

热透镜效应对 Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 激光器 输出能量的影响

宋庆坤^{1,2}, 李海兵^{1*}, 董永军³, 何冬兵¹, 李顺光¹, 冯素雅¹, 王旭成⁴, 孔政伟⁴,
陈亮^{1,2}, 阳求柏¹

¹中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光单元技术实验室, 上海 201800;

²中国科学院大学, 北京 100049;

³中国科学院上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800;

⁴上海大恒光学精密机械有限公司, 上海 201800

摘要 通过实验和理论相结合的方式,从热透镜效应角度研究了 Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 在激光二极管(LD)端面抽运条件下的激光输出能量,建立起 LD 抽运重复频率、 Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 热光系数与空腔运转斜率效率、调 Q 输出脉冲能量之间的关系。采用平凹腔结构,并以 Co^{2+} : MgAl_2O_4 作为调 Q 开关,设计了 LD 端面抽运被动调 Q 激光器,实验结果发现,当热焦距大于前腔面光斑半径最小值对应的热焦距时,空腔运转斜率效率与材料的热光系数呈负相关,调 Q 输出脉冲能量与热光系数及抽运重复频率均呈负相关。基于理论研究,通过热焦距公式、稳定谐振腔的矩阵计算法以及被动调 Q 的速率方程进行数值模拟,解释并验证上述实验现象。结果显示,可通过降低抽运重复频率和选择低热光系数的 Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 等方式降低热透镜效应实现高脉冲能量的输出。

关键词 激光器; 热透镜效应; 输出能量; Er^{3+} , Yb^{3+} :glass; 抽运重复频率; 热光系数

中图分类号 TN284.1

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202148.1701002

1 引言

1.5 μm 波长的激光由于其处于“大气窗口”和人眼安全波段^[1],在传输损耗和安全性上具有独特的优势,因而在 1.5 μm 处有激光辐射的钕共掺磷酸盐玻璃(Er^{3+} , Yb^{3+} :glass)随之引起了研究人员的广泛关注。采用激光二极管(LD)端面抽运 Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 的 1.5 μm 人眼安全固体激光器具有体积小、功耗低、成本低等特点,因此该类型激光器在激光测距和医疗等领域得到广泛应用。

采用 Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 做增益介质 LD 抽运的被动调 Q 激光器在国外发展较早。2000 年 Karlsson 等^[2]采用 975 nm 的 LD 抽运 Er^{3+} , Yb^{3+} :glass,使用 Co^{2+} : MgAl_2O_4 作为被动调 Q 晶体,获得 4.6 μJ 的激光输出脉冲能量,脉宽为 2.3 ns。2004 年

Hamlin 等^[3]采用 925 nm 的 LD 抽运 Er^{3+} , Yb^{3+} :glass,抽运重复频率为 20 Hz,被动调 Q 晶体为 Co^{2+} : MgAl_2O_4 ,获得 100 μJ 输出脉冲能量,脉宽为 2 ns。国内发展较晚,2006 年 Song 等^[4]在高重复频率人眼安全固体激光器方向实现了重复频率 800 Hz,最大单脉冲能量 16.3 μJ 的激光脉冲输出。2017 年张宇露等^[5]通过分析抽运光斑等参数对激光器性能进行整体优化,获得重复频率为 10 Hz,单脉冲能量为 113 μJ 的人眼安全 1.5 μm 激光输出。上述研究从抽运光斑大小、输出镜透过率和 Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 的长度等不同角度进行激光器优化,缺乏从 Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 热光系数角度分析输出脉冲能量,但在实际激光器中不同热光系数的 Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 在相同实验条件下获得的输出脉冲能量相差较大。此外,上述在低重复频率、高能量激光

收稿日期: 2021-01-11; 修回日期: 2021-01-25; 录用日期: 2021-02-05

基金项目: 国家重点研发计划(2020YFB1805900)

通信作者: *lihaibing@siom.ac.cn

器研发中关于抽运重复频率对输出能量的影响的分析较少,因此分析抽运重复频率对输出能量的影响也是本文的重点。

LD的抽运重复频率和 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 的热光系数都与热焦距紧密相关,因此本文从热透镜的角度分析以上两个因素对输出能量的影响。首先通过实验发现抽运重复频率与输出脉冲能量之间存在相关性,然后采用实验和理论相结合的方式分析抽运重复频率对热焦距的影响,再对热焦距与谐振腔内光束高斯分布的关系进行理论分析,最后通过计算验证能量与热焦距之间的相关性,为低重复频率、高能量的 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 激光器提供优化方向;此外还通过实验分析了不同热光系数 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 空腔运转斜率效率和 $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ 调 Q 输出脉冲能量的变化,获得 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 热光系数与斜率效率、调 Q 输出脉冲能量之间的关系,为高输出能量 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 激光器的材料选择提供了理论指导。

