

2.94 μm Er:YAG 激光热效应数值模拟及实验研究

杨经纬¹ 王 礼¹ 吴先友¹ 江海河^{1,2}

(¹ 中国科学院安徽光学精密机械研究所, 安徽 合肥 230031)
(² 中国科学技术大学光学与光学工程系, 安徽 合肥 230026)

摘要 理论分析了 Er:YAG 激光晶体的热退偏效应, 模拟计算了该晶体棒端面退偏的分布, 并进行了偏光干涉实验验证。结果表明, 数值模拟和实验结果完全一致, 热退偏效应随抽运能量增大而增强, 退偏分布呈十字形, 最大退偏发生在晶体棒端面上与起偏器偏振方向成 45° 方位处。同时, 还阐明了一种利用临界稳定腔来测量灯抽运脉冲 Er:YAG 激光器有效热透镜焦距的简单方法, 测量出不同抽运功率下 Er:YAG 晶体的等效热焦距。

关键词 激光器; Er:YAG; 热退偏效应; 数值模拟; 热透镜效应; 热焦距

中图分类号 O434.3 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS201232.0614002

Numerical Simulation and Experimental Study on Thermal Effects of 2.94 μm Er:YAG Laser

Yang Jingwei¹ Wang Li¹ Wu Xianyou¹ Jiang Haihe^{1,2}

(¹ Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei, Anhui 230031, China)
(² Department of Optics and Optical Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230026, China)

Abstract The theory of thermal-induced-depolarization is analyzed. The distribution of depolarization is numerically simulated, and the result is verified by the experiment of the polarized light polarization interference. The experimental result is consistent with the numerical one, which shows that the distribution of depolarization in the cross section of Er:YAG rod is a crisscross and increases with the pump energy. The direction of the worst depolarization is along 45° angle with the polarization. A simple way is illustrated to measure the thermal lens focal length of the lamp-pumped Er:YAG laser with the critical stability condition of the cavity. The equivalent thermal focal length of Er:YAG crystal under different pump powers is also measured.

Key words lasers; Er:YAG; thermal-induced-depolarization; numerical simulation; thermal lens; thermal focal length

OCIS codes 140.3300; 140.3500; 140.3538; 140.6810

1 引 言

在固态激光材料中, Er:YAG 作为中红外激光激活晶体近年来受到人们的关注。这主要是由于 Er^{3+} 离子的 $^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ 跃迁可以产生 2.94 μm 波长的激光, 该波长与水的吸收峰的光谱位置正好重叠, 这一性质使钇激光在生物和医学等领域有广阔的应用前景^[1]。同时该波长的激光可用做光参量振

荡器的抽运光源, 获得 3~12 μm 的可调谐中红外激光^[2], 在光电对抗中具有十分重要的应用价值。发展高能量、窄脉宽的 2.94 μm 参量振荡抽运光源技术, 对扩大 2.94 μm 激光和 3~12 μm 光参量振荡激光应用领域和提升探测的距离与精度十分重要。但是由于钇激光增益低, 灯抽运转效率低, 大量抽运能量以热能形式沉积在晶体内部, 由此造成

收稿日期: 2011-11-29; 收到修改稿日期: 2012-01-18

基金项目: 国家自然科学基金(90922003)资助课题。

作者简介: 杨经纬(1985—), 男, 硕士研究生, 主要从事激光技术方面的研究。E-mail: yjw480@gmail.com

导师简介: 江海河(1961—), 男, 硕士, 研究员, 主要从事激光物理、激光技术及应用等方面的研究。

E-mail: hjiang@aiofm.ac.cn(通信联系人, 中国光学学会会员号: S040160747S)

较强的热效应会引起热致双折射、热透镜效应等问题,严重影响激光的输出功率及输出光斑质量。其中激光晶体的热致双折射使线偏激光产生热退偏,当线偏光通过偏振元件时会产生极大的损耗,直接影响激光器输出功率的提高和光斑形状;而激光晶体的热透镜效应将造成输出激光的发散角变大造成输出功率下降等问题。随着抽运功率的提高,这些热效应问题会越来越严重,最终将直接影响激光器的整体性能。目前,Er:YAG 晶体热效应的相关报道不多见,对钕激光热效应特别是由其造成的线偏激光热退偏特性需要进一步的研究。

