

基于双波长泵浦的高效率 2.8 μm 掺铒氟化物 光纤激光器数值分析与优化*

李双江¹⁾²⁾ 赵红汝¹⁾²⁾ 付士杰^{1)2)†} 张钧翔¹⁾²⁾ 张露¹⁾²⁾
姚治东³⁾ 盛泉¹⁾²⁾ 史伟^{1)2)‡} 姚建铨¹⁾²⁾

1) (天津大学精密仪器与光电子工程学院, 天津 300072)

2) (光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072)

3) (山东海富光子科技股份有限公司, 威海 264209)

(2025 年 9 月 5 日收到; 2025 年 10 月 13 日收到修改稿)

1.5 μm 和 1.7 μm 双波长泵浦方案, 可以在实现高效率 2.8 μm 激光产生的同时解决 1.7 μm 单波长泵浦由于基态吸收较弱需要较长掺铒氟化物光纤的问题. 建立了基于双波长泵浦低掺铒氟化物光纤的 2.8 μm 光纤激光器仿真模型, 系统分析了不同泵浦波长组合对 2.8 μm 激光输出功率和光光转换效率的影响. 仿真结果表明选取 1470 nm 和 1680 nm 的双波长泵浦组合, 可以高效地将粒子由基态能级 $^4\text{I}_{15/2}$ 搬运至激光上能级 $^4\text{I}_{9/2}$, 实现粒子数反转, 达到使用米级低掺铒氟化物光纤实现高效率 2.8 μm 波段激光输出的目标.

关键词: 双波长泵浦, 中红外激光, 光纤激光器, 掺铒氟化物光纤

DOI: 10.7498/aps.75.20251211

CSTR: 32037.14.aps.75.20251211

1 引言

中红外 3 μm 波段附近存在着丰富的有机和无机分子特征吸收峰, 该波段的激光器可广泛应用于光谱分析、生物医疗以及材料加工等领域^[1-3]. 随着激光技术的快速发展, 光学参量振荡技术、固体激光技术、光纤激光技术以及量子级联激光技术等方案均可产生该波段的中红外激光^[4-7]. 其中, 掺铒氟化物光纤激光器凭借高激光光束质量、高效散热能力以及柔性产生和传输等优势, 在中红外 3 μm 波段激光产生方面得到广泛的关注和研究^[8].

目前基于掺铒氟化物 ($\text{Er}^{3+}:\text{ZBLAN}$) 光纤产生 2.8 μm 激光主要有两种泵浦方式^[9]. 其一为采

用 980 nm 半导体激光器将铒离子由基态 $^4\text{I}_{15/2}$ 能级泵浦到 $^4\text{I}_{11/2}$ 能级, 实现粒子数反转产生 2.8 μm 激光^[10]. 由于 2.8 μm 激光下能级 $^4\text{I}_{13/2}$ 的寿命 (9.9 ms) 长于激光上能级 $^4\text{I}_{11/2}$ (7.9 ms), 大量粒子堆积在激光下能级, 难以实现有效的粒子数反转, 2.8 μm 激光往往表现出“自终止”现象^[11]. 因此, 高功率 2.8 μm 掺铒氟化物光纤激光器往往采用高掺铒氟化物光纤来增强铒离子间的能量转移过程^[12], 利用激光下能级较强的能量转移上转换 (energy transfer upconversion, ETU) 过程解决粒子堆积问题, 实现高功率 2.8 μm 激光输出. 目前, 基于 980 nm 半导体激光器双端泵浦铒离子掺杂浓度为 0.07 mol/mol 的氟化物光纤已实现功率达 41 W 的连续光 2.8 μm 激光输出^[13], 但该方案较

* 国家自然科学基金 (批准号: 62375201, 62405218, 62275190, 62105240)、天津市自然科学基金 (批准号: 23JCQNJC01740, 24JCQNJC01490)、天津大学自主创新基金 (批准号: 2023XPD-0020) 和泰山产业领军人才项目 (批准号: tscx202312163) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: shijie_fu@tju.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: shiwei@tju.edu.cn

高的量子亏损导致高功率下 2.8 μm 光纤激光系统热负载严重, 限制了激光功率的进一步提升. 针对掺铒氟化物光纤 2.8 μm 激光“自终止”问题, 研究人员还提出了 2.8 μm 和 1.6 μm 激光级联跃迁方案来缓解铒离子在激光下能级的积累^[14-16]. 其中, 2017 年 Aydin 等^[16] 利用 21 m 铒离子掺杂浓度为 0.01 mol/mol 的氟化物光纤构建了 2.8 μm 和 1.6 μm 双谐振的激光谐振腔, 实现了斜率效率为 49.5% 的 2.8 μm 激光输出.

另一泵浦方式利用铒离子基态吸收 (ground state absorption, GSA, $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$) 与激发态吸收 (excited state absorption, ESA, $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$) 两过程在 1.6—1.7 μm 波段存在部分波长重合的特点, 采用该波段激光泵浦掺铒氟化物光纤, 经 GSA 和 ESA 两过程, 将铒离子由基态泵浦到 2.8 μm 激光上能级并消耗激光下能级粒子, 实现 2.8 μm 激光输出^[17,18]. 2022 年 Guo 等^[19] 对该技术路线进行了仿真分析, 从理论层面预测了 1.6 μm 激光泵浦掺铒氟化物光纤产生 2.8 μm 波段激光的可行性. 同年, Zhang 等^[20] 开展了基于 1.7 μm 波段激光泵浦的 2.8 μm 掺铒氟化物光纤激光器的实验研究, 采用 4.6 m 长、掺杂浓度为 0.06 mol/mol 的高掺铒氟化物光纤作为增益光纤, 实现了斜率效率为 30.9% 的 2.8 μm 激光输出, 首次实验验证了 1.7 μm 波段激光作为泵浦源可实现 2.8 μm 激光输出. 2024 年 Luo 等^[21] 使用 1650 nm 激光泵浦 10 m 长的 0.01 mol/mol 低掺铒氟化物光纤实现了 10 W 级 2.8 μm 激光输出, 激光斜率效率达到 50%, 进一步验证了该技术方案实现高功率 2.8 μm 激光的潜力. 但需指出的是, 由于铒离子基态吸收 ($^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$) 和激发态吸收 ($^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$) 过程光

谱并不完全重合, 1.6—1.7 μm 波段虽覆盖了铒离子的激发态吸收峰 (1681 nm), 但偏离基态吸收峰 (1528 nm), 因此在 1.6—1.7 μm 波段单波长泵浦下, 为实现充分的基态吸收、为激光下能级提供充足粒子用于激发态吸收及 2.8 μm 激光产生等后续粒子跃迁过程, 激光系统往往需要使用较长的掺铒氟化物光纤. 考虑到氟化物光纤拉制过程中易发生析晶、产生微纳结构缺陷^[22], 长光纤拉制难度大、一致性差, 且较长的氟化物光纤也增加了激光系统成本.

