Keio University



2014年度(平成 26 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 田邉フォトニック構造研究室

目次

*ごあ	らいさつ	1
* 研究	記室メンバー一覧	2
* 研究	光活動報告	3
	光カーコムの時間領域測定と THz 繰り返し光パルスの発生	4
	光カーコムの熱光学効果の影響の理論的検討	7
	光カーコムの周波数安定化に向けた要素技術の確立	10
	シリカトロイド微小光共振器とテーパ光ファイバの集積	12
	シリカトロイド微小光共振器を用いた pH 測定	15
	CMOS シリコンフォトニクス素子と 高 Q 値フォトニック結晶微小光共振器の融合	18
	金粒子ドープによるシリカトロイド微小光共振器の熱光学効果の向上	21
	Zipper 共振器による MOMS スイッチの設計	23
	CaF2 共振器の作製と熱光学機械振動の観察	25

* 資料の部

論文・会議発表	29
学位論文題目	32

28

ごあいさつ



皆さまには,慶應義塾大学理工学部電子工学科・田邉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.

当研究室は2014年度に4年目を迎えました.当年度にはマレーシアからの 留学生が博士課程に入学したので、当研究室で始めて博士課程の学生が在学 する年となりました.実際には、昨年度修士課程を修了した2名の学生が博 士課程に在学するはずですが、両名ともリーディング大学院RAとして採用さ れているため、2014年度は商学研究科と医学研究科にてそれぞれ勉学を研鑽 しています.彼らは2015年4月に研究室に戻り、引き続き博士課程に進学す る予定となっています.さらに2015年3月に修士課程を修了する1名が引き 続き博士課程に進学しますので、2015年4月からは博士課程の学生が一気に 4名に増えて年度をスタートすることになります.

2014 年度に修了する伏見君はその研究成果が認められ,慶應義塾大学理工 学部・理工学研究科としては最高の栄誉となる藤原賞(大学院)が授与されまし た.修了式においても理工学研究科の受領代表として学位記を受領しました. このように研究活動においても,4年目に入り,研究を対外発表できるレベル に達し,成果が着実に学内外で認められるようになってきました.

教育に関しては、学生たちは研究室の教育目標である「新しい仕組みを構築する力」を身につけるべく切磋琢磨しており、指導教員としても今後の活躍が楽しみです.

本報告書では、2014 年度に取り組んだこうした具体的な研究成果について いくつかトピックスを絞って報告いたします. 私どもの行っている研究にご 関心を持たれましたら、ご連絡いただけましたら幸いに存じます.

2015年9月

慶應義塾大学理工学部電子工学科

准教授 田邉孝純

慶應義塾大学大学院政策・メディア研究科 入学

研究室メンバー一覧

准教授

田邉孝純

秘書

小嶋直子

博士1年生:第1期生(2011年度卒業生)

ヌル アシキン ビンティ ダウド 慶應義塾大学大学院在学(2013/4~)

修士2年生:第2期生(2012年度卒業生)

齊藤龍介

リーディ	ング大学院プログラム RA(2013/4〜現在)
鈴木良	慶應義塾大学大学院在学
鐵本智大	慶應義塾大学大学院博士課程進学
西村治郎	慶應義塾大学大学院修了 就職
伏見亮大	慶應義塾大学大学院修了 就職

修士1年生:第3期生(2013年度卒業生)

小畠知也	慶應義塾大学大学院在学
玉木翔	慶應義塾大学大学院在学
陳哲倫	慶應義塾大学大学院在学
中川陽介	慶應義塾大学大学院在学

学部4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進学
大岡勇太	慶應義塾大学大学院進学
岡部悠介	慶應義塾大学大学院進学
小林美紗子	慶應義塾大学大学院進学
長野拓真	慶應義塾大学大学院進学

(プライバシーの観点より就職先企業名の記載は致しません)

研究活動報告

光カーコムの時間領域測定とTHz 繰り返し光パルスの発生

陳 哲倫(M1) 鈴木 良(M2) 長野 拓真(B4)

光周波数コム光源とは周波数領域に広帯域で等間隔に櫛状で並ぶモードを持つ光を指し,その時 間領域ではフェムト秒領域の時間幅を持つ繰り返しパルス列を形成する.本研究では高Q値・ 微小サイズのトロイド共振器で光カーコムを発生させて,SHG自己相関測定を行うことで,6~ 7 THz という高い繰り返し周波数を持つ光パルス列の形成が確認できたので,その成果について 報告する.また,高コントラスト光パルスを得るための add-drop 系への改良や,光カーコム発 生におけるラマン散乱の影響についても考察する

キーワード:光周波数コム,非線形光学,トロイド共振器,高繰り返しパルス

1. 背景

光周波数コムは周波数領域において等間隔に櫛状 で並ぶモードを持つ光であり,周波数の物差しとし て用いることにより高精度に光周波数を測定するこ とができる.これにより分光学や光時計,衛星測位シ ステム(GPS),大容量光通信といった応用が期待され ている[1].従来の光コム光源は,固体レーザやファ イバレーザなどが使われており,装置が大きく高価 であったため,超微小デバイスを用いて低パワーで 光コムを発生させることへの期待が高まっている[2].

本研究はシリカトロイド微小光共振器に注目した[3].トロイド共振器の利点としては高い閉じ込め性能(高 Q 値)であるだけでなく,同時にチップ上に容易に作製でき集積化が可能である点が挙げられる.また本研究では,発生した光カーコムの各モード間の位相関係が同期しているかどうかを時間領域測定を行うことで確認した.モード同期は1THz以上の超高繰り返し光パルス列の発生につながるため,未来の通信光源としても期待される.本研究では,トロイド共振器を用いて光カーコムを発生させ,モード同期により発生する超高繰り返し光パルス列を測定した結果を報告する.

2. 光カーコムの発生と超短光パルスの測定法

トロイド共振器にテーパファイバを近づけるこ とで,近接場を介して WGM (whispering-gallery modes)を励起できる. EDFA (erbium doped fiber amplifier)により増幅した数 100 mW のポンプレーザ をテーパ光ファイバで介して共振器内に入射し,四 光波混合閾値を超えるパワーの光をトロイド共振器 内に閉じ込め,光カーコムを発生させた.内部で生じ た光カーコムの各モードの位相がそろう時に共振器 内部でパルスが形成される.我々の実験では,光カー コムは C 帯を超えて広がるため,フーリエ限界の関 係より,形成される.そこで,本研究ではバックグ ランドフリーSHG 自己相関計を用いて時間領域測定 を行った.

テーパファイバを1本のみ共振器に近づけた時, 共振器内部で生成された光カーコム光はテーパファ イバの出力側に結合するが,共振器と結合しないポ ンプレーザ成分やEDFAによるASEノイズ(amplified spontaneous emission noise)成分も同時に出力側に伝搬 してしまう.これは出力光パルス波形のコントラス トの低下を招く.そこで、ポンプレーザを共振器に入 射させるための入力ポート(add 側)に加えてもう1つ のポート(drop 側)を出力光パルス取り出し用に設置 した,add-drop 系と呼ばれる実験系とすることで入力 雑音の影響で低コントラストの時間波形が得られて しまうという問題を解決した[4].本研究では2本の テーパファイバを近づけ,add-drop 系での出力スペク トル及び波形の測定を試みた(図1,図2).

3. 光カーコムと自己相関波形の測定



図 1: トロイド微小共振器と add-drop 系の光学顕微



図 2: 測定セットアップ. OSA: Optical spectrum

まず add 側のみの測定を行った. add 側を bus ポ ートと呼ぶことにする. bus 出力を 1:1 ビームスプ リッタにより分波し,それぞれ光スペクトルアナラ イザおよび SHG 自己相関系に入射した. 図 3 にそ の結果を示す.

図 3 は入力するレーザの波長を変えてトロイド共振器から発生させた光カーコムのスペクトルと SHG 自己相関波形である.図3(a)と図3(b),図3(c)と図 3(d)はそれぞれ同じ波長におけるデータである.また, 図3(b)と図3(d)の縦軸の値は対応している.図3(a) の時の入力波長は1546.68 nm であり,図3(c)は 1547.61 nm である.トロイド共振器に入力したパワ ーは0.73 W である.図3(b)と図3(d)のグラフ中の下



図 3: Add 側のスペクトル及び SHG 自己相関波形

の黒線はSHG自己相関系に入力がない時のバックグ ラウンドである.図3(b)と図3(d)の繰り返し周波数 frep はそれぞれ 6.22 THz と 7.15 THz であったが, これ はその時の光カーコムのパワーが比較的大きい支配 的なモード同士の周波数間隔と一致していることが 分かった(図 3 (a)は 7-FSR (free spectral range)間隔, 図 3 (b)は 8-FSR 間隔である). 図 3 (b)に比べ図 3 (d)の SHG 自己相関波形の方が、バックグランドが持ちあ がっているが、これは図3(b)より図3(d)の光パルス 列の方が、より大きなタイミングジッタを有するた めであると考えられる.実際にスプリットステップ フーリエ法を用いた解析では、入射光強度が強い領 域では変調不安定性が顕在化することがわかってい る[5]. このノイズは支配的なモード間のモード同期 していない光カーコム成分に起因するものだと考え ることができる. ゆえに 1-FSR 間隔で支配的なモー ドが立つ場合の時間波形はノイズが少ないと予想で き,図3(a)と図3(c)のデータにより,波長をこのま ま変化させれば支配的なモード間の光カーコムは成 長し1-FSR間隔で支配的なモードが立ちと期待され, これは、他のグループによるシミュレーション結果 と一致する[5,6].

4. Add 側と Drop 側の比較

次に, add-drop 系の優位性を調査した. 先の実験 とは異なるトロイド共振器を用いて光カーコムを発 生させ, bus 側と drop 側それぞれ測定したデータを 比較した.



図 4: (a)bus 側と(b)drop 側で測定した光カーコム

図 4(a)は光カーコム発生時に bus 側の光スペクトル アナライザで取得したグラフで,図 5(b)は drop 側で 取得したグラフである.両方のグラフを比較してま ず明らかなのは drop 側に EDFA による ASE ノイズ が伝搬していないことである.この時テーパファイ バとトロイド共振器は接触しているが,共振器内の 光のモードの場所とテーパファイバの位置を適切に 調整することで,入力側の ASE ノイズは drop 側に 伝わらないことが分かった.

またポンプ光成分(1549.33 nm)と 8-FSR 離れた支 配的なコム成分との差が Add 側では 20 dBm 以上あ るのに対し, Drop 側ではわずか 5 dBm であった. これは, drop 側では共振器と結合しなかったポンプ 光成分がそのまま出力側に伝搬してしまうからであ る.それは, 共振器とテーパ光ファイバの結合を正 確に critical coupling に調整できない点に原因があ る.その一方で, drop 側は純粋に共振器内部に含ま れている成分のみが出力側に結合するので, 図 4(b) のようにフラットな光コムが観測される.

