

文章编号: 0258-7025(2010)09-2404-05

# 激光二极管抽运 Nd:YAG 晶体准三能级的热效应研究

李 健 陈 锋 张海娟 黄春霞 滑文强 张 玉

(山东师范大学物理与电子科学学院现代光学实验室, 山东 济南 250014)

**摘要** 对激光二极管(LD)端面抽运圆柱状 Nd:YAG 晶体产生 946 nm 激光的热效应进行了分析,考虑了晶体的三能级结构和腔内传播功率分布,修改了热转换系数,得出了更符合实际的晶体内部温度场分布。在抽运功率为 15 W 时,晶体端面中心的温度由未修改参数前的 156.83 °C 变为 246.7 °C,提高了 89.87 °C。对修改参数前后的热焦距进行了计算对比,并对热焦距进行了实验测量,实验结果与理论结果基本吻合。该方法适用于准三能级、三能级激光热效应研究,分析及计算结果为 LD 端面抽运的固体激光器件的热效应研究及谐振腔优化设计提供一定的参考。

**关键词** 激光器;热效应;准三能级;热转换系数

中图分类号 TN248.1 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL20103709.2404

## Research of Quasi-Three-Level Thermal Effect of Laser-Diode-Pumped Nd:YAG Crystal

Li Jian Chen Feng Zhang Haijuan Huang Chunxia Hua Wenqiang Zhang Yu

(Laboratory of Modern Optics, College of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan, Shandong 250014, China)

**Abstract** The thermal effect of 946 nm laser generated by laser-diode (LD) pumping the columniform Nd:YAG crystal is analyzed. After considering the quasi-three-level structure of the crystal and the distribution of transmission power in the cavity, a more actual temperature field in the crystal is obtained by revamping the heat conversion coefficient. The temperature of the crystal facet center becomes 246.7 °C from the previous 156.83 °C before revamping the parameter and increases 89.87 °C. The thermal focal lengths before and after revamping the parameter are calculated and measured. The experimental result accords with the theoretical result basically. The method can be applied to the laser thermal effect research of quasi-three-level and three-level. The analysis and the result can be referred to the thermal effect research of the solid state laser end-pumped by the LD and the optimal design of resonant cavity.

**Key words** lasers; thermal effect; quasi-three-level; heat conversion coefficient

## 1 引 言

Nd:YAG 由于其优良的特性成为当前最常用的激光晶体之一,室温下 Nd:YAG 在近红外区有 3 条明显的荧光谱线,能级跃迁和中心波长为: ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ , 946 nm,  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ , 1064 nm,  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ , 1320 nm。对 Nd:YAG 晶体热效应的研究很多<sup>[1~7]</sup>, 通过建立激光晶体的热传导模型,计算了激光晶体内部温度场分布和由端面形变引起的光程差,计算了激光晶体由于热效应产生的热焦距,并通过实验

进行了验证。但文献所描述的晶体内部温度场分布仅限于针对抽运四能级产生 1064 nm 红外激光来说的,当进行激光二极管(LD)抽运 Nd:YAG 晶体产生 946 nm 红外激光然后倍频三硼酸锂(LBO)产生蓝光的实验时,发现热效应严重,出光效率较低。利用 Matlab 软件对晶体的热效应进行了实验模拟<sup>[4]</sup>,发现模拟结果与实验数据差别较大。究其原因,可能是:1) 946 nm 波长属于准三能级系统跃迁,其下能级是基态的分裂子能级,因此室温下激光下能级

收稿日期:2009-12-24;收到修改稿日期:2010-01-27

作者简介:李 健(1963—),男,教授,硕士生导师,主要从事全固态激光器件和非线性光学等方面的研究。

E-mail:lijianchina2003@yahoo.com.cn

仍有粒子数,存在严重的再吸收损耗。2) 由于激光谱线的受激发射截面为  $4.0 \times 10^{-20} \text{ cm}^{-2}$ , 约为 1064 nm 受激发射截面的 1/9, 激光阈值较高。于是本文重新对热传导方程进行了分析优化, 数值求解, 得出了更精确的结果, 并通过实验进行了热焦距的测量, 实验结果与理论结果基本吻合, 该结果不仅适用于准三能级的 Nd:YAG 晶体产生 946 nm 激光, 也适用于其他三能级的激光晶体的热效应分析。

