

目次

第 1 部 序論	1
1.1 はじめに	1
1.2 微小光共振器	2
1.2.1 光共振器とは	2
1.2.2 ウィスパリングギャラリモード共振器	2
1.2.3 シリコンナイトライド (SiN) リング共振器	4
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 光共振器における分散	8
1.3.4 非線形効果による共振周波数シフト	9
1.3.5 ソリトンコム	10
1.4 本研究の目的	15
第 2 部 理論	16
2.1 電気光学効果	16
2.1.1 屈折率と印可電圧の関係	16
2.1.2 LN 光変調器	17
2.2 マイクロコム	21
2.3 ソリトンコム	23
2.4 Pound-Drever-Hall(PDH) 法	24
第 3 部 ソリトンコム発生実験	29

3.1	ソリトンコム発生手法	29
3.1.1	パワーキック法	30
3.1.2	補助レーザ法	32
3.1.3	ファストスキャン法	34
3.2	実験に用いた共振器と Q 値測定	35
3.3	ファストスキャンを用いたソリトンコム発生	37
3.3.1	実験セットアップ	37
3.3.2	SSB による波長スキャン	38
3.3.3	ファストスキャンの実験方法および結果	40
3.4	Pound-Drever-Hall (PDH) 法によるソリトンコム安定化	45
3.4.1	PDH 法のテスト	45
3.4.2	PDH 法によるデチューニングロック	47
第 4 部 結論		51

第 1 部

序論

1.1 はじめに

第五世代移動通信システム、いわゆる 5G が 2020 年 3 月より日本でも運用が開始され、大きな注目を浴びたのは記憶に新しい。5G の拡がりを受けて 2020 年 6 月には総務省より、「Beyond 5G 推進戦略 - 6G へのロードマップ -」と題した報道資料^[1]が公表された。「Beyond 5G」という名が指し示す通り、5G が普及し終えた 2030 年代以降に目指すべき、持続可能な社会の実現のために必要不可欠である新たな通信インフラの開発・整備に向けた取り組みについて検討している。この資料によると、トラフィックの増加によって、2030 年には通信に関わる電力消費量が 2016 年の 36 倍 (日本の年間総消費電力の 1.5 倍) にも膨れ上がってしまうという。そのため、Beyond 5G に欠かせない新たな機能として、「超低消費電力」や「超多数同時接続」などを挙げている。

そこで、革新的な技術として期待されているのが非線形光学である。現に光ファイバを用いた光通信は全国に広がっており、5G の普及に伴ってさらなる光ファイバ網の整備がなされようとしている。光通信の利点としては、光ファイバの持つ損失の低さ、光の周波数の高さからくる原理的な通信容量の大きさなど様々な点が考えられるが、特筆すべきなのは 1 本の光ファイバに波長の違う光を多重させて通信する波長多重通信 (Wavelength division multiplex; WDM) が行える点だろう。この WDM 通信を行うためには、波長ごとに光源が必要となる。初期の WDM 通信には波長の数だけレーザを用意していたが、最近では位相変調器を用いてサイドバンドを立てる方法^[2]、光パルス为非線形ファイバに入射させる方法などが考案されている^[3]。しかし、いずれの方法も冗長な RF 回路や非線形ファイバなどを用意する必要があり、低電力化や集積化が難しいという欠点がある。

そして、新たな光源として活躍が望めるのが微小光共振器による光周波数コムである。そもそも光周波数コムとは、周波数領域で一定の間隔で並んだ縦モードを持つような光のことで、そのスペクトルが櫛 (comb) のように見えることからこの名がついた。微小光共振器に光を閉じ込めて発生させる光周波数コムをマイクロコムと呼び、2007 年に初めて実現された^[4]。さらに 2014 年には縦モード間で位相が揃ったソリトンコムが実現されると^[5]、WDM 通信に限らず精密距離測定^[6]や天文学^{[7][8]}など幅広い分野で応用され、今やフォトニクスにおける一大ジャンルとなった。

1.2 微小光共振器

1.2.1 光共振器とは

光共振器とは、ある共振周波数を持つ光を蓄積するデバイスのことである。最も原始的な光共振器として挙げられるのがファブリ・ペロー型 (Fabry-Perot) 共振器であり、2枚の向かい合った反射鏡からなっている。共振器内を1往復した時の光路長が、入射した光の波長の整数倍となるような時に定在波を形成するため共振する。この共振は光にとっては光共振器内に閉じ込められる事であり、その性質は例えばレーザ発振に役立っている。レーザは利得媒質によって入射した光が増幅されることによって動作しているが、共振器内に利得媒質を配置することによって、より光との相互作用を強めることができ、効率的な発振が可能となる。光共振器の光の閉じ込める性能を表す指標として、 Q 値がある。 Q 値は次式のように定義されている。

$$Q = \omega_0 \times \frac{\text{共振器内に蓄えられるエネルギー}}{\text{単位時間あたりに損失するエネルギー}} \quad (1.2.1)$$

ここで、 ω_0 は共振器の共振角周波数である。(1.2.1) から分かるように、損失が少ないほど Q 値が大きく性能の良い共振器であるといえる。また、 Q 値は次のように表すこともできる。

$$Q = \frac{\nu_0}{\nu_{\text{FWHM}}} \quad (1.2.2)$$

$$= \omega_0 \tau_0 \quad (1.2.3)$$

ν_0 は共振器の共振周波数、 ν_{FWHM} は共振スペクトルの半値全幅、 τ_0 は共振器内のエネルギー減衰の時定数である光子寿命を表す。このことから、 Q 値の高い共振器は共振線幅が狭く、光が閉じ込められる時間が長いことが分かる。このことは、後述する様々な非線形光学効果を引き起こすために重要となる。

1.2.2 ウィスパリングギャラリーモード共振器

ロンドンに位置するセント・ポール大聖堂のドーム内には回廊があり、壁に寄り添ってささやいたその声は回廊の反対側でも聞き取れるという。これは声が楕円形のドームの壁を反射して伝わるために起こる現象だが、このような建築物を「ささやきの回廊 (Whispering Gallery)」と呼ぶ。この現象を光共振器に応用することができ、ウィスパリ

ングギャラリーモード (Whispering Gallery Mode; WGM) 共振器と呼ぶ。Figure 1.1. にその構造を示す。

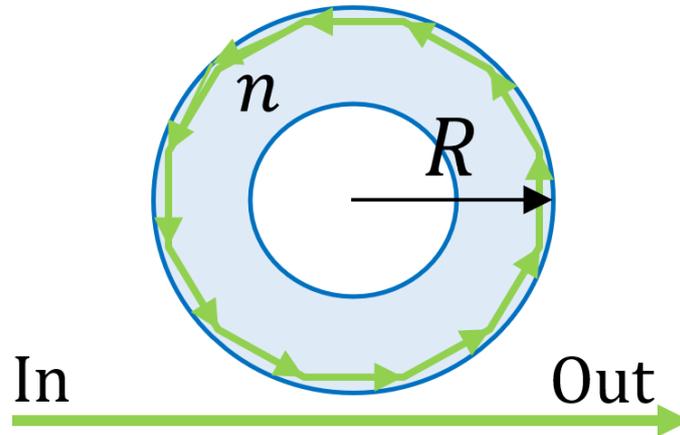


Fig.1.1. Schematic of WGM microresonator.

WGM 共振器内では Figure 1.1. に示すように、光は円周を反射しながら周回する。この時、ファブリ・ペロー型共振器と同様に光路長が波長の整数倍となるような時に共振し光を閉じ込める。つまり次式のようなになる。

$$2\pi R = \frac{\lambda}{n} \cdot l \quad (l = 1, 2, \dots) \quad (1.2.4)$$

ここで、 R は共振器の半径、 n は共振器の屈折率である。共振器の特性を表す指標として、隣り合うモード間の周波数間隔を示す自由スペクトル領域 (Free Spectral Range; FSR) がある。WGM 共振器における FSR は次式のようなになる。

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

(1.2.5) から明らかなように、半径 R が小さいと FSR は大きくなる。WGM 共振器をはじめとする微小光共振器の大きな特徴の 1 つがこの FSR で、GHz から THz というオーダーの FSR を容易に得ることができる。主な WGM 共振器には、 MgF_2 などのロッドを手作業で削りだして共振器を形成する結晶共振器、シリカ基板をエッチングし CO_2 レーザでリフローすることによって得られるシリカトロイド共振器などがある [Figure 1.2.]。

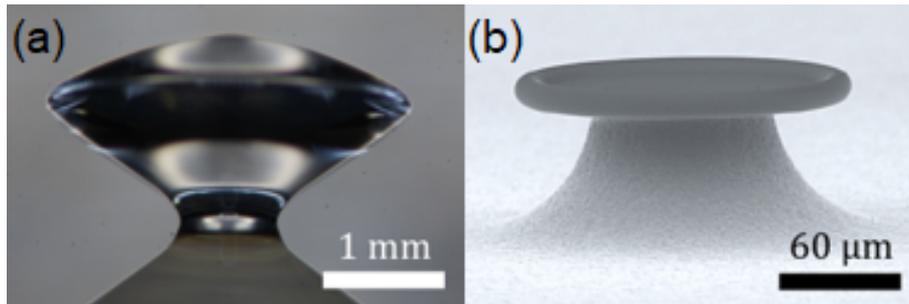


Fig.1.2. Images of WGM micro resonators. (a) MgF_2 resonator. (b) Silica troid resonator.

1.2.3 シリコンナイトライド (SiN) リング共振器

シリコンナイトライド (Si_3N_4) は長らく CMOS(Complementary Metal-Oxide-Semiconductor) 互換の材料として半導体製造プロセスで多く用いられてきた。共振器として用いる場合は光の減衰を小さくするために数百 nm 以上の厚さが必要となるが、基板となるシリコンとの熱膨張係数の違いからひび割れを防ぐのが難しく、非線形光学効果を起こすプラットフォームとしては長らく敬遠されてきた。しかし、2008 年に初めて SiN を用いた非線形光学効果が確認され、シリカと比べて非線形性が圧倒的に高いことが実証された^[9]。Q 値は結晶共振器ほどは高くないが、従来の CMOS 技術との相性の良さ、通信波長帯での減衰の小ささ、大きな非線形性を持つことから今や SiN はフォトニクスにおいて欠かせない材料となった。

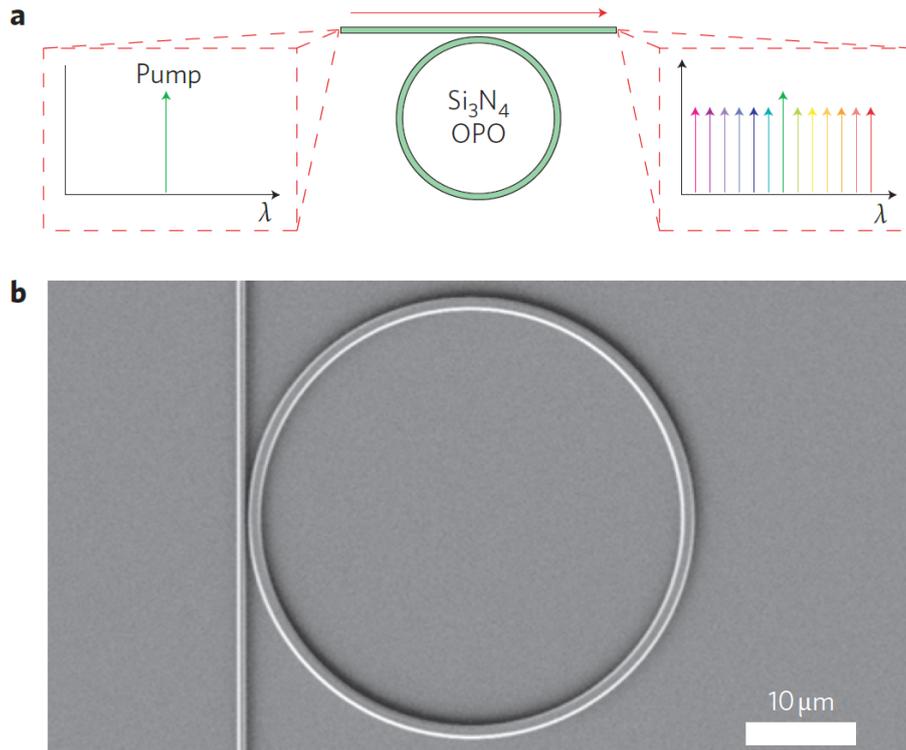


Fig. 1.3. On-chip optical parametric oscillator. a, A single pump laser tuned to the resonance of an integrated silicon nitride microring allows the generation of numerous narrow linewidth sources at precisely defined wavelengths. This device can dramatically increase the bandwidth of chip-scale communications by encoding information in parallel on these new wavelength channels. b, A scanning electron micrograph of a silicon nitride microring resonator coupled to a bus waveguide. [Levy, J., Gondarenko, A., Foster, M. *et al.* “CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects,” *Nature Photon* **4**, 37-40 (2010).]

2016年にはLSIの配線に用いられるダマシンプロセス (Damascene process) を応用したフォトリソグラフィを用いたフォトニックダマシンプロセス (Photonic Damascene process) が開発され、10 nmの精度を持つ導波路の作製が可能になった^[10]。まず初めにクラッドとなるSiO₂にリソグラフィとエッチングを用いて導波路のパターンを作り、SiNを堆積させ、余分な部分を削り取り、最後にSiO₂を上から堆積させるというプロセスであり、クラックを抑制するために基板が碁盤の目のような形状をしている [Figure 1.4.]。このプロセスの開発によりSiNを用いた研究はさらに加速した^{[11][12]}。

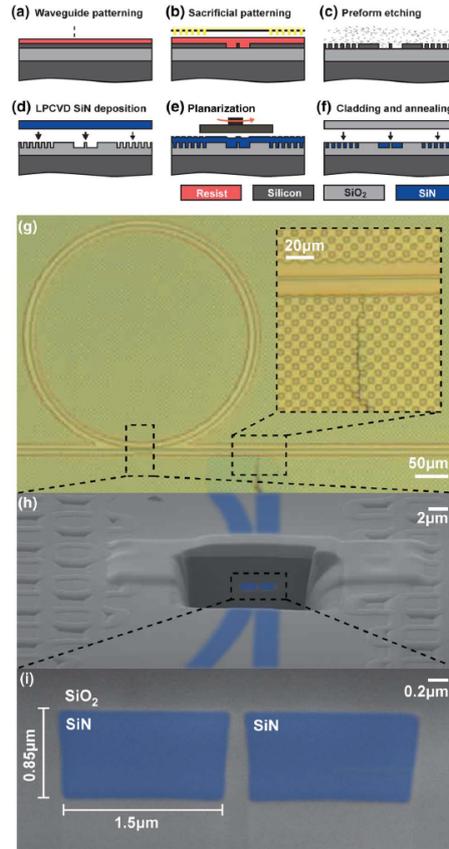


Fig. 1.4. Photonic Damascene process for integrated SiN waveguides. (a)-(f) Schematic process flow of the photonic Damascene process. (g) Optical image of a SiN microresonator surrounded by the stress release structure (rectangle dimensions $5\ \mu\text{m} \times 5\ \mu\text{m}$). The zoomed inset reveals the $10\ \mu\text{m}$ wide area to each side of the waveguide that has no stress release structure to avoid scattering losses. The crack formed due to incomplete removal of excess SiN but does not penetrate the waveguide. (h), (i) Focused ion beam (FIB) cross section of the coupling region between the ring resonator and the bus waveguide, revealing a waveguide resonator separation below $200\ \text{nm}$. The individual SiN waveguides (blue) are $1.5\ \mu\text{m}$ wide and $0.85\ \mu\text{m}$ high and homogeneously filled with SiN. The coupling region is free of voids, and no effect of the waveguide proximity on the waveguide shape is observed. [Martin H. P. Pfeiffer, Arne Kordts, Victor Brasch, Michael Zervas, Michael Geiselmann, John D. Jost, and Tobias J. Kippenberg, “Photonic Damascene process for integrated high- Q microresonator based nonlinear photonics,” *Optica* **3**, 20-25 (2016).]

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、周波数領域でスペクトルが等間隔に並んでいるような光のことで、スペクトルが櫛 (comb) のように見えることからこう呼ばれている。時間領域では非常に高速な光パルスとなる。光周波数コムが最初に注目されたのは 1999 年で^[13]、T. W. Hänsch 氏率いるグループによって革新的な光周波数の測定方法として用いられたことに始まる。モードロックレーザによって発生された光周波数コムは、非常に安定した絶対周波数を持つスペクトルが MHz から GHz のオーダーで並んでいる。そのため、数百 THz という非常に高い周波数を持つ光を RF 領域まで落とし込むことが可能で、「光のものさし」と形容されることが多い。2005 年には、T. W. Hänsch 氏はこの光周波数コムによる精密分光法の功績が認められ、ノーベル物理学賞を John L. Hall 氏と共に受賞した。

1.3.2 微小光共振器による光周波数コム

これまでの光周波数コムはチタンサファイアレーザやファイバレーザなどをモードロックするか^[3]、電気光学効果を用いて CW 光を変調しサイドバンドを立たせることによって実現されていた^[2]。しかし、2007 年に微小光共振器を用いた光周波数コム、通称マイクロコムが発表された^[4]。マイクロコムの原理は既存の光周波数コムとは全く異なり、3 次の非線形効果 (カー効果) である四光波混合 (Four Wave Mixing; FWM) をベースとしており、光カーコムとも呼ばれている。四光波混合は 3 次非線形媒質に 2 つ以上の光子が入射した際に、相互作用によって新たな波長を持つ光子が生じる現象のことである。3 次非線形媒質に周波数 f_{p1} , f_{p2} の光が入射しており、そこに周波数 f_{probe} を持つプローブ光が入射した場合を考える。その時、位相整合条件が満たされるとアイドラ光が発生し、その周波数 f_i は、

$$f_i = f_{p1} + f_{p2} - f_{probe} \quad (1.3.6)$$

という関係となる。特に、 $f_{p1} = f_{p2}$ となる時、縮退四光波混合 (Degenerated Four Wave Mixing; DFWM) と呼ばれる。マイクロコムの発生の手順は以下ようになる。まず共振器に入射したポンプ光が縮退四光波混合を起こし、プローブ光とアイドラ光が励起される。このプローブ光とアイドラ光の周波数が共振周波数に一致する時、光は共振器内に長い時間閉じ込められる。新たに発生した光がポンプ光と非縮退四光波混合を起こす。これらを連鎖的に繰り返すことで、ポンプ光を中心として左右にスペクトルが広がっていく。

このことから、マイクロコムの特長として、共振器の FSR と一致することが分かる。微小光共振器の FSR は、その共振器の小ささゆえに GHz から THz というオーダーを持つため、今までの光周波数コムでは得られなかったような非常に高い繰り返し周波数を得ることができる。

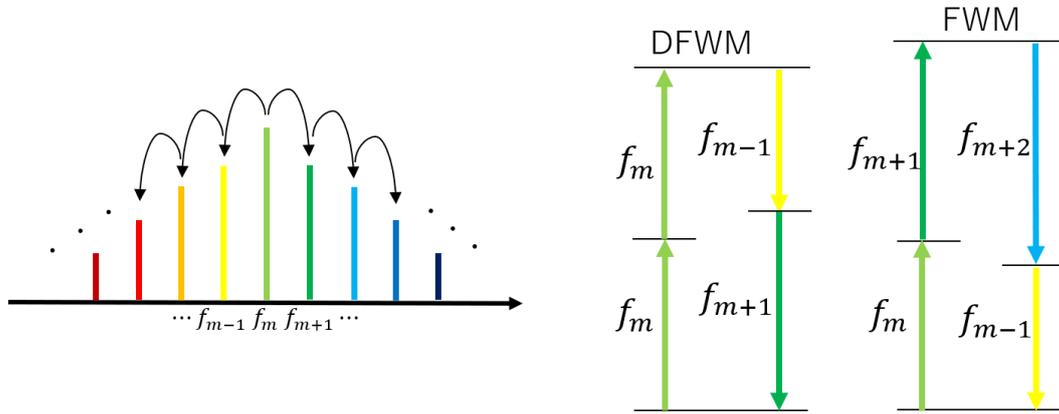


Fig.1.5. Schematic of FWM.

