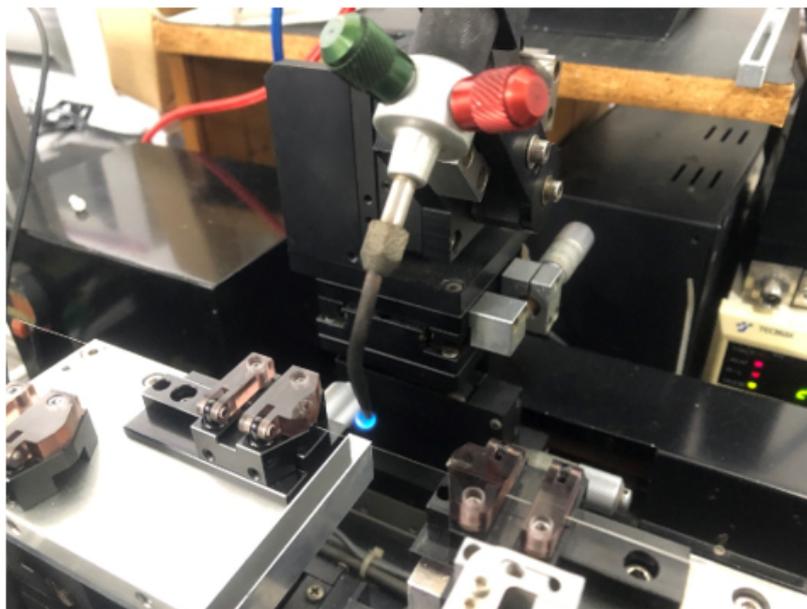


Fig. 3.7. Image of the setup for tapered fiber fabrication using micro torch.

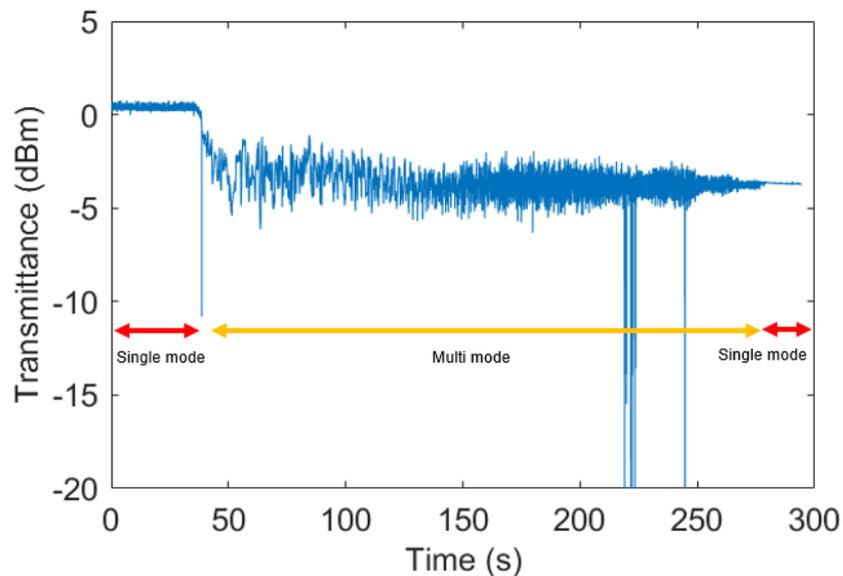


Fig. 3.8. The transmission of laser light at 1550 nm during pulling a tapered fiber using micro torch.

### 3.2.2 セラミックヒータを用いたテーパファイバ

次にセラミックヒータを用いたテーパファイバ作製について述べる。セラミックヒータは外部から電流を印加することでヒータを加熱し、その熱でファイバを延伸させる装置である。用いる装置は Fig.3.9. に示す。以下が作製手順である。

1. マイクロトーチの場合と同様にシングルモードファイバとコネクタ付きのファイバを融着する。テーパファイバにする部分の被膜を剥がす。
2. 外部電流源の電源を点け、電流が指定の値 (5.75 A) に上がるまで待つ。
3. セラミックヒータが加熱され赤くなっていることを確認し、ファイバをアセトンで丁寧に拭き、治具に設置する。
4. セラミックヒータを移動させ、ファイバを 2 分ほど加熱する。その後、電動ステージを動かしてファイバを延伸させていく。
5. 光の透過率を PC 上で観察し、シングルモード → マルチモード → シングルモードと遷移したところでステージの移動を止め、ヒータをファイバから離す。

Fig.3.10. に透過率の遷移を示す。セラミックヒータを用いた場合、マイクロトーチを用いたものと比べ、損失が変動しないことがわかる。これによって共振器との結合がより効

率的に行える。しかし、マイクロトーチの透過率と違い、シングルモードとなる様子が分かりにくいため、延伸のし過ぎでファイバが切れてしまう恐れがあるため、おおよその作製にかかる時間を考慮しておくといよい。

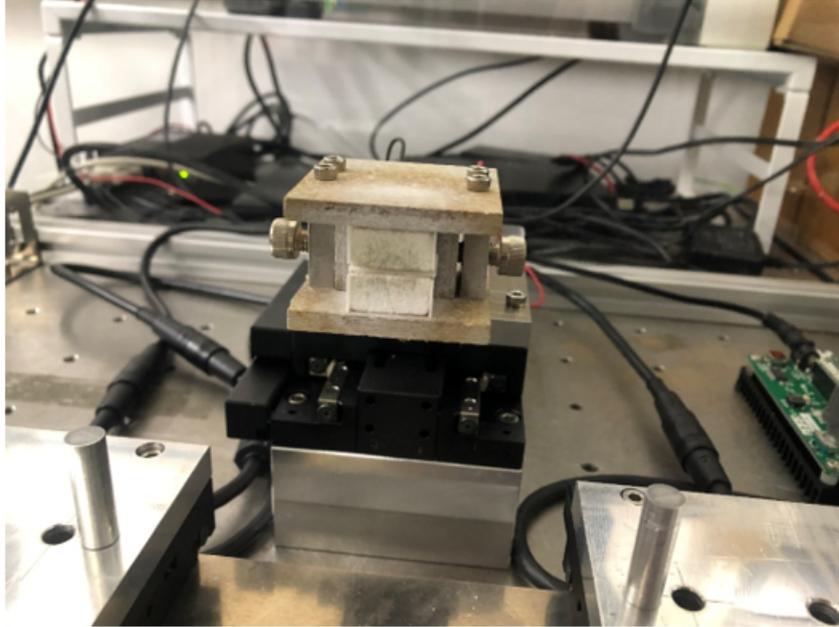


Fig. 3.9. Image of the setup for tapered fiber fabrication using ceramic heater.

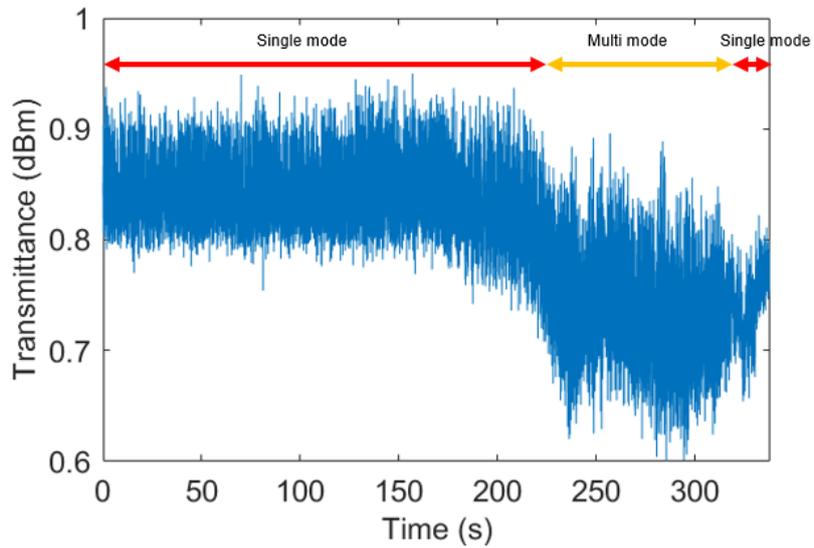


Fig. 3.10. The transmission of laser light at 1550 nm during pulling a tapered fiber using ceramic heater.

ここまで2種類の作製装置を示したが、損失が少なく、作製が安定する点ではセラミックヒータを用いるのが良い。しかし、セラミックヒータはヒータの加熱に時間がかかる(40分ほど)ため、作製時間の面ではマイクロトーチが良い。共振器との結合に用いる場合は損失が小さいテーパファイバが必要であるので、本研究ではセラミックヒータを用いる。

### 3.2.3 ファイバ径と装置のパラメータ

テーパファイバ作製のパラメータは引き時間、引き速度、加熱範囲である。引き速度を  $v$ 、引き時間を  $T$  とするときこれらの関係は以下の式で表される。

$$T = N \times 10^{(-x)} \quad (3.2.1)$$

$x$  は計算の精度の高さを表しており、式 (3.2.1) は引き時間  $T$  経過する間に直径の変化を  $10^{(-x)}$  秒ごとに  $N$  回行うことを意味している。ファイバの簡略化したモデルを考える (Fig.3.11.)。

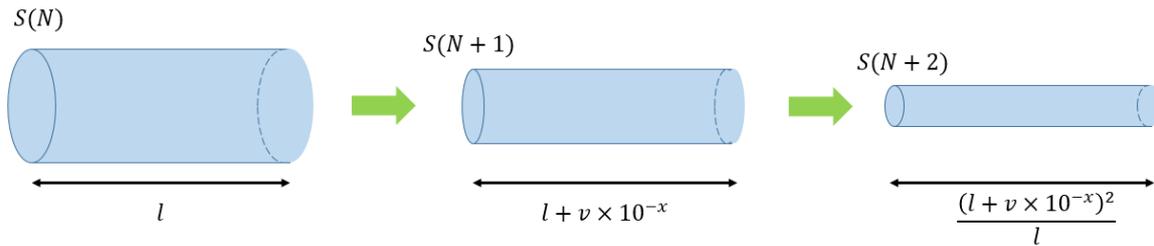


Fig.3.11. The transmission of laser light at 1550 nm during pulling a tapered fiber using ceramic heater.

