

Keio University



2018 年度（平成 30 年度）

アニュアルレポート



慶應義塾大学

理工学部電子工学科

田邊フォトリック構造研究室

目次

* ごあいさつ	1
* 研究室メンバー一覧	2
* 研究活動報告	3
『単一微小光共振器中のデュアルコム発生とソリトン補足』	4
『超高 Q 値微小光共振器に対する最適な精密分散測定法の検討』	6
『フッ化マグネシウム結晶微小光共振器を用いた 散逸性カーソリトン発生に向けた取り組み』	8
『分散制御された結晶共振器の高 Q 値化』	10
『フッ化カルシウム微小結晶共振器を用いた熱振動抑制への取り組み』	12
『小型モード同期レーザ開発に向けたエルビウム添加微小光共振器の作製』	15
『Er + CNT によるモードロック条件の理論計算による解明』	17
『シリカトロイド結合共振器によるブリルアンレーザの安定化』	19
『磁気光学効果を用いた非相反デバイスの提案と数値解析』	21
* 資料の部	23
論文・会議発表	24
学位論文題目	27
国際シンポジウム開催	28

ごあいさつ

皆さまには、慶應義塾大学理工学部電子工学科田邊フォトニック構造研究室の育活動に、日頃より多大なご支援とご関心をお寄せ頂きまして感謝申し上げます。

私儀となりますが、この度 2018 年 4 月 1 日付けで教授職を拝命いたしました。2011 年に第 1 期生の学生となる学部 4 年生を研究室に迎え入れて以来、皆様方の暖かいご支援のおかげで、博士学生を含む卒業生を社会に送り出すことができるようになりました。2018 年度も 2 名の博士課程学生の学生が修了していきました。まだ若い研究室ですので、卒業生の数こそ多くはありませんが、多様性に富んだ卒業生を社会に送り出すことができていることを誇りに思うとともに、皆さまのご協力に深く感謝いたします。



2018 年度も 20 名弱の現役学生が在籍する所帯となり、学生と共に研究活動に取り組んでまいりました。研究の可能性と拡がりに若い彼らと一緒に心躍らせながら、イノベーティブな活動を続けていきたいとの熱い気持ちを新たにしております。

本年度の大きなイベントとしては、12 月 4 日～6 日にかけて慶應義塾大学日吉キャンパスにて開催した、KEIO Symposium on Microresonator Frequency Comb の国際ワークショップが挙げられます。国内外から、光周波数コム研究の第一人者をお呼びして、当該分野の興隆に貢献できたと自負しております。国際シンポジウムでは、学部 4 年生も含めて研究室学生がトップ研究者に最新研究成果を発表することで、大きく成長しました。

我々が取り組んでいる研究分野は、研究の一つ一つの要素が高度に専門化してきており、全ての技術要素を、単一研究室でカバーするのは容易ではありません。今後は、国内外の研究者の皆さま方と協力しながら研究を進めることがますます重要となってきています。学生も含めたメンバーが研究室に閉じこもることがないように、今後も国際化や人的交流を進めていきたいと思っております。

2018 年度に取り組んだ具体的な研究成果について報告いたします。私どもの活動にご関心を持たれましたら、ご連絡いただけましたら幸いに存じます。

2019 年 11 月
慶應義塾大学理工学部電子工学科
教授 田邊孝純

研究室メンバー一覧

教授

田邊孝純

秘書

小野寺かほる

博士課程

ヌル アシキン ビンティ ダウド

慶應義塾大学大学院・博士課程修了・博士(工学)

鈴木良

慶應義塾大学大学院・博士課程修了・博士(工学)

藤井瞬

慶應義塾大学大学院在学

日本学術振興会特別研究員(DC1)

修士 2 年生:第 6 期生(2016 年度卒業生)

上岡直隆

慶應義塾大学大学院修了

久保田啓寛

慶應義塾大学大学院修了

熊崎基

慶應義塾大学大学院在学

湊田美夏

慶應義塾大学大学院修了

本多祥大

慶應義塾大学大学院修了

鈴木智生サムエル

慶應義塾大学大学院在学(DD) (2017/9～)

修士 1 年生:第 7 期生(2017 年度卒業生)

石田蘭丸

慶應義塾大学大学院在学

金セイ基

慶應義塾大学大学院在学

ホフ, ジョスリン ジャック

慶應義塾大学大学院在学(DD) (2018/9～)

学部 4 年生:第 8 期生(2018 年度卒業生)

長谷川穂

慶應義塾大学卒業 (2018/9 卒)

伊藤瑞生

慶應義塾大学卒業 (他大学大学院進学)

今村陸

慶應義塾大学大学院進学

奥屋直

慶應義塾大学在学

田中脩矢

慶應義塾大学大学院進学

半田浩一郎

慶應義塾大学大学院進学

研究活動報告

単一微小光共振器中のデュアルコム発生とソリトン補足

鈴木 良 (D3)

微小光共振器周波数コム(マイクロコムや光カーコムなどと呼ばれる)は、パルスレーザとして 10 から 1000 GHz の高い繰り返し周波数を持ち、これは速いスキャン速度を要するデュアルコム分光や LiDAR と相性が良い。本研究では、単一の微小光共振器中でのデュアルコム発生とソリトン補足について、シミュレーションと解析を行った。この時、共振器中のデュアルコムは偏光が直交する 2 つのポンプレーザで励起されるモデルを用いた。この計算結果は、単一共振器中のデュアルコム発生過程を示し、条件に依存してソリトン伝搬やソリトン補足が起こることを示した。

キーワード: 微小光共振器, マイクロコム, デュアルコム, ソリトン補足

1. 序論

微小光共振器周波数コム(マイクロコムや光カーコムなどと呼ばれる)は、パルスレーザとして用いられ、高 Q 値と小さなモード体積を活かした低パワー駆動や小型化、共振モード間隔(FSR)と一致する高い繰り返し周波数などの特徴がある[1]。その繰り返し周波数は 10 から 1000 GHz 程度であり、チタンサファイアレーザやファイバレーザなどの従来のパルスレーザが持つ 10 GHz 以下よりも非常に高い値を持つ。このマイクロコムは、連続光ポンプレーザを高い周波数から低い周波数に掃引しながら、誘電体材料共振器を励起することで、四光波混合を利用して発生する。

微小光共振器中でマイクロコムの各位相を揃えたソリトン(モード同期)マイクロコムの実証により、波長多重光通信やマイクロ波発振器、光周波数シンセサイザ、デュアルコム分光・LiDAR などの、多くの応用への道が開かれた[1]。

デュアルコム応用では、繰り返し周波数のわずかに異なる 2 つのパルス列を利用するが、これにマイクロコムを用いると、分光や LiDAR において速いスキャン速度が可能となる。その理由は、このスキャン速度はパルス列の繰り返し周波数差と一致するため、繰り返し周波数が大きいマイクロコムを用いると、低雑音で大きな繰り返し周波数差の実現が可能となる。つまり、デュアルコム応用において、ソリトンマイクロコムの繰り返し周波数は重要なパラメータとなる。

微小光共振器系において、デュアルコムを発生させる方法はいくつかある。一つは、単一共振器の二つ

の異なる横モード(mode family と呼ばれる)をポンプする方法である。このシステムでは、二つのコムが同じ共振器(機械的振動や熱的揺らぎ)とフィードバック機構を共有することで、コム同士の相対的なコヒーレンスが維持される。

図 1 に示すように、二つの異なる横モードをポンプする時、独立した二つのレーザ周波数を制御することで、異なる共振周波数をポンプする。そして、ポンプ周波数とポンプモードの共振器分散の制御により大きな周波数差が得られる。また、共振器サイズと分散設計により、繰り返し周波数差をマイクロ波領域(数 10 GHz 以下)に制御することが可能であろう。このような二つの共振モードは、単一レーザから電気光学変調器を用いて、同時にポンプすることが出来る。

本研究では、結合 Lugiato-Lefever 方程式(LLE)を用いて、単一共振器中のデュアルコム発生についてシミュレーションと解析を行い、特にデュアルコム間のソリトン補足について詳細に調べた[2]。

2. シミュレーションモデル

マイクロコムの発生は LLE によりシミュレーション計算ができる[3]。二つのマイクロコム発生を計算するためには、相互位相変調(XPM)と繰り返し周波数差を考慮して、LLE を連立する必要がある。(1)と(2)式は、共振器光内部場 a と b の時間発展を表す結合 LLE であり、二つの内部場の偏光は直交している。

$$\frac{\partial a}{\partial t} = -\frac{\kappa_{(a)}}{2}a + i\Delta\omega_{0(a)}a + i\frac{D_{2(a)}}{2}\frac{\partial^2 a}{\partial \phi^2} + ig_{(a)}(|a|^2 + \sigma|b|^2)a + \sqrt{\kappa_{c(a)}}s_{in(a)} + \frac{\Delta D_1}{2}\frac{\partial a}{\partial \phi} \quad (1)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} = -\frac{\kappa_{(b)}}{2}b + i\Delta\omega_{0(b)}b + i\frac{D_{2(b)}}{2}\frac{\partial^2 b}{\partial \phi^2} + ig_{(b)}(|b|^2 + \sigma|a|^2)a + \sqrt{\kappa_{c(b)}}s_{in(b)} - \frac{\Delta D_1}{2}\frac{\partial b}{\partial \phi} \quad (2)$$

ここで、 t は時間、 ϕ は共振器 1 周内の位置を表す位相ある。 $\kappa_{(*)}$, $\kappa_{i(*)}$, $\kappa_{c(*)}$ は、それぞれ内部場の共振器減衰率、固有減衰率、導波路結合率を表す。これらは $\kappa_{(*)} = \kappa_{i(*)} + \kappa_{c(*)}$ の関係がある。(*)は(a)か(b)を表す。 $\Delta\omega_{0(*)}$ は $\Delta\omega_{0(*)} = \omega_{p(*)} - \omega_{0(*)}$ に従うポンプ周波数 $\omega_{p(*)}$ と共振周波数 $\omega_{0(*)}$ の間のデチューニングを表す。一つの横モードの共振周波数はテイラー展開を用いて、 $\omega_{\mu(*)} = \omega_{0(*)} + D_{1(*)}\mu + D_{2(*)}\mu^2/2 + \dots$ と表し、 μ は

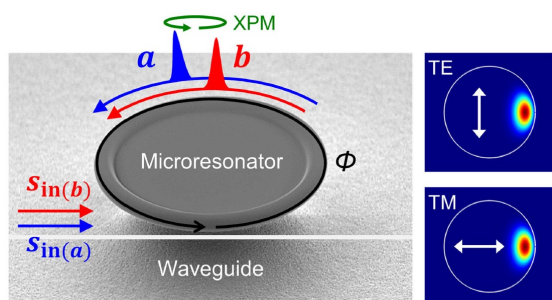


図 1 : 直交偏光デュアルポンプのシミュレーションモデル(左)と TE・TM モードの強度分布(右)。共振器内をソリトン伝搬するデュアルコムは XPM により伝搬速度が変化する。

ポンプモードを基準とした相対的なモード番号である。 $D_{1(*)}$ は共振器 FSR, $D_{2(*)}$ は 2 次分散, $g_{(*)}$ は $g_{(*)} = (\hbar\omega_0^2 n_2 D_{1(*)}) / (2\pi n^2 A_{\text{eff}(*)})$ に従う非線形係数, \hbar は換算プランク定数, n_2 は非線形屈折率, n は屈折率, $A_{\text{eff}(*)}$ は有効モード面積である。 σ は XPM 係数(直交偏光の場合は $\sigma = 2/3$ となる), $s_{\text{in}(*)}$ は $s_{\text{in}(*)} = \sqrt{P_{(*)} / \hbar\omega_{0(*)}}$ に従う入力場, $P_{(*)}$ は入力パワー, ΔD_1 は $\Delta D_1 = D_{1(b)} - D_{1(a)}$ に従う共振器 FSR の差である。

本研究に用いた結合 LLE は以下である。

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = -(1 + i\alpha_{(u)})u + i\beta_{(u)} \frac{\partial^2 u}{\partial \phi^2} + i(|u|^2 + \sigma|v|^2)u + F_{(u)} + \gamma \frac{\partial u}{\partial \phi} \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} = -(1 + i\alpha_{(v)})v + i\beta_{(v)} \frac{\partial^2 v}{\partial \phi^2} + i(|v|^2 + \sigma|u|^2)v + F_{(v)} - \gamma \frac{\partial v}{\partial \phi} \quad (4)$$

ここで, $\kappa = \kappa_{(a)} = \kappa_{(b)}$ と $g = g_{(a)} = g_{(b)}$ を想定した。各パラメータは $\tau = kt/2$, $u = a\sqrt{2g/\kappa}$, $v = b\sqrt{2g/\kappa}$, $\alpha_{(**)} = -2\Delta\omega_{0(*)}/\kappa$, $\beta_{(**)} = D_{2(*)}/\kappa$, $\gamma = \Delta D_1/\kappa$, $F_{(**)} = (2s_{\text{in}(*)}/\kappa)\sqrt{2g\kappa_{c(*)}/\kappa}$ に従い, $\{(*), (**)\}$ は $\{(a), (u)\}$ か $\{(b), (v)\}$ を表す。 $\sigma = 0$ と $\Delta D_1 = 0$ にした場合は, (1)-(4)式は結合していない 2 つの基本的な LLE となる。

3. シミュレーション結果

図 2 は, α を負から正の値に変化させた時の, 直交した偏光を持つ横モードにおける, マイクロコムスペクトルと波形の変化を表す。シミュレーションは MATLAB を使用し, スプリットステップフーリエ法を用いて計算した。各横モードの計算したモード数は 1023 である。計算に用いたパラメータは $\alpha = \alpha_{(u)} = \alpha_{(v)}$, $\beta_{(u)} = \beta_{(v)} = 0.01$, $\gamma = 0.3$, $F_{(u)} = F_{(v)} = 4$ である。 γ は値を持つため, 図 2 (b) の $\tau = 70 \sim 100$ において, 二つのソリトンマイクロコムは異なる速度で共振器内を伝搬している。しかし, 白矢印で示す $\tau > 100$ では, XPM により伝搬速度が補正され, 二つのソリトンマイクロコムが同じ速度で伝搬している。

図 2 (b) の上段の結果では, ソリトン補足されたソリトンマイクロコムは, 元の内部場 u のソリトンマイクロコムを種として発生している。一方で, 図 2 (b) の下段の結果では, 内部場 v のソリトン補足マイクロコムは, 内部場 u に誘起され発生している ($\tau = 90$ 付近)。このように, ソリトン補足されたマイクロコムは, 二つの内部場のどちらかを種として発生した。

図 3 は, 図 2 の $\tau = 120$ における, コムのスペクトルと波形を示す。図 3 (a) に示されるように, XPM によって群速度の補正とスペクトル包絡線の中心周波数シフトが反対方向に生じる。二つの内部場 $a(u)$ と $b(v)$ において, シフト量 $\Delta\mu$ はそれぞれ $\Delta\mu = \Delta\omega_c / D_1 = \pm \Delta D_1 / (2D_2)$ に従う。ここで, $\Delta\omega_c$ は中心周波数のシフト量であり, $\text{rad} \cdot \text{Hz}$ の単位を持つ。この理論値とシミュレーションで得られたシフト量はよく一致した。図 3 では, それぞれの横モードにおいて, 単一のソリトン補足されたマイクロコムが発生した場合を示し

