

Keio University



2015 年度（平成 27 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
『再構成可能な高 Q 値ファイバ結合型フォトニック結晶共振器』	4
『フォトニック結晶レシーバ』	6
『フォトニック結晶におけるランダム性の影響とその制御による利用』	8
『非線形シュレディンガー方程式に基づいた 微小光共振器におけるモード結合のモデル化』	11
『三次非線形光学効果を用いた広帯域可視光コム発生』	14
『機械振動の光カーコムに与える影響とその制御』	16
『WGM 微小共振器における CW-CCW 結合の光カーコム発生への影響』	18
『超高 Q 値ウィスパリングギャラリーモード間結合の時間領域観測』	21
『光カーコムの広帯域化に向けた 切削加工による WGM 共振器の分散制御』	24
『金ドーピングシリカトロイド微小光共振器の 非線形光学効果向上に関する検討』	27
『Er ドーピングシリカトロイド共振器の作製とレーザ発振に向けた理論検討』	29
* 資料の部	31
論文・会議発表	32
学位論文題目	36

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・田邊フォトリックナノ構造研究室の研究教育活動に、日頃より多大なご支援とご関心をお寄せいただきまして、心より感謝申し上げます。

当研究室も 5 年目を迎え、研究室としての文化も確立してまいりました。1 名のマレーシアからの留学生を含む、5 名の博士課程の学生も在籍するようになり、研究室の研究活動も急速に促進しております。この 5 名の博士課程学生のうち 2 名がリーディング大学院(オールラウンド型)の RA として活動し、残りの 2 名が 2016 年度から日本学術振興会の特別研究員(DC1, DC2)として採用されることが決まっております。

今年度は博士課程の 3 名がそれぞれ約半年間の研究留学に出発した年でもあります。吉岐航君がフライブルグ大学(ドイツ)に、加藤拓巳君がハーバード大学(米国)に、鈴木良君がパデュー大学(米国)に滞在し、それぞれ研究を行いました。近年の研究環境は、設計・理論、作製、評価がそれぞれ高度化してきており、単一研究室だけで世界一流のレベルの設備を全てにおいて保持するのは困難となってきました。今後ますます、世界の研究者たちと競争するだけでなく、協力しながら研究を進めることが求められている。そういった時勢であり、我々も世界のネットワークの一員として活躍することが求められているなかで、3 名もの博士課程学生がそれぞれの研究を進めるために海外の各大学に滞在したのは喜ばしいことです。今後ますます、国際化を進め、人的交流を進めていきたいと思っている所存です。

本報告書では、2015 年度に取り組んだ具体的な研究成果についていくつかトピックスを絞って報告いたします。私どもの行っている研究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。

2016 年 9 月
慶應義塾大学理工学部電子工学科
准教授 田邊孝純

研究室メンバー一覧

准教授

田邊孝純

秘書

小嶋直子

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在学

吉岐航

慶應義塾大学大学院在学

リーディング大学院 RA(オールラウンド型)

加藤拓巳

慶應義塾大学大学院在学

リーディング大学院 RA(オールラウンド型)

鈴木良

慶應義塾大学大学院在学

リーディング大学院 RA(グローバル環境システムリーダー)

鐵本智大

慶應義塾大学大学院在学

助教(研究助教)

修士 2 年生:第 3 期生(2013 年度卒業生)

小島知也

慶應義塾大学大学院修了 就職

玉木翔

慶應義塾大学大学院修了 就職

陳哲倫

慶應義塾大学大学院修了 就職

中川陽介

慶應義塾大学大学院修了 就職

修士 1 年生:第 4 期生(2014 年度卒業生)

糸部大貴

慶應義塾大学大学院在学

大岡勇太

慶應義塾大学大学院在学

岡部悠介

慶應義塾大学大学院在学

小林美紗子

慶應義塾大学大学院在学

長野拓真

慶應義塾大学大学院在学

学部 4 年生:第 5 期生(2015 年度卒業生)

熊崎基

慶應義塾大学大学院進学

田端智久

慶應義塾大学卒業 就職

廣田直弥

慶應義塾大学大学院進学

藤井瞬

慶應義塾大学大学院進学

堀淳裕

慶應義塾大学大学院進学

(プライバシーの観点より就職先企業名の記載は致しません)

研究活動報告

再構成可能な高 Q 値ファイバ結合型フォトニック結晶共振器

鐵本智大(D1)

フォトニック結晶導波路上にナノファイバを接触させることで共振器を形成し、最高で $Q = 6.7 \times 10^5$ の高 Q 値が達成できること示した。また、ファイバ径を変化させることでナノファイバと共振器の結合効率として 99.6% が得られることを示した。

キーワード：フォトニック結晶共振器，ナノファイバ，光インターフェイス

1. はじめに

フォトニック結晶共振器は高い Q 値と極小のモード体積を有し、光信号処理や量子情報分野における有力なプラットフォームの一つとして考えられている。その一方で、高屈折率のシリコンや化合物半導体を用いて作製されるため、通信で利用される低屈折率の光ファイバとの結合効率が低いという問題があった。本研究では、フォトニック結晶導波路にナノファイバを接触させることで光ファイバからの結合効率を 100% 近くまで高めることが出来る再構成可能な高 Q 値共振器を形成する方法を実験的に示した。

2. 共振器形成の原理

本研究課題における共振器はフォトニック結晶導波路にナノファイバを接触させることで形成できるものである。元々は KAIST の Yong-Hee Lee のグループによって InP フォトニック結晶中の量子ドットの位置に選択的に共振器を形成する目的で考案された [1]。しかし、理論的な性能が高いにも関わらず、共振器の性能は低いものであった。本研究では、シリコンのフォトニック結晶導波路を用いることで高性能な共振器を形成することを目指した。

以下に共振器形成の原理を示す。図 1(a) はフォトニック結晶導波路の導波モードの分散関係である。ここで、導波路にナノファイバを近づけていくと実効屈折率の変化が起こるため導波モードのカットオフ周波数は下方シフトする。これにより、ナノファイバの接触位置において局所的なモードギャップが形成され、モードギャップ型のフォトニック結晶共振器として機能する。FDTD 法を用いた数値解析では、理論的に $Q = 1.4 \times 10^7$ とモード体積 $1.9(\lambda/n)^3$ が得られた (図 1(b))。

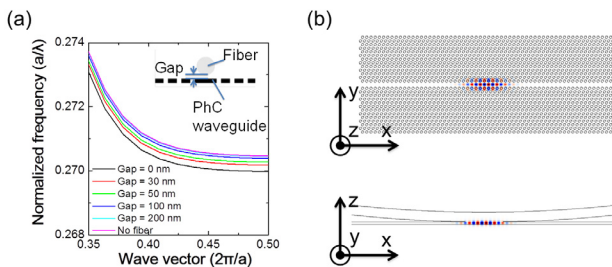


図 1: (a) ファイバ結合型フォトニック結晶共振器の分散関係。 (b) ファイバ結合型フォトニック結晶共振器の E_y 成分のモード分布。 [2]

3. 共振器形成実験

次に、実験的にファイバ結合型フォトニック結晶共振器形成に取り組んだ。図 2(a) に実験セットアップを示す。凸型に曲げた直径約 800 nm のテーパファイバを W0.98 型のフォトニック結晶導波路に接触させ、ファイバを通じて光の入出力を行うことで共振器の透過スペクトルを測定した。 Q 値としては最高で $Q = 6.7 \times 10^5$ (結合効率 6.6%) が得られた (図 2(b))。また、ファイバ径を変えた条件で透過スペクトルを測定することで最大結合効率 99.6% ($Q = 6.1 \times 10^3$) が得られた (図 2(c))。この結合効率はフォトニック結晶共振器への光の入出力効率として世界最高値である [2]。

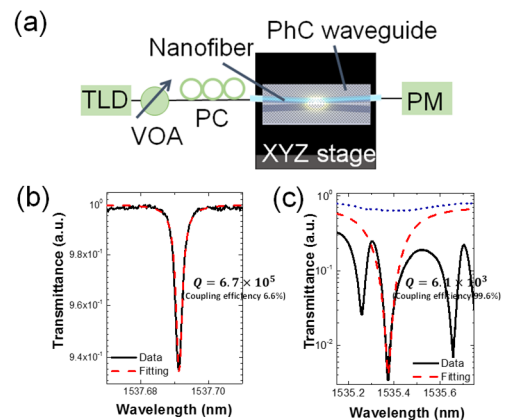


図 2: (a) 実験セットアップ。 (b) 得られた共振ピーク ($Q = 6.7 \times 10^5$, 結合効率 6.6%)。 (c) 得られた共振ピーク ($Q = 6.1 \times 10^3$, 結合効率 99.6%)。

4. 共振波長制御実験

ファイバ結合型フォトニック結晶共振器の重要な特徴としてナノファイバの接触状態を変えることで共振器の共振波長を制御できるという点がある。図 3(a) にその実験のセットアップを示す。初期状態ではファイバを接触させておき、そこからステージを下方に動かしていく。このとき、ナノファイバは静電引力でフォトニック結晶導波路にくっついているため、ステージの移動とともに下方に引かれるが接触面積は徐々に減少する。これは共振器長の減少に対応するので共振波長は短波長側にシフトする。実験結果を図 3(b) に示す。共振波長のシフト量としては約 27 pm が得られた。

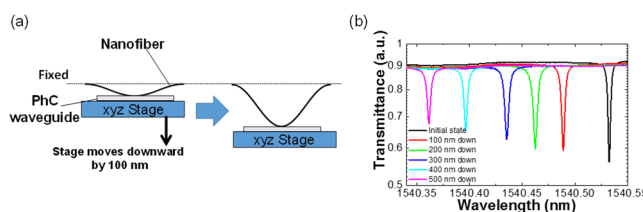


図 3 : (a) 共振波長制御実験セットアップ. (b) 共振波長制御実験の結果.

5. 多数モードの共振による結合共振器形成

共振器形成実験において図 4(a)に示すような多数の共振ピークが観測された. これらの共振ピークの間隔は, 全長 $100\ \mu\text{m}$ の導波路から得られる共振器の自由スペクトラルレンジより遥かに小さいものである. つまり, これらの共振ピークは多数の共振器が形成されたことに由来すると考えられる. 原因を調べるためにフォトニック結晶導波路構造の SEM による観察を行ったところ図 4(b)のようにフォトニック結晶導波路表面に凹凸が観察された. 導波路上にこのような凹凸があるとファイバを接触させた際にカットオフ周波数の凹凸が生じる. このことにより多数の共振器が形成されたのだと考える. また, 共振ピークの一つに光を入力すると図 4(a)に内挿した図にあるように光の局在が連なる様子が観測された. これは, 複数の共振器が結合し光が複数の共振器中に局在したことの有力な証拠の一つである. このような結合共振器はオールパスフィルタと呼ばれ, 光の伝搬の遅延に用いることが出来る.

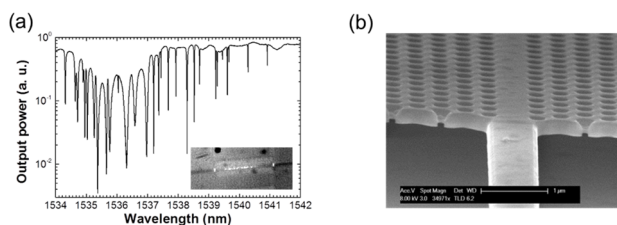


図 4 : (a) 観測された多数の共振ピーク.
(b) フォトニック結晶導波路の表面の SEM 画像. [2]

6. まとめ

ナノファイバを用いてフォトニック結晶導波路上に光共振器を形成し, 最高で $Q = 6.7 \times 10^5$ を得た. また, 異なる径のファイバを用いて結合効率の最大化を試みて最大で 99.6% を得た. これは, フォトニック結晶共振器への結合効率として世界最高値である. さらに, 形成した共振器の共振波長がファイバの接触状態を変えることで制御できるということや複数の共振器による結合共振器の形成が可能であることを示した. 今回の研究は, 光ファイバからフォトニック結晶共振器への効率的な光入出力のための新たなインターフェイスとして利用できる可能性を秘めたものである.

参考文献

- [1] M.-K. Kim, *et al.*, *Opt. Express* **15**, 17241 (2009).
[2] T. Tetsumoto, *et al.*, *Opt. Express* **23**, 16256 (2015).

フォトニック結晶レシーバ

田端智久(B4), 大岡勇太(M1), 鐵本智大(D1)

昨年 2.2×10^5 を持つ高 Q 値フォトニック結晶微小光共振器を, フォトリソグラフィによって作製することに成功した. フォトリソグラフィは既存の CMOS プロセスで使用されており, 大量生産に向いている. この素子の特徴を生かして, フォトディテクタを作製した. 光素子におけるフォトディテクタは重要である. 現在まで作製が容易で, 他の素子との融合が可能な小型で暗電流の小さいフォトディテクタは作製されていない. このような実用化を進めるためには, フォトニック結晶の作製方法をフォトリソグラフィとすることが必要である. そこで本研究ではフォトニック結晶共振器に p-i-n 接合を作製した構造を, フォトリソグラフィによって作製し, その性能を評価することで実用化を試みる.

キーワード: シリコンフォトニクス, フォトニック結晶, フォトリソグラフィ, 幅変化型微小光共振器,

1. 背景

フォトニック結晶の材料は一般に加工がしやすく, 伝搬損失の小さいことからシリコンが使われることが多い. シリコンフォトニック結晶自身はシリコンフォトニクスと呼ばれる研究分野に属することとなる. シリコンフォトニクスとは半導体電子素子で確立した技術を元にシリコンで微細な光素子を作製する分野である. シリコンフォトニクスの目標は, さまざまな機能を持つ光デバイスをつ一つの小型チップに集積する技術のことである. しかし, シリコンは受光といった観点からすると効率的ではない. それは感度や暗電流, 応答速度など全ての要素を満たすことが難しいからである. そこで, その問題を解決するために, シリコン上ゲルマニウムを成長させたり [1], イオン注入を試みたりという研究がなされている [2]. しかし, 格子不整合により暗電流が大きい, 作製方法が困難という問題がある. 次に考案されたのが導波路に p-i-n 構造を統合させたものである [3]. しかし, この構造も高強度の入力光が必要になってしまうことが難点として挙げられた. そこで, フォトニック結晶共振器を囲うように p, n イオン注入領域を作製した構造を持つようなフォトディテクタが考案された [4]. 用いている半導体がシリコンのみであるため, 化合物半導体を使用した際に生じる格子不整合による大きな暗電流を解決することができた. 暗電流を小さくすることはフォトディテクタの最小感度を上げることに繋がるため, この成果は非常に大きな進歩である. このフォトディテクタは Q 値が 4.3×10^5 感度は 0.016 A/W , 暗電流は 15 pA である. このフォトニック結晶は細かい精度のオーダーまで出せる EB リソグラフィという製法を用いている. スポットサイズが小さいために作製時間が長くかかり, 生産性が低いことが欠点として挙げられる.

この報告書は, 上記の問題を解決すべく 2015 年に取り組んだ研究をまとめたものである.

2. 共振器のデザイン

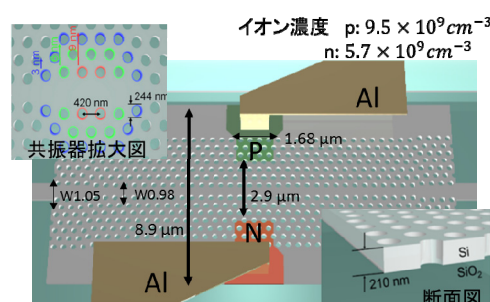


図 1. フォトリソグラフィで作製した幅変化型共振器の概念図

今回の実験で用いたフォトディテクタを図 1 に示す.

この構造は幅変化型と呼ばれ, フォトニック結晶の線欠陥導波路の一部分の幅の長さを変えることによって共振器を作製している. フォトリソグラフィによって作製された幅変化型フォトニック結晶の最高 Q 値は 2.2×10^5 となっている. W0.98 というのは導波路幅を 0.98 倍にすることによりバリア領域を作っているということである. そして, 共振器の周りに, イオンドープすることでエネルギー準位差を生み出す構造になっており, その先にアルミニウムパッドが接続された構造になっている. 本実験で用いたフォトリソグラフィで作製した幅変化型フォトニック結晶共振器の透過スペクトルは図 2 のようになり, その時の Q 値は 1.1×10^5 と求めることができた.

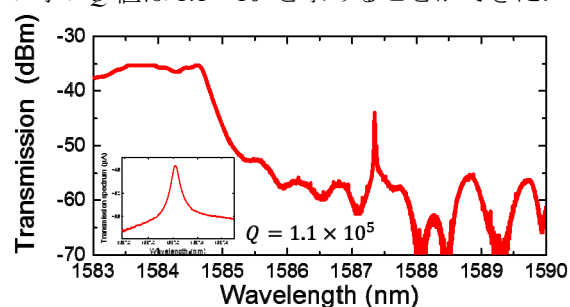


図 3. 本実験で用いた幅変化型共振器の透過特性

3. 素子の特性

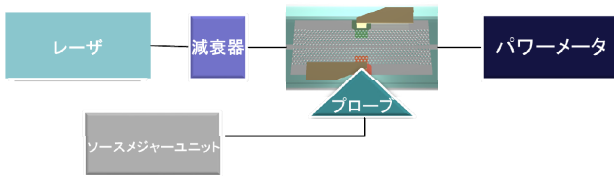


図 3. 実験セットアップ

本実験のセットアップを図 2 に示す。レーザの光をパワーメータで測定し、共振器によって生成された電流をソースメジャーユニットで測定できるようになっている。ここで動作原理に関してもう少し詳しく見ていく。共振し光を多く閉じ込めることにより、2光子吸収が生じ、電子と正孔が生成される。電子と正孔は p 型と n 型にそれぞれ流れていき、それによって光が電流として検地できる仕組みになっている。つまり、フォトディテクタの性能としての理想は、共振器に光を多く閉じ込めることができているときに、高い電流値が検出することである。

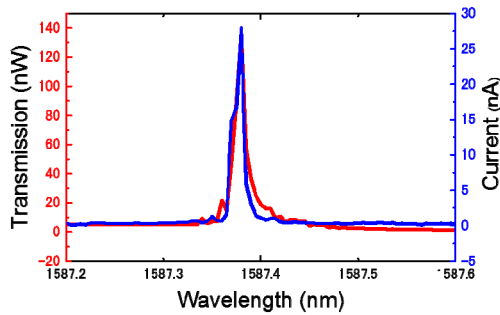


図 4. 透過スペクトル(赤い線)と検出された電流値(青い線)

図 4 を見ると透過スペクトルと検出された電流値がほぼ一致していることがわかる。これは、共振器内に多く光が閉じ込められたときに 2 光子吸収が生じ、電流として検出されていることを示していることになる。よって今回用いた素子はフォトディテクタとしての特性を示していることがわかる。

4. 受光感度

はじめにフォトディテクタの重要な指標である受光感度に関して述べる。受光感度とは光をどれだけよく吸収して、どれだけ多くの正孔と電子を発生させるかを数値化したものである。

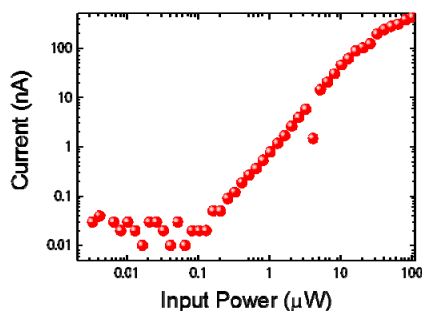


図 5 受光感度

受光感度を求めるために $-35\sim 10$ dBm のレーザを 1 dBm 間隔で入力した際の Pin, 電流値をまとめたグラフを図 5 に示す。この近似直線の傾きが受光感度を表している。この素子の受光感度を $0.3\sim 10$ μ W の範囲で計算したところ 0.0066 A/W と求められた。これは EB リソグラフィによって作製されたフォトディテクタ (0.016 A/W) と比較して、約 41% と求めることができた。

4. 最小検出光強度

次に最小光検出強度を求めていく。図 5 を見てみると $0.1\sim 0.3$ μ W の入力光を見てみるとプロットが $0.3\sim 10$ μ W の入力光と見比べて傾きが緩やかになっていることがわかる。これは光子が伝導体まで到達するエネルギーはないが、欠陥順位により励起することができたからである。これ以上光子数が少なくなると欠陥準位による励起も少なくなり、電流が流れなくなる。よってこの範囲の近似直線を取り、y 軸 (電流値) が 0 になるところが最小検出光強度だと考える。これより、最小光検出強度を求めると、 0.7244 μ W と求めることができた。これは電流計の分解能も原因の一つであると考えられる。また暗電流をもっと小さくすることができれば、最小光検出強度をより小さくすることができると考えられる。

5. 結論

今回の実験結果からは、値として EB リソグラフィを上回るものはなかった。下回った理由として考えられる要因は 2 つある。一つ目は今回用いた素子の Q 値である。今回の素子の Q 値は EB リソグラフィで作製された素子と比較すると 4 分の 1 ほどしかない。フォトディテクタは 2 光子吸収によって光を感知しているので、Q 値を 4 倍にすることができれば、受光感度は 16 倍になる。二つ目はカップリングにおける損失である。今回用いた素子はカップリングの際に 4.3 dB の損失がある。これを小さくすることができれば、入力光を大きくすることができ、受光感度、量子効率の向上に繋がると考えられる。もし、カップリングによる損失を 0 にすることができれば、7.3 倍受光感度、量子効率を高めることができる。

参考文献

1. T. Yin, R. Cohen, M. Morse, G. Sarid, Y. Chetrit, D. Rubin, and M. Paniccia, Paniccia, , i-p waveguide photodetectors on Silicon-on-Insulator substrate, *de p. Express* **15**, 13965-13971(2007)
3. M. Geis, S. Spector, M. Grein, R. Schulein, J. Yoon, D. Lennon, and T. Lyszczarz, *Opt. Express* **17**, 5193 (2009).
4. T. Liang, H. Tsang, E. Day, J. Brake, A. Knights, and M. Asghari, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1323 (2002).
5. T. Tanabe, H. Sumikura, H. Taniyama, A. Shinya, and M. Notomi, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 101 (2010).

