

变温下 $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 纳米晶的荧光光谱和动力学过程^{*}

彭洪尚^{1)B)} 宋宏伟^{1)D)} 陈宝玖^{1)D)} 王绩伟^{1)D)} 吕少哲^{1)D)} 孔祥贵^{1)D)} 李殿超³⁾

¹⁾中国科学院激发态物理开放实验室,长春 130021)

²⁾中国科学院长春光学精密机械和物理研究所,长春 130021)

³⁾吉林大学材料科学与工程学院,长春 130026)

(2002 年 4 月 27 日收到 2002 年 6 月 1 日收到修改稿)

通过分析影响 $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 在 488nm 激光激发下的 $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ 变温荧光发射强度的因素,建立起公式并对实验数据进行拟合,得到纳米晶的温度猝灭速率大于体材料的温度猝灭速率.测得 $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 纳米晶和体材料的 $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ 发射峰的变温线宽,通过内应力和量子限域效应对其不同进行了解释.测量了 $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 在共振激发下的 5D_0 能级的荧光衰减时间随温度的变化,又利用公式对其进行拟合,得出了相比于体材料,纳米晶的辐射跃迁速率和无辐射跃迁速率均增大,但量子效率变小的结论.然后利用晶格畸变和表面态效应对上述结论进行了解释.

关键词:温度猝灭, $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 纳米晶, 荧光衰减, 线宽

PACC: 7855, 7125W, 7360H

1. 引 言

Bhargava 等^[1]于 1994 年首次报道了 Mn:ZnS 纳米颗粒具有 18% 的外量子发光效率,预示着稀土或过渡金属离子激活的绝缘体为基质的纳米发光材料也应有较高的量子效率.阴极射线管图像显示的分辨率与荧光粉的颗粒大小成反比,纳米尺寸的稀土发光材料正好满足了高分辨率大屏幕电视的发展需要.纳米稀土发光材料的高量子发光效率和高分辨率的诱人前景,以及其他由于量子限域效应而引起的在电学、结构等方面异于体相材料的特点,使得近年来荧光粉的研究重点,纷纷由体相材料转移到了纳米相材料.而 $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 荧光粉作为荧光灯主要的和不可替代的红色发光材料,不可避免的成为其中之一.有关 $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 纳米晶的研究工作已经开展了很多,例如利用光谱烧孔来研究 $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 纳米晶中的电子声子耦合作用^[2],根据不同基质中纳米晶 $Y_2O_3:Eu$ 的荧光特性来研究其电荷迁移带的情况^[3], $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 纳米晶尺寸大小对荧光光谱和动力学过程的影响^[4],以及研究 $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 纳米晶中

能量传递的相互作用^[5].但就我们所知,温度变化对 $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 纳米晶的光谱特性和动力学过程的影响还未见报道.本文通过分析 $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 纳米晶与体材料在 488nm 波长的激光激发下的变温发射光谱(77—669 K)和 355nm 激光激发下的变温衰减曲线(10—300 K)的不同,研究了变温下 $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 纳米晶的荧光光谱和动力学过程.

2. 实 验

实验中的样品采用燃烧法合成^[6].将 Eu_2O_3 溶于 Y_2O_3 的硝酸溶液,然后倒入甘氨酸(Gly)水溶液中,在一烧杯中将上述混合溶液加热.随加热的继续,体系的水分逐渐减少而成黏稠状.当水分基本蒸干时,温度急剧上升,达到一定的温度时体系自行点燃,并持续燃烧几秒钟,完毕后得到最终产物.纳米颗粒的粒径可通过控制 Gly/ NO_3 的比值来进行控制.体相材料可通过高温退火制得.

我们利用 Ar 离子激光器 488nm 的连续光做光源,对 $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 的不同温度下的发射光谱进行了测量.实验中取样品颗粒压成薄片,将其置于液 N_2

^{*} 中国科学院百人计划 批准号 Z01M20 资助的课题.

循环致冷装置中,其温度范围为 77—669K.接收系统为微区喇曼光谱仪及可进行控制和数据处理的计算机.

测定在 ${}^7F_0 \rightarrow {}^5D_0$ 共振激发下 Eu^{3+} 的 ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ 荧光发射强度随温度变化的实验,是利用染料激光器 580.6nm 的激光来共振激发 C_2 格位的 Eu^{3+} 粉末样品置于液 He 循环致冷装置中,其温度范围为 10—300K.接收系统为 SPEX1403 双光栅光谱仪、光电倍增管、Boxcar 取样积分器及可进行控制和数据处理的计算机.

