

自然双折射晶体中热致双折射效应的研究

苗青杰 潘孙强 刘斌 项震 陈军

浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 浙江 杭州 310027

摘要 激光振荡器和激光放大器中激光晶体的热效应对光束特性有着重要的影响, 不仅改变了光束的波前, 还影响了光束的偏振态。基于激光晶体内的弹光效应, 通过对光率体的主轴化, 研究了自然双折射晶体中的热致双折射效应。结果表明, 弹光效应对自然双折射晶体光率体的影响主要表现为横截面内椭圆主轴的偏转, 主轴偏转角度小于 0.01° 。在激光振荡器和放大器中, 一束线偏振激光经过具有热效应的自然双折射晶体之后退偏率小于 1.8×10^{-8} , 这种条件下热致双折射效应的影响可以忽略, 这与光学各项同性晶体完全不同。

关键词 激光光学; 热致双折射效应; 自然双折射; 热效应

中图分类号 TN241 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201535.0626001

Investigation of Thermally Induced Birefringence Effect in Natural Birefringent Crystals

Miao Qingjie Pan Sunqiang Liu Bin Xiang Zhen Chen Jun

State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou, Zhejiang 310027, China

Abstract The thermal effects in laser crystals have important influences on the properties of laser beams in a laser resonator and an amplifier. They not only change the beam wave fronts, but also affect the polarization states of the beams. Based on the elasto-optic effect of laser crystal, the thermally induced birefringence effect in natural birefringent crystals is investigated. It is showed that the effect of the elasto-optic effect on optical indicatrix in natural birefringent crystals is characterized by elliptical principal axis deflection in the cross section. The deflection angle of the principal axis is less than 0.01° . If a linearly polarized beam passes through a natural birefringent crystal with thermal effects in a laser resonator or an amplifier, the depolarization ratio is less than 1.8×10^{-8} . In this condition, the effect of the thermally induced birefringence effect can be ignored. This characteristic is quite different with that in the optically isotropic crystals.

Key words laser optics; thermally induced birefringence effect; natural birefringence; thermal effects

OCIS codes 260.1180; 260.1440; 140.6810;

1 引言

大功率、高光束质量的固体激光器在材料加工、军事以及医学等方面有着广泛的应用, 但是激光器增益介质中的热效应有时严重影响激光的输出功率和光束质量^[1-5], 限制了其在某些特定领域的应用。热效应对激光光束的影响主要有两个方面: 一是激光晶体中的热梯度分布引起了晶体折射率的梯度分布, 从而对入射光束的波前产生影响, 例如热透镜效应和热致波前畸变等; 二是热致双折射效应会改变光束的偏振状态, 一束线偏振光经过具有热效应的激光晶体后偏振态会发生改变, 产生退偏效应, 严重情况下会影响激光输

收稿日期: 2014-11-06; 收到修改稿日期: 2014-12-18

基金项目: 国家自然科学基金(U1230101)、中国工程物理研究院高能激光科学与技术实验室基金(2014HEL04)、中央高校基本科研业务费专项资金

作者简介: 苗青杰(1986—), 男, 硕士研究生, 主要从事固体激光器技术方面的研究, E-mail: miaoqingjie@gmail.com

导师简介: 项震(1971—), 男, 博士, 副教授, 主要从事固体激光与光学检测方面的研究。

E-mail: xiangzhen@zju.edu.cn(通信联系人)

出功率和光束质量。

国内外文献对光学各向同性介质(如Nd:YAG晶体)中热致双折射效应进行了深入的研究^[6-9],并提出了多种热致双折射效应的补偿方法^[10-12],但是对自然双折射介质(如Nd:YVO₄晶体)中的热致双折射效应研究分析较少。本文从强光抽运下激光晶体内部的温度分布出发,通过研究弹光效应对晶体光率体的影响,研究了自然双折射晶体内的热致双折射效应,并对晶体的退偏效应进行了分析。

2 激光晶体中弹光效应对光率体影响的一般性分析

激光晶体在受到强光抽运的情况下,由于散热的不均匀,会造成激光晶体中心温度与边界温度不同,在晶体横截面内形成温度梯度分布^[13]。温度梯度的存在不仅通过热光效应直接改变了晶体的折射率分布,同时在晶体内部产生了热应力,热应力产生的应变通过弹光效应也会影响晶体的折射率,一般表现为双折射效应。下面从弹光效应入手分析热效应对晶体折射率的影响。

