

YAG:Nd 中晶体取向对热致双折射的影响*

周良智 张珊珊 张守都

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文对几种常用棒轴的热致双折射和传输系数进行了理论计算,并用实验测定了传输系数与偏振器角度的关系以及偏振器与输出功率的关系。理论与实验相符。结果表明,在采用上述几种石榴石棒时,只要依据我们所给出的取向关系并适当放置偏振器,就可以获得最佳的偏振输出。

一、引 言

当激光腔内放置偏振元件时,由 YAG:Nd 晶体的热应变光弹效应产生的双折射往往造成输出功率的降低和光束形状的改变。因此,在需要偏振输出的激光应用中,应当尽可能地减少这种双折射效应。虽然,采用各种补偿方法可以降低双折射,但这类方法因为需要引入补偿元件而增加了腔体损耗。一种最简便的方法是直接降低激光棒中的双折射。

Koehler 等人^[1]研究了 YAG 中双折射与生长方向的函数关系。他们的结论是:对于耗散功率小($s < 5$)的系统,双折射与生长方向有关。但对高功率系统,双折射与生长方向无关,也与偏振器的取向无关。

本文根据热致双折射的基本理论,对于两种常用的生长方向([211]方向和[110]方向)的热致双折射进行了理论计算,并用计算机解出了它们的传输系数。对[211]方向,传输系数为 0.67—0.83,对[110]方向,传输系数为 0.70—0.77。

用一台氩-氖激光器(6328 Å)对激光棒中的热致双折射进行了实验观察,测定了传输系数与偏振器角度的关系以及输出功率与偏振器角度的关系。实验与理论计算相符,并证实传输系数最大的方向偏振输出亦最大。

对[111],[001],[211]和[110]等四种常用生长方向的双折射进行了比较。我们的结论是,除了[111]棒以外,其它三种生长方向,双折射均与晶体取向有关。无论损耗功率大小均如此。因此,在需要偏振输出的高功率系统中采用后三种棒时,按照我们给定的取向关系,适当选择棒轴方向并在腔内以一定角度放置偏振器,就可以减少双折射并获得最佳的偏振输出。

* 1979年4月23日收到。

二、理论计算

YAG 属立方晶系,空间群为 $Ia3d$,点群为 $m3m$. 在未加应力时,不出现双折射效应. 如果在腔内放入偏振元件,出射光束将在一个偏振平面内. 实际上,由于连续泵浦过程中激光棒产生了内热,棒中形成一定的温度分布并通过光弹效应产生热双折射,此时激光棒成为各向异性的介质.

一个晶体的双折射可由光率体方程确定. 热应力产生的折射率变化(双折射)确定了光率体的形状、尺寸和取向的微小变化. 光率体方程为

$$B_{11}x^2 + B_{22}y^2 + B_{33}z^2 + 2B_{23}yz + 2B_{31}zx + 2B_{12}xy = 1, \quad (1)$$

式中系数 B_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) 为相对介电不渗透性张量的分量值.

如果忽略电光效应,并将四级光弹张量用制约法^[2]表为二级光弹张量 P_{mn} , 则 B_{ij} 的微小变化 ΔB_m 为

$$\Delta B_m = P_{mn}\epsilon_n \quad m, n = 1, 2, \dots, 6, \quad (2)$$

ϵ_n 为二级应变张量.

对点群 $m3m$ 的立方晶体,光弹张量的最简单的形式是一个 6×6 矩阵. 可写为

$$P = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{12} & 0 & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{11} & P_{12} & 0 & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{12} & P_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & P_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{44} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

在 $[100]$ 系取向时(晶轴方向),在直角坐标下测定的矩阵元的近似值^[3]为 $P_{11} = -0.029$, $P_{12} = +0.0091$, $P_{44} = -0.0615$.

显然, $P_{11} - P_{12} \approx 2P_{44}$, 因此晶体不是各向同性,必须进行张量计算.

