

目次

1	序論	3
1.1	光信号処理	3
1.2	光スイッチの研究例	4
1.2.1	サブバンド間遷移を用いた光スイッチ	4
1.2.2	光ファイバにおける非線形効果	5
1.2.3	微小光共振器	5
1.2.4	光スイッチ素子の性能比較	6
1.3	トロイド共振器	7
1.3.1	微小光共振器の光学性能を表す指標	7
1.3.2	微小光共振器間の性能比較	8
1.3.3	Whispering Gallery Mode	9
1.4	テーパ光ファイバ	10
1.4.1	微小光素子への結合応用	10
1.4.2	その他の応用	12
1.4.3	作製法	12
1.5	本研究の目的	12
2	理論	14
2.1	光ファイバ中の光伝搬の円筒座標表現	14
2.2	伝搬光のモード	17
3	テーパ光ファイバの伝搬シミュレーション	22
3.1	テーパ形状の検討	22
3.2	モード伝搬解析	24
3.3	実験に利用するパラメータの決定	28
4	テーパ光ファイバの作製	29
4.1	実験装置について	29
4.2	クラッド・コア径の関係性	30
4.3	条件変化に伴う透過率の変化	32
4.3.1	バーナーガス比の最適値	32
4.3.2	実際の作製結果	34

4.4	実際に利用するファイバの作製	35
4.5	ジグへの固定	36
4.6	まとめ	36
5	微小光共振器の光学測定	38
5.1	調芯装置の設計	38
5.2	光学測定	41
5.2.1	テーパファイバからの漏れ出し	41
5.2.2	シリカ微小球共振器	42
5.2.3	シリカトロイド共振器	45
5.3	ジグの形状についての検討	46
6	まとめ	48
	謝辞	49

1 序論

1.1 光信号処理

近年，情報通信におけるエネルギー利用割合の増大が著しい．日本におけるエネルギーの利用率を Fig. 1.1 に示す．2025 年は 2006 年に比べて通信量が 190 倍に上昇し，通信におけるエネルギー消費も 5.2 倍になると予測されている¹．このエネルギー消費は大半がスイッチングハブに依るものと考えられる．光ファイバが通信に利用されるようになって，現在利用されているスイッチングハブは宛先決めの処理を電氣的に行っているためである．1つのハブの送受信系において数回の光-電気変換が行われ，非常に損失が大きくなってしまふ．これを避けるためには，光-電気変換を行わないで直接光を制御することが必要不可欠である．

光信号を光のまま制御する技術を光信号処理技術と呼ぶ．光回路は，電気回路と比べ，ジュール熱が原理的に発生しない，はるかに高速に信号を伝えられる，といった利点が存在する．つまり全光制御回路を完成させることで，既存の電気回路を置き換える非常に良い回路が期待できる．しかし現時点では実用的な光回路を組むには至っておらず，各素子の研究が盛んに行われている．素子の例としては，光共振器や光導波路を利用したスイッチ，波長選択フィルタ，光の分岐・合波などがある．光導波路や波長選択フィルタなどは研究が進み，素子が商用で流通し始める程度になっている．しかし，光回路において最も重要な光スイッチや光メモリはまだ研究段階であり，製品化されていない．これはまだ光スイッチを実現できる素子が大きいもしくは高価であり，まだ多くのエネルギーを必要とする．そこで，低エネルギーで動作するプラットフォームとして，近年，微小光共振器素子が注目されている．

本章では，まず様々な素子や方法による光スイッチの例を挙げる．次に各素子を比較し，より多くの光エネルギーを閉じ込めることのできる，高Q値な光共振器の利点を明らかにする．高Q値光共振器の需要の高まりとともに，光共振器へ光を入出力する周辺技術の開発も重要となってきているため，その技術を紹介する．最後に本研究の目的を示す．

図1 「情報爆発」と消費電力の増加

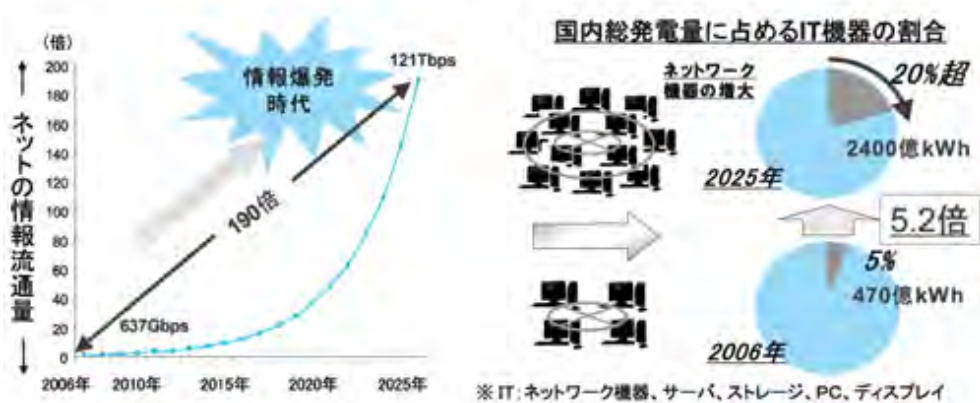


Fig. 1.1: Energy usage change for transmission in Japan in 2006 and energy usage forecast in 2025. ¹

1.2 光スイッチの研究例

光のスイッチを作る研究は様々な例が報告されている．本節ではいくつかの研究例を紹介し，最後にそれらを比較した後に微小光共振器の優位性を述べる．

1.2.1 サブバンド間遷移を用いた光スイッチ

Fig.1.2のように，基板上に量子井戸や量子細線，量子ドットといったナノ構造体が存在する状態を考える．通常のバンド間遷移を利用する光スイッチを考えると，その速度はおよそ1ns程度である．しかし，量子構造体が存在するとき，量子井戸内で縮退していたバンド構造が分裂し，数本のバンドに分かれる．このバンドをサブバンドと呼ぶ．サブバンド間のエネルギー差に対応する波長の光を入射したとき，キャリアの遷移が起こることをサブバンド間遷移 (Intersubband Transition: ISBT) と呼ぶ．この緩和時間は1～10ps程度であるため，極めて速いスイッチを作ることができる．100 μm 四方の GaAs 系素子でサブバンド光を制御光とした光スイッチや²，500 μm 長の InAs 系素子でスイッチングエネルギーが10pJの光スイッチが報告されている³．

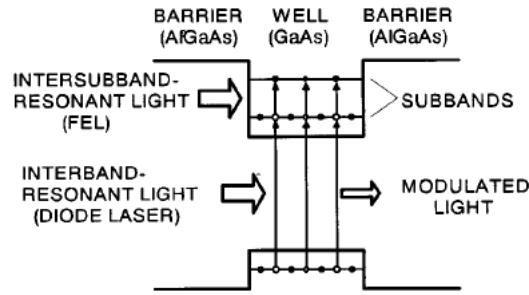


Fig. 1.2: Band diagram illustrating the principle of all-optical modulation based on the intersubband transition in n-doped quantum wells.²

1.2.2 光ファイバにおける非線形効果

光ファイバに光を通すと、線形な伝搬だけでなく光の非線形効果が表れ、伝搬モードに変化が現れることが知られている。非線形効果は通常のファイバとしての利用には不都合な現象であるが、逆にこの非線形効果を用いて光スイッチを実現する研究が行われている。距離当たりに発生する非線形効果は小さいため、数百 m の長いファイバが用いられる。現在、ファイバを利用した光スイッチとしては、四光波混合を利用してのものや⁴、光カー効果を用いて 2pJ の入力で 7ps の速さで動作するもの⁵等が報告されている。

1.2.3 微小光共振器

微小光共振器とは、光の全反射や回折を利用してある一定の空間内に光を閉じ込める素子を指す。微小光共振器は他の素子に比べて光密度が非常に高く、強い非線形効果が得られることが期待される。制御光を入射して共振器の共鳴波長をずらすことで、透過光のスイッチを実現している。共振器内に閉じ込められる光の量を表す性能値として Q 値 (Quality Factor) を (1.1) 式として定義する。

$$Q \equiv \omega \frac{U_{cavity}}{P_{inout}} \quad (1.1)$$

ただし U_{cavity} は定常状態において共振器内に存在する光のエネルギー、 $P_{inout} = -\frac{\partial U}{\partial t}$ は共振器に入出力する光のパワーを表す。すなわち Q 値が高い共振器ほど、より多くのエネルギーを蓄えられることを示す値である。さらに、体積 V で割った

Q/V という値が大きいほど共振器内の光密度が高い。微小光共振器を利用した光スイッチは1998年ごろから注目されるようになり⁶，2004年にシリコンマイクロリング共振器を利用した $40\text{pJ} \cdot 450\text{ps}$ で動作する光スイッチが報告されたことにより世界的に研究が活発化した⁷。現在では，フォトニック結晶で $4\text{pJ} \cdot 50\text{ps}$ で動作するもの⁸や WGM 共振器で光カー効果を利用した光スイッチ⁹などが報告されている。

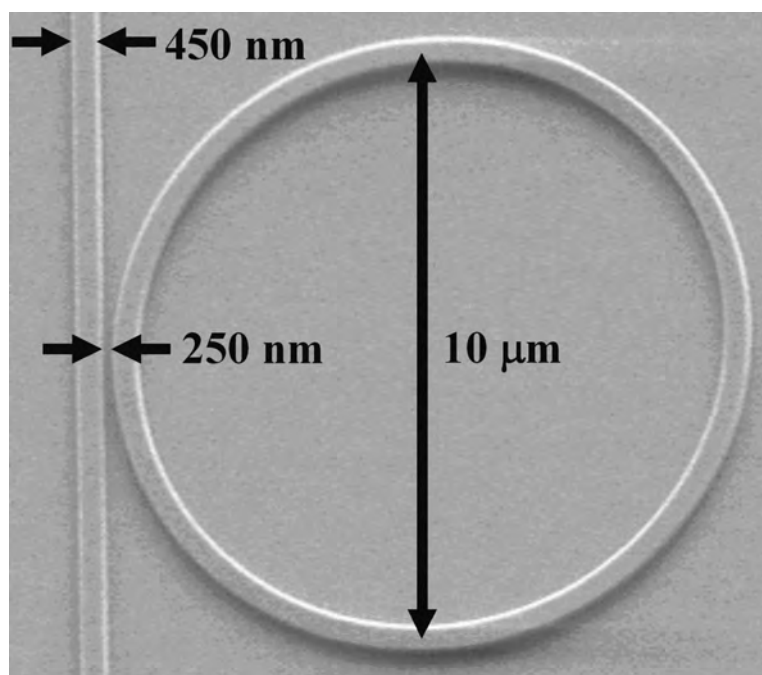


Fig. 1.3: Band diagram illustrating the principle of all-optical modulation based on the intersubband transition in n-doped quantum wells.⁷

1.2.4 光スイッチ素子の性能比較

本節では様々な光スイッチの研究例を示した。実用上の問題から，光スイッチに求められる重要な要求点は，消費エネルギー，動作速度，体積の3点である。Table.1.1に各素子のそれぞれのおおよその値を記載した。

Table. 1.1: Optical switch characteristic.

	消費エネルギー	動作速度	大きさ	Reference
ISBT	10pJ	10ps	100 μ m	^{2,3}
四光波・Kerr	2pJ	7ps	100 ~ 1000m	⁵
共振器	450fJ	50ps	1 ~ 100 μ m	⁸

この表から分かるように，消費エネルギーが少なく，また大きさも小さいことから，光共振器は光スイッチの素子として有用である．また，光共振器を用いた光スイッチをより低エネルギーで動作させるためには，光共振器内により多くの光がとどまることが必要である．これは，Q 値の高い共振器を利用すべきであることを意味する．ただし，後述するように，Q 値が高いほどスイッチング動作は遅くなるが，より少ないエネルギーで動作するスイッチを作製することのほうが重要性が高い．

1.3 トロイド共振器

1.2.3 で取り上げたように，微小光共振器には様々なものが存在する．本研究では，実現されている光共振器の中で特に Q 値が高いトロイド共振器を取り扱うものとする．本節では，まず種々の微小光共振器の Q 値や大きさを比較した後，トロイド共振器の共鳴モードであるウィスパリングギャラリーモードについて説明する．

1.3.1 微小光共振器の光学性能を表す指標

微小光共振器は光を中に閉じ込める素子で，その性能は Q 値という (1.1) 式で定義されることは 1.2.3 で説明した．(1.1) 式を変形すると

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\frac{\omega}{Q}U \quad (1.2)$$

この微分方程式の解は次のように表される．

$$U = U_0 \exp\left(-\frac{\omega}{Q}t\right) \quad (1.3)$$

一方，共振器内の光子寿命は強度が $1/e$ となる時間 τ_{ph} として表される．つまり，

$$\frac{1}{\tau_{ph}} = \frac{\omega}{Q} \quad (1.4)$$

$$Q = \omega\tau_{ph} \quad (1.5)$$

が成立する．(1.3) をフーリエ変換するとローレンツ型のスペクトルが得られることが知られており，その半値全幅を $\Delta\lambda$ とすると，

$$Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (1.6)$$

の関係がある．時間分解測定で透過時間から求める場合は (1.5) の関係を，スペクトル掃引測定から求める場合は (1.6) の関係を用いる．しかし， Q 値が高い共振器では， $\Delta\lambda$ の検出が困難になってくるため，(1.6) 式の適用が難しい．また (1.5) 式は，共振器の Q 値が高くなるほど共振器内の光の有無の切り替え，つまりスイッチ動作が遅くなることを示すことに注意する．

