

目次

| | | |
|-------|----------------------------|----|
| 第 1 章 | 序論 | 3 |
| 1.1 | はじめに | 3 |
| 1.2 | 微小光共振器 | 4 |
| 1.2.1 | 微小光共振器とは | 4 |
| 1.2.2 | ウィスパリングギャラリーモード (WGM) 共振器 | 4 |
| 1.2.3 | フッ化マグネシウム結晶微小光共振器 | 5 |
| 1.3 | 光周波数コム | 7 |
| 1.3.1 | 光周波数コムとは | 7 |
| 1.3.2 | 微小光共振器による光周波数コム | 7 |
| 1.3.3 | 散逸性 Kerr ソリトン | 9 |
| 1.3.4 | Pound-Drever-Hall 法 | 11 |
| 1.4 | 大容量光ファイバ通信 | 14 |
| 1.5 | 本研究の目的 | 16 |
| 第 2 章 | MgF ₂ 微小光共振器の作製 | 17 |
| 2.1 | 微小光共振器の作製 | 17 |
| 2.1.1 | 準備 | 17 |
| 2.1.2 | 結晶の接着 | 18 |
| 2.1.3 | 切削 | 19 |
| 2.1.4 | 研磨 | 20 |
| 2.2 | Q 値測定 | 21 |
| 第 3 章 | 散逸性カーソリトンの発生 | 23 |

| | | |
|------------|------------------|-----------|
| 3.1 | 実験セットアップ | 23 |
| 3.2 | ソリトンコムの発生 | 25 |
| 3.3 | FSR測定 | 27 |
| 3.4 | デチューニングとコムパワーの関係 | 28 |
| 第4章 | 波長分割多重通信 | 30 |
| 4.1 | 研究背景 | 30 |
| 4.2 | 先行研究 | 31 |
| 4.3 | 伝送特性の理論 | 32 |
| 4.3.1 | アイパターン | 32 |
| 4.3.2 | 符号誤り率(BER) | 33 |
| 4.4 | 伝送特性の測定 | 36 |
| 4.4.1 | 実験セットアップ | 36 |
| 4.4.2 | コム線の切り出し | 37 |
| 4.4.3 | アイパターンの測定結果 | 37 |
| 4.4.4 | 符号誤り率(BER)の測定結果 | 37 |
| 第5章 | 時分割多重通信 | 40 |
| 5.1 | ソリトンパルスの波形測定 | 40 |
| 5.2 | 外部クロック同期 | 42 |
| 5.3 | 1チャンネル伝送 | 43 |
| 第6章 | 結論 | 45 |
| | 参考文献 | 46 |
| | 謝辞 | 48 |

第1章 序論

1.1 はじめに

光は私たちの最も身近に存在する物理現象の1つである。古来から太陽光による恩恵を受け、夜になると行動を制限されるほどに人々は光なくして生きることができなかった。したがって人々が光の存在を認知し、光とは何であるかを考え始めたことは当然の結果である。

光は身近であるにもかかわらず、人類はその性質を的確に説明するのに非常に長い年月を費やした。光を研究する「光学」の発端は紀元前300年頃にまで遡り、ユークリッドは光の基本的性質である光の直進・反射の法則を見出した。また光が屈折することもその頃から知られていた。時を経て17世紀に入るとスネルが光の屈折に関する法則、グリマルディが光の回折をそれぞれ発見した。その後ニュートンがプリズムによる光の分散を発見し、光の直進性などを考慮して「光の粒子説」を提唱した。これにより同時期にホイヘンスが提唱していた「光の波動説」と「光の粒子説」は対立することとなった。しかし、19世紀初めにヤングが光の干渉を実証したことで「光の波動説」が有力視されるようになった。またマクスウェルが電磁波の存在を予言し、ヘルツによって光が電磁波の一種であることが示されてから、光は波動であると結論付けられつつあった。ところが、当時発見されていた光電効果を「光の波動説」では説明することができなかった。20世紀に入る頃にはプランクによって光のエネルギーが最小単位を持つことが示され、その後アインシュタインによって光子の存在が提唱され、「光は粒子性と波動性の二重性をもつ」という結論に至ったことによりこの長い議論に終止符が打たれた。

このように、身近な存在である光の正体を知ることは容易ではなかったが、通信に光を応用することは更なる困難を極めた。通信技術の歴史は古くは狼煙に始まり、電線による電気信号や電波による通信へと発展した。光を通信に用いることについても当然考えられてきたのだが、光通信には光源の開発および伝送路の開発という2つの課題があった。通信の基本である信号のオン・オフを高速に繰り返すことのできる光源の開発とその光を遮蔽・減衰させることなく伝送する伝送路の存在は、光通信の発展において不可欠なものである。光通信が本格的に発展したのは20世紀後半のことであり、半導体レーザと光ファイバの発明によって飛躍的進歩を遂げた。21世紀の現代ではインターネットが普及し、データ通信量が年々増加の一途をたどっている一方で、大容量光ファイバ通信の需要はますます高まっている。

近年、光周波数コムという光源が注目を集めている。特に微小光共振器による光周波数コムは、小型で省エネな光源として様々な分野への応用が期待されている。本論文では光周波数コムを用いた次世代の大容量光通信を見据えた研究成果について報告する。

1.2 微小光共振器

1.2.1 微小光共振器とは

光共振器とは光の共振を利用した、光を閉じ込め蓄積するデバイスのことである。最も基本的な光共振器はファブリ・ペロー (Fabry-Perot) 型の共振器であり、これは反射鏡が2つ向かい合って並ぶ構造を持つ共振器である。共振器内の光は2つの鏡の間で繰り返し反射するのだが、共振器の光路長の2倍の長さが波長の整数倍と等しいとき、その光のみが定在波を生成して共振する。レーザはこの共振器の構成を応用した例であり、共振器内に利得媒質を置くことにより効率的な発振を実現している。ファブリ・ペロー型共振器以外にも様々な構成の共振器があり、光が連続的に反射しながら周回する構成のリング共振器、また光ファイバを用いた共振器などがある。

微小光共振器とは、その名の通り微細加工技術の発展に伴い非常に小さく作られた光共振器のことを指す。微小光共振器の種類も複数存在し、ファブリ・ペロー型はもちろん、ディスク型共振器や微小球共振器、フォトニック結晶などがある。また用いられる材料も用途に応じて選択される。

共振器の特性を評価する上で欠かせないのが Q 値である。 Q 値とは共振器の特性を表す無次元の指数であり、以下の式で定義される。

$$Q = 2\pi \times \frac{\text{蓄積されるエネルギー}}{1 \text{ 周期当たりのエネルギー損失}} \quad (1.2.1)$$

この式は Q 値が高いほど損失が少ない共振器であることを表している。また Q 値は共振スペクトルの鋭さも表しているため、以下の式によっても求めることができる。

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu} \quad (1.2.2)$$

$$= 2\pi\nu_0\tau_p \quad (1.2.3)$$

ここで、 ν_0 は共振周波数、 $\Delta\nu$ はスペクトルの半値全幅、 τ_p は光子寿命である。 Q 値は後述の非線形光学効果を引き起こす上で非常に重要である。

1.2.2 ウィスパリングギャラリーモード (WGM) 共振器

微小光共振器にはいくつか種類が存在するが、このうちの1つにウィスパリングギャラリーモード (WGM: Whispering Gallery Mode) 共振器が存在する。これは円形の共振器で、円周の長さが光の波長の整数倍と等しいとき、その条件を満たす波長の光のみを閉じ込める。Whispering Gallery(ささやきの回廊) とは、Fig. 1.1(a) に示すようにロンドンのセントポール大聖堂に代表される円形の壁によって構築されている回廊のことであり、回廊の任意の場所でささやかれた声が壁を伝って反対側にいる人にまで届く現象が起こることによく知られている。これはささやかれた声の音波が壁面を連続的に反射して伝わる現象と考えることが

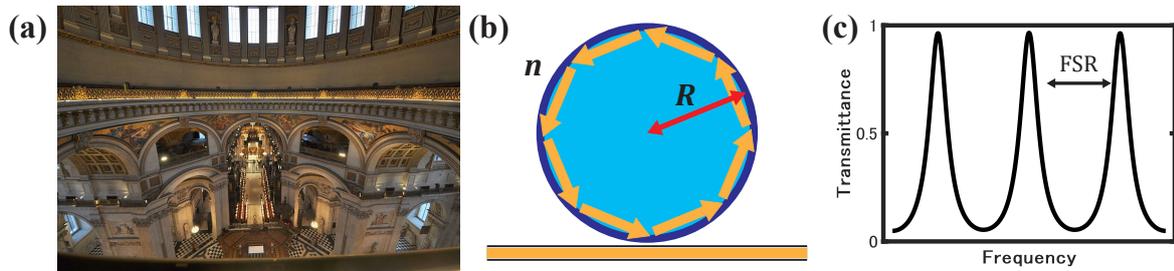


Fig. 1.1 (a)A picture of a Whispering Gallery. (b)Resonance of light in a Whispering Gallery Mode resonator. (c)Example of transmission characteristics of a resonator. [(a): cited from, https://commons.wikimedia.org/wiki/File:St_Pauls_whispering_gallery.JPG.]

でき、円の半径を R としたとき WGM は以下の式を満たす波長 λ の音波を指すものとして定義される。

$$2\pi R = m \cdot \lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (1.2.4)$$

この現象は光波にも応用することができ、WGM の式 (1.2.4) を満たす波長の光のみを共振させることを可能にするのが WGM 共振器である。Fig. 1.1(b) にその概略図を示す。屈折率が n の材料を用いて作製された半径 R の WGM 共振器は、次の自由スペクトル領域 (FSR: Free Spectral Range) をもつ。

$$\text{FSR} = \frac{c}{2\pi n R} \quad (1.2.5)$$

ここで、 c は光速であり、FSR とは Fig. 1.1(c) に示すようなスペクトル領域における共振周波数の間隔のことである。(1.2.5) 式が示すのは、WGM 共振器の FSR が材料の屈折率と半径から完全に決定されるということである。この FSR が後述する微小光共振器による光周波数コムの特性を決定する重要な要素となる。

WGM 共振器を作製する材料としては様々なものが報告されている。代表的なものにはシリカ (SiO_2) があり、トロイド [1] やロッド [2] などの形状が存在する。結晶材料にはフッ化カルシウム (CaF_2) [3] やフッ化マグネシウム (MgF_2) [4] などがある。また窒化シリコン (Si_3N_4) を用いた微小光共振器も重要である [5]。窒化シリコンはシリコンナイトライドとも呼ばれる。 Si_3N_4 微小光共振器は光を共振させる部分のリングと光を導波する導波路が一体となった共振器である。 Si_3N_4 微小光共振器は従来の半導体製造プロセスで作製することが可能であり、1 枚のチップに集積することが可能である点から省電力化や製造コストの削減において非常に重要である。シリカトロイド共振器、フッ化マグネシウム結晶共振器、シリコンナイトライドリング共振器の写真を Fig. 1.2 に示す。

1.2.3 フッ化マグネシウム結晶微小光共振器

フッ化マグネシウム (MgF_2) は、紫外から赤外までの非常に幅広い波長透過域をもつ結晶材料である。1 軸性の異方性結晶で 3 次の非線形媒質に分類される。通常 MgF_2 微小光共振

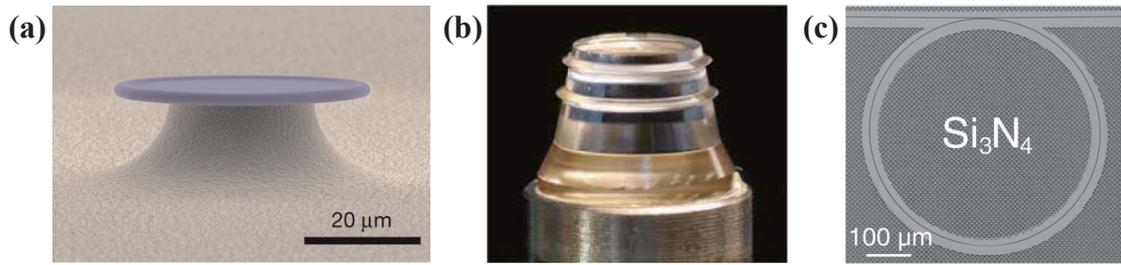


Fig. 1.2 Images of different types of resonators. (a) A triond microcavity on a silicon chip. [P. Del’Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, “Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator,” *Nature* **450**, 1214-1217 (2007).] (b) An MgF_2 crystalline resonator. [H. Guo, E. Lucas, Martin H. P. Pfeiffer, M. Karpov, M. Anderson, J. Liu, M. Geisermann, J. D. Jost, and T. J. Kippenberg, “Intermode Breather Solitons in Optical Microresonators,” *Phys. Rev. X* **7**, 041055 (2017).] (c) A Si_3N_4 waveguide-based microresonator. [P. Trocha and M. Karpov and D. Ganin and M. H. P. Pfeiffer and A. Kordts and S. Wolf and J. Krockenberger and P. Marin-Palomo and C. Weimann and S. Randel and W. Freude and T. J. Kippenberg and C. Koos, “Ultrafast optical ranging using microresonator soliton frequency combs,” *Science* **359**, 887-891, (2018).]

器は Si_3N_4 微小光共振器などと比べて 10^9 を超える非常に高い Q 値を示す。また直径が数 mm 程度と比較的大きいため、FSR が数十 GHz と小さくなる。この FSR の小ささは後述の波長分割多重 (WDM) 通信において非常に有用となる。シリカや Si_3N_4 などの材料による微小光共振器とは異なり MgF_2 微小光共振器の作製には手作業による切削と研磨を行う必要があり、作製プロセスの最適化と作製精度の向上が他の共振器より難しい。しかし広い透過域、高い Q 値、狭い FSR、低い熱光学係数など多くの利点をもつ MgF_2 微小光共振器を用いることにより様々な面での応用が期待できる。シリカトロイド共振器、 MgF_2 結晶共振器、 Si_3N_4 リング共振器の特徴を Table 1.1 に示す。

Table 1.1 Comparison of resonator features.

| | シリカトロイド共振器 | MgF_2 結晶共振器 | Si_3N_4 リング共振器 |
|---------------|-----------------|----------------------|--------------------------------|
| 屈折率 (1550 nm) | 1.44 | 1.37 | 1.98 |
| Q 値 | 10^7 – 10^8 | 10^9 – 10^{10} | 10^6 – 10^7 |
| FSR | ~ 100 GHz | ~ 10 GHz | ~ 1 THz |

1.3 光周波数コム

1.3.1 光周波数コムとは

光周波数コムとは、周波数軸上で成分が櫛 (comb) 状に等間隔に並ぶ光源を指し、時間領域においてはフーリエ変換の関係より高い繰り返し周波数を持つ光パルス列となる。Fig. 1.3 に光周波数コムのスペクトルを示す。光周波数コム (以下、光コム) の周波数間隔は通常 MHz から GHz 単位であり、その高い周波数安定性から「光のものさし」と呼ばれ、従来測定できなかった数百 THz の未知の光とビートを取ることで RF 領域に落とし込み、光の周波数を正確に測定することができる。2005 年には John L. Hall と Theodor W. Hänsch が「光周波数コム技術を含む、レーザを用いた精密分光法の発展への貢献」を理由にノーベル物理学賞を受賞している [6]。

光コムの周波数間隔を f_{rep} とし、この間隔で光コムの任意の成分から 0 Hz まで周波数を繰り返すらし続けたとき、最終的に余る f_{rep} より小さい周波数をキャリアエンベロープオフセット周波数と呼び、 f_{ceo} と表す。 f_{ceo} の隣にある周波数成分を 1 番目のモードとしたとき、 n 番目のモードは以下の式で表される。

$$f_n = f_{\text{ceo}} + n \cdot f_{\text{rep}} \quad (1.3.1)$$

したがって数百 THz 単位の高い周波数をもつ光であっても、光コムによって RF である 2 つの周波数 f_{ceo} と f_{rep} によって表現することができる。

繰り返し周波数 f_{rep} は測定することによって簡単に得ることができるが、キャリアエンベロープオフセット周波数 f_{ceo} を測定するためには工夫が必要である。 f_{ceo} を得る方法として自己参照法がある。光コムのスペクトルの広がりがあるとき、 n 番目のモード $f_n = f_{\text{ceo}} + n \cdot f_{\text{rep}}$ に対して $2n$ 番目のモード $f_{2n} = f_{\text{ceo}} + 2n \cdot f_{\text{rep}}$ が存在する。また、第 2 高調波発生によって n 番目のモードの 2 倍の周波数を持つモード $2f_n = 2f_{\text{ceo}} + 2n \cdot f_{\text{rep}}$ を得ることができ、 f_{2n} と $2f_n$ のビートを取ることで f_{ceo} を測定することができる。

$$2f_n - f_{2n} = (2f_{\text{ceo}} + 2n \cdot f_{\text{rep}}) - (f_{\text{ceo}} + 2n \cdot f_{\text{rep}}) = f_{\text{ceo}} \quad (1.3.2)$$

光コムは周波数測定以外にも様々な応用先がある。光コムを 2 つ用いたデュアル光コム分光 [7] や、自動運転に用いられる LiDAR [8]、Tbit/s を超える大容量光通信となる波長分割多重通信 [9]、光シンセサイザ [10]、系外惑星探索 [11] などがある。

1.3.2 微小光共振器による光周波数コム

光コムの発生方法はいくつかある。代表的なものがモード同期レーザを用いたものである。モード同期レーザは、ファブリ・ペロー型共振器の内部に利得媒質と光スイッチが置かれた構成をしている。共振器内の光の位相が揃ったときのみ光がスイッチを透過するので、全ての光の位相が揃った (同期した) 状態で発振する。光スイッチには電気光学スイッチや、また

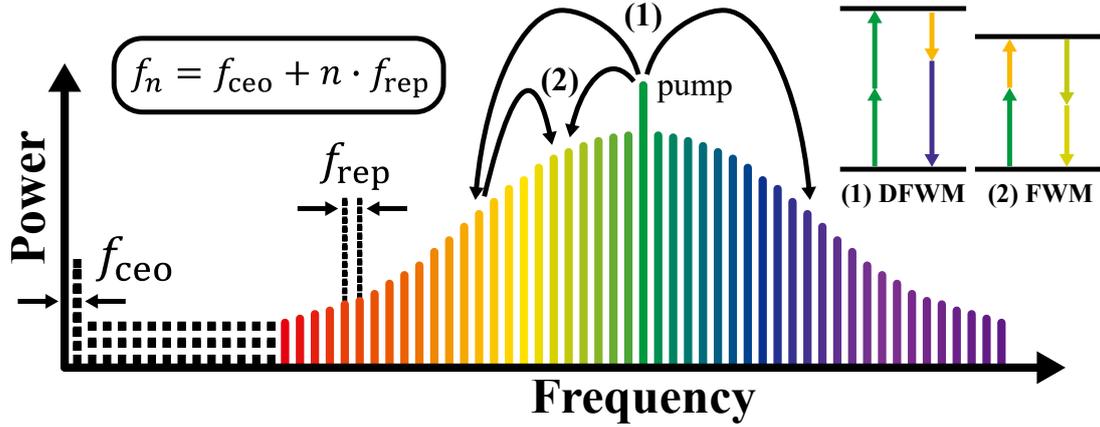


Fig. 1.3 Optical frequency comb generated by four-wave mixing.

