

掺铒硫系玻璃光纤的中红外增益特性模拟研究

於杏燕 戴世勋 周亚训 王训四 张培晴 刘永兴 徐铁峰 聂秋华

(宁波大学信息科学与工程学院, 浙江 宁波 315211)

摘要 实验制备了 Er^{3+} 掺杂质量分数为 1% 的 $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 硫系玻璃, 测试了其折射率、吸收光谱和荧光光谱, 利用 Judd-Ofelt 和 Futchbauer-Ladenburg 理论计算了 Er^{3+} 离子的自发辐射几率、吸收截面和受激发射截面等光谱参数。在综合考虑 Er^{3+} 离子的交叉弛豫、能量上转换和激发态吸收效应的基础上, 应用四能级粒子数速率-光功率传输方程模型, 模拟计算了 Er^{3+} 掺杂 $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 硫系玻璃光纤的中红外 2.74 μm 波段的增益特性。结果显示, Er^{3+} 掺杂硫系玻璃光纤在 2.74 μm 中红外波段具有较高的信号增益和较宽的增益谱, 最大增益值和 20 dB 增益带宽分别超过了 40 dB 和 200 nm, 表明其是可用于中红外 2.74 μm 波段宽带放大的理想增益介质。

关键词 材料; 掺铒硫系玻璃; 中红外增益; 速率-传输方程

中图分类号 TN253; TN244 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL201239.0105003

Theoretical Studies on Mid-Infrared Gain Characteristics of Erbium-Doped Chalcogenide Glass Fibers

Yu Xingyan Dai Shixun Zhou Yaxun Wang Xunsi Zhang Peiqing Liu Yongxing
Xu Tiefeng Nie Qiuhua

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

Abstract The Er^{3+} doped (the mass fraction is 1%) $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ chalcogenide glasses are fabricated and the refractive index, absorption spectrum and emission spectra are measured. The spontaneous emission probability, absorption cross-section and emission cross-section are calculated using the theories of Judd-Ofelt and the Futchbauer-Ladenburg equation. Based on the rate equations and light propagation equations, the numerical simulations on mid-infrared gain characteristics for the Er^{3+} doped $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ chalcogenide glass fiber are calculated. Effects of energy transfer between Er^{3+} levels due to cross-relaxation, cooperative up-conversion and excited state absorption are considered in simulation. The results show that the Er^{3+} doped $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ chalcogenide glass fiber has a bigger signal mid-infrared gain and wider mid-infrared gain spectrum, and its maximum signal gain and gain width at 20 dB exceeds 40 dB and 200 nm, respectively. The results indicate that the Er^{3+} doped $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ chalcogenide glass is a better gain medium which can be applied to broadband amplifiers in mid-infrared.

Key words materials; erbium-doped chalcogenide glass; mid-infrared gain; rate-propagation equation

OCIS codes 060.2290; 060.2390; 140.3380; 140.3500

1 引 言

稀土离子掺杂的光纤激光器和放大器在光纤通信、医学、传感器、光谱学和超快光学等领域日益发挥着重要的作用, 其中掺铒光纤放大器已普遍用于

长距离光纤通信。随着应用领域的不断发展, 亟需一些特殊工作波段的光纤放大器和激光器。但是石英基质的光纤放大器和激光器工作波长往往受石英材料红外截止波长限制, 最长工作波长位于 2 μm 。

收稿日期: 2011-07-26; 收到修改稿日期: 2011-10-20

基金项目: 国家自然科学基金(60878042, 61177087)、教育部新世纪优秀人才项目(NCET-10-0976)、浙江省杰出青年基金项目(R1101263)、宁波市新型光电功能材料及器件创新团队项目(2009B21007)和宁波大学王宽诚幸福基金资助课题。

作者简介: 於杏燕(1986—), 女, 硕士研究生, 主要从事信息功能材料方面的研究。E-mail: yxyxm2005@126.com

导师简介: 戴世勋(1974—), 男, 博士, 研究员, 主要从事光电信息功能玻璃及器件等方面的研究。

E-mail: daishixun@nbu.edu.cn(通信联系人)

而在相对透明的极重要的大气第 2 窗口 3~5 μm (这一波段范围包括了许多重要的分子特征谱线)和第 3 窗口 8~12 μm 却无能为力。

硫系玻璃具有优良的中远红外透过性能(依据组成不同,其透过范围覆盖 0.5~1.0 μm 至 12~25 μm ,折射率高(2.0~3.5),极高的非线性折射率系数 $[(2\sim 20)\times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}]$,是石英材料的 100~1000 倍^[1])。近年来稀土离子掺杂硫系玻璃已成为获得中红外波段光源的研究热点^[2,3]。利用硫系玻璃中红外透过性能,硫系玻璃基质的光纤可应用于中红外光纤放大器和激光器、中红外激光能量传输、空间消零干涉仪、中红外生物和化学光纤传感器等领域^[4~7]。在众多的稀土离子中, Er^{3+} 有着丰富的能级结构,其中 $\text{Er}^{3+}: {}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$ 和 ${}^4\text{F}_{9/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{9/2}$ 跃迁中心波长分别为 2.748 μm 和 3.6 μm 。 Er^{3+} 掺杂硫系玻璃光纤放大器在中红外波段的工作波长为 4.5 μm ^[5],还未见其工作波长为 2.7 μm 的报道。