通过计算(见附录)得到两种棒轴的双折射为

$$\Delta n_{\tau\rho} = \frac{n_0^3}{2} s' [(-0.0188 + 0.0368 R + 0.3016 R \cos 2\varphi)^2 + 0.0299 R^2 \sin^2 2\varphi]^{1/2}, \quad (4)$$

$$\phi = \frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1} \frac{0.1726 R \sin 2\varphi}{-0.0188 + 0.0368 R + 0.3016 R \cos 2\varphi}. \quad (5)$$

以上为 $[211]$ 方向的双折射.

$$\Delta n_{\tau\rho} = \frac{n_0^3}{2} s' [(-0.0553 + 0.111 R + 0.155 R \cos 2\varphi)^2 + 0.1024 R^2 \sin^2 2\varphi]^{1/2}. \quad (6)$$

$$\phi = \frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1} \frac{0.32 R \sin 2\varphi}{-0.0553 + 0.111 R + 0.155 R \cos 2\varphi}. \quad (7)$$

以上为 $[110]$ 方向的双折射.

在平行偏光下,偏振器、棒截面与坐标系的关系如图 1 所示. 偏振器的方向 OQ 与 x 轴的夹角为 γ . 因为光束沿 z 方向(垂直于图面)传播,故棒中一点 $P(r, \varphi)$, 沿 τ 方

向和 ρ 方向偏振的光一次通过棒长 L 的距离后产生的光程差为

$$\xi = L \Delta n_{\tau\rho} / \lambda, \quad (8)$$

式中 λ 为入射光波长. 两个偏振方向之间的相位差为

$$\delta_{\tau\rho} = 2\pi\xi = \frac{2\pi L}{\lambda} \Delta n_{\tau\rho}. \quad (9)$$

在 P 点上偏振光的传输系数^[4] 为

$$t_{11} = 1 - \sin^2 2(\psi - \gamma) \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi L}{\lambda} \Delta n_{\tau\rho} \right). \quad (10)$$

图1 偏振器、棒截面与坐标系的关系 考虑到晶体的总面积, 总的传输系数为

$$T = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{r_0} \left[1 - \sin^2 2(\psi - \gamma) \sin^2 \left(\frac{\pi L}{\lambda} \Delta n_{\tau\rho} \right) \right] r dr d\varphi. \quad (11)$$

上式可以改写为

$$T = 1 - \int_0^{2\pi} \int_0^1 \sin^2 2(\psi - \gamma) \sin^2 \left(\frac{\pi L}{\lambda} \Delta n_{\tau\rho} \right) dR d\varphi. \quad (12)$$

对于[211]棒, 将(4)和(5)式代入上式, 并考虑双程通过的情况, 得到

$$T = 1 - \int_0^{2\pi} \int_0^1 \sin^2 2 \left[0.5 \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{0.1726 R \sin 2\varphi}{-0.0188 + 0.0368 R + 0.3016 R \cos 2\varphi} \right) - \gamma \right] \sin^2 \frac{sn_0^3}{2} \cdot [(-0.0188 + 0.0368 R + 0.3016 R \cos 2\varphi)^2 + 0.0299 R^2 \sin^2 2\varphi]^{1/2} dR d\varphi, \quad (13)$$

式中 $S = \alpha P_a / 8\lambda (1 - \nu) K = \frac{2\pi L}{\lambda} S'$. 代入 YAG:Nd 的有关数值, 用计算机对(13)式进行计算, 计算结果如图2所示. 当 S 很大时, T 的近似值为

