

# Cr<sup>4+</sup>·YAG 被动调 Q 与激发态吸收饱和

万小珂 林礼煌 欧阳斌 丁彦华 徐 军 邓佩珍  
(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

**摘 要** 运用速率方程计算了 Cr<sup>4+</sup>·YAG 晶体的基态吸收、激发态吸收与入射脉冲的能量密度和强度的关系。在测量晶体透过率的实验中, 发现 Cr<sup>4+</sup>·YAG 晶体的激发态吸收趋于饱和。理论计算与实验数据拟合给出了包括基态吸收截面, 激发态吸收截面和寿命等参数。在用 Cr<sup>4+</sup>·YAG 对脉冲式 Nd·YAG 激光器被动调 Q 的实验中, 得到脉宽 5 ns、能量 90 mJ 的激光脉冲, 并且发现这种调 Q 与 Cr<sup>4+</sup>·YAG 的激发态吸收饱和直接相关。

**关键词** Cr<sup>4+</sup>·YAG, 激发态吸收, 被动调 Q。

## 1 引 言

被动调 Q 因其技术简单、同时能获得较大单脉冲能量和较窄脉冲被广泛应用。与常用的可饱和吸收体如 BDN、LiF·F<sub>2</sub> 色心晶体相比, Cr<sup>4+</sup>·YAG 以其较好的热学和机械性能、高掺杂浓度、较小的饱和光强作为 Nd·YAG 激光器的 Q 开关引起了广泛的兴趣<sup>[1, 2]</sup>。Cr<sup>4+</sup>·YAG 对波长 1064 nm 光吸收特性中, 一个显著的特点就是它有较强的激发态吸收。Cr<sup>4+</sup>·YAG 的四个有关吸收的重要的参数(激发态寿命  $\tau$ 、基态吸收截面  $\sigma_g$ 、激发态吸收截面  $\sigma_e$ 、以及激发态吸收上能级寿命  $\tau'$ ) 中, 除激发态寿命  $\tau$  一致测定为 3.4  $\mu$ s~ 3.6  $\mu$ s(室温下)外, 其余三个参数曾经多次被测量过<sup>[3~ 5]</sup>。但由于晶体的生长不同, 测量结果各不相同, 甚至相差数量级之上。本研究采用测透过率的方法, 对上海光学精密机械研究所生长的 Cr<sup>4+</sup>·YAG 晶体进行测量, 同时给出  $\sigma_g$ ,  $\sigma_e$ ,  $\tau'$  三个参数, 并发现在高强度辐照下, 激发态吸收趋于饱和。在用该晶体对灯泵浦脉冲式 Nd·YAG 激光器被动调 Q 的实验中, 获得同类装置中脉宽最窄的调 Q 脉冲, 而这种调 Q 脉冲与激发态吸收饱和直接相关。

## 2 Cr<sup>4+</sup>·YAG 吸收特性的计算和激发态吸收饱和

参考 Cr<sup>4+</sup>·YAG 的能级图<sup>[4]</sup>, 用速率方程(1)计算 Cr<sup>4+</sup>·YAG 对波长 1064 nm 激光吸收特性<sup>[6]</sup>。由于激发态吸收上能级 N<sub>4</sub> 弛豫很快, 当脉冲入射强度不太大时, 忽略了该能级的粒子数分布。

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = - N_1(\sigma_g/h\nu)I + \omega_1 N_2 \quad (1a)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = N_1(\sigma_e/h\nu)I - \omega_1 N_2 \quad (1b)$$

$$\partial I / \partial z = - I(\sigma_g N_1 + \sigma_e N_2) \quad (1c)$$

由于  $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$  的激发态弛豫时间为  $3.4 \mu\text{s}$ , 在考虑其对脉冲宽度窄于  $100 \text{ ns}$  的激光脉冲的吸收时, 该激发态弛豫过程可以忽略。于是, (1a) 式变化为:

$$\partial N_1 / \partial t = - N_1(\sigma_g / h\nu) I \quad (2)$$

在整个脉冲范围内对(2)式时间积分得:

$$N_1(z) = N_0 \exp(-\sigma_g E / h\nu) \quad (3)$$

式中  $E$  为位置  $z$  处整个脉冲的能量密度,  $N_1(z)$  为脉冲穿过后  $z$  处的基态粒子数密度。注意到  $N_1 + N_2 = N_0$ , 对(1c)式也进行时间积分有:

$$\frac{d}{dz} \int I dt = \int - I \{ \sigma_g N_1(z) + \sigma_e [N_0 - N_1(z)] \} dt \quad (4)$$

