

文章编号: 0258-7025(2009)Supplement 1-0319-05

# ErP<sub>5</sub>O<sub>14</sub> 晶体在 650 nm 激光激发下的 上转换动态布居过程

陈晓波<sup>1</sup> 何琛娟<sup>1</sup> 宋增福<sup>2</sup> 郭敬华<sup>1</sup> 杨国建<sup>1</sup> 周宏余<sup>1</sup> 王亚非<sup>1</sup> 田强<sup>1</sup> 周静<sup>1</sup>  
彭芳麟<sup>1</sup> 汪华英<sup>1</sup> 刘大禾<sup>1</sup> 吴正龙<sup>1</sup> 马恩<sup>1</sup> 欧阳捷<sup>1</sup> 陈英<sup>1</sup> 李辉<sup>3</sup>

(<sup>1</sup>北京师范大学物理系和材料学院 应用光学北京市重点实验室, 北京 100875; <sup>2</sup>北京大学物理学院, 北京 100871)

<sup>3</sup>福建师范大学物理与光电子信息科技学院, 福建 福州 350007

**摘要** 报道了通过建立速率方程描述掺 Er<sup>3+</sup> 五磷酸盐的动态布居过程, 计算得到 ErP<sub>5</sub>O<sub>14</sub> 晶体在 650 nm 激光激发下的所有能级的动力学过程和抽运功率的影响。自发辐射过程、抽运光子的吸收、相应的受激辐射过程、多声子无辐射弛豫过程、所有可能的能量传递过程都包括在速率方程里。研究发现, 在 650 nm 激光功率达到 10<sup>3</sup>~10<sup>5</sup> W 程度时上转换发光就很强且上转换行为很好, <sup>4</sup>I<sub>15/2</sub> 的稳态布居几率可以小到 0.0617, <sup>4</sup>F<sub>9/2</sub> 的稳态布居几率可以快速增加到 0.362 的高水平然后缓慢地减小到 0.0374 的稳态值, 它意味着 <sup>4</sup>F<sub>9/2</sub> 的布居已经转换到更高的能级了, 在 <sup>4</sup>S<sub>3/2</sub> 能级可以有高达 0.212 的布居几率, 它会导致 543 nm 的强的上转换发光。在 <sup>4</sup>G<sub>9/2</sub> 能级可以有高达 0.160 的布居几率, 它会导致 379 nm 的强的上转换发光。

**关键词** 光物理; 上转换; 稀土; 五磷酸盐晶体; 动力学过程

**中图分类号** TN241; O437 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL200936s1.0319

## Dynamic Population Process of Upconversion Luminescence of ErP<sub>5</sub>O<sub>14</sub> Crystal Excited by 650 nm Laser

Chen Xiaobo<sup>1</sup> He Chenjun<sup>1</sup> Song Zengfu<sup>2</sup> Guo Jinghua<sup>1</sup> Yang Guojian<sup>1</sup> Zhou Hongyu<sup>1</sup>  
Wang Yafei<sup>1</sup> Tian Qiang<sup>1</sup> Zhou Jing<sup>1</sup> Peng Fanglin<sup>1</sup> Wang Huaying<sup>1</sup> Liu Dahe<sup>1</sup>  
Wu Zhenglong<sup>1</sup> Ma En<sup>1</sup> Ouyang Jie<sup>1</sup> Chen Ying<sup>1</sup> Li Hui<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Applied Optics Beijing Area Major Laboratory, Physics Department and Material College, Beijing Normal University, Beijing 100875, China

<sup>2</sup>Physics School, Peking University, Beijing 100871, China

<sup>3</sup>Physics and Optoelectronic Information Science and Technology College, Fujian Normal University, Fuzhou, Fujian 350007, China

