



2016 年度（平成 28 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
『超高 Q 値シリカトロイド共振器における光 Kerr 効果を用いた断熱的周波数変換』	4
『超高 Q 値ウィスパリングギャラリモード結合共振器を用いた全光可変遅バツファの実現』	7
『シリカトロイド結合共振器によるブリルアンレーズング』	10
『シリカトロイド微小光共振器を用いた高感度アンモニアガス検出』	12
『ウシ血清アルブミンのシリカトロイド微小光共振器への固定化』	15
『シリカトロイド微小共振器における誘導ラマン散乱を介したモード間結合』	17
『シリカロッド微小光共振器の作製および評価』	20
『光カーコム分散補償と位相制御』	22
『結合共振器の厳密モデル化とダークソリトン発生』	25
『結晶共振器研磨』	27
『微小光共振器の高精度分散測定』	29
『フォトリソグラフィで作製されたフォトニック結晶波長分波器』	32
* 資料の部	34
論文・会議発表	35
学位論文題目	39
学内開催セミナー	40

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。

当研究室は 6 年目を迎え、第 1 期生のうち博士課程に進学した 2 名の学生が無事に課程を修了し、研究室として初の博士を輩出することができました。この 2 名の卒業生は、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、文理融合を目指した MMD(修士号を 2 つ、博士号を 1 つ)のシステムのもと、文系・理系の壁を越えて広い視野と深い専門性の双方を習得すべく研鑽を続けてまいりました。こうした新しいタイプの博士学生を卒業生として社会に出すことができたことを誇りに思うとともに、皆さまのご協力に深く感謝いたします。博士課程に在学中の日本人学生 2 名も日本学術振興会の特別研究員(DC1, DC2)として採用され、研究を極めるべく日々の研究活動に取り組んでおります。



我々が取り組む研究分野も例外なく、研究の一つ一つの要素が高度に専門化してきており、全ての技術要素を、単一研究室だけで世界一流に保持するのは簡単ではありません。今後は、世界の研究者ネットワークたちと協力しながら研究を進めることがますます重要となってきました。世界の著名な研究者たちに矢上に気軽に訪問頂きセミナー等で交流することで、学生も含めたメンバーが研究室に閉じこもることなく世界と繋がることができます。今年度は、IMRA America や Harvard 大学からの来客をはじめ、多くの研究者をこの矢上の研究室に招待し、複数回のセミナーを開催できたことは国際化を進める研究室にとっては大変有意義なことであり、目に見えない財産となるものです。今後もますます、国際化や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、2016 年度に取り組んだ具体的な研究成果についていくつか報告いたします。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です。

2017 年 10 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・博士課程修了・博士(工学)

加藤拓巳

慶應義塾大学大学院・博士課程修了・博士(工学)

鈴木良

慶應義塾大学大学院在学

日本学術振興会特別研究員(DC1)

兼 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

日本学術振興会特別研究員(DC2)

修士 2 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・修士課程修了

大岡勇太

慶應義塾大学大学院・修士課程修了

岡部悠介

慶應義塾大学大学院・修士課程修了

小林美紗子

慶應義塾大学大学院・修士課程修了

長野拓真

慶應義塾大学大学院・修士課程修了

修士 1 年生:第 5 期生(2015 年度卒業生)

熊崎基

慶應義塾大学大学院在学

廣田直弥

慶應義塾大学大学院在学

藤井瞬

慶應義塾大学大学院在学

堀淳裕

慶應義塾大学大学院在学

学部 4 年生:第 6 期生(2016 年度卒業生)

岡村拓

慶應義塾大学大学院進学

上岡直隆

慶應義塾大学大学院進学

久保田啓寛

慶應義塾大学大学院進学

淵田美夏

慶應義塾大学大学院進学

本多祥大

慶應義塾大学大学院進学

研究活動報告

超高 Q 値シリカトロイド共振器における光 Kerr 効果を用いた断熱的周波数変換

吉岐航 (D3), 本多祥大 (B4), 小林美紗子 (M2), 鐵本智大 (D2)

本稿では, シリカトロイド共振器における光 Kerr 効果を用いた断熱的周波数変換を世界で初めて実現したので報告を行う. 光 Kerr 効果の瞬時的な応答を利用することにより, 周波数変換量や周波数変換の時間幅を自由に制御可能な断熱的周波数変換を実現した. また, 光 Kerr 効果とシリカトロイド微小光共振器の超高 Q 値とを組み合わせることにより, 複数回の断熱波長変換を共振器の光子寿命中に実現することにも成功した.

キーワード: シリカトロイド微小光共振器, 断熱的周波数変換, 光 Kerr 効果

1. はじめに

光を内部に閉じ込めている微小光共振器の共振周波数を高速にシフトさせると, 閉じ込められている光の周波数もそのシフトに伴って変化する. このような現象は断熱的周波数変換 (Adiabatic frequency conversion: AFC) として知られており, マイクロリング共振器[1]やフォトニック結晶共振器[2]において既に観測されている. こうした先行研究では, 共振器の共振周波数は強い制御(Control)光の照射を介したキャリア励起によってシフトされていた. このシフトによって信号(Signal)光に断熱的周波数変換を起こしていた. しかしながら, キャリアの持つ有限の時間は断熱的周波数変換の制御性を制限する. 例えば, Fig. 1 に示すように, キャリアを利用すると制御光を切った後も信号光の周波数が元に戻らないといったことが考えられる. キャリア励起によって生じる自由キャリア吸収は追加的な損失を生じさせるので, 量子光情報処理のような低損失差が要求される応用には不向きであるという欠点もある.

そこで本研究では, 光 Kerr 効果を用いた断熱的周波数変換をシリカトロイド微小光共振器において初めて実現した. シリカトロイド共振器を実験のプラットフォームとして用いたのは, 超高 Q 値を持つゆえに断熱的周波数変換のために長い操作時間を提供でき, また, シリカの広いバンドギャップがキャリア生成を抑制するためである. また, 光 Kerr 効果はほとんど瞬時的に応答するので(Fig. 1), 周波数変換量, 周波数変換時間幅, 周波数変換回数といった点において極めて制御性の高い断熱的周波数変換を実現できた. さらに, 光子寿命中に複数回の変換を行えることも確認した.

2. 実験セットアップおよび手順

光 Kerr 効果は高速な応答と低損失性という点で有利な一方で, キャリアプラズマ効果ほどの大きさの屈折率変化を引き起こすことはできない. したがって, 十分に大きい屈折率変化を起こすには制御光パルスを共振モードへと結合させる必要がある. しかしながら, もし共振モードを用いると AFC の応答速

度が光子寿命に制限されるようになる. 断熱的周波数変換は光子寿命よりも短い時間で共振周波数をシフトした時に生じるので, この応答速度の制限は問題となりうる. この点を考慮して, 本研究では超高 Q 値(1.9×10^7)なモードと適度に高 Q 値(1.8×10^6)なモードをそれぞれ信号光モードと制御光モードに利用した. この状態では, 信号光モードの光子寿命よりも制御光モードのそれの方が遥かに短くなるので, 信号光の光子寿命よりも短い時間で共振周波数をシフトさせることができるようになる.

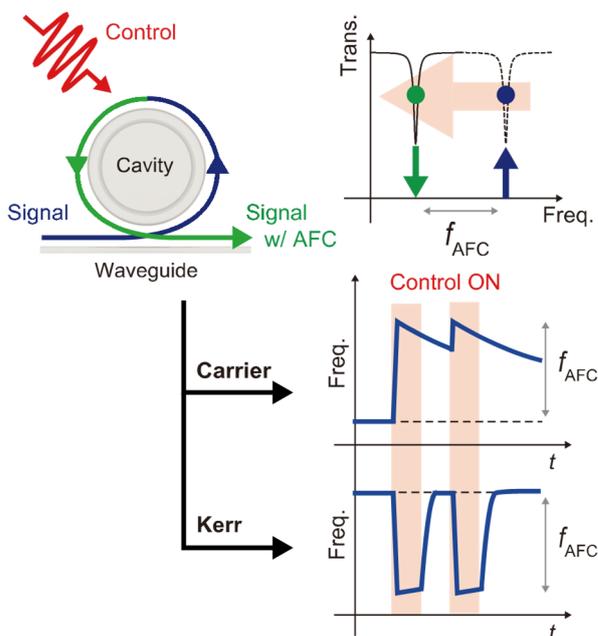


Fig 1 Schematic illustration of AFC.

Fig. 2(a)に実験セットアップの模式図を示した. まず, 2つの波長可変レーザー光源(Tunable laser source: TLS)から出力された信号光と制御光は強度変調器(Intensity modulator: IM)によってそれぞれ矩形パルスに変調した. 制御光のみエルビウム添加ファイバ増幅器(Erbium-doped fiber amplifier: EDFA)を用いて増幅した. その後, 信号光と制御光とを合波させ, テーパー光ファイバを介して共振器に結合させた. 出力されてきた信号光は制御光をバンドパスフィルタ(Band-pass filter: BPF)で取り除いた後, 光検出器(Photodetector: PD)およびオシロスコープで検出し

た. 次に, Fig. 2(b)を用いて実験方法を説明する. もし制御光を入力していなければ, 信号光の出力は, 信号の入力を切った瞬間急激な増加し, その後指数関数的に減少する. しかしながら, もし制御光を入力していると(Fig. 2(b)の赤い領域), 信号光モードの共振周波数がずれて, 断熱周波数変換を介して共振器内の光の周波数も変化する. この時, 共振器からテーパ光ファイバへ結合してくる光とテーパ光ファイバに入力されてくる光との間には周波数差が生じているので, PD においてビート信号が検出される. なお, このビート周波数は断熱的周波数変換による周波数変化量(f_{AFC})と等しい. したがって, ビート信号の検出により, 断熱周波数変換を間接的に観測できる他, その周波数変化量も見積もることができる.

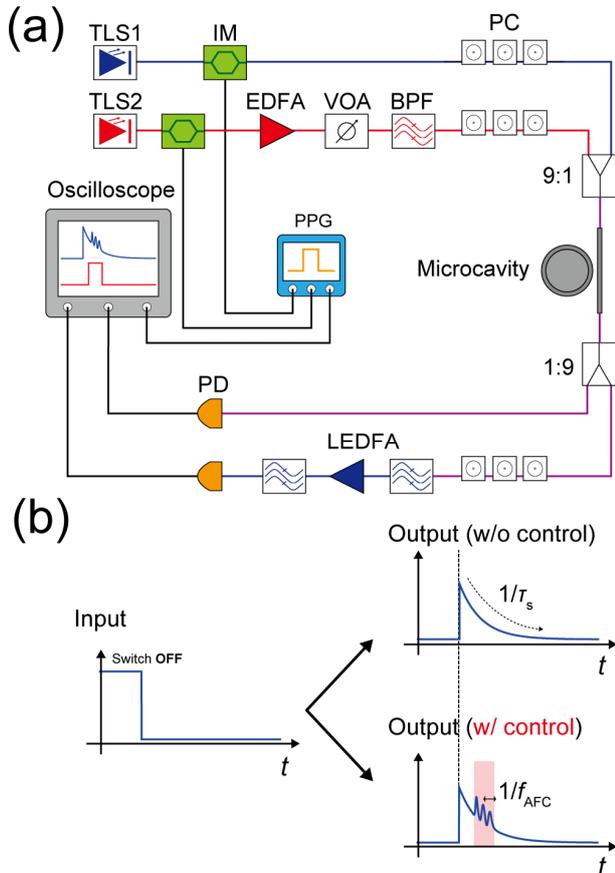


Fig 2 (a) Experimental setup for the AFC experiments. (b) Schematic illustration of how to observe AFC in the output signal light.

3. 実験結果

Fig. 3(a)-(d)に実験結果を示した. まず, 様々な入力制御光パワー(P_c)に対する信号光の出力パワーを測定した(Fig. 3(a)). この図から分かる通り, 信号の出力には, 制御光が入力されている領域においてビートが表れている. そして, そのビートは制御光をオフした直後に消えている. これは光 Kerr 効果の高速な応答性に起因する振る舞いである. このような振る舞いは遅い拡散時間を示すキャリアを用いた手法[1,2]では実現することが難しい. Fig. 3(a)はまた, ビート周波数(i.e. f_{AFC})が入力制御光の上昇に伴って高

くなっていき, 最終的には約 140 MHz まで達することも示している. これは信号光モードの線幅のやく 14 倍高い値である. f_{AFC} の増加は, f_{AFC} と P_c との関係をプロットした Fig. 3(c)においても確認することができる. このような関係は, 制御光パワーが高くなれば光 Kerr 効果も大きくなることを考えれば妥当である. これらの結果から, 本断熱的周波数変換の周波数変化量の制御性が分かる. Fig. 3(b)には異なる時間幅を持つ制御光パルスを入力した時の信号光出力を示した. この図でも, 制御光を入力している間のみ, 断熱周波数変換が生じていることが分かる. これは光 Kerr 効果の瞬時的な応答特性によるものである. したがって, 断熱的周波数変換の時間幅も任意に制御可能であることが分かる. なお, Fig. 3(a)-(c)の赤い破線は光 Kerr 効果を用いた結合モード理論によって計算したものだが, 実験結果ともよく一致していることが分かる.

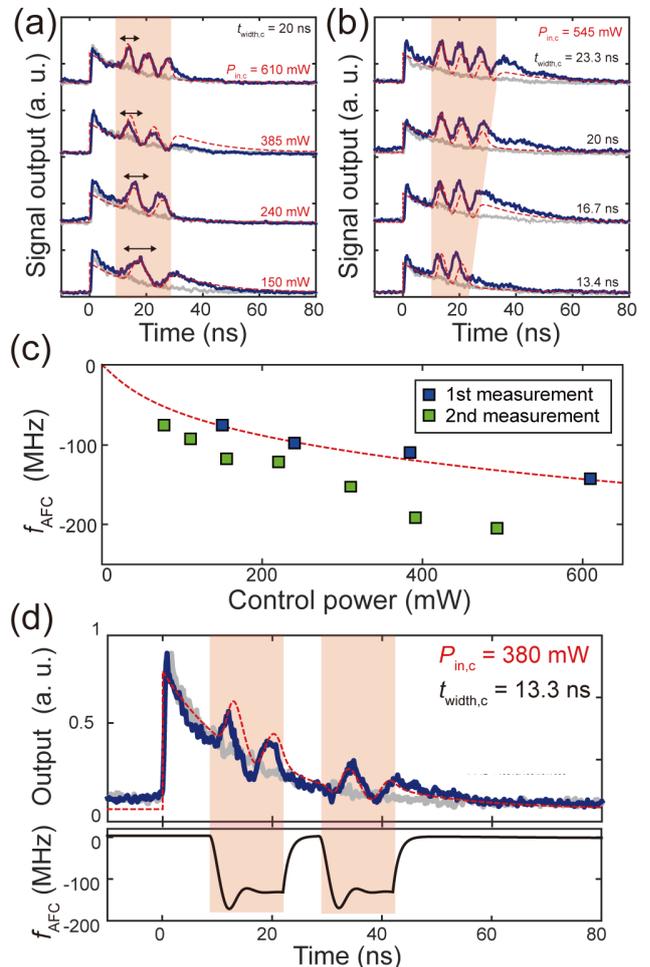


Fig 3 The outputted signal light for (a) a different input control power, (b) a different control pulse width, and (d) two input control pulses. The blue and gray curves represent the signal output with and without the control light, respectively. The control light is being inputted in the red regions. (c) The frequency shift for the different input control power. The red dashed curves in (a)–(d) are the calculated curves, and the black solid curve in the lower panel of (d) illustrates the calculated time-dependent frequency shift.

最後に, Fig. 3(d)に 2 つの連続した制御光パルスを入力した時の信号光出力を示した. 図中には 2 つのビートが表れており, さらに計算結果ともよく振る舞いが一致する. それに加え, 計算結果から算出した瞬時周波数のグラフ(Fig. 3(d)下)においても, 2 回周波数変換が生じていることを確認できる. それゆえ, 光子寿命中に複数回の断熱的周波数変換が行われていると結論づけることができる.

本章で得られた結論をまとめると, 光 Kerr 効果を用いた断熱的周波数変換には, 周波数変換量(Fig. 3(a)), 周波数変換時間幅(Fig. 3(b)), さらに周波数変換回数(Fig. 3(d))に関する高い制御性があることが分かった.

4. 結論

本レポートでは, 世界初である光 Kerr 効果を用いた断熱的周波数変換を報告した. 光 Kerr 効果とシリカトロイド微小光共振器の超高 Q 値を組み合わせることにより, 制御性の極めて高い断熱的周波数変換を実現することができた.

参考文献

- [1] S. F. Preble, Q. Xu, and M. Lipson, *Nat. Photonics* **1**, 293 (2007).
- [2] T. Tanabe, M. Notomi, H. Taniyama, and E. Kuramochi, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 043907 (2009).
- [3] W. Yoshiki, Y. Honda, M. Kobayashi, T. Tetsumoto, and T. Tanabe, *Opt. Lett.* **41**, 5482 (2016).
- [4] D. Armani, T. Kippenberg, S. Spillane, and K. J. Vahala, *Nature* **421**, 925 (2003).

超高 Q 値ウィスパーリングギャラリーモード結合共振器を用いた 全光可変遅バッファの実現

吉岐航 (D3), 本多祥大 (B4), 鐵本智大 (D2)

本稿では、超高 Q 値ウィスパーリングギャラリーモード(Whispering gallery mode: WGM)結合共振器による全光可変遅バッファの世界初の実現例を報告する。様々な WGM 共振器の中でも特に、超高 Q 値、小さなモード体積を持ち、チップ上に作製可能なシリカトロイド微小光共振器をプラットフォームとして選択した。本共振器の持つ超高 Q 値($>2 \times 10^7$)により、最大で 20 ns もの間、光パルスをバッファすることに成功した。

キーワード: シリカトロイド微小光共振器, 結合共振器, 光バッファ, 光 Kerr 効果

1. はじめに

全光バッファは全光信号処理を含む様々なアプリケーションにとって重要な機能である。全光可変バッファを実現するプラットフォームとして最も有望なものの一つとして、電磁誘導透過 (Electromagnetically-induced transparency: EIT) がある [1]。これは、制御光が照射されている間、吸収スペクトルの中に狭帯域な透過スペクトルが発現する現象である。最近では、結合した光モードを用いることにより、結合モード誘導透過(Coupled mode-induced transparency: CMIT)と呼ばれる EIT とよく似た現象を実現できることが示された [2]。これは EIT とは異なり、室温で実現できる他、EIT に必要な原子トラップといった技術も必要としない。また CMIT を微小光共振器で実現することができれば、光バッファをコンパクトにチップ上で実現することも可能である [3]。こうした特性は、CMIT による光バッファを実用化へ大きく近づけるものである。また最近では、Yanik ら [4] に共振周波数を動的に制御することによって CMIT を利用した光バッファに“可変性”を付与できることが理論的に示され、後にこれは結合シリコンマイクロリング共振器によって実験的にも実現された [5]。しかしながら、用いた共振器の Q 値が低かった($\sim 10^5$)ことにより、その最大バッファ時間は数百 ps 程度に制限されていた。最大バッファ時間は超高 Q 値な WGM 共振器を利用すれば劇的に改善されることは明らかであり、これまでにも WGM 共振器を用いた CMIT は報告されている [6]。ただし、こうした系を全光可変バッファへと応用することは容易ではなかった。というのも、WGM 共振器の共振周波数を動的に制御することが難しかったためである。熱光学効果や圧力印可を用いた制御法は WGM 共振器においても利用可能であるが [7,8], それらの制御スピードは高速とは言えなかった($> \mu\text{s}$)。

本稿では [9], 超高 Q 値ウィスパーリングギャラリーモード(Whispering gallery mode: WGM)結合共振器による全光可変遅バッファの世界初の実現例を報告する。我々は光 Kerr 効果を共振周波数の制御に利用した。というのも、それは共振器の屈折率をほとんど瞬時的に変調することが可能なためであ

る。これにより、WGM 共振器の共振周波数の動的制御が可能となった。また、我々は超高 Q 値 ($> 2 \times 10^7$) と小モード体積を持ち、チップ上に作製可能なシリカトロイド微小光共振器 [10] を実験のプラットフォームとして利用した。光 Kerr シリカトロイド微小光共振器とを利用することにより、最大バッファ時間 20 ns を持つ全光可変バッファの実現を実現した。