1.3.2 微小光共振器間の性能比較

1.2.3 で様々な共振器を取り上げた．光共振器の性能が良いとは，1.2.4 で取り上げたように Q 値が高いこと，かつ光密度を大きくするために体積 V が小さいことを指す．Fig.1.4 に，代表的な微小光共振器の Q 値と V を示した．

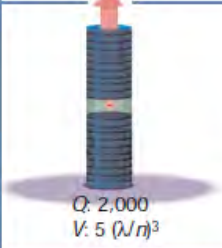


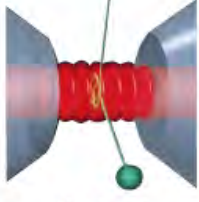
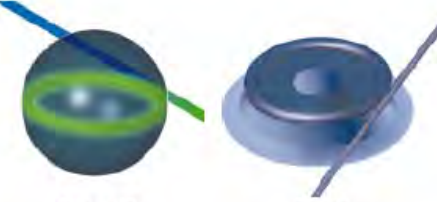
	Fabry-Perot	Whispering gallery	Photonic crystal
High Q	 <p>$Q: 2,000$ $V: 5 (\lambda/n)^3$</p>	 <p>$Q: 12,000$ $V: 6 (\lambda/n)^3$</p> <p>$Q_{III-V}: 7,000$ $Q_{Poly}: 1.3 \times 10^5$</p>	 <p>$Q: 13,000$ $V: 1.2 (\lambda/n)^3$</p>
Ultrahigh Q	 <p>$F: 4.8 \times 10^5$ $V: 1,690 \mu\text{m}^3$</p>	 <p>$Q: 8 \times 10^9$ $V: 3,000 \mu\text{m}^3$</p> <p>$Q: 10^8$</p>	

Fig. 1.4: The microcavities are organized by column according to the confinement method used and by row according to high Q and ultrahigh Q. Representative, measured Qs and Vs are given and have been taken from the following cited references. Upper row: micropost, microdisk, semiconductor, polymer, add/drop filter, photonic crystal cavity. Lower row: Fabry-Perot bulk optical cavity, microsphere, microtoroid. n is the material refractive index, V is diameter or volume.¹⁰

表より，Q 値と体積 V の間には一般的にトレードオフの関係があることが分かる。つまり，一般的には Q 値が大きくなるほど V も増大するということである。本研究では，大きな光密度，つまり大きな Q/V を得ることを目的とするため，現在までに最も高い Q/V が報告されているシリカトロイド共振器を選択する。Fig.1.4 には記載されていないが，トロイド共振器の直径は数十 μm 程度である。そのため，Fig.1.4 に示された共振器の中で最も性能が良い。

1.3.3 Whispering Gallery Mode

シリカトロイド共振器の共鳴は，Fig.1.5 に示すように，外壁に沿って光が全反射しながら進むモードとなる。このモードをウィスパーリングギャラリーモード (Whispering Gallery Mode: WGM) と呼ぶ。WGM を発生させる光をトロイド共振器に導入するには，WGM の進行方向ベクトル k と同じ方向ベクトルを持つ光を用

意する必要がある．しかし，空気中から直接光を導入するのは難しい．トロイド共振器の円盤の上側から光を入射しても，円周方向成分を持たないため WGM は励振しない．また，トロイドの外部から円周方向に光を入射しようとしても，トロイドの表面で全反射してしまい光が入射できない．そこで，1.4 で紹介するテーパ光ファイバを用いて，エバネッセント光を介して入射する必要がある¹¹．

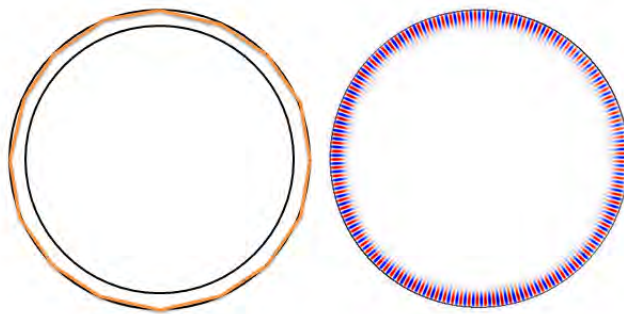


Fig. 1.5: Whispering gallery mode. Left: ray image. Right: simulated image.

1.4 テーパ光ファイバ

テーパ光ファイバ (Optical tapered fiber) は，光ファイバを細く引き伸ばしたものを指す．シングルモード (SM) 光ファイバのクラッド太さが $150\mu\text{m}$ 程度であるのに対し，テーパ光ファイバの太さは数十～数百 nm 程度となる．クラッドとコアは一体化し，むき出しの単一導波路のように振る舞う．また光が非常に漏れ出しやすい．これらの特徴を利用して，微小光学素子への光の結合や，光センサー，量子光学応用などに利用されている．本節では，各応用例についてそれぞれ研究例を示し，作製上の課題点を述べる．

1.4.1 微小光素子への結合応用

1.3.2 で述べたように，微小光共振器に光を導入する用途としてテーパ光ファイバが最もよく使われている．例えば，Fig.1.6 に示すようにトロイド共振器の WGM 励振を行うための導波路として利用される¹²．また Fig.1.7 テーパ光ファイバを曲げて垂らすことで，フォトニック結晶共振器への光の導入も行われている¹³．

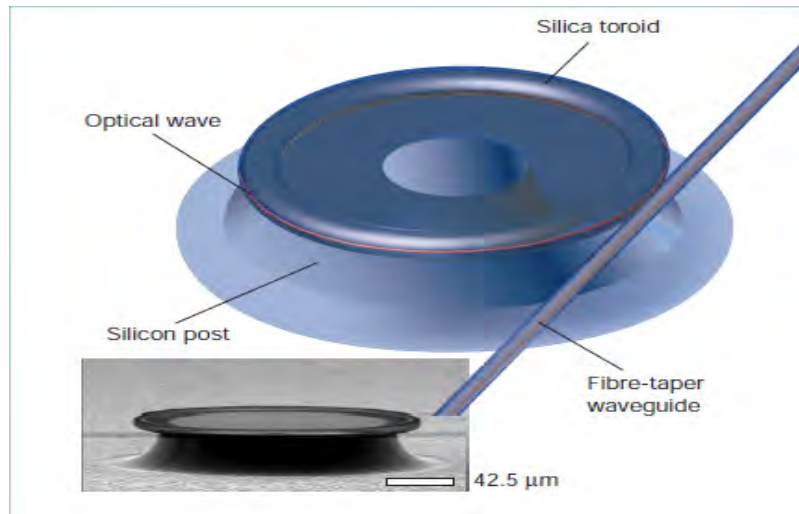


Fig. 1.6: Rendering of an ultrahigh-Q microtoroid resonator. Inset micrograph courtesy of D. Armani.¹⁰

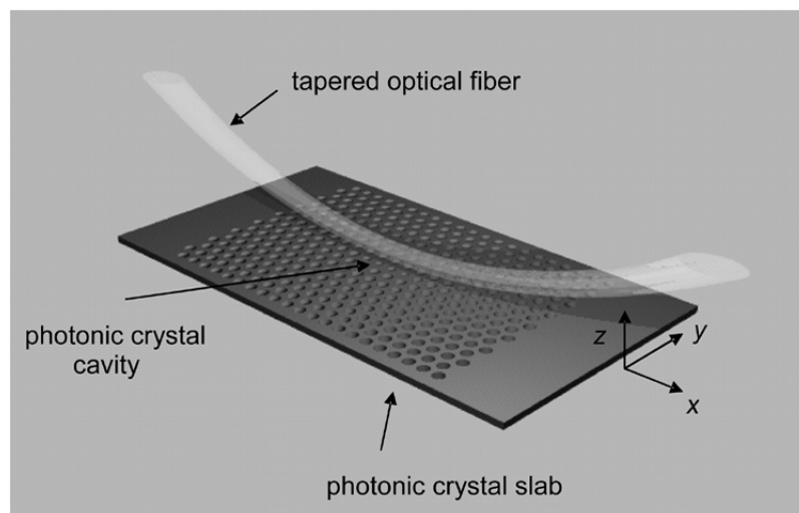


Fig. 1.7: Schematic diagram of cavity-fiber coupled system. A tapered optical fiber is sharply bent and positioned above a photonic crystal cavity with a sub-micron air gap for the evanescent coupling between the fiber and the cavity modes.

1.4.2 その他の応用

テーパ光ファイバはもともと、2本を近づけた状態で同時に引張ることで、光を分配する方向性結合器(光ファイバカップラー)として作製されていた¹⁴。これを1本だけに変えたのがテーパ光ファイバである。また、テーパファイバ単体でのバクテリア検出も行われている¹⁵。テーパファイバに結び目を作り、共振器とする knot cavity と呼ばれるものもある¹⁶。

1.4.3 作製法

ファイバの片面をコアが出るまで研磨することにより作製できるが、安定した研磨は非常に難しい。炎で炙りながら左右に引っ張ることで作製する方法が簡便である¹⁷。熱せられ液状となった母材から引き上げて作製する方法もある¹⁸。

1.5 本研究の目的

本研究では、シリカトロイド共振器の光学測定を目的とする。まず、光学測定に必要な、性能の良いテーパ光ファイバを再現性良く作製するための条件を明らかにし、また共振器を測定するための調芯装置を設計・組立を行い、光学測定を実施する。

引用文献

- [1] 商務情報政策局情報通信機器課, "「グリーン IT イニシアティブ」の推進に向けて," 経済産業ジャーナル, 446, June (2008)
- [2] T. Suzuki, T. Mitsuyu, K. Nishi, H. Ohyama, T. Tomimasu et al., "Observation of ultrafast alloptical modulation based on intersubband transition in ndoped quantum wells by using free electron laser," Appl. Phys. Lett. 69, 4136 (1996)
- [3] Simoyama, T.; Yoshida, H.; Kasai, J.; Mozume, T.; Achanta, V.; Ishikawa, H.; , "InGaAs/AlAs/AlAsSb coupled quantum intersubband transition all-optical switch with low switching energy for OTDM," Optical Fiber Communications Conference, 2003. OFC 2003 , pp. 538- 539 ,vol.2, 23-28 March (2003)
- [4] K. Inoue, "Four-Wave Mixing in an Optical Fiber in the Zero-Dispersion Wavelength Region," Journal of Lightwave Technology, 10, November 11 (1992)
- [5] N. J. Doran and David Wood, "Nonlinear-optical loop mirror," Optics Lett., 13, No.1, January (1988)
- [6] Little, B.E.; Haus, H.A.; Foresi, J.S.; Kimerling, L.C.; Ippen, E.P.; Ripin, D.J.; , "Wavelength switching and routing using absorption and resonance," Photonics Technology Letters, IEEE , vol.10, no.6, pp.816-818, Jun 1998

- [7] Vilson R. Almeida, Carlos A. Barrios, Roberto R. Panepucci, Michal Lipson, Mark A. Foster, Dimitre G. Ouzounov, and Alexander L. Gaeta, "All-optical switching on a silicon chip," *Opt. Lett.* 29, 2867-2869 (2004)
- [8] Masaya Notomi, Akihiko Shinya, Satoshi Mitsugi, Goh Kira, Eiichi Kuramochi, and Takasumi Tanabe, "Optical bistable switching action of Si high-Q photonic-crystal nanocavities," *Opt. Express* 13, 2678-2687 (2005)
- [9] Ilya Razdolskiy, Simone Berneschi, Gualtiero Nunzi Conti, Stefano Pelli, Tatyana V. Murzina, Giancarlo C. Righini, and Silvia Soria, "Hybrid microspheres for nonlinear Kerr switching devices," *Opt. Express* 19, 9523-9528 (2011)
- [10] Kerry J. Vahala, "Optical microcavities," *Nature* 424, 839-846, August 14 (2003)
- [11] J. C. Knight, G. Cheung, F. Jacques, and T. A. Birks, "Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper," *Opt. Lett.* 22, 1129-1131 (1997)
- [12] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane & K. J. Vahala, "Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip," *Nature* 421, 925-928, February 27 (2003)
- [13] In-Kag Hwang; Guk-Hyun Kim; Yong-Hee Lee; , "Optimization of coupling between photonic crystal resonator and curved microfiber," *Quantum Electronics, IEEE Journal of* , 42, no.2, pp. 131- 136, Feb. (2006)
- [14] Takeshi Ozaki and B. S. Kawasaki, "Optical directional coupler using tapered sections in multimode fibers," *Appl. Phys. Lett.* 28, 528 (1976)
- [15] A. P. Ferreira, M. M. Werneck, R. M. Ribeiro, "Development of an evanescent-field fibre optic sensor for *Escherichia coli* O157:H7," *Biosensors & Bioelectronics*, 16, 399-408 (2001)
- [16] Limin Tong, Rafael R. Gattass, Jonathan B. Ashcom, Sailing He, Jingyi Lou, Mengyan Shen, Iva Maxwell & Eric Mazur, "Subwavelength-diameter silica wires for low-loss optical wave guiding," *Nature* 426, 816-819, December 18 (2003)
- [17] Timothy A. Birks and Youwei W. Li, "The Shape of Fiber Tapers," *Journal of Lightwave technology*, 10, 4 (1992)
- [18] Xiaobo Xing, Yuqing Wang, and Baojun Li, "Nanofibers drawing and nanodevices assembly in poly(trimethylene terephthalate)," *Opt. Express* 16, 10815-10822 (2008)

