ルビーレーザー・ロッドの各種パラメータの測定

正員 野田義稔 (大分大学)

正員 谷野勝敏 (大分大学)

正員 末次俊輔 (西日本電線)

Evaluation of Some Parameters in Ruby Laser Rods

Yoshitoshi Noda, Member, Katsutoshi Tanino, Member (Oita University)

Shunsuke Suetsugu, Member (Nishinippon Electric Wire and Cable Co.)

Some Parameters of a laser crystal are estimated simultaneously from a laser ray 2-wavelengths method using perpendicularly polarized probe lights at wavelength of ruby laser (694nm) and auxiliary He-Ne gas laser (633nm). This method is actually applied to some ruby laser rods, and the next parameters are determined. Those are absorption coefficient α_o for ordinary ray at 694nm, that α_e for extraordinary ray, loss coefficients γ_o, γ_e , and normalized population inversion η . They are useful in analyzing the behavior of ruby laser amplifier by rate equations.

キーワード：ルビーレーザー増幅器，吸収係数，損失係数，反転分布数，レーザー光2波長法

1. まえがき

ルビーレーザーは赤色単色光 (694.3nm, 300k) で発振する三準位系^{(1),(2)}の固体レーザーで，世界で最初に発振に成功したレーザーである。可視域であるため取り扱いが容易であり，実際に測距器⁽³⁾，レーザーレーダー(ライダー)⁽⁴⁾，目の網膜剥離の手術用光源⁽⁵⁾などの応用がある。一方，レーザーレーダーやレーザー核融合の研究では，レーザー増幅器が広く用いられ，この最適設計において数値シミュレーションが必要となる。数値解析の際に用いられる各種パラメータの測定には，従来回折格子分光器が用いられてきたが，この方法は断面の直径が小さく(5~10mm)，長さの長い(5~15cm)通常の増幅ロッドには適用が困難であった。比較的長さの短い試料について行うこの方法を「分光器法」と呼ぶ。

本論文は基本的なルビーレーザーの動作解析の際に必要な各種パラメータの決定法(測定法)に関するものである。本法は，通常のルビーレーザー増幅器配置のままで，ルビーレーザー光入力，および，He-Neガスレーザー光入力の2波長を用いる新しい方法であり，これを「レーザー光2波長法」と呼ぶ。本法は，指向性のよいレーザー光を用いるため，分光器法には不適当な通常の形状のロッド

にも適用でき，また，具体的な実際の実験配置のままで測定できる簡便さが特徴である。ルビーは結晶軸(c軸)を有する単軸結晶なので，入射光は常光線(Ordinary ray: c軸と垂直な光電界ベクトル成分)と異常光線(Extraordinary ray: c軸と平行な光電界ベクトル成分)に分かれる。ここで本文中に示した方法により，増幅ルビーの常光線吸収係数 α_o [cm⁻¹]，異常光線吸収係数 α_e [cm⁻¹]，常光線損失係数 γ_o [cm⁻¹]，異常光線損失係数 γ_e [cm⁻¹]，および，反転分布数の規格値 η を一括して決定する。実際の幾つかの試料についての本法での実験結果を示し，分光器法による値と比較する。

後述のように，ルビーレーザーのみを用いる方法では， α_o/α_e は完全に定まるが，全てのパラメータは同時には決定できない。1波長のみの実験からは，等方性媒質の場合も含めて，決して α ， η ， γ は分離決定ができない。一般に，2つ以上の波長でのレーザー光を用いたパラメータ測定法は，いわばレーザー分光法と呼ぶべきものである。十分にビームの収束した波長可変レーザーが得られれば，断面の直径に比して長さの長い増幅ロッドでも，全てのパラメータが簡単にレーザー分光法から求まる。筆者らはチューナブル色素レーザーを試作したが⁽⁶⁾，励起に用いた窒素レーザーが短パルスのため，色素レーザーのチューニング可能な共振器長が15cmに制限され，十分収束した波長可変レーザーが得られなかった。本論は，入手が容易で簡

便な方法を開発したものである。

また、高出力のルビーレーザーは、現在ライダー⁽⁷⁾として上空の大気観測に利用されており、高出力化の方法としてレーザー増幅器が広く用いられている。増幅段の最適設計においては動作のレート方程式、あるいは、本論で述べる基本式による見積もりが必要であり、 α 、 η 、 γ は基本的なパラメータである。特に超高出力のレーザーでは、損失係数の影響が大きい⁽⁸⁾。また、レーザー用ルビーは、その製作過程における技術の質によって、種々の損失係数および吸収係数が得られる。

2. レート方程式と基本方程式

図1 ルビーレーザーの準位図
 $N_1 + N_2 = N_0$: 全クロミウム密度
 Fig.1. Population on the upper and lower levels of ruby laser.

