

不同偏振状态下 $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ 晶体的无热透镜方向分析

高明 王 澈 蒋志刚 韩聚洪 安国斐 薛亮平 张 伟 蔡 和 王宏元 周 杰

西南技术物理研究所, 四川 成都 610000

摘要 利用 $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ 晶体的热膨胀系数各向异性和折射率温度梯度为负值的特点, 就可能找到被光抽运时热透镜效应为零的特定方向, 此方向即为“无热透镜方向”。鉴于前人的理论计算中存在着一些缺陷, 利用最小二乘法和二阶张量旋转法, 精确计算了 $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ 晶体的热膨胀张量以及在不同偏振状态下的无热透镜方向: m 偏振时, 在 $p-g$ 平面内与 p 轴成 $\pm 46.3^\circ$ 的方向; p 偏振时, 在 $m-g$ 平面内与 m 轴顺时针成 24.9° 以及与 m 轴逆时针成 81.2° 的方向; g 偏振时不存在无热透镜方向。将之与前人的计算结果进行了比较, 指出了其理论模型中存在的缺陷。计算了 p 偏振时在 $m-g$ 平面内与 m 轴顺时针成 17° 的方向上传播以及 m 偏振时 b 方向传播的单位光程变化值, 并与前人已发表的理论及实验结果做了对比分析, 证实了所建理论体系的有效性。

关键词 激光器; 无热透镜方向; 二阶张量计算; $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ 晶体; 热透镜效应

中图分类号 TN248.1; O732*.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.1202008

Study on Thermal-Lens-Free Orientations of a $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ with Different Polarized Directions

Gao Ming Wang You Jiang Zhigang Han Juhong An Guofei Xue Liangping
Zhang Wei Cai He Wang Hongyuan Zhou Jie

Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu, Sichuan 610000, China

Abstract Using the anisotropic thermal expansion coefficients and the negative refractive index gradients in temperature of an optical-pumped $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, it is possible to find some special directions without thermally-induced lens effects which is called “the thermal-lens-free orientation”. Considering there are some defects in the theoretical models created by other researchers, the thermal expansion tensors and thermal-lens-free orientations at different polarized directions have been evaluated by using the least square method and two-order tensor rotation approach. The thermal-lens-free orientations have been determined as follows: The directions located $\pm 46.3^\circ$ from the p axis in the $p-g$ plane when the light is polarized in the m axis, the directions located 24.9° clockwise from the m axis in the $m-g$ plane and 81.2° counterclockwise from the m axis in the $m-g$ plane when the light is polarized in the p direction. When the light is polarized along the g direction, there is no thermal-lens-free direction for the crystal. The theoretical results in the previous reports are compared and some defects are also pointed out. The optical path changes have been analyzed along the directions of both 17° rotated clockwise from the m axis in the $m-g$ plane (p -polarized) and the b axis (m -polarized) to compare with the previous experimental results. The effectiveness of our theoretical simulation has been therefore demonstrated through the comparison analyses.

Key words lasers; thermal-lens-free orientation; two-order tensor calculation; $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ laser crystal; thermally-induced lens effect

OCIS codes 140.3380; 140.3480; 140.3580; 140.6810

收稿日期: 2015-05-29; 收到修改稿日期: 2015-06-26

作者简介: 高明(1990—), 男, 硕士研究生, 主要从事无热透镜激光器方面的研究。E-mail: gao991987316@sina.com

导师简介: 王澈(1966—), 男, 博士, 研究员, 主要从事激光技术和光学工程等方面的研究。

E-mail: youwang_2007@aliyun.com(通信联系人)

1 引 言

近年来,随着高功率、高亮度半导体激光以及在通信、医疗、工业加工、军事等领域具备潜在应用前景的掺镱离子激光材料迅速发展^[1-6], $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ 晶体正越来越受到众多研究者的关注,其半导体激光的抽运模式开始应用于超短激光脉冲的产生^[7-12]和辐射平衡激光器^[13-16]的构建之中。

