

文章编号: 1000-7032(2009)03-0321-06

YAB 晶体中 Yb^{3+} 到 Er^{3+} 的能量传递

游维雄¹, 黄艺东², 林炎富², 陈雨金², 罗遵度²

(1. 江西理工大学, 江西 赣州 341000; 2. 中国科学院 福建物质结构研究所, 福建 福州 350002)

摘要: 1.55 μm 波段是光通讯的一个重要波段, 而且对人眼安全, 有高的大气透过率, 因此可以广泛应用于通讯和遥感测距等领域。由于 Er^{3+} 离子对商品化的 InGaAs 激光二极管的抽运波长不能有效吸收, 因此一般通过在基质中共掺杂 Yb^{3+} 和 Er^{3+} 离子来获得 1.55 μm 波段激光输出。采用助熔剂法生长了不同 Yb^{3+} 和 Er^{3+} 掺杂浓度的 $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$ (YAB) 晶体。运用速率方程模型研究了晶体中 Yb^{3+} 到 Er^{3+} 能量传递过程, 得到了根据 Yb^{3+} 离子的荧光寿命计算能量传递系数的简单计算公式。计算了不同掺杂离子浓度的 YAB 晶体中的能量传递系数等相关参数。结果表明, 在 YAB 晶体中, Yb^{3+} 到 Er^{3+} 能量传递非常有效, YAB 晶体可以作为能获得 1.55 μm 激光输出的良好介质材料。

关键词: YAB 晶体; 速率方程; 能量传递**中图分类号:** O482.31**PACS:** 78.55. Hx**PACC:** 7855; 4270**文献标识码:** A

1 引 言

1.55 μm 波段是光通讯的一个重要波段, 而且对人眼安全, 有高的大气透过率, 因此可以广泛应用于通讯和遥感测距等领域^[1]。目前, 1.55 μm 激光一般都采用 Er^{3+} 作为激活离子来获得的。由于 Er^{3+} 离子对 976 nm 波长的激发能的吸收较弱, 因此, 一般通过共掺杂 Yb^{3+} 离子来实现对激发能的有效吸收, 再经能量传递将 Er^{3+} 离子激发到激光上能级。 $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$ (YAB) 晶体属于非同成分熔化的化合物, 通常采用熔盐法(又称助熔剂法)生长。其结构与天然矿物碳酸钙镁石 $[\text{CaMg}_3(\text{CO}_3)_4]$ 相同, 呈菱形状, 是非中心对称结构, 属于三方晶系, 空间群为 $R32$ ^[2], 晶胞参数为 $a = b = 0.9293 \text{ nm}$, $c = 0.7245 \text{ nm}$, $\alpha = \beta = 90^\circ$, $\gamma = 120^\circ$, $V = 0.5418 \text{ nm}^3$, $Z = 3$ ^[3]。Filimonov 等^[4]运用粉末倍频法和 SHG 系数的理论计算法, 确定该晶体的非线性光学系数约为 KDP 晶体的 3.9 倍($d_{\text{eff}} > 1.4 \text{ pm/V}$)。此外, YAB 晶体具有良好的物理化学性能, 比如在强光照射下不易产生色心、耐强酸强碱、不潮解, 具有良好的热导性, 莫氏硬度为 8^[5]等。此外, YAB 具有较大的

声子能量(最大声子能量大于 1400 cm^{-1} ^[6]), 大的声子能量可以使 Er^{3+} 离子 $^4\text{I}_{11/2}$ 能级的粒子快速弛豫到 $^4\text{I}_{13/2}$ 能级而抑制了上转换发光的发生, 同时也使反向能量传递过程被极大地削弱。这些特点对于 1.55 μm 激光的发射非常有利。本文主要研究了 YAB 晶体中 Yb^{3+} 到 Er^{3+} 能量传递过程, 利用速率方程模型推导出能量传递系数的简单表达式, 计算了相关的能量传递参数。