5. トロイド微小光共振器におけるラマン散乱

光カーコム発生の実験を行うと1650 nm 付近において強いスペクトルが立つことがある. これはシリカであるトロイド共振器内でラマン散乱によって広帯域に生じたストークス成分であり,このラマン散乱によりポンプ成分のパワーが奪われ,光カーコムの発生の妨げになると考えられる. そこで,本節では,光カーコム発生時に観測されるラマン散乱をより詳細に調査した.



図 5:テーパファイバとトロイド微小光共振器と の結合を変えた時に測定されるスペクトル. (a)(b)(c)は Drop 側で測定した光カーコムであり, (d)は Add 側の光カーコムである.(e)は(d)のグラ フの 1560 nm から 1660 nm までを拡大したグラ フである(1-FSR: 0.9 THz).

図 5 はテーパファイバとトロイド共振器間の結合 をそれぞれ変え、ラマン散乱が生じた時のスペクト ルである.図 5(a)は Drop 側で測定したスペクトルデ ータであるが、これよりテーパファイバとトロイド 共振器の結合によってはトロイド共振器内のストー クス成分はポンプ光成分より大きくなることが分か り,図7(b)によりストークス成分付近から光カーコム を発生させることも可能だということが判明した. またテーパファイバをさらに別の位置に固定し、ポ ンプ光の波長を少しずつ変化させて広帯域に光カー コムを発生させた時、ストークス成分付近の光カー コム成分はポンプ光成分から発生する光カーコム成 分とは違うモードとなっていることもわかった. 図 5(c)(d)はそれぞれ異なるテーパファイバ位置におい て発生した光カーコムである. 図 5(c)の光カーコムは おおよそ等間隔にならんでいるが,図5(d)における光 カーコムは 1560 nm から 1660 nm において明らかに コム成分にずれが見られる(図 5(e)).もし、ポンプレ ーザから直接、四光波混合で発生した光であるなら ば、運動量(波数)保存則が成り立つはずであり、モー ド間隔が均一でないモードが励振されるはずはない. このことからも我々は長波長側で発生する光カーコ ムがラマン散乱によるものであると結論付けた.

- [1] T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, "Optical frequency metrology," Nature **416**, 233 (2002).
- [2] P. Del'Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, "Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator," Nature 450, 1214 (2007).
- [3] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, "Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip," Nature 421, 925 (2003).
- [4] P.-H. Wang, Y. Xuan, L. Fan, L. T. Varghese, J. Wang, Y. Liu, X. Xue, D. E. Leaird, M. Qi, and A. M. Weiner, "Dropport study of microresonator frequency combs: power transfer, spectra and time-domain characterization," Opt. Express 21, 22441 (2013).
- [5] T. Kato, T. Kobatake, R. Suzuki, Z. Chen, and T. Tanabe, "Harmonic mode locking in a high-*Q* whispering gallery mode microcavity," (arXiv: 1408.1204).
- [6] T. Herr, V. Brasch, J. D. Jost, C. Y. Wang, N. M. Kondratiev, M. L. Gorodetsky, "Temporal solitons in optical microresonators," Nat. Photonics 8, 145 (2014).

光カーコムの熱光学効果の影響の理論的検討

小畠知也(M1) 加藤拓巳(D1)

本研究では、微小光共振器内で光カーコムを発生させる際に生じる熱光学効果が光カーコムの発 生状態にどのような影響を与えるか、スプリットステップフーリエ法を用いたシミュレーション で解析した.熱光学効果の解析のために有限要素法で求めたパラメータを用い、シリカトロイド 共振器をモデルとした.

キーワード:光周波数コム,光カーコム,非線形光学,スプリットステップフーリエ法,熱 光学効果,有限要素法

1. 背景

光周波数コムとは、周波数領域で非常に高い精度 で等間隔に並ぶ櫛(コム)状のスペクトルを持つ光の ことで、時間領域では繰り返しパルス列になってい る(図1)、この周波数間隔の正確性と高い周波数安定 度から"光のものさし"と呼ばれ、光周波数コムを 周波数の基準とすることで光周波数の測定が容易に なった.このほか分光学や大容量光通信,光時計, 衛星測位システム(GPS)への応用が期待されている [1]. この光周波数コムの発生には固体レーザ(チタン サファイアレーザ)やファイバレーザが用いられ,精 度の高い光源が実現されているが、大型・高価・駆 動パワーが大きいといった問題がある. これに対し て,微小光共振器内で生じる非線形光学効果を利用 し、小型・安価・低駆動パワーでコム状のスペクト ルを発生する光カーコムについての研究が近年盛ん になっている[2]. 特に,光カーコムの発生状態に関 して入力波長のデチューニング量が大きな影響を与 えていることが数多くの理論研究によって明らかに された[3][4]. 一方で、実際に光カーコムを発生させ る際には熱光学効果によってデチューニング量が変 化することが避けられない. そこで本研究では、熱 光学効果による光カーコム発生状態への影響を、ス プリットステップフーリエ法(SSFM)を用いたシミュ レーションを行うことで検討した.

 $|E(f)|^{2}$ f_{0} $|E(t)|^{2}$ f_{0} f_{r} f_{r}

図1:光周波数コムの周波数スペクトルと時間波形.

2. 光カーコム発生の計算と熱光学効果の導入

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

$$t_{R}\frac{\partial^{2}E}{\partial r^{2}} = \left(-\frac{\alpha}{2} - \frac{\kappa}{2} - i\delta_{0} - \frac{iL\beta_{2}}{2}\frac{\partial^{2}E}{\partial t^{2}} + iL\gamma|E|^{2}\right)E + \sqrt{\kappa}S$$
(1)

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

しかしながら、この式だけでは熱光学効果を計算 することができない.熱光学効果がある場合には、 発生した熱によって共振器の光路長が変化し、共振 波長がシフトする.そのため本研究では、計算1ス テップごとにデチューニング量を再計算することで 熱光学効果の影響を計算に取り込んだ.具体的な計 算手順の模式図を図2に示す.最初は通常通りにス プリットステップフーリエ法によって、1ステップ 後の共振器内電界を求める.次に、求めた電界から 吸収損失、共振器の発熱量 h を求め、以下の微分方 程式に代入することで共振器内熱エネルギーU を求 める.

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{U}{\tau} + h(E^2) \tag{2}$$

$$T = U/C \tag{3}$$

 τ は熱のライフタイムであり、有限要素法(Finite Element Method: FEM)を用いた計算結果と実際の実験結果から見積もった値を計算に用いた.この微分方程式を4次のルンゲクッタ法で解いて求めたUと共振器の熱容量Cから共振器温度Tを求める.最後にその共振器温度から共振波器の光路長rを求めてデチューニング量を再計算し((4),(5)式),次ステッ

プの電界計算に使用することで熱光学効果の影響を 取り込んだ.

$$r = \frac{1}{n_0} (r_0 + r_0 \alpha_{ex} T) \left(n_0 + \frac{dn}{dT} T \right)$$
(4)

$$\delta = 2\pi \left(\frac{r}{\lambda_n} - \frac{r}{\lambda}\right) \tag{5}$$

ここで、 r_0 は温度変化がないときの共振器の光路長、 α_{ex} は熱膨張率、 $\frac{dn}{dr}$ は熱光学係数、 λ_n は共振波長である.



図2:熱光学効果を考慮した計算方法

本研究では主にシリカトロイド共振器をモデリング したこれらの数値を用いて, Lugiato-Lefever モデルを 計算する.計算手法には、スプリットステップフー リエ法を用いた. 1ステップは共振器一周分の長さ とした.

3. 計算結果

3.1 熱光学係数がゼロの場合

熱光学効果の影響を調べる比較対象として、熱光 学係数がゼロ、つまり熱光学効果の影響がない場合 の計算を行った.共振周波数より短波長側から長波 長側へ入力波長をスキャンしたときの透過パワーを 計算した結果が図3上図である.左上は非線形効果 が起こらない場合で一般的な共振スペクトルを示す が、非線形光学効果が起こるほどパワーが強いと、 右上図のように透過スペクトルは大きく3つの領域 に分かれる.短波長側から①CW光が変調された状態、 ②不安定な状態、③ソリトンパルスが発生できる状 態であり、時間波形はそれぞれ図3下図に示した.



図3:非線形光学効果がない場合(左上),ある場合(右上) の,熱光学係数が0の場合に短波長側から長波長側へ入力 波長をスキャンした場合の透過スペクトル.下は右上図の それぞれの領域における時間波形.

3.2 熱光学係数が正の場合

今回想定した材料であるシリカでは熱光学係数が 正である.この場合に、短波長側から長波長側ヘス キャンしたときの透過パワーを計算した結果,図4 (左)のようになった、入力波長のスキャンは、各波長 につき十分時間が経過した後断続的に変化させるこ ととした.この結果を見ると、熱光学効果によって 共振周波数がシフトし,透過スペクトルは三角形と なっている.また,熱光学係数が正の場合には①, ②の領域のみしかなく、③ソリトン領域に入る前に 共振から外れていることがわかる. 原因を調べるた めに共振から外れた点での共振器内部のパワーと温 度の時間変化を表したのが図4(右)である.これを見 ると、一時的にソリトンの領域へ入っていることが わかるが、2から3に移ったことで内部パワーが減 少し、共振器温度が低下し続けるために共振から外 れたことがわかる.このため、熱光学効果が正の場 合にソリトン領域を用いるには、2から③に遷移し た際に温度変化が大きくならないよう適切な速度で スキャンする必要がある[5].



図4:熱光学係数が正の場合に短波長側から長波長側へ入 力波長をスキャンした場合の透過スペクトル(左). 左図で 共振から外れた波長での共振器内部のパワーと温度の時 間変化(右).

3.3 熱光学係数が負の場合

次に,熱光学係数が負の場合について調べた. CaF2 で作られた共振器は負の熱光学係数を持つことが知 られているが、今回は簡単のためシリカのパラメー タのうち熱光学係数のみ符号を反転した値を用い. 常に熱平衡であるとして計算を行った.また,熱光 学効果による共振周波数シフトが逆向きであること を考慮して長波長側から短波長側へスキャンした結 果を図5に示す.この結果から,熱光学係数が正の 場合には定常状態でソリトンを維持するのが難しか ったのに対し、負の場合には③ソリトン領域のみが 現れていることがわかる. これはカー効果による共 振周波数のシフトと熱光学効果によるシフトが逆向 きであることが原因で,変調によるカー効果の増大 に伴い内部パワーが増加した後、熱光学効果とのつ りあいでソリトン領域に入り込んだものと考えられ る.



図5:熱光学係数が負の場合に長波長側から短波長側へ入 力波長をスキャンした場合の透過スペクトル.

4. 結論

スプリットステップフーリエ法を用いた光カーコ ムのシミュレーションにおいて、デチューニング量 を共振器内パワーの関数とすることで熱光学効果の 影響を組み込んだ.このプログラムを用いて熱光学 係数が正,負の場合について光カーコムの発生状態 への影響を調べた結果、正の場合にはソリトンの維 持が難しいのに対し、負の場合には熱光学効果がカ ー効果と逆向きであることにより自然にソリトン領 域に入り込むことがわかった.

