

# Cr<sup>3+</sup> 在 Y<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> 晶体中的 能级和光谱特性\*

汤洪高 李运奎 缪明华 杭寅  
(中国科学院安徽光学精密机械研究所)

## 提 要

本文报道用熔盐法生长的 Y<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Cr<sup>3+</sup> 晶体的能级和光谱特性。在室温下,测得 <sup>4</sup>T<sub>2</sub> 和 <sup>2</sup>E 能级的有效荧光寿命为 205 μs, 荧光光谱中心波长为 727 nm。根据 Tanabe-Sugano 理论计算了晶场能级, 并求得了晶场强度参数 D<sub>q</sub>、Racah 参数 B 和 C 以及参数 Δ 分别为 1626、645、2950 和 538 cm<sup>-1</sup>。

## 一、引 言

过渡族金属离子掺杂的各种氧化物晶体的光谱特性是激光晶体物理研究的基本问题之一, 研究这样问题的目的在于开辟探寻新型激光晶体的新途径。近年来, Walling<sup>[1]</sup> 和 Struve<sup>[2]</sup> 等人将具有 3d 外层电子结构的 Cr<sup>3+</sup> 离子掺入 BeAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub> 和 Gd<sub>3</sub>(Sc, Ga)<sub>2</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> 等晶体中, 研制成功室温终端声子可调谐激光晶体。但由于氧化铍的剧毒性和氧化钪的稀有昂贵, 使它们的开发和应用受到局限。

作者根据终端声子激光运转理论, 选择结构简单, 安全无毒的 Y<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>(立方晶系, 空间群 I<sub>23d</sub>) 石榴石晶体作为基质, 用简便的熔盐工艺生长出高光学质量的 Y<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Cr<sup>3+</sup>(简称 YGG:Cr<sup>3+</sup>) 晶体。

1963 年 Wood 等<sup>[3]</sup> 曾报道了 YGG:Cr<sup>3+</sup> 晶体的正八面体晶场能级和光谱, 但其确定的 Racah 参数 B 偏小, 以致按照 Kenyon<sup>[4]</sup> 的观点, 该晶体的 (D<sub>q</sub>/B) 值偏大, 因而与中阶场或弱场的要求相差甚远(根据吸收谱可以断定 Y<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Cr<sup>3+</sup> 属于中阶场晶体)。本文对 Wood 等所提出的求 B 方法略作改进, 使 (D<sub>q</sub>/B) 之值完全符合中阶场的要求。

## 二、晶体生长

我们采用简便的熔盐工艺, 以 PbF<sub>2</sub>/PbO 为助熔剂, 熔体组分以文献[5]中报道的为依据, 生长出 Y<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Cr<sup>3+</sup> 单晶。晶体生长的过程简述如下: 将盛有熔料的 50 ml 铂坩埚放入茂福炉中, 待炉温升至 1300°C, 恒温 10 hr, 然后以 1~1.5°C/hr 的速率降温至 800°C, 让其自然冷却至室温。取出坩埚, 用 1:1 的硝酸溶液浸泡坩埚以分离出晶体。生长出的 YGG:Cr<sup>3+</sup> 晶体的最大尺寸为 20×15×10 mm, 其中含 Cr<sup>3+</sup> 离子 0.313 wt. %, 呈墨绿色。

收稿日期: 1985年6月3日; 收到修改稿日期: 1985年8月20日

\* 中国科学院科学基金资助的课题; 本文曾在第二届全国固体化学性质学术会上宣读。

### 三、实验光谱分析

在室温下, 使用 UV 210 型分光光度计测得了 YGG:Cr<sup>3+</sup> 的吸收光谱(见图 1)。在可见光范围内的吸收光谱主要由两个宽带及若干微弱吸收线组成。在 440 nm(22727 cm<sup>-1</sup>)和 615 nm(16260 cm<sup>-1</sup>)处有两个吸收带, 对应的跃迁分别为 <sup>4</sup>A<sub>2</sub> → <sup>4</sup>T<sub>1</sub> 和 <sup>4</sup>A<sub>2</sub> → <sup>4</sup>T<sub>2</sub> 吸收线对应于 <sup>4</sup>A<sub>2</sub> 到诸二重线的跃迁。零声子线(R 线, 对应于 <sup>4</sup>A<sub>2</sub> → <sup>3</sup>E)位于 693 nm(14430 cm<sup>-1</sup>)处, 其强度要比振动边带(从零声子线向高频端延伸)的强度小得多。从吸收谱的结构可以断定晶场强度是中阶的<sup>[4]</sup>。