2 理論

本章では，まず光ファイバ内のモード伝搬について説明する．これがテーパ光ファイバにも適用可能なことを示す．また，3章のシミュレーションを行う上で必要な，モード伝搬解析についても説明する．

2.1 光ファイバ中の光伝搬の円筒座標表現

光ファイバは座標系として円筒座標を用いるため，デカルト座標と円筒座標の関係を考える．以下の条件を仮定する．

$$\epsilon = \epsilon_0 n_i^2 (i = 1, 2) \quad (2.1)$$

$$\mu = \mu_0 \quad (2.2)$$

$$\rho = 0 \quad (2.3)$$

$$E = E^0(x, y, z) \exp(j\omega t) \quad (2.4)$$

$$H = H^0(x, y, z) \exp(j\omega t) \quad (2.5)$$

マクスウェル方程式に上記の条件を代入すると，(2.6),(2.7)式が得られる．

$$\nabla \times E^0 = -j\omega\mu_0 H^0 \quad (2.6)$$

$$\nabla \times H^0 = j\omega\epsilon_0 n_i^2 E^0 \quad (2.7)$$

電界成分のデカルト座標と円筒座標の関係は，

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_r \\ E_\theta \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

と表される．また，各成分による偏微分の関係は次のようになる．

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -r \sin \theta & r \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial r} \\ \frac{\partial}{\partial \theta} \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

ここで，光ファイバーの屈折率を以下のように与える．

$$n = \begin{cases} n_1 & (r \leq a) \\ n_2 = n_1 \sqrt{1 - 2\Delta} & (r > a) \end{cases} \quad (2.10)$$

z 方向に $\exp(i(\omega t - kz))$ で振動しながら進行する波を考える．(2.8),(2.9) 式を利用して，マクスウェル方程式

$$\text{rot}H = \frac{\partial D}{\partial t} \quad (2.11)$$

$$\text{rot}E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (2.12)$$

を円筒座標系成分に書き直すと，以下の6式が得られる．

$$\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} + i\beta E_\theta = -i\omega\mu H_r \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} + i\beta E_r = i\omega\mu H_\theta \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial E_\theta}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} + \frac{1}{r} E_\theta = -i\omega\mu H_z \quad (2.15)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} + i\beta H_\theta = i\omega\epsilon E_r \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial \theta} + i\beta H_r = -i\omega\epsilon E_r \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \theta} + \frac{1}{r} H_\theta = i\omega\epsilon E_z \quad (2.18)$$

(2.13) ~ (2.18) 式を整理すると， E_z と H_z のみで表せる．

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial E_z}{\partial \theta^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) E_z = 0 \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \theta^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) H_z = 0 \quad (2.20)$$

(2.19),(2.20) 式は，それぞれ光ファイバ中の E_z, H_z の波動方程式である．まずこれら z 成分を求めてから， r, θ 成分を求める．

今， E_z について r, θ 成分に変数分離を行う．

$$E_z = R(r)\Theta(\theta) \quad (2.21)$$

(2.21) を (2.19) 式に代入する．

$$\frac{d^2 R}{dr^2} \Theta + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} \Theta + \frac{1}{r^2} \frac{d^2 \Theta}{d\theta^2} R + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) R \Theta = 0$$

式を整理して，左辺のみに r が含まれる式とする．

$$\frac{1}{R}r^2\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{R}r\frac{dR}{dr} + (k_0^2n_i^2 - \beta^2)r^2 = -\frac{1}{\Theta}\frac{d^2\Theta}{d\theta^2} \quad (2.22)$$

$r = \text{const.}$ とすると, (2.22) 式の左辺が定数で表される. この定数を l^2 とすると, (2.22) 式の右辺

$$-\frac{1}{\Theta}\frac{d^2\Theta}{d\theta^2} = l^2 \quad (2.23)$$

$$\frac{d^2\Theta}{d\theta^2} + l^2\Theta = 0 \quad (2.24)$$

(2.24) の一般解は次のように表せる.

$$\Theta(\theta) = \cos(l\theta + \phi) \quad (2.25)$$

一方, (2.22) の左辺を同じように展開すると,

$$\frac{1}{R}r^2\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{R}r\frac{dR}{dr} + (k_0^2n_i^2 - \beta^2)r^2 = l^2 \quad (2.26)$$

$$\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dR}{dr} + \left[(k_0^2n_i^2 - \beta^2) - \frac{l^2}{r^2} \right] R = 0 \quad (2.27)$$

コア内 ($n_i = n_1$) では, $k_0n_1 > \beta$ となる. そこで, $k_0^2n_1^2 - \beta^2 = \kappa^2$ とおき, $x = \kappa r$ と変数変換を行うと, (2.27) は以下のように変形できる.

$$\frac{d}{dr} = \frac{dx}{dr} \frac{d}{dx} = \kappa \frac{d}{dx}, \quad \frac{d^2}{dr^2} = \frac{d}{dr} \left(\kappa \frac{d}{dx} \right) = \frac{dx}{dr} \frac{d}{dx} \left(\kappa \frac{d}{dx} \right) = \kappa^2 \frac{d^2}{dx^2} \quad (2.28)$$

(2.28) 式を利用して (2.27) 式を変形すると

$$\kappa^2 \frac{d^2R}{dx^2} + \frac{\kappa}{x} \kappa \frac{dR}{dx} + \left[\kappa^2 - \frac{\kappa^2 l^2}{x^2} \right] R = 0 \quad (2.29)$$

$$\frac{d^2R}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dR}{dx} + \left[1 - \frac{l^2}{x^2} \right] R = 0 \quad (2.30)$$

(2.30) 式はベッセルの微分方程式形である. ゆえに, この式の基本解は第一種ベッセル関数と第二種ベッセル関数であることが分かる.

一方, クラッド内 ($n_i = n_2$) では, $k_0n_2 < \beta$ である. (2.27) に対して, $\beta^2 - k_0^2n_2^2 = \gamma^2$ と置き, $x = \gamma r$ の変数変換を行うと, 同様に以下式が得られる.

$$\frac{d^2 R}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dR}{dx} - \left[1 + \frac{l^2}{x^2} \right] R = 0 \quad (2.31)$$

(2.31) 式は変形されたベッセルの微分方程式であり，基本解は変形第一種ベッセル関数と変形第二種ベッセル関数であることが分かる．

ここで，クラッドとコアの境界面で E_z, H_z が連続という境界条件を利用する．

$$E_z(r = a_+) = E_z(r = a_+) \quad (2.32)$$

$$H_z(r = a_+) = H_z(r = a_+) \quad (2.33)$$

さらに， $r \rightarrow \infty$ において

$$E_z(r = \pm\infty) = 0 \quad (2.34)$$

$$H_z(r = \pm\infty) = 0 \quad (2.35)$$

であることから，第二種ベッセル関数と変形第一種ベッセル関数は解として不適である．ゆえに，半径 r の解は第一種ベッセル関数及び変形第二種ベッセル関数で表される．

2.2 伝搬光のモード

ここまで，屈折率条件 (2.10) を用いて 2 つの波動関数 ((2.19),(2.19)) の一般解を求めてきた．変数分離法により， θ については三角関数の変化をすることが (2.25) 式により示された． r については，コア内では第一種ベッセル関数 $J_\nu(x)$ ，クラッド内では変形第二種ベッセル関数 $K_\nu(x)$ となる．それぞれ以下のように表せる． l は角度 θ 方向のモード番号を表す．

コア内： ($r \leq a$)

$$E_z = A_l J_l(\kappa r) \cos(l\theta + \phi_l) \quad (2.36)$$

$$H_z = B_l J_l(\kappa r) \cos(l\theta + \psi_l) \quad (2.37)$$

クラッド内： ($r > a$)

$$E_z = A_l \frac{J_l(\kappa a)}{K_l(\gamma a)} K_l(\gamma r) \cos(l\theta + \phi_l) \quad (2.38)$$

$$H_z = B_l \frac{J_l(\kappa a)}{K_l(\gamma a)} K_l(\gamma r) \cos(l\theta + \psi_l) \quad (2.39)$$

ここで， θ 方向，つまり境界面の接線方向成分が $r = a$ となる条件は次のとおりである．

$$E_\theta(r \rightarrow a_{+0}) = E_\theta(r \rightarrow a_{-0}) \quad (2.40)$$

$$H_\theta(r \rightarrow a_{+0}) = H_\theta(r \rightarrow a_{-0}) \quad (2.41)$$

(2.6),(2.7) 式の円筒座標系表現から，以下の式が得られる．

$$E_\theta = \frac{-j}{\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2} \left(\beta \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \quad (2.42)$$

$$H_\theta = \frac{-j}{\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2} \left(\beta \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \right) \quad (2.43)$$

(2.40),(2.41) を満たす条件から得られる 2 元連立方程式が恒等的に 0 でない解を持つはずであるので，

$$\begin{aligned} & \frac{k_0^2 \left[\frac{J_l'(\kappa a)}{\kappa a J_1(\kappa a)} + \frac{K_l'(\gamma a)}{\kappa a J_l(\kappa a)} \right] \left[n_1^2 \frac{J_l'(\kappa a)}{\kappa a J_1(\kappa a)} + n_2^2 \frac{K_l'(\gamma a)}{\kappa a J_l(\kappa a)} \right]}{l^2 \beta^2 \left(\frac{1}{(\kappa a)^2} + \frac{1}{(\gamma a)^2} \right)^2} \\ &= - \frac{\sin(l\theta + \phi_l) \sin(l\theta + \psi_l)}{\cos(l\theta + \phi_l)} \cos(l\theta + \psi_l) \\ &= \frac{\cos(2l\theta + \phi_l + \psi_l) - \cos(\phi_l - \psi_l)}{\cos(2l\theta + \phi_l + \psi_l) + \cos(\phi_l - \psi_l)} \end{aligned} \quad (2.44)$$

(2.44) は $r = a$ のいたるところで成立しなければいけないため， θ に無依存となるはずである． $\cos(\phi_l - \psi_l) = 0$ ならば (2.44) 右辺=1 となる．ゆえに，

$$\phi_l - \psi_l = \pm \frac{\pi}{2} \quad (2.45)$$

が成立する．これは E_z と H_z の角度は $\pi/2$ ずれている，つまり直交していることが分かる．この条件のとき，(2.44) 式を変形すると，

$$\left[\frac{J_l'(\kappa a)}{\kappa a J_1(\kappa a)} + \frac{K_l'(\gamma a)}{\kappa a J_l(\kappa a)} \right] \left[\frac{J_l'(\kappa a)}{\kappa a J_1(\kappa a)} + (1 - 2\Delta) \frac{K_l'(\gamma a)}{\kappa a J_l(\kappa a)} \right] = \left(\frac{l\beta}{k_0 n_1} \right)^2 \left(\frac{1}{(\kappa a)^2} + \frac{1}{(\gamma a)^2} \right)^2 \quad (2.46)$$

(2.46) 式において，クラッドとコアの屈折率差が非常に小さい，つまり (2.47) 式が成り立つとき，弱導波近似として $\beta \cong k_0 n_1$ とおける．

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \cong \frac{n_1 - n_2}{n_1} \ll 1 \quad (2.47)$$

すると，ベッセル関数の公式 ((2.48),(2.49)) より (2.50) 式へと変形できる．ただし $\chi = +1$ or -1 である．

$$\frac{J_l'(\kappa a)}{\kappa a J_l(\kappa a)} = \frac{J_{l-1}(\kappa a)}{\kappa a J_l(\kappa a)} - \frac{l}{(\kappa a)^2} = -\frac{J_{l+1}(\kappa a)}{\kappa a J_l(\kappa a)} + \frac{l}{(\kappa a)^2} \quad (2.48)$$

$$\frac{K_l'(\gamma a)}{\gamma a K_l(\gamma a)} = -\frac{K_{l-1}(\gamma a)}{\gamma a K_l(\gamma a)} - \frac{l}{(\gamma a)^2} = \frac{K_{l+1}(\gamma a)}{\gamma a K_l(\gamma a)} + \frac{l}{(\gamma a)^2} \quad (2.49)$$

$$\left[\frac{J_l'(\kappa a)}{\kappa a J_l(\kappa a)} + \frac{K_l'(\gamma a)}{\gamma a K_l(\gamma a)} \right] = \chi l \left(\frac{1}{(\kappa a)^2} + \frac{1}{(\gamma a)^2} \right) \quad (2.50)$$

(2.50) の χ の符号によって，以下の2つのモードが得られる．

$\chi = -1$ のとき：HE モード

$$\frac{J_{l-1}\kappa a}{\kappa a J_l(\kappa a)} - \frac{K_{l-1}(\gamma a)}{\gamma a K_l(\gamma a)} = 0 \quad (2.51)$$

$\chi = +1$ のとき：EH モード

$$\frac{J_{l+1}\kappa a}{\kappa a J_l(\kappa a)} + \frac{K_{l+1}(\gamma a)}{\gamma a K_l(\gamma a)} = 0 \quad (2.52)$$

光ファイバ内では，EH，HEの2つのモードが伝搬される．それぞれ $E_r, E_\theta, E_z, H_r, H_\theta, H_z$ をすべて含むモードで，ハイブリッドモードと呼ばれる．

以下，それぞれのモードがどのような式で表されるかを調べる．まず HE モードの場合，つまり $\chi = -1$ で $l \geq 1$ のとき，モード番号を新たに $v = l - 1$ とすると，(2.51) 式は以下に変形できる．

$$\frac{J_{v-1}(\sqrt{1-b}V)}{J_v(\sqrt{1-b}V)} \frac{K_v(\sqrt{b}V)}{K_{v-1}(\sqrt{b}V)} = -\sqrt{\frac{b}{1-b}} \quad (2.53)$$

ただし，(2.53) 式内の各値は次のように表される．それぞれ，(2.54) は V パラメータもしくは規格化周波数，(2.55) は比屈折率差，(2.56) は規格化伝搬定数と呼ばれる．

$$V = k_0 n_1 a \sqrt{2\Delta} \quad (2.54)$$

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (2.55)$$

$$b = \frac{\left(\frac{\beta}{k_0}\right)^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.56)$$

解の固有値 b に対して値の大きいものから $m = 1, 2, 3, \dots$ とモード番号を与え, これらを $HE_{l,m}$ モードと呼ぶ. l は角度 θ 方向のモード番号, v は角度 θ 方向の節の数の半分, m は光強度分布が半径方向で取る極大値の数を示す.

