

2 μm 人眼安全波段太阳光抽运激光器的理论研究

林学彤 杨苏辉 王欣 李卓 张金英

Theoretical study of eye-safe 2 μm laser directly pumped by sunlight

Lin Xue-Tong Yang Su-Hui Wang Xin Li Zhuo Zhang Jin-Ying

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 094202 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20191985

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191985>

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

基于单壁碳纳米管调Q锁模低阈值 Tm,Ho:LiLuF_4 激光器

Passively Q-switched mode-locked low threshold Tm, Ho: LLF laser with an single walled carbon nanotubes saturable absorber

物理学报. 2018, 67(1): 014201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171748>

基于 WS_2 可饱和吸收体的调Q锁模 Tm, Ho: LLF 激光器

Passively Q-switched mode-locked Tm, Ho:LLF laser with a WS_2 saturable absorber

物理学报. 2017, 66(11): 114207 <https://doi.org/10.7498/aps.66.114207>

基于氧化石墨烯的瓦级调Q锁模 Tm: LuAG 激光器

Watt-level passively Q-switched mode-locked Tm: LuAG laser with graphene oxide saturable absorber

物理学报. 2019, 68(10): 104207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182224>

数值模拟抽运分布对端泵激光器晶体热透镜球差的影响

Numerical simulation of effect of pump distribution on spherical aberration of end-pumped laser

物理学报. 2018, 67(17): 174204 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180113>

超高斯光束抽运调Q固体激光器仿真模型研究

Simulation model of super Gaussian beam pumped Q-switched solid-state laser

物理学报. 2017, 66(18): 180204 <https://doi.org/10.7498/aps.66.180204>

2 μm 人眼安全波段太阳光抽运激光器的理论研究*

林学彤¹⁾ 杨苏辉^{1)2)3)†} 王欣¹⁾²⁾ 李卓¹⁾²⁾ 张金英¹⁾²⁾

1) (北京理工大学光电学院, 北京 100081)

2) (精密光电测试仪器及技术北京市重点实验室, 北京 100081)

3) (信息光子技术工业和信息化部重点实验室, 北京 100081)

(2019年12月27日收到; 2020年1月27日收到修改稿)

太阳光直接抽运激光器在空间光通信、遥感等领域有着重要的潜在应用, 但是一直以来人们对太阳光抽运激光器的研究局限于以掺 Nd³⁺ 离子为增益介质的 1 μm 波段. 通过对现有固体激光工作物质的吸收谱进行分析, 发现掺 Tm³⁺ 离子在太阳辐射较强的可见光波段具有强的吸收峰, 使 2 μm 人眼安全波段实现太阳光直接抽运激光输出成为可能. 本文对 Tm:YAG 和 Tm:YAP 两种常见晶体的吸收谱与太阳光谱匹配度进行了分析计算, 得出两种材料用于太阳光抽运激光器的阈值抽运功率密度分别为 1.14 和 1.434 kW/cm². 选择与抽运阈值功率密度低的 Tm:YAG 晶体作为增益介质, 使用 TracePro 软件建立太阳光抽运激光器的二级抽运模型, 并对模型进行优化, 得到了锥形腔窗口与非涅耳透镜的最佳距离、晶体棒的最佳长度以及锥形腔最佳锥度. 本文的工作为实现太阳光直接抽运 2 μm 激光输出做了理论上的准备.

关键词: 人眼安全, 太阳光抽运激光器, 阈值抽运功率密度, Tm:YAG/Tm:YAP

PACS: 42.55.-f, 42.55.Ah, 42.60.By

DOI: 10.7498/aps.69.20191985

1 引言

2 μm 人眼安全波段激光在遥感^[1,2]、激光雷达^[3-7]、激光医疗^[8]、空间光通信等领域有着巨大的应用前景, 目前国内外已有多家研究单位在 2 μm 波段固体激光器的研究上取得重要进展^[9]. 太阳光抽运激光器作为一种新型能量利用装置, 能够将太阳光辐射作为抽运源, 将太阳光直接转化为激光, 具有能量转换环节少、转换效率高、使用寿命长等多项优点, 应用前景广泛, 特别是在星载遥感及空间光通信等领域有重要的应用潜力^[10].

目前, 国内外关于太阳光抽运激光器的研究局限于以掺 Nd³⁺ 离子为增益介质的 1 μm 波段, 常用

的晶体材料为单掺杂的 Nd:YAG 或双掺杂的 Cr:Nd:YAG, Cr:Nd:GSGG 晶体和陶瓷材料等^[11-14]. 那么太阳光直接抽运是否可以在其他波段实现输出呢? 通过对现有固体激光工作物质的吸收谱进行分析, 发现掺铥离子在太阳辐射较强的可见光波段具有强吸收峰^[15], 这使得 2 μm 人眼安全波段实现太阳光直接抽运激光输出成为可能. 2 μm 太阳光直接抽运激光器在星载测风雷达、星载测量 CO₂ 温室气体分布等遥感领域有着重要的应用前景.

掺 Tm³⁺ 离子的常用抽运波长为 793 nm, 由于交叉弛豫效应, 其量子效率可以大于 1^[16]. 而掺 Tm³⁺ 离子在可见光波段的吸收是否会为 2 μm 波段的辐射做出贡献这个问题, 最近也有了答案. Beyatli 等^[17] 的研究结果表明, 对于 Tm:YAG 晶

* 国家自然科学基金 (批准号: 61835001, 61875011) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: suhuiyang@bit.edu.cn

体,其吸收谱中位于可见光吸收波段的 681 nm 吸收峰是 793 nm 吸收系数的 3 倍. 通过实验,采用波长 681 nm 的激光二极管抽运,最终实现了波长为 2019 nm,功率为 250 mW 的连续波输出与超过 50% 的斜率效率. 由此证明,掺 Tm^{3+} 离子晶体在太阳辐射强的可见光波段内能够利用的波带较宽,在太阳光抽运激光器领域具有巨大发展前景.

