

掺 Er³⁺ 离子玻璃作为室温 激光工作物质的分析

郑海兴 干福熹

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文计算了玻璃中 Er³⁺ 离子的受激发射截面、量子效率, 分析了其泵浦特性, 估计了掺 Er³⁺ 离子玻璃得到激光振荡的能力, 确定出合适的基质玻璃系统。

一、引 言

近来人们重新开始探索掺其它离子(过渡族离子和稀土族离子)的激光玻璃^[1], 其中 Er³⁺ 离子较引人注目。有相当多的文献报道了晶体和玻璃中 Er³⁺ 离子的光谱性质^[2]。在晶体中已获得了 9 个通道上的激光跃迁, 跃迁和相应波长见图 1。Er³⁺ 离子的几个红外波长的激光在实用上很有意义。但由于基质晶体生长较困难, 目前都未进入实用阶段, 在玻璃基质中 Er³⁺ 离子只是在低温下在 1.6 μm 波长上产生了激光^[3]。本文目的是通过对玻璃中 Er³⁺ 离子各种特性的分析, 调查玻璃中 Er³⁺ 离子受激发射的能力。

二、Er³⁺ 离子的受激发射截面、发光量子效率和基质玻璃的选择

1. Er³⁺ 离子的受激发射截面

决定掺杂离子受激发射能力的标志是受激发射截面。对稀土离子可根据 Judd-Ofelt 理论计算辐射跃迁几率 A_r , 并按下式求得相应跃迁的受激发射截面 σ_p :

$$\sigma_p = \frac{1}{8\pi c n^2} \cdot \frac{\lambda^4}{\Delta\lambda} A_r \quad (1)$$

$\Delta\lambda$ 是相应跃迁荧光谱线的有效线宽, 这里近似取为荧光谱线的半宽度。利用我们计算得到的辐射跃迁几率^[2]计算了氟化物、氟磷和磷酸盐玻璃中 Er³⁺

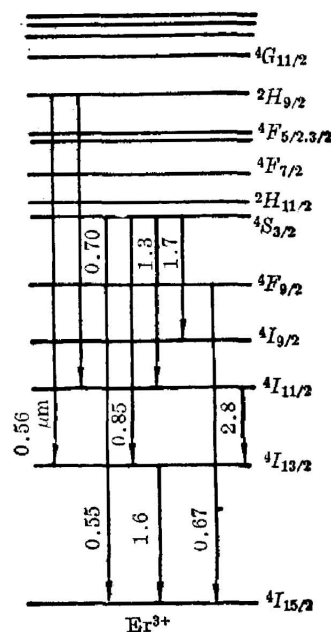


图 1 Er³⁺ 离子的能级图和激光波长

Fig. 1 Energy levels and laser wavelengths of Er³⁺ ions

离子各个发光跃迁的峰位受激发射截面,结果见表1。计算中 ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ 跃迁的 $\Delta\lambda$ 因未测定其荧光光谱,这里取与 ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ 一样的 $\Delta\lambda$ 数值,而磷酸盐、氟磷玻璃中所有跃迁的 $\Delta\lambda$ 值取与氟化物玻璃一样的数值。从表中可看到 ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ 跃迁的受激发射截面值约为 $2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$,而掺钕玻璃中 Nd^{3+} 离子的 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ 跃迁($1.06 \mu\text{m}$)的受激发射截面差不多,所以得到 $2.7 \mu\text{m}$ 的激光是很有希望的。 Er^{3+} 离子其它跃迁的受激发射截面就较小,数值次之的是 ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ ($1.21 \mu\text{m}$)跃迁, $\sigma_p = 0.59 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ($1.55 \mu\text{m}$)跃迁, $\sigma_p = 0.36 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 。

表1 玻璃中 Er^{3+} 离子的发光的荧光分支比和受激发射截面

Table 1 Luminescence branching ratios and induced emission cross-sections of Er^{3+} ions in glasses