図1にルビーのエネルギー準位図を示す。ここで、レーザー遷移の上位の $2\bar{A}$ 、 $\bar{E}$ 準位間の緩和時間が1ns程度であることと、実験に用いるプローブ光のパルス幅が200 μ s程度であることから、二準位近似を用いている。ポンピング時間は上位準位の自然放出の時定数(3ms)の程度で、このパルス幅より十分長いので、レート方程式は次のようになる。

$$c \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial t} = c(\sigma N - \gamma)p \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -2c\sigma Np \quad \dots\dots\dots(2)$$

ここで、

$N_1 + N_2 = N_0$: 全クロミウム密度 [cm^{-3}]

$N_2 - N_1 = N$: 反転分布数密度 [cm^{-3}]

p : 光子数密度 [cm^{-3}]

c : ルビー内光速 [cm/s]

σ : 吸収、放出の断面積 [cm^2]

γ : 損失係数 [cm^{-1}]

x : 座標 [cm]

t : 時間 [s]

$\alpha = \sigma N_0$: 吸収係数 [cm^{-1}]

次に、

$$\left. \begin{aligned} \rho &= p/N_0 \text{ (規格化された光子数密度)} \\ \eta &= N/N_0 \text{ (規格化された反転分布数密度)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3)$$

とおき、 $x+ct=x$ とおきなおせば、次の形のレート方程式を得る。

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} = (\alpha\eta - \gamma)\rho \quad \dots\dots\dots(4)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -2\alpha\eta\rho \quad \dots\dots\dots(5)$$

今、入射光子が十分弱い発振光とすると、(5)式で η は一定とみなされるので、(4)式を全微分方程式として、次の基本方程式を得る。

$$\frac{d\rho}{dx} = (\alpha\eta - \gamma)\rho \quad \dots\dots\dots(6)$$

両辺を ρ で除して積分すると次式が得られる。

$$\rho = \rho_0 \exp[(\alpha\eta - \gamma)x] \quad \dots\dots\dots(7)$$

3. 測定理論

<3.1> 各種パラメータ

(7)式よりパラメータ α 、 η 、 γ はルビーレーザーの増幅、透過実験のみからは求まらない。そこで、これらを常光線に対するものと異常光線に対するものとに分ける。このとき、各種パラメータは次の6個となる。

α_o : 常光線吸収係数 [cm^{-1}]

α_e : 異常光線吸収係数 [cm^{-1}]

γ_o : 常光線損失係数 [cm^{-1}]

γ_e : 異常光線損失係数 [cm^{-1}]

η : 反転分布の規格値

θ : ルビーの c 軸の方向角 [deg]

<3.2> 測定理論

図2に実験の概念図を示す。長さ $L[\text{cm}]$ のルビーロッドに $I_{in}[\text{w}]$ のレーザー光を入射し、出力より $I_{out}[\text{w}]$ を得る。また(7)式より、

$$I_{out}/I_{in} = (1-R)^2 \exp[(\alpha\eta - \gamma)L] \quad \dots\dots\dots(8)$$

となる。入射レーザー光を常光線、異常光線に選び、ポンピング有(η)と無($\eta=-1$)について実験する。(8)式より実効増幅(減衰)係数 β は、

$$\alpha_o\eta - \gamma_o = \beta_1 \quad (\text{ポンピング有; 常光線}) \quad \dots\dots\dots(9)$$

$$-(\alpha_o + \gamma_o) = \beta_2 \quad (\text{ポンピング無; 常光線}) \quad \dots\dots\dots(10)$$

図2 測定法概念図

長さ L [cm] のルビーロッドに I_{in} [W] のレーザー光を入射し、出力より I_{out} [W] を得る。R は端面の電力反射率、 E_o 、 E_e はそれぞれ常光線、異常光線の光電界。

Fig.2. Conceptual figure of the measurement. Input laser beam I_{in} [w] is incident on the ruby rod and amplified output I_{out} [w] is obtained. R's are the power reflection factor of the surfaces. E_o and E_e are electric fields of ordinary ray and extraordinary ray respectively.