本文基于材料的吸收谱与太阳光谱匹配度计算得到太阳光抽运 $Tm:YAG/Tm:YAP$ 激光器输出的阈值抽运功率密度. 采用阈值抽运密度较低的晶体作为激光增益介质,以菲涅耳透镜作为第一级汇聚系统,锥形聚光腔作为第二级汇聚系统. 使用 TracePro 软件建立太阳光抽运激光器抽运系统模型,对锥形腔结构进行优化,得到了锥形腔最佳位置、晶体最佳长度与锥形腔的最佳锥度等优化参数,为实验研究做准备.

2 $Tm:YAG/Tm:YAP$ 的太阳光谱匹配度与抽运阈值计算

2.1 太阳光谱模型与晶体光谱匹配度计算

对于太阳光谱而言,“太阳常数”是指在日地平均距离处垂直于太阳光线的平面上,单位时间内单位面积能够接收到的辐照度^[18]. 通常,人们所使用的“太阳常数”数值为世界气象组织所确立的 $1367 W/m^2$. 但是,实际在地面上进行测量时,往往测得的辐照度小于 $1000 W/m^2$. 图 1 为 ASTM G173-03 (2012) 文件标定在纬度 37° 下测量得到的太阳光谱曲线. 在对图 1 所示的光谱曲线原始数据建立插值模型后转化为波长间隔 1 nm 的数据点,

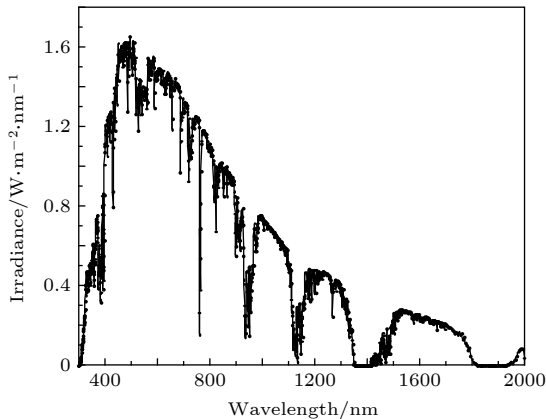


图 1 太阳光谱曲线

Fig. 1. Curve of solar spectrum.

计算得到该情形下地表接收到的“太阳常量”大小为 $981.7808 W/(m^2 \cdot nm)$.

对于太阳光抽运激光器而言,确定晶体的吸收光谱是确定激光器抽运波长和偏振方向的依据. 本文结合所确立的太阳光谱模型对 $Tm:YAG$ 和 $Tm:YAP$ 晶体做匹配分析发现: $Tm:YAG$ 晶体为各向同性介质,无偏振特性; $Tm:YAP$ 为双轴晶体,取吸收系数最高的 b 轴偏振方向作为测量方向. 在已知太阳在地面的辐照光谱与晶体吸收光谱后,假设一定波长下太阳光能够全部照射到材料上,其入射辐照度为 $W_0(\lambda)$,则可以推断出晶体对该波长的光辐照度吸收值为^[19]

$$W(\lambda) = W_0(\lambda) \cdot (1 - e^{-l \cdot a}), \quad (1)$$

式中, l 为晶体长度, a 为晶体吸收系数. $Tm:YAG$ 晶体共有四条主要吸收带: 360—410 nm, 456—480 nm, 656—720 nm, 747—812 nm. $Tm:YAP$ 晶体同样有四条主要吸收带: 360—394 nm, 450—494 nm, 643—726 nm, 744—836 nm. 两种晶体的光谱曲线如图 2 所示.

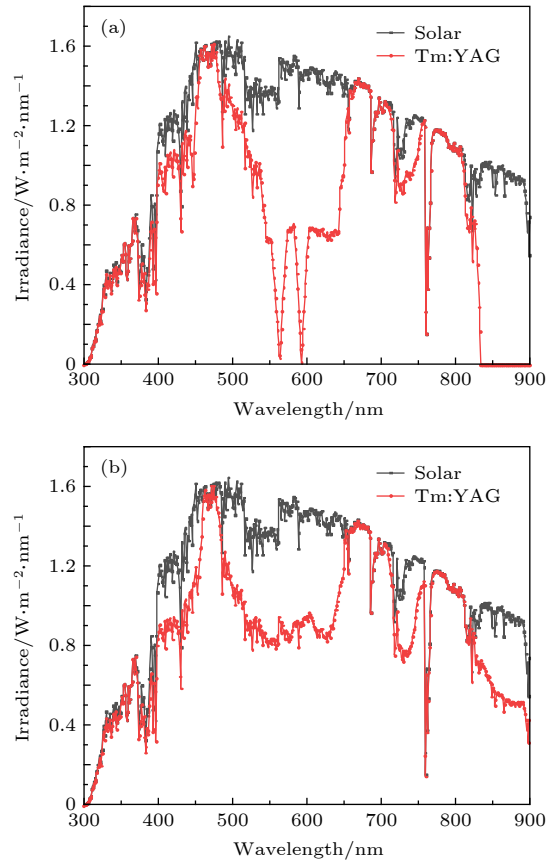


图 2 太阳光谱与 $Tm:YAP$, $Tm:YAG$ 吸收谱 (a) $Tm:YAG$; (b) $Tm:YAP$

Fig. 2. Matching curve of crystals and solar spectrum: (a) $Tm:YAG$; (b) $Tm:YAP$.

表 1 晶体光谱匹配分析结果
Table 1. Spectral matching analysis results of crystals.