2 实验装置

实验中使用的激光增益介质是由中国科学院上海光学精密机械研究所制备的 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 。三款 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 样品分别标记为 EY1、EY2 和 EY3,除部分与热光系数相关的参数有所调整外,其他参数基本保持不变,与热光系数相关的参数参见表 1。其中 dn_0/dT 为折射率温度系数, α_T 为

热膨胀系数, $\chi = dn_0/dT + (n_0 - 1)(1 + \nu)\alpha_T + n_0^3\alpha_T C_r$ 为热光系数^[6], ν 为泊松比, C_r 为光弹性系数。三款样品的 Yb^{3+} 离子掺杂质量分数为 22%, Er^{3+} 离子掺杂质量分数为 0.45%, 通光长度 $l = 4 \text{ mm}$, 对 $1.5 \mu\text{m}$ 折射率 $n_0 = 1.53$ 。

表 1 铒镱共掺磷酸盐玻璃的热光系数相关参数

Table 1 Parameters for thermo-optic coefficient of $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$

$\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$	$\frac{dn_0}{dT}/(10^{-7} \text{ K}^{-1})$	$\alpha_T/(10^{-7} \text{ K}^{-1})$	$\chi/(10^{-7} \text{ K}^{-1})$
EY1	-23	87	34.39
EY2	-36	99	29.31
EY3	-47	108	24.25

如图 1 所示,实验采用中心波长为 940 nm 的 LD 作为抽运源,抽运源最大额定输出功率为 15 W,抽运光经过准直聚焦系统进入 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 。激光谐振腔采用平凹腔设计,腔长为 14 mm,由 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 、可饱和吸收体 $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ 和输出耦合镜(OC)组成。谐振腔的输入镜由 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 的前端面所替代,对 940 nm 增透、1535 nm 高反。OC 为平凹镜,对 1535 nm 的透过率为 8.7%,凹面曲率半径为 1000 mm。 $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ 两个端面均对 1535 nm 增透,晶体对 1535 nm 的小信号光透过率为 93.5%,对 $1.5 \mu\text{m}$ 波长折射率为 1.70。

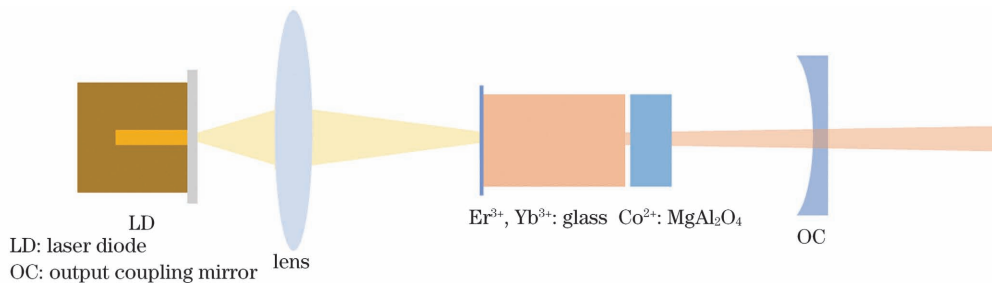


图 1 被动调 Q 激光器实验装置图

Fig. 1 Experimental setup for passively Q-switched laser

3 实验结果与分析

热透镜效应对 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 激光器输出能量的影响在实验中主要表现为抽运重复频率和材料热光系数对激光器输出能量的影响。因此下文从抽运重复频率对输出脉冲能量的影响、热光系数对斜率效率的影响和热光系数对输出脉冲能量的影响三个角度进行分析。

3.1 抽运重复频率对输出脉冲能量的影响

抽运重复频率对输出能量的影响实验采用如

图 1 所示装置,激光增益介质为样品 EY1、EY2 和 EY3。图 2 为各样品均在固定抽运脉宽和抽运光脉冲峰值功率的条件下,抽运重复频率从 10 Hz 增大到 28 Hz 时,测得的输出脉冲能量,其中 EY1、EY2 和 EY3 的调 Q 输出脉冲能量分别从 417 μJ 、401 μJ 和 378 μJ 下降到 356 μJ 、337 μJ 和 329 μJ 。为了 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 内部达到一个热稳态分布^[7],抽运重复频率选择从 10 Hz 开始。为了避免更高的抽运能量入射破坏 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$,抽运重复频率达到 28 Hz 后并没有选择继续增大。从实验结果上

看,仅改变抽运重复频率,其他实验条件不变的情况下,输出脉冲功率随着抽运重复频率的增大而逐渐减小。这主要原因是抽运重复频率改变了 Er^{3+} , $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 的热焦距,热焦距进而影响谐振腔内激光光束分布,最后输出能量随腔内光束分布变化而变化。

因此通过分析抽运重复频率对热焦距的影响、热焦距对平凹腔内高斯光束横截面大小的影响以及平凹腔内高斯光束横截面大小对输出脉冲能量的影响,得出输出脉冲能量随抽运重复频率的变化规律。

