

平成19年度
研究開発成果報告書

航空機の安全航行のための乱気流
レーザーセンシングシステムの開発

委託先： (株)メガオプト

平成20年4月

情報通信研究機構

平成19年度 研究開発成果報告書

(地域中小企業・ベンチャー重点支援型)

「航空機の安全航行のための乱気流レーザーセンシングシステムの開発」

目 次

1	研究開発課題の背景	3
2	研究開発の全体計画	
2-1	研究開発課題の概要	4
2-2	研究開発の最終目標	9
2-3	研究開発の年度別計画	11
3	研究開発体制	12
3-1	研究開発実施体制	12
3-2	研究者データ	13
4	研究開発実施状況	
4-0	はじめに	15
4-1	励起チャンバーの研究開発	16
4-1-1	研究開発の背景	16
4-1-2	材料選定	18
4-1-3	チャンバー設計の前提条件と主要部品の仕様	26
4-1-4	励起系シミュレーション	31
4-1-5	励起チャンバー第1試作:(Version1.0)の設計と製作	33
4-1-6	フリーランニングレーザー発振による基本性能の確認	34
4-1-7	励起チャンバー (Version1.0) に対する性能向上施策	37
4-1-8	励起チャンバー第2試作 (Version2.0)	41
4-1-9	レーザー発振実験 (Version2.0:フリーランニング)	44
4-1-10	まとめ	47
4-2	シード光発生器の研究開発	48
4-2-1	背景と目的	48
4-2-2	シーダー(マスター発振器)の構成	50
4-2-3	開発プログラム	53
4-2-4	DFB-LD 特性評価	54
4-2-5	励起レーザー:EDF-MOPAの構築	56
4-2-6	Tm, Ho 共添加ゲインファイバ (THDF) の特性評価	60
4-2-7	Tm, Ho ファイバのレーザー発振と利得確認	64
4-2-8	DFB-LD 光のファイバ結合と Tm, Ho ファイバによる増幅	69
4-2-9	制御エレクトロニクス	71
4-2-10	まとめ	73
4-3	主共振器の研究開発	75
4-3-1	評価準備	75

4-3-2	予備実験.....	79
4-3-3	本実験 1 (共振器長 40cm におけるノーマルパルス発振)	84
4-3-4	本実験 2 (共振器長 1m における Q スイッチ発振)	89
4-3-5	各部の光学損傷について	92
4-3-6	将来的な主共振器に向けたシミュレーション	95
4-3-7	まとめ	104
4-4	増幅器の研究開発	105
4-4-1	予備実験	105
4-4-2	増幅器用チャンバーの設計.....	106
4-4-3	本実験.....	108
4-4-4	増幅器光学系の設計.....	113
4-4-5	まとめ.....	115
4-5	受信系との結合.....	116
4-5-1	コヒーレント・ドップラー・ライダー	116
4-5-2	二酸化炭素濃度のリモートセンシング	119
4-5-3	今後の計画.....	119
4-6	数値シミュレーション (Theoretical and computational study of operation co-doped Tm,Ho solid state laser)	120
4-6-1	Introduction	120
4-6-2	Co-doped Tm,Ho:YAG laser:integrated computational model	121
4-6-3	Estimation of absorption loss inside the cavity.....	128
4-6-4	Model verification.....	134
4-6-5	Model predictions.....	142
4-6-6	Summary and conclusions	147
4-6-7	References.....	149
4-7	総括.....	151
5	参考資料・参考文献	
5-1	研究発表・講演等一覧.....	158

1 研究開発課題の背景

航空機による移動はもはや狭い日本においても必須であり、国内遠隔地や海外への旅行観光客の急速な増加とともに各地に国際空港がオープンし、飛行機の便数も増加している。日本における国内・国際航空旅客者数は年間約1億4千万人（2003年）と、2001年の同時多発テロの影響を受けてもなお、10年前に比べて1.3倍に増加しており、全世界で見ても今後20年間に航空旅客数は倍増するとの予測もある。また航空機そのものも2022年までに総数で約24000機の航空機需要が見込まれている。内訳は400席以上の大型旅客機に限っては1000機近く、100席以上の狭胴機を含めると15000～20000機に達する（いずれも日本航空開発協会調べ）。いよいよ本格的な航空機時代に突入したと言える。

移動手段としての航空機のウェイトが増すにつれ、より高い「安全」が必要になるのは当然である。航空安全という面で考えてみると、時代とともに急成長するエレクトロニクス技術を背景に、外部の航空管制システムとのリンクを行い、また航空機の内部異常を診断して的確な航行を可能にするプログラムは充実してきており、航空機の安全は過去に比べて飛躍的に高まっているといえる。しかしながら、突発的に生じる気象の変化といった航空機に特有の危険に対しては、そうした制御を充実させてなお対応不可能である。2005年3月に発生したエバー航空機が乱気流に巻き込まれて50人あまりが重軽傷を負った事故はまだ記憶に新しいが、これも雲や地形などからも予測することができない、晴天時の乱気流によるものであった。また、離着陸頻度の高い空港の滑走路においても、後続の航空機が直前の航空機によって発生したタービュランスに巻き込まれることも指摘されている。これらは目視ではもちろん、電波レーダーでも捉えることができず、コンピュータ制御の航行システムが整った現在でもこのような事故は回避が難しいといえる。

したがって、航空機エレクトロニクスが充実した今の航空安全にとって最もフォーカスすべき課題は、これまで予期できなかった大気の流れなどの突発現象を事前に捉えて回避する、滑走路近辺に設置あるいは航空機に搭載可能なプロアクティブな安全設備の開発である。これは今自動車の世界で開発が進み、一部市販車への搭載も開始されている、衝突防止や走行レーンの自動追従といったプロアクティブセイフティとも同期する、悲惨な事故を回避するための最も効果的な方法の一つであり、これからの交通機関に不可欠な技術である。

乱気流は、通常は高山周辺や積乱雲などの内部に生じるが、上記の事故の例にもあるように晴天時にも高度に関係なく発生するものがあり、地形や雲から予測することができず危険性が高い。このような大気の流れを遠隔地から計測するために、レーザーを用いたドップラーライダーという手法がある。日本においても風ライダーの開発が行われてきたが本申請のレベルの出力を持つ光源を搭載したものはない。航空機搭載用として高繰り返し周波数の小出力のアイセイフ光源を搭載して実用化手前の段階まで進んだものもある（JAXA）が、出力が弱いために遠距離までの計測が不可能で、近距離の計測あるいはヘリコプターや小型飛行機などの低速機向けにしか使用できない。本申請に記載された長距離測定するための光源としては根本的なテクノロジーを高パルスエネルギーのレーザーに求める必要がある。従って上記の開発における1.5 μ m帯の高繰り返し光源をベースにするのではなく、従来の上設置用レーザー光源の開発結果を基礎として、より高出力化を推進することが解決の近道となる。国外においては主に米国で開発が進められており、特にコヒーレントテクノロジー社では光源から受信システムまでトータルな開発が行われている。しかしながらやはりレーザーの開発がネックとなり、民間の航空機を対象としたシステムの開発までには至っていない。従って高出力の発信系がこの安全技術を完成させるキーテクノロジーといえることができる。

研究開発対象としてみた 2 ミクロンレーザーは、国内では情報通信研究機構が数 100mJ クラスの発振に成功しているが、大型の装置であることと、コストが高くなっており、実用化のためにはサイズ、価格ともにコンパクトに圧縮する必要がある。この目的のためにもレーザー光源の専門企業である弊社がこのプロジェクトを行う意義がある。一方、海外では最近 NASA のグループがジュールクラスのパルス発振に成功した(Jirong Yu, et al., Opt. Lett. vol.31, 462)。これも研究ベースであるものの、そのような高エネルギーパルスを実現可能であることの証明として意義深いものである。

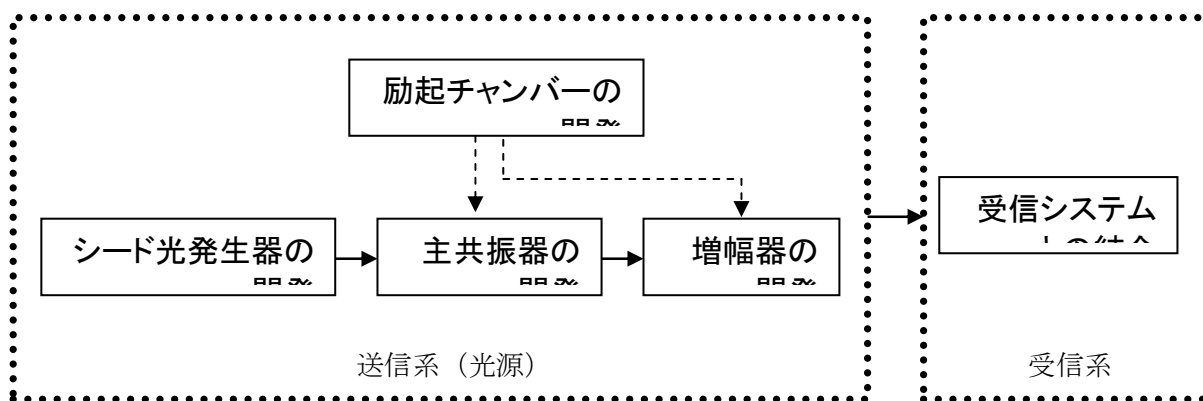
2 研究開発の全体計画

2-1 研究開発課題の概要

a. 総論

本研究開発における課題は、大気の流れを検知するセンシングシステムの開発である。レーザーセンシングシステムは送信、受信、とその制御部に分けて考えることができるが、これまでの関連開発により受信のハードウェア、および送受信制御の部分に関してはあくまで信号プロセッシングであるためすでに目標を達成できる性能・仕様を満たすものが入手可能だが、送信側には従来では到達しえなかった光源を搭載する必要がある。従って本研究開発課題における主題は送信側に搭載する、高出力の光源である。大気の流れを検知する方法には種類があるが、リアルタイムで長距離の測定を行うという前提条件の下では、レーザーを使用しその光の散乱により大気の流れを検知するもの以外には選択肢がない。航空機におけるプロアクティブセイフティを達成するためには、滑走路設置の場合、大型機の国際線用滑走路基準である 4000m の 2 倍程度の距離にわたる情報を取得する必要がある。また航空機搭載型の場合では少なくとも時間にして 1 分前、距離にして 10~20km 先の情報を入手する必要がある。このような要求を満たすためには、これまで風ライダーによるリモートセンシングで行われてきたデータから考えると、パルスエネルギー約 1J、パルス幅数 100ns で単一周波数発振するレーザーが必要とされる。しかも、大気中に光を放出することを考えると、人間の目に対しての安全性の高い、いわゆるアイセイフ領域、すなわち $1.5\mu\text{m}$ よりも長い波長において発振するレーザーが望ましい。また使用される環境からの要請に従い、振動や温度変化に対する耐久性・安定性に関する検討を同時に行う。当該研究開発期間内は既存の受信システムを使用した評価を行い、発振器側の開発に重点を置くことにする。本開発において発振器の性能を実証したのち、適合したシステムを製品化のプロセスにおいて適用する。

本開発課題は、光源となるレーザーの開発を中心にア) 励起チャンバーの開発、イ) シード光発生器の開発、ウ) 主共振器の開発、エ) 増幅器の開発、オ) 受信系との結合の 5 つのサブテーマから構成される。それぞれのサブテーマの関連に関しては以下に図示した通りである。実線はレーザー装置の光の流れ、点線は関連技術を表す。



主共振器と増幅器での共通技術であり、高出力化の最大のポイントである励起チャンバーの開発をまず最初に行い、その結果を利用して主共振器と増幅器の開発を実行する。また単一周波数を達成するための方法として主共振器の内部の波長制御という方法も考えられるが、温度ドリフトや機械的な安定性が周波数に影響を与えるため、周波数制御の部分を別の小出力共振器に持たせ、これをシード光発生器として開発する予定である。

これらについてそれぞれ詳細な説明を以下で行う。

b. (ア) 励起チャンバーの開発

b-1: 技術概要

現代の効率的なレーザーには半導体レーザー励起が必要不可欠であり、これを前提条件として開発をすすめる。アイセイフの波長域において、高エネルギーのパルスレーザーを実現するためには 1) Nd イオンなどを活性種とした 1 ミクロン帯の励起レーザーをベースにした光パラメトリック発振によるダウンコンバージョン、2) レーザー媒質として固体結晶に活性種として Tm ないし Ho イオンを添加した 2 ミクロンレーザー、3) 同様に Er イオンを添加した 3 ミクロンレーザー、が考えられる。それぞれの方式の利点と欠点をまとめたものが下の表である。欠点についてはその理由を簡単に書き示した。

	1) Nd レーザー+OPO	2) Tm/Ho レーザー	3) Er レーザー
エネルギー	△(理論的に蓄積小)	◎	○
平均出力	○	△(廃熱の難しさ)	△(理論的に小)
繰り返し	◎	○	△(理論的に小)
単一周波数	△(複雑化)	○	△(シード光源が困難)
効率	△(非線型変換)	◎	△(ストークス損失大)

1)の場合は、励起レーザーのパルスエネルギーを大きく取れず、また単一周波数動作させるためには装置が複雑化すること、非線型波長変換ステージがあるため効率の低下が考えられる。3)の手法では、レーザーに関与する Er イオンのエネルギー準位上、平均出力に制限があることと、エネルギー効率が物理的に小さいこと、また単一周波数動作のためのシード光源の構築が困難なために共振器が複雑になると考えられる。2)の方式では、平均出力は廃熱の工夫次第で改善ができ、その場合効率は極めて高くできる。従って航空機搭載用途などの効率が重視される応用にはこの方法がもっとも優れている。

2)の方法を採用した場合にもっとも重視されるべき点は上記の表からもわかるとおり、熱のマネジメントである。レーザー結晶からの放熱の効率がレーザーの効率に直接関わる

ため、このサブテーマの中での最大の検討事項である。逆に言えば、結晶からの発熱を効率よく廃棄することができれば、最も有力な候補といえる。しかしながら結晶からの放熱だけでなく、その励起源である半導体レーザーからの光を効率良く結晶に導入する手法の検討も同時に行われる必要がある。極めて小さな体積に対し、光の導入と熱の吸収を同時に行うため、励起・吸熱方式まで含めた開発の必要がある。

またレーザーの効率を決めるもう一つの検討事項が結晶の選定である。結晶は本質的なレーザー発振の特性を決定づけ、またその結晶の熱伝導、熱膨張率、屈折率の温度依存性などは熱マネジメントと相まってトータルの性能を左右する。

b-2：具体的な開発手順

- 1 候補となる結晶材料の選定を行う。高エネルギーパルスレーザーとして使うことを前提とし、試験的にいくつかの材料を入手して試験用の励起チャンバーにて発振実験を行う。材料の物性パラメータを同時に測定する。またこれに平行して T_m と H_o のイオン濃度の最適値を見積もる。結晶パラメータが明らかになれば理論的に最適値を計算することが可能である。
- 2 励起チャンバーの構造を提案して、1 で得られた物性パラメータから温度分布、熱ストレス強度、励起密度などの計算を有限要素法の計算コードを用いてシミュレーションする。最適な構造に併せた機械設計を行い、チャンバーの製作を行う。
- 3 結晶と半導体レーザーを組み込み、シミュレーション結果および仕様との差異を実験的に求める。
- 4 2 と 3 を重ねて行い、冷却効率・励起効率・エネルギー取り出し効率に優れた励起チャンバーを完成させる。

b-3：開発目標

両面フラットミラーの共振器を組み、 Q スイッチや波長選択素子などの挿入されない準連続波のフリーランニング動作において、パルスエネルギー200mJ、繰り返し 20Hz を実現すること。

b-4：体制

励起チャンバーは、レーザー装置全体を通してその効率を決定するキーユニットであり、上記のように極めて多くの検討事項と実験を必要とするため、これを単独のサブテーマとした。現在の日本において T_m あるいは H_o レーザーの構築経験がもっとも豊富である東北工業大学の浅井教授、佐藤講師にこのサブテーマにおける中心的役割を担っていただくことにしている。

c. イ：シード光発生器の開発

c-1：技術概要

通常レーザー結晶はある程度の利得スペクトル幅を持っており、例えば比較的利得スペクトルが狭い Nd:YAG レーザーの最強の発振線である 1064.2nm の発振線では 0.4nm 程度である。これに対し、共振器が許容するスペクトル間隔は通常 pm のオーダーであり従って共振器の内部には一定間隔の周波数を隔てて多数の周波数成分を持つ光が発生する。本開発の結果を用いるドップラーライダーは、わずかな周波数差を元に風の流れを捉えるため、多数のピークを持つレーザーでは測定不可能であり、本開発においても発振スペクトルを限定し、狭いスペクトルを持つ光を 1 本だけ選択する必要がある。主共振器に波長

選択性を持つ分散素子を挿入し、選択したい任意の波長以外に対して損失を持たせることにより、狭い発振スペクトルを達成する方法があるが、周波数基準としての役割を主共振器の外部にシード光発生器として持たせることにより、安定な発振が期待できる。

シード光発生器からの出力はパワー以外のレーザー本体の性能を決定づける。従ってシード光発生器に求められるのは、単一周波数発振はもとより、発振周波数の外部環境の変化に対する安定性、良好なビームプロファイル、低い出力変動や光ノイズ成分などであり、レーザーに対する要求としてはかなり厳しい。これら多数の要求を満足するための回答としてファイバーレーザーを提案する。ファイバーレーザーは固体レーザーと異なり機械的な可動部分を徹底的に減らすことができ、機械的な安定度が増す。また熱マネジメントの点でも発熱部分の体積/表面積比が小さいため容易に温度制御が可能であり、従って効率よい発振、熱的揺らぎの抑制が可能となる。Tm 系の利得ファイバーが入手できるようになり当該 2 ミクロン帯の波長においても発振が得られる。

c-2：具体的な開発手順

- 1 まず Tm ファイバーによる 1.9-2.1 μm の光学特性を得る。チタンサファイアレーザーを評価用レーザーとして用い、ファイバーの基本特性である吸収特性と、増幅自然放出 (Amplified Spontaneous Emission: ASE) の特性を調べる。
- 2 FBG の組み込みを行い実際にマルチモードでの発振実験を行う。このステージでは励起レーザーに必要なパワーの見積もりと、利得ファイバーの最適ドープ率と最適長さの関係についての知見を得る。
- 3 一方で共振器長を極端に短くした共振器を構成した実験を行い、単一周波数発振が得られる共振器長を見積もる。
- 4 短共振器にて高効率な単一周波数発振を得るためには、Tm が高濃度で添加されたファイバーを必要とするため、2、3 で得られた知見を元に、Tm 濃度を決定し、高濃度添加ファイバーの作成をファイバーメーカーに依頼する。
- 5 共振器パラメーターについての知見を得た後、温度制御などによる安定化を行い、シード光発生器の開発を完了する。

c-3：開発目標

波長 1900nm~2100nm の間の波長において単一周波数、LP01 モードで発振するシード光発生器の構築。

c-4：体制

ファイバーレーザーはメガオプトにおいて開発実績があるため、メガオプト社内研究員を担当者として主に開発をすすめる。

d. ウ：主共振器の開発

d-1：技術概要

サブテーマ (ア) において開発された励起チャンバーの技術を用いて、2 ミクロン帯のレーザーを発振させる主共振器を開発する。開発設計の重要なポイントとしては、

- ・ 準 3 準位系レーザーに特有の励起体積を外れたビームの吸収損失を低減するため、励起体積とビームモードを一致させること
- ・ シード光発生器からの光を取り込むポートを設置する
- ・ 単一周波数発振を阻害しない共振器形態とする

が挙げられる。これらを実現するために、共振器の形態は進行波形のいわゆるリング共

振器とすること、励起チャンバーの設計に合わせた綿密な共振器計算を行うことが要件となる。

d-2：具体的な開発手順

- 1 共振器を組む上で重要な、結晶内部の励起体積と共振器を循環する横モードとを一致させ、 Q スイッチなど損傷に弱い素子上では大きなビーム径を確保できるように、レーザー結晶の熱レンズ効果を考慮したシミュレーションによる共振器の光学素子のパラメータを求める。
- 2 励起チャンバーを実働状態で搭載し、レーザー出力が得られることを確認する。
- 3 シード光発生器からのビームを共振器に導入する。シード光発生器からのビームは共振器内の周回ビームとモードを一致するように整形された後に導入する。発振スペクトルの狭窄化が行われる出力・ビームパラメータなどの条件を見出す。
- 4 Q スイッチを挿入し、ジャイアントパルスモードにて動作確認。再度共振器パラメータを変化させ、もっとも安定でエネルギーが取り出せる共振器を構築する。

d-3：開発目標

シード光発生器の単一周波数を継承するパルスレーザー発振を行う。ジャイアントパルスモードにおける出力 100mJ、繰り返し 20Hz、単一横モードとする。

d-4：体制

2 ミクロンレーザーのシミュレーションなどをこれまで行ってきた東北工業大学が共振器の設計を分担し、固体レーザー一般に造詣の深い理研の指導を受けてメガオプトが製作・実験を担当する。

e. エ：増幅器の開発

e-1：技術概要

サブテーマ（ア）にて開発された励起チャンバーをベースにした増幅器を開発する。1 ステージあたり 2 倍程度の増幅器利得を見込んで、3 ステージ配置、トータルで 10 倍の増幅度とする。3 つの励起チャンバーは基本構造を同一とするが、それぞれのステージで入力・出力エネルギーレベルが異なるため、半導体レーザーの数とレーザー結晶のサイズは異なるものが使用できるように設計する。

e-2：具体的な開発手順

- 1 各ステージで得るべきエネルギーと増幅度から必要な励起パワー、最適なビーム径とレーザー結晶直径の関係を導く。
- 2 熱レンズのシミュレーションにより、発振器～増幅器および増幅器間におけるスムーズなビーム伝播を行い高い増幅度を得るために、励起体積に一致させたビーム体積を見積もる。またその結果を受け、イメージリレー光学系を設計する。
- 3 1、2 で得られた知見をもとに増幅器を設置し、ステージごとに計算と実験結果の検証を交互に行い理想的な増幅度とそれが得られる結晶径、ビーム径、その他の共振器パラメータを実験的に求める。
- 4 ここまでに開発した全ての結果をまとめあげる。

e-3：開発目標

全開発テーマの集積を行うことにより、最終ステージの増幅器後においてパルスエネル

ギー約 1J、繰り返し 20Hz、単一周波数のパルス出力を得る。

e-4：体制

大規模な MOPA (Master-Oscillator Power-Amplifier) 構築の経験がある理研と、2 ミクロン用 MOPA の経験のある東北工業大学の指導の下でメガオプトが開発を進める。

f. オ：受信系との結合

f-1：技術概要

システムとして完成させるため、受信系との結合が不可欠であるが、このセンシングシステムにおいて現在ネックとなっている送信装置を開発することが急務であることに加え、開発課題としても複雑でリソースを必要とすることは上記の提案からも明らかである。従って、当該研究開発期間においては光源開発を最優先に行うこととし、受信系との結合は現在使用可能な装置をもって実験を行い、送信系とあわせた信号授受の確認を持ってシステムの完成とする。

f-2：体制

受信系をレンタルにより入手し、東北工業大学のサポートのもとメガオプトが担当して実験を行う。

2-2 研究開発の最終目標 (平成 19 年 11 月末)

1 以下の仕様を満たす光源の構築

波長：1.5～2.1 μm (アイセイフ波長)

動作モード：Q スイッチパルス

スペクトル：単一周波数 (50MHz 以下)

エネルギー：約 1J

繰り返し周波数：20Hz

各サブテーマにおける目標値

ア) 励起チャンバーの開発：準連続波のフリーランニング動作において、パルスエネルギー 200mJ、繰り返し 20Hz を実現すること。投入する半導体レーザーのパワーが 900W、レーザー結晶の上準位寿命を 1.5ms 程度と仮定すればレーザー結晶に蓄積されるエネルギーは 1J 程度となり、フリーランニング動作では励起体積と共振器モードの一致を取りやすいために、マルチモードではあるがスロープ効率にして 30%以上、全効率 20%程度は達成できる。

イ) シード光発生器の開発：波長 1900nm～2100nm の間の波長において単一周波数、LP01 モードで発振するシード光発生器の構築。Tm シリカガラスでは 1900-2100nm に利得を持たせることが可能であり、適当な波長選択素子を使用することにより、単一周波数発振が可能である。短い共振器とすることによりスペクトル幅はフーリエ変換限界から導かれるスペクトル幅に比べ大幅に広がるが、パルスレーザーのシードとしては十分に狭い。ファイバーは最低次モードのみが励起されるシングルモードファイバーを使用するため、LP01 のみが見られる。

- ウ) 主共振器の開発：シード光発生器の単一周波数を継承するパルスレーザー発振を行う。ジャイアントパルスモードにおける出力 100mJ、繰り返し 20Hz、スペクトル幅 50MHz 以下、単一横モードとする。主共振器内部に波長選択素子と Q スイッチを挿入する損失を見込んでフリーランニングに比べ出力半分とした。シード光源から導入される狭いスペクトル幅を持つシード光に同調するが、パルス幅 200ns 程度が見込まれるため、フーリエ限界においても 10MHz 程度であるから、50MHz は到達可能と思われる。
- エ) 増幅器の開発：全開発テーマの集積を行うことにより、最終ステージの増幅器後においてパルスエネルギー約 1J、繰り返し 20Hz、単一周波数のパルス出力を得る。

2 既存受信系との結合試験

- オ) 受信系との結合：実験的に 10km 前方における気流変化を観測可能であることを証明する。送信系が十分に仕様を満たせば、これまで行われてきた研究結果から 10km レンジにおける風のプロファイリングは可能である。

2-3 研究開発の年度別計画

金額は非公表

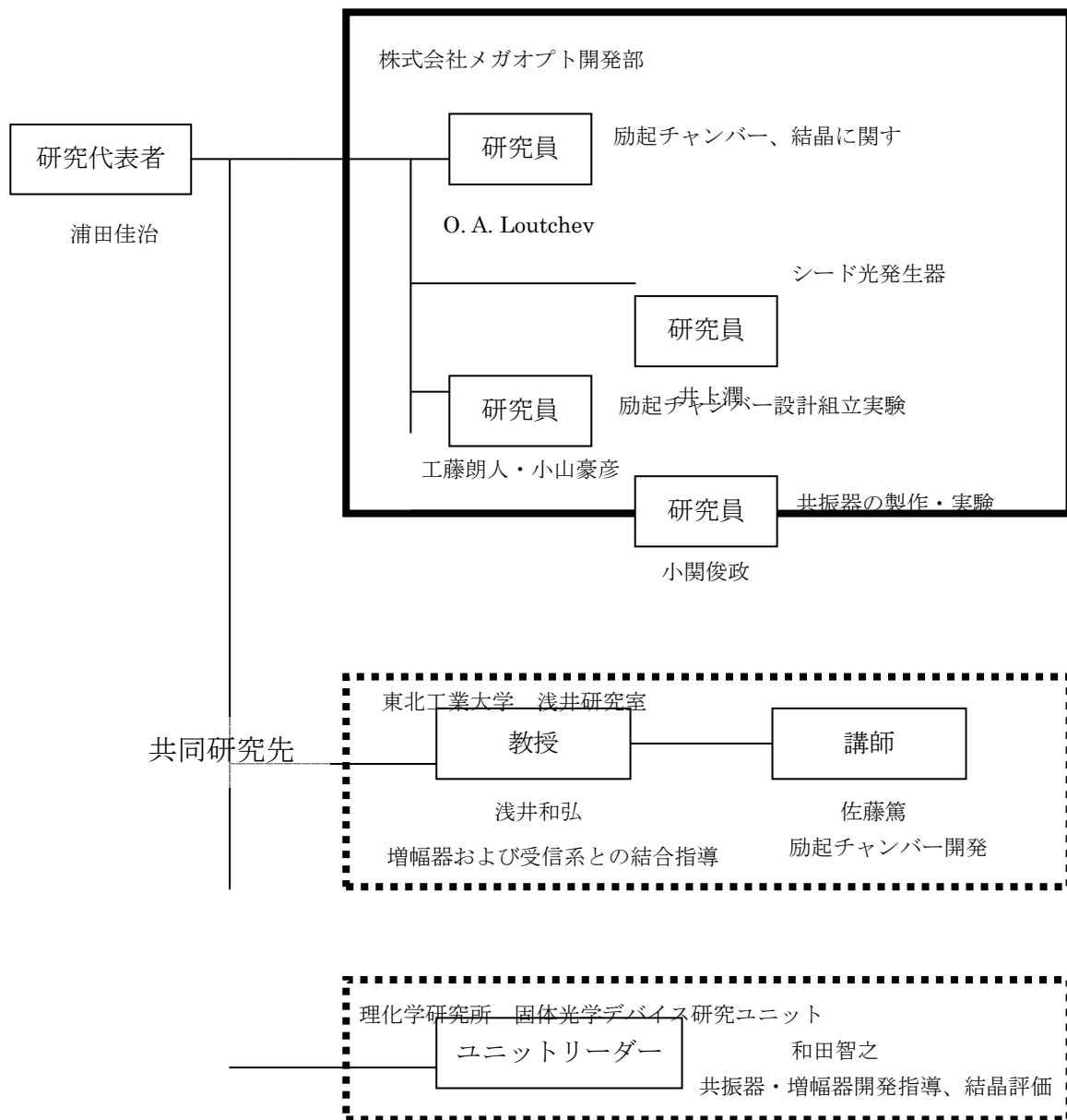
研究開発項目	17年度	18年度	19年度	計	備考	
航空機の安全航行のための乱気流レーザー センシングシステムの開発				—		
ア) 励起チャンバーの開発	←	→		—		
イ) シード光発生器の開発	←	→		—		
ウ) 主共振器の開発		←	→	—		
エ) 増幅器の開発			←	→	—	
オ) 受信系との結合				←	→	—
間接経費額（税込み）	—	—	—	—		
合計	—	—	—	—		

- 注) 1 経費は研究開発項目毎に消費税を含めた額で計上。また、間接経費は直接経費の30%を上限として計上（消費税を含む）。
 2 備考欄に再委託先機関名を記載
 3 年度の欄は研究開発期間の当初年度から記載。

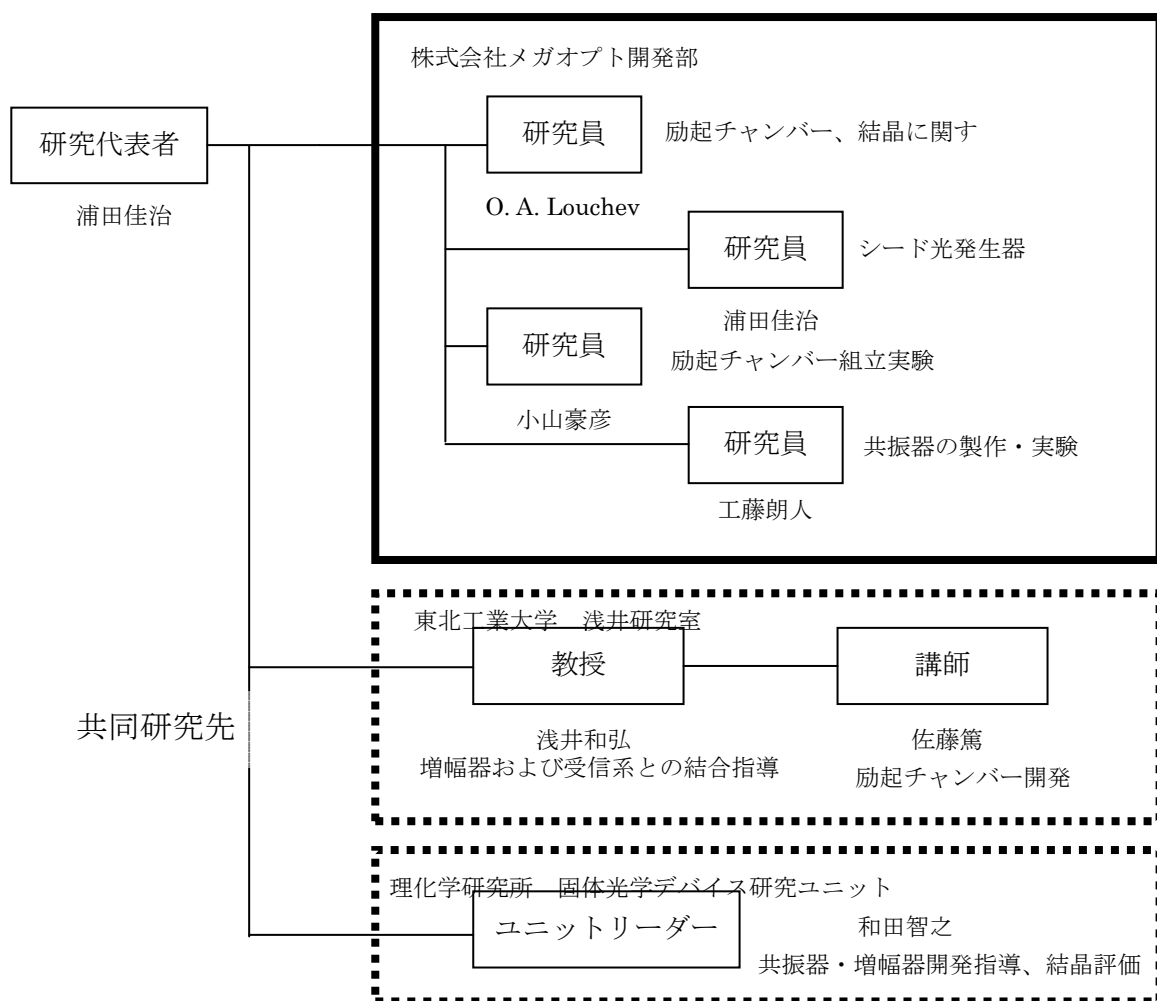
3 研究開発体制

3-1 研究開発実施体制

(2006年4月1日～2007年1月31日の体制)



(2007年2月1日～3月31日の体制)



4 研究開発実施状況

4-0 はじめに

当初予定していなかった、数値解析の手法を採り入れ、実験と平行して数値シミュレーションを行ってきた。数値シミュレーションからは、レート方程式により記述される基本的なレーザーのダイナミクスから始まり、 T_m と H_o の添加濃度がレーザーの性能に与える影響、Qスイッチの吸収による影響、冷却水がロッドに与える影響、大気中の湿気が共振器中の損失を増やすことなど、様々な予想が導かれ、少なからず実験方針に有用な助言となっているし、実験からフィードバックされる結果によって数値モデルの完成度が上がり、さらに新たな問題が提言される、といった、相互的なポジティブな関係が築かれた。数値シミュレーションは4-6節にまとめて記述されているが、実験とのすりあわせの中で不明な点をお互いに明らかにしてきたことを記しておく。

4-1 励起チャンバーの研究開発

4-1-1 開発製作の背景

Tm,Ho 系レーザーは従来、ランプ励起により発振を行ってきたが、昨今の半導体レーザー(LD)の高性能化、低価格化に伴って、電気-光変換効率(電気から励起源すなわちランプないし LD への効率)、光-光変換効率(励起源から2ミクロンレーザーへの効率)ともにランプに比べ遙かに優れている LD へのシフトが行われている。ランプに比べて、スペクトル輝度が極めて高い LD は、レーザー上準位を正確に励起することにより励起効率を高くすることが可能である。

本開発で目指したパルスレーザーは繰り返しが高く、パルスエネルギーが高い。このようなレーザーは励起光源としてはフラッシュランプが適しているが、上記のような理由から LD へのシフトが始まっている。そのような場合でも、連続波(CW)ではなく、時間波形が矩形になるような点滅を繰り返すような、準連続波(QCW)での励起が効果的である。その理由は、

- LD への熱的負荷 = (LD のパワー) × (デューティ比) となり、効果的に負荷を減らせる
- 同じ LD バーを使用しても、QCW 駆動では CW に比べて数倍のピークパワーを得ることができ、一つのパルス中に投入できるエネルギーが増加する
- 数 10Hz の低繰り返しでは連続発振によるメリットが熱的負荷を下回る

ということである。レーザー結晶から見ても、準 3 準位のレーザーでは不要な励起を行わないことがパフォーマンスの向上に直結する。準 3 準位系は、基底準位とレーザー下準位のエネルギー差が小さく室温付近で容易に熱的に励起されて分布が急増する。これは過剰なエネルギー投入が熱に変換されるような場合、レーザー全体のパフォーマンスを低下させることと同義である。

以上のことから本開発でも QCW-LD の使用を前提として検討を行ってきた。

Tm,Ho 系に限らず、準 3 準位系のレーザーは結晶のデザインを含めた励起チャンバーの構成が重要である。準 3 準位系では、室温ですでにレーザー下準位に熱的に励起されている分布数が多く、反転分布が形成しづらい。反転分布が十分に形成されない条件下では、自らが発光した光子を自らが吸収する自己吸収が発生し、従って負の利得となる。レーザー利得は共振器内部の光路長全体にわたる正負の利得の総和であるから、部分的でも負の利得が存在する場合には発振が困難になる可能性が高い。LD 励起のレーザーを構成する上で基本的な構成として大別して1)レーザー媒質を光軸とコリニアに励起するエンドポンプ、2)レーザー媒質を横方向から励起するサイドポンプ、に分けられる。

前者は媒質による励起光吸収長に対して媒質長を適当に設計することにより、媒質中の光路全長にわたって励起されるため、全長で十分な反転分布を形成することができ、従って自己吸収による損失をゼロないし極端に低減することが容易であるため準 3 準位系のレーザーを容易に発振させることが可能である。しかし、レーザー光軸を効率的に励起するためには一般には小さな開口に高いエネルギーが投入できる

ような光学系を組む必要がある。特殊な光学系を通して整形された LD バーなどを用いることができるが、現状でそのような LD が出力できる出力は連続波 (CW) で数 10W、準連続波 (QCW) でも 200W 程度である。

一方サイドポンプでは、比較的 LD のデザイン自由度が高く、エンドポンプほど輝度が要求されない。そのためスタックバータイプと呼ばれる、LD バーをその速軸方向に重ね合わせた LD モジュールを適用できる。現在 1 本あたりピークパワー 200W の LD バーが入手できる。これをスタックすることにより、数倍のパワーが容易に取り出せる。このタイプの LD はスタックされているが故にことに中央部に挟まれている LD の熱はけが悪く、熱負荷に対して弱い。QCW 動作によってピークパワーは高く、平均パワーを低くすることが可能で、結果として低繰り返し、高エネルギーのレーザーに適した出力を得ることができる。その一方、サイドポンプではレーザー媒質を光軸に沿った方向全域を励起することが難しい。ロッドが機械的に保持され、何らかの方法で冷却される必要があるためである。ガラスなどの透過材による保持など特殊な方法で全域を励起する方法を考えることも可能だが、冷却効率の低下などトレードオフを免れない。励起されない部分は先に述べたとおり、利得がないばかりか、損失になるため、特に損失に対してセンシティブな Tm, Ho レーザーではパフォーマンスの大幅低下を招く。つまりサイドポンプは高エネルギーパルスレーザーに適したセットアップだが、準 3 準位レーザーの場合は何らかの対策を必要とする。これを背景にすると材料選択には、単にその材料が本来持っている固有の性能に加えて、特殊な対策ができるか否かが、採否のカギをにぎっているといえる。

4-1-2 材料選定

候補の材料を選ぶにあたり、現在のレーザー活性材料の研究状況、実際に入手する可能性、その他の物性の3つの視点から見て、もっとも現実的な解を求めることにした。LDによる励起のしやすさ、誘導放出断面積の大きさ、発振線の制御性という観点から、TmとHoの複合添加とした。このような方式によれば、Tmイオンが現在高出力LDが入手可能な発振波長において強い吸収を持つため、LD励起が容易であり、かつエネルギー移動により大きな誘導放出断面積を示す活性イオンであるHoが励起されることにより、効率的なレーザー発振が可能になるとされている。

4-1-2-1 基本材料の特性調査

文献調査した結果、次の6つの結晶を選定対象とした。その結果を表4.1.2.1にまとめる。酸化物ガーネット系のYAG($Y_3Al_5O_{12}$)とLuAG($Lu_3Al_5O_{12}$)、フッ化物シーライト系のYLF($LiYF_4$)とLuLiF($LiLuF_4$)、そしてオルソバナデート系として YVO_4 と $GdVO_4$ (いずれも組成式そのまま)である。ガーネット、シーライト、バナデートはそれぞれ同じファミリーに属している。活性種として添加されるTmおよびHoイオンはいずれの結晶においても希土類元素Y、Lu、Gdを置換する。置換される元素はイオン半径が若干異なるが、同じファミリーの結晶では活性種に影響を与える結晶場は大きく変化しない。従って、ファミリー内では励起波長、発振波長、上準位寿命などの物理的パラメーターは大きく変わらないため、どのファミリーを使用するかが選定のポイントといえる。

ガーネット系のYAGは非常によく研究・開発されているため、結晶材料としてもっとも安定しており、入手も容易である。熱伝導もレーザー結晶としては良好な部類に入り高出力レーザー用としてのホストに要求される性能を高い次元で満たしている。しかしながら、Tmイオンの励起波長はこの中で最も短く、LDの入手が困難である。LuAGも近年開発された結晶であるが、同様の資質を持つ。しかしながら実用化の実績の点ではやや疑問であり、入手も必ずしも容易ではない。

シーライト系のYLFはYAGに次いでよく開発された結晶であり、安定な供給が可能だと思われる。励起波長はYAGよりもやや長い792nmであり、一部のLDメーカーの一部の機種では標準的な製品として取り扱われている。問題は熱伝導と水溶性にある。LuLiFも入手しにくいと同様の特性と考えてよい。バナデートの YVO_4 はここ10年ほど、注目されている結晶の一つであり、Tmをドーブした結晶では、非常にポピュラーな、入手が容易な808nmLDをそのまま適用可能であることから注目を集めている。しかし、大型の結晶成長は難しく、また上準位寿命の短さから単位体積あたりに蓄積されるエネルギーおよび飽和フルーエンスが小さく、本開発のような高エネルギーパルスレーザーを得るのには向かないと考えられる。

表 4.1.2.1 Tm, Ho ドープ時の各種ホスト結晶の物理特性とその他の選定要因

項目	単位	YAG	LuAG	YLF	LuLiF	YVO4	GdVO4
励起波長	nm	785	←	792	←	799	←
発振波長	nm	2097	2080	2050	←	2050	←
上準位寿命	ms	12	10	15	15	3	2?
熱伝導		◎	○?	△	△	△	○?
開発進度		◎	△	◎	○	○	△
結晶入手容易性		◎	△	○	△	○	○
コンポジット		◎	○?	○?	△	△	△
LD入手容易性		△	△	○	○	◎	◎

4-1-2-2 コンポジット材料

近年、レーザー媒質のコンポジット化が一般的な技術として用いられるようになってきている。コンポジットとは、2種類以上の材料が混合されることなく独立した状態で組み合わせられている状態を言う。レーザーロッドの場合、以下のような目的でコンポジットが用いられている。

1 レーザーにおける冷却効率の向上

例えば一般的なレーザー媒質である Nd:YAG にアンドープ YAG ないしサファイアを透明ヒートシンクとして接着し、Nd:YAG で発生している熱をこのヒートシンクを介した熱伝導で逃がす。

2 準3準位系レーザーの損失回避

上記の準3準位レーザーの欠点を回避するために、LD 励起が十分に行われる部分(利得が0以上になる部分)のみ活性イオンをドープしたロッドを配し、機械的保持が必要で励起できない部分はアンドープのロッドとしてこれらを接合したものを使用する。

3 横モード選択

レーザー発振が行われるドープされたロッドないしスラブをアンドープの媒質でサンドイッチ、または完全に包囲することでロッドの内部での利得発生部分を制限し、横モードをコントロールする。

4 媒質の高機能化

レーザー活性媒質に、例えば過飽和吸収素子を組み合わせることで、パルス状のレーザー発振を行う受動Qスイッチレーザーを1つの素子で得ることができる。このような構成は大きなウェハ状の媒質を一つ作り、そこからダイシングすることによっても品質の劣化なく作成できることから、バッチプロセスとなって価格の低下、装置のダウンサイジングにも寄与する、実用的な方法である。

これらの手法は特に LD 励起のレーザーで用いられる。LD 励起レーザーの場合、

- ・ 局所的・選択的な強励起がなされるため、放熱のために熱拡散させる
- ・ 高い平均出力を得られるため、効率的な廃熱が必要
- ・ LD ならではの高品質なモード制御の利点を活用する

という理由のためである。

コンポジット化の方法として一番容易なのは接着であるが、光学接着剤はレーザー吸収による破損、アウトガスなどの可能性があるため、高出力、高輝度のレーザーに適用するのは困難である。この欠点を補う目的で、近年発展している接合技術としてディフュージョンボンディング(拡散接合)がある。拡散接合とは材料同士の接合面に存在する原子の拡散を利用して固体のまま接合することである。固相接合の一種で材料同士を融点以下まで熱し加圧することにより、材料を溶かしたり接着剤を用いたりすることなく接合することができる。これをレーザー媒質に応用すると、異種の物質を接合してコンポジット材料を形成できる。接着剤を用いないため、接着剤の透過性や反応性、アウトガスなどの不要な検討を一切必要とせず、高出力レーザーにも適用できる。一方で、固相反応とはいえ明確な接合面が存在するため、接合の均一性、接合面の応力に対する耐性などにおいて、一体成型とは異なる問題点が発生する。さらに、接合には接合面の周到な前準備が必要とされるため極めて高価であり、面数が増えるごとに価格も困難さも急増する。一般的に平面のみにしか適用できず、複雑な3次元形状を拡散接合のみで構成しようとした場合、加工が可能だとしても価格は実際的ではない。さらに接合面に圧力をかける接合方式であるために、アスペクト比が大きいロッドの接合や、脆性材料の接合は困難さを伴う。以上のことから、実用的なレーザー媒質を拡散接合にて得ることはかなり困難であると考えられる。フッ化物系の脆性材料を、3次元的なコンポジットロッドに仕上げた場合、その単価は1000万円ほどにもなる。

コンポジット化の第3の方法として近年最も注目を集めているのは光透過性のセラミックをレーザー媒質に使用することである。光透過性セラミックは従来からあったが、レーザーには極めて良好な透過率を要求されるため、長い間実現されてこなかった。透過率を高めるため、隣接するグレインとの密着性を高め、グレイン境界に入りがちになる空隙を極限まで除去することによりレーザーグレードのセラミックが実現している。まずもっとも一般的なNd:YAGが実現された。透光性セラミックは現在のところ結晶において立方晶となるYAGのほか、わずかな種類の材料に限って製作できる。というのも、立方晶のみが異方性を持たない結晶系であるため、グレインの方位がランダムになるセラミック材料においてもグレイン境界での屈折率が一致し、反射・散乱が発生しにくいためである。YAG以外には現在のところ Y_2O_3 など、立方晶系に属する他の結晶系に属する材料では製作が可能だが、主要なレーザー媒質としてプロダクションラインに乗り、容易に入手可能な材料としては現在YAG以外にはない。

4-1-2-3 レーザー発振用セラミック材料

これまでのレーザー用YAGロッドはすべてYAG単結晶に微量のイオンを添加したものであった。YAG単結晶は一般にCzochralski法により融液(溶媒などの不純物を含まない、結晶と一致した組成を持つ原料

の溶融体)から引き上げ成長するため、原理的に不純物の混入がなく、高品質な結晶が得られる。しかし、結晶を回転させる軸の周辺に結晶が成長するときの性質に起因する、コアと呼ばれる残留ストレスに基づく屈折率異常を持つ領域が残る。コアの周辺では屈折率変化に伴う透過散乱が増加するため、微少な散乱がその性能に大きな影響を及ぼすレーザー結晶としては適用することができない。また、単結晶の成長時は一般的に、(イオン分布定数) = (結晶に含まれるイオン濃度) / (融液に含まれるイオン濃度) は 1 ではない定数となる。従って特殊な結晶成長法を用いなければ、結晶中に含まれるイオン濃度は成長とともに変化し、結晶の上下で分布する。例えば Nd イオンは YAG 結晶中での分布定数が 0.22 であり、融液に含まれる Nd イオンの 22%しか結晶には取り込まれない。結晶の融液質量に対する結晶化質量を固化率というが、固化率を高くする、つまり効率的に原料から結晶を得ようとするほど単一ボール内における活性イオンの均一性は劣化することになる。また、イオン種によって異なるものの過剰な濃度のイオンは一般的に YAG 結晶の構造にストレスを与えることになり、高濃度のイオンを添加した YAG 結晶は強い残留ストレスを残している可能性が高く、最悪の場合、わずかな外力により容易に破断することがある。均一なイオンドープをなされた高性能 YAG 単結晶はこうして、大量の原料からわずかしかなら得ることができない。

一方、セラミックはまず一般的な Nd を活性イオンとして使用した YAG が作成されて素材開発が行われてきた。製法の改良により、グレイン境界の空隙など散乱の原因の低減が積極的に行われ、現在では単結晶に匹敵する性能を発揮するとも言われており、特にストレスに対する強度は単結晶を上回るとされている。実質的に小さな単結晶がランダムに、隙間なく結集している物質であり、固相反応により作成される。それぞれのグレインは極めて小さいため、結晶中のイオン分布はロッドとして使用するマクロスケールでは無視できる上に、ストレスは各グレインの内部で完結しており、応力が積算されることはないため、応力起因の媒質破断、屈折率変化が発生せず安定で高性能なレーザー媒質となりうる。

セラミックは固相反応によって作成されることから、組成の異なる複数の原料を、互いに混じり合わせずに複合させることが可能である。異なった組成の原料を、混合せずに配置して焼結させることにより複雑な形状、複雑な組み合わせの材料が得られる。拡散接合と異なるのは、単結晶同士の接合と異なり、グレインレベルで相互の原料が結合するためにシームレスと考えてよく、境界付近での不整合はなく応力に対する強度もバルクと遜色ないことである。図 4.1.2.1 はあるアクシデントによって破断した、本開発で作成したセラミックロッドである。図 4.1.2.1 にある通り、矢印で示す部分にてドープ／アンドープ領域が接合されているが、その面の有無にかかわらずストレスのかかった点が破断していることがわかる。本当の意味でモノシクな形態になっている。他にも YAG 系の単結晶にセラミックのエンドキャップを作ることも可能になっており、今後のレーザーの高機能化にとって欠かせない技術になると考えられる。

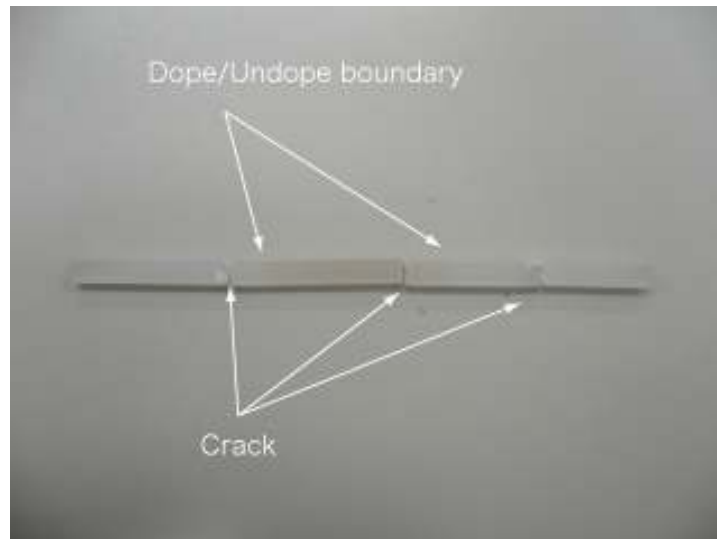


図 4.1.2.1 破断したセラミック製 YAG ロッド

クラックの発生部位は境界領域ではなく、応力がかかったと思われる。

この方法ではコンポジット化は、通常バルクを作るのに比べて明確な価格差は生じない。しかも大量に生産をすることを前提とすれば、バッチプロセスになるため、他のコンポジット化の方法と比較すると圧倒的な価格の抑制につながる。レーザーは最先端装置の一つであるために、性能は重要なファクターであるが、実用化、量産化というキーワードのもとでは、販売価格も重要であり、レーザーを構成する部品が 1000 万円するという事はこうした展開を阻害するものであると考える。

こうした前提の元に我々が選択したのは Tm, Ho イオンを共添加した YAG セラミックである。レーザー媒質の基本的な性質として表 4.1.2.1 にあるとおりフッ化物系が現在のところ利得という意味では優れている。また表には記載していないが、YALO は量子効率 1 を超えるパフォーマンスを発揮した報告がある。しかしながら一般性、価格まで含めた将来的な可能性という意味、日本から出た世界に誇る技術であるという意味からしてセラミック YAG を宿主材料として選定した。

4-1-2-4 Tm, Ho:YAG セラミックの基本特性

Nd, Yb イオン添加のセラミックについては単結晶と匹敵するレーザー特性が得られることが検証されており、一部の機械特性についてはそれを上回るとする報告もある。Tm, Ho イオンを添加したセラミックは本開発において初めて作成された材料であるため、まずその光学特性を取得することが重要である。データ取得は、LD 励起に必要な 780nm 近傍の吸収スペクトル、レーザー発振に必要な 2000-2200nm における発光特性と、LD 励起でパワーをストアできる発光レベルの寿命の 3 点を行った。吸収測定には分光光度計を、発光測定には連続波 Ti:sapphire レーザーを 780nm 周辺にチューニングしたものを励起光源として使用し、サンプルからの発光を 50cm の分光器にて分光した後、InGaAs フォトダイオードで検出し、その