計算回数が  $N$  回目ときのファイバの断面積を  $S(N)$  とし、ファイバ長を  $l$  とする。  $N$  が 1 増加すると、断面積は  $S(N+1)$  となり、ファイバの長さは  $v \times 10^{(-x)}$  だけ増加する。これを式で表すと以下のようなになる。

$$S(N+1) \times (l + v \times 10^{(-x)}) = S(N) \times l \quad (3.2.2)$$

$$\begin{aligned}
S(N) &= S(N-1) \times \frac{l}{l+v \times 10^{(-x)}} \\
&= S(N-2) \times \left(\frac{l}{l+v \times 10^{(-x)}}\right)^2 \\
&= \dots \\
&= S(0) \times \left(\frac{l}{l+v \times 10^{(-x)}}\right)^N
\end{aligned} \tag{3.2.3}$$

式 (3.2.2) から式 (3.2.3) のように計算できる．この結果から，引き時間  $T$  だけ経過した後のテーパファイバの直径  $d(T)$  は以下のように求まる．

$$d(T) = d_0 \times \left(\frac{l}{l+v \times 10^{(-x)}}\right)^{N/2} \tag{3.2.4}$$

$d_0$  は元々のファイバの直径であり，一般的には  $125 \mu\text{m}$  である．

## 3.3 共振器の評価

### 3.3.1 測定方法

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、サンプルを乗せるステージから構成される Fig.3.12. で行う。サンプルを乗せるステージは3軸ステージであるのでテーパファイバとのアライメントが可能になっている。シリカロッド微小共振器の場合、アライメントは主に上カメラで行う。横カメラからは、共振器がロッドの先端にない限り結合が確認しにくいいためである。共振器とテーパファイバを結合させるための上カメラおよび横カメラの画像を Fig.3.13. に示す。このときテーパファイバは比較的太い部分を用いている。ロッド共振器ではテーパファイバとの結合の際、ファイバを共振器にほぼ接触させるため、テーパファイバの細い部分を使うとわずかに近づけるだけで結合損失が大きくなってしまい、結合が難しくなるからである。

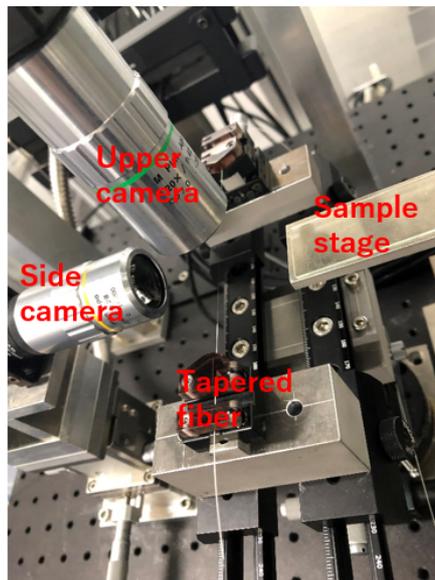


Fig. 3.12. Image of the coupling setup.

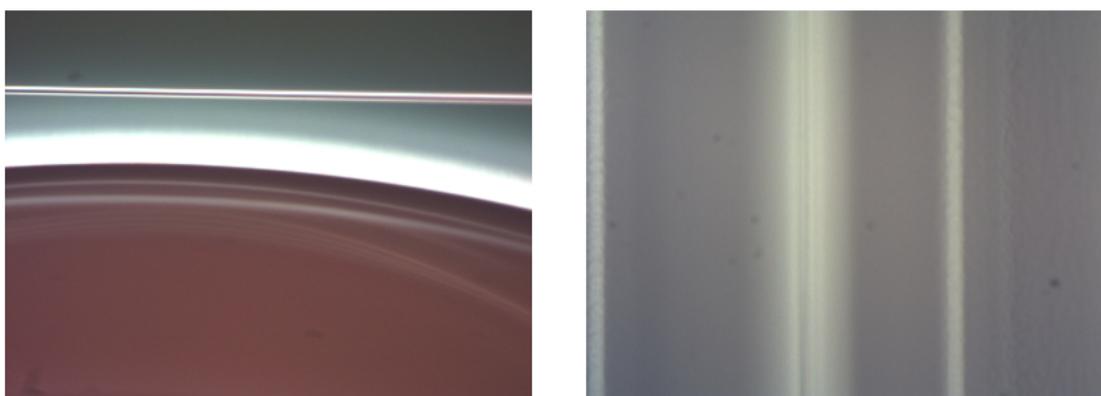


Fig. 3.13. Images of a silica rod microcavity coupled with an optical tapered fiber. (a) is captured by the side camera and (b) is by the upper camera.

共振器の性能評価 (共振周波数測定,  $Q$  値の測定等) は Fig.3.14. の測定セットアップを用いる. 本研究では波長可変レーザを用いて波長を掃引した光をテーパファイバを通して共振器に結合させ, その波長ごとの透過率をパワーメータによって測定している. この透過率のグラフから共振器の共振周波数, FSR,  $Q$  値を取得することができる. しかし, 波長可変レーザの掃引速度の最低値は  $0.5 \text{ nm/s}$  であり, パワーメータの応答速度が  $100 \text{ } \mu\text{s}$  であるから, 取得データのプロットは  $0.5 \text{ pm}$  程度の間隔となる. したがって, パワーメータを介し正確に測定できる  $Q$  値は  $10^7$  程度までである. これ以上の高  $Q$  値は Fig.3.15. のような実験系を用いて測定しなくてはならない.

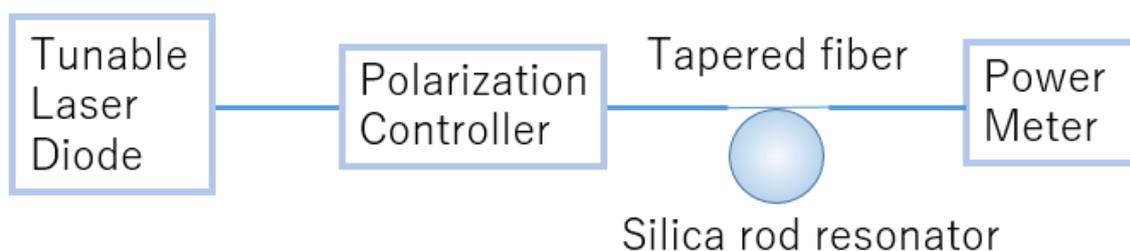


Fig. 3.14. Experimental setup for measuring  $Q$  of a silica rod microcavity from a transmission spectrum by power meter.

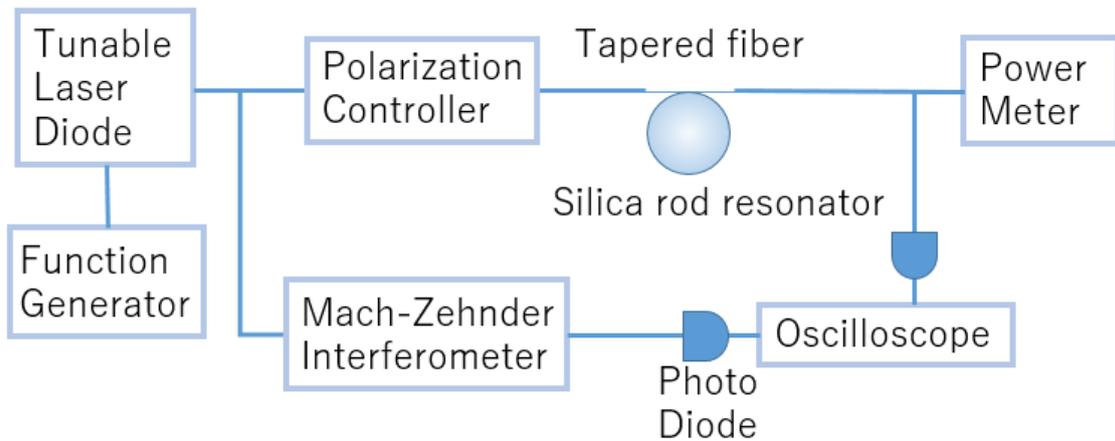


Fig. 3.15. Experimental setup for measuring  $Q$  of a silica rod microcavity from a transmission spectrum by oscilloscope.

オシロスコープを用いた  $Q$  値測定方法の手順を説明する。

1. 波長可変レーザのパワーを光ファイバカップラで 1:99 に分け、その 1 を周波数 20 MHz 正弦波を出力するマッハツェンダー干渉計に、99 のパワーを偏波コントローラ側に入力する。
2. 共振器に結合し、出力された光とマッハツェンダー干渉計から出力された光をオシロスコープにフォトダイオードを用いて入力する。
3. パワーメータで計測した透過率から取得した共振波長のみを出力するようにレーザを設定し、その波長を中心としてファンクションジェネレータを用いてわずかな間隔で波長掃引を行う。
4. オシロスコープ上には、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 正弦波、ファンクションジェネレータの矩形波信号が表示されている。ファンクションジェネレータの信号にトリガーをかけ、オシロスコープ上で 3 つの信号を固定する。
5. 共振器に結合した光の透過スペクトルの半値全幅 (ns) をマッハツェンダー干渉計 (1 周期が 50 ns) による正弦波から算出する。
6. 算出した半値全幅を  $Q = \omega\tau$  に代入し、 $Q$  値を取得する。

この方法で  $Q$  値を測定する際、レーザのパワーが強すぎると共振周波数の熱シフトが起こり、正確な  $Q$  値 (半値全幅) が計測できなくなるので、透過スペクトルがきれいなロー

レンツ型になるようにパワーの値に注意する必要がある。

### 3.3.2 テーパーファイバと共振器の結合

共振器とテーパファイバなどの外部導波路との結合は，位相整合条件を満たす必要がある。位相整合条件とは，外部導波路を伝搬する光の波数を  $k_1$ ，共振器を伝搬する 2 種類の光の波数を  $k_2, k_3$  とするとき以下の式で与えられる。

$$2k_1 = k_2 + k_3 \quad (3.3.5)$$

ここで外部導波路から共振器に結合する光の伝搬定数は外部導波路と共振器間の距離が十分に小さいとき近似的に一致するはずであるから，位相整合条件を満たすには外部導波路と共振器の有効屈折率が等しくなれば良いことがわかる (有効屈折率  $n_{\text{eff}} = \beta/k$ )。実験的には有効屈折率はテーパファイバの太さを適切な太さに調節することで等しくすることができる。

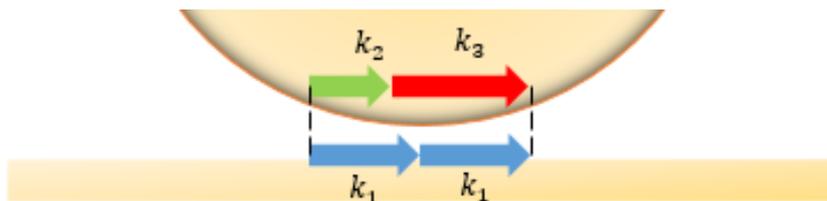


Fig. 3.16. Illustration of phase matching condition.

