

端面抽运固体激光器热透镜效应的实验研究

关 俊[†] 李金萍 程光华 陈国夫 侯 洵

(中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学技术国家重点实验室, 西安 710068)

(2003 年 7 月 3 日收到, 2003 年 9 月 24 日收到修改稿)

提出一种易于实现、对激光器本身没有干扰、高空间精度、可实时测量介质热透镜的干涉测量方法. 并利用此方法全面研究了端面抽运 Nd:YVO₄ 激光器的热透镜效应, 为认识激光介质的热效应和设计此类激光器提供了参考.

关键词: 热透镜, 端面抽运, 固体激光器

PACC: 4255R, 4260, 4225H

1. 引 言

二极管固态激光器(DPSSL)由于其效率高、光束质量好、体积小、寿命长、稳定性好等优点, 在测量、遥感、数据存储、医学等领域有着广泛的应用. 端面抽运的 DPSSL 以其抽运光经聚焦后可实现与 TEM₀₀ 模体积的匹配、大大提高激光器的转换效率, 以及利用光纤耦合时能够实现抽运源与激光器的有效分离等优点, 近年来成为人们研究的热点. 然而固体激光器特别是 Nd:YVO₄ 和 Nd:YAG 等的强烈的热效应严重影响了激光器的稳定性、输出功率、光束质量和效率, 所以热效应问题成为研究的重点之一. 关于热透镜焦距的测量, 已经有很多方法见诸报道^[1-9], 这些方法大致可以分为两类: 一类是利用热透镜对腔和光束参数的影响而进行间接测量; 另一类就是利用探测光进行直接测量. 间接测量不但其测量的时间和空间精度很差, 而且很难用于弱热透镜效应的测量, 而类似文献 7 中的光探针方法不但只能用于侧面抽运的系统, 而且其测量的时间和空间精度也很有限; 文献 4, 8, 9 等也提出利用干涉法直接测量热透镜的焦距, 但其装置复杂难以调整, 而且有的还需要在腔内插入附加的光学元件, 这便增大了损耗而影响了激光系统本身. 本文提出了一种易于实现的高时空精度、对激光器本身没有干扰的热透镜焦距测量方法, 并且利用此方法较为全面地

研究了不同情况下端面抽运 Nd:YVO₄ 激光器的热透镜效应的变化规律.

2. 热透镜焦距的测量原理

激光介质中产生热的原因有^[10] 1) 抽运带和激光上能级间的能量差以热的形式散逸到基质中, 引起所谓的量子亏损热. 2) 激光的下能级和基态间的能量差产生热耗散. 3) 荧光过程的量子效率小于 1, 因猝灭机理产生热. 4) 宽带抽运光中, 分布在紫外和红外谱带的成分被基质吸收后转变成热. 而激光介质吸收热后就会产生热致折射率改变、端面的变形和热致双折射, 这三方面的因素就构成了激光介质的热透镜效应, 即

$$f_{th}^{-1} = f_{tho}^{-1} + f_{end}^{-1} + f_{bi}^{-1}, \quad (1)$$

其中 f_{th} 为总的热透镜焦距, f_{tho} , f_{end} , f_{bi} 依次为热致折射率改变、端面效应和热致双折射所导致的热透镜焦距. 而这三方面的影响因素都可以归结为加上热载荷前后激光介质对传输光所造成的光程差(OPD)所致. 考虑在腔内的一个往返, 以激光介质的轴线方向为 z 轴, 则在离介质轴心 r 处, 加抽运后, 由其热效应所造成的与抽运前的光程差为^[12]

$$\text{OPD}(r) = 2 \left[\int_0^l \frac{dn}{dt} \pi(r) dz + (n_0 - 1) \Delta u(r) + \sum_{i,j=1}^3 \int_0^l \frac{\partial n}{\partial \epsilon_{ij}(r)} dz \right], \quad (2)$$

[†]E-mail: davidkwan78@hotmail.com; 电话: 029-8484268.

式中 l 为介质的长度, $n(r)$ 为介质中离轴线距离为 r 处的温度, n_0 为介质的折射率, $\Delta u(r)$ 为介质在离轴 r 处的轴向长度变化量, $\varepsilon_{ij}(r)$ 为热致应变张量中的元素. 可以看出(2)式右端包含了导致激光介质中的热透镜效应的三方面的因素: 第一项为温度引起的折射率变化即热色散, 第二项代表介质的端面变形即端面效应, 而第三项为热致双折射.

