

2 μm Cr,Tm,Ho:YAG 激光热退偏效应的数值模拟及实验研究*

李哲 江海河[†] 王礼 杨经纬 吴先友

(中国科学院安徽光学精密机械研究所, 合肥 230031)

(2011年4月20日收到; 2011年5月3日收到修改稿)

理论分析了 Cr,Tm,Ho:YAG 激光晶体的热退偏效应, 模拟计算了该晶体棒端面退偏度的分布, 并进行了偏光干涉实验验证. 结果表明, 数值模拟和实验研究结果完全一致, 热致退偏效应随抽运能量增大而增强, 退偏度分布呈十字形, 最大退偏度发生在晶体棒端面上与起偏器偏振方向成 45° 方位处. 以此提出了高能量 Cr,Tm,Ho:YAG 激光器的热退偏补偿方法, 获得了激光脉冲能量提高 24% 以上的实验效果.

关键词: Cr,Tm,Ho:YAG, 热退偏效应, 数值模拟, 偏光干涉

PACS: 42.81.Gs, 77.22.Ej, 97.82.Cp

1 引言

由于 $2\ \mu\text{m}$ 波段激光对人眼安全, 且多种气体在该波段具有明显的特征吸收谱, 目前, 该波段激光已被广泛用于激光医疗、大气环境监测及军用测距等领域^[1]. Cr,Tm,Ho:YAG 晶体是一种常用的 $2\ \mu\text{m}$ 激光工作物质, 它质地坚硬、性能稳定、热导率高、光学各向同性, 相对于 YLF, YAP 等基质材料的 $2\ \mu\text{m}$ 波段激光晶体, Cr,Tm,Ho:YAG 晶体在高能量运转情况下具有明显优势^[2]. 然而, 由于 Ho^{3+} 在常温下为准三能级系统, 激光输出阈值高, 灯泵转换效率低, 大量抽运能量热量沉积晶体内部, 使晶体产生了热致双折射. 经过晶体折射率椭球两个主轴之间区域的偏振激光会产生一定的相位差, 从而导致了调 Q 激光的退偏现象^[3]. 退偏的光束通过偏振器时将产生严重的损耗, 增大了激光阈值, 输出能量明显降低^[4,5]. 研究分析 Cr,Tm,Ho:YAG 晶体的热致双折射和退偏特性, 对热退偏补偿技术研究、提高 Cr,Tm,Ho:YAG 激光效率和能量输出具有重要意义.

本文理论分析了热退偏效应, 通过数值模拟手段, 给出了 Cr,Tm,Ho:YAG 晶体端面上的退偏度分布, 并通过实验对计算结果进行了验证, 为高能量 Cr,Tm,Ho:YAG 激光器热退偏补偿方法提供了理

论依据, 提高了激光输出能量.

2 理论模型

2.1 热致双折射

在激光器运行期间, Cr,Tm,Ho:YAG 激光晶体吸收的抽运能量除少部分产生了激光输出和被棒表面流过的冷却液带走的以外, 一部分转化为热量沉积在晶体内部. 由于冷却的不均匀性, 晶体内部存在温度差和热应力. 由于弹光效应, 晶体内部的温度差和温度分布不均匀引起的热应力会引起折射率的不均匀, 从而使晶体从各向同性变成各向异性, 导致热致双折射. 引起的折射率变化可以表示为

$$\Delta n = \Delta n_T + \Delta n_\sigma, \quad (1)$$

式中 Δn_T 为温度差引起的折射率变化,

$$\Delta n_T = \frac{\partial n}{\partial T} \cdot \Delta T, \quad (2)$$

Δn_σ 为热应力引起的折射率变化,

$$\Delta n_\sigma = \Delta n_r - \Delta n_\varphi, \quad (3)$$

其中, Δn_r , Δn_φ 分别为晶体径向和切向的折射率变化, 由文献 [6] 得

$$\Delta n_r = -\frac{1}{2} n_0^3 \frac{\alpha Q}{K} C_r r^2,$$

* 国家自然科学基金 (批准号: 90922003) 和中国科学院知识创新工程重点方向项目 (批准号: KJCX2-EW-NO7) 资助的课题.