本文通过理论分析 Er:YAG 晶体的热退偏效应和退偏特性,应用数值模拟方法给出 Er:YAG 晶体端面的退偏度分布,开展了实验对计算结果的验证,并利用腔的临界稳定条件的方法测量出不同抽运功率下 Er:YAG 晶体的热透镜焦距的平均值。

2 理论分析及数值模拟

2.1 热致双折射

2.1.1 理论模型

固体激光器只能将极少部分的抽运能量转化为激光输出,尤其是灯抽运激光器。Er:YAG 激光晶体吸收的抽运能量除了少部分产生激光输出和被冷却系统带走的能量以外,大部分转化为热量沉积在晶体内部。由于冷却系统冷却的不均匀性造成晶体内部存在温度差和热应力,根据光弹性效应理论,在立方晶系的 YAG 晶体内,晶体内部存在温度差和热应力,将造成晶体内折射率分布的不均匀性,从而引起热应力双折射现象的出现。在激光器输出线偏振激光过程中,热应力双折射会造成严重的退偏损耗,将影响谐振腔内的光学均匀性及激光模式。对于圆棒晶体,其热致双折射计算公式为^[3]

$$B_i = \Delta n_r - \Delta n_\phi = \frac{n_0^3 Q \alpha}{2K} (C_\phi - C_r) r_0^2, \quad (1)$$

式中 Δn_ϕ 和 Δn_r 为其偏振折射率的光弹性变化, n_0 为中心折射率, K 为热传导率, r_0 为棒半径, α 为热膨胀系数, Q 为单位体积均匀发热的速率, C_r 和 C_ϕ 为光弹性系数的函数,其中:

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

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

$$C_\phi = \frac{(10\nu - 6)P_{11} + 2(11\nu - 5)P_{12}}{32(\nu - 1)}, \quad (3)$$

式中 P_a 为晶体吸收的总热量, L 为晶体的长度, ν 为晶体的泊松比, P_{11} 、 P_{12} 、 P_{44} 为晶体的光弹系数。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^[4~7]

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} L (\Delta n_r - \Delta n_\phi), \quad (4)$$

处于正交的起偏器与检偏器之间的 Er:YAG 晶体,其线偏振光的透射强度为^[8]

$$d_{\text{biref}} = \frac{I_{\text{out}}}{I_{\text{in}}} = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right), \quad (5)$$

式中 θ 为起偏器与一个双折射主轴的夹角。由(5)式可以看出,晶体端面上各点处的退偏能量损耗与热致双折射造成的相位差有关,也与其所在半径及方位有关。

2.1.2 数值模拟

以氙灯抽运 Er:YAG 棒为例进行数值模拟计算。取 Er:YAG 激光晶体棒半径 $r_0 = 2.5$ mm, 长度 $L = 125$ mm, 泊松比 $\nu = 0.3$, 热膨胀系数 $\alpha = 7.8 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, 热导率 $K = 14 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$, 中心折射率 $n_0 = 1.79$, 光弹系数 $P_{11} = -0.029$, $P_{12} = 0.0091$, $P_{44} = -0.0615$ 。按照实验数据,取晶体吸收的热量 P_a 分别为 25.2、44.8、70.0 W。偏光干涉图案实验中的照射光源为 1064 nm 波长的光纤激光。用 Matlab 软件模拟出 Er:YAG 晶体的热退偏分布,对晶体棒端面各点的退偏情况进行数值计算。在不同吸收热量 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。

从图 1 可看出不同抽运功率下退偏光斑的区别,Er:YAG 晶体的退偏程度随着吸收热量的增加而变大。抽运功率越大,棒内积累热量造成的温差变大,热应力也随着增强,热效应引起的相对相位差就变大,光斑的畸变就越严重,透射光出现明显的偏光干涉图案,其分布呈十字形,十字臂平行或垂直于入射光的偏振方向。退偏图案中位于 $\theta = 0^\circ$ 和 $\theta = 90^\circ$ 轴线上未发生退偏,呈现消光影带;位于 $\theta = 45^\circ$ 方位的退偏最严重,同时退偏程度还与选取点距离棒中心的半径大小有关。

