

[001] 取向 YAG 激光棒的热致 双折射效应*

中国科学院上海光学精密机械研究所激光晶体研究组

提 要

由于 YAG 的光弹张量和各向同性介质不同,所以热致双折射主轴方向一般不具备轴对称形式。对 [001] 取向的棒进行了具体计算。实验证实了计算的结果:连续运转或高重复率脉冲运转时,[001] 取向棒的偏振光传输性能比 [111] 取向棒优越。在传输系数最大的偏振方向上,腔内放置起偏器的偏振激光输出也是最大。

一、引 言

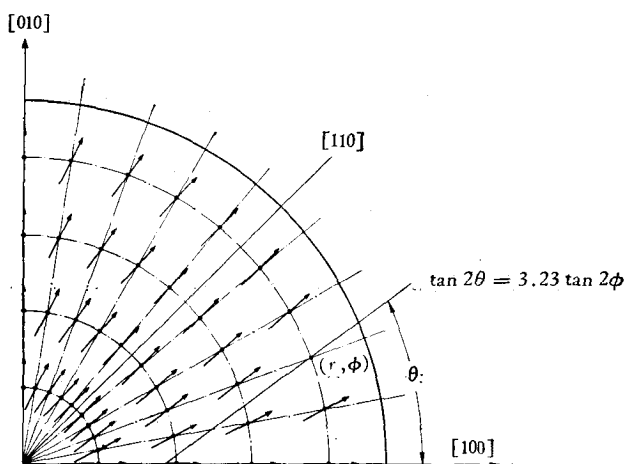
在许多情况下,需要在 YAG 激光器腔内放置起偏装置。但是,由于热致双折射的影响,腔内放置起偏器后的激光输出急剧降低。为了改善这种劣化,目前最有效的方法是在器件上引入一些辅助的元件,装置比较复杂。能不能选择晶体生长方向这个简单方法得到改善呢? Koechner 等进行过计算^[1],他们的结论是:当泵浦灯的输入功率较大(对通常 ϕ 5×60 毫米的棒约为 1 千瓦)时,棒对偏振光的传输系数约为 0.75。我们发现,只在棒的几何轴沿 [111] 方向时,这个结论才是正确的。YAG 属于立方晶系,光弹张量和非晶的均匀介质不同,因此对偏振光的传输系数与晶体棒方向及偏振面与晶轴取向有很密切的关系。下面给出我们的计算结果和实验结果。

二、理 论 计 算

YAG 的热双折射性质,已有许多理论分析和实验验证^[1-3]。在棒的几何轴沿 [111] 方向和温度分布是径向对称的情况下,得到双折射的主轴方向是沿 r 方向和 ϕ 方向,主轴的配置是轴对称的。对 [001] 方向的棒,可作类似的计算。取 [100] 方向和 [010] 方向分别为 x 轴和 y 轴,棒截面上任意一点的坐标可用极坐标 (r, ϕ) 来表示。计算表明,均匀照明引起的热应力所引起的双折射主轴方向近似为 r 方向和 ϕ 方向,但不完全相同。以 ρ 和 τ 分别代表这两个方向, ρ 的配置如图 1 所示, τ 的方向与 ρ 垂直。令 ρ 与 x 轴交角为 θ , θ 与 ϕ 的关系为(附录一):

$$\tan 2\theta = \left(\frac{2P_{44}}{P_{11} - P_{12}} \right) \tan 2\phi = 3.23 \tan 2\phi, \quad (1)$$