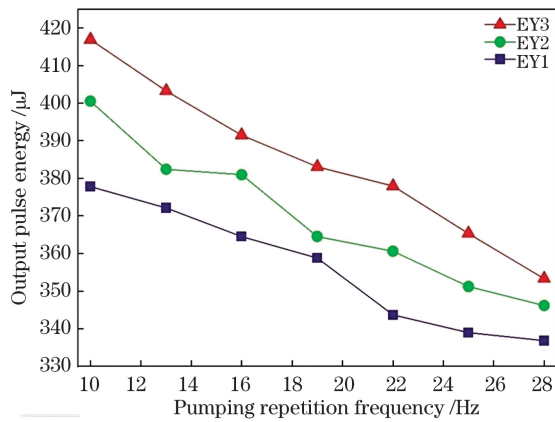


图 2 输出脉冲能量和抽运重复频率的关系

Fig. 2 Relationship between output pulse energy and pumping repetition frequency

3.1.1 抽运重复频率对热焦距的影响

热焦距实验基于临界腔法^[8]采用平平腔结构进行测量热焦距。平平腔内仅有 Er^{3+} , $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$, 且 Er^{3+} , $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 的一个端面镀有全反射膜,作为谐振腔的一个腔面,输出镜采用平面镜。由于实验中的热焦距较长,在端泵抽运光斑或抽运脉宽不变的情况下,无法通过临界腔法测量,因此增大抽运脉宽至 8 ms。抽运光光斑半径 ω_p 约为 180 μm ,脉冲峰值功率为 7 W,抽运重复频率变化范围为 10~30 Hz。除抽运重复频率外其他实验条件相同,通过提高抽运重复频率来提高平均抽运功率,热焦距随之减小,直至与腔长相近,此时谐振腔由稳定腔变为非稳腔,输出能量也因此迅速下降,在能量转折点处热焦距等于谐振腔腔长。图 3 为 EY1、EY2 和 EY3 的热焦距随着抽运重复频率变化的实验值和理论值。仅观察 EY1,抽运重复频率从 12 Hz 增加到 22 Hz 过程中,热焦距从 80 mm 减小到 50 mm。EY2 和 EY3 的热焦距变化趋势与 EY1 相同,随着抽运重复频率的增加而减小。图 3 中理论热焦距数值来源于下式^[9]。

$$f_T = \frac{2\pi K_c \omega_p^2}{\xi P_{abc} \chi}, \quad (1)$$

式中: K_c 为热导率; ξ 为热载系数; $P_{abc} = P_{av} [1 - \exp(-\alpha l)]$ 为平均吸收抽运功率; $P_{av} = F \cdot W \cdot P$ 为平均抽运功率; F 为抽运重复频率; W 为抽运脉宽; P 为抽运脉冲峰值功率; α 为 Er^{3+} , $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 对抽运光的吸收系数。 χ 可以分为三部分,第一部分与热折射率有关,第二部分由热膨胀决定,第三部分与双折射有关。第三部分在磷酸盐玻璃中影响较小,忽略不计^[10],相关参数取值见表 2^[11-14]。

从实验结果看,热焦距随抽运重复频率的增大而减小,这主要因为抽运重复频率提升,平均抽运功率随之增大,平均吸收抽运功率 P_{abc} 随之增大。 Er^{3+} , $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 内部因此产生更多的热积累,温度梯度相应增大,致使折射率梯度变化更明显,最后导致热焦距随之减小。

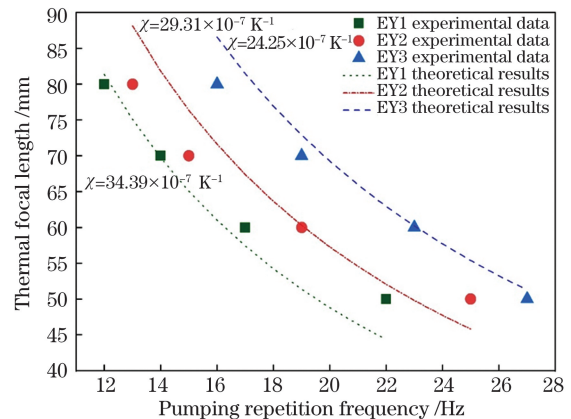


图 3 EY1、EY2 和 EY3 的热焦距随抽运重复频率的变化

Fig. 3 Thermal focal length varying with the pumping repetition frequency of EY1, EY2, and EY3

表 2 相关参数取值

Table 2 Value of related parameters

Parameter	Value	Parameter	Value
ξ	0.8	$c_p / [\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})]$	840
$K_c / [\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})]$	0.745	$\rho / (\text{kg}/\text{m}^3)$	2633
ν	0.24	α / mm^{-1}	0.573
r_b / mm	1	l / mm	4.018
σ / cm^2	0.8×10^{-20}	$\sigma_{es} / \text{cm}^2$	1×10^{20}
γ	2	T_0	0.935
ν / s^{-1}	1.95×10^{11}	L	0.05
$\sigma_{gs} / \text{cm}^2$	3.5×10^{-19}	$\omega_p / \mu\text{m}$	180