玻璃种类	跃迁 $J \rightarrow J'$	平均波长 (μm)	辐射跃迁几率(s^{-1}) (电偶极+磁偶极)	荧光分支比 $\beta(\%)$	谱线半宽度 (\AA)	峰位受激发射截面 $\sigma_p (10^{-20} \text{ cm}^2)$
氟 钆 玻 璃 $n=1.5124$	${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	1.536	111.29	100	1000	0.3592
	${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	2.695	22.22	18.4	300	2.2655
	${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	0.978	98.31	81.6	300	0.1738
	${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	1.627	41.31	3.4	500	0.3357
	${}^4I_{11/2}$	1.211	117.57	9.8	250	0.5865
	${}^4I_{13/2}$	0.836	80.17	6.7	150	0.1514
	${}^4I_{15/2}$	0.541	959.85	80.1	150	0.3178
氟 磷 玻 璃 $n=1.4804$	${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	1.566	87.14	100	1000	0.3171
	${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	2.510	23.49	22.11	300	1.8807
	${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	0.964	82.75	77.89	300	0.1441
	${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	1.669	29.92	3.27	500	0.2810
	${}^4I_{11/2}$	1.234	85.30	9.32	250	0.4788
	${}^4I_{13/2}$	0.827	63.52	6.94	150	0.1199
	${}^4I_{15/2}$	0.547	736.22	80.46	150	0.2544
磷 酸 盐 玻 璃 $n=1.5688$	${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	1.552	109.62	100	1000	0.3427
	${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	2.648	24.44	18.85	300	2.1585
	${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	0.987	105.22	81.15	300	0.1794
	${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	1.680	34.53	3.14	500	0.2695
	${}^4I_{11/2}$	1.220	108.41	9.87	250	0.5177
	${}^4I_{13/2}$	0.841	74.32	6.77	150	0.1336
	${}^4I_{15/2}$	0.546	881.26	80.22	150	0.2814

2. 发光量子效率和基质玻璃系统的选择

以上分析可知, ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ 、 ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ 和 ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ 跃迁是有希望得到激光振荡的,但产生激光振荡的另一个重要条件是在基质玻璃中 Er^{3+} 离子的 ${}^4S_{3/2}$ 、 ${}^4I_{11/2}$ 和 ${}^4I_{13/2}$ 能级的发光量子效率。量子效率可按下式计算:

$$\eta = \sum A_r / (\sum A_r + W) \quad (2)$$

Er^{3+} 离子的辐射跃迁几率 A_r 随基质的变化是不大的^[2],我们在计算中是应用氟钆玻璃中 Er^{3+} 离子的辐射跃迁几率(见表1)。

Layne 等人总结出玻璃中无辐射跃迁几率 W 与稀土离子的能级间隔 ΔE 成指数关系^[4]:

$$W = W_0 \exp(-\alpha \Delta E),$$

并据实验数据作出了硼酸盐、磷酸盐、硅酸盐、锗酸盐和硝酸盐玻璃系统中稀土离子激发态能级的无辐射跃迁几率 W 与能级间隔 ΔE 的关系图 (见图 2)。图中氟锆玻璃线是用 Reisfeld 等人得到的 Er³⁺ 离子的无辐射跃迁几率数据作出的^[5]。

从图 2 可以估计 Er³⁺ 离子的激发态能级在各种玻璃中的无辐射跃迁几率, 这样可按 (2) 式计算量子效率。计算结果见表 2。从表中可看到: (1) 如要获得 $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ 的激光振荡, 只可能在氟锆玻璃中, 其它玻璃因量子效率太低而不适用; (2) 如要获得 $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ 跃迁的激光也只可能在氟锆玻璃中, $^4I_{11/2}$ 能级的发光量子效率高达 78%; (3) 对 $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ 跃迁, 因能级间隔 ΔE 很大 (约 6500 cm^{-1}), 即使在硼酸盐玻璃中量子效率也在 60% 以上, 所以从量子效率来看这几种玻璃系统都适合作为基质。