[†] E-mail: hjjiang@aiofm.ac.cn

$$\Delta n_{\varphi} = -\frac{1}{2}n_0^3 \frac{\alpha Q}{K} C_{\varphi} r^2, \quad (4)$$

上式中 n_0 是晶体的各向同性折射率, α 是晶体的热膨胀系数, K 是晶体的热导率, Q 为均匀发热近似下激光棒单位体积发热损耗的功率, C_r 和 C_{φ} 是包括晶体光弹系数和泊松比因子的计算系数.

$$Q = \frac{P_a}{\pi r_0^2 L}, \quad (5)$$

$$C_r = \frac{(17\nu - 7) P_{11} + (31\nu - 17) P_{12} + 8(\nu + 1) P_{44}}{48(\nu - 1)},$$

$$C_{\varphi} = \frac{(10\nu - 6) P_{11} + 2(11\nu - 5) P_{12}}{32(\nu - 1)}, \quad (6)$$

其中, P_a 是晶体吸收的总热量, r_0 是晶体的半径, L 是晶体的长度, ν 是晶体的泊松比, P_{11} , P_{12} , P_{44} 是晶体的光弹系数 [7].

由 (4)—(6) 式可得

$$\Delta n_r - \Delta n_{\varphi} = n_0^3 \frac{\alpha Q}{K} C r^2, \quad (7)$$

其中

$$C = \frac{1 + \nu}{48(1 - \nu)} (P_{11} - P_{12} + 4P_{44}). \quad (8)$$

2.2 相位差与退偏度

由折射率差与光程差的关系可得到热效应导致的相位差为

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} L (\Delta n_r - \Delta n_{\varphi}). \quad (9)$$

将 Cr,Tm,Ho:YAG 晶体置于正交的起偏器与检偏器之间, 用出射线偏振光强度与入射退偏度线偏振光强度之比来表示热致退偏程度

$$d_{\text{biref}} = \frac{I_{\text{out}}}{I_{\text{in}}}. \quad (10)$$

由文献 [8] 得

$$d_{\text{biref}} = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right), \quad (11)$$

其中, θ 为晶体棒端面上选取点的径向与起偏器偏振方向的夹角. 由 (11) 式可以看出, 晶体端面上各点处的退偏能量损耗与抽运能量引起的热致位相差有关, 也与其所在半径及位向有关.

3 数值模拟结果与分析

基于上述理论分析, 我们借助 Matlab 软件, 模拟了 Cr,Tm,Ho:YAG 晶体的热退偏分布, 对晶体棒端面各点的退偏情况进行了数值计算. 计算时选取 Cr,Tm,Ho:YAG 晶体棒参数为: 半径 $r_0 = 2.5$ mm, 长度 $L = 125$ mm, 泊松比 $\nu = 0.3$, 热膨胀系数 $\alpha = 78 \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$, 热导率 $K = 14 \text{ W/m}\cdot\text{K}$, 各向同性折射率 $n_0 = 1.8$, 光弹系数 $P_{11} = -0.029$, $P_{12} = 0.009$, $P_{44} = -0.061$. 晶体吸收的总热量 P_a 分别取 10, 30, 50, 70, 90 W. 偏振干涉图案实验中的照射光波长 $\lambda = 1064$ nm.