入射光強度が小さい場合は吸収体として機能し、強度が大きい場合は透過させる可飽和吸収体などが用いられる。微小光共振器を用いても光コムを発生させることが可能となるが、このように発生した光コムを光カーコム、もしくはマイクロコムという。マイクロコムは2007年に初めて報告され [12]、小型で省エネな光源であることから研究が進められている。マイクロコムは3次の非線形光学効果(光カー効果)に分類される現象である4光波混合(FWM: Four-Wave Mixing)によって生成される。4光波混合とは3次の非線形媒質中において2つの波長の光から異なる2つの波長の光、もしくは3つの波長の光から異なる1つの波長の光が生成される現象である。3次の非線形媒質に2つのポンプ光 $f_{\text{pump1}}, f_{\text{pump2}}$ が入射しているとき、さらに2つのポンプ光とは異なる波長の光であるプローブ光 f_{probe} が入射すると、ポンプ光とプローブ光とは異なる波長の光であるアイドラ光 f_{idler} が生成される。

$$f_{\text{idler}} = f_{\text{pump1}} + f_{\text{pump2}} - f_{\text{probe}} \quad (1.3.3)$$

$f_{\text{pump1}} \neq f_{\text{pump2}}$ のとき、これを非縮退4光波混合(Non-degenerate FWM)といい、 $f_{\text{pump1}} = f_{\text{pump2}}$ のとき、縮退4光波混合(DFWM: Degenerate FWM)という。

$$f_{\text{idler}} = 2f_{\text{pump1}} - f_{\text{probe}} \quad (1.3.4)$$

4光波混合によるマイクロコムの生成過程を以下に説明する。まず微小光共振器内にポンプ光が入射し、縮退4光波混合によってプローブ光とアイドラ光がそれぞれ生成される。プローブ光とアイドラ光は共振器の共振周波数と一致する場合のみ共振器内に留まることができる。さらに生成されたプローブ光とアイドラ光、そしてポンプ光との間で非縮退4光波混合が連続して発生する。この結果共振器のFSRとほぼ等しい周波数間隔を持つマイクロコムを得ることができる。4光波混合により光コムが発生する様子を Fig. 1.3 に、連続レーザー光が微小光共振器に入射しマイクロコムが出力される様子を Fig. 1.4 にそれぞれ示す。

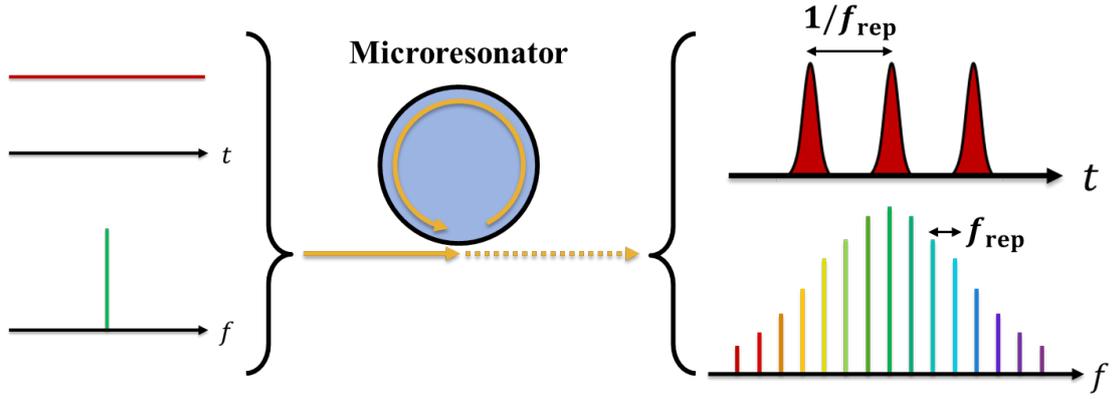


Fig. 1.4 The continuous wave incident on the resonator becomes optical pulse trains in the time domain and an optical frequency comb in the frequency domain.

1.3.3 散逸性 Kerr ソリトン

ソリトン (soliton) とは非線形波動方程式を満たす孤立波の一種であり、伝搬中の形状、速度は一定で、ソリトン同士の衝突によって形状は変化しない。これらの性質はソリトンが波動である一方で粒子性を持つことを示しており、ソリトンという名は 1965 年にアメリカの N. Zabusky と M. Kruskal が孤立波 (Solitary Wave) の “solitary” と粒子性を表す接尾語の “-on” を組み合わせて名付けた造語である。ソリトンの波動が光である場合を光ソリトンという。

光カーコムはモード同期レーザーによる光コムとは異なり、単に発振するだけでは各周波数成分 (以下、コム線) の位相が揃っていないためパルスが形成されない。したがって光カーコムは発振とは別にモード同期を行う必要がある。光カーコムがモード同期されコム線の位相が揃った状態が光ソリトンであり、これを特に散逸性カーソリトン (DKS: Dissipative Kerr Soliton) と呼ぶ。DKS は分散性と非線形性、利得と損失の 2 つのバランスが釣り合った場合に発生する。DKS の発生にはモード同期が不可欠であるため、どのような条件下で DKS が発生するのかが重要である。

ソリトン解は非線形シュレーディンガー方程式により導き出されるが、光カーコムに適用するためにはさらに入力光パワーとデチューニングの項を追加する必要がある。デチューニングとはポンプ光の波長と共振波長の距離を表す量である。2 つの項が追加された方程式は Lugiato-Lefever 方程式 (LLE) と呼ばれ、次の方程式を解くことで微小光共振器による光ソリトン、すなわち散逸性カーソリトンの発生条件を得ることができる [13, 14]。

$$\frac{\partial E(\theta, t)}{\partial t} = F - E - i\alpha E + i|E|^2 E - i\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \quad (1.3.5)$$

ここで、 θ は共振器の円周上に沿った方位角、 F は外部入力光パワー、 α はデチューニング、 β_2 は 2 次の群速度分散である。この LLE は外部からの励起と共振器の損失、すなわち右辺

の第1項と第2項を無視した場合のみ解が得られるため、2つの項を消して解を(1.3.6)式のように仮定して代入すると、

$$E(\theta) = A \operatorname{sech} \left(\frac{\theta}{\theta_s} \right) \quad (1.3.6)$$

$$-\alpha + A^2 \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\theta}{\theta_s} \right) - \frac{\beta_2}{2\theta_s^2} \left[1 - 2 \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\theta}{\theta_s} \right) \right] = 0 \quad (1.3.7)$$

となる。Aはソリトンの振幅、 θ_s はソリトンのパルス幅である。この式から以下の2式を導くことができる。

$$\beta_2 = -\theta_s^2 A^2 \quad (1.3.8)$$

$$\alpha = -\frac{\beta_2}{2\theta_s^2} = \frac{A^2}{2} \quad (1.3.9)$$

(1.3.8)式では右辺が負であるため、 $\beta_2 < 0$ である必要がある。また(1.3.9)式から $\alpha > 0$ でなければならない。したがって散逸性カーソリトンを発生させる条件は、「共振器が異常分散である」かつ「デチューニングが正である」ということである。

では具体的にソリトンコム(モード同期したマイクロコム)を発生させる手順について説明する。Fig. 1.5のようにある共振波長の短波長側(ブルーデチューン)からレーザの波長を共

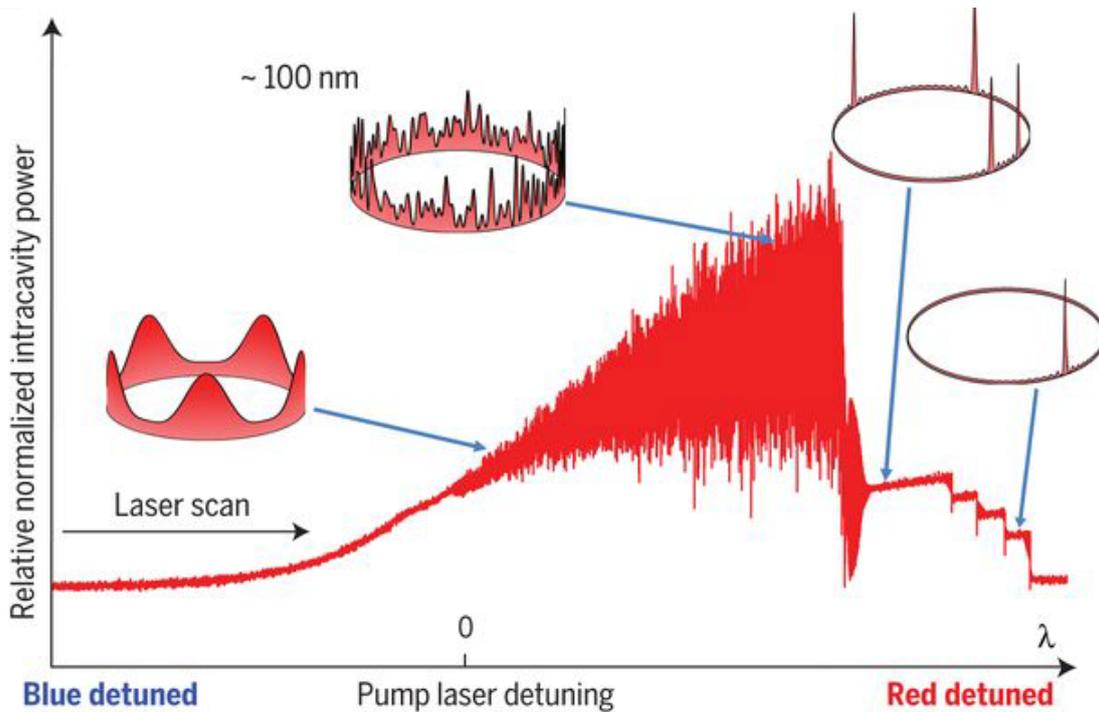


Fig. 1.5 The evolution of the intracavity power as a function of laser detuning, revealing in particular a series of discrete steps associated with soliton formation. [Tobias J. Kippenberg and Alexander L. Gaeta and Michal Lipson and Michael L. Gorodetsky, “Dissipative Kerr solitons in optical microresonators,” *Science* **361**, eaan8083, (2018).]

振波長に近づけていくと、コム線がいくつか生成される。これをチューリングパターンコムと呼ぶ。さらに共振波長に近づけるとコム線が多数生成され、共振器内の光パワーは混沌とした状態となる。この状態を変調不安定 (MI: Modulation Instability) コムという。レーザ波長の掃引を続けるとやがてレーザ波長が共振波長より大きくなり (レッドデチューン), 全てのコム線の位相が同期し、共振器内の光パワーはソリトンステップと呼ばれるステップ状の波形を示す。発生したソリトンコムは様々な分野に応用される。Fig. 1.6 にその応用例を示す。前述したような光コムの応用例の多くは、実際は DKS によって実現されている。

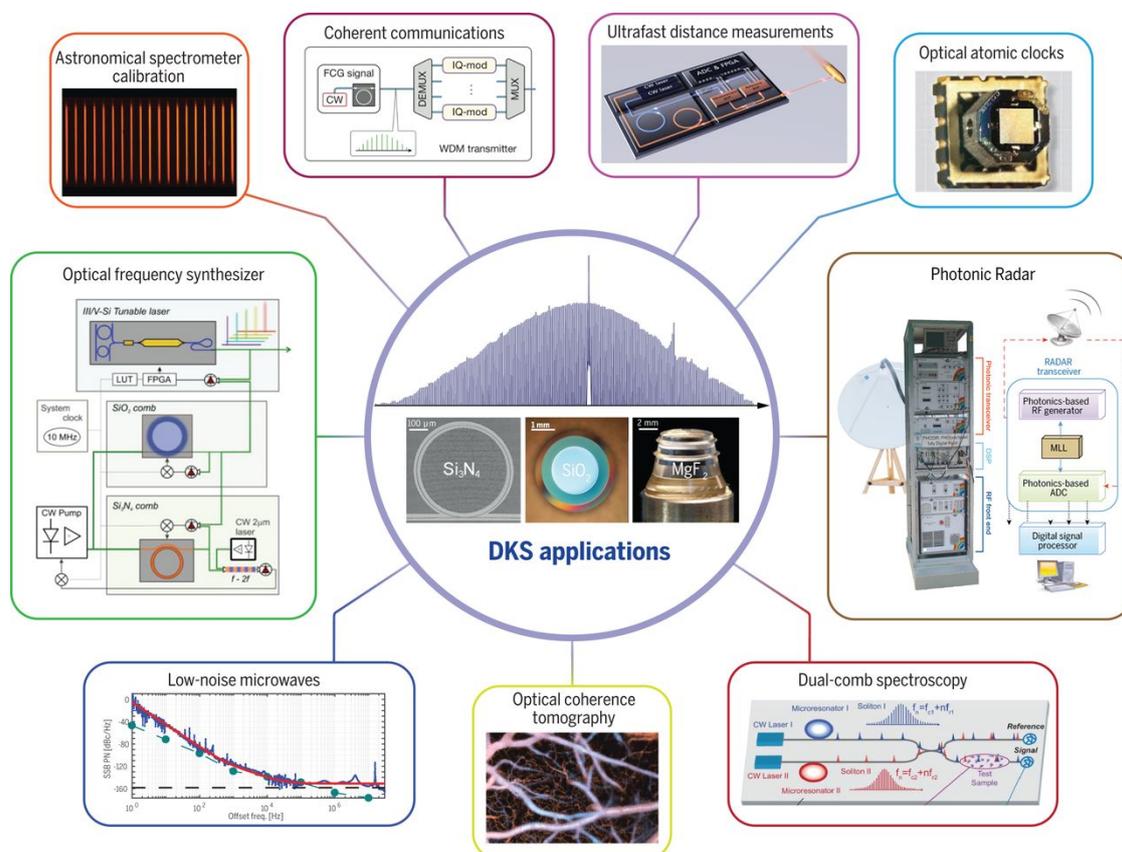


Fig. 1.6 Applications of soliton microcombs. [Tobias J. Kippenberg and Alexander L. Gaeta and Michal Lipson and Michael L. Gorodetsky, “Dissipative Kerr solitons in optical microresonators,” Science **361**, eaan8083, (2018).]

1.3.4 Pound-Drever-Hall 法

散逸性カーソリトンを継続的に発生させるためには、レーザの波長を掃引してレッドデチューンで固定する必要がある。しかし、ソリトンが発生する領域には制限があり、また熱や振動など様々な要因によりレーザ波長が揺れてしまうことから、単にレーザの波長を装置上で固定するだけではソリトンを継続的に発生させることは難しい。したがってレーザの波長を安定化させる必要があるが、その方法は複数考案されている。

最も単純な方法は共振器後の透過光強度をフィードバックするものである。透過スペクトルで共振を示すローレンツ型のディップ側面にレーザ波長をロックした場合、デチューニングが変化した場合の透過光強度の増減からデチューニングの増減を知ることができ、これをレーザにフィードバックすることでデチューニングの変化を矯正することができる。しかし Fig. 1.7(a) のようにレーザの出力が一定でない場合透過光強度が変化してしまうため、この方法は破綻してしまう。そこで考案されたのが Pound-Drever-Hall(PDH) 法である。PDH 法は 1983 年にスコットランドのグラスゴー大学とアメリカの国立標準局 (現 国立標準技術研究所) で働く R.Drever と J.Hall らによって発表され [15], 1946 年にマイクロ波発信器の電子的周波数安定化の研究を発表した R.Pound[16] を含めた 3 人に因み名付けられた。PDH 法は透過光強度の導関数をフィードバックに用いる [17]。Fig. 1.7(a)(b) に共振波長における透過光強度とその導関数を示す。Fig. 1.7(b) から分かるように透過光強度の導関数は奇関数であるため、その増減からデチューニングの増減を知ることができる。PDH 法で用いるこの信号をエラーシグナルと呼び、エラーシグナルが 0 になる点をゼロクロスポイントと呼ぶ。ゼロクロスポイントではデチューニングが 0 となる。

エラーシグナルを得るためには Fig. 1.7(c) のようなセットアップを組む必要がある。まずレーザからのポンプ光を電気光学変調器 (EOM: Electro Optic Modulator) によって位相変調する。電気光学変調器で変調する信号は信号発生器 (SG: Signal Generator) によって決定される。ポンプ光の周波数を ω , 信号発生器で発生させる正弦波の周波数を Ω とすると、ポンプ光は変調されて周波数 $\omega + \Omega$ と $\omega - \Omega$ のサイドバンドが立つ。変調されたポンプ光は微小光共振器に入力され、出力の透過光はフォトディテクタ (PD: Photo Detector) で受光され RF 信号に変換される。そして RF 信号はミキサによって信号発生器からの信号と混合され、混合された信号はローパスフィルタ (LPF: Low Pass Filter) によって低周波成分のみのエラーシグナルとなり、サーボコントローラによってレーザにフィードバックされる。

レーザからのポンプ光を $E_p = E_0 \exp(i\omega t)$ としたとき、電気光学変調器で変調された後のポンプ光は $E_{in} = E_0 \exp\{i(\omega t + A \sin \Omega t)\}$ と表せる。ここで A は信号発生器による正弦波

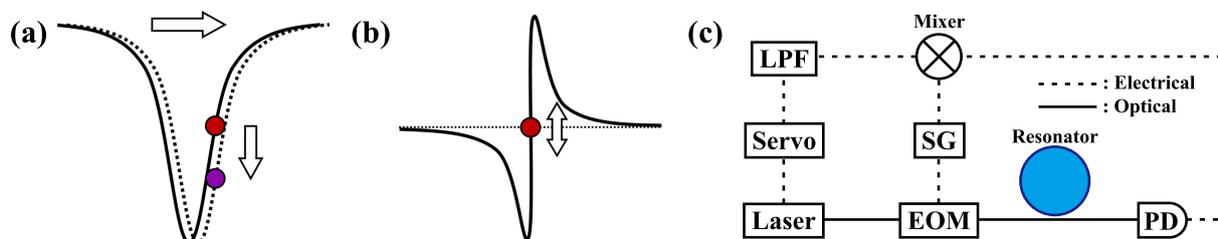


Fig. 1.7 (a)Transmission characteristics of resonators. (b)Derivatives of transmission characteristics. (c)Simplified experimental setup for frequency stabilization by PDH technique.

の振幅である．マクローリン展開を用いて 2 次の項までで近似すると，

$$E_{\text{in}} \approx E_0 \exp(i\omega t)(1 + iA \sin \Omega t) \quad (1.3.10)$$

$$= E_0 \left[\exp(i\omega t) + \frac{A}{2} \exp\{i(\omega + \Omega)t\} + \frac{A}{2} \exp\{i(\omega - \Omega)t\} \right] \quad (1.3.11)$$

となる．共振器の伝達関数を $F(\omega)$ とすると，共振器後の透過光強度は以下のようなになる．

$$E_{\text{out}} = E_0 \left[F(\omega) \exp(i\omega t) + \frac{A}{2} F(\omega + \Omega) \exp\{i(\omega + \Omega)t\} + \frac{A}{2} F(\omega - \Omega) \exp\{i(\omega - \Omega)t\} \right] \quad (1.3.12)$$

フォトディテクタで受光する光のパワーは振幅の 2 乗であるため，

$$\begin{aligned} P_{\text{out}} &= |E_{\text{out}}|^2 \\ &= P_1 |F(\omega)|^2 + P_2 \{|F(\omega + \Omega)|^2 + |F(\omega - \Omega)|^2\} \\ &\quad + 2\sqrt{P_1 P_2} \{\text{Re}[F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)] \cos \Omega t \\ &\quad + \text{Im}[F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)] \sin \Omega t\} + (2\Omega \text{ terms}) \end{aligned} \quad (1.3.13)$$

となる [17]. $P_1 = |E_0|^2$, $P_2 = (A^2/4)|E_0|^2$ である．ここで周波数の微小な変化に対する光パワーの変化が重要であるため，直流成分をカットして $\cos \Omega t$ と $\sin \Omega t$ に関する 2 つの項に注目する．この信号をミキサで信号発生器からの信号と混合することによって以下に示すエラー信号が得られる．

$$\epsilon = -2\sqrt{P_1 P_2} \text{Im} \{F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)\} \quad (1.3.14)$$

エラー信号を Fig. 1.8 に示す．ただし縦軸は $X(\omega) = \text{Im}\{F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)\}$ とした．このエラー信号を用いてレーザ周波数を安定化させる方法が PDH 法である．

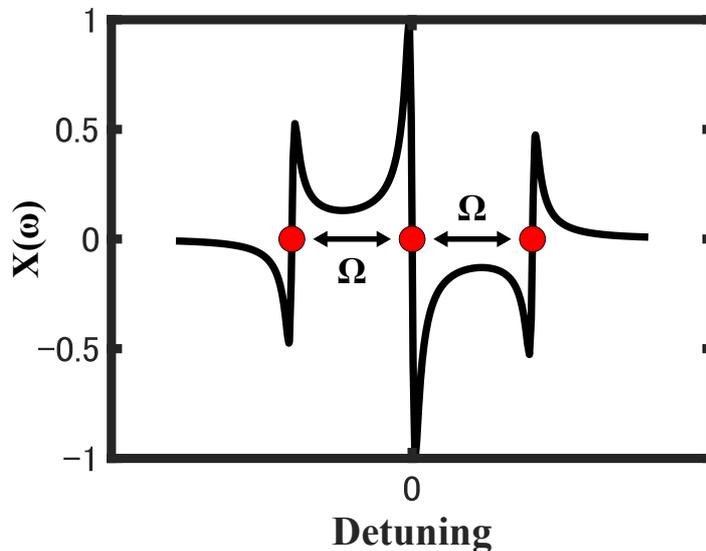


Fig. 1.8 The Pound-Drever-Hall error signal.

