

Keio University



2019 年度（令和元年度）

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
『分散制御した高 Q 値 MgF ₂ 微小光共振器による超広帯域光パラメトリック発振』	4
『フッ化マグネシウム微小光共振器による散逸性カーソリトンの発生』	6
『シリコンナイトライド微小光共振器の光学特性評価』	8
『ITU-T グリッド (25 GHz) に照準を合わせたカーコムが発生』	10
『シリカ微小光共振器におけるラマンコムのコヒーレンス評価』	12
『フォトニック結晶共振器とウィスパリングギャラリーモードの結合』	14
『製造誤差を用いたフォトニック結晶分光器の高性能化について』	16
『CMOS 互換フォトニック結晶分光器の開発』	18
『数値解析によるモードロック共振器実現の条件』	21
『Er 添加マイクロトロイドの作製と CW レーザ発振』	23
『超高繰り返しパルス光源開発に向けた微小共振器と CNT の結合』	25
* 資料の部	28
論文・会議発表	29
学位論文題目	33

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ッ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。

近年研究の潮流はソフトウェア技術にあり、AIや機械学習等の研究開発の重要性が高まっています。当研究室が所属する学科も2020年4月から電気情報工学科と名前を変更し新たなスタートを切っております。学科としてはハードからソフトウェア技術までを垂直統合型に学ぶことの重要性を一つの柱としておりますが、我々の研究室では特にハードウェア技術に軸足を置いて光科学・光工学の研究を進めております。しかし、もちろん積極的に新しい技術を取り込み、2019年度は機械学習等のソフトウェアの技術を活用したハードウェアの性能向上に関する研究にも積極的に取り組みました。



当研究室もダブルディグリーの修士学生を2名受け入れ、だいぶ国際色豊かとなってきました。これからも多様性に富んだ卒業生を社会に送り出せるよう、研究教育活動に邁進して参ります。今後とも、皆さまのご協力に深く感じたいします。

2019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。本レポートは学生が主体となり、報告書を作成しておりますので、極力彼らの原文のままの掲載を心がけております。手作りの報告書となりますが、ぜひともご高覧頂きたく存じます。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です。

2021年2月

慶應義塾大学理工学部電気情報工学科
教授 田邊孝純

研究室メンバー一覧

教授

田邊孝純

特任教授

川西悟基 (2019/7～)

秘書

小野寺かほる

博士課程

藤井瞬

慶應義塾大学大学院・博士課程在学
日本学術振興会特別研究員(DC1)

修士2年生:第6期生(2017年度卒業生)

岡村拓

慶應義塾大学大学院在学

鈴木智生サムエル

慶應義塾大学大学院修了(DD) (2019/9 修了)

熊崎基

慶應義塾大学大学院修了

石田蘭丸

慶應義塾大学大学院修了

金セイ基

慶應義塾大学大学院修了

修士1年生:第7期生(2018年度卒業生)

今村陸

慶應義塾大学大学院在学

田中脩矢

慶應義塾大学大学院在学

半田浩一朗

慶應義塾大学大学院在学

大塚民貴

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(2019年度卒業生)

曾田昇汰

慶應義塾大学大学院進学

長島圭吾

慶應義塾大学大学院進学

遊部航希

慶應義塾大学大学院進学

和田幸四郎

慶應義塾大学大学院進学

兒玉拓昌

慶應義塾大学大学院進学

奥屋直

慶應義塾大学在籍

研究活動報告

分散制御した高 Q 値 MgF₂ 微小光共振器による 超広帯域光パラメトリック発振

Shun Fujii (D2)

分散制御した高 Q 値 MgF₂ 結晶微小光共振器を用いて、1 オクターブ以上離れた超広帯域光パラメトリック発振を実証した。1.55 μm 連続光の励起により、1.1 μm および 2.4 μm の波長帯域において四光波混合によるアイドラ/シグナル光を観測した。本研究に用いた MgF₂ 結晶共振器はコンピュータ制御された超精密加工によって作製され、分散制御性と高 Q 値を両立することに成功した。

Key word: 微小光共振器, 四光波混合, 分散制御

1. 背景

微小光共振器を用いたカー非線形効果による光パラメトリック発振(Optical parametric oscillation, OPO)に関する大きな注目が集まっている [1]. 従来の OPO に対して、高 Q 値微小光共振器は連続光入力によって発振するという特徴がある。高 Q 値かつ低モード体積であるという利点を生かし、強い光と物質の相互作用を引き起こすことで共振器内部で位相整合を満たす四光波混合 (Four-wave mixing, FWM) の発生を可能とする。特に、異常分散条件を満たすとき、変調不安定性によるパラメトリック利得を種として、共振器内部で四光波混合が連鎖的に発生することで光カーコムとよばれる光周波数コムを形成する。また、光カーコムの光スペクトルは分散プロファイルに依存することから、分散制御 (Dispersion engineering) が光カーコムにおける重要な技術として知られている。

近年、高次分散の光カーコムに与える影響に関して大きな注目が集まっている。通常、変調不安定性利得が作用しない正常分散領域においてはパラメトリック発振を得ることは容易でない。しかしながら、高次分散 (三次分散以上) を利用することで励起光から遠く離れた場所で縮退四光波混合の位相整合条件を満たす特別な条件が存在する。このような現象が光ファイバシステムにおいて最初に観測されたが、近年の研究で微小光共振器系においても実験的に実証された [2-4].

本報では 1 オクターブ以上離れた超広帯域光パラメトリック発振を分散制御した結晶微小光共振器を用いて観測したので報告する [5]. 我々の実験結果は理論解析の結果と非常によく一致しており、本手法が決定論的に光パラメトリック発振を実現するために有効な手法となることを実証した。

2. 高次分散を利用した分散制御手法

共振器分散は微小光共振器の共振周波数の相対的な位置関係として理解することができる。モードナンバー μ に対して、すべての共振角周波数は次のように与えられる。

$$\omega_{\mu} = \omega_0 + \sum (D_j \mu^j) / (j!) \quad (j \geq 1). \quad (1)$$

ここで二次以降の実効的な分散 D_{int} についても μ を用いて同様に表すことができ、以下のように与えら

れる。

$$D_{\text{int}} = (1/2)D_2\mu^2 + (1/6)D_3\mu^3 + (1/24)D_4\mu^4 + \dots, \quad (2)$$

ここで D_1 は共振器の自由スペクトル領域(FSR), D_2 は二次分散, D_3 および D_4 は高次分散である。ここでは五次以降の分散は無視できる。

異常分散は正の D_2 に対応し、モード同期状態である光ソリトン実現する条件としても知られる。その一方で、本研究で用いるパラメトリック発振過程は異常分散を必要とする従来の光カーコムの発生機構とは異なっている。最初のサイドバンド光はポンプ、シグナル、アイドラという三つの光の位相整合から発生するが、そのときの位相整合条件は負の D_2 (正常分散) と四次分散の関係から以下のように与えられる。

$$\mu_{\text{PS}} = \pm \sqrt{\frac{-12D_2}{D_4}}. \quad (3)$$

この関係は四次分散が実効的にポンプ光周辺の弱い正常分散を補償することで、ポンプから遠く離れた帯域において四光波混合の位相整合を満たすことを示している。一般的にゼロ分散付近では二次分散の値は四次分散の三桁から四桁ほど大きいいため、広帯域な周波数サイドバンド光を発生することができる。

四光波混合によって発生した最初のサイドバンド光が再び四光波混合を引き起こすことによって、最終的に三つのコムクラスターが生成される場合がある。図 1(a) に概略図と実験セットアップを示した。増幅した連続光をテーパファイバを介して共振器へ入力し、発生した光スペクトルは光スペクトルアナライザーを用いて観測された。

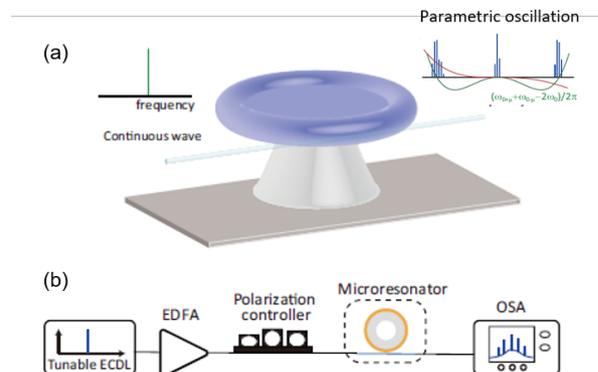


図 1: (a) (b) 微小光共振器における光パラメトリック発振の概略図と実験セットアップ。

3. 微小光共振器の作製手法および1オクターブ離れた四光波混合の実験実証

本研究ではフッ化マグネシウム(MgF₂) 結晶共振器を作製した。直径は 508 μm , 曲率半径は 36 μm , であり, 中心周波数における FSR は 137 GHz である。結晶微小光共振器は研磨加工によって作製されることが一般的であるが, 本研究ではコンピュータ制御による超精密加工を採用した[6]。コンピュータ制御による精密機械加工の大きな利点は構造分散による分散制御性であり, その点で従来の研磨加工と大きな違いがある。切削加工のみで高 Q 値を達成するために, 結晶異方性をはじめとする様々な切削条件を最適化することによって機械加工のみで 10^8 を超える超高 Q 値を実現した。

図 2(a) に超精密機械加工による結晶共振器作製のセットアップを示す。広帯域パラメトリック発振を実現する分散を有する共振器を作製するために, 切削工程はプログラムによって完全に制御されている。図 2(b) には共振器分散 D_{int} の測定結果を示す。設計値 (計算値) は赤線で示されており, 実験結果と非常によく一致していることが確かめられた。

図 2(c)-2(e) に分散測定結果をもとに基本 TE モードを励起したときの実験結果を示す。まずはじめに, 波長 1550.56 nm, 入力パワー 350 mW で共振モードを励起した。励起波長をチューニングすることによって, 1140 nm および 2425 nm にパラメトリックサイドバンド光の発振を確認した[図 2(c), (d)]. このとき, 図 2(d)左に示すように, 高周波数側では 1-FSR 間隔でコムクラスターが発生していることが分かる。一方で, 低周波数付近においては二次サイドバンド光の生成は確認されなかった。この理由として 2.4 μm 波長帯におけるシリカファイバの強い光吸収が考えられる。フッ化物材料自体は可視域から中赤外域まで広く透過するため, 共振器内部では高周波側でも高いパワーが得られていると考えられる。次に, 励起波長を 1549.47 nm にある隣の共振モードに調整することで波長 1137 nm および 2433 nm にパラメトリック発振を観測した[Fig. 2(e)].

ここで得られた実験結果は図 2(f) に示す理論値と非常に一致している。赤および青い円は測定値を示しており, 二つの基本モードを励起した場合の理論的な位相整合周波数は実線で示されている。観測された FWM サイドバンドの周波数シフトは 1 オクターブを超えており, 最大で 140 THz に達している。またここで得られた結果は, 励起波長を変化させるだけでさらなる波長可変性があることを示している。本実験における励起波長は, 使用した励起レーザーの波長可変帯域に制限されているが, 将来的にはさらなる拡張が期待できる。

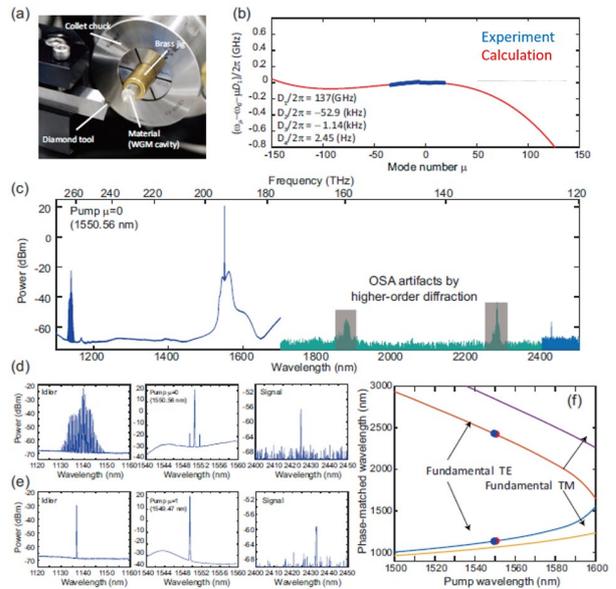


図 2: (a) 超精密加工による結晶共振器作製の実験セットアップ。 (b) 励起モードの分散の計算値 (赤線) および測定値 (青円)。 (c) 励起波長 1550.56 nm における観測された光スペクトル。 (d) (e) パラメトリック発振の拡大図。 (f) 励起波長に対する基本モードの位相整合波長の理論値 (実線) および実験結果 (円)。

4. 結論

分散制御した結晶微小光共振器を用いて, 1 オクターブ以上に広がる超広帯域な位相整合光パラメトリック発振を実現した。高 Q 値および精密な分散制御が, パラメトリック発振およびクラスターコムの生成に重要な役割を果たしており, さらなる波長可変性の可能性も同時に示した。我々の結果は, コンパクトで広いチューニング範囲をもつ微小光共振器型のパラメトリック発振器を実現するだけでなく, これまでほとんど調査されてこなかった T バンド (1.0–1.26 μm) や O バンド (1.26–1.36 μm), さらに中赤外域における光カーコムの可能性を示すものである。

References

- [1] P. Del'Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, *Nature* **450**, 1214 (2007).
- [2] A. B. Matsko, A. A. Savchenkov, S.-W. Huang, and L. Maleki, *Opt. Lett.* **41**, 5102 (2016).
- [3] S. Fujii, T. Kato, R. Suzuki, and T. Tanabe, *Opt. Lett.* **42**, 2010 (2017).
- [4] N. L. B. Sayson, H. Pham, K. E. Webb, V. Ng, L. S. Trainor, H. G. L. Schwefel, S. Coen, M. Erkintalo, and S. G. Murdoch, *Opt. Lett.* **43**, 4180 (2018).
- [5] S. Fujii, S. Tanaka, M. Fuchida, H. Amano, Y. Hayama, R. Suzuki, Y. Kakinuma, and T. Tanabe, *Opt. Lett.* **44**, 3146 (2019).
- [6] S. Fujii, M. Fuchida, H. Amano, R. Suzuki, Y. Kakinuma, and T. Tanabe, *Conference on Lasers and Electro-Optics (2019)*, paper STh4J.

フッ化マグネシウム微小光共振器による散逸性カーソリトンの発生

和田 幸四郎 (B4)

光周波数コムは精密に等間隔な周波数スペクトルを持つ光源である。微小光共振器内部で四光波混合を用いて発生させたものはマイクロコムと呼ばれ、コム各成分を位相同期することで超高繰り返しパルスレーザー光源を得ることができ、これは散逸性カーソリトンと呼ばれる。位相同期のためには共振器が異常分散である必要があるためフッ化マグネシウムを用いており、ポンプ波長帯付近での強い横モード結合はソリトン形成を阻害するので形状を工夫する必要がある。本研究では共振器の作製方法を最適化し、フッ化マグネシウム微小光共振器を用いた散逸性カーソリトンの発生を達成した。

キーワード: 微小光共振器, マイクロコム, 散逸性カーソリトン

1. 序論

光周波数コム(光コム)は精密に等間隔な周波数スペクトルを持つ光源である。微小光共振器を用いて発生させた光コムはマイクロコムと呼ばれ、その繰り返し周波数はGHz帯域からTHz帯域の広範囲に渡る。マイクロコムは微小共振器内部で光カー効果の一種である四光波混合を用いるので光カーコムとも呼ばれ、ポンプ波長を中心として共振器のFSR間隔に対応した光コムをカスケード的に生成する。これらの光コム各成分を位相同期することで共振器内部に超高繰り返し周波数を持つ光パルスを生成することができる[1]。これを散逸性カーソリトン(カーソリトン)と呼び、その発生のためには微小光共振器が様々な条件を満たす必要がある。

カーソリトンの発生には二つの必要条件がある。一つ目は、共振器の分散特性が異常分散であることである。二つ目は、カーソリトン発生を狙う共振モードに対してポンプレーザーの波長が長波長側に存在することである。これらの必要条件はマイクロコムのダイナミクスを記述するLugiato-Lefever Equation (LLE)から導くことができるが、簡単な理解として異常分散特性によるパルス拡大と光カー効果によるパルス圧縮が釣り合うため共振器内部でパルス形状が安定化する、カーソリトンの安定解が共振モードの長波長側にのみ存在する、と理解するとよい。またカーソリトン発生を狙う共振モード付近に強い横モード結合や強い高次分散が存在するとカーソリトンが発生しないことが知られている[2]。これらの影響を小さくする簡単な方法として共振器の導波路部分の形状(マイナー直径)をなるべく鋭利にすることがあげられる。感覚的に高次モードが共振器の裾側に追いやられ、共振器を結合させる際に基本モードのみを取得しやすくなるためである。

フッ化マグネシウム(MgF₂)は異常分散特性を持ち熱や衝撃に強い結晶材料のため、カーソリトンの発生によく用いられる材料である。従来の田邊研究室の共振器はマイナー直径が大きい(600 μm~)ため、横モード結合が強くカーソリトンを発生させることができなかった。本研究では共振器の製作工程を最適化することでカーソリトンの発生が見込める共振器を確実に製作する方法を確立し、実際にカーソリトンを数秒間安定化させることに成功した。

