

Keio University



2017 年度（平成 29 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
『シリカナノビーム共振器における高 Q 値 TE・TM モード』	4
『CMOS 互換のフォトニック結晶波長分波器の構造改善』	6
『二硫化モリブデンのフォトニックナノ構造への応用に向けた基板による光学特性の違いの評価』	8
『CNT を成長させたトロイド微小光共振器による可飽和吸収』	10
『化学気相成長法によるカーボンナノチューブのシリカトロイド微小光共振器上への成長と可飽和吸収特性』	13
『シリカ微小光共振器中の誘導ラマン散乱コム形成』	16
『結合共振器モデルにおけるモード結合を利用したダークソリトン発生の数値シミュレーション』	18
『誘導ラマン散乱を考慮した Lugiato-Lefever 方程式による光コム解析』	20
『シリカトロイド共振器における高次分散を利用した四光波混合の発生制御』	22
* 資料の部	24
論文・会議発表	25
学位論文題目	30
学内開催セミナー	31
学外開催セミナー(KEIO-TUM Workshop)	32

ごあいさつ

皆さまには、慶應義塾大学理工学部電子工学科・田邊フォトニック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。

2017 年度も博士課程学生が 1 名修了し、研究室の研究活動も充実してまいりました。継続的に博士学生を卒業生として社会に出すことができていることを誇りに思うとともに、皆さまのご協力に深く感謝いたします。

我々が取り組んでいる研究分野の一つである、微小光共振器を用いた光周波数コム光源の開発では、高度な専門性を有するナノフォトニクス分野と超高速光技術の分野の融合が必要であり、単独の研究室だけでそのすべてをカバーするのは簡単ではありません。そこで、私だけでなく、学生も積極的に国際学会に参加してリアルタイムな情報に学生自ら触れることこそが研究開発に大事と考え、それを実践した 1 年間でした。実際に、米国で開催された CLEO に 3 件、ドイツで開催された CLEO/Europe に 5 件、シンガポールで開催された CLEO/Pacific Rim に 2 件、ワシントン DC で開催された FiO/LS に 5 件と、これらの会議だけで延べ 14 名もの学生が、海外で開催される国際会議に参加しました。普段教科書や論文でしか名前を見ない研究者と直接質疑を交えることで、最先端を身近で当たり前として感じてくれることが大事と考えています。また研究活動へのフィードバックのみならず、国際化がますます進むことが研究室の文化の成熟にとっては大変重要と考えております。その点において、本年はとても有意義な一年間でした。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、2017 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。



2018 年 12 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 (～2017/7)

小野寺かほる (2017/7～)

研究員

熊谷傳 日本学術振興会特別研究員(PD)

博士課程

鐵本智大 慶應義塾大学大学院・博士課程修了・博士(工学)

ヌル アシキン ビンティ ダウド

慶應義塾大学大学院在学

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)

修士 2 年生:第 5 期生(2015 年度卒業生)

廣田直弥 慶應義塾大学大学院・修士課程修了

藤井瞬 慶應義塾大学大学院・修士課程修了・博士進学

堀敦裕 慶應義塾大学大学院・修士課程修了

修士 1 年生:第 6 期生(2016 年度卒業生)

岡村拓 慶應義塾大学大学院在学

上岡直隆 慶應義塾大学大学院在学

久保田啓寛 慶應義塾大学大学院在学

湊田美夏 慶應義塾大学大学院在学

本多祥大 慶應義塾大学大学院在学

鈴木智生サムエル 慶應義塾大学大学院在学(DD) (2017/9～)

学部 4 年生:第 7 期生(2017 年度卒業生)

石田蘭丸 慶應義塾大学大学院進学

金セイ基 慶應義塾大学大学院進学

長谷川穂 慶應義塾大学在学

研究活動報告

シリカナノビーム共振器における高 Q 値 TE・TM モード

鐵本 智大(D3)

シリカ製のナノビーム型 1 次元フォトニック結晶共振器を作製し、その光学特性の評価を行った。直交する二つの偏光モードである TE モード、TM モードを観測し、それぞれ 1 万を超える Q 値を得た。これらはシリカ製フォトニック結晶共振器における最高値である。また、ナノ光ファイバとの結合条件の検討を行い、 Q 値 1 万を超えるモードに対して 87% の結合効率を得た。

キーワード：フォトニック結晶共振器、シリカ、偏波多様性、ナノ光ファイバ

1. 背景

フォトニック結晶共振器は光を微小な空間に閉じ込め、光と物質の相互作用を増大するため、量子光学や光信号処理などの応用に用いられてきた

[1, 2]. しかし、その多くは作製の容易さから構造を平面上に形成したもので、3 次元的な空間対称性を欠くことから面内・面外モードの両方の同一波長帯での共振の実現が難しいという課題があった。一方で、近年は共振器量子電磁力学分野を初めとして、円偏光依存性を示すスピン・軌道相互作用やパレー状態の利用など、多様な偏光状態の応用の検討が進んでいる [3]. 本研究では、そのような偏波多様性が求められる応用を見据えて、一次元フォトニック結晶共振器において、面内・面外モードである TE・TM モードが同一波長帯で局在するような共振器の設計・作製・光学特性評価を行った。

2. 構造設計・作製

共振器は矩形導波路上に矩形の空孔を周期的に並べ、その空孔同士の間隔（格子定数）を共振器の中心部に向けて狭めることで形成した。図 1(a), (b) に FDTD 法によって計算した共振器の透過スペクトルとモード分布を示す。同一の波長帯に TE モード、TM モードの基本、二次の縦モードが得られた。次に、図 2(a) に設計した構造の作製手順を示す。今回の設計において共振器が通信帯に共振波長を持つためには、シリカ構造層の厚みを約 800 nm と厚くする必要があり、有機レジストで十分な選択比を取ることが難しかった。そこで、選択比を高く取るために、シリカ構造層のエッチングにシリコンマスクを採用した。まず、シリコン構造層上にシリコンマスク層、シリカマスク層をそれぞれスパッタリング、化学気相成長で成膜した。シリカマスク層上にレジストを塗布し、電子線描画で構造はレジストマスクを形成し、シリカマスクエッチング、シリコンマスクエッチング、シリカ構造層エッチングを順番に行った。これらのエッチングは全て気相かつ異方性を持つものであった。シリカ構造層エッチング後、最下部のシリコン犠牲層をフッ化キセノンガスにより等方性エッチングし、構造をエアブリッジ化した。図 2(b), (c) に示すように構造は明瞭に作製された。

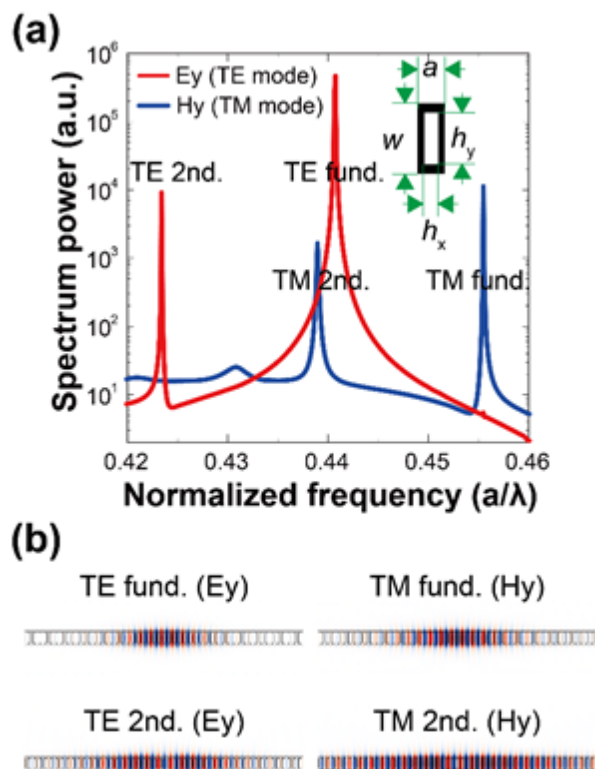


図 1 : (a) FDTD 法による共振器スペクトルの計算結果。挿入図は共振器の単位格子構造。格子定数 $a = 770$ nm, 幅 $w = 2.6a$, 厚み $t = 1.1a$, 空孔深さ $h_x = 0.5a$, 空孔幅 $h_y = 0.7w$ とした。(b) FDTD 法による共振モード分布の計算結果。

3. 光学測定

構造の性能評価は、ナノ光ファイバを用いたサイドカップル系で光を入出力することにより行った。図 3(a) に得られた透過スペクトルを示す。図 1(a) の計算で予想されていたように TE および TM モードの基本、二次の縦モードがそれぞれ同一の波長帯で観測された。また、入力光の偏光を操作したところ図 3(a) の挿入図に示すように TE・TM モードの直交性が示された。TE・TM の最高 Q 値はそれぞれ $Q_{TE} = 2.4 \times 10^4$, $Q_{TM} = 1.0 \times 10^4$ であった。(図 3(b), (c)), これらの値はシリカ製フォトニック結晶共振器における最高値である。

また、試料ステージを上方に移動し、共振器とナノ光ファイバの間隔を徐々に縮めた際の Q 値および結合効率の変化を調べた (図 4 挿入図)。こ

ここで、損失成分である Q 値を分解すると下記の関係がある。

$$Q_{\text{load}}^{-1} = Q_{\text{int}}^{-1} + Q_{\text{coup}}^{-1} \quad (1)$$

$$Tr = \left(\frac{1}{1 + Q_{\text{int}}/Q_{\text{coup}}} \right)^2 \quad (2)$$

Q_{load} , Q_{int} , Q_{coup} , Tr はそれぞれ測定 Q 値, 固有 Q 値, 結合 Q 値, 透過率である。また, 結合効率 CE は $CE = 1 - Tr$ の関係がある。

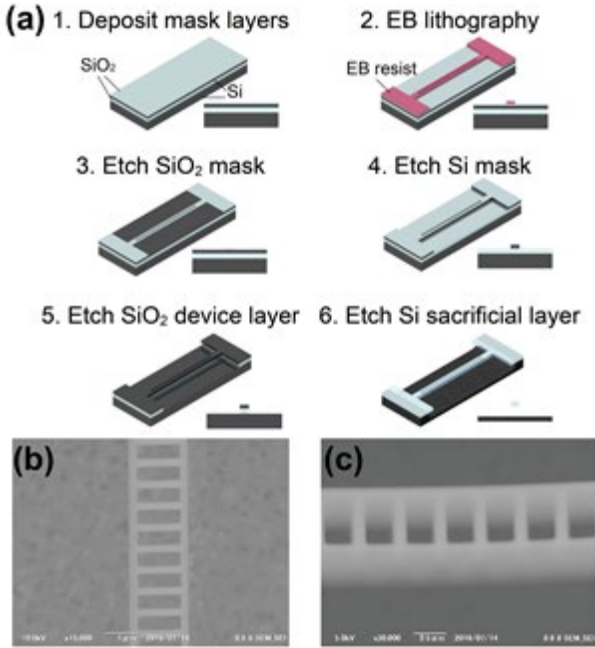


図 2 : (a) 共振器の作製手順. (b), (c) 共振器の SEM 像.

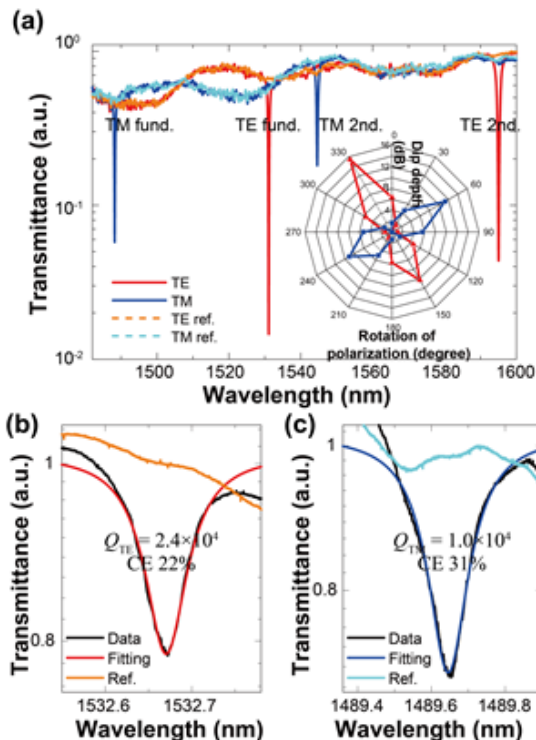


図 3 : (a) 共振スペクトルの測定結果. 挿入図は TE および TM 基本モードの結合効率の入力偏光依存性. (b), (c)

TE および TM モードの最高 Q 値の透過スペクトル.

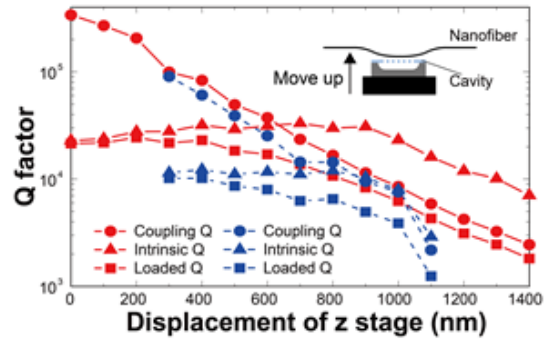


図 4 : Q 値の共振器・ナノファイバ間隔依存性. 挿入図は共振器・ナノ光ファイバの位置関係の模式図.

図 4 に実験で得られた TE・TM モードの各 Q 値の変化を示す。共振器との高い結合効率（低い透過率）を達成するには式(2)より固有 Q 値が結合 Q 値より十分に大きいことが必要である。一般に、共振器・ナノ光ファイバ間距離を小さくすることで結合 Q 値のみを下げ、結合効率を大きくすることができるが、ステージの移動量を増やした際に固有 Q 値の減少が同時に観測された。これは、近接したナノ光ファイバの共振器の実効屈折率への影響による。本実験では、このトレードオフ関係を示し、共振器・ナノ光ファイバ間距離を適切に調整することで、 Q 値が 10^4 を超えるモードに対して 87% の高い結合効率を達成した。

4. 結論

同一波長帯に TE モード, TM モードを有するシリカナノビーム共振器を設計, 作製, 測定した。この共振器はシリカ製フォトニック結晶共振器での最高値の 1 万を超える Q 値を有する。また, 共振器とナノ光ファイバの適切な結合条件を明らかとし, $Q > 10^4$ のモードに対して 87% の結合効率を達成した。本研究では, 偏波多様性が必要な応用に適したフォトニック結晶共振器の設計指針を与え, その高 Q 値化が可能だと示した。

謝辞

構造作製は情報通信研究機構にて行いました。作製, 事務作業にご協力頂いた同研究機構の関根徳彦博士, 古澤健太郎博士に感謝申し上げます。

参考文献

[1] S. Noda, *et al.*, Nature Photon. **1**, 449 (2007).
 [2] T. Tanabe, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 043907 (2009).
 [3] D. Xiao, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 196802 (2012).