1.4 大容量光ファイバ通信

光ファイバ通信とは、伝送路に光ファイバを用いた通信のことであり、現代のインターネット社会には欠かせない通信システムである。光は非常に高速かつ低損失であることから、電気・電波に代わる通信媒体として研究開発が進められている。光ファイバの特徴として低損失であること、広帯域であること等が挙げられ、その利点から長距離の伝送に適しており、今や世界中の情報通信の基盤として用いられている。通信波長帯は光ファイバの損失が最も小さい 1550 nm が最も多く利用されており、その他の波長帯は国際電気通信連合電気通信標準化部門 (ITU-T: International Telecommunication Union-Telecommunication Standardization Sector) によって Table 1.2 に示すように細かく規定されている。したがって 1550 nm は C-band に値する。

Table 1.2 Wavelength bands for optical communications.

| Band | Wavelength(nm) |
|-------------------------------|----------------|
| T-band (Thousand) | 1000-1260 |
| O-band (Original) | 1260-1360 |
| E-band (Extended) | 1360-1460 |
| S-band (Short wavelength) | 1460-1530 |
| C-band (Conventional) | 1530-1565 |
| L-band (Long wavelength) | 1565-1625 |
| U-band (Ultralong wavelength) | 1625-1675 |

データ通信量が増加する現代において、光ファイバ通信の研究で特に重視されているのはいかに大容量の情報を伝送するかという点であり、様々な情報の多重化方式が検討されている。そのうち最もよく用いられる多重化方式は波長分割多重化 (WDM: Wavelength Division Multiplexing) であり、これは異なる波長それぞれに情報を載せそれを多重化し、1本の光ファイバで伝送する方式である。その他には光パルスを時間的にずらして多重化する時分割多重化 (TDM: Time Division Multiplexing) や、マルチコアファイバによる空間分割多重化 (SDM: Space Division Multiplexing) などが存在する。

波長分割多重通信は波長間隔の大きさによって2つに分けられる。1つは粗密度波長分割多重 (CWDM: Coarse WDM)、もう1つは高密度波長分割多重 (DWDM: Dense WDM) である。それぞれの波長間隔の規定は ITU-T で定められている。CWDM では、波長間隔を 20 nm に規定している。DWDM では周波数 193.1 THz(1552.52 nm) を中心に 12.5 GHz(0.1 nm) から 100 GHz(0.8 nm) 程度の周波数間隔 (波長間隔) を規定している。CWDM では波長間隔が広いから、容量をあまり増やせないことから長距離の伝送には向いていない。また昨今周波数帯域が枯渇している傾向にあることから、帯域を広く使用する CWDM は敬遠されつつある。このような背景から DWDM を用いた光ファイバ通信の需要は高まっている

が、従来の WDM では多重化する波長の数に応じて半導体レーザを用意する必要があり、大規模かつコストの高い多重化方式であった。しかし光カーコムの発明によってレーザを複数準備する必要がなくなり、コム線を個別に変調することで容易に多重化を行うことができるようになった。また微小光共振器の大きさを調整することにより DWDM で規定された波長間隔に対応するように共振器の FSR を制御することが可能であるため、光カーコムによる DWDM 通信はこれまでの課題を解決する技術として注目されている。

そこで本研究においては、フッ化マグネシウム微小光共振器による光カーコムを WDM 通信に応用することを提案する。フッ化マグネシウム微小光共振器は上述した通り FSR が小さく、非線形光学効果を引き起こすために十分高い Q 値を持つ。したがってフッ化マグネシウム微小光共振器は DWDM 通信を達成するのに有力なデバイスとなることが期待される。

光カーコムはその離散的な多波長性から WDM に応用されることは既に述べたが、Fig. 1.9 に示すように光カーコムは時間領域において非常に高い繰り返し周波数を持つパルス列となることから TDM への応用も期待できる。TDM では多重化されたパルスを分離するためのクロック再生が必要となるため、受信側と送信側でソリトンコムの繰り返し周波数をクロック周波数に用いた同期を行わなければならない。これが実現できれば光カーコムを大容量光通信へ応用する可能性が開かれることになるだろう。

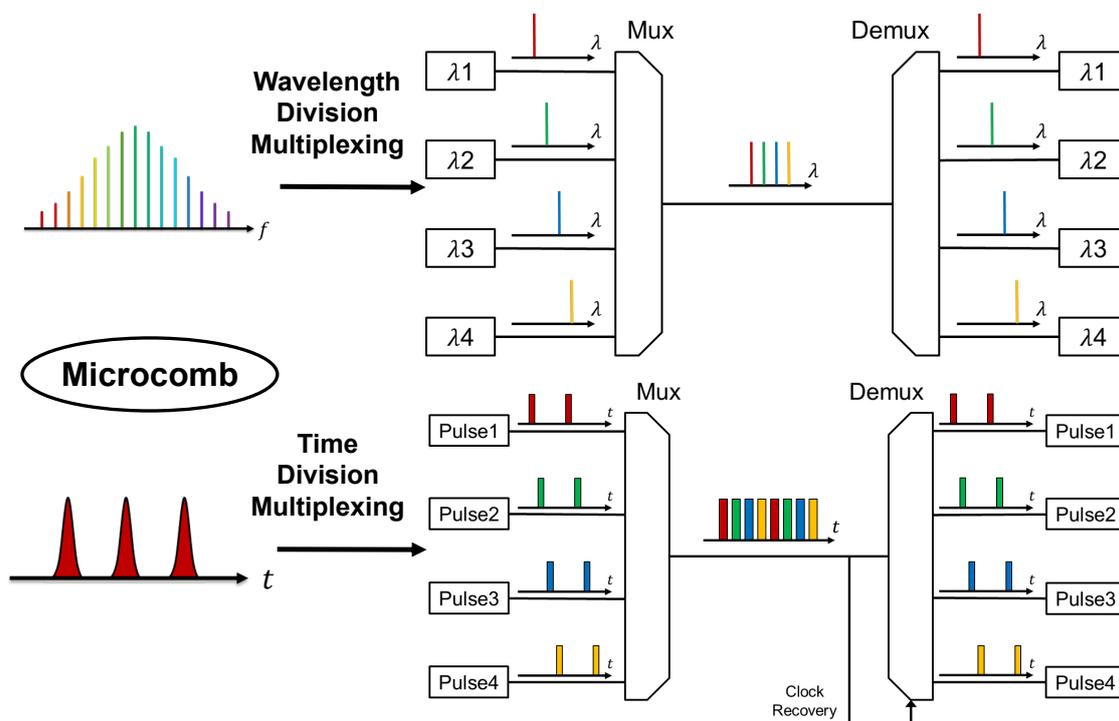


Fig. 1.9 Microcomb for WDM and TDM.

1.5 本研究の目的

本研究では、 MgF_2 微小光共振器を用いて散逸性カーソリトンが発生させ、IM-DD 方式による波長分割多重 (WDM) 通信に応用することを目的とする。 MgF_2 結晶の手作業による切削・研磨を行い、自作の共振器を用いてソリトンが発生させる。ソリトンを継続して発生させるために Pound-Drever-Hall 法によるレーザ周波数の安定化を行い、発生したソリトンコムを 1 台の強度変調器で変調し、40 km の分散シフト光ファイバによって伝送する。伝送されたソリトンコムの伝送特性を評価するため、アイパターンと符号誤り率 (BER) を測定する。また時分割多重 (TDM) 通信への応用も見据えてソリトンパルス列の波形測定および外部クロック同期の検証を行い、1 チャンネルによる伝送特性を評価する。これにより、 MgF_2 微小光共振器を用いた光カーコムの大容量光通信への応用の可能性を模索する。

第2章 MgF₂ 微小光共振器の作製

2.1 微小光共振器の作製

2.1.1 準備

MgF₂ 微小光共振器を作製する工程は主に切削と研磨の2つである。まず切削によって共振器の直径、形を大まかに決定し、研磨することにより共振器として動作するよう Q 値を高める。切削を行う前に目的の FSR に合うよう共振器の直径を設定する必要がある。今回作製する共振器の FSR は 20 GHz とし、共振器の直径はこの FSR に合うように約 3.5 mm に決定した。FSR を 20 GHz とした理由は、波長分割多重通信においてビット速度 10 Gbit/s で変調する際チャンネル間クロストークが生じるのを防ぐためであり、FSR を広めに設定した。切削と研磨はスピンドルを用いて共振器を回転させて行うため、スピンドルに挿入する棒に結晶を固定しなければならない。今回は結晶を固定する棒の材料として真鍮を用いる。共振器に用いる結晶と真鍮棒を Fig. 2.1(a) に示す。結晶の直径は 8 mm で高さ 6 mm であり、真鍮棒の直径は 6 mm である。この2つを接着し、切削と研磨によって MgF₂ 微小光共振器を作製する。

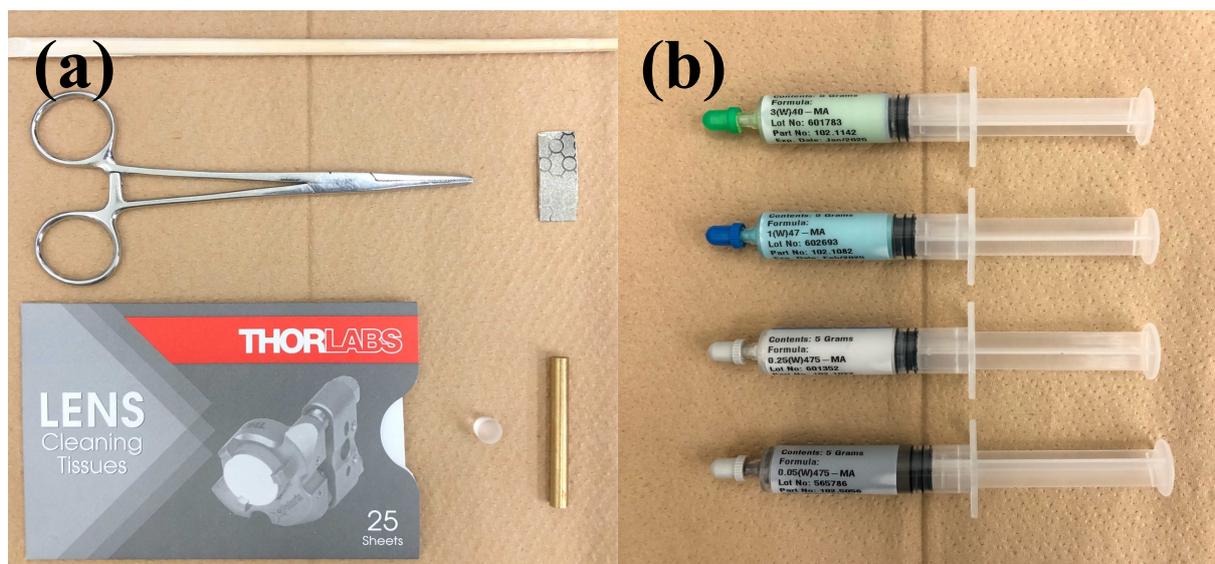


Fig. 2.1 Tools used to fabricate an MgF₂ microresonator. (a) Main tools used for cutting and polishing. (b) Diamond paste used as abrasives.

2.1.2 結晶の接着

まず Fig. 2.2(a) のように MgF_2 結晶を平らな台の上に設置し、その上に UV 硬化剤を 1 滴加え、真鍮棒を結晶の中心と重なるよう垂直に設置した。位置を微調整したのち UV ライトを UV 硬化剤に照射し、結晶と真鍮棒をしっかりと固定した。このとき UV ライトの光強度は 65 mW/cm^2 とし、照射時間を 2 分 30 秒に設定した。結晶を固定したのち真鍮棒に直径 6 mm のコレットチャックを装着し、Fig. 2.2(b) のようにスピンドルに挿入した。エアスピンドルのコンプレッサの圧力計が 0.35 MPa から 0.40 MPa になるまで圧力を上げ、スピンドルを回転させた。このとき、回転している真鍮棒の軸と結晶の軸にずれがないかを真横から目視で確認し、軸がずれていた場合には UV 硬化剤にアセトン塗布して結晶と真鍮棒を分離し、工程をやり直した。

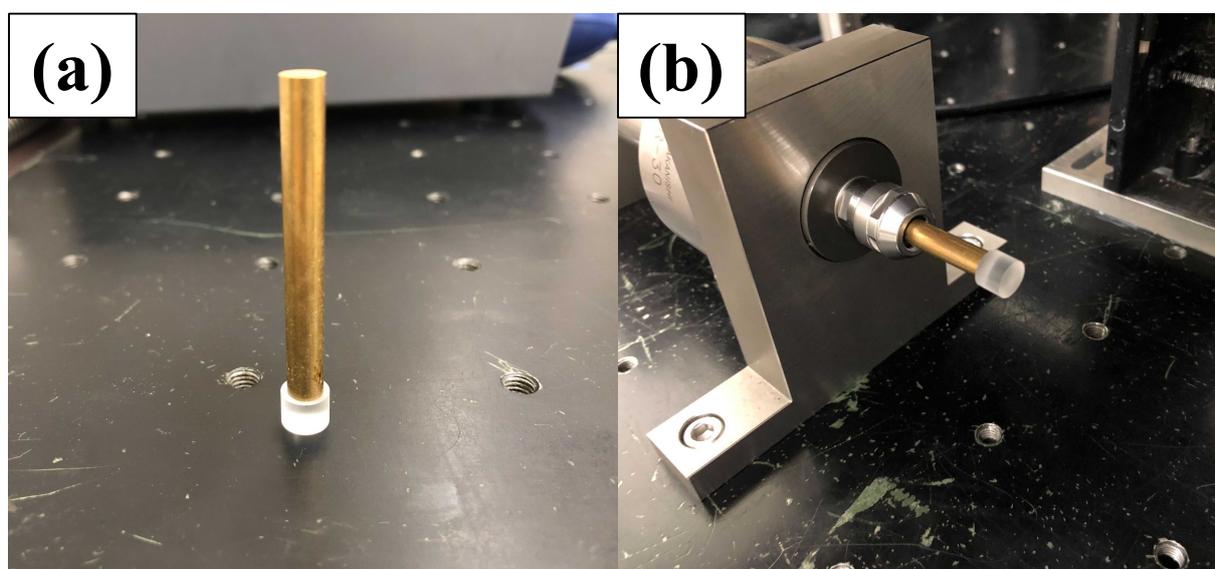


Fig. 2.2 Bonding process of an MgF_2 crystal and a brass rod. (a) A brass rod is erected on the crystal and bonded. (b) A Brass rod inserted into spindle.

2.1.3 切削

結晶の接着が完了したのち真鍮棒をスピンドルに挿入した状態でスピンドルを回転させ、切削を開始した。切削に使用する道具として Fig. 2.1(a) に示すダイヤモンドペーパーを割りばしの先にテープで接着したものを作製し、ダイヤモンドペーパーを回転する結晶に接触させ切削を行った。削った MgF_2 の粉は人体に有毒であるため、結晶本体やダイヤモンドペーパーに適宜水を滴下し粉が舞わないようにした。

切削の工程は Fig. 2.3 に示すように主に3つに分けられる。まず結晶の上面にダイヤモンドペーパーを斜めに当て、(a) のように角を落とすよう切削した。この切削面が導波路の上側部分に相当する。次に導波路の位置を決め、導波路の少し下をダイヤモンドペーパーで削り切削のガイドラインとなる線を入れ、(b) のようにガイドラインを中心にV字にえぐり取るように切削した。最後に (c) のように設定した直径に合わせて導波路を切削した。この工程で特に注意しなければならないのは (c) に移行する3つ目の工程であり、結晶のくびれた部分が折れないようにしなければならない。試作段階においてダイヤモンドペーパーを強く当てすぎたことによる折損が生じたため、焦らず小さな力で切削する必要がある。導波路の直径が小さくなるにつれ目視で制御するのが難しくなるため、顕微鏡を用いて切削を行った。

MgF_2 の粉末が研磨工程において共振器を傷つけるのを避けるため、研磨の工程の前に粉末を除去する必要がある。Fig. 2.1(a) のレンズティッシュを適当な大きさまで畳み込み、エタノールを塗布しピンセットで挟んだ。レンズティッシュは水分に弱いため、エタノールを用いた。スピンドルを回転させ、ピンセットで挟んだレンズティッシュを共振器に当てることで MgF_2 の粉を除去した。

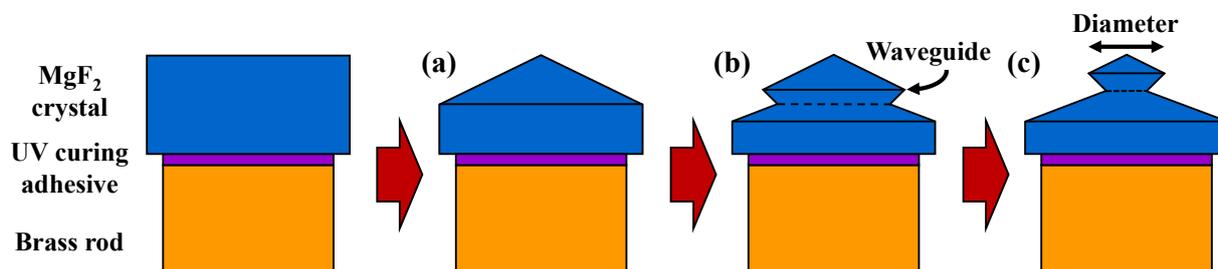


Fig. 2.3 Process of cutting a crystal.

2.1.4 研磨

MgF₂ の粉の除去が完了したのち研磨の工程に移った。新しいレンズティッシュを再び適当な大きさになるまで畳み込み、Fig. 2.1(b) に示す研磨剤として用いるダイヤモンドペーストを折り込んだレンズティッシュに塗り込んだ。そしてレンズティッシュをピンセットで挟み、スピンドルを回転させ共振器をダイヤモンドペーストが塗り込まれたレンズティッシュで挟むようにして研磨を行った。この様子を Fig. 2.4(a) に示す。研磨剤に用いるダイヤモンドペーストは全部で 4 種類である。粒度が粗い順に緑、青、灰色、黒と色が異なる。粒度はそれぞれ順に 3 μm, 1 μm, 0.25 μm, 0.05 μm である。粒度が粗い緑と青のペーストを用いて目に見える大きさ程度の傷を除去し、粒度が細かい灰色と黒のペーストを用いて目に見えない傷を除去した。緑と青のペーストによる研磨で大きな傷を除去できない場合、粒度の細かいペーストでいかに研磨しようと Q 値は上がらないため、粒度の粗いペーストでしっかりと傷を除去するよう心掛けた。それに対して最も粒度が細かい黒いペーストの重要度は低く、仕上げ程度に用いた。各ペーストによる研磨時間の目安は粒度の粗い順に 30 分, 60 分, 90 分, 15 分である。ただし、研磨時間はスピンドルの回転速度やレンズティッシュの当て具合に依存するため、これらの時間は目安程度とする。ペーストを変更するたびレンズティッシュは新しくし、共振器に付着したペーストはエタノールが染み込んだレンズティッシュにより除去した。研磨を終えたら、最後にスピンドルを回転させながらエタノールが染み込んだレンズティッシュで綺麗にペーストを除去し共振器の作製を終了した。作製した共振器はアクリルケースに入れ、導波路が傷つかないようにキムタオルなどで段差を作って導波路がどこにも触れないように注意して保管した。作製した共振器を Fig. 2.4(b) に示す。

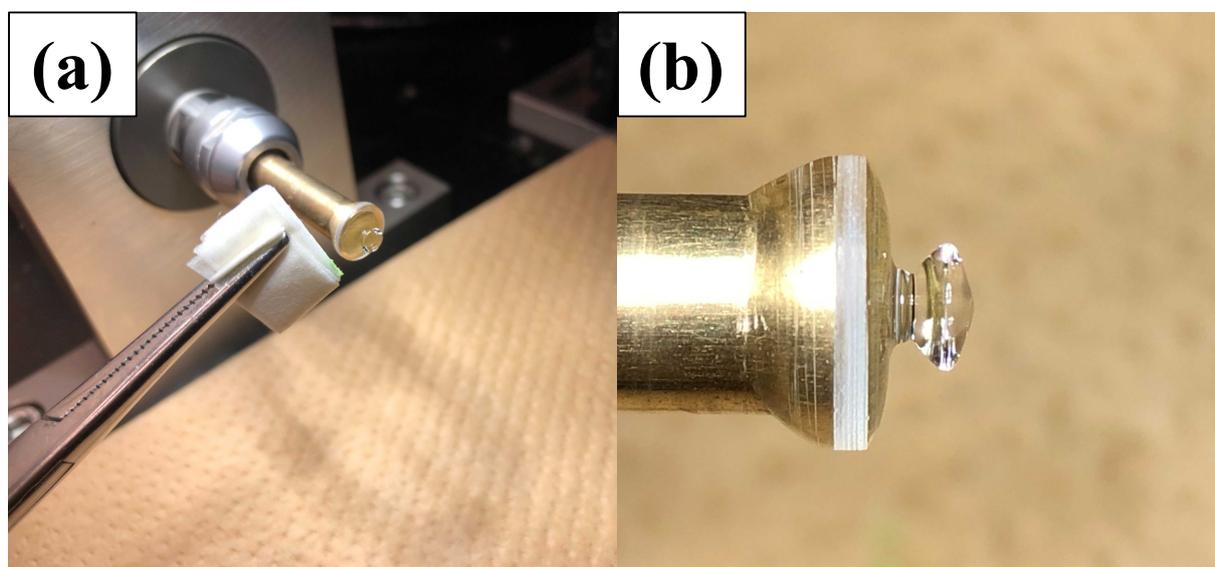


Fig. 2.4 (a)Polishing with diamond paste. (b)A photo of the fabricated resonator.

