

## 修 士 論 文 の 和 文 要 旨

研究科・専攻	大学院 情報理工学研究科 基盤理工学専攻 博士前期課程		
氏 名	中森 真輝	学籍番号	1733095
論 文 題 目	波長 515 nm 光源の高安定高出力化		
<p><b>要 旨</b></p> <p>重力波とは時空の歪みが波として伝播する現象であり、その透過性の高さゆえ、初期宇宙の解明や重力波天文学の発展が期待されている。重力波検出には高感度なマイケルソン干渉計が必要であり、地上型と宇宙型の検出計画が存在する。このうち日本での検出計画に DECIGO がある。これは 3 台の人工衛星を打ち上げ、宇宙空間でマイケルソン干渉計を構築する計画であり、0.1~10 Hz 帯域での重力波の検出を目指している。高い検出感度を実現するために光源には高い周波数安定度と強度安定度が求められる。加えて、ショット雑音による干渉計感度限界を低減させるため、高い出力が求められる。必要出力は DECIGO で 10W、前哨計画である B-DECIGO では 1 W である。また、宇宙空間で動作させることもあり、小型で機械的安定性が高く、宇宙線被爆耐性を持つ光源である必要もある。</p> <p>本研究では、強度が安定で且つ高出力な 515nm の光源の開発を行った。目標出力は B-DECIGO の要求値を上回る 2 W とした。515 nm の光源を高出力に得るためには波長変換が必要であるため、基本光である 1030nm の増幅系を開発した。周波数安定度を維持した増幅をするためファイバーを用いた MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) システムを採択している。MOPA は一般的に周波数特性の劣化なく増幅が可能である。さらに光ファイバーを利得媒質として用いることで、高効率且つビーム品質の良い光源が得られる。開発した増幅系によって 1030nm で 10.1W の出力を達成した。効率は約 70% であり、ビーム品質を表す <math>M^2</math> の値は 1.1 未満となった。全てのファイバーを偏波保持ファイバーにしたことによって、偏波消光比は 20dB 以上を達成している。出力も約 20 分の測定に対して 2% 以内の変動しか見られなかった。</p> <p>第 2 高調波発生によって 515 nm を発生させた。現在出力は基本光 8W に対して 1.2 W が得られており、目標値である 2W には及んでいないが、B-DECIGO の出力要求値は達成している。効率は 1.9%/W であり今後さらなる高効率化の余地が残っている。</p> <p>今後は高出力に第 2 高調波の強度安定化を行い、安定動作する光源としての実現を目指す。将来的にはコヒーレント結合技術によりパワーのスケーリング可能な安定光源の開発を行っていく予定である。</p>			

平成30年度 修士論文

波長 515 nm 光源の高安定高出力化

学籍番号	1733095
氏名	中森真輝
基盤理工学専攻	
主任指導教員	武者満 准教授
指導教員	中川賢一 教授
提出日	平成31年2月27日

## 概要

2015年9月アメリカのLIGO(Laser Interferometer Gravitational wave Observatory)が世界で初めて重力波の直接検出に成功したことを受けて重力波天文学が幕を開け、重力波への関心が高まりつつある。日本では地上型重力波検出計画 KAGRA の建設が進んでいる。地上型の重力波検出機では地面振動等による程周波数帯での感度が悪いことから検出できる重力波の周波数帯は100Hz 付近の比較的高周波側に制限される。より重いブラックホール連星合体や宇宙誕生初期の原子重力波を捉えようとする低周波側での感度が必要になる。そこで、地面振動を受けない宇宙空間で重力波を捉えるための計画が世界で計画されている。日本ではDECIGO(Deci-hertz Interferometer Gravitational wave Observatory)計画が進行中である。これは3台の人工衛星を打ち上げ、1辺1000 km の正三角形のF.P.マイケルソン干渉計を宇宙空間で構築し重力波の検出を狙う計画である。また、その前章計画としてB-DECIGO の成功が急がれている。B-DECIGO はDECIGO 計画をスケールダウンした計画で、DECIGO 同様3機の人工衛星で1辺100km の干渉計を構築する。これらの光源への要求は波長 515 nm、周波数安定度  $1 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}@1 \text{ Hz}$ 、強度安定度  $10^{-8} /\sqrt{\text{Hz}}@1 \text{ Hz}$ 、出力 1 W(B-DECIGO),10 W(DECIGO)である。さらに宇宙での動作のため、小型化、堅牢性、効率、宇宙線被曝耐性も考慮する必要がある。

これまでは周波数安定度達成に向けて、周波数安定化と強度安定化を行ってきた[1]が、その安定度保ったまま高出力動作させることは達成されていない。本研究では B-DECIGO 出力要求達成に向け光源の開発を行った。増幅方法としてはMOFPA(Master Oscillator Fiber Power Amplifier)システムを採用した。一般にMOPAシステムは周波数特性の劣化無く増幅ができるシステムであり、この増幅媒体として光ファイバーを用いることで高ビーム品質かつ高効率な増幅が可能になる。また、近年宇宙線被曝耐性のあるファイバーも報告されており、宇宙空間での使用も現実的である。本研究では Yb 添加のダブルクラッドファイバーを用いて 1030nm で出力 10 W を目指し、その後非線形光学結晶である PP:MgOLN を用いて高効率に波長変換を行い 515nm の光を 2 W 得ることを目標とした。

本論文では増幅器の開発および第2高調波発生、強度安定化を中心に議論する。

## 目次

<b>第 1 章</b>	<b>研究背景</b> .....	<b>1</b>
1.1	重力波.....	1
1.2	重力波の検出方法.....	1
1.3	重力波検出プロジェクト.....	4
1.3.1	大型低温重力波望遠鏡 (LCGT: Large-scale Cryogenic Gravitational-wave Telescope, KAGRA) 4	
1.3.2	宇宙重力波アンテナ(DECIGO).....	4
1.4	重力波検出用光源.....	5
<b>第 2 章</b>	<b>原理</b> .....	<b>6</b>
2.1	光ファイバー増幅器.....	6
2.2	ファイバー.....	7
2.2.1	ダブルクラッドファイバー.....	8
2.2.2	偏波保持ファイバー(PM ファイバー).....	9
2.3	誘導ブリルアン散乱 (SBS: STIMULATED BRILLOUIN SCATTERING) .....	10
2.4	ファイバーの曲げによる高次モード抑圧.....	11
2.5	第 2 高調波発生.....	11
2.5.1	第 2 高調波発生の仕組みと位相整合.....	11
2.5.2	擬位相整合 (QPM: Quasi Phase Matching) .....	13
2.6	$M^2$ 因子.....	14
2.7	外部共振器型半導体レーザー.....	14
2.8	相対強度雑音 (RIN) .....	16
<b>第 3 章</b>	<b>FIBER MOPA の開発</b> .....	<b>19</b>
3.1	MASTER OSCILLATOR(MO)の開発.....	19
3.2	PRE-AMPLIFIER の開発.....	22
3.2.1	利得ファイバー長のシミュレーションとカットバック .....	23
3.2.2	出力特性とスペクトル.....	25
3.3	MAIN-AMPLIFIER の開発.....	25
3.3.1	Main-amplifier の設計と融着条件.....	25
3.3.2	Main-amplifier のシミュレーションとカットバックによるファイバー長最適化.....	27
3.3.3	出力特性とスペクトル.....	28
3.3.4	強度雑音スペクトル.....	29
3.3.5	ファイバーの曲げによるモード整形.....	29
3.3.6	偏光特性.....	31
<b>第 4 章</b>	<b>515NM の高出力化</b> .....	<b>33</b>
4.1	第 2 高調波発生 (SHG: SECOND HARMONIC GENERATION) .....	33
<b>第 5 章</b>	<b>まとめ</b> .....	<b>36</b>
	謝辞.....	37
	表目次.....	39
	図目次.....	39
	参考文献.....	41



# 第1章

## 研究背景

### 1.1 重力波

重力波とは時空の歪みが波として伝搬する現象であり、超新星爆発やブラックホール連星などの、巨大質量の非対称加速度運動によって起こる。また、重力波は図 1-1 にあるように4重極運動をするため、空間を縦横に伸縮させながら伝搬する。その最も大きな特徴は電磁波に比べて物質との相互作用がないため高い透過性があることである。そのため電磁波では観測不可能なビッグバン直後の宇宙誕生初期の解明に繋がる手段としてその検出が重要視されている。重力波は1916年にA.Einsteinによって一般相対性理論の中で予言された[2]。

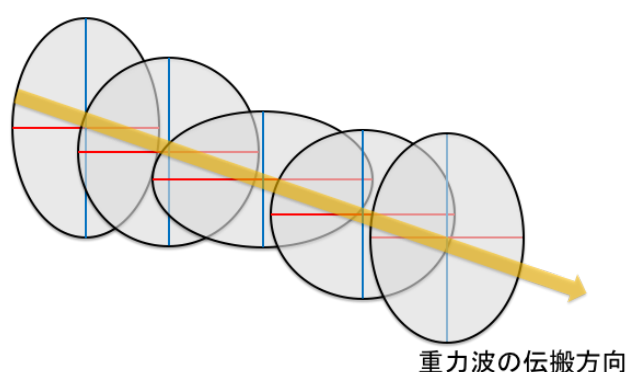


図 1-1 重力波の空間伝搬の様子

しかしながら、重力波による時空の変動量は極めて小さく、その検出は非常に困難であった。間接的な重力波の存在証明は1974年にハルスとテイラーによって行われていた。これは中性子連星の電波パルサーに基づくものだった。電波パルサーとは周期的に電波パルスを放出する天体でその周期は6桁ほどの精度を持っている。彼らはこのパルサータイミングがわずかにずれることを発見し、相対論的知見からその解析を行った。連星系が太陽質量急である中性子星からなることもあり、一般相対性理論の検証としては絶好の現象であった。最終的には連星パルサーの軌道半径が縮小していることを発見した。さらに、これは連星が互いの公転によって重力波を放出するためにエネルギーを失い公転周期が短くなるということを一一般相対性理論から完璧に説明できることを証明し、ノーベル賞を受賞した。

直接検出としては2015年にアメリカの重力波検出器 adv.LIGO が世界で初めて重力波の直接検出に成功し[3]ノーベル賞を受賞した。この重力波は GW150914 と命名されており、ハンフォードとリビングストンにある2台の重力波検出器によって同時観測された。これは太陽質量の26倍と35倍のブラックホール連星の衝突合体によって発生したものであることがわかり、今まで存在が未確認であった中間質量ブラックホールの存在が証明された。それと同時に重力波天文学なる新しい天文学が幕を明け、また重力波と電磁波による2重観測やマルチメッセンジャー天文学の研究が活発化している。

### 1.2 重力波の検出方法

重力波の直接検出には超高精度な測定が必要である。一般的には共振器を用いる方法と超高感度なマイケルソン干渉計を用いる方法がある。

共鳴型重力波検出器の原理は物体の伸縮を測ることにある。これは弾性体振動子をアンテナとして用いており、伸縮モードの変化を読み取る。数トンにもなるアルミ合金製のアンテナを熱雑音低減のためヘリウ

ム温度まで冷却する必要がある。原理的に振動子の共振点付近にのみ感度を持つため観測帯域としては狭いが、干渉計等に比べると構造が単純なので連続動作しやすいと言った利点もある[4]。感度向上のためには質量を増やすことや冷却温度を下げることもある。

一方で空間的な変動を計測する方法もあり、レーザー干渉計やドップラートラッキング、パルサータイミングなどがこれに当たる。最近有力視されているのが、自由質点系のレーザー干渉計を用いた方法である。この方法の最大の利点は共振などを用いないため、重力波に対する応答関数が比較的平坦で観測帯域が広く取れることにある。また、基線長を大きく取ることによって感度向上が図れるため、共振型の検出器に比べて感度のスケールアップがしやすいことも大きな利点である。干渉計内部のミラーなどは全て振り子によって吊るされており、振り子の共振周波数より高い周波数帯域では自由質点と見做すことができる。振り子で吊るすことで地球の重力の効果を打ち消しているため、水平面内では自由落下している系と考えることもできる。

次にレーザー干渉計を用いた重力波検出の原理を述べる。図 1-2 は一般的なマイケルソン干渉計である。レーザーから出た光はビームスプリッターによって 2 つに分けられ、直交する 2 つの光路を往復し、再びビームスプリッターに戻ってくる。この時、2 つの光に光路により生じる位相差があると干渉し、検出器に入射する光の強度が変化する。定性的には重力波は 4 重極運動をするため、空間を  $x$ 、 $y$  に対して逆相で伸縮させるような運動をする。その結果、干渉強度が変化し重力波の到来を検知することができるというのが原理である。

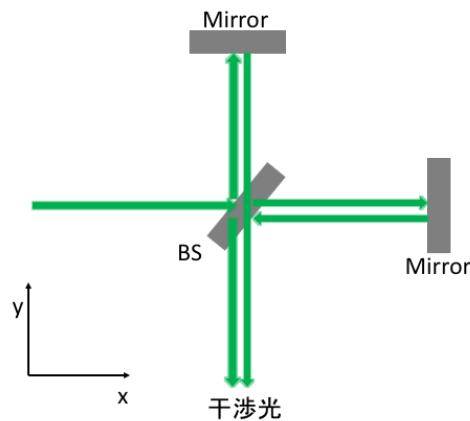


図 1-2 マイケルソン干渉計による重力波検出

もう少し定量的に議論すると、2通りの解釈ができる。1つは固有基準座標系によるもので、上述のように重力波による潮汐力を受けて鏡の位置が変化するという考え方である。もう1つは、TTゲージによるもので、鏡の位置は変化しないが、重力波によって計量(メトリック)が変化するという解釈である。TTゲージでは重力波が $z$ 軸方向から入射した時の4次元線素は

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + (1+h)dx^2 + (1-h)dy^2 + dz^2 \quad (1)$$

で表される。Hは重力波によって引き起こされる変動量で、ミンコフスキー時空からの変位を表す。X軸に沿ってこれを積分すれば片方の腕の固有長 $l_1$ になる。

$$\begin{aligned}
l_1 &= \int ds \\
&= \int \sqrt{1+h} dx \\
&\approx \int \left(1 + \frac{1}{2}h\right) dx \\
&= \left(1 + \frac{1}{2}h\right) l_0
\end{aligned} \tag{2}$$

ここでの  $l_0$  は重力波がない場合の固有長である。Y 軸についても同様に計算できるため

$$l_2 = \left(1 - \frac{1}{2}h\right) l_0 \tag{3}$$

となる。これらから重力波による光路長変化  $\Delta l$  は

$$\Delta l = 2(l_1 - l_2) = 2hl_0 \tag{4}$$

と求められ、2つの光の位相差は

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l = \frac{4\pi}{\lambda} hl_0 \tag{5}$$

となる。実際にはこの位相差に対応した強度変化が検出される。光検出器の光電流は以下のように表せる。

$$I_{PD} = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(\Delta\Phi - \Phi_0)] \tag{6}$$

ここで  $I_0$  は最大光電流、 $\Phi_0$  は初期位相である。初期位相が  $\pi/2$  になると光電流変化は

$$\Delta I_{PD} = \frac{I_0}{2} \sin \Delta\Phi \approx \frac{I_0}{2} \Delta\Phi \tag{7}$$

となる。これから強度は光の位相変化に比例することがわかり、これが干渉計から出力される最終的な出力である。しかしながら、この光電流の測精度は原理的にショット雑音によってリミットされてしまう。光電流のショットノイズのパワースペクトルは DC 電流  $I_{DC}$  を用いて

$$\langle i^2 \rangle = 2eI_{DC} = eI_0 \tag{8}$$

で与えられるため、検出可能な最小の位相差は

$$\Delta\Phi_{\min} = 2 \sqrt{\frac{e}{I_0}} \tag{9}$$

となる。光検出器の変換係数  $T$  は量子効率  $\eta$  を用いて

$$T = \frac{\eta e}{h\nu} = \frac{\eta e \lambda}{2\pi \hbar c} \tag{10}$$

と表せるため、最終的な重力波に対する感度は

$$h_{\min} = \frac{1}{2l_0} \sqrt{\frac{\hbar \lambda c}{\pi \eta P_0} \Delta f} \tag{11}$$

とすることができる。 $P_0$  はレーザーの出力パワー、 $\Delta f$  は観測帯域幅である。

### 1.3 重力波検出プロジェクト

#### 1.3.1 大型低温重力波望遠鏡 (LCGT: Large-scale Cryogenic Gravitational-wave Telescope, KAGRA)

大型低温重力波望遠鏡 KAGRA は岐阜県神岡鉱山に建設中の地上型重力波検出装置であり、基線長 3 km のマイケルソン干渉計を構築する。感度向上の為、地面振動が比較的少ない神岡鉱山が立地として選ばれており、鏡の懸架には優れた防振技術が使用されている。さらに鏡や懸架系を 20K まで冷却することにより、熱雑音限界を下げ感度向上を図っている。レーザー光源には出力 2W の Nd:YAG レーザーが用いられている。完成すれば世界最高感度クラスの重力波検出器として期待されている。