2. 動作原理

まず、結合シリカトロイド微小光共振器による全光バッファの動作原理について説明する。ここでは、2つのシリカトロイド微小光共振器が Fig. 1(a) に示すような形で結合している状態を仮定する。もし2つの共振器(C_1, C_2)の共振周波数が一致しているなら、テーパ光ファイバを介して入力された信号 (“Signal”) 光はまず C_2 に結合し、その後 C_1 へと移動する (Fig. 1(a) の (1)Input を参照)。信号光が C_1 に留まっている間、追加的な高いパワーを持つ制御 (“Control”) 光を C_2 の他のモードへ入力する ((2)Buffer を参照)。すると、制御光が光 Kerr 効果を誘起し C_2 の共振周波数をシフトさせ、 C_1 と C_2 の共振周波数の間にずれを生じさせる。このずれが、 C_1 内の光が C_2 へと抜けるのを防ぐので、制御光が入力されている間、信号光は C_1 に捉われることになる。制御光入力を切った後は、共振周波数が再び一致する。この状況では信号光が C_2 へ結合することが可能なので、最終的に信号光は光ファイバへと出力される ((3)Output 参照)。したがって、ここでは、制御光のパルス幅を調整することによって、任意の時間信号光をバッファすることができる。これが結合シリカトロイド微小光共振器を用いた全光可変バッファの動作原理である。

3. デバイスの作製と評価

本研究で用いた2つの共振器(C_1, C_2)は(1)フォトリソグラフィ、(2)HF エッチング、(3)ダイシング、(4) XeF₂ ドライエッチング、そして(5)レーザリフローの5つの工程によって作製された。まず、(1)フォトリソグラフィにおいては、2 μm の厚みの酸化膜を形成したシリコン基板上に直径 100 μm の円形レジストパターンを作製した。その後の(2)HF エッチ

ングにより、レジストに保護されていない酸化膜は取り除き、シリカの円形状構造を基板上に作製した。次に、(3)ダイシングによって基板の一部を切り取ることで、シリカ構造が基板の縁に配置されるようにした。その後の(4)XeF₂エッチングによってシリコンが選択的に除去されると、シリコンの柱の上にシリカの円盤が乗った構造が形成される。元々シリカ構造がチップの縁に位置していたためにエッチング後はシリコン基板がシリカ構造の内側まで後退し、シリカディスクの一部が基板からはみ出すようになる。これは後に 2 つの共振器を磨き合わせて結合を得る際に必要となる構造である。最後に、(5)レーザーフローによって CO₂ レーザを構造に照射し表面が滑らかになるようにアニールすることによって、共振器は完成する。なお、C₁ 及び C₂ は後から結合を調整できるようにするため別々の基盤に作製した。

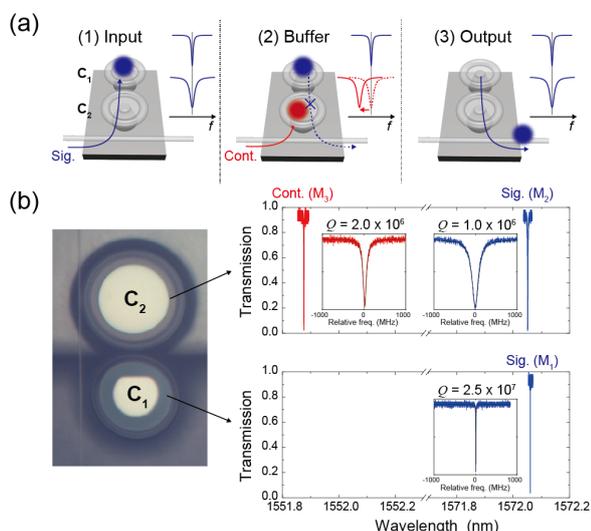


Fig 1 (a) The schematic illustration of all-optical tunable buffering. (b) The transmission spectra of C₁ and C₂.

実験に使用した光モードの透過スペクトルを Fig. 1(b)のグラフに示した。2つのモード(M₁, M₂)を信号光モードに、1つのモード(M₃)を制御光モードに、C₁及びC₂中の光モードからそれぞれ採用した。M₁およびM₂は互いに結合しており、Fig. 1(a)に示した通りM₂に入力された光はM₁へと移動する。その一方で、M₃はC₂における光Kerr効果の誘起にのみ用いられるので他のどのモードにも結合しない。なお、M₁のQ値は可能な限り高くする必要がある。というのも、バッファ動作中、信号光はM₁に保持されるためである。これを考慮して、M₁には2 x 10⁷を超えるQ値を持つモードを選択した。その一方、M₂とM₃のQ値は適度に低い値でなければならない。これは、これらのモードの低Q値化がバッファの帯域幅を広げる一方で制御に要するパワーを増大させるためである。なお、もしM₃をM₂と同じ次数のモードから選択するのならば、これらのQ値はほぼ同一になる。こうした点を踏まえ、M₂とM₃のQ値は10⁶程度とした。

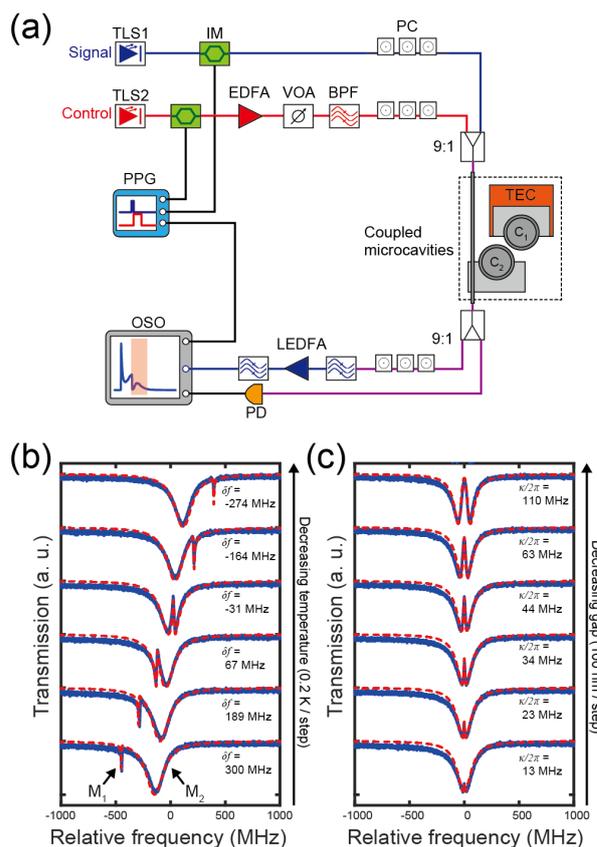


Fig 2 (a) Setup for all-optical tunable buffering. VOA: Variable optical attenuator. PC: Polarization controller. LEDFA: L-band EDFA. PD: Photodetector. PPG: Pulse pattern generator. (b,c) The transmission spectra of coupled M₁ and M₂ for different (b) temperatures of C₁ and (c) different gaps between C₁ and C₂, respectively.

4. 実験セットアップおよび結果

Fig. 2(a)に実験セットアップの模式図を示した。信号光と制御光を発生させるために、2つの波長可変レーザー光源(Tunable laser sources: TLS)を用いた。2つの光はそれぞれ強度変調器(Intensity modulator: IM)で矩形上に変調した。変調後に、制御光はエルビウム添加ファイバ増幅器(Erbium-doped fiber amplifier: EDFA)を用いて増幅した。2つの光はテーパー光ファイバを介して共振器に結合させ、出力側では信号光のみL帯EDFA(LEDFA)による増幅の後に光サンプリングオシロスコープ(Optical sampling oscilloscope: OSO)によって検出した。なお、制御光はLEDFAによる増幅前に、帯域パスフィルタ(Bandpass filter: BPF)によって取り除いた。C₁とC₂の結合は、これらを別々に自動xyzステージの上に配置し、共振器間距離を精密に制御することによって実現した。M₁とM₂の共振周波数はC₁の温度を電熱クーラー(Thermoelectric cooler: TEC)によって制御することにより実現した。温度安定度は2 mK以下である。

Fig. 2(b)にC₁の温度を様々に変えた際のM₁とM₂の結合透過スペクトルを示した。図では、2モー

ドの結合を示唆する透過スペクトル内の分裂を観測できる。さらに、大きく Q 値の異なるモード同士が結合した時に生じる Fano 共鳴が起きていることも明らかである。共振器間の間隔を変えた時の透過スペクトルを Fig. 2(c) に示した。スペクトルの分裂幅(これは M_1 と M_2 の結合レートに対応する)は間隔が狭くなるにつれて大きくなっており、結合レートを間隔によって任意に制御できることを示している。実際の実験では、 M_1 と M_2 の共振周波数が完全に一致するように調整し、モード分裂幅を 70 MHz とした。これは、大きすぎる分裂幅(結合レート)では制御に高いパワーを要してしまうためである。

ここで、全光可変光バッファの実験結果について示す。Fig. 3(a) および (b) は異なる幅を持った制御光パルスを入力した時の信号光出力を示したものである。これらの図より、全光可変光バッファ動作が正常に行われているらしいことが分かる。信号光パルスは制御光が入力されている間(図中に赤い領域で示した)だけ保持されて、制御光入力切れた後で出力されている。さらに、バッファ時間も制御光のパルス幅を調整することによって任意に調整できていることが分かる。実際、10 ns の時間幅を持つ信号光パルスを 20 ns もの間バッファすることに成功した。これらは全光可変光バッファが実現できたことを示唆している。Fig. 4(b) を注意深く観察すると、制御光が入力されている間もわずかな量の信号光が漏れ出していることが分かる。これはわずかに残存している M_1 と M_2 の結合に起因するものであり、それが信号光が M_2 を介して光ファイバへと抜けるのを許している。ただし、こうした信号光の漏れがシステム全体の性能に与える影響は小さいと考えられる。というのも、制御光のパワーを変えても(すなわち、周波数シフト量を変えても)漏れ出しの量に変化は見られなかったためである。言い換えれば、バッファ動作中の支配的な損失は M_1 の固有損失であるといえる。

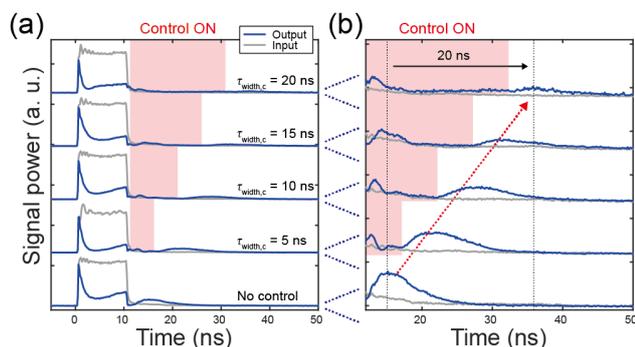


Fig 3 Experimental results of all-optical tunable buffering. (a) The signal output for the different control pulse width. The blue and gray solid lines represent the signal output and input, respectively. The time width of input signal pulse is 10 ns. The pulse widths and the peak powers of the control pulses ($\tau_{width,c}$, $P_{in,c}$) are (5 ns, 15.1 W), (10 ns, 13 W), (15 ns, 8.4 W), and (20 ns, 7.3 W), respectively. The control pulse is inputted in the red region. (b) Enlargement of (a).

最後に、本研究で得られた結果と先行研究とを比較する。CMIT を利用した全光可変バッファはその小さなサイズとチップ上作製が可能という点において有用である。しかしながら先行研究の系は低 Q 値な共振器で構成されていたため、その最大バッファ時間は数百 ps 程度に制限されていた [5]。これ以外にもチップ上作製可能な全光可変バッファがフォトニック結晶共振器[11]やスローライトフォトニック結晶導波路[12]を動的に制御することによって実現されているが、これらも上記の先行研究と同じ問題を抱えている。その反面、本研究で実現した全光可変バッファは超高 Q 値なシリカトロイド微小光共振器で構成されている故に 20 ns もの最大バッファ時間を示すことができた。したがって、本研究で実現した全光可変バッファは最大バッファ時間の観点で非常に優れているといえる。

5. 結論

本稿では、結合した超高 Q 値共振器を用いた全光可変バッファに関する実験結果を示した。光 Kerr 効果の使用により超高 Q 値な WGM 共振器を用いた全光可変バッファの実現が初めて可能になった。実験のプラットフォームとしては、超高 Q 値 ($> 2 \times 10^7$) と小モード体積を持ちチップ上に作製可能なシリカトロイド微小光共振器を用いた。この超高 Q 値と光 Kerr 効果とを組み合わせることにより、先行研究では数百 ps 程度だった最大バッファ時間を 20 ns まで延伸することができた。

参考文献

- [1] Fleischhauer, M., Imamoglu, A. & Marangos, Rev. Mod. Phys. **77**, 633–673 (2005).
- [2] Smith, D., Chang, H., Fuller, K., Rosenberger, A. & Boyd, R. Phys. Rev. A **69**, 063804 (2004).
- [3] Xu, Q. et al. Phys. Rev. Lett. **96**, 123901 (2006).
- [4] Yanik, M. & Fan, S. Phys. Rev. A **71**, 013803 (2005).
- [5] Xu, Q., Dong, P. & Lipson, M. Nat. Phys. **3**, 406–410 (2007).
- [6] Zheng, C. et al. Opt. Express **20**, 18319–18325 (2012).
- [7] Armani, D., Min, B., Martin, A. & Vahala, K. J. Appl. Phys. Lett. **85**, 5439–5441 (2004).
- [8] Ilchenko, V. et al. Opt. Commun. **145**, 86–90 (1998).
- [9] Yoshiki, W. et al., *Preparing for submission*.
- [10] Armani, D., Kippenberg, T., Spillane, S. & Vahala, K. Nature **421**, 925–928 (2003).
- [11] Upham, J. et al. Opt. Express **21**, 3809–3817 (2013).
- [12] Kondo, K. et al. Phys. Rev. Lett. **110**, 053902 (2013).

シリカトロイド結合共振器によるブリルアンレージング

本多祥大(B4) 吉岐航(D3) 鐵本智大(D2) 藤井瞬(M1)

微小光共振器を用いて誘導ブリルアン散乱を励起することは狭線幅の新たなレーザ源などの応用が期待されるとして近年注目を浴びている。ただこれまで結合共振器を用いる方法は今まで報告されていなかった。そこで本研究では、シリカトロイド結合共振器を作製し、シリカのブリルアン周波数シフトである 11 GHz を達成することで、実験的に初めて結合共振器による誘導ブリルアン散乱の励起に成功した。

キーワード：誘導ブリルアン散乱(SBS), 結合共振器, トロイド共振器

1. 導入

誘導ブリルアン散乱(SBS)は2つの光波が音響波を通じて相互作用を起こすよく知られた非線形過程である。媒質におけるこの音響波は、電気歪み効果と呼ばれる物理現象に起因している。誘導ブリルアン散乱は初め光ファイバなどで広く研究が行われてきたが、最近ではチップ上の導波路や微小な共振器でも研究が行われ、注目を浴びてきている。微小光共振器は高い Q 値と小さなモード体積を有しているため、SBS を含んだ非線形光学効果を低パワーで実現できるといった利点がある。微小光共振器を用いた SBS 励起だと、これまで CaF_2 や BaF_2 などの結晶共振器やシリカやテルライトなどの微小球を用いた研究が報告されている[1-3]。これまで SBS 励起させるためには、数 mm サイズという大きな共振器を用いて FSR をブリルアン周波数シフトに一致させる必要があったり、ちょうどブリルアン周波数シフトだけ離れた高次のモードが必要であった。これらの方法では、共振器のサイズを精密にコントロールする必要や、条件が合う共振器が作製できるまで作製し続ける必要があるなどの問題点があった。

ここでは2つの共振器を用いた SBS 励起について研究を行ったので報告する。2つの共振器を互いに近づけると、シンメトリックモードとアンチシンメトリックモードというスーパーモードを形成する。この結合共振器の大きな特徴により、モード間を調整することができ、共振器サイズを精密にコントロールすることなく SBS を励起することができる。我々の研究では、結合共振器を構成する共振器として高い Q 値、小さなモード体積、オンチップで作製可能といった特徴をもつシリカトロイド共振器を用いた。これまでもシリカトロイド結合共振器を用いて、オプトメカニカルな振動を励起するような研究が行われてきたが、モードスプリットは数 GHz に制限されていた[4]。このモードスプリットをブリルアン周波数シフトまで広げることができれば、SBS の励起が期待できる。

ここではまず、シリカトロイド共振器におけるモードスプリットのシミュレーションを行い、共振器のサイズによって 10 GHz 以上の大きなモードスプリットを得られるかを調べる。そして、計算をもとにシリカトロイド結合共振器を作製し、実際に SBS の実験を行った。

2. 結合強度の計算

スーパーモードのスプリット幅は2つの共振器間の結合強度によって決定される。テーパファイバと微小球の結合強度の計算は既に報告されている[5]。したがって、今回はこの計算手法を結合共振器に拡張した。共振器 1(C_1)と共振器 2(C_2)の結合強度はそれぞれのモードがどの程度オーバーラップしているか、また位相整合が取れているかで計算することができる。この条件を考慮すると、共振器間の結合強度 $\tilde{\kappa}_{C_1, C_2}$ は次のように書き表すことができる。

$$\tilde{\kappa}_{C_1, C_2} = \frac{\omega \epsilon_0}{4} (n^2 - n_0^2) \times N_{C_1} N_{C_2} \iiint_{V_C} (E_{C_1}(x, y, z) \cdot E_{C_2}(x, y, z)) e^{i\Delta\beta z} dx dy dz \quad (1)$$

ここで、 n と n_0 はそれぞれシリカトロイド共振器と空気の屈折率、 V_C は共振器の体積、 E_{C_1} と E_{C_2} は2つの共振器の電界分布、 $\Delta\beta$ は伝搬定数の差を表している。また N_{C_1} と N_{C_2} は規格化定数を表している。それぞれのモード分布は有限要素法(COMSOL Multiphysics [6])を用いて計算を行っている。計算ではどちらも基本モードを仮定する。以上よりスーパーモードのスプリット幅は以下ようになる。

$$\Omega \approx \frac{c}{2\pi n R} |\tilde{\kappa}_{C_1, C_2}|^2. \quad (2)$$

この計算において、共振器の直径 R は 45, 55, 65 μm を仮定した。図 1 より、共振器の直径が小さくなればなるほど、スーパーモードのスプリット幅が大きくなっているのがわかる。さらに、共振器のサイズが 55 μm よりも小さい場合、共振器どうしが最も近づいた状態でスプリット幅が 10 GHz を超えていることがわかる。

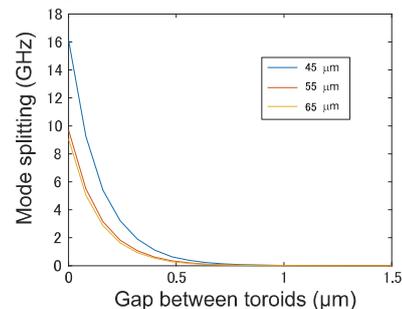


図 1：共振器間のギャップを変えていった場合のスーパーモードのスプリット幅の変化。

3. 結合共振器の作製

今回用いたシリカトロイド共振器はフォトリングラフィ、XeF₂ドライエッチング、CO₂レーザリフローのプロセスで作製した。また 10 GHz 以上の大きなモードスプリットを得るため、直径が約 55 μm の小さな共振器を用いた。図 2 を見ればわかるように、結合共振器は直接結合している 2 つの共振器(C1 と C2)，そして共振器に光を結合させるためのテーパファイバで構成されている。共振器どうしを結合させてモード結合する前提として、2 つのモードの周波数が一致している必要がある。そこでチップの下にヒータを設置し、熱光学効果を用い、共振波長をチューニングできるようにした。実験では片方の共振器の温度を一定にし、もう片方の共振器の温度を上げることで、2 つのモードの共振波長を一致させた。この状態で、C2 を C1 に 100 nm ずつ近づけていった。このときの共振器間のギャップに対するモードスプリットの変化を図 2 (a) に示す。これよりモードスプリット幅は共振器間のギャップが近づけていくにつれて、指数関数的に増大しているのがわかる。そして実際に 11 GHz までモードスプリットしたときの透過スペクトルを図 2 (b) に示す。このときのスーパーモードの Q 値はそれぞれ約 2×10^6 だった。この実験結果はシミュレーションで示した結果とよく一致している。しかし、シミュレーションと違い、実験では用いたモードが基本モードとは限らない。結合時に用いるモードによって、どのような影響があるかは今後検討すべき課題である。