フォトニック結晶におけるランダム性の影響とその制御による利用

大岡 勇太(M1), ヌル アシキン ビンティ ダウド(D2), 鐵本 智大(D1)

フォトニック結晶線欠陥導波路構造におけるランダム性の影響を調査し、ランダム性の発現によって生じた光の閉じ込めを制御して 1 GHz の E/O 変調器を実現した。フォトニック結晶の作製方法として従来は電子線描画を用いられていたが、本研究ではフォトリソグラフィを用いた。その結果考慮が必要となった作製誤差によるランダム性の影響を調査した。本研究ではランダム性による光の閉じ込めを利用する方法として、フォトニック結晶線欠陥導波路の導波路幅を一部だけ W0.98 と狭め、それ以外を W1.05 と広げることで、光の閉じ込め場所を制御し、光の閉じ込め確率を制御した。

キーワード: ランダムフォトニック結晶, シリコンフォトニクス, CMOS プロセス, フォトニック結晶線欠陥導波路, E/O 変調器, 2D FDTD

1. 背景

伝搬損失が小さく、伝送歪みが少ないという理由から、現在の通信技術は電気信号を用いるのではなく光信号を用いるという流れができてきている。光信号通信、もしくは光信号処理を実現する技術として、屈折率の大きい($n=3.47$)シリコンを材料として用いる、シリコンフォトニクスという技術がある。シリコン基板上にリング共振器などを作製し、全光スイッチや E/O 変調器、レーザ発振器などが実現されている [1-3]。このようなシリコンフォトニクスの基本素子の一つとして、フォトニック結晶(PhC)がある。PhC はシリコンスラブに周期的に穴を空けることで、ブラッグ反射により光の閉じ込め能力をより高めた構造をさす。光を強く、小さい空間に閉じ込めることができるようになったため、リング共振器を用いた素子よりも機能の高い素子が実現された。しかし、PhC はその小ささがゆえに、作製誤差の影響を受けやすいという問題を抱えている。PhC で導波路構造を実現するフォトニック結晶線欠陥導波路(PCWG)では、その作製誤差によるランダム性がゆえに透過率が落ちてしまうということが問題とされていた。そこで PCWG においてランダム性が存在する条件下ではどのような現象が起きているかを計算で示したり、ランダム性による光の閉じ込めを実験的に観測したりといった研究が行われた [4,5]。一方、ランダム性を実用的に用いようという試みもなされており、量子ドットを埋め込んだ PCWG におけるランダム性を利用して、レーザ発振を実現している研究がある [6]。しかしこれらの実用素子としてランダム性を用いる研究には、局在モードが PCWG のどこに生じるかが予想できないことや、発振光の出射方向が制御できないなど、問題点も多い。

この報告書は、上記の問題を解決すべく 2015 年度に取り組んだ研究をまとめたものである。得られた結果は PCWG におけるランダム性の発生場所と確率を制御できることを示しており、制御の結果として 1 GHz の E/O 変調器が実現された。現在のフォトリ

ソグラフィで PhC を作製する風潮を顧みても [7]、本研究の寄与は大きい。

2. ランダム PCWG のデザイン

PCWG 上でランダム性の発現する場所と確率を制御するために、図 1(a)に示す素子デザインを用いた。

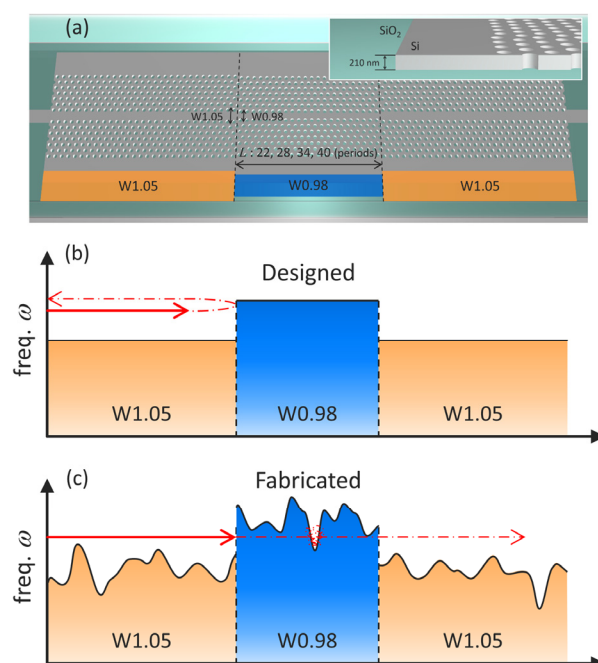


図 1. (a)素子デザイン, (b), (c)カットオフ周波数と PCWG の導波路幅との関係. (b)理想的な構造の場合. (c)実際に作製された構造の場合.

図 1(b), (c)に示しているのがカットオフ周波数と PCWG の導波路幅との関係となっており、W0.98 導波路にのみ光の閉じ込めが生じる基本原理を説明している。作製された PCWG はフォトリソグラフィの精度によって決まる一定のランダム性を持っているため、W0.98 の部分だけで光が閉じ込められる。また、W0.98 の長さ L を変更することで、閉じ込め確率の調整もできると考えられる。

3. 透過特性

前章で示したPCWGの構造について、その透過特性を2D FDTDで計算して求めたものが図2(a)であり、図2(b)には実際に作製した素子を実験的に測定した結果を示す。計算にはPhCの穴直径と穴位置に2 nmの標準偏差を持ったランダム性を組み込んでいる。また、W0.98の長さは40 periodsとなっている。

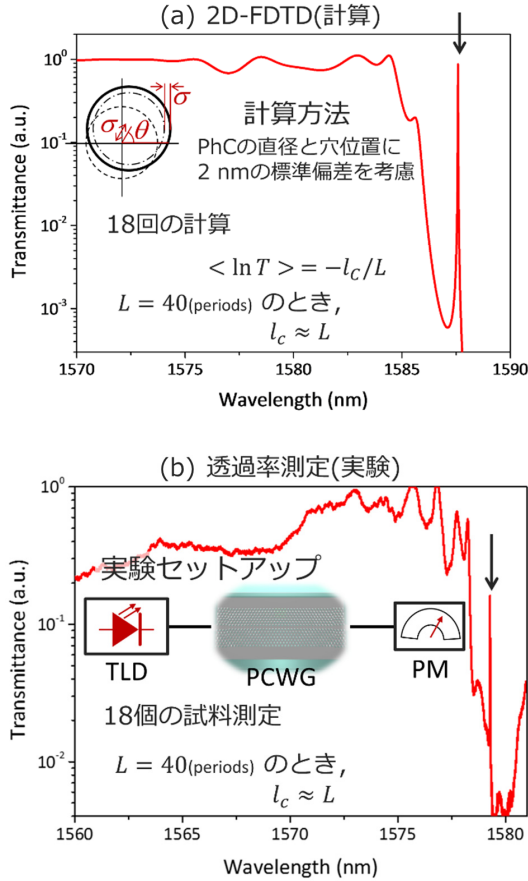


図 2. (a) 2D-FDTD で計算した PCWG の透過特性. (b) 実際に作製した PCWG の透過特性. 矢印で示しているピークが共振モードに対応している.

図 2 中に示しているが、計算、実験ともに 18 個の素子について行った。ランダム量を示す自由行程長 l_c は $\langle \ln T \rangle = -l_c/L$ で計算され、計算、実験ともに $l_c \approx L$ となる Diffusive 領域にあることが分かった。

4. 閉じ込めモード発生率の制御

本研究の目的として、ランダム性の発生場所と確率を制御するという事を記載した。計算と実験において、共振モードを励振したときを図 3 に示す。図 3(a)は H_y 成分を示したもので、図 3(b)は IR カメラで PhC スラブ上部から撮影したものである。これより、閉じ込めモードは W0.98 の場所にも出現することが分かる。

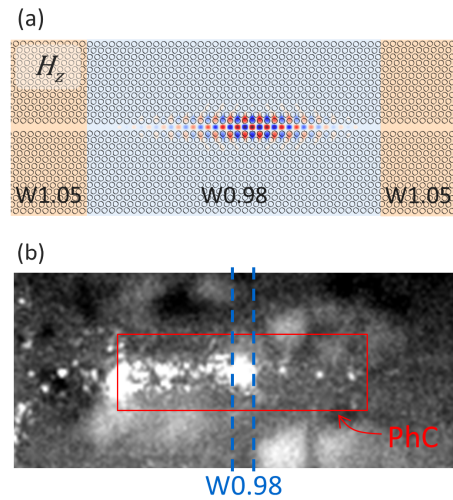


図 3. 共振モードが W0.98 に閉じ込められている様子. (a) 2D FDTD 計算によって求めた結果. H_y 成分を表示. (b) 共振波長を入射したときに、PhC スラブ上部から IR カメラを用いて観察した結果.

次に、閉じ込めモードの発生確率について考える。計算、実験ともに 18 個の素子について、フォトリックバンドギャップ端に現れるピークの Q 値をまとめたものが図 4 に示されている。今回はピークについてローレンツフィッティングを行った際、ピークとバックグラウンドの透過率比が 10 dB 以上あるものを閉じ込めピークとして定義した。この結果より、高 Q 値の閉じ込めモードが 80%以上の確率で発生することが分かり、実用素子としての可能性を示された。

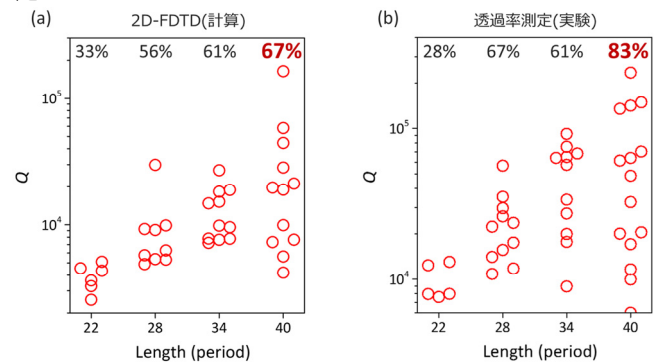


図 4. 閉じ込めモードの発生確率とその Q 値の関係. (a) 2D FDTD 計算による結果. (b) 作製した素子を測定した結果.

5. E/O 変調器

最後に、作製した PCWG に p-i-n 構造を追加した素子を用いて E/O 変調の実験を行った結果について報告する。W0.98 と W1.05 の組み合わせで PCWG を構成していることに違いはないが、W0.98 部分に p-i-n 構造が組み込まれている。これは前章までで閉じ込めモードが W0.98 の部分にも出現することが分かっていたためである。p, n ドープ領域の濃度や、各種の長さについては構造と共に図 5(a)に示されている。

図 5(b)には E/O 変調の実験を行うセットアップを示している。TLD から出射された CW のレーザーが、PPG によって生成された電気 RF 信号によって

PCWG 部分で変調される．最終的に変調された光信号は OSO にて観測されている．その観測結果が図 5(c)であり，1 GHz の電気信号入力の場合でも変調が可能であることを示した．

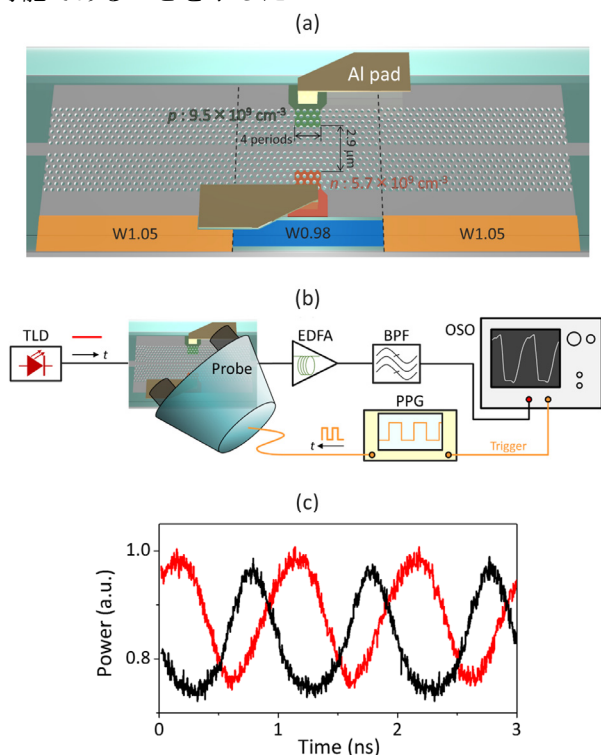


図 5. (a) E/O 変調に用いた PCWG の構造詳細図. (b) E/O 変調実験のセットアップ. (c) 1 GHz で変調された結果.

6. 結論

PCWG において W0.98 と W1.05 を組み合わせることで，ランダム性の発生場所と確率を制御できることを示すことができた．制御の結果として 1 GHz の E/O 変調器を実現した．

参考文献

1. V. R. Almeida, C. A. Barrios, R. R. Panepucci, and M. Lipson, "All-optical control of light on a silicon chip," *Nature* **431**, 1081–1084 (2004).
2. Q. Xu, S. Manipatruni, B. Schmidt, J. Shakya, and M. Lipson, "12.5 Gbit/s carrier-injection-based silicon microring silicon modulators," *Opt. Express* **15**, 430–436 (2007).
3. H. Rong, S. Xu, Y.-H. Kuo, V. Sih, O. Cohen, O. Raday, and M. Paniccia, "Low-threshold continuous-wave Raman silicon laser," *Nat. Photonics* **1**, 232–237 (2007).
4. M. Patterson, S. Hughes, S. Combrié, N.-V.-Q. Tran, A. De Rossi, R. Gabet, and Y. Jaouën, "Disorder-Induced Coherent Scattering in Slow-Light Photonic Crystal Waveguides," *Phys. Rev. Lett.* **102**, 253903 (2009).
5. N. Le Thomas, H. Zhang, J. Jágerská, V. Zabelin, R. Houdré, I. Sagnes, and A. Talneau, "Light transport regimes in slow light photonic crystal waveguides," *Phys. Rev. B* **80**, 125332 (2009).
6. J. Liu, P. D. Garcia, S. Ek, N. Gregersen, T. Suhr, M.

- Schubert, J. Mørk, S. Stobbe, and P. Lodahl, "Random nanolasing in the Anderson localized regime," *Nat. Nanotechnol.* **9**, 285–289 (2014).
7. Y. Ooka, T. Tetsumoto, A. Fushimi, W. Yoshiki, and T. Tanabe, "CMOS compatible high-Q photonic crystal nanocavity fabricated with photolithography on silicon photonic platform," *Sci. Rep.* **5**, 11312 (2015).

非線形シュレディンガー方程式に基づいた微小光共振器におけるモード結合のモデル化

小島知也(M2)

本研究では、微小光共振器内において複数の横モードが存在する場合に、それらの相互作用がどのように光カーコム発生に影響を与えるかを調べるため、Lugiato-Lefever 方程式を連立させた計算モデルを構築した。さらにこれをスプリットステップフーリエ法を用いて解くことでその影響を解析した。

キーワード：光周波数コム，光カーコム，非線形光学，スプリットステップフーリエ法，LL 方程式

1. 背景

光周波数コムは周波数領域において等間隔に並ぶ櫛(コム)状のスペクトルを持つ光である。この周波数間隔は非常に高い制度で等間隔になっており、制御によって高い安定度が得られることから“光のものさし”と呼ばれ、光周波数コムを周波数の基準とすることで分光などに応用されている。このほか大容量光通信、光時計、衛星測位システム(GPS)や宇宙観測などへの応用が期待されている[1]。現在この光周波数コムの発生には固体レーザー(チタンサファイアレーザー)やファイバレーザーが用いられているが、大型・高価・駆動パワーが大きいといった課題がある。これに対して微小光共振器内で生じる非線形光学効果を利用し、小型・安価・低駆動パワーでコム状のスペクトルをもつ光を発生する光カーコムについての研究が近年盛んになっている[2]。特に、光カーコムの発生状態に関してパワーとデチューニングを適切に調整することで、ソリトン状態と呼ばれる低ノイズかつ広帯域に発生させることができることがわかっている[3][4]。これらの理論研究ではひとつの横モードのみが存在することを仮定していたが、共振器によっては偏光や伝播方向などが異なるモードが同時に存在し、これらの相互作用による影響は考慮されていなかった。そこで本研究では、これらの相互作用が光カーコムに及ぼす影響を調べるために、各モードごとに LL 方程式を連立させることで微小光共振器系における計算モデルを新たに構築した。さらにスプリットステップフーリエ法(SSFM)を用いた計算によってその影響を解析した。

2. モード結合の計算モデル

微小光共振器における光カーコムの発生過程をシミュレーションするために、以下のような摂動を含んだ非線形シュレディンガー方程式である Lugiato-Lefever モデルが用いられる[3]。

$$t_R \frac{\partial^2 E}{\partial r^2} = \left(-\frac{\alpha}{2} - \frac{\kappa}{2} - i\delta_0 - \frac{iL\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + iLy|E|^2 \right) E + \sqrt{\kappa}S \quad (1)$$

ここで、 t_R は共振器を1周するのにかかる時間、 r は共振器を回る回数、 α, κ はそれぞれ共振器損失、結合損失の割合、 δ_0 は共振周波数からのデチューニング量、 L は共振器長、 β_2, γ はそれぞれ2次の分散、非線形光学係数、 S はポンプ光を示している。(1)式をスプリットステップフーリエ法(SSFM)で解くことで高速に共振器内の電界を求めることができる。

複数の横モードを計算するには、モードごとにこの方程式を立て、さらに相互作用項を加えればよい。たとえば偏光の異なる TE/TM モードの場合には、それぞれの電界を E_n, E_m として、

$$t_R \frac{\partial^2 E_m}{\partial r^2} = \left(-\frac{\alpha_m}{2} - \frac{\kappa_m}{2} - i\delta_m - \frac{iL\beta_{m2}}{2} \frac{\partial^2 E_m}{\partial t^2} \right) E_m + iLy_m(|E_m|^2 E_m + \frac{2}{3}|E_n|^2 E_m) + \sqrt{\kappa_m}S_m \quad (2)$$

と表すことができる。ここで、相互作用項として右辺第6項に相互位相変調(XPM)を加えた。このほか想定するモードや条件によって四光波混合やラマン散乱、線形結合項などを加えることで容易に拡張可能である。さらに、基本的に(2)式は LL 方程式であるため、SSFM を用いて高速に解析することが可能である。

計算パラメータとして、トロイド微小光共振器をモデルとした場合の TE/TM モードそれぞれのモード分布と分散を有限要素法(COMSOL Multiphysics)を用いて計算したものを図1に示す。

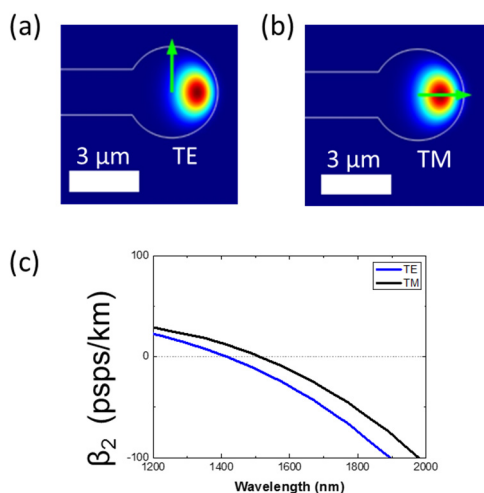


図 1 : (a,b)TE/TM モードのモード分布. (c) TE/TM モードの分散.