* 1975 年 12 月 31 日收到。

图1 偏振主轴 ρ 的配置

式中 P_{11} , P_{12} , P_{44} 为 YAG 的光弹系数. 由图 1 看出, 偏振主轴的分布偏向 $[110]$ 方向. 因此, 如果光的偏振方向也是 $[110]$ 方向, 就可以得到最大的传输系数. 令 τ 偏振和 ρ 偏振的光通过 L 长的棒后的相位差为 $\phi_{\tau\rho}$, 在 (r, ϕ) 点上的偏振光传输系数为^[4]

$$t_{11} = 1 - \sin 2(\nu - \theta) \cdot \sin^2(\phi_{\tau\rho}/2), \quad (2)$$

式中 ν 为偏振方向与 x 轴的夹角, $\phi_{\tau\rho}$ 为

$$\phi_{\tau\rho} = \frac{1}{8} \cdot \frac{n_0^3}{\lambda} \cdot \frac{\alpha}{K} \cdot \frac{1+\gamma}{1-\gamma} \cdot P_d [(P_{11} - P_{12})^2 \cos^2 2\phi + 4P_{44}^2 \sin^2 2\phi]^{\frac{1}{2}} (r/a)^2. \quad (3)$$

上式中 n_0 是对波长为 λ 的折射率, α 为热胀系数, K 为热导率, γ 为泊松比, P_d 为整根激光棒吸收泵浦光后的发热功率, a 为棒的半径. 对整个截面上偏振光强度均匀的情况进行计算.

总的传输系数为

$$T = \int_0^a dr \int_0^{2\pi} d\phi \cdot t_{11}. \quad (4)$$

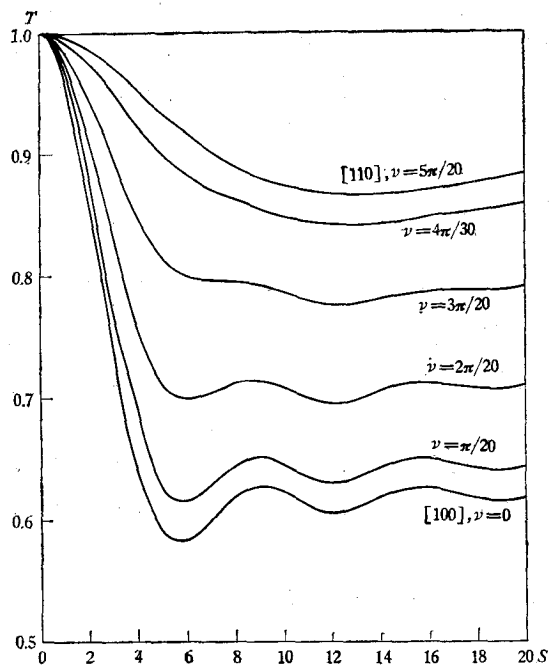
代入 YAG 的有关数值, 用计算机计算的结果如图 2 所示. 横坐标的参量 S 为

$$S = \alpha P_d / 8\lambda(1 - \gamma)K. \quad (5)$$

当 S 很大时, 近似有

$$T \cong 0.61 + 0.27 \sin^2 2\nu. \quad (6)$$

(6) 式是对输入较大 (约大于 1 千瓦左右) 算出的, 这时 T 和 P_d 没有关系. 可见, 当 $\nu = \pi/4$ (即偏振为 $[110]$ 方向) 时, T 最大, 为 0.88 左右, 比 $[111]$ 取向的 $T = 0.75$ 要大^[1]; 而当 $\nu = 0$ 时, T 最小, 为 0.61. T 和 ν 的关系为四重对称的关系, 反映了 $[001]$ 棒有一个四重对

图2 S 和 T 的关系

称轴。如果近似认为多模激光振荡沿整个棒的截面是均匀的,则腔内起偏元件放置后的激光输出也和偏振方向与晶轴夹角有关,在 T 最大的方向可以得到最大的激光输出。此外, [001] 棒的热透镜效应也比 [111] 棒复杂得多(见附录二)。

三、实验结果

[111] 取向的 YAG 棒,热双折射的主轴分布是轴对称的,它的等色线(在这里,严格地说,应叫做等程线)为同心圆^[2]。[001] 取向 YAG 棒热双折射的主轴分布如(1)式所述,由它引起的 t_{11} 如(2)式所述。当起偏器和检偏器正交时,透过率 $t_{\perp}$ 满足

$$t_{\perp} = 1 - t_{11} = \sin^2 2(\theta - \nu) \cdot \sin^2 \left(\frac{\phi_{r\rho}}{2} \right). \quad (7)$$

