

OQD-99-29~39

電気学会研究会資料

光・量子デバイス研究会

OQD-99-29~39

1999年9月6日

社団法人 電気学会

東京都千代田区五番町6-2

電気学会研究会資料目次

光・量子デバイス研究会

テーマ「高機能全固体レーザーとその応用」

- OQD-99-29 超高輝度 Q スイッチ Nd:YAG レーザ
山本修平, 小矢田康晴 (三菱電機)
Nicolaie Pavel (分子科学研究所)
平野嘉仁 (三菱電機) …… 1
- OQD-99-30 Nd イオンドープ固体レーザーにおける熱レンズ効果
尾松孝茂, 下瀬川正幸 (千葉大学)
ジャスティン ブロー, ジュディス ドーズ (マックオリー大学) …… 7
- OQD-99-31 100-W Green Average Output Power from a Double-Pass Nd:YAG MOPA
System. Design and Operation
Y. Hirano, Y. Koyata, S. Yamamoto, T. Tajime (Mitsubishi Electric)
N. Pavel (IMS) ……11
- OQD-99-32 Characterization of Czochralski-grown β -BaB₂O₄ crystal and its application
Kaoru Kimura, Hiroki Kikuchi, Tatsuo Fukui, Nobuhiko Umezu,
Tsutomu Okamoto, Koichi Tatsuki, Shigeo Kubota (Sony) ……15
- OQD-99-33 全固体W級 196 nm光源の開発
佐久間純, Andrew Finch, 出来恭一, 北柄直樹, 大迫 康,
堀口昌宏, 横田利夫 (ウシオ総合技術研究所) ……19
- OQD-99-34 「特別講演」 A Vision for the World Optical Community of the 21st Century
Prof. Anthony E. Siegman (Stanford University) ……25
- OQD-99-35 フェムト秒ファイバーレーザーの高出力化と波長変換特性
吉田 睦, ファーマン マーチン, ガルバナスカス アルマンタス,
上原 謙, ハーター ダン (イムラ・アメリカ) ……27
- OQD-99-36 青緑域波長可変 Yb:YAG マイクロチップレーザーと光メモリ応用
齊川次郎, 栗村 直, 庄司一郎, 平等拓範 (分子科学研究所) ……33
- OQD-99-37 全固体高速波長同調型レーザーの使用による差周波光発生
斎藤徳人 (理化学研究所, 東京理科大学)
和田智之 (理化学研究所)
田代英夫 (理化学研究所, 東京理科大学) ……39
- OQD-99-38 色素ドーププラスチック導波型レーザーの開発と超短パルス発生
興 雄司, 吉浦 豪, 前田三男 (九州大学)
松岡孝義 (正興電機) ……43
- OQD-99-39 マイクロチップレーザーにおけるカオス同期実験
内田淳史, 篠塚昌彦, 小川武史, 神成文彦 (慶應義塾大学) ……49

超高輝度QスイッチNd:YAGレーザー

Ultra high-brightness Nd:YAG Q-switched Laser

山本 修平^{*}, 小矢田 康晴^{*}, Nicolaie Pavel[†], 平野 嘉仁^{*}
S.YAMAMOTO, Y.KOYATA, N.PAVEL, Y.HIRANO

^{*}三菱電機株式会社 情報技術総合研究所, [†]岡崎国立共同研究機構 分子科学研究所

^{*}Mitsubishi Electric Corp. Information Technology R&D Center, [†]Institute for Molecular Science, Laser Research Center for Molecular Science

Abstract

High average power (>100W) with high brightness operation of diode-pumped rod type Nd:YAG lasers are investigated. The key technologies to compensate thermal distortions are described and high brightness operations of normal and Q-switched modes were demonstrated.

キーワード: レーザ, 全固体レーザー, 半導体レーザー, Qスイッチレーザー, Nd:YAG, TEM₀₀モード, 高平均出力 (Lasers, All solid state lasers, Laser Diodes, Q switched lasers, Nd:YAG, TEM₀₀ mode, High average power)

1. はじめに

高ビーム品質で高出力の全固体レーザーは、エネルギー応用、計測応用などへの適用や、高効率な波長変換等を目的として研究が進められている。これまで、多くの励起方式による高平均出力・高輝度レーザーが研究されてきており、端面励起方式¹⁾、スラブ型の側面励起方式²⁾、ロッド型の側面励起方式³⁾、活性媒質をディスク型としたアクティブミラー方式⁴⁾などが報告されている。TEM₀₀モードでの平均出力の向上を図る場合、レーザー媒質の光学的歪みをいかに低減するかということと、発生した熱的歪みをいかに補償するかが重要な課題になってくる。我々は、これらの課題を考慮して、Nd:YAGロッドレーザーを用いて高平均出力TEM₀₀モード発振の実証試験を行った。さらに、Qスイッチ動作による高効率で高ピークパワー動作を行う場合の条件を検討すると共に⁵⁾、TEM₀₀モード発振のQスイッチ動作化を行ったので報告する。

2. TEM₀₀モード発振における高出力化の課題

側面励起によりレーザー媒質全体を励起した場合、端面励起方式のように利得領域の制限によりTEM₀₀モードを選択することができない。このため、共振器内に開口を設置して、モード間の損失差を利用してTEM₀₀モードを選択することが有効である⁶⁾。効率的な高出力TEM₀₀モード動作を行うためには、ロッド自身をモード選択開口とし、最大の励起出力時にロッドにおけるビームサイズが最適となる共振器を設計する必要がある。一方、熱レンズを変化させた場合の共振器の安定領域は、ビーム径の2乗に反比例して小さくなる。このため、レーザー媒質の開口程度にビーム径を大きくすると安定領域は小さくなり、高励起出力まで安定領域を保つことは困難となる。これを解決する手段として、共振器内に熱レンズを補償する為のレンズや曲率ミラ

ーを配置することで、安定領域の動作点を高励起出力領域にシフトさせることが有効である。

レーザー媒質が、何らかの複屈折性を有する場合、その熱レンズも複屈折性を有する。このため、共振器内でTEM₀₀モードを得るためには共振安定領域を複屈折のもとで得る必要がある。Nd:YAGは等方性媒質であるが、温度分布にともなう応力発生により光弾性効果を通じて複屈折が生じる。特にロッド型の場合は、径方向偏光、周方向偏光により複屈折が発生する。これを解決するためには、2本の同等に励起されたロッドを用い、ロッド間に90度ローテータを配置して、熱レンズ焦点距離を2本のロッドで平均化する手法が有効である。

熱レンズがパラボリックな曲面からずれを生じた場合に発生するレーザービーム透過波面の歪み、熱収差は、安定型共振器内で回折損失を発生させる。これは、励起分布が励起パワーによらず一定の場合、波面収差は励起パワーに比例して大きくなるため、回折損失は励起パワーの2乗に比例して大きくなる(低収差領域における近似)。一方、利得は励起パワーに比例して大きくなるために、励起パワーの増加により発振効率は劣化し、最大出力は制限されることとなる。これを解決するためには、同一励起パワーにおける利得を向上させることと、レーザー媒質の波面収差を抑える必要がある。このため、小径のレーザーロッドを高強度で励起すること、および、励起分布を均一にすることでレーザー媒質内での熱の発生を均一に行うことが有効である。

3. 短パルス・高平均出力化の課題

Qスイッチ動作を考えた場合、Qスイッチ動作における発振効率は、エネルギー蓄積時の自然放出などによるエネルギー散逸のため、連続発振動作に比べ低くなる。この課題は、蓄積時間が蛍光寿命に比べ十分に短くなるような高繰り返し動作により克服できる⁷⁾。しかし、励起パワーが

限られる場合、高繰り返し動作においては、単一パルスあたりの蓄積エネルギーが小さく低利得での運転となることから、パルス幅が長くなり、Qスイッチ動作の特徴である高ピークパワーでの出力が損なわれやすい。小型、低出力レーザーにおいては、この高繰り返し時のパルス幅の増加に対し、短共振器化で補償可能であるが、高出力レーザーでは、高輝度化におけるモードサイズ拡大のための共振器設定、使用部品サイズの大型化、部品点数の増加等の観点から短共振器化が困難となる。

利得と繰り返し周波数をパラメータとして、連続発振出力パワー P_{Normal} とQスイッチ動作時の平均出力パワー P_{Q-sw} の比率の計算結果をFig.1に示す。ここで、利得は z で表し、繰り返し周波数は $f \cdot \tau$ で規格化して示している。Fig.1より、繰り返し周波数 $f \cdot \tau > 4$ とすれば、利得によらずQスイッチ動作時の平均出力パワー P_{Q-sw} を連続発振出力パワー P_{Normal} の90%以上で得られることが分かる。これは、励起時間が蛍光寿命に比べ小さくなることで蓄積効率が向上するためである。

パルス幅の小信号利得依存性をFig.2に示す。ここで、パルス幅は、単位共振器長(1m)で規格化して示している。たとえば、高出力レーザーの共振器長として1mを仮定した場合、50ns以下の短パルス幅を得るには、小信号利得0.65以上が必要とされる。Fig.3では、 $\phi 4\text{mm}$ のNd:YAGロッドをレーザー媒質として計算した、任意の小信号利得を得るために必要な所用励起パワーの繰り返し依存性を示す。計算条件として励起効率0.7、量子効率を0.95と仮定した。50ns以下のパルス幅を得るための小信号利得0.65を、高効率動作の条件である繰り返し周波数 $f \cdot \tau > 4$ で得るためには、 $\phi 4\text{mm}$ ロッドにおいて2.2kW以上の高励起パワーが必要であることが分かる。ただし、この条件における熱レンズ焦点距離は約3~5cmであり、長共振器の高平均出力レーザー構築には大きいボトルネックとなり、これが、短パルス、高平均出力Qスイッチレーザー実現の大きい課題である。

4. 超高輝度Nd:YAGレーザーの実証

4.1 駆動方式

高繰り返しQスイッチによる高効率動作と高利得化による短パルス動作を同時に実現するために、疑似連続発振(Q-CW)型のLDを用いて高利得化を図ると共に、励起時間内に高速のQスイッチを行うバースト動作を行うことで高繰り返しで高ピークパワーのQスイッチ動作の実証を行った。Fig.4にQスイッチ動作の駆動方法を示す。励起LDのパルス幅は $250\mu\text{s}$ 、繰り返し1kHzの条件で駆動すると共に、 $250\mu\text{s}$ の時間内に繰り返し20~60kHz(5~15kpps)でバーストモードQスイッチ動作を行った。この結果、平均パワー1.2kWの励起において、ピーク値で4.8kWの励起が可能となり、バーストモード繰り返し周波数20、32kHzでは、 $f \cdot \tau$ はそれぞれ4.6、7.36となるため、パルス幅25ns、37nsが見込まれる。

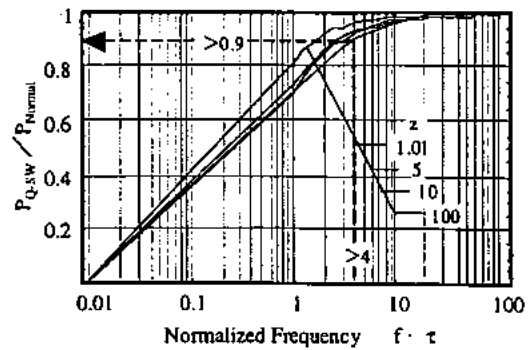


Fig.1 Qスイッチ平均出力パワーの繰り返し依存性

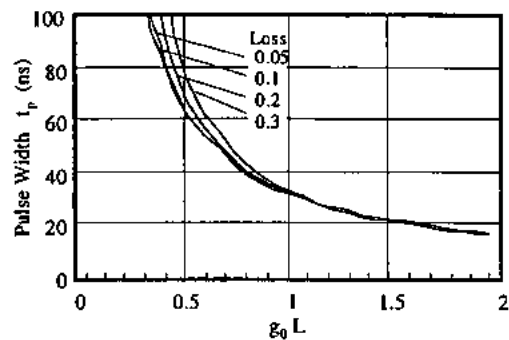


Fig.2 パルス幅の小信号利得依存性

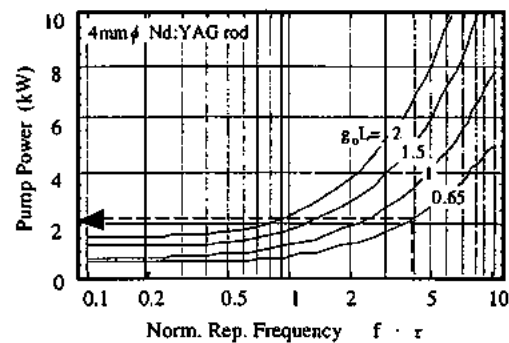


Fig.3 所用励起パワーの繰り返し依存性

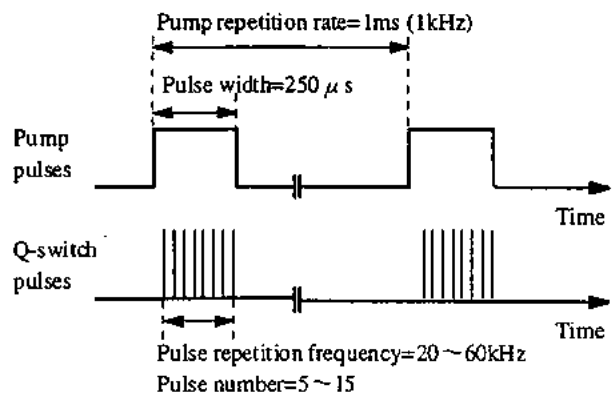


Fig.4 駆動方式

4. 2 励起構成

Fig.5にロッド断面方向から見た励起構成を、Fig.6にロッド軸方向の励起構成を示す。1式の励起モジュールでは12バースタックQ-CWLDを4個使用し、4回転対称に配置している。この励起構成 (HiDiCAD: Highly-Diffused with Cross-Axis Beam Delivery Side-Pumping System) では、LDのFast軸方向がロッド軸方向に向かっており、Fast軸方向のLD光は、マイクロレンズでコリメートされた後、非球面シリンドリカルレンズで一括集光され、スラブ導波路を伝搬し、ロッド軸方向に広がる。一方、Slow軸方向の光は、カットプリズムによりスラブ導波路入り口におけるビーム幅を縮小して、スラブ導波路に入射される。ロッド断面に対し、広い開口で励起光が射出されるために、励起光がロッド全体に照射されることとなり、直接照射成分によるロッド内励起分布の均一化が図れる。また、キャビティーは拡散性キャビティーによる励起光の閉じこめを行っているため、直接吸収されなかった励起光に対しては、スリット方向の影響はほとんどなくなり、拡散性キャビティーの特徴であるキャビティー全体からの励起光照射となり、均一で対称性の良い励起分布が形成できる。

Fig.7に励起分布の計算結果を示す。直接照射される励起光による励起分布、および、拡散反射光による励起分布共に均一で、合成の励起分布は、スリット方向の影響がない均一分布となることが分かる。Fig.8に実際の励起モジュールにおける励起分布の測定結果を示す。1方向からの励起でも部分的に特に強い励起分布は観測されず、ロッド断面方向全体が励起されていることが分かる。また、4方向からの励起ではほぼ均一励起が行われており、対称性の良い分布であることが確認された。

Fig.9に励起モジュール外観を示す。対向励起2式を90度傾けて配置することで4回転対称励起としている。

レーザーロッドとしては濃度0.6atm%、直径 ϕ 4mmのNd:YAGロッドを用いている。

4. 3 共振器構成

Fig.10にレーザーの構成を示す。共振器は長さ0.98mの対称型で、2式の励起モジュールの間に90度ローテータを配置して、熱複レンズを補償している。また、励起モジュールの両外側に配置した2つの凹面レンズで熱レンズを補償し最大励起光パワーにおける共振器の安定性を確保している。Qスイッチは、スイッチングの高速化、消光比の向上のために、音響光学素子2台で構成した。出力鏡反射率はR=30%である。また、出力光を直線偏光に規定する場合のみ、共振器内、出力鏡側に偏光子を配置した。

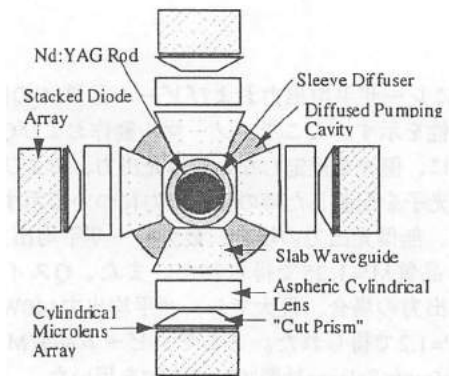


Fig.5 ロッド断面方向の励起構成

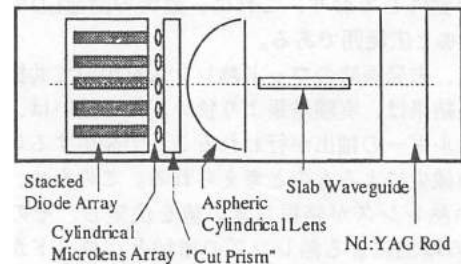


Fig.6 ロッド軸方向の励起構成

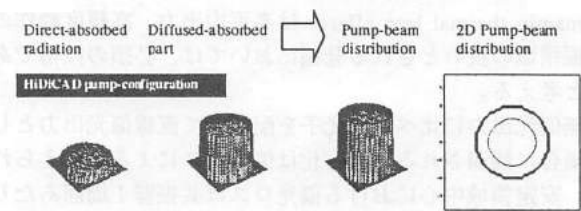


Fig.7 励起分布計算結果

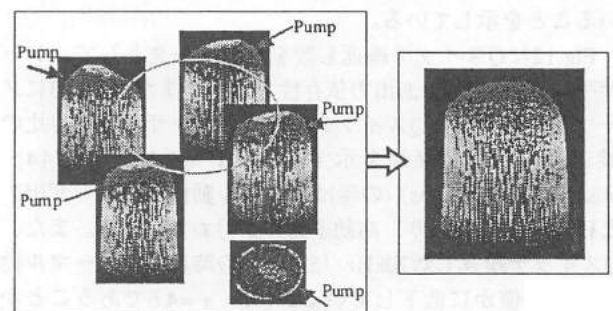


Fig.8 励起分布測定結果

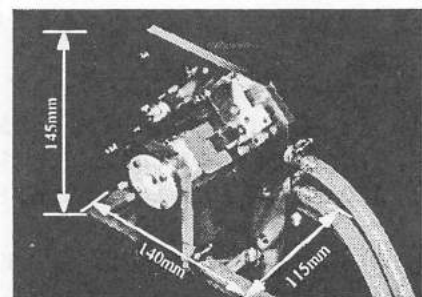


Fig.9 HiDiCADモジュール外観

4. 4 出力特性

Fig.11にレーザ平均出力およびビーム品質 M^2 の励起LD出力依存性を示す。ここで、ノーマル動作およびQスイッチ動作共に、偏光を規定しない無偏光出力、および、共振器内に偏光子を配置した時の偏光出力について示す。ノーマル動作、無偏光出力の場合、最大レーザ平均出力161Wがビーム品質 $M^2=1.25$ で得られた。また、Qスイッチ動作、偏光出力の場合、最大でレーザ平均出力140Wがビーム品質 $M^2=1.2$ で得られた。ここで、ビーム品質 M^2 の測定は、Wavefronts Science社製"CLAS-2D"を用いた。

$M^2 < 1.2$ の高輝度発振は、励起LD平均出力1080~1240Wの範囲で動作しており、これは、最大の励起LD平均出力に対し14%と広範囲である。

しかし、未発振時のロッド熱レンズを用いて共振領域を計算した結果は、実験結果より狭い。この違いは、ロッドからエネルギーの抽出が行われることで発生するロッド熱レンズの減少によるものと考えられる。このため、未発振時の強い熱レンズが発振しきい値を決定し、その後励起LD出力の増加による熱レンズの増加と、ロッドからのエネルギー抽出による熱レンズの減少とのバランスで共振の安定領域は高励起側へシフトすることとなる。この効果"dynamical thermal lens effect"は高平均出力、高輝度動作の共振領域の狭いとされる発振においては、必須の技術であると考えられる。

無偏光出力に比べ、偏光子を配置して直線偏光出力とした場合に観測される出力劣化は偏光ロスによると考えられる。安定領域中心における偏光ロスは共振器1周回あたり4%以下と低い値で、同等に励起された2つのNd:YAGロッドと90度ローテータによる熱複屈折の補償が良く行われていることを示している。

Fig.12にQスイッチ繰返し数をパラメータとして、レーザ平均出力の励起LD出力依存性を示す。また、Fig.13にノーマル動作対するQスイッチ動作時のレーザ平均出力比の繰返し周波数依存性を示す。Qスイッチ繰返し数44~60kHz (11~15kpps)の時はノーマル動作時のレーザ出力とはほぼ一致しており、高効率動作が行われている。また、Qスイッチ繰返し数20kHz (5kpps)の時には、ノーマル動作に対し僅かに低下しているが、 $f \cdot \tau = 4.6$ であることから予想されるQ-SW出力比はほぼ計算結果に一致する。高励起出力側で出力が低下しているが、これは高い利得のためQスイッチロスが増加しているためであると考えられる。

Fig.14に最大レーザ出力時のパルス幅のQスイッチ繰返し数依存性を示す。Qスイッチ繰返し数20kHz (5kpps)の時には27ns、32kHz (8kpps)の時には35nsと短パルスである。これは、計算により示されたパルス幅と良い一致を示す。

レーザ出力ビーム形状の典型例として、レーザ平均出力155W、 $M^2=1.1$ 、Q-SW繰返し数32kHzの時のビームプロファイルを図.15に示す。

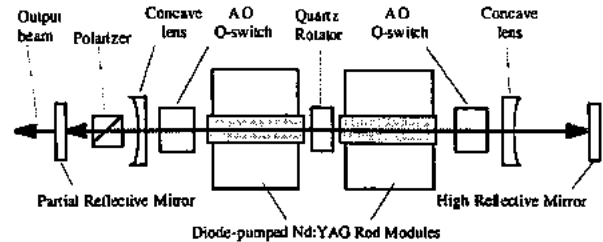


Fig.10 レーザの構成

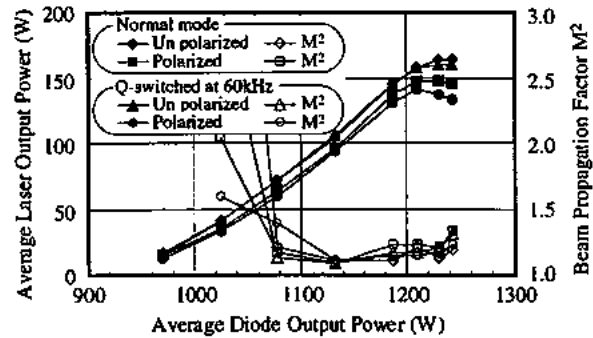


Fig.11 レーザ出力およびビーム品質の励起LD出力依存性

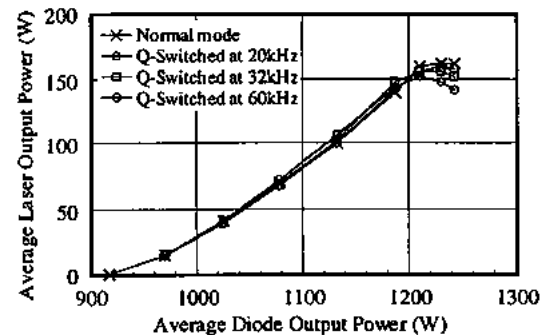


Fig.12 レーザ出力の励起LD出力依存性

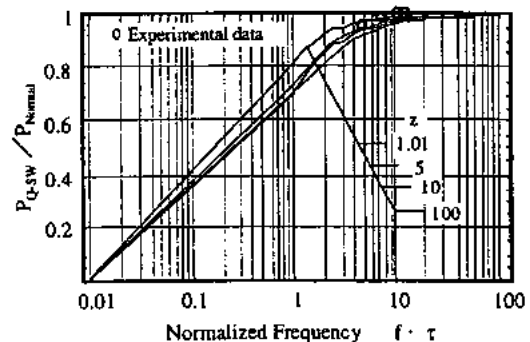


Fig.13 Qスイッチ平均出力パワー繰返し依存性の実験結果

ノーマル動作時の平均出力は160Wであることから、平均の輝度は $9.8\text{GW}/\text{cm}^2$ であり、ピーク出力の輝度は $39.3\text{GW}/\text{cm}^2$ となる。また、Qスイッチ繰返し20kHz (5kpps)の時の平均出力は最大で150Wである事から、平均の輝度は $9.5\text{GW}/\text{cm}^2$ であり、ピーク出力の輝度は $52\text{TW}/\text{cm}^2$ と高輝度である。

4. まとめ

LD励起Nd:YAGロッドレーザにおける高輝度動作、および、Qスイッチ動作による高効率で高ピークパワー動作の課題と解決策を述べると共に、QスイッチTEM₀₀モード発振を行い、ピーク輝度 $52\text{TW}/\text{cm}^2$ の超高輝度動作の実証結果について述べた。また、TEM₀₀モード発振実証試験において、安定動作領域が予想されるものに比べ広がることを示した。

参考文献

1. S. C. Tidwell, J. F. Seamans and M. S. Bowers, Opt. Lett. 18, 116(1993).
2. R. J.hine Jr., A. J. Alfray and R. L. Byer, Opt. Lett. 20, 459(1995).
3. Y. Hirano, Y. Koyata, S. Yamamoto, K. Kasahara and T. Tajime, Opt. Lett. 24, 679(1999).
4. M. Karszewski, U. Brauch, K. Contag, A. Giese, I. Johannsen, C. Stewen and A. Voss, ASSL'98, 19, 296(1998).
5. Y. Hirano, Y. Koyata, S. Yamamoto, K. Kasahara, Repors on Topical Meeting of the Laser Society of Japan RTM-98-33
6. W. Koechner: Solid State Laser Engineering 4th ed. Springer(1996)
7. J. J. Chang, E. P. Dragon, and I. L. Bass, in postdeadline papers of CLEO'98 CPD2(1998)

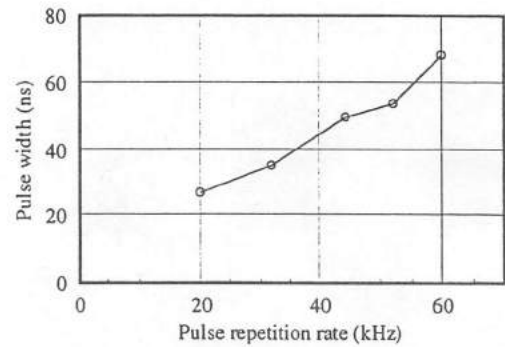


Fig.14 パルス幅のQスイッチ繰返し数依存性

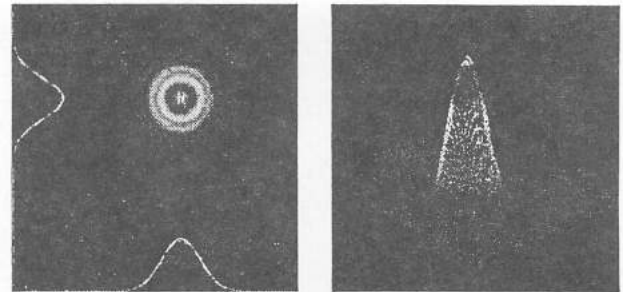


Fig.15 レーザビームプロファイル
P=155W, M²=1.1, Q-SW 32kHz

原稿受付日

平成11年8月2日

Nd イオンドープ固体レーザーにおける熱レンズ効果

尾松孝茂、下瀬川正幸、ジャスティン ブロー、ジュディス ドーズ

(千葉大学)

(マックオリー大学)

Thermal lensing effects in Nd³⁺ doped solid-state laser materials

Takashige Omatsu, and Masayuki Shimosegawa (Chiba University)

Justin Blows and Judith Dawes (Macquarie University)

Abstract

We demonstrated quantitative investigation of thermal lens in Nd³⁺ doped solid-state laser material without and without laser action. The heat loading increases by two-times when the laser action is inhibited. The increase of heat loading is induced by the non-radiative relaxation of inversion population.