## 2 模拟温度场的分布

选择的 Nd:YAG 晶体为圆柱形, 模型如图 1 所示。

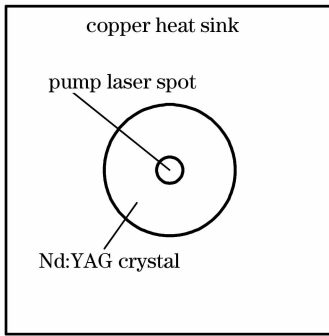


图1 圆柱形晶体热模型简图

Fig.1 Schematic diagram of cylindrical laser crystal thermal model

激光晶体的内部遵循泊松方程

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = k \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + q_v, \quad (1)$$

$$q_v = \frac{2\eta P_{in} \alpha}{\pi \omega^2 [1 - \exp(-\alpha l)]} \exp\left(-2 \frac{r^2}{\omega^2}\right) \exp(-\alpha z), \quad (2)$$

式中  $q_v$  为热沉积, 即单位时间在单位体积中产生的热量,  $l$  为激光晶体的长度,  $\alpha$  为晶体的吸收系数,  $k$  为晶体的导热系数,  $T$  为晶体内部温度场,  $\eta$  为由荧光量子效应和热损耗决定的热转换系数,  $P_{in}$  为抽运输入功率,  $r$  为晶体半径。

(2) 式中的  $\eta$  以前在文献中都是采用  $\eta = 1 - (\lambda_p/\lambda_s)$  表示, 但在研究准三能级结构晶体的热效应时此取值不够精确, 在文献[2] 中给出了热转换系数的更一般的表达式

$$\eta = 1 - \eta_p \left[ (1 - \eta_i) \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_f} + \eta_i \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \right], \quad (3)$$

式中  $\eta_p$  为抽运量子效率, 代表吸收的抽运光光子数用于形成粒子数反转的百分比;  $\eta_i$  为激光提取效率, 表示激光上能级的粒子数用于受激发射的比例;  $\eta_r$  为辐射量子效率, 代表激光上能级的粒子以辐射途

径衰落到低能级的百分比;  $\lambda_p, \lambda_f, \lambda_s$  分别为抽运光、平均荧光和激光波长, 平均荧光波长  $\lambda_f = \sum \beta_i \lambda_i$ ,  $\lambda_i$  和  $\beta_i$  分别为荧光跃迁波长和对应的分支比。通常情况下, 抽运能级上的粒子会以快速的多声子弛豫过程布居到激光上能级, 所以可以认为  $\eta_p = 1$ , 对于四能级的 1064 nm 的 Nd:YAG 激光, 激光提取效率比较高, 可以认为  $\eta_i = 1$ , 这时热转换系数  $\eta = 1 - (\lambda_p/\lambda_s)$ , 与常用的表达式相同, 但是对于准三能级的 946 nm 激光来说, 激光的提取效率  $\eta_i$  较小, 因此在实际的计算中  $\eta$  不能近似取 1, 而必须进行更精确的求解, 计算过程为<sup>[8]</sup>

