

高效率多通泵浦平面波导激光放大器

曲波^{1**}, 刘奇¹, 王思博¹, 李强^{1,2,3,4*}¹北京工业大学材料与制造学部激光工程研究院, 北京 100124;²北京市激光应用技术工程技术研究中心, 北京 100124;³激光先进制造北京市高等学校工程研究中心, 北京 100124;⁴跨尺度激光成型制造技术教育部重点实验室, 北京 100124

摘要 设计了一种高效率、结构紧凑的高功率平面波导激光放大器。放大器使用新型平面波导结构,可以实现对芯层的多通泵浦,从而大幅度增加泵浦光的吸收长度,提高低掺杂 Yb:YAG 芯层的泵浦吸收率。基于 Yb³⁺ 的激光动力学方程,结合光学追迹法与有限元方法构建了三维激光放大模型,并分别对双包层平面波导与新型平面波导的高功率激光放大器进行仿真。仿真结果表明,当泵浦总功率为 10 kW 和注入种子光的功率为 200 W 时,新型平面波导放大器具有更高的泵浦吸收率、更好的泵浦均匀性、更低的热损伤风险及更高的光-光转化效率。

关键词 激光器; 低掺杂 Yb:YAG; 平面波导; 激光放大器; 高效率; 多通泵浦

中图分类号 TN248.1

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202148.1601002

1 引言

平面波导激光器^[1-3]结合了板条激光器和光纤激光器的优点,如输出功率高、能量转换效率高、泵浦效率高、结构紧凑、功率体积比大以及一维方向的波导可以限制泵浦光传输。平面波导激光振荡器可以实现高光束质量的激光输出,但输出功率为百瓦量级^[4-8],而平面波导放大器可以实现千瓦级的激光输出,具备高平均功率输出的潜力,近年来已成为高平均功率固体激光器的重要发展方向之一^[9-13]。

增益介质材料是影响平面波导放大器性能的关键因素之一,而高功率平面波导放大器采用 Nd:YAG 或 Yb:YAG 作为增益介质材料。Nd:YAG 平面波导放大器的泵浦吸收率高,但光-光效率低^[9-10],主要是因为 Nd:YAG 增益介质中 Nd³⁺ 的量子效率低,产生的废热多,热效应严重,不利于高功率运行条件下的激光放大。2012 年, Raytheon 公司^[11]采用了增益介质为 Yb:YAG 的平面波导放大器,当注入 200 W 功率的种子光时,可以获得 24 kW 的输出功率。相比于 Nd:YAG,

Yb:YAG 中 Yb³⁺ 的量子效率为 89%,产生的废热少(热转化率仅为 Nd³⁺ 的 1/3),有利于获得更高的输出功率。为了充分吸收泵浦功率,目前高功率 Yb:YAG 平面波导激光放大器采用双包层平面波导结构,泵浦方式采用端面泵浦方式,但由于 Yb:YAG 的泵浦吸收截面小(约为 Nd:YAG 的 1/10),则需要 Yb³⁺ 的高掺杂浓度^[12-13]。当采用高掺杂浓度的 Yb:YAG 作为增益介质时,吸收泵浦功率大量集中在泵浦入射端面,这会导致芯层温度分布不均匀,容易造成晶体的热损伤。同时 Yb³⁺ 的自吸收效应在掺杂浓度越高的情况下越明显^[14-15],这限制了吸收功率的充分提取,而 Yb³⁺ 的掺杂浓度越低,吸收系数越小,泵浦吸收率越低。尽管低掺杂浓度的 Yb:YAG 的吸收系数小,但如果能够采用多通泵浦的方式来增加吸收长度,那么可以在充分吸收泵浦功率的同时解决高掺杂浓度所存在的问题,充分发挥放大器的性能。

本文设计一种多通泵浦平面波导结构放大器(multipass pumped Planar Waveguide Amplifier, MPWA),该结构采用掺杂浓度(原子数分数,下同)

收稿日期: 2020-11-24; 修回日期: 2021-01-04; 录用日期: 2021-01-27

基金项目: 国家自然科学基金(62075003)、北京市自然科学基金(4202007, KZ202110005010)

通信作者: *ncltlq@bjut.edu.cn; **liningqb@qq.com

为 1% 的 Yb:YAG 作为芯层并在双包层波导的基础上进行扩展。泵浦光被限制在波导内并以“之”形光路传输,使其可以多次通过芯层,从而大幅度增加吸收长度,进而提高泵浦吸收率。基于 Yb³⁺ 的激光动力学方程,采用光学追迹与有限元分析相结合的方法构建激光放大模型,使用该模型对端面泵浦双包层平面波导放大器(Double-clad Planar Waveguide Amplifier, DPWA)与多通泵浦新型平面波导放大器进行仿真,对比分析二者的泵浦吸收特性与放大提取特性。在室温条件下,当泵浦总功率为 10 kW 和注入的种子光功率为 200 W 时,多通泵浦新型平面波导激光放大器的泵浦吸收率为 93.3%,输出功率为 7311 W,光-光效率为 71.1%,较端面泵浦双包层平面波导放大器有显著提高。

2 激光放大器的设计

2.1 MPWA 的设计

图 1 为多通泵浦平面波导结构,该结构关于 z 轴对称,其中 HR 为高反射率,AR 为增透。从图 1(a) 可以看到,平面波导由三部分组成,分别为核心区、扩展区和外包层。核心区由芯层和内包层组成,尺寸为 80.0 mm × 16.0 mm × 1.2 mm。选取掺杂浓度为 1% 的 Yb:YAG 作为芯层材料。根据平面波导理论可知,单模波导芯层的厚度 $d = \lambda/2NA$,其中 NA 为平面波导的数值孔径, λ 为激光波长。根据波导中激光模式竞争的理论,芯层

