

## 4.3 $\mu\text{m}$ 级联振荡 Dy:PbGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub> 高功率中红外激光的理论研究

康民强<sup>1,2</sup>, 朱灿林<sup>1</sup>, 邓颖<sup>1</sup>, 朱启华<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900;

<sup>2</sup>中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088

**摘要** 数值模拟了基于级联振荡产生 4.3  $\mu\text{m}$  高功率连续激光的 Dy:PGS 激光器。模拟了级联振荡 Dy:PGS 激光器实现稳定连续输出的全过程, 计算给出了激光功率和粒子数密度在谐振腔内的空间分布, 分析了泵浦光功率、晶体长度和输出镜反射率对 4.3  $\mu\text{m}$  激光输出的影响。计算结果表明: 级联振荡能有效去除 Dy:PGS 晶体的自终止效应, 获得高功率、高效率的 4.3  $\mu\text{m}$  激光输出; 当 1.7  $\mu\text{m}$  泵浦光功率为 10 W 时, 4.3  $\mu\text{m}$  激光的输出功率可达 2.535 W, 斜率效率为 29%; 晶体最佳长度区间为 12~24 mm, 闲频光输出镜反射率越高越好, 信号光输出镜反射率最佳区间为 0.8~0.9。

**关键词** 激光器; 中红外激光; 级联振荡; 数值模拟; Dy:PbGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub> 晶体

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0714002

### Theoretical Study of 4.3 $\mu\text{m}$ Cascade Oscillation in Dy:PbGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub> High-Power Mid-Infrared Laser

Kang Minqiang<sup>1,2</sup>, Zhu Canlin<sup>1</sup>, Deng Ying<sup>1</sup>, Zhu Qihua<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China;

<sup>2</sup>Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing, 100088, China

**Abstract** A Dy:PGS laser with 4.3  $\mu\text{m}$  high-power continuous laser generated by cascade oscillation is numerically simulated. The whole process of stable continuous output of Dy:PGS laser generated by cascade oscillation is simulated, the laser power and the spatial distribution of population density in the resonant cavity are calculated, and the effects of pump power, crystal length and reflectance of output mirror on 4.3  $\mu\text{m}$  laser output are analyzed. The calculation results show that the self-termination effect of Dy:PGS crystal can be eliminated by cascade oscillation, and a 4.3  $\mu\text{m}$  laser output with high power and efficiency can be realized. The output power of 4.3  $\mu\text{m}$  laser can reach to 2.535 W with slope efficiency of 29% when the 1.7  $\mu\text{m}$  pump power is 10 W. The optimal length range of the crystal is 12–24 mm, a higher reflectance of the idler output mirror is needed, and the optimal range of the reflectance of the signal output mirror reflectance is 0.8–0.9.

**Key words** lasers; mid-infrared laser; cascade oscillation; numerical simulation; Dy:PbGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub> crystal

## 1 引言

3~5  $\mu\text{m}$  波段位于大气传输窗口并且覆盖了常见气体分子的转动-振动区, 故该波段的激光器被广

泛应用于大气遥感、气体成分检测和光谱学等领域中<sup>[1-4]</sup>。稀土离子的能级结构丰富、有多个发射峰, 可掺杂在晶体、陶瓷和光纤等基质中, 通过直接激射可产生 3~5  $\mu\text{m}$  中红外激光<sup>[1]</sup>。该方法无复杂的

收稿日期: 2021-08-30; 修回日期: 2021-09-28; 录用日期: 2021-10-15

基金项目: 国家自然科学基金(62075201, 61805223, 12004352)、中国工程物理研究院军民融合基金

通信作者: \*qihzh@163.com

频率转换和多级抽运结构,易于实现轻小型化和高效率输出<sup>[5-6]</sup>。在众多稀土离子中,镱离子( $\text{Dy}^{3+}$ )的 ${}^6\text{H}_{13/2} \rightarrow {}^6\text{H}_{15/2}$ 能级跃迁和 ${}^6\text{H}_{11/2} \rightarrow {}^6\text{H}_{13/2}$ 能级跃迁分别对应 2.8~3.4  $\mu\text{m}$  和 4.1~4.7  $\mu\text{m}$  两个波段<sup>[7]</sup>,前波段弥补  $\text{Er}^{3+}$  和  $\text{Ho}^{3+}$  在此区间发射截面较小的缺点,后波段中 4.3  $\mu\text{m}$  对应  $\text{CO}_2$  的吸收峰,故  $\text{Dy}^{3+}$  掺杂直接激射激光器是近年来的研究热点。