1.3.3 光共振器における分散

分散とは本来媒質の屈折率が波長依存性を有することを指すが、マイクロコムにおいては FSR の波長依存性を指す。分散を決める要素は媒質の種類に依存する材料分散と、導波路の構造に依存する構造分散の 2 つが挙げられる。中心角周波数 ω_0 を中心としてマイクロコムが発生している時、モードナンバー $\mu = 0$ に ω_0 を対応させ、高周波側にある共振を $\mu = 1, 2, \dots$ 低周波側にある共振を $\mu = -1, -2, \dots$ と数える。この時、周波数 ω_μ の共振角周波数はテイラー展開によって次式のように表される。

$$\omega_\mu = \omega_0 + D_1\mu + \frac{1}{2}D_2\mu^2 + \dots \quad (1.3.7)$$

ここで、 D_1 は共振器の ω_0 における縦モード間隔、 D_2 は共振器の分散を表す [Figure 1.6.]。 $D_2 > 0$ の場合は周波数が高いほど FSR は広がり、共振周波数は全体的に高くなる。これを異常分散という。 $D_2 < 0$ の場合は逆に周波数が高いほど FSR は狭まるため、共振周波数は全体的に低くなる。これを正常分散という。マイクロコムにおいては後述する理由から異常分散を持つ共振器が用いられる。望ましい分散を得るためには材料分散はもちろんのこと、精密な構造分散の設計が重要となる。

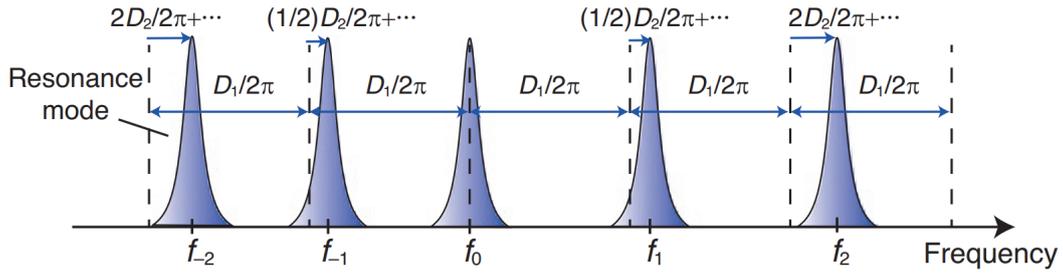


Fig. 1.6. Resonance frequencies taking dispersion into account. The mismatch between the equidistant comb grid (black dashed line) and the resonance mode (blue) corresponds to the microresonator dispersion. [Shun Fujii, and Takasumi Tanabe. “Dispersion engineering and measurement of whispering gallery mode microresonator for Kerr frequency comb generation,” *Nanophotonics* **9**, 1087-1104 (2020).]

1.3.4 非線形効果による共振周波数シフト

微小光共振器における共振周波数は常に一定とは限らず、共振器の熱やパワーによって変化する。それによって微小光共振器では様々な興味深い現象が観測される^[14]。

▷ 非線形周波数シフト

非線形周波数シフトとは、共振器内の光パワーに応じて共振周波数がシフトする現象である。シフトした後の実効共振周波数 f_{eff} は次式のようにになる。

$$f_{\text{eff}} = f_0 - \frac{f_0}{n} \frac{n_2 P_{\text{cav}}}{A_{\text{eff}}} \quad (1.3.8)$$

ここで、 f_0 は線形な共振周波数、 n は媒質の線形屈折率、 n_2 は非線形屈折率、 P_{cav} は共振器内の光パワー、 A_{eff} は実効モード体積を示す。 n_2 は一般に正であるため、 P_{cav} が大きくなるほど共振周波数は低くなる。

▷ 熱周波数シフト

共振器内の光パワーが大きくなることに伴い発生した熱によって屈折率 n と共振器の直径 r が変化するため、微小光共振器の共振波長は次式のように変化する。

$$\frac{d}{dT} \lambda(n, r) = \lambda \frac{dn}{dT} + \lambda \frac{dr}{dT} \quad (1.3.9)$$

一般には屈折率の温度依存性が直径の変化に比べて大きい。熱膨張係数 dL/dT (K^{-1}) と熱光学係数 dn/dT (K^{-1}) を持つ、熱の影響を受けた共振器

(ホットキャビティ)の N 番目の共振波長 λ_N は次式に示すような関係を持つ.

$$\begin{aligned}\lambda_N &\approx \lambda_0 \left[1 + \left(\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \right) \right] \\ &= \lambda_0 (1 + \alpha \Delta T)\end{aligned}\tag{1.3.10}$$

λ_0 は熱の影響がなかった場合の共振器 (コールドキャビティ) の共振波長である. α は熱膨張係数と熱光学係数の両方を考慮したパラメータである. (1.3.10) より, 共振器は温まると共振波長が長波長側にシフトすることが分かる.

これらの効果により, 共振器に光を入射すると共振波長がどのように変化するか考える. ポンプ光の波長を短波長側から長波長側にスイープしたとする. ポンプ光の波長が共振波長に近づくにつれて光パワーが高まり, 非線形周波数シフトが起こる. 遅れて熱が発生したことによって熱周波数シフトも発生し, 結果として共振波長は長波長側へシフトする. さらにスイープを進めていくと共振波長は長波長側にシフトしていく. 共振波長が限界までシフトするとポンプ光の波長が共振波長を追い越すため, 共振から外れ共振器内に光は入らなくなる. そのため, ポンプ光をスイープさせた時の透過波形はローレンツ型ではなく三角形に近い形となる.

1.3.5 ソリトンコム

ソリトン (soliton) とは特殊なパルスのことで, 分散を持つ非線形な媒質中を長距離伝搬してもパルスは維持され続ける. 微小光共振器におけるソリトンは異常分散によるパルス拡大と自己位相変調によるパルス圧縮, そしてパラメトリック利得と共振器内での損失の2つが平衡することで成り立っている. このような条件を満たすために, ホットキャビティにおける共振波長とポンプ光の波長の差を表すデチューニング (detuning) の制御が非常に重要となる. ポンプ光の波長がホットキャビティにおける共振波長より短い状態をブルーデチューン (blue detuned), その逆の状態をレッドデチューン (red detuned) と呼ぶ. 微小光共振器の研究において, 共振器内の光パワーが高く安定なブルーデチューンの状態が用いられることが多かった.

2014年に初めてソリトンが微小光共振器で実現された^[5]. それまでマイクロコムで達成されていなかったモードロックが達成されることとなり, マイクロコムへの関心は一層高まった. このようなソリトンを散逸性カーソリトン (Dissipative Kerr Soliton; DKS) や単にソリトンコムと呼ぶ. このソリトンコムの簡単な生成過程について説明する. まず, ポンプ光を短波長から長波長側へスイープすることを考える. ポンプ光が共振に入

り始めると、共振波長がシフトしながら内部で四光波混合が起こる。まず初めに Figure 1.7.(b) の I のように、コム線が数本のチューリングパターンコム (Turing pattern comb) が発生する。次にそのコム線がそれぞれ四光波混合を起こすため、共振器内のパワーは非常にカオスになり、この領域を変調不安定 (Modulation Instability; MI) 領域と呼ぶ。この時に発生するコムをモジュレーションインスタビリティコム (Modulation Instability comb; MI comb) と呼ぶ。さらにスイープを続けると共振波長シフトが限界を迎え、ポンプ光は共振から外れレッドデチューンになると同時に、ポンプ光はソリトン領域に入り、ソリトンコムが発生する。さらにスイープを続けると、また別のソリトン領域に遷移することもあれば、ただソリトン領域から外れてしまうこともある。ソリトン領域に入った時はパワーの遷移がステップ状になることから、ソリトンステップと呼ぶ。ソリトンステップは複数観測されることがあるが、ステップの高さの違いは共振器内のパルスの数によって変わる。パルスが 1 個のみの場合はシングルソリトンと呼ばれ、複数存在する場合はマルチソリトンと呼ばれる。同じデチューニングでも複数ソリトン領域が存在するが、どのソリトン領域で安定するかは一般にランダムで、ソリトン領域に入らないこともある (双安定性)。

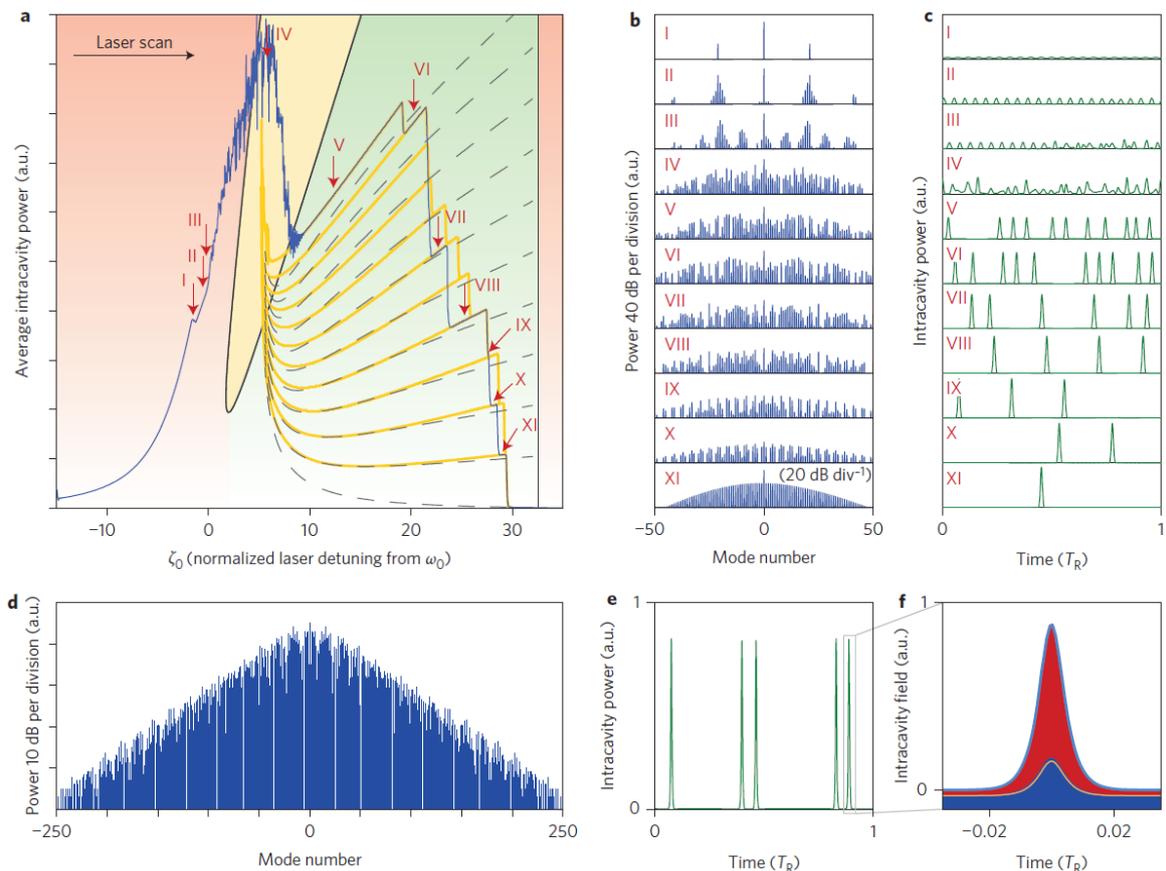


Fig. 1.7. Transmission and beatnote. a, Transmission observed when scanning a laser over a resonance of a high- Q Kerr-nonlinear MgF_2 microresonator (coupled pump power 5 mW). The transmission signal follows the expected triangular resonance shape (see inset) with deviations in the form of discrete steps (green shading). b, Evolution of the optical power spectrum for three different positions in the scan; spectrum II and, in particular, the mesa-shaped spectrum III exhibit a high-noise RF beat signal. c, Down-mixed RF beat signal. d, Main experimental set-up composed of pump laser and resonator followed by an optical spectrum analyser (OSA), an oscilloscope to record the transmission and to sample the down-mixed beatnote (via the third harmonic of a local oscillator (LO) at 11.7 GHz), and an electrical spectrum analyser (ESA) to monitor the beatnote. Before beatnote detection the pump was filtered out by a narrow FBG in transmission (circulator and reflected beam dump not shown). FPC, fibre polarization controller; PD, photodetector; EDFA, erbium-doped fibre amplifier. e, Transmission and PDH error signal. Effective blue and red detunings are shaded blue and red, respectively. [Herr, T., Brasch, V., Jost, J. *et al.* “Temporal solitons in optical microresonators,” *Nature Photon* **8**, 145–152 (2014).]

ソリトンコムの状態で安定させるためには大きな障壁がある。それは、MI 領域からソリトン解へ遷移する際の共振器内パワーの減少からくる熱周波数シフトである。共振器が急激に冷えることから、共振波長が短波長側へシフトしてしまい、ポンプ光は共振から外

れてしまう。この問題に対処するため、先行研究ではレーザのスイープ速度を最適化する手法がとられた^[5]。スイープにかかる時間 (~ ms) を調整することで共振器が受ける熱を制御でき、スイープが終わりソリトン解に入った瞬間共振器が熱平衡状態になるようにしている。ソリトン解に入ったままデチューニングが固定されているため、ソリトンコムは安定して出続ける。しかし、この手法を適応するには MgF_2 結晶共振器のような大きい体積を持つ (= 熱緩和時間の長い) 共振器である必要がある。

そこで、その他のプラットフォームでも安定したソリトンコムを発生させるために、ソリトン領域に入る直前にレーザのパワーを変化させソリトンコムを引き起こすパワーキック (Power kick) 法^{[15][16]}、レーザを 2 台使い、片方は波長を固定、もう片方は波長をスイープしソリトンコムを安定化させる補助レーザ (Auxiliary laser) 法^{[17][18]}、非常に早い速度でスイープを行うファストスキャン (Fast scan) 法^[19] など様々な手法が考案されている。これらについては 3.1 で詳しく紹介する。

また、ソリトンコムのコヒーレントな光を活かして、超精密な光・マイクロ波のセンサー^{[20][21]}、自動運転などで注目されている LIDAR (Light detection and ranging) や^[6]、宇宙天文学には欠かせない電波望遠鏡の分光器の校正 (アストロコム)^{[7][8]} に至るまで様々な応用がなされている。その中でも、光通信の光源としての活躍が最も期待されているだろう。現代の情報社会を支えている光 WDM 通信は、光源として波長の数だけレーザを用意するか、モードロックレーザから出たパルスのスペクトルを非線形光学効果によって広げる必要があった。しかし、CMOS 互換プロセスで作製される SiN 共振器を用いれば、将来的に Figure 1.8.(a) のように半導体レーザ、共振器、変調器を 1 つのチップ上に集積させ、コンパクト・低消費電力な光源が実現できるだろう。それを裏付けるように 2014 年にはマイクロコムを用いて最大 1.44 Tbit/s の伝送実験が行われた^[22]。その際はコヒーレンスの低さからデータ転送速度は頭打ちとなってしまったが、2016 年にはソリトンコムを用いて伝送実験が行われ^[23]、50 Tbit/s という驚異的なデータ転送速度を実現し、光源としての可能性を大いに示した。

