レーザーオリジナル

アクティブミラー方式LD励起Nd:YAGレーザー

笠松 直史*・関田 仁志*・森重 幸雄**

(1996年1月5日 受理)

Laser-Diode-Pumped Nd: YAG Active-Mirror Laser

Tadashi KASAMATSU*, Hitoshi SEKITA* and Yukio MORISHIGE**

(Received January 5, 1996)

We describe a simple-design laser-diode-pumped CW Nd:YAG active-mirror laser and a thermal analysis in the crystal. A CW output power of 2.4 W and an M^2 beam-quality value of less than 1.9 at an incident pumping power of 8.9 W have been obtained. From the thermal analysis, we predict that the output power can be increased by increasing the pump beam diameter at a constant pump-power density. We also calculate the maximum temperature rises and the focal lengths of thermal lenses for various cylindrical laser crystals with different radius-to-length aspect ratios.

Key Words: Laser diode, Laser-diode-pumped solid-state laser, Active mirror, Thermal lensing

1. はじめに

高出力半導体レーザー (laser diode; 以下LD) の技術水準が近年著しく高まり、従来のKrやXeなどの希ガス放電ランプ励起に代わり、LD励起固体レーザーの研究開発が活発化している¹⁾。LD励起固体レーザーは従来のランプ励起に比べ、高効率・高ビーム品質・小型・長寿命などの理想的特性を兼備する。一般的にトレードオフの関係にある「高出力」と「高ビーム品質」の2つの特性を同時に満足するためには、励起光吸収・発熱によりレーザー結晶内に生ずる温度分布勾配、熱歪み、熱複屈折を抑制

し、高出力条件下においても高いビーム品質 ($M^2 \approx 1$) を実現できる固体レーザー発振器の設計が必要である。温度分布 (励起分布) に応じた高効率結晶冷却系や高励起状態でも安定性を維持する共振器設計などの課題がある。現在までにNd:YAG結晶については、ロッド型結晶を端面励起/側面冷却する方法²⁾、側面励起/側面冷却する方法^{3,4)}、スラブ型結晶を側面励起/側面冷却する方式 (CW 40 W出力, $M^2 \leq 1.3$)⁵⁾、低濃度ドープの細ロッド結晶を仮想点光源側面励起/側面冷却する方式 (CW 26.5 W出力, $M^2 \leq 1.2$)⁶⁾などが提案され実験されている。薄ディスク型レーザー結晶を比較的大きな断面積

* NEC光エレクトロニクス研究所 (〒216 川崎市宮前区宮崎4-1-1)

** NEC レーザ・メカトロ事業部 (〒229 相模原市下九沢1120)

* Opto-Electronics Research Laboratories, NEC Corp. (4-1-1 Miyazaki, Miyamae-ku, Kawasaki, Kanagawa 216)

** Laser and Mechatronics Division, NEC Corp. (1120 Shimokuzawa, Sagami-hara, Kanagawa 229)

の励起ビームで端面励起し、裏面より端面冷却するアクティブミラー方式⁷⁾では、結晶内温度が厚み方向に1次的に分布し、レーザー発振光軸と温度勾配ベクトルが平行となり、熱レンズ効果の抑制が期待される。

現在までにレーザー結晶にアクティブミラー型のYb:YAG結晶を用いた940 nm/970 nm帯LD励起固体レーザーがA. Giesen等により報告されている^{8,9)}。Yb:YAG結晶は擬似3準位系であり、高い量子効率(91%)、低い発熱量(Nd:YAGの1/3程度¹⁰⁾)が期待できる優れたレーザー媒質である。しかし、全Ybイオン数の数パーセントが(基底準位からシュタルク分裂した)レーザー下準位にボルツマン分布しており、レーザー発振を実現するためには、共振器損失に加え、この下準位による自己吸収損失をレーザー利得が上回る必要があり、高い発振閾値を呈する。高効率動作には強励起動作と結晶冷却による低閾値化が必要である。また下準位数密度(ひいてはレーザー特性)が結晶温度に敏感であるため、高出力条件下で安定動作を行うためには、全発生熱量の抑制と動作温度の高精度な安定化が必要である。一方4準位系のNd:YAGの場合、結晶温度に対するレーザー下準位数密度変化はほとんど無く、低い発振閾値(同一条件下でYb:YAGの1/20¹¹⁾)を有し、結晶自身の信頼性と市販の高出力LD(810 nm帯)の高い信頼性とあいまって、安定で信頼性の高い高出力動作が可能であると考えられる。