基于以上问题, 提出 1.5 μm 和 1.7 μm 双波长泵浦低掺铒氟化物光纤实现高效率 2.8 μm 激光的技术方案, 将 1.5 μm 波段的强 GSA 过程和 1.7 μm 波段的强 ESA 过程进行组合, 以达到使用米级光纤实现高效率 2.8 μm 激光输出的目的.

2 铒离子能级跃迁特性及双波长泵浦掺铒光纤激光器理论模型

图 1 为 $\text{Er}^{3+}:\text{ZBLAN}$ 光纤中双波长泵浦方案下 Er^{3+} 能级跃迁图. 波长为 1.5 μm 的泵浦光 λ_1 将基态能级 $^4\text{I}_{15/2}$ 上的铒离子泵浦至激光下能级 $^4\text{I}_{13/2}$, 再通过波长为 1.7 μm 的泵浦光 λ_2 将激光下能级 $^4\text{I}_{13/2}$ 的铒离子泵浦至更高能级 $^4\text{I}_{9/2}$, 随后粒子弛豫至激光上能级 $^4\text{I}_{11/2}$, 实现粒子数反转, 通过能级 $^4\text{I}_{11/2}$ 跃迁至能级 $^4\text{I}_{13/2}$ 产生 2.8 μm 激光. 其中, 基态跃迁 ($^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$) 和激发态跃迁 ($^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$) 过程存在一定的波长重叠^[8]. 根据铒离子跃迁特性建立了如 (1) 式和 (2) 式所示的双波长泵浦掺铒光纤激光器速率方程和功率传输方程, 并基于此数值分析了激光器的输出特性和优化条件.

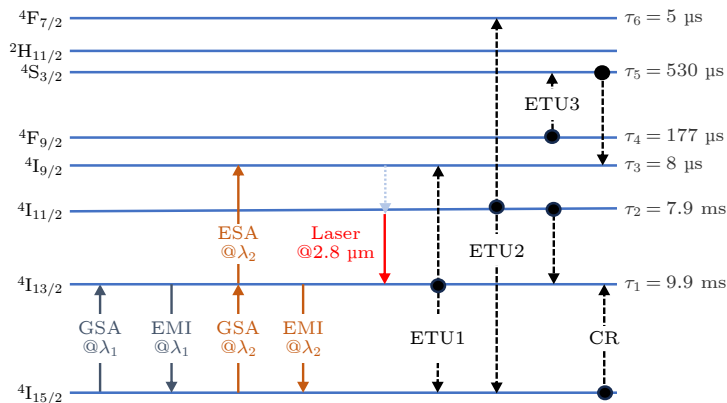


图 1 双波长泵浦掺铒氟化物光纤中 Er^{3+} 跃迁能级示意图

Fig. 1. Energy level transitions of the Er^{3+} in dual-wavelength pumped erbium-doped fluoride fiber.

$$\begin{aligned}
\frac{dN_6(z, t)}{dt} &= -\frac{N_6(z, t)}{\tau_6} + R_{\text{ETU2}}, \\
\frac{dN_5(z, t)}{dt} &= -\frac{N_5(z, t)}{\tau_5} + \beta_{65}\frac{N_6(z, t)}{\tau_6} + R_{\text{ETU3}} - R_{\text{CR}}, \\
\frac{dN_4(z, t)}{dt} &= -\frac{N_4(z, t)}{\tau_5} + \sum_{i=5}^6 \beta_{i4}\frac{N_i(z, t)}{\tau_i} - R_{\text{ETU3}}, \\
\frac{dN_3(z, t)}{dt} &= -\frac{N_3(z, t)}{\tau_3} + \sum_{i=4}^6 \beta_{i3}\frac{N_i(z, t)}{\tau_i} + R_{\lambda_2\text{ESA}} + R_{\text{ETU1}} + R_{\text{CR}}, \\
\frac{dN_2(z, t)}{dt} &= -\frac{N_2(z, t)}{\tau_2} + \sum_{i=3}^6 \beta_{i2}\frac{N_i(z, t)}{\tau_i} - R_{\text{SE}} - 2R_{\text{ETU2}} - R_{\text{ETU3}}, \\
\frac{dN_1(z, t)}{dt} &= -\frac{N_1(z, t)}{\tau_1} + \sum_{i=2}^6 \beta_{i1}\frac{N_i(z, t)}{\tau_i} + R_{\lambda_1\text{GSA}} + R_{\lambda_2\text{GSA}} - R_{\lambda_1\text{EMI}} - R_{\lambda_2\text{EMI}} - R_{\lambda_2\text{ESA}} + R_{\text{SE}} \\
&\quad - 2R_{\text{ETU1}} + R_{\text{ETU3}} + R_{\text{CR}}, \\
\frac{dN_0(z, t)}{dt} &= \frac{N_1(z, t)}{\tau_1} + \sum_{i=2}^6 \beta_{i0}\frac{N_i(z, t)}{\tau_i} - R_{\lambda_1\text{GSA}} - R_{\lambda_2\text{GSA}} + R_{\lambda_1\text{EMI}} + R_{\lambda_2\text{EMI}} + R_{\text{ETU1}} + R_{\text{ETU2}} - R_{\text{CR}}, \\
N &= \sum_{i=0}^6 N_i(z, t), \tag{1}
\end{aligned}$$