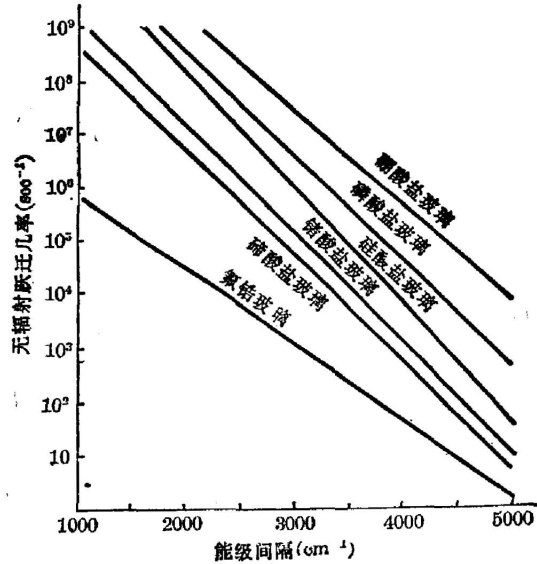


图 2 玻璃中稀土离子无辐射跃迁几率与能级间隔的关系

Fig. 2 Nonradiative decay rate vs. energy gap for rare earth ions in various glasses

三、泵浦特性和粒子数积累

从稀土离子在玻璃中的吸收光谱可知 Er³⁺ 离子的吸收仅次于 Nd³⁺ 离子^[7]。Er³⁺ 离子在玻璃中的吸收光谱随基质玻璃变化不大^[2], 在氟锆玻璃中的吸收光谱见图 3。Er³⁺ 离子从紫外到 $0.60 \mu\text{m}$ 区域有较密集的吸收带, 此外在 0.66 、 1.0 和 $1.55 \mu\text{m}$ 处有三个吸收带。与 Nd³⁺ 离子不同的是 Er³⁺ 离子的主要吸收区在 $\lambda < 0.55 \mu\text{m}$ 区域, 主要吸收带为

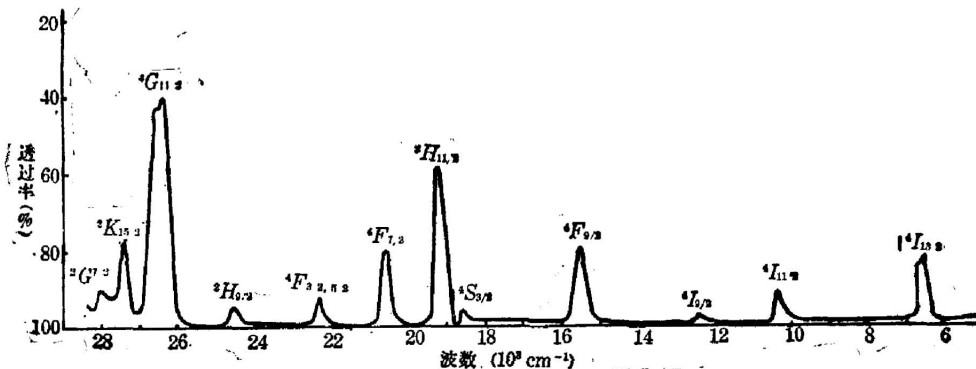


图 3 氟锆玻璃中 Er³⁺ 离子的吸收光谱

Fig. 3 Absorption spectra of Er³⁺ ions in fluorozirconate glass

表 2 各种玻璃中 Er^{3+} 离子发光能级的量子效率
Table 2 Quantum efficiencies of luminescence of Er^{3+} ions in glasses