3. 計算結果

TE/TM モードにおける XPM を含めた(2)式を用いて光カーコムの発生を解析した結果を図 2 に示す. 図 2 (a)は XPM の影響がない場合であり, TE/TM モードそれぞれに同じパワーを入力した場合における光カーコムの時間波形とスペクトルをあらわしている. この場合にはそれぞれ独立に光カーコムが成長し, モードごとの分散などの差異によってモード同期の次数 (パルス数 \cdot FSR) が異なった状態で発生している. 一方 XPM の影響を考慮した図 2 (b)では, 2つのモードが同期していることがわかる. これは図 2 (a)との比較から, TE モードが XPM によって TM モードに同期されたものと考えられる. また, 入力パワーの比率を変えて TM モードの入力パワーを下げた場合には, 図 2 (c)のように TM モードが TE モードに同期することがわかった. このように, パワーを適切に調整することでモード同期の状態を制御できる.

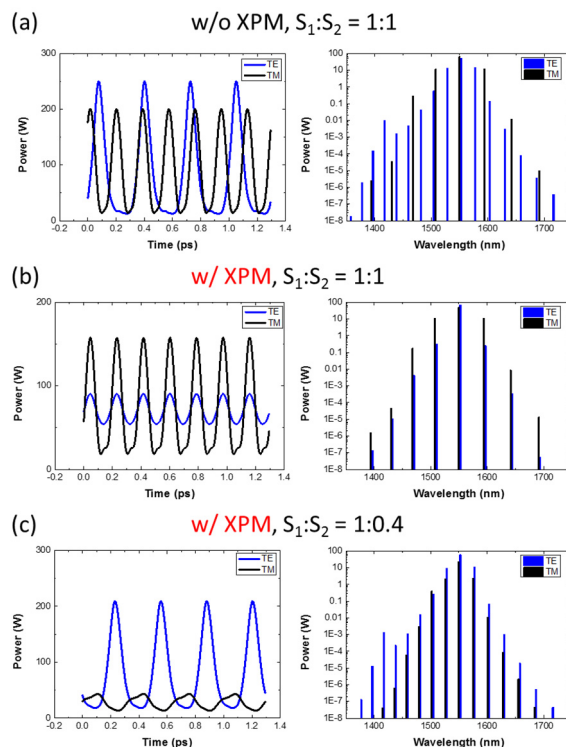


図 2 : 光カーコムの時間波形(左)とスペクトル(右). (a)XPM なし, $S_1:S_2=1:1$. (b) XPM あり, $S_1:S_2=1:1$. (c)XPM あり, $S_1:S_2=1:0.4$.

次に, 入力波長を短波長側から長波長側へ変化させたときの共振機内パワーを計算した結果を図 3 (a) に示す. 入力パワーの比は $S_1:S_2=1:0.4$ であり, 入力光の波長は両モードで同じである. 図 3 (a)においてブルーデチューニングである(1)のときの時間波形とスペクトルが図 3 (b-1)であり, 図 2 と同様モード同期したチューリングパターンのコムとなっている. この状態から入力波長を長波長側へ掃引し, レッドデチューニングとなったとき(図 3 (a)(2))の時間波形とスペクトルが図 3 (b-2)である. このような状態のコムはソリトン状態と呼ばれるが, TE/TM モードの両方でソリトンの発生が確認できた. TM モードのパワーが単体では光カーコムを発生できないほど低いことやソリトン補足が見られることからこれは明らかに TE モードによる XPM の影響だと考えられる.

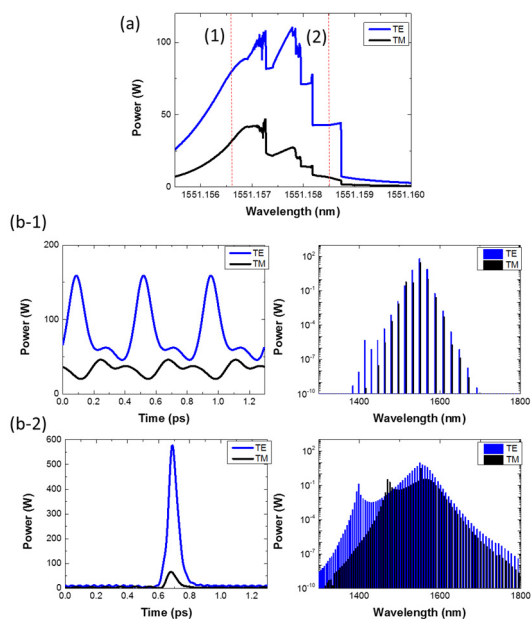


図 3 : (a) 入力波長と共振機内パワー. (b-1) (a)における(1)での時間波形とスペクトル. (b-2) (a)における(2)での時間波形とスペクトル.

4. 結論

スプリットステップフーリエ法を用いた光カーコムのシミュレーションにおいて、LL 方程式を連立させモード間相互作用の項を追加することで多モード発振する光カーコム発生計算モデルを構築した。このプログラムを用いて TE/TM モードで光カーコムが発生したときの相互作用による影響を計算した結果、XPM によって一方のモードの変調がもう一方と同期することがわかった。また、ポンプ付近の共振波長が近い場合には、単一モードにおけるソリトン発生と同様の手法を用いることで XPM により 2 モード同時にソリトン状態の光カーコムを発生できることがわかった。これらの知見は単一共振器によるデュアルコムやデュアルソリトンといった研究への応用が期待できる。

参考文献

- [1] T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hansch, *Nature* **416**, 233-237 (2002).
- [2] P. Del'Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, *Nature* **450**, 1214-1217 (2007).
- [3] S. Coen, H. Randle, T. Sylvestre, and M. Erkintalo, *Opt. Lett.* **38**, 37 (2013).
- [4] C. Godey, I. Balakireva, A. Coillet, and Y. Chembo, *Phys. Rev. A* **89**, 063814(2014)
- [5] T. Herr, V. Brash, J. Jost, C. Wang, N. Kondratiev, M. Gorodetsky, and T. Kippenberg, *Nature Photon.* **8**, 145-152 (2014)

三次非線形光学効果を用いた広帯域可視光コム発生

陣内 哲倫(M2)

可視帯域では微小光共振器の強い材料分散により、光カーコムの発生は妨げられている。本研究では三次非線形光学効果を用いて、赤外帯域における光カーコムの三次高調波(THG)と三次和周波(SFG)を発生させることで、単一波長の連続波(CW)ポンプ光からシリカトロイド共振器内で広帯域に渡って可視帯域での光コム(可視光コム)の発生を確認した。

キーワード：微小光共振器，光周波数コム，三次非線形光学効果，誘導ラマン散乱

1. 背景

光周波数コムは周波数領域において等間隔に櫛状で並ぶモードを持つ光であり、周波数の物差しとして用いることにより高精度に光周波数を測定することができる。これにより分光学や光時計、衛星測位システム(GPS)といった応用が期待されている[1]。光源は、固体レーザーやファイバレーザーなどが使われているが、装置が大きく高価で高い駆動パワーが必要であったため、廉価な超微小デバイスを用いて低パワーで光コムを発生させることへの期待されていた。そこで提案されたのが微小光共振器を用いた光カーコム発生である[2]。

光カーコム発生に使われる微小光共振器としてシリカトロイド共振器、フッ化マグネシウム結晶(CaF₂)共振器、シリカディスク共振器などが挙げられる[2-4]。可視帯域での光コム(可視光コム)は特にバイオイメージング分野での応用が期待されているにもかかわらず、いずれも赤外帯域の単一波長のポンプ光を入射し、共振器内部において赤外帯域で光カーコムを発生させており、可視領域での光カーコム発生は述べられていない。これは可視帯域においてはいずれの微小光共振器も材料特性により強い正常分散を持っているため、可視帯域での光カーコム発生は困難であるからである。そこで近年では可視帯域で光カーコムを発生させるのではなく、非線形光学効果によって赤外帯域の光カーコムを可視光コムに変換させる研究が報告されている[5]。

本研究ではシリカトロイド共振器を用いて、微小光共振器内で発生させた赤外帯域の光カーコムを三次非線形光学効果により可視光コムへ変換させた。さらに、赤外帯域でラマン光も含めた高調波の発生により、より広帯域な可視光コムの発生を目指す。

2. 可視光コム発生

本研究では、まず赤外帯域の単一波長の、連続波(CW)のポンプ光で四光波混合(FWM)により赤外帯域の光カーコムを発生させ、光カーコムの各コム成分の三次高調波(THG)および三次和周波発生(SFG)によって、微小光共振器内で光カーコムが可視光コムに変換されることを目指した。発生する可視光コムの帯域はもとの赤外帯域の光カーコムの帯域によって制限されるので、広帯域な可視光コムを発生させるため、誘導ラマン散乱(SRS)も変換の過程に組み込ませることを目指した。

本研究ではシリカトロイド共振器を使用した。シリカトロイド共振器の高い光の閉じ込め性能(Q 値)に加え、シリカトロイド共振器の材質であるシリカは非常に広帯域なラマン利得を持っている。このため 微小光共振器で容易にラマン光が発生するだけでなく、カスケードにラマン散乱による高次のラマン光がポンプ波長から遠く離れて発生することができる[6]。これより、赤外帯域の高次のラマン光を含む光カーコムは広帯域な可視光コムへ変換できる。

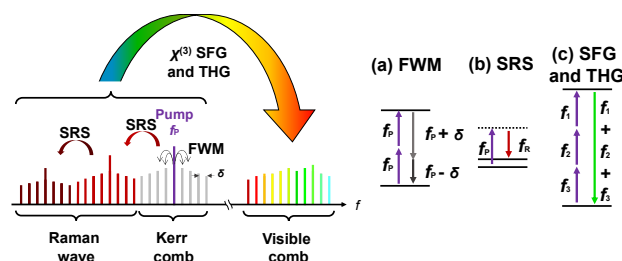


図 1：シリカトロイド共振器内では、四光波混合(FWM)による光カーコムと誘導ラマン散乱(SRS)によるラマン光が、三次高調波発生(THG)と三次和周波発生(SFG)によって可視光コムに変換される。

3. 実験結果

本研究では図 2 に示す実験セットアップで可視光コム発生実験を行った。

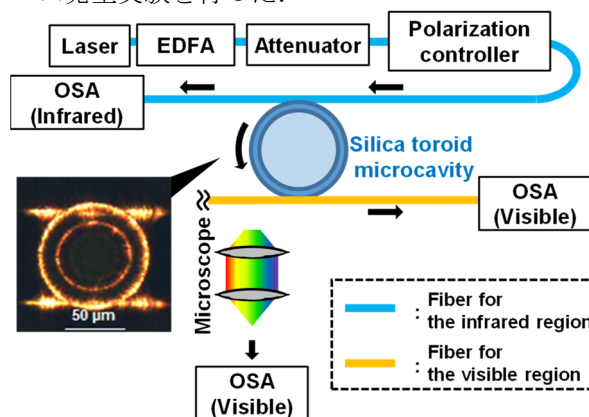


図 2：実験では日本のテーパファイバーをシリカトロイド共振器に結合させた。一つは赤外帯域の光を励起・測定ため、もう一つは可視光を測定するためである。なお可視光は、ファイバーなしの状態でもレンズを使って測定することができる。

ポンプ光として線幅 100 kHz の CW の赤外帯域レーザーを使用し、エルビウムドープファイバー増幅器

(EDFA) でパワーを増幅させた後、約 1 μm まで細く溶かしたテーパファイバーを介して微小光共振器内に光を結合させた。ポンプレーザーの波長を長波長デチューニングすることで光カーコムおよびラマン光を発生させる波長を見つけ、その時に発生した可視光コムをレンズ、またはファイバを用いて可視光用の光スペクトルアナライザ(OSA)で観測した。

図 3 に図 2 のセットアップを用いて測定した可視光コムのスペクトルとその時の赤外帯域の光カーコムを載せる。

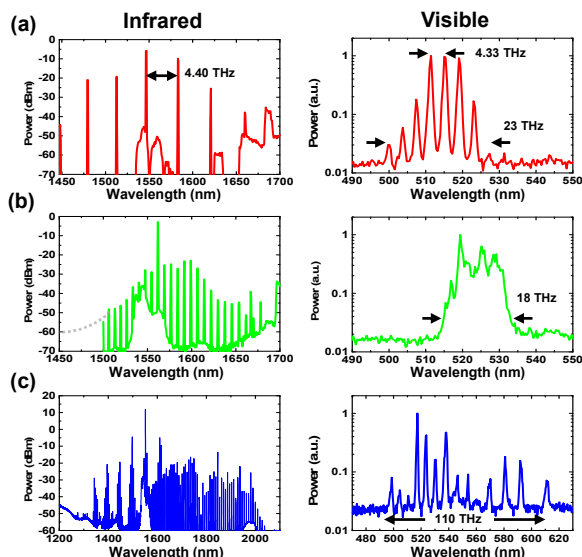


図 3: 赤外帯域で発生した光カーコムとラマン光(左)とその時にレンズで測定した可視光コム(右)。

用いたシリカトロイド共振器の Q 値は共に 10^7 程度でメジャー直径が 50 μm , マイナー直径が 13 μm である。図 3(a)では 1545.9 nm で 0.94 W のポンプ光を微小光共振器に結合させ、図 3(b)では 1560.9 nm で 1.14 W, 図 3(c)では 1551.6 nm で 1 W のポンプ光を結合させた。図 3(a)では 4.4 THz 間隔で光カーコムが発生したが、その時の可視光コムの間隔は 4.33 THz であった。また入力波長を変化させることで、図 3(b)のように 1-FSR(FSR:自由スペクトル領域)で光カーコムを発生させ、可視光コムの間隔を制御させることができることも確認した。可視光コムのコム間隔と光カーコムの間隔とがほぼ一致していることから、可視光コムの間隔は赤外帯域の光カーコムによって決定されることが確認できた。図 3(a)(b)で発生させた可視光コムの帯域幅はそれぞれ 23 THz と 18 THz であった。このとき、赤外帯域では SRS によるラマン光は発生していないので、入力波長および共振器とテーパファイバーの結合条件を変えることにより、SRS によるラマン光と光カーコムの同時発生とその時の可視光コム測定を試みた。その結果が図 3(c)である。図 3(c)では光カーコムだけでなく、カスケードのラマン散乱によるラマン光を観測することができた。この時の赤外帯域の光カーコムを測定すると、ラマン光が長波長側に広がっていることがわかる。この時の可視光コムを測定すると、光カーコムと同じく長波長側に押し広げられたスペクトルであると確認

でき、ラマン光があることにより可視光コムの帯域を 498 nm から 612 nm の 110 THz まで押し広げたことを観測した。

4. 結論

可視帯域に光カーコムを発生させることは材分散により困難であるが、シリカトロイド共振器内で発生させた赤外帯域の光カーコムを、THG と SFG によって可視帯域に変換させることにより、可視光コムを発生させることができた。本研究ではさらにカスケードのラマン散乱によるラマン光を含めた光カーコムを可視帯域に変換させることで、帯域幅が 110 THz という広帯域な可視光コムを発生させることを可能にした。

参考文献

- [1] Th. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, *Nature* **416**, 233-237 (2002).
- [2] P. Del'Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, *Nature* **450**, 1214-1217 (2007).
- [3] I. S. Grudin, N. Yu, and L. Maleki, *Opt. Lett.* **34**, 878-880 (2009).
- [4] X. Yi, Q.-F. Yang, K. Y. Yang, M.-G. Suh, and K. Vahala, *Optica* **2**, 1078-1085 (2015).
- [5] S. Miller, K. Luke, Y. Okawachi, J. Cardenas, A. L. Gaeta, and M. Lipson, *Opt. Express* **22**, 26517-26525 (2014).
- [6] T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, B. Min, and K. J. Vahala, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **10**, 1219-1228 (2004).