CMOS 互換のフォトニック結晶波長分波器の構造改善

金 セイ基 (B4)

我々は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の構造の最適化によって光学特性の改善を行った。また、熱干渉のシミュレーションを通して適切な素子サイズを $110 \mu\text{m}^2/\text{ch}$ と推定した。

キーワード：波長分波器，フォトリソグラフィ，フォトニック結晶

1. 導入

近年のインターネット上のトラフィックは増大の一途をたどっている。特に、モバイルや IoT 技術の発展に伴い、データセンタ内部の伝送容量は今後も増加の一途をたどると予報されている。データセンタ内の通信が大容量化すれば、長距離でしか用いられてこなかった光通信の短距離化が進む。既に km レンジの伝送に光は不可欠であるが、近年ではラック間やボード間も光が用いられつつある。また、実際に長距離用の WDM 通信デバイスが商用化されている一方で、様々な企業はデータセンタ内部などの短距離用の WDM 通信デバイスの開発に取り組んでいる。

通信が光に置き換わった後も、伝送の大容量化が進めば、WDM、つまり波長多重化が必要となる。よって、いずれは WDM はチップ間やチップ内でも必要となる技術であると考えられる。そうなれば必然的にデバイスの微小化を進める必要があり、なおかつ大量生産できるようにすることも重要な課題であると考えられる。そこで、我々は超小型の DeMUX の開発に取り組んだ。既に様々なプラットフォームで DeMUX 素子が作製されている。特に、AWG 型の DeMUX[1][2]は広く実用化されている。しかし、さらに小型化を目指すのであれば、フォトニック結晶技術が必要となるであろう。

フォトニック結晶共振器[3]は微小サイズで光の閉じ込めを可能にする点において大きなメリットとなる。我々は既に CMOS 互換性のあるフォトリソグラフィにてフォトニック結晶型の DeMUX を作製した。これにより AWG 型の DeMUX よりも微小であり、フォトリソグラフィにより生産性も向上したといえる。しかし、全体損失が -32.7 dB 、透過率の揺らぎが -16.2 dB 、クロストークが -8.36 dB となり、性能面においては課題が多く残った。

本研究で我々は構造を最適化し、問題であった透過率、その揺らぎ、そしてクロストークの改善を行った。また、それに加えてチャンネル間の熱干渉のシミュレーションを通してヒーター間隔を見積もり、最小の素子サイズを推定した。

2. PhC DeMUX のデザインと光学特性

図 1(a)は作製した DeMUX の SEM 画像である。バス導波路が 8 つのフォトニック結晶共振器にカップルされ、それぞれの共振波長は異なっている。これにより、入力光はそれぞれの共振波長に応じて 8

つの出力導波路から取り出されるような構造になっている。TiN のヒーターが共振器の直上に設置され、共振波長をチューニングできるようになっている。また、この素子サイズは $43.7 \mu\text{m}^2$ であった。図 1(b)は DeMUX の詳細構造を示しており、格子定数が 1 nm ずつ変化している (420 nm から 413 nm まで)。格子定数を変化させることで、それぞれの共振器の共振波長を変化させている。設計のシミュレーションでは共振波長の間隔(チャンネル間隔)は約 2 nm になるように設計されている。これは周波数に換算すると約 250 GHz のチャンネル間隔に対応する。

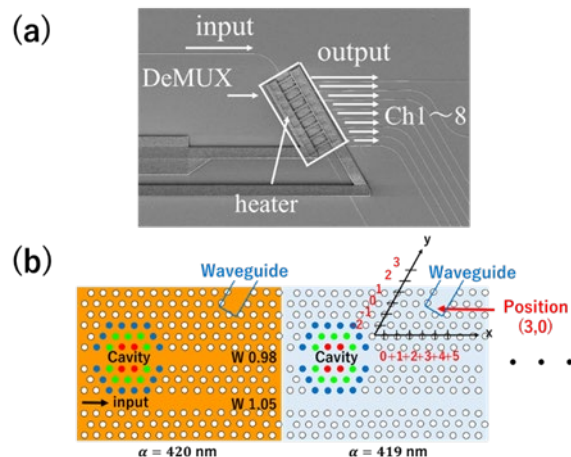


図 1 (a)：作製した DeMUX の SEM 画像。(b)：作製したフォトニック結晶 DeMUX の詳細構造と出力導波路の最適化方針。

そこで、以前の問題点であった透過率とクロストークを改善すべく我々は出力導波路の位置の最適化を行った。図 1(b)に示す x , y 軸方向に導波路の終端を動かしそれぞれの座標 (x, y) での透過率とクロストークを計算した。その結果、位置 $(3, 0)$ における透過率とクロストークが最適であることが分かった。

計算結果から我々は $(3, 0)$ の構造の DeMUX を作製し光学特性を測定した。図 2(a)と(b)はそれぞれ最適化前の $(0, 0)$ の構造のスペクトルを、最適化後の $(3, 0)$ の構造のスペクトルを示している。

位置 $(0, 0)$ での全体損失 -32.7 dB は $(3, 0)$ で -17.9 dB まで改善した。また、 $(0, 0)$ でのピークの揺らぎは -16.2 dB 、クロストークは -8.36 dB であったが、 $(3, 0)$ では揺らぎが -5.5 dB 、クロストークが -29.3 dB へと大きく改善した。特にピークの揺らぎはクロストークに直接的に影響する要素であるため、揺らぎの改善はクロストークの改善にもつながる。

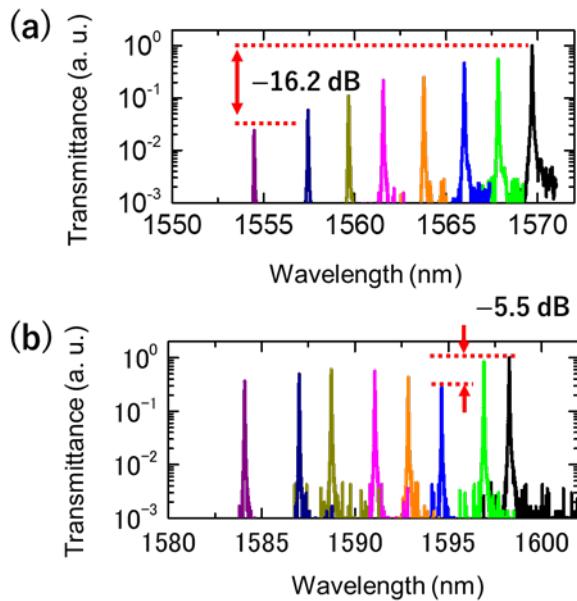


図 2 (a) : 最適化前の(0, 0)の構造の透過スペクトル. (b) : 最適化後の(3, 0)の構造の透過スペクトル.

以上より、以前の課題であった透過率とその揺らぎ、クロストークの改善を行うことで、微小サイズかつ生産性が向上した DeMUX 素子を作製した。

3. PhC DeMUX のチャンネル間の熱干渉

しかし、素子サイズに関しては慎重に考慮する必要がある。(3, 0)の構造のスペクトルではチャンネル間隔の平均は 240 GHz であり、その標準偏差は 57.6 GHz であった。こうしたチャンネル間隔の変動を補正するために 8 つの個別のヒーターを設計し直した。よって、共振波長の補正のために設計したヒーター間の熱干渉を考慮する必要があるためである。隣接するヒーター間の熱の影響が無視できることが理想的であるため、こうした要素が素子サイズに影響する。

図 3(a)に示すような簡略化したモデルでの熱伝導のシミュレーションを行った。ここでは 3 つのチャンネルについて考え、シリコン層とシリカ層を含む DeMUX 構造内部での熱の伝搬をシミュレーションを通して計算した。ヒーターの熱量は $8.8 \times 10^{13} \text{ W/m}^3$ として仮定しており、これらのヒーターは共振器の $1.2 \mu\text{m}$ 上部に設置されている。図 3(a)に示す x 軸(厚み 210 nm のシリコン層の中心に設定されており、共振器の中心を通っている)に沿って、真ん中の ch2 のヒーターを起動したときの熱分布の結果が図 3(b)に示されている。

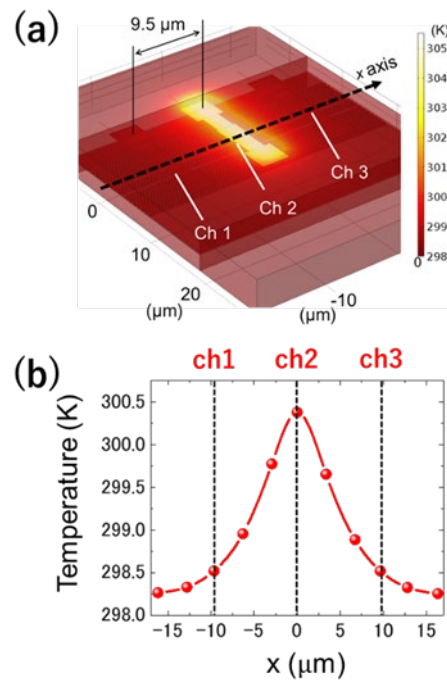


図 3 (a) : シミュレーションを行った DeMUX 構造とその熱分布. (b) : 図 3 (a) の x 軸に沿った温度分布.

計算結果より温度上昇は 2.4 K であり、これは約 90 GHz 程度の共振波長のシフトに対応する。その一方、ch1 での温度上昇は 0.52 K であり、これは十分に無視できると判断した。これにより適切なヒーター間隔は $9.5 \mu\text{m}$ であるとした。よって、ヒーター間隔が決まると素子サイズは $110 \mu\text{m}^2/\text{ch}$ で問題ないことが分かった。ただし、実際にこのサイズで問題ないかどうかは実験と測定を通して改めて確認する必要があるといえる。

4. 結論

我々は CMOS 互換性のフォトニック結晶波長分波器を設計、作製し構造の最適化を行うことで透過率とその揺らぎ、そしてクロストークの改善を行った。また、チャンネル間の熱干渉に関するシミュレーションを行うことで適切なヒーター間隔、つまり適切な素子サイズを推定し、 $110 \mu\text{m}^2/\text{ch}$ という結果となった。

参考文献

- [1] S. Cheung, *et al.*, J. Sel. Top. Quantum Electron. **20**, 8202207 (2014).
- [2] Q. Fang, *et al.*, Opt. Express **18**, 5106 (2010).
- [3] Y. Takahashi, *et al.*, Opt. Express **22**, 4692 (2014).
- [4] Y. Ooka, *et al.*, Opt. Express **25**, 1521 (2017).

二硫化モリブデンのフォトニックナノ構造への応用に向けた 基板による光学特性の違いの評価

石田蘭丸(B4) 鐵本智大(D3)

MoS₂は単層にすることで直接遷移型の半導体になることが知られている。本研究では単層 MoS₂の作製手法の確立及びラマン分光法から層数の特定を行った。続いて単層と二層での発光スペクトルを比較することで、単層では30倍程度の発光が強くなることを確認するとともに、単層を転写する基板によって発光強度が大きく異なることを理解した。

キーワード：二硫化モリブデン、単層、発光増強

1. 背景

2004年、層状物質であるグラファイトからテープを用いることで単層のグラフェンを作製することができることが報告され[1]、その研究は2010年にノーベル賞に輝いた。同様の層状物質はこれまで60種類ほど報告されており、特に注目を集めているのが二硫化モリブデンMoS₂である。この材料はバルクでは間接遷移型半導体であるのに対し、単層では直接遷移型半導体として振る舞うことが2010年に報告された[2]。それ以来、単層の可視光発光素子[3]、フォトディテクター[4]、また可飽和吸収体[5]として利用する研究が盛んにおこなわれている。

このようにMoS₂は注目を集めているが、問題点として発光効率が低いということが挙げられる。これは単層で厚さが1nm以下であり発光領域が非常に狭いことと関係している。今後、本材料の応用を検討するにあたり発光強度を上げる必要がある。実際、発光強度を上げるための研究として単層に量子ドット構造を作製したり、フォトニック結晶であるL3共振器の上に単層を転写したりすることでパーセル効果により発光強度を上げることができるとい報告がされている。特にパーセル効果による発光増強に注目をすると、式(1)で定義するパーセル係数 F_p に比例して自然放出レートが増強されることが知られている。

$$F_p = \frac{3Q\lambda_c}{4\pi^2V} \quad (1)$$

この式から Q 値が高くモード体積 V が小さい微小光共振器と発光増強の相性がいいことが分かる。しかしながら共振器の基板がMoS₂の光学特性に影響を与え、増強割合を小さくしてしまうことが問題視されている。

そこで本研究では単層の作製方法や転写方法を確立するとともに基板がどの程度発光強度に影響を与えるのかを定量的に評価していくことを目的としていく。

2. 単層二硫化モリブデンの作製と光学特性の評価

スコッチテープ法による機械的剥離で単層を作製した。図1にその簡単な手法及び、実際に作製した構造をのせる。

まず単層の作製手法を述べる。初めに日東電工のN380というテープを使用し、テープの上にSPI

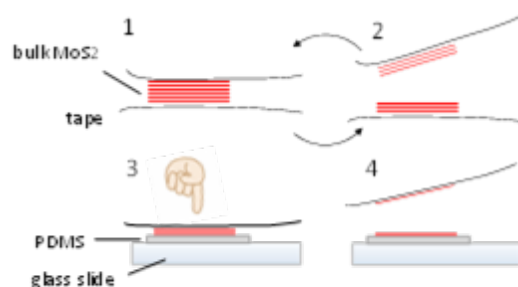


図1 単層の作製手順

supplies社から購入したバルクMoS₂をおき、10回程程度薄片化を繰り返した。次にスライドガラスの上にGel-pak社から購入したPFシリーズ：保持力×4を5mm角程度に切ってはりつけ、上から薄片化したMoS₂をテープごとあてた。これを多少強く押し付けてから適当な速さで剥離することでPDMS上に単層を作製することができる。実際に作製したものを図2(a)に載せる。

続いて層数の識別方法についてである。図2(b)に示したように、左側のピークは面内振動、右側のピークは面直振動に由来している。先行研究では層数が減少するにつれてラマンピーク間隔が小さくなることが報告されている[5]。これは層数の減少に伴う、材料のc軸方向のファンデルワールス力の減少が原因であると考えられている。図2(b)の結果を先行研究と比較することで層数を厳密に決定することができた。

前述の通り、単層では直接遷移型の半導体であるが2層以上だと間接遷移型として振る舞うため、PL強度に大きな違いがあると考えられる。PDMS上でラマンスペクトルから特定した1層及び2層の発光スペクトルの比較を図2(c)に載せた。

この結果からわかるように、単層では660nmあたりに発光ピークがあるのに対し、2層では発光ピークが長波長側によるとともに、強度が非常に弱くなっていることが分かる。発光強度にして30倍程度の違いがあった。

このように発光強度に大きな違いがあるため、660nmにおける発光強度で黄色い枠の中をマッピングすると、図2(c)のような結果を得ることができる。

3. 単層のファイバ端への転写と発光スペクトル

ここまでのプロセスで両面テープとして用いたPDMS上には単層MoS₂を作製すること及び基礎的な

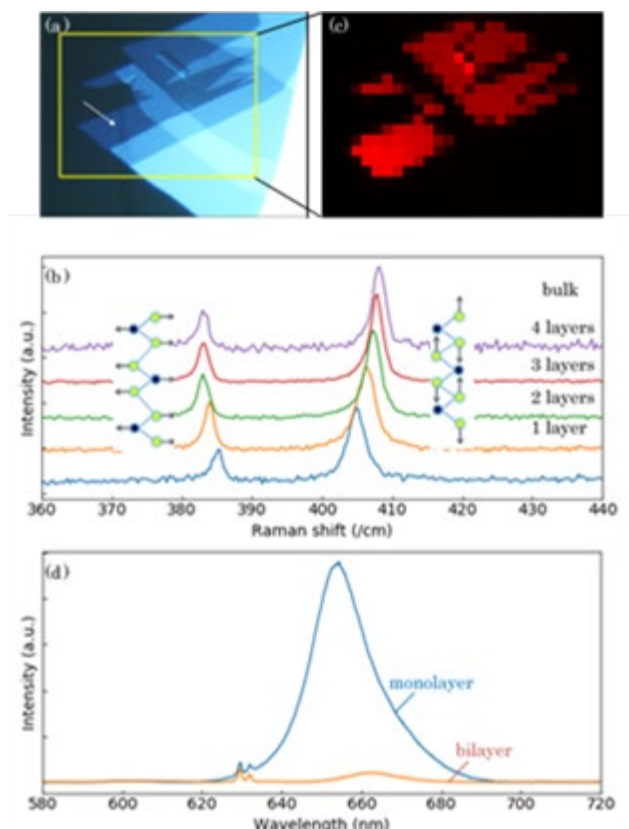


図2 (a) 実際に作製された構造. 単層部分は白い矢印で示されている. (b) ラマンスペクトルの層数依存性. (c) MoS₂ の発光強度によるマッピング (d) 1 層と 2 層での発光強度の比較.