其中, $N_i(z, t)$ 表示为能级 i 上的粒子数, N 为总粒子数, τ_i 为能级 i 的辐射寿命, β_{ij} 为粒子从能级 i 衰减到能级 j 的分支比, τ_i 和 β_{ij} 参数取自文献 [19]. $R_{\lambda_1\text{GSA}}$ 和 $R_{\lambda_1\text{EMI}}$ 表示泵浦光 λ_1 的 GSA 和 EMI 过程的速率, $R_{\lambda_2\text{GSA}}$, $R_{\lambda_2\text{EMI}}$ 和 $R_{\lambda_2\text{ESA}}$ 分别表示泵浦光 λ_2 的 GSA, EMI 和 ESA 过程的速率, R_{ETU1} , R_{ETU2} 和 R_{ETU3} 分别为 ETU1, ETU2 和 ETU3 过程的速率. 功率传输方程如下:

$$\begin{aligned}
\frac{dP_{\text{p1}}^{\pm}(z, t)}{dz} &= \pm [-\Gamma_{\text{p1}}(\sigma_{\text{p1-01}}N_0(z, t) - \sigma_{\text{p1-10}}N_1(z, t)) - \alpha_{\text{p1}}] P_{\text{p1}}^{\pm}(z, t), \\
\frac{dP_{\text{p2}}^{\pm}(z, t)}{dz} &= \pm [-\Gamma_{\text{p2}}(\sigma_{\text{p2-01}}N_0(z, t) - \sigma_{\text{p2-10}}N_1(z, t) + \sigma_{\text{p2-13}}N_1(z, t) - \sigma_{\text{p2-31}}N_3(z, t)) - \alpha_{\text{p2}}] P_{\text{p2}}^{\pm}(z, t), \\
\frac{dP_{\text{s}}^{\pm}(z, t)}{dz} &= \pm [\Gamma_{\text{s}}(\sigma_{\text{s-21}}N_2(z, t) - \sigma_{\text{s-12}}N_1(z, t)) - \alpha_{\text{s}}] P_{\text{s}}^{\pm}(z, t), \tag{2}
\end{aligned}$$

其中, 上标 $\pm$ 分别表示激光沿光纤传播的正反方向, 下标 p1, p2 和 s 代表波长分别为 λ_1 和 λ_2 的泵浦光以及信号光, α 代表激光在光纤中的传输损耗系数. 仿真中采用的泵浦光、信号光重叠因子及光纤背景损耗等参数主要参考文献 [19].

理论模型基于线性腔掺铒氟化物光纤激光器建立. 其中, 激光器采用正向泵浦结构, 增益光纤选用掺杂浓度为 0.015 mol/mol 的双包层掺铒氟化物光纤, 纤芯直径为 16.5 μm 、数值孔径为 0.12、内包层为直径 240 $\times$ 260 μm 的双 D 形. 激光谐振腔由宽带高反镜 (对 2.8 μm 信号光的反射率大于

99%、对 1.5—1.7 μm 泵浦光透射率大于 99%) 与平切的光纤端面构成, 双波长泵浦光经宽带高反镜一端耦合到有源光纤纤芯, 产生的 2.8 μm 激光经平切光纤端面输出. 模型中考虑了光纤端面的菲涅尔反射对谐振腔内泵浦光、信号光功率演化的影响.

3 分析与讨论

首先采用 5 m 长的 0.015 mol/mol 掺铒氟化物光纤作为增益介质分析激光器功率演化特性. 在固定泵浦光 λ_2 波长为 1690 nm、功率为 20 W 的情况下, 注入 2 W 的 1530 nm 泵浦光 λ_1 前后, 腔

内 1690 nm 泵浦光和 2.8 μm 信号光功率沿光纤长度方向演化趋势如图 2 所示。

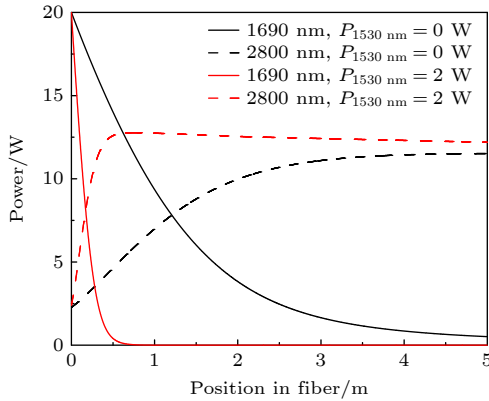


图 2 注入 2 W 的 1530 nm 泵浦光前后, 腔内 1690 nm 泵浦光和 2800 nm 信号光功率沿光纤长度方向演化特性
Fig. 2. Power evolution characteristics of the 1690 nm pump and 2800 nm signal laser along the fiber length in the cavity before and after injecting 2 W of the 1530 nm pump power.

在未引入 1530 nm 泵浦光时, 1690 nm 泵浦光同时参与基态跃迁和激发态跃迁过程, 但较低的基态吸收跃迁截面, 导致在 5 m 光纤长度下才能实现~90% 的泵浦吸收, 此时, 2.8 μm 信号光的输出功率达到 11.10 W; 在引入 2 W 的 1530 nm 泵浦光后, 得益于其在 $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ 基态跃迁过程较强的吸收截面, 1530 nm 泵浦光能够在较短光纤范围内为 1690 nm 泵浦光的激发态吸收过程提供充分的激发态粒子, 使得 1690 nm 泵浦光在有源光纤 0.70 m 处即实现 95% 的泵浦吸收, 2.8 μm 信号光的腔内功率达到最大值 12.77 W, 此时, 过长的有源光纤导致腔内中红外信号光在 1690 nm 泵浦

光被耗尽后呈现出功率逐渐衰减的趋势。

通过引入具有较强基态吸收 ($^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$) 截面的 1.5 μm 波段泵浦光, 结合具有较强激发态吸收 ($^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$) 截面的 1.7 μm 波段泵浦光构成的双波长泵浦方案, 有利于利用较短掺铒氟化物光纤实现高效率中红外 2.8 μm 激光产生. 下面基于铒离子基态吸收和激发态吸收特性, 进一步优化两泵浦光参数提升 2.8 μm 激光的输出功率和转换效率。

3.1 泵浦光 λ_1 优化分析

固定泵浦光 λ_2 波长为 1.69 μm 、功率为 20 W, 分析不同波长的泵浦光 λ_1 在 20 W 注入功率下, 产生的 2.8 μm 信号光的功率、相对总吸收泵浦功率的光光转换效率、优化光纤长度及对应光纤长度下的泵浦光吸收情况。