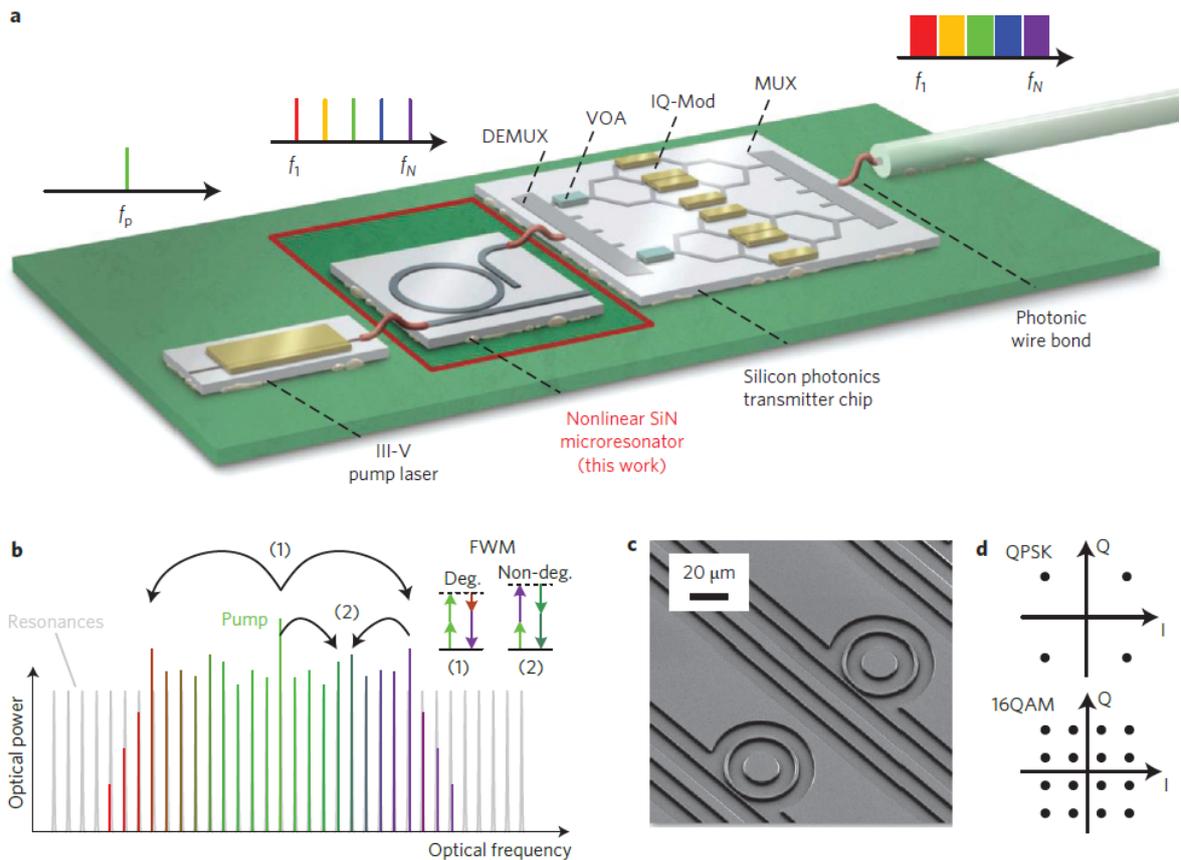


Fig. 1.8. Principles of coherent terabit-per-second communications with Kerr frequency combs. a, Artist's view of a future chip-scale terabit-per-second transmitter, leveraging a Kerr frequency comb source. The demonstration of coherent data transmission with Kerr combs is the subject of this work. DEMUX, de-multiplexer; VOA, variable optical attenuator; IQ-Mod, IQ-modulator; MUX, multiplexer. b, Illustration of Kerr comb formation by multi-stage FWM. Degenerate FWM (1) converts two photons at the pump frequency to a pair of photons that are up- and downshifted in frequency, whereas cascaded nondegenerate FWM (2) populates the remaining resonances. c, SEM image of an integrated high Q SiN microresonator. High-index-contrast SiN waveguides enable dense integration. d, Constellation diagrams of QPSK and 16QAM signals, where information is encoded both in the amplitude and the phase of the optical carrier, which can be represented by the in-phase (I, horizontal axis) and quadrature (Q, vertical axis) components of the complex electrical field amplitude. [Pfeifle, J., Brasch, V., Lauer-mann, M. et al. "Coherent terabit communications with microresonator Kerr frequency combs," *Nature Photon* **8**, 375 – 380 (2014).]

1.4 本研究の目的

微小光共振器におけるソリトンコムは次世代のフォトニクスを担う新たな光源として大きな注目を浴びている。今回プラットフォームとして用いた SiN 共振器は CMOS 互換プロセスを用いて製造されることから、既存のシリコンフォトニクスと組み合わせたチップ集積化が可能であり、その応用の可能性は限りなく大きい。本研究では SiN 共振器においてソリトンコムを発生させその特性を検討し、さらにソリトンコムの安定化を目指す。

第 2 部

理論

2.1 電気光学効果

電気光学効果とは、ある物質に電場をかけた際に屈折率が変化する現象のことで、電場によって物質内の分子が歪むことによって起こされる。電気光学効果には大きく分けて 2 種類あり、印加電圧に比例して屈折率が変化する効果をポッケルス効果、印加電圧の 2 乗に比例して屈折率が変化する効果をカー効果と呼ぶ。一般に単位電圧当たりの屈折率の変化は非常に小さいが、電気光学効果を示す媒質中を十分長い距離伝搬させることで 2π 以上の位相の変化を得ることが可能となる。この効果を利用すると電気信号で光を制御することが可能となり、位相変調器・強度変調器・光スイッチなど様々なデバイスが実現されている。

2.1.1 屈折率と印可電圧の関係

電気光学効果を持つ媒質内での屈折率は、 $E = 0$ の付近でテイラー展開すると次式のようになる。

$$n(E) = n + a_1 E + \frac{1}{2} a_2 E^2 + \dots \quad (2.1.1)$$

ここで、 $n = n(0)$ 、 $a_1 = (dn/dE)|_{E=0}$ 、 $a_2 = (d^2n/dE^2)|_{E=0}$ である。さらに、(2.1.1) を電気光学係数 $\mathfrak{r} = -2a_1/n^3$ と $\mathfrak{s} = -a_2/n^3$ とすると、次式のように書き直せる。

$$n(E) = n - \frac{1}{2} \mathfrak{r} n^2 E - \frac{1}{2} \mathfrak{s} n^3 E^2 + \dots \quad (2.1.2)$$

第 3 項より高次の項は n と比べて非常に小さいため無視できる。第 2 項が第 3 項に比べて十分大きい媒質が多く存在し、その媒質の屈折率 (2.1.3) は以下のようになる。

$$n(E) \approx n - \frac{1}{2} \mathfrak{r} n^3 E \quad (2.1.3)$$

このような媒質をポッケルス媒質と呼び、 \mathfrak{r} をポッケルス係数と呼ぶ。この性質を持つ媒質として KH_2PO_4 や LiNbO_3 (Lithium Niobate; LN) などが挙げられる。

2.1.2 LN 光変調器

LN はポッケルス係数が大きく、さらに通信波長帯域での伝搬ロスが小さいため、光変調器など電気光学効果を用いたデバイスの材料としてよく用いられる。LN 基板上にチタンを拡散させると屈折率を上げることができ、導波路が形成される。さらに表面に電極を取り付けることで、外部からの電気信号で屈折率を変化させる変調器が実現できる。

▷ 位相変調器

まず初めに、導波路を電極で挟んだ Figure 2.1. のような構造の変調器を考える。 λ_0 の波長を持つ光が導波路に入射し、長さ L の電極に電圧 V が印可されている時、導波路を出た光は $\phi = n(E)k_0L = 2\pi n(E)L/\lambda_0$ だけ位相が変化する。(2.1.3) を代入すると、

$$\phi \approx \phi_0 - \pi \frac{\epsilon n^3 EL}{\lambda_0} \quad (2.1.4)$$

となる。なお、 $\phi_0 = 2\pi nL/\lambda_0$ である。電極同士の間隔を d とすると、電場 $E = V/d$ となるため、(2.1.4) は次のように書き換えられる。

$$\phi = \phi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi} \quad (2.1.5)$$

ここで、 $V_\pi = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{\epsilon n^3}$ であり、 V_π を半波長電圧と呼ぶ。位相を変調できることから、Figure 2.1. のような構造を持つ導波路は位相変調器として用いることができる。

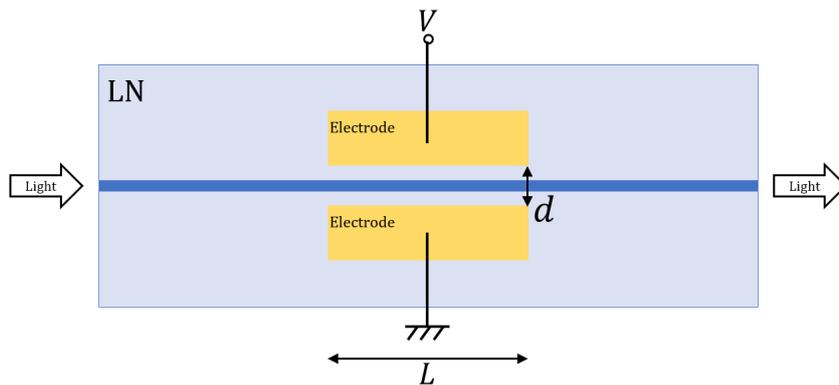


Fig.2.1. Schematic of electro-optic phase modulator on lithium niobate substrate. Waveguide and electrode is highlighted in blue and yellow.

位相変調器にかける電圧を $V = B \sin(\Omega t)$ という RF 信号とする。入力する光を

$E_{\text{in}} = A \exp(j\omega_0 t)$ とすると, RF 信号によって位相変調された出力光 E_{out} は

$$E_{\text{out}} = A \exp(j\omega_0 t + jB \sin(\Omega t)) \quad (2.1.6)$$

となる. (2.1.6) の第 2 項 $\exp(jB \sin(\Omega t))$ に関してテイラー展開すると,

$$\begin{aligned} E_{\text{out}} &= A \exp(j\omega_0 t)(1 + jB \sin(\Omega t)) \\ &= A \exp(j\omega_0 t) \left(1 + \frac{B}{2} (\exp(j\Omega t) - \exp(-j\Omega t)) \right) \\ &= A \left(\exp(j\omega_0 t) + \frac{B}{2} \exp(j(\omega_0 + \Omega)t) - \frac{B}{2} \exp(j(\omega_0 - \Omega)t) \right) \end{aligned} \quad (2.1.7)$$

が得られる. (2.1.7) から分かるように, 出力光は ω_0 , $\omega_0 + \Omega$, $\omega_0 - \Omega$ のスペクトルを持つ光となることが分かる. さらに正確な E_{out} の表現は, (2.1.6) の第 2 項をヤコビ・アンガールの展開式を用いて展開することで表せる.

$$\begin{aligned} E_{\text{out}} &= A \left(J_0(B) \exp(j\omega_0 t) + \sum_{q=1}^{\infty} J_q(B) \exp(jq(\omega_0 + \Omega)t) \right. \\ &\quad \left. + \sum_{q=1}^{\infty} J_q(B) (-1)^q \exp(jq(\omega_0 - \Omega)t) \right) \end{aligned} \quad (2.1.8)$$

ここで, $J_q(B)$ は第 1 種ベッセル関数である.

▷ 強度変調器

導波路を Figure 2.2. のように Y 字型に分岐させ, マッハ・ツェンダー型干渉計 (Mach-Zehnder Interferometer; MZI) のような構造にすることで, 入力電圧に応じて出力光の強度を変調することができる. 出射光の強度 I_{out} は, 入射光の強度を I_{in} とする時

$$I_{\text{out}} = 0.5I_{\text{in}} + 0.5I_{\text{in}} \cos^2 \phi/2 \quad (2.1.9)$$

となる. ϕ は 2 つの光路によって生じた位相差である. よって, 透過率 $\mathcal{T} = I_{\text{out}}/I_{\text{in}} = \cos^2 \phi/2$ である. 位相差は (2.1.5) のようになるので, 透過率は

$$\mathcal{T}(V) = \cos^2 \left(\frac{\phi_0}{2} - \frac{\pi V}{2 V_\pi} \right) \quad (2.1.10)$$

のように表せる. 電極の長さを λ/n の整数倍の長さにすれば, $\mathcal{T}(0) = 1$, $\mathcal{T}(V_\pi) = 0$ となり, 光スイッチとして利用できる. 数十 GHz の帯域を実現できるため, 強度変調・直接検波 (Intensity Modulation-Direct Detection; IM-DD) 方式の変調器として用いることができる.

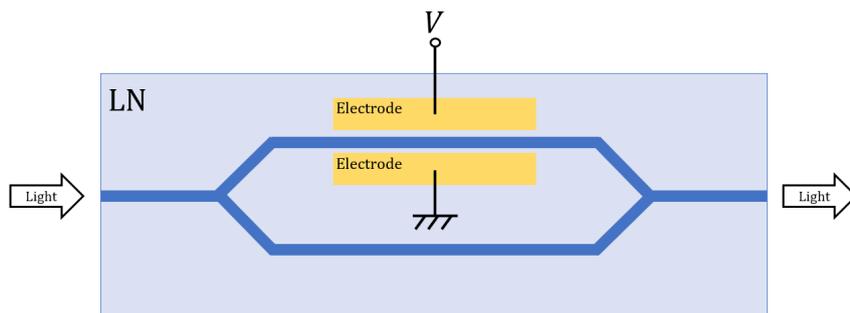


Fig. 2.2. Schematic of electro-optic intensity modulator on lithium niobate substrate. Waveguide and electrode is highlighted in blue and yellow.

▷ QPSK 変調器

Figure 2.2. に示すように、1つの MZI のそれぞれの枝に MZI を入れ子状に配置したデュアルパラレルマッハ・ツェンダー干渉計 (Dual Parallel Mach-Zehnder Interferometer; DPMZI) を考える。入力した光は 2 つに分けられ、MZI₁ と MZI₂ に入射する。MZI₁ と MZI₂ は独立して RF 信号 ($V_1(t)$, $V_2(t)$) と DC バイアス V_{DC1} , V_{DC2} が掛けられる。この RF 信号によって MZI₁ と MZI₂ を通る光は位相変調され、さらに各 MZI の上下の枝の間で DC バイアスに応じた位相差が与えられる。その後 MZI₃ によって V_{DC3} 分の位相差が掛けられた状態で合波される。

このような構造を持つ変調器は、RF 信号と DC バイアスを適切に制御することによって光を QPSK (Quadrature Phase Shift Keying) 変調できることから、一般に QPSK 変調器と呼ばれている。それだけでなく、入力光の波長を中心としてサイドバンドを発生させ、そのうちの 1 本だけを取り出して入力光の波長をシフトさせるシングルサイドバンド (Single Side Band; SSB) 発生器として利用することもできる。SSB 発生器を用いることで、レーザなどの光源を直接変調することなく光の波長を変化させることができる。

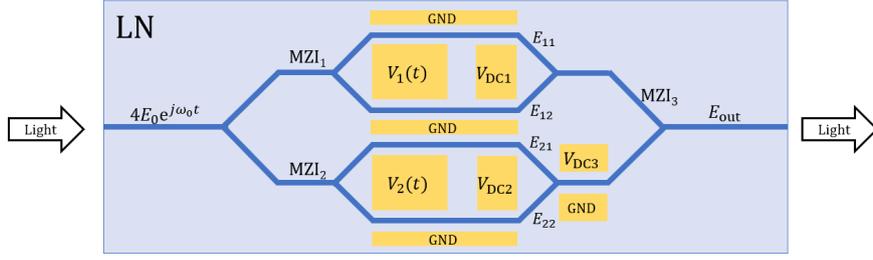


Fig. 2.3. Schematic of QPSK modulator on lithium niobate substrate. Waveguide and electrode is highlighted in blue and yellow. $V_1(t)$ and $V_2(t)$ are input RF signal. V_{DC1} , V_{DC2} , and V_{DC3} are DC bias voltage set accordingly for desired phase difference.

SSB 発生器としての動作について数式を用いて説明する．RF 信号として $V_1(t) = V_0 \cos(\Omega t)$ ($V_2(t) = V_0 \sin(\Omega t)$) を入力し，MZI₁ (MZI₂) の枝同士の位相差が π となるように V_{DC1} (V_{DC2}) を設定する．MZI₃ は位相差が $\pi/2$ となるように V_{DC3} を設定する．入射光を $4E_0 \exp(j\omega_0 t)$ とした時，MZI₁ と MZI₂ のそれぞれの枝を通過した後の光 E_{11} , E_{12} , E_{21} , E_{22} は次のように表される．

$$E_{11} = E_0 e^{j\omega_0 t} e^{j\pi} \exp(-jV_0 \cos \Omega t) \quad (2.1.11)$$

$$E_{12} = E_0 e^{j\omega_0 t} \exp(jV_0 \cos \Omega t) \quad (2.1.12)$$

$$E_{21} = E_0 e^{j\omega_0 t} e^{j\pi} \exp(-jV_0 \sin \Omega t) \quad (2.1.13)$$

$$E_{22} = E_0 e^{j\omega_0 t} \exp(jV_0 \sin \Omega t) \quad (2.1.14)$$

MZI₃ の出力 $E_{out} = E_{11} + E_{12} + e^{j\pi/2}(E_{21} + E_{22})$ であるので，

$$\begin{aligned} E_{out} &= E_{11} + E_{12} + e^{j\pi/2}(E_{21} + E_{22}) \\ &= E_0 e^{j\omega_0 t} \left[\{ e^{j\pi} \exp(-jV_0 \cos \Omega t) + \exp(jV_0 \cos \Omega t) \} \right. \\ &\quad \left. + e^{j\pi/2} \{ e^{j\pi} \exp(-jV_0 \sin \Omega t) + \exp(jV_0 \sin \Omega t) \} \right] \\ &= E_0 e^{j\omega_0 t} \left[\{ \exp(jV_0 \cos \Omega t) - \exp(-jV_0 \cos \Omega t) \} \right. \\ &\quad \left. + j \{ \exp(jV_0 \sin \Omega t) - \exp(-jV_0 \sin \Omega t) \} \right] \\ &= E_0 e^{j\omega_0 t} \left[2j \sin(V_0 \cos \Omega t) - 2 \sin(V_0 \sin \Omega t) \right] \end{aligned} \quad (2.1.15)$$

となる。実数で表記したヤコビ・アンガーの展開式は、

$$\sin(x \cos \theta) = -2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n-1}(x) \cos((2n-1)\theta) \quad (2.1.16)$$

$$\sin(x \sin \theta) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(x) \sin((2n-1)\theta) \quad (2.1.17)$$

であるので、(2.1.15) に代入すると、

$$E_{\text{out}} = E_0 e^{j\omega_0 t} \left[2j \left\{ -2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n-1} \cos((2n-1)\Omega) \right\} - 2 \left\{ -2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1} \sin((2n-1)\Omega t) \right\} \right] \quad (2.1.18)$$

となる。簡単のため、2次以降の項を無視すると(2.1.18)は、

$$\begin{aligned} E_{\text{out}} &= E_0 e^{j\omega_0 t} \left[2j \{ 2J_1(V_0) \cos \Omega t \} - 2 \{ 2J_1(V_0) \sin \Omega t \} \right] \\ &= 4j J_1(V_0) E_0 e^{j\omega_0 t} \{ \cos \Omega t + j \sin \Omega t \} \\ &= 4j J_1(V_0) E_0 \exp(j(\omega_0 + \Omega)t) \end{aligned} \quad (2.1.19)$$

となる。よって、入射光の周波数 ω_0 から RF 信号の周波数 $+\Omega$ だけ離れた周波数を持つ光が発生することが分かる。DC バイアスを調整することにより、反対側にもサイドバンドを発生させることができる。

