

# 掺钨硫系玻璃的制备及其微结构光纤的中红外信号放大特性研究\*

周亚训<sup>†</sup> 於杏燕 徐星辰 戴世勋

(宁波大学信息科学与工程学院, 宁波 315211)

(2011年12月3日收到; 2011年12月29日收到修改稿)

为进一步揭示硫系玻璃基掺  $\text{Er}^{3+}$  微结构光纤对于中红外波段信号的放大特性, 采用熔融淬火法研制了  $\text{Er}^{3+}$  离子掺杂的  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  硫系玻璃, 测试了玻璃样品的吸收光谱和  $2.7\ \mu\text{m}$  波段荧光光谱, 利用 Judd-Ofelt 和 Futchbauer-Ladenburg 理论分别计算得到了  $\text{Er}^{3+}$  离子的辐射跃迁概率、辐射寿命以及  $2.7\ \mu\text{m}$  波段受激发射截面. 在此基础上, 建立了一个  $980\ \text{nm}$  抽运下该玻璃基掺  $\text{Er}^{3+}$  微结构光纤  $2.7\ \mu\text{m}$  波段中红外信号的放大模型, 理论上研究了其作为  $2.7\ \mu\text{m}$  波段中红外信号增益介质时的光放大特性. 结果显示, 硫系玻璃基掺  $\text{Er}^{3+}$  微结构光纤具有优异的高增益和宽带放大品性. 在  $200\ \text{mW}$  抽运功率激励下的  $100\ \text{cm}$  光纤长度上, 最大信号增益超过了  $40\ \text{dB}$ , 高于  $30\ \text{dB}$  信号增益的放大带宽达到了  $120\ \text{nm}$  ( $2696\text{—}2816\ \text{nm}$ ). 研究表明,  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  硫系玻璃基掺  $\text{Er}^{3+}$  微结构光纤是一种理想的可应用于  $2.7\ \mu\text{m}$  波段中红外宽带放大器的增益介质.

**关键词:** 硫系玻璃, 微结构光纤, 中红外信号, 信号增益

**PACS:** 77.84.Bw, 42.70.Ce, 42.65.Yj

## 1 引言

$2\text{—}5\ \mu\text{m}$  波长范围中红外激光位于大气的三个传输窗口 ( $1\text{—}3\ \mu\text{m}$ ,  $3\text{—}5\ \mu\text{m}$  和  $8\text{—}14\ \mu\text{m}$ ) 内, 并且覆盖了许多重要的分子特征谱线, 因此在激光雷达、遥感、测距、环境检测、生物工程和医疗等领域有着十分广泛的应用<sup>[1,2]</sup>. 此外, 由于材料的瑞利 (Rayleigh) 散射与激光信号波长的四次方成反比, 采用  $2\text{—}5\ \mu\text{m}$  波段中红外激光信号替代目前广泛使用的  $1.55\ \mu\text{m}$  波段近红外激光信号作为光纤通信工作波长还可以进一步降低光纤损耗, 增加中继通信的距离<sup>[3]</sup>. 因此, 进行中红外波段激光器和放大器的研发具有十分重要的现实意义.

目前, 稀土离子掺杂的光纤激光器和放大器大多采用石英玻璃基质. 然而, 石英玻璃基质的光纤放大器和激光器的工作波长往往受到石英

材料红外吸收截止波长的限制, 最长工作波长仅为  $2\ \mu\text{m}$ , 无法应用于相对透明的极重要的大气第二传输窗口  $3\text{—}5\ \mu\text{m}$  乃至第三传输窗口  $8\text{—}14\ \mu\text{m}$  波长区域. 而以硫族元素 (S, Se, Te) 与其他金属或非金属元素形成的硫系玻璃, 具有优异的中远红外波段透光性能. 例如宋宝安小组研制的组分配比为  $\text{Ge}_{28}\text{Sb}_{12}\text{Se}_6$  的硫系玻璃, 在  $8\text{—}12\ \mu\text{m}$  波长范围具有高于  $65\%$  的透光率<sup>[4]</sup>, 聂秋华小组研制的组分为  $\text{GeTe}_4\text{-Ga}$  的硫系玻璃, 其红外吸收截止波长超过了  $20\ \mu\text{m}$ <sup>[5]</sup>. 因此, 硫系玻璃基质光纤可以广泛地应用于中远红外波段激光信号传输、中远红外生物和化学光纤传感器等众多领域<sup>[6,7]</sup>.

相比于现阶段普遍使用的常规结构光纤, 多孔微结构光纤 (或光子晶体) 具有一些独特的光学特性, 如无截止单模传输、可控色散特性、大模场面积和低弯曲损耗等<sup>[8,10]</sup>, 因此可以避免高功率

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61177087), 浙江省研究生创新科研项目 (批准号: YK2010048), 宁波“新型光电功能材料及器件”创新团队项目 (批准号: 2009B21007), 宁波大学王宽诚幸福基金和学科项目 (批准号: XKL11078) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: zhoyaxun@nbu.edu.cn