2. 共振器の製作

共振器の製作工程を簡単に説明する。円柱状のMgF₂試料を真鍮棒にUV硬化剤を用いて接着し、真鍮棒部分をスピンドルに挿入して全体を高速回転させる。次にダイヤモンドペーパーを擦り付けて共振器の概形を切削する。最後にダイヤモンドペーストの粒度を小さくしながら共振器の表面を研磨する。

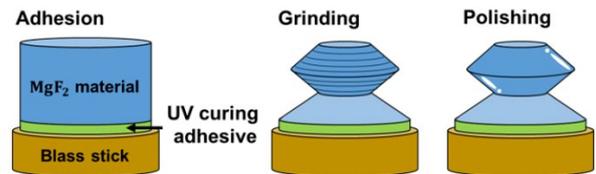


Fig. 1: 共振器の製作工程。

カーソリトンの発生にはカーコムの発生が大前提なので $Q=10^9$ 程度が必要である。ここで重要なトレードオフが生じる。 Q 値は共振器表面の滑らかさと同義なので高めるためには長時間の研磨が必要である。それに対して共振器のマイナー直径を小さく抑えるために研磨の時間は短い方がよい。この問題を解決するために、ダイヤモンドペーストの粒度ごとに研磨時間を変えた共振器に対して逐一 Q 値を測定して最適なパラメータを導出した。その結果、マイナー直径が $\sim 200 \mu\text{m}$ で $Q=10^9$ 程度の共振器を安定して製作できるようになった。分散測定を行った結果、異常分散特性が確認できたことに加えて、従来の共振器と比べて高次モードの数が減っており横モード結合もそのほとんどが弱いものであることがわかった。

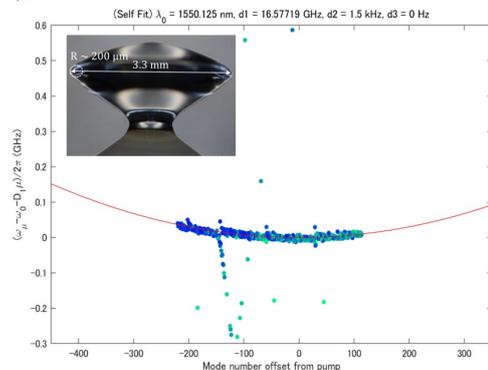


Fig. 2: 共振器の概形と分散特性. 各点は対象のモードファミリーの共振スペクトルであり、青色に近いほど共振が強いことを表す。

3. 散逸性カーソリトンの発生

共振器への入力パワーが 300 mW 程度となるようにポンプレーザを増幅し、1550.4511 nm 付近にある共振モードに対して短波長側から長波長側に向かって波長掃引を行うと、カーコムが盛んに発生していることが確認できた。そのカーコムの内部パワー波形をクローズアップすると、内部パワーが階段状に離散的に減少する過程が確認できた。これはソリトンステップと呼ばれ、共振器内部に存在するパルスの個数に応じて離散的な値を取るカーソリトン発生の証拠である。ソリトンステップの持続時間はポンプレーザの強度・偏波とテーパーファイバの結合状態を微調整することで、初期段階では 50 μ s 程度であったのを 1 ms まで伸ばすことができた。ソリトンステップの長さはカーソリトンを維持できるポンプレーザのデチューニング許容範囲に対応しているため、カーソリトンの安定化のためにはその範囲内で波長掃引を停止する必要がある。十分伸ばしたソリトンステップにおいて波長掃引を停止するとカーソリトンを 100 ms 程度維持することができた。

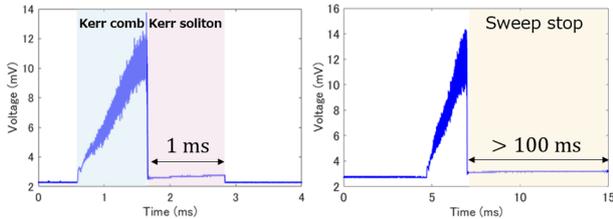


Fig. 3: ソリトンステップ. (左図)ソリトンステップは光カー効果と非線形周波数シフトによる内部パワー増加と急落によって構成される。(右図)内部パワー急落後即座に波長掃引を停止するとソリトンステップが飛躍的に長くなる。

カーソリトンを数秒間安定化させるためには波長掃引速度も微調整しなければならない。ソリトンステップの内部パワー減少による共振器の冷却とカーコムの内部パワー上昇による熱拡散の遅延に由来する共振器の加熱の熱平衡を取らなければ、デチューニング許容範囲が不安定になりカーソリトンが維持できなくなる。そのために熱拡散の遅延を波長掃引速度によって微調整する必要が生じる。微調整を終えて更に 2 ms 程度まで伸びたソリトンステップにおいて波長掃引を停止するとカーソリトン状態を 10 秒程度まで維持することができ、その周波数スペクトルを取得することができた。

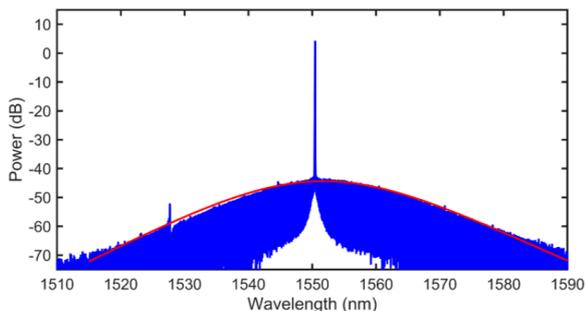


Fig. 4: ソリトンスpektral. FWHM は 2.05 THz, FSR は 16 GHz, ポンプパワーは 24.3 dBm, ポンプ周辺のコムパワーは -24 dBm であった。

4. フィードバック

外乱によりデチューニング許容範囲が不安定になる、ポンプレーザが波長掃引停止後にも揺らぐ等の問題からカーソリトンが自律的に長時間安定化することは見込めない。先行研究[3]からポンプレーザの波長に対するアクティブなフィードバック系を構築することとした。具体的には、カーソリトンの発生実験に用いたセットアップに共振モードに対するサイドバンドを立てるセットアップを組み込み、ソリトンステップ内にサイドバンドのエラーシグナルのゼロクロスポイントを得るところから始めた。

カーソリトンの発生実験と同様にソリトンステップを 1 ms 程度まで伸ばしたら、EOM によって変調を加えることでサイドバンドを立てた。それに対してエラーシグナルを取得すると、ソリトンステップ内にサイドバンドのエラーシグナルのゼロクロスポイントを得ることができた。

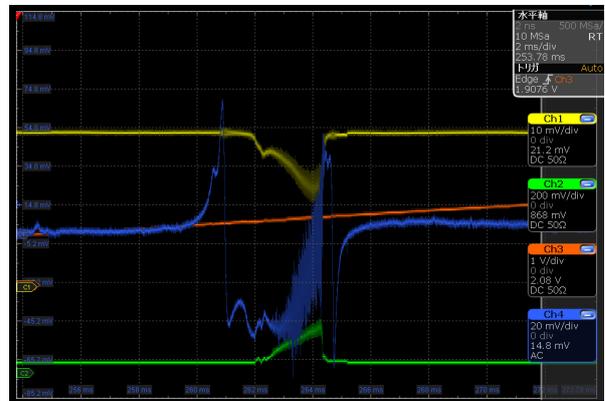


Fig. 5: ソリトンステップと立てたサイドバンドに対するエラーシグナル。

今後はこのゼロクロスポイントに合うようにポンプレーザの波長に対してフィードバックを行うことでカーソリトンを安定化しなくてはならない。そのために次の段階としてサーボを用いたフィードバック系を構築する必要がある。

5. 結論

本研究では、フッ化マグネシウム微小光共振器の製作工程を最適化することでカーソリトンの発生が見込める共振器の量産体制を確立した。諸条件を微調整することでカーソリトンを数秒間安定化させることに成功した。またソリトンステップに対してサイドバンドを立てたエラーシグナルを取得した。

今後はサーボを用いたフィードバック系を構築してカーソリトンを長時間安定化させることを目指す。

参考文献

- [1] T. Herr, *et al*, Nature Photonics **8**, 145(2014)
- [2] T. Herr, *et al*, Physical Review Letters **7**, 123901(2013)
- [3] W. Weng, *et al*, Physical Review Letters **122**, 013902(2019)

シリコンナイトライド微小光共振器の光学特性評価

大塚民貴(M1)

シリコンナイトライド微小光共振器は、マイクロリング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、微小光共振器内で効率的に3次の非線形光学効果を引き起こすことが出来る。このことから、非線形光学効果を利用したマイクロコムが発生に適しており、大容量光通信やLiDARなど様々な用途に応用が期待される。本研究では、シリコンナイトライド共振器の特性評価を行い、大容量光通信への応用可能性の検討を行った。

キーワード：微小光共振器，マイクロコム，ソリトンステップ

1. 背景

光周波数コムとは、周波数軸上に等間隔に並んだモード成分からなる光のことであり、周波数スペクトルが櫛状に見えることから光周波数コム(Optical frequency comb)と呼ばれる。1999年にHänschらによって超短パルスモード同期レーザを用いた光周波数コムで周波数計測ができることが発表された。この研究は2005年に精密分光への貢献によりノーベル物理学賞を受賞している。

近年、この光周波数コムを微小光共振器を用いることによって発生させる研究が盛んに行われている。微小共振器にはマイクロリング光共振器が多く用いられており、マイクロリング光共振器は高いQ値を持ち、光閉じ込め性能が優れている。このようなマイクロリング微小光共振器に光を入射すると、内部の光エネルギー密度が高まり、光と物質の相互作用が強まることで、非線形光学効果が観測される。マイクロコムは、このような非線形光学効果を用いて発生させた光コムをいう。マイクロコムは、従来の超短パルスモード同期レーザを用いた光周波数コム発生システムから、更なる小型化、低コスト化、省エネルギー化の可能性を持っている[1,2]。

2. シリコンナイトライド微小共振器

シリコンナイトライド微小共振器は、高い光閉じ込め性能を持ち、CMOS互換プロセスで作製されることから、構造の精密な作製が可能であり、一般的に広く使用されているプラットフォームである。結晶型光共振器と比較し、シリコンナイトライド微小光共振器のQ値は、製造プロセス中のエッチングに起因する表面粗さによって引き起こされる散乱損失のため制限される。しかし、これはシリカやフッ化物より数十倍高い非線形屈折率によって非常に小さいモード領域となるため補償される。最近の研究では、製造プロセスの改善に努めることにより、 10^7 の高Q値シリコンナイトライド微小光共振器が実証されました[3,4]。

3. シリコンナイトライド微小光共振器の特性評価

シリコンナイトライド微小光共振器は共振器の設計を行い、Ligentec というファウンダリに作製を依頼し

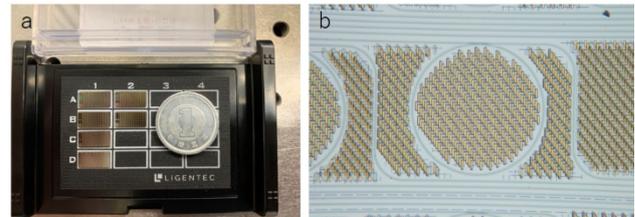


図1：(a)5×10 [mm]のシリコンナイトライドチップ。1チップに約100個作製可能。(b)シリコンナイトライド微小光共振器。

た。設計にあたり変化させたパラメータは、リングの直径、導波路の幅、ギャップ幅の3点である。リングの直径は共振器長に依存するマイクロコムのモード間隔であるFSRを任意の値とするために変化させた。導波路幅は先行研究[5]を参考に設計を行った。ギャップは導波路とリングの結合を変化によるQ値を調べるため、 $0.3\ \mu\text{m}\sim 0.52\ \mu\text{m}$ と幅広く変化させている。

納品されたシリコンナイトライド微小光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。測定方法は、シリコンナイトライド微小光共振器に波長可変レーザを用いてレーザを入力する。入力波長を掃引し、波長ごとの透過強度をパワーメータで測定する。測定した結果から、 $\Delta\lambda$ を求め、そこからQ値を算出する。

測定した結果、Q値は 10^6 を超えており、マイクロコム発生に十分なQ値を得ることが出来た。ここで測定したシリコンナイトライド微小光共振器はFSR = 99.84 [GHz], Gap = 0.36 [μm], Q値は 1.4×10^6 であった。

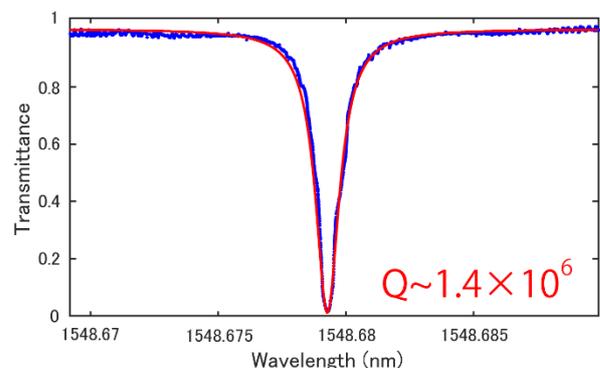


図2：測定した透過スペクトルから1つを抜き出し、ローレンツ関数にフィッティングした結果。

4. シリコンナイトライド微小光共振器を用いたマイクロコム発生および応用の検討

十分な Q 値を確認したシリコンナイトライド微小光共振器を用いてマイクロコムの観測を行った。マイクロコムは、外部入力レーザーの波長を短波長側から長波長側へ掃引することによって発生させることができる。シリコンナイトライド微小光共振器内で非線形光学効果である四光波混合が連続的に発生することによって形成される。観測されたマイクロコムを図 3 に示す。

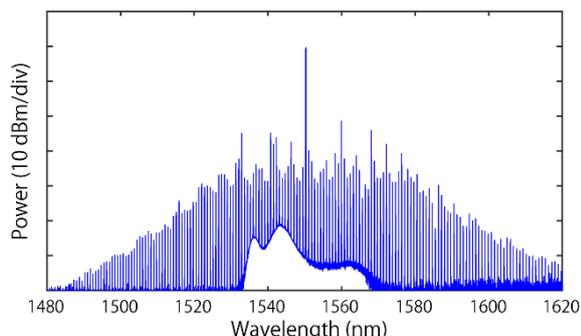


図 3：シリコンナイトライド微小光共振器を用いて発生させたマイクロコムのスペクトル。

近年、マイクロコムを応用した WDM 通信の研究が報告されている[6]。今後の Society 5.0 実現に向けて伝送容量の増大が続いていき、新たに高精度な光源の需要が高まっていく中、この需要を満たす光源としてマイクロコム光源が適していると考えられる。そのため、本研究では、マイクロコムの WDM 通信応用の可能性を検討した。マイクロコムを WDM 通信へ応用するために国際電気通信連合により規定された ITU-T グリッドを考慮する必要がある。本研究では、熱光学効果を応用し、ITU-T グリッドへの合わせこみを行った。熱光学効果を応用し ITU-T グリッドへ合わせこみ、ITU-T グリッドのアンカー周波数をポンプすることにより、マイクロコムを発生させた。発生させたマイクロコムはポンプ波長を中心に、波長誤差 0.1 nm 以下で 20 ch 以上の合わせこみを達成した (図 4)。

光通信に応用する場合、狭線幅なレーザーが求められる。そのため、発生させたマイクロコムの線幅測定を行った。線幅測定は自己遅延ヘテロダイン法を用いて行い、遅延は 2 km とした。測定し、得られた結果を図 5 に示す。得られた線幅は、およそ 80 kHz となっており、十分な狭線幅であるといえる。

5. 結論

シリコンナイトライド微小光共振器の特性評価を行った。Q 値は 1.4×10^6 を得ることができ、マイクロコム発生に十分な Q 値であった。マイクロコム発生を行い、IFSR の MI コムを発生させた。さらに、光通信応用を見据え、ITU-T グリッドに合わせたマイクロコムの発生も行い、波長誤差 0.1 nm 以下で 20 ch 以上の合わせこみを達成した。その際、線幅を測定し