$\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ 晶体是一种有着C2/c或I2/a空间群结构的双轴单斜晶体,在光学和热学特性上都表现出明显的各向异性^[17-19]。基于这一物理特性,2005年,美国海军实验室的Biswal等^[20]提出了利用 $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ 晶体热膨胀系数的各向异性和折射率温度梯度为负值等特点,可能找到光程不随温度变化而变化的特定方向,从而达到消除热透镜效应的目的,这样的方向可通过张量计算得到的无热透镜方向。随后,2006年,瑞典皇家理工学院的Hellström等^[21]根据Biswal等的计算结果选择了其中的一个无热透镜方向搭建了实际的激光器验证系统,并得出这个所谓的“无热透镜方向”依然存在着热透镜的结论。2008年,中国国防科技大学的周沐等^[22]审视了Biswal和Hellstrom等的结果重新计算了晶体的热膨胀张量和无热透镜方向,指出Biswal等的计算结果存在错误,并得到只有在 m 偏振时才存在着2个不同的无热透镜方向的结论。

文献[20]中测量了折射率主轴(m, p, g)和晶轴(a, c)5个方向的热膨胀系数,但在计算晶体热膨胀张量时却只采用了文献[23]中提供的热膨胀张量主轴最大值的方向与折射率主轴 g 轴夹角为 33.5° 的结论^[23],同时作者结合了文中自己测量的折射率主轴的热膨胀系数,这样就导致其张量的计算结果出现了较大的误差。因此,这就导致文献[21]根据文献[20]的计算结果在激光器验证实验中所选择的“无热透镜方向”与真正的无热透镜方向之间出现了较大的偏差,其实验中仍然残存着一定的热透镜效应。另外,虽然文献[22]对文献[20]中张量计算所存在的问题进行了理论修正,但是他们所使用的干涉条纹数随温度变化的偏微分方程却基于晶体为腔镜或单一整体结构的假设,无法用于描述处于谐振腔之中的双向传播晶体的物理特性,因此在此前提下对文献[20-21]中基于麦克耳孙干涉仪的计算和实验结果进行对比必然存在着较大误差。由于文献[20-22]中对无热透镜方向的理论分析都存在着一定程度的偏差,本文利用文献[22]的测量参数基于最小二乘法和二阶张量旋转法^[24]重新计算了 $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ 晶体的热膨胀张量,并在此基础上精确计算了这种晶体的无热透镜方向,得到了与文献[20,22]不同的结果,最后,将本文得到的理论结果与文献[21]中的实验数据进行了比较分析。本文提出的理论数学模型与前人相比其准确度得到了提高,这对将来构建无热透镜的激光器系统有着理论指导意义。

2 理论数学模型

$\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ 晶体是一种典型的双轴单斜晶体,在光学和热学上表现出明显的各向异性。它具有相互正交的具有不同折射率的3个主轴(m, p, g),通过准确测量各个主轴折射率的温度梯度和计算晶体在主轴坐标下的热膨胀张量就可以计算出晶体的无热透镜方向^[25]。

另外, $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ 晶体具有3个晶轴方向: a, b, c ,它们与折射率主轴的关系如图1所示($b//p, b \perp a, b \perp c$), a 与 m 轴之间的夹角 θ 为 15.3° , c 轴与 g 轴之间的夹角 Φ 为 19.3° (见表1)^[20]。

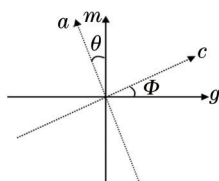


图1 晶轴(a 和 c)相对于折射率主轴(m 和 g)的方向($b//p$,垂直于纸面向外)

Fig.1 Relative orientation of crystall ographic axes (a and c) to principle refractive axes (m and g) ($b//p$, coming out of the page)

表1 晶轴(a 和 c)与折射率主轴(m 和 g)的夹角

Table 1 Angles between crystal axes (a and c)and principal refractive axes (m and g)

| Reference | θ | Φ |
|-----------|--------------|--------------|
| Ref. [23] | 17.1° | 21.5° |
| Ref. [20] | 15.3° | 19.3° |

对于单斜晶体,它在任何正交坐标系下的热膨胀张量都是只包含有4个未知量的对称二阶张量^[24]:

$$\alpha_i = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & 0 & \alpha_{13} \\ 0 & \alpha_{22} & 0 \\ \alpha_{13} & 0 & \alpha_{33} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

只要能准确测量4个不同方向的热膨胀系数,就可计算出晶体的热膨胀张量。

2.1 基于最小二乘法的对称张量计算

由(1)式可以得到单斜晶体在任意方向上的热膨胀系数为

$$\alpha = (l_1 \ l_2 \ l_3) \begin{pmatrix} \alpha_{11} & 0 & \alpha_{13} \\ 0 & \alpha_{22} & 0 \\ \alpha_{13} & 0 & \alpha_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_1 \\ l_2 \\ l_3 \end{pmatrix} = l_1^2 \alpha_{11} + l_2^2 \alpha_{22} + l_3^2 \alpha_{33} + 2l_3 l_1 \alpha_{13}, \quad (2)$$

