

修士論文

広帯域かつ高速波長可変  
ファイバレーザの研究

指導教官      山下 真司   助教授

2006 年 2 月 3 日提出

東京大学大学院 工学系研究科  
電子工学専攻 46380

浅野 将弘

# 目次

<b>1 序論</b>	<b>1</b>
1.1 本論文の背景 .....	1
1.2 本論文の目的と構成 .....	2
<b>2 波長可変ファイバレーザの概要</b>	<b>3</b>
2.1 はじめに .....	3
2.2 波長可変ファイバレーザの特徴 .....	3
2.3 各種波長可変ファイバレーザとその特性 .....	5
2.3.1 FFP-TF を用いた波長可変ファイバレーザ	
2.3.2 多面体ミラー型フィルタを用いた波長可変ファイバレーザ	
2.3.3 FBG を用いた波長可変ファイバレーザ	
2.4 波長可変ファイバレーザの OCT への応用 .....	11
<b>3 音響光学可変フィルタ(AOTF)を用いた波長可変ファイバレーザ</b>	<b>13</b>
3.1 はじめに .....	13
3.2 AOTF の原理 .....	13
3.3 波長可変特性 .....	15
3.4 波長掃引特性 .....	18
3.5 掃引速度限界 .....	19
3.5.1 飽和限界	
3.5.2 単一周回限界	
3.6 偏波維持光ファイバのモード結合による櫛型透過特性 .....	22
3.7 まとめ .....	24
<b>4 共振器中の分散を利用した波長可変モード同期ファイバレーザ</b>	<b>26</b>
4.1 はじめに .....	26
4.2 モード同期の原理 .....	26
4.3 共振器中の分散を利用した波長可変モード同期ファイバレーザの原理 .....	29
4.4 分散補償ファイバ (Dispersion Compensation Fiber : DCF) .....	31
4.5 偏波ビームスプリッタとファラデーローテーターミラーを用いた系の偏波特性 .....	32
4.6 1.3 $\mu$ m 帯における共振器中の分散を利用した波長可変モード同期ファイバレーザ .....	34
4.6.1 波長可変特性	

4.6.2 分数モード同期	
4.6.3 波長掃引特性	
4.7 1.55 $\mu\text{m}$ 帯における共振器中の分散を利用した波長可変モード同期ファイバレーザ	
.....	44
4.7.1 波長可変特性	
4.7.2 波長掃引特性	
4.7.3 FFPI 用いた波長可変モード同期ファイバレーザ	
4.8 まとめ.....	54
<b>5 結論</b>	<b>55</b>
6.1 本研究の成果.....	55
6.2 今後の展望.....	56

謝辞

参考文献

本研究に関する発表

## 1

## 序論

## 1.1 本論文の背景

1970 年にアメリカのコーニング社によって、当時としては画期的であった、石英ガラス ( $\text{SiO}_2$ ) を主成分とした、低損失光ファイバ (20 dB/km) が製造されたのと同時に、実用的な半導体レーザが発明され、光ファイバは次世代の伝送媒体として注目を浴びるようになった。その後の発展は目覚ましいもので、光ファイバは理論限界付近にまで低損失化され、現在では波長 1.55  $\mu\text{m}$  においてその損失は 0.2 dB/km となっている。また光ファイバは低損失だけではなく、約 70 THz という広帯域の周波数範囲を有しているため、次世代の高速大容量通信にも十分対応可能というメリットがある。さらに光ファイバは細径 (約 0.1 mm、一次被覆を施しても 0.25 mm) であるため、非常に軽量であり、曲げや引っ張りに対しても高強度であり、機械的にも優れた特性を有する。他にも石英ガラスでできているために、電磁誘導を受けない、漏話が起きない、火花を出さないといった特徴があり、メタルケーブルに変わる新たな伝送媒体として、実際に基幹系伝送路などに用いられている。

そして現在、光ファイバはこのような光通信における伝送線路に留まらず、光ファイバの持つ様々なメリットを利用して、センサ、光増幅、レーザ光源、スイッチ、断層イメージングなどといった用途にも利用分野が拡大している。

光ファイバセンサは、光ファイバを検出または信号の伝送に用いて、歪や温度といった各種物理量を測定する<sup>[1]-[3]</sup>。光ファイバセンサは、取り付けが容易で構造物を非破壊で診断することを可能とする。また信号伝送の減衰が小さく、伝送帯域が広いと、長距離信号伝送に適する、複数箇所の測定対象の情報を多点化または分布的に診断可能である、といった利点を持つ。さらに光ファイバジャイロをはじめとした、光の干渉を原理とする光ファイバセンサでは、光の波長が短いために高感度の測定を可能とする<sup>[4]</sup>。

光ファイバ増幅器は、光ファイバ中で光増幅を行うことのできる増幅器であり、光通信システムにおいて、光-電気変換をすることなく、光のまま伝送信号を増幅できるため、フォトニックネットワークの形成において不可欠なデバイスである<sup>[5]</sup>。光ファイバ増幅器には、主に希土類添加ファイバ増幅器とファイバラマン増幅器があり、これらは光ファイバの低損失帯に増幅帯域を持ち、前者は利得が希土類添加ファイバ内に集中しているのに対し、後者は前者に比べて利得係数は小さいが、利得が伝送路に長く分布している。

光ファイバはレーザ光源としても利用されており、光ファイバで共振器構造を構成し、

増幅媒質を共振器中に挿入することで、レーザ発振光を得ることができる。光ファイバレーザは光ファイバとの整合性がよく、光がファイバの狭いコア中を伝搬するために非常に高効率である、といったメリットを持つ。また最近では、モード同期技術を利用した短パルスレーザ<sup>[6]</sup>や、発振波長を切り替えられる波長可変ファイバレーザ<sup>[7]</sup>など、用途に応じて様々な特性を持ったファイバレーザが盛んに研究されている。

このように光ファイバは、伝送路としての利用だけに留まらず、フォトニックネットワークを実現するためのデバイスへの応用や、光ファイバの特性を利用してセンサや各種測定技術への応用がなされており、広範囲にわたって光ファイバは利用されていることが分かる。

中でも本論文では、波長可変ファイバレーザについて着目し、ファイバセンサや断層イメージング技術の光源としての応用を念頭に置き、広帯域でかつ高速に発振波長を掃引できる波長可変ファイバレーザに関して行った研究について述べる。

## 1.2 本論文の目的と構成

波長可変ファイバレーザは、各波長のレーザとそれに対応した光デバイスを用意する必要がなく、光ファイバ通信や光ファイバセンサにおいて光源として広く用いられている。従来の波長可変レーザは、光フィルタをチューニングすることで発振波長を変化させているため、選択波長を変化させる為には回転機構などの機械的駆動部分を必要としており、機械精度や操作性、波長掃引速度などの面で制限がある。また断層イメージングやファイバセンサ用の光源には、測定時間や測定精度の面から、広帯域かつ高速に波長掃引が可能な光源が求められている。

そこで、本論文では広帯域かつ高速に波長掃引が可能なファイバレーザの研究を扱う。第 2 章では、波長可変ファイバレーザの特徴、各種波長可変ファイバレーザの特性についてまとめ、さらに波長可変ファイバレーザの断層イメージング技術への応用方法を説明する。第 3 章では、音響光学可変フィルタ (Acoust Optic Tunable Filter : AOTF) を用いた広帯域・高速波長可変ファイバレーザの原理、結果についてまとめ、最後に結果についての考察を行う。第 4 章では、共振器中の分散を利用した広帯域・高速波長可変モード同期ファイバレーザを実現したので、その原理、結果について述べ、結果についての考察を行う。第 5 章において、本論文で得られた知見についてのまとめを行い、今後の展望を説明する。

## 2 波長可変ファイバレーザの概要

### 2.1 はじめに

発振波長を何らかの手段により変化させる機能を備えたレーザである、波長可変レーザは光ファイバ通信や計測用の光源として用いられている。中でも光ファイバで共振器を構成する波長可変ファイバレーザは、ファイバとの整合性がよい、高効率であるといった様々な利点から、近年研究が盛んに行われている。

高速な波長掃引が可能な、波長可変ファイバレーザは計測、センサ分野への応用において大変大きな期待が寄せられており、高分解能かつ高速な測定を実現する光源としての可能性を秘めている<sup>[8]-[10]</sup>。これらのレーザにおいては、発振波長を変化させる手段として、様々なデバイスが用いられており、それぞれが特徴を持っている。

本章では、第2節において、波長可変ファイバレーザの特徴を説明し、第3節において、近年研究が進んでいる様々な波長可変ファイバレーザの機構と特性について、最近の論文を元に紹介し、第4節において、波長可変ファイバレーザの、生体の断層イメージング技術である光コヒーレンストモグラフィ(Optical Coherence Tomography : OCT)への応用を紹介する。

### 2.2 波長可変ファイバレーザの特徴

ファイバレーザは利得媒質が光ファイバ構造を有している固体レーザの一種である。レーザ発振の原理は、通常の固体レーザと同一であり、活性種がドーピングされたファイバを光励起することで、レーザ材料中に反転分布が形成され、正のフィードバックがかけられることで、活性イオンに特有のある波長でレーザ発振する。ファイバレーザは媒質が光ファイバ構造を有しており、励起光および発振光が光ファイバ中のコア中に閉じ込められて伝搬するため、効率よくレーザ発振させることができる。材質としては、光ファイバ構造が作成可能なガラス材料中に、発光元素としてエルビウムといった希土類元素を添加した構成が主に検討されているが、利得媒質として、半導体光増幅器(Semiconductor Optical Amplifier : SOA)を用いて光ファイバで共振器を構成するレーザも研究が進んでおり、これも広義のファイバレーザとして扱う。

ファイバレーザの共振器構造としては、発振光に対し高反射率の回折格子(グレーティング

グ)を共振器の両端のコア内に形成するファイバグレーティング型(Fig.2.1)と、ファイバ型方向性結合器によって、リング状の共振器を形成するリング共振器型(Fig.2.2)の2種類が主に研究されている。どちらもファイバレーザと伝送ファイバを直接接続することが可能であり、伝送ファイバとの整合性において大きな利点を持っている。発振波長を切り替える波長可変ファイバレーザの場合、ファイバグレーティングにより波長可変帯域が制限されないことや、入力方向が片方向に制限される、などといったフィルタの特性を考慮して、リング共振器型の構成が主に用いられている。

波長可変ファイバレーザは、共振器中において何らかの方法で発振波長を選択し、切り替えられる光源であり、多くは共振器中に波長可変フィルタを挿入し、フィルタの透過波長を変化させることで発振波長の切り替えを実現している。フィルタには様々なフィルタが用いられており、代表的なフィルタとしては、ファイバファブリペローチューナブルフィルタ(fiber Fabry-Perot tunable filter : FFP-TF)や、多面体ミラー型フィルタ、ファイバブラッググレーティング(fiber Bragg grating : FBG)などが用いられている。これらのフィルタは、波長可変範囲、透過帯域、掃引速度、コストといった面でそれぞれ特徴があり、それぞれの利点を生かした応用が考えられている。

次節では、FFP-TF、多面体ミラー型フィルタ、FBG を用いた波長可変ファイバレーザの研究に関する最近の論文の一つを紹介し、各レーザの特性について述べる。

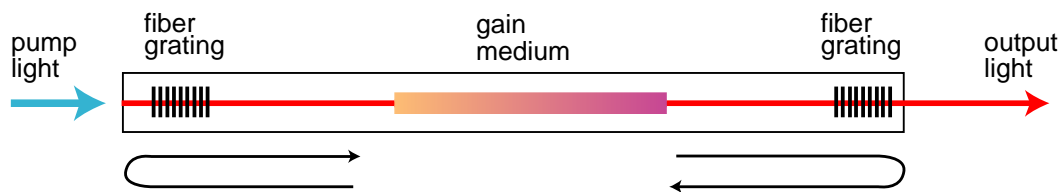


Fig.2.1 Fiber laser (grating type).

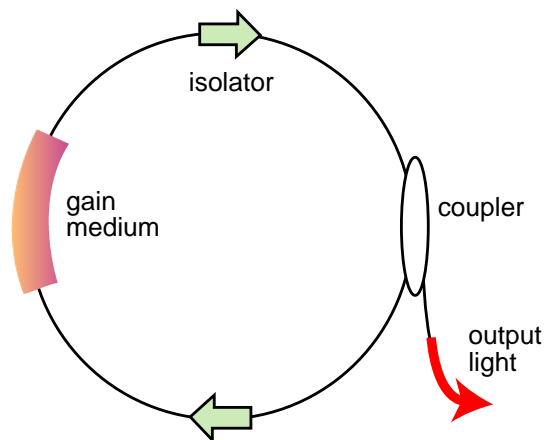


Fig.2.2 Fiber laser (ring type).

## 2.3 各種波長可変ファイバレーザとその特性

### 2.3.1 FFP-TF を用いた波長可変ファイバレーザ

本節では、FFP-TFを用いた波長可変ファイバレーザを紹介する<sup>[11]</sup>。本レーザはR.Huberらによって提案され、OCT用の光源として研究されている。FFP-TFはファイバ型の波長可変フィルタであり、フィルタ内はファイバの端面に付けられた2枚のミラーが向かい合うファブリペロー共振器の構造をとる(Fig.2.3)。共振器長で決まる縦モード間隔(Free Spectral Range: FSR)でフィルタの透過ピークがたち、フィルタ内のピエゾ素子に電圧を加えることで共振器長が変化し、透過波長が変化する。

実験系は Fig.2.4 に示すとおりである。レーザはリング型共振器の構成となっており、増幅媒質として SOA が用いられている。共振器中には FFP-TF が波長選択フィルタとして挿入されている。FFP-TF の FSR は 270 nm であり、透過帯域はおよそ 0.135 nm である。出力光はカプラを通じて共振器を周回する 40 % の光が外部に取り出され、再び SOA によって増幅される。FFP-TF には信号発生器を通して、正弦波信号が加えられ、FFP-TF に加えられる周期的な電圧変化によって、発振波長が周期的に掃引される。

掃引速度を様々な速度で変化させた時のレーザの出力特性は Fig.2.5、Fig.2.6 に示すとおりである。Fig.2.5 は異なる掃引速度に対する出力時間波形であり、左は掃引速度が 2 kHz、

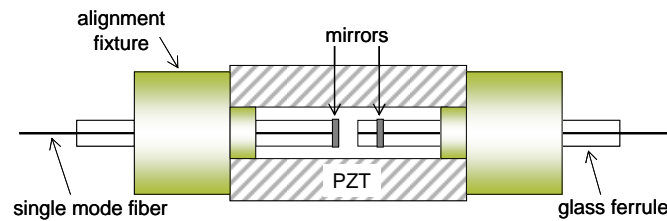


Fig.2.3 FFP-TF configuration.

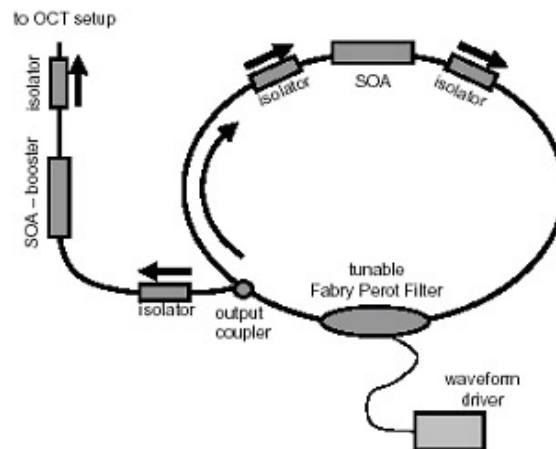


Fig.2.4 Experimental setup<sup>[11]</sup>.



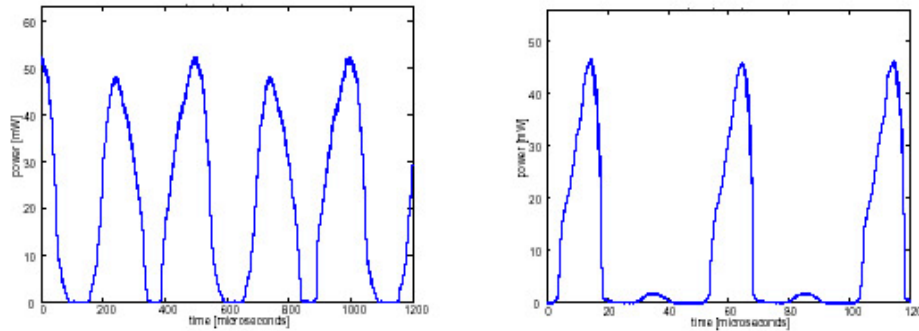


Fig.2.5 Temporal output characteristic at different sweep rates of 2 kHz(left) and 20 kHz(right) <sup>[11]</sup>.

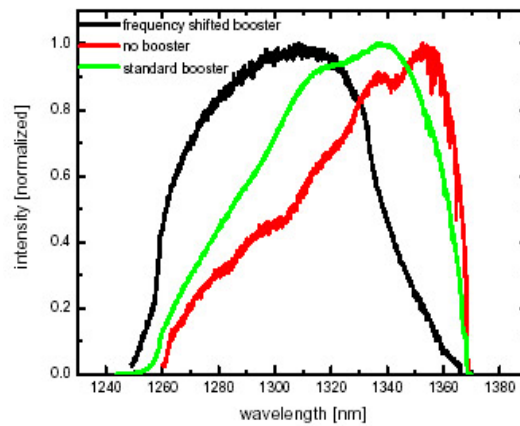


Fig.2.6 Spectral output characteristic (sweep rate of 15kHz) <sup>[11]</sup>.

右が 20 kHzである。Fig.2.6 は掃引速度が 15 kHzの時の出力スペクトルであり、このスペクトルは光スペクトラムアナライザのpeak-hold機能を用いて取得した。赤色の線は共振器外のSOAを用いない時のスペクトルであり、緑色は共振器内と同一のSOAを用いて共振器からの出力光を増幅したスペクトルであり、黒色は共振器内のSOAより中心波長が短波長のSOAを用いて、共振器からの出力光を増幅したスペクトルである。時間波形に見られる対称な波形は、一方が短波長から長波長へと掃引した時の時間波形で、もう一方が長波長から短波長へと掃引した時の時間波形である。出力特性から分かるように、120 nmの波長範囲を 20 kHzの速度で掃引することができている。20 kHzで長波長から短波長の掃引における出力強度が減少しているが、これは次章で説明するが、SOA内における非線形効果である四光波混合の影響である<sup>[12]</sup>。本レーザにおける掃引速度は、共振器長によって制限されているが、本グループは、FFP-TFの中心波長の掃引の周期を共振器のFSRと同期させるフーリエドメインモード同期という技術を用いることで、290 kHzの掃引速度で 140 nmを超える発振範囲を掃引可能なFFP-TFを用いた波長可変ファイバレーザを研究している<sup>[13]</sup>。FFP-TFはフィルタの中でも比較的高速な応答速度を持っており、波長可変範囲は 200 nm以上のものも存在し、広帯域かつ高速波長可変ファイバレーザに用いるフィルタとしては大変魅力

的な特性を持ったデバイスであるといえる。ただFFP-TFは、汎用的に用いられているフィルタではなく、コストが高くなるという点が問題である。

### 2.3.2 多面体ミラー型フィルタを用いた波長可変ファイバレーザ

本節では、多面体ミラー型フィルタを用いた波長可変ファイバレーザを紹介する<sup>[14]</sup>。本レーザはS. H. Yunらによって提案され、本レーザもまたOCT用の光源として研究されている。本レーザの波長選択フィルタとして用いられる多面体ミラー型フィルタの構成はFig.2.7に示すとおりである。本フィルタは反射型フィルタとなっており、回折格子とレンズと多面体ミラーから構成される。回折格子によって回折された光は、レンズで集光され、多面体ミラーの表面に照射される。多面体ミラーの表面に照射された光のうち、表面に垂直に照射された光のみが再びレンズで集光され、グレーティングで回折されたのち、フィルタの選択光として共振器中に戻る。この選択光の波長は、多面体ミラーを回転させることで変化させることが可能であり、Fig.2.7の矢印に回転させることで、選択波長を短波長から長波長へと掃引することができる。フィルタの波長可変範囲はレンズ1の開口数で決定され、フィルタの動作速度は多面体ミラーの回転速度によって決定される。

多面体ミラー型フィルタを用いた波長可変ファイバレーザの構成は Fig.2.8 に示す構成と

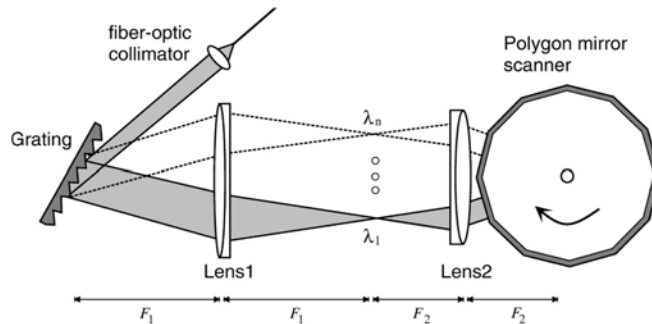


Fig.2.7 Schematic of polygonal filter<sup>[14]</sup>.

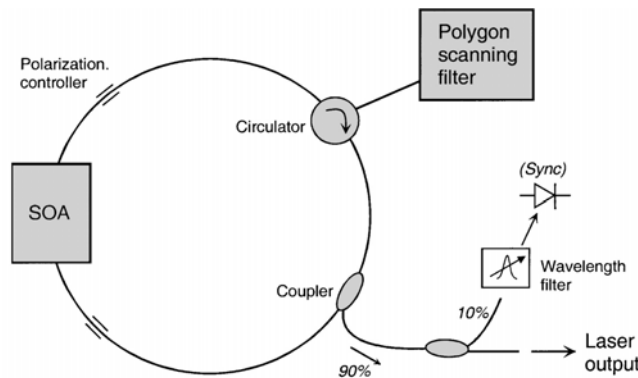


Fig.2.8 Experimental setup<sup>[14]</sup>.

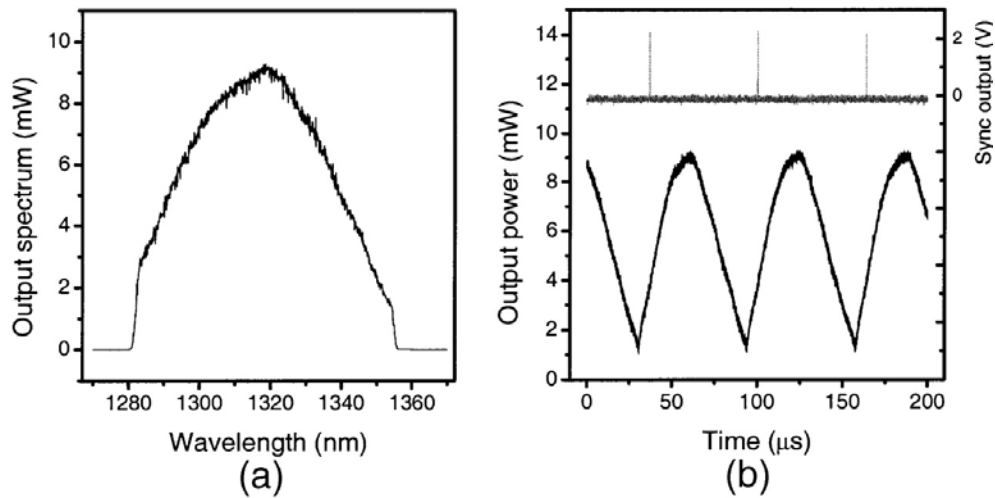


Fig.2.9 (a)Time-averaged output spectrum and (b)oscilloscope trace of the laser output<sup>[14]</sup>.

