



パルスレーザー励起 Ti:サファイアレーザー 増幅器の特性解析と設計

船山 正宏*・向原 克治**、†・森田 浩之**、†・岡田 龍雄**
前田 三男**・朝長 成行*・泉 順*

* 三菱重工業(株) 〒100 東京都千代田区丸の内 2-5-1

** 九州大学工学部電気工学科 〒812 福岡市東区箱崎 6-10-1

(1994年2月7日受付, 1994年11月18日受理)

Analysis and Design of Ti:Sapphire Laser Amplifier Pumped by a Pulsed Laser

Masahiro FUNAYAMA,* Katsuji MUKAIHARA,**,† Hiroyuki MORITA,**,† Tatsuo OKADA,**
Mitsuo MAEDA,** Nariyuki TOMONAGA* and Jun IZUMI*

* Mitsubishi Heavy Industries, 2-5-1, Marunouchi, Chiyoda-ku, Tokyo 100

** Department of Electrical Engineering, Kyushu University,
6-10-1, Hakozaki, Higashi-ku, Fukuoka 812

(Received February 7, 1994; Accepted November 18, 1994)

In order to obtain the guideline for the optimum design of Ti:sapphire laser amplifiers pumped by a frequency-doubled Nd:YAG laser, a 2-dimensional simulation code was developed based on the Frantz-Nodvik equation. This code simulated experimental results well and the saturation energy was estimated to be about 0.85 J/cm². The gain and the extraction efficiency were able to be remarkably improved by increasing the pump laser fluence, although the maximum fluence is limited about 2.5 J/cm² by the damage threshold of the crystal. Under this limitation, an amplifier with many stages was required to obtain sufficient extraction efficiency. However, the code predicted that a single-stage double-pass amplifier was enough to attain fully saturated amplification, when the output energy of the oscillator stage was 20~30 mJ. This was realized by the oscillator with a prism tuner, and an output energy of 100 mJ was obtained by a single-stage amplifier.

1. はじめに

Ti:サファイア (Ti³⁺:Al₂O₃) レーザーは, 1982年
に Moulton により開発されたフォノン終端形可変波長
固体レーザーで^{1,2)}, 広い可同調域と高い発振効率を持つ
ことから, 色素レーザーに代わる波長可変レーザー光源
として期待されている. Ti:サファイアレーザーをはじめ
とする各種の可変波長固体レーザーは, 材料の劣化の

問題がなく保守管理が容易で信頼性が高く, 出力・可変
波長域・スペクトル安定性等の性能面でも色素レーザー
より優れた光源となり得る. しかしその発振域について
はいずれも近赤外域にかぎられており, 広い可変波長域
を必要とする分光用光源として実用化を図るためには,
高調波発生や誘導ラマン散乱など各種の非線形波長変換
を行う必要がある. この点に関しては, 高い尖頭出力を
持つパルス Nd:YAG レーザー第二高調波励起の Ti:
サファイアレーザーを使えば, 真空紫外域から遠赤外域
まで極めて広い可変波長域を持ったコヒーレント光源を
開発することが期待できる. Ti:サファイアレーザーの

† 現在: 日本電気(株) 〒108-01 東京都港区芝 5-7-1
Present address: NEC Corporation, 5-7-1, Shiba,
Minato-ku, Tokyo 108-01

高出力化には特に増幅器の設計が重要である。

筆者らはこれまでに、Nd: YAG レーザー第二高調波励起 Ti: サファイアレーザーをベースとして広い波長域を連続同調可能な、信頼性の高い分光光源の開発を目標とし、これまでに共振器ミラーの交換なしに広帯域での波長可変動作が可能なプリズム同調方式の Ti: サファイアレーザー発振器を開発した³⁾。本論文はその増幅段の設計にあたって行った解析と実験結果をまとめたものである。すでに市販品レベルでも、ナノ秒域で 100 mJ 程度の出力を有する Ti: サファイアレーザー増幅器があるが、これまで増幅器段数や励起エネルギー配分等に系統的で明確な設計指針となるべき解析が不十分であった。