**Abstract** Dynamic population process of ErP<sub>5</sub>O<sub>14</sub> crystal described by rate equations is reported in the present manuscript. All dynamic process and pumping power influence have been calculated out for ErP<sub>5</sub>O<sub>14</sub> crystal when excited by 650nm laser. Established rate equations has included spontaneous emission rates, absorption of pumping photon, relative stimulated emission rates, nonradiative multiphonon relaxation rates, all possible energy transfer rates and back energy transfer rates. It is found that upconversion luminescence intensity is very strong and upconversion luminescence behaviour is very good when 650 nm laser pumping power reaches 10<sup>3</sup>~10<sup>5</sup> W. The stable population probability of <sup>4</sup>I<sub>15/2</sub> state can be reduced to 0.0617 small extent. The population probability of <sup>4</sup>F<sub>9/2</sub> state can be first enhanced to 0.362 fast and then reduced to 0.0374 stable value smoothly. It means that the population of <sup>4</sup>F<sub>9/2</sub> state has been upconversioned to higher level. The very good results have emerged at that the population probability of <sup>4</sup>S<sub>3/2</sub> state may be as high as 0.212, which will results in the strong 543 nm upconversion luminescence. It is more significant that the population probability of <sup>4</sup>G<sub>9/2</sub> state may be as high as 0.160, which will results in the strong 379 nm upconversion luminescence.

**Key words** optical physics; upconversion; rare earth; ErP<sub>5</sub>O<sub>14</sub> crystal; dynamic process

**基金项目**: 国家自然科学基金(10674019)资助课题。

**作者简介**: 陈晓波(1963-), 男, 教授, 主要从事光物理方面的研究。E-mail: xbchen@bnu.edu.cn

## 1 引言

光子学技术为现在信息社会的主要支柱之一<sup>[1]</sup>,上转换研究为光子学领域的重要研究课题。上转换荧光现象最早发现于 1940 年<sup>[2]</sup>,而稀土离子的上转换研究起源于 20 世纪 50 年代,在 20 世纪 60 年代受到发展夜视设备的推动,上转换研究有了一段较快的发展,到了 20 世纪 80 年代受到发展上转换激光器、立体三维显示、上转换红外显示器的推动而进入蓬勃发展的研究阶段<sup>[3~7]</sup>,近几年多光子成像和多光子显微已取得很大的成功显现了良好的应用前景。

有很多的稀土离子,例如  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$  和  $\text{Ho}^{3+}$  等,被广泛用于一系列基质材料中作为激活中心实现有用的受激发射。对于大多数基质材料,稀土离子的掺杂浓度实际只能到几个百分点的浓度,更高的掺杂浓度会导致荧光寿命的缩短、荧光的淬灭和线宽的展宽。20 世纪 70 年代科学家惊喜地发现铽离子在五磷酸盐中浓度淬灭很小<sup>[8]</sup>。从那以后在五磷酸盐晶体上完成了很多工作,此种晶体称之为化学计量比晶体,激活离子不是以杂质的方式掺杂在基质材料里,而是化合物的一个基本组分。稀土五磷酸盐的晶体结构与稀土离子的半径有关<sup>[9]</sup>,稀土五磷酸盐晶体结构的主要特征是没有两个稀土离子共用同一氧原子,稀土离子间的最紧邻的成键连接是  $-\text{Re}-\text{O}-\text{P}-\text{O}-\text{Re}-$ ,最短间距不小于 0.5 nm,大的离子间距削弱了离子之间的互作用,并因此而减小了离子间互作用对荧光的淬灭。

交叉能量传递作用可以导致一些重要的动力学过程,它可以构成上转换激光或下转换激光的主要抽运通道。交叉能量传递通道常常可以导致比常规激发通道大得多的激发效率,所以,集成固体激光应用的前景极为看好<sup>[10]</sup>。本文建立了掺  $\text{Er}^{3+}$  五磷酸盐晶体动力学过程的速率方程,对  $\text{ErP}_5\text{O}_{14}$  五磷酸盐晶体的所有能级的动力学过程进行了数值模拟,得到了在 100 mW 到  $10^7$  W 的 650 nm 激光激发下所有能级布居达到稳态的随时间的改变过程。