次に, $l = 0$, つまりファイバの回転方向に一様な解分布を持つ場合, モードは TE・TM モードとなり, (2.57) 式のように表せる.

$$\frac{J_0(\sqrt{1-b}V) K_1(\sqrt{b}V)}{J_1(\sqrt{1-b}V) K_0(\sqrt{b}V)} = -\sqrt{\frac{b}{1-b}} \quad (2.57)$$

(2.36),(2.38) の4式において, $l = 0$ であるため, $\psi_l = \frac{\pi}{2}$ とすると $E_z = 0$ となり TE モードを表すこととなる. また $\psi_l = 0$ とすると $H_z = 0$ となり TM モードとなる.

続いて, EH モードではどのような条件となるか考える. $\chi = +1$ で $l \geq 1$ の場合, モード番号を新たに $v = l + 1$ とすると, (2.52) 式は以下ようになる.

$$\frac{J_{v-1}(\sqrt{1-b}V) K_v(\sqrt{b}V)}{J_v(\sqrt{1-b}V) K_{v-1}(\sqrt{b}V)} = -\sqrt{\frac{b}{1-b}} \quad (2.58)$$

ここで, (2.53),(2.57),(2.58) 式が同形となっていることがわかる. 方位角 θ 方向のモード番号 l を

$$v = \begin{cases} l - 1 : HE_{l,m} \text{ mode} \\ l + 1 : TE_{0,m}, TM_{0,m}, EH_{l,m} \text{ mode} \end{cases}$$

と置くと, 同じ v を持つ $HE_{v+1,m}$ モードと $EH_{v-1,m}$ モードは伝搬定数が同じであるため縮退する. ただし弱導波路近似を行っているため, 厳密解では若干の差が生まれる.

各モードの最低モードについて光が伝搬するための V パラメータの条件を求めると, $V \leq 2.405$ のとき, HE_{11} モードのみが伝搬解をもつことが分かる. これをシングルモード条件と呼ぶ. (2.54) 式を変形すると, コア半径の条件は

$$a < \frac{2.405}{k_0 n_1 \sqrt{2\Delta}} \quad (2.59)$$

一般的な光ファイバの条件として, $\Delta = 0.003, n_1 = 1.46$ とするとき, $a < 5.25\mu\text{m}$ となる.

今回利用するテーパ光ファイバの場合, コア径が小さすぎるためクラッドを光が伝搬することとなる. すると 2.47 を適用できなくなる. 仮に弱導波近似が成立と仮定すると, (2.36), (2.38) 式から $E_z(r)$ の分布を求めることができる.

引用文献

- [1] 植之原 裕行, 小山 二三夫, "光通信システム," 10,11, 東京工業大学 授業ノート (2011)

3 テーパ光ファイバの伝搬シミュレーション

本章では，テーパ光ファイバの形状によって光がどのように伝搬されるのかを，モード伝搬解析を用いてシミュレーションする．まずテーパ形状がどのようなようになるか検討し，次にモード伝搬解析をコンピュータで行った結果と検討事項を示す．最後に実際の実験を行う上で必要なテーパ光ファイバの太さなどの条件をまとめる．

3.1 テーパ形状の検討

テーパを実際に作製したとき，テーパの形状がどのようなようになるかを指定する必要がある．本節では，次の手順で考えることで，特定の位置におけるテーパファイバの太さを知る．まず，Fig.3.1 で表される特定の熱せられる領域を考える．ファイバの領域長さを L ，クラッド半径を r_k ，引張速度を v とする．ある状態 k から単位時間 t 経った後の状態 $k+1$ を考えると，長さは $L + \Delta l$ ，半径は $r_k + \Delta r$ ($\Delta r < 0$) となるはずである．体積は一定であるため，

$$\pi r_k^2 L = \pi (r_k + \Delta r) (L + \Delta l) \quad (3.1)$$

が成立する． $r_{k+1} = r_k + \Delta r$ と置いて整理すると，

$$r_{k+1} = r_k \sqrt{\frac{L}{L + \Delta l}} = r_k \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{\Delta l}{L}}} \quad (3.2)$$

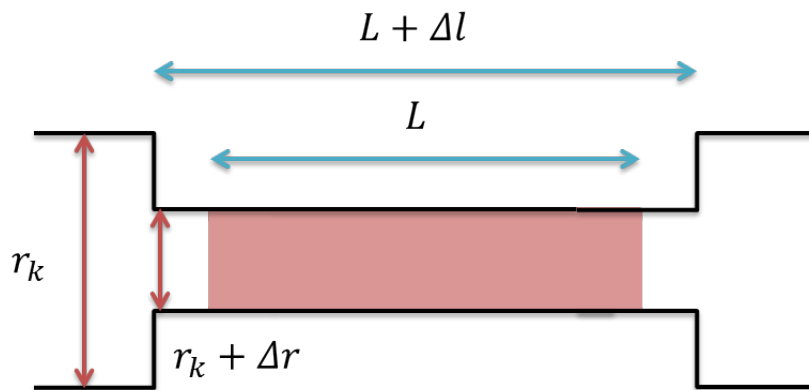


Fig. 3.1: Tapering.

ここで注意することは、加熱範囲が一定であるため、(3.2) の $k + 1$ を一つ増分すると長さ Δl が除外される。除外長さは両側で等しく分配されることを考慮すると、半径 r_k 、長さ $\Delta l/2$ の円柱が残ることとなる。繰り返すと、Fig.3.2 のようなテーパ形状が得られることになる。初期値を与えてこのルーチンを繰り返し、テーパ光ファイバの半径が目的の大きさになったところで計算を打ち切る。



Fig. 3.2: Taper image.

初期条件として引張速度 $v = 240\mu\text{m}$ 、炎が直接当たる加熱範囲 $L = 3\text{mm}$ 、1ステップの時間を $t = 0.1\text{sec/step}$ と置くと、ステップあたりの引張距離は $\Delta l = t \times v = 24\mu\text{m/step}$ となる。このとき、 $t = t_1$ で計算を打ち切るとき、最終的なテーパ部の全長は $vt_1 + L$ と表せる。ステップ間を線形補完し、グラフにした結果を Fig.3.3 に示した。実際に作製したテーパファイバをデジタル光学顕微鏡で測定した結果を点で示している。Fig.3.3 より、 $L = 3\text{mm}$ のときに実測点とおおよそ一致した。また (3.2) より、 v を一定にしたとき $r \propto \sqrt{\frac{1}{1+\frac{\Delta l}{L}}}$ の関係があるため、加熱範囲をできるだけ小さくするほうが速く半径を細くすることができる。しかし、実際には炎の大きさを小さくかつ温度を高い状態に保つことが難しいため、今回は $L = 3\text{mm}$ と固定した。同様に、引き速度を大きくするほど Δl が大きくなるため、半径を小さくすることができる。だが、引き速度が大きすぎるとファイバ自体が破断しやすくなると考えられる。

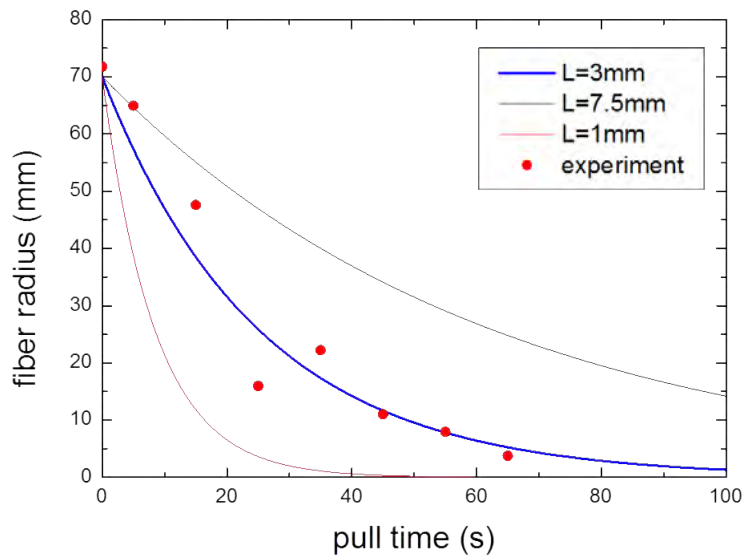


Fig. 3.3: Pull time vs fiber radius.

3.2 モード伝搬解析

3.1 で示した形状を用いて、実際のモード伝搬解析を行った．解析には RSoft Beamprop を用いた．初期値として引張速度 $v = 240\mu\text{m}$ ，加熱範囲 $L = 3\text{mm}$ ，1 ステップの時間を $t = 0.1\text{sec/step}$ と与えたとき，テーパの半径は Fig.3.3 のように表される．クラッド直径 $140\mu\text{m}$ ，コア直径 $9.5\mu\text{m}$ とし，クラッドとコアの径の比は変わらないものとした．計算時の x, y 方向グリッド計算単位を 20nm ， z 方向単位を 50nm とした．これらの条件で，クラッド半径 $r_c = 300\text{nm}$ で打ち切った時のテーパ光ファイバの模式図を Fig.3.4 に示した．また，この条件で透過時の光のクラッド・コア・表面からしみだしたモードの割合を Fig.3.5 に示した．これから， $r_c = 300\text{nm}$ のとき，透過率は 90% ，漏れ出すパワー割合は 35% であることが分かった．

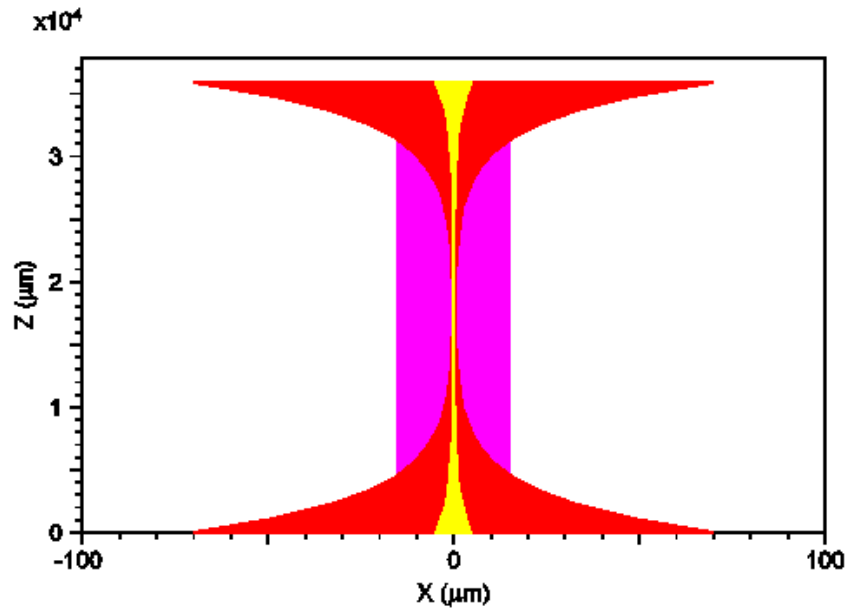


Fig. 3.4: The shape of optical tapered fiber.

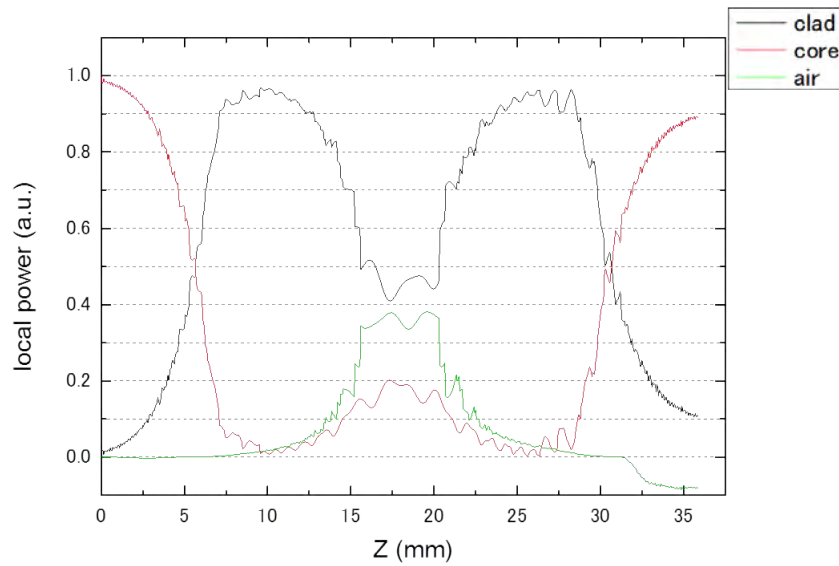


Fig. 3.5: Light transmission in clad/core/air.