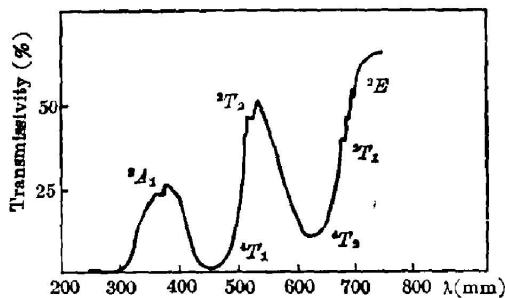


Fig. 1 Transmission spectrum of YGG:Cr<sup>3+</sup> containing 0.313 wt.% Cr<sup>3+</sup> at 300 K

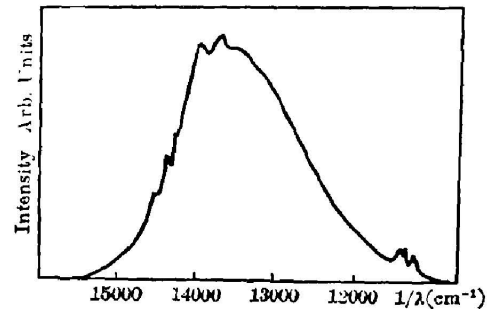


Fig. 2 Fluorescence spectrum of YGG:Cr<sup>3+</sup> ( $\lambda_{exc} = 532 \text{ nm}$ ) at 300 K

在室温下, 以 YAG:Nd 激光的二次谐波( $\lambda = 532 \text{ nm}$ )作激发脉冲(12  $\mu\text{s}$ ), 用 GDM-1000 单色仪、S-20 光电倍增管和 PARC-162 Boxcar 积分仪接收处理。测得 YGG:Cr<sup>3+</sup> 荧光光谱如图 2 所示。由于晶场强度是中阶的, 荧光跃迁应该是 <sup>4</sup>T<sub>2</sub>, <sup>3</sup>E → <sup>4</sup>A<sub>2</sub>, 从图 2 的荧光光谱中可以看到, 峰值波长为 727 nm(13760 cm<sup>-1</sup>)。相对于图 1 中的吸收谱, 荧光峰值向长波方向移动, 相应的斯托克斯频移为

$$\Delta E_{st} = 16260 - 13760 = 2500 \text{ cm}^{-1}.$$

理论分析表明,  $\Delta E_{st}$  大时, 荧光带较宽。由图 2 可见波长范围从 649 nm(15400 cm<sup>-1</sup>)到 901(11100 cm<sup>-1</sup>), 半宽度为 792 - 697 = 95 nm, 这与理论分析的结果一致。此外, R 线在谱中仍然出现, 强度也比较弱。所测荧光寿命为 205  $\mu\text{s}$ 。

### 四、晶场能级计算

#### 1. 久期方程

Cr<sup>3+</sup> 离子在 Y<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> 晶体中, 主要占据八面体 *a* 格位。Cr<sup>3+</sup> 离子附近的六个氧离子并没有构成一个完善的八面体, 而是有一个小的三重畸变, 使对称性从 O<sub>h</sub> 降低到 C<sub>3i</sub>(S<sub>6</sub>)。由群论的知识可知, 对称性的降低意味着简并能级的分裂。但由于这个三重畸变很小, 所产生的能级分裂对能级参数的拟合并不重要, 故作为近似按正八面体(O<sub>h</sub>)晶场处理即可。另外, 对于第一过渡族金属系列的络合物, 由于外层 3d 电子直接受晶场作用, 旋轨耦合对总能量的贡献比起其它作用来要小得多, 因而在解释光谱特性时也可略去不计。所以, YGG:Cr<sup>3+</sup>