2 实 验

晶体采用助熔剂法生长, 所用的原料为 99.999% 的 Y_2O_3 、 Er_2O_3 和 Yb_2O_3 , 分析纯的 H_3BO_3 和 Al_2O_3 。按照晶体的化学分子式 $\text{Er}_x\text{Yb}_y\text{Y}_{(1-x-y)}\text{Al}_3(\text{BO}_3)_4$ 的化学计量比进行配料(其中 $x = 1.3\%$, $y = 6\%$, 12% , 20%), 助熔剂采用 $\text{NaF-MoO}_3\text{-B}_2\text{O}_3$ 。原料在玛瑙研钵中研磨混合后, 装进坩锅在 1100 $^\circ\text{C}$ 的马弗炉中加热使其熔融, 然后转移到立式电阻加热炉中进行生长, 降温速率为 1.5 $^\circ\text{C/d}$, 转速为 4~5 r/min。经 40 d 生长得到光学质量较好的单晶。三个样品(1[#], 2[#], 3[#])经 ICP 测试后, 样品中 Yb^{3+} 离子和 Er^{3+} 离子的实际掺杂浓度如表 1 所示。

收稿日期: 2008-07-29; 修订日期: 2008-09-23

基金项目: 博士启动基金资助项目

作者简介: 游维雄(1979-), 男, 福建上杭人, 博士, 主要从事稀土发光材料的研究。

E-mail: you_wx@126.com, Tel: (0797)8312204

表 1 原料和晶体中掺杂离子的浓度

Table 1 The Yb^{3+} and Er^{3+} concentrations in the melts and crystals %

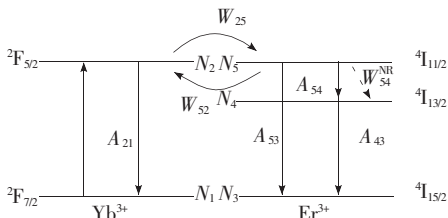
样品	原料中浓度		晶体中浓度	
	Yb	Er	Yb	Er
1 [#]	6	1.3	5.89	1.66
2 [#]	12	1.3	12.17	1.49
3 [#]	20	1.3	18.84	1.47

样品经过定向、切割和抛光后进行光谱测试。荧光光谱和荧光衰减曲线分别采用 Jobin-Yvon Triax 550 和 FL920 Edinburgh 光谱仪测量。

3 结果与讨论

3.1 速率方程

Yb^{3+} 到 Er^{3+} 能量传递属于共振能量传递。根据文献报道, Yb^{3+} 离子的 $^2\text{F}_{5/2}$ 和 $^2\text{F}_{7/2}$ 之间的能级间隔为 $9\,613 \sim 10\,672 \text{ cm}^{-1}$ [7], 而 Er^{3+} 离子的 $^4\text{I}_{11/2}$ 和 $^4\text{I}_{15/2}$ 之间的能级间隔为 $9\,889 \sim 10\,344 \text{ cm}^{-1}$ [8], 因此把 Yb^{3+} 到 Er^{3+} 能量传递视为共振能量传递是合理的。图 1 所示为 Yb^{3+} 到 Er^{3+} 能量传递示意图。处在基态 $^2\text{F}_{7/2}$ 的 Yb^{3+} 离子吸收激发能后跃迁到激发态 $^2\text{F}_{5/2}$, 随后可以通过自身的辐射或无辐射跃迁回到基态, 也可以把能量传递给邻近的 Er^{3+} 离子而回到基态。处于基态 $^4\text{I}_{15/2}$ 的 Er^{3+} 离子吸收了 Yb^{3+} 离子传递过来的能量后跃迁到激发态 $^4\text{I}_{11/2}$, 随后处在激发态 $^4\text{I}_{11/2}$ 的离子可以通过辐射或无辐射跃迁回到基态, 也可以把能量反向传递给 Yb^{3+} 离子而回到基态。自身的辐射和无辐射跃迁与能量传递是个竞争的过程, 哪个过程占主要地位取决于各自的几率。需要说明的是, 由于能量传递是个统计过程, 在一般的分析中, 并没有考虑方向性, 所以在本文中, 我们并没有考虑晶体的各向异性, 所采用的发射