在  $\text{Dy}^{3+}$  掺杂激光器中,2.8~3.4  $\mu\text{m}$  波段的激光在实验上已经有较多报道<sup>[8-12]</sup>,主要采用氟化物(ZBLAN)光纤作为基质材料,目前已获得功率超过 10 W 的连续激光输出,斜率效率为 58%,波长为 3.24  $\mu\text{m}$ <sup>[11]</sup>。通过被动锁模的方式获得了平均功率为 204 mW 的超短脉冲输出,波长为 3.1  $\mu\text{m}$ ,脉宽为 828 fs<sup>[12]</sup>。当波长大于 4  $\mu\text{m}$  时,无辐射跃迁速率会随着激光波长和最大声子能量的增加而呈指数增加,此时氟化物玻璃因其声子能量和透过范围已不再适合作为基质材料<sup>[13]</sup>。研究者们提出采用声子能量更低的硫化物玻璃作为光纤基质材料,在掺 Dy 硫化物光纤激光器中产生大于 4  $\mu\text{m}$  波段的激光<sup>[14-17]</sup>。然而,在  $\text{Dy}^{3+}$  的 ${}^6\text{H}_{11/2} \rightarrow {}^6\text{H}_{13/2}$ 能级跃迁中低能级寿命大于高能级寿命,存在严重的自终止效应,这会导致  $\text{Dy}^{3+}$  在长寿命的低能级上累积,难以实现布居反转,进而影响 4.3  $\mu\text{m}$  激光的高效输出。

级联振荡是解决能级自终止效应的一种有效办法,即在腔内引入第 2 个波长的振荡,在第二能级和第一能级产生激光,从而去除第二能级的离子,实现第三能级和第二能级之间的布居反转。该方法已被成功用于掺 Er 光纤激光器中,Jackson 等<sup>[18]</sup>采用 976 nm 波长的光泵浦 Er:ZBLAN 光纤,基于级联振荡的方式使得输出功率和效率大大提升,同时实现了 2.84  $\mu\text{m}$  和 1.60  $\mu\text{m}$  两个波段连续激光的级联输出,最大输出功率分别为 8.2 W 和 6.5 W,激光斜率效率分别为 19% 和 16%。为此,研究者们提出在掺 Dy 硫化物光纤激光器中采用级联振荡的方式获得 4.3  $\mu\text{m}$  激光输出,并建立激光级联输出数学模型<sup>[17]</sup>,从理论上验证了该方案的可行性,可同时输出 4.3  $\mu\text{m}$  和 3.1  $\mu\text{m}$  激光,斜率效率可提升至 15.1%。然而,目前硫化物光纤存在掺杂浓度较低、损耗大和制备难度大等问题,利用该方案无法在实验上实现激光输出。相较硫化物光纤,Dy 掺杂的  $\text{PbGa}_2\text{S}_4$  (PGS) 晶体材料制备工艺简单、可掺杂浓度高且机械与热性能优异,是获得 4.3  $\mu\text{m}$  激光输出的潜力材料<sup>[19-21]</sup>。Jelinková 等<sup>[20]</sup>在利用波长为 1.7  $\mu\text{m}$  的激光二极管(LD)泵浦的 Dy:PGS 晶体中

利用激发态吸收成功实现了 4.3  $\mu\text{m}$  激光的连续输出,但其输出功率仅为 67 mW,斜率效率仅为 9.3%,输出功率和斜率效率有待进一步提升。

为了在 Dy:PGS 晶体中获得高功率连续运转的 4.3  $\mu\text{m}$  中红外激光输出,本文采用级联振荡的方式,使用 1.7  $\mu\text{m}$  泵浦光对晶体进行泵浦,在腔内利用能级 ${}^6\text{H}_{13/2}$  和 ${}^6\text{H}_{15/2}$  间跃迁的 3.4  $\mu\text{m}$  激光振荡使 Dy 离子在能级 ${}^6\text{H}_{11/2}$  和 ${}^6\text{H}_{13/2}$  之间实现布居反转,从而克服自终止效应,实现 4.3  $\mu\text{m}$  激光输出。针对级联振荡 4.3  $\mu\text{m}$  Dy:PGS 晶体激光器,本文模拟计算了级联振荡产生中红外稳定输出的全过程,分析了激光功率和粒子数密度随时间和空间的变化,对比了级联输出和常规方式产生 4.3  $\mu\text{m}$  激光的输出特性,研究了激光输出与泵浦光功率、晶体长度和输出镜反射率间的变化规律,为后续开展出光实验提供了理论依据。

## 2 理论模型

级联输出  $\text{Dy}^{3+}$  掺杂激光器的能级结构如图 1 所示。将上能级和下能级之间跃迁产生的光定义为信号光(波长为 4.3  $\mu\text{m}$ ),将下能级和基态能级之间跃迁产生的光定义为闲频光(波长为 3.4  $\mu\text{m}$ )。

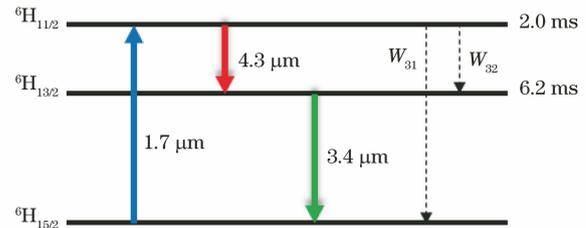


图 1 级联输出  $\text{Dy}^{3+}$  掺杂激光器的能级结构

Fig. 1 Energy level structure of  $\text{Dy}^{3+}$  doped laser with cascaded output