図 1-3 KAGRA の完成予定図

#### 1.3.2 宇宙重力波アンテナ(DECIGO)

KAGRA が地上型の重力波検出器であるのに対して、DECIGO (DECI-hertz Interferometer Gravitational Observatory) は宇宙での重力波検出計画である。宇宙での重力波検出における最大のメリットは地面振動による低周波数帯域での雑音の影響を受けないことにある。重力波の起源には複数あり、主に物質由来の重力波と量子ゆらぎ由来の重力波である。物質由来の重力波はブラックホール連星の衝突合体や超新星爆発などで起こり、比較的高周波数帯域での重力波を生成する（天体の質量により重力波の周波数は異なる）。これに対し、量子場ゆらぎの重力波は、背景重力波のように宇宙誕生初期の情報を含んでいる。背景重力波のパワースペクトルは非常に低周波数側において広帯域に渡ってフラットであり、ある周波数で急激に減少するという性質を持っている。この重力波を検出するためには、低周波数帯域（10 Hz 以下）で検出器の検出感度を稼ぐ必要があり、この実現のためには地上ではなく宇宙空間が適している。DECIGO は 3 台の人工衛星を宇宙空間に打ち上げ、正三角形の FP.マイケルソン干渉計を構築し、0.1~10 Hz 帯域での重力波の検出を狙う計画である。基線長は 1000 km で各オプティクスは人工衛星内でドラッグフリー制御される。以下に DECIGO の概略図を示す。

また前哨計画である B-DECIGO では基線長を 100 km にスケールダウンしたものが計画されている。

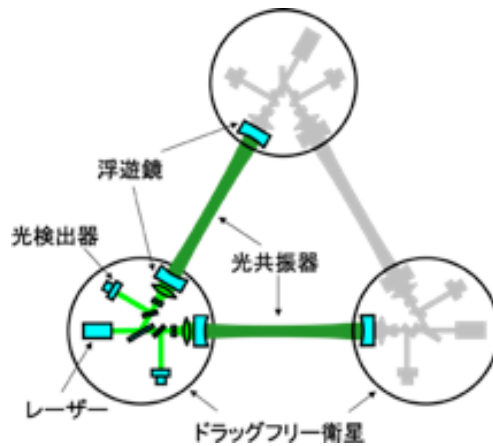


図 1-4 DECIGO の概略

#### 1.4 重力波検出用光源

重力波の及ぼす空間の変動量は極めて小さく、高い感度をもつ検出器が必要である。そのため光源自体には高い安定性と出力が求められる。安定性に関しては周波数的な安定性と強度安定性の両方が求められる。以下に DECIGO および B-DECIGO に求められる光源の要求値をまとめた。

表 1-1 DECIGO の光源への要求値

検出器	波長 [nm]	パワー [W]	周波数雑音 [Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]	強度雑音 [ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]
B-DECIGO	515	1	1	$1 \times 10^{-8}$
DECIGO	515	10	1	$1 \times 10^{-8}$

出力は相対ショット雑音限界を下げるために高い必要があるが、低周波数帯域を支配する熱雑音限界は強度に比例するので高すぎると低周波数における感度を損ないかねない。両者の兼ね合いを考慮すると出力は 10 W が適当となる。波長が 515 nm である理由は宇宙空間で 1000 km もの距離を伝搬するにあたって回折広がりの影響を低減させるためである。この他にも宇宙空間で動作させるために

- ・ メンテナンスフリーである (長期動作可能性)
- ・ 小型・堅牢性に富む
- ・ 高効率である
- ・ 単一偏光である
- ・ 縦横シングルモードである
- ・ 被曝耐性がある

といった条件も満たす必要もある。

## 第2章 原理

### 2.1 光ファイバー増幅器

光増幅器は光を電気に変換することなく光のまま増幅できる増幅方式であり、高効率に増幅することができる技術である。光通信の研究開発とともに発展してきたこの技術はエルビウムなどの希土類金属イオンを光ファイバーに添加するのが一般的で、エルビウム添加ファイバーを用いた光ファイバー増幅器(EDFA: Erbium Doped Fiber Amplifier)は1980年頃から研究開発されてきた。光ファイバー増幅器の大きな特徴は、その構成が非常に簡単で光ファイバーとの整合性が非常に良いことが挙げられる。さらに広帯域、低雑音、堅牢性が優れているという特徴も兼ね備えているため、高出力動作を安定的に実現するための非常に有用な手段である。その原理は反転分布媒質からの誘導放出が主で、他にはラマン散乱やブリルアン散乱などの非線形光学効果に基づく増幅器も存在する。

光ファイバー増幅器にはコア励起とクラッド励起の2種類の励起方法がある。コア励起は増幅させる信号光と励起光の両方をコアに通す方法であり、励起光の吸収効率が高いため高い効率で増幅させることができる反面、コア内部の電場強度分布が高くなるために材料の破壊閾値によって増幅出力が制限されるため、高出力動作には限界がある。クラッド励起は高出力動作に向けて開発された手法で、信号光はコアを、励起光はクラッドを伝搬するため、電場強度分布はコア励起の時よりも緩和され、より高出力動作の際によく用いられる方法である。しかし、クラッド中を伝搬する励起光がコアを通過する時にしか吸収されないため、コア励起より効率ではやや劣る。

光ファイバー増幅器の主な構成は、図 2-1 にもあるように利得媒質となる利得ファイバーと励起用光源からなり、励起用光源の配置によって励起方式が3種類に別れる。

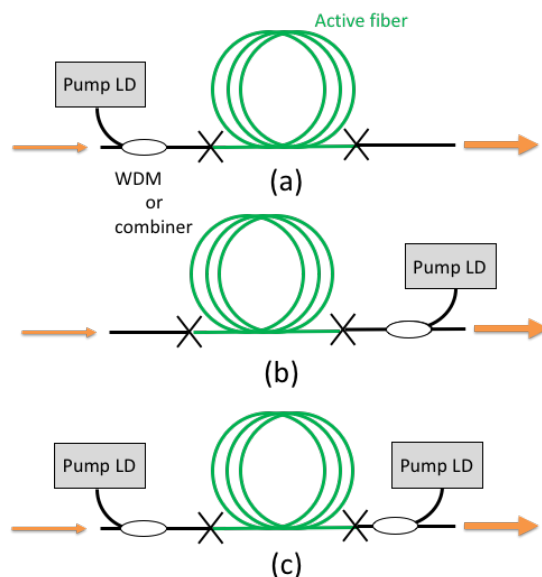


図 2-1 光ファイバー増幅器の励起方式  
(a)前方励起(b)後方励起(c)双方向励起

図 2-1 にその励起方式を示しており、前方励起、後方励起、双方向励起がある。それぞれの励起方式によって特性が若干異なる。図 2-2 に前方励起の場合の信号光と励起光がファイバーの長手方向にかけ変動する様子を模式的に示した。前方励起は利得ファイバーの前に励起光源があるため、信号光と励起光が共に順方向に進んでいく。したがって、励起光は長手方向にかけて吸収されるため減衰し、信号光は大きな



る。反転分布も入射側で大きく形成されるため、増幅の傾きは入射側が大きい。高出力な信号光が長手方向に伝播されるので再吸収の影響を受けやすく、利得ファイバーが長い場合は出力が劣る。一方、増幅自然放光(ASE: Amplified Spontaneous Emission)も同様の吸収を受けるため雑音特性は優れる。前方励起は低雑音増幅が要求されるようなプリアンプによく用いられる。

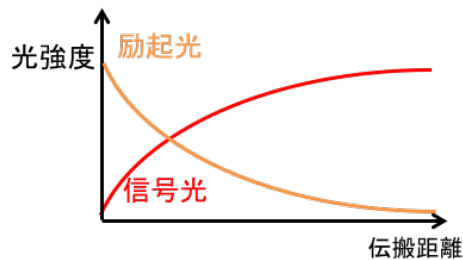


図 2-2 前方励起の信号光と励起光強度

後方励起は前方励起とは逆に利得ファイバーの後方に励起光源を配置する励起方式で、信号光と励起光が対向する方向に伝播する。図 2-3 に後方励起の場合の信号光と励起光強度の変化を示した。励起光は信号光と逆方向に進むため、信号光の入射側より出射側により多く吸収され、反転分布も利得ファイバー終端付近で大きく形成される。したがって、ファイバー終端で信号光は大きく増幅されるため、前方励起のように再吸収の影響は受けにくく出力特性は優れている。しかし、利得ファイバー終端付近で雑音も同様に増幅されてしまうため、雑音特性には劣る。出力を重視するパワーアンプ等に用いられる

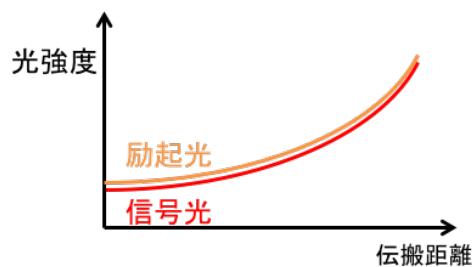


図 2-3 後方励起の信号光と励起光強度

双方向励起は前方励起と後方励起の利点を最大限に活かした励起方法で、励起光源を2つ用いて利得ファイバーの両端から励起光を入射する。これにより、雑音特性も出力特性も優れた増幅を行うことができる一方、励起光源を複数必要とするため経済的な面ではコストがかかる。最後に以下の表にそれぞれの励起方式の特徴をまとめる[5]。

表 2-1 各励起方式の特徴

増幅系	信号利得	雑音特性	出力特性	経済性	用途
前方励起	○	○	△	○	プリアンプ
後方励起	○	△	○	○	パワーアンプ etc...
双方向励起	○	○	◎	△	パワーアンプ etc...

## 2.2 ファイバー

光ファイバーは屈折率差を用いて光を閉じ込め伝播させる誘電体光導波路であり、その円形対称性から対称スラブ導波路と呼ばれる。一般的な構造としては、屈折率の高いコアとそれよりわずかに屈折率の低いクラッドの2層からなる。屈折率の分布の仕方によって、主に2種類のファイバーに分けられ、コアの屈折率が一定で、屈折率がコアとクラッドで段階的に変化するファイバーをステップインデックス(SI)ファイバー、コアの屈折率が滑らかに変化するファイバーをグレーテッドインデックス(GI)ファイバーと呼ぶ。ステップインデックスファイバーは構造が簡単で安価であるが、光の入射角によって伝播時間に差ができ

るため、長距離伝送においては性能がやや劣る。グレーデッドインデックスファイバーでは中心から2次関数的に屈折率が変化していくので、ファイバー伝播中の光は入射角による伝播距離と時間遅れの影響を受けにくく、伝送波形の劣化を抑えた長距離伝送が可能である。一般に光ファイバーは全反射条件を利用して光を閉じ込めているため、光ファイバーへ光を入射させる際には入射角が重要になる。以下に光ファイバーを扱う際に必須のパラメータとなる開口数(NA: Numerical Aperture)とについて解説する。

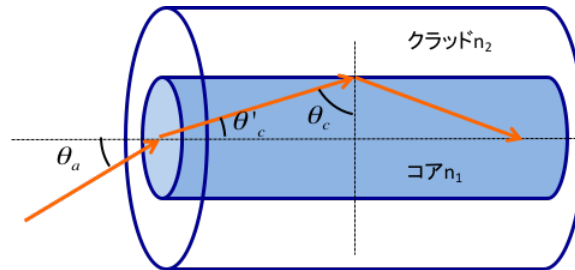


図 2-4 光ファイバー中の光の伝播

コアとクラッドの境界における臨界角は以下で表される。

$$\theta_c = \sin^{-1}(n_2/n_1) \quad (12)$$

空気中( $n \sim 1$ )から入射する場合、ファイバー端面においてはスネル則が成り立つので、

$$\begin{aligned} \sin \theta_a &= n_1 \sin \theta'_c \\ &= n_1 \sin \left( \frac{\pi}{2} - \theta_c \right) \\ &= n_1 \cos \theta_c \\ &= n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \theta_c} \\ &= \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \end{aligned} \quad (13)$$

入射角が $\theta_a$ より大きくなると、コアとクラッド境界面において全反射条件が崩れ光が伝播しないので、ファイバーの伝播条件は $\theta_c > \theta$ である。このように入射角における正弦を開口数 (NA: Numerical Aperture) といい、ファイバーやレンズの集光能力を表す量として広く用いられる。NA が大きくなるとファイバーへの入射角も大きくなるため、ファイバーに光を入れやすくなる。

### 2.2.1 ダブルクラッドファイバー

1980年代までのファイバーレーザーやファイバー増幅器にはコアに励起光を直接入れるコア励起という方法が用いられていた。シリカガラスの破壊閾値は大きい、コアの直径が数 $\mu\text{m}$ であるため高出力動作には限界があった。これを解決するために考案されたのが、ダブルクラッドファイバーとクラッド励起という励起方法である。ダブルクラッドファイバーはその名の通り、2層のクラッドを持つファイバーであり、2層のクラッドはそれぞれ第1クラッド (もしくはインナークラッド)、第2クラッド (又はアウタークラッド) と呼ばれる。信号光はコアを励起光はクラッドを伝播するため、励起光の出力を大幅に向上させることができ、信号光を高出力に得ることが可能になった。

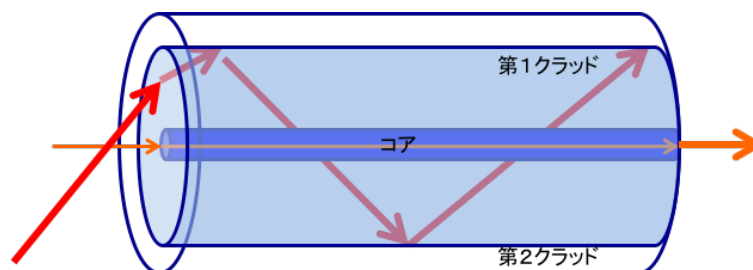


図 2-5 ダブルクラッドファイバーの構造



ダブルクラッドファイバーにおいて重要な要素として、クラッドの励起光とコアとのカップリングがある。クラッド形状が完全対称な円形をしていると入射の仕方によって全くコアを通過しない励起光が存在することになる。これはスキュー光線と呼ばれ、励起光の吸収効率に大きく関わる。又、多くの場合クラッドにカップリングする光はマルチモードであり、その場合ファイバー中心に強度のピークを持たない（横モードの空間ホールバーニング）ので、吸収効率は悪くなってしまふ。

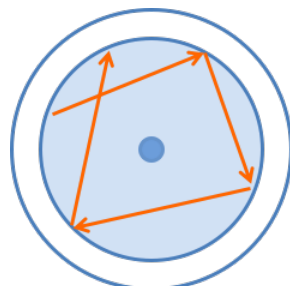


図 2-6 スキュー光線

これらを解決するために、クラッドに非対称性を持たせたダブルクラッドファイバーがあり、偏波保持ファイバーでない通常のファイバーであれば、こうした非対称なダブルクラッドファイバーが用いられる。クラッドの形状は様々あり、Dの字型や矩形クラッド、多角形のクラッドを持つファイバーがある。

### 2.2.2 偏波保持ファイバー(PMファイバー)

一般にシングルモード (SM) ファイバーには直行する方向に偏光した2つのモードが縮退している。等方的に完全な対称性を持つような理想媒質中では、これらのモードは互いに直行しているため相互作用はしない。しかし、実際には軸対称性のわずかな破れや、材料の不均一性があるため、これらのモードの縮退が解け、2つの偏光が混合している状態になる。これは2つのモードの伝搬定数がわずかに異なると解釈でき、この性質はモード複屈折と呼ばれる。モード屈折率が小さいとその方向に進む光の群速度が大きくなるため、その方向を高速軸 (Fast axis) と呼び、反対にモード屈折率が大きい軸を低速軸あるいは遅軸 (Slow axis) と呼ぶ。これに対して予め応力で複屈折を誘起して偏光状態を保つ方法があり、それぞれの偏波モードからもう一つのモードへのカップリングを抑圧し、偏波保持能力を高めたファイバーのことを偏波保持 (PM: Polarization Maintaining) ファイバーと呼ぶ[6]。ファイバーコアの両側に2本のケイ酸ホウ素ガラスのロッドを入れることで、x方向では圧縮応力を、y方向では張力適応力を与えている。これにより、強制的にモード複屈折を誘起しx軸、y軸における伝搬定数に差異を生じさせることができる。その結果2つの偏波モード間のモード結合を起りにくくしている。偏波保持ファイバーの偏波保持能力を表す量として、偏波消光比 (偏波クロストーク、偏光消光比とも呼ばれる) がある。これは2つの直行する偏光成分の比を表す量、x方向の偏光成分強度を $P_x$ 、y方向の偏光成分強度を $P_y$ とした時以下の式で表される。

$$\eta = 10 \log \frac{P_y}{P_x} \quad (14)$$

実際に偏波保持ファイバーに光を入射させるときは偏光軸を合わせる必要があり、偏光軸が合わないまま入射させるとファイバー伝搬中に偏光が回り、偏波クロストークは悪化する。