なっている。増幅媒質として SOA が用いられ、多面体ミラー型フィルタはサーキュレータを通して接続され、共振器としてはσ型共振器の構成となっている。レーザの出力光はカップラを通じて外部へと取り出される。実験に用いられた多面体ミラー型フィルタの特性は以下の通りである。波長可変範囲は 126 nm、波長可変範囲内において単一波長のみが選択される波長範囲である FSR は 74 nm、フィルタの透過帯域の半値全幅は 0.11 nm である。

本実験系を用いて得られた実験結果を Fig.2.9 に示す。(a)は光スペクトラムアナライザの peak-hold 機能を用いて取得した本レーザの出力光の光スペクトルであり、(b)の下段は出力光の時間波形であり、上段の波形は透過波長が固定の波長フィルタを通して取得した同期信号の時間波形である。スペクトルから分かるように、本レーザはフィルタの FSR にあたる 73 nm の波長範囲が掃引可能であり、時間波形からは周期的に波長掃引が行われていることが確認できる。レーザの線幅は、出力光をマイケルソン干渉計を用いてコヒーレンス長を測定した結果、0.1 nm 以下となっている。またフィルタ内の多面体ミラーの最大回転速度は 39,325 rpm であり、これは 73 nm の発振範囲を最大 15.73 kHz の掃引速度で掃引可能であることを意味する。

また本グループは新たに、多面体ミラー型フィルタと 2 つの異なる帯域の SOA を用いて、2 つの共振器を構成し、2 つの共振器の同期を取ることで、145 nm という広帯域の波長範囲を最大 20 kHz の掃引速度で掃引可能な波長可変ファイバレーザを研究している<sup>[15]</sup>。

多面体ミラー型フィルタは、狭い半値全幅でありながら、波長可変帯域は比較的広く、高速な波長掃引も可能であるため、高速に波長掃引を行うファイバレーザに用いるフィルタとしては大変有用である。現在最大掃引速度はミラーの最大回転速度で決定されているが、高速かつ高精度で回転可能な多面体ミラーが開発されれば、本レーザは更なる高速動作を実現できる可能性も秘めており、今後の研究が期待される。ただ、本レーザはフィルタ部分が空間系となっており、大きさや、扱いやすさの面で不利であるといえる。

### 2.3.3 FBG を用いた波長可変ファイバレーザ

本節では、FBGを用いた波長可変ファイバレーザを紹介する<sup>[16]</sup>。本レーザはY. W. Songらによって提案され、波長分割多重(Wavelength-Division Multiplexing : WDM)通信等への応用が考えられている。FBGとは、光ファイバに紫外光を照射することにより、屈折率の周期的な変化を光ファイバのコア中に作った光ファイバ型デバイスである(Fig.2.10)<sup>[17]</sup>。FBGは回折格子として働く。回折格子の周期を $\Lambda$ 、光ファイバの屈折率を $n$ としたとき、式(2.1)を満たす波長（ブラッグ波長）のみ反射が生じ、その他の波長は透過する。

$$\lambda_B = 2n\Lambda \quad (2.1)$$

FBG に歪を加えると、弾性光学効果により、屈折率周期が物理的に変わるとともに、屈折率も変化する。屈折率の変化により FBG の反射波長が変化する。

FBG を用いた波長可変ファイバレーザの実験系は Fig.2.11 に示すとおりである。本レーザは、サーキュレータを通じて波長選択フィルタである FBG が接続される $\sigma$ 型共振器の構成をとる。増幅媒質としエルビウム添加ファイバ(Erbium-doped fiber : EDF)が用いられ、980nmの半導体レーザで EDF を励起することで 1.55 $\mu$ m 帯の光を増幅する。FBG は歪を加えることで反射波長が変化し、波長選択フィルタとして働く。本レーザにおける FBG は、硫酸やアセトンを用いて化学的に前処理したファイバを用いて作られているため、通常のシングルモードファイバ(Single-mode fiber : SMF)と変わらない強度を持っており、通常の FBG に比べ比較的大きな歪にも耐えられ、広い波長可変帯域を有する。FBG とサーキュレータの間には、励起されていない EDF が挿入されており、この EDF は飽和吸収体として作用する

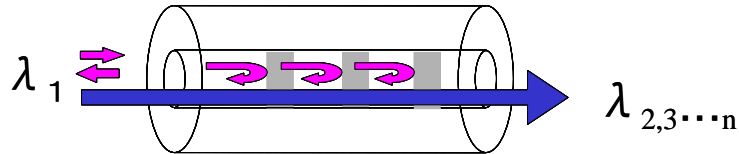


Fig.2.10 FBG configuration.

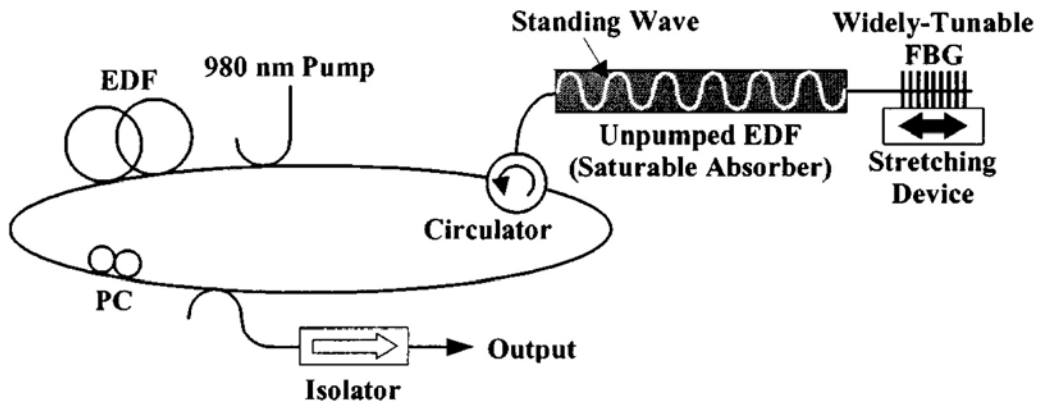


Fig.2.11 Experimental setup<sup>[16]</sup>.

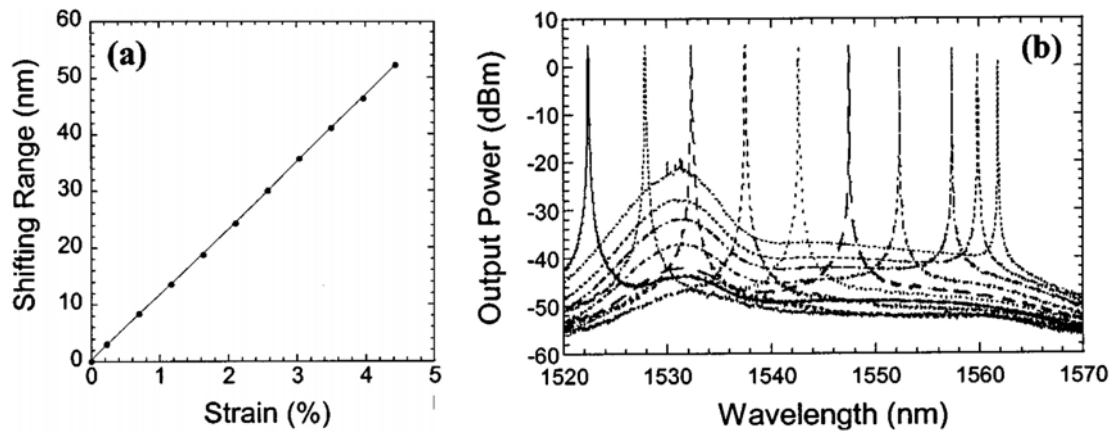


Fig.2.12 (a) Measured tuning range of the FBG. (b) Spectra of shifted laser output peaks<sup>[16]</sup>.

ことで、狭帯域のバンドパスフィルタとしての役割を果たし、本レーザの単一モード発振に寄与する<sup>[18]</sup>。リング内のEDF長は20 mとなっており、リング外の飽和吸収体としてのEDFの長さは4 mであり、全体の共振器長は35.7 mである。この共振器長は5.6 MHzのFSRに相当する。

Fig.2.12 に結果を示す。(a)はFBGの加える歪に対する反射波長変化量をプロットしたグラフであり、(b)は本レーザの出力スペクトルであり、歪を加えることで発振波長がシフトしていていることが分かる。(a)から分かるように、FBGは最大で50 nm以上の可変範囲を持っているが、実際に発振波長を変化させる過程においては、FBGが壊れない程度の40 nmの範囲で発振波長を変化させた。Fig.2.12(b)の結果から分かるように、40 nmの範囲にわたって発振スペクトルの変形はほとんど見られず、出力強度も比較的一定となっている。また各出力光は、EDFの飽和吸収によって単一モード動作しており、出力光の瞬時線幅は750 Hzと非常に狭帯域となっている。

これまで紹介した2つの波長可変ファイバレーザとは異なり、本レーザはFBGに歪を加えることで発振波長の変化を起こしているため、連続的に歪の大きさを変えることは難しく、高速に波長掃引を行うことはできない。しかし、FBGはファイバ型デバイスであり、ファイバとの整合性がよいため挿入損失が小さく、扱いも容易であるため、盛んに研究がされており、中にはEDF中にFBGを書き込んだ分布帰還型レーザの構成をした波長可変ファイバレーザも研究されている<sup>[19]</sup>。また、FBGは他のフィルタに比べて、安価に手に入り、更にはチャープを与えることもでき、容易に高機能化することも可能であり、利用可能性を広く持つデバイスであるため、大変魅力的なデバイスであるといえる。

## 2.4 波長可変ファイバレーザの OCT への応用

前節まで様々な波長可変フィルタを利用した波長可変ファイバレーザを紹介したが、FFP-TF や多面体ミラー型フィルタを用いた波長可変ファイバレーザは、高速な波長切り替えが可能であり、可変帯域も広いため、OCT 用光源として用いられている。本節では、OCT の原理と、OCT の主な種類について説明し、どのような特性を持った光源が OCT 用光源として最適であるかを述べる。

OCTは、光の干渉を用いた生体組織の断層光イメージング技術である<sup>[20]</sup>。OCTは反射型光トモグラフィまたは光エコー法とも呼ばれる手法で、断層イメージングは生体表皮下数mmの範囲内に限定されるが、空間分解能は極めて高い。現在医療現場で使用されている断層撮影装置といえば、X線CTやMRIがメジャーである。しかしこれらは人体に対し有害であり（MRIに関してはまだはっきりと証明されていないが）、分解能もサブミリオーダーしかなく、システムが非常に高価で大型になる。これに対し、OCTは近赤外光を使用するため人体に対して無害であること、 $\mu\text{m}$ オーダーの高い分解能を持つこと、さらに安価でシステムの小型化に優れているという特徴を持つため、新しい断層撮影装置として盛んに研究されており、眼科での眼底検査においてはすでに実用化もされてきている。OCTには参照光の光路長を掃引することで、入射光の空間・時間コヒーレンスを維持した反射光(直進光)を、干渉計でヘテロダイン検波してイメージングを行うtime-domain OCT(TD-OCT)<sup>[21]</sup>と、光路長を変化させることなく参照光と反射光のビート周波数を検出することで位置分解を行うfrequency domain OCT(FD-OCT)<sup>[22]</sup>がある。

FD-OCT の光源には、レーザ光が narrow-band で広帯域の波長範囲が掃引できる光源が用いられている。FD-OCT は光路長を掃引する必要がないため、TD-OCT に比べ高速の測定が可能であり、また narrow-band のレーザ光を掃引しているため、高い信号対雑音比を実現で

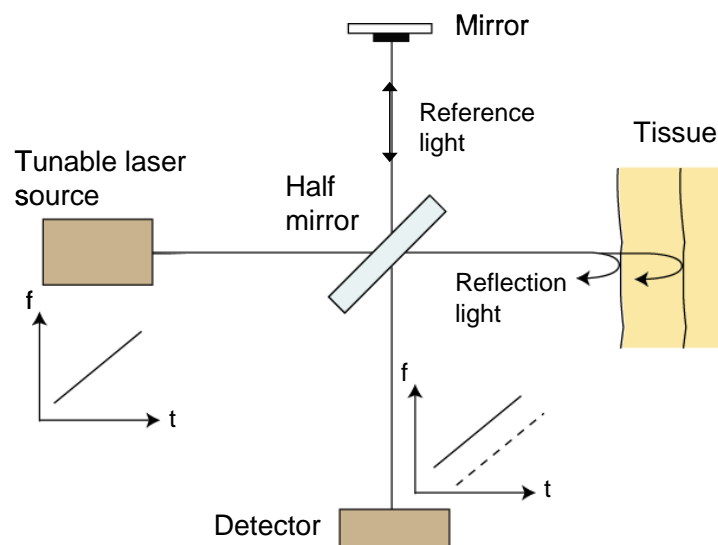


Fig.2.13 FD-OCT configuration.

きるという利点を持っており、近年大変注目を集めている。

FD-OCTは光源の光をハーフミラーで二分して光干渉計を構成する(Fig2.13)。一方はミラーで反射されて参照光となり、他方は生体に照射され、その反射光は光検出器の手前で参照光と干渉する。FD-OCTではこの干渉信号のビート周波数を利用する。光源は時間軸上において光の周波数を掃引しているために、反射地点が異なればビート周波数が異なり、このビート周波数の違いと反射信号の強度を利用し、得られた信号をフーリエ変換することで被測定物の断層イメージを取得することが出来る。またイメージの空間分解能は、光源の波長掃引幅に反比例することが知られており、高い空間分解能を得るには広帯域の波長掃引が必要であるといえる。

上に述べたように、FD-OCTの光軸方向の空間分解能は、光源のスペクトル帯域が広いほど高く、またFD-OCTの測定に要する時間は、光源の掃引速度が速いほど、短時間で測定することが可能である。よって本研究ではFD-OCTに最適な広帯域・高速波長可変ファイバレーザの実現を目指す。

## 2.5 まとめ

本章では、通信用光源としてだけでなく、各種測定用の光源として近年研究が盛んに行われている波長可変ファイバレーザについて取り上げた。波長可変ファイバレーザの特徴を説明し、波長可変フィルタとしてFFP-TF、多面体ミラー方フィルタ、FBGを用いた波長可変ファイバレーザの最近の研究を紹介し、それぞれの特徴について述べた。また波長可変ファイバレーザの、OCTへの応用について説明し、OCT用の光源として望まれる特性についてまとめた。

## 3 音響光学可変フィルタ (AOTF) を用いた 波長可変ファイバレーザ

---

### 3.1 はじめに

前章で紹介したように波長可変フィルタには、様々な素子、光学特性を用いたデバイスが存在し、それぞれ可変帯域、応答速度、コスト、扱いやすさ、フィルタの大きさなどといった面で利点や欠点を持っている。これらの利点を利用して、各種波長可変フィルタは用途に応じて使い分けられている。本研究における波長可変ファイバレーザは OCT や FBG センサといった測定技術への応用を目標としており、これらの測定技術には広帯域かつ高速に波長を可変に切り替えられる光源が必要とされる。なぜなら光源の波長可変帯域は、OCT において分解能を決定し、波長可変帯域が広いほど、高い分解能が得られるからである。また波長の切り替え速度は、測定に要する時間を決定し、高速に波長掃引が可能な光源は、測定時間の短縮や測定物のリアルタイム測定をも可能とする。

よって測定技術への応用を目標とする、本研究における波長可変ファイバレーザに必要なとされるフィルタの特性は、波長可変帯域が広く、応答速度の高速なフィルタであり、100 nm 以上の波長可変帯域と  $\mu\text{s}$  オーダーのスイッチング時間を有する音響光学可変フィルタ (AOTF) が目的に適したフィルタであると考えられる。本章では AOTF を用いた、波長可変ファイバレーザの実験を行い、その結果について考察した。

3.2 節では AOTF の動作原理、3.3 節では AOTF を挿入した波長可変ファイバレーザの波長可変特性、3.4 節では波長掃引特性を説明し、3.5 節において掃引速度限界についての考察を行い、3.6 節では偏波維持光ファイバのモード結合による楕型透過特性の形成について述べる。

### 3.2 AOTF の原理

AOTF は電氣的なスペクトルバンドパスフィルタであり、全固体型の電気-光学デバイスで可動部分を持たない。AOTF は音響光学効果と呼ばれる現象を利用して、特定の波長を取り出す。

音響光学効果は、光に対して透明な光学媒体に、超音波を印加することで光学媒体中に



周期的な歪みを誘起（光弾性効果）し、光の屈折、回折等の相互作用をする現象の総称をいう。

一般に固体中の音速は数千 km/sec であり、数百 MHz で伝搬する超音波の波長は、数 $\mu\text{m}$ となり光の波長に近くなる。したがって光との相互作用を起こしやすくなる。

超音波波長が比較的長い場合、十分に細い光ビームを超音波の進行方向と直角に伝搬すると、屈折率勾配によって光が歪曲する。また超音波波長が短くなり、十分に広い光を超音波の直角に伝搬すると、超音波は光に対して位相格子として作用しラマン・ナース回折を生じる。さらに超音波波長が短くなると、光が超音波に対して直角に入射しても回折が起こらなくなり、ある特定の入射角によって強い回折光が得られるようになる。これがブラッグ回折である。AOTFはこのブラッグ回折を利用している。

構成は、音響波がある結晶からなり、ラジオ周波数(Radio Frequency : RF)が単一波長の光を取り出す。選択される光の波長は、結晶に入れた RF 周波数によって決定される。

最も一般的なAOTFは、二酸化テルル( $\text{TeO}_2$ )を使用したnon-collinearタイプ(結晶中で音響波と光学波が非常に異なる角度を持って伝搬する)である。Fig.3.1 には $\text{TeO}_2$ のAOTFの概略図を示す。 $\text{TeO}_2$ の結晶の一片にトランスデューサーが接着されており、トランスデューサーはRFが入力されると振動（音響波）を放射する。振動の周波数は入力したRFの周波数と等しくなり、 $\text{TeO}_2$ 中を音響波が通過するとき結晶格子が縮めたり、緩まったりする。この屈折率の変化が透過型のグレーティングまたはブラッグ偏向器のような働きをし、特定の1波長のみを回折する。回折された光の波長はフェーズマッチングにより決まり、以下の式で表される<sup>[23]</sup>。

$$\lambda = \Delta\eta\alpha v \quad (3.1)$$

$\Delta\eta$ は $\text{TeO}_2$ 結晶の複屈折、 $\alpha$ はAOTFのデザインによる複合パラメータ、 $v$ は音響波の周波数を表す。従って、回折により選択された光の波長は、単純に入力するRFの周波数により変化することになる。

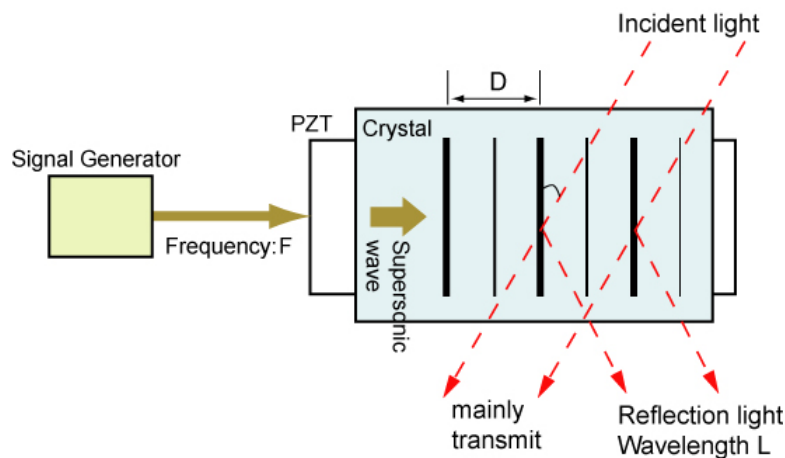


Fig.3.1 AOTF configuration.

### 3.3 波長可変特性

本節では AOTF を用いてファイバレーザを構成し、その波長可変特性を測定した。実験系は Fig.3.2 に示すとおりになっている。

レーザはリング共振器の構成となっており、増幅媒質として半導体光増幅器 (Semiconductor Optical Amplifier : SOA)を用いる。SOAは広帯域の利得幅を有しており、本研究で用いたSOAは半値全幅が 70nmである。また使用する波長帯域は 1.3  $\mu\text{m}$ 帯となっているが、これは、本研究はOCTへの応用を第一に考えており、生体中における光の吸収が 1.55  $\mu\text{m}$ 帯よりも 1.3  $\mu\text{m}$ 帯の方が少ないためである<sup>[24]</sup>。共振器中には2つのアイソレータが挿入されており、光が共振器を周回する方向を一方向に制限している。共振器全体は、偏波に対する揺らぎを抑圧するために、偏波維持光ファイバ(Polarization Maintaining Fiber : PMF)で構成されている。また共振器内におけるPMFのモード結合の影響を低減するために、ポラライザを挿入し、共振器内を周回する光の偏波モードを遅軸のみに制限した。AOTFに加えるRF信号は、付属のドライバに任意波形発生器からの電気信号を加えることで与えた。ドライバは電圧制御発振器となっており、加える電圧の大きさを変化させることで、異なる周波数のRF信号を発生させることができる。レーザの出力光は、9:1 カプラを通じて共振器中を周回する 10 %の光を出力光として取り出す。

Fig.3.2 に示す実験系を用いて、ドライバに加える電圧を変化させ、出力されるレーザ発振光波長可変特性を測定した。得られた結果を Fig.3.3 , Fig.3.4 に示す。Fig.3.3 は発振スペクトルの変化の様子を示し、Fig.3.4 はドライバに加えた電圧に対する発振波長をプロットした結果である。

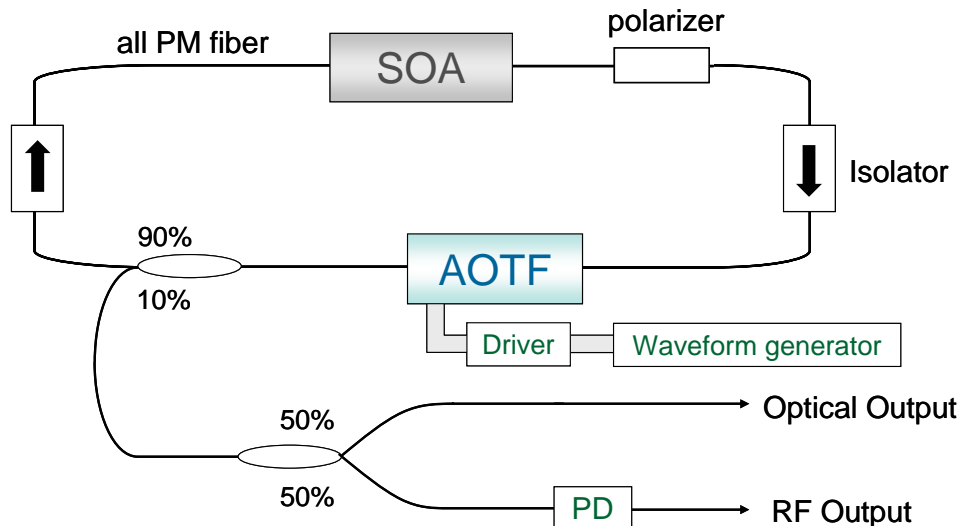


Fig.3.2 Experimental setup.

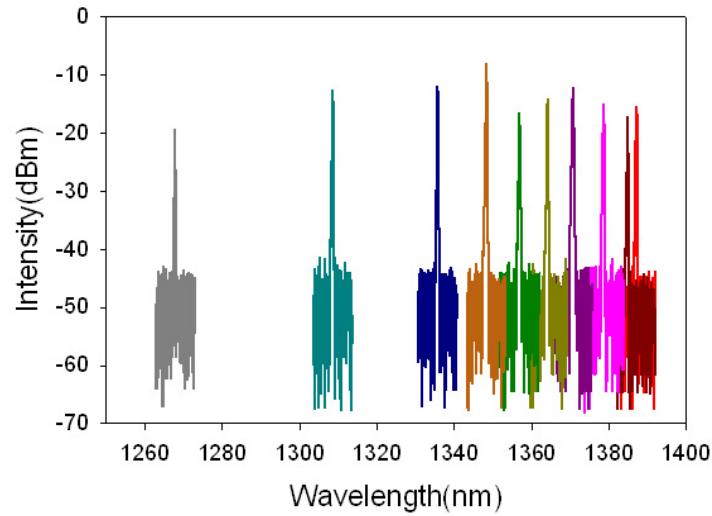


Fig.3.3 Lasing spectra at each voltage.

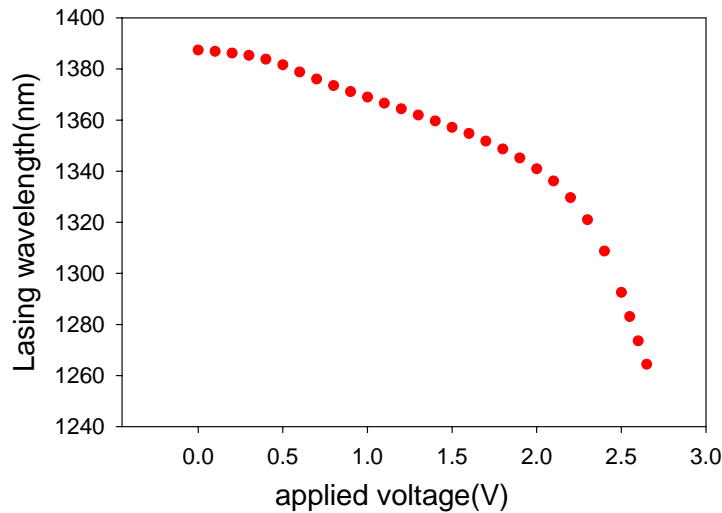


Fig.3.4 Relation between applied voltage and lasing wavelength.