た結果、約 80 kHz の線幅を得ることが出来、十分な狭線幅であることを確認した。

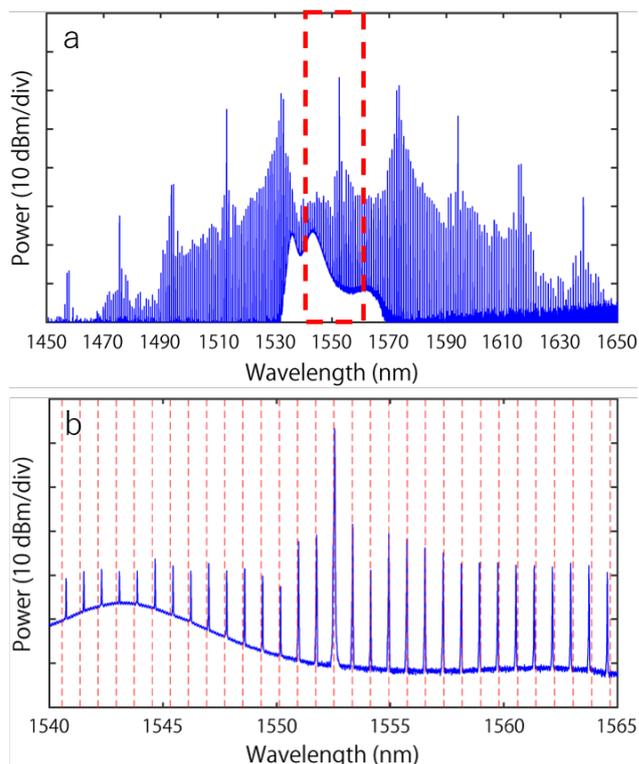


図 4:(a)ITU-T グリッドに共振波長を合わせこみ、発生させたマイクロコム。(b)発生させたマイクロコムの 1540 nm ~ 1565 nm 範囲の拡大図。青線：マイクロコムのスペクトル、赤線：ITU-T グリッド

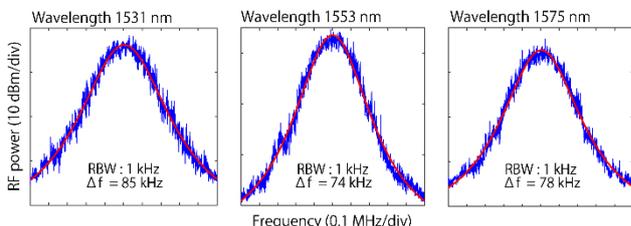


図 5: 発生させたマイクロコムの線幅。左から波長 1531 nm, 1533 nm, 1575 nm のスペクトルを測定している。

参考文献

- [1] P. Del’Haye, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 063901 (2011)
- [2] T. J. Kippenberg, *et al.*, Science **332**, 555 (2011)
- [3] Y. Xuan, *et al.*, Optica **3**, 1171 (2016)
- [4] X. Ji, *et al.*, Optica **4**, 619 (2017)
- [5] A. Kordts, *et al.*, Opt. Lett. **41**, 452 (2016)
- [6] Pablo Marin-Palomo, *et al.*, Nature **546**, 274 (2017)

ITU-T グリッド(25 GHz)に照準を合わせたカーコムの発生

和田 幸四郎 (B4)

DWDM 光通信に用いられる波長帯は ITU-T グリッドと呼ばれる国際規格によってアンカー周波数とグリッド間隔が規定されている。一般的にそのグリッド間隔は 100 GHz が用いられているが通信量の飛躍的増加によってよりグリッド間隔が密な光通信への需要が高まっている。光周波数コムは精密に等間隔な周波数スペクトルを持つ光源である。微小光共振器内部で四光波混合を用いて発生させたものはマイクロコムと呼ばれ、その特徴から DWDM 光通信への応用が期待されている。本研究ではフッ化マグネシウムを用いた微小光共振器を用いて 25 GHz 間隔のカーコムを発生させ、光通信への応用に向けた特性評価を行った。

キーワード: 微小光共振器, マイクロコム, カーコム, DWDM 光通信

1. 序論

高密度波長分割多重(DWDM)光通信では、一本のファイバ中に波長の異なる光を複数同時に伝送することで大容量化・高速化を実現している。情報を載せる波長群は ITU-T グリッドと呼ばれる国際規格で規定されており、一般的にはアンカー周波数(波長)193.1 THz(1552.52 nm)を中心としてグリッド間隔 100 GHz のものが用いられている。近年の情報通信量の爆発的増加を考えると、よりグリッド間隔が密な方式への移行が必要となるだろう。チャンネル数が増加するとそれに応じた数の DFB レーザを用意する必要があり、コスト・制御面共に多くの問題があったが、これらは光カーコムを用いて解決できる。

光周波数コム(光コム)は精密に等間隔な周波数スペクトルを持つ光源である。微小光共振器を用いて発生させた光コムはマイクロコムと呼ばれ、その繰り返し周波数は DWDM 光通信のグリッド間隔をカバーしている。マイクロコムは微小共振器内部で光カー効果の一種である四光波混合を用いるので光カーコムとも呼ばれ、ポンプ波長を中心として共振器の FSR に対応した間隔でカーコムをカスケード的に生成する。よってグリッド間隔に合わせこんだ FSR の共振器を製作し、アンカー周波数付近に存在する共振モードをポンプしてカーコムを発生させれば DWDM 光通信のプラットフォームとして用いることができる。多数の DFB レーザを共振器一つに置換できるのでコスト・消費電力を削減できるほか、制御はグリッド間隔の精度が十分であればポンプ周波数をアンカー周波数に正確に合わせ込むだけでよいので容易である。

先行研究[1]では、シリコンナイトライド(SiN)を用いたチップによってグリッド間隔が 100 GHz, 50 GHz の DWDM 光通信が実証されている。ただグリッド間隔が 25 GHz の共振器はサイズが 3 mm 程度となるのでチップでは Q 値や分散特性からその実現が難しい。フッ化マグネシウム(MgF₂)結晶を用いた共振器では 25 GHz 間隔のカーコムを問題なく発生できるほか、テーパがファイバ等で直接結合できるので結合損失がほとんどないことが長所として挙げられる。また田邊研究室の共同研究先である柿沼研究室の精密加工技術を用いれば、実用性のある精度で MgF₂ 共振器を製作可能である。

本研究ではひとまず手研磨によってグリッド間隔 25 GHz に合わせこんだ共振器を製作し、DWDM 光通信への応用に向けた特性評価を行った。

2. 共振器の作製

共振器の製作工程を簡単に説明する。円柱状の MgF₂ 試料を真鍮棒に UV 硬化剤を用いて接着する。真鍮棒部分をスピンドルに挿入して全体を高速回転させる。次にダイヤモンドペーパーを擦り付けて共振器の概形を切削する。最後にダイヤモンドペーストの粒度を小さくしながら共振器の表面を研磨する。

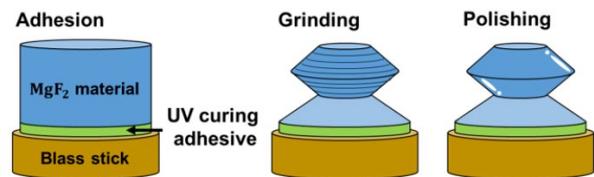


Fig. 1: 共振器の製作工程。

FSR が 25 GHz の共振器の径は 2.7 mm 程度なのでそれより少し大きく切削してから研磨を行うことで ITU-T グリッドに合わせこんだ共振器を作製した。

3. カーコムの発生

共振器への入力パワーが 300 mW 程度となるようにポンプレーザを増幅してカーコムが発生している共振モードを確認して、ITU-T グリッドで規定されているアンカー波長の少し短波側に存在するものを選定した。今回の共振器では 1550.1155 nm の共振モードでカーコムが盛んに発生していたのでアンカー波長を 1550.116 nm とした。この共振モードに対して短波長側からゆっくりと波長掃引を行うと Fig. 2 にあるようなスペクトルのカーコムを取得することができた。

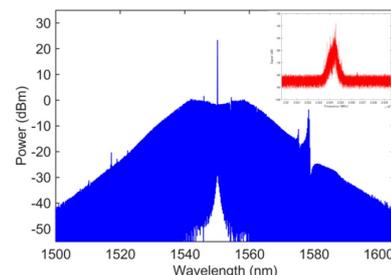


Fig. 2: カーコムのスペクトル。FSR は 25.25 GHz。

ポンプレーザの波長を 1550.121 nm まで掃引するとその付近のコム一本当たりのパワーが最大かつ包絡線が平坦となり、そのパワーは 0 dBm 程度であった。その部分のズームアップを Fig. 3 に示す。

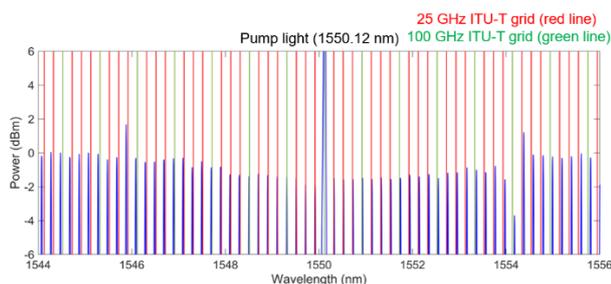


Fig. 3: 共振器の製作工程。緑線は 25 GHz 間隔の ITU-T グリッド, 赤線は 100 GHz 間隔の ITU-T グリッド, 青線がカーコムのスペクトルである。

アンカー波長が 1550.116 nm に対してポンプ波長が 1550.12 nm, グリッド間隔が 25 GHz に対して共振器の FSR が 25.25 GHz であった。ITU-T グリッドに対するカーコムのスペクトルの合わせこみ許容誤差を仮にコムが ITU-T グリッドの規定の間隔の中心をはみ出すまで(12.5 GHz) と考えたとき, 片側 50 チャンネルは利用可能な範囲に入っていると考えられる。また合わせこみ許容誤差を 10% と考えた場合でも片側 10 チャンネルは利用可能な範囲に入っていると考えられる。

4. 結論

フッ化マグネシウム微小光共振器を用いて 25 GHz 間隔の ITU-T グリッドに合わせこんだカーコムを発生した。ITU-T グリッドとコムスペクトルの誤差許容量を 10% とした場合, 両側 20 チャンネルについてカーコムを合わせこむことができた。またコム一本当たりのパワーは 0 dBm 程度を確保することができた。

参考文献

- [1] P. M. Palomo, *et al*, Nature **546**, 274 (2017)

シリカ微小光共振器におけるラマンコムのコヒーレンス評価

曾田昇汰(B4) 藤井瞬(D2)

シリカは幅広いラマン利得を持っており、シリカ微小光共振器を用いることで光 Kerr コムとは別にラマンコムを発生させることでコム波長帯域を拡大できる可能性を秘めている。しかし、ラマンコム安定化の詳細については未だに明らかになっていない。そこで本研究では、ラマンコムをコヒーレンスの点から評価し、モードロックに必要な条件を検討した。

キーワード：微小光共振器，誘導ラマン散乱，コヒーレンス

1. 背景

微小光共振器はその微小なサイズと高 Q 値という特徴から比較的小きなパワーで非線形光学効果を観測することができる。特に、四光波混合による光コム（光 Kerr コム）は、WDM 通信やマイクロ波発生、天文応用など様々な応用が挙げられる。従来の光周波数コムに比べ、光 Kerr コムは低パワーで発生、集積化可能、入力光が連続光、周波数間隔が広いという特徴を持つため大きな注目を集めてきた。

光 Kerr コムの安定化は応用において必要となってくるが、すでに散逸性カーソリトンと呼ばれる長時間安定するコムが報告されている[1]。ソリトンの発生には分散制御に加え、熱光学効果を抑えるための入力光パワーの制御が必要となり、簡単ではない。

一方、四光波混合とは別の非線形光学効果として誘導ラマン散乱というものがある。これは四光波混合とは違い、位相整合条件を必要とせず、材料の持つ利得帯域にコムを広げることができる。そのため、コム発生には分散制御が必要でないという特徴を持つ。しかし、位相整合条件がないというのは、スペクトル同士がインコヒーレントに発生しているということであるため、コム安定化の方法がソリトン発生とは違ってくると考えられる。先行研究では、結晶共振器を用いてラマンコムモードロックを観測したという報告がなされているが、モードロックの条件は明確にはされていない[2]。

本研究では、未だにラマンコムモードロックの機構が解明されていないことから、ラマンコムビート信号を計測し、共振器分散およびラマンコムスペクトル 1 本のコヒーレンスの二つの影響を考慮することで、モードロックに必要な条件を検討する。

2. ビート信号の測定

直径 4 mm のシリカロッド微小共振器 ($Q > 10^8$) を用いて、ラマンコムを発生させた。4 mm のシリカロッドを用いているのは、フォトディテクタが 25GHz 程度までの信号しか取得できないためである。1563.9063 nm 付近にある共振モードに対し、レーザー光を長波長方向に掃引していったところラマンコムのみを発生させることができた (図 1(a))。このラマンコムビート信号を測定するために図 1(b) のような実験系を用いた。

このときのビート信号は図 1(c) のように得られた。この 3dB 線幅は 500 kHz 程度であった。

モードロックした際のビート信号の線幅は先行研究から 100 Hz 程度であるはずであるから[2]、このコムはモードロックしているとは言えない。

線幅がこのような広がる要因としては、共振器分散が強く周波数間隔が一定ではないこと、コムスペクトル 1 本のコヒーレンスが散乱の過程で悪くなっているということが考えられる。

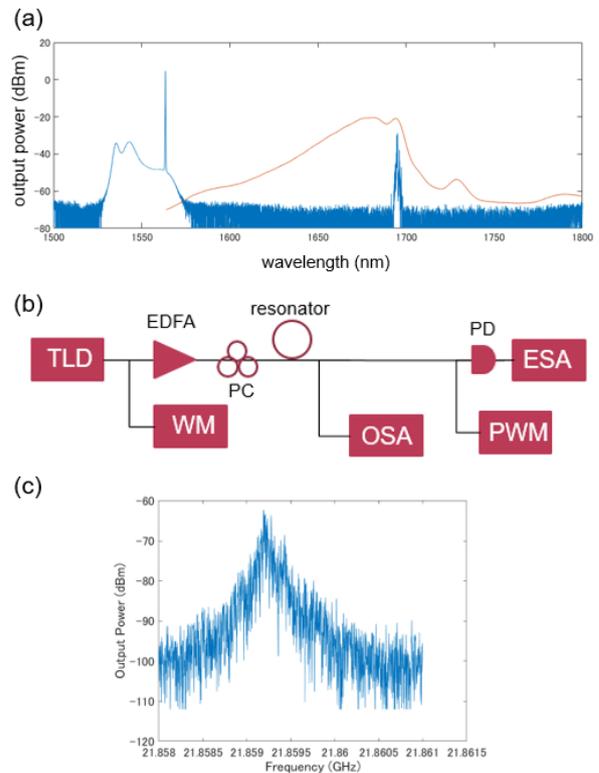


図 1(a)：入力光を掃引していくことで観測されたラマンコム（赤線は入力光に対するラマン利得を表す）。(b)：ラマンコムビート信号を測定するための実験セットアップ。(c)：ラマンコムビート信号。

3. 共振器分散の計算

COMSOL を用いて、直径 4 mm のシリカロッドの共振器分散を計算したところ図 2 のようになった。

5. 結論

モードロックしていないラマンコムの子ビート信号の線幅は、分散の影響を大きく受けており、誘導ラマン散乱の過程におけるスペクトル自体のコヒーレンス変化による影響はわずかなものと考えられる。

異常分散による周波数間隔の広がりに対して、今回のビート信号の線幅が小さかったことから発生したラマンコムの子ビートの一部は四光波混合によるものであると考えられる。

モードロックに必要な条件としては、ラマンコムが発生する波長帯域において、共振器分散がゼロに近い異常分散とすることで、誘導ラマン散乱によって発生したスペクトルから四光波混合を介してコムを広げる必要があると考えられる。

共振器の構造分散によって共振器分散を弱い異常分散にするには共振器形状を三角形に近づける必要がある[3]。そのため、今後の課題としては共振器形状が三角形のものを作製し、ラマンコムを評価することが挙げられる。

参考文献

- [1] T. Herr, V. Brasch, J. D. Jost, C. Y. Wang, N. M. Kondratiev, M. L. Gorodetsky, and T. J. Kippenberg, *Nature Photonics* **8**, 145-152 (2014).
- [2] W. Liang, V. Ilchenko, A. Savchenkov, A. Matsko, D. Seidel, and L. Maleki, *Physical review letters* **105**, 43903 (2010).
- [3] S. Fujii, M. Fuchida, H. Amano, S. Tanaka, R. Suzuki, Y. Kakinuma, and T. Tanabe, *Conference on Lasers and Electro-Optics – European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe – EQEC 2019)*, CK-5.6, Munich, 23-27 June (2019).