$$T \approx 0.83 - 0.16 \sin^2 2\gamma. \quad (14)$$

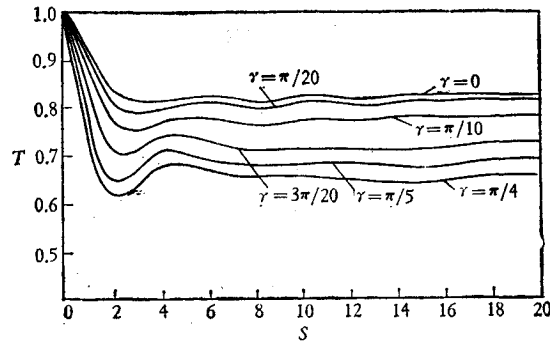
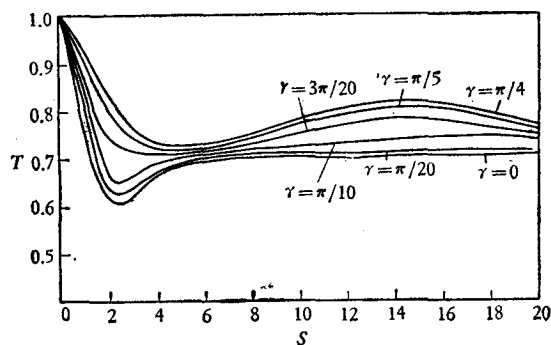


图2 [211]棒 T 与 S 的关系

由图2可见, 当输入功率很大时, T 与 P_a 无关 (T 趋近于常数), 但与偏振器取向有关. 从优的偏振器方向是 $\gamma = 0$ 或 $\gamma = \pi/2$, 即 $[1\bar{1}\bar{1}]$ 方向和 $[0\bar{1}1]$ 方向. 在这两个方向得到 $T_{\max} \approx 0.83$, T 最小的方向是 $\gamma = 45^\circ$, 在此方向得到 $T_{\min} \approx 0.67$. 计算机解出的结果表明, T 与 γ 的关系具有很好的对称性, 其对称操作是一个四次轴和两个与四次轴成 45° 的相互垂直的对称面.

对 $[110]$ 方向, 可作类似的计算. T 与 S 的关系如图3所示. 当 S 很大时,

图3 [110]棒 T 与 S 的关系

$$T \approx 0.70 + 0.07 \sin^2 2\gamma. \quad (15)$$

偏振器的从优方向是 $\gamma = 45^\circ$, 即 $[1\bar{1}1]$ 方向, 在此方向 $T_{\max} \approx 0.77$, T 最小的方向是 x 轴和 y 轴方向, $T_{\min} \approx 0.70$. $[110]$ 棒 T 与 γ 的对称关系与 $[211]$ 棒类似, 只不过其极值相差 45° 而已. 此外, 在 $S \approx 6$ 时, T 有一收敛, 对不同的 γ 值, T 相差甚小. 比较两种方向的透过率, 很明显, $[211]$ 棒较好.

三、实 验

测量传输系数的装置如图4所示. 实验用一根 $\phi 5 \times 50$ 毫米的 $[211]$ 棒, 泵浦腔为单椭圆腔, 氩灯泵浦. 泵浦功率是 1.6 千瓦.

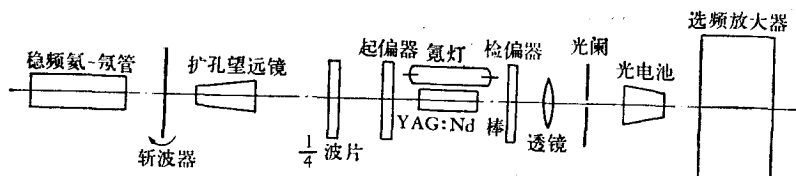


图4 测量传输系数的装置

从稳频氩-氖管发出的 6328 埃偏振光, 经斩波器调制后, 通过一扩孔望远镜放大到大于棒截面的尺寸后再通过 $1/4$ 波片, 变成圆偏振光, 该光束经起偏后通过氩灯泵浦下的激光棒. 出射光束经检偏后用一凸透镜成像在光电池上, 中间的光阑用来滤去氩灯的杂散光. 光电池接收的信号用一选频放大器放大. 实验测定的 T 与 γ 的关系曲线如图5所示. 可以看到, 理论与实验曲线符合得较好.

输出功率与角度的关系可以通过在激光腔内放置一入射角为 60° 的平板多层介质膜偏振片来测定. 实验用一根 $\phi 5.5 \times 94$ 毫米的 $[211]$ 棒, 输入功率为 3.4 千瓦. 实验测得的输出功率与 γ 的关系如图6所示.