たが, 共振器内のソリトン数はデュアルポンプでない場合と同様にランダムとなっていた。

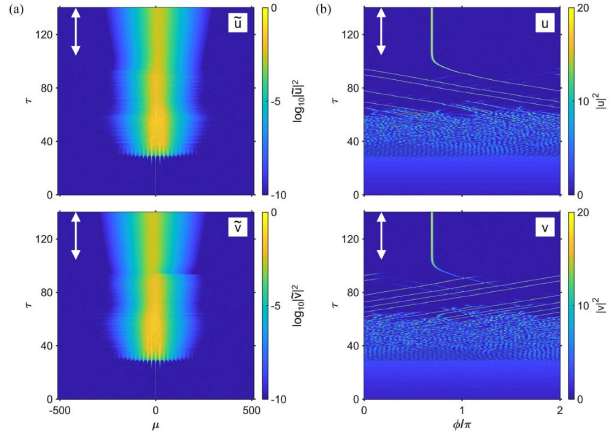


図 2 : α を負から正の値に変化させた時の, マイクロコムスペクトルと波形の変化。白矢印は, 2 つのソリトンマイクロコム間で, XPM によりソリトン補足が生じている領域を表す。

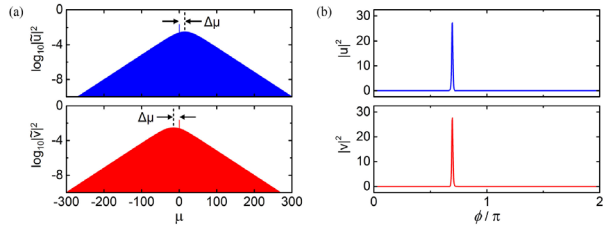


図 3 : 図 2 の $\tau = 120$ における, 各横モードの, ソリトン補足が生じている際のマイクロコムの (a) スペクトルと (b) 波形。ソリトン補足は XPM により誘起され, 周波数領域で包絡線のシフトが生じ, また空間領域で二つのソリトンマイクロコムが同じ位置に維持される。

4. 結論

本研究は, 単一共振器内のデュアルコム発生とソリトン補足について, シミュレーション計算と解析を行った。この時, 二つの横モードは直交した偏光 (TE と TM モード) を持つポンプ光により励起される。このシミュレーションモデルは結合 LLE を用い, XPM と繰り返し周波数差を導入した。計算では, 微小光共振器内のデュアルコム発生とソリトン補足が発生する条件について調査した [2]。

参考文献

- [1] T. J. Kippenberg, *et al.*, Science **361**, eaan8083 (2018).
- [2] R. Suzuki, *et al.*, IEEE Photon. J. **11**, 6100511 (2019).
- [3] Y. K. Chembo, Nanophotonics **5**, 214–230 (2016).

超高 Q 値微小光共振器に対する最適な精密分散測定法の検討

田中 脩矢 (B4)

微小光共振器の内部で発生する光周波数コム(マイクロコムもしくは光 Kerr コム)は、超短パルス光源として GHz-THz に達する極めて高い繰り返し周波数を有し、広範な分野への応用可能性を秘めた注目の光学現象である。フッ化マグネシウム(MgF₂)の結晶から作製されたウィスパリングギャラリモード(WGM)微小光共振器は、10⁸に至る極めて高い Q 値と小さいモード体積の双方を実現するため、マイクロコムを効率的に発生させることができる。しかしながら、その発生には共振器の分散が強い影響を与える。それゆえ分散を制御および精密に測定することができれば、マイクロコム発生における更なるブレイクスルーがもたらされる。本研究では、nm のオーダーで調整可能な超精密機械加工によって設計、および作製した超高 Q 値 MgF₂ 共振器に対して、その分散を異なる手法で以って精密に測定し、結果の評価および各手法の比較を行なった。この結果、各手法間で有意な差が見られ、理論計算とも良く一致することが確認できた。

キーワード: 微小光共振器, マイクロコム, 分散測定, 超精密機械加工

1. 序論

微小光共振器内で発生する光周波数コム(マイクロコム)は、近年各コム成分の位相を揃えたソリトン化(モード同期)が実証されたことにより、光通信や RF 発振器、分光、測距、果ては天文学に至るまで、多くの応用への道が開かれ、超高速のパルス光源として衆目を集めている[1]。その繰り返し周波数は共振器の共振モード間隔(free spectral range; FSR)と一致し、GHz から THz に達する極めて高い領域となる。チタンサファイアレーザやファイバレーザといった既存のパルスレーザが有する繰り返し周波数(10 GHz 以下)と比較すればその差は歴然である。その一方で、共振器の高 Q 値と小モード体積ゆえ、低パワー駆動や小型化が可能であるという利点も併せ持つ[1]。

WGM 共振器において、 m 番目の共振モード周波数は以下に表される。

$$\omega_m = \frac{2\pi c}{L \cdot n(\omega)} m \quad (1)$$

c は光速、 L は共振器長である。単一周波数のポンプ光が共振し内部パワーが閾値を超えると、非線形光学効果の四光波混合(four wave mixing; FWM)が連鎖的に起き、周波数軸上で等間隔(FSR と一致)に並んだマイクロコムが発生する。共振器の有する分散 $n(\omega)$ により、実際の FSR が共振周波数そのものに応じて徐々に変化し、マイクロコムの周波数広がりに影響を及ぼすこととなる。基本的には異常分散を要するが、これは異常分散と光 Kerr 効果による共振周波数変化が打ち消しあうためである。両者の釣り合いにより広い周波数範囲で FSR がほぼ一定になり、マイクロコムの周波数広がり補助される。したがって、マイクロコム発生に向けて、共振器分散の考慮は不可欠な技術要素であると言える。

分散の影響は、ポンプ光の入る共振モードを中心とし、相対的に数えて μ 番目の共振モード周波数を Taylor 展開した次式で表現される。

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

ここで、 ω_0 はポンプモードの周波数、 D_1 は分散が無い時の共振器 FSR に対応し、 D_2 以降の係数が分散

の影響を表している。多くの場合は 3 次以上の項を無視することができ、 D_2 のみを分散として扱う。

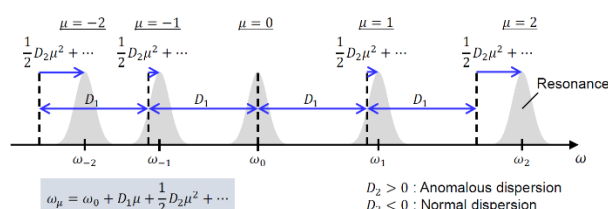


Fig. 1: 分散を考慮入れた共振モードの概念図

また、これら(1),(2)式は特定の横モードにおいてのみ成り立つ。共振器はマルチモード導波路であるため、異なる横モードが相互作用してモード結合を生じる。この結果、本来コム線の 1 つを生成するはずの共振モードが影響を受け、マイクロコム発生が阻害される。分散測定を行うとこういったモード結合の情報も得られるため、やはり精密な測定が求められる。

本研究では、1 つの共振器を用いていくつかの分散測定手法を同時に実施し、各々の得られた測定結果を精密性の観点から検討した。

2. 分散測定の方法

分散測定は、広範囲で共振器の透過スペクトルを得てそれらのピーク間隔を求めればよい。「1 つの共振スペクトルに対するサンプル数の確保」、「ピーク間隔の測定精度」の 2 点が重要である。以後、後者を「測定精度」と呼称する。(2)式に基づきピーク間隔の傾向を 2 次関数でフィッティングして D_2 を得る。

共振器は Q 値が高まるほど共振スペクトルの線幅が狭くなるため、高い分解能でピーク付近を確実にサンプリングしなければならない。これが前者の要点であり、高性能オシロスコープ(OSC)で対処する。

OSC で取得するデータは時間軸であるから、周波数軸に変換してスペクトルを得なければならない。よって共振器の透過波形と共に、周波数の“マーカー”を担う何らかのデータも同時測定する必要がある。この“マーカー”の周波数安定度が測定精度となる。

分散測定手法は“マーカー”とする装置に応じて3つに大別される。すなわち、1. 波長計、2. Mach-Zehnder 干渉計(MZI)[2]、および 3. ファイバレーザモード同期光周波数コム(ファイバコム)[3]である。1. は透過スペクトル取得時に掃引する波長値をレーザ内蔵波長計で直接読み取り波長軸を構成する。周波数軸への変換は容易であり、最も簡便かつ早い測定となる。特に DAQ で透過パワーも同時に収集すれば、PC で全ての処理ができる。しかし内蔵波長計は基本的に測定精度が劣り、また DAQ では OSC を用いないため分解能不足に陥ることが大半である。2. の方法は干渉により正弦波形を取得、その周期を周波数軸の目盛りとする。MZI はファイバのみで簡単に用意でき、遅延長を変えるだけで干渉縞周期(=周波数目盛り)を調節できるため、測定は難しい。ただし干渉波形周期がファイバ自体の分散の影響下にあるため、ファイバの分散を別途測定し、補正しなくてはならない[2]。3. の方法は抜群の周波数安定度を誇るファイバコムを用いるため、測定精度も極めて高い。一方で、ファイバコムを直接用いるのではなく、ポンプレーザとのミキシングでマーカーを生成するため、測定系はロックインアンプのものに似た非常に複雑なものとなる[3]。

3. 測定結果と検証

測定対象とした共振器を Fig. 2 に示す。超精密機械加工により直径や断面形状などのパラメータを設計して作製した。Q 値は約 1.7×10^8 と十分に高い値を示した。

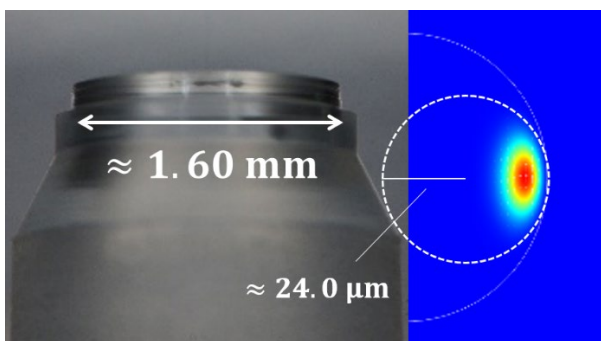


Fig. 2: 分散測定を行なった MgF₂ 微小光共振器。超精密機械加工により WGM 導波路の直径や断面形状および大きさが設計できる。

この共振器は、その設計条件から分散を理論的に計算することができる。上述した全ての手法(1. 波長計 (DAQ または OSC), 2. MZI (ファイバ分散の補正も考慮), 3. ファイバコム)をこの共振器で一挙に行い、分散の理論曲線も含め、測定値同士だけでなく各々の理論値との比較を図った。得られた測定結果のまとめを Fig. 3 に示す。測定値、理論値共に下凸の2次曲線であることから、この共振器は異常分散となる。また全ての測定結果に共通して $\mu = 100, 150$ 付近にモード結合の存在が見えている。1. 波長計 w/ DAQ の結果を基準に比較しよう。1. 波長計 w/ OSC

では、バラつきは同程度に新たなプロットが出現している。測定精度(波長計)は据え置きのまま、OSC により分解能が向上したことを意味する。2. MZI では、バラつきが大幅に改善した。分散補正後は理論曲線と極めて良く合致した一方、補正無しはもはや上に凸となるほど歪んでいることから、補正が必須であることが分かる。3. ファイバコムでは、直接この結果が得られたので、周波数マーカーの信頼度が想定通り群を抜いて高かったといえる。MZI とファイバコムの結果において、バラつきが同程度であるのは OSC の分解能が限界に達してしまったためと考えられ、実際はまだ向上の余地があるだろう。以上より、粗い分散の傾向を見るだけならば波長計で事足りるが、マイクロコムのような精密性が要求される場面ではファイバコムを用いた測定法がより適している。

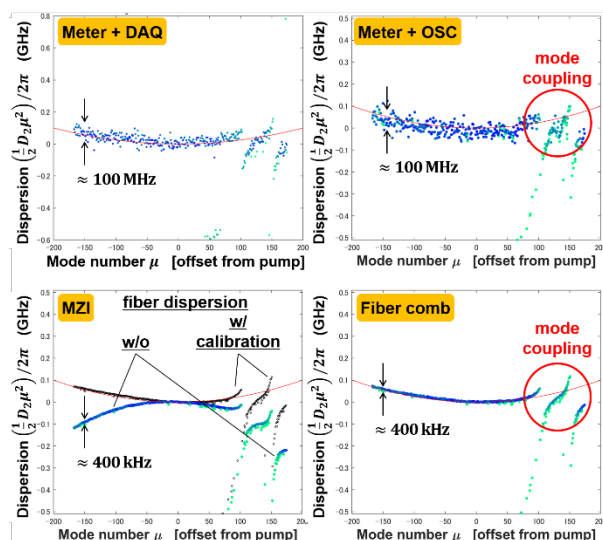


Fig. 3: 各手法から得られた分散測定結果。各点は対象のモードファミリーの共振スペクトルであり、青色に近いほど強く共振したことを示す。また矢印で示した値は、測定値の散布範囲を表す。

4. 結論

本研究では、精密加工で制御・作製した超高 Q 値 MgF₂ 結晶微小光共振器に対し、波長マーカーを使い分けた異なる手法で分散測定を行った。結果として、マーカー精度に依る測定結果の差、および分散制御で計算可能な理論値との良い合致を確認した。すなわち、分散測定技術の確立という点で一定の成果を挙げる事ができた。

今後は、この成果と超精密機械加工による分散の設計・制御との組み合わせをより強固に進めていくことで、自由自在なマイクロコムおよびソリトンの発生に向けた微小光共振器作製の最適化を図ることが重要である。

参考文献

- [1] T. J. Kippenberg, *et al.*, Science **361**, eaan8083 (2018).
- [2] Xu Yi, Ph. D thesis, Caltech (2017).
- [3] P. Del’Haye, *et al.*, Nat. Phot. **3**, 529-533 (2009).