出力をロックインアンプを経由してデータロガーで PC に取り込んだ。発光強度の時間変化については光チョッパーで切り出したパルスを使って、発光スペクトルと同様の系において、増幅器付きのフォトダイオードで検出し、光強度の減衰波形をオシロスコープで取り込んだ。図 4.1.2.2 に今回使用する励起帯である 780nm 近傍の吸収特性を示す。比較のために同程度の Tm ドープ濃度を持った YAG 単結晶のデータを記載した。分光器の波長ズレに起因すると思われる若干のピーク位置の相違は確認できたものの、スペクトル形状は相似であり、ブロードニングなどは確認できなかった。セラミックサンプル、結晶サンプルとも、基本的に Tm 濃度に比例した吸収強度を示した。したがって、LD 波長のチューニングなどは単結晶とまったく同一でいいことがわかった。図 4.1.2.3 にレーザー発振が期待できる 2100nm を含む、Tm と Ho の発光スペクトルを示す。こちらもスペクトル上に同一濃度のイオン添加がなされた結晶とセラミックで何ら違いはなく、単結晶と同様の発光が期待できる。しかしながらドープ濃度が異なるセラミック間では発光スペクトルピーク間のバランスが異なることが観察された。6%添加セラミックのほうが、レーザー発振が期待される 2.1ミクロン帯の発光強度が相対的に高いことがわかった。わずかな Tm/Ho 濃度バランスの相違も考えられるが、より詳細な議論を行うためのデータは本開発では取得不可能であった。図 4.1.2.4 には発光スペクトルにおける最も高いピーク、2088nm における発光強度の時間変化を示す。これはレーザー発振における上準位の寿命と言い換えてよい。発光強度の時間変化についても単結晶とセラミックに有意な差は確認できなかった。どちらも発光強度が $1/e$ になる時定数が 9.8~10ms であった。以上の結果から、セラミックは単結晶に近い光学特性を有しており、過去の文献に記載されている情報をもとにしたレーザーの構築が可能であると予想できた。

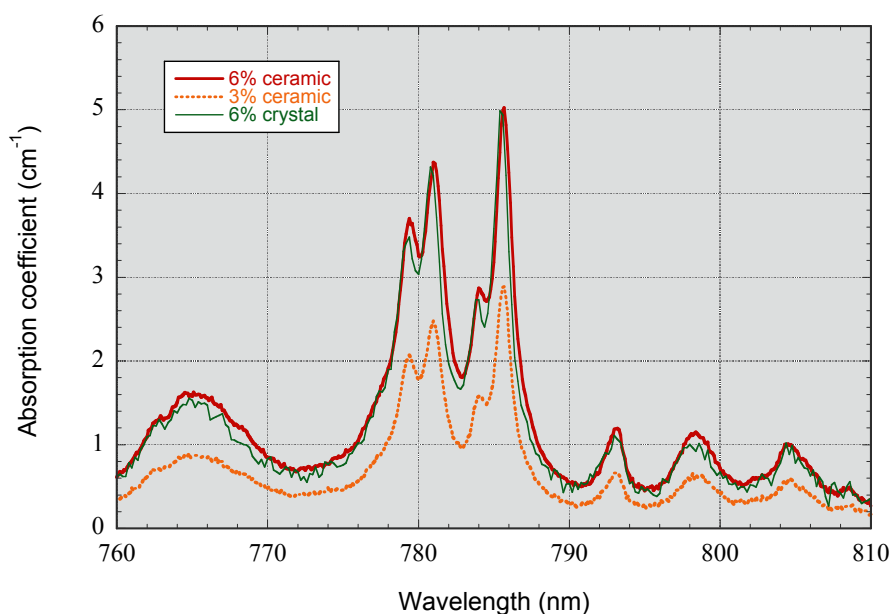


図 4.1.2.2 Tm,Ho:YAG セラミックと単結晶の吸収スペクトル

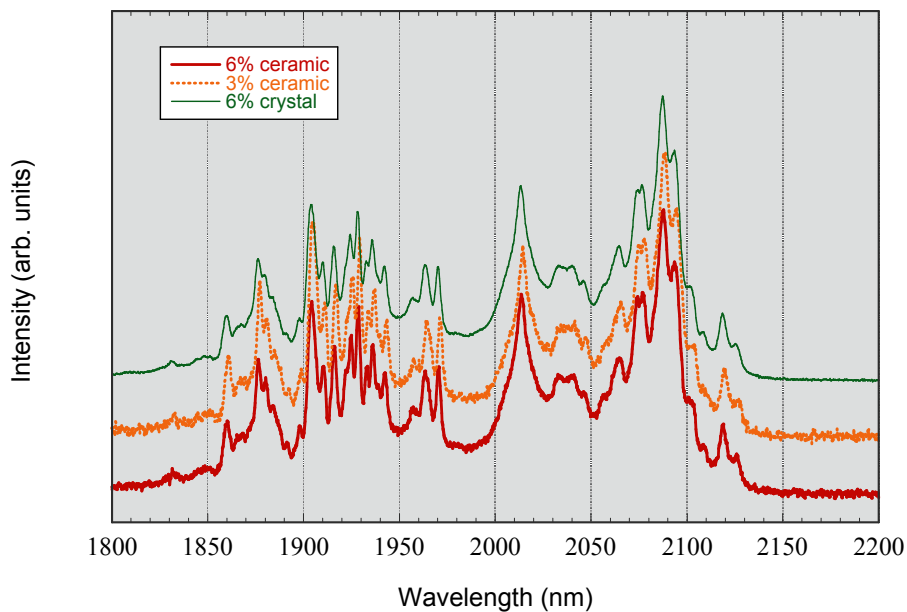


図 4.1.2.3 Tm,Ho:YAG セラミックと単結晶の発光スペクトル

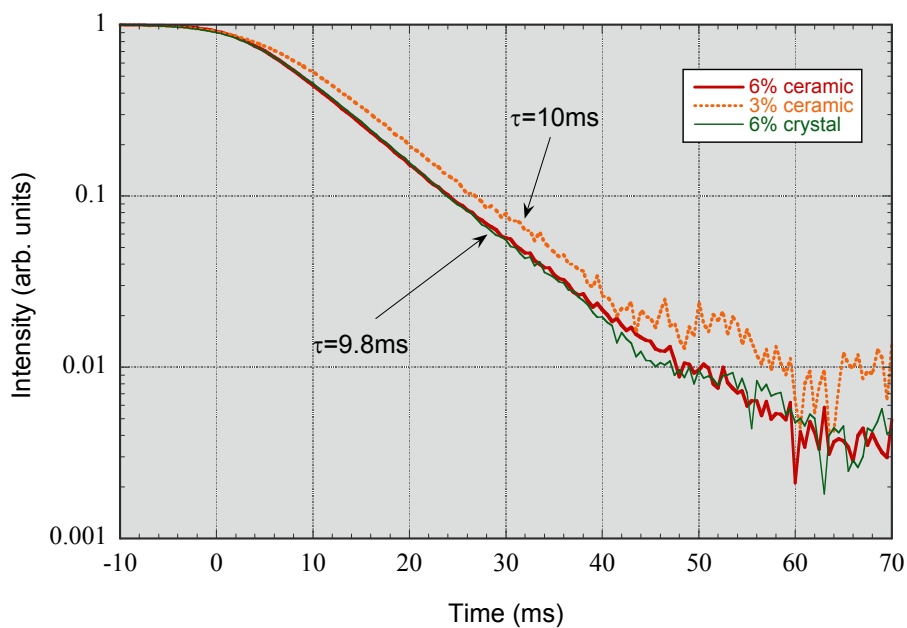


図 4.1.2.4 2088nm における発光の時間的減衰

4-1-2-5 LD のスペクトルオーバーラップに関する計算

LD はその動作温度により発光中心スペクトルが変化する。Tm, Ho:YAG の急峻な吸収スペクトルから、

LDの温度に対する制限が強くなる可能性があると考え、LDの中心スペクトル揺らぎに対する吸収係数の変化を考察した。

具体的には吸収スペクトルと、発光スペクトルのたたみこみ積分を行えば、実効的な吸収係数が得られるはずである。吸収スペクトルには実験的に得られた上記のデータを使用した。一方LDの発光スペクトルはLorentzian形をしており、線幅(半値全幅)を3.5nmと仮定して計算をおこなった。その場合、

$$P_{abs}(\lambda_c) = \int P_{LD}(\lambda, \lambda_c) \cdot [1 - \exp(-\alpha(\lambda) \cdot l)] d\lambda$$

$$P_{LD}(\lambda, \lambda_c) = -\frac{1}{2\pi c} \cdot \frac{\Delta\lambda}{(1 - \lambda/\lambda_c)^2 + (\Delta\lambda/2\lambda)^2}$$

$$\Delta\lambda \equiv 3.5 \times 10^{-9} (m)$$

なる式から、各 λ_c における実効的な吸収係数を求めて図示すればよい。

計算結果を図4.1.2.5に示す。横軸がLDの中心波長、縦軸は吸収係数の相対値である。このグラフから見ると、780nm付近で最大の吸収効率を示すが、そのピークは鋭くなく、ピークの90%以上の吸収を得られる中心波長の範囲は7nmにもなることがわかった。これはLDの駆動温度の幅に換算すると30°C弱になるため、LDの発振中心波長が782nm程度であれば、LDの温度に対してほとんど性能が振れないことを示している。急峻なスペクトルを持つものの、LDのスペクトルがブロードであることが、温度に対してセンシティブでない、実用的なレーザー特性を持たせていることがわかった。

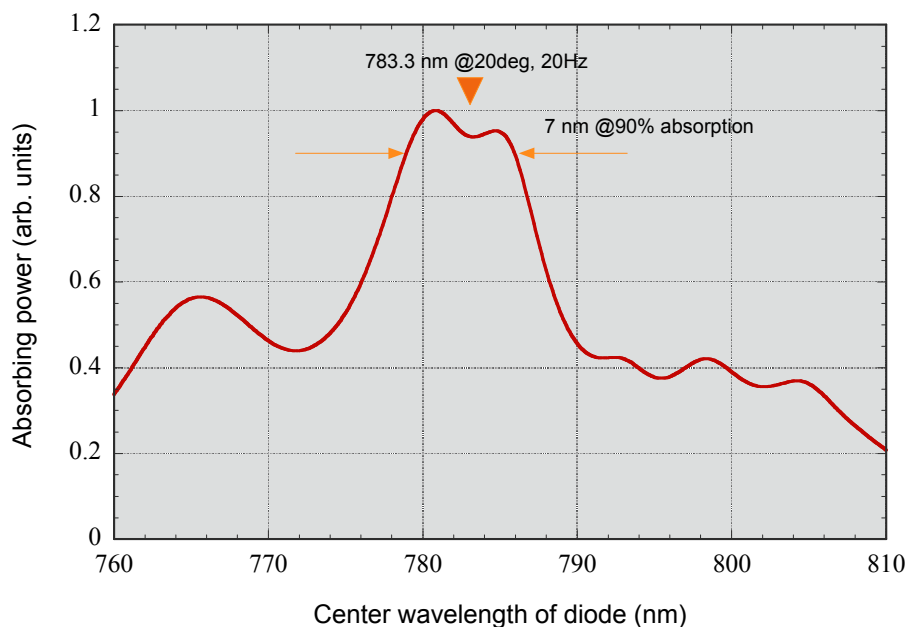


図 4.1.2.5 TH:YAG のスペクトルオーバーラップの、LD 発光中心波長に対する変化

4-1-3 チャンバー設計の前提条件と主要部品の仕様

Tm,Ho:YAG セラミックが単結晶に匹敵する優れた性能を持つことが示された。この結果をうけて励起チャンバーの製作を行った。

4-1-3-1 チャンバー設計のための前提条件

励起チャンバーの構造としては、LD とロッドを水冷して熱を処理する方向で検討を進めた。ある意味コンベンショナルな方法であるが、効果的であり、安価でもある。構造を検討する上での前提条件を列挙すると、

- ・ ロッド外周からの同じ断面内の励起を行う。LD の搭載数は奇数とする。
 - 均一な励起を行うと同時に、ロッドを挟んで対向する位置にある LD 光による損傷を回避するため。
- ・ 中心にロッドを配し、周囲を光軸と平行に冷却水を流す。そのためロッドの外周には空隙を設け、さらに石英ガラスのフローチューブを設置して空隙に冷却水が流せる構造とする。その際に乱流によるロッドの振動が回避されるように、冷却水の振動を吸収するための対策を施すこと。
- ・ フローチューブ周囲には励起光を外部に漏らさないための反射板を設置する
 - 励起光を有効に利用する意味と、使用上の安全の意味の両方がある。

ガイドラインに従って、励起チャンバーは図 4.1.3.1 のような断面を持つとした。中心に据えたロッドはフローチューブの内部にあり、ロッドとフローチューブの空隙に冷却水が流れる。フローチューブの外側にセラミック製の反射ブロックが配置されており、ロッドを挟んで反対側にある LD の励起光は反射ブロックで反射・散乱されて外部への漏洩を回避するとともに、その一部がロッドに吸収されるように配置した。使用する LD はサイズから考えて互いに 120 度離れている 3 回対称の位置に配置された。LD3 つからなるこの配置を 1 組とし、これが 1 組使われるもの(シングルタイプと呼ぶ:第 1 試作における製作。Version1.x)、2 組使われるもの(ダブルタイプと呼ぶ:後述の第 2 試作における製作。Version2.0)を用意することにした。励起チャンバーを構成する主要メンバーであるロッド、LD に関しては仕様をあらかじめ決定しておく必要があった。

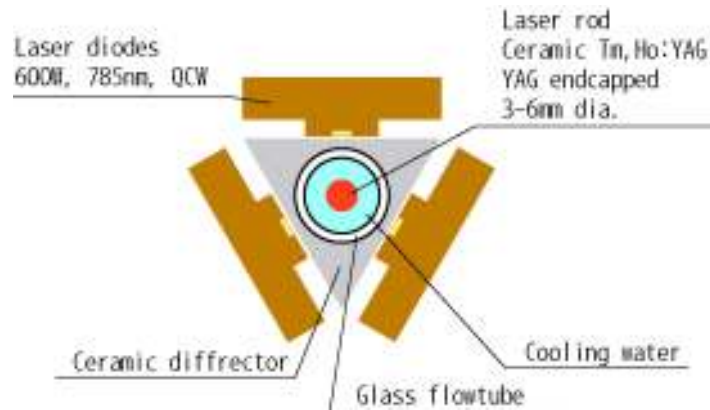


図 4.1.3.1 励起チャンバー断面構造

4-1-3-2 ロッドの仕様

Tm, Ho レーザーは発振光を、励起が十分になされていないロッド自らが再吸収して、実効的な利得を低下させる。LD を使用して、本開発のような高エネルギーによる励起を行おうとしたときには面積の広いロッド側面から複数の LD で励起する「サイドポンプ」を用いるのが一般的である。この場合、ロッドの実効長に対して、LD が励起できる範囲は少なくなる。現実的に、ロッドを水冷としたとき、ロッドを固定する構造に必要な長さは 20mm 以上になる。この部分は LD による励起が不可能な領域と言い換えることができる。均一なロッドを使用するとロッド両側で 40mm 以上の再吸収領域ができることになり、利得が大幅に低下することは避けられない。したがってコンポジットと呼ばれる、空間的にイオンの添加濃度を変化させた構造が必要である。具体的に言えば LD が強く励起できる領域にはイオンをドーピングして利得を発生させ、励起がなされない領域は無ドーピングとして再吸収を回避するということである。今回のようなサイドポンプでは、光軸に沿って 1 次元的なイオン濃度変化をつくれればよい(図 4.1.3.2)。結晶でこのような構造を作ろうとすると、接着をする必要がある。従来的に接着剤を使用した接着は接着剤の強度の問題や、強い光フルーエンスに対する耐性の問題が生じる。そのためディフュージョンボンドという手段が用いられるが、フッ化物に対して安定した十分な強度が得られるかどうかの問題もある上に高価である。セラミックの場合は図 4.1.3.2 のような構造を容易に製作することが可能である上に、本質的に異種の領域が一体化しているため、構造的な強度についても領域境界が劣ることはない。チャンバーを設計する上で、LD1 本の長手方向の長さは 10mm である。シングルタイプのチャンバー (Version1.x) ではドーピング長さ 10mm、ダブルタイプ (Version2.0) ではドーピング長さ 22mm を採用した。ロッド側面は若干の砂面として、表面積を増加させて冷却能率を上げるとともに、わずかな散乱によりより均一な励起を行えるようにしている。また、内部反射による寄生発振を抑制する働きもある。両端面はレーザーグレードの光学研磨を施し、イオンアシストデポジションによる 2100nm 近傍の無反射 (Anti-reflective: AR) コートをかけた。ロッドの仕様を表 4.1.3.1 にまとめた。

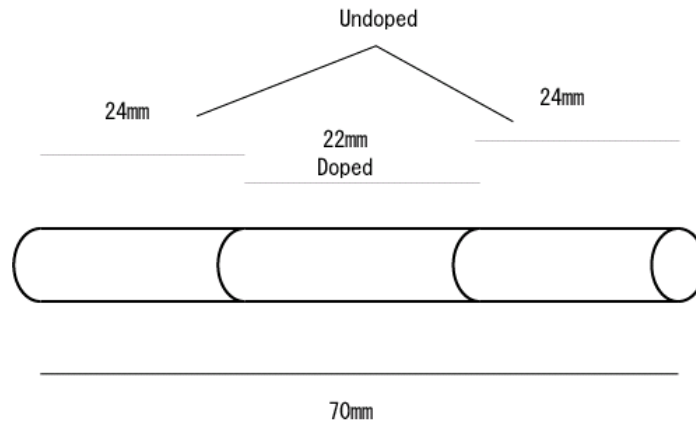


図 4.1.3.2 セラミックロッドのコンポジット例(本開発で使用した実施例)

表 4.1.3.1 レーザーロッド仕様表

材質:	透光性セラミック YAG
ロッド長:	70mm
ロッド直径:	3mm(発振器用), 4mm, 6mm(増幅器用)
イオン添加領域長:	10mm(シングル)、22mm(ダブル)
添加イオン濃度:	Tm 6at.%、Ho 0.4at.%
ロッド端面:	レーザーグレード光学研磨
コーティング:	AR @2100nm±25nm(IAD 法)

4-1-3-3 LD の仕様

Tm の吸収は4-1-2節のデータにあるとおり 785nm にピークがある。800nm 帯の弱いピークを使用して励起する例もあるが、今回のようなサイドポンプにおいて、励起光を有効利用するためには 785nm の吸収ピークに一致させることができる LD を選定するべきである。しかしながら波長 785nm 近傍の LD はそもそも入手が困難である。現在の LD の生産事情を考えると、ほとんどの高出力 LD は高出力固体・ファイバレーザー向け、ないし LD 単体使用の加工応用向けに生産されている(表 4.1.3.2)。高出力レーザーとして実用化されているのは、Nd イオンドープの固体レーザー、Yb イオンドープ固体、および Yb ファイバレーザーだけである。

表 4.1.3.2 高出力レーザーダイオードの主要な用途と波長

レーザーの種類	使用する励起波長
Nd 添加固体(従来型)	800-810nm
Nd 添加固体(レーザー上準位直接励起)	880-890nm
Yb 添加固体	940-980nm
Yb 添加ファイバ	915, 940, 980nm
加工用 LD	980nm

近赤外の波長域で発光するのは GaAs 系の LD である。著名な LD 製造企業のブローシャによれば、780nm-1060nm の波長範囲内でどこでも供給可能とあるが、現実的にプロダクトが入手できるのは上記の波長に限られることがほとんどである。大型のサプライヤからすれば、ボリュームのない市場には汎用製品を出さないのは常識である。リクエストで作ることは可能なのだが、その場合でも 1 ウェハをまるまる成長し、そのための条件出しと評価を含めることになるため多額の出費を抑えられない。

LD のパッケージングも重要である。前提とした 3mm φ ロッドに効率的な励起を考えた場合、LD の fast axis の開口は少なくとも 3mm 以下、可能な限り小さくし、輝度を確保したいところだが、LD 自体の電気-光効率が 50%程度であることを考慮すると、ピーク出力 100W の LD をデューティ比 2%で駆動したとしても 1バーあたり 2W の発熱が見込まれる。LD バーのサイズは高々 10mmx1mmx0.3mm 程度であるから高度な放熱技術を駆使する必要がある。現在はバーが搭載されるサブマウントにマイクロチャンネルを設置して水冷効率を上げるなどの方法がとられているが、一般にバー間隔は広く 1-2mm 程度あるのが主流となっている。このようなパッケージでは所定の輝度を得ることができない。

以上の問題を解決するため、本開発ではアメリカとフランスのサプライヤ、および国内の浜松ホトニクスに、カスタムメイドの LD を比較的安価に供給できるかどうか打診をした。結果を表 4.1.3.3 にまとめた。

表 4.1.3.3 主要な高出力レーザーダイオードサプライヤと対応状況

社名	785nm 対応	QCW 対応	高輝度パッケージ対応
アメリカ CuttingEdge 社	×	○	○
アメリカ Lasertel 社	○	○	○
アメリカ Coherent 社	○	○	×
アメリカ SpectraPhysic 社	×	○	×
フランス Thales 社	○	○	×
日本浜松ホトニクス社	×	○	×

当初から 785nm の LD をラインナップしていない CuttingEdge 社(Northrop Grumman 系列)や SP 社は 785nm への対応が難しい。高輝度のパッケージに対応したのは 2 社だけであり、結局アメリカ Lasertel 社

の LD を選定した。仕様は表 4.1.3.4 のとおりである。

表 4.1.3.4 レーザーダイオード仕様(励起チャンバー:発振器用)

波長	785nm±3nm
バー数	6 本
バー間隔	0.4mm(スタック全高約 2mm)
バー長さ	10mm
ピーク出力	600W
パルス幅	0.5ms(最大 1ms)
繰り返し	最大 20Hz
動作電流	100A
最大負荷電圧	14V

この LD をロッドの長手方向中央部、120 度の間隔で放射状に配置して励起する前提とした(図 4.1.3.1)。またレーザーロッドには前記のセラミックロッドを用いるが、LD の発光部分の長さが 10mm であることから、ロッド側のドーピング領域を 10mm(シングルタイプ)、22mm(ダブルタイプ)とした。ロッド全長は 70mm、直径 3mm のロッドに仕上げた。ロッド両端面はレーザーグレードの精密研磨を行った後、2100nm 中心の AR (Anti-reflection)コートをつけた。

4-1-3-4 出力見積もり

設計当初、光-光変換効率をノーマル発振において 20%と見積もった。この効率で行けば、1 つのチャンバーから取れるエネルギーはノーマルパルスで $600\text{W} \times 3 \text{ 本} \times 0.5\text{ms} \times 0.2 = 180\text{mJ/pulse}$ となる。ジャイアントパルス発振では Q スイッチにおけるエネルギー減衰によって 0.3、インジェクションによるゲイン減少で 0.9 を積算して約 50mJ/pulse を取り出す試算を行った。

従って励起チャンバーを試作した結果の発振試験における目標値はノーマルパルス 180mJ/pulse/チャンバーとした。

4-1-4 励起系シミュレーション

本開発で用いる主共振器用励起チャンバーの設計を行うまえに、励起系のシミュレーションを行った。搭載する LD をマルチスタック(アパーチャサイズ 10x2mm を仮定した。円筒形レーザーロッドに対し図 4.1.4.1 のように互いに 120 度離れた 3 方向から LD を照射するものとしたときの、ロッド中央における熱分布を求めた。

その他の計算の仮定は以下の通り。

- LD からの波長は 785nm とし、結晶のこの波長における吸収計数は 2cm^{-1} とした
- ロッド直径は 3mm、屈折率 1.82。
- LD からロッド中心までの距離は 4mm、LD とロッドの間は屈折率 1.5 の直径 7mm の円筒形物質で満たされているとする。励起光は吸収されないとする。
- LD の fast axis に対するビーム広がり角は全角で 35 度とした。
- LD はピーク出力 600W。これをパルス幅 0.5ms、繰り返し周波数 20Hz で動作させるとした。

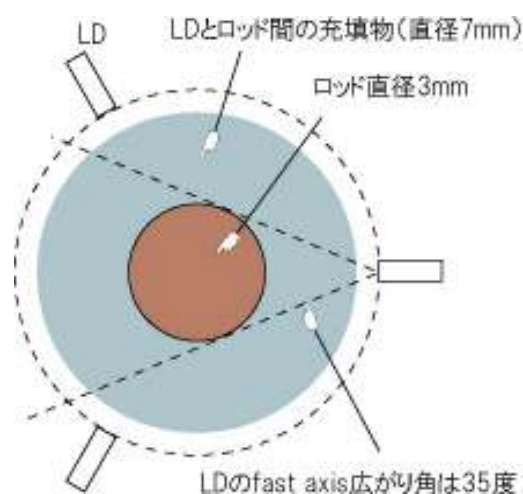
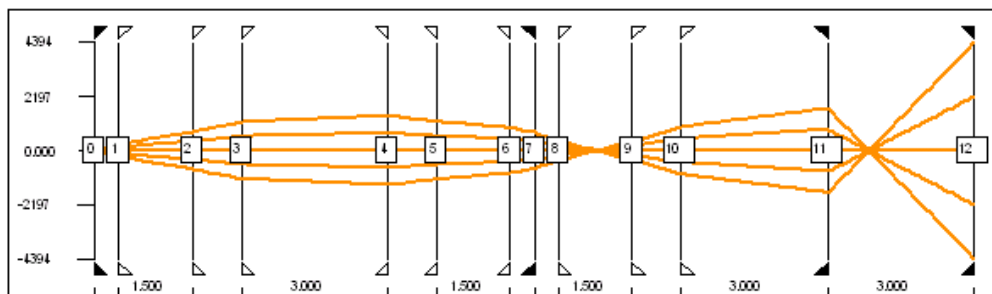


図 4.1.4.1 シミュレーションにおけるロッドと LD の配置

pump profile

Wavelength = 2.09 [μm]

x-plane mode



maximum spot size (x-plane) = 1088.4

minimum spot size (x-plane) = 613.22

図 4.1.4.2 励起 LD のビームトレース。左側が出射位置。エレメント 3 と 4 の間がロッドに相当。その後ろのエレメントはロッド透過後の光の挙動(裏面の反射、ロッド再透過...)を示す。

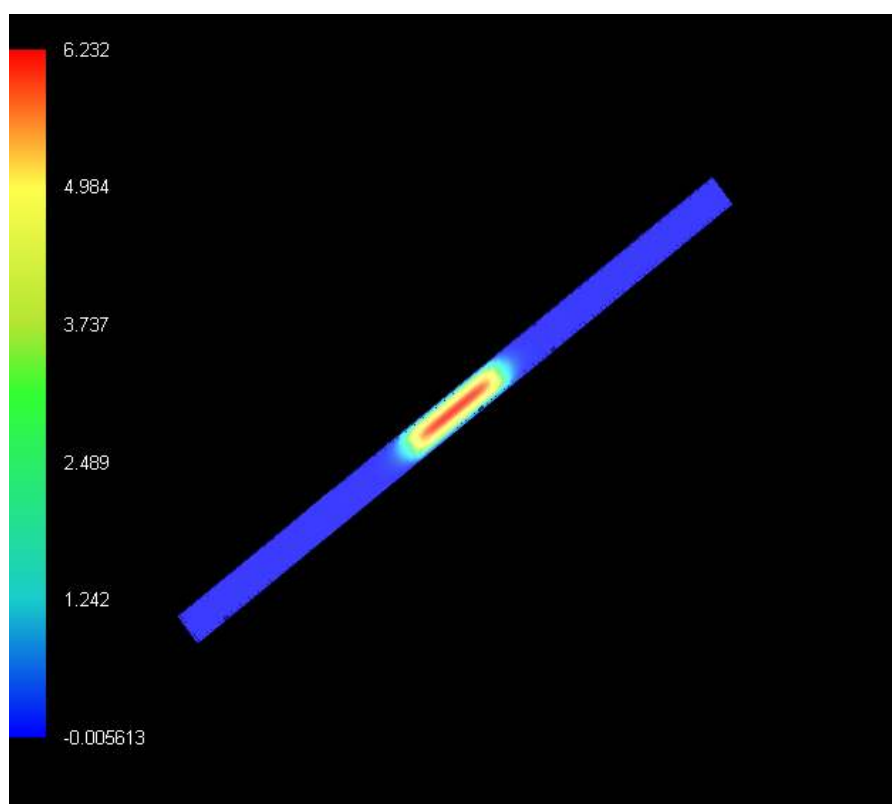


図 4.1.4.3 シミュレーションによるロッドの熱分布。

ロッド長 60mm、ロッド径 3mm 時に、計算仮定におけるパワーを投入した場合の計算例。

4-1-5 励起チャンバー (Version 1.0) の設計と製作

選定した LD とロッドを前提に励起チャンバーの第1試作を行った。励起チャンバーの中には、1本のレーザーロッドと、3本の LD が搭載されていることが必須であるが、ロッドの保持と水冷経路の確保、電極クリアランス、電極接続、LD の温度センサ配線など考慮すべきことをまとめて、下記の仕様で設計を行った。

表 4.1.5.1 励起チャンバー仕様 (第 1 試作:発振器用)

形式:	サイドポンプ型
ロッド材料:	セラミック YAG、(Tm6at.%, Ho0.4at/%添加)
ロッドサイズ:	φ 3mm × 70mm (うち中央部 10mm をイオン添加領域として使用)
LD 波長:	785nm ± 3nm
LD 出力:	最大 600W
LD 個数:	3 個
LD 最大パルス幅:	0.5ms (1.0ms)
最大投入エネルギー:	300mJ/pulse (600mJ/pulse)
最大繰り返し周波数:	20Hz (40Hz)
最大投入パワー:	18W
冷却方式:	水冷 (LD、ロッド共通)

設計上のポイントとしては、

- LD を可能な限りロッドに近接配置すること
- LD の対抗面はマシンブルセラミックによる拡散面とすること
- 3つの LD の電極が近接するため、適当な絶縁方法を適用すること

などがあったが、これらを解決して第 1 試作チャンバーを設計・製作した。

励起エネルギーは LD1 つあたり 300mJ/pulse であり、20Hz で動作させるため、トータルの平均投入パワーは $300 \times 3 \times 20 = 18W$ である。このパワーが 3mm φ × 10mm の領域に集中するため、ロッドは冷却される必要があり、また LD の発振波長は使用温度に対して約 0.3nm/°C の割合で変化するため、温度制御が必要である。そのため、励起チャンバーは精密な温度制御を行ったポンプからの冷却水の供給が必須であり、複数のチューブで冷却水を供給している。

4-1-6 フリーランニングレーザー発振による基本性能の確認

フリーランニング実験のために励起チャンバーを1個使用して、ファブリーペロー形の共振器を構成した。実験装置を図 4.1.6.1 に模式的に示す。基本的な共振器構造は同等であり、出力ミラーの反射率を変えている。Q スイッチは本実験では使用しないため取り外した。図 4.1.6.2 に実験結果を示す。最大の出力が得られた反射率 95%の出力ミラーを用い、冷却水温度を 20°Cに固定したとき、繰り返し周波数を 1~20Hz まで変えて取った出力特性である。LD の発振パルス幅は 500 μ s とした。横軸は LD のパルスエネルギーであり、縦軸は出力された2ミクロンパルスのエネルギーである。1-5Hz の低繰り返し領域では出力は入力電流に線形に推移し、最大 50mJ/pulse を記録した。10Hz では温度上昇による利得減少のためと考えられる、高励起時の出力の線形からのずれが明確に現れた。繰り返し周波数 20Hz ではさらに顕著になり、低繰り返しの 60%のエネルギーにとどまった。このことから、10Hz 以上の繰り返し領域では熱による出力低下がレーザーの性能に与える影響が極めて大きくなることがわかった。

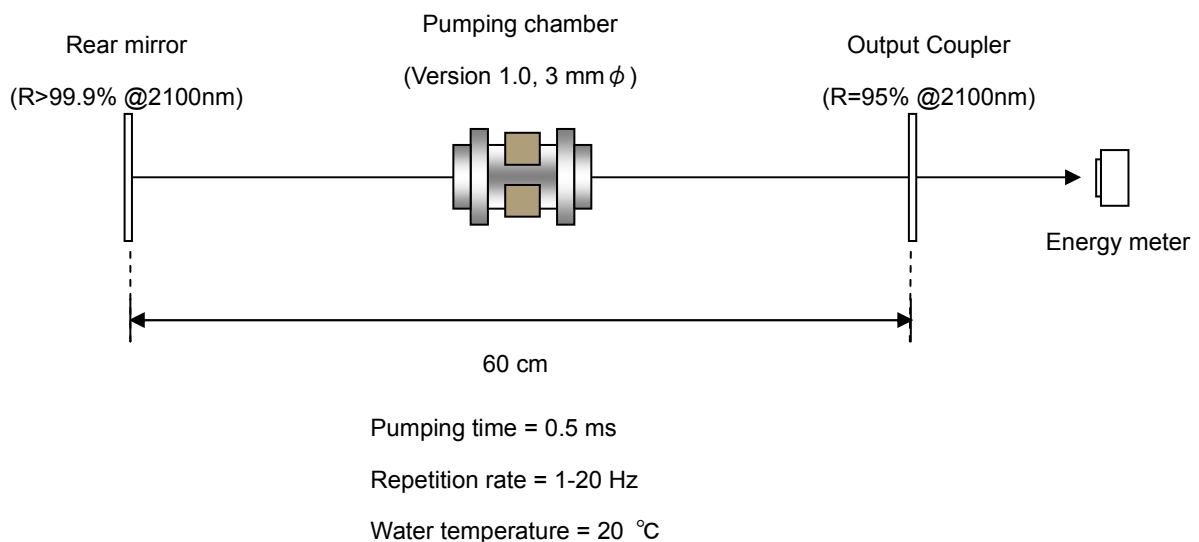


図 4.1.6.1 Version1.0 チャンバーの基本性能試験用セットアップ

また発振波長をファイバ結合型の簡易スペクトロメーター (OceanOptics 製 NIR-256) を使用して、2.1 μ m 近傍でのスペクトルを調べた。結果を図 4.1.6.3 に示す。文献によると Tm,Ho:YAG の発振波長は 2098nm、2080nm とあるが、この発振器は 2120nm 周辺で発振していることがわかった。図 4.1.2.3 の蛍光スペクトルを参考にすると 2120nm にも小さなピークがあるが、2098nm および 2080nm の複合ピークに比べて明らかに強度が低い。にもかかわらず 2120nm で発振する理由の一つとして、3 準位系レーザーで低励起時に見られる一般的な挙動と同じことが考えられる。3 準位系では自己吸収による利得の減少があるが、スプリットした基底準位の中でも、高エネルギーの分岐は比較的環境温度による熱励起の影響が少なく、従って十分に高い励起強度、反転分布が得られない場合、発光強度よりもむしろ自己吸収の起きにくい基底準位の高エネルギー側のサブレベルが利得を持ちやすくなる。高エネルギーのサブレベルへの遷移とはすなわち、利得線のうちの低エネルギー、長波長側に位置する発光線を意味しているから、

低励起においては発光スペクトルの上では強い2080nm、2098nmではなく2120nmの利得が最も高くなることは考えられる。これは他の3準位系のレーザーでも起こる現象である。例えばYb系のファイバレーザーは1020nm～1080nm程度の範囲で利得を持つとされているが、シングルモードコアを使ったレーザーを強励起すれば利得は1030nm付近でもっとも強くなり、1000nm付近の発振を得ることは難しくない。一方、モードエリアが大きなゲインファイバをクラッド励起するなど、励起パワー密度が高くない領域では1080nm付近での発振が最も容易になる。Tm,Ho:YAGの2080nmの発振ピークはフラッシュランプを用いた強励起環境下で得られることもリーズナブルである。このアナロジーで推測すれば、強励起すれば当初予定の2098nmでの発振は可能である。裏を返せば、Version1.0のチャンバーは励起強度がやや低いと言える。

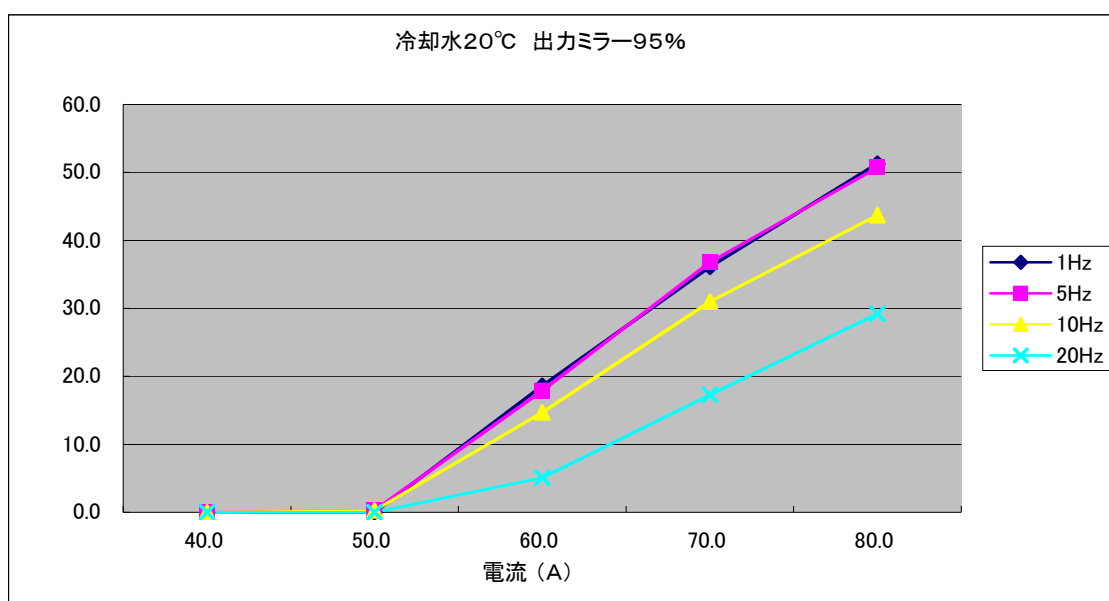


図 4.1.6.2 Version1.0 チャンバーによる励起電流-出力特性(縦軸は出力エネルギー:単位は mJ/pulse)

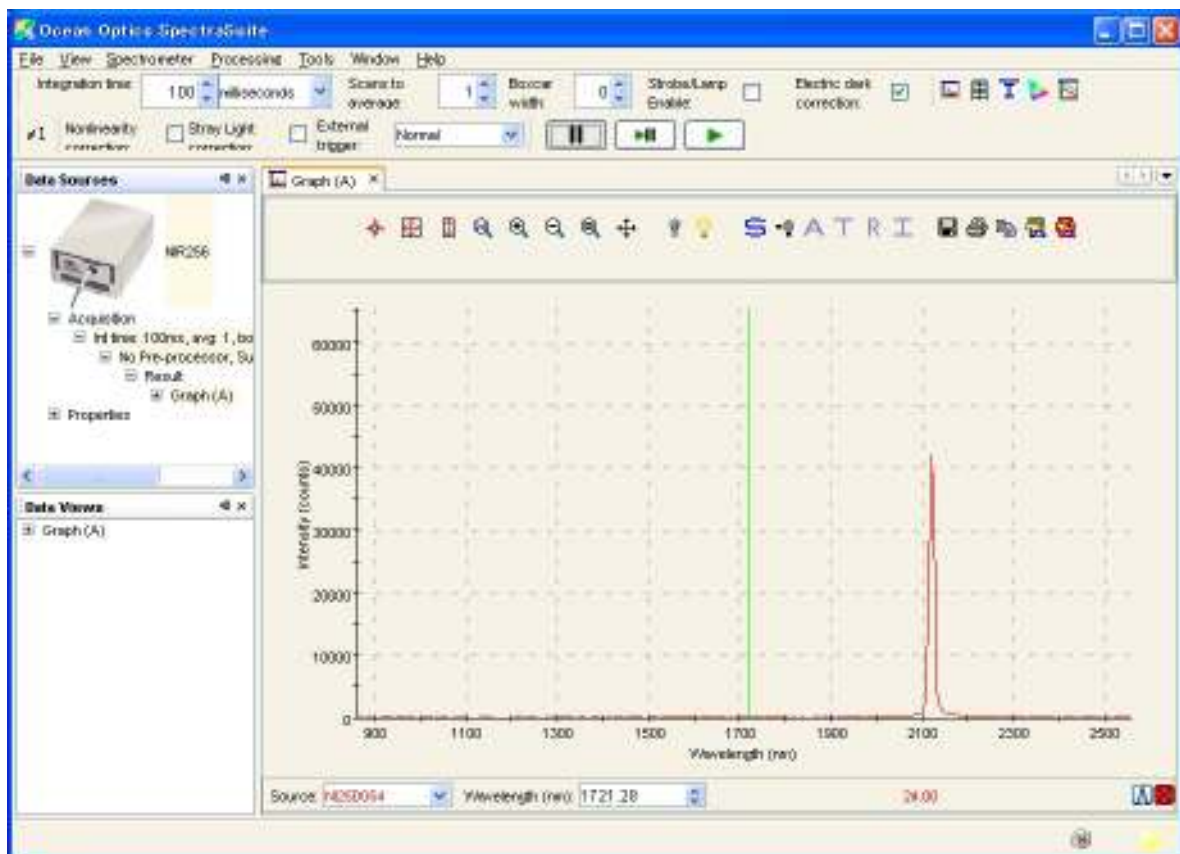


図 4.1.6.3 フリーランニングさせた励起チャンバーの出カスペクトル

4-1-7 励起チャンバー (Version1.0)に対する性能向上施策

Version1.0 で確認した性能を拡張すべく、2つの改良点を挙げて修正を行った。

4-1-7-1 デフレクタ改良 (Version 1.1)

最初にデフレクタの形状変更を行った。デフレクタはLDの光をフローチューブ周辺にとどめることで、ロッドによる励起光の吸収を促進する役目を果たすものであるが、一方でLDの出力開口を確保してLDからのエネルギーを無駄なくチャンバー中心部に導く必要もある。これらの事項はトレードオフであるが、Version1.0のLD開口はLDの受け入れを容易にするために広く切ってあった。これを最適化することで、デフレクタから逃げる光を減少させ、励起に寄与する部分を増加させる目的で改良を行った。それまで3mmあったLDのfast axis方向のスリットを2.5mmまで減らし、かつLDの光を中心部に導入しやすくするためにfast axisのNAに合わせた面取りをデフレクタ内部に施した。結果を図4.1.7.1に示す。発振しきい値が若干低下したことがわかる。効率も明確な上昇が確認でき、低繰り返しでは60mJ/pulse、20Hzの繰り返しでは40mJ/pulseとなった。開口サイズを0.5mm切り詰めただけのわずかな改良だが、レーザーのパフォーマンスを20-25%も改善することができた。

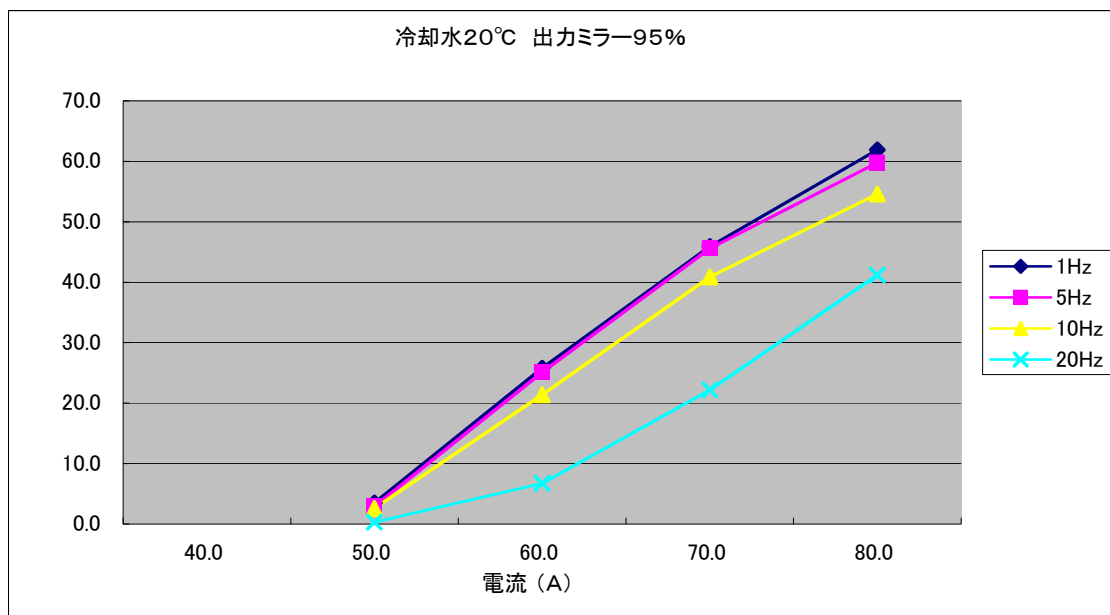


図 4.1.7.1 Version1.1 チャンバーによる励起電流-出力特性 (縦軸は出力エネルギー: 単位は mJ/pulse)

4-1-7-2 ロッドレンズによる吸収損失低減 (Version1.2)

次の施策としてLDの発光端面から拡散するビームをロッド表面にできるだけ直接入射することを考えた。LDは一般にジャンクションに対して垂直な方向(TM)の広がり角が大きく、それと垂直な方向(TE)には小さい。ロッドの長手方向に対して広がり角が小さくなるため、ロッドの直径方向のみ広がり角を抑制すればよい。したがって、図4.1.7.2に示すように、スタックしたそれぞれのLDバーからの光をロッドレンズによって個別に集光することにした。LDスタックアレイはオプションでロッドレンズを装着できるものもあるが、今回のLDはスタック間隔が小さいためメーカーが対応しなかった。そこで我々は別途、ロッド間隔と同じ直径のロッドレンズを用意し、LDをマウントするスペーサに搭載できるように改良して、「ほぼ」コリメートできるようにチャンバーに搭載した。結果を図4.1.7.3に示す。

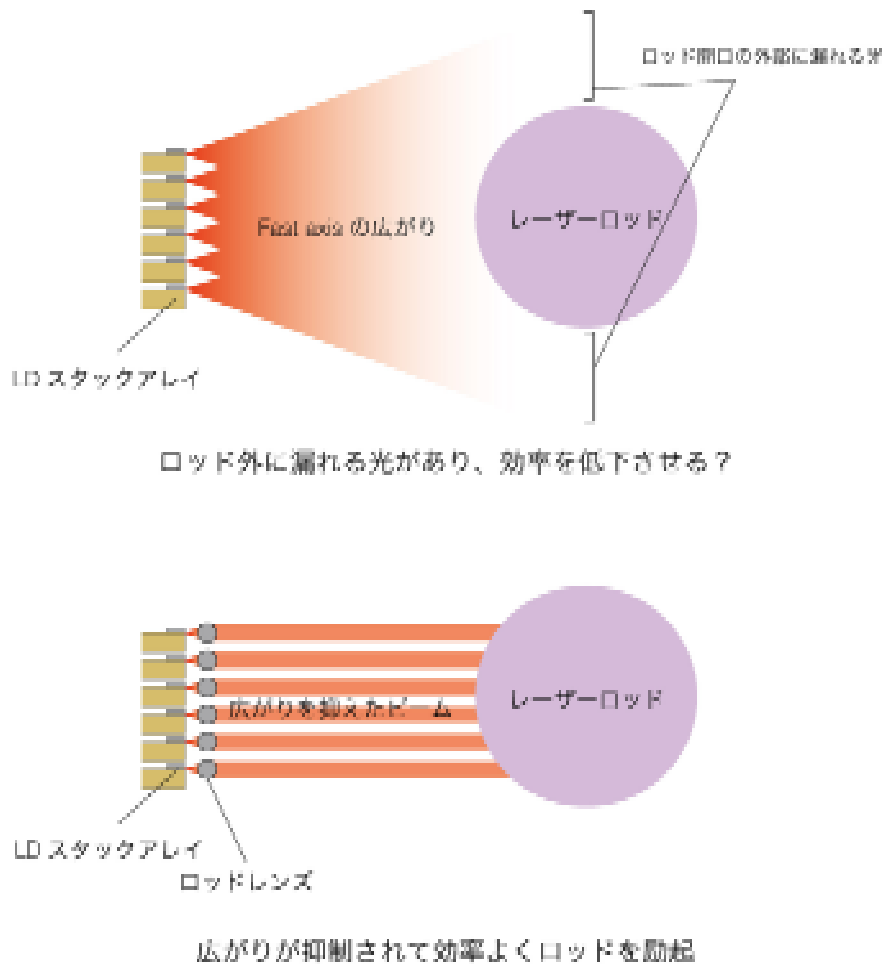


図 4.1.7.2 ロッドレンズによる LD 励起光のコリメート

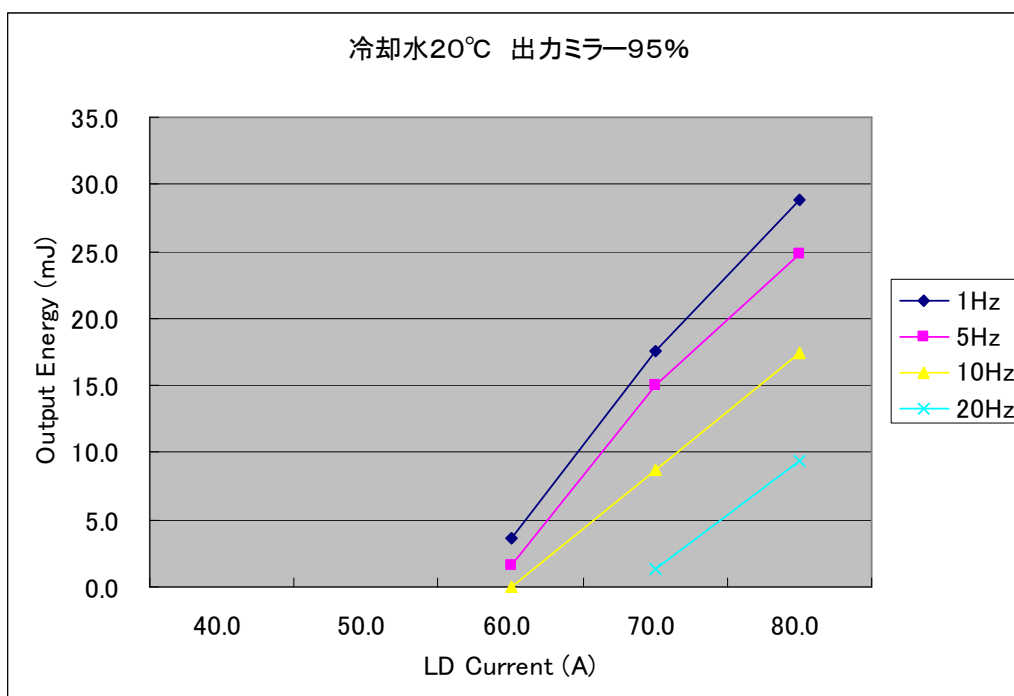


図 4.1.7.3 Version1.2 チャンバーによる励起電流-出力特性

予想に反してしきい値は 60A 弱にまで大きく上昇し、最大出力は低繰り返しでも 30mJ にも到達できなかった。

- ロッドレンズのアライメントは、最終的に LD と LD マウントの結合精度で決まるため、機械精度を大きく下回る可能性があった
- ロッドレンズと LD 間の距離は設計値で決めており、必ずしも最適でない
- ロッドレンズのコーティングについては確認しておらず、とくに高 NA の LD ビームの周辺部においては高透過性が得られているかは疑問

という点が問題点としてあげられる。この方法を推進するためには、LD 側に精度よくロッドレンズを接着する必要がある、メーカー対応を依頼するか、自前でジグを用意する他にはないと考える。今回はそれに見合うだけの優位性がデータとして得られなかったために、この方法からは撤退した。

4-1-7-3 ツインチャンバーによる高出力化 (Version 1.1)

単一チャンバーによる取り出しエネルギーに付け加えて、高出力化をはかる観点から、励起チャンバーを並列に 2 基並べてパルスエネルギーを高める実験を行った。セットアップを図 4.1.7.4 に示す。共振器長は変化させずに、内部の励起モジュールを 2 つに増やしたものである。また、出力ミラーの反射率、冷却水温などのパラメータもこれまでの実験と同一である。図 4.1.7.5 にチャンバーを 1 つだけ使用した結果と併せて、実験結果を示す。パルスエネルギー 900mJ 以下の結果はチャンバーを 1 つだけ使用した場合

(Version1.1)、それ以上の結果は 2 つのチャンバーを同期して発振させたときの結果をそれぞれ示している。低い繰り返し周波数ではシングルチャンバーで50mJ/pulse、ツインチャンバーでは120mJ以上のエネルギーが取れることがわかった。これに対し20Hzではそれぞれ30mJ、70mJにとどまり、繰り返し周波数を増加したことによるロッド内の温度上昇が影響していると思われる効率低下が確認された。