本論文では、Frantz-Nodvik 式⁴⁾に基づく二次元の Ti: サファイア増幅器の解析コードを作成し、そのコードの妥当性を実験的に確認した後、少ない増幅段数で効率の良い増幅器を得るシステム構成について検討を行った。この結果、出力 20 mJ 以上が得られる前述のプリズム同調方式の発振器を用いる場合には、1 個の増幅用結晶で二回パス増幅を行うことによって十分な取り出し効率を得られることがわかったので、そのようなコンパクトなシステムを作成し、最大出力 100 mJ で 680~920 nm の同調域を達成した。

2. 解析の基本式

Ti: サファイアレーザーは四準位系レーザーで、レーザー終準位からの緩和が速く終準位は常に空の状態である。また活性粒子である Ti^{3+} イオンは 3d 軌道に電子を一つだけ持つため単純なエネルギー準位構造を持っており、励起準位からのレーザー光の再吸収・レーザー光の自己吸収等はほとんど無視できる。したがってレーザー動作機構は単純で、光子輸送方程式に基づく単純な四準位系モデルの解析により動作特性を予測することが可能である。

増幅器の幾何学的モデルとして、結晶の形状は長さ L の直円柱とし、励起光および Ti: サファイアレーザー光はそれぞれ結晶端面に垂直に同軸上に同方向から入射するものとした。また両者はガウス型強度分布を持つ平行光束として扱った。

Ti^{3+} : Al_2O_3 の蛍光寿命は室温で $3.15 \pm 0.05 \mu s$ であり¹⁾、パルス幅 10 ns 以下のレーザーで励起した場合、励起光による反転分布の形成と入力パルスの増幅は蛍光寿命と比較して十分短い時間内に行われる。この場合の四準位系光子輸送方程式の矩形波入力に対する解は次の

Frantz-Nodvik の式で与えられる⁵⁾。

$$E_{out} = E_s \ln [1 + \{ \exp(E_{in}/E_s) - 1 \} G_0] \quad (1)$$

ここで、 G_0 は小信号利得、 E_{in} 、 E_{out} はそれぞれ増幅器前後の入力・出力パルスのエネルギーフルエンス [J/cm^2] である。また E_s は σ を誘導放出断面積、 ν を増幅光周波数として、 $E_s = h\nu/\sigma$ で与えられる飽和エネルギーフルエンスである。

結晶軸に沿って z 軸を取り、入射側端面を $z=0$ として、初期反転分布 $N_0(z)$ を次のようにして求めた。Ti: サファイア結晶を Nd: YAG レーザーの第二高調波で励起する場合、結晶の損傷しきい値以下の励起フルエンスでは吸収の飽和は無視できるので⁶⁾、Ti: サファイア結晶をエネルギー E_0 で励起した場合、領域 $z \sim z+dz$ で吸収される励起エネルギー密度は

$$\frac{\Delta E}{dz} = \alpha E_0 \exp(-\alpha z) \quad (2)$$

で与えられる。ここで、 α は結晶の励起光に対する吸収係数である。吸収されたエネルギーはすべて反転分布の形成に用いられるものとして初期反転分布 $N_0(z)$ は、

$$N_0(z) = \frac{\alpha E_0 \exp(-\alpha z)}{h\nu'} \quad (3)$$

で与えられる。ここで、 ν' は励起光の周波数である。これより小信号利得は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} G_0 &= \exp\left(\int_0^L N_0 dz\right) = \exp\left[\int_0^L \frac{\alpha E_0 \exp(-\alpha z)}{E_s} \cdot \frac{\nu}{\nu'} dz\right] \\ &= \exp\left[\frac{E_0}{E_s} \{1 - \exp(-\alpha L)\} \cdot \frac{\nu}{\nu'}\right] \end{aligned} \quad (4)$$

以上を式(1)に代入することで次式を得る。

$$\begin{aligned} E_{out} &= E_s \ln \left\{ \exp\left[\frac{E_0}{E_s} \{1 - \exp(-\alpha L)\} \cdot \frac{\nu}{\nu'}\right] \right. \\ &\quad \left. \times \left(\exp\frac{E_{in}}{E_s} - 1 \right) + 1 \right\} \end{aligned} \quad (5)$$