光学特性の評価は進めることができた. 次に任意の場所に転写してから光学特性を測定していくことを考える. 3(a)にファイバの端面への転写方法を載せる. ファイバをくっつけてから離すことで単層を転写することが可能である. この手法は PDMS テープの粘着力よりもファイバと単層の間に働く分子間力の方が支配的であるために可能である. 図2(a)の構造を転写した結果を図3(b)に載せる. この様子から確かに単層部分が破壊されることなく転写されていることが分かる.

転写の方法を確立することができたので, 次に転写する基板による発光強度の違いを評価した. 具体的にはファイバの端面・PDMS そして同じ二次元材料である 10 層グラフェンの上に単層を転写し, 上からレーザー光をあてることで PL 強度を比較した. その実験結果を図3(c)に載せる.

この結果から, 同じ二次元材料であるグラフェン上で最も発光強度が強く, ファイバ上と比較すると 10 倍程度の違いがあることが分かった. 発光強度が変化する原因として先行研究から基板のダンダリングボンド影響や表面の凹凸による発光強度の低下が報告をされており, 特に前者に関してはシリカ表面の酸素のダンダリングボンドが硫黄原子と結合することで間接遷移型のように振る舞うことが理論的に示唆されている. そのため二次元材料の特性を十分に利用するためには同じ二次元材料を基板として用

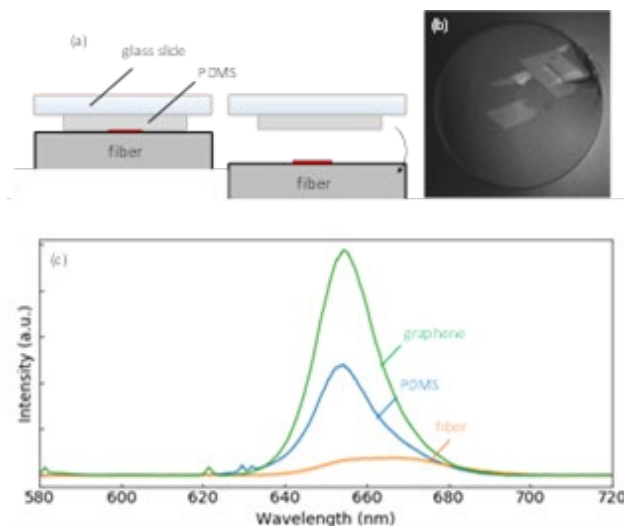


図3 (a) 単層の転写プロセス (b) 10 層グラフェン上, PDMS 上, ファイバ端上での発光強度の比較

いることが適当であると考えられる.

4. 結論

単層 MoS₂ の作製方法と転写方法を確立した. ラマン分光法や発光強度のマッピングなどから層数を厳密に決定することができた. また単層の発光強度から基板の影響を定量的に評価した結果, ダングリングボンドを持たない同じ二次元材料を基板として用いることが最も適当であると考えた.

参考文献

- [1] K. S. Novoselov, *et al.*, Science **306**, 666 (2004)
- [2] K. F. Mak, *et al.*, Phys. Rev. Lett **105**, 136805 (2010)
- [3] C.-H. Lee, *et al.*, Nat. Nanotech. **9**, 676 (2014)
- [4] X. Wang, *et al.*, Adv. Mat. **27**, 6575 (2015)
- [5] C. Lee, *et al.*, ACS Nano **4**, 2695 (2010)
- [6] H.-J. Sung, New J. Phys. **16**, 113055 (2014)

CNT を成長させたトロイド微小光共振器による可飽和吸収

熊谷傳(PD) 廣田直弥(M2)

可飽和吸収は受動モードロックなどの光の波形整形において重要なキーテクノロジーである。高 Q 値微小光共振器と可飽和吸収体の組み合わせは、安定したレージングおよびソリトン形成を可能にする。本研究では、カーボンナノチューブ (CNT) を成長させたシリカトロイド微小光共振器の可飽和吸収特性を明らかにした。CNT は、化学蒸着法 (CVD 法) によって成長させた。ラマン分光法により、CNT は欠陥が少なく直径約 1.0 nm であり、通信波長帯での使用に適したサンプルであることが確認された。新規手法である逆伝搬ポンププローブ実験により、微小光共振器系における熱光学双安定性を抑制しながら可飽和吸収体としての特性を調べることが可能となった。その結果、可飽和吸収係数は 0.042 cm^{-1} 、飽和可能強度は 25.9 MW/cm^2 、変調度は 28% だった。

キーワード：シリカトロイド微小光共振器、カーボンナノチューブ、可飽和吸収、CVD 法

1. 結論

高 Q 値微小光共振器[1]は、光を狭い空間に閉じ込めることができ、光と物質の相互作用を極限まで高めることができる。誘導ラマン散乱やカスケード四光波混合といった様々な光学非線形性が微小光共振器で効率的に誘起されている[2]。これらの効果によりマルチモードなレーザが得られるため、異なるモード間で位相をロックすることによって、微小で高繰り返しパルスレーザ光源を開発することが可能となる。実際に、ラマンコムまたはカーコムといった広帯域光周波数コムの研究が、ウィスパーリング・ギャラリー・モード微小光共振器を用いて行われている[3-6]。

実際にモードロックを得るためには、入力レーザの波長調整、パワー調整、共振器の分散の設計といった様々なパラメータの精密な制御が必要である。様々な波長域での周波数コムの発生は、センシングや分光的なアプリケーションにおいても非常に重要であるが、誘導ラマン散乱[5,6]などの非線形性を用いて異なる波長領域をターゲットにする場合にはモードロックを得ることは必ずしも容易ではない。希土類添加ファイバリングレーザで実証されているように、可飽和吸収体を微小光共振器と組み合わせることで、様々な波長域においてもモードロックが容易に得られるのではないかと考えられる。

単層で半導体型のカーボンナノチューブ (CNT) やグラフェンといったナノカーボン材料が新しい可飽和吸収材として提案されている[7]。これらの材料は、低コストかつ省スペースだけでなく、通信波長帯での広い吸収特性、高出力安定性[8]、短い飽和回復時間[9]を示す。特に、CNT のバンドギャップは、その直径およびカイラリティによって制御することが可能である。ファイバレーザおよび固体レーザにおいて、CNT を用いた様々なタイプの可飽和吸収体の実証されている。特に D-shaped ファイバやテーパファイバのようなエバネッセント光と相互作用する構造が、光に対する安定性から適していることが知られている[10]。

本研究では、安定なモードロックのため CNT を成長させたシリカトロイド微小光共振器の可飽和吸収特性を明らかにする。CNT は触媒上に合成されることから、化学蒸着法 (CVD 法) を用いることで選択的な成長を可能にする[11]。そこで CVD と電子ビーム (EB) リソグラフィの組み合わせにより、CNT を位置および量を制御しながら成長させた。新規に提案する逆伝搬ポンププローブ法により、高い共振器内部強度においても正確な Q 値の測定を行った。

2. CNT を成長させたシリカトロイド

シリカトロイド作製後、EB リソグラフィとアルコール CVD によって選択的な CNT の成長を行った[12-14]。初めに酸素プラズマ処理によってトロイド表面をクリーニングした。レジストをスピコートしたのち、 180°C 、3 分間熱処理することで緻密化させた。次に、EB リソグラフィによりラインをパターンニングし、キシレン溶液で現像した。コバルト触媒を蒸着させ、レジストを剥離した。最後に Ar-H₂ ガス下 870°C で CNT の成長を行った。

図 1 は作製したデバイスのラマンスペクトルとマッピングの結果である。マッピングにはグラフェンの振動モード由来の G バンドの強度を使用した。スペクトルは図中の白丸の位置から取得した。ラマンスペクトルから、G バンドと、欠陥由来の D バンドが確認された。ここで、G/D 比は CNT のクオリティを示すファクターであるが、この値が 7 であったため、良品質な CNT が作製できたといえる。Radial breathing mode (RBM) は、CNT の直径に依存した振動モードであり、以下の式で関連付けられる[15]。

$$d = \frac{K}{\omega_{\text{RBM}}} \quad (1)$$

ここで $K = 248 \text{ (cm}^{-1}\cdot\text{nm)}$ は定数で、 ω_{RBM} は RBM のピーク周波数である。この式を用いて計算した結果、CNT の直径は 1.69, 1.45, 1.36, 1.08 nm と求めた。CNT の直径に対するバンドギャップの解析結果から、作製した CNT のバンドギャップは 0.50, 0.57, 0.68, 0.78 eV だった。以上の結果から、通信波長帯 ($\sim 0.8 \text{ eV}$)

= 1550 nm)での利用に適したデバイスが作製できた。

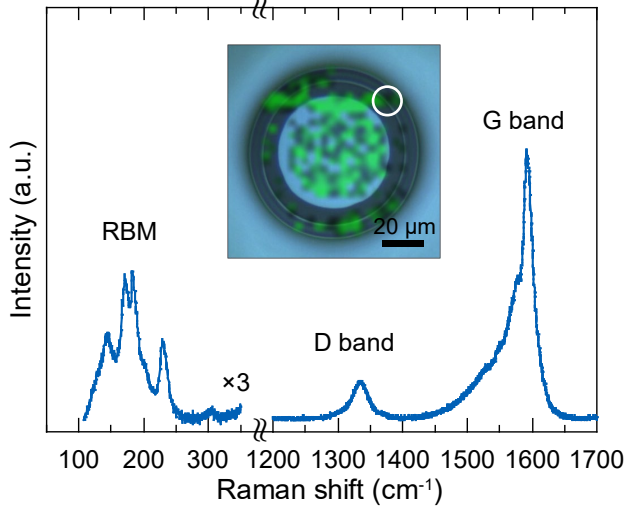


図 1 ラマン分光法により観察したトロイド共振器. マッピング図はラマンスペクトル中の G バンドの強度を用いた. G バンドはグラフェン構造の振動モードに由来し, D バンドは欠陥に由来する. RBM は Radial Breathing Mode であり, CNT の直径に依存する.

3. 可飽和吸収特性の評価

図 2(a)は光学実験のセットアップを示している. 実験には, 新規手法である逆伝搬ポンププローブ法を用いた. これは, 高強度なポンプ光の反対側から微弱なプローブ光を挿入することにより, 透過スペクトル測定から共振モードをスキャンする手法である. 本手法を用いることにより, 熱光学双安定性を抑制しながら正確に Q 値を測定することができた.

図 2(b)は図 1 に示したデバイスを用いた実験の結果を示している. この図はポンプ光のインプット強度(P_{in})と周波数を変化させながら, プローブ光でスキャンしたスペクトル測定の結果である. まず, 共振モードの高周波数側に小さなディップが確認された. これは, 散乱したポンプ光とプローブ光の干渉に由来する. そのため, 逆伝搬ポンププローブ法では, デチューニング(Δ)を直接測定することが可能である. ポンプ光がない場合の Q 値は 4.0×10^5 だった. P_{in} を大きくしていくと, 共振周波数は熱光学双安定性により低周波数側にシフトすると同時に共振モードの線幅も小さくなった. これは Q 値が上昇していることを示している. Q 値の上昇は損失の低下によって得られるため, 高強度で損失が低下する可飽和吸収が生じていると考えられる. この結果を示すのが図 2(c)である.

図 2(c)は, 共振器内部強度 I に対して吸収係数をプロットした結果である. I が大きくなると, 明らかに可飽和吸収が生じている. 可飽和吸収体の吸収係数は以下の式で与えられる[16].

$$\alpha(I) = \frac{\alpha_{SA}}{1 + I/I_{sat}} + \alpha_{NS} \quad (2)$$

ここで, α_{SA} は可飽和吸収係数, α_{NS} は非可飽和吸収係数, I_{sat} は可飽和吸収係数が半分の値になるときの

強度を表す可飽和強度である. 最小二乗フィッティ

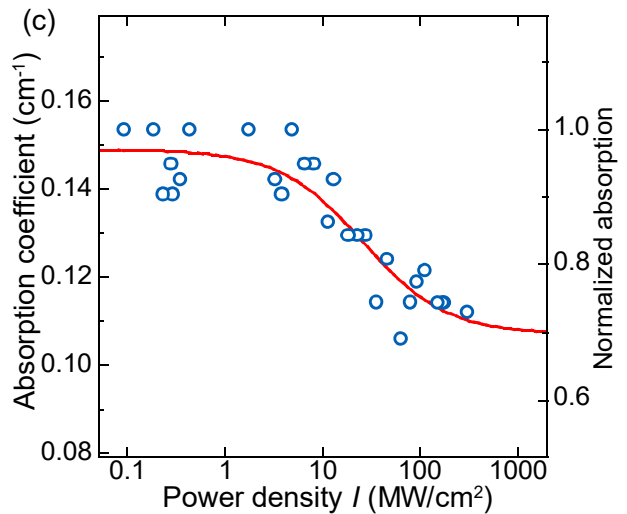
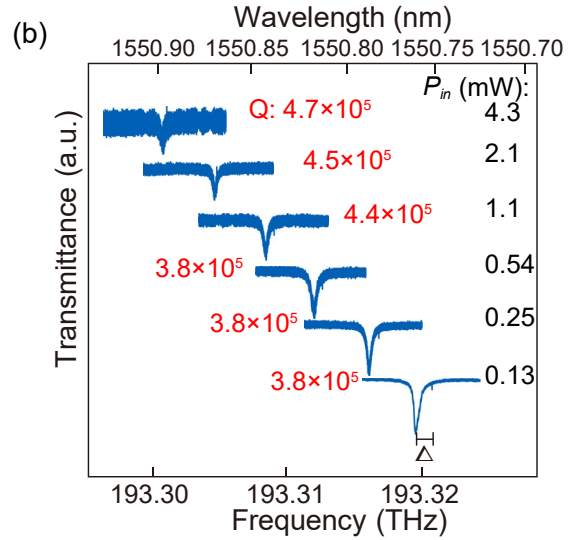
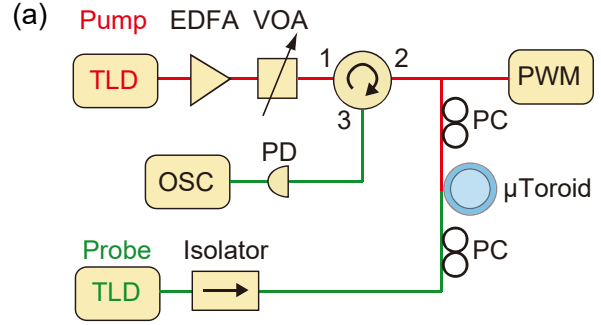


図 2(a) 逆伝搬ポンププローブ法による実験セットアップ. (b) オシロスコープで測定したプローブ光の透過スペクトル. スペクトルはポンプ光のインプット強度と周波数を変化させながら測定した. (c) 共振器内部強度 I に対する吸収係数. 青丸は実験結果を, 赤線はフィッティング曲線である.