## 2 计算

### 2.1 自发辐射跃迁几率 ( $A_{\text{ED}}, A_{\text{MD}}$ )

利用能级间跃迁的振子强度与积分光密度的关系为

$$f(aJ, bJ') = \frac{mc^2}{N\pi e^2} \int \frac{\rho_{\text{OD}}(\lambda) \times 2.303}{d \times \lambda^2} d\lambda, \quad (1)$$

式中  $m, e$  分别为电子质量和电荷,  $c$  为真空中光速,

$\rho_{\text{OD}}(\lambda)$  是随跃迁波长变化的光密度,  $d$  为样品厚度,  $N$  为粒子数密度。可通过吸收谱图的测量得出与各激发能级相对应的吸收跃迁的振子强度的实验值。忽略电四极跃迁的影响时,能级间跃迁的振子强度与谱线强度的关系为

$$f(aJ, bJ') = \frac{8\pi^2 m \bar{\nu}}{3hn^2 e^2 (2J+1)} \times [\chi_{\text{ed}} S_{\text{ed}}(aJ, bJ') + \chi_{\text{md}} S_{\text{md}}(aJ, bJ')], \quad (2)$$

$h$  为普朗克常数,  $n$  为折射率,  $\chi$  为折射率  $n$  的有效场修正项,磁偶极跃迁  $\chi_{\text{md}} = n^3$ ,电偶极跃迁  $\chi_{\text{ed}} = n(n^2 + 2)^2 / 9$ 。 $S_{\text{ed}}, S_{\text{md}}$  分别为电、磁偶极跃迁谱线强度。根据 Judd-Ofelt (J-O) 理论对电偶极跃迁谱线强度的描述和测得的振子强度值,可以拟合得到 J-O 参量  $\Omega_t (t=2, 4, 6)$ 。

### 2.2 多声子无辐射弛豫速率 ( $W_{\text{MPR}}$ )

固体中稀土离子的某能级的多声子弛豫速率和该能级与其下最近邻能级间的能量间隙有指数关系<sup>[11]</sup>。此一经典的“能隙定律”的表达式为

$$W_{\text{MPR}} = C \exp(-\alpha \Delta E), \quad (3)$$

$\Delta E$  为能量间隙,  $C, \alpha$  为系统的特征参量。直接从 (3) 式可获得多声子无辐射弛豫速率,需要知道与基质有关的两个特征参量  $C$  和  $\alpha$ ,据我们所知,相关的文献中并没有现成的  $C$  和  $\alpha$  值。因此为得到多声子无辐射弛豫速率,需要了解  $\text{Er}^{3+}$  离子部分能级的寿命。由于样品和实验条件限制,没有对低浓度  $\text{Er}_x\text{La}_{1-x}\text{P}_5\text{O}_{14}$  晶体中  $\text{Er}^{3+}$  离子各能级寿命进行测量。据我们所知,相关的文献中也没有给出描述晶体多声子无辐射弛豫的参量  $C, \alpha$  的值。在实验中,曾得到过低浓度掺杂的  $\text{Er}_x\text{La}_{1-x}\text{P}_5\text{O}_{14}$  非晶中  $^4I_{13/2}$  和  $^4I_{11/2}$  能级寿命值约为 5.1 ms 和 0.311 ms。由于没有  $\text{Er}_x\text{La}_{1-x}\text{P}_5\text{O}_{14}$  晶体中的相应数据,忽略了晶体非晶化后带来的对多声子过程的影响,认为晶体中这两个能级的寿命与非晶中相同,得到特征参量  $C$  和  $\alpha$  分别为  $3.112 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$  和  $1.277 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ,由此求得了各能级的多声子无辐射弛豫速率。从 Mazurak 等<sup>[12]</sup>对室温下  $\text{Er}_{0.2}\text{Yb}_{0.8}\text{P}_5\text{O}_{14}$  晶体中  $\text{Er}^{3+}$  离子能级寿命的测量结果来看,受能量迁移过程影响较小的  $^4I_{13/2}$  能级室温下寿命为 4.5 ms,与我们的低浓度  $\text{Er}_x\text{La}_{1-x}\text{P}_5\text{O}_{14}$  非晶中的值相近。因此,用这组数据定性描述晶体的结果还是可信的。