如图 3 所示, 在泵浦光 λ_1 的波长由 1450 nm 增至 1530 nm 过程中, 激光系统均可在米级光纤下实现对泵浦光 λ_2 大于 99% 的吸收, 2.8 μm 激光的输出功率保持在 12.30 W 水平, 光光转换效率大于 57%. 在泵浦光 λ_1 波长为 1470 nm 处, 获得了最短优化光纤长度 0.61 m 和最高输出功率 12.37 W. 在泵浦光 λ_1 的波长小于 1470 nm 的情况下, 随着泵浦光 λ_1 的波长增大, 基态吸收截面增大, 泵浦光 λ_1 为激光下能级提供粒子能力增强, 更多的粒子被泵浦至激光下能级, 促使泵浦光 λ_2 被更高效地吸收, 从而导致激光系统的最优化光纤长度缩短, 激光输出功率增大. 而在泵浦光 λ_1 的波长大于 1470 nm 情况下, 随着泵浦光 λ_1 的波长增大, 最优化光纤长度逐渐变长, 2.8 μm 激光输出功率则

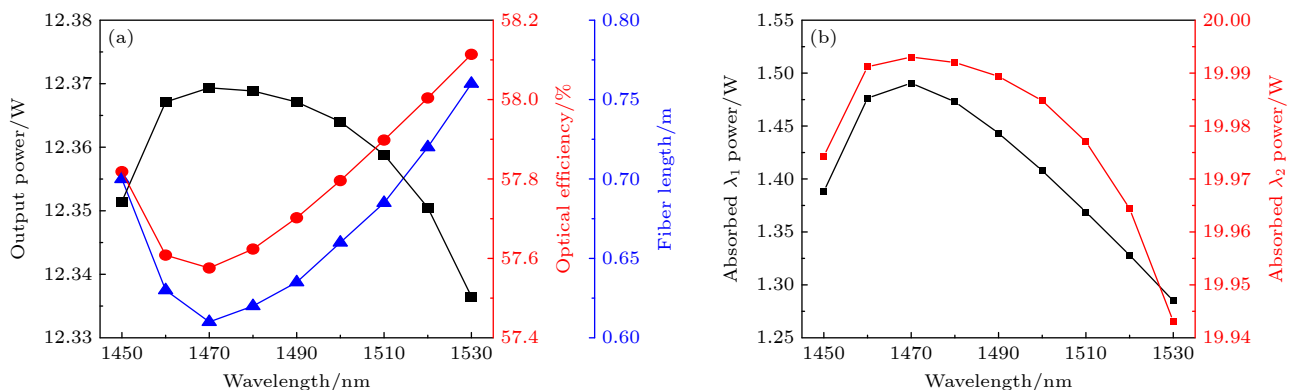


图 3 随泵浦光 λ_1 波长变化的演化特性 (a) 2.8 μm 激光输出功率、光光转换效率、优化光纤长度; (b) 优化光纤长度下泵浦光吸收功率

Fig. 3. Evolution characteristics as a function of the λ_1 wavelength: (a) 2.8 μm laser output power, and optical efficiency, and optimized fiber length; (b) absorbed pump power of under optimized fiber length.

逐渐降低. 这是由于泵浦光 λ_1 的基态发射过程随波长增大而逐渐增强, 与泵浦光 λ_2 的激发态吸收过程在消耗激光下能级粒子方面形成竞争, 泵浦光 λ_2 的激发态吸收效率的降低导致产生 $2.8\ \mu\text{m}$ 激光的最优化有源光纤长度增大, $2.8\ \mu\text{m}$ 激光的输出功率略有下降. 这一点可以通过在仿真模型中关闭泵浦光 λ_1 的基态发射过程 (emission, EMI, $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$) 进行理论验证, 仿真结果如图 4 所示. 当泵浦光 λ_1 的 EMI 过程关闭后, 随泵浦波长 λ_1 增大, 激光下能级积累的粒子因基态吸收截面逐渐增强而快速增大, 并达到因铒离子掺杂浓度而形成的上限, 这一变化导致泵浦光 λ_2 在更短的光纤长度下被充分吸收并转化为 $2.8\ \mu\text{m}$ 激光, 因此, 可以在图 4(a) 中观察到, 光纤的最优化长度随泵浦光 λ_1 波长增大而逐渐变短, 并趋于一固定长度、 $2.8\ \mu\text{m}$ 激光输出功率逐渐增大并稳定于一最大值. 与图 3(a) 进行比较可以印证, 泵浦光 λ_1 的基态发射过程对于最优化光纤长度和 $2.8\ \mu\text{m}$ 激光输出功率的演化趋势起到了主要作用.

另外一方面, 随着波长增大, 泵浦光 λ_1 的单光子能量降低, 泵浦同样数量的粒子至激光下能级时所需功率逐渐减少; 而由前述分析可知, 泵浦光 λ_1 为激光下能级提供粒子的能力先增强后减弱, 二者综合影响下泵浦光 λ_1 的吸收功率表现出图 3(b) 所示的先增大后减少的趋势. 而在仿真中关闭泵浦光 λ_1 的 EMI 过程后, 泵浦光 λ_1 的吸收功率仍表现出相同的趋势 (图 4(b)), 这意味着泵浦光 λ_1 随波长增大而表现出来的单光子能量降低问题, 是导致其吸收功率随波长增大出现下降的主要因素. 考虑

到在最优化光纤长度下, 泵浦光 λ_2 接近全部吸收、 $2.8\ \mu\text{m}$ 激光的输出功率变化较小, 激光效率的演化主要受泵浦光 λ_1 吸收功率的影响, 因此, $2.8\ \mu\text{m}$ 激光相对于总吸收泵浦功率的光转换效率呈现先减小后增加的变化趋势, 但在各泵浦光 λ_1 波长下均能保持大于 57% 的高转换效率.

需要指出的是, 虽然仿真分析中采用了 20 W 的泵浦光 λ_1 注入掺铒光纤激光系统, 但如图 3(b) 所示, 不同泵浦光 λ_1 波长下的吸收功率均小于 1.50 W, 而 20 W 的泵浦光 λ_2 均可得到充分吸收, 这意味着较低的泵浦光 λ_1 功率即可为泵浦光 λ_2 的 ESA 过程提供充足的粒子数, 用于实现米级掺铒氟化物光纤下泵浦光 λ_2 向 $2.8\ \mu\text{m}$ 激光的高效率转换.