本文制备 Er^{3+} 的质量分数为 1% 的 $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 硫系玻璃,测试了其折射率、吸收光谱和荧光光谱,利用 Judd-Ofelt 和 Futchbauer-Ladenburg (FL)理论计算了 Er^{3+} 离子的自发辐射几率、吸收截面和发射截面等光谱参数。在综合考虑 Er^{3+} 离子的交叉弛豫、能量上转换和激发态吸收效应的基础上,建立了四能级粒子数速率-光功率传输方程模型,模拟计算了 Er^{3+} 掺杂 $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 硫系玻璃光纤的中红外 2.74 μm 波段的增益特性与信号功率和光纤长度的关系,理论论证了其作为中红外光纤放大器增益介质的可行性。

2 实 验

2.1 样品制备和光谱测试

选取 $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 基质玻璃,制备原料以单质和化合物形式引入,其中 Ge, Ga, Sb, S 的纯度均为 99.999%,在该组分掺入质量分数为 1% 的纯度为 99.9% 的 Er^{3+} 离子(以 Er_2S_3 形式掺入)(对应的 Er^{3+} 离子掺杂浓度为 $1.15 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$),称取原料 20 g 充分混合后装入内表面已预先清洗并烘干的石英试管内。采用德国莱宝 PT50 型真空泵将石英试管内抽成真空,同时对装有原料的石英试管预加热至 100 $^\circ\text{C}$ 以除去原料的水,当真空度达 $1.0 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ 以上时用氢氧焰封接熔断,再放入摇摆炉中升温至 980 $^\circ\text{C}$ 后熔制 12 h,取出并在水中淬冷后放入退火炉中缓慢退火至室温。最终将玻璃加工成 $\phi 10 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ 两大面抛光的样品用于各项特性

测试。

样品的折射率用韩国 Sairon 公司 SPA4000 型棱镜耦合仪测量,测量波长为 1300 nm,其测量精度为 ± 0.001 ;吸收光谱用 Perkin-Elmer 公司 Lambda950UV/VIS/NIR 型分光光度计测量。用卓立汉光 Omni- $\lambda 3015$ 型红外单色仪(采用液氮制冷的 InSb 探测器)测量中红外荧光光谱,抽运源为波长 980 nm 的 200 mW 的激光器。以上所有测试都在室温下进行。

2.2 光谱测试结果与分析

折射率测试结果显示玻璃样品在 1310 nm 处的折射率为 2.25。图 1 为实验测得的 Er^{3+} 掺杂 $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 硫系玻璃在 600~1700 nm 区域内的吸收光谱,可观察到 4 个 Er^{3+} 离子的典型吸收峰,吸收峰值波长分别为 657, 806, 983 和 1535 nm (1514 nm),其中每一个吸收峰值均由 Er^{3+} 离子激发态能级表示,分别对应于 Er^{3+} 离子从基态 ${}^4\text{I}_{15/2}$ 能级到激发态 ${}^4\text{F}_{9/2}$ 、 ${}^4\text{I}_{9/2}$ 、 ${}^4\text{I}_{11/2}$ 和 ${}^4\text{I}_{13/2}$ 能级的吸收跃迁。从图中可以看出,此基质玻璃的吸收截止波长位于 600 nm 附近,所以 Er^{3+} 离子由基态向更高能级(例如 ${}^4\text{H}_{11/2}$ 等能级)跃迁的吸收带无法在吸收光谱中显示。

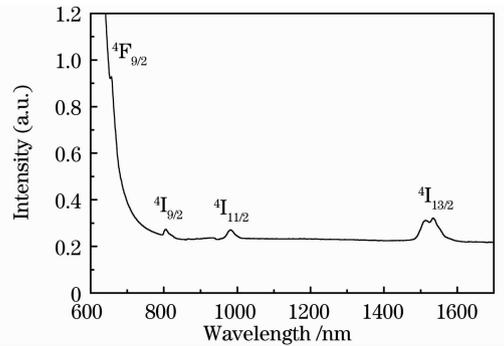


图 1 Er^{3+} 离子掺杂的 $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 玻璃的吸收光谱
Fig. 1 Absorption spectrum of Er^{3+} ion in $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ glasses

通过 Judd-Ofelt 理论^[8,9] 计算 Er^{3+} 离子在 $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 玻璃中的光谱参数,包括自发辐射几率 A (由电偶极跃迁几率 A_{ed} 和磁偶极跃迁几率 A_{md} 构成)、荧光分支比 β 和辐射寿命 τ_{rad} 。表 1 列出了计算得到的以上参数。由表 1 可见 $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 玻璃中 Er^{3+} 离子 ${}^4\text{I}_{11/2}$ 能级上的辐射寿命不到 1.5 ms,比硝酸盐和钽酸盐等氧化物玻璃基质中要低些^[10,11]。由 Judd-Ofelt 理论可知,稀土离子的辐射寿命是与玻璃基质的折射率成反比的,而 $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 玻璃的折射率远高于氧化物玻