2.2 マイクロコム

光を媒質に入れると、光の電場によって媒質内の電子の分布が変化することにより分極が起こる。光の電場が小さい時は分極の大きさは線形となるが、光の電場を大きくしていくと分極は次式のようにべき級数で表される。

$$P = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots) \quad (2.2.20)$$

ε_0 は真空の誘電率、 $\chi^{(1)}$ は電気感受率、 $\chi^{(2)}$ 、 $\chi^{(3)}$ は2次、3次の非線形感受率という。一般に $\chi^{(2)}$ と $\chi^{(3)}$ は非常に小さいが、微小光共振器を用いて光を閉じ込めることによって非線形な分極を引き起こすことができる。今回は、主に3次の非線形効果を考える。

ここで、3次の非線形効果の1つである四光波混合の原理を説明する。まず、3つの周波数からなる光の電場 E を次のように表す。

$$E = \frac{1}{2} \left[E_k e^{j(k_k z - \omega_k t)} + E_l e^{j(k_l z - \omega_l t)} + E_m e^{j(k_m z - \omega_m t)} \right] \quad (2.2.21)$$

また、3次の非線形分極 P_{NL} を次のように表す。

$$P_{\text{NL}} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \quad (2.2.22)$$

(2.2.21) を (2.2.22) に代入すると、 P_{NL} は以下のように表される。

$$P_{\text{NL}} = \frac{1}{2} \sum_n P_n(\omega_n) e^{j(k_n z - \omega_n t)} \quad (2.2.23)$$

$P_n(\omega_n)$ は以下のように44個の異なる周波数成分を持つ。

$$P_n(\omega_n) = \frac{\varepsilon_0 \chi^{(3)}}{4} \left[(3|E_k|^2 + 6|E_l|^2 + 6|E_m|^2) E_k e^{j\omega_k t} + \dots \quad (2.2.24)$$

$$+ 3E_k^2 E_l^* e^{j(2\omega_k - \omega_l)t} + 6E_k E_l E_m^* e^{j(\omega_k + \omega_l - \omega_m)t} + \dots \quad (2.2.25)$$

$$+ 3E_k^2 E_l e^{j(2\omega_k + \omega_l)t} + 6E_k E_l E_m e^{j(\omega_k + \omega_l + \omega_m)t} + \dots \quad (2.2.26)$$

$$+ E_k^3 e^{j3\omega_k t} \quad (2.2.27)$$

(2.2.25) の第1項に注目すると、同じ周波数を持つ光子2つから新たな周波数を持つ光子が2つ発生することが分かる。これを縮退四光波混合と呼ぶ。また、(2.2.25) の第2項に注目すると、2つの違う周波数を持つ光子2つから、新たな周波数を持つ光子2つが発生することが分かる。これを非縮退四光波混合と呼ぶ。この現象を起こすには波数 k に関して次のような位相条件を満たす必要がある。

$$\text{縮退四光波混合} : k_n = 2k_k - k_l \quad (2.2.28)$$

$$\text{非縮退四光波混合} : k_n = k_k - k_l + k_m \quad (2.2.29)$$

また、他にも重要な3次の非線形効果を説明する。(2.2.24) の右辺第1項に注目すると、自らの電場によって ω_k の角周波数を持つ光が変調されている。これを自己位相変調 (Self Phase Modulation; SPM) と呼ぶ。また、(2.2.24) の右辺第2項は他の角周波数を持つ光の電場によって変調されていることから相互位相変調 (Cross Phase Modulation; XPM) と呼ぶ。光カー効果とは、媒質の屈折率が光の強度に依存する現象のことで、光強度を I とすると非線形な屈折率 n は以下のように表される。

$$n = n_0 + n_2 I \quad (2.2.30)$$

ここで n_0 は線形な屈折率、 n_2 は非線形屈折率であり、以下のように表される。

$$n_2 = \frac{3}{4n_0^2 \varepsilon_0 c} \chi^{(3)} \quad (2.2.31)$$

2.3 ソリトンコム

ソリトンというパルスは媒質中を伝搬してもパルスの包絡線が変化しないという特殊な性質を持っていることは前述した通りである。このソリトンは、非線形シュレディンガー方程式 (Nonlinear Schrödinger Equation; NLSE) によって規定される。これを微小光共振器で適用するためには、入力光パワー (利得), Q 値 (損失), 分散特性, 非線形光学効果を考慮する必要がある。NLSE に入力光パワーとデチューニングの項を加えたものは Lugiato-Lefever 方程式 (LLE) と呼ばれ, これを解析することで微小光共振器におけるソリトンコムの発生条件を知ることができる。LLE は以下のように表される。

$$\frac{\partial A(\phi, t)}{\partial t} = -\left(\frac{\gamma}{2} + j\delta_0\right) A + j\frac{D_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \phi^2} + jg|A|^2 A + \sqrt{\gamma_{\text{ext}}} A_{\text{in}} \quad (2.3.32)$$

ここで ϕ は共振器内の方位座標, t は伝搬時間, $A(\phi, t)$ は共振器内の (ϕ, t) における光振幅, γ は光の減衰率, g はカー効果に関する係数, δ_0 はデチューニングを表す。(2.3.32) は, $\gamma = 0, \gamma_{\text{ext}} = 0, A_{\text{in}} = 0$ とした時のみ解が得られるため省略する。この時, (2.3.32) の一般解を以下のように仮定する。

$$A = B \operatorname{sech}(\phi/\phi_s) \quad (2.3.33)$$

B はパルスの振幅, ϕ_s はパルスの幅を表す。(2.3.33) を (2.3.32) に代入し整理すると以下の関係が得られる。

$$\frac{D_2}{2\phi_s^2} [1 - 2\operatorname{sech}(\phi/\phi_s)] + gB^2 \operatorname{sech}^2(\phi/\phi_s) - \delta_0 = 0 \quad (2.3.34)$$

ここで, (2.3.34) の第 1 項は共振器の 2 次の分散に関する項, 第 2 項は非線形光学効果に関する項, 第 3 項はデチューニングに関する項である。これより, ソリトン発生には以下の条件が必要となる。

$$D_2 = gB^2 \phi_s^2 \quad (2.3.35)$$

$$\delta_0 = \frac{D_2}{2\phi_s^2} = \frac{gB^2}{2} \quad (2.3.36)$$

(2.3.35) の g は正であることから, D_2 も正になる。また, (2.3.36) の右辺も同様に正になることから, デチューニング δ_0 も正であることが分かる。よって, 微小光共振器においてソリトンコムを発生させるためには, 異常分散を持つ共振器を用いて, かつポンプ波

長を共振波長より長波長側にいるレッドデチューンの状態にする必要がある。また、ソリトンコムのパワー P_{sol} とパルス幅 τ は理論的に求められており、以下ようになる^[24]。

$$P_{\text{sol}} = \frac{2\eta A_{\text{eff}}}{n_2 Q} \sqrt{-2nc\beta_2\delta_0} \quad (2.3.37)$$

$$\tau = \sqrt{-\frac{c\beta_2}{2n\delta_0}} \quad (2.3.38)$$

ここで、 A_{eff} は実効モード面積、 $\beta_2 = -nD_2/cD_1^2$ は群速度分散を表す。(2.3.37) と (2.3.38) を見ると、ソリトンコムにおいてデチューニングは共振器とは独立したパラメータとして非常に重要となることが分かる。

2.4 Pound-Drever-Hall(PDH) 法

Pound-Drever-Hall(PDH) 法とは、レーザの安定化を行う上で欠かせない手法である。元々は R. V. Pound 氏がマイクロ波共振器で用いていた技術を Jhon L. Hall 氏がレーザの安定化に用いたもので、1983 年に実用化された^[25]。温度、利得の変動などに弱く不安定なレーザを安定な共振器にロックする手法はいくつか存在するが、PDH 法は原理上強度の変動に強く、より正確に安定化ができる。これは、PDH 法では共振器の透過特性の導関数 (傾き) の情報を元にフィードバックを行えるからである。以下に詳しく説明する。

まず初めに、左右対称な透過特性を用いて (i.e., 透過率の情報のみを用いて) レーザの波長をある 1 点にロックすることを考える。Figure 2.4.(a) に示すように、ローレンツ型をしたディップの先端にロックしたとする。共振波長とレーザの波長の差 (デチューニング) が左右どちらにずれても透過率が減少してしまうため、透過率だけではレーザの波長がどちらに移動したかは分からない。そのため、ロックすることは不可能である。そこで、Figure 2.4.(b) のようにディップの先端ではなくディップの側面にロックすることを考える。これをサイドロック (Side lock) と呼ぶ。この時、デチューニングの上下に応じて透過率も上下するため、ロックできる。しかし、レーザが不安定であるという前提があり、レーザの出力の大きさが変わってしまうと透過特性も変化してしまうため、正確にロックできているとは言えない。そこで、PDH 法では、Figure 2.4.(c) のような形をした共振器の伝達関数の導関数 (エラーシグナル) を用いる。エラーシグナルは奇関数となるため、デチューニングを直接読み取ることができる。特にデチューニングが 0 である時、エラーシグナルも 0 となるが、この点をゼロクロスポイントと呼ぶ。

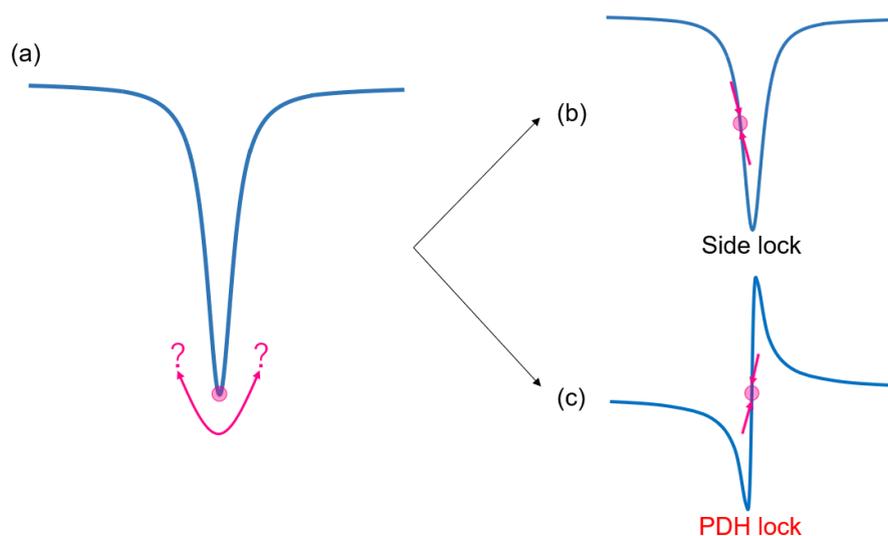


Fig. 2.4. Comparison between PDH lock and side lock. Circle marker (magenta) shows the locking point. (a) One can not lock laser to the peak of resonance. (b) Side lock method. (c) The derivative of resonance curve.

次に、PDH法を数式を用いて説明する。PDH法の基本的なセットアップはFigure 2.5のようになる。まずレーザからの光は位相変調器 (Electro-Optic Modulator; EOM) で位相変調される。この時、局部発振器 (Local Oscillator; LO) の周波数 Ω だけ離れたところにサイドバンドが立つ。位相変調された光は、共振器に入射し、フォトダイオードで電気信号に変換される。この信号はLOからの信号を ϕ だけ位相をずらしたものと周波数混合され、LPFを通りサーボコントローラ (Servo) へ入力される。サーボコントローラとはフィードバックを行うためのデバイスであり、入力した信号を0にするようにフィードバックを行う。レーザはフィードバック信号によって変調され、ロックされる。

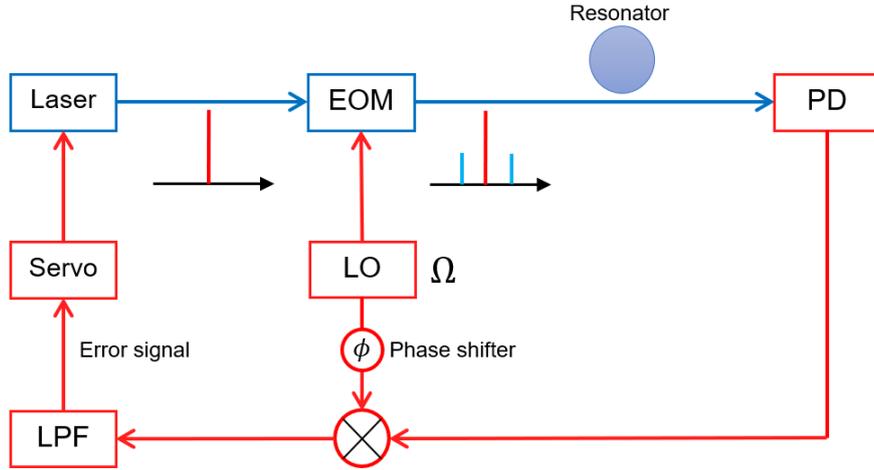


Fig.2.5. Basic experimental setup for PDH locking.

ここで、レーザの光を $E_0 \exp(j\omega t)$, LO の発振周波数を Ω と表す. この光が位相変調器を通り, 共振器に入射した時の光 E_{in} は (2.1.8) のようになる. この時, 透過特性 $F(\omega)$ は, 共振器から出射する光を E_{out} とした時, 次のように表される.

$$F(\omega) = \frac{E_{\text{out}}}{E_{\text{in}}} = \frac{j(\omega - \omega_0) + (\gamma_{\text{int}} - \gamma_{\text{wav}})/2}{j(\omega - \omega_0) + (\gamma_{\text{int}} + \gamma_{\text{wav}})/2} \quad (2.4.39)$$

ここで, γ_{int} , γ_{wav} はそれぞれ共振器固有の損失, 共振器と導波路の結合損失を表す. この透過係数の実部と虚部は Figure 2.6. のようになる.

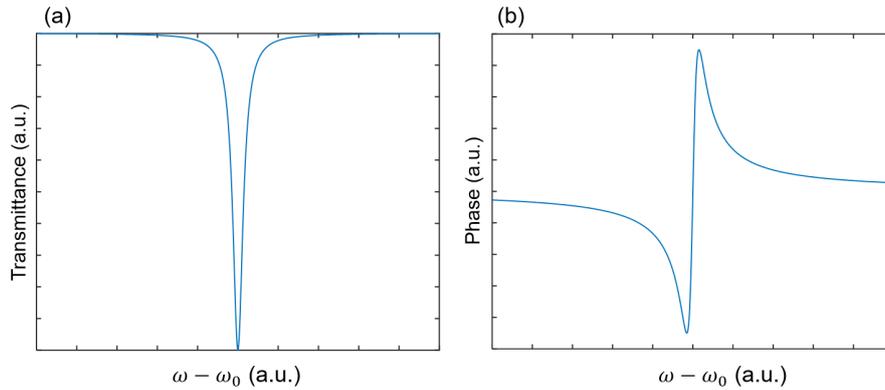


Fig.2.6. (a) Real part of $F(\omega)$. (b) Imaginary part of $F(\omega)$.

この透過係数 $F(\omega)$ から, E_{out} を表すと次のようになる.

$$E_{\text{out}} = E_0 \left[F(\omega) J_0(B) e^{j\omega t} + F(\omega + \Omega) \frac{B}{2} e^{j(\omega + \Omega)t} - F(\omega - \Omega) \frac{B}{2} e^{j(\omega - \Omega)t} \right] \quad (2.4.40)$$

フォトディテクタは E_{out} のパワーに比例した信号を出力するので、そのパワー P_{out} は次のようになる。

$$P_{\text{out}} = |E_{\text{out}}|^2 = P_0 B \left[\text{Re}\{X(\omega)\} \cos \Omega t + \text{Im}\{X(\omega)\} \sin \Omega t \right] + (\text{terms in DC}) + (\text{terms in } 2\Omega) \quad (2.4.41)$$

なお、 $X(\omega)$ は以下のように定義する。

$$X(\omega) = F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega) \quad (2.4.42)$$

ここで、LO からの信号を ϕ だけ位相をずらしたものと P_{out} を混合し、出てきた信号を LPF で DC 成分のみ取り出す。すると、その信号 V_{error} は次のように表される。

$$V_{\text{error}} \propto \text{Re}\{X(\omega)\} \cos \phi + \text{Im}\{X(\omega)\} \sin \phi \quad (2.4.43)$$

$\phi = \pi/2$ の時の V_{error} は Figure 2.7. のような関数となる。これをエラーシグナルと呼ぶ。

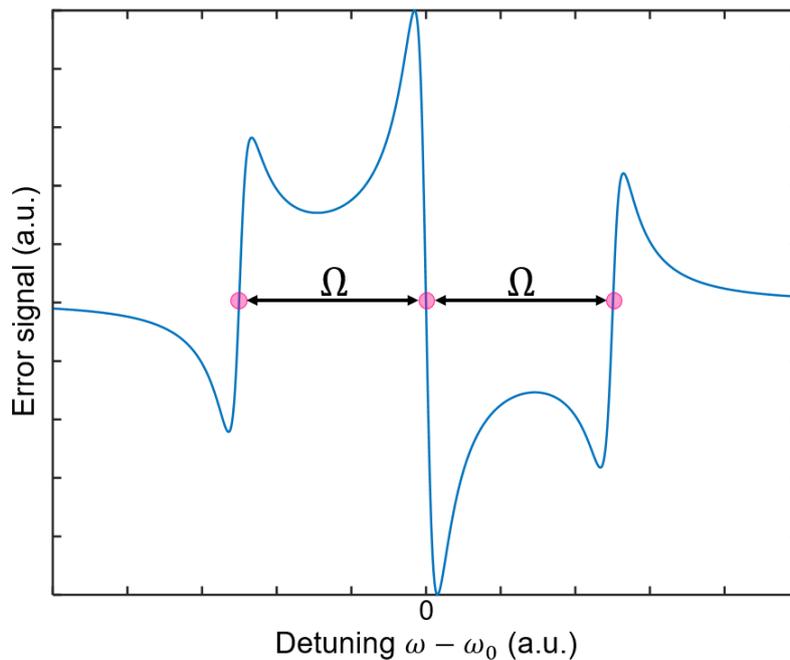


Fig. 2.7. Error signal obtained when $\phi = \pi/2$. Circle markers in magenta show the zero cross point.