同様に, $r_c = 400, 500, 600, 750\text{nm}$ における透過率と漏れ出しパワー割合を Fig.3.6,3.7 にまとめた. 半径と透過率の間には明確な関係が見いだせない. この原因

の一つとして、コア半径がおよそ 5nm であるのに対し、計算を行うグリッドの計算単位が 20nm 間隔であるため、コア領域が正しく表現されていないことが考えられる。一方、光の漏れ出し量はテーパ部が細くなるほど多くなっていることが分かる。

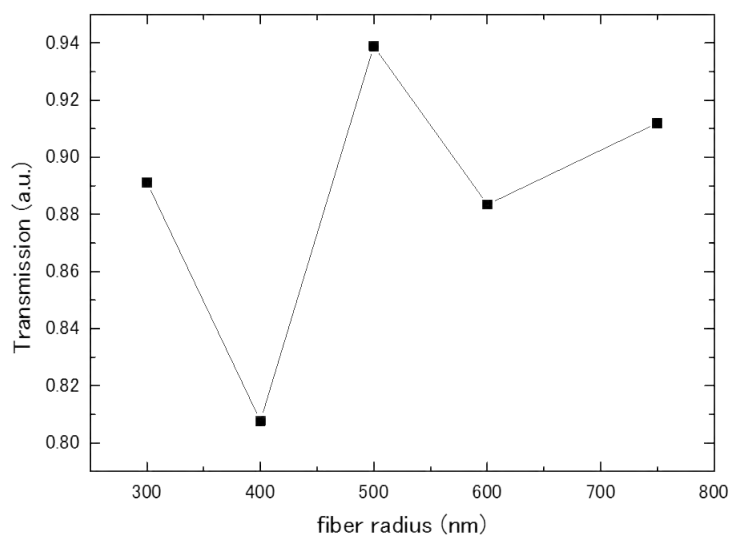


Fig. 3.6: Light transmission rate.

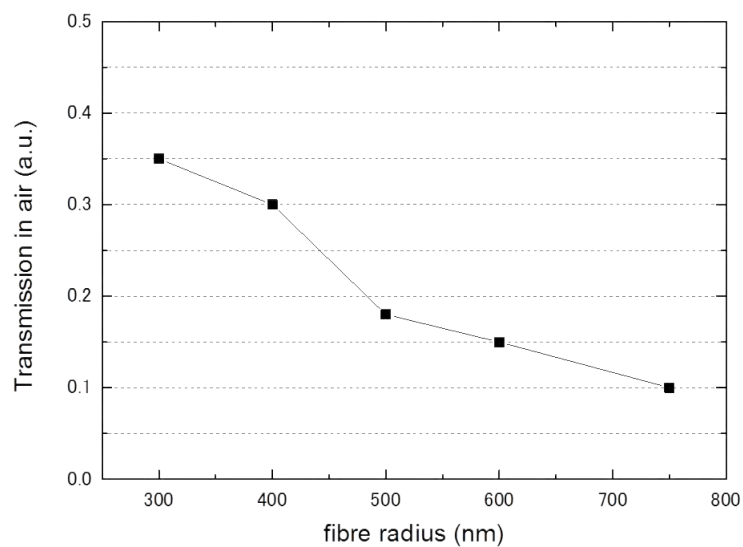


Fig. 3.7: Evanescent light power.

次に，テーパ光ファイバの最も細い点における，光の x, y 方向分布を Fig.3.8 に示した．これから，クラッド半径が 300 ~ 750nm 付近においては，モード半径はほとんど変わらないことが分かる．したがって，テーパが細くなればなるほど光の多くが染み出すこととなる．

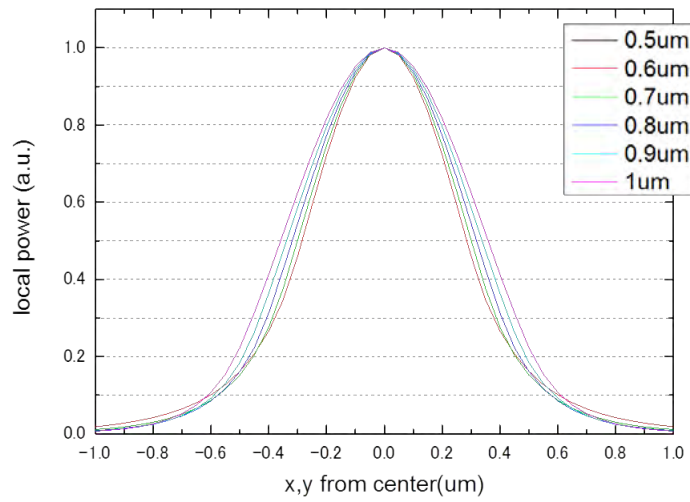


Fig. 3.8: Mode radius.

3.3 実験に利用するパラメータの決定

実験を行う上で、どの程度の太さのテーパ光ファイバが必要なのが重要である。Fig.3.8によると、 $r_c = 300\text{nm}$ であれば、表面から 300nm 程度にまで近づけることでエバネッセント光が対象物に入射される。これより、実際に作製する上での目標太さをクラッド半径 $r_c = 300\text{nm}$ と決めた。それに伴い、引き速度等は3.2の条件をそのまま用いるものとする。

4 テーパ光ファイバの作製

本章では，3で求めた条件を基にテーパ光ファイバを実際に作製した結果を示す．まず単純にファイバを引いた場合のクラッド径変化を調べた．次に，条件を変化させながらより細いテーパ光ファイバの作製を行った．

4.1 実験装置について

テーパ光ファイバ作製装置の写真を Fig.4.1 に示した．左右に引っ張るステージの上に光ファイバを固定し，上から LP ガスバーナーでファイバを加熱し，ステージを動かしてファイバを引っ張ることによりテーパ光ファイバを作製する．LP ガスバーナーに利用する LP ガス及び O_2 ガスは，マスフローコントローラによって制御している．またガスバーナーは左右に振ることができ，加熱幅と振り速度を指定できる．ステージ移動速度は両方のステージで共通であり，一定速度で引くことができる．光ファイバの両端に $\lambda = 1548\text{nm}$ のレーザ及びパワーメータを接続し，透過率の時間変化を調べられる．

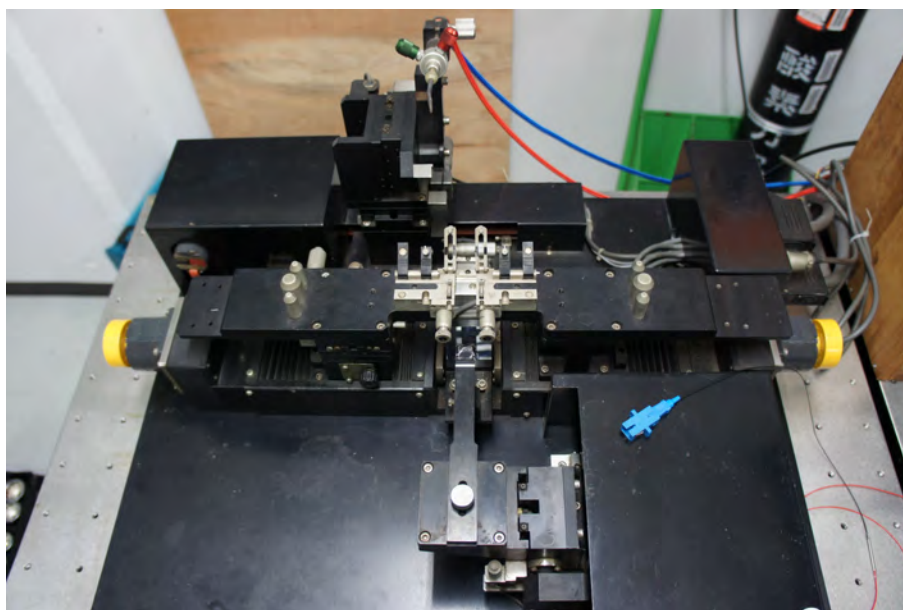


Fig. 4.1: Equipment to make optical tapered fiber.

4.2 クラッド・コア径の関係性

3.2において伝搬モード解析を行う際，前提条件としてクラッド径とコア径の比が一定であるという条件を課した．本節では，その前提が正しいかを実験で確かめた．まず，他の条件を一定とし引き時間を変化させたとき，クラッド及びコア径がいくらであるかをデジタル光学顕微鏡で測定した．条件は，引張速度 $v = 120\mu\text{m}$ ，加熱範囲 $L = 4.5\text{mm}$ ，振り速度 2mm ，LP ガス $26\text{ml}/\text{min}$ ， 0.0686MPa ，酸素ガス $45\text{ml}/\text{min}$ ， 0.1MPa とした．また，本実験に限ってファイバの被覆をアセトンで剥がさず，かつバーナーを下ろしきった後すぐに引っ張り始めたことを付記する．この状態で，引き時間を $90\text{秒} \sim 120\text{秒}$ と変化させたときのクラッド径とコア径の関係を Fig.4.2 に示した．実際にこのファイバをデジタル光学顕微鏡で見たものを Fig.4.3 に示した．Fig.4.2 より明らかに，特に細くなるにつれてクラッド径とコア径の間には線形な関係があることが分かる．引き時間が短い条件で直径がばらついた原因としては，最細部を測定できていなかった可能性が考えられる．

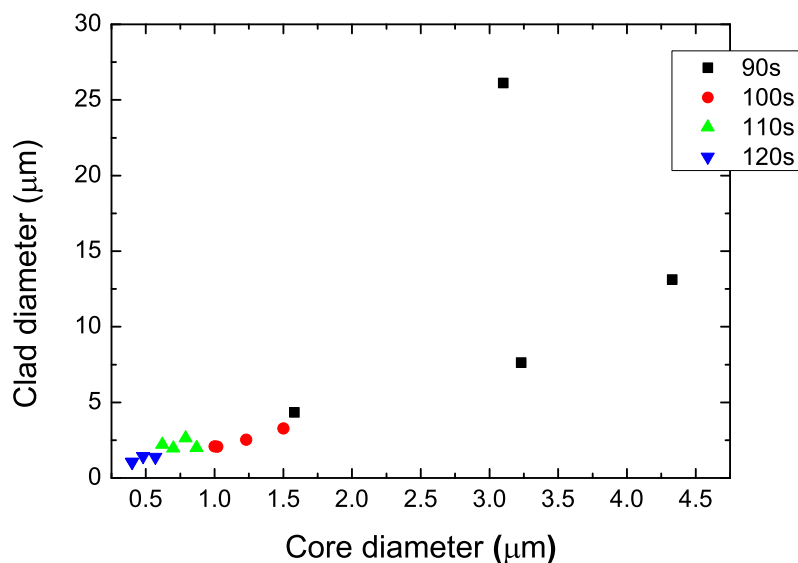


Fig. 4.2: Core diameter versus clad diameter.

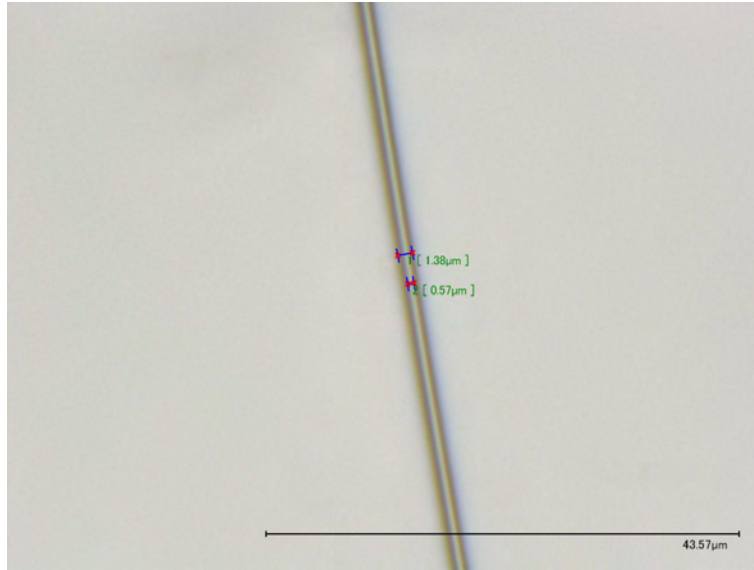


Fig. 4.3: Photograph of optical tapered fiber. 120s pulled.

次に，同条件で 120 秒引っ張ったテーパファイバを $200\mu\text{m}$ ごとにデジタル顕微鏡で直径を測定し，位置ごとに直径を測定した結果を Fig.4.4 に示した．

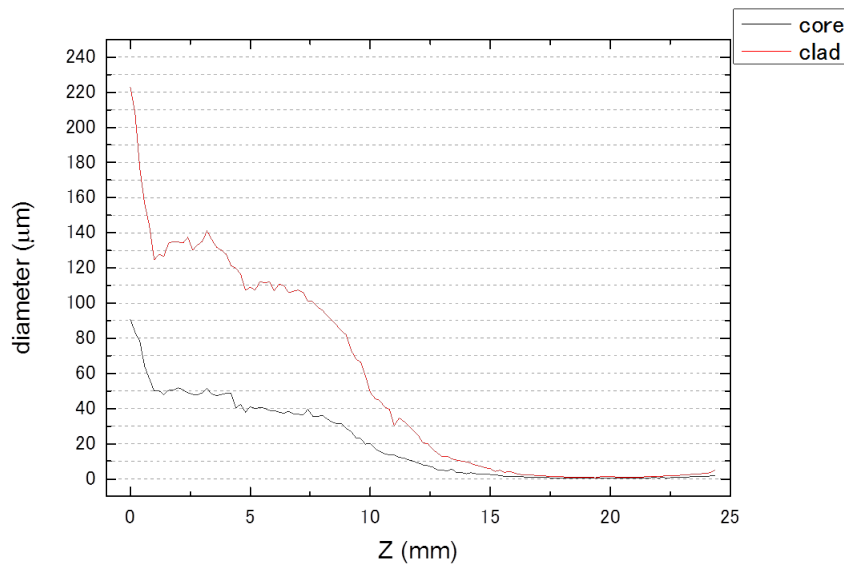


Fig. 4.4: Clad and core diameter.