璃^[12,13],因此样品玻璃的高折射率成为其辐射寿命较短的原因之一。稀土离子的吸收截面 σ_a ^[14]可通过吸收光谱进行计算:

$$\sigma_a(\lambda) = \frac{2.303 \lg(I_0/I)}{N_0 l} = \frac{2.303 F(\lambda)}{N_0 l}, \quad (1)$$

式中 $\lg(I_0/I)$ 为光密度, $F(\lambda)$ 为实验测得吸收率, N_0 是单位体积 Er^{3+} 浓度, l 为样品厚度。对于 Er^{3+} 的 ${}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$ 跃迁产生的 $2.74 \mu\text{m}$ 处荧光是由两个激发态能级之间的跃迁产生的,其受激发射截面值不能通过 McCumber (MC) 理论计算,这里采用 FL 理论^[15]进行计算:

$$\sigma_e(\lambda) = \frac{1}{8\pi c_0 n^2} (\beta/\tau_{\text{rad}}) \lambda^4 \int I(\lambda) d\lambda, \quad (2)$$

式中 β 为荧光分支比, τ_{rad} 为能级辐射寿命, n 为玻璃折射率, c_0 是光速, $I(\lambda)$ 为实验测得的随波长变化的荧光强度。

表 1 Er^{3+} 掺杂 $\text{Ge}_5\text{Ga}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 玻璃的光谱参数

Table 1 Optical parameters of Er^{3+} in $\text{Ge}_5\text{Ga}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ glasses

Transition	$\lambda / \mu\text{m}$	A / s^{-1}		β	$\tau_{\text{rad}} / \text{ms}$
		A_{ed}	A_{md}		
${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$	1.54	407.20	112.97	1.000	1.92
${}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$	0.98	590.71	—	0.851	1.44
${}^4\text{I}_{13/2}$	2.74	68.46	34.95	0.149	—
${}^4\text{I}_{9/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$	0.81	59.26	—	0.791	0.93
${}^4\text{I}_{13/2}$	1.70	211.28	—	0.186	—
${}^4\text{I}_{11/2}$	4.44	2.48	7.50	0.023	—
${}^4\text{F}_{7/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$	0.65	3021.69	—	0.885	0.29
${}^4\text{I}_{13/2}$	1.14	113.41	—	0.033	—
${}^4\text{I}_{11/2}$	1.96	278.08	—	0.081	—
${}^4\text{I}_{9/2}$	3.87	1.44	—	0.001	—

利用(1)式计算的 Er^{3+} 离子在样品中 ${}^4\text{I}_{15/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$ 跃迁的吸收截面如图2所示,可以看出在 $940 \sim 1020 \text{ nm}$ 波段内 980 nm 处的吸收截面最大值 $\sigma_A = 3.4 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ 。图3为 980 nm 激光二极管抽运下样品在 $2.6 \sim 3.0 \mu\text{m}$ 波段的中红外荧光光谱图,对应于 Er^{3+} 的 ${}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$ 跃迁,与文献[16]所报道的 GeAsS 玻璃的结果相比较,两者的中红外荧光光谱图相似,但是文献[16]中的荧光峰位于 $2.76 \mu\text{m}$ 处,而本文 $\text{Ge}_5\text{Ga}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 玻璃中的荧光峰位于 $2.74 \mu\text{m}$ 处,发射峰有微小偏移,这是由于不同的玻璃基质所引起的,属于正常现象。一个高性能的光放大器,需要其荧光半峰全宽(FWHM)足够宽,由图3算出荧光FWHM大约为 156 nm ,大于文献[16]报道的 GeAsS 玻璃的 120 nm 。利用(2)式和实验测得的 $2.6 \sim 3.0 \mu\text{m}$ 波段荧光光谱计

算出 Er^{3+} 离子在样品中 ${}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$ 跃迁对应波段的发射截面如图4所示,其峰值发射截面 $\sigma_E = 6.2 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$,这个值高于掺铒氧氟化物透明玻璃陶瓷($\sigma_E = 4.3 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$)^[17]和ZBLAN玻璃($\sigma_E = 5.7 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$)^[18],与铒镨共掺FP玻璃($\sigma_E = 6.57 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$)^[19]相当。受激发射截面大小是衡量激光增益材料产生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。 $\text{Ge}_5\text{Ga}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 玻璃具有较大的折射率($n = 2.25$),比一般氟化物玻璃大,所以它具有较大受激发射截面。放大器的带宽特性主要由发射截面和荧光谱的荧光半峰全宽乘积大小决定,而放大器的增益主要由发射截面和辐射寿命的乘积大小决定,它们的乘积越大,其放大品性越好。综上可知, Er^{3+} 离子掺杂 $\text{Ge}_5\text{Ga}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 玻璃在 $2.74 \mu\text{m}$ 中红外波段具有较大的发射截面和荧光FWHM,是较为理想的用于中红外 $2.74 \mu\text{m}$ 波段宽带放大的增益介质。