3.1.2 热焦距对平凹腔内高斯光束横截面大小的影响

图 1 实验装置中平凹腔结构图如图 4 所示, $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 的热透镜效应等效为一个相同焦距 f_T 的薄透镜置于 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 的中间^[15]。其中 $l_1=l_2=l/2n_0$ 为 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 光学长度的一半, l_3 为 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 后表面到输出镜之间的距离。使用稳定谐振腔的矩阵算法和高斯光束 q 参数法^[16] 模拟谐振腔内高斯光束, 图 5 是 14 mm 长的平凹谐振腔内前腔面光斑半径随热焦距变化图。可以看出, 前腔面的光斑半径随热焦距变化为先减后增, 对前腔面光斑半径公式^[15] 进行关于热焦距 f_T 的微分求解得到极值点处的热

焦距公式为

$$f_{Tm} = l_{res} + \frac{l_{res}}{1 - 2\left(\frac{l_{res}}{R}\right)}, \quad (2)$$

式中: l_{res} 为谐振腔腔长, 由于热透镜与前腔面的距离 l_1 较小, 因此计算过程中忽略热透镜与前腔面的距离。得到图 5 中的极小点为 (28.4, 116)。在 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 的热焦距分别为 1000、500、50 mm 时, 对应的光斑半径分别约为 203、184、122 μm , 在极小点后, 光斑半径随热焦距的减小单调递减。本文进行的实验热焦距均大于 (2) 式中的 f_{Tm} 。由于热焦距小于 f_{Tm} 时所需抽运功率较高, 为避免样品损坏, 暂不列入本文研究内容。

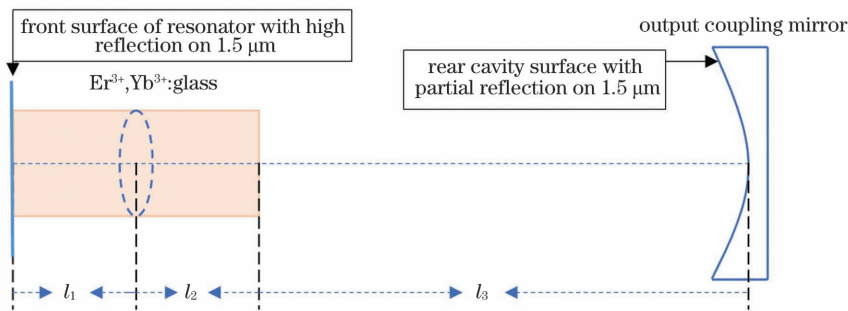


图 4 谐振腔结构示意图

Fig. 4 Schematic diagram of resonant cavity structure

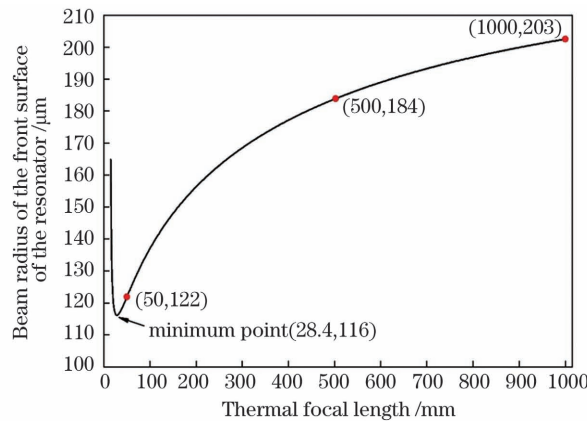


图 5 前腔面光斑半径随热焦距变化图

Fig. 5 Variation of spot radius of front cavity with thermal focal length

3.1.3 平凹腔内高斯光束横截面大小对输出脉冲能量的影响

实验中采用端面抽运方式, 平凹腔内高斯光束截面随抽运重复频率增大而减小, 而抽运光斑面积与腔内激光光束截面比值相应增大, 两者均可影响输出脉冲能量。决定最终输出脉冲能量的因素非单一变量, 因此引入被动调 Q 的速率方程, 输出能量表达式为^[11, 13, 17]

$$E = \frac{h\nu A}{2\sigma\gamma} \ln\left(\frac{1}{R_e}\right) x, \quad (3)$$

式中: $h\nu$ 为光子能量; A 为 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 内激光光束截面最大值; σ 为 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 的受激发射截面; γ 为反演还原因子, 四能级系统为 1, 三能级系统为 2^[18-19]; R_e 为输出耦合镜反射率; x 为 $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 中光束截面最大处能量密度。 x 的值通过 Runge-Kutta 算法对文献[13]中方程求解得到, x 由输出反射率 R_e 、可饱和吸收体透