晶体中 Cr<sup>3+</sup> 外层中的 3d<sup>3</sup> 电子的总哈密顿量为

$$H = H_0 + H_e + H_c,$$

其中  $H_0$  为相互独立运动的三个  $d$  电子未被微扰体系的哈密顿量,  $H_e$ 、 $H_c$  分别为电子相互作用及晶场哈密顿量。

利用 Tanabe-Sugano<sup>[6]</sup> 理论的结果, 可得久期方程(详见附录)。其中电子相互作用参数用 Racah 参数  $B$ 、 $C$  表示, 配位场度参数用  $D_q$  表示, 并略去了各能级均出现的公共项 ( $3A + 3\varepsilon_0$ )。

## 2. 能级参数拟合

要确定晶场能级必须求解久期方程。显然, 我们先要确定其中的参数  $D_q$ 、 $B$  和  $C$ , 才能求出久期方程的根。

(1) 求  $D_q$  值 吸收谱中宽带对应于  ${}^4A_2$  到四重态  ${}^4T_2$  和  ${}^4T_1$  的跃迁, 而锐线则对应于  ${}^4A_2$  到诸二重态的跃迁。由附录中的(5)式减去(8)式可得

$$10D_q = E[{}^4T_2(t_2^3e)] - E[{}^4A_2(t_2^3)],$$

即  ${}^4T_2$  与  ${}^4A_2$  能级的间隔为  $10D_q$ 。由吸收谱中第一个吸收带(长波方向的)的峰值频率立刻可以得到

$$10D_q = 16260 \text{ cm}^{-1}, \text{ 即 } D_q = 1626 \text{ cm}^{-1}.$$

(2) 求  $B$  值 由附录中的方程(4)可得

$$E({}^4T_1) = [6D_q - 15B \pm \sqrt{(6D_q - 15B)^2 + 64D_q^2}] / 2,$$

对于中阶场有  $2.3 < (D_q/B) < 2.6^{[7]}$ , 因此

$$|6D_q - 15B| < D_q,$$

根号中的第一项比第二项要小得多, 故作为较好的近似有

$$E({}^4T_1) = (6D_q - 15B \pm 8D_q) / 2.$$

在我们感兴趣的光谱区域, 上式取负号有

$$E[{}^4T_1(t_2^3e)] = -D_q - (15/2)B.$$

将此式与附录中的方程(8)相减得

$$\begin{aligned} E[{}^4T_1(t_2^3e)] - E[{}^4A_2(t_2^3)] \\ = 11D_q + (15/2)B. \end{aligned}$$

由此式及吸收谱中第二个宽带的峰值频率立刻求得  $22727 = 11D_q + 7.5B$ , 即

$$B = [(22727 - 11 \times 1626) / 7.5] = 645 \text{ cm}^{-1}.$$

由上式所确定的  $B$  值其准确程度较高。例如, 将  $B$  和  $D_q$  的数值代入  $|6D_q - 15B|$  中得 81, 而  $D_q$  为 1626,  $|6D_q - 15B| < D_q$  这一条件是完全满足的。

(3) 求  $C$  值  $C$  值一般从  $R$  线位置近似地定出。这是因为  $R$  线的位置一般容易辨认, 而其它线, 例如  ${}^2A_1$ , 由于强度较弱, 有时很难辨认出来(虽然从(6)式减去(8)式可以准确地

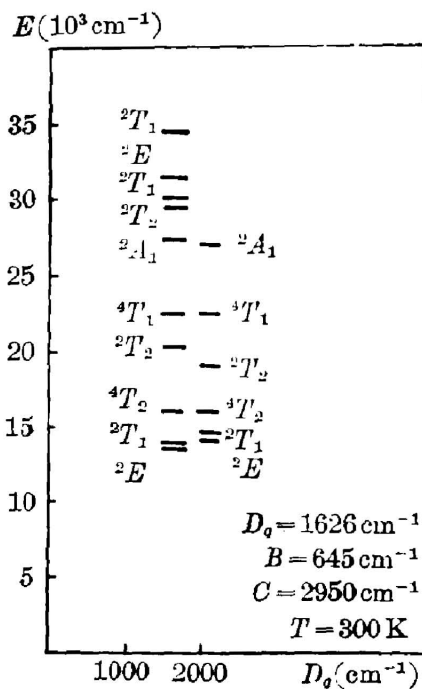


Fig. 3 Energy level diagram of YGG:Cr<sup>3+</sup> under  $O_h$  crystal field (Left: theoretical values; Right: experimental values)