この関数のゼロクロスポイントをロックポイントとすることで、デチューニングを $-\Omega$, 0 , または $+\Omega$ に固定することができる。ゼロクロスポイントは強度に依存しないため、レーザを高精度に安定させることができる。また、フェーズシフターが無かったとしても

Ω を変化させることで位相の関係を変化させることができるため、Figure 2.7. のようなエラーシグナルを得ることができる。デチューニングがソリトン領域に存在する時のみソリトンコムは発生するため、PDH ロックを用いてデチューニングをロックすることで安定したソリトンコムを得ることができる [26].

第3部

ソリトンコム発生実験

3.1 ソリトンコム発生手法

ポンプ光の波長と共振波長の差を表すデチューニングと、共振器内で発生する熱による共振波長シフトの制御がソリトンコム発生において大事になるというのは前述した通りである。初めてソリトンコムが実現された際は^[5]、ポンプ光の波長をスイープする速度を変化させ共振器に加わる熱を調整することで、ソリトン領域に入った瞬間熱平衡の状態となるようにした。一旦熱平衡状態になるとソリトンコムは安定するが、スイープする時間が数十 ms と比較的遅いため、 MgF_2 結晶共振器のような比較的体積が大きい (= 熱緩和時間の大きい) 共振器でしか用いることができない。そのため、SiN リング共振器やシリカトロイド共振器などでは、この方法を用いてもソリトンコムは安定して発生させることはできない^[27]。ここでは、熱の影響を受けやすい共振器においてソリトンコムを安定して発生させる代表的な手法を紹介する。

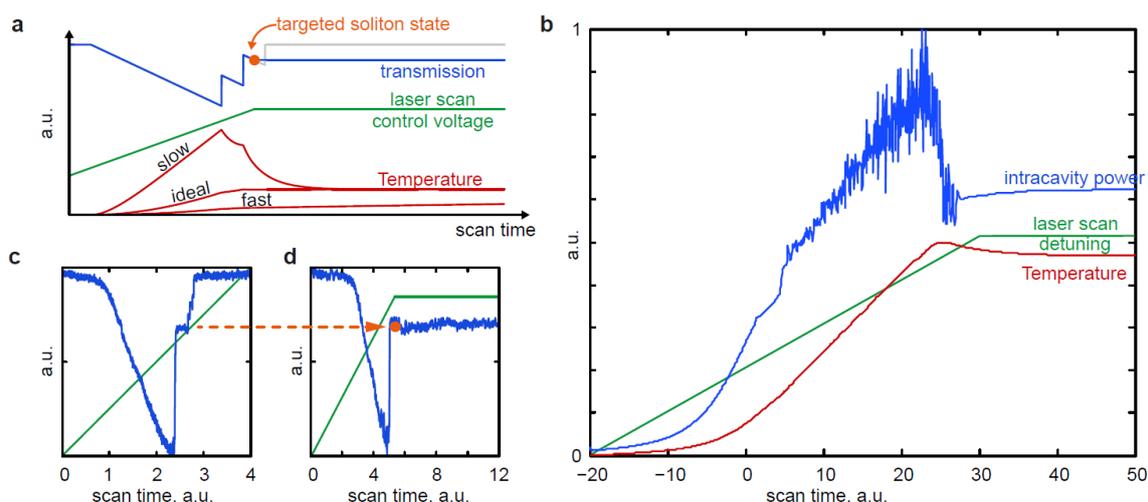


Fig.3.1. Laser tuning method to achieve soliton states. a. Illustration of the laser tuning method, where a laser frequency scan (green) is performed that stops when the targeted soliton state, marked by an orange dot in the corresponding transmission signal, is reached. The grey line illustrates the signal that would have been observed if the scan had been continued. The system remains stably in this state when the appropriate scan speed is chosen. In this ideal scenario the temperature (which starts increasing as soon as light is coupled to the resonator) reaches the steady-state equilibrium temperature of the targeted state when the system has reached this state via laser detuning. If the laser scan is performed too slow (fast) then the resulting temperature will be too high (low) and destabilize the system. b. Simulated laser scan including thermal effects. The blue curve shows the intracavity power while tuning into a soliton state with a suitable laser tuning speed. The simulated laser scan is halted once a soliton state is reached (laser scan detuning indicated by the green curve). In this simulation the resonance frequency is shifted due to Kerr-nonlinear and thermal effects. The temperature change responsible for the thermal resonance is shown as the red curve. c. Experimental laser scan over a resonance, showing a pronounced step followed by multiple smaller steps. d. Demonstration of the adaptive scanning method. The laser scan is stopped after the transition to the soliton regime. The appropriate choice of scan speed allows the system to remain stably in a soliton state. [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 Photon* **8**, 145-152 (2014).]

3.1.1 パワーキック法

ポンプ光のパワーを調整することによって熱の影響を打ち消そうというのがこの手法の趣旨である^[16]。ポンプ光を短波長から長波長側へスイープし四光波混合を引き起こす。ポンプ光のスイープを終えると同時にパワーを下げる。すると共振波長が短波長側に移動することから、ポンプ光は相対的にレッドデチューンとなる。するとソリトン領域に入

る。その状態でパワーを上げると、パワーに比例してソリトン領域は広がるためより安定して存在させることができる^[24]。しかし、熱の影響を完全に無視することはできないため、ソリトンコムのパワーを一定にするようにフィードバックをすることで安定化を図っている。(2.3.37)より、ソリトンコムのパワーはデチューニングの関数であることから、パワーを一定にするだけでデチューニングを一定にすることができる。

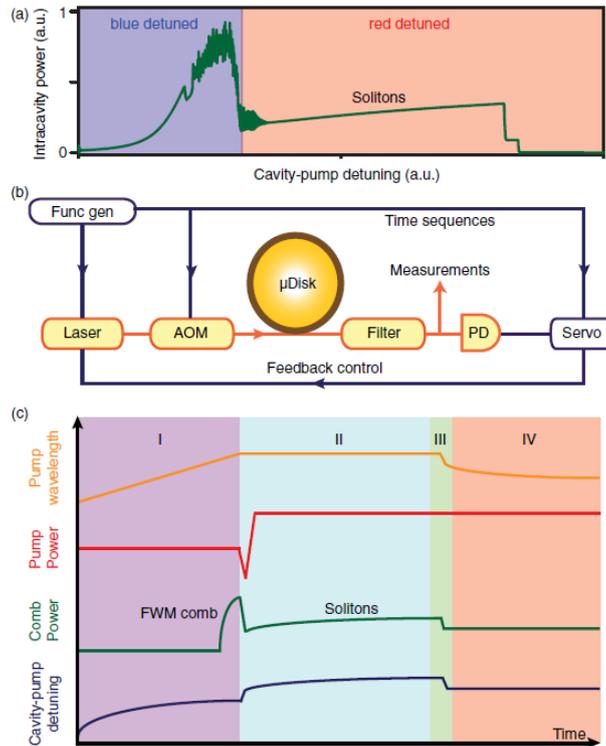


Fig. 3.2. (a) Simulated intracavity power in which the pump laser scans over the resonance from the blue side to the red side. The steps on the red-detuned side indicate soliton formation. (b) Schematic of experimental setup. (c) Four phases of feedback-controlled soliton excitation: (I) pump laser scans into cavity resonance from the blue-detuned side; (II) laser scan stops and pump power is reduced ($\sim 10 \mu\text{s}$) to trigger solitons, and then increased ($\sim 100 \mu\text{s}$) to extend soliton existence range; (III) servo control is engaged to actively lock the soliton power by feedback control of laser frequency; (IV) lock sustains and solitons are fully stabilized. The cavity-pump detuning (vertical axis) is relative to the hot cavity resonant frequency. [Xu Yi, Qi-Fan Yang, Ki Youl Yang, and Kerry Vahala, “Active capture and stabilization of temporal solitons in microresonators,” *Opt. Lett.* **41**, 2037-2040 (2016).]

3.1.2 補助レーザ法

「補助レーザ」という名前の通り，ポンプ光を発生させるためのレーザの他にもう 1 台のレーザを用いている^[17]．まず，中心波長 $1.3\ \mu\text{m}$ のレーザをあるモードに共振させた状態で，中心波長 $1.5\ \mu\text{m}$ のレーザをスイープし，別のモードに共振させる．この時，長波長側へ共振波長シフトが起こるため， $1.3\ \mu\text{m}$ のレーザが共振していたモードもシフトする． $1.5\ \mu\text{m}$ のレーザがソリトン領域に入ると，そのモードのパワーが落ちるため $1.3\ \mu\text{m}$ のモードも短波長側へシフトする．すると，自動的に $1.3\ \mu\text{m}$ のレーザはより強く共振するため，共振器内のパワーは上昇する．これにより，ソリトン領域に入る際の熱の影響を減らすことができるため，ソリトン領域を伸ばし，安定させることができる．しかし，光源が 2 台必要という欠点がある．

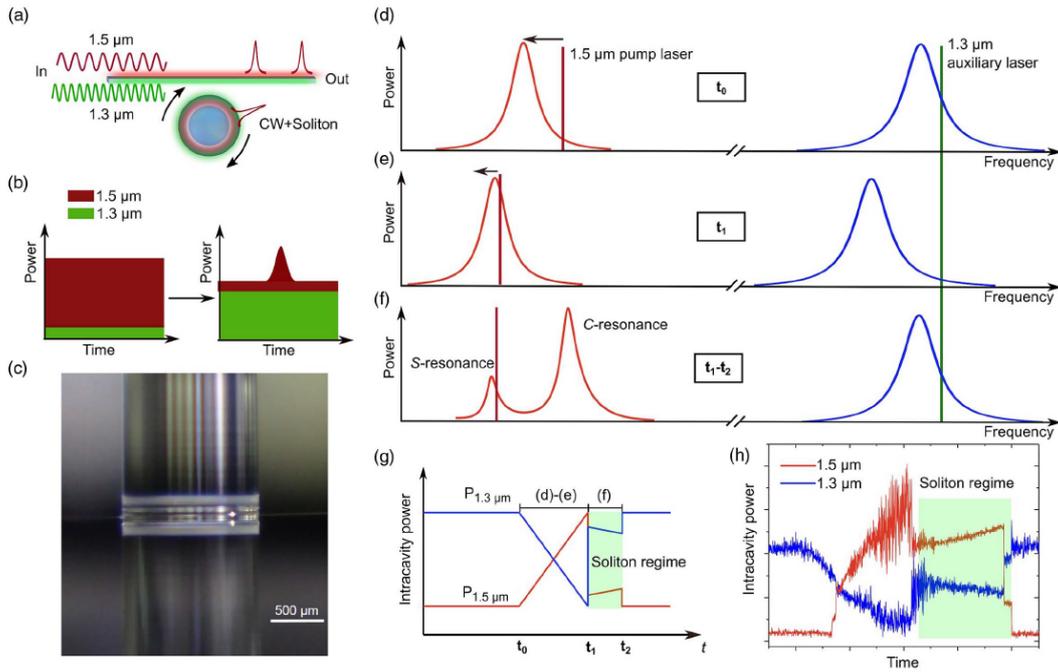


Fig. 3.3. (a) Scheme of using an auxiliary laser to assist in accessing soliton states. The $1.5\ \mu\text{m}$ pump laser generates a microresonator soliton while the second laser at $1.3\ \mu\text{m}$ wavelength passively stabilizes the intracavity power. (b) Illustration of the intracavity power (red: $1.5\ \mu\text{m}$, green: $1.3\ \mu\text{m}$) before (left panel) and after (right panel) soliton generation. (c) Microscope image of the 1.3-mm -diameter fused silica microrod resonator used in the experiments. Panels (d) – (f) show the principle of the passive compensation of the circulating power in the microresonator by the auxiliary laser in order to enhance the soliton range (animated version available in Visualization 1). In panel (d), only the auxiliary laser is coupled into a resonator mode. When tuning the pump laser into resonance, shown in panel (e), the thermal shift of the resonator modes automatically reduces the amount of light coupled into the auxiliary resonator mode. Panel (f) shows the abrupt transition into a soliton state, which reduces the coupled power of the pump laser. In this state, the pump resonance splits into C-resonance (resonance for light arriving out-of-sync with the soliton) and S-resonance (resonance for light arriving in-sync with the soliton). The reduction in pump power in the soliton regime moves the auxiliary resonance back towards the auxiliary laser and thus compensates the power loss. Panel (g) shows the temporal evolution of the intracavity power when tuning the pump laser into resonance with a fixed frequency auxiliary laser. Panel (h) shows a measurement according to the scheme in panel (g). The two steps in soliton regime correspond to different soliton numbers circulating in the cavity. The $1.3\ \mu\text{m}$ auxiliary laser passively compensates changes in circulating power of the pump laser. [Shuangyou Zhang, Jonathan M. Silver, Leonardo Del Bino, Francois Copie, Michael T. M. Woodley, George N. Ghalanos, Andreas Ø. Svela, Niall Moroney, and Pascal Del’ Haye, “Sub-milliwatt-level microresonator solitons with extended access range using an auxiliary laser,” *Optica* **6**, 206-212 (2019).]

3.1.3 ファストスキャン法

ポンプ光をスイープしてソリトン領域に遷移させるという点は同じだが、この手法はおよそ 100 ns という非常に短い時間の中にスイープを行うのが特徴である^[19]。熱緩和時間より短い時間でソリトン領域に入るため、熱の影響が遅れてやってくる。そのため、スイープが終わった後に共振波長が長波長側へシフトする。そのシフトが起きた後でもポンプ光がソリトン領域にいるようにスイープ後のポンプ光の波長を設定することによって、高確率で安定したソリトンコム発生が行える。一般にポンプ光のスイープは、レーザ内の共振器に取り付けられたピエゾにかかる電圧を変えることで制御するが、100 ns という早いスイープ時間には応答できないため、LN 共振器を用いた SSB 発生器を用いる。また、光源であるレーザをいじらずに済むため安定させやすいというメリットがある。パワーキック法や補助レーザ法がいわば熱への「対症療法」だとすると、ファストスキャン法は熱への「原因療法」だといえるだろう。本研究ではこの手法を取り入れた。

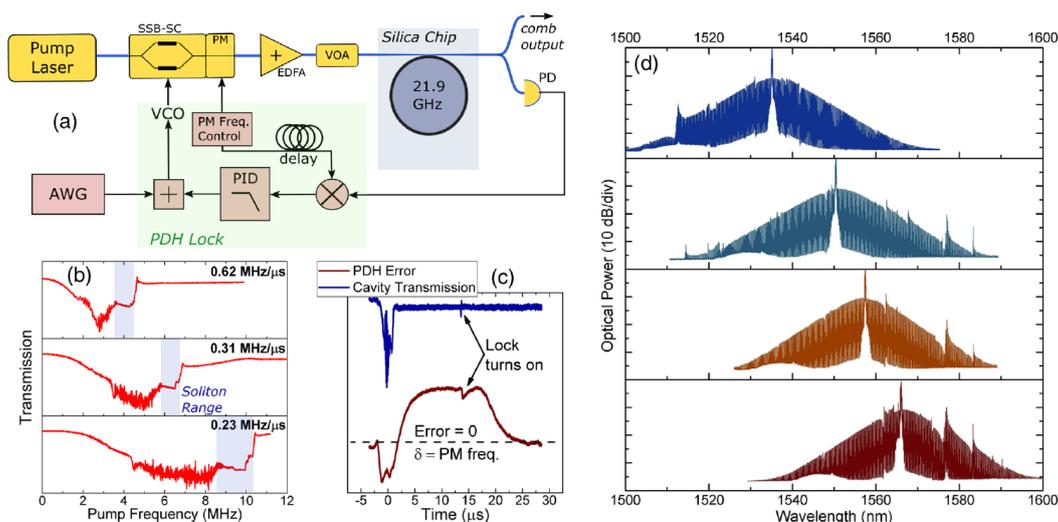


Fig. 3.4. (a) PDH approach for Kerr-soliton generation. An SSB-SC frequency shifter is driven by a high-bandwidth VCO for fast frequency control of the pump laser, and a servo locks one of the phase-modulation (PM) sidebands at resonance. A voltage-controlled optical attenuator (VOA) is used to control the pump power. (b) By adjusting the frequency sweep rate, we control the transition into the soliton regime. The waveform applied to the VCO is a simple, linear voltage sweep, and the x axis is relative to the cold cavity resonance frequency. (c) Feedback is initiated at a predetermined instant of the frequency scan. The dashed line corresponds to the PDH lock point. (d) Generation of soliton frequency combs across the entire C band. [Jordan R. Stone, Travis C. Briles, Tara E. Drake, Daryl T. Spencer, David R. Carlson, Scott A. Diddams, and Scott B. Papp, “Thermal and Nonlinear Dissipative-Soliton Dynamics in Kerr-Microresonator Frequency Combs,” *Phys. Rev. Lett.* **121**, 063902 (2018).]

3.2 実験に用いた共振器と Q 値測定

SiN を用いた共振器は作製に非常に高度な技術を必要とする。そのため、今回の研究では外部のファウンドリによって作られた共振器を用いた [Figure 3.5.(a)]. SiN 導波路の厚みは $0.8 \mu\text{m}$ 、幅は $1.6 \mu\text{m}$ であり、FSR が 400 GHz となるようにリング共振器の半径は $57 \mu\text{m}$ とした。また、ソリトンコムを発生させるためには異常分散である必要があるが、COMSOL によるシミュレーションの結果から異常分散であることが分かる。 [Figure 3.5.(b)].

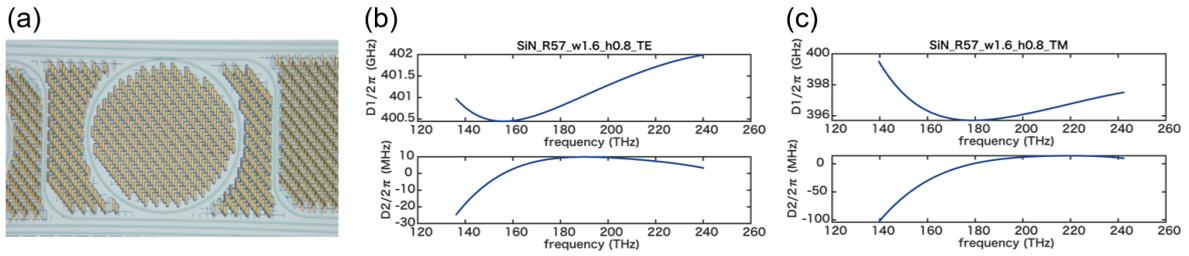


Fig. 3.5. (a) A magnified view of SiN micro ring resonator. (b), (c) Calculated dispersion of the resonator.