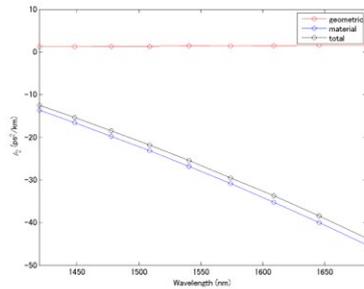


図 2：直径 4 mm，曲率半径 50 μm シリカロッド共振器の分散。

ラマンコムが発生した波長帯域は 1690-1700 nm で強い異常分散を持っていることがわかる。分散による共振周波数のずれは約 5.5 MHz と計算された。

4. スペクトル 1 本のコヒーレンス測定

誘導ラマン散乱によりレーザ線幅がどれほど変化するかを測定するために、シリカトロイド共振器でラマンコムを発生させ、図 3(a)のような実験セットアップで回折格子を用いた空間系で 1 本取り出した後、自己ヘテロダイン法で線幅を測定した。

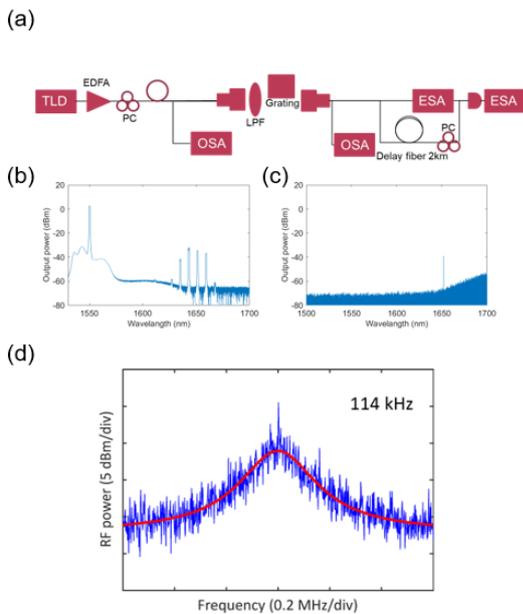


図 3(a)：線幅測定用実験セットアップ。(b)：1550.7 nm 付近で入力光を掃引したとき発生したラマンコム。(c)：ラマンコムの子ビートのスペクトル 1 本 (1651.89 nm)。(d)：(c)の子ビートの 3 dB 線幅。

図 3(b)の子ビートのスペクトル 1 本の線幅で 3 dB 線幅は 114 kHz と計測された。元のレーザの線幅は 70 kHz 程度であったことから、わずかにコヒーレンスが悪くなっていることがわかる。しかし、ビート信号の線幅 500 kHz に比べて小さく、分散に比べて大きな影響を及ぼしているとは言えない。

フォトニック結晶共振器とウィスパリングギャラリモードの結合

遊部航希 (B4)

結合共振器を光情報処理に応用する場合、遅延時間と応答速度にはトレードオフの関係が存在する。異種の共振器による結合共振器は、各々の材料・製造プロセス・構造等が異なるため実現が難しく、現在のところ報告されていない。しかし、異種共振器間の結合共振器は同種の共振器による結合共振器のトレードオフの関係を打ち破ることが期待される。本研究では、シリカトロイド共振器とフォトニック結晶共振器の結合手法・条件を検討した。

キーワード：フォトニック結晶，シリカトロイド共振器，結合共振器

1. 背景

微小光共振器は、光を微小領域に閉じ込めることによって光と物質の相互作用を増強する機能を持ち、様々な光学現象が観測される。複数の微小光共振器を連結した系は結合共振器と呼ばれ、共振モード間の干渉効果による現象が観測でき、様々な応用可能性が議論されている。結合共振器の応用例として動的制御による光メモリ動作 [1] が挙げられ、シリカトロイド共振器 [2] やフォトニック結晶共振器 [3] によって実証されている。シリカトロイド結合共振器は高 Q 値のため 20 ns という長時間光バッファリングを実現しているが、スイッチ速度が 10 ns と遅いという欠点がある。一方、フォトニック結晶結合共振器による全光バッファは 4 ps という高速応答を達成しているが、バッファ時間は 330 ps と短い。

本研究ではシリカトロイド共振器とフォトニック結晶共振器による異種の共振器間の結合共振器を実現することを目的とする。シリカトロイド共振器をストレージ、フォトニック結晶共振器をゲートの共振器に用いることで長時間かつ高速な光バッファリングが期待される。

2. 結合モード理論

本研究では、シリカトロイド共振器とフォトニック結晶共振器の結合系のモデル化に結合モード理論 (CMT: Coupled Mode Theory) を用いた。図 1 は、シリカトロイド共振器とフォトニック結晶共振器の結合系の概略図である。この系のモデル式は CMT を用いると以下で与えられる。

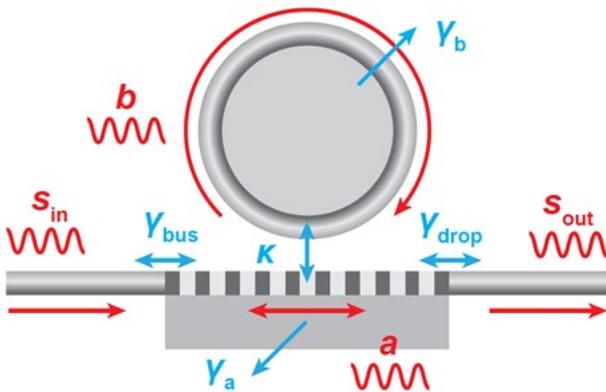


図 1：シリカトロイド共振器とフォトニック結晶共振器の CMT モデルの概略図及びパラメータ。

$$\frac{da}{dt} = \left(j\omega_a - \frac{\gamma_a + \gamma_{bus} + \gamma_{drop}}{2} \right) a + j\frac{\kappa}{2} b + \sqrt{\gamma_{bus}} e^{j\theta} S_{in} \quad (1)$$

$$\frac{db}{dt} = \left(j\omega_b - \frac{\gamma_b}{2} \right) b + j\frac{\kappa}{2} a \quad (2)$$

$$S_{out} = \sqrt{\gamma_{drop}} e^{j\theta} a \quad (3)$$

ただし、 a (b): フォトニック結晶 (シリカトロイド) 共振器内のモード振幅。 ω_a (ω_b): 共振角周波数。 γ_a (γ_b): 固有損失。 S_{in} (S_{out}): 入力 (出力) 導波路内のモード振幅。 γ_{bus} (γ_{drop}): フォトニック結晶と入力 (出力) 導波路間の結合損失。 κ : フォトニック結晶共振器とシリカトロイド共振器間の結合強度。

図 2 は、上式 (1)~(3) から求めた透過スペクトル $|S_{out}/S_{in}|^2$ である。図 2(a) は、 $\omega_a = \omega_b = 1550.0$ nm であり、図 2(b) は、 $\omega_a = 1550.0$ nm, $\omega_b = 1550.1$ nm の場合である。

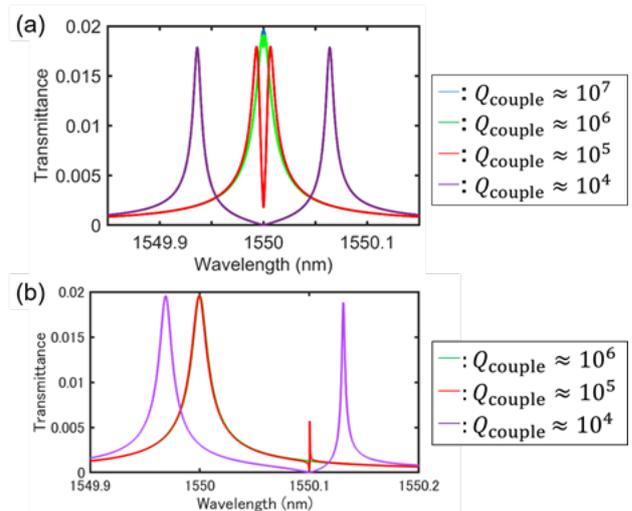


図 2：CMT モデルから計算した結合共振器系の透過スペクトル。(a); $\omega_a = \omega_b$ の場合。(b); $\omega_a \neq \omega_b$ の場合。

図 2(a) のように共振角周波数が一致している場合、結合損失 $Q_{couple} = \omega/\kappa$ が $Q_b = \omega/\gamma_b$ と同程度になると、シリカトロイド共振器内に入力光が入り始める。 Q_{couple} が $Q_a = \omega/\gamma_a$ と同程度の時、critical coupling となり、共振角周波数では全ての入力光がシリカトロイド共振器に閉じ込められる。図 2(b) のように共振角周波数が異なる場合、非対称なピークがシリカトロイド共振器の共振角周波数付近に現れる。これを利用してシリカトロイド共振器内に閉じ込められた光を取り出すことが出来る。

3. エアブリッジ構造の作製

実験的にシリカトロイド共振器とフォトニック結晶共振器の結合状態を実現するためには、フォトニック結晶をエアブリッジ構造にする必要がある。エアブリッジ構造とは、フォトニック結晶のシリカクラッドを剥がしてエアクラッドにした構造である。エアブリッジ構造にすることで、シリカトロイド共振器を物理的にフォトニック結晶共振器に近づけることが可能になる (κ を大きくすることに対応する)。

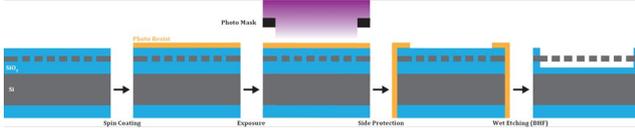


図 3 : エアブリッジ構造の作製プロセス。

図 3 はフォトニック結晶のエアブリッジ構造の作製プロセスである。まず、フォトリソグラフィによってフォトニック結晶チップ上面の構造に合わせてフォトレジストを画定する。次に、チップの側面にフォトレジストを塗布することで、スポットサイズ変換機構を保護する。この時、フォトレジストの粘度が低いと表面張力により側面だけでなく上面にまで流れてしまいパターンが崩れてしまう。そのため、あらかじめフォトレジストを $180\sim 200^\circ\text{C}$ で加熱し、フォトレジスト中の溶剤を蒸発させることで粘度を増強させたものを用いた。最後に、 27°C の恒温槽内でバッファドフッ酸 (BHF) によるウェットエッチングを12分間行い、アセトン・エタノールによる超音波洗浄を行い、エアブリッジ構造を作製した。作製したエアブリッジ構造の顕微鏡写真を図 4 に示す。

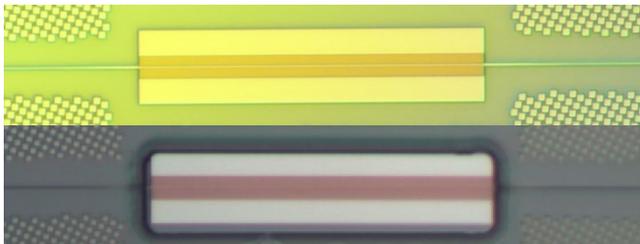


図 4 : シリカクラッド (上図) とエアクラッド (下図) のフォトニック結晶の顕微鏡画像。

4. 結合条件の検討

シリカトロイド共振器とフォトニック結晶共振器の結合状態を実現するためには、物理的距離を近づけるだけでは十分でなく、位相整合条件を満たす必要がある。また、結合損失や、ライトコーン (光がチップ上下面に放射する領域) による損失が大きいと共振ピークが観測できない。図 5 はシリカクラッドとエアクラッドの幅変化型フォトニック結晶共振器 [4] の透過スペクトルである。エアブリッジ構造にするとライトライン (ライトコーンと非ライトコーンの境界) が短波長側にシフトするため共振ピークがライトコーンによる損失を受けなくなる。伝搬モード自体も短波長側に 60 nm 程度シフトするも

のライトラインのシフト量の方が大きいと、共振ピークはライトコーンの領域外にあることが期待される。図 5 の黒線 (シリカクラッド) では伝搬モードがライトコーンによる損失を受けているが、赤線 (エアクラッド) では伝搬モードはライトコーンによる損失を受けていないことが確認できる。

しかし、エアブリッジ構造のフォトニック結晶共振器ではフォトニックバンドギャップ内に共振ピークを観測することが出来なかった。このことから十分に損失を抑制することができていないことが原因として考えられる。損失の原因として、側面に塗布した高粘度のフォトレジストの残滓による散乱損失の増加やエアクラッドとシリカクラッドの境界面での反射による損失の増加などが考えられる。前者に関しては十分な超音波洗浄を行うことで改善できるが、エアブリッジ構造はシリコン層が 220 nm と薄く、超音波洗浄によって壊れてしまうことが少なくない。そのため、溶剤を蒸発させる量を調節して、短時間の超音波洗浄で十分に洗浄できるような粘度のフォトレジストを用いることが求められる。

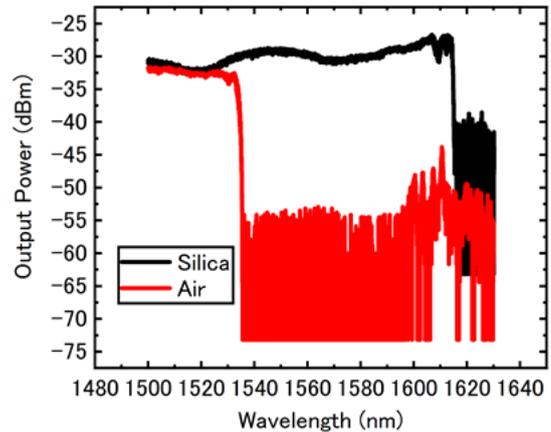


図 5 : シリカクラッド (黒) とエアクラッド (赤) の場合の幅変化型フォトニック結晶共振器の透過スペクトル。

5. 今後の展望

フォトニック結晶のエアブリッジ構造を作製することが可能になったが、共振ピークを観測するためには作製プロセスの最適化が必要である。また、結合共振器の形成のためには高 Q 値のエッジシリカトロイド共振器を作製する必要があり、現段階では 10^6 オーダー程度の共振器しか作製できていないため、こちらも作製プロセスの最適化が必要である。

参考文献

- [1] Q. Xu, P. Dong and M. Lipson, Nature Physics **3** 406-410 (2007)
- [2] W. Yoshiki, Y. Honda, T. Tetsumoto, K. Furusawa, N. Sekine, and T. Tanabe, Sci Rep **7** 10688 (2017).
- [3] J. Upham, Y. Fujita, Y. Kawamoto, Y. Tanaka, B. S. Song, T. Asano, and S. Noda, Opt. Express **21** 3809-3817 (2013)
- [4] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, and T. Tanabe, Phys. Lett. **88** 041112 (2006)

製造誤差を用いたフォトニック結晶分光器の高性能化について

兒玉拓昌(B4) Jocelyn Hofs(M2) 金セイ基(M2)

製造誤差の影響は、素子サイズが小さくなるにしたがって非常に大きな影響が生まれる。フォトニック結晶において、製造誤差はアンダーソン局在と呼ばれる現象として表れることが知られている。本研究では、フォトニック結晶の局在を利用して分光器の分解能を高めることに成功した。

キーワード：フォトニック結晶、分光器

1. 背景

製造誤差による影響は、実用化に向けた素子に対する大きな障壁となっている。微小な素子に関してはとりわけ大きな問題となっている。先行研究として、その課題を克服する方法は多く行われてきたが、未だ解決には至っていないのが現状である。一方、ランダムレーザ [1] や光の散乱 [2] など製造誤差を逆に利用した研究も行われるようになってきた。しかしそれらの研究も原理実証に留まっており、実用化には至っていない。

本研究も、そういった内在的な製造誤差を生かす手段を考えている。フォトニック結晶における製造誤差は、アンダーソン局在と呼ばれる現象としてあらわれる。局在は波長に非常に敏感であり、局在の箇所は波長に大きく依存している。我々は製造誤差のあるフォトニック結晶導波路 (PCW) を用い、高分解能な分光器を設計した。また、データ解析の部分で機械学習や最適化アルゴリズムを用いている。さらに、単一波長の重ね合わせで複数波長のデータを構成することが可能であったため、複数波長の解析にも取り組んだ。

2. 原理

微小サイズの分光器は非常に多くの応用先が存在する。例としては、光伝送やセキュリティ面での応用、さらに食品関係でも糖度のセンサーなどで用いることが出来る。フォトニック結晶は構造が微細であるため、フォトニック結晶素子は微小にすることが出来る。フォトニック結晶を用いた分光器の先行研究も多いが [3], 正確なファブリケーションを必要とするため、コストも高く、量産することは現状難しい。本研究で用いている構造は、チャープ構造のフォトニック結晶導波路という非常に単純なものである。この構造の導波路は、周期的に幅が変化しており、入力波長によってどこまで透過するかを制御することが可能であり、上方散乱してきた光を観測することが出来る。これは、導波路幅が違くとフォトニックバンドギャップが推移し、透過する波長帯域がシフトするためである。先行研究において、このような分光器は、CMOS 互換の製造プロセス上 1.5 nm 程の分解能しか得られていない。本研究では、その分解能を向上させるため、局在箇所をイメージ画像として取得して使用している。図 1(a)は用いた素子のイメージ図である。

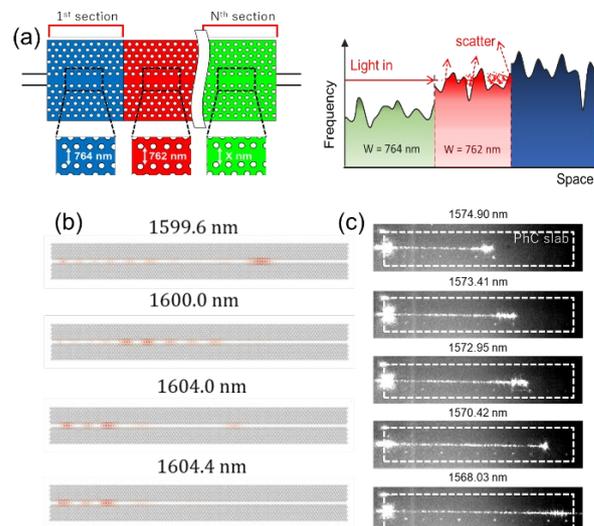


図 1 (a) : チャープ導波路の原理。導波路幅は左から右にかけて狭くなっている。なお、光源は導波路の左端に設置されている。結果として、バンドギャップは短波長側にシフトしてゆき、長波長は構造の手前側で散乱される。そのため、波長が異なる場合は散乱する場所が異なる。(b) FDTD シミュレーションを用いたイメージ画像。導波路幅は 764 nm, 759 nm, 754 nm と周期的に変化している。(c) 実験で得た画像。それぞれの画像は異なる波長で励起しており、スラブの上から IR カメラで取得した。