フッ化マグネシウム結晶微小光共振器を用いた 散逸性カーソリトン発生に向けた取り組み

久保田 啓寛(M2)

フッ化マグネシウム結晶微小光共振器は、ウィスパリングギャラリモード (WGM) 微小光共振器のひとつであり、光の閉じ込め性能が非常に高いため、共振器内で効率的に非線形光学効果を引き起こすことができる。そのため、非線形光学効果を利用した光カーコムの発生に適しており、新たな小型光コム光源として様々な応用が期待されている。本研究ではフッ化マグネシウム結晶共振器の作製を行い、その特性を評価した。また作製した共振器を用いて光カーコムを発生させ、散逸性カーソリトン発生に向けて実験を行った。

キーワード：微小光共振器，光カーコム，散逸性カーソリトン

1. 背景

光周波数コムとは、周波数軸上に等間隔な成分（縦モード）からなる櫛（コム）形のスペクトルを持つ光信号のことをいう[1]。例えば、光周波数コムの実現方法としてモード同期レーザーを用いる方法がある。このような光コムによる精密な周波数測定技術はドイツのマックスプランク量子光学研究所 (MPQ) の Hänsch グループと米国の JILA の Hall グループによって確立され、2005 年には精密分光への貢献により両者はノーベル物理学賞を受賞している。

近年、この光コムを微小光共振器を用いて実現しようという研究が盛んに行われている。WGM 微小光共振器は光の閉じ込め性能が優れており、高 Q 値を持つことが知られている。このような共振器では、微小な領域に光を強く閉じ込めることができるため、効率的に非線形光学効果を起こすことが可能となる。その応用のひとつとして考えられているものが光カーコムの発生である。光カーコムとは、微小光共振器における 3 次の非線形光学効果を用いて発生させた光コムのことをいう。光カーコムは、チタンサファイアレーザーやファイバレーザーを用いた従来のシステムの小型化、コストダウン、省エネルギー化の可能性を秘めている[2,3]。

フッ化マグネシウム結晶微小光共振器は、シリカや窒化ケイ素から成る共振器と比較して高い Q 値を持つ。微小光共振器を用いた応用としては、既に大容量光通信[4]やマイクロ波発生[5]といった応用が提案されているが、このような応用を考えた際、数 GHz から数百 GHz 程度の FSR を持つ共振器が重要となることが考えられる。

2. フッ化マグネシウム結晶共振器の作製方法

フッ化マグネシウム結晶共振器は切削加工と研磨加工によって作製される。旋盤加工のように、エラスピンドルに材料のフッ化マグネシウム結晶を固定し回転させながら、ダイヤモンドカッターと紙やすりによって材料を削っていく。図 1 にフッ化マグネシウム結晶共振器の作製について、各工程を施した後の様子を示す。

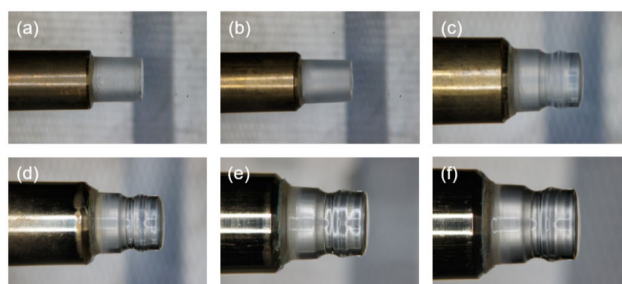


図 1: フッ化マグネシウム結晶微小光共振器の作製の様子。(a) 加工前のフッ化マグネシウム結晶。材料は真鍮棒に固定してある。(b) 材料表面の切削加工を行い軸ぶれを補正する。(c) 共振器の形状を作る。(d - f) 研磨加工後の様子。それぞれ粒度(d) 3 μm , (e) 1 μm , (f) 0.05 μm のダイヤモンドペーストを用いている。

3. フッ化マグネシウム結晶共振器の特性評価

作製したフッ化マグネシウム結晶共振器の基礎特性の評価を行った。まず、光学 Q 値の測定を行った。ここではリングダウン法を用いてフッ化マグネシウム結晶共振器の Q 値を測定した。共振器の光結合には直径約 1.5 μm のテーパファイバを用いた。図 2 に作製したフッ化マグネシウム結晶共振器の画像を、図 3 にリングダウン法による測定の結果を示す。ここで作製したフッ化マグネシウム結晶共振器は、直径 3.95 mm, FSR = 17.6 GHz, Q 値は 3.7×10^9 であった。

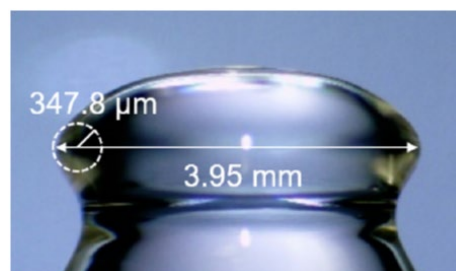


図 2: フッ化マグネシウム結晶微小光共振器。直径 3.95 mm, 断面形状の曲率半径 347.8 μm , FSR = 17.6 GHz。

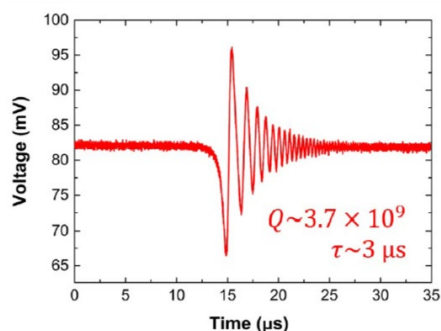


図 3：リングダウン法による測定結果。

4. フッ化マグネシウム結晶共振器を用いた散逸性カーソリトン発生に向けた取り組み

また、作製したフッ化マグネシウム結晶共振器を用いて光カーコムを観測を行った。光カーコムは、外部入力レーザーの波長を低波長側から長波長側へ掃引することで発生させられる。フッ化マグネシウム結晶共振器内で連続的に発生した四光波混合によって形成された光カーコムのスペクトルを図 4 に示す。ここでは直径 3.95 mm のフッ化マグネシウム結晶共振器を用いた。

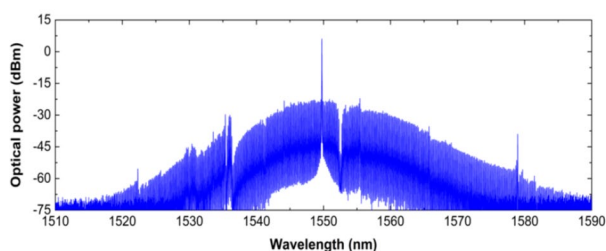


図 4：直径 3.95 mm のフッ化マグネシウム結晶共振器による光カーコムのスペクトル。ここでは線幅 0.1 kHz の単一周波数 CW ファイバレーザを外部入力光源として用いた。

近年、モード同期した光カーコムが先行研究によって報告され[6]、その応用が非常に注目されている。そこで本研究でもフッ化マグネシウム結晶共振器を用いてモード同期した光カーコムの発生に向けた取り組みを行った。モード同期した光カーコムは、時間領域で見れば共振器内に光ソリトンが存在することを意味する。微小光共振器内に存在する光ソリトンは散逸性カーソリトンと呼ばれる。光カーコムを発生させる実験において、ポンプレーザを掃引していった際に共振器内に散逸性カーソリトンが形成されると、共振器からの光の透過率が階段状に変化することが知られている。この信号はソリトンステップと呼ばれ、微小光共振器内に散逸性カーソリトンが存在することを示すものである。以下の図 5 に作製したフッ化マグネシウム結晶共振器を用いて得られたソリトンステップを示す。ここでは波長可変レーザを用いて実験を行った。

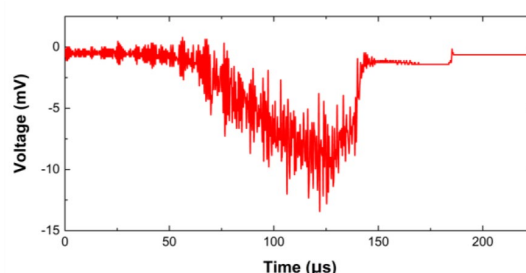


図 5：直径 3.95 mm のフッ化マグネシウム結晶共振器を用いて得られたソリトンステップ

作製した共振器においてチューナビリティの優れたレーザを用いてソリトンステップは得られたが、モード同期した光カーコムの光スペクトルは得られなかった。また図 4 に示した光カーコムのビート信号を測定した結果を図 6 に示す。このビート信号の周波数は光カーコムの繰り返し周波数に相当する。モード同期した光カーコムのビート信号は単一のピークを持ち、その線幅は 1 kHz 以下になることが知られているが、ここで得られたビート信号は二つのピークを持ち、位相雑音に乗っていることが分かる。

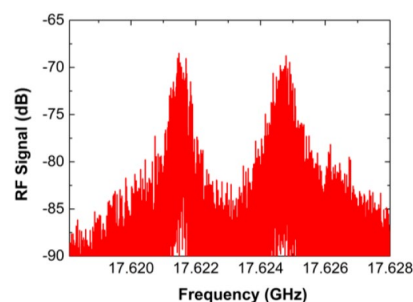


図 6：図 4 に示した光カーコムのビート信号。

4. 結論

フッ化マグネシウム結晶共振器を作製を一から行った。また、作製した共振器の特性を測定し、 Q 値 3.7×10^9 を達成した。さらに作製した共振器を用いて、光カーコムを発生させた。またソリトンステップを観測した。

参考文献

- [1] 洪鋒雷, 応用物理学学会 **36**(2), 60-67 (2007).
- [2] P. Del'Haye, et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 063901 (2011).
- [3] T. J. Kippenberg, et al., Science **332**, 555-559 (2011).
- [4] J. Pfeifle, et al., Nat. Photon. **8**(5), 375-380 (2014).
- [5] L. Maleki, Nat. Photon. **5**(12), 728 (2011).
- [6] T. Herr, et al., Nature Photonics **8**, 145-152 (2014).

分散制御された結晶共振器の高 Q 値化

梶田美夏(M2) 藤井瞬(D1)

超高 Q 値な微小光共振器は、マイクロコム発生により、光回路や分光や LIDAR などといった応用に用いることができる。中でも CaF_2 や MgF_2 といった結晶材料は光の吸収が少なく高 Q 値が期待されている。マイクロコム発生においては、共振器が弱い異常分散を示す必要があり、結晶共振器は機械による切削加工で形状制御することにより作製が可能であるが、Q 値が低いことが課題として挙げられる。本研究では、切削加工により作製された共振器の限界 Q 値を検討し、切削加工と研磨加工の併用による Q 値の向上と分散変化の確認を行った。

キーワード：分散，切削加工，研磨加工，Q 値，光双安定，キーワードは 5 つ程度，フォントサイズは 9 ポイント

1. 背景

光回路，デュアルコム分光，LIDAR などといった応用を見据えたマイクロコムに関する研究が盛んにおこなわれている[1]。マイクロコム発生において重要なことは、微小光共振器が高 Q 値であることと、共振器が弱くてフラットな異常分散をもつことである。 CaF_2 や MgF_2 といった結晶材料は光の吸収が少なく高 Q 値が期待されているが、従来の作製方法である手研磨を施すと、超高 Q 値が得られる一方、分散が悪くモードも限定できなかった。共振器を異常分散にするには、構造分散をデザインしてあげる必要があるため、共振器の断面形状を丸型などではなく、長方形や台形といった形状に加工する必要がある。そこで結晶共振器の新たな作製方法として、コンピュータ制御された超精密機械による切削加工が提案されているが、結晶材料はもろいため加工が難しく、Q 値が低いことが課題として挙げられていた。そこで本研究では、機械による切削加工によって作製される結晶共振器の Q 値の限界を検討し、さらに機械による切削加工とそれに続く手研磨加工により Q 値の向上と分散の変化を確認した。

2. 機械による切削加工の Q 値の限界

本研究で用いた超精密加工機を図 1 に示す。これは、ダイヤモンドの刃を持つ工具が 1nm の精度で動くことが可能となっており、材料表面を延性モード加工で加工することにより、研磨なしで滑らかな表面を得ることができる。工具の動くパスはコンピュータ制御されているため、nm 精度で所望の形状を得ることができる。

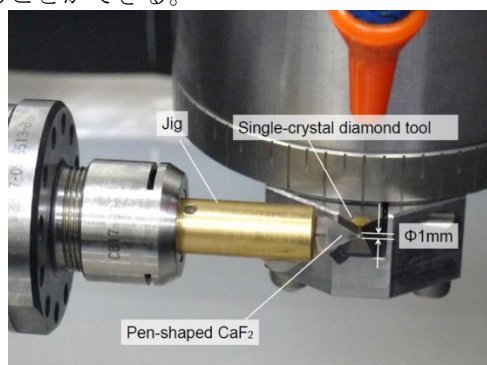


図 1：超精密加工機

典型的な Q 値結果は 1×10^6 程度で、低い。これに対し、従来の手研磨で作製される共振器は、 3×10^9 程度あり、超高 Q 値である。そこで、手研磨により加工された共振器の表面と機械による切削加工された共振器の表面を SEM を用いて比較した。結果を図 2 に示す。

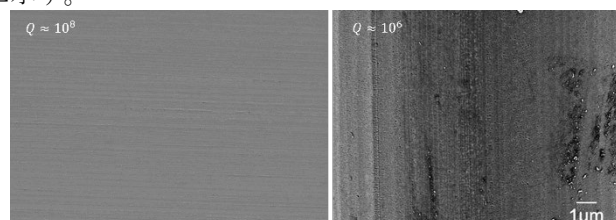


図 2：加工表面の SEM 画像（研磨加工(Q $\sim 10^8$)と切削加工(Q $\sim 10^6$)）

研磨加工の方は、加工による研磨剤の筋が見えるにとどまるが、切削加工の方は、無数の陥没状の傷と黒いゴミが見えることが分かる。ただし、滑らかな面を得られている箇所もあるため、まずはゴミを取り除くことにより Q 値が向上するか確かめた。洗浄は、レンズティッシュにエタノールを含ませて、顕微鏡で観察しながらピンポイントにゴミを取り除くようにしてクリーニングした。すると、図 3 に示した通り、洗浄により Q 値が一桁向上することが分かった。さらに、加工直後にクリーニングを行い、すぐに Q 値測定を行うと、最新の Q 値結果として、 8×10^7 が得られた。これを図 4 に示す。この結果は、研磨加工を行わない結晶共振器として世界最高の Q 値である。

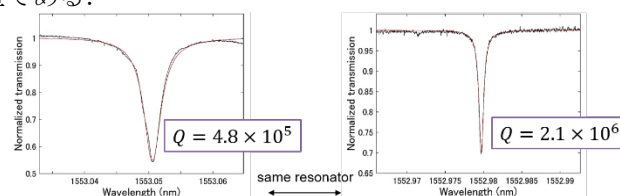


図 3：クリーニングによる Q 値の向上

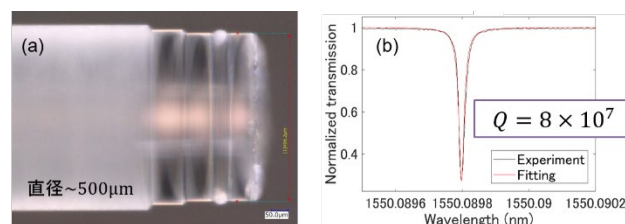


図 4：研磨加工を行わず作製された結晶共振器の最新 Q

値

Michal Lipson, and Michael L. Gorodetsky.
 “Dissipative kerr solitons in optical
 microresonators”. Science, **361** 6402 (2018)

3. 機械による切削加工と研磨加工の併用による Q 値の向上と分散変化

分散とは、屈折率の波長依存性のことであり、微小光共振器においては、 μ 番目の共振周波数 ω_μ について、

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

のようにテイラー展開したものを考えると、 μ 番目と $\mu + 1$ 番目の共振周波数の周波数間隔(FSR)が分散によりずれていくことから、 D_1 が FSR、 D_2 が 2 次の分散パラメータとして認識される。 D_2 が正の場合は異常分散で、マイクロコム発生に適している。

まず、研磨加工を行う前と後の共振器と Q 値結果を図 5 に示す。図に示した通り、Q 値が 1.7×10^8 となり、Q 値が 1 桁向上していることが分かる。

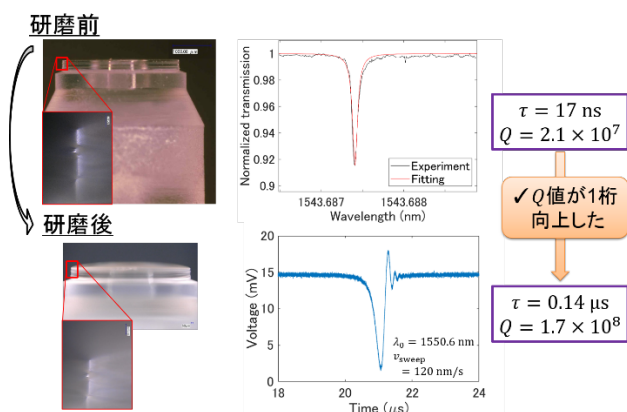


図 5 : 研磨前後の Q 値結果

さらに、研磨前後の分散を比較した結果を図 6 に示す。シミュレーション結果(Calculation)に対して実験結果がよく一致していることが分かり、分散パラメータ D_2 も、研磨前後で数 kHz 程度しか変化しなかった。この共振器は、弱い異常分散が広帯域にわたり得られており、マイクロコム発生に適している。これにより、機械加工により分散をデザインした後、研磨加工を行うことで Q 値を向上させることで、結晶共振器におけるマイクロコム発生が実現できると考えられる。今後の展望としては、丸み型の断面形状のみならず、三角形や台形などといった共振器を作製し、分散変化を考察するべきである。