$$\alpha_e \eta - \gamma_e = \beta_3 \quad (\text{ポンピング有; 異常光線}) \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$-(\alpha_e + \gamma_e) = \beta_4 \quad (\text{ポンピング無; 異常光線}) \quad \dots\dots\dots (12)$$

[結果 I] もし $\gamma_o \cong \gamma_e$ なら

$$\gamma_o = \gamma_e = \gamma \quad \dots\dots\dots (13)$$

とおき、4 個の実験で α_o 、 α_e 、 γ 、 η が求まる。

[結果 II] $\gamma_o \neq \gamma_e$ の一般的な場合は、 α_o 、 α_e 、 γ_o 、 γ_e 、 η は分離決定ができない。ポンピングの大きさ (η) を変えても同様である。ただし、(9)~(12)式より、

$$\alpha_e / \alpha_o = (\beta_3 - \beta_4) / (\beta_1 - \beta_2) \quad \dots\dots\dots (14)$$

が得られるので、 γ_o 、 γ_e にかかわらず、 90° 方向ロッドの α_o / α_e が確認できる。

我々は実験から

$$\alpha_o / \alpha_e = 10 \quad (\theta = 90^\circ) \quad \dots\dots\dots (15)$$

を得た。また、 $\theta = 90^\circ$ に対する α_o 、 α_e をそれぞれ $\alpha_\perp$ 、 $\alpha_\parallel$ とおくと、

$$\left. \begin{aligned} \alpha_o &= \alpha_\perp \\ \alpha_e &= \alpha_\perp \cos^2 \theta + \alpha_\parallel \sin^2 \theta \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (16)$$

が成り立つ⁽⁹⁾。従って(15)式の α_o / α_e は、 $\alpha_\perp / \alpha_\parallel = 10$ となるが、これは理論で求められた値⁽¹⁰⁾と一致している。また(9)~(12)式と(16)式とから、4 種の実験で θ が求まる。

5 個のパラメータは、4 種の実験では求まらないので、簡便な He-Ne レーザー (633nm; 赤色) を併用する。He-Ne レーザーはビームが細くてルビーレーザーと同じ経路をたどることと、簡便のために用いる。ここで 633nm においても γ_o 、 γ_e は変わらないと仮定すれば、次式が成り立つ。

$$-(\alpha'_o + \gamma_o) = \beta_5 \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$-(\alpha'_e + \gamma_e) = \beta_6 \quad \dots\dots\dots (18)$$

ただし、 α'_o 、 α'_e はそれぞれ 633nm におけるルビーの常光線、異常光線吸収係数である。ここで、波長 633nm での損失が、694.3nm のものと同じであるとの仮定は、損失が不純物による散乱やルビーの不均質による回折等であり、両波長が近いことからおいたものである。以上 7 個の未知パラメータに対し、実験が 6 回であるため定まらない。そこで一つの 90° 方向ルビーキューブについて、分光光度計により $\alpha'_\perp / \alpha'_\parallel$ を求めた。

$$\alpha'_\perp / \alpha'_\parallel = 2.4 \quad \dots\dots\dots (19)$$

(19)式と(16)式より

$$\alpha_e / \alpha_o = \cos^2 \theta + 0.1 \sin^2 \theta \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$\alpha'_e / \alpha'_o = \cos^2 \theta + 0.4 \sin^2 \theta \quad \dots\dots\dots (21)$$

[結果 III] 8 個の未知パラメータ α_o 、 α_e 、 γ_o 、 γ_e 、 η 、 θ 、 α'_o 、 α'_e に対して、8 個の独立な式(9)~(12)、(17)、(18)、(20)、(21)式があるので全て求められる。ここでこの方法を「レーザー光 2 波長法」と呼ぶ。

この「レーザー光 2 波長法」は、比較的簡単な実験から、全てのパラメーターが同時に評価でき、かつ、パラメータの値に対する制約のない一般的な方法である。

4. 実験装置

図3 実験配置

Fig.3. Experimental arrangement.

図4 シンクロスコープ管面波形
下側：入力 I_{in} ，上側：出力 I_{out}
50 $\mu s/cm$

Fig. 4. The averaged laser waveform of input(lower trace) and output (upper trace), 50 $\mu s/cm$.