光学介质的折射率可以用光率体来表示为

$$B_{11}x^2 + B_{22}y^2 + B_{33}z^2 = 1, \quad (1)$$

式中 $B_{ij}(i,j=1,2,3)$ 为介电隔离张量, x, y, z 为晶体的主轴坐标。对光学各项异性介质而言,光率体是一个椭圆。对于热致应变引起的晶体折射率变化,可以用弹光效应表示为

$$\Delta B_{ij} = P_{ij,kl} \varepsilon_{kl}, \quad (2)$$

式中 $P_{ij,kl}$ 为弹光系数, ε_{kl} 为二阶应变张量。这样,存在热致应变的情况下,晶体的光率体方程变为

$$B'_{11}x^2 + B'_{22}y^2 + B'_{33}z^2 + 2B'_{23}yz + 2B'_{31}zx + 2B'_{12}xy = 1, \quad (3)$$

此时光率体的形状、尺寸和主轴方向产生了微小变化,说明晶体的折射率发生了改变。

当入射激光沿着晶体 z 轴方向传播时,影响激光相位的是垂直 z 轴的横截面内的晶体折射率分布。在垂直 z 轴的横截面内光率体为椭圆,没有热应力时椭圆方程可以表示为[令(1)式中的 $z=0$]

$$B_{11}x^2 + B_{22}y^2 = 1. \quad (4)$$

椭圆的长短轴分别位于 x, y 轴上,如图1(a)中实线所示。存在热应力时,椭圆方程可以表示为[(令(3)式中的 $z=0$]

$$B'_{11}x^2 + B'_{22}y^2 + 2B'_{12}xy = 1. \quad (5)$$

此时的椭圆如图1(b)中虚线所示,可见不仅椭圆的主轴方向发生了改变,椭圆长短轴的长度也产生了变化,说明入射光所对应的折射率发生了改变。

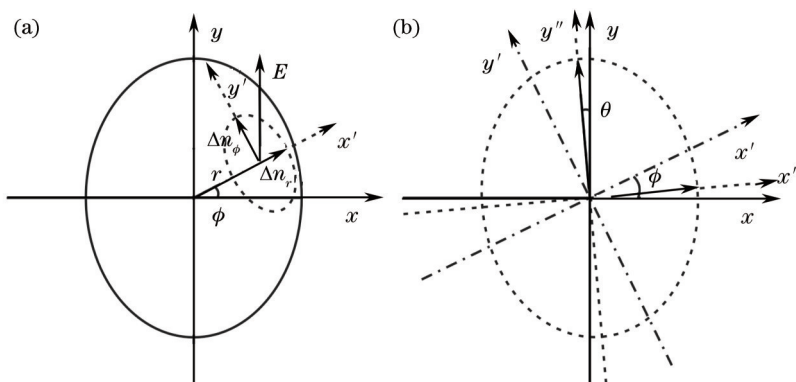


图1 (a)垂直 z 轴横截面内的光率体取向; (b) 直角坐标系统的转换

Fig.1 (a) Indicatrix orientation in the cross section which is perpendicular to z axis; (b) coordinate system transformation

3 热致双折射效应中光率体的分析

对存在热应力时的椭圆(5)式进行主轴化,就可以分析热致双折射效应对晶体的折射率影响。但是从(4)式计算得到(5)式的过程并不简单,这主要是由于晶体横截面内的热应力呈径向和切向分布,由应变引起的折射率变化也需要分解为径向和切向分量。计算过程可以简述如下:(4)式是用直角坐标表示的,对晶体横截面上任意给定的一点,可以把径向取为 x' 方向,切向取为 y' 方向,首先将(4)式从坐标系 (x, y) 转换到坐标

系 (x', y') , 在 (x', y') 坐标系中分别考虑折射率的径向和切向变化量, 从而得到新的椭圆方程, 最后将 (x', y') 坐标系中新的椭圆方程转换到 (x, y) 坐标系中, 即可得到(5)式。

坐标系 (x, y) 和坐标系 (x', y') 的转换可以通过以下公式实现:

$$\begin{cases} x' = x \cos \phi + y \sin \phi, \\ y' = -x \sin \phi + y \cos \phi, \end{cases} \quad (6)$$

$$\begin{cases} x = x' \cos \phi - y' \sin \phi, \\ y = x' \sin \phi + y' \cos \phi, \end{cases} \quad (7)$$