此处 (l_j) ($j=1,2,3$)为任意方向的方向余弦,简化对称张量 (α_{ij}) ($i,j=1,2,3$),将 α_{ij} 改写为 β_h ($h=1,2,3,4$),则(2)式可写为

$$\alpha = l_1^2 \beta_1 + l_2^2 \beta_2 + l_3^2 \beta_3 + 2l_3 l_1 \beta_4. \quad (3)$$

这样,对应于某一个 $(l_j)^{(k)}$ 方向就会有一个测量值 $\alpha^{(k)}$,这里将测量结果用矩阵表示为

$$(\alpha^{(k)}) = A(\beta_h), \quad (4)$$

式中 k 表示测量的序号, A 为系数矩阵。若 $k=4$, A 为 (4×4) 矩阵,只需测量出4个不同的 $\alpha^{(k)}$,就能解出 (β_h) 并得到唯一的二阶张量;若 $k>4$, A 为 $(k \times 4)$ 矩阵,可通过最小二乘法解出 (β_h) 的值, k 越大,其解的精度就越高。综合误差项:

$$(\alpha_1 - \alpha^{(1)})^2 + (\alpha_2 - \alpha^{(2)})^2 + \cdots + (\alpha_k - \alpha^{(k)})^2, \quad (5)$$

为了使其的数值达到最小值,需通过一系列最小二乘法的常规计算得到下列最优化的 (β_h) 为^[24]

$$(\beta_h) = (A^T A)^{-1} (A^T) (\alpha^{(k)}). \quad (6)$$

此处 A^T 为 A 的转置矩阵。将算出的 β_h 代入 (α_{ij}) ,就可以得到相应的热膨胀张量:

$$\alpha_i = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & 0 & \alpha_{13} \\ 0 & \alpha_{22} & 0 \\ \alpha_{13} & 0 & \alpha_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta_1 & 0 & \beta_4 \\ 0 & \beta_2 & 0 \\ \beta_4 & 0 & \beta_3 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

2.2 Yb³⁺:KGd(WO₄)₂晶体的热膨胀张量计算

Yb³⁺:KGd(WO₄)₂为单斜晶体,因此在运用2.1节中介绍的最小二乘法计算该晶体的热膨胀张量时, A 为 $(k \times 4)$ 矩阵。

表2中列出了文献[20]中测量的5个方向的热膨胀系数值(单位: K⁻¹),即

$$(\alpha^{(k)}) = \begin{pmatrix} 11 \\ 2.4 \\ 17 \\ 8.9 \\ 19 \end{pmatrix} \times 10^{-6}, \quad (8)$$

这里 $k=5$,相应的系数矩阵 A 为 (5×4) 矩阵,根据文献[24]所介绍的方法并结合表1和表2的数据后代入(6)式,经过最小二乘法计算可以得到

$$(\beta_h) = \begin{pmatrix} 10.9 \\ 2.4 \\ 16.9 \\ 4.5 \end{pmatrix} \times 10^{-6}. \quad (9)$$

因此, Yb³⁺:KGd(WO₄)₂晶体的热膨胀张量就可以表示为

$$\alpha_i = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & 0 & \alpha_{13} \\ 0 & \alpha_{22} & 0 \\ \alpha_{13} & 0 & \alpha_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 10.9 & 0 & 4.5 \\ 0 & 2.4 & 0 \\ 4.5 & 0 & 16.9 \end{pmatrix} \times 10^{-6}. \quad (10)$$

表2 晶体沿晶轴(a 和 c)和折射率主轴(m, p, g)方向的热膨胀系数测量值(α)

Table 2 Measured thermal expansion coefficients (α) along crystal axes (a and c) and principal refractive axes (m, p, g)

| Propagation direction | m | p | g | a | c |
|-------------------------------------|-----|-----|-----|-----|-----|
| $\alpha / (10^{-6} \text{ K}^{-1})$ | 11 | 2.4 | 17 | 8.9 | 19 |