厚度的上限可增加至 $d = 3\lambda/4NA$ 。为了获得更小的 NA 来增加平面波导芯层的厚度以及提高泵浦吸收率,采用掺杂浓度为 0.5% 的 Er:YAG 作为内包层。通过实验测量^[16],掺杂浓度为 0.5% 的 Er:YAG 与掺杂浓度为 1% 的 Yb:YAG 的折射率差为 4×10^{-6} ,同时 Er:YAG 不吸收波长为 941 nm 和 1030 nm 的激光,不会影响平面波导的泵浦吸收与激光输出特性。计算得到的芯层厚度为 0.203 mm,而设计的芯层厚度为 0.200 mm。为了降低泵浦耦合难度,上、下内包层的厚度各为 500 μm 。扩展区材料为 YAG,厚度与核心区相同。外包层覆盖核心区与扩展区,与核心区形成双包层结构,与扩展区形成单包层结构,厚度均为 1 mm。泵浦光垂直于泵浦入射窗入射,入射窗镀膜波长为 940 nm 的增透膜,降低平面波导的泵浦耦合损耗。为了降低返回至泵浦源的功率,泵浦入射窗与波导大面的切角为 13° ,泵浦光倾斜进入波导中。当泵浦光在波导内传输时始终被限制在外包层内,经过反射面反射后多次通过芯层,可以大幅度提高泵浦光的吸收长度,反射面镀膜波长为 940 nm 的高反膜。由于泵浦光的反射面与种子光的入射面共面,在波导侧面镀膜的过程中还需满足对波长为 1030 nm 的放大光增透。图 1(b) 为多通泵浦平面波导 $x-z$ 示意图,阴影区域为核心区,空白区域为扩展区。泵浦方式采用对称泵浦方式,可以避免吸收功率在芯层一个端面集中。泵浦入射窗的宽为 12 mm,泵浦光的入射方向与 z 轴间的夹角为 7.8° 。

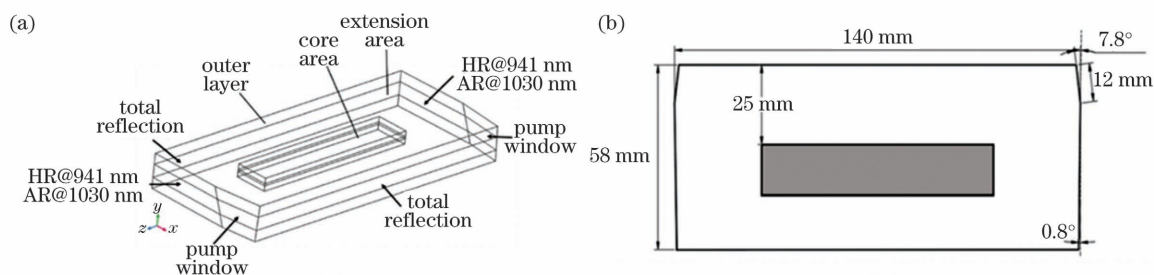


图 1 多通泵浦平面波导结构。(a) 3D 示意图;(b) $x-z$ 示意图

Fig. 1 multipass pumped planar waveguide structure. (a) 3D schematic diagram; (b) $x-z$ schematic diagram

平面波导在 $x-z$ 平面内,泵浦光的反射面与波导底部间的夹角等于 90° 与大于 90° 的泵浦光路如图 2 所示。从图 2 可以看到,当夹角大于 90° 时,泵浦光的吸收长度更长,可以获得更高的泵浦吸收率,但夹角过大会导致泵浦光不能完全覆盖芯层区域,降低增益介质的利用率。为了兼顾泵浦光的吸收率与吸收均匀性,优化后得到泵浦光的反射面与波导底部间的夹角为 90.8° 。

多通泵浦平面波导放大器的设置如图 3 所示,其中 f 为焦距,DLA 为半导体激光器阵列。泵浦源为堆栈型的半导体激光器,输出波长为 941 nm,快轴发散角为 0.28° (全角,95% 能量),慢轴发散角为 8.50° (全角,95% 能量),发光区域的尺寸为 $45.6 \text{ mm} \times 10.0 \text{ mm}$,最大连续输出功率为 5000 W。种子源为光纤激光器,输出波长为 1030 nm,最大连续输出功率为 200 W,光束质量 $M^2 = 1.1$ 。

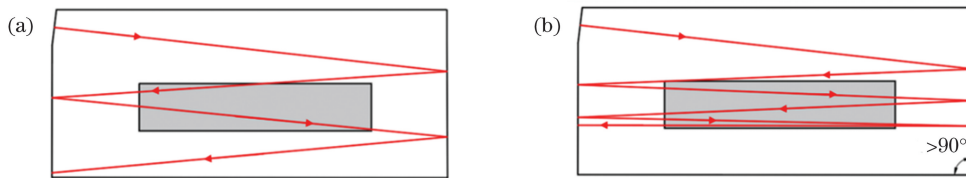


图 2 $x-z$ 平面内不同夹角的多通泵浦光路。(a) 夹角等于 90° ; (b) 夹角大于 90°

Fig. 2 Ray paths of multipass pumping with different angles in $x-z$ plane. (a) Included angle is equal to 90° ; (b) included angle is greater than 90°