式中 ϕ 是横截面上给定的一点在柱坐标系中的相位角[如图 1(a)所示]。将(7)式代入(4)式, 则坐标系 (x', y') 内的初始椭圆方程可表示为

$$(B_{22} \sin^2 \phi + B_{11} \cos^2 \phi)x'^2 + (B_{22} \cos^2 \phi + B_{11} \sin^2 \phi)y'^2 + (B_{22} - B_{11})\sin(2\phi)x'y' = 1. \quad (8)$$

当激光晶体中存在热效应时, 由应变引起的折射率在径向和切向的变化量在 (x', y') 坐标系中为 $(\Delta B_{x'x'}, \Delta B_{y'y'})$, 可以表示为^[13]

$$\begin{cases} \Delta B_{x'x'} = \frac{\alpha Q}{K} C_r r^2, \\ \Delta B_{y'y'} = \frac{\alpha Q}{K} C_\phi r^2, \end{cases} \quad (9)$$

式中 C_r 和 C_ϕ 为弹光系数的函数, α 为晶体热膨胀系数, K 为热传导系数, Q 为热源在单位体积内产生的热量。将折射率径向和切向变化量[(9)式]叠加到初始椭圆方程[(8)式]中, 可以得到变化后的椭圆方程表达式为

$$(B_{22} \sin^2 \phi + B_{11} \cos^2 \phi + \Delta B_{x'x'})x'^2 + (B_{22} \cos^2 \phi + B_{11} \sin^2 \phi + \Delta B_{y'y'})y'^2 + (B_{22} - B_{11})\sin(2\phi)x'y' = 1. \quad (10)$$

(10)式可以写为

$$a'x'^2 + b'y'^2 + c'x'y' = 1, \quad (11)$$

式中

$$\begin{cases} a' = B_{22} \sin^2 \phi + B_{11} \cos^2 \phi + \Delta B_{x'x'}, \\ b' = B_{22} \cos^2 \phi + B_{11} \sin^2 \phi + \Delta B_{y'y'}, \\ c' = (B_{22} - B_{11})\sin 2\phi. \end{cases} \quad (12)$$

再将(6)式代入(11)式, 将变化后的椭圆方程从坐标系 (x', y') 转换回坐标系 (x, y) , 得到

$$\begin{aligned} & (a' \cos^2 \phi + b' \sin^2 \phi - c' \cos \phi \sin \phi)x^2 + (a' \sin^2 \phi + b' \cos^2 \phi + c' \cos \phi \sin \phi)y^2 + \\ & (a' \sin 2\phi - b' \sin 2\phi + c' \cos 2\phi)xy = 1. \end{aligned} \quad (13)$$

(13)式可以写为

$$ax^2 + by^2 + cxy = 1, \quad (14)$$

式中

$$\begin{cases} a = a' \cos^2 \phi + b' \sin^2 \phi - c' \cos \phi \sin \phi, \\ b = a' \sin^2 \phi + b' \cos^2 \phi + c' \cos \phi \sin \phi, \\ c = a' \sin 2\phi - b' \sin 2\phi + c' \cos 2\phi. \end{cases} \quad (15)$$

由(11)式和(14)式可以看出, 变化后的椭圆方程和初始椭圆方程所不同的是, 椭圆的主轴方向发生了改变, 既不是 x 轴和 y 轴的方向, 也不是 x' 轴和 y' 轴的方向, 变化后椭圆的主轴方向需要通过(14)式进行主轴化来确定。如图 1(b)所示, 将(14)式主轴化到坐标系 (x'', y'') , 得到最终的椭圆方程表达式为

$$a''x''^2 + b''y''^2 = 1. \quad (16)$$

新椭圆的主轴方向为 x'' 轴和 y'' 轴的方向。如果(14)式中 $c \neq 0$, 则表示新椭圆的主轴方向与 x 轴和 y 轴并不重合, 即相对初始椭圆发生了偏转。设偏转角度为 θ , 可以计算得到

$$\tan 2\theta = c/(a - b), \quad (17)$$

变化后的椭圆不仅主轴方向发生了改变, 主轴的长度也发生了改变, 新椭圆的长短轴长度 $(a'', b'') = \sqrt{2/[a + b \pm \sqrt{c^2 + (a - b)^2}]}$ 。这样利用主轴化后的椭圆方程 [(16)式], 就可以分析晶体折射率的改变对