1. はじめに

Nd:YAG、Nd:YVO₄をはじめとする Nd³⁺イオンドープの固体レーザー結晶は、誘導放出断面積が大きく、800nm 帯の大きな吸収を持ち、AlGaAs 系半導体レーザーで励起できることから、レーザーシステムの研究開発の中心的な役割を果たしている。

しかしながら、Nd³⁺イオンのレーザー上準位からの交差緩和をはじめ、励起上準位イオンの Auger 遷移(upconversion)等に伴うイオンのフォノン緩和による非輻射遷移過程が、結晶の熱負荷増大を招くことが知られている¹⁾³⁾。

特に、高励起時には、これらのフォノン緩和過程は励起光子、レーザー光子間の量子エネルギー差から誘起される Quantum defect heating より大きな熱負荷を結晶に与える。結果として、Quantum defect heating から予測される熱レンズを大きく上回る熱レンズが現れ、レーザー装置の総合効率を低下させる要因となる⁴⁾⁶⁾。

われわれは、Nd³⁺ドープ固体レーザー結晶における熱レンズ効果を定量測定するための高精度干渉計測方法を開発⁷⁾すると同時に、半導体レーザー(LD)励起マイクロチップ固体レーザーに適した Nd イオンドープ結晶をいくつか取り上げ、レーザー結晶に誘起される熱レンズ効果の励起状態依存性について実験的に解析した⁸⁾¹⁰⁾。レーザー非発振時には、レーザー発振時の Nd:YAG

で、1.2 倍、Nd:YVO₄、Nd:YAB では、2 倍近く熱負荷が増大することを定量的に示すことができた。

2. 実験

2.1 熱レンズ測定法

熱レンズ効果の測定法には、大きく分けて、幾何光学方法と干渉計測法がある。幾何光学的手法は結晶励起領域へレーザー光を入射して、結晶通過後のレーザー光集光位置から熱レンズの焦点距離を評価する方法で、端面励起型のように励起領域が直径にして数 100 μm くらいの場合には不適である。また、高い測定精度も期待できない。干渉計測法が望ましいが、光学系が複雑となる上に振動に弱く、測定の再現性に問題がある。

われわれはホログラフィックシャリング干渉計を熱レンズ効果測定へ適用した。この干渉計は、干渉計を構成する部品がシャリングプレートのみで構成が簡単であると同時に、共通光路型干渉計であるため、振動の影響が少ない。また、熱レンズのように被測定領域で二次関数的にゆるやかに変化する位相分布を一次微分信号として検出することができるため、測定精度が大幅に向上する。

Fig.1 に実験配置図を示す。Nd:YAG 結晶の励起に使用した LD は Opto-power OPC-A020-807-CN

で 20W のアレイレーザーである。Nd:YVO₄、Nd:YAB 結晶の励起には LD(Opto-power OPC-A002-807-CT/200)は波長 807nm、出力 1.8W を用いた。LD およびその集光光学系を除く測定光学系の基本構成は共通である。集光光学系はコーンメーターレンズ、シリンドリカルレンズ、フォーカシングレンズからなり、結晶中でのスポットサイズは 2.2mm×120μm (Nd:YVO₄、Nd:YAB では、200μm×100μm)、コンフォーカル長は約 3mm である。用いたレーザー結晶は Nd:YAG(Nd イオン濃度 1at.%、結晶サイズ 3mm×1mm×3mm)、Nd:YVO₄(Nd イオン濃度 1at.%、2at.%、結晶サイズ 3×3×0.5mm³)、Nd:YAB(Nd イオン濃度 4at.%、結晶サイズ 3×3×5mm³)である。干渉計測のプロブ光による共振器内での多重反射光の寄与を低減させるため、レーザー共振器は L 字型に構成されている。励起端面鏡は、800nm に対して AR、0.5μm、1μm に対してそれぞれ HR コート、出力鏡は 0.5μm に対して AR、1μm に対して HR コートがそれぞれ施してある。プロブ光(Nd:YVO₄ レーザー第二高調波)は、共振器 45° 折り返し鏡から入射し、その端面反射光が結像光学系(結像倍率 2-3 倍)、シャリングプレートを介して CCD カメラで撮影される。

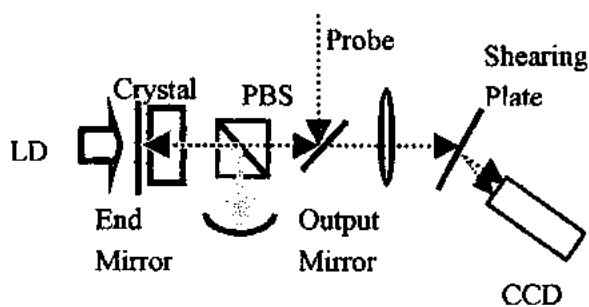


Fig.1 実験配置図

シャリングプレートのシャリング角は 3.4mrad である。共振器内にはメカニカルシャッターが配置してあり、その開閉でレーザー発振を制御できる。

2.2 実験結果

Fig.2 に結晶に吸収された励起光パワーに対するレーザー出力、測定された熱レンズの大きさ

を示す。

Nd:YAG 結晶では、レーザー発振閾値を超えると、共振器内のシャッター開閉で、熱レンズの大きさにわずかな差が現れる。シャッターを閉じてレーザー発振を抑制した場合は、励起光パワーの増加に比例して、熱レンズは大きくなる。熱レンズは励起光パワー 11W に対して 14m² の屈折力に達する。これに対してシャッターを開放し、レーザー発振させた場合は、発振閾値を超えると熱レンズの増大はやや鈍り、励起光パワー 11W 時に熱レンズの大きさは 12m² となる。

Nd:YVO₄ 結晶では、レーザーの非発振、発振で熱レンズの大きさに大きな差が現れる。レーザー発振を抑制した場合は、Nd:YAG 同様、励起光パワーの増加に比例して、熱レンズは大きくなり、励起光パワー 0.7W に対して 25m² の屈折力に達する。これに対して、レーザー発振させた場合は、発振閾値を超えると熱レンズの増大は極端に鈍り、励起光パワー 0.7W 時に熱レンズの大きさは 15m² にすぎない。励起光パワーに対する熱レンズパワーの増大率は非発振時の 50% である。このレーザー動作条件による熱レンズの違いは Nd:YVO₄ が Nd:YAG に比べ大きなフォノン緩和を有すること、すなわち、レーザー上準位 ⁴F_{3/2} からの非輻射緩和によるものと考えられる。

Nd:YAB 結晶では、ほぼ Nd:YVO₄ 結晶と同様の傾向を示し、レーザー発振時の熱レンズは非発振時の 50% まで軽減され、励起光パワーに対する熱レンズの増大率で見ると非発振時の 60% にとどまる。

3. 考察

レーザー非発振時の大きな熱レンズは主として ⁴F_{3/2} からのフォノン緩和による非輻射遷移過程が誘起するものと考えられる。レーザー発振時には、誘導放出が ⁴F_{3/2} 準位イオン密度を低減し、非輻射遷移を抑制する。結果として、レーザー発振時は Quantum defect heating が支配的になる。表に Nd:YAG⁽²⁾⁻³⁾、Nd:YVO₄⁽¹¹⁾⁻¹²⁾、Nd:YAB⁽¹³⁾⁻¹⁵⁾ 結晶の Nd イオン濃度と ⁴F_{3/2} 準位からの蛍光寿命についてまとめる。この ⁴F_{3/2} 準位の濃度消光から、フォノン緩和率 Nd:YAG、Nd:YVO₄ の β を評価し、レーザー発振時、非発振時の熱負荷比

α を次式に従い見積もった。

$$\alpha = \left(1 - \eta_p \frac{\lambda_p}{\lambda_l}\right) / \left(1 - \eta_p (1 - \beta) \frac{\lambda_p}{\lambda_f}\right) \quad (1)$$

ここで、 η_p は励起量子効率、 λ_p 、 λ_l 、 λ_f はそれぞれ、励起光波長、レーザー波長、 ${}^4F_{3/2}$ 準位からの平均蛍光波長である。この式の $\eta_p=1$ として、 λ_p 、 λ_l 、 λ_f をそれぞれ文献値を代入すると、Nd:YAG、Nd:YVO₄ の α はそれぞれ 0.8、0.5 となり、レーザー発振時、非発振時に実験で観測された励起光パワーに対する熱レンズパワーの比例係数の比とよく一致する。また、Nd:YAG の値は McInnes らの報告とも良く一致する⁹⁾。したがって、Nd:YAG、Nd:YVO₄ において非発振時に熱負荷が増える原因は ${}^4F_{3/2}$ の濃度消光によるフォノン緩和過程が支配的であると言える。 ${}^4F_{3/2}$ 準位からの upconversion が、熱負荷の大きな原因となりうることを示唆する報告があるが、この場合には、 ${}^4F_{3/2}$ 準位の二乗に比例して熱負荷が現れる¹⁰⁾。われわれの実験の範囲では、熱レンズパワーの励起光パワーに対する非線形性は認められず、upconversion の寄与は小さいと思われる。

自己周波数通倍型レーザー結晶である Nd:YAB では、励起量子効率が 0.3 と Nd:YAG、Nd:YVO₄ に比べ、著しく低く、結晶の温度上昇による位相不整合が重要な問題となることが D.Jaque らによって指摘されているが、この量子効率を(1)式

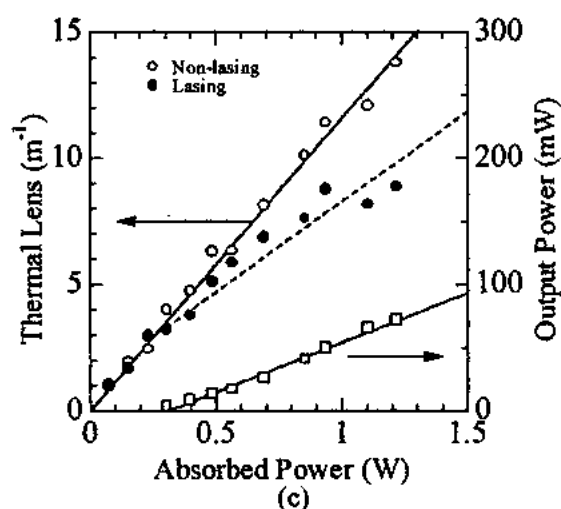
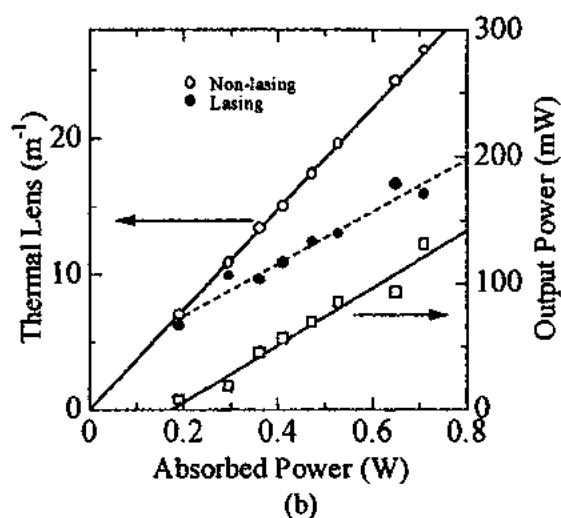
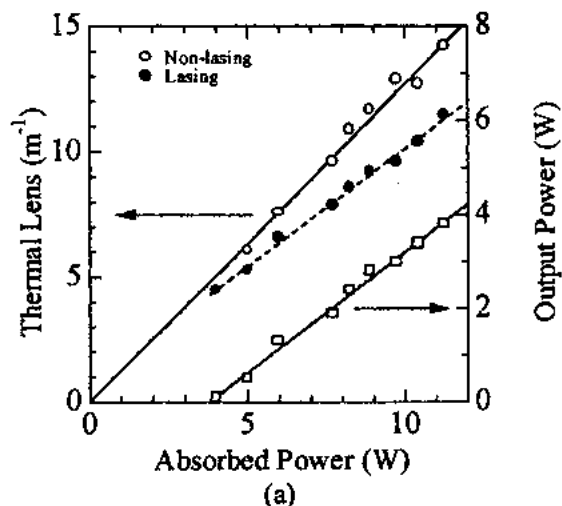


Fig 2 熱レンズの励起光パワー依存性。○、● はそれぞれレーザー非発振時、発振時における熱レンズ、□はレーザー出力を示す。
(a) Nd:YAG、(b) Nd:YVO₄、(c) Nd:YAB。

Crystal	Nd:YAG	Nd:YVO ₄	Nd:YAB
Concentration	1	2	4
Radiative Lifetime (μ s)	250	152	302
Fluorescence Lifetime (μ s)	230	63	60
β	0.1	0.59	0.28
Slope $m^{-1}W^{-1}$ (Non-lasing)	1.4	38	12
Slope $m^{-1}W^{-1}$ (Lasing)	1.15	19	7

Table Nd:YAG、Nd:YVO₄、Nd:YAB の結晶特性と熱レンズ測定結果。

に当てはめても、 α の値は0.7を下回ることはない。実際の実験値では、 α は0.55で、理論予想値との乖離は大きい。われわれは、3次元熱伝導方程式を解くことで得られる結晶温度分布から、熱負荷を評価し、励起量子効率を推定した。 η_p は0.7と求まり、Nd:YAG、Nd:YVO₄よりは小さいもののD.Jaqueらの量子効率の約2倍の値が得られた。文献値から β は0.8と評価されるので、これらの値を用いて α を求めると0.5となり、実験結果と非常に良く整合する。D.Jaqueらによる励起量子効率は⁴F_{3/2}準位の蛍光緩和から評価されたもので、本質的には、濃度消光による非輻射遷移確率にすぎず、励起量子効率を過小評価したものと考えられる。逆に言いかえると、一度レーザー発振してしまえば、Nd:YABの熱負荷はかなり軽減されることを意味する。

4.結論

Nd イオンドープ固体レーザー結晶中に誘起される熱レンズ効果について、干渉計測を用いてレーザー動作状態依存性を定量的に測定した。

熱レンズ効果の定量測定の結果、励起光パワーがレーザー発振閾値を超えた場合、レーザーが発振しているか、発振が抑制されているか、そのレーザー共振器の動作状態に依存して熱負荷が大きく異なることがわかった。特に、レーザー発振が抑制されている場合、熱負荷は⁴F_{3/2}準位のフォノン緩和による非輻射遷移を介して増大する。このような過剰な熱負荷は熱レンズパワーの増大をもたらすため、増幅器、Q-switchレーザー共振器の設計において、細心の注意を払わねばならない。

レーザー発振中の熱負荷は、フォノン緩和が大きいNd:YABのような結晶では大幅に軽減される。したがって、非発振時に測定された熱レンズを元に共振器設計を行うのは、極めて危険である。

われわれが示した干渉計測による熱レンズの定量測定はレーザー結晶の励起量子効率、フォノン緩和確率の物理定数を明らかにする有効な方法と言え、共振器最適設計に大いに役立つ。

参考文献

- 1) W.Koechner, Solid-state laser engineering 4th ed.(SpringerVerlag, Berlin, 1996)
- 2) T.Y.Fan, IEEE J.Quantum.Electron. 29 (1993) 1457.
- 3) B.Comaskey,B.D.Moran,G.F.Albercht, R.J.Beach, IEEE J.Quantum.Electron. 31 (1995) 1261.
- 4) A.McInnes, J.Richards,IEEE J.Quantum.Electron. 32 (1996) 1243.
- 5) D.C.Brown, IEEE J.Quantum.Electron. 34 (1998) 560.
- 6) P.J.Hardman, W.A.Clarkson, G.J.Friel,M.Pollnau, D.C.Hanna, IEEE J.Quantum.Electron. 35 (1999) 647.
- 7) M.Shimosegawa, T.Omatsu, A.Hasegawa, I.Ogura, Optics Comm.140 (1997) 237.
- 8) J.Blows, J.Dawes, T.Omatsu, J.Appl.Phys.83 (1998) 2901.
- 9) J.Blows, T.Omatsu, J.Dawes, H.Pask, M.Tateda, IEEE Photon.Tech.Lett. 10 (1998) 1727.
- 10) M.Shimosegawa, T.Omatsu, J.Dawes, P.Wang, M.Tateda, Jpn.J.Appl.Phys. (in press)
- 11) D.Sardar, R.C.Powell, J.Appl.Phys. 51 (1980) 2829.
- 12) R.C.Powell, Physics of solid-state laser materials, (Springer-Verlag, New-York 1998)
- 13) D.Jaque, J.Capmany, Z.D.Luo, J.G.Sole, J.Phys.Condens.Matter 9 (1997) 9715.
- 14) D.Jaque, J.A.Munoz, F.Cusso, J.G.Sole, J.Phys.Condens.Matter 10 (199) 7901.
- 15) S.Amano, T.Mochizuki, Nonlinear Optics 1 (1991) 297.

原稿受付日

平成11年7月30日

100-W Green Average Output Power from a Double-Pass Nd:YAG MOPA System. Design and Operation

Y. Hirano, Y. Koyata, S. Yamamoto, and T. Tajime
(Mitsubishi Electric Corporation, 5-1-1 Ofuna, Kanagawa 247, JAPAN)

N. Pavel
(Institute for Molecular Science, Okazaki 444-8585, JAPAN)

ABSTRACT

We have developed a Nd:YAG master-oscillator power-amplifier system that operates at 78-mJ per pulse. The pulse width is 47-ns and the repetition frequency is 2.4-kHz, with the pump diodes working at 20% duty cycle. This results in an average output power of 188-W with a peak power of 1.66-MW. The amplifier output beam has a M^2 factor of 3.1x3.3. Using an external KTP doubler, this MOPA system has produced 104-W green average power at a frequency-conversion efficiency of 64.6%. Continuous operating for more than three hours with the green power stability better than $\pm 1\%$ was performed. The detailed considerations used to design this system are discussed.

Keywords: laser amplifier, neodymium:YAG laser, frequency conversion

1. INTRODUCTION

At present, goals for diode-pumped solid-state lasers are the development of high average power, high repetition rates and good beam quality at both fundamental and frequency doubled wavelengths. The master-oscillator power-amplifier configurations (MOPA) have been reported that produce as much as 900 W while operating at up to 100 Hz, with beam quality less than 1.5 times the diffraction limit [1]. Extending the repetition rate from 100 Hz to 2.5 kHz while using a zigzag slab master oscillator, a phase conjugated mirror and a two-stage zigzag slab amplifier, the performance of the previous system was extended to nearly 700 W IR power with a 1.1 diffraction-limited beam [2]. However, to design this kind of configuration careful management of the thermally induced slab aberrations, solutions to improve the low pump absorption efficiency and to reduce the thermal fracture stress of the active medium must be considered.

An average output-power of 100 W with an almost diffraction-limited beam has been achieved from a flashlamp pumped Nd:YAlO₃ rod MOPA system [3]. To compensate for the strong thermal lens of the material, a phase conjugate mirror (or SBS cell) was used. The repetition rate of the burst-mode passively Q-switched system was 3 kHz with the pulse duration of 70 ns. Recently, the performance of this system was extended to an

average output-power of 520 W and a pump repetition rate of 100 Hz [4]. This new scheme contains two preamplifiers in a double-pass two-rod configuration, each preamplifier stage equipped with a further single-pass amplifier. The electrical to optical efficiency of these flash-pumped amplifiers was less than 1.25%. Furthermore, the long time operation was limited by sparking in the SBS cell to about one minute [3].

The highest reported green average power from a solid-state laser oscillator is 315 W [5].

Here we report a double-pass two-rod Nd:YAG MOPA system that generates an maximum average output power of 188 W. The repetition rate is 2.4 kHz and the pulse duration is 47 ns. With two KTP crystal in an extracavity second-harmonic generation setup we generate more than 100 W green average power, at a frequency-conversion efficiency of ~64.6%.

2. DESCRIPTION of the SYSTEM

Figure 1 presents the developed MOPA system. The oscillator consists of a two Nd:YAG rods ($\phi 4$ mm x 60 mm length, 0.8 at.%) placed in a resonator of 60 cm length. The output mirror has 70% reflectivity at 1.064 μ m. To compensate for stress birefringence and thermal bifocusing effects a 90° quartz rotator [6], that changes the polarization states (radial and tangential ones) and averages the

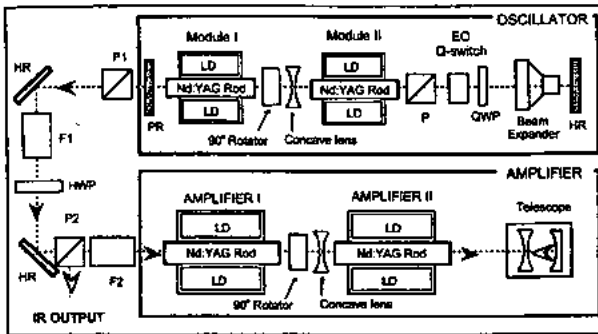


Fig. 1 The experimental scheme of the MOPA system. P: polarizer; F: Faraday rotator; HR: high-reflectivity mirror; HWP: half-wave plate; QWP: quarter-wave plate.

thermal lens power for both components, was set between the two rods. Further, in order to compensate for the thermal lens effect of the active media, a concave lens was placed between the rods. A beam expander with variable focal length and magnification of 2.2 was chosen as solution to compensate thermal lensing under varying pumping conditions and to ensure the optimum mode-selection properties of the resonator [7].

Figure 2 shows the cross section of the developed pump-power module [8]. For the diode-fast axis the output beams from stacked diodes are collimated individually by the cylindrical microlens array, line-focused by an aspherical cylindrical lens and then transported inside the diffused pumping cavity through the slab waveguide. The slab waveguide aperture is of rectangular shape with the width of 15 mm and the thickness of 400 μm . The reflectivity of the pumping cavity inner wall, which is made of ceramic, is more than 97%. The circular symmetrical pump beams from the slab waveguides

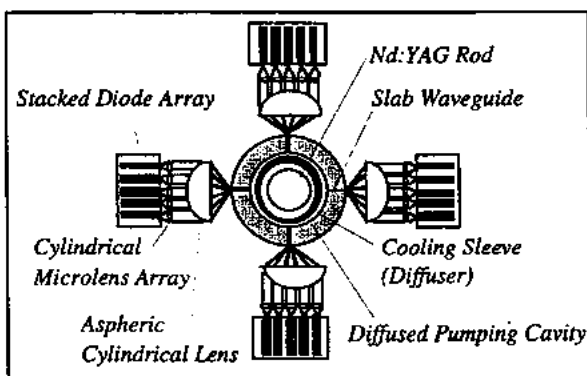


Fig. 2 Cross section of the pump module.

are diffused by the cavity wall and by cooling sleeves made of high refractive index material of which inner surface is ground-rough polished. These reflection type and transmission type diffusers generate a uniform pump-beam distribution inside the laser rod, near of a top-hat distribution.

The four 5-bar stacked diode arrays with cylindrical microlenses array (SDL-3230-J5) were used per every head. The pulse repetition rate was 2.4-kHz with the diode-laser operating at 20% duty cycle. The averaged transport efficiency from the diode output power to the power incident in the pumping cavity was determined as high as 87%. The pump-efficiency from diode laser to active medium, which includes the focusing line transmission, cavity transfer characteristics and active-medium absorption-efficiency, was estimated using the slope efficiencies of full multimode operation. With plane-plane short resonators we determined a pump-efficiency of $\sim 67.0\%$ for Module I and $\sim 70.0\%$ for Module II. At the pump power of 338 W the oscillator outputs a laser beam of 24 W (10 mJ energy) in a Gaussian transversal distribution (M^2 factor of 1.2x1.2) of 2.8 mm spot-size. The pulse duration was 47 nsec (FWHM definition).

To vary the power of the signal incident in the amplifier a $\lambda/2$ plate was placed between the oscillator and the amplifier. The polarizer P2 and the Faraday isolator F2 serve as power coupling from the amplifier. The polarizer P1, while preventing the parasitic oscillation and protecting the oscillator against the radiation from amplifier, allowed to measure the depolarization loss.

The laser amplifier consists of two Nd:YAG rods ($\phi 3.2$ mm x 110 mm length, 0.8 at.%). The twelve 5-bar stacked diode arrays with cylindrical microlenses array (SDL-3230-J5) were used per every head. The total diode output peak-power was 2.4-kW with a 480 W average power for Amplifier I, and 2.6-kW with a 520 W average power for Amplifier II. The whole MOPA system has dimension of 70 cm x 40 cm.

By the standard Findlay-Clay analysis [9] the coefficient K , which relates the small-signal gain $g_0 l$ to the diode pump-power, was estimated to be 0.0026 W^{-1} . Therefore, the available gain at the maximum pump-power was $G=3.46$ for Amplifier I and $G=3.79$ for Amplifier II.

3. AMPLIFIER CHARACTERISTICS and THEORETICAL ASPECTS

For the single-pass amplification, rotating the $\lambda/2$ plate placed after the oscillator varied the power of the signal incident in the amplifier stage. The amplifier rods were pumped at the diode maximum-power and the laser beam power was measured directly after AMPLIFIER II.

To fully characterize the output to input-signal power for the amplifier we developed a 3D-computation model that it based on the Frantz-Nodvik analysis [10] and modified by using a

triangle-shaped temporal pulse. To take into account the beam propagation in every active medium, the laser rod was characterized by a thermally induced refractive power D , which was different for radial and tangential polarized beams, and was split in thin Gaussian ducts of identical length. Additional factors, such as diffraction losses, changes of the laser-beam to gain filling factor along the medium and passive-losses, were incorporated into the model to achieve a realistic simulation.

Figure 3 presents the average power for the single-pass amplification. At the signal power of 24 W resulted 116 W in a beam of M^2 factor, which was measured by a WavefrontMeter Class-2D CCD Camera, of 2.7×2.8 . A very good agreement between the experimental data and the theory can be observed.

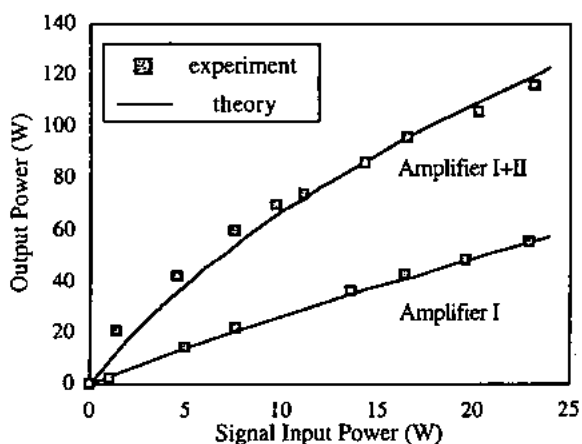


Fig. 3 Output-power as a function of signal input power for the single-pass amplification. Experimental data by rectangles and theory by the continuous lines.

For the double-pass amplification, the oscillator signal of 24 W was incident in the amplifier stage and the pump-power of the amplifiers was varied. We obtained maximum 188 W in a beam of M^2 factor of 3.1×3.3 . The depolarization losses were 3%. Decreases of the output-power from the Frantz-Nodvik model due to the temporal-overlap between the waves that propagates simultaneously forward and backward in the amplifier [11] were evaluated as 11.5%.

4. SECOND HARMONIC CONVERSION

A type-II KTP crystal is very useful for green generation of $1 \mu\text{m}$ wavelength because of its high nonlinear coefficient, small walk-off angle and large tolerance parameters. In spite of these characteristics the gray tracking damage, which is caused by the nonlinear green absorption, prevents this crystal from operating at high peak and high average power levels. This damage could be relaxed by reducing the green intensity inside the

crystal. Then to reduce the green intensity and to increase the conversion efficiency a two-crystal architecture was chosen, as presented in Fig. 4.

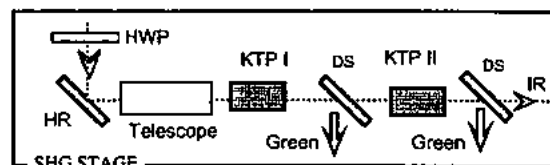


Fig. 4 The KTP double stage. DS: dichroic separator.

Two KTP crystals (designed as of $5 \times 5 \times 15 \text{ mm}^3$ and $5 \times 5 \times 20 \text{ mm}^3$ dimensions) were placed in water-cooled houses that control the crystals temperature at 70°C with an accuracy of 0.1°C . A telescope situated in front of first KTP was used in order to reduce the fundamental beam intensity less than 20 MW/cm^2 . The green output power and the conversion efficiency are presented in Fig. 5. We obtained maximum 104 W green average-power at the incident power of 161 W, which corresponds to a frequency-conversion efficiency of 64.6%.

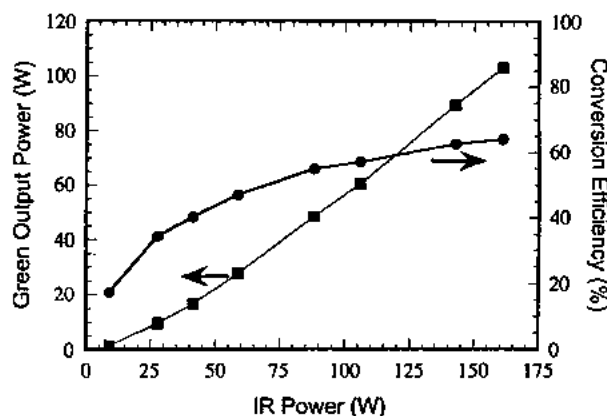


Fig. 5 The green power and the frequency-conversion efficiency as a function of amplifier output average-power.

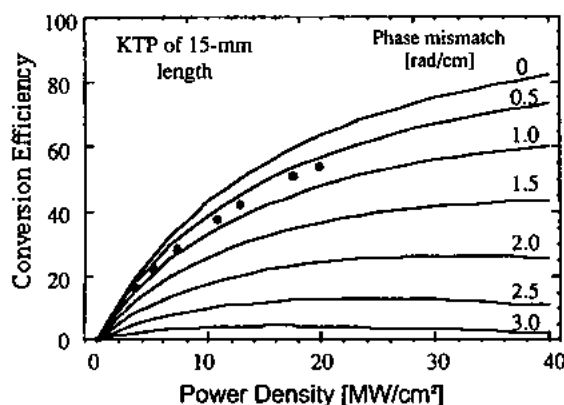


Fig. 6 Frequency-conversion efficiency as a function of power density for the first KTP.

Figure 6 shows the conversion-efficiency as a function of fundamental beam intensity for the first

KTP The theoretical lines were obtained from a modified theory of [12], namely considering a laser beam of top-hat distribution and pulses of triangle temporal shape. In simulation the phase mismatch (rad/cm) was parameter. A good agreement between the experimental data and the theoretical curve of 0.5-rad/cm resulted. The theory gave a phase mismatch between 1.0 and 1.5-rad/cm for the second KTP. At the condition of high conversion, the beam quality of the fundamental radiation that leaves first KTP is lower than that of the incident beam on crystal. Then, the conversion-efficiency of the second KTP, lower than the expected theoretical value, is understandable.

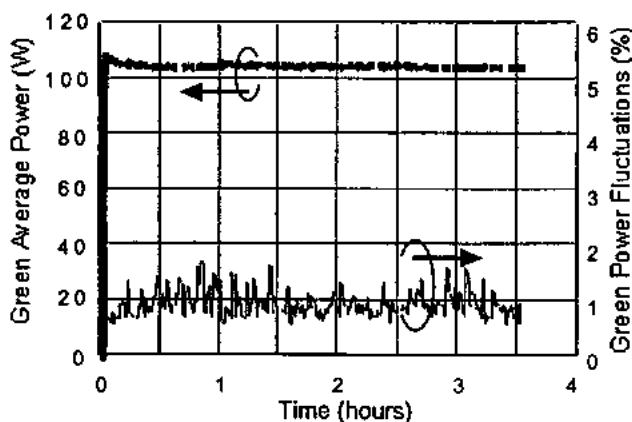


Fig. 7 Green power and green power fluctuations during more than three hours of continuous operation.

The MOPA system has operated continuously at the maximum pumping conditions for more than three hours, as presented in Fig. 7. Green power fluctuation were less than $\pm 1\%$ and no damage or darkening of the KTP crystals were observed. The accumulated green operation time at the maximum level was over 10 hours.

5. CONCLUSIONS

We have developed a two-rod Nd:YAG double-pass MOPA system that generates 188 W average-power in a circular laser beam of $3.1 \times 3.3 \text{ M}^2$ factor. The pulse duration was 47 ns and the repetition rate is 2.4 kHz. This system is compact (70 cm x 40 cm) and does not contain expensive or complicated elements. A high-gain side-pumping method, two-rods birefringence and bifocusing compensation, temporal overlap between the beams traveling through the amplifier in opposite directions and its influence on the power level were some aspects used to design the laser system. For reliable and efficient second harmonic conversion a two KTP crystal architecture was used. We obtained 104 W green average-power at 161 W infrared incident

power, which correspond to a $\sim 64.6\%$ conversion efficiency. During more than three hours of operation the green power stability was better than $\pm 1.0\%$. This kind of system, operating in fundamental or SH regime, can be a solution for industrial applications such as fast cutting, drilling, marking, etc. at an acceptable cost to life time ratio.

REFERENCES

- [1] R.J. Pierre, *et al.*, IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electron., 3 (1977), 53.
- [2] R.J. Pierre, *et al.*, IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electron., 3 (1997), 64.
- [3] H.J. Eichler, A. Haase, and R. Menzel, IEEE J. Quantum Electron., 31 (1995), 1265.
- [4] H.J. Eichler, A. Haase, and O. Mehl, in Technical Digest of CLEO '98, May 3-8, San Francisco, 1998, paper CTh2, p. 353.
- [5] J.J. Chang, E.P. Dragon, and I.L. Bass., 315-W Pulsed-Green Generation with a Diode-Pumped Nd:YAG Laser, in *PostDeadline Papers of CLEO 98*, CPD2-2 (1998).
- [6] W.C. Scott and M. de Wit, Appl. Phys. Lett., 18 (1971), 3.
- [7] D.C.Hanna, C.G.Sawyer, M.A.Yuratich, Opt. Quantum Electron., 13 (1981), 493.
- [8] Y. Hirano, Y. Koyata, S. Yamamoto, K. Kasahara, and T. Tajime, Optics. Lett., 24 (1999), 679.
- [9] D. Findlay and R.A. Clay, Phys. Lett., 20 (1966), 277.
- [10] L.M. Frantz and J.S. Nodvik, J. Appl. Phys., 34 (1963), 2346.
- [11] Y. Hirano, N. Pavel, S. Yamamoto, Y. Koyata, and T. Tajime, *submitted for Opt. Commun.*
- [12] V.G. Dmitriev, G.G. Gurdadyan, and D.N. Nikogosyan, in *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, Springer-Verlag Series, 1990.

原稿受付日	平成 11 年 8 月 19 日
-------	------------------

Characterization of Czochralski-grown β -BaB₂O₄ crystal and its application

Kaoru Kimura*, Hiroki Kikuchi, Tatsuo Fukui, Nobuhiko Umezu,
Tsutomu Okamoto, Koichi Tatsuki, and Shigeo Kubota
Kubota Opto-Electronics Laboratory, Core Technology Development Center,
Sony Corporation Core Technology & Network Company

Abstract

All solid state cw 266nm lasers using the in-house Czochralski-grown β -BaB₂O₄ (Cz-BBO) crystal show long-term reliability of 5000 hour operation. For the development at higher output power and/or shorter wavelength, we characterized optical loss spectrum and observed minute scattering centers in the Cz-BBO. Novel ultraviolet laser scattering tomography (LST) method has been applied for the real-time observation of the scattering. The large capacity optical disk mastering and the high-resolution microscope have been developed using the deep-UV lasers with the Cz-BBO.