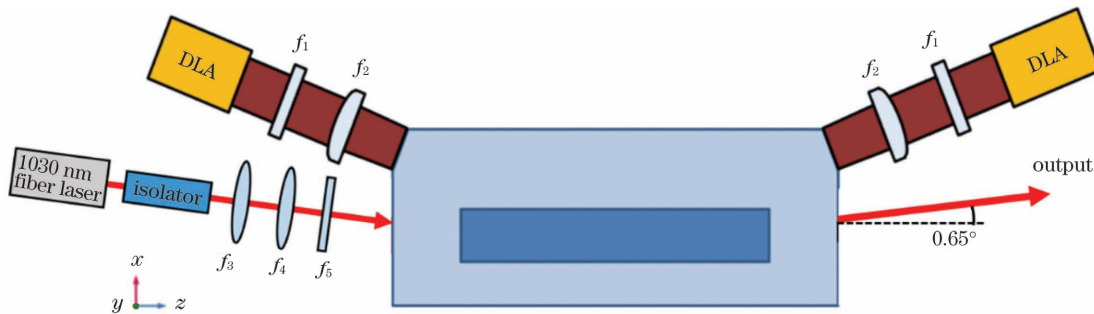


图 3 多通泵浦平面波导放大器的设置

Fig. 3 Setup of multipass pumped planar waveguide amplifier

使用 ZEMAX 对泵浦整形系统与种子光整形系统进行优化设计。泵浦光先经过焦距 $f_1 = 130 \text{ mm}$ 的柱透镜在慢轴方向上准直, 后被焦距 $f_2 = 150 \text{ mm}$ 的柱透镜在快轴方向上聚焦耦合进波导扩展区中。种子光经过焦距 $f_3 = 360 \text{ mm}$ 和 $f_4 = 300 \text{ mm}$ 的两个球透镜缩束后, 由焦距 $f_5 = 200 \text{ mm}$ 的柱透镜在波导方向上聚焦耦合进波导芯层中。种子光的入射方向与 z 轴的正向夹角为 0.65° , 使种子光在芯层中的传输方向与 z 轴平行。

2.2 DPWA 的设计

对双包层平面波导与多通泵浦平面波导的激光放大性能进行对比。双包层波导芯层与内包层的尺寸与多通泵浦波导相同, 波导尺寸为 $80.0 \text{ mm} \times 16.0 \text{ mm} \times 3.2 \text{ mm}$ 。波导端面分别镀波长为 941 nm 和 1030 nm 的增透膜, 图 4 为双包层平面波导结构。

目前, 高功率 Yb:YAG 双包层平面波导激光放大器采用的泵浦方式有单端泵浦^[11] 和双端泵

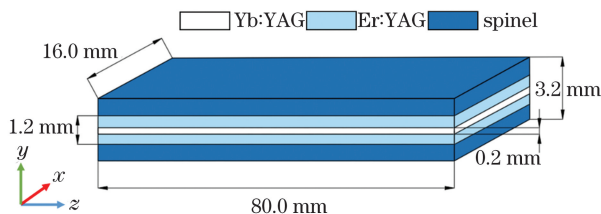


图 4 双包层平面波导结构

Fig. 4 Double-cladding planar waveguide structure

浦^[12] 两种, 因此双包层平面波导也采用这两种方式进行泵浦。图 5 为双包层平面波导放大器的端面泵浦设置, 其泵浦整形系统与多通泵浦平面波导放大器相同, 透镜间的距离被重新调整以适配双包层平面波导, 同时优化泵浦光的入射角度使泵浦吸收率最大化。

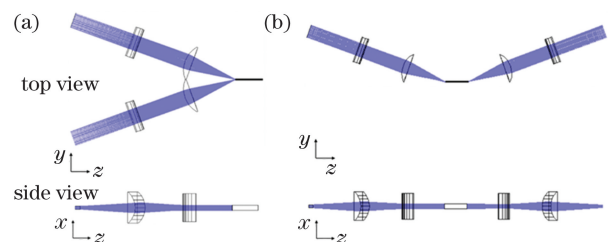


图 5 双包层平面波导端面的泵浦设置。(a) 单端泵浦; (b) 双端泵浦

Fig. 5 Pump setup for double-cladding planar waveguide.

(a) Single-end pumped; (b) double-end pumped

3 激光放大器的设计过程

3.1 激光放大模型方程组与求解过程

为了获得平面波导放大器的泵浦吸收与放大提取特性, 采用光学追迹与有限元相结合的方法对平面波导放大器的放大过程进行建模。根据 Yb^{3+} 的激光动力学方程^[17], 得到对波长为 941 nm 的泵浦光进行泵浦, 对波长为 1030 nm 的种子光进行放大的数学模型。Yb:YAG 的泵浦吸收与激光放大特性可表示为

$$a(x_0, y_0, z_0) = \sigma_p n_d \left[\frac{1 + \left(1 - \frac{f_{12} f_{03}}{f_{01} f_{11}}\right) \frac{I_L(x_0, y_0, z_0)}{I_L^S}}{1 + \left(1 + \frac{f_{03}}{f_{11}}\right) \frac{I_L(x_0, y_0, z_0)}{I_L^S} + \left(1 + \frac{f_{12}}{f_{01}}\right) \frac{I_P(x_0, y_0, z_0)}{I_P^S}} \right], \quad (1)$$

$$g(x_0, y_0, z_0) = \sigma_L n_d \left[\frac{\left(1 - \frac{f_{12} f_{03}}{f_{01} f_{11}}\right) \frac{I_P(x_0, y_0, z_0)}{I_P^S} - \frac{f_{03}}{f_{11}}}{1 + \left(1 + \frac{f_{03}}{f_{11}}\right) \frac{I_L(x_0, y_0, z_0)}{I_L^S} + \left(1 + \frac{f_{12}}{f_{01}}\right) \frac{I_P(x_0, y_0, z_0)}{I_P^S}} \right], \quad (2)$$