後述するように実際の増幅器では結晶の両端面より励起光を入射させて励起を行った。各端面での励起光のフルエンスをそれぞれ E_0 、 E'_0 とすればこの場合の出力は次式で求められる。

$$\begin{aligned} E_{out} &= E_s \ln \left\{ \exp\left[\frac{E_0 + E'_0}{E_s} \{1 - \exp(-\alpha L)\} \cdot \frac{\nu}{\nu'}\right] \right. \\ &\quad \left. \times \left(\exp\frac{E_{in}}{E_s} - 1 \right) + 1 \right\} \end{aligned} \quad (6)$$

この式を基本式としてビーム断面方向の分布を考慮した二次元解析コードを作成し、増幅器の動作解析を行った。

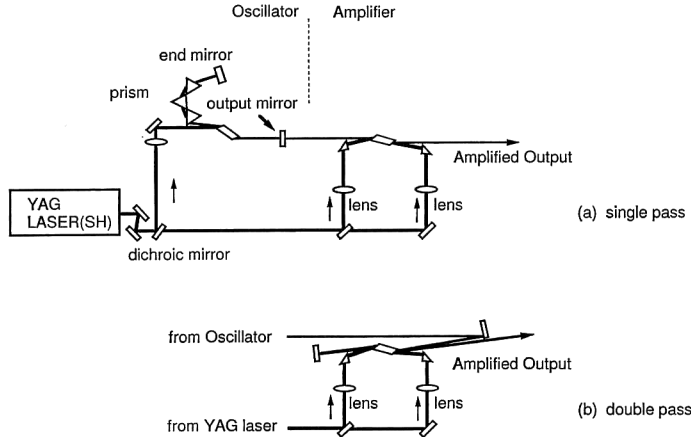


Fig. 1 Schematic configuration of Ti:sapphire laser with a single-pass amplifier.

3. 増幅器の評価

3.1 飽和エネルギーの評価

まず Fig. 1 (a)の配置により単一パス増幅実験を行い、飽和エネルギーを測定し従来の報告例と比較することによりモデルの妥当性を確かめた。

励起光源の YAG レーザー (Spectra Physics 社, GCR-3) は定格最大出力 480 mJ, パルス幅 5~7 ns, 繰返し周波数は 10 Hz である。増幅器へは結晶の両端より合計 151 mJ を入射させた。このときの励起光の端面でのフルエンスは 1.6 J/cm^2 である。

Ti: サファイア結晶 (CSI 社製) は発振器・増幅器とも長さ 20 mm, 両端はブリュスターカットしてある。波長 532 nm での吸収係数 α は実測値より 0.842 cm^{-1} とした。発振器の波長同調素子には高分散光学ガラス (SF-10) のブリュスタープリズムを 3 個使用しており、斜入射型回折格子を使う方式に比べ発振器出力が最大 30 mJ と大きく、またその同調域はミラーの交換をすることなく 680~930 nm と広いのが特長である³⁾。スペクトル幅はプリズムのみで約 0.15 nm, 厚さ 2.4 mm のコートなしソリッド石英エタロンを入れたとき約 10 pm であった。

Fig. 2 に最大出力の得られる領域である波長 786.5 nm で測定した増幅飽和特性 (○印) を示す。入力 Ti: サファイア光の入射エネルギーは複数のガラス板で減衰させて調整した。この時、入射 Ti: サファイアレーザーのビーム径は 0.572 mm であった。このビーム径は、ナイフエッジでビームを切り進めたときの透過エネルギーの変化量から、ガウスビームを仮定してビーム中心値に

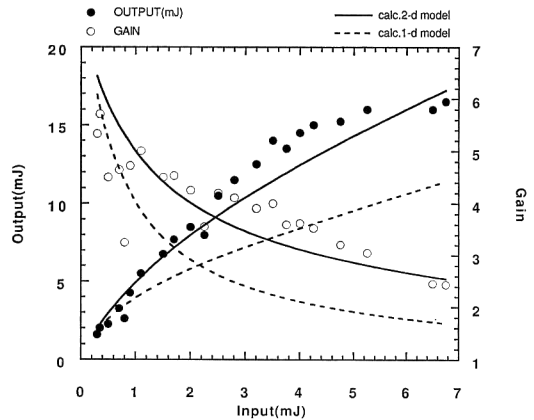


Fig. 2 Comparison of gain of single-pass amplifier as a function of input energy.