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

光カーコムの周波数安定化に向けた要素技術の確立

岡部 悠介 (B4) 小畠 知也(M1) 陳 哲倫(M1)

高Q値微小光共振器によって発生される光カーコムは,現在の大がかりでコストの高い光周波数 コム装置を小さく安くする可能性を秘めている.これを実現するために本研究では未だ不安定な 光カーコムをより安定にするために励起光の周波数・強度制御を行い,加えて機械振動によるノ イズも減じた.

キーワード:光周波数コム,マイクロコム,非線形光学,トロイド共振器,フィードバック 制御,共振器オプトメカニクス

1. 背景

光カーコムは微小光共振器に閉じ込められた光が 3次の非線形光学効果によって、別の周波数の光をカ スケードに生み出すことによって発生する.それら は光のエネルギー保存則によって周波数軸上で等間 隔に並んだ光スペクトルとなる.この光カーコムは 光周波数コムと異なり、低パワー・低コストで発生 でき、現在の大がかりな光周波数コム装置を大幅に 小さくする可能性を秘めている.しかしその周波数 安定度は光周波数コムと比べてまだまだ低く、実用 化のためにより安定化する必要がある.そこで本研 究では、光カーコムの周波数安定度をあげるために 励起光の周波数・強度制御と共振器オプトメカニク スの低減を行った.

2. 光カーコムの揺らぎとノイズ

まず光カーコムの揺らぎについて説明する.光カ ーコムの周波数揺らぎ(=モード間隔の揺らぎ)は 励起光の周波数と強度に関係している[1].励起光強 度を変化させると共振器に吸収される光量が変わり 共振器自体の温度が変わる.そうしてシリカの屈折 率が変調されモード間隔が変化する.また励起光周 波数を変化させると共振周波数に対するデチューニ ングが変化し結合強度が変化するため,実効的に励 起光強度が変化することが知られている[1].したが ってこの2つを制御することによって光カーコムの モード間隔を一定にすることが可能になる.

次に共振器オプトメカニクスについて説明する. 共振器オプトメカニクスは微小光共振器に一定以上 の強度をもった励起光を入れると発生する[2].この とき高強度の光を入れるとカオス的に振動し [3],こ れが光カーコムに強度変調を与えている.したがっ てこの振動を低減させるようにする必要がある.

3. 励起光強度・周波数のフィードバック制御

前節で述べた励起光強度・周波数安定化のために PID 制御を用いたフィードバックをそれぞれ行った. まず励起光強度の安定化について説明する.図1 にフィードバック系を示す.



図 1. 励起光強度のフィードバック系. (TLD: Tunable laser diode, EDFA: Erbium doped optical fiber amplifier, BPF: Band pass filter, PD: Photodiode)

実験方法はまず波長可変レーザによって出された光 をEDFAによって増幅して微小光共振器に入射する. そこで発生した光カーコムから励起波長の光のみを 波長選択フィルタで切り取り,それをフォトダイオ ードで受け取る.そのとき得られた電流を一定にす るように EDFA にかける電流値(=増幅率)を PID 制御器で調節する.このときフォトダイオードの電 流の受信機はナショナルインスツルメンツ社(以下 NI 社)製 NI-9215, EDFA の電流調整器は NI 社製 NI-9263 を使用した.また PID のアルゴリズム計算は パソコンによって実行した.その結果を図2に示す.



図 2. 励起光強度のフィードバック結果

結果からわかるように5分以上のフィードバック制 御が達成できている.今回は5分で区切ったが能力 としてはより長時間可能である.また目標値を変化 させた時もよく追従している(矢印).ここで量子化 誤差が見受けられるのはNI-9263の電圧分解能が 0.3 mV しかないことが原因である.

次に励起光周波数の安定化について説明する.図5 に実験系を示す.



図 5. 励起光強度のフィードバック系. (TLD: Tunable laser diode, PD: Photodiode, Counter: Frequency counter.)

実験方法は励起光として使うレーザと参照光として 使うレーザのうなりをとり、それをフォトダイオー ドで電流に変換し周波数カウンタでうなりの周波数 を受け取る.そのうなりの周波数が一定になるよう に PID 制御器で励起光の周波数を調整する.今回は うなりの目標周波数を 200 MHz 程度に設定してフィ ードバックを行った.その結果を図6に示す.



図 6. (a) うなり周波数.上図がフリーランニング,下 図がフィードバック制御時.フィードバック制御の目標 値は 200 MHz. (b) それぞれのときのアラン分散.赤丸 はフィードバック制御時,青三角形はフリーランニング.

結果よりフィードバック制御時には周波数はよく安定し、そのアラン分散(測定2点間の周波数差の平均値を励起光周波数で割ったもの)は10秒で10⁸を 維持している.

4. 機械振動の低減

光カーコムを発生させたときの機械振動の低減は デチューニング(共振周波数に対する励起光周波数 の差)を変化させることで行った.この振動は共振 器オプトメカニクスにより発生し,これは原子冷却 とのアナロジーが成り立ち,低周波数側で共振器を 励振すると振動を減衰させることができることが知 られているので,それを微小光共振器に対しても適 用した.その結果を図7に示す.



図 7. (a) 励起光波長 1545.300 nm のときの光カーコムス ペクトルと RF スペクトル. このときの RF スペクトル 強度は約-60 dBm であり,機械 Q 値は 6.8×10⁴ であった. (b) 励起光波長を 0.034 nm 長波長側にずらしたとき(励 起光波長 1545.334 nm)の光カーコムスペクトルと RF スペクトル.このときの RF スペクトル強度は約-70 dBm であり,機械 Q 値は 4.8×10³ であった.

このように励起光波長を長波長側にずらすことで RF ノイズを 10 dB 減少させ, 機械 Q 値も 1 桁減少した.

5. 結論

光カーコムの周波数安定化に必要な励起光強度・ 周波数のフィードバック制御に成功した.また微小 光共振器に強い光を入れたときに生じる機械振動を デチューニングを変化させることによって減じるこ とができた.これらの要素技術を組み合わせること でより安定化した光カーコムを発生させることが期 待できる.

- P. Del'Haye, O. Arcizet, A. Schliesser, R. Holzwarth, and T. Kippenberg, "Full stabilization of a microresonator-based optical frequency comb," Phys. Rev. Lett. **101**, 053903 (2008).
- [2] H. Rokhsari, T. Kippenberg, T. Carmon, and K. Vahala, "Radiation-pressure-driven micro-mechanical oscillator," Opt. Express 13, 5293 (2005).
- [3] T. Carmon, M. Cross, and K. Vahala, "Chaotic quivering of micron-scaled on-chip resonators excited by centrifugal optical pressure," Phys. Rev. Lett. 98, 167203 (2007).

シリカトロイド微小光共振器とテーパ光ファイバの集積

小林美紗子(B4) 西村治郎(M2)

シリカトロイド微小光共振器を用いて測定を行う際にはテーパ光ファイバとの位置関係を精密に 制御する必要があるが、高精度なステージが必要となるため応用場所が限られるという問題があ る.そこで本研究では、シリカトロイド微小光共振器とテーパ光ファイバを測定可能な形でパッ ケージングすることを試みた.

し,これを用いた.

キーワード:シリカトロイド微小光共振器,テーパ光ファイバ,パッケージング

1. はじめに

微小光共振器は光を非常に小さな領域に高密度で 長時間閉じ込めることが可能な素子である. 微小光 共振器の中でも近年特に注目されているのが WGM 共振器の1つであるシリカトロイド微小光共振器で ある [1].シリカトロイド微小光共振器は高 Q 値が見 込めるうえ, Si-SiO2という単一な材料から作成可能 であり,集積化に向いているという利点がある.

シリカトロイド微小光共振器を用いることで,光 コム発生や高精度のセンシングといった応用が可能 である [2]. 測定にはテーパ光ファイバによる共振モ ードの励起が必要となり,シリカトロイド微小光共 振器とテーパ光ファイバの位置関係の精密な制御が 求められる.そのため,近年 WGM 共振器とテーパ 光ファイバのパッケージングが注目されており,実 際に Y. Yan, et al. [3], F. Monifi et al. [4] 等によって行 われているが, WGM 共振器に UV 硬化剤を付着させ る方法であるため光コム発生やセンシング応用には 向かないという問題点がある.

そこで、本研究ではシリカトロイド微小光共振器 に直接 UV 硬化剤を付着させずにパッケージングす る手法を検討し、これを試みた.

2. パッケージング方法の検討

先述したように、現在までに行われているパッケ ージングは WGM 共振器に UV 硬化剤を付着させる ため応用が限られるほか、屈折率が 1.3 程度の低屈折 率 UV 硬化剤は硬度が低く、安定性が低いと考えら れる.そこで、本研究では屈折率が 1.6 程度と高いが 高硬度が得られる UV 硬化剤を用いて図1のような 手順でパッケージングを行った.



図1:パッケージング方法.(a) シリカトロイド微小光共振 器の左右のシリコンチップ上にUV硬化剤を乗せる.(b) シ リカトロイド微小光共振器とテーパ光ファイバのアライ メントを行う.(c)UV 光を約30分照射し,固定する.

また、パッケージングの強度を高めるため、図2 のような台付きシリカトロイド微小光共振器を作製



図2:台付きシリカトロイド微小光共振器.

3. パッケージングされた共振器の評価

先述した手順でパッケージングを行ったものを図 3に、UV 光照射前後とテーパ光ファイバホルダを外 した後の透過スペクトルを図4にそれぞれ示す.図3、 図4から持ち運べるサイズの箱にパッケージングが でき、パッケージングした状態で *Q* = 1.7×10⁶を達成 したことがわかった.

UV 光照射により UV 硬化剤が収縮することを考慮 してアライメントを行ったため,図4において UV 光照射前には共振が見られないが,UV 照射後には共 振が見られるという結果が得られた.また,UV 照射 後とファイバホルダを外した後の透過スペクトルに 多数のモードが存在するのはシリカトロイド微小光 共振器とテーパ光ファイバが接触しているからだと 考えられる.実際,図3よりテーパ光ファイバがシ リカトロイド微小光共振器の上に乗っていることが わかる.



図 3: パッケージングされた共振器の (a) 写真と (b) SEM 画像.



図 4: (a) UV 光照射前 (b) UV 光照射後 (c) ファイバホル ダを外した後の共振器の透過スペクトル.

次に,作製してからの経過時間と振動の影響という2つの観点からパッケージングされた共振器の安 定性の評価を行った.

まず,作製してからの経過時間に対する安定性を 調べた.作製直後、3日後、14日後の透過スペクト ルを図5に、図5よりQ値の変化を調べたところ, 作製直後は $Q=1.7\times10^6$,作製してから3日後は $Q=6.7\times10^5$,14日後は $Q=4.6\times10^5$ となった.Q値 は低下しているものの共振が見えていることがわか る.Q値の低下は共振器に埃やOH⁻基が付着し、共 振器の固有Q値が低下したことによると考えられる.



図 5:作製直後,3日後,14日後におけるパッケージング された共振器の透過スペクトル.