### 3.3.3 測定結果

実際に  $2.5 \mu\text{m}$  の石英棒を用いて作製したシリカロッド微小共振器の  $1540 \text{ nm} - 1560 \text{ nm}$  での透過スペクトルは Fig.3.17.(a) のようになった。この共振器直径は E-SEM で撮影した画像からおおよそ  $1.61 \mu\text{m}$  で FSR は  $41.2 \text{ GHz}$  であると見積もられていたが，Fig.3.17.(b) を見ると赤い点線で囲まれた縦モードの集団がいくつも並んでいるように見える。赤い点線で囲まれた縦モードはそれぞれ別の横モードに起因する共振周波数である。したがって，共振器の FSR を計算するには，同じ横モード由来の縦モード間隔を取得する必要がある。Fig.3.17.(b) の黄緑の矢印が同じ横モードに属していると考えられる。この縦モードはそれぞれ  $1550.0157 \text{ nm}$  と  $1550.2835 \text{ nm}$  であるので FSR は  $33.4 \text{ GHz}$  と

計算された。この FSR から共振器の直径は 1.98 mm であることがわかる。

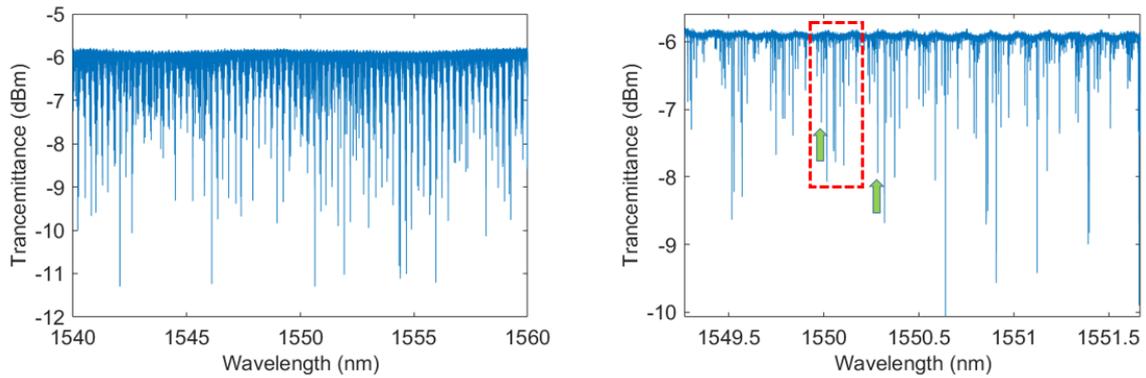


Fig. 3.17. (a) Measured resonant spectra of 2.0 mm silica rod resonator. (b) Each longitudinal mode surrounded by a red dotted line has a different transverse mode.

この共振器は、Fig. 3.17.(b) から基本モード以外の高次モードが励起されていることがわかる。ロッド共振器では曲率半径が比較的大きく、このような高次モードが存在しやすくなっている。この共振器の  $Q$  値を先ほど述べたオシロスコープを用いた方法で計測した。その結果を Fig. 3.18. に示す。このときの  $Q$  値は  $Q \approx 2.64 \times 10^8$  であった。ここで第 2 部の式 (2.2.44) から共振器固有の  $Q$  値を求めると、以下のように計算された。

$$\begin{aligned}
 Q_{\text{int}} &= \frac{2}{1 + \sqrt{0.92}} 2.64 \times 10^8 \\
 &= 2.7 \times 10^8
 \end{aligned}
 \tag{3.3.6}$$

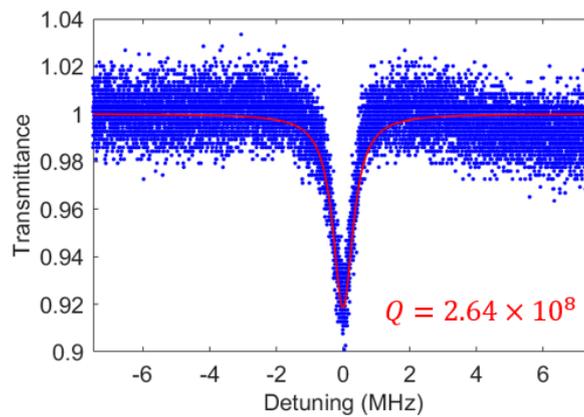


Fig. 3.18. Measured  $Q$  factor of 2.0 mm silica rod resonator.

### 3.3.4 結合距離の依存性

共振器と外部導波路の結合は、結合損失が重要なパラメータとなってくる。結合の効率は実験的には共振器と外部導波路の距離で決定される。Fig.3.19. に共振器とテーパファイバの間隔を広げていった際の  $Q$  値の変化を示す。gap=0 nm はテーパファイバを共振器に近づけたときの適当な基準位置である。Fig.3.19. を見ると、gap=0 で  $Q$  値が高い値を示している。これはおそらく共振器の頂点に結合しておらず、共振器を離れていく過程で頂点に近づき、結合強度が上がってしまったためだと考えられる。理論的には共振器と外部導波路の距離が離れるほど、Under coupling に近いて行くため  $Q$  値は増加するはずである。また、強度透過率は距離が離れるにしたがって大きくなっていくが、今回取ったデータでは距離が離れるにつれ小さくなってしまった。この理由として、共振器が水平でなかったことが考えられる。共振器とテーパファイバの距離はサンプルステージを上下することで調節されるが、共振器が傾いているとステージを下げていった場合、共振器とテーパファイバの実際の距離がステージ移動量と比例しなくなるため、結合強度が距離に依存しなくなってしまうためである。

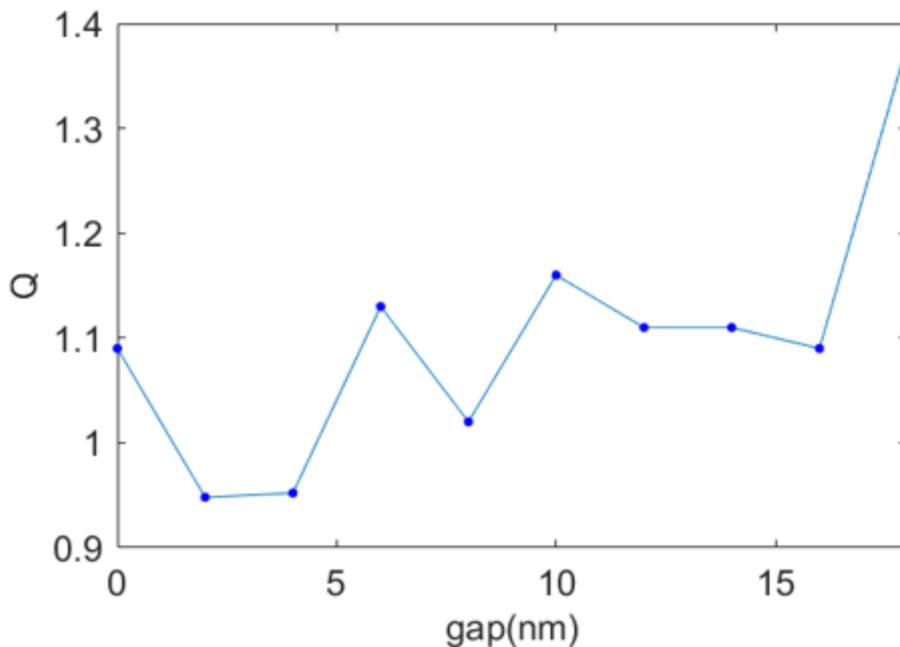


Fig. 3.19. Relationship between distance between resonator and tapered fiber and  $Q$  value.

## 第 4 部

# 非線形光学効果観測

## 4.1 3 次の非線形光学効果の理論

### 4.1.1 非線形光学効果

光が媒質中を伝搬するとき、電界によって媒質中の原子内で電荷の偏りが生じる（誘電分極）。この誘電分極によって光と物質の間で相互作用が起こる。光の電界を  $E(z, t)$ , 誘電分極を  $P$  とすると、以下の式で表される。

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \quad (4.1.1)$$

$\epsilon_0$  は真空中の誘電率、 $\chi^{(1)}$  は電気感受率である。式 (4.1.1) は光の強度が弱く線形に近似できるときの誘電分極であり、微小光共振器のように内部で強度が増幅され、強くなると非線形の項が無視できなくなり、誘電分極は以下のような式であらわされるようになる

$$P(t) = \epsilon_0 (\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots) \quad (4.1.2)$$

$\chi^{(2)}$  と  $\chi^{(3)}$  はそれぞれ 2 次の電気感受率と 3 次の非線形感受率である。非線形光学効果はこれらの非線形項によるものである。本研究で用いるシリカなどの原子配置が中心対称性を持つ媒質は 2 次の電気感受率が 0 となるため、3 次の項による非線形光学効果（3 次の非線形光学効果）が観測される。式 (4.1.2) から 3 次以降の項も存在するが、一般的に  $\chi^{(1)} \gg \chi^{(2)} \gg \chi^{(3)} \gg \dots$  であるから 4 次以降の項は通常無視できる。

ここで光の電界が 3 つの角周波数を持つ成分の重ね合わせからなるとすると、

$$E(t) = \text{Re}\{E(\omega_1)\exp(j\omega_1 t)\} + \text{Re}\{E(\omega_2)\exp(j\omega_2 t)\} + \text{Re}\{E(\omega_3)\exp(j\omega_3 t)\} \quad (4.1.3)$$

すると 3 次の非線形分極は以下のように表される。

$$P^{(3)}(t) = \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi^{(3)} \sum_{q,r,l=\pm 1,\pm 2,\pm 3} E(\omega_q) E(\omega_r) E(\omega_l) \exp[j(\omega_q + \omega_r + \omega_l)t] \quad (4.1.4)$$

この式から 3 次の非線形分極は周波数が  $\omega_a, 3\omega_a, 2\omega_a \pm \omega_b, \pm\omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3$  ( $a, b = 1, 2, 3$ ) の調和成分の和である。

### 光 Kerr 効果

先ほど挙げた非線形分極が持つ周波数の内、 $\omega_a$  であらわされる周波数を取るとき光 Kerr 効果という非線形光学効果が生じる。このとき式 (4.1.4) から 3 次の非線形分極は以下のように表される。 ( $a, b, c = 1, 2, 3$ )

$$P^{(3)}(\omega_a) = \epsilon_0 \chi^{(3)} (3E_a E_a^* + 6E_b E_b^* + E_c E_c^*) E_a \quad (4.1.5)$$