対し $1/e$ の値を示す直径とした。

一方、図中の実験は飽和エネルギーを $E_s = 0.85 \text{ J/cm}^2$ とした場合の式 (6) による計算結果を示している。その際、前節で述べたような全く損失のない増幅器モデルでは一般に計算結果が実験値より大きくなる傾向があったので、増幅器結晶端面および結晶内での損失が 5% あるものと仮定した。Fig. 2 で点線で示されている一次元モデルというのは、ある断面積内で励起光の強度分布が一樣と考えた場合の結果である。ガウス分布と仮定した二次元モデルの方が実験結果に近いことがわかる。

波長 780 nm での $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ の誘導放出断面積 $\sigma = 3.0 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ ⁷⁾ から求まる飽和エネルギーは 0.85 J/cm^2 であり、二次元モデルによるシミュレーションコードの妥当性が示される。以下では、飽和エネルギーは $E_s = 0.85 \text{ J/cm}^2$ 、損失は増幅器 1 パス当たり 5% として増幅

器特性の評価を行った。

3.2 単一および二回パス増幅特性

式(6)に示すように増幅出力は励起フルエンス E_0 , E'_0 , および入射する Ti: サファイアレーザーのフルエンス E_{in} に従って増加を示す。Fig. 3 は励起フルエンス $E_{pump} = E_0 + E'_0$ と入力 E_{in} の値を変えた場合の利得と取り出し効率の式(6)による計算結果である。ここで取り出し効率はレーザー出力光子数と励起光子数の比率として

$$\eta_{\text{extract}} \equiv \frac{E_{\text{out}} - E_{\text{in}}}{E_{\text{pump}}} \times \frac{\nu'}{\nu} \quad (7)$$

と定義した。ここで ν'/ν は両者の周波数比である。

計算においては励起光の波長 532 nm に対する吸光係数 $\alpha = 0.842 \text{ cm}^{-1}$ とし、結晶の長さ $l = 2.0 \text{ cm}$, 発振波長 780 nm とした。

この図から Ti: サファイア増幅器について次のようなことがわかる。 $E_{in} = 0.001 \text{ J/cm}^2$ に対する小信号利得は、励起フルエンス 1.0 J/cm^2 の時の $G_0 = 1.92$ に対し、励起フルエンス 10.0 J/cm^2 では $G_0 = 505$ にもなる。このように小信号利得を高く取るには励起フルエンスをできるだけ高めるほうがよいが、実際には結晶の損傷しきい値によって制限される。われわれの今回の実際では、増幅器を端面の損傷なく長期的に安定に動作させるには、励起フルエンスは 2.5 J/cm^2 以下にする必要があった。したがって励起フルエンスの増加のみによって特性を向上させることは困難である。

一方、Ti: サファイアレーザーは飽和エネルギーが大きいので、エネルギー取り出し効率を高めるには結晶の飽和エネルギー以上の大きな入力エネルギーが要求され

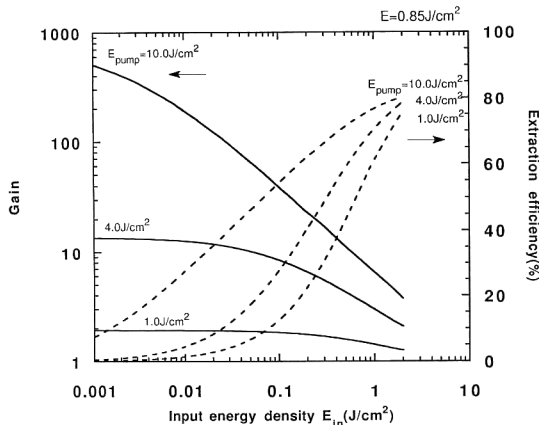


Fig. 3 Calculated gain and extraction efficiency as a function of input energy E_{in} for different pump fluences E_{pump} .