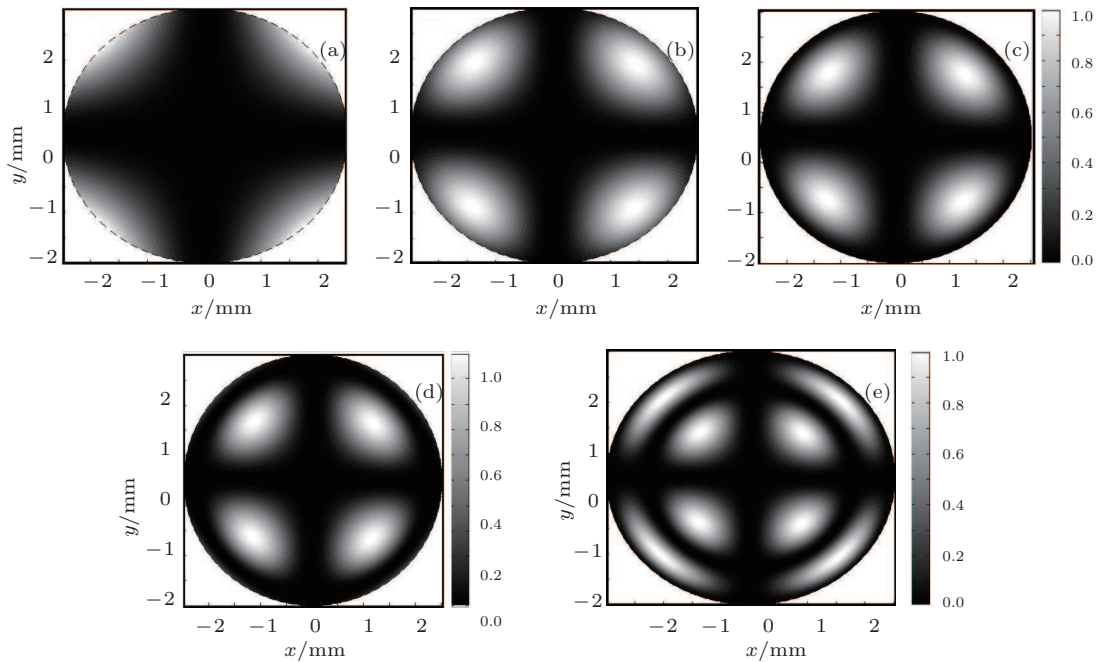


图 1 热退偏度在晶体端面上的模拟分布 吸收热量 (a) $P_a = 10$ W; (b) $P_a = 30$ W; (c) $P_a = 50$ W; (d) $P_a = 70$ W; (e) $P_a = 90$ W

不同吸收热量 P_a 下晶体的退偏度分布如图 1 所示, 灰度强弱代表退偏程度大小, 黑暗的区域退偏度小, 0 表示没有退偏; 明亮的区域退偏度大, 1 表示完全退偏, 偏振方向转动 90° . 从图中可见, Cr,Tm,Ho:YAG 晶体的退偏程度随着吸收热量的增加而增加, 抽运功率越大, 棒内温差增大, 热应力也越大, 热效应引起的相对相位差就越大, 波前畸变就越厉害, 引起的热致退偏也就越严重, 在偏光干涉图案中会出现多个干涉环. 晶体棒端面热退偏度分布均呈十字对称形状, 位于 $\theta = 0^\circ$ 和 $\theta = 90^\circ$ 轴线上未发生退偏振, 呈现消光影带; 位于 $\theta = 45^\circ$ 方位处的退偏最严重, 为明亮区域. 另外, 退偏程度还与选取点距离棒中心的半径大小有关.

退偏度呈十字形分布的原因是 Cr,Tm,Ho:YAG 晶体中位于 $\theta = 0^\circ$ 轴线上的线偏光, 偏振方向在该点折射率椭球的径向轴上; $\theta = 90^\circ$ 轴线上的线偏光偏振方向在该点折射率椭球的切向轴上. 位于折射率椭球主轴上的偏振光经过晶体后只产生相位延迟, 未发生退偏振. 而不在这两条轴线上的线偏光, 入射到晶体时, 会在折射率椭球的径向和切向轴上产生线偏振光, 由于热致双折射导致径向和切向主轴折射率不同, 通过介质后两偏振分量间会产生相位差而发生退偏.