Fig.3.3 は、ドライバに加える電圧を 0.3 V 間隔で変化させた時の発振スペクトルであり、ドライバに加える電圧、つまり AOTF に加える RF 周波数の変化に伴って、発振波長が変化していっていることが分かる。また Fig.3.4 に示す通りに本レーザは、ドライバに加える電圧変化に対し、発振波長は線形な応答を示していないことが分かる。長波長側においては、電圧の変化に対し発振波長の変化は緩やかであるが、短波長側においては、電圧の変化に対し大きく発振波長が変化している。これはドライバの電圧に対する出力周波数特性が線形でないためであると考えられる。実際に用いたドライバの電圧-周波数変換特性は Fig.3.5 に示す通りになっており、線形な特性になっていないことが分かる。よって波長を線形に掃引するためには、単純にドライバに加える電圧を線形に変化させるわけにはいかず、Fig.3.4 の特性を補償するようなパターンの電気信号をドライバに加える必要がある。

そこで Fig.3.4 から得られた特性を多項式近似して定式化し、その逆関数を求めることで、発振波長を時間軸上において線形に変化させるための電気信号を作成した。作成した信号を Fig.3.6 に示す。Fig.3.6 の四角で囲んだ部分が掃引の1周期に対応する信号となっており、この信号のあとに1周期の信号を折り返したパターンを加える。これにより急激な電気信号の変化を起こすことなく、波長掃引を行うことができる。時間の増加に伴い電圧が上昇していく領域においては、発振波長は長波長から短波長へと掃引され、時間の増加に伴い電圧が減少していく領域においては、発振波長は短波長から長波長へと掃引される。次節以降においては、この電気信号を利用して発振波長の掃引を行い、その波長可変特性について述べる。

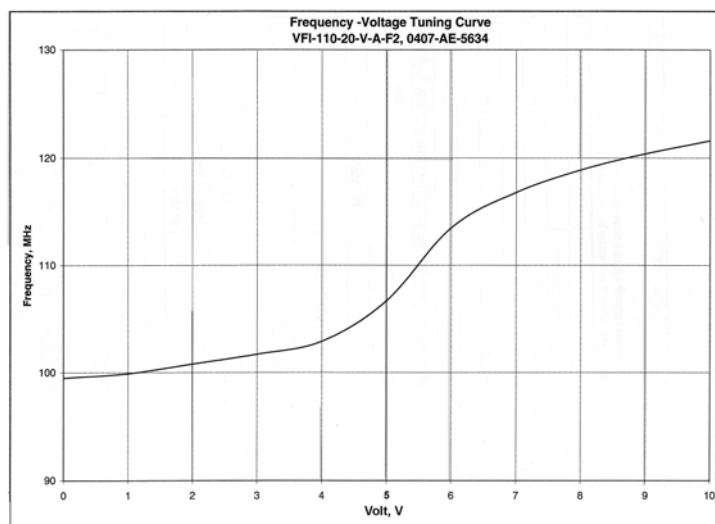


Fig.3.5 Frequency-Voltage tuning curve of AOTF's driver.

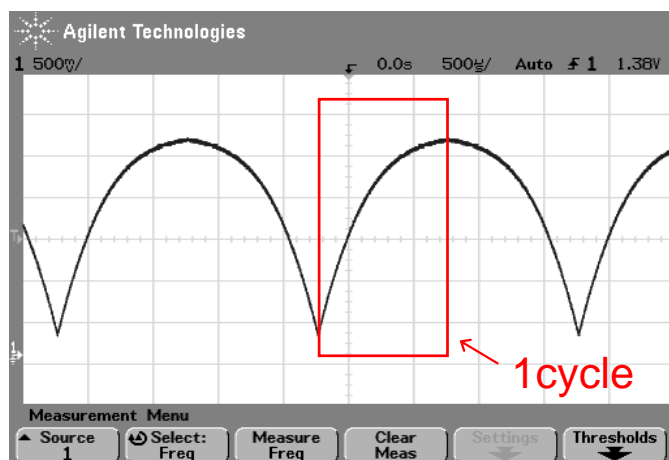


Fig.3.6 applied waveform for a linear sweep.

### 3.4 波長掃引特性

前節で示した実験系において、Fig.3.6 に示す電気信号を AOTF のドライバに加えることによって、発振波長の掃引を行った。掃引速度は可変となっており、様々な掃引速度で波長掃引を行った。実験結果を Fig.3.7, Fig.3.8 に示す。Fig.3.7 は各掃引速度において、光スペクトラムアナライザの peak-hold 機能を利用して取得した波長掃引時の光スペクトルであり、Fig.3.8 は各掃引速度における時間波形である。掃引速度はそれぞれ(a)100 Hz, (b)1 kHz, (c)10 kHz, (d)20 kHz である。

Fig.3.7 から 100 Hz の掃引速度においては 120 nm 近い発振範囲を得ることができたことが分かる。Fig.3.8 の時間波形からも、掃引速度が 100 Hz においては、四角で囲んだ部分が掃引の 1 周期となっているが、短波長から長波長へと波長を掃引する up-scan の領域と、長波長から短波長へと波長を掃引する down-scan の領域の両方において、周期的に波長掃引が行われていることがわかる。時間波形の出力強度の変化は、用いた SOA の利得特性によるものであり、SOA の利得が小さい発振範囲の裾に当たる波長範囲では、出力強度が小さくなってしまふ。

掃引速度を 1 kHz としても、発振範囲はほとんど減少することなく波長掃引が出来ていることが Fig.3.7 からわかるが、Fig.3.8 より down-scan の領域において、時間波形の出力強度

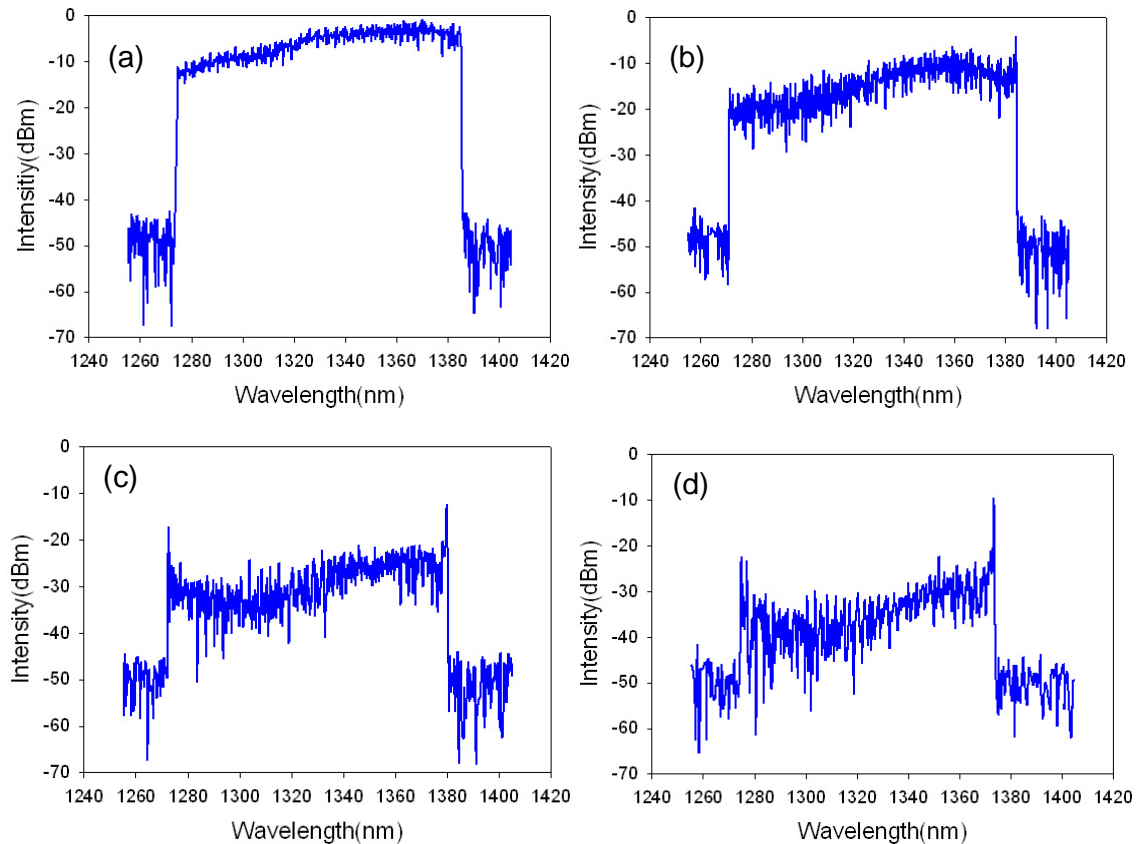


Fig.3.7 Peak-hold spectra at sweep rate of (a)100 Hz, (b)1 kHz, (c)10 kHz, (d)20 kHz.

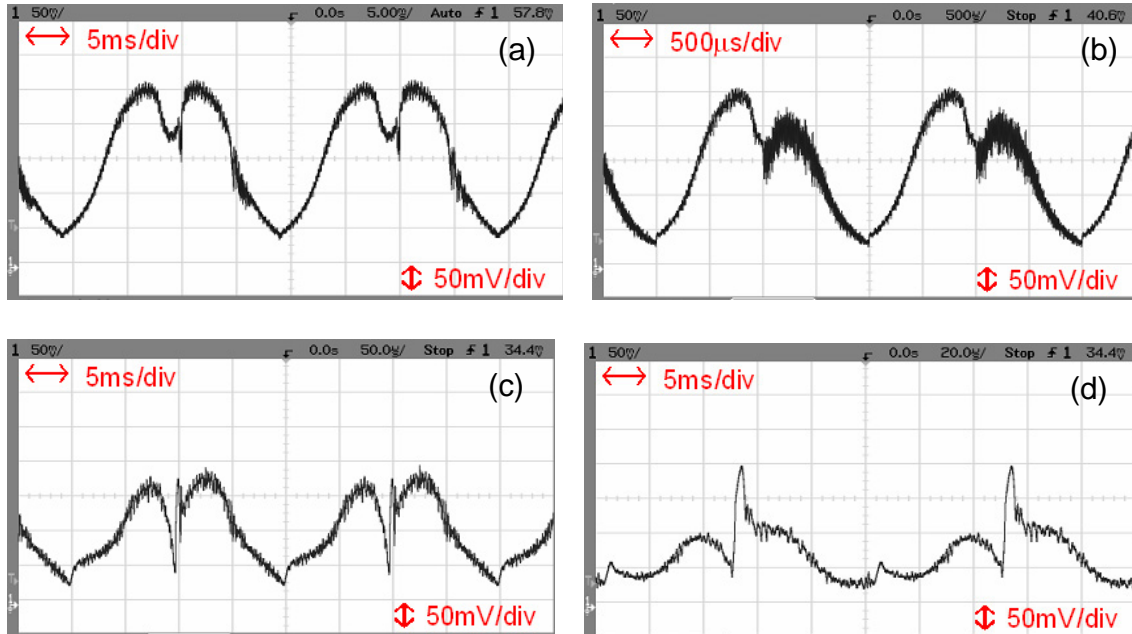


Fig.3.8 Temporal waveform at sweep rate of (a)100 Hz, (b)1 kHz, (c)10 kHz, (d)20 kHz.

の減少が見られる。これは SOA 内における非線形効果である四光波混合の影響が考えられる。up-scan においては、四光波混合によって生成した長波長成分が、波長の掃引方向と一致するために、共振器の周回による SOA の利得の他に、四光波混合による成分がレーザ発振に寄与することになる。しかし down-scan においては、波長の掃引方向は短波長方向だが、四光波混合によって生成される波長成分は長波長方向で一致しないために、四光波混合による成分はレーザ発振に寄与せず、up-scan の掃引に比べて出力強度は減少すると考えられる。

更に掃引速度を上げていき、掃引速度を 10 kHz、20 kHz とすると、10 kHz では発振範囲が 5 nm 程度減少し、時間波形から出力強度も 100 Hz の掃引時に比べ、半分程度にまで下がってしまう。また 20 kHz では、発振範囲は 100 nm 程度になってしまい、時間波形からは、相当な強度の減衰が見られ、正しく波長掃引が行われているとは考えられない。次節において、本波長可変ファイバレーザの掃引速度限界について考察する。

### 3.5 掃引速度限界

波長可変ファイバレーザの掃引速度は、通常増幅媒質の誘導放出光(Amplified Stimulated Emission : ASE)による雑音成分からレーザ発振へと至るまでの時定数で制限される。よって掃引速度はフィルタの特性、増幅媒質の ASE パワーや飽和強度、共振器の利得や周回に要する時間などで決定される。本節では、波長掃引レーザにおける 2 つの掃引速度限界について述べ、本レーザの掃引速度限界について検証してみる。2 つの掃引速度限界には、飽和



限界と単一周回限界がある。

### 3.5.1 飽和限界

掃引速度限界の一つ目は飽和限界と呼ばれる限界速度であり、これは ASE 光の雑音から完全なレーザ発振動作を形成できる最大の掃引速度である。ここでいう完全なレーザ発振動作とは、フィルタの透過光が、共振器の周回によって利得を受け、増幅媒質の飽和強度まで増幅される状態のことである。

Fig.3.9 に共振器におけるレーザ発振光の形成と、その波長変化の概念図を示す。緑色の曲線は増幅媒質の誘導放出光の強度曲線を表し、曲線内には共振器長によって決定される縦モード構造が形成されている。フィルタの透過帯域が波長軸において変化していく時、フィルタを透過する波長を持った光がレーザ発振を形成するのに十分な時間あれば、フィルタの帯域内の光は共振器中を周回することによって、最終的には増幅媒質の飽和強度まで増幅される。しかしフィルタの掃引速度がある速度を超えてしまうと、フィルタ内の光は、増幅媒質の飽和強度まで増幅されず、共振器の出力強度は減少してしまう。この飽和強度まで増幅できる掃引速度が飽和限界と呼ばれる掃引速度であり、以下においてその導出過程を表す。

フィルタの透過帯域を  $\Delta\lambda$  とすると、誘導放出光から増幅媒質の飽和強度まで増幅されるのに必要な共振器の周回数  $n$  は以下の式で表される。

$$n = \frac{\log\left[\frac{P_{sat}}{P_{ASE}}\right]}{\log(\beta)}, \quad (3.2)$$

ここで  $P_{ASE}$  はフィルタの窓内の ASE 強度、 $P_{sat}$  は増幅媒質の飽和強度、 $\beta$  は共振器の 1 周回あたりの利得で、次式で表される。

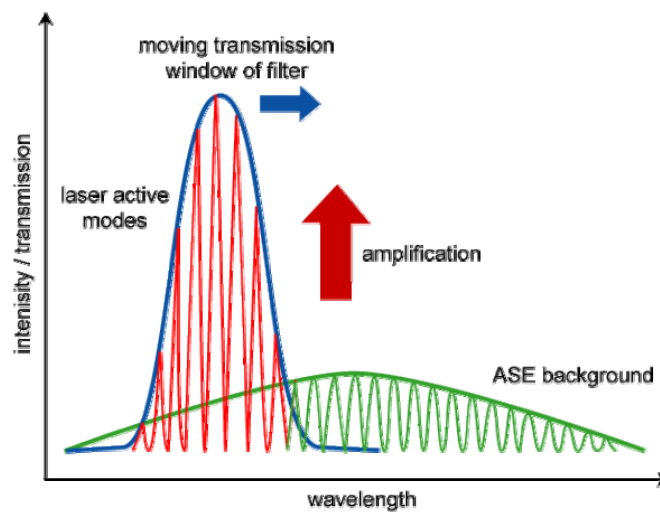


Fig.3.9 Concept of cavity tuning : build up of laser cavity from ASE background.

$$\beta = G \cdot \rho, \quad (3.3)$$

$G$  は増幅媒質の小信号利得、 $\rho$  は1周回あたりに共振器にフィードバックされる強度の割合である。また $P_{ASE}$ は次式で表される。

$$P_{ASE} \approx \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{\text{tuningrange}}} \cdot P_{ASE\text{total}}, \quad (3.4)$$

$\Delta\lambda_{\text{tuningrange}}$ は波長の掃引幅であり、 $P_{ASE\text{total}}$ は全体のASE光の強度である。

増幅媒質の飽和強度まで共振器中の光が増幅されるための必要条件是、光が $n$ 周回するのに要する時間内に、フィルタの中心波長が $\Delta\lambda$ 変化しないことである。共振器を1周回するのにかかる時間 $\tau_{\text{roundtrip}}$ は、

$$\tau_{\text{roundtrip}} = \frac{L \cdot n_{\text{ref}}}{c}, \quad (3.5)$$

である。 $L$ は共振器の物理長、 $n_{\text{ref}}$ は共振器中の屈折率、 $c$ は真空中の光速である。よって飽和限界時の1秒あたりのフィルタの掃引速度 $v_{\text{tuning}}$ は、式(3.2)から式(3.5)を代入して以下のように表せる。

$$v_{\text{tuning}} \approx \frac{\Delta\lambda}{n \cdot \tau_{\text{roundtrip}}} \approx \frac{\log(G \cdot \rho) \cdot c \cdot \Delta\lambda}{\log\left[\frac{P_{\text{sat}} \cdot \Delta\lambda_{\text{tuningrange}}}{\Delta\lambda \cdot P_{ASE\text{total}}}\right] \cdot L \cdot n_{\text{ref}}}, \quad (3.6)$$

以上から、増幅媒質の飽和強度までフィルタの窓内の光が増幅されて、 $\Delta\lambda_{\text{tuningrange}}$ の掃引範囲を掃引できる最大速度 $f_{\text{sweep}}$ は以下ようになる。

$$f_{\text{sweep}} \approx \frac{v_{\text{tuning}}}{\Delta\lambda_{\text{tuningrange}}} \approx \frac{\log(G \cdot \rho) \cdot c \cdot \Delta\lambda}{\log\left[\frac{P_{\text{sat}} \cdot \Delta\lambda_{\text{tuningrange}}}{\Delta\lambda \cdot P_{ASE\text{total}}}\right] \cdot L \cdot n_{\text{ref}} \cdot \Delta\lambda_{\text{tuningrange}}}, \quad (3.7)$$

ただし、これらの式はレーザ動作におけるASEの抑圧の効果や、実際のSOAの利得は小信号利得よりも小さい、といったことを考慮していないため、精度の高い式であるとは言えないため、実際の速度は計算値よりも低い値になると考えられるが、高速掃引における大まかな飽和限界速度を判断するには十分利用できる式であると考えられる。

実際に実験に用いたパラメータを利用して、本レーザにおける飽和限界の掃引速度 $f_{\text{sweep}}$ を求めてみた。用いたパラメータは、 $\Delta\lambda = 0.11 \text{ nm}$ ,  $\Delta\lambda_{\text{tuningrange}} = 120 \text{ nm}$ ,  $P_{ASE\text{total}} = 1.86 \text{ mW}$ ,  $P_{\text{sat}} = 20.41 \text{ mW}$ ,  $G = 302$  (24.8 dB),  $\rho = 0.225$ ,  $L = 9.15 \text{ m}$ ,  $n_{\text{ref}} = 1.46$ であり、これらの値を式(3.7)に代入すると、 $f_{\text{sweep}}$ は9.2 kHzとなった。実験結果では5 kHz程度の掃引速度から出力強度の減少が見られ、理論値とは異なる値になったが、これは上で述べたように理論値はASEの抑圧の効果などを考慮していないためであり、オーダーとしては近い値であるといつてよいだろう。次にもう一つの限界速度である単一周回限界について述べる。

### 3.5.2 単一周回限界

掃引速度が飽和限界を超えると、フィルタの窓内の光は飽和強度まで増幅されることな



く、フィルタの中心波長は掃引されていくため、出力光の強度は減少していく。飽和限界を超えて掃引速度をどんどん速くしていくと、最終的には単一周回限界と呼ばれる限界速度に到達する。単一周回限界とは、フィルタを透過した波長の光が共振器を1周しかできない掃引速度限界である。このため出力される光は、増幅媒質のASE光を一度フィルタリングしただけの特性を持つ。この単一周回限界の限界速度 $f_{\text{single}}$ は以下の式で表される。

$$f_{\text{single}} = \frac{\Delta\lambda \cdot c}{\Delta\lambda_{\text{tuningrange}} \cdot L \cdot n_{\text{ref}}} \quad (3.8)$$

3.5.1 節と同様に実験で用いたパラメータを式(3.8)に代入すると、限界速度 $f_{\text{single}}$ は 20.5 kHz となった。3.4 節の掃引速度 20 kHz の結果から分かるように、時間波形の出力強度はかなり減少しており、スペクトルも波長によってはほとんど出力されていない波長が存在し、適切な発振波長の掃引ができておらず、単一周回限界を超えていると考えられる。

### 3.6 偏波維持光ファイバのモード結合による楕型透過特性

3.4 節の波長掃引実験からわかるように、peak-hold したスペクトルでは波長によって強度にばらつきが生じており、波長に対して平坦な出力強度特性が得られていない。これは、実験系が全て PMF で構成されており、PMF 同士の結合部分において軸ずれによるモード結合が生じ、モード結合によって楕型の透過特性が形成されているためであると考えられる。本節では、本研究で用いた PMF について述べ、PMF の軸ずれが楕型の透過特性を形成する原理を説明する。

光ファイバは理想的には、軸対称性を持つファイバであるが、製造上の不完全性に起因する真円からの揺らぎや、被覆処理、ケーブル化に伴う応力付与などにより、実際には複屈折性を生じる。このような複屈折媒体中を伝搬する光信号は、2つの直交する偏波モード成分 $\text{HE}_{11}^x$ モードと $\text{HE}_{11}^y$ モードに分離される<sup>[25]</sup>。この2つの偏波モード成分はコアの楕円化や外径に対する偏心などによって非対称性が誘起される。そのため、複屈折媒体の出射端では直交偏波モード間の群遅延時間差が生じる。

本研究で用いたPMFでは、Fig.3.10 に示すように、熱膨張係数が石英より1桁以上大きいガラスがコアの周囲に配置されている。線引き後に光ファイバを冷却する過程で、熱膨張の大きい応力付与部は強く収縮するので、コアにより大きな応力が発生する。一般的にはx軸方向に大きな張力が発生し、y軸方向には圧縮力が発生する。応力を受けたガラスの屈折率は光弾性効果により変化する。x軸方向にのみ応力付与部がある場合、あるいは応力付与部の大きさがx軸とy軸で異なる場合、コア内の応力の大きさも異なり、結果的に基本モードである $\text{HE}_{11}^x$ モードと $\text{HE}_{11}^y$ モードの感じる屈折率自身が異なることになる。これによって、両偏波モード間の伝搬定数 $\beta$ に差が生じることになる。

$\text{HE}_{11}^x$ モードと $\text{HE}_{11}^y$ モードの伝搬定数差を波数 $k$ で割ったものは、モード複屈折率と呼ばれ、

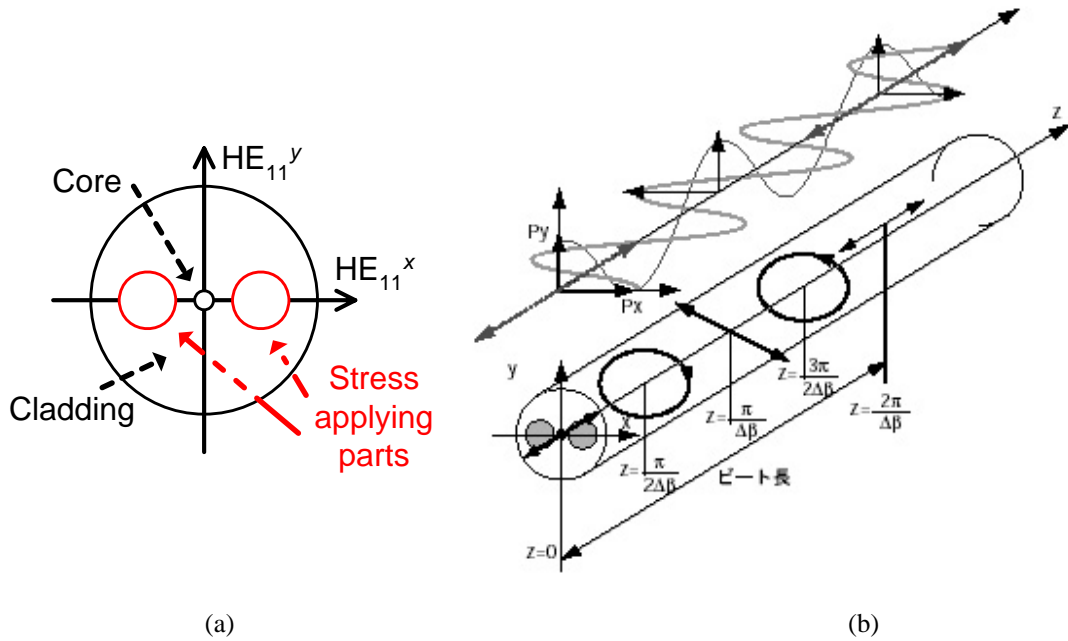


Fig.3.10 Schematic illustration of PMF, (a)structure of PANDA fiber, (b)state of polarization in PMF with a linearly polarized light inputted  $45^\circ$  [25].

