

文章编号:1001-5078(2024)10-1526-08

· 激光器技术 ·

3.5 μm Er : ZBLAN 光纤激光器及放大器数值仿真

任国川,姚传飞,李平雪

(北京工业大学 物理与光电工程学院 超短脉冲激光及应用研究所,北京 100124)

摘要:本文利用双波长泵浦(DWP)技术建立了3.5 μm Er : ZBALN 光纤激光器及光纤放大器的理论模型。研究了光纤不同参数下激光器及放大器的能级粒子数动力学行为及沿光纤长度上光功率分布特征,计算分析了光纤长度、输出端反射率、铒离子掺杂浓度对于3.5 μm 激光功率的影响。研究结果显示了光纤长度、输出端反射率存在的最佳范围,高掺杂铒离子浓度光纤相对于低掺杂仅需要较低的976 nm 泵浦功率即可实现有效的3.5 μm 激光输出,且高掺杂浓度下的交叉弛豫过程能阻止猝灭行为,模拟实现了3.5 μm 光纤激光的高效放大。数值模拟结果对3.5 μm 激光振荡器及高功率放大的参数设计具有指导意义。

关键词:双波长泵浦;3.5 μm 激光放大;交叉弛豫

中图分类号:O434.3;O433.2 文献标识码:A DOI:10.3969/j.issn.1001-5078.2024.10.004

Numerical simulation of a 3.5 μm Er : ZBLAN fiber laser and amplifier

REN Guo-chuan, YAO Chuan-fei, LI Ping-xue

(Institute of Ultrashort Pulsed Laser and Application, School of Physics and Optoelectronic Engineering, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China)

Abstract: This paper establishes the theoretical model of 3.5 μm -Er : ZBALN fiber laser and fiber amplifier using dual-wavelength pumping (DWP) technology. The kinetic behavior of the energy level particle number for the laser oscillator and amplifier and the laser power distribution along the fiber length under different fiber parameters are investigated. The effects of fiber length, output reflectivity, and erbium-doping concentration on the 3.5 μm laser power are calculated and analyzed. The results show that an optimal range of fiber length and output reflectivity. High erbium-doped fibers require only a lower 976 nm pump power compared to low erbium-doping to achieve an effective 3.5 μm laser output. The cross-relaxation process of high doped concentration prevents the quenching behavior. Simulations achieve an efficient amplification of the 3.5 μm fiber laser. The numerical simulation results are instructive for the 3.5 μm laser oscillator parameter design and high power amplification.

Keywords: dual-wavelength pumping; 3.5 μm laser amplification; cross relaxation

1 引言

波长处于3.5 μm 左右的激光位于大气传输窗

口,具有应用于激光制导、遥感等军事领域的巨大潜能^[1],且可以直接激发和探测 C-H、N-O 振动键,这

基金项目:国家自然科学基金项目(No. 62005004);北京市自然科学基金项目(No. 4204091)资助。

作者简介:任国川(1998-),男,博士研究生,主要从事中红外玻璃光纤材料制备和激光技术研究。E-mail:renguoquan@emails.bjut.edu.cn

通讯作者:李平雪(1974-),女,博士,教授,主要从事超短脉冲激光技术的研究。E-mail:pxli@bjut.edu.cn

收稿日期:2024-09-13

使得该波段激光成为聚合物加工、分子光谱和呼吸分析的来源^[2]。稀土掺杂的全光纤激光器由于其可靠性高、结构紧凑、坚固耐用而具有广阔的应用前景,已经证明氟化物光纤激光器可以在波长为1.5 ~ 3.9 μm 之间工作,输出功率可以达到数十瓦,ZBLAN 玻璃的透过窗口覆盖 0.3 ~ 7 μm ^[3-4],相比于其它氟化物玻璃热稳定性及化学稳定性较好,目前人们实现 3.5 μm 波段激光的技术途径主要在 Er : ZBLAN 光纤中产生。

早期研究人员以 650 nm 的红光染料激光器对 Er^{3+} : ZBLAN 光纤进行基态泵浦,由于 $^4\text{I}_{11/2}$ 与 $^4\text{I}_{13/2}$ 能级寿命较长,限制了泵浦光的吸收,且泵浦光和激光光子之间频率的显著差异导致光光转换效率极低^[5]。2014年,Henderson等^[6]首次通过985 nm/1973 nm 双波长泵浦(DWP) Er : ZBLAN 光纤实现 3.5 μm 激光输出。2016年,该团队^[6]通过闪耀光栅实现了 3.3 ~ 3.8 μm 的波长调谐输出。2018年,Qin等^[7]报道了利用黑磷可饱和吸收体(BPSAM)在 3.5 μm 波段实现脉冲输出。2021年,Nathaniel Bawden等^[8]报道了利用非线性偏振旋转(NPR)锁模实现 3.5 μm 飞秒量级的激光输出。2022年,Maxime等^[9]实现了 15W 的 3.5 μm 全纤化激光输出,这是目前该波段激光最大功率的报道。

在理论模型研究方面,Skrzypczak等^[10]测试了不同 Er^{3+} 离子掺杂浓度的 ZBLAN 玻璃中铒离子能级寿命。Andrew Malouf等^[11]建立了 3.5 μm 双波长泵浦 Er : ZBLAN 光纤激光器的理论模型。王络等^[12]首次引入基于弛豫-打靶组方法求解激光器边值问题的稳态分析算法。由于双波长泵浦 3.5 μm -Er : ZBLAN 光纤激光器涉及能级数量众多,各能级间相互作用情况复杂,目前在理论方面还有很大的研究空间,例如对光纤长度参数的优化、输出镜反射率的影响。且目前相关研究人员实验及理论的研究主要是基于商用轻掺杂 Er : 1mol. % 光纤的激光振荡器,对于不同铒离子掺杂浓度对激光器动力学行为分析尚不完善,以及 3.5 μm 光纤放大器的研究尚未见相关报道。

