

A Study of the Depolarization of Linearly Polarized Light in a Nd:YAG Laser Amplifier

辰 巳 賢 二

伊 東 尚

近 藤 倫 正

Kenji Tatsumi

Sho Ito

Michimasa Kondo

三 菱 電 機 株 式 会 社

MITSUBISHI ELECTRIC CORPORATION

1. ま え が き

レーザロッドの熱ヒズミに基づく複屈折効果により、レーザ増幅器に直線偏光のレーザ光を入射させても、出射光には直交偏光成分が現われる。この事象に関して、従来は、レーザ増幅器が利得を有しないとしたときのみ検討がなされており、¹⁾ 利得がある場合については明らかにされていなかった。

ここでは、増幅器が利得を有しかつ4単位系であるとした場合について、レート方程式をもとにして検討した。

2. 基 本 式

レーザ遷移単位のイオンは、直交2偏光に対して等しい誘導放出断面積を有して相互作用を行うものとする。

また、レーザ光のパルス幅は、自然放出の緩和時間にくらべて小さく、かつ直交2偏光間の変換の割合は同じであるとする、レート方程式は、以下のように書ける。²⁾

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{N} = \frac{1}{E_s \pi w_0^2} \tilde{N} P_t \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} P_t = g_0 C \tilde{N} P_t - C \frac{\partial}{\partial z} P_t \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} P_d = (g_0 C \tilde{N} - 2 \frac{C \chi}{\ell}) P_d - C \frac{\partial}{\partial z} P_d \quad (3)$$

$$P_t(z, t) = P_p(z, t) + P_s(z, t) \quad (4)$$

$$P_d(z, t) = P_p(z, t) - P_s(z, t) \quad (5)$$

$$\left. \begin{aligned} N &= N_0 \tilde{N} \\ g_0 &= N_0 \sigma \\ E_s &= h\nu/\sigma \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ここで、 \tilde{N} ：規格化反転分布密度、 P_t ：全パワー、 P_d ：両偏光パワーの差、 P_p ：P偏光のパワー、 P_s ：S偏光のパワー、 E_s ：飽和パラメータ、 g_0 ：小信号利得係数、 C ：ロッド内の光速、 W_0 ：ビーム半径、 ℓ ：レーザロッド長、 σ ：誘導放出断面積、 χ ：両偏光間の変換率パラメータである。

また、境界条件と初期条件は、次式のように書ける。

$$\left. \begin{aligned} P_t(0, t) &= P_{t0}(t) \\ P_d(0, t) &= P_{d0}(t) \end{aligned} \right\} \text{境界条件} \quad (7)$$

$$\tilde{N}(z, -\infty) = \tilde{N}_0(z) \quad (0 \leq z \leq \ell) \text{初期条件} \quad (8)$$

なお、 χ は系が定常状態でかつ利得がないとして式(1)~(5)より求められる複屈折による損失量 r と式(9)の関係がある。

$$\chi = \frac{1}{2} \ln(1 - 2r) \quad (9)$$

以上の式(1)~(9)が解析の基礎となる方程式である。

これらの方程式は、非線形の一階連立偏微分方程式であるが、L.M.Frantzらの方法³⁾に従って、式(10)~(12)のように解析的に解ける。

$$P_t(z, t) = \frac{P_0(t - z/c)}{1 - \{1 - \exp(-g_0 \int_0^z N_0(z') dz')\} \cdot \exp(-\frac{1}{E_s \pi w_0^2} \int_0^z P_0(t') dt')} \quad (10)$$

$$P_s(z, t) = \frac{P_0(t - z/c) \cdot \exp(-2\chi z)}{1 - \{1 - \exp(-g_0 \int_0^z N_0(z') dz')\} \cdot \exp(-\frac{1}{E_s \pi w_0^2} \int_0^z P_0(t') dt')} \quad (11)$$

$$\tilde{N}(z, t) = \frac{\tilde{N}_0(z) \exp(-g_0 \int_0^z N_0(z') dz')}{\exp(\frac{1}{E_s \pi w_0^2} \int_0^z P_0(t') dt') + \exp(-g_0 \int_0^z \tilde{N}_0(z') dz') - 1} \quad (12)$$

3. 結果及び検討

全パワーに対する各偏光の比 $\eta_p = P_p / P_t$, $\eta_s = P_s / P_t$ を求めると、それぞれ式(10), (11)で表わされる。

$$\eta_p = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1-m}{1+m} \exp(-2\chi) \right) \quad (13)$$

$$\eta_s = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1-m}{1+m} \exp(-2\chi) \right) \quad (14)$$