Active medium	Doping density/cm ³	Absorption band/nm	Irradiance in absorption band/W·m ⁻²	Percentage of solar radiance/%
Tm:YAG	1.261×10 ²⁰ (1 at.%)	360—410	21.91041	22.9
		456—480	38.78578	
		656—720	84.80076	
		747—812	69.35269	
Tm:YAP	1.965×10 ²⁰ (1 at.%)	360—394	19.52938	29.8
		450—494	68.23487	
		643—726	108.88686	
		744—836	95.81626	

将两种晶体吸收光谱应用于太阳光谱模型后, 对图 2 中 Tm:YAG 和 Tm:YAP 晶体的吸收谱进行插值计算, 分别得到两种晶体各吸收带能够吸收的辐照度能量之和:

$$I = \sum_i M \cdot \Delta\lambda, \quad (2)$$

式中, M 代表晶体吸收对应波长间隔内的平均辐照度密度, $\Delta\lambda$ 代表插值后的对应波长间隔. 将各能量带吸收能量和与太阳光发射总的辐照度能量相除即得到各能量带的光谱匹配度, 具体分析结果如表 1 所列.

上述计算表明, 两种晶体中 Tm:YAP 吸收谱与太阳的辐射谱有更好的匹配度, 但是光谱匹配度并不是选择晶体唯一需要考虑的因素, 还要考虑晶体导热、对振荡光的再吸收等其他因素, 下面分别计算以两种晶体为增益介质的太阳光直接抽运的阈值抽运密度.

2.2 激光增益介质的阈值抽运功率密度计算

2.2.1 掺 Tm³⁺激光器速率方程理论

图 3 显示了掺 Tm³⁺晶体的能级结构图, 分析能级跃迁过程后, 建立上能级粒子数密度的速率方程及光子数密度的速率方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial N_2(x, y, z)}{\partial t} \\ &= R_4 r_0(x, y, z) - N_2(x, y, z)/\tau_2 - K_m N_2^2(x, y, z) \\ & \quad - \sigma \frac{c}{n} (f_u N_2(x, y, z) - f_l N_1) \Phi s_0(x, y, z), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial t} &= \frac{\sigma c}{n} \iiint_V [(f_u + f_l) N_2(x, y, z) - f_l N_{Tm}] \\ & \quad \times \Phi s_0(x, y, z) dV - \Phi/\tau_c, \end{aligned} \quad (4)$$

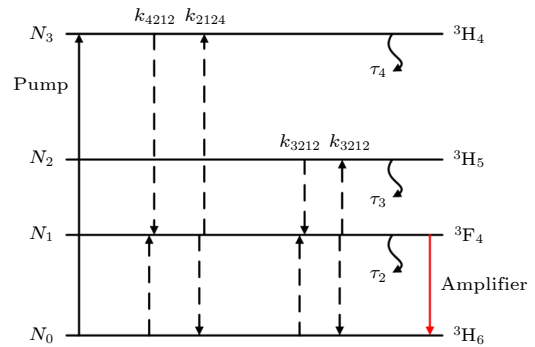


图 3 Tm³⁺离子能级跃迁示意图

Fig. 3. Schematic diagram of Tm³⁺ ion level transition.

式中, R_4 为 (下同) 抽运速率, $N_2(x, y, z)$ 代表上能级的粒子数密度, σ 代表晶体的受激发射面积, K_m 代表上转换损耗系数, τ_2 代表上能级寿命, n 代表晶体折射率, Φ 代表腔内的光子数, f_u 代表处于上能级的粒子玻尔兹曼分布因子, f_l 代表处于下能级的粒子玻尔兹曼分布因子, N_{Tm} 代表总的粒子数浓度, τ_c 代表光子数平均寿命, $r_0(x, y, z)$ 和 $s_0(x, y, z)$ 分别代表归一化的抽运速率分布及腔内光子数分布.

$$\iiint_V r_0(x, y, z) dV = \iiint_V s_0(x, y, z) dV = 1. \quad (5)$$

当激光器在稳态下工作时, 上能级粒子数及腔内光子数均不随时间变化,

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0. \quad (6)$$

且当激光器处于阈值状态时, 腔内光子数较少, 可以认为 $\Phi \approx 0$. 将各项条件代入速率方程后上能级粒子数密度 $N_2(x, y, z)$ 与抽运速率 R_4 可以表示为

$$N_2(x, y, z) = \frac{-\frac{1}{\tau_2} + \sqrt{\frac{1}{\tau_2^2} + 4R_4 r_0(x, y, z) K_m}}{2K_m}, \quad (7)$$

$$R_4 = \frac{\frac{n}{\tau_c \sigma c} + f_1 N_{Tm}}{(f_u + f_1) \tau_2}, \quad (8)$$

式中, $\tau_c = 2L/c\delta$, δ 代表谐振腔往返损耗, c 代表光速. 最终得到阈值条件下抽运速率的表达式为

$$R_4 = \frac{\frac{n\delta}{2L\sigma} + f_1 N_{Tm}}{(f_u + f_1) \tau_2}. \quad (9)$$

2.2.2 掺 Tm³⁺ 太阳光抽运激光器阈值计算及数值分析

与传统激光器抽运阈值不同, 对于太阳光抽运激光器, 可以将晶体材料各吸收带吸收的太阳光辐射功率用来表示激光器的抽运速率^[20], 即

$$R_4 = \sum_i N_i. \quad (10)$$

设 N_i ($i = 1, 2, 3, \dots$) 代表各吸收带吸收的太阳光辐射功率对抽运速率的贡献. 对于激光介质的各个吸收带, 均有 $P_i \bar{a}_i \eta_u = N_i h\nu_L$. 式中, η_u 代表吸收的太阳光转化为激光发射功率的效率, $\eta_u = \eta_Q \eta_S$, η_Q 代表量子效率, η_S 为斯托克斯因子, 表示激光跃迁时发射的光子能量与抽运光子能量之比; \bar{a}_i 代表整个吸收带内的平均吸收系数, P_i 代表第 i 个吸收带内的太阳辐射功率, $P_i = P_{solar} \cdot \eta_i$ (η_i 表示各吸收带内的太阳辐射功率占整个太阳光辐射功率的比例), ν_L 代表激光跃迁频率.