由图6中看到偏振输出最大的方向是 $[1\bar{1}\bar{1}]$ 方向和 $[0\bar{1}1]$ 方向, 就是传输系数最大的方向. 由于所用 $[211]$ 棒略向 $[213]$ 方向偏离, 同时, 棒中略有缺陷, 造成沿棒截面的多模激光振荡不均匀的缘故, 四叶花瓣图形中第二象限一部分图形不对称. 但这并不影响本

实验的基本结论.

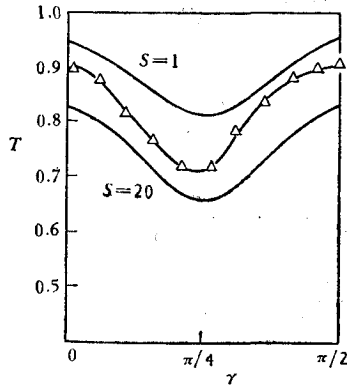


图5 [211]棒 T 与 γ 的关系
 \triangle 为实验值

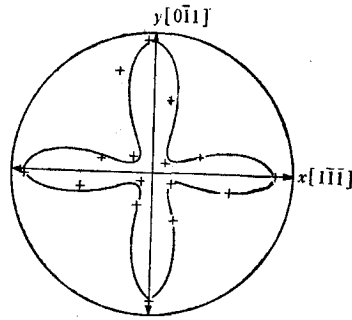


图6 [211]棒输出功率与角度的关系
 (相对单位)

四、结 论

通过对 $[111]$, $[001]$, $[211]$ 和 $[110]$ 棒的传输系数进行比较, 可以看到, 除 $[111]$ 棒以外均与生长方向和偏振器取向有关. 无论耗散功率大小均如此. 因此, 我们认为 Koehler 对耗散功率大的系统双折射与生长方向和偏振器取向无关的结论仅适合于 $[111]$ 棒.

$[111]$ 棒最大的传输系数是 0.75, $[001]$ 棒是 0.88^[5], $[211]$ 棒和 $[110]$ 棒在这二者之间, 分别是 0.83 和 0.77. 因此, 从需要偏振输出的激光应用来考虑, $[211]$ 和 $[110]$ 棒较之 $[111]$ 棒更好一些, $[001]$ 棒最佳.

附 录

[211] 与 [110] 方向双折射的计算

在 (2) 式中的应变张量 e_{ij} 必须与光弹张量 P_{mn} 处于同一坐标系中. 所以应变张量应化为直角坐标并转到晶轴方向来完成 (2) 式的运算, 得到以晶轴表示的双折射, 然后再转回原来的棒轴方向, 即可求得棒轴方向的双折射.

$[211]$ 棒的直角坐标如附录图 1(a) 所示. 分别选取 x, y, z 轴的单位矢量后, 由晶轴到 x, y, z 轴的变换矩阵可写为

$$U = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{-1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{-1}{\sqrt{3}} & \frac{-1}{\sqrt{3}} \\ \frac{2}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{6}} \end{pmatrix}, \quad U^{-1} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{2}{\sqrt{6}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{-1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{6}} \\ \frac{-1}{\sqrt{2}} & \frac{-1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{6}} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.1})$$

由 x, y, z 轴到圆柱坐标 r, φ, z 的变换矩阵为

$$R = \begin{pmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi & 0 \\ -\sin\varphi & \cos\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \longrightarrow \begin{pmatrix} C & S & 0 \\ -S & C & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.2})$$

总的变换矩阵为

$$T = RU = \begin{pmatrix} \frac{S}{\sqrt{3}} & \frac{C}{\sqrt{2}} - \frac{S}{\sqrt{3}} & -\frac{C}{\sqrt{2}} - \frac{S}{\sqrt{3}} \\ \frac{C}{\sqrt{3}} & -\frac{S}{\sqrt{2}} - \frac{C}{\sqrt{3}} & \frac{S}{\sqrt{2}} - \frac{C}{\sqrt{3}} \\ \frac{2}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{6}} \end{pmatrix}, \quad T^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{S}{\sqrt{3}} & \frac{C}{\sqrt{3}} & \frac{2}{\sqrt{6}} \\ \frac{C}{\sqrt{2}} - \frac{S}{\sqrt{3}} & -\frac{S}{\sqrt{2}} - \frac{C}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{6}} \\ -\frac{C}{\sqrt{2}} - \frac{S}{\sqrt{3}} & \frac{S}{\sqrt{2}} - \frac{C}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{6}} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