この結果からも，クラッドとコアの直径比は一定であることが分かる．このグラ

フにおいて、使用している光ファイバの通常のコア半径が $9.4\mu\text{m}$ であるにもかかわらずコア径が $50\mu\text{m}$ となっているのは、上部からコアを観察しているため、Fig.() のようにクラッドがレンズのように働き、実際よりもかなり太く見えていることが考えられる。

4.3 条件変化に伴う透過率の変化

テーパ光ファイバーを作製する上でのパラメータとしては、引き速度、炎の大きさ、加熱範囲、予熱時間が挙げられる。予熱を行うことで、ファイバ引きに伴う亀裂などが減少すると期待される。本節では、特に炎の大きさを決める LP ガスと酸素の流量を調整することに着目して実験を行った。

4.3.1 バーナーガス比の最適値

光ファイバに使われる石英ガラスの軟化点は 1600 ，融点は 2000 前後であると知られている^{2,3}。この温度よりも低いとガラスは加工できない。一方、温度を高くしすぎるとガラスが気化してしまう。光ファイバの引張を行うには、ガスバーナーの炎の温度をこの軟化点よりも高い $1700\sim 1800$ に制御する必要がある。

炎の温度の変化は、LP ガスと酸素の混合比によって決定される¹。LP ガスと酸素が完全燃焼するとき、化学式は (4.1) 式で表される。この完全燃焼時、火炎温度は $3090[\text{K}]$ となる。



ここで、酸素・プロパンの当量比 ϕ は (4.2) 式で定義される。 $n_{\text{LPG}}, n_{\text{O}_2}$ はそれぞれの物質質量を示す。

$$\phi \equiv \frac{n_{\text{LPG}}}{n_{\text{O}_2}} \quad (4.2)$$

この当量比が大きい、つまり酸素が希薄な条件においては完全燃焼が起こらず、CO および H_2 の割合が大きくなり、火炎温度が低くなる。 $\phi > 3.3$ ではススが生じる。化学反応で生じる生成物の割合と温度をまとめた図を Fig.(プロパン/酸素火炎) に示した。このグラフから、石英ガラスの軟化点である 1800 付近の温度の炎を作るには、

$$\phi = 2.5 \sim 2.8 \quad (4.3)$$

とすればよい．つまり，LP ガスと酸素の物質質量比を 1 : 2 程度にすればよいこととなる．

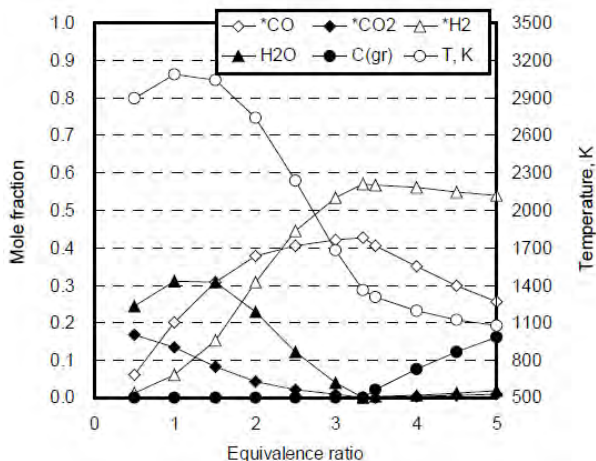


Fig. 4.5: Flame temperature vs the rate of *psi*.

気体の状態方程式は (4.4) で表される．

$$PV = nRT \quad (4.4)$$

LP ガスと酸素の状態方程式において R, T は同じとなるため，(4.5) 式が成り立てば目的の温度の炎が得られる．

$$\left[\frac{PV}{n} \right]_{LPG} = \left[\frac{PV}{n} \right]_{O_2} \quad (4.5)$$

ここで，体積 V は流量に相当することに注意する．圧力は実験装置の都合により， $P_{LPG} = 0.7 \text{ kgf/cm}^2 = 0.0686 \text{ MPa}$ ， $P_{O_2} = 0.1 \text{ MPa}$ と定めた．また，先ほどの検討により $n_{LPG} = 2n_{O_2}$ である．ゆえに，

$$V_{LPG} = 0.686V_{O_2} \quad (4.6)$$

が成立するように流量を調整すればよい．整数比で 7 : 10 となる．

また、ガス流量が大きすぎるとテーパ光ファイバがガスの勢いで切れる可能性があるため、流量はできるだけ小さくする。逆にあまり流量を絞りすぎると、安定した炎が得られないことに注意する。この結果を基に炎の大きさを調整した結果、LPガス 14ml/min, 0.0686MPa, 酸素 20ml/min, 0.1MPa とすればよいことが分かった。

4.3.2 実際の作製結果

4.3.1 で示したように、ガス比を変更した状態でテーパ光ファイバ作製を行った。ガス比を変更する前と後での作製時透過率変化を Fig.4.6,4.7 に示した。ガス比の変更により、平均透過率が-3dB から-1.5dB に向上了。また、引き時間が大きくなったことにより、テーパの半径が小さくなりエバネッセント光は増大していると考えられる。

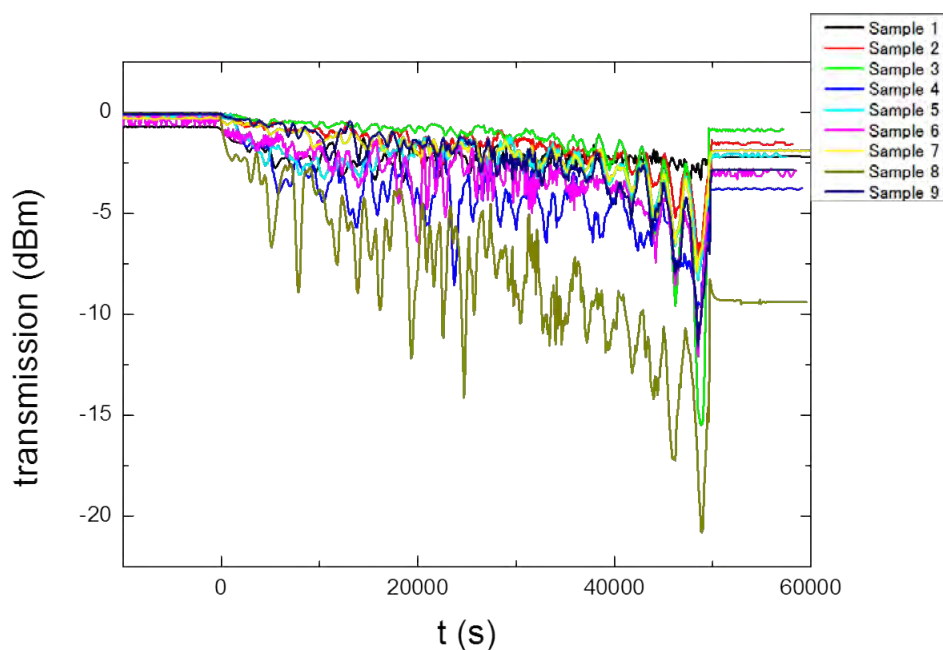


Fig. 4.6: Light transmission with the flame LPG=25 and $O_2=46$.

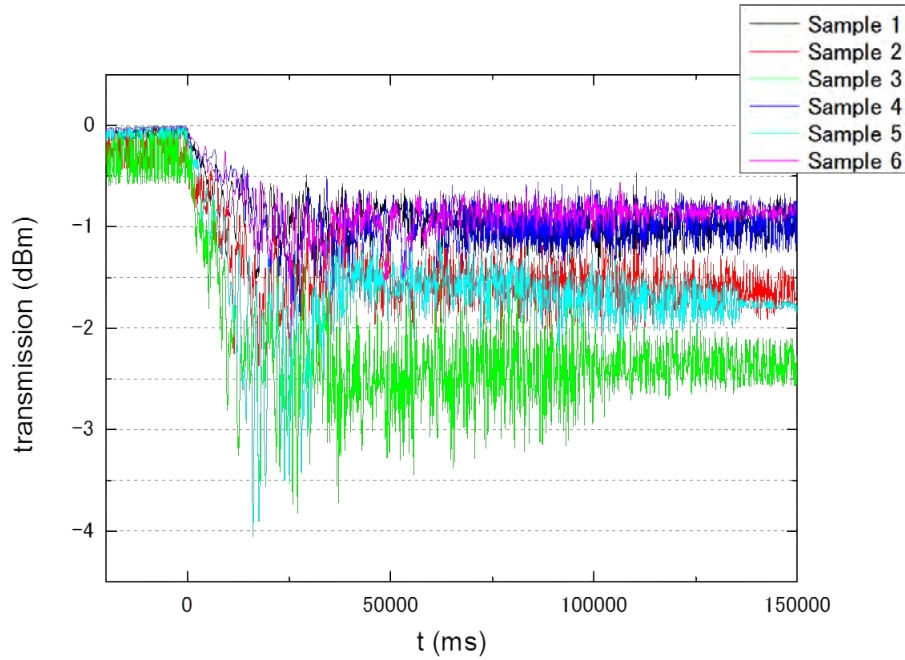


Fig. 4.7: Light transmission with the flame LPG=14 and $O_2=20$.

4.4 実際に利用するファイバの作製

本節では、実際に光学測定に利用する光ファイバの条件をまとめる．3.1において検討した結果を用いると、 $r_c = 0.3\mu\text{m}$ となるのは $t = 136.8\text{s}$ の時である．実験装置の不備を考え、目標引き時間は $t = 150\text{s}$ とした．加えてゴミを除去する等の目的のため、30秒の予熱を行った．これにより、条件は Table.4.1 のようにまとめられる．

Table. 4.1: Requirements to make optical tapered fiber.

予熱時間	30 sec	引き時間	150 sec
振り幅	7.5 mm	引き速度	240 $\mu\text{m/s}$
LP ガス圧	0.0686 MPa	酸素ガス圧	0.1 MPa
LP ガス流量	14 ml/min	酸素ガス流量	20 ml/min

4.5 ジグへの固定

テーパ光ファイバを用いた測定を行うためには，テーパを安定かつ簡便に取り付けできるようにする必要がある．テーパを固定する方法としては Fig.4.8 ,4.9 の2種類が考えられる．Fig.4.8 のように，テーパを垂らすようにして固定する方法は，ジグが機器に干渉する可能性が低く，またチップ上に共振器がたくさん並んでいても単一の共振器へアプローチできるメリットがあるが，ジグへの固定が難しいという欠点がある．一方，Fig.4.9 のようにテーパを直線に固定する方法は，ジグへの固定が Fig.4.8 の方法よりも簡単であり，テーパの取り扱いも簡単でなる．しかし，直線に固定するため，チップ上に共振器が並んでいる場合は，単一の共振器のみ近づくような工夫が必要である．どちらの場合においても，固定している箇所はテーパ状となっていない部分であり，光が固定によって漏れ出すことは無い．

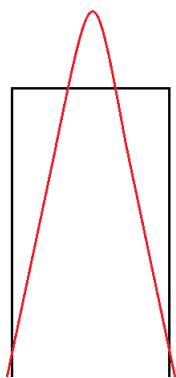


Fig. 4.8: Taper fixed on slide glass.

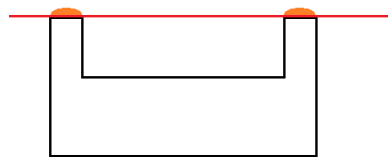


Fig. 4.9: Taper fixed on acrylic jig.