$$\eta = \frac{Q_{st}}{Q_{st} + Q_{sp} + Q_{nr}}, \quad (4)$$

式中  $Q_{st}, Q_{sp}, Q_{nr}$  分别为单位时间内激光上能级用于受激发射、荧光发射和无辐射跃迁的粒子数密度, 可表示为

$$Q_{st} = W_{em}(N_2 - N_1), \quad (5)$$

$$Q_{sp} = N_2/\tau_{rad}, \quad (6)$$

$$Q_{nr} = N_2/\tau_{nr}, \quad (7)$$

式中  $\tau_{rad}$  和  $\tau_{nr}$  分别为激光上能级的辐射寿命和无辐射寿命, 它们与激光上能级的寿命  $\tau$  满足关系

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{nr}}, \quad (8)$$

将(5)~(8)式代入(4)式得到

$$\eta = \frac{W_{em}(N_2 - N_1)}{W_{em}(N_2 - N_1) + (N_2/\tau)}, \quad (9)$$

式中  $N_1$  和  $N_2$  的值由连续激光的稳态速率方程给出

$$\frac{dN_1}{dt} = -W_{abs}N_1 + f_a W_{em}N_2 - f_a W_{em}N_1 - \frac{N_1 - N_1^0}{\tau}, \quad (10)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{abs} \frac{N_1}{f_a} - W_{em}N_2 + W_{em}N_1 - \frac{N_2}{\tau}, \quad (11)$$

$N_1$  和  $N_2$  分别表示基态能级  $^4I_{9/2}$  的最高子能级(激光下能级)和激光上能级  $^4F_{3/2}$  的粒子数密度, 其中  $f_a$  为玻尔兹曼因子, 表示基态能级  $^4I_{9/2}$  的最高子能级斯塔克子能级的粒子数占整个基态能级粒子数的比例,  $N_1^0 = N^0 f_a$  为无抽运时激光下能级的粒子数密度。

在激光稳定连续输出时  $\frac{dN_1}{dt} = 0, \frac{dN_2}{dt} = 0$ , 可以根据(10), (11) 式得出  $N_1$  和  $N_2$  的表达式为

$$N_1 = \frac{(W_{em}\tau + 1)f_a}{W_{abs}\tau + (f_a + 1)W_{em}\tau + 1} N^0, \quad (12)$$

$$N_2 = \frac{\tau(W_{abs} + W_{em}f_a)}{W_{abs}\tau + (f_a + 1)W_{em}\tau + 1} N^0, \quad (13)$$

将(12),(13)式代入  $\eta_l$  的表达式中得到

$$\eta_l = \frac{W_{em}}{W_{em}\tau + 1} \times \left( \tau - \frac{f_a}{W_{abs}} \right), \quad (14)$$

式中  $W_{abs}$  和  $W_{em}$  分别为抽运光受激吸收几率和激光受激发射几率,它们的表达式为

$$W_{abs} = I_p(x, y, z)\sigma_{abs}/(h\nu_p), \quad (15)$$

$$W_{em} = I_s(x, y, z)\sigma_{em}/(h\nu_s), \quad (16)$$

式中  $\nu_p, \nu_s$  分别为抽运光和激光的频率,  $\sigma_{abs}, \sigma_{em}$  分别为激光晶体的受激吸收截面和受激发射截面。抽运光与激光的强度为

$$I_p(x, y, z) = P_p(z)\varphi_p(x, y, z), \quad (17)$$

$$I_s(x, y, z) = P_s(z)\varphi_s(x, y, z), \quad (18)$$

式中  $P_p(z), P_s(z)$  分别为抽运光和激光在晶体内的传播功率,

$$\varphi_p(x, y, z) = \frac{2}{\pi w_p^2(z)} \exp\left[-2 \frac{r^2}{w_p^2(z)}\right], \quad (19)$$

$$w_p(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}}, \quad (20)$$

式中  $z_0 = n_0 w_0^2 \pi / \lambda_p$ ,

$$\varphi_s(x, y, z) = \frac{2}{\pi w_s^2(z)} \exp\left[-2 \frac{r^2}{w_s^2(z)}\right]. \quad (21)$$

在计算中采用平凹腔,输入镜为平镜,输出镜的曲率半径  $R=50$  mm,腔长  $L=30$  mm,(21)式的  $w_s$  可计算为

$$w_s = [(\lambda/\pi)^2 L(R-L)]^{1/4}. \quad (22)$$

输出功率与传播光强的关系<sup>[9]</sup>

$$P_{out} = AT_r I_+, \quad (23)$$

式中  $A$  为激光光束的有效截面面积,  $T_r$  为谐振腔输出镜对946 nm激光的透射率。晶体内传播方向上传播光强变化很小,基本不发生变化,在稳定工作时  $I_+ = I_-$ , 这样

$$I_s(x, y, z) = I_+ + I_- = 2I_+ = \frac{2P_{out}}{AT_r} = \frac{2P_{in}K}{\pi w_s^2}, \quad (24)$$