根据  $\text{Dy}^{3+}$  能级跃迁过程,各能级粒子数密度  $N_i(z, t)$  随时间变化的速率方程为

$$\begin{cases} \frac{\partial N_3(z, t)}{\partial t} = I_p(z, t)[\sigma_{13}N_1(z, t) - \sigma_{31}N_3(z, t)] + \\ I_s(z, t)[\sigma_{23}N_2(z, t) - \sigma_{32}N_3(z, t)] - \frac{N_3(z, t)}{\tau_3} \\ \frac{\partial N_2(z, t)}{\partial t} = I_1(z, t)[\sigma_{12}N_1(z, t) - \sigma_{21}N_2(z, t)] + \\ I_s(z, t)[\sigma_{32}N_3(z, t) - \sigma_{23}N_2(z, t)] + \\ W_{32}N_3(z, t) - \frac{N_2(z, t)}{\tau_2} \\ N_1(z, t) + N_2(z, t) + N_3(z, t) = N \end{cases} \quad (1)$$

式中:  $N_1$ 、 $N_2$ 、 $N_3$  分别代表能级  ${}^6H_{15/2}$ 、 ${}^6H_{13/2}$ 、 ${}^6H_{11/2}$  上的粒子数密度;  $t$  代表时间;  $N$  代表  $Dy^{3+}$  的离子浓度;  $z$  代表位置坐标;  $\tau_2$ 、 $\tau_3$  分别代表能级  ${}^6H_{13/2}$  和  ${}^6H_{11/2}$  的能级寿命;  $I_p$ 、 $I_1$  和  $I_s$  分别代表功率为  $P_p$  的泵浦光、功率为  $P_1$  的闲频光和功率为  $P_s$  的信号光的光强;  $\sigma_{ij}$  ( $i=1,2,3$ ) 代表从能级  $i$  跃迁到能级  $j$  的受激吸收截面或者受激发射截面,  $i < j$  时对应受激吸收,  $i > j$  时对应受激发射;  $W_{ij}$  代表能级  $i$  和能级  $j$  之间的自发辐射速率。  $I_p$ 、 $I_1$  和  $I_s$  的计算公式为

$$I_x(z, t) = \frac{\lambda_x [P_x^+(z, t) + P_x^-(z, t)]}{hcA},$$

$$x = P, I, s, \quad (2)$$

式中:  $\lambda$  代表光的波长;  $P^+$ 、 $P^-$  分别代表光前向与后向传播的功率;  $h$  代表普朗克常数;  $c$  代表真空中的光速;  $A$  为聚焦光束的光斑面积。从光纤尾端输出的泵浦光通常可被认为是高斯分布的<sup>[22]</sup>, 根据谐振腔模式理论, 信号光在腔内的分布也可看成是高斯分布的, 故  $A$  的表达式为

$$A = [1 + (z/f)^2] A_s, \quad (3)$$

式中:  $A_s$  为光束束腰位置处的光斑面积<sup>[23]</sup>。

光的传输方程可写为

$$\begin{cases} \frac{\partial P_p(z, t)}{\partial z} + \frac{\partial P_p(z, t)}{v_g \partial t} = [\sigma_{31} N_3(z, t) - \sigma_{13} N_1(z, t) - \alpha_p] P_p(z, t) \cdot \exp[-\alpha(z)] \\ \frac{\partial P_1(z, t)}{\partial z} + \frac{\partial P_1(z, t)}{v_g \partial t} = [\sigma_{21} N_2(z, t) - \sigma_{12} N_1(z, t) - \alpha_1] P_1(z, t) \\ \frac{\partial P_s(z, t)}{\partial z} + \frac{\partial P_s(z, t)}{v_g \partial t} = [\sigma_{32} N_3(z, t) - \sigma_{23} N_2(z, t) - \alpha_s] P_s(z, t) \end{cases}, \quad (4)$$

式中:  $\alpha(z)$  为晶体吸收系数, 根据 Lambert-Beer 定律, 对于给定频率的辐射, 晶体的吸收会使得强度在晶体中传播时随晶体厚度按指数衰减。  $\alpha_p$ 、 $\alpha_1$  和  $\alpha_s$  分别代表功率为  $P_p$  的泵浦光、功率为  $P_1$  闲频光和功率为  $P_s$  信号光在晶体中的传输损耗, 其与位置  $z$  无关。

晶体端面的边界条件满足

$$\begin{cases} P_s^+(0) = R_{s1} P_s^-(0) \\ P_s^-(L) = R_{s2} P_s^+(L) \\ P_p^+(0) = P_p \\ P_p^-(L) = R_{p2} P_p^+(L) \\ P_1^+(0) = R_{11} P_1^-(0) \\ P_1^-(L) = R_{12} P_1^+(L) \end{cases}, \quad (5)$$