过率 T_0 、 Er^{3+} 、 $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 内激光截面积、 Er^{3+} 、 $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 与可饱和吸收体内激光截面积的比值和 Er^{3+} 、 $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 内抽运光斑大小与激光横截面大小的比值共同相关。因为前两者为定值,当 $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ 紧贴 Er^{3+} 、 $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 放置,且 Er^{3+} 、 $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 光学长度远小于腔长时, Er^{3+} 、 $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 内和可饱和吸收体内激光光斑面积的差值很小,两者比值引起 x 的改变量非常小,可忽略不计。在求解 x 时可将近谐振腔内基模高斯光束近似为横截面积为 A 的平面波。此时,输出能量仅由 Er^{3+} 、 $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 内的激光截面积比抽运光截面积的值 ω_A/ω_p 和 Er^{3+} 、 $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 内的激光截面积 ω_A 两者决定。图 6 为输出脉冲能量随抽运重复频率的能量变化的模拟值,输出脉冲能量随抽运重复频率增大而减小,与实验值变化趋势相同,由此可知,输出脉冲能量因抽运重复频率变化而呈现升或降的趋势, Er^{3+} 、 $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 内激光光斑截面积 ω_A 变化起决定性作用。

从实验和数值模拟结果看,当热焦距大于前腔面光斑半径关于热焦距极小点处的热焦距时,输出脉冲能量均随抽运重复频率增大而减小,这主要是因为 Er^{3+} 、 $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 内部热积累随抽运重复频率增大而增加,温度梯度愈加明显,使得热焦距随之减小。谐振腔内的基模高斯光束光斑半径随热焦距减小单调递减, Er^{3+} 、 $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 内激光光斑面积 A 相应减小,而抽运光斑面积基本保持不变,则抽运光斑面积与激光光斑面积比值增大,高斯光束截面边缘部分可参与受激辐射的上能级反转粒子相应增加^[13],但由于高斯光束总体截面积 A 减小,可参与受激辐射跃迁的上能级反转粒子总体呈减小趋势,

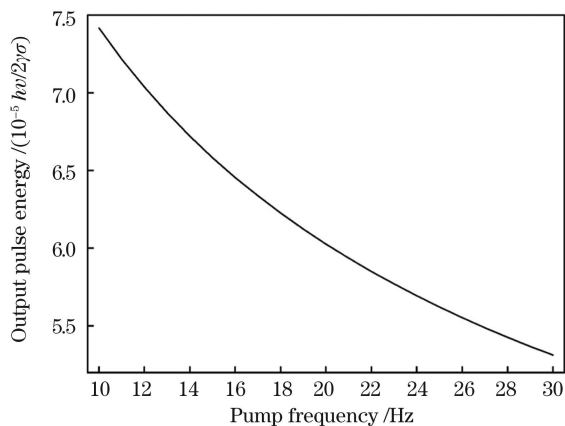


图 6 输出脉冲能量和抽运重复频率的关系

Fig. 6 Relationship between output pulse energy and pumping repetition frequency

导致谐振腔内光子总量下降,最终输出脉冲能量相应减小。

3.2 热光系数对斜率效率的影响

热光系数对空腔运转的 Er^{3+} 、 $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 激光器斜率效率影响的实验采用如图 1 所示装置并将可饱和吸收体取出,测量由 EY1、EY2 和 EY3 作为增益介质的激光器的平均输出功率。实验中的泵浦方式为端面脉冲泵浦,激光二极管的抽运重复频率 $F=10\text{ Hz}$,抽运光脉宽 $W=8\text{ ms}$,脉冲峰值功率 P 变化范围为 $3\sim 8\text{ W}$,即激光二极管在 1 s 内提供 10 个等间隔持续时间为 8 ms 的抽运光,单个抽运脉冲的能量 $W\cdot P$ 变化范围是 $24\sim 64\text{ mJ}$,平均抽运功率由 $P_{av}=F\cdot W\cdot P$ 求得。得到如图 7 所示 EY1、EY2 和 EY3 的平均输出功率与平均抽运功率减平均抽运阈值功率的比值(斜率效率)分别为 22.16% 、 22.82% 和 23.14% 。由此可得,热焦距大于 f_{Tm} 且其他实验条件不变的情况下,当 Er^{3+} 、 $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 的热光系数增大时,斜率效率相应减小。这主要是因为热光系数影响热焦距。热光系数对斜率效率造成影响的原理与其对调 Q 输出脉冲能量的原理近似。如图 3 所示,在抽运条件相同的情况下, Er^{3+} 、 $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 内部温度梯度相同,当热光系数增大时,折射率梯度相应增大,而热焦距相应减小,因此 EY1 的热焦距小于 EY2 的热焦距也小于 EY3 的热焦距。 Er^{3+} 、 $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ 内光斑半径随着热焦距的减小单调递减,总体上可参与受激辐射过程的上能级粒子数也随之减少,输出能量也随之下降,抽运光转换为激发光的光光转换效率下降。例如在平均抽运功率为 0.56 W 时,EY3、EY2 和 EY1 相应的光光转化效率分别为 15.84% 、 15.30% 和 14.70% ,呈递减趋势。从定义可知,光光转化效