### 2.3 能量迁移速率

能量迁移速率受互作用离子的间距影响很大。如上文所述,五磷酸盐中稀土离子间的最短键连接是  $-\text{Re}-\text{O}-\text{P}-\text{O}-\text{Re}-$ ,间距大于 0.5 nm,全浓

度时,只需考虑这种间距的离子对。当有其他阳离子掺入时,必须考虑其对离子间距的影响。对于晶体而言,由于五磷酸盐晶体中稀土离子之间有固定的键结构,假设 Er<sup>3+</sup> 离子原子百分比为  $x$ , Er<sup>3+</sup> 离子间距为  $R$ ,若认为 Er<sup>3+</sup> 离子在 Er <sub>$x$</sub> La <sub>$1-x$</sub> P<sub>5</sub>O<sub>14</sub> 晶体中是均匀分布的,显然  $R^{-3}$  应与掺杂分子量的百分比  $x$  成正比,且有  $R^{-3} = x \cdot R_0^{-3}$ ,  $R_0$  是 LaP<sub>5</sub>O<sub>14</sub> 晶体中 La 离子间距,为 0.519 nm。另外,La 离子为惰性离子,它与 Er<sup>3+</sup> 离子之间的相互作用可以忽略。

当能量迁移过程有声子参与时,由下式和  $\alpha$  值,可以得到声子参与的能量迁移速率

$$W_{\text{PET}} = W_{\text{ET}} \exp(-\beta\Delta E), \quad (4)$$

$$\beta = \alpha - \ln(2)/h\nu, \quad (5)$$

为确定系统中上转换荧光的抽运机制,计算中考虑了所有能级间的能量迁移过程。更重要的是 ErP<sub>5</sub>O<sub>14</sub> 晶体中能量迁移速率大于 10<sup>6</sup> s<sup>-1</sup> 的能量迁移过程及相应的能量失配、声子的影响、重叠积分和迁移速率等量。可以看出,在全浓度晶体中,有许多能量迁移过程都有较大的速率,因此,在这种晶体中能量迁移过程可能会对各能态布居产生大的影响。

### 2.4 基态吸收与激发态吸收

各能级对抽运光的吸收速率与该能级在光子频率  $\nu_{\text{ex}}$  处的吸收截面和激发光束的强度  $I_{\text{ex}}$  有关。可以通过实验测量基态和激发态的吸收截面,也可以通过计算得出。

对于波数为  $\bar{\nu}$  的跃迁,其积分截面与跃迁的振子强度  $f$  关系为  $\int \sigma(\bar{\nu}) d\bar{\nu} = \frac{\pi e^2}{mc^2} f$ ,如认为跃迁谱线线型为洛仑兹线型,此时有

$$\int \sigma(\bar{\nu}) d\bar{\nu} = \frac{\pi}{2} \sigma_p \Delta\bar{\nu}, \quad (6)$$