时非线性光学效应的产生、提高抽运光的耦合效率和实现低损耗单模传输. 目前, 硫系玻璃基质微结构光纤对于中红外波段信号的传输特性已引起国内外众多光电机件的广泛研究, 但稀土  $\text{Er}^{3+}$  离子掺杂的硫系玻璃基质微结构光纤对于中红外波段信号的放大特性还鲜有研究, 仅有意大利的 De Sario 小组和 Prudeniano 小组分别于 2009 年报道过硫系玻璃基质掺  $\text{Er}^{3+}$  微结构光纤对于  $1.538 \mu\text{m}$  波长近红外信号和  $4.5 \mu\text{m}$  波段中红外信号的放大特性 [1112], 而对于具有极其重要应用的  $2.7 \mu\text{m}$  波段中红外信号的放大特性还未有相关研究报道. 由此, 本文研制了  $\text{Er}^{3+}$  离子掺杂的组分配比为  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  (2S2G) 的硫系玻璃, 通过测试分析玻璃样品的吸收光谱和  $2.7 \mu\text{m}$  波段中红外荧光光谱, 结合计算得到的光谱参数, 进行了硫系玻璃基质掺  $\text{Er}^{3+}$  微结构光纤  $2.7 \mu\text{m}$  波段中红外信号的放大特性研究, 旨在理论上揭示出硫系玻璃基质掺  $\text{Er}^{3+}$  微结构光纤作为中红外光纤放大器增益介质的可行性, 为后续研发中红外波段的光纤放大器和激光器提供理论基础.

## 2 实验

### 2.1 样品制备

选用组分配比为  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  的硫系玻璃, 实验中以单质 Ga, Ge, Sb 和 S 的形式引入, 纯度均为 5N. 掺杂  $\text{Er}^{3+}$  离子是由  $\text{Er}_2\text{S}_3$  成分以外掺方式引入, 纯度为 3N. 样品制备过程: 按照化学组分配比精确称取 20 g 配合料经充分均匀混合, 倒入内表面已预先清洗并烘干的石英试管中. 然后对装有配合料的石英试管进行预加热至  $100^\circ\text{C}$  并抽真空以除去原料中的  $\text{O}_2$  和  $\text{OH}$  基, 当试管中真空度达到  $1.0 \times 10^{-3} \text{ Pa}$  以上时用乙炔火焰封接熔断, 再将其放入摇摆炉中以  $1\text{--}2^\circ\text{C}/\text{min}$  速率升温至  $980^\circ\text{C}$  后熔融反应 12 h, 取出后迅速放入水中淬冷, 最后放入退火炉中在玻璃转变温度点附近 ( $\sim 400^\circ\text{C}$ ) 保温 2 h 后缓慢退火至室温. 将退火后的玻璃加工成  $\Phi 10\text{mm} \times 2 \text{ mm}$  两大面抛光的样品, 以进行光谱测试.

### 2.2 光谱测试与分析

对于研制的稀土  $\text{Er}^{3+}$  离子掺杂  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  硫系玻璃, 测量到的  $\text{Er}^{3+}$  离子吸收光

谱如图 1 所示. 由图显示, 该组分玻璃的短波吸收截止波长位于  $600 \text{ nm}$  附近, 在测量的波长区域内仅可观察到四个  $\text{Er}^{3+}$  离子吸收峰, 峰值波长分别为  $1536 \text{ nm}$ ,  $983 \text{ nm}$ ,  $805 \text{ nm}$  和  $656 \text{ nm}$ , 对应于  $\text{Er}^{3+}$  离子从基态  $^4I_{15/2}$  能级到激发态  $^4I_{13/2}$ ,  $^4I_{11/2}$ ,  $^4I_{9/2}$  和  $^4F_{9/2}$  能级的吸收跃迁.

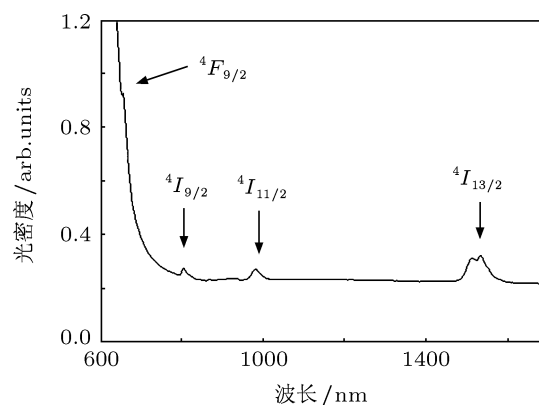


图 1  $\text{GeGaSbS}$  玻璃中  $\text{Er}^{3+}$  离子的吸收光谱

掺稀土玻璃从紫外到近红外的吸收通常是由稀土离子  $4f^N$  电子组态间跃迁引起的, 这种跃迁可以用 Judd-Ofelt 理论进行分析 [13,14]. 根据 Judd-Ofelt 理论由吸收光谱通过最小二乘法拟合可以得到稀土离子在玻璃基质中的光谱参数例如自发辐射跃迁概率、荧光分支比和辐射寿命. 表 1 列出了计算得到的  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  硫系玻璃中  $\text{Er}^{3+}$  离子的相关光谱参数. 由表可见,  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  硫系玻璃中  $\text{Er}^{3+}$  离子各能级的辐射寿命普遍小于硝酸盐和铋酸盐玻璃中相对应的寿命值 [15,16]. 由于稀土离子的辐射寿命与玻璃基质的折射率成反比 [13,14], 而  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  硫系玻璃的折射率 ( $\sim 2.25$ ) 大于氧化物玻璃 ( $\sim 2.0$ ), 因此其辐射寿命相对较小.