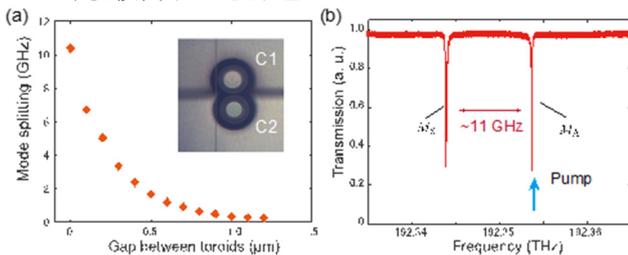


図 2 (a) : 共振器間のギャップを変えていった場合のスーパーモードのスプリット幅の変化。(図中：結合共振器の顕微鏡画像。)(b) : 結合共振器の透過スペクトル。(M_S:シメトリックモード, M_A:アンチシメトリックモード)

4. 誘導ブリルアン散乱

結合共振器を用いることで、シリカのブリルアン周波数シフトである 11 GHz のモードスプリットを得ることができたので、これを用いることで SBS の実験を行った。図 3 (a) に実験のセットアップを示す。SBS は低周波にダウンシフトするので、実験ではモードスプリットした高周波数側をポンプした(図 2(b))。また SBS は後方に散乱するので、光サーキュレータを用いることで SBS の検出を行った。後方散乱してきた光のスペクトルデータを図 3 (b) に示す。これよりポンプした光に対して、低周波側に 11 GHz シフトしたところに SBS によるゲインが確認できる。さらにポンプしたパワーに対する SBS の出力パワーの関係は図 3 (c) のように測定することができた。これより、今回の実験における SBS の閾値は約 50 mW であると確認できた。

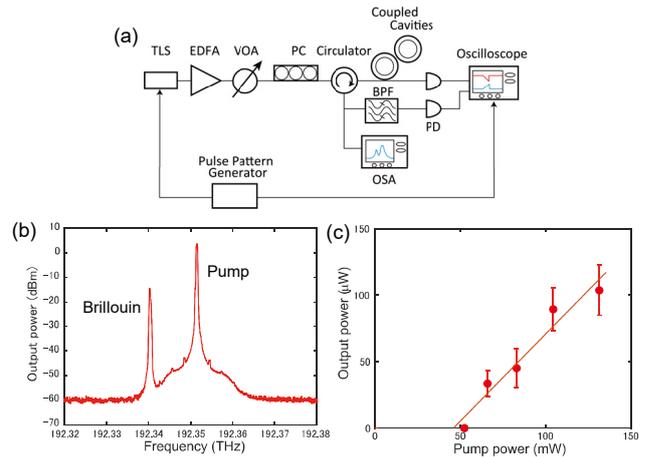


図 3 (a) : SBS 励起の実験セットアップ。(b) : 後方散乱してきた光のスペクトルデータ。(c) : 異なる入力パワーに対する SBS の出力パワー。

5. 結論

これまでシリカトロイド結合共振器では数 GHz 程度のスーパーモードのスプリット幅しか確認されていなかったが、今回共振器のサイズを小さく設計することで 10 GHz 以上のモードスプリット幅が得られることを計算によって確認した。そして実際に直径約 55 μm のシリカトロイド共振器を作製することでシリカのブリルアン周波数シフトである 11 GHz のモードスプリット幅を達成することができた。さらにこのモードスプリット幅を用いることで、実験的に初めて結合共振器による SBS を確認することができた。この結合共振器を用いた方法は、これまでの共振器を用いた SBS 励起の方法に加え、ブリルアンレーザの新たな候補として期待できる。

参考文献

- [1] I. S. Grudin, A. B. Matsko, and L. Maleki, Phys. Rev. Lett. **102**, 043902 (2009).
- [2] H. Lee, T. Chen, J. Li, K. Y. Yang, S. Jeon, O. Painter, and K. J. Vahala, Nat. Photonics **6**, 369–373 (2012).
- [3] G. Lin, S. Diallo, K. Saleh, R. Martinenghi, J.-C. Beugnot, T. Sylvestre, and Y. K. Chembo, Appl. Phys. Lett. **105**, 231103(2014).
- [4] I. S. Grudin, H. Lee, O. Painter, and K. J. Vahala, Phys. Rev. Lett. **104**, 083901 (2010).
- [5] M. J. Humphrey, E. Dale, A. T. Rosenberger, and D. K. Bandy, Opt. Commun. **271**, 124–131 (2007).
- [6] M. Oxborrow, IEEE Trans. Microw. Theory Tech. **55**, 1209–1218 (2007).

シリカトロイド微小光共振器を用いた高感度アンモニアガス検出

小林美紗子(M2)

通常のシリカトロイド微小光共振器はアンモニアガスに対して反応しない。本研究では、共振器表面にアンモニアガスに反応する高分子電解質の多層膜を積層することでアンモニアガスの検出に成功し、今までに報告されているアンモニアガスセンサと比べて高検出感度かつ高検出分解能を得た。

キーワード：シリカトロイド微小光共振器，アンモニアガス，センシング

1. はじめに

測定器の技術は日々進歩しており、測定対象の大きさもだんだん小さくなってきた。しかし、測定対象が小さくなると信号も小さくなるため、背景雑音の影響を無視できなくなる。この問題を解決するために用いられたのが光共振器である。共振器はある特定の信号のみを増幅させることができるので、粒子検出の信号と背景雑音のコントラストを取ることができる。さらに、共振器を用いると測定対象と光が複数回相互作用を起こすため、測定器のサイズを小さくすることが可能となる。共振器の性能は共振器内に信号を閉じ込める時間の長さを示す Q 値と信号を閉じ込める体積であるモード体積 (V) によって決まる。光を小さな空間内に長時間閉じ込められる方が良いので、 Q 値が大きく V が小さいほど高性能な共振器とすることができる。その中でも 1993 年に L. Collot らが作製した微小球共振器[1]は Q 値が高く V が小さいうえ、作製が容易であることから大きな注目を集めた。また、2003 年には D. K. Armani らがシリカトロイド微小光共振器を作製した[2]。シリカトロイド共振器は微小球共振器より Q 値は劣るが、 V は小さくチップ上に作製可能という利点がある[3]。そのためシリカトロイド共振器は近年様々な研究に用いられており、高感度センサ開発に関する研究においても注目されているが、導波路との結合が難しいため実用化に関する研究はあまり進んでいないのが現状である。

そこで、本研究ではシリカトロイド共振器とテーパーファイバが共振する状態でパッケージングしたものをを用いて、高感度なアンモニアガスセンシングを行うことを目的とした。

2. 多層膜の積層

高分子電解質の多層膜は電離状態によって多層膜の厚さが変化することが知られている[4]。高分子電解質の多層膜は ESA (electrostatic self-assembly: 静電自己組織析出法) により積層できる。本研究では、機能性フィルムやセンサ、ナノマテリアルなど様々な分野で用いられている多層膜である poly(acrylic acid)(PAA)と poly(allylamine hydrochloride)(PAH)の多層膜を用いた。以下に PAA/PAH 多層膜の積層手順を示す。

1. シリカトロイド共振器を作製した。
2. PAA 溶液と PAH 溶液の pH が 7.0 に近づくよう

に塩化ナトリウムを用いて調製した。

3. シリカトロイド共振器をピラニア溶液 (硫酸 : 過酸化水素水 = 7 : 3) で 4 分間洗浄した。
4. シリカトロイド共振器を大量の超純水で 5 分間洗浄した。
5. エアガンをを用いてシリカトロイド共振器に付着した水分を飛ばした。
6. トロイド共振器を PAH 溶液に 4 分間浸した。
7. トロイド共振器を超純水で 1 分間洗浄した。
8. トロイド共振器を PAA 溶液に 4 分間浸した。
9. トロイド共振器を超純水で 1 分間洗浄した。
10. 6~9 の工程を 20 回繰り返し、トロイド共振器に 20 層の PAA/PAH 膜を積層した。
11. シリカトロイド共振器を 60°C のオーブンで 2 時間加熱した。

PAA, PAH は SIGMA-ALDRIC 社から購入したものを、それぞれ 3.3 mM, 2.4 mM に希釈して使用した。シリカトロイド共振器の表面は通常、正にも負にも帯電していない中性の状態だが、3~5 の工程を行うことで表面が負に帯電する。この状態のシリカトロイド共振器を水溶液中で陽イオンになる PAH 溶液と陰イオンになる PAA 溶液に交互に浸すことで、静電気力によって 2 分子膜が積層される。図 1 に (a) PAA/PAH 膜積層前、(b) 20 層の PAA/PAH 膜積層後、(c) 30 層の PAA/PAH 膜積層後のシリカトロイド共振器の光学顕微鏡写真を示す。図 1(a)(b)からわかるように、20 層の PAA/PAH 膜積層前後のシリカトロイド共振器の表面は殆ど変化がない。しかし Q 値に関しては、積層前は $Q = 6.2 \times 10^6$ であったのに対し、積層後は $Q = 1.2 \times 10^6$ に低下した。一方、図 1(a)(c)から、30 層の PAA/PAH 膜積層後のシリカトロイド共振器の表面は白くなっていることがわかる。この状態では Q 値を測定することができなかった。

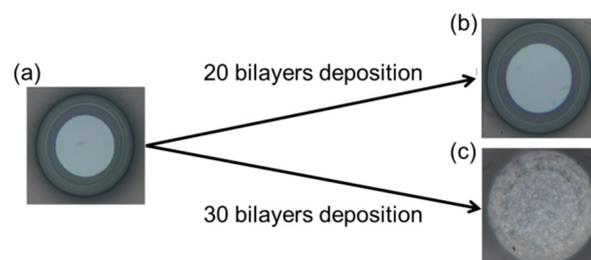


図 1 : (a) PAA/PAH 多層膜積層前、(b) 20 層の PAA/PAH 多層膜積層後、(c) 30 層の PAA/PAH 多層膜積層後のシリカトロイド共振器の光学顕微鏡写真。

3. ガスを用いた実験系の構築

本研究で使用するアンモニアガスは毒性や可燃性を持つうえ、人体の皮膚や粘膜に付着しやすく、付着部位の水分に溶けて刺激・腐食作用を現す。そこで、安全性に留意したうえで最も扱いやすい系になるように図2の測定系を構築した。

ガス発生装置として、ガステック社のパーミエータ PD-1B を使用した。この装置は一定品質のフッ素樹脂管に高純度の液化ガスを封入したパーミエーションチューブを発生源としており、パーミエーションチューブを恒温に保持し、希釈ガスを一定量送ることで微量濃度の校正用ガスを連続的に調製することができる。この方法ではパーミエーションチューブの重量減少量と希釈ガス量から計算によって校正用ガスを決定するため信頼性が高く、動的調整法であるためアンモニアなど反応性の強いガスの調製が可能である。この装置で発生させたガスをテフロンあるいはナイロンのガス管を用いて、シリカトロイド共振器とテーパファイバをパッケージングしたものに通すことでアンモニアガスの検出を行った。図3にシリカトロイド共振器とテーパファイバのパッケージングの方法を示す。シリカトロイド共振器の両隣に設置したシリコンチップに UV 硬化剤を 0.1 mL 程度塗布し(a)、上カメラと横カメラで確認しながらシリカトロイド共振器とテーパファイバのアライメントを行った後(b)、UV 光を 20 分程度照射することでパッケージングを行った(c)。また、用いたアンモニアガスの排気はアンモニアガスの吸着剤であるゼオライトを用いて行い、パッケージングは塩基用のドラフトチャンバーの中に設置することで、アンモニアガスを外に出さないようにした。

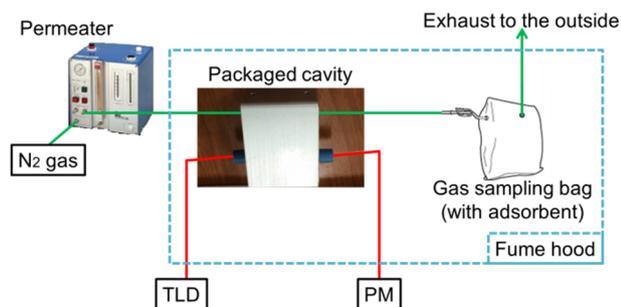


図2：アンモニアガス検出の実験セットアップ。緑線はガスの配管を、赤線は光パッチケーブルを示す。

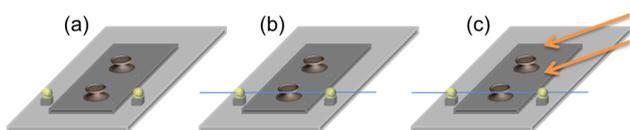


図3：シリカトロイド共振器とテーパファイバのパッケージング方法の概略図。(a) 共振器の両隣に設置したシリコンチップ上に 0.1 mL 程度の UV 硬化剤を塗布する。(b) 共振するようにテーパファイバと共振器をアライメントする。(c) 20 分程度 UV 光を照射する。

4. アンモニアガス検出

図2に示した測定系と、PAA/PAH 膜を 20 層積層し

たシリカトロイド共振器を用いてアンモニアガス検出を行った。微小光共振器を用いてセンシングを行う際には共振波長シフトを利用するのが主流であり、本研究でも共振波長シフトを利用する。この際に検出感度に関わるのは(1)シリカトロイド共振器の Q 値、(2)光源の揺らぎ、(3)ガスを流したことによる温度変化であり、本研究において問題となる可能性があるのは(2)と(3)である。本研究で使用した光源は SANTEC 社の波長可変レーザ TSL-710 であり、パッケージングを用いて実測した波長精度は 0.01 pm であったため、パッケージングを用いる場合には(2)の影響は無視できる。したがって、(3)の影響を抑えるために、図4のように共振器を2つ直列につなぎ、PAA/PAH 多層膜を積層したシリカトロイド共振器を Sensor cavity に、PAA/PAH 多層膜を積層しないシリカトロイド共振器を Reference cavity とする実験系を試みた。2つの共振器を直列につなぐことで、図5のようにそれぞれの共振器に由来するディップを観測することができ、Sensor cavity に由来する共振波長をピンクの矢印で、Reference cavity に由来する共振波長をオレンジの矢印でそれぞれ図5に示す。示した部分の Q 値は Sensor cavity: $Q = 7.5 \times 10^5$, Reference cavity: $Q = 2.0 \times 10^5$ であった。

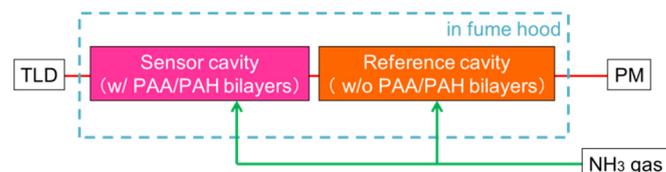


図4：シリカトロイド共振器を用いたアンモニアガス検出の実験セットアップ。

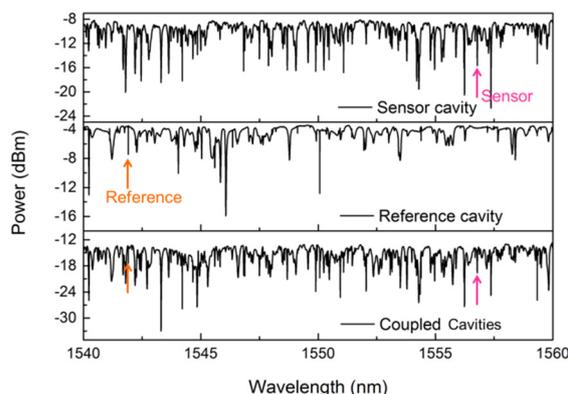


図5：Sensor cavity の透過スペクトル(上)、Reference cavity の透過スペクトル(中)、2つの共振器をつなげた時の透過スペクトル(下)。

これら2つの共振波長のシフトを観測することで、図6のようにアンモニアガスの検出を行った。図6(a)はアンモニアガス濃度を 0 ppm から 1.23 ppm まで増やした時の波長変化を、図6(b)はアンモニアガス濃度を 1.23 ppm から 0 ppm まで減らした時の波長変化を示しており、図6(c)は図6(a)と図6(b)を重ね合わせたものである。図6(c)より、アンモニアガス濃度を増やした時と減らした時のアンモニアガス濃度と波長変化の関係はほとんど同じ値を示しており、各アン

参考文献

モニタ濃度における誤差率の平均値を計算したところ $4.96 \times 10^{-4} \%$ であることから作製したアンモニアガスセンサには十分な可逆性があるとわかった。また、検出感度を検出に必要な最低のアンモニアガス濃度、検出分解能を以下の(4.1)で表される式で求められる値と定義することで作製したアンモニアガスセンサの評価を試みた。

$$\text{検出分解能} = (\text{波長揺らぎ}) / ((\text{感度})(Q\text{値})) \quad (4.1)$$

上で示した定義より、作製したアンモニアガスセンサの検出感度は 450 ppb (パーミエータによる)、検出分解能は 1.67 ppb と求めることができた。これらの値をフィガロ技研社製のアンモニアガスセンサ FEC44-100[5]、グラフェンを用いたアンモニアガスセンサ[6]、PAA/PAH 多層膜を積層した光ファイバを用いたアンモニアガスセンサ[7]と比較したものを表 1 に示す。表 1 より PAA/PAH 多層膜を 20 層積層したシリカトロイド共振器を用いたアンモニアガスセンサは他のアンモニアガスセンサと比べて、検出感度、検出分解能ともに優れていることがわかる。

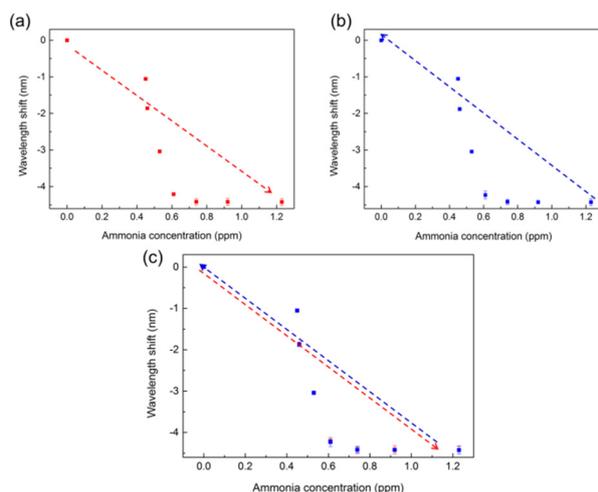


図 6 : (a) アンモニア濃度を 0 ppm から 1.23 ppm まで変化させたとき、(b) アンモニア濃度を 1.23 ppm から 0 ppm まで変化させたときのアンモニア濃度と波長シフトの関係、(c) (a)と(b)を重ねたもの。

表 1 : 各種アンモニアガスセンサの比較。

センサの種類	検出感度	検出分解能
半導体[5]	1 ppm	1 ppm
グラフェン[6]	2 ppm	200 ppb
光ファイバ[7]	20 ppm	-
シリカトロイド共振器	450 ppb	1.67 ppb

まとめ

ESA により PAH/PAA 多層膜を 20 層積層したシリカトロイド共振器はアンモニアガスの検出に用いることができ、他の種類のアンモニアガスセンサより優れた検出感度、検出分解能が得られた。使用したシリカトロイド共振器の Q 値が 10^5 程度と低かったため、より高い Q 値の共振器を用いることでより高感度なアンモニアガスセンサの作製が期待できる。

- [1] L. Collot, V. Lefevre-Seguin, M. Brune, J. M. Raimond and S. Haroche, "Very High- Q Whispering-Gallery Mode Resonances Observed on Fused Silica Microspheres," *Europhys. Lett.* **23**, 327-334 (1993).
- [2] D.K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane and K. J. Vahala, "Ultra-high- Q toroid microcavity on a chip," *Nature* **421**, 925-927 (2003).
- [3] K. J. Vahala, "Optical microcavities," *Nature* **424**, 839-846 (2003).
- [4] S. S. Shiratori and M. F. Rubner, "pH-Dependent Thickness Behavior of Sequentially Adsorbed Layers of Weak Polyelectrolytes," *Macromolecules* **33**, 4213-4219 (2000).
- [5] <http://www.figaro.co.jp/product/entry/fecs44-100.html>
- [6] S. M. M. Zanjani, M. M. Sadeghi, M. Holt, F. Chowdhury, L. Tao, D. Akinwande, "Enhanced sensitivity of graphene ammonia gas sensors using molecular doping," *Appl. Phys. Lett.* **108**, 033106 (2016).
- [7] X. Huang, X. Li, H. Chen, X. Che, and J. Yang, "Thin-core fiber modal interferometer for ammonia sensing," *Asia Pacific Optical Sensors Conference*, W4A.19, Shanghai China, October 11-14(2016).