$$\sigma_p = \frac{2e^2}{mc^2 \Delta\bar{\nu}} f, \quad (7)$$

而跃迁的振子强度  $f$  可以根据 J-O 理论计算得到。

激发光束的强度除与抽运光强有关外,还受光斑大小的影响,计算中取聚焦后的光斑面积为 2500  $\mu\text{m}^2$ 。

由于能级展宽和抽运光谱宽的影响,实际布居于基态与各激发态的离子可能同时都存在对抽运光的共振或非共振的吸收跃迁。在本文的计算过程中,只考虑了几个失配量小于 1000 cm<sup>-1</sup> 的吸收过程,即 650 nm 抽运时,考虑  $^4I_{15/2} \rightarrow ^4F_{9/2}$ ,  $^4I_{13/2} \rightarrow ^4F_{5/2}$ ,  $^4F_{3/2}$ ,  $^4I_{11/2} \rightarrow (^2G^4F^2H)_{9/2}$ ,  $^4G_{11/2}$  和  $^4I_{9/2} \rightarrow ^4G_{9/2}$ ,  $^2K_{15/2}$ ,  $^2G_{7/2}$  的吸收跃迁,如图 1 所示。

### 3 结果与讨论

考虑抽运光波长为 650 nm 时 Er<sup>3+</sup> 离子各能级的布居状况。由于能级  $^2H_{11/2}$ ,  $^4F_{3/2}$  及能级  $^2K_{15/2}$ ,  $^2G_{7/2}$  与下能级间能量间距很小,布居其上的离子会通过迅速的多声子无辐射弛豫衰减至下能级,同时室温下这些能级的布居与其近邻下能级布居满足热平衡条件。速率方程中考虑了这几组能级之间的热效应。计算中所考虑的各能级的标示见图 1。

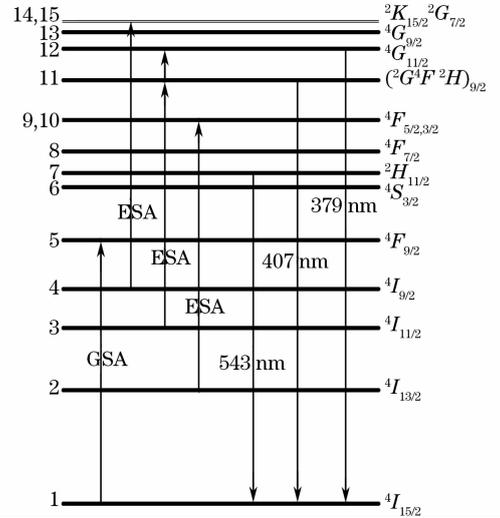


图 1 Er<sup>3+</sup> 离子的能级结构

Fig. 1 Energy level structure of Er<sup>3+</sup> ion

求解含 15 个能级的速率方程组是很困难的。考虑到  $\Delta t$  足够小时,有  $n(t_0 + \Delta t) = n(t_0) + (dn/dt)\Delta t$  近似成立,利用初始条件  $n_1 = 1.0, n_i = 0 (i \neq 1)$ ,求得各态布居随时间的变化曲线,并取稳定后的值为速率方程的稳态解。利用所得到的稳态解,就可以对 Er<sup>3+</sup> 离子各能态布居随抽运光场及掺杂量的变化关系进行分析。

在抽运功率为 100 mW 的时候, ErP<sub>5</sub>O<sub>14</sub> 晶体中 Er<sup>3+</sup> 离子所有能级的布居随时间改变的曲线如图 2 所示。图 2 的曲线显示了在 650 nm 激光激发下,  $^4I_{15/2}$ ,  $^4I_{13/2}$ ,  $^4I_{11/2}$ ,  $^4I_{9/2}$ ,  $^4F_{9/2}$ ,  $^4S_{3/2}$ ,  $^2H_{11/2}$ ,  $^4F_{7/2}$ ,  $^4F_{5/2}$ ,  $^4F_{3/2}$ ,  $^2H_{9/2}$ ,  $^4G_{11/2}$ ,  $^4G_{9/2}$ ,  $^2K_{15/2}$  和  $^2G_{7/2}$  能级的布居是如何随时间改变的。所有能级的布居大约在 8 ms 达到稳定。相对应的值就作为此条件的速率方程的稳态解。

从图 2 可以看出所有能级的布居随时间是单调改变的,首先,基态的布居随时间快速改变,在大约 2 ms 达到稳定之后就几乎不再改变。受激光直接激发的  $^4F_{9/2}$  能级随时间首先急剧地改变然后缓慢变化。