$$I_P^S = \frac{h\nu_P}{\sigma_P \tau}, \quad (3)$$

$$I_L^S = \frac{h\nu_L}{\sigma_L \tau}, \quad (4)$$

式中: (x_0, y_0, z_0) 为离散单元位置; $f_{12}, f_{03}, f_{01}, f_{11}$ 为 Stack 子能级的热居分布因子; h 为热交换系数; ν_P 为泵浦光频率; ν_L 为放大光频率; $I_P(x_0, y_0, z_0)$ 和 $I_L(x_0, y_0, z_0)$ 分别为离散单元内的激光强度与泵浦光强度; $a(x_0, y_0, z_0)$ 为离散单元吸收系数; $g(x_0, y_0, z_0)$ 为离散单元增益系数; σ_P 为泵浦吸收截面; σ_L 为激光发射截面; I_P^S 和 I_L^S 分别为泵浦饱和强度和激光饱和强度; τ 为自发辐射寿命; n_d 为掺杂粒子数密度。当泵浦光强度与激光强度为 0 时, 吸收系数最大, 即无源吸收系数。在放大过程中, 由于 I_P 值和 I_L 值均不为 0, 所以实际的吸收系数小于无源吸收系数。值得注意的是, 当泵浦光强度超过泵浦饱和强度时, 吸收系数会随着泵浦功率的增加而降低, 导致泵浦功率越高, 泵浦吸收率越低, 吸收率与泵浦功率呈非线性。Yb³⁺ 的上能级寿命 τ_R 为 0.95 ms, 计算得到室温下的 I_P^S 为 28.5 kW/cm²。若 I_P 值远小于 I_P^S 值, 可以忽略非线性吸收的影响。当单端泵浦功率为 10 kW 时, 双包层平面波导入射面上的平均泵浦光强度为 52.08 kW/cm², 约为泵浦饱和强度的 2 倍。双端泵浦的平均泵浦光强度为 26.04 kW/cm², 与泵浦饱和强度相当。对多通泵浦平面波导结构进行泵浦, 入射面上的平均泵浦光强

度为 34.7 kW/cm², 大于泵浦饱和强度, 因此在对平面波导进行高功率泵浦的过程中, 需要考虑非线性吸收对放大特性的影响。

泵浦吸收与激光放大过程可表示为

$$I_L(x_0, y_0, z_0) = \frac{\sum_n P_n \{ \exp [g(x_0, y_0, z_0) l_n] - 1 \}}{g(x_0, y_0, z_0) V}, \quad (5)$$

$$I_P(x_0, y_0, z_0) = \frac{\sum_m P_m \{ 1 - \exp [-a(x_0, y_0, z_0) l_m] \}}{a(x_0, y_0, z_0) V}, \quad (6)$$

式中: P_m 和 P_n 分别为入射至离散单元的泵浦光功率与激光功率; l_m 和 l_n 分别为泵浦光与激光在离散单元中的光程; V 为离散单元体积; m 和 n 分别为泵浦光和激光的光线数。离散单元的泵浦光强度与激光强度可以通过光学追迹法中光功率的吸收与放大进行转换, 从而实现光学追迹法与有限元方法间的参数耦合。

采用迭代法对激光放大模型进行计算, 计算流程如图 6 所示。

当计算开始时, 首先需要对有限元模型进行初始化。根据实际情况, 在没有泵浦光与种子光注入

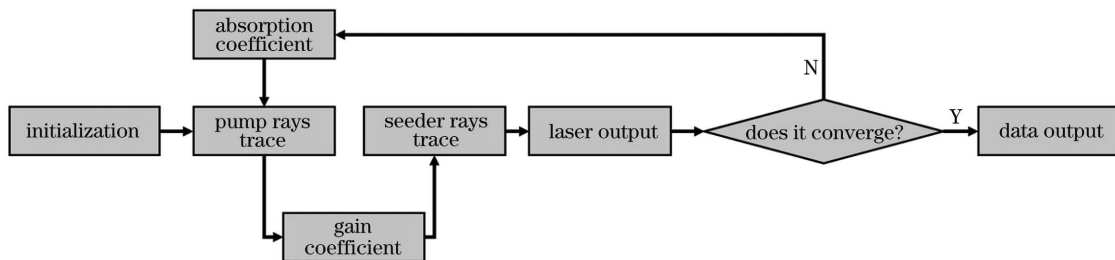


图 6 激光放大模型的计算流程图

Fig. 6 Flowchart of calculation of laser amplification model

波导的情况下,泵浦光强度、放大光强度和增益系数均为 0,吸收系数为无源吸收系数。

模型中的光学追迹过程包括泵浦光追迹与种子光追迹两个。当进行泵浦光追迹时,进入波导的光线是泵浦光经过泵浦整形系统后得到的,泵浦源的建模参数源自实际泵浦源的技术参数与实验测量结果。平面波导中泵浦光的传播遵循菲涅耳反射原理,满足全反射条件的光被限制在外包层内进行传输。当泵浦光经过芯层区域的离散单元时,根据离散单元的吸收系数与通过该单元的光程,计算该单元的吸收功率。种子光追迹的建模过程与泵浦光追迹法相同,区别在于吸收过程变为提取过程。

在模型计算的过程中,由计算吸收系数开始至

表 1 室温下激光放大模型的相关参数

Table 1 Parameters of laser amplification model at room temperature

Parameter	σ_p/cm^2	σ_L/cm^2	f_{11}	f_{12}	f_{01}	f_{03}
Value	7.7×10^{-21}	2.1×10^{-20}	0.7802	0.1815	0.8825	0.0437