在假设激光介质中的热透镜为理想薄透镜的前提下, 测出射光的相位差 $\Delta\Phi_f$ 与热透镜焦距 f_{th} 之间的关系为^[4]

$$\Delta\Phi_f = \frac{kr^2}{2f_{th}}, \quad (3)$$

其中 k 为入射光的波数, r 代表激光棒的半径. 而

$$\Delta\Phi_f = k \cdot \Delta OPD, \quad (4)$$

式中 ΔOPD 定义为 $\Delta OPD = OPD(r) - OPD(0)$; 其中 $OPD(r)$ 为距离激光棒轴为 r 处抽运前后的光程差, $OPD(0)$ 表示激光棒轴处的光程差. 在抽运光光斑中心与激光棒轴心重合的前提下有

$$f_{th} = \frac{r^2}{2\Delta OPD}. \quad (5)$$

由此可以看出: 对于特定的激光器只要测出其 ΔOPD 就可以得出热透镜的焦距 f_{th} . 而对于像 Nd:YVO₄ 等这些导热性相对较差的激光晶体, 为了增大散热面积通常都切割成 $a \times a \times b$ 的形式; 由于抽运光斑通常为圆形, 这些长方体的激光晶体在处理热透镜焦距的问题上可以近似看成圆柱形的激光棒, 从图 2 所示的干涉图样也可以看出这种近似的合理性.

对于 ΔOPD 的测量, 可以利用介质的前后面入射光的反射所形成的干涉条纹来确定, 相邻两明暗条纹的光程差为半个波长 $\lambda/2$, 相邻两条明(暗)条纹的光程差一个波长 λ . 所以只要得出特定点与热透镜的轴线之间的明暗条纹数 n , 即可由

$$\Delta OPD = n \cdot \lambda/2 \quad (6)$$

得出. 所以有

$$f_{th} = \frac{r^2}{n\lambda}. \quad (7)$$

在此我们认为要考虑热透镜的范围应是整个激光棒的截面内, 即在利用最小二乘法得出热透镜的焦距 f_{th} 时 r 的取值范围应为 $[0, r_0]$, r_0 为激光棒的半径或等效半径. 这是因为从文献[11, 12]所给出的干涉图样以及本实验所测得的干涉图样(如图 2 所示)中, 可以看出在整个激光棒的截面中干涉条纹都具有相似性和均匀性, 没有出现文献[4, 11, 13]所

说的在干涉图样中, 对应于抽运光斑的范围内和范围外的干涉条纹之间具有较大畸变, 而致使晶体中对应于抽运光斑之外的部分不具有透镜的特性. 而且在这种情况下所得出的热透镜焦距与文献[6]中根据腔的稳定性所测结果是相一致的. 至于文献[4]中干涉条纹的不均匀变形, 除了其作者所认为是由于抽运光的轴线与激光晶体的轴线不重合外, 可能还与所采用的探测光的倾斜入射有关.

3. 实验研究

3.1. 实验装置

图 1 为本实验的装置示意图. 最大输出功率为 15W 的激光二极管 LD(OPC-BO15-808-FCPS, Opto Power Corp.) 经准直聚焦系统耦合到激光晶体表面时的光斑半径为 0.58mm. 激光晶体为福建物质结构研究所生产的掺 Nd 浓度为 0.5at% 的 a 轴切割 Nd:YVO₄, 尺寸为 3mm × 3mm × 5mm, 晶体侧面涂上