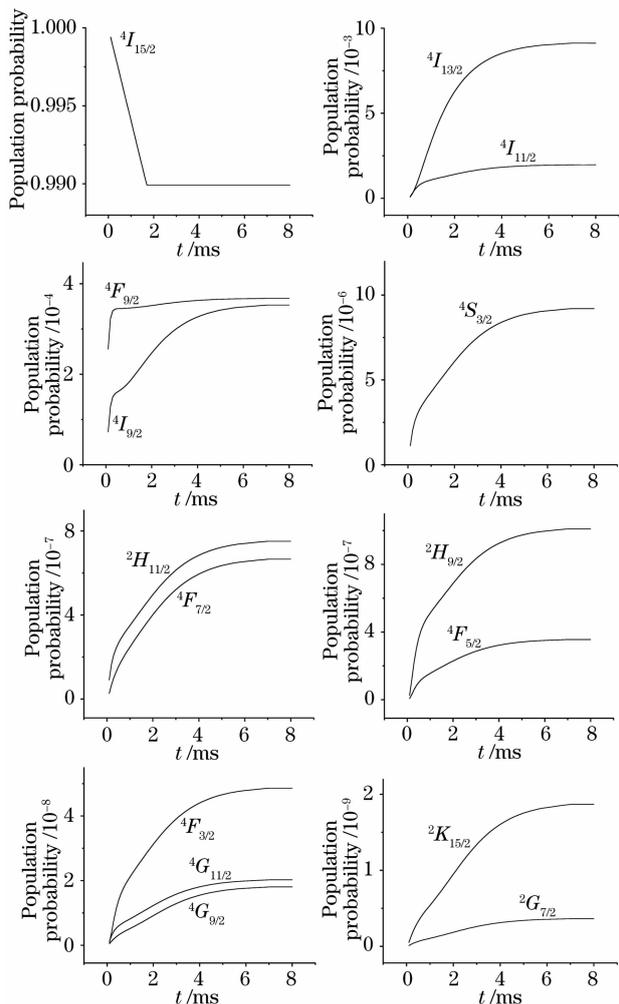


图2 100 mW 和 650 nm 激光激发的  $\text{Er}^{3+}$  离子的所有能级布居随时间的改变

Fig. 2 Variation with time of all state of  $\text{Er}^{3+}$  ion when excited by 100 mW, 650 nm laser

最有趣的动态布居曲线是 ${}^4I_{9/2}$ ，在 ${}^4F_{9/2}$ 陡峭上升及初显平缓时，该能级的变化趋势与之相同，意味着这一段该态主要由 ${}^4F_{9/2}$ 直接布居。但与 ${}^4F_{9/2}$ 布居几率仅随时间略有增长相对应的时间段， ${}^4I_{9/2}$ 布居有一个大的攀升，即此时其他能级通过能量迁移过程产生的该能级布居要多于通过该能级的能量迁移过程消耗的布居。总的来说，抽运激光场加上后各激发态布居逐渐增大而基态布居逐渐减小，最后均趋于稳定。

系统中自发辐射速率和多声子无辐射弛豫速率是不变的，而能量迁移过程随掺杂离子浓度变化而变化，抽运光场的强弱决定着受激吸收和受激辐射速率的大小。实验中，若采用调Q激光抽运，影响系统布居的激光功率密度的数量级要达到 $10^7$  W，峰值功率更可高达 $10^9 \sim 10^{10}$  W，为了解高功率密度

的激光对各能态布居几率时间特性的影响，利用速率方程计算了抽运激光功率为10 W,  $10^3$  W,  $10^5$  W,  $10^7$  W时全浓度晶体中各态粒子数的时间特性曲线，代表性的抽运激光功率为 $10^3$  W的全浓度晶体中各态粒子数随时间改变的变化曲线如图3所示。为简单起见，此时仍然假定抽运光为连续激光。