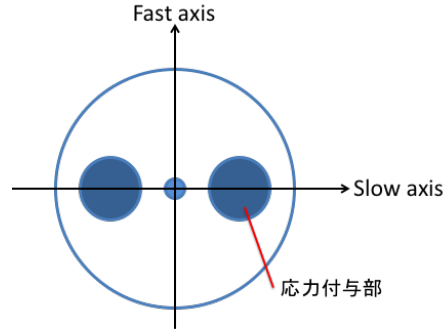


図 2-7 偏波保持 (PANDA) ファイバーの構造

### 2.3 誘導ブリルアン散乱 (SBS: Stimulated Brillouin Scattering)

誘導ブリルアン散乱 (Stimulated Brillouin Scattering) とは高出力な光の伝搬中に光ファイバー内で発生する非線形過程である。高出力電場による非線形過程には誘導ラマン散乱 (Stimulated Raman Scattering) と誘導ブリルアン散乱 (Stimulated Brillouin Scattering) の2種類がある。これらは高出力電場により、光ファイバー内の結晶の電気双極子分極が非線形応答をすることに起因する。通常電場が弱い場合には自然ブリルアン散乱が起きる。これは熱平衡状態にある音波による散乱である。入射電場を強くしていくと自然散乱光が大きくなり、レーザー光と散乱光のビートにより光強度が場所依存性を持つようになる。その結果密度分布を形成し、その密度分布から屈折率分布が発生する。この屈折率分布による散乱が起きるようになる。この散乱光がストークス周波数と一致した場合にストークス光として加算される。これは屈折率の周期的変調による回折格子が形成され、それによって特定の波長がブラッグ回折されると解釈することもできる。ここで形成された回折格子は物質中の音速で動くため、解説される光はドップラー効果によって周波数シフトされた周波数になる。その周波数シフトは以下の式で表される。

$$\nu_B = \nu_i - \nu_s = \frac{2nV_A}{\lambda} \quad (15)$$

$\nu_i$ は入射光の周波数、 $\nu_s$ はストークス周波数、 $n$ はファイバーの屈折率、 $\lambda$ は入射光の波長である。一般にSBSによる周波数シフトはSRSのシフトより3桁ほど小さい。SBSの大きな特徴としては後方散乱するということがある。

ストークス光の成長はブリルアン利得係数 $g_B(\nu)$ で特徴付けられ、そのピークは $\nu = \nu_B$ で得られる。ブリルアン利得幅 $\Delta\nu_B$ は

$$\Delta\nu_B = \frac{1}{\pi\tau_B} \quad (16)$$

と表される。 $\tau_B$ は音響フォノンの寿命すなわち音響緩和時間である。音響波がこの緩和時間を持って指数関数的に減少するとき、ブリルアン利得はそのフーリエ変換で表され、ローレンツ型のスペクトルをもつ。

$$g_B(\nu) = \frac{\left(\frac{\Delta\nu_B}{2}\right)^2}{(\nu - \nu_B)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_B}{2}\right)^2} g_B(\nu_B) \quad (17)$$

ここでは以下のように書き表せる。

$$g_B(\nu) = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c\lambda^{2\rho} \rho_0 \nu_A \Delta\nu_B} \quad (18)$$

$\rho_{12}$ は縦方向の光弾性係数、 $\rho_0$ は媒質の密度である。石英系のファイバーのブリルアン利得は単純なバルクの石英のそれとは異なる。それは屈折率調整のためにファイバーのコア内にゲルマニウムを添加しているためである。SBSの閾値は次の式で表される

$$P_{th} = 21 \frac{A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (19)$$

右辺の 21 はブリルアン利得 $g_B(\nu)$ のピーク値の近似値であり、励起光とストークス光がファイバーに沿って偏光面を維持するか否かによって 1~2 倍に変化する。

## 2.4 ファイバーの曲げによる高次モード抑圧

光ファイバー内に存在できる横モードの数は V パラメータ（または規格化周波数）によって決まる。V パラメータは以下の式で定義される。

$$V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (20)$$

ここで $a$ は光ファイバーのコア径である。光ファイバーのような円形な対称スラブ誘電体導波路の場合は LP モードで横モードを考える。最低次数のモードは LP<sub>01</sub> モードであり、次数が大きくなるにつれ、LP<sub>11</sub>, LP<sub>02</sub>, LP<sub>12</sub>...となる。この V の値が 2.405 を境界に LP<sub>11</sub> モードが存在するか否かが決まってくるため、シングルモード条件は  $V < 2.405$  である。しかし、V の値はコア径が大きくなるにつれて増加するため、コア径の大きいマルチモードファイバーは一般にこの条件を満たさない。コア径を大きくしても NA を小さくすることでシングルモード条件を維持させることができるような LMA (Large Mode Area) ファイバーも存在するが、使用する波長によってはマルチモード化が起ってしまう。ファイバー増幅器において、SBS の影響を避けるためコア径を大きくするあまり、伝搬モードが多モード化するという現象がよく起こる。これを解決するための手段として、ファイバーに曲げ損失を与えることでシングルモードで動作させるという方法がある[7]。これはファイバーを曲げることで高次モードの伝播条件を崩すという手法である。高次モードに損失を与えている訳ではなく、伝搬条件を崩すため、高次モードに分配されていたパワーは低次モードに集中する。その結果損失少なく高次モードを抑圧することができるのだ。高次モードに加わる損失は以下の式で表される[8,9]。

$$2\alpha = \frac{2\alpha\kappa^2 e^{2\gamma a} \exp\left[-\frac{2}{3}\left(\frac{\gamma^3}{\beta^2}\right)R\right]}{e_v \sqrt{\pi\gamma R V^2}} \quad (21)$$

$\alpha$  は減衰定数を表し、この場合パワーの減衰定数なので定数の 2 が伴う。V は V パラメータで、R はファイバーの巻径、 $\beta$  は各伝搬モードの伝搬定数である。 $\gamma, \kappa$  は以下の式で決定される量である。

$$\gamma = \sqrt{\beta^2 - n_2^2 k^2} \quad (22)$$

$$\kappa = \sqrt{n_1^2 k^2 - \beta^2} \quad (23)$$

伝搬定数 $\beta$ は伝搬モード毎に異なるため、各モードの伝搬定数を代入することで各モード毎の巻径と伝搬損失を求めることができる。

## 2.5 第 2 高調波発生

第 2 高調波発生 (SHG: Second Harmonic Generation) はレーザー光のようなエネルギー密度の大きい電磁波が光学結晶を通過する際に誘起された分極によって、高調波が発生する現象である。[10]

### 2.5.1 第 2 高調波発生の仕組みと位相整合

物質中を光が通過すると、光と物質の相互作用が起こる。物質は原子と分子からなるため正の電荷と負の電荷を持った部分が存在する。マクロ的には電氣的に中性だが、外部電場が印加されるとそれらに偏りが生じ、双極子モーメントを形成する。双極子モーメントはベクトルで表現され、正電荷と負電荷の距離を $\mathbf{r}$ とすると

$$\mathbf{p} = e\mathbf{r} \quad (24)$$

となる。単位体積中に存在する双極子モーメントの総数を  $N$  とすると、全体の分極  $\mathbf{P}$  は以下で表される。

$$\mathbf{P} = N\mathbf{p} \quad (25)$$

一般に光電場は周期的に振動しているため、これによって誘起される分極も同じ周期で振動する。双極子が振動すると電磁波を放射する。分極  $\mathbf{P}$  と電場  $\mathbf{E}$  には以下の関係がある。

$$\mathbf{P} = \chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E}^2 + \chi^{(3)}\mathbf{E}^3 \dots \quad (26)$$

光の各周波数を  $\omega$ 、 $E_0$  を振幅とすると、光電場は

$$\mathbf{E} = E_0 \exp(i\omega t) \quad (27)$$

と書ける。これらの式から分極  $\mathbf{P}$  は

$$\mathbf{P} = \chi^{(1)}E_0 \exp(i\omega t) + \chi^{(2)}E_0^2 \exp(2i\omega t) + \chi^{(3)}E_0^3 \exp(3i\omega t) \dots \quad (28)$$

となる。このように分極によって入射電場の高調波が発生することがわかる。このうち第2高調波は第2項の成分が寄与する。結晶には異方性が存在するので必ずしも、印加された電場の方向と分極の方向が一致するとは限らない。そのため、分極と電場の関係を記述する際はテンソルを用いてベクトル量として扱う。非線形分極ベクトルの成分を  $P_x, P_y, P_z$  とし同様に電場の成分を  $E_x, E_y, E_z$  とすると非線形光学係数のテンソル  $d_{ij}$  を介して

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \\ 2E_y E_z \\ 2E_z E_x \\ 2E_x E_y \end{pmatrix} \quad (29)$$

と表すことができる。このように生じた非線形分極は各場所ごとに第2高調波を発生させながら基本波と同じ位相速度で進む。分極媒質中でのマクスウェル方程式は

$$\Delta \mathbf{E} = -\mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (30)$$

であり、電磁波が平面波で波長変換による減衰が十分小さいと近似すると二次の微分項は無視することができる。  $\Delta k = 2k_1 - k_2$  とすると

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -\frac{i2\omega}{k_2} \mu_0 \varepsilon \chi^{(2)} E_0^2 \exp(i\Delta k z) \quad (31)$$

となる。  $k_1, k_2$  はそれぞれ基本波と第2高調波の波数である。さらに、基本波と第2高調波の相互作用長を  $L$  とし、  $0 \sim L$  の間で上式を積分して2乗すると第2高調波の強度を求めることができる。

$$I(\omega_2) = \frac{2I^2(\omega_1)\omega_1^2 L^2 d_{eff}^2 \sin^2\left(\frac{L\Delta k}{2}\right)}{A\varepsilon_0 c^3 n_\omega^2 n_{2\omega}} \left(\frac{L\Delta k}{2}\right)^2 \quad (32)$$

$d_{eff}$  は  $d_{ij}$  の線形和であり、実行非線形係数と呼ばれる。  $A$  はビームの断面積で、  $n$  は屈折率である。末端項の sinc 関数が強度の周期性を決定しており、これが第2高調波発生における位相整合に関係している。

$$\Delta k = 0 \quad (33)$$

が位相整合条件となり、これが満たされる時、最大の変換効率が得られることになる。通常屈折率の波長分散は単調であるため、結晶長全域に対して基本波と第2高調波の屈折率が等しくならず、位相整合条件が満たされることはない。しかし、異方性のある結晶では複屈折があるため、偏光の向きによっては屈折率が一致し同じ位相速度になる解が存在する。

第2高調波の強度は分極の2乗に比例するため、基本波強度の2乗に比例する。したがって変換効率  $\eta_{SHG} = I(2\omega)/I(\omega)$  は

$$\eta_{SHG} \propto d_{eff}^2 I(\omega) \quad (34)$$

となり基本波の強度に比例して大きくなる。

## 2.5.2 擬似位相整合 (QPM: Quasi Phase Matching)

位相整合を取るための一般的な方法は、結晶の複屈折性を利用する方法であるが、この方法では入射光の光軸によっては位相整合角からのズレが生じるため、第2高調波の変換効率が低下してしまう（このズレをウォークオフ角という）。

これに対し、空間的周期構造によって位相整合条件を成立させる方法を擬似位相整合 (QPM: Quasi Phase Matching) という。擬似位相整合では、相互作用する全ての波に対して同じ偏光方向を用いることができるため、非線形光学係数の大きな結晶を用いることができ、効率良く第2高調波発生を行える。第2高調波コヒーレンス長は

$$l_c = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda}{4(n_{2\omega} - n_\omega)} \quad (35)$$

と表される。

以下に擬似位相整合の特徴と利点をまとめる。

- 空間的なウォークオフがなくても温度整合により広範囲の非線形相互作用を利用できる。
- 大きな非線形光学係数を持つ結晶で利用できるため、シングルパス構造でも比較的高効率な波長変換が実現可能である。

一般的な結晶としては周期分極反転構造 (Periodically Poled structure) を有する結晶が用いられる。それらの結晶は PPLN, PPMgLN, PPMgSLT などと表現される。本研究では酸化マグネシウムの添加された周期反転分極ニオブ酸リチウム (PP:MgOLN) を用いている。

擬似位相整合による波長変換効率は

$$\eta = \frac{P_{2\omega}}{P_\omega} = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2}{\pi n_\omega n_{2\omega} \varepsilon_0 c^3} P_\omega L k_\omega h(B, \zeta) \quad (36)$$

と表される。 $h(B, \zeta)$  は Boyd and Kleinman 因子と呼ばれる関数である。また  $\zeta$  は

$$\zeta = \frac{L}{b} = \frac{L\lambda}{2\pi n\omega_0^2} \quad (37)$$

と定義されており、最適な条件は  $\zeta = 2.84$  と報告されている[11]。これにより結晶長を固定すれば、最適なビーム径を一意に決定することができる。

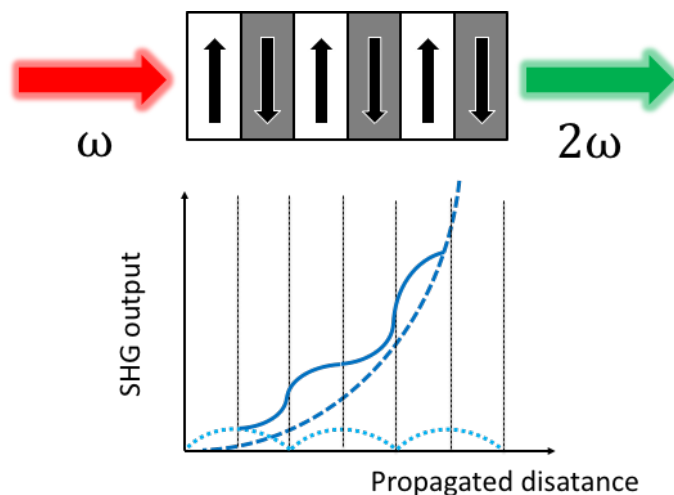


図 2-8 擬似位相整合と第2高調波発生

非線形光学結晶を用いた第2高調波発生の方法は主に2種類あり、シングルパス構造とエンハンス共振器を用いる方法である。共振器を用いる方法の中には外部共振器化する方法と内部共振器 (Intra-cavity) 化する方法の2通りある。また、結晶の中にはバルク状のものと同導波路型[12]のものがあり、導波路型のも

のは非常に効率が良い反面、損傷閾値が低いいため高出力動作はさせられない。従って高出力な波長変換を行う場合にはバルク状のものを使うのが一般的である。シングルパスは効率こそあまり稼げないものの、共振器を使用しないため構成が非常にシンプルであるというメリットがある。シングルパス構成では最高で変換効率 40%を超えたという報告もあるが[13]、25%前後の効率であるという報告が[14]多い。実際に本研究室の先行研究で第2高調波を発生させた際も25%の効率が得られている[15]。また、シングルパス構造でも複数の結晶を用いることで高効率化を図っている報告もある[16,17]。共振器を用いるものでは共振器内パワーが高いため、実効的に基本波強度を高めることができるため効率はかなり高い。80%に近い効率も報告されている[18]。

## 2.6 M<sup>2</sup> 因子

理想的なレーザーは TEM<sub>00</sub> のシングルガウシアンビームであるが、実際のレーザーは理想的なビームとは乖離がある。シングルガウシアンビームにどれだけ近いビームなのかを定量的に評価するパラメータが M<sup>2</sup> 因子である。レーザー光をレンズで集光すると回折限界によってその最小ビーム径は制限される。しかし、ビームの強度プロファイルが乱れていると回折限界まで絞り込むことができず、理想的なビームより広がったプロファイルを示す。理想的なシングルガウシアンビームは次の式のように伝搬する。

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left( \frac{(z - z_0)\lambda}{\pi\omega_0^2} \right)^2} \quad (38)$$

これは  $z = z_0$  のときにビームウェイトとなることを表している。このスポット径が理想的なビームより M 倍大きいとすると、実際のビームの伝搬は以下のように記述できる。

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left( \frac{M^2(z - z_0)\lambda}{\pi\omega_0^2} \right)^2} \quad (39)$$

この M<sup>2</sup> の値でビーム品質を評価する。この値は必ず 1 以上値を取り、M<sup>2</sup>=1 のときシングルガウシアンビームとなる。また、ビームプロファイルを測定する際は強度のプロファイルを取るため、ピーク強度の 1/e<sup>2</sup> になる幅をビーム径とする。

## 2.7 外部共振器型半導体レーザー

レーザーの発振には利得媒質と共振器構造が必要であり、半導体レーザーはレーザーチップの劈開面で共振器の構造を形成している。これにより小型で汎用性が高く、かつ安価であるという利点がある。しかしながら小型であるが故に共振器長が短く自由スペクトル領域 (FSR; Free Spectral Range) が大きく線幅が太くなるという原理的な特徴がある。自由スペクトル領域とは発振周波数の間隔、すなわち共振器の共振モードの間隔を意味し、その値を  $\Delta\nu_{FSR}$ 、共振器中の光速  $c$ 、共振器長を  $L$  とした時以下の式で表される。

$$\Delta\nu_{FSR} = \frac{c}{2L} \quad (40)$$

つまり共振器長が短ければその分 FSR は大きくなるのである。ここでフィネス (Finesse) という概念を導入する。これは共振の鋭さを表す量であり、FSR と線幅  $\Delta f$  の比で定義される。

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\nu_{FSR}}{\Delta f} \quad (41)$$

一般にフィネス (Finesse) は共振器のミラーの反射率によって決まり以下のように与えられる。

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R} \quad (42)$$

したがって FSR が大きくなると、フィネス (Finesse) がミラーの反射率によって決まる一定の量とする

ならば、線幅は太くなることになる。線幅は短期安定度を示すので半導体レーザーは一般的に短期安定度が悪い。

この欠点を補ったのが外部共振器型半導体レーザーである。外部共振器型半導体レーザーは半導体チップの片方の劈開面と外部にあるもう1つのミラーとで共振器構造を組んでいるため、共振器長を長く取ることができるようになっている。それにより FSR が小さくなり、それに伴い線幅が細くなる。しかしながら FSR が小さくなったことによりマルチモード発振が起りやすいという欠点も生まれる。