この式で係数が 3 の項は自己位相変調 (SPM; self phase modulation), 6 の項は交差位相変調 (XPM; cross phase modulation) を表している。光 Kerr 効果は光強度に応じて媒質の屈折率が変化する現象のことを指し、その屈折率変化は光強度を  $I$  として以下のように与えられる。

$$n = n_0 + n_2 I \quad (4.1.6)$$

$n_0$  は一般的に用いられる値である線形の屈折率,  $n_2$  は非線形屈折率を表す。Kerr 効果を起こす光強度には伝搬する光そのものが持つ強度と他の光が持つ強度の 2 つがあり、前者によって屈折率が変化する場合は SPM, 後者によって変化する場合は XPM と呼ぶ。式 (4.1.5) から XPM は SPM の 2 倍強い効果を持つことがわかる。3 次非線形倍異質中での有効感受率  $\chi_{\text{eff}}$  は

$$\chi_{\text{eff}} = \chi^{(1)} + 3\chi^{(3)} |E_a|^2 \quad (4.1.7)$$

と書け、屈折率との関係は以下のようになる。

$$n^2 = 1 + \chi_{\text{eff}} \quad (4.1.8)$$

ここで、光の強度は電界を用いて表すと

$$I_{a,b,c} = 2n_0 \epsilon_0 c |E_{a,b,c}|^2 \quad (4.1.9)$$

であるので式 (4.1.6) と式 (4.1.8) と合わせることで非線形屈折率は以下のように求まる。

$$n_2 = \frac{3}{4n_0^2 \epsilon_0 c} \chi^{(3)} \quad (4.1.10)$$

### 3 次高調波発生 (THG)

非線形分極が周波数  $3\omega_a$  を取るとき、3 次高調波発生 (THG; third harmonic generation) が起こる。メカニズムとしては同じエネルギーを持つ 3 つの光子からその和分のエネルギーを持つ光子 1 つが生まれることで説明がつく。1550nm を入力光とした際、第 3 次高調波は 516.7 nm の光となる。

### 3次和周波発生 (SFG)

非線形分極が周波数  $2\omega_a, \omega_b, \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$  で表されるとき、和周波発生 (SFG) が起こる。

### 四光波混合 (FWM)

非線形分極が周波数  $2\omega_a - \omega_b, \omega_a + \omega_b - \omega_c$  を持つとき、四光波混合 (FWM; four wave mixing) が発生する。この四光波混合が光 Kerr コムを発生させる重要な非線形光学効果である。四光波混合は縮退四光波混合 (degenerate) と非縮退四光波混合 (non-degenerate) の2種類存在する。縮退四光波混合では同じ周波数の光子2つから2つの異なる周波数を持つ光子が発生する。一方、非縮退四光波混合では2つの異なる周波数を持つ光子からさらに異なる周波数を持つ光子が2つ発生する。

四光波混合が起こるために必要な条件は位相整合条件およびエネルギー保存則である。前者の条件は波数ベクトルを用いて以下のように与えられる。

$$\mathbf{k}_n = 2\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b \quad (\text{degenerate}) \quad (4.1.11)$$

$$\mathbf{k}_n - \mathbf{k}_c = \mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b \quad (\text{non-degenerate}) \quad (4.1.12)$$

また、エネルギー保存則は以下のようなものである。

$$\omega_n = 2\omega_a - \omega_b \quad (\text{degenerate}) \quad (4.1.13)$$

$$\omega_n - \omega_c = \omega_a - \omega_b \quad (\text{non-degenerate}) \quad (4.1.14)$$

第3部で述べたように位相整合条件はテーパファイバと共振器間の距離およびテーパファイバの太さで変化させることができる。

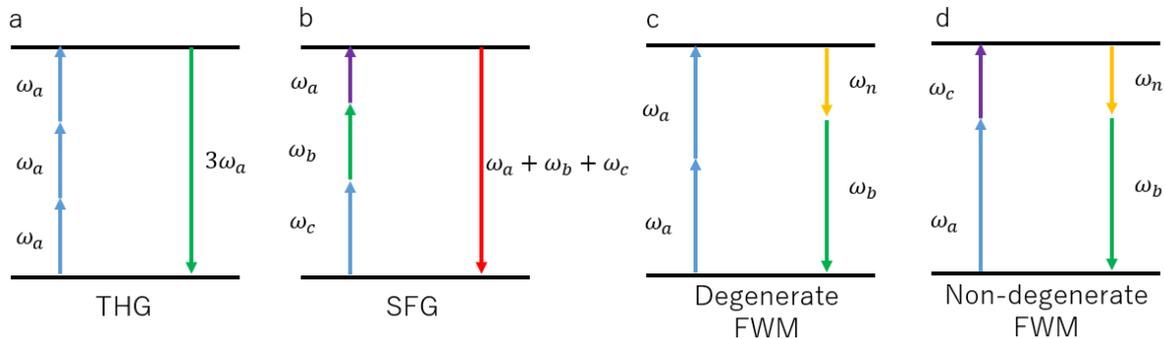


Fig. 4.1. (a)Third harmonic generation.(b)Sum frequency generation.(c)Degenerate four wave mixing.(d)Non-degenerate four wave mixing.

#### 4.1.2 光 Kerr コム

光 Kerr コムは微小光共振器内で四光波混合が連続的に発生することで形成される。光 Kerr コムは共振器のモードが位相整合条件とエネルギー保存則を満たすときに発生することがわかる。光 Kerr コムの発生過程は、まずポンプ光が縮退四光波混合によってサイドバンドを形成する。その後、3つの光が非縮退四光波混合を起こしスペクトルが広がっていく。以降非縮退四光波混合が繰り返されることで光 Kerr コムが生成する。

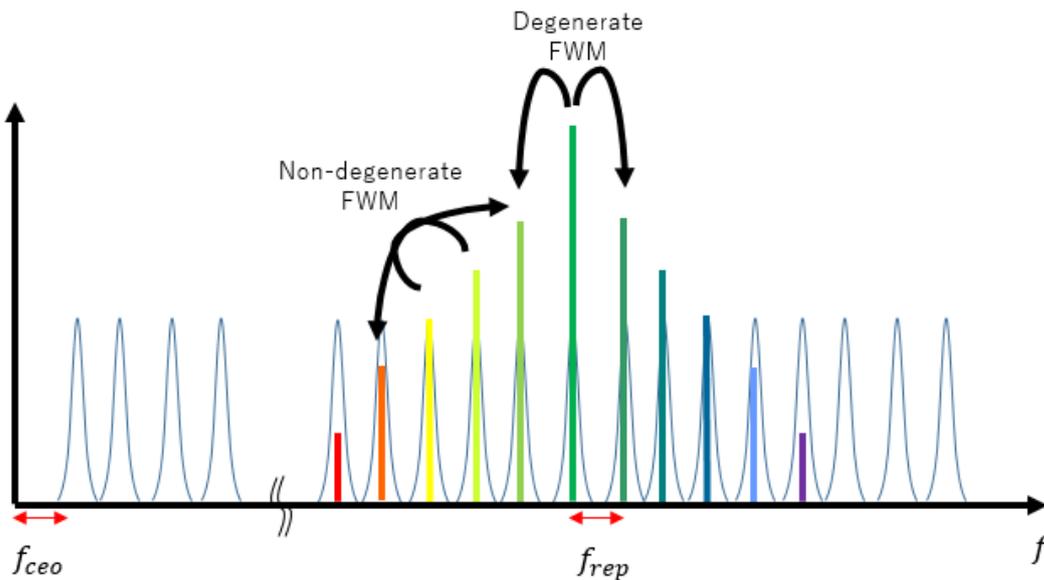


Fig. 4.2. The principle of degenerate and non-degenerate four-wave mixing..

微小光共振器によるコムがモード同期レーザーによる光周波数コムと区別する所以は、光 Kerr コムが3次の非線形光学効果 (FWM) によって発生しているという点と波長分散の影響を受けるという点にある。この材料や構造に起因する分散の影響により、共振周波数が正確に等間隔ではなくなる。一方で FWM の過程は位相整合条件、エネルギー保存則から必ず等間隔な位置に新たなスペクトルを発生させるので、両者のずれがコム発生を妨げる要因となる。分散のない理想的な共振器ではコムのスペクトルは広がり続けることができる。また、コム発生の引き金となる縮退四光波混合は必ずしも隣接する共振モード（間隔が FSR に一致するモード）に光を発生させるわけではない。縮退四光波混合によって 1FSR だけ離れた共振モードに光を生成する過程を一般に "Type I" とよびそれ以外の Multi-FSR で発生する過程を "Type II" と呼ぶ。"Type II" で広がっていくコム

は Multi-FSR のスペクトルが縮退四光波混合で発生した後、各々が再び縮退四光波混合を起こすか、非縮退四光波混合で広がっていく。このときポンプから広がるスペクトルは分散の影響を受けて、同じ共振モードであっても波長にずれが生じる。このため"Type I"は"Type I'"に比べて位相ノイズが大きくなる。

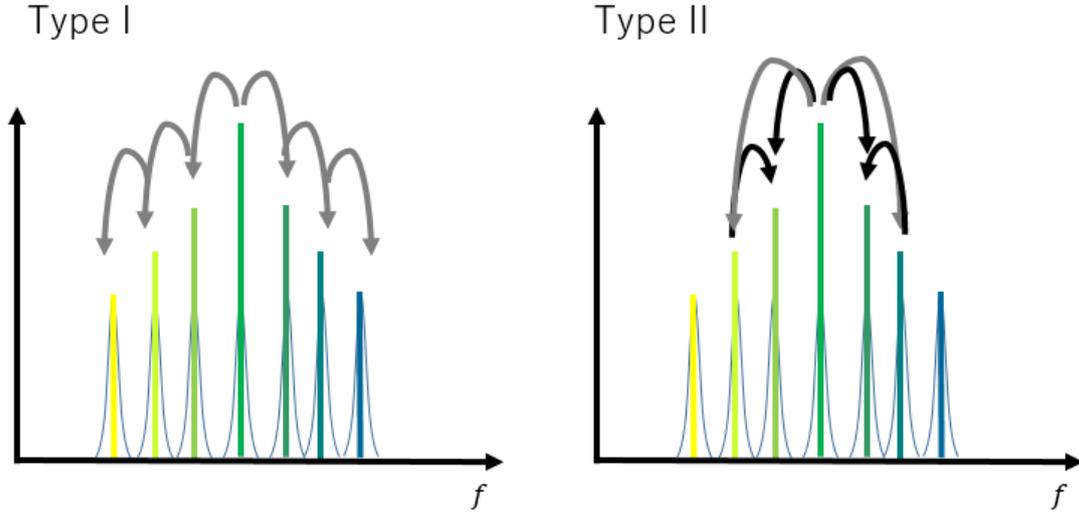


Fig. 4.3. Schematic image of Type I and Type II Kerr frequency comb generation.