4 实验研究

4.1 实验设置

为了验证数值模拟结果, 我们进行了偏振光干涉图实验研究^[9], 对 Cr,Tm,Ho:YAG 晶体在不同抽运条件下的退偏振情况开展了研究. 实验设置如图 2 所示. 在 Nd:YAG 偏光干涉实验中, 通常采用 632.8 nm 的 He-Ne 激光或 532 nm 的绿激光作为照射光, 但是这两波长正处于 Cr,Tm,Ho:YAG 吸收区, 衰减很大, 无法使用这两种激光作为照射光穿透 Cr,Tm,Ho:YAG 晶体. 由于 Cr,Tm,Ho:YAG 对近红外 1064 nm 波长的透过率大于 80%, 所以我们选用输出中心波长 1064 nm 的 SP-20P 光纤激光器作为照射光源. 光纤激光器输出光束半径过小, 不能充满 Cr,Tm,Ho:YAG 晶体整个端面. 为了扩大其输出光束半径, 我们使用焦距 $f_1 = 20$ mm 和 $f_2 = 100$ mm 两个凸透镜组成的扩束镜, 对光纤激光光束进行扩束. 扩束后的指示光束通过氙灯 ($\phi 8 \times 100$ mm³) 抽运的 Cr,Tm,Ho:YAG 晶体 ($\phi 5 \times 125$ mm³), 由 XENICS XEVA-973 CCD 接收并显示其输出光斑. Cr,Tm,Ho:YAG 晶体与氙灯

都被放置于陶瓷漫反射紧包腔内, 由去离子水冷却, 水温 295 ± 3 K. Cr,Tm,Ho:YAG 晶体两端分别放置一个起偏器和一个检偏器, 起偏器的偏振方向为水平方向, 检偏器的偏振方向为竖直方向. M_1, M_2, M_4 均为全反镜, M_3 为 1064 nm 中心波长窄带滤光片.

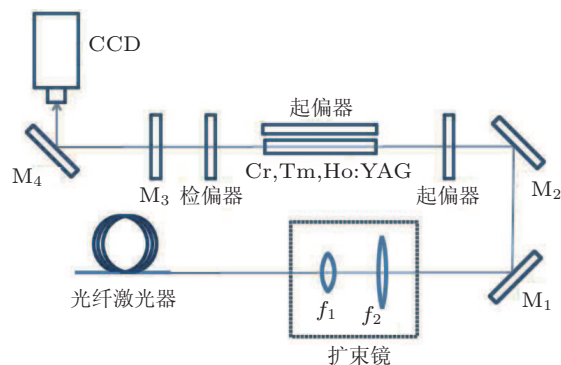


图 2 偏光干涉实验装置图

由实验原理可知, 当 Cr,Tm,Ho:YAG 晶体未发生退偏振时, 由于起偏器与检偏器的偏振方向相互垂直, 光纤激光器输出激光光束就无法透过检偏器, 因此 CCD 探测器中没有光斑显示. 当 Cr,Tm,Ho:YAG 晶体发生热致双折射时, 经过起偏器的激光在穿过双折射激光晶体时出现退偏振, 退偏激光透过检偏器形成光斑, 未退偏的激光光束被检偏器阻挡而无法形成光斑, 从而形成了消光影带. 退偏振程度越严重, 则干涉图中亮区尺寸越大, 亮度越高.

4.2 实验结果与分析

实验测得不同抽运能量 E_P 下激光系统输出的偏光干涉光斑图案如图 3 所示. 从图中可见, 输出的热退偏干涉光斑与数值模拟所得图形符合, 呈十字形. 晶体中位于 $\theta = 0^\circ$ 和 $\theta = 90^\circ$ 轴线上的线偏振光未发生退偏振, 因此未形成光斑; 在低抽运能量热畸变小于 λ 时, 位于 $\theta = 45^\circ$ 轴线上的线偏振光退偏最严重, 光斑最亮. 随着抽运能量的增加, Cr,Tm,Ho:YAG 晶体中沉积的热量也不断增加, 热效应引起的相对相位差就越大, 热畸变就越厉害, 引起的热致退偏也就越严重. 实验中发现, 在抽运能量为 141.75 J 时偏光干涉最为明显, 按一般灯泵激光系统中 10% 比例的功率转化为晶体棒的热量, 可以估算此时晶体吸收热功率约 42 W, 与模拟计算图 1(c) 情况基本一致. 当抽运能量超过 141.75 J 时, 由于晶体的热透镜效应不断增加, Cr,Tm,Ho:YAG 晶体相当于一个焦距不断缩短的正透镜, 从而使激