等色线的方程为 $\phi_{r\rho} = \text{const.}$ 代入(3)式,得

$$r^2 \sqrt{\sin^2 2\phi + 0.1 \cos^2 2\phi} = \text{const.} \quad (8)$$

它是一个四重对称的图形,如图 3(a) 所示。实验用的 YAG 棒尺寸为 $\phi 6.5 \times 70$ 毫米,在不同的输出功率下的等色线如图 3(b)—(g) 所示, [100] 方向和 [010] 方向为黑十字叉(等倾线)的方向。灯在 [010] 方向上,除功率很大时等色线形状有畸变外(可能是棒的辐照不均匀引起的),和计算得出的等色线形状大致符合。

测量传输系数的装置如图 4 所示。氩-氦激光器经斩波器调制后用扩孔器放大,使光束比 YAG 截面大,通过起偏器后,通过 $\phi 5.7 \times 55$ 毫米的 YAG 棒,旁边有氦灯泵浦。光束通过检偏器后,用透镜把 YAG 棒后表面成像于光电池上,光电池的信号用选频放大器放大,光阑用于滤去氦灯的杂散光。

当输入功率为 1.87 千瓦时,透过率 T 和偏振角度 ν 的关系如图 5 所示。它和理论曲线符合得相当好。

测量偏振激光输出特性的装置见图 6, YAG 棒尺寸为 $\phi 5 \times 75$ 毫米,腔内的平板玻璃以布儒斯特角放置。当输入功率为 3.9 千瓦时,输出功率和 ν 的关系如图 7 所示。从而证实,在传输系数最大的偏振方向上,腔内放置起偏器的激光输出也是最大。

附 录 一

θ 和 ϕ 的关系

在棒端面上任一点的极坐标为 (r, ϕ) , x 轴和 y 轴分别取为 [100] 和 [010] 方向。 (r, ϕ) 点的折射率椭球为

$$(B^0 + B_{11})x^2 + (B^0 + B_{22})y^2 + (B^0 + B_{33})z^2 + 2B_{12}xy + 2B_{33}yz + 2B_{31}zx = 1, \quad (A. 1)$$

式中 $B^0 = \frac{1}{n_o^2}$ 。因为光沿 z 方向传播, (A. 1) 式中含 z 项都等于零,得到

$$(x \ y) \begin{pmatrix} B^0 + B_{11} & B_{12} \\ B_{12} & B^0 + B_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = 1. \quad (A. 2)$$

为要把 (A. 2) 式中的 B 矩阵对角化,可进行坐标旋转 D :