キーワード：ベータホウ酸バリウム、チョクラルスキー法、遠紫外線レーザ、紫外線レーザ散乱トモグラフィ
(β -BaB₂O₄, Czochralski method, deep-UV laser, ultraviolet laser scattering tomography)

1. はじめに

当研究室では高品質な β -BaB₂O₄ (BBO) を波長変換デバイスとした遠紫外線 (Deep-UV) 全固体レーザを開発した[1]。ソニー・プレジジョン・テクノロジー (株) にて波長 266nm の連続発振レーザ (COBALT, Fig.1) として商品化している[2]。この BBO はチョクラルスキー法により育成し、デバイス加工・成膜のプロセスを含めすべてを当社内で行っている。これまでの BBO デバイス作製プロセスの改良に加えてレーザ共振器最適化などにより、5000 時間以上の高信頼性を達成している (Fig.2)。遠紫外線全固体レーザは半導体など微細加工検査用光源として今後大いに期待される。

遠紫外光源をさらに短波長化・高出力化した場合にも出力の高信頼性を達成するためには、遠紫外線レーザのキーデバイスである BBO 結晶の吸収・散乱を正確に評価し、

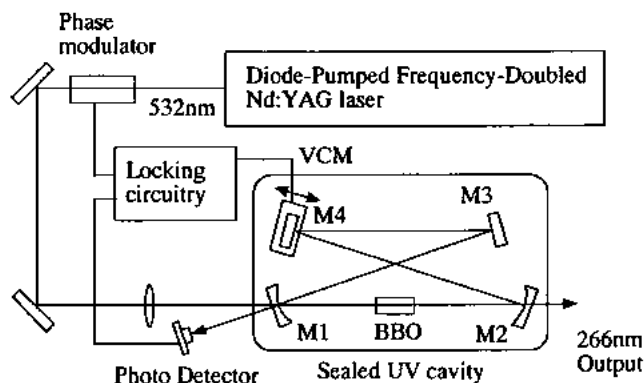


Fig. 1. Schematic of deep-UV laser using a bow-tie external ring cavity with Cz-BBO device [3].

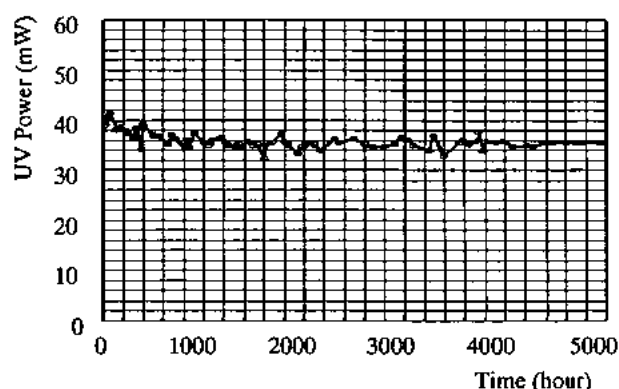


Fig. 2. Long-term reliability of cw deep-UV operation more than 30mW output power.

遠紫外線レーザの出力低下を引き起こす結晶内部紫外光損傷を低減することが必要である。次節以降で当社製 BBO の光学損失と微小散乱源、及び散乱源の紫外光照射による変化について報告する。

2. BBO の光学損失

β -BBO 結晶育成に我々が用いているのは、融液から直接引き上げるチョクラルスキー法 (Cz 法) である。従来より用いられてきたフラックスを使用した TSSG (Top Seeded Solution Growth) 法に比べて短時間で結晶を育成することができる。また、遠紫外波長変換時には無視できない吸収端近傍の紫外損失が、Cz 法育成 BBO の方が常光線・異常光線とも小さい。パルス動作はピークパワーが高いため、特に遠紫外波長域では結晶の損傷による出力低下が起きやすいが、TSSG-BBO より Cz-BBO を用いた方

がパルス YAG 4 倍波発生出力が低下しにくい[4]。これらの事実は Cz-BBO が遠紫外波長変換デバイスとして非常に高品質であることを示している。前に述べた連続発振遠紫外線レーザにおける数千時間の長期信頼性も Cz 法育成 BBO を用いている。

BBO を用いた和周波発生などで光源の発振波長を短波長化するにはその吸収端近傍の光学損失を正確に評価する必要があり、パラメトリック発振の場合には赤外線も含めた広波長帯域での BBO 透過損失を知る必要がある。BBO は光学的異方性の大きい一軸性結晶であるからどの場合においても偏光依存性評価は欠かせない。我々は遠紫外から赤外波長範囲において Cz 法育成 BBO の光学損失を偏光分離した。偏光子が使えない帯域では結晶方位の異なるサンプルの測定値からの計算による偏光分離を行い、また結晶長の異なるサンプルの測定値から表面のフレネル損失を打ち消して光学損失を測定している。

BBO の分光特性を Fig.3 に示す。約 2.5 μm 以上の赤外域において大きな偏光依存性が認められる。常光線のいくつかの吸収バンドは BBO の B_2O_3 リングの平面内振動モードと考えられる。Fig.4 に特に興味のある可視から遠紫

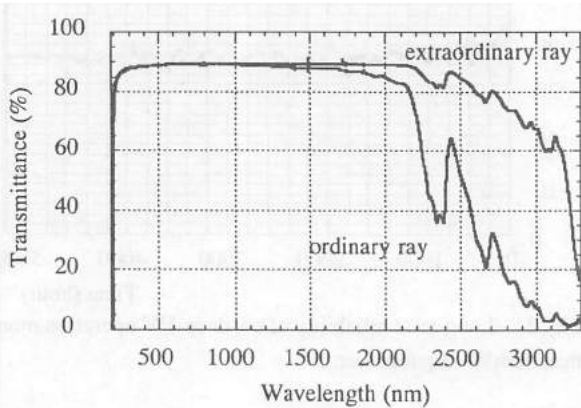


Fig. 3. Polarization dependence of BBO transmittance at about 0.8cm length.

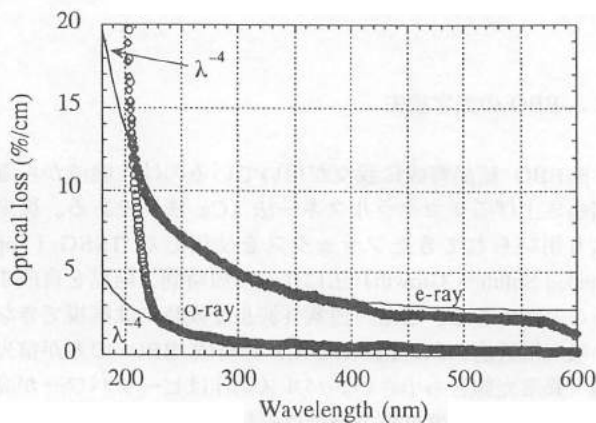


Fig. 4. Polarization dependence of BBO optical loss.

外について光学損失を示す。この領域では常光線よりも異常光線の光学損失が大きい。ここで測定された光学損失には散乱、吸収両方の寄与があるが、比較的長い紫外波長域では両偏光共に損失が波長の 4 乗に反比例しておりレーリ一散乱が支配的であることを示している。一方、吸収端近傍では指数関数的に損失が増大し吸収が支配的になる。

偏光分離された BBO 光学損失のデータによって、BBO を利用した第 2 高調波発生、和周波発生、パラメトリック発振などの非線形過程を適切に評価し、効率的に利用することができる。

3. 紫外線レーザ散乱トモグラフィーによる BBO 観察

はじめに示したように遠紫外線レーザ COBALT は非常に優れた遠紫外光出力の長期信頼性を示している。しかし光源をパルス発振にするなど高出力化した場合には時間と共に出力の低下が見られ、これは BBO 結晶の紫外光損傷によると考えられている[5]。光源の発振波長を吸収端近傍へとさらに短波長化した場合には大きな損傷が起きる可能性もある。紫外光損傷に影響する要因としては 2 つが考えられる。原子オーダーのマイクロな結晶性と、密度は低いものの原子サイズに比べてはるかに大きな散乱源である。これまで我々は X 線による結晶性評価をはじめ様々な評価を行ってきた。結晶性の良いサンプルは、特に連続発振紫外線レーザにおいて出力が低下しない。しかしマイクロな結晶性だけでは必ずしも高出力パルス紫外線レーザ損傷を説明しきれていなかった。一方、散乱源は原子サイズに比べて大きいとはいっても、Cz-BBO のように高品質な結晶では散乱としては微小で高感度に観察するのは難しかった。

従来、He-Ne レーザ (波長 633nm) など光源として用いたレーザトモグラフィーは半導体等の非破壊な欠陥観察手段として用いられてきた[6]。散乱強度は波長の 4 乗に反比例して大きくなるため、遠紫外線を光源とすることで可視光源を用いた散乱トモグラフィーよりもはるかに高感度な観察をすることができる。BBO のように吸収端

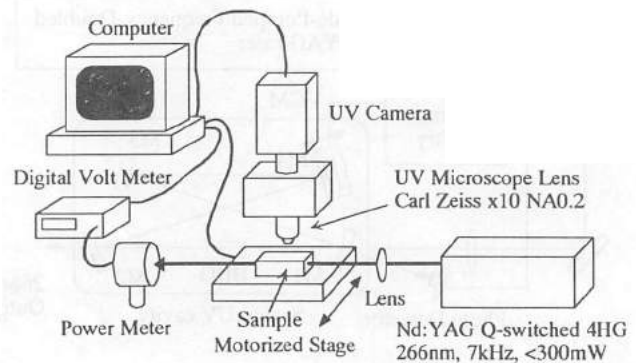


Fig. 5. Ultraviolet Laser Scattering Tomography.

の短い材料には適した観察法である。我々は波長 266nm 紫外線を用いたレーザ散乱トモグラフィーを開発し[7]、BBO 内部を観察した。この散乱トモグラフィーは光源のエネルギーが高いため、照射光による損傷のリアルタイム観察や顕微蛍光観察をすることも可能である。

紫外線レーザ散乱トモグラフィー装置の構成を Fig.5 に示す。基本波光源は Q-Switch Nd:YAG レーザで、その4倍波をレンズで 100 μ m 以下に絞り平均パワー 5kW/cm² 以下で結晶に入射する。BBO 結晶から生じる 90° 散乱光を、紫外線対物レンズを用いた顕微鏡で検出し紫外線撮像管に導く。自動ステージに固定された結晶はレーザ光進行方向に対して垂直に動かすことができる。撮像管で得た散乱画像のうちレーザ照射部に沿った部分を短冊状に選び、結晶ステージの微小ステップ移動に合わせてその部分のデータをコンピュータに順次取り込む。それらデータを順につなぎ合わせることによって2次元散乱像を得ることができる。

この散乱トモグラフィーにより得られた散乱像を Fig.6 に示す。当社製 Cz 法育成 BBO には、他社製の TSSG 法育成 BBO に見られる螺旋状転位は全くない。従来の散乱トモグラフィーではほとんど見えなかった微小なサイズ (<1 μ m) の粒状散乱源だけが観察された。散乱強度においても Cz-BBO の方が TSSG-BBO より小さい。

次に、Cz-BBO における粒状散乱源の高出力紫外光照射時の散乱像変化をリアルタイムに観察した。散乱トモグラフィーの紫外光源出力を上げて Cz-BBO に照射したところ、高出力光照射前に既に存在する個々の散乱源の散乱強度は時間と共に増大した (Fig.7)。しかし新たな粒状散乱源の出現が見られない。これは、結晶育成時に散乱源が生じていることを示している。散乱源の抑制によって BBO をさらに高品質化できることを示唆する。

実際に結晶育成条件の改善によって紫外線レーザ散乱トモグラフィーでもほとんど散乱源の見られない BBO 結晶を育成することができた。この結晶では散乱源の散乱強度増加はほとんど見られなかった。

散乱源を低減しさらに高品質化した Cz-BBO を遠紫外線への波長変換デバイスとして使用すれば、波長 266nm

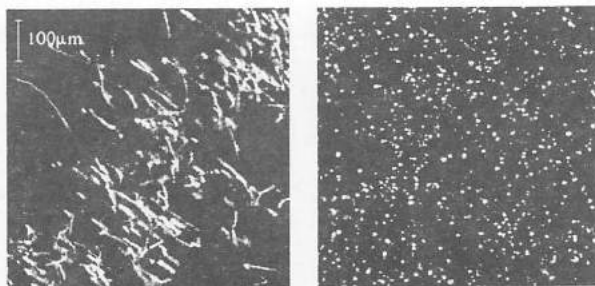


Fig. 6. Scattering in BBO grown by TSSG method (left) and Czochralski method (right).

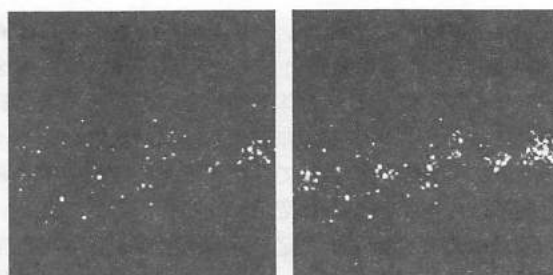


Fig. 7. Real-time imaging of scattering at the beginning (left) and after 2hours (right) of irradiation with high power pulse deep-UV laser light.

レーザの高出力動作における長期信頼性向上はもちろんのこと、ArF エキシマレーザと同一波長 193nm で小型の遠紫外線レーザや、レーザアブレーションなど微細加工用光源となる可能性を十分持っている。

4. 遠紫外線全固体レーザ応用

ここでは、当研究室で開発した高信頼性の遠紫外線レーザを利用した応用を簡単に紹介する。

最近実用化された DVD は 4.7GB の大容量を持つが、さらにその次世代となる光ディスク開発に遠紫外線レーザが用いられている。光ディスク原盤にビットを記録するマスタリングプロセスにおける露光 (カッティング) には、従来 Ar、Kr ガスレーザが用いられてきた。光ディスク高密度化の際にはレーザ波長を短くし露光スポットサイズを縮小することが必要不可欠である。波長 266nm の連続発振全固体レーザは、従来の光源より短波長であることに加えて、高効率、コンパクトで無振動とカッティングマシン用光源として非常に適している。実際に遠紫外線レーザによる露光で CD サイズに 20GB 記録容量相当の記録 (Fig. 8) が達成されている[8]。

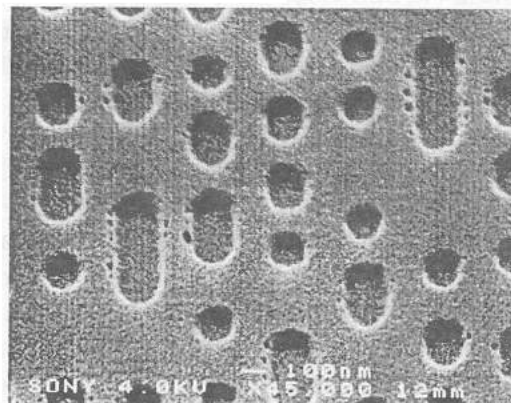


Fig. 8. Pits of the optical disk recorded by a 266nm laser, corresponding to 20 GB capacity per one side of CD size.

266nm 連続発振全固体レーザーを利用した遠紫外線顕微鏡 (Fig.9) は光学顕微鏡としては非常に高い解像度をもつ。近年加速している半導体を初めとしたデバイス微細化の流れにより、大気中での非破壊かつ高解像度なデバイス検査装置の開発が求められてきた。従来の走査型電子顕微鏡は高解像度であるが、真空チャンバーが必要である。遠紫外線顕微鏡は大気中で測定できる上解像限界は走査型電子顕微鏡のそれに近い $0.1\mu\text{m}$ 以下であり[9]、半導体、磁気ヘッド、光ディスクなどの検査装置として期待されている。

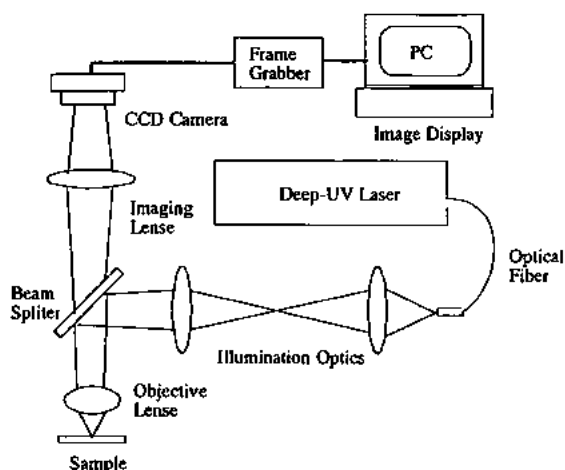


Fig.9. Schematic of deep-UV microscope.

5. まとめ

当社では Cz-BBO の育成、加工、成膜の各プロセス改良により高品質な BBO 波長変換デバイスを作製している。この Cz-BBO デバイスを用いた連続発振遠紫外線レーザーは出力の長期安定性を示し、微細加工検査用光源として様々な応用が期待される。さらなる高出力・短波長動作のために我々は BBO の光学損失、散乱評価を行った。

まず、Cz 法育成 BBO の光学損失の広波長帯域偏光依存性を明らかにし、遠紫外線レーザーの短波長化を初めとする様々な波長変換過程における適切な評価を可能にした。また波長 266nm 紫外光源を用いた高感度なレーザー散乱トモグラフィーを新たに開発して BBO 結晶内部散乱観察に適用し、当社製 Cz-BBO には微小な散乱源だけが存在することを見出した。高出力パルス紫外線レーザーを BBO に照射しながらリアルタイム観察を行った結果、BBO のさらなる高品質化にとって散乱源の抑制が重要であることが明らかになった。育成条件を最適化することによって BBO 内部散乱源を大幅に低減することができ、この BBO 結晶を用いた波長変換デバイスは連続発振 266nm 遠紫外線レーザーだけでなく、そのパルス発振や 193nm レーザ光発生などでも出力の長期信頼性を示すと考えている。

既に商品化した連続発振遠紫外線レーザーを用いて、当社では次世代大容量光ディスクのカッティング用光源や高解像度な遠紫外線顕微鏡をも開発している。

参考文献

- [1] M. Oka, L. Y. Liu, W. Wiechmann, N. Eguchi, and S. Kubota, IEEE J. Sel. Top. in Quantum Electron. 1, pp. 859 (1995).
- [2] 齊藤, 岡, 久保田, O plus E 20, pp. 1414 (1998).
- [3] M. Oka, M. Takeda, T. Kashiwagi, M. Yamamoto, M. Sakamoto, K. Kondo, K. Tatsuki, and S. Kubota, SPIE 3401, pp. 44 (1998).
- [4] N. Umezu, T. Fukui, T. Okamoto, H. Wada, K. Tatsuki, and S. Kubota, SPIE 3224, pp. 124 (1997).
- [5] S. Kubota, H. Masuda, H. Kikuchi, K. Kondo, M. Oka, K. Tatsuki, T. Okamoto, N. Umezu, T. Fukui, H. Wada, and K. Morita, OSA TOPS 17, pp. 79 (1998).
- [6] 守矢, 応用物理第 55 巻第 6 号, pp. 542 (1986).
- [7] 菊池, 木村, 梅津, 岡本, 田附, 久保田, 第 46 回応用物理学講演会講演予稿集 30a-YF-4 (1999).
- [8] 武田, 光アライアンス第 10 巻 7 月号, pp. 6 (1999).
- [9] N. Eguchi, M. Oka, Y. Imai, M. Saito, and S. Kubota, SPIE 3740, pp. 394 (1997).

原稿受付日

平成 11 年 7 月 30 日

全固体W級196nm光源の開発

佐久間 純, Andrew Finch, 出来 恭一, 北柄 直樹,
大迫 康, 堀口 昌宏, 横田 利夫
(株式会社ウシオ総合技術研究所)

Development of all-solid-state 196nm source with W-class power

Jun Sakuma, Andrew Finch, Kyoichi Deki, Naoki Kitatochi, Yasu Ohsako,
Masahiro Horiguchi, Toshio Yokota (Ushio Research Institute of Technology)

Abstract

We have developed an all-solid-state deep-UV coherent source operating at a 5kHz repetition-rate. The system consists of two independent laser sources and four frequency-mixing stages. The source generated 14.3W of 349nm and 2.0W of 241.6nm as the intermediate outputs. By using a temperature-tuned CLBO crystal for the final mixing stage, 1.0W of 196.3nm output was produced. By employing BBO crystals for the same process, 0.24W at 196.3nm and 0.15W at 193.7nm were also generated.

キーワード：LD 励起固体レーザー、波長変換、非線形光学結晶

(diode-pumped solid-state lasers, frequency conversion, nonlinear optical crystals)

1. はじめに

現代産業の基盤であるエレクトロニクスの微細化、小型化の流れにおいて、紫外コヒーレント光源の役割が拡大しつつある。特にマイクロリソグラフィ分野への応用という動機から例外とも言える程に研究開発が活性化されたエキシマレーザーは、その出力特性、信頼性とも飛躍的に向上し続けている。現在、波長 248nm の KrF エキシマレーザーは半導体露光用光源として大量に稼動しつつあり、今後の同用光源としては、波長 193nm の ArF レーザー、同 157nm の F₂ レーザーの適用が決定的な状況にある。

一方、高出力で信頼性の高い LD 励起固体レーザーと波長変換用の非線形光学結晶の発展も目覚しく、両技術を統合した全固体紫外レーザーの研究も活発化している。その発生出力の向上に伴い、エキシマレーザーに代わる取扱い性の良い紫外高出力光源としての期待も高まりつつあるが、半導体露光用としては実用化されていない。全固体紫外レーザーによる半導体露光を想定した場合のメリットとしては、数 10kHz 以上の高繰返し発振による露光量の制御性の良さと、1パルス当たりのピークパワーが低いことによる光学系への負担減、長寿命化が期待される点がある。発振光の狭帯域化に関しても、可干渉性の良さに起因するスペクトルの抑制が顕著な課題となりうるものの、単一周波数発振が可能であり、色収差が少ない高解像の屈折光学系を

用いた露光システムにより適合する。また維持が比較的容易かつ静寂な動作といった環境的側面においても大きな潜在的優位性が期待される。

しかし、KrF248nm、ArF193nm という波長が露光用として事実上標準化された現在、全固体レーザーに残された道は、現在展開中の 193nm に同調するか、より短波長領域で実用的な特性を実現することである。波長変換による 200nm 未満の深紫外光発生は過去に様々報告されているものの、その殆どが mW オーダーの平均出力に止まり、手段としても色素レーザーやランプ励起の Nd:YAG レーザー等を利用した低繰返しでの実験結果であった。小出力の主因は、193nm 光発生に適用を余儀なくされてきた BBO 結晶の特性が不十分な点にあると考えられる。しかし、1995 年に大阪大学により開発された CLBO 結晶により、BBO を凌ぐ高出力高調波発生も報告され、193nm 光発生への適用が期待される状況を呈してきた^[1]。複数光源の並列動作といった手段を考慮するとしても、まずは全固体構成での kHz 領域の繰返し動作で、最低 1W 級の出力というブレークスルー達成が最低限のステップと考えられる。

本報告では、固体レーザーと CLBO 結晶による波長変換、特に従来 BBO では成し得なかった高出力紫外光発生に取り組んできた筆者らが、その潜在的応用の一つとしてリソグラフィへの適用の可能性をも視野に入れて開発を行った W 級平均出力の全固体構成深紫外光源に関して報告する。

2. 従来の波長 193nm 光発生方法

2次の非線形光学効果を利用した波長変換による193nmの発生方法は、主に2つのアプローチに大別される。一つは、高出力で技術的成熟度も高いNd:YAG (Nd:YLF、Nd:YVO₄) レーザー基本波の第4ないし第5次高調波に、別の波長可変光源からの光を和周波混合して193nmに同調する方式である。もう一つは、チタンサファイアレーザー等の予め同調された基本波の高調波発生による方式である。以下、これらの構成、特徴等について簡単に述べる。各方式における光混合に最適な非線形光学結晶選定の観点からの考察に関しては、別途論じられている^[1]ので、本論文では省略する。

2.1 Nd:YAG 高調波と波長可変光源の和周波混合方式

発振波長1064nmのNd:YAGレーザー光の光周波数を ω とすると、193nmは 5.5ω に相当し、 0.5ω ($\lambda=2100\text{nm}$)ないし 1.5ω ($\lambda=708\text{nm}$)という発振波長のレーザー光源を別途用いて和周波混合する必要がある。これらには光パラメトリック発振器(OPO)、ないしチタンサファイアレーザーの適用が考えられる。いずれも近年発展が著しい光源技術ではあるが、193nm光の狭帯域化と波長安定化とを考慮した場合、基本波と共に波長可変光源自身の狭帯域化、安定化が求められる。また独立した2つの高出力コヒーレント光の和周波混合に関する過去の報告は少なく、各光の空間強度と時間波形の整合性確保は大きな技術課題と考えられる。

Fig. 1は、通常の3段のカスケード混合により得られる第5高調波(5ω 、波長213nm)にOPOからの赤外光(0.5ω 、同2100nm)を混合する方式を示す^[1]。

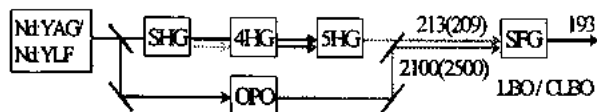


Fig.1 Schematic of 193nm source based on the fifth harmonic of Nd:YAG laser and OPO.

この方式の特徴は、(1)光子数比の観点からは赤外光は第5高調波の1/10程度の小出力で十分、(2)1台の基本波で構築可能、(3)和周波混合にCLBO、LBOが位相整合する、等である。しかし、波長が10倍も異なるレーザー光の和周波混合における波面や強度の整合は課題となりうる。筆者らは、平均出力25Wのランプ励起のNd:YAGレーザーとCLBOを用いた実験において、発生波長192nm、繰返し数100Hz、平均出力210mW(1064nm光出力からの変換効率0.85%)の特性を得た^[1]。しかし、25WのAO-Qスイッ

チLD励起Nd:YLFレーザーと10W級レーザー励起のPPLNOPOによる繰返し数5kHzの実験での193nm光平均出力は最大100mW(効率0.3%)に止まった^[1]。低出力の原因としては、ピークパワー減少に伴う各段の波長変換効率低下、およびNd:YLFレーザー発振波長1047nmに起因するOPO波長2500nmでのCLBO結晶の吸収が顕著な点も考えられる。R. D. Meadらも低繰返しの実験において15mJの1064nm光から0.6mJの193nm光を得た結果から、既存技術範囲の平均出力150Wの基本波とPPLNOPOにより繰返し数10kHzで出力5Wの193nm光発生が可能と報告している^[1]。しかし現状、本方式でのW級の193nm光発生は実証されていない。

Fig. 2は、第4高調波(4ω)に波長708nm(1.5ω)の近赤外光を混合して193nmを得る方式である。

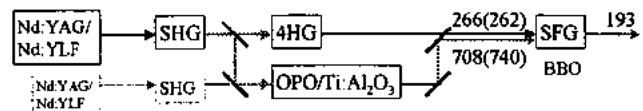


Fig.2 Schematic of 193nm source based on the fourth harmonic of Nd:YAG and Ti:sapphire laser.

この方式における高出力化の最大の障害となるのは、193nm光発生用結晶は実質BBOに限られることである。この方式の報告例としては、Y. Masudaらによる繰返し数6kHzで平均出力10mW^[1]等の小出力に止まっている。

2.2 波長可変光源の高調波発生による方式

チタンサファイアレーザーの高調波発生で193nmを得る方式としては、発振波長773.6nmの4倍波発生ないし同967nmの5倍波発生が考えられる。前者の場合、現状では2倍波(386.8nm)を直接ダブリングできる実用的な非線形光学結晶が存在せず、3倍波と基本波の和周波混合が必要となる。193nm発生用の結晶もBBOだけである。後者の場合も3段階の混合過程が必要な上、チタンサファイアレーザーの利得の低さも問題となる。現状では、励起レーザーを含めた装置構成の複雑さ、発生効率の点で必ずしも前述の方式を凌駕する状況にはなく、小出力でも安定な光源が必要な応用に適すると考えられる。林部らは、繰返し数1kHz、出力3Wのチタンサファイアレーザー光の4倍波として1.5mWの193.4nm光発生を報告している^[7]。

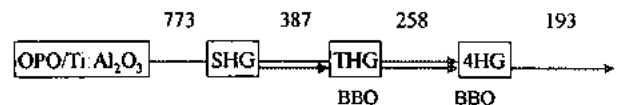


Fig.3 Schematic of 193nm source based on the fourth harmonic generation of Ti:Al₂O₃ laser.

3 新しい 193nm 発生方法

3.1 方式

Fig. 4 に今回用いた 193nm 光発生構成を示す。

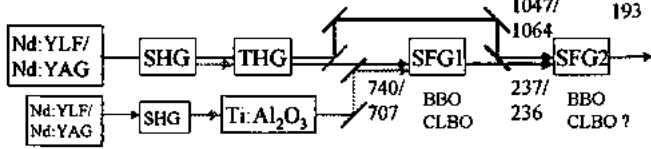


Fig. 4 Schematic of 193nm source based on the third harmonic of Nd:YLF and Ti:sapphire laser.

Nd:YLF レーザーの 3 倍波 (349nm, 3ω) とチタンサファイアレーザー光 (740nm, 1.4ω) を CLBO 結晶で和周波混合して得た紫外光 (237nm, 4.4ω) に、3 倍波発生過程で残存する基本波と再度和周波混合して 193nm (5.4ω) を得る。基本波が発振波長 1064nm の Nd:YAG レーザーの場合、上記各波長ならびに周波数は、355nm(3ω)、707nm(1.5ω)、236nm (4.5ω)、193nm (5.5ω) となる。本方式は 5 倍波と OPO 光の混合方式に比して以下の点に特徴がある。

- (1) 出力に余裕のある基本波を、3 倍波発生と 193nm 発生との 2 回混合に用いる。特に、193nm 光発生に基本波を利用する。
- (2) 193nm 光発生用結晶として、CLBO が適用できる可能性がある。
- (3) 各光混合の過程で混合する光の波長の比が小さく、空間的整合が得やすい。

このうち(2)については、本研究開始時点で発表されていた 2 種類のセルマイヤー方程式^{9), 10)}により位相整合することが予測されたことが背景にある。Table 1 に 1047nm 光と 237nm 光の混合による 193nm 光発生用結晶の特性を示す。

Table 1 Calculated properties of crystals for 193nm generation by SFM of 1047nm with 237nm.