ただし、 $m = (P_s / P_p)_{in}$ とした。図1は、式(13), (14)で表わされる出射光に含まれるP, S偏光の割合を示したもので、 χ の増加につれて η_p, η_s はともに0.5に漸近することがわかる。

また、出射光における両偏光の比 $(P_s / P_p)_{out}$ は、式(13), (14)より式(15)と表わされる。

$$(P_s / P_p)_{out} = \frac{1 - \frac{1-m}{1+m} \exp(-2\chi)}{1 + \frac{1-m}{1+m} \exp(-2\chi)} \quad (15)$$

なお、この式からわかるように、出射光の両偏光の比 $(P_s / P_p)_{out}$ は入射光の偏光の比 m と χ のみに依存し、利得には依存しない。

図2は、式(15)の関係を示したもので、 $(P_s / P_p)_{out}$ は、 m に対してほぼ直線的に増加することがわかる。ここで、 $(P_s / P_p)_{out}$ を次段増幅器への m とみれば、多段増幅器の $(P_s / P_p)_{out}$ を求める図表とすることができる。図3は、入射光がP偏光のみ $(P_p)_{in}$ でガウス形のパルス波形とした場合の出射光におけるパワー波形を示したものであり、パルス幅10ns程度の巨大パルスに対しては、ほぼガウス形が維持されることがわかる。

4. むすび

4準位系のレーザ増幅器における偏光度は、利得がないときの複屈折による変換率 χ と入射光の偏光度のみに依存し、利得に依存しないことを明らかにした。

なお、直交偏光成分の抑制については今後の課題であると考えている。

参考文献

- (1) W. Kocchner: "Solid state laser engineering" Springer(1976)における出射光の波形例
- (2) C. Chang: IEEE Q. E. Vol-QE-16 No.4 (1980)p429
- (3) L. M. Frantz and J. S. Nodvik: J. Appl. Phys. VOL. 34 No.8 (1963)P2346

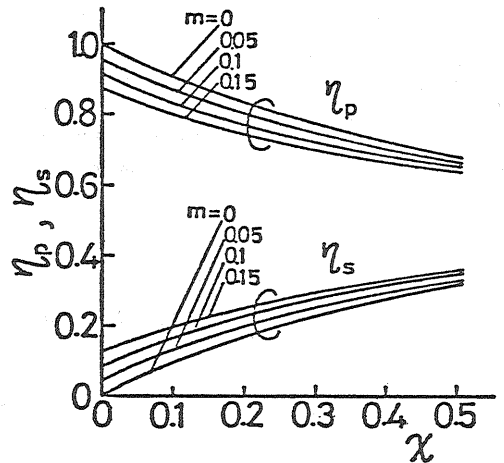


図1 出射光に含まれる各偏光の割合 (偏光度と変換率パラメータとの関係)

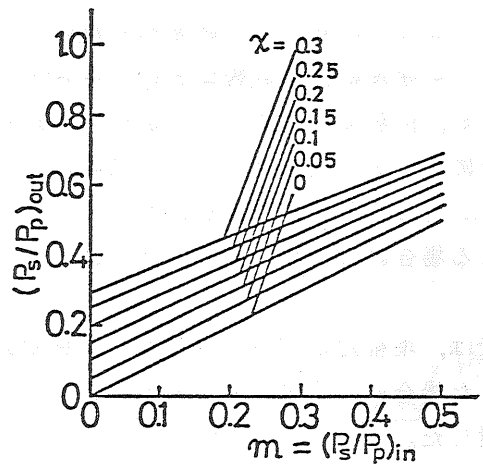


図2 入射光と出射光における両偏光の比 (P_s / P_p) の関係

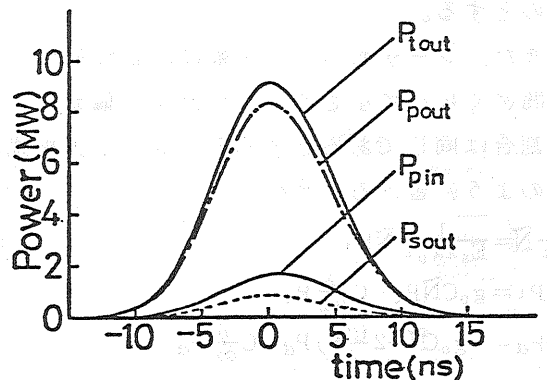


図3 入射光をガウス形の直線偏光としたときの初段レーザ増幅器に