$$D = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (A. 3)$$

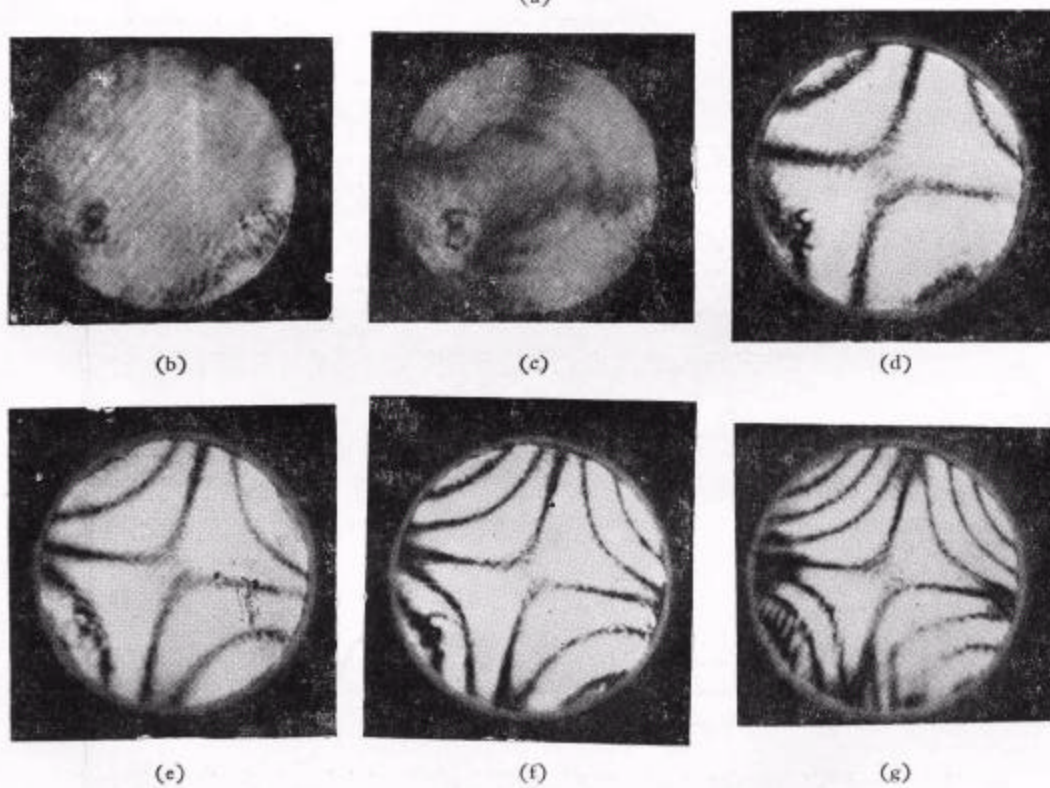
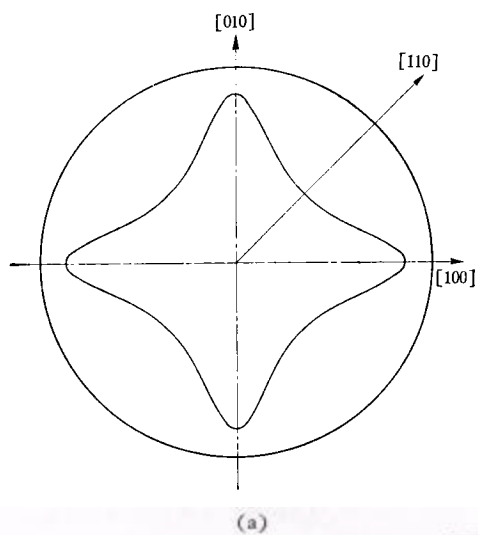


图3 [001] YAG 棒的等色线
(a) 为理论曲线: (b) 至 (g) 的输入功率分别为 0, 0.8, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0 千瓦