Crystal	Phase-matching Angle	Acceptance angle (mrad·cm)	Ref
CLBO	77.5°	0.64	8
CLBO	77.3°	0.42	9
BBO	58.8°	0.12	
LBO	No phasematch		

しかし、その後の研究により、本方式の 193nm 光発生に対しては、室温では位相整合が全く得られず、Nd:YAG レーザー基本波で CLBO 結晶を -180° 程度以下に冷却した場合に位相整合することが筆者らにより実験的に見出された¹⁰⁾。室温で位相整合が得られる発生波長は 195.3nm が最短

であった。最近新たに報告されたセルマイヤー方程式を用いると、この実験結果によく符合する結果が得られる¹¹⁾。Nd:YLF レーザー基本波の場合、最短波長は若干長波長側にシフトすると推測されたが、その波長発生の際の CLBO 位相整合角は 90 度のノンクリティカル位相整合 (NCPM) であり、高効率な変換が期待される。しかし、193nm 光発生には温度位相整合も適用できず、BBO 結晶を用いる必要がある。

3.2 装置構成

実際の装置構築に際しては、全固体構成での kHz 繰返し、W 級深紫外光の発生を目的として、平均出力 50W 級の LD 励起 Q スイッチ Nd:YLF レーザー MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) システム (Schwartz Electro-Optics 社、現 Q-Peak 社製) を基本波光源とした。波長同調光源としては別途に開発した Nd:YLF レーザー MOPA の 2 倍波励起によるチタンサファイアレーザー (発振域 741~805nm) を用いた。動作繰返し数は、波長変換光の平均出力最大化の観点から 5kHz に設定した。波長変換用結晶としては、各 Nd:YLF レーザー光の 2 倍波発生には温度位相整合による NCPM 動作の LBO、3 倍波発生には Type-II 角度位相整合の LBO、最初の和周波混合には CLBO、最終の和周波混合には BBO ないし CLBO を用いた。チタンサファイアレーザーのゲインスイッチ動作によるパルス発生と、和周波混合する 3 倍波とのタイミング調整のために、各 Nd:YLF レーザーの Q スイッチトリガーは、デジタル遅延パルス発生器により調整した。光特性の測定に際して、レーザー出力は熱吸収型パワーメーター (Coherent: LM-45, LM-100, LM-30V, Ophir: PE-10)、パルス波形は PIN フォトダイオード (EOT: ET-2000, ET-2020) と帯域 2GHz のデジタルオシロスコープ (Lecroy: 9370C)、ビーム径は CCD カメラ (Coherent: Cohu4800) とアナライザー (Spilicon: LBA-100)、ビーム品質は M^2 メーター (Spilicon: M2-101)、波長はモノクロメーター (Optometrics: MC-01, MC-04)、波長幅はスペクトルアナライザー (Burleigh: Resolver RFP-3600) 等を用いた。

3.3 3 倍波発生

3 倍波発生用の Nd:YLF レーザー MOPA は、出力 20W のレーザーダイオードパター 2 ヶにより励起される YLF のスラブのモジュールを、発振器として 1 個、増幅器として 4 個用いており、5kHz の Q スイッチ動作における最大平均出力は 45W 以上、パルス幅は 20nsec であった。横モードは、縦方向の強度分布はガウシアンであるが、横方向はややフラットであり、 M^2 測定値は、縦方向 1.2、横方向 1.54 であった。LBO (サイズ: $3 \times 3 \times 15$ mm、両面 AR コート付

き)による2倍波(波長523.5nm)の平均出力としては最大28.5W(変換効率60%)が得られ、カスケード配置のType-IIのLBO結晶(3x3x15mm、両面ARコート付き)による3倍波(波長349nm)としては14.3W(基本波からの変換効率33%)を得た。3倍波の最大出力は、前段の2倍波発生用LBO結晶の温度を調整し2倍波の発生効率を低下させた際に得られた。一般に、基本波と2倍波の出力比率は光子数比の観点から2:1が最適とされるが、本装置での最適比率は約2:3であった。この現象は、ガウシアン型強度分布を仮定した場合の消耗基本波と発生2倍波との空間整合性に起因することが、非線形結合方程式による計算検討から説明される^[2]。2倍波発生用結晶に入射した基本波に対する3倍波発生用LBO結晶への入射各光および発生3倍波の出力特性をFig.5に示す。3倍波のM²測定値は、縦方向1.2、横方向は1.3であった。

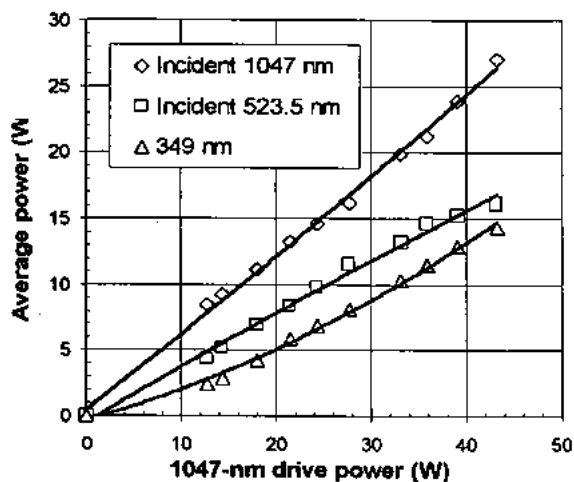


Fig.5 I/O data for third harmonic generation.

3.4 チタンサファイアレーザー

励起源のNd:YLFレーザーは、増幅器1段のMOPA構成で、NCPM動作のLBOによる2倍波平均出力は11.4Wであった。チタンサファイアレーザーの共振器は、4枚のミラーで構成される縦横収差補償構成のボウタイ型リングで、共振器内にはブリュスターカットのチタンサファイア結晶と、発振波長粗調用の複屈折フィルターが配置される。光混合におけるスペクトル許容幅を考慮して、外部共振器付きLD光の注入同期による単一周波数動作とした。用いたLDは、波長域741-760nm、760-780nm、779-795nm、785-805nmの4種類で、注入光は出力ミラーから入射させた。共振器長の注入光波長へのロッキングには、PZTに取り付けられた高反射ミラーの位置制御により励起パルスに対する発生パルスの時間間隔が最小となるよう制御するパルスビルドアップリダクション法を適用した。本方式は比

較的簡素な構成で、パルス発生時の検出器のブロッキングが不要等のメリットがある。出力特性としては、同調可能な波長域741~805nmにおいてM²測定値1.1未満、ライン幅測定値0.2pm未満(測定限界)の縦横単一モードで、5kHz動作時の最大平均出力3.4W(波長745nm)、パルス幅14nsecを得た。

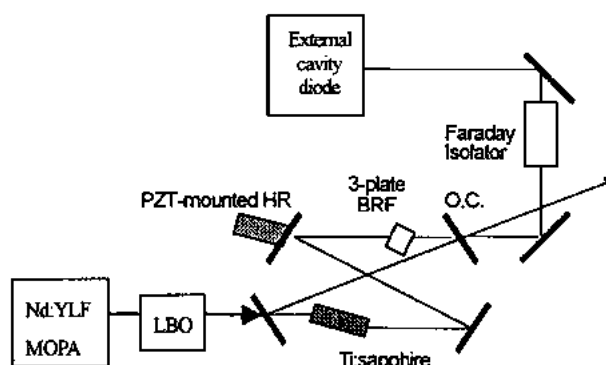


Fig.6 Schematic of Ti:sapphire laser system.

4. 和周波混合による紫外光特性

4.1 CLBO結晶による237.3~243.5nm光の発生

上記各光源からの光の混合には、サイズ7x8x20mm、カット角64°のType-I型CLBOを用いた。結晶は、防湿等を目的とした加熱オープンにより温度を150°Cに保持しながら実験を行った。各入射ビームは、所有するレンズにより可能な限り縦横収差を除去しつつ空間整合するよう調整した後、ダイクロイックミラーにより同軸として結晶に入射させた。各ビームサイズは、結晶入射面でのI/e²強度直径として349nm光が1.2x0.7mm、近赤外光は1.0x1.6mmであった。チタンサファイアレーザー光波長741~805nmに対し、上記CLBO結晶の位相整合角調整により、237.3~243.5nmの範囲で和周波が発生することを確認した。レンズならびにダイクロイックミラー等での損失のため、入射した各光の最大出力は、349nm光が9.0W、波長785nmに同調された近赤外光は2.8Wとなった。和周波混合光(波長241.6nm)の出力は、石英製プリズムによる分離後の実測で最大2.05W(総合効率17.4%)であった。Fig.7に各入射光および発生光のパルス波形を示す。混合各光のパルス波形は良く整合しているが、785nm光が単一周波数動作によるビートフリーの波形であるのに対し、349nm光は縦モード競合によるビートが認められる。発生光には3倍波波形の変調が重畳しつつも、その深さは小さく観測された。なお、共振器ミラーと注入光波長を変更してチタンサファ

イアレーザ光波長を 863nm に同調すれば、CLBO 位相整合角 59° 付近にて KrF エキシマレーザ中心波長の 248.5nm が得られるはずで、全固体構成の W 級の 248nm 光源への展開も容易と考えられる^[3]。

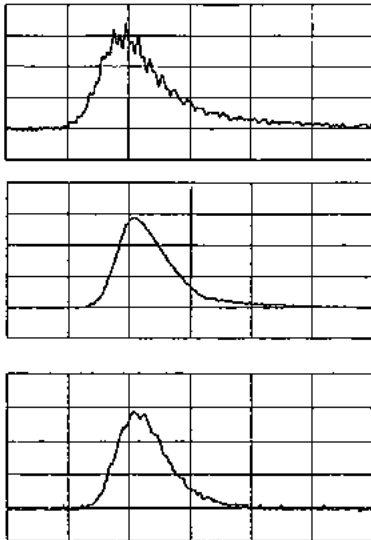


Fig. 7 Temporal pulse shape of 349nm(upper), 785nm(middle), and 241nm(lower) (10ns/div).

4.2 193.7~196.3nm 光の発生

目的となる 200nm 未満の深紫外光発生には、長さの異なる 2 種類の CLBO (7x8x10mm, 7x8x15mm, カット 90°) と、比較評価用として BBO 結晶 (5x5x6mm, カット角 70°) を用いた。いずれも Type-I 位相整合のため、混合する 1047nm 光は 3 倍波発生後に半波長板により偏光面を 90° 回転させた。カット角 90° の各 CLBO 結晶において NCPM 動作で発生した深紫外光波長と結晶温度依存性を Fig.8 に示す。

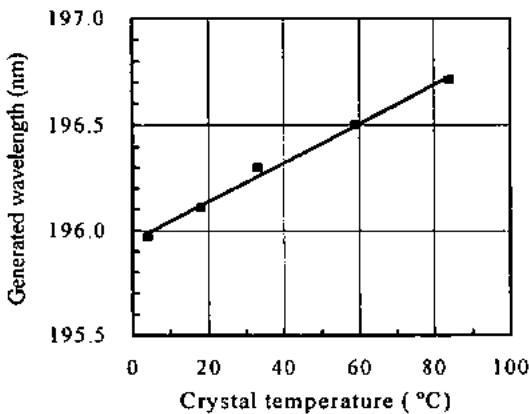


Fig.8 Temperature-tuning curve in CLBO

実験時に CLBO 結晶に入射した 241.6nm 光出力 1.6W、基本波 15W に対し、結晶温度 34°C で発生した波長 196.3nm 光出力は、長さ 10mm、15mm いずれの CLBO においても分離用プリズムでの損失を考慮して 1.0W に達した。Fig.9 に 196nm 光のパルス波形、Fig.10 に 1047nm 光入力は一一定、241.6nm 光入力変化に対する 196nm 光出力の特性を示す。長さ 10mm の CLBO 結晶適用時の 1047nm 光ビーム径は $0.8 \times 1.5\text{mm}$ 、同 15mm の場合は $2.2 \times 2.2\text{mm}$ であった。結晶長が短い方が飽和傾向にあるのは、基本波の励起強度が高いことによると考えられる。レンズ等を用いずに結晶に入射させた 241.6nm 光のビーム径は測定できなかった。また、10mm 長 CLBO 適用時と同じ光学系で長さ 10mm の BBO 結晶を用いても 196.3nm 光は発生したが、その最大出力は 0.24W に止まった。さらにチタンサファイアレーザ波長を 745nm に同調し、カット角 70° 、長さ 6mm の BBO 結晶により得られた波長 193.7nm の光出力は 0.15W であった。これらも BBO 結晶から発生した 200nm 未満の光出力としては筆者らの知る限り世界最大である^[4]。

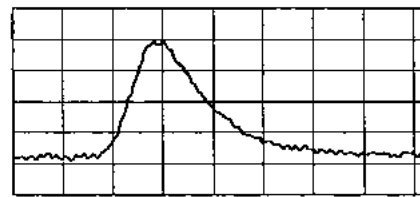


Fig.9 Pulse shape of 196.3nm output(10ns/div).

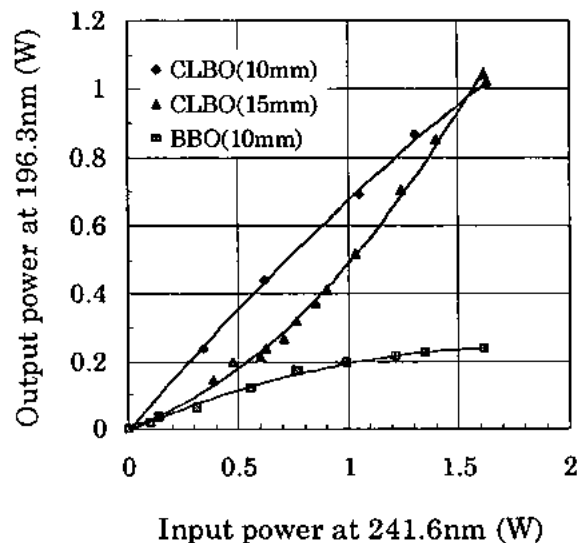


Fig.10 I/O data for 196nm generation.

5. まとめ

全固体構成による W 級出力の 193nm 光源の実現を目指して開発を行った。CLBO 結晶を用いることにより得られた特性は、当初予想された位相整合特性が得られず波長 196.3nm となったが、繰返し数 5kHz において平均出力として 1W を達成した。波長 200nm を切る領域で全固体構成により得た出力としては、過去に例を見ない値であり、固体レーザーの新たな可能性への一歩になりうると考えられる。BBO 結晶によって 0.15W の 193nm 光も発生された。このような全固体深紫外レーザーの潜在応用は、半導体露光に限定されるものではなく、例えば、露光の周辺技術として不可欠な欠陥検査、光学部品評価用光源や、ファイバグレーティング製作、医療用等、幅広い応用が期待される。本方式では、基本波用 Nd:YLF レーザーを単一周波数化させることにより、波長幅 0.1pm 未満の深紫外光の発生が可能である。また、Nd:YVO₄ レーザーと CLBO 結晶の冷却により数 10~100kHz での W 級固体 193nm 光源も実現可能と考えられる。

謝辞

本研究で用いた CLBO 結晶の育成等に関し御指導いただいた大阪大学工学部佐々木孝友教授、森勇介講師、および実験等に協力いただいたウシオ総研、影林由郎氏、吉野雅也氏に深く感謝いたします。

参考文献

1. H. Jones-Bey, Laser Focus World, pp.127-134, August (1998).
2. 出来恭一、佐久間純、大迫康、A.Finch、横田利夫、堀口昌宏、森勇介、佐々木孝友、レーザー研究投稿済み。
3. R.D. Mead, C.E. Hamilton, and D.D.Lowenthal, Proc. SPIE, vol. 3051, pp. 882-889 (1997).
4. K. Deki, J. Sakuma, Y. Ohsako, N. Kitatochi, T. Yokota, M. Horiguchi, Y. Mori, and T. Sasaki, Technical digest of CLEO' 98, CPD4 (1998).
5. Y. Ohsako, J. Sakuma, A. Finch, K. Deki, M. Horiguchi, T.Yokota, Proc. SPIE, vol. 3679 to be pressed (1999).
6. H. Masuda, N. Umezu, K. Kimura, and S. Kubota, OSA Trends in Optics and Photonics, Vol. 26, pp.63-69 (1999).
7. 林部和弥、鍋川康夫、富樫格、塩野裕志、渡部俊太郎、田中宏和、岩田泰明、若林理、溝口計、第 46 回応用物理学関係連合講演会講演予稿集、p.1146, 30p-F-9 (1999).
8. Y.Mori, I. Kuroda, S. Nakajima, T. Sasaki, and S. Nakai, Appl. Phys. Lett., Vol. 67, pp.1818-1820 (1995).
9. N. Umemura and K. Kato, Appl. Opt. Vol. 36, pp. 6794-6796 (1997).
10. 出来恭一、佐久間純、横田利夫、大迫康、吉野雅也、堀口昌宏、レーザー学会学術講演会第 19 回年次大会講演予稿集, p. 125, 28aV5 (1999).
11. N. Umemura, K. Yoshida, T. Kamimura, Y. Mori, and T. sasaki, OSA Trends in Optics and Photonics, Vol. 26, pp.715-719 (1999).
12. 佐久間純、F. Finch、大迫康、北橋直樹、横田利夫、第 46 回応用物理学関係連合講演会講演予稿集、p.1122, 30a-YF-2 (1999).
13. A. Finch, J. Sakuma, Y. Ohsako, K. Deki, M. Horiguchi, T. Yokota; OSA Trends in Optics and Photonics, Vol. 26, pp.70-73 (1999).
14. J. Sakuma, A. Finch Y. Ohsako, K. Deki, M. Yoshino, M. Horiguchi, T. Yokota, Y. Mori, T. Sasaki; OSA Trends in Optics and Photonics, Vol. 26, pp.89-92 (1999).

原稿受付日	平成 11 年 8 月 2 日
-------	-----------------

A Vision for the World Optical Community of the 21st Century

Anthony E. Siegman

1999 President, Optical Society of America
Edward L. Ginzton Laboratory
Stanford University
Stanford CA 94305-4085, USA

Phone and fax: (650) 723-8669
Email: siegman@stanford.edu

Abstract

As optics becomes an enabling technology for ever wider areas of science and engineering, we need a new vision of how to meet the professional needs and provide a professional home for the worldwide optics community and those who work in it.

Key Word : OSA, SPIE, UNO

SUMMARY

The field of optics continues to grow almost without limits as optics becomes an enabling technology for an ever wider range of scientific, engineering, and technological applications. New areas and applications of optics continually emerge, bringing new groups of people into the optics community. Commercial opportunities in optics are expanding rapidly. At the same time optical science and optical engineering become ever more closely linked and the world itself becomes more globally interconnected, so that workers in all areas of optics become one worldwide community. New technologies for delivering information to workers in science and engineering are also emerging explosively, and few can predict where these new developments in communications technology will take us.

One result of all this is that individual careers in optics become ever more complex and demanding. Individual workers must adapt to new optics technologies, new applications areas, and new career paths. An individual's career in optics may extend from "concept to consumer" as that person shifts perhaps from basic research

to optical engineering and then to product development or management. The nature of an optics education must therefore change and evolve to meet these needs. Distinguished optics educators have pointed out that it is essential not only to bring a broader and more diverse group of students into the field of optics, but also to provide those students with a unified education that gives them a solid foundation in both optical science and engineering.

At the same time, the roles of scientific and engineering societies in serving the worldwide optics community must be reexamined. Our professional societies need to evolve to meet the needs of optics workers worldwide and to help optics take its place as a primary discipline of science and engineering. These societies need to develop an effective structure that will unify the optical science and engineering community worldwide, rather than dividing it. They need to serve optics workers better throughout their changing careers - a unified society for a unified profession. They need to serve this community on a worldwide and international basis, without artificial barriers. They need to develop new resources to serve their members better, with better services

and products, for example through investments in expensive and complex new information technologies. They need to be flexible and nimble, so as to bring new groups of professionals from newly emerging areas of optics into this community. And, they need to serve the greater society as well with expanded public service and educational activities.

A vision for the world optical community of the 21st century, and specifically for a professional structure that can serve this worldwide community, has recently been developed by a joint task force chartered by OSA and SPIE. After more than a year of intensive discussions, this task force has proposed the creation of a new worldwide optics organization that can meet the challenges, the needs, and the opportunities of the future. This proposed organization has at present the temporary working name of "UNO", a term which is closely related to the concept of unity, or the number one, but which at this point stands only for "Un-Named Organization".

The vision of the task force is that UNO will be a unified, international, individual-membership and member-governed organization which will serve both as a single entry point into the optics profession and as a continuing

professional home for workers in optical science, optical engineering, and optical applications throughout their careers. The basic purpose of this organization will be to increase and diffuse the knowledge of optics, and to serve the needs of optics professionals and of the broader community in optics on a worldwide basis.

As a fundamental part of the UNO concept existing optics societies, specifically SPIE and OSA at the start, will become "Member Societies" within UNO. These member societies will continue to operate with a great deal of autonomy, preserving their names and governance, their primary activities, and their special cultures and values, but with their products and services becoming equally available to all members of UNO. At the same time all the members of UNO can join together to carry out unified volunteer activities in such areas as educational and public policy or public service programs. As time goes on other optics societies around the world, as well as small or newly emerging scientific or technical communities within optics, can find professional homes within UNO, either as new Member Societies or Technical Divisions within UNO, or as affiliated organizations which remain independent but join in collaborative agreements with UNO.

原稿受付日	平成 11 年 8 月 16 日
-------	------------------

フェムト秒ファイバーレーザーの高出力化と波長変換特性

吉田 睦*、ファーマン マーチン、ガルバナスキス アルマンタス、上原 謙、ハーター ダン
(イムラ・アメリカ)

High Power Femtosecond Fiber Laser and Wavelength Conversion

Makoto Yoshida, Martin Fermann, Almantus Galvanauskas, Yuzuru Uehara and Dan Harter
(IMRA America., Inc)

Abstract

We introduce novel techniques to improve the average power of femtosecond fiber laser and wavelength conversion techniques. The high power femtosecond fiber laser includes the use of single-mode propagating multimode fiber, using Yb as a gain material and parametric chirped pulse amplifier. The wavelength conversion techniques include the use of Raman soliton fiber.

キーワード：フェムト秒ファイバーレーザー、パラメトリック・チャープド・パルス増幅器
ラマンシフトファイバー (Femtosecond fiber laser, Parametric Chirped Pulse Amplifier, Raman shift fiber)

1 はじめに

レーザーの発展は目覚ましく、現在では CD や光通信等、広く一般に受け入れられており、ユーザーが「自分がレーザーを使っている」という事を認識すること無しに、レーザーによる利益を享受出来るようになってきている。実際、CD を聞いている時や、電話で遠隔地の人と光通信網を用いて話しをするときに「レーザーを使うための”儀式”」は全く必要無く、無意識のうちにレーザーを使っている。

一方、フェムト秒レーザーも初期の色素レーザーと比較して、チタンサファイアレーザーに代表される固体レーザーの登場により、ずいぶんレーザーを使うための”儀式”が低減された。しかしながら、現在でもチタンサファイアレーザーがなんらかの装置の中に組み込まれ、それを無意識のうちに使い、その利点を享受している人は大変少ないと思われる。

ファイバーレーザーは特にシングルモードの光ファイバーを用いる場合、その出力は理想的な点光源であり、出力ビーム品質が大変良いのが特徴である。また、光ファイバーとしてダブルクラ

ッドタイプを用い、クラッド励起により励起光を入力すれば、低ビーム品質の LD からの光の高効率モード変換も可能であり、このような光フラックス密度の変換こそレーザーの役割と言われている⁽¹⁾。また、ファイバーレーザーでは市販の高品質・長寿命の光通信用のコンポーネントが流用できるためレーザーシステムとしての総合信頼性が大変高くなる。さらにファイバーレーザーはビームが光ファイバーの中に閉じ込められており、空気の「ゆらぎ」による変動も受けにくいと



写真1 超小型・高安定フェムト秒ファイバーレーザー (イムラアメリカ社、フェムトライト、1560nm、150fsec、60mW、及び780nm出力)

1パルス毎の安定性が高いのも特徴であり、又、そのガラスファイバー同士は融着されてずれる心配が無いため、バルク型レーザーと異なり長期の位置ズレによる性能低下が最小限で、調整やメンテナンスが不必要なものも大きな特徴である。さらに、ファイバー部は半径3cm程度で巻くことが可能であるため小型化が大変容易である。従って、ファイバーレーザーでは、小型、高信頼性、高品質のレーザーを作るのが本質的に容易で、従って、使うための”儀式”が全く必要無く、無意識のうちにフェムト秒レーザーの利点を享受できる様なシステムを構築出来ると考えている。このコンセプトを用いた写真1に示すイムラアメリカのフェムトライトは、文字通り電源投入のみで1560nm波長領域のパルス幅150fsec、平均出力60mW以上の安定したフェムト秒パルスが得られる”儀式”の全く必要無いレーザーである。さらにこれを擬似位相整合したニオプ酸リチウム(PPLN)結晶を用いて第二次高調波を発生させ、波長780nmでパルス幅100fsec、平均出力20mW以上を得ている。このフェムトライトの構成を図1に示す。構成の特徴はレーザーキャビティーの両端に法拉デー回転子を設置し、これによって、熱などによる環境変化時のファイバー内の複屈折変動を相殺し、環境安定性を高めていることに有る⁽²⁾。このレーザーは、2光子顕微鏡用の光源として、顕微鏡のスキナボックス内に完全に組み込まれ、顕微鏡ユーザーはフェムト秒レーザーを使っている事を意識せずにその恩恵を享受する事が可能な

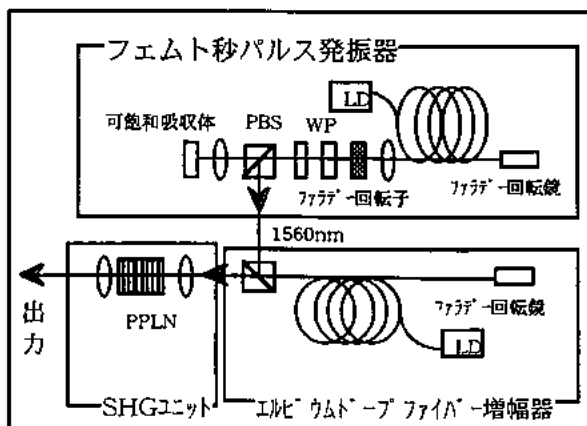


図1 フェムトライトの構成

試作モデルが作られている⁽³⁾。

現在のこのようなフェムト秒ファイバーレーザーに求められる要求特性は高出力化と広い波長域での発振、低価格化である。これに必要な要素技術はフェムト秒発振技術、フェムト秒パルスの光増幅器技術、波長変換技術であるが、ここではイムラアメリカで現在、研究が進んでいる高出力化技術と波長変換技術について述べる。

2 ファイバーレーザーの高出力化技術

現在、最も一般的なフェムト秒レーザーはチタンサファイアレーザーであろう。このチタンサファイアレーザーは既に数100mWの平均出力を出すユニットが多くの会社から市販されており、広く研究開発等で活用されている。またフェムト秒パルスの発生・応用については成書にもなっているのでそちらを参考願いたい^(4, 5)。現在のファイバーレーザーはチタンサファイアレーザーと比較して各種安定性は約1桁良いものの、市販品レベルでは平均出力が1桁低い。将来的に応用が確立され、単機能応用となれば数10mWレベルの出力で十分な応用が多いと思われるが応用研究の段階では様々な研究への汎用性を考慮して必要十分以上の出力が望まれる事が多く、また、実際、数10mWレベルの出力では不十分な応用も多いと思われる。

そこで、イムラアメリカでは現在、3つの方法で高出力化に取り組んでいる。

2-1 マルチモードファイバーのシングルモード伝搬方式

ファイバーレーザーにおける高出力化の1つの方法はファイバーレーザー発振器からのパルスをファイバー増幅器(EFDA)で増幅する方法である。エルビウムドープファイバー増幅器(EDFA)は現在、光通信用途で広く使用されており、この技術を応用する事が可能だが、フェムト秒ファイバーレーザーの場合は少し注意が必要である。シング

ルモード光ファイバーはそのコア断面積が小さく、点光源となるため出力ビームの品質が高いことは先に述べたが、逆にコア断面積が小さいため、パルスの尖塔値が高いフェムト秒レーザーに於ては、断面積や時間当たりの光エネルギーが大きくなり、さまざまな非線形現象が起こる。この非線形現象は積極的に活用したいもの（後に波長変換の所で述べるようなもの）もあれば、避けたいものも有る。例えば、EDFA 中でラマン散乱が起こるとストークス/アンチストークスシフトにより多ピークとなり、同時にスペクトル幅が広がり、最終的にはエルビウム蛍光バンド幅を出してしまうため、EDFA のポンプ光強度を上げて出力が上がらないということが起こる。現在では光通信用 EDFA ポンプ用 LD の開発はめざましく 200mW を越える高出力のものが市販されるに至っており、今後もさらに高出力の LD が市販されるであろうが、それら的高出力 LD を単に用いても増幅効率が上昇するわけではない。さらにクラッドポンプ方式を採用すれば、数W級のLDアレイが励起レーザーとして使用出来るが、単にこの方式を用いても数 100mW 級の出力を得ることは従来方法では困難である。

そこで、イムラアメリカではコア直径が通常的光通信用ファイバーの約5倍である $50\mu\text{m}$ のマルチモードのエルビウムドープファイバー (EDF) を用い、このファイバーの基本モードだけを励起し、伝搬させる方法で単位断面積あたりの光強度を押さえ、1560nm の基本波で、100mW 以上の

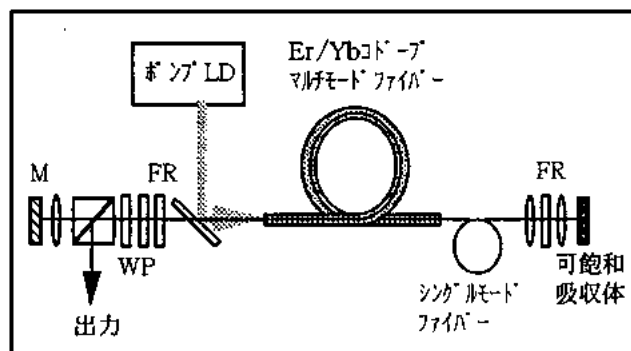


図2 100mWを出力するマルチモードファイバーのシングルモード伝搬を用いて高出力化したフェムト秒ファイバー発振器構造

出力（繰返し周波数 50MHz、パルス幅 300fsec）を発振器のみで実現している^(6, 7)。この構成を図2で示す。さらにこの 1560nm を基本波として疑似位相整合ニオブ酸リチウム結晶(PPLN)を用いて第二次高調波を発生させた時の波長変換効率は50%に達し、中心波長 780nm で 50mW 以上の出力がファイバーレーザー発振器と PPLN という簡単な構成で得られた。

2-2 ゲイン媒質としてのイットリビウムの使用

従来、ファイバーレーザー用のゲイン媒質としてはエルビウムが一般的であったが、近年、高出力化の要望に伴い、エルビウム/イットリビウム共ドープファイバーやイットリビウムドープファイバーが用いられ、図1に示す発振器においても活用している。イットリビウムはエルビウムと比較して吸収断面積が10倍であり、さらにイットリビウムはエルビウムの10倍程度の高濃度ドープが可能なることから、エルビウムの100倍のゲインを得る事も可能である^(8, 9)。

イットリビウムのシングルモードファイバーを光増幅器用ファイバーとして用い、パルス幅 74fsec で、800mW の平均出力（繰返し周波数 50MHz）を得た構成を図3に示す

また、この時の時間波形とスペクトルを図4に示す。この結果から、ほぼフーリエ限界に近いパルスが発生している事がわかる。さらに、この場合の出力強度のポンプ強度依存性の結果から、ポンプ効率52%に達することが分かった。ここで、Yb ファイバーアンプのシード光として