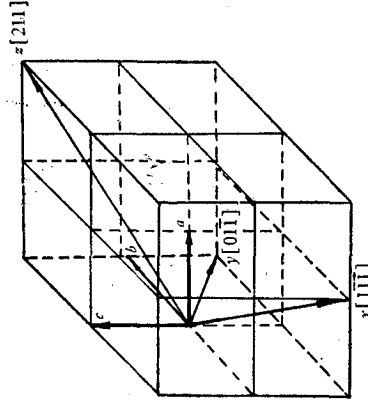
所以,晶轴坐标表示的应变矩阵为

$$\epsilon' = \begin{pmatrix} \frac{C^2}{3}\epsilon_r + \frac{S'}{3}\epsilon_\varphi + \frac{2}{3}\epsilon_z, & \left(-\frac{C^2}{3} + \frac{SC}{\sqrt{6}}\right)\epsilon_r - \left(\frac{S^2}{3} + \frac{SC}{\sqrt{6}}\right)\epsilon_\varphi + \frac{1}{3}\epsilon_z, & -\left(\frac{SC}{\sqrt{6}} + \frac{C^2}{3}\right)\epsilon_r - \left(\frac{S^2}{3} - \frac{SC}{\sqrt{6}}\right)\epsilon_\varphi + \frac{1}{3}\epsilon_z \\ \left(-\frac{C^2}{3} + \frac{SC}{\sqrt{6}}\right)\epsilon_r - \left(\frac{S^2}{3} + \frac{SC}{\sqrt{6}}\right)\epsilon_\varphi + \frac{1}{3}\epsilon_z, & \left(\frac{C^2}{3} - \frac{2CS}{\sqrt{6}} + \frac{S^2}{2}\right)\epsilon_r + \left(\frac{S^2}{3} + \frac{2SC}{\sqrt{6}} + \frac{C^2}{2}\right)\epsilon_\varphi + \frac{1}{6}\epsilon_z, & \left(\frac{C^2}{3} - \frac{S^2}{2}\right)\epsilon_r + \left(\frac{S^2}{3} - \frac{C^2}{2}\right)\epsilon_\varphi + \frac{1}{6}\epsilon_z \\ -\left(\frac{SC}{\sqrt{6}} + \frac{C^2}{3}\right)\epsilon_r - \left(\frac{S^2}{3} - \frac{SC}{\sqrt{6}}\right)\epsilon_\varphi + \frac{1}{3}\epsilon_z, & \left(\frac{C^2}{3} - \frac{S^2}{2}\right)\epsilon_r + \left(\frac{S^2}{3} - \frac{C^2}{2}\right)\epsilon_\varphi + \frac{1}{6}\epsilon_z, & \left(\frac{C^2}{3} + \frac{2SC}{\sqrt{6}} + \frac{S^2}{2}\right)\epsilon_r + \left(\frac{S^2}{3} - \frac{2SC}{\sqrt{6}} + \frac{C^2}{2}\right)\epsilon_\varphi + \frac{1}{6}\epsilon_z \end{pmatrix}. \quad (\text{A.4})$$

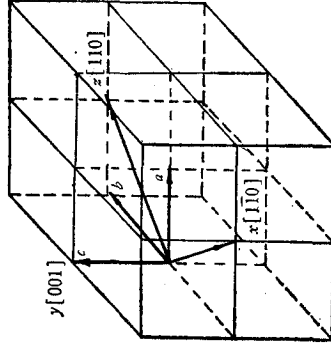
将(3)式和(A.4)式代入(2)式中得到晶轴的 $\Delta B'$ 为

$$\Delta B' = \begin{pmatrix} B'_{11} \\ B'_{22} \\ B'_{33} \\ B'_{23} \\ B'_{31} \\ B'_{12} \end{pmatrix}.$$