本報告では、比較的シンプルで実用的な構成での、LD励起CWアクティブミラー方式Nd:YAGレーザーの特性(出力とビーム品質)およびレーザー結晶の熱解析について述べる。これまでに励起LDパワー8.9WのときCW出力2.4 W、ビーム品質を表すM²値<1.9を得た。さらに有限要素法による熱分布解析により、励起LDパワー密度を一定に保持したまま励起ビーム径を増加させることで、ビーム品質を劣化させることなく、高出力化が可能であるとの解析結果を得た。また円柱形状のレーザー結晶を端面励起する計算モデルにおいて、最大温度上昇値(冷却能力)と熱レンズ焦点距離を結晶のア

スペクト比(結晶半径と結晶長の比)を関数として計算することにより、理想的なアスペクト比を提案した。

2. 実験系

Fig. 1にアクティブミラー型Nd:YAGレーザーと測定系の概要図を示す。薄ディスク状Nd:YAG結晶(6 mm^φ×2 mm^l; ドープ濃度1.4at.%)はアルミ製自然空冷ヒートシンクの上にマウントされている。結晶とヒートシンクの上にInフォイルを挿入して熱抵抗を最小にし、片側端面が効率良く冷却されるようになっている。薄い結晶中に効率良く励起光を吸収させるため、ドープ濃度は濃度消光(クエンチング)の起らない範囲で高くした。結晶のヒートシンク側端面は、励起光(809 nm)と発振光(1064 nm)の両波長に対し高反射率(HR)コートが、もう一方の端面は両波長に対し無反射(AR)コートが施されている。

ファイバカプルされた定格10 W出力の半導体レーザー(SDL社製, SDL-3450-p5; ファイバコア径400 μm^φ, NA=0.4)を励起光源として使用した。LDをバルチエ素子により±0.1℃の精度で温度制御し、Nd³⁺の吸収帯(中心波長809 nm, 吸収幅1 nm)にLD発振波長を合致させる。励起LD光をコリメーションレンズ(焦点距離 $f_1=8$ mm)とフォーカスレンズ(焦点距離 $f_2=25.6$ mm)により、結晶の無反射コート端面側から結晶中央に集光し励起する。励起光の結晶端面でのサイズは直径 $=2r_p=$ 約1.3 mm^φ(光学系の幾何光学的像倍率 $=f_2/f_1=$

Fig. 1 Experimental setup of a laser-diode-pumped Nd:YAG active-mirror laser.

25.6/8=3.2)である。ヒートシンク側のHR端面で励起LD光は折り返され、結晶内で1往復することにより、実測で90%以上の励起LD光パワーが結晶内で吸収される。

Nd: YAG結晶を折り返しミラーとして頂点に配置するV字共振器を構成した。モード径制御を行いやすいV字共振器を採用した。レーザー結晶はレーザー活性媒質 (active medium) であると同時に折り返しミラーでもあるため、アクティブミラーと呼ばれる。共振器長40 cm, 共振器開き角40度 (全角), 共振器リアミラー曲率半径75 cm, 共振器出力鏡はフラットである。TEM₀₀共振器モードは結晶付近において直径 $2r_0 = 800 \mu\text{m}^\phi$ 程度である。しかし、共振器を40度の開き角で構成しているため、結晶内での実効的なモード直径はこれより大きいと考えられる。

3. 実験結果と考察

Fig. 2に測定されたNd: YAGレーザーの入出力特性を示す。正味の結晶に入射する励起LD光パワーを入力パワーとし、出力鏡反射率R=90%, 95%, 98%, 99%に対し測定を行った。

Fig. 2 Measured Nd:YAG laser output power as a function of the laser diode power incident upon the crystal with various output coupling levels. The maximum output power of 2.4 W has been obtained with 95% output coupling.