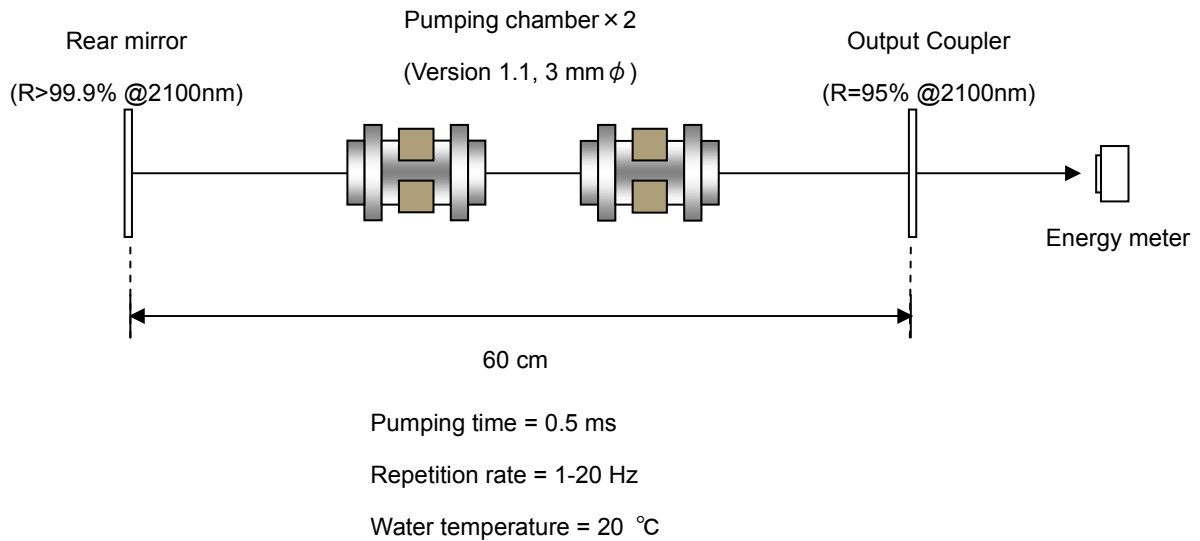


図 4.1.7.4 ツイン配置の高出力化実験セットアップ

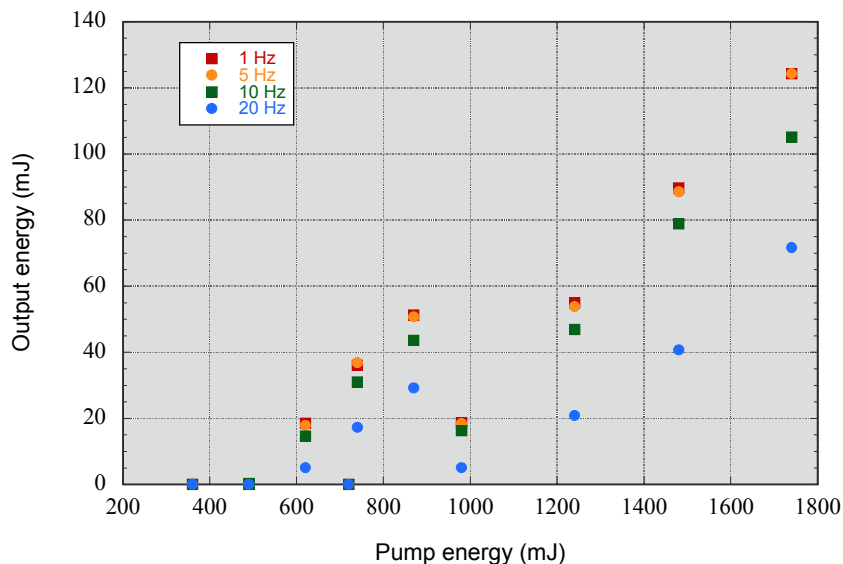


図 4.1.7.5 Version1.1 チャンバーをツイン配置したときの励起エネルギー-出力特性
(励起エネルギー900mJ 以下はシングルチャンバー、それ以上はツインチャンバーにおける結果を示す)

4-1-8 励起チャンバー第2試作 (Version2.0)

第1試作の結果、2ミクロンにおけるノーマル発振の確認ができた。Version1.0から改良版のデフレクタを装着した1.1、さらにロッドレンズを搭載可能な1.2へと進化させそれぞれのパフォーマンスを比較したが、改良デフレクタ搭載 Version1.1 がもっとも高い効率で発振した。ロッドレンズを搭載した Version1.2 はロッドレンズの取り付け精度と、コーティングの問題から、期待した性能は得られなかった。総合してみれば LD の取り付け、ロッドへのカップリングなどはこの第2試作チャンバーでほぼ問題ないことが確認できたが、出力結果は満足のいくものではなかった。設計当初の光-光変換効率の試算からして、この段階で少なくとも 200mJ/pulse を達成していなければならなかったが、結果は 60mJ どまりであった。この結果から推測される懸念事項としては以下のことが考えられた。

- ・ パルスエネルギーが十分でなく、想定したエネルギーが得られないこと
- ・ 出力ミラーの最適な反射率が高く、Q スイッチの損失による挿入時の著しいパフォーマンス低下が懸念されること
- ・ Q スイッチ発振時のエネルギー取り出し効率が低くなる懸念があること

このためさらなる高出力化は必須であると考えた。そこで、高出力化のためのアイデアとして当初から考えていた

- ・ LD の 2 重化=チャンバーに搭載できる LD の個数を増やし、高密度な励起を行うことにより利得の増加を試みる
- ・ それに伴うロッドのドープ領域拡大=中心部分 22mm がドープ領域で、全長は 70mm のものに変更
- ・ 電源強化

を行うこととし、これを第2試作として下記のような励起チャンバーの設計製作を行った。

4-1-8-1 Version2.0 の設計

設計方針は基本的に Version1.x を踏襲しており、上記以外の大きな変更点はない。従って外観上ほとんど変更はないが、LD が 2 周並列になってロッドを囲む形状になった。その他の問題点に関しては下記のような対策を行った。

- ・ LD 冷却経路が長くなるために、バブルを噛む問題については冷却経路断面を小さくし、冷却水速度を増すことにより回避した。
- ・ Version1.x で問題となっていたロッドにかかる水圧脈動については、水供給路にサイレンサーを設置してロッド直前のリザーバーにおいて水流をラジアルに分散させることにより大幅な低減を試みた。

- さらに複雑化した電極の取り回しについては配線によるものではなく、銅プレートで引き出し、リジッドな組み込みとすることにより接触抵抗の低減だけでなく全体のデザインの簡素化、組み立て上のミスを低減できる。

この思想に基づいて表 4.1.8.1 に示す仕様を持つ励起チャンバーを設計した。また図 4.1.8.1 に製作した励起チャンバーの写真を示す。写真にはステンレス製のカタマリが 2 つあるが、それぞれが単独の励起チャンバーである。左右のフランジの間にあるオレンジ色のパーツが LD マウントであり、ここに並列に 2 つの LD を配している。写真はツイン配置で、ミラーを近接配置したファブリーペロー型共振器である。

表 4.1.8.1 励起チャンバー仕様(第 2 試作:発振器用 Version2.0)

形式:	サイドポンプ型
ロッド材料:	セラミック YAG、(Tm6at.%, Ho0.4at/%添加)
ロッドサイズ:	φ 3mm × 70mm(うち中央部 22mm をイオン添加領域として使用)
LD 波長:	785nm ± 3nm
LD 出力:	最大 600W
LD 個数:	6 個
LD 最大パルス幅:	0.5ms (1ms)
最大投入エネルギー:	300mJ/pulse (600mJ/pulse)
最大繰り返し周波数:	20Hz (40Hz)
最大投入パワー:	36W
冷却方式:	水冷(LD、ロッド共通)

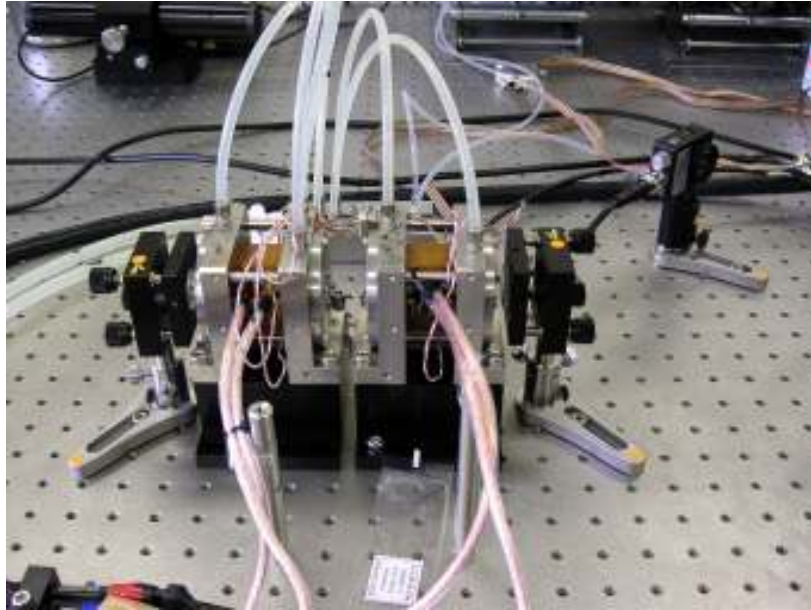


図 4.1.8.1 製作した励起チャンバー(第 2 試作:Version2.0)。配線 1 組あたり 1 つのチャンバーとなっている。LD は中央部にあるオレンジ色の樹脂に 2 本ずつ配置されている。

4-1-9 レーザー発振実験 (Version2.0:フリーランニング)

第1試作と同様のセットアップ (図 4.1.7.4) においてチャンバーを1個のみ、または2個並列に配置してフリーランニングで実験を試みた。冷却水温度は20°C、LDの励起パルス幅は500 μ sとして繰り返し周波数を1~20Hzで変化させてデータを取得した。この実験では出力ミラーの反射率をこれまでの95%から、予備的な検証において最大エネルギーが取れた90%に変更してデータを取得した。横軸はLDに投入する電流値となっているが、6本のLDで駆動するVersion2.0チャンバーは80A時に3.5J/pulse程度のLDのパルスエネルギーを持っている。図 4.1.9.1 にシングルチャンバーでの入出力特性を示す。シングルチャンバーの結果でもすでにVersion1.xをツイン配置した結果を上回っていたことがわかる。これは、チャンバーが1つに減ったものの、LDの数はVersion1.xのツイン配置と同数であり、共振器内の素子(ないし表面)が減ったことによって全体の効率が高められたものと考えられる。さらにチャンバーをツイン配置に変更した時の結果を図 4.1.9.2 に示す。Version2.0チャンバーを並列に配置することにより、低繰り返し時は300mJ/pulseを越えるパルスエネルギーが得られた。20Hzにおいても200mJを超えるパルスエネルギーが得られており、Version1.xにおける同様のツイン配置の場合のエネルギーから比較して、低繰り返し(5Hz)では125mJ→330mJ、高繰り返し(20Hz)では70mJ→240mJと、いずれも約3倍のエネルギーが取り出されることがわかった。

さらにパワー向上を行うためには、励起パルス幅を変更することは容易である。将来的なパワー向上の見通しを得るために、励起パルス幅を若干拡大させたときの出力傾向を取得した。励起パルスを500 μ s前後で変化させたところ、図 4.1.9.3 に示す出力変化を得た。光学特性における上準位寿命の考察でも述べたとおり、T_m,H_o系の材料は長い寿命を持つため、100 μ sレベルの励起パルス幅においては、パルス幅を伸ばすことは上準位への蓄積エネルギーの増加に極めて効果的であることが理解できる。実験的にも励起パルス幅を20%伸ばして600 μ sにすることによりパルスエネルギーを100mJに伸ばすことができた。つまり1mJ/ μ sのスロープで増加した。しきい値の高い3準位系での共振器では、エネルギー取り出し効率の向上に役立つことがわかった。

以上により、当初の予定である励起チャンバーの完成と、目標エネルギーの出力を達成した。

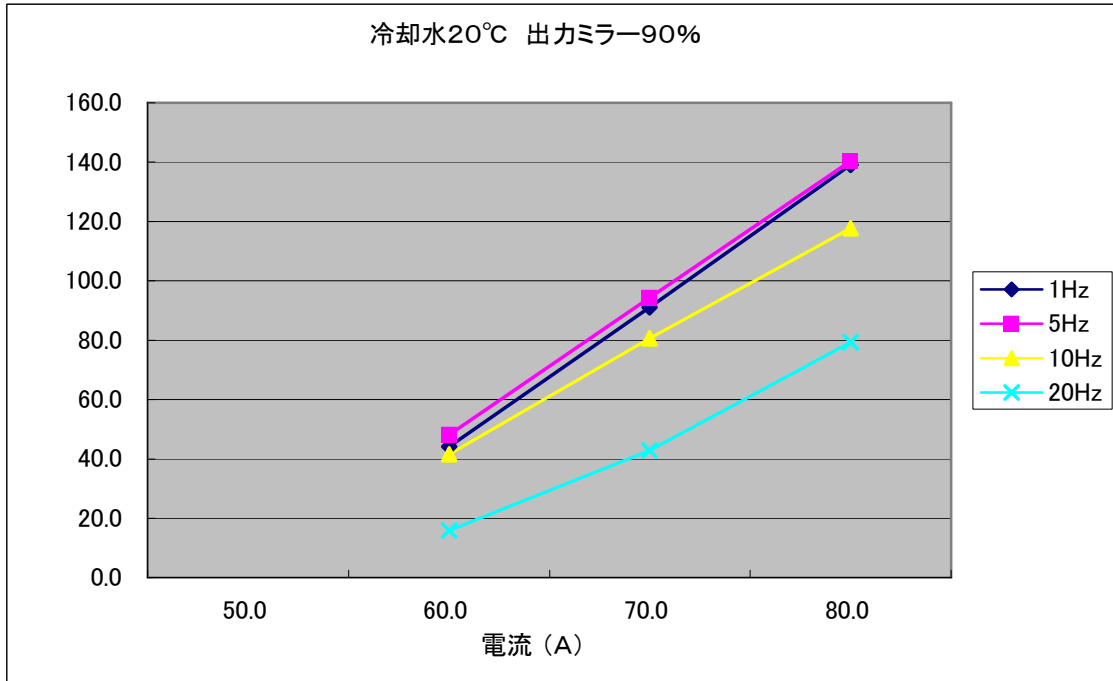


図 4.1.9.1 シングル配置の Version2.0 チャンバーの励起電流-出力特性

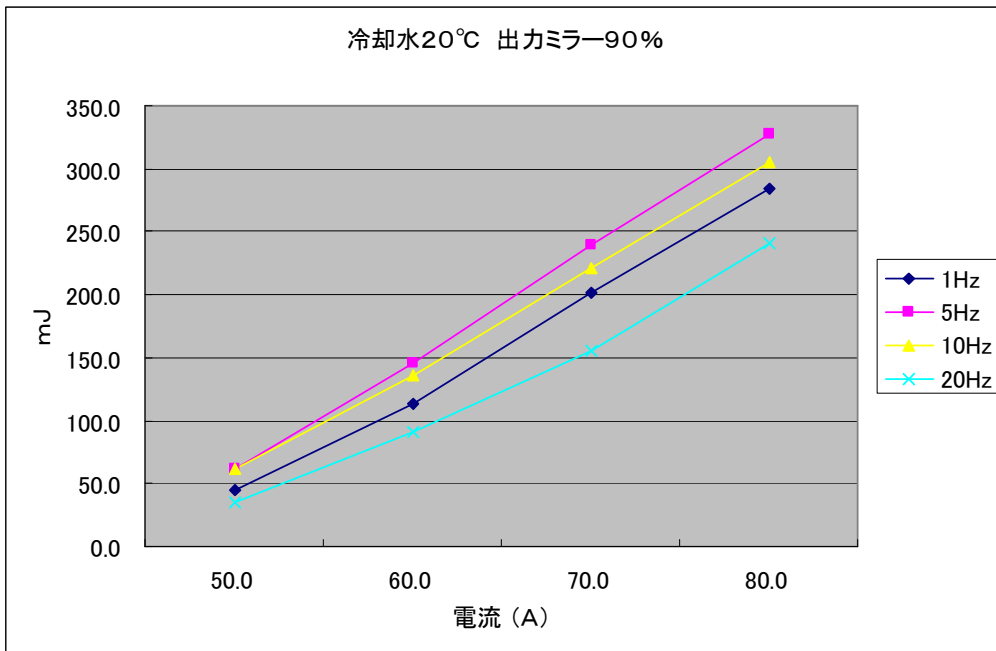


図 4.1.9.2 ツイン配置の Version2.0 チャンバーの励起電流-出力特性

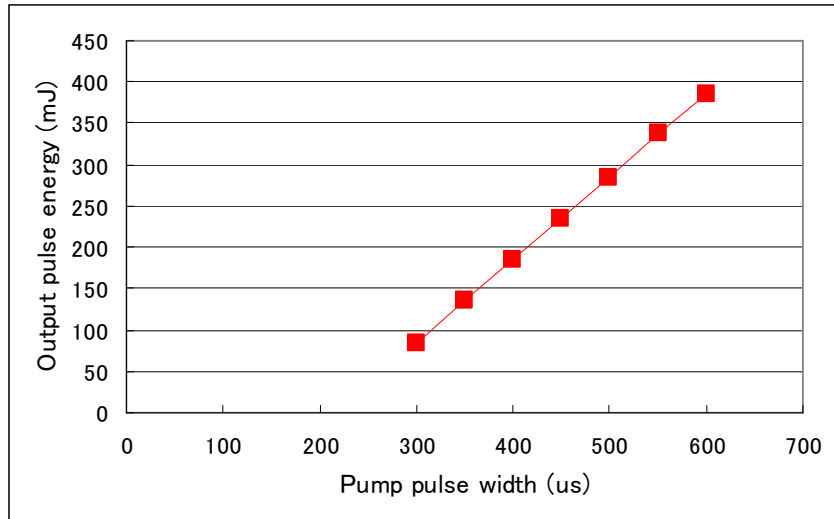


図 4.1.9.3 パルス幅を 500us 近傍で変化させたときの出力エネルギーの変化

4-1-10 まとめ

まず候補となる結晶材料の選定を行い、1) レーザーにおける冷却効率の向上、2) 3 準位系レーザーの損失回避、3) 媒質の高機能化、という観点からコンポジット材料に着目した。近年最も注目を集めているレーザーグレードの高品質を持つに至った光透過性のセラミックを検討した。本開発で初めて Tm, Ho イオンを共添加した YAG セラミックを採用した。セラミックレーザーロッドの光学評価を行ったところ、セラミックロッドは単結晶ロッドと比較してそんな色ない光学特性を持つことが明らかになった。またコンポジットロッドの機械的特性についてもセラミック一体整形ならではの長所を示し、機械強度の面で特にコンポジット化が不利ではないことを示した。

この材料を前提として、励起チャンバーの構造を提案した。材料の物性評価で得られた物性パラメータから温度分布、熱ストレス強度、励起密度などの計算を有限要素法の計算コードを用いてシミュレーションをおこなった。これをもとに最適な構造をもたせる機械設計を行った。第 1 試作としてまず LD3 個を搭載するタイプの励起チャンバー、Version1.x を作成して評価した。Version1.0 の低パワーを受けてデフレクタの改良、ロッドレンズの搭載などの細かい改良を行ったが、抜本的な効率向上には結びつかなかったため、第 2 試作として LD の搭載個数を 2 倍にした Version2.0 をリリースした。第 2 試作の結果、完成した励起チャンバーを使った両面フラットミラーの共振器を組み、Q スイッチや波長選択素子などの挿入されない準連続波のフリーランニング動作において、パルスエネルギー 300mJ 以上、繰り返し 20Hz を達成し、開発目標をクリアした。当初予定した目標値である 200mJ/pulse を上回る出力を 20Hz の繰り返し周波数において得ることができた。これをもって励起チャンバーの開発を終了した。増幅器用の励起チャンバーにもここで得られたノウハウと結果を基礎としてほぼ同様のチャンバーを製作することとした。

4-1-10-1 価格についての考察

比較のために例えば、円柱状のロッドの中心部にイオンドープされた部分があり、その両端面にドープのない領域を接合したようなコンポジットを考える。このときに、ロッドのアスペクト比は拡散接合を使用できる程度を仮定しよう。前記にある脆性材料の拡散接合の場合、ロッド 1 本の単価は国内の入手価格は 10 万円程度。3 つの部分に分かれているため、トータルで 30 万円ほどになる。これに、拡散接合 1 面あたりの費用 100 万円が 2 プロセス加わるため、トータルの金額は 230 万円。次に 100 本の一括生産を考えよう。この場合でも結晶のサイズが制限されるため、レーザーに使うようなサイズのロッドを取れるのは歩留まりによる制限を考慮すると 1 ブール 10 本程度としよう。ブール単価は 30 万円とすると、30 万円×3 種類×10 回であり、900 万円。拡散接合プロセスは大口径化のため 200 万円となり、これを 10 回行うことで、トータル 2 面×10 回×200 万円 で 4000 万円。従って 1 本あたり 50 万円程度にはなってしまう。1 システム 8 本使えばロッドのみで 400 万円。セラミックにした場合、原料製作費はバッチあたり 100 万円。ロッドを切り出して研磨とコーティングするのに 5 万円程度なので、100 本ならトータル 600 万円。8 本で 50 万円となり、1/8 の価格が容易に達成できる。

4-2 シード光発生器の研究開発

4-2-1 背景と目的

風速を正確に計測するために用いられる手法はドップラー効果による散乱光の波長シフトを計測する方法である。計測する光の波長 2.1 ミクロンに対して、その光軸上を V の速度で移動する粒子が散乱させた光の波長シフトは、

$$v_d = \frac{2V(\cos\phi_x + \cos\phi_r)}{\lambda}$$

と表すことができる。特にトランスミッターとレシーバーが同軸上に存在する場合、

$$v_d = \frac{2V \cos\phi}{\lambda} = 2V_r / \lambda$$

という単純な形に変形できる。本開発の目的である乱気流計測では風速 10m 以上を対象とすると考えた場合、シフト量は約 5MHz である。このシフト量が正確に見積もられるためには、スペクトルの線幅は波長に換算して 100pm 以下であることが望ましい。

一方、固体レーザー発振器は波長をコントロールしなければ、動作条件下のもっとも利得の高い波長で発振する。本開発で使用したレーザー発振に寄与するイオン、Ho は 2100nm 周辺にいくつかの発光ピークがあるが、自然放出による発光スペクトルはいずれも 10nm ほどの線幅を持っており、いかなるスペクトル幅制御も行わない条件下ではこの計測には適用できない広い線幅で発振することが容易に考えられる。主共振器の線幅を制御して、狭帯域化する方法はいくつか考えられる。

- ・ プリズム、複屈折フィルタ(BRF)、回折格子などの分散素子を共振器中に入れる
- ・ 線幅制御された外部光源からの低出力の光を共振器に注入し、そのスペクトルに同期させる(注入同期)

一般的に広く用いられているのは前者で、受動的で容易に入手可能な光学素子を使用できる利点があるが、材料固有の分散を利用するタイプ(プリズム、複屈折フィルターなど)では、一般的にガラス、結晶材料は 2ミクロン付近の分散係数が小さいために狭線化には限界がある。回折格子を利用すれば高分散の素子も製作可能だが、回折格子のマスターを製作するのは非常に高価である上に、1) 反射型回折格子では金属膜が必要であるが、この場合はパワー耐性が極めて小さくなり、2) 透過型回折格子は、透過効率に問題が生じ、特に利得の小さい Tm, Ho 系 2 ミクロン帯のレーザーには適さない。後者の注入同期は外部光源としてより丁寧に制御された低出力の連続波光源が利用できる。連続波光源はパルスに比べ、原理的に鋭いスペクトルで発振させることが可能であるから、パルスレーザーに注入同期したときにはフーリエ限界のスペクトルを容易に得ることが可能である。また、マスターレーザーの波長やスペクトル形状を変化させることにより、主共振器から得るレーザーのスペクトル制御が容易である。技術的課題としては、マスターレーザーの波長と主共振器(スレーブレーザー)の共振波長を一致させる必要があるため、その方法を確立して電気的な制御を行うことと、マスターレーザーの取り回しである。技術的な課題は多いが、それを補って余りある利点が多いことから、本開発では第 1 候補として注入同期を選択した。

このサブテーマでは、小型で低出力ながら線幅が狭く、波長の安定したシード光発生器を製作することを目的とした。当初予定したファイバレーザによる単一周波数発振は、ファイバ周辺のパッシブコンポーネントの供給のみならず、開発そのものが未達であったこともあり予定を変更し、販売がアナウンスされていた DFB-LD を発振器として採用することにした。したがって本サブテーマで行った具体的な内容は DFB (Distributed Feed-Back) -LD (Laser Diode) などの狭線幅の低出力レーザを増幅することによって、シード光として十分な出力を取り出すことと、このマスターレーザの周波数と主共振器の周波数を一致させるための制御系を製作することである。

4-2-2 シーダー(マスター発振器)の構成

当初計画ではマスター発振器の光源としては DFB-LD による狭線幅発振器出力を Tm,Ho 共添加ファイバ増幅器にて増幅後 20mW クラスの出力を得ることとした。これに、パルスビルドアップ時間をエラーシグナルとして共振器長を調整することでマスター発振器と主共振器(スレーブ発振器)の波長を一致させるタイプの制御系を組み込むことで、主共振器の発振波長を制御するとともに、発振スペクトルの狭線化を図ろうと考えた。シード光発生部の概要を図 4.2.2.1 に示す。単一周波数の DFB-LD からの光をコリメータを用いてシングルモードのファイバに結合する。結合された光は高々 1mW 以下の出力であるため、これを増幅するために、Tm,Ho の共添加ファイバ増幅器 (THDFA) に導く。THDFA は、Tm,Ho 添加の固体レーザーと同様、Tm イオンによる吸収が利用できる(図 4.2.2.2)。Tm イオンを添加したシリカファイバの吸収スペクトルを図 4.2.2.3 に示す。この THDFA の吸収から考えると、780nm、1.2 ミクロン、ないし 1.6 ミクロンの吸収帯を使うことができる。

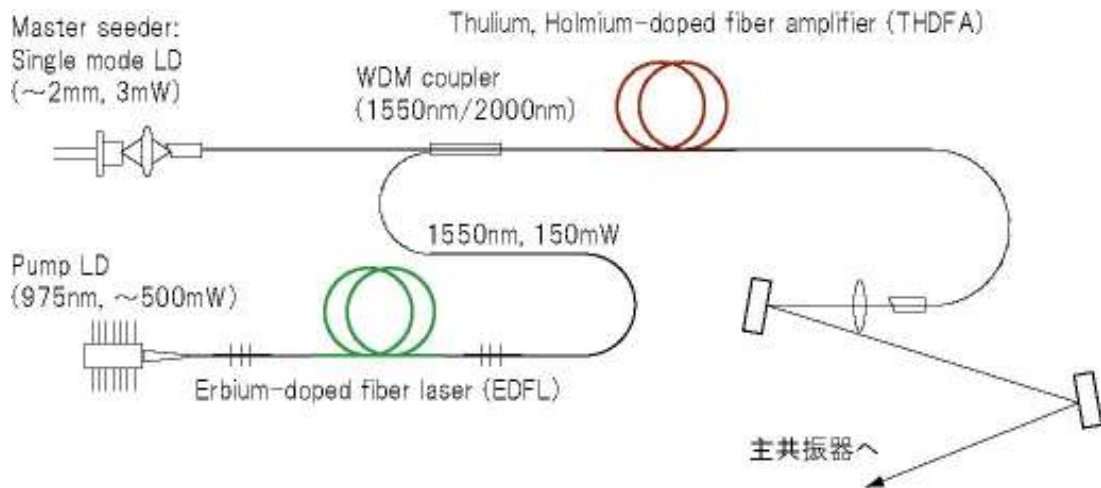


図 4.2.2.1 シード光発生器セットアップ(オールファイバーの構成)

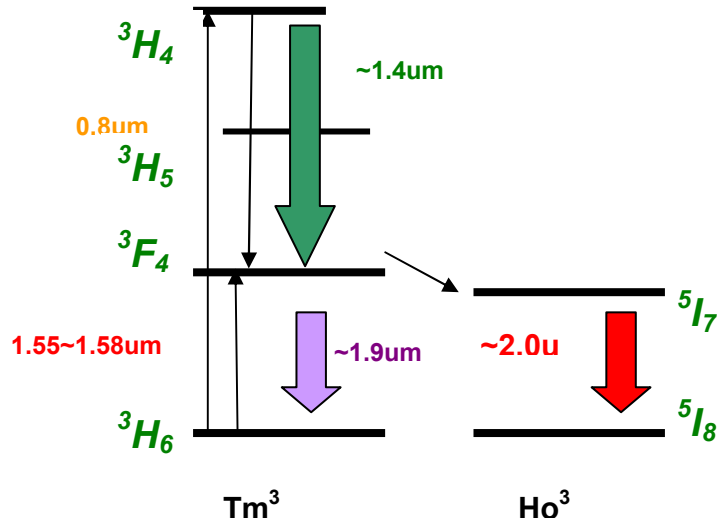


図 4.2.2.2 Tm, Ho 添加ファイバのエネルギー準位図

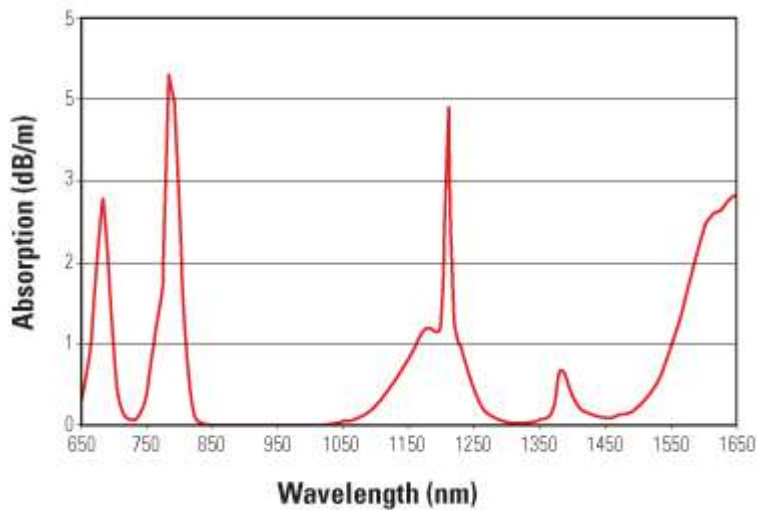


図 4.2.2.3 Tm 添加ファイバーの吸収スペクトル

780nm の励起光源として LD が入手可能だが、シングルモードファイバに結合されたものではなく、またフリースペースの LD でもシングルモードのものはない。そのため今回のプログラムに適用する励起光源としては適さない。1.2ミクロン帯は直接発振する光源がない。吸収のサイドローブを利用して Yb 添加ファイバレーザ (YDFL) を長波長側で使う、YDFL 励起のファイバラマンレーザを 1.2 ミクロン帯で発振させるなどの方法も考えられたがややリスクであり、開発が難航するおそれがあった。1.6 ミクロン帯は Er 添加ファイバレーザ (EDFL) が使える。EDFL の波長域からして、1.55 ミクロンがもっとも出力の上で有利だが、THDFA の特性からすると長波長に行くほど効率が高くなるはずである。このあたりの調整は開発の中で行うことを考えた。EDFL ならば十分に開発の進んだ光源であるために、部品類も市場にふんだんに存

在する。励起用にシングルモードファイバピグテイルの 975nm 帯の LD が容易に入手できるし、1.6 ミクロン帯の発光もシングルモードファイバで得ることができるため、安定なシードレーザーが構築できると考えた。問題点は 2 ミクロンと 1.6 ミクロンの WDM カプラーである。このような特殊な WDM が製品として存在しないことは明らかであったが、代替として使用できる融着タイプの WDM を探すか、当初は空間結合を行うことを前提に開発を推進することにした。

4-2-3 開発プログラム

以下のプログラムに基づいて、順次開発を進めることとした。

1 シード用 DFB-LD の入手と特性評価

まず 2 ミクロン帯で発振する低出力 DFB-LD を入手して特性評価を行い、出力と線幅に関して十分な仕様を満たすことを確認した。

2 Er ファイバレーザの構築と特性評価

次に LD からの出力を増幅するため、その励起光源である Er ファイバレーザを構築して、その特性を評価した。

3 Tm,Ho ゲインファイバの特性評価

LD の増幅器において、利得を発生させる Tm,Ho 共添加のゲインファイバ (THDF) を入手してその特性評価を行った。

4 Tm,Ho ゲインファイバを用いた 2 ミクロン帯レーザ発振

THDF の利得が十分にあればレーザ発振が確認できる。ここでは 2 ミクロン帯の FBG を使用してファブリペロー型の共振器を構成、2090nm 帯におけるレーザ発振の実験を行った。

5 シード LD の結合と増幅

上記の THDF レーザの共振器を外したものを増幅モジュールとし、DFB-LD からの光を結合して増幅を試みる。

6 制御エレクトロニクス製作

1-5 で作成したマスターレーザはシード光として主共振器に適用されるが、注入同期が確実に行われるためにはマスターレーザの周波数と、主共振器の共振周波数を一致させる必要がある。これを電氣的に自動調整するための制御エレクトロニクスをここで製作して、動作確認を行う。

4-2-4 DFB-LD 特性評価

DFB-LD は 2 ミクロン帯で直接発振する特殊な LD を国内の LD メーカーから入手した。DFB-LD は分布帰還型半導体レーザーのことであり、レーザーダイオード素子の内部に回折格子を設置することにより、単一モード(単一周波数)で発振するレーザーである。注入電流による温度変化および屈折率変化、外部からの温度制御により波長が変化するため、安定した波長で動作させる場合には電流、温度ともに安定化させる必要がある。DFB-LD は駆動系と、温度調節による波長制御系のセットアップをおこない、動作確認した。5.6mm-TO can タイプのソケットにパッケージされており、温度制御などは付属されていないため、汎用の LD ソケットに TE コントローラを装着して実験を行った。LD からの出力は顕微鏡に使われる対物レンズ(10x)を使ってコリメートした。2 ミクロンの微弱な光をトレースするのは極めて困難である。市販されている、赤外光を可視に変換して視覚化するカード(IR カード)は 1.7 ミクロンまで、赤外線スコープは通常 1.6 ミクロンまでしか見ることができない。旧ソビエトの軍事技術から出ているとされる IR ビューワーが 2 ミクロンで感度があるとされていたが、現実的には不可であることを確認した。従って手軽に 2 ミクロンを可視化するためには光子としての光をとらえるよりも、熱源としての光を使う方が幾分容易である。感熱フィルムを使用してアライメントを行った。

DFB-LD のスペクトルはファイバー干渉計を搭載して、そのフリンジパターンから波長を計算するタイプのウェーブメーター (HighFinesse 社 WS-7IR-II) を使用して測定した。図 4.2.3.1 は使用した DFB-LD の波長を示す。図の表記は周波数表記になっているが、2.097 ミクロンにて 100MHz 以下の線幅で発振していることがわかる。

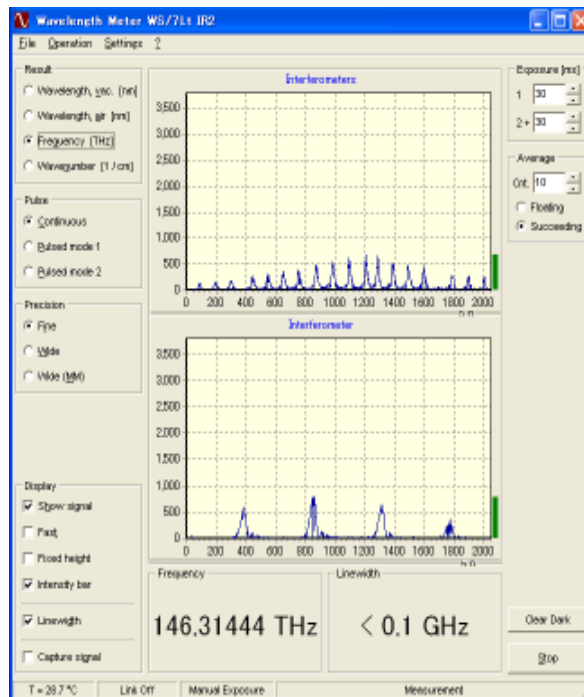


図 4.2.3.1 DFB-LD の発振スペクトル

電流-出力特性についてはLD出力が微弱で、かつ使用したサーモパイル型パワーメータの測定S/Nの関係で正確な数値を出せなかったが、仕様書上の最大電流において、2mW程度を参考出力とした。

4-2-5 励起レーザー:EDF-MOPA の構築

THDF の励起用光源として 1.56 ミクロンで発振する EDFL を考えたが、レーザーのみでは出力は高々 200mW であり、強励起が必要な THDF には不十分である。そこで、まず EDFL で発振させた 1.5 ミクロン帯のレーザーの後ろに増幅器をとりつけた構成、いわゆる MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) として開発を試みた。

4-2-5-1 EDFL

EDFL は出力 150mW 程度を予定して組み立てた。構成を図 4.2.5.1 に示した。励起 LD にはシングルモードファイバに結合された波長 975nm、最大出力 500mW のものを使用した。ゲインファイバは Er 添加シングルモードファイバ (Nufern EYSF-Hi) である。このファイバを、励起 LD 側に高反射率の FBG (反射中心波長 1562nm、反射率 99.8%) を、出力側に低反射率の FBG (反射中心波長 1562nm、反射率約 70%) をスプライスすることによって共振器を組んだ。ゲインファイバ長は励起 LD を最大出力にした状態で光スペクトラムアナライザを確認しながら ASE (Amplified Spontaneous Emission) とシグナルの出力をみながら調整を行った。

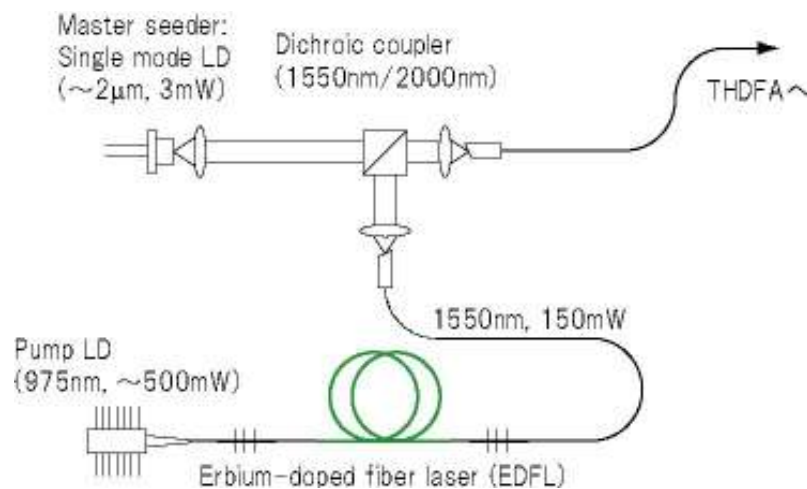


図 4.2.5.1 THDFA 励起用 EDFL の構成図

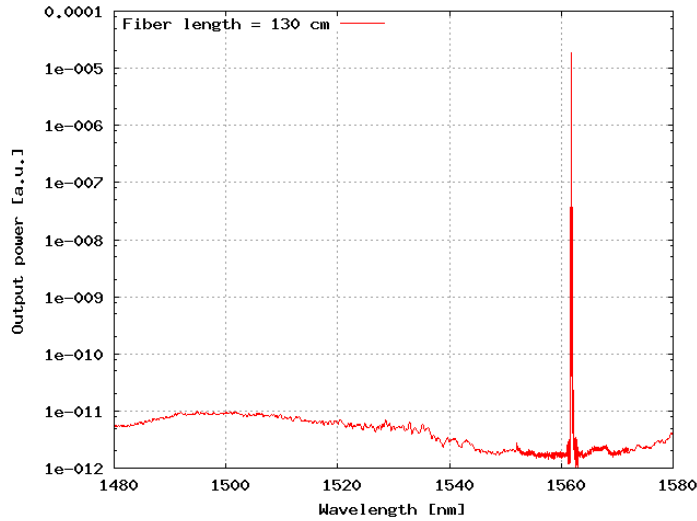


図 4.2.5.2 EDFL 発振スペクトル(縦軸は光強度を対数表記したもの)

図 4.2.5.2 に発振している EDFL のスペクトルを示す。このときのゲインファイバ長は 130cm であった。グラフの縦軸は相対出力、横軸が波長であるが、ASE と思われる 1500nm 近傍の緩い山は発振ピークに対して 6 桁以上低く、十分な SN 比で発振が得られていた。EDF は本開発のテーマである Tm, Ho レーザーと同様に 3 準位レーザーとなるため、利得媒質への励起が足りない場合、自己吸収による損失となる可能性がある。従って、ゲインファイバの長さはクリティカルであり、長さ方向に最大値を取り得るはずである。そこで、ゲインファイバの長さを変化させて最大出力を測定した。図 4.2.5.3 にゲインファイバ長さに対して、得られる 1.5 ミクロン光の最大出力を示す。

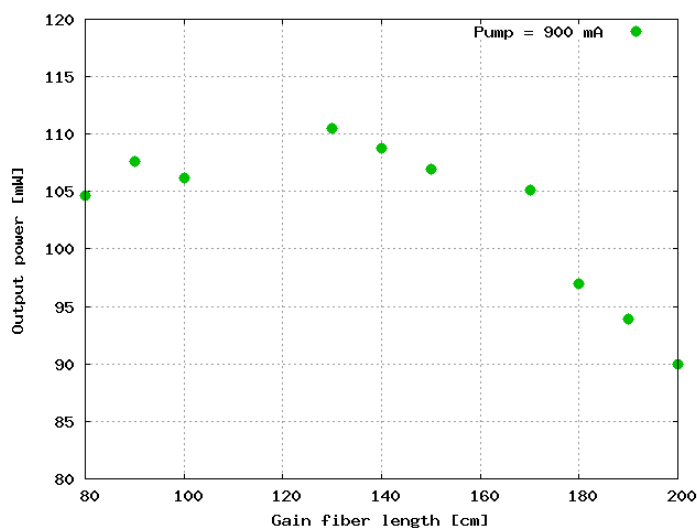


図 4.2.5.3 ゲインファイバ長に対する最大出力の変化

ゲインファイバ長 130cm で出力は最大となり 110mW であった。これよりも短い方向では十分な吸収が行われないために出力が低下したものと考えられる。一方、ゲインファイバが長い場合には、ファイバの自己吸収と考えられる出力低下が確認された。図 4.2.5.4 にファイバ長さを 130cm にしたときの、励起 LD の電流に対する 1.5 ミクロン出力を示す。線形に出力が伸びていることがわかった。

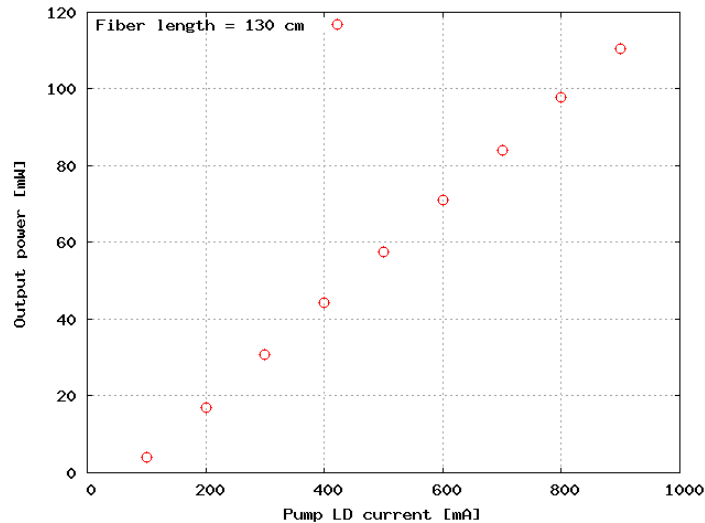


図 4.2.5.4 EDFL の入出力特性(ゲインファイバ長 130cm)

以上の検討により、100mW 以上の出力を持つ EDFL が完成した。

4-2-5-2 EDFA

EDFL の出力を増幅するために、ダブルクラッドの増幅器を EDFL 出力に結合した。ダブルクラッド EDFA の構成を図 4.2.5.5 に示す。図中の 1 はシグナルの入力ファイバ、2 は TFB(Tapered Fiber Bundle)と呼ばれる、ダブルクラッドファイバの内部クラッドにマルチモード励起ファイバを結合する素子である。ダブルクラッドファイバではコアにシグナル、内部クラッドに励起光を閉じこめ、内部クラッドからコアに洩れる励起光でコアに利得が生じる構造になっている。EDFA の励起光源としてはマルチモード、105 ミクロンコアのファイバピグテイル、出力 6W の 975nm-LD を 6 本使用した。図にあるシグナル以外の 6 つの入力ポートに 1 つずつ LD が結合された。

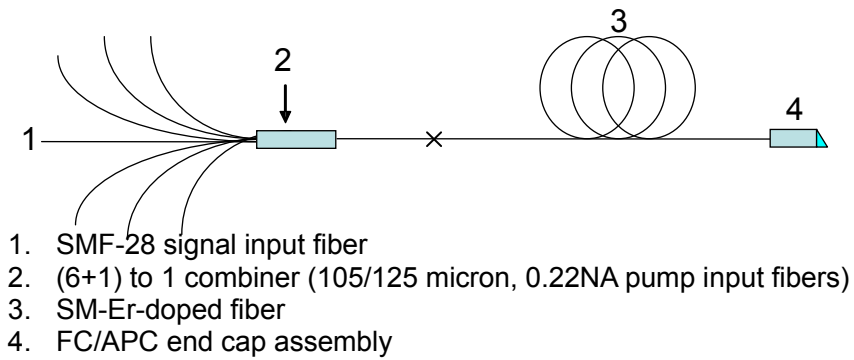


図 4.2.5.5 ダブルクラッド EDFA の構造

EDFA で増幅した結果、入力 100mW に対して、最大 2W の 1.56 ミクロン光が得られた。このときのマルチモード LD の励起パワーは 1 本あたり 4W であった。スペクトルは EDFL のものを反映し、特に ESA などの急増や EDFA 内部でのレーザー発振は起きないことが確認された。

以上によって、THDF 励起用 1.56 ミクロンファイバ MOPA の製作を完了した。

4-2-6 Tm,Ho 共添加ゲインファイバ(THDF)の特性評価

THDFとしては、当時 Tm,Ho 共添加のシングルモードファイバとして唯一市販されていたカナダ・INO 社製ファイバを購入した。INO からは 4 種類の THDF がリリースされており、わずかず異なる仕様をもってしたが、詳細は明らかではない。下記の 2 種類を選択した。

- TH530:後述の通り、空間からの光結合にあたって最も光を導入しやすい高い NA をもち、かつカットオフ波長が短く 1.5 ミクロン帯の励起光を損失なく導波する。
 - NA0.18, Absorption >140dB/m @790nm, Core diameter 6.0um
- TH550:1.5 ミクロンのパッシブファイバと同様のコア径を持つためスプライス時のマッチングが最も容易と思われる。
 - NA0.14, Absorption >100dB/m @790nm, Core diameter 11.5um

図 4.2.6.1 に TH550 の典型的な吸収スペクトルを示す。吸収帯は 790nm、1200nm 近傍、1400nm 近傍、1600nm 近傍にあり、前章で構築した EDFL は 1600nm 近傍の吸収帯を直接励起することができると考えた。今回構築した EDFL の正確な波長は 1562nm であるから、吸収としては必ずしも強くないが、ファイバレーザー/アンプは容易に相互作用長を長く取れるため大きな問題にならないと考えた。

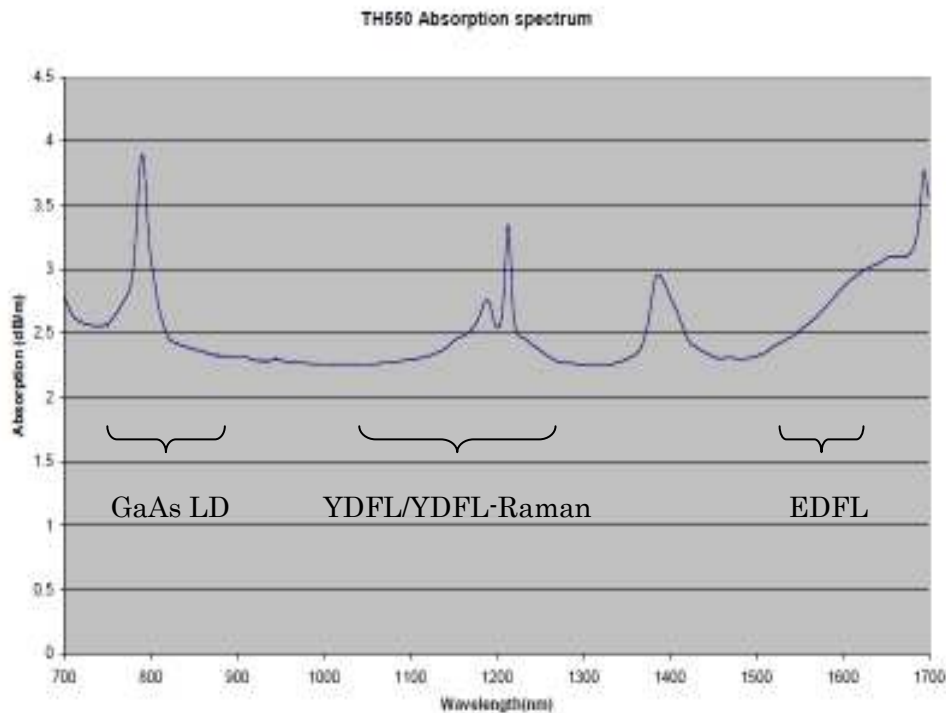


図 4.2.6.1 THDF の吸収スペクトル

図中の表記はそれぞれのバンドを励起可能な光源

4-2-6-1 2ミクロン帯の発光特性(室温)

発光特性の取得には 790nm 近傍で発振する連続波 Ti:sapphire レーザーを使用した。このレーザーからの光を非球面レンズによってシングルモードコアの 1.5 ミクロン用パッシブファイバに導波し、その反対側の先端に THDF をスプライス結合してその発光スペクトルを評価した。スペクトルはファイバ結合型の分光器を使用して室温において観察した。

図 4.2.6.1 に実測した Tm,Ho ファイバの発光スペクトルを示す。Ti-sapphire による励起パワーはこのとき励起ファイバ終端で 300mW であった。ゲインファイバとしては TH530、35cm 長を使用して計測した。1200nm~2200nm に明確なピークは 3 つ存在し、それぞれ 1500nm 近傍、1900nm 近傍、2000nm 近傍であった。これらの強い発光はすべて Tm イオンによるものであると考えられ、それぞれ $^3H_4 \rightarrow ^3F_4$ 、 $^3H_4 \rightarrow ^3H_5$ 、 $^3F_4 \rightarrow ^3H_6$ の遷移に基づくものであると考えられる。2020nm-2100nm にわずかにスペクトルの持ち上がりが見えるが、これが Ho の $^5I_7 \rightarrow ^5I_8$ 遷移による発光と考えられる。一方、使用を前提としている 1560nm の Er ファイバレーザー

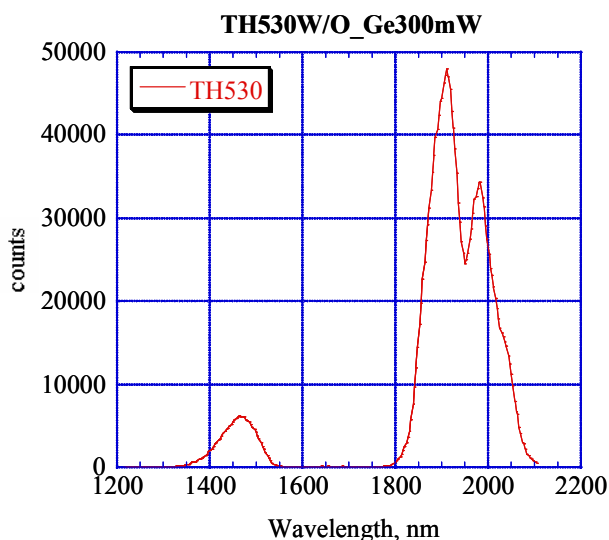


図 4.2.6.1 Tm,Ho ファイバの発光スペクトル

ーMOPA (EDFL-MOPA) によって励起したときのスペクトルを図 4.2.6.2 に示す。使用したファイバは TH530、(a)~(c)でファイバ長が異なり、それぞれ 27cm、60cm、450cm である。ファイバ長が短いとき、ピークは 1900nm 付近にあるが、(c)で長波長側にシフトしている。これはファイバを延ばすほど、ファイバ後半の利得が低くなり、自己吸収によって短波長側の利得が失われるためと考えられる。(c)ではグラフの上でのピークは 2000nm よりも長い波長にシフトしたことがわかる。一般的な 3 準位系レーザーの挙動としてはリーズナブルな結果である。しかしながら出力の強度を見ると、(b)が最も強い。EDFL のパワーに応じてファイバの長尺化による利得が発生する長さは変化するが、ファイバ全長を飽和できなくなったときには強い自己吸収が発生するためだと考えられる。さらにシリカの持つ残留水分子(ないし OH 基)の吸収が存在するため、2 ミクロン帯の光はシリカファイバ中で強く減衰することが懸念される。(c)の非常に微弱な出力結果はこれを反映したものと考えられる。

4-2-6-2 2ミクロン帯の発光特性(窒素冷却)

長波長側での利得の大きさが懸念されたため、ゲインファイバの冷却を試みた。3 準位系のレーザーは冷却により利得が大幅に増加することが予想できる。ここでは上記の(a)と同じく TH530 の 27cm 長ゲインファイバ全体を液体窒素に浸し、発光スペクトルを上記の実験と同様に測定することで利得変化を観察することにした。