次に,共振状態にあるシリカトロイド微小光共振 器とテーパ光ファイバの真上から40kHzの超音波ス ピーカを近づけることで振動に対する安定性につい て調べた.その結果を図6に示す.図6より,パッ ケージングすることで振動がない時にはファイバの 揺れをほぼ0に抑えられており,振動がある時にも ファイバの揺れが軽減されていることがわかる.し たがって,パッケージングすることで周囲の振動に よるファイバの揺れが軽減できることがわかった.

4. センシング応用に向けた流路内パッケージング

先述したように、シリカトロイド微小光共振器を 用いることで高感度なセンシングが可能である.し かし、現状では持ち運び可能なセンサの開発をした 例は少ない.そこで、本研究で行ったパッケージン グ技術を用いて流路内パッケージングを行うことで 持ち運び可能なセンサの作製を試みた.

流路内に共振器をパッケージングしたものを図7に 示す.また、図7の素子を用いて液中測定を行った 結果を図8に示す.図8より、水を流した時でも共 振が見られており、シリカトロイド微小光共振器と テーパ光ファイバが測定可能な状態でパッケージン グされていることがわかる.また、Q値を求めたと ころ空気中で $Q=1.7\times10^6$ 、液中で $Q=1.6\times10^4$ とな った.しかし、現状では歩留まりが高くないという 問題があり、今後解決すべき課題である.また、今 後は流路内パッケージングを用いたセンシングも視 野に入れて研究を行う予定である.



図 6: (a) 振動がないとき, (b) 振動があるときにおけるパ ッケージングの有無によるファイバの揺れの比較.





- [1] D. K. Armani, *et al.*, Nature **421**, 925-928 (2003).
- [2] T. J. Kippenberg, Phd. Thesis (2004).

- [3] Y. Yan, et al., Opt. Express 19, 5753-5759 (2011).
- [4] F. Monifi *et al.*, IEEE Photonics Technol. Lett. 25, 1458-1461 (2013).

シリカトロイド微小光共振器を用いた pH 測定

西村治郎(M2) 小林美紗子(B4)

本研究ではシリカトロイド微小光共振器を用いて pH の検出を行った.通常のシリカトロイド共振器では pH に対する応答は示さないが,共振器表面に高分子電解質の多層膜を積層することで その機能を持たせ,中和滴定実験を行うことでその性能を評価した.

キーワード:シリカトロイド微小光共振器,センシング, pH, ESA

1. はじめに

共振器は計測において検出感度を高める手段とし て使用されてきた.共振器によりもたらされる効果 は,共振器内に信号を閉じ込める時間の長さを示す 値が高く,閉じ込める体積を示すVが小さいほど顕 著である.微小光共振器はVが小さいにも関わらず, 高いQ値を持つため注目を集めており,既にセンサ 応用として多くの研究が報告されている[1-3].検出 対象も温度[1],タンパク質[2],溶液濃度[3]など多岐 に渡る中でpH検出に関しては唯一報告されていない.

本研究では、高分子電解質の多層膜を積層した光 ファイバによる pH 検出例を基に[4]、微小光共振器の 中でも特に性能が良いとされているシリカトロイド 共振器表面に高分子電解質の多層膜を積層し、pH 検 出を行った.

2. 多層膜の積層

高分子電解質の多層膜はその電離状態により,多 層膜の厚さが変化することで知られている[5].電離 状態は pH によって制御することができるため,高分 子電解質の多層膜は pH によって厚さを変化させる 膜と言い換えることもできる.高分子電解質の多層 膜は ESA(静電自己組織析出法)により容易に積層で き,本研究では PAH と PAA の多層膜を積層した.以 下にその手順を示す.

- 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:過酸化水素水=7:3の混合溶 液を使用した.
- 2. トロイド共振器を大量の超純水で5分間洗浄した.
- 3. 窒素ガスを用いてトロイド共振器に付着した水 分を飛ばした.
- 4. トロイド共振器を PAH 水溶液に 4 分間浸けた.
- 5. トロイド共振器を超純水で1 分間洗浄した.
- 6. トロイド共振器を PAA 水溶液に 4 分浸けた.
- トロイド共振器を超純水で1分間洗浄した.(4 ~7の工程で1層の2分子膜が積層される)
- 8. 4~7 の工程を繰り返し、トロイド共振器に 20 層の 2 分子膜を積層した.
- トロイド共振器を 60C。に温めたホットプレートで2 時間加熱した.

通常のトロイド共振器の表面は正にも負にも帯電し ていない中性状態であるが、1~3の作業を行うことで トロイド共振器表面が負に帯電する.この状態で水 溶液中において陽イオンとなる PAH と陰イオンとな る PAA 水溶液中へ交互に浸けることで,静電引力に より2 分子膜が積層される.このように静電引力を 利用した多層膜の形成法を ESA という.実験で使用 した PAH, PAA 溶液は SIGMA-ALDRICH 社から購 入したものを水で希釈し,それぞれ 3.3 mM, 2.4 mM とした.Fig. 1(a),(b)は多層膜積層前とピラニア洗浄 後,多層膜積層後と 20 層の 2 分子層を積層した後の 画像であり,見た目では多層膜が積層されているか 判断できない.Q値としての変化は積層前に 10⁷程あ ったものが 10⁶程度まで落ちる.しかし PAH, PAA 溶液の濃度を 4.8 mM, 6.6 mM と高くすると Fig. 1(c) のように多層膜が積層され過ぎてしまい,この状態 ではQ値すらまともに測ることができず,使用する ことはできない.



Fig. 1: シリカトロイド共振器の光学顕微鏡写真. (a)多層膜 積層前とピラニア洗浄後. (b)多層膜積層前と 20 層の 2 分 子層積層後. (c)PAA と PAH の濃度を高くした場合の積層 後の様子.

3. 多層膜の pH 応答性の検証

シリカトロイド共振器表面に積層した多層膜が実際にpH応答性があるのか検証を行った.通常のシリカトロイド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.pHの場合も同様でpHが変化することにより多層膜の厚さが変化するので,共振波長が変化する.ここで問題なのが屈折率,pHどちらが変化しても共に共振波長が変化することであり,観測された共振波長変化がpHによるものなのか検証を行う必要がある.以下にその検証

手順を示す.

- 1. 超純水 1 mL, ショ糖水 0.125 mL 中において多 層膜を積層したシリカトロイド共振器の透過ス ペクトルを測定した.
- 容器にショ糖水を 0.125 mL 追加して透過スペ クトルを測定した.
- 容器にショ糖水を 0.125 mL 追加して透過スペ クトルを測定した.
- 4. 容器に酢酸水溶液を 0.125 mL 追加して透過ス ペクトルを測定した.
- 5. 容器に水酸化カリウム水溶液を 0.125 mL 追加 して透過スペクトルを測定した.
- 6. 容器に酢酸水溶液を 0.125 mL 追加して透過ス ペクトルを測定した.
- 7. 容器に水酸化カリウム水溶液を 0.125 mL 追加 して透過スペクトルを測定した.
- 8. 容器に水酸化カリウム水溶液を 0.125 mL 追加 して透過スペクトルを測定した.

手順1~3においてはpHは変化せず屈折率のみ変化さ せているため、屈折率と共振波長のグラフを描くと 比例の関係が得られると予想される.もし多層膜を 積層したシリカトロイド共振器が pH センサとして 機能しているなら、4-の手順において溶液の pH 及び 屈折率を変化させた場合に比例関係からずれると考 えられる. Fig.2 に溶液の屈折率及び共振波長の関係 を示す.黒点はショ糖水を加えた操作,赤点は酢酸 を加えた操作、青点は水酸化カリウムを加えた操作 をそれぞれ示しており、プロット近傍にある数字と 上記実験手順の数字は対応している. Fig.2を見て分 かるように酸性, 塩基性を加え pH を変化させること で屈折率による変化以上(もしくは以下)の共振波長 シフトが起きており、多層膜を積層したシリカトロ イド共振器が pH 応答性を有していることが示され た.



Fig. 2: 屈折率と多層膜を積層したシリカトロイド共振器の共振波長の関係.黒点はショ糖水,赤点は酢酸,青点は水酸化カリウムの注入を示しており,点上部の数字は注入した順番を示している.

4. 中和滴定実験

前章で多層膜を積層したシリカトロイド共振器が pHに応じて共振波長をシフトさせることがわかった ので,中和滴定を行うことで pHの検出を行った.実 験手順を以下の通りである.

- 多層膜を積層したシリカトロイド共振器の透過 スペクトルを超純水 1 mL, 硫酸水溶液 0.25 mL 中で測定した.
- 容器に水酸化カリウム水溶液 0.375 mL 追加し て透過スペクトルを測定した.
- 3. 容器に水酸化カリウム水溶液 0.125 mL を追加 して透過スペクトルを測定した.
- 4. 3の作業を容器中の溶液が十分塩基性になるまで行った.
- 5. 容器に硫酸水溶液を 0.125 mL 追加して透過ス ペクトルを測定した.
- 6. 5の作業を容器中の溶液が十分酸性になるまで 行った.

Fig. 3は上記実験を手順4まで行った際の(a)コンパク トpH メーターを用いて測定した水酸化カリウム滴 定量に対応する pH,(b)水酸化カリウム滴定量に対応 する多層膜を積層したシリカトロイド共振器の共振 波長を示している.図から分かるようにシリカトロ イド共振器を用いた場合でも,pHメーター観測され た pH ジャンプを観測しており,多層膜を積層したシ リカトロイド共振器が pH センサとしての機能を果 たしていることが示された.また Fig. 3(c)は pH と共 振波長の関係を示しており,グラフの傾きから検出 感度 0.14 pH を得た.



Fig. 3: (a), (b)水酸化カリウム滴定量と pH, 共振波長の関係. (c)pH と共振波長の関係.

まとめ

ESAにより PAH, PAA の2分子膜を20層積層し たシリカトロイド共振器はpH応答性を有し,中和滴 定実験においてpHジャンプを観測した.検出感度は 0.14 pH と十分とはいえないが,この検出感度は光源 の波長揺らぎによるものなので,より高精度な光源 を使うことでさらなる感度向上が期待できる.

- A. J. Maker and A. Armani, "Heterodyned toroidal microlaser sensor," Appl. Phys. Lett., 103, 123302 (2013).
- F. Vollmer, D. Braun and A. Libchaber, "Protein detection by optical shift of a resonant microcavity," Appl. Phys. Lett., 80, 4057-4059 (2002).
- [3] J. Hu, N. Carlie, L. Petit, A. Agarwal, K. Richardson and L. C. Kimerling,
 "Cavity-Enhanced IR Absorption in Planar Chalcogenide Glass Microdisk Resonators: Expriment and Analysis," J. Lightwave Technol., 27, 5240-5245 (2009).
- [4] B. Gu, M. Yin, A. P. Zhang, J. Qian and S. He, "Low-cost high-performance fiber-optic pH sensor based on thin-core fiber modal interforometer," Opt. Express, 17, 22296-22302 (2009).
- [5] S. S. Shiratori and M. F. Rubner, "pH-Dependent Thickness Behavior of Swquentially Adsorbed Layers of Weak Plyelectrolytes," Macromolecules, 33, 4213-4219 (2000).