式中:  $0$  和  $L$  分别代表谐振腔的左端面和右端面位置;  $R_{x1}$  和  $R_{x2}$  分别代表谐振腔左右两个端面的反射率, 其中  $x = P, I, s$  分别对应功率为  $P_p$  的泵浦光、功率为  $P_1$  闲频光和功率为  $P_s$  信号光。

将晶体沿光路  $z$  轴分为  $n$  段, 光经过晶体两端反射镜反射后, 在晶体内来回传播。结合(5)式给出的边界条件, 利用有限差分法<sup>[24]</sup>对(4)式求解, 可以得到级联输出的激光特性。

$Dy^{3+}$  掺杂的级联振荡激光器方案如图 2 所示。光纤耦合输出的 LD 泵浦光经过 L1、L2 两个透镜耦合进入谐振腔, 产生  $4.3 \mu m$  和  $3.4 \mu m$  两个激光输出。在腔内插入一个  $45^\circ$  双色镜 DM, 对  $3.4 \mu m$

闲频光高反, 对  $4.3 \mu m$  信号光和  $1.7 \mu m$  泵浦光高透。其中: PM 为前腔镜, 对泵浦光高透, 对信号光和闲频光均高反; OC1 为信号光输出镜, 在  $4.3 \mu m$  波段部分透射, 在泵浦光  $1.7 \mu m$  波段高反; OC2 为闲频光输出镜, 在  $3.4 \mu m$  波段部分透射。

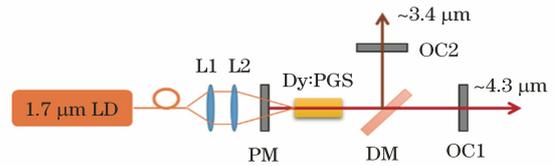


图 2 基于  $Dy:PGS$  晶体的级联输出激光器示意图  
Fig. 2 Schematic diagram of cascade output laser based on  $Dy:PGS$  crystal

表 1 给出了  $Dy^{3+}$  掺杂的级联输出模型中的相关参数, 其中  $\Gamma_p$ 、 $\Gamma_1$  和  $\Gamma_s$  表示泵浦光、闲频光和信号光的功率重叠因子。

相较光纤激光器, 基于晶体材料搭建的级联输出激光器谐振腔长更短, 参照文献<sup>[20]</sup>, 将晶体长度设定为  $12 \text{ mm}$ 。泵浦源功率根据需求设定, 最高不超过  $10 \text{ W}$ 。

### 3 仿真结果分析

给定泵浦光功率为  $3 \text{ W}$ , 代入模型可计算得到各能级粒子数密度随时间的演化过程, 如图 3 所示。可以发现: 在泵浦光注入后, 基态能级 ( ${}^6H_{15/2}$ ) 上的

表 1 级联输出模型中的相关参数<sup>[19-21, 25-26]</sup>

Table 1 Related parameters in cascade output model<sup>[19-21, 25-26]</sup>

Parameter	Value	Unit	Parameter	Value	Unit
$\lambda_p$	1710	nm	$N$	$3 \times 10^{26}$	$m^{-3}$
$\lambda_1$	3400	nm	$L$	1.2	cm
$\lambda_s$	4300	nm	$\Gamma_p$	0.034	
$\sigma_{13}$	$6.3 \times 10^{-21}$	$cm^2$	$\Gamma_1$	0.9	
$\sigma_{31}$	$6.0 \times 10^{-21}$	$cm^2$	$\Gamma_s$	0.82	
$\sigma_{23}$	$6.0 \times 10^{-21}$	$cm^2$	$\alpha_p$	0.2	$dB \cdot m^{-1}$
$\sigma_{32}$	$9.2 \times 10^{-21}$	$cm^2$	$\alpha_1$	0.2	$dB \cdot m^{-1}$
$\sigma_{12}$	$1.0 \times 10^{-21}$	$cm^2$	$\alpha_s$	0.2	$dB \cdot m^{-1}$
$\sigma_{21}$	$3.5 \times 10^{-21}$	$cm^2$	$R_{s1}$	0.99	
$\tau_2$	2	ms	$R_{s2}$	0.8	
$\tau_3$	6.2	ms	$R_{p2}$	0.99	
$W_{32}$	4.01	$s^{-1}$	$R_{11}$	0.99	
$P$	3	W	$R_{12}$	0.9	
$\alpha$	0.21	$cm^{-1}$	$A_s$	$1.38 \times 10^{-7}$	$m^2$

粒子数密度  $N_1$  减少,上能级( ${}^6H_{11/2}$ )粒子数密度  $N_3$  增加,形成布居反转,信号光开始产生振荡;随着粒子从上能级跃迁至下能级,下能级( ${}^6H_{13/2}$ )粒子数密度  $N_2$  逐渐增加,此时  $N_2$  的增长速度明显大于  $N_3$ ,长期增长下去会导致自终止效应的产生。然而,在本模型中,在  $N_2$  增长到一定阈值后,闲频光开始产生振荡,此时下能级上的粒子数被消耗,进而阻止了自终止效应的产生。