图 2 是在  $980 \text{ nm}$  波长激励下测量到的  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  硫系玻璃中  $\text{Er}^{3+}$  离子在  $2.6\text{--}2.9 \mu\text{m}$  波长范围的中红外荧光光谱, 对应于  $\text{Er}^{3+}$  离子  $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$  能级间的辐射跃迁. 由图可见,  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  硫系玻璃中  $\text{Er}^{3+}$  离子具有较宽的中红外荧光发射, 荧光半高宽 (FWHM) 大于  $150 \text{ nm}$ , 揭示出硫系玻璃适合作为中红外波段宽带放大器和可调谐激光器的玻璃基质. 根据测量到的中红外荧光光谱, 依据 Futchbauer-Ladenburg(F-

L) 理论<sup>[17]</sup>, 由

$$\sigma_e(\lambda) = \frac{1}{8\pi cn^2} (\beta/\tau_{\text{rad}}) \lambda^4 \frac{I(\lambda)}{\int I(\lambda) d\lambda}, \quad (1)$$

可以进一步得到  $\text{Er}^{3+}$  离子  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  能级间跃迁的受激发射截面谱, 如图 3 所示. (1) 式中,  $\beta$  为荧光分支比,  $\tau_{\text{rad}}$  为能级辐射寿命,  $n$  为玻璃基质折射率,  $c$  是光速,  $I(\lambda)$  为图 2 实验测得的随波长  $\lambda$  变化的荧光强度.

表 1 GeGaSbS 玻璃中  $\text{Er}^{3+}$  离子的自发辐射概率  $A$ 、荧光分支比  $\beta$  和辐射寿命  $\tau_{\text{rad}}$

跃迁	$\lambda/\mu\text{m}$	$A/\text{s}^{-1}$		$\beta$	$\tau_{\text{rad}}/\text{ms}$
		$A_{\text{ed}}$	$A_{\text{md}}$		
${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	1.54	407.20	112.97	1.000	1.92
${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	0.98	590.71	—	0.851	1.44
${}^4I_{13/2}$	2.74	68.46	34.95	0.149	—
${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	0.81	59.26	—	0.791	0.93
${}^4I_{13/2}$	1.70	211.28	—	0.186	—
${}^4I_{11/2}$	4.44	2.48	7.50	0.023	—
${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	0.65	3021.69	—	0.885	0.29
${}^4I_{13/2}$	1.14	113.41	—	0.033	—
${}^4I_{11/2}$	1.96	278.08	—	0.081	—
${}^4I_{9/2}$	3.87	1.44	—	0.001	—

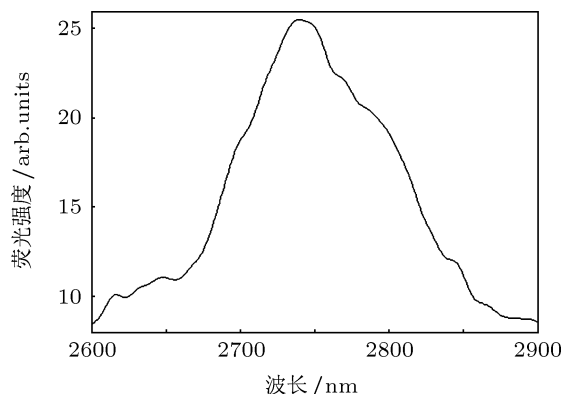


图 2 GeGaSbS 玻璃中  $\text{Er}^{3+}$  离子 2.7  $\mu\text{m}$  波段荧光光谱

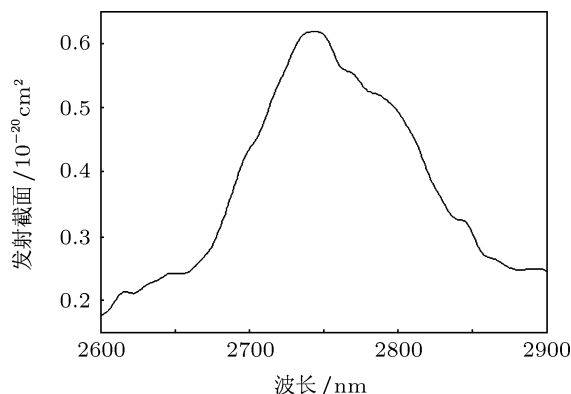


图 3 GeGaSbS 玻璃中  $\text{Er}^{3+}$  离子 2.7  $\mu\text{m}$  波段发射截面谱

计算表明,  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  硫系玻璃中  $\text{Er}^{3+}$  离子  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  能级间跃迁的峰值发射截面达到了  $6.2 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ , 这个值高于掺铒氧氟化物透明玻璃陶瓷 ( $4.3 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ ) 和 ZBLAN 玻璃 ( $5.7 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ ), 与铒镨共掺 FP 玻璃 ( $6.57 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ ) 相当<sup>[18-20]</sup>. 受激发射截面是衡量增益材料激光性能优劣的一个重要参数, 它随着玻璃基质折射率的增大而增大, 因为高折射率能够增强稀土离子格点处的局域晶体场, 从而导致较强的辐射跃迁.

### 3 理论模型

稀土  $\text{Er}^{3+}$  离子掺杂的  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  硫系玻璃具有比较优异的中红外波段光谱特性, 适合应用于中红外波段宽带放大器和可调谐激光器, 因此有必要对以该组分玻璃作为基质的掺  $\text{Er}^{3+}$  微结构光纤进行信号放大特性的理论研究.