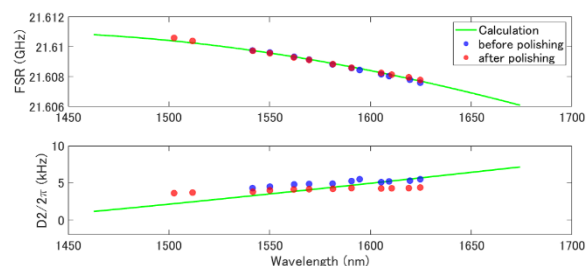


図 6 : 研磨前後の分散結果

参考文献

[1] Tobias J. Kippenberg, Alexander L. Gaeta,

フッ化カルシウム微小結晶共振器を用いた熱振動抑制への取り組み

半田 浩一郎(B4) 鈴木 良(D3) 澁田 美夏(M2) 藤井 瞬(D1)

微小光共振器は、非常に小さなモード体積を持ち、光の閉じ込め性能がとて高く、外部から小さなパワーのレーザ光を入力するだけで、大きな共振器内部パワーが実現できる。そのため、非線形効果を利用したマイクロコム発生に適している。しかし、微小光共振器には、温度変化によって熱の作用により、共振器内の光の共振波長が揺らいでしまうという欠点がある。本研究では、フッ化カルシウム結晶共振器を用いて、その共振器軸上に金属のヒートシンクを入れることで熱膨張を抑制する手法を提案し、その特性を評価した。

キーワード：微小光共振器，カー効果，熱振動の抑制

1. 序論

微小光共振器の高 Q 値やその大きな共振器内部パワーを利用した非線形光学効果の効率的発生は、さまざまな応用が研究されており、近年では特にマイクロコム発生の研究が盛んとなっている[1]。マイクロコムとは微小光共振器より出力する楕円状のスペクトルを持つ光のことであり、これは共振器に外部から CW レーザを入力することで、共振器内部で生じる四交波混合を利用して発生する。さらに、微小光共振器中でマイクロコムの各位相を揃えたソリトンマイクロコムは、波長多重光通信や惑星探査のための周波数校正、デュアルコム、LiDAR などの、多くの応用先がある[1]。

微小光共振器内部では強い光強度が得られるため、材料吸収などによって構造全体と共振器のモード部分の温度が上昇する。このとき、熱膨張により構造の長さが、熱光学効果により材料の屈折率が変化することで共振波長のシフトが起こる[2]。

フッ化カルシウム微小結晶共振器は研磨による高 Q 値の実現[3]、長波長域においても低い材料吸収特性を持つ[4]など、多くの利点がある。しかし、熱膨張係数と熱光学係数がそれぞれ正と負の値を持ち、熱膨張は熱光学効果と比較して共振器内部パワーの変化に対する応答速度が遅いため、2つの効果が同時に起こらず、光入力時に熱によって共振周波数が振動（熱振動）してしまう。

本研究では、フッ化カルシウム共振器の中心軸上に金属のヒートシンクを入れることで熱膨張を抑制する手法を提案し、ヒートシンクの有無による熱振動の変化を実験的に測定し、熱振動の計算を行うことによって考察した。

2. フッ化カルシウム共振器の熱振動抑制への提案

従来のフッ化カルシウム共振器の場合、共振器内部に光を入れると前述の熱振動により、光カーコムのような周波数の安定したものへの応用ができなかった。本研究では、フッ化カルシウム共振器の中心にレーザを用いて穴を空け、ヒートシンクを挿入したハイブリッド構造の共振器（以下、ハイブリッド共振器と呼ぶ）を提案した。ハイブリッド共振器は、内部にヒートシンクとして熱伝導率の高い真鍮

を挿入しており、熱を効率よく拡散することが期待される。図1に実際に作製した、ハイブリッド共振器と、熱振動の確認のために作製したバルクのフッ化カルシウム共振器の概形を示す。なお、バルクのフッ化カルシウムの測定 Q 値は 7.3×10^6 、ハイブリッド共振器の測定 Q 値は 2.2×10^7 であった。

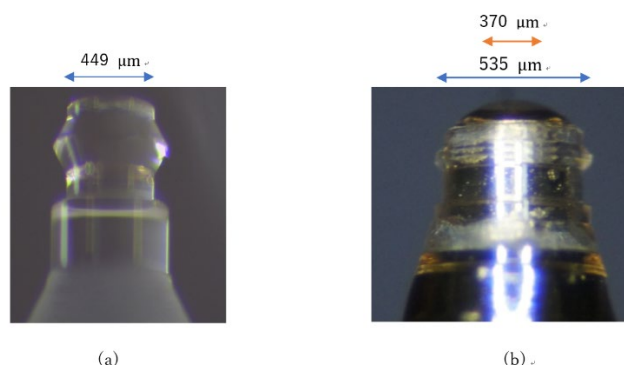


図1：実際に作製した共振器。(a) バルクのフッ化カルシウム共振器。半径 $449 \mu\text{m}$ 。(b) ハイブリッド共振器。フッ化カルシウムの半径 $535 \mu\text{m}$ 。ヒートシンクの半径 $370 \mu\text{m}$ 。

3. フッ化カルシウム共振器の熱振動の測定

図1(a)で示したバルクのフッ化カルシウム共振器にレーザ光を入れたときの透過スペクトルは図2の通りであり、これは先行研究で示された熱振動とよく一致した[5]。なお、熱振動の周期は 6.3 ms であった。

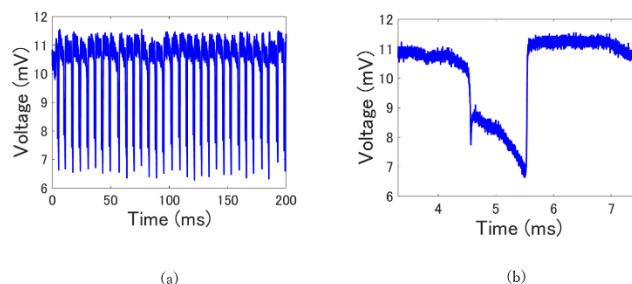


図2：バルクのフッ化カルシウム共振器の熱振動。(a) 長い時間範囲での振動。(b) 詳細の熱振動

図1(b)で示したハイブリッド共振器にレーザ光を入れたときの透過スペクトルは図3の通りであつ

た。ハイブリッド共振器では、周期 15 ms の熱振動が観測された。また、その 1 つ 1 つの振動は、図 3 (b) で表される、周期 30 μ s の小さな振動で構成されていた。以上の結果から、ハイブリッド構造のフッ化カルシウム共振器を用いても、熱振動は抑制されないが、熱特性が全く別のものになってしまうことが確認できた。

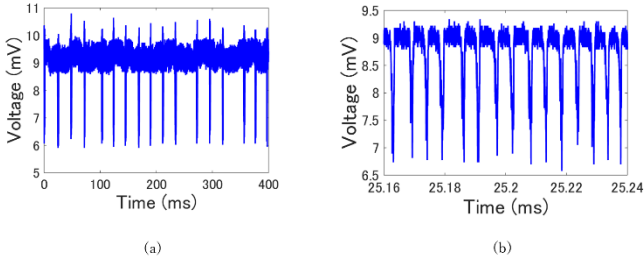


図 3：ハイブリッド共振器の熱振動。(a) 長い時間範囲での振動。(b) 詳細の熱振動

4. フッ化カルシウム共振器の熱振動の計算

本節では、計算によって熱振動を考察する。共振周波数 ω_0 は有効屈折率 n や共振器長 L が変化するとシフトする。この要因としては熱光学効果や熱膨張が挙げられるが、これらを考慮した共振周波数のシフト量 $\delta\omega_0(t)$ は以下の通り記述される[6]。

$$\delta\omega_0(t) = -\omega_0 \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \Delta T_1(t) + \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \Delta T_2(t) \right) \quad (1)$$

この式の右辺 1, 2 項目はそれぞれ熱光学効果と熱膨張を表し、 $(1/n)(dn/dT)$ を熱光学係数、 $(1/L)(dL/dT)$ を熱膨張係数と呼ぶ。また、 T は温度、 ΔT_1 と ΔT_2 はそれぞれモード部分と構造全体の温度変化を表す。共振周波数シフトを考慮すると、微小光共振器と結合導波路での光結合を記述する結合モード方程式は以下の通りとなる。

$$\frac{da_0(t)}{dt} = -\frac{\kappa}{2} a_0(t) - i\{\omega_p - (\omega_0 + \delta\omega_0(t))\} a_0(t) + \sqrt{\kappa_c} s_{in}(t) \quad (2)$$

ここで、 $a_0(t)$ は共振器内部の光の場、 $s_{in}(t)$ は導波路の入力場、 ω_p はポンプ周波数、 κ は共振器内部の光エネルギーの減衰レート、 κ_c はそのうちの結合導波路へ出力されることによる減衰レートを表す。

ΔT_1 と ΔT_2 は、対応する共振器部分における、共振する光による温度上昇と熱が拡散する速さによって決まる。その時間変化は以下の式で表される。

$$\frac{d\Delta T_j(t)}{dt} = -\gamma_{th,j} \Delta T_m(t) + \gamma_{abs,j} \times P_{cav} \quad (3)$$

ここで、 j には 1 か 2 の値が入り、それぞれ熱光学効果と熱膨張に関する温度変化を表す式になる。 $\gamma_{th,j}$ と $\gamma_{abs,j}$ はそれぞれ、熱が拡散する速さと共振光による温度上昇に関する係数で、単位は Hz と K/J である。

以下に、(1), (2), (3)式を用いて、共振周波数の熱振動を考慮した典型的な透過率変化の計算結果を図 4 に示す。第 3 節に示す、フッ化カルシウム共振

器の熱振動の観測結果は、図 4 のグラフの概形とよく一致することが確認できる。

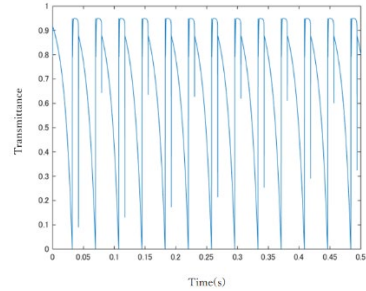


図 4：フッ化カルシウム共振器の熱振動。

次に、カー効果を考えることで熱振動がどのように変化するのかを考察する。(1)式において、カー効果を含めた場合の共振周波数のシフト量 $\delta\omega_0(t)$ は以下の通り記述される。

$$\delta\omega_0(t) = -\omega_0 \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \Delta T_1(t) + \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \Delta T_2(t) + \frac{n_2}{nA_{eff}} P_{cav}(t) \right) \quad (4)$$

ここで、 n_2 は非線形屈折率、 A_{eff} は有効モード面積を表す。カー効果を含めた場合の熱振動の計算結果を図 5 に示す。

図 5 より、カー効果によって大きな振動と小さな振動が生じることが確認でき、図 3 と比較すると、ハイブリッド構造ではフッ化カルシウム共振器の構造が変化したことによってカー効果による振動が見えるようになったことが分かった。

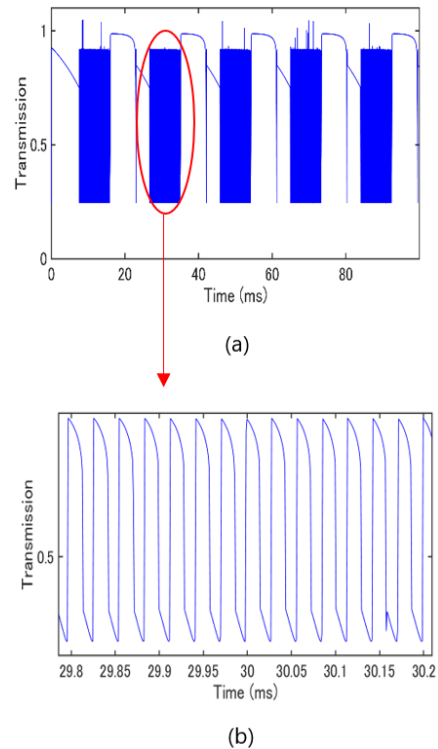


図 5：カー効果を含めたフッ化カルシウム共振器の熱振動。(a) 長い時間範囲での振動。(b) 詳細の熱振動

次に熱振動係数 $\gamma_{th,2}$ による熱振動の変化を考える。ハイブリッド共振器はフッ化カルシウム共振器

の中心部に穴を空け、ヒートシンクを入れる構造をしているため、共振部分に光が伝搬しその部分が温度変化することによって屈折率が変化する、熱光学効果の抑制はほとんど行わず、共振器全体の温度が変化することによって体積が変化する、熱膨張の抑制につながる事が予想される。計算式において、熱膨張に寄与する係数は $\gamma_{th,2}$ と $\gamma_{abs,2}$ である。ここでは、特に熱の拡散に寄与する係数 $\gamma_{th,2}$ に注目し、このパラメータを変えることでどのようにフッ化カルシウム共振器の熱振動が変化していくか、計算的に確認する。熱膨張における熱拡散係数 $\gamma_{th,2}$ の値は、フッ化カルシウム共振器 (直径 500 μm) において $\gamma_{th,2} = 3.28 \times 10^2$ (Hz) である。 $\gamma_{th,2}$ の値を変化させたときの熱振動の計算結果を Fig. 5.1 に示す。なお、カー効果は簡単のため無視して考えることとする。

図 6 より、 $\gamma_{th,2}$ の値が大きくなるほど、熱振動の周期が長くなっていくことが分かった。ハイブリッド共振器の $\gamma_{th,2}$ の値は先行研究によると、 $\gamma_{th,2} = 7.840 \times 10^2$ (Hz) であり[7]、この値はバルクのフッ化カルシウム共振器の 2 倍以上の大きさである。実験において、ハイブリッド共振器では熱振動が観測されたため、 $\gamma_{th,2}$ の値はこの値よりも小さい値であったことが考えられる。フッ化カルシウムの厚さが十分薄くなっておらず、ヒートシンクへ十分に熱が拡散されていなかったことが考えられる。

5. 結論

フッ化カルシウム共振器の熱振動の抑制のためにハイブリッド構造を用いたフッ化カルシウム共振器を提案したが、熱振動は抑制されず、熱特性が全く別のものに変化したことが確認できた。また、計算によってこの熱振動が何によるものか、示した。

参考文献

- [1] W. Liang, et al., Science **361**, eaan8083 (2018).
- [2] T. Carmon, et al., Opt. Express **12**, 4742-4750 (2004).
- [3] I. S. Grudin, et al., Phys. Rev. A **74**, 063806 (2006).
- [4] C. Lecaplain et al., Nat. Commun. **7**, 13383 (2006).
- [5] H. Itobe, et al., AIP adv. **6**, 055116 (2016).
- [6] Y. Deng, et al., Opt. Lett. **38**, 4413-4416 (2013).
- [7] H. Itobe, Master. Thesis (Keio University, 2016).