機械振動の光カーコムに与える影響とその制御

鈴木 良(D1)

シリカトロイド微小光共振器は高い光の閉じ込め性能を持つが、共振器オプトメカニクスによる機械振動がモード同期光カーコム発生への妨げの要因となっている。本研究ではポンプ波長を制御することにより機械振動を抑制し、モード同期した光パルスの発生を初めて確認した。

キーワード：微小光共振器，光周波数コム，モード同期，共振器オプトメカニクス

1. 背景

光周波数コム(光コム)は周波数軸上に楕(コム)状のスペクトルを持つ光であり、その楕の等間隔性や広帯域性を活かして周波数計測や分光学、光通信、天文学への応用研究が進んでいる[1]。このような精密分光への貢献により 2005 年に T. W. Hänsch と J. L. Hall らがノーベル物理学賞を受賞している。これらの光コム光源はチタンサファイアレーザやファイバレーザを用いて構成されているが、問題として光源のサイズやコストの高さが挙げられる。そこで、微小光共振器を用いた光コム(光カーコム)光源が提案されており、コンパクト・安価・低消費エネルギーといった特徴が期待されている[2,3]。

近年、光カーコムを時間領域で測定する研究が盛んになっており、外部の波形整形を必要としないモード同期パルス発生に関する論文が大きな注目を集めた[4]。それ以降、フッ化マグネシウム結晶共振器、シリコンナイトライドリング共振器、シリカディスク共振器でモード同期パルスの発生が確認されている[4,5]。しかし、高い光の閉じ込め性能(光学 Q 値)と小さいモード体積を持ち、光カーコム光源に適しているシリカトロイド微小光共振器では達成されていない。この理由の一つに共振器オプトメカニクス(cavity optomechanics)による機械振動が光カーコムのモード同期を妨げていることが挙げられる。そこで本研究では、ポンプ光の波長を制御することにより機械振動を抑制し、トロイド共振器からモード同期パルスの発生を初めて報告した。

2. 共振器オプトメカニクス

共振器オプトメカニクスとは共振器内で光と物体のエネルギーがやり取りされる現象のことを指し、図 1(a)のようなバネと共振器のモデルで理解される。トロイド共振器のようなリング型共振器では光が入力されると半系方向へ振動し(図 1(b))、共振器長が変化することによって共振器へ入出力光が変調される。

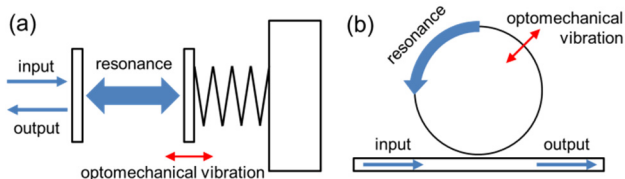


図 1: 共振器オプトメカニクスのモデル。(a) ファブリペロ共振器、(b) リング型共振器。

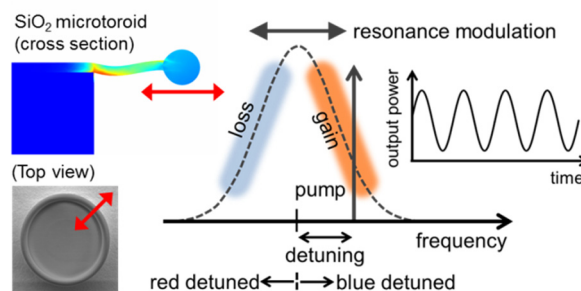


図 2: トロイド共振器の機械振動方向(左)と共振器オプトメカニクスによる出力光の変調(右)。ポンプが共振周波数に対して高周波側ならば機械振動が増幅、低周波側ならば減衰する。

この機械振動は図 2 のようにポンプ波長と共振波長の関係(デチューニング)によって増幅・減衰され、本研究ではポンプ波長を長波長デチューニングとなるように制御することで機械振動を抑制した[6-8]。後述するが光カーコムのモード同期にも長波長デチューニングが必要となる[4]。

3. 実験結果

光学 Q 値 10^7 、機械 Q 値 2.5×10^3 、共振周波数間隔 963 GHz のトロイド共振器を用いて光カーコム発生の実験を行った。有限要素法を用いたシミュレーションよりこのトロイド共振器は約 60 MHz の周波数で機械振動する。350 mW の連続光を短波長から長波長へ掃引し、直径約 $1.5 \mu\text{m}$ のテーパファイバを介して共振器へ入出力した。その際の透過率変化、出力光スペクトル、フォトダイオードからの RF 信号を図 3 に示す。state-1 から state-3 の 60 MHz の倍数の RF 信号は機械振動に起因した信号であるが、state-4 ではそれが消えているのがわかる。これより state-4 は長波長デチューニングであると考えられ、ポンプ波長を制御することによって機械振動を抑制した。

ここで Ref. [4]より、光カーコムがモード同期するためにはポンプ光が長波長デチューニングである必要があり、モード同期した場合は透過率が階段状に変化することが知られている。しかし、図 3(a)では階段状の変化は観察されなかった。そこで発生した光カーコムがモード同期しているか確認するために自己相関波形の測定を行った。この波形がフーリエ限界パルスと一致していればモード同期がなされていると言える。図 3(b)の state-3、state-4 における自己相関波形を図 4(a)に示す。青点が測定結果、緑線が出力光スペクトルから計算されたフーリエ限界パルスの

自己相関波形である. state-4 において測定結果とフーリエ限界パルスが一致していることがわかる. またポンプ光の隣に発生したコムスペクトル線幅の測定を行ったところ, state-3 では非常に線幅が広く不明瞭な信号しか得ることができなかったが, state-4 では 200 kHz の線幅を持つ信号が測定された. この線幅はポンプ光, リファレンス光の線幅と同じオーダーである. 以上の結果より, 共振器の共振周波数間隔 963 GHz と一致したモード同期のパルスが発生していることがわかった. 図 3(a)の state-4 で階段状の変化が観察されなかった理由は, 機械振動により共振周波数が変動され, 振動周波数の周期でポンプ光が短波長デチューニングと長波長デチューニングを行き来していることなどが考えられる.

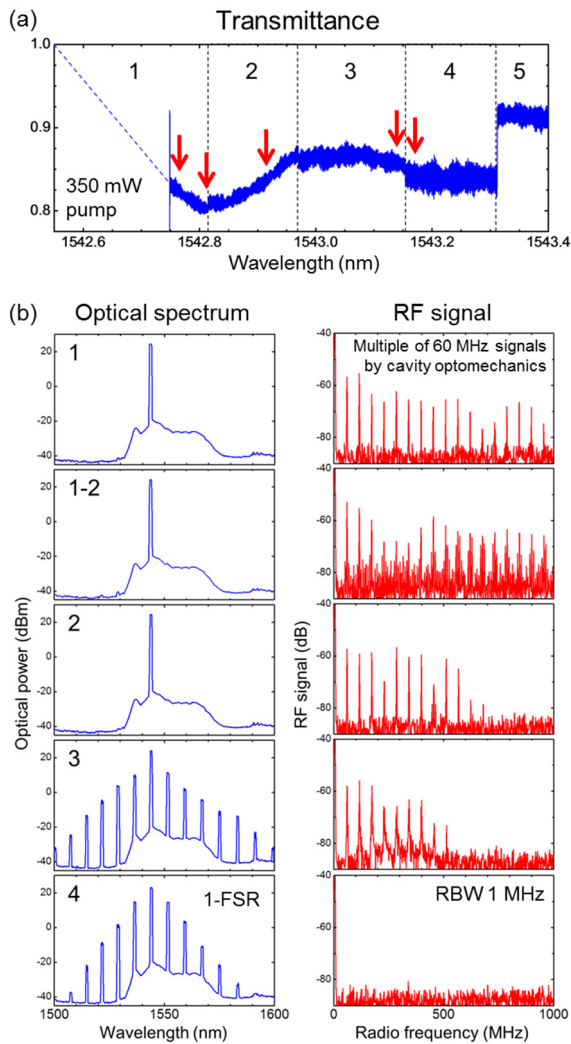


図 3 : (a) 350 mW の連続光を短波長から長波長に掃引したときの透過率変化. State-1 の点線部分と state-5 は異なる共振モードに結合している領域である. (b) 透過率変化内の矢印で示した箇所における出力光スペクトルとフォトダイオードからの RF 信号. RF 信号が示す 60MHz の倍数のピークは機械振動に起因する信号である.

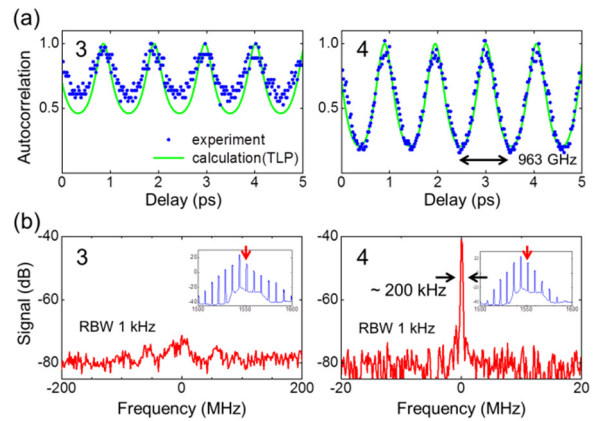


図 4 : (a) state-3 と state-4 における自己相関波形の測定結果 (青点)とフーリエ限界パルス(緑線). (b) ポンプ光の隣に発生したコムスペクトル線幅.

4. 結論

トロイド共振器は共振器オプトメカニクスによる機械振動を生じやすいが, 長波長デチューニングによりその振動を抑制することができる. 本研究ではポンプ波長を掃引することで機械振動を抑制し, 同時に発生した光カーコムモード同期を達成した. その繰り返し周波数は共振周波数間隔 963 GHz と一致し, コムのスペクトル線幅はポンプ光, リファレンス光の線幅と同じオーダーが得られた. これはトロイド共振器を用いた初めてのモード同期の報告である.

参考文献

- [1] Th. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, *Nature* **416**, 233-237 (2002).
- [2] P. Del'Haye, T. Herr, E. Gavartin, M. L. Gorodetsky, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 063901 (2011).
- [3] T. J. Kippenberg, R. Holzwarth, and S. A. Diddams, *Science* **332**, 555-559 (2011).
- [4] T. Herr, V. Brasch, J. D. Jost, C. Y. Wang, N. M. Kondratiev, M. L. Gorodetsky, and T. J. Kippenberg, *Nature Photon.* **8**, 145-152 (2014).
- [5] X. Yi, Q.-F. Yang, K. Y. Yang, M.-G. Suh, and K. Vahala, *Optica* **2**, 1078-1085 (2015).
- [6] T. Carmon, H. Rokhsari, L. Yang, T. J. Kippenberg, and K. J. Vahala, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 223902 (2005).
- [7] A. Schliesser, P. Del'Haye, N. Nooshi, K. J. Vahala, and T. J. Kippenberg, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 243905 (2006).
- [8] T. J. Kippenberg and K. J. Vahala, *Opt. Express* **15**, 17172-17205 (2007).

WGM 微小共振器における CW-CCW 結合の 光カーコム発生への影響

藤井 瞬(B4), 岡部 悠介(M1), 加藤 拓巳(D2), 吉岐 航(D2), 陣内 哲倫(M2)

シリカトロイド微小光共振器をはじめとする WGM 微小光共振器には格子欠陥や表面に付着した不純物の影響で逆方向に散乱する光(Counter-propagating light)が発生することが知られている。通常の進行光を CW(Clockwise)光としたときにこの光を CCW(Counter-clockwise)光と区別することができる。本研究ではこれら 2 つのモード結合(CW-CCW モード結合)が光カーコムに与える影響について検討を行った。実験結果はモード結合の強さと発生する光カーコムに明らかな相関関係があることを示している。結合モード方程式を用いたシミュレーションでは実験結果の再現とモード結合が時間ソリトンの発生に与える影響について考察した。

キーワード:シリカトロイド微小光共振器, 四光波混合, 光カーコム, CW-CCW モード結合, 結合モード方程式

1. 背景

シリカトロイド微小光共振器は高 Q 値でありながら低モード体積を実現したオンチップデバイスでその光パワー密度は GW/cm^2 にも達する。これによりシリカ(SiO_2)のもつ $\chi^{(3)}$ の非線形光学効果を利用して光コムを発生することができる[1]。一方で, WGM 共振器では表面に付着したナノ粒子のような不純物や材料中の構造欠陥によって通常の進行方向(CW:Clockwise)とは逆方向(CCW:Counter clockwise)に伝搬するモードがあることが知られている。微小光共振器とモード結合の関係については多くの先行研究があり[2-4], 近年では光カーコムとモード結合に関しても研究が進められている。本研究では WGM 微小光共振器において発生する CW-CCW モード結合が光カーコムの発生に与える影響とその関係に焦点をあてた。CW-CCW モード結合は欠陥によって自発的に発生するため一般的にはその制御を行うことが困難である。一方, WGM 微小光共振器を用いた光カーコムの利用を考えたとき, モード結合が原因で光カーコムの安定性や精確性に悪影響を及ぼす原因となる可能性がある。このような理由からモード結合の与える影響やその関係性を明らかにすることは微小光共振器ベースの光カーコムの実用へ向けた新たな知見となるといえる。本報告は上記の課題に対して 2015 年度に行った研究成果をまとめたものである。

2. CW-CCW モード結合

CW-CCW モード結合についてより詳細に述べる。CCW 光は CW 光がレイリー散乱することによるものであることが知られている。レイリー散乱による散乱光は波長変化を伴わないため, CW 光と波長と光路を共有することになる。互いに逆方向に伝搬する光のモードが縮退することによって周波数空間上でモードはスプリットする。このような状態にあるとき, モードが結合しているといえることができる。CW-CCW モード結合は透過スペクトルを測定したと

きに共振モードがスプリットすることでその程度が判断できる。結合が強いほどスプリット幅 κ は大きくなることが知られており, 線幅 γ との比でモード結合の強さ $\Gamma = \kappa/\gamma$ が得られる。CW-CCW モード結合はより小さな体積をもつ微小共振器の方が発生し易いため, 本研究では意図的に小さなシリカトロイド微小光共振器を作製した。

3. CW-CCW カーコムの測定

実験セットアップを Fig. 1(a)に示した。単一波長で CW 方向に励起して, 発生した光カーコムを CW 方向と CCW 方向で同時に観測した。CCW 側での測定には光サーキュレータを使用している。光カーコムを観測した結果を Fig. 1(b)と(c)にそれぞれ示す。条件を適切に調整することで, ソリトン解で特徴的な, (dB 表示の場合)三角形の包絡線を有するスペクトルが得られた。一方で CCW コムのスペクトル包絡線には凹凸があるままであった。この原因を探るために, それぞれのコムモードの透過スペクトルを測定して Γ を求めた。測定した透過スペクトルの例を Fig. 1(d)に, Fig. 1(e)の左軸は CW-CCW コムのピーク値のパワー比, 右軸は透過スペクトルから求められる Γ の値を表している。横軸は各コムモード μ に対応している。この結果より, CW 方向と CCW 方向のパワー比が Γ と強い相関があることが分かった。

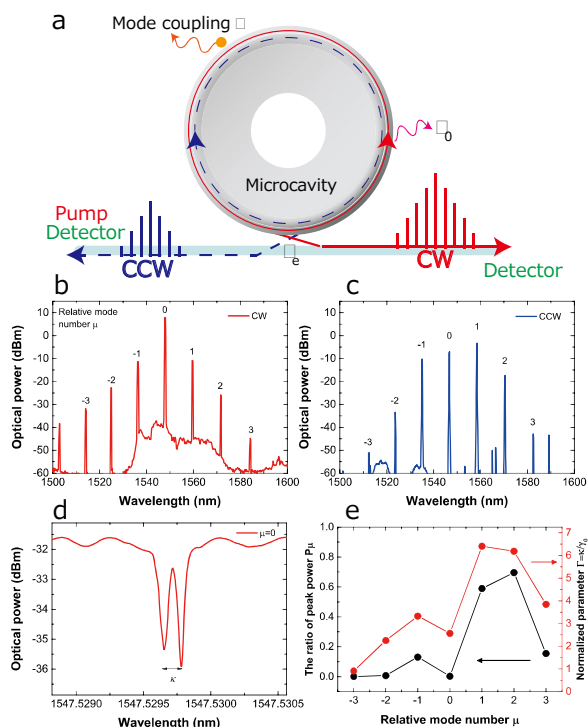


Fig. 1 (a) Schematic illustration of CW and CCW comb in a microcavity. (b) Observed CW comb which is the same direction to the pump and attenuated 10dB. (c) Observed CCW comb. (d) The relationship between power ratio and coupling parameter. (e) Transmission spectrum with mode splitting.

この結果は、CCW モードで観測される光カーコムは、初めに CW 方向でスペクトルが広がったのちに、各縦モード固有の結合 Γ によって CCW 方向に結合していることを意味している。結合の強さに依存したピークパワーをもつ CCW コムが発生するという結果は直観的にも理解し易い。さらにこの結果から以下のことが考察できる。第一に、四光波混合が CW 方向で発生している場合においてもそのような非線形過程は CCW 方向においては大きな関与はしていないということである。次にそれぞれの結合の強さ Γ が異なる場合、共振モードは厳密に等間隔ではなくなる。それでもなお位相整合条件を満たすことができ、さらに CW 方向でソリトン状態を達成することが可能であるということである

4. モード結合下における RF ノイズ測定

スプリットしたモードで光カーコムが発生した場合に、モードスプリット幅である数十 MHz の信号がコムモードののってくる可能性を考慮し、RF ノイズ測定を行った。RF 領域のノイズは先行研究において時間ソリトン状態との関連性が指摘されており、カーコムの安定性にとって重要な問題となる。Fig. 2(a),(b)にスペクトル、Fig. 2(c)に CW コム全体の RF ノイズ測定結果を示す。RF ノイズはフォトダイオードと電気スペクトラムアナライザ

を用いて観測した。Fig. 2(d)にはモードナンバー $\mu=0,3$ のコムモード 1 本の RF ノイズを示している。このとき共振器の固有振動数に相当する信号は確認できたが、モードスプリットに起因した信号は得られなかった。よって、モードスプリットによる RF 領域への影響は小さいと考えられる。

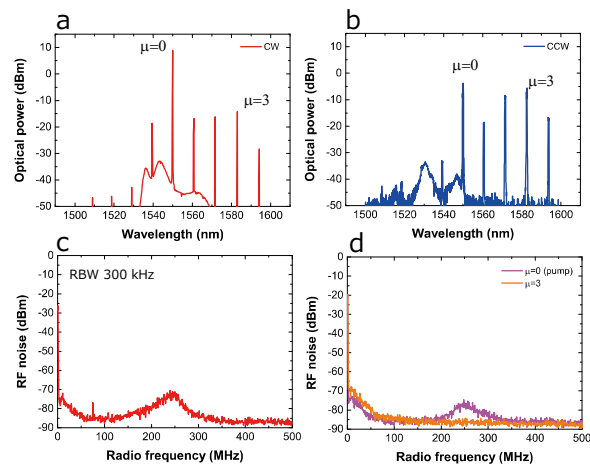


Fig. 2 (a) Observed CW comb spectrum with 10dB attenuated. (b) Observed CCW comb. (c) Measured RF signal of CW comb. (d) The solid pink and orange line represent the RF signal of relative mode number $\mu=0$ and 3, respectively.

5. シミュレーション

光カーコムの数値シミュレーションは結合モード方程式を用いて行った[6]. CW-CCW モード結合は 2 つの共振器を仮定することで Fig. 3(a)のようにモデル化し、各モードそれぞれに関して Γ を設定することでモード結合を実現できる。計算において変化させることのできるパラメータはモード結合の強さ Γ と入力パワー P_{in} 、それに共振器分散である。本計算では実験で用いた共振器のサイズと同等のメジャー直径 $45 \mu\text{m}$ 、メジャー直径 $4 \mu\text{m}$ のシリカトロイド微小光共振器を仮定し、FEM(有限要素法)によって算出した分散パラメータを用いた。入力パワーを $P_{in}=500 \text{ mW}$ 、モード間の結合をランダムにおいたとき ($\Gamma=1.0\sim 5.0$) の結果を Fig. 3(b)-(e)に示す。この結果が示すようにモード結合下においても CW 方向ではスペクトルが広がり、ソリトン化している。一方で CCW 方向ではコムは広がらず、また時間波形も乱雑な状態であった。この結果は実験結果と一致するものである。CW コムがソリトン化したというこの結果は実験において得られた CW スペクトルがソリトン状態にあるという根拠となりうるものである。また、モード結合を理想的にすべて一定とおいた場合に関して計算を行ったが、やはり CW 方向のみがパルス化するという特徴があった。

(2015).