半導体レーザーの発振原理について、半導体レーザーの共振器の共振モードと半導体レーザーの利得特性のを図 2-9 に示す。

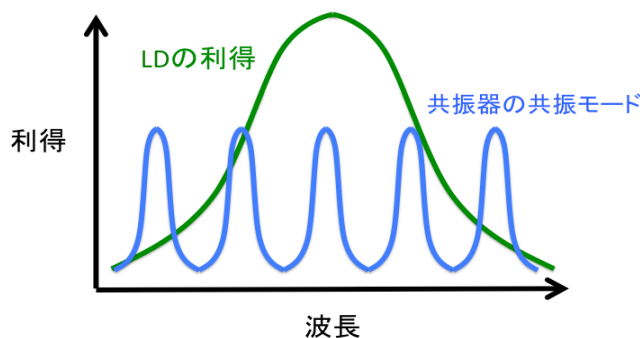


図 2-9 半導体レーザーの利得と共振器の共振モード

図 2-9 の緑線はレーザーの利得を、青線はレーザー内の共振器の共振モードを表している。共振器では共振器長によって決まる共振条件を満たしたモードが等間隔で立つ。このうちレーザーの利得特性と共振モードが一致するところで発振が起こる。FSR が大きいすなわち共振器の縦モード間隔が広い場合は、レーザーの高利得の部分に一致する共振モードが単一になるので単一モード発振する。他方、FSR の小さい場合すなわち外部共振器型半導体レーザーの場合の発振原理を図 2-10 に示す。

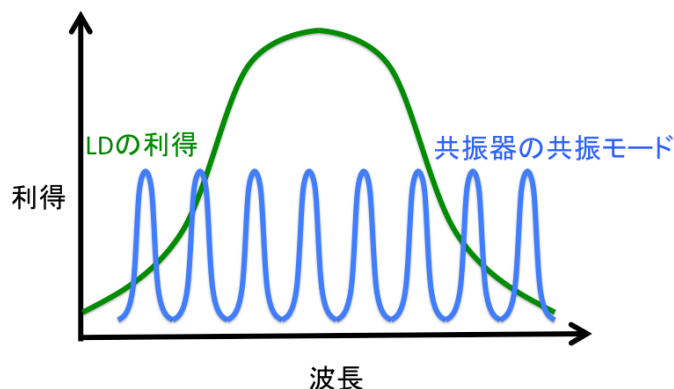


図 2-10 外部共振器型半導体レーザーの利得と共振モード

図 2-10 に置いても緑線がレーザーの利得を、青線はレーザー内の共振器の共振モードを表している。発振原理は上述の通りである。図 2-10 では図 2-9 の場合より FSR が小さくなっているためレーザーの利得によって増幅される共振モードが多数存在していることになる。したがって多モード発振が起こってしまう。多モード発振を防ぐためにはある特定の波長を切り出す波長選択素子を搭載するのが一般的である。波長選択素子の例として代表的なのは回折格子やフィルターであり、外部共振器型半導体レーザーには回折格子型とフィルター型の2種類がある。さらに回折格子型には構造によって Littman 型[19]と Littrow 型[20]の2種類がある。Littman 型の ECLD は回折格子とゲインチップの劈開面で共振器構造を取る。ゲ



インチップから出た光はコリメータレンズによって平行光になり回折格子で回折する。この時、共振器の共振モードごとに回折角は異なっているため、そのうちの1次回折光をミラーで反射させゲインチップに戻す（フィードバック）ようにすることで単一のモードを切り出すことができる。また、レーザー発振出力は0次回折光を取り出すことによって得ているため、波長選択の際にミラーの角度を変えると、光軸が変化してしまうという欠点もある。

Littrow 型は1次回折光をフィードバックするという点では Littman 型と同じだが、レーザーの反対側の劈開面から出力光を取り出す仕組みになっている。Littman 型とは異なり、1次回折光を直接フィードバックして共振させる。発振波長の選択は回折格子の角度で行うのは Littman 型と変わらないが、その際に光軸がずれないのが最大の利点である。

フィルター型の ECLD では、共振器構造の中に波長選択フィルターが入っており、その角度を調整することで波長選択をする。共振器の中でフィルターを回転させるため、出力されるビームの光軸には全く影響を与えない。また、共振器構造を直線的に作りやすいため、機械的安定度が非常に高いレーザーである。以下にフィルター型 ECLD の共振器構造を示す。

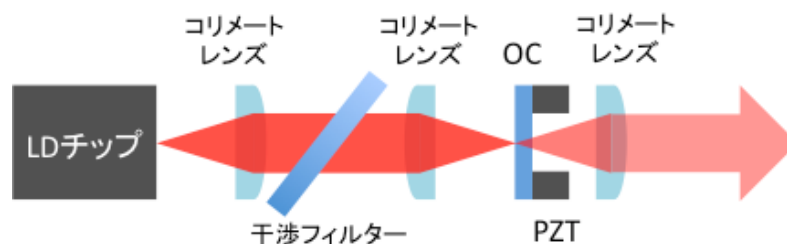


図 2-11 フィルター型 ECLD の構造

LD チップから出た光はコリメータレンズによって平行光になり、2枚目のコリメータレンズによって再度集光される。集光点に配置されたアウトプットカップラー（OC）と LD チップで共振器を形成し、一部を出力として取り出す仕組みになっている。2枚のコリメータレンズの間に配置されているフィルターで波長選択を行う。コリメータレンズの集光点にミラーを配置する構造はキャッツアイ構造と呼ばれ、入射光の光軸が多少ずれてもレンズによりそのズレが補償されるため、機械的安定性は非常に高い。

## 2.8 相対強度雑音 (RIN)

相対強度雑音 (Relative Intensity Noise) とはレーザーなどにおける強度の雑音を平均強度で規格化した量であり、相対強度雑音スペクトルとはその雑音のパワースペクトル又は振幅スペクトルのことを指す。理想的な連続発振のレーザーでは強度は時間的に一定で変動は見られないが、実際のレーザーには特定の周波数ごと雑音が含まれており、微笑ながら強度を時事刻々変化させている。相対強度雑音はこれを定量的に評価するために非常に有用な手段である。一般的な振る舞いとしては、低周波数帯域において  $1/f$  雑音と呼ばれる雑音に依存するため、高周波側にかけて減少し、ある周波数になると緩和発振の影響により雑音が増加し、その後は急峻に減少する。以下には相対強度雑音の原理と測定方法を示す。

ウィナー・キンチンの定理により、一般に関数の自己相関関数とパワースペクトル密度 (PSD: Power Spectrum Density) はフーリエ変換の関係にある。 $f(t)$ なる関数の自己相関関数 $A(t)$ と以下が成り立つ

$$A(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T f(t) \cdot f(t - \tau) dt \quad (43)$$

ここで、 $A(t)$ のフーリエ変換を取ればパワースペクトル密度  $S$  が得られる。関数 $f(t)$ のフーリエ変換を $F(\omega)$ とするとパワースペクトル密度関数は



$$\begin{aligned}
 S &= \mathcal{F}[A(t)] \\
 &= \int A(t)e^{-i\omega t} dt \\
 &= [F(\omega)]^2
 \end{aligned}
 \tag{44}$$

となる。自己相関関数 $A(t)$ の単位は $f(t)$ の単位を $a$ とすると $a^2$ であるから、この時のパワースペクトル密度の単位は $a^2T$ と表される。時間と周波数は逆数の関係にあるので $a^2/Hz$ と表すこともできる。一般にはこれの平方根をとって $a/\sqrt{Hz}$ とすることが多い。さらに相対強度雑音 (RIN) の場合単位を規格化するので $1/\sqrt{Hz}$ となる。以下に RIN の測定系を示す。

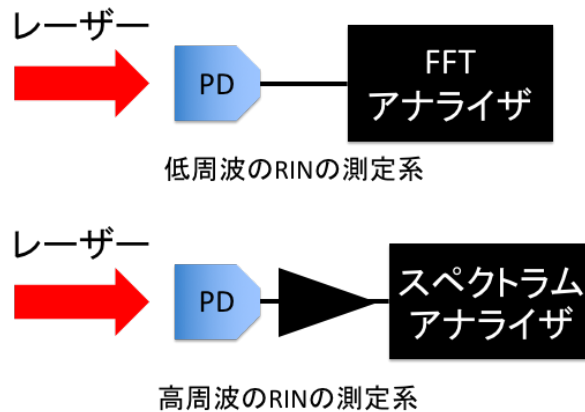


図 2-12 相対強度雑音 (RIN) の測定系

通常 RIN の測定には2種類の測定器を用いる。低周波数帯域での RIN の測定には FFT アナライザを、高周波数帯域での RIN の測定には RF スペクトラムアナライザを用いる。約 100 kHz を境に両者を使い分ける。FFT アナライザで RIN を測定する場合は、別途オシロスコープで平均パワーを電圧として取得する必要があり、FFT アナライザで取得した強度雑音スペクトルと比を取ることで規格化する。RF スペクトラムアナライザで RIN を取得する場合も、FFT アナライザの場合とほとんど同様だが、測定器の入力インピーダンスの関係から、以下のように DC 電圧を取得する際は 50 Ω で終端する必要がある。

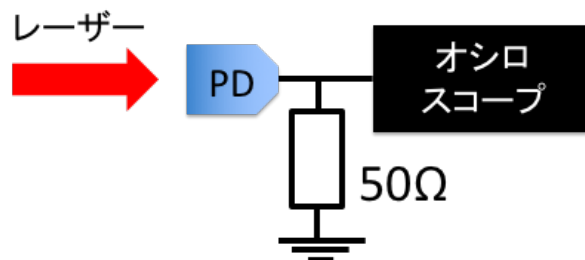


図 2-13 入力インピーダンスが 50 Ω の場合の DC パワーの測定方法

以下では FFT アナライザと RF スペクトラムアナライザでの RIN の校正方法を述べる。FFT アナライザで RIN を測定する場合と RF スペクトラムアナライザで RIN を測定する場合とでは取得するデータが異なるため、それぞれ別の校正方法を取る。まず FFT アナライザでの校正方法を述べる。FFT アナライザで取得するデータは単位が  $dBV/\sqrt{Hz}$  である。取得した値を仮に  $a$  [dBV] とするならば実際の電圧  $V$  は

$$V = 10^{\frac{a}{20}}
 \tag{45}$$

となる。単位は  $V/\sqrt{Hz}$  である。さらに値を規格化するためにオシロスコープでその平均電圧  $V_{DC}$  を測定する。以上から求めるべき RIN は

$$RIN = \frac{V}{V_{DC}} = \frac{10^{\frac{a}{20}}}{V_{DC}} \quad (46)$$

となる。次に RF スペクトルアナライザでの校正方法を述べる。RF スペクトルアナライザでは、取得する値の単位は dBm である。取得した値を  $a$  [dBm] とするならば実際のパワー  $P$  は

$$P = 10^{\frac{a}{20}} [mW] = 10^{\frac{a}{20}} \cdot 10^{-3} [W] \quad (47)$$

である。ここで電圧  $V$  はパワー  $P$  と抵抗  $R$  を用いて

$$V = \sqrt{PR} \quad (48)$$

と表せるので

$$\begin{aligned} V &= \sqrt{PR} \\ &= \sqrt{10^{\frac{a}{20}} \cdot 10^{-3} \cdot R} [V] \end{aligned} \quad (49)$$

となる。RF スペクトルアナライザの内部抵抗が  $50\Omega$  であることを考慮して

$$\begin{aligned} V &= \sqrt{10^{\frac{a}{20}} \cdot 10^{-3} \cdot 50} \\ &= \frac{10^{\frac{a}{20}}}{\sqrt{20}} [V] \end{aligned} \quad (50)$$

となる。これを RF スペクトルアナライザの分解能帯域幅 (RBW: Resolution Band Width) の平方根  $\sqrt{RBW}$  で割ると

$$\frac{10^{\frac{a}{20}}}{\sqrt{20 \cdot RBW}} [V/\sqrt{Hz}] \quad (51)$$

が得られる。規格化のためオシロスコープで測定した電圧  $V_{DC}$  で割ると求めるべき RIN は以下のようになる。

$$\frac{10^{\frac{a}{20}}}{V_{DC} \sqrt{20 \cdot RBW}} [1/\sqrt{Hz}] \quad (52)$$

ただし、この時の規格化のための電圧  $V_{DC}$  をオシロスコープで測定する時は RF スペクトルアナライザの内部抵抗と同じ  $50\Omega$  の終端をつけて測定する。

# 第3章

## fiber MOPA の開発

### 3.1 Master Oscillator(MO)の開発

重力波の光源としては単一偏光かつ狭線幅な光源が要求される。そこで、我々はFiber DFB レーザーを用いてレーザーの周波数安定化を行ってきた。しかしながら、ファイバーレーザーは機械的振動等により強度雑音レベルが高く[21,22]、安定化手法として用いていたロックイン検出における変調周波数帯域と重なっていた。その結果周波数安定度は光源の強度雑音レベルによってリミットされてしまっていることがわかった。そこでファイバーレーザーの代わりに、強度雑音が低いとされている半導体レーザーを外部共振器化し使用することを目指し、マスターオシレーター (MO) の作成を行った。

作成する外部共振器型半導体レーザーは中心波長 1030 nm でフィルター型のを 2 台作成した。以下は作成した ECLD の写真である。共振器長は約 5 cm で中央のアルミの筐の中にフィルターを入れて波長選択ができる仕組みになっている。フィルターは中心波長  $1013 \pm 1$  nm と  $1031 \pm 1$  nm の 2 種類あり、半値幅は 0.5 nm 以下である。以下にフィルターの透過特性を示す。

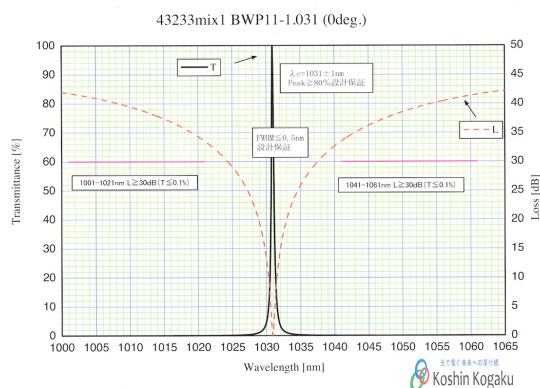


図 3-1 フィルターの透過特性 (1030 nm)

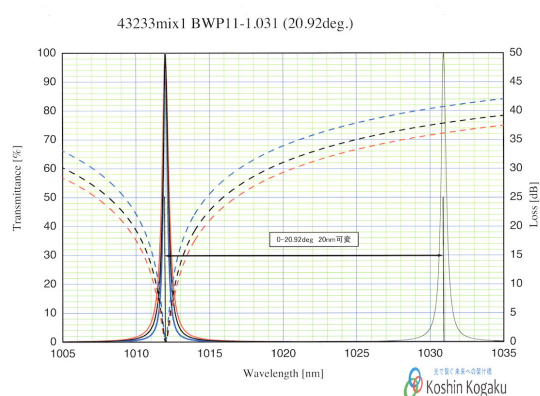


図 3-2 フィルターの透過特性 (1013 nm)

以下は作成した ECLD の概形である。ECLD1 と ECLD2 どちらも波長計により単一モード発振が確認できている。しかし、ECLD は戻り光の影響によってレーザー発振状態が不安定になりやすいため、ECLD 出射後にアイソレータを挿入し 30~35 dB のアイソレーションを確保している。文献によってはアイソレーションが 60 dB 必要という指摘もあるが[23]、現状単一モード発振が確認できているので、1 段のみのアイソレーションで使用している。

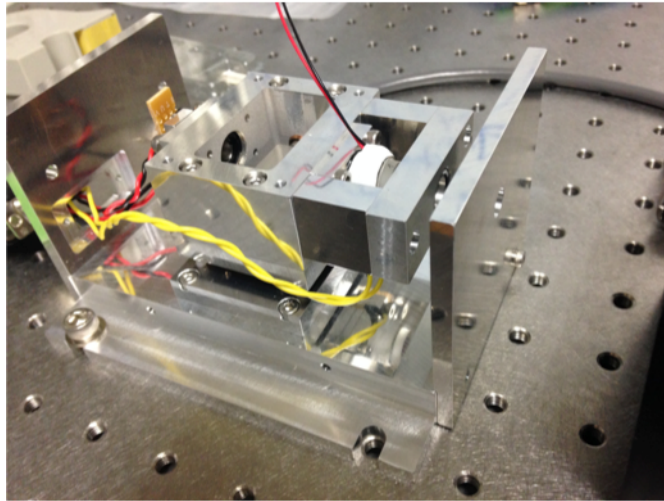


図 3-3 作成した ECLD

以下に作成した ECLD の出力特性を示す。ECLD1 は閾値が 17mA でドライブ電流 150 mA で最大 77 mW 得られた。LD チップのスペック的には 200 mA までドライブ可能だが 100 mA 以下の電流値で使用している。ECLD2 は閾値約 40 mA で電流値 150 mA の時最大 82.7 mW 得られた。こちらもチップは 200 mA まで対応できるが 100 mA までの範囲で使用している。ECLD2 の発振閾値にはヒステリシス性が見られ、電流を下げると 30 mA 付近まで発振状態が続く現象が確認された。