发生热致双折射的激光晶体中,位于 $\theta = 0^\circ$ 轴线上线偏光的偏振方向在该点折射率椭球的径向主轴上, $\theta = 90^\circ$ 轴线上线偏光的偏振方向在该点折射率椭球的切向主轴上,位于折射率椭球主轴上的偏振光经过晶体后只产生一定的相位延迟,未发生退

偏振。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主轴上产生线偏振光,由于热致双折射导致径向和切向主轴折射率不同,所以通过介质后两偏振分量之间会产生相位差

而发生退偏,退偏的部分经过检偏器时受到损耗,形成偏光干涉光斑。退偏程度越严重,则干涉图中亮区尺寸越大,亮度越高。

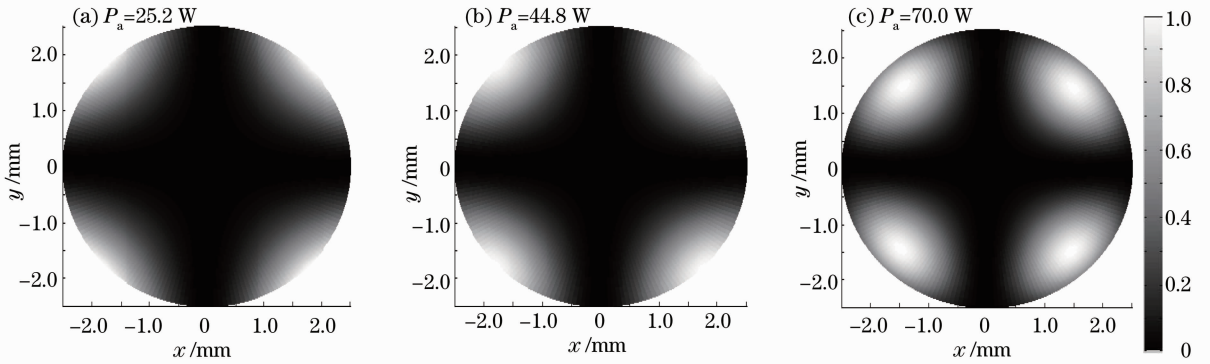


图1 退偏度在晶体端面上的模拟分布

Fig. 1 Simulated depolarization in the distribution of crystal-side surface

2.2 热焦距

2.2.1 理论模型

在固体激光器里,激光棒中的热透镜效应对激光器的性能有很大的影响,因此人们在热透镜的测量上做了大量的研究,关于热焦距的测量已有很多测量方法^[9~14],这些测量方法在端面抽运固体激光器中得到了应用,但是在侧面抽运的固体激光器中应用这些方法测量热焦距会产生较大的误差。为了能够简单、准确地测量出灯抽运 Er:YAG 激光器的热焦距,应用临界稳定腔热焦距测量方法^[15],利用谐振腔的临界稳定条件计算出有效热透镜的焦距,通过增加抽运功率找出谐振腔从稳定腔到非稳腔的临界点,通过公式计算出相应抽运功率下的有效热焦距值,此方法操作简单且精确度高。在自行研制的灯抽运激光系统中,应用该方法成功地测量出抽运功率在 400~1100 W 时 Er:YAG 晶体的等效热透镜焦距值。

由于灯抽运的功率会在整个棒上积累大量的热量,导致激光棒内产生热梯度分布,引起热应力产生的折射率沿半径方向呈抛物线分布,且由 Er:YAG 晶体特性可知为正类透镜元件。在热效应严重的激光系统中,激光棒可以近似为一个正透镜加两块折射率为 n_0 的各向同性介质,透镜有效焦距为 f ,激光棒整体长度为 l ,激光棒的折射率为 n_0 ,主面离透镜的距离可以表示为^[16]

$$L_1 = x_1 + \frac{l}{2n_0}, \quad L_2 = x_2 + \frac{l}{2n_0}, \quad (6)$$

式中 x_1 和 x_2 分别表示两个腔镜到激光棒端面的距离。则谐振腔的稳定条件可表示为

$$0 < g_1 g_2 = \left(1 - \frac{L_1}{f}\right) \left(1 - \frac{L_2}{f}\right) < 1. \quad (7)$$