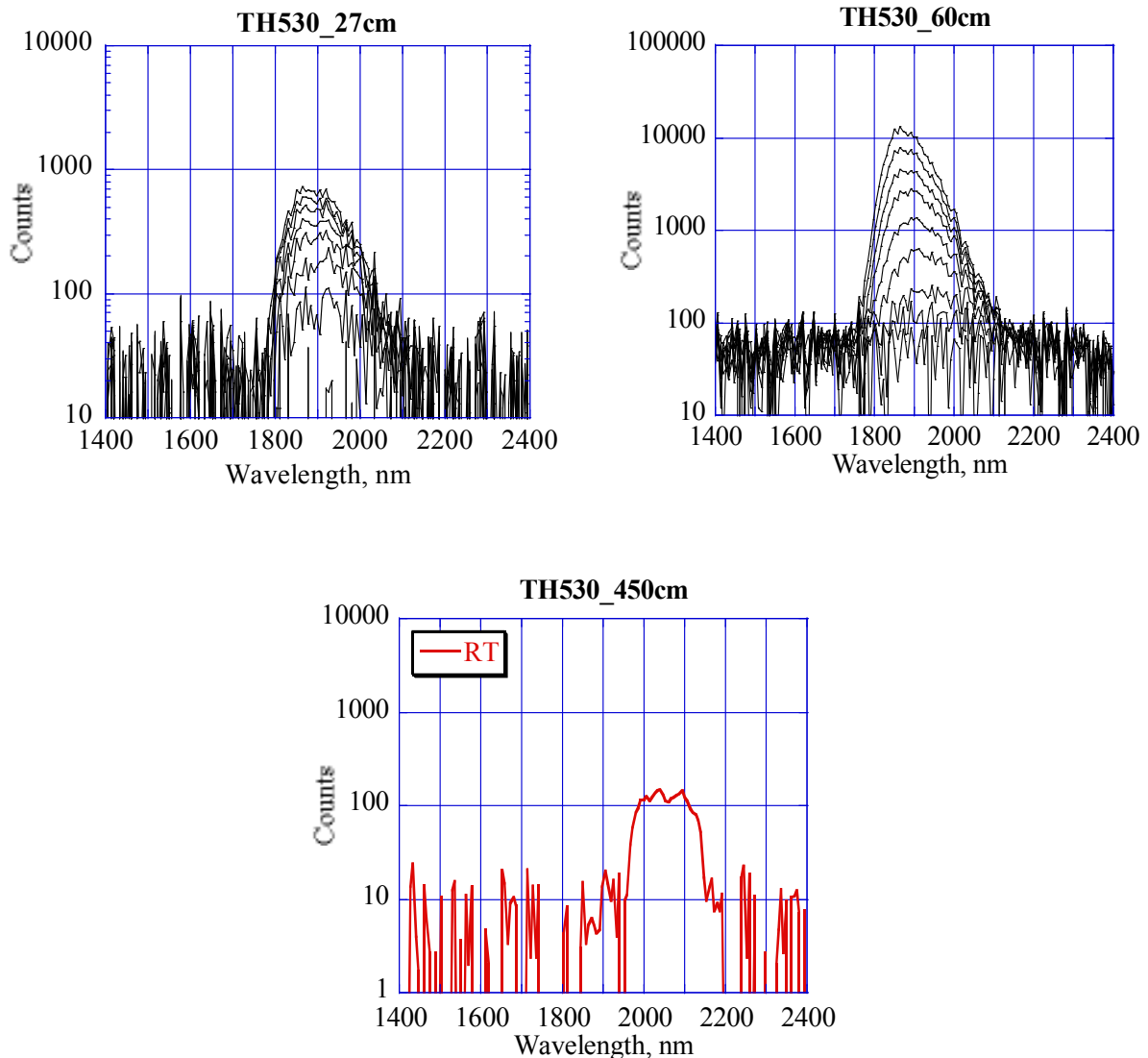


図 4.2.6.2 ファイバ長の変化に対する発光スペクトルの変化

(a) 27cm: 左上、(b) 60cm: 右上、(c) 450cm: 下

窒素冷却した時の実験結果を図 4.2.6.3(a),(b)に示す。(a)によれば、冷却によって発光のピーク波長は短波長側にシフトし、発光強度は 1.5 倍程度に増加した。対象としている発光は Tm 単体のものと、Ho のものの 2 つの重ね合わせである。どちらも 3 準位の発光であるため、

- Tm のほうがより基底準位のスプリットイングが小さいうえに、発光強度が高いため、Ho に比べて Tm は結果に反映されやすい
- 冷却によりどちらのイオンも自己吸収が減少するが、発光に対して吸収は短波長側に存在するため実効的には短波長側の発光が強くなる

ことが考えられる。図 4.2.6.3(b)は Tm イオンによる 1900nm 帯の発光と Ho イオンによる 2050nm 帯の発光強度を温度に対してプロットしたものである。Tm の発光強度は低温ほど強くなるが、Ho の発光も同様の

傾向を示した。これは Tm→Ho のエネルギー移動があることを考えれば当然である。しかし Ho の発光強度については最適な温度が存在するようにも読み取れる。また、THDF の 2.05 ミクロンにおける伝送損失を室温と液体窒素温度で比較したグラフを図 4.2.6.4 に示す。450cm の THDF の場合、冷却により 3dB の損失低減効果があった。

いずれにしても一連の結果により、Ho の発光強度に比べて Tm の発光強度のほうが強いことが示された。またファイバ長と温度は利得の発生する波長域、利得の大きさなどに影響するが、特に長波長ではシリカファイバの吸収を考慮しなければならないことを示唆した。

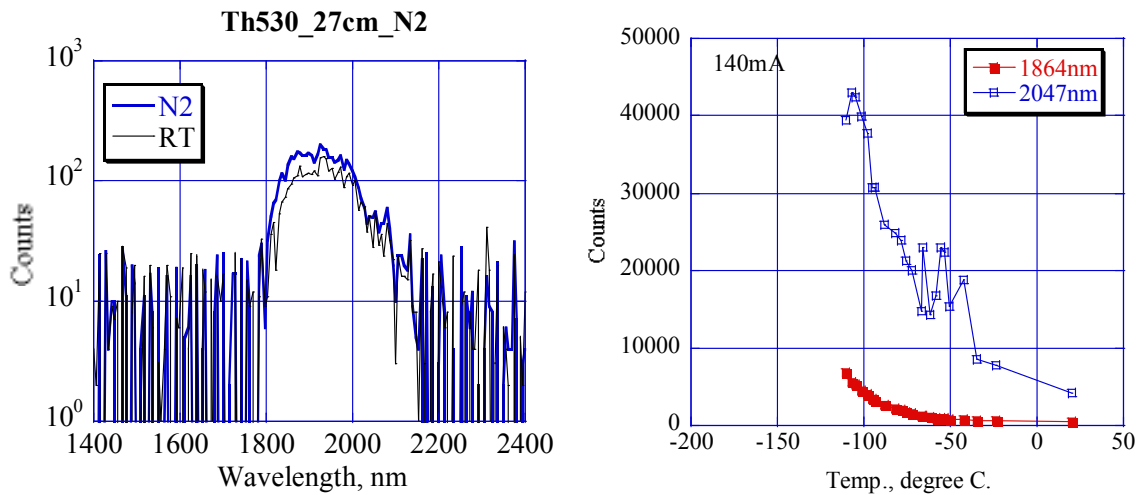


図 4.2.6.3 液体窒素で冷却したときの (a)THDF 発光スペクトル (左) と、(b) Tm による発光 (1864nm) と Ho による発光 (2047nm) の強度の温度依存性

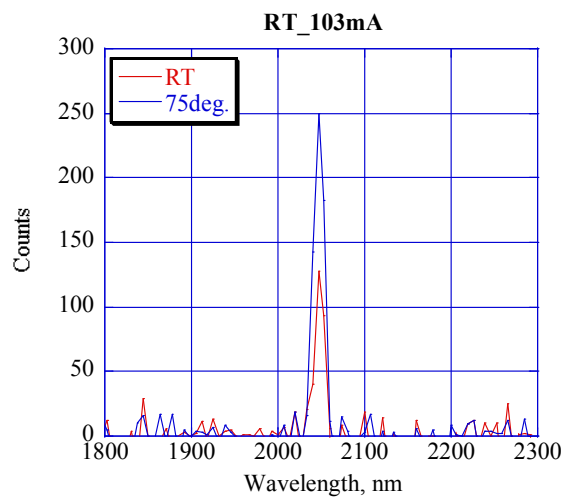


図 4.2.6.4 冷却による THDF の 2050nm 帯透過特性の変化

4-2-7 Tm,Ho ファイバのレーザー発振と利得確認

これまでの結果から長波長側の利得の存在が懸念されたため、まずフリーランニングでもっともゲインの高いところを探るべくリングレーザーを試み、さらに予め用意した FBG (Fiber Bragg Grating) を使用して、2.09 ミクロン周辺でのレーザー発振が可能かどうかの確認を行った。

4-2-7-1 ファイバリングレーザー

共振器の内部になんら利得を制限する素子が挿入されていなければ、そのレーザーは利得媒質のもっとも利得の高い波長で発振するはずである。利得媒質がどの波長に利得を持つかを調べるためにリングレーザーを組んで発振実験を行った。図 4.2.7.1 にセットアップを示す。前記の EDFL を励起光源として用い、この励起光を 3dB カプラーのポート 1 に接続した。ポート 3 とポート 2 の間に 60cm 長の TH530 ゲインファイバを接続した。さらにポート 4 に 27cm 長の TH530 ゲインファイバを接続し、その終端を出力端とした。3dB カプラーとは、ポート 1 に入力された光を 50:50 の比率でポート 3 と 4 から出力する分岐コンポーネントである。同様にポート 2 からの入力も同じように 50:50 でポート 3 と 4 から出力する。従って、60cm のゲインファイバから見れば反射率 50% の出力ミラーで構築したリングレーザーとなる。EDFL の出力もまた半分がリング内に入力されるが、残留励起光はポート 4 からの出力と合流し、27cm のゲインファイバを励起し、シグナルが増幅される。

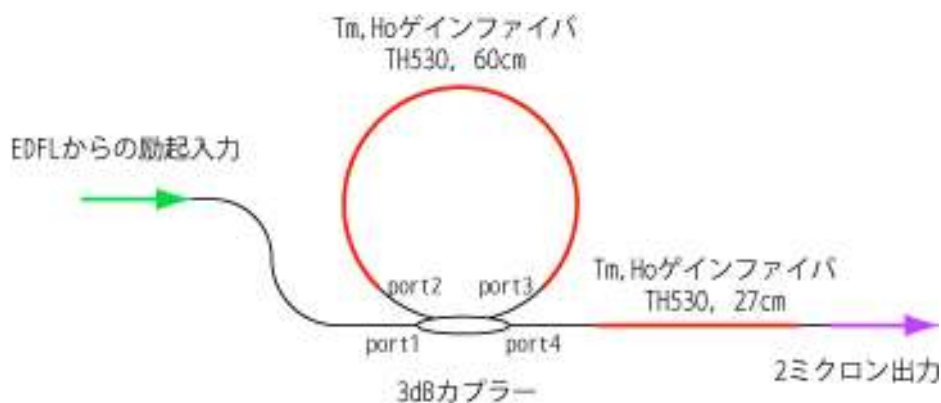


図 4.2.7.1 ファイバリングレーザーの構成

入出力特性を図 4.2.7.2 に示す。発振閾値 250mW 程度で発振した。スロープ効率は 1.9% で 560mW の励起入力に対して 6mW の出力が得られた。リングレーザーの特徴として、互いに逆方向に周回する 2 波が存在し、上記のようなファイバレーザーではポート 4 と同時にポート 1 からも出力がされているはずである。ポート 4 からの正確な出力はその後段に増幅器を設置しているために不明であるが、現実的にはもっと高い出力が得られていると予想できる。

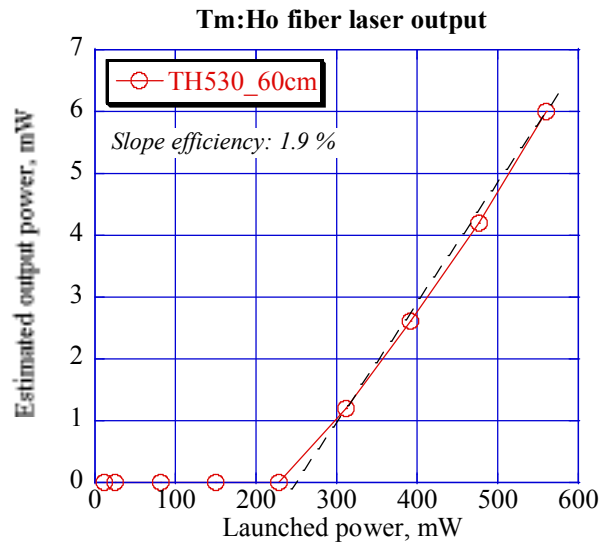


図 4.2.7.2 THDF リングレーザーの入出力特性

次に、このレーザーからのシグナルのスペクトルを図 4.2.7.3 に示す。明らかに 1900nm を中心とした発振であり、2 ミクロン以上の波長域ではいかなるシグナルも出力されていないことがわかった。したがって THDF はこの実験条件下では Tm イオンの利得が高く、フリーランニングでは Ho イオンによる 2.1 ミクロン帯の発振を得ることが困難であることがわかった。これはまた長波長側の利得が低いことを意味しており、増幅器として使用するとき、Tm イオンによる発光を抑えることが重要であることもわかった。

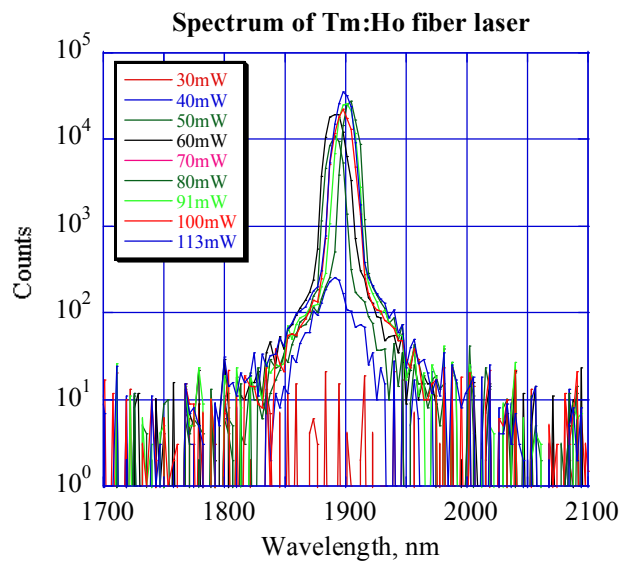


図 4.2.7.3 THDF リングレーザーの発振スペクトル

4-2-7-2 ファブリーペローレーザー

Tm,Ho ファイバ (THDF) の長波長域 (2080nm 以上) における利得確認の意味を含め、ファイバレーザーを構築した。2 ミクロン用の FBG (ファイバブラッググレーティング) を特注で作成した。高反射 (HR) として反射率 90% 以上のものと、出力結合用 (OC) として反射率 50% のものであり、反射中心波長は 2080nm であった。図 4.2.7.4 に THDF を用いたレーザー (THDFL) の構成図と写真を示す。長さ 450cm の THDF (TH530) を反射率 90% のリアの FBG と同 80% のフロント FBG で挟み、リアエンドから最大出力 2W クラスの EDFL からの励起光を入射した。出力はコリメート後、パワーメータで出力を読み、ファイバ結合型のスペクトルメータでスペクトル確認を行った。図 4.2.7.5 は 1.8W 励起を行ったときの発振スペクトルである。2000nm をピークとした ASE が見られるが、2080nm に明らかな発振ピークがあり、レーザー発振していることが確認できた。この結果は THDF は我々が必要としている長波長において利得を持ち、DFB-LD の増幅に使用できる可能性を示唆している。

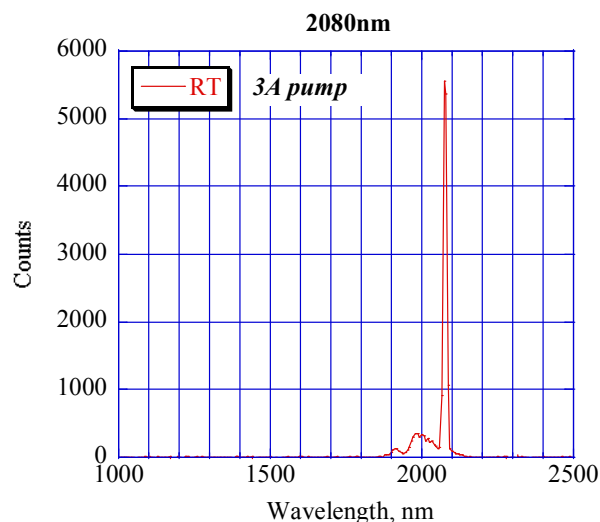
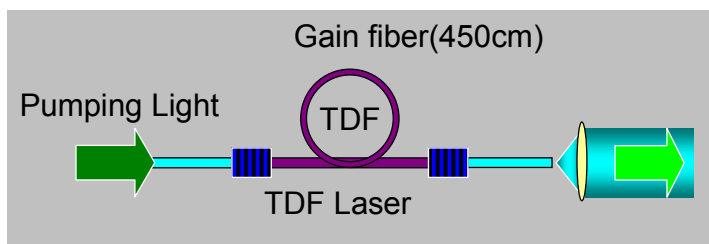


図 4.2.7.4 THDF レーザーの構成(左: 模式図、右: 写真)

図 4.2.7.5 THDFL の発振スペクトル

しかしながらレーザー発振閾値は 1.5W であり、励起パワー 1.8W 時によく 1mW 程度の出力が得られ

たに過ぎない。パワーが取れない原因は様々考えられるが、極めて強い 1.9 ミクロンの発光だけでなく、FBG 反射率が最適化されていないことにも問題がある。FBG の反射率が最適化されないことにより、ファイバ中の利得が上昇せず、結果として長いゲインファイバを励起せざるを得なくなり、前述の石英ファイバの自己吸収が支配的となり、余分に利得を減少させている可能性が高い。

図 4.2.7.6 にログスケールで見たときの ASE スペクトルを示す。EDFA の励起電流をパラメータとしてグラフを描いているが、2.2A 以下の励起電流では 2080nm は FBG 反射によるディップとなっているが、2.4A 以上の励起電流にて発振を開始し、2080nm に発振線が現れている。それと同時に 1900nm 周辺の ASE がわずかに減少していることも読み取ることができる。

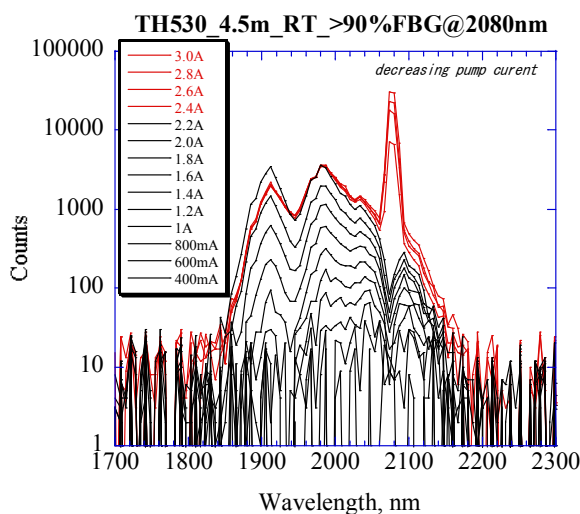


図 4.2.7.6 THDFL の ASE スペクトル

発振中のレーザーの時間波形を取ったものが図 4.2.7.7 である。このレーザーは発振中、図に示す早い周期のパルスと、緩やかな周期のモジュレーションが混在している。早い周期のパルス発振は緩和発振と考えることができる。長周期の変調は原因を特定できなかったが、極めて一定した周期での変調であり

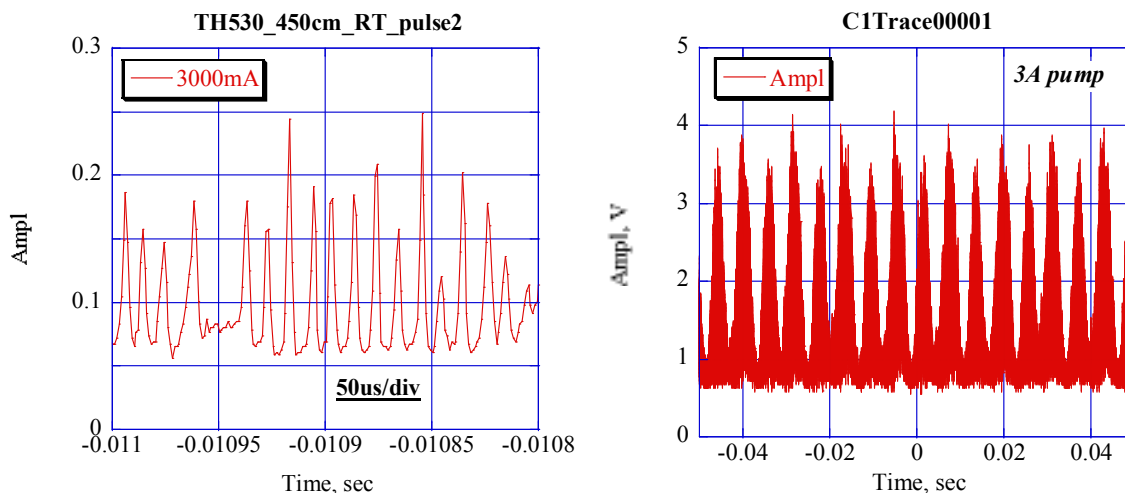


図 4.2.7.7 THDFL 発振の時間波形(短周期のパルス状発振:左、長周期の変調:右)

EDFL の励起用 LD の温度調節に使用されている TE コントローラの調整周期を疑っている。この調整周期変動がわずかな出力変動、ないし波長変動を発生して、利得の変調という形で現れていることが考えられる。いずれにしても連続波励起にもかかわらず緩和発振が観察できることは、利得が低いことの証明でもある。

4-2-8 DFB-LD 光のファイバ結合と Tm,Ho ファイバによる増幅

現段階で用意できる単一周波数発振する DFB-LD は空間タイプ(直接自由空間へ発光するタイプ)であるため、これを THDF 増幅器で増幅させようとしたときには適当な結合光学系を用いてファイバ結合させる必要がある。図 4.2.8.1 のような構成で結合させたときの効率は最大 0.3 程度であった。したがって、2097nm の LD でのシグナルの入力パワーは高々 0.3mW 程度である。

この系を用いて結合した DFB-LD を THDF 増幅器に通したところ、増幅率は図 4.2.8.2 のようになった。使用した LD は 2097nm のものよりもパワーが大きく、THDF の利得も大きい 2050nm を使用した。コポンプとカウンターポンプでは増幅されたスペクトルが異なるが、いずれも同時に自然放出光 (Amplified Spontaneous Emission: ASE) の急激な増加が確認された。カウンターポンプは増幅率が大きいですが、ASE が増幅されやすい。コポンプはシグナル増幅率を高くできるものの、励起強度を増すとやはり ASE の増幅が顕著になり、パワーが ASE に流れやすい。両方を同時に行う選択肢もあるが、いずれにしても ASE を除去してシグナルの増幅度を増加させる必要がある。図 4.2.8.3 に 3 つの励起法を比較した増幅度のグラフを示すが、コポンプは増幅度が取れないことがわかる。

したがってこの対応策として必要なのは

- ・ シグナル入力を可能な限り増やすこと
- ・ 低励起のアンプを複数段用意し、徐々にシグナル増幅すること

である。

しかしながら現状では 2 ミクロンのシグナルと 1.5 ミクロンの励起光を低損失で結合することができるような WDM カプラーが存在しないため、この方式は非現実的であり、他の方法を検討する必要があると考えている。

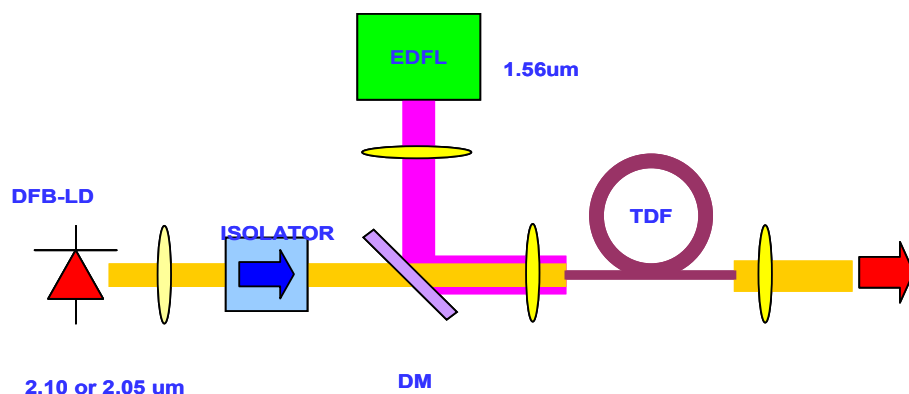


図 4.2.8.1 空間において LD 光と励起光を結合させる場合の配置

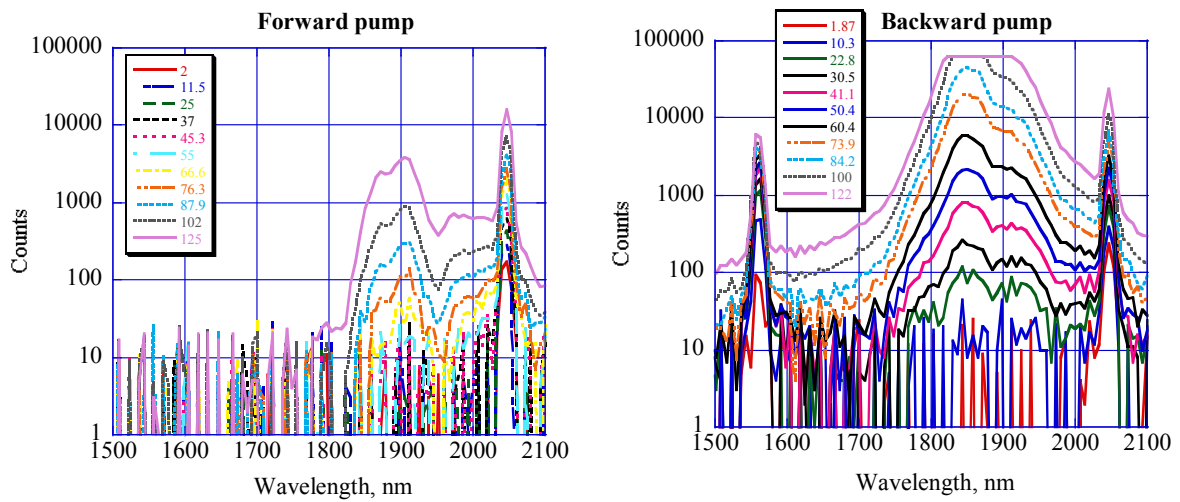


図 4.2.8.2 励起パワーを変化させたときの増幅後のスペクトル(左:コポンプ、右:カウンターポンプ)

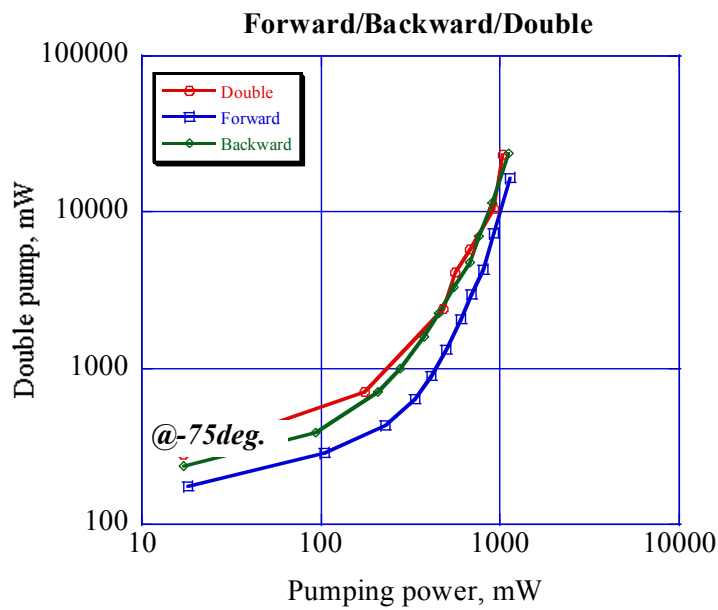


図 4.2.8.3 3つの励起法による増幅度変化

以上の検討から、現状で 2097nm を THDFA によって増幅することはかなり難しいことがわかった。いくつかの技術課題と、ファイバコンポーネントの市場投入を待ち、完成させることが可能である。ファイバコンポーネントメーカーへの働きかけを行っている。

4-2-9 制御エレクトロニクス

主共振器であるパルス発振器(以下パワー発振器:PO と呼ぶ)の周波数をシード光発生器(以下マスター発振器:MO と呼ぶ)の発振周波数に一致させ、かつ安定な出力を取り出すためには、PO が取りうる共振周波数(縦モード)と MO の発振周波数を精度よく一致させる必要がある。DFB-LD である MO の発振周波数は LD の温度でロックされ比較的安定度が高い。また、単一周波数で発振しているため縦モード競合を考慮する必要はない。一方の PO は T_m, H_0 レーザーの利得スペクトルで決まる広いエンベロープの中に、共振器の長さで決まる発振可能な縦モードが多数存在している。多数の縦モードのうちの一つと MO の周波数を一致させるために、実効的な共振器長を調整する必要がある。このようなコントロールは共振器を構成するミラーの 1 枚を可動式にして、何らかのエラーシグナルをもとに調整するのが一般的である。ここではミラーの 1 枚を圧電素子上にマウントして PO の共振器長をコントロールすることとした。おおまかな制御ブロック図を図 4.2.9.1 に示す。PO から取り出されたエラーシグナルには MO との周波数ずれに起因する信号が含まれており、これをもとにして制御エレクトロニクスが圧電素子への印加電圧を制御、共振器長を変化させて PO の縦モードの 1 本に MO の周波数が一致するように動かすことになる。

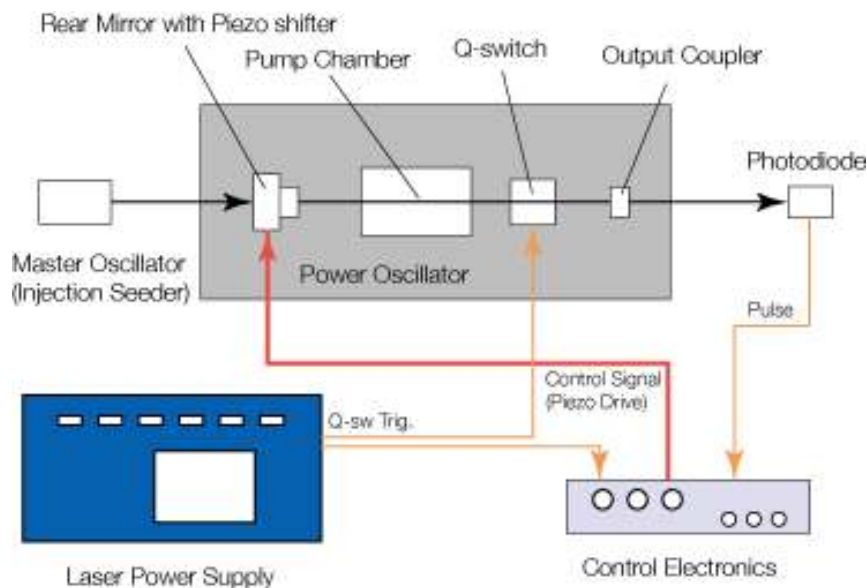


図 4.2.9.1 共振器制御エレクトロニクスのブロック図

電源からの Q スイッチトリガーとフォトダイオードからの光パルスの時間差を比較して、それが最小になるようにピエゾ素子を動かして PO の共振器長を制御する

レーザーは一般的に量子ノイズが増幅されることにより発振を開始する。微弱な「種」信号を共振器内部に注入すると、種は微弱といえども量子ノイズのレベルとは桁違いのパワーを持っているため、その周波数において選択的な増幅が行われる。しかし種の周波数が PO の共振周波数と一致しなければ実効利得が低いため、周波数がロックされない、出力が低い、不安定という挙動が発生する。MO と PO の共振周波数が一致すると MO からの注入周波数に引き込まれた周波数で PO がレーザー発振する。従ってエラ

ーシグナルとしては、MO からの光が PO で共振する条件が整っているかどうかを判定する信号を用いればよい。CW の場合は PO を一種のファブリーペローエタロンと考え、PO を構成するミラーからの信号を取り出し、その信号が常に最大になるように共振器長を調整することになる。しかしパルスレーザーは Q スイッチにより発振させるため、共振器内部に MO からの光を共振させておくことは難しい。そのため、共振周波数が一致した状態ではレーザー利得が増加することを利用するのが普通である。増加した利得の元ではレーザーパルスはより早く成長する。従って、Q スイッチのトリガー時間を基準にしてパルスが立ち上がるまでの時間間隔を計測し、これをエラーシグナルとして間隔を短くする(立ち上がりを早くする)方向に共振器長を調整することによって周波数を一致させることができる。図 4.2.9.1 にあるように、レーザーの Q スイッチトリガー信号と、光パルス信号を入力として動作させる。なお MO は温度コントロールによる緩やかな周波数制御のみを行っているフリーランニング動作をさせている。

入出力の信号についての仕様は表 4.2.9.1 の通りである。

表 4.2.9.1 シード光発生器制御エレクトロニクス入出力仕様

PD パルス電圧	1V, 50Ω
PD パルス立ち上がり時間	0-1275 ns
PD パルス繰り返し周波数	10-100Hz
トリガー入力	3-5V(デジタル TTL レベル)
トリガー入力遅延時間	0-1275ns
制御出力電圧	0-10V
ピエゾ素子制御出力電圧	0-220V
時間分解能	5ns

本開発ではシード光発生器の出力が足りなかったために 2 ミクロンレーザーで動作確認を行うことが出来なかったが、別途 EO Q スイッチを搭載した 1 ミクロンレーザーで動作確認を行ったところ、安定した単一周波数パルス発振を確認できた。

4-2-10 まとめ

2ミクロン帯で狭線幅を達成できる、DFB-LD の選定をおこないこれによる直接発振が出力 2mW、スペクトル幅<100MHz で行われていることを確認した。次に LD からの出力を増幅するため、その励起光源である Er 添加ファイバを利得媒質としたファイバレーザーを構築して、その特性を評価した。まずシングルモードゲインファイバを使用して、同じくシングルモード LD によって励起したところ、1.5 ミクロン帯の 100mW 以上のレーザー発振を確認した。出力不足を補うため、MOPA 構成を考え、1.5 ミクロン発振器出力を、6W のマルチモード LD で励起されたダブルクラッドファイバ増幅器を製作した。その結果、最大 2W の出力が得られ、Tm,Ho ファイバの励起光源が完成した。この EDFL を励起光源として、Tm,Ho 共添加のシングルモードファイバとして唯一市販されていたカナダ・INO 社製ファイバを入手してその特性評価を行った。吸収スペクトルの評価から、EDFL で十分励起が可能ながわかった。発光スペクトルはかなり Tm イオンからの成分が大きく、目的の波長で発光する Ho の寄与が小さいが、冷却により発光スペクトル形状が変えられることと、石英系ガラスファイバの透過が変わることを新たな知見として得た。

また Tm,Ho ファイバのレーザー発振を行うことにより、2100nm に近い波長域でこのファイバが利得を持つことを確認した。DFB-LD をファイバ結合して THDF 増幅器での増幅を試みたが、2100nm 近傍の低い利得と、相対的に高い 1.9ミクロン利得により ASE が強く増幅されることがネックになり、シグナル増幅は困難であり、実用レベルまでの増幅を行うに至らないことがわかった。一方、注入同期を確実にを行うための制御エレクトロニクスは別途製作を完了し、代用の 1 ミクロンレーザーを用いた動作実験を行い、確実に周波数ロックがかかることを確認した。

開発目標として掲げた単一周波数シード光としては、DFB-LD の直接光源により 2mW、周波数 100MHz 以下、単一モードで発振する光源を構築し、完成した。これを共振器に組み合わせるのに必要な制御エレクトロニクスも完成し、開発目標をほぼ満たした。

THDFA において ASE が増幅されやすいということは、相対的に Tm の発光域における利得が高いということであるが、DFB-LD の出力が、増幅器である THDFA を飽和するほどのパワーにないということでもある。これを解決するためには、

- ・ DFB-LD の出力を増加する。
- ・ DFB-LD からゲインファイバまでの損失を低減する。
- ・ 多段増幅器構成として、徐々に出力の増強を図る。その際に増幅器間には適宜バンドパスフィルタなど、ASE 低減を目的とした素子を挿入する。

という方法を必要とする。

DFB-LD は現状、大幅な出力増加が見込めないようである。DFB-LD からゲインファイバまでの損失の低減に関しては、ポイントとして 2 点ある。

- ・ DFB-LD と入力ファイバ間の結合
 - DFB-LD をファイバピグテイルで供給するメーカーができれば 80%以上の結合効率が可能。
- ・ シグナルファイバ(2.1 ミクロン)と励起ファイバ(1.56 ミクロン)の結合

➤ これも WDM カプラーの完成に依るところが大きい。一部メーカーが着手している模様。こうした部品については後述するように 2 ミクロン帯の光源への注目度が高まっている今、サプライヤの活発な開発が進められているようである。多段増幅器についても同様に、バンドパスフィルタ、FBG など、2 ミクロン帯にフォーカスしたパッシブ素子の開発次第ということができる。今回提案の方法を推進するためには、2 ミクロン光源の市場からの要請が高まるのを待つ必要がある。

しかしながら、現状では例えばエンドポンプ TH:YAG の固体レーザーを狭線化して使用するのが最も現実的な解であると考えている。DFB-LD からの光を半導体増幅器 (LD から共振器を取り除いたようなもの) で増幅することも可能だが、現時点では非常に高価である。

4-2-10-1 2 ミクロン用ファイバ光学素子の最新事情

2007 年 11 月現在、物品の状況はほとんど変わらないが、一部のファイバ製造メーカーで積極的に Tm ファイバの開発・製作が行われていると聞いている。また、パッシブの可能性を持ちかけた日本のファイバ部品メーカーからも、2 ミクロン帯の可能性、引き合いを受けて WDM カプラーなどの開発を行いたい旨の連絡をいただくに至っている。また、海外からの情報でもファイバ用 2 ミクロン帯インラインアイソレータの開発をファイバメーカーと共同で行っているという。さらに日本の計測器メーカーである横河電機は 2.4 ミクロンまで計測可能な光スペクトラムアナライザの発売を開始した。価格は約 800 万円と高価だが、横河電機のような大型の計測器メーカーが製造、発売をする背景には、2 ミクロン帯の光源の大きな発展を見込んでいることがあることは容易に想像ができる。

4-3 主共振器の研究開発

共振器を構成するための計算をするにあたり、受動コンポーネントであるミラーの曲率、レンズ焦点距離などは当然のことながら、励起チャンバーのダイナミックな挙動を計測しておくことは重要である。一般的に熱レンズと呼ばれる、ロッド内に発生した熱により屈折率分布が生じることから、あたかもレンズが存在するようにふるまうことである。

4-3-1 評価準備

評価を始めるにあたり、共振器構成を検討するために励起チャンバーの熱レンズの評価を行った。また、評価に必要なプロファイルを取得するにあたり、特殊なカメラをパルスと同期させて運用する上で必要なビームプロファイル取得システムを、手持ちのプロファイラーのソフトウェア改良を合わせて行った。

4-3-1-1 熱レンズの評価

一般にロッドが励起されたときに、発光に寄与しないエネルギーは熱となりロッド内にとどまる。ロッドからの放熱は主に表面からの伝導熱によるから、ロッド内に radial な熱分布が生じる。ロッド内の温度分布はシミュレーションコードを用いれば容易に計算が可能で、中心に行くほど温度が高くなるのがわかる。レーザー媒質の物性として dn/dT というパラメータがあるが、これは温度勾配に対して発生する屈折率勾配の大きさを示している。主要なレーザー媒質における dn/dT は表 4.3.1.1 の通りである。

表 4.3.1.1 主要レーザー媒質の屈折率温度依存性

Material	dn/dT
YAG(single crystal)	7.3×10^{-6}
YLF	-2.0×10^{-6} (E//a), -4.3×10^{-6} (E//c)
YVO ₄	3×10^{-6} (E//a)

YAG は dn/dT が正の符号を持つから、温度と同様にロッド中心部に行くほど n が大きくなる。したがって光の伝搬距離は長くなるということであるから、正のレンズと同様の働きをする。また等方性であるから光軸に対しての角度によらず tangential な方向には一定な分布となるはずである。YLF など一部のフッ化物は $dn/dT < 0$ であり、負のレンズになる。また異方性のある軸を持つため、常光と異常光で挙動が異なる。従って YAG は熱レンズを発生させる媒質としては扱いやすいが、強い熱レンズが発生する場合にはなんらかの対策が必要になる。この熱レンズを正確に見積もることが共振器の設計にとっては重要である。そこで実験的に熱レンズを評価することにした。熱レンズの評価系を図 4.3.1.1 に示す。He-Ne レーザーの光をビームエクパンダで拡大、平行光とした後、アパーチャで適当なビーム径にし、ロッドに入射した。

ロッドからのビームを CCD カメラで受け、CCD の位置を変化させてビームが最も小さくなる点を焦点位置とした。ロッド中心から焦点位置までの距離を熱レンズによる焦点距離と定めて、データを取得した。

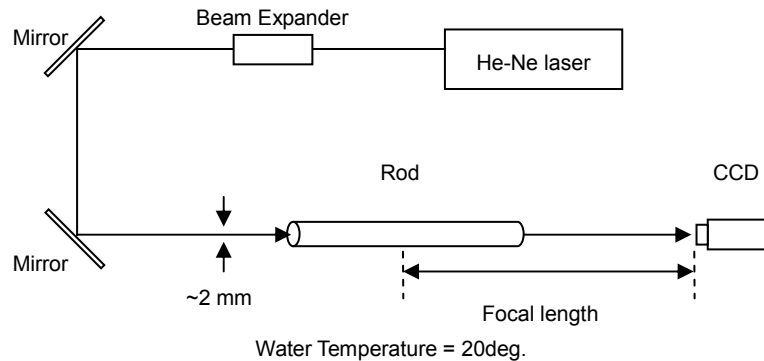


図 4.3.1.1 熱レンズ計測実験セットアップ

データは $\phi 3\text{mm}$ のロッドと $\phi 4\text{mm}$ のロッドに対して取得した。冷却水の水温は 20°C 、パルス幅と繰り返し周波数は今回の最大デューティ2%を反映して1ms、20Hzとした。通常、LDは0.5msのパルス幅に限定しているが、取り出しエネルギーを必要とした場合、1msでもデューティ比のリミットを越えない仕様となっている。図 4.3.1.2 は LD への投入電流を変化させたときの焦点距離をプロットしたものである。 $\phi 3\text{mm}$ のロッドは発振器用の600W出力のLD、 $\phi 4\text{mm}$ のロッドは増幅器用の1kW出力のLDを使用しているため、投入される最大エネルギーが異なる。しかしいずれの場合も最大投入エネルギー付近での熱レンズによる焦点距離は60cm程度に漸近することがわかった。投入エネルギーをロッド断面積に対して規格化したものが図 4.3.1.3 である。このグラフによれば直径の異なるロッドにおいても単位体積あたりに投入されるエネルギーによって同様の挙動を示すことがわかった。今後の計算はすべて熱レンズの焦点距離60cmの数値を使用して行った。

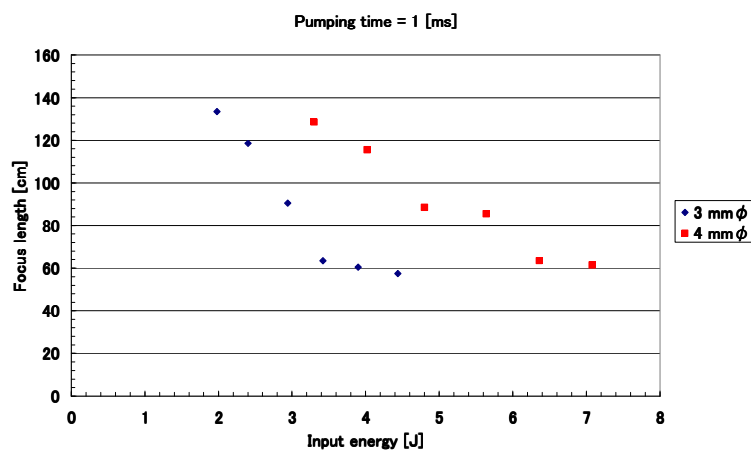


図 4.3.1.2 励起エネルギーに対する熱レンズ焦点距離の変化

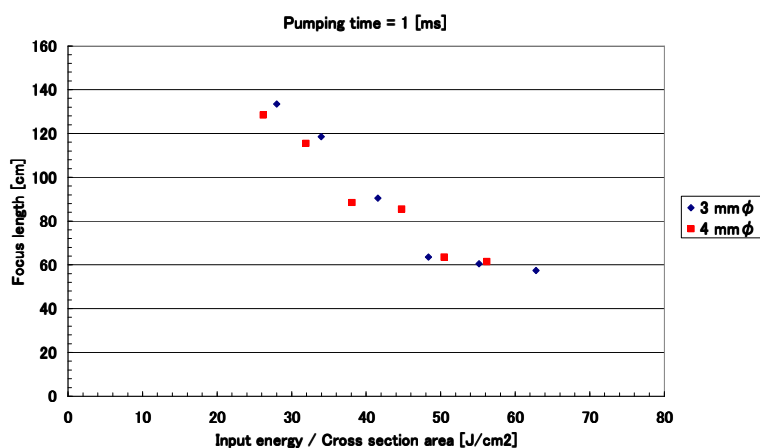


図 4.3.1.3 単位断面積あたりの励起エネルギーと熱レンズ焦点距離の関係

4-3-1-2 プロファイル測定系の開発

ビームプロファイルの測定には波長 2 ミクロン以上の中赤外域で感度を持つビジコンカメラ (ElectroPhysics 社製 model7290) に適当な減衰フィルターを取り付けたものを使用した。可視光線に使うような吸収型 ND フィルターは 1.5 ミクロン以上の長波長域では特性が不安定になり、フィルターの吸収係数が可視と一致しない。そのため吸収型ではなくガラス基板にクロム蒸着した反射型フィルターを用いた。画像取得にはメガオプトで開発したビームプロファイラー、「LaserEye」ソフトウェアを使用した。通常このプロファイラーは最大 30fps 程度で動作するため、CW と同様にフリーランニング状態で画像を取り込むモードは少なくとも数 100Hz 以上の繰り返しのレーザーにしか適用不可である。低繰り返しのパルス CW モードで取り込もうとすると、カメラのフレーム (時間的に区切られたコマ) ごとにレーザーのビームがシンクロせず、フレーム内に入るショット数が増えるため、安定した測定が行えないためである。そのような場合でも LaserEye は外部トリガーによる同期が可能だが、問題はビジコンカメラにある。本ビジコンカメラは外部トリガーによる同期動作が使えない。そのため LaserEye ソフトウェアのカスタマイズをおこなった。構成を図 4.3.1.4 に示す。model7290 は内部クロックを持っており、ここで生成されたトリガー信号がアナログビデオ出力信号に重畳されて出力されている。このクロックを使用してレーザーの外部トリガー入力に戻すことにより、プロファイラーとカメラ、レーザーの同期をとることが可能である。そのためビデオグラバーボード (National Instruments 社) を介してアナログビデオ / トリガー信号を分離し、ビデオ入力は A/D 変換して PC に取り込んだ。一方の 60Hz のトリガー信号はいったん外部に BNC で取り出したところに、切り替えスイッチにより入力クロックの整数分の 1 のクロックを取り出すことができるディバイダー (分周器) と、シグナル同期のためのディレイ回路を設置した。この構成により、レーザー 1 ショットを 1 フレームに同期して取り込むことが可能となった。これによりレーザーはカメラ主導で動き、各部はそのトリガーの分周、ディレイによって同期を取るシステムを構築した。

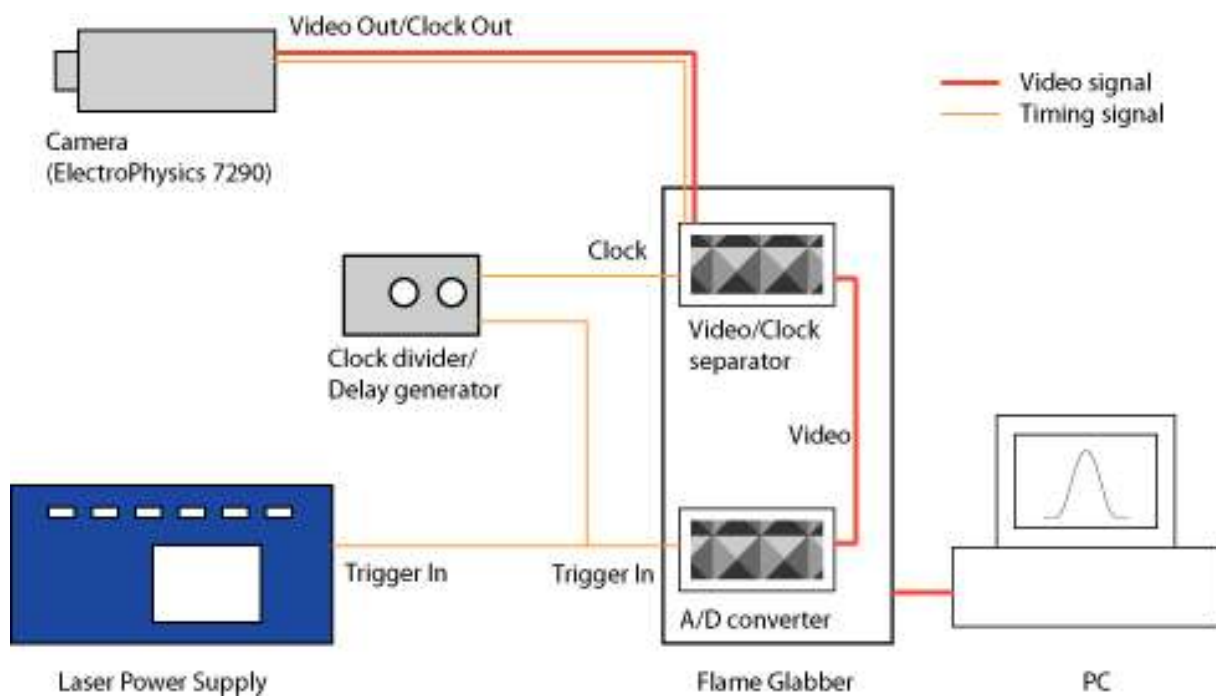


図 4.3.1.4 ビームプロファイル取得システム概略図

レーザー全体のクロックをカメラの内蔵クロックに統合し、そこからクロック分周、ディレイによって各部の同期を図っている

4-3-2 予備実験

4-3-2-1 ストレート共振器によるノーマル発振実験

複雑な系を組む前に、ストレート共振器にてパフォーマンスを測定した。実験系を図 4.3.2.1 に示す。φ 3mm ロッド、600W の LD を搭載したチャンバーを 2 つ中心部に設置し、その両端に高反射ミラー (HR) と反射率 90% の部分反射ミラー (出力結合ミラー: OC) を配置した。ミラーはいずれも平面ミラーである。Q スイッチの実験を行うため、OC 側に Q スイッチ (MolTech 社製、偏光無依存型 AO-Q スイッチ) を配置した。励起 LD のパルス幅は 0.5ms、最大電流は LD の仕様にある最大電流の 80% (=80A) とした。

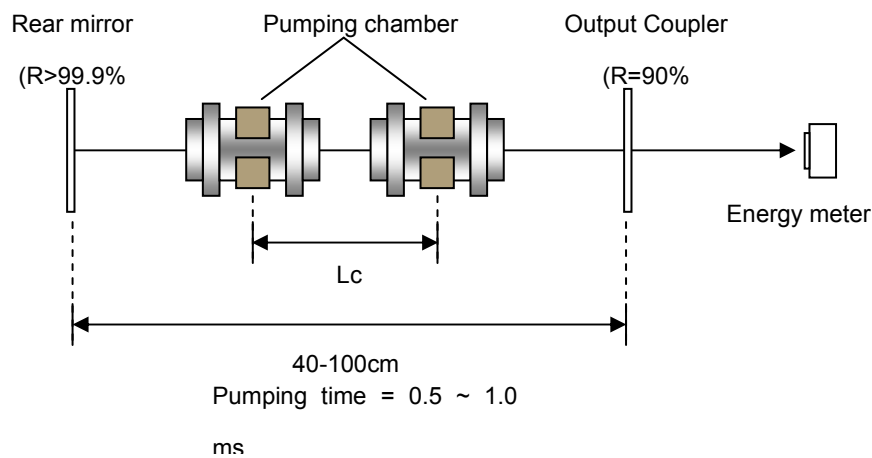


図 4.3.2.1 実験セットアップ

まず、共振器長を変化させて得られるパワーとビームプロファイルを測定した。図 4.3.2.2 は共振器長を 0.4m、0.8m、1m と変化させたときの出力エネルギーである。このとき Q スイッチは挿入されているが、動作を行っていない。0.4m が若干高出力だが、どの共振器長でもほぼ同様の出力トレンドになった。またプロファイルについては図 4.3.2.3 に示すように、チャンバー間を 5cm とした時、1m の共振器長において TEM_{00} ライクなスポットが得られた。

熱レンズを考慮して共振器長 100cm、両面フラットミラーのリニア共振器において 2 つのチャンバー間の距離をパラメータとして熱レンズが変化した場合のミラー面上のスポットサイズを図 4.3.2.4 に示す。したがって共振器内にレンズなどを使用しないリニア共振器の場合、LD 電流 80A、パルス幅 0.5ms、繰り返し周波数 20Hz、水温 20°C の条件下では共振器長 1m において安定した発振が得られることがわかった。このときの最大パルスエネルギーは 56 mJ/pulse @80A であった。