反射率95%で最適な特性を示し、励起LDパワー8.9 Wのとき、最大出力2.4 W, 光-光変換効率27%, スロープ効率33%, 発振閾値1.2 Wを得た。また反射率95%の場合、励起LDパワー8.0 Wまで飽和傾向は観測されず、8.0 W以降にわずかに飽和傾向を示す。出力2.4 Wにおいて、短期的 (数分) な出力変動は $\pm 5 \text{ mW}$ ($\pm 0.2\%$) と極めて安定であった。

スロープ効率と発振閾値とは次式のように書ける¹²⁾。

$$\sigma_{\text{slope}} = \frac{T}{T+L} \eta_a \eta_s \eta_Q \eta_B \quad (1)$$

$$P_{\text{th}} = \frac{T+L}{2} \cdot \frac{A I_s}{\eta_a \eta_s \eta_Q \eta_B} \quad (2)$$

ただし $\eta_a = 1 - \exp(-\alpha l) = 90\%$ (Nd: YAG結晶での励起光吸収率, α : 吸収係数, l : 結晶内励起光の光路長 $=2 \times$ 結晶厚み), η_s : ストークス因子 $=$ (励起光と発振光の光子エネルギーの比) $=75.9\%$, η_Q : 量子効率 $=$ (レーザー発振に寄与する光子数)/(励起LD光子数) $=95\%$ ¹²⁾, η_B : モード整合率 $=$ (共振器モードと励起LDビームの空間的重なり), $T=1-R$: 共振器出力鏡透過率, L : ラウンドトリップ共振器損失, A : モード断面積, I_s : 飽和強度 $=2.9 \text{ kW/cm}^2$ である。

実験により得られた発振しきい値パワーに対する $-\ln R$ をプロットすると、傾き 0.076 W^{-1} , y 切片 (ラウンドトリップ共振器損失 $L=$) 0.039 の直線に最小二乗近似できる。その直線の傾きは $2 \eta_a \eta_s \eta_Q \eta_B / A I_s$ と書けるため、効率因子の積は $\eta_a \eta_s \eta_Q \eta_B = 0.55$, モード整合率は $\eta_B = 0.85$ 程度と見積もれる。LD光を近似的にガウシアンと仮定すると、TEM₀₀モードとのモード整合率は $\eta_B = 2r_0^2 / (r_p^2 + r_0^2)$ と書けるため¹²⁾, 実効的TEM₀₀モード径は 1.6 mm^ϕ 程度と推定された。V字共振器を組んだことにより、結晶内でモード径が実効的に拡大されたと考えられる。TEM₀₀モード径を拡大することや励起LD光をより小さく絞ることなどにより高いモード整合率を実現できれば、さらに高効率化できる。

Fig. 3 Measured beam-quality M^2 value as a function of the incident laser diode power. The M^2 value tends to degrade as the laser diode power increases.

またスロープ効率は (1) 式より $\sigma_{\text{slope}} = 31\%$ と計算され、実験結果 $\sigma_{\text{slope}} = 33 \pm 1\%$ と良く一致する。

Nd: YAG レーザーのビーム品質 (M^2 値) を 95% 出力鏡反射率において測定した結果を Fig. 3 に示す。1 W 出力レベル (4 W 励起) では M^2 値は 1.3 以下のほぼ TEM₀₀ モードを呈している。励起パワーを上げるにつれ M^2 は増加し、2.4 W 出力で $M^2 = 1.9$ を得た。V 字を成している平面内 (水平面) でビームの品質が劣化していることが原因である。V 字と垂直な面内 (鉛直) では、ビーム品質は高々 $M^2 \sim 1.3$ に留まっている。

Nd: YAG 結晶内の最大温度上昇を放射温度計で非接触測定した結果、励起パワー 8.9 W のときヒートシンクに対し $25.2 \pm 0.1^\circ\text{C}$ 程度であった。

4. 熱レンズ効果の数値シミュレーション

Nd: YAG 結晶内での励起 LD 光吸収による温度上昇を有限要素法による解析で見積もった。以下の 3 つの仮定に基づき計算を行った。(1) 励起 LD 光を、結晶の端面でウェスト (直径 1.3mm^ϕ) を持つガウス分布と近似、(2) 励起