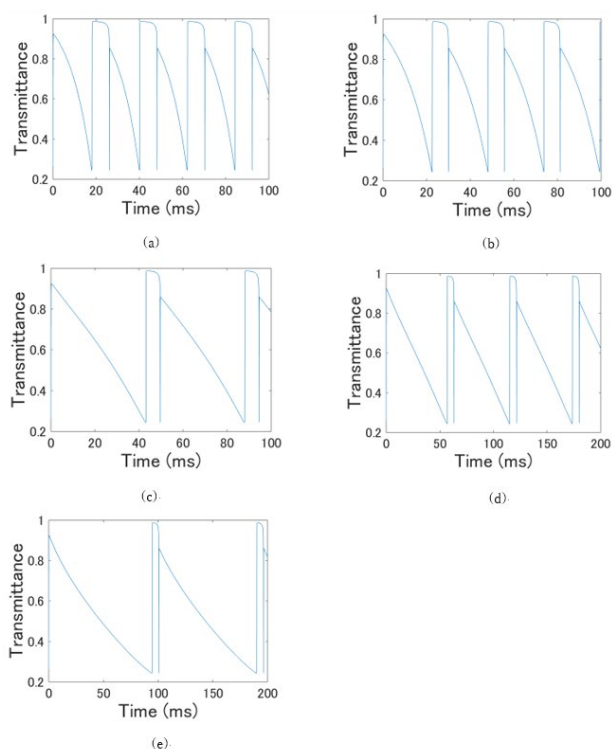


図 6 : フッ化カルシウム共振器の熱振動. (a) $\gamma_{th,2} = 3.00 \times 10^2$ (Hz). (b) $\gamma_{th,2} = 3.28 \times 10^2$ (Hz). (c) $\gamma_{th,2} = 3.75 \times 10^2$ (Hz). (d) $\gamma_{th,2} = 3.85 \times 10^2$ (Hz). (e) $\gamma_{th,2} = 3.95 \times 10^2$ (Hz).

小型モード同期レーザー開発に向けた エルビウム添加微小光共振器の作製

今村 陸(B4)

微小光共振器は光を微小領域に閉じ込めることができ、共振器内では光と物質の相互作用を極限まで高めることができる。本研究では通信波長帯域で動作し、かつ小型なモード同期レーザーの開発に向けて、エルビウムを添加した微小光共振器の作製を行った。作製手法の確立に加え、エルビウム添加濃度の計算や、実際に通信波長帯付近でのシングル/マルチモードでの誘導放出も確認することができた。

キーワード: 微小光共振器, エルビウム添加デバイス, モード同期レーザー

1. 背景

モード同期レーザーには Ti:サファイアレーザーなどの固体レーザーや、近年高い性能を示すことが報告された MIXSEL などの半導体レーザーなどが存在し様々な応用先が知られている。ここで特に通信応用を考えると、通信波長帯域である 1550 nm 付近で動作し、それ自体が光ファイバで構成されている点からファイバレーザーによるモード同期が優れている。しかしファイバレーザーによるモード同期レーザーの欠点として繰り返し周波数が数 100 MHz 程度と低いことが挙げられる。波長分割多重(WDM)方式では 1 つの波長に情報を乗せるため、1 つのパルスにより波長成分を多く持つ、つまり高繰り返しのレーザーが大容量通信には必要である。ファイバレーザーが低繰り返しである理由は繰り返し周波数が共振器長に制限されるからである。この点から着想を得たのが本研究であり、より共振器長の短い微小光共振器を用い、ファイバリング系を再現することで、通信波長帯で動作する高繰り返しのモード同期レーザーを実現できるのではないかと考えた (Fig. 1)。さらにシリコンチップ上に作製可能なため集積化の向上や、高 Q 値による省エネルギー化も期待される。

再現を行うファイバリング系としては利得媒質としてエルビウム添加ファイバを用い、またモード同期素子としてカーボンナノチューブ(CNT)をファイバフェルルに用いたモード同期レーザーである。エルビウム添加ファイバにより 980 nm もしくは 1480 nm での励起で 1550 nm 帯で利得を持つことができる。また強度の低い光ほど強い吸収を受けるといふ可飽和吸収特性を持つ CNT によって受動的なモード同期が実現している。したがって通信波長帯域でパルス光を得るためには、利得媒質としてのエルビウムと、安定したモード同期素子である CNT を共振器へ付与しなければならない。当研究室では以前 CNT を CVD 法によってトロイド共振器へ付与することで、微小光共振器での可飽和吸収特性を確認した[1]。そこで本研究では利得媒質であるエルビウムイオンを添加したトロイド共振器を、ゾルゲル法という化学的な手法を用いることで作製した。また実際に 1550 nm 付近でのシングル/マルチモードでの誘導放出(レーズン)も観測された。

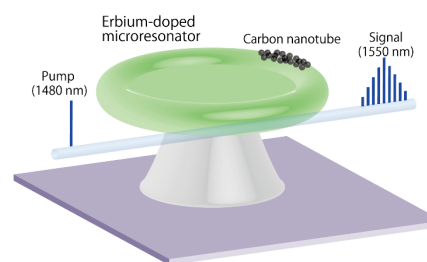


Fig. 1. エルビウム添加微小光共振器と CNT によるモード同期レーザーの概略図。

2. 共振器の作製

通常のシリカトロイド共振器は熱酸化法によってシリコン基板上にシリカ層を形成し、フォトリソグラフィや BHF エッチング, XeF₂ 気相エッチング, レーザリフローによって作製される[3]。しかしエルビウムを添加したシリカ層は熱酸化法では作製できないため、ゾルゲル法を用いて基板上にエルビウムを添加したシリカ膜を作製する必要がある[2]。ゾルゲル法はシリコンアルコキシドを含んだ出発溶液を調製後に加水分解反応と重縮合反応の 2 式の反応を繰り返すことでシリカネットワークが完成する。本研究で用いた出発溶液は TEOS : エタノール : H₂O = 10 g : 10 g : 4.0 g で調整したもので、また触媒として塩酸を用いた。この出発溶液を調整する際にエルビウムを Er(NO₃)₃ · nH₂O として添加することで、溶液内に均一に添加することが可能となる。溶液調製後は攪拌を行いながら反応時間をおき、表面を洗浄したシリコン基板上へスピコート法を用いて塗布を行う。スピコーティング後、1000°C のアニーリングを窒素雰囲気で行い膜中の余分な溶媒や水分を除去することで、1 層が約 300 nm のゾルゲルシリカ膜を成膜することができる。トロイド共振器にはシリカ膜の膜厚が約 2 μm 必要であるため、本研究では 6 層積層することで約 1.8 μm のゾルゲルシリカ膜を作製した。

このゾルゲル膜の作製にあたっては出発溶液の溶媒の選択や混合比、攪拌反応時間、基板の洗浄方法、スピコーティング条件、アニーリング条件においてそれぞれ条件を最適化する必要がある。この条件

は作製環境や使用する器具によって大きく変化するためであり、自らの環境に合わせた条件を探し出さなければ均一なゾルゲル膜を成膜することができない。Fig. 2(a) ~ (c) に各条件出しの際に見られた代表的な問題を示す。Fig. 2(a)はクラッキングと呼ばれるガラスにひびが入ったような模様であり、これは攪拌反応時間やスピニング条件に大きな影響を受け発生する。通常、アニーリング時には溶媒や水分の除去に伴い膜の体積は 10 ~ 20% の収縮が起こるものの、同時にシリカネットワークの構造緩和が発生することで均一な膜が形成される。しかし反応時間が長い場合やスピニングにより比較的厚い膜をアニーリングする場合、体積の減少量が大きくなり構造緩和が働かず、膜内に大きな引張応力が発生しそれが原因となりクラッキングが生じてしまう。また Fig. 2(b)はデウェッチングと呼ばれ、コーティング後シリカネットワークの形成が不十分な場合に発生する水滴のような模様である。反応時間が短い場合や水分量が少ない場合に発生するため、各条件の見直しが必要となる。Fig. 2(c)はピーリングというゾルゲル膜を多層積層していく際に見られたパターンである。これはシリカネットワークが基板に対して垂直方向へ結合できていないことが原因であるため、基板表面の処理(洗浄, O₂プラズマアッシング)を適切に行うことで改善された。以上のような各プロセスにおいて条件出しを行うことで Fig. 2(d)のような均一な膜が成膜された。

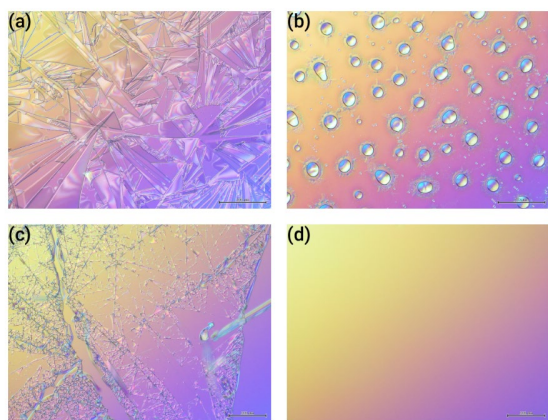


Fig. 2 ゾルゲル膜表面の顕微鏡画像。(a) クラッキング、(b) デウェッチング、(c) ピーリング、(d) 均一なゾルゲル膜

作製されたゾルゲルシリカ膜からフォトリソグラフィ、BHF エッチング、XeF₂ 気相エッチング、CO₂ レーザリフローを行うことで、通常のシリカトロイド共振器と同様にエルビウムの添加されたシリカトロイド共振器が作製可能であることが確認された。またエルビウムを添加せずにゾルゲル法で作製したトロイド共振器の Q 値を測定すると 1480 nm 付近で 1.6×10^7 であり、熱酸化法を用いる通常のトロイド共振器と同様の Q 値であることから、ゾルゲル法により通常のものと同様の共振器が作製できたと言える。次にエルビウムの添加濃度について見積もりと計算を行った。結合モード理論とレート方程式を組み

合わせることで、エルビウム添加濃度とレーザ発振閾値との関係を表現することができる。共振器の直径が 40 μm である場合、低閾値での発振を実現するためにはエルビウム添加濃度を $\sim 2.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ となるように作製すれば良いことが算出された。

3. 光学特性

計算により見積もった濃度のエルビウムを添加し、共振器の作製を行った。共振器の直径は約 40 μm で、 Q 値は 1480 nm 付近で 9.5×10^5 となり、エルビウムイオンによる吸収を受け Q 値が減少していることがわかった。さらに共振波長においては導波路部分が緑色に発光する、アップコンバージョンが確認されたことから共振器全体にエルビウムが添加されたことが目視でも確認された。

さらに共振波長においては Fig. 3(b)に示すようなレーザ発振も観測され、1481 nm の励起に対し 1586 nm でのシングルモード発振であった。また異なる共振波長では 1560 nm ~ 1590 nm でのマルチモード発振も確認された。シングルモード発振における発振閾値は約 1.2 μW で、ファイバレーザの約 10 mW と比較すると小さい値をとることが測定された。

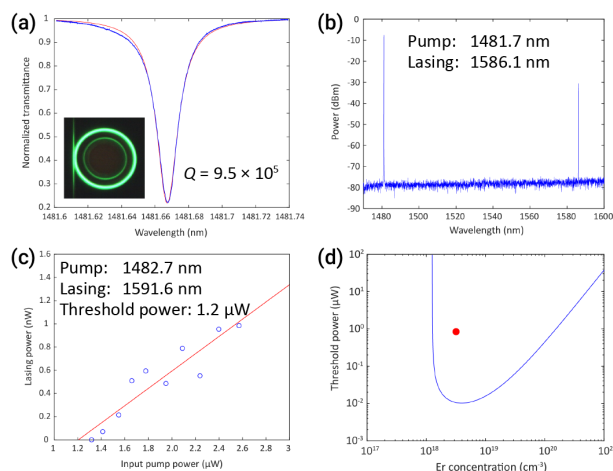


Fig. 3. (a) 共振波長におけるスペクトル。アップコンバージョンが確認され、このときの Q 値は 9.5×10^5 であった。(b) 1580 nm 付近でのレーザ発振。(c) 入力パワーに対する出力パワーの関係。発振閾値は 1.2 μW であった。(d) エルビウム添加濃度の見積もり値 (青線) と本研究で得られた測定値 (赤点)。

参考文献

[1] T. Kumagai, *et al.*, J. Appl. Phys. **123**, 233104 (2018).
 [2] D. K. Armani, *et al.*, Nature (London). **421**, 925 (2003).
 [3] L. Yang, *et al.*, J. Appl. Phys. **86**, 091114 (2005).

Er + CNT によるモードロック条件の理論計算による解明

伊藤瑞生(B4) 鈴木良(D3) 藤井瞬(D1) 田邊孝純

パルスレーザの中には Er や Yb などの利得媒質と, CNT などの可飽和吸収体を入れる必要がある. 利得媒質を入れることで共振器の内部パワーは増加し, 可飽和吸収体を入れることでソリトンを形成することができる. 本研究ではシリカトroid 微小光共振器にその方法を取り入れ, CNT による可飽和吸収体と Er ドープによる利得を組み合わせることで, モードロックした微小光源を実現するための理論検討をシミュレーションを通して行う.

キーワード: Er, CNT, 可飽和吸収体, NLSE, パルスレーザ

1. 背景

パルスレーザとして有名なものに Ti:S レーザやファイバレーザがある. パルスレーザは 2 枚の反射鏡の内部に利得媒質と可飽和吸収体 (SA) を含み, これにより繰り返し周波数の小さい ($f_{\text{rep}} \sim 0.01 - 10 \text{ Hz}$) パルス列を生成する. またパルスレーザはモード同期レーザでもあり, 各スペクトルの位相が揃っている.

可飽和吸収体とは強度が高い入射光に対して飽和して透明体として働き, 強度が低い入射光に対して吸収体として働く物質であり, カーボンナノチューブ (CNT) などが知られている.

利得と SA を用いたリング共振器型ファイバレーザでは正常分散のアクティブファイバと異常分散のパッシブファイバを使ってソリトンを形成する. 繰り返し周波数が小さく, デュアルコム分光やデュアルコム LiDAR に用いるためには繰り返し周波数をより大きくしなければならない.

本研究では, この条件を満たすモードロックした微小光源の実現を目指す. そのためにプラットフォームとして微小光共振器を用い, シミュレーションにより Er ドープ微小光共振器のモデル化およびモードロックに必要な Er ドープ量の導出を行う.

