

文章编号:1001-5078(2007)08-0725-03

Cr⁴⁺:YAG 可调谐激光器研究

孙启兵, 郑 义, 李爱萍, 樊心民, 杨洪杰, 王冠军
(郑州大学河南省激光与光电信息技术重点实验室, 河南 郑州 450052)

摘 要:介绍了 Cr⁴⁺:YAG 晶体的结构和光谱特性, 同时对 Cr⁴⁺:YAG 晶体的热透镜效应和热焦距进行了理论研究, 进一步对 Cr⁴⁺:YAG 激光器的谐振腔进行了设计, 可供以后的实验研究参考。

关键词:Cr⁴⁺:YAG 晶体; 热透镜效应; 热焦距; 谐振腔; ABCD 矩阵

中图分类号:TN248.1 **文献标识码:**A

Study on Tunable Cr⁴⁺:YAG Laser

SUN Qi-bing, ZHENG Yi, LI Ai-ping, FAN Xin-min, YANG Hong-jie, WANG Guan-jun

(Henan Key Laboratory of Laser and Opto-electric Information Technology of Zhengzhou University, Zhengzhou 450052, China)

Abstract: The structure and spectrum character of Cr⁴⁺:YAG crystal are investigated and the thermo-lensing effect of Cr⁴⁺:YAG crystal in theory in the optical region is analysed. Thereby the resonant cavity of Cr⁴⁺:YAG laser is designed. These conclusions provide significant reference for experimental research of Cr⁴⁺:YAG laser.

Key words: Cr⁴⁺:YAG crystal; thermo-lensing effect; focal length of a thermal lens; resonant cavity; ABCD matrix

1 引言

Cr⁴⁺:YAG 晶体作为激光增益介质, 具有良好的导热性、高的损伤阈值、稳定的物理化学性质、高的抗应力能力以及吸收截面大、饱和光强小、掺杂浓度高、无退化现象和寿命长等优点, 且 Cr⁴⁺:YAG 激光器经过锁模可以得到飞秒量级的脉冲^[1], 由于其发射谱处于 1.335 ~ 1.635 μm^[2] 这一独特的可调谐波段, 处于人眼安全波段和光纤的低损耗、低色散区, 因而可以广泛地用于激光雷达、自由空间和光纤通信等领域, 从而引起人们的广泛重视, 具有广泛的应用前景。

2 Cr⁴⁺:YAG 的晶体结构和光谱特性

YAG(Y₃Al₅O₁₂) 属于石榴石晶体家族, 具有立方晶格结构 Ia3d(*O_h¹⁰*)。掺 Cr⁴⁺ 的 YAG 呈暗褐色, 折射率为 1.82^[3]。掺杂时, Cr⁴⁺ 将取代 YAG 晶体中四面体格位上的 Al³⁺, 为保证 Cr 的 +4 价态, 要掺入 Ca²⁺ 或 Mg²⁺ 进行电荷补偿。Cr⁴⁺:YAG 的吸收带主要有 0.48 μm, 0.65 μm 和 1 μm, 如图 1 所示^[7]。有关的能级和吸收跃迁过程如图 2 所示。其中, 0.65 μm 为 ³A₂ 到 ³T₁ 的吸收跃迁, 1 μm 的红外吸收带是 ³A₂ 到 ³T₂ 跃迁的结果, 它是一个很宽的吸收

带, 因此, 不仅 1.06 μm 的 Nd³⁺:YAG 是它的理想的

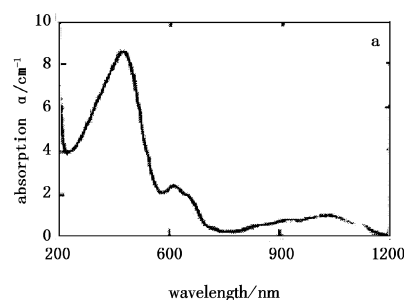


图1 Cr⁴⁺:YAG 晶体的吸收谱图

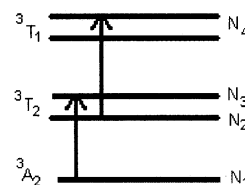


图2 Cr⁴⁺:YAG 晶体的能级图

基金项目:河南省创新人才培养对象基金资助项目; 河南省杰出青年基金资助项目(No. 121001200)。

作者简介:孙启兵(1982-), 男, 现为郑州大学河南省激光与光电信息技术重点实验室光学专业 2004 级在读研究生, 主要从事全固态激光技术及光子晶体光纤激光与非线性光学特性的学习和研究。
E-mail: sunqibing2008@163.com