模型中有关 YAG 材料的折射率由折射率公式得出^[18-19]。掺杂浓度为 1% 的 Yb:YAG 对 941 nm 波长光的折射率为 1.8172,对 1030 nm 波长光的折射率为 1.8153。掺杂浓度为 0.5% 的 Er:YAG 的折射率比掺杂浓度为 1% 的 Yb:YAG 小 4×10^{-6} ^[15]。YAG 对 941 nm 波长光的折射率为 1.8173,对 1030 nm 波长光的折射率为 1.8154。尖晶石的折射率为 1.72,波导中的光学损耗为 0.002 cm^{-1} 。

在相同种子光注入的条件下,采用光线信息复

制的方法对 DPWA 与 MPWA 进行比较。种子光只在 MPWA 中进行完整建模,之后将芯层入射端面上的光线信息(功率、方向及位置)复制到 DPWA 中,就可以得到与 MPWA 完全相同的种子光注入条件。图 7 为种子光在芯层入射端面上的种子光强度分布曲线,横轴代表光束尺寸,纵轴代表相对强度,值为不同位置的光强与中心峰值的比值。根据模拟结果可以得到芯层端面上的种子光功率为 194 W。

3.2 模型输入

当采用激光放大模型进行模拟时,假设放大器运行在室温条件(293 K)下,涉及参数的具体取值如表 1 所示。

制的方法对 DPWA 与 MPWA 进行比较。种子光只在 MPWA 中进行完整建模,之后将芯层入射端面上的光线信息(功率、方向及位置)复制到 DPWA 中,就可以得到与 MPWA 完全相同的种子光注入条件。图 7 为种子光在芯层入射端面上的种子光强度分布曲线,横轴代表光束尺寸,纵轴代表相对强度,值为不同位置的光强与中心峰值的比值。根据模拟结果可以得到芯层端面上的种子光功率为 194 W。

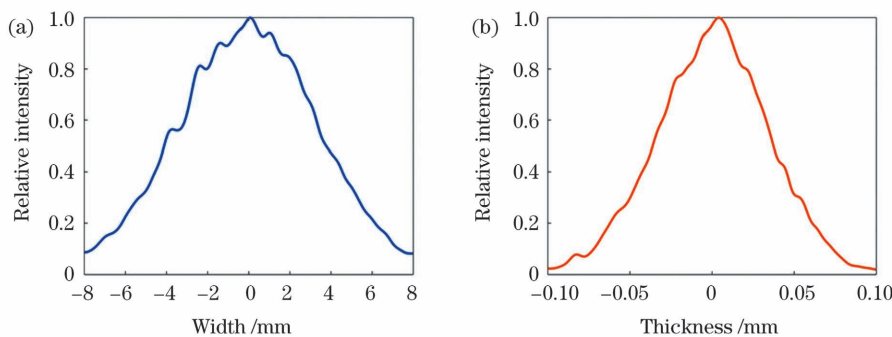


图 7 种子光在芯层端面不同方向上的相对强度分布曲线。(a)芯层宽度方向;(b)芯层厚度方向

Fig. 7 Relative intensity distribution curves of seed light in different directions on end face of core. (a) Width direction of core; (b) thickness direction of core

图 8 为泵浦光在泵浦入射窗上的光强分布曲线,实线与虚线分别表示入射窗长度与宽度方向的强度分布曲线,横轴为光束尺寸,纵轴为相对强

度。根据模拟结果可以得到 DPWA 与 MPWA 在泵浦入射窗上的泵浦总功率分别为 9900 W 与 9860 W。

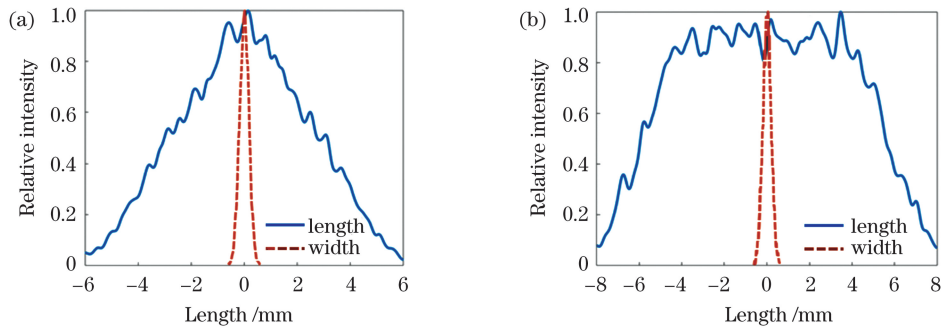


图 8 泵浦光在不同波导上的相对强度分布曲线。(a)多通泵浦平面波导；(b)双夹层平面波导

Fig. 8 Relative intensity distribution curves of pump beam over different waveguides. (a) multipass pumped planar waveguide; (b) double-cladding planar waveguide

4 结果与讨论

使用激光放大模型分别对 DPWA 与 MPWA 进行模拟。当泵浦功率为 10 kW 时,输出功率与光-光(O-O)效率随种子光功率的变化曲线如图 9(a)所示。从图 9(a)可以看到,当种子光功率小于 200 W 时,输出功率与光-光效率随种子光功率的增加快速提高;当种子光功率超过 200 W 时,输出功率曲线趋于线性,光-光效率达到饱和,由于 MPWA 的泵浦吸收率更高,因此输出功率与光-光

效率曲线均高于 DPWA。当种子光的输出功率为 200 W 时,输出功率与光-光效率随泵浦功率的变化曲线如图 9(b)所示。从图 9(b)可以看到,MPWA 的阈值与 DPWA 相同(500 W),但斜效率大于 DPWA;随着泵浦功率的增加,平面波导的输出功率变化曲线趋于线性,在泵浦功率超过 10 kW 后,光-光效率趋于饱和。值得注意的是,根据计算结果可知,当单端泵浦与双端泵浦时,DPWA 的放大输出差异很小,曲线基本重合,因此在图 9 中对单端泵浦与双端泵浦的 DPWA 曲线不进行区分。