CMOS シリコンフォトニクス素子と 高 Q 値フォトニック結晶微小光共振器の融合

大岡勇太(B4), 鐵本智大(M2), 伏見亮大(M2), 吉岐航(D1)

2.2×10⁵を持つ高*Q*値フォトニック結晶微小光共振器を、フォトリソグラフィによって 作製することに成功した.フォトリソグラフィは既存の CMOS プロセスで使用されて おり、大量生産に向いている.また、作製した素子は SiO₂ クラッドが付いているもの でこれは他のシリコンフォトニクス素子との互換性を高める効能もある.この素子の特 徴を生かして、本研究では2つの実験結果を示している.1つ目は、一般に用いられて いるエアブリッジ構造と比べて熱拡散効率を4.2 倍に上昇させることができていること である.2つ目は全光スイッチングを達成した結果で、0.12 ns という速度は既存の電子 ビーム描画装置で作製した素子と同等の値を示している.

キーワード:シリコンフォトニクス,フォトニック結晶,CMOS プロセス,幅変化型 微小光共振器,熱光学効果,キャリアプラズマ効果,全光スイッチング

1. 背景

シリコンフォトニクスは次世代の信号処理へ貢献す ると考えられている.シリコンは高屈折率(n=3.45) の材料で光をその内部に閉じ込め,通信波長帯 (1550 nm)では損失が非常に小さいからである. 電子 デバイスで行われてきた様々な機能が、これまでシ リコンフォトニクス素子で実現されてきた.スイッ チ^{1,2}や検出器^{3,4}、レーザ^{5,6}などがそうである、これ らの素子は全て光と物質の相互作用を引き起こすこ とによって駆動している素子であり、これを実現す るには小さい個所に光を強く閉じ込めるという作業 が必要になる.フォトニック結晶(PhC)微小光共振器 は、その高い光閉じ込め性能(0値)と小さいモード体 積によって近年特に注目されているそしてある.し かしながら、ほとんどの PhC は作製時間、作製コス トのかかる、また大量生産に向いていなく実用的で ない電子ビーム描画装置を用いているという問題点 がある.またこれらの PhC にはエアブリッジ構造で あるという問題点もある.光の閉じ込め性能を高め るためにはシリコンを囲う環境を空気とすることが 多い.しかしこの構造は不安定であり、ほこりなど に弱い、さらには他の CMOS 素子と互換性が低いと いう問題だ.

この報告書は、上記の問題を解決すべく 2014 年度 に取り組んだ研究をまとめたものである.得られた 結果は将来の PhC が CMOS 素子に組み込まれるため には十分なものである.

2. 共振器のデザイン

フォトリソグラフィを用いて PhC 微小光共振器を正確に作成するために,共振器デザインに工夫を凝らした. EB 描画よりもフォトリソグラフィの方が作製精度が低いと言われているので,共振器デザインが思い通りに描けない可能性があるからである.今回

幅変化型共振器と呼ばれる共振器デザインを採用し た⁷. このデザインはモードギャップ共振器に分類さ れ,他にバンドギャップ共振器という分類がある. 前者は PhC 線欠陥導波路の導波路幅の違いによるカ ットオフ周波数の違いを利用して光を閉じ込めてい る.一方後者は、PhC 構造内に比較的大きな欠陥を 作ることでそこに光を閉じ込めている. 今回我々は 幅変化型の他に L3 というバンドギャップ共振器⁸を 同プロセスで作製した.図1ではSEMで観察した両 者の違いを比較しており、(a)が幅変化型、(b)が L3 となっている.詳しいデザインについては後述する が、幅変化型における穴位置の最大移動量は9nmで あるのに対し、L3 では 63 nm と7 倍も大きな移動が 必要になる.図1を見るとわかるように、フォトマ スク上で非常に接近したパターンとなるL3共振器の 両端の隣り合う穴が近接効果によって正確に作製で きていない.このことから、穴位置移動量が小さく てよいモードギャップ共振器の方がフォトリソグラ フィによる PhC 共振器を作製する上では好ましいと わかる.



図 1. (a)幅変化型共振器, (b)L3 共振器, それぞれ の SEM 画像. 図内の矢印はそれぞれのデザインに おける最大穴位置移動量を示している.

3. 計算と作製

前述のように今回は幅変化型共振器をデザインとして採用した.モード分布とバンド図を,3D-FDTD計算と全ベクトル3D計算によって求めた結果が図2に示されている.(a)のFDTD計算では,スラブ厚が

204 nm, 幅変化が2, 4, 6 nm, 屈折率がシリコンと SiO₂それぞれ3.47と1.44である. 同時に求まる理論Q値は7.2×10⁶となりSiO₂クラッドが付いているにも関 わらず高い値を示している. そしてモード体積は 1.7 (λ /n)³となった. また, 図2(b)から閉じ込めモード として利用した波数はライトライン⁹よりも十分に離 れた部分であることからも高Q値を実現できた理由 が伺える.



図2.(a) 3D-FDTD で計算した Hz 成分のモード分布. (b)この構造のバンド図.赤い実線が mirror 領域の W0.98 に対応していて, 点線が共振器モードの W1.00 に対応している.

素子の作製にあたってはシンガポールの IME(Institute of Microelectronics)という機関を利用した.この機関では通常のCMOSプロセスで使用する ArFのエキシマレーザを用いた露光を行っている. IMEの取り扱うシリコンスラブ厚は210 nmと指定されているため、今回作製した詳しいデザインは図3 のようになる.



図 3. CMOS プロセスで作製した幅変化型共振器の 概念図.

4. 素子の特性

前章までで説明した通りに素子を作製し、その Q 値 と熱拡散性能について測定をしたので、その結果に ついてこの章ではまとめる.

図 4 に示した透過特性は、シリコン細線導波路に スポットサイズコンバータ(SSC)を介して光を結合 させて測定したものである. この SSC はまさに CMOS プロセスを用いて作製する利点の 1 つとして 挙げられる. 結合損失はわずか 0.8 dB となっている. 挿入図は共振器モードのピークを示していて、W0.98 のバンドギャップ内である 1619.20 nm 付近に共振波 長がある. W0.98 のバンドエッジは 1615 nm にある こともわかる. Q 値はフォトリソグラフィで作製し た微小光共振器としては世界最高の2.2×10⁵を示した.



図 4. 作製した幅変化型共振器の透過特性. 挿入図 は共振器モードのピークを示していて,黒線のロー レンツフィッティングより*Q*値2.2×10⁵が得られる.

次に、入力パワーを4段階に変化させて共振器モ ード付近を短波長側からスキャンしたときの透過特 性を図5に示す.共振器内に蓄えられているパワー が大きくなるとTO効果により光双安定現象を確認 することができる.測定ではSiO₂クラッド付きで*Q* 値は2.1×10⁵の素子を使用した.前述の光双安定現象 の閾値は共振器内パワーが19μWとなったときに観 測できる.この値は、エアブリッジ構造でほぼ同じ*Q* 値(2.3×10⁵)の素子を使用して同様の実験を行ったと きの4倍の値であることも確認した.この結果より、 SiO₂クラッドには共振器から熱を拡散する高い性能 があることがわかる.熱拡散時間の遅さは高速信号 処理においてパターン効果として悪影響を与えるた め、本素子は将来の光信号処理に有用であると言え る.



図 5. 共振器モードの共振波長が TO 効果によって 長波長側へシフトしている様子が示されている. 共振器内パワーが 19 µW となったときに明確な光 双安定現象を観測することができる.

5. 全光スイッチング

最後に,全光スイッチングの成果を報告する. Q 値 は光の閉じ込め性能であるので,高 Q 値であるほど 共振器内に光が閉じ込められている時間が長い.ス イッチにおいては高速で動作することが求められて いるので,この高 Q 値は望ましくない.そこで今回 は Q 値が最高値の 1/10 である 3.6×10⁴のものを使用 した.

図 6(a)に示すのが実験セットアップの概念図である. 全光スイッチングはコントロール-シグナル法という手法をとっている². この結果はフォトリソグラフィで作製した PhC 共振器を用いた初めての全光スイッチングである.スイッチング速度の 0.12 ns は EB 描画で作製した PhC を用いた先行研究と同等の速度であり², フォトリソグラフィが代替となりうること



図 6. 全光スイッチング実験. (a)実験セットアップ の概念図. (b)スイッチング結果を時間域で表示した もの.

6. 結論

高Q値でかつSiO₂クラッド付きのPhC 微小光共振器 を、フォトリソグラフィで作製することに成功した. フォトリソグラフィで作製した PhC を用いた例とし ては初の全光スイッチングを実現した.このスイッ チング速度は, EB 描画で作製した PhC を用いている 先行例と同等の速度であり、今後フォトリソグラフ ィが代替となりうることを示している.本研究は今 後 PhC 微小光共振器が他の CMOS デバイスと融合す る道を大きく拓いた.

- V. Almeida, C. Barrios, R. Panepucci & M. Lipson "All-optical control of light on a silicon chip," *Nature* 431, 1081 (2004).
- T. Tanabe, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya & E. Kuramochi "All-optical switches on a silicon chip realized using photonic crystal nanocavities," *Appl. Phys. Lett.* 87, 151112 (2005).
- T. Yin, *et al.* "31GHz Ge n-i-p waveguide photodetectors on Silicon-on-Insulator substrate," *Opt. Express* 15, 13965 (2007).
- 4. T. Tanabe, H. Sumikura, H. Taniyama, A. Shinya & M. Notomi "All-silicon sub-Gb/s telecom detector with low dark current and high quantum efficiency on chip," *Appl. Phys. Lett.* **96**, 101103 (2010).

- 5. H. Rong, A. Liu, R. Jones, O. Cohen & D. Hak "An all-silicon Raman laser," *Nature* **433**, 292 (2005).
- Y. Takahashi, *et al.* "A micrometre-scale Raman silicon laser with a microwatt threshold," *Nature* 498, 470 (2013).
- E. Kuramochi, *et al.* "Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect," *Appl. Phys. Lett.* 88, 041112 (2006).
- Y. Akahane, T. Asano & B. Song "High- Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal," *Nature* 425, 4 (2003).
- K. Srinivasan & O. Painter "Momentum space design of high-Q photonic crystal optical cavities," *Opt. Express* 10, 670 (2002).

金粒子ドープによるシリカトロイド微小光共振器の熱光学効果の向上

玉木 翔(M1)

本研究ではシリカディスク共振器に金粒子をスパッタリングさせてリフローしドープさせた.これにより共振波長シフトの増大と超低パワーの熱光学効果を利用した光スイッチを実証した.