基 质 玻 璃	辐射跃迁 几率(sec^{-1})	无辐射跃迁 几率(sec^{-1})	荧 光 寿 命		量 子 效 率	
			估 计 值	测 量 值	估 计 值	测 量 值
$^4S_{3/2}$ 能级 ($^4S_{3/2}$ — $^4F_{9/2}$ 能级间的间隔为 3000 cm^{-1})						
B_2O_3 - Na_2O - BaO	1200	5.0×10^7	0.02		0	
P_2O_5 - Na_2O - BaO		6.0×10^6	0.17		0.02	
SiO_2 - Na_2O - BaO		1.0×10^6	1.00		0.13	
GeO_2 - Na_2O - BaO		1.1×10^5	8.99	$8.9^{[10]}$	1.08	1.08
TeO_2 - Al_2O_3 - WO_3		7.0×10^4	14.04	$34.7^{[10]}$	1.68	4.16
ZrF_4 - BaF_2 - LaF_3 - AlF_3		1.0×10^3	454.5	$440.0^{[9]}$	54.54	52.8
$^4I_{11/2}$ 能级 ($^4I_{11/2}$ — $^4I_{13/2}$ 能级间的间隔为 3500 cm^{-1})						
B_2O_3 - Na_2O - BaO	120	6.0×10^6	0.167		0	
P_2O_5 - Na_2O - BaO		6.0×10^5	1.67		0.02	
SiO_2 - Na_2O - BaO		9.0×10^4	11.10		0.15	
GeO_2 - Na_2O - BaO		1.1×10^4	89.93		1.08	
TeO_2 - Al_2O_3 - WO_3		7.0×10^3	140.45		1.68	
ZrF_4 - BaF_2 - LaF_3 - AlF_3		8.5×10^3	2127.65	$6500^{[9]}$	25.53	78.0
$^4I_{13/2}$ 能级 ($^4I_{13/2}$ — $^4I_{15/2}$ 能级间的间隔为 6000 cm^{-1})						
B_2O_3 - Na_2O - BaO	110	60	5.88 ms		64.70	
P_2O_5 - Na_2O - BaO		5	8.70 ms		95.70	
SiO_2 - Na_2O - BaO		0	9.10 ms		100	
GeO_2 - Na_2O - BaO		0	9.10 ms		100	
TeO_2 - Al_2O_3 - WO_3		0	9.10 ms		100	
ZrF_4 - BaF_2 - LaF_3 - AlF_3		0	9.10 ms	$9.2 \text{ ms}^{[9]}$	100	100

估计值是据辐射跃迁几率和无辐射跃迁几率计算估计的。

0.38 和 $0.52 \mu\text{m}$, 下面具体分析 $^4S_{3/2}$ 、 $^4I_{11/2}$ 和 $^4I_{13/2}$ 能级的粒子数积累特性。

1. $^4S_{3/2}$ 能级 图 4 是氟锆玻璃和磷酸盐玻璃中 Er^{3+} 离子 $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ ($\lambda = 0.54 \mu\text{m}$) 发光的激发光谱。图中表明 $^4S_{3/2}$ 能级以上的各激发态能级的吸收对该发光都有贡献, 不过波长 $\lambda > 0.54 \mu\text{m}$ 的泵浦光不能利用。对 $^4S_{3/2}$ 能级的发光, 各能级的贡献在不同玻璃基质中稍有不同, 在氟玻璃中 $0.38 \mu\text{m}$ 带的贡献比 $0.52 \mu\text{m}$ 带大, 在磷酸盐玻璃中则反之。

从能级结构来看, $^4S_{3/2}$ 以上能级间隔较小, 无辐射跃迁几率很大, 几乎没有发光。这表明 $^4S_{3/2}$ 能级类似于 Nd^{3+} 离子的 $^4F_{3/2}$ 能级, 粒子数能迅速在 $^4S_{3/2}$ 能级积聚。但 $^4S_{3/2}$ 与 $^2H_{11/2}$ 能级有热平衡关系, 而 $^2H_{11/2}$ 能级的交叉驰豫几率很大^[2], 所以为使粒子在 $^4S_{3/2}$ 能级上积累, Er^{3+} 离子的掺杂浓度很小。