将上述公式化简代入(3)式中,得到

$$\eta = 1 - \eta_p \left\{ \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_l} + \left\{ \frac{\frac{P_{in}K}{T_r} \frac{2}{\pi w_s^2} \frac{\sigma_{em}}{h\nu_s}}{1 + \tau \frac{P_{in}K}{T_r} \frac{2}{\pi w_s^2} \frac{\sigma_{em}}{h\nu_s}} \left[ \tau - \frac{f_a}{P_{in} \exp(-\alpha z) \frac{2}{\pi w_p^2} \exp\left(-2 \frac{r^2}{w_p^2}\right) \frac{\sigma_{abs}}{h\nu_p}} \right] \right\} \left\{ \left( \frac{\lambda_p}{\lambda_l} - \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \right) \right\} \right\}, \quad (25)$$

将(25)式代入(2)式中求出

$$q_v = \frac{2P_{in}\alpha}{\pi w^2 [1 - \exp(-\alpha l)]} \exp\left(-2 \frac{r^2}{w^2}\right) \exp(-\alpha z) \times \left\{ 1 - \eta_p \left\{ \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_l} + \left\{ \frac{\frac{P_{in}K}{T_r} \frac{2}{\pi w_s^2} \frac{\sigma_{em}}{h\nu_s}}{1 + \tau \frac{P_{in}K}{T_r} \frac{2}{\pi w_s^2} \frac{\sigma_{em}}{h\nu_s}} \times \left[ \tau - \frac{f_a}{P_{in} \exp(-\alpha z) \frac{2}{\pi w_p^2} \exp\left(-2 \frac{r^2}{w_p^2}\right) \frac{\sigma_{abs}}{h\nu_p}} \right] \right\} \left\{ \left( \frac{\lambda_p}{\lambda_s} - \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \right) \right\} \right\} \right\}, \quad (26)$$

式中  $K$  为光-光转换效率。计算中选取的晶体半径为  $r=1.5$  mm,晶体长度为6 mm,激光晶体掺杂原子数分数为1.0%,热传导系数为  $k=13$  W/(m<sup>2</sup>·K),晶体的折射率  $n_0=1.82$ ,LD抽运功率为  $P_{in}=15$  W,抽运光的高斯半径  $w_p=320$  μm。考虑边界散热条件,运用Matlab软件进行数据模拟,得到了修改参数前后晶体内部温度的稳态场分布如图2,3所示。

从图4可以更直观地看出修改参数后晶体中心与侧面的温度变化的对比。由图4可以看出,在修改了参数  $\eta$  后,晶体端面中心的温度变为246.7 °C,较未修改参数前的温度156.83 °C提高了89.87 °C,