LD パワーの 30% が、結晶に熱負荷として加わる、(3) 結晶はアルミニウムのヒートシンクに密着しており、ヒートシンクの冷却側端面は 300K に固定。(2) の熱負荷 30% という値は、量子欠損 24% ($= 1 - \eta_s$) に、結晶欠陥などによる非放射遷移分を加えたもので、Nd: YAG に関しては妥当性が Fan らにより示されている¹⁰⁾。計算では結晶を 20 (径方向) $\times$ 20 (厚み方向) $\times$ 6 (周方向) の 2400 メッシュに、ヒートシンクについては同様に 4800 メッシュに分割して、全熱負荷 3 W (励起 LD パワー 8.9 W) を各メッシュにガウス分布 ((1) の仮定に基づく) で割り当て、有限要素法解析を行った。計算結果を Fig. 4 に示す。Nd: YAG 結晶内での最大温度上昇値はヒートシンクに対し 27°C と計算された。実測値 $25.2 \pm 0.1^\circ\text{C}$ と良く一致するため、熱負荷の与え方と計算手法が妥当であると考えられる。

計算で求めた径位置 r 、厚み方向 z での温度分布 $T(r, z)$ から、 z 方向に積分した光路差 (屈折率変化 $\times$ 距離) を次式で計算した¹³⁻¹⁵⁾。

$$\begin{aligned} OPD(r) &= 2 \int_0^d \Delta n(r, z) dz \\ &= 2 \int_0^d \frac{\partial n}{\partial T} T(r, z) dz \quad (3) \end{aligned}$$

ただし、 d : 結晶厚みで、2 倍の因子は 1064 nm レーザー光が Nd: YAG 結晶中で往復するため必要である。また厳密には 1064 nm 光軸と z 軸 (温度勾配ベクトル) は平行ではないが、第

Fig. 4 Calculated temperature distribution in the crystal. The maximum temperature rise is 27°C with respect to the heatsink, while the measured value was 25.2°C .

Fig. 5 Calculated integrated optical-path difference $OPD(r)$ in the Nd:YAG crystal that we used in the present experiments. Spherical-lens fitting is also shown.

次近似として斜入射による効果を見捨てた。その結果をFig. 5に黒丸で示す。同図中には、さらに結晶中心付近の近軸領域を球面レンズ (積分光路差 $OPD(r) = OPD_0 - R_{\text{spherical}}/r^2$) で近似した曲線 (実線) を示してある。屈折率分布に基づく熱レンズを球面レンズ近似から見積もると、焦点距離1.05 mの凸レンズであると計算された。また温度分布からNd:YAG結晶端面の変位分布を計算し、焦点距離6 m凸のメニスカスレンズが形成されるという計算結果となった。

両熱レンズの焦点距離は、共振器長 (40 cm) に比して十分長いと考えられる。共振器解析の結果、熱レンズを含む場合でも共振器は安定領域にあり、共振器安定性は大きく変化しないと分かった。従って、共振器内の回折損失の変化やビーム品質の変化は小さいと考えられる。実験結果からも、ビーム品質の劣化や出力低下は顕著には見られない。今後は励起密度 (約670 W/cm²) を一定にしたまま励起径を拡大すること (テレスコープ共振器などの採用) により、ビーム品質を維持した高出力化が達成できると

考えている。

5. 円柱形状レーザー結晶における冷却性能と熱レンズ効果の計算

現在まで各種形状のレーザー結晶が試されてきた。特に円柱形状のレーザー結晶は従来からランプ励起レーザーに良く用いられてきた経緯から、LD励起の初期から非常に詳しく調べられ、レーザー結晶の応力破壊にいたる励起密度限界など、LD励起による高出力化を阻む要素が分かってきている²⁾。LD励起に適した結晶形状や冷却方法を模索する動きも活発化しており、熱レンズ抑制に効果のある方式が提案されてきている。円柱形状は径方向 (半径 r_c) と軸方向 (長さ d) の2つのディメンジョンで定義される。一つのディメンジョンを無限小にまで縮めた極限は2つあり、 $r_c \rightarrow 0$ でファイバ (細ロッド) 型となり、 $d \rightarrow 0$ で薄ディスク型となる。その中間に通常用いられているロッド型がある。仮想点光源方式や極細ロッド型¹⁶⁾はファイバ型に近く、スラブ型や我々がこれまで述べたアクティブミラー型は薄ディスク型に近いと言える。ここでは、TEM₀₀モードを得やすい端面励起方式において、円柱状レーザー結晶の形状を段階的に等体積変形したときの冷却性能と熱レンズを数値的に見積もり、温度上昇と熱レンズとが同時に抑制される望ましい結晶形状を考える。計算は4準位Nd:YAGレーザー結晶に対して、以下の仮定に基づいて行った (Fig. 6

Fig. 6 Geometry of an end-pumped cylindrical rod, which was numerically evaluated for various shapes with different aspect ratios.