る。例えば 1 J/cm^2 の入力フルエンスを得るには、ビーム径を 2 mm とすれば 31 mJ の入力エネルギーが必要である。このため、発振器からの出力が数 mJ 程度と小さい場合は必然的に増幅システムが多段化しなければならない。今回用いたプリズム同調方式の発振器では容易に $20 \sim 30 \text{ mJ}$ の出力光が得られるので、コンパクトな増幅システムを構成することができるが、出力が小さい斜入射型回折格子を用いる発振器では多段増幅が必要になる。

次に、Fig. 1 (a), (b) に示した単一パス・二回パス増幅器をモデルとして具体的な増幅器の設計例を示す。その際励起レーザービームと増幅するビームの間の角度ずれも考慮して、Fig. 4 に示すようなモデルについて計算した。

励起光は直径 3 mm のガウスビームを想定し、結晶両端より結晶軸と平行に入射する。励起入力には両端それぞれ 170 mJ とする。この場合結晶端での励起フルエンスは 2.4 J/cm^2 である。発振器より入射するレーザー光は波長 780 nm , ビーム径 1.67 mm のガウスビームとし、励起光と同軸で入射、透過後反射されて結晶端面で d だけずれた位置で再入射するものとした。モデルの簡便化のため入射時の光軸ずれはないとしている。実際に光学系を構成する場合、二回パス増幅系については再入射時の光軸のずれが増幅特性に与える影響が大きいと考えられる。

単一パスおよび二回パス増幅について、それぞれ d の値を変えて増幅特性を計算した結果を Fig. 5 および Fig. 6 に示す。

Fig. 5 に示した単一パス増幅については、飽和が不十分で、増幅器への入力エネルギーが 20 mJ でも十分な取

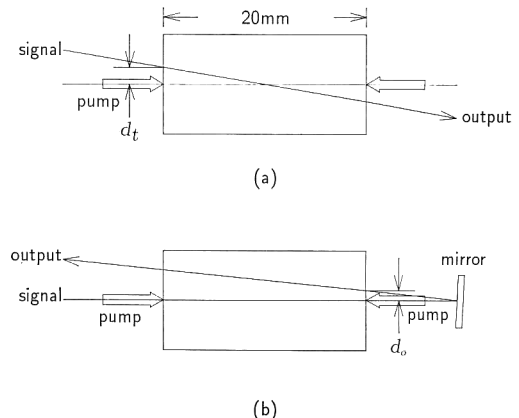


Fig. 4 Geometrical models for single-pass and double-pass amplifier.

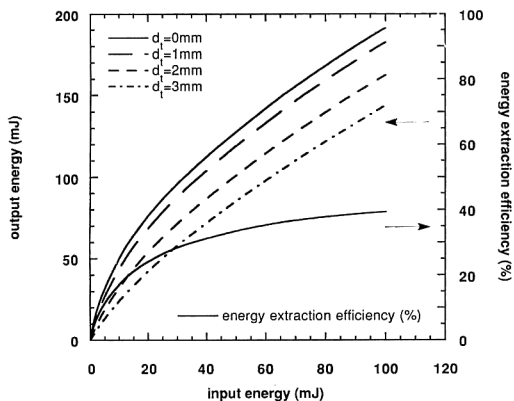


Fig. 5 Calculated gain and extraction efficiency of single-pass amplifier.

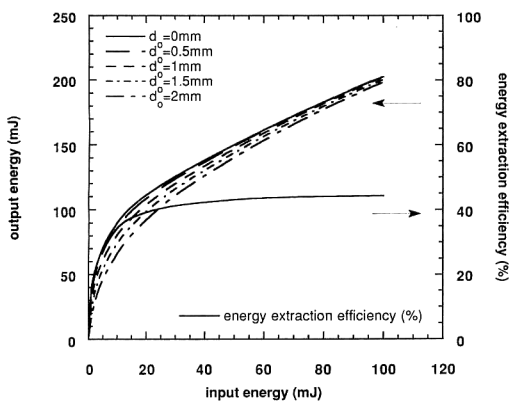


Fig. 6 Calculated gain and extraction efficiency of double-pass amplifier.