2. 理論

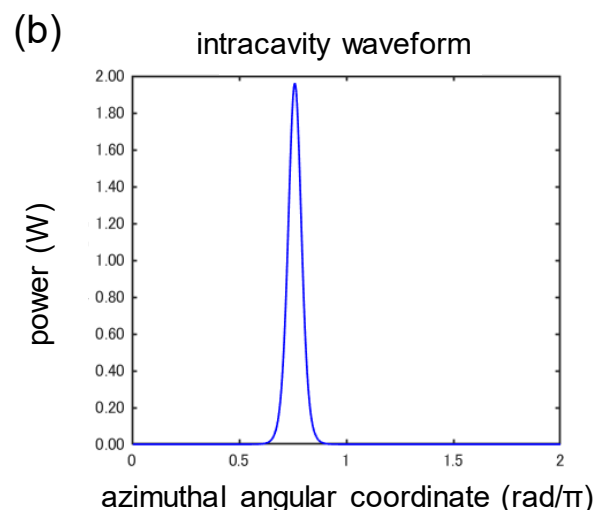
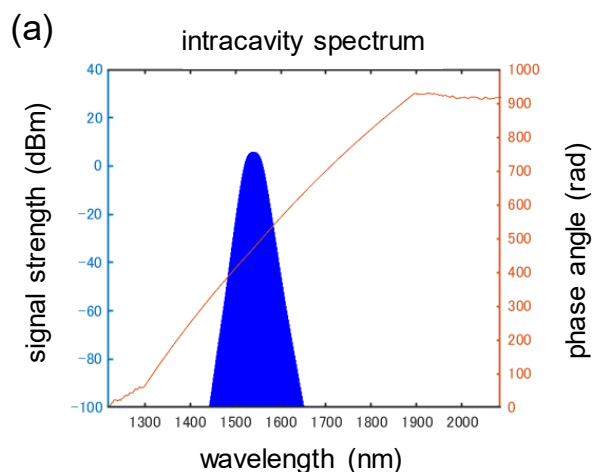
モデル化するにあたり, Er による利得と SA を非線形シュレディンガー方程式 (NLSE) に導入する. モデル式は以下で与えられる.

$$\frac{\partial A(\phi, t)}{\partial t} = -\frac{\kappa}{2} + \frac{1}{2}(N_2 - N_1)B\hbar\omega_0g(\nu) + i\frac{D_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial \phi^2} + ig|A|^2 + \frac{1}{2}\tau_R^{-1}\log\left\{1 - \frac{q_0}{1 + \frac{|E(\phi, t)|^2}{P_A}}\right\} \quad (1)$$

右辺一項目からそれぞれ, 共振器のロス, Er ドープによるゲイン, 2 次分散, Kerr 効果, 可飽和吸収を表す. また, 各係数は, $|A|^2$ [-] が光子数, κ [s^{-1}] が共振器のロス, D_2 [s^{-1}] が 2 次分散, g [s^{-1}] が Kerr 係数, ϕ [rad] が方位角度座標, t [s] が slow time, N_i [m^{-3}] が i 準位のイオン密度, B [$\text{J}^{-1} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$] が Einstein の B 係数, ω_0 [s^{-1}] が中心角周波数, \hbar [$\text{J} \cdot \text{s}$] がディラック定数, $g(\nu)$ [s^{-1}] が形状関数, τ_R [s] が共振器を 1 周するのに光がかかる時間を表す.

(1)式をスプリットステップフーリエ法により, 非線形項 (Kerr 効果・可飽和吸収) と線形項 (ゲイン・ロス・2 次分散) に分けて計算することによりシミュレーションを行う.

3. シミュレーション結果



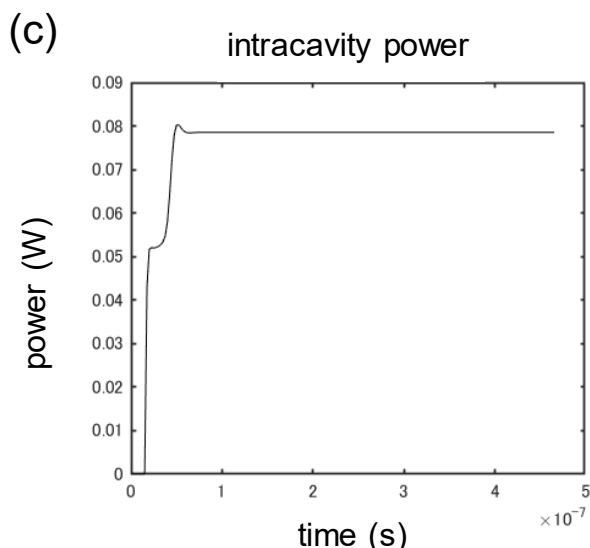


図 1 : (a) 共振器内スペクトル. 左縦軸は信号強度を, 右縦軸は各スペクトルの位相角を表している. (b) 共振器内波形. (c) 共振器内パワー. (a), (b), (c)は同じ時刻のグラフである.

図 1 (a)の位相関係を見るとモードロックしている. 曲線を描いているのは分散の影響を受けているからだと考えられる. すなわち図 1(a)からゲインと SA が釣り合うことによりパルスが形成され, モードロックが図られたことが分かる. 図 1 (b)を見ると共振器内にパルスが形成されている. 可飽和吸収の影響により, スペクトルが立ち上がってくる際の共振器パワーの複雑な動きは, 時間が経過するにつれパルスの形状を帯びてきて落ち着くようになる. また初期ノイズのランダム性により, 共振器内のどの位置にパルスが形成されるかは, シミュレーションごとに変わる. 図 1 (c)の共振器内のパワーでは, ゲインの立ち上がりに応じて共振器内パワーは増加し, ある程度時間が経過すると定常状態に落ち着く. 共振器内でパワーが無限大になることはなく, ある一定の飽和パワーを持つことが分かる. 飽和パワーはゲインの項, すなわち反転分布に関係しておりレート方程式から求めることができるが, 今回は定数で与えている.

次に添加したエルビウムドープ量の概算値を計算する. Er ドープによる利得の項は NLSE において次の項で表される[1].

$$\frac{1}{2}(N_2 - N_1)B\hbar\omega_0g(v) \quad (2)$$

エルビウムは定常状態において上準位と下準位の比が 7 : 3 なので, これを用いて全ドープ量を求める. 図 1 は(2)式を $7 \times 10^{11} \text{ [s}^{-1}]$ とおいて計算したので, 求める Er 全ドープ量は $3.75 \times 10^{29} \text{ [m}^{-3}]$ となる. すなわち $3.75 \times 10^{-23} \text{ [cm}^{-3}]$ である. L.Yang 等が 2004 年に発表した, シリカトロイド微小光共振器にエルビウムをドープした際, 弱励起が起きた Er ドープ量 $2 \times 10^{19} \text{ [cm}^{-3}]$ を考慮すると, この値は妥当性の点についても評価することができる[2].

最後にゲインの項に関する Er ドープ量, ロスの

項に関する CNT による SA を決定する定数 q_0 について, その 2 変数を縦軸と横軸に取った際の共振器内波形の挙動をカラーマップにして示す.

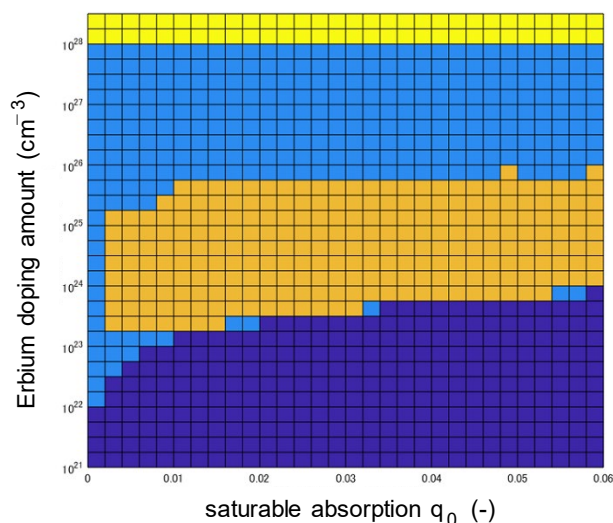


図 2 : Er ドープ量と SA の関係. 深い青は閾値発振以下, 明るい青はマルチモード発振, オレンジはモードロックした状態, 黄は計算不可の領域を示す.

計算上, 微小光共振器内でゲインと SA によるロスが釣り合うとき定常状態に至るので, 縦軸に Er ドープ量, 横軸に SA をとるとモードロックがかかる範囲はある程度幅を持つと考えられる. 図 2 にもそれが表れており, ゲインが大きすぎる場合は計算不可能な領域となり, 逆にゲインが小さい場合はロスがゲインに打ち勝ってしまい閾値発振以下となる. また可飽和吸収の効果をゼロやそれに近い値にすると, ある範囲でマルチモード発振の状態を示した.

4. 結論

ゲインと可飽和吸収体 (SA) によるモードロックは, ファイバレーザだけでなく, 微小光共振器というプラットフォームを用いても成功することがシミュレーション結果より分かった. これにより, Er ドープによるゲインと CNT による SA で Er ドープシリカトロイド微小光共振器という新たなモードロックした小型光源の実現可能性があることが分かった.

参考文献

- [1] A. Yariv, P. Yeh, Oxford University Press, 541 (2006).
- [2] B. Min, T. J. Kippenberg, L. Yang and K. J. Vahara, Physical Review A **70**, 033803 (2004).

シリカトロイド結合共振器によるブリルアンレーザの安定化

本多祥大(M2)

微小光共振器を用いて誘導ブリルアン散乱を励起することは狭線幅の新たなレーザ源などの応用が期待されるとして近年注目を浴びている。特に結合共振器を用いたブリルアンレーザを用いることで、先行研究の課題であった精密な共振器の作製技術を取り除くことができる。ただ結合共振器を用いたブリルアンレーザはそのレーザの不安定性が課題として残っており、本研究では周波数安定化手法の1つである PDH 法を用いることにより、結合共振器系のブリルアンレーザの安定化を目指した。

キーワード：誘導ブリルアン散乱(SBS), 結合共振器, レーザ安定化

1. 導入

誘導ブリルアン散乱(SBS)は光波と音響波が相互作用することで発生する非線形過程のことである。誘導ブリルアン散乱は初め光ファイバなどで広く研究が行われてきたが、最近ではチップ上の導波路や微小光共振器でも研究が行われ、注目を浴びている。微小光共振器は高い Q 値と小さなモード体積を有しているため、SBS を含んだ非線形光学効果を低パワーで実現できるといった利点がある。微小光共振器を用いたブリルアンレーザは、これまで CaF_2 や BaF_2 などの結晶共振器やシリカやテルライトなどの微小球を用いた研究が報告されている[1-3]。これまでブリルアンレーザを実現するためには、数 mm サイズという大きな共振器を用いて FSR をブリルアン周波数シフトに一致させる必要があった。この方法では、共振器のサイズを精密にコントロールする必要や、条件が合う共振器が作製できるまで作製し続ける必要があるなどの問題点があった。

そこで、本研究では2つの共振器を結合させた結合共振器系を用いたブリルアンレーザの研究を行った。2つの共振器を互いに近づけると、モード結合が生じ、1つのモードが2つにスプリットするモードスプリットという現象が起きる。この結合共振器特有の現象を用いることで、共振器サイズを精密にコントロールすることなく、ブリルアンレーザを達成することが可能になる。しかし、結合共振器系のブリルアンレーザはアウトプットのレーザ光が不安定であるという課題があった。そこで、本研究では周波数安定化手法の1つである PDH (Pound-Drever-Hall)法を組み込むことで、ブリルアンレーザの安定化を目指した。特に安定化を達成するために、ポンプレーザと共振器の共振モードの周波数ロック、モードスプリットの安定化を実現するための各共振器の位置制御を行ったので、それらの結果について報告する。

2. PDH 法による周波数安定化

PDH(Pound-Drever-Hall)法は周波数安定化を達成するための1つの方法である。共振器の透過特性をエラー信号に用いる方法としてサイドロック法があるが、この方法ではレーザの周波数が共振波長に対してどちら側にずれているのかが判断できない。それ

に対し、PDH 法では、透過特性ではなく、共振波長に対して非対称である位相情報をエラー信号に用いることでこの問題を解決することができる。

図1(a)では、PDH 法の基本的な実験セットアップを示す。レーザから発生した光はまず EOM(電気光学変調器)を通過して、変調される。その後、共振器を通過し、透過した光はフォトディテクタによって検知される。フォトディテクタの信号と局部発振器の信号を混合することで、共振波長の位相情報を取り出すことができ、それをエラー信号としてサーボコントローラに入力することで、レーザの周波数を共振器の共振波長にロックすることができる。

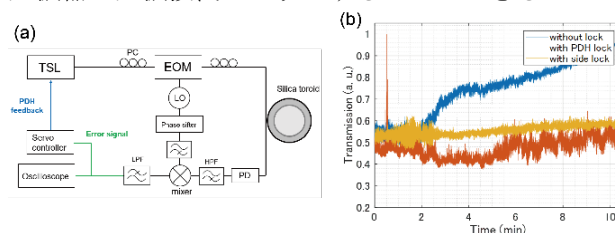


図1：(a) PDH 法の基本的な実験セットアップ。(b) 共振器の透過率の時間的変化。

単一のシリカトロイド共振器に対して PDH 法を適用し、用いたポンプレーザの周波数ロックの実験を行った。ここで用いた共振波長は 1550.648 nm 、 Q 値は 1×10^7 程度であった。EOM における変調周波数は、共振モードの線幅に対して十分に大きくないといけなため今回は 380 MHz で行った。図1(b)では、レーザの周波数を共振モードの周波数にロックした場合、時間的に透過率がどのように変化するかを比較している。ここでは安定化手法を何も用いていない場合、PDH 法を用いた場合、サイドロック法を用いた場合についてそれぞれの結果を示した。これより、安定化手法を何も用いていない場合は数分でもかなり透過率が変化してしまうのに対し、PDH 法やサイドロック法を用いることでその透過率の変化を抑えることができていることがわかる。

3. モードスプリットの安定化

次に、先に用いた PDH 法を用いて各共振器の位置制御を行った。これまでの先行研究として、ボトル共振器のファイバ端にピエゾステージを装着し、導波路と共振器の結合を安定化させる研究はあった

が、結合共振器のモードスプリットを PDH 法により安定化させる研究は今まで行われてこなかった。このモードスプリット幅の安定化が実証されることで、先の周波数安定化とともに結合共振器系のブリルアンレーザの課題の 1 つであったレーザ動作の不安定性を解決できると期待できる。

まず初めに、PDH 法を用いていない場合、どの程度モードスプリットが揺らいでいるのかを測定した。その結果を図 2 で示す。これにより 20 分経過すると、スプリット幅が 2GHz 程度変化していることがわかる。

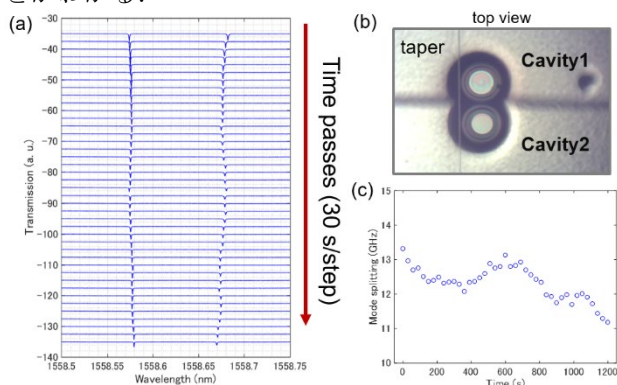


図 2 (a) : 共振器間のギャップを変えていった場合のスーパーモードのスプリット幅の変化。(図中: 結合共振器の顕微鏡画像。) (b) : 結合共振器の透過スペクトル。(M_S : シンメトリックモード, M_A : アンチシンメトリックモード)

まず、モードスプリットした状態で PDH 法のエラー信号が取得できるかの実験を行った。実験セットアップは、周波数安定化で用いたものと同様であり、エラー信号をオシロスコープで測定した。図 3 (a) では、赤色のプロットが結合共振器の透過率、青色のプロットがそれに対応したエラー信号を表している。実験で用いた共振器の Q 値は 1×10^7 、モードスプリット幅は 1.3 GHz、EOM の変調周波数は 380 MHz であった。これより、少し歪んでいるが、共振波長のディップ部分で非対称になるようなエラー信号を計算結果と同様に得ることができた。