2. $^4I_{11/2}$ 能级 图 5 是氟化物玻璃中 Er^{3+} 离子的 $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ ($\lambda = 0.975 \mu\text{m}$) 发光的激发光谱^[8]。从图中可知 $0.45 \mu\text{m} \sim 0.55 \mu\text{m}$ ($^4F_{7/2}$, $^2H_{11/2}$ 和 $^4S_{3/2}$) 和 $0.66 \mu\text{m}$ ($^4F_{9/2}$) 的吸收对 $^4I_{11/2}$ 能级的发光有较大的贡献。特殊的是两个主要吸收带, $^2H_{11/2}$ 带的贡献很大, 而 $^4G_{11/2}$ 吸收带的贡献较小。

$^4I_{11/2}$ 以上的激发态能级 $^2H_{11/2} + ^4S_{3/2}$ 、 $^4F_{9/2}$ 与次下能级的间隔 ΔE 较大 (3000, 2500

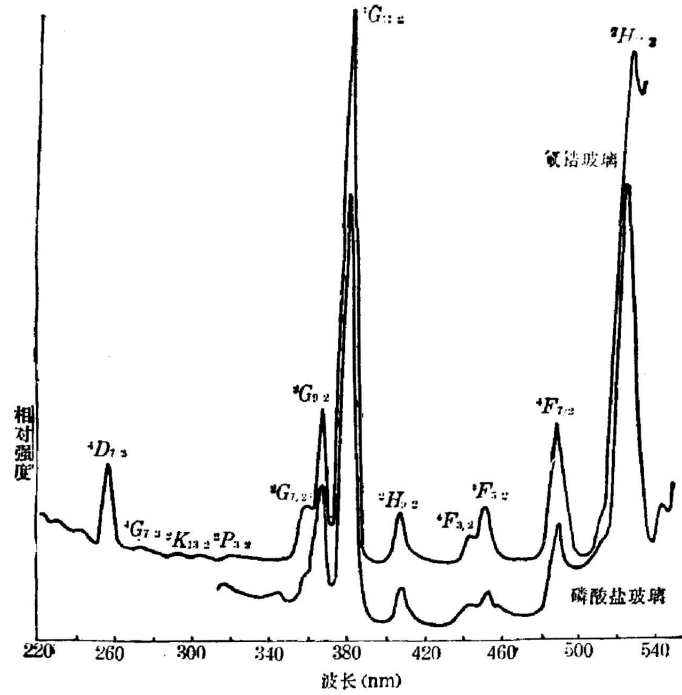
图 4 氟钨玻璃和磷酸盐玻璃中 Er^{3+} 离子激发光谱

Fig. 4 Excitation spectra of Er^{3+} ions in fluorozirconate glass and phosphate glass ($\lambda_{\text{eml}} = 540 \text{ nm}$)

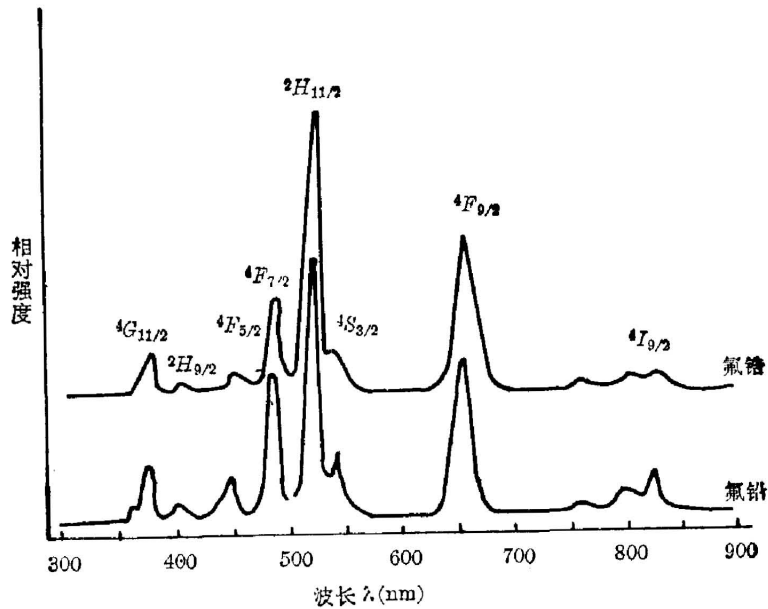
图 5 氟化物玻璃中 Er^{3+} 离子激发光谱

Fig. 5 Excitation spectra of Er^{3+} ions in fluoride glasses ($\lambda_{\text{eml}} = 975 \text{ nm}$)