2.3 二阶张量的主轴化运算

二阶张量的主轴化运算,就是运用张量变换的方法将二阶张量由原坐标系换到新的坐标系使变换后的张量只存在对角项,即

$$\alpha_{\text{Renewed}} = V \alpha_{\text{Ori}} V^{-1}, \quad (11)$$

式中 V 为坐标变换矩阵, α_{Renewed} 为对角矩阵, α_{Ori} 为原矩阵。对角化之后的矩阵:

$$\alpha_{\text{Renewed}} = \begin{bmatrix} \xi_1 & 0 & 0 \\ 0 & \xi_2 & 0 \\ 0 & 0 & \xi_3 \end{bmatrix}, \quad (12)$$

张量变换矩阵:

$$V = \begin{pmatrix} u_{11} & u_{12} & u_{13} \\ u_{21} & u_{22} & u_{23} \\ u_{31} & u_{32} & u_{33} \end{pmatrix}, \quad (13)$$

将(11)式两边同时右乘 V , 则有

$$\alpha_{\text{Renewed}} V = V \alpha_{\text{Ori}}. \quad (14)$$

把(12)、(13)式代入(14)式展开就可以得到对应于每个 ξ_q ($q=1,2,3$) 都有一组关于 (u_{q1}, u_{q2}, u_{q3}) 的线性齐次方程。要求出 (u_{q1}, u_{q2}, u_{q3}) 不全为0的解,则对应的系数行列式应该为0,即

$$\begin{vmatrix} \alpha_{11} - \xi_q & \alpha_{21} & \alpha_{31} \\ \alpha_{12} & \alpha_{22} - \xi_q & \alpha_{32} \\ \alpha_{13} & \alpha_{23} & \alpha_{33} - \xi_q \end{vmatrix} = 0, \quad (15)$$

这是关于 ξ_q 的三次方程, ξ_q 有3个根,每一个根 ξ_q 称为 α_{Ori} 的本征值,这3个本征值就是二阶张量的3个主轴分量。将每个 ξ_q 代入关于 (u_{q1}, u_{q2}, u_{q3}) 的线性齐次方程,并利用 $u_{q1}^2 + u_{q2}^2 + u_{q3}^2 = 1$ 就可以解出一组 (u_{q1}, u_{q2}, u_{q3}) , 它表示第 q 个主轴相对于原坐标轴的方向余弦 (l_1, l_2, l_3) , 即第 q 个主轴的方向。

将(10)式代入(15)可以解得 $\xi_1 = 8.5 \times 10^{-6}$, $\xi_2 = 2.4 \times 10^{-6}$, $\xi_3 = 19.3 \times 10^{-6}$, 即主轴化的热膨胀张量为

$$\alpha_{\text{Renewed}} = \begin{bmatrix} 8.5 & 0 & 0 \\ 0 & 2.4 & 0 \\ 0 & 0 & 19.3 \end{bmatrix} \times 10^{-6}. \quad (16)$$

从(16)式可以看出热膨胀张量最大分量值为 $\xi_3 = 19.3 \times 10^{-6}$, 将上式主值代入 (u_{31}, u_{32}, u_{33}) 的线性齐次方程,可以算出热膨胀张量最大分量值与 g 轴成 28.2° , 该结果与文献[23]中的 33.5° 存在较大差异,这也是文献[20]中热膨胀张量出现计算错误的原因之所在。

3 Yb³⁺:KGd(WO₄)₂晶体无热透镜方向的计算与分析

无热透镜方向,就是指光在特定方向上传播时光程不随温度的变化而变化,即在这个方向上的热透镜效应为零。Yb³⁺:KGd(WO₄)₂晶体在各个方向上的热膨胀系数都为正值,但是光沿折射率主轴(m, p, g)偏振时的折射率温度梯度却为负值^[20],因此,利用这些特点就可以找到某个特定的方向,使光沿此方向传播时由热膨胀引起晶体的长度增大而带来的光程变化与晶体折射率随温度改变而带来的光程变化互相抵消,从而达到消热透镜的效果^[20]。