参照)。

(1) 結晶形状：結晶体積を $V=50\text{mm}^3$ とする。アスペクト比 $a=r_c/2d$ を0.003 (細ロッド型; $1\text{mm}\phi\times 64\text{mm}$ 長) から10.77 (薄ディスク形状; $14\text{mm}\phi\times 0.325\text{mm}$ 厚み) まで変化させ、段階的に等体積変形を行う。 $a=1$ で側面の面積と端面の面積が等しくなる。

(2) 励起光吸収：結晶吸収係数と結晶長の積を $\alpha d=2.3$ とし、結晶の励起光吸収率 $\eta_a=1-\exp(-\alpha d)=90\%$ 固定とする。熱負荷は10 W (励起光のパワー30 Wに相当) とする。

(3) 励起光サイズ：励起光スポット半径 r_p は結晶径の1/5 ($r_p/r_c=0.2$) とし、 TEM_{00} モード径 r_0 に等しい。従って励起体積 $V_p=10\text{mm}^3$ 固定である。

(4) 冷却面：結晶側面 (Side-cool) または端面 (End-cool) を300 Kとする。

ただし導波効果については考慮していないため、アスペクトの更に小さい究極的なファイバは考慮外とした。

結晶の小信号利得 g_0 は

$$g_0 = \frac{\eta_a \eta_o \eta_s \eta_B P_{in}}{I_s V_p} \quad (4)$$

と書けるため¹²⁾、(1)~(3)の仮定の下では、結晶形状によらず一定の値を示す。また同じ励起体積内に同じパワーの熱負荷を与えているため、単位体積辺りの発生熱量に関しても同一の条件であると考えられ、冷却効率のみを議論できる。

Fig. 7に最大温度上昇値のアスペクト比依存性を示す。黒丸は端面冷却、四角は側面冷却を行った場合である。アスペクト比 $a=r_c/2d=1$ を境にして、 $a>1$ では端面冷却方式が、 $a<1$ では側面冷却方式が温度上昇も低く優位である。 $a=1$ は、側面の面積と端面の面積が等しくなる場所であるため、面積の大きいほうを選んで冷却することが (当然であるが) 効果的である。 $a=1$ 付近では薄ディスクとファイバの中間に相当し、温度上昇は比較的大きい (約180℃)。今回の実験に用いた結晶のアスペクト (0.75) を三角形で示してある。

Fig. 7 Calculated temperature rise as a function of the aspect ratio with different cooling schemes. The triangle indicates the ratio of the crystal we used in the present experiments.

Fig. 8 Calculated focal lengths of thermal lenses as a function of the crystal aspect ratio.

Fig. 8に熱レンズ (屈折率分布による) の焦点距離のアスペクト比依存性を示す。温度上昇とは異なり、アスペクト比 $a=0.1$ 近辺で焦点距離1 cmの非常に強い熱レンズ効果が現れる。

両端のファイバ型と薄ディスク型では熱レンズ効果が弱まっている。特に薄ディスク型では、 $a > 1$ において焦点距離100 cm以上の長焦点熱レンズが形成される。本シミュレーションでは、導波効果を考慮していないため、よりアスペクトの小さい究極的なファイバ型レーザー結晶についてはシミュレーションできていないが、 $a = 0.003$ 程度の細ロッドでも、通常のロッド($a = 0.1$ 程度)に比べ、熱レンズは抑制されている。

