

文章编号 : 0258-7025(2002)08-0673-04

# 大功率 LD 端抽运 Nd:YAG Z 型腔内 热效应补偿的研究

尹丽娜, 陈莹, 陈檬, 李港

(北京市激光技术实验室 北京工业大学, 北京 100022)

**提要** 在 Z 型谐振腔内加入一个凸透镜,用以补偿增益介质的热透镜效应,并通过实验验证了其可行性。最大输出功率达到 1.14W,斜效率为 9.95%。

**关键词** 大功率,LD 端抽运,Z 型腔,热效应补偿

**中图分类号** TN 248.1+3 **文献标识码** A

## Study on Thermal Effect Compensation of High-power LD-end-pumped Nd:YAG Z-cavity

YIN Li-na, CHEN Ying, CHEN Meng, LI Gang

(Beijing Lab. of Laser Technology, Beijing Polytechnic University, Beijing 100022)

**Abstract** In this paper, a convex-lens is inserted in the Z-cavity, which is used to compensate for the thermal-lens effect in gain-medium. The experiments verify its feasibility. The maximum output power is 1.14 W, and the slope efficiency is 9.95%.

**Key words** high-power, LD-end-pumped, Z-cavity, thermal effect compensation

## 1 引言

自进入 90 年代以来,随着大功率半导体激光器(LD)的发展,半导体抽运固体激光器(DPSSL)以其体积小、效率高、长寿命和全固态等优点成为新型激光器的发展热点。但随着抽运功率的增大,晶体的热效应越来越显著,甚至成为一个致命因素<sup>[1]</sup>。尤其是在纵向抽运的情况下,如果抽运功率较大时,激光器根本不能实现振荡,晶体的热效应成为实现 DPSSL 大功率化的最终限制因素之一。因此,如何补偿热效应的影响成了当前亟待解决的问题。

国内外许多专家学者纷纷提出了计算激光晶体的热透镜焦距的解析表达式<sup>[2,3]</sup>,还有许多文献分别讨论了热效应对克尔透镜锁模的影响<sup>[4,5]</sup>,但是,对热效应的补偿问题却未见诸报道。

本文针对半导体激光器纵向抽运的 YAG Z 型谐振腔,在谐振腔内加入克尔介质是为进一步研究大功率 LD 端抽运的自锁模激光器作准备),运用腔的传输矩阵理论,分三种情况进行数值分析:不考虑热透镜效应时的情况,考虑热透镜效应时的情况,考虑热效应同时加入补偿透镜后的情况。通过分析说明,在有热效应存在的情况下,加入补偿透镜使稳区范围大大提高。在此基础上,我们选择了一套腔参数,进行了一系列实验,在加入补偿透镜后,实现了 LD 纵向抽运的 YAG Z 型谐振腔的高效率连续运转,实验结果证明了理论分析的正确性。

## 2 理论分析和数值计算

图 1 为 LD 端抽运的 YAG Z 型谐振腔,LD→光

收稿日期 2001-05-31;收到修改稿日期 2001-07-30

基金项目 国家科技部资助项目。

作者简介 尹丽娜(1976.10—),女,河北深州人,在读硕士生,主要从事激光技术、超短脉冲方面的研究。E-mail: yinlina7610

纤 →  $L_1$  →  $L_2$  →  $M_1$  是抽运光路,  $M_1$  → YAG →  $M_2$  → KM →  $M_3$  →  $M_4$  构成振荡光路。YAG 的一端  $M_1$  镀 1064 nm 的全反膜和 808 nm 的增透膜, 另一端镀 1064 nm 的增透膜。 $M_2, M_3$  为凹面镜, 曲率半径为  $r$ ;  $M_4$  为输出镜; KM 为克尔介质, 实验中所用为钛宝石晶体;  $L$  为补偿透镜。 $l_1, l_3$  分别为两臂长度,  $l_2$  为小腔 ( $M_2$  镜与  $M_3$  镜之间) 的几何长度,  $l_{22}$  为  $M_2$  到 KM 表面的距离,  $l_4$  为 YAG 晶体的长度,  $l$  为 KM 晶体的长度。 $\theta$  为像散补偿角。