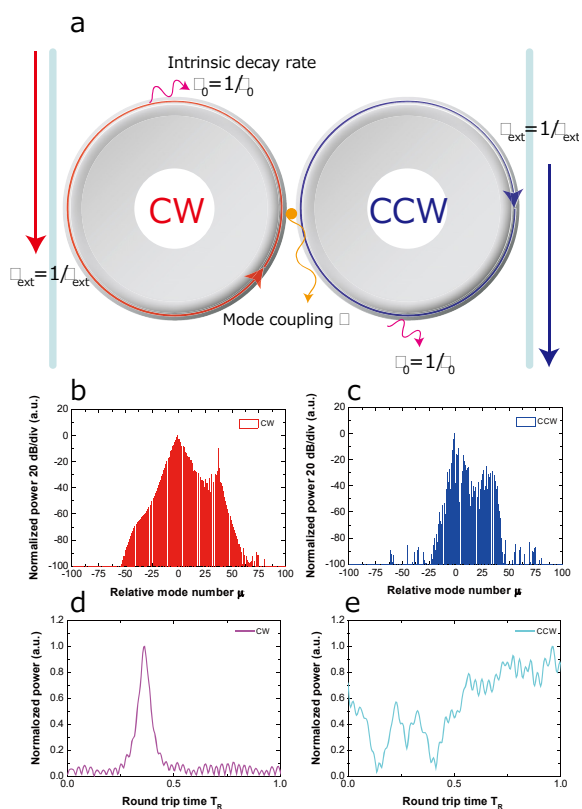


Fig. 3 (a) Schematic illustration of calculation model. (b) Calculated CW comb spectrum which is normalized in the peak power. (c) Calculated CCW comb. (d) Calculated CW waveform in time domain. This is also normalized in the peak power. (e) CCW waveform corresponding to (c).

6. 結論

シリカトロイド微小光共振器で発生する CW-CCW モード結合と光カーコムの関係について検討を行った. 特に CCW コムの強さはモード毎の結合の強さに依存していることを実験的に確認し, RF 測定においてモード結合に依存したノイズは生じていないという結果を得た. さらに結合モード理論によって CW-CCW コムの時間波形の計算を行い, 適切な条件をとることで CW コムがソリトン化 (パルス化) することを確認した. この結果は WGM 共振器を用いた光カーコムの応用上の問題に対する 1 つの解を示すものである.

参考文献

- [1] P. Del'hay, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 107, 6 (2011).
- [2] D. S. Weiss, *et al.*, Opt. Lett. 20, 1835-1837 (1995).
- [3] T. J. Kippenberg, *et al.*, Opt. Lett. 27, 1669-1671 (2002).
- [4] W. Yoshiki *et al.*, Opt. Express 23, 30851 (2015).
- [5] Y. Liu *et al.*, Optica 1, 137 (2014).
- [6] T. Hansson, *et al.*, Opt. Commun. 312, 134-136

超高 Q 値ウィスパリングギャラリーモード間結合の時間領域観測

吉岐航 (D2), 陣内哲倫 (M2), 鐵本智大 (D1)

本レポートでは、超高 Q 値ウィスパリングギャラリーモード間結合の時間領域観測について報告する。結合した 2 モード間のエネルギー振動を観測するため、実験には超高 Q 値かつ強い結合係数を持つシリカトロイド微小光共振器内の時計回りモード及反時計回りモードを用いた。また、測定にドロップポートテーパファイバを用いたため、2 モード内の光エネルギーを直接観測することができた。

キーワード：シリカトロイド微小光共振器，結合共振器，強結合，モード分裂

1. はじめに

ウィスパリングギャラリーモード (Whispering gallery mode: WGM) 共振器は超高 Q 値及び小さいモード体積を持つ [1]。この高い Q/V 比により、WGM 共振器内では光が強く閉じ込められ、光-物質間の相互作用が劇的に増強される。

近年は WGM 共振器を始めとする微小光共振器を組み合わせた結合共振器系に注目が集まっている。2 つの共振器が強く結合すると、周波数領域においては共振モードが分裂することが良く知られている [2]。その一方、時間領域では 2 つの共振器間を光エネルギーがやり取りされ、光エネルギーの時間的な振動が生じる。現在までに、量子情報処理を目的として、結合フォトニック結晶共振器間のエネルギー振動の観測・制御が実現されている [3]。しかしながら、量子情報処理に有利な超高 Q を持つ WGM 共振器を用いた研究は現在までに報告されていない。

そこで本レポートでは、結合した超高 Q 値 WGM 共振器間のエネルギー振動を世界で初めて観測したので、報告する [4]。本研究のポイントは以下の 2 点である。まず、シリカトロイド微小光共振器内を反対方向に伝搬する 2 つの超高 Q 値 ($>10^7$) を用いた点である。このような超高 Q 値な共振器内では、表面で散乱された光が反対に伝搬するモードに結合し、逆方向に伝搬する時計回り (clockwise: CW) モードと反時計周り (counter-clockwise: CCW) モードの間に結合が生じることが知られている [5]。この CW/CCW モードを用いれば 1 共振器で実験を行うことができるので、通常の結合共振器系を用いるよりも実験セットアップが遥かにシンプルになる。2 点目は 2 本のテーパ光ファイバを用いるドロップポート測定の手法を利用した点である。1 本のテーパ光ファイバのみを用いた場合は、共振器からテーパファイバに結合する光が、共振器に結合しないでテーパ光ファイバを透過してきた光と干渉してしまうので、共振器内光エネルギーそのものを直接観測することができない。その一方、ドロップポート測定では 2 本のテーパ光ファイバを用いるので、バスポートファイバを入力用、ドロップポートファイバを出力用として用いることにより、共振器内の CW 及び CCW モード内の光エネルギーを透過光と

の干渉のない状態で観測できるようになる。

2. 数値解析

結合した WGM の時間的な振る舞いを分析するため、まずは結合モード方程式 (Coupled mode theory: CMT) [6] に基づいた数値モデルを構築した。支配方程式を以下に示す (Fig. 1(a) に示したモデルの模式図も参考のこと)。

$$\frac{da_{CW}}{dt} = \left(j\omega_0 - \frac{\gamma}{2}\right) a_{CW} + \frac{j\kappa}{2} a_{CCW} + \sqrt{\gamma_{bus}} s_{in}, \quad (1)$$

$$\frac{da_{CCW}}{dt} = \left(j\omega_0 - \frac{\gamma}{2}\right) a_{CCW} + \frac{j\kappa}{2} a_{CW}, \quad (2)$$

$$S_{out,t} = s_{in} - \sqrt{\gamma_{bus}} a_{CW}, \quad (3)$$

$$S_{out,r} = \sqrt{\gamma_{bus}} a_{CCW}, \quad (4)$$

$$S_{out,dl} = \sqrt{\gamma_{bus}} a_{CCW}, \quad (5)$$

$$S_{out,dr} = \sqrt{\gamma_{bus}} a_{CW}, \quad (6)$$

なお、 a_{CW} , a_{CCW} , s_{in} , $S_{out,t}$, $S_{out,r}$, $S_{out,dl}$, $S_{out,dr}$, ω_0 , γ , γ_{bus} , γ_{drop} , κ はそれぞれ、CW および CCW モードのモード振幅、入力ポート、透過ポート、反射ポート、左右のドロップポートにおける導波路モード振幅、共振器の共振角周波数、共振器の総減衰レート、バス及びドロップファイバと共振器との結合レート、CW-CCW モード間結合レートである。式(1)及び(2)より、モード間結合レート κ が共振器の総減衰レート γ よりも大きいとき、モードの分裂が生じることが分かる。CW-CCW 結合によって分裂した共振モードの典型的な例の計算結果を Fig. 1(b) に示す。なお、この 2 モード間の光エネルギー振動を励起するためには、フーリエ変換後の波形が Fig. 1(b) 中の 2 つのピークに重なるような入力信号を用いればよい。

次に、励起した光エネルギー振動を測定する方法について検討する。WGM 共振器の性能を測定する際には、通常はテーパ光ファイバの透過ポートからの出力を観測する。しかしながら、Eq. (3) に示す通り、透過ポートからの出力は共振器から出力される光とテーパ光ファイバを素通りする光とを合わせたものになるので、透過ポートを用いた測定は純粋な光共振器からの出力、即ち、光エネルギーの測定方法としては不適である。この問題を解決するため、我々は「反射ポート測定法」及び「ドロップポート測定法」の 2 種類の方法を用いることにした。式(4)

から明らかなように反射ポートからの出力は CCW モードに比例するので、反射ポート出力を測定する「反射ポート測定法」では直接 CCW モード光エネルギーを測定することができる。その一方、「ドロップポート測定法」は、新たにもう 1 本の光ファイバ(ドロップポートファイバ)を用いる方法である。式(5)及び(6)わかるように、ドロップポートファイバの左右ポートの出力はそれぞれ CCW 及び CW モード振幅に比例するので、「ドロップポート測定法」では CW および CCW モードの光エネルギーを同時に測定することができる。さて、反射ポート測定は 1 本のテーパファイバだけで行うので実験セットアップがシンプルになり安定性の良い高精度な実験を行うことができる一方で、CCW モードの光エネルギーしか測定できないという問題点がある。この点を踏まえて、本研究ではまず反射ポート測定法によって高精度な測定を行い理論と実験結果が一致するか比較する。その後、ドロップポート測定法によって CW 及び CCW モードの光エネルギーを同時に測定し、本当に 2 モード間に振動があるのかを確かめることにする。

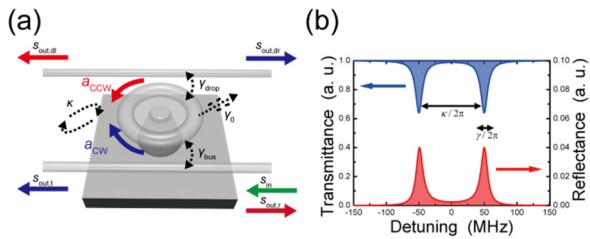


Fig 1 (a) Schematic illustration of the developed model. (b) Calculated transmission (blue) and reflection (red) spectra of the cavity with $(\kappa, \gamma, \gamma_{bus}, \gamma_{drop})/2\pi = (100, 10, 2.5, 0)$ MHz.

3. 実験結果

本研究で用いるシリカトロイド共振器は(1)フォトソグラフィ、(2) SiO₂ エッチング、(3)XeF₂ エッチング、(4)レーザリフロープロセスを経て作製される。共振器への光結合にはテーパ光ファイバを用いる。作製したテーパ光ファイバの典型的な透過率は 90% である。代表的な透過スペクトルを Fig. 2(c)の最下段のパネルに示すが、CW-CCW モード結合由来のモード分裂が存在していることが明らかである。この時、共振器の線幅は 6.3 MHz ($Q_{load} \sim 3 \times 10^7$)で分裂幅は 85 MHz であり、線幅の 13 倍ほど分裂していることが分かる。

作製した共振器を用いて、まずは反射ポート測定法に基づく測定を行った。Fig. 2(a)に実験セットアップの模式図を示す。まず、波長可変レーザ(Tunable laser source: TLS)から出力された連続光を電気光学変調器(Electro-optic modulator: EOM)を用いて矩形状に変調した。EOM を駆動する RF 信号はパルス信号発生器(Pulse pattern generator: PPG)によって生成した。PPG のトリガ信号は光サンプリングオシロスコープ(Optical sampling oscilloscope: OSO)に入力した。テーパ光ファイバ前の偏波コントローラ(Polarization

controller:PC)によって入力信号の偏光は調整され、また光サーキュレータ(Optical circulator)は反射光のみを切り出すのに利用した。微小光共振器から反射ポートに出力された光はエルビウム添加光ファイバ増幅器(Erbium-doped fiber amplifier: EDFA)によって増幅された後、OSO によって検出した。測定した時間波形を Fig. 2(b)に示す。各パネルのデータはそれぞれ異なる光モード(異なる共振器)からの反射パワーである。この図から分かるように、反射光は周期的に振動する形状を持つことが分かる。反射ポート測定法では CCW モードのみ観測可能だが、この周期形状は CW モード及び CCW モード間の時間的なエネルギー振動を観測できたことの間接的な証拠である。反射光の振動周期はモード間結合レート κ の違いによる。Fig. 2(c)は Fig. 2(b)のデータを取得した各モードの透過スペクトルを表すが、スペクトルから計算される損失レート γ および結合レート κ は時間波形とよく一致しており、このことから Fig. 2(b)で観測された周期的な振動は CW-CCW モード間結合によるものと推測することができる。

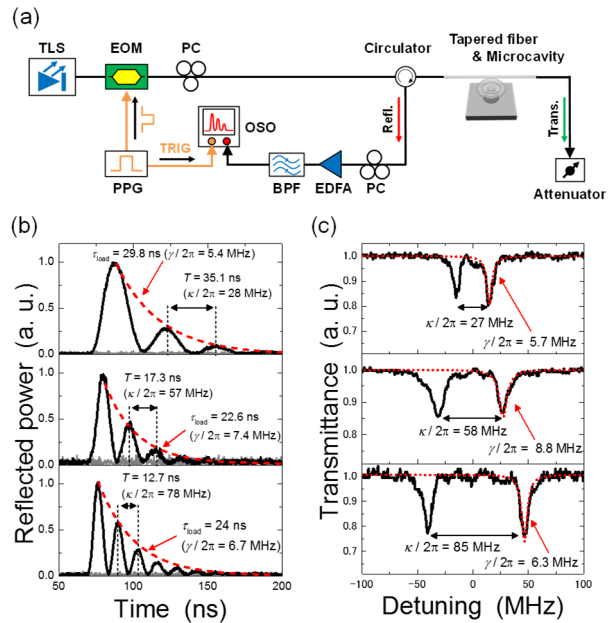


Fig. 2 (a) Experimental setup for the reflection measurement. (b) The reflected signals from the cavity for different modes. Black (solid), gray (solid) and red (dashed) lines are the reflected signals with and without the cavity and the fitting curve, respectively. The input pulse widths were 10, 8 and 5 ns for the top, middle and bottom panels, respectively. It should be noted that the detected signals were offset by the remaining ASE noise and it was removed from the figure. (c) The transmission spectra of the modes that are employed in (b).

最後に、ドロップポート測定の結果について述べる。この測定法を用いて CW 及び CCW モードを同時に測定することにより、両モード間の結合が本当に存在するというを示すことが出来る。実験のセットアップを Fig. 3(a)に示す。CW 及び CCW モード内の光エネルギーはドロップポートファイバから取り出され、EDFA で増幅された後、OSO によって検

出される。この実験ではドロップポートファイバとして曲げたファイバを用いている。この曲げファイバは 10 nm の精度を持つ自動ステージで独立して制御されているので、高精度にドロップポートファイバと共振器との間隔を制御することができる。なお、曲げているにも関わらず、ドロップポート光ファイバの透過率は 80% を超える。

Figure 3(b) にドロップポート測定の結果を示す。この図から分かるように、CW 及び CCW モード内光エネルギーが交互に振動している。これはモード間で光エネルギーのやり取りが行われていることの直接的な証拠である。また、振動周期は Fig. 2 にて測定したものとよく一致している。なお、損失レートについては若干の劣化が見られるが、これはドロップポートファイバの存在によって、結合損失がわずかに上昇したためだと考えられる。さて、この結果より我々は超高 Q 値 ($>10^7$) な共振モード間の結合を時間領域で観測できたことと結論付けることができる。これは世界でも前例のない成果である。

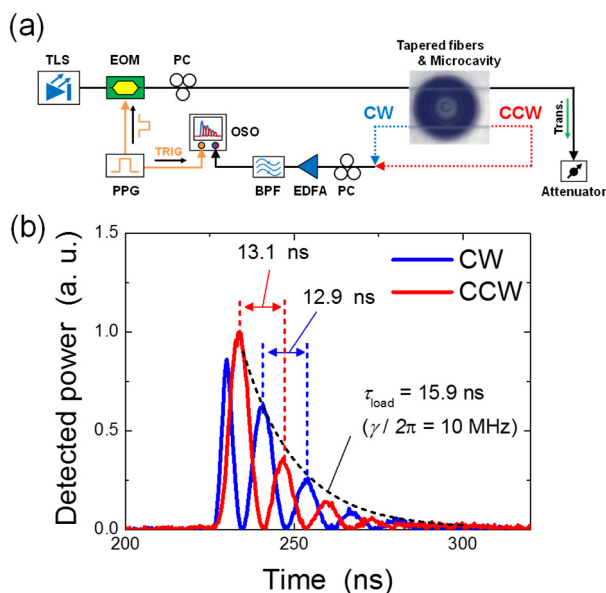


Fig. 3 (a) Experimental setup for the drop-port measurement. (b) Outputted power measured at the drop port. The blue and red solid lines represent the output from the CW and CCW modes, respectively. Note that the timings of the two signals were calibrated by measuring the delays between the two signals.

4. 結論

本レポートでは、世界初である超高 Q 値なモード間のエネルギー振動の時間測定の成果について報告した。実験のプラットフォームにはシリカトロイド共振器内の結合した CW 及び CCW モードを用いた。反射ポート測定では時間領域で測定した振動周期と周波数領域の測定から見積もった振動周期とがよく一致することを確かめた。また、ドロップポート測定法を用いることにより、CW 及び CCW モード内の光エネルギー振動を同時に直接観測することにも成功した。本成果は、量子情報処理に向け重要になる、

超高 Q 値共振器間の結合状態の制御法の開発に向けた第一歩である。

参考文献

- [1] D. Armani, T. Kippenberg, S. Spillane, and K. Vahala, "Ultra-high- Q toroid microcavity on a chip," *Nature* 421, 925–928 (2003).
- [2] C. Zheng, X. Jiang, S. Hua, L. Chang, G. Li, H. Fan, and M. Xiao, "Controllable optical analog to electromagnetically induced transparency in coupled high- Q microtoroid cavities," *Opt. Express* 20, 18319–18325 (2012).
- [3] Y. Sato, Y. Tanaka, J. Upham, Y. Takahashi, T. Asano, and S. Noda, "Strong coupling between distant photonic nanocavities and its dynamic control," *Nat. Photonics* 6, 56–61 (2012).
- [4] W. Yoshiki, A. Chen-Jinnai, T. Tetsumoto and T. Tanabe, "Observation of energy oscillation between strongly-coupled counter-propagating ultra-high Q whispering gallery modes," *Opt. Express* 23, 30851–30860 (2015).
- [5] T. Kippenberg, S. Spillane, and K. Vahala, "Modal coupling in traveling-wave resonators," *Opt. Lett.* 27,1669–1671 (2002).
- [6] W. Yoshiki and T. Tanabe, "Analysis of bistable memory in silica toroid microcavity," *J. Opt. Soc. Am. B* 29, 3335–3343 (2012).