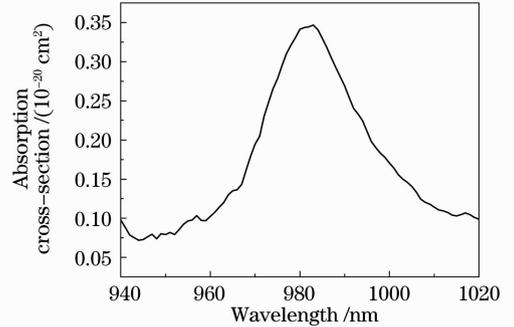


图 2 Er^{3+} 离子掺杂 $\text{Ge}_5\text{Ga}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 玻璃在 980 nm 的吸收截面

Fig. 2 980 nm absorption cross section of Er^{3+} ion doped $\text{Ge}_5\text{Ga}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ glasses

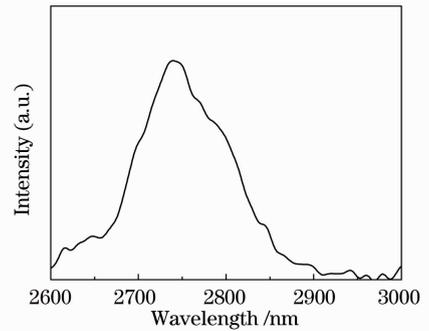


图 3 Er^{3+} 离子掺杂 $\text{Ge}_5\text{Ga}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 玻璃的 $2.74 \mu\text{m}$ 中红外荧光光谱

Fig. 3 $2.74 \mu\text{m}$ mid-infrared emission spectrum of Er^{3+} ion doped in $\text{Ge}_5\text{Ga}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ glasses

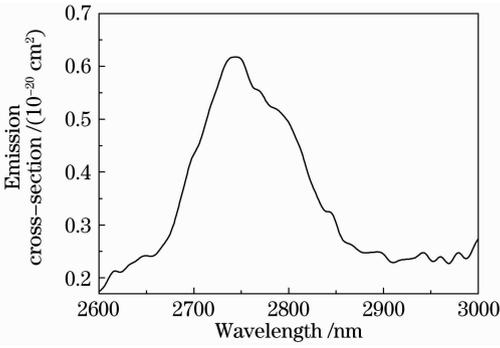


图 4 Er^{3+} 离子掺杂 $\text{Ge}_5\text{Ga}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 玻璃在 $2.74 \mu\text{m}$ 发射截面

Fig. 4 $2.74 \mu\text{m}$ emission cross-section of Er^{3+} ion doped $\text{Ge}_5\text{Ga}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ glasses

3 理论模型

建立了光纤放大器模型, 计算了抽运光的基态吸收(GSA)、信号光的受激辐射(SE)、放大的自发辐射(ASE)和传输损耗。 Er^{3+} 掺杂 $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 硫系玻璃光纤放大器是利用 $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 硫系玻璃光纤中掺入的 Er^{3+} 离子在抽运光作用下, 形成粒

子数反转, 从而对入射的信号光提供增益。 Er^{3+} 离子在硫系玻璃中的跃迁比较复杂, 图 5 的 Er^{3+} 离子能级图包含了其主要的跃迁, 其中抽运波长 $\lambda_p = 980 \text{ nm}$, 信号波长 $\lambda_s = 2.74 \mu\text{m}$ 。由于信号光的受激辐射, $^4\text{I}_{11/2}$ 能级上的粒子跃迁到 $^4\text{I}_{13/2}$ 能级, 从而增强了信号光功率。 $^4\text{I}_{11/2}$ 亚稳态能级上的一部分电子发生 ASE。

此模型同时也考虑了交叉弛豫(CR)、上转换和激发态吸收(ESA)的影响。如果两个 Er^{3+} 离子的 $^4\text{I}_{13/2}$ 能级产生能量互换, 那么就发生了上转换(其系数为 C_{up})。在能量转换之后, 一个电子跃迁到更高能级 $^4\text{I}_{9/2}$, 另一个跃迁到 $^4\text{I}_{15/2}$ 。相似的上转换(其系数为 C_3)发生在两个 Er^{3+} 离子的 $^4\text{I}_{11/2}$ 能级, 一个电子跃迁到更高能级 $^4\text{F}_{7/2}$, 另一个跃迁到低能级 $^4\text{I}_{15/2}$ 。在交叉弛豫(其系数为 C_{14})中, 一个 Er^{3+} 离子 $^4\text{I}_{9/2}$ 能级上的部分能量转移到另一个 Er^{3+} 离子 $^4\text{I}_{15/2}$ 能级上, 使 $^4\text{I}_{15/2}$ 能级上的电子跃迁到 $^4\text{I}_{13/2}$ 能级。在可能发生的不同能量转移中, 只有这些跃迁被用于通过多级速率方程构建的 Er^{3+} 系统在 $2.74 \mu\text{m}$ 的计算模型。