4.6 まとめ

本章では，実際のテーパファイバについて検討及び作製を行った．このテーパ光ファイバを実際の光学測定に用いるため，ジグの検討も行った．次章ではこれを基に光学測定系を組み，測定を行う．

引用文献

- [1] 周善寺 清隆, "球状セラミックス微粒子合成のための還元性燃焼ガス生成技術の開発," 福岡県工業技術センター研究報告,18, 25 (2008)

[2] 大井 喜久夫 訳, D. G. Holloway, "モダンサイエンスシリーズ ガラスの物理," pp.20-21, 共立出版 (1977)

[3] 作花 済夫, "ガラス化学の基礎と応用," pp.30-32, 内田老鶴圃 (1997)

5 微小光共振器の光学測定

本章では，4章で作製したテーパ光ファイバを用いて，微小光共振器の光学測定を行う．初めに，光学測定を行うために必要な調芯系の設計について説明する．次に，実際に微小光共振器の光学測定を行い， Q 値を求める．最後に，議論点および改善点を挙げる．

5.1 調芯装置の設計

調芯装置の目的は，テーパ光ファイバと微小光共振器を任意の距離に近づけることである．エバネッセント光が漏れだす範囲は3章で示したように表面から数百nm程度しかないため，それよりも高い移動精度が求められる．また， $\lambda = 1550\text{nm}$ の光の漏れ出しを確認するため赤外光カメラが必要である．加えて上方向及び横方向からの位置調整を行うため，さらにもう1つカメラが必要である．微小光共振器の大きさは $10\mu\text{m} \sim 500\mu\text{m}$ 程度であるため， $10 \sim 20$ 倍程度の倍率を持つレンズを使う．さらに，テーパを固定するステージやカメラを固定するステージにそれぞれ x, y, z の自由度が必要である．

これらの条件を基に，Fig.5.1のような実験系を設計した．大まかに，サンプルステージ，テーパホルダー，可視光カメラ，赤外光カメラと分けられる．サンプルステージは x, y 方向は10nmのフィードバック制御ステージと z 方向への手動マイクロステージが取り付けられている．通常は x, y 方向にのみ動作させる．テーパホルダーは z 方向10nmフィードバックステージと，手動の回転ステージ及び傾斜ステージが取り付けられている． z ステージは，ファイバを微小共振器に接触させるために必要である．回転ステージはテーパファイバの交換を行うためで，傾斜ステージはファイバアプローチの補助である．可視光カメラには x, y, z 手動ステージとゴニオステージを取り付ける．赤外光カメラは上から観察するため，アルミ支柱で足場を作り，アルミ板を介して x, y 手動ステージと z フィードバックステージを取り付けている．

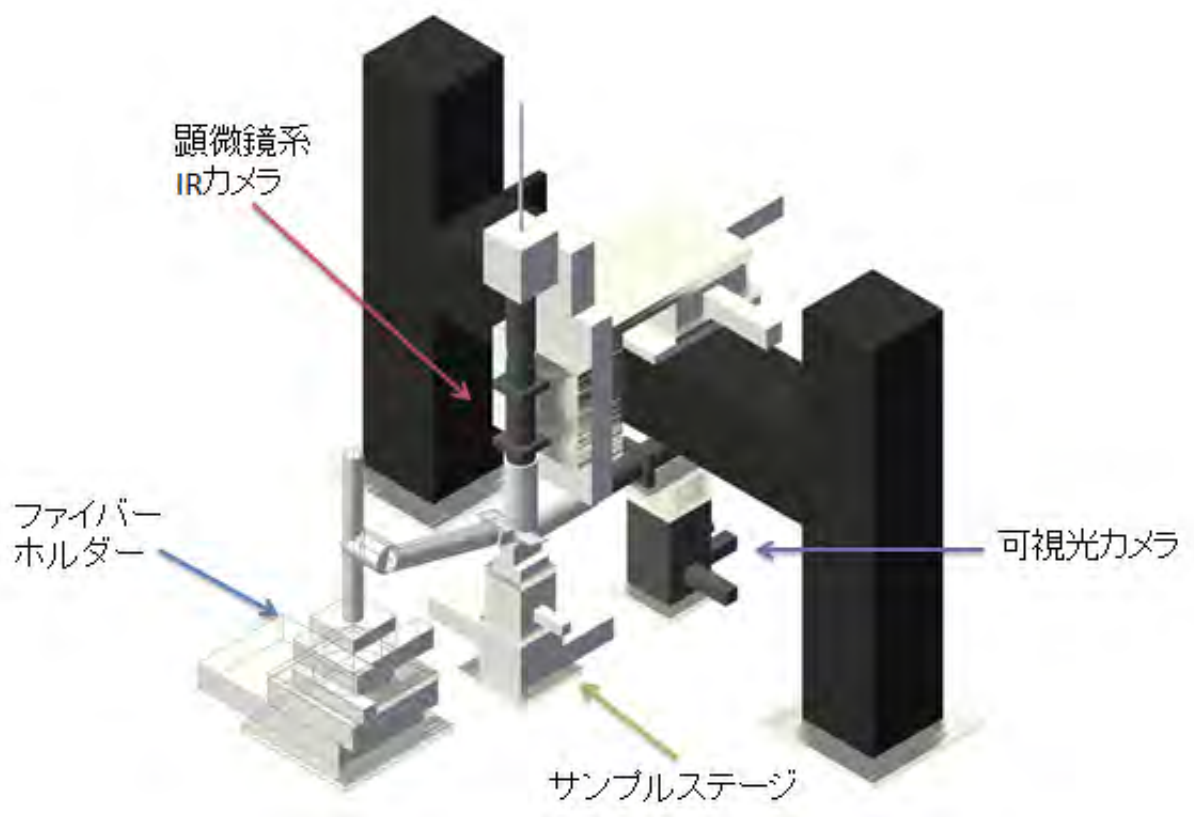


Fig. 5.1: Image of optical alignment equipment.

Fig.5.1 を基に、実際に組み立てた装置を Fig.5.2 に示した。Fig.5.1 からの変更は、光源を追加し、除振台を導入した点である。光源として赤外光まで放出波長をもつハロゲンランプを利用し、リングライトガイドでレンズの周りから照射する。除振台は歩行などの振動により位置決めがずれてしまう可能性を考慮して導入している。

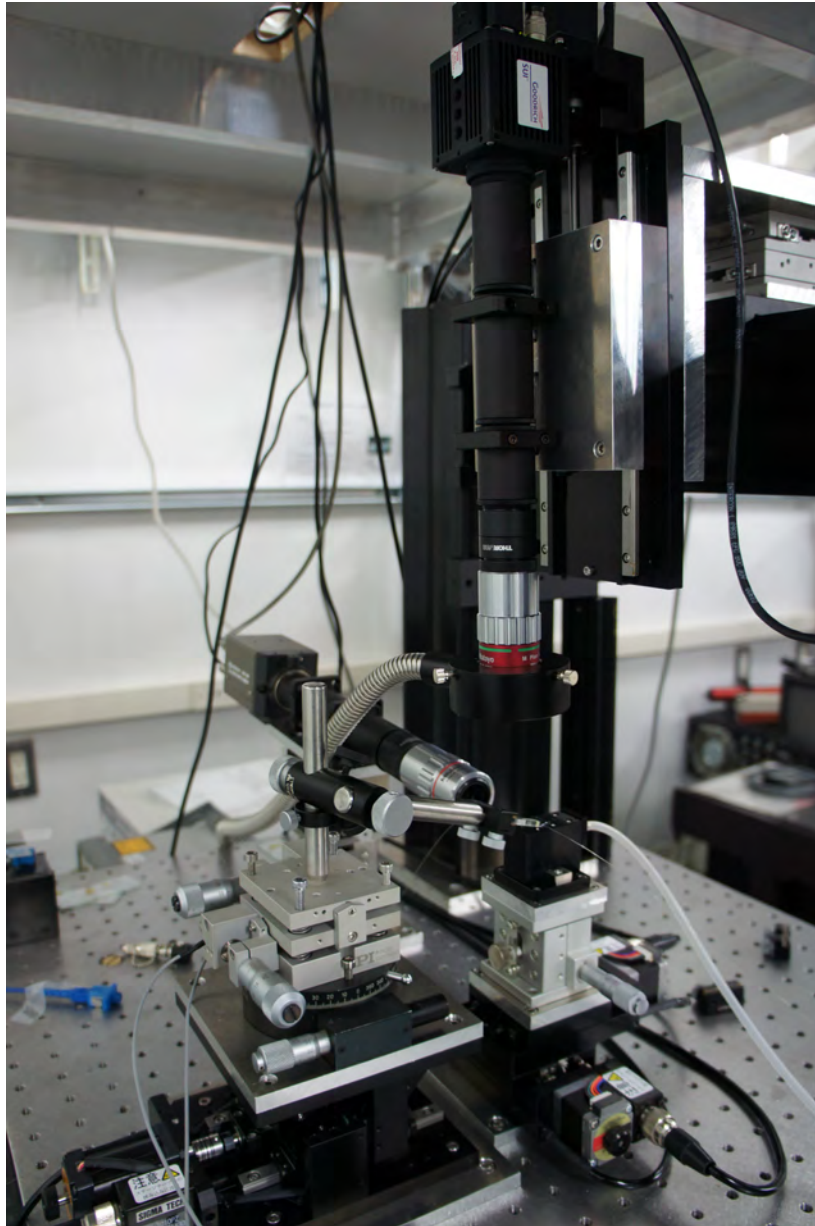


Fig. 5.2: Photo of optical alignment equipment.

実際に各ステージを調整する手順を次に示す．まず，テーパ光ファイバをセットし，おおよそサンプルを置く位置に手動で合わせる．次にサンプルステージの上にサンプルを乗せ，テーパファイバの下に合わせる．サンプルもしくはサンプルを固定している台にとファイバが接触する程度に目視で合わせ，カメラ位置を手動で合わせる．この時，位置が目視で明確である場所をサンプル上に用意しておくことで，カメラ調整が非常に簡単になる．上・横・ファイバの位置が揃ったら，ファイ

バをサンプル台から離してサンプルを移動させ、ファイバをサンプルに近づけて光をサンプルに導入する。

光学測定の様式図を Fig.5.3 に示した。波長可変レーザとパワーメータをコンピュータで制御し、波長を変化させながら逐次透過率を測定できるシステムとなっている。最大測定波長範囲は $1500\text{nm} \leq \lambda \leq 1650\text{nm}$ 、最小波長間隔は 1nm である。これより、Q 値の測定限界は 10^6 程度と見積もられる。

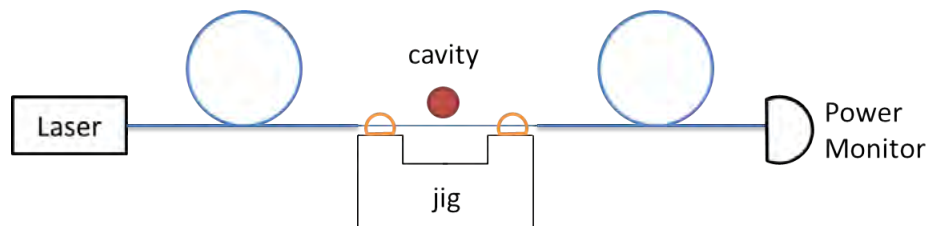


Fig. 5.3: Optical measurement model.

5.2 光学測定

5.2.1 テーパファイバからの漏れ出し

4.4 でまとめた条件を基に作製したテーパファイバを、何にも触れていない状態及びプレパラートに接触させた状態で波長掃引を行った結果を Fig.5.4 に示した。透過率の波長依存性がなくフラットな透過スペクトルとなっている、また、接触有無で -10dB の差異が見られる。これはつまり、最大で -10dB の共鳴による透過率変化がみられることを意味する。

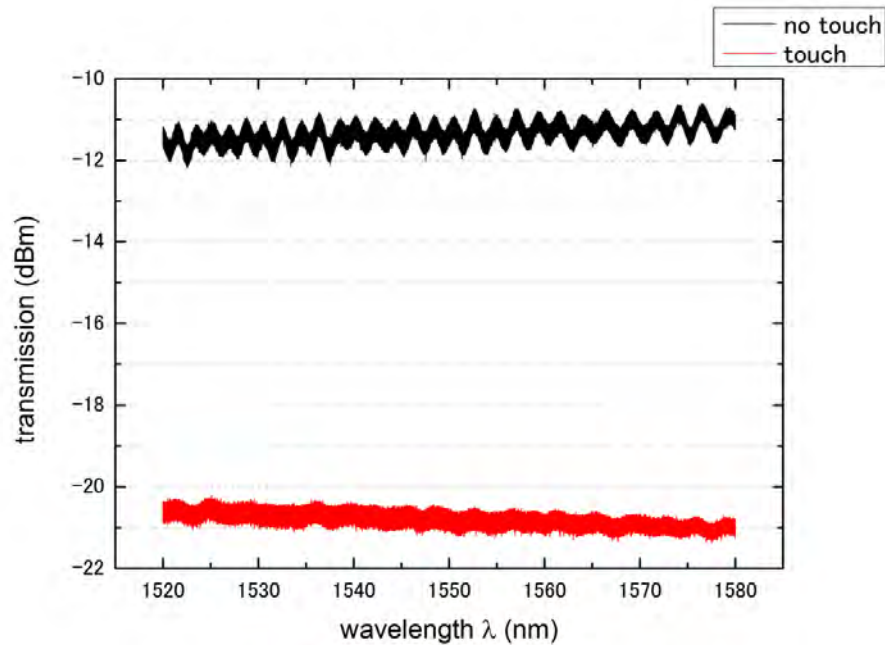


Fig. 5.4: Power Drop.