图 4 为谐振腔激光输出功率随时间的演变情况。图 4(a)为当不存在闲频光振荡时,激光输出功率

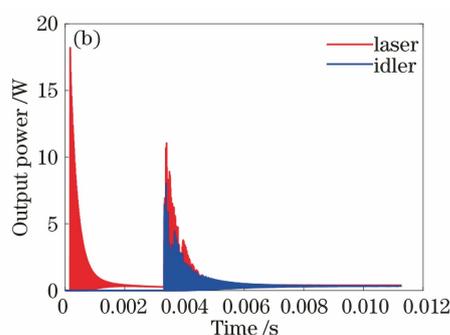
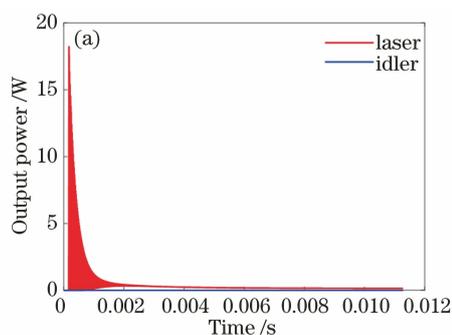


图 4 激光输出功率随时间的变化。(a)不存在闲频光;(b)存在闲频光

Fig. 4 Laser output power varying with time. (a) Idler off; (b) idler on

当存在闲频光振荡时,在激光输出达到稳态后晶体中泵浦光、信号光和闲频光的分布情况如图 5 所示。图 5(a)表示泵浦光(波长为  $1.7 \mu m$ )在晶体轴上的分布情况,其中  $P_p^+$  表示泵浦光从左到右的正向传输功率、 $P_p^-$  表示泵浦光从右到左的后向传输功率。初始注入的泵浦激光功率为 3 W,注入的激光沿晶体正向传输,由于晶体的吸收,功率逐渐衰减,故当泵浦光传输至晶体右端面时,衰减至

0.906 W,单程减少了 2.094 W。经谐振腔右侧信号光输出镜 OC1 反射后,99%的泵浦光后向传输重新进入晶体,沿晶体反向传播,进入晶体时的功率为 0.897 W,抵达晶体左端面时的功率为 0.276 W。图 5(b)表示信号光(波长为  $4.3 \mu m$ )在晶体轴上的分布情况,其中  $P_s^+$  表示信号光从左到右的正向传输功率、 $P_s^-$  表示信号光从右到左的后向传输功率。信号光在晶体左端面的功率为 1.732 W,在晶体内

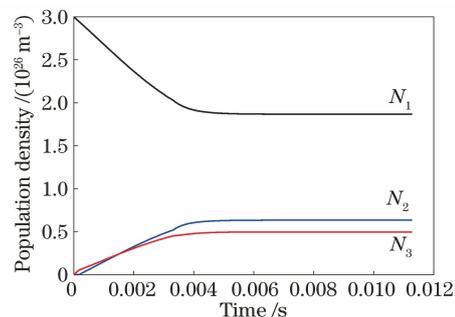


图 3 粒子数密度随时间的变化

Fig. 3 Population density varying with time

率随时间的演变情况。可以发现,随着泵浦光的注入,信号光激光在谐振腔内开始进行弛豫振荡,产生周期性激光尖峰。然而,由于自终止效应的存在,信号光不断减弱,故无法实现稳定的信号光激光输出。图 4(b)为在有闲频光振荡的情况下,激光输出功率随时间的演变情况。可以发现,当泵浦光开始注入时,与图 4(b)相似,信号光激光开始进行弛豫振荡,随着下能级粒子数的累积,下能级和基态能级间逐步实现粒子数布居反转。此时,第二个波长的闲频光开始振荡输出,这会消耗下能级的粒子数,进而维持上能级和下能级之间的粒子数布居反转,使得信号光激光可以持续振荡输出,且最终两者输出均维持在稳定的状态,最终的信号光和闲频光功率分别为 0.388 W 和 0.328 W。由此可见,级联振荡的输出方式能有效抑制自终止效应,获得高效率信号光激光输出。

传输过程中激光得到增益,功率随着传输距离的增加而增加,到达晶体右端面时激光功率可达到 1.94 W。之后,20%激光在穿透右侧信号光输出镜 OC1 后输出,输出功率为 0.388 W,剩余 80%的激光后向传输重新进入晶体,并沿反向传播,在腔内进行第二次增益,反射光功率为 1.552 W,到达晶体左端面时的功率为 1.75 W。后向信号光继续传输在被左侧前腔镜 PM 反射后,99%的反射光变为正向传输信号光,其功率约为 1.732 W。闲频光也经历了与信号光类似的传播过程,如图 5(c) 所示。其

中,  $P_1^+$  表示闲频光从左到右的正向传输功率、 $P_1^-$  表示为闲频光从右到左的后向传输功率。晶体左侧正向传输的闲频光功率为 3.105 W,在晶体内得到增益后功率提升至 3.282 W,经右侧闲频光输出 OC2 后输出的光功率为 0.328 W。剩余部分反射回晶体继续传播,反射光功率为 2.954 W,经反向传播增益后功率提升至 3.137 W,后向闲频光经左侧前腔镜 PM 反射后,99%的闲频反射变为正向传输闲频光,其功率约为 3.105 W。