以 KM 晶体某一端面为参考面写出谐振腔内子午面和弧矢面上光束传输的往返矩阵

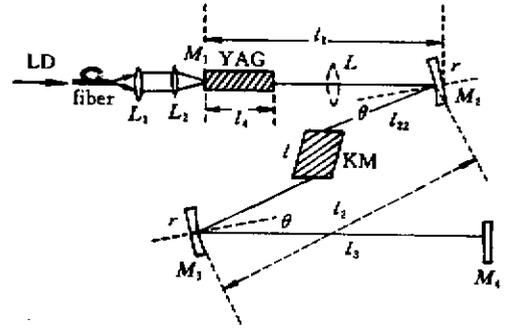


图 1 LD 端抽运的 YAG Z 型谐振腔

Fig. 1 LD-end-pumped YAG Z-cavity

$$M_t = \begin{bmatrix} A_t & B_t \\ C_t & D_t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} n & 0 \\ 0 & n^{-2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_2 - l_{22} - 2nl\lambda(n^2 + 1) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\lambda(r \times \cos\theta) & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\lambda(r \times \cos\theta) & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_2 - l_{22} - 2nl\lambda(n^2 + 1) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} n^{-1} & 0 \\ 0 & n^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} n & 0 \\ 0 & n^{-2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_{22} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\lambda(r \times \cos\theta) & 1 \end{bmatrix} N \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\lambda(r \times \cos\theta) & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_{22} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} n^{-1} & 0 \\ 0 & n^2 \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$M_s = \begin{bmatrix} A_s & B_s \\ C_s & D_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_2 - l_{22} - 2nl\lambda(n^2 + 1) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\cos\theta/r & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} 1 & l_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\cos\theta/r & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_2 - l_{22} - 2nl\lambda(n^2 + 1) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n^{-1} \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} 1 & l_{22} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\cos\theta/r & 1 \end{bmatrix} N \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\cos\theta/r & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_{22} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{bmatrix} \quad (2)$$

其中, 矩阵  $N$  为  $M_2$  到  $M_1$  之间的往返矩阵,  $n_1$  为 YAG 晶体的折射率,  $n$  为 KM 晶体的折射率, 它与介质内功率密度有关, 即  $n = n_0 + n_2 I_0$  ( $n_0$  为弱光作用时的折射率,  $n_2$  为非线性折射系数,  $I_0$  为介质内功率密度), 但在未产生自锁模时, 非线性项  $n_2 I_0$  可忽略,  $n$  视为常数。我们分三种情况讨论:

1) 不考虑热透镜效应时的情况。此时, 由于 YAG 的长度  $l_4 \ll l_1$ , 故可认为光在长度为  $l_1$  的自由空间传播。即

$$N = \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3)$$

2) 考虑热透镜效应时的情况。这时, 把 YAG 看作焦距为  $f_0$  的厚热透镜, 且认为该透镜位于晶体中心, 则

$$N = \begin{bmatrix} 1 & l_1 - l_4/2n_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_4/2n_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_4/2n_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_0 & 1 \end{bmatrix} \times$$

$$\begin{bmatrix} 1 & l_1 - l_4/2n_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4)$$

3) 考虑热效应同时加入补偿透镜  $L$  后的情况。在 YAG 和  $M_2$  之间插入一个焦距为  $f_1$  的凸透镜, 并使其焦点与 YAG 的热透镜焦点基本重合 (焦点处光斑尺寸可通过腔的传输矩阵理论计算得到, 光斑大小随小腔长度  $l_2$  取值不同而变化, 例如当  $l_2$  为 0.112 m 时, 光斑大小约为 0.05 mm), 这时

$$N = \begin{bmatrix} 1 & l_1 - l_4/2n_1 - f_0 - f_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_1 & 1 \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} 1 & f_0 + f_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_4/2n_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_4/2n_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f_0 + f_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 - l_4/2n_1 - f_0 - f_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5)$$

将上述三种情况中的矩阵  $N$  分别代入  $M_t, M_s$ , 利用矩阵乘法, 求出矩阵元  $A_i, B_i, C_i, D_i$  ( $i = t, s$ ),