2.2 Q 値測定

次に、微小光共振器の特性として重要となる Q 値を測定する。 Q 値を測定するため Fig. 2.5 のような実験セットアップを組んだ。 まずレーザから出力した連続光を 99 : 1 で分け、1 の光をマッハ・ツェンダー干渉計 (MZI: Mach Zehnder Interferometer) に入射した。 これは透過率におけるディップの線幅測定に用いられる。 MZI は入射された光を 2 つに分け、一方に遅延を設け 2 つの光を干渉させることにより、ある一定周期で振動する光信号を生成することができる。 今回は約 20 MHz の周期で振動する MZI を用いた。 MZI からの光信号をフォトディテクタ (PD: Photo Detector) により受光し、オシロスコープ (OSC: Oscilloscope) に入力した。 レーザから分岐した 99 の光はファイバ偏波コントローラ (FPC: Fiber Polarization Controller) によって偏波が調整されたのち、微小光共振器に入射した。 微小光共振器に光を導波する導波路にはテーパファイバを用いた。 テーパファイバとは光ファイバをヒータで溶融延伸することによって口径を非常に小さくした光ファイバであり、テーパファイバを透過する光はエバネッセント波と呼ばれるファイバから染み出した光を介して微小光共振器内に導波される。 微小光共振器を透過した光は PD により受光され、オシロスコープによって測定した。 レーザにファンクションジェネレータ (FG: Function Generator) による周期電圧を印加することにより波長の掃引を行った。 また FG の周期電圧をオシロスコープに入力した。

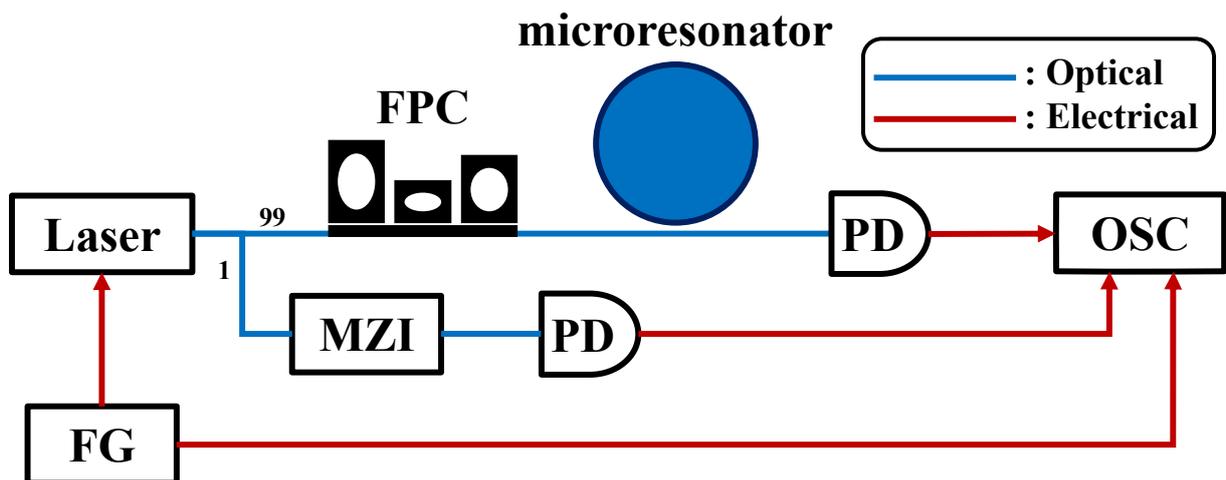


Fig. 2.5 Experimental setup for Q factor measurement.

レーザには半導体波長可変レーザを用い、波長 1550 nm、出力パワー 0 dBm(1 mW) とし、20 Hz の速さで波長掃引を行った結果を Fig. 2.6(a) に示す。共振周波数で透過率がディップを示す部分にローレンツ関数を用いてフィッティングを行った。その結果 Q 値は 5.75×10^8 であった。これは非線形光学効果を安定して引き起こすには不十分な Q 値であった。散逸性カーソリトンを問題なく発生させるには 10^9 を超える Q 値が必要であるため、再研磨を行った。

ところで、 Q 値が 10^9 程度となると今回使用した約 20 MHz の周期で振動するように設計

された MZI を用いた方法では Q 値を測定することができない。なぜなら、(1.2.2) 式にある通り Q 値が高くなると線幅は狭くなるため、線幅を直接測定することが難しくなるからである。レーザの波長が 1550 nm であるため、共振周波数は約 200 THz としてよい。したがって (1.2.2) 式より Q 値が 10^7 の場合における線幅は約 20 MHz, Q 値が 10^8 の場合における線幅は約 2 MHz である。 Q 値が 10^8 程度までは MZI を用いて線幅を直接測定し Q 値を求めることができるが、 Q 値が 10^9 となると線幅は約 200 kHz になるため、この MZI を用いて線幅を測定することは困難になる。したがって再研磨によって向上したと予想される共振器の Q 値を測定するため、リングダウン分光法 [18] と呼ばれる方法を用いた。レーザ波長を掃引する速度が比較的大きい場合、共振する光が共振器を抜ける際に新しく入射する光と干渉することにより、振動しながら指数関数的に減衰する光強度が観測できる。以下にその光強度の関数を示す。

$$I(t) = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \quad (2.2.1)$$

ここで、 I_0 は初期強度、 τ_p は光子寿命である。したがって、(2.2.1) 式を用いて減衰する光強度に対しフィッティングを行い、これより求められる光子寿命 τ_p を (1.2.3) 式に代入することにより Q 値を求める方法がリングダウン分光法である。

再研磨を行ったのちリングダウン分光法によって減衰する光強度に対してフィッティングを行った結果を Fig. 2.6(b) に示す。このときの波長掃引速度は 30 MHz である。光子寿命は 1.29×10^{-6} で、 Q 値は 1.57×10^9 となった。これは非線形光学効果を引き起こすのに十分な Q 値であり、この共振器を用いて散逸性カーソリトンを発生させる実験を行った。

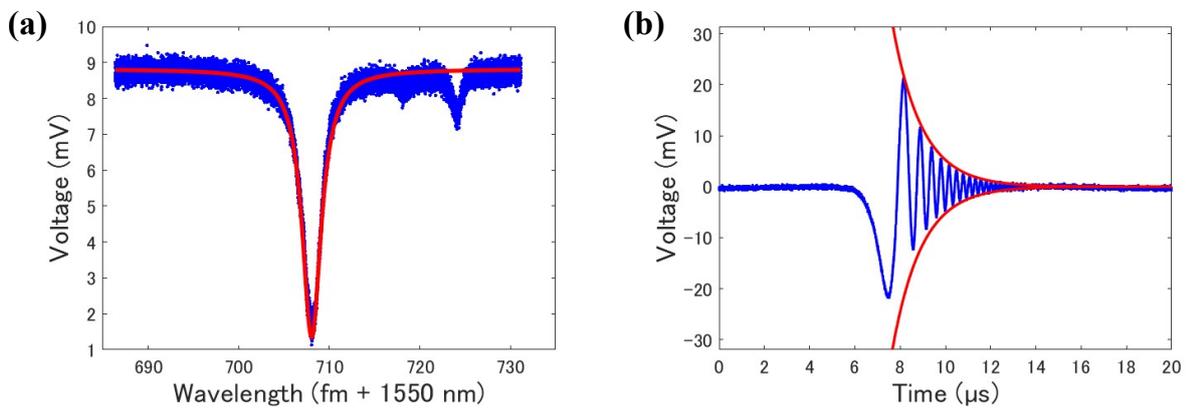


Fig. 2.6 Change in transmittance with wavelength sweep. (a) The result of fitting using the Lorentz function to the transmittance that shows the dip at the resonance frequency. (b) Transmittance that exponentially decays while vibrating as a result of sweeping wavelengths at high speed.

第3章 散逸性カーソリトンの発生

3.1 実験セットアップ

作製した共振器を用い散逸性カーソリトンが発生させる実験を行った. Fig. 3.1 に実験セットアップを示す. レーザには線幅の狭いファイバレーザ (Koheras ADJUSTIK E15) を用いた. ファイバレーザから出射した光を 99 : 1 の割合で分離し, 1 の光を再び 99 : 1 で分離し, その 99 の光を波長計 (WM: Wavelength Meter) に入射させ波長測定に用いた. 1 の光を MZI に入射させ, PD で受光したのち, オシロスコープを用いて観測した. MZI は線幅の測定に用いられるが, 散逸性カーソリトンの発生に本質的には関係しない. ファイバレーザから出射した 99% の光を EOM に入射させ, 信号発生器から出力される正弦波を用いて位相変調し, レーザ周波数から正弦波の周波数分離れた位置にサイドバンドを立てた. これは PDH 法による周波数安定化に用いるためであり, PDH 法については第 1 章で既に述べた. 位相変調した光をエルビウム添加光ファイバ増幅器 (EDFA: Erbium Doped Fiber Amplifier) を用いて増幅し, バンドパスフィルタ (BPF: Band Pass Filter) により自然放射増幅光 (ASE: Amplified Spontaneous Emission) を除去したのち, FPC で偏波を調整し微小光共振器に入射させた. 共振器を透過した光を 99 : 1 に分離し, 1 の光を光スペクトラムアナライザ (OSA: Optical Spectrum Analyzer) に入射させスペクトルを計測した. 99 の光はファイバブラッググレーティング (FBG: Fiber Bragg Grating) によりポンプ光とコムに分

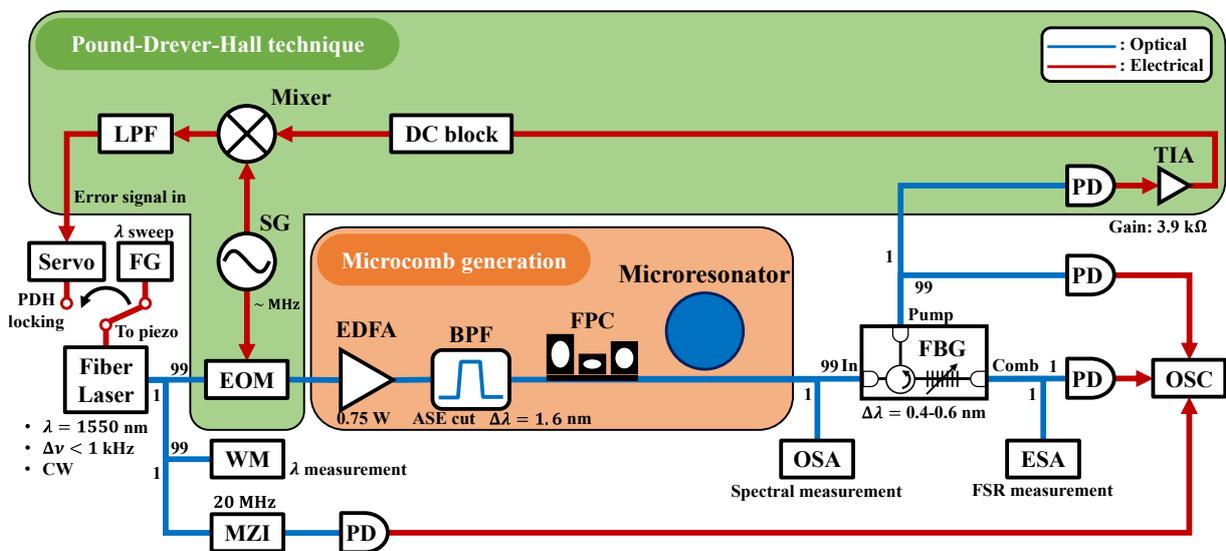


Fig. 3.1 Experimental setup for generating dissipative Kerr soliton. The laser frequency is stabilized by the Pound-Drever-Hall technique.

離した。ポンプ光をPDで受光し、トランスインピーダンスアンプ (TIA: Transimpedance Amplifier) により増幅したのち、DCブロックを用いて直流成分を除去し、ミキサを用いて信号発生器からの信号と周波数混合した。周波数混合された信号の高周波成分をローパスフィルタ (LPF: Low Pass Filter) を用いて除去し、エラーシグナルとしてサーボコントローラに信号を入力した。一方コムはPDにより受光しオシロスコープで観測したほか、電気スペクトラムアナライザ (ESA: Electronic Spectrum Analyzer) によってFSRを測定した。散逸性カーソリトンが発生させるためにはレーザ波長を短波長側から長波長側へ掃引する必要があり、FGによる印加電圧をサーボコントローラを通してファイバレーザのピエゾに入力した。

最もパワーが小さいソリトンステップは、共振器内に存在するソリトンパルスが1つの状態において観測され、この状態をシングルソリトンと呼ぶ。通信にソリトンを用いる場合は位相が揃っているシングルソリトンが望ましいため、シングルソリトンの状態を示すソリトンステップ (以下、シングルステップ) が見られる波長でレーザ波長をロックする必要がある。シングルソリトン発生時のサイドバンドが立ったポンプ波長と共振波長の位置関係をFig. 3.2に示す。このように短波長側のサイドバンドをエラーシグナルを用いて共振波長にロックし、信号発生器で変調周波数 Ω を調整することによりシングルステップが観測される波長においてレーザ波長を間接的にロックすることができる。この手法により散逸性カーソリトンが発生させた。

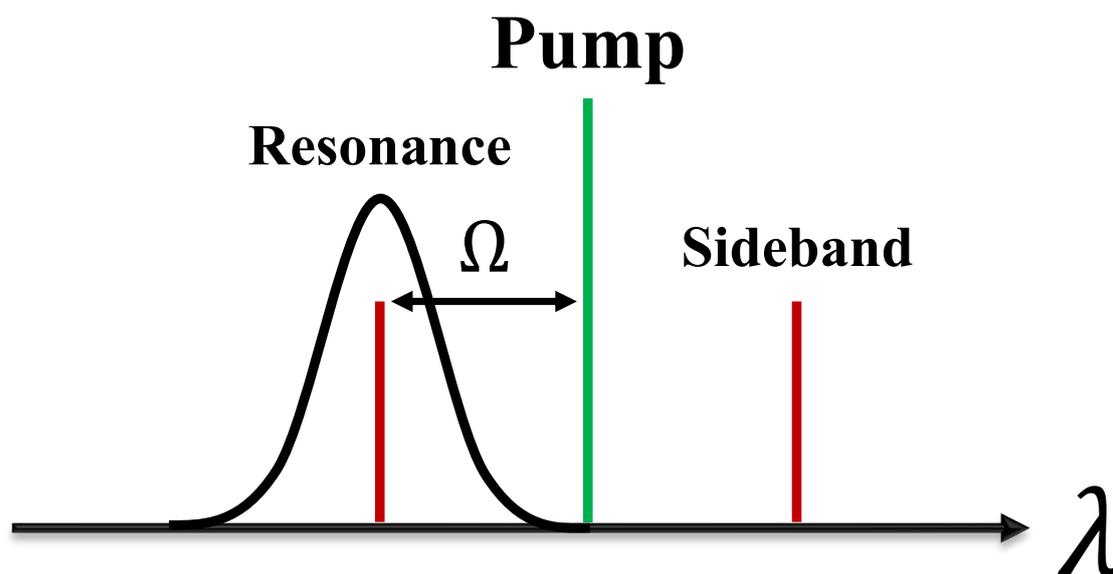


Fig. 3.2 Positional relationship between resonance wavelength, pump wavelength and sideband wavelength when single soliton is generated.

3.2 ソリトンコムの発生

ファイバレーザの波長を FG から出力される印加電圧によって掃引したところ、Fig. 3.3 のような波形が観測できた。黄色の波形は透過率を示し、緑色の波形はコムパワーを示す。青色の波形は FG の印加電圧を示す。レーザ波長が共振波長に近づくと、4 光波混合によって透過率は落ち、反対にコムパワーは増加していることが分かる。MI 領域では透過率・コムパワーともに不安定な波形を示し、MI 領域を抜けたのちソリトンステップが観測できた。

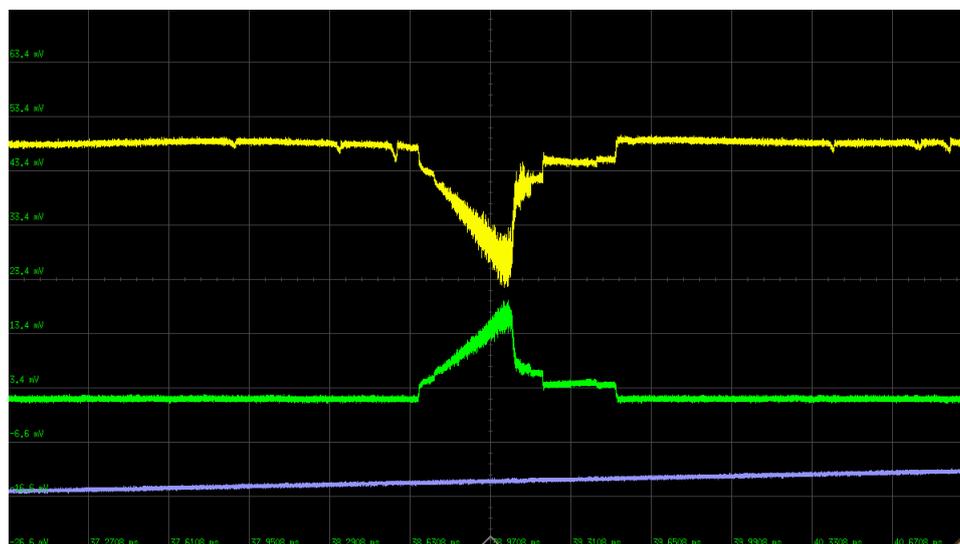


Fig. 3.3 Transmittance and soliton step.

レーザ波長をシングルステップが見られる波長にロックするため信号発生器の RF 変調をオンの状態にしたとき、第 1 章 1.3.4 にて Fig. 1.8 に示した理論波形と類似したエラーシグナルの波形が得られた。この様子を Fig. 3.4 に示す。橙色の波形がこのときに得られた波形である。短波長側のサイドバンドが共振波長に近づく際のエラーシグナルは全体のエラーシグナルの右側部分に相当し、その部分におけるゼロクロスポイントがシングルステップのある位置と重なるように信号発生器の変調周波数を調整し、サイドバンドを共振波長にロックした。

発生させたソリトンコムのスペクトルを測定した結果を Fig. 3.5 に示す。レーザの波長は 1550.2548 nm、共振器への入力光パワーは 0.91 W、デチューニングに相当する信号発生器の変調周波数は 10.1 MHz であった。スペクトルは 1550 nm を中心に広がっており、ソリトンコムの特徴である sech^2 の包絡線を示した。ソリトンコムはコム線の位相が揃った状態で発振しているため、雑音が非常に小さく通信へ応用することができる。

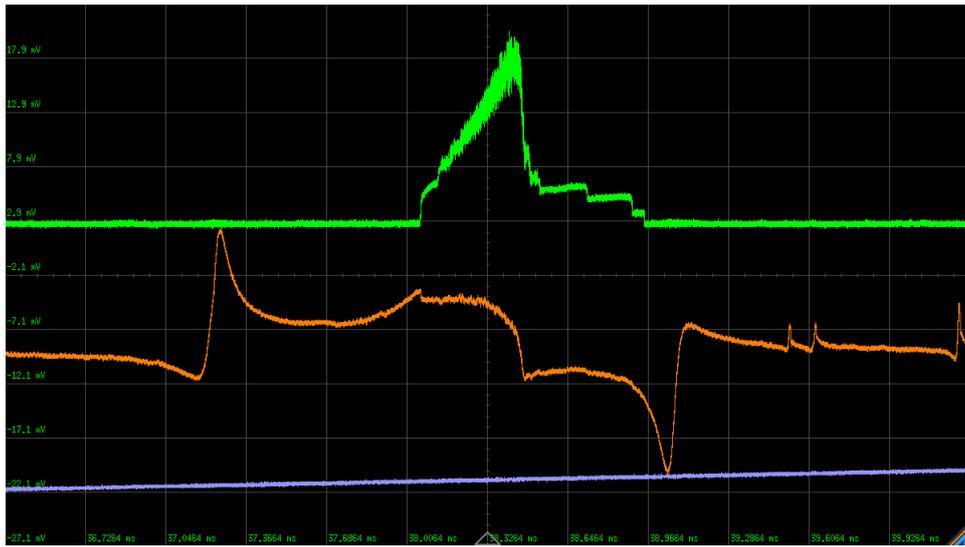


Fig. 3.4 Soliton step and error signal.