收稿日期:2007-01-24; **修订日期:**2007-03-09

泵浦源,而且 InGaAs 大功率二极管也是全固化小型化的 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器的首选泵浦源。其荧光发射范围很宽($1.1 \sim 1.7 \mu\text{m}$),峰值波长在 $1.34 \mu\text{m}$ 处,室温下的荧光寿命为 $3.4 \sim 4.5 \mu\text{s}$ 。

当用 $1.06 \mu\text{m}$ 泵浦时,不仅在 $^3\text{T}_2$ 态形成粒子数的反转分布,而且同时存在着对 $1.06 \mu\text{m}$ 的 $^3\text{T}_2$ 到 $^3\text{T}_1$ 的吸收,即受激态吸收(ESA)。虽然 $^3\text{T}_1$ 的寿命极短(约 50ps),对亚稳态 $^3\text{T}_2$ 的粒子数密度影响不大,但对 $1.06 \mu\text{m}$ 泵浦光确实一种损耗,将影响到激光器的阈值和转换效率。另一种 ESA 是对激光光的吸收。当激光波长与 $^3\text{T}_2$ 到 $^3\text{T}_1$ 间的能级(约 6500cm^{-1} 即 $1.53 \mu\text{m}$)匹配时,即可产生这种 ESA。波长的激发态吸收截面 σ_2 值越大,ESA 越强。这对激光是一种损耗,轻则降低激光输出,重则使激光作用停止。所以 ESA 是 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器长波端调谐范围受限制的主要原因。减小 ESA 的影响是 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器长波端扩展调谐范围的关键。此外, $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 的激光过程与第二种 ESA 之间的竞争将导致激光振荡的不稳定。

3 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体热焦距的理论计算

3.1 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 热效应分析

激光棒因吸收泵浦光而产生的热通常是通过棒表面流过的冷却液冷却的。假设棒内部发热均匀,在光学无限长的圆柱棒表面的冷却也均匀,则热流限于径向,并且可忽略轴向上冷却液温度的端面效应和小的变化。以 K 表示热导率,以 Q 表示单位体积的均匀发热量,可根据一维热传导方程得出圆柱棒中的径向温度分布^[5]:

$$\frac{d^2 T}{dr^2} + \left(\frac{1}{r}\right)\left(\frac{dT}{dr}\right) + \frac{Q}{K} = 0 \quad (1)$$

此微分方程的解给出了沿半径长度 r 内任一点的稳态温度。以 $T(r_0)$ 表示 $r = r_0$ 的边界条件, $T(r_0)$ 为棒表面温度, r_0 为棒的半径,则:

$$T(r) = T(r_0) + \left(\frac{Q}{4K}\right)(r_0^2 - r^2) \quad (2)$$

其中, $Q = \frac{\eta P_{\text{in}}}{\pi r_0^2 L}$ ^[6]; L 为棒的长度; η 为热耗系数; P_{in} 为输入功率。从式(2)可以看出温度呈抛物线分布,棒中心的温度最高,相同 r 处的温度相同,棒内横截面处的等温线是同心圆。对于 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体, $K = 0.13 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ^[4], 泵浦功率一般在 $4 \sim 8 \text{ W}$ 范围内, η 一般在 30% 左右。我们实验用的棒的长度 $L = 10 \text{ mm}$, 半径 $r_0 = 1.5 \text{ mm}$, 棒表面的温度一般在 14°C 左右。在不同的泵浦功率下其温度随半径的变化如图3所示。

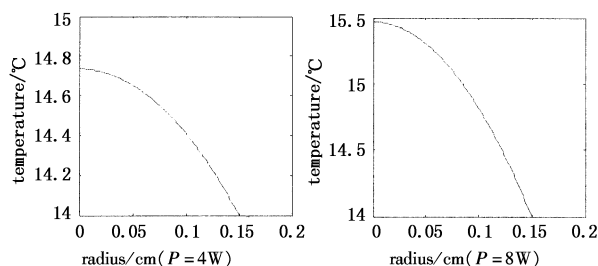


图3 温度随半径的变化图

$\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体棒内温度分布不均匀会产生热应力,从而引起晶体棒的折射率发生变化,中心折射率高,棒内某点的折射率变化公式可以用下式来描述:

$$\Delta n = n_0^3 \frac{\alpha Q}{K} C_b r^2 \quad (3)$$

其中, Δn 表示棒内某点径向或切向折射率的变化; n_0 为无应力时的折射率; α 是热胀系数, C_b 是一个常数。由式(2)、(3)可以看出,折射率的变化和输入功率有关系,同时轴向折射率的变化对激光传播的性质几乎没有影响,可以不考虑,一般只考虑径向情况。棒内各点的温度和热应力不同,导致各点的折射率不同,棒内折射率的空间分布为^[6]:

$$n(r) = n_0 \left[1 - \frac{n_2}{2n_0} r^2 \right] \quad (4)$$

其中, $n_2 = \frac{Q}{K} \left(\frac{dn}{dT} + n_0^3 \alpha C_{r,\phi} \right)$; $C_{r,\phi}$ 为常数。所以 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体的热效应导致其折射率由中心向外逐渐减小,通过激光晶体中心的光程大,边缘的光程小,情形与光通过透镜的类型极为相似,这就是所说的晶体的热透镜效应。热透镜效应将导致激光光束发散角增大,方向性变差,转换效率下降,输出功率降低。

3.2 热焦距的理论计算

$\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体的热焦距的表达式为^[4]:

$$F_{\text{th}}(P, z) = \frac{4K\pi\omega^2(z)}{\xi(1 - T_0(P, z))P(ds/dT)} \quad (5)$$

其中, $\frac{ds}{dT} = \left[\frac{dn}{dT} + (n_0 - 1)(1 + \nu)\alpha + n_0^3 \alpha C_{r,t} \right]$,

$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi\omega_0^2}\right)^2}$ 为光斑半径, $T_0(P, z)$ 为晶体在功率为 P 时对泵浦光的透过率, P 为泵浦光的功率; $\frac{dn}{dT}$ 为折射率的温度梯度函数; ν 为泊松比; $C_{r,t}$ 为光弹性系数; λ 为泵浦光的波长; ω_0 为泵浦光的束腰半径。对于 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体, $\xi \approx 0.35$, $\frac{ds}{dT} \approx$

$19.3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\lambda = 980 \text{ nm}$, $\omega_0 = 200 \mu\text{m}$, $T_0(P, z)$ 为 30% 左右, $K = 0.13 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, P 的范围在 $0 \sim 8 \text{ W}$ 。将以上数据代入式(5),可以得到热焦距随入射功率的变化曲线。假设泵浦功率不变($P = 6 \text{ W}$),

$z=0 \sim 10\text{mm}$ 变化时,热焦距 F 随 ω 的变化如图 4 所示。由于泵浦光束腰一般在晶体一端附近,且在 10mm 范围内,光斑半径变化不大,所以在晶体长度范围内可认为光斑半径不变,即为 ω_0 。由于 Cr⁴⁺:YAG 激光器的阈值在 2W 左右,所以把泵浦光的功率设在 $2 \sim 8\text{W}$,热焦距随泵浦光功率的变化如图 5 所示。

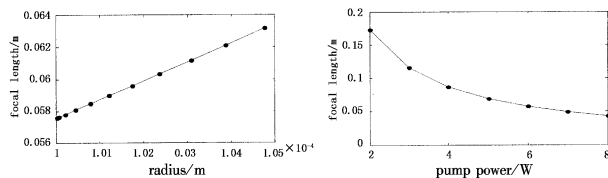


图 4 热焦距随光斑半径的变化 图 5 热焦距随泵浦功率的变化

所以考虑到实际情况,我们取泵浦功率 6W 时热焦距 $F=0.0576\text{m}$ 。

4 可调谐 Cr⁴⁺:YAG 激光器的谐振腔设计

对于可调谐 Cr⁴⁺:YAG 激光器,多数都采用三镜 V 型折叠腔和四镜 Z 型(或 X 型)折叠腔。三镜 V 型折叠腔多采用以下的腔型,如图 6 所示。

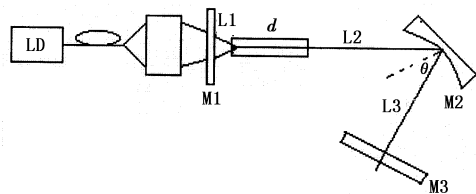


图 6 三镜折叠腔图

LD(输出波长为 980nm)的光经过耦合系数后,经过平平输入镜 M_1 进入晶体,然后经平平镜 M_2 反射,最后经平平镜 M_3 输出,根据 ABCD 矩阵传输理论,从 M_2 镜出发,其传输矩阵为:

$M_t = A_1 B C D F C B A_1 E F E$, $M_s = A_2 B C D F C B A_2 E F E$, 其中:

$$A_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R\cos\theta & 1 \end{bmatrix}, A_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\cos\theta/R & 1 \end{bmatrix}, B = \begin{bmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix},$$

$$C = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix}, D = \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, E = \begin{bmatrix} 1 & l_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix},$$