図3に実験配置を示す。配置は一般的なルビーレーザー増幅器を構成している。発振段ルビーは 0° 方向の場合、偏光板を用いて2偏光を選ぶ。 60° 方向ロッドの時は初めから直線偏光が得られるので、ロッドを軸のまわりに 90° 回転させて、増幅ロッドに対して常光線および異常光線として入射させる。ビームスプリッターは偏光の状態を変えないよう出来るだけビームと垂直にした。入力をホトダイオード No. 1 でモニターし、出力を No. 2 で観測する。2つのホトダイオードは、CR積分回路で $10 \mu s$ の時定数をもたせてあり、各スパイクの平均を表示させた。典型的な波形写真を図4に示す。

(8)式を用いて、 I_{out}/I_{in} を写真から読み取れば、 β は次のように求まる。

$$\beta = (1/L) \ln \left[(I_{out}/I_{in}) / (1-R)^2 \right] \dots\dots\dots (22)$$

<4.1> レーザーロッド・テストピース

実験に使用したレーザーロッドの一覧表を表1に示す。いずれも工業用に合成されたピンクルビーである。

表1 ルビーレーザーロッドの仕様

Table 1. Specifications of ruby laser test pieces.

No	反射率	寸法	θ	製造
#1	1.00-0.98	5 $\phi \times 50mm$	0°	Linde(米国)
#2	ノー・コート	9.5 $\phi \times 38mm$	90°	Linde(米国)
#3	ノー・コート	5 $\phi \times 75mm$	90°	新光社(日本)
#4	ノー・コート	18 $\times 18 \times 18mm$	90°	新光社(日本)
#5	ノー・コート	6 $\phi \times 75mm$	63°	新光社(日本)

<4.2> レーザーヘッド

発振段用レーザーヘッドは、旭光学社製で楕円筒鏡式ポンピング光集光系を有する。増幅段用レーザーヘッドは、筆者らが設計し、製作を外注したもので、これも楕円筒鏡式である。Xe管は、いずれもオーク社 JLX-10S で最大入

力 1[kJ]であった。遅延時間の設定には岩通ダブルパルス・ゼネレータを用い、トリガーパルス発生装置はTV用フライバックトランスを用いて製作した。

<4.3> 分光光度計

比較のため、島津製 UV-200 デュアルビーム分光光度計を用いて #2 ルビーロッドと、#4 ルビーキューブについて分光吸収曲線を得、各種パラメータを求めた。

5. 実験結果

発振段ルビーは 0° 方向(#1)で、レーザー光は偏光していない。図3の発振段とビームスプリッターの間に偏光板を挿入し、増幅ルビーに対して発振光が常光線として入射する場合と、異常光線として入射する場合とを選ぶ。パラメータを測定する試料は増幅ルビーであり、#2 ロッド、#3 ロッド、#4 キューブ、#5 ロッドである。これらのうち、#2 と #4 は吸収法のみによる測定で、反転分布数は求めている。

3章で示した理論に従い、レーザー光2波長法で測定した各種パラメータの値を表2に示す。分光法は、<4.3> 節で示した分光光度計を用いて、分解能 2.5 Å で測定したパラメータの値である。全ての値は、室温での線形増幅領域⁽¹¹⁾での値である。

表2によれば、#3 ロッドは特に γ_o の値が大きい。良質のロッドでは $\gamma_o = 0.02 \sim 0.06 cm^{-1}$ となる。また α_o 値の

表2 レーザー光2波長法および分光器法によるルビーロッドの各種パラメータの測定結果(22°C)

Table 2. Parameters of ruby rods determined by laser ray 2 wavelengths method and spectroscopic method.(22°C)

番号	パラメータ	レーザー光2波長法	分光器法
#2 ロッド $\theta = 90^\circ$ 1.45×10^{19} ion/cm ³	α_o [cm ⁻¹]	0.24	0.23
	α_e [cm ⁻¹]	0.024	0.023
	γ_o [cm ⁻¹]	0.060	0.05
	γ_e [cm ⁻¹]	0.021	0.02
	α_o/α_e	10	—
#3 ロッド $\theta = 90^\circ$ 2.4×10^{19} ion/cm ³	α_o [cm ⁻¹]	0.40	—
	α_e [cm ⁻¹]	0.04	—
	γ_o [cm ⁻¹]	0.19	—
	γ_e [cm ⁻¹]	0.002	—
	α_o/α_e	10	—
#4 キューブ $\theta = 90^\circ$ 1.9×10^{19} ion/cm ³	α_o [cm ⁻¹]	0.32	0.32
	α_e [cm ⁻¹]	0.032	0.024
	γ_o [cm ⁻¹]	0.023	0.036
	γ_e [cm ⁻¹]	0.005	0.010
	α_o/α_e	10	13.2
#6 ロッド $\theta = 63^\circ$ 1.8×10^{19} ion/cm ³	α_o [cm ⁻¹]	0.30	—
	α_e [cm ⁻¹]	0.086	—
	γ_o [cm ⁻¹]	0.03	—
	γ_e [cm ⁻¹]	0.02	—
	α_o/α_e	4.8	—
	η	0.40(800J ポンピング)	