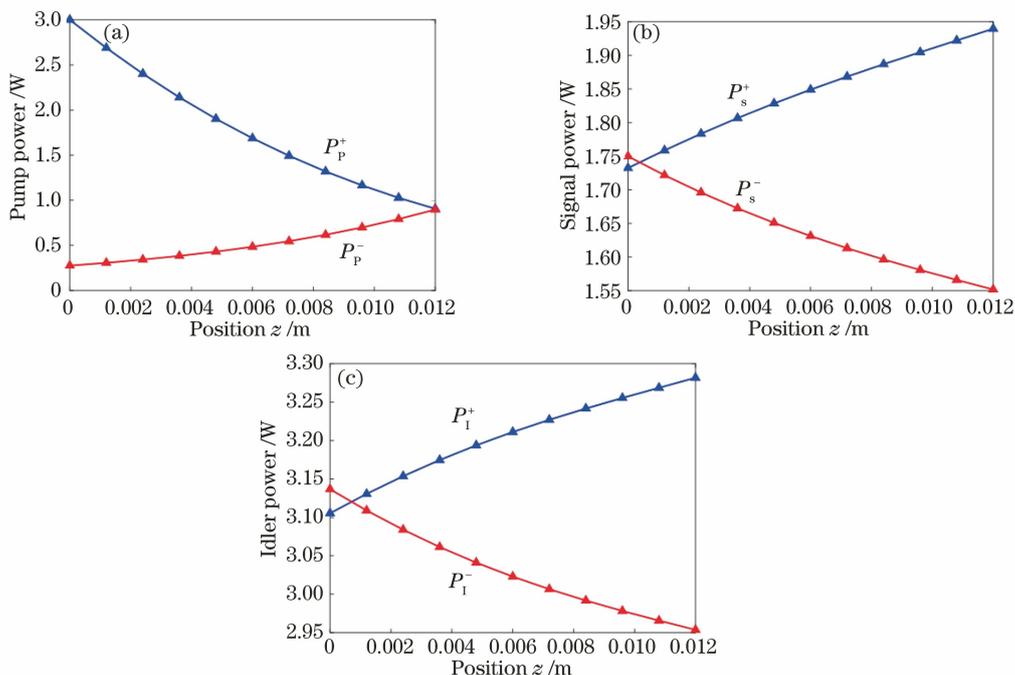


图 5 稳定状态下泵浦光功率、信号光功率和闲频光功率随位置的变化。(a) 泵浦光功率;(b) 信号光功率;(c) 闲频光功率  
Fig. 5 Pump power, signal power and idler power varying with position at stable state. (a) Pump power; (b) signal power; (c) idler power

图 6 进一步分析了在有和没有闲频光产生的情况下,泵浦功率对 4.3 μm 激光输出功率的影响。可以发现:两种情况下激光输出的阈值功率在

300 mW 左右;当泵浦功率较低时,上能级与下能级之间难以形成布居反转,无闲频光产生,两条曲线基本重合;当泵浦功率达到 2 W 左右时,闲频光开始产生( $P_A$  曲线所示),级联振荡输出效率明显提升,斜率效率可达 29%,远高于常规输出方式( $P_B$  曲线所示);当泵浦功率为 10 W 时,级联振荡输出功率为 2.535 W 且未饱和( $P_C$  曲线所示),而常规输出方式已经明显开始饱和,输出功率仅为 0.193 W,该结果进一步证明了级联振荡输出方式有利于高功率 4.3 μm 激光的产生。

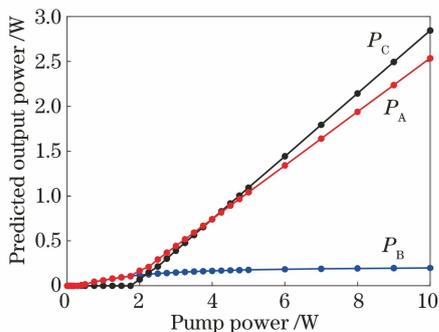


图 6 泵浦功率对输出功率的影响  
Fig. 6 Influence of pump power on output power

图 7 展示了级联振荡模式下晶体长度对输出功率的影响。可以发现:当晶体长度为 12~24 mm 时,输出功率较大,此长度区间为晶体长度的最优区间;当晶体长度过短时,激光获得的增益较低,输出