图 1 Yb^{3+} 与 Er^{3+} 离子之间能量传递示意图Fig. 1 The schematic diagram of energy transfer between Yb^{3+} and Er^{3+}

光谱图也都是非偏振的。

图 2 所示为样品 1[#] ~ 3[#] 的在 $900 \sim 1\,700 \text{ nm}$ 范围内的非偏振荧光光谱图。实验采用的激发波长为 930 nm , 在这个激发波长处, 只有 Yb^{3+} 离子有吸收而 Er^{3+} 离子并没有吸收。 Er^{3+} 离子单掺杂 YAB 晶体在 $900 \sim 1\,100 \text{ nm}$ 处没有发射, 因此, 可以认为图 2 中的 $900 \sim 1\,100 \text{ nm}$ 范围的发射是属于 Yb^{3+} 离子的, 而 $1\,500 \text{ nm}$ 附近的发射才属于 Er^{3+} 离子。从图 2 可以清楚地看出 Yb^{3+} 和 Er^{3+} 离子之间存在着有效的能量传递, 因为由 Yb^{3+} 离子的激发, 可以探测到 Er^{3+} 离子的发射, 并且 Er^{3+} 离子的发射强于 Yb^{3+} 离子的发射。从图中还可以看出, Yb^{3+} 离子的荧光强度随着 Yb^{3+} 浓度的增大而减弱, 而 Er^{3+} 离子的荧光强度却随着 Yb^{3+} 浓度的增大而增强, 这说明随着 Yb^{3+} 浓度的增大, 能量传递几率也是增大的。

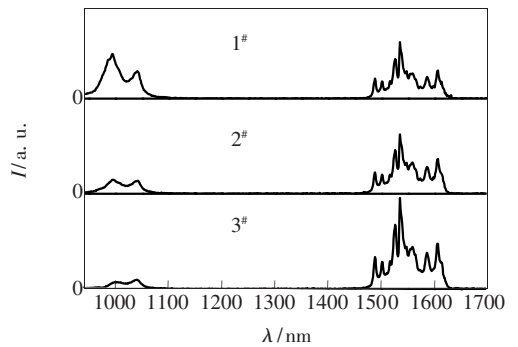


图 2 样品 1[#] ~ 3[#] 的非偏振荧光光谱, 激发波长为 930 nm
Fig. 2 The unpolarized emission spectra of Samples 1[#] ~ 3[#], excited by 930 nm .

为了研究 Er^{3+} 到 Yb^{3+} 反向能量传递过程, 测量了样品 1[#] ~ 3[#] 在 $900 \sim 1\,700 \text{ nm}$ 范围内的非偏振荧光光谱图, 如图 3 所示。实验采用的激发波长为 657 nm , 该波长的光只能被 Er^{3+} 离子吸收 (相应于 $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{F}_{9/2}$ 能级的跃迁) 而无法被 Yb^{3+} 离子吸收。从图中可以看出, 样品 1[#] ~ 2[#] 在 $900 \sim 1\,100 \text{ nm}$ 处没有发射, 说明 Er^{3+} 到 Yb^{3+} 的能量传递几率很小。这主要是由于硼酸盐的声子能量大, 激发到 $^4\text{F}_{9/2}$ 能级上的粒子通过无辐射跃迁很快弛豫到了 $^4\text{I}_{11/2}$ 能级然后再弛豫到 $^4\text{I}_{13/2}$ 能级, 由 $^4\text{I}_{11/2}$ 能级弛豫到 $^4\text{I}_{13/2}$ 能级的几率远大于 Er^{3+} 到 Yb^{3+} 反向能量传递几率, 因此观测不到 Yb^{3+} 离子在 $900 \sim 1\,100 \text{ nm}$ 的发射。而样品 3[#] 在 $900 \sim 1\,100 \text{ nm}$ 处有极其微弱的 Yb^{3+} 发射, 这是其中存在反向能量传递的结果。因为在样品 3[#]