荧光衰减曲线的测量是利用 Nd:YAG 激光器的三倍频 355nm 的脉冲激光做光源,实验中粉末样品置于液 He 循环致冷装置中,其温度范围为 10—300 K.接收系统为 SPEX1403 双光栅光谱仪、光电倍增管、Boxcar 取样积分器及可进行控制和数据处理的计算机.

3. 结果与讨论

3.1. ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ 的荧光发射强度的变温特性

图 1 为立方相 $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$ 纳米晶 x 射线衍射谱,根据 X 射线衍射峰的半宽度,利用 Scherrer 公式可估算出颗粒的尺寸为 4nm,这与用透射电子显微镜 (TEM) 相片观察到的中间尺寸分布较为一致.

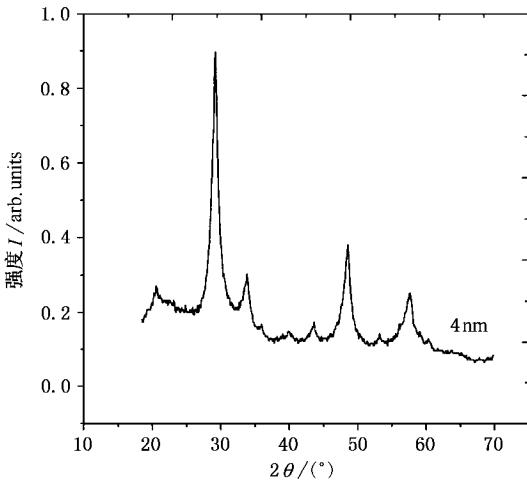


图 1 $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$ 纳米晶的 x 射线衍射谱

在 488nm 波长的激光激发下的两种粒径 $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$ 的发射光谱中,611nm 处 ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ 的荧光发射强度最强.图 2 中的实验点为变温下 Eu^{3+} 的 ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ 的荧光发射强度,其中 A 为体材料,B 的粒径为

4nm(以下样品 A 和 B 的标识意义皆同于此处).从图 2 中可以看出,体材料和纳米晶的荧光发射强度随温度的变化呈现不同的趋势.纳米晶在温度较低时(从 77 到 150K)无发光,在 200K 左右开始出现发光,并且荧光发射强度随温度的升高而出现显著增长,但在 550K 左右达到最大值后,便开始下降,而且下降速度较快,而体材料的荧光发射强度在 500K 后到达极值后呈现一些波动,降低速度较为缓慢.

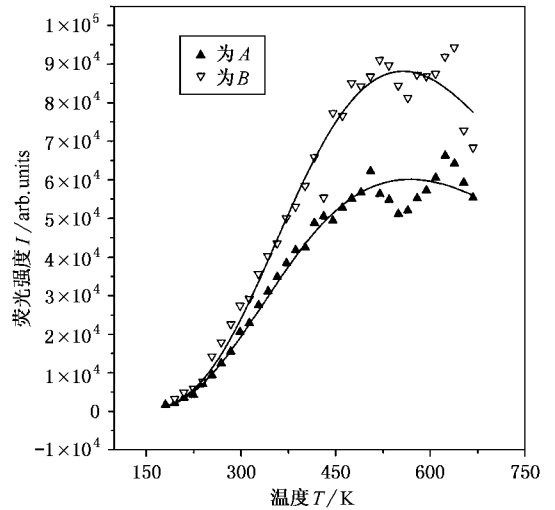


图 2 $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$ 的 ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ 的荧光发射强度 I 随温度 T 的变化.实验点为荧光强度,实线为拟合结果;A 为体材料;B 的粒径为 4nm

上述 ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ 的荧光发射强度的变温行为受两种相反因素的制约,一是电子由基态 7F_J 到激发态 5D_J ($J = 1, 2$)的跃迁,另一是温度猝灭效应(见图 3).在非共振激发下,基态 7F_J 上的电子有两种跃迁渠道.其一,基态 7F_0 能级上的布居可以被热激活到邻近的 7F_J 能级上($J = 1, 2$).考虑到 7F_2 能级的劈裂和相应的 Stark 能级的宽度,在 488nm 波长的激发下, 7F_2 能级上的电子共振跃迁到 5D_2 上.此处忽略其他可能的 7F_J ($J = 3, 4, 5, 6$)能级上的共振跃迁,实际上是由于相比于 7F_J ($J = 0, 1, 2$)能级,这些能级上的热布居太少(见图 4),可以忽略不计.其二,随温度的升高, 7F_0 或 7F_1 能级上的电子在声子辅助下,非共振跃迁到 5D_1 和 5D_2 上.无论经过那种跃迁渠道,激发态的布居数都会随温度的升高而增加,从而引起荧光强度的增长.但相比于热激活引起的共振跃迁,非共振跃迁所占的比重较小^[7],故本文只考虑热激活作用.