cm⁻¹), 从而激发到上激发态能级的粒子数大多会以发光形式弛豫到基态, 而不在 ⁴I_{11/2} 能级上积累, 但有幸的是 Er³⁺ 离子的许多上激发态能级能发生交叉弛豫, 从而可能把粒子数聚集到 ⁴I_{11/2} 能级。我们对这个问题的研究结果是: 在氟化物玻璃中 Er³⁺ 离子的交叉弛豫在很低浓度下就能发生, ⁴I_{11/2} 能级的发光随 Er³⁺ 离子浓度的增加而增强(见图6)^[6]。并据发光的温度效应证明了交叉弛豫的途径之一是 ²H_{11/2} → ⁴I_{9/2}, ⁴I_{15/2} → ⁴I_{11/2}。高浓度 Er³⁺ 离子掺杂下不但可以使 ⁴S_{3/2} 以上能级的粒子通过交叉弛豫转移到 ⁴I_{11/2} 能级上, 而且对氙灯的吸收大大增加(Beer's 定律), 从而更有利于 ⁴I_{11/2} 能级上粒子数的积累。

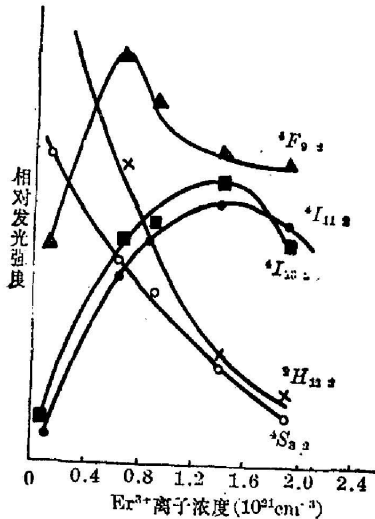


图6 氟钨玻璃中 Er³⁺ 离子浓度对发光强度的影响

Fig. 6 Effect of Er³⁺ ion concentration in fluorozirconate glasses on luminescence intensities

3. ⁴I_{13/2} 能级 ⁴I_{13/2} 能级的泵浦特性类似于 ⁴I_{11/2} 能级。由于 ⁴I_{13/2} 以上激发态能级的发光和 0.6~1.5 μm 区域的吸收较弱, 导致对 ⁴I_{13/2} 能级的泵浦效率不佳。虽然由于交叉弛豫使 ⁴I_{13/2} 能级的发光随 Er³⁺ 离子浓度增加而增强(见图6), 但高浓度 Er³⁺ 掺杂对 ⁴I_{13/2} → ⁴I_{15/2} 的三能级机构的激光振荡是不合适的。从表2可知在各种玻璃中 ⁴I_{13/2} 能级的发光量子效率都很高, 这样可以选用多声子无辐射弛豫几率较大的基质玻璃以减少 ⁴I_{13/2} 以上能级的发光, 使激发到各激发态上的离子通过无辐射级联形式弛豫到 ⁴I_{13/2} 能级上。