最终, 将 (9) 式代入 (10) 式后得到太阳光抽运激光器的阈值抽运功率密度为

$$P_{solar.th} = \frac{hc}{\eta_Q \tau_2} \cdot \frac{\frac{n\delta}{2L\sigma} + f_1 N_{Tm}}{(f_1 + f_u)} \cdot \frac{1}{\sum_i \eta_i \bar{a}_i \lambda_i}. \quad (11)$$

表 2 晶体参数

Table 2. Crystal parameters.

	Tm:YAG	Tm:YAP
Doping density/cm ³	1.26×10 ²⁰ (1 at.%)	1.965×10 ²⁰ (1 at.%)
Upper level lifetime/ms	10.5	4.4
Boltzmann factor in upper level	0.46	0.29
Boltzmann factor in lower level	0.017	0.015
Emission cross section/cm ²	2.5×10 ⁻²¹	3.81×10 ⁻²¹
Quantum efficiency	1.8	1.9
Calculation results of absorption coefficient curve: $\sum_i \eta_i \bar{a}_i \lambda_i$ /cm	46.0069×10 ⁻⁷	51.5739×10 ⁻⁷
Refractive index	1.82	1.91

表 2 列出了 Tm:YAG 与 Tm:YAP 两种晶体材料的晶体参数:

此外, 在计算阈值的过程中用到的其他参数有: 晶体棒长度 l 取 70 mm, 谐振腔光学长度 $L = l \cdot n + x$, x 为腔内除晶体棒外其余部分长度, n 为晶体棒折射率, 最终取谐振腔光学长度为 150 mm, 谐振腔损耗 $\delta = 0.01$. 最终结算结果为: Tm:YAG 晶体的抽运阈值密度为 1.14 kW/cm³, Tm:YAP 晶体的抽运阈值密度为 1.434 kW/cm³.

3 基于 Tracepro 软件的系统模型建立与结构优化

基于上文中计算的阈值参数以及菲涅耳透镜、锥形抽运腔的二级抽运系统, 在 TracePro 软件中建立太阳光抽运 Tm:YAG 激光器的抽运模型. 图 4 为 TracePro 软件中建立的太阳光抽运 Tm:YAG 激光器系统二级抽运系统模型与模型中使用的锥形腔结构图. 为了完整构建太阳光抽运 Tm:YAG 激光器的系统模型, 需要在模型中分别对太阳光源、菲涅耳透镜、锥形抽运腔、Tm:YAG 晶体棒与冷却液体忽略冷却液流动对抽运光分布带来的影响以及锥形腔入射窗口对入射光的吸收.

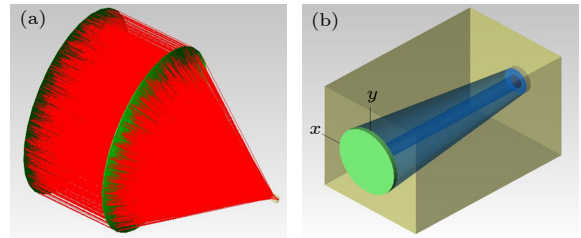


图 4 (a) TracePro 软件建立的太阳光抽运激光器二级抽运模型; (b) 锥形腔结构图

Fig. 4. (a) Two-stage pumping model; (b) structure diagram of conical cavity.

1) 软件中设置太阳光源功率密度与上文中计算参数一致, 为 981.7808 W/m², 太阳辐射的发散角设为 0.27°, 由于距离较远, 将光源设置为表面光源, 定义其一面为发光面.

2) 菲涅耳透镜使用 PMMA (聚甲基丙烯酸甲酯) 材料, 焦距为 1500 mm, 环距为 0.33 mm, 厚度为 5 mm, 通光面面型为直径 2 m 的圆.

3) 锥形腔材料设为紫铜结构, 内表面使用陶瓷反射面, 腔内冷却液设置为水.

4) 晶体选择 Tm:YAG 材料, 其侧面设置为磨砂面.

3.1 锥形腔窗口位置选择与优化

PMMA 材质的菲涅耳透镜作为一种投射式聚光器, 其材料的色散特性会导致不同波长的光经过菲涅耳透镜后汇聚焦点不同^[21]. 因此, 对于太阳光抽运激光器而言, 不能简单地将锥形腔窗口设置在菲涅耳透镜焦点处, 需要寻找锥形腔窗口的最佳位置. 在软件中, 设置模拟追迹光线条数为 50000 条, 锥形腔窗口尺寸设置为 $\Phi 40$ mm, 将锥形腔在菲涅耳透镜的焦点附近来回移动, 改变腔与菲涅耳透镜之间的距离, 对锥形腔窗口位置进行优化. 图 5 为模拟的锥形腔在不同位置下接收入射光的能量分布.

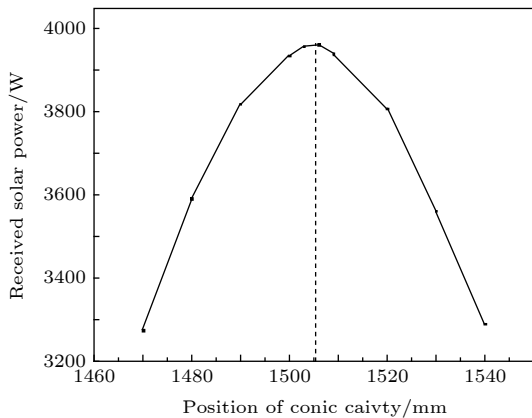


图 5 锥形腔窗口位置与接受光功率关系图

Fig. 5. Curve of the relationship between the position of conical cavity and the received solar power.