5.2.2 シリカ微小球共振器

シリカファイバの先端を加熱して作製した微小球を Fig.5.5 に示した．これにテーパ光ファイバを Fig.4.9 で接近させ，光学測定を行った結果を Fig.5.6 に示した．スペクトルより，明らかに共振モードが観察されていることが分かる．スペクトルの一部を拡大して Q 値を求めたところ， 1.68×10^6 程度であった．さらに，テーパ光ファイバを近づける位置を変化させたときの変化を Fig.5.8 に示した．位置によってモードが異なるが，直径が最も太い部分の結合がよいことから，WGM で共鳴していることが分かる．これにより，この実験系は期待通りに Q 値を測定できていることが分かる．しかし本実験では，本測定系における Q 値の測定限界を確かめられなかった．

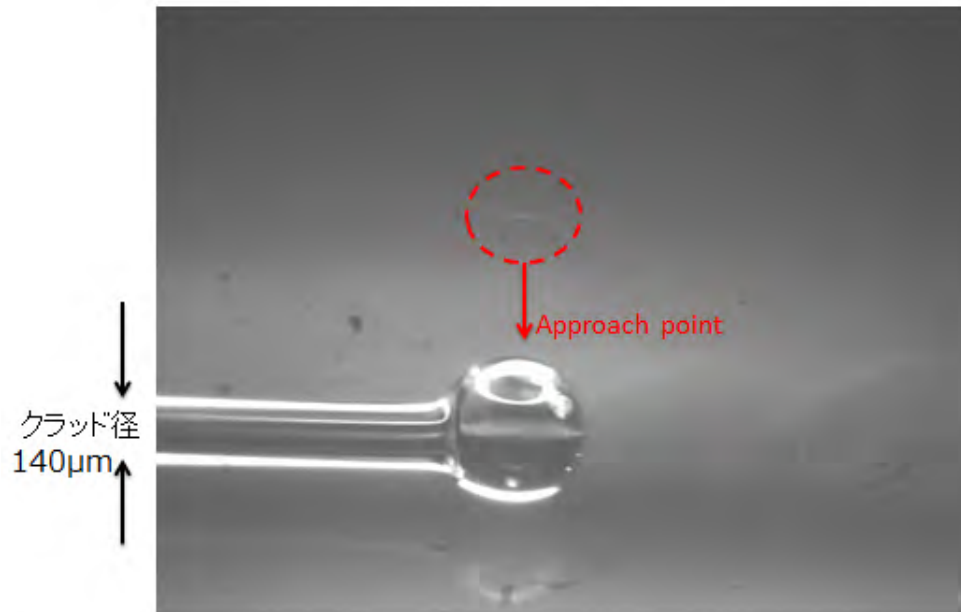


Fig. 5.5: Silica microsphere WGM cavity.

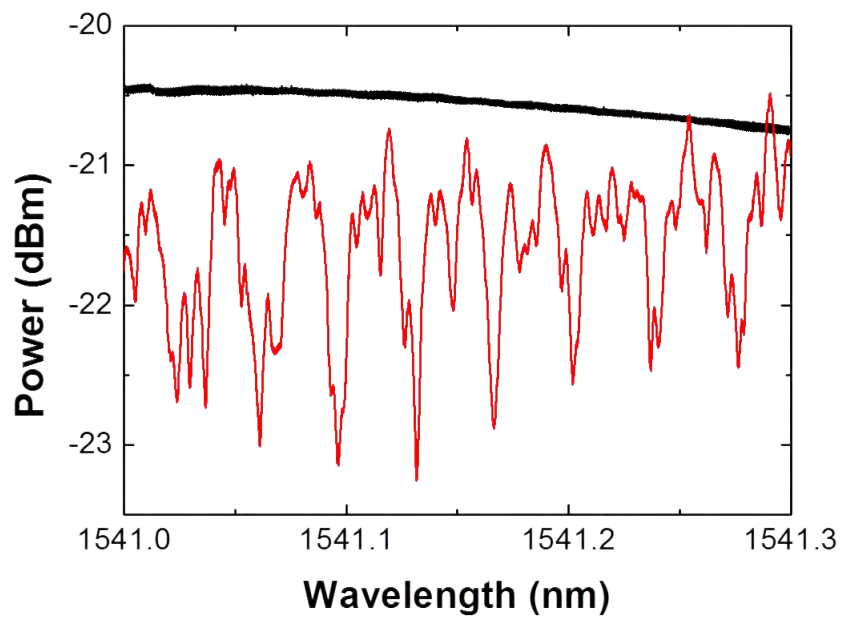


Fig. 5.6: Silica sphere spectrum.

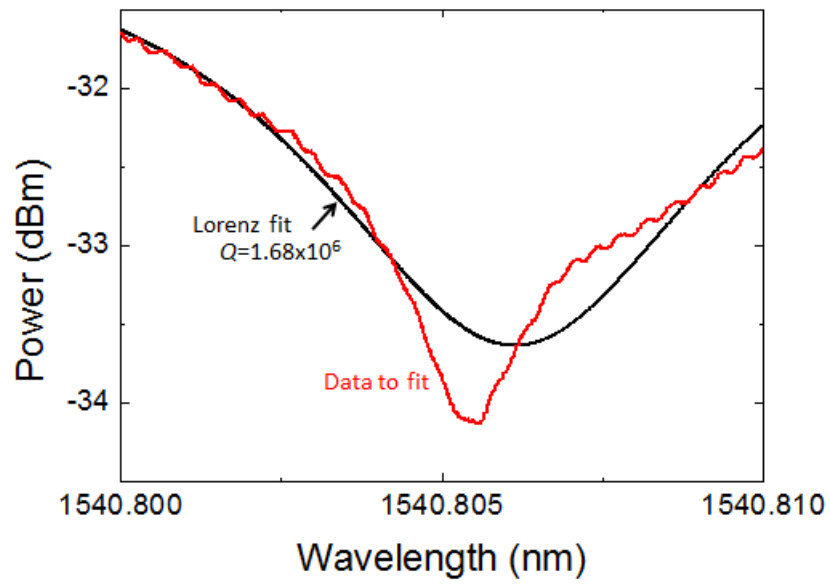


Fig. 5.7: Silica sphere Q factor.

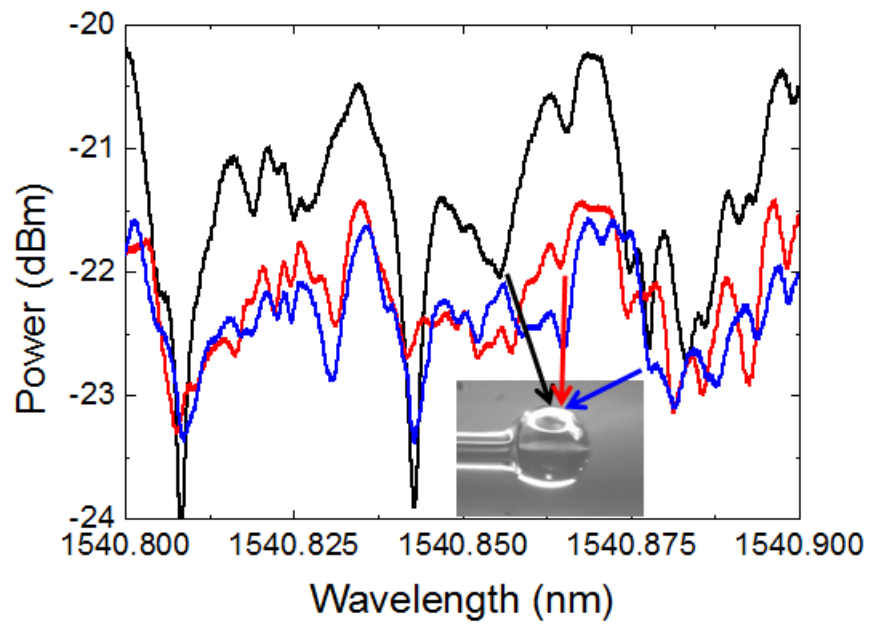


Fig. 5.8: Silica sphere Q factor.

5.2.3 シリカトロイド共振器

シリカトロイド共振器は，作製の都合でチップ上に格子状に並んでいる．本実験においては任意の一つのトロイド共振器にアプローチを行うため，ジグは Fig.4.8 のものを利用した．この条件でテーパファイバを近づけて光がトロイド共振器に入射している状態を Fig.5.9 に示した．この状態で透過スペクトルを測定した結果を Fig.5.10 に示した．Fig.5.10 を見る限り，WGM 共振が起こっていないと考えられる．また，テーパファイバを近づける際にテーパファイバがトロイド共振器の下側に入り込んでしまい，引っかかってしまう可能性が非常に高いことが実験で明らかになった．風によりテーパファイバが揺れてしまい数 μm の揺れが生じるため，決まった位置にテーパファイバを移動させることが難しい．さらに静電気によりトロイド共振器や基盤に一度接触すると，一度基板からテーパファイバを離さなければいけないことが分かった．チップ上に並んでいるトロイド共振器を Fig.4.8 のジグで測定するためには，これらの課題点を解決しなければならない．

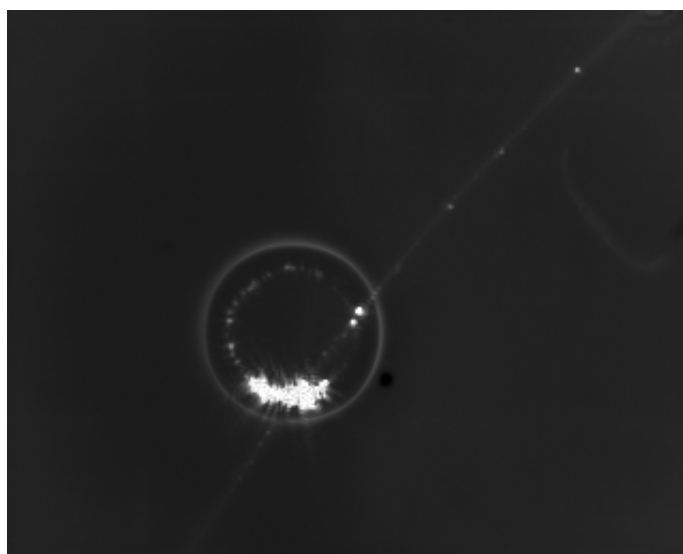


Fig. 5.9: Fiber touch to silica toroid cavity.

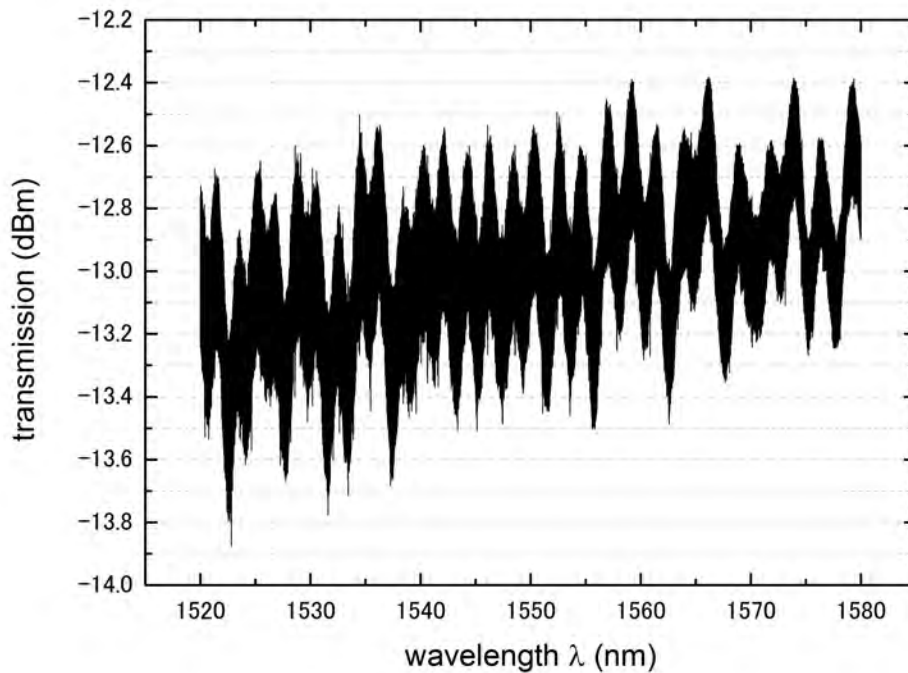


Fig. 5.10: Silica toroid cavity spectrum.

5.3 ジグの形状についての検討

実際に2種類のジグを試すと、4.5で検討したようにどちらのジグにも利点と欠点があることが分かった。Fig.4.8のテーパ部を曲げて垂らす方法では、チップ上の共振器に対して点でのアプローチが可能であるという利点があるが、風や静電気の影響を受けやすく、共振器に引っかかって破損しやすいという欠点がある。これを解決するには、フードを被せて風の影響をなくし、できる限りテーパの固定距離を短くする必要がある。Fig.4.9のテーパ部を直線にする方法では、環境の影響を受けにくく取り扱いやすいが、現在は測定対象がチップ上に整列されているため、単一共振器に対して光を導入することができない。チップを細長く割り、共振器を1次元的に並べられればこの問題は解決する。2種類のジグをうまく使い分けることで、様々な測定が可能になる。

引用文献

- [1] Little, B.E.; Haus, H.A.; Foresi, J.S.; Kimerling, L.C.; Ippen, E.P.; Ripin, D.J.; , "Wavelength switching and routing using absorption and resonance," *Photonics Technology Letters, IEEE* , vol.10, no.6, pp.816-818, Jun 1998

6 まとめ

本研究の目的は、シリカトロイド共振器の光学測定を行うため、性能の良いテーパ光ファイバを再現性良く作製する条件を明らかにし、また共振器を測定するための調芯装置を設計・組立を行い、光学測定を実施することであった。3章において条件を検討し、直径 600nm のテーパ光ファイバを作製することとした。実際に作製を行ったところ、4章において透過率の変化を-2.5dB に抑えながら、分散を 2dB 以内に収めることができた。このテーパファイバを用いてシリカ微小球共振器の光学測定を行い、 $Q = 1.6 \times 10^6$ の Q 値を測定できた。しかし、シリカトロイド共振器で同様の測定を行ったところ、Q 値は測定できなかった。テーパファイバを固定する方法については、曲げた状態と直線に引っ張った状態にそれぞれ利点と欠点があるため、今後検討する余地がある。