本文建立了双波长泵浦 3.5 μm -Er : ZBLAN 光纤振荡器及放大器的理论模型,并基于有限差分法进行模拟计算。首先为验证模型的准确性,对已报道文献的结果进行还原,然后分别对掺杂浓度为

1mol. %、4mol. % 和 8.75mol. % 的光纤激光器及放大器进行模拟计算,分析了离子掺杂浓度、光栅反射率、光纤长度、泵浦方式等对激光输出功率的影响,模拟光纤中泵浦光及信号光功率分布以及各能级粒子数密度沿光纤的分布情况,为实验的进行提供理论指导。

2 理论模型

图1为 3.5 μm -Er : ZBLAN 光纤激光器相关能级跃迁的结构图。双波长泵浦(DWP)技术采用泵浦 P_1 ($\lambda_{p1} = 976 \text{ nm}$) 使粒子从 $^4\text{I}_{15/2}$ 能级抽运到虚拟基态 $^4\text{I}_{11/2}$ 能级,即基态吸收(GSA)过程,泵浦 P_2 ($\lambda_{p2} = 1976 \text{ nm}$) 将粒子从虚拟基态 $^4\text{I}_{11/2}$ 抽运至 $^4\text{F}_{9/2}$ 能级,即虚基态吸收(VSA)过程。受激辐射(SE)的两过程 $^4\text{F}_{9/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$ 和 $^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ 对应着 3.5 μm 和 2.8 μm 激光的产生。由于能级 $^4\text{I}_{11/2}$ 长寿命($\sim 7.9 \text{ ms}$)的特点,粒子会在虚拟基态 $^4\text{I}_{11/2}$ 和 $^4\text{F}_{9/2}$ 能级之间循环。根据现已有文献报道^[10-14],该系统中还存在三种激发态吸收(ESA)过程,ESA_{1a} ($^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^4\text{F}_{7/2}$)与ESA_{1b} ($^4\text{I}_{9/2} \rightarrow ^4\text{F}_{3/2}$ 、 $^4\text{F}_{5/2}$)过程对应 λ_1 的吸收,ESA₂ ($^4\text{F}_{9/2} \rightarrow ^4\text{F}_{7/2}$)过程对应 λ_2 的吸收,高能级 $^4\text{F}_{3/2}$ 、 $^4\text{F}_{5/2}$ 上的粒子由于多声子弛豫(MP)会迅速无辐射跃迁至 $^4\text{F}_{7/2}$ 能级,故 N_7 能级粒子数可忽略。该能级系统中主要存在四种离子间作用,包括交叉弛豫(CR) W_{4251} 、 W_{5031} 与能级上转换(ETU) W_{1103} 、 W_{2206} 。离子间作用强度与掺杂浓度有关,掺杂浓度越高,邻近的稀土离子间距越近,离子间相互作用的概率越大。

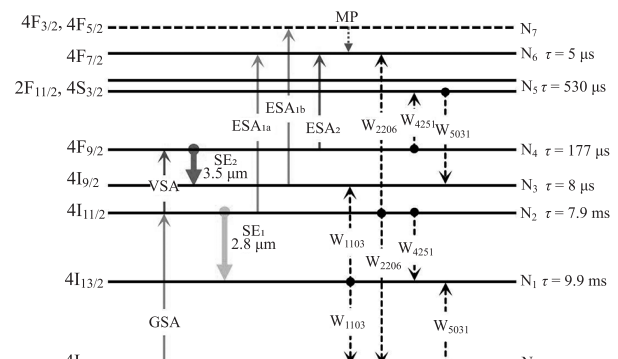


图1 3.5 μm -DWP- Er^{3+} : ZBLAN 部分能级系统示意图

Fig.1 Schematic of 3.5 μm -DWP- Er^{3+} : ZBLAN partial energy level system

3.5 μm -DWP-Er : ZBLAN 激光器系统可通过简化后的速率方程组理论概括,该能级系统 Er^{3+} 离子

速率方程组可表示为:

$$\frac{dN_6(z,t)}{dt} = -\frac{N_6}{\tau_6} + R_{ESA1a} + R_{ESA1b} + R_{ESA2} + R_{2206} \quad (1)$$

$$\frac{dN_5(z,t)}{dt} = -\frac{N_5}{\tau_5} + \beta_{65} \cdot \frac{N_6}{\tau_6} + R_{4251} - R_{5031} \quad (2)$$

$$\frac{dN_4(z,t)}{dt} = -\frac{N_4}{\tau_4} + \sum_{i=5}^6 \beta_{i4} \cdot \frac{N_i}{\tau_i} - R_{ESA2} + R_{VSA2} - R_{SE2} - R_{4251} \quad (3)$$

$$\frac{dN_3(z,t)}{dt} = -\frac{N_3}{\tau_3} + \sum_{i=4}^6 \beta_{i3} \cdot \frac{N_i}{\tau_i} - R_{ESA1b} + R_{SE2} + R_{1103} + R_{5031} \quad (4)$$

$$\frac{dN_2(z,t)}{dt} = -\frac{N_2}{\tau_2} + \sum_{i=3}^6 \beta_{i2} \cdot \frac{N_i}{\tau_i} + R_{GSA1} - R_{ESA1a} - R_{VSA2} - R_{SE1} - 2R_{2206} - R_{4251} \quad (5)$$

$$\frac{dN_1(z,t)}{dt} = -\frac{N_1}{\tau_1} + \sum_{i=2}^6 \beta_{i1} \cdot \frac{N_i}{\tau_i} + R_{SE1} - 2R_{1103} + R_{4251} + R_{5031} \quad (6)$$