图 5 的横坐标代表的是锥形腔窗口距菲涅耳透镜的距离, 当锥形腔窗口位置设置在距离菲涅耳透镜 1506 mm 处时, 接收到的光强最大. 因此, 锥形腔的最佳位置应设置在距离菲涅耳透镜 1506 mm 处.

3.2 晶体棒长度优化

由于锥形腔的存在, 由菲涅耳透镜汇聚的太阳光能够以端面抽运与侧面抽运结合的方式混合抽运激光晶体, 由于晶体长度较长, 晶体棒接收到的侧面抽运光通量远远大于端面抽运. 因此计算晶体的侧面抽运阈值辐照度对于晶体长度的选择具有重要意义. 设晶体棒半径为 r , 由 (11) 式得晶体抽运阈值密度为 $P_{\text{solar.th}}$, 晶体长度为 l , 晶体侧面抽运

阈值辐照度为 E_0 . 仅当满足 (12) 式时, 晶体能够出光.

$$E_0 \pi 2r dl \geq P_{\text{solar.th}} \pi r^2 dl. \quad (12)$$

最终计算得到半径为 r 的晶体棒侧面抽运阈值辐照度为

$$E_0 = P_{\text{solar.th}} \cdot r/2. \quad (13)$$

在 TracePro 软件中将 Tm:YAG 晶体长度设置为 100 mm, 锥形腔入射窗口尺寸为 $\Phi 40$ mm, 出射窗口尺寸为 $\Phi 6$ mm. 如图 6 所示, 将锥形腔位置放置于距离菲涅耳透镜 1506 mm 处, 进行光线追迹, 得到晶体棒侧面入射光通量分布.

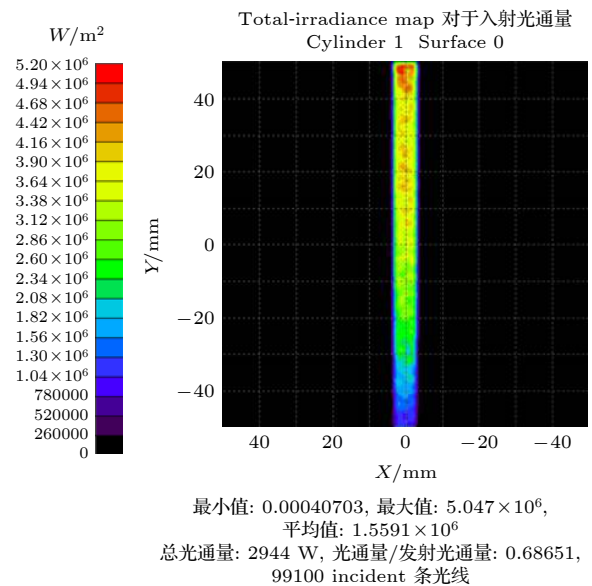


图 6 100 mm 晶体棒侧面抽运光分布图

Fig. 6. Distribution map of side pump power on 100 mm-length crystal rod.

根据 (13) 式, 对于尺寸为 $\Phi 6$ mm 的 Tm:YAG 晶体, 仅考虑侧面抽运情况下, 计算得到侧面抽运的阈值辐照度为 1.71×10^6 W/m². 从图 6 可以地明显看出, 尽管晶体棒侧面接收到的入射总光通量够大, 但是位于锥形腔后端的晶体侧面接收到的光很少, 无法达到阈值, 晶体未能起振, 造成了抽运光的浪费. 因此, 需要对锥形腔与晶体的长度进行优化. 将晶体长度分别减少为 90, 80, 70, 60 和 50 mm 进行光线追迹, 观测晶体侧面入射光分布并进行对比, 得到了图 7 所示的晶体棒轴向抽运光辐照度分布图.

从图 7 可知, 当逐渐减小晶体棒长时, 晶体棒前端接收到的抽运光辐照度逐步增大, 证明原本晶

体后端并未吸收的抽运光重新分布在晶体前端, 增大了前端晶体的抽运功率密度, 使得腔内抽运光的利用率得到了有效提升. 当长度减小到 70 mm 时, 晶体棒侧面接收到的光辐照度值均大于 $\Phi 6$ mm 晶体的抽运阈值辐照度 $1.71 \times 10^6 \text{ W/m}^2$, 证明该长度下整个晶体均能起振, 输出激光. 继续减小晶体棒长度, 可以发现晶体棒接收到的抽运光平均辐

照度继续增大, 但抽运总功率变小. 为确定晶体棒的最佳长度, 对介质增益系数进行计算. 对于激光介质, 小信号增益系数可表示为

$$g_0 = \Delta N \cdot \sigma = (f_u N_2 - f_1 N_1) \cdot \sigma = [(f_u + f_1) N_2 - f_1 N_{Tm}] \cdot \sigma, \quad (14)$$

式中, ΔN 表示反转粒子数密度, σ 表示发射截面积, 将 (8) 式与 (13) 式代入 (14) 式后得到

$$g_0 = \left\{ \frac{1}{2K_m} \left[-\frac{1}{\tau_2} + \sqrt{\frac{1}{\tau_2^2} + 4r_0(x, y, z)K_m} \cdot \frac{P_{\text{solar}}\eta_u}{h\nu_L} \cdot \sum_i \eta_i \bar{a}_i \right] (f_u + f_1) - f_1 N_{Tm} \right\} \sigma. \quad (15)$$