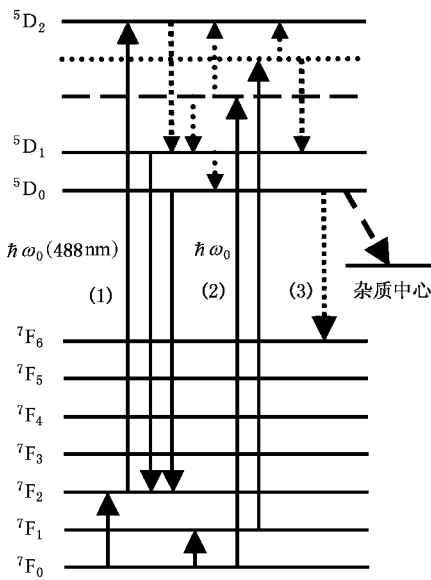


图3 在非共振激发下 Eu^{3+} 基态和激发态上电子的几种跃迁途径

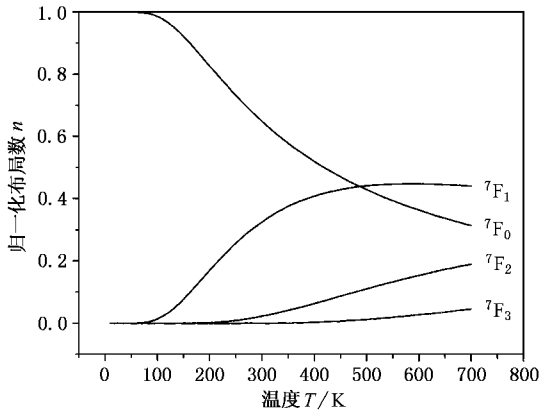


图4 Eu^{3+} 基态 $7F_j$ 能级 ($J=0,1,2,3$) 布居数 (经归一化处理) n 随温度 t 的变化曲线

温度升高的同时,温度猝灭效应,即电子从 $5D_0$ 到 $7F_j$ 能级的无辐射跃迁和 Eu^{3+} 离子与 Eu^{3+} 离子以及其他能级中心之间的能量传递作用逐渐明显,使得荧光发射强度降低.因为 $5D_2 \rightarrow 5D_1$ 和 $5D_1 \rightarrow 5D_0$ 的无辐射跃迁概率远大于 $5D_2$ 和 $5D_1$ 的能量传递概率^[7] 对于温度猝灭我们仅考虑 $5D_0$ 能级到 $7F_j$ 能级以及杂质能级中心的无辐射跃迁.

为量化描述 $5D_0 \rightarrow 7F_2$ 荧光发射强度随温度的变化,我们建立如下的稳态速率方程:

$$\frac{dn_2}{dt} = I\sigma n(T) - (\gamma_{21} + w_{2r})n_2 = 0, \quad (1)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = \gamma_{21}n_2 - (\gamma_{10} + w_{1r})n_1 = 0, \quad (2)$$

$$\frac{dn_0}{dt} = \gamma_{10}n_1 - (w_T + w_{0r})n_0 = 0, \quad (3)$$

式中 $n(T)$ 为 $7F_2$ 能级布居数; n_1 为被激发到 $5D_1$ 能级上并处于稳态的布居数 ($I=0,1,2$); σ 为 $7F_2 \rightarrow 5D_2$ 能级跃迁的吸收截面; I 为激发光光强; γ_{21}, γ_{10} 分别为 $5D_2 \rightarrow 5D_1, 5D_1 \rightarrow 5D_0$ 的无辐射跃迁概率, w_{2r}, w_{1r}, w_{0r} 分别为 $\sum 5D_2 \rightarrow 7F_j, 5D_1 \rightarrow 7F_j, 5D_0 \rightarrow 7F_j$ 的总辐射跃迁概率 ($J=0,1,2$), w_T 为温度猝灭速率.