キーワード:熱光学効果,金粒子,シリカトロイド微小光共振器

1. イントロダクション

微小光共振器は通信処理における消費電力を大幅 に下げる事ができる期待があり,近年多岐にわたり 研究されている.様々な種類の微小光共振器の中で シリカトロイド微小光共振器はその高い Q 値と小さ いモードボリューム(V)という特徴を持つので深く研 究されている.このようなデバイスを光スイッチと して利用する際,入力するパワーで効果を制御でき ることから熱光学効果(TO 効果)を原理として利 用できる.しかし,この原理を利用した光スイッチ 動作は通常 1mW 以上必要となる.そこで本研究で は金粒子ドープによる熱光学効果の増強を共振波長 のシフト観測と超低パワーの光スイッチにより実証 した.そして将来的には表面プラズモン効果を利用 したカー効果の増強にも取り組むつもりである.

2. TO 効果による共振波長シフトの増大

2.1. 作製と評価

シリカトロイド微小光共振器に金粒子をドープす るためにまず、フォトリソグラフィ、シリカエッチ ングとフッ化キセノンエッチングを通してシリカデ ィスク共振器を作製した.その後上から金粒子を 3.2 nmの厚さでスパッタリングさせ、上から CO₂ レ ーザを照射した.



図1 金粒子をドープしたシリカトロイド微小光共振器の 作製法.(写真の共振器は一例であり,実験結果を本文で は載せていない.)

光スイッチを行う前に、金粒子をドープしている 共振器とドープしていない共振器の共振波長シフト の比較の実験結果を図2に載せる.金をドープして いない共振器のQ値は 3.4×10⁶で金をドープさせた 共振器のQ値は 5.0×10⁵であった.図2に示す通 り、金をドープした共振器の共振波長のシフトは金 をドープしていない共振器に比べQ値が低いにも関 わらず、大きく共振波長がシフトしているのが分か る.



2.2 考察

入力パワーと共振波長シフトの関係と有限要素法 による解析による熱容量の計算結果より金をドープ したことによる Q 値の制限は 3.4×10⁶と見積もるこ とができた.実際に測定した Q 値との実験値のずれ は表面の影響によるものだと考えられる.

3. TO 効果による光スイッチ

3.1. 実験方法と結果

図3は熱光学効果を利用した光スイッチの実験セットアップ図である.



まず,スイッチ動作を行う前に制御光と信号光を 決めた.制御光は λ = 1542 nmでQ値は 8×10⁵,信 号光は λ = 1572 nmでQ値は 9×10⁵であった.図4 に制御光と信号光のモードの透過スペクトルを示 す.



図4 制御光と信号光の透過スペクトル

この条件の下,コントロール光のパワーを変化させ ながら光スイッチを行った.その実験結果を図5に 示す.



制御光のパルス幅は 6 ms にセットされ,緩和時間は 入力パワーに依らずはおおよそ 1.5 ms であった.そ して最終的には最少 12.5 μWのパワーで光スイッチ が行えた.著者の知る限りではこのパワーはデバイ スとして入力する際に最も低いパワーである.

3.2 考察

このパワーがいかに小さいパワーかを示す為,表1 に TO 効果を利用した光スイッチの先行研究との比 較をまとめた.

Device	Response Time	Power
Fabry-Perot [1]	0.62 µs	58.4 mW
Waveguide [2]	14 µs	6.5 mW
SilicaToroid [3]	80 µs	1.9 mW
This work	1.5 ms	12.5 μW

表1 先行研究との比較

表1に示される通り,先行研究と比較すると本研究 では1/100以下のパワーで熱光学効果のスイッチが 動作する事を実証した.

4. 結論

本研究ではシリカトロイド共振器に金粒子をスパ ッタさせ金粒子をドープしたシリカトロイド微小共 振器を作製した.そして金をドープした共振器とし ていない共振器で共振波長のシフト量を比較し,熱 光学効果を利用した光スイッチを行った所12.5 µW の超低パワーな光スイッチを実証した.このように 複合材料を用いた微小光共振器を用いると性能を向 上させる事ができる事を示した.

- M. W. Pruessner, Todd H. Stievater, M. S. Ferraro, and W. S. Rabinovich "Thermo-optic tuning and switching in SOI waveguide Fabry-Perot microcavities," Opt. Express. 15, 7557-7563 (2007).
- [2] D. Adam, J. Siegfried, M. Rubin, S. Jens, H. X. Dan-Xia, D. Andre, L. Jean, V. Martin and C. Pavel, "Compact and low power thermooptic switch using folded silicon waveguides" Opt. Express. 17, 10457-10465, (2009).
- [3] W. Yoshiki and T. Tanabe, "All-optical switching using Kerr effect in a silica toroid microcavity," Opt. Express. 22, 24332-24341, (2014).

Zipper 共振器による MOMS スイッチの設計

鐵本智大(M2)

シリカ zipper 微小光共振器を用いた光輻射圧で駆動する光路変換スイッチを考案し、性能の数値 解析的な検討を行った. Zipper 共振器の設計では $Q = 4.0 \times 10^4$, $V = 2.1 (\lambda/n)^3$ が得られた. また, 190 mW の制御光の入力により、17.8 dB 以上の消光比での光路変換が可能なことを示した.

キーワード:キャビティオプトメカニクス,光輻射圧,Zipper 共振器,光スイッチ

1. はじめに

光を微小空間に強く閉じ込める光共振器の高性能 化が進んだことにより,光輻射圧を効率的に増大す ることが可能になってきた.これにより,光輻射圧 によるデバイス研究であるキャビティオプトメカニ クスという新たな分野が拓かれた[1].本研究では, 光輻射圧でマイクロ領域の構造を動かすことで動作 する Micro-Opto-Mechanical-Systems (MOMS)スイッ チという新しいコンセプトを掲げ,光輻射圧で駆動 する光路変換スイッチの検討を行った.

考案した光スイッチの動作を図1に模式的に示す. 基本的な構成は二本の導波路を近接させて配置した 方向性結合器である.方向性結合器内に信号光が入 射すると信号光は二本の導波路を交互に伝搬する. ここで,信号光の光路は方向性結合器の長さ(結合 長)や導波路間のスロット幅(結合効率)によって 決定される.このとき,強度の強い制御光を入力し て光輻射圧によって二本のスロット幅を変化させる ことが出来れば,結合効率が変わり,信号光の経路 を変更することが出来る.本研究では,方向性結合 器を架橋構造にすることで機械的に水平方向に動く ようにし,その中央に zipper 微小光共振器[2]を形成 することで光輻射圧を効率的に増大できる設計とし た.また,材料にシリカを選び,通信光帯の信号光 に対して極小の損失で動作できるようにした.



2. Zipper 共振器の設計

まずは、zipper 共振器の光学的設計を 3 次元 FDTD によって行った. Zipper 共振器は制御光を増大する 役割を果たすが、今回は可視光帯に共振波長を持つ ようにし、周期構造を図 2(a)のように設定した. この ときに利用する共振モードは図 2(b)のように中心に 電界成分が局在するものである. また、図 2(c)に共振 器間隔を変化させた際の Q 値とモード体積 Vの変化 を示した. Zipper 共振器の二本のビーム構造のスロ ット幅を 34 nm とした際に $Q = 4.0 \times 10^4$, $V = 2.1(\lambda/n)^3$ が得られ、光共振器が十分に高性能であることを示 した.



図 2: (a) Zipper 共振器の設計. (b) Zipper 共振器の Ey 成 分の共振モード分布. (c) スロット幅の変化に対する Q 値 とモード体積 V の変化

次に、zipper 共振器の機械的設計を行った.機械的 解析は COMSOL Multiphysics 4.3 を用いて有限要素 法を用いて行った.得られた zipper 共振器の主要な 振動モードを図 3 に示す.今回は水平面方向の力に よる振動を考えるので、面内の振動モードに着目す る.このとき、共振器長を 41.2 µm にした際に固有振 動数 3.2 MHz が得られた.また、空気中での機械 Q値を 10 程度と仮定すると[2]、機械振動の寿命が $\tau = \Omega_m/Q_m = 3.1 \mu s$ となる.今回のスイッチ動作は振 動の終了と同時に完了するため、これが光スイッチ の動作速度となる.



図 3: Zipper 共振器の主要な機械振動モード

3. 光伝搬解析

次に, zipper 共振器における光の伝搬解析を2次元 FDTD によって行った.計算モデルを図4(a)に示す. 図のように左上の導波路上に光源を置いて右側の導 波路の上下の観測点で得られたエネルギーの時間平 均から消光比を下記の式で算出した.

(Extinction ratio) =
$$|10\log(\frac{E_2}{E_1})|$$
 (1)

解析結果を図 4(b)に示す.スロット幅を 193 nm と した際に,信号光は上側の経路に伝搬し,消光比 17.8 dB が得られた.また,スロット幅を 92 nm まで 小さくすると信号光の経路が変換され,消光比 18.2 dB が得られた.以上より,スロット幅を 193 nm から 92 nm まで 100 nm 変位させることによって 17.8 dB 以上の高コントラストな光路変換が実現でき ることが分かった.



4. 光・機械結合の検討

最後に, 光輻射圧によって構造を 100 nm 変位させ るために必要な制御光の入力パワーを調べた.ここ で, 共振器に働く光輻射圧 F は断熱的な変形を仮定 すると, ビーム構造間のスロット幅の微小変化量 ds に対する共振器内部エネルギーUの変化 (h d ω) か ら $F = dU/ds = h d\omega/ds$ と表すことが出来る.ここで, 3 次元 FDTD を用いてスロット幅が変化した際の共 振波長の変化を計算すると図 5(a)のようになる.また, 光輻射圧は図 5(b)のようになる.なお, gom = d ω/ds はキャビティオプトメカニクスにおいて共振器の光 機械結合の強さを示す指標となるが, 今回の共振器 では $g_{OM}/2\pi > 100$ GHz/nm が得られており,非常に強 い光機械結合を持つことが分かる.



図 5: (a) スロット幅の変化に対する共振波長の変化. (b) スロット幅の変化に対する gom と光輻射圧の変化.

得られた光輻射圧を構造に荷重することで有限要素法により変位量を計算する.ここで、簡単のために制御光の共振器への結合効率を100%、光輻射圧が働く境界面の面積*S*をモード体積*V*、スロット幅*s*から*S*=*V/s*と仮定した.また、制御光の入力パワーを*P*_{in}とすると共振器の内部エネルギーは $U = Q P_{in} / \omega$ となる.このとき、制御光の入力パワーを上げていくと、190 mWの入力で100 nmの構造変位が可能なことが分かった.つまり、190 mWの消費電力で消光比 17.8 dB 以上の光路変換が可能であることが示された.

ただし、光輻射圧による振動の励振作用が共振器 固有の機械的減衰レートを上回ると、振動の再生増 幅が起こり、スイッチ動作が正常に行われなくなる. このとき、光輻射圧の寄与を考えた際の実効的な機 械的減衰係数 Γ_m ,は下記の式で与えられる[1].

$$\Gamma_{m}' = \Gamma_{m} - \left(\frac{2Ug_{OM}^{2}\Gamma}{\omega_{0}m_{eff}}\right) \frac{\Delta}{\left(\Delta^{2} + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^{2}\right)^{2}} \quad (2)$$

ここで、 $\Gamma_{\rm m}$ は構造固有の機械減衰係数、 Γ は光共振 器の減衰係数、 ω は共振光の角周波数、 Δ は共振周波 数からの離調である.式(2)で入力パワーと離調を変 化させて計算した結果を図6に示す.再生増幅が起 こるのは実効的機械減衰係数が0となったときであ る.ゆえに、今回のデバイスの再生増幅の閾値は 500 mW 程度であり、スイッチ動作は問題なく行える ことが確認できた.