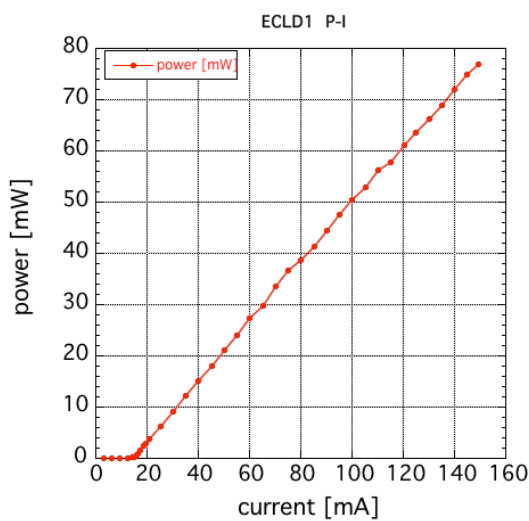


図 3-4 ECLD1 の出力特性

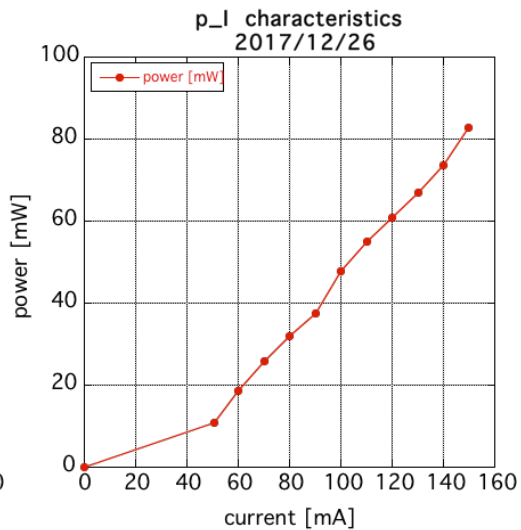


図 3-5 ECLD2 の出力特性

作成した ECLD で線幅を測定するため、既存の Fiber DFB レーザーとのビート信号のスペクトルを取得した。線幅の評価では自己遅延ヘテロダイン検波を行うのが一般的であるが、この方法はコヒーレンスを無くすための遅延ファイバーの距離で線幅の分解能が決まっている。ECLD などの狭い線幅を評価するためには 10 kHz 以下の分解能を担保する必要がある、これを実現するためにはファイバー長は 25 km 程度必要になり、波長 1  $\mu\text{m}$  程度だと伝搬中に減衰されて十分なビート信号強度を得れないと判断したため既存光源とのビート信号を取得することにした。図 3-6 に ECLD2 と Fiber DFB レーザーとのビート信号のスペクトルを示す。

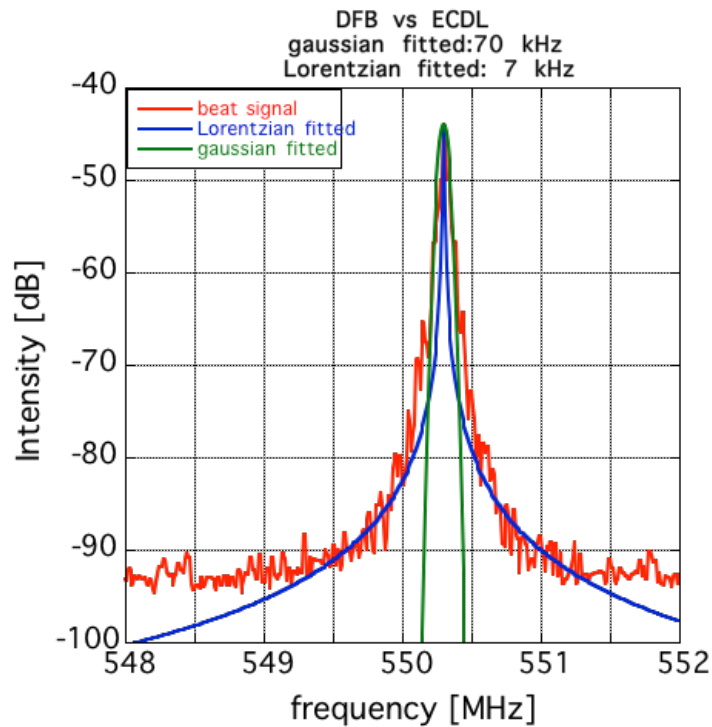


図 3-6 ECDL と DFB のビート信号のスペクトル

線幅評価のフィッティングは 2 通りの方法で行っている。1つはガウス型関数によるフィッティングで、もう1つはローレンツ型関数によるフィッティングである。線幅の概形を決定するのは低周波数側の雑音であり、高周波数側の影響は見えにくい。半値幅より狭い領域に関しては低周波の雑音が支配的であり、スペクトル波形の裾にかけて高周波の雑音が支配数するようになる。原理的には線幅を決定するのは蛍光寿命であるため、誘導放出の発光が自然対数的に減少する場合は、そのフーリエ変換であるローレンツ型のスペクトルが得られるはずである。しかし、実際には使用する電流源や熱などのテクニカルな雑音源が加わるため、スペクトル波形はローレンツ型ではなく、ガウス分布に支配されるような挙動を示す。レーザーの線幅を評価する場合は、半値幅以下の領域ではガウス関数で、裾の部分に関してはローレンツ関数でフィッティング処理を行うのが適当である[24]。レーザーの線幅の評価がガウス関数で行われるのは、レーザーを使用するにあたり最も影響してくるのが短期的な安定度である場合がほとんどであるためである。ここで得られたスペクトルからはガウス型関数のフィッティングで線幅約 70 kHz、ローレンツ型関数のフィッティングで 7 kHz であった。これは原理的な線幅は約 7 kHz 程度であり、電流源等の影響で線幅が 70 kHz 程度まで広がっていることを示している。しかしながら、フリーランの状態で線幅 100 kHz 以下を達成しているので、狭線幅レーザーとして使用するには十分なスペックを達成できていると言える。次に相対強度雑音(RIN: Relative Intensity Noise)の測定結果を以下の図 3-7 に示した。

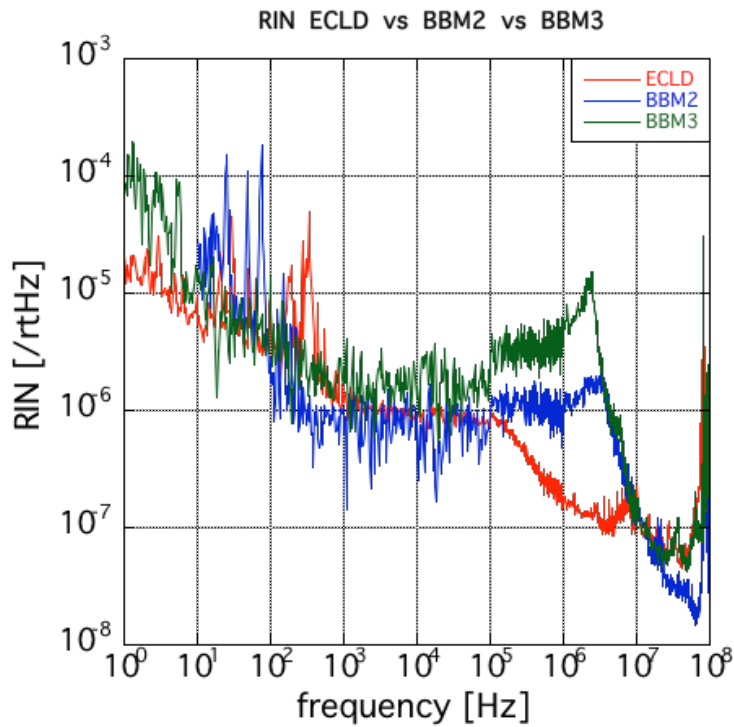


図 3-7 ECLD と Fiber DFB レーザーの相対強度雑音

この結果より、ロックイン検出における変調周波数帯域 200 kHz に置いて ECLD の強度雑音は既存の Fiber DFB レーザーの強度雑音より半桁~1 桁程度小さいことがわかる。ファイバーレーザーには急峻な緩和発振が確認されるが、ECLD にはその様子は見られない。一般に半導体レーザーはフォトンの寿命が長いので、緩和発振周波数は GHz のオーダーにある。このため 100 MHz までのスパンでは ECLD に置いて緩和発振は確認されない。この光源を用いればさらなる周波数安定度向上が期待できるため、安定化用のシード光源としても十分な性能であると言える。

### 3.2 Pre-amplifier の開発

増幅する際はいたずらに励起を行って増幅しても自在に出力が得られるわけではない。特に増幅度の大きい(30 dB 以上)の増幅は 1 段のアンプで行うと不安定動作や、SN 比の劣化といった弊害が伴うことがある [25]。本研究では主レーザーの出力が 10 mW 程度であり、目標出力が 10 W なので前段と後段の 2 段の増幅機構が適当であると考えた。前段増幅器(Pre amplifier)では出力 500 mW まで増幅し、後段 (Main amplifier) で 10 W の出力を得ることを目標とする。1030 nm の増幅にあたり、1030 nm 付近に大きな放出断面積をもつ Yb (イッテルビウム) イオンが添加されたファイバーを用いる。Yb は 976 nm に急峻な吸収スペクトルをもつため、非常に効率よく増幅が行える。ファイバー系は全て偏波保持ファイバーを用いている。Pre-amplifier では SN 比良く増幅するため前方励起を採択した。以下に pre-amplifier の構成を示す。

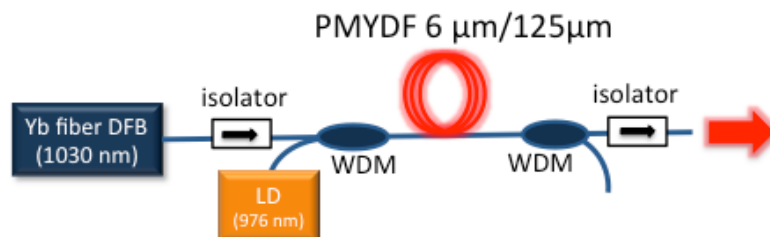


図 3-8 Pre-amplifier の構成

シード光源としては ECLD の代わりに Fiber DFB レーザーを用いている。DFB レーザーからの出力はア



イソレータを通り、波長多重カプラ（WDM）によって励起光と同一コアに混合される。その後、利得ファイバーを通り、残留励起光を分離するための WDM を透過後アイソレータから出力される。用いている利得ファイバーは nlight 社製の Yb 添加シングルクラッドファイバー（Yb300-6/125-PM）である。ファイバーのコア径は  $5.5 \pm 1.0 \mu\text{m}$  でクラッド径は  $125 \pm 2 \mu\text{m}$  である。コアでの吸収は  $300 \text{ dB/m}$  で NA は  $0.12 \pm 0.005$  である。

以下に使用した励起用光源の出力特性とスペクトルを示す。

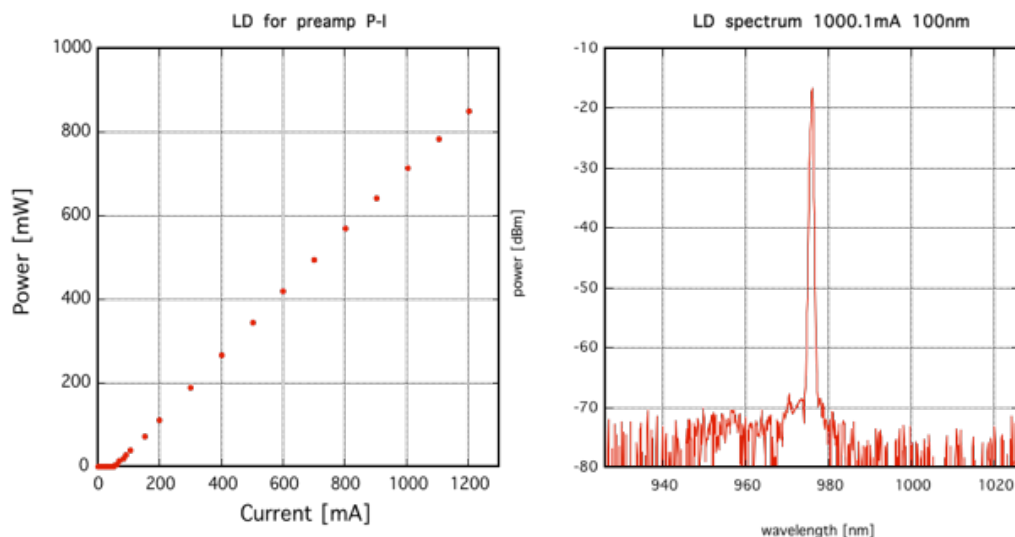


図 3-9 励起用 LD の出力特性とスペクトル

励起用 LD は 1.2A で駆動した時、最大 800 mW 程度出力されるが、最大スペックでは使用せず 1A で使用している。1A でも約 700 mW 出力されるため、プリアンプの励起用パワーとしては十分である。

### 3.2.1 利得ファイバー長のシミュレーションとカットバック

次にファイバー長のシミュレーションを行った。ファイバー増幅器はシード光の出力や、励起光の出力などにより、最適なファイバー長が変化する。ここではシード光出力 10mW で励起光出力 700 mW で最適なファイバーをシミュレーションした。

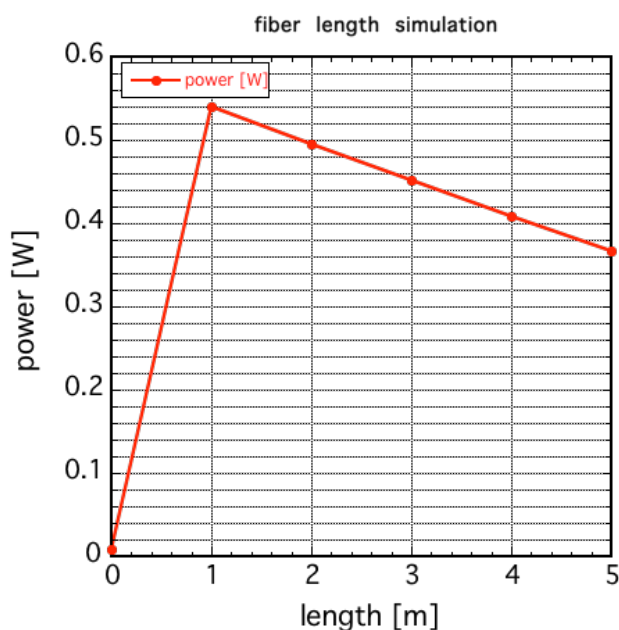


図 3-10 ファイバーの最適長シミュレーション

これは横軸がファイバーの長さで、縦軸が最大出力を表した図である。シミュレーションの結果 1~2 m で最大出力 500 mW が達成できることがわかった。実際の最適長を調べるため利得ファイバーをカットバックしながら出力を調べた。図 3-11 にその結果を示す。目標値である 500 mW には及んでいないが、約 160 の時にピークを持つ構造が確認できたため、ここでカットバックを中止した。

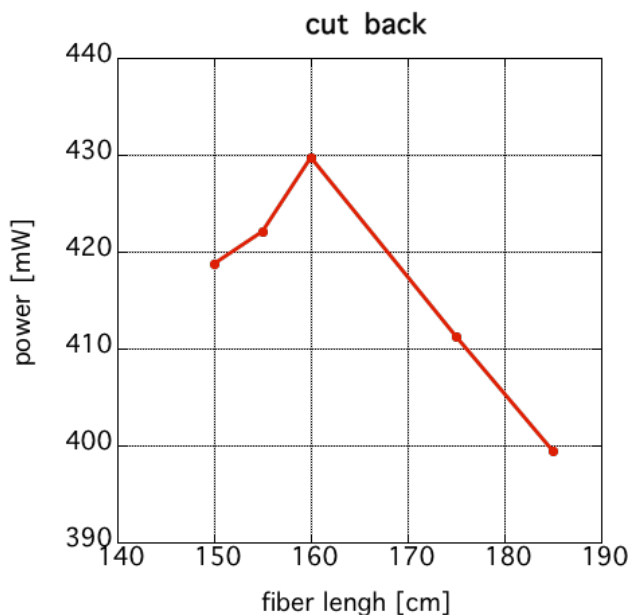


図 3-11 カットバックによる最適長と出力

目標出力には届かなかった原因としては、シード光の出力が弱いこととファイバーの長さが最適でない可能性が考えられる。シード光の出力は 10 mW でシミュレートしていたが、実際には 6 mW 程度だったため、この影響が大きいと考えられる。シード光出力を 6 mW としてシミュレートした結果を図 3-12 に示す。これからシード光の出力は大きく関係していたことがわかったが、依然として若干の乖離がある。この原因としてはファイバー長の最適化が不十分だった可能性がある。アンプ後の残留励起光が確認できなかったので、カットバックの余地はまだあったと考えられる。