谐振腔的稳定性条件为

$$\left| (A_i + D_i)/2 \right| \leq 1 \quad (6)$$

据此找到子午面和弧矢面的共同稳区,同时可求出 KM 晶体中的腰斑半径  $w_o$

$$w_o^2 = \frac{\lambda \sqrt{1 - \left( \frac{A_i + D_i}{2} \right)^2}}{\pi |C_i|} \quad (7)$$

根据上述原则,用计算机处理有关数据,即可画出克尔晶体内子午面束腰半径( $w_{ot}$ )和弧矢面束

腰半径( $w_{os}$ )随小腔长度  $l_2$  变化的曲线。将克尔晶体置于小腔中心,取一组典型的腔参数: $l_1 = 700$  mm,  $l_3 = 700$  mm,  $\theta = 15.5^\circ$ ,  $r = 100$  mm,  $l = 20$  mm,  $l_4 = 10$  mm,  $n = 1.76$ ,  $n_1 = 1.82$ ,  $f_1 = 100$  mm,  $f_0 = 6$  mm( $f_0$  的取值由文献 [2] 中公式 (14) 计算得到,其中  $L = 10$  mm,  $E_{in} = 15$  W,  $w_p = 100$   $\mu$ m,其他参量取值见文献 [2]),求得  $f_r \approx f_\theta \approx 6$  mm),数值计算结果见图 2。

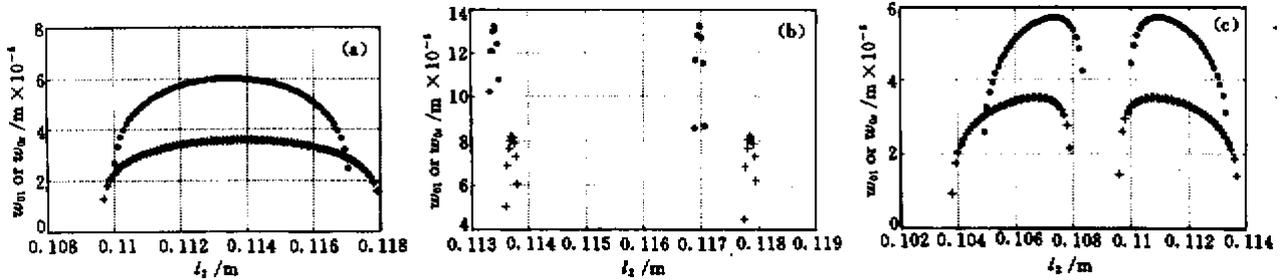


图 2 克尔晶体内子午面束腰半径( $w_{ot}$ 用·代表)和弧矢面束腰半径( $w_{os}$ 用+代表)随小腔长度  $l_2$  变化的曲线

(a) 不考虑热透镜效应 (b) 考虑热透镜效应 (c) 考虑热透镜效应同时加入补偿透镜  $L$

Fig. 2 Radius of beam waist in tangential plane (· represents  $w_{ot}$ ) and sagittal plane (+ represents  $w_{os}$ ) in the Kerr crystal as a function of the length  $l_2$

(a) without thermal lens effect ;(b) with thermal lens effect ;(c) with thermal effect + lens  $L$

由以上三种情况的曲线可得如下结论:在未加入补偿透镜前,若抽运功率较弱,YAG 的热效应非常小,可忽略时,能形成振荡光,且谐振腔的稳区范围相当大,子午面和弧矢面的共同稳区约 7 mm(见图 2(a)),但随着抽运功率的增大,较强的抽运光功率密度在棒内引起径向折射率梯度,导致晶体的热透镜效应越来越显著,谐振腔的稳区范围越来越小,以至于影响激光器的正常运转。例如图 2(b)中,当抽运功率为 15 W 时,子午面和弧矢面的稳区范围均小于 1 mm,而且两者几乎没有共同稳区,不能形成激光振荡;当加入补偿透镜后,同样在考虑热透镜效应的情况下,谐振腔的稳区虽然分成两段(由加入补偿透镜后两臂不平衡引起。如果调节  $l_3$ ,例如  $l_1 = 0.7$  m,  $l_3 = 0.5$  m 时,稳区即可连续,类似于图 2 中无热效应的情况),但稳区范围很大,子午面和弧矢面的共同稳区约 7 mm,与不考虑热透镜效应时相当(见图 2(c))。说明补偿透镜完全可以对热透镜效应进行补偿,基本消除其对激光器运转的影响。这一结论为实验提供了有利的依据。