また、共振器の光を閉じ込める性能を表す Q 値は Figure 3.6.(a) のようなセットアップを用いて測定した。使用したレーザには波長スイープ機能がついており、内蔵の波長計によって波長が変化するたびにトリガー信号を出す機能がついている。そのトリガが出た時のパワーメータ (Power Meter; PWM) からの出力を DAQ によって読み込むことで、ある波長における透過パワーを知ることができる。これにより波長と透過パワーの関係を示すグラフが得られ、そのグラフにローレンツ関数をフィッティングし、半値幅を計算することで Q 値が得られる。また、偏波コントローラ (Polarization Controller; POL) は共振器に入射する光の偏波を操作するために挿入している。本実験で用いた共振器の Q 値を Figure 3.6.(b) に示す。 Q 値は 1.3×10^6 となった。

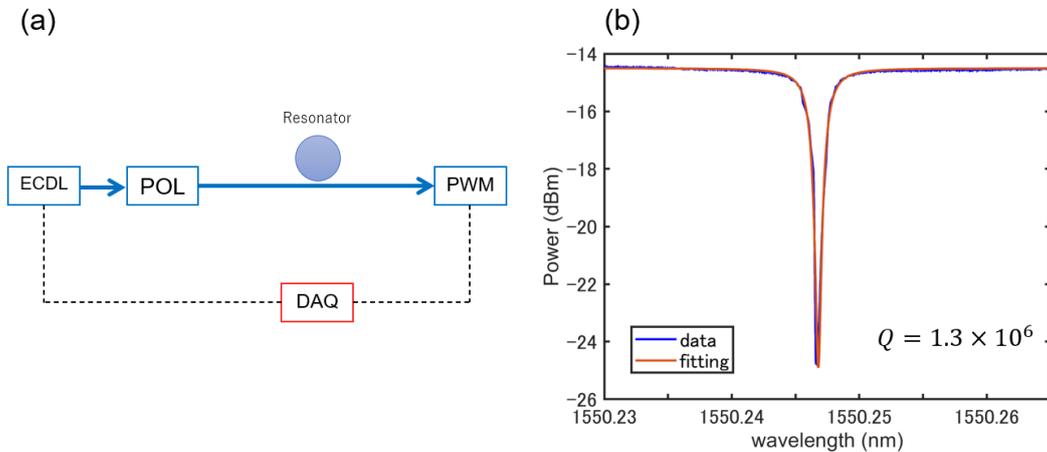


Fig. 3.6. (a) Experimental setup of Q factor measurement. (b) Fitted curve of a resonance with $Q \approx 1.3 \times 10^6$.

3.3 ファストスキャンを用いたソリトンコム発生

3.3.1 実験セットアップ

ここで、今回の実験のセットアップを Figure 3.7. に示す。

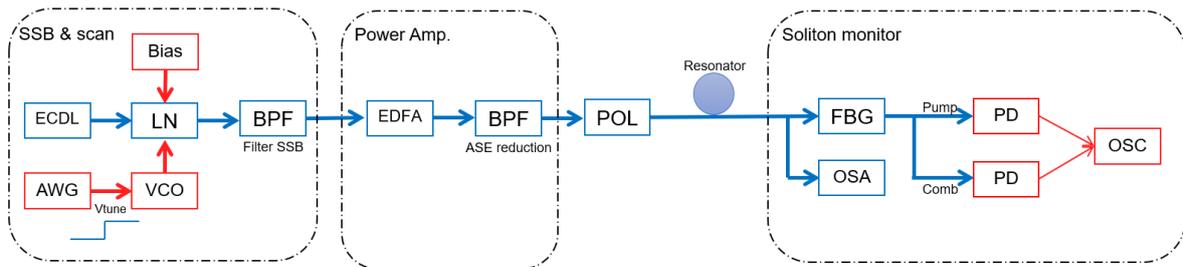


Fig. 3.7. Experimental setup of fast scan technique.

大きく分けて「SSB & scan」, 「Power Amp.」, 「Soliton monitor」という3つのパートに分かれる。これらをパート毎に分けて説明していく。

▷ SSB & scan

レーザからの光をSSB変調しサイドバンドを発生させ波長スイープを行う。SSBに関する詳しい説明は3.3.2にて行うが、各デバイスの動作について説明する。光源として外部共振器型波長可変半導体レーザ (External Cavity Diode Laser; ECDL) を用いた。ECDLは一般的にファイバレーザと比べて安定度や線幅は悪化するが、発振波長レンジが圧倒的に広いため、製造段階で制御しにくい共振器のモードを選ばずにソリトン実験を行うことができる。これはQ値測定に用いたものと同じレーザである。レーザから出た光はLN変調器を通る。この変調器にはバイアス電圧とVCO (Voltage Controlled Oscillator) からのRF信号が印可されており、RF信号に応じてサイドバンドを発生させる。そのサイドバンドは元のレーザ光の周波数成分や余計なサイドバンドを含んでいるため、バンドパスフィルタ (Band Pass Filter; BPF) によって1本だけ取り出す。

▷ Power Amp.

発生したサイドバンドをエルビウム添加ファイバ増幅器 (Erbium Doped Fiber Amplifier; EDFA) によって増幅する。ソリトン領域はパワーに比例して広がるため、ここでは比較的大きいパワー (0.5 W-1 W) となるよう増幅した。また、

EDFA は原理上自然放出光が増幅されて発生する ASE(Amplified Spontaneous Emission) と呼ばれる非常に広帯域なノイズを持つため、それを BPF によって除去している。

▷ Soliton monitor

共振器内で発生したソリトンコムを詳しく測定するためのパートである。共振器から出射された光は、ファイバブラッググレーティング (Fiber Bragg Grating; FBG) と光スペクトルアナライザ (Optical Spectrum Analyzer; OSA) に入射する。FBG は特定の波長の光を反射しその他の波長の光を透過するという特性を持ち、ポンプ光とソリトンコムを分離することができる。透過光 (反射光) をフォトディテクタ (Photo Detector; PD) によって電流・電圧に変換することで、ソリトンコム (ポンプ光) のパワーの時間波形をオシロスコープ (Oscilloscope; OSC) によって観察できる。ソリトンコムが発生する際にはソリトンステップと呼ばれる特徴的な波形がオシロスコープ上で見られる。

3.3.2 SSB による波長スキャン

次に、SSB 変調器を用いた波長スキャンについて説明する。LN 変調器の中でも QPSK 変調器は適切なバイアス電圧と RF 信号をかけると SSB 変調を行えることは前述した通りである。他にも SSB 変調する際に必要なデバイスがあるので説明する。セットアップは以下のようになる。

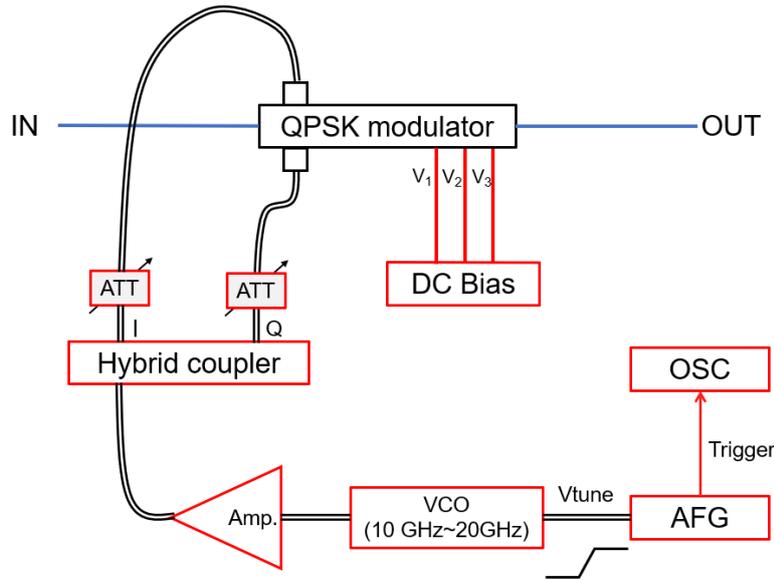


Fig.3.8. Detailed experimental setup of SSB generation.

VCO とは、入力した電圧の大きさに比例した周波数の RF 信号を出力するデバイスである。ここでは、10 V-20 V の電圧を加えると 10 GHz-20 GHz を出力するような VCO を用いている。VCO に入力する電圧 V_{tune} を出力するために任意波形発生器 (Arbitrary Function Generator; AWG) を用いた。 V_{tune} はサイドバンドのスweepを行うためにランプ波形となっている。始まりの電圧 (スタートポイント) V_1 、終わりの電圧 (エンドポイント) V_2 、スweepが始まるまでの時間 t_1 、ランプの持続時間 t_2 、スweep後の時間 t_3 と 5つのパラメータがあり、自作の LabVIEW プログラムによって自由に制御できるようになっている。また、ソリトimestepsを観察するためにスweepと同じタイミングでオシロスコープにトリガ信号も出力している。VCO から出力された RF 信号は増幅され、ハイブリッドカプラー (Hybrid Coupler) に入力される。ハイブリッドカプラーは入力信号を 2 つに分け、片方はそのまま出力し、もう片方は $\pi/2$ だけ位相をずらした信号を出力する。この際 2 つの RF 信号の間で若干のパワーの差が生まれてしまうため可変アッテネータで調整され、QPSK 変調器に入力される。また、変調器にかけるバイアスは 3 つあるため、 ± 10 V を出力できる 4ch 電圧出力モジュールと自作の LabVIEW プログラムを用いて制御した。

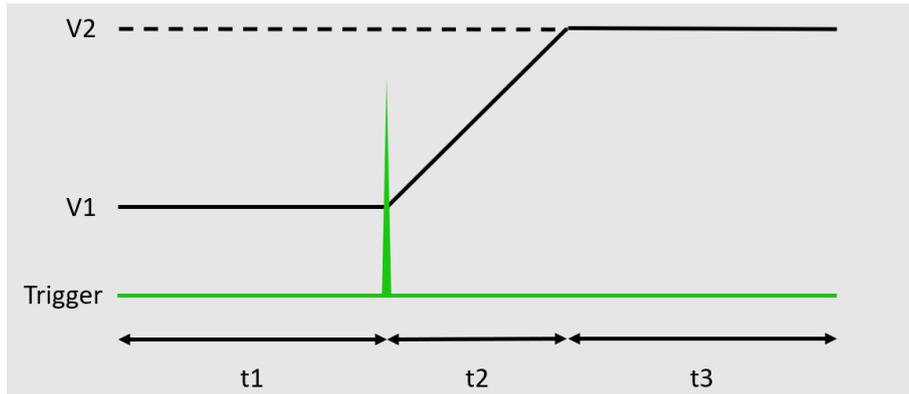


Fig.3.9. Five parameters for V_{tune} .

ここで、本研究で用いた VCO の入力電圧と出力パワーおよび周波数の関係を Figure 3.10.(a) に示す。 V_{tune} に応じて RF 信号のパワーが変化しているため、サイドバンドのパワーも同様に変化することに注意が必要である。また、SSB 変調器のテストした際の入力と出力のスペクトルを Figure 3.10.(a) に示す。この時、 V_{tune} は 0 V であった。

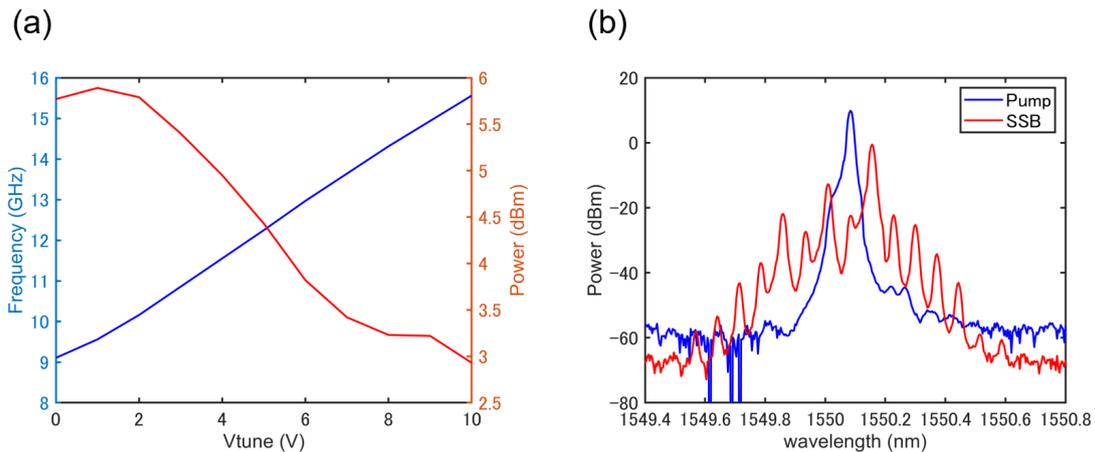


Fig.3.10. (a)Frequency and power dependence on V_{tune} . (b) Optical spectra of a laser and the output of SSB modulator.

3.3.3 ファストスキャンの実験方法および結果

ここからはファストスキャンを用いてソリトンコムを発生させるまでの手順を説明する。初めに 3.2 で示したように共振波長と Q 値を測定しておき、使用するモードを決めておく。今回は Figure 3.6.(b) に示すモードを使用した。また、使用するサイドバンドが

最大となり、ポンプ光や他のサイドバンドが 20 dB 程度抑圧されるよう光スペクトルアナライザを見ながらあらかじめ、LN 変調器にかける DC バイアスを調整しておく。 V_{tune} に関して、初めは V_1 は 0V, V_2 は 3V 程度にしておく。ランプの持続時間 t_2 は AWG の限界に近い 100 ns 程度にする。スイープの前後の時間 (t_1, t_3) は熱緩和時間より十分大きい、およそ 10 ms 程度にする。(i.e., 20 ms に 1 回のペースで連続スイープさせる。) パワーを低めに設定し、レーザの波長を少しずつ変え、オシロスコープ上に Figure 3.11. のように共振が見えるようにする。この際 SSB の後段にある BPF の中心波長も同時に変える必要がある。

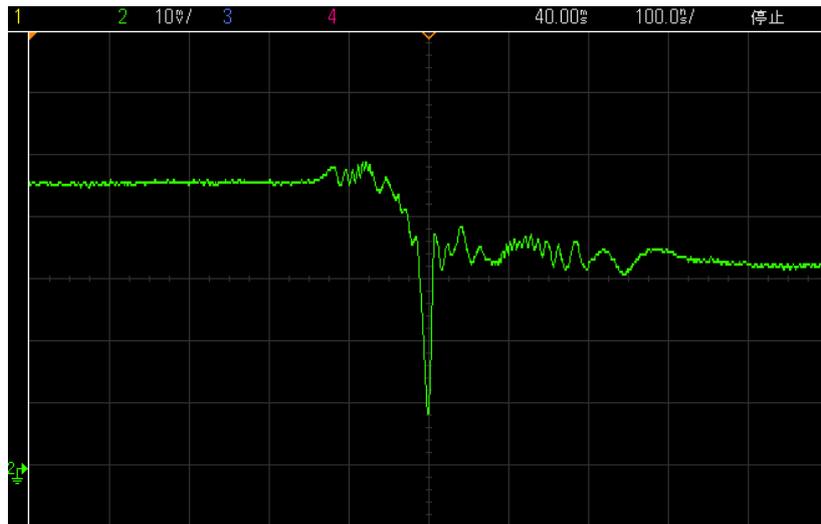


Fig. 3.11. Screen shot of oscilloscope of transmission spectrum.

このような共振が見えたら、パワーを上げる。パワーを上げるにつれて共振波長がシフトするので、それに合わせてレーザと BPF を調整する。パワーを 1 W 程度まで上げ終わったら、レーザの波長を上下させ光が最も強く共振する波長を探す。また、偏波コントローラも調整する。ポンプ光が共振していると、Figure 3.12. のようにコムパワー (赤) およびポンプパワー (黄) がスパイクのように立ち上がる。

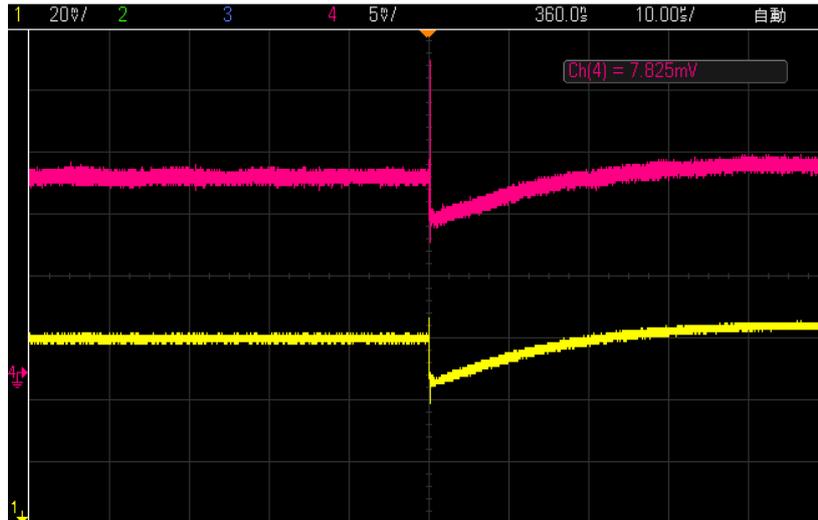


Fig.3.12. Screen shot of oscilloscope when light is entering the cavity. Yellow: pump power. Magenta: comb power.