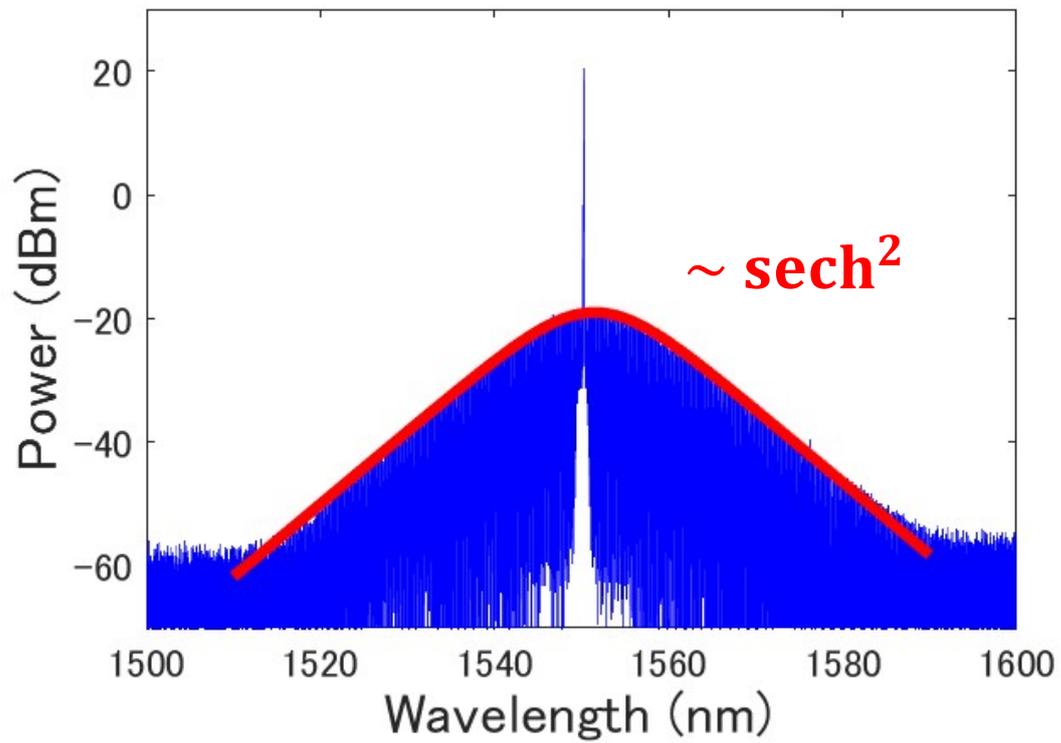


Fig. 3.5 Spectrum of soliton comb. The envelope of the spectrum is fitted with sech^2 .

3.3 FSR 測定

共振器の特性として Q 値の他にもう 1 つ重要であるのが FSR である. (1.2.5) 式にある通り, FSR は共振器材料の屈折率と共振器の直径の大きさにより決定される. すなわち MgF_2 の屈折率と共振器の直径を知ることができれば FSR は即座に求めることができる. しかし, 共振器の直径を正確に測定するのは難しいため, ESA を用いて直接 FSR を測定した. ESA では入力されたソリトンコムそれぞれの周波数のビートを取ることで繰り返し周波数 $f_{\text{rep}} = \text{FSR}$ を測定することができる. 発生させたソリトンコムの FSR を測定した結果を Fig. 3.6 に示す. この測定によって FSR は 20.0515 GHz であることが分かった. また作製した共振器の直径を (1.2.5) 式を用いて求めたところ, 3.48 mm であることが分かった. これは共振器を作製する前に設定した値とほぼ一致する結果となった.

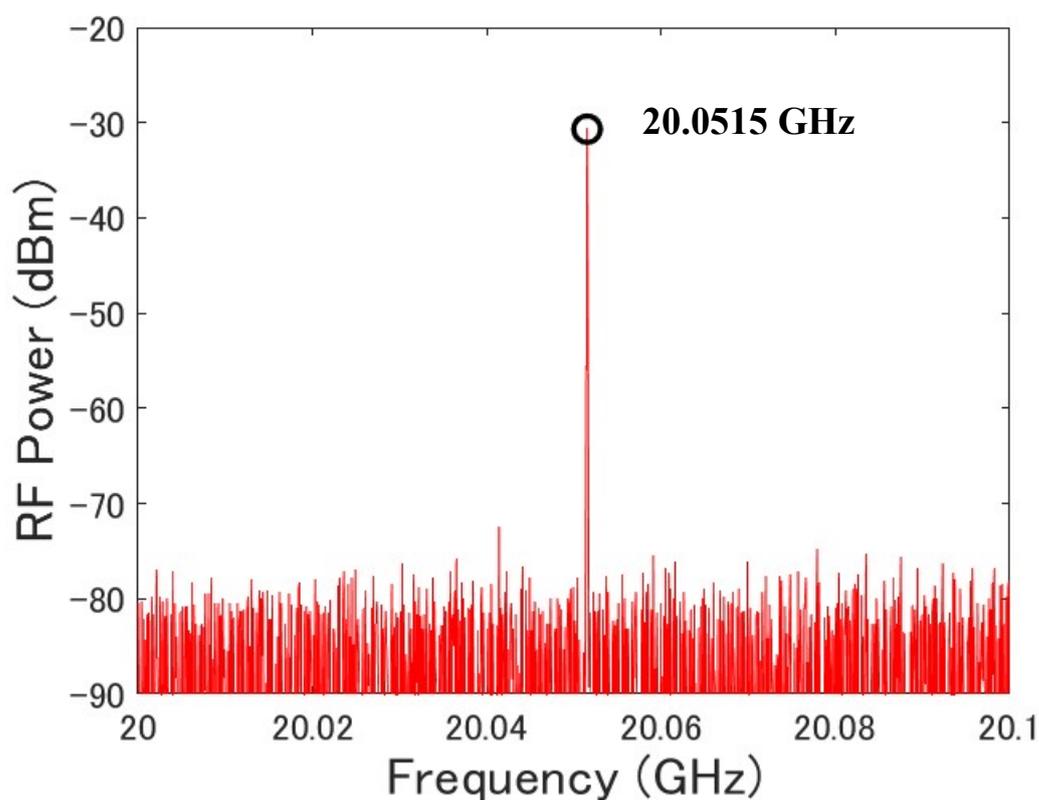


Fig. 3.6 A result of measuring FSR of soliton comb using ESA.

3.4 デチューニングとコムパワーの関係

ソリトンコムの発生にはデチューニングが重要である。第1章で既に述べたように散逸性カーソリトンはレッドデチューンの状態でのみ発生し、デチューニングの大きさによりソリトンの状態が変化するからである。デチューニングとソリトンパワーの関係、デチューニングとソリトンのパルス幅の関係はそれぞれ以下の式により表すことができる [19]。

$$P_{\text{sol}} = \frac{2\eta A_{\text{eff}}}{n_2 Q} \sqrt{-2nc\beta_2\delta\omega} \quad (3.4.1)$$

$$\tau = \sqrt{-\frac{c\beta_2}{2n\delta\omega}} \quad (3.4.2)$$

ここで、 $\eta = Q/Q_{\text{ext}}$ は導波路の共振器に対する負荷、 Q は全 Q 値、 Q_{ext} は外部 Q 値、 A_{eff} は有効モード体積、 n_2 はカー係数、 β_2 は群速度分散、 $\delta\omega$ はデチューニングである。パルス幅 τ は半値全幅 (FWHM: Full Width at Half Maximum) ではなく、 $\tau = \text{FWHM}/1.763$ と定義される。このことからソリトンパワーとパルス幅は共振器に関するパラメータの他にデチューニングによっても制御されることが分かる。デチューニングが大きい場合ソリトンのパワーは増加し、パルス幅は小さくなる。(3.4.1) 式および (3.4.2) 式よりデチューニングを消去すると

$$P_{\text{sol}} = -\frac{2c\eta A_{\text{eff}}\beta_2}{n_2 Q} \frac{1}{\tau} \quad (3.4.3)$$

となる。またコムの中心周波数に対するコム線の周波数差を $\Delta\omega$ とすると、それぞれのコム線のパワーは次式により与えられる。

$$P(\Delta\omega) = -\frac{\pi c}{2} \frac{\eta A_{\text{eff}}\beta_2}{n_2} \frac{D_1}{Q} \text{sech}^2\left(\frac{\pi\tau}{2}\Delta\omega\right) \quad (3.4.4)$$

ここで、 D_1 は FSR である。(3.4.4) 式においてコムの中心周波数のパワーを決定づけるパラメータは D_1 、 β_2 、 Q の3つであり、すべて共振器の特性によるものである。すなわち FSR が大きく、分散が強く、 Q 値が低いほど最大コムパワーは大きくなる。したがって MgF_2 と Si_3N_4 を比べた場合、 Si_3N_4 がより中心周波数のコムパワーは大きくなる。

(3.4.4) 式を見るとパルス幅 τ によって sech^2 の形状が変化し、パルス幅が小さいほどソリトンの帯域が広がることが確認できる。また、(3.4.2) 式から分散が弱く、デチューニングが大きいほどパルス幅は小さくなる。分散は共振器の作製段階で決定されるため、実験時においてはデチューニングによってパルス幅、帯域を制御できる。波長分割多重通信においては帯域が広い場合利用できるコム線の数が多くなるため、デチューニングはできる限り大きくすることが望ましい。一方時分割多重通信では帯域が広い場合にはパルス幅は小さくなり、ソリトンパワーが高くなることにより伝送用の光ファイバにおいて非線形光学効果の影響を受ける可能性がある。このように状況に応じてデチューニングを調整することがソリトンコムの応用にとって重要である。実際にソリトンコムを発生させる際のデチューニングの大きさによりスペクトルが変化することは実験から判明している。ここで、2つの大きさのデ

チューニングで発生させたソリトンコムのスペクトルを比較した。使用した共振器は作製した共振器と異なり、第5章の時分割多重通信に用いるFSRを9.6 GHzとした共振器である。デチューニングの大きさを信号発生器の変調周波数により変化させ、10.0 MHzの場合および17.7 MHzの場合においてスペクトルを比較した。Fig. 3.7(a)に10.0 MHzの場合のスペクトルを示し、(a)のスペクトルにおいてコムのピークパワーより3 dBパワーが低下する帯域幅を(b)に示す。同様に、17.7 MHzの場合のスペクトルおよび帯域幅をそれぞれ(c)、(d)に示す。また(e)に2つのスペクトルを重ね合わせたものを示す。この結果より、デチューニングが大きいくほど帯域幅は広くなることが分かる。この2つのソリトンコムはモードが異なるため単純に比較することはできないが、デチューニングがソリトンコムの帯域に影響を与えることは間違いない。

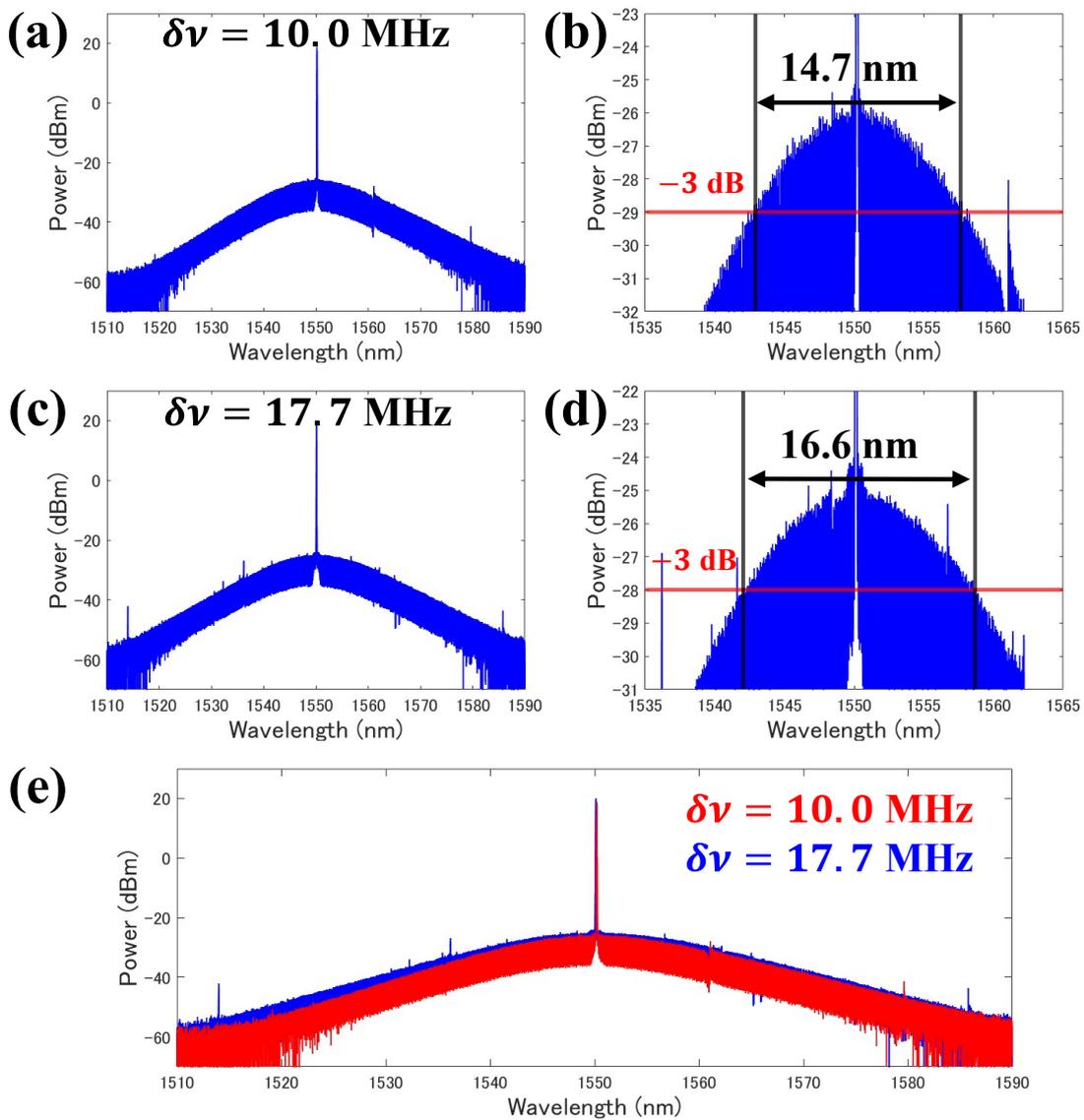


Fig. 3.7 (a)Soliton comb spectrum with detuning of 10.0 MHz. (b)Bandwidth when comb power drops by 3 dB in the spectrum of (a). (c)(d)Spectrum and bandwidth with detuning of 17.7 MHz. (e)Comparison of two soliton comb spectra.

第4章 波長分割多重通信

4.1 研究背景

現在，パソコンやスマートフォンなどの急速な普及によりインターネットは我々の生活に欠かせないものとなり，データ通信量は年々増加の一途をたどっている．2020年初頭より猛威を振るう新型コロナウイルスのパンデミックにより，テレワークや動画配信サービスなどの利用は世界的に増加しており，その傾向は高まるばかりである．こうしたデータ通信量の増加はデータセンタを中心とするネットワークによって支えられている．データセンタとはサーバやデータ通信などを行う装置を設置・運用する施設のことである．Fig. 4.1 に世界のデータセンタ市場規模の推移および予測を示す．このようにデータセンタの市場規模も年々増大しており，より大容量で低コストな通信システムの構築が望まれる．データセンタの通信では強度変調・直接検波 (IM-DD: Intensity Modulation-Direct Detection) 方式が採用されている．データセンタ間は基幹光ネットワークと比べて 40 km 程度の短距離であり，また経済性が求められる．IM-DD 方式は低消費電力で小型化が可能であることが特徴の 1 つで，信号のオンオフにより情報を伝送するという単純なシステムによってこれを実現している．したがって IM-DD 方式の通信システムに多重化を加えることにより，次世代の光通信を担う通信システムの可能性を模索する．

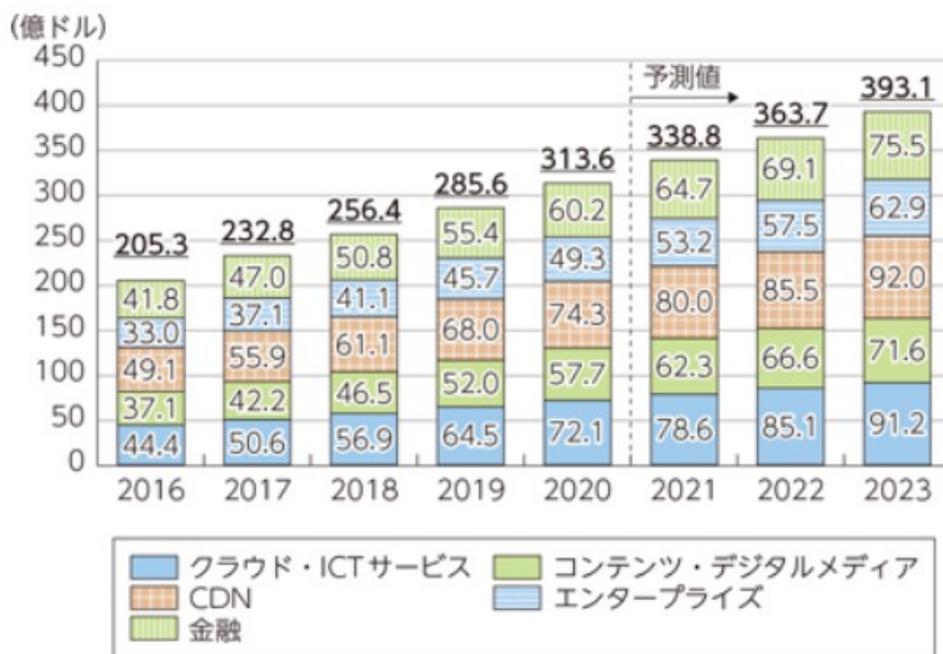


Fig. 4.1 Data center market size trends and forecasts. [<https://www.soumu.go.jp/johotsusintokei/whitepaper/ja/r03/html/nd105210.html>]

4.2 先行研究

ここで、先行研究を紹介する。Pablo Marin-Palomo, Juned N. Kemal, Maxim Karpov らが 2017 年に発表した “Microresonator-based solitons for massively parallel coherent optical communications.”において、FSR が 100 GHz で Q 値が 10^6 を超える Si_3N_4 微小光共振器を用いて散逸性カーソリトンを発生させ、C バンドと L バンドのコムを使用して 94 チャンネルによる総伝送容量 30.1 Tbit/s の WDM 伝送を実証した [9]。またコムを 2 つ使用し多重化することにより波長間隔が 50 GHz の DWDM を同時に実証している。Fig. 4.2 に波長分割多重の様子を示す。

より高密度な WDM 通信を行うためには波長間隔が 25 GHz, 12.5 GHz 等のコムを準備する必要がある。 Si_3N_4 で FSR が 25 GHz の微小光共振器を作製した場合直径は 1.93 mm となるが、このサイズの Si_3N_4 微小光共振器では Q 値が不十分となる。導波路を湾曲させた複雑な構造により FSR が 24.7 GHz であるかつ Q 値が 10^7 を超える共振器が作製されているが [20]、その多数の湾曲した導波路を持つ共振器ではシングルソリトンの発生は非常に困難である。また FSR が 20 GHz 以下のシングルソリトンが Si_3N_4 で実証されているが、複雑な技術を必要とする [21]。一方で、 MgF_2 を用いて FSR が 25 GHz の微小光共振器を作製した場合直径は 2.79 mm であり、さらに FSR が 12.5 GHz の場合直径は 5.58 mm である。 MgF_2 を用いた場合どちらのサイズであっても高 Q 値の共振器を作製できる。このように MgF_2 微小光共振器は Si_3N_4 では困難な波長間隔を容易に達成することができる。

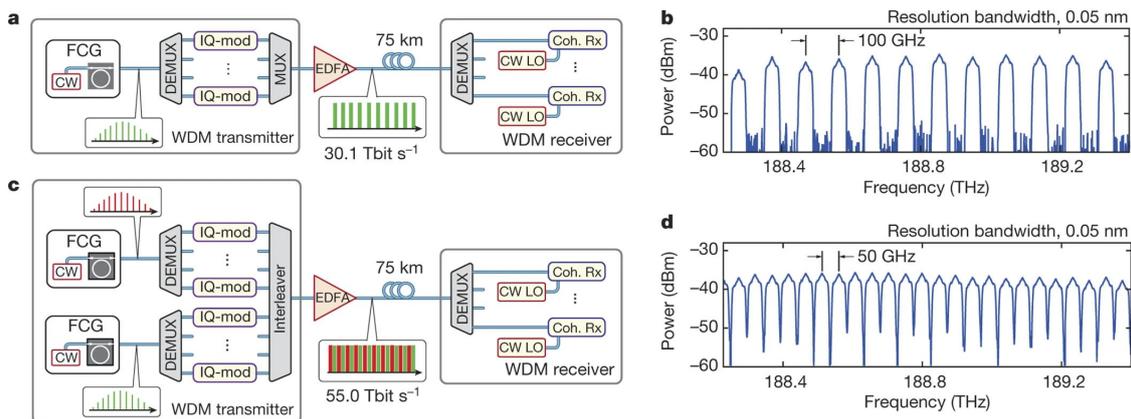


Fig. 4.2 (a) Principle of data transmission using a single DKS comb generator as the optical source at the transmitter. (b) Section of the optical spectrum of the WDM data stream. (c) Principle of data transmission using a pair of interleaved DKS combs at the transmitter. (d) Section of the optical spectrum of the WDM data stream. [Pablo Marin-Palomo, Juned N. Kemal, Maxim Karpov, Arne Kordts, Joerg Pfeifle, Martin H. P. Pfeiffer, Philipp Trocha, Stefan Wolf, Victor Brasch, Miles H. Anderson, Ralf Rosenberger, Kovendhan Vijayan, Wolfgang Freude, Tobias J. Kippenberg, and Christian Koos, “Microresonator-based solitons for massively parallel coherent optical communications,” *Nature* **546**, 274-279 (2017).]