由于 $5D_2$ 和 $5D_1$ 能级的寿命很短,辐射跃迁概率相对于无辐射跃迁概率而言很小,即 $\gamma_{21} \gg w_{2r}, \gamma_{10} \gg w_{1r}$, 解(1)(2)和(3)式得到 $5D_0 \rightarrow 7F_2$ 的荧光发射强度 $I(T)$ 近似为

$$I(T) \propto \frac{I\sigma n(T)}{1 + w_T/w_{0r}}. \quad (4)$$

$7F_2$ 上的热布居 n 随温度的变化服从玻耳兹曼分布,有

$$n(T) = \frac{n'g_2 \exp(-\Delta E_{20}/k_B T)}{\sum_J g_J \exp(-\Delta E_{J0}/k_B T)} \quad J=0,1,2, \quad (5)$$

式中 n' 为 0K 时 $7F_0$ 能级上的布居数, ΔE_{J0} 为 $7F_J$ 与 $7F_0$ 之间的能级差, $g_J = 2J + 1$ 为 $7F_J$ 能级的能级简并度 ($J=0,1,2$), k_B 为玻耳兹曼常量.由于 Eu^{3+} 离子的 $4f^n$ 电子受外层电子的屏蔽作用,晶场对其影响较小,在不同的基质中 $f \rightarrow f$ 跃迁能级变化仅有几十个波数,所以在本文中所有涉及能级差的数值,全部采用 $Eu^{3+}:LaF_3$ 中 Eu^{3+} 的能级.

为了得到温度猝灭函数 w_T ,我们测量了在 $7F_0 \rightarrow 5D_0$ 共振激发下 Eu^{3+} 的 $5D_0 \rightarrow 7F_2$ 荧光发射强度随温度 (10—300K) 的变化,见图 5(a). $5D_0$ 的发光与其能级上的布居数成正比,由于是共振激发,从而也与 $7F_0$ 能级上的布居数成正比,并且还与温度猝灭速率成反比,所以荧光发射强度可以近似写为

$$I(T) \propto n_A(T)w_T, \quad (6)$$

式中 $I(T)$ 为共振激发下的变温荧光发射强度, $n_A(T) = \frac{1}{\sum_J g_J \exp(-\Delta E_{J0}/k_B T)}$ ($J=0,1,2$) 为 $7F_0$ 能级上的归一化的布居数,当 $T=0K$ 时, $n_A(0)=1$. 变换(6)式,得到

$$w_T \approx \frac{1}{[I(T) \sum_J g_J \exp(-\Delta E_{J0}/k_B T)]}. \quad (7)$$

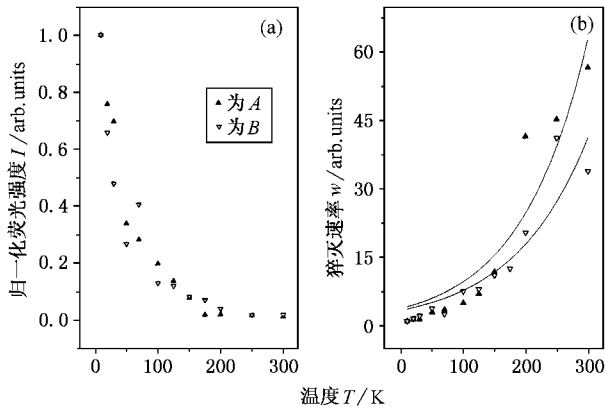


图 5 580.6nm 共振激发下的 $Y_2O_3 : Eu^{3+}$ 的 $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ 荧光发射强度的温度猝灭 (a) 为归一化的荧光强度 I 随温度 T 的变化; (b) 为温度猝灭速率 w 随温度 T 的变化, 实验点为温度猝灭速率 w_T 的数据, 实线为拟合曲线