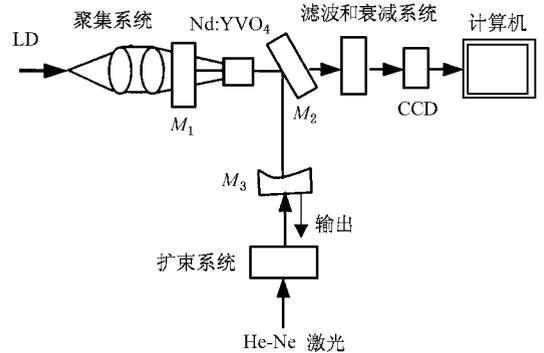


图 1 实验装置示意图

银粉后放入周围有冷却水的铜制热沉中, 在本实验中冷却水通过温控仪使其温度控制在 19℃. M_1 , M_2 , M_3 构成激光器的谐振腔, 其中 M_1 为平面镜外侧镀有 808nm 增透(AR)膜内侧镀有 808nm AR, 1064nm 高反(HR)膜; M_2 亦为平面镜内侧镀有 1064nm 的 45°HR 膜; M_3 为 $R = 1500$ mm 的凹面输出镜, 对 1064nm 光的透过率为 10%. 采用 632.8nm 的 He-Ne 光作为探测光, 由于该探测光的功率很低 (< 10 mW) 且 632.8nm 不在 Nd:YVO₄ 的吸收光谱之中, 所以认为它对激光的运行没有影响. He-Ne 光经扩束后的光斑半径为 4mm, 通过 M_3 经 M_2 反射后入射到激光晶体, 在晶体前后面的反射光形成干涉,

干涉图样经滤波衰减系统(滤掉 808nm 和 1064nm 的光后再对 6328nm 进行衰减),进而直接打到与计算机相连的电荷耦合器件(CCD)(Baseler A101p)上后显示在计算机上.

3.2. 实验结果与分析

图 2(a)–(f)的抽运功率依次为 0, 2.4, 3.8, 7.0, 8.6 和 12.0W 时在最大输出条件下的干涉图样. 干涉图样中产生整体畸变的原因有晶体本身结构的不均匀性和四方晶系的 YVO_4 本身的各向异性、以及冷却装置在晶体周围的冷却效率不相同等;而各图中底部叠加有斜条纹,这是由于探测光在 M_1 上的反射与晶体前表面的反射光之间形成的干涉与晶体的前后面之间的干涉图样叠加所致. 这一点我们在实验中已经证实;而且通过直接在晶体的前表面上镀 1064nm 的高反膜作为腔镜可以消除这些条纹,但这些条纹的存在不影响热透镜焦距的测量.

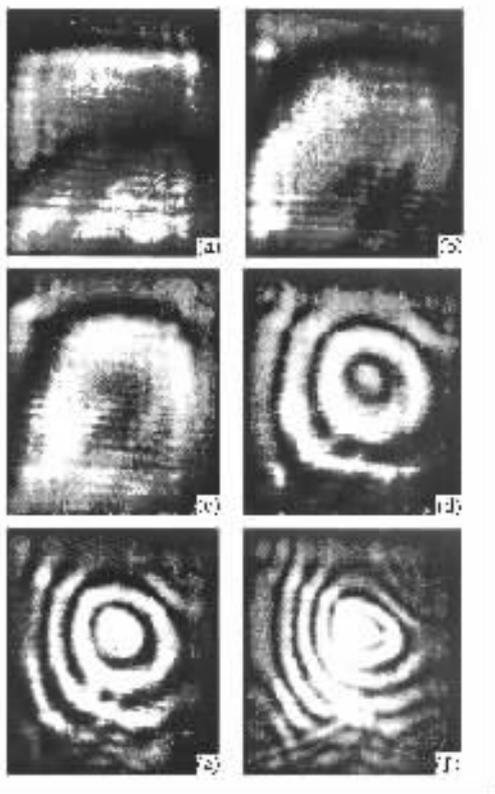


图 2 晶体前后表面之间的干涉图样 (a)–(f)的抽运功率依次为 0, 2.4, 3.8, 7.0, 8.6 和 12.0W

3.2.1. 最大输出和无输出时热透镜效应随抽运功率的变化关系

图 3 为在最大输出和无输出时晶体中的热透镜随抽运功率的变化关系. 图中的计算值是根据热透

镜焦距的理论计算公式^[14]

$$f_t = \frac{\pi k_c \omega_p^2}{P_{th} (dn/dt)} \left(\frac{1}{1 - \exp(-\alpha l)} \right) \quad (8)$$

计算而得. 式中 f_t 为热透镜的焦距, k_c 为热传导率, ω_p 为抽运光的光斑半径, dn/dt 为热光系数, α 为激光介质的吸收系数, l 为介质的长度; P_{th} 为抽运光中转化为介质的热载荷的功率, 其由 $P_{th} = P_{in} \eta_{abs} \eta_b$ 给出, P_{in} 为抽运功率, η_{abs} 为介质对抽运光的吸收率, η_b 为吸收的能量转化为热量的转化率. 对于掺杂浓度为 0.5% 的 Nd:YVO₄ 来说式中各参数的取值为 $k_c = 0.054 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$, $\omega_p = 0.58 \text{ mm}$, $dn/dt = (4.7 \pm 0.6) \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, η_b 约为 20%^[5], $\alpha = 14.8 \text{ cm}^{-1}$, $\eta_{abs} = 98\%$, $l = 5 \text{ mm}$.