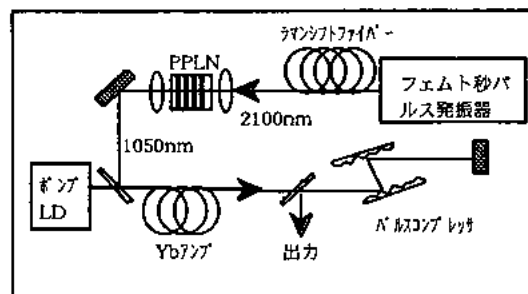


図3 イットリビウムフェムト秒増幅器を用いて800mW出力を達成した構成

1050nm のフェムト秒パルスを使用しているが、これについては波長変換の項で後述する方法で得られたパルス成分の SHG を用いている。

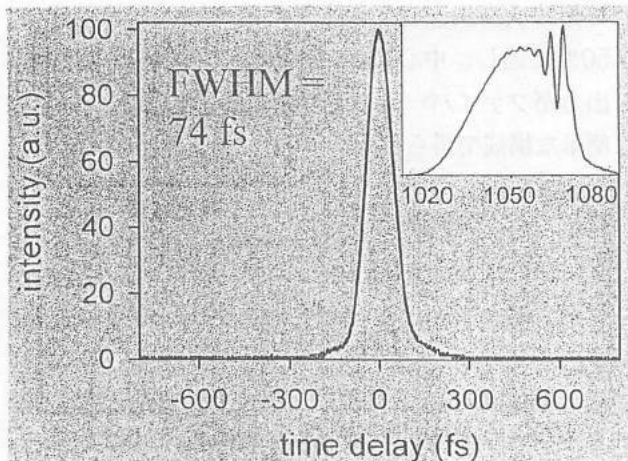


図4 Ybファイバーアンプを用いた場合の出力の時間波形とスペクトル

2-3 パラメトリックチャープトパルス増幅(PCPA)方式

現在、チタンサファイアレーザー用の増幅器として再生増幅器が OPA、OPG などや、近年ではレーザー加工用途でも研究が進んでいるが、その際にはチャープトパルス増幅方式が用いられている^(10, 11)。PCPA 方式は BBO を非線型結晶とした実験がすでになされているが、パラメトリック増幅は1パスあたり90dB もの高ゲインが得られ、又、広いバンド幅に対応でき、さらに波長が変化できるといった利点も有る。イムラアメリカではパラメトリック用結晶として PPLN を用いて高効率化を図っている⁽¹²⁾。PPLN の非線型定数が高く、また、ポンプ波長に合わせて結晶を設計出来る等の自由度を持っていることによって高効率化が可能になる。従来のパラメトリック増幅器ではフェムト秒シード光を効率良く増幅するためにはピコ秒のパルスが必要であったが、今回、フェムト秒レーザーをあらかじめチャープして一度ナノ

秒まで時間的にパルスを伸ばしておき、このパルスをパラメトリック増幅器にシグナルとして入れることでナノ秒の Nd ベースの Q スイッチレーザーを用いても、高効率で増幅できるようにした。この構成を図6で示す。この構成では、フェムト秒ファイバー発振器からの 200fsec@1560nm のパルスをファイバグレーティングで 500psec にストレッチ後5cm の PPLN でパラメトリック増幅している。ポンプレーザーは小型化するために LD ポンプのマイクロチップ Nd:YAG レーザー (1064nm、1nsec、10 μ J/p、6KHz) を用いており、これで 2 μ J/p に増幅される。これをストレッチファイバグレーティングの逆側から入力し、1 μ J/p、6psec@1560nm のパルスを得る。これを最終的にチャープト PPLN (CPPIN) で波長変換とパルス圧縮を同時に行い、0.3 μ J/p、500fsec@780nm のパルスを得た。

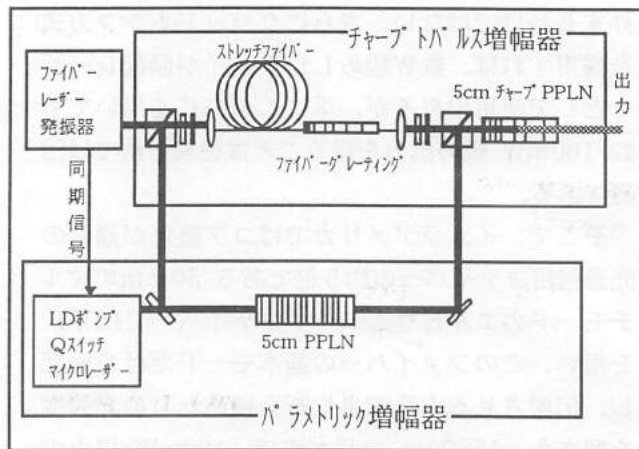


図5 パラメトリックチャープトパルス増幅器(PCPA)

3 ファイバーレーザーの波長変換

フェムト秒レーザーの波長変換は従来 OPO、OPG 等が一般的であったが、本年、後藤らのグループによりイムラアメリカのフェムトライトとラマンシフトファイバーを用いた方式が提案され^(13, 14)、イムラアメリカでは現在、この方法での開発を進めている。この方式の特徴は①構成が大変簡単、

②広範囲に波長変換可能、③出力パルスがきれいなソリトン波になる、④連続的波長変換可能、⑤波長変換効率が70%と高い、等の利点がある。この方式では、1560nm のフェムト秒パルスを可変減衰器に通した後、偏波面保存型ラマンシフトファイバーにカップリングし、可変減衰器にて、入力パワーを変化させるとそれに対応してラマンシフト量が直線的に変化し、新たなフーリエ限界のソリトンパルス成分が発生する。60mW の1560nm 出力を入射した場合、2000nm 程度まで波長変換出来ることを確認している。図7でその出力スペクトルを示す。図中の1560nm 近傍の成分はファイバーレーザーからの基本波であり、その右側のパルスが波長変換されたソリトンパルス成分である。さらに、偏波面保存型ファイバーの

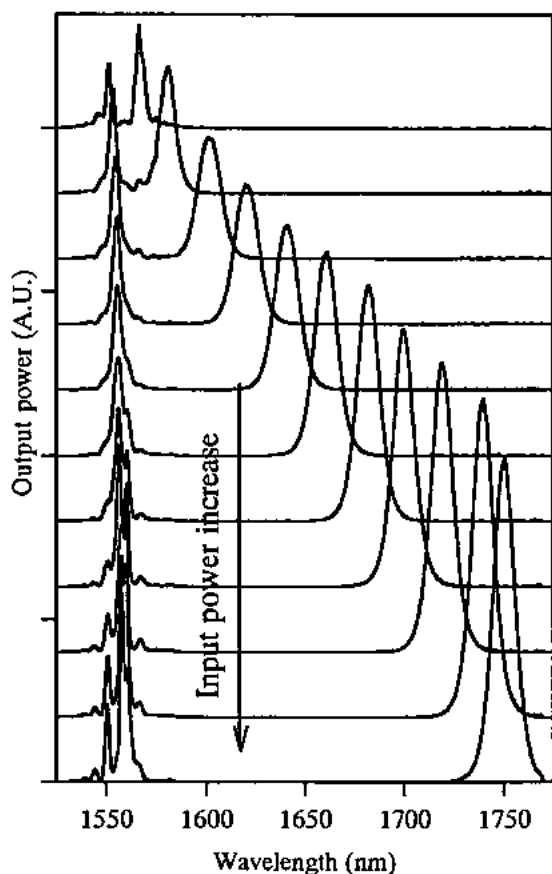


図7 ラマンシフトファイバーへの入射強度を変化した時の波長変換スペクトル

直交するX成分とY成分を波長板を用いてその入射強度を変化させることで、X、Y成分の各々が独立して新たなソリトンパルスを発生し、結果、新たな2つのソリトンパルスを得ることが出来る。その出力スペクトルを図8に示す。これは、X、Y両成分にカップリングする入射強度の合計を先の可変減衰器にて固定し、X、Y成分の割合を波長板にて変化した時のスペクトル変化で、この結果より、基本波の1560nm から2000nm の範囲で任意の2つの波長成分のソリトン波を得ることが分かった。

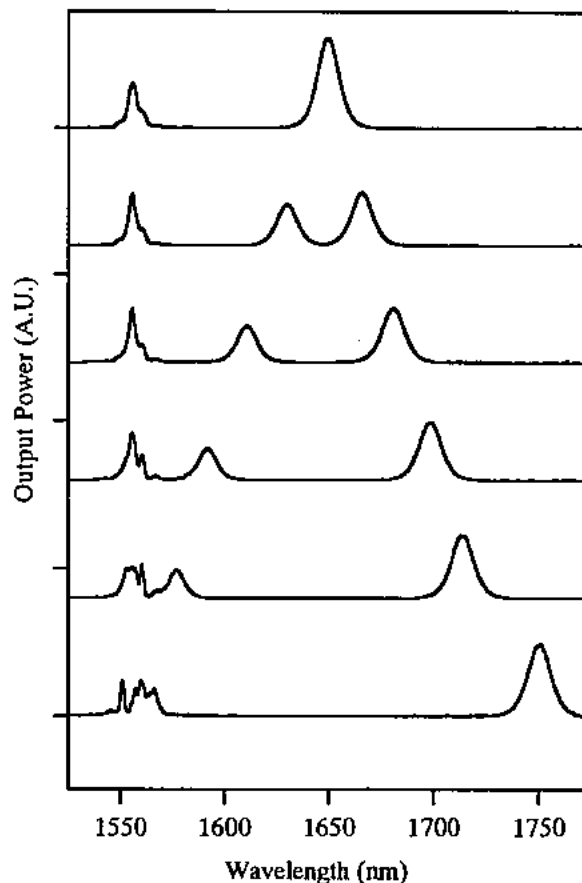


図8 ラマンシフトファイバーへの入射強度は一定で、ファイバーのX、Y成分への入射割合を変化した時の波長変換スペクトル

4 まとめ

フェムト秒レーザーの応用研究は、2光子顕微鏡等を除いてはまだ、緒についたばかりであり、イムラアメリカとしては様々な安定したフェムト秒ファイバーレーザーを、研究・開発者の皆さまに一刻も早く提供し、フェムト秒レーザーの応用研究がますます盛んに成ることを、微力ながら支援してゆきたいと考えている。

5 謝辞

イムラアメリカの世界各地から集まった著者以外の研究者、及び、商品設計、製造元であるアイシン精機の皆さんに感謝いたします。

また、共同研究者である下記の方々にも大変感謝いたします。

- ・ Stanford University, Prof. Marty Fejer
- ・ Southampton University, Prof. Dave Payne
- ・ Lucent Technologies, Dr. Robert Windeler
- ・ Naval Reseach Labs, Dr. Lew Goldberg
- ・ 名古屋大学、後藤教授

6 参考文献

- 1) 植田憲一、第2回「フォトン計測・加工技術」シンポジウム講演集、p62 (1998)
- 2) M.E.Fermann et.al., Opt Lett., 19 p43 (1994)
- 3) Gスーハ、Mストック、M.E.ファーマン、D.ハーター、上原譲、吉田睦、O plus E, Vol 20, No 8, p914 (1998)
- 4) 小原寛、神成文彦、佐藤俊一、「レーザ応用光学」共立出版社 (1998)
- 5) G. Sucha, Photonics Spectra, Laurin Publishing Co., May (1999)
- 6) M.E. Fermann, Opt Lett., Vol 23, p52 (1998)
- 7) M.E. Fermann et al., Advanced Solid State

Lasers (1999)

- 8) E. Snitzer et al., OFC paper PD2 (1988)
- 9) M.E. Fermann et al., Electron Lett., 24, p1135 (1988)
- 10) D. Harter, O. Montoya, J. Squier and W.R.Rapoport, CLEO paper PD6 (1988)
- 11) J. Squier, F. Salin, G. Mourou and D. Harter, Opt. Lett., 16, p324 (1991)
- 12) A. Galvanauskas, et al., Ultrafast Phenomena Topical Meeting, paper WeB2, (1998)
- 13) N. Nishizawa, T. Goto, IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 11, No.3, p325 (1999)
- 14) N. Nishizawa, T. Goto, IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 11, No.4, p421 (1999)

原稿受付日

平成11年8月4日

青緑域波長可変 Yb:YAG マイクロチップレーザーと光メモリ応用

齊川 次郎*、栗村 直、庄司 一郎、平等 拓範
(分子科学研究所)

Tunable blue-green Yb:YAG microchip laser and its application to optical memories

Jiro Saikawa*, Sunao Kurimura, Ichiro Shoji, and Takunori Taira
(Institute for Molecular Science)

Abstract

We developed an intracavity frequency-doubled Yb:YAG microchip laser which is a tunable light source around 515nm region and applied to wavelength-multiplexed volume holograms. A laser cavity was designed considering thermal-lens effect to obtain stable and highly efficient operation. As a result, we obtained green output power of 520 mW and tunability of 22 nm ($\Delta\nu \sim 22.4$ THz). We demonstrated wavelength-multiplexed volume holographic storage by using the all-solid-state tunable blue-green laser.

キーワード：Yb:YAG、波長可変レーザー、青緑光域レーザー、波長多重光記録、LiNbO₃
(Yb:YAG, tunable laser, blue-green laser, wavelength-multiplexed optical memory, LiNbO₃)

1. はじめに

半導体レーザー (LD) 励起 Yb:YAG レーザーは、90%以上と高い量子効率とこれに伴う低い発熱特性、さらに 1 ms にも及ぶ長い上準位寿命等の特長を持ち、加えてアップコンバージョンが起きないため次世代の高効率、高出力レーザーとして期待されている¹⁾。また、最近では、広い蛍光幅を利用した波長可変動作や超短パルス動作²⁾、さらには、第二高調波発生 (SHG) による青緑光域 (波長約 515 nm) 光源の検討なども進められつつある³⁾。

一方、近年提案された角度多重記録型デジタル体積ホログラフィック光メモリは大容量、高速ランダムアクセス、高速読みだし、非接触の全てを満たし、さらに機械的な回転系を使わない理想のメモリとして注目を集めている⁴⁾。しかし、現実に超高密度、高速ランダムアクセス等を実現するためには縦単一モード発振の高コヒーレント、波長可変青緑域光源をベースとした波長多重記録方式の確立が必要となる。既存の Ar イオンレーザーではコヒーレンシや

波長可変幅が乏しく、大型且つ不安定であり、問題を残していた。本研究では多くのフォトリフラクティブ材料で感度の高い青緑光領域波長可変小型全固体光源として共振器内部 SHG 型 Yb:YAG レーザーを開発し、Fe:LiNbO₃ を用いて波長多重記録方式の適用を検討し良好な結果を得たので報告する。

2. 波長可変共振器内部 SHG 型 Yb:YAG レーザーの設計

Yb:YAG レーザーは室温において準四準位系レーザーであるため、20 kW/cm² 以上の高密度、高強度励起を行いレーザー下準位の再吸収を飽和させる必要がある。しかし一般的に、レーザー発振に寄与しなかった励起パワーによる発熱により屈折率変化等が引き起こされ、レーザー媒質自体が熱レンズとなる。安定で高効率な共振器設計にはこのような熱レンズ効果を考慮しなければならない。図 1 に熱レンズを含めた端面励起マイクロチップ共振器の一般的なモデルを示す。レーザー結晶及び、SHG 結晶は参照面

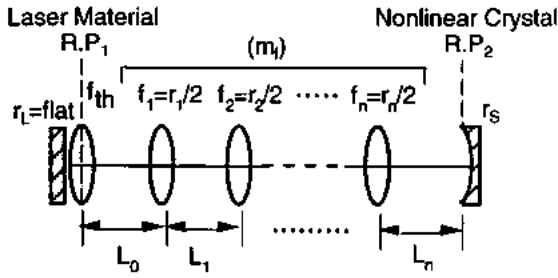


図1 熱レンズを含めた共振器の一般的モデル

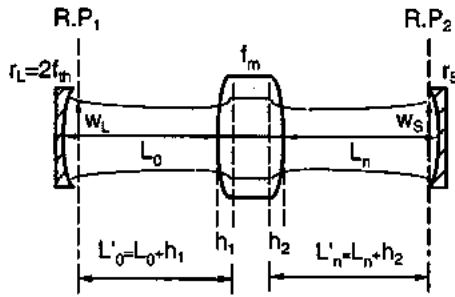


図2 熱レンズを含めた共振器のモデル変換

(R.P.) 1 及び 2 にそれぞれ設置する。ここで、 f_{th} は熱レンズ焦点距離、 r_L 、 r_s 、 $r_1 \sim r_n$ はミラーの曲率半径、 $L_0 \sim L_n$ は各ミラー間の距離である。次に、両端ミラー間の光学系を単純化する。 $r_1 \sim r_n$ 、 $L_0 \sim L_n$ は光線行列を用いて次式で表される薄肉レンズに置換される。

$$(m_f) = \begin{pmatrix} A_f & B_f \\ C_f & D_f \end{pmatrix} \quad (1)$$

焦点距離： $f = -\frac{1}{C_f}$

入射側主面： $h_1 = \frac{D_f - 1}{C_f}$

出射側主面： $h_2 = \frac{A_f - 1}{C_f}$

この薄肉レンズ近似により単純化された共振器モデルを図2に示す。ここで、共振器の安定性を評価するため g パラメータを用いる^{5),6)}。この共振器の g パラメータは次式で与えられる。

$$g_1 = 1 - \frac{L'_n}{f_m} - \frac{L}{2f_{th}}, \quad g_2 = 1 - \frac{L'_0}{f_m} - \frac{L}{r_s} \quad (2)$$

ここで、 L は、 $L = L_0 + L_n - L_0 L_n / f_m$ で与えられる実効共振器長である。また、 f_m は式 (1) で表される薄肉レンズ近似の焦点距離、 L'_0 、 L'_n はミラーからレンズ

主面までの距離、 f_{th} は熱レンズ焦点距離である。共振器の g パラメータより参照面 1 または 2 における共振器のビームスポット半径は

$$w_{1(2)}^2 = \frac{\lambda |L|}{\pi g_{1(2)}} \sqrt{\frac{g_1 g_2}{1 - g_1 g_2}} \quad (3)$$

と与えられる。ここで、(3) 式が実数のビームスポット半径を持つ条件は

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \quad (4)$$

である。さらに励起に伴う熱レンズ焦点距離の変化に対し安定な共振器となるためには、

$$\frac{\partial w_{1(2)}}{\partial f_{th}} \rightarrow 0 \quad (5)$$

の条件が課せられる。加えてレーザー結晶ではモードマッチング効率を、SHG 結晶では変換効率を高めるために各々のビーム径を制御する必要がある。

一般に端面励起における熱レンズ焦点距離は次式で与えられる⁷⁾。

$$f_{th} = \frac{\pi K_c w_p^2}{P_H (dn/dt)} \quad (6)$$

ここで、 K_c は熱伝導率、 w_p は励起光スポット半径、 dn/dt は温度に対する屈折率変化、 P_H は発熱に寄与した励起パワーである。例えば、400 μm 厚の Yb:YAG 結晶を $P_H = 6.3 \text{ W}$ をスポット半径 $w_p = 100 \mu\text{m}$ に集光し励起した場合に形成される熱レンズ焦点距離は、約 10 cm と推定される。このとき、 P_H を最大励起吸収パワーのうち量子効率から約 9% が発熱に寄与するとし、 K_c を 0.13 W/cm K、 dn/dt を $7.3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ とした。

3 共振器内部 SHG 型 Yb:YAG レーザーの発振特性

3.1 共振器構成と発振特性

今回検討した共振器内部 SHG 型 Yb:YAG を図3に示す。共振器は 3 枚の外部鏡を用いた Z 型の共振器構成とした。レーザー媒質には Yb:YAG マイクロチップ (Yb:25 at% 添加、 $4 \times 4 \times 0.4 \text{ mm}^3$) を放熱のためにサファイア板に接着し 18°C に温度制御して用いている。また、SHG 結晶には LBO ($3 \times 3 \times 5 \text{ mm}$) をタイプ 1 位相整合で用いた。Yb:YAG レーザー励起にはファイバー出力型 LD (OPC-D010-mmm-HB/250-FCPS、コア径 250 μm 、 $M^2 \sim 90$) を励起ビーム半径 100 μm 程度に集光している。また、波長制御には 2 枚の複屈折フィ

ルタ（水晶、厚さ1mm）をブリュースタ角で配置し、用いた。Yb:YAG レーザー結晶部では、LDの M^2 値を考慮し、高密度励起とモードマッチングの両方を満たすよう励起光を100 μm 程度に集光するため共振器モード径もこれに合わせる必要がある。さらにLBO部でも共振器ビームを細くする必要があり、(5)式の条件を完全に満たすことは困難になる。図6に各結晶部におけるスポット半径の熱レンズ焦点距離依存性を示す。ここでは、ミラーの曲率、共振器長を $L_1=54\text{mm}$ 、 $L_2=94\text{mm}$ 、 $L_3=54\text{mm}$ 、 $r_1=100\text{mm}$ 、 $r_2=100\text{mm}$ とした。図より熱レンズ焦点距離が短くなるにつれて緩やかにビーム径が絞られYb:YAG結晶では励起光とのモードマッチング効率が、LBO結晶ではSHG変換効率が高まるよう変化する。

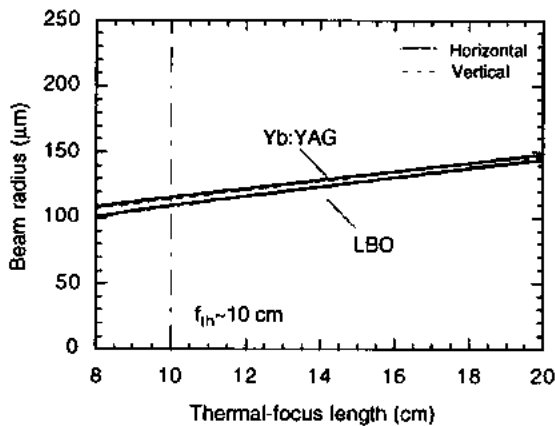


図4 各結晶におけるスポット半径の熱レンズ焦点距離依存性

最大励起時にビーム半径はYb:YAG結晶で約115 μm 、LBO結晶では約100 μm になる

図5にこの共振器を用いて得られたSH波の入出力特性を示す。励起吸収パワー6.3W時において最大出力520mWが発振波長526nmで得られた。ところで、Yb:YAGの利得中心は1030nmにあり、一般にはこの領域でレーザー発振が見られる。しかし、レーザー下準位の再吸収の影響を受けやすく、次に大きな利得である1050nmで発振することも多い。今回、SH波が526nmで発振した理由としては、LBOの結合係数が小さいため共振器内部の基本波が増えたため、Yb:YAG結晶において再吸収され、温度上昇が生じ下準位分布が増加し、結果として発振波長が長波長側に移動したものと考えられる。

また、縦モードは約4W励起までは縦単一モード発振であったが、最大励起時には3、4本と縦多モード発振に移行した。これまで、Yb:YAG結晶の外部鏡側に施した数%の部分反射コーティングによる複合共振器構成により、縦単一モード化を図ってきたが、共振器長が20cmと長くなったため縦モードの選択性が低下したものと考えられる。現在、安定条件を満たしながら共振器長をさらに短くすることを検討している。

3.2 青緑光域波長可変特性

次に青緑光域での波長可変動作を検討した。一般に波長1 μm 領域のSHG結晶としてはKTP、LBOが、

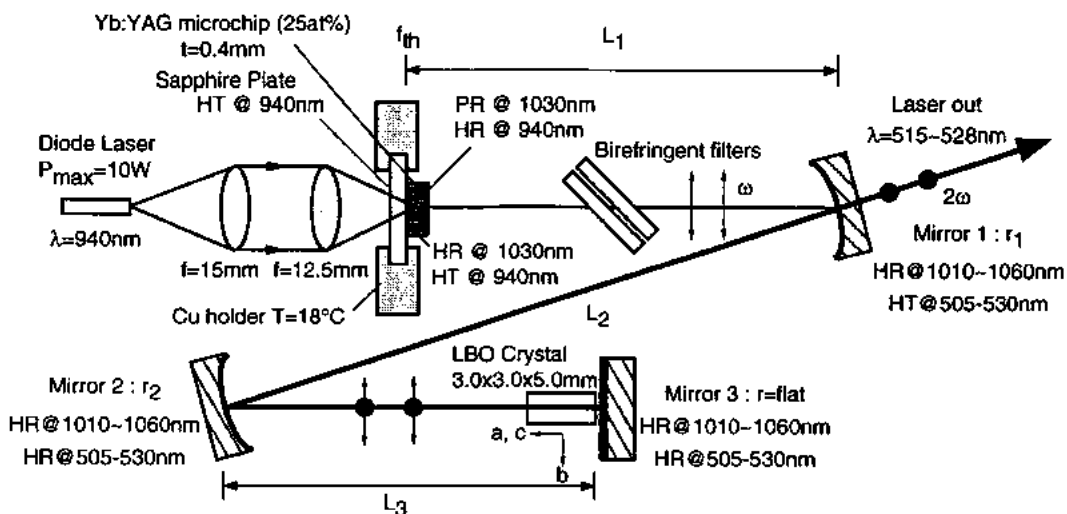


図3 共振器内部SHG型Yb:YAGレーザーの装置構成

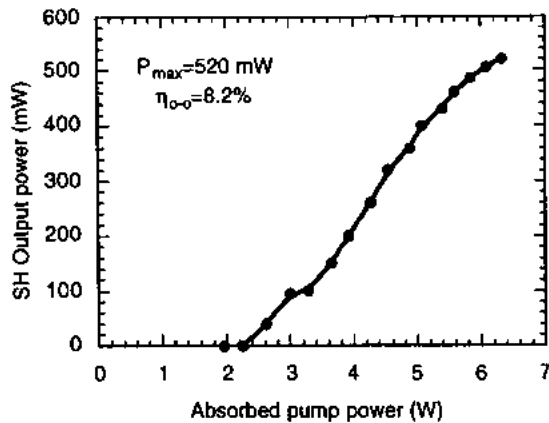


図5 SHGの入出力特性

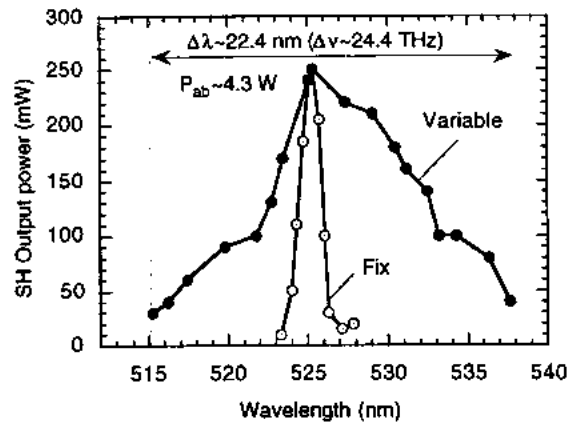


図7 SHGの波長可変特性

よく用いられている。波長 1030 nm における LBO の実効非線形定数 d_{eff} は 0.83 pm/V であり、KTP の 2.76 pm/V に比べ 3 倍ほど低い。しかし、波長許容幅は KTP の 0.4 nm cm に対し LBO は 3.0 nm cm と約 7 倍程度広くなる。位相整合のため各波長に応じて SHG 結晶の角度を変える必要があるが、共振器内部の光軸のずれや反射損失の増大などにつながる。図 6 に KTP と LBO の位相整合角の波長依存性と基本波の波長可変特性を併せて示す。図 6 より KTP を用いて 1020 nm ~ 1060 nm まで波長を変える場合、位相整合角は 27° も変えなければならないが、LBO は 2.4° と一桁小さい。これらのことより、レーザー共振器内部に配置する SHG 結晶としては、十分な基本波強度が得られれば、LBO の方が適していると判断される。

波長可変動作は複屈折フィルタにより基本波の波長を選択し、次いで LBO の位相整合角を合せる。図 7 に LBO を固定し複屈折フィルタのみによる波長可

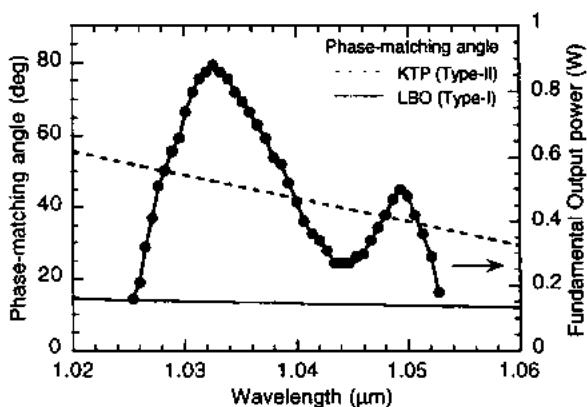


図6 KTPとLBO位相整合角の波長依存性

変特性と複屈折フィルタおよび LBO の角度を変え、各波長で位相整合角を合わせた場合の青緑光域波長可変特性を示す。このとき、縦単一モード発振を維持するため励起吸収パワーを約 4 W に制限した。

LBO と複屈折フィルタの角度を変えることにより、青緑光領域で 22.4 nm (24.4 THz) と広い波長可変特性が得られた。一方、LBO の角度を固定した場合においても、可変幅は 4.5 nm (5 THz) にも達した。また、共振器は Yb:YAG マイクロチップと外部鏡による複合共振器構成になっているため、Yb:YAG マイクロチップの FSR により 0.3 nm 間隔でモードホップを起こしながら発振波長が変化する。

4 波長多重ホログラフィック光メモリへの応用

次に、この青緑光域波長可変共振器内部 SHG 型 Yb:YAG レーザーの波長多重記録ホログラフィック光メモリ応用を検討した。一般には多重記録には角度、位置の多重化が用いられるが⁸⁾、ここでは、これまで困難とされてきた波長多重記録方式を検討した。図 8 に、波長多重記録型ホログラフィック光メモリの構成を示す。波長可変共振器内部 SHG 型 Yb:YAG レーザーから出射されたビームはビームスプリッター (BS) により信号光 (Signal Beam) と参照光 (Reference Beam) とに分かれる。信号光はパターンプレートを透過し、フォトリフラクティブ材料の Fe:LiNbO₃ (Fe 添加濃度 600 ppm, 7x7x3 mm³) に、参照光と角度 2θ で対向するように入射する反射型ホログラム構成となっている。このとき、干渉縞 (Grating) は Fe:LiNbO₃ の c 軸と垂直方向に形成さ

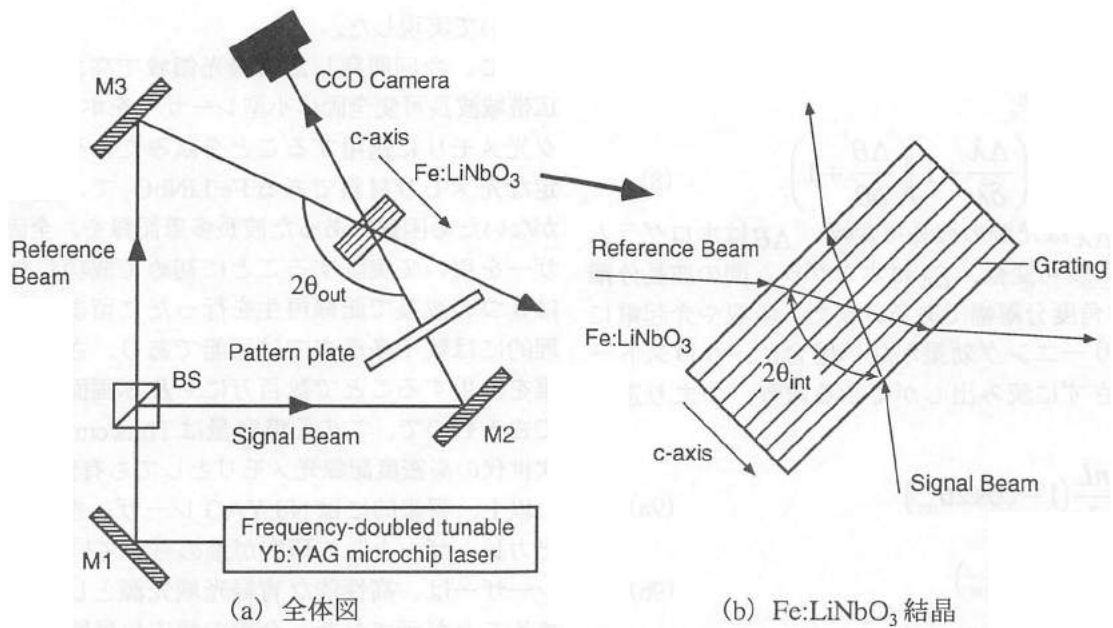
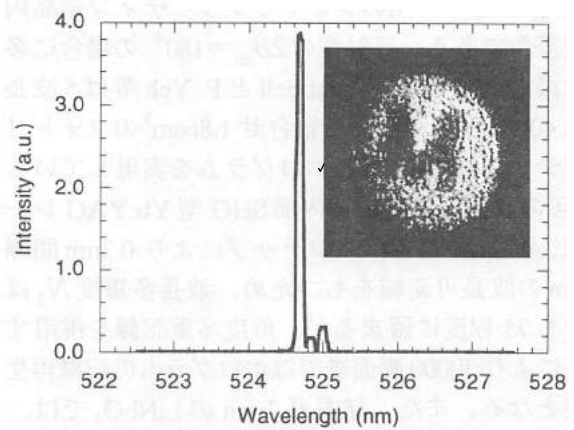