この図の中心で波長のスキャンが行われており、その瞬間共振器に光が入り四光波混合を起こしている様子がスパイクのように見えている。なお、 V_{tune} はランプ波形が鈍るのを防ぐためにオシロスコープに接続していない。この時、 V_{tune} が小さく波長スイープの量が小さいと、ポンプ光がブルーデチューンの状態で止まるため、チューリングパターンコムや MI コムが観測されることがある [Figure 3.13.]。

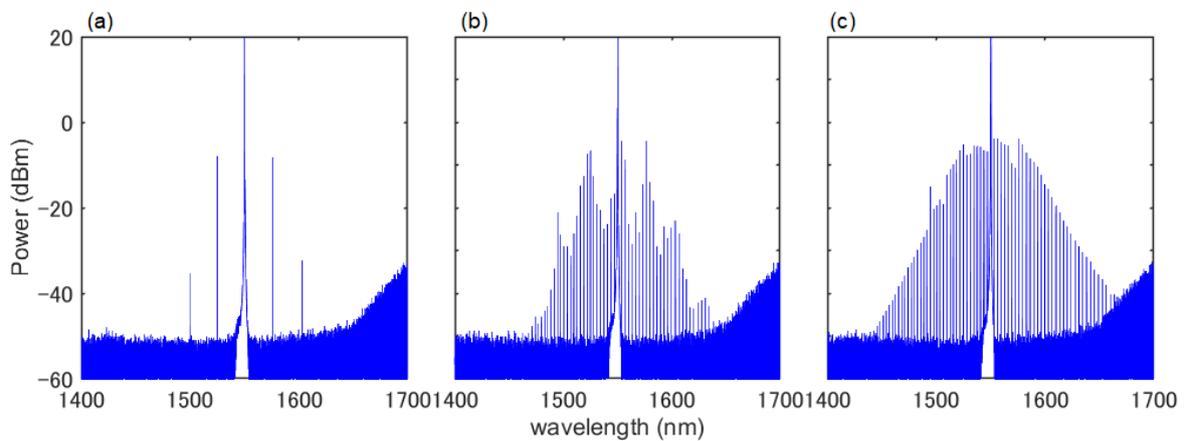


Fig.3.13. (a) The spectrum of Turing pattern comb. (b) The spectrum of shallow MI comb. (c) The spectrum of deep MI comb.

また、Figure 3.12. のコムパワーを拡大したものが Figure 3.14. である。



Fig. 3.14. Screen shot of oscilloscope with a 600 ns soliton step.

初めに四光波混合によってカオスな MI コムが発生し，その後およそ 600 ns と非常に短いソリトンステップが見えていることが分かる．本来ポンプパワーを観察してもソリトンステップは見えるが，ポンプ光のバックグラウンドが強くソリトンステップが見えにくいためコムパワーのみ見ている．この状態になったら V_{tune} のエンドポイント V_2 を調整していく．ソリトンステップが $50 \mu\text{s}$ まで伸びた時は Figure 3.15. のようになる．

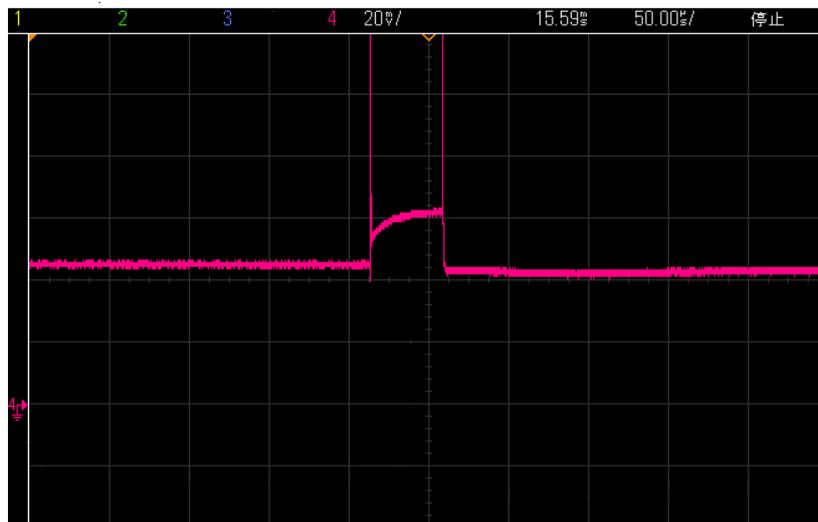


Fig. 3.15. Screen shot of oscilloscope with a $50 \mu\text{s}$ soliton step.

ソリトンステップが消える際にもスパイクが見えているが，これはサーマルリコイル (Thermal Recoil) と呼ばれる現象である．熱によって共振波長が長波長側に移動した，

もしくはポンプ光がドリフトによって短波長側に移動した際に共振器内に再び強く光が入るためこのように見える。さらに V_{tune} を調整していくと、Figure 3.16. のようにソリトンステップが 10 ms のオーダーまで伸びてくる。

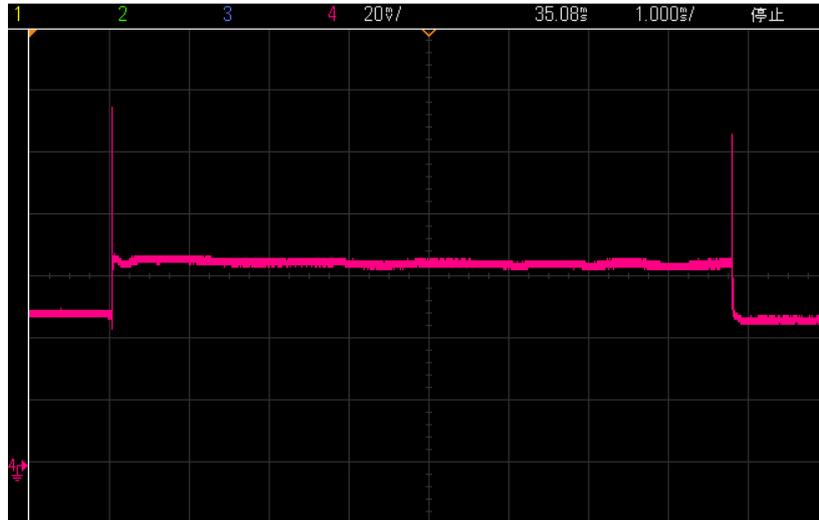


Fig. 3.16. Screen shot of oscilloscope with an 8 ms soliton step.

この時ステップが途切れているのはソリトン領域から外れてしまったのではなく、次の V_{tune} のスイープが始まってしまったためである。(i.e., V_{tune} が V_1 に戻ってしまった。) そのため、熱平衡状態でソリトン領域に達しているといえる。なお、この時ポンプ光は短波長側に移動するため、サーマルリコイルと同様の現象が見られる。この状態からさらに V_{tune} やレーザの波長をさらに調整する。すると、ほぼ 100% ソリトンステップが見えるようになるパラメータが見つかる。この時、 V_{tune} のスイープを単発で行うと、ソリトンコムを得ることができる。

ソリトンコムのスペクトルは Figure 3.17. のようになった。

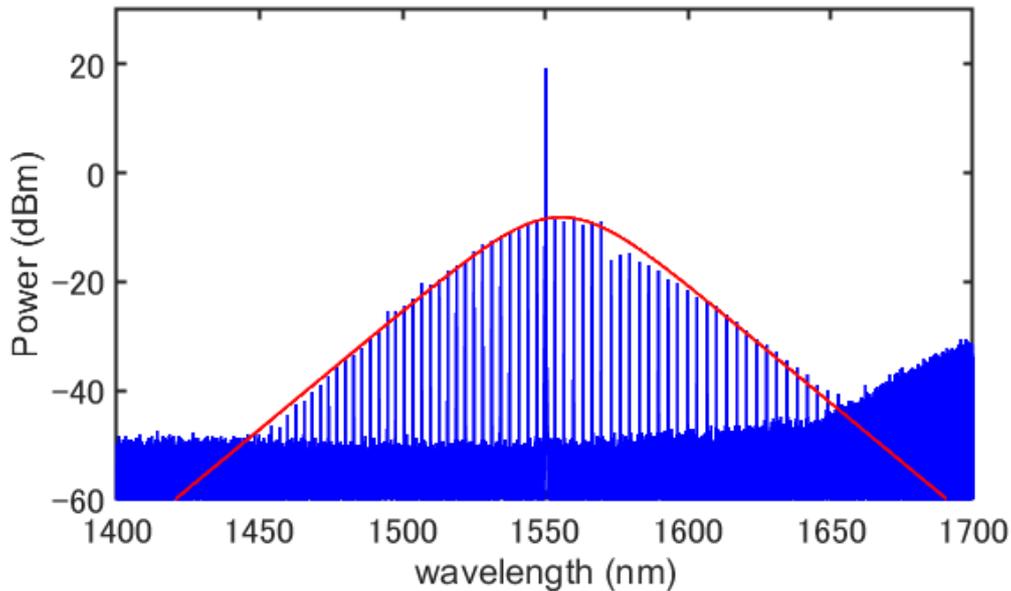


Fig. 3.17. Optical spectrum of a soliton comb state The red line shows the sech^2 envelope.

赤線はソリトンコムの理論的な包絡線である sech^2 を表す。ソリトンコムは 30 分以上安定した。この時の V_{tune} の値はそれぞれ $V_1 = 0.280 \text{ V}$, $V_2 = 2.80 \text{ V}$ であった。包絡線のピークがポンプ波長から若干長波長側にシフトしているのはラマンシフト (Raman Shift) による影響である [28]。

3.4 Pound-Drever-Hall (PDH) 法によるソリトンコム安定化

3.4.1 PDH 法のテスト

PDH 法を用いることで、ポンプ光の周波数を、共振から局部発振器の周波数だけ離れたところにロックできるという事は前述した通りである。これをソリトンコムに応用することで、デチューニングを固定し安定化を図ることができる [26]。まず初めに、PDH 法によるエラーシグナルが見えるかテストするために Figure 3.18. のようなセットアップで波長スキャンを行った。

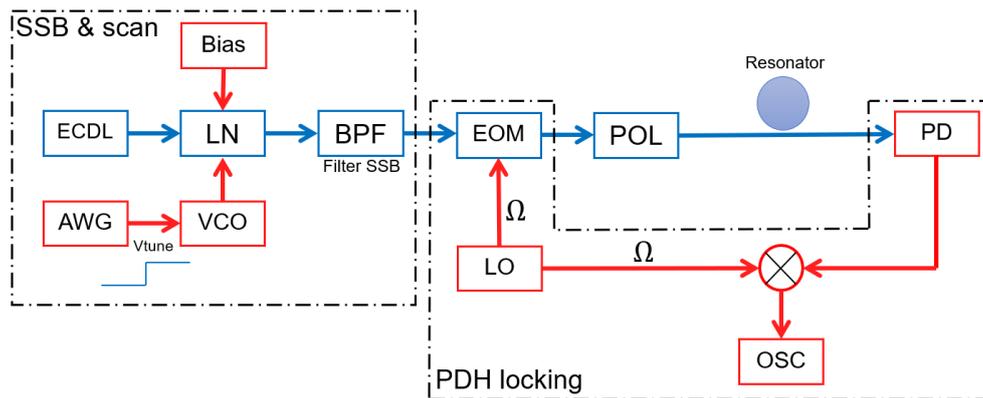


Fig. 3.18. Experiential setup of PDH method.

本来このセットアップでエラー信号を確認するには、Figure 3.18. のミキサーとオシロスコープの間に LPF が必要だが、局部発振器 (Local Oscillator; LO) の周波数 Ω がおよそ 600 MHz 程度とオシロスコープの帯域に対して非常に高いため省略した。共振線幅がおよそ 200 MHz であることを踏まえ、 V_{tune} の設定を $V_1 = 0.005$ V, $V_2 = 4.01$ V とし、ランプの持続時間 $t_2 = 10$ μs とした。 $\omega = 640$ MHz, 642 MHz, 643 MHz とした時のエラー信号は Figure 3.19. のようになった。

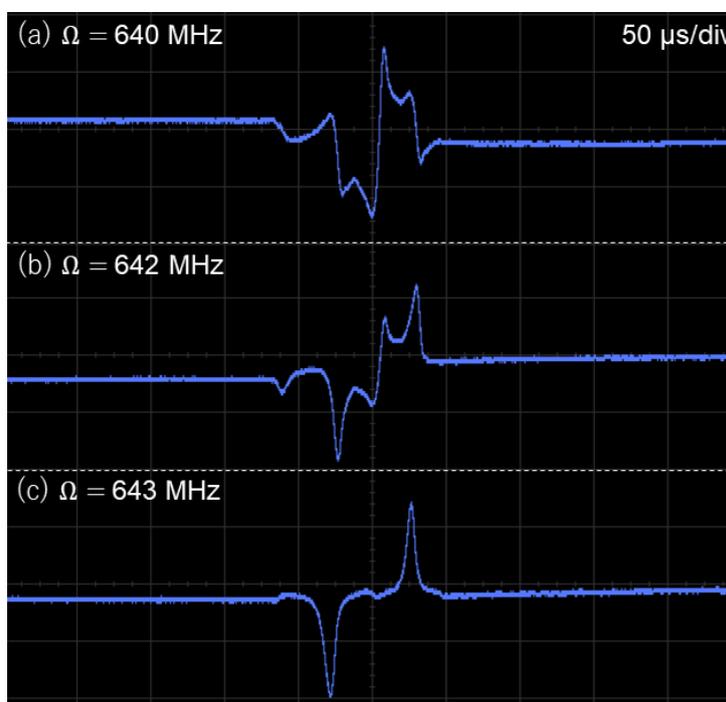


Fig. 3.19. Observed error signal. (a) $\Omega = 640$ MHz. (b) $\Omega = 642$ MHz. (c) $\Omega = 643$ MHz.

Figure 3.19. から分かるように、エラーシグナルの観測に成功した。 Ω を数 MHz 変えるだけでエラーシグナルが大きく変化することから、理想的なエラーシグナルを得るために局部発振器の信号の位相を制御する必要はないといえる。

3.4.2 PDH 法によるデチューニングロック

次に、ファストスキャンで生成したソリトンコムを PDH 法を用いてデチューニングロックするために、Figure 3.20. のようなセットアップを組んだ。

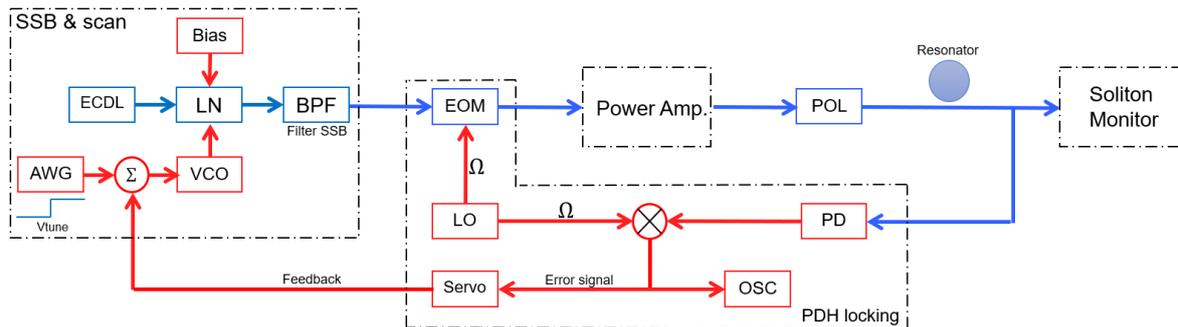


Fig. 3.20. Experimental setup for PDH locking and soliton generation.

Figure 3.8. と同じ部分は省略している。なお、ASE ノイズを切るための BPF は使用しなかった。サーボ (Servo) とはフィードバックをするためのデバイスで、入力したエラーシグナルを 0 V に保つように内部の PI 回路を用いて制御信号を発生させる。サーボからの信号は電圧加算器を通して VCO へフィードバックしている。この電圧加算器はオペアンプを用いて自作した。その外観と回路図を Figure 3.21. に示す。

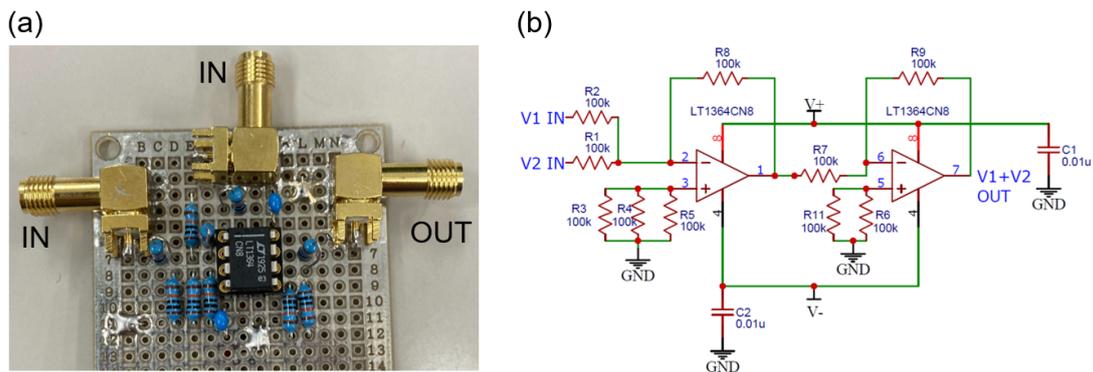


Fig. 3.21. (a) Voltage adder seen from above. (b) Circuit diagram of the voltage adder.

回路自体は一般的な反転電圧加算回路と反転電圧増幅回路を組み合わせたものである。しかし、 V_{tune} のランプ信号は比較的高速であるため、オペアンプに Linear Technology 社の「LT1364CN8」と呼ばれる高速なものを使用した。このオペアンプはスルーレート (オペアンプが応答できる単位時間当たりの電圧の変化を示すパラメータ) が $1000 \text{ V}/\mu\text{s}$ と非常に優れており、今回の用途では $3 \text{ V}/100 \text{ ns}$ 程度のランプ信号であるため十分余裕を持って応答できる。3.3.3 に従ってソリトンステップを伸ばした時、Figure 3.22. のようなエラーシグナルが観測された。なお、ファンクションジェネレータの出力はサイドバンドによる影響を減らすために 0 dBm で実験した。

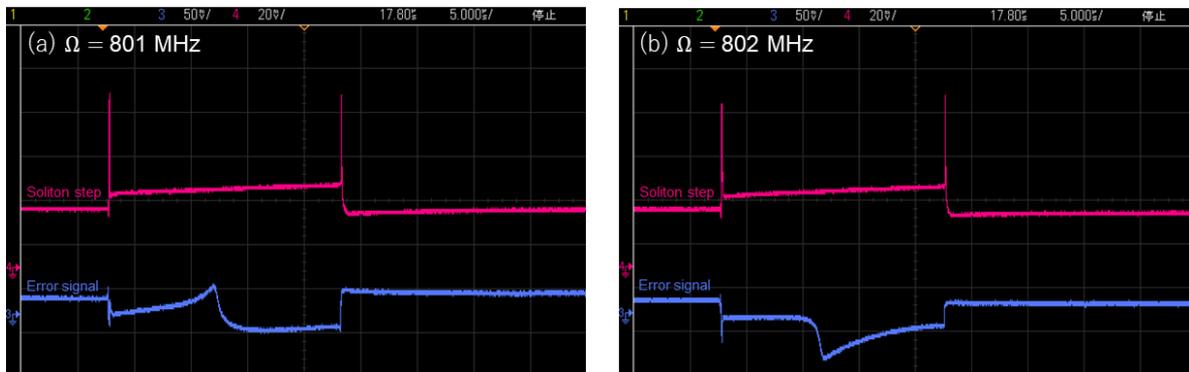


Fig. 3.22. Observed soliton step (magenta) and error signal (blue). (a) $\Omega = 801 \text{ MHz}$. (b) $\Omega = 802 \text{ MHz}$.