3.2 泵浦光 λ_2 优化分析

在明确了泵浦光 λ_1 在双波长泵浦方案中吸收、转化的动力学特性后, 进一步分析实现粒子激发态吸收 ($^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$) 的泵浦光 λ_2 的优化条件. 考虑到在讨论泵浦光 λ_2 的优化条件时, 泵浦光 λ_1 仅起到提供激光下能级粒子的作用, 其工作波长不影响双波长泵浦方案中泵浦光 λ_2 的特性分析. 因此, 仿真中固定泵浦光 λ_1 波长为 $1.53\ \mu\text{m}$ 、功率为 20 W, 来研究不同泵浦光 λ_2 波长在 20 W 注入功率下, 产生的 $2.8\ \mu\text{m}$ 信号光功率、相对总吸收泵浦功率的光光转换效率、优化光纤长度及对应光纤长度下的泵浦光功率吸收情况.

如图 5(a) 所示, 在泵浦光 λ_2 波长由 1680 nm 增至 1730 nm 过程中, $2.8\ \mu\text{m}$ 激光输出功率呈现单调增加的趋势, 但在短波 1670 nm 处表现出功

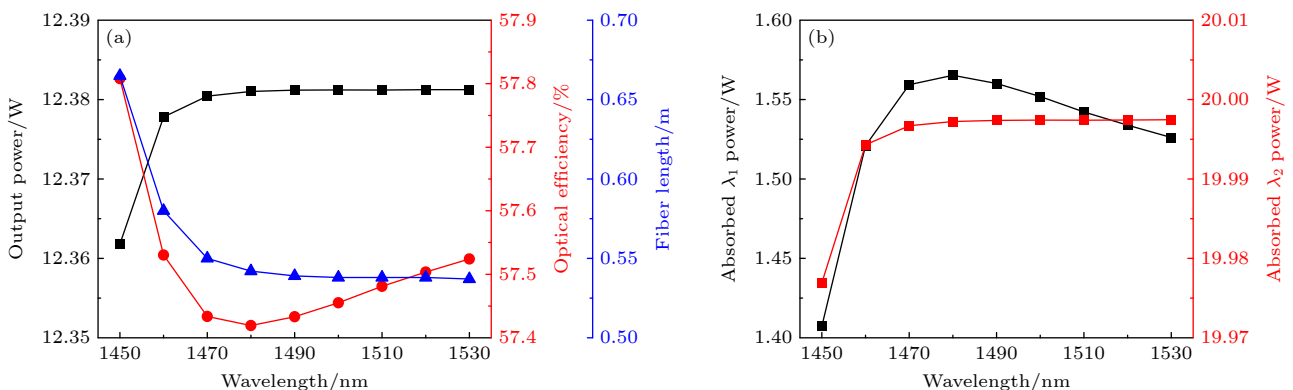


图 4 泵浦光 λ_1 的 EMI 过程关闭时, 随泵浦光 λ_1 波长变化的演化特性 (a) $2.8\ \mu\text{m}$ 激光输出功率、光光转换效率、优化光纤长度; (b) 优化光纤长度下泵浦光吸收功率

Fig. 4. When EMI of the pump λ_1 is off, the evolution characteristics as a function of the λ_1 wavelength: (a) $2.8\ \mu\text{m}$ laser output power, optical efficiency, optimized fiber length; (b) absorbed pump power under optimized fiber length.

率上升、长波 1740 nm 处表现出功率下降的特点, 1680 nm 和 1730 nm 分别对应 2.8 μm 激光输出功率最小值 (12.30 W) 和最大值 (12.66 W); 而最优化光纤长度在短波波长 1670 nm 增至 1680 nm 过程中由 0.74 m 减短为 0.70 m 后, 随波长单调增至 1740 nm 处的 2.00 m. 在泵浦光 λ_2 的分析波长范围内, 激光转换效率保持在 $>56.5\%$ 的水平, 并在 1710 nm 处获得最大值 58.1%.

为厘清 2.8 μm 激光随泵浦光 λ_2 波长演化特性, 考虑到泵浦光 λ_2 涉及到基态跃迁和激发态跃迁两个过程, 进一步对泵浦光 λ_2 基态跃迁过程关闭情况下的激光特性进行了仿真, 结果如图 6 所示. 在泵浦光 λ_2 得到充分吸收的情况下, 由于激光量子亏损随泵浦波长增大而逐渐降低, 2.8 μm 激光输出功率在泵浦光 λ_2 波长处于 1670—1720 nm 范围内呈现出单调增加的趋势; 但泵浦光 λ_2 的激

发态吸收截面随波长增大而减弱, 需要更长的掺铒光纤才能完成对泵浦光 λ_2 的充分吸收, 从而引入了更高的背景损耗, 导致功率在更长波长处出现下降. 而在泵浦光 λ_2 的基态跃迁过程开启时, 其在短波较高的基态发射截面, 在消耗泵浦光 λ_1 的同时产生了更多的泵浦光 λ_2 用于 2.8 μm 激光产生, 因此在波长为 1670 nm 处表现出 2.8 μm 激光输出功率增大. 此外, 对比图 5(a) 和图 6(a) 可以发现, 泵浦光 λ_2 基态跃迁发射所提供的额外 2.8 μm 激光增益, 也导致在泵浦光 λ_2 长波方向中红外激光增益与背景损耗的平衡点由 1720 nm 延后至 1730 nm. 而不同泵浦光 λ_2 波长下, 为实现 2.8 μm 激光最高输出功率, 均需保证泵浦光 λ_2 的充分吸收, 因此最优化光纤长度主要取决于泵浦光 λ_2 的激发态吸收截面特性.