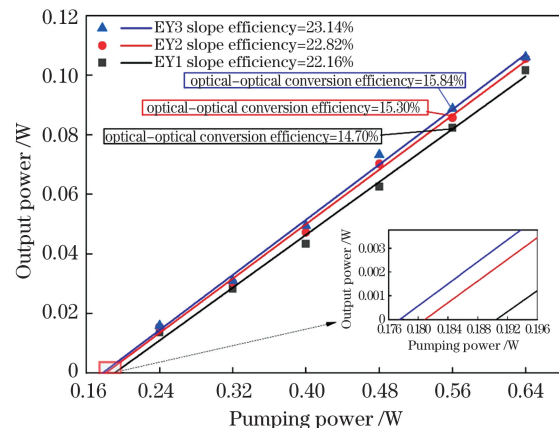


图 7 输出功率随抽运功率的变化

Fig. 7 Variation of output power with pumping power

率为平均输出功率与平均抽运功率的比值,而斜率效率为平均输出功率与平均抽运功率减平均抽运阈值功率的比值,且 EY3、EY2 和 EY1 的平均抽运阈值功率分别是 0.177、0.181、0.190 W,呈递增趋势,因此 EY3、EY2 和 EY1 的斜率效率呈递减趋势,分别为 23.14%、22.82%、22.16%。

3.3 热光系数对输出脉冲能量的影响

表 3 显示了抽运条件相同时, EY1、EY2 和 EY3 对应的调 Q 输出脉冲能量。抽运重复频率为 10 Hz,抽运光脉宽为 2.4 ms,脉冲峰值功率为 10 W。从实验结果看,在除 Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 的热光系数外其他实验条件相同的情况下, EY1、EY2 和 EY3 对应的输出脉冲能量分别为 323、363、391 μJ ,呈递增的趋势,输出脉冲宽度分别为 7.5、7.6、7.6 ns。因为相同抽运条件且热焦距大于 f_{Tm} 时,热焦距随热光系数增加而减小,则平凹腔内 Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 中激光截面积相应减小,调 Q 的输出脉冲随之减小。另外,对比 3.2 节和 3.3 节可以发现,在相同实验条件下,调 Q 输出脉冲能量和空腔运转的斜率效率均与热光系数呈负相关,因此可通过在相同抽运条件下,判断不同 Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 在空腔运转时的斜率效率来辨别 Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 热光系数相对大小。此外斜率效率也可以用来判断相同抽运条件下 Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 调 Q 输出脉冲能量的相对大小。

表 3 输出脉冲能量随热光系数变化

Table 3 Variation of output pulse energy with thermo-optical coefficient

Er^{3+} , Yb^{3+} :glass	$\chi/(10^{-7} \text{K}^{-1})$	Output pulse energy / μJ
EY1	34.39	323
EY2	29.31	363
EY3	24.25	391

4 结 论

本文通过实验和理论揭示了平凹腔结构中,当热焦距大于 f_{Tm} (前腔面光斑半径最小值对应的热焦距)时, Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 激光器在 LD 端面抽运条件下,材料热光系数、LD 抽运重复频率与空腔运转斜率效率、调 Q 输出的脉冲能量之间的关系。随着抽运重复频率增加, Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 中热焦距相应减小, Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 内可参与受激辐射的光斑截面积也相应减小,调 Q 输出脉冲能量降低,因而调 Q 输出脉冲能量与 LD 抽运重复频率呈负

相关;在相同抽运条件下,低热光系数的 Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 热焦距较大, Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 内可参与受激辐射的光斑截面积较大,空腔运转下的斜率效率较大,加入可饱和吸收体后,调 Q 输出脉冲能量也较高,因而空腔运转斜率效率和调 Q 输出脉冲能量均与材料热光系数呈负相关。因此,可通过降低 LD 抽运重复频率和选择低热光系数 Er^{3+} , Yb^{3+} :glass 等方式降低热透镜效应以实现高输出脉冲能量,这有助于采用该材料的人眼安全固体激光器在测距、激光雷达以及医疗等领域取得进一步发展。