确定  $C$  值)。从附录的方程(3)已知,最低的能级属于组态  $t_2^3$ , 因此,由令(3)式行列式左上角元素

$$-12D_q - 6B + 3C - E = 0.$$

以上式减去(8)式得

$$E[{}^3E(t_2^3)] - E[{}^4A_2(t_2^3)] = 9B + 3C,$$

因为  ${}^3E(t_2^3)$  相对于  ${}^4A_2(t_2^3)$  的能量间隔可以从吸收谱中  $R$  线的位置来确定,而  $B$  又已知,  $C$  就可以由此近似地确定下来,  $14472 = 9B + 3C$ , 即

$$C = [(14472 - 9 \times 645) / 3] = 2889 \text{ cm}^{-1}.$$

由以上方法确定的  $D_q$ 、 $B$  和  $C$  值,一般地说,  $D_q$  和  $B$  比较准确,  $C$  有一定程度的误差,需上机求解方程时调整。求得的理论与实验能级符合得较好的三个参数值为

$$D_q = 1626 \text{ cm}^{-1}, B = 645 \text{ cm}^{-1}, C = 2950 \text{ cm}^{-1}.$$

用以上求得的  $D_q$ 、 $B$  和  $C$  值代入久期方程中,求出的 YGG:Cr<sup>3+</sup> 晶体的能级列于表 1, 能级图见图 3, 能级的理论与实验值之比较列于表 2。

Table 1 Energy levels of Y<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Cr<sup>3+</sup> crystal

$O_h$ Group show $2s+1\Gamma_4$	level	energy (cm <sup>-1</sup> )	Energy of relative ground state (cm <sup>-1</sup> )
${}^2T_2(a^2D, b^2D, {}^2F, {}^2G, {}^2H)$	$t_2^3$	-8678	20509
	$t_2^3({}^3T_1)e$	558	29745
	$t_2^3({}^1T_2)e$	10056	39243
	$t_2e^2({}^1A_1)$	37108	66295
	$t_2e^2({}^1E)$	18296	47433
${}^2T_1({}^2P, {}^2F, {}^2G, {}^2H)$	$t_2^3$	-15081	14106
	$t_2^3({}^3T_1)e$	5475	34632
	$t_2^3({}^1T_2)e$	929	30116
	$t_2e^2({}^3A_2)$	16240	45427
	$t_2e^2({}^1E)$	23786	52973
${}^2E(a^2D, b^2D, {}^2G, {}^2H)$	$t_2^3$	-15568	13619
	$t_2^3({}^1A_1)e$	19549	48796
	$t_2^3({}^1E)e$	2528	31715
	$e^3$	39427	68514
${}^4T_1({}^4P, {}^4F)$	$t_2^3({}^3T_1)e$	-6464	22723
	$t_2e^2({}^3A_2)$	6545	35732
${}^4T_2({}^4F)$	$t_2^3({}^3T_1)e$	-12927	16250
${}^2A_1({}^2G)$	$t_2^3({}^1E)e$	-1497	27690
${}^2A_2({}^2F)$	$t_2^3({}^1E)e$	11403	40590
${}^4A_2({}^4F)$	$t_2^3$	-29187	0