中, Yb³⁺ 浓度较大, 使得 Er³⁺ 和 Yb³⁺ 离子之间的距离减小, 相互作用增强, 能量传递几率也相应增大, 因此有极少量的 Er³⁺ 离子把能量反向传递给了 Yb³⁺ 离子。从图中可以看出, 相比于 1 500 nm 处 Er³⁺ 的发射, 1 000 nm 处 Yb³⁺ 的发射基本上可以忽略不计, 也就是说反向能量传递几率相比于无辐射跃迁几率还是可以忽略的。因此我们不考虑反向能量传递的影响。

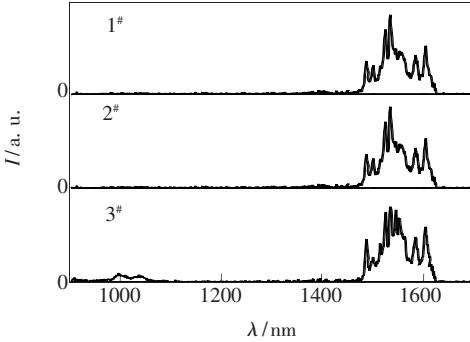


图3 样品 1# ~ 3# 的非偏振荧光谱, 激发波长为 657 nm
Fig.3 The unpolarized emission spectra of Samples 1# ~ 3#, excited by 657 nm.

此外, 虽然有在 Yb, Er: YAB 晶体中观测到上转换荧光的报道^[9], 在我们的实验中却并没有观测到, 这可能是由于实验过程中使用的激发功率较弱。因此, 上转换过程也不在我们考虑的范围之中。综上所述, 可以得到描述 Yb³⁺ 和 Er³⁺ 离子之间能量传递的速率方程^[10]:

$$\frac{dN_2}{dt} = n_p - \frac{N_2}{\tau_2} - W_{25}N_2N_3 \quad (1)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = (A_{54} + W_{54}^{NR})N_5 - \frac{N_4}{\tau_4} \quad (2)$$

$$\frac{dN_5}{dt} = W_{25}N_2N_3 - \frac{N_5}{\tau_5} \quad (3)$$

$$N_1 + N_2 = N_{Yb} \quad (4)$$

$$N_3 + N_4 + N_5 = N_{Er} \quad (5)$$

其中, n_p 是抽运速率, N_i 是图 1 中所示的第 i 个能级的粒子布居数; A_{ij} 和 W_{ij}^{NR} 分别是第 i 个和第 j 个能级之间的辐射和无辐射跃迁几率; τ_i 是第 i 个能级的荧光寿命。 N_{Er} 和 N_{Yb} 分别是 Er³⁺ 和 Yb³⁺ 离子的格位浓度。 W_{25} 是 Yb³⁺ 到 Er³⁺ 离子的能量传递系数。

当达到平衡状态时, 上述所有的微分方程应该等于零, 因此, 可以解得

$$N_2 = \frac{n_p \tau_2}{1 + W_{25}N_3\tau_2} \quad (6)$$

$$N_4 = (A_{54} + W_{54}^{NR})N_5\tau_4 \quad (7)$$

$$N_5 = W_{25}N_2N_3\tau_5 \quad (8)$$

3.2 能量传递参数的计算

从式(1)我们可以得到能量传递的效率为

$$\eta_t = \frac{W_{25}N_2N_3}{\frac{N_2}{\tau_2} + W_{25}N_2N_3} = 1 - \frac{\tau_2'}{\tau_2} \quad (9)$$