$$\frac{dN_0(z,t)}{dt} = \sum_{i=1}^6 \beta_{i0} \cdot \frac{N_i}{\tau_i} - R_{GSA1} + R_{1103} + R_{2206} - R_{5031} \quad (7)$$

$$N(z,t) = \sum_{i=0}^6 N_i(z,t) \quad (8)$$

式中, N_i 为各能级的粒子数密度; N 为总粒子数密度; τ_i 为能级寿命; β_{ij} 为荧光分支比; R 为跃迁速率。GSA、VSA 与 ESA 的跃迁速率表达式为:

$$R_{GSA1}(z,t) = \Gamma_{p1} \frac{\lambda_{p1} [P_{p1}^+(z,t) + P_{p1}^-(z,t)]}{hcA_{\text{eff}}} [\sigma_{02}N_0(z,t) - \sigma_{20}N_2(z,t)] \quad (9)$$

$$R_{ESA1a}(z,t) = \Gamma_{p1} \frac{\lambda_{p1} [P_{p1}^+(z,t) + P_{p1}^-(z,t)]}{hcA_{\text{eff}}} [\sigma_{26}N_2(z,t) - \sigma_{62}N_6(z,t)] \quad (10)$$

$$R_{ESA1b}(z,t) = \Gamma_{p1} \frac{\lambda_{p1} [P_{p1}^+(z,t) + P_{p1}^-(z,t)]}{hcA_{\text{eff}}} [\sigma_{37}N_3(z,t) - \sigma_{73}N_7(z,t)] \quad (11)$$

$$R_{VSA2}(z,t) = \Gamma_{p2} \frac{\lambda_{p2} [P_{p2}^+(z,t) + P_{p2}^-(z,t)]}{hcA_{\text{eff}}} [\sigma_{24}N_2(z,t) - \sigma_{42}N_4(z,t)] \quad (12)$$

$$R_{ESA2}(z,t) = \Gamma_{p2} \frac{\lambda_{p2} [P_{p2}^+(z,t) + P_{p2}^-(z,t)]}{hcA_{\text{eff}}} [\sigma_{46}N_4(z,t) - \sigma_{64}N_6(z,t)] \quad (13)$$

R_{SE1} 、 R_{SE2} 为 2.8 μm 与 3.5 μm 信号光的跃迁速率, 表达式为:

$$R_{SE1}(z,t) = \Gamma_{s1} \frac{\lambda_{s1} [P_{s1}^+(z,t) + P_{s1}^-(z,t)]}{hcA_{\text{eff}}} \sigma_{SE1} [b_2N_2(z,t) - b_1N_1(z,t)] \quad (14)$$

$$R_{SE2}(z,t) = \Gamma_{s2} \frac{\lambda_{s2} [P_{s2}^+(z,t) + P_{s2}^-(z,t)]}{hcA_{\text{eff}}} \sigma_{SE2} [b_4N_4(z,t) - b_3N_3(z,t)] \quad (15)$$

式中, h 表示普朗克常量; c 为真空中光速; A_{eff} 为纤芯的有效横截面积; σ_{ij} 表示泵浦光有效吸收截面; σ_{SE} 表示信号光有效发射截面; P^+ 、 P^- 分别表示激光沿光纤前后两方向传播的光功率; b_1 、 b_2 、 b_3 、 b_4 为 Stark 能级的玻尔兹曼分布系数; Γ 表示积分重叠因子。

我们选用法国 Le Verre Fluoré (LVF) 生产的 D 型双包层光纤作为标准, 纤芯直径为 16.5 μm , 纤芯数值孔径为 0.12, 内包层直径为 250 μm , 内包层数值孔径为 0.4, 截止波长为 2.7 μm , 故两信号光均满足单模传输条件。单模光纤中基模 (LP_{01} 模) 场在阶跃折射率光纤横截面内模场分布是零阶 Bessel 函数, 可以近似为高斯函数。对于纤芯传输的两信号光, 重叠积分因子 Γ_{core} 可表示为:

$$\Gamma_{\text{core}} \approx 1 - \exp\left(-\frac{d_{\text{core}}^2}{2w_0^2}\right) \quad (16)$$

式中, w_0 表示模场半径。对于高斯分布的光场可表示为:

$$w_0 \approx \frac{d_{\text{core}}}{2} \cdot \left(0.65 + \frac{1.619}{V^{1.5}} + \frac{2.879}{V^6}\right) \quad (17)$$

对于包层传输的多模泵浦光, 可以通过纤芯/包层面积比近似表示:

$$\Gamma_{\text{clad}} \approx \frac{A_{\text{core}}}{A_{\text{clad}}} \quad (18)$$

由于该光纤为 D 形内包层结构, 提供了更高的泵浦吸收效率, A_{clad} 是一个小于内包层面积的有效包层面积, 我们设定 $\Gamma_{p1} = 0.02$ 、 $\Gamma_{p2} = 0.9$ 。对于离子间作用对应的能级间跃迁速率可表示为:

$$R_{2206}(z,t) = N_2^2(z,t) \cdot W_{2206} \quad (19)$$

$$R_{4251}(z,t) = N_4(z,t)N_2(z,t) \cdot W_{4251} \quad (20)$$

$$R_{5031}(z,t) = N_5(z,t)N_0(z,t) \cdot W_{5031} \quad (21)$$

$$R_{1103}(z,t) = N_1^2(z,t) \cdot W_{1103} \quad (22)$$

该激光器能级系统的空域传输偏微分方程组可表示为:

$$\frac{\partial P_{p1}^{\pm}(z,t)}{\partial z} = \pm (-\Gamma_{p1} \cdot (\sigma_{26}N_2 - \sigma_{62}N_6) - \Gamma_{p1} \cdot (\sigma_{02}N_0 - \sigma_{20}N_2) - \Gamma_{p1} \cdot (\sigma_{36}N_3 - \sigma_{63}N_6) - \alpha_{p1}) \cdot P_{p1}^{\pm}(z,t) \quad (23)$$