ウシ血清アルブミンのシリカトロイド微小光共振器への固定化

岡村拓(B4) 小林美紗子(M2)

センサとは我々の周辺環境を知るための道具であり、分子の種類や濃度、気圧、温度など様々な情報を得るために用いられている。その中でもバイオセンサは医療診断等に用いられており非常に重要な技術とされている。バイオセンサの一つであるタンパク質センサは健康診断の一部として既に利用されているが、理想的なバイオマーカー検査はまだ実現されていないというのが現状である。そこで検知速度が速く、扱いやすい、低コストである、ラベリングを必要としない等の理由により近年注目されている微小光共振器センサによるウシ血清アルブミンのセンシングを試みた。

キーワード：シリカトロイド微小光共振器、センシング、ウシ血清アルブミン、表面処理

1. はじめに

光共振器とは光を一定時間閉じ込めることのできる素子のことである。この光共振器の小さな領域に光を極めて高い密度で閉じ込めることによって、光と物質との相互作用が強まり、光と物質との相互作用を動作の基本とする全光スイッチや高感度光センサの開発に結び付くと考えられている。

特に微小光共振器は非常に小さな体積に光を長時間閉じ込めることが可能なため、デバイスのサイズが小さい場合や光の強度が弱い場合でも物質と強い相互作用を起こすことができ、小型で高感度なセンサの作製が可能であるとされている[1]。

本研究では微小光共振器の中でも特に性能が良いとされるシリカトロイド微小光共振器表面にタンパク質を固定化させる表面処理を施し、共振器表面に固定化されたタンパク質を検知することを試みた。

2. ウシ血清アルブミン

血清アルブミンは血液中によく見られ簡単に精製できるため、科学者によって研究された最初のタンパク質の一つである。現在ではウシから得られた類似タンパク質であるウシ血清アルブミン (bovine serum albumin : BSA) が、研究において一般的なタンパク質が必要な時に広く用いられている。そこで本研究においてもシリカトロイド微小光共振器センサの検知対象として、ウシ血清アルブミンを選択した。

3. 表面処理による膜形成

シリカトロイド微小光共振器の材料であるシリカは無機物であり、タンパク質などの有機物と反応性が悪いため表面処理する必要がある[2]。具体的には 1. ピラニア洗浄, 2. シランカップリング剤によるアミノ基修飾, 3. グルタルアルデヒドによるアルデヒド基修飾, という手順で行う。最終的には共振器表面のアルデヒド基とタンパク質の側鎖のアミノ基が反応を起こし、架橋反応が進むため凝固する。これによって、タンパク質を共振器のシリカ表面に固定化することができる。具体的な表面処理の手順を以下に示す。

1. シリカトロイド共振器を 4 分間ピラニア洗浄した。ピラニア溶液は硫酸 (H_2SO_4) : 過酸化水素水 (H_2O_2) = 3 : 1 の混合溶液を使用した。
2. シリカトロイド共振器を超純水で 5 分間洗浄した。
3. 窒素ガスを用いてシリカトロイド共振器に付着した水分を飛ばした。
4. シリカトロイド共振器をシランカップリング剤の一つである APTES (3-Aminopropyl triethoxysilane) に 2 時間漬けた。
5. シリカトロイド共振器をエタノールで 1 分間洗浄した。
6. シリカトロイド共振器を純水で 1 分間洗浄した。
7. シリカトロイド共振器を $90^\circ C$ で加熱し脱水反応を起こした。
8. シリカトロイド共振器をグルタルアルデヒドに 1 時間漬けた。
9. シリカトロイド共振器をエタノールで 1 分間洗浄した。
10. シリカトロイド共振器を純水で 1 分間洗浄した。

ここで、図 1 に表面処理における各工程の前後でのシリカトロイド微小光共振器の写真を示す。

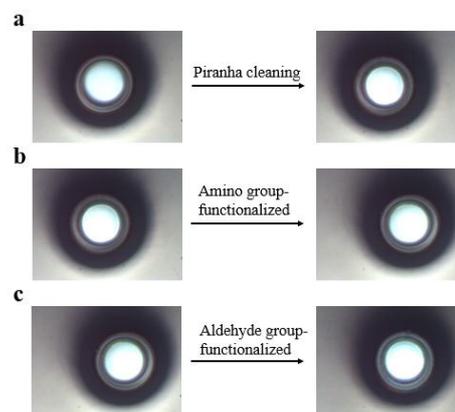


図 1: シリカトロイド微小光共振器の光学顕微鏡写真。(a) 表面処理前とピラニア洗浄後。(b) ピラニア洗浄後とアミノ基修飾後。(c)アミノ基修飾後とアルデヒド基修飾後。

4. 表面処理前後の共振器の性能評価

共振器は光を閉じ込める素子であり、この性質の普遍的な尺度として Q 値 (Quality factor) が良く用いられる。 Q 値は「どれだけ長時間光を閉じ込められるか」を表し、「どれだけ小さな体積に閉じ込められるか」を表す V (Mode volume) とともに光共振器の性能を評価する上で重要なパラメータである。 Q 値が大きいことはすなわち光の閉じ込め効果の効率が良いことを示し、 V が小さいことは共振器のパワー密度が高いことを示す。すなわち Q/V が大きい方が高性能な光共振器とされている。

表面処理前後における共振器の性能評価をするために、表面処理を施す前後で Q 値測定を行った。結果としては、表面処理前は $Q = 2.4 \times 10^6$ であり、表面処理後は $Q = 4.2 \times 10^5$ となった。

5. センシング実験

微小光共振器センサでは周囲の媒質の屈折率変化を共振波長変化として観測する。すなわち、共振器表面にタンパク質粒子が付着すると、共振波長がシフトする。本研究においても、この現象を用いてウシ血清アルブミンを検知することを試みた。表面処理を施した共振器を MES 緩衝液 (MES:2-Morpholinoethanesulfonic acid) で満たしたプール中に固定しておき、そこに $1 \mu\text{M}$ の BSA を投入し共振波長のシフトを観察した。MES 緩衝液中に共振器を固定した理由としては、タンパク質が pH の影響を受けて特性が変わってしまわないようにするためである。また光源としては水の光吸収が最も小さくなる可視光帯 ($\lambda = 780 \text{ nm}$) のレーザーを用いた。得られた実験結果を図 2 に示す。BSA 投入前後で共振波長が約 40 pm 長波長側へとシフトしていることが分かる。

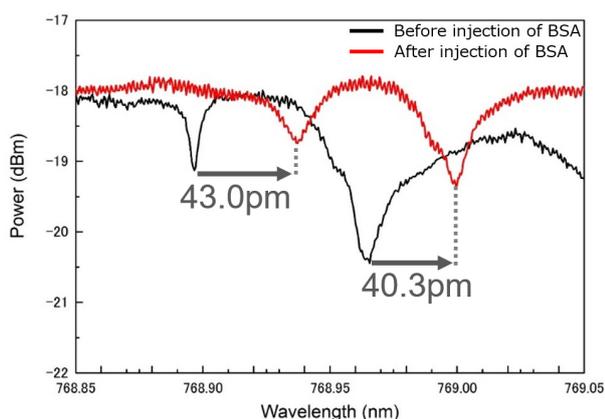


図 2: BSA 投入前後における共振波長の変化. 黒線は BSA 投入前の透過スペクトル, 赤線は BSA 投入後の透過スペクトルを表している。

BSA 投入後の波長シフト量と時間経過との関係を表したグラフを図 3 に示す。BSA 投入後は時間経過とともに共振波長のシフト量は大きくなり、また一定時間経つと飽和している。

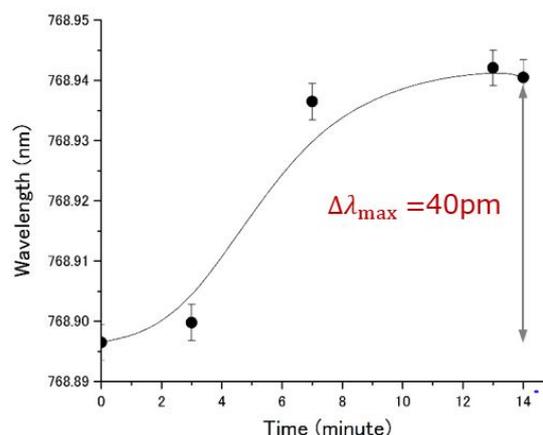


図 3: 共振波長の変化と時間経過との関係。

得られた波長シフト量を用いて、参考文献[3]より感度を概算すると 1.5 nM となった。この結果を先行研究と比較すると先行研究の感度が 0.42 nM であるのに対して $1/10$ 程度となった。この原因としては先行研究では用いた共振器の Q 値が 10^6 程度であったのに対し本研究で用いた共振器の Q 値は 10^5 程度であったため、つまり共振器の Q 値の差であると考えられる。

6. まとめ

シリカナノ粒子微小光共振器に表面処理を施し、ウシ血清アルブミンの固定化を行った。また固定化したウシ血清アルブミンの光センシング実験を行い、約 40 pm の長波長シフトを観測した。概算した検出感度は先行研究と比較すると十分とは言えないが、共振器固有の Q 値を上げるなどによる感度の向上が期待される。

参考文献

- [1] A. Armani, et al, Science, 317, 783 (2007)
- [2] Shota Kita, et al, Optic express, 19, 17683 (2011)
- [3] Frank Vollmer, and Stephen Arnold, Nature Methods, 5, 591 (2008)

シリカトロイド微小共振器における誘導ラマン散乱を介したモード間結合

加藤 拓巳 (D3), 堀 敦裕 (M1), 鈴木 良 (D1), 藤井 瞬 (M1)

シリカトロイド微小光共振器にハイパワーな連続光を入力すると、3 次の非線形光学効果の一つである誘導ラマン散乱に由来した広帯域なスペクトルが生じる。シリカのラマン利得は広帯域であるため、ラマン光のマルチモード発振が観測される。本研究では、ラマン光の発振がポンプモードと同じモードファミリーで生じる場合と、モード間結合を起こし異なるモードファミリーで生じる場合の条件の違いを検討した。理論解析では、 Q 値の比とモードオーバーラップの程度が、モード間結合に影響していることを示した。実験結果は、理論解析とよく一致しており、一つのモードで広帯域にラマン光を発生させるには、相対的に高 Q 値のモードをポンプすれば良いことが理解できた。

キーワード: シリカトロイド微小光共振器, 光カーコム, ラマンコム, モード間結合, ルジャール・レフィューヴァ方程式

1. 背景

シリカトロイド微小光共振器は高 Q 値と低モード体積を実現したウィスパリングギャラリモード共振器であり、数 mW の連続光を入力した際の、共振器内部の光パワー密度は GW/cm^2 にも達する。高い光パワー密度は、3 次の非線形光学効果を利用するのに適しており、特に四光波混合を利用した光カーコム発生の研究が集中的に進められてきた [1]。一方で、シリカには広帯域なラマン利得が存在しており、ラマンレーザの実現が報告されている [2]。四光波混合と誘導ラマン散乱はどちらも $\chi^{(3)}$ の非線形光学効果であり、本研究では誘導ラマン散乱現象に着目した。

シリカのラマン利得は、ポンプから 500 cm^{-1} だけ長波長の所に最大利得を取るが、その利得スペクトルは広がっており、半値全幅は 260 cm^{-1} にもなっている。ポンプ波長を 1550 nm とした場合、最大利得は 1655 nm 付近、利得の半値以上をとる領域は $1620 \sim 1680 \text{ nm}$ と見積もることが可能である。そのため、ラマンコムと呼ばれる複数の縦モードの発振がしばしば観測される。条件によっては、 $1500 \sim 2200 \text{ nm}$ と広くラマンコムが発生させることが可能である。その一方で、モード間結合を起こし、別の横モードにラマンコムが発振することも観測される。これらの物理現象を理解することが本研究の目的である。

2. 誘導ラマン散乱の閾値

誘導ラマン散乱についてより詳細に述べる。シリカトロイド共振器において誘導ラマン散乱の閾値は詳細に調べられており、次の式で記述される [3]。

$$P_{\text{th}} = \frac{\pi^2 n^2 V_{\text{eff}}}{\lambda_p \lambda_R g_R} Q_e^p \left(\frac{1}{Q_T^p} \right)^2 \frac{1}{Q_T^R} \quad (1)$$

ここで、 $n, V_{\text{eff}}, \lambda_p, \lambda_R, g_R$ はそれぞれ屈折率、実効モ

ード体積、ポンプモードの波長、ラマンモードの波長、ラマン利得である。また、 Q_e^p, Q_T^p, Q_T^R はそれぞれ、ポンプモードの結合 Q 値、ポンプモードのトータル Q 値、ラマンモードのトータル Q 値である。実効モード体積は、次の式で表される。

$$V_{\text{eff}} = \frac{\int |E_p|^2 dV \int |E_R|^2 dV}{\int |E_p|^2 |E_R|^2 dV} \quad (2)$$

一般的には、ポンプモードとラマンモードは同じモードファミリーに生じることを仮定するが、本研究では、別のモードファミリーへの誘導ラマン散乱が発生するかどうかを、閾値を比較することで研究した。メジャー直径 $100 \mu\text{m}$ 、マイナー直径 $8 \mu\text{m}$ のシリカトロイド共振器をモデルとし、TE00, TE01, TE10 の 3 モードを対象とした。計算上は、実効モード面積 $A_{\text{eff}} = V_{\text{eff}}/2\pi$ を用いた。有限要素法を用いて、モード間結合を考慮した実効モード面積を計算すると、 $A_{\text{eff}}^{\text{TE00-TE00}} = 9.75 \mu\text{m}^2$, $A_{\text{eff}}^{\text{TE01-TE01}} = 12.79 \mu\text{m}^2$, $A_{\text{eff}}^{\text{TE02-TE02}} = 17.75 \mu\text{m}^2$, $A_{\text{eff}}^{\text{TE00-TE01}} = 18.19 \mu\text{m}^2$, $A_{\text{eff}}^{\text{TE00-TE10}} = 21.69 \mu\text{m}^2$, $A_{\text{eff}}^{\text{TE01-TE10}} = 29.45 \mu\text{m}^2$ と得られた。この実効モード面積の関係は、モデルの形状によって決定される定数である一方、 Q 値はテーパファイバとの結合状態などに依存する変数と考えることができる。次に誘導ラマン散乱の閾値の比較係数 C を以下のように定義する。

$$C = \frac{P_{\text{th_same}}}{P_{\text{th_diff}}} = \frac{A_{\text{eff_same}}}{A_{\text{eff_diff}}} \frac{Q_{T_diff}}{Q_{T_same}} \quad (3)$$

ここで、ポンプモードと同じモードファミリーに誘導ラマン散乱が生じる閾値を $P_{\text{th_same}}$ 、別のモードファミリーに生じる閾値を $P_{\text{th_diff}}$ とした。 C が 1 より小さい時、 $P_{\text{th_same}} < P_{\text{th_diff}}$ であり、モード間結合は起きない。また C が 1 より大きい時、 $P_{\text{th_same}} > P_{\text{th_diff}}$ となりモード間結合が支配的となる。Figure 1(b)に横軸に Q 値の比、縦軸を C と

したグラフを示す. 一般的に低次のモードほど Q 値が高いため, TE01(ポンプ)-TE00(ラマン), TE10(ポンプ)-TE00(ラマン), TE10(ポンプ) - TE01(ラマン)のポンプモードとラマンモードの組み合わせを示した. このグラフから, $Q_{T_diff}/Q_{T_same} > 2$ では3パターン全てにおいてモード間結合が支配的になることが分かる. 実験的に現実的な値であるため, 誘導ラマン散乱を介したモード間結合が生じることが理論から示唆された.

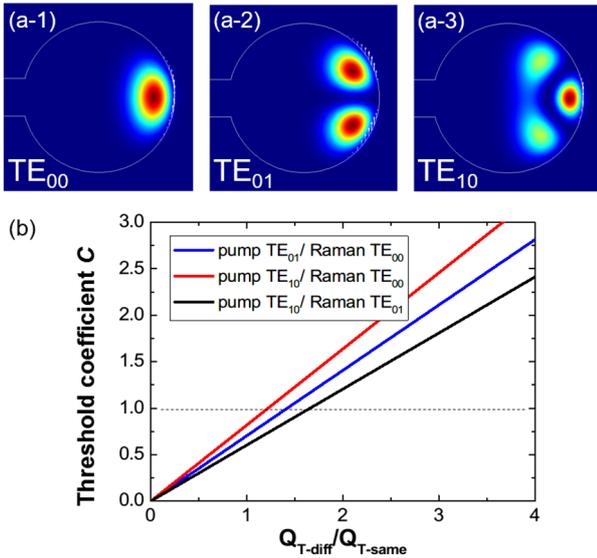


Fig. 1 (a) Cross-sectional mode profiles of a silica toroid microcavity. These results were obtained using the finite-element method (COMSOL Multiphysics). The diameter of the microcavity is 100 μm and the minor diameter is 8 μm . The results are for the TE₀₀, TE₀₁, and TE₁₀ mode. (b) Calculated threshold coefficient C . The blue, red, and black lines indicate combinations of TE₀₁(pump)-TE₀₀(Raman), TE₁₀(pump)-TE₀₀(Raman), and TE₁₀(pump) - TE₀₁(Raman), respectively. That the coefficient C is greater than 1 means that the threshold of excitation for a different mode family is lower than that for the same mode family, indicating that a mode interaction should occur.

3. 誘導ラマン散乱を介したモード間結合

シリカトロイド共振器を作製し, 実験を行った. Figure 2(a)(b)は, 同じ共振器を用いて得られたラマンコムスペクトルである. Figure 2(a)は, 一つのモード内で誘導ラマン散乱が生じているのに対し, Fig. 2(b)は別のモードに誘導ラマン散乱が生じている. 理論から示唆されていることを確かめるために各モードの Q 値を測定した結果を, Fig. 3 に示す. H0 モードは $Q_H = 1.1 \times 10^7$ であり, L0 モードは $Q_L = 3.1 \times 10^6$ であった. ここから, $Q_H/Q_L = 3.5$ と計算され, モード間結合が十分生じる Q 値の差であった. また, モード間結合が生じていない時 (H0 モードをポンプ) は, 1400~2000 nm にラマン

コムが生じている一方で, モード間結合が生じている時 (L0 モードをポンプ) では, 1400~1800 nm にラマンコムが広がりが留まっている. 従って, より広帯域にラマンコムを生じさせるには, 相対的に高 Q 値のモードをポンプし, モード間結合を生じさせないようにする必要がある.