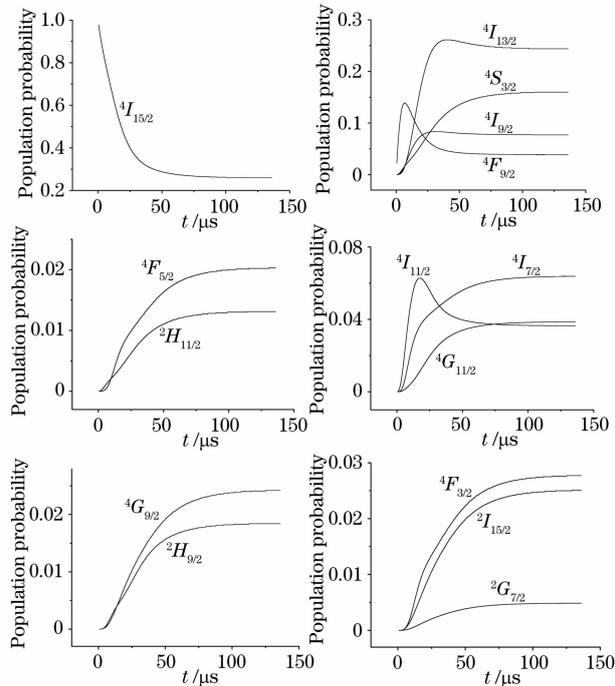


图3  $10^3$  W, 650 nm 激光激发的  $\text{ErP}_5\text{O}_{14}$  晶体中  $\text{Er}^{3+}$  离子的所有能级布居随时间的改变

Fig. 3 Variation with time of all state of  $\text{Er}^{3+}$  ion when excited by  $10^3$  W, 650 nm laser

从图2和图3中所示各能态的动态布居过程。可清晰地看出抽运光功率的差异给系统带来的影响。首先，抽运光功率的大小直接影响各态稳态布居几率的相对大小。抽运光强为100 mW时，粒子仍主要布居于各低能态，而抽运光强为 $10^7$  W时，高能态如 ${}^4S_{3/2}$ 和 ${}^4G_{9/2}$ 有较大的布居几率。其次，抽运光强会影响各能级布居几率的时间曲线形状。以能级 ${}^4I_{9/2}$ 为例，抽运光强为100 mW时，该能级布居几率可分为陡峭上升，增长趋势减小而后再增强的变化；抽运光强为 $10^3$  W时，这种变化已不出现，该态布居先随时间迅速增大，出现极值，而后略减小直至稳定；光强为 $10^5$  W时，该态布居的时间曲线出现显著的峰状结构，而当抽运光强增至 $10^7$  W时，该能级布居的时间曲线只是简单的增大直至稳定的形状。不同抽运光强条件下，各态布居不同会引起能级间能量迁移过程影响大小的不同，另外，抽运光强的大小还从两个方面影响能级 ${}^4I_{9/2}$ ：增强的抽运光会使粒子由

基态被激发至<sup>4</sup>F<sub>9/2</sub>,而后通过多声子无辐射弛豫至<sup>4</sup>I<sub>9/2</sub>的几率增大,而同时抽运光的增强又会增大布居于<sup>4</sup>I<sub>9/2</sub>的离子被激发至<sup>4</sup>G<sub>9/2</sub>的几率,<sup>4</sup>I<sub>9/2</sub>随抽运光强变化的动态布居曲线就是这几种因素共同作用的结果。另外,由图2和图3可见,抽运光功率密度的大小直接影响了系统达到稳态所需时间,抽运激光光强为0.1 W,10 W,10<sup>3</sup> W,10<sup>5</sup> W,10<sup>7</sup> W时,系统达到稳定分别需要8 ms,1.3 ms,140 μs,29 μs和18 μs。总的来说,在我们所考虑的范围,抽运光光强越大,系统达到稳定所需的时间就越短。