光カーコムの広帯域化に向けた 切削加工による WGM 共振器の分散制御

中川陽介(M2)

微小光共振器は安価かつ小型な光コムの光源として期待されている。光コムの発生には光コムの安定化が必要だが、光カーコムの発生帯域が狭く、自己参照法の $f-2f$ 干渉による安定化は実現されていない。そこで光カーコムの広帯域化に向けた分散制御の研究が近年注目されている。我々は切削加工によって結晶共振器を作製することができ、本研究では結晶共振器の断面形状を切削加工で制御することで結晶共振器の分散制御を行った。また、制御した分散を用いて光カーコムの発生をシミュレーションで確認した。

キーワード：ウィスパーリングギャラリモード共振器, CaF_2 , 光カーコム, 分散

1. はじめに

高 Q 値な微小光共振器は共振器内部の光密度を非常に高めることができるため、非線形光学効果の利用に適しており、光カーコムの発生過程である四光波混合もその効果に含まれる。そして、その Q 値は以下の式から求められる。

$$Q_{\text{total}} = (Q_{\text{scat}}^{-1} + Q_{\text{abs}}^{-1} + Q_{\text{coup}}^{-1} + Q_{\text{etc}}^{-1})^{-1} \quad (1)$$

ここで Q_{scat} , Q_{abs} , Q_{coup} はそれぞれ、共振器の表面散乱, 材料吸収, 導波路の結合に伴う損失から求められる Q 値である。 Q_{scat} と Q_{coup} は作製と実験に依存するため、理論的な最高 Q 値は材料固有の値である Q_{abs} に依存する。フッ化カルシウム (CaF_2) は結晶材料の Q_{abs} が高く、理論的な最高 Q 値になることが知られている [1]。また CaF_2 を用いて $Q = 6.3 \times 10^{10}$ の共振器が作製されており、実験的にも最高 Q 値となっている [2]。このことから我々は CaF_2 を用いて高 Q 値な微小光共振器を作製し、光コムの発生を目指した。

2. 光カーコムの安定化

光コムは周波数軸上に非常に高い精度で等間隔に並ぶモード成分からなる光のことであり、各モードの光の周波数は以下の式で表される。

$$f(n) = nf_r + f_o \quad (2)$$

ここで f_r 及び f_o は繰り返し周波数とオフセット周波数を表しており、光コムの発生において、この 2 つの値を測定する必要がある。繰り返し周波数は容易に測定できるがオフセット周波数は容易に測定できず、自己参照法の $f-2f$ 干渉によって求められる。 $f-2f$ 干渉は n 番目のモードの 2 次高調波と $2n$ 番目のモードの差周波を以下の式のように求め、オフセット周波数を測定するため、1 オクターブ以上の帯域が必要になることが分かる [3]。

$$2f(n) - f(2n) = 2(nf_r + f_o) - (2nf_r + f_o) = f_o \quad (3)$$

微小光共振器においては四光波混合 (Four Wave

Mixing: FWM) が連続的に起こることで、周波数軸上に等間隔な光カーコムを発生させることができる。しかし 1 オクターブ以上の帯域で発生できず $f-2f$ 干渉は実現されていないため、光カーコムの広帯域化が課題となっている [4, 5]。

3. 微小光共振器の分散

プリズムに白色光を入射した際、複数の光が別の光路に分かれて進む。これはプリズムの屈折率が波長ごとに異なることが要因であり、光学における分散とは光が波長ごとに別々に分離される現象のことである。微小光共振器においてはこの分散が光カーコムの広帯域化の課題となっている。共振器内の光の隣り合う共振周波数の間隔は自由スペクトル領域 ν_{FSR} (Free Spectral Range) といい、以下の式で表される。

$$\nu_{\text{FSR}} = \frac{c}{2\pi n(\omega)R} \quad (4)$$

ここで c , n , ω , R はそれぞれ光速, 共振器の屈折率, 角周波数, 共振器の半径を表す。この式から角周波数に対して屈折率が一定であれば FSR も一定の値となり、等間隔で共振周波数は広がるのが分かる。しかしながら、材料自体の屈折率は周波数(波長)に依存しているため、 FSR は変化してしまう。したがって、共振器において光カーコムが発生した場合、Fig. 1 のように光カーコムは周波数に対して等間隔に発生するが、共振器の FSR は変化してしまうため、光カーコムが発生したとしても共振器に存在できない。つまり、共振器における分散は光カーコムの発生において発生帯域の広さを決める要因となる。

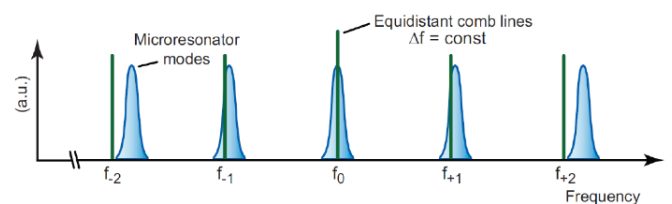


Fig. 1 Frequency comb generation in a dispersive resonator. The mismatch between equidistant frequency comb lines and the non-equidistant resonator modes

hinders broadband frequency comb generation in a microcavity [6].

共振器に用いた CaF₂ の材料分散を Fig. 2 に示す.

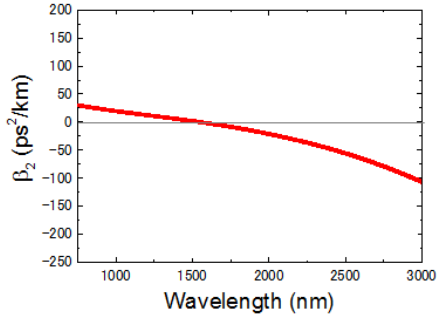


Fig. 2 Material dispersion of CaF₂.

共振器の構造分散はその名の通り，構造に起因する．構造分散も材料分散と同様に実行屈折率の波長依存性から求められるように思えるが，共振器の実効半径も波長に依存しているため，この 2 つを含めて計算した共振周波数を用いて構造分散は以下の式から求められる．

$$\beta_2 = -\frac{1}{4\pi^2 R} \cdot \frac{\Delta(\Delta v_l)}{(\Delta v_l)^3} \quad (8)$$

4. 分散制御

前述したように分散が生じることによって光カーソムの帯域が制限されるため，共振器の分散はゼロ分散が望ましいと思われる．しかし実際には光カー効果によって共振器の屈折率が変化するため，分散は少し異常分散になる必要がある．分散は有限要素法(Finite Element Method: FEM)を用いて求めた．

共振器の分散を求めるにあたって Fig.3(a)のように共振器の断面形状台形の分散を求めた．また，それぞれの分散値を Fig. 3(b)に示す．

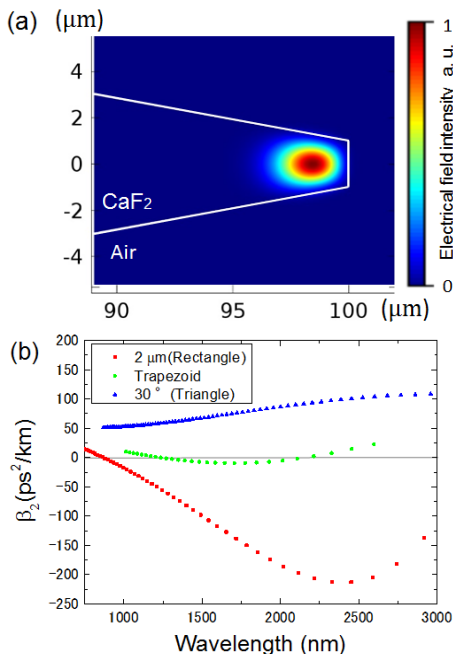


Fig. 3 (a) Electrical field intensity profile of WGM microcavity in cross-section of trapezoidal shape with polarization TE. The mode volume of this microcavity is 2154 μm³. (b) Calculated dispersions for (a), triangular (30°) and rectangular (2 μm).

断面形状が三角形の分散は角度依存性があり，角度が小さい程，正常分散の値が大きくなる．また，断面形状が長方形の分散は厚さ依存性があり，厚さが小さい程，ゼロ分散となる波長が短波長側に変化する．これらから断面形状が三角形の構造は正常分散，長方形の構造は異常分散となることが分かった．そこで Fig. 3(a)のように三角形と長方形の中間の構造である台形構造を設計した．Fig. 3(b) が示すように断面形状が台形の分散は三角形の正常分散と長方形の異常分散の間の値となった．しかしながら，Fig. 3(a) の台形の構造は作製困難であるため，Fig. 4(a) の台形の構造を設計した．

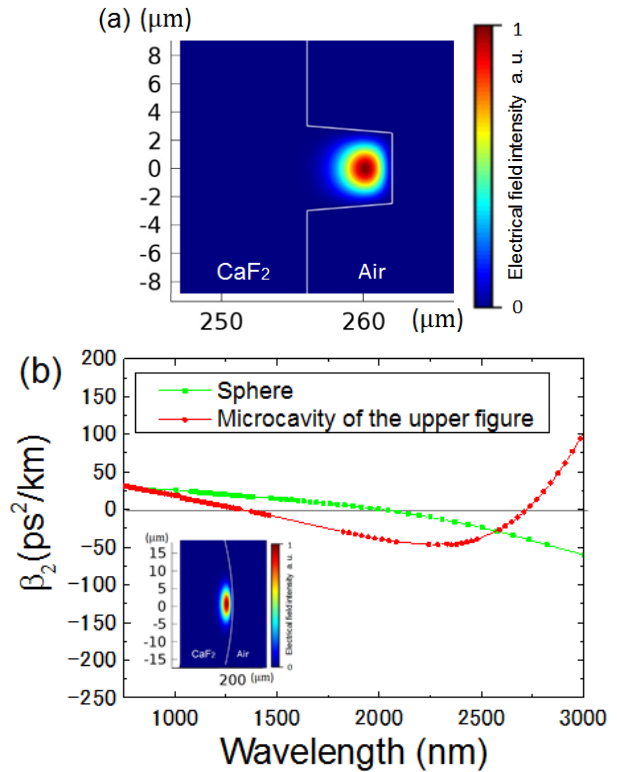


Fig. 4 (a) Electrical field intensity profile of WGM microcavity in cross-section of trapezoidal shape with polarization TE. (b) Calculated dispersions for (a) and spherical shape microcavity which has 200 μm radius as shown in inset.

Fig. 4(a) の台形の構造は上底，下底，高さはそれぞれ 5, 6, 6 μm となっており共振器の半径は 262 μm である．Fig. 8(b) が示すように，1313 nm から 2771 nm の帯域で異常分散となり，分散 β₂ は 0 から -46 ps²/km の値となった．つまり，1 オクターブ以上の帯域で低い値の異常分散を有する共振器の設計ができた．

6. 設計した共振器の作製と測定

実際に作製した共振器を Fig. 5 に示す．

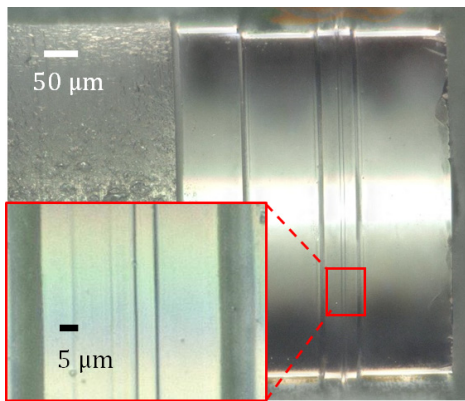


Fig. 5 Microscope image of CaF2 microcavity. Radius is 262 μm. This microcavity is fabricated by using ultra-precise computer controlled lathe. Inset shows the resonance point of the microcavity.

また、走査型白色干渉計(ZYGO)で共振器の表面を作製した画像を Fig. 11 に示す。

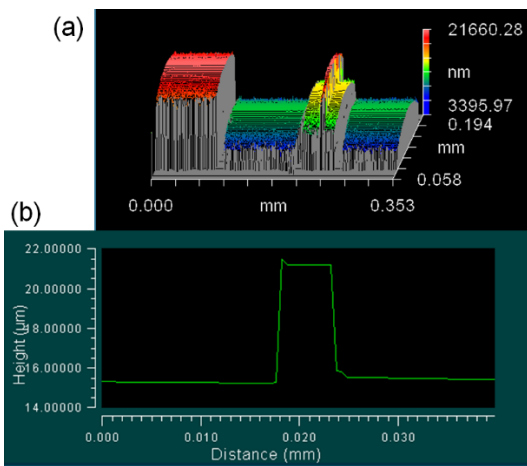


Fig. 6 (a) ZYGO image of the microcavity surface. (b) ZYGO image of the cross section of the microcavity.

Fig. 5 と Fig. 6 が示すように実際の設計通りに小光共振器が作製されていることが分かる。

また、 Q 値と分散値を測定した結果を Fig. 7 に示す。

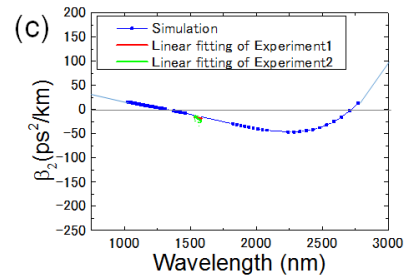
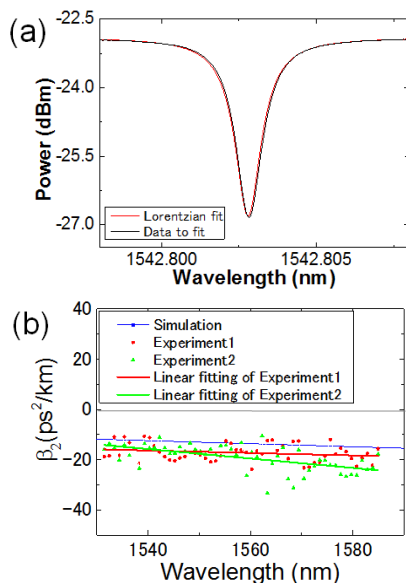


Fig. 7(a) Transmission spectrum of the microcavity shown in Fig. 10 measured with a conventional tapered fiber setup. The Q factor is 1.2×10^6 (b) (c) Calculated and measured dispersion of microcavity shown in Fig. 10.

Fig. 7(a) のスペクトルから作製した共振器の Q 値は 1.2×10^6 が得られた。この値はシミュレーションで用いた値と一致している。また Fig. 7(b) が示すように、分散の測定結果は 2 回ともシミュレーションに非常に近く、低い異常分散が得られた。ただ、測定の際に用いたレーザー(Santec TSL710)の波長可変範囲が 1480 nm から 1620 nm であったため、Fig.7(c) が示すように、全体の分散を測定することができなかった。

7. 結論

1313 nm から 2771 nm の 1 オクターブ以上の帯域で異常分散を設計することができた。また、その分散を用いて光カーコム発生シミュレーションを行い、光カーコムを 1100 nm から 2200 nm の 1 オクターブの帯域で発生させた。そして、実際に設計した微小光共振器の作製を行い、 Q 値は 1.2×10^6 を得た。分散においても測定できる範囲で設計通りの値を得たことから 1 オクターブ以上の帯域で異常分散を有すると見込める微小光共振器の作製ができたと言える。

参考文献

- [1] A. A. Savchenkov, V. S. Ilchenko, A. B. Matsko, and L. Maleki, Phys. Rev. A **70**, 051804(R) (2004).
- [2] Ivan S. Grudinin, Andrey B. Matsko, Anatoliy A. Savchenkov, Dmitry Strekalov, Vladimir S. Ilchenko, Lute Maleki, Optics Communications **265**, 33–38, (2006).
- [3] H. R. Telle, G. Steinmeyer, A. E. Dunlop, J. Stenger, D. H. Sutter, and U. Keller, Appl. Phys. B **69**, 327 (1999).
- [4] Ivan S. Grudinin, and Nan Yu, Optica, **2**, 221 (2015).
- [5] Lin Zhang, Chengying Bao, Vivek Singh, Jianwei Mu, Changxi Yang, Anuradha M. Agarwal, Lionel C. Kimerling, and Jurgen Michell Opt. Lett. **38** 5122 (2013).
- [6] Del'Haye Pascal. PhD thesis, (2011).

金ドーピングシリカトロイド微小光共振器の 非線形光学効果向上に関する検討

玉木 翔(M2)

本研究では金をシリカトロイド微小光共振器にドーピングした微小光共振器を作製し、共振器の非線形光学効果増強に関する理論解析と基礎光学特性を調査した。

キーワード：金、シリカトロイド微小光共振器、局在表面プラズモン共鳴、非線形光学効果

1. イントロダクション

将来の信号処理において従来電気で行われていた信号処理を光技術で処理する上において、微小光共振器は重要なデバイスである。微小光共振器の理想的な性能は光の閉じ込め指標である Q 値が高い事と 3 次非線形感受率 $\chi^{(3)}$ が高い事である。数ある微小光共振器の中でもシリカトロイド微小光共振器はシリコンチップ上に作製する事ができる。シリカトロイド微小光共振器は Q 値が高いが、ガラスを用いている為 3 次非線形感受率 $\chi^{(3)}$ が低いというデメリットがある。その一方で局在表面プラズモン共鳴は金属微粒子に特定の波長の光を入射すると金属微粒子内部に大きな非線形分極を生じ、大きな 3 次非線形感受率 $\chi^{(3)}$ を示す。しかし光を吸収するので低い Q 値をもつ。そこで本研究はこの 2 つを組み合わせることによって高い Q 値と高い 3 次非線形感受率 $\chi^{(3)}$ を持つ、シリカトロイド微小光共振器の開発を目指した。

2. 非線形光学効果増強の理論解析

2.1. 解析手法

シリカトロイド共振器の非線形光学効果を考える際に金をドーピングする事によって 3 次非線形感受率 $\chi^{(3)}$ の向上と、光の吸収による Q 値の低下を考慮しなくてはならない。そこで共振器の非線形光学効果の性能の手法として光スイッチのエネルギー式[1]から $n_2 \propto \chi^{(3)}$ より

$$U_{\text{switch}} = \frac{\epsilon_0 \epsilon n_0 V_{\text{cavity}}}{2n_2 Q} \quad (1)$$

$Q \times \chi^{(3)}$ を用いる事にする。そしてこの指標を計算するために以下の手順を踏んだ。その結果を図 1 に示す。

1. 金ナノ粒子の複素誘電率を計算した。
2. 金ナノ粒子とガラスを含めた実効複素誘電率と実効複素屈折率を計算した。 [2]
3. 材料 Q 値と $\chi^{(3)}$ を計算した。
4. 極小時の Q 値と極大時の $\chi^{(3)}$ の積を計算しそれを金ナノ粒子の体積充填率の依存性を導出した。

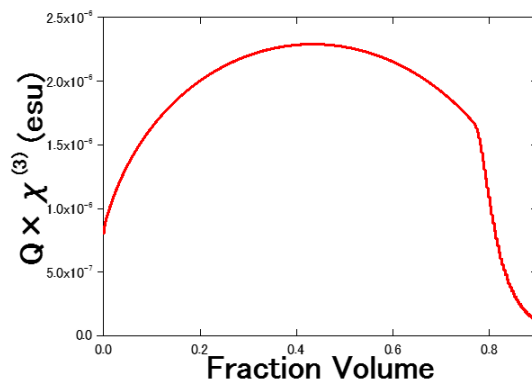


図 1 金ナノ粒子の粒径が 100 nm 時の $Q \times \chi^{(3)}$ の体積充填率依存性

2.2 考察

図 1 の結果から体積充填率が $p \approx 0.4$ の時に $Q \times \chi^{(3)}$ が最大値を取る事が分かった。しかしこの計算における前提で粒子が完全に球体で分散されている状況を仮定しているので $p \approx 0.4$ は非常に高密度であるので、厳密な計算結果とならない事に留意する。

3. 金ドーピングシリカトロイド微小光共振器の作製と評価

3.1. 作製方法

金をシリカトロイド微小光共振器に含有させる方法としてスパッタリング法とゾルゲル法の 2 通りを行った。スパッタリング法は図 2 に示すようにフォトリソグラフィとドライエッチングにより作製したシリカディスク共振器を上から金ナノ粒子をスパッタリングし CO_2 レーザを照射して作製した。

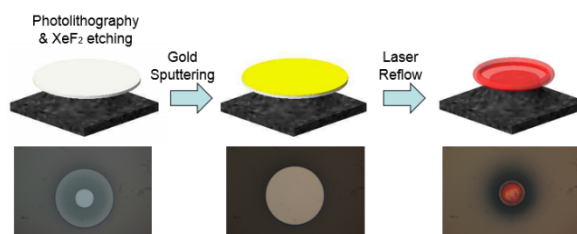


図 2 スパッタリング法

ゾルゲル法は TEOS, 塩化金酸 4 水和物, エタノール, 純水, 塩酸を 1:x:6:6:0.03 のモル比で調合した溶液をシリカディスク共振器に塗布しスピニングを行い、最後にアニーリングする事で図 3 の様にシリカトロイド微小光共振器に金がドーピングされたガラスを膜厚がおおよそ $1 \mu\text{m}$ でコーティングする事が出来た。