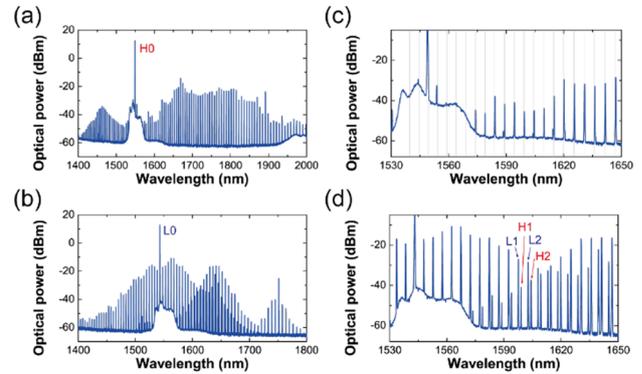


Fig. 2 Optical spectra pumped with different modes. Same cavity was used for all. Graphs show the spectrum when the pump wavelength was (a) 1548.96 nm and (b) 1543.08 nm. The pump power was about 1 W after the EDFA. (c) and (d) are magnified views of (a) and (b), respectively. The equidistant vertical gray lines in (c) show that the SRS comb was generated in the same mode family as the pump mode

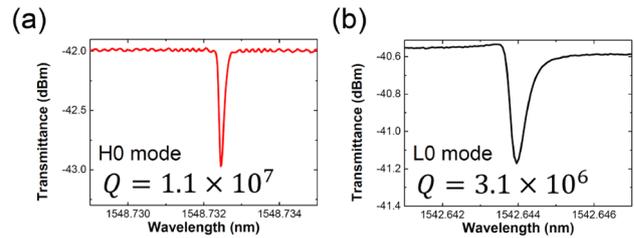


Fig. 3 (a) Transmittance spectrum for the 1548.96 nm mode used in Figs. 5.4(a). (b) Same as (a) but for 1543.08 nm. It should be noted that the resonant is at shorter wavelength for Figs. 3(a) and (b) due to the presence of the thermo-optic effect, but we are measuring the same mode

4. シミュレーション

マイクロコムの数値シミュレーションは連立ルジャート・レフイーヴァ方程式を用いて行った [4][5]. ラマン項によりエネルギーの受け渡しが生じるようにモデル化した. Figure 4(a)は横軸が Q 値の比, 縦軸がラマンコムのパワーを示している. Q 値の比が大きくなっていくと, ある地点で誘導ラマン散乱の閾値を超え, 急激にラマンパワーが増大する. シミュレーションから得られたモード間結合が生じる閾値が, Fig. 4(b)の理論解析から得られた結果と非常に一致していることが分かった. Q 値の関係を反転させた場合 (低 Q 値のモードをポンプ) には, モード間結合が起こらないことも確認できた.

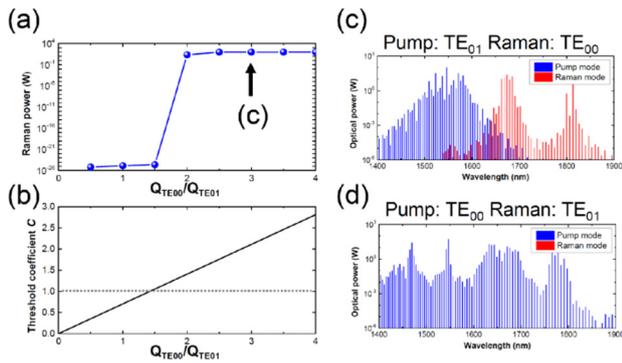


Fig. 4 Simulation results with the model we used in experiments. Input power is set as 1 W. (a) Integrated power of SRS modes versus Q_{TE00}/Q_{TE01} . The Q of the TE01 mode is defined as 5.0×10^6 . As Q_{TE00}/Q_{TE01} increases and exceeds 2, the SRS mode power increases rapidly, because the gain exceeds the threshold of SRS. (b) The theoretical threshold coefficient C mentioned in section 2. (c) The optical spectrum when $Q_{TE00}/Q_{TE01} = 3$. (d) High- Q mode pumping with the same Q ratio as (c). No transverse mode coupling was observed.

5. 結論

シリカトロイド微小光共振器で発生する誘導ラマン散乱を介したモード間結合について研究を行った。モード間結合が起きる条件は、各モードの空間的なオーバーラップと、その Q 値の比で決定されていることを理論、実験の両面から明らかにした。単一縦モードで広帯域にラマンコムを得たい場合には、高 Q 値のモードをポンプする必要がある、デュアルモードでラマンコムを得たい場合には、低 Q 値のモードをポンプする必要がある。この結果は、シリカ共振器においてラマン散乱を応用していく上で重要な知見であると考えられる。

参考文献

- [1] T. Kippenberg, *et al.*, Science **332**, 555-559 (2011).
- [2] S. Spillane, *et al.*, Nature **415**, 621-623 (2002).
- [3] T. J. Kippenberg, *et al.*, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **10**, 1219-1228 (2004).
- [4] L. A. Lugiato and R. Lefever, Phys. Rev. Lett. **58**, 2209-2211 (1987).
- [5] T. Kato *et al.*, Opt. Express **25**, 857-866 (2017).

シリカロッド微小光共振器の作製および評価

久保田 啓寛(B4)

シリカロッド微小光共振器は、ウィスパリングギャラリモード (WGM) 微小光共振器のひとつであり、光の閉じ込め性能が非常に高く共振器オプトメカニクスによる機械振動に強いため、安定した光カーコム光源として期待されている。本研究ではシリカロッド共振器の作製を行い、その特性を評価した。また作製した共振器を用いて 3 次の非線形光学効果の発生を観測した。

キーワード：微小光共振器，光周波数コム，3 次の非線形光学効果

1. 背景

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

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

2. シリカロッド微小光共振器

シリカロッド微小光共振器は、2013 年に米国標準技術研究所 (NIST) の P. Del'Haye らにより提案された[4]。シリカロッド共振器は高 Q 値を持ち、作製が容易であるという特長を持つ。また、共振器の大きさを数百 μm から数 mm まで広範囲にわたって制御可能であるため、共振周波数間隔に相当する自由スペクトル領域 (FSR) も数 GHz から数百 GHz と広範囲に選択することができる。微小光共振器を用いた応用としては、既に大容量光通信[5]やマイクロ波発生[6]といった応用が提案されているが、このような応用を考えた際、数 GHz から数百 GHz の FSR を持つ共振器が重要となることが考えられる。

3. シリカロッド共振器の作製方法

シリカロッド共振器はレーザー加工によって作製される。旋盤加工のように、エアスピンドルに熔融石英棒を固定し回転させながら、CO₂ レーザによって材料

表面を削っていく。作製工程は主に表面加工とレーザーカッティングの 2 つから成る。図 1 にシリカロッド共振器の作製工程を示す。

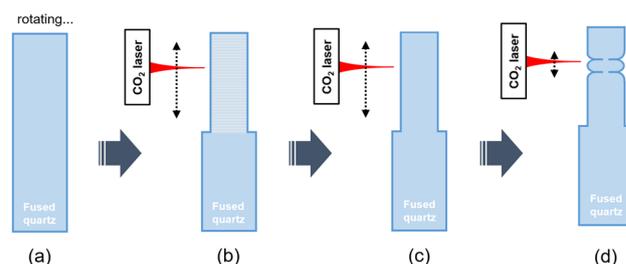


図 1：シリカロッド微小光共振器の作製工程。(a) 熔融石英棒をエアスピンドルに固定。(b) CO₂ レーザによって表面を削る。(c) アニーリングによって表面粗さを無くす。(d) レーザカッティングによって共振器の形状を作製する。

4. シリカロッド共振器の特性評価

作製したシリカロッド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。測定方法としては直径約 1.5 μm のテーパファイバを介してシリカロッド共振器へ光を結合させた。その際の透過率変化をモニタリングすることで、透過スペクトルを取得し、共振器の Q 値を求めた。図 2 に作製した共振器の画像を、図 3 に測定で得られた透過スペクトルを示す。ここでは、直径 1.3 mm の共振器を用いたので、FSR は 55.3 GHz、 Q 値はおおよそ 10^8 であった。

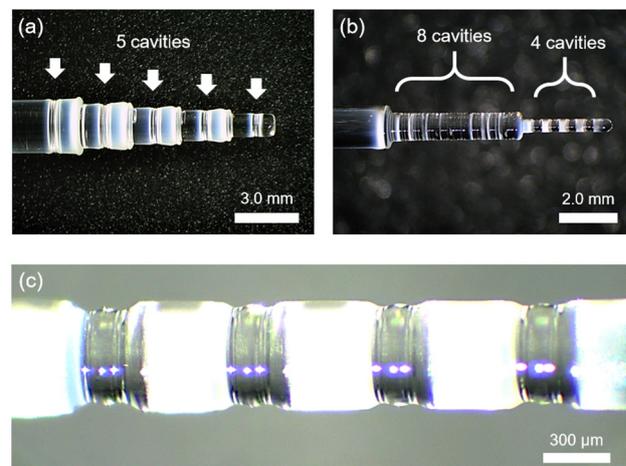


図 2：シリカロッド微小光共振器。(a) 左から直径 2.5 mm, 2 mm, 1.7 mm, 1.4 mm, 1.1 mm。(b) 直径 1 mm (左), 450 μm (右)。(c) (b) の直径 450 μm 共振器の拡大図。

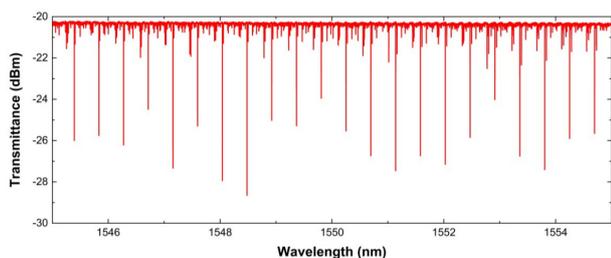


図 3：直径 1.3 mm シリカロッド共振器の透過スペクトル

また、3 次の非線形光学効果の観測も行った。シリカロッド共振器内で連続的に発生した四光波混合によって形成された光カーコムのスペクトルを図 4 に示す。光カーコムは、波長可変レーザーによってポンプ波長を低波長側から長波長側へ掃引することで発生させられる。図 4 (a)は直径 450 μm シリカロッド共振器、図 4 (b)は直径 2.5 mm シリカロッド共振器における光カーコムである。前者の FSR は 145 GHz、後者の FSR は 27.8 GHz とおよそ 5 倍だけその大きさが異なる。

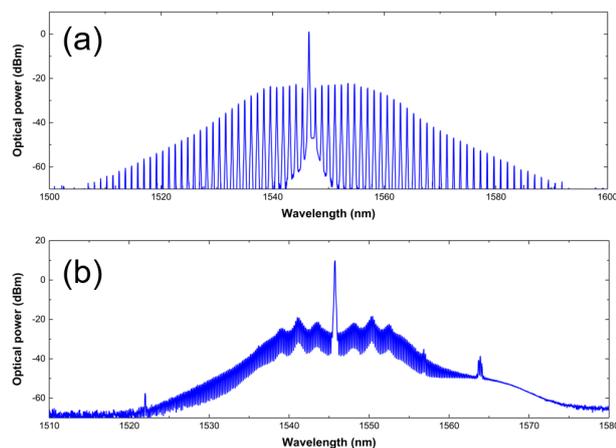


図 4：光カーコムのスペクトル。(a) 直径 450 μm シリカロッド共振器における光カーコム (FSR = 145 GHz), (b) 直径 2.5 mm シリカロッド共振器における光カーコム (FSR = 27.8 GHz)

また、シリカロッド共振器で誘導ラマン散乱も観測された。共振器の材料であるシリカガラスはその材料特性から広帯域なラマンゲインを持つことが知られている。図 5 に誘導ラマン散乱によって形成されるラマンコムのスペクトルを示す。図 5 (a)では 1 次、2 次の誘導ラマン散乱が観測され、それぞれからラマンコムが形成されていることがわかる。また、図 5 (b)では誘導ラマン散乱によるラマンコムと四光波混合によるカーコムが同時に発生している。ここでは、ポンプから四光波混合によって広がるカーコムと誘導ラマン散乱によって形成されるラマンコムが同じモード群で発生しているため、ポンプの長波長側に存在するラマンゲインによってカーコムが広帯域化している。広帯域な光カーコムを制御するには、共振器の分散が重要である。共振器の分散を制御するためには、共振器の材料を変えるまたは共振器の構造を制御する必要がある。シリカロッド共振器の構造を

調節するには、その作製工程において CO_2 レーザのパワーや照射時間の微調整が必要になる。今後は、そのために作製方法の改良を行い、形状を制御した共振器の作製の検討を行いたい。シリカロッド共振器はシリカトロイド共振器などの他の微小光共振器と比較して曲率半径が大きい構造を持つため、多くの高次の共振器モードが励起されやすいという特徴を持つ。この特徴のカーコムへの影響も考えられるため、共振器の形状の制御は今後重要となってくることが考えられる。

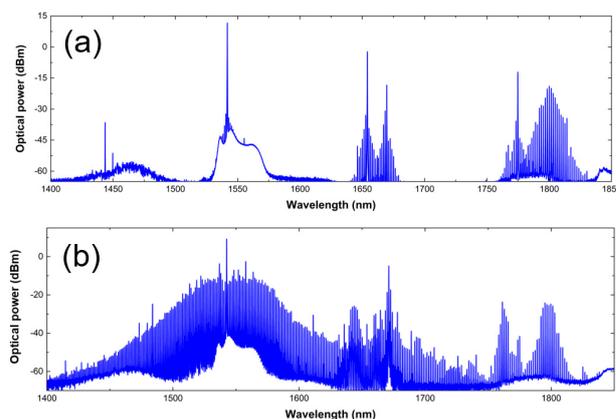


図 5：シリカロッド共振器における誘導ラマン散乱。(a) 1 次の誘導ラマン散乱、2 次の誘導ラマン散乱によるスペクトル。(b) 誘導ラマン散乱と同時に発生した光カーコムのスペクトル。

4. 結論

シリカロッド共振器を作製を一から行った。また、作製した共振器の特性を測定し、Q 値 10 の 8 乗を達成した。さらに作製したシリカロッド共振器を用いて、四光波混合によるカーコム発生や誘導ラマン散乱などの 3 次の非線形光学効果の発生を観測した。

参考文献

- [1] 洪鋒雷, 応用物理学会 **36**(2), 60-67 (2007).
- [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] P. Del'Haye, S. A. Diddams, and S. B. Papp, *Appl. Phys. Lett.* **102**(22), 221,119 (2013).
- [5] J. Pfeifle, V. Brasch, M. Laueremann, Y. Yu, D. Wegner, T. Herr, K. Hartinger, P. Schindler, J. Li, D. Hillerkuss, et al., *Nat. Photon.* **8**(5), 375-380 (2014).
- [6] L. Maleki, *Nat. Photon.* **5**(12), 728 (2011).

光カーコム分散補償と位相制御

長野拓真(M2)

ミクروسケールの WGM(ウィスパリングギャラリモード)共振器に C.W.レーザを入射すると、四光波混合と呼ばれる非線形応答により、等間隔な縦モード群を発生させることができる。この広帯域スペクトルが光カーコムであるが、周波数コムと同等の安定性を実現するには、まだ多くの課題が残されている。我々は、シリカトロイド共振器(及びシリカロッド共振器)を用いた、低閾値な光カーコム発生と、その時間領域における安定化システムの構築と評価を行った。また、任意の位相制御により、パルスの整数倍の繰り返し増加を観測した。

キーワード：光カーコム, line-by-line 波形整形, 位相制御

1. はじめに

光カーコムは、微小光共振器から発生させられた、一定のスペクトル間隔をもつ光束のことで、これらがモード同期状態にある場合、特に光カー周波数コムと呼ぶ。ただし、CEO ロックされていないという点で、光周波数コムとは区別される[1]。光周波数コム発生には、高パワーのレーザを長距離の非線形ファイバに入射する必要がある、非常に大きな装置がなければ不可能であった。一方、微小光共振器では、高い光の閉じ込め性能と、アモルファスであるシリカの性質が相まって、第三次非線形光学効果(光カー効果)を引き起こし、光カーコムを発生させることができる。例えばシリカトロイド共振器のような、安価で集積化可能な素子から低パワーで光カー周波数コムを発生させることができれば、様々なアプリケーションが実現可能だということは想像に容易いであろう。しかし、光カーコムにモードロックをかけるのは容易ではなく、各微小光共振器を用いた実験に対して様々な工夫がなされている[2]。

2. 波形整形器

フェムト秒パルスレーザの波形整形技術は、1960年代後半におけるピコ秒パルス圧縮の報告以来[3]、コヒーレント制御とともに発達してきた。フェムト秒パルスレーザは、その極限時間域性のため、直接時間域で制御することは容易でない。この制御技術の中で、最も広く用いられる手法は周波数並列制御法である。二対の回折格子とレンズを用い、周波数領域でフィルタリングを加えることによって、光パルスに変調を加える構成を取っているため、高速応答を示す素子を必要としない。周波数面には、振幅や位相を変調するために、空間アドレスによる空間光変調器(Spatial Light Modulator: SLM)と呼ばれるマスクを配置する。このセットアップは、30(ps)の入力パルスを整形するために、C. Froely 等によって提案されたものが原型となっている[4]。

直径 100(μm)のシリカトロイド共振器を用いて発生させた光カーコムスペクトルの一本々々に対して分散補償を施すため、まずは波形整形器を構築した。定性的な特徴を以下に記す。

- アライメント簡単化のため、反射型の LCOS (liquid crystal on silicon)-SLM[5]を使用した。

必然的に $4f$ は半分の $2f$ となり、シンメトリな光路を自ずと達成できるという点で、ミスアライメント(理想状態からのズレ)によって生じる分散の影響[6]を大幅に逡減・無視できる。

- 広帯域に渡る高い回折効率を実現するため、透過型の回折格子を使用した[7]。

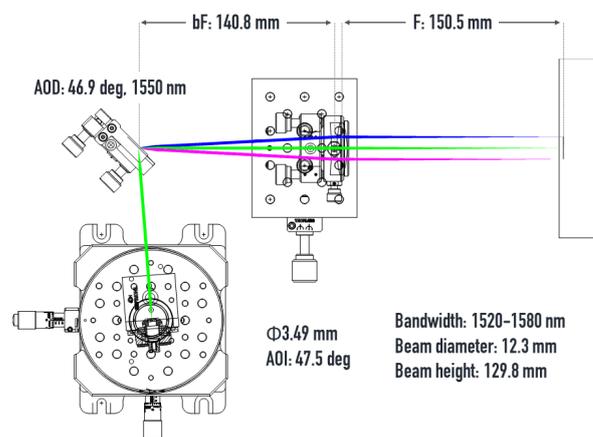


図 1-1：波形整形器の設計図

設計は、帯域が 1520-1580(nm)で、分解能(解像度)が 0.054(nm/pix)であった。

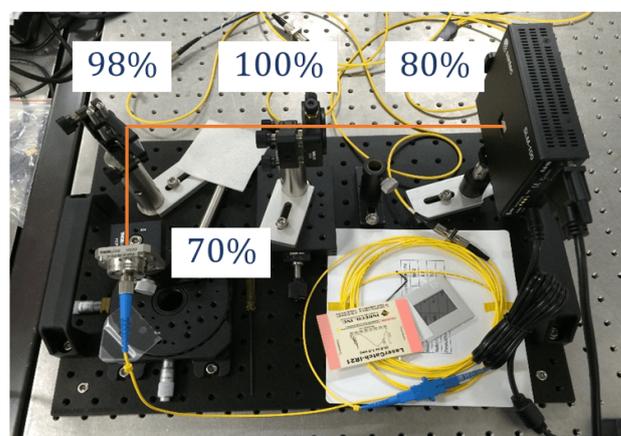


図 1-2：実際に構築した写真

透過率の理論値は-2.7(dB)で、実測値は-3.2(dB)であった。これを用いて光カーコムのスペクトル一

本々々に対して位相変調を与える[8].

3. 分散補償

直径 200(um)のシリカトロイド微小光共振器から図 2-1 のような光カーコムスペクトルが得られた. これらのスペクトルそれぞれに対して任意の位相変調を与え, フーリエ限界パルスが得られるように分散補償を施した. 制御プログラムは Processing で作成した. このとき得られた自己相関波形を図 2-2 に示す.

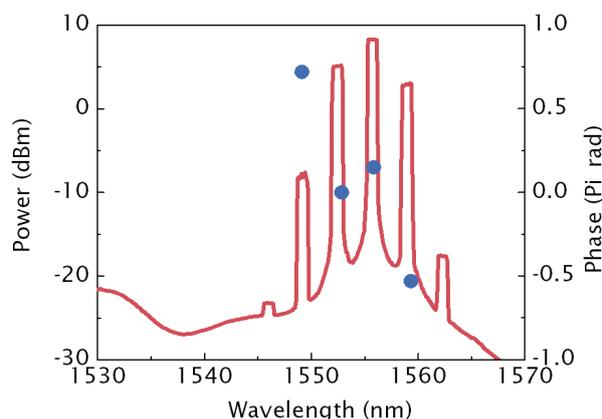


図 2-1: 直径 200(um)のシリカトロイド微小光共振器を用いて発生させた光カーコムのスペクトル (赤) と位相変調量 (青)

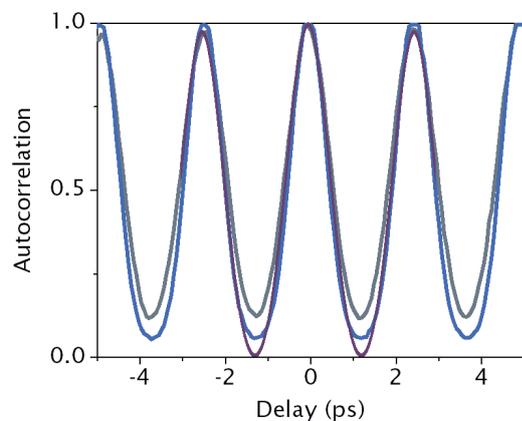


図 2-2: 分散補償前 (灰) 後 (青) の自己相関波形と計算 (紫) との比較

このとき, カーコムの繰り返し周波数は 0.37(THz)で, 相関幅は 1.06(ps), パルス幅は 0.69(ps)であった.