ポンプ光がソリトン領域から外れる前にエラーシグナルが変化している (i.e., デチューニングが変化している) 様子がこの図から見て取れる。サーマルリコイルが見えていることから、最終的にポンプ光はブルーデチューンな状態に戻っている。その際にポンプ光もしくはサイドバンドが共振を跨いだ時のエラーシグナルが観測されたと考えられる。さらにソリトンステップを伸ばし、ソリトン領域で熱平衡となるようにした時のエラーシグナルは 3.23.(a) のようになる。また、比較としてソリトン領域から外れた時のエラーシグナルも 3.23.(b) に載せている。

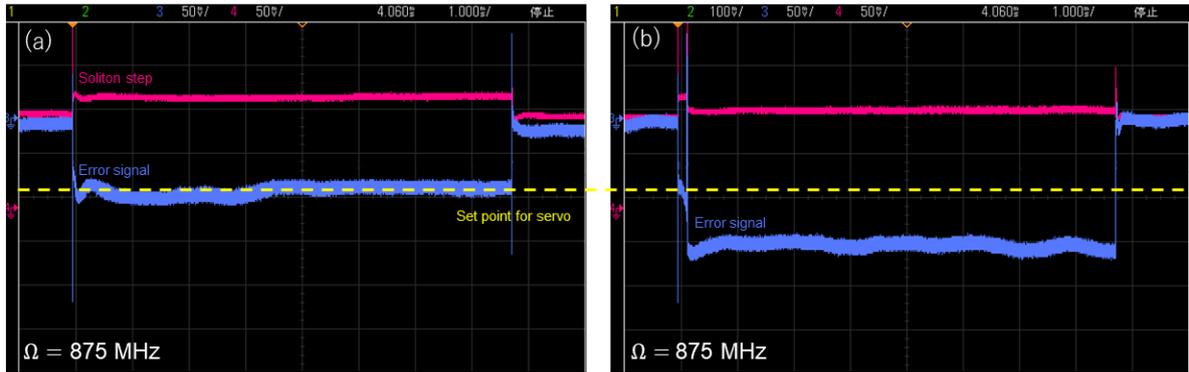


Fig. 3.23. Observed soliton step (magenta) and error signal (blue). Dashed yellow line shows the set point for servo. (a) Soliton is at equilibrium. (b) Soliton destabilizes after a short period of time.

ソリトンステップが見えている時のエラーシグナルを基準としてフィードバック制御を行えばデチューニングがロックされ、ソリトンコムを安定化すると考えられる。実際の手順は以下のようにした。まず、3.3.3で説明したようにソリトンステップが熱平衡になるように調整した後、 Ω を変化させる。3.23.に示すようなエラーシグナルが出た場合、単発でソリトンコムを発生させる。その状態でオシロスコープを見ながらエラーシグナルのセットポイントを微調整し、サーボを発動した。この時得られたソリトンコムのスペクトルと、長時間ソリトンコムを出し続けた時のスペクトルを Figure 3.24. に示す。この時、 $\Omega = 1.37$ GHzであった。

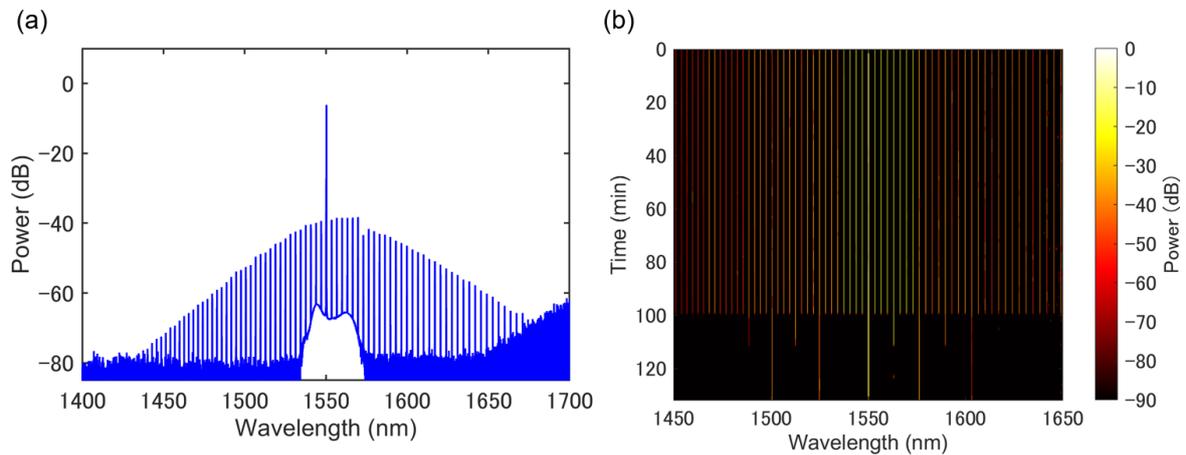


Fig. 3.24. (a) Optical spectrum of soliton comb with PDH. (b) Continuous soliton comb generation.

Figure 3.24.(b) から明らかなように、100 分を過ぎたところでソリトンコムは消滅し

てしまい、チューリングパターンコムが発生していることが分かる。先行研究では同様の実験を行い 24 時間以上安定して発生していたことを踏まえると^[26]、PDH 法によるデチューニングのロックが行えていなかった可能性が考えられる。1つの要因として考えられるのはエラーシグナルのセットポイントが、いわゆるゼロクロスポイントになかったことだろう。このことを説明するために、局部発振器の周波数が Ω の時 Figure 3.25. のようなエラーシグナルが得られるとする。

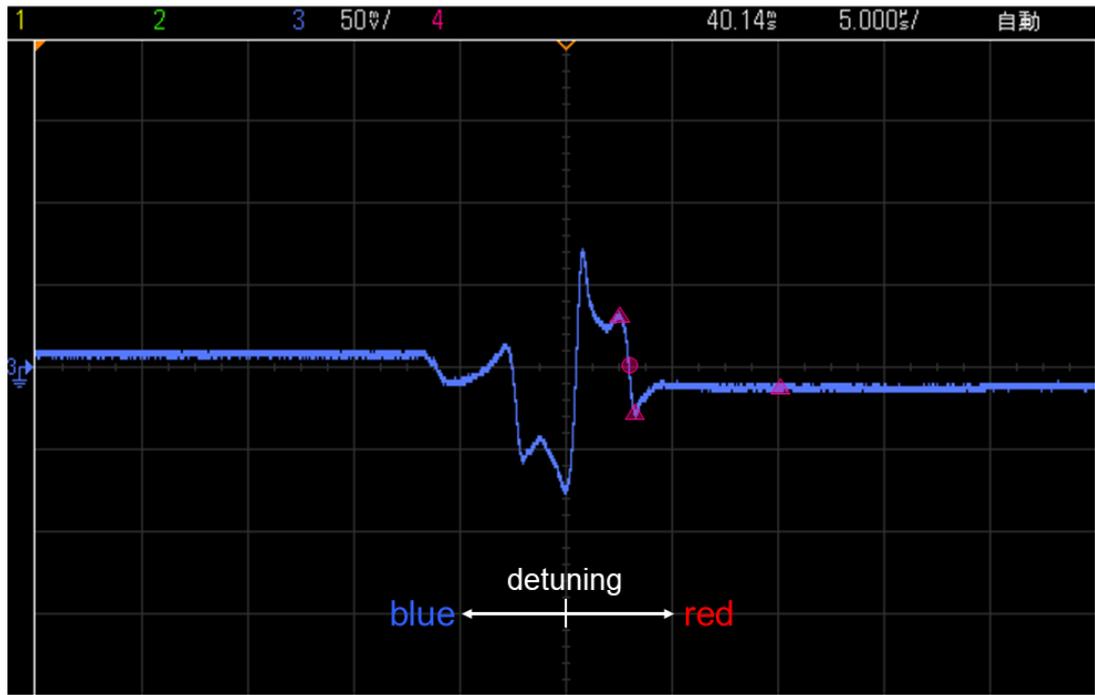


Fig. 3.25. Error signal and locking point. Circle marker: Suitable point for PDH locking (zero cross point). Triangular marker: Unsuitable point for PDH locking.

ソリトンコムはレッドデチューンの領域に存在することから、Figure 3.25. に示すエラーシグナルの右側にロックする必要があるのは明らかである。(i.e., 短波長側のサイドバンドが共振に入っている状態。) PDH 法はサイドロックとは違い、共振のディップの導関数(傾き)をエラーシグナルとするのが利点である。そのため、Figure 3.25. の赤い○で示した点でロックする必要がある。赤い△で示した点でロックした場合、デチューニングの増減がエラーシグナルの増減とは一致しないため、フィードバックを行うことが不可能になってしまう。今回の実験ではこのような点でロックしてしまい、ソリトンコムが安定したのは単にソリトンの自己安定性によるものだと考えられる。

第 4 部

結論

FSR400 GHz の SiN マイクロリング共振器において、SSB 変調器と VCO を用いて極めて速い速度で波長スキャンを行うファストスキャン法によるソリトンコムの発生を目指した。初めは連続でファストスキャンを行い、共振器内で四光波混合が起こっているのを確認した。VCO への入力信号である V_{tune} を調整していくとソリトンステップが伸びていくのが確認された。さらに調整を重ね、ソリトンステップが 10 ms のオーダーまで伸ばし、熱平衡が取れていることを確認した後にファストスキャンを単発で行ったところソリトンコムが発生した。ソリトンコムはフィードバックなしに 30 分以上安定して存在した。

次に、PDH 法によるソリトンコムの安定化を行うために、PDH 法のテストをした。SSB 変調器を用いて波長スキャンを行い、オシロスコープ上でエラーシグナルが見えることを確認した。また、局部発振器の周波数を変化させるとエラーシグナルも変化することも確認した。同様に V_{tune} の調整を行い、ソリトンステップが見えているときのエラーシグナルをサーボコントローラのセットポイントとして設定し、ソリトンコムを発生させた。そのとき、フィードバックを掛けたもののソリトンコムは 100 分程で消滅してしまった。フィードバックが掛けられなかったのは、エラーシグナルのセットポイントがゼロクロスポイントになかったことが理由だと考えられる。

参考文献

- [1] https://www.soumu.go.jp/menu_news/s-news/01kiban09_02000364.html
(閲覧日 2020 年 1 月 7 日)
- [2] Naoya Kuse, Thomas R. Schibli, and Martin E. Fermann, “Low noise electro-optic comb generation by fully stabilizing to a mode-locked fiber comb,” *Opt. Express* **24**, 16884-16893 (2016).
- [3] Vahid Ataie, Eduardo Temprana, Lan Liu, Evgeny Myslivets, Bill Ping-Piu Kuo, Nikola Alic, and Stojan Radic, “Ultrahigh Count Coherent WDM Channels Transmission Using Optical Parametric Comb-Based Frequency Synthesizer,” *J. Lightwave Technol.* **33**, 694-699 (2015).
- [4] 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).
- [5] 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 Photon* **8**, 145-152 (2014).
- [6] 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).
- [7] Myoung-Gyun Suh, Xu Yi, Yu-Hung Lai, S. Leifer, Ivan S. Grudinin, G. Vasisht, Emily C. Martin, Michael P. Fitzgerald, G. Doppmann, J. Wang, D. Mawet, Scott B. Papp, Scott A. Diddams, C. Beichman and Kerry Vahala, “Searching for exoplanets using a microresonator astrocomb,” *Nature Photon* **13**, 25-30 (2019).
- [8] E. Obrzud, M. Rainer, A. Harutyunyan, M. H. Anderson, J. Liu, M. Geiselmann, B. Chazelas, S. Kundermann, S. Lecomte, M. Cecconi, A. Ghedina, E. Molinari, F. Pepe, F. Wildi, F. Bouchy, T. J. Kippenberg, and T. Herr, “A microphotonic astrocomb,” *Nat. Photonics* **13**, 31-35 (2019).
- [9] Ikeda, K., Saperstein, R. E., Alic, N. and Fainman, Y., “Thermal and Kerr nonlinear properties of plasma-deposited silicon nitride/silicon dioxide waveguides,”

- Opt. Express **16**, 12987-12994 (2008).
- [10] Martin H. P. Pfeiffer, Arne Kordts, Victor Brasch, Michael Zervas, Michael Geiselmann, John D. Jost, and Tobias J. Kippenberg, “Photonic Damascene process for integrated high-Q microresonator based nonlinear photonics,” *Optica* **3**, 20-25 (2016).
- [11] Martin H. P. Pfeiffer, Clemens Herkommer, Junqiu Liu, Hairun Guo, Maxim Karpov, Erwan Lucas, Michael Zervas, and Tobias J. Kippenberg, “Octave-spanning dissipative Kerr soliton frequency combs in Si_3N_4 microresonators,” *Optica* **4**, 684-691 (2017).
- [12] V. Brasch, M. Geiselmann, T. Herr, G. Lihachev, M. H. Pfeiffer, M. L. Gorodetsky, and T. J. Kippenberg, “Photonic chip – based optical frequency comb using soliton Cherenkov radiation,” *Science* **351**, 357-360 (2016).
- [13] Reichert, J., Holzwarth, R., Udem, Th. and Hänsch, T. W., “Measuring the frequency of light with modelocked lasers,” *Opt. Commun.* **172**, 59-68 (1999).
- [14] Tal Carmon, Lan Yang, and Kerry J. Vahala, “Dynamical thermal behavior and thermal self-stability of microcavities,” *Opt. Express* **12**, 4742-4750 (2004).
- [15] V. Brasch, M. Geiselmann, M. H. P. Pfeiffer, and T. J. Kippenberg, “Bringing shortlived dissipative Kerr soliton states in microresonators into a steady state,” *Opt. Express* **24**, 29312-29320 (2016).
- [16] Xu Yi, Qi-Fan Yang, Ki Youl Yang, and Kerry Vahala, “Active capture and stabilization of temporal solitons in microresonators,” *Opt. Lett.* **41**, 2037-2040 (2016).
- [17] Shuangyou Zhang, Jonathan M. Silver, Leonardo Del Bino, Francois Copie, Michael T. M. Woodley, George N. Ghalanos, Andreas Ø. Svela, Niall Moroney, and Pascal Del’Haye, “Sub-milliwatt-level microresonator solitons with extended access range using an auxiliary laser,” *Optica* **6**, 206-212 (2019).
- [18] H. Zhou, Y. Geng, W. Cui, S.-W. Huang, Q. Zhou, K. Qiu, and C. Wei Wong, “Soliton bursts and deterministic dissipative Kerr soliton generation in auxiliary-assisted microcavities,” *Light Sci. Appl.* **8**, 50 (2019).
- [19] Jordan R. Stone, Travis C. Briles, Tara E. Drake, Daryl T. Spencer, David R. Carlson, Scott A. Diddams, and Scott B. Papp, “Thermal and Nonlinear Dissipative-Soliton Dynamics in Kerr-Microresonator Frequency Combs,” *Phys. Rev. Lett.* **121**, 063902 (2018).

- [20] D. T. Spencer, T. Drake, T. C. Briles, J. Stone, L. C. Sinclair, C. Fredrick, Q. Li, D. Westly, B. R. Ilic, A. Bluestone, N. Volet, T. Komljenovic, L. Chang, S. H. Lee, D. Y. Oh, M.-G. Suh, K. Y. Yang, M. H. P. Pfeiffer, T. J. Kippenberg, E. Norberg, L. Theogarajan, K. Vahala, N. R. Newbury, K. Srinivasan, J. E. Bowers, S. A. Diddams, and S. B. Papp, “An optical-frequency synthesizer using integrated photonics,” *Nature* **557**, 81-85 (2018).
- [21] W. Liang, D. Eliyahu, V. S. Ilchenko, A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, D. Seidel, and L. Maleki, “High spectral purity Kerr frequency comb radio frequency photonic oscillator,” *Nat. Commun.* **6**, 7957 (2015).
- [22] Joerg Pfeifle, Victor Brasch, Matthias Lauer mann, Yimin Yu, Daniel Wegner, Tobias Herr, Klaus Hartinger, Philipp Schindler, Jingshi Li, David Hillerkuss, Rene Schmogrow, Claudius Weimann, Ronald Holzwarth, Wolfgang Freude, Juerg Leuthold, Tobias J. Kippenberg and Christian Koos, “Coherent terabit communications with microresonator Kerr frequency combs,” *Nature Photon* **8**, 375-380 (2014).
- [23] P. Marin-Palomo, J. N. Kemal, M. Karpov, A. Kordts, J. Pfeifle, M. H. P. Pfeiffer, P. Trocha, S. Wolf, V. Brasch, M. H. Anderson, R. Rosenberger, K. Vijayan, W. Freude, T. J. Kippenberg, and C. Koos, “Microresonator-based solitons for massively parallel coherent optical communications,” *Nature* **546**, 274-279 (2017).
- [24] Xu Yi, Qi-Fan Yang, Ki Youl Yang, Myoung-Gyun Suh, and Kerry Vahala, “Soliton frequency comb at microwave rates in a high- Q silica microresonator,” *Optica* **2**, 1078-1085 (2015).
- [25] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward, “Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator,” *Appl. Phys. B* **31**, 97-105 (1983).
- [26] Naoya Kuse, Tomohiro Tetsumoto, Gabriele Navickaite, Michael Geiselmann, and Martin E. Fermann, “Continuous scanning of a dissipative Kerr-microresonator soliton comb for broadband, high-resolution spectroscopy,” *Opt. Lett.* **45**, 927-930 (2020).
- [27] Guo, H., Karpov, M., Lucas, E. et al. “Universal dynamics and deterministic switching of dissipative Kerr solitons in optical microresonators,” *Nature Phys.* **13**, 94-102 (2017).

- [28] Maxim Karpov, Hairun Guo, Arne Kordts, Victor Brasch, Martin H. \boxtimes P. Pfeifer, Michail Zervas, Michael Geiselmann, and Tobias J. Kippenberg, “Raman Self-Frequency Shift of Dissipative Kerr Solitons in an Optical Microresonator,” *Phys. Rev. Lett.* **116**, 103902 (2016).