ングにより, それぞれ $\alpha_{SA} = 0.042 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_{NS} = 0.107 \text{ cm}^{-1}$, $I_{sat} = 25.9 \text{ MW/cm}^2$ を得た. $\alpha_{SA}/(\alpha_{SA} + \alpha_{NS})$ で定義した変調度は 28% だった. 以上の結果より, シリカマイクロトロイド上に成長させた CNT による可飽和吸収を確認した. 微小光共振器と可飽和吸収体である CNT の組み合わせが, 安定的な

モードロックにつながると考えられる。

4. 結論

本実験では、シリカトロイド微小光共振器上に成長させた CNT による可飽和吸収特性を評価した。良品質で直径約 1.0 nm の CNT を CVD 法によって作製した。CVD 法は CNT の位置や量をコントロールできるため、本実験に適した手法である。

新規に提案する逆伝搬ポンププローブ法は、微小光共振器を用いた実験系において可飽和吸収特性を評価できることを示した。結果として、可飽和吸収係数は 0.042 cm^{-1} 、変調度は 28% だった。本研究はシリカトロイド微小光共振器を用いた可飽和吸収に関する初めての実証であり、この手法は安定したモードロック周波数コム生成につながると確信している。

謝辞

本研究は、JSPS 科研費、JSPS 特別研究員奨励費、JST さきがけからの支援をもとに行われました。

また、本研究は慶應義塾大学 理工学部 物理情報工学科 牧研究室の佐藤 克哉氏、並木 洸樹氏、牧 英之先生の協力のもとに行われました。心より感謝を申し上げます。

参考文献

- [1] K. Vahala, *Nature* **424**, 839 (2003).
- [2] I. Agha, *et al.*, *Phys. Rev. A* **76**, 043837 (2007).
- [3] T. Kippenberg, *et al.*, *Science* **332**, 555 (2011).
- [4] P. Del'Haye, *et al.*, *Nature* **450**, 1214 (2007).
- [5] W. Liang, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 143903 (2010).
- [6] G. Lin and Y. K. Chembo, *Opt. Lett.* **41**, 3718 (2016).
- [7] S. Y. Set, *et al.*, *J. Lightwave Technol.* **22**, 51 (2004).
- [8] Y. W. Song, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 021115 (2008).
- [9] J. Wang, *et al.*, *J. Mater. Chem.* **19**, 7425 (2009).
- [10] K. Kashiwagi and S. Yamashita, *Opt. Express* **17**, 18364 (2009).
- [11] Y. Murakami, *et al.*, *Chem. Phys. Lett.* **385**, 298 (2004).
- [12] K. Masuda, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 222601 (2016).
- [13] T. Mori, *et al.*, *Nano Lett.* **14**, 3277 (2014).
- [14] N. Hibino, *et al.*, *ACS Nano* **5**, 1215 (2011).
- [15] A. Jorio, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1118 (2001).
- [16] F. Wang, *et al.*, *Nat. Nano.* **3**, 738 (2008).

化学気相成長法によるカーボンナノチューブのシリカトロイド微小光共振器上への成長と可飽和吸収特性

廣田 直弥 (M2)

シリカトロイド微小光共振器は、高密度な光の閉じ込めにより四光波混合が生じ、光カーコムを生成する。本研究では光カーコム生成におけるモード同期安定化のための可飽和吸収体としてカーボンナノチューブを利用し、化学気相成長法によりカーボンナノチューブをシリカトロイド上に部分的に成長させるレシピを作製した。

キーワード：微小光共振器，カーボンナノチューブ，可飽和吸収

1. はじめに

従来の超短パルス光源であるチタンサファイアレーザやファイバレーザは精密加工や分光，通信といった様々な分野で利用されているが，大型でコストが高く消費エネルギーが大きいという問題がある。これらの問題を解決し，既存の超短パルスレーザに代わる光源として注目されている素子が微小光共振器である。微小光共振器は小型で安価に作製できる，光を微小な体積内に閉じ込めることのできる素子であり，強度の非常に高い光と物質の相互作用による3次の非線形効果が効率的に得られる。この効果によって四光波混合がカスケード的に生じ，周波数領域では楕状に広がったスペクトルが得られる。これを光カーコムと呼ぶ[1]。一方時間領域では弱い連続光がパルス列に変換されることになり，既存のレーザに対して小型で低コスト，省エネルギーで高繰り返しなデバイスとして通信や分光，光時計等々分野での応用が期待されている。微小光共振器を用いた光カーコム生成の問題点としてはモード同期が難しいというものがあり[2-3]，これを解決する方法としてカーボンナノチューブの過飽和吸収効果を利用した受動モードロックに注目した。過飽和吸収は強度の小さい光では吸収されていた光が，強度を大きくするとその吸収能力が飽和し透過する現象である。可飽和吸収体であるカーボンナノチューブをパルスが通ると，光強度の大きいパルスの中心部分では可飽和吸収体を透過するが，光強度の小さいパルスの両端では大きな吸収を受けるため短パルス化が起こる。この効果により，共振器を周回する光がカーボンナノチューブを通過する度にパルスの幅は狭くなっていき，モード同期した超短パルスが生成される。カーボンナノチューブは飽和回復時間が 1ps 以下と高速であり，過飽和吸収体としてファイバレーザに組み込みモード同期した超短パルスを発生させた研究が報告されている[4]。

本研究ではウィスパーリングギャラリモード(WGM)共振器の一種であるシリカトロイド微小光共振器上に部分的にカーボンナノチューブを成長させたデバイスを作製し，吸収の評価を行った。

2. デバイスの作製

カーボンナノチューブを成長させるシリカトロイ

ド微小光共振器は，フォトリソグラフィ，HF ウェットエッチング，XeF₂ドライエッチング，CO₂ レーザリフローによって作製した。

シリカトロイドはシリコン基板上に作製されたシリカでできた共振器である。よってカーボンナノチューブをシリカトロイド表面に成長させるためには，シリカ上で成長可能な方法を用いなければならない。そこで，本研究ではそれが可能なカーボンナノチューブの合成法である化学気相成長法(CVD法)によってシリカトロイド上にカーボンナノチューブを成長させた。また，カーボンナノチューブは光吸収の大きい材料であるため，そのまま CVD 法を用いてカーボンナノチューブをシリカトロイド表面全体に成長させると Q 値は大きく低下する。そのため，カーボンナノチューブの成長させる面積を制御し，吸収を抑える必要がある。カーボンナノチューブを部分的に成長させるプロセスは，O₂プラズマアッシング，レジストコーティング，電子線描画，Co 蒸着，CVD である。スピニングしたレジストの上から電子線を照射することでカーボンナノチューブを成長させたい部分を描画し，触媒である Co を蒸着することでカーボンナノチューブがシリカトロイド上に部分的に成長する。

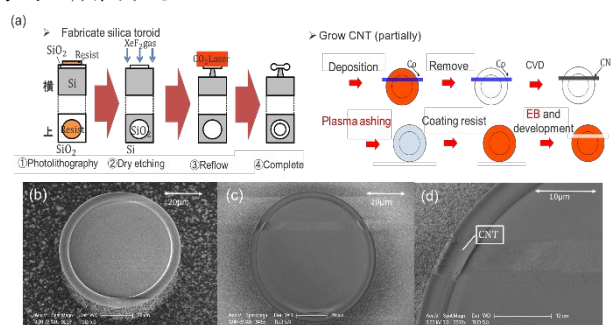


図 1：(a) 作製プロセス概要 (b) カーボンナノチューブが全面に成長したシリカトロイド (c-d) カーボンナノチューブが部分的に成長したシリカトロイド

3. カーボンナノチューブ成長シリカトロイドの Q 値

次に，作製したカーボンナノチューブ成長シリカトロイドの Q 値を測定した。図 2(a)に測定の実験セットアップを示す。波長可変レーザーによるスキャンにより，テーパファイバからシリカトロイドに入力された光の透過スペクトルを測定した結果を図 2(b)~(e)に示す。ここで，図 2(b)，(d)はカーボンナノ

長時間 15 s

チューブを成長させる前のスペクトルであり、Q 値はどちらも 2.0×10^6 程度であった。図 2(c) はカーボンナノチューブをシリカトロイドの表面全体に成長させたもの(図 1(b))のスペクトルで、Q 値は 1.6×10^4 であった。図 2(e) はカーボンナノチューブがシリカトロイド表面に部分的に成長したもの(図 1(c))のスペクトルで、Q 値は 3.6×10^5 程度であった。作製した 2 種類のカーボンナノチューブ成長シリカトロイドの結果を比較すると、カーボンナノチューブを成長させる前は同程度の Q 値であったが、成長後は全面成長のケースでは 1/100 と大きく低下したが、部分的成長のケースでは 1/10 以下に Q 値の低下を抑えることができた。これらの値は、図 1 の SEM 画像から分かるカーボンナノチューブの成長面積の比較からも妥当な結果であると考えられる。

しかし、シリカトロイドを用いて光カーコムを生成するためには、 5.0×10^6 を超える Q 値が必要であることが分かっており [1]、ここで得られたトロイドの Q 値では光カーコムは生成しない。そのため、カーボンナノチューブ成長シリカトロイドの高 Q 値化を検討する必要がある。

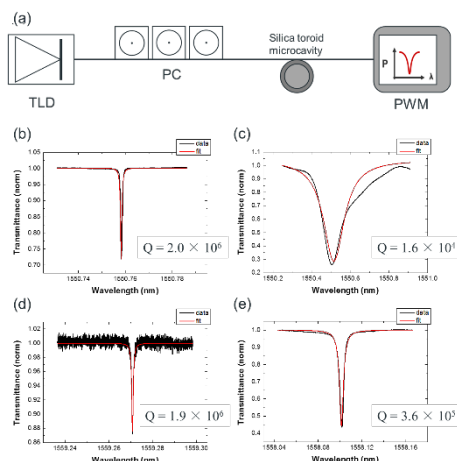


図 2: (a) 実験セットアップ (b-e) カーボンナノチューブ成長シリカトロイドの成長前後の透過スペクトル

4. カーボンナノチューブ成長シリカトロイドの高 Q 値化の検討

カーボンナノチューブ成長シリカトロイドの Q 値を高くするためには、成長前の Q 値が高いシリカトロイドを用いてカーボンナノチューブの部分的成長を再現すればよい。以下にカーボンナノチューブ成長における各プロセスの条件を示す。

- O₂ プラズマアッシング : 1 min
- スピンコーティング : 使用レジスト GL2000, 滴下量 1, 2 滴, RPM 4000 50 s
- 電子線描画 : 描画幅 5 μm, Dose time 4 μs
- 現像 : 使用溶液 キシレン 25 s, 2-プロパノール 1 min
- 蒸着 : 膜厚 0.1 nm
- リフトオフ : 使用溶液 ジクロロメタン 7 min, アセトン 1 min
- CVD : 成長圧力 20 kPa, 成長温度 870 °C, 成

ここで、電子線により直線状のパターンが描画されていることを確認するために現像後に SEM で観察した結果を図 3(a) に示す。この結果から、トロイドの表面に直線状のパターンが描画されていることが分かる。このトロイドの CVD 後に SEM で観察した結果を図 3(b) に示す。この結果からはカーボンナノチューブが直線状に成長している様子が確認できなかった。またこのサンプルに対して透過スペクトルを測定した結果を図 3(c) に示す。Q 値の測定結果からは、成長前に 3.8×10^7 であったサンプルがコバルト蒸着後には 3.6×10^6 と一桁落ち、CVD 後には 3.7×10^3 と大幅に Q 値が低下する結果となった。この原因はリフトオフで除去しきれなかったレジストが引き起こしているものと考え、次の作製ではリフトオフにかける時間を 10 分から 15 分に、CVD による成長時間を 15 秒から 30 秒に延ばして CNT を成長させた。この結果から、電子線で描画した部分にカーボンナノチューブの成長が若干ではあるが確認された。また、図 4(a),(b) は CVD 後の SEM 画像であり図 4(c) は成長前後の透過スペクトルである。Q 値の測定結果からはリフトオフ後に Q 値が 10^7 から 10^6 へと 1/10 低下し、CVD 後には 10^4 となり、前の作製結果と変わらない結果となった。成長の有無にかかわらず Q 値の大幅な低下は CVD が引き起こしており、トロイドに対するカーボンナノチューブの吸収損失の寄与を調べるために、次にサイズの大きいトロイドにカーボンナノチューブを成長させ Q 値を測定した。図 5 に SEM と透過スペクトル測定の結果を示す。SEM 画像(図 5(a-b))からは電子線で描画した部分にカーボンナノチューブが成長しているのがはっきりと確認できた。一方 Q 値の測定(図 5(c))では前回の結果と同様に Q 値が大きく低下した。トロイドのサイズを変えても Q 値の大幅に低下する結果となったため、その原因はカーボンナノチューブではなく CVD に問題があるということが分かった。これは、CVD で合成されるカーボンナノチューブと同時に生成される不純物であるアモルファスカーボンによって引き起こされているものと考えられる。以上の結果から、プロセスによる Q 値の低下は抑えられなかったものの、カーボンナノチューブを直線状に成長させることに成功した。

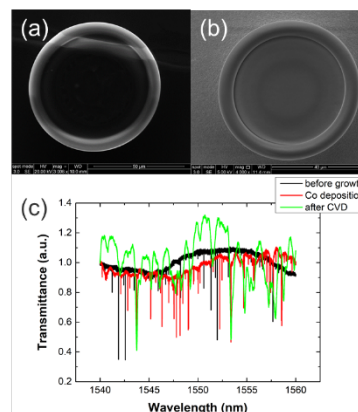


図 3: CNT の部分的成長再現 (a) 現像後の SEM 画像 (b)

CVD 後の SEM 画像(c) 各プロセスにおける透過スペクトル

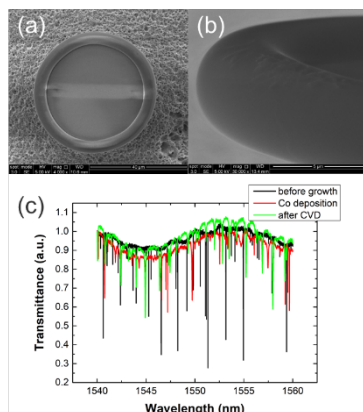


図 4:成長条件の検討 (a-b) CVD 後の SEM 画像 (c) 各プロセスにおける透過スペクトル

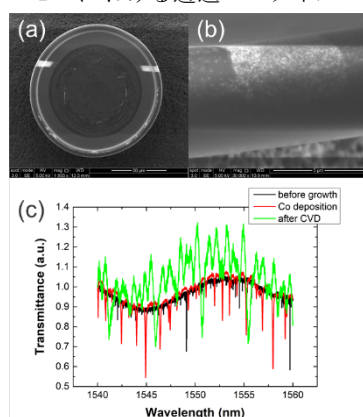


図 5 : トロイドのサイズを大きくし成長 (a-b) CVD 後の SEM 画像 (c) 各プロセスにおける透過スペクトル

5. まとめ

CVD 法を用いてカーボンナノチューブが部分的に成長したシリカトロイド微小光共振器を作製し、光カーコムを生成するための高 Q 値なカーボンナノチューブ成長トロイドの作製の検討を行った。プロセスの問題で Q 値の低下が抑えられず高 Q 値化には至らなかったがカーボンナノチューブをシリカトロイド上に部分的に成長することができた。ここまでの検討により、CVD 法によるカーボンナノチューブの成長プロセスにおける Q 値低下とカーボンナノチューブの部分的成長に寄与するパラメータを明らかにした。

参考文献

- [1] P. Del'Haye, *et al.* Nature **450**, 1214 (2007).
- [2] T. Herr, *et al.* Nat. Photon. **8**, 145 (2014).
- [3] X. Yi, *et al.* Optica **2**, 1078 (2015).
- [4] S. Y. Set, *et al.* J. Lightwave Technol. **22**, 51 (2004).