$$B = \frac{(\beta_x - \beta_y)}{k} = \frac{\delta\beta}{k} \quad (3.9)$$

で与えられる。モード複屈折率は通常  $B = 1 \times 10^{-4} \sim 6 \times 10^{-4}$  である。これに対応する空間周波数は波長を  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  とすると  $\delta B = 6.3 \sim 37.7 \text{ cm}^{-1}$  となる。このような高い空間周波数の揺らぎは非常に小さく、 $\text{HE}_{11}^x$ モードと $\text{HE}_{11}^y$ モード間のモード結合は生じにくくなることがわかる。このようにして、応力付与型のPMFは意図的に伝搬定数差を大きくすることで偏波状態の変化を抑えることができる。本研究ではこのPMFを用いたモード結合により、楕型の透過特性が形成されてしまう。

モード結合を積極的に利用して楕型の透過フィルタを作成する研究も行われているが[26]、本研究は広帯域の波長範囲を平坦な出力強度で発振させることが目標であるため、楕形の透過特性は望ましい現象とはいえない。モード結合は主に、2種類の方法で誘起することができ、PMFの回転接続によってPMF上の速軸成分と遅軸成分を合波する方法と、加重を加えることでPMF上の速軸成分と遅軸成分を合波する方法がある。本研究においてはPMFの回転接続によってモード結合が生じていると考えられる。SOAのピグテールやカブラなど共振器を構成するファイバは、全てPMFによって作られているが、これらのファイバの接続にはアダプタを用いており、このアダプタ部分における軸ずれがモード結合を誘起していると考えられる。他にもAOTF内で偏波が  $90^\circ$  回転していることなどもモード結合の誘起に関係しているだろう。

共振器中の偏光子はPMFの遅軸に合わせて傾けられている。この偏光子により、光はPMF

の遅軸のみに入射される。モード結合を起こさない場合は、再度偏光子により PMF の遅軸を伝搬した光のみが透過し、速軸を伝搬した光は遮断されるため、透過率は波長に依らず一定になる。しかし、伝搬してきた偏波が軸ずれによってモード結合を起こすと、偏光子から軸ずれ位置まで遅軸を伝搬した光の一部が速軸へ移ることになる。これにより偏光子上では伝搬遅延差を持つ光が到着し、干渉光が出力される。ファイバ中の伝搬定数は波長により異なるため、干渉光強度、つまり透過率が波長に依存する。

Fig.3.11 は SOA の ASE のスペクトルとなっており、上段から SOA のみ、SOA+アイソレータ 1 個、SOA+アイソレータ 2 個を通過後のスペクトルを示す。結果から分かるように、SOA のみの ASE スペクトルは波長によって透過特性が変わることもなく、平坦な出力が得られているが、アダプタを通して、アイソレータを通してみると ASE 光にリップルが生じ、モード結合によって櫛型の透過特性が形成されていることが確認できた。

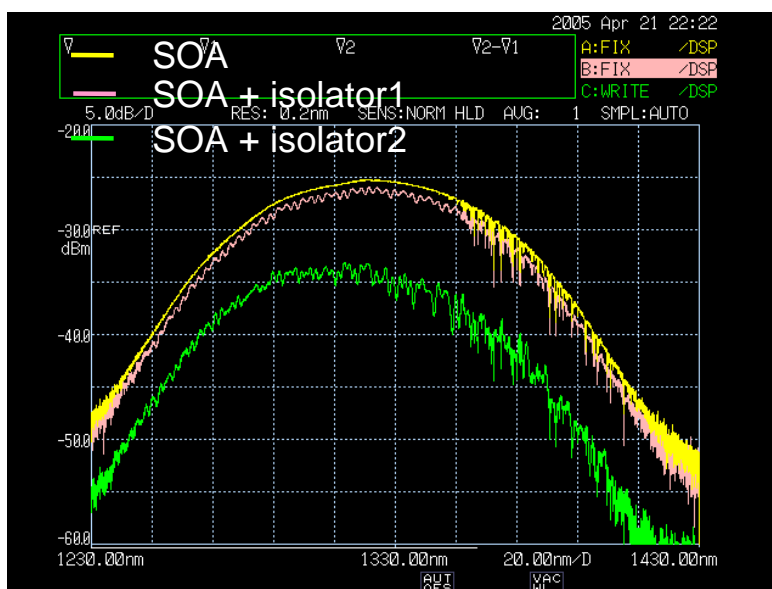


Fig.3.11 ASE spectra of the SOA.

### 3.7 まとめ

本章では、波長選択フィルタとして AOTF を用いた波長可変ファイバレーザの原理について述べると共に、実験を行って動作を確認した。AOTF に加える電気信号を、線形に発振波長が掃引されるように補償することで、120 nm 近い発振範囲を得ることができた。また掃引速度に関しては、5 kHz までは SOA の飽和強度まで発振範囲全体を掃引できているが、10 kHz では飽和限界を超え、出力強度が減少すると共に、発振範囲の減少も確認できた。20 kHz では単一周回限界に近い掃引速度となり、出力強度は更に減少し、レーザ発振光を正しく掃引出来ているとはいえなかった。本レーザの掃引速度限界は、共振器長によって制限さ

れており、更なる高速掃引を実現するには、共振器長を出来る限り短くすることが重要であるといえる。また共振器を **PMF** で構成することによって、**PMF** の接合部分においてモード結合が生じた。**PMF** のモード結合が共振器内において楕型フィルタとして作用することで、波長によっては損失が大きく、レーザ発振が困難となり、スペクトル領域において平坦な出力強度特性が得られなかったことが課題といえる。

## 4 共振器中の分散を利用した 波長可変モード同期ファイバレーザ

---

### 4.1 はじめに

通常の波長可変ファイバレーザには、波長選択素子として、波長可変フィルタが用いられる。波長フィルタとしては FFP-TF や多面体ミラー型フィルタ、FBG など様々なフィルタが用いられている。これらのフィルタは、回転機構やピエゾ素子などを用いて、フィルタを機械的に動かすことによって、波長選択を行っている。今日こういった駆動装置も発展しており、高精度で高速な動作が可能となってきたものの、広帯域の波長範囲を高速に動作するには限界があり、波長可変ファイバレーザの高速波長掃引を制限する大きな要因となっている。そこで本研究では、機械的な駆動部分を要しない AOTF を波長可変フィルタとして用い、波長可変ファイバレーザの実験を行った。しかし AOTF を用いた波長可変ファイバレーザも、最終的には応答速度限界のために、掃引速度限界が発生してしまう。

そこで本章では、共振器において周期的なパルス列を生成するモード同期技術と、共振器中の波長分散を利用することで、発振波長を可変とするファイバレーザの実験を行い、その結果について考察した。本研究におけるファイバレーザは、共振器中に波長可変フィルタを用いることなく発振波長の切り替えが可能であり、フィルタを用いない波長可変ファイバレーザである。このため、これまで掃引速度を制限してきた波長可変フィルタの動作速度がなくなり、高速な波長掃引が期待できるとともに、特殊なフィルタを用いる必要がなくなるために、他の波長可変レーザに比べ比較的安価に構成可能である。

4.2 節ではモード同期の原理、4.3 節では共振器中の分散を利用した波長可変モード同期ファイバレーザの原理について説明し、4.4 節では本レーザに用いる分散補償ファイバの特性について述べ、4.5 節では偏波ビームスプリッタとファラデーローテーターミラーを用いた系の偏波特性について説明し、4.6 節では  $1.3\ \mu\text{m}$  帯における実験、4.7 節において  $1.55\ \mu\text{m}$  帯における実験を行ったので、その結果を述べ、それらの特性を評価した。

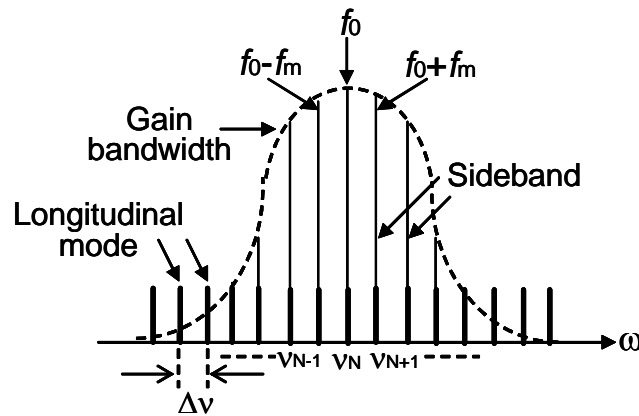
### 4.2 モード同期の原理

モード同期とは、周期的な光パルス列の形のレーザ発振光を発生させる技術である<sup>[27]</sup>。

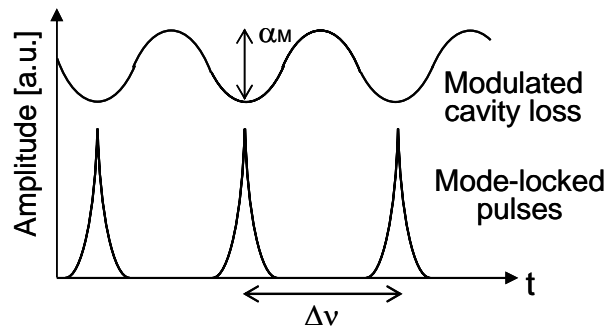
モード同期には、能動モード同期と受動モード同期という2つの方法がある。与える変動を、変調器や増幅媒質への注入電流の直接変調などを用いて行う方法を能動モード同期と呼び、直接変調を用いた場合には外部からFSRの整数倍の周波数でモード同期を行う高調波モード同期が可能となる。それに対して、変動がレーザ媒質やキャビティ内に挿入した物質の光非線形吸収によって自発的に起こる場合を受動モード同期と呼んでいる。受動モード同期は媒質の非線形性によって起こるため、非常に短時間に急激な変動を起こすことができる。

能動モード同期では、共振器内部の光電界の振幅か周波数(または位相)を、縦モード間隔 $\Delta\nu$ (またはその整数倍)に等しい周波数 $f_m$ で変調する必要がある。振幅を変調する方法をAM(Amplitude Modulation)モード同期、位相を変調する方法をFM(Frequency Modulation)モード同期と呼ぶ。

能動モード同期の原理は以下のプロセスで説明される。周波数領域でのモード同期プロセスを考えてみる。Fig.4.1(a)は周波数 $f_m$ で変調したときのスペクトルの様子である。Fig.4.1(b)に示すように変調が加わると、周波数 $f_m$ 間隔の側波帯(サイドバンド)が生じる。



(a)



(b)

Fig.4.1 Schematic illustration of active mode locking (a)spectrum and (B)pulses.

Fig.4.1(b)に示すように変調が加わると、周波数 $f_m$ 間隔の側波帯(サイドバンド)が生じる。 $f_m \sim \Delta\nu$ と設定したときに、これらのサイドバンドによる隣接モードへの注入同期が起こる。モード同期プロセスはまた、多モードレート方程式によってもモデル化できることが知られている<sup>[28]</sup>。

次に時間領域でモード同期プロセスを考える。Fig.4.1(b)は周波数 $\Delta\nu$ で強度変調によって周期的な損失ができる様子である。レーザは損失が小さい時ほど光を多く生み出すので、共振器内部電界は同じ周波数で変調される。この微小な強度の違いが周回の間に増強され、レーザは定常状態でモード同期パルス列を放射することになる。

モード同期をマスター方程式により導出する<sup>[29][30]</sup>。ファイバレーザ中のパルスの伝搬は非線系シュレディンガー方程式によって記述できる。ここでGinzburg-Landau方程式<sup>[31]</sup>を用いて、光が共振器を1周する度に受ける利得、損失、群速度分散(Group Velocity Dispersion : GVD)、自己位相変調(Self Phase Modulation : SPM)、モードロッカーの効果を考慮して、レーザ発振の場合は各効果による光電界の包絡線 $A(t)$ の変化が全体として0で一定となり定常状態になっていると考えた場合、次のような方程式ができる。

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2}(\beta_2 + ig_c T_2^2) \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i \left( \gamma + \frac{i}{2} \alpha_2 \right) |A|^2 A + \frac{1}{2}(g_c - \alpha) A \quad (4.1)$$

ここで $\beta_2$ は伝搬定数、 $g_c$ は共振器長 $L$ の中における利得飽和平均値である。 $T_2$ は利得帯域の逆数である $T_2 = 1/\Omega_g$ と記述される。 $\gamma|A|^2$ は可飽和吸収の効果、 $\alpha_2$ は2光子吸収に関わるパラメータ、 $\alpha$ は損失を表す。この方程式はモード同期のマスター方程式と呼ばれることがある<sup>[31]</sup>。モード同期を考える場合、損失 $\alpha$ は次式であらわすことができる。

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_M [1 - \cos(\omega_M t)] \quad (2.2)$$

ここで $\alpha_c$ は共振器全体での損失、 $\alpha_M$ は変調器によって与えられる周波数 $\omega_M$ での損失を表す。

まず、GVDとSPMの効果を無視し、式(4.1)において $\beta_2 = 0$ 、 $\gamma = 0$ とする。また、2光子吸収も同様に無視することにする( $\alpha_2 = 0$ )。数ps程度のパルス幅の場合は変調周期に対して十分短いので、式(4.2)において $\cos(\omega_M t) \approx 1 - \frac{1}{2}(\omega_M t)^2$ で置き換えることができる。式(4.1)は次式のようになる。

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{g_c}{2} \left( A + \Omega_g^{-2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \right) - \frac{1}{2} \left( \alpha_c + \frac{1}{2} \alpha_M \omega_M^2 t^2 \right) A \quad (4.3)$$

定常状態において、この式の解は $A(z, t) = B(t) \exp(ikz)$ の形になる。 $B(t)$ はGaussian型の解を持ち、

$$B_n(t) = C_n H_n(t/T_0) \exp \left[ -\frac{1}{2} (t/T_0)^2 \right] \quad (4.4)$$

ここで $n = 0, 1, 2, \dots$ 、 $H_n$ は次数 $n$ のHermite多項式、 $T_0$ はパルス幅で、

$$T_0 = [2g_c / (\alpha_M \Omega_g^2 \omega_M^2)]^{1/4} \quad (4.5)$$

$C_n$ はパルスエネルギーに関連した正規化定数である。伝搬定数 $K$ は様々なレーザパラメータに依存していて次式のように表される。

$$iK = g_c - \alpha_c - \alpha_M \omega_M^2 T_0^2 \left(n + \frac{1}{2}\right) \quad (4.6)$$

定常状態では $K$ は実数でなければならない。通常Gaussian型パルスの半値全幅(Full Width at Half Maximum: FWHM)は $T_p = 1.665 T_0$ となる。式(4.5)より $T_0$ は $\alpha_M \omega_M^2$ の $-1/4$ 乗に比例する。 $\alpha_M \omega_M^2$ は変調器による損失が最大となる部分の曲率である。したがって短パルスの形成にはピークパワー付近での透過率の曲率が重要で、パルス強度による鋭敏な透過率を持ったモードロッカーが必要である。このことから、外部変調器や注入電流の直接変調を用いる能動モード同期は超短パルスの生成には向かないと考えられる。しかし、次節で述べる高繰返し周波数の発振には非常に有利である。また、短パルス化のためには、繰返し周波数が高い方が有利なことも式(4.5)からわかる。

### 4.3 共振器中の分散を利用した波長可変モード同期ファイバレーザの原理

光ファイバ中の光の伝搬速度は真空中の光速を屈折率で割った式で表される。波長分散の影響により屈折率は周波数依存性を持つ。DCFのような波長分散の大きい光ファイバを用いると、屈折率の周波数依存性は大きくなるため、周波数によって光の伝搬速度が異なるという状況が顕著になる。

また共振器における縦モードの自由スペクトル間隔(FSR)は

$$FSR = \frac{c}{nL} \quad (4.6)$$

で表される。FSRは光ファイバ中の光の伝搬速度 $c(\omega) = c / n(\omega)$ に依存しているため、波長分散の大きい共振器においては周波数依存性を持つ。つまり周波数に固有のFSRが存在することになる。よって、外部から特定の周波数信号を用い、その信号でモード同期をかけると、モード同期周波数に対応した波長のみが発振すると考えられる。このモード同期周波数を変化させると、発振波長はモード同期周波数とともに変化していき、波長可変レーザとして利用可能となる。この原理は以下の式によって説明される。

光ファイバリングレーザの共振条件は次式で表される。

$$\beta(\omega_K)L = 2K\pi \quad (4.7)$$

ただし、 $K$ は整数、 $\beta(\omega_k)$ は角周波数 $\omega_k$ の伝搬定数、 $L$ は共振器長である。これより、

$$(\beta(\omega_{K+1}) - \beta(\omega_K))L = 2\pi \quad (4.8)$$

であり、 $\omega_{K+1} \sim \omega_K$ を仮定すれば、

$$(\omega_{K+1} - \omega_K) \frac{d\beta}{d\omega} L = 2\pi \quad (4.9)$$

となる。ここで、 $FSR = F(\omega) = (\omega_{K+1} - \omega_K) / 2\pi$ であるので、



$$F(\omega) = \left[ \frac{d\beta}{d\omega} L \right]^{-1} \quad (4.10)$$

となる。 $\beta(\omega)$  をテイラー展開して式(4.10)に代入すると、

$$\begin{aligned} F(\omega) &= \frac{1}{L} \left[ \beta_1 + \beta_2(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_3(\omega - \omega_0)^2 + \dots \right] \\ &\approx F_0 \left[ 1 - \frac{\beta_2}{\beta_1} \Delta\omega - \frac{1}{2} \frac{\beta_3}{\beta_1} \Delta\omega^2 - \dots \right] \end{aligned} \quad (4.11)$$

となる。ただし、 $F_0 = 1/(\beta_1 L)$  は  $\omega = \omega_0$  でのFSR、 $\Delta\omega = \omega - \omega_0$  である。1次の分散( $\beta_2$ )のみを考えることとすると、分散によるFSR変化  $\Delta F(\omega)$  は、

$$\Delta F(\omega) = -F_0 \frac{\beta_2}{\beta_1} \Delta\omega \quad (4.12)$$

となる。 $\Delta\omega = -2\pi c \Delta\lambda / \lambda^2$ ,  $\beta_1 = n/c$ ,  $\beta_2 = -\lambda^2 D / 2\pi c$  を用いて式(4.12)をモード次数  $N$  を考慮して書き直すと、

$$\Delta\lambda = -\frac{n_0}{c N D F_0} \Delta F(\omega) \quad (4.13)$$

となり、モード同期周波数変化  $\Delta F(\omega)$  から発振波長変化  $\Delta\lambda$  が求められる。つまりモード同期周波数を変化させることで発振波長が変化することが式(4.13)から導き出される。

また本レーザの発振波長の可変範囲である発振範囲  $\Delta\lambda_m$  であるが、発振範囲はモード同期周波数の可変範囲  $\Delta F(\omega)$  で決定される。モード同期周波数の変化量  $\Delta F(\omega)$  がFSRを超え、共振器の縦モード次数が次の次数に移ってしまうと、Fig.4.2 に示すように、発振波長

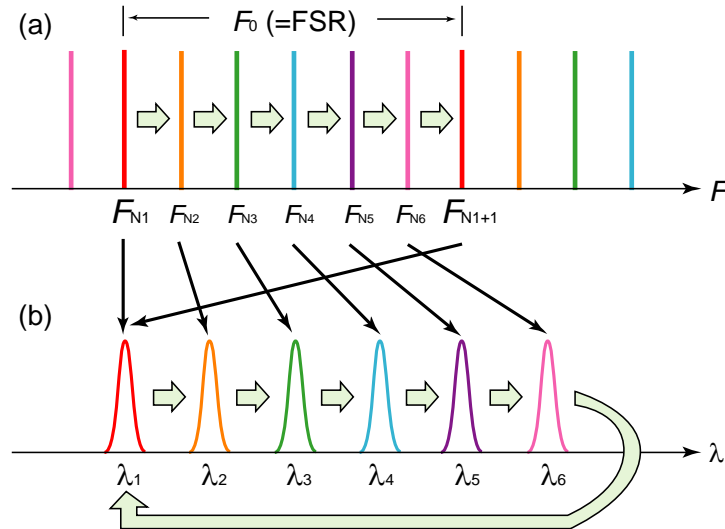


Fig.4.2 Schematic of dispersion tuning (a)mode-locking frequency, (b)lasing spectra.

は連続的に変化せず、再び発振の始まる波長へと移ってしまう。よってモード同期周波数の変化量  $\Delta F(\omega)$  の最大値は共振器のFSRである  $F_0$  となる。よって発振範囲  $\Delta\lambda_m$  は式(4.13)において  $\Delta F(\omega)$  に  $F_0$  を代入した値となり、符号を考慮すると以下の式で与えられる。

$$\Delta\lambda_m = \frac{n_0}{cN|D|} \quad (4.14)$$

また式(4.14)は式(4.6)を代入することで、以下の式でも与えられる。

$$\Delta\lambda_m = \frac{1}{F_{\text{mod}}|D|L} \quad (4.15)$$

ここで $F_{\text{mod}}$ は共振器の変調周波数である。ただしこれらの発振範囲の式は、増幅媒質の利得範囲内において成立する式であるため、利得範囲を超えた発振範囲を得ることは出来ない。

#### 4.4 分散補償ファイバ (Dispersion Compensation Fiber : DCF)

本研究の共振器中の分散を利用した波長可変モード同期ファイバレーザには、大きな負の分散値を持つ分散補償ファイバ (Dispersion Compensating Fiber: DCF) を用いる。以下に、DCF の機能を示す。

既設 1.3  $\mu\text{m}$  帯シングルモードファイバに 1.55  $\mu\text{m}$  帯波長多重伝送システム (WDM) を適用し高速化するアップグレードが進んでいるが、伝送路が零分散となる波長と信号光の波長が異なる為、リングファイバ全長における累積分散値も大きくなり、システムには無視できない量の“正の波長分散”が生じる。この波長分散は幹線に適用されるような WDM システムでは信号エラーの原因となる。

DCF は大きな負の波長分散を実現するように設計された光ファイバで、障害となる“正の波長分散”をキャンセル (補償) する機能を持つ。本研究では、この大きな負の波長分散を持つ DCF を共振器に挿入することで、共振器中における屈折率の波長依存性を大きくする。

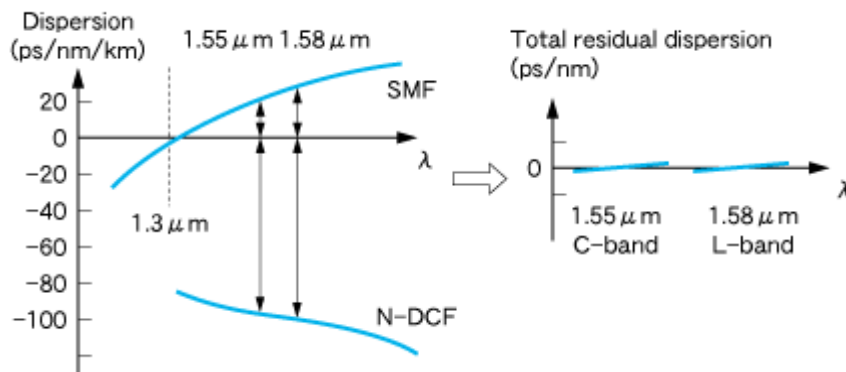


Fig.4.3 Dispersion Compensation Fiber (DCF) <sup>[32]</sup>.