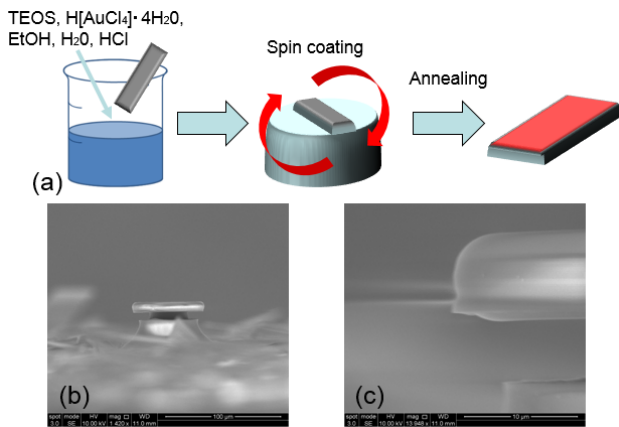


図 3 (a):ゾルゲル法 (b),(c):コーティングされたシリカトroid微小光共振器

3.2 基礎光学特性

この 2 つの方法で作製した金ドーブシリカトroid微小光共振器の Q 値を通信波長帯とプラズモン励振波長帯である 520nm の波長のレーザを用いて測定した。この時 520nm の波長のレーザは波長が固定である為共振器の温度をペルチェ素子を用いて上げる。すると熱光学効果より共振器の共振波長をレーザの波長に掃引する事ができ、 Q 値を測定する事ができる。

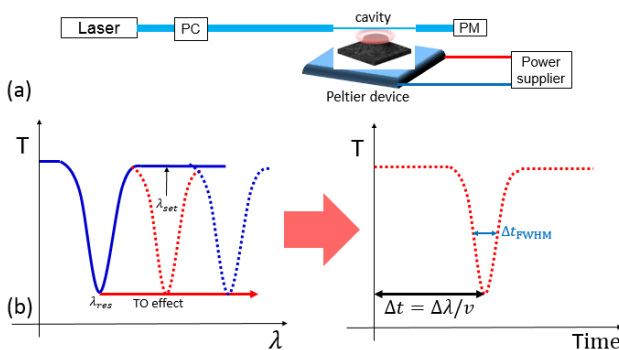


図 4 (a):実験セットアップ (b):熱光学効果を利用した Q 値の測定方法

この測定方法を用いて異なる金の体積充填率で Q 値を測定してまとめたものを図 5 に示す。

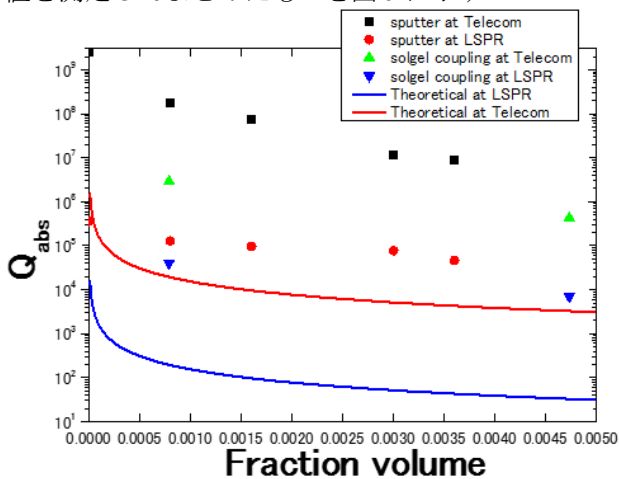


図 5 Q 値測定結果のまとめ

3.3 考察

図 5 の結果よりゾルゲル法で作製された共振器はスパッタリング法で作製された共振器より通信波長帯とプラズモン励振波長帯でもより理論値に近い値を取る事が分かる。これはスパッタリング法で作製された共振器は CO_2 レーザで照射する際に金の融点以上の温度を与え、金ナノ粒子凝集してしまう為と考えられる。逆にゾルゲル法ではアニーニングの際に 800°C の温度で作製しているため金ナノ粒子の凝集が起こりにくい。理論値の Q 値は金が完全な球体で分散されている状況を仮定している為、ゾルゲル法で作製された金ドーブシリカトroid共振器はスパッタリング法で作製された共振器より理想的な共振器であると言える。

4. 結論

本研究では理論解析により金をスパッタリング法とゾルゲル法の 2 通りで金ドーブシリカトroid共振器を作製した。また作製した共振器を熱光学効果を利用した波長スキャンで共振器の Q 値を測定した。その結果ゾルゲル法で作製された共振器はスパッタリング法で作製された共振器より理論値に近い値を取る事からより理想的な共振器である事が分かった。今後の課題として実際に局在表面プラズモン共鳴を利用し 3 次非線形光学効果を測定し、非線形光学効果の増強を実験で確かめる事である。

参考文献

- [1] M. Notomi, A. Shinya, K. Nozaki, T. Tanabe, S. Matsuo, E. Kuramochi, T. Sato, H. Taniyama, and H. Sumikura, "Low-power nanophotonic devices based on photonic crystals towards dense photonic network on chip," IET Circuits Devices Syst. **5**, 84–93 (2011).
- [2] D. Compton, L. Cornis and Elma van der Lingen, "The third order nonlinear optical properties of gold nanoparticles in glasses part1," Gold Bulletin. **36**, 10-16 (2003).

Er ドープシリカトロイド共振器の作製とレーザ発振に向けた理論検討

堀敦裕(B4)

イオン注入法を用いて Er をドープしたシリカトロイド共振器を作製し、光学測定を通じてその特性に関する評価を行った。また、レーザ発振に向けた理論的な検討を行い、レーザ発振に必要な Q 値、Er イオン濃度を計算し、共振器の再設計指針を得た。

キーワード : Er ドープシリカトロイド共振器, レーザ発振, 結合モード理論, レート方程式

1. はじめに

微小光共振器は非常に小さな領域に高密度に光を閉じ込めることができる素子であり、中でも WGM 共振器の 1 つであるシリカトロイド共振器は高い Q 値と小さいモード体積を併せ持ち、加えて基板上に集積して作製できるという利点を持つ。さらに、希土類元素はその性質から光デバイスにおいて非常に有用な元素とされ、特に Er は通信波長帯である 1550 nm 帯において発光を示すため、EDFA やファイバレーザを始めとする光デバイスに用いられている。

このシリカトロイド共振器と Er を組み合わせることにより新たな応用を生み出すことが可能であり、実際に Er をドープしたシリカトロイド共振器は、センシング[1]や Add-drop フィルター[2], Parity-time symmetry[3]といったテーマに応用されている。

本研究では、Er をドープしたシリカトロイド共振器を用いた応用に向けた第 1 段階としてレーザ発振させることを目標に、イオン注入法を用いて Er ドープシリカトロイド共振器を作製し、光学測定を通じてその特性を評価した。また、同時に結合モード理論とレート方程式を用いてレーザ発振に関する理論的な検討を行った。

2. レーザ発振のしきい値条件

レーザ発振のしきい値条件を求めるために共振器内の発振モードに関する方程式と、Er イオンに関するレート方程式を用いる[4]。

$$\frac{da_s}{dt} = -\frac{1}{2\tau_s} a_s + g_s a_s \quad (1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12} N_1 - W_{21} N_2 - \frac{N_2}{T} \quad (2)$$

ここで、 a_s は共振器内のモード振幅、 τ_s は共振器の光子寿命、 g_s はモード振幅に依存したゲイン係数、

N_1, N_2 はそれぞれ基底準位、励起準位にある Er イオンの密度、 W_{12}, W_{21} はそれぞれ吸収の遷移速度、誘導放出の遷移速度、 T は自然放出寿命を表す。 g_s は N_1, N_2 を用いて表される。共振器での損失と Er イオンによるゲインが釣り合う時、つまり(1)式が 0 にな

る時レーザ発振が実現される。

W_{12}, W_{21}, T に関して典型値を用い、しきい値条件を求めたものを図 1 に示す。

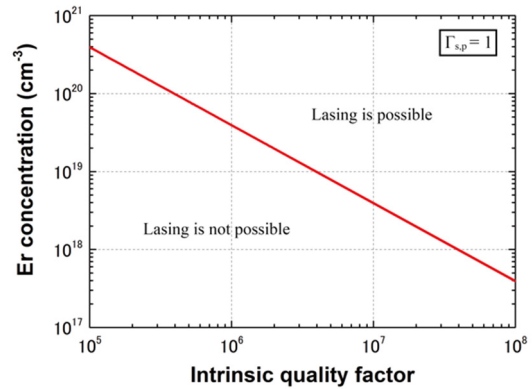


図 1 : 共振器 Q 値と Er イオン濃度に対するレーザ発振しきい値条件。

$Q = 1 \times 10^7$ の時、Er イオン濃度が約 $2.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 以上であればレーザ発振可能となることが分かる。

3. Er ドープシリカトロイド共振器の作製

厚さ 1 μm の熱酸化膜を成長させた Si 基板にイオン注入を行い、その後、通常シリカトロイド共振器と同じ作製方法で作製を行った。イオン注入条件は加速電圧 194 keV、ドーズ量 $7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ で行った。SiO₂ 層のエッチングを HF によるウェットエッチングで行った場合、ディスク外周部がアンダーカットされた構造となってしまう、注入した Er イオンが抜け落ちてしまっていると考えられる。これはイオン注入によって表面の構造が脆くなった事が原因と考えられる。これを防ぐために、CHF₃ によるドライエッチングで作製したところ、ディスクに

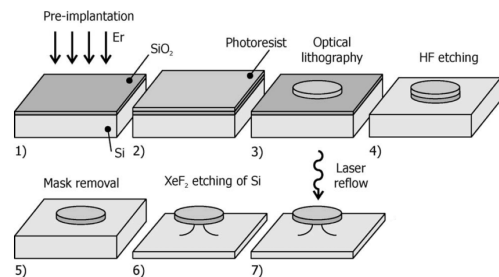


図 2 : Er ドープシリカトロイド共振器の作製工程。[J. Kalkman, et al., J. Appl. Phys. 99, 1-9 (2006)]

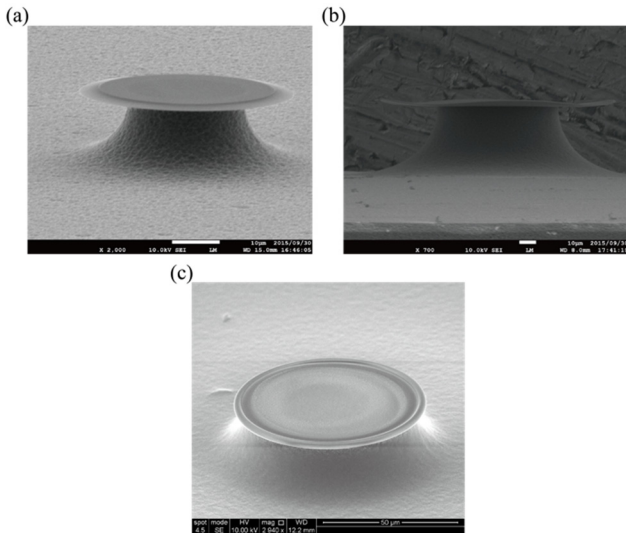


図 3 : (a),(b) HF ウェットエッチングまたは (b) CHF₃ ドライエッチングを行ったシリカディスク. (c) 作製した Er ドープシリカトロイド共振器.

歪みが見られたがアンダーカットは発生しなかった. 歪んだディスクに CO₂ レーザリフローを行うと, 問題なく形の整ったシリカトロイド共振器が作製された.

4. 作製した共振器の特性評価

作製した共振器について測定した透過スペクトルから $Q_0 = 3.58 \times 10^5$ と求められた. この時レーザ発振に必要な Er イオン濃度は約 $1.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ である. 共振器内で Er イオンが均一に分布していると仮定すると, イオン注入条件からイオン濃度は $7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ となるので, 発振条件には届かず, 実際に波長 1480 nm の光でポンプを行ってもレーザ発振は起きなかった.

共振器の Er イオンに関する特性を取得するために, ポンプを行っていない時と行っている時で Q 値がどのように変化するかを測定した. 波長 1481 nm で十分な強度でポンプを行なったところ, 測定 Q 値が $Q_{\text{tot}} = 1.13 \times 10^5$ から $Q_{\text{tot}} = 1.18 \times 10^5$ にわずかに上昇する結果となり, 複数回の測定において同じ傾向が見られた. Q 値が向上しているのは,

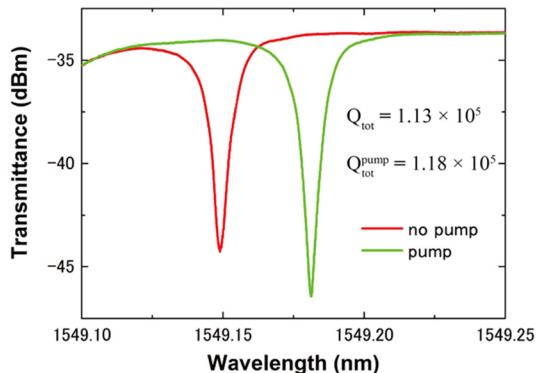


図 3 : $\lambda = 1481 \text{ nm}$ でポンプした場合の透過スペクトル.

ポンプによって Er イオンのゲインを得ることができるからだと考えられる.

Er イオンによるゲインの影響を考慮した Q 値 Q^{Er} を導入すると

$$\frac{1}{Q^{\text{Er}}} = \frac{\lambda}{2\pi n} \left[-\frac{N_2}{N_T} (\alpha + g^*) + \alpha \right] \quad (3)$$

$$\frac{1}{Q_{\text{tot}}} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q^{\text{Er}}} \quad (4)$$

という関係が得られる. ここで λ は共振波長, $N_T = N_1 + N_2$ である. α, g^* は波長 λ における吸収断面積 σ^a と誘導放出断面積 σ^e を用いて $\alpha = N_T \sigma^a$, $g^* = N_T \sigma^e$ と表される. これらの式からポンプを行った場合の測定 Q 値の理論値を求めると, $Q_{\text{tot}} = 1.20 \times 10^5$ となり実験値とよく一致する.

5. 共振器の再設計指針

本研究でレーザ発振が実現できなかった主たる原因は Q 値が低いことである. シリカトロイド共振器で通常達成可能である $Q_0 = 1 \times 10^7$ は作製プロセスを改善することで達成できると考えられる. 膜厚 1 μm のウエハを用いたが, 膜厚が薄いとシリカディスクの形状が歪みやすくレーザリフロー後もトロイドの形状が歪みやすい. ドライエッチングはレジストが変性して剥離しにくくなり, 残存したレジストは Q 値の低下につながる. また, イオン注入法では構造を破壊しながらイオンが注入されるため, 注入後にアニール処理を行うことが一般的だが, 本研究ではレーザリフローを代替処理とし, アニール処理を行わなかった. よって, 膜厚が 2 μm で膜質の良いウエハを用い, O₂ アッシングなどでレジスト剥離を入念に行い, イオン注入直後にアニール処理を行うなどの改善策が考えられる.

Er イオン濃度に関しては, $Q_0 = 1 \times 10^7$ を達成していれば $2.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 以上の濃度でレーザ発振が可能であるので, 膜厚 2 μm のウエハを用いる場合, イオンがレーザリフローによって均一に拡散するとすれば $5.6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 以上のドーズ量が必要である.

参考文献

- [1] L. He, S. K. Özdemir, J. Zhu, and L. Lang, Phys. Rev. A **82**, 1-4 (2010).
- [2] F. Monifi, S. K. Özdemir, and L. Lang, Appl. Phys. Lett. **103**, 1-4 (2013).
- [3] L. Chang, X. Jiang, S. Hua, C. Yang, J. Wen, L. Jiang, G. Li, G. Wang, and M. Xiao, Nature Photon. **8**, 524-529 (2014).
- [4] B. Min, T. J. Kippenberg, L. Yang, K. J. Vahala, J. Kalkman, and A. Polman, Phys. Rev. A **70**, 1-12 (2004).

資料の部

論文・会議発表

(2015 年 4 月~2016 年 3 月)

【論文発表】

- [1] S. Azami, H. Kudo, Y. Mizumoto, T. Tanabe, J. Yan, and Y. Kakinuma, “Experimental study of crystal anisotropy based on ultra-precision cylindrical turning of single-crystal calcium fluoride,” *Precision Engineering*, Vol. 40, pp. 172-181 (2015).
- [2] R. Suzuki, T. Kato, T. Tetsumoto, and T. Tanabe, “Octagonal toroid microcavity for mechanically robust optical coupling,” *AIP Advances*, Vol. 5, No. 5, 057127 (2015).
- [3] T. Tetsumoto, Y. Ooka, and T. Tanabe, “High-Q coupled resonances on a PhC waveguide using a tapered nanofiber with high coupling efficiency,” *Opt. Express*, Vol. 23, No. 12, pp. 16256-16263 (2015).
- [4] Y. Ooka, T. Tetsumoto, A. Fushimi, W. Yoshiki, and T. Tanabe, “CMOS compatible high-Q photonic crystal nanocavity fabricated with photolithography on silicon photonic platform,” *Scientific Reports*, Vol. 5, 11312 (2015).
- [5] J. Nishimura, M. Kobayashi, R. Saito, and T. Tanabe, “NaCl ion detection using a silica toroid microcavity,” *Applied Optics*, Vol. 54, No. 20, pp. 6391-6396 (2015).
- [6] Y. Kakinuma, S. Azami, and T. Tanabe, “Evaluation of subsurface damage caused by ultra-precision turning in fabrication of CaF₂ optical micro resonator,” *CIRP Annals-Manufacturing Technology*, Vol. 64, No. 1, 117-120 (2015).
- [7] A. C.-Jinnai, W. Yoshiki, and T. Tanabe, “Broad bandwidth pulse propagation through an ultrahigh-Q microcavity with a chirped pulse,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 54, No. 12, 12201 (2015).
- [8] W. Yoshiki, A. C.-Jinnai, T. Tetsumoto, and T. Tanabe, “Observation of energy oscillation between strongly-coupled counter-propagating ultra-high Q whispering gallery modes,” *Opt. Express*, Vol. 23, No. 24, pp. 30851-30860 (2015).
- [9] 小林美紗子, 西村治郎, 田邊孝純, 「温度センシング用シリカトロイド微小光共振器の実装技術」, *レーザー研究*, Vol. 44, No. 3, pp. 198-202 (2016).
- [10] T. Kobatake, T. Kato, H. Itobe, Y. Nakagawa, and T. Tanabe, “Thermal effects on Kerr comb generation in a CaF₂ whispering gallery mode microcavity,” *IEEE Photonics Journal*, Vol. 8, No. 2, 4501109 (2016).