図6:入力パワーと実効的機械減衰係数の関係.

5. まとめ

本研究では、シリカ zipper 共振器による光輻射圧 で駆動する光路変換スイッチを数値解析的に検討し た.設計した光共振器はスロット幅を 34 nm とした とき、 $Q = 4.0 \times 10^4$, $V = 2.1(\lambda/n)^3$ が得られた.また、 光伝搬解析と機械的変位の解析を行うことで、 190 mW の入力パワーで構造が 100 nm 変位し、 17.8 dB 以上の消光比の光路変換が可能なことを示し た.このときの動作速度は 3.1 µs である.以上の成 果の詳細は論文にまとめた[3].今後の課題は、構造 の作製および実験的な共振器の性能評価、光路変換 の検討である.

- T. J. Kippenberg and K. J. Vahala, Opt. Express 15 17173 (2007).
- [2] M. Eichenfield, et al., Nature 459 550 (2009).
- [3] T. Tetesumoto and T. Tanabe, AIP Advances **4** 077137 (2014).

CaF2共振器の作製と熱光学機械振動の観察

糸部大貴(B4) 中川陽介(M1)

CaF2共振器を用いて発生させる光カーコムの広帯域化と安定化を達成出来れば、安価かつ小型な 連続パルス光源の実用化が期待される.本研究では超精密切削加工による共振器の作製方法を確 立したことで光カーコムの帯域設計が可能となったほか、光カーコムの安定化のためには熱光学 機械振動を抑制する必要があることを実験的に確認した.

キーワード: ウィスパリングギャラリーモード共振器, CaF2, 光カーコム

1. はじめに

ウィスパリングギャラリーモード(WGM)共振器と は、微小体積に光を周回させて閉じ込める素子のこ とであり、その光閉じ込め効率の指標である Q 値の 上限は究極的には共振器を構成する材料の吸収特性 によって制限される.フッ化カルシウム(CaF₂)は通信 波長帯において非常に小さい吸収係数を持つため、 非常に高い Q 値($Q > 10^9$)を持つ共振器が作製可能と されている[1]. 先行研究では $Q = 6.3 \times 10^{10}$ を持つ共 振器の作製が報告されている[2].

2. 光カーコムの広帯域化と安定化

WGM 共振器で観測される非線形光学効果の一つ に光カー効果がある.光カー効果の結果発生する光 カーコムは、周波数領域では等間隔なスペクトルと なるが、これは時間領域では連続パルス光源に相当 する. 光カーコムに類似したものに光周波数コムが ある.これはWGM 共振器ではなく大型の固体モー ドロックレーザによって生成される. 光カーコムは 比較的安価で小型な WGM 共振器で生成可能である という利点があるが、広帯域化(広い周波数帯域で光 カーコムを発生させること)と安定化(時間的に安定 して光カーコムを生成させ続けること)が困難である という欠点がある.一方光周波数コムは広帯域化と 安定化が達成出来るが、生成装置として用いられる モードロックレーザが高価かつ大型という欠点があ る.以上を踏まえた上で、私たちは光カーコムの広 帯域化と安定化を両立することで、安価かつ小型な 連続パルス光源の実用化を目指すことにした.

光カーコムの広帯域化のためには広い周波数帯域 で共振器の分散値が0に近い値を持つことが必要と されている.分散値は材料分散と構造分散の和によ って表されるが,材料分散は材料として CaF2を使用 すると決めたため制御することは出来ない.そこで, 分散値を制御することは構造分散を制御することと 同義となる.構造分散は共振器の断面構造によって 決定されるため,断面構造を任意に決定出来れば構 造分散が制御可能となる.ところが,従来の機械加 工では共振器の表面が粗くなり,研磨加工を行わな ければ十分な Q 値を得ることが出来なかった.しか し,研磨加工を行ってしまうと共振器の断面構造が 変化するため,今度は構造分散が制御出来なくなる. そこで,私たちは共振器の作製方法として超精密切 削加工に着目した.超精密切削加工は共振器表面を 滑らかに保ったまま切削加工が出来るため、十分に 高い Q 値と断面構造の設計可能性が両立可能になる.

光カーコムの安定化のためには熱光学機械振動の 抑制が必要となる.光カーコムを生成する際には入 力光パワーを強くするが,これによって共振器では 熱光学効果(熱によって物質の屈折率が変化するこ と)と熱膨張(熱によって物質の体積が増大すること) が生じる.これらはそれぞれ共振器の共振波長を短 波長側と長波長側へシフトさせる効果となるため, 入力波長の周辺を共振波長が何回も往復することに なって共振器中の光パワーが周期的に変動してしま う.これが熱光学機械振動である.この場合,共振 器中の光パワーが光カーコムの生成に必要な光パワ ーを上回ったり下回ったりするため,光カーコムが 周期的に生成され,時間的に安定した生成が阻害さ れる.よって,熱光学機械振動を抑制することが光 カーコムの安定生成には不可欠といえる.

3. 超精密切削加工による CaF2 共振器の作製

図1に超精密切削加工によって作製された CaF2共 振器を示す. これは本大学システムデザイン工学科 柿沼研究室において行われた、この共振器は直径 500 µm であり, 表面粗さを測定した所, わずか 3 nm であった. また, Q値は $Q = 3.0 \times 10^{6}$ となった. Q値 測定後に研磨加工を行い,再び表面粗さの測定を行 った. その結果,表面粗さは3nmとなり,研磨加工 前と変わらなかった.よって、切削加工のみで十分 に滑らかな表面が得られていたことが確認された. 研磨加工後のQ値は $Q = 1.2 \times 10^7$ と研磨加工前より も高くなった. これについて詳細に調査した所, 切 削加工のみの共振器は表面から深さ 50 nm までの範 囲に多結晶層が形成されていることが確認された. 多結晶層があることで共振器が光を吸収しやすくな っていたことが、Q値が低かった要因であると推測 される.



図1作製した CaF2共振器の光学顕微鏡写真

4. 熱光学機械振動

Q値測定は入力レーザの波長を短波長側から長波 長側へとスイープさせ、出力光パワーの変化を測定 することで行われる.通常入力レーザの光パワーは 1 mW として測定を行うが、非線形光学効果を強くす るためにこれを 1 W に変更して同様の測定を行った. その結果、出力光パワーが周期的に振動する様子が 観測された.スイープ方向を逆に、すなわち入力波 長を長波長側から短波長側へとスイープさせた場合 には周期的な振動は観測されなかった.この振動を 以後熱光学機械振動と呼び、その様子を図2に示す.



図2熱光学機械振動 短波長側→長波長側 (Normal sweep) 長波長側→短波長側 (Reverse sweep)

この振動について詳細に調査した結果,熱光学効 果と熱膨張という2つの現象によって共振器の共振 波長が変化することが原因であることが分かった[3]. これを式(1)に示す.

$$\lambda_{\rm r}(t) = \lambda_0 \left(1 + \frac{dn}{dT_1} \Delta T_1(t) + \alpha \Delta T_2(t) \right) \tag{1}$$

ただし、 $\lambda_r(t)$ 、 λ_0 はそれぞれ変化後、変化前の共振波長、 dn/dT_1 は熱光学係数、 α は熱膨張係数、 $\Delta T_1(t)$ 、 $\Delta T_2(t)$ はそれぞれモード体積(共振器中の光が存在している領域)、共振器体積の定常状態からの温度変化を表す.通常共振器の作製に用いられるシリカ(Si)やシリコン(SiO₂)は正の熱光学係数を持つ[4]ため、熱光学効果と熱膨張は共振波長を共に長波長側へとシフトさせる.そのため、振動は生じない.一方、CaF₂は負の熱光学係数を持つ[4]ため、熱光学効果と熱膨張は共振波長をそれぞれ短波長側、長波長側へとシフトさせる.符号が逆の共振波長シフトが釣り合うことで、共振が何回も起きて振動が生じる.

振動は入力波長を短波長側から長波長側へとスイープさせる方法[5]以外にも、共振波長の近傍に固定した場合でも観測可能である.これを図3(a),(b)に示す.この結果は式(1)を用いたシミュレーション結果とも一致した.これを図3(c)に示す.





図 3 (a) 熱光学機械振動 (入力波長固定) (b) (a)の拡大図

(c) 式1に基づいたシミュレーション結果 式(1)によれば、熱光学機械振動は熱光学効果と熱 膨張による共振波長のシフトがうまくバランスした 場合に生じ、その速度はそれぞれモード体積、共振 器体積の大きさによって決定されると考えられる. モード体積、共振器体積の大きさの比率を考慮する と、短波長シフトは短い時間スケールで、長波長シ フトは長い時間スケールで生じる.図2では共振波 長を短波長側から長波長側へとスイープした場合の みに振動が生じたが、これは長波長シフトが短波長 シフトに比べて減衰が遅く、比較的長く持続するこ とを考えれば説明可能である.また,共振器サイズ が大きい場合には熱が共振器中に行き渡るのに時間 がかかり,熱が飽和して振動が生じないことを予想 した. そこで,図4(a)に示した直径6mmの共振器を 作製し同様の測定を行った所,図4(b)に示すように 振動は生じなかった.



図 4 (a) 直径 6 mm の共振器 (研磨加工で作製) (b) 振動が生じない様子

5. 熱光学機械振動と光カーコムの関連性

光カーコムは共振器中の光パワーがしきい値を上回った場合に生じる.ところが、CaF2共振器では熱光学機械振動によって光パワーが周期的に変動するため、光カーコムの発生している時間も周期的になることが予想される.実際、光カーコムの測定を行った所、図5(a)に示すように光カーコムが観測された場合もあれば、図5(b)に示すように光カーコムが観測されなかった場合もあった.





光カーコムが周期的に発生していることを示すた めに、入力波長 1540-1560 nm に対して共振器結合後 の光を波長帯域 1540-1564 nm のローパスフィルタと 波長帯域 1570-1610 nm のハイパスフィルタを用いて 分割する実験を行った.光カーコムが発生している 場合にはハイパスフィルタを通過可能な周波数を持 つ光が生じているため、ハイパスフィルタ側の光パ ワーの変動を観測することで、光カーコムの発生が 検出可能になる.その結果を図 6(a)、(b)に示す.こ れより、光カーコムの安定化が出来ないのは熱光学 機械振動の影響によるものであるといえる.

(a)







5. 結論

超精密切削加工を用いた CaF₂共振器の作製方法を 確立し,直径 500 μ m に対して表面粗さ 3 nm という 非常に高精度な加工が行えることを示した.この共 振器の Q 値は $Q = 3.0 \times 10^6$ と研磨後の共振器に比べ て低い値となったが,これは切削加工によって生じ る多結晶層を除去する方法を考案することで解消で きるものといえる.今後,光カーコムの広帯域化の ために最適な断面構造を検討していく必要がある.