将(2)式代入上式右边积分得:

$$dE/dz = (h\nu/\sigma_g) \{ (\sigma_g - \sigma_e) [N_1(z) - N_0] + \sigma_e N_0 \ln [N_1(z)/N_0] \} \quad (5)$$

将(3)式代入上式积分, 利用  $N_0 = -(\ln T_0)/L\sigma_g$ , 透过率  $T$  与入射能量密度  $E_0$  的关系如下:

$$\int_{E_0}^{TE_0} \frac{dE}{\frac{\sigma_e}{\sigma_g} E + \frac{h\nu}{\sigma_g} (1 - \frac{\sigma_e}{\sigma_g}) [1 - \exp(-\frac{\sigma_g E}{h\nu})]} = \ln T_0 \quad (6)$$

式中  $L$  为晶体的长度。在基态吸收饱和的基础上, 若入射强度足够高, 激发态吸收上能级  $N_4$  也能保持相当的粒子数。这时,  $N_1 = 0$ ,  $N_2 + N_4 = N_0$ 。(1b) 式应变化为:

$$\partial N_2 / \partial t = - N_2(\sigma_e / h\nu) I + N_4 / \tau' \quad (7)$$

假定激发态吸收上能级寿命  $\tau'$  远小于入射脉冲宽度, 吸收保持稳态, 即  $\partial N_2 / \partial t = 0$ 。从而有:

$$N_2 = \frac{N_0}{1 + I\tau'\sigma_e/h\nu} \quad (8)$$

代入(1c)式积分后得透过率  $T$  与入射强度  $I_0$  关系有:

$$(\tau'\sigma_e/h\nu)(1 - T)I_0 = \ln(T/T_s) \quad (9)$$

式中用到了  $T_s = T_0(\sigma_e/\sigma_g)$  [6]

在测定  $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$  透过率的实验中, 采用脉冲式被动调  $Q$  激光器作为光源(波长  $1064 \text{ nm}$ , 脉冲宽度稳定为  $10 \text{ ns}$ ), 以双面镀对波长  $1064 \text{ nm}$  的高透膜、初始透过率  $T_0 = 7\%$  的  $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$  晶体为样品, 通过调节入射光的聚焦程度改变入射晶体光强, 测量透过率随光强的变化。测量结果如图 1(a) 所示, 透过率随入射能量密度提高趋于饱和(基态吸收饱和), 这时透过率为  $55\%$ 。继续增强光强, 透过率再次升高, 激发态吸收也逐渐趋向饱和如图 1(b) 所

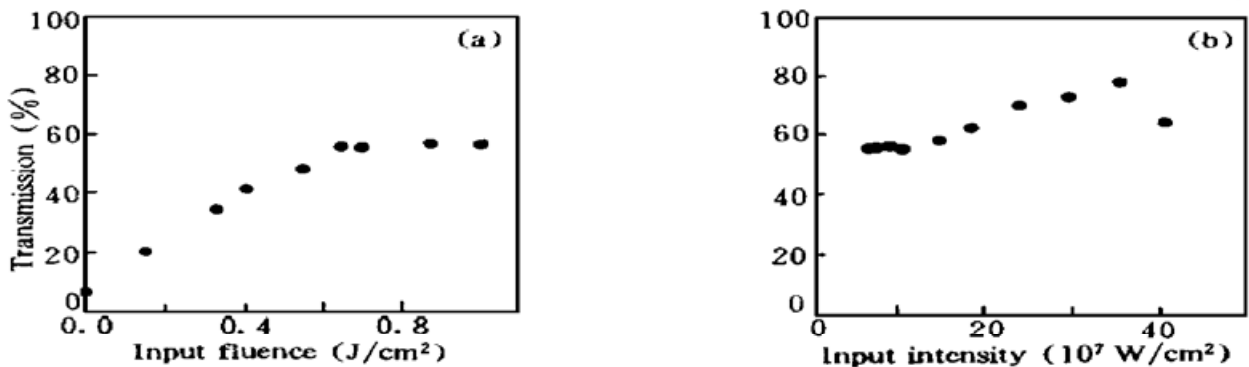


Fig. 1 The dependence of transmission of  $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$  on fluence of input laser pulse (a) and intensity of input laser pulse (b)