对于图 5(a) 所示的 2.8 μm 激光效率, 一方面,

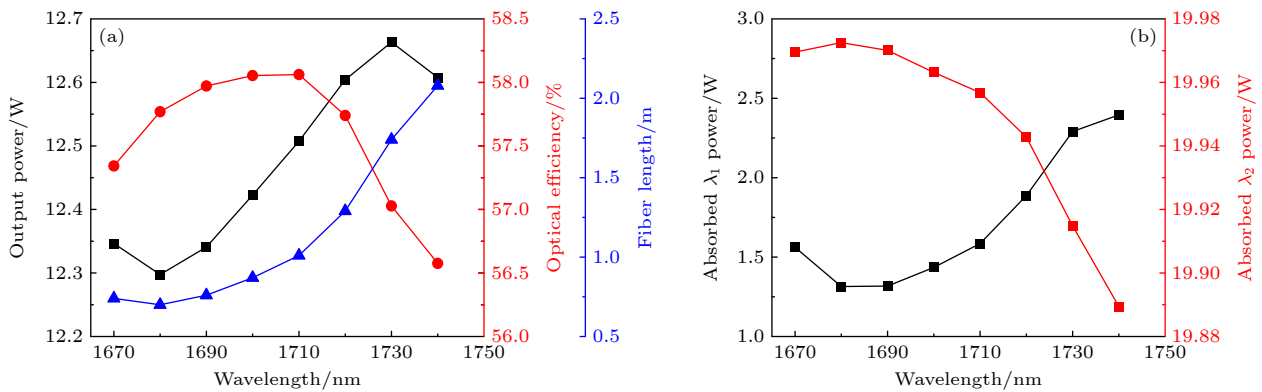


图 5 随泵浦光 λ_2 波长变化的演化特性 (a) 2.8 μm 激光输出功率、光光转换效率以及优化光纤长度; (b) 优化光纤长度下泵浦光吸收功率

Fig. 5. Evolution characteristics as a function of the λ_2 wavelength: (a) 2.8 μm laser output power, optical efficiency, and optimized fiber length; (b) the absorbed pump power under optimized fiber length.

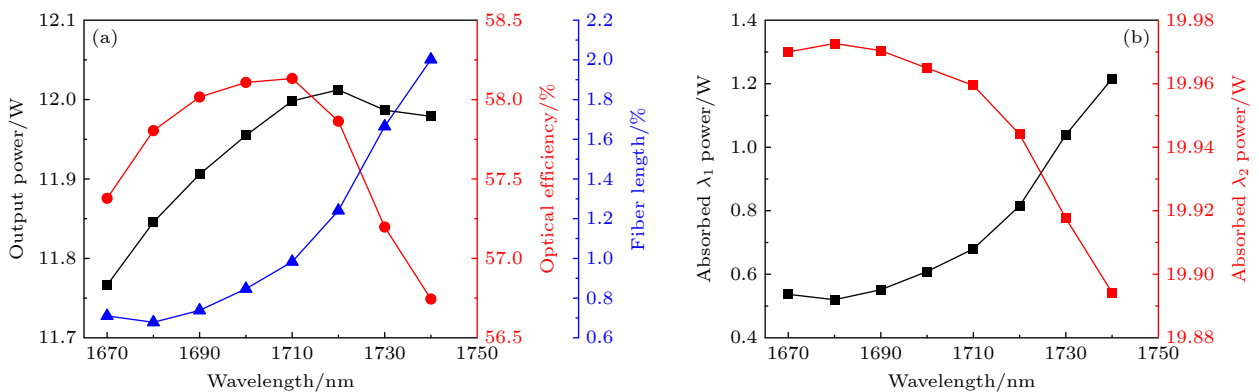


图 6 泵浦光 λ_2 的基态过程关闭时, 随泵浦光 λ_2 波长变化的演化特性 (a) 2.8 μm 激光输出功率、光光转换效率、优化光纤长度; (b) 优化光纤长度下泵浦光吸收功率

Fig. 6. When ground state transition of the pump λ_2 is off, the evolution characteristics as a function of the λ_2 wavelength: (a) 2.8 μm laser output power, optical efficiency, and optimized fiber length; (b) the absorbed pump power under optimized fiber length.

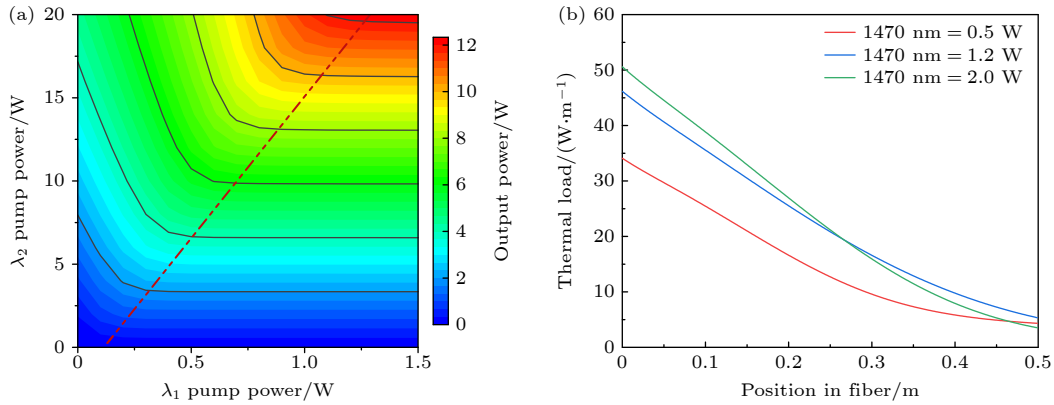


图 7 (a) 不同泵浦光 λ_1 和 λ_2 功率组合下, 2.8 μm 激光输出功率特性; (b) 不同 1470 nm 泵浦功率下, 热负载沿光纤分布
Fig. 7. (a) The 2.8 μm laser output power evolution as different power of pump λ_1 and λ_2 ; (b) thermal load distribution along the fiber under different 1470 nm pump power.

泵浦光 λ_2 向 2.8 μm 激光转化的量子亏损随着泵浦光波长增大而逐渐减小, 导致激光效率增大; 另一方面, 随着泵浦波长 λ_2 的增大, 其激发态吸收截面逐渐下降, 激光器需要在更长掺铒光纤、更高的 λ_1 泵浦功率下, 才能实现泵浦光 λ_2 的充分吸收, 从而引起激光效率下降, 二者综合影响下, 2.8 μm 激光的转换效率表现出先增大后减小的趋势, 并在 1710 nm 处获得最高效率 58.1% 的 2.8 μm 中红外激光。

3.3 泵浦光功率配比及热效应分析

前述分析表明双波长泵浦方案可在米级掺铒光纤下实现高效率的 2.8 μm 激光, 综合 3.1 节和 3.2 节中有源光纤的优化长度可以发现, 1470 nm 的泵浦光 λ_1 与 1680 nm 的泵浦光 λ_2 的优化组合可在较短光纤下实现 2.8 μm 激光的高效产生。