次に、周波数安定化のときに用いた PDH 法の実験セットアップにおいて、サーボコントローラのアウトプットを半導体レーザではなく、ピエゾコントローラにつないだ。これによりエラー信号が一定になるように、ピエゾステージが最適な結合共振間に調整するようになる。そして取得したエラー信号を用いて、モードスプリットの安定化の実験を行った。図 3 (b) は PDH 法を用いた場合のモードスプリットの変化を測定した結果を示しており、図 3 (c) はブリルアンレーザリングしたときの光スペクトルを表している。この結果をみると、PDH 法を用いても、モードスプリットの揺らぎが軽減できていないことがわかった。ピエゾ素子で位置制御を行う際に、重要なのはどの周波数の信号まで対応しているかである。今回のピエゾ素子は高速に制御するためのものではなく、動作帯域は 10 Hz であった。さらに、今回ピエゾ素子を組み込んだ、XYZ ステージは重量もあって、さらに動作帯域が制限されてしま

っている可能性がある。これによって、エラー信号に対してピエゾ素子が上手く動作しなかったのも原因の 1 つであると考えられるブリルアンレーザを再度実証することはできたが、レーザの不安定性を大幅に改善することはできなかった。

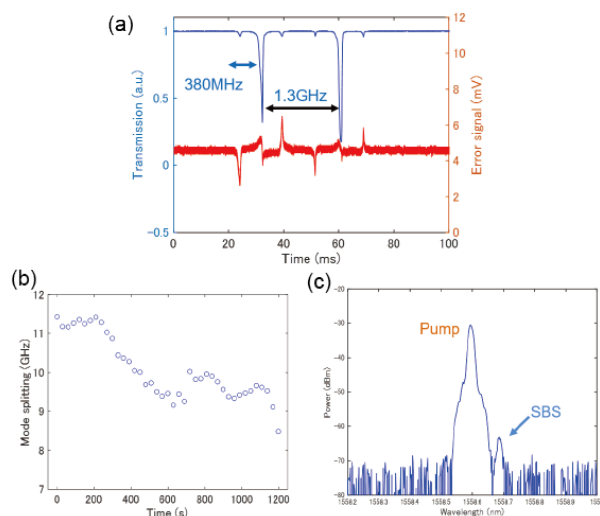


図 3 (a) : SRS 励起の実験セットアップ。(b) : 後方散乱してきた光のスペクトルデータ。(c) : 異なる入力パワーに対する SRS の出力パワー。

5. 結論

微小光共振器におけるブリルアンレーザの研究はこれまでいくつか報告されていたが、すべて単一共振器によるものであった。そこで、本研究では結合共振器系におけるブリルアンレーザについて研究を行った。ここでは特に結合共振器系のブリルアンレーザの不安定性を解決するために、2 つのフィードバック構造を組み込んだ実験系を提案し、それについての調査を行った。まず PDH 法を用いることによって、ポンプレーザの周波数と共振器の共振周波数の周波数ロックを実証した。またモードスプリットの安定化を実現するために、PDH 法により結合共振器系の位置制御を提案した。実験的にモードスプリットさせた状態でのエラー信号を取得することができた。これを用いて、PDH 法によりピエゾステージを制御し、モードスプリットの安定化の実験を行ったが、エラー信号が S/N 比が小さかったため、実証することができなかったが、モードスプリットの安定化手法として PDH 法が有用であることがわかった。

参考文献

- [1] I. S. Grudinin, A. B. Matsko, and L. Maleki, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 043902 (2009).
- [2] H. Lee, T. Chen, J. Li, K. Y. Yang, S. Jeon, O. Painter, and K. J. Vahala, *Nat. Photonics* **6**, 369–373 (2012).
- [3] G. Lin, S. Diallo, K. Saleh, R. Martinenghi, J.-C. Beugnot, T. Sylvestre, and Y. K. Chembo, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 231103(2014).

磁気光学効果を用いた非相反デバイスの提案と数値解析

上岡直隆(M2)

2次元 FDTD 法を用いて、磁気光学効果により非相反な応答を示す TE モード光デバイスを提案・数値解析した。磁気光学効果に対応する誘電率テンソル非対角項を導入した 2次元 FDTD 法計算ソフトを開発し、磁気光学材料を集積したフォトニック結晶導波路による非相反な動作を数値的に確認した。また、導波路におけるスローライト効果と磁気光学効果の関係を調査した。得られた非相反な動作は、集積光アイソレータとしての利用が期待できる。

キーワード：フォトニック結晶、スローライト効果、磁気光学効果、光アイソレーション

1. 背景・目的

近年ますます注目を集める光デバイスだが、光源も含め多段的に接続・集積するには、動作を不安定にする戻り光を防ぐ光アイソレータが必要となる[1]。光アイソレータには磁気光学効果が広く用いられる。先行例として、非相反な損失を与え戻り光のみを強く減衰させるもの[2]や、非相反に位相シフトを与える事で戻り光のみを打ち消すもの[3]がある。だが、非相反ロス(NRL)を与えるものは、透過光に対しても損失が大きい事や、強い磁場と低温度の両方が必要となる欠点がある。非相反位相シフト(NRPS)を与えるものは、干渉計などと組み合わせるため占有面積が大きい点や、磁界をデバイスに水平に印加しないとけない点、TM モード動作などの欠点をもつ。

本研究では、図 1 のようなフォトニック結晶導波路の片側上面に磁気光学材料を集積した構造を提案・検討した。導波路の側部での円偏光が伝搬光に影響する報告[2][4]から、この構造により NRL・NRPS が期待できる。磁気材料に磁界を印加して誘電率テンソルの非対角項実部(ϵ'_{xy})および虚部(ϵ''_{xy})を誘起することで、図 1(a)(b)のような非相反動作が期待できる。加えて、フォトニック結晶を用いる事で強い閉じ込め・スローライト効果による動作増強や、構造による設計自由度の向上が期待できる。

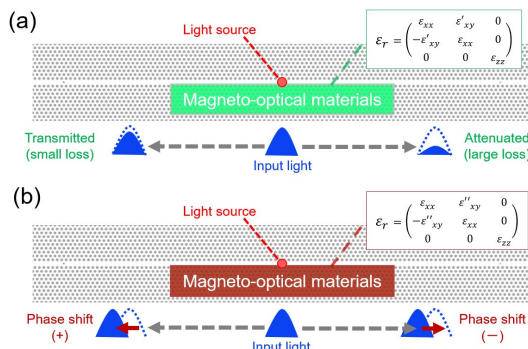


図 1：提案構造と期待される非相反動作。(a) 非相反ロス(NRL). (b) 非相反位相シフト(NRPS).

2. FDTD 法の修正

本研究では、計算精度が高く、時間領域での計算が可

$$E_x^n(i + \frac{1}{2}, j) = \frac{P_{yx}^- P_{xy}^+ - P_{yy}^+ P_{xx}^-}{P_{xx}^+ P_{yy}^+ - P_{yx}^- P_{xy}^+} E_x^{n-1}(i + \frac{1}{2}, j) + \frac{P_{yy}^- P_{xy}^+ - P_{xy}^- P_{yy}^+}{P_{xx}^+ P_{yy}^+ - P_{yx}^- P_{xy}^+} E_y^{n-1}(i + \frac{1}{2}, j) + \frac{1}{P_{xx}^+ P_{yy}^+ - P_{yx}^- P_{xy}^+} \times \left\{ 2\Delta t P_{yy}^+ / \Delta y \left(H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}) \right) + 2\Delta t P_{xy}^+ / \Delta x \left(H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + 1, j) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j) \right) \right\} \quad \left(\text{ただし } P_{ij}^\pm = \sigma_{ij} \Delta t \pm 2\epsilon_{ij} \right) \quad (1)$$

能な FDTD 法を計算に用いた。FDTD 法は、マクスウェル方程式を時間的・空間的に離散化し、微分項を差分化することで逐次的に解く計算法である。しかし、磁気光学効果など非相反な効果を表す先述のような非対称な誘電率テンソルは、一般の FDTD 法では対応する事ができない。そこで本研究では、図 2 のように 2次元 FDTD 法の電磁界の空間配置を修正して計算式を書き直した FDTD 法を開発した。(a)は従来の FDTD 法における TE モード電磁界の空間配置を示しており、この配置によりマクスウェル方程式を離散化する事ができる。(b)は本研究で修正した電磁界空間配置を示しており、非対称な誘電率テンソルの下でもマクスウェル方程式を連立する事が可能になり、電界 E_x についての漸化式が式(1)のように導出できた。他の各電磁界 E_y 、 H_z についても同様の漸化式を求めることができ、これを実装した FDTD 法ソフトを開発した。以降、開発 FDTD 法ソフトを T-FDTD と呼ぶ。なお、プログラム上では誘電率は実数($\epsilon_{xy} = \epsilon'_{xy}$)とし、誘電率の虚部(ϵ''_{xy})は導電率(σ_{xy})に変換して導入している。

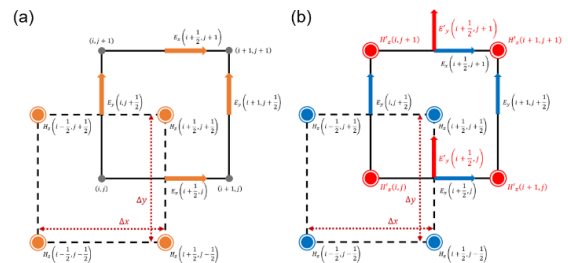


図 2：FDTD 法における電磁界の空間配置。(a) 通常の空間配置。(b) 修正された空間配置。

開発した FDTD 法について計算結果を評価した結果が図 3 である。図 3(a)(b)は、誘電率テンソルの非対角項を(a) $\epsilon'_{xy} = \epsilon'_{yx} = 0$ および(b) $\epsilon'_{xy} = \epsilon'_{yx} = 0.4$ とした際のフォトニック結晶導波路の透過スペクトルを、従来 FDTD 法ソフト MEEP(青)と今回開発した T-FDTD(赤)で計算した結果である。図 3(a)(b)どちらにおいても透過特性が再現できていることが確認できた。また、図 3(c)の理論値との比較による定量的評価においても、理論値とのずれは伝搬時間において離散化誤差である 1 時間ステップ Δt 以下、反射率の誤差も 1.5% 以下で、十分な精度が確保できた。

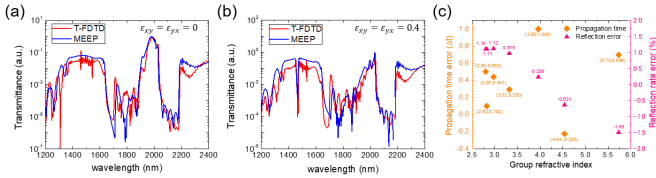


図 3：開発した T-FDTD の計算結果の評価。(a) $\epsilon'_{xy} = \epsilon'_{yx} = 0$ および (b) $\epsilon'_{xy} = \epsilon'_{yx} = 0.4$ において、MEEP と T-FDTD で計算されたフォトニック結晶導波路の透過スペクトルの比較。(c) 誘電率テンソルの導入による実効屈折率変化が生じた際の、光の伝搬時間(橙)および界面反射率(ピンク)の誤差。

3. 非相反ロスの計算結果

非相反ロス(NRL)について計算した結果が図 4 である。(a)の構造において、磁気材料としてグラフェンを想定し、先行研究のパラメータ[5]を用いて (b)1.3 T の磁場を印加した際の非対角項 $\epsilon'_{xy} = -\epsilon'_{yx} = 0.143$ および (c)8.4 T の磁場における非対角項 $\epsilon'_{xy} = -\epsilon'_{yx} = 0.929$ をグラフェン領域に導入した際の磁気材料の有無による観測磁界強度の比較を行った。NRL による強度の比から、1.31 dB/19.2 μm および 6.56 dB/19.2 μm というアイソレーション比(IR)が得られた。

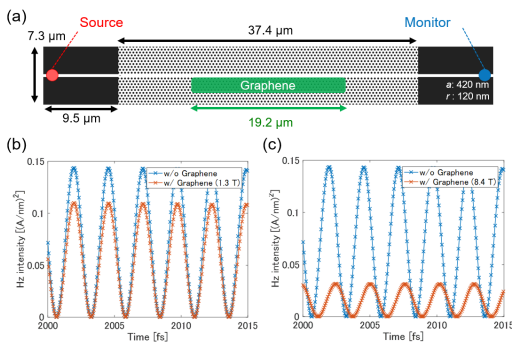


図 4：グラフェンを想定したパラメータにおける NRL の計算結果。(a) 構造および設定。磁界(b)1.3 T (c)8.4 T に対応するパラメータでの、磁気材料の有無による観測磁界強度の比較。

NRL についての各種解析が図 5 である。(a)(b)は誘電率 ϵ'_{xy} を変化させた際の観測磁界の(a)時間変化と (b)IR 比、(c)(d)は磁気材料の導波路方向長さを変化させた際の観測磁界(c)時間変化と (d)IR 比で、期待される比例関係が確認できた。(e)は IR 比の波長スペクトルとフォトニック結晶導波路による群屈折率のグラフであり、この結果からスローライト効果による IR 比の増強が数値的に観測できた。

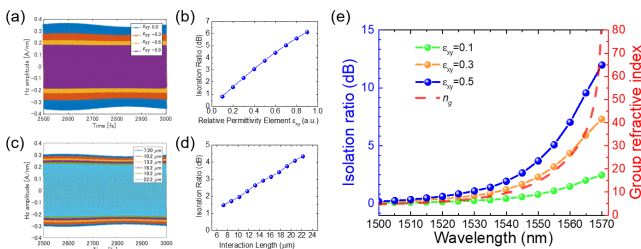


図 5：NRL についての数値解析結果。(a)(b) IR 比と ϵ'_{xy} の関係。(c)(d) IR 比と材料長さの関係。(e) IR 比スペクトルと群屈折率の関係。

4. 非相反位相シフトの計算結果

非相反位相シフト(NRPS)について計算した結果が図 6 である。(a)の構造において、磁気材料に Ce:YIG を想定したパラメータ[6]を用い、1 T 程度の飽和磁化で (b)非対角項虚部 $\epsilon''_{xy} = -\epsilon''_{yx} = -0.0073$ (導電率 $\sigma_{xy} = -0.0785$ S/m に対応) を Ce:YIG 領域に導入した際の磁気材料の有無による観測磁界の比較を行った。NRPS による時間変化のずれから $1.83 \times 10^{-2} \pi / 170.5 \mu\text{m}$ という位相シフト(PS)が得られた。

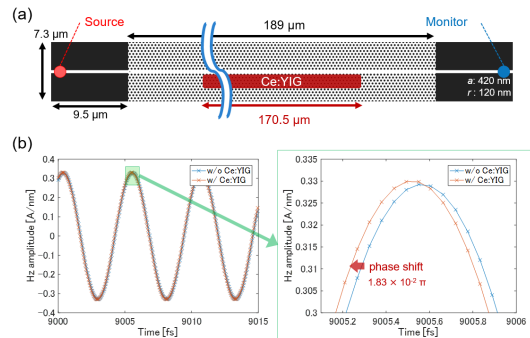


図 6：Ce:YIG を想定したパラメータにおける NRPS の計算結果。(a) 構造および設定。(b) 磁気材料の有無による観測磁界の時間変化の比較。

NRPS についての各種解析が図 7 である。(a)(b)は導電率 σ_{xy} を変化させた際の観測磁界の(a)時間変化と (b)PS 量を、(c)(d)は磁気材料の長さを変化させた際の観測磁界(c)時間変化と (d)PS 量で、NRL と同様に比例関係が確認できた。(e)は PS 量の波長スペクトルと群屈折率のグラフであるが、NRL で見られた直接的な相関関係は観測できなかった。

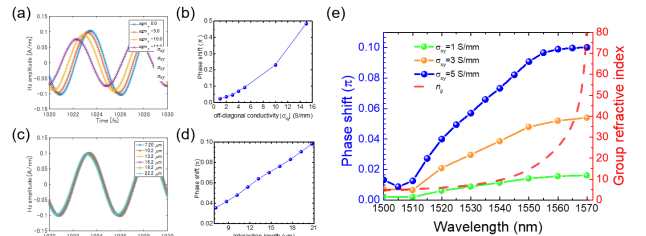


図 7：NRPS についての数値解析結果。(a)(b) 観測磁界と σ_{xy} の関係。(c)(d) 観測磁界と材料長さの関係。(e) PS 量スペクトルと群屈折率の関係。

以上、フォトニック結晶導波路を用いた新規 TE モード非相反光デバイスについて実現可能性の検証・解析し、スローライト効果による影響を確認した。

参考文献

- [1] P. David, Y. Zongfu, and F. Shanhui, Nat. Photonics **3**, 116 (2009).
- [2] J. Ma, et al., Appl. Phys. Lett. **108**, 151103(2016).
- [3] Y. Shoji and T. Mizumoto, Sci. Tech. Adv. Mater. **15.1**, 014602 (2014).
- [4] J. Petersen et al., Science, **346**, 67(2014).
- [5] H. Dötsch, et al., J. Opt. Soc. Am. B **22**(1), 240 (2005).
- [6] M. C. Onbasli, et al., Sci. Rep. **6**, 23640 (2016).