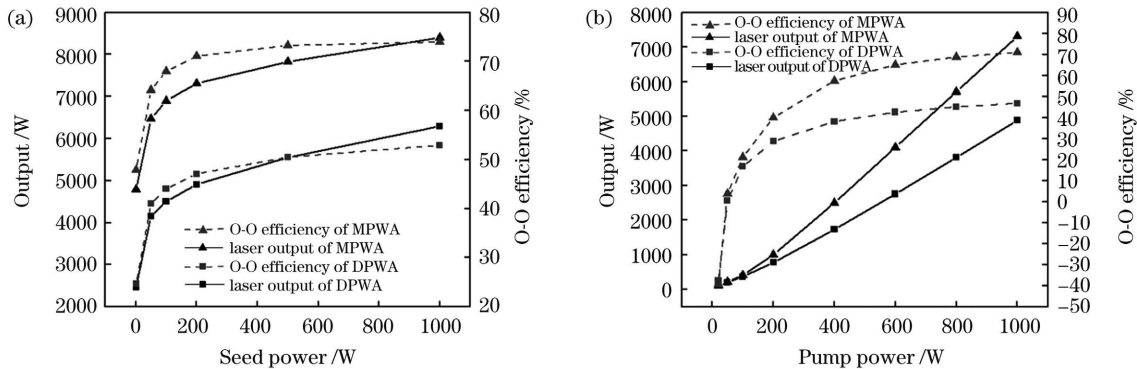


图 9 不同功率下的 MPWA 和 DPWA 的性能曲线。(a)泵浦光功率为 10 kW；(b)种子光功率为 200 W

Fig. 9 Performance curves of MPWA and DPWA at different power levels. (a) Pump light power is 10 kW; (b) seed light power is 200 W

在泵浦源与种子源最大输出功率的情况下,光-光效率趋于饱和。因此在泵浦源与种子源最大输出功率的情况下,对 DPWA 和 MPWA 的泵浦吸收与放大输出特性进行比较。根据模拟结果可知,泵浦光强度和放大光强度在芯层厚度方向上的变化很小(变化幅度不超过 10%),因此认为芯层厚度方向的泵浦光强度与放大光强度分布是均匀的。

4.1 泵浦吸收

不同放大光强度下,吸收系数随泵浦强度的变化曲线如图 10 所示,其中 $I_{IP} = I_P(x_0, y_0, z_0) / I_P^S$,

$I_{IS} = I_S(x_0, y_0, z_0) / I_L^S$ 。从图 10 可以看到,无论是否向增益介质中注入种子光,只要芯层中存在泵浦光强度,则吸收系数就会减小;随着放大光强度的增加,吸收系数曲线随泵浦光强度的变化趋于线性,变化幅度减小;当使用平面波导进行激光放大时,芯层不同位置处的泵浦光强度与放大光强度不同,从而使吸收系数也具有一定的分布。

使用激光放大模型模拟得到 DPWA 与 MPWA 的芯层吸收系数分布,如图 11 所示。从图 11 可以看到,种子光在入射端的激光强度低,泵浦光强度

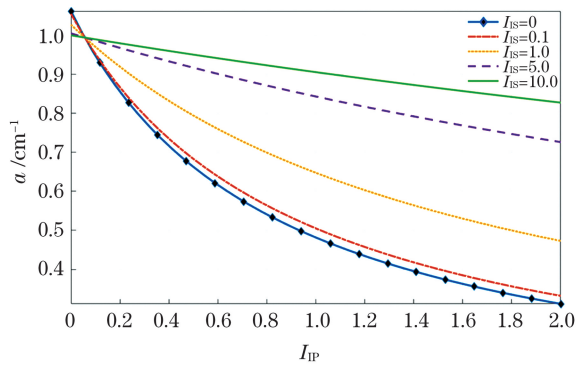


图 10 不同 I_s 下的吸收系数与 I_p 关系

Fig. 10 Relationship between absorption coefficient and I_p under different I_s

高,吸收系数受到泵浦光强度的影响大,使吸收系数大幅度降低;吸收系数在种子光入射端的最小值为 0.24 cm^{-1} ,较无源吸收系数下降 77.3%;种子光放大后强度增加,同时泵浦光被吸收,泵浦光强度下降,使吸收系数向无源吸收系数恢复;吸收系数在放大光输出端的最大值为 1 cm^{-1} ,较无源吸收系数降低 6%。采用激光放大模型模拟的结果与(1)式的

计算结果一致。

当吸收长度不变时,吸收系数的减小会导致泵浦吸收率的下降。使用激光放大模型与无源吸收系数模型计算得到的泵浦吸收结果,如表 2 所示。从表 2 可以看到,在无源吸收系数模型中,吸收系数为常数,计算得到的泵浦吸收功率为理想吸收功率;MPWA 的吸收功率为 9574 W,较 DPWA 提高近 2000 W,泵浦吸收率为 93.3%,泵浦吸收率约提高 20%,对泵浦功率的吸收更充分;MPWA 的吸收功率较理想吸收功率下降 236 W,DPWA 的吸收功率则下降近 900 W。表 2 中的有效吸收率为激光放大模型计算得到的泵浦吸收功率与理想吸收功率的比值,其是用来衡量非线性吸收对泵浦吸收的影响,值越接近 1,受非线性吸收的影响越小。从表 2 可以看到,MPWA 的有效吸收率达到 96.5%,比端面泵浦 DPWA 高 8.3 个百分点;由于 MPWA 大幅度提高了吸收长度,减弱了吸收系数的降低对泵浦吸收的影响,因此受非线性吸收的影响更小。