#### 4.5 偏波ビームスプリッタとファラデーローテーターミラーを用いた系の偏波特性

本研究におけるファイバレーザは、外乱による偏波の揺らぎを抑制するために、各光部

品は全て PMF によって構成されている。しかし、本研究に用いる DCF は PMF で製造されておらず、外乱による偏波の揺らぎを大きく受けてしまうために、DCF をそのまま共振器中に挿入してリング共振器としてしまうと、共振器全体として偏波維持とならない。

そこで DCF を偏波ビームスプリッタ (Polarization Beam Splitter : PBS) とファラデーローテーターミラー (Faraday-Rotator Mirror : FRM) の間に挿入することで、擬似的に DCF を偏波維持状態にした<sup>[33]</sup>。PBS と FRM を用いた系の偏波特性は以下のようにジョーンズ行列を用いて表すことができ、PBS の入力と出力の偏波状態が変化しないことが理論的に説明できる。

まず Fig.4.4 のように PBS のポートの一つを入力ポートとし、ファイバを通過した光が FRM で反射され PBS の別のポートに出力されるという系を考える。まず Fig.4.4 における PBS から FRM へと向かう forward の方向のジョーンズ行列を  $R_f$  とすると、

$$R_f = g \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

で表される。ここで  $a, b, c, d$  はファイバ中の複屈折や偏波による損失などによって決定される複素項である。ただしこれらの項が外部からの摂動によって変化したとしても、行列  $R_f$  の行列式の値は変化しないことがわかっている。 $g$  は  $ad - bc = 1$  となるように規格化したことによる規格化定数である。また偏波による損失がない時、行列  $R_f$  はユニタリ行列 ( $c = -b^*, d = a^*$ ,  $*$  は複素共役を意味する) となる。次に、光の相反性を考慮すると、FRM から PBS へと向かう backward の方向のジョーンズ行列  $R_b$  は、行列  $R_f$  の逆行列であるため、

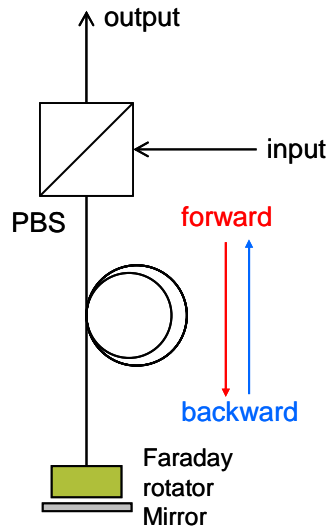


Fig.4.4 Experimental setup for stabilizing a state of polarization.

$$R_f = g \begin{bmatrix} a & -c \\ -b & d \end{bmatrix} \quad (4.17)$$

となる。次に FRM の部分のジョーンズ行列を導出する。ミラーの部分のジョーンズ行列  $T_M$  は、

$$T_M = \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.18)$$

である。これは反射による偏波の反転を意味する。次に角度 $\theta$ の回転を表す回転行列  $T(\theta)$  を、

$$T(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (4.19)$$

と定義する。ファラデーローテーターは光の偏波状態を  $45^\circ$  回転させる素子であるため、forward方向とbackward方向のそれぞれのファラデーローテーターを表すジョーンズ行列  $R_{FR,f}$ ,  $R_{FR,b}$  は以下ようになる。

$$\begin{aligned} R_{FR,f} &= T(-45^\circ), \\ R_{FR,b} &= T(45^\circ) \end{aligned} \quad (4.20)$$

よって式(4.18)から式(4.20)をまとめると、FRM部分のジョーンズ行列  $T_{FRM}$  は、

$$T_{FRM} = R_{FR,b} T_M R_{FR,f} = \gamma \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.21)$$

と表される。 $\gamma$  は FRM の損失を表す。

最後に、式(4.16),(4.17),(4.21)をまとめて、Fig.4.4 で示す実験系のジョーンズ行列  $R_{total}$  を表すと、

$$R_{total} = R_b T_{FRM} R_f = \gamma^2 \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.22)$$

となる。この結果から分かるように全体のジョーンズ行列には  $a, b, c, d$  という項が入っていない、PBS と FRM から成る系における光の偏波状態はファイバ中の複屈折や偏波による損失とは無依存である。また出力光の偏波状態は、常に入力光の偏波状態に直交することがわかる。よって PBS に接続される出力ポートの PMF の軸を入力ポートと直交するように接続すれば、PBS と FRM の間が PMF で作られていないファイバであっても、入力の偏波状態のまま PBS の出力ポートに光を出力することが可能となる。

実際に Fig.4.4 の実験系を用いて実験を行った結果を Fig.4.5 に示す。実験は入力にレーザ光を用い、PBS と FRM の間に DCF を挿入した時の PBS からの出力光を、偏波アナライザを用いて、ポアンカレ球上の偏波状態の変化をファイバに摂動を加えながら一定時間測定した(Fig.4.5(a))。比較のために、PBS と FRM を用いず、DCF に直接レーザ光を通した出力光を偏波アナライザで測定した結果を併せて示す(Fig.4.5(b))。実験結果からわかるように、ファイバに摂動を加えても、PBS と FRM を用いた系では出力光の偏波状態がほとんど変化していない。ところが PBS と FRM を用いない系では、ファイバに加わる摂動によ

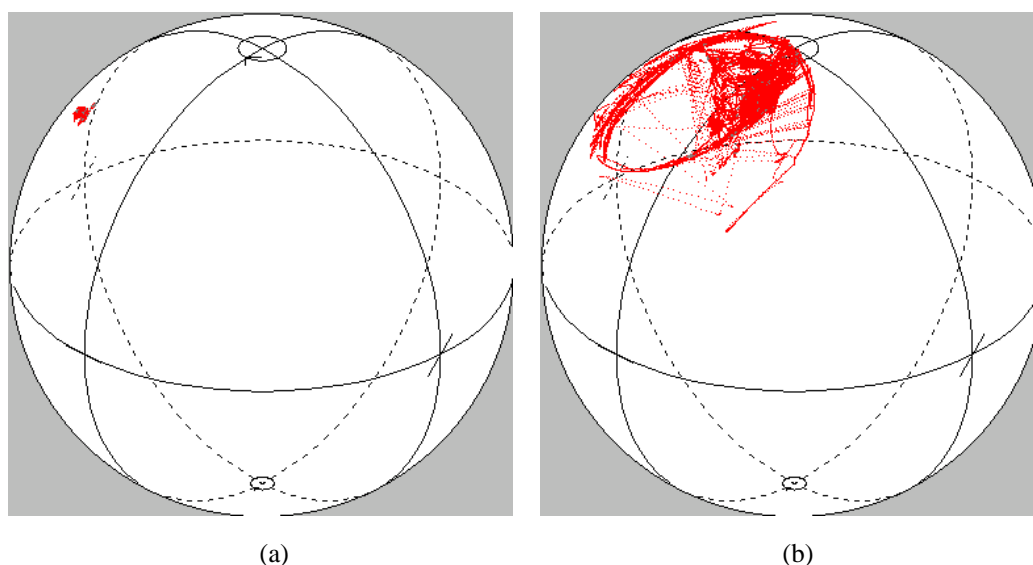


Fig.4.5 Output state of polarization on the Poincare sphere.

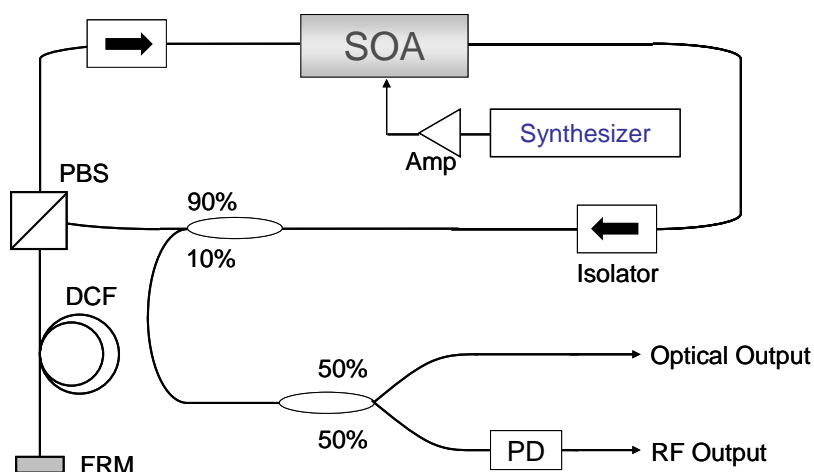
(a) Configuration using a PBS and a FRM and (b) configuration without a PBS and a FRM.

って、ポアンカレ球上の偏波状態は大きく変動し、外乱に対して偏波状態が安定しないことが分かる。

## 4.6 1.3 $\mu\text{m}$ 帯における共振器中の分散を利用した波長可変モード同期ファイバレーザ

### 4.6.1 波長可変特性

1.3  $\mu\text{m}$ 帯における共振器中の分散を利用した波長可変モード同期ファイバの実験系は Fig.4.6 に示すとおりである。共振器は $\sigma$ 型共振器の構成をしており、増幅媒質としては AOTFを用いた波長可変レーザと同じく広帯域の利得範囲を有する SOAを用いた。SOAの半値全幅はおよそ 70 nmである。モード同期は、SOAの注入電流を直接変調することによって実現した。注入電流の直接変調は、LiNbO<sub>3</sub>強度変調器といった変調器を用いて行う外部変調よりも、低損失での変調が可能であり、より広帯域かつ高速の波長掃引が期待できる。またコストの面でも変調器を用いない分優位であるといえる。直接変調用の電気信号は、電気増幅器を通して、RFシンセサイザからの信号を用いた。また共振器中に負の大きな分散値を持つ DCFを挿入することで、共振器中の屈折率の波長依存性を大きくし、モード同期周波数の変化による波長可変を実現する。DCFの波長分散値は波長 1340 nmにおいておよそ -131.8 ps/nm/kmである。共振器内の DCF以外の部品は PMFで構成されているが、本研究で用いる DCFは PMFで作られていないため、前節で示したように PBSと FRMの間に挿入し、共振器全体を偏波維持構成とした。また 2つのアイソレータを挿入し、共振器中の光の周回方向を一方向のみに制限した。出力光は 9:1 カプラを通じて、共振器


 Fig.4.6 Experimental setup for 1.3  $\mu\text{m}$  dispersion-tuned mode-locked fiber laser.

中の 10 % の光を取り出した。

本実験系を用いて、本レーザの波長可変特性を、DCF の長さを変えながら測定した。用いた DCF の長さは、20 m、35 m、50 m の 3 種類である。SOA の直接変調信号をモード同期信号として、モード同期信号を手動で変化させていった時の特性を調べた。SOA に加える DC バイアスは 160 mA であり、モード同期信号は 1 GHz 付近で変化させ、 $\pm 140$  mA の正弦波信号で直接変調した。

まずは 20 m の DCF を挿入した時の実験結果を示す。Fig.4.7 は、モード同期周波数に対する発振波長をプロットしたグラフであり、Fig.4.8 にモード同期周波数変化に対する発振スペクトルの変化の様子を示す。Fig.4.7 の結果から分かるようにモード同期周波数の変化に対して、線形に発振波長が変化している。発振波長の可変範囲はおおよそ 105 nm となっており、広帯域の波長可変が実現できた。発振スペクトルは Fig.4.8 に示すとおりであるが、発振範囲の裾になるほど、ノイズフロアは上がる。これは SOA の利得が発振範囲の裾の部分では小さくなっているためであると考えられる。また各波長における本レーザの出力強

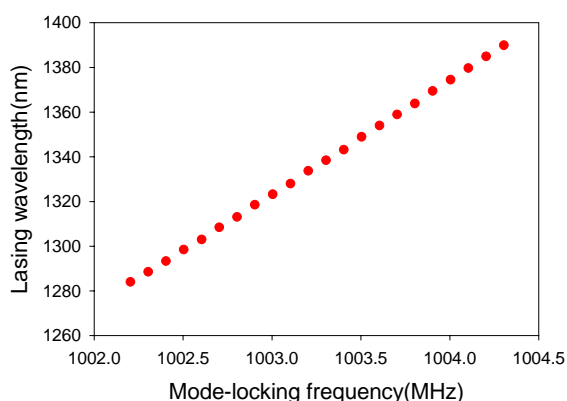


Fig.4.7 Relation between mode-locking frequency and lasing wavelength (DCF 20 m).

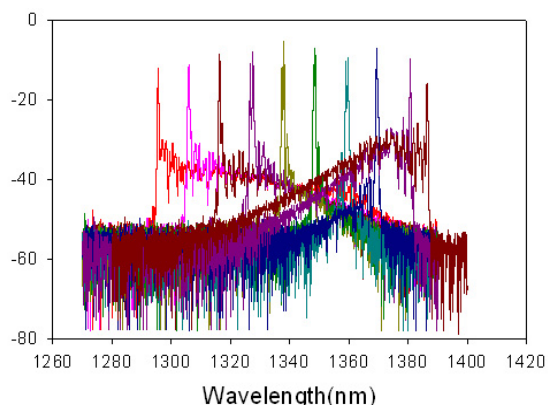


Fig.4.8 Lasing spectra at each mode-locking frequency (DCF 20 m).

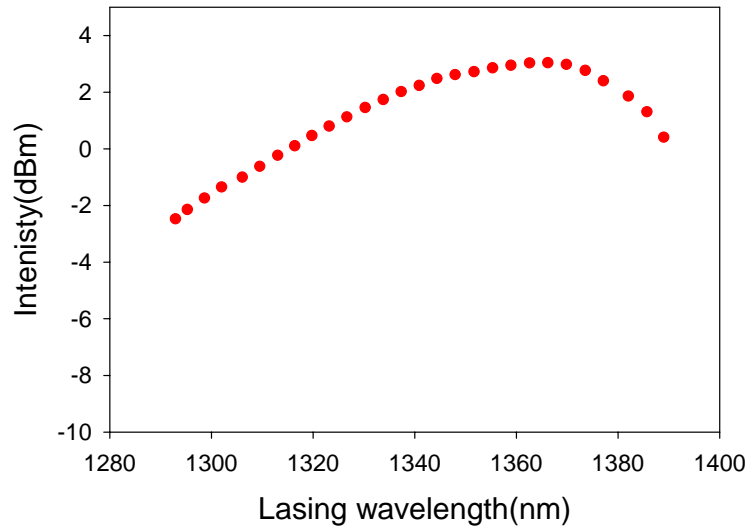


Fig.4.9 Lasing wavelength vs output power (DCF 20 m).

度を、パワーメーターを用いて測定したところ、Fig.4.9 に示すような結果が得られた。発振範囲の中心付近ではおよそ 3 dBm 程度の出力強度が得られており、発振範囲の半値全幅はおよそ 70 nm と広範囲であることが分かる。

次に共振器中の DCF の長さを変え、35 m の DCF を挿入して同様の実験を行った時の結果を示す。SOA の注入電流は同様に 160 mA で、 $\pm 140$  mA の正弦波信号で直接変調を行った。またモード同期周波数は 1 GHz 付近で変化させた。Fig.4.10 はモード同期周波数変化に対する発振波長をプロットしたグラフであり、Fig.4.11 には発振スペクトルの変化の様子を示す。20 m の DCF を挿入した時と同様に、モード同期周波数の変化に対して線形に発振波長が変化していることが分かる。発振範囲はおよそ 70 nm となり、20 m の DCF を挿入した実験に比べて減少した。

次に DCF 長を 50 m とし、同様の実験を行った。DCF 50 m においても同様に、発振波長

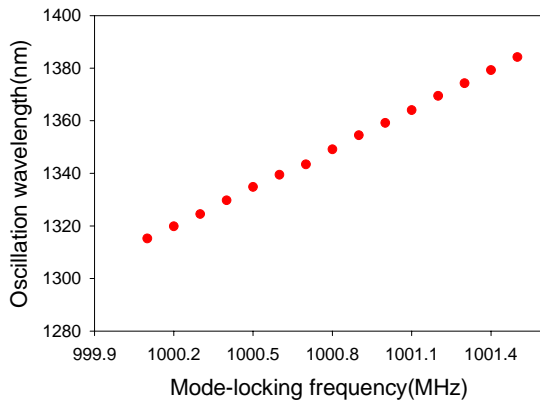


Fig.4.7 Relation between mode-locking frequency and lasing wavelength (DCF 35 m).

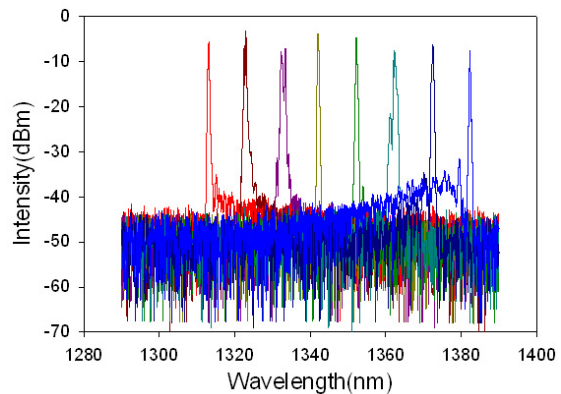


Fig.4.8 Lasing spectra at each mode-locking frequency (DCF 35 m).

Table.4.1 Tuning characteristics at each length of DCF.

DCF length(m)	FSR(MHz)	Tuning sensitivity (nm/MHz)	Tuning range (nm)
20	3.73	53.8	105.0
35	2.36	49.3	69.0
50	1.76	45.6	44.6

はモード同期周波数に対して線形に変化した。発振範囲はおよそ 45 nm と更に減少した。Table.4.1 に DCF のそれぞれの長さに対する、FSR、モード同期周波数変化に対する発振波長変化の傾き、発振範囲をまとめた。Table.4.1 からわかるように DCF の長さが短いほど、モード同期周波数変化に対する発振波長変化の傾き、つまり波長変化の感度が高い。これは式(4.13)で示すように、波長変化の感度は共振器中の波長分散値に反比例し、波長分散が小さいほど感度は高くなるため、DCF 長が短いほど感度が高くなるという結果は、理論と一致しているといえる。同様に、発振範囲は、式(4.15)または式(4.16)に示すように、波長分散値と共振器長に反比例するため、DCF 長が短いほど発振範囲が広くなるという結果は、理論と一致している。

DCF 長を短くすれば発振範囲を広く取ることが理論的にも実験的にも確認できたが、DCF 長が短すぎても問題が生じる。DCF 長を短くすると、あるモード同期周波数に対して、モード同期される波長範囲が広くなり、発振スペクトルの線幅が広がってしまう。つまり発振波長と発振スペクトルの線幅はトレードオフの関係にあることが分かる。各 DCF 長に対する 1330 nm 付近における発振スペクトルを Fig.4.7 に示す。これらのスペクトルから求められる発振スペクトルの半値全幅は、全て 0.2 nm 程度となっており、一定であるが、これは PMF のモード結合による楕型透過特性が共振器内に形成されており、その楕型透過ピークの半値全幅程度に制限されてしまうためである。しかし、DCF 長が短いほど、ピークの隣にも別の波長のピークが大きく存在しており、より広い波長範囲がモード同期して

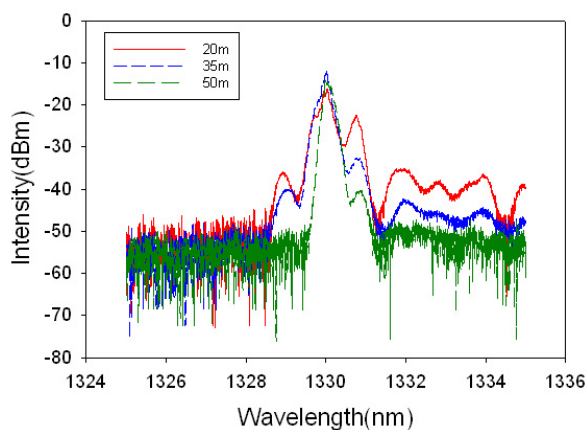


Fig.4.7 Instantaneous bandwidth at each length of DCF.



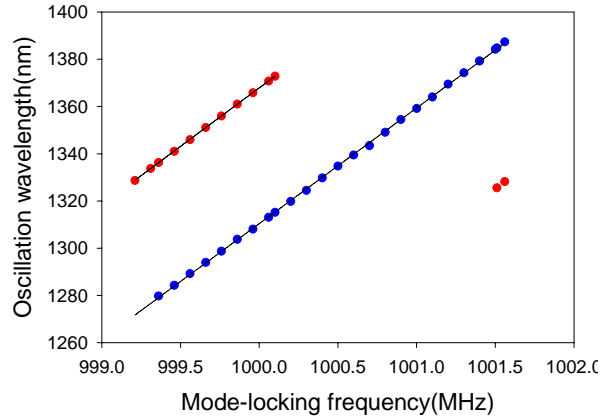


Fig.4.8 Relation between mode-locking frequency over 1FSR and lasing wavelength (DCF 35 m).

いることが分かる。これは、DCF 長が短くなると共振器の分散値が小さくなり、式(4.13)から分かるように、モード同期周波数の変化に対する発振波長の変化の傾きは大きくなる。つまり発振波長のモード同期周波数依存性が小さくなってしまいうのである。このために、本来ロックされる波長のほかにもその周辺の波長もロックされてしまい、スペクトル線幅が広がってしまうと考えられる。

また式(4.13)の理論では、発振波長が増幅媒質の利得範囲内であれば、モード同期周波数は共振器の 1FSR だけ可変であるが、実験においては FSR の半分程度までしか変化させることができない。FSR の半分に当たる周波数だけモード同期周波数を変化させると、新たな波長が発振し、2 波長が発振する状態になるのである。DCF 35 m を挿入した時の、モード同期周波数に対する発振波長をプロットした結果を Fig.4.8 に示す。結果から分かるように FSR が 2.36 MHz の範囲において単一波長で発振する周波数範囲は 1.3 MHz 程度であり、残りの周波数では 2 波長が発振していることが見て取れる。これは次節に述べる分数モード同期の影響であると考えられる<sup>[34]</sup>。

#### 4.6.2 分数モード同期

分数モード同期とは、波長 $\lambda_1$ の共振周波数が $F_1$ である時、この共振器を周波数

$$F = (N + \frac{1}{n})F_1 \quad (4.23)$$

でモード同期をかけると、周波数 $nF$  ( $n:2$  以上の自然数)でモード同期がかかる現象である。本来共振周波数の整数倍以外ではモード同期はかからないが、共振周波数の整数倍から FSR の  $1/n$  だけ周波数がずれていても、モード同期がかかるということになる。分数モード同期は、実際の変調周波数の  $n$  倍で変調をかけることができ、高次のモード同期を比較的周波数の低い信号源で実現可能なため、コスト面で利点があり、積極的に分数モード同期を利用した研究も行われている<sup>[35]</sup>。

ところが本研究においては、分数モード同期は、モード同期周波数の可変範囲を制限す

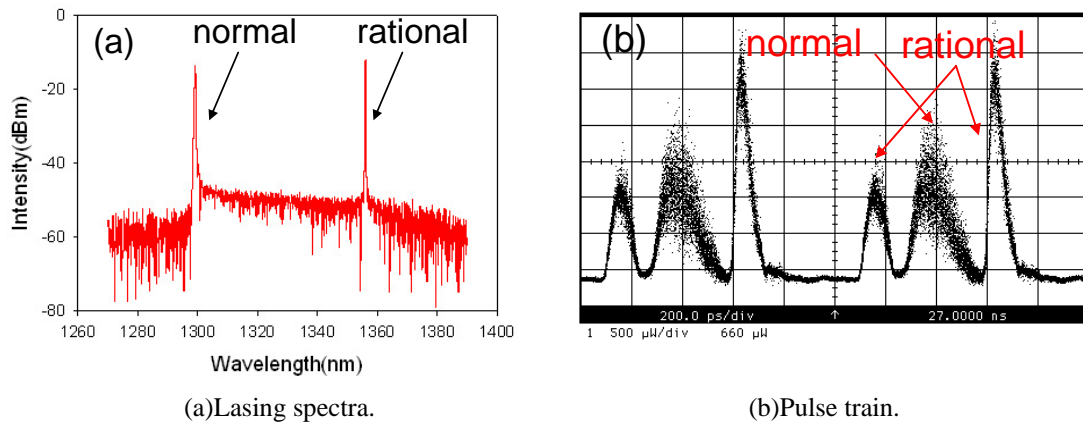


Fig.4.9 Rational mode-locking.

る大きな要因となっている。発振波長を変化させる過程において、通常のモード同期条件を満たすだけでなく、別の波長の分数モード同期条件も満たすモード同期周波数が存在することになり、この周波数で共振器にモード同期をかけると、それぞれのモード同期条件を満たす2波長が発振するという現象が発生する。35 m の DCF を共振器に挿入し 1 GHz 付近でモード同期をかけ、通常のモード同期による波長と、分数モード同期による波長の2波長が同時に発振している時の結果を Fig.4.9 に示す。(a)は発振スペクトル、(b)はパルス列をそれぞれ示す。(a)から2波長が同時に発振していることが見て取れる。また(b)からは、1 GHz のモード同期周波数に対応する、繰り返し周期が 1 ns のパルスと、2 倍の 2 GHz のモード同期周波数に対応する、繰り返し周期が 500 ps のパルスが存在しており、一方の波長は通常のモード同期がかかっており、もう一方の波長は2次の分数モード同期がかかっていることが分かる。3 次以上の分数モード同期は、本実験では確認されなかった。

以上より、分数モード同期を考慮すると、モード同期周波数の可変範囲は 1FSR ではなく、 $1/2\text{FSR}$  であるということになる。この  $1/2\text{FSR}$  の範囲において、発振波長が増幅媒質の利得帯域全体を変化するように DCF 長などのパラメータを設定してやれば、発振範囲を最も広く取ることができると考えられる。ただし発振範囲の裾の部分においては、SOA の利得が小さいために、通常のモード同期に比べて分数モード同期はかかりづらく、実際のモード同期周波数の可変範囲が  $1/2\text{FSR}$  よりは大きくなることが実験で確認できた。

#### 4.6.3 波長掃引特性

これまでは、モード同期周波数を手動で変化させて発振波長を変化させてきた。しかし本研究の目的は高速波長掃引であるため、次にモード同期周波数を電氣的に掃引することで発振波長を高速掃引する実験を行った。

発振波長の高速掃引は RF シンセサイザの周波数変調機能を用い、モード同期信号を周波数変調することで実現した。モード同期信号は、Fig.4.10 に示すように周波数が時間に対して三角波の形状で変化するように設定した。変調波形として三角波を用いるのは、こ

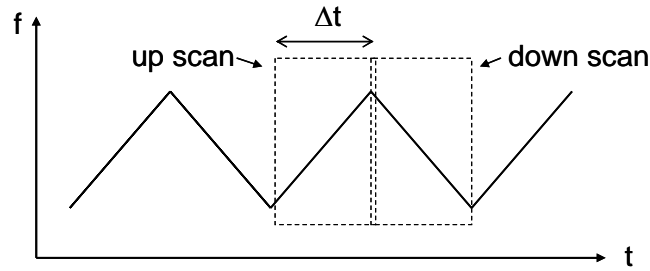


Fig.4.10 Mode-locking signal for the sweep operation.