4. さらなる位相制御

3 のようにして得られたフーリエ限界パルスに対して, さらなる位相制御を施し, 整数倍の繰り返し増加を狙った実験を試みた. これは直径 400(um)のシリカロッド共振器を用いて行った.

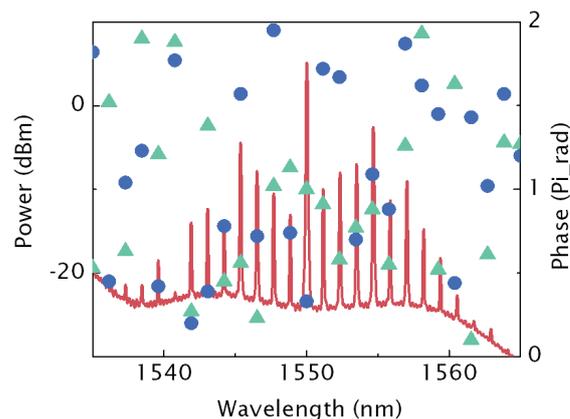


図 3-1: 直径 400(um)のシリカロッド共振器を用いて発生させた光カーコムのスペクトル (赤) と分散補償 (青), 及び位相変調量 (緑)

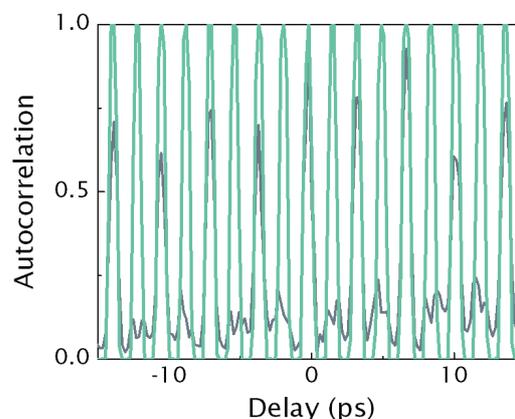


図 3-2: 変調前 (灰) 後 (緑) の自己相関波形

このとき, 相関幅は 1.37(ps)で, パルス幅は 0.89(ps)であった. また, 分散長は実質 35.7(m)と算出できた.

5. まとめ

通信波長帯における高精度フェムト秒パルスレーザー波形整形器を構築した. その際, 微小光共振器から発生させた光カーコムスペクトルの一本々々に対して位相変調が加えられるように設計し, 高透過率・零分散の系を組んだ. 分散補償においては, 視覚的・直観的に光カーコムの位相を操作できるよう, インタラクティブなインターフェースを製作し, SLM のマスクとして適用させた. 結果として, 繰り返し周波数が 0.37 THz の高繰り返し, またハイコントラストなフーリエ限界パルスが得られた. さらなる位相変調を加えることによって, 上記の二倍の繰り返しの光パルス列を観測した. line-by-line 位相制御によって (分散補償ファイバ以外の手段で) 整数倍の繰り返し増加現象を観測した例は今回が初めてである. また, 以上の分散補償, 及び位相制御をより多くの (光カーコム) モードに対して行うべく, 直径 400 um のシリカロッド共振器を用いても同様の実験を行った. このとき, 新たに 5 次分散までを操作できるマスクプログラムを導入し, 20 本以上の光カーコムを同時に制御することによって, 高繰り返し, ハイコントラストな超短パルス列の観測とその二倍の繰り返し増加を達成できた.

参考文献

- [1] T. Kippenberg, R. Holzwarth and S. Diddams, *Science* **332** 555–559 (2012).
- [2] P. Del’Haye, O. Arcizet, A. Schliesser, R. Holzwarth and T. J. Kippenberg, *Phys. Rev. Lett.* **101** 053903 (2008).
- [3] Robert A. Fisher and J. A. Fleck Jr., *Appl. Phys. Lett.* **15** 287–289 (1969).
- [4] C. Froehly, B. Colombeau and M. Vampouille, **20** 63–153 (1983).
- [5] *Advances in liquid crystal spatial light modulators*, **4734** Proc. SPIE (2002).
- [6] Takasumi Tanabe, Hiroshi Tanabe, Yuichi Teramura and Fumihiko Kannari, *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2795–2802 (2002).
- [7] H. T. Nguyen, B. W. Shore, S. J. Bryan, J. A. Britten, R. D. Boyd and M. D. Perry, *Opt. Lett.* **22** 142–144 (1997).
- [8] Andrew M. Weiner, *Opt. Comm.* **284** 3669–3692 (2011).

結合共振器の厳密モデル化とダークソリトン発生

岡部 悠介(M2), 加藤 拓巳 (D2), 藤井 瞬 (M1), 鈴木 良 (D1)

光カーコムは新しい光周波数コム光源として期待されている。光カーコムの光スペクトルを広げるために、2つの共振器を使った新しい分散制御方法が提案され実証されている。しかし今まで光カーコムを発生できなかった帯域でのソリトン化は達成された一方で、その理論研究では2つ目の共振器を考慮していない近似的なモデルを使っている。私たちは2共振器を用いた光カーコム発生の正確なモデリングを行い、そのモデルを用いて正常分散領域で光カーコム発生シミュレーションを行い、ダークソリトンを得た。

キーワード: 微小光共振器, 光周波数コム, ダークソリトン, 結合共振器

1. 背景

光カーコムとは、高 Q 値の共振器の異常分散領域において、ポンプ光 (CW) を共振器内に閉じ込めて縮退四光波混合を引き起こし、光カーコムを構成するサイドバンド光を連鎖的に励起したものである[1]。この光カーコムの応用例として、現在の研究・産業には欠かせないものとなっている光周波数コム光源を大幅に小型化したものや、また安価で高繰り返し周波数を持つ短パルス光源といったものが期待されている。しかし光カーコムは異常分散領域が狭いため、モード同期を維持しながら、自己干渉型の制御をするために必要な1オクターブまで光カーコムの帯域が広げられないという欠点を持ち合わせている[2]。

その欠点を修正する1つの手段として近年、位相整合条件が満たせず縮退四光波混合が発生しない正常分散領域での光カーコム発生の研究が盛んに行われている[3][4]。この原理は補助共振器を主共振器に結合させることで、任意の共振周波数にモードスプリットを引き起こし、その部分が局所的に実効的な異常分散領域とみなせるため、位相整合条件がその領域で満たされるので縮退四光波混合を発生させることができる。現在はその結合共振器系を用いて実験的にモード同期がなされているものの、理論面では1共振器モデルでの近似的な裏付けしかなく、いまだに正確な結合共振器モデルで検証されたことはない。本研究では結合モード理論を用いて正確な結合共振器系モデルを構築し、正常分散領域における結合共振器系での光カーコム発生の理論研究を行った。

2. 結合共振器

結合共振器とは図1に示すように2つの共振器を結合させたものである。これを使った光カーコム発生は、基本的には主共振器(共振器A)で光カーコムを発生させ、補助共振器(共振器B)で主共振器の分散を制御している。この結合共振器の利点は補

助共振器の大きさや材料などを変えることで任意の波長に分散制御できることにある。

2共振器が結合し、それぞれの共振周波数が重なったとき、その共振周波数は2つに分離する(図2)。これをモードスプリットといい、この現象によって共振周波数の間隔がずれるので、実効的な分散が変化していると見なせる。光カーコム発生のためには位相整合を満足する必要がある、通常その条件を満たせない正常分散領域でも、この分散制御を行えば位相整合が満たせ、光カーコム発生が可能となる[3][4]。

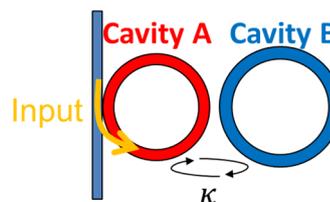


図1. 結合共振器の模式図。入力光を導波路から共振器A(赤共振器)に入射し、共振器B(青共振器)で共振器Aの分散を制御している。このときの共振器A, Bの結合強度を κ で表している。

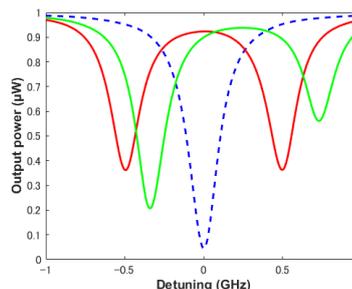


図2. モードスプリットの模式図。青い点線が元の共振周波数を表している。2共振周波数が完全に重なっているときは赤線のように、少しずれているときは緑線のようにスプリットする(図では200 MHz ずらしたときのもの)。

3. 結合共振器を使った光カーコム発生

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_\mu}{\partial t} &= -\frac{\gamma_{A\mu}}{2} A_\mu + \delta_\mu \sqrt{\gamma_{Aext}} A_{in} e^{i(\omega_{Ain} - \omega_{Ao})t} + ig_A \sum_{\alpha, \beta, \gamma} A_\alpha A_\beta^* A_\gamma e^{i(\omega_{A\alpha} - \omega_{A\beta} + \omega_{A\gamma} - \omega_{A\mu})t} + i\delta_{\omega_{A\mu} - \omega_{B\theta}} \frac{\kappa_\theta}{2} B_\theta \\ \frac{\partial B_\mu}{\partial t} &= -\frac{\gamma_{B\mu}}{2} B_\mu + \delta_\mu \sqrt{\gamma_{Bext}} B_{in} e^{i(\omega_{Bin} - \omega_{Bo})t} + ig_B \sum_{\alpha, \beta, \gamma} B_\alpha B_\beta^* B_\gamma e^{i(\omega_{B\alpha} - \omega_{B\beta} + \omega_{B\gamma} - \omega_{B\mu})t} + i\delta_{\omega_{B\mu} - \omega_{A\theta}} \frac{\kappa_\theta}{2} A_\theta \end{aligned} \quad (1)$$

今まで結合共振器を正確にモデル化した先行研究はなかった。したがってまずは結合モード理論[5]を用いて式(1)のように結合共振器をモデル化した。結合モード理論は共振周波数ごとに立式するので、従来の非線形シュレディンガー方程式では表せなかった2共振器の結合を表現できる。ここで μ , θ はモード番号(モード番号0が入力周波数に相当する), A, Bはモード振幅, γ はロス($\gamma = \gamma_{\text{ext}} + \gamma_{\text{int}}$), δ はクロネッカーのデルタ, ω_{μ} は共振角周波数, ω_{in} は入力角周波数, g は非線形定数, κ は2共振器間の結合を表している。

結合モード理論はその性質からモード数と同じ数だけ微分方程式ができるため, そのまま計算すると膨大な時間がかかってしまう。そのためこのシミュレーションは高速フーリエ変換(FFT)を用いて計算した[6]。

4. 結合共振器を用いた光カーコム発生

第3部で説明した結合共振器モデルで光カーコム発生シミュレーションを行った。このモデルでは正常分散領域の共振器パラメータを使用している[4]。なお共振器間の結合強度は800 MHz, 補助共振器のパラメータは主共振器より共振周波数は220 MHz高く, 自由スペクトル領域は200 MHz小さくした。

このパラメータを用いてシミュレーションを行った結果を図3に示す。

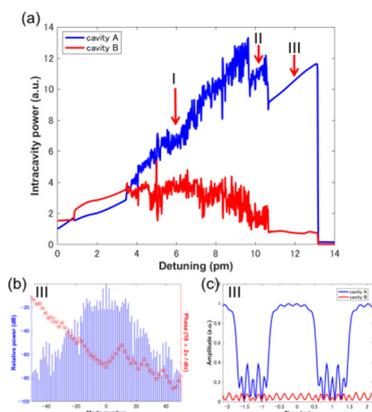


図3. 光カーコム発生シミュレーション。(a)共振周波数からのデチューニングに対する共振器内光強度。青線が主共振器, 赤線が補助共振器内の光強度を示している。Iはカオス状態を示し, IIは安定状態だがノイズが大きい, IIIは最も安定した状態を示している。(b)IIIにおける主共振器Aの光スペクトル。青線がそれぞれのモードの光強度, 赤線がその位相を表している。(c)IIIにおけるそれぞれの共振器の時間波形(青が主共振器A, 赤が補助共振器B)。

このシミュレーションは高周波数から低周波数の方向へ入力光周波数を掃引して光カーコムを発生させている。図3(a)は入力光周波数の共振周波数からのデチューニングに対する光強度を示しており, Iはカオス状態, II, IIIは安定状態(ただしIIはノイズ成分が大きい)を示している。また青線が主共振器, 赤線が補助共振器内の光強度を示している。図3(b), (c)

はそれぞれIIIにおける光スペクトルとその時間波形を示しており, この時間波形を特にダークソリトンと呼ぶ。ダークソリトンは通常のソリトン(またはパルス)と強度が逆転しており, ソリトン数は強度の谷の数と一致する。ダークソリトンは基本的に正常分散領域での挙動であり, 先行研究(実験[4])とも一致していることから, このモデルが物理現象を正確に記述していることを示している。

また, このシミュレーション結果は先行研究(実験[4])で明らかになった特徴と異なる点が2つある。1つ目は状態Iに見られるカオス状態が存在しない点。2つ目は状態II, IIIにあるように安定状態の推移は発生しない点。この2点が先行研究と異なっており, この挙動をさらに突き詰めていけば新たな知見を得られることが期待される。

5. 結論

結合モード理論を用いて, 従来の非線形シュレディンガー方程式ではできなかった, 結合共振器の厳密なモデルを構築した。そしてそのモデルを用いてFFTを利用した高速シミュレーション法で光カーコム発生シミュレーションを行った。その結果, 光カーコムが安定状態に入ったとき, 先行研究と同様にダークソリトンを得ることができた。ただしこの結果は先行研究と異なる点が2つあり, それはカオス状態の有無と安定状態の推移の有無である。この現象の違いを明らかにすれば, 光カーコムの実用化にさらに近づくであろう。

Reference

- [1] P. Del'Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T. Kippenberg, "Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator," *Nature* **450**, 1214-1217 (2007).
- [2] P. Del'Haye, T. Herr, E. Gavartin, M. Gorodetsky, R. Holzwarth, and T. Kippenberg, "Octave spanning tunable frequency comb from a microresonator," *Phys. Rev. Lett.* **107**, 063901 (2011).
- [3] C. Godey, I. Balakireva, A. Coillet, and Y. Chembo, "Stability analysis of the spatiotemporal -Lefever model for Kerr optical frequency combs in the anomalous and normal dispersion regimes," *Phys. Rev. A* **89**, 063814 (2014).
- [4] X. Xue, Y. Xuan, Y. Liu, P. Wang, S. Chen, J. Wang, D. Leaird, M. Qi, and A. Weiner, "Mode-locked dark pulse Kerr combs in normal-dispersion microresonators," *Nat. Photon.* **9**, 594-600 (2015).
- [5] H. Haus, "Waves And Fields In Optoelectronics," (Prentice-Hall 1984).
- [6] T. Hansson, D. Modotto, and S. Wabnitz, "On the numerical simulation of Kerr frequency combs using coupled mode equations," *Opt. Commun.* **312**, 134-136(2014).

結晶共振器研磨

淵田 美夏 (B4)

結晶共振器は、結晶材料で作られたウィスパーリングギャラリモード (WGM) 微小光共振器のひとつであり、高効率な光の閉じ込めにより、安定した光カーコム光源としての応用が期待されている。本研究では、超高 Q 値な結晶共振器の作製を手研磨による手法を用いて行なった。

キーワード：微小光共振器，結晶加工

1. 背景

微小光共振器の性能は、光をどれだけ長い時間閉じ込められるかの指標である Q 値によって評価することができる。ある共振器独自のもつ Q 値は、共振器内の光の損失項によって表すことができ、これは材料による光の吸収損失、共振器表面などで起きる光の散乱損失、WGMの伝搬からエバネッセント光として漏れる放射損失、共振器と導波路の結合による結合損失などの要因で成り立っている。この時、微小共振器内で光カーコムを発生させる際の閾値 P_{th} はモード体積 V を用いて

$$P_{th} \propto V/Q^2$$

と表されるため、低いパワーで光カーコムを発生させるためには、超高 Q 値な微小光共振器を作製することが望まれる[1].

現在超高 Q 値な微小光共振器の作製手法として用いられているのは、手研磨による手法である[2]. エアスピンドルによって共振器を回転させながら、コンピュータ制御されたスピンドルでダイヤモンドの切削用刃で共振器を形づくった後、ダイヤモンド研磨剤で研磨を施すことで綺麗な表面をもった結晶共振器を作製することができる。この手法により作られた結晶共振器は、 $Q = (6.3 \pm 0.8) \times 10^{10}$ という超高 Q 値が得られている。

本研究では、材料 Q 値の高い CaF_2 共振器に対し、光の伝搬部分を手研磨によって表面を滑らかにして散乱 Q 値を高めることで、超高 Q 値な結晶共振器を作製した。

2. 結晶共振器の作製

一般的に超高 Q 値の作製に成功している作製方法は、手研磨によるものである。手研磨による結晶共振器の作製には大きく分けて3つの工程がある。図1にそのフローチャートを示した。まず始めに大まかに共振器の大きさを材料ウエハから切り抜く。次に共振器の断面形状を得るために刃物や研磨紙などで形を整える。最後に滑らかな表面を得るために共振部分に対して研磨を施す。



図1：結晶共振器の作製フローチャート

3. 共振器の切り抜き

共振器の切り抜きは、図2(a)に示したような系で材料ウエハから任意の大きさの円盤をくり抜くことである。まずは CaF_2 ウエハをアルミ板やガラス板にワックスで固定させる。次に小型のボール盤に、ダイヤモンドコアドリルを装着させる。ダイヤモンドコアドリルは、中が空洞な円筒の形をしているため、その内径よりやや小さなウエハを切り抜くことが可能である。回転中のコアドリルを先程の CaF_2 ウエハに向かって静かに垂直に下ろし、欠けなどが生じないように丁寧にくり抜く。切り抜き工程が終わった時点でのウエハを図2(b)に示す。挿入図でわかる通り、ワックスを剥がすと欠けの少ない良いウエハが切り抜けていることが分かる。

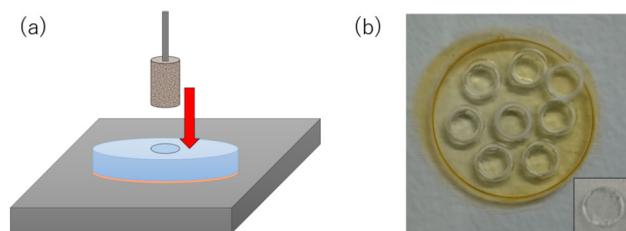


図2： CaF_2 ウエハの切り抜き。(a) 切り抜き工程の概念図 (b) 切り抜き結果

4. 共振器の切削（粗研磨）

得られた共振器ウエハは、真鍮棒に接着剤で図3(a)に示したように固定し、スピンドルで回転させながら断面形状が整うように切削する。切削には図1の切削の挿入図に示したような刃物や、研磨紙を用いる。この時、共振部分が金属より外側にくるように整形し、大きな力を加えてウエハが欠けてしまわないよう慎重に切削を行なう。図3(b)は、スピンドルに固定した共振器を真上から見た際の概念図である。切削時は光学顕微鏡を覗き込みながら行ない、刃物は手前から、研磨紙は奥側から当て、俊敏に動かすことのないように気を付ける。