2.2.2 计算分析

从(7)式可以看出,谐振腔的稳定条件只与热透镜焦距和激光腔腔长有关。对于非对称平平腔,即 $L_1 \neq L_2$,通过理论计算可知,随着热透镜焦距 f 值的减小,谐振腔稳定曲线从 $g_1 g_2 = 1$ 向 $g_1 g_2 = 0$ 过渡。为了简化实验的操作,限定 $0 < g_1 < 1$,使 L_1 小于 f ,当 $L_2 < f$ 时,即 $0 < g_2 < 1$,谐振腔为稳定腔;当 $L_2 = f$ 时,即 $g_2 = 0$,谐振腔为界稳腔;当 $L_2 > f$ 时, $g_2 < 1$,谐振腔变为非稳腔。从上述分析可以看出,随着抽运功率逐渐增加,激光介质的热效应越来越明显,造成热透镜焦距不断缩短,使谐振腔从稳定腔向界稳腔转变最后变成非稳腔,当谐振腔变成非稳腔时,激光将会停止振荡,该点就是谐振腔稳定区的临界稳定点,此时在该抽运功率下对应的激光棒热焦距值便可等效成 L_2 :

$$f = L_2 = x_2 + \frac{l}{2n_0}. \quad (8)$$

3 实验研究

3.1 偏光干涉退偏实验及结果分析

为了验证数值模拟结果,对 Er:YAG 晶体在不同抽运条件下的退偏振情况展开了研究,实验装置如图 2 所示。由于常用的 532 nm 和 632.8 nm 两种波长的激光处于 Er:YAG 晶体的吸收区,衰减很大,无法使用这两种激光作为透射光穿透 Er:YAG 晶体形成干涉,实验中采用了 1064 nm 的 SP-20P 光纤激光器作为透射光源,Er:YAG 对 1064 nm 波长的透射率大于 80%,远大于上述两种波长的光。由于光

纤激光器输出光束半径只有 0.5 mm,不能充满 Er:YAG 晶体整个端面。为了扩大其输出光束半径,使用焦距 $f_1 = 20$ mm 和 $f_2 = 100$ mm 的两个凸透镜组成的扩束镜,对光纤激光光束进行扩束。Er: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,水温为 (295 ± 1) K,重复率为 5 Hz。Er: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。扩束后的透射光束通过氙灯 ($\phi 8$ mm \times 100 mm) 抽运的 Er:YAG 晶体 ($\phi 5$ mm \times 125 mm),经过 M1、M2 对 1064 nm 的 45° 全反镜的反射,透过 1064 nm 中心波长窄带滤光片 M3,降低了噪声光对数据采集的影响,最后利用 XENICS XEVA-973 电荷耦合器件(CCD)接收并显示其输出光斑。