最初の縮退四光波混合の種類は、共振器の分散、 $Q$  値、ポンプパワー、モード体積によって決まる。モード番号  $\mu$  の共振モードの周波数は

$$\omega_{\mu} = \omega_0 + D_1\mu + \frac{1}{2}D_2\mu^2 \quad (4.1.15)$$

と表され、 $D_1$  は共振器の FSR、 $D_2$  は中心周波数における両隣の FSR の差を表し、 $D_2 > 0$  は異常分散、 $D_2 < 0$  は正常分散を表す。群速度分散を  $\beta_2$  と以下の関係がある。

$$\beta_2 = -\frac{n}{c} \frac{D_2}{D_1^2} \quad (4.1.16)$$

このとき  $\beta_2 > 0$  のとき正常分散、 $\beta_2 < 0$  のとき異常分散となる。このとき最初に縮退四光波混合で発生するサイドバンドの中心周波数に対するモード番号は以下のようになる。

$$\mu_{\text{th}} = \sqrt{\frac{\kappa}{D_2} \left( \sqrt{\frac{P_{\text{in}}}{P_{\text{th}}}} - 1 + 1 \right)} \quad (4.1.17)$$

ここで、 $\kappa = \omega/Q, P_{\text{in}}$  はポンプパワー、 $P_{\text{th}}$  は四光波混合のしきい値で以下のように表さ

れる.

$$P_{\text{th}} = \frac{2\pi n^2 V_{\text{eff}}}{\lambda n_2 Q^2} \quad (4.1.18)$$

ここで  $n$  は材料の屈折率,  $n_2$  は非線形屈折率,  $V_{\text{eff}}$  は実行モード体積を表している.

## 4.2 光 Kerr コムの発生

### 4.2.1 実験方法

2.5 mm の石英棒から作成したシリカロッド微小共振器を用いて, 非線形光学効果を観測した. 手順は以下の通りである.

1. FBG フィルタの前にアッテネータを挿入し, パワーがフォトディテクタやパワーメータの許容量を超えないように調節した.
2. EDFA で入力光を増幅させ, サンプルステージに乗せたシリカロッド微小共振器をテーパファイバと結合させた.
3. 波長可変レーザの波長を掃引し, 非線形光学効果が観測された大まかな波長を波長計で計測する.
4. 波長計を見ながら, 先ほど見積もった波長にレーザを掃引する. このときの波長に対して, 透過率光強度が最大となるようにバンドパスフィルタと FBG フィルタを調整する.
5. FG で波長をわずかに掃引し, オシロスコープ上で FBG の反射光を見る. このとき透過光および反射光は共振器の透過スペクトルの信号を表示しているが, 非線形光学効果が発生しているモードでは反射光の信号が透過スペクトルとは逆向き (オシロスコープの上向き) の信号が生じる. この信号が最大となるようにテーパファイバとの結合, 偏波, 入力光強度を調整する. その後共振モードを狙い, 波長可変レーザの波長を少しずつ変化させていく.

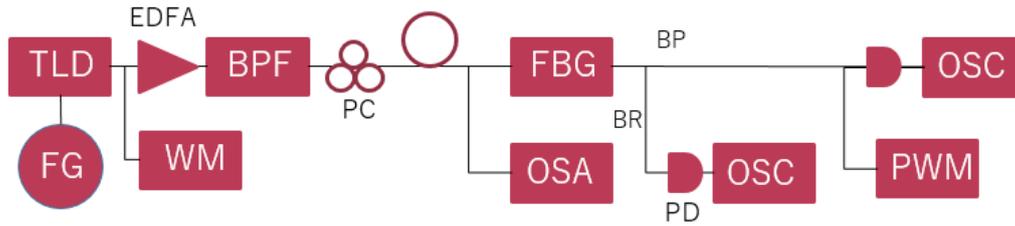


Fig. 4.4. Experimental setup for observing nonlinear optical effects. FG; function generator, WM; wavelength meter, EDFA; erbium doped fiber amplifier, BPF; band pass filter, FBG; fiber bragg grating, BP; band pass, BR; band reflection, OSA; optical spectrum analyzer.

## 4.2.2 実験結果

第3部で作成した直径約2mmのシリカロッド微小共振器を先ほどのセットアップでテーパファイバと結合し、四光波混合を発生させて光Kerrコムを観測した。このとき得られたスペクトルを Fig.(4.5.), Fig(4.6.) に示す。 Fig.(4.5.) はコム間隔が1FSRで"Type I"の縮退四光波混合がおきたことがわかる。 Fig(4.6.) はコム間隔が4FSRで"Type II"の縮退四光波混合によって発生したことがわかる。

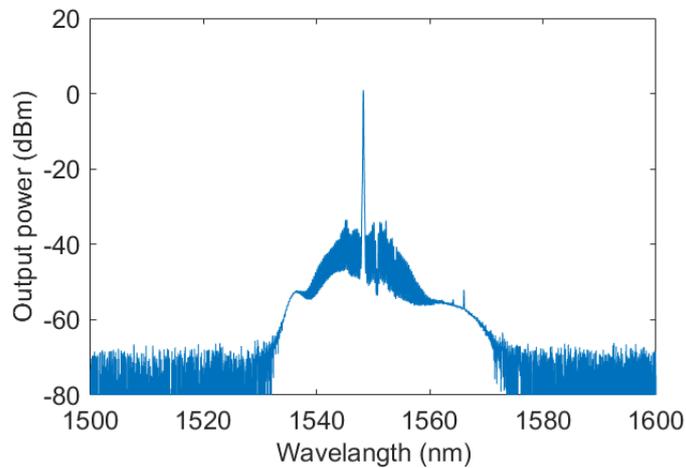


Fig. 4.5. The transmission of laser light at 1550 nm during pulling a tapered fiber using ceramic heater.

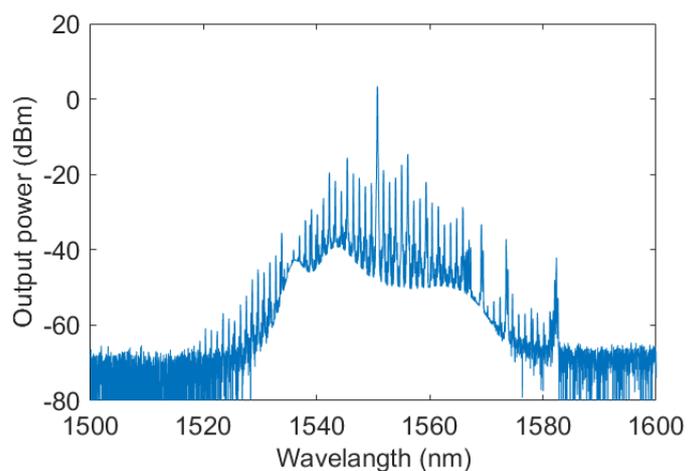


Fig. 4.6. The transmission of laser light at 1550 nm during pulling a tapered fiber using ceramic heater.

これらの結果を見ると、 $Q$  値が  $Q \approx 3 \times 10^8$  であってもコムの帯域が 60 nm 程度であった。共振器の分散がゼロ分散に近い値ではなかったため、波長帯域が広くなかったと考えられる。共振器の分散を計測するためにはファイバレーザを用いる必要がある。したがって次章ではファイバレーザを構築した。

## 第 5 部

# モードロックファイバレーザの構築

## 5.1 非線形偏波回転によるファイバレーザ

### 5.1.1 原理

光パルスが光ファイバー中を伝搬すると、非線形光学効果の自己位相変調および交差位相変調をその光強度に応じて受ける。このときこの2つの非線形光学効果により、パルスが時間軸上で異なる位相変化を受け、偏光状態が変化する。この現象を非線形偏波回転と呼ぶ。非線形偏波回転をパルス圧縮に利用するため、パルスが伝搬する光ファイバを  $\frac{\lambda}{4}$  波長板、 $\frac{\lambda}{2}$  波長板および偏光依存素子に接続する。これらで偏光状態を制御し、パルスの強度が強い部分ほど偏光依存素子を透過し、弱い部分が透過できないようにすることでパルスを圧縮し、モードロックが達成される。

### 5.1.2 作成手順

非線形偏波回転を使ったファイバレーザの系は Fig.5.1. に示す。ポンプレーザは 980 nm でエルビウムファイバの利得によって 1550 nm 付近の波長を持つ光が励起される。ポンプレーザは光アイソレータで減衰しており、波長 1550 nm 付近の光のみがファイバを伝搬するようにする。偏光子には  $\frac{\lambda}{4}$  波長板、 $\frac{\lambda}{2}$  波長板および偏光板を利用している。この系のモードロックは偏光子の角度を調節するだけで達成される。

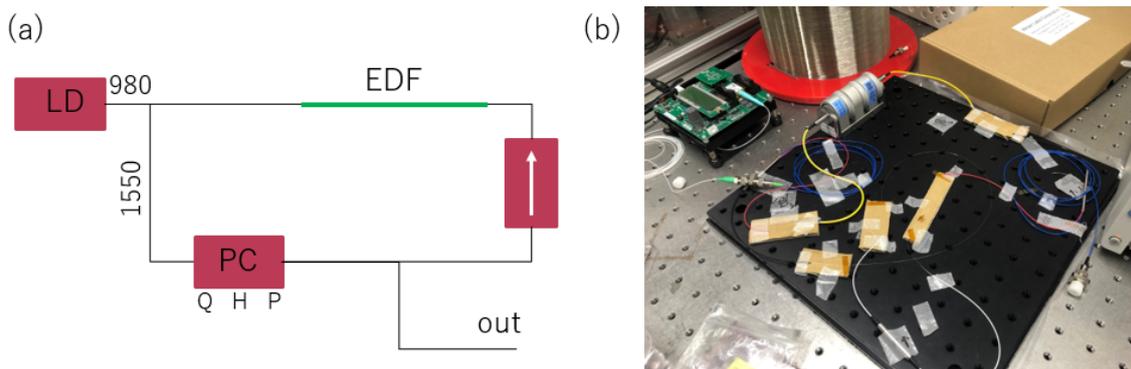


Fig. 5.1. Setup for mode-locking fiber laser with nonlinear polarization control (a) is illustration and (b) is image.

偏光子を回転させることで達成されたモードロックレーザを光スペクトルアナライザで観測すると Fig.5.2. のようになり，この波長帯域は入力光のパワーを上昇させることで広がることが確認された。

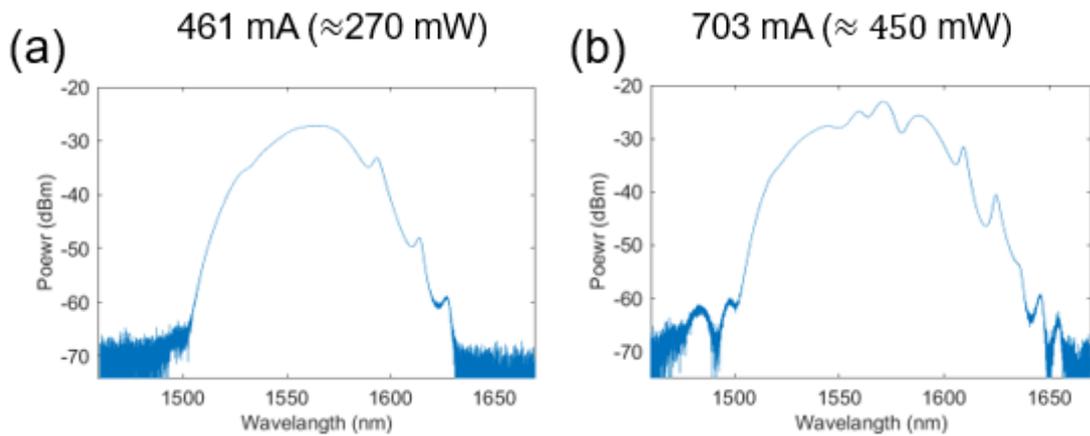


Fig. 5.2. Spectra of mode-locked fiber laser.(a) pump power is 270 mW. (b) pump power is 450 mW.