吸收系数分布的变化可以使泵浦吸收功率密度

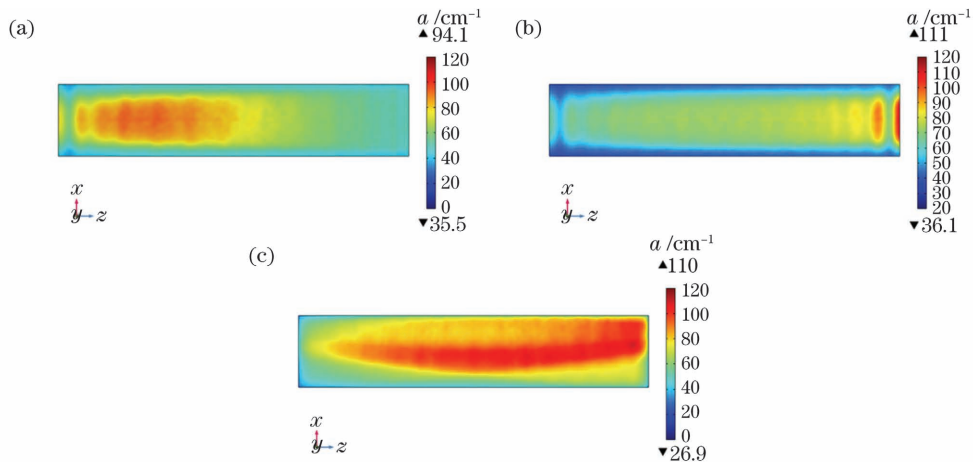


图 11 不同放大器的芯层吸收系数分布。(a)单端泵浦 DPWA; (b)双端泵浦 DPWA; (c)MPWA

Fig. 11 Distribution of absorption coefficient in core of different amplifiers. (a) Single-end pumped DPWA; (b) double-end pumped DPWA; (c) MPWA

表 2 激光放大模型与无源吸收系数模型模拟的泵浦吸收计算结果

Table 2 Pump absorption calculation results are simulated by laser amplification model and passive absorption coefficient model

Parameter	Single-end pump DPWA		Double-end pump DPWA		MPWA	
	Amplification model	Passive absorption	Amplification model	Passive absorption	Amplification model	Passive absorption
Absorbed power /W	6629	7522	6638	7500	9338	9574
Pump absorptivity /%	66.3	75.2	66.4	75.0	93.3	95.7
Effective absorptivity /%	88.2	—	88.2	—	96.5	—

的分布发生改变,进而影响吸收均匀性。使用激光放大模型与无源吸收系数模型计算得到的泵浦吸收功率密度分布如图 12 所示。从图 12 可以看到,对于单端泵浦 DPWA,无源吸收系数模型计算结果中的吸收功率集中在泵浦入射端面,而激光放大模型的计算结果显示吸收功率密度集中在芯层左侧,且在芯层长度方向上分布更均匀,最大吸收功率密度由 155 W/mm³ 降至 46 W/mm³;对于双端泵浦

DPWA,种子光的注入使吸收功率密度分布不再具有长度方向上的对称性,芯层左侧的泵浦吸收功率密度最大值消失,右侧最大吸收功率密度由 85.3 W/mm³ 降至 73 W/mm³,MPWA 的芯层左侧吸收功率密度减小,右侧吸收功率密度增加,最大吸收功率密度由 82 W/mm³ 降至 68.7 W/mm³。使用激光放大模型计算得到的吸收功率密度峰值减小,泵浦吸收均匀性优于无源吸收系数模型。