Table 2 Theory and experiment values of energy levels of YGG:Cr<sup>3+</sup>

level	Theory values (cm <sup>-1</sup> )	experiment values (cm <sup>-1</sup> )	relative error (%)
<sup>2</sup> E(t <sub>2</sub> <sup>g</sup> )	13619	14472	5.9
<sup>2</sup> T <sub>1</sub> (t <sub>2</sub> <sup>g</sup> )	14106	14793	4.6
<sup>2</sup> T <sub>2</sub> (t <sub>2</sub> <sup>g</sup> )	20509	19305	6.2
<sup>4</sup> T <sub>2</sub> (t <sub>2</sub> <sup>g</sup> ( <sup>3</sup> T <sub>1</sub> )e <sub>g</sub> )	16260	16260	0.0
<sup>4</sup> T <sub>1</sub> (t <sub>2</sub> <sup>g</sup> ( <sup>3</sup> T <sub>1</sub> )e)	22723	22727	0.0
<sup>2</sup> A <sub>1</sub> (t <sub>2</sub> <sup>g</sup> ( <sup>1</sup> E)e)	27690	27322	1.3

## 五、讨 论

Kenyon 等<sup>[4]</sup>曾对晶体材料进行了分类, 引进了将发射带与晶场相联系的参数  $\Delta$ 。  $\Delta$  代表 <sup>4</sup>T<sub>2</sub> 和 <sup>2</sup>E 态间的能量差, 或者确切一点说,  $\Delta$  代表 <sup>4</sup>T<sub>2</sub> 能态的零声子线与 <sup>2</sup>E 的 R 线间的能量差。  $\Delta$  从实验上可直接推求出。

根据吸收谱与发射谱关于 <sup>4</sup>T<sub>2</sub> 零声子跃迁位置对称的关系可以求出 <sup>4</sup>T<sub>2</sub> 零声子线的位置

$$E_0(^4T_2) = \frac{E_a(^4T_2) + E_f(^4T_2)}{2},$$

其中  $E_a(^4T_2)$  和  $E_f(^4T_2)$  分别表示吸收谱中 <sup>4</sup>T<sub>2</sub> 带的峰值频率和荧光谱中 <sup>4</sup>T<sub>2</sub> 带的峰值频率。  $E_0(^2E)$  可从吸收谱中直接测量出, 故得

$$\Delta = E_0(^4T_2) - E_0(^2E) = (1/2) [E_a(^4T_2) + E_f(^4T_2)] - E_0(^2E).$$

在我们所测的光谱中  $E_a(^4T_2) = 16260 \text{ cm}^{-1}$ ,  $E_f(^4T_2) = 13759 \text{ cm}^{-1}$ ,  $E_0(^2E) = 14472 \text{ cm}^{-1}$ , 代入上式中得  $\Delta = 538 \text{ cm}^{-1}$ 。

在 Kenyon 等所列的晶体材料分类表中, 晶场强度由比值  $(D_q/B)$  来划分。  $(D_q/B) > 2.3$ ,  $\Delta > 0$  的材料属于强场, 这时只有锐线发射(磷光);  $(D_q/B) \sim 2.3$ ,  $\Delta \sim 0$  的材料属于中阶场, 这时锐线与宽带共存(磷光和荧光);  $(D_q/B) < 2.3$ ,  $\Delta < 0$  的材料属于弱场, 这时只有宽带发射(荧光)。

根据上面所求的  $D_q$  和  $B$  值, 我们有

$$(D_q/B) = 2.52 \sim 2.3,$$

故 YGG:Cr<sup>3+</sup> 属于中阶场介质。

然而, 按 Wood 所求的  $D_q$  和  $B$  值

$$(D_q/B) = (1650/570) = 2.89 > 2.6,$$

这将得出 YGG:Cr<sup>3+</sup> 属于强场介质的结论。显然, 这与实验结果相矛盾。

YGG:Cr<sup>3+</sup> 晶体的 <sup>2</sup>E 能级处于 <sup>4</sup>T<sub>2</sub> 能级的下方, 且距离较近 ( $\Delta = 538 \text{ cm}^{-1}$ )。 <sup>2</sup>E 能级的寿命由于宇称禁戒而较长, 故 <sup>2</sup>E 能级可作为粒子库。一旦受激发射从 <sup>4</sup>T<sub>2</sub> 开始, 就可以随时从 <sup>2</sup>E 能级通过热激发提取粒子, 因而可以获得较低的阈值及较高的发射强度, 并且随着温度的提高, 从 <sup>2</sup>E 到 <sup>4</sup>T<sub>2</sub> 的热激发就更容易, 阈值也就因此而降低。因此, 这种材料容易在室温下获得激光, 这是 YGG:Cr<sup>3+</sup> 晶体的一个显著优点。