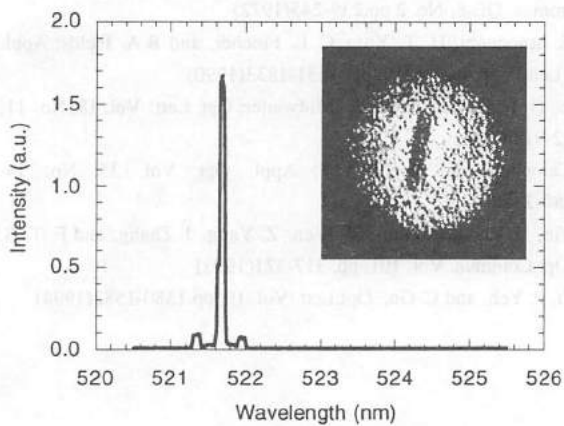
図8 波長多重光メモリの構成

れる。ホログラムの記録再生は Fe:LiNbO₃ を固定しておき波長可変共振器内部 SHG 型 Yb:YAG レーザーの波長を変えて行う。また、再生画像は Fe:LiNbO₃ によって回折された参照光を CCD カメラ (Fuji Finepix 2900Z) で観測する。

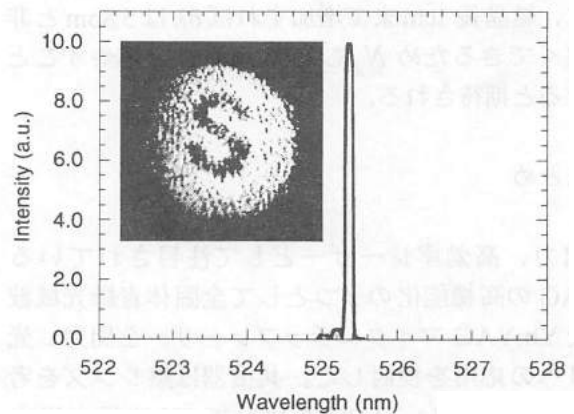
Fe:LiNbO₃ 結晶の同じ位置にレーザーの波長を変えて複数のホログラムの記録再生を行った結果を図9に示す。記録再生は波長 521.69nm (I)、524.69nm (M)、525.35nm (S) の3波長で行い、レーザーパワーはそれぞれ 60mW、100mW、90mW、露光時間は 120s、60s、40s であった。



(b) $\lambda=524.69\text{nm}$



(a) $\lambda=521.69\text{nm}$



(c) $\lambda=525.35\text{nm}$

図9 再生画像

次に、角度及び波長多重記録を組合せたホログラムの可能性について検討する。一般に、多重度は次式で与えられる⁹⁾。

$$N = N_\lambda N_\theta = \left(\frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} + 1 \right) \left(\frac{\Delta\theta}{\delta\theta} + 1 \right) \quad (8)$$

ここで、 $\Delta\lambda$ は光源の波長可変幅、 $\Delta\theta$ はホログラム光学系の角度可変幅、 $\delta\lambda$ はホログラム間の波長分離幅、 $\delta\theta$ は角度分離幅である。また、吸収や光起電によるスクリーニング効果がない場合に、クロストークを起こさずに読み出しができる限界、つまり選択性は

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda_s} = \frac{nL}{\lambda} (1 - \cos 2\theta_{\text{int}}) \quad (9a)$$

$$\frac{1}{\delta\theta_s} = \frac{nL}{\lambda} \sin(2\theta_{\text{int}}) \quad (9b)$$

と与えられている^{10,11)}。ここで、 $\delta\lambda_s$ はホログラム間の波長分離許容幅、 $\delta\theta_s$ は角度分離許容幅、 L は結晶長、 $2\theta_{\text{int}}$ はビーム間のフォトリフラクティブ結晶内での交差角である。反射型の $2\theta_{\text{int}} = 180^\circ$ の場合に多重度は最大となる。S. CampbellとP. Yeh等は5波長多重と400角度多重記録を組合せ 1.86cm^3 のフォトリフラクティブ材料に2000ホログラムを実現している⁹⁾。今回の波長可変共振器内部SHG型Yb:YAGレーザーは、 $400\mu\text{m}$ のマイクロチップにより 0.3nm 間隔で 22nm の波長可変幅をもつため、波長多重度 N_λ は最大でも75程度に留まるが、角度多重記録を併用することにより30000画面まではホログラムの記録再生が可能となる。また、結晶長 3mm のLiNbO₃では、 $\delta\lambda$ は 0.02nm まで分離幅を狭めることが可能なので波長多重記録による多重度 N_λ は1172まで向上できる。さらに、結晶長 1cm まで増加すれば $\delta\lambda$ は 5.8pm と非常に狭くできるため N_λ も3880画面まで増やすことができるかと期待される。

5 まとめ

高出力、高効率レーザーとして注目されているYb:YAGの高機能化の一つとして全固体青緑光域波長可変Yb:YAGマイクロチップレーザーを開発し光メモリへの応用を検討した。共振器は熱レンズを考慮して設計を行い、LBOを用いてSH波最大出力 520mW を得た。さらに、縦単一発振において最大出力 260mW 、最大 22.4nm の波長可変動作を青緑光域

において実現した。

次に、今回開発した青緑光領域で高コヒーレント広帯域波長可変全固体小型レーザーをホログラフィック光メモリに適用することを試みた。その結果、安定な光メモリ材料であるFe:LiNbO₃で、適当な光源がないため困難であった波長多重記録を、全固体レーザーを用いて実証することに初めて成功した。今回は3つの波長で記録再生を行ったに留まったが、原理的には数千多重までは可能であり、さらに角度多重を併用することで数百万にも及ぶ画面を多重記録できるもので、この記憶容量は Tbits/cm^3 に相当し、次世代の高密度記録光メモリとしても有望である。

以上、将来的にはNd:YAGレーザーを凌駕する高出力レーザーとして研究が進められているYb:YAGレーザーは、高性能な青緑光域光源としても有用であることが示された。今後の幅広い展開が期待される。

参考文献

- 1) C. Bibeau, R. J. Beach, S. C. Mitchell, M. A. Emanuel, J. Skidmore, C. A. Ebbers, S. B. Sutton, and K. S. Jancaitis; IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 34, No. 10, pp.2010-2019(1998)
- 2) C. Honninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller; OSA TOPS Vol.26 Advanced Solid-State Lasers, pp. 397-401(1999)
- 3) T. Taira, J. Saikawa, E. Yamaguchi, T. Kobayashi, and R. L. Byer; OSA TOPS Vol.19 Advanced Solid-State Lasers, pp. 119-121(1998)
- 4) J. F. Heanue, M. C. Bashaw, and L. Hesselink; Science, Vol. 265, pp. 749-752 (1994).
- 5) V. Magni; Appl. Opt. Vol. 25, No. 1, pp.107-117(1986)
- 6) J. Steffen, J. Lortscher, and G. Herziger; IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-8, No. 2 pp.239-245(1972)
- 7) M. E. Innocenzi, H. T. Yura, C. L. Fincher, and R.A. Fields; Appl. Phys. Lett. Vol. 56, No. 19, pp. 1831-1833(1990)
- 8) S. Tao, D. R. Selviah, and J. E. Midwinter; Opt. Lett. Vol. 18, No. 11, pp.912-914(1993)
- 9) S. Campbell and Pochi Yeh; Appl. Opt. Vol. 35, No. 14, pp.2380-2388(1996)
- 10) S. Yin, H. Zhou, F. Zhao, M. Wen, Z. Yang, J. Zhang, and F. T. S. Yu; Opt.Commun. Vol. 101, pp. 317-321(1993)
- 11) X. Yi, P. Yeh, and C. Gu; Opt.Lett. Vol. 19, pp.1580-1582(1994)

原稿受付日

平成11年8月16日

全固体高速波長同調型レーザーの使用による差周波光発生

齋藤徳人^{*1, 2}, 和田智之¹, 田代英夫^{1, 2}

(¹理化学研究所, ²東京理科大学)

Difference Frequency Generation Using an All-Solid-State Rapid Tuned Laser

Norihito Saito^{*1, 2}, Satoshi Wada¹, and Hideo Tashiro^{1, 2}

(RIKEN, ²Science University of Tokyo)

Abstract

We have demonstrated mid-infrared difference frequency generation using dual-wavelength oscillation of an electronically tuned all-solid-state Ti:sapphire laser. The rapid wavelength scanning from 6.0 to 7.1 μm , from 6.8 to 8.6 μm , or from 8.5 to 11.3 μm without crystal rotation was obtained at the phase-matching angle of $\theta = 46^\circ, 53^\circ$, or 58° , respectively.

キーワード：中赤外光, 電子制御Ti:sapphireレーザー, 差周波光発生

(Mid-infrared, Difference frequency generation, Electronically tuned Ti:sapphire laser)

1 はじめに

中赤外領域における連続波長可変コヒーレント光源は、分光学の他に、医学、分子生物学の分野でも大きな期待が寄せられているが、レーザーでは実現せず、非線形光学効果を利用した小規模な波長変換装置、あるいは大規模な自由電子レーザー等に頼らざるを得ない。

近年の自由電子レーザーの改良は目覚ましく、例えばスタンフォードピコ秒自由電子レーザーセンターでは、波長域3~15 μm で平均出力パワー2Wの自由電子レーザーが実現されており、半導体中の2光子吸収、タンパク質アミドモードの振動寿命、細胞のアブレーション等さまざまな応用研究に利用されている。しかし、自由電子レーザーはポータブルな装置ではなく、その開発、製作、さらに運転に至るまで、莫大な費用を要し、普及を考えた場合、あらゆる分野の研究者が利用できる光源からは程遠い装置といえる。

これに対して、光パラメトリック発振(OPO)あるいは差周波光発生(DFG)といった非線形光学効果による波長変換法は、装置の規模、コスト、また操作の面で非常に有用となる可能性がある。実際にいくつかのグループでガス検知用の光源としてその能力が示されている⁽¹⁾⁽²⁾。

特に、差周波光発生の場合、OPOのように波長に応じて特殊なコーティングを施したミラーで構成する共振器を必要としないこと、発生した波長のスペクトル幅が励起するレーザーのみによるため、その制御が容易であること、非常に広帯域に中赤外光の波長同調が可能なこと、さらに中赤外でもより長波長側の光を発生させやすく、

分子の指紋領域に同調させやすいこと等、多くの利点があげられる。しかし、2波長のビームの完全なオーバーラップが困難であること、またクリティカルな位相整合の場合にはWalk-offの影響を避けることができず、OPOのように、mWあるいはmJクラスの出力パワーあるいはエネルギーを得るのが非常に困難であった。

これら非線形波長変換法において、今後のさまざまなレーザー応用計測を考慮した場合、波長の同調速度が問題としてあげられる。OPOの波長選択は、結晶の温度調節、非線形光学結晶の回転、あるいは励起光の波長掃引によりなされる。結晶の温度調節による場合には温度が定常状態に達するまでの時間が必要となる。非線形光学結晶の回転による方法では機械的な回転に伴った波長の再現性に限界が生じる。また励起波長を掃引する方法も、励起レーザーの共振器内の波長同調素子を機械的に回転させなければならない。一方DFGには、入力2波長の同時掃引か、あるいは入力1波長と非線形光学結晶の角度を調整させるという波長同調法があるが、これらもOPOと同様に機械的な調整部分が多く、応用計測に十分耐えられるものではなかった。

1970年代よりレーザー共振器の機械的動作部分を取り除き、さらに波長選択に新たな自由度を与える手段として直接電子制御可能な波長可変レーザーの開発がいくつかのグループで行われてきているが種々の問題から未だ実用化には至っていない⁽³⁾⁽⁴⁾。

我々はTi:sapphireレーザーに、その波長選択素子として音響光学波長可変フィルター(Acousto-Optic Tunable Filter: AOTF)⁽⁵⁾⁽⁶⁾を適用することにより、高速かつランダムに

波長選択が可能な電子制御レーザーを実現した。波長の選択はAOTFに印加する音響波 (Radio Frequency: RF) を変化させることにより実現し、さらにRFのパワーを調整することにより、レーザーの出力も自在に制御することが可能である。波長域は700-1000nmであり、現在までに10Hzでの波長掃引が実現している⁽⁷⁾⁽⁸⁾。さらに、AOTFに2つの独立した音響波を印加することにより、2波長を同時に選択し、かつ同軸に発振させることが可能であることを見出した。この特性はDFGには非常に有用である。

本研究では、音響光学素子をTi:sapphireレーザーの波長選択素子として用いた全固体高速波長同調型のレーザー⁽⁹⁾を励起光源として利用した差周波光発生について報告する。コンピュータにより電気的に2波長を同時に掃引できるので、機械的な結晶回転を要せず、非常に高速かつランダムに中赤外光を掃引できる画期的な装置として期待できる。さらに非常にコンパクトで簡便な中赤外光発生装置が実現する。

2 位相整合角の選択

DFGの相互作用における3周波数をそれぞれ、周波数の高い順番にポンプ1、ポンプ2、および差周波光とする。

AgGaS₂やAgGaSe₂のような、分散が負の領域にある単軸結晶の場合、タイプIの位相整合はポンプ1とポンプ2の偏光方向を直行させ、かつ、ポンプ1は主断面内に分極した異常光線であればならない。これに直交する偏光のポンプ2と差周波光は常光線である。

この時の位相整合条件は、

$$n_D^o \omega_D = n_p^e(\theta) \omega_p - n_s^o \omega_s \quad (1)$$

である。ここで、 n_D^o 、 $n_p^e(\theta)$ 、および n_s^o は、それぞれ、DFG、ポンプ1、およびポンプ2の非線形光学結晶に対する屈折率、 θ は位相整合角、また、 ω_D 、 ω_p 、および ω_s は、それぞれ、DFG、ポンプ1、およびポンプ2の角周

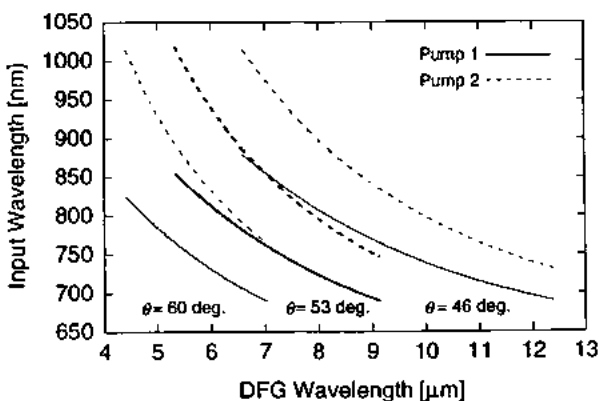


Fig. 1 Phase-matching curves for the dual-wavelength-tuned DFG.

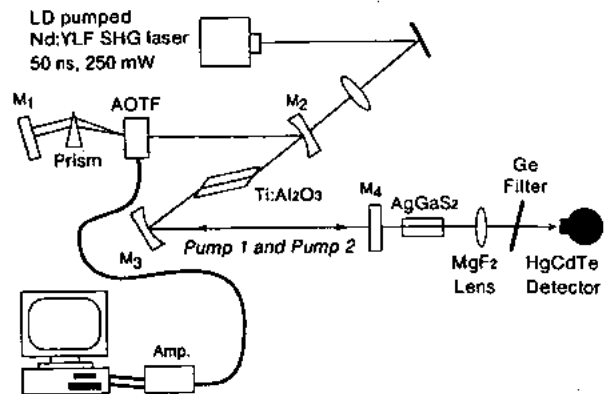


Fig. 2 Experimental configuration

波数である。尚、本研究の位相整合条件の計算に対しては、参考文献(9)(10)のセルマイヤー方程式を用いた。

本研究では、将来的な中赤外光の高速かつランダムチューニングへの発展を考慮し、2波長同時掃引による差周波光の掃引について述べる。位相整合角を $\theta=46^\circ$ 、 53° 、および 60° の3種類選んだときの、Ti:sapphireレーザーの波長域の2波長の組み合わせによる差周波光の波長を計算により求めると図1のようになる。例えば、 $\theta=53^\circ$ の時には、700~850nmのポンプ1、760~1000nmのポンプ2に対して、5.5~8.8 μm の差周波光が得られることが予測される。

3 実験装置

実験装置を図2に示す。励起レーザーには1kHz動作のLD励起CW-QスイッチNd:YLFレーザーの第2高調波を用い、ブルースターカットしたTi:Al₂O₃結晶表面へ170MW/cm²のビーム強度で入射した。Ti:sapphireレーザーの共振器は、リアミラー(M₁)、ホールディングミラー(M₂、M₃)および出力鏡(M₄)によってZホールド型に構成した。リアミラー側の共振器のアームに波長選択素子としてAOTFを挿入した。AOTFに対する光の回折角は波長依存性がある。AOTFによって選択された回折光を共振させるために、回折光の方向補正用のプリズムをリアミラー-AOTF間に挿入した。プリズムの頂角は、AOTFによるTi:sapphireレーザーの回折光がプリズムを通過した後同じ方向性をもって伝搬するように、すなわちリアミラーに垂直に入射するように計算によって設定した。

1波長発振においては、コンピュータで各波長に対応したRFを選択してAOTFに印加し、さらにその強度の最適化を図った。また2波長発振においては、異なる2つの音響波を選択してAOTFに印加し、それぞれの音響波の強度を調整することにより、出力パワーの比を制御した。

差周波光発生のための非線形光学結晶として、20mmのAgGaS₂結晶を用いた。レーザー光の入力側結晶表面には

690~1100 nm に対して、赤外光の出射側には5~13 μm に対して無反射コーティングを施した。Ti:sapphireレーザーから発振した2波長パルスを直接AgGaS₂結晶に入射した。発生した差周波光は集光長40cmのMgF₂レンズで集光し液体窒素冷却のHgCdTeによって検出した。またこのとき、Ti:sapphireレーザー光と差周波光を分離するためにGeフィルターを用いた。

4 結果

1波長発振の出力特性を図3に示す。RFを131.6~90.8MHzまで掃引した場合にレーザー可変波長域700~970nmを得た。また、780nmにおいて最大の平均出力パワー30mWを得た。各波長に対するRFのパワーは、1.2~2Wまでの最適値を与えた。

1波長発振実験と同様の共振器設定で2波長発振を行った。パルスレーザーを使用したDFGにとって、2つのパルスのタイミングは高い変換効率を得るために非常に重要な要素である⁽¹⁾。まず、位相整合角53°のAgGaS₂結晶を使用する場合を考慮して、その時のDFGの位相整合条件を満たす2波長の組み合わせで発振実験を行った。結果を図4に示す。ポンプ1を711~776nm、ポンプ2光775~877nmの2波長における組み合わせ発振に成功した。グラフの時刻0はポンプパルス1のリーディングエッジを示す。またポンプ1およびポンプ2のプロットは、常にポンプパルス1のリーディングエッジからそれぞれのパルスのピークまでの時間を示す。従って、ポンプ1、ポンプ2の両方のプロット点が近い程、2つのパルスはより重なっていることを表す。740nmと825nmの2波長の組み合わせでは、1nsec以下で2つのパルスが重なった。またこのとき、2波長発振時の最大平均出力パワーを得た。740nmと825nmともに10mWであった。以上のすべての2波長発振領域で2波長パルスを時間的に重なって発振させることができた。この波長域の組み合わせによるDFGでは、6.8~8.6 μm の差周波可変領域に相当する。

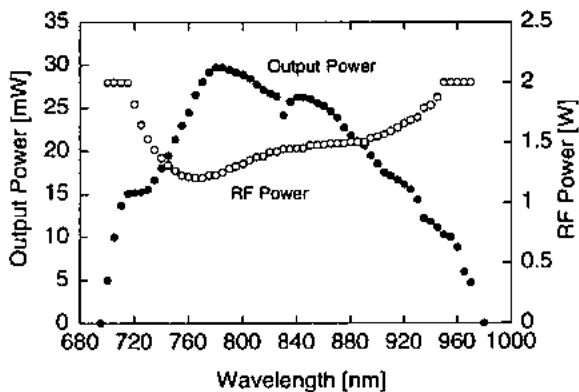


Fig. 3 Tuning range of the electronically tuned Ti:sapphire laser.

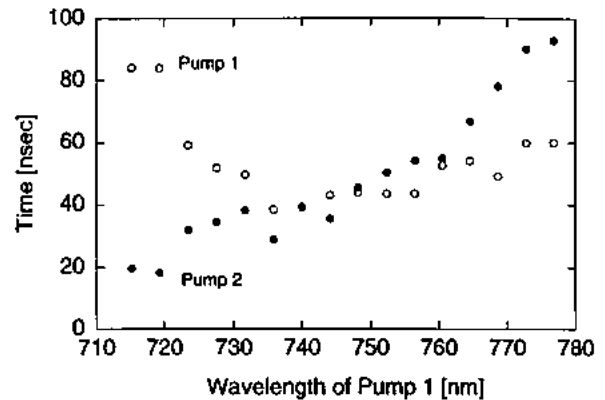


Fig. 4 The delay of dual-wavelength pulses

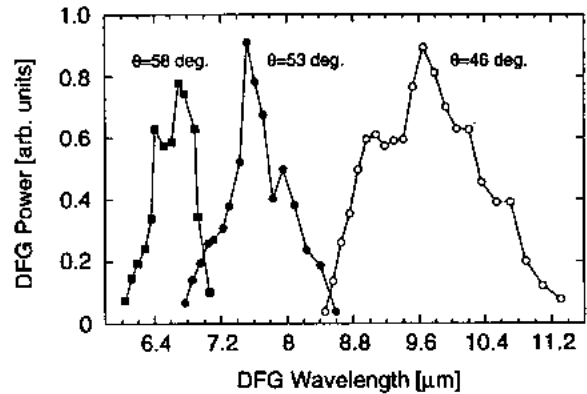


Fig. 5 Tuning ranges of DFG

つづいて、差周波光の可変波長域を図5に示す。AgGaS₂の位相整合角 $\theta=46^\circ$ 、 53° 、および 58° の3種類につき、それぞれの差周波光可変波長域を調べた。 $\theta=46^\circ$ のときは、この位相整合条件を満たすポンプ1の波長719~805nm、ポンプ2の波長768~889nmの2波長発振が実現し、このとき8.5~11.3 μm の差周波光発生領域を得た。また $\theta=53^\circ$ および 58° についても、それぞれのポンプ1の波長域711~776nm、719~769nm、またそれぞれのポンプ2の波長域775~877nm、800~880nmにおいて差周波光発生領域6.8~8.6 μm 、6.0~7.1 μm が得られた。

5 考察

パルスレーザーによるDFGでは、2波長のパルスのタイミングのコントロールが重要である。以前報告されたパルス動作のDFGの研究では、ホログラフィックセレクターによって波長が選択された2台のTi:sapphireレーザーが用いられた。パルスタイミングの調節のために、一方の励起レーザーの入射強度を調整する方法が適用された⁽¹⁾。しかしこの方法では、波長の選択、励起レーザーの入射強度の調整、ともに機械的な光学系の変更を要し、波長

の再現性の問題と分光等計測上の困難が避けられない。

電子制御の2波長発振レーザーを用いた場合には、各組み合わせごとに、2波長が同等のパワーとなるようにRFのパワーをそれぞれの波長に対して調整する必要がある。しかし、この調整はすべてコンピュータによって操作でき、RFとRFパワーを制御するソフトウェアの充実により、今後は自動に高速かつランダムに中赤外光の波長同調が実現できる。現状では、RF周波数の切り換え時間は250 μ sであり、繰り返し速度4kHzのレーザーのパルス毎の波長の切り換えが期待できる。

DFGの変換効率は、平面波近似のもとで、

$$\eta = 2^3 \pi^2 d_{\text{eff}}^2 P_s L^2 / (\epsilon_0 c n_p n_s n_D \lambda_D^2 A) \quad (2)$$

と表すことができる。ここで、 P_s はポンプ2のパワー、 L は結晶長、 n_p 、 n_s 、および n_D はそれぞれ、ポンプ1、ポンプ2、および差周波光のAgGaS₂に対する屈折率である。また λ_D は差周波光の波長、 A は散乱断面積である。744nmのポンプ1、826nmのポンプ2、差周波光7.49 μ mに対して、DFG変換効率を求める。以上にそれぞれ、 $P_s = 10$ mW、 $L = 20$ mm、 $n_p = 2.47$ 、 $n_s = 2.48$ 、および $n_D = 2.38$ 、さらに $d_{\text{eff}} = d_{36} \sin \theta = 7.2$ pm/V、 $A = 7.85 \times 10^{-3}$ cm²を代入して変換効率を計算すると、 $\eta = 1.4 \times 10^{-4}$ となる。従って、最大で、約1.4 μ Wの平均出力パワーが得られると予測される。

実験で得た出力パワーは計算値に及ばない。これはレーザー光の偏光の方向の関係からビームの全エネルギーの4分の1しかDFGに寄与させられないこと、90度位相整合ではないため、Walk-offをさけることができなかつたことが主な原因であった。

今後は、励起レーザーの高出力化、タイプII位相整合、90度位相整合、あるいは疑似位相整合の採用、また2波長の組み合わせの検討等により、変換効率の改善を図る。

本研究では、2波長同時かつ高速同調が可能な固体レーザーを励起レーザーとして利用することによりユニークな波長同調特性をもった中赤外光の発生についての原理の実証実験について述べた。2波長レーザーをコンピュータで完全に高速かつランダムに同調できれば、中赤外光も高速かつランダムに掃引できる。またこれにより環境計測、差分吸収スペクトル等の計測時間が大幅に短縮される。

6 まとめ

AOTFを共振器内の波長選択素子として適用した全固体タイプの電子制御Ti:sapphireレーザーを用いて、2波長パルスの発振に成功した。2波長パルスの発振および波長同調は、通常のレーザーのような機械的な駆動部の調整を一切必要とすることなく実現した。さらに、電子制御の2波長パルス発振Ti:sapphireレーザーをDFGに適用することにより、非線形光学結晶を全く回転させずに、各

位相整合角 $\theta = 46^\circ$ 、 53° 、および 58° のそれぞれに対して、8.5~11.3 μ m、6.8~8.6 μ m、および6.0~7.1 μ mの差周波光連続波長可変領域を得た。

参考文献

- (1) P. Canarelli, Z. Benko, R. Curl, and F. K. Tittel, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 197 (1992).
- (2) U. Simon, C. E. Miller, C. C. Bradley, R. G. Hulet, R. F. Curl, and F. K. Tittel, *Opt. Lett.* **18**, 1062 (1993).
- (3) H. Walther and J. H. Hall, *Appl. Phys. Lett.* **17**, 239 (1970).
- (4) D. J. Taylor, S. E. Harris, and S. T. K. Nieh, *Appl. Phys. Lett.* **19**, 269 (1971).
- (5) I. C. Chang, *Appl. Phys. Lett.* **25**, 370 (1974).
- (6) I. C. Chang, *Opt. Eng.* **20**, 824 (1981).
- (7) S. Wada, K. Akagawa, and H. Tashiro, *Opt. Lett.* **21**, 7313 (1996).
- (8) K. Akagawa, S. Wada, and H. Tashiro, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 1213 (1997).
- (9) Y. X. Fan, R. C. Eckardt, R. L. Byer, R. K. Route, and R. S. Feigelson, *Appl. Phys. Lett.* **45**, 313 (1984).
- (10) V. G. Dmitriv, G. G. Gurzdyan, D. N. Nikogosyan: *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, 2nd Edn., ed. by A. E. Siegman (Springer, New York 1995).
- (11) K. Akagawa, S. Wada, A. Nakamura, and H. Tashiro, *Appl. Opt.* **35**, 2570 (1996).

原稿受付日

平成11年8月11日

色素ドーブプラスチック導波型レーザーの開発と超短パルス発生

興雄司, 吉浦豪, 前田三男
(九州大学)

松岡 孝義
(正興電機)

Development of waveguided laser on dye-doped plastic and its short pulse generation

Yuji OKI, Takesi YOSHIURA and Mitsuo MAEDA
(Kyushu University)

Takayoshi MATSUOKA
(Seiko Electric)

Abstract

Efficient and compact laser was developed on a dye doped plastic waveguide. Two type of distributed feedback (DFB) laser operation was demonstrated on a Rhodamine6G doped poly-methylmethacrylate waveguide. A laser threshold of $30\mu\text{J}$ was obtained. The shortpulse generation based on relaxation oscillation was also discussed. The spiking output from the DFB short cavity laser and waveguided pulse compressor were proposed and demonstrated.