功率不高;当晶体长度过长时,晶体的吸收与损耗变强,输出功率也随之降低,并且晶体过长也会对泵浦光束质量提出更高的要求。

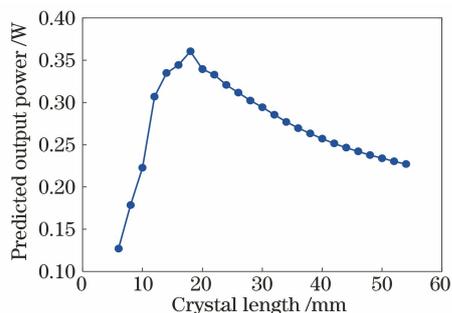


图 7 晶体长度对输出功率的影响

Fig. 7 Influence of crystal length on output power

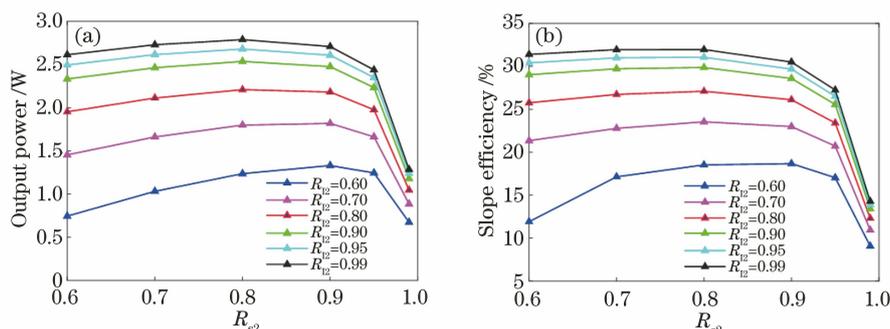


图 8 输出镜反射率对信号光输出特性的影响。(a)输出功率;(b)斜率效率

Fig. 8 Influence of reflectance of output mirror on output characteristics of signal light.

(a) Output power; (b) slope efficiency

## 4 结 论

提出了基于级联振荡方式在 Dy:PGS 晶体中产生高功率 4.3  $\mu\text{m}$  激光连续输出的方法。基于速率方程和传输方程,使用有限差分法数值计算了级联振荡产生稳定输出的全过程,分析了激光功率和粒子数密度随时间和空间的变化,对比了级联振荡和常规方式产生 4.3  $\mu\text{m}$  激光的输出特性,并研究了泵浦光功率、晶体长度和输出镜反射率对 4.3  $\mu\text{m}$  激光输出的影响。分析结果表明:级联振荡方式能有效去除 Dy:PGS 晶体中的自终止效应,提升 4.3  $\mu\text{m}$  激光的输出功率与斜率效率;当 1.7  $\mu\text{m}$  泵浦光功率为 10 W 时,4.3  $\mu\text{m}$  激光输出功率可达 2.535 W,斜率效率为 29%;晶体最佳长度区间为 12~24 mm,闲频光输出镜反射率越高越好,信号光输出镜反射率的最佳区间为 0.8~0.9。上述发现为后续实验提供了理论基础。

### 参 考 文 献

[1] Shen D Y, Fan D Y. Mid-infrared lasers [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2015: 1-9.

图 8 为输出镜反射率对信号光输出特性的影响,其中  $R_{12}$  为输出镜 OC2 对闲频光的反射率、 $R_{s2}$  为输出镜 OC1 对信号光的反射率。对于闲频光输出镜 OC2 而言,其反射率  $R_{12}$  越高,4.3  $\mu\text{m}$  激光的输出功率与斜率效率越高。对于信号光输出镜 OC1 而言,其反射率  $R_{s2}$  存在一个最优区间,约为 0.8~0.9,在该区间内,4.3  $\mu\text{m}$  激光的输出功率与斜率效率达到较优值。这是因为当闲频光输出镜反射率越高时,闲频光在腔内的光子数越多且获得的增益越大,此时 Dy 离子在下能级更容易被激发到基态能级,上能级和下能级之间更容易实现布居反转,进而去除了自终止效应。

沈德元, 范滇元. 中红外激光器 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2015: 1-9.

- [2] Hu M L, Cai Y. Research progress on mid-infrared ultrafast fiber laser [J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(5): 0500009.  
胡明列, 蔡宇. 中红外波段超快光纤激光器研究进展 [J]. 中国激光, 2020, 47(5): 0500009.
- [3] Truong V G, Ham B S, Jurdyk A M, et al. Relaxation properties of rare-earth ions in sulfide glasses: experiment and theory [J]. Physical Review B, 2006, 74(18): 184103.
- [4] Kang M Q, Deng Y, Yan X W, et al. A compact and efficient 4.25  $\mu\text{m}$  BaGa<sub>4</sub>Se<sub>7</sub> optical parametric oscillator [J]. Chinese Optics Letters, 2019, 17(12): 121402.
- [5] Peng Y P, Jiang B X, Fan J T, et al. Review of mid-infrared laser materials directly pumped by laser-diode [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(2): 020001.  
彭雅珮, 姜本学, 范金太, 等. 激光二极管直接抽运中红外固体激光材料综述 [J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(2): 020001.
- [6] Sun X, Han L, Wang K Q. Progress in directly