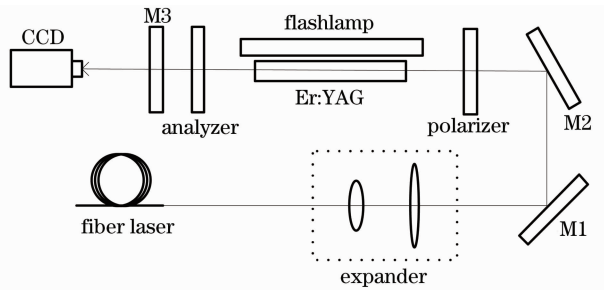


图 2 偏光干涉实验装置图

Fig. 2 Experimental setup of polarized light interference

当 Er: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,此时 CCD 探测器中没有

光斑显示,一旦 Er: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。

当抽运功率分别为 315、560、875 W 时,激光系统输出的偏光干涉光斑图案如图 3 所示,按一般灯抽运激光系统中的功率转化率 8% 转化为晶体棒的热量,可以估算 3 种抽运功率下晶体吸收热功率分别为 25.2、44.8、70.0 W。由图 3 可见输出的热退偏干涉光斑呈十字形,与数值模拟图 1 形状基本吻合。在十字形对应的晶体区域,热致双折射(径向或切向)轴与起偏器的偏振方向同向,热致双折射只会引起偏振光的相位迟滞,而不会引起偏振旋转,即偏光干涉图中位于 $\theta = 0^\circ$ 和 90° 轴线上的线偏振光未发生退偏振,所以未形成干涉亮光斑;位于 $\theta = 45^\circ$ 轴线上的线偏振光退偏最严重,光斑也是最亮。随着抽运功率的增加,Er:YAG 晶体中沉积的热量不断增加,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,在抽运功率为 875 W 时偏光干涉最为明显,当抽运功率超过 875 W 时,由于晶体的热透镜效应不断增加,Er:YAG 晶体相当于一个焦距不断缩短的正透镜,从而使激光光束发生聚焦,输出光斑不断减小。考虑到实验系统的安全性,防止 Er:YAG 激光晶体产生热应力损伤,实验没有继续提高抽运功率,所以就没有观察到大功率下较强热致退偏引起的偏光干涉环现象。

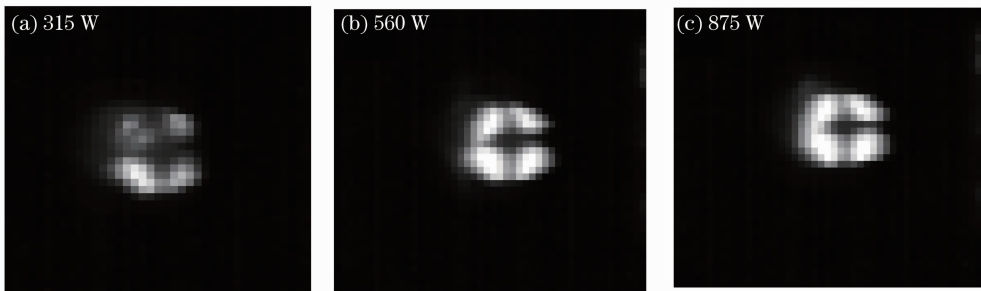


图 3 CCD 探测晶体偏光干涉光斑图

Fig. 3 Light spot of polarized light interference with different pump powers detected by CCD

3.2 临界稳定腔热焦距实验及结果分析

根据临界稳定腔热焦距测量方法,设计了利用非对称平平腔灯抽运 Er:YAG 激光系统,通过临界稳定腔状态(或条件)测量激光晶体的热焦距,测量实验装置如图 4 所示。其中 Er:YAG 晶体棒的尺寸为 $\phi 5$ mm \times 125 mm, M1 为平面镜输出镜,对

2940 nm 光的反射率为 15%, M2 为平面镜外侧镀有 2940 nm 的高反膜,Er: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,水温为 (295 ± 1) K,重复频率 5 Hz,并且在紧接激光棒两端处分别放置直径为 4.5 mm 的光阑,用以抑制谐振腔在稳定区临界稳定点输出功率的波动。

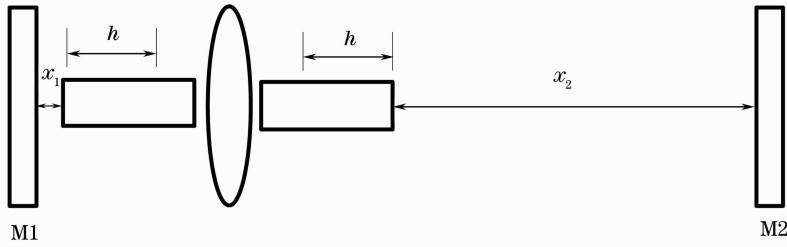


图 4 测量激光晶体热焦距实验图

Fig. 4 Experimental schematic of measuring the thermal focal length of work medium