このとき繰り返し周波数を周波数カウンタで計測したところ平均が 92.063766 MHz と見積もられた。しかしこの周波数は kHz オーダーで値が揺らいでしまうので，より正確な分散測定のためには安定化が必要である。さらに電気スペクトルアナライザでビート信号を計測したところ，線幅が狭く，ほとんどノイズのないスペクトルが得られた。これによりレーザのモードロックを確かめられた。

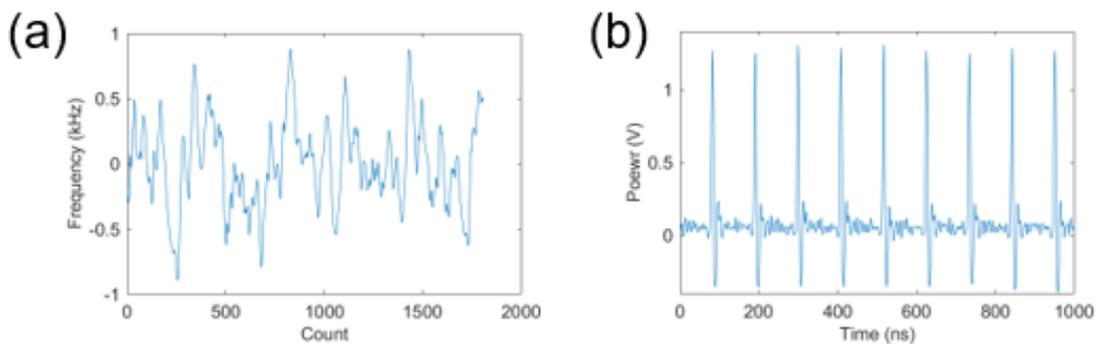


Fig. 5.3. (a) shows frequency fluctuation of mode-locked laser.(b) shows shape of pulse on time axis.

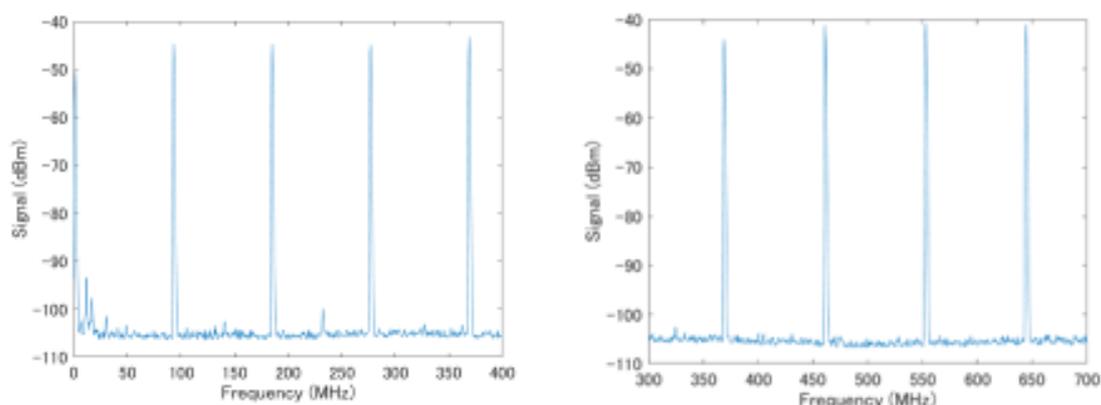


Fig.5.4. Beat note signal measured from ESA. Right is from 0 to 400 MHz. Left is from 300 to 700 MHz.

このモードロックレーザを用いて，共振器の精密分散測定を行おうとしたのだが，精密分散測定のマーカー信号取得のため，波長可変レーザとモードロックレーザを干渉させたのだが偏波が合わないために干渉できない波長が複数あったため分散測定には用いることができなかった．すなわちモードロックレーザの偏光が波長依存性を持っていたのである．この理由として考えられるのはモードロックが十分にかかりきっていなかったことである．モードロックが十分にかかるためのパラメータ（ポンプ光のパワー，偏光子の角度）を変化させながらモードロックレーザを偏光依存素子（偏光板など）に入力し，入出力でスペクトルが一致することを確認できればよいだろう．そのための実験は今後の課題として，本研究ではその実験セットアップの一例を紹介するにとどめることにする．

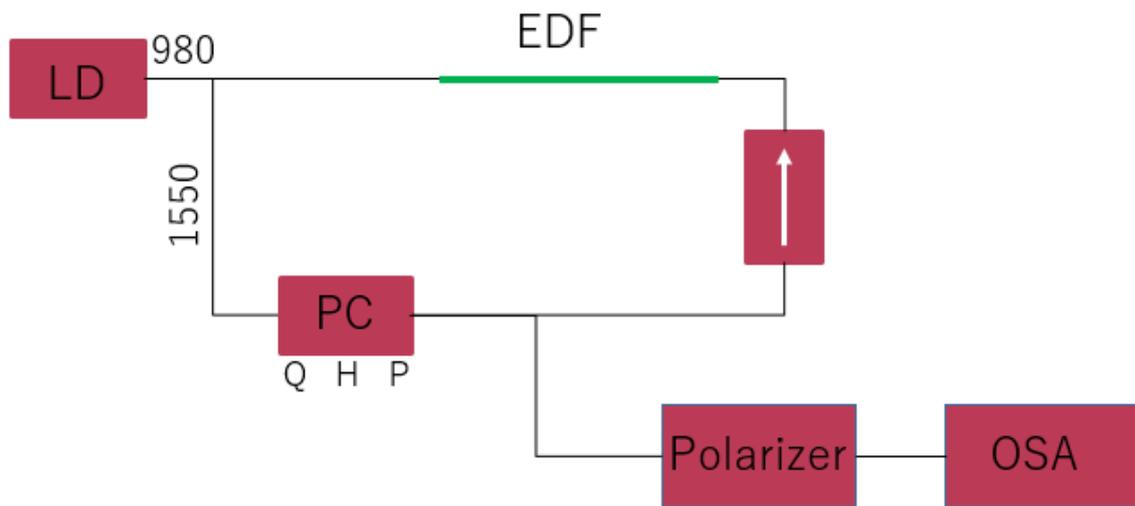


Fig. 5.5. Experimental setup for finding out if mode-locked is sufficient.

## 第 6 部

# 誘導ラマン散乱によるラマンコムの特 性評価

## 6.1 誘導ラマン散乱

### 原理

ラマン散乱とは第 1 部でも述べたように、入射光子がフォノン（分子など）に非弾性衝突をし、一部のエネルギーがフォノンの振動を誘起する。その際、フォノンの振動エネルギーとの差分のエネルギーを持つ光子が発生するという現象である。周波数  $\omega$  の入射光はフォノンの振動周波数  $\omega_v$  だけ周波数が小さくなったストークス光  $\omega_s$  が散乱される。この現象は通常入射パワーの  $10^{-6}$  程度しか変換されないが、入射光パワーが強くなっていくと、入射光のエネルギーの大部分がストークス光に変換される。この現象を誘導ラマン散乱と呼ぶ。本研究の共振器材料として用いるシリカは、アモルファスであるため分子が様々な振動モードを取る。そのため、ラマン利得が Fig.6.2. のように非常に幅広く存在する。微小共振器ではラマン散乱のしきい値は以下のように表される [22]。

$$P_{SRS} = \frac{\pi^2 n^2}{\lambda_p \lambda_R} \frac{V_{\text{eff}}}{\Gamma B g} Q_e^p \left(\frac{1}{Q_T^p}\right)^2 \frac{1}{Q_T^R} \quad (6.1.1)$$

$\Gamma$  はポンプとラマンモードの空間的重なりに関する係数で  $\Gamma \approx 1$ ,  $g$  は非線形固体ラマン利得係数,  $B$  は内部後方散乱による循環光の補正係数,  $Q_T^p$  はポンプモード全体の  $Q$  値,  $Q_T^R$  はラマンモード全体の  $Q$  値,  $Q_e^p$  は結合による  $Q$  値を表す。

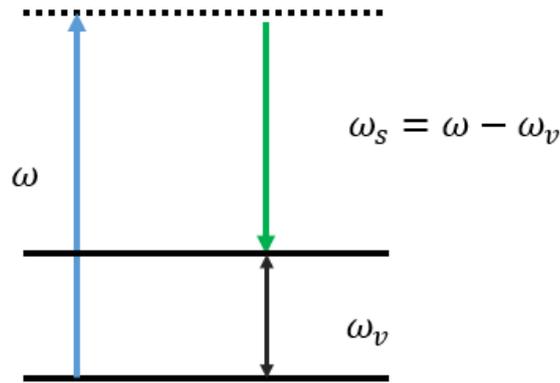


Fig. 6.1. Energy-level diagram of stimulated Raman scattering.