### 3.1 光纤结构及模场分布

硫系玻璃基微结构光纤采用单芯三层空气孔沿轴向均匀排列而成,其截面如图4所示.截面分为包层区和纤芯区,包层为均匀空气圆孔按六角形排列规则形成周期性结构,纤芯由缺省空气孔即纯硫系玻璃构成.

采用有限元法<sup>[21]</sup>,应用Maxwell方程,结合完美匹配层(perfectly matched layer, PML)吸收边界条件,计算得到微结构光纤中的本征模场分布.图5是在光纤直径 $D = 125 \mu\text{m}$ ,空气孔直径 $d = 3.2 \mu\text{m}$ ,孔间距离 $\Lambda = 8 \mu\text{m}$ 和纤芯折射率 $n = 2.24$ 的结构参数下,硫系玻璃基微结构光纤中2700 nm波长信号的基模场横向分布.

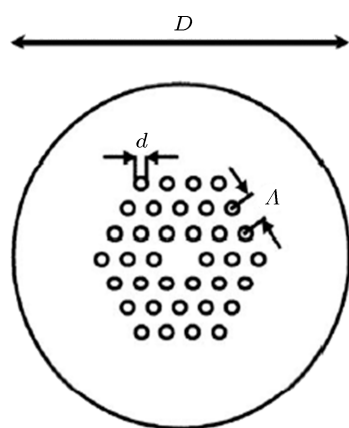


图4 微结构光纤截面示意图

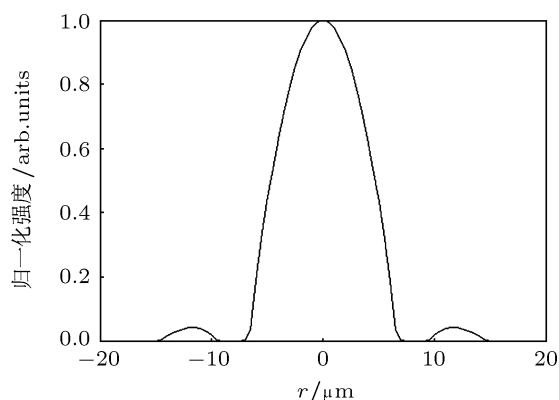


图5 GaGeSbS 玻璃微结构光纤中基模场的横向分布

### 3.2 $\text{Er}^{3+}$ 离子 2.7 $\mu\text{m}$ 荧光发射

硫系玻璃基质声子能量较低( $\sim 350 \text{cm}^{-1}$ ),对

于 $\text{Er}^{3+}$ 离子能级系统而言,能级间的无辐射弛豫过程一般需要多声子参与,相对于辐射跃迁过程可以忽略,因此具有较高的辐射量子效率,这一特性使得 $\text{Er}^{3+}$ 离子在相邻能级间跃迁极易产生强烈的近、中和远红外波段信号.对于2.7  $\mu\text{m}$ 波段中红外信号,其发射过程可以由图6所示的能级跃迁来表示<sup>[11]</sup>.在980 nm抽运光激励下,处于基态 $^4I_{15/2}$ 能级上的 $\text{Er}^{3+}$ 离子吸收入射的抽运光子跃迁至 $^4I_{11/2}$ 能级(即基态吸收, GSA),与下能级 $^4I_{13/2}$ 形成离子数反转.当 $\text{Er}^{3+}$ 离子以受激辐射或自发辐射形式返回到 $^4I_{13/2}$ 下能级,便产生2.7  $\mu\text{m}$ 波段的中红外信号.同时,处于 $^4I_{11/2}$ 能级上一部分 $\text{Er}^{3+}$ 离子还会继续吸收入射的抽运光子进一步跃迁至 $^4F_{7/2}$ 能级(即激发态吸收, ESA).此外,稀土 $\text{Er}^{3+}$ 离子间还存在着如下能量传递过程: 1) 协作上转换: 处于 $^4I_{13/2}$ (或 $^4I_{11/2}$ )激发态上的两个相邻 $\text{Er}^{3+}$ 离子发生相互作用,其中一个 $\text{Er}^{3+}$ 离子(施主离子)将能量传递给另一个 $\text{Er}^{3+}$ 离子(受主离子)使其跃迁至 $^4I_{9/2}$ (或 $^4F_{7/2}$ )激发态能级,而自身则通过无辐射弛豫方式返回到基态; 2) 交叉弛豫: 处于 $^4I_{9/2}$ 激发态上的 $\text{Er}^{3+}$ 离子将部分能量传递给邻近处于基态的 $\text{Er}^{3+}$ 离子,双方共同跃迁至 $^4I_{13/2}$ 激发态.