4.3 伝送特性の理論

4.3.1 アイパターン

アイパターンとは、デジタル信号の時間推移を多数サンプリングし、それらの信号波形を重ね合わせ表示したものである。デジタル通信では情報がビットと呼ばれる「0」と「1」を単位としたビット列で表される。最も基本的な符号化方式の1つであるNRZ(Non-Return to Zero)符号では、「0」と「1」にそれぞれ低い電圧と高い電圧が割り当てられ、電圧の高さより受信側はビットを判別する。したがって伝送される信号は低い電圧と高い電圧を不規則に繰り返す。高速に振動する電圧の波形を重ね合わせて表示すると Fig. 4.3 に示す「目」が開いたような波形が表示されることから、これをアイパターンと呼ぶ。NRZ符号では同じビットが連続した場合、1つ前の電圧レベルを維持する。一方、同じく電圧の高低でビットを表すRZ(Return to Zero)符号では、「1」が連続している場合も1タイムスロット内において電圧を「0」レベルまで戻す。Fig. 4.3 に示す図はNRZ符号によるアイパターンである。

受信側は電圧の高低によって「0」と「1」を判断するため、電圧の立ち上がり時間・立ち下り時間が短く(電圧の上下が垂直)、ジッタ(時間軸上のぶれ)が小さいことが望ましい。これは立ち上がり・立ち下り時間が長くジッタが大きいと、「目」がつぶれてしまいビットを正確に認識することができないからである。したがって伝送特性が良いとアイパターンの「目」は開き、伝送特性が悪いと「目」は閉じる。アイパターンのみでは正確な伝送特性の評価を行うことはできないが、アイパターンによって伝送特性の良し悪しがある程度判別できるため、特性評価によく用いられる。Fig. 4.4 にアイパターンの測定例を示す。

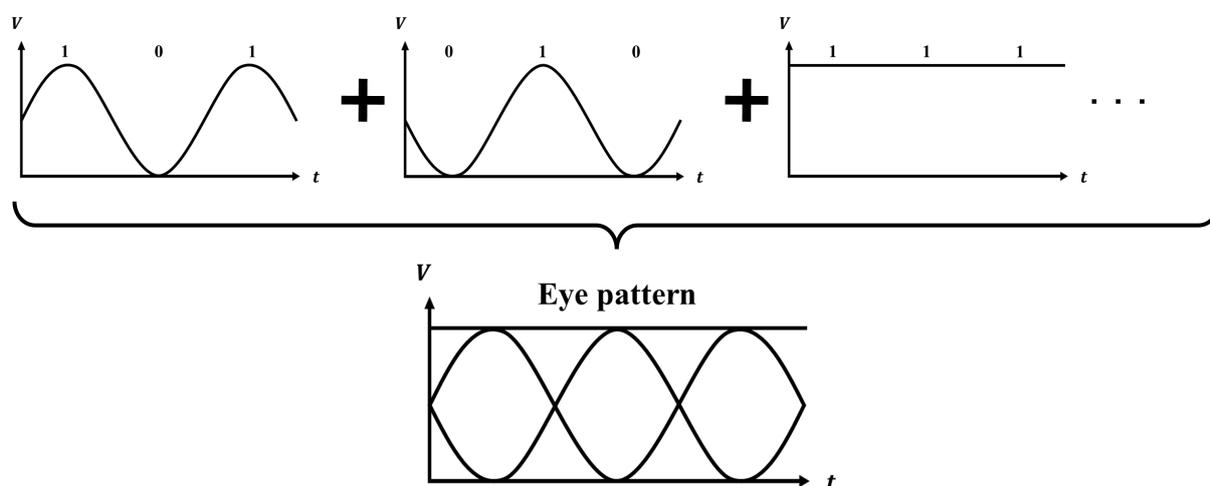


Fig. 4.3 The process of forming an eye pattern.

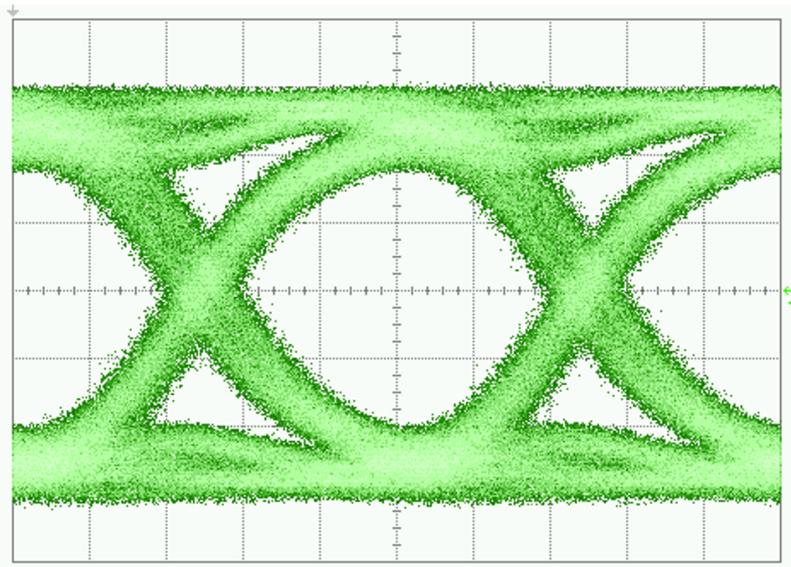


Fig. 4.4 Actually measured eye pattern.

4.3.2 符号誤り率 (BER)

デジタル通信の品質を評価するための指標として、符号誤り率 (BER) がある。符号誤り率とは、受信側が受け取った全データのうち、誤って受信されたデータの比率のことである。送信側から送られるビット列のうち、雑音などの影響で送信側で「0」であったビットが受信側で「1」と認識されたり、送信側で「1」であったビットが受信側で「0」と誤って認識されたりすることがある。このように誤って認識されたビットの数を受信された全てのビットの数で割ったものが符号誤り率である。送信される 1 秒あたりのビット数をビット速度 (bit rate) と呼び、単位は通常 Gbit/s を用いる。例えば、ビット速度が 1 Gbit/s のデジタル通信において、1 秒間に受信側で誤って受信されるビットの数が 10 個であった場合、符号誤り率は $10/10^9 = 10^{-8}$ となる。光の強度だけでなく異なる位相や偏波に情報を乗せるデジタルコヒーレント方式では、1 シンボルで複数のビットを表現することが可能である。このとき、1 秒間に行われる変調回数を示すボーレート (baud rate) が通信速度を表すためにしばしば用いられる。ボーレートとビットレートの間には以下の関係が成り立つ。

$$(\text{ビットレート}) = (\text{ボーレート}) \times (1 \text{ シンボルあたりのビット数}) \quad (4.3.1)$$

電気信号や電磁波、光波などの電磁的なシステムによる情報の伝送を電気通信といい、電気通信応用において許容される BER の最小値は一般的に 10^{-9} とされる [22]。したがって、 10^{-9} を下回る BER が測定された場合を「エラーフリー」と呼ぶこととする。

デジタル変調は振幅偏移変調 (ASK: Amplitude Shift Keying), 周波数偏移変調 (FSK: Frequency Shift Keying), 位相偏移変調 (PSK: Phase Shift Keying), 直交振幅変調 (QAM: Quadrature Amplitude Modulation) の 4 種類に分類される。ASK, FSK, PSK はそれぞれ振幅, 周波数, 位相を変調する方式である。QAM は位相が直交した搬送波の振幅を変調

する方式である。「0」と「1」の2値によるデジタル変調にはASKのオンオフ変調(OOK: On-Off Keying)やPSKの二位相偏移変調(BPSK: Binary Phase Shift Keying)などがある。BPSKでは、「0」の平均電圧と「1」の平均電圧の中間の電圧がしきい値電圧となる。しかし、送信される各ビットの電圧に雑音を加わることによって、一定の確率で「0」の電圧がしきい値電圧を超えて「1」と、「1」の電圧がしきい値電圧を下回って「0」と誤って受信される。雑音の値がガウス分布に従うとき(ガウス雑音)、「0」の確率密度関数 P_0 と「1」の確率密度関数 P_1 は以下の式で表される。

$$P_0 = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(x + V_{\text{ave}})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.3.2)$$

$$P_1 = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(x - V_{\text{ave}})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.3.3)$$

ここで、 V_{ave} はビットの平均電圧、 σ^2 はガウス分布の分散である。「0」の平均電圧は $-V_{\text{ave}}$ に、「1」の平均電圧は V_{ave} に割り当てられる。それぞれの確率密度関数はFig. 4.5(a)のように表され、互いの確率密度関数が重なり合うことにより符号誤りが生じる。「0」が誤って「1」と受信される確率を P_{e0} 、「1」が誤って「0」と受信される確率を P_{e1} とする。 P_{e0} は以下のようなになる。

$$P_{e0} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{(x + V_{\text{ave}})^2}{2\sigma^2}\right) dx \quad (4.3.4)$$

この定積分は初等関数で解くことができないため、(4.3.5)式に示す相補誤差関数(complementary error function)と呼ばれる関数を用いる。

$$\text{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \exp(-t^2) dt \quad (4.3.5)$$

(4.3.4)式に対して $t = (x + V_{\text{ave}})/\sqrt{2\sigma^2}$ の変数変換を行い、(4.3.5)式を適用すると、

$$\begin{aligned} P_{e0} &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{V_{\text{ave}}/\sqrt{2\sigma^2}}^{\infty} \exp(-t^2) dt \\ &= \frac{1}{2} \text{erfc}\left(\sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{V_{\text{ave}}}{\sigma}\right)^2}\right) \end{aligned} \quad (4.3.6)$$

となる。 P_{e1} に関しても対称性から同様の結果が得られ、BERは P_{e0} と P_{e1} を用いて次のように表せる。

$$\text{BER} = \frac{1}{2}P_{e0} + \frac{1}{2}P_{e1} \quad (4.3.7)$$

$$= P_{e0} \quad (P_{e0} = P_{e1}) \quad (4.3.8)$$

ここで、(4.3.6)式の平方根の中にある $\left(\frac{V_{\text{ave}}}{\sigma}\right)^2$ は信号対雑音比(SNR: Signal-to-Noise Ratio)と呼ばれ、信号の電力と雑音の電力の比率を表す。したがって、最終的にBERは

SNR を用いて以下のように表せる.

$$\text{BER} = \frac{1}{2} \text{erfc} \left(\sqrt{\frac{\text{SNR}}{2}} \right) \quad (4.3.9)$$

これをグラフにしたものが Fig. 4.5(b) である. このように SNR が大きくなると, BER は限りなく小さくなるのが分かる. (4.3.9) 式の平方根の中で SNR を除している数はシンボル数と 1 シンボルあたりのビット数の積に相当する. すなわち BPSK では (2 シンボル) \times (1 ビット) = 2, QPSK では (4 シンボル) \times (2 ビット) = 8 となる. したがって, E_b/N_0 と定義される 1 ビットあたりの SNR を用いて BER は以下のようにも書ける.

$$\text{BER} = \frac{1}{2} \text{erfc} \left(\sqrt{\frac{E_b}{N_0}} \right) \quad (4.3.10)$$

光通信では伝送された光を受光し, エラーフリーが観測された受光パワーから徐々に受光パワーを減少させることにより BER を測定できる. これは受光パワーの減少により SNR が小さくなることに起因していると理解できる.

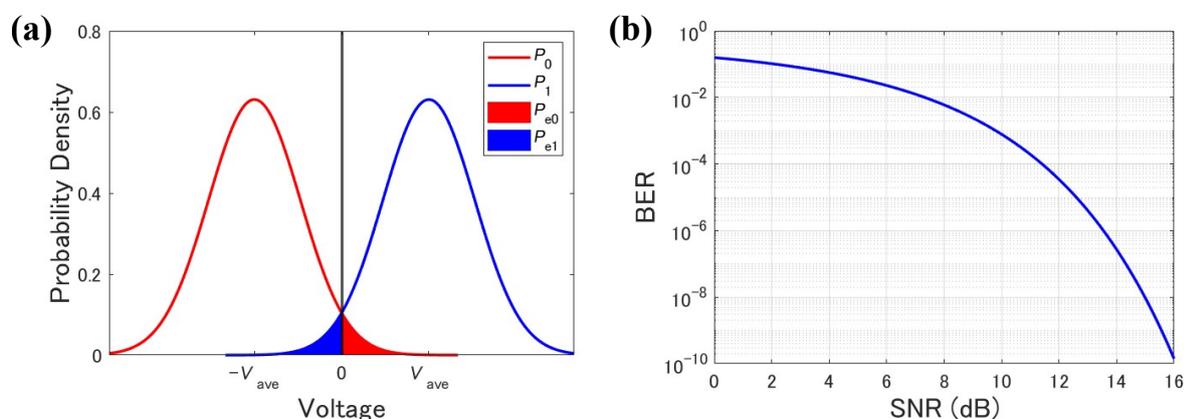


Fig. 4.5 (a)Probability density function in BPSK. (b)Relationship between BER and SNR in BPSK.

4.4 伝送特性の測定

4.4.1 実験セットアップ

IM-DD 方式による波長分割多重通信を行った際の実験セットアップを Fig. 4.6 に示す. FBG により発生したソリトンコム線のポンプ光とコム線を分離し, ポンプ光は PDH 法による周波数安定化に用い, コム線は伝送に用いた. EDFA で増幅された光の偏波を FPC で調整し, 強度変調器 (IM: Intensity Modulator) においてパルスパターン発生器 (PPG: Pulse Pattern Generator) によるビット速度 (Bit Rate) 10 Gbit/s の疑似ランダム 2 値信号列 (PRBS: Pseudo-Random Binary Sequence) の電気信号で強度変調した. 強度変調器には LN 変調器を用いた. LN 変調器はリチウムナイオベート (LiNbO_3) を用いたポッケルス効果による屈折率変化を利用した光変調器である. LN 強度変調器はマッハツェンダー干渉計の構造をしており, 分岐した光の一方の屈折率を変化させることにより位相差を制御し, 強度変調を行う. WDM 通信では分波器によりそれぞれの波長成分を分波して別々に変調し, 合波器により多重化するのが一般的であるが, 今回は実験系の簡単化のため 1 台の変調器を用いて全てのコム線を変調した. 変調した光は再び EDFA を用いて増幅したのち, 波長 1550 nm への分散シフト光ファイバを通り 40 km 伝送した. 光ファイバを通過した光は狭帯域の BPF によってコム線 1 本に切り出され, 可変光アッテネータ (VOA: Variable Optical Attenuator) を通り受光回路で電気信号に変換された. このとき, 切り出されたコム線のパワーをパワーメータ (PWM: Powermeter) によりモニタした. 狭帯域の BPF では中心波長とバンド幅を変動させることが可能であり, 任意のコム線に合わせ帯域を調整できる. 変換された電気信号はエラーディテクタ (Error detector) で符号誤り率 (BER: Bit Error Rate) が測定され, サンプリングオシロスコープ (Sampling Oscilloscope) によりアイパターンが測定された.

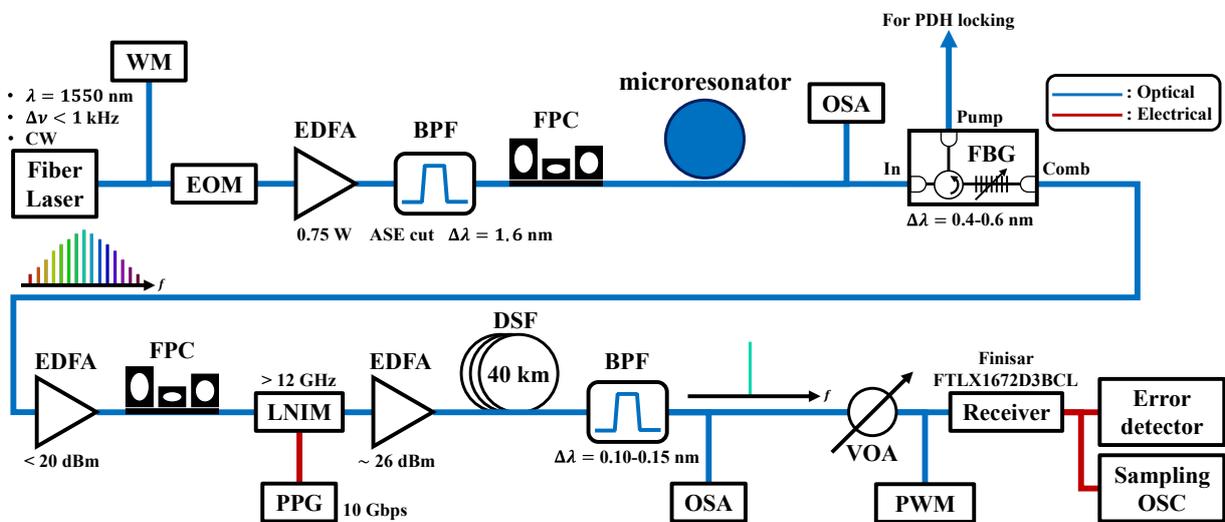


Fig. 4.6 Experimental setup of WDM communications using IM-DD system.