れまでの実験より、モード同期周波数に対して発振波長が線形に変化することがわかっており、三角波を用いることで時間に対し線形に発振波長を掃引することができるためである。共振器中の分散の符号はマイナスであるため、式(4.13)よりモード同期周波数の増加に対して発振波長は増加する。よって周波数が時間に対して高くなっていく up scan の領域では、発振波長は短波長側から長波長側へとシフトしていき、周波数が低くなっていく down scan の領域では、発振波長は長波長側から短波長側へとシフトしていく。掃引の 1 周期は Fig.4.10 の四角で囲んだ  $\Delta t$  の部分とする。

20 m の DCF を挿入し、モード同期周波数を変化させることで、100 nm を超える発振範囲が得られることを 4.6.1 項で確認した。この発振範囲内においては、分数モード同期は起こらず、単一波長のみが発振している。そこで単一波長のみで発振する周波数範囲を周波数変調して波長掃引を行った時の結果を Fig.4.11、Fig.4.12 に示す。Fig.4.11 は光スペクトラムアナライザの peak-hold 機能を用いて取得した光スペクトルを示し、Fig.4.12 は出力光をフォトディテクタで電気信号に変換し、オシロスコープで取得した時間波形を示す。共に掃引速度を 1 kHz, 20 kHz, 50 kHz, 100 kHz と変化させて測定した。Fig.4.11 の光スペクトルから、掃引速度 1 kHz において 105 nm の発振範囲が得られていることが確認できる。掃引速度を上げていくと、20 kHz までは発振範囲が減少することなく、波長を掃引することができているが、50 kHz を超える速度では、発振範囲は徐々に減少していき、100 kHz では発振範囲は 100 nm になった。これは掃引速度を上げていくと、モードロックされた波長の光が共振器を周回する回数が少なくなり、共振器の周回によって受ける利得量が減少してしまうためである。よって SOA の利得曲線の裾にあたる部分の波長は、元々の利得が小さいために共振器の周回によって十分な利得を受けることができず、発振に至らない。Fig.4.12 の時間波形からは、掃引の 1 周期は(a)の四角で囲んだ部分に相当するが、周期的に発振範囲の波長が掃引されていることが見て取れる。また時間波形からは、出力強度の減少はほとんど見られず、高速の波長掃引が可能であるといえる。

また 35 m の DCF を共振器中に挿入した場合において、同様の波長掃引の実験を行った。結果を Fig.4.13, Fig.4.14 に示す。Fig.4.13 は光スペクトラムアナライザの peak-hold 機能を用いて取得した光スペクトルを示し、Fig.4.14 は出力光をフォトディテクタで電気信号に

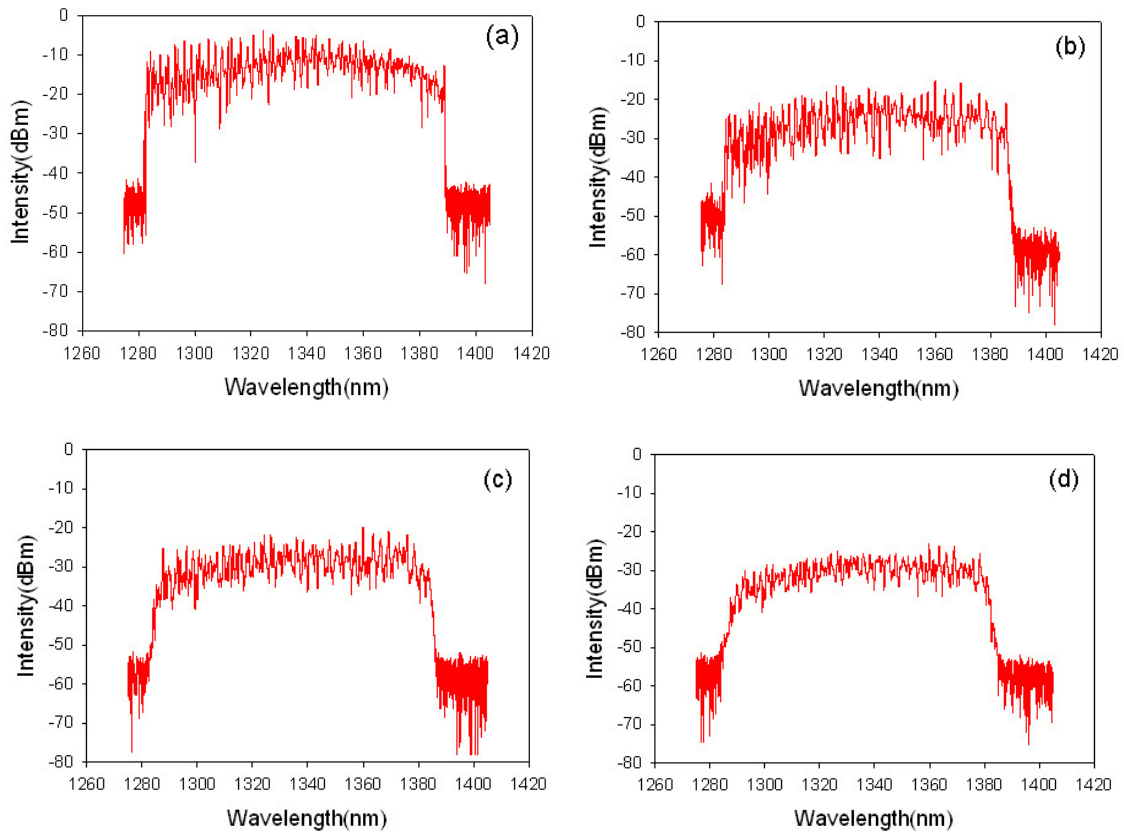


Fig.4.11 Peak-hold spectrum at the sweep rate of (a)1 kHz, (b)20 kHz, (c)50 kHz, (d)100 kHz (DCF 20 m).

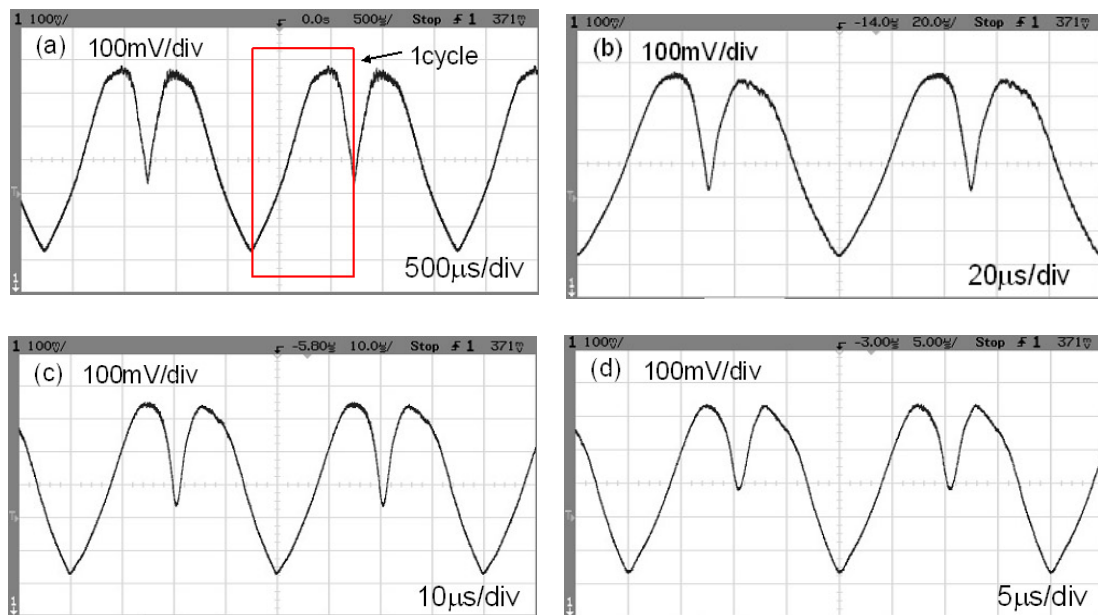


Fig.4.12 Temporal waveform at the sweep rate of (a)1 kHz, (b)20 kHz, (c)50 kHz, (d)100kHz (DCF 20 m).

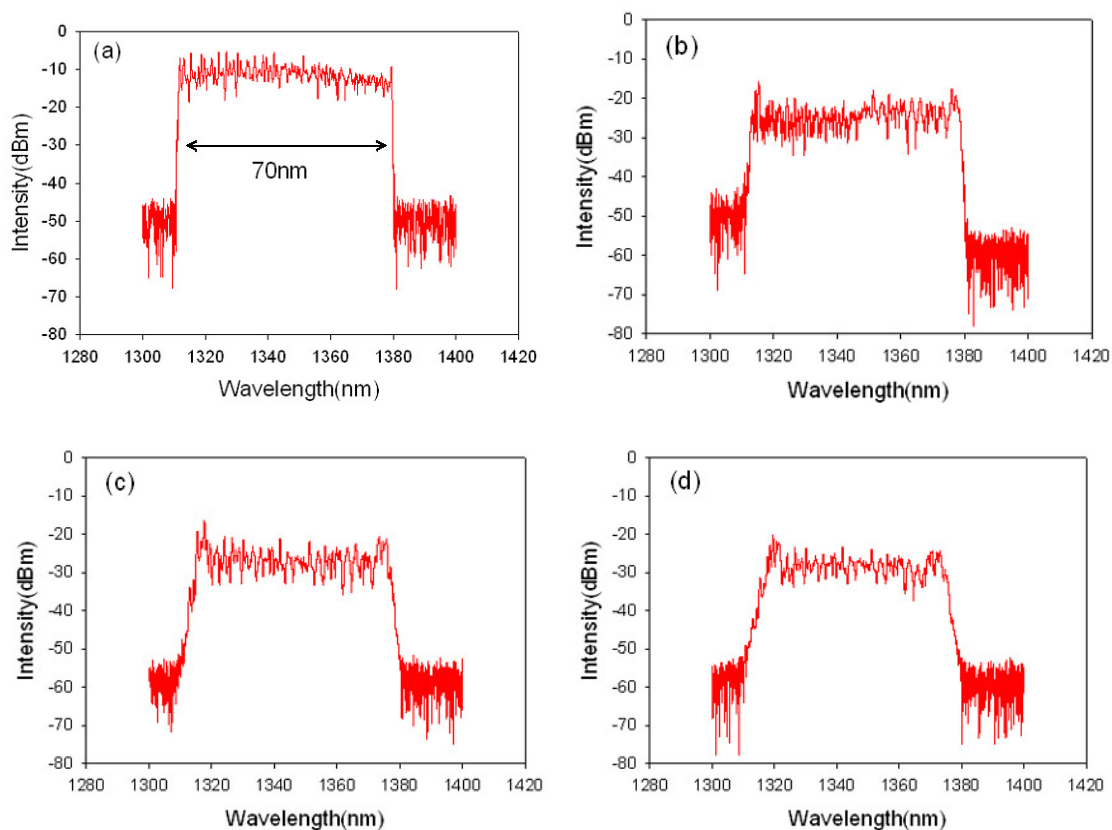


Fig.4.13 Peak-hold spectrum at the sweep rate of (a)1 kHz, (b)20 kHz, (c)50 kHz, (d)100 kHz  
(DCF 35 m)

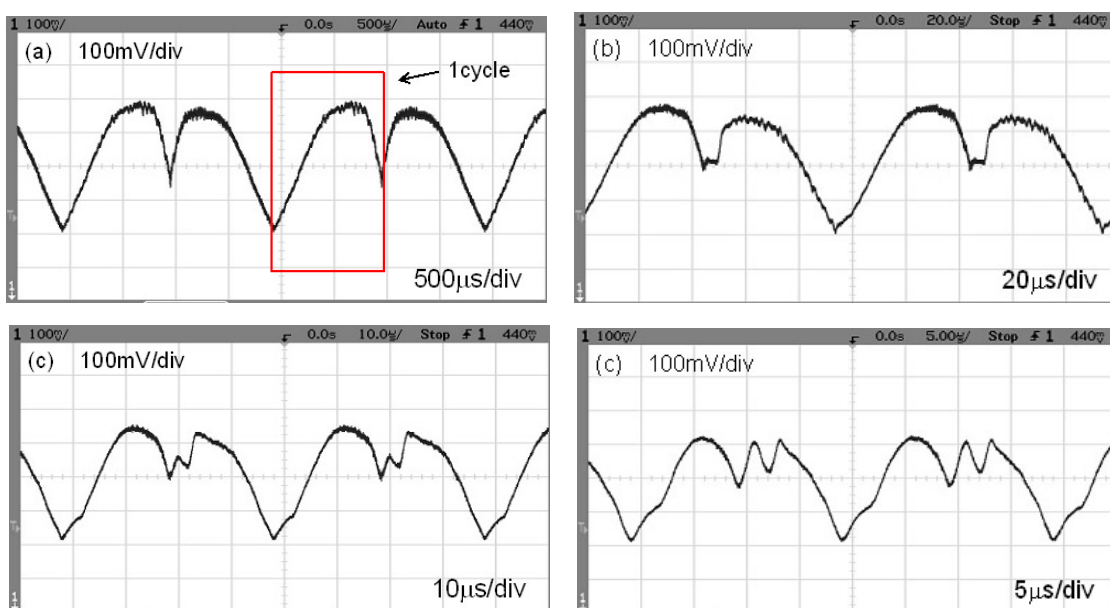


Fig.4.14 Temporal waveform at the sweep rate of (a)1 kHz, (b)20 kHz, (c)50 kHz, (d)100kHz  
(DCF 35 m).

変換し、オシロスコープで取得した時間波形を示す。共に掃引速度を 1 kHz, 20 kHz, 50 kHz, 100 kHz と変化させて測定した。光スペクトルから分かるように、1 kHz の掃引速度においては 70 nm の発振範囲が得られたことが分かる。70 nm の発振範囲は、35 m の DCF を挿入した場合における、単一波長が発振する最大波長範囲である。掃引速度を上げていくと、20 m の DCF を挿入した場合と同様に、徐々に発振範囲は減少していくことが分かる。また時間波形からは、20 kHz の掃引速度までは、周期的に発振範囲全体にわたって波長掃引が行われていることが確認できるが、50 kHz、100 kHz では、長波長から短波長へと波長掃引を行う down scan の領域において、時間波形が変形しており、正しく波長掃引が行われていないと考えられる。20 m の DCF を用いた場合には、時間波形の変形が見られなかったのに対して、35 m の DCF を用いると高い掃引速度において時間波形が変形するのは、35 m の DCF を用いることで共振器長が長くなり、共振器を周回するのにかかる時間が増えてしまうためである。また down scan の時間波形のみが変化するの、3 章の AOTF を用いた波長可変ファイバレーザでも述べたように、SOA 内における非線形効果である四光波混合の影響である。

また peak-hold した出力スペクトルにおいては、波長によって強度にばらつきが生じており、波長に対して平坦な出力強度特性が得られていない。これは 3 章でも述べたように、本レーザは全て PMF で構成されており、PMF の結合部分における偏波軸のずれによる偏波モード間のモード結合が、楕型の透過特性を形成しているためであると考えられる。本レーザにおいては、モード結合の問題を解消すべく、共振器中の PMF の結合部分をアダプタによる結合ではなく、融着接続することでモード結合の影響の抑圧を試みたが、融着接続してもわずかに偏波軸にずれが生じてしまうため、完全にモード結合の影響を抑圧することはできず、平坦な出力強度特性は得られなかった。

4.6.1 節において、発振波長がモード同期周波数に対して線形に変化することを実験的に示すことができたが、これはモード同期周波数を手動で変化させて測定したものであり、波長掃引を行っている状況で測定したものではない。そこで波長掃引時に本レーザが波長を線形に掃引できているかを Fig.4.15 に示す実験系を用いて測定した。本レーザの出力を FFPI に入力し、その出力光を PD で電気信号に変換し、オシロスコープ上でその時間応答を測定する。FFPI は 2.3.1 項で紹介した FFP-TF と基本的に同じ構造をしており、共振器長

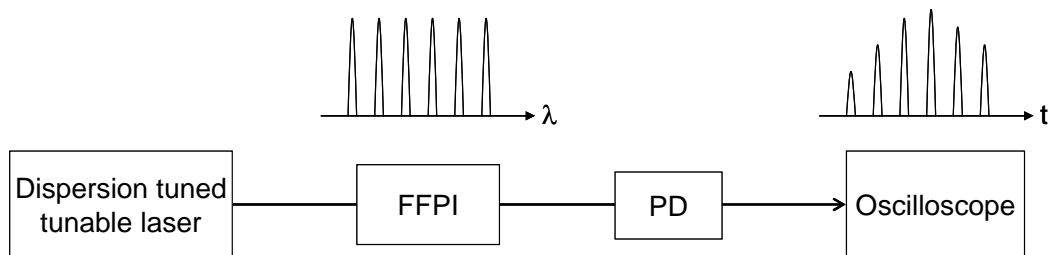


Fig.4.15 Experimental setup for measuring a tuning linearity.

が固定長となった狭帯域フィルタである。FFPI は、共振器長で決定される一定の FSR 間隔で、シャープな透過ピークを持つ櫛型フィルタとして働く。本レーザが線形に波長を掃引できていれば、時間軸上に FFPI の透過ピークに対応した波長が周期的に出力されることになる。用いた FFPI の FSR は 99.9 GHz である。100 nm の発振範囲を 100 Hz で波長掃引した時の実験結果を Fig.4.16 に示す。(a)はオシロスコープ上に得られた時間波形であり、(b)は時間波形から計算した時間に対する発振波長をプロットしたグラフである。時間波形に示すように、FFPI の各透過波長に対応するピークが周期的に立っている。発振範囲の中の、最も短波長が発振する時間をゼロ秒とし、各ピークの時間をプロットしていくと、(b)のグラフが得られ、時間に対し線形に発振していることが確認できる。グラフの直線性を示す R 二乗値は 0.9997 であり、非常に直線に近いといえる。時間波形は少々不安定であったが、これは本レーザの瞬時線幅が広いために、時間によっては発振スペクトルが FFPI の複数のピークにまたがり、複数の波長が出力されてしまうからである。

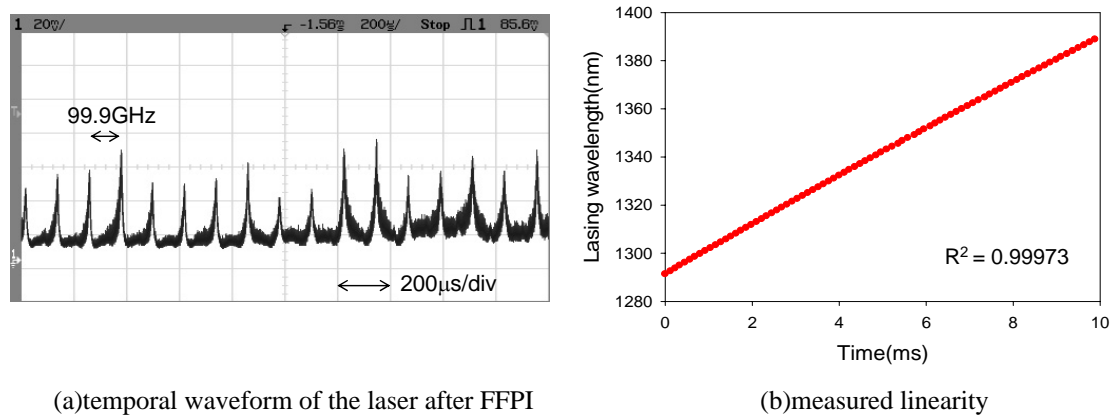


Fig.4.16 Result of measuring a tuning linearity.

## 4.7 1.55 $\mu\text{m}$ 帯における共振器中の分散を利用した波長可変モード同期ファイバレーザ

### 4.7.1 波長可変特性

前節で示したように 1.3  $\mu\text{m}$  帯において共振器中の分散を利用することで、広帯域かつ高速な波長可変モード同期ファイバレーザを実現することができたが、PMF のモード結合のためにスペクトル領域において平坦な出力特性が得られなかった。そこで本節では、1.55  $\mu\text{m}$  帯において平坦な出力特性を得るために、PMF を用いずに SMF を利用して、汎用的に利用できる、共振器中の分散を利用した波長可変モード同期ファイバレーザを実現した。

本レーザの実験系を Fig.4.17 に示す。本レーザは全て SMF で構成されているため、PBS と FRM を用いる必要はなく、これまでの  $\sigma$  型共振器の構成とは異なり、リング型共振器の構成をとる。増幅媒質としては SOA を用いるが、今回用いる SOA は偏波状態に対する利



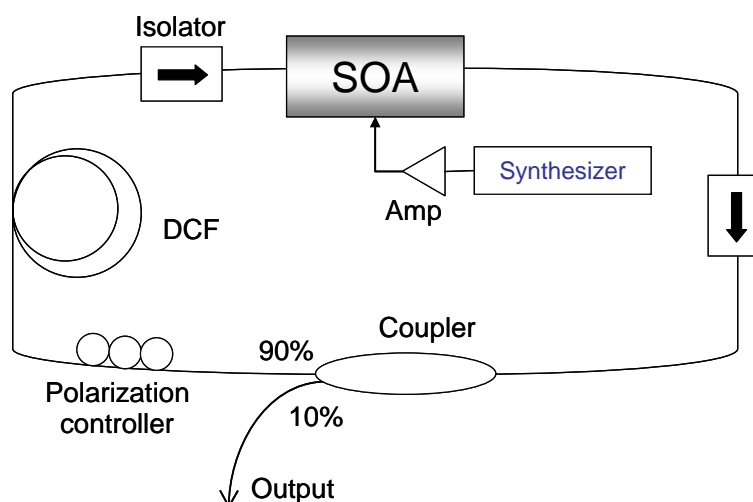


Fig.4.17 Experimental setup.

得差が少ない偏波無依存 SOA となっている。これまでと同様に SOA の注入電流を直接変調することにより、モード同期を実現する。また偏波コントローラを共振器中に挿入することで、共振器内の偏波を平坦な出力特性が得られるように、最適な状態に調節する。共振器内に適当な波長分散を与えるために DCF を挿入した。用いた DCF の波長分散値は、波長 1550 nm において -94.7 ps/nm/km である。9:1 カプラを通し共振器を周回する光の 10 % を出力光として取り出す。

前節までは、モード同期周波数を 1 GHz 付近で周波数変調することで発振波長の切り替えを行った。なぜなら前節まで用いた SOA は、1GHz 付近でのみモード同期がかかり、他の周波数ではモード同期をかけることができなかったためである。本レーザは直接変調によってモード同期を実現しているが、SOA は注入電流の直接変調を想定して作られるものではない。そのためパッケージング等の過程で直接変調の周波数特性が決定され、周波数によって変調の感度が変わるといふ現象が生じる。そのため前節まで用いた偏波依存 SOA は、1 GHz 付近でモード同期がかかったが、本実験に用いる偏波無依存 SOA は 1 GHz 付近ではモード同期がかからない。最適モード同期周波数を決定するために、Fig.4.18 に示す実験系を用いて、本レーザに用いる SOA の変調特性を測定した。SOA に発振波長が 1.55  $\mu\text{m}$  の DFB レーザを入射し、SOA の注入電流を様々な周波数で直接変調し、その出力

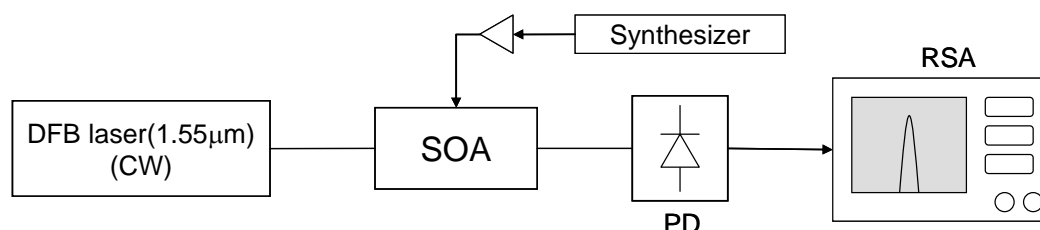


Fig.4.18 Experimental setup for measuring a modulation characteristic of a SOA.