シリカ微小光共振器中の誘導ラマン散乱コム形成

鈴木 良 (D3)

高 Q 値微小光共振器はその短い共振器長を利用して、周波数軸上でモード間隔の広い楕円状スペクトルの光（マイクロコム）を発生できる。本研究ではシリカガラス共振器中の誘導ラマン散乱を介してこれを発生し、その発生過程やスペクトル形状のパラメータ依存性について明らかにした。

キーワード：微小光共振器，マイクロコム，誘導ラマン散乱

1. 背景

微小光共振器は長時間・小さな体積中に光を閉じ込める素子であり、連続光(CW)を入力することで共振器内の光エネルギーを大きくできる。ここで非線形光学効果の四光波混合を起こすことで、共振周波数に一致した周波数成分を持つ楕円状スペクトルの光を発生できる（光カーコム）。この光カーコムは周波数軸で 10 GHz から数 THz という広いモード間隔を持ち、光通信やマイクロ波発振器、デュアルコム分光、惑星探査のための光周波数コム校正光源などの応用が期待される[1]。また四光波混合を利用する方法に加えて、誘導ラマン散乱(SRS)を介したラマンコム発生の研究も報告されている[2,3]。

SRS は光と物質の分子振動の相互作用により、キャリア周波数よりも低い周波数の光が発生する現象である[4]。そのシフト周波数は媒質分子の固有振動モードにより決定されるため、媒質によってラマン利得スペクトルの形状は異なる。この SRS は光増幅やレーザ発振に用いられるが、レーザ発振するためには、光パルス励起のような比較的大きな入力パワーが求められる。しかし、微小光共振器の高い光の閉じ込め性能を利用すると、閾値ポンプパワーを大きく下げることが出来るため、CW レーザから容易に SRS を発生できる[5]。このとき広帯域のラマン利得が複数の共振モードを励起する条件では、その共振周波数に一致した多周波数のラマンコムが生じる。

四光波混合による光カーコムでは位相整合条件を満たしながらスペクトルが広がるため、それぞれの周波数成分の位相を揃えることが出来る。一方でラマンコムでは、この位相整合条件とは関係なくスペクトルが広がるので、通常は各周波数成分の位相は揃わない。しかし、いくつかの研究グループより位相同期したラマンコムの発生が報告されており[4,5]、これらは小型パルスレーザ光源やマイクロ波発振器、センサー、光干渉断層撮影などの応用が期待される。しかし、ラマンコムの発生過程やスペクトル形状制御、そのパラメータ依存性などはよく理解されていない。本研究ではシリカガラスの広帯域なラマン利得スペクトルを利用し、シリカロッド微小光共振器中でのラマンコムのパラメータ依存性とその発生過程を明らかにした[6]。

2. 実験

本研究では、シリカロッド共振器を光増幅器(EDFA)によりパワーを増幅した CW レーザでポンプ

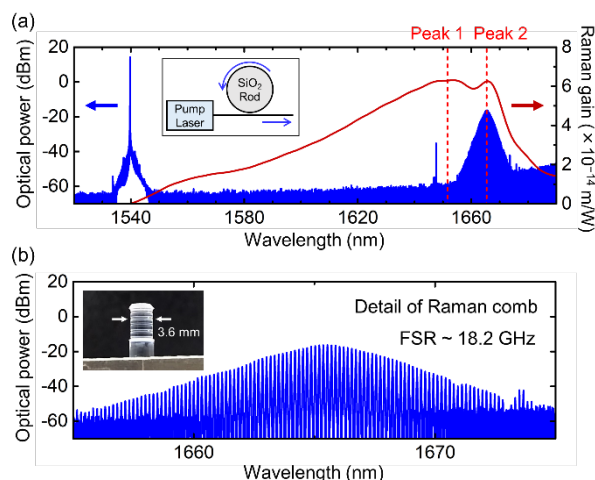


図 1 : (a) シリカロッド共振器から発生したラマンコムのスペクトル（青線）とシリカガラスのラマン利得スペクトル（赤線）. (b) ラマンコムの拡大図. 挿入図は使用したシリカロッド共振器.

することで、ラマンコムの発生を確認した。シリカロッド共振器は純度の高い石英棒を回転させながら CO₂ レーザで熔融して作製し、10⁸ オーダーの高い Q 値が得られた。共振器は直径 3.6 mm であり、これは共振周波数の間隔が 18.2 GHz に相当する。1540 nm の共振モードをパワー 160 mW でポンプした際のラマンコムのスペクトルを図 1 に示す。導波路との光結合の強さとポンプ周波数を調整することにより、図 1 (b) のようなラマンシフト周波数に一致した滑らかなスペクトル包絡線を持ったラマンコムが得られた。また図 1 (a) 赤線に示すように、シリカガラスのラマン利得スペクトルは 2 つのピーク (Peak 1, 2) を持っており、実験条件によっておのピーク間でラマンコムの遷移が観察された。

図 2 はラマンコムのスペクトルのデチューニング量と光結合強度に関する依存性を示している。ここでデチューニング量とはポンプと共振周波数の差であり、光結合強度は共振モードと導波モードの結合の強さを表す。図 2 (a) はデチューニング量を小さくした時のラマンコムの変化を表している。まず初めに Peak 1 付近でラマンコムが発生する。これは Peak 1 のラマン利得が Peak 2 よりも大きいためだと考えられる。さらにデチューニング量を小さくすると Peak 2 に SRS が生じて、最終的に Peak 2 のラマンコムが支配的となる。これは Peak 1 に発生した光が再びラマン散乱を起こすことにより、Peak 2 の SRS が強くなるためだと考えられる。図 2 (b) は結合強度を変化させた時のラマンコムのスペクトルを表している。一

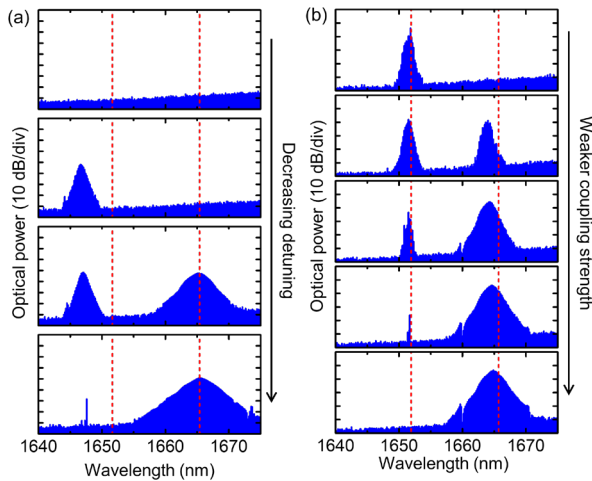


図 2 : (a) デチューニング量と(b)光結合強度に依存したラマンコムのスペクトル。

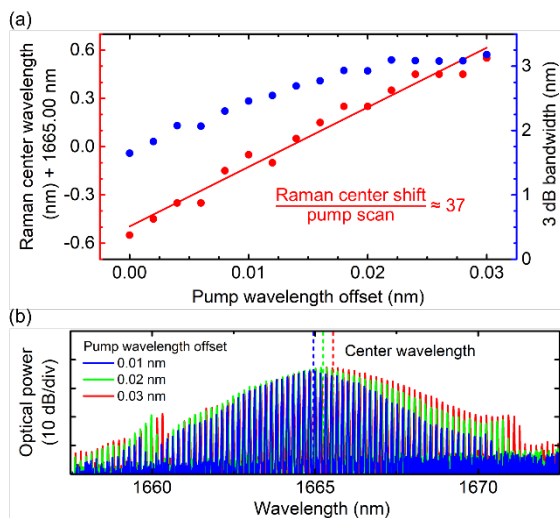


図 3 : ポンプ波長を変化させたときのラマンコムの(a)中心波長と帯域幅, (b)スペクトルデータ。

番上段の状態に示すのが、多くの微小光共振器の研究で最適とされる結合強度で発生させたラマンコムである。しかし、これよりも弱い結合強度においてより効率的にラマンコムが発生していることがわかる。この理由は、結合強度の弱い状態は共振器から出力される光エネルギーが小さいことに対応するため、発生した SRS の光が共振器中で誘導的に生じやすい状態になっているためだと考えられる。以上より、SRS はデチューニングが小さく、弱い光結合で効率的に生じることが分かった。またその発生過程は Peak 1 から Peak 2 の順となる。

図 2 では Peak 1 と Peak 2 間の遷移について着目したが、次は Peak 2 で発生したラマンコムのスペクトル形状変化と中心波長変化について測定を行った。図 3 にポンプ波長を変化させたときの中心波長変化、帯域幅、スペクトルデータを示す。ポンプ波長を変化させる(デチューニング量を小さくする)に従って、ラマンコムの帯域が広がり、中心波長が長波長側になっていることがわかる。これは短波長側の光が再びラマン散乱を生じることで、スペクトルの長波長側が励起されているためだと考えられる。このよう

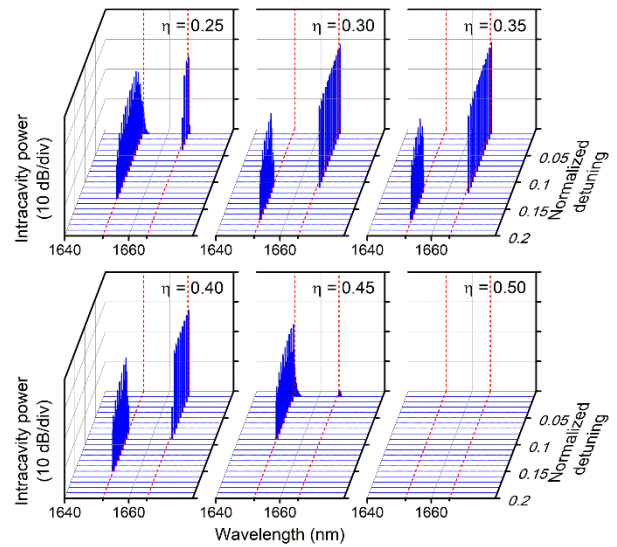


図 4 : 結合モード方程式の計算結果. 結合強度(η)とデチューニングに依存する SRS の波長を示す. 赤線は Peak 1 と Peak 2 の波長に対応する。

な現象はラマン自己周波数シフトとして知られ、シリカガラスファイバに高強度の光パルスを入力すると観察できる。

3. 計算

ラマン散乱を考慮した結合モード方程式の計算結果を図 4 に示す。実験で観察されたようにデチューニングが小さく、弱い光結合で効率的に SRS が生じている。またその発生過程は Peak 1 から Peak 2 の順となっており、Peak 1 と Peak 2 間の SRS の遷移が再現されている。この計算の詳細は Ref. [6]を参照のこと。

4. 結論

本研究ではシリカガラスの広帯域なラマン利得スペクトルを利用し、シリカロッド微小光共振器中でのラマンコムのパラメータ依存性とその発生過程を明らかにした。SRS はデチューニングが小さく、弱い光結合で効率的に生じることが分かった。またその発生過程は Peak 1 から Peak 2 の順となる。

参考文献

- [1] V. Brasch, *et al.*, Science **351**, 357 (2016).
- [2] W. Liang, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 143903 (2010).
- [3] G. Lin and Y. K. Chembo, Opt. Lett. **41**, 3718 (2016).
- [4] G. Agrawal, *Nonlinear fiber optics* (Academic, 2007).
- [5] S. M. Spillane, *et al.*, Nature **415**, 621 (2002).
- [6] R. Suzuki, *et al.*, J. Opt. Soc. Am. B **35**, 938 (2018).

結合共振器モデルにおけるモード結合を利用したダークソリトン発生の数値シミュレーション

藤井 瞬(M2)

二つの異なる共振器間でモード結合のあるとき、正常分散の共振器においても光カーコムが発生する。本研究では位相整合条件を理論的に解析することで最適なパラメータを選択し、モード結合を利用したダークソリトン発生に関する数値シミュレーションを行った。本モデルは共振器の分散設計やソリトン数の制御にとって強力な手法となることが期待される。

Key word: 微小光共振器, マイクロコム, ダークソリトン, 非線形結合モード方程式

1. 背景

高 Q 値微小光共振器を用いた光カーコム発生が実証され、コンパクトで低エネルギー動作、高い繰り返し周波数をもつという観点から注目を集めている[1]. 変調不安定性がないため、正常分散は光カーコム発生に適していないと考えられてきた。しかし近年、モード結合が引き起こす共振周波数シフトが光カーコム発生に寄与することが明らかになった。全体の分散は正常分散であるが、局所的な異常分散を作り出すことで、変調不安定性利得が得られ結合したモードを起点として初期の四光波混合が発生する。そのような過程によって得られる光カーコムは時間軸上でダークパルスを形成していることが実験的、理論的に確かめられている[2-4]. これらの先行研究によって正常分散における光カーコムは効率性や再現性に関して多くの利点があることも示されている。

光カーコムのモデリングには非線形結合モード方程式とルジャートレヴィーヴァー方程式という二つのアプローチがある[5]. どちらを用いても異常分散における光カーコム発生を計算できるが、正常分散領域、特にモード結合を利用した光カーコム発生は簡単ではなかった。

本研究において我々は非線形結合モード方程式を用いて結合共振器モデルにおける正常分散光カーコム発生を数値モデリングし、シミュレーションを行った。この異なる横モード間の結合を含んだ本モデリングを利用することでより正確なシミュレーションが可能になるだけでなく、実際に行われる実験にむけて最適なパラメータを調査することができる。

2. 計算モデル

メイン (Main) 共振器は外部導波路と補助 (Aux.) 共振器と結合したモデルを考える。メイン共振器と補助共振器の結合強度は角周波数単位の κ で与えられる。ここでメイン共振器と補助共振器の内部場はそれぞれ a および b である。それぞれの共振器における共振器ロス γ および γ' であり外部導波路との結合レートは γ に考慮されている。ここで補助共振器はメイン共振器との間でモード結合を引き起こすために用いられる。