参 考 文 献

- [1] Chen Y J, Lin Y F, Huang J H, et al. Research progress in 1550 nm all-solid-state lasers based on Er^{3+} -doped crystals[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(5): 0500018.
陈雨金, 林炎富, 黄建华, 等. 基于掺 Er^{3+} 晶体的 1550 nm 波段全固态激光研究进展[J]. 中国激光, 2020, 47(5): 0500018.
- [2] Karlsson G, Pasiskevicius V, Laurell F, et al. Diode-pumped Er-Yb:glass laser passively Q switched by use of Co^{2+} : MgAl_2O_4 as a saturable absorber[J]. Applied Optics, 2000, 39(33): 6188-6192.
- [3] Hamlin S J, Hays A D, Trussell C W, et al. Eyesafe erbium glass microlaser[J]. Proceedings of SPIE, 2004, 5332: 97-102.
- [4] Song F, Wu Z H, Liu S J, et al. A passive Q-switched microchip Er/Yb glass laser pumped by laser diode[J]. Chinese Physics Letters, 2006, 23(5): 1195-1197.
- [5] Zhang Y L, Hui Y L, Jiang M H, et al. Experimental study of LD-pumped erbium ytterbium co-doped phosphate glass passively Q-switched microlaser[J]. Infrared and Laser Engineering, 2017, 46(3): 0305004.
张宇露, 惠勇凌, 姜梦华, 等. LD 泵浦铒镱共掺磷酸盐玻璃被动调 Q 微型激光器实验研究[J]. 红外与激光工程, 2017, 46(3): 0305004.
- [6] Tidwell S C, Seamans J F, Bowers M S, et al. Scaling CW diode-end-pumped Nd:YAG lasers to high average powers[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1992, 28(4): 997-1009.
- [7] Belghachem N, Mlynczak J, Kopczynski K, et al. Thermal analysis of a diffusion bonded Er^{3+} , Yb^{3+} :glass/ Co^{2+} : MgAl_2O_4 microchip lasers[J]. Optical Materials, 2016, 60: 546-551.
- [8] Li Q, Wang Z M, Zuo T C. A method measuring thermal lens focal length of all rays polarized in radial and tangential direction of high power Nd:YAG

- laser[J]. Optics Communications, 2004, 241(1/2/3): 155-158.
- [9] Wang S, Eichler H J, Wang X, et al. Diode end pumped Nd : YAG laser at 946 nm with high pulse energy limited by thermal lensing [J]. Applied Physics B, 2009, 95(4): 721-730.
- [10] Chen Y F, Huang T M, Kao C F, et al. Optimization in scaling fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers to higher power: influence of thermal effect [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1997, 33(8): 1424-1429.
- [11] Chen Y P, Lan Y P, Chang H L. Analytical model for design criteria of passively Q-switched lasers[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2001, 37(3): 462-468.
- [12] Yumashev K V. Saturable absorber $\text{Co}^{2+} : \text{MgAl}_2\text{O}_4$ crystal for Q switching of $1.34 \mu\text{m Nd}^{3+} : \text{YAlO}_3$ and $1.54\text{-}\mu\text{m Er}^{3+} : \text{glass lasers}$ [J]. Applied Optics, 1999, 38(30): 6343-6346.
- [13] Zhang X Y, Zhao S Z, Wang Q P, et al. Modeling of passively Q-switched lasers [J]. Journal of the Optical Society of America B, 2000, 17(7): 1166-1175.
- [14] Song F, Liu S J, Wu Z H, et al. Determination of the thermal loading in laser-diode-pumped erbium-ytterbium-codoped phosphate glass microchip laser [J]. Journal of the Optical Society of America B, 2007, 24(9): 2327-2332.
- [15] Magni V. Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability[J]. Applied Optics, 1986, 25(1): 107-117.
- [16] Lu Y X, Yang Y P, Chen S F. Laser transmission and transform technology[M]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology Press, 1999: 135-140.
卢亚雄, 杨亚培, 陈淑芬. 激光束传输与变换技术[M]. 成都: 电子科技大学出版社, 1999: 135-140.
- [17] Che X H, Xu J, Li H D, et al. Actively Q-switched Raman mode with relatively lower gain coefficient for Raman laser[J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(6): 0614001.
车潇华, 徐杰, 李恒达, 等. 主动调 Q 次级拉曼模激光器的研究[J]. 光学学报, 2020, 40(6): 0614001.
- [18] Degnan J J. Optimization of passively Q-switched lasers[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1995, 31(11): 1890-1901.
- [19] Gao X H, Wu L Z. Passively Q-switched solid state monolithic laser based on composite Nd : YAG/Cr : YAG crystal[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2019, 56(6): 061401.
高旭恒, 吴立志. 基于 Nd : YAG/Cr : YAG 复合晶体结构的被动调 Q 固体微片激光器[J]. 激光与光电子学进展, 2019, 56(6): 061401.