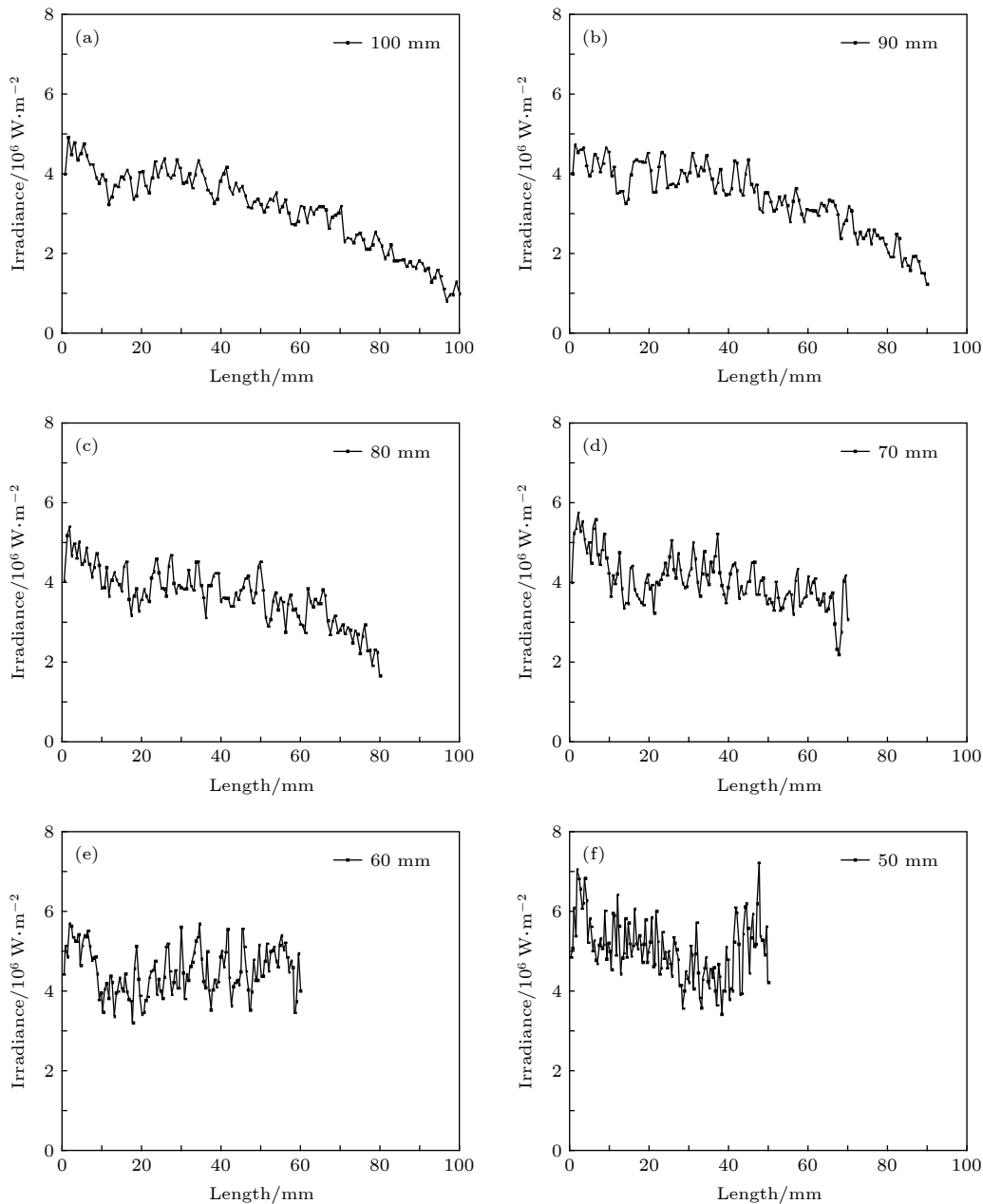


图 7 不同晶体长度下晶体棒轴向光辐照度分布

Fig. 7. Axial irradiance distribution of different-length crystals.

从 (15) 式可得小信号增益系数随抽运太阳光功率增大而增大, 因此在辐照度达到阈值、晶体利用率最大的情况下, 70 mm 长晶体受到的抽运光功率最大, 其增益系数最大, 因此最终选择晶体长度为 70 mm.

3.3 锥形腔锥度优化

使用软件对锥形腔锥度进行优化设计, 晶体长度设置为 70 mm, 锥形腔有效聚光长度同样设置为 70 mm, 将锥形腔入射窗口尺寸设置为 $\Phi 40$ mm,

改变锥形腔出射窗口尺寸, 即改变锥形腔的锥度, 让锥形腔出射窗口尺寸分别为 $\Phi 6$ mm, $\Phi 12$ mm, $\Phi 18$ mm, $\Phi 24$ mm, $\Phi 30$ mm 和 $\Phi 36$ mm 时, 晶体棒轴向光辐照度分布如图 8 所示.

从图 8 可以发现, 当锥形腔锥度较大时, 其出射窗口尺寸小, 晶体棒接收到的侧面抽运总光通量大, 但是在晶体后端接收到的光通量却较少, 无法达到阈值, 晶体无法起振, 造成了晶体材料的浪费. 当逐渐减少锥形腔锥度, 即增大锥形腔出射窗口尺寸时, 晶体接收到的总光通量变少, 但晶体棒各部