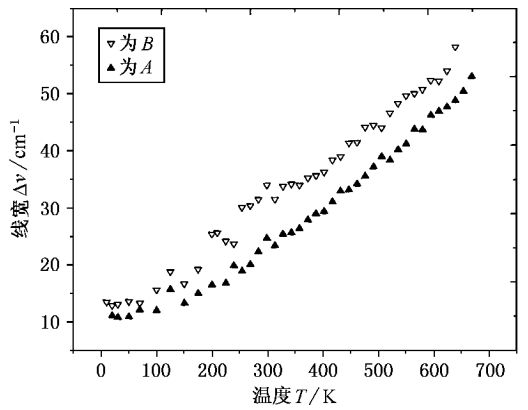


图 6 $Y_2O_3 : Eu^{3+}$ 纳米晶和体材料的线宽 $\Delta\nu$ 随温度 T 的变化

对共振激发下的变温荧光发射强度 $I(T)$ 进行归一化, 并用 (7) 式近似符号左侧部分进行处理, 得到温度猝灭速率 w_T 的实验数据, 见图 5(b). 用温度猝灭速率的实验表达式

$$w_T = w_T(0) \exp(-T/T_c) \quad (8)$$

可以较好地拟合图 5(b) 中的数据. 式中 $w_T(0)$ 为 0K 时的温度猝灭速率, T_c 为温度常量.

将 (5) 和 (8) 式代入 (4) 式, Eu^{3+} 的 $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ 的荧光发射强度可进一步写为

$$K(T) \approx \frac{\alpha \exp(-\Delta_{20}/k_B T)}{[(\sum_j g_j \exp(-\Delta E_{j0}/k_B T)) (1 + \beta \exp(-T/T_c))]} \quad (9)$$

式中 $\alpha = I_{0r} n' g_2$, $\beta = w_T(0)/w_{0r}$, 以及 T_c 为参量. 使用 (9) 式可较好的拟合 488nm 波长的激光激发下 Eu^{3+} 荧光发射强度随温度的变化. 样品 A, B 的荧光发射强度的拟合曲线见图 2. 纳米晶和体材料的温度常量 T_c 的拟合值分别为 102 和 310K. 由此可见, 纳米晶的温度猝灭效应要远大于体材料. 在纳米晶中, 由于表面态的作用, 使得无辐射跃迁的途径增多, 温度猝灭速率增大.

3.2. $Y_2O_3 : Eu^{3+}$ 纳米晶 $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ 线宽的变温特性

图 6 所示为样品 A 和 B 的 $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ 发射峰的线宽 $\Delta\nu$ 随温度 T (10—669K) 的变化. 从图 6 中可以看出, 在低温 (70K 之前) 时, 体材料和纳米晶的线宽基本为常量, 而后随温度的升高, 线宽开始宽化, 并且

与温度近乎成线性关系. 在整个温度范围内, 纳米晶的线宽总大于体材料的线宽.

在较低温下 (10—70K), Eu^{3+} 的均匀线宽小于非均匀线宽或可与之比拟, 而晶体中由环境的不均匀性引起的非均匀线宽与温度的关系不大, 因而在此阶段体材料和纳米晶的线宽几乎不随温度变化. 晶体中应力引起的晶体场的变化是非均匀宽化的主要来源, 因为 $Y_2O_3 : Eu^{3+}$ 纳米晶中的内应力大于在体材料中的内应力^[8], 所以纳米晶的线宽大于体材料的线宽.

在较高温度阶段 (70—669K), Eu^{3+} 谱线的均匀宽化大于非均匀宽化, 而均匀线宽强烈地依赖于温度. 随温度的升高, 电子-声子相互作用增强, 宽化了跃迁谱线, 使体材料和纳米晶的线宽迅速宽化. 但是, 在量子限域效应的作用下, 纳米晶中 Eu^{3+} 的电子-声子相互作用要强于体材料, 因而相同温度下纳米晶的线宽要大于体材料的线宽.

3.3. $Y_2O_3 : Eu^{3+}$ 纳米晶 $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ 荧光衰减的变温特性

在 355nm 激光激发下, 测量 5D_0 能级发光的衰减时间 t 随温度 T 的变化如图 7 所示, 实线为实验数据的拟合曲线. Eu^{3+} 的 5D_0 能级的寿命 τ 取决于电子的辐射跃迁速率 w_{0r} 和无辐射跃迁速率 w_m , 即

$$\tau = \frac{1}{w_{0r} + w_m(T)} \quad (10)$$

我们知道在稀土离子系统中, 无辐射跃迁速率的实验表达式可写成如下形式:

$$w_m(T) = w_m(0) (1 + \langle m \rangle)^{\Delta E/h\omega} \quad (11)$$

式中 $w_m(0)$ 为 0K 时的无辐射跃迁速率, ΔE 为发生

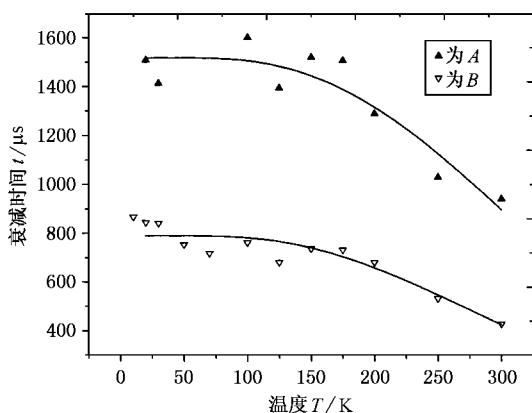


图7 $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 纳米晶和体材料的 $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ 荧光衰减时间 τ 随温度 T 的变化 实线为拟合结果

多声子弛豫的两个能级间的能量差, $\hbar\omega$ 为声子能量, $\langle m \rangle = \frac{1}{1 - \exp(-\hbar\omega/k_B T)}$ 为模式中的声子密度. 在上面已指出, 5D_0 能级上的电子的无辐射跃迁有两种途径, 一是到 7F_j 能级的多声子弛豫, 另一是到其他 Eu^{3+} 或杂质能级中心的多声子弛豫. 但前一种无辐射跃迁相比于后者, 在整个无辐射跃迁中所占的比例极少, 可以忽略不计. 因而 (10) 式可写为

$$\tau = \frac{1}{w_{or} + w_m(0)(1 - \exp(-\hbar\omega/k_B T))^\beta} \quad (12)$$

式中 $\beta = \Delta E/\hbar\omega$. 根据所测的 $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 体材料的喇曼光谱, 取声子能量为 377cm^{-1} . 用(12)式来拟合图7中样品 A 和 B 的变温寿命, 拟合曲线见图7.

表1 不同粒径的 $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 变温寿命的参量拟合值

	A	B
w_{or}/s^{-1}	536	923
$w_m(0)/s^{-1}$	124	344
β	8.6	7.9

从表1中参量的拟合值可以看出, 相比于体材料而言, $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 纳米晶的辐射跃迁速率和无辐射跃迁速率均增大, 但辐射跃迁速率增大的比例更小, 即纳米晶的辐射跃迁速率对 5D_0 能级的寿命 τ 的影响要小一些. 换言之, 纳米晶相比于体材料, 其无辐射跃迁速率 w_m 对寿命 τ 的影响增大了. 由(11)式可知, 无辐射跃迁速率 w_m 随温度 T 的升高而增大, 所以随温度升高纳米晶的 5D_0 能级的寿命变短的速度要快于体材料, 这与我们在3.1.中得到的纳米晶的温度猝灭速率大于体材料的温度猝灭速率的结论也

是相洽的.

Williams 等^[4]报道了单斜相 $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 纳米晶随尺寸的减小, 5D_0 能级的寿命变长. 这与我们的纳米晶寿命变短的实验结果相反, 可能是由于在材料制备方法上的不同所造成的. 他们认为寿命变长的原因是辐射跃迁速率的减小, 但对辐射跃迁速率减小的原因没有给出解释. 我们认为纳米晶的辐射跃迁速率增大的原因, 可能是由于晶格畸变导致 Eu^{3+} 周围的晶体场的对称性降低, 从而振子强度变大, 所以辐射跃迁速率增大. Igarashi 等^[9]曾报道了 $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 纳米晶的晶格畸变是微米晶的7倍.

我们知道量子效率 $\eta = \frac{w_{or}}{w_{or} + w_m(T)}$, 根据表1

中的数据, 可以计算出量子效率随温度的变化, 如图8所示. 从图8中可以看出, 样品 A 和 B 的量子效率均随温度的升高而下降, 但 B 的量子效率要小于 A 的量子效率, 即纳米晶的发光效率低于体材料的发光效率.