在固定掺铒氟化物光纤长度为 0.5 m 情况下, 分析了双波长泵浦方案中两泵浦功率对比对激光输出功率的影响规律, 结果如图 7(a) 所示。在固定泵浦光 λ_2 功率时, 2.8 μm 激光输出功率随泵浦光 λ_1 功率快速增大并逐渐趋于稳定, 定义 2.8 μm 激光输出功率达到最大值时所需的泵浦光 λ_1 功率最小值为泵浦功率优化组合点, 即图中深红色点划线所示。对该曲线的线性拟合结果显示, 在掺铒氟化物光纤长度为 0.5 m 时, 为实现最高 2.8 μm 激光输出, 泵浦光 λ_1 和 λ_2 的优化功率 (P_{λ_1} , P_{λ_2}) 组合满足 $P_{\lambda_2} = 20P_{\lambda_1} - 4$ 这一数值关系, 可以推测在不同的有源光纤长度下, 这一优化泵浦功率组合仍将存在。

针对双波长泵浦方案激光产生过程中的热负

载问题进行了分析, 图 7(b) 为固定 1680 nm 功率为 20 W 时改变 1470 nm 功率的光纤热负载仿真结果。光纤起始端的热负载随着 1470 nm 功率的提升而逐渐提高, 1470 nm 泵浦功率提升至 1.2 W 时, 泵浦功率热负载变化减缓, 这与激光输出功率达到最大值 12.20 W 的趋势相同。与单波长泵浦相比, 双波长泵浦方案加快了泵浦光向信号光转化的速率, 导致量子亏损引起的热效应问题更加严重, 这对光纤的散热条件提出了更高要求。为解决潜在的热积累问题, 实验中需提升光纤激光系统散热能力, 可通过优化对流换热系数等手段来保护有源光纤^[13]。

4 结 论

1.5 μm 和 1.7 μm 双波长泵浦掺铒氟化物光纤激光器可在米级有源光纤下实现高效率 2.8 μm 激光产生。1.5 μm 波段泵浦光通过 $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ 过程为激光下能级提供粒子, 考虑基态吸收和发射截面强度, 得到 1470 nm 泵浦光具有更高的激光下能级粒子泵浦能力; 1.7 μm 波段泵浦光通过 $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$ 过程实现粒子数反转产生 2.8 μm 激光, 通过分析激发态吸收强度, 得到 1680 nm 泵浦光在较短光纤下快速提取激光下能级粒子的同时实现高效率的 2.8 μm 激光输出。仿真表明, 在 20 W, 1680 nm 激光泵浦的 0.5 m 掺铒氟化物光纤中, 仅需引入 1.20 W 的 1470 nm 泵浦光, 即可获得光效率为 58.2% 的 2.8 μm 激光。双波长泵浦方案的实验实现对两泵浦源的工作稳定性提出了更高的要求, 二者可以分别通过 1 μm 和 1.5 μm 的拉曼光

纤激光器实现; 在全光纤激光系统条件下, 两泵浦光可以通过波分复用器合束耦合进 2.8 μm 激光系统, 相应光源和光纤器件的可及性为双波长泵浦方案的实验实现奠定了重要基础. 此方案在产生高效率 2.8 μm 中红外激光的同时, 有效缩短激光系统所使用的有源氟化物光纤长度, 提高了系统集成性和经济效益.

参考文献

- [1] Hodgkinson J, Tatam R P 2012 *Meas. Sci. Technol.* **24** 012004
- [2] Picqué N, Hänsch T W 2019 *Opt. Photonics News* **30** 26
- [3] Frayssinous C, Fortin V, Bérubé J P, Fraser A, Vallée R 2018 *J. Mater. Process. Technol.* **252** 813
- [4] Uehara H, Tokita S, Kawanaka J, Konishi D, Murakami M, Shimizu S, Yasuhara R 2018 *Opt. Express* **26** 3497
- [5] Peng Y F, Wei X B, Luo X W, Nie Z, Peng J, Wang Y, Shen D 2016 *Opt. Lett.* **41** 49
- [6] Zhang J X, Fu S J, Sheng Q, Xia W X, Zhang L, Shi W, Yao J Q 2023 *Chin. J. Lasers* **50** 0715001 (in Chinese) [张钧翔, 付士杰, 盛泉, 夏文新, 张露, 史伟, 姚建铨 2023 *中国激光* **50** 0715001]
- [7] Yao Y, Hoffman A J, Gmachl C F 2012 *Nat. Photon.* **6** 432
- [8] Jackson S D 2024 *APL Photonics* **9** 070904
- [9] Zhang J X, Fu S J, Sheng Q, Zhou Z M, Zhang L, Shi W, Yao J Q 2025 *Opt. Laser Technol.* **181** 112024
- [10] Pollnau M, Jackson S D 2002 *IEEE J. Quantum Electron.* **38** 162
- [11] Quimby R S, Miniscalco W J 1989 *Appl. Opt.* **28** 14
- [12] Henderson-Sapir O, Munch J, Ottaway D J 2016 *Opt. Express* **24** 6869
- [13] Aydin Y O, Fortin V, Vallée R, Bernier M 2018 *Opt. Lett.* **43** 4542
- [14] Schneider J 1995 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **7** 4
- [15] Xia W X, Fu S J, Zhang J X, Zhang L, Sheng Q, Luo X W, Shi W, Yao J Q 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 224205 (in Chinese) [夏文新, 付士杰, 张钧翔, 张露, 盛泉, 罗学文, 史伟, 姚建铨 2023 *物理学报* **72** 224205]
- [16] Aydin Y O, Fortin V, Maes F, Jobin F, Jackson S D, Vallée R, Bernier M 2017 *Optica* **4** 235
- [17] Li J F, Luo H Y, Liu Y, Zhang L, Jackson S D 2014 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **20** 15
- [18] Luo H Y, Shi J C, Chen J S, Wang Y Z, Li J F, Wu H, Liu Y 2023 *J. Lightwave Technol.* **42** 316
- [19] Guo C Y, Lin J P, Tang Z Y, Li K Y, Tu L S, Wang J C 2022 *J. Lightwave Technol.* **40** 4397
- [20] Zhang J X, Wang R, Fu S J, Sheng Q, Xia W X, Zhang L, Shi W, Yao J Q 2022 *Opt. Lett.* **47** 3684
- [21] Shi J C, Luo H Y, Chen J S, Li J F 2024 *Chin. J. Lasers* **51** 0916001 (in Chinese) [石俊川, 罗鸿禹, 陈俊生, 李剑峰 2024 *中国激光* **51** 0916001]
- [22] Srinivasan B, Jain R K, Monnom G 2000 *J. Opt. Soc. Am. B* **17** 178