【国際会議発表】

- [1] S. Tamaki, W. Yoshiki, and T. Tanabe, “Large thermo-optic effects in silica-gold composite toroidal microcavity,” *The 4th Advanced Lasers and Photon Source*

- (ALPS'15), ALPS5-5, Yokohama, April 22-24 (2015).
- [2] Y. Ooka, T. Tetsumoto, A. Fushimi, W. Yoshiki, and T. Tanabe, "Carrier-induced fast all-optical switching in a photonic crystal nanocavity fabricated with a CMOS compatible process," The 4th Advanced Lasers and Photon Source (ALPS'15), ALPSp14-02, Yokohama, April 22-24 (2015). (best student poster award)
- [3] H. Itobe, Y. Nakagawa, S. Azami, Y. Kakinuma, and T. Tanabe, "Size dependence of thermo-opto-mechanical oscillation observed in crystalline whispering gallery mode microcavity fabricated with ultra-precision machining," The 4th Advanced Lasers and Photon Source (ALPS'15), ALPSp14-03, Yokohama, April 22-24 (2015). (best student poster award)
- [4] Y. Nakagawa, T. Kato, and T. Tanabe, "Generation of octave-spanning optical Kerr frequency comb in a dispersion-managed whispering gallery mode microcavity," The 4th Advanced Lasers and Photon Source (ALPS'15), ALPSp14-06, Yokohama, April 22-24 (2015).
- [5] Y. Okabe, R. Suzuki, Z. Chen, T. Nagano, T. Kobatake, and T. Tanabe, "Time-domain measurement and noise analysis of a Kerr comb from a toroid microcavity," The 4th Advanced Lasers and Photon Source (ALPS'15), ALPSp14-48, Yokohama, April 22-24 (2015).
- [6] T. Kobatake, T. Kato, and T. Tanabe, "Influence of Raman scattering on a Kerr frequency comb generated in a silica toroidal microcavity," The 4th Advanced Lasers and Photon Source (ALPS'15), ALPSp14-49, Yokohama, April 22-24 (2015).
- [7] W. Yoshiki and T. Tanabe, "Low-power on-chip all-optical Kerr switch with silica microcavity," CLEO:2015, STu11.4, San Jose, May 10-15 (2015).
- [8] Y. Ooka, T. Tetsumoto, A. Fushimi, W. Yoshiki, and T. Tanabe, "A photolithographic high-Q photonic crystal nanocavity fabricated on a silicon-on-insulator structure," Conference on Laser and Electro-Optics-European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe EQEC 2015), CK-9.2 TUE, Munich, June 21-25 (2015).
- [9] T. Tetsumoto, Y. Ooka, A. Fushimi, and T. Tanabe, "Nanocavity formation with a Q of a half-million using photonic crystal waveguide and nanofiber," Conference on Laser and Electro-Optics-European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe EQEC 2015), CK-9.4 TUE, Munich, June 21-25 (2015).
- [10] H. Itobe, Y. Nakagawa, A. Azami, Y. Kakinuma, and T. Tanabe, "Fabrication of crystalline WGM microcavity using ultra-precision machining to reveal the size dependence of thermo-opto-mechanical oscillation," Conference on Laser and Electro-Optics- European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe EQEC 2015), CK-9.9 TUE, Munich, June 21-25 (2015).
- [11] Z. Chen, T. Nagano, Y. Okabe, T. Kobatake, and T. Tanabe, "Waveform measurement of ultra-high repetition mode-locked pulses generated from a silica toroid microcavity," Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS 2015), 3A0-15, Prague, 6-9 July (2015).
- [12] T. Tanabe, "Optical Kerr switching and comb generation in a silica whispering gallery mode microcavity," Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS 2015), 3A_14-6, Prague, 6-9 July (2015). **(invited)**

- [13] T. Kato, T. Kobatake, Z. Chen, R. Suzuki, and T. Tanabe, “Influence of Raman scattering on Kerr frequency comb in a silica toroidal microcavity,” *Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS)*, FTu2E.4, San Jose, October 18-22 (2015).
- [14] S. Tamaki, W. Yoshiki, and T. Tanabe, “Characterization and fabrication of silica-gold composite toroidal optical microcavity,” *Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS)*, San Jose, JW2A.11, October 18-22 (2015).
- [15] Y. Nakagawa, T. Kato, W. Yoshiki, Y. Mizumoto, Y. Kakinuma, and T. Tanabe, “Dispersion tailoring of a crystalline whispering gallery mode microcavity for octave-spanning Kerr frequency comb,” *Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS)*, San Jose, JW2A.32, October 18-22 (2015).
- [16] T. Kobatake, T. Kato, H. Itobe, and T. Tanabe, “Temporal cavity soliton generation without laser scan in a crystalline microcavity with negative TO coefficient,” *Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS)*, JTU4A.45, San Jose, October 18-22 (2015).
- [17] M. Kobayashi, J. Nishimura, and T. Tanabe, “pH sensing using a silica toroid microcavity,” *Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS)*, JTU4A.44, San Jose, October 18-22 (2015).
- [18] Y. Ooka, N. A. Daud, T. Tetsumoto, and T. Tanabe, “Efficient electro-optic modulation of a weakly localized resonance in a photonic crystal waveguide,” *Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS)*, FTu5C.6, San Jose, October 18-22 (2015).
- [19] T. Tanabe, T. Kato, T. Kobatake, R. Suzuki, and A. C.-Jinnai “Harmonic mode locking in a high- Q whispering gallery mode microcavity,” *SPIE Photonics West*, 9727-11, San Francisco, February 13-18 (2016). [*Proc. SPIE*, Vol. 9727, 97270C (2016).] (**invited**)
- [20] T. Tetsumoto, Y. Ooka, and T. Tanabe, “Fiber-coupled photonic crystal nanocavity for reconfigurable formation of coupled cavity system,” *SPIE Photonics West*, 9756-54, San Francisco, February 13-18 (2016). [*Proc. SPIE*, Vol. 9756, 97561J (2016).]
- [21] W. Yoshiki, A. C.-Jinnai, T. Tetsumoto, S. Fujii, and T. Tanabe, “Time-domain observation of strong coupling between counter-propagating ultra-high Q whispering gallery modes,” *SPIE Photonics West*, 9727-63, San Francisco, February 13-18 (2016). [*Proc. SPIE*, Vol. 9727, 97271T (2016).]
- [22] R. Suzuki, A. C.-Jinnai, T. Nagano, T. Kobatake, T. Kato and T. Tanabe, “Influence of cavity optomechanics on Kerr frequency combs,” *APS March Meeting*, A51.00008, Baltimore, March 14 (2016).

【国内会議発表】

- [1] 田邊孝純, 「ウィスパーリングギャラリーモード共振器を用いた光カーコム発生」第 1 回超高速光エレクトロニクス研究会(UFO), 16:30-17:00, 平成 27 年 7 月 22 日. (招待講演)
- [2] 加藤拓巳, 小島知也, 陳哲倫, 長野拓真, 田邊 孝純, 「シリカトロイド共振器の光カー

- コム発生におけるラマン散乱の影響」第 76 回応用物理学会秋季学術講演会, 13p-2G-15, 名古屋国際会議場, 平成 27 年 9 月 13 日～16 日.
- [3] 中川陽介, 加藤拓巳, 吉岐航, 水本由達, 寒川大, 柿沼康弘, 田邊孝純, 「微小光共振器における光 Kerr コムの広帯域化に向けた構造分散の制御」第 76 回応用物理学会秋季学術講演会, 14a-2G-10, 名古屋国際会議場, 平成 27 年 9 月 13 日～16 日
- [4] 陳哲倫, 加藤拓巳, 田邊孝純, 「シリカトロイド微小共振器の三次高調波による可視光領域のコム発生」第 76 回応用物理学会秋季学術講演会, 14p-PA3-1, 名古屋国際会議場, 平成 27 年 9 月 13 日～16 日.
- [5] 小島知也, 加藤拓巳, 中川陽介, 糸部大貴, 田邊孝純, 「負の熱光学効果を利用した共振器ソリトンの自動制御」第 76 回応用物理学会秋季学術講演会, 14p-PA3-2, 名古屋国際会議場, 平成 27 年 9 月 13 日～16 日.
- [6] 鐵本智大, 大岡勇太, 田邊孝純, 「ナノファイバ結合型高 Q 値フォトニック結晶共振器を用いた再構成可能な結合共振器形成」レーザー学会学術講演会第 36 回年次大会, 10p VI-5, 名城大学天白キャンパス, 平成 28 年 1 月 9 日～11 日.
- [7] 鐵本智大, 大岡勇太, 田邊孝純, 「ナノファイバ結合型高 Q 値フォトニック結晶共振器を用いた再構成可能な結合共振器形成」レーザー学会学術講演会第 36 回年次大会, 10p VI-5, 名城大学天白キャンパス, 平成 28 年 1 月 9 日～11 日.
- [8] 藤井瞬, 加藤拓巳, 吉岐航, 陣内哲倫, 小島知也, 岡部悠介, 田邊孝純, 「WGM 微小共振器における CW-CCW 結合の光カーコム発生への影響」第 63 回応用物理学会春季学術講演会, 20p-P3-6, 東工大大岡山キャンパス, 平成 28 年 3 月 19 日～22 日.
- [9] 大岡勇太, ヌル アシキン ダウド, 鐵本智大, 田邊孝純, 「フォトニック結晶におけるランダム性の影響とその制御による利用」第 63 回応用物理学会春季学術講演会, 22a-S621-6, 東工大大岡山キャンパス, 平成 28 年 3 月 19 日～22 日.
- [10] 鐵本智大, 熊崎基, 古澤健太郎, 関根徳彦, 笠松章史, 田邊孝純, 「低屈折率なシリカを用いた高 Q 値 zipper 共振器の作製」第 63 回応用物理学会春季学術講演会, 20p-P4-6, 東工大大岡山キャンパス, 平成 28 年 3 月 19 日～22 日.

学位論文題目

修士論文

鈴木良「光カーコム の時間・周波数特性の解明」

玉木翔「金ドーピングシリカトロイド微小光共振器の非線形光学効果増強に関する研究」

陣内哲倫「シリカトロイド微小光共振器における三次非線形光学効果による可視光コム発生についての研究」

小島知也「非線形光学効果の光カーコムへの寄与に関する理論研究」

中川陽介「断面形状制御によるウィスパーリングギャラリーモード共振器の分散設計に関する研究」

卒業論文

熊崎基「トロイド・フォトニック結晶結合共振器に関する研究」

田端智久「フォトリソグラフィで作製した幅変化型フォトニック結晶共振器によるフォトディテクタの特性評価」

廣田直弥「カーボンナノチューブを成長させたシリカトロイド微小光共振器における吸収特性」

藤井瞬「トロイド微小光共振器による CW-CCW モード結合の光カーコム発生に与える影響」

堀敦裕「Er ドーピングシリカトロイド共振器の作製とレーザ発振に向けた特性評価」

NIH3T3 細胞を播種した微小光共振器上の光学特性

齊藤 龍介 (M2)

超高 Q 値の微小光共振器のセンシング応用研究が盛んになってきており、微小光共振器は Label-free で超高感度なセンサーとして応用が出来るため、とりわけ注目を浴びている。この微小光共振器を用いた細胞周期の解析の研究は、細胞周期に関する研究をより深めることが出来ると考えられる。本研究において、細胞周期解析の応用に向けて細胞が播種された微小光共振器の光学スペクトルを測定することで細胞の屈折率の測定を行った。

キーワード: 微小光共振器, センサー, 細胞周期

1. 背景

近年になって細胞周期の解析は大きな発展を遂げ、細胞周期に関して分子レベルで非常に様々なことがわかってきた。組織、器官、固体において細胞は、様々な外的要因の影響を受けて細胞周期の進行、分化することが明らかになってきた。しかし、発生や再生における形態形成、癌の浸潤や転移など様々な現象の中で、細胞周期の進行がどのように影響するのかわかっていない。組織や器官、固体において各々の細胞で「いつ、どこで、どのように」細胞周期が制御されているのかを理解することは、基礎生物学の理解を深めるだけでなく、癌研究などの医療分野においても非常に重要な意味をもっている。さらに 2012 年度に山中教授がノーベル生理学・医学賞を受賞された iPS 細胞の研究のような再生医療分野等、分化の仕組みを理解するための基礎研究において、細胞が細胞周期のどのタイミングでどのように分化を始めるかを知ることが出来れば、再生医療の更なる発展が期待できる。

従来、生きた細胞や組織における細胞周期進行は、光学顕微鏡を用いた観察により解析されてきた。細胞周期の M 期から G1 期への移行は、染色体や紡錘体の出現、細胞分裂などの形態的变化が起こるため、光学顕微鏡で識別することが出来る。しかし、細胞周期の開始ポイントである G1 期から S 期への移行は、形態変化を伴わないため光学顕微鏡で識別することが出来ない。そこで nuclear remodeoxyuridine (BrdU) を用いた細胞染色が行われてきたが、この方法では生きた細胞をリアルタイムで観察することが出来ない。そして、Fucci 技術のような蛍光による細胞周期解析の研究が行われてきたが、蛍光を用いた細胞周期解析では、ウィルスベクターによる蛍光タンパクの導入時や、蛍光タンパクが与える細胞周期や細胞の性質への影響など、細胞に対する 2 次的な影響をゼロにすることは出来ない[1]。

このような問題が顕在化するのには、例えば不妊治療における受精卵の評価などが挙げられる。不妊治療において母体に戻すのに適した受精卵を選出することは極めて重要であるが、その判断にウィルスベクターも蛍光タンパク質を使用するわけにはいかない。このような場面では単一細胞の細胞周期の Label-free 解析は大変有用であると考えられる[2, 3]。

本研究は Label-free 細胞周期解析を最終的な目的とし、蛍光タンパクによる細胞周期解析の指標となる使い方や、細胞周期研究に対し新たなツールを提供したいと考えている。その最終目的をふまえて、本研究では、環

境による実行屈折率のわずかな変化を捉えることができるシリカ微小光共振器を用いて、Label-free 細胞周期解析の実現に向けた基礎検討を実施する。具体的には、微小光共振器を用いた液中における光学測定技術の確立、及び共振器上に細胞を播種し、その屈折率の計測を達成することを本研究の目的とした。

2. NIH3T3 細胞と播種・接着

本研究で用いた NIH3T3 細胞(マウス胚繊維芽細胞)はチャイニーズハムスターの卵巣の繊維芽細胞で、1962 年に樹立され、標準的な繊維芽細胞モデルとして広く用いられている[4]。これは不死化細胞であり、正常細胞でありながら癌のように無限に増殖する性質を持つ。遺伝子導入実験に有用であるとされており、分子生物学の分野においては扁平に大きく広がる形態であるため、細胞内構造を詳細に観察しやすい。また、創傷治癒において形態が強く極性化する利点を生かし、各種遺伝子導入や RNAi 法と組み合わせた細胞骨格の再配置や細胞極性形成のプロセスを調べる実験に多用されている。本研究において NIH3T3 細胞を用いたのは、細胞分裂が盛んに行われることと扁平に大きく広がる形態によって、共振器上の細胞と共振内の光との相互作用が容易に行われるという予想に基づいている。

次に細胞播種と接着の方法について説明する。図 1 にその手順を示す。(1) シリカトロイド(またはディスク)微小光共振器を作製したシリコン基板をエタノールで洗浄し、紫外線で滅菌する。その後、37°C の培地中で NIH3T3 細胞を共振器上に播種する。(2) 37°C で CO₂ 濃度 5% の環境下で 8 時間培養し、細胞を増殖させる。(3)

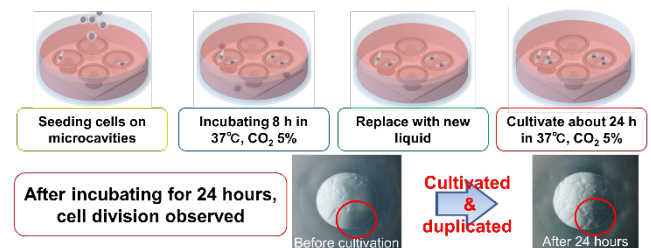


図 1: (上) NIH3T3 細胞の播種と接着の手順。(下) 細胞接着後のシリカトロイド共振器の様子。

細胞が一つの共振器に密度高く接着していない場合、もう一度播種を行い、37°C で CO₂ 濃度 5% の環境下で 24 時間培養する。図 1 に示すのは、シリカディスク共振器

上の細胞分裂が起こった前後の光学顕微鏡写真である。ある程度の細胞が乗った共振器ならば、細胞分裂が生じることが明らかになった。

3. 液中光学測定

本研究は培地中での共振器の光学特性を測定する必要がある。そこで、図2に示すように、共振器の基板と光を結合させる光ファイバを沈めることが出来るプールを用いた。その結果、細胞が含まれた培地中で、Q値10の4乗オーダーの値が観測された。ここでQ値とは、光をどれだけ長い時間閉じ込められるかを表す指標である。

次に細胞が存在することによる屈折率変化を測定するため、空气中、水中、細胞が含まれない培地中、細胞が含まれる培地中で共振スペクトルの測定を行った。この時、同じ環境に置かれた共振器の測定結果を用いて、温度や振動、光源の揺らぎなどのノイズをキャンセルした。実効屈折率の変化 Δn は、以下の式で示される共振波長シフト $\Delta\lambda$ から得られる。

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \approx \frac{\Delta n}{n_0} \quad (1)$$

ここで λ_0 は共振波長、 n_0 は屈折率を表す。これより得られた測定結果を表1にまとめた。これらの結果より、培地と水の屈折率差 Δn_{med} と細胞の影響による屈折率変化 Δn_{cell} は

$$3.00 \times 10^{-4} \leq \Delta n_{\text{med}} \leq 3.678 \times 10^{-4} \quad (2)$$

$$9.7 \times 10^{-4} \leq \Delta n_{\text{cell}} \leq 12.4 \times 10^{-4} \quad (3)$$

と算出される。以上により、液中環境において10の-4乗オーダーの分解能で屈折率を測定することが出来た。

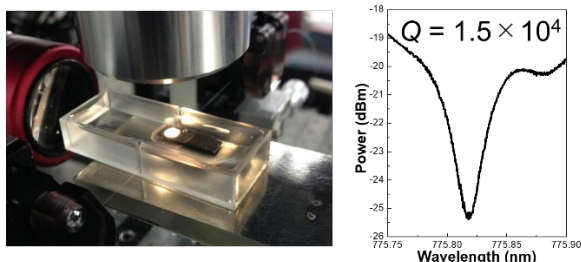


図2: (左) 液中光学測定の様子。 (右) 細胞が含まれた培地中での共振スペクトル。

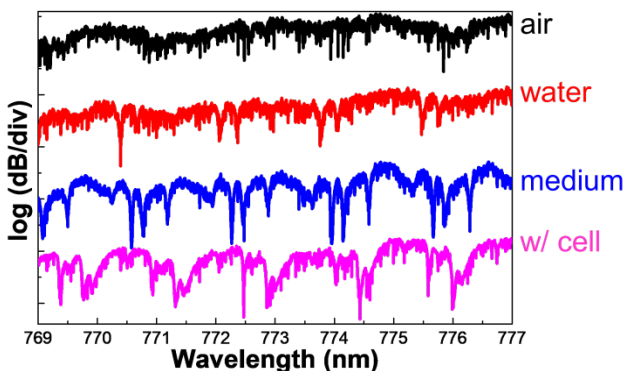


図3: 各条件下での共振スペクトル

表1: 各条件下での共振波長・実効屈折率シフト、典型的なQ値

	$\Delta\lambda$	Δn	Q (Typ.)
In air	-	-	1.0×10^5
In water	0	0	8.3×10^3
In medium (w/o cell)	$165.1 \pm 50.0 \text{ pm}$	$(3.3 \pm 0.4) \times 10^{-4}$	5.4×10^3
In medium (w/ cell)	$588.3 \pm 3.5 \text{ pm}$	$(1.1 \pm 0.4) \times 10^{-3}$	1.5×10^4

4. 結論

細胞の屈折率変化を継続的に追うことで、細胞周囲と細胞屈折率変化の関係を明らかにし、細胞周期のReal-timeかつLabel-free解析する最終目標に向けて以下の結果を得た。(1) シリカ微小光共振器上に細胞を播種・接着させた。(2) 細胞を乗せたシリカ微小光共振器のReal-timeでのLabel-free培地中光学測定の実験系を実現した。(3) 固定化したシリカ微小光共振器を用いて測定系の揺らぎをキャンセルすることで、培地による屈折率変化の影響と、細胞を乗せたことによる屈折率の変化の影響を10の-4乗オーダーで測定した。

参考文献

- [1] L. Wanga, *et al.*, Science Direct **25**, 990-995 (2010).
- [2] F. Vollmer and S. Arnold, Nat. Methods **5**, 591-596 (2008).
- [3] F. Vollmer, *et al.*, PNAS **105**, 20701-20704 (2008).
- [4] 秋山徹, 河府和義(編), “細胞・培地活用ハンドブック”羊土社.