其中 $\tau_2' = \tau_2 / (1 + W_{25}N_3\tau_2)$ 是 Yb³⁺、Er³⁺ 双掺杂晶体中 Yb³⁺ 离子的 ²F_{5/2} 能级的寿命。由式(9)可以得到

$$W_{25} = \frac{\eta_t}{(1 - \eta_t)N_3\tau_2} \quad (10)$$

对于单掺杂 Yb³⁺ 离子的晶体, 辐射陷阱是不可避免的^[11]。辐射陷阱效应将导致 Yb³⁺ 离子掺杂的激光材料的荧光光谱变形, 测量得到的荧光寿命比真实值偏大。因此, Yb³⁺ 离子的 ²F_{5/2} 能级的真实寿命无法准确地测量, 这就给根据式(9)计算能量传递效率带来困难, 从而也影响了对能量传递系数的计算。辐射陷阱效应与重吸收截面、激活离子浓度、荧光量子效率、样品的尺寸、激发与探测位置等有关^[12-15]。虽然人们采用了三明治结构、前表面激发技术以及粉末法等^[11, 16-19]方法来试图消除辐射陷阱的影响, 结果表明这些方法都不能完全消除辐射陷阱效应。廖金生等^[20]采用稀释法测量了样品的荧光寿命并根据激子无规行走理论推导出了 YAB 晶体中单个 Yb³⁺ 离子的 ²F_{5/2} 能级的荧光寿命, 也就是没有辐射陷阱影响的真实的荧光寿命, 其值为 533 μs。

虽然辐射陷阱在单掺杂 Yb³⁺ 离子的晶体中对该离子 ²F_{5/2} 能级的荧光寿命影响很大, 然而在 Yb³⁺、Er³⁺ 双掺杂的晶体中, 由于能量传递的存在, 辐射陷阱效应已大大减弱, 甚至可以忽略不计, 特别是在 Yb³⁺ 离子的浓度较高的情况下。这主要是因为随着 Yb³⁺ 离子浓度的增大, 能量传递几率增大, 处于激发态 ²F_{5/2} 能级的 Yb³⁺ 离子的能量大部分传递给 Er³⁺ 离子而无辐射跃迁回基态, 从而极大地避免了自吸收的发生。

图 4 所示为样品 1# ~ 3# 中 Yb³⁺ 离子的 ²F_{5/2} 能级的对数形式的荧光衰减曲线。从图中可以看出, 随着 Yb³⁺ 离子浓度的增大, 荧光衰减的速度迅速增大, 寿命也从 103 μs (Yb³⁺ 离子浓度为 5.89%, 原子数分数) 缩短到 17 μs (Yb³⁺ 离子浓度为 18.84%)。在离子浓度为 5.6% 的 Yb³⁺ 单

掺杂的 YAB 晶体中, Yb^{3+} 离子的 $^2\text{F}_{5/2}$ 能级的寿命为 $680 \mu\text{s}$ ^[7]。由此可见, $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Er}^{3+}$ 的高效的能量传递使 Yb^{3+} 离子 $^2\text{F}_{5/2}$ 能级的荧光量子效率降到很低的水平。当发光能级的荧光量子效率很低时, 辐射陷阱效应对测量荧光寿命的影响降到实验误差范围, 因为此时影响荧光寿命测量值的主要因素是 Yb^{3+} 到 Er^{3+} 能量传递的无辐射过程。

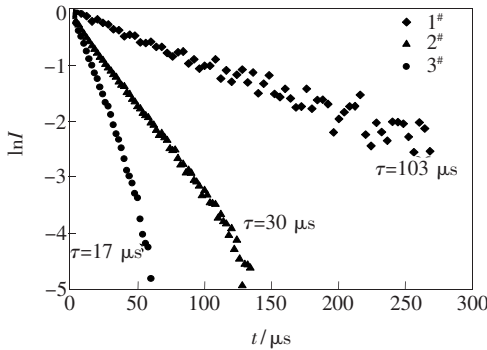


图 4 样品 1# ~ 3# 中 Yb^{3+} 离子的 $^2\text{F}_{5/2}$ 能级对数形式的荧光衰减曲线

Fig. 4 The fluorescence decays of the $^2\text{F}_{5/2}$ level of Yb^{3+} ions in a semi-log scale for Samples 1# ~ 3#