我々の採用した $6\text{ mm}^{\phi} \times 2\text{ mm}^t$ の結晶はアスペクト $a = 0.75$ であるため、温度上昇について見ると、やや高い範囲にあるが、熱レンズ効果は通常のロッド型(アスペクト $a = 0.1$ 程度)にくらべ格段(約1/100)に抑制されている。なおA. GiesenらのYb: YAG結晶($3\text{ mm}^{\phi} \times 0.7\text{ mm}^t$)では $a = 1.7$ であり、(3)で定義した(結晶径に対する励起径の比) $= r_p/r_c = 0.5$ であるため^{8,9)}、より理想状態に近いと思われる。我々も、結晶径に対する励起径の比をさらに高くする予定である。

濃度消光や育成中の歪み発生の問題から、活性イオンのドーパ濃度すなわち吸収係数を任意に大きくすることは出来ない。非常に薄いディスク型結晶の中に高い励起エネルギーを蓄積させるには、マルチパス励起をするなどの方法を探る必要もある。導波路効果を用いたファイバ型レーザーでは、高出力励起光をファイバに結合することが技術的な課題となる。

以上の計算結果から、薄ディスクにおいてはアスペクトを1付近かそれ以上に設定すれば、温度上昇値と熱レンズ効果を同時に抑制でき、高出力・高ビーム品質の固体レーザーを実現できる可能性があると考えている。また、結晶径に対する励起径の比をより大きくすれば、温度上昇や温度勾配は更に改善される。今後さらに高い熱負荷に対しても計算を行う予定である。

6. まとめ

LD励起パワー8.9 Wにおいて、2.4 WのCW出力でビーム品質 $M^2 < 1.9$ のアクティブミラー型Nd: YAGレーザーを実現した。熱解析の結果から、2.4 W出力の時、熱レンズ効果は共振器安定性にほとんど影響を与えないことが分

かった。したがって励起密度(約670 W/cm²)を維持したままモード径(励起径)を拡大すること(テレスコープ共振器などの採用)により、高出力化が達成できると考えている。

異なるアスペクト比の円柱形状レーザー結晶において、冷却性能と熱レンズ効果を数値的に計算比較し、温度上昇と熱レンズ効果を同時に抑えることが可能な結晶形状を検討した。

謝辞

日頃、御指導を頂きます、NEC光エレクトロニクス研究所小林所長、並木所長代理に深く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) 土志田実, 佐久間純, 和田智之, 吉田英次, 伊藤治彦: レーザー研究 23 (1995) 570
- 2) S. C. Tidwell, J. F. Seamans, M. S. Bowers and A. K. Cousins: IEEE J. Quantum Electron. 28 (1992) 997.
- 3) T. Brand: Opt. Lett. 20 (1995) 1776.
- 4) I. Freitag, D. Golla, S. Knoke, W. Schone, H. Zellmer, A. Tunnermann and H. Welling: Opt. Lett. 20 (1995) 462.
- 5) R. J. Shine, Jr., A. J. Alfrey and R. L. Byer: Opt. Lett. 20 (1995) 459.
- 6) N. Uehara, K. Nakahara and K. Ueda: Opt. Lett. 20 (1995) 1707.
- 7) D. C. Brown, J. H. Kelly and J. A. Abate: IEEE J. Quantum Electron. 17 (1981) 1755.
- 8) A. Giesen, H. Hugel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch and H. Opower: Appl. Phys. B58 (1994) 365.
- 9) U. Brauch, A. Giesen, M. Karszewski, Chr. Stewen and A. Voss: Opt. Lett. 20 (1995) 713.
- 10) T. Y. Fan: IEEE J. Quantum Electron. 29 (1993) 1457.
- 11) T. Y. Fan and R. L. Byer: IEEE J. Quantum Electron. 23 (1987) 605.
- 12) Koechner: Solid-State Laser Engineering (Springer-Verlag, Berlin, 1992), Chap. 3
- 13) C. Pfister, R. Weber, H. P. Weber, S. Merazzi and R. Gruber: IEEE J. Quantum Electron. 30 (1994) 1605.
- 14) J. Frauchiger, P. Albers and H. P. Weber: IEEE J. Quantum Electron. 28 (1992) 1046.
- 15) A. K. Cousins: IEEE J. Quantum Electron. 28 (1992) 1057.
- 16) 平野嘉仁, 辰巳賢二, 尾台佳明: 第55回応用物理学会講演予稿集(1994, 秋季) p.895.