示。当透过率升高到 78%，对应的入射强度为  $3.6 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ ，接近晶体的损伤阈值  $5 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ 。利用 (6) 式、(9) 式对实验数据进行拟合，得最佳参数值  $\sigma_g = 4.0 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ ， $\sigma_e = 7.2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ ， $\tau' = 0.5 \text{ ns}$ 。

### 3 $\text{Cr}^{4+}$ :YAG 被动调 $Q$ 中的激发态吸收饱和

在以往  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG 被动调  $Q$  氙灯泵浦 Nd :YAG 激光器的报道中，所得的脉宽较宽，一般在 30 ns 左右<sup>[1]</sup>。为获得脉宽窄、能量大的调  $Q$  脉冲，选用了上面测过的这块低初始透过率的  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG 样品作为可饱和吸收体，置于如图 2 所示的平行平面谐振腔中。在双椭圆泵浦腔中，双灯泵浦直径 5 mm、长 6 cm 的 Nd :YAG 激光棒，总腔长为 40 cm。考虑到该样品基态吸收饱和透过率为 55%，吸收损耗很大，所以采用高透过率 ( $T = 65\%$ ) 的输出镜以增大输出来获得较理想的脉冲。将  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG 晶体紧贴于平面高反镜处，调整腔镜得到稳定的调  $Q$  脉冲，其脉宽为 5 ns，能量为 90 mJ。图 3 是 10 次重叠曝光的脉冲波形图。把  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG 晶体远离端镜一些或移到输出镜一端并保持其它工作条件不变。脉宽则总在 8 ns 以上，输出能量不超过 50 mJ。估算腔内可饱和吸收体内最高强度，前一种情况为  $4 \sim 6 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ ，后一种情况为  $2 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$  左右。参考前面所测的透过率曲线，不难发现两者的区别在于前者发生了  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG 的激发态吸收饱和，而后者没有。

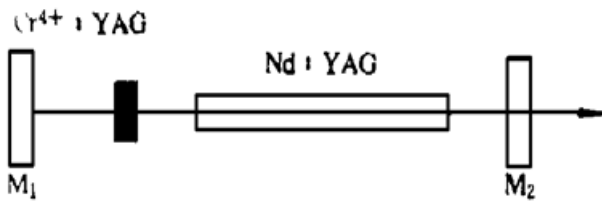


Fig. 2 Using  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG to  $Q$ -switch Nd :YAG laser

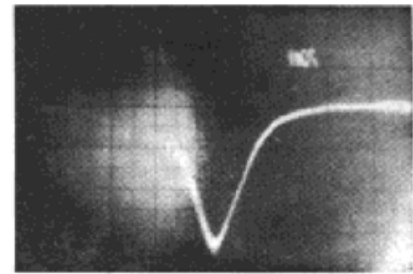


Fig. 3 10 overlapping waveforms of output pulse of the  $Q$ -switched Nd :YAG laser (time scale: 2 ns/small div.)

分析上述实验结果表明，晶体中吸收光栅效应程度不同而导致了不同的实验结果。当激光器处于多纵模振荡时，高反镜附近区域内各纵模在  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG 晶体中形成的吸收光栅基本重叠，光栅效应强。当  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG 晶体远离高反镜，各个纵模在晶体中的吸收光栅相互错开，光栅效应大大减弱。若将晶体移至高透过率输出镜一端，光栅效应就更弱了。光栅效应使晶体内部光强出现明显的强弱分布，而在强度最高处最容易导致激发态吸收饱和。随着  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG 激发态吸收减少，腔内损耗变小，激光介质粒子反转数得以更大程度的倒空。腔内光强增强，则又引起  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG 的激发态吸收则继续减少直至饱和。这样的调  $Q$  过程与只发生基态吸收饱和的调  $Q$  过程完全不同，所得到的脉冲宽度和能量输出也不一样。