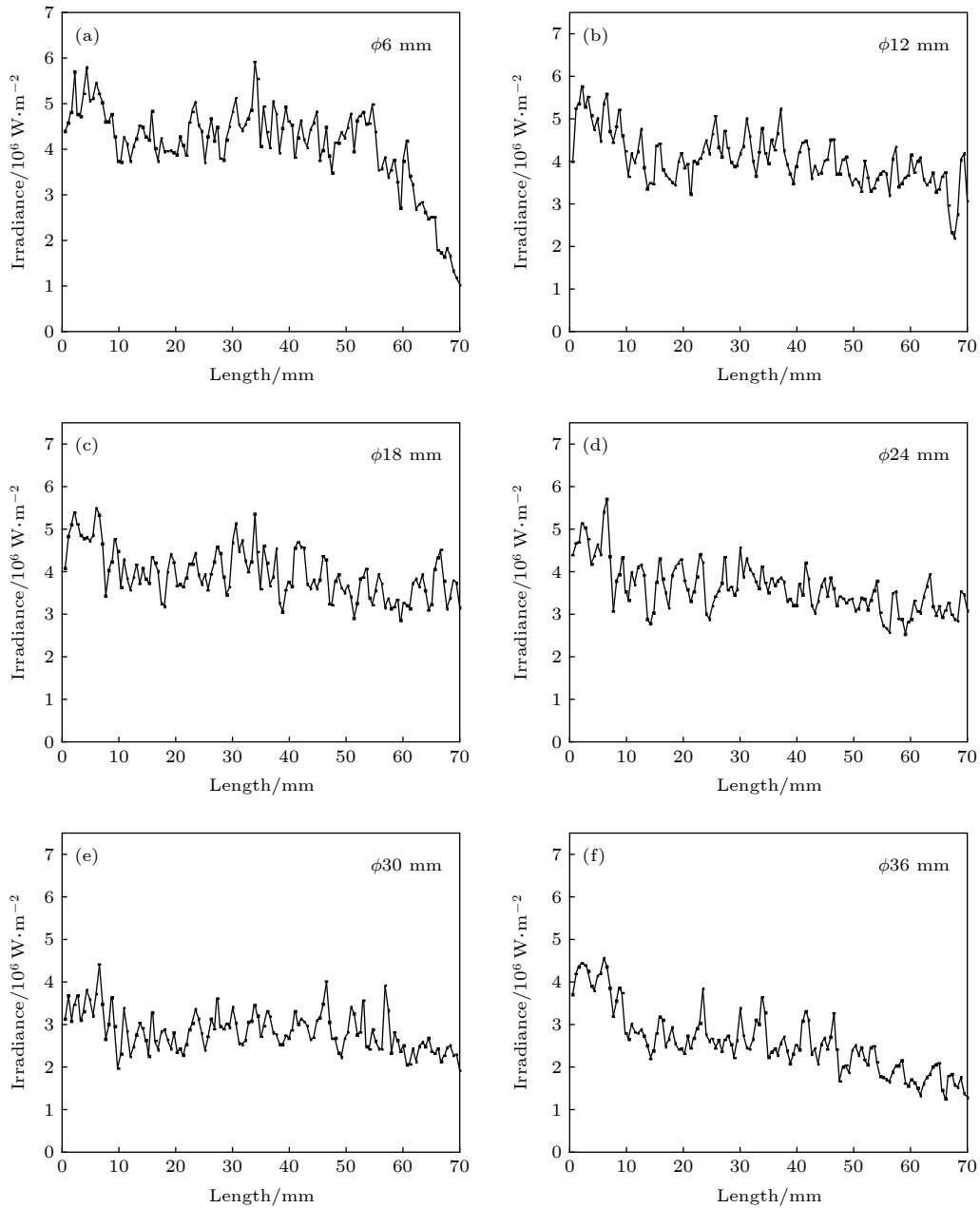


图 8 不同锥度下晶体棒轴向光辐照度分布图

Fig. 8. Axial irradiance distribution of different-taper crystals.

分接收到的光通量更加均匀, 晶体利用率得到提高. 但当锥形腔锥度减小到一定度数后, 锥形腔的二次汇聚作用减小, 入射抽运光在腔内反射次数过少, 溢出锥形腔的光过多, 入射光利用率过低, 同样也会造成晶体后端无法起振现象, 使晶体利用率降低. 综合考虑光通量与抽运光均匀度后, 确定锥形腔最佳锥度, 出射窗口尺寸选择为 $\Phi 12$ mm, 此时入射总光通量最大, 光照均匀度好, 且晶体棒利用率高.

4 结 论

本文提出了一种采用掺 Tm^{3+} 离子晶体作为增益介质的新型太阳光抽运激光器的设计方法, 能够发出 $2\ \mu\text{m}$ 的人眼安全波段激光. 对两种常见掺 Tm^{3+} 离子晶体 $\text{Tm}:\text{YAG}$ 和 $\text{Tm}:\text{YAP}$ 的吸收光谱与光谱匹配度进行了计算, 并计算出以两种晶体用于太阳光抽运激光器的阈值抽运功率密度分别为 1.14 和 $1.434\ \text{kW}/\text{cm}^3$. 采用阈值较小的 $\text{Tm}:\text{YAG}$ 晶体, 运用 TracePro 软件建立了太阳光抽运激光器的两级抽运模型, 并确定了其锥形腔窗口与菲涅耳透镜的最佳距离为 $1506\ \text{mm}$, 锥形腔的最佳长度为 $70\ \text{mm}$, 锥形腔最佳锥度, 即出射窗口尺寸选择为 $\Phi 12\ \text{mm}$.

在未来工作方面有一点特别需要注意的地方: 以 $\text{Tm}:\text{YAG}$ 或 $\text{Tm}:\text{YAP}$ 晶体作为增益介质的太阳光抽运激光器的抽运阈值功率密度比传统 $\text{Nd}:\text{YAG}$ 激光器大, 为达到工作阈值, 需要汇聚更多的入射光, 从而导致锥形腔内热量增加, 且掺 $\text{Tm}:\text{YAG}$ 与 $\text{Tm}:\text{YAP}$ 晶体为准三能级结构, 其工作时热效应更加严重. 对于本太阳光抽运激光器而言, 腔内晶体的冷却工作是未来工作重点, 需要寻找新型漫反射冷却液或采用热键合材质晶体以缓解热效应.