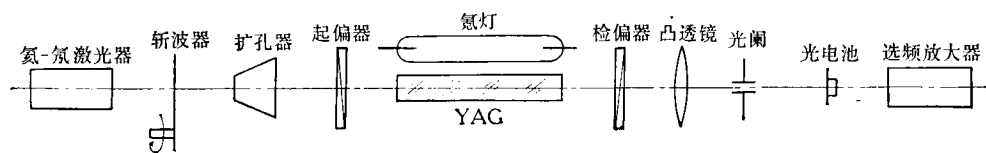


图4 测量传输系数的装置

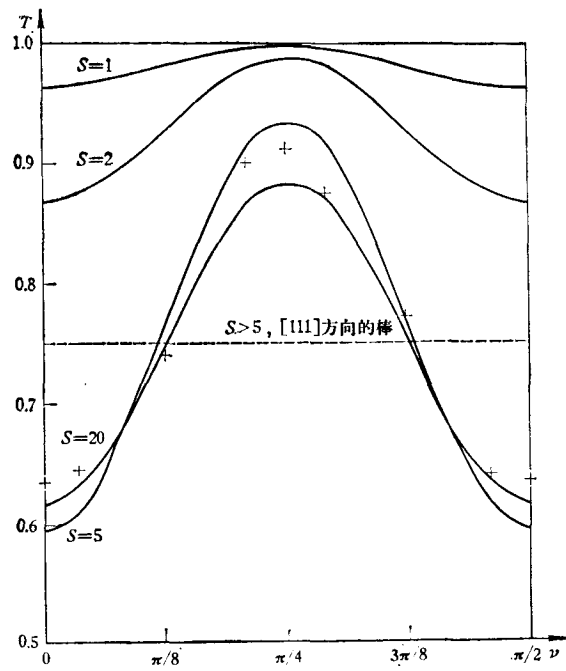


图5 透过率 T 和 ν 的关系(理论曲线是根据图2得到的)
 $S = [\alpha/8\lambda(1-r)K]P_d$, “+”为输入功率1.8千瓦的测量值

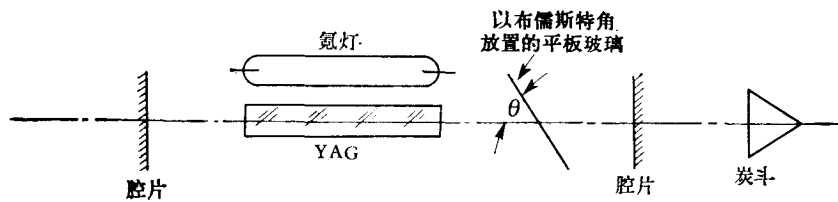


图6 测量偏振激光输出特性的装置

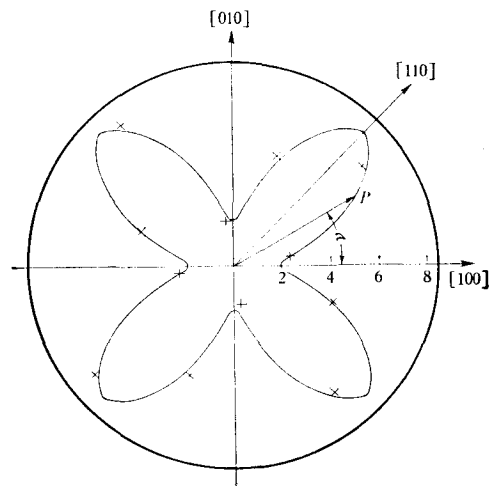


图7 输出功率和 ν 的关系

容易验证,满足

$$D^{-1} \begin{pmatrix} B^0 + B_{11} & B_{12} \\ B_{12} & B^0 + B_{22} \end{pmatrix} D$$

对角化的条件是

$$\tan 2\theta = \frac{2B_{12}}{B_{11} - B_{22}}. \quad (\text{A. 4})$$

经过计算, B 张量为

$$\Delta B_m = \begin{pmatrix} B_{11} \\ B_{22} \\ B_{33} \\ B_{23} \\ B_{31} \\ B_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_r(P_{11} \cos^2 \phi + P_{12} \sin^2 \phi) + \varepsilon_\phi(P_{11} \sin^2 \phi + P_{12} \cos^2 \phi) + \varepsilon_z P_{12} \\ \varepsilon_r(P_{12} \cos^2 \phi + P_{11} \sin^2 \phi) + \varepsilon_\phi(P_{11} \cos^2 \phi + P_{12} \sin^2 \phi) + \varepsilon_z P_{12} \\ \varepsilon_r P_{12} + \varepsilon_\phi P_{12} + \varepsilon_z P_{11} \\ B_{23} \\ B_{31} \\ 2(\varepsilon_r - \varepsilon_\phi)P_{44} \sin \phi \cos \phi \end{pmatrix}, \quad (\text{A. 5})$$

式中 ε_r , ε_ϕ , ε_z 分别为沿 r , ϕ , z 方向的应变, P_{11} , P_{12} , P_{44} 为 YAG 的光弹系数. 把 (A. 5) 式中有关的量代入 (A. 4) 式, 得到

$$\tan 2\theta = \left(\frac{2P_{44}}{P_{11} - P_{12}} \right) \tan 2\phi. \quad (\text{A. 6})$$