以上我们分析了 YGG:Cr<sup>3+</sup> 晶体的光谱特性, 计算了晶场能级以及一些重要光谱参数。

用熔盐法生长的 YGG:Cr<sup>3+</sup> 晶体具有石榴石晶体的良好特性:较高的力学及化学稳定性,以及较大的热传导率,并且具备终端声子可调谐激光晶体所必要的条件。Hube 和 Struve 已获得了 YGG:Cr<sup>3+</sup> 激光输出<sup>[8]</sup>,他们用提拉法生长的 YGG:Cr<sup>3+</sup> 晶体具有几个厘米的尺度。随着晶体生长技术的改进,优质的 YGG:Cr<sup>3+</sup> 晶体将成为一种很有发展潜力的激光晶体。

宋文保、许天同志在晶体制备方面给予了帮助,李光晓、杨琳、张海丽及 103 组的同志在光谱测试方面给予了协作,薛瑞明同志在计算机操作方面给予了方便,在此一并致谢。

[附录] 久期方程

$${}^2T_2(a {}^2D, b {}^2D, {}^2F, {}^2G, {}^2H)$$

$$\begin{array}{l} t_2^3 \\ t_2^3({}^3T_1)e \\ t_2^3({}^1T_2)e \\ t_2e^2({}^1A_1) \\ t_2e^2({}^1E) \end{array} \left| \begin{array}{ccccc} t_2^3 & t_2^3({}^3T_1)e & t_2^3({}^1T_2)e & t_2e^2({}^1A_1) & t_2e^2({}^1E) \\ \begin{pmatrix} -12D_1 \\ +5C-E \end{pmatrix} & -3\sqrt{3}B & -5\sqrt{3}B & 4B+2C & 2B \\ & \begin{pmatrix} -2D_1-6B \\ +3C-E \end{pmatrix} & 3B & -3\sqrt{3}B & -3\sqrt{3}B \\ & \text{对称元素} & \begin{pmatrix} -2D_1+4B \\ +3C-E \end{pmatrix} & -\sqrt{3}B & \sqrt{3}B \\ & & \begin{pmatrix} 8D_1+6B \\ +5C-E \end{pmatrix} & 10B & \\ & & & \begin{pmatrix} 8D_1-2B \\ +3C-E \end{pmatrix} \end{array} \right| = 0, \quad (1)$$

$${}^2T_1({}^2P, {}^2F, {}^2G, {}^2H)$$

$$\begin{array}{l} t_2^3 \\ t_2^3({}^3T_1)e \\ t_2^3({}^1T_2)e \\ t_2e^2({}^3A_2) \\ t_2e^2({}^1E) \end{array} \left| \begin{array}{ccccc} t_2^3 & t_2^3({}^3T_1)e & t_2^3({}^1T_2)e & t_2e^2({}^3A_2) & t_2e^2({}^1E) \\ \begin{pmatrix} -12D_1-6B \\ +3C-E \end{pmatrix} & -3B & 3B & 0 & -2\sqrt{3}B \\ & \begin{pmatrix} -2D_1+3C \\ -E \end{pmatrix} & -3B & 3B & 3\sqrt{3}B \\ & \text{对称元素} & \begin{pmatrix} -2D_1-6B \\ +3C-E \end{pmatrix} & -3B & -\sqrt{3}B \\ & & \begin{pmatrix} 8D_1-6B \\ +3C-E \end{pmatrix} & 2\sqrt{3}B & \\ & & & \begin{pmatrix} 8D_1-2B \\ +3C-E \end{pmatrix} \end{array} \right| = 0, \quad (2)$$