3. 単一波長の解析

まずは入力が単一波長での解析を行った。データの解析には機械学習を用い、シミュレーションと実験データで解析を行った。波長帯域は 1596.6 nm から 1604.4 nm で分解能は 0.2 nm である。それらの励振画像は二次元 FDTD シミュレーションで取得し、データ解析に機械学習を用いた。図 2(a) は機械学習のアルゴリズムの概略である。結果としては、分解能 0.2 nm において 97 % の正確性を記録した [図 2(b)]. 実験データを用いた解析の結果は図 2(c) のように 98 % という高い正確性を記録することができた。実験データでも分解能は 0.2 nm である。また用いたフォトニック結晶は CMOS 互換プロセスで作製されたものであるため、量産も可能な製造方法を用いている。

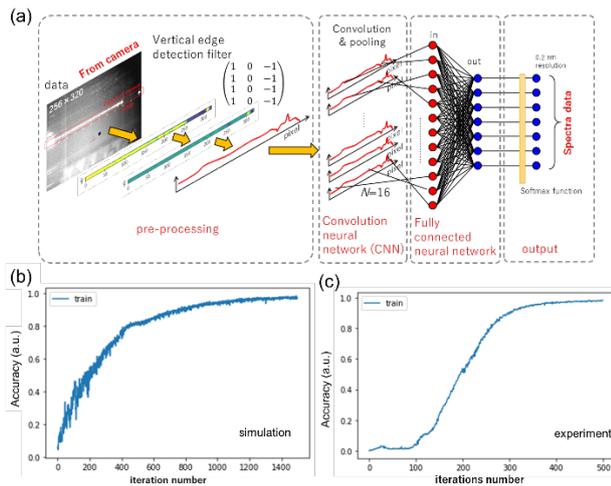


図2 (a) データ解析に用いた機械学習アルゴリズムの概略図. (b) FDTD シミュレーションによって取得したデータを用いた解析結果. 波長帯域は 1596.6 nm から 1604.4 nm まで, 分解能は 0.2 nm である. 波長クラスごとに 30 枚用意し, 少しずつ時間をずらして取得した. (c) 図 1(c) のような実験データを用いて解析を行った結果.

4. 複数波長の解析

次に, 複数波長の入力波長の波長再構築の方法を検討した. 一つ目の方法としては, 単一波長の延長として機械学習で行うことだが, その場合は波長クラスが膨大になってしまうため, 計算が遅くなる可能性がある. 二つ目の方法としては, 最適化アルゴリズムを用いる方法である. 複数波長のパターンが単一波長の単純な足し合わせとなっている場合は, 最適化アルゴリズム(SA)を用いて再構築が可能となる.

本研究では, SAによる解析を行った. 伝搬部分の光分布を一次元データとして格納し, 入力波長 λ_i に対して I_{λ_i} の光分布があるとすると, その場合, 複数波長の分布が単一波長の分布の足し合わせとなっているとすると, I_m は次式で表される.

$$I_m = c_1 I_{\lambda_1} + c_2 I_{\lambda_2} + \dots + c_i I_{\lambda_i} \quad (1)$$

この理論を証明するために, 単一波長のデータと複数波長のデータを取得して比較した. なおこのデータはFDTDシミュレーションを用いたものである. その比較結果は図3 (a) のようになった. その単一波長と複数波長のデータをSAを用いて解析を行った. SAはコスト関数, 即ちターゲットと構成データの差が最小になるまで係数を変化させ, 再構築を行う. 図3 (a) においてターゲットが赤い実線のグラフで再構築データが青い実線のグラフとなっており, 挿入図は実際の複数波長データのシミュレーション画像である. また, 波長は1603.2 nmと1608.8 nmである. 再構築の結果を3 (b) に示した. この結果から, SAを用いることで, 単一波長のデータから複数波長の解析が可能であり, 足し合わせであることが証明できた. なおこの結果は局在箇所がかぶっていない波長ではほぼ確実に達成でき, 実験データを用いた場合でも正確に再構築が可能であることが確認できた.

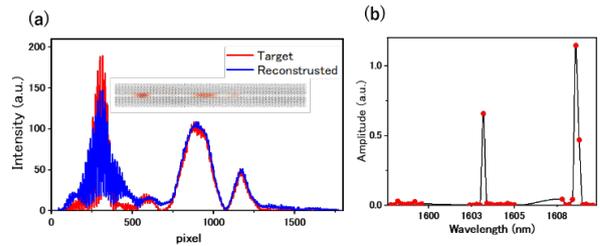


図3 (a) 製造誤差に見たてて半径にランダム性を振ったフォトニック結晶導波路の強度分布. 励振波長は1603.2 nmと1608.8 nmである. 挿入図は複数波長のターゲットの強度分布である. 青線はターゲットで赤線が再構築データの結果である. (b) SAを用いて解析を行った場合の再構築スペクトル.

5. まとめ

以上の結果から, 機械学習や再構築アルゴリズムを用いてフォトニック結晶導波路の製造誤差を分解能の向上に利用することが出来ることが確認できた. さらに, このような強力な解析ツールを用いることによって, ランダム光学素子の実用化への進展となることを証明できた. しかしこの研究には課題が存在している. 先ほどの結果のように局在がはっきりと見え, かつ局在の箇所がかぶっていない場合では解析が可能であったが, 局在箇所がかぶっていたり, そもそも局在が弱かったり起きていなかったりする波長では, 再構築が正確に行えなことも多々あった. また波長が近い場合は, 位相の干渉も起こってしまう. 位相の干渉が起こった場合, 複数波長の強度分布が単一波長の足し合わせとして表せられないため, SAによるやり方が適応できない問題があった. そのため次の課題としては, 以上の課題をいかにして克服するか考え, 解消していく必要がある.

参考文献

- [1] Lee, M., Callard, S., Seassal, C and Jeon, H. Nat. Photonics **13**, 445-448 (2019).
- [2] Redding, B., Liew, S., Sarma, R and Cao, H. Nature Photon **7**, 746-751 (2013).
- [3] Gan, X., Pervez, N., Kymissis, L., Hatami, F and Englund, D. Appl. Phys. Lett. **100**, 231104 (2012).
- [4] L, Sapienza., H, Thyrrerstrup., S, Stobbe., P. D, Garcia., S, Smolka., and P, Lodahl. Science **327**, 1352-1355 (2010).

CMOS互換フォトニック結晶分光器の開発

金 セイ基(M2) ホフス ジョスリン(M2) 兒玉 拓昌(B4)

本研究では CMOS 互換の作製手法にて超微小なフォトニック結晶分光器を作製した. サイズ(PhC部分のみ)は $29 \times 370 \mu\text{m}^2$ であり, ディープラーニングによる分類検証では $0.1 \sim 0.2 \text{ nm}$ の分解能を 98%の精度で検証した. そして, フォスファーコーディングを利用した近赤外光を可視光に励起する過程を検証した. 本研究の目的は現状の一般的な商用分光器に関する課題を解決できるような NIR フォトニック結晶分光器を実現することである.

キーワード: フォトニック結晶, 分光器, フォスファー, ディープラーニング

1. 導入

微小かつ高分解能で低コストの分光器は様々な分野において必要とされている. 特に現在の産業における IoT 化においてはサイズとコストは重要な要素である. 一例として食品分析などが挙げられる. しかし, 現状の商用 NIR 分光器ではサイズと分解能のトレードオフといった課題や, NIR 光の検出のコストが高いといった課題がある. こうした課題解決に向け, 様々な従来研究が行われてきた. 例として, AWG型分光器[1]やフーリエ変換を利用した分光器[2], フォトニック結晶分光器[3]などが挙げられる. しかし, 微小サイズ・高分解能・低コストという3点をすべて満たすことは困難である. 本研究ではこうした課題を解決できるようなフォトニック結晶分光器の実現を目的としている. そこで, 本研究では CMOS 互換の作製手法でフォトニック結晶を作製し, 微小サイズの実現を目指した. そして, フォトニック結晶チップにフォスファーコーディングを行い NIR 光のアップコンバージョンを行うことで, 高コストの InGaAs センサーをせずに検出コストの低下を目指した. そして, ディープラーニングを組み込むことで高分解能を目指した.

2. フォトニック結晶分光器のデザイン

本研究で作製したフォトニック結晶分光器は導波路幅の異なるフォトニック結晶導波路から構成されている(図 1). 図 1(a)に示すように, 分光器構造は 11 の異なる幅のフォトニック結晶導波路からなっており, 764 nm から 744 nm まで 2 nm ずつ幅を狭めている構造である. ただし, 三角格子状のフォトニック結晶の基準となる導波路の幅を 1.00W とここでは規格化した. 図 1(b)には幅の異なるフォトニック結晶導波路の透過スペクトルのシミュレーション結果を示している. このように, 透過スペクトルのバンド端は導波路幅に応じて異なっていることが見て取れる. つまり, 特定の波長の光は特定の導波路幅の領域に局在するといえる. これらの局在に加え, フォトニック結晶の作製誤差に応じてランダムな局在も引き起こされる. これらの局在が観測される場所に応じて, その波長情報を特定することが出来る.

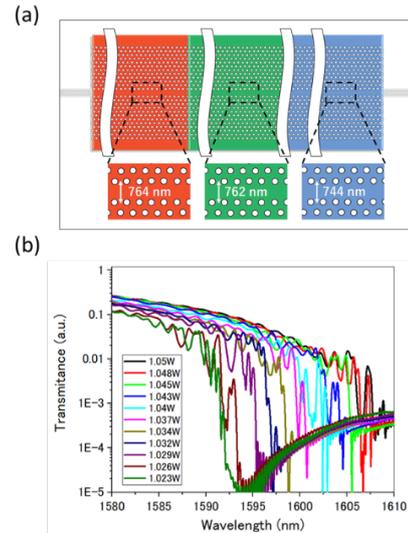


図 1: (a) フォトニック結晶分光器構造の概要図. この構造は 11 の異なる導波路幅(764 nm, 762 nm, ... 744 nm)の導波路から構成されている. (b) それぞれの導波路幅に応じた導波路(1.05W, 1.048W, ... 1.023W)の透過率のシミュレーション結果.

3. フォスファーコーディング・アップコンバージョン

NIR 分光器は InGaAs センサーのコストにより高価になる傾向がある. そこで, 本研究ではフォスファーを利用して NIR 光を可視光に励起する手法を導入した. 図 2 にフォスファーコーディングと実験結果が示されている. まず, 図 2(a)の過程のようにフォスファー粒子とダイヤモンドスラリーを混ぜ, (質量比フォスファー粒子 9 : ダイヤモンドスラリー 1)乳鉢で 10 分間すり潰した. その後, この混合物をフォトニック結晶に塗布した. そして, 実験結果が図 2(b), (c)に示されている. 図 2(b)は NIR カメラによる観測画像を示しており, 入力光は 1563.4 nm で 10 dBm であり, 図のような局在が観測できた. そして, 図 2(c)はアップコンバージョンを行った後の可視光カメラによる観測画像を示しており, 入力光は 1563.4 nm で 10 dBm であり, 図のように局在光がアップコンバージョンされていることが観測できた. ただし, この可視光カメラの露光時間は 2 秒に設定した. このように, フォスファーを用いて NIR 光を可視光へとアップコンバージョンすることを検証した.

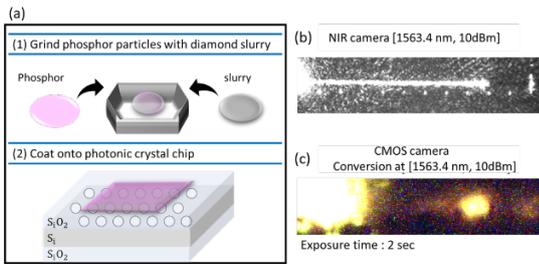


図 2: (a) フォスファーコーティングの概要図。フォスファー粒子とダイヤモンドスラリーを乳鉢ですり潰し、フォトニック結晶チップにコーティングする。(b) 1563.4 nm で 10 dBm の入力をした時の NIR 画像(実験結果)。(c) 1563.4 nm で 10 dBm の入力をした時の可視光カメラ(CMOS カメラ)画像(実験結果)。

4. ディープラーニングによる分類

本研究ではディープラーニング(Tensorflow)を検出に組み込むことで設計上の分解能以上の分解能を目指した。この検出手法と分類結果は図 3 に示されている。図 3(a)のように、はじめに入力画像の切り取りを行い、フォトニック結晶分光器の部分のみに着目する。次に、エッジ検出というフィルタリングにより画像の中の異なる色の境界を強調する。そして、次にこうしたデータは 1 次元ベクトルデータに変換され、全結合層と呼ばれるプロセスに渡される。ここでは、入力画像とその波長情報の紐づけを行うトレーニングを行い、その後未知のデータを入力することで、その画像に応じて波長の分類を行う。

図 3(b)にはこうした NIR カメラによる観測画像を用いた学習結果が示されている。この NIR 画像の分類検証では 100 波長 × 20 強度パターンの画像群が使用された。波長レンジは 1565.0 nm から 1584.8 nm までの範囲で 0.2 nm 間隔で、強度レンジは -10 dBm から +9 dBm までの 1 dBm 間隔であった。これらの画像群のうち 75%(15 強度パターン)をトレーニングデータとして用い、残りの 25%(5 強度パターン)をテストデータとして用いた。図 3(b)は学習カーブを示しており、横軸は学習回数を、縦軸は精度を表している。図 3(b)では、学習回数が約 500 前後において精度が飽和し始めた。また、テストデータでの分類精度は 98%であった。つまり、98%の画像は正しく分類されたことになる。次に、図 3(c)にはアップコンバージョンを行った可視光カメラ(CMOS カメラ)による観測画像を利用した学習結果を示している。この CMOS カメラ画像での検証では、31 波長 × 4 強度パターンの画像群を利用した。波長レンジは 1561.5 nm から 1564.5 nm までの範囲で 0.1 nm 間隔であり、強度は 3 dBm, 5 dBm, 6 dBm, 10 dBm-10 dBm の 4 パターンであった。ただし、この CMOS カメラ画像での検証では同じセッティングの画像を 2 枚ずつ取得した。つまり、31 波長 × 4 強度パターンの画像群が 2 セットあり、そのうちの 1 セットをトレーニングデータとして、残りの 1 セットをテストデータとして用いた。

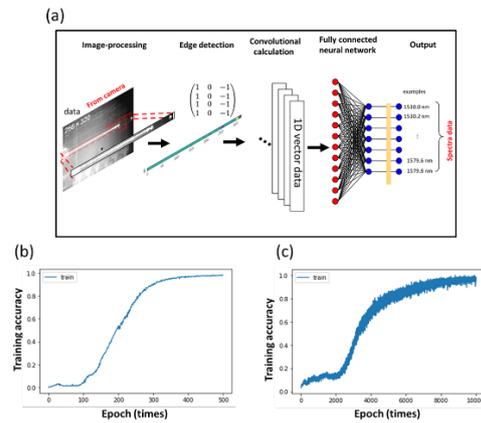


図 3: (a) ディープラーニングプロセスの概要図。画像処理の段階ではフォトニック結晶の部分のみを切り取る。エッジ検出により異なる色からなる境界を強調する。エッジ検出後、画像データは 1D テンソルデータに変換され、全結合ニューラルネットワークに入力される。(b) NIR カメラ画像による学習曲線。(c) CMOS カメラ画像による学習曲線。

その CMOS カメラ画像による学習結果が図 3(c)に示されている。学習精度は学習回数が約 10000 前後で飽和し始めた。そして、テストデータによる分類精度は 98%であった。CMOS カメラ画像を用いた検証ではデータ数が限られてはいたものの、高い精度で、0.1 nm の分解能の分類が検証出来た。

5. パッケージングデザイン

以上のような実験結果に基づいて、本研究では分光器のパッケージングデザインを行った。はじめに、ファイバーとフォトニック結晶チップの端面を結合させるファイバーカップリングを行った(図 4)。

このファイバーカップリングでは UV 硬化剤のコーティングを 2 回行うことでより安定化を目指した。各コーティングの後に、UV 光を照射することで結合部分を硬化させた。図 4(a)は 1 度目の UV 硬化剤コーティングを行った様子の例を示しており、図 4(b)は 2 度目の UV 硬化剤コーティングを行った様子の例を示している。ただし、ファイバーはフォトニック結晶の入力端のみに行い、出力端では集光モジュール(focusing diameter: $\phi 2.8\mu\text{m}$, extinction ratio: $\geq 20\text{dB}$, input loss: $\leq 0.9\text{dB}$, fiber: PMF)を用いた。図 4(c)はファイバーカップリングを行ったフォトニック結晶導波路(Width: 1.05W)の透過スペクトルの測定結果である。黒の線, “before”, は UV 硬化を行わず、チップの両端に集光モジュールを用いた場合の測定結果を示している。緑の線, “first”, は 1 度目の UV 硬化を行った後の測定結果を示している。オレンジの線, “second”, は 2 度目の UV 硬化を行った後の測定結果を示している。1 度目の UV 硬化後の損失は黒の線と比較して近似して 9dB の損失があり、2 度目の UV 硬化後の損失は黒の線と比較して近似して 16dB の損失があった。

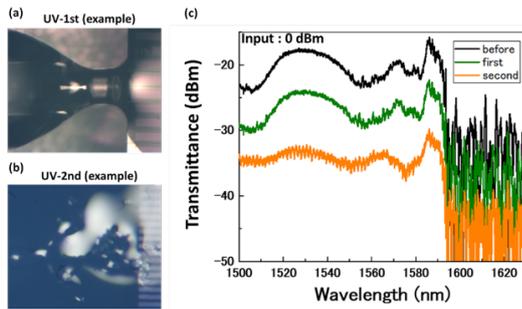


図 4: (a) 一度目の UV 硬化剤コーティングの実験画像. (b) 一度目の UV 硬化剤コーティングの実験画像. (c) それぞれのカップリング段階におけるフォトニック結晶導波路(Width: 1.05 μ m)における透過率の測定結果. 黒の線, “before”, は集光モジュール(focusing diameter: ϕ 2.8 μ m, extinction ratio: \geq 20dB, input loss: \leq 0.9dB, fiber: PMF)がフォトニック結晶チップの両端に用いられた場合の結果を示している. 緑の線, “first”, はチップの入力端にのみファイバカップリングした場合の, 一度目の UV 硬化剤コーティング段階の結果を示している(集光モジュールは他端に用いられスペクトルの測定に用いられた). オレンジの線, “second”, はチップの入力端にのみファイバカップリングした場合の, 二度目の UV 硬化剤コーティング段階の結果を示している(集光モジュールは他端に用いられスペクトルの測定に用いられた).