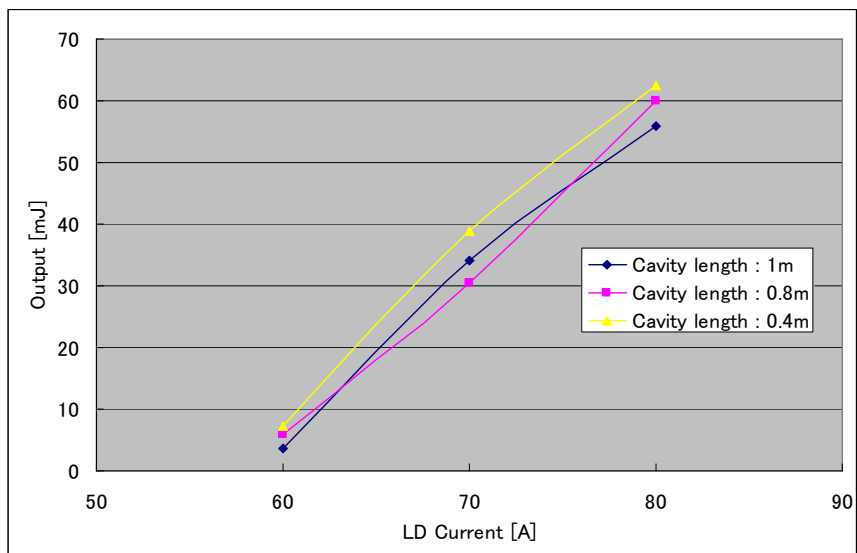


図 4.3.2.2 共振器長変化に対する入出力特性

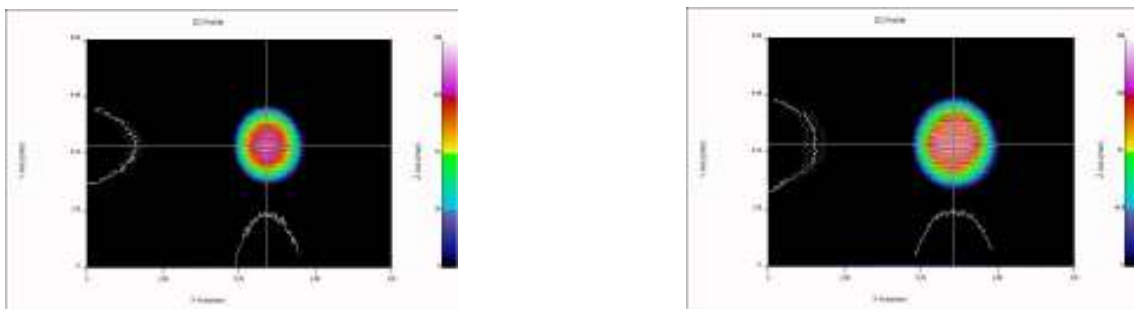


図 4.3.2.3 出力されたビームプロファイル。励起電流 70A(左)、80A(右)

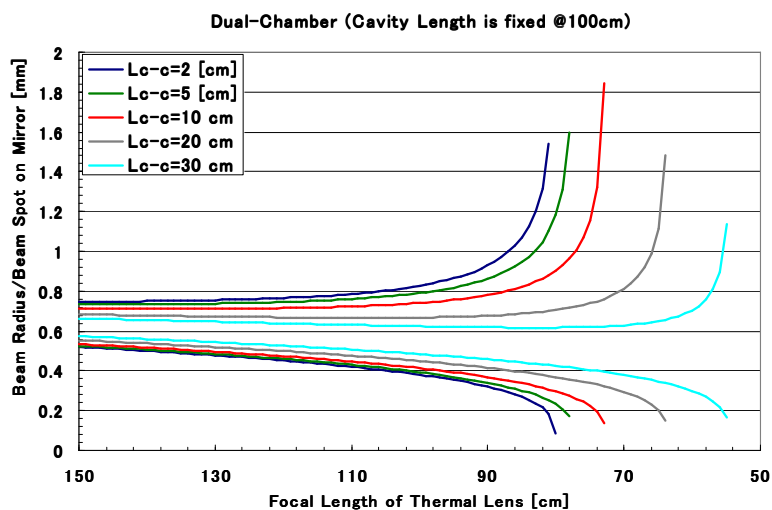


図 4.3.2.4 共振器長 100cm における、チャンバー間距離をパラメータとしたビームサイズ変化

ノーマル発振の典型的なパルス波形を図 4.3.2.5 に示す。LD の励起パルス幅 1ms、繰り返し 10Hz、水温 20°C において、電流値を変化させてトータルの投入エネルギーを変化させたものである。横軸は時間で

あるが、原点をLD発光開始点としており、従って横軸0~1msまでの間がLDの発光時間である。ノーマル発振はLDの発光時間の途中で、上準位への分布が増加し、誘導放出による利得が自己吸収を含めた損失を上回ったときに発振を開始する。ノーマル発振はLDの発光中は発振が続くが、いわゆる緩和発振により多数のピークが発生する。図に見られるとおり、発振開始する相対時間は励起エネルギーの増加とともに前進する。パルス発振は前半のスパイクを含む緩和発振が強く発生する部分と、後半の比較的安定な一定の強度領域の部分からなる。パルスの最後尾は励起LDのストップに関係するため、パルス幅は投入エネルギーが大きくなるほど長くなる。初期のスパイク波高は励起エネルギーに応じて高くなり、緩和発振周期は短くなることがわかった(図4.3.2.6)。高エネルギー出力時、パルス後半の定常発振部分の最大出力は必ずしも入力に対して増加せず、逆転が見られた。これは熱による性能低下の可能性が高く、出力エネルギーが高励起エネルギーにおいて飽和傾向を示すことと関連があると考えられる。

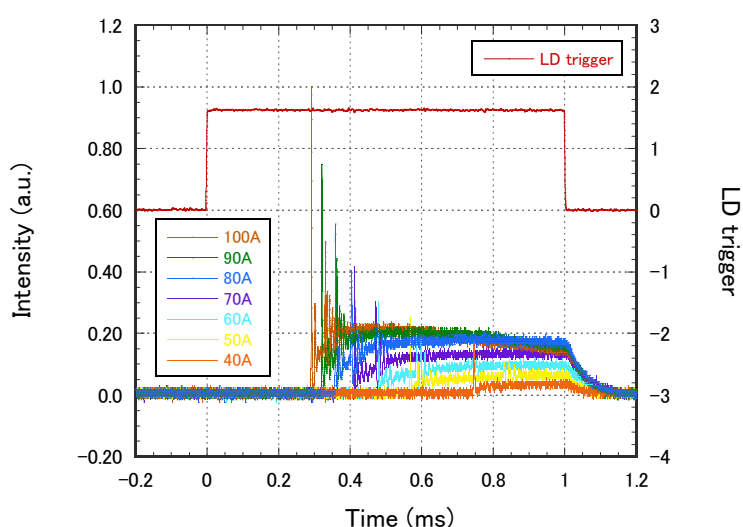


図 4.3.2.5 電流値を変化させたときのノーマルパルス波形
(グラフ上部の矩形波はLDを駆動するためのゲート信号)

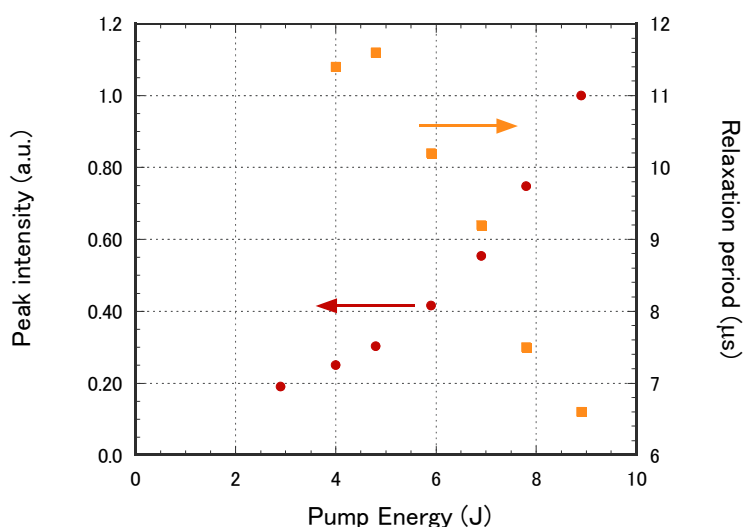


図 4.3.2.6 励起エネルギーに対するノーマルパルスのファーストスパイク強度と、緩和発振周期

4-3-2-2 Q スイッチ動作

ノーマルパルスが最も安定に得られる条件で Q スイッチ発振実験を行った。最大出力を得る前に、各パルスのタイミングを計測した。図 4.3.2.7 は LD の発光パルス波形、Q スイッチのゲート波形に、ノーマル発振のパルス波形と Q スイッチパルスの波形を重ね合わせたものである。図は 65A で動作しているため励起パルスの最後で発振がスタートしているが、励起 LD の電流を増加に対して、パルス発振を開始する相対時刻が前へシフトすることが観察された。Q スイッチのゲート信号は LD パルスのタイミングに対して任意に設定できる。LD 発光ゲートの閉じたタイミングと Q スイッチゲートが開くタイミングの間の時間差を Q スイッチディレイと呼ぶことにしよう。電流 65A の条件下で、最も効率よく Q スイッチ発振が行われる Q スイッチディレイを測定したところ、 $168\ \mu\text{s}$ であった。このときパルスエネルギーは 5mJ であった。パルス波形を図 4.3.2.8 に示す。このときのパルス幅は $1.6\ \mu\text{s}$ であった。

励起 LD の電流値を 65A から徐々に増加させた時、パルスエネルギーは 6mJ を超えた時点でロッド表面が損傷した。損傷が入ったのは、Q スイッチに近いチャンバーの Q スイッチよりの端面であった。

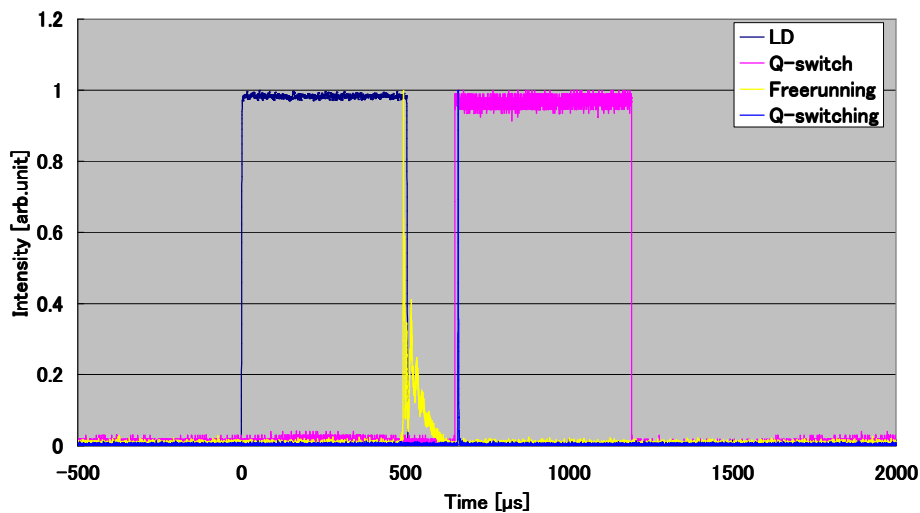


図 4.3.2.7 パルスタイミング図

濃青は LD 発光ゲート、黄色はノーマル発振パルスの波形

ピンクは Q スイッチゲート、青は Q スイッチパルス

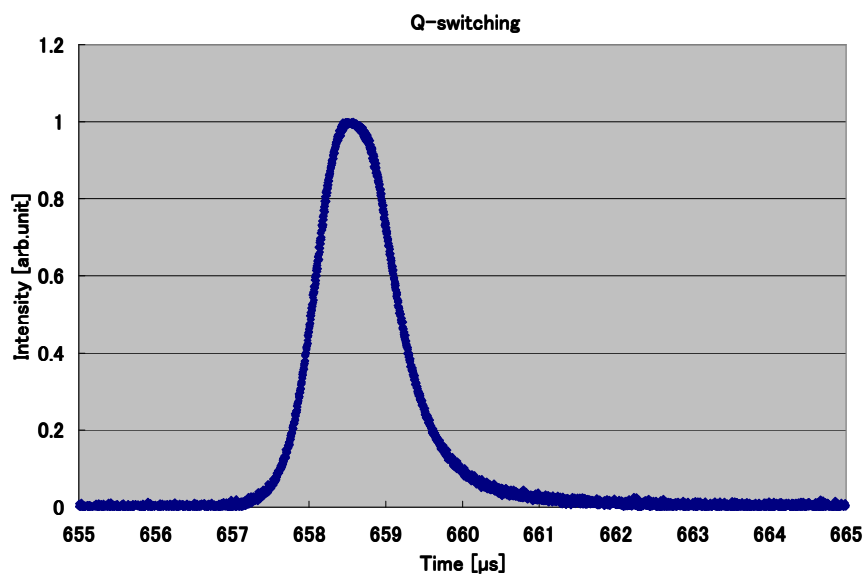


図 4.3.2.8 発生した Q スイッチパルスの時間波形

4-3-2-3 コーティング損傷について(コーティングの種類と強度)

損傷が発生したロッドのコーティングはメーカー問い合わせにより IAD (Ion Assisted Deposition) 法であることがわかった。この方法は汎用性が高く一般的に広く用いられる光学薄膜の作成法であるが、耐力は高くない。一般に薄膜の強度は、

IAD — IP (Ion Plating) — IBS (Ion Beam Sputtering) — プラズマ
 の順に強くなると言われている。そこで今回の損傷を受け、すべてのロッドのコーティングを見直し、プラズマコートで作成し直した。また、コーティング材料の組成も見直し、より耐久性の高い組成を持つコーティングをかけた。コーティングの損傷については別途記述する。

4-3-3 本実験1(共振器長 40cm におけるノーマルパルス発振)

まず共振器用励起チャンバーを用いた、発振器における取り出しエネルギーの限界値を確認し、また 2 ミクロンレーザーで顕著になることが予想される冷却水の温度の影響を調査するために共振器長を短めに設定し、基本的な特性を取得した。

セットアップを図 4.3.3.1 に示す。平面の HR ミラーと平面の OC の組み合わせで、共振器長を 40cm とした。φ 3mm のロッドを使用した共振器用励起チャンバーを 2 台平行に接続している。水温は 20℃、繰り返し周波数は 10Hz、LD の励起時間は 0.5ms~1.0ms で変化させて実験した。本開発で使用した LD は仕様の上で 0.5ms であり、それ以上のパルス幅で動作させることは保証されていないが、可能性を示すために 1.0ms までパルス幅を広げた上でデータを取得したものである。ここで OC の反射率を簡単に調べたところ、R=85% で最大値を取ったため、出力ミラーをこれに固定した。出力されたパルスはそのエネルギーをエネルギーメーターで取得した。この共振器では共振器の内部に励起チャンバー以外の素子を挿入することが出来なかったため、ノーマルパルスのみの実験を行った。

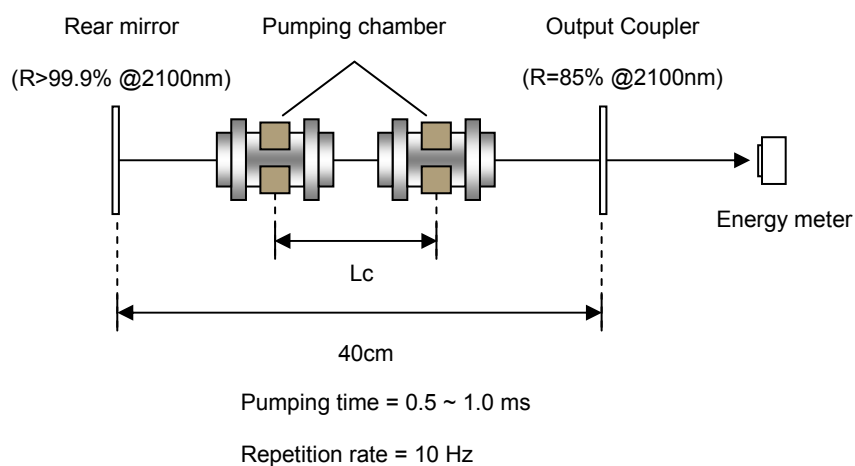


図 4.3.3.1 共振器長 40cm における実験セットアップ

図 4.3.3.2 にパルス幅を様々に変化させたときのノーマルパルスエネルギーをプロットした。横軸は励起 LD に入力した電流値である。励起電流に対して急激に出力が向上していることがわかった。1.0ms のパルス幅の時以外では線形の増加となった。投入エネルギーが最大(パルス幅 1.0ms、励起電流 100A)の時、出力エネルギーは 900mJ/pulse 以上が達成された。このときの投入エネルギーは 8.3J であったから、エネルギー取り出し効率は 10%以上となることがわかった。スロープ効率にすると 13%程度であった。電流をパラメータにしてパルス幅を横軸にとってプロットしたのが図 4.3.3.3 である。パルス幅の増加に伴い急峻にレーザー出力エネルギーが増加した。この場合でも電流 100A 時以外では出力飽和の傾向は観察されなかった。これらの結果を、投入エネルギーに対する出力エネルギーに換算し直したグラフが図 4.3.3.4 である。投入エネルギーに対してどのパラメータでも閾値は変わらず、投入エネルギーに対して出力パルスエネルギーは線形の増加傾向にあった。8J を超えた 1 点だけがわずかに線形からはずれた。傾

向としては同じ投入エネルギーであればパワーが高くパルス幅が短いほど出力されるパルスエネルギーが大きい結果となった。しかし、ばらつきとしては 10%程度の範囲内であり、投入エネルギーという一元化されたパラメータで一意に発振閾値と出力パルスエネルギーがほぼ決まることがわかった。

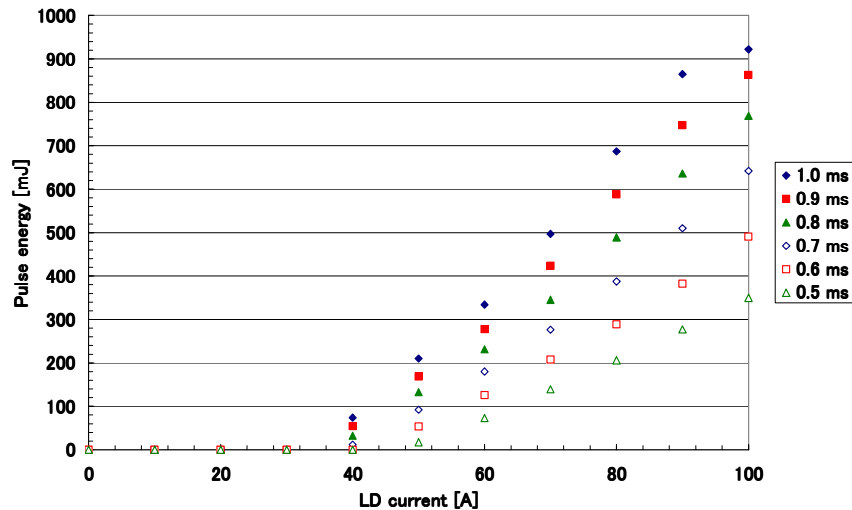


図 4.3.3.2 電流値に対する出力パルスエネルギーの変化

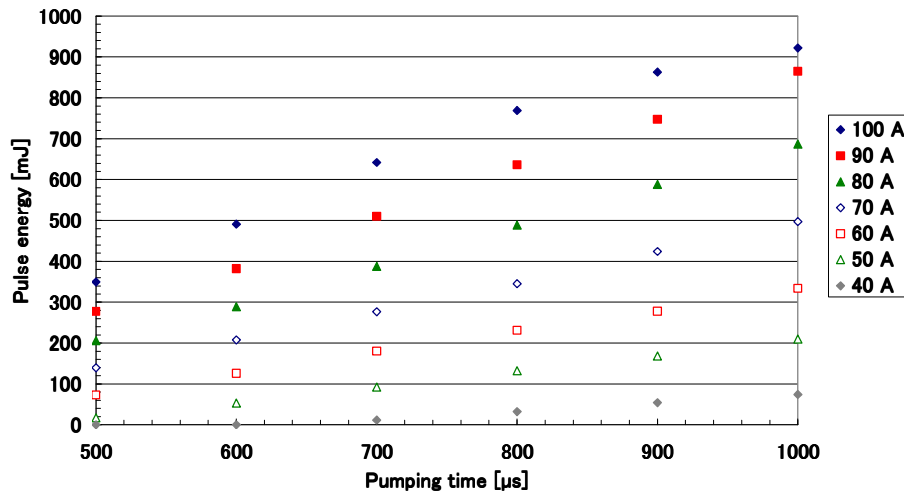


図 4.3.3.3 励起パルス幅に対する出力パルスエネルギーの変化

これらの結果はこのレーザーの上準位寿命が励起 LD のパルス幅に対してまだ十分に長いことを表している。上準位寿命が $T_{m, Ho}$ レーザーに比べて 1 桁以上短いとされる Nd:YAG の場合、励起パルス幅を伸ばしていくと、寿命である 230us 程度を境にして飽和する。 $T_{m, Ho}$ 系でも同じことが考えられるが、3 準位系は励起強度の増加に伴い実効的な寿命の短縮が見られる場合がある。90A 以下の励起電流においてはパルス幅の増加に従って出力の増加が線形に推移したことから、本開発の実験で用いられたパラメータにおいては最大パルス幅が寿命に比べて短いことは考えられない。

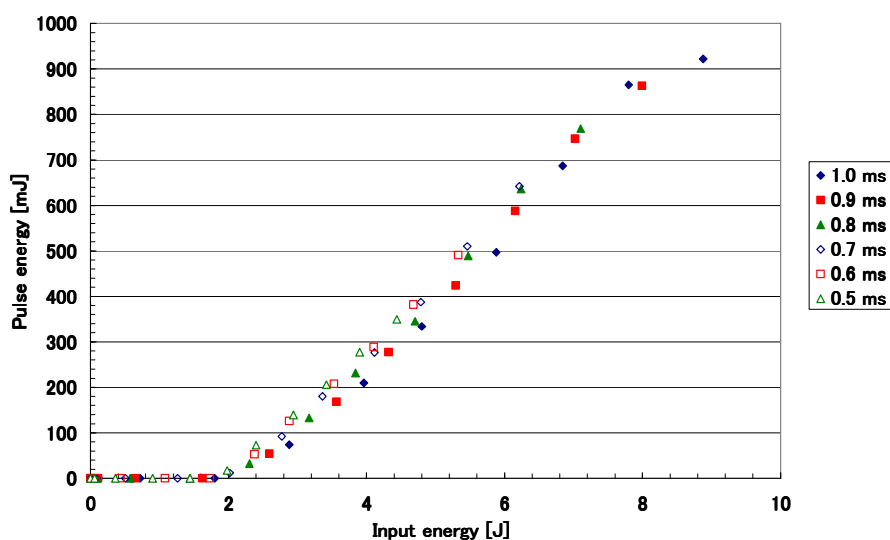


図 4.3.3.4 トータルの入力エネルギーに対する出力パルスエネルギー変化

最大投入エネルギー付近で現れる出力の飽和傾向の原因として考えられるのは

- 1 LD の波長ズレによる吸収低下
- 2 熱複屈折による偏光損失
- 3 熱レンズによる共振条件の劣化
- 4 寄生発振による実効利得の減少
- 5 強励起時における上準位寿命の減少

である。励起チャンバーのセクションで計算したとおり、LD 線幅の広がりにより広い許容度を示す。また本実験の共振器には偏光依存の素子が挿入されていないため1と2ではないと考えられる。この実験での飽和傾向は励起パワーよりも励起時間を増加させることに対してより顕著であることから、平均投入パワーで条件が決定される3、4でもなく、5の可能性が高い。

以上の結果と議論から、LD のパルス幅をより広げることにより、取り出されるパルスエネルギーをさらに増加させることが可能であるが、1ms 以上のパルス幅では線形に出力を増加させることが難しいことが予想される。

4-3-3-1 温度特性

共振器長を含めたセットアップ、繰り返し周波数などを前記の実験と等しくし、冷却水の温度をパラメータとしたデータを取得した。図 4.3.3.5 に励起パルスエネルギーに対する出力パルスエネルギーを、14°Cから 20°Cの範囲で変化させたときのグラフを示す。どの励起パルスエネルギーにおいても水温が低いほど高いパルスエネルギーが取り出せることが読み取れる。原理的には冷却が完全に行われていれば、利得が向上するため発振閾値の低下とスロープ効率の向上の両方が実現されるはずである。発振閾値はこの

グラフからでは必ずしも明確ではないが外挿することにより 14℃の場合は 20℃の場合に比べて約半分の励起エネルギーで発振を開始する。しかしスロープ効率は必ずしも改善されていないばかりか、冷却水温が下がるにつれて低下する傾向にあった。これは冷却水による温度低下が強励起の条件下では効果的に作用しないためであると考えられる。ロッドの熱はそのほとんどがロッド外周部を流れる冷却水とロッドとの熱伝導によって放出される。今、ロッド周辺を流れる水量は温度や励起エネルギーにかかわらず一定である。しかし、パルス発振における短時間内のダイナミクスを考慮しない、疑似 CW と考えると、ロッド中心の温度は流水温度 T_F 、ロッドの発熱量 P_a 、ロッドの熱伝導係数 K 、ロッド長 L 、ロッドの冷却表面積 F 、流量や流体の各係数、構造などで決まる定数 h として次のように書ける。

$$T(0) = T_F + P_a \left(\frac{1}{4\pi KL} + \frac{1}{Fh} \right)$$

であるから、ロッドの中心温度はロッドの発熱量が同じであれば冷却水の温度に単純比例する。図 4.3.3.6 に実験的なデータをもう一つ示す。これは各温度において LD への励起電流をパラメータとしたときのパルスエネルギーである。冷却水温が下がるほど各電流におけるパルスエネルギーは単純に増加するが、温度が低いほど、その差が顕著に表れている。つまり高温になるにしたがい、励起エネルギーの差が出力エネルギーの差とならないことを示している。このことから、励起エネルギーの増加によりロッド中心部では急激に温度が上昇するため、高い励起領域では冷却水温の低下の恩恵を受けにくくなると考えられる。

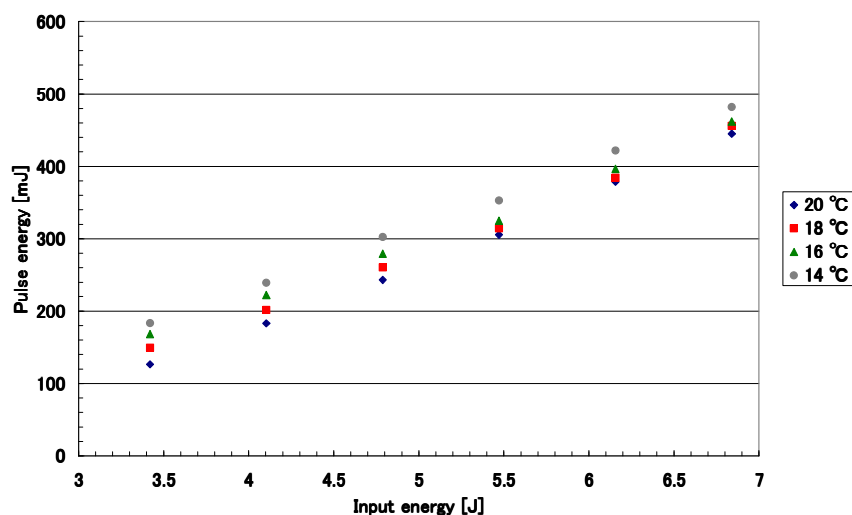


図 4.3.3.5 冷却水温を変化させたときの励起エネルギーに対する出力パルスエネルギーの変化

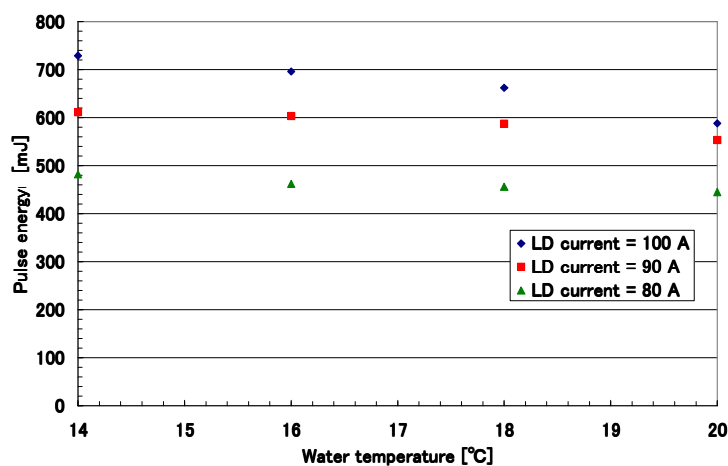


図 4.3.3.6 水温に対する出力エネルギーの変化

4-3-3-2 チャンバーの構造に関して

ロッドは冷却するほど実効利得を高く保つことが出来るが、LD は吸収を考えると適温に保持することが重要となる。本開発で製作した励起チャンバーは冷却水がLDとロッドをシリーズで循環しているため、ロッドとLD は同時に温度が昇降する。ロッドとLD を別の経路で冷却することにより、ロッドをより冷却し、LD を適温に保持することが可能となり、さらなるパフォーマンス向上が行えると考えている。

4-3-4 本実験 2(共振器長 1m における Q スイッチ発振)

次により現実的な条件で評価した。予備実験の結果から、1m の共振器長では TEM00 ライクな横モードで発振している。Q スイッチ実験を行うために共振器内に Q スイッチを挿入した状態で実験を行った。実験前に Q スイッチの損失を見積もった。

4-3-4-1 Q スイッチ透過率測定

Q スイッチの挿入損失を実験的に検証した。セットアップを図 4.3.4.1 に示す。共振器から 2.1 ミクロンのパルスを取り出し、Q スイッチの透過前後のエネルギーを比較した。結果を表 4.3.4.1 に示す。

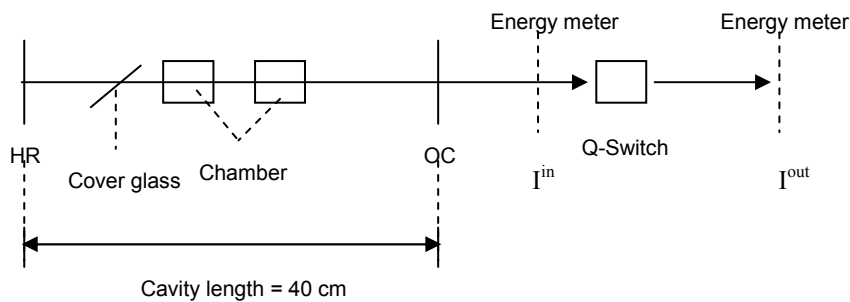


図 4.3.4.1 Q スイッチ透過率測定セットアップ

表 4.3.4.1 Q スイッチ透過率測定結果

Q-switch	I^{out} (mJ)	I^{in} (mJ)	$I^{\text{out}}/I^{\text{in}}$ (%)
MolTech MT3205NP	121.5	125.6	96.7
MolTech MT3205P	122.7	124.9	98.2
Gooch QS024-4M	124.3	124.8	99.6

MolTech 社の偏光依存型 Q スイッチのみ、挿入損失が 2%程度あったが、他の Q スイッチは 1%以下であった。OC の結合が通常 15%、ロッド内の散乱損失、AR コート損失が 1%程度×2 本、HR の反射損失が 0.2%で、トータルの共振器損失が 17-18%あることを考えると、1%の損失は許容範囲であるが、2%の偏光依存型 Q スイッチは若干出力ロスが大きくなることが考えられる。しかしながら増幅器においては偏光を利用したダブルパス増幅を考えていることから、偏光ありの Q スイッチを適用することが必要であった。

4-3-4-2 Q スイッチ実験

ここでは偏光付きの Q スイッチ (MolTech, MT3205P) を使用して実験を続行した。セットアップを図 4.3.4.2 に示す。共振器の長さ、OC の反射率、励起パルス幅、冷却水温などはノーマルパルスの実験と同等にし

たが、Q スイッチの挿入と同時に、偏光を制御するためのブリュースター板を偏光が定盤と水平になるように設置した。

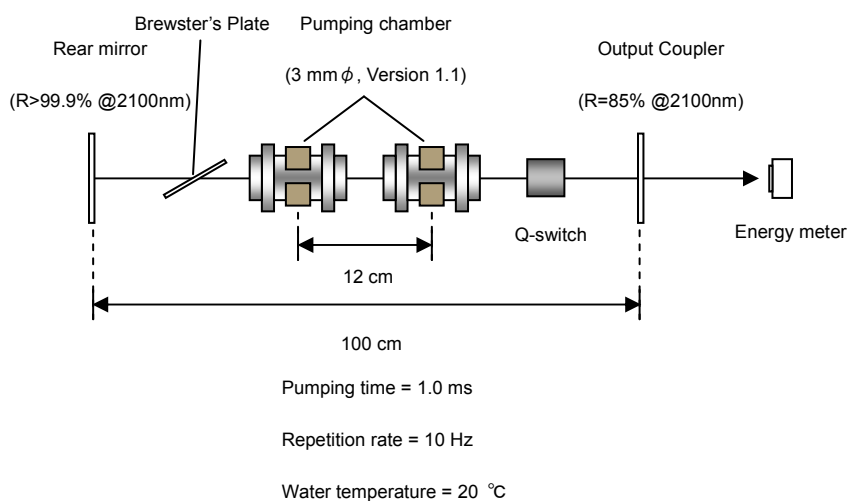


図 4.3.4.2 Q スイッチ実験セットアップ

入出力特性を図 4.3.4.3 に示す。励起パルス幅 0.5ms と 1.0ms の両方で実験を行ったところ、0.5ms では閾値 55A 程度で、スムーズにパワーが伸びていくことがわかった。最大 100mJ/pulse を記録した。一方 1.0ms の長い励起パルスを用いたときには電流閾値は 40A 以下まで大幅に低下し、より高エネルギーのパルスを発生することが可能であった。エネルギーは最大 270mJ/pulse に達した。励起電流が 80A を超えたあたりでこれも熱によると考えられる飽和傾向を観察した。その後の試験により、最大出力近傍でロッド端面が損傷した(後述)。

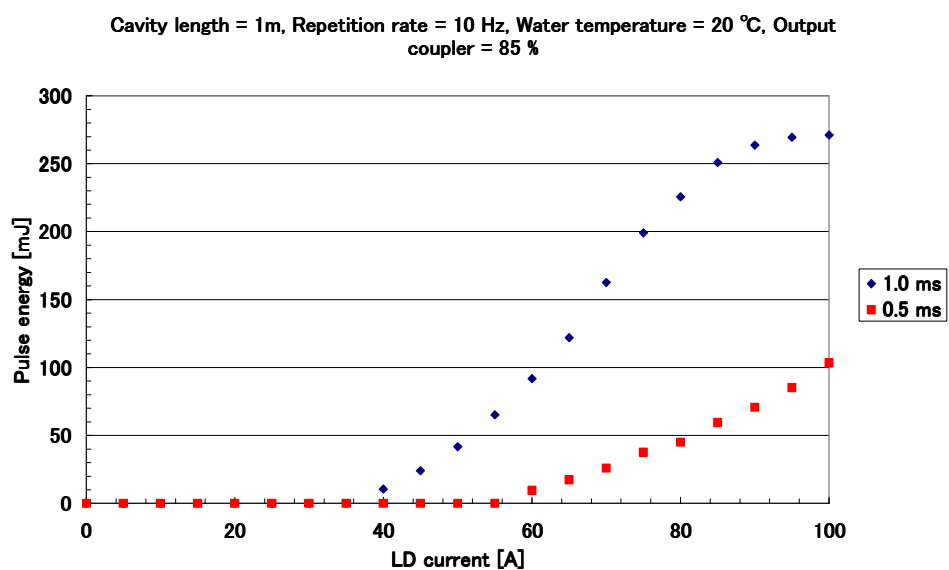


図 4.3.4.3 Q スイッチ実験における入出力特性

Q スイッチ発振の場合、ノーマル発振に比べて効率が低くなり、エネルギーの取り出し量が少なくなる結果、ロッドに残留する熱量が増えて、熱的な要因による飽和がノーマル発振に比べて低い励起条件において影響を与えられられる。図 4.3.4.4 に励起パルス幅 1.0ms のときの、各励起電流における Q スイッチパルス波形を示す。パルス幅は励起電流の増加とともに短くなった。90A までは電流の増加とともにパルス波高は高くなったが 100A ではむしろ低くなった。パルス幅も 80A までは電流の増加とともに狭くなったが、その後はむしろ長くなった。最も狭いパルス幅である 80A 時、パルス幅は約 400ns であった。

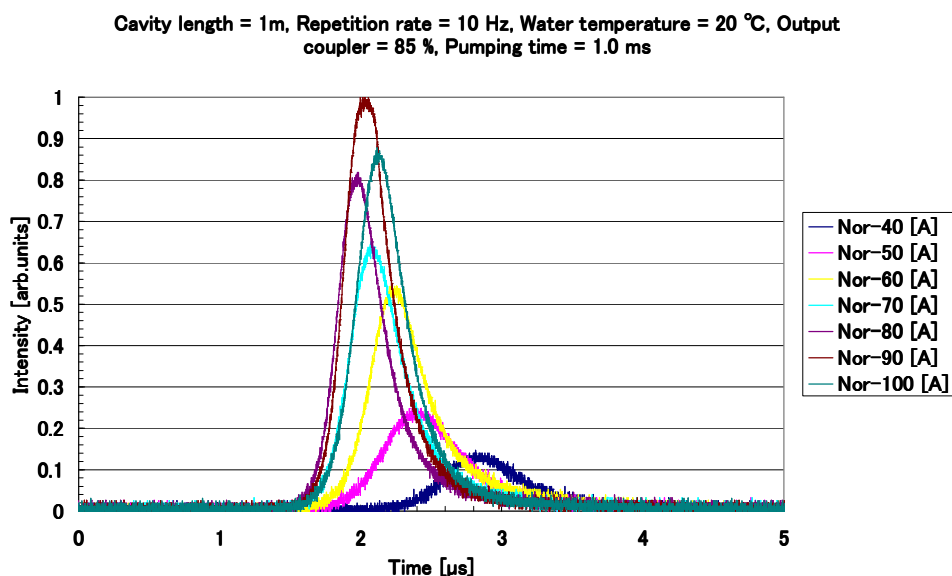


図 4.3.4.4 各励起電流における Q スイッチパルス波形

しかしながらこのパルスの前段階にノーマルパルスの漏れ出し、すなわちホールドオフ不良が見いだされた。この不良は Q スイッチのアライメントの調整不足から発生していることがパルス波形のチェックにより発覚した。レーザーロッド端面の損傷により追試は現在のところ不可能であるが、パルス面積比から計算すると、Q スイッチパルスとして取り出されているエネルギーは最大 40mJ/pulse と求められた。

4-3-5 各部の光学損傷について

4-3-5-1 コーティング損傷

共振器 1m の時、Q スイッチ動作において 6mJ/pulse 以上のエネルギーを取り出そうとしたときに、Q スイッチ側のチャンバー、Q スイッチ側の端面が損傷した。損傷したロッド表面の顕微鏡写真を図 4.3.5.1 に示す。ロッド表面の損傷は明らかに無反射 (AR) コートで発生しており、典型的コーティング損傷を示す変色が見られた。下記にある他の光学素子と異なり、ロッドはノーマルパルスにおいては損傷が発生した例はなく、明らかに光電場による表面スパッタリングの結果であると考えられる。対策としては前記の通り、コーティング方法を見直し、より耐久性の高いコーティング処理を行った。コーティングを IAD から、より高耐力のプラズマコートに変更した結果、エネルギーは高く、パルス幅は短くなり、結果としてピークパワーが桁違いに増加した実験においても損傷が入らない結果となった。両者を比較すれば 6mJ/pulse、1.6us → 40mJ/pulse、0.32us であり、ビーム径がほとんど同じだとすれば、光強度にして約 33 倍であり、優れたコーティングを用いた効果が表れたことがわかった。こんごはよりパワー耐性を高めるための施策として、Brewster カットされたロッドを用意し、損傷閾値を大幅に低下させる AR コートを排除した共振器を構成する方向を検討している。

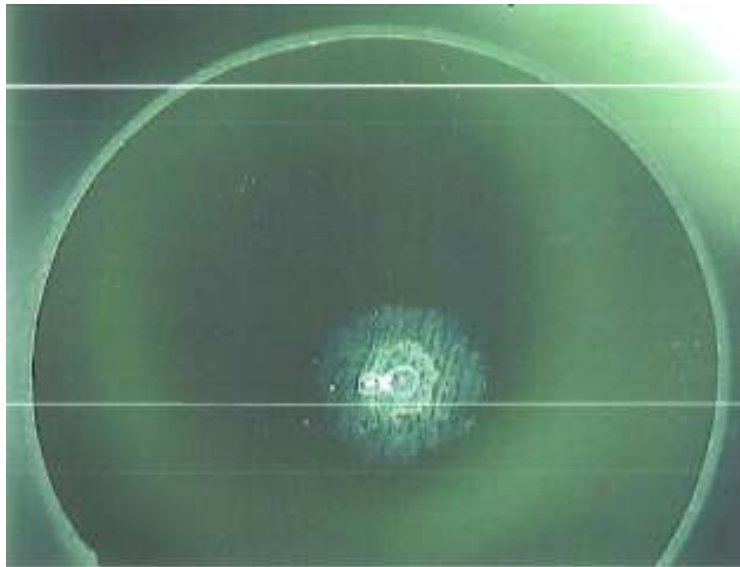


図 4.3.5.1 損傷した Tm,Ho:YAG セラミックロッド端面

4-3-5-2 Q スイッチ損傷

Q スイッチ動作はロッド表面のコーティング損傷をもたらしたが、一連の高エネルギーのノーマルパルス実験において挿入していた Q スイッチの損傷が発見された。この損傷によると思われる影響は損失の増大であり、レーザーの性能の大幅低下となって表れた。レーザー出力の低下の原因究明中に発見されたが、

出力低下は新規実験の開始時点で顕在化し、それ以前の実験中には確認されなかったことから、実験間で発生した可能性がある。具体的には Q スイッチの損傷前後で、ノーマルパルス出力エネルギーは同一条件下で 30%程度にまで低下した。図 4.3.5.2 は損傷を受けた Q スイッチ (MolTech 社、MT-3205NP) の写真である。図の中心の白く見える部分は外部の光が透過している Q スイッチ媒質であり、外部の黒っぽい部分はそのマウントである。写真中、中心の媒質に黒い斑が何点か確認できる。肉眼では、これらが媒質表面の損傷ではなく媒質の内部に発生した欠陥であることが容易に確認できた。また、これらの黒斑は Q スイッチ使用中の光路に沿って発生していることが予想できた。



図 4.3.5.2 損傷した Q スイッチ写真

図の中央の白く見える円形が本体の石英。表面ではなく内部に黒いインクルージョンが確認できる。

この Q スイッチの損傷が、

- ・ 表面ではなく内部にある
- ・ Q スイッチモードではなくノーマルパルスでの損傷が予想される

という点からして、Q スイッチ媒質の品質が疑われる。この Q スイッチの材料は石英であるが、特に 1.5 ミクロンよりも長波長の高出力レーザーでは水の吸収を考慮しなければならない。そのため通常、この波長領域で使われる光学材料は赤外光に対して吸収が少ないものを選定する。例えばレンズなどの媒質には、水フリーの環境下で原材料の準備から作成まで行った無水石英といったものが使われるし、さらに吸収を徹底して低減したい場合には本質的に吸収が発生しない CaF₂ などの複屈折のない結晶材料を使用する。今回の損傷が材料の欠陥に起因するものであれば、ノーマルパルスよりも、ピークパワーの高い Q スイッチパルスで損傷が発生すると考えられ、かつ、不連続である材料表面で損傷が起こりやすいはずである。材料中に存在する OH 基は全体に分布するであろうことと、パワーでなくフルエンスによって発生していることが想定されることから考えると、吸収による損傷と考えるのが合理的である。黒斑の詳細な状況については追って調査することが必要である。対策としては Q スイッチ材料としてより高純度な無水石英

を指定して製作することである。

4-3-5-3 ミラー損傷

レーザー発振実験におけるミラー損傷も、Qスイッチと同様に高エネルギーのノーマルパルス発振中において頻繁に発生した。図4.3.5.3に損傷したミラーの顕微鏡写真を示す。このミラーはフラットな高反射ミラーで、共振器のリアミラーとして使用されていたものである。複数の損傷スポットがあるが同時に損傷したものではなく、順次位置を変更して再利用したためである。これらの損傷も、Qスイッチパルスの動作中に発生したものではなく、すべてノーマルパルス動作中に発生した。通常、コーティング損傷は表層の薄い部分のみが強い光電場によってスパッタリングされることで発生し、そのような場合、コーティング層の一部が除去されるために、肉眼では変色として認識されることが多い。しかしこの損傷の様子を観察すると、表面が深くえぐれて飛散したような形状をしていた。コーティング層の表面がスパッタされたというよりも、コーティング全体が破砕した、という表現がより正しい。また、中央の大きなクレーターの周辺に、細かいクレーターが多数存在していることも確認できた。ミラーの材料も石英であるから、この損傷についても、Qスイッチの損傷と同様に、わずかに石英の基板側に漏れていた2ミクロン光が、基板上的残留水分子により吸収され、破裂した可能性が高いと考えている。一つ一つは小さいクレーターであったが、光密度の分布により中央部の高強度部分はクレーターの集合体として大きなクレーターとなり、周辺部の低強度部分は小型のクレーターとして存在していると考えられる。

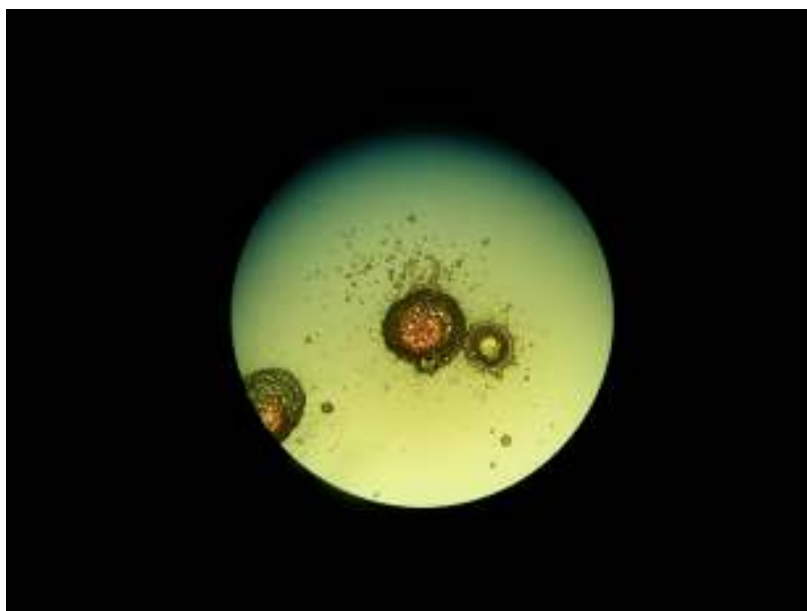


図 4.3.5.3 損傷したミラー表面。中央の大きなクレーターの周辺に小さなクレーターが存在している。

ミラー損傷については、ミラーの調達メーカーの選定により現在は回避されており、同条件下の 1J クラスのノーマル発振において、損傷は発生していない。

4-3-6 将来的な主共振器に向けたシミュレーション

これまでに行った実験はすべて共振器長 1m 以下のストレート共振器であった。ここまでの検討により、共振器から十分なパルスエネルギーが取り出せることを実証したが、共振器長を延長してパルス幅を広げ、ビームのスペクトル線幅の抑制と、光学素子ダメージの低減を行うことが将来的な展望である。ここでは共振器のシミュレーションを行い、より長い共振器への可能性を探り、そこに必要な光学素子のパラメータを得た。

4-3-6-1 基本コンセプト

基本方針を以下のように定めて計算を行った。

- ・ パルス幅 200-500ns を達成するため、共振器長は 2m~4m 程度。
- ・ 3mm φ の YAG ロッドに、トータル $3LD \times 1ms \times 600W = 1.8J$ 、繰り返し 20Hz として 36W のパワーを投入したとして熱レンズ計算
- ・ チャンバーは 2 個 1 組で使用するため、共振器のドライブは 72W。
- ・ 左右対称のリング共振器とする。
- ・ 入出力のカプラーは平面ミラー。
- ・ 凹面鏡を対称位置に配置して、安定共振器を構成する。
- ・ 6 枚ミラー構成

6 枚のミラーでボウタイ型リング共振器を作ると、ミラー間は 300mm~600mm となる。ここではその中間として、約 450mm を基準に考えてみる。

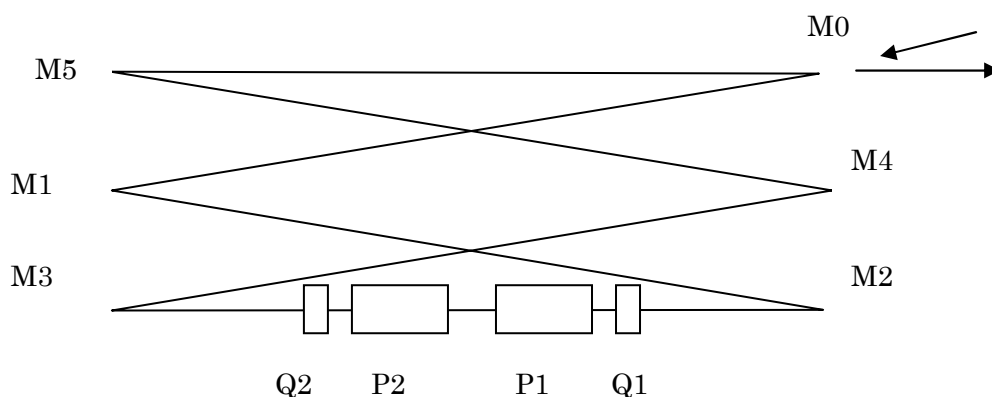


図 4.3.6.1 共振器の概念図

図 4.3.6.1 で M0~M5 は入出力カプラーまたは全反射ミラー、Q は Q スイッチ、P は励起チャンバーであ

る。このようなボウタイ型共振器の場合、折りたたみ角にもよるが、M0-M5間の距離(=M2-M3間の距離)を450mmとすれば、残りの斜めの光路長はいずれも500mm程度を想定できる。さて、対称型の安定共振器とすれば、熱レンズを考慮しない場合、M0とM5、M1とM4、M2とM3のいずれかのペアを凹面鏡にすることになる。ここで最後の組み合わせを凹面鏡にした場合、励起チャンバーの内部でビームが絞れることが簡単に予想できるため除外する。そこでまずはM0とM5を凹面鏡にした場合を考える。ここではまず $r=500\text{mm}$ を想定してみる。このとき、入出力カップラーはM1~M4のいずれかとなる。

Lascadによる計算結果を図4.3.6.2に示す。なおその他のパラメータは、

- 波長 2090nm
- ビームの $M2=1.5$
- 熱レンズ考慮(励起チャンバーにおける実測値: $f=300\text{mm}$)

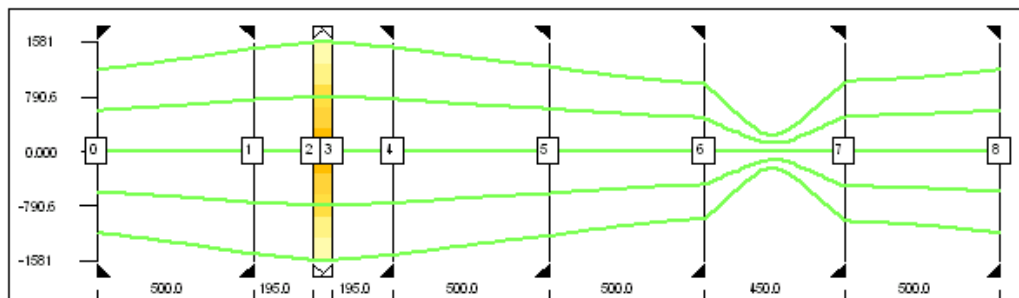
File: C:\Laswork\NICT060714.lcd

Ring Resonator

2006/07/14

Wavelength = 2.09 [μm]

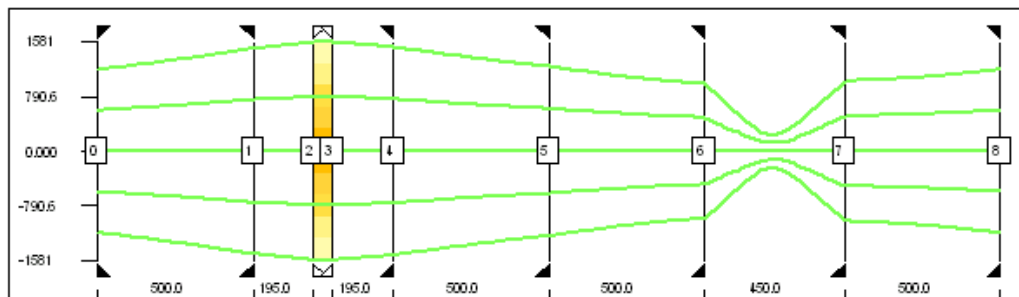
x-plane mode



maximum spot size (x-plane) = 1580.9

minimum spot size (x-plane) = 233.1

y-plane mode



maximum spot size (y-plane) = 1581.2

minimum spot size (y-plane) = 233.