3.1 在不同光偏振时的 Yb³⁺:KGd(WO₄)₂晶体无热透镜方向的计算结果

与单向行波的传输特性不同,激光器谐振腔内的光波基于双向传播形成了自洽的驻波场。因此,应该采取文献[20]中针对迈克耳孙干涉的公式来描述谐振腔中的光程变化。如果晶体沿某个方向的热膨胀系数为 α , 折射率为 n , 则光沿该方向传播时单位温度、单位长度上的光程变化 w 为^[26]

$$w = \frac{dn}{dT} + (n - 1)\alpha . \quad (17)$$

选择合适的光偏振方向和传播方向就可能使光程的变化为零,此时的传播方向就是晶体的无热透镜方向。

从晶体沿折射率主轴的吸收谱和发射谱(如图2所示^[20])可以看到,晶体在 m 偏振方向的吸收和发射截面最大, p 偏振和 g 偏振次之,但 p 偏振方向的增益最大,因此一般情况下,光的偏振方向经常选择 m 偏振或 p 偏振。下面,根据第2节中得到的相关方法和热膨胀张量[参照(10)式],分析了 (m, p, g) 3个偏振方向上的热透镜消除情况。

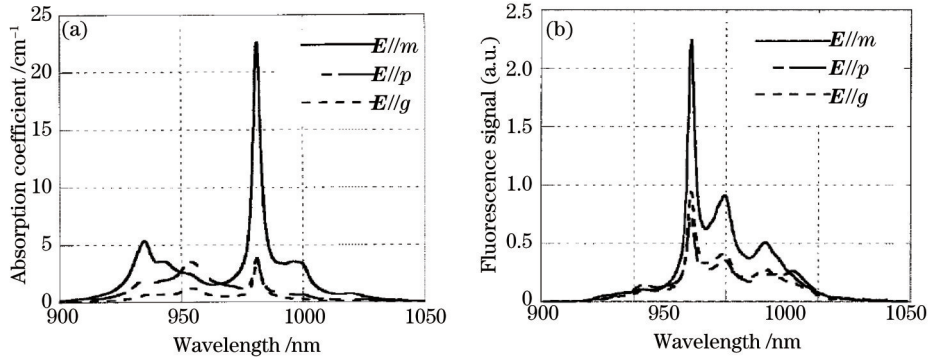


图2 晶体在 (m, p, g) 偏振方向的 (a) 吸收谱和 (b) 发射谱

Fig.2 (a) Absorption spectra and (b) emission spectra of a $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ with polarization directions parallel to the principal refractive-index axes (m, p, g)

当光为 m 偏振时,设晶体无热透镜方向与 p 轴之间的夹角为 θ_1 ,则该方向所对应的方向余弦为 $(0, \cos \theta_1, \sin \theta_1)$,根据(2)式及(10)式可以得到晶体的热膨胀系数为

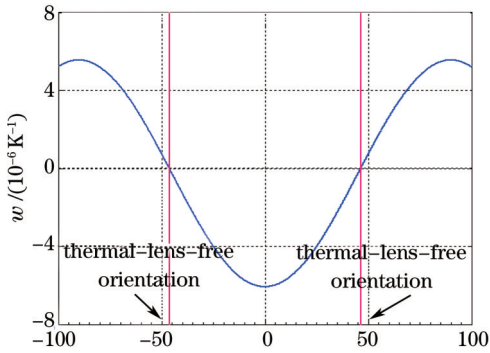
$$\alpha = 2.4 \cos^2 \theta_1 + 16.9 \sin^2 \theta_1 . \quad (18)$$

将(18)式代入(17)式并结合表3可以得到

$$w = -1.0 \times 10^{-5} + (2.0028 - 1) \times (2.4 \cos^2 \theta_1 + 16.9 \sin^2 \theta_1) \times 10^{-6} . \quad (19)$$

图3给出了 w 随 θ_1 的变化趋势,可以看出 m 偏振时在 p - g 平面内与 p 轴成 $\pm 46.3^\circ$ 的方向上光程的变化为零,此两方向即为晶体的无热透镜方向。

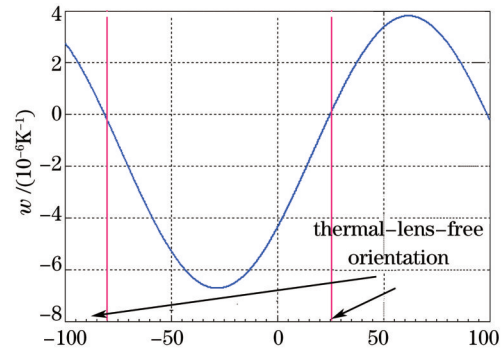
按类似方法可得到光为 p 偏振时在 m - g 平面内与 m 轴顺时针成 24.9° 以及与 m 轴逆时针成 81.2° 的方向为晶体的无热透镜方向(如图4所示);而当光为 g 偏振时,在 m - p 平面内不存在晶体无热透镜方向(如图5所示)。