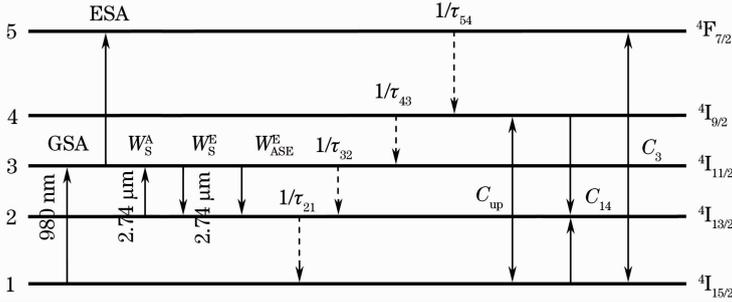


图 5 Er^{3+} 离子的跃迁能级图

Fig. 5 Energy levels diagram of Er^{3+} ion transitions

假设 N_1, N_2, N_3, N_4 和 N_5 分别为 Er^{3+} 离子 $^4\text{I}_{15/2}, ^4\text{I}_{13/2}, ^4\text{I}_{11/2}, ^4\text{I}_{9/2}$ 和 $^4\text{F}_{7/2}$ 能级上的粒子数, N_{Er} 是总的 Er^{3+} 离子浓度。 r 表示掺 Er^{3+} 光纤径向坐标, Z 表示掺 Er^{3+} 光纤轴向坐标。在 980 nm 波长抽运下, 此放大器四能级系统间粒子数分布的速率方程为

$$\begin{cases} \frac{\partial N_1(r, z)}{\partial t} = -W_p^{\text{GSA}} N_1 + \frac{N_2}{\tau_{21}} + C_{\text{up}} N_2^2 - C_{14} N_1 N_4 + C_3 N_3^2 \\ \frac{\partial N_2(r, z)}{\partial t} = -W_s^{\text{A}} N_2 + W_s^{\text{E}} N_3 - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{N_3}{\tau_{32}} - 2C_{\text{up}} N_2^2 + 2C_{14} N_1 N_4 - W_{\text{ASE}}^{\text{A}} N_2 + W_{\text{ASE}}^{\text{E}} N_3 \\ \frac{\partial N_3(r, z)}{\partial t} = W_p^{\text{GSA}} N_1 - W_p^{\text{ESA}} N_3 + W_s^{\text{A}} N_2 - W_s^{\text{E}} N_3 - \frac{N_3}{\tau_{32}} + \frac{N_4}{\tau_{43}} - 2C_3 N_3^2 + W_{\text{ASE}}^{\text{A}} N_2 - W_{\text{ASE}}^{\text{E}} N_3 \\ \frac{\partial N_4(r, z)}{\partial t} = -\frac{N_4}{\tau_{43}} + \frac{N_5}{\tau_{54}} + C_{\text{up}} N_2^2 - C_{14} N_1 N_4 \\ N_1(r, z) + N_2(r, z) + N_3(r, z) + N_4(r, z) + N_5(r, z) = N_{\text{Er}}(r, z) \end{cases}, \quad (3)$$

式中 W_p^{GSA} 和 W_p^{ESA} 分别表示抽运光基态和受激态的吸收跃迁几率, W_s^{A} 和 W_s^{E} 分别表示信号光的受激吸收跃迁几率和受激辐射跃迁几率, $W_{\text{ASE}}^{\text{A}}$ 和 $W_{\text{ASE}}^{\text{E}}$ 分别表示 ASE 的受激吸收跃迁和受激辐射跃迁几率。

信号光 P_s 、抽运光 P_p 和 ASE 光 P_{ASE} 在光纤 Z 方向传播时,可用传输方程来描述^[20]:

$$\begin{cases} \frac{dP_{p\pm}(z, \nu_p)}{dz} = \mp \{ [\sigma_A(\nu_p)n_1(z, \nu_p) + \sigma_{ESA}(\nu_p)n_3(z, \nu_p)]P_{p\pm}(z, \nu_p) - \alpha(\nu_p)P_{p\pm}(z, \nu_p) \} \\ \frac{dP_s(z, \nu_s)}{dz} = [\sigma_E(\nu_s)n_3(z, \nu_s) - \sigma_A(\nu_s)n_2(z, \nu_s)]P_s(z) - \alpha(\nu_s)P_s(z, \nu_s), \\ \frac{dP_{ASE\pm}(z, \nu_j)}{dz} = \pm \{ [\sigma_E(\nu_j)n_3(z, \nu_j) - \sigma_A(\nu_j)n_2(z, \nu_j)]P_{ASE\pm}(z, \nu_j) + 2h\nu_j\sigma_E(\nu_j)n_3(z, \nu_j) - \alpha(\nu_j)P_{ASE\pm}(z) \} \end{cases} \quad (4)$$

$$n_i(z, \nu) = \iint_s N_i(x, y, z) |E(x, y, \nu)|^2 dx dy, \quad (5)$$

式中 P_p 和 P_s 和 P_{ASE} 分别为抽运光功率、信号光功率和 ASE 噪声功率, σ_A 、 σ_E 和 σ_{ESA} 分别为吸收截面、发射截面和激发态受激吸收截面, s 为 Er^{3+} 离子掺杂区域的表面, $E(x, y, \nu)$ 为频率 ν 时的电场分布。