- pumping of mid-infrared solid-state lasers [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2017, 54(5): 050007.
- 孙骁, 韩隆, 王克强. 直接抽运中红外固体激光器研究进展 [J]. *激光与光电子学进展*, 2017, 54(5): 050007.
- [7] Majewski M R, Woodward R I, Jackson S D. Dysprosium mid-infrared lasers: current status and future prospects [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2020, 14(3): 1900195.
- [8] Majewski M R, Jackson S D. Highly efficient mid-infrared dysprosium fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(10): 2173-2176.
- [9] Majewski M R, Woodward R I, Jackson S D. Dysprosium-doped ZBLAN fiber laser tunable from 2.8  $\mu\text{m}$  to 3.4  $\mu\text{m}$ , pumped at 1.7  $\mu\text{m}$  [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(5): 971-974.
- [10] Woodward R I, Majewski M R, Bharathan G, et al. Watt-level dysprosium fiber laser at 3.15  $\mu\text{m}$  with 73% slope efficiency [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(7): 1471-1474.
- [11] Fortin V, Jobin F, Larose M, et al. 10-W-level monolithic dysprosium-doped fiber laser at 3.24  $\mu\text{m}$  [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(3): 491-494.
- [12] Wang Y C, Jobin F, Duval S, et al. Ultrafast  $\text{Dy}^{3+}$ : fluoride fiber laser beyond 3  $\mu\text{m}$  [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(2): 395-398.
- [13] Qu C B, Kang M Q, Xiang X J, et al. Theoretical study of 4.3  $\mu\text{m}$  dual-wavelength pumped  $\text{Dy}:\text{InF}_3$  high-energy mid-infrared fiber lasers [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(8): 0801003.
- 瞿崇兵, 康民强, 向祥军, 等. 双波长泵浦 4.3  $\mu\text{m}$   $\text{Dy}:\text{InF}_3$  高能中红外光纤激光理论研究 [J]. *中国激光*, 2020, 47(8): 0801003.
- [14] Quimby R S, Shaw L B, Sanghera J S, et al. Modeling of cascade lasing in  $\text{Dy}:$  chalcogenide glass fiber laser with efficient output at 4.5  $\mu\text{m}$  [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2008, 20(2): 123-125.
- [15] Sujecki S, Sójka L, Beres-Pawlik E, et al. Modelling of a simple  $\text{Dy}^{3+}$  doped chalcogenide glass fibre laser for mid-infrared light generation [J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2010, 42(2): 69-79.
- [16] Falconi M C, Palma G, Starecki F, et al. Design of an efficient pumping scheme for mid-IR  $\text{Dy}^{3+}:\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  PCF fiber laser [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2016, 28(18): 1984-1987.
- [17] Xiao X S, Xu Y T, Guo H T, et al. Theoretical modeling of 4.3  $\mu\text{m}$  mid-infrared lasing in  $\text{Dy}^{3+}$ -doped chalcogenide fiber lasers [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2018, 10(2): 1501011.
- [18] Jackson S D, Pollnau M, Li J F. Diode pumped erbium cascade fiber lasers [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2011, 47(4): 471-478.
- [19] Sulc J, Jelínková H, Doroshenko M E, et al. Dysprosium-doped  $\text{PbGa}_2\text{S}_4$  laser excited by diode-pumped  $\text{Nd}:\text{YAG}$  laser [J]. *Optics Letters*, 2010, 35(18): 3051-3053.
- [20] Jelínková H, Doroshenko M E, Jelínek M, et al. Dysprosium-doped  $\text{PbGa}_2\text{S}_4$  laser generating at 4.3  $\mu\text{m}$  directly pumped by 1.7  $\mu\text{m}$  laser diode [J]. *Optics Letters*, 2013, 38(16): 3040-3043.
- [21] Jelinkova H, Doroshenko M E, Osiko V V, et al. Dysprosium thiogallate laser: source of mid-infrared radiation at 2.4, 4.3, and 5.4  $\mu\text{m}$  [J]. *Applied Physics A*, 2016, 122(8): 738-741.
- [22] Shayeganrad G, Mashhadi L. Efficient analytic model to optimum design laser resonator and optical coupling system of diode-end-pumped solid-state lasers: influence of gain medium length and pump beam  $M^2$  factor [J]. *Applied Optics*, 2008, 47(5): 619-627.
- [23] Chen Y Q, Wang J H. *Theory of laser* [M]. Hangzhou: Zhejiang University Press, 1992: 122-127.
- 陈钰清, 王静环. *激光原理* [M]. 杭州: 浙江大学出版社, 1992: 122-127.
- [24] Morrison D D, Riley J D, Zancanaro J F. Multiple shooting method for two-point boundary value problems [J]. *Communications of the ACM*, 1962, 5(12): 613-614.
- [25] Quimby R S, Saad M. Pathways to a 4  $\mu\text{m}$   $\text{Dy}^{3+}$  fluoride glass fiber laser [C] // *Lasers Congress 2016 (ASSL, LSC, LAC)*, October 30-November 3, 2016, Boston, Massachusetts. Washington, D. C.: OSA, 2016: 34.
- [26] Flórez A, Jerez V A, Flórez M. Optical transitions probabilities of  $\text{Dy}^{3+}$  ions in fluorindate glass [J]. *Journal of Alloys and Compounds*, 2000, 303/304: 355-359.