以上のような実験結果に基づいて図 5 に示されるようなパッケージングデザインを行った.

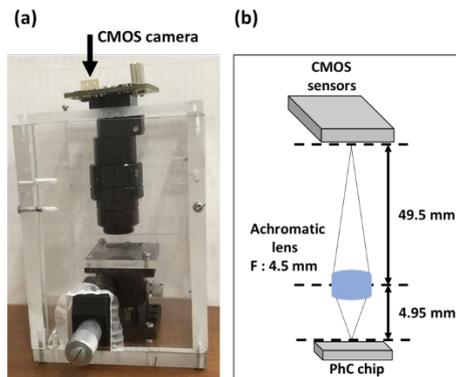


図 5: (a) パッケージング構造の例. (b) レンズと CMOS カメラのデザイン例.

図 5(a)はパッケージングデザインの例を示しており, ハウジングケースのサイズは近似して $60 \times 60 \times 80 \text{ mm}^3$ である. 図 5(b)はレンズとカメラの設計例を示している. ここでは, アクロマティックレンズ(F: 4.5 mm)を想定し, 近似して 10 倍の拡大倍率を想定した. このような構造により, フォトニック結晶導波路で発生する可視光にアップコンバージョンされた局在光を観測することが目的である.

6. 結論

本研究では, 微小サイズの分光器実現のために CMOS 互換の作製手法でフォトニック結晶分光器を作製した. そして, 検出コスト低下に向けて, フォスファーによる NIR 光の可視光へのアップコンバージョンを検証した. また, 検出においては高分解能化に向けてディープラーニングによる画像分類を検証し

た. そして, こうした結果に基づいてレンズと CMOS カメラを用いたパッケージングデザインを行った.

参考文献

- [1] Ryckeboer, E. *et al.* "Silicon-on-insulator spectrometers with integrated GaInAsSb photodiodes for wide-band spectroscopy from 1510 to 2300 nm," *Opt. Express* **21**, 6101-6108 (2013).
- [2] Kita, D.M., Miranda, B., Favela, D. *et al.* High performance and scalable on-chip digital Fourier transform spectroscopy. *Nat Commun* **9**, 4405 (2018).
- [3] Redding, B., Liew, S., Sarma, R. *et al.* "Compact spectrometer based on a disordered photonic chip," *Nature Photon* **7**, 746-751 (2013).

数値解析によるモードロック共振器実現の条件

長島圭吾(B4) 鈴木智生サムエル(M2) 今村陸(M1) 石田蘭丸(M2)

微小光共振器は光を微小領域に閉じ込めることができる。本研究では、微小光共振器にエルビウムを添加することで自励発振を可能にし、CNTの可飽和吸収特性を用いてパルス化することを目標としている。そこで非線形シュレディンガー方程式を用いて数値解析を行い、最適なパラメータを見つけることが本研究の目的である。

キーワード：微小光共振器，モード同期，CNT，エルビウム添加デバイス

1. 背景

モード同期レーザーは多くの応用先が考えられており、通信や加工、センシングなど多岐にわたる。それらのモード同期を実現させる方法にはいくつかの手法が存在し、これまでは固体レーザーであるTi-sapphireを用いたもの[1]や、ファイバーレーザーを用いたもの[2]が存在する。これらのモード同期レーザーの欠点としては、繰り返し周波数が数100 MHz程度と低いことが挙げられる。繰り返し周波数は共振器サイズに反比例することから、光を微小領域に閉じ込めることのできる微小光共振器を用いたモード同期レーザーを開発することで、数10 GHzを超えるような非常に高い繰り返し周波数を得られるのではと考えた。

そこで本研究では利得媒質にエルビウムを添加し、980 nm または 1480 nm のポンプ光によって1550 nmでの自励発振を可能にし、カーボンナノチューブ(CNT)の強度の強い光を透過し、強度の低い光は吸収するという可飽和吸収特性によって受動的なモード同期を達成することが目標である(Fig.1)。本研究では、実際にエルビウムを添加した共振器に1480 nmのポンプ光を入れることで、1550 nm付近での励起を観測している。また、CNTをティップ状にし、ファイバーに近づけることでCNTの可飽和吸収特性も観測できている。しかし、それらを合わせて実際にモード同期までには至っていない。そこで各パラメータに対して適切な値を見つけることが必要であり、そのために数値解析を行った。

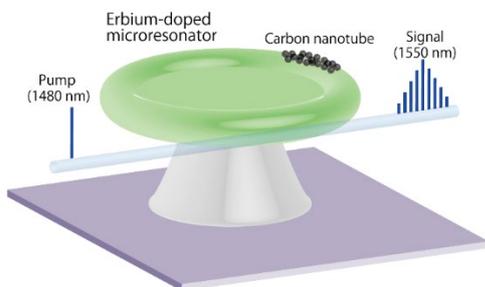


Fig.1. エルビウム添加微小光共振器とCNTによるモード同期レーザーのイメージ図。

2. 計算モデル

本研究では、微小光共振器における数値解析モデルを非線形シュレディンガー方程式をもとに構築し、モード同期に必要な条件の数値解析を行った[3]。

$$\frac{\partial}{\partial T} A(t, T) = \left(-D \frac{\partial}{\partial t^2} + iy|A|^2 \right) A(t, T) + (g - (l + \alpha(t, T))) A(t, T) \quad (1)$$

ここで右辺の第1項目から順に共振器の群速度分散、非線形光学効果であるカー効果、共振器に添加した利得、共振器に固有の損失、可飽和吸収による吸収を表している。

式(1)をスプリットステップフーリエ法を用いて解析することで、共振器の条件に応じた波形の状態をシミュレーションすることができる。

実際にある条件でシミュレーションを行った例をFig.2およびFig.3に示す。Fig.2は共振器内部の波形の状態がどのパラメータ依存しているかを示すものであり、黒の縦軸が共振器のロスと利得を示し、赤の縦軸が自己位相変調と分散の影響を示す。これらのつり合いが取れたときに共振器内部にパルスが存在する。Fig.2の緑のラインはそれらのつり合いが取れ、パルスが存在することを示す。Fig.3は実際にその時の波形を表したものであり、上のグラフが周波数軸で見たときの各周波数の強度を表し、下のグラフが時間軸で観測した際のパルスの形状である。

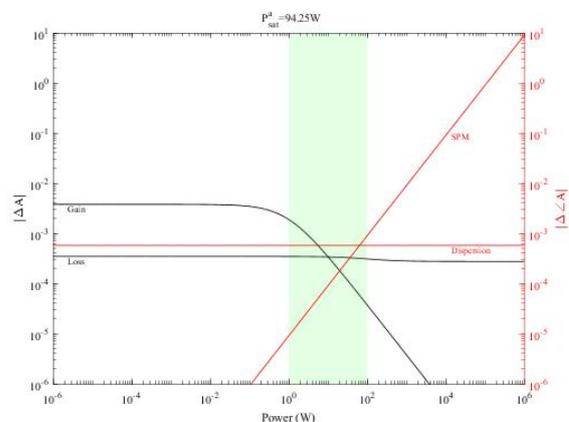


Fig.2 共振器内部のパラメータのつり合いを可視化したもの。

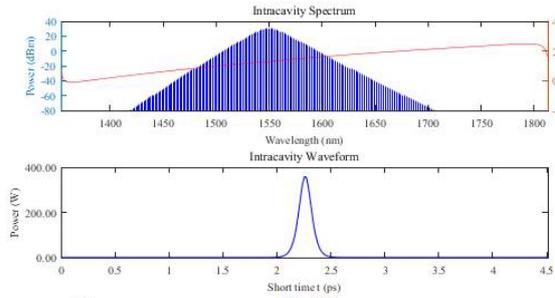


Fig.3 共振器内部の波形の状態. 上のグラフは横軸を周波数, 下のグラフは横軸を時間軸でとったもの.

3. 計算結果

Fig.3 のように共振器の各パラメータに対してシミュレーションを行い, マッピングを行ったのが Fig.4 や Fig.5 の例である. Fig.4, 5 はどちらも共振器サイズを直径 $300 \mu\text{m}$, エルビウム濃度を $5.0 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ で計算したものである. ただし, 共振器の Q 値を Fig.4 では 1.0×10^7 , Fig.5 では 1.0×10^8 で計算した.

これらのグラフは横軸に変調深さ, すなわち CNT の性能指標をとり, 縦軸にエルビウムの利得をとっている. これらの横軸と縦軸は共振器一周当たりの値で表記している. また, スケールバーによる色は共振器内部の平均パワーに対するパルスのピークパワーを示している. マップ内の記号はそれぞれ, CW が連続波, ML がモード同期状態, MP が共振器内部を複数のパルスがある状態, CP が共振器内部にパルスが複数あり, それらの数が時間によって変化する状態を表している. これらのマップを比較すると, Q 値が高いほうが同じ変調深さに対して低い利得でモード同期することが分かり, Q 値の高さがモード同期の鍵になることが分かる.

また, 共振器の分散について着目すると, 自己位相変調との釣り合いをとるために弱い異常分散が望ましいことが Fig.6 より分かる. また弱い異常分散になるためには, 共振器サイズが直径 $120 \mu\text{m}$ 程度と小さくする必要があることが計算より分かっている. しかし, 共振器 1 周当たりの利得を稼ぐためには共振器サイズをできるだけ大きくした方がよい. それらの分散の面から考えた場合と, 一周当たりの利得から考えた場合の共振器のサイズのトレードオフの関係について考えるために, 共振器のサイズを変化させてシミュレーションを行った. それらの結果より, 現状の Er 濃度 (10^{18}cm^{-3} 程度) では, 直径 $600 \mu\text{m}$ 程度の共振器が最適であることが分かった.

参考文献

- [1] U. Keller, G. W. 'tHooft, W. H. Knox, and J. E. Cunningham, Opt. Lett. **16**, 1022–1024 (1991).
- [2] F. Wang, A. G. Rozhin, V. Scardaci, Z. Sun, F. Hennrich, I. H. White, W. I. Milne, and A. C. Ferrari, Nature Nanotechnology **3**, 738–742 (2008).
- [3] F.X.Kärtner, J.Aus der Au, U.Keller, IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, **4**, 159-168 (1998)

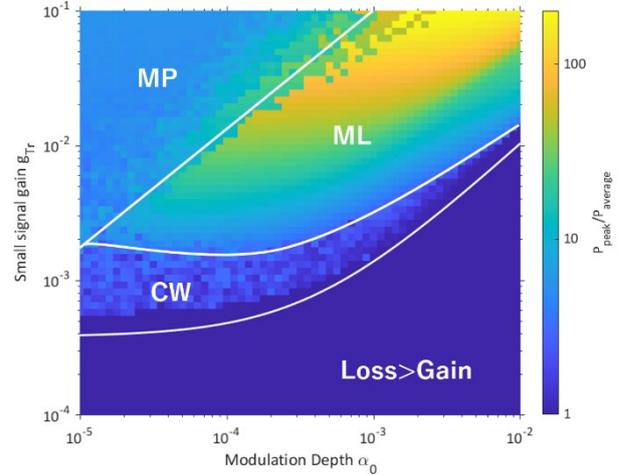


Fig.4 共振器の Q 値を 1.0×10^7 としたときのシミュレーション結果.

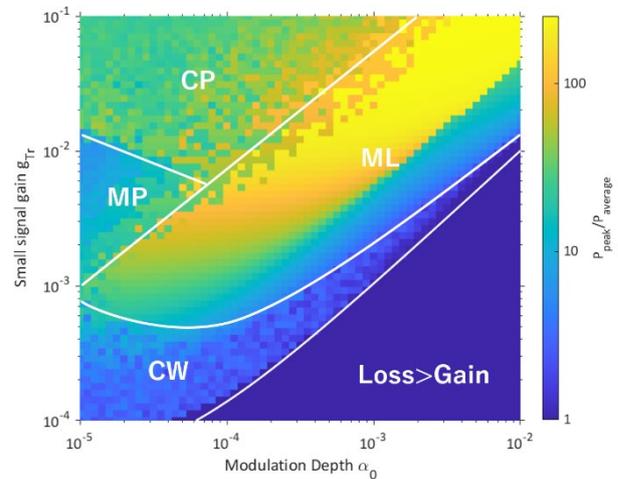


Fig.5 共振器の Q 値を 1.0×10^8 としたときのシミュレーション結果.

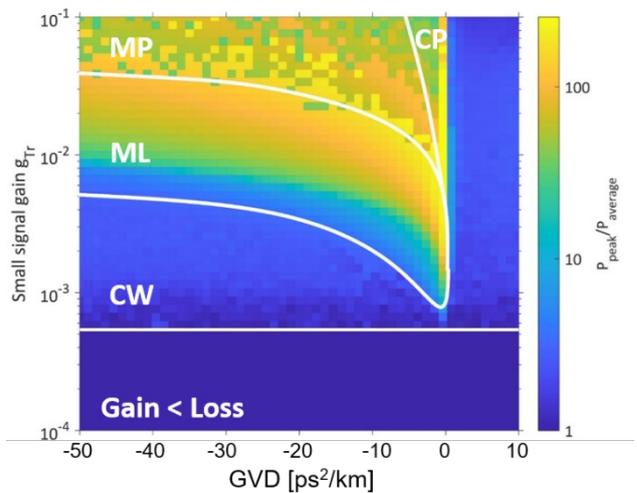


Fig.6 共振器の分散を変化させたときのシミュレーション結果.

Er 添加マイクロトロイドの作製と CW レーザ発振

今村 陸(M1)

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。また作製したエルビウム添加共振器の光学特性について評価を行った。

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。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 ($\mu\text{m} \sim \text{mm}$ 程度) 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な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。

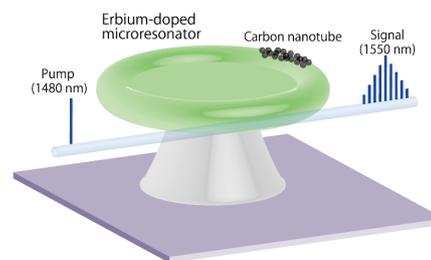


Fig. 1. エルビウム添加微小光共振器と CNT によるモード同期レーザーの概略図。

2. エルビウム添加マイクロトロイド

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[2]。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エルビウムを添加したシリカ膜を作製する必要がある。これには 2 つの手法が存在し、それぞれについて述べる。

1 つ目はシリコン基板上にエルビウム添加シリカ膜を成膜し、その後一般的なトロイド共振器の作製方法を用いて共振器を形成する手法である[3]。1 層ごとの膜厚が約 300 nm のゾルゲルシリカ膜を成膜することが可能なため、本研究では 8 層積層することで約 2.4 μm のゾルゲルシリカ膜を作製した。この手法によって直径 70 μm のエルビウム添加トロイド共振器を作製し、エルビウム添加濃度は $1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、 Q 値は 1480 nm 帯で 2.0×10^6 であった。1480 nm 帯の共振波長で励起を行うと Fig. 2(a)に示すように、1550 nm 付近においてマルチモード発振を確認した。発振波長の間隔は FSR 間隔と等しい約 10 nm 間隔であり、発振しきい値は約 2.0 μW で発振効率は 1.5% であった。次に添加濃度を変化させた場合の LL カーブは Fig. 2(b)のようになった。濃度を $0.85 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ から $1.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ へ変化させると、発振効率も約 0.6% から約 1.0% へと上昇した。

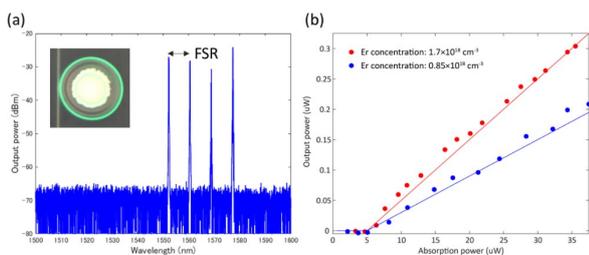


Fig. 2. (a) エルビウム添加共振器の発振スペクトル. 1550 nm 付近において約 10 nm の FSR 間隔マルチモード発振を確認した. (b) エルビウム添加濃度を変化させた場合の LL カーブ.