Angle between propagation direction and p axis $\theta_1 / (^\circ)$

图3 $E//m$ 时光程 w 随传播方向与 p 轴之间夹角的变化

Fig.3 Optical path variation w as a function of the angle between propagation direction and the p axis with $E//m$



Angle between propagation direction and p axis $\theta_1 / (^\circ)$

图4 $E//p$ 时光程 w 随传播方向与 m 轴之间夹角的变化

Fig.4 Optical path variation w as a function of the angle between propagation direction and the m axis with $E//p$

表3 不同偏振状态下 $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ 晶体的折射率和折射率温度梯度 dn/dT (E 为光的电场方向)^[20]

Table 3 Refractive indices and temperature gradient of refractive index dn/dT in a $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ for different polarized directions

(E is the Electric field direction of the light)^[20]

| $E//$ | m | p | g |
|------------------------------------|--------|--------|--------|
| n at 1546 nm | 2.0028 | 1.9741 | 2.0385 |
| $dn/dT / (10^{-5} \text{ K}^{-1})$ | -1.0 | -1.5 | -1.6 |

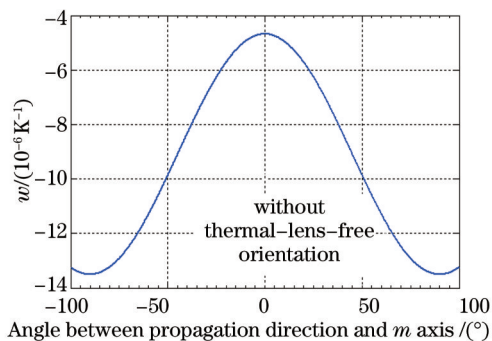


图5 $E//g$ 时光程随传播方向与 m 轴之间夹角的变化

Fig.5 Optical path variation w as a function of the angle between propagation direction and the m axis with $E//g$

表4列出了文献[20,22]以及本文得到的无热透镜方向计算结果。从表中可以看出,在 m 偏振时,本文的计算结果与文献[20]基本一致,这主要是文献[20]与本文所计算的热膨胀张量在主对角方向上的数值相差较小的缘故;而在其他情况时,由于文献[20]中存在着张量的计算错误再加上文献[22]中采用了单向传输的光程变化计算公式,其计算结果与本文均存在较大差别。由于本文在前人的研究基础上对相关无热透镜方向的计算方法实施了修正,因此计算精度得到了较大提高。

表4 不同光偏振方向时 $Yb^{3+}:KGd(WO_4)_2$ 晶体的无热透镜方向(E 为光的电场)

Table 4 Thermal-lens-free orientations of a $Yb^{3+}:KGd(WO_4)_2$ for different polarized directions (E is the electric field of the light)

| $E//$ | m | p | g |
|-----------|------------------------------------|--|---------------|
| Ours | $\pm 46.3^\circ$ from the p axis | 24.9° clockwise from the m axis; 81.2° counterclockwise from the m axis | Not existed |
| Ref. [20] | $\pm 46^\circ$ from the p axis | 15° clockwise from the m axis; 82° counterclockwise from the m axis | Not mentioned |
| Ref. [22] | $\pm 24.8^\circ$ from the p axis | Not existed | Not mentioned |

3.2 计算结果与相关实验结果比较分析

基于文献[20]计算的无热透镜方向结果,文献[21]进行了无热透镜激光器的验证实验。实验中共使用了两块晶体,一块选择沿晶轴 b 方向(即 p 轴方向)切割(m 偏振),另一块选择沿 $m-g$ 平面内与 m 轴顺时针成 17° 的“无热透镜方向”切割(p 偏振),用 AD 表示(如图6所示)。实验结果显示,沿 AD 方向传播的晶体热透镜效应虽然比沿 p 轴的小很多,但依然存在着一定热透镜效应^[19]。通过第2节得到的热膨胀二阶张量计算了 b 切割和 AD 切割的光程变化,发现沿 b 轴传播时的单位温度、单位长度上的光程变化为 $-7.6 \times 10^{-6} K^{-1}$,沿 AD 方向传播时的单位温度单位长度上的光程变化为 $-1.4 \times 10^{-6} K^{-1}$, AD 方向传播时的单位光程变化约为 b 轴传播时的 $1/5$ 左右,这个结论与实验结果较为吻合。同时,这也说明文献[20]中得到的所谓“无热透镜方向”并非真正意义上的热透镜消除方向,其计算误差较大。正准备基于本文得到的无热透镜计算结果进行有关激光器的实验验证工作。