四、敏化和去敏活

如上所述, ⁴I_{11/2}、⁴I_{13/2} 能级的泵浦效率较低, 对 ⁴I_{11/2} → ⁴I_{13/2} 可采用高浓度掺杂来解

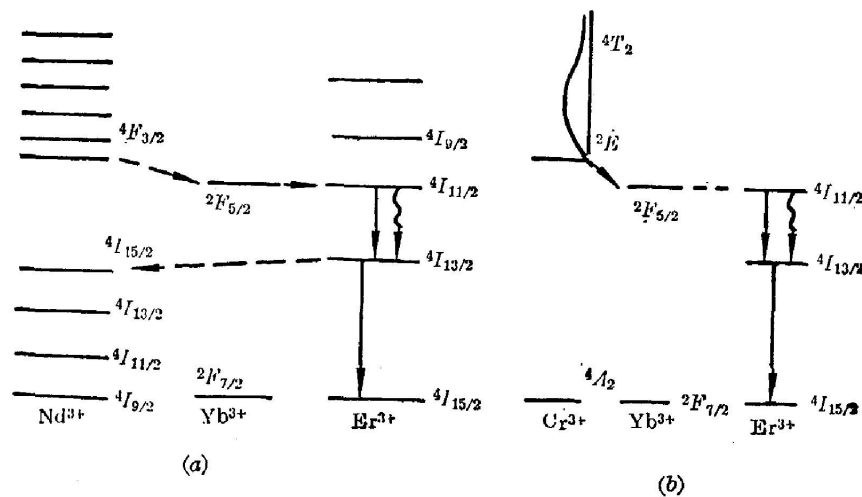


图7 离子敏化途径 (a) Nd³⁺ → Yb³⁺ → Er³⁺; (b) Cr³⁺ → Yb³⁺ → Er³⁺
Fig. 7 Ion sensitizations (a) Nd³⁺-Yb³⁺-Er³⁺; (b) Cr³⁺-Yb³⁺-Er³⁺

决, 对 ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ 可采用敏化。目前利用敏化已在磷酸盐玻璃中得到了室温下工作的 Er³⁺ 离子 ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ 跃迁的激光, 是采用 Nd³⁺-Yb³⁺-Er³⁺ 系统^[10], Cr³⁺-Yb³⁺-Er³⁺ 系统^[11]和 Yb³⁺-Er³⁺ 系统^[12]。其有 Nd³⁺-Yb³⁺-Er³⁺ 系统的阈值已降低到 85 J, 这种激光玻璃已商品化^[13,14], Cr³⁺-Yb³⁺-Er³⁺ 系统的激光效率在用氙灯泵浦时达到 1.3%。这些敏化的途径见图 7。从图中可看到 Cr³⁺+Yb³⁺ 或 Nd³⁺+Yb³⁺ 也可用来敏化 ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$, 在玻璃中这方面的工作待研究。

${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ 跃迁是自终结的, 即 ${}^4I_{13/2}$ 的寿命比 ${}^4I_{11/2}$ 长。为改善激光跃迁的性能, 可采用其它离子来转移 ${}^4I_{13/2}$ 能量。在 YAG:Er³⁺ 工作物质中用 Ho³⁺ 和 Tm³⁺ 对 ${}^4I_{13/2}$ 去激活, 效果良好^[15]。从稀土离子能级图可看到, 除了这两种离子外, Tb³⁺、Pr³⁺ 和 Nd³⁺ 应有去激活作用。特别是 Nd³⁺ 离子值得深究, 因为它对 ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ 可起敏化和去激活双重作用(见图 7)^[10]。

五、总 结

通过以上 Er³⁺ 离子的分析可以得出: 只要基质玻璃选择适当和采用能量转移的方法, 可以在掺 Er³⁺ 离子的玻璃中得到几种波长的激光振荡。最有希望的是在掺高浓度 Er³⁺ 离子氟化物玻璃中得到室温下工作的 2.8 μm 激光, 表 3 列举的数据也表明这一点。

表 3 玻璃中 Nd³⁺ 离子的 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ 跃迁和 Er³⁺ 离子的 ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ 跃迁的光谱性质比较
Table 3 Comparison of spectroscopic properties between the ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ transition of Nd³⁺ ions and the ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ transition of Er³⁺ ions in glasses