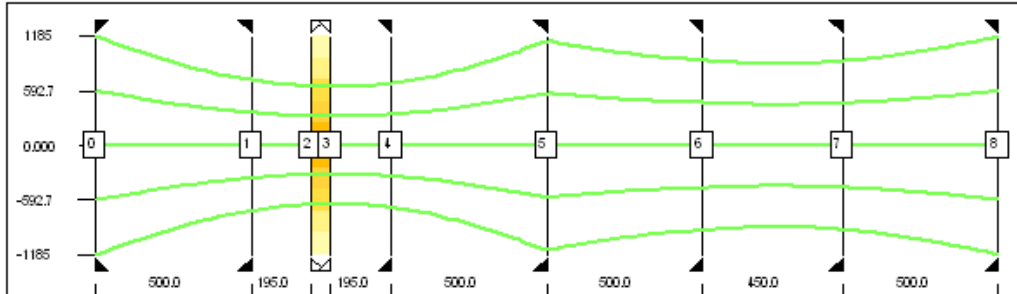
図 4.3.6.2 長辺 450mm の 6 枚ミラーリング共振器における計算例

標準的な長さとして M5-M0 間(図 4.3.6.2 における Surface6-Surface7)を 450mm にした。このときロッド内部でのビーム径は約 3mm でありロッドの外径に一致してしまう。M0、M5 の 2 枚のミラーの曲率半径を固定し、M5-M0 間を変化させることにより、ロッド内のビーム径をある範囲で変えることが可能である。図 4.3.6.2 のセットアップで、他のパラメータを全く変えないとした場合、M5-M0 間は約 380-615mm で変えることができる(共振器が成立する)。380mm のときロッド内のビーム径は 9.2mm であり、一方 615mm のときは 0.8mm である。r=450mm を使った場合、同様に 360mm において約 5.8mm、544mm のとき約 0.66mm である。つまりこのように M5-M0 の距離を変えることによって容易にロッド内のビーム径が制御可能である。

共振器の 1 光路(隣接ミラー間の距離)によって曲率半径は変える必要がある。今回、長辺 450mm の共振器では $r=500\text{mm}$ の曲率を適用したが、他のケースでも(凹面ミラー間距離)～(ミラーの曲率半径)となることが予想できる。従って、全長 3m の対称共振器として、隣接のミラーに凹面鏡を用いた場合は曲率半径 600mm 程度がうまく適合すると考えてよい。この光路調整の場合、M5-M0 間の距離を変化させるときには(理想的には)M4-M5 間の距離および M0-M1 間を変えるべきではない。自由度を確保するために M5、M0 における曲げ角、さらには M1、M4 の曲げ角が変化する必要があり、一旦仮置きした光学配置を M5-M0 間の距離だけの变化で変えることは現実的ではなくなる。他の配置を考えたとき、たとえば「隣接しない 2 枚のミラーを凹面とする」の仮定の下でも同様の結果が出る可能性がある。共振器の M1 と M4 を凹面にした場合、他のミラーが全部フラットだとすれば、凹面ミラー間は隣接した場合の約 3 倍となる。図 4.3.6.2 の共振器の場合では 1400mm となるため、曲率半径 1200mm 程度を適用するとうまくフィットする可能性が高いと考えた。

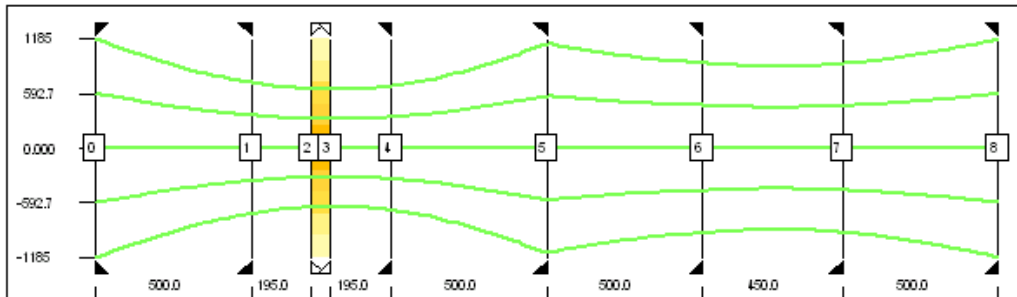
Wavelength = 2.09 [μm]

x-plane mode



maximum spot size (x-plane) = 1185.4
 minimum spot size (x-plane) = 638.01

y-plane mode



maximum spot size (y-plane) = 1185.4
 minimum spot size (y-plane) = 638.07

図 4.3.6.3 M1 と M4 を $r=1200\text{mm}$ のミラーに置き換えたときの計算例

実際に、M1 と M4 に $r=1200\text{mm}$ のミラーを仮定した(その他はフラット、共振器長も同じ)とき、図 4.3.6.3 のように安定共振器を構成する。これも隣接凹面鏡と同様に、凹面鏡の間の距離を変化させることにより、ロッド内のビーム径をコントロールできる(図 4.3.6.4)。またそのほかに、

- 共振器内におけるビームの直径変動が緩やかであり、出力カプラーの位置に関わらずビーム広がり
の少ない出力が得られる。
- 本質的に M4-M5-M0-M1 の 3 つの光路で距離調整ができるため、光路長調整時、M5、M0 における
曲げ角を変化させる必要がない。さらに言えば M4-M5 の光路と M0-M1 の光路の交点と M5、M0 の
2 つの頂点で形成される三角形を相似変化させればいいので、M5、M0 が同時にその法線方向に同
時に移動できる機構を設けることにより光軸調整は容易になる。

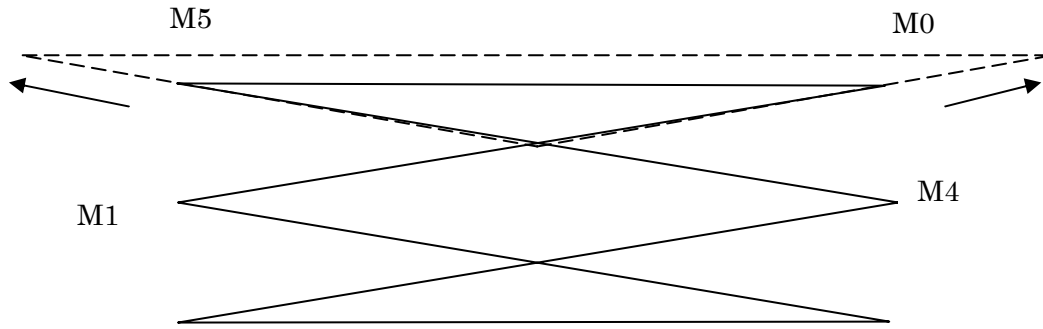


図 4.3.6.4 ロッド内のビーム径が可変な共振器の例(図 4.3.6.1 の発展形)

したがってここまでの共振器配置の場合、M1、M4 の曲率半径は 1200mm 以下程度までは安定だが、 $r=1500\text{mm}$ では(M5-M0 間をどのように変化させても)成立しないことが計算結果からわかった。逆に M5-M0 間の調整により $r=800\sim 1200\text{mm}$ では適当な距離を見出すことができた。

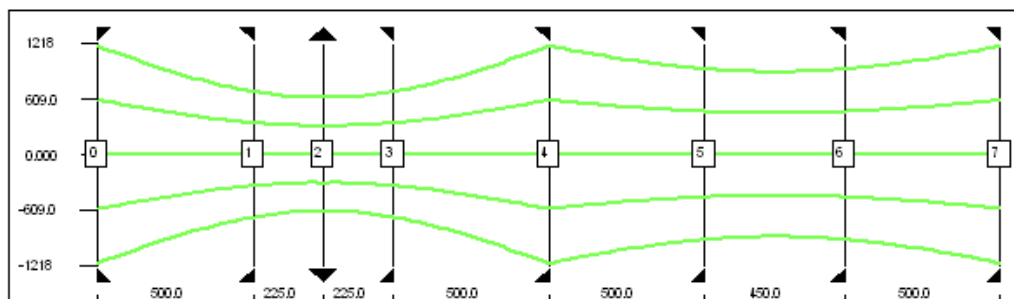
4-3-6-2 熱レンズについて

上記の計算では熱レンズをある計算方法によって算出し、その結果を共振器に適用してきた。しかしながら熱レンズのような数値は実験と計算では一致しないことがよくある。ここでは熱レンズが変化したときの共振器のトレランスを評価してみる。

計算された熱レンズの代わりに、ロッド長さだけ離れた両端に同じ焦点距離の単レンズが配置されていると仮定してみる。今、上記で計算した 450mm 長さの 6 枚ミラー共振器(M1=M4: 曲率半径 1200mm)を考える。先ほどの熱レンズ結果を使用した場合、M2、M3 上のスポットサイズは 2.37mm であったので、同様に 2.37mm のスポットサイズが得られるような凸レンズをロッド両端の位置に置くものとする、その焦点距離は 4000mm となった。もしも中央部分に 1 枚のレンズを置くとするとその焦点距離はその半分の 2000mm となった。ここで作られている共振器の、熱レンズの焦点距離に対するトレランスを考える。このばあい、表現は図 4.3.6.5 のようになる。

Wavelength = 2.09 [μm]

x-plane mode



maximum spot size (x-plane) = 1199.4

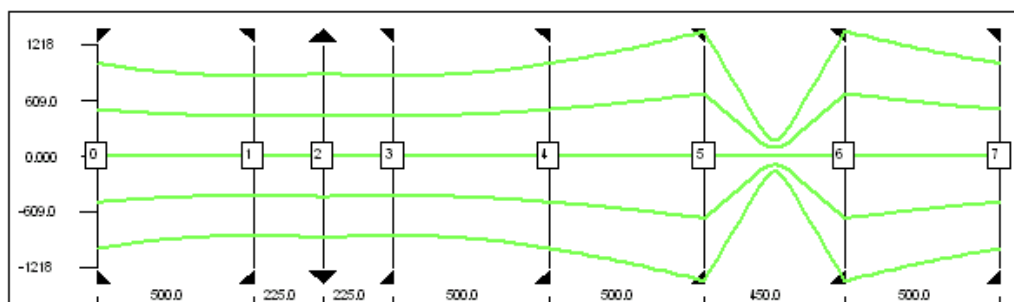
minimum spot size (x-plane) = 629.26

図 4.3.6.5 M1、M4 の曲率を 1200mm としたときの計算例

一方、M0 と M5 を $r=400\text{mm}$ とした場合の共振器も同様に考えると、図 4.3.6.6 のとおりになる。

Wavelength = 2.09 [μm]

x-plane mode



maximum spot size (x-plane) = 1373.7

minimum spot size (x-plane) = 173.44

図 4.3.6.6 M0 と M5 を $r=400\text{mm}$ としたときの計算例

これらの両方について、熱レンズが 2000mm 前後で振れたときにロッド内のビームウェスト径がどのように変化するかを計算したのが図 4.3.6.7 である。

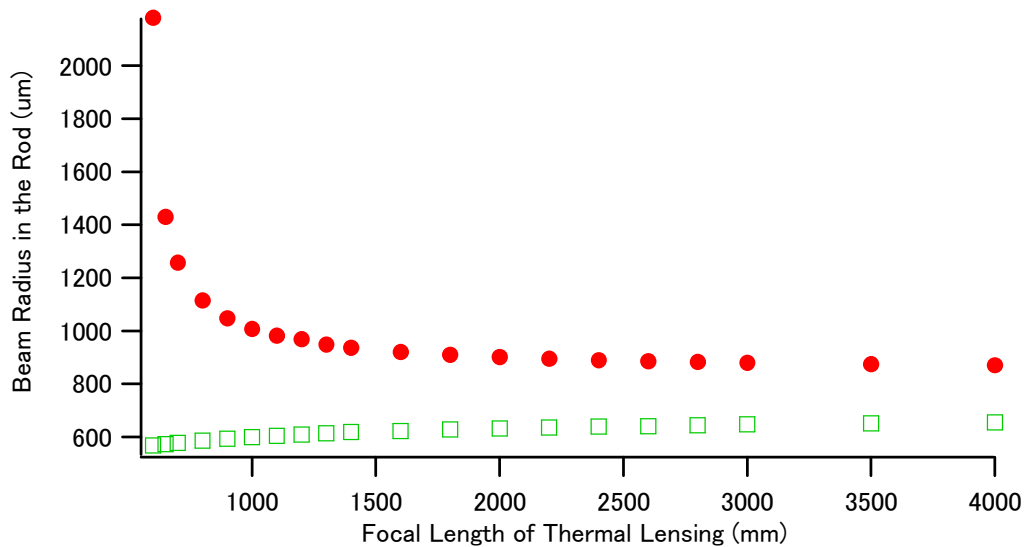


図 4.3.6.7 熱レンズによる焦点距離の変化に対するロッド内のビーム径の変化

図 4.3.6.7 において、緑色の四角が図 4.3.6.5 に相当し、赤い丸は図 4.3.6.6 に相当するそれぞれ計算値である。いずれも熱レンズが弱い(ロッド位置におけるレンズ焦点距離が長い)うちはビーム径に大きな変化はないが、特に後者は熱レンズの焦点距離が 1000mm 以下になるとロッド内のビーム半径が急激に増加する傾向が見られた。前者はこれとは逆の挙動で、より緩やかな変化を見せた。なお、より強い熱レンズにおいては後者と同じくある点を境にして急激に変化する。ちなみにロッド内のビーム径を大きくしようとすることは、M2-M3 の距離を伸ばすことで対応可能である。そうした場合には $r=1500\text{mm}$ の凹面鏡が使える可能性がある。以上の点を総合的に考えると、M1 と M4 を $r=1000\text{mm}$ 程度の曲率半径を持つ凹面鏡とすることが共振器内部のビーム制御の点、熱レンズに対するトレランスの点から考えて優れていると結論した。必要な凹面鏡の曲率半径は $r=1000\text{mm}$ を中心として $r=750\text{mm}$ から 1500mm 程度まで考えておけばよい。

4-3-6-3 現実的な共振器配置

現実的な共振器を構成することを考えると、さらに条件を付け加える必要がある。

- ・ ミラーの入射角 30 度以下
- ・ 2 枚の凹面鏡への入射角は等しいこと
- ・ 共振器は 2 つのチャンバーを中心とする対称形とし、中心から 2 枚の凹面鏡までの距離が等しいこと
- ・ チャンバー内部のビーム径の制御を容易にするため、凹面鏡を挟んでチャンバーと反対側の光路長を容易に変えられること

といった点である。

これらを考慮して以下の図 4.3.6.8 のような共振器を考案した。

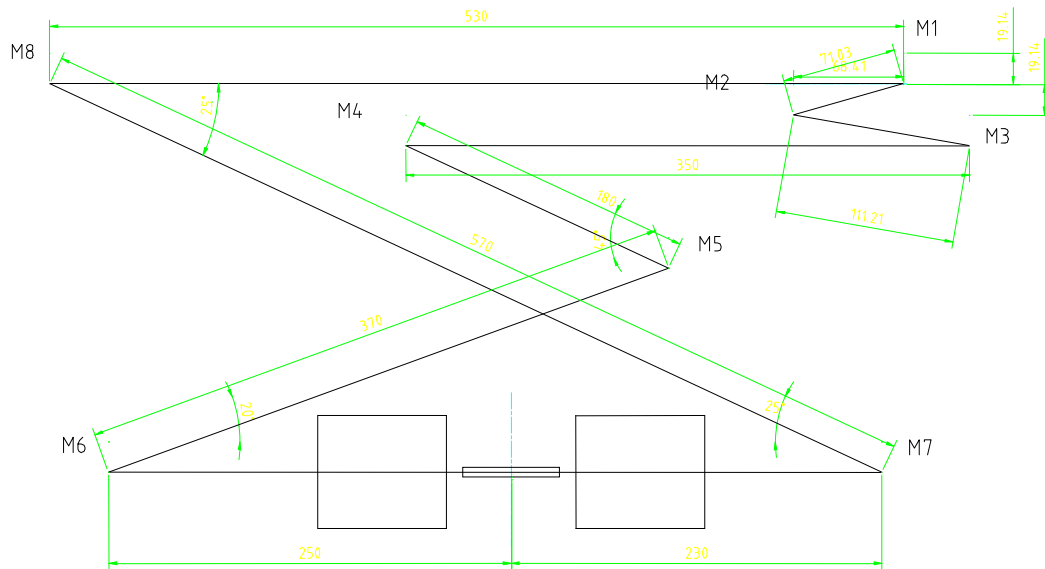


図 4.3.6.8 実際の共振器配置

図 4.3.6.8 の最下部にある 2 基のチャンバー間の中心が共振器の中心位置 C である。M4 と M8 は凹面鏡となるが、C-M4 と C-M8 の距離は等しく 800mm である。また M4 と M8 への入射角は等しく 12.5 度である。M1 は C と距離的に正反対に配置されており、C-M4-M1 と C-M8-M1 は等距離である。M1～M3 は一つのベース上にあり、これらの相対位置は固定される。このベースが図の左右方向に移動可能なステージ上に配置され、ステージの移動により M1～M3 を同時に移動させ、M8-M4 間の距離を、アライメントを崩すことなく変化させることが可能であるものとする。今デフォルトの数値として M4 と M8 の曲率半径を 1000mm、M8-M1=M1-M4=530mm、チャンバーの熱レンズによる焦点距離を 2000mm としたときの共振器計算を示す。また、M8-M1=M1-M4=730mm まで変化させたときの結果を図 4.3.6.9、4.3.6.10 に示す。

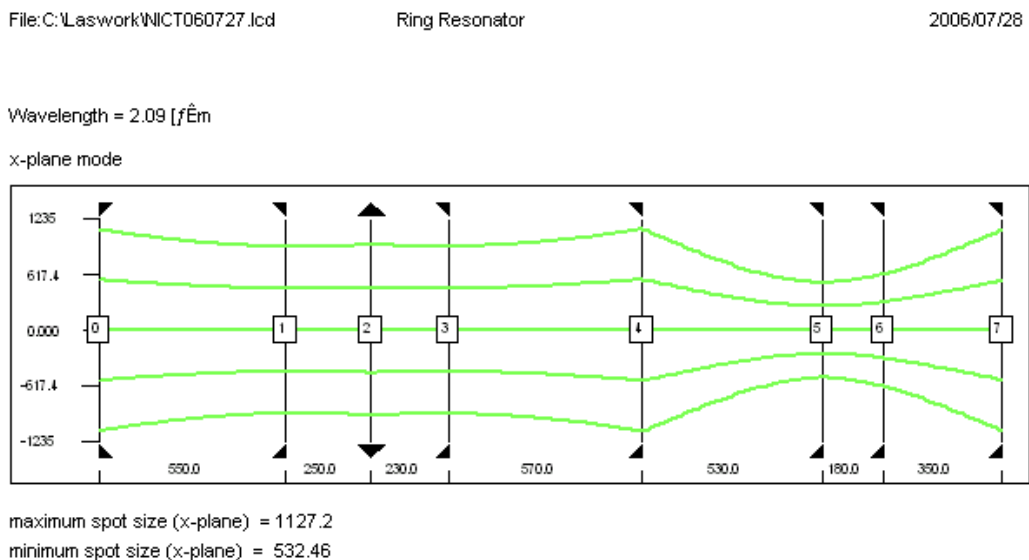
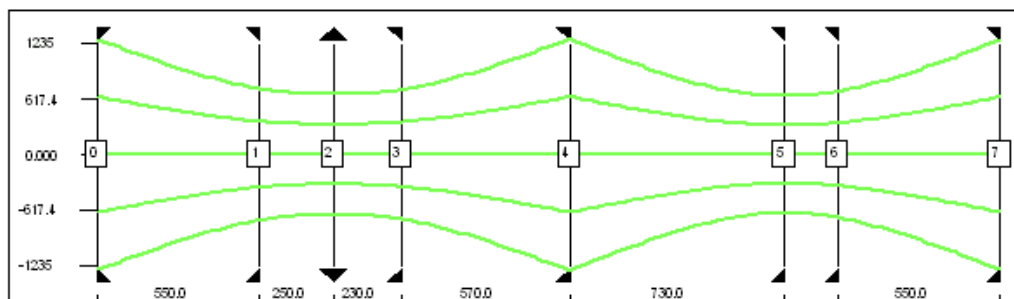


図 4.3.6.9 M8-M1=M1-M4=530mm としたときの共振器内ビームの様子

Wavelength = 2.09 μm

x-plane mode



maximum spot size (x-plane) = 1292.

minimum spot size (x-plane) = 650.15

図 4.3.6.10 M8-M1=M1-M4=730mm としたときの共振器内ビームの様子

このように、共振器長はやや変わってしまうものの、ロッド内のビーム径を容易に調整可能な共振器を構成することができる共振器を設計することができた。

4-3-7 まとめ

まず準備段階では励起チャンバーの熱レンズの測定からはじめ、ビジコンが適用可能なプロファイル測定系を開発した。発振の予備実験においては、60mJ/pulse のノーマル発振と、最大 5mJ/pulse の Q スイッチ発振を得た。長さ 40cm のストレート共振器において、LD への投入エネルギーを最大にしたところ、ノーマル発振において 900mJ 以上が達成された。このときの光-光変換効率は 10%以上、スロープ効率 13%以上が達成された。出力されるパルスエネルギーは冷却水の温度が下がるほど増加する傾向が確認され、より高効率に高エネルギーパルスが発生できる可能性を示唆した。さらに共振器を 1m まで伸長して Q スイッチ実験を行ったところ、最大 40mJ のパルスエネルギーを持つ、パルス幅 400ns あまりのパルスを取り出すことに成功した。またドップラーライダーの応用を前提とした、共振器長を 6m まで伸長する場合の共振器シミュレーションを行った。

リニア共振器においてビームプロファイルをマルチモードで動作させたとき、ノーマルパルスでは十分高いエネルギーを取り出すことができた。φ 3mm のロッドを用いたチャンバー 2 基を搭載した共振器から 10Hz 動作においても 1J 近いパルスエネルギーを取り出せたことは、共振器単体でもレーザーがポテンシャルを持つことを示したものである。ビームプロファイルが TEM00 になる条件下でおこなわれた Q スイッチモード実験の結果、出力は現状 40mJ でリミットされているが、これもロッド端面の処理を高度化し、より高耐久のコーティングを施すか、Brewster カットの結晶を用いることで回避できると考えている。Q スイッチの破損もピーク出力でなくフルエンスによる損傷である。またミラーの損傷についてはメーカーの切替により回避できることがわかった。励起エネルギーには余力があるため、これら光学素子の損傷を回避する手段を用意することにより目標値が達成可能なばかりか、用いる励起チャンバーと共振器の再設計により、共振器から数 100mJ のパルスを取り出すことも十分に考えられる。数値シミュレーションのセクションで提示されるとおり、Tm,Ho:YAG 結晶は Q スイッチパルスのエネルギーはノーマルパルス比 1/3 程度が取れる計算であり、900mJ/pulse を実効的に取り出せるレーザーから 300mJ/pulse の Q スイッチ出力は十分に考えられるからである。さらに、φ 4mm の増幅器用チャンバーを用いれば、スケーリングから考えて約 1.6 倍、すなわち 500mJ/pulse の直接発振も視野に入れることが可能であると考えている。

一方、単一周波数発振に関しては、シード光発生器の未達により実現することが出来なかったが、すでに共振器から単一周波数のパルスが得られていることから、シード光発生器を整備することができればそれを組み合わせるだけで到達可能である。

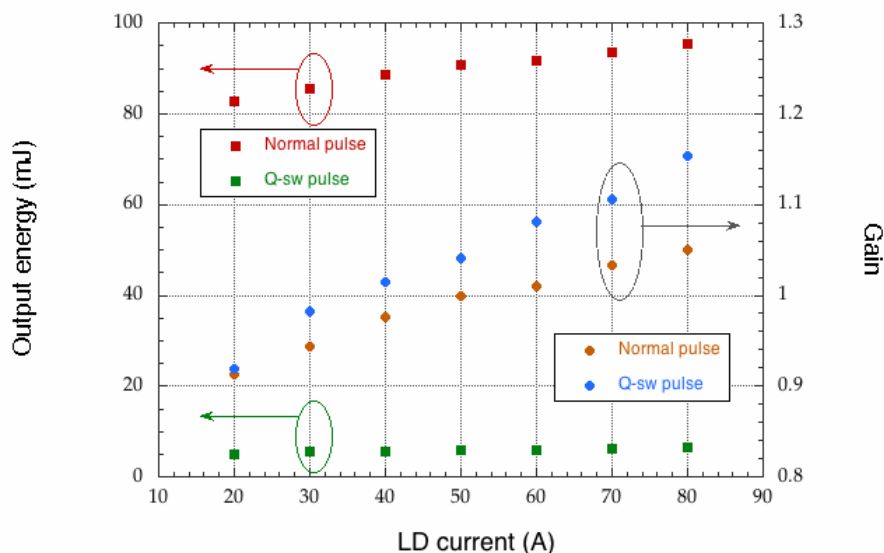
実際の共振器の設計に関しては、この計算ではリング共振器を前提に行ったが、必ずしもリングである必要はなく、シード光の制御エレクトロニクスの仕様からするとファブリーペロー型の共振器においても単一周波数を維持するシステムが構築できる。

4-4 増幅器の研究開発

4-4-1 予備実験

予備実験は増幅器用励起チャンバーの完成以前 18 年度中に共振器用 $\phi 3\text{mm}$ のロッドを用いた励起チャンバーを使用して実施した。2 つあった共振器用チャンバーの一方を発振器に、もう一方を増幅器として適用し、増幅度を調べた。発振器のチャンバーと増幅用チャンバーは完全に同期して動作させた。冷却水温は 20°C 、励起パルス幅 0.5ms 、繰り返し周波数 20Hz であった。

実験結果を図 4.4.1.1 に示す。ややエネルギーの大きいノーマルパルス(パルス幅約 $200\ \mu\text{s}$ 、パルスエネルギー約 90mJ)と、微弱な Q スイッチパルス(パルス幅 340ns 、パルスエネルギー 5.5mJ)の両方で利得を調べた。図の左側の軸は出力エネルギー、右側の軸には利得を取った。LD 電流最大付近でも利得はようやく 1 を超える程度であったが、Q スイッチパルスの場合には利得係数が大きく、 80A では 1.15 程度が得られた。ノーマルパルスの場合、励起途中から発振するため、同期して動作している励起チャンバーでの上準位への励起がなされないうちにパルスの一部が増幅用チャンバーを通過してしまうのに対し、Q スイッチ発振では励起が完了した増幅用チャンバーにパルスが通過することになるため、見かけ上の利得が増えるためと理解できる。この結果から、 Tm,Ho:YAG はきわめて利得が取りにくい材料であることが予想された。しかしながらこの段階では LD 電流で 20A 、パルス幅で 2 倍の余力があり、水温を下げることも前



提としてあったため、利得をより高めることが可能であると予測した。

図 4.4.1.1 予備実験における利得 ($\phi 3\text{mm}$ ロッド、Version 2.0 励起チャンバーを使用)

4-4-2 増幅器用チャンバーの設計

増幅器用チャンバーに求められるのは発振器用のチャンバーと比較してより大きなフルエンスに対応できるように、高励起入力とそれに呼応した大径ビームへの対応である。励起入力を増加させても励起強度を低下させると利得が低下する恐れがある。方向性としては、より大径のロッドを搭載できることと、その励起強度を低下させないこととした。ロッド径を $\phi 4\text{mm}$ に大型化すれば、同じ励起強度を保持するのに必要なエネルギーは約1.7倍となる。考慮すべきは、ここでもLDの開口とロッド径の関係、電源の容量の関係(できれば200V給電を回避したい)であった。

以上を考慮して増幅器用の励起チャンバーを設計した。初期のデザイン段階では、これまで共振器用のチャンバーで使用していた600WのLDモジュールを1セットあたり5本使って5回対称の断面を持たせ、これを2セット使うことも考えた(図4.4.2.1)が、

- ・ 断面が大きくなるためにこれまでの設定光軸である100mmでは設置不可能
- ・ LDからレーザーロッドまでの距離が大きくなり離れてしまい、励起強度を保持できない
- ・ LDの設置が複雑化して組み立て調整に困難が予想される
- ・ 複雑化した電極や冷却水からは障害が起こりやすいこと

という問題が明らかになったため、従来通り3本1組の構成を取ることにした。

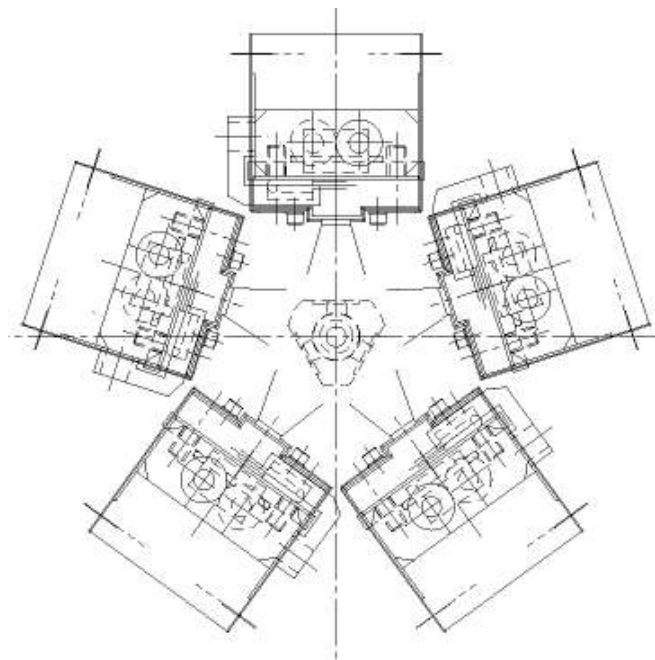


図 4.4.2.1 5回対称断面を持つ励起チャンバースケッチ

基本的には前章で述べた励起チャンバーを使用しており、外観上の違いはほとんどないが、より大きな出力を得るためにロッド径とLDの出力を変更した。ロッドには3mm ϕ の共振器と同じスペックのものに加え、4mm ϕ 、6mm ϕ を新たに用意した。長さ、コーティングスペックなどのその他の仕様は同様である。一方LDはより高出力を求め、LDメーカーとの打ち合わせの末、スタック数10本、最大出力1kWのものを用

意した。仕様を表 4.4.2.1 に示す。これらもその他の仕様は共振器用低出力 LD と同様であり、パッケージまで含めて同一とした。励起チャンバーの形状はほとんど変わらず、いくつかの機構部品の変更によりロッド、LD が共通で使用できるように設計した。ただし 1kWLD を 6 本シリーズで使用すると、負荷電圧が極めて高くなり、電源そのもののサイズが極めて大きくなると思われたため、3 本ずつ、2 チャンネルの電源構成とした。

表 4.4.2.1 増幅器励起チャンバーに適用する LD の仕様

波長	785nm±3nm
バー数	10 本
バー間隔	0.4mm(スタック全高約 3.6mm)
バー長さ	10mm
ピーク出力	1000W
パルス幅	0.5ms(最大 1ms)
繰り返し	最大 20Hz
動作電流	100A
最大負荷電圧	24V

増幅器チャンバーは共振器用からの若干の改良点として、ロッドと LD の水冷チャンネルを別系列にすることが可能なように、冷却水入出力の継ぎ手を設置した(図 4.4.2.2)。これにより、別系統にする必要があれば 2 系統の配管を行い、必要ない場合にはバイパスを行うことにより効率的な運用ができる構造となった。増幅器チャンバーは合計 6 基準備した。

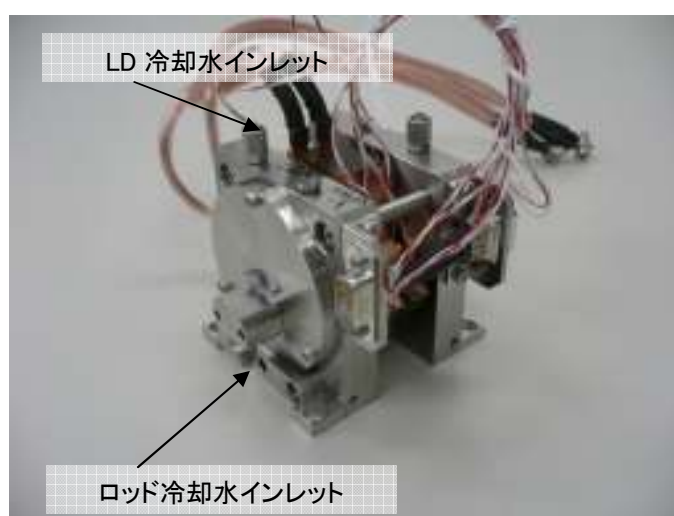


図 4.4.2.2 冷却経路を 2 チャンネルに分離した増幅器用励起チャンバー

4-4-3 本実験

4-4-3-1 シングルパス実験1(ノーマルパルス)

発振器の実験において得られた結果を反映させて増幅器の実験を行った。実験セットアップを図 4.4.3.1 に示す。発振器として前述の主共振器で用いた 1m 長の共振器を動作条件を含めてそのまま使用した。出力されたパルスを増幅器用の $\phi 4\text{mm}$ のチャンバー1 基で増幅することを試みた。増幅器チャンバーの動作条件は 1ms、10Hz、最大電流 100A であった。

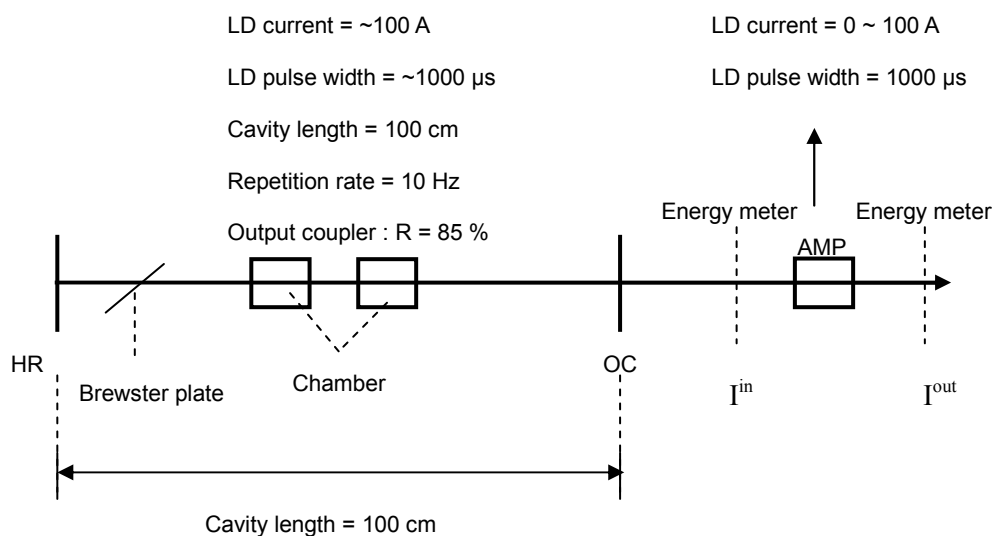


図 4.4.3.1 増幅実験セットアップ(シングルパス)

結果を図 4.4.3.2 に示す。縦軸は利得とあるが、 $G=I^{\text{out}}/I^{\text{in}}$ という定義のもとでの計算である。また様々な色のプロットは様々な入力エネルギーを持ったシグナルのエネルギーを示している。これまでも述べたとおり、3 準位のレーザーは励起が不十分であれば自己吸収が支配的になり損失する。増幅器の場合でも同様に、励起されないロッドは 2 ミクロンのビームに対して完全な透明ではない。従ってビームを通過させた場合には損失となって、図 4.4.3.1 の出力 I^{out} は I^{in} に対して小さくなる。図 4.4.3.2 のグラフで $G < 1$ の領域はこれを明示している。このグラフのデータは明らかに吸収損失以外の損失が加わっている(0A における G の値は一定になるはず)が、10%程度がロッドの吸収損失と見積もることができる。増幅器の励起電流の増加とともに増幅がなされるが、10%の損失の壁が大きく、正の利得を持つまでには励起強度をかなり増加させなければならないことがわかった。データのバラツキが大きいのが、利得が大きく向上することがなく、 $G=1.1$ 前後で頭打ちとなった。

図 4.4.3.3 は入力シグナルに対する出力シグナルエネルギーを、様々な励起電流において取ったグラフであるが、80A 以上ではほぼ飽和している傾向が読み取れる。

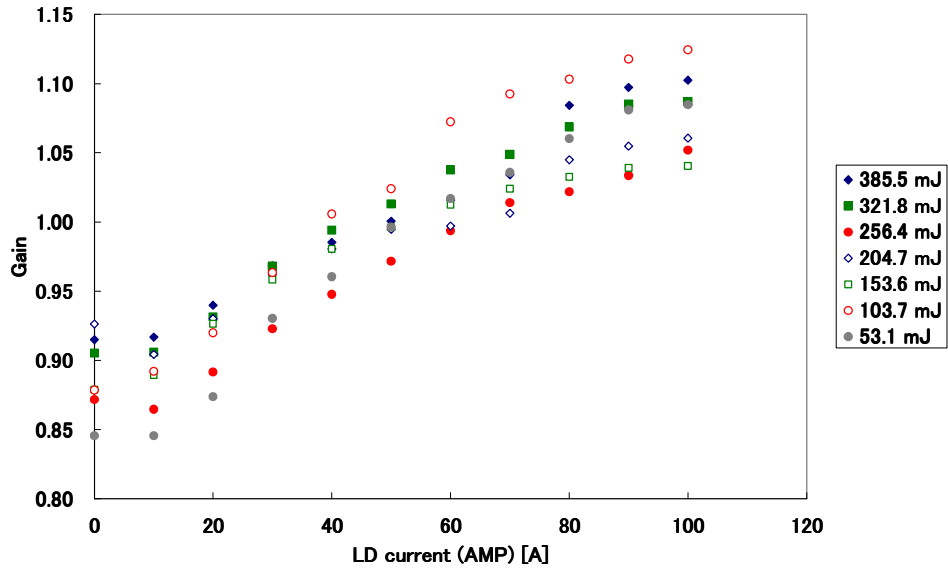


図 4.4.3.2 ノーマルパルスのシングルパス増幅結果

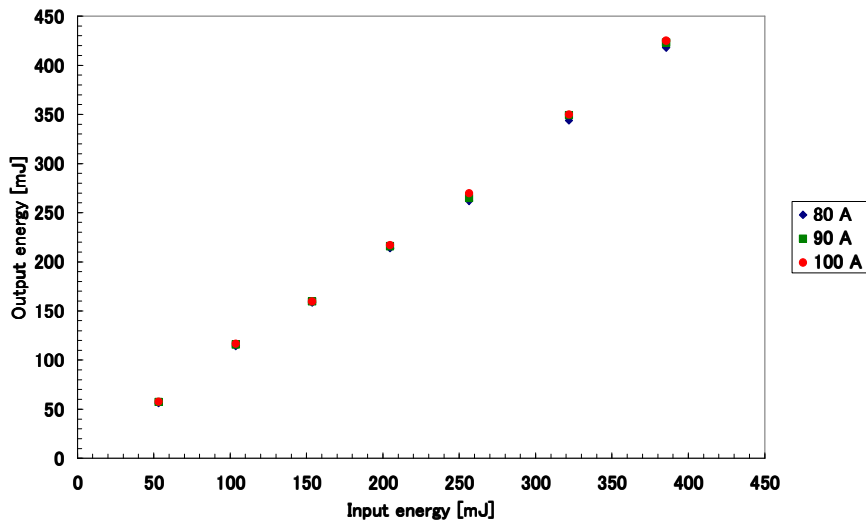


図 4.4.3.3 各電流におけるシングルパス増幅の入力・出力特性

4-4-3-2 シングルパス実験2(Q スイッチ)

次に Q スイッチパルスに対してのシングルパス増幅を試みた。セットアップは図 4.4.3.1 と同じだが、共振器の中に Q スイッチが挿入された。パルスエネルギー約 10mJ を上限として発振器から出力したものを、4-4-3-1 と同じ増幅パラメータで増幅した。結果を図 4.4.3.4 に示す。色の違うプロットは入力信号のエネルギーの違いである。極めて明確な結果が得られており、入力エネルギーが小さいときには、励起エネルギーの小さい段階から正のゲインが発生し、最終的に高いゲインが得られるが、入力エネルギーの増加に伴い、ゲインが発生しにくくなっている。10mJ のパルスに対して発生したゲインは最大励起エネ

ルギーにおいてもほぼゼロであった。

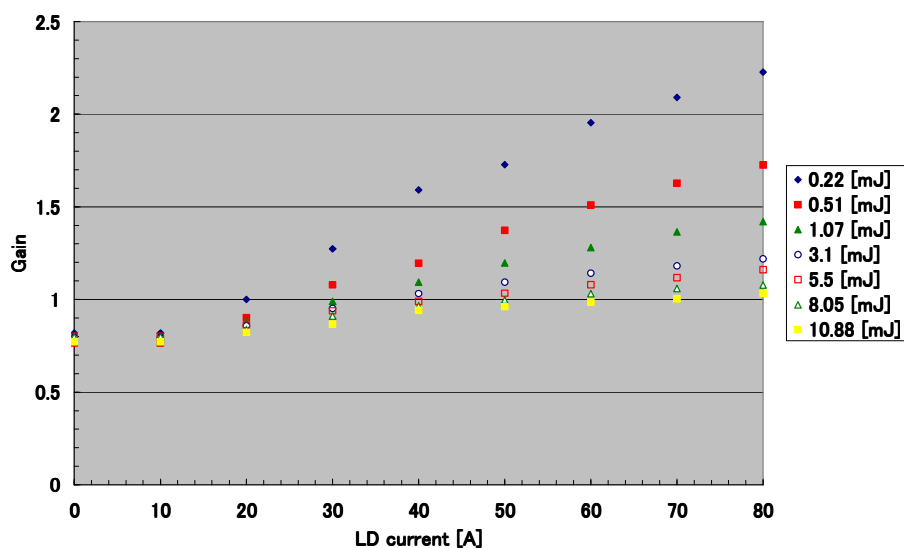


図 4.4.3.4 様々な Q スイッチパルス入力エネルギーに対するシングルパスゲイン

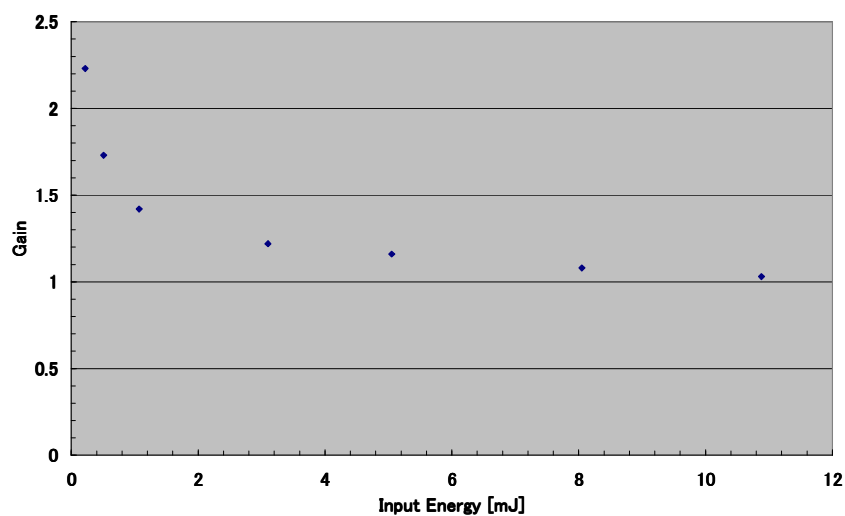


図 4.4.3.5 入力シグナルエネルギーに対する最大ゲインの変化

入力されたシグナルのパルスエネルギーに対して、最大励起エネルギー時に発生したゲインをプロットしたのが図 4.4.3.5 である。1mJ 以下の低エネルギーに対しては 1.5 以上の高利得が発生したが、入力シグナルエネルギーの増加とともに急激にゲインは低下し、負にこそならないものの、1 近辺に漸近することがわかった。つまりこの実験において増幅器は高い小信号利得を持つものの、飽和エネルギーが小さく、入力シグナルが 1mJ 程度の段階からすでに飽和が始まってしまうということが明らかになった。励起チャンバにエネルギーが十分ストアされていることは、発振器の実験で明らかだが、それを取り出せるだけのゲインを発生できない可能性がある。

4-4-3-3 ダブルパス増幅実験

さらに利得を求めてダブルパス増幅実験を行った。セットアップを図4.4.3.6に示す。入力は上記と同様の10mJ程度までの小信号とし、水平偏光をもった光がTFPを通してツイン構成の増幅チャンバーに入射した。このときの増幅チャンバーはφ3mmであった。チャンバーを一度通過したビームは1/4波長板を通して円偏光になった後全反射ミラーで元の光路を逆行するが、さらに1/4波長板によって垂直偏光になってTFPで反射され、外部に取り出された。図4.4.3.7に実験結果を示す。

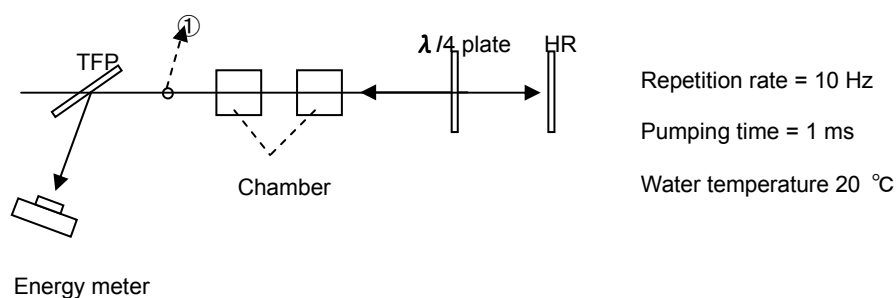


図 4.4.3.6 ダブルパス増幅実験のセットアップ

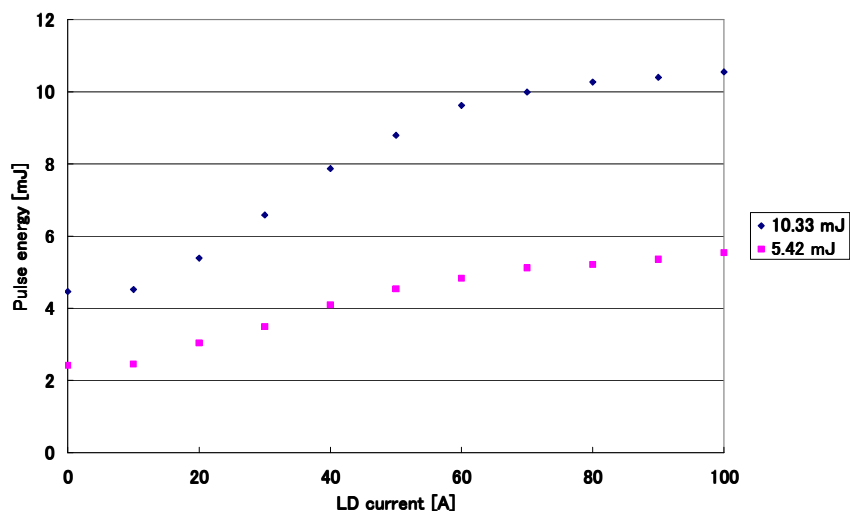


図 4.4.3.7 ダブルパス増幅実験結果

ここでもこれまでの実験と大きな差異が見いだせず、4回の増幅パスを経たものの、約5mJ、約10mJの入力エネルギーを持ったシグナル、いずれに対してもゲインは1程度であり、ほとんど利得が発生することがないという結果が得られた。

発振器の実験では十分なエネルギーが取り出せるのに対して、増幅実験でのゲインが1に近くなることは通常考えられない。同じ励起条件において、発振器で最大エネルギーが取り出せるのが出力結合15%の

時であるから、共振器中を往復する平均行程は 7 往復程度である。今発振器にはいかなるシーディングも行っていないから、パルスは量子ノイズから成長するはずである。平均行程 14 パスということを前提とすれば小信号利得数 $\text{dB} \sim 10\text{dB}$ 程度が必要であり、またパルスが成長してエネルギーが高くなった状態でもゲインが発生しなければノーマルパルスで数 $100\text{mJ}/\text{pulse}$ 、Q スイッチパルスでも 40mJ というエネルギーを取り出すことはできないはずである。したがって今回の実験の問題点は物理的な検討が必要な原理的なものではなく、テクニカルな問題と考えており、今後より高いゲインを取り出すべく、実験を進める予定である。

4-4-4 増幅器光学系の設計

増幅器チャンバーを利用して、図 4.4.4.1 のような増幅器チェーンを考えた。

共振器の項で述べた、出力ミラーである M1 から出たビームはアイソレータを経て増幅ステージに入力される。搭載を考えているチャンバーは 4 基ないし 6 基で、2 基で 1 段を構成する予定である。増幅器用チャンバーを使用するため、1 基あたり 6 本、初段はピークパワー 600W、第 2 段、最終段は 1000W の LD を搭載したものを使用する予定である。

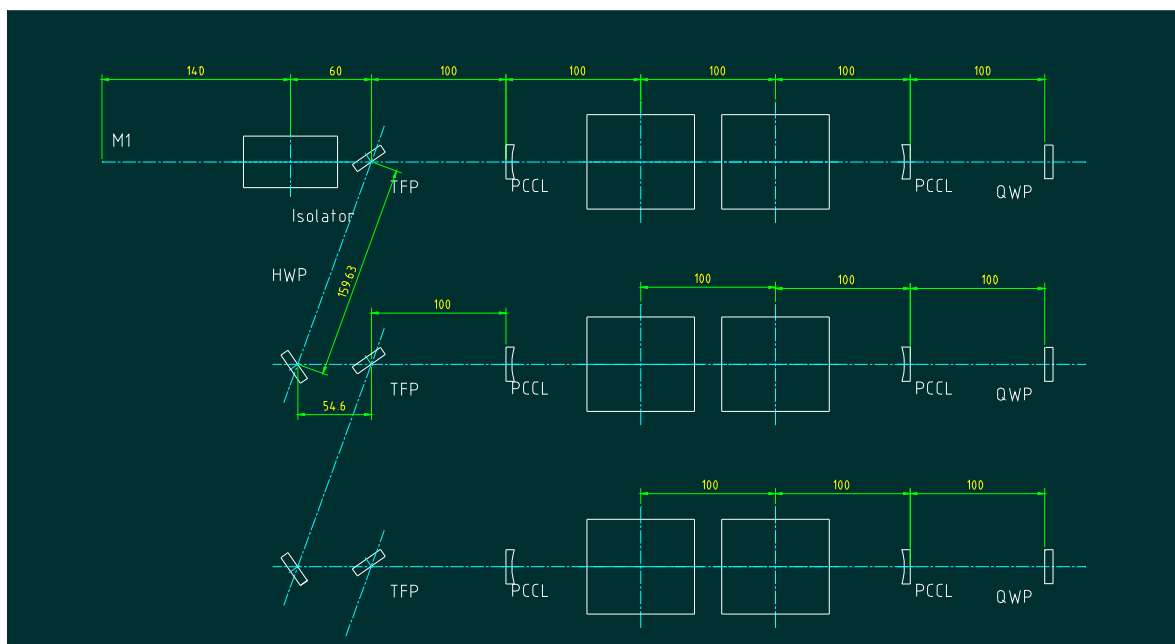


図 4.4.4.1 3 ステージ増幅器の光学系配置

以下の条件を設定して、図 4.4.4.1 を基にして計算を行った。

- ロッドにそれぞれの段で 3mm φ、4mm φ、6mm φ を使用する
- 熱レンズはどの段のチャンバーもチャンバーあたり $f=600\text{mm}$ とする。
- すべての段は偏光回転による折り返しで、ダブルパス
- ロッド中のビーム径がロッド径の約 $2/3$ であること
- 1 組のチャンバー内のビーム径がほぼ等しく、折り返しミラーにおいてほぼ平面波となること。すなわち、折り返しミラーを中心にして 2 回のパスで対称な経路をビームが往復すること。
- ビームの初期条件は、共振器の検討時の出力ビームと同じパラメータを使用する。すなわちビーム直径約 1.5mm、ビーム広がり角 1.5mrad とした。

また、使用するレンズ類は特殊な焦点距離ではなく容易に入手可能なものとした。図 4.4.4.1 に適当なレンズを当てはめて考えた。素子 0 は共振器の M1 に相当している。素子 1 はこのビームを大まかにコリメ

ートするため、 $f=1000\text{mm}$ のレンズを素子 0 から約 100mm の位置に挿入した。その後、熱レンズ $f=600\text{mm}$ のチャンバーを $f=-500\text{mm}$ と $f=-750\text{mm}$ の平凹レンズで挟む形に配置した。例えば素子 2~素子 10 は初段増幅器を展開したものであり、素子 2=素子 10=入力側の平凹レンズ、素子 5=素子 7=折り返し側の平凹レンズ、素子 3=素子 9、素子 4=素子 8 でそれぞれ熱レンズを持ったロッドとなっている。増幅器の段と段の間の距離、および平凹レンズとチャンバーの距離を適当にコントロールすることにより、図 4.4.4.2 のような結果を得ることができた。最終段後の素子 30 は $f=-500\text{mm}$ の平凹レンズである。このとき、それぞれのアンプのロッド内部の最大ビーム径は、初段で 1.9mm 、第 2 段で 2.9mm 、最終段増幅器で 4.4mm となり、かつペアをなすチャンバーにおいて同程度の最大ビーム径が得られる予測である。