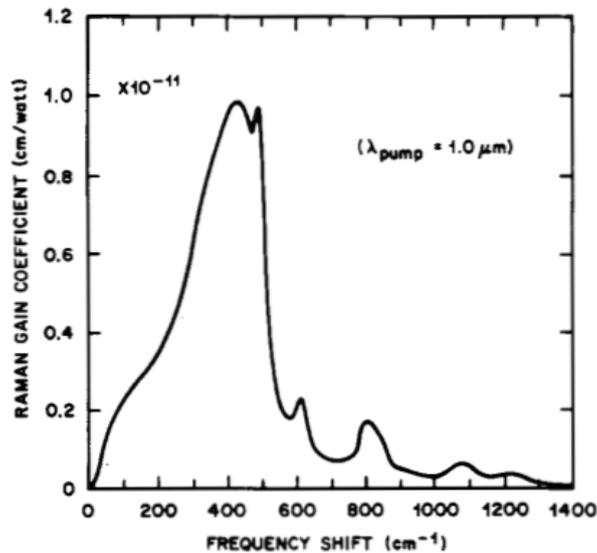


Fig. 6.2. Raman gain of silica at a pump wavelength of 1.0  $\mu\text{m}$ . [R. H. Stolen, P. IEEE. 68, 1232-1236 (1980)]

## 6.2 測定結果

続いて 4 mm の石英棒を用いてシリカロッド微小共振器を作製し、非線形光学効果を観測した。4 mm を用いるのはラマンコムをビート信号をとる際に用いるフォトディテクタの感度が最大で 25GHz 程までであるからである。1563.9063 nm でポンプしたとき、スペクトルが比較的滑らかなラマンコムが発生した。このとき Fig.1.17. をみるとまず、

シリカのラマン利得の長波長側のピーク (Peak2) 付近にコムが発生していることがわかる。ここから波長を長波長方向にゆっくり掃引していくと、Peak2 でコムが成長し、その後 Peak1 と Peak2 いずれにもコムが見えるようになる。さらに波長を掃引すると Peak1 が消え Peak2 のみが残った。一方で 1536.2424 nm から長波長方向に掃引していったところ Peak1 にコムが発生し、続けて掃引していても Peak2 にコムが発生することはなかった (Fig.6.4.)。また、1552.7495 nm から掃引していくと Peak1 と Peak2 の中間にコムが発生した (Fig.6.5.)。

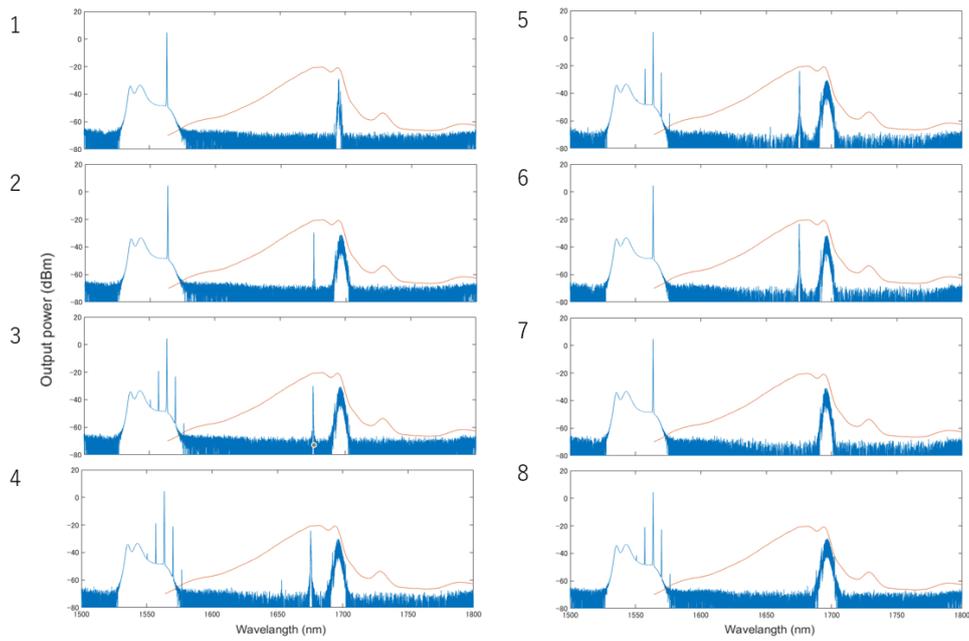


Fig. 6.3. This shows the spectra when the wavelength is swept in the long wavelength direction from Figure1(1563.9063 nm) to 8.

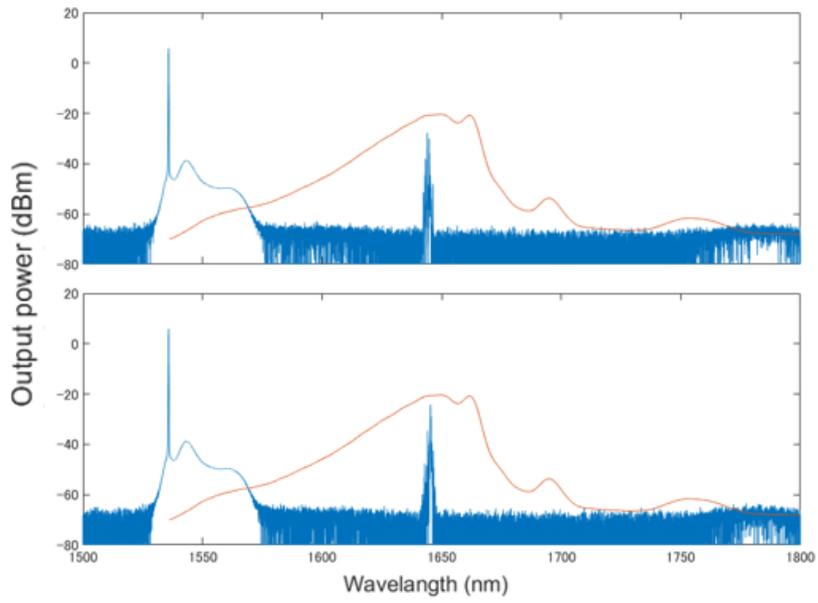


Fig. 6.4. This shows the spectra when the wavelength is swept in the long wavelength direction from 1536.2424 nm.

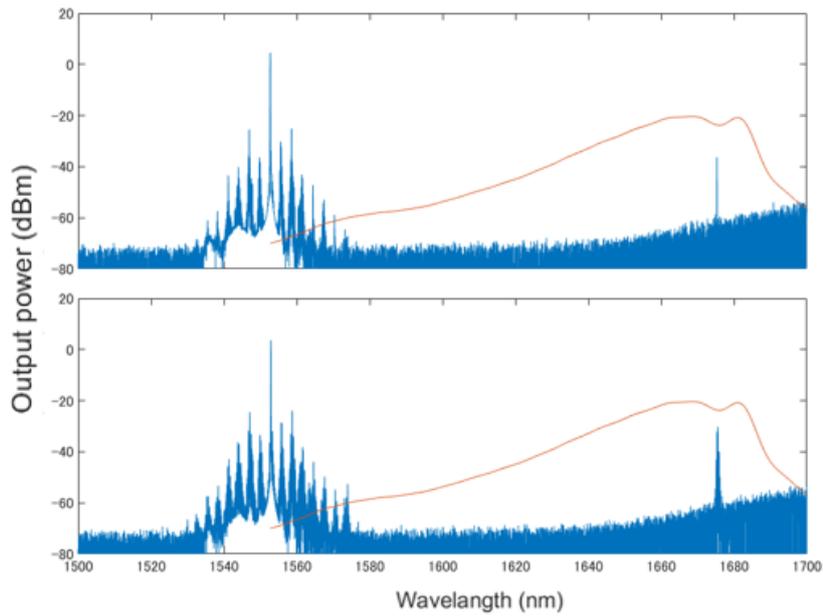


Fig. 6.5. This shows the spectra when the wavelength is swept in the long wavelength direction from 1552.7495 nm.

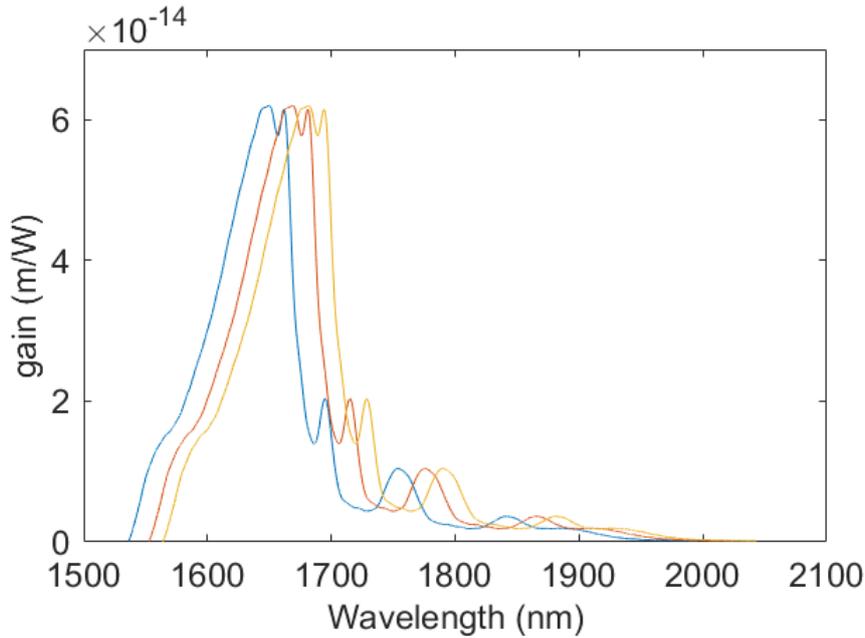


Fig. 6.6. Raman gain of silica at 1536 nm (blue), 1552 (red) and 1563 nm (orange).

先行研究によると、シリカのラマン利得はわずかに Peak1 の方が大きいため、分散等の影響を考えないならばラマンコムは Peak1 から発生する。そして、波長を長波長方向に掃引していくと、Peak1 のスペクトルによるラマン利得がポンプに対する Peak2 の利得が増幅するので、Peak2 に Peak1 のエネルギーが遷移していき、Peak1→Peak2 へのラマンコムの中心波長の遷移が見られる<sup>[14]</sup>。しかし本研究の結果を見ると Peak1→Peak2 の遷移は見られていない。そこで3種類のポンプ波長に対するラマン利得を表す Fig.6.6. をみると 1536 nm ポンプのときの Peak2 が 1552 nm ポンプの Peak1 に重なり、1552 nm ポンプのときの Peak2 が 1563 nm ポンプの Peak1 に重なっていることがわかる。これに基づいて Fig.6.3. から Fig.6.5. の結果を見ると、Peak1,2 どちらが重なってもラマンコムが発生していない波長があることがわかる。この波長帯では基準モード以外のモードとモードカップリングを起こし、ラマン Peak に重なる共振モードの  $Q$  値が低下してしまったことでラマンコムの発生が抑制されたと考えられる。また、Fig.6.3. の Peak2 に発生したラマンコムの形状が滑らかであったため、ビート信号を計測した。その実験セットアップは Fig.6.7. を用いた。

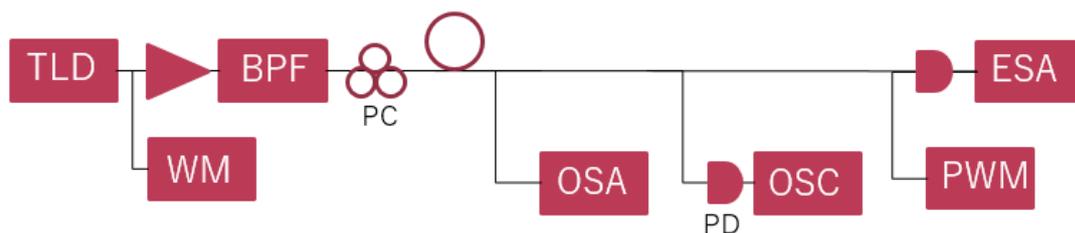


Fig. 6.7. Experimental setup for measuring beat note signal. ESA; electrical spectrum analyzer.