$$\frac{\partial P_{p2}^{\pm}(z,t)}{\partial z} = \pm (-\Gamma_{p2} \cdot (\sigma_{24}N_2 - \sigma_{42}N_4) - \Gamma_{p2} \cdot (\sigma_{46}N_4 - \sigma_{64}N_6) - \alpha_{p2}) \cdot P_{p2}^{\pm}(z,t) \quad (24)$$

$$\frac{\partial P_{s1}^{\pm}(z,t)}{\partial z} = \pm (\Gamma_{s1} \cdot (\sigma_{21}N_2 - \sigma_{12}N_1) - \alpha_{s1}) \cdot P_{s1}^{\pm}(z,t) \quad (25)$$

$$\frac{\partial P_{s2}^{\pm}(z,t)}{\partial z} = \pm (\Gamma_{s2} \cdot (\sigma_{43}N_4 - \sigma_{34}N_3) - \alpha_{s2}) \cdot P_{s2}^{\pm}(z,t) \quad (26)$$

式中, $\alpha_{p1}, \alpha_{p2}, \alpha_{s1}, \alpha_{s2}$ 为光纤传输的背景损耗系数。激光谐振腔两端腔镜对泵浦光与信号光的反射率分别表示为 $R_{p10}, R_{p1L}, R_{p20}, R_{p2L}, R_{s10}, R_{s1L}, R_{s20}, R_{s2L}$, 在光纤两端注入的泵浦光与信号光功率分别为 $P_{p10}, P_{p1L}, P_{p20}, P_{p2L}, P_{s10}, P_{s1L}, P_{s20}, P_{s2L}$, 该激光振荡器与放大器模型在谐振腔两端的边界条件可统一表示为:

$$P_{p1}^+(0) = P_{p1}^-(0) \cdot R_{p10} + P_{p10} \quad (27)$$

$$P_{p1}^-(L) = P_{p1}^+(L) \cdot R_{p1L} + P_{p1L} \quad (28)$$

$$P_{p2}^+(0) = P_{p2}^-(0) \cdot R_{p20} + P_{p20} \quad (29)$$

$$P_{p2}^-(L) = P_{p2}^+(L) \cdot R_{p2L} + P_{p2L} \quad (30)$$

$$P_{s1}^+(0) = P_{s1}^-(0) \cdot R_{s10} \quad (31)$$

$$P_{s1}^-(L) = P_{s1}^+(L) \cdot R_{s1L} \quad (32)$$

$$P_{s2}^+(0) = P_{s2}^-(0) \cdot R_{s20} + P_{s20} \quad (33)$$

$$P_{s2}^-(L) = P_{s2}^+(L) \cdot R_{s2L} + P_{s2L} \quad (34)$$

对于 Er : ZBLAN 光纤激光器上述方程组的求解, 我们采用有限差分法与四阶龙格 - 库塔法, 模型装置如图 2 所示。为了验证模型的准确性, 我们对 Maes 等^[4] 的实验结果进行还原, 如图 3 所示。模拟结果与实验结果较好的吻合, 验证了理论模型和算法的准确性。

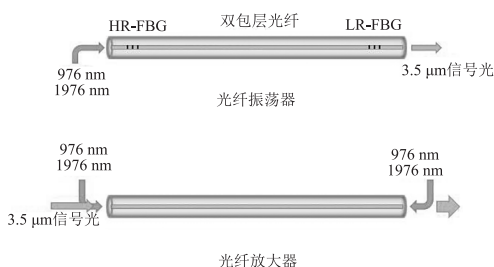


图 2 数值模型示意图

Fig. 2 Numerical model schematic

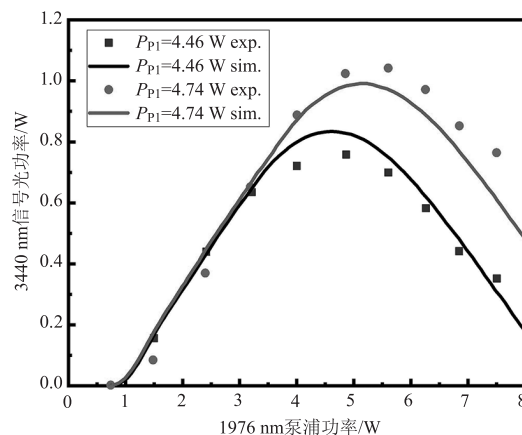


图 3 Maes 的实验结果与本文的模拟结果

Fig. 3 Maes' experimental results and the simulation results in this paper

3 模拟参数

本文模拟计算采用的光谱参数及光纤参数如表 1、表 2、表 3 (标 * 为拟合计算值) 所示。其中各能级寿命 τ_i 、荧光分支比 β_{ij} 参数来源于文献[11], 发射吸收截面 σ_{ij} 来源于文献[11]、[13], 离子间作用参数 W_{ij} 及与掺杂浓度有关的能级寿命 τ_5 来源于文献[10]、[14]。

表 1 各能级寿命及荧光分支比

Tab. 1 Lifetime and fluorescence branching ratio of each energy level

Parameters	Value
τ_1/ms	9.9
τ_2/ms	7.9
$\tau_3/\mu\text{s}$	8.0
$\tau_4/\mu\text{s}$	177.0
$\tau_6/\mu\text{s}$	5.0
β_{10}	1.0
β_{21}, β_{20}	0.182, 0.818
$\beta_{32}, \beta_{31}, \beta_{30}$	0.999, 0, 0.001
$\beta_{43}, \beta_{42}, \beta_{41}, \beta_{40}$	0.808, 0.008, 0.009, 0.175
$\beta_{54}, \beta_{53}, \beta_{52}, \beta_{51}, \beta_{50}$	0.285, 0.029, 0.014, 0.193, 0.479
β_{65}, β_{60}	0.990, 0.010