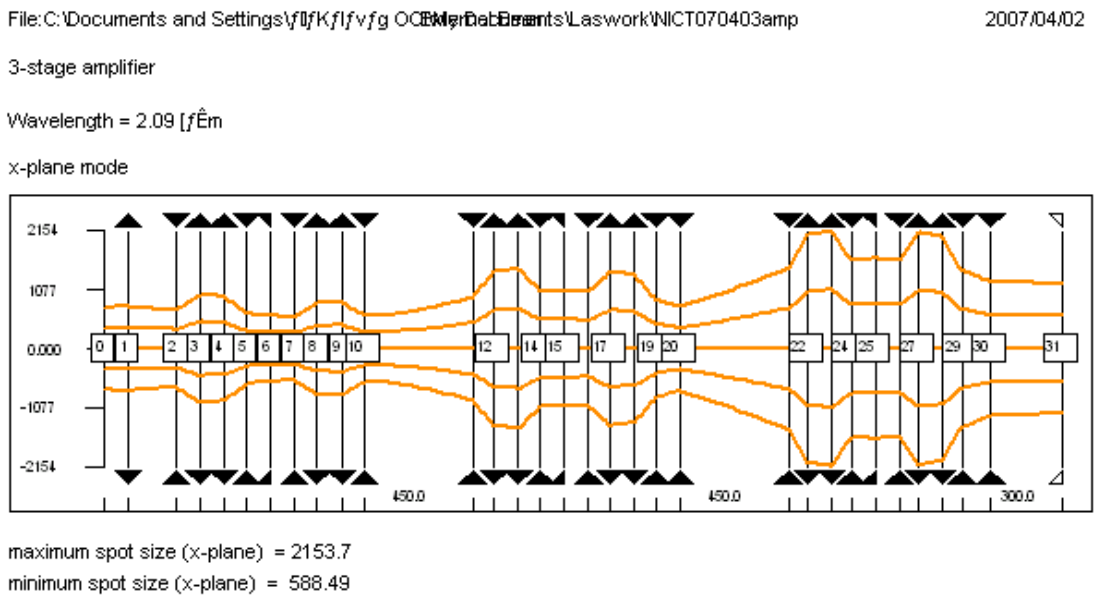


図 4.4.4.2 3 ステージ増幅器のシミュレーション結果

4-4-5 まとめ

共振器用に製作した励起チャンバーを用いて予備的な増幅実験を行った結果、シングルパス利得 1.15 が得られた。より大きなフルエンスにおいて高エネルギーを取り出すため、増幅器専用チャンバーの開発を行った。φ 4mm ロッドに対しては最大 3.6J/pulse、φ 6mm に対しては最大 6J/pulse の増幅器用励起チャンバーを開発した。これを用いた増幅実験を行ったところ、Q スイッチパルスにおけるシングルパス利得はシグナルの入力エネルギーにより変化し、極めて小さい入力エネルギーでは2を越えるシングルパス利得が得られたものの、シグナル入力エネルギーの増加とともに減少し、10mJ 以上の入力シグナルに対してはほぼ1となった。ダブルパス、ツインチャンバーの増幅においてもこの傾向は変わらず、入力と出力を比較したときに、わずかな増幅がなされているにとどまった。

増幅器の熱レンズから、ダブルパス、3 ステージの増幅ステージの光学系を設計した。

増幅段用に専用に開発した励起チャンバーは、共振器用チャンバーの実験から考えると、エネルギーにして1.6倍であるから、室温でも1.5Jクラスの出力を取り出せるだけのポテンシャルを持つことが合理的に考えられる。しかしながら増幅実験においては想定したゲインもエネルギーも得られなかった。

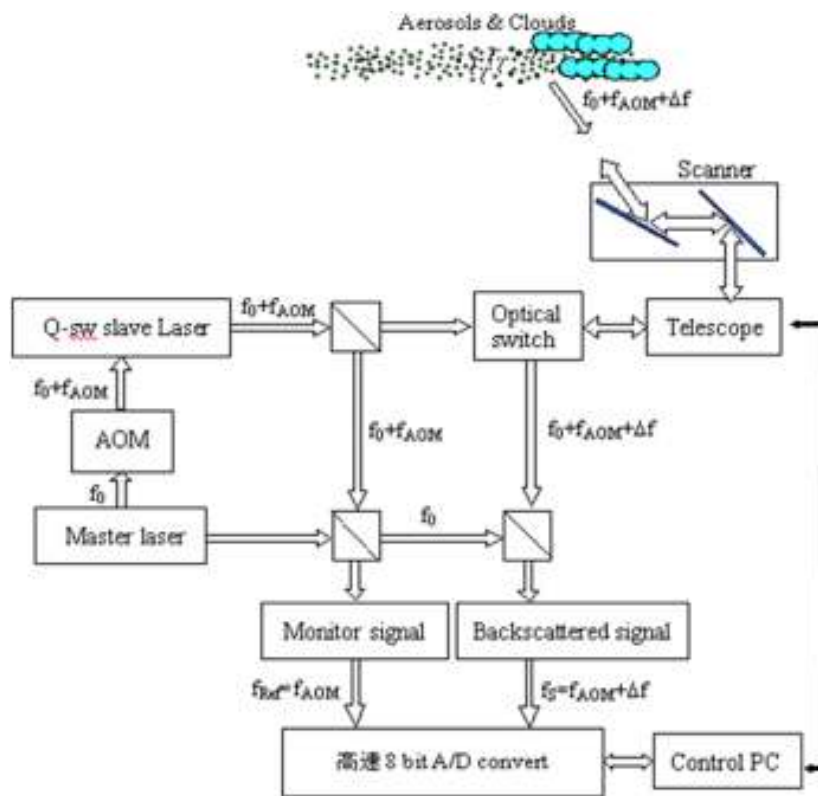
数値シミュレーションとのすりあわせを行いながら、潜んでいる問題点を探り、増幅率向上の対策を行うとともに、レーザー完成に向けて違ったアプローチを同時に推進していく予定である。

4-5 受信系との結合

本開発の最大の課題である製品化は、開発されたレーザーを利用したドップラー・ライダーシステムを構築することである。今後、およそ 3 年の開発期間を見込んでいる。ここでは、共同研究先(東北工業大学浅井研究室)で行われている本研究で利用する予定の受信系の開発状況と今後の予定について述べる。

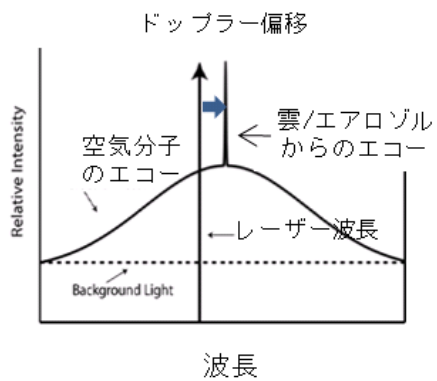
4-5-1 コヒーレント・ドップラー・ライダー

まずはじめにコヒーレント・ライダーの概要を述べる。図 4.5.1.1 にシステムの概略図を示す。周波数安定型連続波マスターレーザー出力の一部は、パルスレーザーの周波数を安定化するために高出力 Q スイッチ・パルスレーザーに注入同期される。発振器からの出力は増幅後、送信望遠鏡、ビームスキャナーを経て大気中に発射された送信パルス光は、大気運動すなわち風に乗って大気中を動いている雲、エアロゾルによって散乱される。これらからの散乱光周波数はドップラーシフトを受けており、受信望遠鏡により集光された受信光とレーザー(マスターレーザーと兼ねることもある)を光検出器(光ミキサー)面上で波面を重畳すると、ミキサー出力として風向・風速情報を含むビート信号を得る。ビート信号はIFアンプで増幅して A/D 変換しデジタル信号として記録し、FFT 周波数解析によりドップラーシフトを求め、オフセット成分を除去した後に風速に直される。波長 $2\mu\text{m}$ の場合、風の視線方向成分(送受信光軸方向:LOS(Line Of Sight) 1m/sec は、ドップラー周波数のシフト量 1MHz に対応する。このように、コヒーレント・ドップラー・ライダーは受信信号をコヒーレントに検出し、局発とのビート信号の周波数を計測することにより観測対象による周波数のドップラーシフトを高精度に検出する方式で、レーザー光を反射する対象物は大気中のエアロゾルと雲粒子であり、観測領域は主に対流圏である。もし感度が十分にあれば、成層圏エアロゾルの存在する高度 30km までも観測領域になり得る。



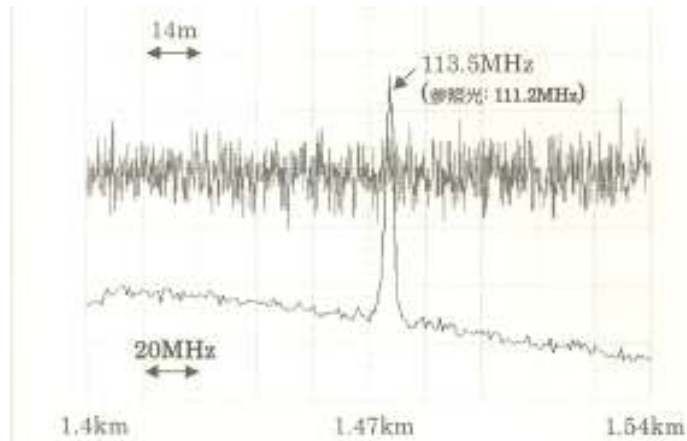
Block diagram of 2-axis Coherent Doppler lidar

(a) システム概略

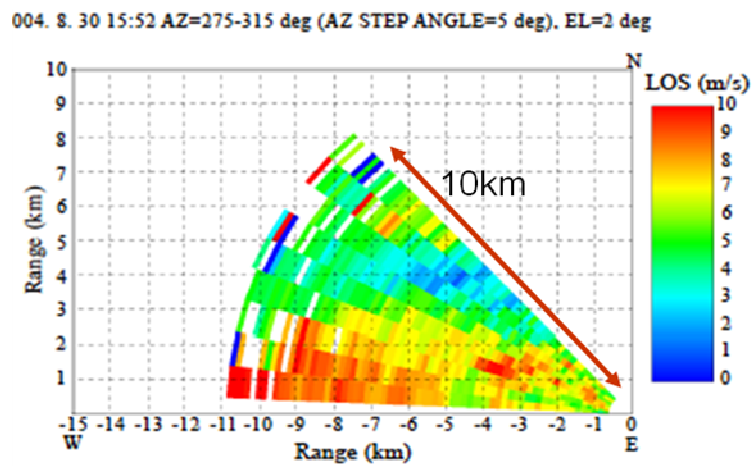


(b) 送信レーザー波長とドップラー偏移の関係

図 4.5.1.1 コヒーレント・ドップラー・ライダーの概略図とドップラー偏移の概念



(a) エアロゾルからの散乱ビート信号(上トレース)とFFT 解析結果(下トレース)



(b) PPI 表示による LOS 風速の観測例(傾斜角 2°、方位角 5° ステップ)

図 4.5.1.2 大気風の観測例

図4.5.1.2は、大気が清浄な時に距離分解能96mで観測した水平方向の風データである。電波領域にも測定原理が同じなドップラー・レーダーがあるが、大気が清浄な場合には計測が不可能であり、光波領域のドップラー・ライダーが如何に優れた技術であるかが分かる。実験では、既存の小型 2 μ m レーザーを利用した計測結果である。

4-5-2 二酸化炭素濃度のリモートセンシング

ここでは、 $2\mu\text{m}$ レーザーの新しい応用として期待されている炭酸ガス計測について触れる。 $2\mu\text{m}$ レーザーの発振波長領域は、 CO_2 分子、 H_2O 分子の基本吸収帯の波長域でもあり、多数の吸収線が存在する。前述の風観測用コヒーレント・ドップラー・ライダー用光送信機は、当然のことながらこれら分子からの干渉を受けないようにレーザー波長を同調して使用する。

一方、逆に CO_2 分子、 H_2O 分子の吸収スペクトル・ピークにレーザー波長(以下、 $\lambda_{\text{on-line}}$ と呼ぶ)を合わせると、大気伝搬前と伝搬後の信号強度比から伝搬路内の CO_2 分子濃度、 H_2O 分子濃度を測定できる。通常は、 $\lambda_{\text{on-line}}$ のレーザー光の他に、吸収スペクトル・ピークから外れたもう一つの波長(以下、 $\lambda_{\text{off-line}}$ と呼ぶ)のレーザー光を同時に/or 交互に大気中に照射し、それぞれの波長に対するエアロゾルや雲粒子散乱光信号の強度比を求めて、最終的に空間的に分布している CO_2 分子濃度、 H_2O 分子濃度を推定する。一般に、この二波長を用いるライダーを差分吸収型ライダー (DIAL : Differential Absorption Lidar)と呼んでいる。

ご承知の通り、近年、活発な経済活動、社会活動起源の「 CO_2 による地球温暖化」が人類の抱える大問題としてクローズアップされ、地球規模での CO_2 削減が叫ばれている。国連の IPCC (気候変動に関する政府間パネル)内の作業部会は気候変動要因としての CO_2 を同定するために、地球規模で CO_2 分子濃度を精度 1% で 3 次元観測する必要性を提言している。この観測要求を満たす可能性があるセンサーとして $2\mu\text{m}$ コヒーレント DIAL が最有力視されている。

4-5-3 今後の計画

コヒーレントライダーの製品化に向け、第 1 ステップとして上記共同研究先で開発されている受信システムとの結合実験を平成 20 年度、また、受信光学システムの開発を平成 21 年度から順次行い平成 22 年度末完成を目指す。

4-6 Theoretical and computational study of operation co-doped Tm, Ho solid state laser

4-6-1 Introduction

実験と平行してシミュレーションを走らせ、その結果を実験に反映させることにより、開発の方向性についての指針を与えることを考えた。前提としては Tm, Ho ドープのレーザー、最終出力 1J、20Hz を考えた。シミュレーションを走らせるに当たってのモデルはサイドポンプの励起モジュールを使用し、発振器から Q スwitch のジャイアントパルスを生成し、それを増幅器にて増幅して取り出す、本開発の前提と同じ MOPA システムである。特に準 3 準位系で重要な熱起因の現象について注意深く取り扱った。計算した結果も熱の取り扱いが非常に重要であることを示した。

セクション 4-6-2 はとくに発振器と増幅器のシステム上の材料と構造上の制限を考慮した最適な設計パラメータを見いだすための数値計算コードにフォーカスしたものである。常微分方程式によって記述される電子分布のダイナミクスと、空間 2 次元、時間依存の温度分布を記述する偏微分方程式から構成された計算機コードを用いている。それぞれのコードを結合することによりパルス発生を記述している。

セクション 4-6-3 では発振器から得られるパルスエネルギーを極端に低下させるような共振器内の損失の計算をおこなった。損失には近赤外域のレーザーでは問題となる水蒸気による吸収、YAG 結晶の吸収、および Q スwitch の吸収も計算に入れた。さらにとくに光強度が増すジャイアントパルスの計算では、2 光子吸収までも計算に含んだ。

セクション 4-6-4 では得られた実験データからのフィードバックによりモデルの修正を行った。Tm, Ho:YLF のジャイアントパルスと、Tm, Ho:YAG のノーマルパルスの実験を比較して、モデルが実験結果と一致していることを確認した。

セクション 4-6-5 では Tm, Ho:YAG を用いた場合に 100mJ パルスを発振器から、1J のパルスを増幅器から取り出すためのパラメータを計算した。

セクション 4-6-6 でまとめと、今後の方針について議論した。

※本項目は英語で記述されているが、本導入セクションと結果のセクションのみ日本語訳による説明を行っている。

4-6-2 Co-doped Tm,Ho:YAG laser: integrated computational model

4-6-2.1 Optics

The main levels involved into electron population dynamics in Tm,Ho co-doped solid state lasers are schematically shown in Fig. 1. The pumping by 780-790 nm LD radiation provides the transfer of the electrons from Tm³⁺ ³H₆ state to ³H₄ state. Via the sequence of the main steps shown in Fig. 1 this excitation is finally passes towards Ho³⁺ ⁵I₇ from which 2 μm lasing takes place.

The related models have included various effects such as ground state depletion and different types of up-conversion which decrease the electron density at the upper laser level.¹⁻²³ Based on new coupled integration techniques for optics-heat transfer problem^{24,25} our recent papers couple these models with the integral equation for cavity energy²² and also with heat generation and dissipation to the cooling water flow.²⁶ The 8-level rate dynamics model describing the population dynamics in Tm,Ho lasers and used here is given by the following set of equations:¹⁷

$$\frac{dn_1}{dt} = -R_p(t) + \frac{n_2}{\tau_2} + p_{28}n_2n_8 - p_{71}n_7n_1 - p_{41}n_4n_1 + p_{22}n_2^2 + p_{27}n_2n_7 - p_{51}n_5n_1 - p_{61}n_6n_1 + p_{38}n_3n_8 \quad (1)$$

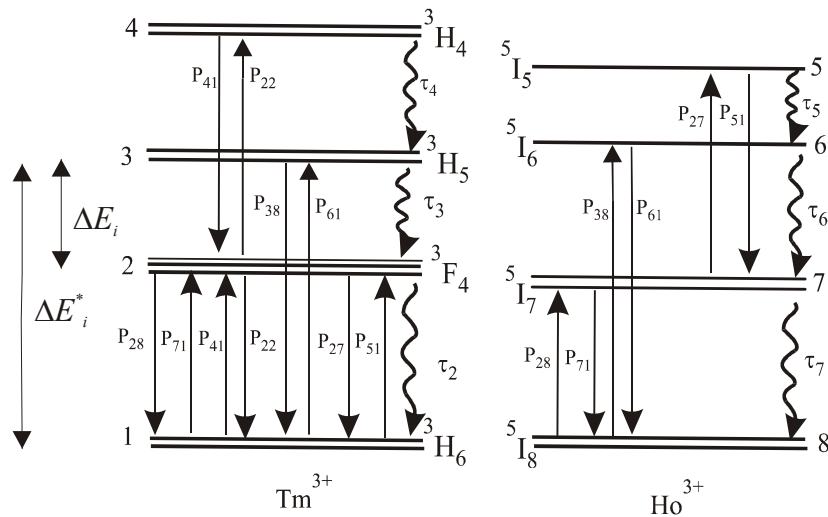


Fig. 1 Energy levels and transfer processes in co-doped Tm,Ho materials

$$\frac{dn_2}{dt} = -\frac{n_2}{\tau_2} + \frac{n_3}{\tau_3} - p_{28}n_2n_8 + p_{71}n_7n_1 + 2p_{41}n_4n_1 - 2p_{22}n_2^2 - p_{27}n_2n_7 + p_{51}n_5n_1, \quad (2)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = -\frac{n_3}{\tau_3} + \frac{n_4}{\tau_4} + p_{61}n_6n_1 - p_{38}n_3n_8, \quad (3)$$

$$\frac{dn_4}{dt} = R_p(t) - \frac{n_4}{\tau_4} - p_{41}n_4n_1 + p_{22}n_2^2, \quad (4)$$

$$\frac{dn_5}{dt} = -\frac{n_5}{\tau_5} + p_{27}n_7n_2 - p_{51}n_5n_1, \quad (5)$$

$$\frac{dn_6}{dt} = -\frac{n_6}{\tau_6} + \frac{n_5}{\tau_5} - p_{61}n_6n_1 + p_{38}n_8n_3, \quad (6)$$

For the upper laser level (5I_7):

$$\frac{dn_7}{dt} = -\frac{n_7}{\tau_7} + \frac{n_6}{\tau_6} + p_{28}n_2n_8 - p_{71}n_7n_1 - p_{27}n_2n_7 + p_{51}n_5n_1 - \frac{c\sigma_{se}}{\eta}(f_7n_7 - f_8n_8)\phi(t, \mathbf{r}). \quad (7)$$

For the lower laser level (5I_8):

$$\frac{dn_8}{dt} = \frac{n_7}{\tau_7} - p_{28}n_2n_8 + p_{71}n_7n_1 + p_{61}n_6n_1 - p_{38}n_3n_8 + \frac{c\sigma_{se}}{\eta}(f_7n_7 - f_8n_8)\phi(t, \mathbf{r}), \quad (8)$$

where n_i are the level concentrations, p_{ij} are the probabilities of the optical transitions, τ_i are the level lifetimes, $R_p(t)$ is the pumping source space and time distribution, σ_{se} is the stimulated emission cross-section, f_i are the Boltzmann level population factors and $\phi(t, \mathbf{r})$ is the local laser photon density with dimensionality of $1/\text{cm}^3$.

However, several studies have shown that in case of Tm,Ho:YAG serious simplifications can be done allowing model reduction to two rate equations describing the electron density at the excited levels 3F_4 and 5I_7 , and ground state levels 3H_6 and 5I_8 . In making the simulation for particular case of Tm,Ho:YAG we will use this simplified model which assumes that the excitation is rapidly transferred from initially excited 3H_4 to 3F_4 level. In particular, this model is based on 4-level rate dynamics model is given by:¹²

$$\frac{dn_2}{dt} = R_p(t) - \frac{n_2}{\tau_2} - p_{28}n_2n_8 + p_{71}n_7n_1, \quad (9)$$

$$\frac{dn_7}{dt} = -\frac{n_7}{\tau_7} - p_{27}n_2n_7 + p_{28}n_2n_8 - p_{71}n_7n_1 - \frac{c\sigma_{se}}{\eta}(f_7n_7 - f_8n_8)\phi(t, \mathbf{r}) \quad (10)$$

where n_i are the level concentrations, $n_1 \approx n_{Tm} - n_2$, $n_8 \approx n_{Ho} - n_7$, $p_{28} = 31.7 \times 10^{-17} \text{ cm}^3/\text{s}$, $p_{71} = 0.09 p_{28}$, $p_{27} = 7.24 \times 10^{-17} \text{ cm}^3/\text{s}$ are the probabilities of the optical transitions, $\tau_2 = 11 \text{ ms}$ and $\tau_7 = 15.6 \text{ ms}$ are the level lifetimes, $R_p(t)$ is the pumping source space and time distribution, $\sigma_{se} = 9.2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ is the stimulated emission cross-section, $f_7 = 0.104$ and $f_8 = 0.018$ are the Boltzman level populations factors for $T = 20^\circ \text{C}$ and $\phi(t, \mathbf{r})$ is the local laser photon density with dimensionality of $1/\text{m}^3$.

The local laser photon density is represented via the product of (i) the total number of photons depending on t and (ii) the normalized space distribution function as $\phi(t, \mathbf{r}) = \Phi_0(t) \phi_0(r, z)$. The resulting equation for total photon number, $\Phi_0(t)$, inside the oscillator cavity is given by the differential equation including the integration of the stimulated and spontaneous radiation over the crystal volume:^{17,23,27}

$$\frac{d\Phi_0(t)}{dt} = \frac{\Phi_0(t) c \sigma_{se}}{\eta} \iint_{V_{cr}} (f_7 n_7 - f_8 n_8) \phi_0(r, z) dV - \frac{\Phi_0(t)}{\tau_c} + \frac{\epsilon}{\tau_7} \iint_{V_{cr}} n_7 dV + \frac{W_{seed}}{h \nu_{las}}, \quad (11)$$

where V_{cr} is the crystal volume, τ_c is the cavity lifetime, $\epsilon \approx 10^{-7} - 10^{-8}$ is a coefficient which takes into account the proportion of photons spontaneously emitted within the solid angle of the resonator mirrors, thereby initiating the development of the laser beam, and $W_{seed} / h \nu_{las}$ is the rate at which the photons are injected into the cavity by the seeder (W_{seed} is the seeder power).

For the operating resonator the cavity time is:

$$\tau_c^{-1} = \frac{c}{2L_{opt}} \left[-\ln R_1 - \ln(1 - T_{out}) + \beta + 2 \sum_i \alpha_i l_i \right], \quad (12)$$

where $L_{opt} = L_{cav} + (\eta - 1)L_{cr}$ is the characteristic optical length, L_{cav} is the cavity length and L_{cr} is the crystal length; R_1 is the back mirror reflectance, T_{out} is the output mirror transmittance and β is the parameter used in our simulations for the optical loss associated with the active Q-switching: $\beta = 0$ for the open resonator and $\beta \gg -\ln R_1 - \ln(1 - T_{out})$ for the closed resonator. For the acousto-optic Q-switch, if the fraction of the main beam diffracted out of the resonator is 0.9, $\beta = -\ln(1 - 0.9) = 2.3$. The value of $2 \sum_i \alpha_i l_i$ represents the round-trip sum of the absorption losses in different elements of along which laser beam propagates inside the cavity. This value should be $2 \sum_i \alpha_i l_i \ll -\ln(1 - T_{out})$ to ensure the feasibility of the laser operation. Otherwise the significant part of the laser energy generated by the crystal is lost.

For the cases of 500 ns pulse generation the cavity length $L_{cav} \gg L_{cr}$ and the laser beam radius inside the crystal may be considered to be constant. The spatial TEM₀₀ distribution of photons inside the cavity is simplified as:

$$\phi(r, z) = \frac{2}{\pi w_0^2 L_{cav}} \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2}\right), \quad (13)$$

where w_0 is the beam waist radius of TEM₀₀ mode defined by the resonator parameters. For instance, for the simplest case of the confocal spherical resonator one has $w_0 = \sqrt{L_{cav} \lambda_l / 2\pi}$.

In this paper we consider a particular case of Tm (6%), Ho(0.4%):YAG operation side pumped by 785 nm LD radiation. For 6 % Tm doped YAG crystal one finds for the absorption coefficient $\alpha = \sigma_a N_{Tm} \approx 2.8 \text{ cm}^{-1}$.¹² Thus, a 2 mm diameter YLF crystal is able to absorb a $(1 - \exp(-2\alpha d)) \approx 0.67$ of the incident beam flux in the case of the double-pass pumping scheme providing high uniformity of the absorbed flux over the crystal volume. In the simulation we assume that the laser rod axis is directed along the c-axis of the YLF crystal and we neglect anisotropy in absorption of the polarized beams of the LD bars. We assume that this anisotropy is not significant for the side-pumped configuration in which three LD bars are arranged around the crystal in threefold symmetry and the internal surface of the tube used for water cooling has a high diffusive reflection.²⁸ In fact, high incident fluxes are able to deplete the ³H₆-level in Tm³⁺ and to reduce significantly absorption.²³ However, in this study the concentration of the ³H₆-level does not fall below 0.9 of the Tm-concentration, the related variations of α do not exceed 5 %, and in the simulations we use:

$$R_p(t) \approx \frac{\eta_p \eta_a Q_p}{\pi d^2 L_{cr} h \nu_p \Delta t_p} \times \begin{cases} 1, & t \leq \Delta t_p \\ 0, & t > \Delta t_p \end{cases} \quad (14)$$

where $\eta_a = (1 - \rho)[1 - \exp(-2\alpha d)]$ is the absorption efficiency of pumping, ρ is the reflection factor of the pumping radiation into laser material, Q_p is the pumping pulse energy, Δt_p is the pumping pulse duration and η_p is quantum efficiency (for YLF $\eta_p = 1.3$ and for YAG $\eta_p = 1.8$).^{12,17}

4-6-2.2 Heat dissipation

The heat absorbed inside the crystal leads to a temperature increase over the crystal volume. For high power operation this temperature shift is able to change the local values of the Boltzmann population factors of the upper and lower lasing levels:

$$f_i(t, \mathbf{r}) = \frac{g_i \exp[-E_i/k_B T(t, \mathbf{r})]}{\sum_j g_j \exp[-E_j/k_B T(t, \mathbf{r})]} \quad , \quad (15)$$

where k_B is the Boltzmann constant, g_i is the degeneracy of the i -level, and $T(t, \mathbf{r})$ is the local temperature.

Generally, the operating crystal is heated via lattice vibrations due to non-radiative decay of electrons from all levels involved in the excitations. The local heat source is defined by:

$$q_{cr}(t, \mathbf{r}) = \sum_{i=2}^7 \Delta E_i n_i / \tau_{inr} \quad , \quad (16)$$

where ΔE_i is the energy difference between the i -manifold and the next lower manifold into which the electron makes the transition (Fig. 1) and τ_{inr} are the non-radiative times inversely proportional to the non-radiative transition probabilities.

In order to avoid difficulties in defining the probabilities of non-radiative transitions, an estimate of the heat source can be made via the difference between the pumped energy and the energy of stimulated and spontaneous radiation leaving the crystal.¹² This approach is mainly used for the CW mode or as an averaged estimate for high-repetition pulsed mode. However, we use this approach for normal or Q-switched mode operation by introducing a modification which takes into account the rate, $\sum_{i=2}^7 \Delta E_i^* dn_i / dt$, at which the pumped energy is stored inside Tm^{3+} and Ho^{3+} ions as:

$$q_{cr}(t, \mathbf{r}) = R_p(t) h \nu_p - c \sigma_{se} \eta^{-1} h \nu_l (f_7 n_7 - f_8 n_8) \phi(t, \mathbf{r}) - \sum_{i=2}^7 \Delta E_i n_i / \tau_{ir} - \sum_{i=2}^7 \Delta E_i^* dn_i / dt \quad , \quad (17)$$

where in addition to ΔE_i we introduce the energy difference between the i -manifold and the ground state ΔE_i^* (Fig. 1), and then τ_{ir} are the corresponding radiative times.¹⁷

The 8-level model used here shows that the contribution of the 5I_5 and 5I_6 levels into the spontaneous emission loss is negligibly small, whereas the contribution of 3H_4 , 3H_5 appears to be quite significant

These radiation fluxes leaving the crystal are absorbed by the water flow typically used for crystal cooling. The water absorption coefficients for these wavelengths are:²⁹ $\alpha_2=124 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_3=300 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_4=63.5 \text{ cm}^{-1}$ and $\alpha_7=31 \text{ cm}^{-1}$. That is, the spontaneously emitted fluxes leaving the crystal are absorbed within lengths of $\approx \alpha_i^{-1}$, i.e. within 80, 33, 157 and 320 μm from the surface, respectively. The absorption of these fluxes in the vicinity of the crystal surface can significantly inhibit heat dissipation from the crystal. The heat transfer to the water flow depends on the Reynolds number, Re , defining the level of the flow turbulency dependent on the water flow rate through the channel inside which the operating crystal is set up. Numerical estimates show that for the typical coaxial crystal in a tube water channel geometry and typical flow rates, the value of the heat transfer coefficient is $h=10^3-10^5 \text{ W/m}^2 \text{ K}$.³⁰ The main thermal resistance to the heat flow from the crystal surface is due to the thermal boundary layer, δ_T , within which the heat conductance dominates over the convective transport. The estimate of δ_T follows from the equivalency of $-k_{cr} \partial T_{cr} / \partial r|_{sur} = -k_w \partial T_w / \partial r|_{sur} = h(T_{cr}|_{sur} - T_{w\infty})$, where $k_{cr} \approx 6$ and $k_w \approx 0.6 \text{ W/m K}$ are the thermal conductivity of crystal and water, respectively. That is, using $\partial T_w / \partial r|_{sur} \approx -(T_{cr}|_{sur} - T_{w\infty}) / \delta_T$ one finally obtains for $h=10^3-10^5 \text{ W/m}^2 \text{ K}$:

$$\delta_T \approx k_w / h \approx 6-600 \mu\text{m} \quad (18)$$

Thus, the spontaneous IR fluxes are absorbed by water within a distance where the heat transfer is dominated by the thermal conductivity. Hence, the absorption of these fluxes is able to significantly inhibit the heat dissipation from the crystal. In order to consider the thermal effect we simulate the complex heat transfer non-steady state, two-dimensional problem by coupling the above optical model with the heat generation and heat transport through the operating crystal, and the water boundary layer inside which the absorption of spontaneously emitted IR radiation takes place. The radially symmetric temperature distribution inside the cylindrical crystal, $T_{cr}(t, r)$, and the thermal boundary layer in water, $T_w(t, r)$, are defined by:

$$\rho_i C_i \partial T_i / \partial t = \text{div}(k_i \text{grad} T_i) + q_i(t, r), \quad (19)$$

for crystal ($i=cr$) and water ($i=w$) with the boundary condition $T_w = T_{w\infty}$ at $r = R_0 + \delta_T$, where $\delta_T = R_0 [\exp(k_w / R_0 h) - 1]$ takes into account the radial curvature.

Heat source density inside the crystal is defined by Eq. (16) whereas the heat source density due to the absorption of spontaneously emitted IR fluxes in water is defined by:

$$q_w(t, r) = \frac{R_0}{r} \sum_i J_{0i}(t) \alpha_i \exp[-\alpha_i(r - R_0)], \quad (20)$$

where $J_{0i}(t)$ are the IR flux densities isotropically leaving the crystal given by :

$$J_{0i}(t) = \frac{1}{S_{cr}} \int_V \Delta E_i n_i(t, r) / \tau_{ir} dV$$

(21)

4-6-3 Absorption loss inside the cavity

The value of $2\sum_i \alpha_i l_i$ (Eq. 12) represents round-trip loss in all elements through which the laser beam passes inside the cavity. These losses are able to inhibit pulse energy generation and special attention should be paid to reduce these losses to the minimum. Let us make the estimates for typical values comparing them with two typical values of loss at the back mirror surface $-\ln R = 0.01$ ($R=0.99$) and at the output mirror $-\ln(1-T_{out}) = 0.105$ (for the output transmittance $T_{out}=0.1$).

In particular, these losses are due to the absorption in (i) the humid air, (ii) the undoped sections of YAG crystal and (iii) Q-switch.

4-6-3.1 Water absorption

Let us estimate the absorption loss associated with water vapor present inside the operating cavity. Absorption coefficient for $\approx 2.1 \mu\text{m}$ laser radiation in water is $\alpha_w \approx 31 \text{ cm}^{-1}$. Using this value one obtains the value of the absorption cross-section σ from:

$$\alpha_w = \sigma N_w, \quad (22)$$

where N_w is the volumetric density of H_2O molecules in water. This value is estimated from the water density $\rho_w = 995 \text{ kg/m}^3$ and water molecular mass $m = 2.99 \times 10^{-26} \text{ kg}$ to be:

$$N_w = \rho_w / m = 9.95 \times 10^2 / 2.99 \times 10^{-26} = 3.33 \times 10^{28} \text{ 1/m}^3 = 3.33 \times 10^{22} \text{ 1/cm}^3.$$

The estimate for absorption cross-section $\sigma = \alpha_w / N_w$ gives:

$$\sigma = 31 \text{ cm}^{-1} / 3.33 \times 10^{22} \text{ 1/cm}^3 = 9.3 \times 10^{-22} \text{ cm}^2.$$

Now we can make the estimate the value of absorption coefficient in vapor as:

$$\alpha_{vap} = \sigma N_{vap}. \quad (23)$$

The density of the vapor in air can be estimated via the value of the partial pressure of water P_{vap} :

$$N_{vap} = \frac{P_{vap}}{k_B T}, \quad (24)$$

where the partial pressure of water is defined by the humidity factor, H , and equilibrium water pressure $P_{eq}(T)$ at the given temperature as:

$$P_{vap} = H \times P_{eq}(T), \quad (25)$$

where $P_{eq}(T)$ is given in Table below (from the Russian Physical Tables book)

t [°C]	P [Pa]	t [°C]	P [Pa]	t [°C]	P [Pa]
0	6,108·10 ²	46	1,0085·10 ⁴	94	8,1460·10 ⁴
0,01	6,112·10 ²	48	1,1161·10 ⁴	96	8,7685·10 ⁴
2	7,054·10 ²	50	1,2335·10 ⁴	98	9,4301·10 ⁴
4	8,129·10 ²	52	1,3612·10 ⁴	100	1,01325·10 ⁵
6	9,346·10 ²	54	1,5001·10 ⁴	102	1,0878·10 ⁵
8	1,0721·10 ³	56	1,6510·10 ⁴	104	1,1668·10 ⁵
10	1,2271·10 ³	58	1,8146·10 ⁴	106	1,2504·10 ⁵
12	1,4015·10 ³	60	1,9919·10 ⁴	108	1,3390·10 ⁵
14	1,5974·10 ³	62	2,1837·10 ⁴	110	1,4326·10 ⁵
16	1,8170·10 ³	64	2,3910·10 ⁴	112	1,5316·10 ⁵
18	2,0626·10 ³	66	2,6148·10 ⁴	114	1,6361·10 ⁵
20	2,3368·10 ³	68	2,8561·10 ⁴	116	1,7464·10 ⁵
22	2,6424·10 ³	70	3,1161·10 ⁴	118	1,8628·10 ⁵
24	2,9824·10 ³	72	3,3957·10 ⁴	120	1,9854·10 ⁵
26	3,3600·10 ³	74	3,6963·10 ⁴	122	2,1145·10 ⁵
28	3,7785·10 ³	76	4,0190·10 ⁴	124	2,2503·10 ⁵
30	4,2417·10 ³	78	4,3650·10 ⁴	126	2,3932·10 ⁵
32	4,7536·10 ³	80	4,7359·10 ⁴	128	2,5434·10 ⁵
34	5,3182·10 ³	82	5,1328·10 ⁴	130	2,7012·10 ⁵
36	5,9401·10 ³	84	5,5572·10 ⁴	132	2,8668·10 ⁵
38	6,6240·10 ³	86	6,0107·10 ⁴	134	3,0406·10 ⁵
40	7,3749·10 ³	88	6,4947·10 ⁴	136	3,2227·10 ⁵
42	8,1983·10 ³	90	7,0108·10 ⁴	138	3,4137·10 ⁵
44	9,0998·10 ³	92	7,5607·10 ⁴	140	3,6136·10 ⁵

Table 1. Data of the equilibrium water pressure vs temperature (first column is the temperature in °C, second column gives the pressure in Pa)

Let us give some typical estimates on the possible effect of water absorption.

Example 1: absorption inside the box for relative humidity $H=0.37$ (37 %) and $T=26^\circ\text{C}$.

The value of the partial pressure:

$$P_{vap} = H \times P_{eq}(T) = 0.37 \times 3.36 \times 10^3 \text{ Pa} = 1.24 \times 10^3 \text{ Pa} .$$

The value of the water vapor density:

$$N_{vap} = P_{vap} / k_B T = 1.24 \times 10^3 \text{ Pa} / (299 \text{ K} \times 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}) = 0.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}.$$

The value of the absorption coefficient:

$$\alpha_{vap} = \sigma N_{vap} = 9.3 \times 10^{-22} \text{ cm}^2 \times 0.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} = 2.79 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}.$$

Thus, for absorption inside the box with the length of 33 cm we get the value:

$$2\alpha_{vap} l_{box} = 2 \times 2.79 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1} \times 33 \text{ cm} = 0.018.$$

Example 2: absorption outside of the box for relative $H=0.72$ (72 %) and $T=32^\circ \text{C}$.

The value of the partial pressure:

$$P_{vap} = H \times P_{eq}(T) = 0.72 \times 4.75 \times 10^3 \text{ Pa} = 3.42 \times 10^3 \text{ Pa}.$$

The value of the water vapor density:

$$N_{vap} = P_{vap} / k_B T = 3.42 \times 10^3 \text{ Pa} / (305 \text{ K} \times 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}) = 0.81 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}.$$

The value of the absorption coefficient:

$$\alpha_{vap} = \sigma N_{vap} = 9.3 \times 10^{-22} \text{ cm}^2 \times 0.81 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} = 7.5 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}.$$

Thus, for absorption outside the box with the length of 70 cm we get the value:

$$\alpha_{vap} l_{box} = 2 \times 7.5 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1} \times 70 \text{ cm} = 0.1.$$

The sum of two absorptions inside the box and outside of the box gives us the value of

$$2 \sum_i \alpha_i l_i = 0.018 + 0.1 = 0.118$$

which is much larger than the loss at the back cavity mirror, $-\ln R = 0.01$, and larger than that of output cavity transmittance $-\ln(1 - T_{out}) = 0.105$.

Example 3: loss for low temperature low humidity $H=0.2$ (20 %) and $t=14^\circ \text{C}$.

The value of the partial pressure:

$$P_{vap} = H \times P_{eq}(T) = 0.2 \times 1.6 \times 10^3 \text{ Pa} = 0.32 \times 10^3 \text{ Pa}.$$

The value of the water vapor density:

$$N_{vap} = P_{vap} / k_B T = 0.32 \times 10^3 \text{ Pa} / (287 \text{ K} \times 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}) = 0.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}.$$

The value of the absorption coefficient:

$$\alpha_{vap} = \sigma N_{vap} = 9.3 \times 10^{-22} \text{ cm}^2 \times 0.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} = 7.4 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}.$$

Thus, for absorption inside the box with the length of 100 cm one gets the value:

$$2\alpha_{vap} l_{box} = 2 \times 7.4 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1} \times 100 \text{ cm} = 0.015.$$

which is similar to the reflectance loss, $-\ln R = 0.01$, and much smaller of the output cavity transmittance $-\ln(1 - T_{out}) = 0.105$.

The above estimates show that water vapor should be reduced below the level of 100 Pa to reduce the effect of water absorption in cavities of 1-3 m in length.

4-6-3.2 Absorption loss in undoped YAG sections

Another significant factor of high loss can be associated with the absorption inside the zone of undoped YAG. In particular, in the main oscillator experimental setup used has about $4.8 \times 2 \approx 9.6$ cm of undoped YAG material. In near IR region undoped YAG has absorption of $1.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$.³¹ The results of transmission study for 3 mm disk of undoped YAG (Fig. 2) suggest that the same value can be expected for 2 μm radiation. Thus, assuming for $\alpha \approx 1.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ for 2 micron radiation one finds for the round-trip absorption loss inside the undoped YAG sections:

$$2\alpha l = 2 \times 1.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \times 9.6 \text{ cm} = 0.0288.$$

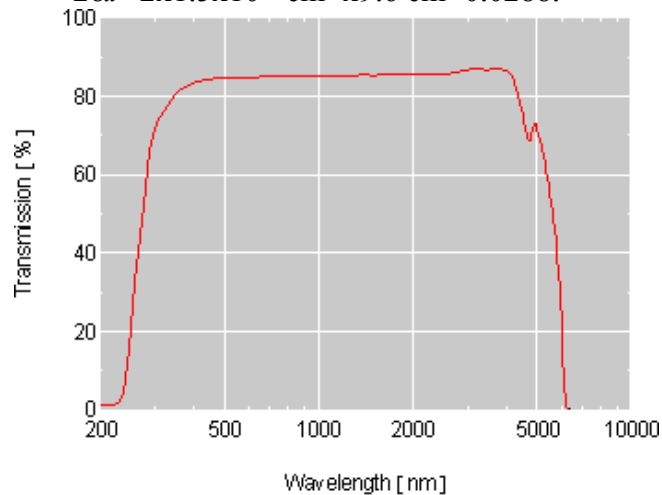


Fig. 2 Transmission measured for the undoped 3 mm thick YAG disk.

See <http://www.layertec.de/yag.html>

4-6-3.3 Q-switch absorption

In particular, preliminary experiments performed on normal pulse generation show that the presence of Q-switch device inside the resonator decreases pulse energy on about 30 %. The simulation done shows that this level of losses corresponds to the absorption loss inside the cavity of $2\alpha l \approx 0.02$ where $l=3$ cm is the Q-switch length. It gives the estimate of the linear absorption coefficient as:

$$\alpha \approx 0.01/l = 0.01/3 \text{ cm} \approx 3 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}.$$

4-6-3.4 Two-photon absorption loss in G-pulse generation

One effect that should be also taken into account is the effect of two-photon absorption which may have a serious effect on G-pulse generation when the laser power attains MW level.

In particular, in general case the optical loss inside optical medium is defined by the following equation including linear and non-linear (two-photon) absorption as:

$$dI/dz = -\alpha I - \beta I^2 = -(\alpha + \beta I)I, \quad (26)$$

where the value of coefficient β is known to be within the range of 10^{-11} - 10^{-9} cm/W.

This equation suggests that the effect of two-photon absorption becomes as significant as linear absorption when $\alpha \approx \beta I$. In our case this happens when $\beta I \approx 0.0015 \text{ cm}^{-1}$ for the undoped YAG and $\beta I \approx 0.003 \text{ cm}^{-1}$ for Q-switch.

Let us estimate the value of βI . The target level of pulse energy attained in the cavity is $Q=0.1$ J with pulse length of $\tau_p=500$ ns. This gives us maximal power inside the cavity of:

$$P = Q/\tau_p = 0.1 \text{ J} / 500 \text{ ns} = 2 \times 10^5 \text{ W}.$$

The maximal intensity in the laser beam will be

$$I = P / \pi r_0^2 \approx 0.65 \times 10^7 \text{ W/cm}^2,$$

where $r_0 \approx 0.1$ cm is the laser beam radius.

Thus, one obtains for $\beta I \approx 10^{-11}$ - 10^{-9} cm/W $\times 0.65 \times 10^7 \text{ W/cm}^2 = 6.5 \times (10^{-5} - 10^{-3}) \text{ cm}^{-1}$,

which shows that the effect of two-photon absorption may be similar and even higher than that of linear absorption $\alpha \approx 1-3 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$.

Moreover, in experiments with short cavities and short pulse width this effect may become even more high. In particular, 500 ns pulses correspond to the cavity length of 3 m. In case of 1 m cavity the pulse duration shortens to the level of $\approx 100-200$ ns, and the maximal power achieves the level of $P \approx 1$ MW. Thus, for increased intensity one gets $\beta I \approx 3.25 \times (10^{-4} - 10^{-2}) \text{ cm}^{-1}$, which shows that the two-photon absorption may be an order of magnitude higher than that of linear absorption $\alpha \approx 1-3 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$.

Additionally one should pay attention to the possible interference of two-photon absorption loss with the output transmittance T_{out} . Model shows that the increase in T_{out} shortens generated G-pulse width and tends to increase its peak power. However, the possible involvement of the two-photon absorption can inhibit this effect decreasing the pulse energy.

4-6-4 Model verification

4-6-4.1 Co-doped Tm,Ho:YLF

The developed integral model was verified by using the set of experimental condition reported⁶ for the development of Q-switched 125 mJ Tm,Ho:YLF laser using ≈ 790 nm LD pulse of 1.2 ms duration for side-pumping of 2 cm long 4 mm diameter crystal rod set up within 3.3 m cavity with $T_{\text{out}}=0.18$ for the output mirror. Results of our simulations performed for this particular case are given in Fig. 3 where the resulting G-pulse energy is given versus the pumped energy for $T=285$, 290 and 295 K. The simulations show a good agreement with the experimental data.⁶ In particular, 4 J pumping gives the output energy of about ≈ 0.14 J for $T=285$ K and ≈ 0.13 J for $T=290$ K, correspondingly. The experiment shows ≈ 0.125 J for $T=292$ K.⁶ The pulse generation threshold is computationally found to be near the pumping energy of 2 J which is also close to the value of the extrapolated experimental data.⁶ The experiment shows ≈ 0.125 J for $T=292$ K.⁶ The pulse generation threshold is computationally found to be near the pumping energy of 2 J which is also close to the value of the extrapolated experimental data.⁶

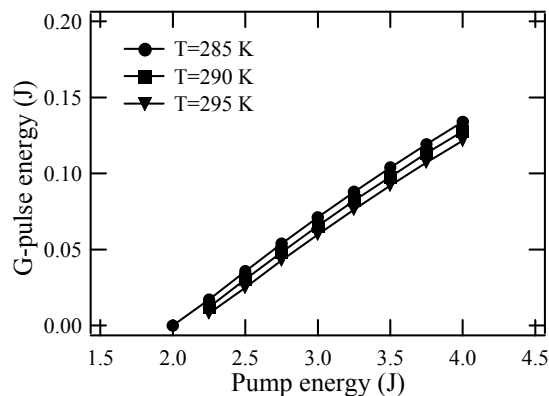


Fig. 3 G-pulse energy versus pumping energy for the experimental conditions of Ref. [6].

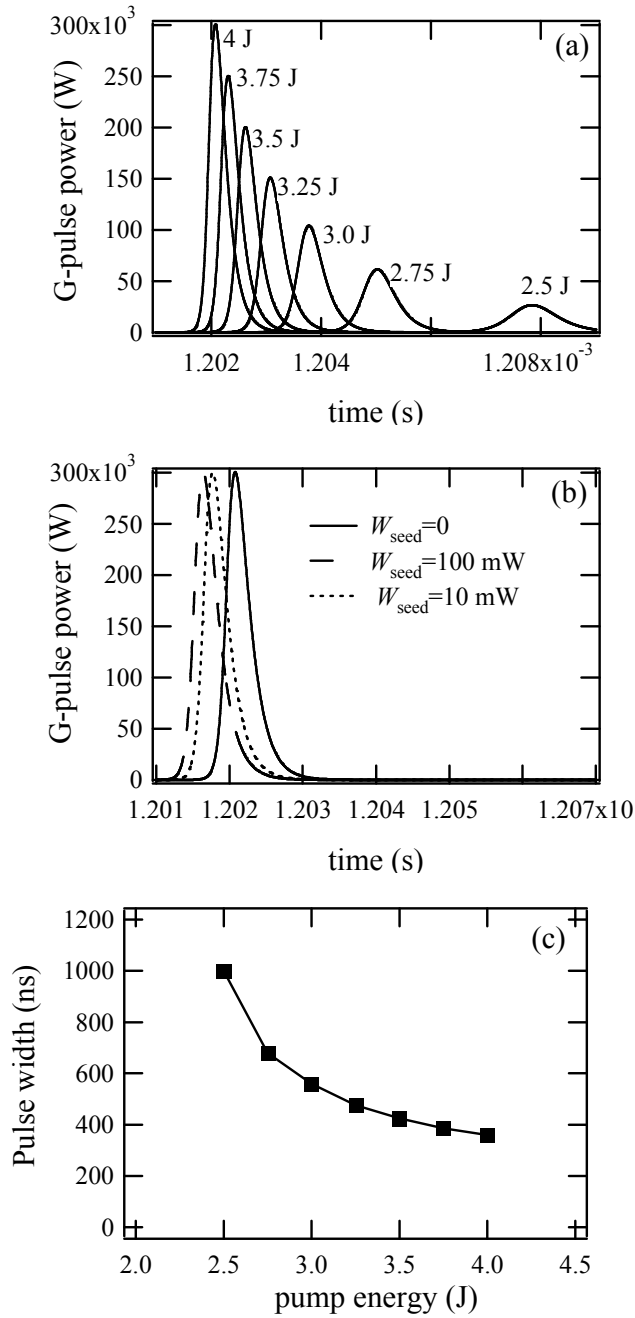


Fig. 4 G-pulse power versus time for (a) for different pump energy, (b) constant pump energy 4 J and photon seeder powers, and (c) pulse width versus the pump energy for experimental conditions of Ref. [6].

In Fig. 4 we show (a) G-pulse power versus time for several pumping energies, (b) G-pulse power versus time for various photon injection seeder power and (c) G-pulse width versus pumping energy. The pulse width shows decrease with the increase of the pumping energy similar to the experimental data. However, the values of pulse width found in our simulation is about 2 times higher that those of experimental study.⁶ The seeder does not significantly change the pulse width,

and shortens the time between the moment of Q-switch opening and G-pulse generation.

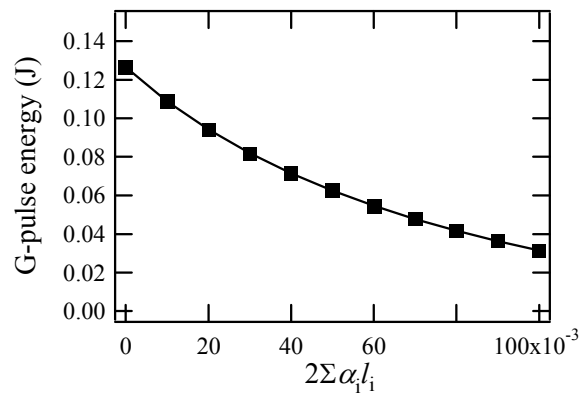


Fig. 5 The effect of absorption loss inside the cavity on 100 mJ G-pulse generation in Tm,Ho:YLF.

In Fig. 5 we additionally show the dependence of G-pulse energy versus the absorption loss inside the cavity. This figure shows that this factor can drastically decrease the pulse energy and even completely inhibit lasing. For the case of IR lasers this effect can be due to the water vapor present inside the cavity.

4-6-4.2 Tm,Ho: YAG experiments: main oscillator

The comparison of normal pulse energy versus pumping energy is shown in Fig. 6 a and b. The experiments were done using two crystal set of Tm (6%), Ho (0.4 %): ceramic YAG of 3 mm in diameter and 22 mm long doped zone within the rod of 70 mm in length. Output cavity transmission $T_{out}=0.15$ and cavity length $L_{cav}=40$ mm. The temperature and humidity inside the dehumidified box of 30 cm in length was 24.8 °C and $H=0.029$ (2.9 %), correspondingly. The temperature and humidity outside the dehumidified box was 25.2 °C and $H=0.42$ (42 %), correspondingly. The total loss inside the cavity was estimated $2\sum_i \alpha_i l_i = 0.034$. In computations

laser beam diameter was set as 1.5 mm.