$${}^2E(a {}^2D, b {}^2D, {}^2G, {}^2H)$$

$$\begin{array}{l} t_2^3 \\ t_2^3({}^1A_1)e \\ t_2^3({}^1E)e \\ e^3 \end{array} \left| \begin{array}{cccc} t_2^3 & t_2^3({}^1A_1)e & t_2^3({}^1E)e & e^3 \\ \begin{pmatrix} -12D_1-6B \\ +3C-E \end{pmatrix} & -6\sqrt{2}B & -3\sqrt{2}B & 0 \\ & \begin{pmatrix} -2D_1+8B \\ +6C-E \end{pmatrix} & 10B & \sqrt{3}(2B+C) \\ & \text{对称元素} & \begin{pmatrix} -2D_1-B \\ +3C-E \end{pmatrix} & 2\sqrt{3}B \\ & & \begin{pmatrix} 18D_1-8B \\ +4C-E \end{pmatrix} \end{array} \right| = 0, \quad (3)$$

$$\begin{array}{l}
 {}^4T_1(4P, {}^4F) \\
 \begin{array}{cc}
 t_2^2({}^3T_1)e & t_2e^2({}^3A_2) \\
 t_2^2({}^3T_1)e & \left| \begin{array}{cc} -2D_q - 3B - E & 6B \\ 6B & 8D_q - 12B - E \end{array} \right| = 0, \\
 t_2e^2({}^3A_2) & \end{array} \quad (4) \\
 {}^4T_2({}^4F) & t_2^2({}^3T_1)e & -2D_q - 15B - E = 0, \quad (5) \\
 {}^3A_1({}^2G) & t_2^2({}^1E)e & -2D_q - 11B + 3C - E = 0, \quad (6) \\
 {}^3A_2({}^2F) & t_2^2({}^1E)e & -2D_q + 9B + 3C - E = 0, \quad (7) \\
 {}^4A_2({}^4F) & t_2^3 & -12D_q - 15B - E = 0. \quad (8)
 \end{array}
 \end{array}$$

## 参 考 文 献

- [1] J. C. Walling *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1980, **QE-16**, No. 12 (Dec), 1302.  
 [2] B. Struve, G. Huber; *Appl. Phys. (B)*, 1983, **30**, No. 3 (Mar), 117.  
 B. Struve, G. Huber; *Appl. Phys. (B)*, 1981, **28**, No. 2 3 (Jun/Jul), 235.  
 [3] D. L. Wood *et al.*; *J. Chem. Phys.*, 1963, **39**, No. 4 (Aug), 890.  
 [4] P. T. Kenyon *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, **QE-18**, No. 8 (Aug), 1189.  
 [5] A. B. Chase *et al.*; *J. Cryst. Growth.*, 1969, **5**, No. 4 (Aug), 239.  
 [6] Y. Tanabe, S. Sugano; *J. Phys. Soc. Japan*, 1954, **9**, No. 5 (Sep/Oct), 753.  
 [7] B. Struve, G. Huber; *Appl. Phys. (B)*, 1985, **36**, No. 4 (Apr), 195.  
 [8] G. Huber, B. Struve; *International Conference on Laser's 82*, (Richard C. Powell STS Press, McLean, Va 1982), 259.

## Energy levels and spectroscopic characteristics of Cr<sup>3+</sup> in Y<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> crystal\*

TANG HONGGAO, LI YUNKUI, MIAO MINHUA AND HANG YIN  
 (Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 3 June 1985; revised 20 August 1985)

### Abstract

The energy levels and spectroscopic characteristics of Y<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Cr<sup>3+</sup> crystal grown by flux method are reported. At room temperature, the effective fluorescence lifetime of <sup>4</sup>T<sub>2</sub> and <sup>3</sup>E levels was measured to be 205 μs with the central wavelength of the fluorescence spectrum of 727 nm. The crystal-field energy levels, were calculated according to Tanabe-Sugano theory. The crystal field strength parameter D<sub>q</sub>, Racah parameter B and C and parameter Δ were calculated to be 1626, 645, 2950 and 538 cm<sup>-1</sup>, respectively.

\* Project supported by the Science Fund of the Chinese Academy of Sciences.