### 4 结论与讨论

在一般的调  $Q$  过程中，可饱和吸收体  $\text{Cr}^{4+}$  :YAG 只发生基态吸收饱和，其较强的激发态吸收对于获取高能量、窄脉宽的调  $Q$  脉冲是不利的。而有激发态吸收饱和发生的调  $Q$  过程对于获取理想的脉冲输出会有两个好处。其一，激光介质释放能量更彻底，既增大能量输出又压窄脉冲宽度；其二，能量输出效率大大提高。假设除输出耦合和吸收体吸收损耗以外所有

腔损耗为  $L$ , 能量输出效率有<sup>[7]</sup>:

$$\eta = \frac{\ln(1/R)}{L + \ln(1/T_s^2) + \ln(1/R)} \quad (11)$$

当激发态饱和吸收发生时, 吸收体的透过率  $T_s$  提高, 输出能量效率随之提高。本研究发现在高强度下,  $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$  晶体的激发态吸收确实趋于饱和, 并且在这种情况下的调  $Q$  实验中得到脉冲宽度为 5 ns、能量为 90 mJ 的脉冲。就作者所知, 这是迄今  $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$  对灯泵浦 Nd  $\cdot$  YAG 激光器被动调  $Q$  获得的最窄脉宽的激光脉冲。

在平行平面腔调  $Q$  的实验中, 一般说来, 可饱和吸收体的初始透过率越低, 腔内能量密度越高, 也就越容易激发  $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$  的激发态吸收饱和。而对于初始透过率比较高的吸收体, 则可以通过改变腔结构, 比如在腔内强聚焦于吸收体上, 很方便地实现激发态吸收饱和调  $Q$ 。

### 参 考 文 献

- [1] Yehoshua Shimony, Yehoshua Kalisky, Bruce H. T. Chai, Quantitative studies of  $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$  as a saturable absorber for Nd  $\cdot$  YAG laser. *Optical Materials*, 1995, **4**(5) : 547~ 551
- [2] 丁彦华, 徐 军, 万小珂等,  $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$  可饱和吸收体被动调  $Q$  Nd  $\cdot$  YAG 激光脉宽小于 9 ns. 中国激光, 1996, **23**(4) : 43
- [3] G. M. Zverev, A. V. Shestakov, Tunable near-infrared oxide crystal lasers, *OSA Proc. on Tunable Solid-State Lasers*, 1989, **5**(1) : 66~ 70
- [4] H. Eilers, K. R. Hoffman, W. M. Dennis *et al.*, Saturation of 1.064  $\mu\text{m}$  absorption in Cr, Ca:  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 1992, **61**(25) : 2958~ 2960
- [5] N. I. Borodin, V. A. Zhitnyuk, A. G. Okhrimchuk *et al.*, Oscillation of a  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12} \cdot \text{Cr}^{4+}$  laser in wave length region of 1.34~ 1.6  $\mu\text{m}$ , *Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Seriya Fizicheskaya*, 1990, **54**(8) : 1500~ 1506
- [6] 欧阳斌, 丁彦华, 万小珂等,  $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$  可饱和吸收特性与被动  $Q$  开关性能研究. 光学学报, 1996, **16**(12) : 1665~ 1670
- [7] John. J. Degnan, Theory of the optimally coupled  $Q$ -switched laser. *IEEE J. Quant. Eletron.*, 1989, **QE-25**(2) : 214~ 220

## Excited State Absorption Saturation of $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$ and Its Passive $Q$ -switch Performance

Wan Xiaoke    Lin Lihuang    Ouyang Bin  
Ding Yanhua    Xu Jun    Deng Peizhen

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 16 December 1996; revised 10 March 1997)

**Abstract** Dependences of ground state absorption and excited state absorption of  $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$  upon fluence and intensity of input laser pulses are calculated based on the rate equation. Measuring transmission of this crystal, we discovered that its excited state absorption tended to be saturated. Key parameters are obtained by matching the theory calculation with experimental data. The Nd  $\cdot$  YAG laser with 5 ns pulsewidth was operated and found which is directly relevant to excited state absorption saturation of  $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$ .

**Key words**  $\text{Cr}^{4+} \cdot \text{YAG}$ , excited state absorption, passive  $Q$ -switch.