随着抽运功率的不同,激光棒的热焦距大小也会随之改变,这相当于在激光谐振腔内加入一个焦距可变的透镜。由于固体激光器谐振腔只在某段抽运区域内稳定,因此在实际测量中,固定激光棒端面到腔镜 M1 之间的位置 x_1 不变,即保证 L_1 的值不变,只需改变腔镜 M2 的位置,即改变腔镜 M2 与激光棒端面间距 x_2 ,同时保证 x_2 始终大于 x_1 ,便可从实验中测得一系列中红外激光输出功率降为零时对应的抽运功率,将 x_2 以及激光棒的长度 l 值代入(8)式,通过计算便可以得到不同抽运功率下的热透镜焦距 f 值。

固定腔镜 M₁ 与激光棒端面间距 $x_1 = 72$ mm, 即 $L_1 = 95$ mm, 对 Er:YAG 激光的热透镜焦距进行测量, x_2 分别取 328、368、408、448、488、528、568 mm, 由测量结果计算出的 f 值拟合的曲线如图 5 所示,从图中可以看出热焦距随抽运功率的增加而减小,即热透镜现象随着抽运功率的增加而越来越明显。这是由于抽运功率的增加,激光棒内的热积累增加,造成热透镜效应现象越明显,导致使得激光棒端面的透镜形变严重,形成的热焦距就越来越小。

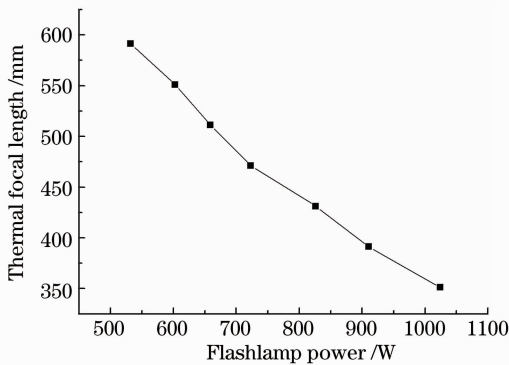


图 5 热透镜焦距随抽运功率的变化关系

Fig. 5 Thermal focal length versus flashlamp pump power

4 结 论

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,建立晶体热致双折射模型,利用 Matlab 软件模拟计算 Er:YAG 晶体棒端面各点的热退偏分布,解释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 Er:YAG 晶体对可见光的强烈吸收区,实现并利用红外 CCD 探测到晶体偏光干涉实验的干涉图案,获得了与数值模拟结果完全一致的实验结果,验证了模拟的正确性。与此同时,还利用了腔的临界稳定条件来测量脉冲灯抽运 Er:YAG 激光器有效热透镜焦距值,获得了不同重复率下钕激光热透镜焦距随抽运功率变化的曲线图。通过对钕激光棒在不同抽运功率下晶体热效应问题的研究,为调 Q 激光器研制等应用提供了准确的设计参数。

参 考 文 献

- Huang Lilei, Wang Yanqi, Chen Jiqin *et al.*. Energy transfer of Er³⁺ and Cr³⁺ to Tm³⁺ ion in YAG crystals[J]. *Acta Optica Sinica*, 1994, **14**(9): 931~935
黄莉蕾, 王彦起, 陈继勤 等. YAG 晶体中 Cr³⁺→Tm³⁺, Er³⁺→Tm³⁺ 的能量转移[J]. *光学学报*, 1994, **14**(9): 931~935
- Wang Li, Wu Xianyou, Li Zhe *et al.*. Progress of the nonlinear crystal and device of the mid - infrared optical parametric oscillator[J]. *Laser Technology*, 2011, **35**(4): 433~439
王 礼, 吴先友, 李 哲 等. 中红外光参变振荡非线性晶体及器件研究进展[J]. *激光技术*, 2011, **35**(4): 433~439
- Yan Lianshan, Zhang Shiwen. Polarized combination of high power laser beams[J]. *Laser & Infrared*, 2000, **30**(2): 81~83
闫连山, 张世文. 高功率激光偏振合成特性研究[J]. *激光与红外*, 2000, **30**(2): 81~83
- Laser Crystals Reaserach Group, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences. Thermally induced birefringence in YAG rods in the [001] direction[J]. *Acta Physica Sinica*, 1977, **26**(2): 93~99
中国科学院上海光学精密机械研究所激光晶体研究组. [001]取向 YAG 激光棒的热致双折射效应[J]. *物理学报*, 1977, **26**(2): 93~99
- Ou Qunfei, Chen Jianguo, Feng Guoying *et al.*. Analyses of thermal depolarization in ring laser diode array side-pumped rod layer[J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(7): 797~801
欧群飞, 陈建国, 冯国英 等. 环形激光二极管抽运激光棒的热致