四镜 Z 型(或 X 型)折叠腔多采用以下腔型,如图 7 所示。

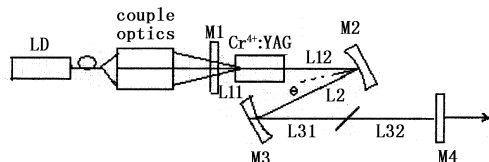


图 7 四镜折叠腔图

LD(输出波长为 980nm)的光经过耦合系统后,经过平平输入镜 M_1 进入晶体,然后经平平镜 M_2 反射,再经平平镜 M_3 反射,经过双折射片后,最后经平平镜 M_4 输出,根据 ABCD 矩阵传输理论,从 M_3 镜出发,其传输矩阵为(矩阵元的定义同三镜腔):

$$M_t = A_1 B A_1 G_2 C G_1 F G_1 C G_2 A_1 B A_1 H_1 I_1 H_2 F H_2 I_1 H_1$$

$$M_s = A_2 B A_2 G_2 C G_1 F G_1 C G_2 A_2 B A_2 H_1 I_2 H_2 F H_2 I_2 H_1$$

其中, $G_1 = \begin{bmatrix} 1 & l_{11} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$, $G_2 = \begin{bmatrix} 1 & l_{12} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$, $H_1 = \begin{bmatrix} 1 & l_{31} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$, $H_2 = \begin{bmatrix} 1 & l_{32} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$,

$$I_1 = \begin{bmatrix} 1 & d(n^2 + 1)^{0.5}/n^4 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, I_2 = \begin{bmatrix} 1 & d(n^2 + 1)^{0.5}/n^2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

根据谐振腔的稳态振荡条件及像散补偿条件,可以利用 MATLAB 画出三镜折叠腔和四镜折叠腔的稳区图。根据稳区大小以及考虑到实际光路中调节架不挡光和方便调节等因素,筛选了一组比较满意的参数,其稳区图如图 8 和图 9 所示。

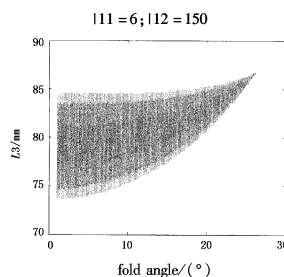


图 8 三镜折叠腔稳区图

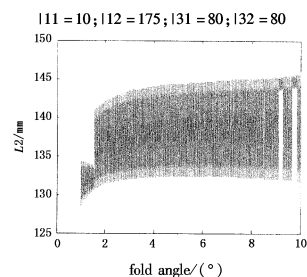


图 9 四镜折叠腔稳区图

5 结 论

本文简单地介绍了 Cr⁴⁺:YAG 的晶体结构和光谱特性,然后对激光器中激光介质的热效应进行了理论研究,并对 Cr⁴⁺:YAG 晶体的热焦距进行了理论计算,在此基础上对 Cr⁴⁺:YAG 激光器的腔型进行了理论设计,为以后的实验研究提供了一个很好的理论依据。

参考文献:

- [1] S Naumov, E Sorokin, I T Sorokina. Directly diode-pumped Kerr-lens mode-locked Cr⁴⁺:YAG laser[J]. Optics Letters, 2004, 29(11): 1276 - 1278.
- [2] A J Alcock, P Scorch, K Hnatovsky. Broadly tunable continuous-wave diode-pumped Cr⁴⁺:YAG laser[J]. Optics Communications, 2003, 215: 153 - 157.
- [3] Y Kalisky, A Ben-Amar Baranga, Y Shimony, et al. Cr⁴⁺ doped garnets: novel laser materials and non-linear saturable absorbers[J]. Optic Materials, 1997, 8: 129 - 134.
- [4] A V Kir' Yanov, Yu O Barmenkov, M Del Rayo. Ground-state absorption saturation and thermo-lensing effect as main sources of refractive index non-linear change in Cr⁴⁺:YAG at CW 1.06 μm excitation[J]. Optics Communications, 2002, 213: 151 - 162.
- [5] W 克希耐尔. 固体激光工程[M]. 孙文,等译. 北京: 科学出版社, 2002: 358.
- [6] 余先伦, 李载玉, 杨伯君, 等. Cr⁴⁺:YAG 晶体作为激光器增益介质的特性研究[J]. 量子电子学报, 2004, 21(6): 811 - 814.
- [7] 雷海容, 张国威. Cr⁴⁺:YAG 激光器特性[J]. 激光技术, 1996, 20(1): 20 - 25.