入射光特性的影响。

4 自然双折射晶体 Nd:YVO₄的热致双折射效应

掺钕钒酸钇(Nd:YVO₄)晶体是一种性能优良的激光晶体,是目前全固态激光系统中使用最多的激光增益介质之一,下面以 Nd:YVO₄晶体为例计算热致双折射效应对晶体光率体的影响。Nd:YVO₄晶体是自然双折射晶体,o光和e光的折射率 n_o 和 n_e 可以根据 Sellmeier 方程求出:

$$\begin{cases} n_o^2 = 3.77834 + \frac{0.069736}{\lambda^2 - 0.04724} - 0.010813\lambda^2, \\ n_e^2 = 4.59905 + \frac{0.11534}{\lambda^2 - 0.04813} - 0.012676\lambda^2, \end{cases} \quad (18)$$

式中 λ 为入射光波长。由(9)式可知,如果已知晶体的热导率 K 和热膨胀系数 α (如表 1 所示),只需再确定参数 C_r 和 C_ϕ 就可以计算不同热量 Q 情况下的光率体的改变量。 C_r 和 C_ϕ 为弹光系数的函数,可以表示为^[13]

$$\begin{cases} C_r = \frac{(17\nu - 7)P_{11} + (31\nu - 17)P_{12} + 8(\nu + 1)P_{44}}{48(\nu - 1)}, \\ C_\phi = \frac{(10\nu - 6)P_{11} + 2(11\nu - 5)P_{12}}{32(\nu - 1)}, \end{cases} \quad (19)$$

式中 ν 为泊松比, P_{ij} 为弹光系数,对 Nd:YVO₄ 晶体有 $P_{11} = -0.026$, $P_{12} = +0.033$, $P_{44} = -0.0413$ 。将上述参数代入(19)式可以得到 C_r 和 C_ϕ ,再将 K, α, C_r 和 C_ϕ 的值代入(9)式,就得了热致双折射条件下光率体的改变量。

表 1 Nd:YVO₄晶体参数^[13-14]

Table 1 Parameters of Nd:YVO₄ crystal^[13-14]

Parameter	Symbol	Unit	Value
Thermal conductivity in x direction	K_x	W/cm/K	0.051
Thermal conductivity in y direction	K_y	W/cm/K	0.0523
Thermal conductivity in z direction	K_z	W/cm/K	0.051
Thermal expansion coefficient in x direction	α_x	K ⁻¹	4.43×10 ⁻⁶
Thermal expansion coefficient in y direction	α_y	K ⁻¹	11.37×10 ⁻⁶
Thermal expansion coefficient in z direction	α_z	K ⁻¹	4.43×10 ⁻⁶
Poisson's ratio	ν	-	0.33

根据(9)式和(11)式可以计算变化后的光率体表达式,再通过(16)式和(17)式对新的光率体进行主轴化可以知道,热致双折射对 Nd:YVO₄晶体光率体的影响主要表现为椭圆主轴的偏转,如图 2 所示。初始的光率体在晶体横截面上任一点处其椭圆的主轴都是沿 x 轴和 y 轴的方向[如图 2(a)所示],变化后的光率体椭圆主轴发生了偏转[如图 2(b)所示],偏转的角度不仅与半径 r 有关,同时还是角度 ϕ 的函数,这意味着在晶体横截面上不同位置处偏转的角度不同,图 2(c)表现出了在不同的 Q 值情况下,晶体整个横截面上热致双折射效应导致的主轴偏转角度 θ ,图中灰度值的强弱表示了 θ 角的大小。

对于图 2(c)分几种情况进行讨论:1)沿 x 轴和 y 轴上的点,此时热致双折射引入的径向和切向分量变化正好对应了 x 轴和 y 轴分量,所以变化后光率体的椭圆主轴方向不发生改变,即主轴偏转角度 $\theta = 0^\circ$;2)对于半径相同的圆环上的不同点(相同的 r 不同的 ϕ),当 $\phi = 0^\circ$ 时,主轴偏转角度 θ 最小($\theta = 0^\circ$),随着 ϕ 的增加,当 $\phi = 45^\circ$ 时 θ 达到最大, ϕ 继续增加时, θ 又开始减小,当 $\phi = 90^\circ$ 时, θ 减小为零,当 ϕ 继续增加时上述情况周期性出现;3)对于 ϕ 角相同的矢径上的不同点(相同的 ϕ 不同的 r),主轴偏转角度 θ 在坐标原点处最小($\theta = 0^\circ$),随着半径 r 的增大而增大(x 轴和 y 轴上的点除外)。从图 2(c)中还可以看出,热致双折射效应引起的光率体椭圆主轴偏转角度随着晶体中吸收热量 Q 值的增加而增大。