2 つ目のエルビウム添加トロイド共振器の作製方法は、ゾルゲル法を成膜ではなくコーティングの手法として利用する方法がある. ここではシリコン基板上に熱酸化法によって厚さ $8 \mu\text{m}$ のシリカ膜を用いて、一般的なディスク共振器を作製した. そこにエルビウムを添加したゾルゲル溶液をスピンドットコートし、その後 CO_2 レーザによるリフローを行いトロイド型の共振器を形成した. この手法ではエルビウム添加濃度を精密に制御することは難しい一方で、前者の手法では作製プロセス上困難な比較的大きな共振器 ($> 300 \mu\text{m}$) を作製することが可能である. 後者の方法で作製を行った共振器は直径約 $400 \mu\text{m}$ で 1480 nm 帯で 3.0×10^6 であった. 1480 nm 帯の共振波長で励起を行うとシングル/マルチモードでの発振を確認した. また 1540 nm 付近で励起強度を増加させるとシングルモード発振から、Fig. 3 のようにマルチモード発振に推移することが確認された.

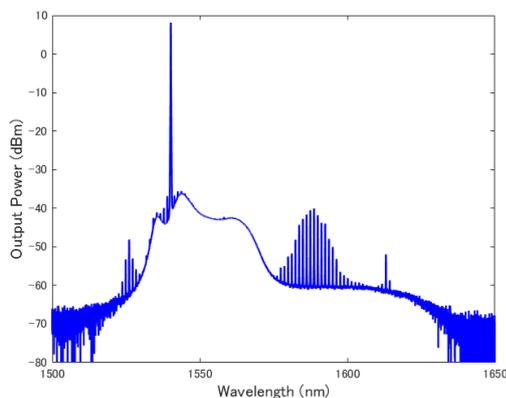


Fig. 3. 共振波長 (約 1540 nm) において励起強度を増加した場合のマルチモード発振スペクトル (1590 nm 付近).

さらに EDFA を用いて 1540 nm 付近での励起強度を増加させた場合について述べる. 大きく 2 つのスペクトルが観測された. 1 つ目は 1540 nm 付近の励起でレーザ発振するようなモードを強励起した場合で、その条件では Fig. 4(a) のようなスペクトルが得られた. ここでは励起光を中心とした縮退四光波混合によるスペクトル, 1600 nm 付近ではエルビウムイオンによるマルチモードレーザ発振, 1700 nm 付近にはラマン利得によるスペクトルが確認された.

また, 1540 nm 帯の励起でレーザ発振を起こさないようなモードを励起すると, Fig. 4(b) のような MI コム状のスペクトルが得られた. この条件では Fig. 4(a) のようなレーザ発振やラマンによるスペクトルは確認されなかった.

以上のように, 高繰り返しモード同期レーザの開発に向けて, エルビウム添加微小光共振器の作製とその光学特性について評価を行った. エルビウム添加によるマイクロレーザは低しきい値でマルチモード動作を行うことが判明した. 一方で非線形効果に関してはまだ不明な点が残っており, モード同期達成に向けて, 計算モデルの作成と合わせて調査を行う必要がある.

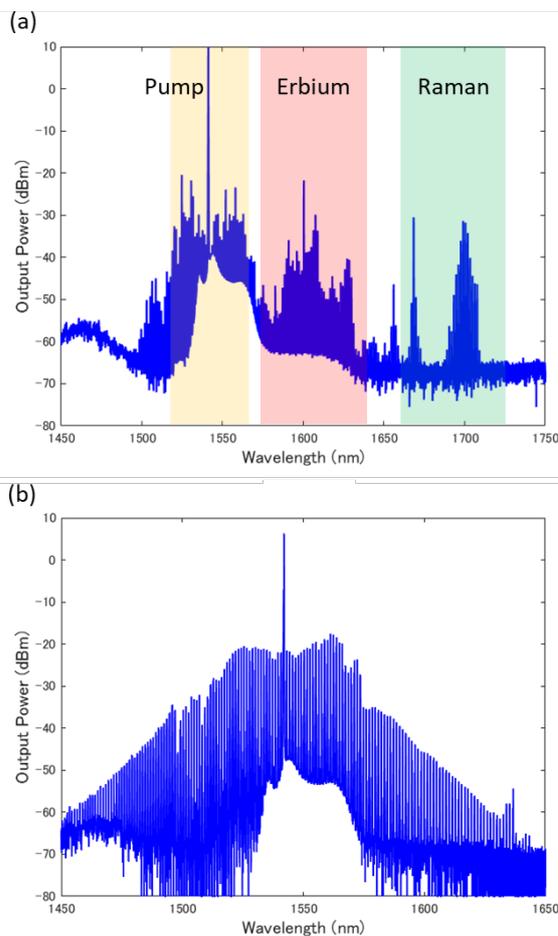


Fig. 4. エルビウム添加共振器を 1540 nm 付近の共振波長で強励起した場合のスペクトル. (a) レーザ発振を起こすモードを励起した場合. (b) レーザ発振が確認されないモードを励起した場合.

参考文献

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

超高繰り返しパルス光源開発に向けた微小共振器と CNT の結合

石田蘭丸(M2) 今村陸(M1) 長島圭吾(B4)

超高繰り返し周波数を持ったパルス光源は通信、宇宙物理の解明、レーザ加工のような応用の可能性秘めている。特に Er ドープ微小光共振器を作製と可飽和吸収体（カーボンナノチューブ）を組み合わせることで光パルスを生成する手法では、バックグラウンドフリーな動作や高い効率性を期待することができる。本研究では CNT とシリカトロイド微小光共振器と組み合わせる新たな手法を提案し、その光学特性を測定・評価した。

キーワード：パルス，微小光共振器，CNT

1. 導入

これまでに多くのプラットフォームを用いて多様な特性を持つパルスレーザが開発されてきている。特に超高繰り返し周波数を持ったパルス光源は通信、宇宙物理の解明、レーザ加工のような応用の可能性秘めている。先行研究ではファブリーペロー型[1]やカーレンズモード同期[2]を用いることで 20 GHz 程度の繰り返し周波数を持ったものが報告をされている。しかしこれらはオンチップで動作をさせることができないこと、さらなる高繰り返し化が難しいことが欠点であった。

微小光共振器を用いた光パルスの生成手法では一般的に散逸性カーソリトンが用いられてきた[3]。この手法でもまた 20 GHz を超える超高繰り返しを実現することができる。しかしながらソリトンの安定化は難しく、効率を高くすることもできないため実用的ではない。加えてパルスの強度が低いことが以前から指摘されており、励起用の光がパルスのバックグラウンド光になり除去できないことから原理的に増幅をすることができない。

そこで我々が注目しているのは図 1 に示すような、エルビウムドープトロイド微小光共振器に CNT を付けることでモードロックパルスを得る手法である。この手法ならば超高繰り返し/オンチップ動作を実現できると共に、励起波長と発振波長が異なることからバックグラウンドフリーな動作が可能となり、後段で増幅することも可能である。

本研究ではパルス化に必要な可飽和吸収体である Carbon NanoTubes (CNT) の評価やシリカトロイド共振器と結合させる手法の提案、そして実際に測定した可飽和吸収特性の評価を行っている。

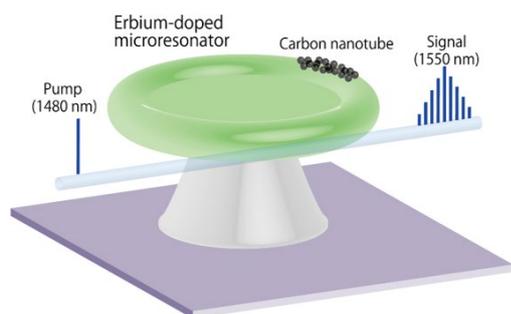


図 1：エルビウムドープ微小光共振器と CNT を結合させてモードロックパルスを得るイメージ図。

2. 適当な CNT の選定

本研究ではシリカトロイド共振器に CNT を結合させる手法として CNT を Polydimethylsiloxane(PDMS) に混ぜて混合物を作り、それをトロイドにコーティングするという手法を選択した。この手法のメリットは共振器の Q 値の低下を低く抑えることができることと CNT の濃度を容易に調整できることである。そこで最初に行ったのは吸光度測定による適当な CNT の選定である。この測定の目的は CNT の可飽和吸収と非飽和吸収の割合の測定である。CNT を共振器に付けてから十分な可飽和吸収を得ることを考えると、非飽和吸収が少ないことが望ましい。なぜならば非飽和の吸収成分はそのまま共振器の損失に直結し Q 値の減少を招くからである。そこで 3 種類の製法が異なる CNT を用意し、それらに対して吸光度測定を実施した。それらの結果を図 2 に載せる。吸光度測定において、可飽和吸収の割合は実験により得た青線で示されるスペクトルとそれに対して滑らかにフィッティングした黒い曲線の差分に相当する。すなわち図 2 における赤線部分が可飽和吸収の割合である。このことから HiPCO と呼ばれる CNT の性能が最も適していることが分かった。

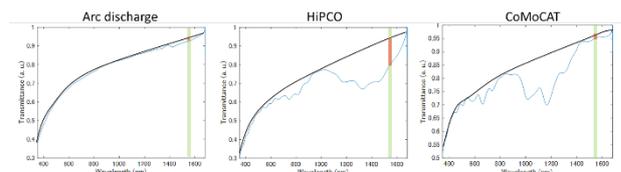


図 2：製法の異なる 3 種類の CNT に対して吸光度測定を実施した結果

3. CNT/PDMS の作製と共振器との結合

続いて CNT をポリマーと混ぜる手法についてである。本研究では、先行研究[4]で報告をされているような手法を参考にして CNT-PDMS の混合物を作製した。まずイソプロパノール (IPA) 10 g と CNT 0.6 mg を加え超音波洗浄をかけて CNT を分散させる。この溶液は非常に濃度が高く、そのまま使用することは本研究には適していないのでこの溶液から 0.5 g をとりさらに IPA を 10 g 加えて希釈する。このあとに 1 時間程度十分に超音波を当てることで CNT を分散させたあとに所望の量の CNT/IPA 溶液を取りシリコンオイルと PDMS を 1:4 の質量比で混ぜて超音波を 30 分程度かけた。最後にホットスターラーで 70 度熱し

ながら3日以上置くことでIPAを完全に揮発させる。このようにしてCNT/PDMS混合物を作製した。

4. トロイド共振器へのCNT/PDMSの転写

続いて作製したCNT/PDMSの転写を行った。本研究では[5]で報告されている手法を参考に、コーティングを行った。作製したCNT/PDMSに対して質量比10:1で硬化剤を混ぜ、図1(d)に示すようにテーパファイバにつけてからトロイド共振器にコーティングした。コーティング後は室温で48程度置くことでPDMSを完全に硬化させた。実際にコーティングしている時の様子を図3(a)に載せる。

また、図3(b)の挿入図に示されるようにコーティングした後のトロイド共振器のエッジ部分にラマン分光法を実施するとたしかにCNT特有のピークが存在し、トロイドの表面にCNTが付着していることを確認することができた。

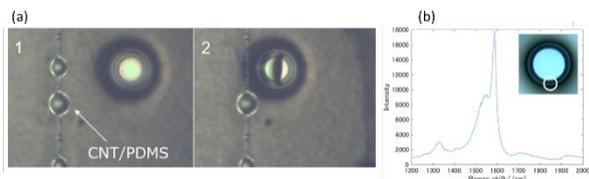


図3(a):CNT/PDMSをトロイドにコーティングしている様子。(b):CNT/PDMSをコーティングしたトロイド共振器に対してラマン分光法を実施した結果。

コーティングの時に注意すべきは Q 値と分散の変化についてである。 Q 値に関しては共振器の損失に関する物理量であるため、この値が大きく減少するとレーザー発振が難しくなる。また分散に関してもコーティングより例えば分散が大きく正常分散による場合、パルス発振には不利になる。そのためこれらを定量的に評価した。

1. Q 値の変化

3種類の濃度が異なるCNT/PDMSを用意し、それぞれの吸収係数を実験的に測定しそこからコーティングした後の理論的な Q 値を推測した。最初に行ったのは吸収係数の測定である。用意したのはCNT濃度がそれぞれ0, 0.03, 0.24 mg/mlのCNT/PDMSである。

$$Q = \frac{2\pi n}{\alpha\lambda} \quad (1)$$

それぞれにおいて微小球共振器を作製し、 Q 値を測定し、そこから吸収係数を式(1)を用いて導出した。その結果を図4に載せる。すると、濃度が上昇するにつれて吸収係数が増加する傾向があることが分かった。

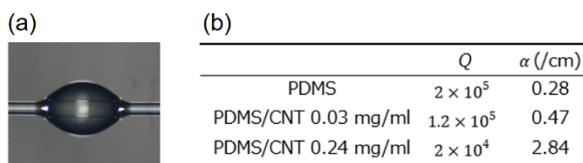


図4(a):作製した微小球共振器 (b):濃度の異なるCNT/PDMSの吸収係数の比較

続いてCOMSOLを用いてPDMSの膜厚を40nm~

240 nmまで40 nm間隔で変えていった時のポリマー中に存在する光の割合を計算した。その結果を図5(a)に載せる。膜厚が増加するにつれて、光の割合が増加していることが分かる。図5(b)ではそこから理論的な Q 値をそれぞれ導出している。横軸がPDMSの膜厚で縦軸は吸収にリミットされた際のトロイド共振器の Q 値である。PDMSの膜厚が増えるとともにポリマー中に存在する光の割合が増え、 Q 値が減少する傾向にあることがわかる。

さて、実際に純粋なPDMSをトロイド共振器にコーティングして Q 値を測定すると 2×10^7 程度であった。この結果を図2(a)を元に評価すると1回のコーティングで膜厚は100 nm程度であると考えられる。この結果は[6]で述べられている内容とよく一致する。実際、0.24 mg/mlのCNT/PDMSをコーティングすると、 Q 値は 2×10^6 程度であり、理論値と一致していることが分かった。

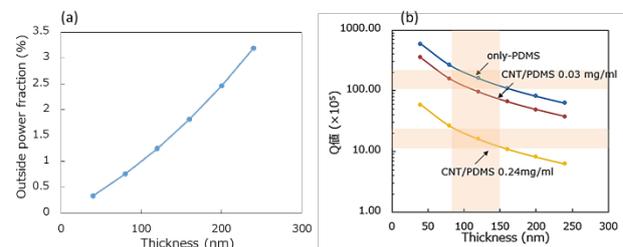


図5(a):COMSOLで計算をしたポリマーの膜厚とポリマー中に存在する光の割合の関係 (b):膜厚とCNTの吸収にリミットされた場合の Q 値の関係

2. 分散の変化

図6(a)が1500 nm~1640 nmまでで透過率を測定した結果であり、基本モードだと思われるオレンジのマーカーを付けたモードに関して分散の計算を行った。その計算結果を図6(b)に示している。青いドットが実験結果であり、赤い曲線は3次の分散まで考慮をして書いた1次のTEモードの分散曲線である。その結果、コーティングした時の実験結果とコーティングしていない時の計算結果がよく一致しており、コーティングによって分散が大きく変化していないということが分かった。このことからエルビウムドープ微小光共振器を異常分散で作る必要がある、もしくは異常分散のモードでレーザー発振をする必要があるということを確認することができた。