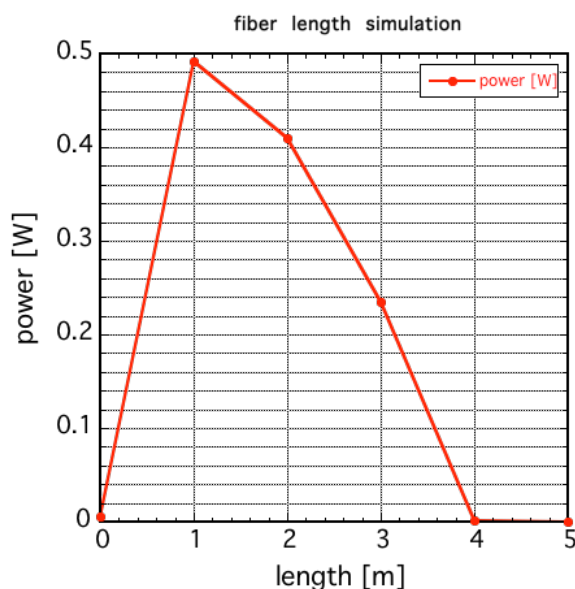


図 3-12 ファイバー最適長シミュレーション(6 mW)



### 3.2.2 出力特性とスペクトル

最終的な出力特性とスペクトルは以下の図 3-13 に示す。最大出力は 428 mW でスロープ効率は約 60.3% となった。

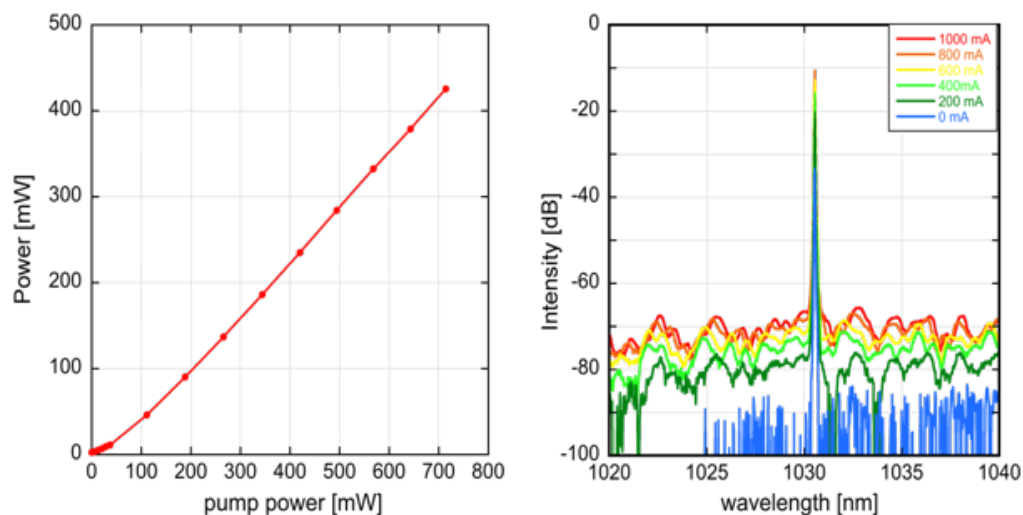


図 3-13 pre-amplifier の出力特性と増幅後のスペクトル

コア励起を行なっているには増幅効率は良くないが、増幅後の SN 比として 50 dB を達成しているため、前段増幅器としての性能としては十分である。偏光消光比も 20 dB 以上確保されていることが確認できた。増幅後の強度雑音は励起光源の強度雑音により低周波数帯域で劣化が見られる。

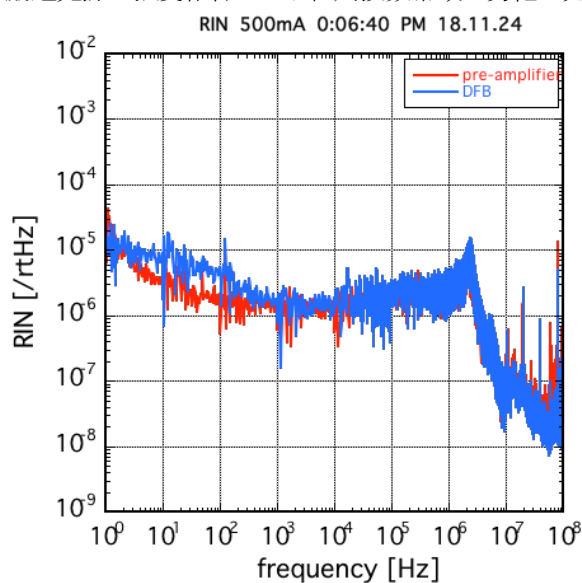


図 3-14 Pre-amplifier 増幅後の相対強度雑音

## 3.3 Main-amplifier の開発

### 3.3.1 Main-amplifier の設計と融着条件

Pre-amplifier での出力を 10 W まで増幅するために後段増幅器 (Main amplifier) の開発を行った。以下に増幅器の構成を示す。後段では前段からの出力をコンバイナを用いて励起光と混合させる。コンバイナは信号光をコアに、励起光をクラッドにカップルさせる素子である。Pre-amplifier のコア径を約 6  $\mu\text{m}$  で統一していたため、コンバイナもコア径 6  $\mu\text{m}$  のものを使用している。しかし、利得ファイバーのコア径が 10  $\mu\text{m}$  であるため、コンバイナと利得ファイバーの融着点でモードフィールド径 (MFD) が大きく異なる。

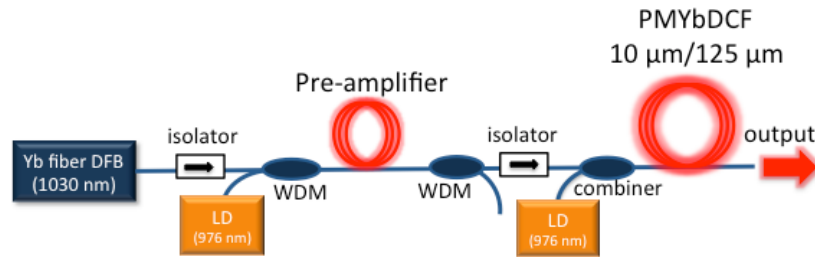


図 3-15 Main-amplifier の構成

以下に使用した励起用 LD の出力特性とスペクトルを載せた。励起用 LD は前段と同じく 976 nm 中心で出力が 16W まで出力できるものを使用した。実際には使用するコンバイナのパワー耐性が 15 W までなので、15 W 以下で使用した。

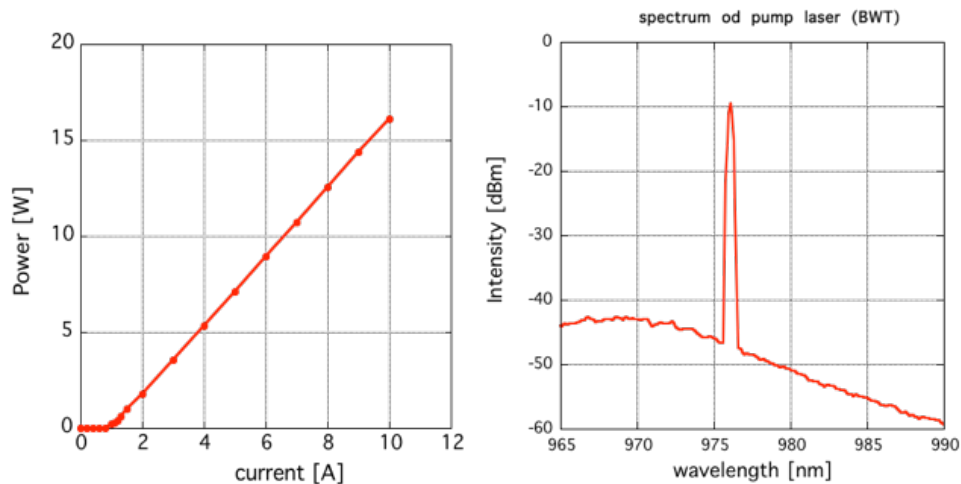


図 3-16 Main-amplifier の励起用 LD の出力特性とスペクトル

後段では高出力動作をさせるため、ダブルクラッドファイバーを用いたクラッド励起で増幅している。誘導ブリルアン散乱 (SBS) の発生を避けるため、コア径は 10  $\mu\text{m}$  にしている。SBS の閾値はコア径 6  $\mu\text{m}$  の場合だと 2.7 W 程度であるが、コア径を 10  $\mu\text{m}$  にすることで 12 W 程度まで上昇させることができる。しかし、コア径の違うファイバー同士の融着は融着損失が大きくなる可能性があるが計算すると損失は 0.8 dB 程度であると概算された。

希土類が添加されたファイバーは一般のファイバーに比べ、放電によるコア拡散が起りやすいため、融着は慎重に行う必要がある。融着条件を調べるため 6  $\mu\text{m}$  と 10  $\mu\text{m}$  のファイバーの融着を放電時間を変えて、その際の透過出力を比較した。

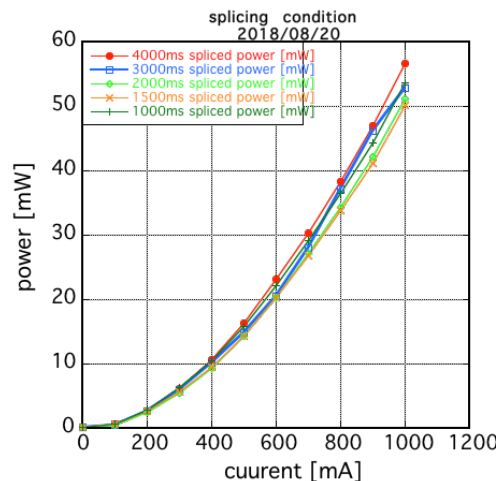


図 3-17 融着条件

融着条件としては 1000 ms から 4000 ms までの放電時間で行い、Pre-amplifier か Main-amplifier の利得ファイバーを透過した後の出力を記録した。放電時間により出力自体に有意な差は見られなかったが、3000 ms 以上で融着した場合はファイバーを曲げた際に出力が大きく変動するという現象が見られた。これはコア拡散によってクラッドにカップリングする光が増加したためと考えられた。従って融着は 2000 ms 以下の放電時間で行うのが妥当と考え、実際の融着は 1500 ms で行った。

### 3.3.2 Main-amplifier のシミュレーションとカットバックによるファイバー長最適化

次に最適ファイバー長のシミュレーションを行った。信号光出力を 200 mW、励起光出力を 15 W とした結果を以下に示す。

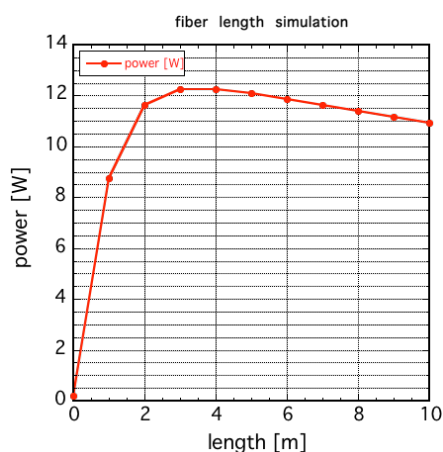


図 3-18 ファイバー最適長のシミュレーション

これより、最適なファイバー長は約 4 m であることがわかった。この結果を元に実際最適長を調べるためカットバックを行った。以下にその結果を示す。

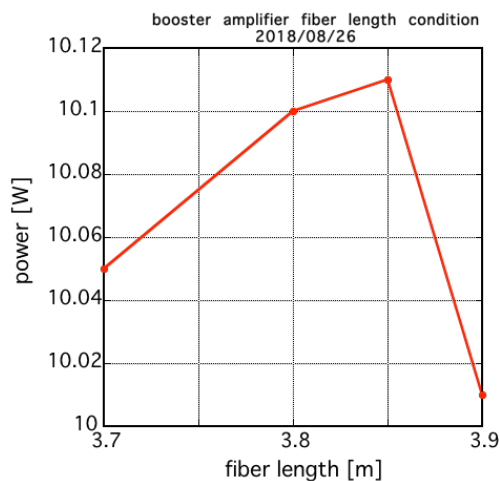


図 3-19 カットバックによるファイバー長の最適化

約 3.85 m で最大出力 10.1 W が得られた。最適長的にはシミュレーションに近い値となったが、出力に乖離が見られた。コンバイナのパワー耐性が 15 W であるため、実際の励起は 14 W で行っていたため、14 W で励起した場合のシミュレートも行い、その結果を以下の図に示す。

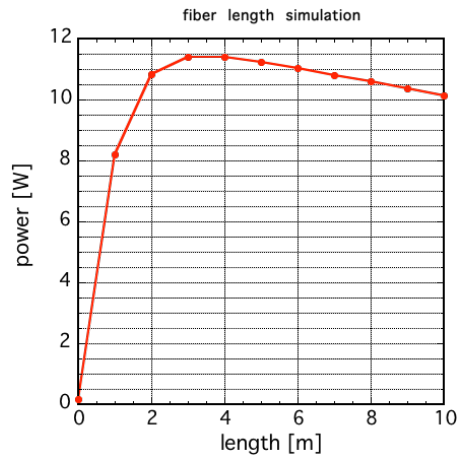


図 3-20 ファイバー最適長シミュレーション(14 W)

14 W で励起する場合は同じく約 4 m のファイバー長で 11 W 得られる計算になり、シミュレートとの誤差は約 10%程度になった。依然存在する若干の乖離はシミュレートの際に線形損失を考慮しなかったためか、信号光がもっと弱いことによるものと考えられる。しかし、目標出力の 10 W が達成できたためカットバックは中止した。

### 3.3.3 出力特性とスペクトル

以下に出力特性とスペクトルを示す。

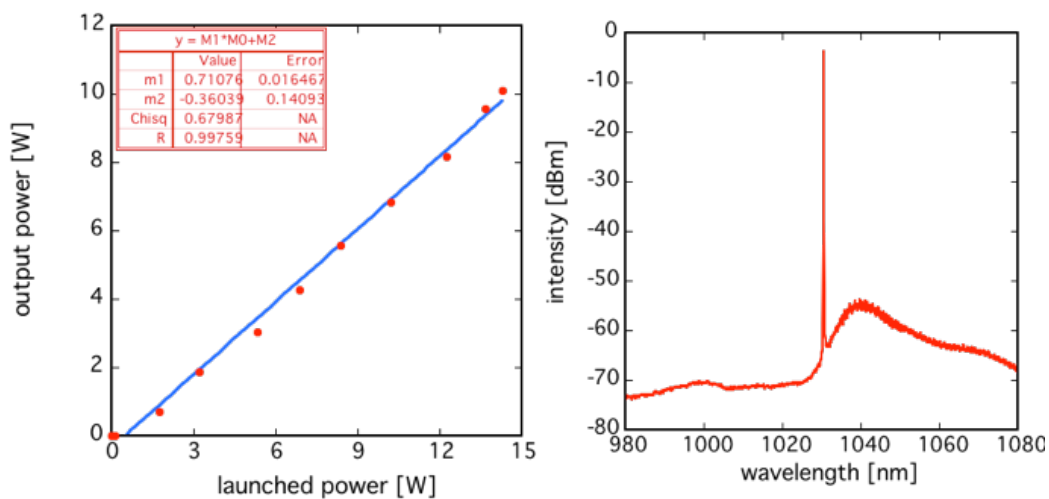


図 3-21 Main-amplifier の増幅特性とスペクトル

これらから最大出力は 10.1 (14.3 W 励起) で増幅後の SN 比は劣化したものの 40 dB 以上確保できていることがわかる。スペクトルにおいて 1040 nm 付近にある構造は Yb の自然放出による ASE である。目標値の 10 W を達成することができた。出力は線形にフィッティングできていることから、誘導ブリルアン散乱 (SBS) の影響を受けることなく増幅に成功していることがわかった。また、出力の安定性を評価するために、出力の時間変動を記録した。結果を以下に示す。以下の図は 8 W で動作させた時に約 2500 秒に渡って測定した結果である。出力変動は 2% 以内であり、出力は安定的に動作していることがわかった。

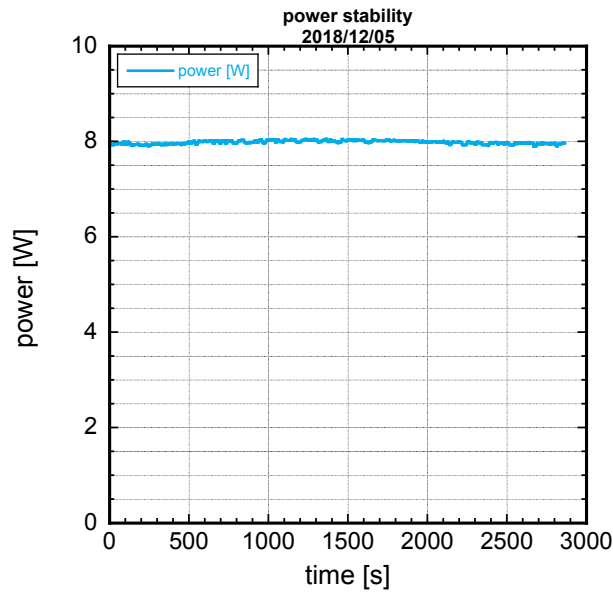


図 3-22 出力の時間的安定性

### 3.3.4 強度雑音スペクトル

相対強度雑音(RIN)を測定した。増幅後の RIN を以下に示す。

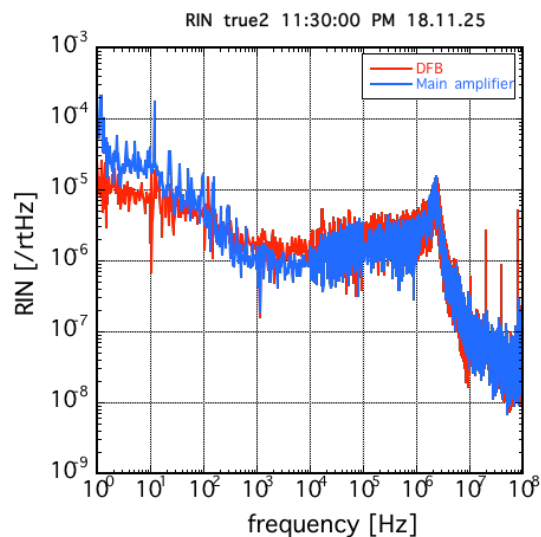


図 3-23 増幅後の相対強度雑音

図の赤線は増幅前の fiber DFB レーザーの RIN で、青線が増幅後の RIN である。増幅後は励起光源の雑音が支配的になるため低周波側の雑音が増加している。しかしながら、ファイバーレーザーは元より強度雑音が高いため、増幅後の雑音増加は微小でわかりにくくなっている。