表 2 YAB 晶体中的能量传递参数

Table 2 Energy transfer parameters in Yb^{3+} and Er^{3+} co-doped YAB crystals

样品	Yb^{3+}		Er^{3+}		能量 传递效率 (%)	能量 传递系数 W_{25} ($10^{-16} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)	C_{DA} ($10^{-39} \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$)	C_{DD} ($10^{-39} \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$)	临界距离 R_0 (nm)
	原子浓度 (%)	格位浓度 (10^{20}cm^{-3})	原子浓度 (%)	格位浓度 (10^{20}cm^{-3})					
1#	5.89	3.26	1.66	0.92	80.7	0.87			
2#	12.17	6.74	1.49	0.81	94.4	3.90	5.1	28.8	1.21
3#	18.84	10.43	1.47	0.83	96.8	6.84			

$$R_0^6 = \frac{3c\tau_0}{8\pi^4 n^2} \frac{g'}{g} \int \sigma_{\text{em}}^{\text{S}}(\lambda) \sigma_{\text{abs}}^{\text{A}}(\lambda) d\lambda \quad (11)$$

其中 g' 和 g 分别是敏化离子的基态和激发态的简并度。 $\sigma_{\text{em}}^{\text{S}}(\lambda)$ 是敏化离子的发射截面, $\sigma_{\text{abs}}^{\text{A}}(\lambda)$ 是激活离子的吸收截面。 C_{DA} 是衡量晶体中敏化离子和激活离子之间相互作用的参量, 而 C_{DD} 则是衡量晶体中敏化离子之间相互作用的参量。根据这两个参量可以估计材料中能量传递和能量迁移的强弱, 这两个微参量可以从式 (12), (13) 得到:

$$C_{\text{DA}} = \frac{6c}{(2\pi)^4 n^2} \frac{g'}{g} \int \sigma_{\text{em}}^{\text{S}}(\lambda) \sigma_{\text{abs}}^{\text{A}}(\lambda) d\lambda \quad (12)$$

$$C_{\text{DD}} = \frac{6c}{(2\pi)^4 n^2} \frac{g'}{g} \int \sigma_{\text{em}}^{\text{S}}(\lambda) \sigma_{\text{abs}}^{\text{S}}(\lambda) d\lambda \quad (13)$$

根据上述分析, 我们把 $533 \mu\text{s}$ 作为 Yb^{3+} 离子单掺杂的 YAB 晶体中 Yb^{3+} 离子的 $^2\text{F}_{5/2}$ 能级的真实寿命, 认为实验测量的 Yb^{3+} 、 Er^{3+} 双掺杂 YAB 晶体中 Yb^{3+} 离子的 $^2\text{F}_{5/2}$ 能级的荧光寿命也是不存在辐射陷阱效应影响的真实荧光寿命。把所得的荧光寿命值代入式 (9) 中, 可以计算得到其能量传递效率, 然后把计算所得的能量传递效率代入式 (10) 中, 就可以计算晶体中的能量传递系数。需要说明的是, 在采用式 (10) 计算能量传递系数时, 由于 N_3 无法精确求得, 同时考虑实验中使用的激发功率较弱, 认为 N_3 近似等于 Er^{3+} 离子的浓度 N_{Er} 。计算得到的能量传递系数列于表 2 中。

在能量传递理论中, 能量传递临界距离 R_0 可以定性地说说明能量传递发生的难易程度。所谓临界距离, 是指当敏化离子到激活离子的能量传递几率等于敏化离子的激发态能级的辐射和无辐射跃迁几率之和时, 也就是能量传递效率为 50% 时敏化离子和激活离子之间的距离, 可以由式 (11) 计算得到^[21]:

计算得到的临界距离和相互作用微参量也列于表 2 中, YAB 晶体中的临界距离比 YCOB^[22] (0.77 nm) 和 YAG^[23] (1 nm) 晶体中的临界距离要大, 这说明在 YAB 晶体中, 能量传递更容易发生。YAB 晶体中 C_{DD} 的值比 C_{DA} 的值大, 这就说明在晶体中, Yb^{3+} 离子之间的能量迁移非常显著。

4 结 论

采用顶部籽晶法生长了光学质量较好的 Yb^{3+} 、 Er^{3+} : $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$ 单晶。采用速率方程模型研究了晶体中 Yb^{3+} 到 Er^{3+} 能量传递过程, 得到了能量传递系数的简单数学表达式, 计算了不同掺杂离子浓度的 YAB 晶体中的能量传递系数等

相关参数。结果表明,在 YAB 中,其能量传递系数和能量传递临界距离都比较大,在基质中的能量传递非常有效。因此,YAB 晶体可以作为一种能获得 $1.55 \mu\text{m}$ 激光输出的良好介质材料。

参 考 文 献:

- [1] Hecht J. Laser action in fibers promises a revolution in communications [J]. *Laser Focus World*, 1993, **29**(2):75-81.
- [2] Lenoyuk N I, Leonyuk L I. Growth and characterization of $\text{RM}_3(\text{BO}_3)_4$ crystals [J]. *Prog. Crystal Growth and Charact.*, 1995, **31**(3-4):179-278.
- [3] Mills A D. Crystallographic data for new rare earth borate compounds, $\text{RX}_3(\text{BO}_3)_4$ [J]. *Inorg. Chem.*, 1962, **1**(4):960-961.
- [4] Filimonov A A, Leonyuk N I, Meissenr L B, *et al.* Nonlinear optical properties of an isomorphic family of crystals with a ytterbium-aluminum borate (YAB) structure [J]. *Krist. Tech.*, 1974, **9**(1):63-66.
- [5] Zhang K, Wang X. *Nonlinear Optical Crystal Material Science* [M]. First edition, Beijing: Science Press, 1996 (in Chinese).
- [6] Jaque D, Ramirez M O, Bausa L E, *et al.* $\text{Nd}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$ energy transfer in the $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$ nonlinear laser crystal [J]. *Phys. Rev. B*, 2003, **68**(3):035118-1-9.
- [7] Wang P, Dawes J M, Dekker P, *et al.* Growth and evaluation of ytterbium-doped ytterium aluminum borate as a potential self-doubling laser crystal [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1999, **16**(1):63-69.
- [8] Foldvari I, Beregi E, Munoz F A, *et al.* The energy levels of Er^{3+} ion in yttrium aluminum borate (YAB) single crystals [J]. *Opt. Mater.*, 2002, **19**(2):241-244.
- [9] Li J, Wang J, Tan H, *et al.* Growth and optical properties of Er, Yb: $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$ crystal [J]. *Mater. Res. Bull.*, 2004, **39**(9):1329-1334.
- [10] Cantelar E, Munoz J A, Sanz-Garcia J A, *et al.* Yb^{3+} to Er^{3+} energy transfer in LiNbO_3 [J]. *J. Phys.: Condens. Matter*, 1998, **10**(39):8893-8903.
- [11] Sumida D S, Fan T Y. Effect of radiation trapping on fluorescence lifetime and emission cross section measurement in solid-state laser media [J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(17):1343-1345.
- [12] Holstein T. Imprisonment of resonance radiation in gases [J]. *Phys. Rev.*, 1947, **72**(12):1212-1233.
- [13] Holstein T. Imprisonment of resonance radiation in gases II [J]. *Phys. Rev.*, 1951, **83**(6):1159-1168.
- [14] Walsh P J. Imprisonment of resonance radiation in a gaseous discharge [J]. *Phys. Rev.*, 1957, **107**(2):338-344.
- [15] Phelps A V. Role of molecular ions, metastable molecules, and resonance radiation in the breakdown of rare gases [J]. *Phys. Rev.*, 1960, **117**(3):619-632.
- [16] Takebe H, Murata T, Morinaga K. Compositional dependence of absorption and fluorescence of Yb^{3+} in oxide glasses [J]. *J. Am. Ceram. Soc.*, 1996, **79**(3):681-687.
- [17] Zou X, Toratani H. Evaluation of spectroscopic properties of Yb^{3+} -doped glasses [J]. *Phys. Rev. B*, 1995, **52**(22):15889-15897.
- [18] Chen Y, Huang Y, Luo Z. Spectroscopic properties of Yb^{3+} in bismuth borate glasses [J]. *Chem. Phys. Lett.*, 2003, **382**(3-4):481-488.
- [19] Pujol M C, Bursukova M A, Guell F, *et al.* Growth, optical characterization, and laser operation of a stoichiometric crystal $\text{KYb}(\text{WO}_4)_2$ [J]. *Phys. Rev. B*, 2002, **65**(16):165121-1-11.
- [20] Liao J, Lin Y, Chen Y, *et al.* Radiative-trapping and fluorescence-concentration quenching effects of Yb: $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$ crystals [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2006, **23**(12):2572-2580.
- [21] Da Vila L D, Gomes L, Tarelho L V G. Mechanism of the Yb-Er energy transfer in fluorozirconate glass [J]. *J. Appl. Phys.*, 2003, **93**(7):3873-3880.
- [22] Burns P A, Dawes J M, Dekker P. Optimization of Er, Yb: YCOB for CW laser operation [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2004, **40**(11):1575-1582.
- [23] Lacovara P. Energy transfer and upconversion in Yb: YAG and Yb, Er: YAG [D]. Ph. D. Dissertation, Boston College, 1992.