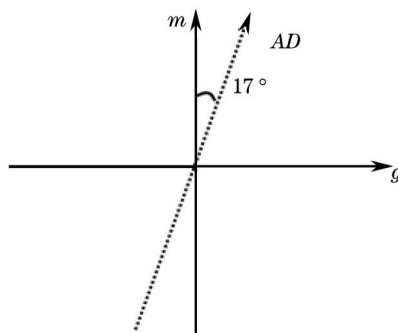


图6 AD 方向与 m 轴的关系(p 轴垂直于纸面向外)

Fig.6 Relationship between the AD direction and m axis (the p axis is coming out of the page)

4 结 论

根据已有文献的测量数据,运用最小二乘法计算了 $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ 晶体的热膨胀张量,并通过二阶张量旋转法进行了张量主轴化运算,指出了已有文献中在张量计算时所存在的问题。基于修正后的数学模型精确计算了晶体的无热透镜方向并与前人的计算结果进行了对比分析。对照文献中的实验结果,验证了所建立的理论计算模型的有效性。相对于前人已发表的结果,此无热透镜方向计算结果的精度得到了很大的提高,这对将来构建实用化的无热透镜激光器系统有着重要的理论指导意义。

参 考 文 献

- 1 P A Loiko, V V Filippov, K V Yumashev. Thermo-optic coefficients study in $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ and $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ by a modified minimum deviation method[J]. *Applied Optics*, 2012, 51(15): 2951–2957.
- 2 P A Loiko, K V Yumashev, N V Kuleshov, *et al.*. Thermal lensing study and athermal directions in flashlamp-pumped $\text{Nd}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ laser crystal[J]. *Appl Phys B*, 2012, 106(4): 881–886.
- 3 P A Loiko, K V Yumashev, N V Kuleshov, *et al.*. Thermo-optic dispersion formulas for monoclinic double tungstates $\text{KRe}(\text{WO}_4)_2$ where $\text{Re}=\text{Gd}, \text{Y}, \text{Lu}, \text{Yb}$ [J]. *Optical Materials*, 2011, 33(11): 1688–1694.
- 4 P A Loiko, K V Yumashev, N V Kuleshov, *et al.*. Detailed characterization of thermal expansion tensor in monoclinic $\text{KRe}(\text{WO}_4)_2$ (where $\text{Re}=\text{Gd}, \text{Y}, \text{Lu}, \text{Yb}$) [J]. *Optical Materials*, 2011, 34(1): 23–26.
- 5 D Stučinskis, R Antipenkov, A Varanavicius. Thermal lensing in high-power diode-pumped $\text{Yb}:\text{KGW}$ laser[J]. *Lithuanian Journal of Physics*, 2010, 50(2): 191–199.
- 6 Xiao Hu, Zhang Hanwei, Wang Xiaolin, *et al.*. Study on Ytterbium-doped fiber lasers of special wavelength[J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(9): 0902008.
肖 虎, 张汉伟, 王小林, 等. 特殊波长掺镱光纤激光器研究[J]. *中国激光*, 2013, 40(9): 0902008.
- 7 Sun Ruoyu, Jin Dongchen, Cao Yi, *et al.*. Hundred-watt-level 1030 nm ytterbium-doped picosecond all-fiber lasersun ruoyu[J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(10): 1002004.
孙若愚, 金东臣, 曹 懿, 等. 百瓦级 1030 nm 皮秒脉冲掺镱全光纤激光器[J]. *中国激光*, 2014, 41(10): 1002004.
- 8 Lian Fuqiang, Yu Jin, Niu Gang, *et al.*. Ultrafast all-polarization maintaining Yb-doped fiber laser[J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(s1): s102002.
连富强, 余 锦, 牛 岗, 等. 超短脉冲偏振保持掺镱光纤激光器[J]. *中国激光*, 2013, 40(s1): s102002.
- 9 G Paunescu, J Hein, R Sauerbrey. 100-fs diode-pumped Yb:KGW mode-locked laser[J]. *Applied Physics B*, 2004, 79(5): 555–558.
- 10 Julius Vengelis, Ignas Stučinskis, Karolina Stankevičiūtė, *et al.*. Characteristics of optical parametric oscillators synchronously pumped by second harmonic of femtosecond Yb:KGW laser[J]. *Optics Communications*, 2014, 338: 277–287.
- 11 Major Arkady, Barzda Virginijus, Piunno Paul A E, *et al.*. An extended cavity diode-pumped femtosecond Yb:KGW laser for applications in optical DNA sensor technology based on fluorescence lifetime measurements[J]. *Optics Express*, 2006, 14(12): 5285–5294.
- 12 J E Hellström, S Bjurshagen, V Pasiskevicius, *et al.*. Efficient Yb:KGW lasers end-pumped by high-power diode bars[J]. *Applied Physics B*, 2006, 83(2): 235–239.
- 13 Steven R Bowman. Lasers without internal heat generation[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1999, 35(1): 115–122.
- 14 Steven R Bowman, Neil W Jenkins, Shawn P O' Connor, *et al.*. Sensitivity and stability of a radiation-balanced laser system[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2002, 38(10): 1339–1348.
- 15 Steven R Bowman, Shawn P O' Connor, Subrat Biswal, *et al.*. Minimizing heat generation in solid-state lasers[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2010, 46(7): 1076–1085.
- 16 Galina Nemova, Raman Kashyap. Thin-disk athermal laser system[J]. *Optics Communications*, 2014, 319: 100–105.
- 17 Sébastien Chenais, Francois Balembois, Frédéric Druon, *et al.*. Thermal lensing in diode-pumped ytterbium lasers—part ii: Evaluation of quantum efficiencies and thermo-optic coefficients[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2004, 40(9): 1235–1243.
- 18 Sébastien Chenais, Francois Balembois, Frédéric Druon, *et al.*. Thermal lensing in diode-pumped ytterbium lasers—Part I: Theoretical analysis and wavefront measurements[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2004, 40(9): 1217–1234.
- 19 M C Pujol, X Mateos, R Solé, *et al.*. Linear thermal expansion tensor in $\text{KRE}(\text{WO}_4)_2$ ($\text{RE}=\text{Gd}, \text{Y}, \text{Er}, \text{Yb}$) monoclinic crystals[J]. *Materials Science Forum*, 2001, 378–381: 710–717.
- 20 Subrat Biswal, Shawn P O' Connor, Steven R Bowman. Thermo-optical parameters measured in ytterbium-doped potassium gadolinium