4 数值模拟

4.1 模拟方法

(3)~(5)式描述了当 Er^{3+} 掺杂 $Ga_5Ge_{20}Sb_{10}S_{65}$ 硫系玻璃光纤中同时存在着抽运光、信号光和 ASE 噪声光时, Er^{3+} 离子各能级间的粒子数分布和光功率的传输变化,它们构成了一组耦合的非线性微分方程组,而对此很难进行解析求解,故采用数值解法。因为采用双向抽运且引入正向和反向 ASE 光,所以光功率传输方程的求解变成了一个双边值问题。此时的边界条件: $P_p(0) = P_p(L) = P_p^{in}$ (抽运光功率), $P_s(0) = P_s^{in}$ (入射信号光功率), L 为光纤总长度。为了解出方程组能满足该边界条件的自洽解,需要沿光纤多次来回迭代积分:1)根据边界条件得到各跃迁几率;2)采用牛顿迭代法计算稳态条件下 $z=0$ 或者 $z=L$ 处各能级粒子数分布 N_i ($i=1\sim 5$),即(3)式;3)由各能级粒子数分布,采用龙格-库塔法,求解功率传输(4)式和(5)式,得到下一步的抽运光和信号光功率。依此类推重复循环进行,直到前后两次得到的信号光输出功率满足收敛条件。信号光增益应用公式 $G(z) = 10 \lg [P_s(z)/P_s(0)]$ 。

4.2 模拟参数

模场分布采用第一类零级贝塞尔函数, Er^{3+} 离子浓度 $N_{Er} = 1.15 \times 10^{-20} \text{ cm}^{-3}$, 能量上转移系数 $C_{up} = 3 \times 10^{-23} \text{ m}^3/\text{s}$, 能量上转移系数 $C_3 = 2 \times 10^{-23} \text{ m}^3/\text{s}$, 交叉弛豫系数 $C_{14} = 5 \times 10^{-24} \text{ m}^3/\text{s}$ ^[21],

光纤纤芯折射率 $n_{core} = 2.25$, 抽运波长 $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ 下 $\alpha_p = 2 \text{ dB/m}$, 信号波长 $\lambda_s = 2.74 \text{ }\mu\text{m}$ 下 $\alpha_s = 3 \text{ dB/m}$ ^[22]。

5 模拟结果与讨论

5.1 增益谱特性

图 6 给出了在输入信号功率 $P_s(0) = 1 \text{ }\mu\text{W}$, 抽运功率 $P_p(0) = P_p(L) = 1000 \text{ mW}$ 以及光纤激活长度 $L = 0.5 \text{ m}$ 时,模拟计算得到的 Er^{3+} 掺杂 $Ga_5Ge_{20}Sb_{10}S_{65}$ 硫系玻璃光纤放大器增益谱曲线。计算结果显示,在双向抽运下,对于 $2600\sim 2900 \text{ nm}$ 波长范围的入射信号光,当光纤长度为 0.5 m 时已经足以形成粒子数反转而产生信号光的放大,这个长度比硅基和氟基小 $1\sim 2$ 个数量级,这对缩小光纤放大器的尺寸非常有利。而且,可以看到此放大器在 $2600\sim 2900 \text{ nm}$ 波段有较好的放大效果,最大增益值超过了 40 dB , 20 dB 增益带宽超过了 200 nm ,表明这是较为理想的用于中红外 $2.74 \text{ }\mu\text{m}$ 波段宽带放大的增益介质。

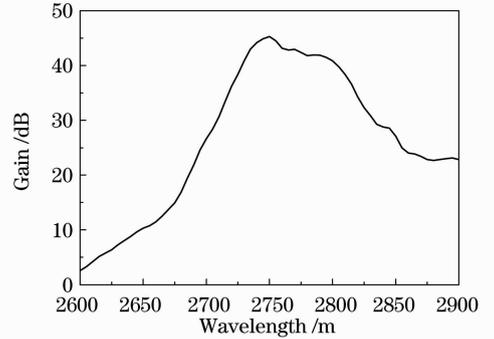


图 6 输入信号功率为 $1 \text{ }\mu\text{W}$ 时 $2.74 \text{ }\mu\text{m}$ 波段的增益谱

Fig. 6 Gain versus the wavelength close $2.74 \text{ }\mu\text{m}$ with a signal power of $1 \text{ }\mu\text{W}$

5.2 增益与信号功率的关系

模拟计算了抽运功率 $P_p(0) = P_p(L) = 1000 \text{ mW}$, 信号功率在 $P_s(0)$ 下不同掺杂光纤长度 $L = 0.50 \text{ m}$, $L = 0.75 \text{ m}$, $L = 1.00 \text{ m}$ 的增益,如图 7 所示。在对于一定功率大小的输入抽运光,当信号功率小于 -20 dBm ($10 \text{ }\mu\text{W}$) 时,增益只与掺杂光纤长度有关,而与输入信号功率无关。当掺杂光纤长度一定,输入信号功率小于 -20 dBm 时增益保持不变,而当输入信号功率超过 -20 dBm 时,增益就随输入信号功率的增大而迅速减小,这是信号功率过大而引起的增益饱和现象。对比不同掺杂光纤长度下的增益曲线图可以看出,光纤长度从 0.50 m 增加到 0.75 m , 增益也相应变大;而光纤长度从