N ₁₀₁₂ SiO ₂ -CaO-Na ₂ O 玻璃 + Nd ³⁺			ZrF ₄ -BaF ₂ -LaF ₃ -AlF ₃ -LiF 玻璃 + Er ³⁺		
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ (1.06 μm)			${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ (2.7 μm)		
荧光分支比 (%)	$\beta_{0.88}$	35	荧光分支比 (%)	$\beta_{0.98}$	81.6
	$\beta_{1.06}$	54		$\beta_{2.7}$	18.4
	$\beta_{1.35}$	12			
辐射跃迁几率	$A_{[0.88]}$	470sec ⁻¹	辐射跃迁几率	$A_{[0.98]}$	98.31sec ⁻¹
	$A_{[1.06]}$	725sec ⁻¹		$A_{[2.7]}$	22.22sec ⁻¹
	$A_{[1.35]}$	161sec ⁻¹			
ΣA		1335 sec ⁻¹	ΣA		120.5 sec ⁻¹
荧光寿命 (μs)		510 μs	荧光寿命 (μs)		6500 μs ^[5]
无辐射跃迁几率		606 sec ⁻¹	无辐射跃迁几率		33.3 sec ⁻¹
量子效率 (%)		69	量子效率 (%)		78
$\Delta\lambda^{\sigma}[0.88]$ (Å)		240	$\Delta\lambda^{\sigma}[0.98]$ (Å)		600(全谱线宽)
$\Delta\lambda^F[1.06]$ (Å)		370	$\Delta\lambda^F[2.7]$ (Å)		
$\sigma_p^{\sigma}[0.88]$ (10 ⁻²⁰ cm ²)		0.29	$\sigma_p^{\sigma}[0.98]$ (10 ⁻²⁰ cm ²)		1.63
$\sigma_p^F[1.06]$ (10 ⁻²⁰ cm ²)		1.45	$\sigma_p^F[2.7]$ (10 ⁻²⁰ cm ²)		2.26

参 考 文 献

- [1] 干福熹; 《中国激光》, 1984, 11, No. 7 (Jul), 458.

- [2] 郑海兴等;《物理学报》,待发表
- [3] H. W. Gandy, R. J. Ginther, *et al.*; *Phys. Lett.*, 1965, **16**, No. 3 (Jun), 266.
- [4] C. B. Layne, W. H. Lowdermilk; *Phys. Rev. B*, 1977, **16**, No. 1 (Jul), 10.
- [5] M. D. Shinn, *et al.*; *Phys. Rev. B*, 1983, **27**, No. 11 (Jun), 6635.
- [6] R. Reisfeld, Y. Echestein; *J. Non-cryst. Solids*, 1974, **15**, No. 1 (Apr), 125
- [7] Kan Fuhsi, Jeung Chungchung *et al.*; *Scientia Sinica*, 1965, **14**, No. 8 (Aug), 1159.
- [8] R. Reisfeld, G. Katz; *J. Solid State Chem.*, 1983, **48**, No. 3 (Jul), 323.
- [9] Gan Fuxi, Zheng Haixing; *Chinese Physics Letters*, to be published.
- [10] E. Snityer, R. F. Woodcock; *IEEE J. Q. E.*, 1968, **QE-4**, No. 5 (May), 360.
- [11] Yu. D. Berezin; *Zh. Prikl. Spektrosk.*, 1984, **40**, No. 2 (Feb), 189.
- [12] A. D. Pearson, S. P. S. Porto; *Appl. Phys. Lett.*, 1964, **4**, No. 12 (Jun), 202.
- [13] R. F. Woodcock; «*Handbook of Laser*», edited by R. J. Prossley, (Chemical Rubber Company, U. S. A., 1971), 130.
- [14] Yukio, Morisbiga *et al.*; *Optics Lett.*, 1984, **9**, No. 5 (May), 147.
- [15] A. A. Kaminskii, A. G. Petrosyan; *Sov. Phys. Dokl.*, 1979, **24**, No. 6 (Jun), 425.

Investigation of glasses doped with Er^{3+} ions used as laser materials

ZHENG HAIXING AND GAN FUXI

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 17 February 1985; revised 8 April 1985)

Abstract

Stimulated peak cross sections and quantum efficiencies of Er^{3+} ions in glasses were calculated and pumping characteristics of Er^{3+} ions are discussed. The potential of obtaining laser action in Er^{3+} -glasses at room temperature is estimated with the suitable host glass for laser transition identified.