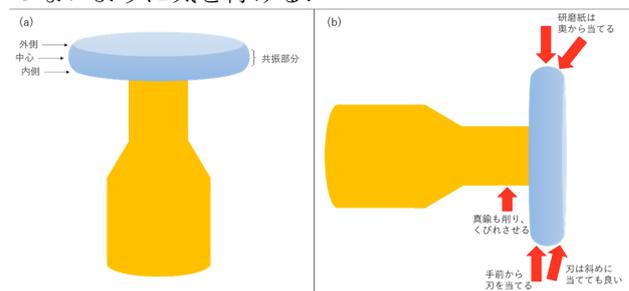


図 3: CaF_2 共振器の切削. (a) 切削部分の名称 (b) 切削時の刃の当てる位置

5. 共振器の研磨

共振器作製の上で最も重要な工程である研磨は、図 4(a)に示したように、切削時にスピンドルに固定していた系のまま連続して行われる。研磨にはペースト状の研磨剤を用い、レンズティッシュに十分ペーストをつけて純水を垂らしてピンセットで挟み、ティッシュが共振器に当たらず粒子が確かに表面を撫でるように研磨を施す。粒度は $3\ \mu\text{m}$, $1\ \mu\text{m}$, $0.25\ \mu\text{m}$, $0.05\ \mu\text{m}$ の順に用いる。光学顕微鏡でよく確認し、図 4(b)にある通り、全く傷や点状の欠けが存在しなくなるまで研磨を続ける。

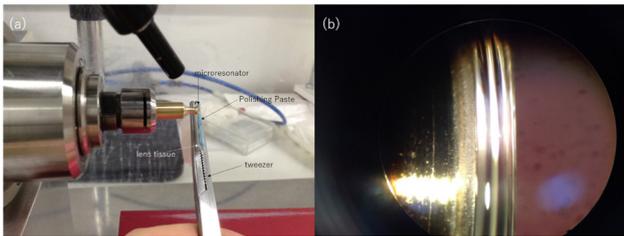


図 4: CaF_2 共振器の研磨. (a) 研磨工程で用いる系 (b) 研磨結果

6. Q 値の測定

作製した CaF_2 共振器が高 Q 値であるかを評価するために、 Q 値測定を行なった。実験セットアップと測定した共振器を図 5 に示す。共振器の直径は約 3.6mm である。正確な周波数軸を得るために、マッハツェンダ干渉計による 1GHz のマーカを用いた。

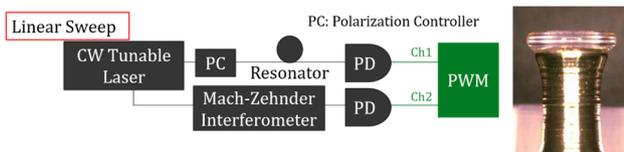


図 5: Q 値測定の実験セットアップ

得られた透過スペクトルを図 6(a)に示す。最もディップの深い共振ディップを拡大し、半値半幅から Q 値を概算すると、 $Q = 2.2 \times 10^9$ と得られた。この時の線幅は 100kHz 程度であり、これは波長可変レーザの線幅と同じであるため、この実験系で測定可能な Q 値の限界値である。

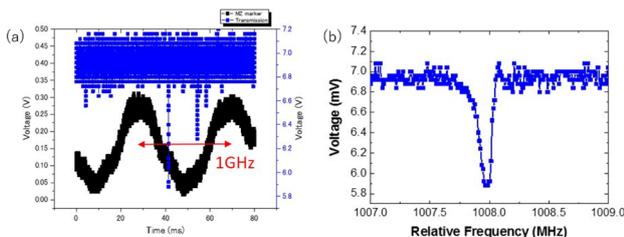


図 6: 作製した共振器の透過スペクトル

7. 結論

CaF_2 ウエハから WGM 微小光共振器を手研磨によって作製した。また光学測定により、 $Q = 2.2 \times 10^9$ なる超高 Q 値な共振器が作製できたことを確認した。

参考文献

- [1] T. J. Kippenberg, R. Holzwarth, and S. A. Diddams, *Science* **332**, 555-559 (2011).
- [2] Ivan S. Grudinin, Vladimir S. Ilchenko, and Lute Maleki, *Phys. Rev. A* **74**, 063806 (2006).

謝辞

超高 Q 値な CaF_2 微小光共振器の作製で研磨装置と技術を共有して下さった、フライブルク大 R. Wolf 氏、I. Breunig 氏に感謝申し上げます。

微小光共振器の高精度分散測定

糸部大貴(M2) 瀧田美夏(B4)

微小光共振器を用いて発生させる光カーコムの実用化のためには、共振器が 1 オクターブ以上の帯域において異常分散でなければならない。本研究では、共振器の断面形状を操作して分散を制御することで、広帯域に渡って異常分散を持つ共振器を作製した。さらに、作製した共振器の分散を高い精度で測定するために、光周波数コムを利用した分散測定法を開発した。

キーワード：微小光共振器、分散、光カーコム、光周波数コム

1. はじめに

微小光共振器は「光を閉じ込める容器」とも呼ばれ、光を内部で周回させて閉じ込めることで光と物質の相互作用を高められる。光と物質の相互作用の強さは、共振器の光閉じ込め効率である Q の 2 乗に比例し、共振器の体積である V に反比例することが知られている。特に、光吸収係数が小さいフッ化カルシウム(CaF_2)を材料とした共振器は極めて高い Q を持つだけでなく、近年の切削加工技術の発達に伴い非常に小さい V を実現できるようになった。

2. 光カーコムの帯域と共振器の分散

共振器に光を閉じ込めることで観測される現象の一種に光カーコムがある。光カーコムとは、周波数領域において一定の周波数間隔で光が発生する現象のことであり、モードロックレーザを用いて発生させる現象である光周波数コムと類似している。微小光共振器はモードロックレーザよりも安価かつ小型という特長がある。ところが、光カーコムの絶対周波数を定めるためには、光カーコムに含まれる周波数成分の最大値が最小値の 2 倍以上であること、すなわち光カーコムが 1 オクターブ以上の帯域を持たなければならない。また、光カーコムを発生させるためには、共振器が異常分散である、すなわち光の周波数が高くなるほど共振器の実効屈折率が小さくなるという特性が必要である。以上を考慮に入れると、実用的な光カーコム光源としての共振器は、1 オクターブ以上の異常分散を持つ共振器であるといえる。共振器の分散は共振器の断面構造に由来する構造分散と、共振器の材料の実効屈折率に由来する材料分散の和で表される。本研究では、共振器の断面構造を切削加工によって操作することで構造分散を制御し [1]，さらに通信波長帯において 0 に近い材料分散を持つ CaF_2 を材料として採用することで、1 オクターブ以上の異常分散を持つ共振器(以下、分散制御共振器)の設計、作製、評価に取り組んだ。

3. 分散制御共振器の設計

分散制御共振器は CaF_2 ロッドを切削加工して作製されるため、図 1 (a) に示す形状となる。設計する断面構造は、図 1 (b) に示す光が閉じ込められる部分であり、パラメータ a , b , c , r を設定してシミュレーションを行った。その結果、 $a = 5 \mu\text{m}$, $b = 6 \mu\text{m}$, $c =$

5° , $r = 262 \mu\text{m}$ の構造を採用することで、図 2 (a) に示す電磁界分布が得られ、図 2 (b) に示す 1313-2771 nm の範囲の 1.12 オクターブの帯域幅において異常分散が得られた。

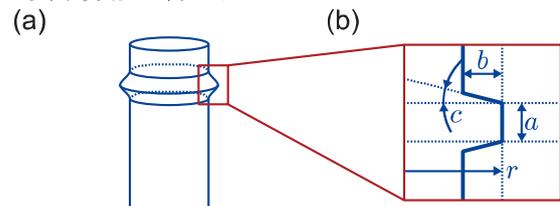


図 1：分散制御共振器の構造

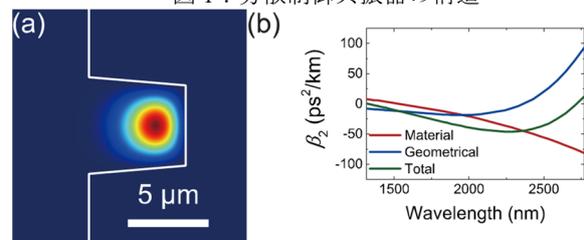


図 2：(a) 分散制御共振器の電磁界分布
(b) 分散制御共振器の分散

4. 分散制御共振器の作製

分散制御共振器の作製は、同大学システムデザイン工学科柿沼研究室において、図 3 に示す超精密ナノ加工機を用いて行われた。図 4 に、作製した分散制御共振器を示す。 Q 値測定結果は図 5 に示すようになり、 $Q = 1.2 \times 10^6$ が得られた。

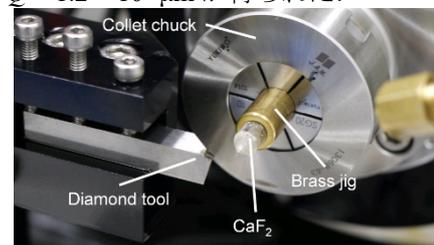


図 3：分散制御共振器の作製

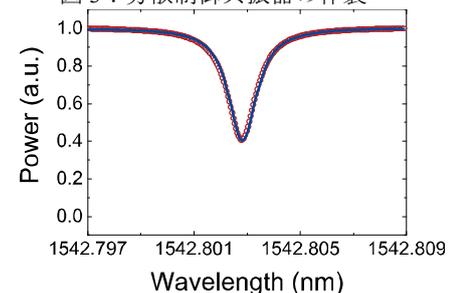


図 4：分散制御共振器の Q 値測定結果

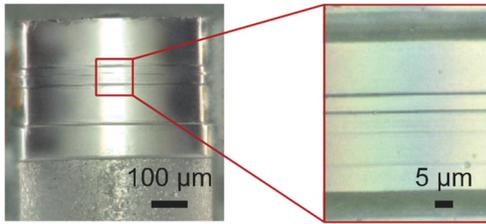


図 5：作製した分散制御共振器

5. 分散制御共振器の評価

分散制御共振器の分散は、図 6 に示す透過スペクトルを用いることで、以下のように計算される。

$$\beta_2 = -\frac{1}{4\pi^2 r} \cdot \frac{\Delta FSR}{FSR^3} \quad (1)$$

$$FSR = \frac{\nu_{l+m} - \nu_{l-m}}{2m} \quad (2)$$

$$\Delta FSR = \frac{\nu_{l+m} - 2\nu_l + \nu_{l-m}}{m^2} \quad (3)$$

FSRが共振周波数の差分であり、 ΔFSR が共振周波数の差分の差分であることから、共振周波数には高い精度が要求されるといえる。本研究では、既に高精度な周波数基準としての応用が確立されている光周波数コムを用いることで、高精度な分散測定法の開発に取り組んだ。周波数基準の求め方を図 7 に示す [2]。

1. 周波数が f_1 の光と周波数が f_2 の光を結合させた場合、差周波混合という現象によって周波数が $|f_1 - f_2|$ のビート信号が生成される。光周波数コムと波長可変レーザの光を結合させた場合、ビート信号の周波数 f_{beat} は、光周波数コムの繰り返し周波数 f_r を用いて、 $0 < f_{beat} < f_r$ の範囲で周期的に変化する。
2. ビート信号は横軸に時間(t)、縦軸に周波数(f)を取ると、三角波として表される。これをバンドパスフィルタに通過させて、特定の周波数帯域のみを抽出した信号をビート基準と呼ぶ。
3. ビート基準は横軸に時間(t)、縦軸に電圧(V)を取ると、偶数番目と奇数番目のピークのそれぞれに対して周期的な信号となる。ピークを取る時刻を周波数基準と呼ぶ。
4. 偶数番目と奇数番目の周波数基準は、波長可変レーザの周波数が f_r に相当する分だけ変化する度に出現する。そのため、偶数番目と奇数番目の周波数基準における周波数 f_{even} 、 f_{odd} は、以下のように計算される。ただし、 Δf は1番目と2番目の周波数基準に対する周波数差であり、 f_r とバンドパスフィルタの中心周波数 f_{BPF} などに依存して決定される。また、 n は0以上の整数である。

$$f_{even} = f_0 + nf_r \quad (4)$$

$$f_{odd} = \Delta f + f_0 + nf_r \quad (5)$$

図 8 に、図 7 の手法を基に計算された分散を示す。分散の測定精度は十分とはいえないため、今後は実験セットアップや計算アルゴリズムを見直して、より高精度な分散測定を実現する必要がある。

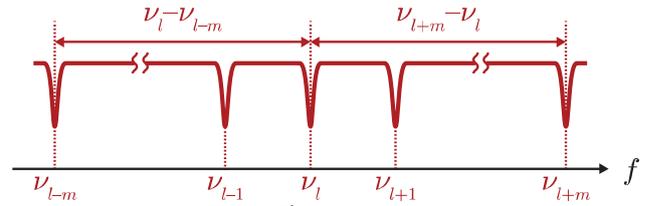


図 6：透過スペクトル

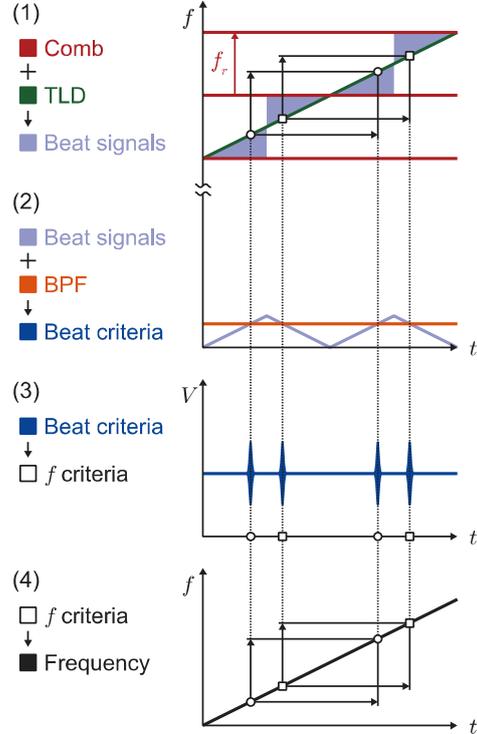


図 7：周波数基準の求め方

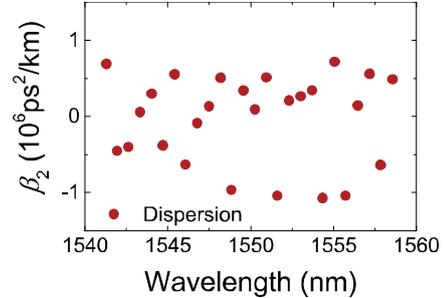


図 8：計算された分散

6. 結論

本研究における分散制御共振器の設計、作製、評価の結果は、以下の通りになった。設計では、1.12 オクターブの異常分散を計算で実現した。作製では、 $Q = 1.2 \times 10^6$ μm の分散制御共振器を作製した、評価では、光周波数コムを利用した高精度な分散測定を行った。

参考文献

- [1] I. S. Grudin, and N. Yu, "Dispersion engineering of crystalline resonators via microstructuring," *Optica* **2**, 221 (2015).
- [2] P. Del'Haye, O. Arcizet, M. L. Gorodetsky, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, "Frequency comb assisted diode laser spectroscopy for

- measurement of microcavity dispersion,"
Nature Photonics **3**, 529 (2009).
- [3] T. Herr, V. Brasch, J. D. Jost, I. Mirgorodskiy,
G. Lihachev, M. L. Gorodetsky, and T. J.
Kippenberg, "Mode spectrum and temporal
soliton formation in optical microresonators,"
Phys. Rev. Lett. **113**, 123901 (2014).

フォトリソグラフィで作製されたフォトニック結晶波長分波器

大岡 勇太(M2), 鐵本 智大(D2), ヌル アシキン ビンティ ダウド(D3)

長距離光信号伝送では、波長多重分割という技術が現在用いられている。この技術で用いられるデバイスの一つに、波長分波器というデバイスがある。現在長距離光信号伝送で用いられる波長分波器は、データ通信量の拡大や、短距離伝送の重要性が高まるにつれて、そのデバイスサイズの小型化が求められてきている。

今回我々が作製した素子は、光を小さい面積に強く閉じ込めるフォトニック結晶を用いているため、従来の 1/20 万までにデバイス面積を小さくすることができた。さらにこの素子は CMOS プロセスと互換性のあるフォトリソグラフィで作製されている。

キーワード: フォトニック結晶, シリコンフォトニクス, CMOS プロセス, フォトニック結晶波長分波器, 2D-FDTD

1. 背景

我々は、シリコンフォトニクスと呼ばれるシリコンを材料とした素子で光通信を実現しようとしている研究分野に以前から注目している。これは、光の持つ、伝搬損失が小さく、伝送歪みが少ないという特徴により、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ためだ。材料としてシリコンを用いるのは、その屈折率が通信波長帯(1550 nm)で約 3.47 と大きい値を持つからである。

シリコンはパソコンチップなどに用いられている電子素子と同じ材料なので、同じチップに搭載することを考えると親和性が高いと言える。そして上記のようにシリコンは高屈折率を持ち他の材料よりも光を強く閉じ込める性質があるため、光通信の素子を作製した場合他の材料よりも小さい素子を作ることができるという利点がある。そのシリコンフォトニクスの中でも、フォトニック結晶(PhC)という構造を中心に我々は作製してきた。フォトニック結晶はシリコン薄膜(210 nm)に穴を周期的に空けた構造を持っている。この周期構造の穴位置に変化を加えることで様々な機能を持たせることができる。

今年度我々は、WDM 通信で用いる波長分波器を超小型かつ大量生産可能な方式で作製する、すなわちフォトリソグラフィで作製されたフォトニック結晶で作製することに取り組んだ。WDM 通信は、送信したい(受信したい)信号が別々に多くあった場合、それらの信号を一つの伝送路に統合することで通信量を増大させるという技術である。従来 WDM 通信は、多くの情報を一度に伝送しなくてはならない大陸間の通信など長距離通信によく用いられてきたが、通信量の増大に伴いあるサーバ間やイントラネット間、さらには 1 台のパソコンのチップ間でも WDM 通信に基づく大容量の通信ができることが近年望まれている。様々な波長分波器が考案されているが、そのサイズが大きいことや [1], 他のシリコンフォトニクス素子との互換性が低いことが原因で [2,3], 実用性を考えると改善が求められていた。

この報告書は、上記の背景をもとに 2016 年度に取り組んだ研究をまとめたものである。得られた結果はフォトリソグラフィで作製されたフォトニック結晶において 8, 16 チャネル×267, 136 GHz かつ 2.5 Gbps の波長分波器を実現できることを示している。

2. PhC 波長分波器のデザイン

作製した素子の概念図は図 1(a)に示しており、完成した素子を観察した電子顕微鏡写真を図 1(b)に示している。この素子の大きさは 1 信号あたり 60 μm^2 である。この大きさは従来素子の 20 万分の 1 程となる。

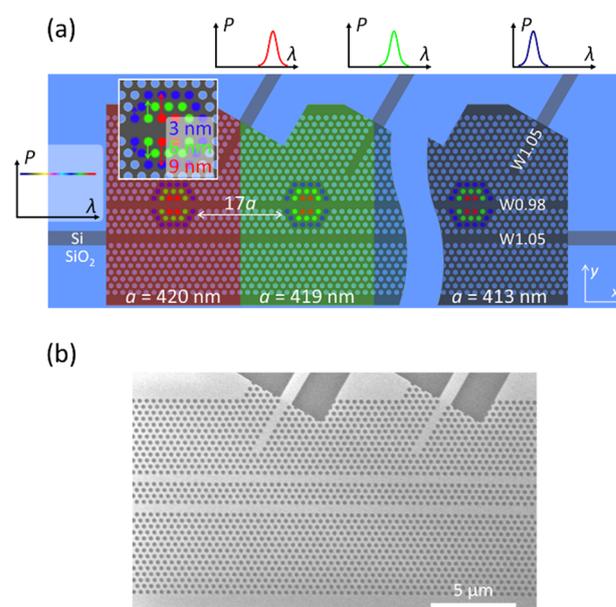


図 1. (a) 素子デザイン. 左上の挿入図は幅変化型共振器の拡大図. シリコン薄膜の厚さは 210 nm. (b) 作製された PhC 波長分波器の電子顕微鏡写真.