測定したビート信号は形が安定しておらずピークの高さが上下していた．ビート信号を Fig.6.8. に示す．

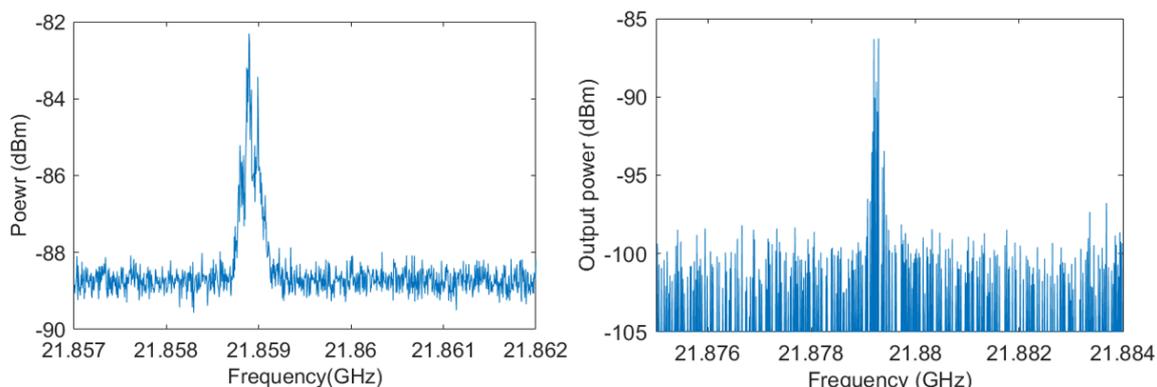


Fig. 6.8. Measured beat note signal of (a) Raman comb at Peak2 and (b) Kerr comb by FWM.

このスペクトルはモードロックが報告された先行研究<sup>[27]</sup>に比べ、線幅が良くないことがわかる．さらに、四光波によるコムのみが発生しているときのビート信号を取得した (Fig.6.8.(b)). このビート信号はコムが非常に不安定であったため、信号が安定せず線幅を測定することができなかった．しかし、ピーク周波数がラマンコムのみが存在しているときに比べ大きいことから、この共振器の分散が異常分散であることがわかる．分散による共振周波数間隔のズレがビート信号の線幅を広げる原因となっていると考えられる．モードロックしたラマンコムを発生させる（ビート信号の線幅をより狭める）ためには、ラマンコムが発生する波長帯域で共振器の分散がゼロ分散に近づく必要があると考えられる．共振器の構造を変化させ、分散とラマンコムのモードロックの関係を調べるのが今後の課題の一つとして挙げられる．また、コムのスペクトル1本ごとのコヒーレンスの影響を受けてビート信号の線幅が広がっていることも考えられるため、コムのスペクトル1本の線幅を計測する必要がある．

## 第7部

# 結論

### シリカロッド微小共振器の作製について

本研究ではシリカロッド微小共振器の作製と性能評価を行った。作製はCO<sub>2</sub>レーザを用いて石英棒を溶融して作成した。その際の作製パラメータはエアスピンドルの回転速度、レーザパワー、レンズの焦点の位置、レーザの照射時間、間隔があり、最適な値の決定にかなりの時間を必要としたが、結果的には2.5 mm および 4 mm の石英棒で10<sup>8</sup>を超える共振器を作製できた。これからの課題は高Q値の共振器を安定した作製を可能にすることである。具体的にはレーザの照射は手動で行っているため照射時間は完全には等しくできないという問題があり、共振器の形状をより精密に制御するためにレーザカッティング工程の機械化が必要であるだろう。

### ラマンコム発生の詳細メカニズムについて

作製した高Q値のシリカロッド微小共振器でラマン散乱によるコム（ラマンコム）の発生が確認できた。加えてラマンコム中心周波数の遷移について様々な波長のラマンコムに対して行い、先行研究と比較を行うことでラマンコムの発生は共振器の分散の影響を受け、中心波長が選択されるということが確認できた。ラマンコムはFWMによる光Kerrコムと違い位相整合条件を必要とせずに発生することができるために、コヒーレンスの面ではKerrコムに劣るのではないかと考えられる。発生したラマンコムのビート信号を取得しコヒーレンスを単に確かめるだけでなく幅広い利得を持っていることから、利得の位置によってのビート信号スペクトルの違いを調べるというのが本研究の第一歩であった。しかし、非線形光学効果が観測するために十分なQ値を持ったシリカロッド微小共振器の作製に手間取ってしまったためラマン利得のPeakごとのビート信号をとることが進んでいない。また、取得したビート信号の線幅が悪かったが、これが共振器の分散によるFSRのずれに起因しているのか、コムのスペクトルそのもののコヒーレンスが悪いことに起因しているのか明確でないため、前章で述べたようにこれからの課題としては共振器の構造を変化させ、分散とラマンコムのモードロックの関係について検討を行うことおよびコムのスペクトルの1本を切り取り、そのコヒーレンスに関して評価することである。

## 参考文献

- [1] A. L. Schawlow and C. H. Townes, “Infrared and optical masers,” *Physical Review* **112**, 1940–1949 (1958).
- [2] T. H. MAIMAN, “Stimulated optical radiation in ruby,” *Nature* **187**, 493–494 (1960).
- [3] A. Chiasera, Y. Dumeige, P. F. 迪 ron, M. Ferrari, Y. Jestin, G. Nunzi Conti, S. Pelli, S. Soria, and G. Righini, “Spherical whispering-gallery-mode microresonators,” *Laser & Photonics Reviews* **4**, 457–482 (2010).
- [4] S. L. McCall, A. F. J. Levi, R. E. Slusher, S. J. Pearton, and R. A. Logan, “Whispering - gallery mode microdisk lasers,” *Applied Physics Letters* **60**, 289–291 (1992).
- [5] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, “Ultra-high-q toroid microcavity on a chip,” *Nature* **421**, 925–928 (2003).
- [6] P. Del’Haye, S. A. Diddams, and S. B. Papp, “Laser-machined ultra-high-q microrod resonators for nonlinear optics,” *Applied Physics Letters* **102**, 221119 (2013).
- [7] S. B. Papp, P. Del’Haye, and S. A. Diddams, “Mechanical control of a microrod-resonator optical frequency comb,” *Phys. Rev. X* **3**, 031003 (2013).
- [8] T. J. Kippenberg, R. Holzwarth, and S. A. Diddams, “Microresonator-based optical frequency combs,” *Science* **332**, 555–559 (2011).
- [9] P. Del’Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, “Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator,” *Nature* **450**, 1214–1217 (2007).
- [10] S. T. Chu, B. E. Little, W. Pan, T. Kaneko, S. Sato, and Y. Kokubun, “An eight-channel add-drop filter using vertically coupled microring resonators over a cross grid,” *IEEE Photonics Technology Letters* **11**, 691–693 (1999).
- [11] T. J. Kippenberg, J. Kalkman, A. Polman, and K. J. Vahala, “Demonstration of an erbium doped microdisk laser on a silicon chip,” in “2006 Conference on Lasers and Electro-Optics and 2006 Quantum Electronics and Laser Science Conference,” (2006), pp. 1–2.
- [12] S. B. Papp, P. Del’Haye, and S. A. Diddams, “Mechanical control of a microrod-

- resonator optical frequency comb,” (2013).
- [13] L. Del Bino, J. M. Silver, S. L. Stebbings, and P. Del’Haye, “Symmetry breaking of counter-propagating light in a nonlinear resonator,” *Scientific Reports* **7**, 43142 (2017).
  - [14] R. Suzuki, A. Kubota, A. Hori, S. Fujii, and T. Tanabe, “Broadband gain induced raman comb formation in a silica microresonator,” *J. Opt. Soc. Am. B* **35**, 933–938 (2018).
  - [15] T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, “Absolute optical frequency measurement of the cesium  $d_1$  line with a mode-locked laser,” *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3568–3571 (1999).
  - [16] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, and G. Zinner, “First phase-coherent frequency measurement of visible radiation,” *Phys. Rev. Lett.* **76**, 18–21 (1996).
  - [17] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundiff, “Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis,” *Science* **288**, 635–639 (2000).
  - [18] P. Del’Haye, T. Herr, E. Gavartin, M. L. Gorodetsky, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, “Octave spanning tunable frequency comb from a microresonator,” *Phys. Rev. Lett.* **107**, 063901 (2011).
  - [19] T. Herr, V. Brasch, J. D. Jost, C. Y. Wang, N. M. Kondratiev, M. L. Gorodetsky, and T. J. Kippenberg, “Temporal solitons in optical microresonators,” *Nature Photonics* **8**, 145–152 (2014).
  - [20] O. Boyraz and B. Jalali, “Demonstration of a silicon raman laser,” *Opt. Express* **12**, 5269–5273 (2004).
  - [21] F. T. Prochaska and L. Andrews, “Vibration rotational and pure rotational laser raman spectra of h<sub>2</sub>, d<sub>2</sub>, and hd in matrices at 12 k,” *The Journal of Chemical Physics* **67**, 1139–1143 (1977).
  - [22] S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, and K. J. Vahala, “Ultralow-threshold raman laser using a spherical dielectric microcavity,” *Nature* **415**, 621–623 (2002).
  - [23] I. S. Grudinin and L. Maleki, “Ultralow-threshold raman lasing with caf<sub>2</sub> resonators,” *Opt. Lett.* **32**, 166–168 (2007).
  - [24] X. Liu, C. Sun, B. Xiong, L. Wang, J. Wang, Y. Han, Z. Hao, H. Li, Y. Luo, J. Yan, T. Wei, Y. Zhang, and J. Wang, “Integrated high-q crystalline aln mi-

- croresonators for broadband kerr and raman frequency combs,” *ACS Photonics* **5**, 1943–1950 (2018).
- [25] C. Milián, A. V. Gorbach, M. Taki, A. V. Yulin, and D. V. Skryabin, “Solitons and frequency combs in silica microring resonators: Interplay of the raman and higher-order dispersion effects,” *Phys. Rev. A* **92**, 033851 (2015).
- [26] Q.-F. Yang, X. Yi, K. Y. Yang, and K. Vahala, “Stokes solitons in optical microcavities,” *Nature Physics* **13**, 53–57 (2017).
- [27] W. Liang, V. Ilchenko, A. Savchenkov, A. Matsko, D. Seidel, and L. Maleki, “Passively mode-locked raman laser,” *Physical review letters* **105**, 143903 (2010).
- [28] M. L. Gorodetsky, A. D. Pryamikov, and V. S. Ilchenko, “Rayleigh scattering in high-q microspheres,” *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 1051–1057 (2000).
- [29] K. J. Dean, “Waves and fields in optoelectronics: Prentice-hall series in solid state physical electronics,” *Physics Bulletin* **35**, 339–339 (1984).
- [30] T. Herr, “Solitons and dynamics of frequency comb formation in optical microresonators,” (2013).
- [31] V. H. N. Luong, “Studying optical micro-resonators coupling for future insertion in an opto-electronic oscillator,” *Theses, École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan* (2012).