図 1 にメイン共振器と補助共振器がコムモード μ

$= -1$ で結合している場合の概要図を示す。ここで μ はポンプを 0 としたときの縦モード番号に対応している。 ω_μ and ω'_μ はそれぞれメイン共振器と補助共振器のモード μ における共振 (角) 周波数を表している。ここでモード結合は $\omega_\mu^{(+)}$ および $\omega_\mu^{(-)}$ で表されるスーパーモードを形成しており、それぞれシンメトリックモード、アンチシンメトリックモードと呼ばれる。共振器 FSR は分散があるために一定値ではなく、このとき $\Delta_{as} = (\omega_\mu - \omega_0) - (\omega_0 - \omega_{-\mu})$ という式で位相不整合量を評価できる。 Δ_{as} が正 ($\Delta_{as} > 0$) であるときはそのモードペアは異常分散、負 ($\Delta_{as} < 0$) であるときは正常分散と考えることができる。メイン共振器の共振周波数は $\omega_\mu = \omega_0 + \mu D_1 + (1/2)\mu^2 D_2$ で与えられる。ここで D_1 は共振器 FSR (一定値) D_2 は群速度分散に対応する。補助共振器の共振周波数はメイン共振器から $\Delta\omega$ だけシフトしており、 $\omega'_\mu = (\omega_0 + \Delta\omega) + \mu D_1 + (1/2)\mu^2 D_2$ で与えられる。オフセット周波数 $\Delta\omega$ がゼロのとき、中心周波数がメイン共振器の中心周波数と一致し、 $\mu = 0$ のモードで最も強く結合が起こる。一方でオフセット周波数がゼロでない値をもつ場合には強く結合が起こるモード変化することになる。

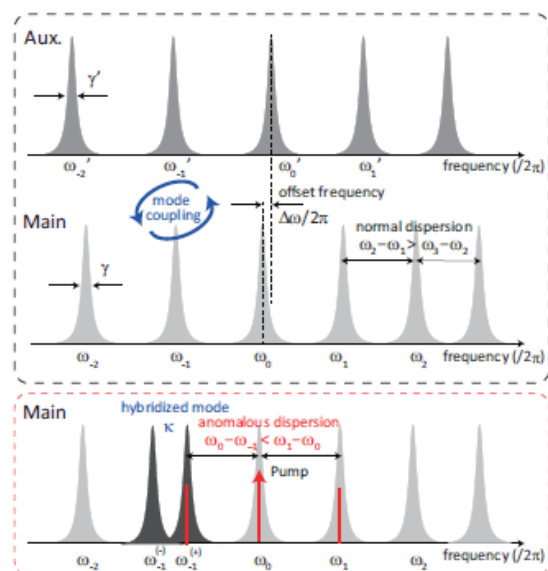


図 1 : モード $\mu = -1$ でメイン共振器と補助共振器が結合している場合の概要図。ポンプ光は $\mu = 0$ にあり、 $\mu = -1$ においてスーパーモードを形成している。

$$\frac{\partial a_\mu}{\partial t} = -\left[\frac{\gamma}{2} + i(\omega_\mu - \omega_p - \mu D_1)\right] a_\mu + ig \sum_{j,k} a_j a_k a_{j+k-\mu}^* + i\frac{\kappa}{2} b_\mu + f \delta_{\mu 0} \quad (1)$$

$$\frac{\partial b_\mu}{\partial t} = -\left[\frac{\gamma'}{2} + i(\omega'_\mu - \omega_p - \mu D'_1)\right] a_\mu + ig' \sum_{j,k} b_j b_k b_{j+k-\mu}^* + i\frac{\kappa}{2} a_\mu \quad (2)$$

二つのモードの結合を考慮した非線形結合モード方程式は式(1) および (2) のように与えられる. ここで a_μ (Main) および b_μ (Aux.) は各モードの緩慢包絡線振幅を表す. ω_p はポンプ光の周波数, $g = \hbar\omega_0^2 n_2 D_1 / (2\pi n_0 A_{\text{eff}})$ はメイン共振器のカー非線形係数で, n_2, n_0 , および A_{eff} はそれぞれ屈折率, 非線形屈折率, 実効モード面積を表す. 補助共振器のカー非線形係数 g' も同様に定義できる. $f = [\gamma_{\text{ext}} P_{\text{in}} / (\hbar\omega_p)]^{(1/2)}$ は外部入力項, δ_0 は $\mu=0$ へのみポンプ光が作用することを表すクロネッカーデルタである. 式(1)の右辺はそれぞれ共振器ロス, デチューニング, 分散, カー効果, モード結合, 外部入力を表す. シミュレーションは 201 モードを考慮して, 四次のルンゲクッタ法を用いて行った.

3. シミュレーション結果

まず, 最初の四光波混合発生に必要な位相整合条件について調査した. 図2は異なるモード番号 μ における位相不整合量 Δ_{as} を $\Delta\omega$ の関数として表している. ここで κ は定数 ($\kappa/2\pi = 3.34$ GHz) とした. 変調不安定性利得を得るために必要な異常分散条件 ($\Delta_{\text{as}} > 0$) は図2において白色で示される領域である. 灰色の領域は変調不安定性利得が得られない正常分散条件を表している. 例えば, $\Delta\omega$ を $\mu = -3$ で利得が得られる値として選んだ場合, 最初の四光波混合はポンプから 3-FSR 離れたモードから発生する. その後, 連鎖的に四光波混合が発生し, 3-FSR を維持したままモードロックした状態 (ダークソリトン状態) が得られる.

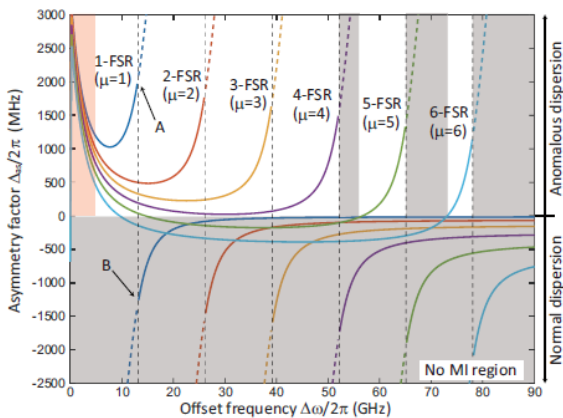


図2: オフセット周波数を変化させたときの位相不整合量. 白色領域が異常分散条件, 灰色領域が正常分散条件を示す.

図3に3-FSRの光カーコム発生時の計算結果を示す. 物理的なパラメータは一般的なシリコンナイトライドリング共振器を想定した. ポンプパワー $P_{\text{in}} = 500$ mW, 結合強度 $\kappa/(2\pi) = 3.34$ GHz, メインモードの中心周波数は $\omega_0/(2\pi) = 191.9$ THz でその他の

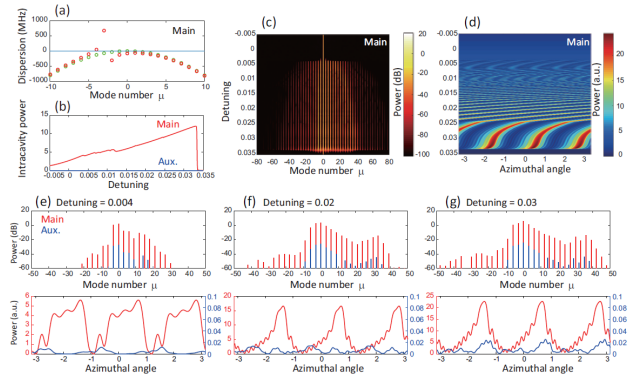


図3: (a)モード結合有 (赤) とモード結合無 (緑) の場合のメインモードの共振器分散. 最も強い結合が $\mu = -3$ において発生している. (b) デチューニングを変化させたときの平均内部パワー変化. (c,d) デチューニングに対する光スペクトルと時間波形の発展. (e-g) 異なるデチューニングにおける光スペクトルと時間波形の計算結果.

パラメータはそれぞれ以下のように設定した. $Q = 7.5 \times 10^5$, $Q_{\text{ext}} = 3.5 \times 10^6$, $D_1/(2\pi) = 378$ GHz, $D_2/(2\pi) = -16$ MHz. 補助共振器はそれぞれ $Q = 3.7 \times 10^5$, $D'_1/(2\pi) = 391$ GHz, $D'_2/(2\pi) = -17$ MHz, とした. オフセット周波数は図2の理論検討より 3-FSR で位相整合条件を満たす $\Delta\omega/(2\pi) = 36$ GHz を選択した. 図3(a)は結合したメイン共振器の分散 ($\omega_\mu - \omega_0 - \mu D_1$) を現しており, このときポンプから3モード離れた場所で最も強く結合が起こっていることが分かる. 図3(b-d) は平均内部パワー, 光スペクトル発展, およびポンプデチューニング $t_R(\omega_0 - \omega_p)$ (t_R はメイン共振器のラウンドトリップ時間) に対する時間波形を示した. 最初のサイドバンド光が最も強く結合が起こっている 3-FSR で発生し, その後カオス領域を通ることなく安定した 3-FSR コムが発生した. 初期ノイズとして異なる条件に設定した場合でも内部パワーは同じ経路を辿ることを確認し, これは先行研究で示唆されたモードロックしたダークソリトン形成の特徴と一致するものであることから本モデルによる計算の信頼性が確かめられた.

参考文献

- [1] P. Del'Haye, *et al.*, Nature **450**, 1214-1217 (2007).
- [2] X. Xue, *et al.*, Nat. Photonics **9**, 594-600 (2015).
- [3] G. Lin and Y. K. Chembo, Opt. Lett. **41**, 3718-3721 (2016).
- [4] X. Xue, *et al.* Laser Photonics Rev. **9**, L23-L28 (2015).
- [5] Y. K. Chembo, Nanophotonics, **5**, 214-230 (2016).

誘導ラマン散乱を考慮した Lugiato-Lefever 方程式による光コム解析

堀 敦裕(M2)

誘導ラマン散乱を考慮した Lugiato-Lefever 方程式を用いて、光コムに関する理論解析を行った。誘導ラマン散乱による横モード間の相互作用について、実験結果と照らし合わせながら解析を行い、各横モードの Q 値の比が相互作用の有無を決定することを明らかにした。さらに、誘導ラマン散乱誘起による正常分散領域におけるダークソリトン発生について調べ、モード結合等の特殊な現象を利用しないダークソリトン発生手法について検討を行った。

キーワード：光コム，誘導ラマン散乱，Lugiato-Lefever 方程式，ダークソリトン

1. はじめに

光コムは微小光共振器において非線形光学効果であるカー効果や誘導ラマン散乱を通して発生した、等間隔なスペクトルを持つ光源である。光コムは 2007 年に T. J. Kippenberg のグループによって発表[1]されて以来、実験・理論の両面で精力的に研究が行われることとなった。理論に関しては、Lugiato-Lefever 方程式(LLE)[2]を用いた数値解析が主に行われている。LLE はファイバ中を伝播する光について記述した非線形シュレディンガー方程式に境界条件を適用して変形した方程式であり、共振器内を周回する光電界の時間発展を記述した非線形偏微分方程式である。LLE を解析的に解くことはできないが、Split-Step Fourier Method (SSFM)を用いることで高速に数値解析を行うことができる。

本研究では、誘導ラマン散乱(SRS)を考慮した LLE を用いて、以下の 2 つのテーマについて取り組んだ。1 つ目は光コム発生における SRS による横モード間の相互作用、2 つ目は SRS 誘起による正常分散領域におけるダークソリトン発生である。

2. 光コム発生における SRS による横モード間の相互作用

シリカトロイドを用いた光コム発生において、異なる横モードをポンプするとスペクトルの形状が変化するという結果が得られた。その様子を図 1 に示す。

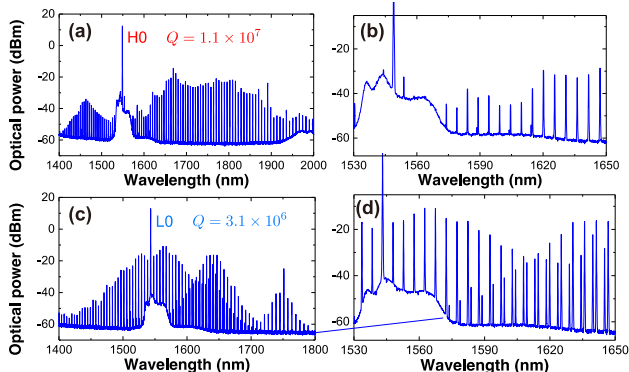


図 1：実験で得られた 2 種類の光コムスペクトル。

(a), (b)は高 Q 値な横モードをポンプした場合のスペクトルであり、(c), (d)は低 Q 値な横モードをポンプ

した場合のスペクトルである。低 Q 値な横モードをポンプした場合、SRS の帯域である 1650 nm 付近にポンプモードとは異なる横モードにコムが生成していることが(d)から分かる。

この実験結果を踏まえ、各横モードの Q 値に着目しながら数値解析を行う。SRS を考慮した LLE は以下のように書き表される。

$$t_R \frac{\partial E(t, \tau)}{\partial t} = \left[-\frac{\alpha_{\text{tot}}}{2} - i\delta_0 + iL \sum_{k=2}^{\infty} \frac{\beta_k}{k!} \left(-i \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^k + i(1-f_R)L\gamma|E|^2 \right] E + if_R L \gamma E \int_{-\infty}^{\infty} h_R(\tau') |E(\tau - \tau')|^2 d\tau' + \sqrt{\theta} E_{\text{in}} \quad (1)$$

ここで、 t, τ はそれぞれ slow time と fast time を表し、 $t_R, \alpha_{\text{tot}}, \delta_0, L, \beta_k, \gamma, \theta, E_{\text{in}}$ はそれぞれ共振器周回時間、1 周あたりの共振器ロス、detuning、共振器長、 k 次の分散、非線形係数、導波路との結合係数、入力電界であり、 f_R, h_R はそれぞれ SRS が寄与する割合、遅延ラマン応答関数を表す。2 つの横モードを考える場合、各横モードに対する LLE を連立して考える。ここで、ポンプモードに TE_{01} 、それと相互作用するモードとして TE_{00} を仮定し数値解析を行った。それぞれのモードについて実効モード面積と分散を有限要素法で計算し、数値解析に用いた。図 2 に解析を行った結果を示す。

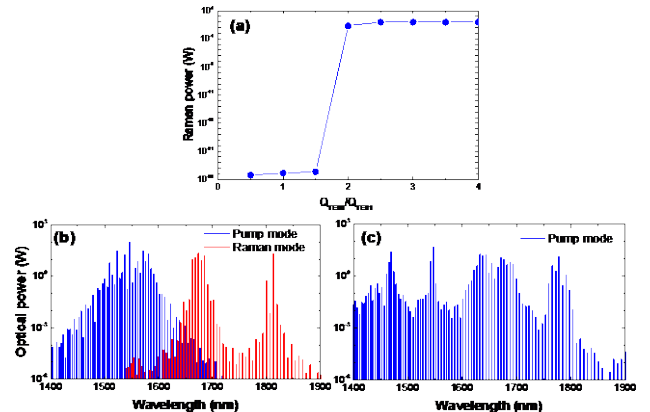


図 2：(a) Q 値の比に対する TE_{00} の内部パワー。(b) 比が 3 である時のスペクトル。(c) ポンプモードを入れ替えた時のスペクトル。

(a)から $Q_{TE_{00}}/Q_{TE_{01}}$ が 2 以上になった時に相互作用が起き、 TE_{01} から TE_{00} に SRS を通してエネルギーが移動していることが分かる。(b)に $Q_{TE_{00}}/Q_{TE_{01}}$ が実験値に近い 3 の場合のスペクトルを示す。SRS によってポンプしていない TE_{00} にコムが表れていること

が分かる. 一方で, 比をそのままにポンプモードを TE₀₀ にすると, (c) のように相互作用は起きない. どちらのスペクトルも図 1 の実験結果とよく一致している.