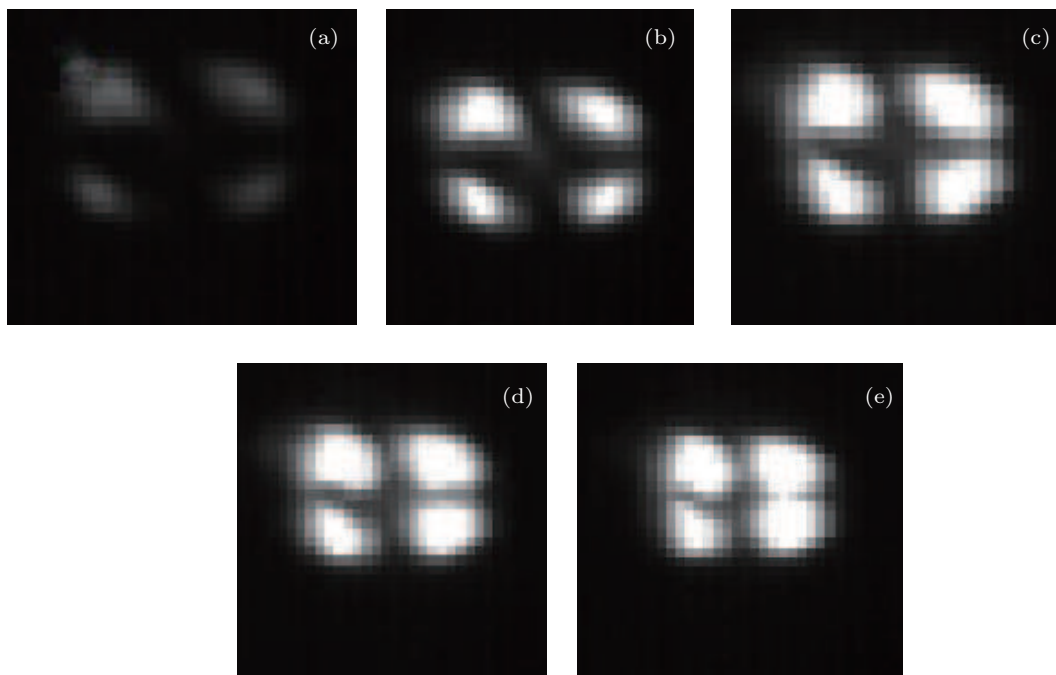


图3 CCD探测晶体偏光干涉光斑图, 激光工作频率 3 Hz, 脉冲抽运能量 (a) $E_P = 43.75$ J; (b) $E_P = 85.75$ J; (c) $E_P = 141.75$ J; (d) $E_P = 175$ J; (e) $E_P = 211.75$ J

光光束发生聚焦, 输出光斑不断减小. 考虑到本实验系统的安全性和防止 Cr,Tm,Ho:YAG 激光晶体热应力损伤, 实验中没有继续提高抽运功率, 所以也没有出现大功率下较强热致退偏导致的偏光干涉图案中干涉环现象.

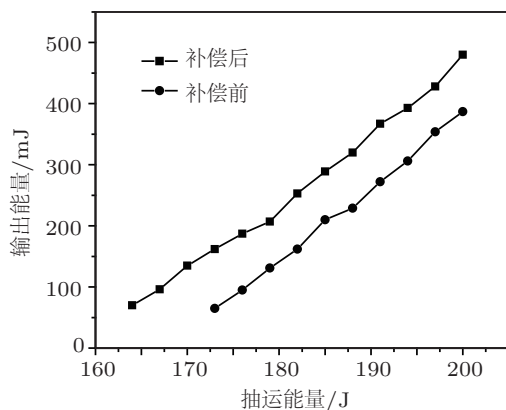


图4 热退偏补偿前后 Cr,Tm,Ho:YAG 激光器输出脉冲能量图

5 $\lambda/4$ 波片补偿法

根据数值模拟与偏光干涉实验结果, 在 Cr,Tm,Ho:YAG 晶体中 45° 轴线上的热退偏最为严重. 因此在电光调 Q Cr,Tm,Ho:YAG 激光器中, 将一个 $\lambda/4$ 波片放置在谐振腔前腔镜

与 Cr,Tm,Ho:YAG 晶体之间, 并使其光轴与起偏振器偏振方向平行, 即可实现对 45° 轴线上热退偏的完全补偿和对其他方向热退偏的部分补偿^[10]. 热退偏补偿降低了激光振荡损耗, 能量输出明显提高, 补偿前后实验结果如图 4 所示. 在 200 J 抽运能量情况下, 未进行热退偏补偿时激光输出脉冲能量为 387 mJ; 热退偏补偿后激光输出脉冲能量达到 480 mJ, 提高了 24%. 在较低抽运能量情况下, 补偿后的激光能量增加比例大于 24%.