从图 3 中可以看出: 在抽运功率趋向于 0 时, 不论是最大输出还是无输出时, 晶体的热透镜焦距都迅速上升, 而且远大于理论计算值; 而随着抽运功率的增加, 两种条件下的热透镜焦距都小于理论值. 这是因为在抽运功率低时晶体中的热载荷较小, 还不足以在晶体中形成热透镜. 从图 2 可以看出在抽运功率为 2.4W 时晶体还不具备透镜性质, 而在抽运功率加大到 3.8W 时晶体才开始具备热透镜性质, 也就是说只有抽运功率及热载荷大到一定程度时晶体中才呈现热透镜效应. 而在利用理论公式计算热透镜的焦距时, 由于其认为在任何抽运功率下

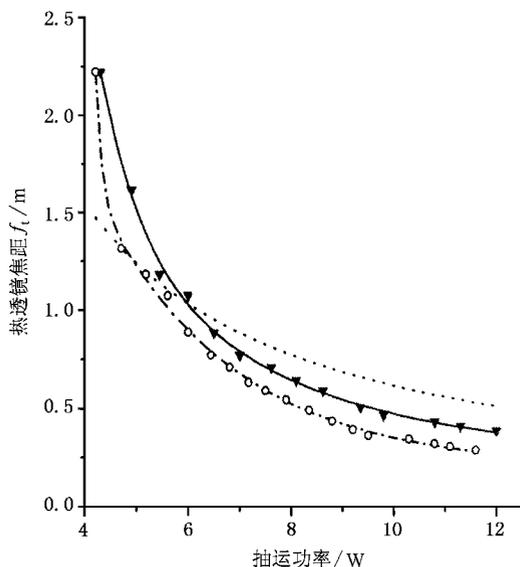


图 3 最大输出和无输出时热透镜焦距与抽运功率之间的关系 (▼为最大输出时的测量值, —为对最大输出测量值的拟合,为理论计算值, - - -为对无输出时测量值的拟合, ○为无输出时的测量值)

晶体都呈现薄透镜性质,这也就导致了在抽运功率较低时理论值与实际测量值之间有很大的差别.从而也说明在抽运功率较低时认为晶体中的热透镜为理想的薄透镜是不合适的,在这种情况下计算其热透镜焦距也是没有实际意义的.也可以说这时晶体中还不具备热透镜性质,因而晶体中的热透镜效应对应的抽运功率具有一定的“阈值”,只有在抽运功率大到一定的程度时晶体中才开始具有热透镜性质.这一“阈值”的大小是由晶体本身特性、抽运系统特性和冷却系统特性三方面因素所决定的.在本实验条件下,这一“阈值”在3.8W附近.

如图3所示,根据测量结果,采用非线性拟合可以得出端面抽运周边冷却Nd:YVO₄的热透镜焦距的经验公式

$$f_{\text{exp}} = f_0 + A_1 \exp\left(\frac{P_0 - P_{\text{in}}}{t_1}\right) + A_2 \exp\left(\frac{P_0 - P_{\text{in}}}{t_2}\right), \quad (9)$$

其中 f_{exp} 为热透镜焦距(单位为m), P_{in} 代表抽运功率(单位为W),在本实验条件下各常数的取值如下:最大输出时 $f_0 = 0.26$, $P_0 = 1.95$, $A_1 = 17.88$, $t_1 = 0.78$, $A_2 = 2.11$, $t_2 = 3.52$;而无输出时 $f_0 = 0.20$, $P_0 = 3.29$, $A_1 = 2 \times 10^4$, $t_1 = 0.09$, $A_2 = 1.98$, $t_2 = 2.61$.即最大输出和无输出时,晶体中的热透镜焦距都随着抽运功率的增加呈现指数衰减的关系.