The Energy Transfer from Yb^{3+} to Er^{3+} in $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$ Crystal

YOU Wei-xiong¹, HUANG Yi-dong², LIN Yan-fu², CHEN Yu-jin², LUO Zun-du²

(1. Jiangxi University of Science and Technology, Ganzhou 341000, China;

2. Fujian Institute of Research on the Structure of Matter, Chinese Academy of Sciences, Fuzhou 350002, China)

Abstract: The laser emission around wavelength at 1.55 μm is located in the “eye-safe” region and plays an important role in the optical communication and remote sensing. However, Er^{3+} -doped materials cannot be efficiently pumped by the InGaAs laser diodes because of the lower absorption of Er^{3+} at the wavelength of 976 nm. Generally, the solution is to add Yb^{3+} ion as a sensitizer to improve the pumping efficiency. So, in the Yb^{3+} and Er^{3+} co-doped materials, the pumping energy can be efficiently absorbed by Yb^{3+} and transferred to Er^{3+} . In this paper, $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$ crystals with different Yb^{3+} and Er^{3+} doping concentrations were grown by the flux method. The Yb^{3+} to Er^{3+} energy transfer in YAB crystals was investigated with the rate equation without considering the back energy transfer and up-conversion processes. The simple formulation for calculating the energy transfer coefficients was derived according to the fluorescence lifetimes of Yb^{3+} ion. The energy transfer parameters were also calculated. The results showed that the energy transfer is very efficient in the YAB crystal and the energy transfer probabilities from Yb^{3+} to Er^{3+} increases with the increasing of Yb^{3+} concentrations. The energy transfer coefficients calculated by using experimental data are accordant with those calculated by theory, it means that the formulation is suitable for calculating the energy transfer coefficient in the high phonon energy materials. The energy transfer coefficients and critical interaction distance are comparable with or higher than those in other materials, which means that the energy transfer from Yb^{3+} to Er^{3+} in YAB crystal can be more efficient. So, this host could be a good candidate for the 1.55 μm laser media.

Key words: YAB crystal; rate equation; energy transfer

CLC number: O482.31

PACS: 78.55.Hx

PACC: 7855; 4270

Document code: A