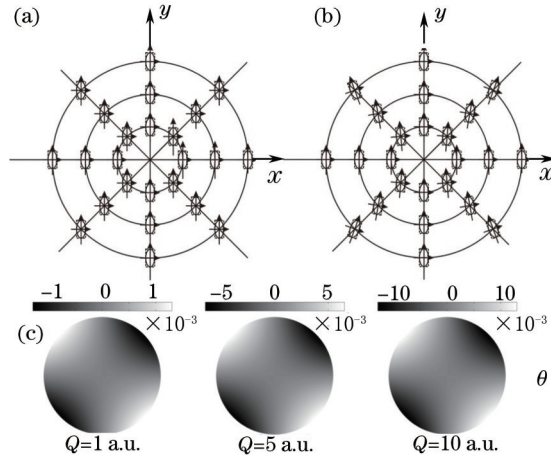


图2 热致双折射效应对Nd:YVO₄晶体光率体的影响。(a)初始光率体示意图;(b)变化后的光率体示意图;(c)变化后光率体椭圆主轴偏转角度 θ 在横截面内的分布

Fig.2 Effect of the thermal birefringence effect on Nd: YVO₄ crystal optical indicatrix. (a) Initial optical indicatrix diagram; (b) optical indicatrix diagram after changes; (c) distribution of the optical indicatrix elliptical axes deflection angle θ in the cross section after changes

5 Nd:YVO₄晶体中热致双折射效应导致的退偏效应分析

当激光晶体中存在热致双折射效应时,线偏振光经过激光晶体后,光的偏振分量之间存在相位差,从而改变了出射光的偏振特性。本节以Nd:YVO₄晶体为例分析自然双折射晶体中热致双折射效应导致的退偏现象。假定输入激光为 y 方向偏振的线偏光,表达式为

$$\mathbf{E}_{in} = A\mathbf{y} = A \sin \theta \mathbf{x}'' + A \cos \theta \mathbf{y}'', \quad (20)$$

式中 A 为振幅, θ 为 y'' 轴与 y 轴的夹角,如图1(b)所示。在激光晶体内传播距离 L 后,输出光的表达式为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{out} &= A \sin \theta \exp(i\alpha_{x''})\mathbf{x}'' + A \cos \theta \exp(i\alpha_{y''})\mathbf{y}'' = A \cos \theta \sin \theta [\exp(i\alpha_{x''}) + \exp(i\alpha_{y''})]\mathbf{x} + \\ & [A \sin^2 \theta \exp(i\alpha_{x''}) + A \cos^2 \theta \exp(i\alpha_{y''})]\mathbf{y}, \end{aligned} \quad (21)$$

式中 $\alpha_{x''}$ 和 $\alpha_{y''}$ 分别为 x'' 和 y'' 轴方向分量附加的相位。在激光晶体后加一偏振方向为 y 轴的检偏器,则有透过检偏器的光强与入射光强之比(记为相对光强)为

$$\frac{I_{out}}{I_{in}} = \frac{I_y}{A^2} = \frac{E_y E_y^*}{A^2} = \sin^4 \theta + \cos^4 \theta + 2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \cos(\alpha_{x''} - \alpha_{y''}) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right), \quad (22)$$

式中 δ 为相位差,表示为

$$\delta = \alpha_{x''} - \alpha_{y''} = \frac{2\pi L}{\lambda} [n_{x''}(r, \phi) - n_{y''}(r, \phi)], \quad (23)$$

其中, $n_{x''}(r, \phi)$ 和 $n_{y''}(r, \phi)$ 分别为偏振方向为 x'' 和 y'' 的偏振光所对应的折射率,可以由(16)式计算得到。

对于Nd:YVO₄晶体,选择不同的 Q 值,可以得到 y 方向偏振的线偏光经过晶体后 y 方向偏振和 x 方向偏振的相对光强分布,如图3所示,可以看出, y 方向偏振光的相对光强近似为1, x 方向偏振光的相对光强小于 2×10^{-7} ,所以入射的线偏光经过激光棒之后,依然为 y 方向线性偏振,出射光的偏振态基本不发生改变。