キーワード:色素レーザー, 導波型レーザー, 分布帰還, ローダミン 6G, メタクリル酸メチル
(dye laser, waveguided laser, distributed feedback, Rhodamine6G, poly-methylmethacrylate)

1 はじめに

レーザーは元来複雑な構造をもち、安定性や保守性等の面で応用が難しいデバイスであった。特に可変波長レーザーは内部に波長同調のための機構を持つことから一層複雑・デリケートとなり、可変波長レーザーが必要なレーザー分光などの普及もこれによって制限されている。一方、最近の半導体レーザー (Laser Diode) における幅広い応用例は複雑なレーザーデバイスがいわゆる集積化によってその応用性が改善できることを示しており、エレクトロニクスにおける集積回路の例に違わず光デバイスにおいても集積化のメリットが非常に大きいことが明らかになったと言える。本研究はこうした集積化を視野にいれ、より複雑な可変波長レーザーについて光機能性薄膜とそれに基づくレーザーデバイスを目的としており、並行して可変波長光源として期待される固体レーザー結晶などの光機能性材料の薄膜化技術の研究を行ないつつ [1, 2]、より薄膜化が容易な高分子薄膜をベースにした固体色素の導波型レーザーデバイスの開発を行なっている。

本稿では、高分子薄膜ベースに固体色素レーザーの開発について報告する。色素レーザーは一般に高利得で高輝度のレーザーであり、可視から紫外域を幅広くカバーできる液体レーザーであるが、レーザー発振に伴う色素の劣化および液体レーザーゆえの保守性の悪さなどがあり、これを固体に封じ込めて固体レーザーとする研究は以前より数多く行なわれており、[3] フィルム導波路を用いた報告もなされている。[4, 5] 本研究でも集積化を目指す観点から、色素をドーブしたプラスチック薄膜を用いた導波型の色素レーザーの開発を行なってきた。共振

器構造についても、ミラーなどを必要としない分布帰還 (DFB) 発振 [6] を用い、励起レーザー光を 2 光束に分けて干渉させるホログラフィックタイプでレーザー出力を得た。導波型にすることにより、発振に必要な励起光強度を小さくすることができ、色素の寿命を伸ばすことも可能となる。さらに導波路上に DFB 構造を構築したタイプも作製し、特性の比較を行なった。さらに、このレーザーの共振器長が短いことに着目し、緩和発振による短パルス発生について調査を行なった。また導波路構造であることを利用した新しいタイプのパルス圧縮器について提案して、実験でその評価も行なった。

2 導波型分布帰還色素ドーブプラスチックレーザー

2.1 色素ドーブプラスチック導波路の作成

本実験では基板であるクラッド層上に導波層であるプラスチックをスピコートし、空気層を含む非対称 3 層の 2 次元導波路構造を用いている。クラッドには SiO_2 ガラスまたは、コア層に屈折率が近い FSL5 光学ガラス ($n=1.48$) を用いた。クラッド層は光学的に安定性が高いメタクリル酸メチル (MMA) を重合して形成した。重合禁止剤を取り除いた MMA に界面活性剤としてエタノールなどを用いて Rhodamine6G 色素を混合し、ラジカル重合法を用いてポリマ化する。重合開始剤には 2,2'-アゾビスイソプロントリル (AIBN) をもちいた。重合は主に熱で進行させ、 $65\sim 75^\circ\text{C}$ で 1~4 時間ほどで粘性の高いプレポリマ状態になる。この時に基板上にスピコート (2000rpm, 20 秒) することで厚さ $2\sim 5\mu\text{m}$ の薄膜を形成した。形成した薄膜をさらに 65°C で加熱して重合を完了させた。作成した膜は分光

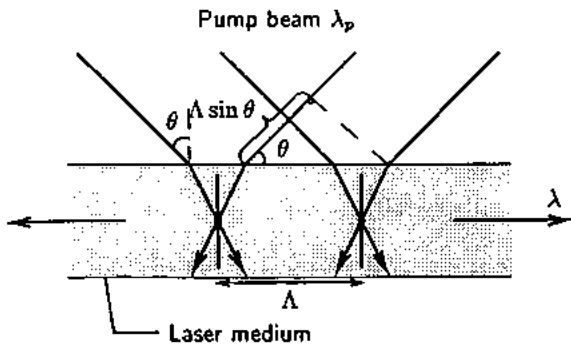


図 1: Principle of holographic DFB laser

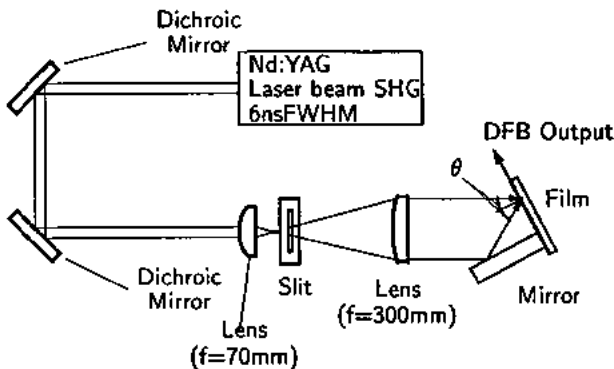


図 2: Experimental setup of holographic DFB laser

光度計や触針型表面プロファイラで評価し、膜厚や含有色素濃度を評価した。

2.2 ホログラフィック DFB 色素レーザ

作製した Rhodamine6G 薄膜の励起法として最初に用いたのがホログラフィック DFB (以降 H-DFB) 発振である。励起光としては Q スイッチ Nd:YAG レーザ (HOYA-Continuum 社, Surelite III) の第 2 高調波 (200mJ, 5nsFWHM) を用いた。図 1 に H-DFB レーザの原理図を示す。レーザ励起レーザ光を 2 つに分け、それぞれを入射角 $\pm\theta$ で入射することで波長 λ での DFB 発振が導波路方向に起こる。ここで λ は

$$\lambda = 2n_{EFF}m\lambda_p / \sin\theta \quad (1)$$

で与えられ、 m は次数 ($=1, 2, 3, \dots$)、 λ_p は励起光波長、 n_{EFF} は導波路における実効屈折率である。

図 2 に実験装置概略図を示す。二方向から同一入射角で励起光を入射するため、実験では導波路に垂直に Al ミラーを取り付けた。20mm×0.5 のシート状に整形した励起ビームを、その半分がそのミラーで反射されるように入射することで干渉による周期的パターンの励起を行なった。波長はミラーを固定したまま、導波路を回転させ、入射角 λ を変化させることで行なうことができる。

2.3 構造型 DFB 色素レーザ

回折効率の改善や狭帯域以外のレーザ光での励起を可能にするため、H-DFB におけるグレーティングパ

ターンを薄膜状に光学的・物理的に構成する方法を以下の 3 つの方式を用いて試みた。

- 熱による PMMA の屈折率変化による光学的構成
- 紫外線照射による屈折率変化による光学的構成
- エッチングなどによる物理的構成

熱による構成は作製が容易であるが、作成後の発振動作によって DFB 構造が励起光の吸収熱で消滅してしまい、長時間の動作が不可能であった。紫外線照射による屈折率変化ではドーブした色素自体がその紫外光を吸収するため、パターン構成時の露光の段階で色素が劣化してしまう蛍光がみられた。最後に紫外によるホログラフィック露光を短時間行なって、これを有機エッチャントでエッチング処理する方法を試みたところ、紫外線照射による色素劣化も少なく、高い回折効率を実現できた。

紫外露光+エッチング法では、図 1 と同様の方法を用いて、532nm 光と 266nm 光を同軸入射して 532nm による H-DFB 発振光 ($m=2$) をモニタして入射角を決めることができる。この角度で 266nm 光を用いることで $m=1$ に相当するグレーティングピッチで露光を行っている。エッチャントにはメチルイソブチルケトンとイソプロルアルコールの混合溶液を用いた。その他の露光条件およびエッチング条件を以下に示す。こ

表 1: 露光条件

Fluence	30~60 mJ/cm ²
Number of shots	50~150
Etchant Temp.	13°C
Etching duration	20 sec

うして作製した構造 DFB 薄膜ではシート上に整形したビームを格子に垂直に入射するだけで DFB レーザ発振を得ることができた。

2.4 膜特性および DFB レーザ特性

PMMA に Rhodamine6G を混合して構成した導波路では、もっとも良好な発振が得られた濃度は 10~30mM で、エタノール溶液による旧来のバルク色素レーザにおける濃度より 1 桁ほど高かった。これは励起が横励起で且つレーザ媒質厚が数 μm しかないためである。

作製した薄膜の発光特性を従来のエタノール溶液のものと比較した。通常 PMMA に Rhodamine6G を混合した場合はその蛍光スペクトルは若干短波長にシフトする傾向がある。しかし導波路型の場合の最適濃度値は前述の通り比較的高濃度であるため、蛍光スペクトルは 580~590nm と従来より若干長波長域にずれた程度であった。これは Rhodamine 系の他の色素についても同様で、大きなスペクトルシフトはみられていない。しかし Coumarin 系では 10nm 程度短波長方向にシフトする傾向が見られた。

導波路化した固体色素媒質では、励起光を普通に入射した場合でも比較的波長の狭い (数 nm) ASE 放射光

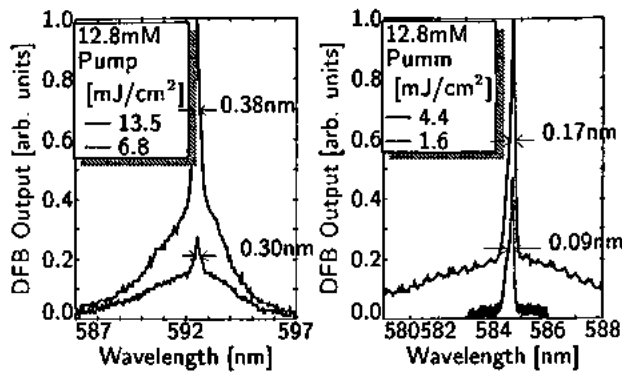


図 3: Spectra of Holographic DFB and Fabricated DFB laser output

が観測された。ASE 光の波長は高濃度になるほど、膜厚が厚いほど、長波長側に移動する傾向が見られたが、これはともに導波路内の自己吸収の増大によるものであると思われる。

また、DFB 構造を構成した膜については AFM で観測を行なった。その結果格子溝の間隔は約 400nm、深さも 400nm 程度と測定された。また、スピンコートによる起伏も同程度に大きく、まだ膜生製過程に改善の余地があるといえる。

H-DFB および構造 DFB (F-DFB) で得られた出力スペクトル例を図 3 に示す。背景の広いスペクトルは色素薄膜からの ASE、狭帯域スペクトルが DFB 出力である。導波路がマルチモードとなった場合、同時に複数のスペクトルピークが観測されたが、導波路の厚みや基板の選択によってここでは導波単一モード発振が実現できている。

H-DFB に比べて F-DFB の方がスペクトルが狭帯域化されている。特に励起光が低い 1.6 mJ/cm^2 付近では差が顕著となりスペクトル幅はそれぞれ $0.3, 0.09 \text{ nm}$ であることが図より分かる。これは H-DFB が励起光強度によって回折効率が変わるのに対し、F-DFB では一定かつ H-DFB より高い回折効率となっているためである。一方 10 mJ/cm^2 以上の励起強度では両者共に ASE の増大が押さえられず、発振光が相対的に小さくなる傾向が見られた。次に、発振しきい値と入出力特性をのそれと比較した結果を図 4 に示す。励起は $10 \times 0.5 \text{ mm}^2$ 、膜厚は $5 \mu\text{m}$ である。H-DFB および F-DFB の発振しきい値はそれぞれ 0.80 と 0.58 mJ/cm^2 、スロープ効率はそれぞれ 17% と 23% と、構造化によってしきい値の低減及び効率の改善が見られた。

発振しきい値の低下は色素の劣化を押さええてレーザ媒質の長寿命化を促進することが推測される。H-DFB および F-DFB の励起光強度をそれぞれ $1.0, 0.66 \text{ mJ/cm}^2$ とした時のショット数対 DFB 出力測定実験ではともに 4.0×10^4 ショットの出力半減期を得た。これは励起光強度の低しきい値化が進む一方、F-DFB 構築において色素の劣化が起こっているためと思われる。エッチング処理などでは色素の劣化はほとんど起こっていないため、主に 266 nm 光の繰り返し照射によるものといえる。

波長同調については H-DFB と F-DFB では異なる

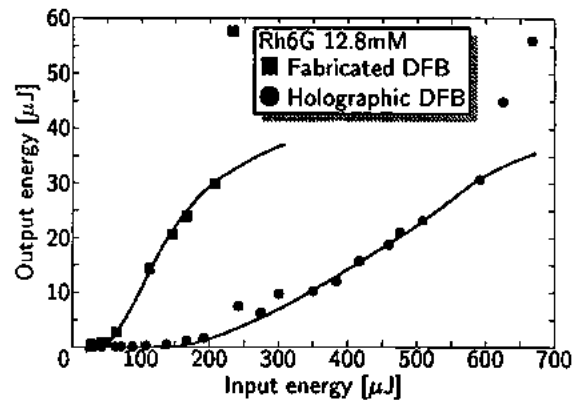


図 4: Input vs. output characteristics

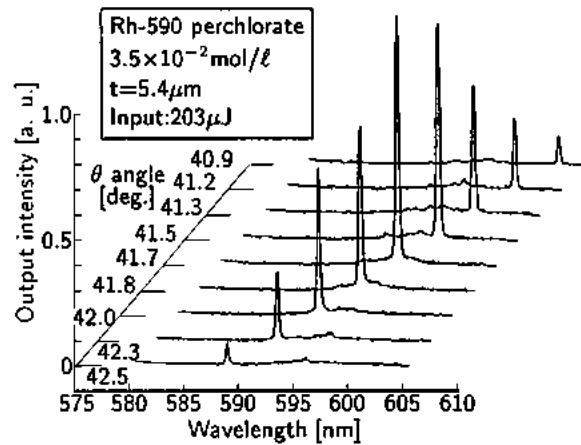


図 5: Holographic DFB spectra under changing incidence angle

手法をとった。H-DFB では入射光の入射角 λ を変化することで式 (1) に基づき波長を変えることができる。図 5 には、H-DFB レーザの同調プロファイルを示す。DFB 励起部分の長さ 10 mm 、色素濃度 5 mM 、膜厚 $5.4 \mu\text{m}$ 、励起フルエンスは 4.1 mJ/cm^2 である。励起光入射角を 40.9 から 42.5° まで変えることによって、中心波長は 589 nm から 602 nm まで変化している。F-DFB の場合回折格子ピッチが固定されているため、PMMA の温度における屈折率変化を利用して波長制御を試みた。薄膜温度をペルチエ素子でコントロールして温度を 0°C から 60°C に変化させたところ、波長を 585 から 581 nm の範囲で変化させることができた。しかしながら室温付近で導波モードがスキップしてしまい、全域にわたる連続同調はできなかった。この原因については現在調査中である。

3 導波型色素レーザによる短パルス発生

導波型プラスチック色素レーザは 10 mm 程度の短共振器であるため、緩和発振によるスパイクが発生する。これを利用した超短パルス発生について調査を

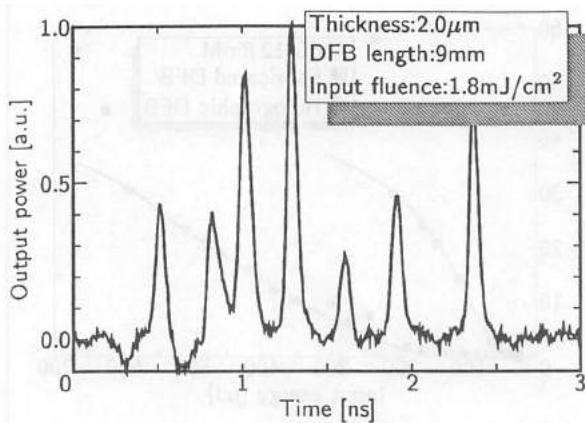


図 6: Spiking waveform from holographic DFB dye laser

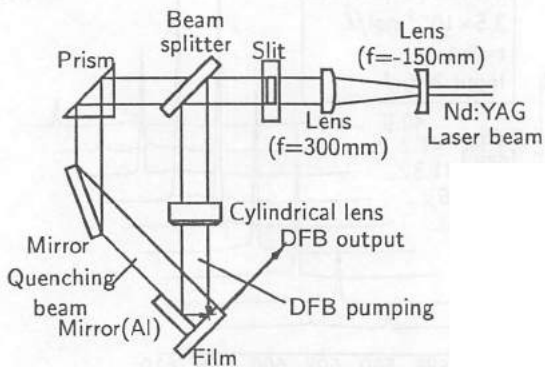


図 7: Setup to extract first spike

行なった。

3.1 DFB 発振におけるスパイク観測

以降の超短パルス発生実験ではすべて Rhodamine6G ドープ PMMA のホログラフィック DFB(H-DFB) 動作を用いた。図 6 は H-DFB レーザからの出力をストリークカメラ (浜松ホトニクス, C2830) で測定した結果で、数 10ps のパルス幅をもつスパイク列が観測されている。膜厚は $2\mu\text{m}$ 、DFB の励起長は 9mm である。スパイクの発生タイミングや強度は安定しておらず、これは励起光源となった Nd:YAG レーザの SHG パルス (パルス幅 5nsFWHM) のパルス強度がサブ ns のオーダーでふらついていたためと思われる。

このパルス列から先頭パルスのみを取り出すのは、励起光強度を下げることで可能であるが、出力強度を維持するため図 7 に示すような方法を用いた。図のように励起光を一部分離しておき、ホログラフィック DFB 発振が起こった直後に遅延したパルスが薄膜に垂直に入射して、励起色素をクエンチすると同時に薄膜状にホログラフィックで構成された DFB 構造を消し去って以降の DFB 発振を抑制した。適当な遅延時間を用いることで、先頭のスパイクのみを取り出すことができた。その結果を図 8 に示す。この時のパルス幅は 47ps であった。

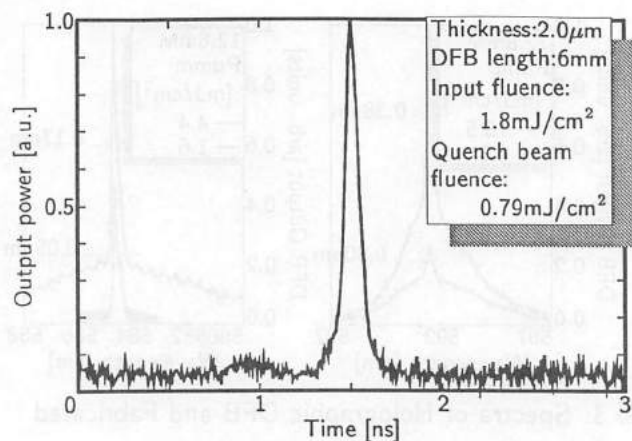


図 8: Example of waveform of extracted first spike

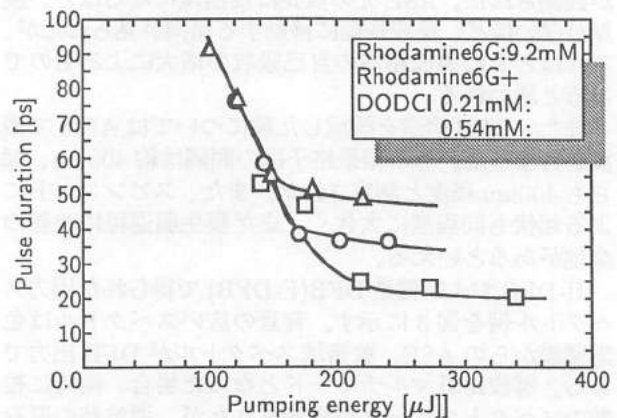


図 9: Duration of first spike as a function of pump power and DODCI concentration

スパイクのパルス幅をさらに短くするには DFB の励起領域を短くするか、励起光強度を増大させることが有効であることが、計算と実験の両方で確認された。よって、前述のようなシングルパルス取り出しを励起光強度を減少させることでも実現した場合、出力スパイクのパルス幅は広がって良好な結果は得られなかった。そこでパルス幅を減少させる有効な方法として、薄膜に Rhodamine6G 以外に可飽和吸収色素である DODCI を添加する手法について調査を行なった。添加した DODCI 濃度及び励起光強度とパルス幅との関係を実験で調べた結果を図 9 に示す。励起強度については、シミュレーションから、励起光強度の最初の時間的立ち上がりのスロープがパルス幅に影響することがわかっている。実験で同様な結果が得られていることがわかる。DODCI の添加では、添加濃度に応じてパルス幅が減少し、9.2mM の Rhodamine6G に対して 0.54mM の DODCI 添加によってパルス幅は 40%程度まで減少していることがわかる。こうした DODCI の添加による短パルス化は、シミュレーションで検討して DODCI 及び Rhodamine6G の励起状態を検討した結果、受動 Q-スイッチ動作によるものであると結論で

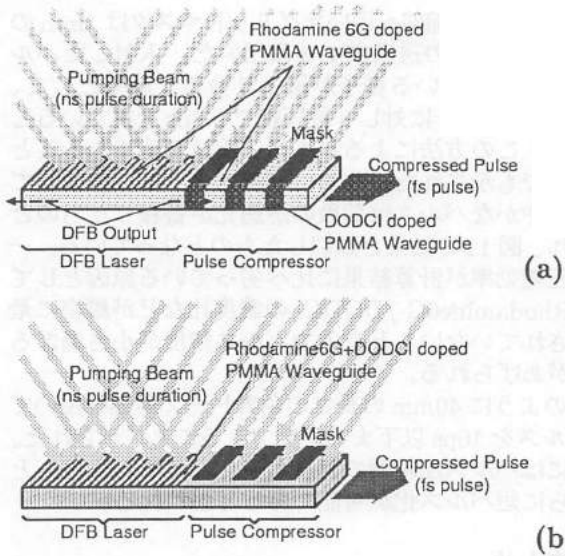


図 10: Schematic of waveguided pulse compressor. (a):Alternative-doped type, (b):Premixed type

きた。

3.2 導波型パルス圧縮器

短パルスをさらに圧縮する方法として、可飽和吸収体とレーザ増幅器を何段も繰り返して透過させて圧縮する方法が報告されている。[7, 8] この方法は複雑で段数を大きくとることが困難であったが、導波路上では容易に同様の構造が構成できる。この点に着目し、導波型パルス圧縮器を提案した。図 10(a) は PMMA 導波路に交互にレーザ色素 (Rhodamine6G) と可飽和吸収色素 (DODCI) をドーピングした構造で、DFB 導波レーザの出力とカップリングされている。レーザ色素をドーピングした領域のみ励起した状態で DFB レーザの出力が入射すると、(DODCI) 部によってパルス先頭部分が吸収され、Rhodamine6G 部の利得飽和によってパルスの末尾部分が減衰して結果的にパルスが圧縮される。実際にはこれを数段繰り返すが、導波型の場合こうした周期構造を構成できれば非常にコンパクト且つ用意に多段圧縮が可能である。しかしながらスピコート法では (a) の様に PMMA に交互に別種の色素をドーピングすることが難しいため、(b) の方法を実験では試みた。(b) ではあらかじめ DODCI と Rhodamine6G を混合した薄膜を用意し、グリッドマスクによって周期的に励起光を入射する。励起光が入射した領域は Rhodamine6G による増幅域として作用し、入射しない領域では DODCI による可飽和吸収部として作用する。

図 10(b) による動作を確認するため、光子輸送方程式およびレート方程式を用いた計算を行なってパルス圧縮の状態を計算した結果を図 11 に示す。Rhodamine6G 及び DODCI 濃度を 20, 0.14mM とし、50ps のパルスを入射した場合、4 段で半値幅 2ps まで圧縮が行なわれ

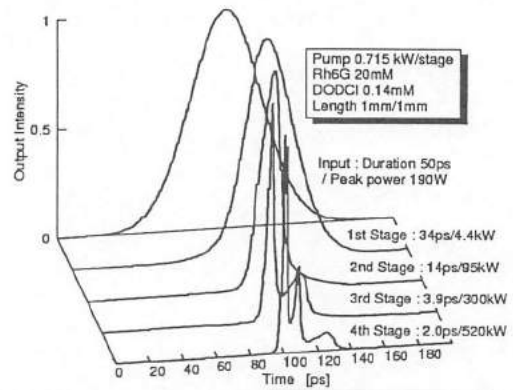


図 11: Calculated pulses compressed with pre-mixed type compressor

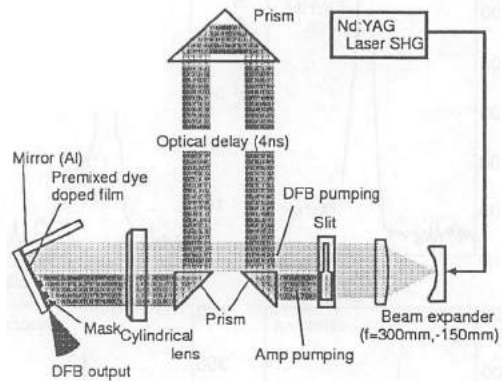


図 12: Schematic of setup for pulse compression experiment

ていることがわかる。圧縮パルスの末尾に続いているパルスであるが、これは前段の出力が、飽和した DODCI 及び利得を失った Rhodamine6G 部をそのまま透過した結果である。このように DODCI が増幅段に混合されていてもパルス圧縮器として動作できることがわかった。しかしながら、計算によって Rhodamine6G と DODCI の濃度及び濃度比率は重要であることも明らかになった。特に入射パルスの強度と励起状態の Rhodamine6G 分子密度の関係は、少ない段数で効率的な圧縮を実現するためには非常に微妙であることもわかった。

この結果を参考にして、同一の Rhodamine6G + DODCI 膜上に受動 Q スイッチ DFB レーザとパルス圧縮器を構成する実験を行なった。実験配置図を図 12 に示す。励起光の半分を圧縮器の励起用に分離し、DFB 励起用の部分は従来のホログラフィック DFB 発振に用いた。ここで薄膜には DODCI がドーピングされており、受動 Q スイッチによってより短いスパイクが出力される。分離した励起ビームは適当な遅延時間後にグリッドマスクを通して圧縮器に入射した。

これにより得られたパルス圧縮波形を図 13 にしめす。ここで Rhodamine6G 及び DODCI の濃度はそれぞれ 42, 0.88mM、励起光強度は 4.3mJ/cm² である。

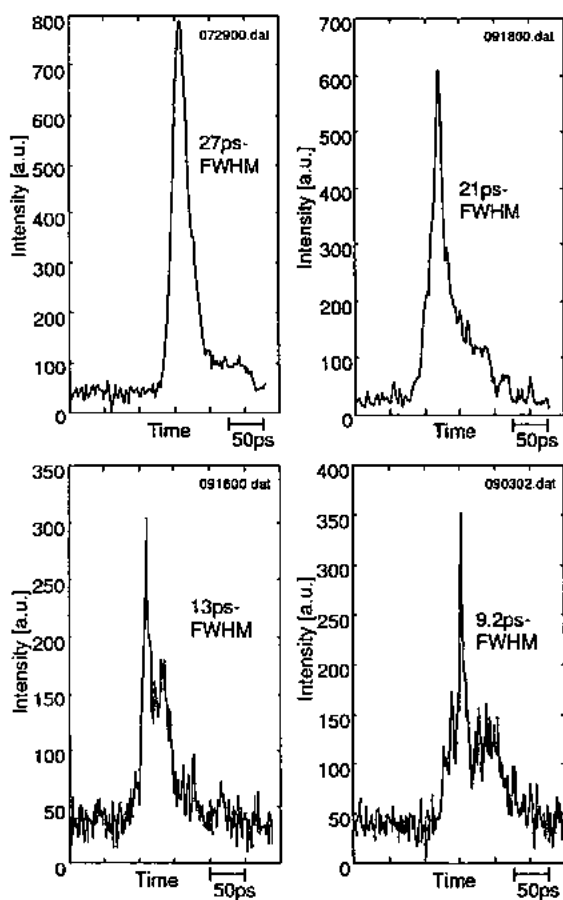


図 13: Examples of the temporal waveform by streak camera at each stage of pulse compressor

また、パルス圧縮部へ用いたグリッドマスクは1mmの遮蔽帯と3mmの透過穴で3段用いた。入射したパルスが圧縮されている様子が図より分る。結果として、入力パルス27psに対し3段圧縮で9.3psを得ていることから、この方法によるパルス圧縮が可能であることが実験でも示された。なお、パルスのすそに重畳している緩やかなパルスは前段の透過光が蓄積したものと思われ、図11の結果と類似したものとなっている。一方、圧縮効率が計算結果に比べ劣っている原因としては、Rhodamine6G/DODCIの濃度比などが厳密に最適化されていないことや入力パルス強度が小さ過ぎることがあげられる。

このように40mmの長さの色素ドープ薄膜を用いてnsパルスを10ps以下まで圧縮できることが示された。実際にはパルス圧縮器の濃度最適化などを行なうことでさらに短パルス化が可能であると思われる。

4 まとめ

色素をドープしたプラスチック薄膜をベースとした分布帰還(DFB)導波型プラスチック色素レーザーの開発及び、超短パルス発生への応用実験結果について報告した。色素ドープ薄膜上で励起光を干渉させるホログラフィックDFB及び、周期構造を膜上に構成する構造型DFBの2つのレーザー特性について報告し、両者の比較を行なった。さらに導波型DFBレーザーの応用として、超短パルス発生についての計算及び実験結果について報告し、新しいパルス圧縮器について提案・評価実験を行なった。

参考文献

- [1] Uetsuhara et al. Jpn. J. Appl. Phys. 37 (1998) 2530.
- [2] Y. Nakata et al., Proc. SPIE (1998).
- [3] B.H. Soffer et al, Appl. Phys. Lett. 10 (1967) 266
- [4] Y. Aoyagi et al. Appl. Phys. Lett. 24 (1974) 537
- [5] S. Sriram et al. Appl. Phys. Lett. 36 (1980) 721
- [6] H. Kogelnik et al. Appl. Phys. Lett. 18 (1971) 152.
- [7] Y. Taira et al. Opt. Commun. 19 (1979) 115.
- [8] S. Szatmari et al. Opt. Quantum Electron. 18 (1986) 20.
- [9] M. Maeda et al. IEEE, QE-33 (1997) 2146.
- [10] Y. Oki et al. Jpn. J. Appl. Phys. 37 (1998) 6403.

原稿受付日	平成11年7月30日
-------	------------

マイクロチップレーザにおけるカオス同期実験

内田 淳史*, 篠塚 昌彦, 小川 武史, 神成 文彦
(慶應義塾大学理工学部)

Experimental study on synchronization of chaos in microchip lasers

Atsushi Uchida, Masahiko Shinozuka, Takeshi Ogawa, and Fumihiko Kannari
(Keio University)

Abstract

We experimentally demonstrate synchronization of chaos generated in two Nd:YVO₄ microchip lasers with master-slave coupling schemes. Synchronization is achieved when the optical frequencies of the master and the slave lasers are matched under injection locking. We speculate that the principle of chaos synchronization is simple amplification of chaotic oscillations of the master laser in the slave laser cavity because the modulation parameters do not have to be matched between the master and the slave lasers. For accurate synchronization in multi-mode lasers, the power ratio among longitudinal modes need to be matched, which is more severe condition than that in single-mode lasers.

キーワード: カオス同期, 秘匿通信, インジェクションロックング, Nd:YVO₄ マイクロチップレーザ, マスタースレーブ (synchronization of chaos, secure communication, injection locking, Nd:YVO₄ microchip laser, master-slave)

1. はじめに

レーザにおいて発生するカオス的出力振動は秘匿通信の搬送波として非常に有望である。近年レーザカオスを用いた秘匿通信の実験的実証が行われ、今後の発展が期待されている[1,2]。これは Fig. 1 に示すように、送信側ではカオス搬送波にメッセージ信号を加えて送信し、受信側では受信した信号から元のカオス搬送波を差し引く事でメッセージを復元するといった手法である。カオスを用いる利点としては、同一のカオス発生システムを持たない限りカオス搬送波を再現できない為、盗聴が困難となり秘匿性が向上する点にある。受信側と送信側で同一のカオス波形を作成するためには2つのレーザ間での「カオス同期法」[3]が必要であるが、実証された秘匿通信システムでは受信側ではパラメータマッチングされた受動的的非線形素子を用いてカオスの増幅を行っているに過ぎない[1,2]。秘匿性の向上のためには、2つのレーザ間におけるカオス同期法が必要不可欠である。

レーザにおけるカオス同期は、レーザ光の注入やエバネッセント波結合により各々の電界を結合する事で達成される。結合の方向によって Master-Slave type (一方向結合)、及び Mutually-Coupled type (双方向結合) の2種類に分けられる。実際に秘匿通信へ応用する際には離れたシステム間での同期が必要となるので、Master-Slave type が適している。これまでに、Master-Slave type[4-6]、Mutually-coupled type[7-9]の両型においてカオス同期は実験的に

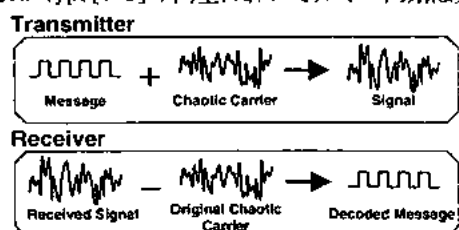


Fig. 1 Idea of secure communication using chaos.