### 3.3 $\text{Er}^{3+}$ 离子数速率方程

依据图6,在980 nm波长抽运光激励下, $^4I_{11/2}$ 能级上 $\text{Er}^{3+}$ 离子在外来信号光作用下产生受激辐射2.7  $\mu\text{m}$ 波段中红外信号时,各能级上 $\text{Er}^{3+}$ 离子数随时间的变化可以描述为

$$\frac{\partial N_1(r, z)}{\partial t} = -W_{\text{pa}}N_1 + \frac{N_2}{\tau_{21}} + C_2N_2^2 + W_{\text{pe}}N_3 + C_3N_3^2 - C_{14}N_1N_4, \quad (2a)$$

$$\frac{\partial N_2(r, z)}{\partial t} = -\frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{N_3}{\tau_{32}} + (W_{\text{se}} + W_{\text{ASE}})N_3 - 2C_2N_2^2 + 2C_{14}N_1N_4, \quad (2b)$$

$$\frac{\partial N_3(r, z)}{\partial t} = W_{\text{pa}}N_1 - (W_{\text{pe}} + W_{\text{ESA}} + W_{\text{se}} + W_{\text{ASE}})N_3 - \frac{N_3}{\tau_{32}} + \frac{N_4}{\tau_{43}} - 2C_3N_3^2, \quad (2c)$$

$$\frac{\partial N_4(r, z)}{\partial t} = -\frac{N_4}{\tau_{43}} + \frac{N_5}{\tau_{54}} + C_2N_2^2 - C_{14}N_1N_4, \quad (2d)$$

$$N_{\text{Er}} = N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5, \quad (2e)$$

式中, 将能级  ${}^4I_{15/2}$ ,  ${}^4I_{13/2}$ ,  ${}^4I_{11/2}$ ,  ${}^4I_{9/2}$  和  ${}^4F_{7/2}$  分别标记为 1, 2, 3, 4 和 5, 对应的  $\text{Er}^{3+}$  离子数浓度分别为  $N_1, N_2, N_3, N_4$  和  $N_5$ ,  $N_{\text{T}}$  是  $\text{Er}^{3+}$  离子掺杂总浓度.  $1/\tau_{ij}$  是  $i, j$  能级间的自发辐射跃迁概率,  $C_2$  和  $C_3$  分别是  ${}^4I_{13/2}$  和  ${}^4I_{11/2}$  能级的  $\text{Er}^{3+}$  离子协作上转换系数,  $C_{14}$  是  ${}^4I_{9/2}$  和  ${}^4I_{15/2}$  能级间的  $\text{Er}^{3+}$  离子交叉弛豫系数.  $W_{\text{pa}}, W_{\text{pe}}$  和  $W_{\text{ESA}}$  分别是抽运波长下的基态吸收跃迁概率、受激辐射跃迁概率以及激发态吸收跃迁概率,  $W_{\text{se}}, W_{\text{ASE}}$  分别是信号波长和放大自发辐射 (ASE) 噪声波长下的受激辐射跃迁概率.

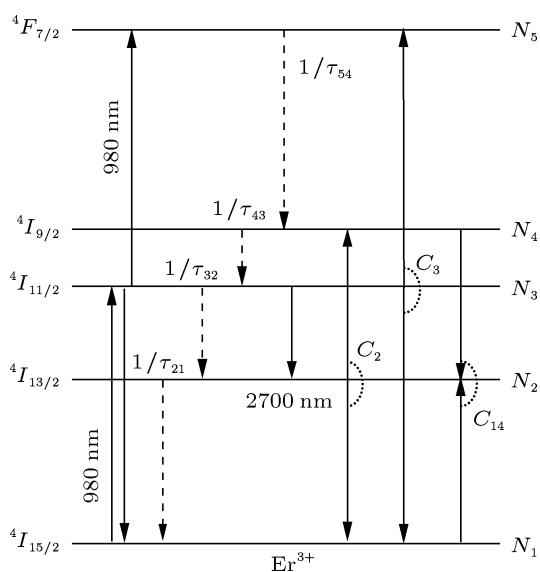


图 6  $\text{Er}^{3+}$  离子跃迁能级示意图

### 3.4 光功率传输方程

信号光、抽运光以及由于自发辐射引起的 ASE 噪声光在掺  $\text{Er}^{3+}$  微结构光纤中传输时, 它们的光功率变化可以由下列方程来描述:

$$\begin{aligned} \frac{dP_{\text{p}}(z, \nu_{\text{p}})}{dz} = & [\sigma_{31}(\nu_{\text{p}})n_3(z, \nu_{\text{p}}) \\ & - \sigma_{13}(\nu_{\text{p}})n_1(z, \nu_{\text{p}}) \\ & - \sigma_{\text{ESA}}(\nu_{\text{p}})n_3(z, \nu_{\text{p}})] \cdot P_{\text{p}}(z, \nu_{\text{p}}) \\ & - \alpha(\nu_{\text{p}}) \cdot P_{\text{p}}(z, \nu_{\text{p}}), \end{aligned} \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} \frac{dP_{\text{s}}(z, \nu_{\text{s}})}{dz} = & \sigma_{32}(\nu_{\text{s}})n_3(z, \nu_{\text{s}}) \cdot P_{\text{s}}(z, \nu_{\text{s}}) \\ & - \alpha(\nu_{\text{s}}) \cdot P_{\text{s}}(z, \nu_{\text{s}}) \end{aligned} \quad (3b)$$

$$\begin{aligned} \frac{dP_{\text{ASE}}^{\pm}(z, \nu_{\text{ASE}})}{dz} = & \pm [\sigma_{32}n_3(z, \nu_{\text{ASE}}) - \alpha(\nu_{\text{ASE}})] \\ & \times P_{\text{ASE}}^{\pm}(z, \nu_{\text{ASE}}) \pm 2h\nu_{\text{ASE}}\delta\nu \\ & \times \sigma_{32}n_3(z, \nu_{\text{ASE}}), \end{aligned} \quad (3c)$$