热致双折射效应导致激光退偏,从而影响激光的输出功率和光束质量等特性,可以通过退偏率(退偏功率与入射功率之比)这一参数来表征晶体的退偏损耗特性,其中退偏率可以通过对整个横截面内退偏分量的积分求出,这样退偏率的表达式可以写为

$$\eta_{dep} = \frac{P_{dep}}{P_{in}} = \frac{P_x}{P_x + P_y} = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{r_0} \sin^2(2\phi) \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) r dr d\phi. \quad (24)$$

作为对比,计算了自然双折射晶体Nd:YVO₄和光学各向同性晶体Nd:YAG在不同抽运功率(即吸收不同热量 Q)情况下的退偏率,如图4所示。由图4可知,自然双折射晶体中退偏率小于 1.8×10^{-8} ,说明这种条件下

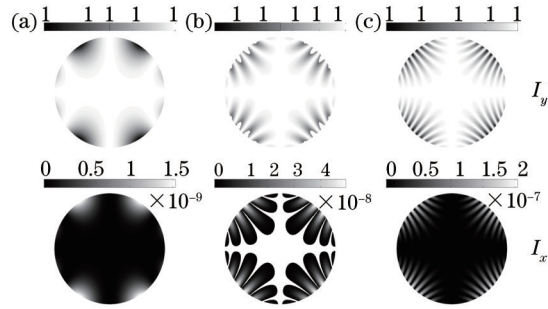


图 3 自然双折射晶体中的热致双折射效应。(a) $Q=1$ a.u.; (b) $Q=5$ a.u.; (c) $Q=10$ a.u.

Fig. 3 Thermally induced birefringence effect in natural birefringent crystals. (a) $Q=1$ a.u.; (b) $Q=5$ a.u.; (c) $Q=10$ a.u.

热致双折射效应对出射激光偏振态的影响基本可以忽略不计,在激光振荡器或者放大器中不用考虑激光晶体退偏带来的损耗;而光学各向同性晶体的退偏率很高,并且随着抽运功率增加而增加,最高可达0.25左右,因此在光学各向同性晶体中必须考虑热致双折射效应,并对双折射效应进行有效补偿以降低对入射激光偏振态的影响。

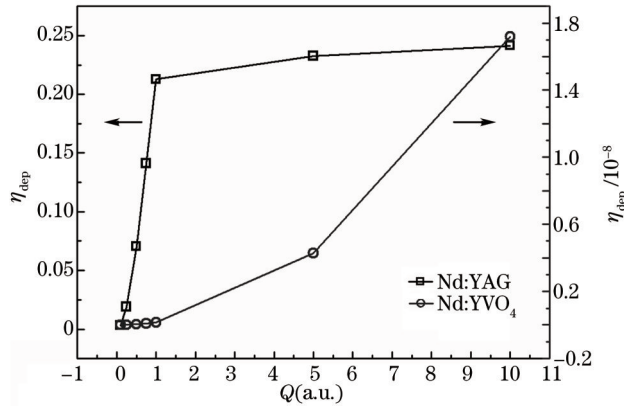


图 4 Nd:YAG 和 Nd:YVO₄晶体的退偏率

Fig.4 Depolarization ratio in Nd:YAG and Nd:YVO₄ crystals

6 结 论

从激光晶体的温度分布和弹光效应出发,通过对光率体进行主轴化,研究了自然双折射晶体中的热致双折射效应。研究了不同热量下,自然双折射晶体的光率体主轴偏转角度、退偏光斑以及退偏率。在自然双折射晶体Nd:YVO₄内,计算结果表明热应变引起变化后的光率体椭圆主轴发射了偏转,偏转的角度不仅与半径 r 有关,同时还是角度 ϕ 的函数,这意味着在晶体横截面上不同位置处偏转的角度不同。在激光振荡器和放大器中,一束线偏振激光经过具有热效应的晶体之后退偏率小于 1.8×10^{-8} ,在这种情况下热致双折射效应对入射光偏振态的影响基本可以忽略。作为对比,同时给出了光学各向同性晶体Nd:YAG的退偏率,退偏损耗随着抽运功率的增加而增加,因此在光学各向同性晶体中需要对热致双折射效应进行补偿以减小退偏损耗。