6 结论

本文从激光晶体内部温度分布和热应力出发, 结合应力光弹理论, 建立了晶体热致双折射模型, 利用 Matlab 软件模拟计算了 Cr,Tm,Ho:YAG 晶体棒端面各点的热退偏分布, 解释了热致偏光干涉图案结构. 采用 1064 nm 激光作为照射光源, 避免了 Cr,Tm,Ho:YAG 晶体对可见光的强烈吸收区, 实现并利用红外 CCD 探测到了晶体热致偏光实验干涉图案, 获得了与数值模拟完全一致的实验结果, 验证了模拟的正确性. 以此, 通过在高能量灯泵调 Q Cr,Tm,Ho:YAG 激光器谐振腔内加入 $\lambda/4$ 波片, 较好地补偿了激光晶体的热退偏效应, 降低了系统损耗, 获得了激光能量提高 24% 以上的实验效果.

- [1] Bai Y X, Yu J, Petzar M, Chen S, Trieu B, Lee H, Singh U 2009 *CLEO OSA Technical Digest(CD)* CWH5
- [2] Li C, Shen D Y, Song J 2000 *SPIE OSAKA, JAPAN* Nov 01-05, 1999 274
- [3] Kurtev S Z, Denchev O E, Savov S D 1993 *Appl. Opt.* **32** 278
- [4] Hans J E, Andreas H, Ralf M, Andreas S 1993 *Appl. Phys.* **26** 1884
- [5] Sun Z P, Li R N, Bi Y, Bo Y, Yang X D, Chen Y H, Guo L, Hou W, Zhang H B, Cui D F, Xu Z Y 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 339
- [6] Ou Q F, Chen J G, Feng G Y 2004 *Chinese J. Lasers* **31** 797(in Chinese) [欧群飞, 陈建国, 冯国英 2004 中国激光 **31** 797]
- [7] Zhou L Z, Zhang S S, Zhang S D 1980 *Acta Phys. Sin.* **29** 594 (in Chinese) [周良智, 张珊珊, 张守都 1980 物理学报 **29** 594]
- [8] Rice D K, Koechner W 1970 *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-6** 557
- [9] Cen Z F, Li X T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5785(in Chinese) [岑兆丰, 李晓彤 2010 物理学报 **59** 5785]
- [10] Clarkson W A, Felgate N S, Hanna D C 1999 *Opt. Lett.* **24** 820

Numerical simulation and experimental study of thermal-induced-depolarization in 2 μm Cr,Tm,Ho:YAG laser*

Li Zhe Jiang Hai-He[†] Wang Li Yang Jing-Wei Wu Xian-You

(Anhui institute of optics and fine mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

(Received 20 April 2011; revised manuscript received 3 May 2011)

Abstract

The theory of thermal-induced-depolarization is analyzed, the distribution of depolarization is numerically simulated, and the result is verified by the polarized light interferometry. The experimental result is coincident with the numerical simulation, which shows that the distribution of depolarization in the cross section of Cr,Tm,Ho:YAG is crisscross, and increases with the pump energy increasing. The direction of the worst depolarization is 45° with respect to the polarization direction of the polarizer. According to the numerical simulation, we employ a $\lambda/4$ -plate to compensate the depolarization of a high-energy Cr,Tm,Ho:YAG laser. The pulse energy increases by 24% after compensation.

Keywords: Cr,Tm,Ho:YAG, thermal-induced-depolarization, numerical simulation, interference of polarized light

PACS: 42.81.Gs, 77.22.Ej, 97.82.Cp

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 90922003) and the Innovation Key Program of Chinese Academy of Sciences(Grant No. KJCX2-EW-NO7).

[†] E-mail: hjjiang@aiofm.ac.cn