表 2 可变光谱参数和光纤参数

Tab. 2 Variable spectral and fiber parameters

Parameters	Value
$\sigma_{02}/(\times 10^{-26} \text{ m}^2)$	3.77
$\sigma_{20}/(\times 10^{-26} \text{ m}^2)$	1.64
$\sigma_{26}/(\times 10^{-26} \text{ m}^2)$	26.4
$\sigma_{62}/(\times 10^{-26} \text{ m}^2)$	31.9
$\sigma_{36}/(\times 10^{-26} \text{ m}^2)$	2.1
$\sigma_{24}/(\times 10^{-26} \text{ m}^2)$	30
$\sigma_{42}/(\times 10^{-26} \text{ m}^2)$	37.5
$\sigma_{46}/(\times 10^{-26} \text{ m}^2)$	0.7
$\sigma_{21}/(\times 10^{-26} \text{ m}^2)$	9.0

续表 2 可变光谱参数和光纤参数

Tab.2 Variable spectral and fiber parameters

Parameters	Value
$\sigma_{12}/(\times 10^{-26} \text{ m}^2)$	5.085
$\sigma_{43}/(\times 10^{-26} \text{ m}^2)$	10.8
$\sigma_{34}/(\times 10^{-26} \text{ m}^2)$	15
$d_{\text{core}}/(\times 10^{-6} \text{ m})$	16.5
$d_{\text{clad}}/(\times 10^{-6} \text{ m})$	250
$\lambda_{p1}/(\times 10^{-9} \text{ m})$	976
$\lambda_{p2}/(\times 10^{-9} \text{ m})$	1976
$\lambda_{s1}/(\times 10^{-6} \text{ m})$	2.8
$\lambda_{s2}/(\times 10^{-6} \text{ m})$	3.5

表 3 不同掺杂浓度光纤中的 W_{ij} 参数

Tab.3 W_{ij} parameters in different doping concentrations fibers

	Er^{3+} mol. %					
	1	1.25	1.7	4	5	8.75
$W_{1103}/(\times 10^{-23} \text{ m}^3 \text{ S}^{-1})$	1.3	1.3	1.4	2.2	2.8	6.7
$W_{2206}/(\times 10^{-23} \text{ m}^3 \text{ S}^{-1})$	0.16	0.2	0.3	0.8	1.0	1.9
$W_{4251}/(\times 10^{-23} \text{ m}^3 \text{ S}^{-1})$	2.3	2.4*	2.5	3.1	3.4*	4.3*
$W_{5031}/(\times 10^{-23} \text{ m}^3 \text{ S}^{-1})$	0.48	0.6	0.8	1.9	2.4	3.3
$\tau_5/\mu\text{s}$	320	280	210	100	52	17

4 计算结果与分析

本文的模拟包括激光振荡器和激光放大器两部分,采用端面泵浦的方式将两泵浦光耦合进入双包层光纤。

4.1 光纤振荡器

4.1.1 Er^{3+} 离子掺杂浓度的影响

我们先设定谐振腔两端光栅反射率分别为 0.90 与 0.55, 光纤选用 Er 掺杂浓度分别为 1 mol. %、4 mol. % 和 8.75 mol. %, 长度均为 3.4 m。模拟不同 976 nm 泵浦功率下, 3.5 μm 激光输出功率随 1976 nm 泵浦功率变化, 计算结果如图 4 所示。

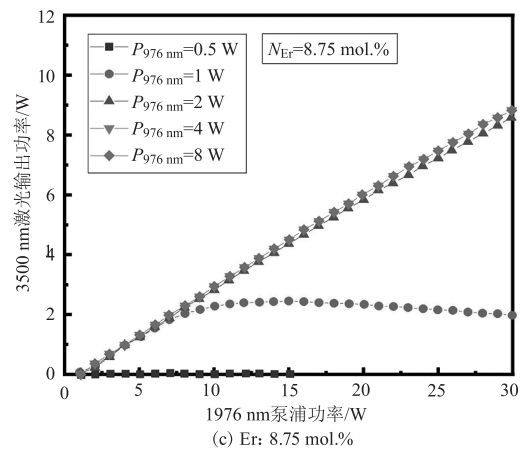
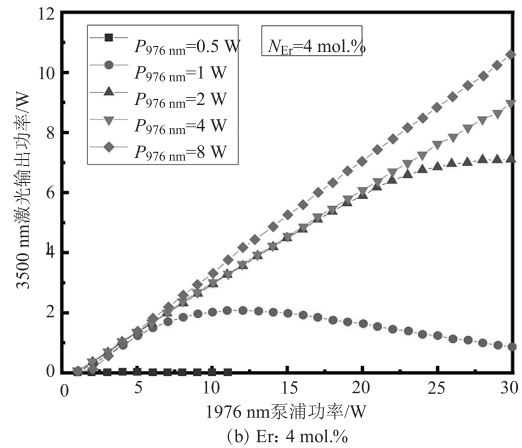
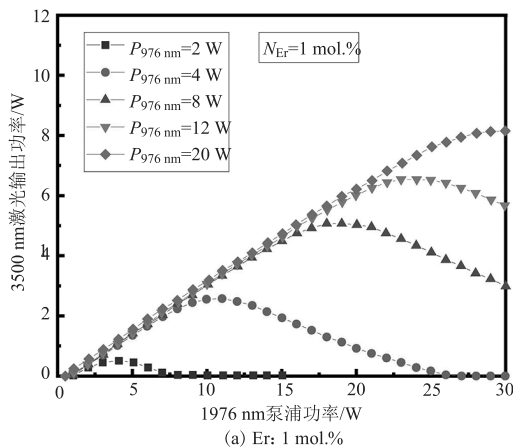