式中,  $\sigma_{13}, \sigma_{31}$  和  $\sigma_{\text{ESA}}$  分别是抽运波长下的吸收截面、受激发射截面和激发态吸收截面,  $\sigma_{32}$  是信号 (或 ASE) 波长下的受激发射截面.  $\alpha(\nu)$  是相应波长下的光纤背景损耗,  $2h\nu_{\text{ASE}}\delta\nu$  为等效的输入噪声功率.  $n_i (i = 1-5)$  是各能级  $\text{Er}^{3+}$  离子数浓度  $N_i(r, z)$  与归一化模场分布  $E(r, \theta, \nu)$  的重叠积分, 即

$$n_i(z, \nu) = \iint_S N_i(r, z) |E(r, \theta, \nu)|^2 r dr d\theta, \quad (4)$$

式中,  $S$  是  $\text{Er}^{3+}$  离子掺杂面积.

## 4 模拟结果

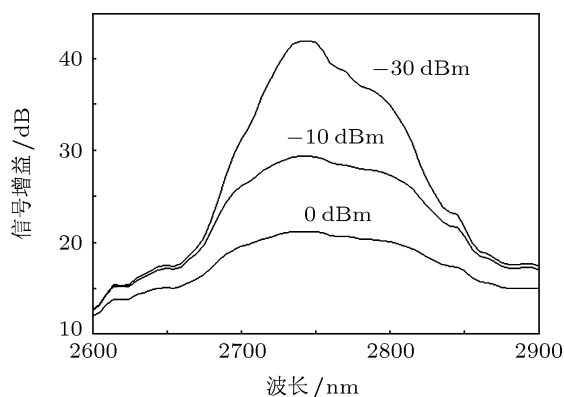
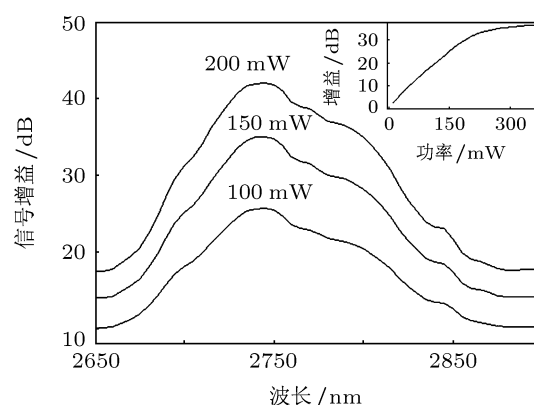
结合边界条件, 利用龙格-库塔 (Runge-Kutta) 算法数值求解  $\text{Er}^{3+}$  离子数速率方程和光功率传输方程组, 可以得到 980 nm 抽运光激励下硫系玻璃基掺  $\text{Er}^{3+}$  微结构光纤对于 2.7  $\mu\text{m}$  波段中红外信号的放大特性.

模拟参数: 光纤直径  $D = 125 \mu\text{m}$ , 空气孔直径  $d = 3.2 \mu\text{m}$ , 孔间距离  $\Lambda = 8 \mu\text{m}$ ;  ${}^4I_{13/2}$  和  ${}^4I_{11/2}$  能级的  $\text{Er}^{3+}$  离子协作上转换系数分别为  $C_2 = 3 \times 10^{-23} \text{ m}^3/\text{s}$ ,  $C_3 = 2 \times 10^{-23} \text{ m}^3/\text{s}$ ,  ${}^4I_{9/2}$  和  ${}^4I_{15/2}$  能级间的  $\text{Er}^{3+}$  离子交叉弛豫系数  $C_{14} = 5 \times 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$ [22]; 980 nm 抽运下的  $\text{Er}^{3+}$  离子吸收截面和受激发射截面分别为  $\sigma_{\text{a}} = 4.78 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma_{\text{e}} = 3.84 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ [11]; 抽运波长和信号 (包括 ASE) 波长下的光纤背景损耗分别为  $\alpha(\nu_{\text{p}}) = 3 \text{ dB/m}$ ,  $\alpha(\nu_{\text{s, ASE}}) = 2 \text{ dB/m}$ [11],  $\text{Er}^{3+}$  离子掺杂浓度  $N_{\text{Er}} = 1.15 \times 10^{20}/\text{cm}^3$ . 其他参数参见表 1.

图 7 是 2600—2900 nm 波长范围中红外信号逐波长输入  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  硫系玻璃基掺  $\text{Er}^{3+}$  微结构光纤时, 模拟得到的输出信号增益谱. 其中, 光纤长度为 100 cm, 抽运功率为 200 mW, 信号输入功率分别为 -30 dBm, -10 dBm 和 0 dBm. 可以看到,  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  硫系玻璃基掺  $\text{Er}^{3+}$  微结构光纤对于 2.7  $\mu\text{m}$  波段中红外输入信号具有高增益宽带放大能力: 在 200 mW 抽运功率激励下, 仅在 100 cm 的光纤长度上, 小信号输入时的最大增益