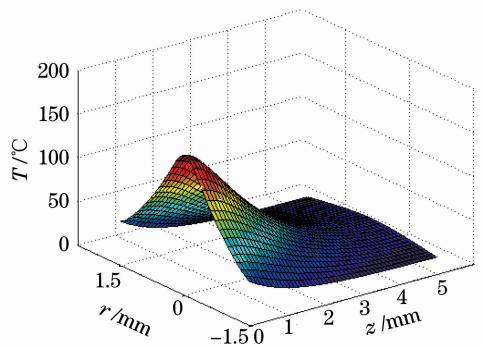


图2 修改参数前晶体内部的温度场

Fig. 2 Temperature field distribution diagram before revamping the parameter

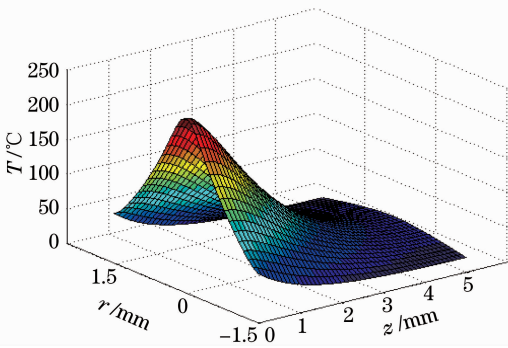


图 3 修改参数后晶体内部的温度场

Fig.3 Temperature field distribution diagram after revamping the parameter

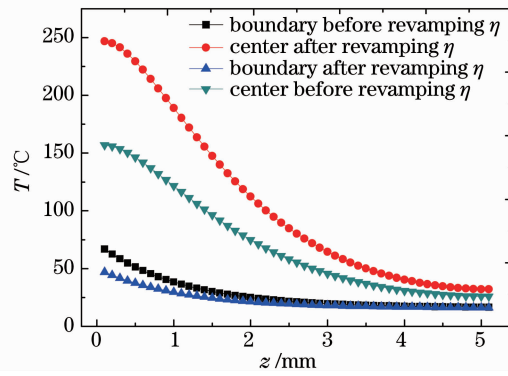


图 4 晶体中心轴及侧表面上温度的变化

Fig.4 Thermal distortion of center and side facet of crystal

修改参数后得到的晶体内部的温度变化更能真实反映晶体内部温度场的分布。

### 3 热焦距的实验数据与理论值

在计算了晶体内部温度场的分布后,分别在不同的功率下计算了修改参数前后的热焦距<sup>[4]</sup>。为了

表 2 不同抽运功率下热焦距的计算值和测量值

Table 2 Calculated and measured thermal focal lengths versus different input powers

Input power /W	After revamping the parameter $\eta$ /mm	Before revamping the parameter $\eta$ /mm	Measured thermal focal length /mm
10	217.3770	356.1221	198.2
15	144.9132	237.4024	118.9
20	108.6883	178.0468	79.3

由表 2 可以看出,在修改参数前后热焦距的数值发生了较大的变化,修改参数后的热焦距数值说明了在激光抽运准三能级晶体 Nd:YAG 时存在较强的热效应,与实验得出的结论基本吻合,但是在计算结果与测量数值间还有一定的差距,原因是在计算过程中没有考虑传播功率随晶体内部位置的变化;而且随着抽运功率的增加,晶体的热应力也相应增

验证理论结果,通过图 5 所示的实验装置按照文献 [10]中的干涉条纹法对热焦距的数值进行了测量。

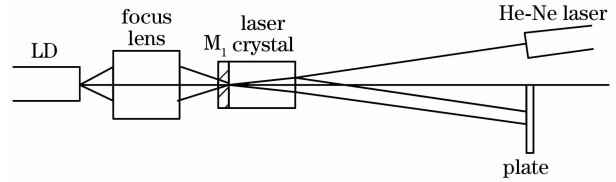


图 5 干涉条纹法测量热透镜的实验装置

Fig.5 Setup of measuring the heat lens using interference board

图 5 中 LD 为美国相干公司生产的 FAP-System™ 型光纤耦合输出半导体激光器,发射中心波长为 808 nm,最大输出功率为 30 W,光纤输出孔径  $D=0.8$  mm,数值孔径为 0.22;光纤输出的激光经聚焦耦合系统进行聚焦耦合,聚焦比例为 1:0.8,晶体放入紫铜块内采用循环水冷却。

晶体内部的热焦距计算为<sup>[10]</sup>

$$f = r^2 / (2m\lambda), \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (27)$$

式中  $f$  为热透镜的焦距, $\lambda$  为激光波长, $m$  为干涉观察板上消失的条纹数目。在实验过程中逐渐增大抽运功率,测得的条纹消失数目的具体数值如表 1 所示。