動作原理について説明する。左側の導波路から波長分割多重された信号が入射され、上部からそれぞれの信号が取り出される。フォトニック結晶の格子定数 a を一定間隔で変化させることにより、分割す

る波長を一定間隔でずらす構造になっている。信号を取り出す構造には幅変化型共振器を用いている。共振器の構造が多数ある中で幅変化型を選択したのは、私たちの作製方法であるフォトリソグラフィと相性が良いとこれまでの研究によって明らかになっているからだ [4]。

3. 作製したPhC波長分波器の動作確認

図 2 下部に示しているのが作製した 8 チャンネル波長分波器の透過スペクトルである。8 つの信号を 267 GHz 間隔で分波できていることが分かる。また、図 2 上部に示しているのが、オーバークラッドに埋め込んだ TiN ヒータを用いて各チャンネルの透過波長をチューニングした結果である。例えば、緑のチャンネルに 0~30 mW の熱を加えると、1568~1570 nm の範囲でチューニングできていることが見て取れる。図 2 の中央に示しているのが赤い信号に 2.5 Gbps の信号を入力したときのアイパターンである。その左上に示しているレファレンスのアイパターンと比較すると、2.5 Gbps の信号を全く問題なく伝送できていることが分かる。16 チャンネル波長分波器の結果は Ref. [5]に譲ることとする。

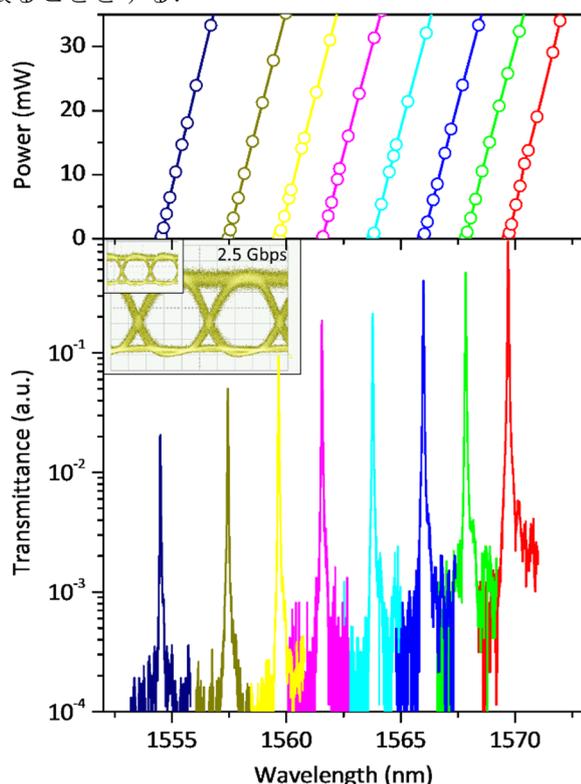


図 2. 上：熱を加えて対応する信号を調節している結果。下：波長分波器の透過スペクトル。中央：2.5 Gbps の信号を入力したときのアイパターン。挿入図はレファレンス。

4. クロストーク低減の工夫

図 2 に示した 8 チャンネル波長分波器の透過スペクトルを見ると短波長のチャンネルになるにつれて透過パワーが低下していることが見て取れる。これを 2 次元 FDTD 計算で検証した結果が図 3(a)である。今回作製した構造と同じ構造を計算に組み込むと、短波

長のチャンネルになるにつれて透過パワーが低下している。ここで図 3(b)の挿入図のような改良を加えると図 3(b)に示す高透過率かつフラットな透過パワーの波長分波器を作製できることが示された。施した改良とは、出力導波路を 3a 分だけ右側にシフトすることである。

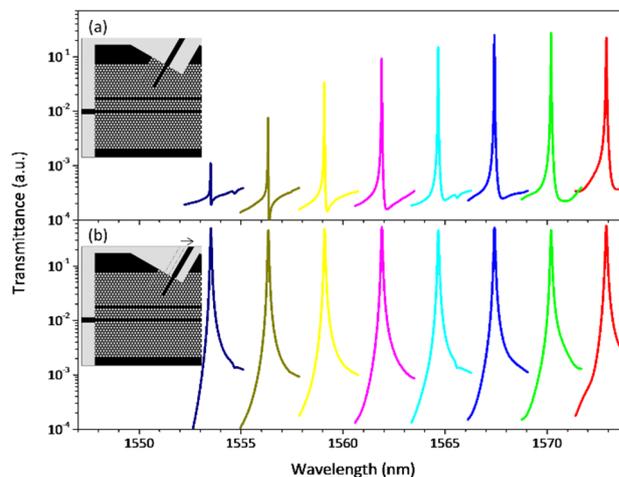


図 3. (a) 今回作製した 8 チャンネル波長分波器の透過スペクトルを 2D-FDTD で計算した結果。(b) 出力導波路を 3a だけ右にずらした構造を計算した結果。挿入図はそれぞれに対応する赤いチャンネルの構造。

5. 結論

我々のフットニック結晶波長分波器は、従来の波長分波器と比較すると素子面積を 20 万分の 1 に小さくすることができるという利点がある。それだけでなく、フォトリソグラフィという今回私たちが用いた作製方法には、大量生産できるという利点がある。作製した波長分波器は 8, 16 チャンネル×267, 136 GHz の分解能をもち、2.5 Gbps で動作する。

参考文献

1. S. Cheung, T. Su, K. Okamoto, and S. J. B. Yoo, "Ultra-Compact Silicon Photonic 512×512 25 GHz Arrayed Waveguide Grating Router," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **20**, 8202207 (2014).
2. A. Shinya, S. Mitsugi, E. Kuramochi, and M. Notomi, "Ultrasmall multi-port channel drop filter in two-dimensional photonic crystal on silicon-on-insulator substrate," *Opt. Express* **14**, 12394–12400 (2006).
3. Y. Takahashi, T. Asano, D. Yamashita, and S. Noda, "Ultra-compact 32-channel drop filter with 100 GHz spacing," *Opt. Express* **22**, 4692–4698 (2014).
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," *Sci. Rep.* **5**, 11312 (2015).
5. Y. Ooka, T. Tetsumoto, N. A. B. Daud, and T. Tanabe, "Ultrasmall in-plane photonic crystal demultiplexers fabricated with photolithography," *Opt. Express* **25**, 1521–1528 (2017).

資料の部

論文・会議発表

(2016 年 4 月~2017 年 3 月)

【論文発表】

- [1] Y. Ooka, N. A. B. Daud, T. Tetsumoto, and T. Tanabe, “Compact resonant electro-optic modulator using randomness of a photonic crystal waveguide,” *Opt. Express*, Vol. 24, No. 10, pp. 11199-11207 (2016).
- [2] H. Itobe, Y. Nakagawa, Y. Mizumoto, H. Kangawa, Y. Kakinuma, and T. Tanabe, “Bi-material crystalline whispering gallery mode microcavity structure for thermo-opto-mechanical stabilization,” *AIP Advances*, Vol. 6, No. 5, 055116 (2016).
- [3] K. Masuda, S. Moriyama, Y. Morita, K. Komatsu, T. Takagi, T. Hashimoto, N. Miki, T. Tanabe, and H. Maki, “Thermal and quantum phase slips in niobium-nitride nanowires based on suspended carbon nanotubes,” *Appl. Phys. Lett.* Vol. 108, 222601 (2016).
- [4] T. Kato, A. C.-Jinnai, T. Nagano, T. Kobatake, R. Suzuki, W. Yoshiki, and T. Tanabe, “Hysteresis behavior of Kerr frequency comb generation in a high-quality-factor whispering gallery mode microcavity,” *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 55, No. 7, 072201 (2016). (SPOTLIGHTS)
- [5] Y. Mizumoto, H. Kangawa, Y. Nakagawa, H. Itobe, T. Tanabe, and Y. Kakinuma, “Influence of nose radius on surface integrity in ultra-precision cylindrical turning of single-crystal calcium fluoride,” *Procedia CIRP*, Vol. 45, 139-142 (2016).
- [6] Y. Nakagawa, Y. Mizumoto, T. Kato, T. Kobatake, H. Itobe, Y. Kakinuma, and T. Tanabe, “Dispersion tailoring of a crystalline whispering gallery mode microcavity for a wide-spanning optical Kerr frequency comb,” *J. Opt. Soc. Amer. B*, Vol. 33, No. 9, pp. 1913-2920 (2016).
- [7] A. Godbole, P. P. Dali, V. Janyani, T. Tanabe, and G. Singh, “All optical scalable logic gates using Si₃N₄ microring resonators,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Vol. 22, No. 6, 5900308 (2016).
- [8] S. Vyas, T. Tanabe, G. Singh and M. Tiwari, “Ultraflat broadband supercontinuum in highly nonlinear Ge_{11.5}As₂₄Se_{64.5} photonic crystal fibres,” *Ukr. J. Phys. Opt.* Vol. 17, No. 3, pp. 132–139 (2016).
- [9] A. C.-Jinnai, T. Kato, S. Fujii, T. Nagano, T. Kobatake, and T. Tanabe, “Broad bandwidth third-harmonic generation via four-wave mixing and stimulated Raman scattering in a microcavity,” *Opt. Express*, Vol. 24, No. 23, pp. 26322-26331 (2016).
- [10] W. Yoshiki, Y. Honda, M. Kobayashi, T. Tetsumoto, and T. Tanabe, “Kerr-induced controllable adiabatic frequency conversion in an ultra-high Q silica toroid microcavity,” *Opt. Lett.*, Vol. 41, No. 23, pp. 5482-5485 (2016).
- [11] S. Vyas, T. Tanabe, M. Tiwari, and G. Singh, “Chalcogenide photonic crystal fiber for ultraflat mid-infrared supercontinuum generation,” *Chin. Opt. Lett.*, Vol. 14, No. 12, pp. 123201 (5 pages)

2016.

- [12]加藤拓巳, 陣内哲倫, 小島知也, 田邊孝純, 「シリカとロイド微小光共振器を用いたモード同期マイクロコム発生とその理論検討」, レーザー研究, Vol. 44, No. 7 pp. 532-536 (2016).
- [13]T. Kato, A. Hori, R. Suzuki, S. Fujii, T. Kobatake, and T. Tanabe, “Transverse mode interaction via stimulated Raman scattering comb in a silica microcavity,” *Opt. Express*, Vol. 25, No. 2, pp. 857-866 (2017).
- [14]Y. Ooka, T. Tetumoto, N. A. B. Daud, and T. Tanabe, “Ultrasmall in-plane photonic crystal demultiplexers fabricated with photolithography,” *Opt. Express*, Vol. 25, No. 2, pp. 1521-1528 (2017).

【国際会議発表】

- [1] N. A. B. Daud, Y. Ooka, and T. Tanabe, “p-i-n integrated photonic crystal nanocavity optical functional device,” The 5th Advances Lasers and Photon Sources Conference (ALPS’16), ALPSp14-03, Yokohama, May 17-20 (2016).
- [2] R. Suzuki, T. Kato, A. Chen-Jinnai, T. Kobatake, S. Fujii, and T. Tanabe, “Effects with Kerr comb in silica toroid microcavity: Raman scattering and third harmonic generation,” The 5th Advances Lasers and Photon Sources Conference (ALPS’16), ALPS1-3, Yokohama, May 17-20 (2016).
- [3] S. Fujii, Y. Okabe, W. Yoshiki, T. Kato, A. C. Jinnai, T. Kobatake, and T. Tanabe, “The effect on Kerr comb generation in mode coupled WGM microcavity,” CLEO:2016, STu3Q.1, San Jose, June 5-10 (2016).
- [4] R. Suzuki, T. Kato, A. C. Jinnai, T. Nagano, T. Kobatake, and T. Tanabe, “Kerr comb generation with suppressed cavity-optomechanical oscillation in toroid microcavity,” CLEO:2016, STu3Q.7, San Jose, June 5-10 (2016).
- [5] T. Kato, A. C. Jinnai, S. Fujii, and T. Tanabe, “Broadband visible comb generation via third harmonic generation assisted by stimulated Raman scattering,” CLEO:2016, STu4Q.2, San Jose, June 5-10 (2016).
- [6] T. Kato, T. Kobatake, R. Suzuki, and T. Tanabe, “Analysis of effect of interaction between transverse modes on Kerr frequency comb generation,” CLEO:2016, JTu5A.48, San Jose, June 5-10 (2016).
- [7] H. Itobe, T. Kobatake, Y. Nakagawa, T. Kato, Y. Mizumoto, H. Kangawa, Y. Kakinuma, and T. Tanabe, “Soliton pulse formation in a calcium fluoride whispering gallery microcavity without frequency sweeping,” CLEO:2016, SW1E.2, San Jose, June 5-10 (2016).
- [8] T. Tetsumoto, Y. Ooka, and T. Tanabe, “Observation of isolated mode and formation of coupled cavity in fiber coupled PhC cavity platform,” The 12th International Symposium on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures (PECS-XII), A28, University of York, July 17-21 (2016).
- [9] T. Tanabe, T. Tetsumoto, H. Itobe, R. Suzuki, and T. Kato, “Optical nonlinear control at a very low power in ultrahigh - Q microcavity systems,” 2016 International Conference on Optical MEMS

- and Nanophotonics (IEEE OMN 2016), We2.3, Singapore, July 31-August 4 (2016). (invited)
- [10] T. Kato, T. Kobatake, A. J.-Chen, A. Hori, and T. Tanabe, “The Effect of Raman Scattering in Kerr Comb Generation in a Silica Toroidal Microcavity,” Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS2016), 2P_13, Shanghai, August 8-11 (2016).
- [11] T. Tanabe, T. Kato, R. Suzuki, and S. Fujii, “Kerr comb generation in a whispering gallery mode microcavity: The effect of mode coupling,” Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS2016), 2P_13-1, Shanghai, August 8-11 (2016). (invited)
- [12] T. Tanabe, T. Tetsumoto, Y. Ooka, and N. A. B. Daud, “Recent progress on high-Q photonic crystal nanocavities: Photolithographic fabrication and reconfigurable system,” Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS2016), SC3, Shanghai, August 8-11 (2016). (invited)
- [13] S. Fujii, T. Kato, A. Hori, Y. Okabe, A. Kubota, T. Tanabe, “Blue light emission via harmonic generation by stimulated Raman scattering in a silica toroid microcavity,” Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS), FTh5G.5, Rochester, October 17-21 (2016).
- [14] Y. Ooka, N. A. Daud, T. Tetsumoto, T. Tanabe, “Ultrasmall in-plane photonic crystal demultiplexer fabricated with photolithography,” Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS), FTu2D.3, Rochester, October 17-21 (2016).
- [15] Y. Okabe, T. Kato, S. Fujii, R. Suzuki, T. Tanabe, “Numerical modeling of the generation of a Kerr comb in a coupled cavity system using coupled mode equations,” Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS), JW2A.150, Rochester, October 17-21 (2016).
- [16] T. Tanabe, T. Kato, S. Fujii, R. Suzuki, and A. Hori, “Effect of Raman scattering and mode coupling in Kerr comb generation in a silica whispering gallery mode microcavity,” SPIE Photonics West, San Francisco, January 28-February 2 (2017). [Proc. SPIE, Vol. 10090, 100900F (2017).] (invited)

【国内会議発表】

- [1] 田邊孝純, 「シリコンファウンダリを活用した高 Q 値フォトニック結晶共振器の作製と応用」第 4 回集積光デバイスと応用技術研究会, NTT 厚木研究開発センタ, 平成 28 年 8 月 5 日. (招待講演)
- [2] 岡村 拓, 小林 美紗子, 田邊 孝純, 「シリカトロイド微小共振器を用いたタンパク 質センシング」, Optics & Photonics Japan (OPJ), 31pD7, 筑波大学東京キャンパス文京校舎, 平成 28 年 10 月 31 日～11 月 2 日.
- [3] 鐵本智大, 熊崎基, 本多祥大, 田邊孝純, 「シリカトロイド微小光共振器とフォトニック結晶導波路の結合実験」第 64 回応用物理学会春季学術講演会, 16a-F202-4, パシフィコ横浜, 平成 29 年 3 月 14 日～17 日.
- [4] 堀敦裕, 加藤拓巳, 鈴木良, 藤井瞬, 小畠知也, 田邊孝純, 「マイクロコム発生における誘導ラマン散乱による横モード間の相互作用」第 64 回応用物理学会春季学術講演会,

16p-311-17, パシフィコ横浜, 平成 29 年 3 月 14 日～17 日.

- [5] 本多祥大, 吉岐航, 鐵本智大, 藤井瞬, 田邊孝純, 「シリカトロイド結合共振器によるブリルアン発振」第 64 回応用物理学会春季学術講演会, 15p-E205-18, パシフィコ横浜, 平成 29 年 3 月 14 日～17 日.
- [6] 藤井瞬, 加藤拓巳, 陣内哲倫, 鈴木良, 田邊孝純, 「シリカトロイド共振器における三次非線形光学効果を介した広帯域可視光発生」第 64 回応用物理学会春季学術講演会, 16p-311-20, パシフィコ横浜, 平成 29 年 3 月 14 日～17 日.
- [7] 湊田美夏, 中川陽介, 糸部大貴, 水本由達, 柿沼康弘, 田邊孝純, 「ウィスパリングギャラリーモード結晶共振器における分散制御」第 64 回応用物理学会春季学術講演会, 17a-P2-6, パシフィコ横浜, 平成 29 年 3 月 14 日～17 日.
- [8] 久保田啓寛, 鈴木良, 藤井瞬, 田邊孝純, 「シリカロッド共振器における光カーコムを伴う第三次高調波発生」第 64 回応用物理学会春季学術講演会, 17a-P2-5, パシフィコ横浜, 平成 29 年 3 月 14 日～17 日.
- [9] 鈴木良, 加藤拓巳, 小島知也, 田邊孝純, 「トロイド共振器における光カーコム発生時の共振器オプトメカニクス」第 64 回応用物理学会春季学術講演会, 15p-E205-8, パシフィコ横浜, 平成 29 年 3 月 14 日～17 日.
- [10] 加藤拓巳, 藤井瞬, 鈴木良, 田邊孝純, 「トロイド微小光共振器を用いた光カーコム発生」2017 年電子情報通信学会総合大会, C-4-5, 名城大学天白キャンパス, 平成 29 年 3 月 22 日～25 日. (招待講演)

学位論文題目

博士論文

Takumi Kato, “Nonlinear optical processes with a silica toroid microcavity for optical frequency comb generation,” Mar. 2017.

Wataru Yoshiki, “Dynamic control of ultra-high Q silica toroid optical microcavities,” Feb. 2017.

修士論文

糸部大貴 「フッ化カルシウム微小光共振器における分散・熱特性の最適化」

Yuta Ooka 「Photonic crystal devices fabricated with photolithography」

岡部悠介 「結合共振器を用いた正常分散領域での光カーコム発生の理論研究」

小林美紗子 「シリカトロイド共振器を用いたアンモニアガスセンシングに関する研究」

長野拓真 「光カーコムの分散補償と位相制御に関する研究」

卒業論文

岡村拓 「シリカトロイド微小光共振器を用いたウシ血清アルブミン検出に関する研究」

上岡直隆 「非対称誘電率テンソルに対応した時間領域差分法の開発」

久保田啓寛 「シリカロッド微小光共振器の作製および3次の非線形光学効果の観測」

湊田美夏 「超高 Q 値光共振器の精密分散測定に関する研究」

本多祥大 「シリカトロイド結合共振器によるブリルアン発振」

学内開催セミナー

開催：2016 年 6 月 21 日(火) 厚生棟中会議室

講演者： Dr. Martin Fermann (IMRA America, USA)

題目： Fiber frequency combs for the real world

開催：2016 年 12 月 14 日(水) 電子工学科会議室(25-402)

講演者： Dr. Ingo Breunig (IMTEX, Freiburg University, Germany)

題目： Continuous-wave optical parametric oscillators: From bow-ties to whispering galleries

開催：2017 年 1 月 11 日(水) DR7(14-217)

講演者： Prof. Marko Loncar (Harvard University, USA)

題目： Quantum/nonlinear photonics with diamonds

開催：2017 年 2 月 10 日(金) 電子工学科会議室(25-402)

講演者：熊谷傳 氏 (東京工業大学)

題目：縮退の解けた WGM 共振のため欠陥構造を付与したガラス微小球光共振器に関する研究

開催：2017 年 3 月 2 日(木) 電子工学科会議室(25-402)

講演者： Dr. Philipp Schneeweiss (Technische Universität Wien, Austria)

題目： Integrated quantum optics with cold atoms