超过了 40 dB, 而信号增益高于 30 dB 的波长范围达到了 120 nm (2696—2816 nm). 硫系玻璃基掺  $\text{Er}^{3+}$  微结构光纤这种具有高单位长度增益和宽带放大能力, 不仅有利于缩小光纤放大器的尺寸, 便于系统的小型化和集成化, 而且有利于提高中红外信号的通信容量, 说明是一种理想的应用于 2.7  $\mu\text{m}$  波段中红外信号宽带放大的增益介质. 硫系玻璃基掺  $\text{Er}^{3+}$  微结构光纤之所以具有优异的高增益宽带放大性能, 主要在于其玻璃基质具有较大的折射率, 从而使得该玻璃基质中掺杂的稀土  $\text{Er}^{3+}$  离子具有较大的偶极子振荡强度和自发辐射跃迁概率, 而且较大的折射率会使硫系玻璃中的  $\text{Er}^{3+}$  离子周围产生强烈的局域配位场, 引起大的受激发射截面和能级分裂. 同时进一步看到, 随着信号输入功率的不断提高, 各波长信号增益随之下降, 尤其对于峰值波长附近的输入信号, 而整个增益谱呈现出宽带平坦化的变化特征. 例如, 在 0 dBm 输入功率下, 信号增益谱的 3 dB 带宽达到了 140 nm (2827—2687), 远大于 -30 dBm 小信号输入情形下的 43 nm (2766—2723) 的 3 dB 带宽. 信号增益随输入功率的提高而减小, 这是信号输入功率引起的增益饱和效应现象, 即信号输入功率的提高引起了上能级粒子数反转比的下降.

图 8 给出了抽运功率分别为 100 mW, 150 mW 和 200 mW 时模拟得到的 2.7  $\mu\text{m}$  波段中红外信号增益谱, 其中信号输入功率为 -30 dBm, 其他参数不变. 结果显示, 在一定的抽运功率激励范围内, 随着抽运功率的提高, 各波长信号增益近似以线性方式递增, 增益谱整体上移. 但随着抽运功率的进一步提高, 增益谱上移趋势逐渐减缓并趋于饱和, 这可由插图中 2700 nm 波长信号增益随抽运功率的变化关系得到进一步说明. 增益饱和的原因在于对于掺杂浓度一定的硫系玻璃基掺  $\text{Er}^{3+}$  微结构光纤, 当抽运功率达到一定大小后, 激发态能级上的  $\text{Er}^{3+}$  离子数反转比趋于最大, 此后再继续增大抽运功率已无法进一步提高激发态能级上的  $\text{Er}^{3+}$  离子数. 另外, 改变光纤长度, 可以发现, 2.7  $\mu\text{m}$  波段中红外信号增益谱随光纤长度增长的变化关系具有类似于图 8 随抽运功率的变化特征. 不同的是, 对于一定的抽运功率和信号输入功率工作状态下, 光纤长度存在着一个最佳值 (最佳光纤长度), 这时信号增益达到最大值. 超过这个最佳光纤长度后, 信号增益随光纤长度的增长呈现出缓慢减小的变化趋势.

图 7 不同输入功率下的 2.7  $\mu\text{m}$  波段信号增益谱图 8 不同抽运功率下的 2.7  $\mu\text{m}$  波段信号增益谱

## 5 结论

熔制了稀土  $\text{Er}^{3+}$  离子掺杂的  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  (2S2G) 硫系玻璃, 测试分析了其光谱特性, 着重对  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  (2S2G) 硫系玻璃基掺  $\text{Er}^{3+}$  微结构光纤在 2.7  $\mu\text{m}$  波段中红外信号的放大特性进行了理论研究. 研究表明, 硫系玻璃基掺  $\text{Er}^{3+}$  微结构光纤在 2.7  $\mu\text{m}$  波段处具有 40 dB 的小信号增益以及信号增益在 30 dB 以上的放大范围达 120 nm (2696—2816 nm) 的高增益、宽带放大能力, 揭示了其作为中红外光纤放大器增益介质的可行性. 目前, 2.7  $\mu\text{m}$  波长范围的中红外信号在遥感、测距、环境检测、生物工程和医疗等领域有着广泛的应用, 相应地需要开发能传输和放大这一类中红外信号的光纤放大器. 因此, 本文的研究工作对于硫系玻璃基掺  $\text{Er}^{3+}$  微结构光纤的后续设计、研制和应用具有很大的理论参考价值.