### 3.3.5 ファイバーの曲げによるモード整形

main-amplifier ではコア径が 10  $\mu\text{m}$  のファイバーを用いているため、ファイバー中の伝搬モードが多モード化する可能性がある。実際に V パラメータの値も 2.44 であったため、LP<sub>11</sub> モードが混在している可能性があった。作成当初はビーム品質を表す M<sup>2</sup> の値が 1.21 であったため、やはり高次モードの混在が推察できた。そこでファイバーを曲げることによりその抑圧を図った。まず、曲げ半径と抑圧利得の関係をシミュレートし、大まかなあたりをつけることにした。以下にシミュレーションの結果を乗せる。

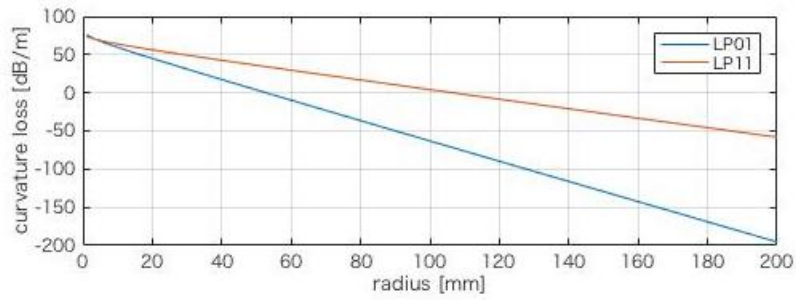


図 3-24 ファイバーの曲げによる高次モード抑圧利得のシミュレーション

上の図は横軸が巻き径で、縦軸が損失を表している。図の青線は LP<sub>01</sub> モードのオレンジ線は LP<sub>11</sub> モードの損失である。定性的には曲げ半径を大きくしていくと損失は減少し、小さくしていくと増加していることがわかる。また、高次モードである LP<sub>11</sub> の損失の方が最低次のモードである LP<sub>01</sub> モードより全体的に損失が高いこともわかる。この特性を利用し、最低次のモードは抑圧されず、高次のモードにのみ損失が加わる条件を探す。巻き径が 100 mm の時、LP<sub>11</sub> モードの損失は 0 dB になることから、この巻き径を境に高次モードの抑圧が始まるのがわかる。そこで、巻き径が 80 mm、100 mm、巻かない場合に関して出射モードの比較を行った。

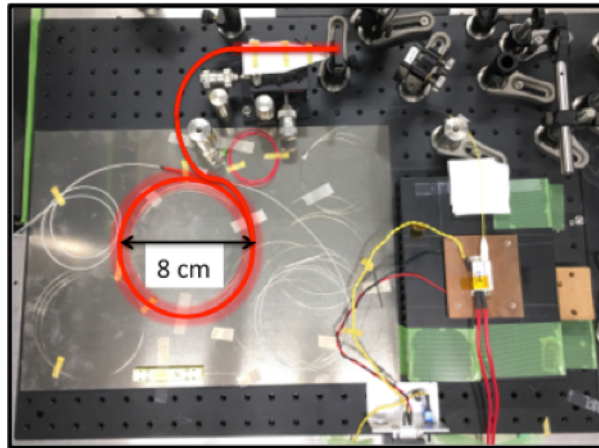


図 3-25 巻き径 80 mm の時の実験系

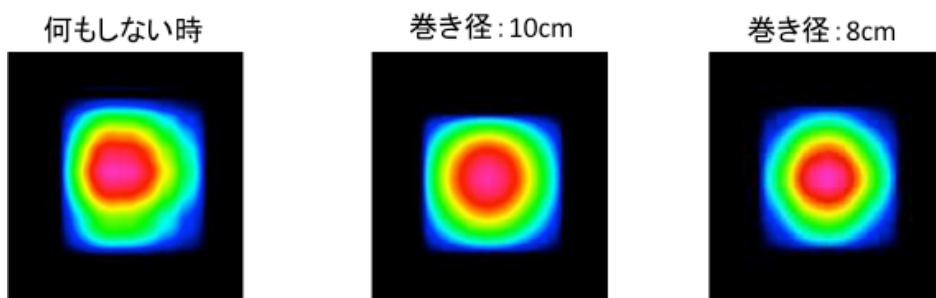


図 3-26 ファイバーの曲げによるモード整形

以上の図からわかるように、巻き径の変化により出射モードが整形されていることがわかる。またビーム品質を表す  $M^2$  は x 軸と y 軸 1.01 と 1.03 であり、非常にビーム品質の良い光源が得られた。

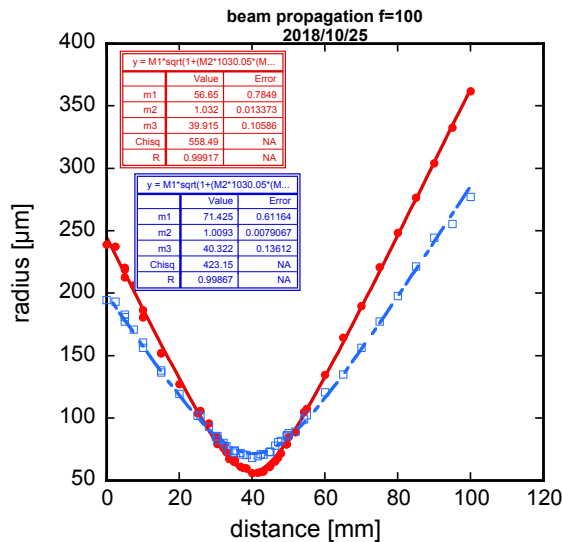


図 3-27 モード整形後のビーム品質の測定

また、ファイバーを曲げたことによる損失による出力の減少が懸念されたためモード整形前後における出力の変動を調べた。図 3-28 にその結果を示す。

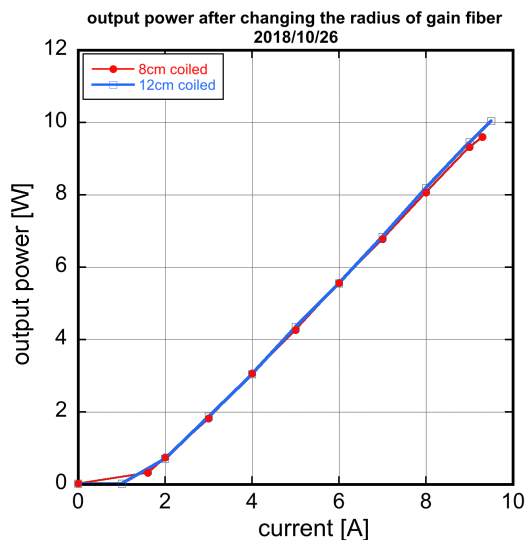


図 3-28 モード整形後の出力特性

上図において、青線がモード整形前の巻き径 120 mm の時の出力特性で、赤線がモード整形後の巻き径 80 mm での出力特性である。出力に乖離は見られないため、増幅特性を劣化させることなく横モードの単一化に成功したと言える。この結果からもわかるようにファイバーの曲げによるモード整形は、損失を与えているのではなく高次モードの伝搬条件を崩して抑圧するため、出力自体に影響はなく、むしろ基本モードに利得が集中することが確かめられた。

### 3.3.6 偏光特性

重力波用の光源として偏光は重要な要素である。第2高調波を得る際にも偏光の変動は出力に直結する。偏光特性を高めるために偏波保持ファイバー用いた MOPA を作成したため、その増幅に伴う偏光特性の評価として偏波消光比と偏光の時間揺らぎの測定を行った。偏波消光比は 20 dB 以上あることあったが、時間によって不安定なのと出力によって偏光が回ってしまうという現象が確認された。これの原因として



はファイバーの曲げによって偏波保持ファイバーに過度の応力が加わり、偏光が回転してしまっていることと、コア径の違う融着の際に偏光軸がずれてしまっていた可能性の2通りが考えられるが、原因の切り分けはできていない。実験の際は2枚の波長板を用いることで偏光の最適化をその都度行いながら行う必要がある。以下に偏光の時間変化の結果を示す。

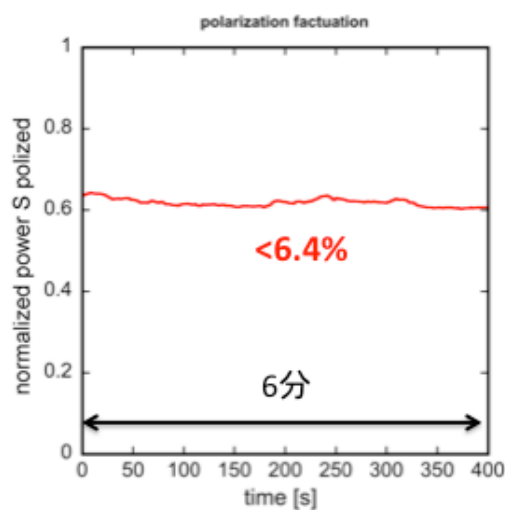


図 3-29 偏光の時間変動

上図は偏光の時間変化を規格化し、その時間変動を追跡した図である。測定にあたり以下のような実験系を使用した。偏光ビームスプリッター (PBS) で P 偏光と S 偏光成分に分け、それぞれを 2 台のフォトディテクタ (PD) で検出する。S 偏光側の PD で検出した電圧と P 偏光側で検出した電圧の和を用いて S 偏光成分の電圧との比を取ることによって規格化を行った。結果としては約 6 分間の測定に対して 6% 程度の変動が見られた。これはかなり大きく第 2 高調波の出力にも最低この程度の変動が発生する可能性が示唆される。

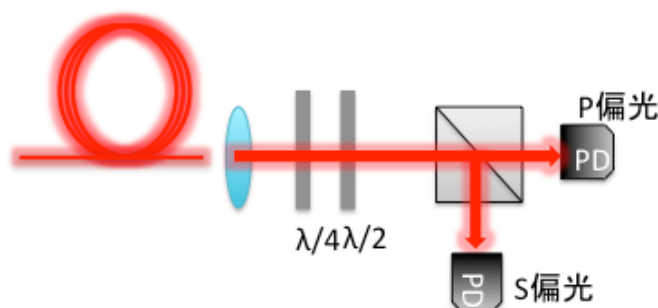


図 3-30 偏光の時間変動の測定系



## 第4章

### 515nm の高出力化

第3章で作成したMOPAを用いて高出力な515 nmの光を得ることを目指す。本研究では酸化マグネシウムが添加された周期分極反転LN結晶 (PP:MgOLN) を用いており結晶長は20 mmである。

#### 4.1 第2高調波発生 (SHG: Second Harmonic Generation)

以下に第2高調波発生の実験系を示す。PPLNには偏光特性があり、S偏光成分のみしか波長変換されないため、PBSによりS偏光のみを取り出している。また、PBSを透過してくるP偏光成分に関してはパワーメータを用いて常にパワーを取得し、P偏光成分が最小になるように $\lambda/4$ ,  $\lambda/2$ を調節している。使用しているPP:MgOLNは結晶長20 mmで断面積が $(0.5 \times 0.5) \text{mm}^2$ である。結晶長が決まっているのでBoyd-Kleinmann曲線を用いて最適長を算出することができる。計算によって得られた最適ビーム半径は $34 \mu\text{m}$ であったのでこの付近を中心に実験を行った。またPPLNは温度により整合を取る必要があり実験的に得られた温度整合条件は $69.6^\circ\text{C}$ であった。しかしながら基本光のパワーによってこの整合温度もシフトしていくため、出力に応じてその都度最適温度をチューニングする必要がある。結晶への入射は $f=100$ の2枚のレンズを用いてビーム半径 $25 \mu\text{m}$ にした時に最大の効率が得られている。

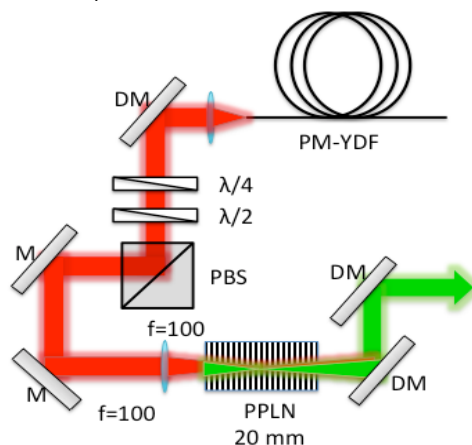


図 4-1 第2高調波発生の実験系

以下に結晶の温度特性を示す。

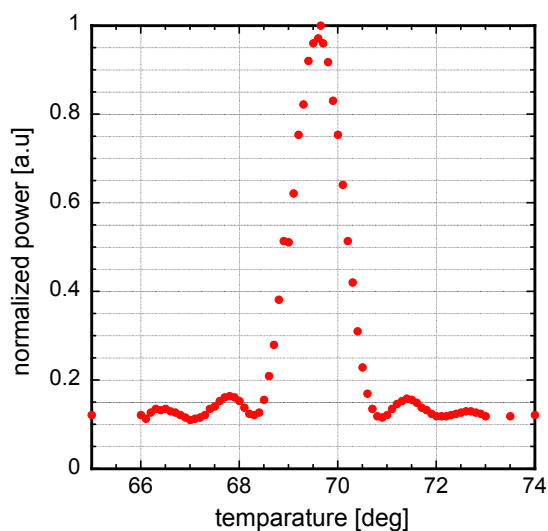


図 4-2 PPLN の温度特性

PPLN の温度特性として特徴的なサイドウィングの構造が見られる。温度の許容幅は  $1.2^{\circ}\text{C}$  であった。以下に得られた第 2 高調波の出力と変換効率をまとめた。

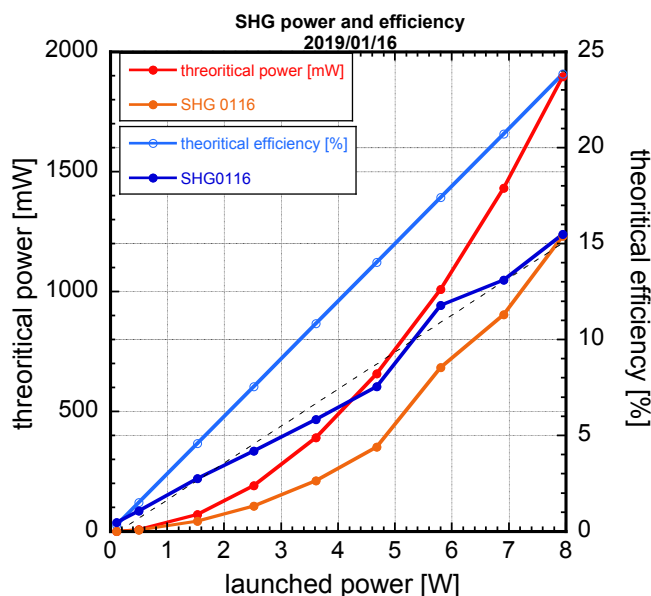


図 4-3 第 2 高調波出力と変換効率

上図のオレンジ線は実測の SHG 出力であり、赤線は変換効率が  $3\%/W$  とした時の出力の理論線である。また、水色線は効率の理論線であり、濃い青線は実測の変換効率である。最大出力は基本光出力約  $8W$  のときに  $1.2W$  がえられ、効率は約  $15\%$  であった。また効率の傾きは線形近似値で  $1.9\%/W$  となった。目標値である  $2W$  には及んでいないが、B-DECIGO の出力要求である  $1W$  は達成することができた。高効率化の程度を知るため、最小ビーム径とその時の最大効率の関係を調べた。