達成されているが、それらはいずれも単なる実証に留まっており、カオス同期の質、すなわち同期の精度に関して調査した報告はない。加えて送・受信側のパラメータのずれに対する同期精度の変化について実験的に調査した報告も皆無である。秘匿通信への応用を考慮した場合、カオス同期の定量的特性は非常に重要となる。

本研究は、レーザカオス同期の定量的特性に関する初めての報告である。我々は2つの離れた Nd:YVO₄ マイクロチップレーザにおいて Master-Slave 型カオス同期を実験的に初めて達成した[10]。マイクロチップレーザは変調により安定なカオスの発生が容易であり[11,12]、カオス発生用光源として非常に優れている。加えてレーザ発振周波数を一致させる Injection locking が安定に達成されるので、カオス同期の安定性・精度とも他のレーザに比べて優れているという利点を持つ。我々は得られたカオス同期波形の質を分散を用いて評価し、同期精度について定量的な調査を行った。さらに Master-Slave レーザ間のパラメータのずれに対する同期精度の変化について実験的に調査し、レーザカオス同期の原理について考察した。加えてシングルモード、マルチモードレーザ間のカオス同期特性の差についても明確にした。

2. 実験装置図

我々が用いた実験装置図を Fig. 2 に示す。レーザ結晶には同一ロットから作成された2つの 1.1 at% Nd:YVO₄ (Fujian Crystals Inc.) を用いた。発振波長は 1064 nm、結晶長は 1 mm で両端を HR コーティング (99.8%及び99.1%) してレーザ共振器を構成している。励起強度により 1~3本の縦モードで発振可能であり、縦モード間隔は 79 GHz である。励起にはファイバー結合された波長 809 nm の半導体レーザ (OPC-A001-809-FC/100, Opto Power Corporation) を用いており、2つのレンズにより集光している。マイクロチップ結晶及び半導体レーザ共に、パルチェ素子により 0.01 °C の分解能で温度制御されている。

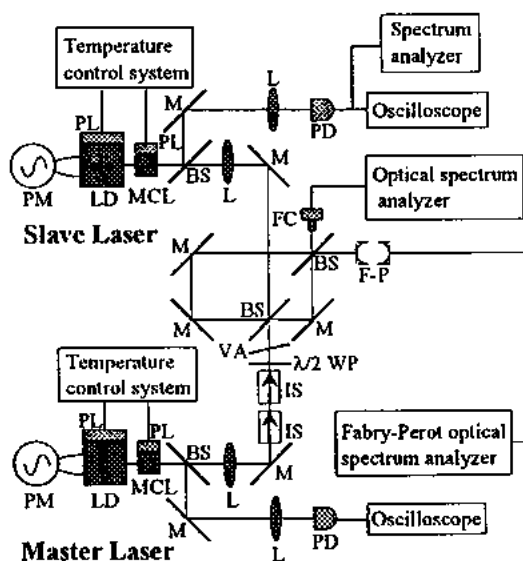


Fig. 2 Experimental setup for chaos synchronization in two Nd:YVO₄ microchip lasers (with MS-1): BS's, beam splitters; L's, lenses; M's, mirrors; VA, variable attenuator (neutral density filter); LD's, laser diodes; MCL's, Nd:YVO₄ microchip lasers; PL's, Peltier devices; IS's, optical isolators; PD's, photodiodes; FC, fiber coupler; PM's, pump modulations; λ/2 WP, λ/2 wave-plate; F-P, Fabry-Perot etalon.

マイクロチップレーザにおいてカオスを発生する為には励起変調 (pump modulation) もしくは周波数シフトした戻り光による変調 (loss modulation) が有効である [11, 12]。ここでは pump modulation を用いており、励起用半導体レーザの駆動電流に振幅変調を加えている。その結果、レーザの反転分布が周期的に振幅変調され、レーザ自身の持続的緩和発振周波数との相互作用によりカオス的変動するレーザ出力が得られる。

カオス同期を達成する為には、Master レーザ光の一部を Slave レーザ共振器へ注入する必要がある。ここでは 2 台の光アイソレータ (1845-2, Electro-Optics Technology, Inc.) を用いて Master-Slave 型を実現しており (消光比 -60dB)、Slave レーザは Master レーザのダイナミクスに全く影響を与えない。カオス的レーザ出力はフォトダイオード (G3476-03, 浜松ホトニクス社) を用いてデジタルオシロスコープ (TDS410, Sony tektronix) で検出される。また光の周波数は光スペクトルアナライザ (QR381A, Advantest) 及び Fabry-Perot 走査型光干渉計 (SA-7.5, TEC-Optics, FSR: 7.5 GHz, Finesse: 250) で検出される。

カオス同期を達成するには Injection locking が重要である。これは 2 つのレーザ間の発振周波数を一致させる技術であり、周波数差が Injection locking range 以内になった場合に引き込みが生じて周波数が完全に一致する。ここで Injection locking range $\Delta\nu$ は以下のように表せる。

$$\Delta\nu = \frac{\nu_s}{Q_s} \sqrt{\frac{I_m}{I_s}} \quad (1)$$

ここで ν_s は Slave レーザ発振周波数、 Q_s は Slave レーザ共振器の Q 値、 I_m はそれぞれ Master, Slave レーザ強度である。Injection locking range は Master レーザの注入光強度に依存している事が分かる。我々のレーザにおいて Injection locking range は ~200 MHz であった。

マイクロチップレーザの発振周波数は結晶の温度変化に

より線形に変化する [13]。我々の実験結果では 16MHz/0.01°C であった。そこで Master レーザ結晶温度を一定にし Slave レーザ結晶温度を変化させて発振周波数を一致させた。光スペクトルアナライザ (分解能 30 GHz)、Fabry-Perot 走査型光干渉計 (分解能 30 MHz)、Radio Frequency (RF) スペクトルアナライザ (分解能 1 kHz) を用いて、両レーザのスペクトルを分解能の低い方から高い方へと一致させた。その時 RF スペクトルアナライザ上に Master-Slave 間のビート周波数のピークが観測された。温度制御によりビート周波数が Injection locking range 内 (~200 MHz) に入ると、ビート周波数が消滅して Injection locking が達成され、発振周波数が完全に一致した。この時のマイクロチップレーザ結晶の温度は Master, Slave それぞれ 42.00 °C 及び 14.39 °C、Slave 共振器の直前で検出した出力はそれぞれ 0.2 mW、1.0 mW であった。

3. カオス同期実験

3.1 シングルモードレーザでのカオス同期の実現

カオス同期実験を行うにあたり、Master-Slave 型を Slave レーザの条件によって Master-Slave type I (Master, Slave レーザ共にカオス。以下 MS-1) 及び Master-Slave type-II (Slave レーザがカオスでない。以下 MS-2) の 2 種類に区別する [14]。はじめに MS-1 についてカオス同期実験を行った。レーザは単一縦モードで発振している。励起強度を変化させて両レーザの持続的緩和発振周波数を一致させ (1.38 MHz)、その近傍での pump modulation を加えると (1.34 MHz)、両レーザ共に出力がカオス的に変動した。その時のレーザ強度の時間波形及び相関図を Fig. 3(a), (b) に示す。カオスは各々独立にパルス状に変動しており、当然相関は見られない。ここで Master レーザの一部を Slave 共振器に注入し Injection locking を達成すると、Slave のカオス的パルス列は Master のパルス列に同期した (Fig. 3(c))。Fig. 3(d) より Master-Slave 間において線形の相関が出現している事が分かる。このようにしてマイクロチップレーザにおけるカオス同期が初めて実験的に達成された。

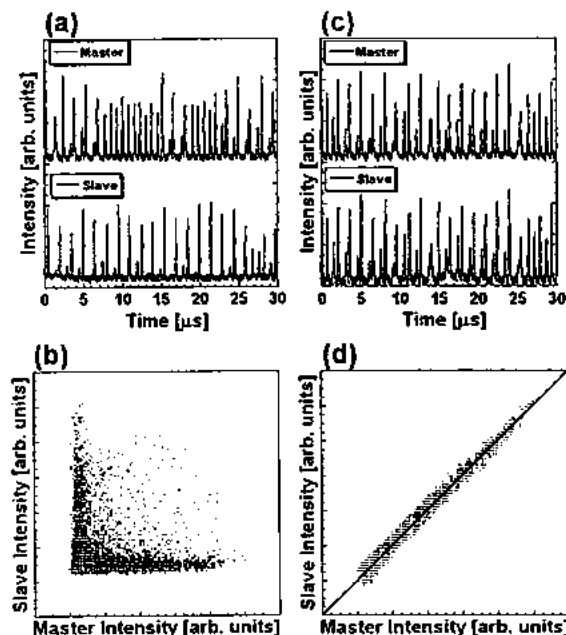


Fig. 3 Experimentally obtained chaotic temporal waveforms and correlation plots for the two laser outputs (a), (b) without synchronization and (c), (d) with synchronization in MS-1 with single-mode oscillations.

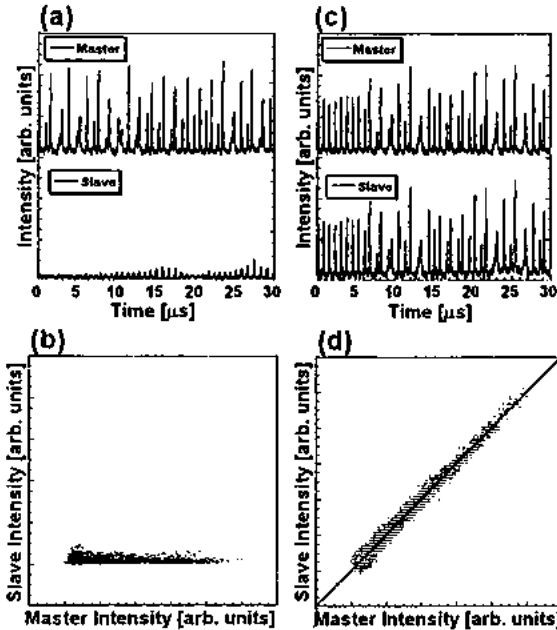


Fig. 4 Experimentally obtained chaotic temporal waveforms and correlation plots for the two laser outputs (a), (b) without synchronization and (c), (d) with synchronization in MS-2 with single-mode oscillations.

次に MS-2 に対しても実験を行った。Slave レーザに pump modulation を与えない場合、出力はカオスにはならず持続的な緩和振動をしている (Fig. 4(a), (b))。ここで Injection locking を達成すると、Slave 出力は Master と同一のカオス振動になり、カオス波形が Slave 側においても再生された。その時の相関は MS-1 と同程度であった (Fig. 4(d))。MS-1, MS-2 共にカオス同期は数十時間以上安定であり Injection locking が外れない限り同期は維持された。

ここで同期精度を定量的に評価するために、相関分布の分散を定義する。レーザ強度を規格化した相関図の 45 度の直線上からの分散 σ^2 を以下のように定義する。

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (I_{m,i} - I_{s,i})^2}{N} \quad (2)$$

ここで N はサンプリングの全個数、 $I_{m,i}$, $I_{s,i}$ はサンプリングされた Master, Slave レーザの規格化強度である。分散 σ^2 が小さいほど同期精度が高い事を意味している。MS-1 及び MS-2 の相関図 (Fig. 3(d) 及び 4(d)) の分散を求めると、それぞれ $\sigma^2 = 0.00056$, 0.00055 であった。MS-1 と MS-2 の同期精度は同程度ということが分かる。また、 σ^2 の値から約 2% の平均誤差である事が分かり、非常に高精度なカオス同期が達成されたと言える。

3.2 カオス同期特性

この分散を用いてカオス同期特性について調査を行った。初めに Injection locking range とカオス同期範囲との比較について調べた。Fig. 5(a) は可変 Neutral Density Filter (VND-50, シグマ光機) の透過率の変化により、Master から Slave へのレーザ注入光量を変化させた場合の同期精度を、MS-1, MS-2 に対して示したグラフである。これより、注入光量を増大させて Injection locking range に入ると同時に同期精度が向上する事が分かる。つまり Injection

locking range とカオス同期範囲はほぼ一致している。小さい値以上では注入光量を増大させても同期精度は一定に保たれている。これは半導体レーザのカオス同期とは異なり [6, 15]、マイクロチップレーザでは注入光量を増大させても安定な Injection locking が達成できるためである (半導体レーザの線幅増幅係数 (α パラメータ) がマイクロチップレーザでは 0 であるため)。また MS-1 と MS-2 では同期精度はほぼ同一であるが、MS-2 の方がわずかに精度が良い事が分かる。次に注入光量を一定にしておきマイクロチップレーザ結晶の温度を制御して 2 つのレーザのビート周波数を変化させた場合の MS-2 型での同期精度の変化の様子を Fig. 5(b) に示す。ND Filter の透過率により注入光量を調整した (100% 及び 27%)。Fig. 5(a) と同様に、ビート周波数が Injection locking range 内であれば同期精度は一定に保たれ、Injection locking range とカオス同期範囲は同一である事が分かる。これらの事から、カオス同期には Injection locking が必要不可欠である事が分かる。

次に秘匿通信への応用を踏まえて、Master-Slave 間でのレーザパラメータの偏差が存在する場合の同期精度の変化について詳細に調査した。はじめにカオスを発生させる pump modulation の振幅または周波数を変化させた。Fig. 6 は Master レーザの pump modulation パラメータを固定し、Slave レーザの振幅及び周波数を変化させた時の同期精度の様子を示している。振幅・周波数のいずれか一方を変化させる時、もう一方の値は Master-Slave 間で一致させてある。Master から Slave への注入光量が多い場合 (ND Filter 透過率 100%) 及び少ない場合 (0.09%) について調査した。注入光量が少ない場合 (図の黒丸)、変調振幅を増加させると分散は大きくなり精度が劣化する。変調振幅を Master-Slave 間で一致させても分散は最小値にはならず、最も精度が良いのは変調振幅が 0、すなわち MS-2 の場合である。つまり Master-Slave 間の変調振幅のマッチングは必要なく、むしろ pump modulation は同期精度を悪化させる要因となっている事が分かる。同様に注入光量が少ない場合に変調周波数を変化させると Fig. 6(b) のようになる (図の黒丸)。変調周波数が一致した場合、わずかに精度が向上

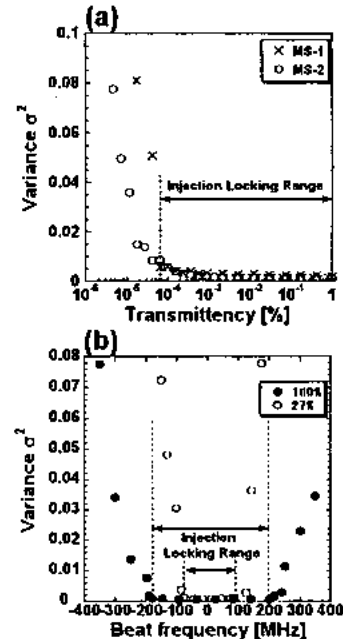


Fig. 5 Variances of the correlation plots as functions of (a) the injected power and (b) detuning between the two optical frequencies.

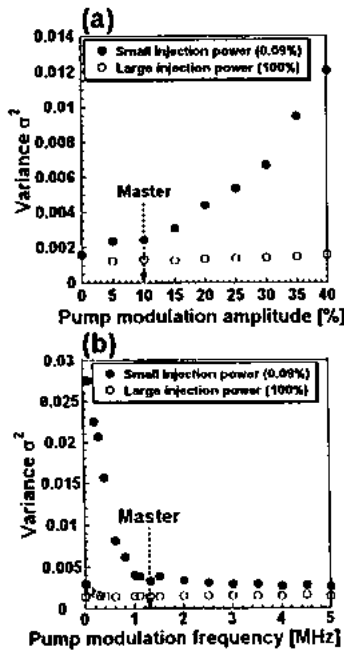


Fig. 6 Variance as functions of (a) the amplitude and (b) the frequency of the pump modulation in the slave laser. Black circles, small injection power, white circles, large injection power.

してはいるものの周波数が 0 の場合(すなわち MS-2)には及ばない。また低周波側では同期精度が悪化しているが、この要因としては、pump modulation によって反転分布にカオス振動よりも低周波の変調が加わると、出力強度が変動してカオスの振幅がバイアス強度ごと変動する為であると考えられる。つまり相関関の傾きが変調周波数のオーダーでゆっくりと変動して、同期精度が悪化するのである。これは pump modulation 特有の現象である。ここで、注入光量を増加させると (Fig. 6(a), (b) の白丸)、変調振幅、周波数共に変化させても同期精度はほぼ一定となり、変調パラメータを一致させる必要がない。さらに全体的に精度も向上する事が分かる。つまり Injection locking の効果を増強する事により pump modulation の悪影響を抑制する事が可能となるのである。

これらの結果から、レーザにおける Master-Slave 型カオス同期は Injection locking による Master レーザカオス波形の Slave レーザ共振器内での増幅過程と解釈する事ができる。つまり電気回路でのカオス同期のような Master-Slave 間のシステムパラメータのマッチングを必要とせず[16]、むしろ Slave レーザはカオスを発生させない方が同期精度を向上させるため、pump modulation は同期精度を劣化させる要因に過ぎない。MS-1 型における Slave レーザ自身のカオスは、注入光量を増大させる事で抑制され、Master レーザのカオスが Slave 共振器内で増幅されて支配的となる。これらの知見は、カオス同期には Master-Slave 間でのシステムパラメータマッチングが必要であるという従来の「常識」に相反する結果であるが、レーザのカオス同期の原理が増幅過程であるという新しい重要な結論を導出している。

この結果を確かめる為に、我々は pump modulation のみならず、周波数シフトした戻り光を用いた loss modulation でのカオス同期実験も行った。これは戻り光の周波数シフト量をレーザの緩和発振周波数近傍に設定すると、周波数間での相互作用によりカオスが発生するという方法である。戻り光の周波数シフトには従来の回転板を用いる方法

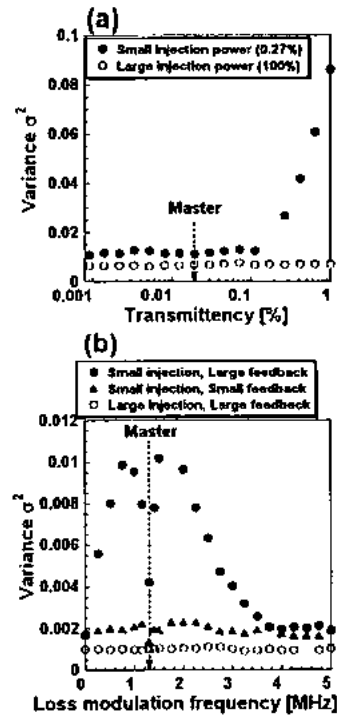


Fig. 7 Variance as functions of (a) the amplitude and (b) the frequency of the loss modulation in the slave laser. Black circles, small injection power, white circles, large injection power, black triangle, small injection power with small feedback power.

[11, 12]に代えて、2つの Acousto-Optic Modulator (AOM-40R, IntraAction Corp.)の差周波を利用する方法で行った。回転板が機械的な周波数シフト法であるのに対し、AOMは電気的に変調周波数及び振幅の設定が可能となるので正確な変調が実現できる。ここで Slave レーザの loss modulation の変調振幅(戻り光量)及び周波数を変化させた場合の同期精度の様子を示した図が Fig. 7 である。Fig. 7(a)では戻り光に対して ND Filter の透過率の変化により loss modulation の変調振幅を変化させている。注入光量が少ない場合 (ND Filter 透過率 0.27%, 図の黒丸)、pump modulation の場合と同様に振幅が大きいほど同期精度は劣化している。また Master-Slave 間での変調振幅のマッチングも必要ない。一方 Fig. 7(b)で変調周波数を変化させた場合、注入光量が少なく戻り光量が多い時は (図の黒丸)、Master レーザの変調周波数の近傍で大きく精度は変化する。Master の値に近づくにつれて同期精度は劣化するが、非常に近接すると精度は向上する。これは loss modulation がカオス同期に悪影響を与えている事を示しているが、変調周波数が一致した場合はその悪影響が小さくなる事を示している。これより変調周波数のマッチングの必要性があると考えられるが、周波数が 0 の場合 (MS-2) の精度には至らない。つまりカオスアトラクタを一致させる為のマッチングというよりも、loss modulation によるカオス同期への悪影響を抑えるためのマッチングであると解釈でき、変調が無い場合が最も精度が良いのである。その証拠に変調振幅(戻り光量)を小さくした場合 (図の三角形、戻り光量を 6.4%に減少)、全体的に同期精度は向上している。Fig. 7(a), (b)のいずれも、注入光量を増大させる事で (ND Filter 透過率 100%, 図の白丸) loss modulation の影響を減らす事が可能となり、同期精度は変調パラメータに依存しなくなる。加えて同期精度も向上する。この結果は pump

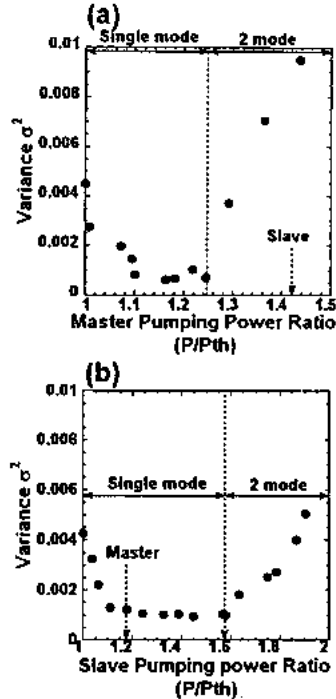


Fig. 8 Variances as functions of the pumping power of (a) the master and (b) the slave lasers.

modulation と同様であり、レーザにおけるカオス同期が、カオス増幅である事を裏付けている。

さらに Master-Slave 間の励起強度のずれに対する同期特性を調査した。その結果を Fig. 8 に示す。横軸は発振しきい値の励起強度に対する用いた励起強度の割合を示している。この場合 MS-2 型を用いており、注入光量は大きくしてある (ND Filter 透過率 100%)。励起強度を増大させると 2 つの縦モードで発振し始めるので、単一モードと 2 モードの領域を明示した。一方のレーザの励起強度を変化させる時、もう一方のレーザの励起強度はそのレーザが単一モード発振する領域に設定してある (図の矢印)。これらの結果より、両レーザにおいて単一モード発振が保たれている限り同期精度はほぼ一定になる事が分かる。但し、しきい値付近 (~ 1.1) では十分にレーザ出力が得られない為に同期精度は劣化している。これより励起強度の Master-Slave 間でのマッチング、すなわち持続的緩和発振周波数 (励起強度比の $1/2$ 乗に比例) のマッチングも必要ない事が分かる。重要なのは両レーザの縦モードの本数を一致させる事である。これは片方が 2 モードで発振していると、一方のモードは Injection locking が達成されないために同期精度を乱すためであると考えられる。このようにレーザカオス同期には変調パラメータや励起強度の Master-Slave 間でのマッチングよりも、Injection locking を達成する事が重要であることが分かる。

3.3 2モードレーザにおけるカオス同期実験

前節まではシングル縦モードで発振するレーザ間のカオス同期を行ってきたが、カオス同期は Master-Slave 間でのパラメータマッチングに対する同期精度の依存性が低く、秘匿通信に応用する際には秘匿性の面で問題がある。そこで 2 モード発振するレーザ間ではどうなるであろうか。ここでは 2 モードレーザにおいてカオス同期を行った。カオスは pump modulation により発生させており、MS-1 型で実験を行った。その時の時間波形及び相関図を Fig. 9(a),

(b) に示す。シングルモードの場合とは異なり、カオスはパルス状ではなく連続的に振動している。これはマイクロチップレーザカオスのシングルモードとマルチモードとの大きな差異である。マルチモードの場合、空間的ホールバーニング効果により各モード間での反転分布の喰い合いが生じるため、1つのモードが発振しなくても他のモードが発振している事により連続的に振動するカオス波形となる。秘匿通信の搬送波としてはこちらの方が適している。ここでカオス同期前は相関が全くなかったが、2つの縦モード各々に対して Master-Slave 間で Injection locking がかかると、カオス同期が達成された (Fig. 9(c), (d))。非常にきれいな線形の相関が観測されている。MS-1 型のみならず、MS-2 でのカオス同期も同様に実現できた。この時の同期精度は $\sigma^2=0.00029$ と高精度であった。

ここで Slave 側のレーザ結晶温度を変化させると 2 つの縦モードのロッキング状態を変化させる事ができる。片方の縦モードのみ Injection locking した場合、同期精度は劣化しており、2つのモード両方を同期した場合のみ高精度なカオス同期が達成された。本実験で用いたマイクロチップ結晶は同一のロッドから同一の工程にて作成されているために、縦モード間隔 79GHz に対して Master-Slave 間での縦モード間隔の差はわずか $0.05\sim 0.20$ GHz である (結晶温度に依存する)。そのため両モードの Injection locking が可能となり、カオス同期が実現できる。この事よりマルチモードレーザカオスは秘匿通信の搬送波として有用である。盗聴者がマルチモードレーザカオス搬送波の複製を試みる場合、縦モード間隔すなわちレーザ共振器長のマッチングが必要となるが、これは実際には非常にシビアな条件である。このように Injection locking の条件を制限する事で秘匿性の向上が可能である。

2 モード発振においても、注入光量を増加させた場合、変調パラメータや励起強度の Master-Slave 間でのずれに対する同期精度は、Fig. 6, 7, 8 と同様にほぼ一定であった。しかしながら高精度な同期を得るためには 2つのモード間の発振スペクトル強度比が重要となってくる。

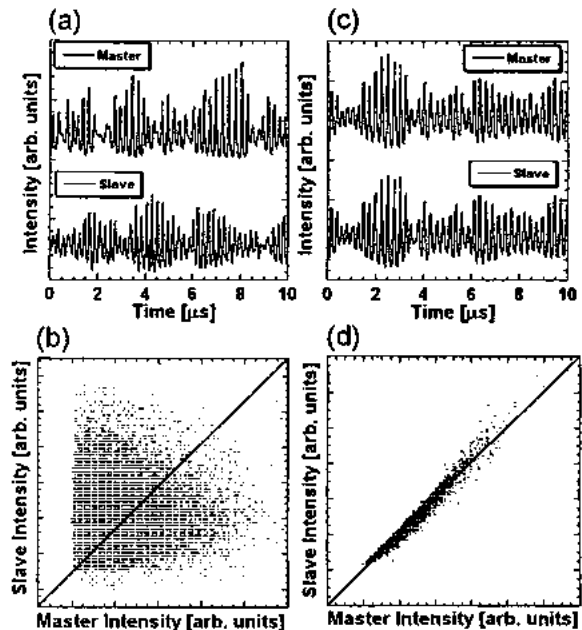


Fig. 9 Experimentally obtained chaotic temporal waveforms and correlation plots for the two laser outputs (a), (b) without synchronization and (c), (d) with synchronization in MS-1 with 2-mode oscillations.

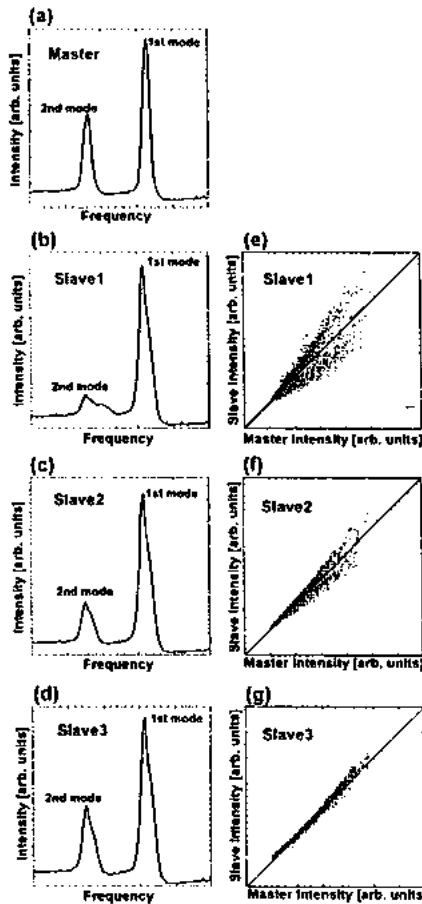


Fig. 10 Optical spectra of (a) the master and (b), (c), (d) the slave laser outputs with 2-mode oscillations and (e), (f), (g) the corresponding correlation plots.

Fig. 10にはMaster-Slaveレーザの同期後のスペクトル強度及びその時の相関図を示す。1stモードに対する2ndモードの割合がMaster-Slave間で近づいた時、同期精度は向上する(Fig. 10(d), (g))。これは、Slaveレーザ内における2つのモードの増幅率を等しくする事に相当し、Slaveレーザの結晶温度を変化させる事で達成される。このように2モードレーザでは高精度な同期を達成させる為にはシングルモードの場合よりもパラメータマッチングが必要となり、受信システムの模倣が困難となる。そのためカオス秘匿通信の搬送波として適していると考えられる。

4. おわりに

本研究ではマイクロチップレーザ間のカオス同期を初めて実験的に実証し、レーザカオス同期の質である定量的特性を初めて詳細に調査した。その結果、カオス同期の原理はInjection lockingによるSlave共振器内でのMasterカオス光の増幅過程と結論づけられる。これは高精度なカオス同期を達成するために、注入光量が弱い場合も強い場合もMaster-Slave間でのパラメータマッチングは必要でなく、むしろSlave側の変調はカオス同期を妨げる要因として機能している事から分かる。さらに注入光量を増大させるとInjection lockingの効果が強化されて、同期精度がほぼ一定に保たれる事もカオスの増幅過程を裏付けてい

る。受信システムの模倣という秘匿性の立場から考えると、この結論は喜ばしきものではない。しかしながらレーザ発振を2モードにした場合、高精度なカオス同期波形を得るための条件はシビアになる。2モード各々のInjection lockingを達成させる必要があり、さらにはMaster-Slave間の縦モードスペクトル強度比を一致させる必要がある。つまりマルチモードレーザをカオス搬送波として用いる場合には受信システムの模倣は困難になってくる。

これらの結論から、結局レーザにおけるカオス同期はレーザ発振周波数間(10^{14} Hz)のマッチングが重要である事が分かる。一方、カオス発生の為の変調周波数や持続的緩和発振周波数(すなわち 10^6 Hzの遅い包絡線振動成分)のマッチングはほとんど意味をなさない。Injection lockingは発振周波数を一致させる手法であり、注入光量を増大させて発振周波数をロックさせれば、包絡線成分も一致してしまうのである。システムの模倣に対する秘匿性に関して、結局SlaveレーザのInjection lockingの達成度に依存しているのが現状である。

しかしながらカオス波形の再現性という観点からすると、マイクロチップレーザカオス同期は、数十時間以上の安定性及び平均誤差2%以内の高精度特性を有しており、カオス同期用光源として非常に適している。そのためマイクロチップレーザカオス同期波形は、レーザカオス秘匿通信の搬送波として非常に有用である。秘匿性の向上のためには、レーザカオス同期の特性のみならず符号化・復号化アルゴリズムも重要となるため、新たなアルゴリズムの開発により秘匿性に優れたマイクロチップレーザカオス秘匿通信の実現が期待できる。

5. 謝辞

大変有意義なディスカッションをして下さった平等拓範先生、大塚建樹先生、大坪順次先生、劉雲様、滝口由朗様、桑島史欣様にこの場を借りまして御礼申し上げます。

6. 参考文献

- [1] G. D. VanWiggeren and R. Roy, Phys. Rev. Lett. **81**, 3547 (1998).
- [2] L. Larger, J.-P. Goedgebuer and F. Delorme, Phys. Rev. E **57**, 6618 (1998).
- [3] L. M. Pecora and T. L. Carroll, Phys. Rev. Lett. **64**, 821 (1990).
- [4] T. Sugawara, M. Tachikawa, T. Tsukamoto, and T. Shimizu, Phys. Rev. Lett. **72**, 3502 (1994).
- [5] D. Y. Tang, R. Dykstra, M. W. Hamilton, and N. R. Heckenberg, Phys. Rev. E **57**, 5247 (1998).
- [6] S. Sivaprakasam and K. A. Shore, Opt. Lett. **24**, 466 (1999).
- [7] R. Roy and K. S. Thornburg, Jr., Phys. Rev. Lett. **72**, 2009 (1994).
- [8] Y. Liu, P. C. de Oliveira, M. B. Danailov, and J. R. Rios Leite, Phys. Rev. A **50**, 3464 (1994).
- [9] D. Y. Tang, R. Dykstra, and N. R. Heckenberg, Phys. Rev. A **54**, 5317 (1996).
- [10] A. Uchida, M. Shinozuka, T. Ogawa, and F. Kannari, Opt. Lett. **24**, 890 (1999).
- [11] A. Uchida, T. Sato, and F. Kannari, Opt. Lett. **23**, 460 (1998).
- [12] A. Uchida, T. Sato, T. Ogawa, and F. Kannari, Phys. Rev. E. **58**, 7249 (1998).
- [13] T. Taira, A. Mukai, Y. Nozawa, and T. Kobayashi, Opt. Lett. **16**, 1955 (1991).
- [14] A. Uchida, T. Ogawa, and F. Kannari, Jpn. J. Appl. Phys. Part 2, **37**, L730 (1998).
- [15] P. S. Spencer, C. R. Mirasso, and K. A. Shore, IEEE J. Quantum Electron. **34**, 1673 (1998).
- [16] K. M. Cuomo and A. V. Oppenheim, Phys. Rev. Lett. **71**, 65 (1993).