ばらつきは各ロッドでクロミウム密度に差があるためである。分光器法と比較することにより、本論で提案した2波長法による結果が妥当な値を与えていることがわかる。

なお、同表中にはクロミウムイオン密度も示したが、この数値は、

$$\alpha_o = \sigma_o N_o \dots\dots\dots(23)$$

を考慮して、 α_o の今回の測定結果から常光線に対する吸収断面積 $\sigma_o = 1.65 \times 10^{-20} \text{cm}^2$ (12)を用いて導出したものである。また、90°方向ロッドの $\alpha_o / \alpha_e = 10$ の値は、ポンピングを種々変えて行った数十回の実験データによるものであり、この精度は95%以上と考えられる。従って、#4ロッドでの分光器法による $\alpha_o / \alpha_e = 13.2$ という値は信頼度がより低いと考えられる。

6. 結論

従来分光器法によって個別に測定されていたロッドの各種パラメータを、一括して、レーザー分光法で測定する方法を開発した。本法は、ルビーの吸収異方性に注目する方法であることと、実際の各ルビーレーザー増幅器配置のままで、一般的に、簡易に必要なパラメータが同時に求まる点が特徴である。

また実験を行い、4種の試料について各パラメータを実測し、その結果から、ルビーロッドでは損失係数 γ_o が0.02~0.06 cm^{-1} であることを結論した。レート方程式による固体レーザー増幅器の動作解析の際、 α 、 γ 、 η の数値は必須のパラメータであり、一般に損失係数は無視し得ない⁽¹³⁾。

終わりに、日頃より御指導と御便宜を賜わる九州大学工学部前田三男教授に深謝の意を表する。

(平成8年8月26日受付、平成8年11月15日再受付)

文献

- (1)W. Koechner:Solid-State Laser Engineering (Springer-Verlag, New-York1976) p.21
- (2)霜田, 矢島:量子エレクトロニクス, 上巻, 裳華房(1972)
- (3)C. D. Alley, R. F. Chang, R. H. Dicke et al:Science, 107(1970)368,485
- (4)G. Fiocco and L. D. Smullin:Nature, 199(1973)1725

- (5)佐藤:レーザーハンドブック(朝倉書店, 1973)p.759
- (6)Y. Noda: Jpn. J. Appl. Phys., 27(1988)334
- (7)広野, 内野:レーザー研究, 9(1981)688
- (8)P. V. Avizonis and R. L. Grotbeck: J. Appl. Phys., 37(1966) 687
- (9)野田:大分大学教育学部研究紀要, 4(3),(1973)101
- (10)S. Sugano and Y. Tanabe: J. Phys. Soc. Jpn., 13(1958)880
- (11)野田:大分大学教育学部研究紀要, 4(4), (1974)59
- (12)野田:大分大学教育学部研究紀要, 13(2), (1991)319
- (13)Y. Noda, K. Tanino and S. Nakai: Jpn. J. Appl. Phys., 32,(1993)830

野田 義稔 (正員) 1939年10月5日生。1962年3月九州大学工学部電気工学科卒業。68年同大学院工学研究科博士課程退学。同年大分大学教育学部に講師として勤務、助教授を経て、1983年1月同教授現在に至る。工学博士。主としてレーザー工学の基礎的研究に従事。レーザー学会、応用物理学会会員。

谷野 勝敏 (正員) 1954年12月13日生。1983年3月九州工業大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程終了。同年4月大分大学工学部助手。同大学教育学部講師を経て、1994年4月同助教授現在に至る。リニアモータの磁界解析およびインターネットの教育的利用に関する研究に従事。

末次 俊輔 (正員) 1940年1月1日生まれ。1962年3月九州大学工学部電気工学科卒業。同年三井金属鉱業(株)に入社。1982年(株)フジクラに入社。主として電力ケーブル、光ファイバーケーブル及び関連機器、システムの開発研究に従事。現在西日本電線株式会社取締役電力機器事業部長、同時に大分大学客員教授現在に至る。