Numerical analysis and optimization of high-efficiency 2.8 μm erbium-doped fluoride fiber laser based on dual-wavelength pump*

LI Shuangjiang¹⁾²⁾ ZHAO Hongru¹⁾²⁾ FU Shijie^{1)2)†} ZHANG Junxiang¹⁾²⁾
ZHANG Lu¹⁾²⁾ YAO Zhidong³⁾ SHENG Quan¹⁾²⁾
SHI Wei^{1)2)‡} YAO Jianquan¹⁾²⁾

1) (School of Precision Instrument and Optoelectronic Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

2) (Key Laboratory of Optoelectronic Information Technology (Ministry of Education), Tianjin 300072, China)

3) (HFB Photonics Co., Ltd., Weihai 264209, China)

(Received 5 September 2025; revised manuscript received 13 October 2025)

Abstract

Er³⁺-doped ZBLAN fiber lasers have been widely investigated for generating high-power high-efficiency 2.8 μm mid-infrared lasers. High-power multimode 980 nm semiconductors are generally used as convenient

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62375201, 62405218, 62275190, 62105240), the National Natural Science Foundation of Tianjin, China (Grant Nos. 23JCQNJC01740, 24JCQNJC01490), the Seed Foundation of Tianjin University, China (Grant No. 2023XPD-0020), and the Taishan Industry Leading Talent Project (Grant No. tscx202312163).

† Corresponding author. E-mail: shijie_fu@tju.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: shiwei@tju.edu.cn

pump sources in Er^{3+} -doped ZBLAN fiber lasers. However, the longer lifetime of the lower laser level ($^4\text{I}_{13/2}$, 9.9 ms) than that of the upper laser level ($^4\text{I}_{11/2}$, 6.9 ms) results in severe self-terminating transition. Although highly Er-doped fibers with improved energy transfer upconversion rates can alleviate this problem to some extent, there are still significant limitations in heat load management. On the other hand, the 1.6–1.7 μm laser is used as another pumpscheme due to the partial spectral overlap between ground state absorption (GSA) and excited state absorption (ESA) for population inversion. This pump scheme demonstrates a slope efficiency of up to 50%. However, due to the weak GSA process, a 10 m-long active fiber is required. To address this issue, we propose a dual-wavelength (1.5 μm and 1.7 μm) pumping technique to achieve high-efficiency 2.8 μm laser output by using an Er^{3+} -doped ZBLAN fiber with meter-level length. A simulation model is established for the dual-wavelength pumping scheme. This scheme combines the strong GSA process in the 1.5 μm band and the strong ESA process in the 1.7 μm band to accelerate the population accumulation on the lower laser level, promote the absorption of the 1.7 μm pump, and thereafter enable the conversion to 2.8 μm laser over much shorter gain fiber. By considering the intensities of ground state absorption and emission of the $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ transition, the pump at 1470 nm is selected to efficiently populate the Er^{3+} to the lower laser level. Then the second pump is optimized to a wavelength of 1680 nm to achieve rapid particle extraction from the lower laser level, thereby realizing population inversion for efficient 2.8 μm laser generation over a meter-long gain fiber. Using the optimized pump wavelengths, the simulation of a 2.8 μm fiber laser based on a 0.5 m-long 0.015 mol/mol erbium-doped fluoride fiber shows that when a 20 W 1680 nm laser is used as the main pump source, only a 1.2 W 1470 nm auxiliary pump is required to achieve a 12.2 W 2.8 μm laser output, with an optical efficiency as high as 58.2%. Furthermore, the fiber laser simulation indicates that when the powers of the two pumps satisfy the relationship of $P_{\lambda_2} = 20P_{\lambda_1} - 4$, the output power of the laser system can reach its maximum value. The dual-wavelength pumping technique proposed in this work enables high-efficiency 2.8 μm mid-infrared laser generation by using meter-long Er^{3+} -doped fluoride fiber, which significantly improves the laser system integration and economic benefits.

Keywords: dual-wavelength pump, mid-infrared laser, fiber laser, erbium-doped fluoride fiber

DOI: [10.7498/aps.75.20251211](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251211)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251211](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251211)

基于双波长泵浦的高效率2.8 μm 掺铒氟化物光纤激光器数值分析与优化

李双江 赵红汝 付士杰 张钧翔 张露 姚治东 盛泉 史伟 姚建铨

Numerical analysis and optimization of high-efficiency 2.8 μm erbium-doped fluoride fiber laser based on dual-wavelength pump

LI Shuangjiang ZHAO Hongru FU Shijie ZHANG Junxiang ZHANG Lu YAO Zhidong SHENG Quan
SHI Wei YAO Jianqian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 010405 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251211

CSTR: 32037.14.aps.75.20251211

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251211>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于级联跃迁的2.8 μm 低掺铒氟化物光纤激光器数值分析与优化

Numerical analysis and optimization of 2.8 μm lightly-erbium-doped fluoride fiber laser based on cascaded transition

物理学报. 2023, 72(22): 224205 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230903>

基于台阶声光调Q外腔泵浦MgO:PPLN光参量振荡器的3.4 μm 中红外脉冲串激光器

3.4 μm mid-infrared pulse train laser based on stepped acousto-optic Q-switched external cavity pumped MgO:PPLN optical parametric oscillator

物理学报. 2024, 73(4): 044206 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231348>

基于双波长飞秒光源的高功率2—5 μm 中红外超快激光

High-power 2—5 μm mid-infrared ultrafast laser based on dual-wavelength femtosecond light source

物理学报. 2025, 74(11): 114206 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250348>

基于实验参数的 Dy^{3+} , Na^+ : PbGa_2S_4 中红外激光理论研究

Theoretical study of Dy^{3+} , Na^+ : PbGa_2S_4 mid-infrared laser based on experimental parameters

物理学报. 2024, 73(16): 164203 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240223>

基于保偏光子晶体光纤的高性能光纤激光扭转传感器

High-performance fiber ring laser torsion sensor based on polarization-maintaining photonic crystal fibers

物理学报. 2025, 74(20): 200602 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250915>

基于光学反馈频率锁定的窄线宽稳定中红外激光产生技术研究

Research on generation of stable mid-infrared lasers with narrow linewidths based on optical feedback locking

物理学报. 2024, 73(1): 014205 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231049>