### 3 实验装置及结果

实验装置如图 1 所示。实验中采用的 Nd:YAG 尺寸为  $\phi 4$  mm  $\times$  10 mm,将它置于铜块上,通水冷却。 $M_4$  的透过率为 6%。

最初激光二极管工作在热效应可忽略的脉冲方式下(10 Hz, 20 ms),有 1064 nm 激光输出,稳区范围基本与计算相符(见图 2(a))。

随后采用大功率连续抽运方式进行实验,由于热效应的影响,未能实现激光振荡,证明了上述理论分析的正确(见图 2(b))。

在 YAG 与  $M_2$  之间加入补偿透镜  $L$ (其焦距为  $f_1 = 100$  mm,距  $M_1$  为 110 mm)后,实现了激光器的连续运转,稳区范围与计算结果基本相符(见图 2(c))。我们分别测了  $l_3$  等于 0.4 m, 0.5 m, 0.6 m, 0.7 m 时,输出功率随输入功率的变化(见图 3),由图 3 可看出,谐振腔的阈值为 1.47 W,腔长越长,输出功率越低。当抽运功率为 12.6 W,  $l_3$  为 0.4 m 时,输出功率为 1.14 W,光-光转换效率为 9.05%,斜效率为 9.95%。

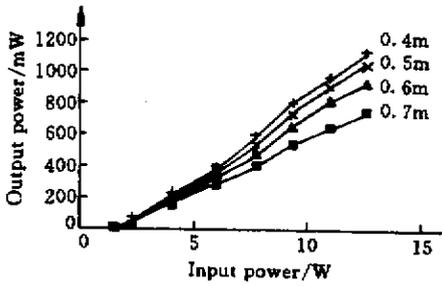


图3  $l_3$  分别为 0.4 m 0.5 m 0.6 m 0.7 m 时输出功率随输入功率的变化曲线

Fig.3 Output power as a function of input power. The lines are drawn for  $l_3 = 0.4 \text{ m } 0.5 \text{ m } 0.6 \text{ m } 0.7 \text{ m}$

## 4 结 论

通过以上三种情况的对比说明,在 LD 端抽运的 YAG Z 型腔内,抽运功率越强, YAG 的热效应越显著,当抽运功率大到一定程度时,谐振腔几乎不存在稳区,不能形成激光振荡;而当加入补偿透镜后,谐振腔的稳区范围又变得相当大,且输出光功率也

较大。因此,补偿透镜可基本上抵消热透镜效应,使谐振腔的工作状态类似于无热效应时的工作状态,基本上解决了 LD 端抽运时的热效应问题。这一结果适用于其他各类半导体端抽运固体激光器。

## 参 考 文 献

- 1 Y. P. Tong, J. M. Sutherland, P. M. French *et al.*. Self-starting Kerr-lens mode-locked femtosecond  $\text{Cr}^{4+} : \text{YAG}$  and picosecond  $\text{Pr}^{3+} : \text{YLF}$  solid-state lasers [ J ]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(9):644 ~ 646
- 2 Yu Jin. Theoretical study on thermal beam focusing in longitudinally-pumped solid-state laser rods [ J ]. *High Power Laser and Particle Beams* ( 强激光与粒子束 ), 2000, **12**(1): 27 ~ 31 ( in Chinese )
- 3 Zhang Xingyu, Zhao Shengzhi, Wang Qingpu *et al.*. Study on thermal lens of  $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$  laser pumped by a laser diode [ J ]. *Chinese J. Lasers* ( 中国激光 ), 2000, **A27**(9):777 ~ 781 ( in Chinese )
- 4 Song Yanrong, Xiao Yan, An Wensheng *et al.*. Thermal effects in a self-starting Kerr-lens mode-locked laser [ J ]. *Acta Optica Sinica* ( 光学学报 ), 1999, **19**(3):334 ~ 339 ( in Chinese )
- 5 Wang Yong, Hu Xiaogai, Li Zhonghao *et al.*. Kerr lens mode-locking under the thermal lens effects [ J ]. *Acta Optica Sinica* ( 光学学报 ), 1996, **16**(6):746 ~ 750 ( in Chinese )