0.75 m增加到 1.00 m 时,增益却反而减小了。因此可推知,此放大器的掺杂光纤最佳长度应在 0.75~1.00 m 之间。

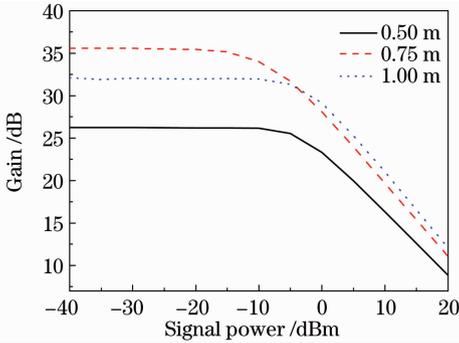


图 7 不同掺杂光纤长度下增益随信号功率的变化
Fig. 7 Gain versus the signal powers with different fiber lengths

5.3 增益与光纤长度的关系

图 8 给出了在不同信号功率下,放大器信号增益与掺杂光纤长度的关系。给定一个信号功率,放大器的最大增益值就对应一个最佳掺杂光纤长度。从图中可以看出,当抽运功率 $P_p(0) = P_p(L) = 1000$ mW, 信号功率分别为 $P_s(0) = -30$ dBm, $P_s(0) = -20$ dBm, $P_s(0) = 0$ 时,随着掺杂光纤长度的增加,信号增益逐渐增大,分别在 $L = 0.75$, 0.80 和 1.00 m 处增益达到最大值,即出现饱和。当掺杂光纤长度分别超过各自的最佳值后增益迅速减小,这是因为放大器超出最佳光纤长度部分的光纤不但没有被抽运,反而还吸收了前面已经放大的信号;当然如果掺杂光纤过于短,那么对抽运光的吸收就会很少,信号增益也会很小。因此,使用最佳掺杂光纤长度,既能保证最大增益值,又能高效地利用原材料。

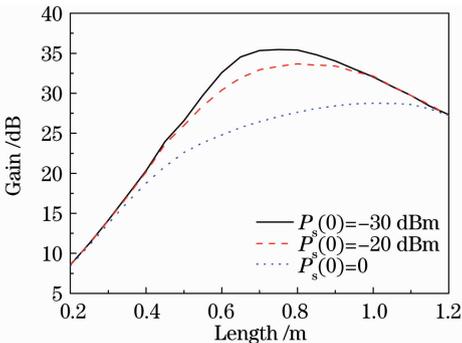


图 8 不同信号功率下增益随掺杂光纤长度的变化
Fig. 8 Gain versus the fiber length with the pump power of 1000 mW and different pump powers

6 结 论

通过实验并计算得到 Er^{3+} 离子在 $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 硫系玻璃中的自发辐射几率、吸收截面和发射截面等光谱参数,在综合考虑 Er^{3+} 离子的交叉弛豫、能量上转换和激发态吸收效应的基础上,应用四能级粒子数速率-光功率传输方程模型,研究了 Er^{3+} 掺杂 $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 硫系玻璃光纤的中红外 $2.74 \mu\text{m}$ 波段的增益特性。 Er^{3+} 掺杂质量分数为 1% 的 $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 硫系玻璃具有较大的 $^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ 跃迁的发射截面 $\sigma_E = 0.62 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$,表明这是较为理想的 Er^{3+} 掺杂基质玻璃。模拟结果显示, Er^{3+} 掺杂 $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ 硫系玻璃光纤在 $2.74 \mu\text{m}$ 中红外波段具有较高的信号增益和较宽的增益谱,最大增益值和 20 dB 增益带宽分别超过了 40 dB 和 200 nm,表明此硫系玻璃是较为理想的用于中红外 $2.74 \mu\text{m}$ 波段宽带放大的增益介质。在理论上证明了 Er^{3+} 掺杂硫系玻璃光纤在中红外波段实现高增益的可能性。