图 4 不同掺杂浓度下 3.5 μm 信号光随 1976 nm 泵浦功率的变化

Fig.4 Variation of 3.5 μm laser with 1976 nm pump power at different doping concentrations

由模拟结果可以看出在 1976 nm 泵浦光功率超出阈值后, 3.5 μm 信号光功率最初随其均近似呈线性增加, 这是由于此时 976 nm 泵浦光抽运了足够多的粒子数到虚拟基态 $^4\text{I}_{11/2}$ 。当 1976 nm 泵浦光继续增加, $^4\text{I}_{11/2}$ 能级粒子数消耗过快, 使 3.5 μm 信号光出现饱和, 输出功率曲线出现拐点, 且 976 nm 光功率越低, 越易饱和; 而 1976 nm 泵浦功率再继续增加时, 轻掺杂光纤出现猝灭现象, 即 3.5 μm 信号光功率降低甚至完全消失, 而重掺杂光纤无猝灭现象。原因是随 1976 nm 泵浦功率增加, ESA_2 作用逐渐增强, 粒子被抽运至高能级 $^4\text{F}_{7/2}$ 后迅速无辐射弛豫至 $^2\text{H}_{11/2}$ 、 $^4\text{S}_{3/2}$ 能级。对于浓度 1 mol. % 的轻掺杂光纤, 该能级寿命 τ_5 较长 ($\sim 320 \mu\text{s}$), 使虚拟基态和激发态间循环的粒子数减少, 表现出猝灭现象, 而重掺杂光纤 τ_5 较小, 且离子间作用 W_{5031} 较强, 高能级粒子快速回到低能级参与激光能级间粒子循环, 抵消掉 ESA_2 的影响, 故无猝灭现象。此外, 图 4 显

示了光纤中 Er 离子浓度越高,达到相同输出所需的 976 nm 泵浦光功率越低。

对于不同掺杂浓度的光纤激光器,976 nm 泵浦功率越高,虚拟基态 $^4I_{11/2}$ 能级存在的粒子数密度越多,3.5 μm 信号光对于 976 nm 泵浦光的斜效率越高。图 4(c) 相对 (b) 中光光转换效率并无明显增加,原因可归结为随着 Er 掺杂浓度的增加,离子间作用参数 W_{4251} 增大,这一交叉弛豫过程会强烈影响铒离子激光器中 $^4F_{9/2}$ 到 $^4I_{9/2}$ 激光跃迁的性能,因为它可以从激光上能级 $^4F_{9/2}$ 去除粒子,同时它也消耗虚拟基态 $^4I_{11/2}$ 的粒子数,这一过程对双波长泵浦激光器是有害的。

4.1.2 LR-FBG 反射率的影响

根据图 4 的模拟结果,选取了三种掺杂浓度下光纤长度均为 3.4 m 的双泵浦功率的组合,1976 nm 泵浦光均选为 15 W,研究了光栅反射率对 3.5 μm 激光输出的影响,模拟结果如图 5 所示。结果显示,976 nm 泵浦功率足够大时,3.5 μm 激光输出功率在输出端反射率为 20% ~ 60% 的范围内变化不大,且不同掺杂浓度下信号光输出功率大致相同。当 976 nm 泵浦功率较低,输出功率在输出端反射率较低时随 R 的减小明显降低,原因是较低的反光率使返回腔内的信号光减少,不能提供足够的受激辐射光放大。而增加 976 nm 泵浦功率使虚拟基态和激发态间循环的粒子数增加,抵消了信号光返回腔内较少的影