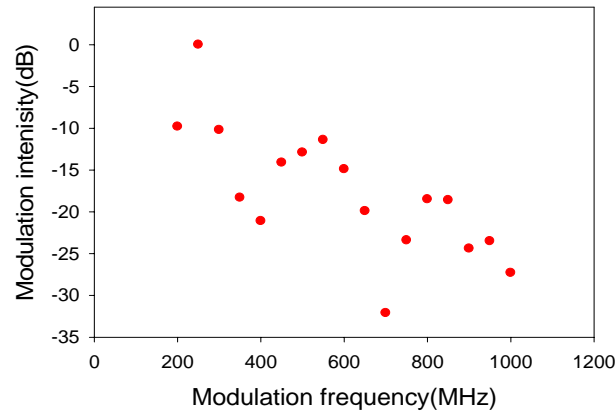


Fig.4.19 Modulation characteristic.

光を PD で電気信号に変換した後、電気スペクトラムアナライザを用いて、変調信号の強度を測定する。測定結果を Fig.4.19 に示す。変調周波数を 200 MHz から 1 GHz まで 50 MHz 間隔で変化させて測定を行ったが、測定結果から分かるように、250 MHz で最も変調感度が大きくなっており、他の周波数に比べて 10 dB 以上高い変調感度を持っていることが分かる。そこで本レーザは 250 MHz 付近でモード同期周波数を変化させて、波長切り替えを行うことにする。

Fig.4.17 に示す実験系を用いて、本レーザの波長可変特性を DCF の長さを変えながら測定した。用いた DCF の長さは、300 m、500 m、800 m の 3 種類である。SOA の直接変調信号をモード同期信号として、モード同期信号を手動で変化させていった時の特性を調べた。SOA に加える DC バイアスはおおよそ 70 mA であり、モード同期信号は 250 MHz 付近で変化させ、 $\pm 60$  mA 程度の正弦波信号で直接変調した。前節の 1.3  $\mu\text{m}$  帯の時に比べて、DCF 長が長いのは、DCF の波長分散が 1.55  $\mu\text{m}$  帯の方が 1.3  $\mu\text{m}$  帯に比べて大きく、更には用いる SOA が、1.3  $\mu\text{m}$  帯では 1 GHz でモード同期がかかったものの、1.55  $\mu\text{m}$  帯の本レーザに用いる SOA は、250 MHz でしかモード同期がかからないため、1.3  $\mu\text{m}$  帯の時と同等の発振範囲を得るには長い DCF を用いなければならないことが式(4.15)から分かる。

まずは 300 m の DCF を用いた時の実験結果を Fig.4.20、Fig.4.21 に示す。Fig.4.20 は、モード同期周波数に対する発振波長をプロットしたグラフであり、Fig.4.21 にモード同期周波数変化に対する発振スペクトルの変化の様子を示す。Fig.4.20 の結果から分かるようにモード同期周波数の変化に対して、線形に発振波長が変化している。発振波長の可変範囲はおおよそ 100 nm となっており、広帯域の波長可変が実現できた。発振スペクトルからは、前節の結果に比べて比較的输出強度が一定となっており、また各スペクトル自体はリブルのない滑らかな曲線となっており、共振器を SMF の構成にすることで、前節で見られた、モード結合による楕型透過フィルタの形成は見られないことが分かる。また各波長における本レーザの出力強度を、パワーメーターを用いて測定したところ、Fig.4.22 に示すような結果が得られた。発振範囲の中心付近ではおおよそ -4 dBm 程度の出力強度が得られており、

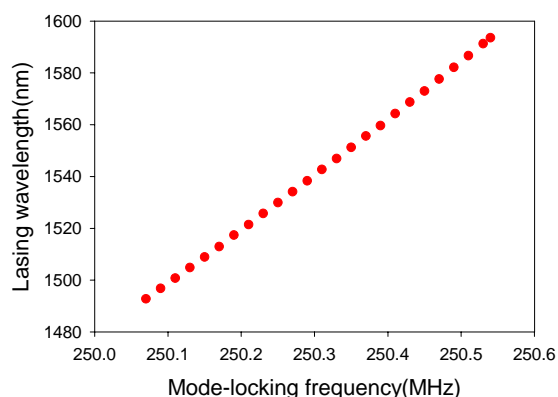


Fig.4.20 Relation between mode-locking frequency and lasing wavelength (DCF 300 m).

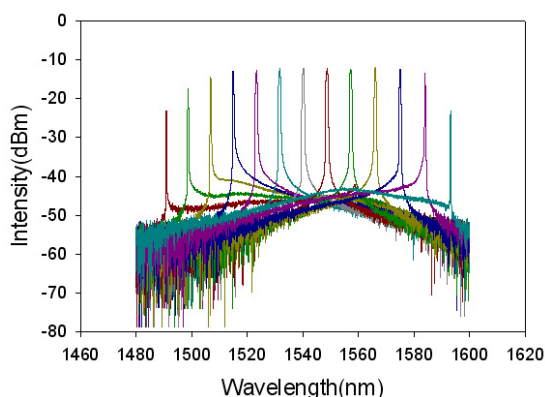


Fig.4.21 Lasing spectra at each mode-locking frequency (DCF 300 m).

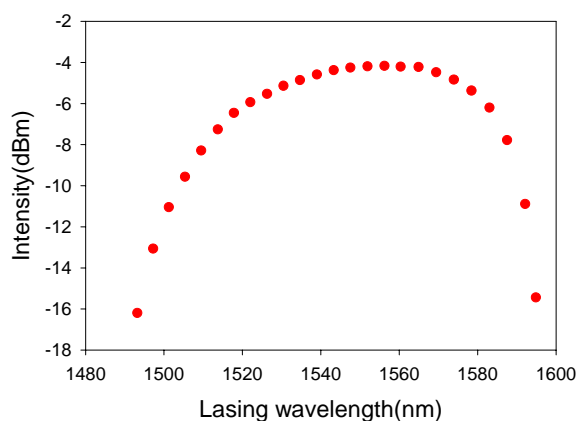


Fig.4.22 Lasing wavelength vs output power (DCF 300m).

発振範囲の半値全幅はおよそ 70 nm と広範囲であることが分かる。次に DCF の長さを 300 m から 500 m に変え、同様の測定を行った。モード同期周波数に対する発振波長をプロットしたグラフを Fig.4.23 に示し、モード同期周波数変化に対する発振スペクトルの変化の様子を Fig.4.24 に示す。DCF が長くなってもモード同期周波数の変化に対して線形に発振波長は変化しており、81.9 nm の発振範囲が得られた。また発振スペクトルから分かるように、発振範囲全体に渡って、出力強度がほぼ一定となっていることが見て取れる。

更に DCF 長を 800 m と長くして、同様の測定を行ったところ、49.8 nm の発振範囲を得ることができた。Table.4.2 に DCF のそれぞれの長さに対する、FSR、モード同期周波数変化に対する発振波長変化の傾き、発振範囲をまとめた。Table.4.2 からわかるように DCF の長さが短いほど、発振範囲が広くなる。これは前節と同様に、発振範囲は、式(4.15)または式(4.16)に示すように、波長分散値と共振器長に反比例するため、DCF 長が短いほど発振範囲が広くなり、理論と一致している。またモード同期周波数変化に対する発振波長変化の傾き、つまり波長変化の感度は DCF 長が短いほど大きいですが、1.3  $\mu\text{m}$  帯の時に比べて、

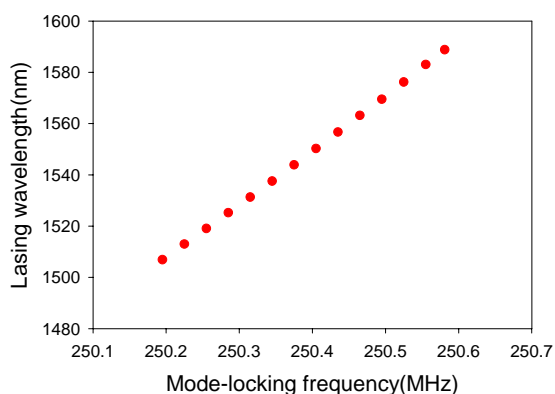


Fig.4.23 Relation between mode-locking frequency and lasing wavelength (DCF 500 m).

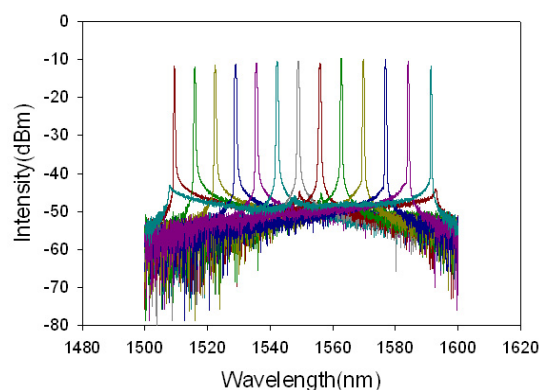


Fig.4.24 Lasing spectra at each mode-locking frequency (DCF 500 m).

Table.4.2 Tuning characteristics at each length of DCF.

DCF length(m)	FSR(kHz)	Tuning sensitivity (nm/MHz)	Tuning range (nm)
300	655	214.4	100.8
500	390	212.2	81.9
800	246	207.5	49.8

DCF 長に対する波長変化の感度の違いはさほどない。これは DCF 長が長くなることによって、共振器中の DCF 以外の部分の長さが占める割合が小さくなり、共振器全体の分散値は DCF が支配的になり、DCF の長さを変化させても共振器全体の分散値はほとんど変化しないためであると考えられる。

1.3  $\mu\text{m}$  帯のレーザにおいては、分数モード同期によって発振範囲が、本来の範囲よりも制限されていたが、本レーザにおいては分数モード同期の影響はほとんど見られなかった。分数モード同期は、通常モード同期に比べて、大きな利得が必要であり、本レーザに用いた SOA の利得が、1.3  $\mu\text{m}$  帯で用いた SOA より小さく、分数モード同期がかかるだけの十分な利得が得られないために、分数モード同期は見られなかったと考えられる。

次に各 DCF 長における、発振範囲内の発振スペクトルの瞬時線幅分布を測定したので、その結果を Fig.4.25 に示す。結果に示すとおり、DCF 長が 300 m の時、発振範囲の中心の波長域においては 0.8 nm 近い線幅となっており、発振範囲の裾の部分においては徐々に減少していったことが分かる。発振範囲の裾の部分では SOA の利得が小さく、利得の大きな発振範囲の中心付近の波長に比べて、あるモード同期周波数に対してモード同期される波長範囲が狭くなるためである。また DCF 長を長くすると、線幅は全体的に狭くなっていくことが見て取れる。これは DCF 長が長いほど、モード同期周波数変化に対する発振波長変化の傾きである、波長変化の感度が小さくなり、あるモード同期周波数に対してモード同期される波長範囲が狭くなることが理由として考えられる。

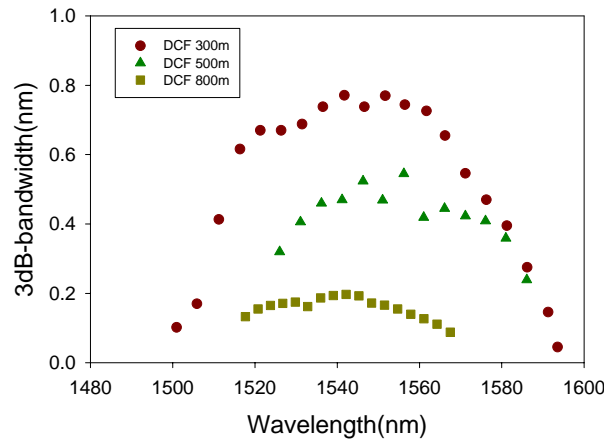


Fig.4.25 Instantaneous bandwidth.

#### 4.7.2 波長掃引特性

これまでは手動による波長切り替えを行ってきたが、前節と同様にモード同期周波数を周波数変調することで、高速な発振波長の掃引を行った。Fig.4.10 に示すようにモード同期周波数を三角波状に周波数変調した。300 m の DCF を共振器中に挿入した時の波長掃引の結果を Fig.4.26、Fig.4.27 に示す。Fig.4.26 は光スペクトラムアナライザの peak-hold 機能を用いて取得した光スペクトルを示し、Fig.4.27 は出力光をフォトディテクタで電気信号に変換し、オシロスコープで取得した時間波形を示す。掃引速度はそれぞれ、(a)100 Hz、(b)1 kHz、(c)10 kHz、(d)20 kHz となっている。

Fig.4.26 の光スペクトルから、掃引速度 100 Hz において 100 nm の発振範囲が得られていることが確認できる。掃引速度を上げていくと、発振範囲は徐々に減少していき、20 kHz では発振範囲は 91 nm になった。共振器を SMF で構成することで、出力光のスペクトルは、平坦な強度特性が得られており、1.3  $\mu\text{m}$  帯とは異なり、楕型の透過特性が形成されていないことが確認できる。前節と同様に、掃引速度を上げていくと、モードロックされた波長の光が共振器を周回する回数が少なくなり、共振器の周回によって受ける利得量が減少してしまう。よって SOA の利得曲線の裾にあたる部分の波長は、元々の利得が小さいために共振器の周回によって十分な利得を受けることができず、発振に至らない。本レーザは 1.3  $\mu\text{m}$  帯に比べて、低い掃引速度で発振範囲が減少し始めるが、これは適当な波長分散を与えるために、1.3  $\mu\text{m}$  帯よりも長い DCF を用いており、これにより共振器長が長くなり、共振器を 1 周回するのに要する時間が増加するためである。

Fig.4.27 の時間波形からは、掃引の 1 周期は(a)の四角で囲んだ部分に相当するが、周期的に発振範囲の波長が掃引されていることが見て取れる。また時間波形からは出力強度の減少はほとんど見られず、高速の波長掃引が可能であるといえる。

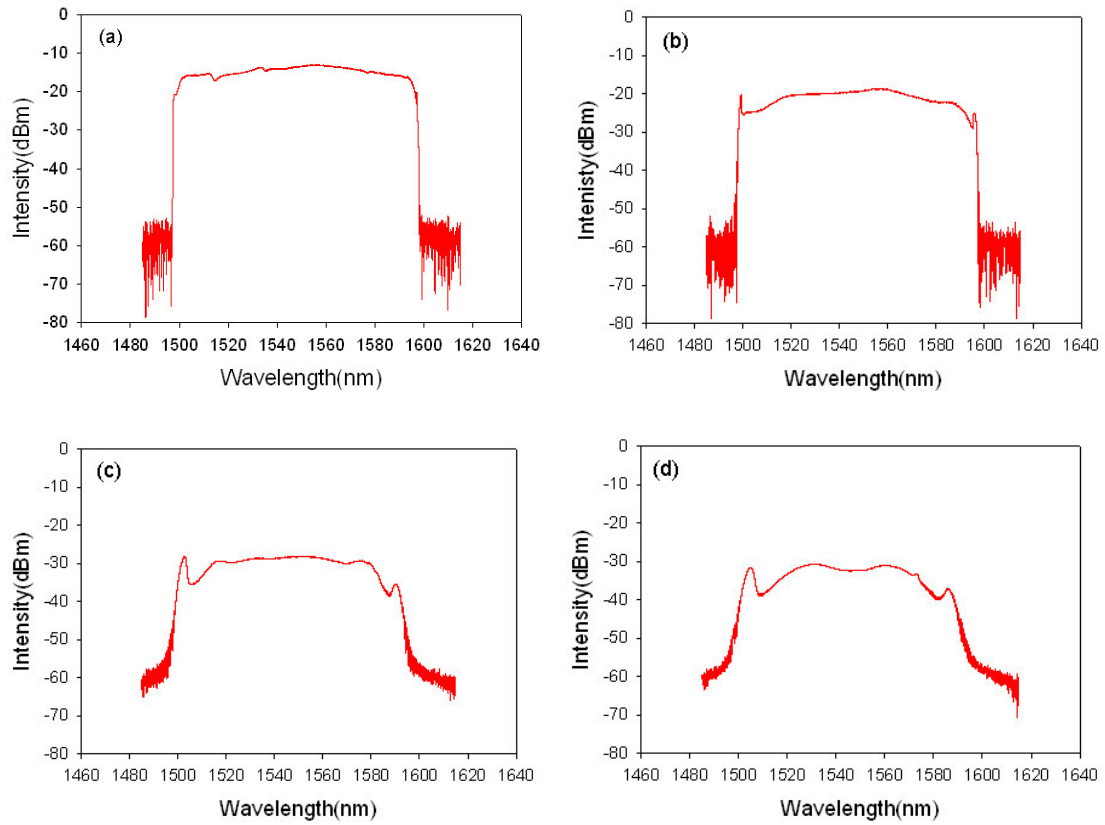


Fig.4.26 Peak-hold spectrum at the sweep rate of (a)100 Hz, (b)1 kHz, (c)10 kHz, (d)20 kHz (DCF 300 m).

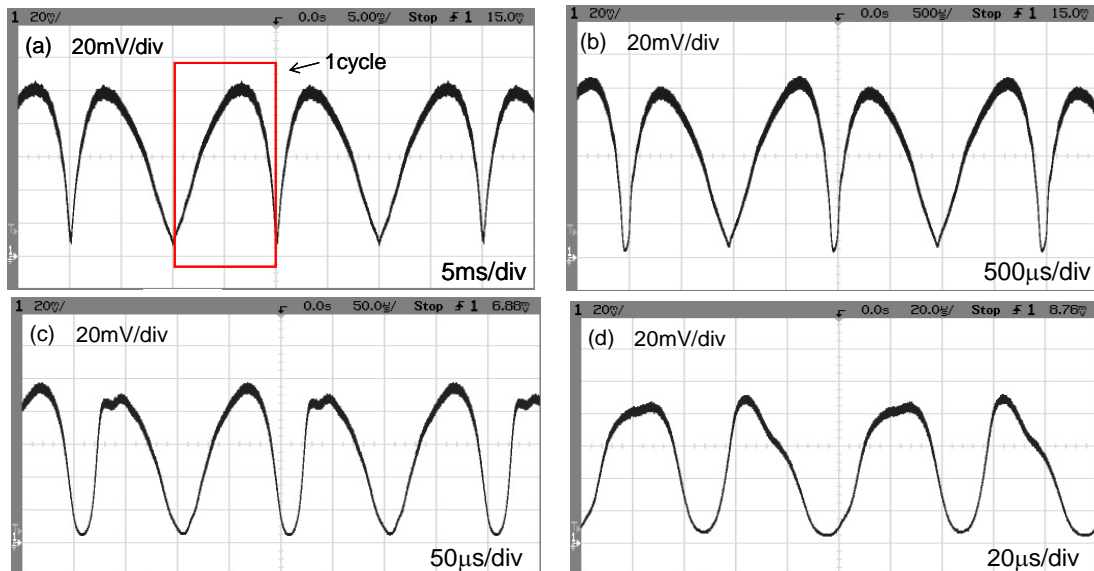


Fig.4.27 Temporal waveform at the sweep rate of (a)100 Hz, (b)1 kHz, (c)10 kHz, (d)20 kHz (DCF 300 m).

### 4.7.3 FFPI を用いた波長可変モード同期ファイバレーザ

前述したように、共振器中の分散を利用したモード同期ファイバレーザは、広範囲の発振範囲は得られるが、瞬時線幅が広い。本レーザの OCT や FBG センサなどへの応用を考えると、瞬時線幅が広いことは問題となる。特に OCT においては、レーザの瞬時線幅は、レーザのコヒーレンス長を意味し、生体中の光の到達深度を決定するため、0.1 nm 以下という狭帯域の瞬時線幅が望まれている。そこで本節では、FFPI を用いて、狭帯域の瞬時線幅を有する波長可変モード同期ファイバレーザを実現する。

FFPI を用いた共振器中の分散を利用したモード同期ファイバレーザの実験系を Fig.4.28 に示す。Fig.4.28 に示すように、用いる実験系は前項まで用いた実験系に FFPI を挿入したものである。用いた FFPI の特性は、FSR が 100.24 GHz、透過ピークの半値全幅は 11.03GHz である。本レーザは、FFPI を挿入するため、前項までのような連続的な波長掃引ではなく、FFPI の透過ピークの波長のみで発振する離散的な波長掃引となる。

まず DCF 長を 300 m として実験を行った。100 Hz の掃引速度で波長掃引を行った時の結果を示す。Fig.4.29 は peak-hold した出力スペクトルであり、Fig.4.30 は時間波形を示す。出力スペクトルから分かるように、90 nm の発振範囲にわたって、FFPI の透過ピーク波長で発振する光を離散的に掃引できていることが分かる。各ピーク波長の間隔は FFPI の FSR に相当する 100 GHz (= 0.8 nm) となっており、瞬時線幅は 0.09 nm であり、狭帯域の線幅が得られた。時間波形からは周期的に波長掃引が行われていることが見て取れる。

しかし、モード同期周波数を固定し、1 kHz おきに変化させていった時の発振スペクトルの変化の様子を Fig.4.30 に示すが、各周波数における発振スペクトルを見てみると、FFPI の隣接する複数の透過ピークで発振していることがわかる。このことは、Fig.4.30 の時間波形が櫛型の出力波形をしていないことからわかる。これは FFPI を用いず、300 m の DCF を挿入した場合の瞬時線幅が 0.8 nm 近くあることにより、FFPI の透過ピークの一つ

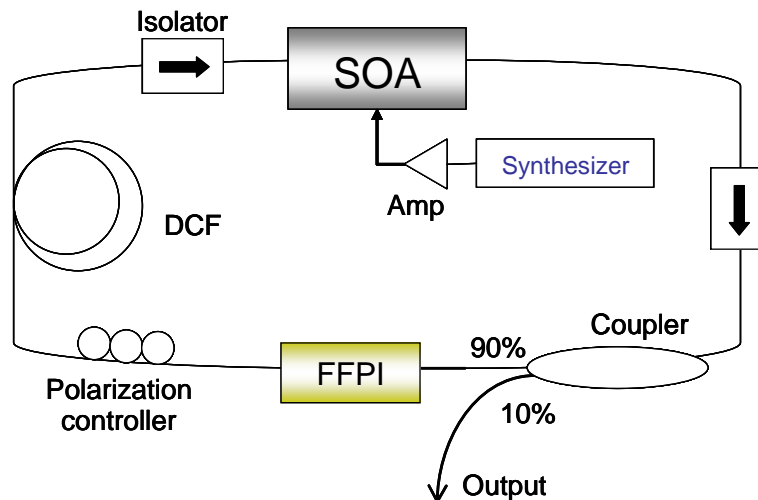


Fig.4.28 Experimental setup.



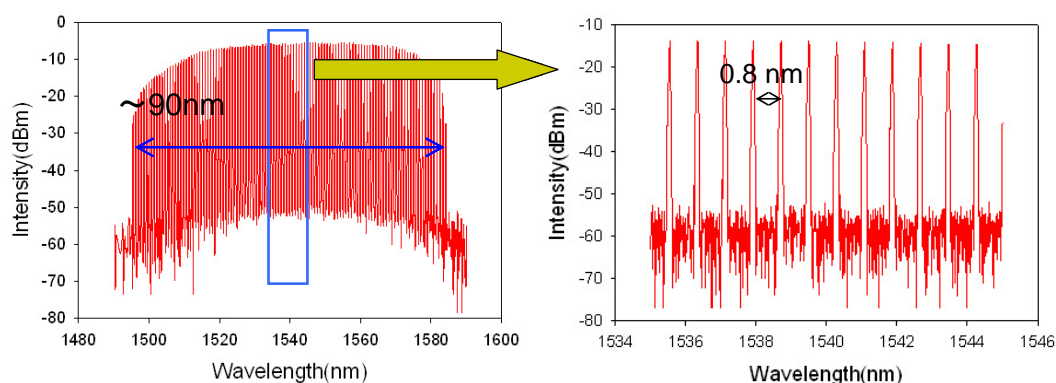


Fig.4.28 Peak-hold spectrum at the sweep rate of 100 Hz (DCF 300 m + FFPI).

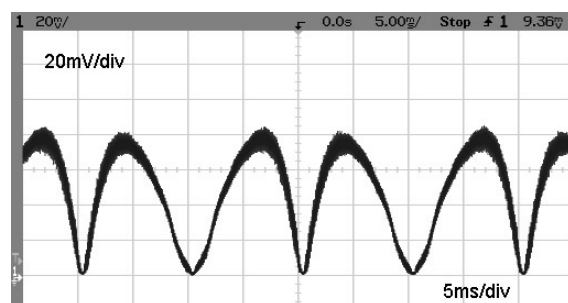


Fig.4.29 Temporal waveform at the sweep rate of 100 Hz (DCF 300 m + FFPI).