- 退偏分析[J]. 中国激光, 2004, **31**(7): 797~801
- 6 Chen Lin, Hou Xia, Lu Yutian. Analog calculation and evaluation of LDA direct side-pumping[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(7): 825~828
 谌霖, 侯霞, 陆雨田. 激光二极管阵列侧面直接抽运方式的模拟计算和效果评估[J]. 光学学报, 2002, **22**(7): 825~828
- 7 Zhang Xiang, Su Likun, Cai Qing. Analysis of thermal effect and experimental test of beam wavefront aberration in all solid-state Nd:YAG laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(3): 802~807
 张翔, 苏礼坤, 蔡青. 全固态 Nd:YAG 激光器热效应及输出光束波前像差分析[J]. 光学学报, 2010, **30**(3): 802~807
- 8 S. Z. Kurtev, O. E. Denchev, S. D. Savov. Effects of thermally induced birefringence in high-output-power electro-optically Q-switched Nd:YAG lasers and their compensation[J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(3): 278~285
- 9 B. Ozygus, Q. Zhang. Thermal lens determination of end-pumped solid-state lasers using primary degeneration modes[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, **71**(18): 2590~2592
- 10 W. Koechner. Thermal lensing in a Nd:YAG laser rod[J]. *Appl. Opt.*, 1970, **9**(11): 2548~2553
- 11 Guo Ruixiang, Li Fengqin, Xie Changde *et al.*. Method for indirect measuring thermic focal length of laser crystalline[J]. *Chinese J. Lasers*, 2001, **28**(8): 721~724
 郭蕊香, 李凤琴, 谢常德等. 一种间接测量全固化激光器热焦距的方法[J]. 中国激光, 2001, **28**(8): 721~724
- 12 Yuanbin Wang, Baoshan Wang, Yong Bo *et al.*. High efficiency, high power QCW diode-side-pumped Nd:YAG ceramic laser at 1064 nm based on domestic ceramic[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2010, **8**(12): 1144~1146
- 13 Pan Sunqiang, Liu Chong, Zhao Zhigang *et al.*. Thermal effects and thermal focal length measurement of laser diode end-pumped solid-state lasers [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(10): 2445~2450
 潘孙强, 刘崇, 赵智刚等. 激光二极管端面抽运固体激光器的热效应和热透镜焦距测量[J]. 中国激光, 2010, **37**(10): 2445~2450
- 14 Zheng Yaohui, Wang Yajun, Peng Kunchi. Thermal lens determination in solid-state laser by using astigmatic cavity[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(9): 0908006
 郑耀辉, 王雅君, 彭堃堃. 一种利用像散腔测量热透镜焦距的方法[J]. 中国激光, 2011, **38**(9): 0908006
- 15 Geng Aicong, Zhao Ci, Bo Yong *et al.*. A method for measuring thermal focal length of LD side pumped laser crystal[J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, **57**(11): 6987~6991
 耿爱丛, 赵慈, 薄勇等. 一种测量二极管侧面抽运固体激光器热焦距的方法[J]. 物理学报, 2008, **57**(11): 6987~6991
- 16 W. Koechner. Solid-State Laser Engineering [M]. Sun Wen Transl. Beijing: Science Press, 2002. 184~186
 W. Koechner. 固体激光工程[M]. 孙文译. 北京: 科学出版社, 2002. 184~186

栏目编辑: 宋梅梅