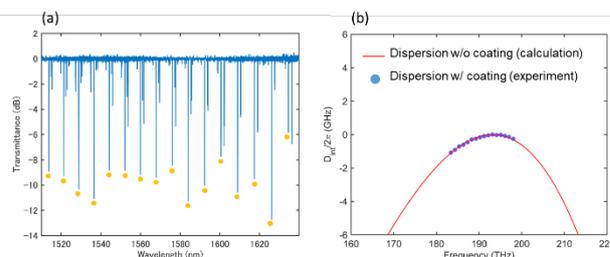


図6(a):1500-1640 nmにおける共振器の透過スペクトル (b):分散の理論値と実験値の比較

5. 飽和吸収特性の測定と評価

本研究では0.24 mg/mlの高濃度CNTをトロイド

表面にコーティングして SA の実験を行っている。

SA を測定するためには共振器内部の光強度を変化させた時に Q 値がどのように変化するかを測定する必要がある。そこで本研究では図 7(a)のようなセットアップを採用した。この実験ではポンプを 1539.516 nm, 5 dBm, 0.03Hz で非常にゆっくりスキャンしている。その間、プローブ光は 1547.103 nm, 0 dBm, 2 Hz とポンプと比較的高速にスキャンした。そうすることで共振器内部のパワーが徐々に増加したときに Q 値がどのように変化するかを連続的に測定することができる。図 7(b)は上からプローブ光、ポンプ光そしてプローブ光のディップをローレンツ関数でフィッティングした結果から換算される Q 値を示している。式(2)から共振器内部のパワーを算出し、式(1)から Q 値と吸収係数の関係性に置き換えてプロットすると図 7(c)のようになる。

$$P_{cav} = \frac{1 - T}{1 + \sqrt{T_0}} \frac{Q_{load} \nu_{FSR}}{\pi \nu} \cdot P_{in} \quad (2)$$

この結果、飽和強度が 15 MW/cm²。変調深度は 3.2 × 10⁻³ でたしかに可飽和吸収特性を測定することができた。

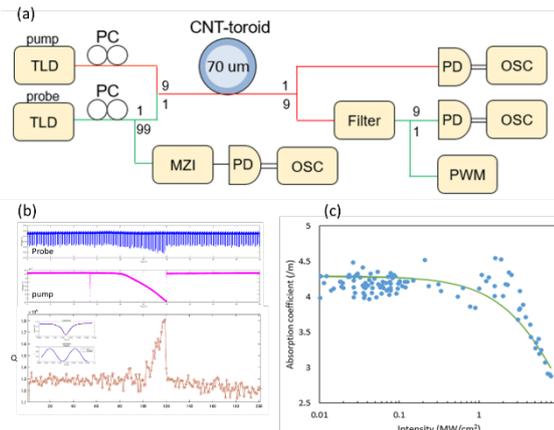


図 7 (a) : 可飽和吸収特性の測定のための実験セットアップ。(b) : 実験結果。上からプローブ光の透過強度、プローブ光の透過強度、そしてプローブ光の波形をローレンツ関数でフィッティングした際の Q 値 (c) : 共振器内部のパワーと吸収係数の関係

この値はパルス発振を得るために我々が行った計算結果と比べると、適当なパラメータと比較して少し値が大きい。なので今後の方針として CNT の濃度を下げてトロイドにコーティングすることが考えられる。

6. 結論

本研究では CNT/PDMS 混合物を作ってそれをトロイド共振器にコーティングし、SA の測定を行った。COMSOL を用いた計算結果から今回測定に用いたトロイド共振器の Q 値は CNT の吸収 (散乱も含む) によってリミットされており、新たな SA 測定のセットアップを用いて可飽和吸収特性を測定することができた。今回の結果では飽和強度 15 MW/cm²、変調深

度は 3.2×10⁻³ であった。このポリマーを用いたコーティング手法は CNT の濃度を変えることが可能であり、適当な SA 特性を利用することで、モードロックパルスの安定化に利用できる可能性がある。また CNT 以外の特異的な性質を示すナノ材料と共振器を組み合わせる新たな手法になる可能性もなりうる。

参考文献

- [1] A. Martinez and S. Yamashita, *Opt. Express* **19** 6155 (2011).
- [2] S. Kimura, S. Tani, and Y. Kobayashi, *Optica* **6** 532 (2019).
- [3] T. Herr, V. Brasch, J. D. Jost, C. Y. Wang, N. M. Kondratiev, M. L. Gorodetsky and T. J. Kippenberg, *Nature* **8** 145 (2014).
- [4] J. H. Kim, J.-Y. Hwang, H. R. Hwang, H. S. Kim, J. H. Lee, J.-W. Seo, U. S. Shin, and S.-H. Lee, *Sci. Rep.* **8** 1375 (2018).
- [5] L. He, Y.-F. Xiao, C. Dong, J. Zhu, V. Gaddam, and L. Yang, *Appl. Phys. Lett.* **93** 201102 (2008).
- [6] B.-B. Li, Q.-Y. Wang, Y.-F. Xiao, X.-F. Jiang, Y. Li, L. Xiao, and Q. Gong, *Appl. Phys. Lett.* **96** 251109 (2010).

資料の部

論文・会議発表

(2019年4月~2020年3月)

【論文発表】

- [1] P. Minzioni, C. Lacava, T. Tanabe, J. Dong, X. Hu, G. Csaba, W. Porod, G. Singh, A. Willner, A. Almaiman, V. Torres-Company, J. Schroeder, A. Peacock, M. Strain, F. Parmigiani, G. Contestabile, M. Giampiero, D. Marpaung, Z. Liu, J. Bowers, L. Chang, S. Fabbri, M. Vázquez, V. Bharadwaj, S. Eaton, P. Lodahl, X. Zhang, B. Eggleton, B. Munro, K. Nemoto, O. Morin, J. Laurat, and J. Nunn, “Roadmap on all-optical processing,” *J. Opt.* Vol. 21, No. 6, 063001 (55 pages) (2019). (review paper)
- [2] S. Fujii, S. Tanaka, M. Fuchida, H. Amano, Y. Hayama, R. Suzuki, Y. Kakinuma, and T. Tanabe, “Octave-wide phase-matched four-wave mixing in dispersion engineered crystalline microresonators,” *Opt. Lett.*, Vol. 44, No. 12, pp. 3146-3149 (2019). (Editor’s pick) [arXiv:1904.04455v1 (2019)].
- [3] T. Tanabe, S. Fujii, and R. Suzuki, “Review on microresonator frequency comb,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 58, SJ-0801 (9 pages) (2019). (progress review paper)
- [4] Y. Zhuang, H. Kumazaki, S. Fujii, R. Imamura, N. A. B. Daud, R. Ishida, H. Chen, and T. Tanabe, “Coupling of a whispering gallery mode to a silicon chip with photonic crystal,” *Opt. Lett.*, Vol. 44, No. 23, pp. 5731-5734 (2019). (Editor’s pick) [arXiv:1909.06029v1]

【国際会議発表】

- [1] J. J. Hofs, S. Jin, T. Kodama, and T. Tanabe 「Compact spectrometer: Breaking the resolution limit by taking advantage of photonic crystal randomness by deep learning algorithm」 第80回応用物理学会秋季学術講演会, 19p-E207-1, 北海道大学札幌キャンパス, 令和元年9月18日~21日.
- [2] 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)
- [3] 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)
- [4] S. Tanaka, M. Fuchida, S. Fujii, H. Amano, A. Kubota, R. Suzuki, Y. Kakinuma, and T. Tanabe, “Improvement of Q factor and dispersion of crystalline microresonator towards soliton comb generation,” The 8th Advances Lasers and Photon Sources Conference (ALPS’19), ALPS-P2-23, Yokohama, April 22-25 (2019).
- [5] R. Imamura, S. Fujii, T. S. L. P. Suzuki, R. Suzuki, R. Ishida, M. Ito, H. Maki, L. Yang, and T. Tanabe, “Fabrication of Er-doped microresonator for on-chip mode-locked laser with CNT as saturable absorber,” The 8th Advances Lasers and Photon Sources Conference (ALPS’19), ALPS-15-04, Yokohama, April 22-25 (2019).
- [6] S. Fujii, M. Fuchida, H. Amano, R. Suzuki, Y. Kakinuma, and T. Tanabe, “Ultrahigh-Q crystalline microresonator fabricated with computer-controlled machining without polishing,” CLEO:2019, STh4J.6, San

Jose, May 5-10 (2019).

- [7] T. Tanabe, “Efficient coupling of whispering-gallery-mode silica toroid microcavity to planer silicon platform,” Optical Nanofibre Applications: From Quantum to Bio Technologies (ONNA 2019), Okinawa, Jun 3-6 (2019). (invited).
- [8] T. Tanabe, R. Suzuki, and Y. Honda, “Coupling of mechanical motion with frequency comb and Brillouin lasing in whispering gallery modes,” The 41st Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS 2019), 4A16-5, Rome, Jun 17-20 (2019). (invited)
- [9] T. S. L. P. Suzuki, S. Fujii, R. Ishida, R. Imamura, M. Ito, H. Maki, L. Yang, S. Y. Set, and T. Tanabe “Towards mode-locking of an active whispering-gallery-mode microresonator,” The 41st Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS 2019), 4P10b-1, Rome, Jun 17-20 (2019).
- [10] R. Imamura, S. Fujii, T. S. L. P. Suzuki, R. Suzuki, R. Ishida, M. Ito, H. Maki, L. Yang, and T. Tanabe, “Saturable absorption with CNT coupled WGM and fabrication of Er-doped microresonator for on-chip mode-locked laser,” Conference on Lasers and Electro-Optics – European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe – EQEC 2019), CK-3.5, Munich, 23-27 June (2019).
- [11] Y. Zhuang, H. Kumazaki, S. Fujii, and T. Tanabe, “Extremely efficient coupling of silica toroid microresonator to silicon chip with photonic crystal waveguide,” Conference on Lasers and Electro-Optics – European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe - EQEC 2019), CK-5.2, Munich, 23-27 June (2019).
- [12] S. Fujii, M. Fuchida, H. Amano, S. Tanaka, R. Suzuki, Y. Kakinuma, and T. Tanabe, “Precisely dispersion tailored crystalline microresonator with a Q Exceeding 108 fabricated by computer-controlled machining,” Conference on Lasers and Electro-Optics – European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe – EQEC 2019), CK-5.6, Munich, 23-27 June (2019).
- [13] T. Tanabe, N. A. B. Daud, H. Kumazaki, and S. Jin, “Fully CMOS compatible high-Q photonic crystal nanocavity devices and their applications,” 10th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics (META2019), 2A10-3, Lisbon, 23-26 July (2019). (invited)
- [14] H. Kumazaki, Y. Zhuang, S. Fujii, K. Yube, and T. Tanabe, “Silica toroid microcavity coupled to silicon photonic chip,” OSA Frontiers in Optics and Laser Science APS/DLS (FiO/LS), JTU4A.125, Washington DC, Sep 15-19 (2019).
- [15] S. Fujii, Y. Hayama, S. Tanaka, S. Sota, K. Wada, Y. Kakinuma, and T. Tanabe, “Dispersion engineering of crystalline microresonator fabricated with computer-controlled diamond turning,” OSA Frontiers in Optics and Laser Science APS/DLS (FiO/LS), FTU5C.5, Washington DC, Sep 15-19 (2019).
- [16] R. Ishida, T. Suzuki, S. Fujii, and T. Tanabe, “The influence of reverse saturable absorption of SWCNTs on mode locking in a fiber-ring resonator,” OSA Frontiers in Optics and Laser Science APS/DLS (FiO/LS), JW4A.36, Washington DC, Sep 15-19 (2019).
- [17] T. Tanabe, “Broad bandwidth phase-matched four-wave mixing in dispersion-engineered microresonators,” Asia Communications and Photonics Conference (ACP2019), Photonics Research Workshop: Microcavity Photonics, Talk 6, Chengdu, 2-5 Nov (2019). (invited)

【国内会議発表】

- [1] 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.
- [2] 今村陸, 鈴木智生, 石田蘭丸, 藤井瞬, 牧英之, ヤン リャン, 田邊孝純, 「小型モード同期レーザ開発に向けた可飽和吸収特性とエルビウム添加微小光共振器の作製」, 電気学会(C 部門)光・量子デバイス研究会, OQD-19-029, 自動車会館, 令和元年 7 月 26 日.
- [3] 今村陸, 鈴木智生, 藤井瞬, 石田蘭丸, 田邊 孝純, 「微小光共振器を用いたモード同期レーザにおける数値解析」 第 80 回応用物理学会秋季学術講演会, 21a-E203-7, 北海道大学札幌キャンパス, 令和元年 9 月 18 日~21 日.
- [4] 長島圭吾, 鈴木智生サムエル, 藤井瞬, 石田蘭丸, 今村陸, 田邊 孝純, 「Er 添加微小光共振器と CNT を用いたモード同期条件の数値解析」 レーザー学会学術講演会第 40 回年次大会, B08-22a-III-03, 仙台国際センター, 令和 2 年 1 月 20 日~22 日.
- [5] 半田浩一郎, 古澤健太郎, 青木画奈, 関根徳彦, 柳沢亮人, 石田悟己, 野村政宏, 岩本敏, 田邊孝純, 「低損失デバイス作製のためのクライオエッチング加工特性の検討」 2020 年度レーザー学会東京支部研究会, 東海大学高輪キャンパス, 令和 2 年 3 月 6 日. (現地開催中止/予稿公開)
- [6] 和田幸四郎, 藤井瞬, 熊崎基, 大塚民貴, 曾田昇汰, 川西悟基, 田邊孝純, 「ITU-T 周波数グリッドに照準を合わせた光カーブの発生」 第 67 回応用物理学会春季学術講演会, 12a-B406-5, 上智大学四谷キャンパス, 令和 2 年 3 月 12 日~15 日. (現地開催中止/予稿公開)
- [7] 遊部航希, 熊崎基, Yuyang Zhuang, 藤井瞬, 今村陸, 石田蘭丸, 田邊孝純, 「ウィスパリングギャラリーモードのシリコンフォトニック結晶素子との結合」 第 67 回応用物理学会春季学術講演会, 14a-B415-12, 上智大学四谷キャンパス, 令和 2 年 3 月 12 日~15 日. (現地開催中止/予稿公開)
- [8] 兒玉拓昌, 金セイ基, Jocelyn Hofst, 田邊孝純, 「ランダムフォトニック結晶を用いた高性能分光器」 第 67 回応用物理学会春季学術講演会, 14a-B415-5, 上智大学四谷キャンパス, 令和 2 年 3 月 12 日~15 日. (現地開催中止/予稿公開)
- [9] 曾田昇汰, 藤井瞬, 鈴木良, 田邊孝純, 「シリカ微小光共振器における広帯域ラマンコム発生に関する研究」 第 67 回応用物理学会春季学術講演会, 12p-B415-14, 上智大学四谷キャンパス, 令和 2 年 3 月 12 日~15 日. (現地開催中止/予稿公開)
- [10] 今村陸, 長島圭吾, 石田蘭丸, 藤井瞬, セットジイオン, 山下真司, 田邊孝純, 「PDMS を用いた微小光共振器への CNT のコーティングと可飽和吸収特性」 第 67 回応用物理学会春季学術講演会, 12p-B415-12, 上智大学四谷キャンパス, 令和 2 年 3 月 12 日~15 日. (現地開催中止/予稿公開)
- [11] 今村陸, 長島圭吾, 石田蘭丸, 田邊孝純, 「10 nm 縦モード間隔を有する Er 添加トロイド微小光共振器」 第 67 回応用物理学会春季学術講演会, 12p-B415-11, 上智大学四谷キャンパス, 令和 2 年 3 月 12 日~15 日. (現地開催中止/予稿公開)
- [12] 大塚民貴, 藤井瞬, 熊崎基, 和田幸四郎, 古澤健太郎, 関根徳彦, 田邊孝純, 「WDM 通信用光源としての光周波数コムデバイス」 2020 年電子情報通信学会総合大会, C-3/4-73, 広島大学, 令和 2 年 3 月 17 日~20 日. (現地開催中止/予稿公開)

【受賞など】

- [1] 2019年4月 The 8th Advanced Laser and Photon Sources, Student Award Poster presentation Shuya Tanaka
- [2] 2019年9月 Robert S. Hilbert Memorial Student Travel Grant, Shun Fujii
- [3] 2020年1月 情報通信研究機構先端 ICT デバイスラボワークショップ優秀ポスター賞 半田浩一郎
- [4] 2020年3月 慶應義塾大学理工学部電子工学科 優秀卒業論文賞 和田幸四郎
- [5] 2020年3月 電気学会 電子・技術・システム部門 技術委員会奨励賞 今村陸

学位論文題目

修士論文

Tomoki S. L. Prugger Suzuki, “Design of a whispering-gallery-mode microlaser modelocked by carbon nanotubes as saturable absorber”

金セイ基 「CMOS 互換フォトニック結晶分光器の開発」

熊崎基 「トロイド共振器-フォトニック結晶導波路結合に関する研究」

石田蘭丸 「超高繰り返しパルス光源開発に向けた微小光共振器と CNT の結合と評価」

卒業論文

曾田昇汰 「シリカ微小光共振器における誘導ラマン散乱によるコム発生の特性評価」

兒玉拓昌 「製造誤差を用いたフォトニック結晶分光器の高性能化に関する研究」

遊部航希 「シリカトロイド微小光共振器のフォトニック結晶素子への結合に関する研究」

長島圭吾 「モード同期レーザの開発に向けた Er 添加微小光共振器の利得測定」

和田幸四郎 「フッ化マグネシウム微小光共振器を用いた散逸性カーソリトンの発生」