Influence of Thermal Lens Effect on Output Energy of Er^{3+} , $\text{Yb}^{3+} : \text{Glass Laser}$

Song Qingkun^{1,2}, Li Haibing^{1*}, Dong Yongjun³, He Dongbing¹, Li Shunguang¹,
Feng Suyu¹, Wang Xucheng⁴, Kong Zhengwei⁴, Chen Liang^{1,2}, Yang Qiubai¹

¹ Key Laboratory of Materials for High Power Laser, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

² University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

³ State Key Laboratory for High Laser Field Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

⁴ Shanghai Daheng Optics and Fine Mechanics Co., Ltd., Shanghai 201800, China

Abstract

Objective Since Er^{3+} , $\text{Yb}^{3+} : \text{glass}$ is used in laser diodes (LD) pumped lasers, several studies on thermal properties of Er^{3+} , $\text{Yb}^{3+} : \text{glass}$ have been reported. However, there are still few related reports on the effect of pumping repetition frequency and the material thermo-optic coefficient on output energy. The pumping repetition frequency of LD and thermo-optic coefficient of Er^{3+} , $\text{Yb}^{3+} : \text{glass}$ affect the thermal focal length and ultimately change the output energy of the Er^{3+} , $\text{Yb}^{3+} : \text{glass laser}$. Thus, in this study, we analyze the effect of pumping repetition frequency and the thermo-optic coefficient on output energy to guide material selection and output energy analysis for the end-pumped high output energy Er^{3+} , $\text{Yb}^{3+} : \text{glass laser}$.

Methods In this paper, we design a passively Q -switched laser with LD end-pumped to measure output energy using a plano-concave cavity structure and $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ as the Q -switching crystal (Fig. 1). The measuring thermal focal length experiment is based on the critical cavity method and uses a flat-flat cavity to measure the thermal focal length. In the measurement of slope efficiency, the variation of the output energy with pumping power is measured without $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ in Fig. 1 under the same pumping conditions. Additionally, the thermal focal length formula, the matrix calculation method of the stable cavity, and the rate equation are used to analyze the phenomena in the above experiments.

Results and Discussions In a passively Q -switched LD end-pumped laser, we obtained that the output pulse energy of EY1, EY2, and EY3 decreases from 417, 401, and 378 μJ to 356, 337, and 329 μJ as the pumping repetition frequency increases from 10 Hz to 28 Hz (Fig. 2). First, we verified the phenomenon that the thermal focal length decreases with increasing pumping repetition frequency theoretically and experimentally to analyze the above phenomenon. Second, by numerical simulation of the resonator, it is found that in the plane-concave cavity, the beam radius of the front surface of the resonator decreases with increasing thermal focal length when the thermal focal length is greater than f_{Tm} (the thermal focal length corresponding to the minimum beam radius of the front surface of the resonator) (Fig. 5). Finally, the rate equation is solved using the Runge-Kutta algorithm to obtain the trend of the output pulse energy gradually decreasing with increasing pumping repetition frequency (Fig. 6). This is because the output pulse energy is positively correlated with the beam radius of the front surface of the resonator. After performing the free-running operation, the slope efficiencies of the three $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ samples, EY1, EY2, and EY3 were 22.16%, 22.82%, and 23.14%, respectively (Fig. 7). Their thermo-optic coefficients are 34×10^{-7} , 29×10^{-7} , and $24 \times 10^{-7} \text{K}^{-1}$, respectively. The Q -switched output pulse energy after adding $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ to the above non-saturable cavity are 323, 363, and 391 μJ (Table 3). When the thermal focal length increases with a decrease in the thermo-optic coefficient (Fig. 3), the cross-sectional area of the laser beam in $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ increases accordingly. The inversion population participating in stimulated radiation in $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ also increases, which increases the slope efficiency. Moreover, since the Q -switched output energy is positively correlated with the beam radius of the front surface of the resonator, the Q -switched output energy also shows an increasing trend.

Conclusions In this study, we reveal the relationship among thermo-optic coefficient, pumping repetition frequency, slope efficiency, and Q -switched output pulse energy of an eye-safe solid-state laser with $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ as the gain medium experimentally and theoretically, when the thermal focal length is greater than the value at the minimum point. The thermal focal length in $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ decreases with an increase in the pumping repetition frequency, which decreases the cross-sectional area in the gain medium, and finally reduces the Q -switched output pulse energy. Thus, the Q -switched output pulse energy is negatively related to the LD pumping repetition frequency. Since the same pumping conditions, $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ with lower thermo-optic coefficient has a larger thermal focal length, larger cross-sectional area of the stimulated radiation beam in $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$, higher slope efficiency in a non-saturable cavity, and higher Q -switched output pulse energy. Thus, the Q -switched output pulse energy is negatively correlated with thermo-optic coefficient and pumping repetition frequency. Therefore, we can reduce the thermal lens effect by reducing the LD pumping repetition frequency and selecting low thermo-optical coefficient $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$ to achieve high output pulse energy, which will help human eye-safe solid-state lasers use this material further to develop the ranging, lidar, and medical fields.

Key words lasers; thermal lens effect; output energy; $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{glass}$; pumping repetition frequency; thermo-optic coefficient

OCIS codes 140.6810; 160.4670; 140.3480