り出し効率が得られない。したがって、この時の励起フルエンス 2.4 J/cm^2 では単一パス増幅では高効率の増幅は期待できない。軸ずれに関しては $d_t = 1 \text{ mm}$ 程度なら出力の減少は 10% (入力 25 mJ 時) 程度に抑えられるので問題はなく、実際的にも $d_t = 1 \text{ mm}$ 以下で光学系を組むことが可能である。

次に Fig. 6 に示した折り返し二回パス増幅の解析によれば、入力 20 mJ 以上あればほぼ飽和出力を取り出すことが可能であることがわかる。飽和に近いレベルで動作させているために、軸ずれの影響も単一パスの場合と比べて小さくなる。これは実際 Fig. 1(b) の折り返し増幅システムを組んだ場合には $d_0 = 1.5 \text{ mm}$ 程度にできたので、軸ずれによる出力の低下は無視できるものと思われる。この場合の軸ずれの許容範囲は増幅結晶内での励起領域と Ti: サファイアレーザ 光軸との重ね合せで決まると考えられる。

しかしながら、入力が数 mJ 程度になると二回パス増幅でも効率が低下する。今回筆者らが用いたプリズム同調方式では発振段の出力が 20~30 mJ 得られるため二回パスで十分であるが、斜入射回折格子を用いる発振器等では二回パスでは十分な出力は期待できない。単一結晶で三回折り返しパスの増幅を行わせることは光学系の配置がかなり複雑になり、軸ずれも大きくなるため実用性に乏しい。したがってこの場合には増幅段の結晶の数を増やす必要が生じる。

Fig. 7 は Fig. 1 の配置で二回折り返し増幅を行った場合の実験結果を示す。点線は式(6)による計算の結果で、 $d_0 = 0 \text{ mm}$ としている。波長 780 nm で発振器出力 30 mJ に対し、110 mJ の増幅出力が得られた。増幅段でのエネルギー効率は 22.9%、量子効率を考慮したエネルギー取り出し効率は 33.5% であった。発振段も含めた総合エネルギー効率は 24.4% となった。解析に比べて若干出力が小さいのは折り返し光学系での損失等が考慮されていないためであろう。

Fig. 8 に同じ配置で二回折り返し増幅を行った場合の同調曲線を示す。全同調域 684~925 nm にわたって増幅出力は発振器の同調曲線を正確に反映している。図中の点線は同じ入力に対して得られる増幅後の同調曲線についての二次元モデルによる計算結果を示している。計算においては励起入力の実験値を用い、軸ずれは 1.5 mm、励起光直径は 3 mm とした。

実験値と計算値を比較した場合、入力が小さい場合の利得の値に大きな差を生じている。主な要因としては、光軸の折り返しや結晶への再入射の際の損失が設定した値より大きかったことが考えられる。同調域中央の利得の高い領域では、増幅飽和のため損失の影響が小さく現

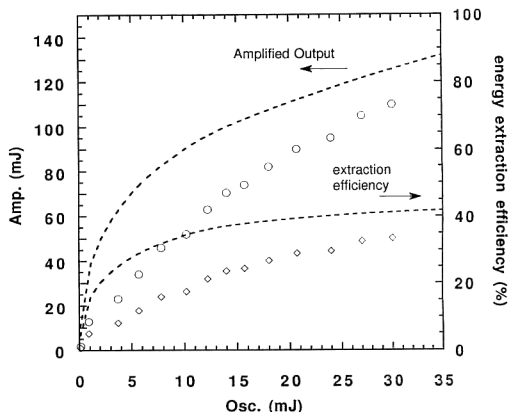


Fig. 7 Saturation characteristics of double-pass amplifier and comparison with calculation.