3.2.2. 端面效应在整个热透镜效应中所占的比重

从图3可以看出,随着抽运功率的增加,最大输出和无输出时热透镜焦距都逐渐小于理论值,最终理论和实验值之差与理论值的比值趋向于稳定.这是因为理论计算只考虑了热透镜效应中热色散部分,而忽略的端面效应和热致双折射即(1)式中的后两项.在这里我们认为利用(8)式的计算值 f_{thc} 相当于(1)式中的热色散部分 f_{tho} ,而实验的测量值 f_{thm} 则为总的热透镜焦距 f_{th} ,则(1)式转化为

$$f_{\text{thm}}^{-1} = f_{\text{thc}}^{-1} + f_{\text{end}}^{-1} + f_{\text{bi}}^{-1}, \quad (10)$$

由于四方晶系的Nd:YVO₄晶体本身就有很强的双折射性,在此可以忽略其热致双折射.则(10)式变为

$$f_{\text{thm}}^{-1} = f_{\text{thc}}^{-1} + f_{\text{end}}^{-1}. \quad (11)$$

由(11)式可知端面效应在整个热透镜效应中所占的比重为

$$\xi = \frac{f_{\text{end}}^{-1}}{f_{\text{thm}}^{-1}} = \frac{f_{\text{thm}}^{-1} - f_{\text{thc}}^{-1}}{f_{\text{thm}}^{-1}} = \frac{f_{\text{thc}}^{-1} - f_{\text{thm}}^{-1}}{f_{\text{thc}}^{-1}} \times 100\%. \quad (12)$$

图4所示是 ξ 随抽运功率的变化关系,从图中

可以看出, ξ 随着抽运功率的增加而增加最终稳定在24.5%左右.这是因为在抽运功率较低即晶体的热载荷较小时,晶体中的温度梯度较小,相应地晶体中的热应力和应变梯度很小,可以认为这时主要是整体膨胀而几乎没有端面变形.即在抽运功率较低时热色散在整个热透镜效应中占主导地位;而随着抽运功率的增加,晶体中的温度梯度和应力应变梯度逐渐增大,端面效应逐渐显示出来并且在整个热效应中的权重趋向于一定值.需要指出的是,在图4中所给出的实验数据是最大输出时的测量值,之所以没有研究无输出时的情况是因为:认为由(8)式所得出的计算值是最大输出时的热色散所导致的热透镜焦距即 f_{tho} ,而由图3可以看出在实际测量中无输出时的热透镜焦距要比最大输出时小20%—35%,即由(8)式所得出的计算值不能代表无输出时的热色散效应,所以在这种情况下无法研究无输出时的端面效应,进一步改进实验是我们下一步工作的目标.

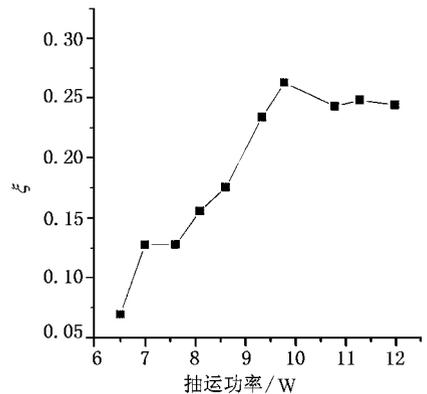


图4 端面效应在整个热透镜效应中所占的比重 ξ 随抽运功率的变化关系

无输出时的热透镜效应之所以更为严重是因为在无输出时激光介质的上能级的量子效率降低、量子损耗增加,而且文献[9]还认为在无输出时俄歇复合、多光子衰减和浓度猝灭都相对于有输出下增加,致使在相同的抽运条件下无输出时介质的热载荷较大,因而其热透镜效应也更为严重.由此也可以看出,热透镜效应不但与抽运光有关而且还与振荡光有关.

3.2.3. 抽运功率一定时热透镜与输出功率的关系

如图5和图6所示是在抽运功率一定时从最大输出到无输出时介质热透镜焦距的变化;图5的抽运功率为7.4W,而图6则是在抽运功率为10.4W时

的测量结果. 实验中由于腔的稳定性的敏感性, 暂时无法测得更为详细的实验数据, 因而无法知道热透镜焦距在这一过程中的确切的变化规律, 但从图 5 和图 6 可以看出, 在输出功率开时减小时热透镜焦距减小即热透镜效应增加较为缓慢, 而在快接近

无输出时热透镜效应则迅速增强. 这也反映了介质中量子损耗在这一过程中的变化趋势. 在输出功率开始降低时增加较为缓慢, 而在接近无输出时则迅速增加.