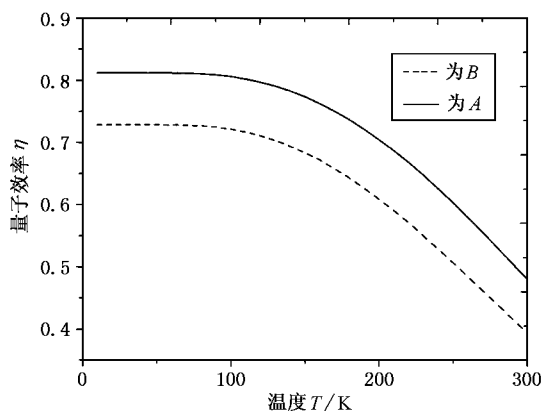


图8 $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 纳米晶和体材料的量子效率 η 随温度 T 的变化曲线

4. 结 论

1. 在488nm激光激发下, Eu^{3+} 的 $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ 的荧光发射强度先随温度的升高而增强, 到达一定的峰值后在温度猝灭效应的作用下开始降低. 通过拟合得到了体材料和纳米晶的温度猝灭的规律, 发现与体材料相比, $Y_2O_3:Eu^{3+}$ 纳米晶具有更快的温度猝灭速率.

2. 得到了10—670K之间 Eu^{3+} 的线宽随温度的变化规律, 发现由于电子-声子耦合的增强, 纳米

Y_2O_3 中 Eu^{3+} 的线宽要大于体材料中的线宽,且随温度的升高呈线性的增长.

3. 对 ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_j$ 跃迁的寿命随尺寸和温度的变化进行了研究,发现在纳米晶中 5D_0 能级的辐射跃迁速率和无辐射跃迁速率均比体材料增大,前者是由

于晶格畸变的影响,后者是由于表面态的作用造成的.但表面态对无辐射跃迁速率的影响更大,因而随温度升高纳米晶 5D_0 能级的寿命下降速度要大于体材料,并且纳米晶的发光效率比体材料有所下降.

- [1] Bhargava R N , Gallagher D , Hong X and Numikko A 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 416
- [2] Yang H S , Hong K S and Feofilov S P 1999 *J. Lumin.* **83-84** 139
- [3] Schmechel R , Kennedy M and Seggern H V 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 1679
- [4] Williams D K , Yuan H B and Tissue B M 1999 *J. Lumin.* **83-84** 297
- [5] Li D , Lu S Z , Chen B J *et al* 2001 *Acta. Phys. Sin.* **50** 933 [in Chinese] 李 丹、吕少哲、陈宝玖等 2001 物理学报 **50** 933]
- [6] Tao Y , Zhao G W , Zhang W P and Xia S D 1997 *Mater. Res. Bull.* **32** 501
- [7] Wang J W , Song H W , Xia H P , Kong X G and Xu W 2002 *J. Appl. Phys.* **91** to be published
- [8] Zhang L D and Mou J M 2001 *Nanomaterial and Nanostructure* (Beijing Science Press) p81 (in Chinese) [张立德、牟季美 2001 纳米材料和纳米结构(北京 科学出版社)第 81 页]
- [9] Igarashi T , Ihara M , Kusunoki T , Ohno K , Isobe T and Senna M 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 1549

Temperature dependence of luminescence spectra and dynamics of $Y_2O_3:Eu^{3+}$ nanocrystals *

Peng Hong-Shang^{1,3)} Song Hong-Wei^{1,2)} Chen Bao-Jiu^{1,2)} Wang Ji-Wei^{1,2)}
Lü Shao-Zhe^{1,2)} Kong Xiang-Gui^{1,2)} Li Dian-Chao³⁾

¹⁾ *Laboratory of Excited States Process, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130021, China*

²⁾ *Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130021, China*

³⁾ *Science and Engineering of Material College, Jilin University, Changchun 130026, China*

(Received 27 April 2002 ; revised manuscript received 1 June 2002)

Abstract

We analyze the factors which affect ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ luminescence intensity under the excitation of the 488nm light, and establish formulas accordingly. By fitting the experiment data, we find the temperature quenching rate of nanocrystals is faster than that of the bulk. We obtain the linewidth of ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ emission spectra of $Y_2O_3:Eu^{3+}$ at different temperature, and explain the difference between the nanocrystals and the bulk, using the internal stress and quantum confinement effect. Under the excitation of the 355nm light, we have measured the lifetimes of 5D_0 energy level of $Y_2O_3:Eu^{3+}$, which change with temperature. According to the fitting results, we draw the conclusion that, in contrast with the bulk, both the radiation rate and non-radiation rate of the nanocrystals have increased, while the quantum efficiency has decreased. We suggest that the possible reasons are lattice distortion and surface effect.

Keywords : temperature quenching, $Y_2O_3:Eu^{3+}$ nanocrystals, luminescence decay, line width

PACC : 7855, 7125W, 7360H