参考文献

- [1] Shi J, Wang H, Qian J, He X 2016 *Opt. Commun.* **363** 21
- [2] Zhu X, Lu Z, Wang Y 2015 *Laser Part. Beams* **33** 11
- [3] Kavaya M J, Beyon J Y, Koch G J, Petros M, Petzar P, Singh U N, Trieu B C, Yu J 2014 *J. Atmos. Ocean. Tech.* **31** 826
- [4] Wagener T J, Demma N, Kemetec J D, Kubo T S 1995 *IEEE Aero. El. Sys. Mag.* **10** 23
- [5] Marano M, Galzerano G, Svelto C, Laporta P 2004 *IEEE T. Instrum. Meas.* **53** 571
- [6] Koch G J, Beyon J Y, Petzar P, Petros M, Yu J, Trieu B C, Kavaya M J, Singh U N, Modlin E A, Bames B W, Demoz B B 2010 *J. Appl. Remote Sens.* **4** 043512
- [7] Koch G J, Beyon J Y, Bames B W, Petros M, Yu J, Amzajeridian F, Kavaya M J, Singh U N 2007 *Opt. Eng.* **46** 16201
- [8] Geisthoff U W, Zenk J, Steinhart H, Iro H 2001 *HNO* **49** 194
- [9] Ma Q L, Bo Y, Zong N, Pan Y B, Peng Q J, Cui D F, Xu Y 2011 *Opt. Commun.* **284** 1645
- [10] Young C G 1966 *Appl. Opt.* **5** 993
- [11] Thompson G A, Krupkin V, Yogev A 1992 *Opt. Eng.* **31** 2644
- [12] Yabe T, Ohkubo T, Uchida S, Yoshida K, Nakatsuka M, Funatsu T, Mabuti A, Oyama A, Nakagawa K, Oishi T, Daito K, Behgol B, Naayama Y, Yoshida M, Motokoshi S, Sato Y, Baasandash C 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 261120
- [13] Saiki T, Funahashi K, Motokoshi S, Imasaki K, Fujioka K, Fujita H, Nakatsuka M, Yamanaka C 2009 *Opt. Commun.* **282** 614
- [14] Saiki T, Motokoshi S, Imasaki K, Nakatsuka M, Yamanaka C, Fujioka K, Fujita H 2009 *Opt. Commun.* **282** 936
- [15] Yang Y 2007 *Ph. D. Dissertation* (Shanghai: Shanghai Jiao Tong University) (in Chinese) [杨扬 2007 博士学位论文 (上海: 上海交通大学)]
- [16] O'Hare J M, Donlan V L 1976 *Phys. Rev. B* **14** 3732
- [17] Beyatli E, Sumpf B, Demirbas U 2019 *Appl. Opt.* **58** 2973
- [18] Zhao B, Zhao C M, He Z W, Yang S H 2007 *Acta Opt. Sin.* **27** 1797 (in Chinese) [赵彬, 赵长明, 何建伟, 杨苏辉 2007 光学学报 **27** 1797]
- [19] Fang R C 2001 *Solid State Spectroscopy* (Vol. 1) (Hefei: Press of University of Science and Technology of China) p4 (in Chinese) [方容川 2001 固体光谱学 (合肥: 中国科学技术大学出版社) 第4页]
- [20] Zhao L W 2010 *M. S. Dissertation* (Beijing: Beijing Institute of Technology) (in Chinese) [赵立伟 2010 硕士学位论文 (北京: 北京理工大学)]
- [21] Xu P 2019 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Beijing Institute of Technology) (in Chinese) [徐鹏 2019 博士学位论文 (北京: 北京理工大学)]

Theoretical study of eye-safe 2 μm laser directly pumped by sunlight*

Lin Xue-Tong¹⁾ Yang Su-Hui^{1)2)3)†} Wang Xin¹⁾²⁾
Li Zhuo¹⁾²⁾ Zhang Jin-Ying¹⁾²⁾

1) (*School of Optics and Photonics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China*)

2) (*Beijing Key Laboratory for Precision Optoelectronic Measurement Instrument and Technology, Beijing 100081, China*)

3) (*Key Laboratory of Photonics Information Technology, Ministry of Industry and Information Technology, Beijing 100081, China*)

(Received 27 December 2019; revised manuscript received 27 January 2020)

Abstract

Solar energy has become one of the new types of energy sources for humanity in the future due to its abundant recourse, clean use and huge reserve. Solar-pumped laser has potential applications in free space optical communications, remote sensing and other fields. However, the research on solar-pumped laser is limited to 1 μm band with neodymium-doped material as a gain medium. To expand the output wavelength range of solar-pumped solid-state lasers, thereby expanding their application fields is one of the goals pursued by researchers in the field. According to the analysis of the absorption spectra of existing solid laser materials, we find that the thulium-doped crystals also have strong absorption peaks in visible light band where solar radiation is strong. Therefore, it is possible that solar-pumped laser could also generate output at 2 μm eye-safe wavelength. In this paper, the absorption spectrum and spectral matching of two common laser crystals—Tm:YAG and Tm:YAP with solar spectrum are analysed and calculated. According to the quasi-three-level transition rate equation of thulium ion and the model of solar-pumped laser system, we obtain the theoretical threshold pump power densities of these two crystals to be 1.14 kW/cm³ and 1.434 kW/cm³, respectively. We choose the Tm:YAG crystal with lower threshold pump power density as the gain medium and built a two-stage pumping model with TracePro software. In our model, Fresnel lens is the primary solar light concentrator, and a conical cavity with diffusion reflection surface is used as a secondary concentrator to couple the solar energy to laser crystal. Laser setup parameters such as the distance between the Fresnel lens and the window of conic cavity, length of crystal, taper of conic cavity are optimized with the model. The work in this paper offers a valuable reference for future experimental research of 2 μm solar-pumped laser. Finally, we point out the challenge of the future work. Special attention needs to be paid to the huge thermal effect caused by a large amount of sunlight shining on the Tm:YAG crystal. We could find a new kind of diffuse reflection coolants or use thermally bonded crystals to mitigate thermal effects. It will be the focus of future work.

Keywords: eye-safe, solar-pumped laser, threshold pump power, Tm:YAG/Tm:YAP

PACS: 42.55.-f, 42.55.Ah, 42.60.By

DOI: 10.7498/aps.69.20191985

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61835001, 61875011).

† Corresponding author. E-mail: suhuiyang@bit.edu.cn