資料の部

論文・会議発表

(2018年4月~2019年3月)

【論文発表】

- [1] Y. Mizumoto, H. Itobe, H. Kangawa, M. Fuchida, T. Tanabe, and Y. Kakinuma, “Development of CaF₂-brass hybrid WGM microcavity by using ultra-precision machining,” *Mechanical Engineering Letters*, Vol. 4, pp. 17-00491 (8 pages) (2018).
- [2] R. Suzuki, A. Kubota, A. Hori, S. Fujii, and T. Tanabe, “Broadband gain induced Raman comb formation in a silica microresonator,” *J. Opt. Soc. Amer. B*, Vol. 35, No. 4, pp. 933-938 (2018). (Editor’s pick) [arXiv:1712.05091v1]
- [3] Y. Honda, W. Yoshiki, T. Tetsumoto, S. Fujii, K. Furusawa, N. Sekine, and T. Tanabe, “Brillouin lasing in coupled silica toroid microcavities,” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 112, 201105 (5 pages) (2018). (Featured Article) (Scilight) [arXiv:1712.09000v1]
- [4] T. Kumagai, N. Hirota, K. Sato, K. Namiki, H. Maki, and T. Tanabe, “Saturable absorption by carbon nanotubes on silica microtoroids,” *J. Appl. Phys.*, Vol. 123, 233104 (6 pages) (2018).
- [5] S. Fujii, Y. Okabe, R. Suzuki, T. Kato, A. Hori, Y. Honda, and T. Tanabe, “Analysis of mode coupling assisted Kerr comb generation in normal dispersion system,” *IEEE Phot. J.*, Vol. 10, No. 5, 4501511 (11 pages) (2018).
- [6] N. A. B. Daud and T. Tanabe, “Photolithographically fabricated silicon photonic crystal nanocavity photoreceiver with laterally integrated p-i-n diode,” *AIP Adv.*, Vol. 8, No. 10, 105224 (7 pages) (2018).
- [7] R. Suzuki, S. Fujii, A. Hori, and T. Tanabe, “Theoretical study on dual-comb generation and soliton trapping in a single microresonator with orthogonally polarized dual-pumping,” *IEEE Phot. J.*, Vol. 11, No. 1, 6100511 (11 pages) (2019).

【国際会議発表】

- [1] S. Fujii, M. Hasegawa, R. Suzuki, T. Tanabe, “Nonlinear Parametric Oscillation Phase-matched via High-order Dispersion in High-Q Silica Toroid Microresonators,” *The 7th Advances Lasers and Photon Sources Conference (ALPS’18)*, ALPS5-I1-7, Yokohama, April 24-27 (2018).
- [2] R. Suzuki, A. Kubota, A. Hori, S. Fujii, and T. Tanabe, “Raman comb generation through broadband gain in a silica microresonator,” *CLEO:2018, SW3A.7*, San Jose, May 13-18 (2018).
- [3] T. Tanabe, R. Suzuki, Y. Honda, and S. Fujii “Frequency comb and Brillouin lasing in optical microcavities,” *Asia Pacific Laser Symposium (APLS)*, F1, Xi’an, May 28-31 (2018). (invited)

- [4] T. Tanabe “Brillouin lasing in a coupled toroid microcavities system,” CLEO Pacific Rim 2018, WS7-5, HongKong, Jul 29-Aug 3 (2018). (invited)
- [5] S. Fujii, R. Suzuki, M. Hasegawa, and T. Tanabe, “Kerr comb generation under weak dispersion regime in high-Q silica microtoroids,” CLEO Pacific Rim 2018, Tu3H.4, HongKong, Jul 29-Aug 3 (2018).
- [6] R. Suzuki, S. Fujii, A. Hori, and T. Tanabe, “Soliton trapping in a Kerr microresonator with orthogonally polarized dual-pumping,” CLEO Pacific Rim 2018, W1B.3, HongKong, Jul 29-Aug 3 (2018).
- [7] R. Ishida and T. Tanabe, “Strong MoS2 photoluminescence on graphen for coupling with silica microcavity,” CLEO Pacific Rim 2018, W3A.4, HongKong, Jul 29-Aug 3 (2018).
- [8] S. Jin, Y. Ooka, T. Tetsumoto, N. A. Daud, N. Kamioka, T. Okamura, and T. Tanabe, “Improved CMOS compatible photonic crystal demultiplexer,” CLEO Pacific Rim 2018, W4H.3, HongKong, Jul 29-Aug 3 (2018).
- [9] N. A. Daud, T. Tetsumoto, and T. Tanabe, “Photolithographically Fabricated Silicon Photonic Crystal Nanocavity Photoreceiver with a Laterally Integrated Pin Diode,” Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS), 2P15a-3, Toyama, Aug 1-4 (2018). 2,160 kB
- [10] T. Tanabe, S. Fujii, R. Suzuki, and Y. Honda, “Microcavity based laser sources: Microresonator frequency comb and Brillouin lasing,” 23rd Microoptics Conference (MOC2018), H1, Taipei, Oct 15-18 (2018). (invited)
- [11] T. Tanabe, R. Suzuki, and S. Fujii, “Kerr comb generation in a mode coupled system,” SPIE Photonics West, 10904-20, San Francisco, Feb 2-7 (2019). (invited)
- [12] T. Tanabe, “Brillouin Laser in Coupled Microresonator System,” The 3rd Workshop on OptoMechanics and Brillouin Scattering (WOMBAT2019), We8.1, Tel-Aviv, Mar 26-18 (2019). (invited)

【国内会議発表】

- [1] 田邊孝純, 鈴木良, 藤井 瞬, 「マイクロ共振器を用いた光カーコム発生」第 28 回シリコンフォトニクス研究会, 11:05-11:35, 東京工業大学 大岡山キャンパス, 平成 30 年 7 月 25 日. (招待講演)
- [2] 田邊孝純, 「微小光共振器を用いた光コム光源開発」2018 年度精密工学会秋季大会シンポジウム, 函館アリーナ, 平成 30 年 9 月 5 日～7 日. (招待講演)
- [3] 田邊孝純, 藤井瞬, 鈴木良, 熊谷傳, 石田蘭丸, 鈴木智生, 「微小光共振器によるマイクロコム発生」レーザー学会学術講演会第 39 回年次大会, 13aIX-5, 東海大学高輪キャンパス, 平成 31 年 1 月 12 日～14 日. (招待講演)
- [4] 金セイ基, ヌル アシキン ビンティ ダウド, 田邊孝純, 「 CMOS 互換フォトニック結晶共振器によるモニタリング用送受信器素子の開発」レーザ・量子エレクトロニクス研

究会(LQE), 大阪大学中之島センター, LQE2018-155, 平成 31 年 1 月 17 日～18 日.

- [5] 田中脩矢, 藤井瞬, 湊田美夏, 天野光, 久保田啓寛, 鈴木良, 柿沼康弘, 田邊孝純, 「超高 Q 値フック化マグネシウム微小光共振器の精密分散測定」, 第 66 回応用物理学会春季学術講演会, 12a-PA2-3, 東京工業大学大岡山キャンパス, 平成 31 年 3 月 9 日～12 日.
- [6] 今村陸, 鈴木智生, 石田蘭丸, 鈴木 良, 藤井瞬, 伊藤瑞生, 牧英之, ヤン リャン, 田邊孝純, 「小型モード同期レーザに向けたエルビウム添加微小光共振器の作製」, 第 66 回応用物理学会春季学術講演会, 10p-W834-4, 東京工業大学大岡山キャンパス, 平成 31 年 3 月 9 日～12 日.

【受賞など】

2018 年 4 月 Shun Fujii, “The 7th Advanced Lasers and Photon Sources, Best Student Award”

学位論文題目

博士論文

Nurul Ashikin Binti Daud, “Photolithographically fabricated photonic crystal nanocavity as modulator and receiver,” Feb. 2019.

Ryo Suzuki, “Investigation into the effects of optical nonlinearities on microresonator frequency combs,” Feb. 2019.

修士論文

上岡直隆 「磁気光学効果を用いた非相反デバイスの提案と数値解析」

久保田啓寛 「断面形状制御された結晶共振器の高 Q 値化に関する研究」

澁田美夏 「高 Q 値フッ化マグネシウム結晶微小光共振器の作製と散逸性カーソリトン発生に向けた取り組み」

本多祥大 「シリカトロイド結合共振器によるブリルアンレーザの安定化手法の開発」

卒業論文

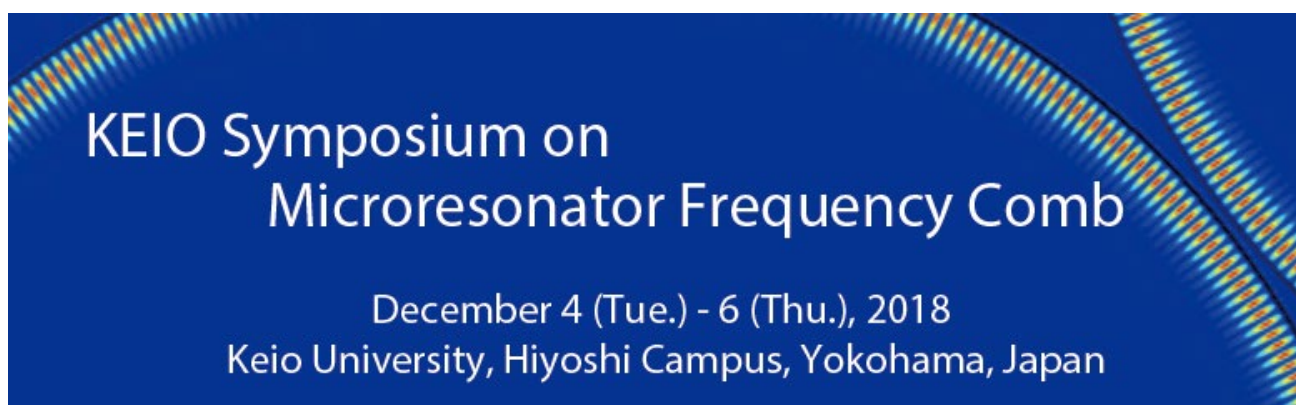
伊藤瑞生 「線形シュレディンガー方程式によるエルビウムドープ微小光共振器の数値計算に向けたモデル化」

今村陸 「超小型モード同期レーザの開発に向けたエルビウム添加微小光共振器の作製」

田中脩矢 「高 Q 値 MgF₂ 微小光共振器におけるソリトン形成へ向けた精密分散測定に関する研究」

半田浩一郎 「微小光共振器の熱特性の最適化」

国際シンポジウム開催

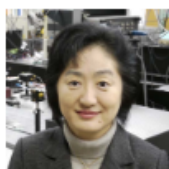


開催：2018年12月4日～6日

場所：慶應義塾大学日吉キャンパス来往舎

主催：慶應義塾大学

Keynote speakers



Kaoru Minoshima (The University of Electro-Communication, Japan)

"Optical Frequency Comb Applications beyond Frequency Metrology by use of Versatile Optical Wave Manipulation"



Kerry J. Vahala (Caltech, USA)

"Soliton Microcombs for Miniature Spectrometers, Optical Synthesizers, and Clocks"



Andrew M. Weiner (Purdue University, USA)

"Generation and Manipulation of High Rate Optical Frequency Combs: Classical and Quantum"

Invited speakers



Yanne K. Chembo (FEMTO-ST, France)

"Nonlinear photonics using ultra-high Q whispering-gallery mode resonators"



Tobias Hansson (Linköping University, Sweden)

"Dynamics of Frequency Combs in Cubic and Quadratic Microresonators"



Tobias Herr (Swiss Center for Electronics and Microtechnology, Switzerland)

"Frequency combs in synchronously-driven microresonators"



Atsushi Ishizawa (NTT Basic Research Laboratories, Japan)

"Electro-optics-modulation (EOM) combs"



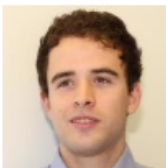
Naoya Kuse (IMRA America, Inc., USA)

"Optical frequency comb with 10^{-18} frequency instability"



Junqiu Liu (EPFL, Switzerland)

"Ultralow-Power Photonic Chip-Based Soliton Microcombs"



Pablo Marin-Palomo (KIT, Germany)

"Coherent Optical Communications with Microresonator-Based Frequency Combs"



Andrey Matsko (OEwaves, USA)

"Integrated Kerr Frequency Comb RF Photonic Oscillators"



Tomoyuki Miyaji (Meiji University, Japan)

"Mathematical Understanding of Kerr Frequency Combs From a Viewpoint of A Pattern-Formation Phenomenon"



Norihiko Nishizawa (Nagoya University, Japan)

"Wideband, wavelength tunable optical frequency comb generation at NIR and MIR region based on fiber lasers"



Yoshitomo Okawachi (Columbia University, USA)

"On-Chip Frequency Combs"



Scott B. Papp (National Institute of Standards and Technology, USA)

"Design/use frequency combs with Kerr-optics and electro-optics"



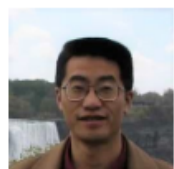
Hiroyuki Sasada (Keio University, Japan)

"Precise mid-infrared molecular spectroscopy using an optical frequency comb"



Sze Yun Set (The University of Tokyo, Japan)

"Ultrafast fiber lasers for frequency comb generation"



Changzheng Sun (Tsinghua University, China)

"Broadband Optical Frequency Comb Generation in Epitaxially Grown AlN Microresonators"