$$\begin{aligned} (\text{A.5) 式中} \quad B'_{11} &= \left[\frac{P_{11}}{3}C^2 + P_{12}\left(S^2 + \frac{2}{3}C^2\right) \right]\epsilon_r + \left[P_{11}\frac{S^2}{3} + P_{12}\left(\frac{2S^2}{3} + C^2\right) \right]\epsilon_\varphi + \left[P_{11}\frac{2}{3} + P_{12}\frac{1}{3} \right]\epsilon_z, \\ B'_{22} &= \left[P_{11}\left(\frac{S^2}{2} - \frac{2CS}{\sqrt{6}} + \frac{C^2}{3}\right) + P_{12}\left(\frac{S^2}{2} + \frac{2CS}{\sqrt{6}} + \frac{2C^2}{3}\right) \right]\epsilon_r + \left[P_{11}\left(\frac{S^2}{3} + \frac{2CS}{\sqrt{6}} + \frac{C^2}{2}\right) + P_{12}\left(\frac{2S^2}{3} - \frac{2CS}{\sqrt{6}} + \frac{C^2}{2}\right) \right]\epsilon_\varphi + \left[P_{11}\frac{1}{6} + P_{12}\frac{5}{6} \right]\epsilon_z, \\ B'_{33} &= \left[P_{11}\left(\frac{S^2}{2} + \frac{2SC}{\sqrt{6}} + \frac{C^2}{3}\right) + P_{12}\left(\frac{S^2}{2} - \frac{2CS}{\sqrt{6}} + \frac{2C^2}{3}\right) \right]\epsilon_r + \left[P_{11}\left(\frac{S^2}{3} - \frac{2CS}{\sqrt{6}} + \frac{C^2}{2}\right) + P_{12}\left(\frac{2S^2}{3} + \frac{2CS}{\sqrt{6}} + \frac{C^2}{2}\right) \right]\epsilon_\varphi + \left[P_{11}\frac{1}{6} + P_{12}\frac{5}{6} \right]\epsilon_z, \end{aligned}$$



(a) [211] 棒



(b) [110] 棒

附录图 1 [211] 棒和 [110] 棒的直角坐标 a, b, c 为晶轴方向

$$B'_{31} = -P_{44} \left(\frac{2CS}{\sqrt{6}} + \frac{2C^2}{3} \right) \epsilon_r + P_{44} \left(\frac{2CS}{\sqrt{6}} - \frac{2S^2}{3} \right) \epsilon_\varphi + P_{44} \frac{2}{3} \epsilon_z,$$

$$B'_{32} = P_{44} \left(\frac{2C^2}{3} - S^2 \right) \epsilon_r + P_{44} \left(\frac{2S^2}{3} - C^2 \right) \epsilon_\varphi + P_{44} \frac{1}{3} \epsilon_z,$$

$$B'_{12} = P_{44} \left(\frac{2CS}{\sqrt{6}} - \frac{2C^2}{3} \right) \epsilon_r - P_{44} \left(\frac{2CS}{\sqrt{6}} + \frac{2S^2}{3} \right) \epsilon_\varphi + P_{44} \frac{2}{3} \epsilon_z.$$

将 (A.5) 式变换到棒轴方向, 得到 ΔB 为

$$\Delta B = U \cdot \Delta B' \cdot U^{-1}, \text{ 所以}$$

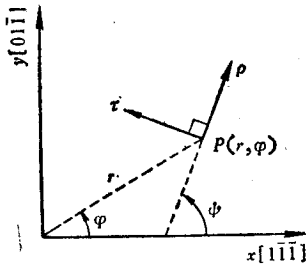
$$\Delta B = \begin{pmatrix} B_{11} \\ B_{22} \\ B_{33} \\ B_{23} \\ B_{31} \\ B_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{3} (B'_{11} - 2B'_{12} - 2B'_{13} + 2B'_{23} + B'_{22} + B'_{33}) \\ \frac{1}{2} (B'_{22} + B'_{33}) - B'_{23} \\ \frac{1}{6} (4B'_{11} + 4B'_{12} + 4B'_{13} + B'_{22} + 2B'_{23} + B'_{33}) \\ \frac{1}{2\sqrt{3}} (2B'_{12} + B'_{22} - 2B'_{31} - B'_{33}) \\ \frac{1}{3\sqrt{2}} (2B'_{11} - B'_{12} - B'_{31} - B'_{22} - 2B'_{23} - B'_{33}) \\ \frac{1}{\sqrt{6}} (B'_{12} - B'_{13} - B'_{22} + B'_{33}) \end{pmatrix}. \quad (\text{A.6})$$