参 考 文 献

- 1 Yao Jianquan, Xu Degang. All Solid State Laser and Nonlinear Optical Frequency Conversion Technology[M]. Beijing: Science Press, 2007: 185-186.
姚建铨, 徐德刚. 全固态激光及非线性光学频率变换技术[M]. 北京: 科学出版社, 2007: 185-186.
- 2 Wang Yajun, Yang Wenhai, Zheng Yaohui, *et al.*. Influence of pump wavelength and Nd³⁺ doped concentration on the performance of intracavity doubling single-frequency lasers[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(6): 0602005.
王雅君, 杨文海, 郑耀辉, 等. 抽运波长及 Nd³⁺ 掺杂浓度对内腔倍频单频激光器性能的影响[J]. 中国激光, 2013, 40(6): 0602005.
- 3 Li Yuanji, Jiao Yuechun, Feng Jinxia, *et al.*. A diode-end-pumped Er³⁺, Yb³⁺:YAl₃(BO₃)₃ laser at 1.5 μm[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(1): 0102007.

- 李渊骥, 焦月春, 冯晋霞, 等. LD端面抽运 $1.5\ \mu\text{m}\ \text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$ 激光器[J]. 中国激光, 2013, 40(1): 0102007.
- 4 Chen Yuejian, Wang Jiandong, Tong Lixin, *et al.*. Experiment research on wavefront distortion of high power diode end-pumped slab module[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2013, 25(4): 822–826.
- 陈月健, 王建东, 童立新, 等. 高功率二极管端抽运板条模块波前畸变实验研究[J]. 强激光与粒子束, 2013, 25(4): 822–826.
- 5 Jin Guangyong, Wu Jing, Wu Chunting, *et al.*. Pulsed laser diode dual-end pumped Tm:YAG rod transient thermal effect analysis[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(10): 1002002.
- 金光勇, 吴 婧, 吴春婷, 等. 脉冲激光二极管双端抽运 Tm:YAG 棒瞬态热效应分析[J]. 中国激光, 2013, 40(10): 1002002.
- 6 W C Scott, M de Wit. Birefringence compensation and TEM₀₀ mode enhancement in a Nd:YAG laser[J]. Appl Phys Lett, 1971, 18(3): 3–4.
- 7 Q Lü, N Kugler, H Weber, *et al.*. A novel approach for compensation of birefringence in cylindrical laser rods[J]. Optical and Quantum Electronics, 1996, 28(1): 57–69.
- 8 Feng Zhongyao, Li Chengrong, Li Xiu, *et al.*. Laser-diode side-pumped two rods quasi-continuous-wave Nd:YAG green laser[J]. Acta Optica Sinica, 2008, 28(8): 1543–1546.
- 冯忠耀, 李成荣, 李 修, 等. 激光二极管侧抽运双棒串接连续 Nd:YAG 高功率绿光激光器[J]. 光学学报, 2008, 28(8): 1543–1546.
- 9 Dong Yantao, Zhao Zhigang, Liu Chong, *et al.*. Influence of thermal effects on polarizability and output character of TEM₀₀-mode of solid state laser[J]. Chinese J Lasers, 2009, 36(7): 1759–1765.
- 董延涛, 赵智刚, 刘 崇, 等. 热效应对固体激光器偏振特性和基模输出特性的影响[J]. 中国激光, 2009, 36(7): 1759–1765.
- 10 Nicolas Kugler, Shalei Dong, Qitao Lü, *et al.*. Investigation of the misalignment sensitivity of a birefringence-compensated two-rod Nd:YAG laser system[J]. Applied Optics, 1997, 36(36): 9359–9366.
- 11 Maik Frede, Ralf Wilhelm, Martina Brendel, *et al.*. High power fundamental mode Nd:YAG laser with efficient birefringence compensation[J]. Optics Express, 2004, 12(15): 3581–3589.
- 12 Pan Sunqiang, Liu Chong, Zhao Zhigang, *et al.*. Fourth harmonic generation ultraviolet laser output characteristics from laser diode side-pumped two Nd:YAG rods in resonator[J]. Chinese J Lasers, 2010, 37(11): 2790–2794.
- 潘孙强, 刘 崇, 赵智刚, 等. 激光二极管侧面抽运双棒串接 Nd:YAG 四倍频紫外激光的输出特性[J]. 中国激光, 2010, 37(11): 2790–2794.
- 13 Koehner W. Solid-State Laser Engineering[M]. New York: Springer, 2006.

栏目编辑: 史 敏