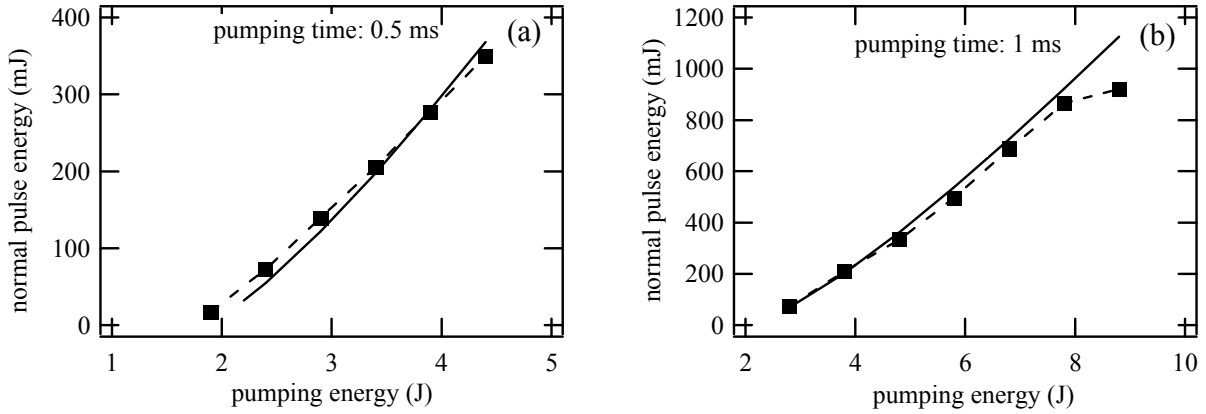


Fig. 6 Normal pulse energy versus pumping energy: solid line – computational, broken line – experiments: (a) pumping time 0.5 ms and (b) pumping time 1.0 ms.

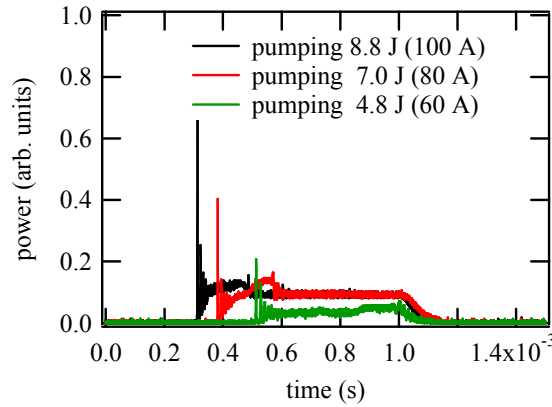


Fig. 7 Normal pulse power versus time.

In Fig. 7 we show the measurements of normal pulse power versus time made the same crystal set but for another case of cavity length of 100 cm with the temperature of 22 °C and humidity $H=0.36$ (36 %) ($T_{out}=0.15$). For this case $2\sum_i \alpha_i l_i = 0.034$, pumping time is 1 ms.

In Fig. 8 we also show the power and energy dependence versus time simulated for this case and beam diameter of 1.1 mm. Fig. 8 a shows very close similarity of the pulse power versus time. However, the careful comparison shows several discrepancies which may be attributed to a difficulties in defining precise experimental conditions of laser operation (beam diameter inside the crystal, effective heat dissipation rate). Some part of discrepancy can be also attributed to the instability of LD pumping revealed by experimental data on Fig. 7

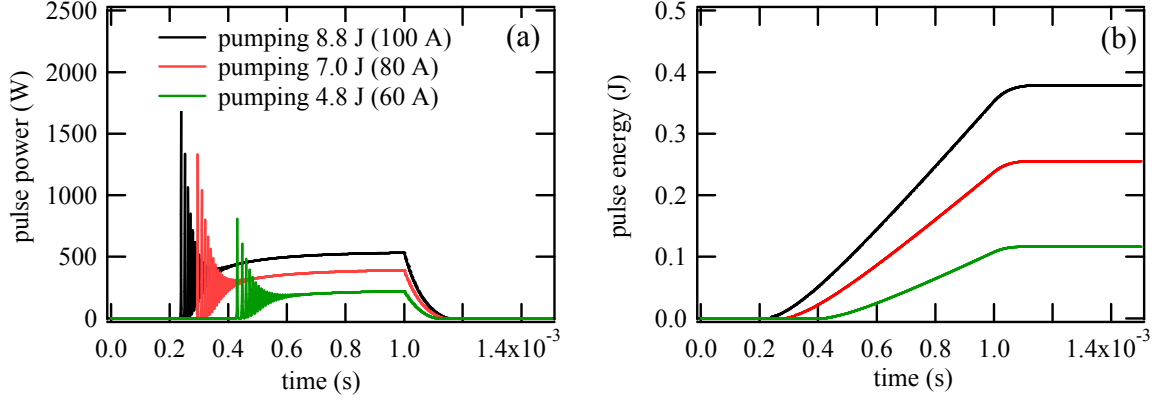


Fig. 8 Simulation of normal pulse power and energy for experimental conditions of data given in Fig.7

4-6-4.3 Tm,Ho: YAG experiments: amplification

The output distribution of the laser beam energy from the main oscillator is used as an initial distribution at the front side of cascade of amplifiers. In case of the amplification process the local photon density in rate dynamics model is expressed through the local beam intensity as $\phi(t, r) = I(t, \mathbf{r}) / ch\nu_l$ which is described by the equation:

$$\frac{\partial I(t, z, r)}{\partial t} + c \frac{\partial I(t, z, r)}{\partial z} = c \frac{\sigma_{se}}{\eta} (f_u n_u - f_l n_l) I(t, z, r). \quad (28)$$

In cases when the characteristic time $\approx L_{cr} \eta / c$ is much smaller than the pulse width resulting from the main oscillator this equation may be approximated by the slowly varying amplitude approximation ($\partial I / \partial t \approx 0$) which after the integration gives the expression for the local intensity inside the amplifier, $I(t, z, r)$, depending on the input distribution, $I_0^*(t, r)$, as:

$$I(t, z, r) = I_0^*(t, r) \exp \left\{ \frac{\sigma_{se}}{\eta} \int_0^z (f_u n_u - f_l n_l) dz \right\}. \quad (29)$$

For instance, assuming for $L_{cr} = 2-4$ cm and $\eta = 1.8$ one finds $L_{cr} \eta / c \approx 0.1-0.2$ ns and hence for the pulses of several hundreds nanoseconds the above approximation provides very high accuracy.

Fig. 9 shows the data of experiments on the amplification of signal coming from the main oscillator. The current of 100 A corresponds to the pumping energy of 7.2 J. The current of 20 A corresponds to 0.8 J. The amplification is done by using Tm (6%), Ho (0.4%): ceramic YAG of 22 mm of doped zone in 70 mm rod. Crystal diameter is 4 mm.

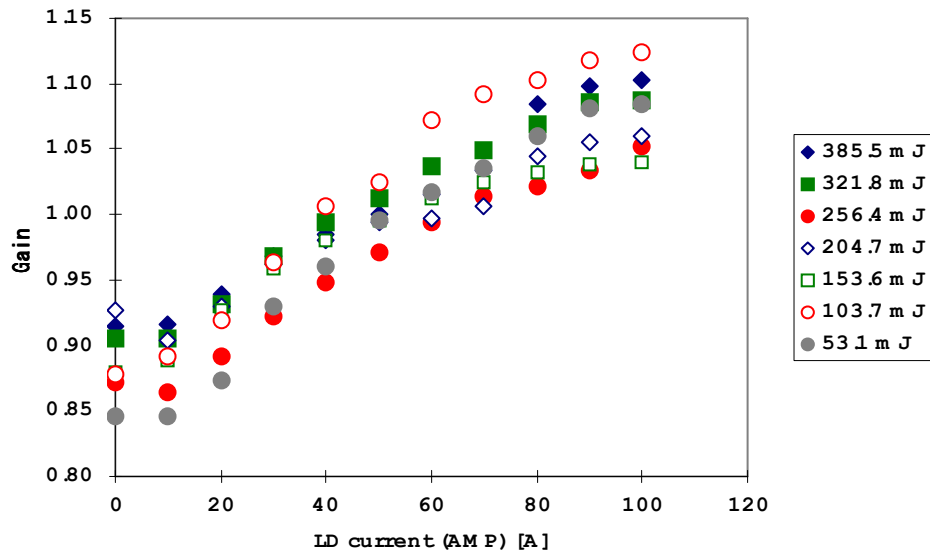


Fig. 9 Amplification of normal pulse: experiment.

Fig. 10 shows the simulation results of the normal pulse amplification versus amplifier pumping energy: (a) gain factor for various input energies, (b) output energy from the amplifier and (c) energy gain. It is worth noting that the gain factor obtained in simulations has values which are slightly higher than experimental values for similar input pulse energies. For instance, for ≈ 100 mJ input energy pulse the experimental maximal gain factor is 1.13 for 100 A (7.2 J pumping). For similar conditions the simulation gives 1.21 (Fig. 10 a black line). This discrepancy can be attributed to some loss inside the undoped crystal zone (factor of 0.99) and in air due to humidity.

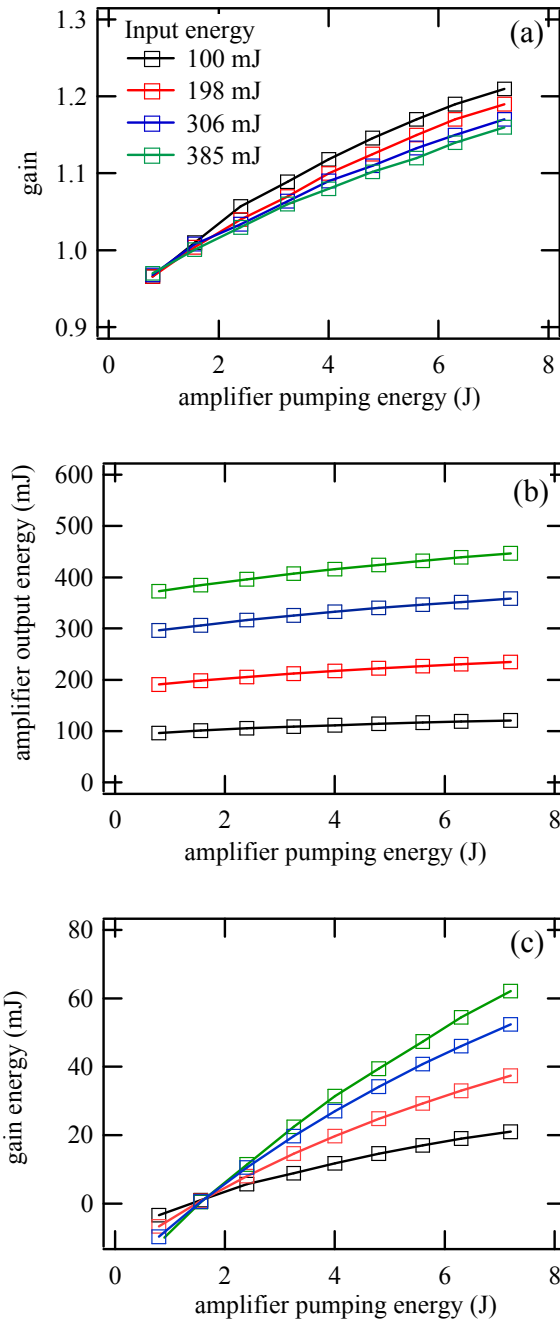


Fig. 10 Results of numerical simulation.

However, in considering the presented data in more detail one can find a serious qualitative discrepancy. In particular, the simulated data shows a regular decrease of the gain factor with increase of input pulse energy (Fig. 9 a). However, the absolute energy gain shown in Fig. 9 c increases with increase in input pulse energy. In contrast, the experimental data given in Fig. 8 does not show such regularity. In particular, ≈ 100 mJ pulse has higher amplification factor compared with ≈ 385 mJ pulse, which has higher amplification compared with 153 and 304 mJ pulses.

The given simulation explains low gain factor found in experiments. In fact, the low gain factor is due to low pumping density which for maximal current (100 A, 7.2 J) is only $\approx 26 \text{ J/cm}^3$.

4-6-5 Model predictions

In this section we focus on the developed model predictions regarding the possibility of obtaining G-pulse with 100 mJ pulse energy and its possible amplification toward 1000 mJ pulse.

4-6-5.1 G-pulse generation

Fig. 11 shows the simulation of G-pulse versus pumping energy for the case of 0.5 ms (a) pumping and (b) 1.0 ms pumping which is compared with the pulse energy achieved in normal (free running) mode of operation. The simulation were done for the case described in Section 4.2, i.e. using two crystals of Tm (6%), Ho (0.4 %): ceramic YAG of 3 mm in diameter and 22 mm long doped zone within the rod of 70 mm in length. Output cavity transmission $T_{out}=0.15$ and cavity length $L_{cav}=40$ mm. The temperature and humidity inside the dehumidified box of 30 cm in length was 24.8 °C and $H=0.029$ (2.9 %), correspondingly. The temperature and humidity outside the dehumidified box was 25.2 °C and $H=0.42$ (42 %), correspondingly. The total loss inside the cavity was estimated $2\sum_i \alpha_i l_i = 0.034$. In computations laser beam diameter was set as 1.5 mm.

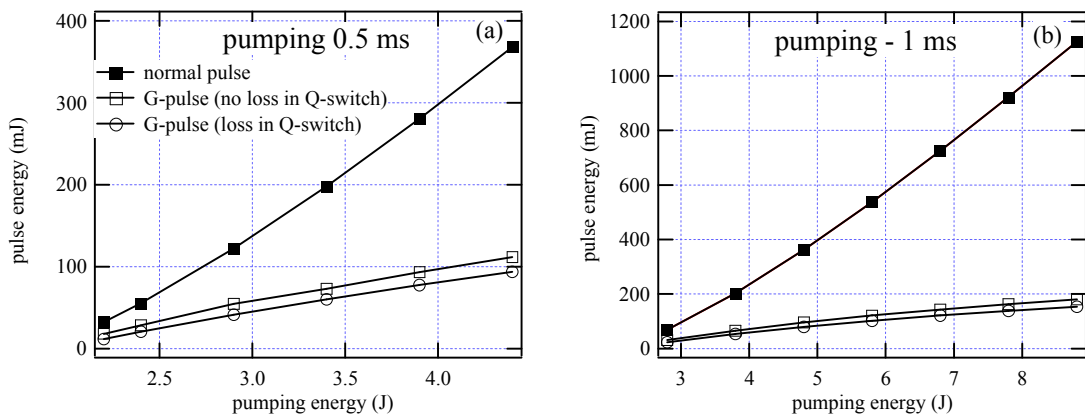


Fig. 11 Simulation of G-pulse.

The simulations of G-pulse is done for the case of 0 loss in Q-switch and linear absorption loss $2al \approx 0.02$.

The simulations show that 100 mJ level can be achieved in 0.5 ms pumping, and in case of 1 ms pumping the level of about 170 mJ can be achieved in G-pulse generation. The G-pulse energy is shown to be within the range of 20-50 % of normal pulse energy depending on the pumping energy.

4-6-5.2 G-pulse amplification

Fig. 12 a and b show the simulation of 100 mJ and 150 mJ G-pulse amplification in cascade of amplifiers. In particular, Fig. 12 a shows the increase of pulse energy depending on amplifier number and Fig. 12 b shows the energy gain in this amplifier.

In amplifier simulation we used pumping of Tm (6%), Ho(0.4%): ceramic YAG of 22mm x 2 of 3 mm in diameter. Total pumping energy is 8.8 J providing 28 J/cm³.

The results of simulation show that the 1 J level can be achieved by using 8-9 amplifier cascade. The absolute energy gain increases with amplifier number and tends to the saturation, explained by Fig. 13. Fig. 13 shows (a) G-pulse energy and (b) power at the amplifier input and output, and (c) corresponding evolution of Δn . In particular, Fig. 13 shows that 7th amplifier provides higher power and energy gain as compared with the 1st amplifier due to deeper fall of Δn during the G-pulse propagation through the amplifier. This also shows why absolute energy tends to the saturation, i.e. because Δn tends to zero.

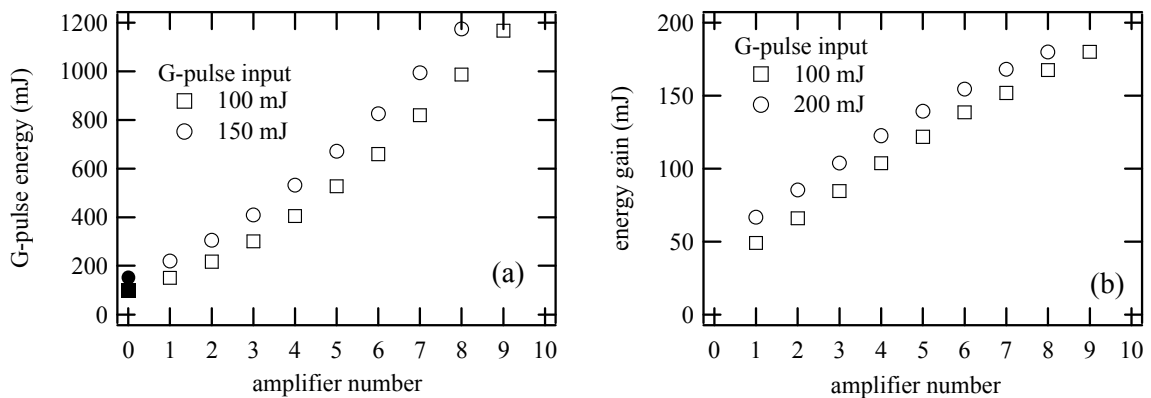


Fig. 12 Simulation of G-pulse amplification.

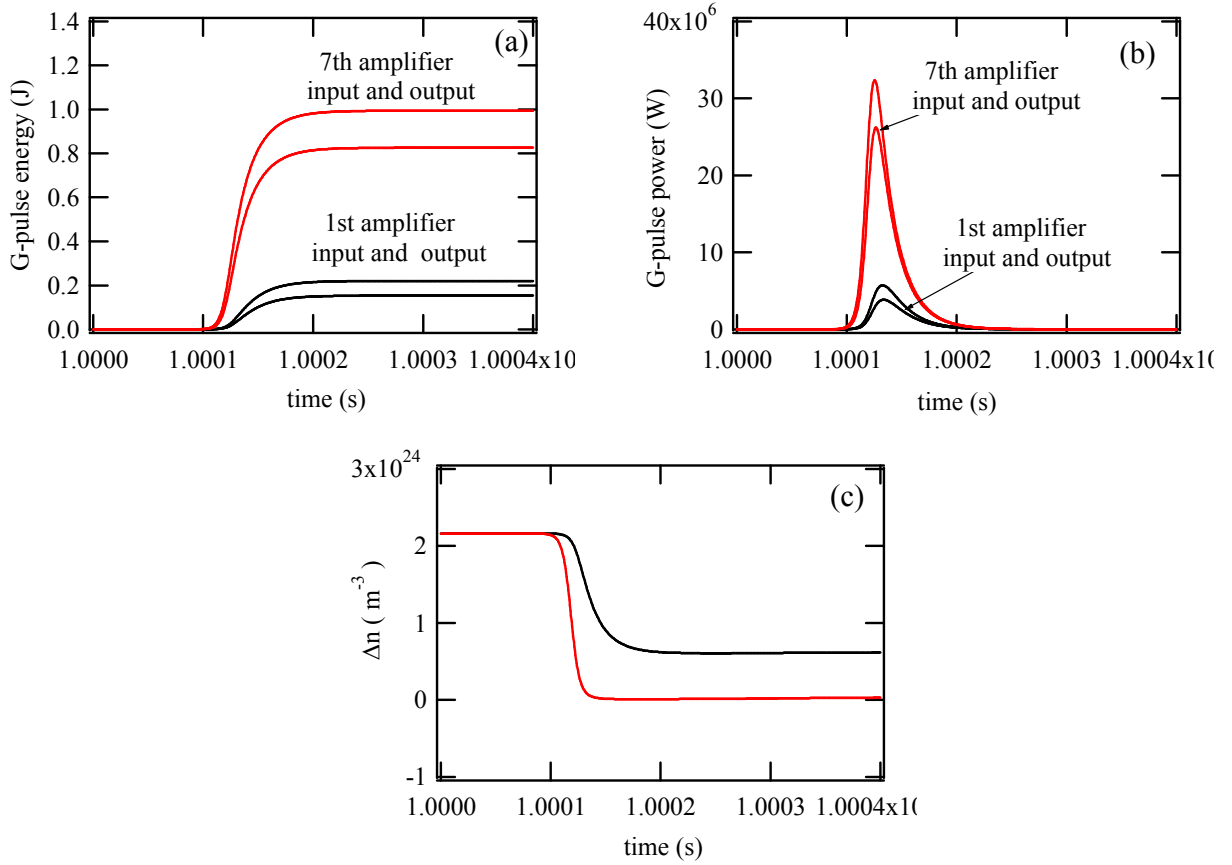


Fig. 13 G-pulse evolution in 1st (black) and 7th (red) amplifier: (a) pulse energy, (b) power and (c) Δn .

It is worth noting here that the amplification of the pulse depends on the ratio of the cross-section of stimulated emission to the refractive index, σ_{se} / η . Data given in Table 2 shows that the ratio of σ_{se} / η for the case of YAG is two times lower as compared with that of YLF. It means that

Table 2. Lasing parameters of YLF and YAG.^{12,17}

Parameter	YLF	YAG
Ho ⁵ I ₇ stimulated emission cross-section, σ_{se}	$1.4\text{-}1.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$	$0.92 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
Tm ³ H ₄ absorption cross-section, σ_a	$3.4 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$	$7 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$
Upper laser level population factor	$f_u=0.0851$	$f_u=0.104$
Lower laser level population factor	$f_l=0.0258$	$f_l=0.018$
Refractive index	$\eta=1.44\text{-}1.48$	$\eta=1.81$

to achieve comparable amplification in case of YAG one should obtain larger crystals and larger inversion densities. This can be achieved by larger pumping energy and lower radii of YAG crystals which seems to be quite possible in view of larger absorption cross-section. In particular, YAG absorption cross-section for pumping 785 nm radiation allows one to use the crystals of 2 mm in diameter. That is, for 6 % Tm doped YLF and YAG one finds for absorption coefficient defined by $\alpha = \sigma_a N_{Tm}$ that $\alpha_{YLF} \approx 2.82 \text{ cm}^{-1}$ and $\alpha_{YAG} \approx 5.75 \text{ cm}^{-1}$. Thus, 2 mm diameter crystal is able to absorb $(1 - \exp(-\alpha d))$ -fraction of the incident beam, i.e. 43 % in case of YLF and 70 % in case of YAG. For double passing scheme 2 mm YAG absorbs 90 % of the side-pumped incident beam whereas YLF absorbs only 68 %. In case of YLF 90% absorption is achieved in crystals of 4 mm in diameter.

Keeping these estimates in mind one finds that for the same pumping energy by using 2 mm diameter YAG one obtains 4 times higher pumping density as compared with 4 mm diameter YLF. However, thermal estimates show that even with 4 times increase in the pumping density YAG will have lower temperature increase as compared with YLF. In effect, the averaged temperature distribution is defined by the modified analytical quasi-steady state approximation:

$$T(r) = T_w^* + \frac{q_{av} R_0}{2h^*} + \frac{q_{av}}{2k_{cr}} (R_0^2 - r^2) \quad (30)$$

where for q_{av} we use the averaged heat source density defined by the integral over the characteristic pulse period, $\Delta t = \nu^{-1}$, and h is the heat transfer coefficient.

The temperature increase has two main parts, one part defined by $\frac{q_{av} R_0}{2h^*}$ can be reduced by using more intensive heat transfer. Alternatively it can be also compensated by the decrease of the water temperature (or by combination of both effects). However, the second part which defines the temperature gradient across the crystal radius is given by $q_{av} R_0^2 / 2k_{cr}$. Thus, 4-times increase of the pumping energy associated with 2 mm diameter YAG rod (as the alternative of 4 mm diameter YLF rod) will not lead to increase in temperature increase. Moreover, the temperature will fall down because YAG has heat conductance which is about 2 times larger than that of YLF.

Next, the calculations show that 0.5 ms pumping time does not allow one to achieve the maximal inversion level and maximal energy output. This simulation shows that amplification with the pumping of 20-30 J/cm³ does not allow one to achieve high amplification factors. To achieve significant amplification it is necessary to use pumping with 1 ms duration and with energy of $\approx 60 \text{ J/cm}^3$.

4-6-5.3 Doping optimization

Our previous simulations are done for the case of 6%-Tm and 0.4%-Ho doping. However, previous simulations²² done for the case of Tm,Ho:YLF suggest that in case of G-pulse the optimal energy generation can require another Ho doping. In Fig. 14 we show the simulations done for Tm,Ho: YAG. The concentration for Tm is fixed 6%.

The simulation shows that for the case of normal pulse generation the optimal concentration for Ho is within the range of 0.4-0.6 %. However, for G-pulse generation the optimal Ho concentration is $\approx 1\%$ for 0.5 ms pumping and $\approx 1.8\%$ for 1 ms pumping.

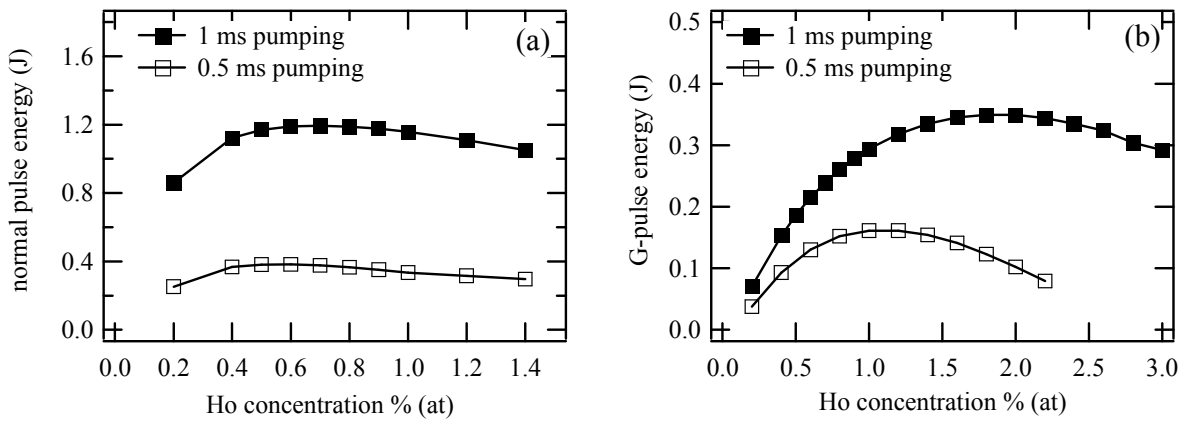


Fig. 14 Ho-doping optimization for (a) normal pulse and (b) G-pulse mode.

4-6-6 Summary and conclusions

本研究で Tm, Ho が共添加された固体レーザー動作の熱と光学特性の計算モデルを構築し、それを発展させた。よく知られた Q スイッチ Tm, Ho:YLF レーザーの実験データ、本開発の中で実施された Tm, Ho:YAG セラミックレーザーのノーマルモード発振と増幅の実験データを比較して、この計算モデルの確認を行った。その結果、モデルと実験の間には極めて合理的な一致が見られた。しかし、パルス増幅の実験データとの差異についてはまだいくつかの問題があると考えている。とりわけ計算モデルが高い増幅率を示すことと、入力パルスエネルギーの低下とともに増幅率が増加することについて、である。

計算シミュレーションと解析の結果、以下の結論および実際的な運用における処方箋を示す。

1. 1 Tm, Ho:YAG レーザー発振器・増幅器の構築にあたっては、LD の励起時間はその最大値である 1ms まで拡張すべきである。短ければ十分な反転分布密度が得られない。
2. 発振器については、より強度の高い発振を得るには励起エネルギー密度として $30\text{J}/\text{cm}^3$ 以上を確保すべきである。6%の Tm が添加された YAG の場合、最適なレーザーロッド径は 2mm となる。この直径で設計した場合、LD からの光束があるていど吸収され、しかも $30\text{J}/\text{cm}^3$ の条件を満たすことができる。
3. 2 ミクロンレーザーを構築するにおける主要なポイントは、レーザー共振器の内部損失を徹底的に排除することである。500ns 以上のパルス幅を取るために、長い共振器を組むことを考えれば、主な内部損失は共振器の中の水蒸気による吸収である。この損失を取り除くためには、水蒸気圧は 100Pa の程度以下まで低減する必要がある。
4. 2 ミクロン光の吸収はまた共振器の内部にある添加のない YAG ロッド部分に起因する。従って YAG ロッドのうち、無添加部分を最小限まで削減することが効率的な発振につながる。
5. さらに Q スイッチ内部の線形吸収も共振器損失の一つとしてカウントされる。実験結果から考えると、この損失によるノーマルパルスエネルギー欠損は 30%ほどになると考えられる。
6. 光学素子において発生する 2 光子吸収の可能性を考慮すべき。このタイプの吸収はノーマルパルス発振の低い光強度においては無視できる程度に小さいが、Q スイッチ発振においてはその効果が急激に高まる。ピークパワー 1MW 程度まで高められたパルスでは吸収が強く発生することになり、結果 Q スイッチパルスのエネルギーが減少する。
7. シミュレーションでは、上記の吸収損失を無視できる Q スイッチが挿入されないショート共振器を用いてノーマルパルスを発生させる場合、0.5ms の励起パルス幅(励起エネルギー密度 $4.4\text{--}14\text{J}/\text{cm}^3$)においては $350\text{--}400\text{mJ}/\text{pulse}$ 、1.0ms の励起パルス幅(励起エネルギー密度 $8.8\text{--}28\text{J}/\text{cm}^3$)においては $850\text{--}1000\text{mJ}/\text{pulse}$ のパルスエネルギーが得られると予測され、これは実験結果ともよく一致した。
8. 項目 7.と同じ動作条件における Q スイッチパルス発振時のシミュレーションでは、0.5ms 幅の励起パルスにおいて 100mJ 程度、1.0ms 幅の励起パルスにおいては 170mJ 程度のエネルギーが取れると予測された。

9. さらに項目 8.で計算された、発振器から出力される Q スイッチパルスをもとにしてこれを 1J のレベルまで増幅するようなカスケード接続の増幅器についてシミュレーションを行った。Tm,Ho:YAG セラミック製の 3mm 径のロッドを用い、1.0ms のパルス幅 (励起密度 $8.8 \text{ J} - 28 \text{ J/cm}^3$) で励起を行うという条件の下で計算すると、シングルパスの増幅器にして 8 ないし 9 基が必要という結果が得られた。
10. 効率的に増幅するためにはより高い励起エネルギー密度、 60 J/cm^3 程度が必要である。
11. 以上の数値的な計算により、ノーマルパルス発振、および連続波発振のためには 6% の Tm イオン濃度に対して 0.4-0.6% の Ho イオン濃度は最適であることを確認した。しかし Q スイッチ発振を行うにあたっては、パルス幅にもよるが、最適な Ho イオン濃度は 1-2% の中にあるということが見出された。

4-6-7 References

- ¹ J. K. Tymiński, D.M. Franich and M. Kokta, *J. Appl. Phys.* **65**, 3181 (1989).
- ² V. A. French, R. R. Petrin, R.C. Powell, and M. Kokta, *Phys. Rev. B* **46**, 8018 (1992).
- ³ R. R. Petrin, M.G. Jani, R.C. Powell and M. Kokta, *Opt. Mater.* **1**, 111 (1992).
- ⁴ M.G. Jani, R. J. Reeves, R.C. Powell, G.J. Quarles and L. Esterovitz, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 741 (1991).
- ⁵ M. G. Jani, F. L. Naranjo, N. P. Barnes, K.E. Murray, and G.E. Lockard, *Opt. Lett.* **20**, 872 (1995)
- ⁶ J. Yu, U.N. Singh, N.P. Barnes and M. Petros, *Opt. Lett.* **23**, 780 (1998).
- ⁷ A. N. Alpat'ev, V.A. Smirnov, I.A. Shcherbakov, *Quantum Electron.* **28**, 143 (1998).
- ⁸ I. F. Elder and M. J. P. Payne, *Opt. Commun.* **145**, 329 (1995)
- ⁹ N. P. Barnes, E. D. Filer, C. A. Morrison and C. J. Lee, *IEEE J. Quantum Electron.* **32**, 92 (1996).
- ¹⁰ C. J. Lee, G. Han and N.P. Barnes, *IEEE J. Quantum Electron.* **32**, 104 (1996).
- ¹¹ G. Rustad and K. Stenersen, *IEEE J. Quantum Electron.* **32**, 1645 (1996).
- ¹² D. Bruneau, S. Delmonte and J. Pelon, *Appl. Opt.* **37**, 8406 (1998).
- ¹³ G. L. Bourdet and G. Lescroart, *Appl. Opt.* **38**, 3275 (1999).
- ¹⁴ S. D. Jackson and T.A. King, *IEEE J. of Quantum Electron.* **34**, 1578 (1998).
- ¹⁵ V. Sudesh and K. Asai, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1829 (2003).
- ¹⁶ A. Sato, K. Asai and K. Mizutani, *Opt. Lett.* **29**, 836 (2004).
- ¹⁷ B. M. Walsh, N.P. Barnes, M. Petros, J. Yu and U.N. Singh, *J. Appl. Phys.* **95**, 3255 (2004).
- ¹⁸ G. Galzerano, E. Sani, A. Toncelli, G. Della Valle, S. Taccheo, M. Tonelli, P. Laporta, *Opt. Lett.* **29**, 715 (2004).
- ¹⁹ J. Izawa, H. Nakajima, H. Hara, and Y. Arimoto, *Appl. Opt.* **39**, 2418 (2000).
- ²⁰ J. Yu, B.C. Trieu, E.A. Modlin, U.N. Singh, M.J. Kavaya, S. Chen, Y. Bai, P.J. Petzar, and M. Petros, *Opt. Lett.* **31**, 462 (2006).
- ²¹ X. Zhang, Y. Ju and Y. Wang, *Opt. Express* **14**, 7745 (2006).
- ²² O. A. Louchev, Y. Urata, and S. Wada, *Opt. Express* **15**, 3940 (2007).
- ²³ P. Černý and D. Burns, *IEEE J. of selected topics in quantum electron.* **11**, 674 (2005).
- ²⁴ O. A. Louchev, N. E. Yu, S. Kurimura and K. Kitamura, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 131101 (2005).
- ²⁵ O. A. Louchev, N. E. Yu, S. Kurimura and K. Kitamura, *J. Appl. Phys.* **98**, 113103 (2005).
- ²⁶ O. A. Louchev, Y. Urata, N. Saito and S. Wada, *Opt. Express* **15**, 11903 (2007).

- ²⁷ V. P. Risk, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 1412 (1988).
- ²⁸ D. Golla, M. Bode, S. Knoke, W. Schöne, and A. Tünnermann, *Opt. Lett.* **21**, 210 (1996).
- ²⁹ D. M. Wieliczka, S. Weng, and M. R. Querry, *Appl. Opt.* **28**, 1714 (1989).
- ³⁰ W. Koechner, *Solid –State Laser Engineering* (6th Edition -York, Springer, 2006).
- ³¹ M.E. Innocenzi et al., *J. Appl. Phys.* **68**, 1200 (1990).

4-7 総括

アイセーフレーザの製品化にむけて、本開発での達成結果と残された各部の問題点、対策を各章で記述してきたが、本節では全体をもう一度総括しまとめる。

4-7-1 要素技術における達成結果

1) 励起チャンバーの研究開発

まず候補となる結晶材料の選定を行い、1) レーザーにおける冷却効率の向上、2) 3 準位系レーザーの損失回避、3) 媒質の高機能化、という観点からコンポジット材料に着目した。近年最も注目を集めているレーザーグレードの高品質を持つに至った光透過性のセラミックを検討した。本開発で初めて Tm, Ho イオンを共添加した YAG セラミックを採用した。他のコンポジット材料に比べ価格、量産性、機械的物性などの点で明かなアドバンテージがあった。基本的な光学特性を取得したところ、YAG 単結晶と遜色ない性能が得られることがわかった。各イオン濃度は Tm, Ho のエネルギー準位間のレート方程式から構築したシミュレーションコードを用いて最適な数値を計算した。さらに LD と結合の容易な形状を考案して、レーザーロッドを製作した。

この材料を前提として、励起チャンバーの構造を提案した。材料の物性評価で得られた物性パラメータから温度分布、熱ストレス強度、励起密度などの計算を有限要素法の計算コードを用いてシミュレーションをおこなった。これをもとに最適な構造をもたせる機械設計を行った。第 1 試作の結果であるチャンバーの製作を行い、シミュレーション結果および仕様との差異を実験的に求め、改良を重ねた。さらに第 2 試作において、第 1 試作の結果に基づいた、より高いエネルギーにマッチした励起チャンバーを設計し、製作した。完成した励起チャンバーを使った両面フラットミラーの共振器を組み、Q スイッチや波長選択素子などの挿入されない準連続波のフリーランニング動作において、パルスエネルギー 300mJ 以上、繰り返し 20Hz を達成し、開発目標をクリアした。

2) シード光発生光源の研究開発

2ミクロン帯で狭線幅を達成できる、DFB-LD の選定をおこないこれによる直接発振が出力 2mW、スペクトル幅 < 100MHz で行われていることを確認した。次に LD からの出力を増幅するため、その励起光源である Er 添加ファイバを利得媒質としたファイバレーザーを構築して、その特性を評価した。まずシングルモードゲインファイバを使用して、同じくシングルモード LD によって励起したところ、1.5ミクロン帯の 100mW 以上のレーザー発振を確認した。出力不足を補うため、MOPA 構成を考え、1.5 ミクロン発振器出力を、6W のマルチモード LD で励起されたダブルクラッドファイバ増幅器を製作した。その結果、最大 2W の出力が得られ、Tm, Ho ファイバの励起光源が完成した。この EDFL を励起光源として、Tm, Ho 共添加のシングル

モードファイバとして唯一市販されていたカナダ・INO 社製ファイバを入手してその特性評価を行った。吸収スペクトルの評価から、EDFL で十分励起が可能なのことがわかった。発光スペクトルはかなり Tm イオンからの成分が大きく、目的の波長で発光する Ho の寄与が小さいが、冷却により発光スペクトル形状が変えられることと、石英系ガラスファイバの透過が変わることを新たな知見として得た。リング共振器と、試作レベルの FBG を用いたファブリーペロー共振器によるレーザー発振を確認した。出力は mW クラスであったものの、THDF に所定の 2090nm 周辺のレーザー発振可能な正の利得があることを確認した。THDF レーザーの FBG を外したものを増幅モジュールとし、DFB-LD からの光を結合して増幅を試みた。利得の高い 2050nm において実験を試みたが、DFB-LD のファイバへの結合効率、励起光の結合効率の低さも問題であったが、THDF の利得が低く、順方向、逆方向の励起ともに実用レベルまでの増幅を行うに至らなかった。一方、注入同期を確実にを行うための制御エレクトロニクスは別途製作を完了し、代用の 1 ミクロンレーザーを用いた動作実験を行い、確実に周波数ロックがかかることを確認した。

開発目標として掲げた単一周波数シード光としては、DFB-LD の直接光源により 2mW、周波数 100MHz 以下、単一モードで発振する光源を構築し、完成した。これを共振器に組み合わせるのに必要な制御エレクトロニクスも完成し、開発目標をほぼ満たした。

3) 主共振器の研究開発

共振器を設計するにあたり必要な動的なパラメータとして励起チャンバーの熱レンズの測定を行った。プロファイルが非常に重要な要素になることから、赤外用のビジコンが適用可能なプロファイル測定系を開発した。発振の予備実験においては LD の最大投入エネルギーを抑え、横モードを TEM00 ライクに制御した結果、60mJ/pulse のノーマル発振と、最大 5mJ/pulse の Q スイッチ発振を得た。このとき約 6mJ 以上の出力エネルギーにおいてロッド端面が損傷した。損傷したロッド端面はプラズマアシストコーティングし、より高い損傷閾値を得た。長さ 40cm のストレート共振器において、LD への投入エネルギーを最大にしたところ、ノーマル発振において 900mJ 以上が達成された。このときの光-光変換効率は 10%以上、スロープ効率 13%以上が達成された。出力されるパルスエネルギーは冷却水の温度が下がるほど増加する傾向が確認され、より高効率に高エネルギーパルスが発生できる可能性を示唆した。さらに共振器を 1m まで伸長して Q スイッチ実験を行ったところ、最大 40mJ のパルスエネルギーを持つ、パルス幅 400ns あまりのパルスを取り出すことに成功した。取り出しエネルギーはロッド端面のコーティング損傷およびミラー面のコーティング損傷の閾値で制限されている。従ってコーティングをより耐久性の高いものに変更する、Brewster カットのロッドを使用するなどの方法でさらに高いパルスエネルギーに到達することは技術的に困難ではない。また、共振器長を延ばすことによって、パルス幅をのばし、ピークパワーを下げることで損傷を回避することも考えられる。またドップラーライダーの応用を前提とすると、パルス幅は長いほど線幅を狭くすることが理論上可能であるから、共振器長を 6m まで伸長する場合の共振器シミュレーションを行った。

以上をもって、線形共振器を用いてジャイアントパルスモードにおける出力 40mJ、単一横モードのレーザー共振器を開発した。

4) 増幅器の研究開発

共振器用に製作した励起チャンバーを用いて予備的な増幅実験を行った結果、シングルパス利得 1.15 が得られた。このことを前提に、より大きなフルエンスにおいてエネルギーを取り出すため、共振器用の励起チャンバーよりも口径が大きいロッドを適用可能で、かつ投入エネルギーを増すことのできる増幅器専用チャンバーの開発を行った。φ 4mm、φ 6mm のロッドを、最大 1kW のピーク出力の LD で励起するタイプを製作した。φ 4mm ロッドに対しては最大 3.6J/pulse、φ 6mm に対しては最大 6J/pulse の増幅器用励起チャンバーが開発された。これを用いた増幅実験を行ったところ、ノーマルパルスにおけるシングルパス利得は最大 1.1 であり、入力エネルギーに対する依存性は観察されなかった。ジャイアントパルス(Q スイッチパルス)におけるシングルパス利得はシグナルの入力エネルギーにより変化し、極めて小さい入力エネルギーでは 2 を越えるシングルパス利得が得られたものの、シグナル入力エネルギーの増加とともに減少し、10mJ 以上の入力シグナルに対してはほぼ 1 が得られた。ダブルパス、ツインチャンバーの増幅においてもこの傾向は変わらず、入力と出力を比較したときに、わずかな増幅がなされているにとどまった。

5) 受信系との結合

コヒーレントライダの製品化に向け、第 1 ステップとして上記共同研究先で開発されている受信システムとの結合実験を平成 20 年度、また、受信光学システムの開発を平成 21 年度から順次行い平成 22 年度末完成を目指す。

4-7-2 問題点と対策

今後の課題をまとめると以下の3つの点になる。以下ではこれらの3つの点と今後の対策について述べる。

4-7-2-2 Qスイッチ発振時におけるレーザー結晶端面のやけに対する対策

Qスイッチ動作においては常時取り出せる最大エネルギーは40mJ/pulseにとどまった。このときのパルス幅330nsから考えると、ピークパワーは80kWである。カップリング10%であるから、このときの共振器内の循環パワーは0.8MWとなる。ロッド端面におけるビーム径は計算値で直径1.3mmであった。しかし損傷したロッド表面の顕微鏡写真から見積もったビーム径は0.78mmであり計算値よりも小さかった。

Qスイッチ動作で共振器内のロッド端面に低エネルギーパルスで損傷が発生する問題に対しては、損傷がロッド表面のARコートで発生していることから、次の原因が考えられる。

- ・ ARコートそのものの本質的な脆弱性
- ・ コート表面ないし内部の水分子による吸収と発熱または体積膨張に伴う破損

これらについて、水分子の可能性についてはレーザー全体を空調、窒素パージする方法により水分子の徹底的な排除を行うことで除外可能である。一方、ARコートそのものの脆弱性の可能性を考えた場合、ロッド形状を図4.7.1.1に示すようないわゆるBrewsterカットを施すことにより回避することができる。Brewsterカットのロッドではレーザー光のロッドへの入射角がBrewster角になったときに光軸がロッドの長軸に一致するように端面の角度を仕上げる。このような形状のロッドでは、p偏光の入射光についてのみ、入射損失を理論的にゼロとすることができるため、ARコートのような損傷原因を排除可能である。S偏光については損失が大きくなるため、共振器の内部にはp偏光のみが循環するが、本開発の用途から考えると偏光依存は存在しても何ら問題ない。脆弱性については、ロッド表面のビーム拡大によっても達成できる。ビーム径を2倍に拡大することにより、最大160mJ/pulseまでは取り出せる計算である。これらの対策を複合して行うことにより、大幅に損傷閾値の引き上げが可能である。

ミラーについては材料の見直しをすることによりすでに損傷は発生しなくなっている。Qスイッチについては同様に材料を吟味した上で製作することにより媒質中における損傷は回避できる。その他にも望遠鏡でビーム径を広げるなどの方法が考えられる。レンズ、波長板などその他の光学素子については、これまでの実験では損傷の記録がなく、問題が発生する可能性は低い。

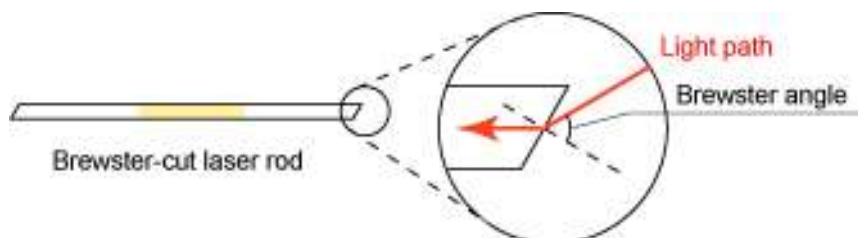


図 4.7.1.1 Brewster カットロッド

4-7-2-3 増幅器利得

増幅器利得については未だ実験の途中であり、ゲインを増加させる手段を次々と現実化する段階にある。とにかくシングルパスのゲインが取れるようにすることを主眼に対策を講じていく。

例えば、

- ・ ビーム径を広げて最適化
- ・ 冷却によるゲイン増加

という手段が考えられる。予備的な実験では容易にシングルパスゲイン 1.2 近くが得られていることから、スペクトルや偏光などの物理量を変化させて丁寧にパラメータを追い詰めていくことが一番の近道であると確信している。そのためにはもう少し時間が必要であり、本開発終了後、地道に検討を行いたい。

しかしながら、4-3の結果に依れば発振器から取り出せる出力は 1J 近くあり (ϕ 3mm でも 0.9J/pulse 以上)、 ϕ 4mm など大型のロッドを使うことによりスケールすることも可能である。数値計算の結果から考えると、Q スイッチにおいても 1/3 が取り出せるため、前述の光損傷が回避された状態であれば 300mJ/pulse 以上は可能である。応用を航空安全に限定したレーザー光源であれば、レーザービームを 1 カ所に集光する必要がないため、必ずしも同軸上から一つのパルスが発生させる必要がないと考える。1 つの発振器からやや少ないエネルギーが取り出せ、かつ増幅器でのゲインが取れないのであれば、エネルギーの取り出せない増幅器を使用する MOPA 構成とするよりも、発振器を複数製作して合波した方が効率的であるかも知れない。例えばカセグレン望遠鏡などの方法で複数の発振器からの光を結合することにより 1 発振器 250mJ \times 4 基などの方法により 1J が達成可能である。この考え方からすれば、すでにその出力に極めて近いところまで実施が進んでいると考えてよい。本開発で購入した資材にいくつか加えるだけで 1J/pulse が達成できる見込みがある。

4-7-2-4 インジェクションシーディング

最後の問題は単一周波数発振である。本文中ではシード光の増強をファイバ増幅器ではなく、固体増幅器や半導体で行うことで可能と提示したが、シーディングの方法によっては現在得られている LD からの出力をそのまま活用できると考えている。今の考え方では、シード光は発振器の OC ないし、HR から共振器の内部に導入する。これは、OC の反射率が現在 85%、HR に至っては 99.8% 以上ということから考えると、OC から導入しても 1 桁落ちるし、HR からの導入では 3 桁落ちることになる。しかし、Q スイッチの動作を考えると、この素子は発振停止中は回折により共振器外との結合を増加させている。従って Q スイッチのトリガーがかかっていない状態では外部から光を共振器の中に導入することもまた可能である。AO-Q スイッチの回折ビームの光軸にシード光を一致させることにより、共振器の中に損失なくシード光を導入することが可能である。また、AO-Q スイッチの代わりに EO-Q スイッチを用いれば、共振器内部に設置したポライザから同様の外部結合が出来るため、ここからシード光を導入することも容易であろう。

このような手法を考案することで、必ずしもシード光のパワーを増す必要がない。もちろん光源としての安定性を考慮すれば、より多くのパワーを取り出しておくことは重要である。

4-7-3 まとめ

上記の問題点を一つ一つクリアしていくことにより、1J/pulse、20Hz、単一周波数発振は到達可能である。受信機の開発を含め、コヒーレントライダーの製品化をこれまでの開発に基礎をおいて推進していく計画である。

本開発は全体的に部品調達で苦労したところが大きい、2 ミクロン帯の光源は今後の大きな展開が見込まれることが極めて最近、ようやく認識され始めていると考えられる。当初、2 ミクロン光源の用途として我々はリモートセンシングの応用としての航空機安全用のドップラーライダーを提案した。しかしこれまでの調査で2ミクロン光源の用途として、少なくとも下記のようなものが考えられることが明らかになってきた。コヒーレントドップラーライダー応用のため光源に求められる性能は極めて敷居の高いものであるが、この2年間で2ミクロン帯を含めたコヒーレントな中赤外光源の用途、光源への期待は高まっており、様々な応用があることが明らかになってきた。そのうちのいくつかを下記に列挙する。これらの用途は、これまでの成果を用いて製品化できるものを含んでおり、今期より製品化と販売を進めていく計画である。

- 分光用光源
 - 中赤外は分子の振動回転レベルが密に存在し、これまでも重要な波長域と認識されてきているが、その重要性は現在でも少しも変わらない。そればかりか、近年脚光を浴びている研究開発分野の一つである THz 波も、その応用を考えると 100THz、つまり 3 ミクロン程度の中赤外線までをターゲットにせざるを得ない。従って、中赤外線は再びホットな研究分野になりつつあるが、2 ミクロンの高出力光源は中赤外線の発生用として、極めて高い効率を得られるカルコパイライトなどの非線形結晶が使えるレーザーとして、波長可変中赤外線の励起光源として活用できることが考えられる。
- 医療用光源
 - 分子レベルの共鳴、吸収を使った用途が医療用にも必要とされている。ターゲットとなる組織だけを焼き切る、分解するために、ピンポイントで波長を同調させた中赤外線が用いられる。カスタムメイドの医療、あるいはカスタムメイドの治療薬といった、それぞれの患者の症状にぴったり合わせた処方を行うことが、未来の医療のあり方であるとされており、こうした用途にも高出力の中赤外レーザーが用いられる。
- 加工用光源
 - これまで加工用光源には出力のみが求められていたため、10.6 ミクロンの CO₂ レーザーとそれにつづく 1 ミクロン帯の Nd:YAG、Yb:ファイバレーザーの開発にはめざましいものがあった。今後も焼く、切る、溶かす、といった用途にはこれらのレーザーが活用されるが、一部の特殊な用途で 2 ミクロンレーザーを適用できることがわかってきた。対象物の物性に合わせた波長を使えるということが、それを使った最終製品の付加価値を増す。
- Homeland Security 用光源
 - 日本海における領海侵犯など、周辺諸国との軋轢が今なお頻発しているが、これまで使用され

ていた1ミクロン帯の赤外線を用いたレンジファインダーでは、先方にもこちらの所在を知らせる結果となっていた。すでに1ミクロン帯は汎用な技術であり、容易に検出が可能だからである。検出に高度なテクノロジーを必要とする2ミクロン帯の光源と検知器を開発することにより、不法な外敵の侵入を相手に気づかれることなくより早く知ることができる。中赤外線のような用途はすでにセキュリティの意識の高いアメリカなどでは開発が推進されており、そのような技術の第三国への流出に対して強い制限が課されている。

開発の実行には労力を必要としたが、実用的な2ミクロン帯光源の開発先駆者として蓄積したノウハウは極めて大きい。今なお2ミクロンは特殊であり、レンズ1枚を調達するにもすべて特別注文となるし、検出器も高価、その他の資材に至っては適用できる部品が市場で入手不可ということも多くある。しかしながら上記のように先端的な用途における2ミクロン、ないし中赤外線の必要性は高まっており、市場性を合わせて考えてよいフェーズに入りつつある。本開発において得られた数々の成果は、必ず将来の先端テクノロジーの礎となり、社会に還元できるものである。

5 参考資料・参考文献

5-1 研究発表・講演等一覧

学会・研究会など

- Yoshiharu Urata et al., “Characterization of thulium and holmium-doped YAG ceramic laser materials”, Asia-Pacific Remote Sensing Symposium 2006(Nov. 16, 2006)
- 浦田佳治、「リモートセンシング用全固体2 μ mレーザーの開発」、第102回微小光学研究会(2006.12.1)
- O. A. Louchev, Y. Urata and S. Wada Numerical simulation and optimization of giant pulse generation in 2 microns Tm,Ho lasers, Oral presentation: CLEO 2007 (Baltimore, USA).
- O A. Louchev, Y. Urata, N. Saito and S. Wada, Coupled thermo-optical modeling of high power operation of 2 μ m co-doped Tm, Ho solid-state lasers, Oral presentation: ICONO/LAT 2007, International Conference (Minsk, Belarus).
- O A. Louchev, Y. Urata, N. Saito and S. Wada, Thermo-optical modeling and optimization of high-power operation of 2 μ m co-doped Tm, Ho solid-state lasers, Oral presentation: 6th Asia Pacific Laser Symposium (Nagoya, Japan)

原著論文

- O. A. Louchev, Y. Urata and S. Wada, Numerical simulation and optimization of Q-switched 2 μ m Tm, Ho:YLF laser, *Optics Express* 15, 3940-3947 (2007).
- O. A. Louchev, Y. Urata, N. Saito and S. Wada, Computational model for operation of 2 μ m co-doped Tm, Ho solid-state lasers, *Optics Express* 15, 11903 -11912 (2007).