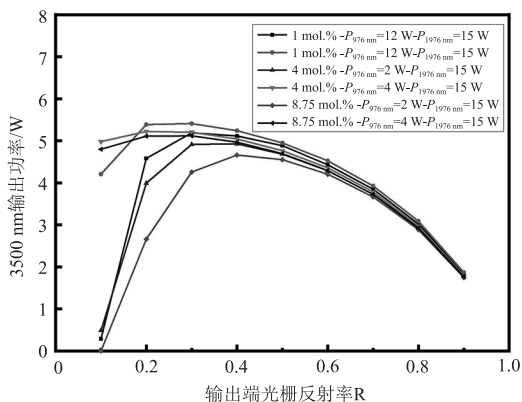


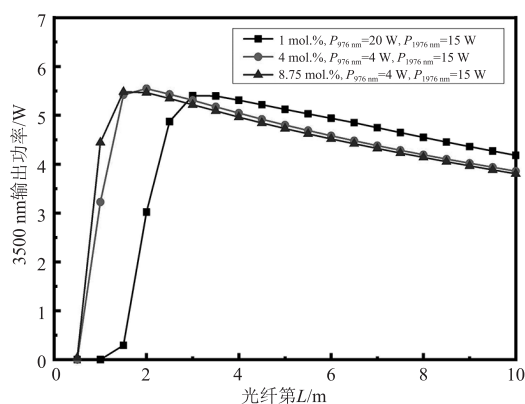
图 5 3.5 μm 信号光随输出端反射率的变化

Fig. 5 Variation of 3.5 μm laser with output reflectance

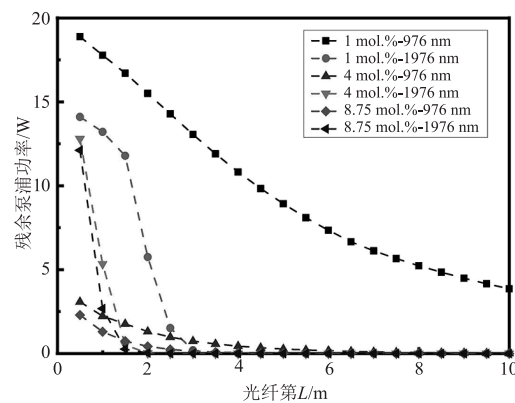
4.1.3 最佳光纤长度 L

图 6 为固定输出端反射率为 30% 时,不同 Er 浓度下信号光及残余泵浦光输出功率随光纤长度的变化曲线。由图可以看出,存在最佳光纤长度

使 3.5 μm 信号光输出功率最大,对于掺杂浓度 1 mol.% 的光纤,选择长度 3 ~ 5 m 能达到大于 5 W 的输出功率;对于重掺杂光纤,选择更短的长度(约 1.8 ~ 3 m)即可达到同样的效果。当光纤过短时由于提供的增益不足导致输出功率严重下降,此时残余泵浦功率较高,光纤未能充分吸收;当光纤长度较大时,由于光纤损耗信号光功率缓慢降低,此时两泵浦光被过长的光纤充分吸收,残余泵浦光较少。



(a) 3.5 μm 信号光输出功率随光纤长度的变化



(b) 残余泵浦光输出功率随光纤长度的变化

图 6 不同 Er 浓度下信号光及残余泵浦光输出功率随光纤长度变化曲线

Fig. 6 Variation of 3.5 μm signal and residual pump laser output power with fiber length in different Er concentration

4.2 光纤放大器

我们设定光纤振荡腔输出的 3.5 μm 种子光功率为 5 W,放大器选用 10 m 掺杂浓度 1 mol.% 的 ZBLAN 光纤,976 nm 与 1976 nm 两泵浦功率分别设为 30 W 和 70 W,抽运方式分别为前向抽运、后向抽运和双向抽运,其中双向抽运方式两泵浦光功率前向后向各占一半,各泵浦光、信号光功率以及各能级粒子数密度在光纤中的分布如图 7 所示。

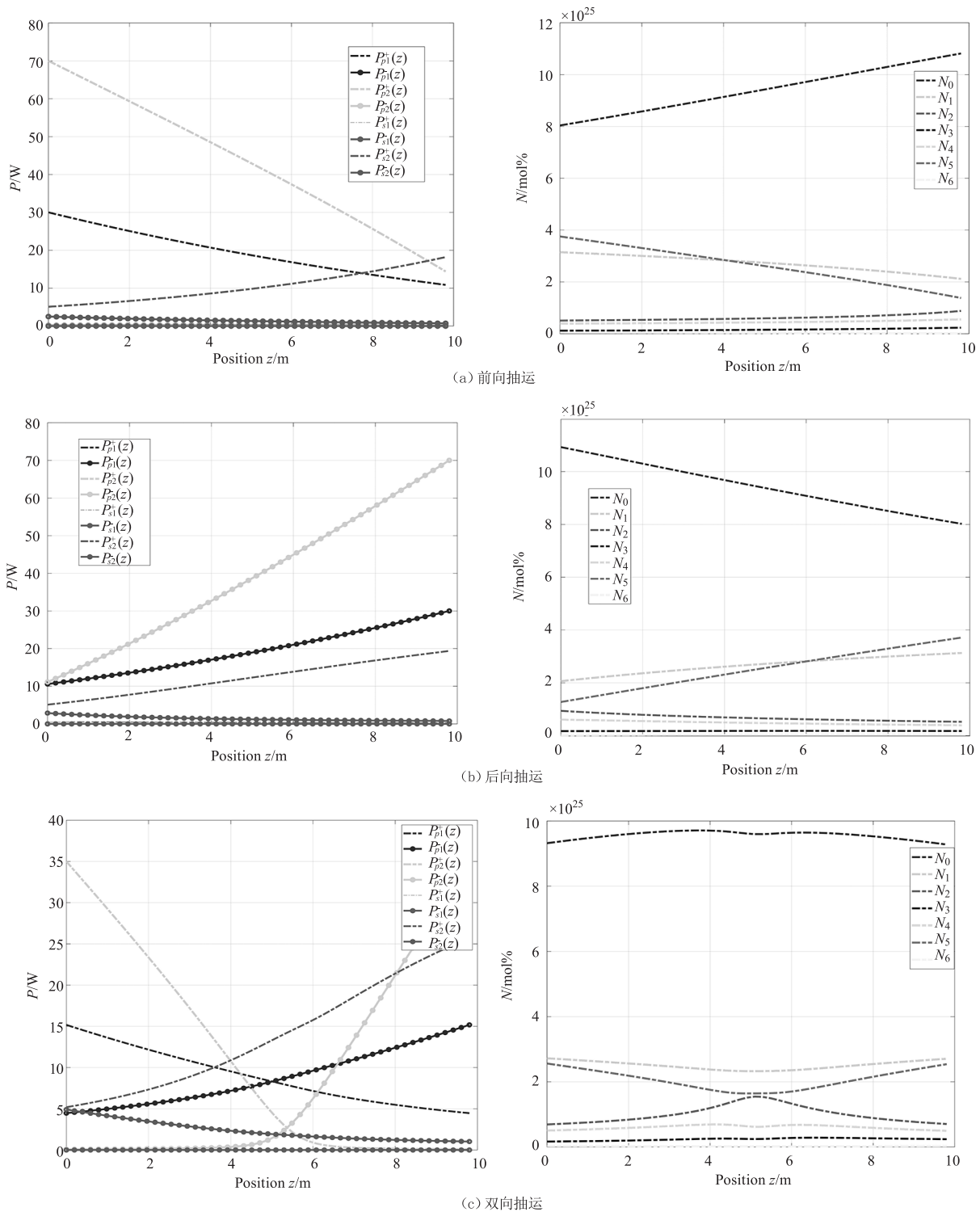


图 7 光功率及各能级粒子数密度沿光纤的分布

Fig. 7 Distribution of laser power and energy level particle number density along the fiber