以上の結果から, 2 つの横モード間の Q 値の比が SRS による横モード間の相互作用の有無を決定し, 低 Q 値モードをポンプした場合にのみ相互作用によって高 Q 値モードにラマンスペクトルが表れることが分かった.

3. SRS 誘起による正常分散領域におけるダークソリトン発生

先行研究において, モード結合を用いた手法でダークソリトン(DS)発生を行った例は存在する[3,4]が, それらは実験系が複雑で技術的に難度が高い. そこで, SRS を利用してモード結合のような特殊な操作を行わずに DS を発生させる手法について LLE を用いて検討した.

定常解析を行うために規格化した LLE を考える.

$$\frac{\partial u(t, \tau)}{\partial u} = \left(-1 + i\Delta - i\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + i|u|^2 - iT'_R \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau} \right) u + S \quad (2)$$

Δ , T'_R , S はそれぞれ detuning と SRS の強度, 入力電界に対応する無次元量である. τ に対する境界条件 $\tau \in [0, L']$ を仮定し, $L' = 20$, $S = 1.6$, $T'_R = 0.1$ として Δ をパラメータとして定常解析を行った. 結果を分岐図として表したものを図 3 に示す.

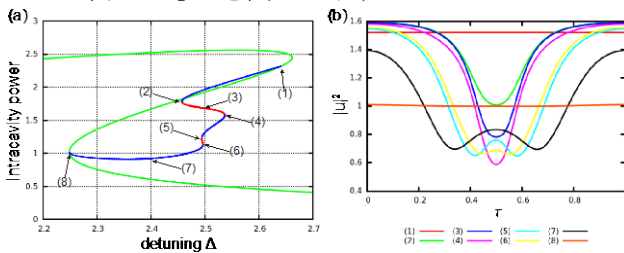


図 3 : (a) 式(2)の分岐図. 緑, 青, 赤の曲線は, それぞれ一様解, 不安定 DS 解, 安定 DS を表す. (b) 各平衡点での時間波形.

(a) から SRS を考慮した場合でも安定な DS 解が存在することが分かる. DS 解は一様解が示す双安定性の内側の領域に存在し, 複数回のサドルノード分岐を繰り返して, やがて一様解に収束する. (b) から DS はピークパワーとパルス幅を変化させながら 2 つの一様解を繋いでいることが分かる. さらに, T'_R を変化させながら安定 DS 解の安定性について調べると, $0 \leq T'_R < 2.01122 \times 10^{-2}$ の範囲では安定を保っていたが, $T'_R \geq 2.01122 \times 10^{-2}$ では不安定となった. また, 安定範囲では安定 DS 両端のサドルノード分岐の位置は変化なかった.

図 3 に示した安定 DS 解に CW 励起から到達する手法を検討するために, 数値解析を行った. 図 3 で用いた無次元量のパラメータを物性値に変換した値を計算に用いた. detuning δ_0 を 0 から安定 DS 解が存在する 1.582×10^{-3} まで掃引したが, 時間波形は CW 光のままであることが分かった. よって, 安定 DS 解が存在するパラメータは SRS の閾値以下であり, detuning

の掃引だけではダークソリトンを発生させることができないことが分かった. そこで, 始めはポンプ光のパワーを高く設定し, detuning を掃引してラマンコムを発生させた後, ポンプパワーを元の値に戻すという操作を行った結果を図 4 に示す.

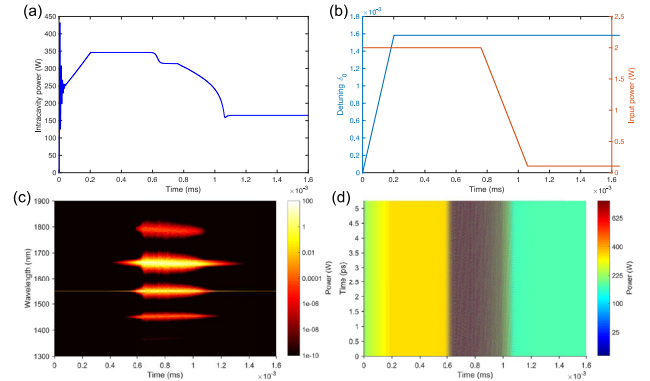


図 4 : (a) 共振器内部パワーの変化. (b) detuning とポンプパワーの変化. (c,d) スペクトルと時間波形の変化.

detuning を掃引すると SRS によって 1650 nm 付近にラマンコムが表れ始め, アンチストークス, カスケード SRS, 四光波混合を通して周囲にコムを形成していることが分かる. この状態からポンプパワーを減少させ, 四光波混合で支持されているポンプ中心に表れているコムのみが残存することを期待したが, ポンプパワーを所望の値まで下げていくと全てのコムが消失してしまっていることが分かる. この手法に加えて, detuning を 3.0×10^{-3} まで掃引し, ポンプパワーを減少させると同時に detuning を 1.582×10^{-3} まで減少させるという手法も行ったが, 同様にコムが表れた後, 全てのコムが消失してしまった.

本研究では新たな DS 発生手法を見出すには至らなかったが, 今後より詳細な解析を行うことで DS 発生糸口が掴める可能性がある. 定常解析に関して, 一様解と DS 解に関する解析しか行っておらず, 安定 DS 解に至るための経路が不明なため, コムが存在するような周期解について解析することが今後の課題となると考えられる.

参考文献

- [1] P. Del' Haye, *et al.*, Nature **450**, 1214 (2007).
- [2] L. Lugiato and R. Lefever, Phys. Rev. Lett. **58**, 2209 (1987).
- [3] X. Xue, *et al.*, Nat. Photon. **9**, 594 (2015).
- [4] X. Xue, *et al.*, Laser Phot. Rev. **9**, L23 (2015).

シリカトロイド共振器における高次分散を利用した 四光波混合の発生制御

長谷川 穂 (B4) 藤井瞬 (M2)

高 Q 値微小光共振器を用いることで、連続光 (CW レーザ) かつ低パワーで、効率よく非線形光学効果を生じることができる。非線形効果の一つである四光波混合はこれまで異常分散中で生じるとされてきたが、近年は特殊な条件においては正常分散中でも発生することが分かった。本研究ではこの特殊な四光波混合を、高次分散を用いて制御すべく、分散制御の手法を提唱した。

キーワード：シリカトロイド微小光共振器, 四光波混合

1. 研究背景

WGM 共振器 (Whispering Gallery Mode 共振器) は、ささやきの回廊モードと呼ばれる構造を持ち、光の全反射によって非常に狭い領域に光を閉じ込めている。内部で光の密度が高まることによって物質との相互作用が高まり、非線形光学効果が起きやすくなる。共振器の性能は Q 値というパラメータで表され、Q 値が大きいほど閉じ込め性能が高い。

この WGM 共振器内で生じる非線形光学効果の一例として四光波混合 (Four Wave Mixing) と第 3 次高調波発生 (Third Harmonic Generation) がある。FWM は共振器内に限らず観察できる現象だが、WGM 共振器内では共振モードの光しか存在できないという制約がある。そのため WGM 共振器内で FWM が起きると、櫛 (コム) のような等間隔の縦モードのスペクトルが広がる。このスペクトルは光カー効果と共振器の異常分散が釣り合うことで発生するため、光カーコムと呼ぶ。

THG は周波数が 3 倍になる波長変換の現象で、本研究で用いた 1550nm 付近の第 3 次高調波は可視光の領域となる。THG が起きるためには基本波と 3 倍波の間に位相整合条件が成り立つ必要がある。この時にも分散の影響によって、同じ横モードで位相整合条件が満たされず、3 倍波の高次のモードと位相整合がとれている場合がある。

2. 計算

近年の研究では高次分散を用いることで、正常分散の条件下でも FWM が観測された。正常分散中の FWM はポンプから離れた波長で、狭い波長帯域に表れるという特徴があり、波長変換の新たな手法という可能性を持つ。

分散の計算には有限要素法を用いた。有限要素法を用いることで特定の屈折率における共振周波数を、セルマイヤー方程式を用いることでその共振周波数での屈折率を求めることが出来る。この計算サイクルを用いて構造分散と材料分散を含んだ分散を求められる。

共振器にはシリカトロイド共振器を選択した。構造パラメータにメジャー半径とマイナー半径の 2 つを持つため、分散の精密な制御が可能になるためである。

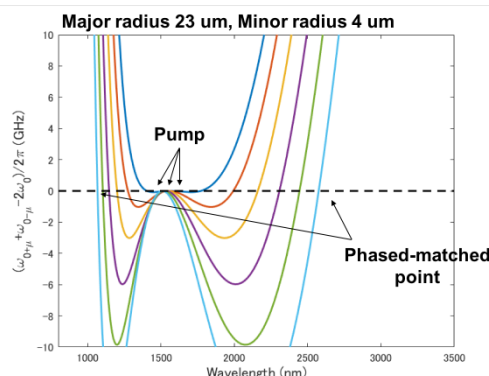


図 1 FWM 光の位相整合条件のポンプ波長依存性 (メジャー半径 $M = 23 \mu\text{m}$, マイナー半径 $m = 4 \mu\text{m}$)

図 1(a)は横軸にポンプ波長、縦軸に位相不整合量をとっている。ポンプ波長が短波に変化すると、FWM のアイドラ光が短波に変化することが分かった。

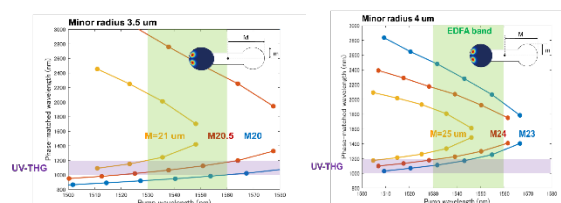


図 2 : (a)(b)マイナー径ごとの、メジャー直径 40~50 μm 付近のサイズの共振器における、ポンプ波長と FWM 光の波長関係。

図 2 の(a)(b)はどちらも小さいサイズの共振器であり、この共振器では FWM のアイドラ光が 1200 nm 付近に発生し、THG を経ることで紫外光が観測できる可能性があることが分かった。しかし、共振器作製の精度に課題があり、現時点ではこの条件を満たすことは難しい。

3. 実験

本研究にはシリカトロイド共振器を用いた。酸化膜を形成したシリコン基板は購入し、フォトリソグラフィによるマスクの作成がされた基板を用いた。私が行ったのはフッ化キセノンエッチングでのシリコンポストの形成と、レーザーフローの工程である。特にレーザーフロー過程での共振器サイズの制御は、レーザーの強度や照射時間に依存し、レーザー出力のつ

まみを回す経験が重要であった。 10^7 オーダーの Q 値を持つ共振器を作製した。

本研究では、シリカトロイド共振器を光増幅器 (EDFA) でパワーを増幅した CW レーザでポンプする事で、四光波混合の発生を確認した。共振器への入射にはテーパファイバを用いた。光ファイバーを熱して細く引き伸ばしたテーパファイバを、電動ステージを使って共振器に近づけることで、エバネッセント波が共振器に入射する。

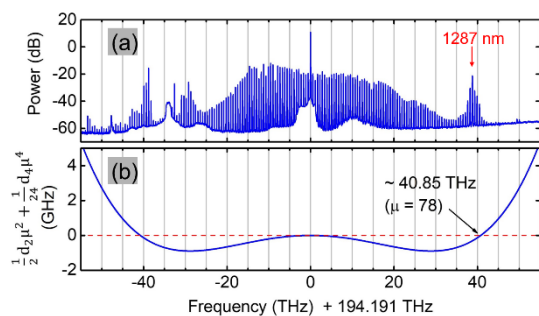


図 3(a)共振器 (メジャー半径 $M = 60 \mu\text{m}$, マイナー半径 $m = 4.5 \mu\text{m}$) で観測された FWM のスペクトル (b)有限要素法で算出された FWM の計算値

図 3 で示されているように、シリカトロイド共振器において高次分散を利用した分散設計が、実験値と合致していることが分かった。

3. 結論と今後の課題

本研究では正常分散の条件下で起きる FWM を、高次分散を用いて制御することに成功した。この分散設計の手法は、シリカトロイド共振器における非線形光学効果の発生制御の礎となるものである。

今後の課題としては、共振器作製の精度を上げることであり、現状ではエッチングとリフローの精度が不十分である。

参考文献

- [1] A. Yariv, *Quantum Electronics, 3rd ed.* (John Wiley & Sons, 1989).
- [2] T. W. Hansch, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1297 (2005).
- [3] K. J. Vahala, *Nature* **424**, 839 (2003).
- [4] P. Del'Haye, *et al.* *Nature* **450**, 1214 (2007).

資料の部

論文・会議発表

(2017 年 4 月~2018 年 3 月)

【論文発表】

- [1] 田邊孝純, 「微小光共振器による光カーコム発生」, 光学, Vol. 46, No. 3 (2017). (解説記事)
- [2] S. Fujii, T. Kato, R. Suzuki, and T. Tanabe, “Third-harmonic blue light generation from Kerr clustered combs and dispersive waves,” *Opt. Lett.*, Vol. 42, No. 10, pp. 2010-2013 (2017).
- [3] Y. Mizumoto, H. Kangawa, H. Itobe, T. Tanabe, and Y. Kakinuma, “Influence of crystal anisotropy on subsurface damage in ultra-precision cylindrical turning of CaF₂,” *Precis. Eng.*, Vol. 49, pp. 104-114 (2017).
- [4] N. A. B. Daud, Y. Ooka, T. Tabata, T. Tetsumoto, and T. Tanabe, “Electro-optic modulator based on photolithography fabricated p-i-n integrated photonic crystal nanocavity,” *IEICE Transactions on Electronics*, Vol. E100-C, No.8, pp.670-674 (2017).
- [5] W. Yoshiki, Y. Honda, T. Tetsumoto, K. Furusawa, N. Sekine, and T. Tanabe, “All-optical tunable buffering with coupled ultra-high Qwhispering gallery mode microcavities,” *Sci. Rep.* 7, 28758 (2017).
- [6] T. Tetsumoto, H. Kumazaki, K. Furusawa, N. Sekine, and T. Tanabe, “Design, fabrication and characterization of a high Q silica nanobeam cavity with orthogonal resonant modes,” *IEEE Photon. J.* Vol. 9, No. 5, 4502609 (9 pages) (2017).
- [7] R. Suzuki, T. Kato, T. Kobatake, and T. Tanabe, “Suppression of optomechanical parametric oscillation in a toroid microcavity assisted by a Kerr comb,” *Opt. Express*, Vol. 25, No. 23, pp. 28806-28816 (2017).
- [8] S. Fujii, A. Hori, T. Kato, R. Suzuki, Y. Okabe, W. Yoshiki, A. C.-Jinnai, and T. Tanabe, “Effect on Kerr comb generation in a clockwise and counter-clockwise mode coupled microcavity,” *Opt. Express*, Vol. 25, No. 23, pp. 28969-28982 (2017). [arXiv:1709.10226v1]
- [9] 田邊孝純, 鈴木良, 藤井瞬, 久保田啓寛, 堀敦裕, 「微小光共振器によるマイクロコム発生」, レーザー研究, Vol. 46, No. 2, pp. 86-91 (2018). (解説記事)
- [10] 藤井瞬, 鈴木良, 堀敦裕, 久保田啓寛, 田邊孝純, 「微小共振器におけるカーコムの数値シミュレーション法」, レーザー研究, Vol. 46, No. 2, pp. 97-102 (2018).
- [11] 田邊孝純, 鈴木良, 鐵本智大, 柿沼康弘, 「高 Q 値微小光共振器の作製と応用」 *応用物理*, Vol. 87, No. 3, pp. 181-186 (2018). (解説記事)
- [12] S. Fujii, T. Kato, R. Suzuki, A. Hori, and T. Tanabe, “Transition between Kerr comb and stimulated Raman comb in a silica whispering gallery mode microcavity,” *J. Opt. Soc. Amer. B*, Vol. 35, No. 1, pp. 100-106 (2018). (Editor’s pick) [arXiv:1712.04601v1]