由于光束沿 [211] 方向传播, 在垂直于 [211] 方向的平面内光率体方程为

$$(B^0 + B_{11})x^2 + (B^0 + B_{22})y^2 + 2B_{12}xy = 1. \quad (\text{A.7})$$

上式中 $B^0 = 1/n_0^2$, $n_0 = 1.82$. B_{11} , B_{22} 和 B_{12} 由 (A.6) 式给出. (A.7) 式可改写为

$$(xy) \begin{pmatrix} B^0 + B_{11} & B_{12} \\ B_{12} & B^0 + B_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = 1. \quad (\text{A.8})$$



附录图 2 主折射率方向
与棒轴取向的关系

将 (A.8) 式对角线化得到双折射为

$$\Delta n_{\tau\rho} = (n_0^3/2) [(B_{11} - B_{22})^2 + 4B_{12}]^{1/2}. \quad (\text{A.9})$$

式中下标 τ, ρ 表示双折射的主方向, 除 [111] 外, 可近似地视为切向分量和径向分量, 但不完全相等. τ, ρ 与坐标轴的取向关系如附录图 2 所示. ρ 与 x 轴的夹角为 ψ . 由 (A.8) 式得到

$$\text{tg} 2\psi = 2B_{12}/(B_{11} - B_{22}). \quad (\text{A.10})$$

圆柱坐标中轴向对称的弹性应变为

$$\begin{aligned} \epsilon_r &= S'[(3\nu - 1) - (7\nu - 1)R], \\ \epsilon_\varphi &= S'[(3\nu - 1) - (5\nu - 3)R], \\ \epsilon_z &= 2S'[(\nu - 1)(1 - 2R)], \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

式中 $R = (r/r_0)^2$, $S' = \alpha P_0 / (1 - \nu) 16K\pi$.

热膨胀系数 $\alpha = 6.9 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$, 泊松比 $\nu = 0.3$, P_0 为整根棒的吸热功率, 热导率 $K = 0.032$ 卡/秒 $\cdot ^\circ\text{C} \cdot$ 厘米. 将 (A.5), (A.6) 和 (A.11) 式代入 (A.9) 和 (A.10) 式, 即可得到 [211] 棒的双折射 (4) 和 (5) 式.

对 [110] 棒 (其直角坐标如附录图 1(b) 所示), 可进行类似的计算, 其双折射由 (6) 和 (7) 式给出.

参 考 文 献

- [1] W. Koechner and D. K. Rice, *J. O. S. A.*, **61** (1971), 758.
- [2] R. W. Dixon, *JAP*, **36** (3) (1965).
- [3] J. F. Nye, *Physical Properties of Crystals*.
- [4] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 2nd Ed. (1964).
- [5] 中国科学院上海光学精密机械研究所激光晶体研究组, *物理学报*, **26** (1977), 93.

INFLUENCE OF ORIENTATIONS ON THERMALLY INDUCED BIREFRINGENCE IN YAG:Nd CRYSTALS

ZHOU LIANG-ZHI, ZHANG SHAN-SHAN, ZHANG SHOU-DU
(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

Thermally induced birefringence and transmission coefficient for several commonly used YAG:Nd crystal rods were calculated theoretically and relations between the transmission coefficient and the polarizer angle and the output power were measured experimentally. The theoretical results are in good agreement with that of experiments. Our results show that when the above mentioned rods are used, if we follow the orientation relations and use the transmission coefficients given in this paper, with a polarizer properly placed in the Laser cavity, then excellent polarized output can be achieved.