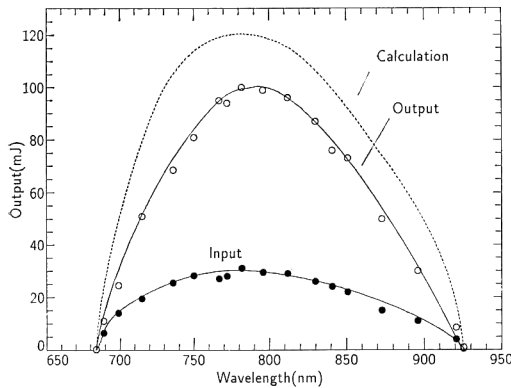


Fig. 8 Tuning curve of double-pass amplifier and comparison with calculation.

れたものと思われる。

4. ま と め

本論文では Ti: サファイアレーザーの出力増幅について数値解析と実験の両面から増幅器の特性の検討を行い、増幅器設計の指針を示した。プリズム同調方式の発振器と1個の出力増幅用 Ti: サファイア結晶内での二回パス増幅方式によるコンパクトなシステムで最大出力 110 mJ、同調域 685~925 nm がミラー交換なしで得られた。これは発振段の出力が 20~30 mJ と大きかったために可能になったことで、10 mJ 以下の発振器では多段の増幅器が必要となる。

理論的に示したように、増幅器の特性をさらに改善するには励起フルエンスを高めることが最も有効であるが、実験室内のほりに起因すると思われる結晶の損傷のため困難であった。防塵対策等により結晶自体の損傷しきい値までフルエンスを高めればさらに特性が改善されるであろう。

なお、今回試作した高出力発振・増幅器システムの可変波長域を拡大するために、高調波発生と誘導ラマン散

乱による波長変換を組み合わせ、筆者らはすでに 202~3100 nm まで連続波長可変な分光光源の開発を行った⁸⁾。

最近狭いスペクトル幅を有する光パラメトリック発振器の性能向上が進み、将来はこの種の光源と競合することになる。その際 Ti: サファイアレーザーベースの光源のメリットは広帯域の波長可変性にあると思われる。特にラマンシフターを併用した場合、120 nm の真空紫外域から 15 μm 程度の遠赤外域を連続的にカバーできるシステムが構築できるものと考えている。その際にも、Ti: サファイアレーザーの尖頭出力を向上させるために、増幅段の設計がその鍵を握っている。

文 献

- 1) P.F. Moulton: "Spectroscopic and laser characteristics of Ti: Al₂O₃," J. Opt. Soc. Am. B, **3** (1986) 125-133.
- 2) P.F. Moulton: "Ti: sapphire lasers: Out of the lab and back in again," Optics & Photonics News, **1**, No. 8 (1990) 20-23.
- 3) 船山正宏, 向原克治, 岡田龍雄, 前田三男, 朝長成行, 泉 順, 松田桂一, 長谷川芳夫: "パルスレーザー励起 Ti: サファイアレーザーの可変波長域の拡大", レーザー研究, **20** (1992) 752-760.
- 4) L.M. Frantz and J.S. Nodvik: "Theory of pulse propagation in a laser amplifier," J. Appl. Phys., **34** (1963) 2346-2349.
- 5) 前田三男: 量子エレクトロニクス (昭晃堂, 1987) pp. 93-97.
- 6) L.G. DeShazer, J.M. Eggleston and K.W. Kangas: "Saturation of green absorption in titanium-doped sapphire crystals," Opt. Lett., **13** (1988) 363-365.
- 7) J.M. Eggleston, L.G. DeShazer and K.W. Kangas: "Characteristics and kinetics of laser-pumped Ti: sapphire oscillators," IEEE J. Quantum Electron., **QE-24** (1988) 1009-1015.
- 8) M. Funayama, K. Mukaiyama, H. Morita, T. Okada, N. Tomonaga, J. Izumi and M. Maeda: "Continuously tunable coherent source over 202-3180 nm based on a Ti: sapphire laser," Opt. Commun., **102** (1993) 457-460.