【国際会議発表】

- [1] Y. Honda, W. Yoshiki, T. Tetsumoto, S. Fujii, K. Furusawa, N. Sekine, and T. Tanabe, “Tuning supermode splitting for stimulated Brillouin scattering,” The 6th Advances Lasers and Photon Sources Conference (ALPS’17), ALPS8-4, Yokohama, April 18-21 (2017).
- [2] N. Hirota, W. Yoshiki, A. Hori, K. Namiki, K. Sato, H. Maki, and T. Tanabe, “Growing carbon nanotubes on a silica toroid microcavity to observe saturable absorption,” The 6th Advances Lasers and Photon Sources Conference (ALPS’17), ALPS11-3, Yokohama, April 18-21 (2017).
- [3] S. Fujii, T. Kato, A. Chen-Jinnai, R. Suzuki, and T. Tanabe, “Broad bandwidth visible light generation via third-order nonlinear interaction in silica toroid microcavity,” The 6th Advances Lasers and Photon Sources Conference (ALPS’17), ALPSp14-03, Yokohama, April 18-21 (2017).
- [4] N. A. B. Daud, Y. Ooka, T. Tetsumoto, and T. Tanabe, “Photonic crystal nanocavity photodetector integrated with p-i-n junction fabricated by photolithography process,” International Conference on Nano-photonics and Nano-optoelectronics (ICNN2017), ICNN8-3, Yokohama, April 18-21 (2017).
- [5] T. Tetsumoto, Y. Ooka, N. A. B. Daud, N. Kamioka, T. Okamura, and T. Tanabe, “A CMOS compatible in-plane compact wavelength demultiplexer based on photonic crystal nanocavities,” International Conference on Nano-photonics and Nano-optoelectronics (ICNN2017), ICNN2-5, Yokohama, April 18-21 (2017).
- [6] W. Yoshiki, Y. Honda, M. Kobayashi, T. Tetsumoto, and T. Tanabe, “Adiabatic frequency conversion in an ultra-high-Q silica microcavity using the Kerr effect,” CLEO:2017, SM2N1, San Jose, May 14-19 (2017).
- [7] W. Yoshiki, Y. Honda, T. Tetsumoto, K. Furusawa, N. Sekine, and T. Tanabe, “Demonstration of all-optical tunable buffering using coupled ultra-high-Q silica toroid microcavities,” CLEO:2017, SM2N2, San Jose, May 14-19 (2017).
- [8] T. Tetsumoto, H. Kumazaki, K. Furusawa, N. Sekine, A. Kasamatsu, and T. Tanabe, “High Q silica nanobeam cavity for simultaneous resonance of TE- and TM-like modes,” CLEO:2017, JW2A, San Jose, May 14-19 (2017).
- [9] A. Kubota, R. Suzuki, S. Fujii, and T. Tanabe, “Third-harmonic generation with Kerr frequency comb in silica rod microcavity,” Conference on Lasers and Electro-Optics – European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe – EQEC 2017), CK-2.5, Munich, 25-29 June (2017)
- [10] M. Fuchida, H. Itobe, R. Suzuki, Y. Nakagawa, W. Yoshiki, Y. Mizumoto, Y. Kakinuma, S. Okuda, H. Sasada, and T. Tanabe, “Dispersion tailoring of a crystalline whispering gallery mode microcavity for optical Kerr frequency comb generation,” Conference on Lasers and Electro-Optics – European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe – EQEC 2017), CK-5.3, Munich, 25-29 June (2017).
- [11] Y. Honda, W. Yoshiki, T. Tetsumoto, S. Fujii, K. Furusawa, N. Sekine, and T. Tanabe, “Brillouin lasing in coupled silica toroid microcavities,” Conference on Lasers and Electro-Optics –

- European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe – EQEC 2017), CD-5.1, Munich, 25-29 June (2017).
- [12] R. Suzuki, T. Kato, T. Kobatake, and T. Tanabe, “Cavity optomechanical coupling to multiple resonances assisted by Kerr comb generation in toroid microcavity,” Conference on Lasers and Electro-Optics – European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe – EQEC 2017), CD-P.7, Munich, 25-29 June (2017).
- [13] A. Hori, T. Kato, R. Suzuki, S. Fujii, T. Kobatake, and T. Tanabe, “Interaction of transverse modes via stimulated Raman scattering on comb generation in a silica toroid Microcavity,” Conference on Lasers and Electro-Optics – European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe – EQEC 2017), CD-P.25, Munich, 25-29 June (2017).
- [14] T. Tanabe, “Stimulated Raman scattering comb in a silica microcavity,” Integrated Photonics Research, Silicon, and Nano-Photonics (IPR 2017), IM4A.3, New Orleans, 24-27 July (2017). (invited)
- [15] T. Tetsumoto, H. Kumazaki, Y. Honda, and T. Tanabe, “Demonstration of direct coupling between a toroid microcavity and a photonic crystal waveguide,” The Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO-Pacific Rim 2017), 2-1L-4, Singapore, 31 July – 4 August (2017).
- [16] N. A. B. Daud, Y. Ooka, T. Tetsumoto, and T. Tanabe, “SiO₂ clad active and passive photonic crystal nanocavity devices fabricated with photolithography,” The Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO-Pacific Rim 2017), P3 - 119, Singapore, 31 July – 4 August (2017).
- [17] S. Fujii, Y. Okabe, T. Kato, R. Suzuki, Y. Honda, A. Hori, and T. Tanabe, “Numerical simulation of dark soliton generation in coupled microcavity system,” The 24th Congress of the International Commissions for Optics (ICO-24), M1E-07, Tokyo, 21-25 August (2017).
- [18] T. Tetsumoto, H. Kumazaki, Y. Honda, W. Yoshiki, K. Furusawa, N. Sekine, and T. Tanabe, “Experimental investigation of feasibility of a hybrid system of a photonic crystal waveguide & a toroidal microcavity,” The 24th Congress of the International Commissions for Optics (ICO-24), F1E-06, Tokyo, 21-25 August (2017).
- [19] S. Fujii, Y. Okabe, T. Kato, R. Suzuki, A. Hori, and T. Tanabe, “Nonlinear coupled mode equations for Kerr comb generation in coupled microcavity system,” Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS), FTu2D.3, Washington DC, September 17-21 (2017).
- [20] T. Tetsumoto, H. Kumazaki, K. Furusawa, N. Sekine, and T. Tanabe, “Investigation of an optimal coupling condition with a nanobeam cavity made of low refractive index material,” Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS), FTu2D.3, Washington DC, September 17-21 (2017)
- [21] T. Okamura, M. Kobayashi, S. Fujii, and T. Tanabe, “Highly sensitive ammonia gas detection with a silica toroid microcavity packaged in a box,” Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS), FTu2D.3, Washington DC, September 17-21 (2017).
- [22] R. Suzuki, A. Kubota, S. Fujii, A. Hori, T. Kato, and T. Tanabe, “Raman Comb Formation in Silica Rod Microresonator,” Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS), JW3A.76,

Washington DC, September 17-21 (2017).

- [23] N. Kamioka, T. Tetsumoto, and T. Tanabe, “FDTD with an off-diagonal permittivity tensor component to study the magneto-optical effect in a slow light waveguide,” *Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS)*, JW4A.50, Washington DC, September 17-21 (2017).
- [24] T. Tanabe, Y. Ooka, N. A. B. Daud, and T. Tetsumoto, “Robust CMOS compatible photonic crystal nanocavity and DEMUX filter,” *Asia Communications and Photonics Conference (ACP 2017)*, M1F.1, Guangzhou, November 10-13 (2017). (invited)
- [25] T. Tetsumoto, H. Kumazaki, R. Ishida, and T. Tanabe, “Investigation of the influence of proximity effect and randomness on photolithographically fabricated photonic crystal nanobeam cavity,” *SPIE NanoPhotonics Australia 2017*, 10456-63, Melbourne, December 10-13 (2017). [*Proc. SPIE*, Vol. 10456, 104561Y (2018).]
- [26] T. Kumagai, N. Hirota, K. Sato, K. Namiki, A. Hori, H. Maki, and T. Tanabe, “Saturable absorption by carbon nanotubes on silica microtoroids for stable mode locking,” *SPIE Photonics West 2018*, 10518-16, San Francisco, January 27-February 1 (2018). [*Proc. SPIE*, Vol. 10518, 105180H (2018).]

【国内会議発表】

- [1] 田邊孝純, 藤井瞬, 本多祥大, 吉岐航, 鈴木 良, 加藤 拓巳「マイクロ共振器を用いた非線形光学」超高速光エレクトロニクス(UFO)研究会 第 1 回研究会, 名古屋大学 東山キャンパス, 平成 29 年 6 月 14 日. (招待講演)
- [2] 藤井瞬, 加藤 拓巳, 鈴木 良, 堀 敦裕, 田邊 孝純, 「シリカ微小光共振器における四光波混合と誘導ラマン散乱間で発生する利得競合の観測」第 78 回応用物理学会秋季学術講演会, 6p-S45-20, 福岡国際会議場, 平成 29 年 9 月 5 日～8 日.
- [3] 藤井瞬, 岡部悠介, 加藤拓巳, 鈴木良, 堀 敦裕, 田邊孝純, 「非線形結合モード方程式を用いた結合共振器モデルにおけるマイクロコムシミュレーション」第 78 回応用物理学会秋季学術講演会, 7a-PA4-1, 福岡国際会議場, 平成 29 年 9 月 5 日～8 日.
- [4] 岡村拓, 小林美紗子, 藤井瞬, 田邊孝純, 「パッケージングしたシリカトロイド共振器を用いた高感度アンモニアガス検出」第 78 回応用物理学会秋季学術講演会, 7p-PA2-9, 福岡国際会議場, 平成 29 年 9 月 5 日～8 日.
- [5] 上岡直隆, 鐵本智大, 田邊孝純「FDTD 法を用いたフォトニック結晶導波路のスローライト効果による磁気光学効果アイソレータの小型化の数値解析的検討」第 78 回応用物理学会秋季学術講演会, 6a-A405-4, 福岡国際会議場, 平成 29 年 9 月 5 日～8 日.
- [6] 田邊孝純「誘導ラマン散乱を用いたマイクロコム光の波長帯域の拡大」, レーザー学会学術講演会第 38 回年次大会, 京都市勧業館みやこめッセ, 平成 30 年 1 月 24 日～26 日. (招待講演)
- [7] 金セイ基, 大岡勇太, 鐵本智大, ヌル・アシキン・ビンティ・ダウド, 田邊孝純, 「フォトリソグラフィによるフォトニック結晶波長分波器とその最適化」第 65 回応用物理学

会春季学術講演会, 20p-C301-7, 早稲田大学西早稲田キャンパス, 平成 30 年 3 月 17 日～20 日.

- [8] 熊谷傳, 廣田直弥, 佐藤克哉, 並木洗樹, 堀敦裕, 牧英之, 田邊孝純, 「カーボンナノチューブ可飽和吸収特性を付与したトロイド微小光共振器」第 65 回応用物理学会春季学術講演会, 20p-P3-6, 早稲田大学西早稲田キャンパス, 平成 30 年 3 月 17 日～20 日.
- [9] 長谷川穂, 藤井瞬, 鈴木良, 田邊孝純, 「シリカトロイド共振器における高次分散を利用した広帯域周波数変換」第 65 回応用物理学会春季学術講演会, 20p-P3-4, 早稲田大学西早稲田キャンパス, 平成 30 年 3 月 17 日～20 日.

【受賞など】

2017 年 5 月 Shun Fujii, “The 6th Advanced Lasers and Photon Sources, Best Student Award”

2017 年 9 月 Shun Fujii, “Milton Chang & Incubic student travel grant”

学位論文題目

博士論文

Tomohiro Tetsumoto, “Tailoring optical resonances in photonic crystals with an optical nanofiber,” Feb. 2018.

修士論文

廣田直弥「化学気相成長法によるカーボンナノチューブのシリカトロイド微小光共振器上への成長とその可飽和吸収特性」

Shun Fujii 「Study on nonlinear optical effects and mode coupling in high-Q optical microcavities」

堀敦裕「誘導ラマン散乱を考慮した Lugiato-Lefever 方程式に基づく数値シミュレーションによる光コムに関する理論解析」

卒業論文

石田蘭丸「二硫化モリブデンのフォトニックナノ構造への応用に向けた光学特性の評価」

金セイ基「フォトリソグラフィによるフォトニック結晶波長分波器の構造改善」

長谷川穂「シリカトロイド光共振器における高次分散を利用した四光波混合の発生制御」

学内開催セミナー

開催：2017 年 8 月 22 日(火) 16:30～17:40

講演者： Dr. Yoshitomo Okawachi, Columbia University

題目： Frequency comb in microcavity and professional development opportunity in OSA

開催：2017 年 8 月 22 日(火) 17:45～18:15

講演者： Prof. Sun Changzheng, Tsinghua National Laborator

題目： AlN microring based Raman lasers and Kerr combs

開催：2017 年 10 月 10 日(火) 14:45～16:15 電子工学科会議室(25-402)

講演者： Prof. Jonathan Finley (Technische Universität München, Germany)

題目： Quantum optics with semiconductor artificial atoms

開催：2017 年 10 月 17 日(火) 16:30～18:00 電子工学科会議室(25-402)

講演者： 北村 恭子 先生 (京都工芸繊維大学, 日本)

題目： 単一の半導体レーザを用いたビーム形状・偏光・位相・偏向制御とその展開

開催：2017 年 11 月 8 日(水) 16:30～18:00 DR9(14-219)

講演者： Dr. Fuchuan Lei (OIST, Japan)

題目： Laser dynamics and its application on mode control in Whispering gallery microcavities

KEIO-TUM workshop on SOLID-STATE NANOSCIENCE

開催 : 2017 年 6 月 30 日 10:00~16:00

場所 : ZNN room 1.003, Walter Schott Institute, Technische Universität München,
Germany

10:15–10:45 Jon Finley, “Semiconductor-based spin quantum memories”

10:45–11:00 Michael Kaniber, “Linear and non-linear optical properties of atomically-thin semiconductors”

11:00–11:15 Jochen Bissinger, “GaAs-AlGaAs core-shell nanowire lasers on silicon”

(11:15–12:45 lunch at “Garching Augustiner”)

12:45–13:15 Takasumi Tanabe, “Signal processing with photonic crystal and WGM microcavities”

13:15–13:30 Shun Fujii, “Frequency comb generation in WGM microcavity: The effect of SRS and THG”

13:30–13:45 Yoshihiro Honda, “Stimulated Brillouin Scattering Lasing in coupled WGM microcavity system”

(13:45–14:15 coffee break)

14:15–14:45 Martin Brandt, “Electrical Readout of NV⁻ centers in diamond”

14:45–15:00 Lukas Stelzer, “Broadband electrically detected magnetic resonance using optimal control”

15:00–15:15 David Franke, “Mechanical tuning of donor nuclear spins in silicon”