4.4.2 コム線の切り出し

まず、40 km の分散シフトファイバを実験系に組み込まない場合 (B2B: Back-to-back) において BPF でコム線を 1 本切り出し、変調の有無を OSA で確認した。このとき発生させたソリトンコムの特長を Fig. 4.7(a) に示す。ポンプ波長は 1550.3559 nm で、共振器への入力光パワーは 0.76 W とした。また、デチューニングに相当する信号発生器の変調周波数は 9.5 MHz であった。切り出したコム線の波長は 1551.97 nm で、バンド幅は 0.13 nm であった。ビット速度を 10 Gbit/s に設定し、変調の前と後でコム線のスペクトルを比較した。変調前を Fig. 4.7(b)、変調後を Fig. 4.7(c) にそれぞれ示す。このようにコム線のスペクトルを比較することにより変調によるスペクトルの広がりを観測し、変調が正しく行われていることが確認できた。

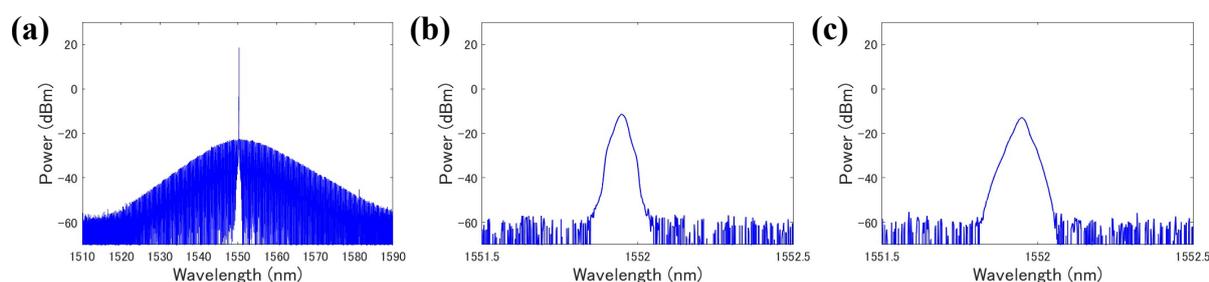


Fig. 4.7 (a) Soliton comb spectrum. (b) A comb line before modulation. (c) A comb line after modulation.

4.4.3 アイパターンの測定結果

強度変調器によりソリトンコムが正しく変調されていることが明らかになったのち、B2B と 40 km 伝送の 2 つの場合においてアイパターンを比較した。ポンプ波長を 1550.2548 nm、入力光パワーを 0.91 W、デチューニングを 10.1 MHz としてソリトンコムを発生させ、波長 1548.02 nm、帯域幅 0.15 nm に設定した BPF により伝送後のコムをコム線 1 本に切り出した。可変光アッテネータ (VOA) のアッテネーションの値は、設定が可能な最小値の 0.01 dB とした。Fig. 4.8(a) に B2B、(b) に 40 km の結果を示す。どちらの場合も開いたアイを観測することができた。

4.4.4 符号誤り率 (BER) の測定結果

アイパターンを取得したのち、同じコム線を用い BER を測定した。エラーフリーが観測されたコムパワーを起点として VOA の値を 0.5 dB ずつ増加させることにより BER の測定を行った。ここで、ソリトンコムが 40 km ファイバを通過する際の非線形光学効果による影響の有無を調査するため、B2B の他に VOA を 40 km ファイバの前に組み込んだ場合と、

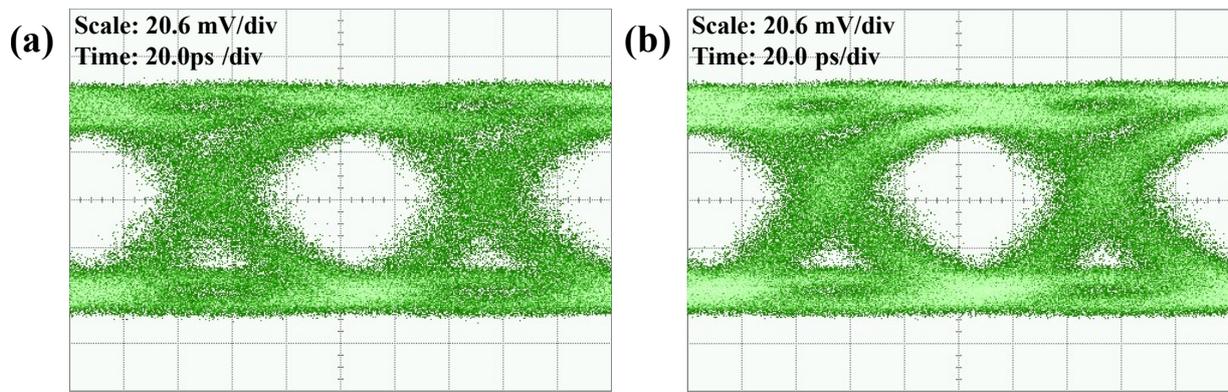


Fig. 4.8 Eye patterns. (a)B2B. (b)40 km.

VOA を 40 km ファイバの後に組み込んだ場合の、3つの結果を比較した。それぞれの BER を比較した結果を Fig. 4.9 に示す。3つの場合の全てにおいてエラーフリーが観測された。また、40 km 伝送における BER は B2B の場合とほぼ同様となり、40 km 伝送においては VOA の位置で BER にはほとんど変化が見られなかった。この結果より、40 km 伝送後もパワーペナルティはほぼ存在しないことが示され、40 km ファイバによる分散や非線形光学効果の影響を受けずに伝送することが可能であると分かった。

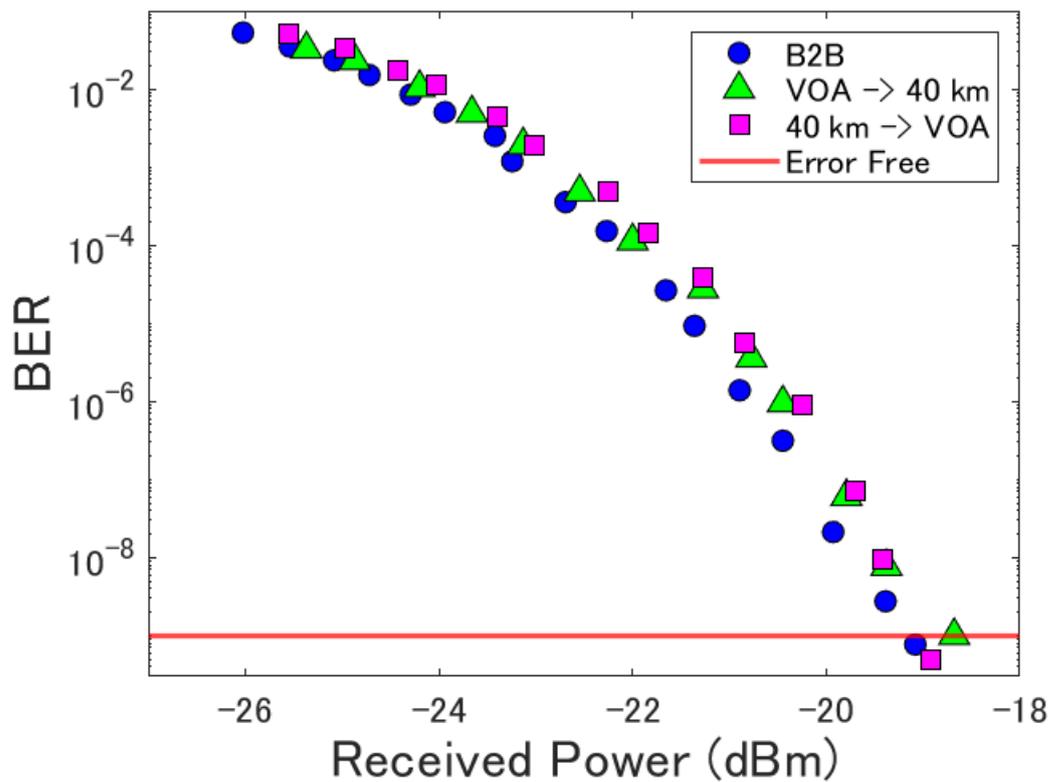


Fig. 4.9 Comparison of BER in the three cases of B2B, VOA followed by 40 km transmission, 40 km transmission followed by VOA.

次に、BPF の中心波長を 0.16 nm おきに移動させ複数の波長の BER を測定した。測定したコム線の波長は 1546.74 nm, 1546.90 nm, 1547.06 nm, 1547.22 nm, 1547.38 nm, 1547.54 nm, 1547.70 nm, 1547.86 nm, 1548.02 nm, 1548.18 nm の 10 本である。10 の異なる波長において BER が 10^{-9} 以下 (エラーフリー) となった際の受光パワーをプロットした図を Fig. 4.10(a) に示す。このように、複数の波長においてエラーフリーを観測することができた。

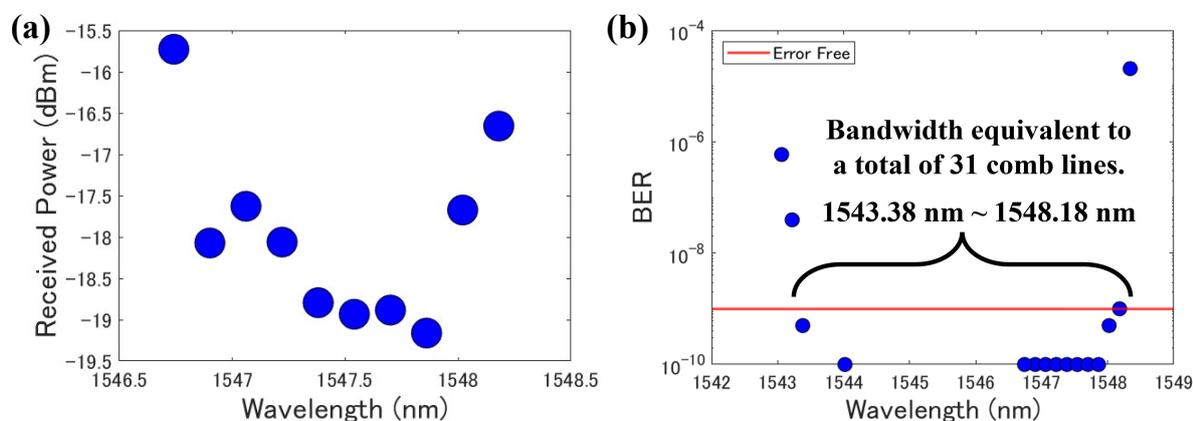


Fig. 4.10 (a)Plot of light receiving power for different wavelengths when BER is 10^{-9} or less. (b)Plot of best BER for different wavelengths on the short wavelength side of the pump wavelength.

これを受けポンプ波長より短波長側でエラーフリーとなる波長の最大値と最小値を中心に複数のコム線の最良 BER を測定した結果を Fig. 4.10(b) に示す。エラーフリーが観測された最大波長は 1548.18 nm であり、最小波長は 1543.38 nm であった。BPF の帯域は 0.16 nm 間隔でシフトしているため、最大波長と最小波長の間のコム線がすべてエラーフリーであると仮定した場合、合計 31 本のコム線がエラーフリーとなることが想定される。これをポンプ波長の長波長側まで適用すると約 60 本のコム線でエラーフリーが観測される計算となる。今回実験した際のビットレートは 10 Gbit/s であるため、総伝送容量は約 600 Gbit/s と予想される。この数値はデータセンタにおける伝送容量としてはかなり高い数値であり、 MgF_2 微小光共振器を用いた光カーコムによる WDM 通信への応用の可能性が示されたと言える。

第5章 時分割多重通信

5.1 ソリトンパルスの波形測定

光ファイバ通信の多重化方式として最もよく用いられるのは波長分割多重だが、ソリトンコムを用いた多重化方式は他に時分割多重 (TDM) 通信が考えられる。時分割多重通信ではソリトンコムを波長領域ではなく時間領域において多重化する。つまり、パルス列を複数に分離し、それらのパルス列に時間差を設けパルス列同士が重ならないよう時間的な多重化を行う。時分割多重通信を行うためには、まず発生させたソリトンがパルス列として出力されているかを確認する必要がある。ここで、Fig. 5.1 に示す簡単なセットアップを組み、ソリトンパルスの波形を測定する実験を行った。発生したソリトンコムは波形測定用とトリガ用に分けられ、それぞれ受光され電気信号に変換された。波形測定用のソリトンパルスの受光には、繰り返し周波数に対応できるよう 25 GHz の広帯域なフォトディテクタを用いた。トリガ用の信号はエラーディテクタを経由し 1/32 分周され、サンプリングオシロスコープのトリガに入力した。そしてフォトディテクタで受光したソリトンパルス列をサンプリングオシロスコープにより観測した。

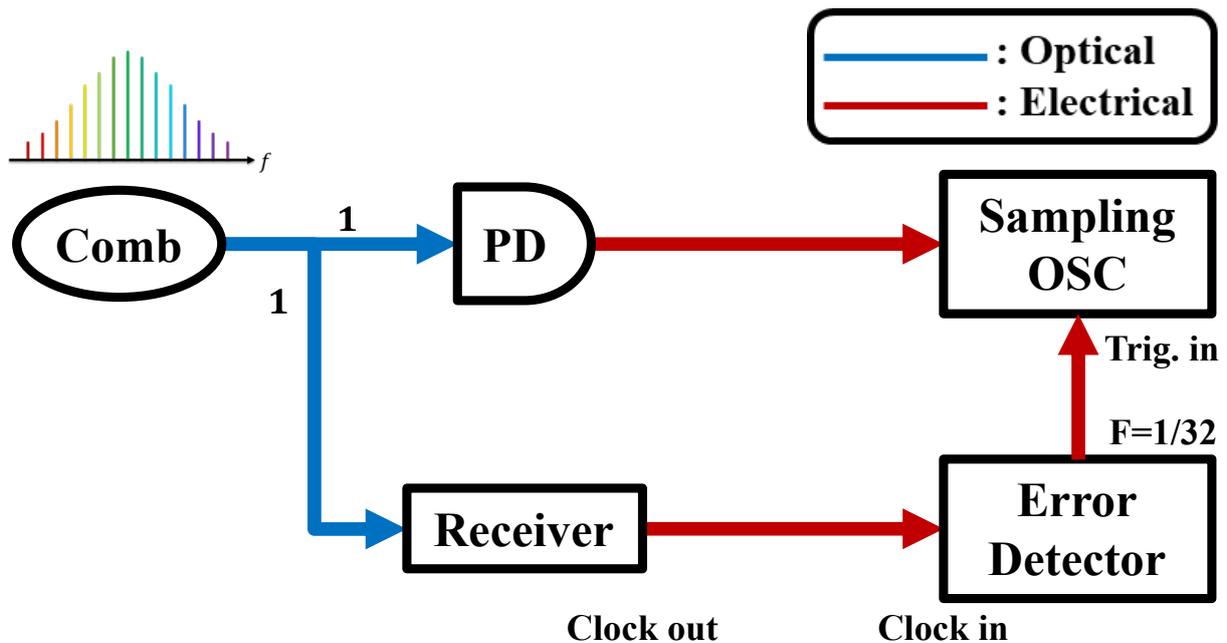


Fig. 5.1 Simplified experimental setup for measuring waveforms of soliton pulse trains.

TDMではパルスの繰り返し周波数に合わせ変調を行う。今回変調信号の生成に用いるパルスパタン発生器の帯域は12.5 GHzであるため、作製した繰り返し周波数20 GHzの共振器はTDM通信には用いることができない。したがってFSRがより小さいMgF₂微小光共振器を準備した。使用した共振器をFig. 5.2(a)に示す。直径は7.3 mm、FSRは9.6 GHzである。この共振器を用いてソリトンコムを発生させた。Fig. 5.2(b)にそのスペクトルを示す。ポンプ波長は1550.2183 nm、入力光パワーは0.78 W、デチューニングは7.8 MHzであった。

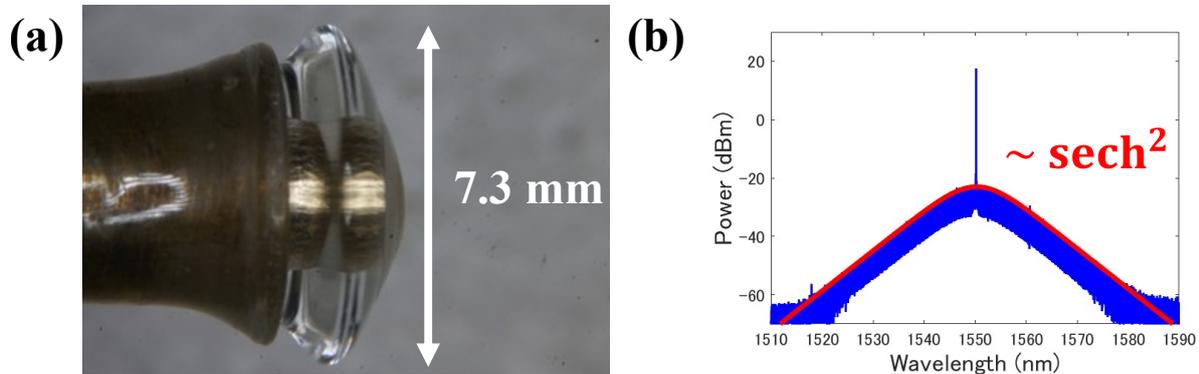


Fig. 5.2 (a)A photograph of the microresonator used for TDM. (b)Soliton comb spectrum used for TDM.

Fig. 5.1の実験セットアップにてソリトンパルスを送り、サンプリングオシロスコープによって観測した結果をFig. 5.3に示す。(a)は光パルス列の様子を、(b)は1つのパルスの様子をそれぞれ表している。このとき、パルスの受光パワーは2.75 dBmであった。パルスの波形を測定する際、複数の波形を平均化してノイズを除去するアベレージングを行った。波形の取得回数は256回とした。パルス列の時間間隔は103.7 psであり、これを周波数換算すると9.6 GHzである。これは共振器のFSRと一致するため、正しくパルス列の測定ができていたことが分かった。Fig. 5.3(b)を観察すると半値全幅(FWHM)が20 ps程度あるように見えるが、これは周波数応答時間の影響であり実際の幅はもっと狭い。Fig. 5.2(b)で包絡線のフィッティングを行った結果、スペクトルのFWHMは11.1 nmであり、これは周波数で表現すると1.386 THzである。 $y = \text{sech}^2(x)$ のFWHMが1.763であるので、これにフィッティングによるスペクトルの広がり具合を掛けることによりFWHMを求めることができる。包絡線が sech^2 のソリトンに関してはパルス幅 Δt とスペクトル幅 $\Delta\nu$ の間に以下の方程式が成り立つことが知られている [23].

$$\Delta t \cdot \Delta\nu = 0.315 \quad (5.1.1)$$

この式よりソリトンパルスの時間幅 Δt を求めた結果、227 fsとなった。このように実際にソリトンパルス列が生成されていることが実験から確認でき、パルスの時間間隔やパルス幅を計算によって求めることができた。これらの数値は多重化を考慮する上で重要な数値となる。

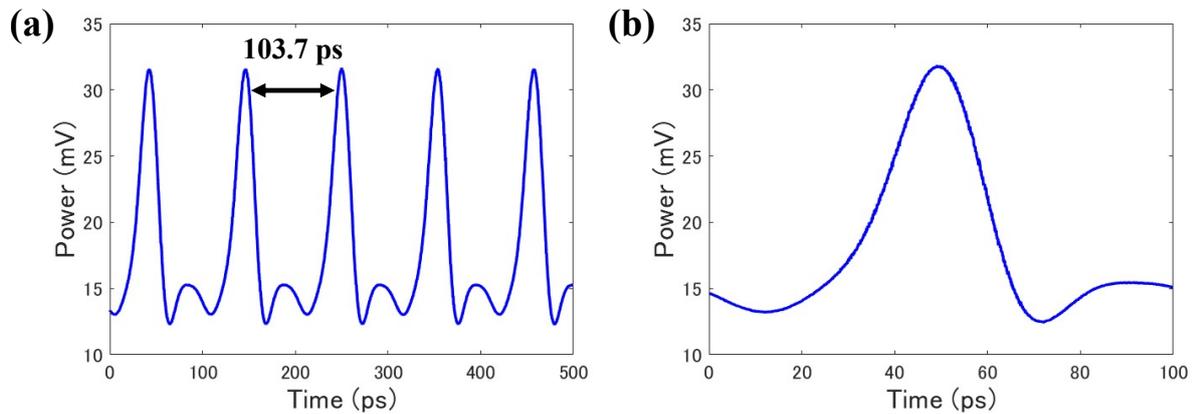


Fig. 5.3 Measured soliton pulse trains. (a) Pulse trains and time interval. (b) One soliton pulse.