熱光学機械振動の発生原理について詳細に調査し, 振動にはモード体積と共振器体積の大きさの比率が 重要であることを示した.振動の影響で光カーコム が不安定となるので,今後はこの振動を解消する方 法を検討していく必要がある.その方法の一つとし て共振器サイズを大きくすることの有効性を実験的 に示したが,これは同時に非線形光学効果を小さく してしまうという欠点もあり,最適な共振器サイズ を計算によって導出するか,あるいは効率的に熱を 拡散させる構造を考案するといった方法が,光カー コムの安定化のためには必要といえる.

- A. A. Savchenkov, V. S. Ilchenko, A. B. Matsko, and L. Maleki, "Kilohertz optical resonances in dielectric crystal cavities", Phys. Rev. A 70, 051804(R) (2004).
- [2] Ivan S. Grudinin, Vladimir S. Ilchenko, and Lute Maleki, "Ultrahigh optical Q factors of crystalline resonators in the linear regime" Phys. Rev. A, vol. 74, 063806 (2006).
- [3] G. Lin, S. Diallo, R. Henriet, M. Jacquot, and Y. K. Chembo, "Barium fluoride whispering-gallery-mode disk-resonator with one billion quality-factor", Opt. Lett. Vol. 39, No. 20 (2014).
- [4] M. J. Weber, "Handbook of Optical Materials", (CRC Press, 2002), Vol. **19**
- [5] L. He, Y.-F. Xiao, J. Zhu, S. K. Ozdemir, and L. Yang, "Oscillatory thermal dynamics in high-Q PDMS-coated silica toroidal microresonators", Opt. Express 17, 9571 (2009).

資料の部

論文・会議発表

(2014年4月~2015年3月)

【論文発表】

- W. Yoshiki and T. Tanabe, "Performance of Kerr bistable memory in silicon nitride microring and silica microtoroid," Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 53, No. 12, 12202 (pp. 7) (2014).
- [2] W. Yoshiki and T. Tanabe, "All-optical switching using Kerr effect in a silica toroid microcavity," Opt. Express, Vol. 22, No. 20, pp. 24332-24341 (2014).
- [3] A. Fushimi, H. Taniyama, E. Kuramochi, M. Notomi, and T. Tanabe, "Fast calculation of the quality factor for two-dimensional photonic crystal slab nanocavities," Opt. Express, Vol. 22, No. 19, pp. 23349-23359 (2014).
- [4] S. Azami, K. Hiroshi, T. Tanabe, J. Yan, and Y. Kakinuma, "Experimental analysis of the surface integrity of single-crystal calcium fluoride caused by ultra-precision turning," Procedica CIRP, Vol. 13, pp. 225-229 (2014).
- [5] T. Tetsumoto and T. Tanabe, "High-Q silica zipper cavity for optical radiation pressure driven MOMS switch," AIP Advances, Vol. 4, 077137 (2014).
- [6] A. Fushimi and T. Tanabe, "All-optical logic gate operating with single wavelength," Opt. Express, Vol. 22, No. 4, pp. 4466-4479 (2014).

【国際会議発表】

- R. Saito, M. Terakawa, and T. Tanabe, "Optical spectrum measurement of a celladhered microcavity for the cell-cycle analysis applications," APS March Meeting 2015, H1.00045, San Antonio, March 2-6 (2015).
- [2] Z. Chen, W. Yoshiki, and T. Tanabe, "Broad-bandwidth pulse transmission through an ultrahigh-Q nanocavity with a chirped pulse," 2014 Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS), FTu5D.6, Tucson, October 19-23 (2014).
- [3] T. Tetsumoto and T. Tanabe, "High-Q silica zipper cavity with strong opto-mechanical coupling for optical radiation pressure driven directional switching," IEEE Photonics Conference 2014 (IPC2014), San Diego, October 12-16 (2014).
- [4] A. Fushimi, H. Taniyama, E. Kuramochi, M. Notomi, and T. Tanabe, "Fast and accurate calculation of Q factor of 2D photonic crystal cavity," CLEO:2014, JTh2A.49, San Jose, June 6-13 (2014).
- [5] A. Fushimi and T. Tanabe, "Robustness of scalable all-optical logic gates," JTu4A.93,

CLEO:2014, SM1M.7, San Jose, June 6-13 (2014).

- [6] T. Kato, R. Suzuki, T. Kobatake, and T. Tanabe, "Analysis and experiments on harmonic mode locking in an optical microcavity," CLEO:2014, SM1M.7, San Jose, June 6-13 (2014).
- [7] R. Suzuki, T. Kato, T. Kobatake, and T. Tanabe, "RF noise measurement of a microcavity Kerr comb generated by dual pumping," The 3rd Advances Lasers and Photon Sources (ALPS' 14), ALPS3-5, Yokohama, April 22-25 (2014).

【国内会議発表】

- [1] 岡部悠介, 鈴木良, 陳哲倫, 長野拓真, 小畠知也, 田邉孝純, 「トロイド共振器において 発生した光カーコムの時間波形測定及び雑音評価」 第62回応用物理学会春季学術講 演会, 12p-A15-5, 東海大学湘南キャンパス, 平成27年3月11日~14日.
- [2] 糸部大貴、中川陽介、莇駿也、柿沼康弘、田邉 孝純、「超精密切削加工による結晶材料
 WGM 共振器の作製および熱光学機械振動の共振器サイズ依存性についての検討」 第
 62 回応用物理学会春季学術講演会、13a-A10-4、東海大学湘南キャンパス、平成 27 年
 3 月 11 日~14 日.
- [3] 鐵本智大,大岡勇太,伏見亮大,田邉 孝純,「ナノファイバを用いたフォトニック結晶 導波路上での高Q値共振器形成」 第62回応用物理学会春季学術講演会,13a-A10-5, 東海大学湘南キャンパス,平成27年3月11日~14日.
- [4] 陳哲倫,鈴木良,長野拓真,小畠知也,田邉孝純,「トロイド共振器における光カーコムの発生と高繰り返しパルスの時間波形測定」 レーザ・量子エレクトロニクス研究会(LQE),大阪大学,LQE20145-47,平成27年1月29日~30日.
- [5] 西村治郎,小林美紗子,田邉孝純,「シリカトロイド共振器及びテーパファバの固定化によるセンシング応用に関する検討」レーザー学会学術講演会第35回年次大会,12aX-4,東海大学高輪校舎,平成27年1月11日~12日.
- [6] 吉岐航,田邉孝純,「シリカトロイド共振器による超低パワーオンチップ光カースイッチ」
 チ」レーザー学会学術講演会第35回年次大会,12aX-2,東海大学高輪校舎,平成27年1月11日~12日.
- [7] 陳哲倫,鈴木 良,長野拓真,田邉孝純,「シリカトロイド共振器における光カーコム発生と高繰り返しパルス発生」 レーザー学会学術講演会第35回年次大会,11px-2,東海大学高輪校舎,平成27年1月11日~12日.
- [8] 大岡勇太, 鐵本智大, 伏見亮大, 吉岐航, 田邉孝純, 「CMOS プロセスで SOI 上に作製 した高Q値シリコンフォトニック結晶共振器」 レーザー学会学術講演会第35回年次 大会, 11aX-3, 東海大学高輪校舎, 平成27年1月11日~12日.
- [9] 伏見亮大,谷山秀昭,倉持栄一,納富雅也,田邉孝純「2次元フォトニック結晶共振器の高速なQ値算出」 レーザー学会学術講演会第35回年次大会,11aX-2,東海大学高輪校舎,平成27年1月11日~12日.

- [10]小畠知也, 加藤拓巳, 田邉孝純,「光カーコム発生における熱光学効果の影響」 レー ザー学会学術講演会第 35 回年次大会, 12pIII-12, 東海大学高輪校舎, 平成 27 年 1 月 11 日~12 日.
- [11] 西村治郎,小林美沙子,田邉孝純,「シリカ微小光共振器とテーパファイバの流路内固定 化による光流体工学応用に関する検討」Optics & Photonics Japan 2014 会, 5aB8, 筑 波大学東京キャンパス文京校舎,平成26年11月5日~7日.
- [12]加藤拓巳,小畠知也,鈴木良,田邉孝純,「微小光共振器における光カーコムの高調波モード同期制御」第75回応用物理学会秋季学術講演会,20a-C2-6,北海道大学札幌キャンパス,平成26年9月17日~20日.
- [13] 吉岐航,田邉孝純,「シリカトロイド共振器における光 Kerr 効果を用いた全光スイッチ」 第75回応用物理学会秋季学術講演会,19a-C7-11,北海道大学札幌キャンパス,平成26 年9月17日~20日.
- [14]大岡勇太,伏見亮大,吉岐航,鐵本智大,田邉孝純,「フォトリソグラフィで作製した SiO2 クラッド付き高 Q 値フォトニック結晶共振器」第75回応用物理学会秋季学術講 演会,17p-C8-3,北海道大学札幌キャンパス,平成26年9月17日~20日.
- [15]小畠知也,鈴木良,加藤拓巳,田邉孝純,「微小光共振器における光カーコム発生安定化のためのフィードバック制御の検討」レーザ・量子エレクトロニクス研究会(LQE), LQE2014-8,平成26年5月22日.[信学技法,vol. 114, no. 46, LQE2014-8, pp. 33-36, (2014).]

【受賞・その他】

- 2014年5月 レーザー学会 学術講演会優秀論文発表賞 加藤拓巳
- 2015年3月 電気学会東京支部 電気学術女性活動奨励賞 小林美紗子
- 2015年3月 慶應義塾大学理工学部電子工学科 優秀卒業論文賞 大岡勇太
- 2015年3月 慶應義塾大学大学院理工学研究科 藤原賞(大学院) 伏見亮大

学位論文題目

修士論文

<u>齋藤龍介</u>「NIH3T3 細胞を播種した微小光共振器上の光学 特性のリアルタイムかつラベル フリー計測の研究」

<u>鐵本智大</u>「シリカジッパー光共振器を用いた 光輻射圧で駆動する全光スイッチに関する研 究」

西村治郎「シリカトロイド共振器を用いた溶液のイオン濃度及び pH 検出に関する研究」

伏見亮大「微小光共振器による論理ゲート構築に関する研究」

卒業論文

<u>糸部大貴</u>「結晶材料ウィスパリングギャラリーモード共振器を用いた非線形光学効果の観測 に関する研究」

大岡勇太「CMOSプロセスで作製された高Q値フォトニック結晶微小光共振器」

<u>岡部悠介</u>「微小光共振器による光カーコムの周波数安定に向けたノイズ評価とフィードバック制御」

<u>小林美紗子</u>「シリカトロイド微小光共振器とテーパ光ファイバの固定化とセンシング応用に 関する研究」

<u>長野拓真</u>「時間領域測定による光カーコムのモードロック化に関する研究」