- tungstate[J]. Appl Opt, 2005, 44(15): 3093-3097.
- 21 J E Hellström, S Bjurshagen, V Pasiskevicius. Laser performance and thermal lensing in high-power diode-pumped Yb:KGW with athermal orientation[J]. Appl Phys B, 2006, 83(1): 55-59.
- 22 Zhou Mu, Wang Xiaofeng, Tan Jichun. Calculation and analysis of athermal directions of Yb:KGW laser crystal[J]. Journal of Applied Optics, 2008, 29(1): 0081-0085.
周 沐, 王晓峰, 谭吉春. Yb:KGW 激光晶体无热方向的计算与分析[J]. 应用光学, 2008, 29(1): 0081-0085.
- 23 M C Pujol, R Solé, J Massons, *et al.*. Structural study of monoclinic KGd(WO₄)₂ and effects of lanthanide substitution[J]. J Appl Cryst, 2001, 34(1): 1-6.
- 24 Chen Gang, Liao Liji, Hao Wei. The Basis of Crystal Physics[M]. Beijing: Science Press, 2007: 635-639.
陈 纲, 廖理儿, 郝 伟. 晶体物理学基础[M]. 北京: 科学出版社, 2007: 635-639.
- 25 Zhou Mu. Radiation Balanced Laser's Theory and Yb:KGW Fluorescence Cooling Laser's Design[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2009: 42-48.
周 沐. 辐射平衡激光器理论及荧光制冷型 Yb:KGW 激光器设计[D]. 长沙: 国防科技大学, 2009: 42-48.
- 26 V V Filippov. Athermal directions in KGd(WO₄)₂ and KLu(WO₄)₂ crystals under uniform heating[J]. Applied Optics, 2013, 52(18): 4377-4384.

栏目编辑: 史 敏