表 1 不同抽运功率下消失的条纹数目

Table 1 Number of disappeared stripe versus different input powers

Input power /W	Number of disappeared stripe
10	6
15	10
20	15

根据表 1 中所测数据利用(27)式得到对应的热焦距的数值与理论数值如表 2 所示。

大,在计算中忽略了热应力的影响,这些都导致了测量值与计算值相比偏小。

### 4 结 论

Nd:YAG 晶体在产生 946 nm 激光时属于准三能级结构,激光提取效率较低,在抽运功率中有相当大的比例转化为热,会产生比较严重的热效应。但

在以前的研究中,采用的热转换系数偏低,无法准确反映真实的晶体内部的热效应。本文对 LD 抽运 Nd:YAG 晶体产生 946 nm 激光的热效应进行了更精确的分析,考虑了晶体的三能级结构和腔内传播功率分布,修改了热转换系数,数值求解得到了更真实反映晶体内部热效应的温度场分布,在不同的功率下求出了参数修改前后的热焦距,并通过实验测量,得到的实验结果与理论结果基本吻合。对于晶体热效应的分析,不仅适用于准三能级的结构,也适用于三能级结构的热效应的分析,这些理论分析及计算结果能够对 LD 端面抽运的固体激光器件的热效应研究及谐振腔优化设计提供有益的参考。

### 参 考 文 献

- 1 Shi Peng, Li Jinping, Li Long *et al.*. Influence of pump light distribution on thermal effects within Nd:YAG microchip laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(5):643~646  
史 彭,李金平,李 隆等. 抽运光分布对 Nd:YAG 微片激光器热效应的影响[J]. *中国激光*, 2008, **35**(5):643~646
- 2 Zhang Shuaiyi, Huang Chunxia, Yu Guolei *et al.*. Thermal effect of laser crystal by laser diode end-pumped [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(3):333~337  
张帅一,黄春霞,于果蕾等. 激光二极管端面抽运激光晶体的热效应[J]. *中国激光*, 2008, **35**(3):333~337
- 3 Shi Peng, Li Long, Gan Ansheng *et al.*. Thermal effect of rectangle composite YAG-Nd:YAG Laser crystal by LD end-pumped [J]. *J. Optoelectronics · Laser*, 2006, **17**(12):197~201  
史 彭,李 隆,甘安生等. LD 端面抽运矩形截面 YAG-Nd:YAG 复合晶体热效应[J]. *光电子·激光*, 2006, **17**(12):197~201
- 4 Li Jian, Hua Wenqiang, Huang Chunxia *et al.*. Thermal effect of LD end-pumped laser crystal rods based on convective heat-transfer about side surface [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(7):1754~1758  
李 健,滑文强,黄春霞等. 基于边界对流传热的 LD 端面抽运圆柱形晶体的热效应[J]. *中国激光*, 2009, **36**(7):1754~1758
- 5 Song Xiaolu, Li Bingbin, Wang Shiyu *et al.*. Transient thermal effect in pulsed laser diode end-pumped solid-state laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(11):1476~1482  
宋小鹿,李兵斌,王石语等. 脉冲激光二极管端面抽运全固态激光器热效应瞬态过程[J]. *中国激光*, 2007, **34**(11):1476~1482
- 6 M. Sovizia, R. Massudia. Thermal distribution calculation in diode pumped Nd:YAG laser rod by boundary element method [J]. *Optics & Laser Technology*, 2007, **39**(1):46~52
- 7 Walter Koechner. Solid-State Laser Engineering [M]. Beijing: Science Press, 2002. 357~358  
W. 克希耐尔. 固体激光工程[M]. 北京:科学出版社, 2002. 357~358
- 8 Zu Ningning. Theoretical Study of LD End-Pumped Continuous Wave Nd:GdVO<sub>4</sub> Laser [D]. Changchun: Jilin Unisersity, 2009. 93~99  
祖宁宁. LD 端面泵浦连续 Nd:GdVO<sub>4</sub> 激光的理论研究[D]. 长春:吉林大学, 2009. 93~99
- 9 Zhou Bingkun. Laser Principle [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2005. 172~173  
周炳琨. 激光原理[M]. 北京:国防工业出版社, 2005. 172~173
- 10 Yang Yongming, Guo Zhen, Wang Shiyu *et al.*. A new method called interference stripe method for measuring the whole thermal focal lens in LD end pumped Nd:YAG crystal [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(2):202~204  
杨永明,过 振,王石语等. 干涉条纹法测量 LD 端面泵浦 Nd:YAG 热透镜焦距[J]. *光子学报*, 2005, **34**(2):202~204