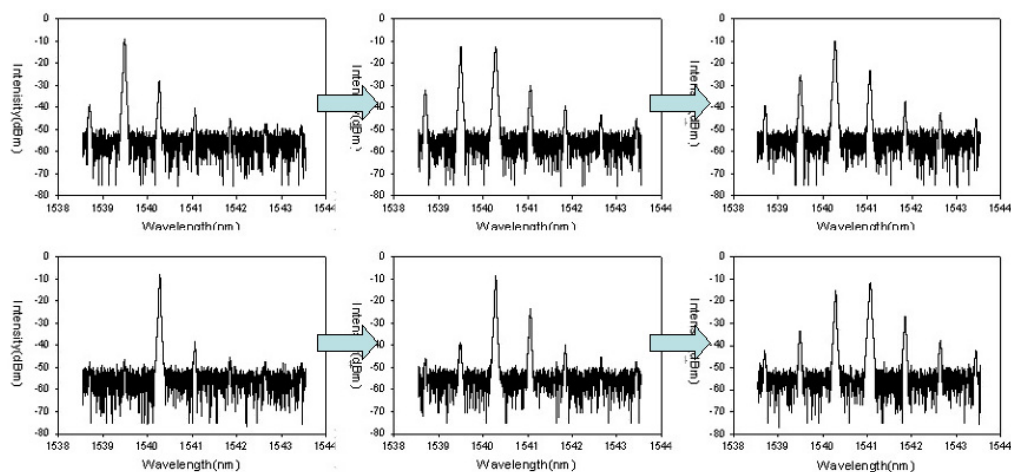


Fig.4.30 Lasing spectra at each mode-locking frequency.

だけをモード同期することができず、隣接する FFPI の透過ピークまでモード同期がかかってしまうためである。このままでは、波長掃引を行っても、時間によって、2 ないしは 3 つの波長が出力されることになり、OCT や FBG センサへの応用において正確な測定を阻む要因となってしまふ。そこで各モード同期周波数に対し、FFPI の透過ピークの一つだけを選択できるように、本レーザを設計する必要がある。そのためには、DCF の長さを長く

し、FFPI を用いない場合の瞬時線幅をある程度狭くしてやらなければならない。

そこで次に 900 m の DCF を挿入して実験を行った。FFPI を用いない場合、本レーザの瞬時線幅は 0.23 nm である。FFPI を挿入して、100 Hz で波長掃引を行った時の結果を示す。Fig.4.31 は peak-hold した出力スペクトルであり、Fig.4.32 は時間波形を示す。FFPI の FSR に相当する 0.8 nm 間隔で 39 nm の発振範囲が得られた。つまり発振範囲内には 49 の発振波長が存在する。また発振スペクトルの瞬時線幅は 0.09 nm となっており、FFPI を用いない場合よりも狭帯域の線幅が得られた。時間波形からは、周期的に波長掃引ができていることが分かったとともに、FFPI の透過ピークに相当する波長が一波長ずつ離散的に発振し、掃引されていることが、楕型の形をした時間波形から確認できる。

掃引速度に関しては、本レーザの場合、DCF 長が 900 m と長く、また瞬時線幅が 0.09 nm と狭いことから、共振器を 1 周回するのに要する時間が長く、モード同期される波長範囲が狭いため、高速の掃引速度では十分な利得が得られない。よって本レーザの条件においては、100 Hz の掃引速度より高速な速度では、出力強度と発振範囲は減少してしまい、高速掃引は難しいといえる。

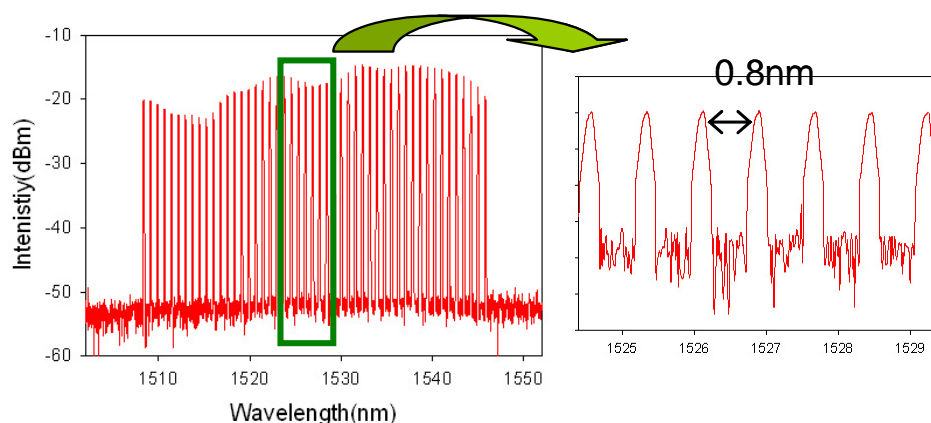


Fig.4.31 Peak-hold spectrum at the sweep rate of 100 Hz (DCF 900 m + FFPI).

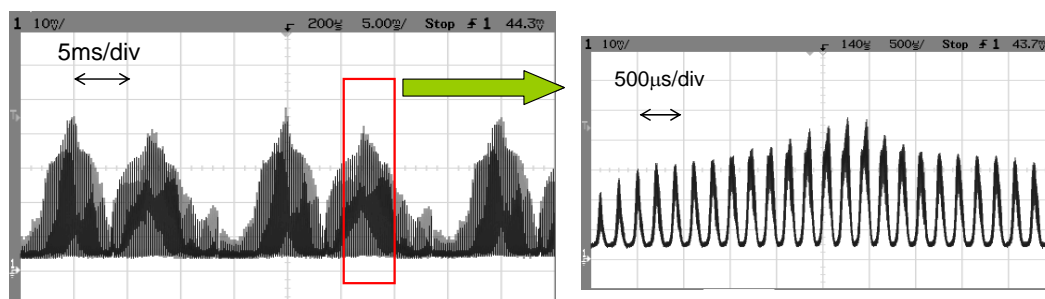


Fig.4.32 Temporal waveform at the sweep rate of 100 Hz (DCF 900 m + FFPI).



## 4.8 まとめ

本章では、波長可変フィルタを用いることなく、共振器中の分散を利用して発振波長を変化させられるモード同期ファイバレーザの原理について説明すると共に、実験を行って動作を確認した。共振器中の波長分散を大きくするために DCF を用い、モード同期周波数を変化させることで発振波長を変化させた。波長  $1.3\ \mu\text{m}$  帯においては、共振器を PMF で構成し、 $100\ \text{nm}$  を超える発振範囲を  $100\ \text{kHz}$  で線形に波長掃引することができた。しかし PMF のモード結合のために、スペクトル領域において平坦な出力強度が得られなかった。そこで  $1.55\ \mu\text{m}$  帯において、SMF と偏波無依存 SOA を用いて共振器を構成することで、 $100\ \text{nm}$  発振範囲を  $20\ \text{kHz}$  で掃引することができ、かつ平坦な出力強度を得られた。また発振スペクトルの瞬時線幅を狭帯域化するために、FFPI を共振器中に挿入することで、 $0.09\ \text{nm}$  の線幅を実現した。FFPI を用いた系では、 $39\ \text{nm}$  の発振範囲を離散的に  $100\ \text{Hz}$  で掃引することができた。

## 5

## 結論

### 5.1 本研究の成果

本研究は WDM 通信だけでなく、センサや各種測定技術への応用が期待される、波長可変ファイバレーザに関するものである。具体的には、断層イメージング技術である OCT への応用を念頭に置き、高空間分解能かつ高速な OCT 測定を可能とするために、広帯域かつ高速に波長掃引が可能なファイバレーザについて研究を行った。これまで各種フィルタを用いた様々な波長可変ファイバレーザが研究されてきたが、広帯域の発振範囲と高速の掃引速度を有するファイバレーザの報告例は少なく、フィルタの掃引速度限界などによって、十分な特性を持ち合わせた波長可変ファイバレーザの研究は未だ大きく進んでいないといえる。そこで本研究では、AOTF を用いた手法と、共振器中の分散とモード同期技術を利用した手法の 2 つの手法を用いて、実際に OCT や各種測定技術へと利用可能な、広帯域かつ高速波長可変ファイバレーザの実現を目指した。以下に、本研究で得られた成果についてまとめる。

#### 音響光学可変フィルタ (AOTF) を用いた波長可変ファイバレーザ

前に述べたように、OCT 測定において、高い空間分解能と高速な測定を実現するためには、光源が広帯域の発振範囲と高速な掃引速度を持っている必要がある。一般的な波長可変ファイバレーザは、共振器の中に波長可変フィルタが存在し、フィルタの透過波長を掃引することで、発振波長の掃引を行う。そこで本研究では、高速な応答速度と広帯域の波長可変範囲を持った AOTF を波長可変フィルタとして利用することで、広帯域かつ高速な波長掃引を実現した。利得媒質として、SOA を利用することで、120 nm 近くの発振範囲を得ることができた。また AOTF のドライバに加える電圧波形を補償することで、時間に対して、線形に波長掃引が行えることを可能とした。更には AOTF に加える RF 信号を周期的に掃引することで、5 kHz の掃引速度までは SOA の飽和強度まで増幅される高い出力強度が得られた。掃引速度を更に上げていくと、共振器長や増幅媒質の利得などで決定される掃引速度限界のために、出力強度が減少していき、20 kHz を超える掃引速度で波長掃引を行うことが困難であることが、実験的にも、理論的にも確認できた。また PMF のモード結合によって共振器内に楕型の透過特性が形成され、スペクトル領域において、平坦な出力強度特性が得られないことも確認した。

### 共振器中の分散を利用した波長可変ファイバレーザ

一般的に波長可変ファイバレーザは、共振器内に波長可変フィルタを用いて、波長掃引を行っているが、波長可変フィルタは機械的な駆動部分を持ち、掃引速度は最終的にはフィルタの応答速度の限界で制限されてしまう。そこで、本研究では、フィルタを用いることなく、共振器中の波長分散を利用し、モード同期周波数を変化させることで、波長掃引が可能なファイバレーザを実現した。フィルタを用いないために、フィルタの応答速度限界は存在せず、高速の波長掃引が可能となるだけでなく、コスト面においても、特殊なフィルタを用いることなく実現できるため、非常に有利である。本レーザは、DCF を用いて共振器中の波長分散を大きくし、増幅媒質として SOA を用い、SOA の注入電流を直接変調して高調波モード同期をかけることで、 $1.3\ \mu\text{m}$  帯においては、 $100\ \text{nm}$  の発振範囲を  $100\ \text{kHz}$  の掃引速度で線形に波長掃引することができた。 $1.55\ \mu\text{m}$  帯においては、 $100\ \text{nm}$  の発振範囲を  $20\ \text{kHz}$  の掃引速度で波長掃引することができた。発振範囲と発振スペクトルの瞬時線幅はトレードオフの関係にあることが分かったが、FFPI を用いることで、発振範囲は減少するが、発振スペクトルの瞬時線幅を狭帯域化( $< 0.1\ \text{nm}$ )することができた。また発振範囲と分散値や変調周波数の関係が理論式と一致していることを確認し、更には分数モード同期によって、モード同期周波数の可変範囲が理論値よりも減少することが実験的に分かった。PMF を用いた共振器において、PMF によるモード結合の影響を抑圧することは困難であるが、SMF と偏波無依存 SOA を用いた共振器構成にすることによって、PMF の構成で見られた櫛型透過特性は見られず、スペクトル領域において平坦な出力強度特性を得ることができた。

## 5.2 今後の展望

波長可変ファイバレーザの中でも、広帯域な波長可変範囲と高速な掃引速度を持ったものは、各種測定技術において、高分解能かつ高速な測定を実現する光源として期待されている。

AOTF を用いた波長可変ファイバレーザは、比較的低速な掃引速度に掃引速度限界があり、 $20\ \text{kHz}$  を超えるような掃引速度は得られていない。現在掃引速度は、主に共振器長によって制限されている。そのため更なる高速な波長掃引を実現するためには、共振器長を更に短くする必要がある。AOTF は元々バルク構造をしているため、ファイバで共振器を構成するのではなく、レンズやミラーなどを用いて空間系の共振器を構成することで、共振器長の短縮ができる可能性がある。

また共振器中の分散を利用した波長可変モード同期ファイバレーザでは、広帯域かつ高速な波長掃引の可能性を実証することはできたが、OCT や FBG センサへ応用するにあたって、瞬時線幅が広いことが課題となっている。変調周波数や、波長分散値などといった、波長分散を利用した波長掃引に寄与するパラメータを調整することで、狭帯域の瞬時線幅

で広帯域の波長範囲を高速に掃引することも可能であると考えられる。本レーザの広帯域化と高速化を両立するには以下のことを考慮して、設計してやればよい。まず広帯域化を実現するには、利得媒質の増幅範囲が広いことが第一条件であり、SOA のような広帯域の利得媒質を用いる必要がある。増幅範囲の異なる SOA を2つ組み合わせることで、更なる広帯域化を実現することも出来ると考えられる。しかし、増幅範囲の広い利得媒質を用いるだけでは、広帯域の発振範囲を得ることはできず、共振器長や、共振器の分散値、変調周波数を適切な値に設定する必要がある。本実験では、分数モード同期の影響があるため、発振範囲が理論式に厳密に一致はしないが、式(4.15)の理論式において、発振範囲がおよそ 140 nm 程度になるように各パラメータを設定してやれば、利得媒質の増幅範囲全体(~ 100 nm)にわたって、発振波長をチューニングすることが出来るということが実験的に確認できた。次に高速化を実現するためには、共振器長を短くする必要がある。本レーザは共振器内にフィルタを用いていないため、掃引速度を制限する要因は、共振器長による、光の周回時間だけであり、共振器長が短いほど、高速な掃引速度で波長掃引が可能となる。よって短い距離で比較的大きな波長分散を与えることができる媒質を用いるか、もしくは短い DCF を用いて GHz オーダーの高い周波数でモード同期をかけられれば、広帯域化と高速化を実現することは可能であると考えられ、これらの設計が今後の課題であるといえる。また本レーザを実際に、OCT や FBG センサなどの分野に応用し、その性能と実用可能性を評価することも今後の課題である。

## 謝辞

まずは、卒論生からこれまでの3年間、やりがいのある研究テーマを与えてくださり、研究の各段階で、豊富な知識と研究の指針を示してくださった山下真司助教授に深く感謝いたします。研究を通じて、困難にあたっても、それを系統的に解析し、問題を一つずつ解決していくことの大切さを学びました。これからの社会においてもこのことは自分の力になると思います。

保立和夫教授には、研究室のセミナーなどにおいて、鋭いご指摘を頂き、自分の研究に対する理解の甘さを改めていただくと共に、先生との議論を通じて多くの知識を得られることができました。何祖源助教授、岸真人助手には、研究を進める上で有用となる技術的なアドバイスをいただきました。先生方、ありがとうございました。

Micron Optics Inc.のKevin Hsu氏には、Micron Optics社との共同研究である本研究を進めていくにあたって、お忙しい中、多くの研究に関するアドバイスや指針をいただきましたことを深く感謝いたします。

研究員のYong-Won Song氏、Kwang Yong Song氏には、拙い英語ではありましたが、研究に関する質問や、悩みに親切に乗っていただきました。深く感謝いたします。

また研究室の先輩方には大変お世話になりました。山下研究室博士課程の柏木謙様、Dinh Trung Kien様には、未熟な自分の質問にも快く耳を傾けていただいたり、実験時に生じた問題の解決に多くの助言や、手助けをしていただきました。現東京電力株式会社の稲葉淳様、横大路宗生様、現ソニー・エリクソン・モバイルコミュニケーションズ株式会社の井上悠介様、現NTT東日本株式会社の阿部浩士様には研究に関するアドバイスだけでなく、日頃から自分の悩みやくだらない話に付き合ってください、楽しい研究室生活を送ることができました。この場を借りて深く感謝いたします。

同期の修士2年の安岡充昭氏、Nguyen Hoang Manh氏、林哲也氏、現特許庁の新井寛氏には、研究について相談にのっていただいたばかりでなく、お互い切磋琢磨して研究に励むことができ、充実した学生生活を送ることができました。気兼ねなく話すことのできる仲間を持てたことは、自分にとって研究室における貴重な財産です。

修士課程1年、卒論生の皆様には、研究以外にもお世話になり、共に楽しい研究生生活を送らせていただきました。研究室に残る後輩には、日頃からこつこつと研究に取り組み、素晴らしい成果をあげることができるよう、期待しています。

保立・山下研究室の活動を支えていただいている秘書の、増原迪子様、若林紀江様、町田薫様にも研究生生活を送る上で大変お世話になりました。

最後に、修士課程まで進学させていただき、不自由なく楽しく充実した学生生活ができる環境を与えてくれた両親に感謝いたします。

## 参考文献

- [1] K. Hotate, M. Tanaka, "Distributed fiber brillouin strain sensing with 1-cm spatial resolution by correlation-based continuous-wave technique", *IEEE Photonics technology letters*, vol.14, no.2, pp.179-181, February, 2002.
- [2] D. Zalvidea, A. Diez, J. L. Cruz, M. V. Andres, "Palladium-coated fiber-taper hydrogen sensor : Temperature response", *17th International Conference on Optical Fiber Sensors, OFS-17*, pp.447-450, 2005.
- [3] K. Hotate, "Correlation-based continuous-wave technique for optical fiber distributed strain measurement using brillouin scattering", *17th International Conference on Optical Fiber Sensors, OFS-17*, pp.62-67, 2005.
- [4] 稲井 学, 保立 和夫, "デジタルセロダイン方式共振型光ファイバジャイロにおける光 Kerr 効果誘起雑音低減手法の提案及び実験的検証", 電子情報通信学会総合大会, 2004.
- [5] 須藤 昭一, "エルビウム添加光ファイバ増幅器", オプトロニクス社, 1999.
- [6] S. Yamashita, Y. Inoue, H. Yaguchi, M. Jablonski, S. Y. Set, "S-, C-, L-band picosecond fiber pulse sources using a broadband carbon-nanotube-based mode-locker", *European Conference on Optical Communication (ECOC)*, September 5-9, Stockholm, Sweden, 2004.
- [7] X Dong, H. Y. Tam, B. O. Guan, C. Zhao and X. Dong, "High power erbium-doped fiber ring laser with widely tunable range over 100nm", *Optics communications*, vol.224, pp.295-299, 2003.
- [8] S. Y. Set, M. K. Jablonski, K. Hsu, C. S. Goh and K. Kikuchi, "Rapid amplitude and group-delay measurement system based on intra-cavity-modulated swept-lasers", *Transactions on instrumentation and measurement*, vol.53, no.1, pp.192-196, February, 2004.
- [9] Y. Yu, L. Lui, H. Tam, and W. Chung, "Fiber-laser-based wavelength-division multiplexed fiber Bragg grating sensor system", *IEEE Photonics technology letters*, vol.13, no.7, pp.702-704, July, 2001.
- [10] P. C. Peng, J. H. Lin, H. Y. Tseng, and S. Chi, "Intensity and wavelength-division multiplexing FBG sensor system using a tunable multiport fiber ring laser", *IEEE Photonics technology letters*, vol.16, no.1, pp.230-232, January, 2004.
- [11] R. Huber, M. Wojtkowski, K. Taira, J. G. Fujimoto and K. Hsu, "Amplified, frequency swept lasers for frequency domain reflectometry and OCT imaging : design and scaling principles", *Optics express*, vol.13, no.9, pp.3513-3528, May, 2005.
- [12] K. Inoue, T. Mukai, T. Saitoh, "Nearly degenerate four-wave mixing in a traveling-wave semiconductor laser amplifier", *Applied physics letter*, vol.51, no.14, pp.1051-1053, October, 1987.
- [13] R. Huber, K. Taira, M. Wojtkowski and J. G. Fujimoto, "Fourier domain mode locked lasers for OCT imaging at up to 290 kHz sweep rate", *Progress in Biomedical Optics and Imaging -*

- Proceedings of SPIE*, v 5861, *Optical Coherence Tomography and Coherence Techniques II*, pp.1-6, 2005.
- [14] S. H. Yun, C. Boudoux, G. J. Tearney and B. E. Bouma, "High-speed wavelength-swept semiconductor laser with a polygon-scanner-based wavelength filter", *Optics letters*, vol.28, no.20, pp.1981-1983, October, 2003.
- [15] W. Y. Oh, S. H. Yun, G. J. Tearney and B. E. Bouma, "Wide tuning range wavelength-swept laser with two semiconductor optical amplifiers", *IEEE Photonics technology letters*, vol.17, no.3, pp.678-680, March, 2005.
- [16] Y. W. Song, S. A. Havstad, D. Starodubov, Y. Xie, A. E. Willner and J. Feinberg, "40-nm-wide tunable fiber ring laser with single-mode operation using a highly stretchable FBG", *IEEE Photonics technology letters*, vol.13, no.11, pp.1167-1169, November, 2001.
- [17] A. Othonos, K. Kalli, "Fiber Bragg Gratings", Artech House, 1999
- [18] Y. Cheng, J. T. Kringlebotn, W. H. Loh, R. I. Laming, and D. N. Payne, "Stable single-frequency traveling-wave fiber loop laser with integral saturable-absorber-based tracking narrow-band filter", *Optics letters*, vol.20, no.8, pp.875-877, April, 1995
- [19] M. Ibsen, S. Y. Set, G. S. Goh and K. Kikuchi, "Broad-band continuously tunable all-fiber DFB lasers", *IEEE Photonics technology letters*, vol.14, no.1, pp.21-23, January, 2002
- [20] 佐藤 学, 丹野 直弘, "光コヒーレンストモグラフィによる生体組織の断層画像計測", *計測と制御*, 第 39 卷, 第 4 号, 2000.
- [21] 春名 正光, 近江 雅人, "光コヒーレンストモグラフィ(OCT)", *O plus E*, vol.24, no.2, February, 2002.
- [22] T. Amano, H. Hiro-Oka, D. Choi, H. Furukawa, F. Kano, M. Takeda, M. Nakanishi, K. Shimizu, and K. Ohbayashi, "Optical Frequency-Domain Reflectometry with a Rapid Wavelength-Scanning Superstructure-Grating Distributed Bragg Reflector Laser", *Applied Optics*, vol.44, no.5, pp.808-816, February, 2005.
- [23] <http://www.optoscience.com/pdf/brimrose/brimrose7.pdf>
- [24] 春名 正光, 近江 雅人, "光コヒーレンストモグラフィ(OCT)の技術展開", 電子情報通信学会総合大会, 2005.
- [25] 荒井 慎一, 齋藤 裕文, 小山 直人, 中村 肇宏, 横溝 健二, 相曾 景一, "偏波保持光ファイバ," 古河電工時報, 第 109 号, 2002.
- [26] S. Yamashita, J. Nishijima, "An adjustable interleave filter using stress-induced mode coupling in a polarization maintaining fiber", *Optics communications*, vol.241, pp.73-77, November, 2004.
- [27] 齋藤富士郎, "超高速光デバイス" 共立出版, 1998
- [28] A.E.Siegman, "Lasers", University Science Books, Mill Valley, CA, 1986.
- [29] H.A.Haus, J.G.Fujimoto, and E.P.Ippen, "Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode locking," *IEEE Journal of quantum electronics*, vol.28, no.10, pp.2086-2098, 1992.

- 
- [30] G.P.Agrawal : “Applications of Nonlinear Fiber Optics”, Academic Press, 2001.
- [31] H.A.Haus, “Compact Sources of Ultrashort Pulses”, I.N.Duling III, Ed., Cambridge University Press, New York, 1995.
- [32] <http://www.sei.co.jp/fbr-prdcts/04/4-5.htm>
- [33] S. Yamashita, K. Hotate and M. Ito, “Polarization properties of a reflective fiber amplifier employing a circulator and a Faraday rotator mirror”, *IEEE Journal of lightwave technology*, vol.14, no.3, pp.385-390, March, 1996.
- [34] S. Li and K. T. Chan, “Electrical wavelength tunable and multiwavelength actively mode-locked fiber ring laser”, *Applied physics letters*, vol.72, no.16, pp.1954-1956, April, 1998.
- [35] K. Vlachos, C. Bintjas, N. Pleros, and H. Avramopoulos, “Ultrafast semiconductor-based fiber laser sources”, *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, vol.10, no.1, pp.147-154, January/February, 2004.



## 本研究に関する発表

- [1] 浅野 将弘, 山下 真司,  
“共振器中の分散を利用した広帯域・高速波長可変モード同期光ファイバレーザ”,  
電子情報通信学会ソサイエティ大会, 2005 年 9 月.
- [2] 浅野 将弘, 山下 真司,  
“共振器中の分散を利用した広帯域・高速波長可変モード同期光ファイバレーザ”,  
光エレクトロニクス研究会 (OPE), 2005 年 10 月.
- [3] Masahiro Asano, Shinji Yamashita,  
“Wide and Fast Wavelength-Tunable Mode-Locked Fiber Laser using Dispersion Tuning”,  
*SPIE Photonics West LASE Symposium*, January, 2006.
- [4] 浅野 将弘, 山下 真司,  
“共振器中の分散を利用した 1.55  $\mu\text{m}$  帯広帯域・高速波長可変モード同期光ファイバレーザ”,  
電子情報通信学会総合大会, 2006 年 3 月.
- [5] Masahiro Asano, Shinji Yamashita, Kevin Hsu  
“Widely and Fast Wavelength-Tunable Mode-Locked Fiber Laser at 1.55  $\mu\text{m}$  Using Intracavity Dispersion Control”,  
is submitted to *CLEO, Conference on Lasers and Electro Optics*, May, 2006.