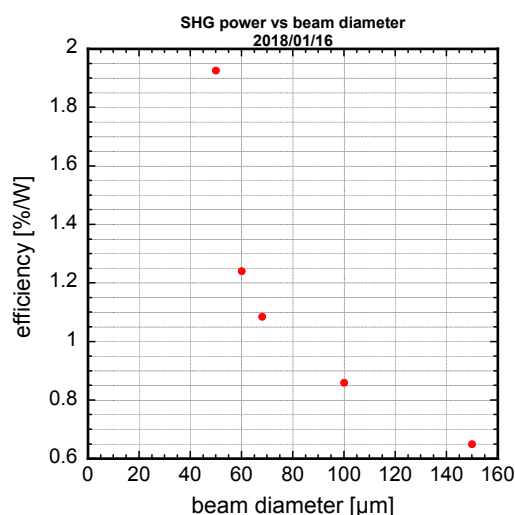


図 4-4 最小ビーム径と変換効率の関係

横軸は PPLN 結晶に入射させているビームの最小ビーム直径で縦軸は基本光パワーで規格化した効率である。以上から、ビーム径を小さくするほど効率が上がるということがわかり、変換効率の理論と一致が見られた。しかしながら、Boyd-kleinmann 曲線から算出したビーム径とは若干の乖離が存在する。本研究でビーム径  $50\mu\text{m}$  で集光させた際の結晶端付近でのビーム径は約  $250\mu\text{m}$  程度になっている。ビーム径を絞るとその分発散角が大きくなるという原理的な特徴があるため、今回のように結晶長が長い結晶を用いる場合は、結晶端付近でのビームの広がりにより、効率があまり上がらないのではないかと懸念が

あった。しかし、図 4-4 の結果から絞り込みによる効率の劣化は見られないことが判明した。むしろビーム径を小さくするに従って2次関数的に効率の上昇が見られたため、さらにビーム径を小さくすることにより効率向上の余地があると考えられる。

## 第5章

### まとめ

重力波とは時空の歪みが波として伝播する現象であり、その透過性の高さゆえ、初期宇宙の解明や重力波天文学の発展が期待されている。重力波検出には高感度なマイケルソン干渉計が必要であり、地上型と宇宙型の検出計画が存在する。このうち日本での検出計画に DECIGO がある。これは3台の人工衛星を打ち上げ、宇宙空間でマイケルソン干渉計を構築する計画であり、0.1~10 Hz 帯域での重力波の検出を目指している。高い検出感度を実現するために光源には高い周波数安定度と強度安定度が求められる。加えて、ショット雑音による干渉計感度限界を低減させるため、高い出力が求められる。必要出力は DECIGO で 10W、前哨計画である B-DECIGO では 1 W である。また、宇宙空間で動作させることもあり、小型で機械的安定性が高く、宇宙線被爆耐性を持つ光源である必要もある。

本研究では、強度が安定で且つ高出力な 515nm の光源の開発を行った。目標出力は B-DECIGO の要求値を上回る 2W とした。515 nm の光源を高出力に得るためには波長変換が必要であるため、基本光である 1030nm の増幅系を開発した。周波数安定度を維持した増幅をするためファイバーを用いた MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) システムを採択している。MOPA は一般的に周波数特性の劣化なく増幅が可能である。さらに光ファイバーを利得媒質として用いることで、高効率且つビーム品質の良い光源が得られる。開発した増幅系によって 1030nm で 10.1W の出力を達成した。効率は約 70% であり、ビーム品質を表す  $M^2$  の値は 1.1 未満となった。全てのファイバーを偏波保持ファイバーにしたことによって、偏波消光比は 20dB 以上を達成している。出力も約 20 分の測定に対して 2%以内の変動しか見られなかった。

第2高調波発生によって 515 nm を発生させた。現在出力は基本光 8W に対して 1.2 W が得られており、目標値である 2W には及んでいないが、B-DECIGO の出力要求値は達成している。効率は 1.9%/W であり今後さらなる高効率化の余地が残っている。

今後は高出力に第2高調波の強度安定化を行い、安定動作する光源としての実現を目指す。将来的にはコヒーレント結合技術によりパワーのスケーリング可能な安定光源の開発を行っていく予定である。

## 謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々にご協力いただきました。この場を借りて感謝申し上げます。

指導教員である武者満准教授にはレーザーの基礎から丁寧にご指導いただき、何不自由のない研究環境を与えていただきました。ゼミなどにおいても的確な助言をいただき、学内や学会発表の練習も親身に指導していただきました。また先生の研究に取り組む姿勢は大変勉強になりました。朝早くから夜遅くまで研究活動に勤しむ先生の姿や、研究のことに情熱的にかつ楽しそうに話されている姿に何度も鼓舞されました。「ある目的に対して最短でとり着けるわけではない。むしろ遠回りをしながら目指すことも大切である」という先生のお言葉は一生忘れません。研究においても進路決定に関しましてもこの言葉に大変救われました。研究者というキャリアの選択も武者先生のご指導があったからこそできた選択だったのだと思います。振り返ってみるとあつという間でしたが、大変充実した3年間を過ごさせていただきました。心より感謝申し上げます。

中川賢一教授にはレーザーや回路に関して非常に丁寧に教えていただきました。理解の遅い私にも諦めずに教えてくださいました。特にECLDの作成に関しましては多大なるご助力をいただきました。先生のご助力なしにはここまで研究の理解を深めるのは困難だったと思います。常に的確な先生の助言は大変貴重な意見で、その都度多くのことを学ばせていただきました。ありがとうございました。

米田仁紀教授には実験のみならず授業等で大変お世話になりました。ETLではどんなに些細な質問にも丁寧に回答してくださり、身近なものでもとても興味深い実験ができることを教えていただきました。ETLのみならず、コーラルやインストラクター講習の際にも実験のセンスがない私に諦めることなく、様々な装置や実験の原理と仕組みを1つ1つ丁寧に教えていただきました。何を聞いても的確な返答をくださる米田先生と、先生の研究に取り組む姿には大変多くのことを学ばせていただきました。ありがとうございました。

白川晃准教授には実験に必要な不可欠であった融着器を快く貸していただきました。この装置なしには私の研究は不可能でした。感謝いたします。

丹治はるか准教授には、レーザー棟の工事期間にも実験できる環境を整えていただきました。3ヶ月に及ぶ工事期間中も不自由なく実験が行え、学会発表にも参加することができたのは丹治先生のお陰です。本当にありがとうございました。

同研究室の先輩方にも大変お世話になりました。博士課程の末正先輩には同じ研究グループとして多大なご助力をいただきました。私が学部4年生の時にはフォトディテクターの作成や特性評価など実験のいろはを教えていただきました。制御ゼミや信号取得ゼミでは制御理論の基礎を1から丁寧に解説していただきました。梶川先輩には研究に関して様々な相談に快く答えていただきました。特に光ファイバーや融着、ファイバーアンプに関して多くのことを教えていただきました。私の研究分野に関して面白い論文や技術があると議論をしてくださいました。また、梶川先輩の研究に取り組む姿勢は1人の研究者としてのあるべき姿であったと思います。

卒業された清水光先輩には、卒業してなお研究に関して様々なアドバイスをいただきました。第2高調波発生の実験の際には結晶の扱い方から、その出力の特性や出力に影響を及ぼす原因など丁寧に教えていただき、実験にも付き合ってくださいました。感謝致します。齊藤洋平先輩には卒業後も研究の相談に乗っていただきました。齊藤先輩の豊富な知識と研究への姿勢はずっと私の目標でした。未だ齊藤先輩には遠く及ばない私ですが、今後は同じ会社の一員として齊藤先輩に追いつけるよう精進していきたいと思えます。久保先輩にはファイバー増幅器やそのシミュレーションに関して相談に乗っていただきました。とても些細な私の質問にも親身になって一緒に考えてくださいました。卒業された後も度々連絡をいただき、研究や就活の相談に乗っていただいたこと感謝致します。

同研究室の同期である赤見君と松阪さんにも研究に関して多々アドバイスや議論をしていただきました。全く関係のない私の研究にも一緒に考えてくれたことでここまで乗り越えられたのだと思います。ありが

とうございました。レーザー研の他研究室の同期にも、研究とは関係のない話をする事や別の分野の研究の話をして気分転換をすることができました。就職活動の際には同期諸君の支えがあったからこそ乗り越えられました。楽しい研究生活をありがとうございました。

同研究室の後輩にも多くのことを学びました。大塚君と石井君は2人とも非常に研究熱心で、卒業研究に取り組む姿勢や最新の研究にアンテナを張る姿勢には激励をもらっていました。レーザー棟の改装工事に関する雑務を2人が追うところが多く、授業に研究に引越と大変な1年だったと思います。お疲れ様でした。大塚君は私が修士1年の時に初めて持った直属の後輩で、研究テーマこそ変わってしまいましたが、なんでも吸収する食欲さと新しいアイデアを考える力に脱帽したのを覚えています。卒業研究で目黒会賞を取った時は本当に感動しました。修士の研究でも是非目黒会賞を取って欲しいと思いますし、それができるだけの力は持っていると思います。がんばってください。石井君は地道な努を続けられるという大きな武器を持っていると思います。修士の大半を研磨に捧げていた記憶がありますが、最終的には綺麗に研磨できたという報告を見た時にとっても感動しました。非常に難しい研究だと思いますが、今後もがんばってください。4年生の齊藤君、伊藤君、濱口君にも多くのことを教えてもらいました。拙い私の説明にも真剣に耳を傾けてくれたおかげで、私も切磋琢磨できたように思います。

総じて私のこれまでの人生は人に恵まれてきました。光に興味を持つきっかけは私が12歳の時に参加した親子で楽しむ科学教室でした。その時はCDを使って回折格子を作るという簡単な実験を行いました。このときの講師が植田憲一先生でした。当時は電通大に行くことになるとは思っていませんでしたが、植田研究室が前身である武者研究室で修士を取ろうという今になって振り返ると不思議な縁を感じます。友人に恵まれ、先輩後輩に恵まれ、先生にも恵まれ、こうした方々のおかげで今の自分があるのだと思います。今まで支えてくださった方々に心より感謝申し上げます。

# 表目次

表 1-1 DECIGO の光源への要求値.....	5
表 2-1 各励起方式の特徴.....	7

# 図目次

図 1-1 重力波の空間伝搬の様子.....	1
図 1-2 マイケルソン干渉計による重力波検出.....	2
図 1-3 KAGRA の完成予定図.....	4
図 1-4 DECIGO の概略.....	5
図 2-1 光ファイバー増幅器の励起方式 (a)前方励起(b)後方励起(c)双方向励起.....	6
図 2-2 前方励起の信号光と励起光強度.....	7
図 2-3 後方励起の信号光と励起光強度.....	7
図 2-4 光ファイバー中の光の伝播.....	8
図 2-5 ダブルクラッドファイバーの構造.....	8
図 2-6 スキュー光線.....	9
図 2-7 偏波保持 (PANDA) ファイバーの構造.....	10
図 2-8 擬似位相整合と第 2 高調波発生.....	13
図 2-11 フィルター型 ECLD の構造.....	16
図 2-12 相対強度雑音 (RIN) の測定系.....	17
図 2-13 入力インピーダンスが 50Ω の場合の DC パワーの測定方法.....	17
図 3-1 フィルターの透過特性 (1030 nm).....	19
図 3-2 フィルターの透過特性 (1013 nm).....	19
図 3-3 作成した ECLD.....	20
図 3-4 ECLD1 の出力特性.....	20
図 3-5 ECLD2 の出力特性.....	20
図 3-6 ECLD と DFB のビート信号のスペクトル.....	21
図 3-7 ECLD と Fiber DFB レーザーの相対強度雑音.....	22
図 3-8 Pre-amplifier の構成.....	22
図 3-9 励起用 LD の出力特性とスペクトル.....	23
図 3-10 ファイバーの最適長シミュレーション.....	23
図 3-11 カットバックによる最適長と出力.....	24
図 3-12 ファイバー最適長シミュレーション(6 mW).....	24
図 3-13 pre-amplifier の出力特性と増幅後のスペクトル.....	25
図 3-14 Pre-amplifier 増幅後の相対強度雑音.....	25
図 3-15 Main-amplifier の構成.....	26
図 3-16 Main-amplifier の励起用 LD の出力特性とスペクトル.....	26
図 3-17 融着条件.....	26
図 3-18 ファイバー最適長のシミュレーション.....	27
図 3-19 カットバックによるファイバー長の最適化.....	27
図 3-20 ファイバー最適長シミュレーション(14 W).....	28
図 3-21 Main-amplifier の増幅特性とスペクトル.....	28
図 3-22 出力の時間的安定性.....	29
図 3-23 増幅後の相対強度雑音.....	29

図 3-24	ファイバーの曲げによる高次モード抑圧利得のシミュレーション .....	30
図 3-25	巻き径 80 mm の時の実験系 .....	30
図 3-26	ファイバーの曲げによるモード整形 .....	30
図 3-27	モード整形後のビーム品質の測定 .....	31
図 3-28	モード整形後の出力特性 .....	31
図 3-29	偏光の時間変動 .....	32
図 3-30	偏光の時間変動の測定系 .....	32
図 4-1	第 2 高調波発生の実験系 .....	33
図 4-2	PPLN の温度特性 .....	33
図 4-3	第 2 高調波出力と変換効率 .....	34
図 4-4	最小ビーム径と変換効率の関係 .....	34



## 参考文献

---

- [1] A. Suemasa, A. Shimooku, K. Nakagawa, M. Musha, “Developments of high frequency and instensity stabilized lasers for space gravitational wave detector DECIGO/B-DECIGO”, *CEAS Space J*, 9, 485-491 (2017)
- [2] A. Einstein, “Die Grundlage der allgemein Relativitastheorie”, *Annalen der Physik*, 49 (1916)
- [3] B. P. Abbott et al. “Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger” *PRL* 116, 061102 (2016)
- [4] 中村卓史、三尾典克、大橋正健 “重力波をとらえる” 京都大学学術出版会
- [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
- [6] 荒井慎一 齋藤裕文 小山直人 中村肇宏 横溝健二 相曾景一 “偏波保持ファイバ” 古河電工時報 第109号 2002
- [7] JP. Koplow, DA. V. Kliner, L. Goldberg “Single-mode operation of coiled multimode fiber amplifier” *Opt. Lett.* 25 7 (2000)
- [8] D. Marcuse “Field deformation and loss caused by curvarure of optical fibers.” *J.Opt. Soc. Am*, Vol.66, No.4, (1976) 311-320
- [9] D. Marcuse “Curvature loss formula for optical fibers.” *J.Opt. Soc. Am.* Vol.66, No.3.1976
- [10] 立野公男 “SHG 光学” 光学第2 3巻第1号 1994
- [11] G.D.Boyd, D.A.Kleinman “Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams” *Applied Physics* 39 8 (1968)
- [12] T. Umeki, O. Tadanaga and M. Asobe “Highly Efficient Wavelength Converter Using Direct-Bonded PPZnLN Ridge Waveguide” *IEEE*. 46 8 1206-1213 (2010)
- [13] G. D. Miller, R. G. Batchko, W. M. Tulloch, D. R. weise, M. M. Fejer, and R. L. Byer “42%-efficient single-pass cw second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate” *Opt. Lett.* 22 24 (1997)
- [14] S. Sinha, DS. Hum, KE. Urbanek, Y. Lee, MJ. F. Dignonnet, M. M. Fejer, R. L. Byer “Room-Temparature Stable Generation of 19 Watts of Single-frequency 532-nm Radiation in a Periodically Poled Lithium Tantalate Crystal” *J. Lightwave Technol.* 26 (24), 3866-3871 (2008)
- [15] 三浦純一 “次世代重力波検出器用高安定・高効率 MOPA の開発” 平成 18 年度 電気通信大学修士論文
- [16] G. K. Samanta, S. Chaitanya Kumar, Kavita Devi, and M. Ebrahim-Zadeh “Multicrystal, continuous-wave, single-pass second-harmonic generation with 56% efficiency.” *Opt. Let.* 35, 20 (2010) 3513-3515
- [17] O. Bjarlin, et.al. “Efficient generation of 3.5 W laser light at 515 nm by frequency doubling a single-frequency high power DBR taperd diode laser”, *Opt. Comm.* 392 (2017) 167-170
- [18] S. Cui, L. Zhang, H. Jiang, and Y. Feng “33 W continuous-wave single-frequency green laser by frequency doubling of a single-mode YDFA”.*Chinese. Opt. Let* 15 (4), 041402 (2017)
- [19] S.E. Park, T. Y. Kwon, E.Shin, and H.S. Lee “Compact Extended-Cavity Diode Laser With a littman Configuration.” *IEEE*, Vol.52, No.2n(2003) 280-283
- [20] D. K. Shin, et al. “Widely tunable narrow linewidth external-cavity gain chip laser spectroscopy between 1.0-1.1  $\mu\text{m}$ .” *Optics Express*. Vol.24, No.24 (2016) 27403-27414
- [21] A. Liem, J.Limpert, H. Zellmer, and A. Tunnermann “100-W single-frequency master-oscillator fiber power amplifier” *Opt.Lett.*28,1537-1539 (2003)
- [22] C. Li, S. Xu, X. Huang, Y. Xiao, Z. Feng, C. Yang, K. Zhou, W. Lin, J. Gan, and Z. Yang, “All-Optical frequency and intensity noise suppression of single-frequency fiber laser” *Opt.Lett.*

---

40,1964-1967 (2015)

[23] 大津元一 “コヒーレント光量子光学” 朝倉書店

[24] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, P. Rosembusch  
“Interference-filter-stabilized external-cavity laser” *Optics communicateon* 266 (2006) 609-613

[25] G. Guiraud, N. Traynor and G. Santarelli, “High-power and low-intensity noise laser at 1064 nm”  
*Opt.Lett.* 41 4040-4043 (2016)