5.2 外部クロック同期

TDM 通信を行うためには受信側にてパルスの繰り返し周波数と同じ周波数で信号を取り出さなければならない。したがって、発生させるソリトンパルスの繰り返し周波数をクロック周波数に用い、受信側でクロック周波数を外部から入力することによりクロック周波数の同期を行う必要がある。Fig. 5.4 のような実験セットアップを組み外部クロック同期を検証する実験を行った。基本的な構成は Fig. 5.1 と変わらないが、トリガ用に受光された信号をパルスパターン発生器に外部クロックとして入力した。この実験セットアップによりパルス列の繰り返し周波数と同じ周波数でソリトンパルスを変調することが可能となる。パルスパターン発生器よりクロック周波数を抽出し、エラーディテクタに入力したのち、サンプリングオシロスコープのトリガに用いた。結果として Fig. 5.3 と同様の波形を観測することができた。したがって TDM 通信で不可欠な外部クロック同期を達成することができた。

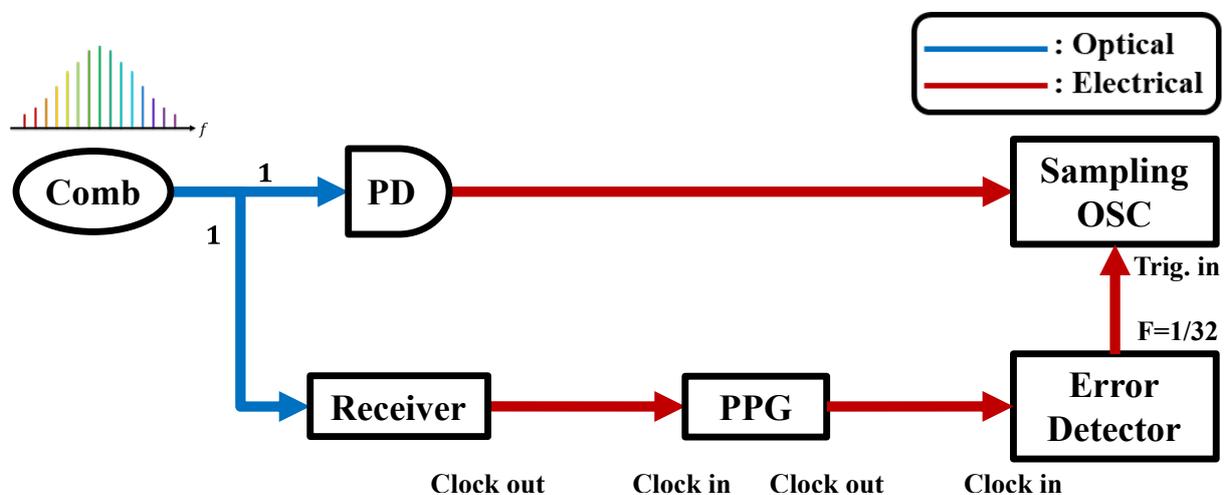


Fig. 5.4 Simplified experimental setup for external clock synchronization.

5.3 1 チャンネル伝送

ソリトンパルス列が生成されたことを確認し、ソリトンコムの一連の繰り返し周波数を外部クロック同期で使用可能であることを検証したため、次に多重化を行わずソリトンパルス強度変調して伝送する実験を行った。Fig. 5.5 に実験セットアップを示す。

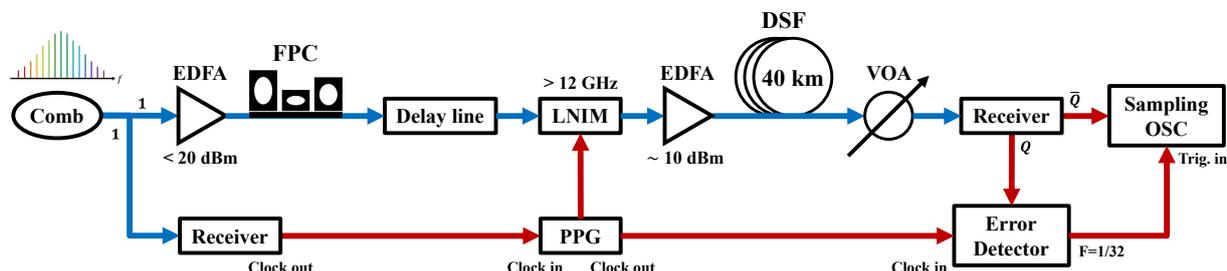


Fig. 5.5 Simplified experimental setup for 1-channel TDM transmission.

トリガ部分は先の2回の実験の構成と同じとした。伝送に用いるパルス列をEDFAで増幅し、FPCで偏波を調整したのち光遅延線(Optical delay line)により遅延時間を調整した。遅延時間の調整はPPGからの変調信号とパルスのタイミングを合わせるために必要である。遅延時間を調整したパルス列は強度変調器により「0」と「1」の2値信号列となり、伝送後に可変光アッテネータを介し受光された。符号誤り率測定における光パワーの確保ができないため、今回信号の受光には広帯域のフォトディテクタを用いなかった。受光回路で受光した信号をエラーディテクタとサンプリングオシロスコープにそれぞれ入力し、BERとアイパターンの両方を測定した。

Fig. 5.6(a)にB2Bの、(b)に40 kmのアイパターンを示す。どちらの場合もアイが開いた様子を観測することができたが、TDM通信では信号は1タイムスロット内において電圧が「0」レベルまで戻るRZ符号であるにもかかわらず、アイパターンはNRZ符号となってしまった。レシーバ・トランシーバの部分を広帯域のフォトディテクタに換え同様にアイパターンを観測した結果Fig. 5.6(c)のような結果が得られ、フォトディテクタではアイパターンがRZ符号になっていることが確認できた。したがってRZ符号がNRZ符号に変換された原因はトランシーバの機能にあると考えられるが、その検証は今後の課題としたい。次に

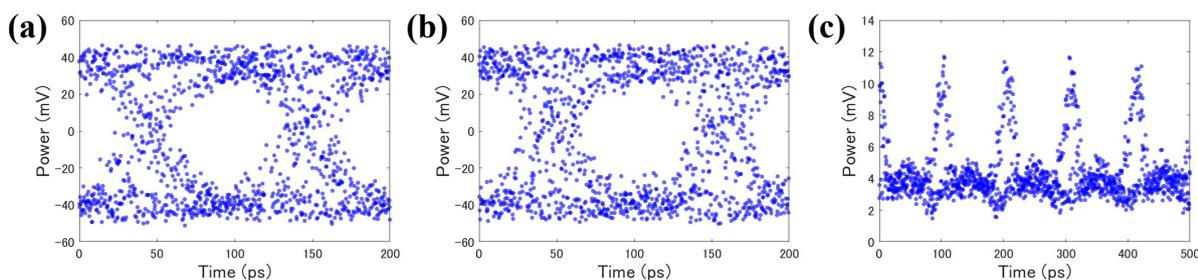


Fig. 5.6 Eye patterns. (a)B2B. (b)40 km. (c)An eye pattern of the signal received by the wideband photodetector.

BER を測定した結果を Fig. 5.7 に示す. B2B と 40 km の双方においてエラーフリーを観測することができた. ただし, 受光パワーが減少するにつれて 40 km の BER が B2B と比較して増加した. これは, B2B 測定時と 40 km 測定時においてソリトンコムの SNR が変動してしまったことが原因であると考えられる. エラーフリーが観測された場合の受光パワーには差がないため, 分散や非線形光学効果の影響を受けずに伝送することが可能であることが確認できた. 現時点では多重化による 2 チャンネル伝送は達成できていないが, これらの結果はソリトンコムによる TDM 通信への応用の手がかりとなるはずである.

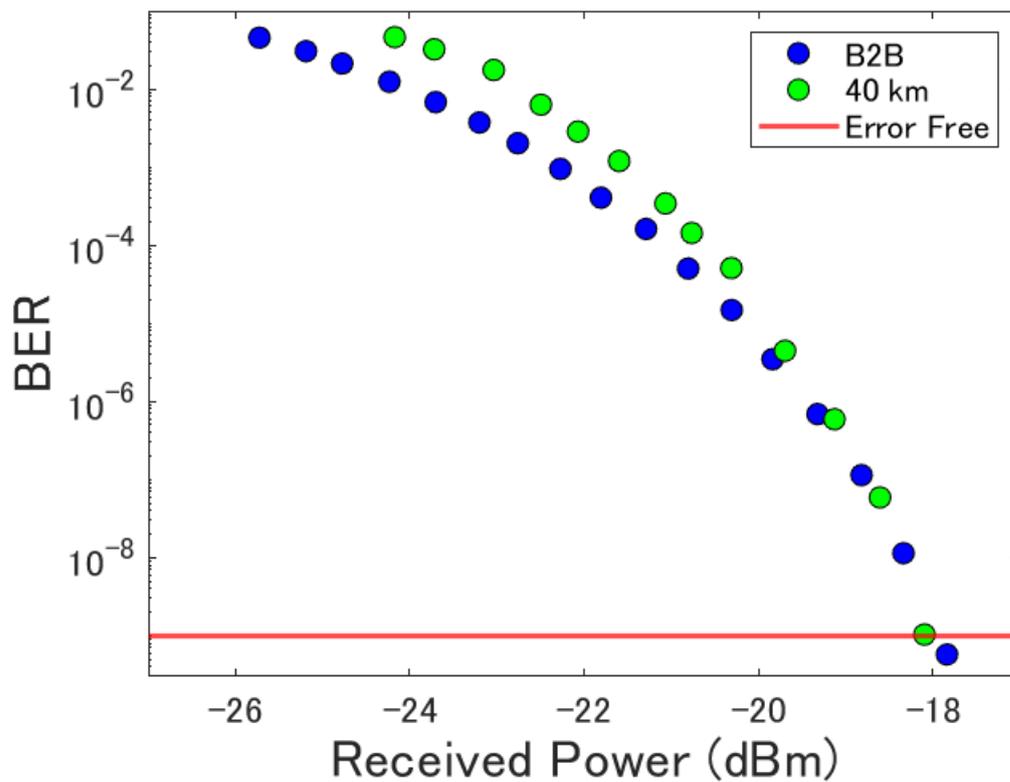


Fig. 5.7 BER characteristics in 1-channel TDM transmission.

第6章 結論

フッ化マグネシウム微小光共振器を手作業により作製し，これを用いて散逸性カーソリトンが発生させた．このとき，Pound-Drever-Hall 法を用いたレーザ周波数の安定化を行い，その結果継続的なソリトンの発生に成功した．単にソリトンが発生させただけでなく，波長分割多重 (WDM) 通信および時分割多重 (TDM) 通信の 2 つの多重通信に利用し，アイパターンと符号誤り率 (BER) の 2 つを測定することにより伝送特性の評価を行った．WDM 通信では 10 を超える波長においてエラーフリーが観測され，総伝送容量が 600 Gbit/s を超える伝送の可能性が示唆された．TDM 通信においてはソリトンパルス列の波形測定および外部入力によるクロック周波数の同期に成功し，1 チャンネルでの伝送においてエラーフリーが観測された．2 チャンネルの多重化という課題がまだ残されているが，ソリトンによる TDM 通信の実現に向けて，その足掛かりとなる結果が得られた．以上が本研究における本論文執筆時点での研究結果である．これらの結果はフッ化マグネシウム微小光共振器を用いた光周波数コムの大容量光通信への応用の可能性を十分示すものであり，今後の研究成果によってこれが実現されることを期待する．

参考文献

- [1] D. Armani, T. Kippenberg, S. Spillane, and K. Vahala, “Ultra-high-q toroid microcavity on a chip,” *Nature* **421**, 925–928 (2003).
- [2] 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).
- [3] I. S. Grudinin, V. S. Ilchenko, and L. Maleki, “Ultrahigh optical q factors of crystalline resonators in the linear regime,” *Phys. Rev. A* **74**, 063806 (2006).
- [4] C. Y. Wang, T. Herr, P. Del’Haye, A. Schliesser, J. Hofer, R. Holzwarth, T. Hänsch, N. Picqué, and T. J. Kippenberg, “Mid-infrared optical frequency combs at 2.5 μm based on crystalline microresonators,” *Nature Communications* **4**, 1–7 (2013).
- [5] Y. Xuan, Y. Liu, L. T. Varghese, A. J. Metcalf, X. Xue, P.-H. Wang, K. Han, J. A. Jaramillo-Villegas, A. Al Noman, C. Wang, S. Kim, M. Teng, Y. J. Lee, B. Niu, L. Fan, J. Wang, D. E. Leaird, A. M. Weiner, and M. Qi, “High-Q silicon nitride microresonators exhibiting low-power frequency comb initiation,” *Optica* **3**, 1171 (2016).
- [6] “The nobel prize in physics 2005,” <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2005/summary/>. (Accessed: 2022-01-14).
- [7] M.-G. Suh, Q.-F. Yang, K. Y. Yang, X. Yi, and K. J. Vahala, “Microresonator soliton dual-comb spectroscopy,” *Science* **354**, 600–603 (2016).
- [8] P. Trocha, M. Karpov, D. Ganin, M. H. P. Pfeiffer, A. Kordts, S. Wolf, J. Krockenberger, P. Marin-Palomo, C. Weimann, S. Randel, W. Freude, T. J. Kippenberg, and C. Koos, “Ultrafast optical ranging using microresonator soliton frequency combs,” *Science* **359**, 887–891 (2018).
- [9] P. Marin-Palomo, J. N. Kemal, M. Karpov, A. Kordts, J. Pfeifle, M. H. Pfeiffer, P. Trocha, S. Wolf, V. Brasch, M. H. Anderson *et al.*, “Microresonator-based solitons for massively parallel coherent optical communications,” *Nature* **546**, 274–279 (2017).
- [10] D. T. Spencer, T. Drake, T. C. Briles, J. Stone, L. C. Sinclair, C. Fredrick, Q. Li, D. Westly, B. R. Ilic, A. Bluestone *et al.*, “An optical-frequency synthesizer using integrated photonics,” *Nature* **557**, 81–85 (2018).
- [11] M.-G. Suh, X. Yi, Y.-H. Lai, S. Leifer, I. S. Grudinin, G. Vasisht, E. C. Martin, M. P. Fitzgerald, G. Doppmann, J. Wang *et al.*, “Searching for exoplanets using a

- microresonator astrocomb,” *Nature photonics* **13**, 25–30 (2019).
- [12] 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).
- [13] L. Lugiato, F. Prati, M. Gorodetsky, and T. Kippenberg, “From the lugiato–lefever equation to microresonator-based soliton kerr frequency combs,” *Phil. trans. R. Soc. Lond. A* **376**, 20180113 (2018).
- [14] Y. K. Chembo, “Kerr optical frequency combs: theory, applications and perspectives,” *Nanophotonics* **5**, 214–230 (2016).
- [15] R. Drever, J. L. Hall, F. Kowalski, J. Hough, G. Ford, A. Munley, and H. Ward, “Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator,” *Applied Physics B* **31**, 97–105 (1983).
- [16] R. V. Pound, “Electronic frequency stabilization of microwave oscillators,” *Review of Scientific Instruments* **17**, 490–505 (1946).
- [17] E. D. Black, “An introduction to pound–drever–hall laser frequency stabilization,” *American journal of physics* **69**, 79–87 (2001).
- [18] G. Berden, R. Peeters, and G. Meijer, “Cavity ring-down spectroscopy: Experimental schemes and applications,” *International reviews in physical chemistry* **19**, 565–607 (2000).
- [19] X. Yi, Q.-F. Yang, K. Y. Yang, M.-G. Suh, and K. Vahala, “Soliton frequency comb at microwave rates in a high-q silica microresonator,” *Optica* **2**, 1078–1085 (2015).
- [20] Y. Xuan, Y. Liu, L. T. Varghese, A. J. Metcalf, X. Xue, P.-H. Wang, K. Han, J. A. Jaramillo-Villegas, A. Al Noman, C. Wang *et al.*, “High-q silicon nitride microresonators exhibiting low-power frequency comb initiation,” *Optica* **3**, 1171–1180 (2016).
- [21] J. Liu, E. Lucas, A. S. Raja, J. He, J. Riemensberger, R. N. Wang, M. Karpov, H. Guo, R. Bouchand, and T. J. Kippenberg, “Photonic microwave generation in the x-and k-band using integrated soliton microcombs,” *Nature Photonics* **14**, 486–491 (2020).
- [22] “What is BER (Bit Error Ratio) and BERT (Bit Error Ratio Tester)?” <https://www.fiberoptics4sale.com/blogs/archive-posts/95047174-what-is-ber-bit-error-ratio-and-bert-bit-error-ratio-tester>. (Accessed: 2022-01-22).
- [23] P. Lazaridis, G. Debarge, and P. Gallion, “Time–bandwidth product of chirped sech 2 pulses: application to phase–amplitude-coupling factor measurement,” *Optics letters* **20**, 1160–1162 (1995).

謝辞

本研究は、慶應義塾大学理工学部電気情報工学科田邊研究室において田邊孝純教授のご指導のもと行われました。田邊教授には深く感謝を申し上げます。思い起こせば、私が学部3年のときに選択した「フォトニクス」の講義において、田邊先生の丁寧で分かりやすい説明に感銘を受け、田邊研究室の所属に至りました。怠けがちの私が本論文の研究成果を出すことができたのは、週に一度研究の進捗を報告する Weekly Meeting や毎月研究室のメンバーに自分の研究内容を報告する月例会を田邊先生が開いてくださったおかげです。また居室で会話したりメールで連絡し合ったりなどしてコミュニケーションの機会が非常に多かったことも、真摯に研究に取り組むことができた理由の1つであると思います。田邊先生には心より感謝致します。

川西悟基特任教授にも深く感謝を申し上げます。川西先生は光通信の専門家としてあらゆる場面でアドバイスをしてくださりました。実験方法や機器の使用法、課題の解決策など、非常に多くのことを指導していただきました。特に、伝送実験に関しては川西先生のご指導なく実験を行うことはできなかつたろうと思います。誠にありがとうございました。

実験を指導してくださった訪問研究員の藤井瞬さん、技術員の熊崎基さん、2021年9月にご卒業された田中脩矢さん、修士2年の和田幸四郎さん、田坂駿さん、修士1年の木暮蒼真さん、中島綾太さんにも深くお礼を申し上げます。藤井さんには実験方法のみならず機器の使用法やプログラムの動かし方、データ処理の方法、発表スライドの作り方など限りなく多くのことを教えていただきました。熊崎さんにはネットワーク関連や実験設備などの専門的な知識がないと太刀打ちできないことで大変お世話になりました。修士の先輩たちからも様々なことを学ばせていただきました。和田さんには研究室所属当初から実験方法についてご指導いただき、光カーコムが発生するという基本的な部分に関して丁寧に教えていただきました。中島さんとは光カーコムが発生実験を共同で行い、先輩として実験を先導して下さったりスケジュールを調整して下さったりしました。また2021年8月に行われた必修科目「電気情報工学輪講」では、論文の選定やスライドの構成などにおいて大変お世話になりました。木暮さんには実験機器の使用法や物品購入の面で非常にお世話になりました。ご卒業された田中さんには伝送実験のノウハウを教えていただき、それが私の研究の礎となりました。そして田坂さんには伝送実験を共同で行っていただき、右も左も分からない私を先導して研究成果に結びつけてくださいました。また本研究で使用した共振器の1つは田坂さんが作製されたもので、その共振器なくして実験を進めることはできませんでした。皆様には深く感謝を申し上げます。

研究室の先輩方である博士の今村陸さん、修士2年の曾田昇汰さん、長島圭吾さん、遊部航

希さん，兒玉拓昌さん，修士1年の菅野凌さん，菅原漱人さんにも感謝を申し上げます。実験でお世話になる機会はそれほど多くありませんでしたが，何か分からないことがあったときはすぐに手を差し伸べてくださり，後輩としては非常に助かりました。

学部4年生で同期の西端諒くん，高野淳史くん，奥屋直さんにも感謝を申し上げます。研究室に所属して間もなく光工学の参考図書を用いた輪講を開始し，非常に難しい分野に対して必死にもがきながらも，学習・研究に向き合うことができたのは3人のおかげと言っても過言ではありません。西端くんと奥屋さんは卒業してしまいましたが，お互いにそれぞれの道で頑張っていけたら良いと思います。

最後に，私の生活を支えてくれた両親，親戚，また研究室の運営に携わっていただいているスタッフの皆様にも多大な感謝を申し上げます。何不自由なく学生生活を送ることができているのはすべて感謝を述べさせていただいた皆様のおかげです。誠にありがとうございました。

2022年2月14日