## 4 结 论

对于五磷酸盐这种化学计量比化合物,Er<sup>3+</sup>离子是作为一个组成成分被掺入其中的,这种基质中Er<sup>3+</sup>离子间的最短键连接是—Re—O—P—O—Re—,最短间距不小于0.5 nm,大的离子间距削弱了离子之间的相互作用,并因此而减小了离子间相互作用对荧光的淬灭。利用考虑系统中所有单离子过程和离子对相互作用过程的速率方程,本文研究了650nm激光抽运下ErP<sub>5</sub>O<sub>14</sub>晶体中各能级的动态布居过程。发现抽运光的强弱对Er<sup>3+</sup>各能级的动态行为,如布居曲线的形状、稳态布居的大小有显著的影响,而系统达到稳定所需的时间也受影响,在所讨论的范围内,对于全浓度晶体,系统稳定所需时间随抽运光强增大而减小(光强由100 mW增至10<sup>7</sup> W时,稳定所需时间由8 ms减小为18 μs)。

**致激** 作者向北京师范大学王策博士、李永良教授、张仲秋教授表示衷心的感谢。

## 参 考 文 献

- 1 Zhou Bingkun, *et al.*. Optical Electronics[M]. Beijing: Science Press, 1991
- 2 周炳琨等. 光电子学[M]. 北京: 科学出版社, 1991
- 3 Brien B. O.. Development of infra-red sensitive phosphors[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1946, **36**(7): 369~369
- 4 Deshazer L. G., Komai L. G.. Fluorescence conversion efficiency of neodymium glass[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1965, **55**(8): 940~941
- 5 Allain J. Y., Monerie M., Pognant H.. Tunable green upconversion erbium fibre laser[J]. *Electron. Lett.*, 1992, **28**: 111~112
- 6 Downing E., Hesselink L. *et al.*. A three-color, solid-state, three-dimensional display[J]. *Science*, 1996, **273**: 1185~1189
- 7 Zhao Y., Fleming S., Poole S.. 22 mW blue output power from a Pr<sup>3+</sup> fluoride fibre upconversion laser[J]. *Opt. Commun.*, 1995, **114**: 285~288
- 8 Auzel F.. Upconversion and anti-Stokes processes with *f* and *d* ions in solids[J]. *Chem. Rev.*, 2004, **104**: 139~173
- 9 Danielmeyer H. G., Weber H. P.. Fluorescence in neodymium ultraphosphate[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1972, **QE-8**: 805~808
- 10 Albrand K. R., Attig R., Fenner J.. Crystal structure of the laser material NdP<sub>5</sub>O<sub>14</sub>[J]. *Mat. Res. Bull.*, 1974, **9**: 129~140
- 11 Chen Xiaobo, Feng Yan, Li Meixian *et al.*. The Yb<sup>3+</sup> sensitized upconversion blue luminescence of Tm<sub>0.03</sub>Yb<sub>0.18</sub>La<sub>0.79</sub>P<sub>5</sub>O<sub>14</sub> and Tm(0.1)Yb(3):ZBLAN glasses[J]. *Chinese J. Lasers*, 1999, **A26**: 437~442
- 12 陈晓波,冯 衍,李美仙等. Tm<sub>0.03</sub>Yb<sub>0.18</sub>La<sub>0.79</sub>P<sub>5</sub>O<sub>14</sub>和 Tm(0.1)Yb(3):ZBLAN玻璃的上转换敏化蓝色发光[J]. *中国激光*, 1999, **A26**: 437~442
- 13 Reisfeld R., Jorgensen C. K.. Lasers and Excited States of Rare Earths[M]. New York, Berlin: Springer-Verlag, 1977
- 14 Mazurak Z. *et al.*. Radiative and non-radiative transitions in ErP<sub>5</sub>O<sub>14</sub> single crystals[J]. *J. Lumin.*, 1978, **17**: 401~409