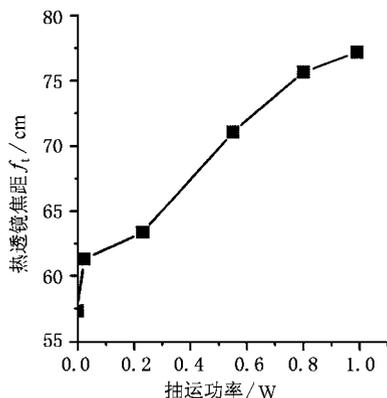


图 5 抽运功率为 7.4W 时热透镜焦距随输出功率的变化关系

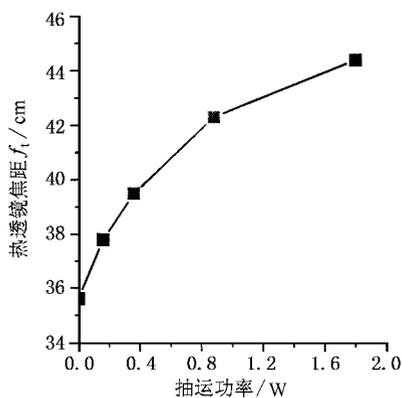


图 6 抽运功率为 10.4W 时热透镜焦距随输出功率的变化关系

4. 结 论

采用一种装置简单易于实现(甚至于在粗测时可以不采用 CCD 和计算机)高时空精度的热透镜的测量方法, 较为详细地研究了端面抽运的 Nd:YVO₄ 激光器的热透镜效应. 由实验结果可以看出, 晶体中的热透镜效应比我们想像的要严重, 而且尽管在

理论计算和实验测量中我们都假定晶体中的热透镜为理想的薄透镜, 但实际上如图 2 所示, 热透镜并非理想的薄透镜, 这就给热透镜的补偿带来了困难. 虽然通常的补偿方法如文献 [15] 等有很多其他方面的优点, 但由于其都是在假设热透镜为理想薄透镜的基础上进行的, 因而其无法补偿热透镜中的非理想薄透镜部分. 而文献 [16] 中所提出的利用双晶体的“自补偿”则可以在很大程度上解决这一困难.

- [1] Ozygus B and Erhard J 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 1361
 [2] Bernd O and Zhang Q C 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 2590
 [3] Beat N *et al* 1995 *IEEE J. Quantum Electronics.* **31** 1082
 [4] Peng X Y *et al* 2001 *Opt. Eng.* **40** 1100
 [5] Zhang C B *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1517 (in Chinese) [张潮波等 2002 物理学报 **51** 1517]
 [6] Liu J H *et al* 1999 *Chin. Phys. Lett.* **16** 181
 [7] Zhang X Y *et al* 2000 *Chin. J. Lasers A* **27** 777 (in Chinese) [张行愚等 2000 中国激光 **A 27** 777]
 [8] Blows J L and Daves J M 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 2901
 [9] Blows J L *et al* 1998 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **10** 1727

- [10] Lü B D 2002 *Solid-State Lasers* (Beijing: Beijing University of Posts and Telecommunications Press) p92 (in Chinese) [吕百达 2002 固体激光器件(北京:北京邮电大学出版社)第 92 页]
 [11] Pfister C *et al* 1994 *IEEE J. Quantum Electronics* **30** 1605
 [12] Tidwell S C *et al* 1992 *IEEE J. Quantum Electronics* **28** 997
 [13] Weber R *et al* 1998 *IEEE J. Quantum Electronics* **34** 1046
 [14] Innocenzi M E *et al* 1982 *Appl. Phys. Lett.* **56** 1831
 [15] Zhang G Y *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1495 (in Chinese) [张光寅等 2000 物理学报 **49** 1495]
 [16] Guan J *et al* 2003 *Acta Photonica Sinica* **32** 1418 (in Chinese) [关俊等 2003 光子学报 **32** 1418]

Experimental study on thermal lensing of end-pumped solid-state lasers

Guan Jun Li Jin-Ping Cheng Guang-Hua Chen Guo-Fu Hou Xun

(*State Key Laboratory of Transient Optics Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Science, Xi'an 710068, China*)

(Received 3 July 2003; revised manuscript received 24 September 2003)

Abstract

A laser interferometry method of measuring the thermal lensing of end-pumped solid-state lasers is proposed. This method provides a way easy to be carried out is real-time, having no influence on laser system, with a high spatial resolution for diagnosing thermal lensing. By this method, thermal lensing of end-pumped Nd:YVO₄ laser is studied in detail. And this work provide a means for studying the thermal effects of laser medium and designing lasers of this kind.

Keywords: thermal lensing, end-pumped, solid-state lasers

PACC: 4255R, 4260, 4225H