参 考 文 献

- 1 M. El-Amraoui, G. Gadret, J. C. Jules *et al.*. Microstructured chalcogenide optical fibers from As_2S_3 glass: towards new IR broadband sources [J]. *Opt. Express*, 2010, **18** (25): 26655~26665
- 2 Zhang Pengjun, Dai Shixun, Peng Bo *et al.*. Near- and Mid-infrared spectroscopic properties of Tm^{3+} -doped Ge-Ga-S-CsI glasses[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(2): 554~559
张鹏君,戴世勋,彭波等. Tm^{3+} 离子掺杂 Ge-Ga-S-CsI 硫卤玻璃近红外及中红外发光特性研究[J]. *中国激光*, 2010, **37**(2): 554~559
- 3 V. Moizan, V. Nazabal, J. Troles *et al.*. Er^{3+} -doped GeGaSbS glasses for mid-IR fibre laser application: Synthesis and rare earth spectroscopy[J]. *Opt. Mater.*, 2008, **30**(1): 39~46
- 4 L. Brilland, F. Charpentier, J. Troles *et al.*. Microstructured chalcogenide fibers for biological and chemical detection: Case study: A CO_2 sensor[C]. *SPIE*, 2009, **7503**: 581~584
- 5 F. Prudenzano, L. Mescia, L. Allegretti *et al.*. Simulation of mid-IR amplification in Er^{3+} -doped chalcogenide microstructured optical fiber[J]. *Opt. Mater.*, 2009, **31**(9): 1292~1295
- 6 N. J. Traynor, A. Monteville, L. Provino *et al.*. Fabrication and applications of low loss nonlinear holey fibers[J]. *Fiber and Integrated Optics*, 2009, **28**(1): 51~59
- 7 Dai Shixun, Yu Xingyan, Zhang Wei *et al.*. Research progress of chalcogenide glass photonic crystal fibers [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2011, **48**(9): 090602
戴世勋,於杏燕,张巍等. 硫系玻璃光子晶体光纤研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2011, **48**(9): 090602
- 8 B. R. Judd. Optical absorption intensities of rare-earth ions[J]. *Phys. Rev.*, 1962, **127**(3): 750~761
- 9 G. S. Ofelt. Intensities of crystal spectra of rare-earth ions[J]. *Chem. Phys.*, 1962, **37**(3): 511~520
- 10 Chen Fen, Zhou Lin, Zhou Yaxun *et al.*. Gain characteristics of an erbium-doped tellurite glass fiber applied for broadband amplification[J]. *Chinese J. Quantum Electronics*, 2007, **24**(2): 241~247

- 陈芬, 周淋, 周亚训等. 一种宽带放大器用掺铈碲酸盐玻璃光纤的增益特性[J]. 量子电子学报, 2007, **24**(2): 241~247
- 11 Zhou Yaxun, Wang Jun, Chen Fen. Broadband amplifying characteristics of a bismuth-based erbium-doped fiber amplifier[J]. *Optical Technique*, 2008, **34**(1): 41~47
- 周亚训, 王俊, 陈芬. 铋基掺铈光纤放大器宽带放大特性的理论研究[J]. 光学技术, 2008, **34**(1): 41~47
- 12 Zhang Debao, Chen Baoyu, Liu Zhupin *et al.*. Effects of composition on spectroscopic properties of Er³⁺-doped Na₂O-Al₂O₃-SiO₂ glasses[J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(1): 110~114
- 张德宝, 陈宝玉, 柳祝平等. 铈掺杂钠铝硅玻璃成分对其光谱性质的影响[J]. 中国激光, 2005, **32**(1): 110~114
- 13 Dai Shixun, Hu Lili, Jiang Zhonghong *et al.*. Study of ytterbium-doped phosphate and borate laser glasses[J]. *Chinese J. Lasers*, 2002, **A29**(1): 82~86
- 戴世勋, 胡丽丽, 姜中宏等. 掺铈硼酸盐和磷酸盐激光玻璃的研究[J]. 中国激光, 2002, **A29**(1): 82~86
- 14 D. E. McCumber. Theory of phonon-terminated optical masers[J]. *Phys. Rev.*, 1964, **134**(2A): A199~A306
- 15 C. C. Ye, D. W. Hewak, M. Hempstead *et al.*. Spectra properties of Er³⁺-doped gallium lanthanum sulphide glass[J]. *J. Non-Cryst. Solids*, 1996, **208**(1-2): 56~63
- 16 Y. G. Choi, K. H. Kim, B. J. Lee *et al.*. Emission properties of the Er³⁺:⁴I_{11/2}→⁴I_{13/2} transition in Er³⁺- and Er³⁺/Tm³⁺-doped Ge-Ga-As-S glasses[J]. *J. Non-Cryst. Solids*, 2000, **278**(1-3): 137~144
- 17 V. K. Tikhomirov, J. Méndez-Ramos, V. D. Rodríguez *et al.*. Laser and gain parameters at 2.7 μm of Er³⁺-doped oxyfluoride transparent glass-ceramics[J]. *Opt. Mater.*, 2006, **28**(10): 1143~1146
- 18 S. D. Jackson, T. A. King, M. Pollnau. Modelling of high-power diode-pumped erbium 3 μm fibre lasers[J]. *J. Mod. Opt.*, 2000, **47**(11): 1987~1994
- 19 Y. Tian, R. R. Xu, L. Y. Zhang. Observation of 2.7 μm emission from diode-pumped Er³⁺/Pr³⁺-codoped fluorophosphate glass[J]. *Opt. Lett.*, 2011, **36**(2): 109~111
- 20 M. Sario De, L. Mescia, F. Prudenzano *et al.*. Feasibility of Er³⁺-doped, Ga₅Ge₂₀Sb₁₀S₆₅ chalcogenide microstructured optical fiber amplifiers[J]. *Optics & Laser Technology*, 2009, **41**(1): 99~106
- 21 K. Kadono, T. Yazawa, S. Jiang *et al.*. Rate equation analysis and energy transfer of Er³⁺-doped Ga₂S₃-GeS₂-La₂S₃ glasses[J]. *J. Non-Cryst. Solids*, 2003, **331**(1-3): 79~90
- 22 V. Moizan, V. Nazabal, J. Troles *et al.*. Mid-infrared fiber laser application; Er³⁺-doped chalcogenide glasses[C]. *SPIE*, 2007, **6469**: 64690E