- [1] Ma J Y, Fang X, Kamran M, Zhao H Y, Bi C Z, Zhao B R, Qiu X G 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3313
- [2] Guo H T, Lu M, Tao G M, Feng L, Peng B 2009 *J. Chin. Ceram. Soc.* **37** 2150 (in Chinese) [郭海涛, 陆敏, 陶光明, 冯雷, 彭波 2009 硅酸盐学报 **37** 2150]
- [3] Gan F X 1991 *J. Infrared Millim. W.* **10** 415 (in Chinese) [干福喜 1991 红外与毫米波学报 **10** 415]
- [4] Song B A, Dai S X, Xu T F, Nie Q H, Shen X, Wang X S, Lin C G 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 084217 (in Chinese) [宋宝安, 戴世勋, 徐铁峰, 聂秋华, 沈祥, 王训四, 林常规 2011 物理学报 **60** 084217]
- [5] Nie Q H, Wang G X, Wang X S, Xu T F, Dai S X, Shen X 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7949 (in Chinese) [聂秋华, 王国祥, 王训四, 徐铁峰, 戴世勋, 沈祥 2010 物理学报 **59** 7949]
- [6] El-Amraoui M, Gadret G, Jules J C, Fatome J, Fortier C, Désévéday F, Skripatchev I, Messaddeq Y, Troles J, Brilland L, Gao W, Suzuki T, Ohishi Y, Smektala F 2010 *Opt. Express* **18** 26655
- [7] Brilland L, Charpentier F, Troles J, Bureau B, Boussard-Plédel C, Adam J L, Méchin D, Trégoat D 2009 *Proc. SPIE* **7503** 581
- [8] Wang D D, Wang L L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3255 (in Chinese) [王豆豆, 王丽莉 2010 物理学报 **59** 3255]
- [9] Liu X Y, Zhang F D, Zhang M, Ye P D 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 301 (in Chinese) [刘小毅, 张方迪, 张民, 叶培大 2007 物理学报 **56** 301]
- [10] Liu S, Li S G, Fu B, Zhou H S, Feng R P 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 034217 (in Chinese) [刘硕, 李曙光, 付博, 周洪松, 冯荣普 2011 物理学报 **60** 034217]
- [11] De Sario, Mescia L, Prudenzano F, Smektala F, Deseveday F, Nazabal V, Troles J, Brilland L 2009 *Opt. Fiber Technol.* **41** 99
- [12] Prudenzano F, Mescia L, Allegretti L, De Sario M, Smektala F, Moizan V, Nazabal V, Troles J, Doualan J L, Canat G, Adam J L, Boulard B 2009 *Opt. Mater.* **31** 1292
- [13] Judd B R 1962 *Phys. Rev.* **127** 750
- [14] Ofelt G S 1962 *J. Chem. Phys.* **37** 511
- [15] Jiassi I, Elhouichet H, Ferid M, Barthou C 2010 *J. Lumin.* **130** 2394
- [16] Hayashi H, Tanabe S, Sugimoto N 2008 *J. Lumin.* **128** 333
- [17] Chen Y J, Huang Y D, Huang M L, Chen R P, Luo Z D 2004 *Opt. Mater.* **25** 271
- [18] Tikhomirov V K, Méndez-Ramos J, Rodríguez V D, Furniss D, Seddon A B 2006 *Opt. Mater.* **28** 1143
- [19] Jackson S D, King T A, Pollnau M 2000 *J. Mod. Opt.* **47** 1987
- [20] Tian Y, Xu R R, Zhang L Y 2011 *Opt. Lett.* **36** 109
- [21] Brechet F, Marcou J, Pagnoux D, Roy P 2000 *Opt. Fiber Technol.* **6** 181
- [22] Kadono K, Yazawa T, Jiang S, Porque J, Hwang B C, Peyghambarian N 2003 *J. Non-Cryst. Solids* **331** 79

# Fabrication of erbium-doped chalcogenide glass and study on mid-IR amplifying characteristics of its microstructured fiber\*

Zhou Ya-Xun<sup>†</sup> Yu Xing-Yan Xu Xing-Chen Dai Shi-Xun

(College of Information Science and Engineering, Ningbo University, Ningbo 315211, China)

(Received 3 December 2011; revised manuscript received 29 December 2011)

## Abstract

In order to demonstrate the characteristics of chalcogenide glass  $\text{Er}^{3+}$ -doped microstructured optical fiber (MOF) amplifying the mid-infrared band signal,  $\text{Er}^{3+}$ -doped  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  chalcogenide glass is prepared with high temperature melt-quenching method. The absorption spectrum and 2.7  $\mu\text{m}$  band fluorescence spectrum of glass sample are measured, and the spectroscopic parameters such as radiative transition probability, radiative lifetime and 2.7  $\mu\text{m}$  band stimulated emission cross-section of  $\text{Er}^{3+}$  ion are calculated and analyzed according to the Judd-Ofelt and Futchbauer-Ladenburg theories. The 2.7  $\mu\text{m}$  band mid-infrared signal amplifying model of  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  chalcogenide glass  $\text{Er}^{3+}$ -doped MOF under the excitation of 980 nm is presented, and the amplifying characteristics of 2.7  $\mu\text{m}$ -band mid-infrared signals for chalcogenide glass  $\text{Er}^{3+}$ -doped MOF are investigated theoretically. The results show that the chalcogenide glass  $\text{Er}^{3+}$ -doped MOF exhibits a higher signal gain and very broad gain spectrum: its maximal gain of small signal exceeds 40 dB and amplifying bandwidth of higher than 30 dB gain reaches about 120 nm (2696—2816 nm) for a 100 cm long chalcogenide glass erbium-doped MOF with a pump power of 200 mW. The theoretical studies indicate that the  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  chalcogenide glass  $\text{Er}^{3+}$ -doped MOF is an excellent gain medium which can be applied to broadband amplifiers in the mid-infrared wavelength region.

**Keywords:** chalcogenide glass, microstructured optical fiber, mid-infrared signal, signal gain

**PACS:** 77.84.Bw, 42.70.Ce, 42.65.Yj

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61177087), the Graduate Innovative Scientific Research Project of Zhejiang Province (Grant No. YK2010048), the Ningbo Optoelectronic Materials and Devices Creative Team (Grant No. 2009B21007), and the Sponsored by K. C. Wong Magna Fund and Subject Project of Ningbo University (Grant No. XKL11078).

<sup>†</sup> E-mail: zhouyaxun@nbu.edu.cn