由图 7 的模拟结果可以看出,对于该泵浦参数下的激光放大器,在总注入泵浦功率相同的情况下,输出功率的关系是:双向抽运 > 后向抽运 > 前向抽运。模拟结果显示,对于前向抽运,虽然在光纤前端泵浦光功率高,但信号光功率一直维持在比较低的

水平,而后半段泵浦光功率低反而增长较快,这是由于光纤前端 1976 nm 泵浦光功率过高,发生了猝灭效应,在光纤后半段由于 1976 nm 泵浦光功率的降低,增益反而升高。对比图 7(a)与图 7(b)可以发现,后向抽运相比前向抽运,信号光功率增加的更为

均匀,即腔内增益分布更加平坦,这是由光纤前端 1976 nm 泵浦功率较低,无猝灭效应。并且泵浦光与信号光强度分布接近,达到更好的增益效果。而对于双向泵浦抽运,信号光输出功率比单端抽运高了近 4 W,双向抽运方式下光纤中信号光功率的增长速度更快。同时,双向抽运突出的优点是抽运光功率分布更加平坦,光纤中能级粒子数密度分布更加均匀,在高功率抽运时,整个光纤上的热负载分布均匀,对于高功率输出的光纤激光器采用双向抽运更具优势。

5 结论与展望

本文利用双波长泵浦技术建立了 3.5 μm Er : ZBLAN 光纤激光器及光纤放大器的理论模型,研究了光纤不同参数下激光器及放大器的能级粒子数动力学行为及功率特征,分析了光纤长度、输出端反射率、铒离子掺杂浓度对 3.5 μm 激光输出功率的影响。模拟结果显示了光纤长度、输出端反射率对于激光高效输出的最佳值,铒离子高掺杂浓度光纤仅需要较低的 976 nm 泵浦功率即可实现有效的 3.5 μm 激光功率输出,且高掺杂浓度下的交叉弛豫过程能改善猝灭行为,模拟实现了 3.5 μm 光纤激光的高效放大。数值模拟结果对 3.5 μm 激光振荡器及高功率放大的参数设计具有指导意义。

参考文献:

- [1] Li Sensen, Yan Xiusheng. Research on mid-infrared laser source in laser countermeasure system and key technology [J]. *Electro-Optic Technology Application*, 2018, 33(5): 19–23. (in Chinese)
李森森, 闫秀生. 激光对抗系统中的中红外激光源及其关键技术[J]. *光电技术应用*, 2018, 33(5): 19–23.
- [2] C ZHANG, J WU, P TANG, et al. 3.5 μm Er³⁺:ZBLAN fiber laser in dual-end pumping regime [J]. *IEEE Access*, 2019, 7: 147238–147243.
- [3] Zhang Xin, Shu Shili, Tong Cunzhu, et al. Research progress of Er : ZBLAN fiber lasers at the wavelength of 3 μm [J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2019, 46(8): 16–24. (in Chinese)
张新, 舒世立, 佟存柱, 等. 3 μm 波长 Er : ZBLAN 光纤激光器研究进展[J]. *光电工程*, 2019, 46(8): 16–24.
- [4] Frédéric Maes, Vincent Fortin, Martin Bernier, et al. 5.6 W monolithic fiber laser at 3.55 μm [J]. *Optics Letters*, 2017, 42(42): 205402057.
- [5] H Többen. Room temperature cw fibre laser at 3.5 μm in Er³⁺-doped ZBLAN glass [J]. *Electron. Lett*, 1992, 28(14): 1361–1362.
- [6] Ori Henderson-Sapir, Stuart D. Jackson, David J. Ottaway, et al. Versatile and widely tunable mid-infrared erbium doped ZBLAN fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(7): 1676–1679.
- [7] Qin Z P, Hai T, Xie G Q, et al. Black phosphorus Q-switched and mode-locked mid-infrared Er : ZBLAN fiber laser at 3.5 μm wavelength [J]. *Optics Express*, 2018, 26(7): 8224–8231.
- [8] Nathaniel Bawden, Ori Henderson-Sapir, Stuart D. Jackson, et al. Ultrafast 3.5 μm fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2021, 46(7): 1636–1639.
- [9] Maxime Lemieux-Tanguay, Vincent Fortin, Tommy Boilard, et al. 15 W monolithic fiber laser at 3.55 μm [J]. *Optics Letters*, 2022, 47(2): 289–292.
- [10] U Skrzypczak, M Miclea, A Stalmashonak, et al. Time-resolved investigations of erbium ions in ZBLAN-based glasses and glass ceramics [J]. *Phys. Status Solidi*, 2011, 8(9): 2649–2652.
- [11] Andrew Malouf, Ori Henderson-Sapir, Martin Gorjan, et al. Numerical Modeling of 3.5 μm dual-wavelength pumped erbium-doped mid-infrared fiber lasers [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2016, 52(11): 1–12.
- [12] Wang Luo, Yao Chuanfei, Li Pingxue. Algorithm optimization for fast simulation of 3.5 μm dual-wavelength pumped Er : ZBLAN fiber laser [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(11): 1101004. (in Chinese)
王络, 姚传飞, 李平雪. 用于 3.5 μm 双波长泵浦 Er : ZBLAN 光纤激光器快速仿真的算法优化 [J]. *中国激光*, 2021, 48(11): 1101004.
- [13] Gorjan M, Marincek M, Copic M. Role of interionic processes in the efficiency and operation of erbium-doped fluoride fiber lasers [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2011, 47(2): 262–273.
- [14] Ori Henderson-Sapir, Jesper Munch, David J. Ottaway. New energy-transfer up conversion process in Er³⁺:ZBLAN mid-infrared fiber lasers [J]. *Optics Express*, 2016, 24(7): 6869–6883.