代入 P 系数的值: $P_{11} = -0.029$, $P_{12} = 0.0091$, $P_{44} = -0.0615$, 得到

$$\tan 2\theta = 3.23 \tan 2\phi \quad (\text{A. 7})$$

附 录 二

[001] 棒的热透镜效应

由于热应力引起的 ρ 方向偏振和 τ 方向偏振的折射率分别为

$$n_{\rho, \tau} = n_0 + n_0^3 S' (Q + C_{\rho, \tau} r^2 / a^2), \quad (\text{A. 8})$$

其中

$$S' = \alpha P_d / 16\pi(1 - \nu)KL, \quad (\text{A. 9})$$

$$Q = \frac{1}{8} [(1 - 3\gamma)P_{11} + (3 - 5\gamma)P_{12}], \quad (\text{A. 10})$$

$$C_{\rho, \tau} = -\frac{1}{4} [(1 - 3\gamma)P_{11} + (3 - 5\gamma)P_{12}] \mp \frac{(1 + \gamma)}{2} [(P_{11} - P_{12})^2 \cos^2 2\phi + 4P_{44}^2 \sin^2 2\phi]^{1/2}. \quad (\text{A. 11})$$

(A. 8) 式中 Q 项引起光程均匀变化, 在计算透镜效应时可以略去. 这样, 棒内由于温度升高引起的折射率变化为

$$n_0 [(\Delta n(r)/n_0)_T + (\Delta n(r)/n_0)_E], \quad (\text{A. 12})$$

其中 $(\Delta n(r)/n_0)_T$ 为折射率随温度变化的部分,

$$(\Delta n(r)/n_0)_T = -\frac{P_d}{4KLn_0} \left(\frac{dn}{dT} \right) r^2; \quad (\text{A. 13})$$

而 $(\Delta n(r)/n_0)_E$ 是光弹效应引起的部分

$$(\Delta n(r)/n_0)_E = \frac{n_0^3 P_d}{8(1 - \gamma)KL} \cdot \alpha r^2 \cdot C_{\rho, \tau}. \quad (\text{A. 14})$$

当热焦距比棒长 L 长得多时, 焦点到输出主平面的距离 f 近似等于焦点到棒后端面的距离 d :

$$1/f_{\rho, \tau} \simeq 1/d_{\rho, \tau} \simeq \frac{P_d}{2K} \left[\left(\frac{dn}{dT} \right) - \frac{n_0^3}{4(1 - \gamma)} \alpha C_{\rho, \tau} \right]. \quad (\text{A. 15})$$

(A. 15) 式所表示的热焦距, 通过 $C_{\rho, \tau}$ 而与 ϕ 有关. 这一点也和 [111] 取向的棒不同.

参 考 文 献

- [1] W. Koechner and D. K. Rice, *J. O. S. A.*, **61** (1971), 758.
- [2] J. D. Foster and L. M. Osterink, *J. Appl. Phys.*, **41** (1970), 3656.
- [3] 大塚建樹, 木村達也, 電気通信实用化報告 (1971), 1575.
- [4] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 2nd Ed. (1964).

THERMALLY INDUCED BIREFRINGENCE IN YAG RODS IN THE (001) DIRECTION

LASER CRYSTALS RESEARCH GROUP, SHANGHAI INSTITUTE OF
OPTICS AND FINE MECHANICS, ACADEMIA SINICA

ABSTRACT

The principal axes of thermally induced birefringence in YAG laser rods generally do not possess axial symmetry because the strain-optic tensor of YAG crystals is different from that of isotropic materials. A calculation is given for the (001) direction, the results of which are supported by experiments in which it was found that for CW or high repetition rate pulsed operation the transmission loss of (001) rods is lower than that of (111) rods. The polarized output of YAG lasers in which a polarizer was placed in the cavity was maximum where the transmission loss was minimum.