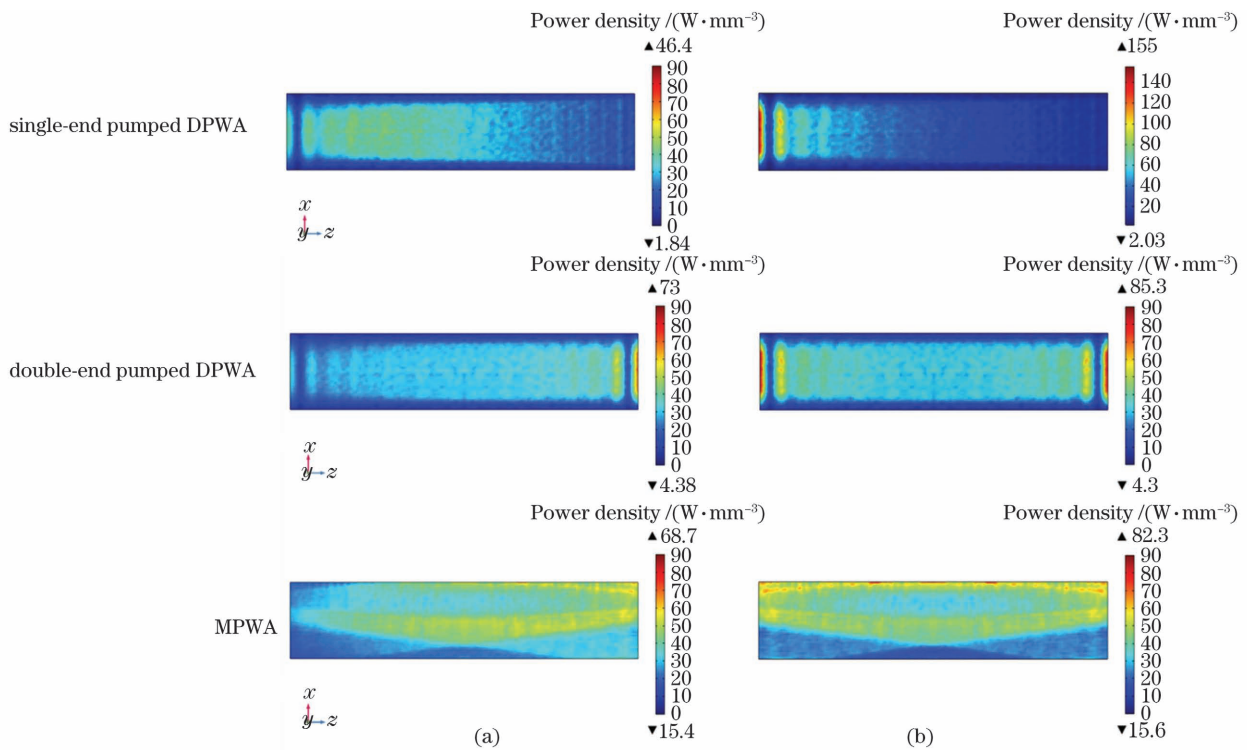


图 12 不同模型计算得到的芯层吸收功率密度分布。(a) 激光放大模型; (b) 无源吸收系数模型

Fig. 12 Absorbed power density distribution of core layer calculated by different models. (a) Laser amplification model; (b) passive absorption coefficient model

引入吸收功率密度最小值与吸收功率密度平均值的比作为均匀性评价指标之一,比值越接近于 1,吸收均匀性越好。在激光放大模型的计算结果中,单端泵浦 DPWA、双端泵浦 DPWA 与 MPWA 的吸收均匀性指标分别为 0.071、0.169 和 0.434,因此 MPWA 的吸收均匀性更好。

4.2 温度与热应力

以使用激光放大模型模拟得到的吸收功率密度分布为基础,对平面波导放大器的温度与热应力进行计算,三维热传导模型可表示为

$$k \cdot \nabla^2 T(x, y, z) + Q(x, y, z) = 0, \quad (7)$$

式中:Q 为热沉积功率密度,值为吸收功率密度的 11%;k 为波导材料热传导系数; ∇T 为温度梯度。边界条件为

$$-\mathbf{n} \cdot \mathbf{q} = h(T_{\text{ext}} - T), \quad (8)$$

式中: \mathbf{n} 为波导外表面法线方向的单位向量; \mathbf{q} 为传导热流; T_{ext} 为外部温度; T 为波导表面温度。波导大面采用铜质水冷的方式进行散热, $h = 2 \times 10^4 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$,其他外表面为自然对流, $h = 25 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$, $T_{\text{ext}} = 293 \text{ K}$ 。

芯层温度分布如图 13 所示。从图 13 可以看到,单端泵浦 DPWA 的温度最大值最小(94 °C),其位置靠近芯层中部;双端泵浦 DPWA 的温度最大值最大(111 °C),位于放大输出端;MPWA 的吸收功率提高了 2700 W,但由于其吸收均匀性的提高,其温度最大值介于单端泵浦与双端泵浦 DPWA 之间(110 °C)。

平面波导的芯层、内包层和外包层的最大应力值如表 3 所示。从表 3 可以看到,DPWA 与 MPWA 外包层的最大应力值相当,但芯层和内包层的最大应力差异明显;芯层与内包层的断裂应力极限范围为

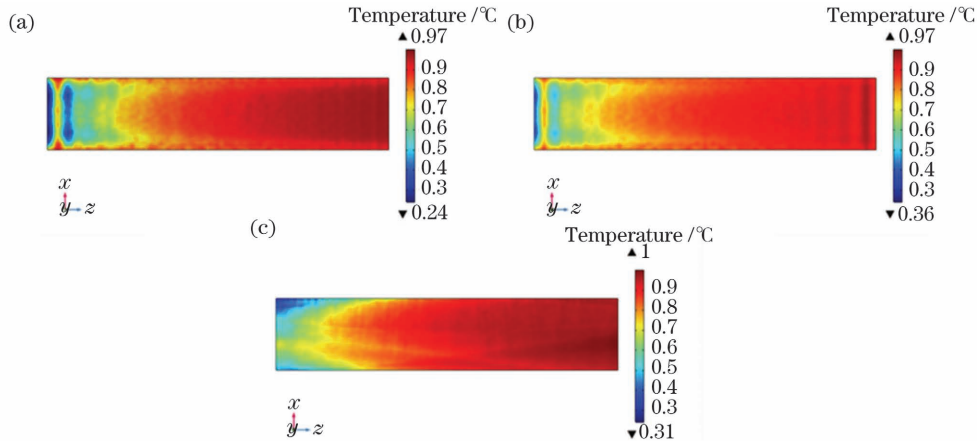


图 13 不同波导的芯层温度分布。(a)单端泵浦 DPWA;(b)双端泵浦 DPWA;(c)MPWA

Fig. 13 Temperature distribution in core of different waveguides. (a) Single-end pumped DPWA; (b) double-end pumped DPWA; (c) MPWA

表 3 不同波导的最大应力值

Table 3 Maximum stress values for different waveguides

Waveguide	Core /MPa	Inner layer /MPa	Outer layer /MPa
Single-end pumped DPWA	76.8	73.6	73.1
Double-end pumped DPWA	118.7	112.6	74.9
MPWA	13.9	29.0	84.2

130~270 MPa,取最小值的一半作为安全极限,即 75 MPa;单端泵浦 DPWA 与双端泵浦 DPWA 的最大应力值均已超过安全极限,而 MPWA 的最大应力值仅为安全极限的 18.5%,热损伤的风险更小。

4.3 放大提取与输出

在激光放大器中,增益介质内的放大光强度越高,提取效率越高。提取效率 η_{eff} 为提取功率与吸收功率的比值,根据激光放大模型,可表示为

$$\eta_{\text{eff}} = \frac{\sum_m P_m \{1 - \exp[-a(x_0, y_0, z_0)l_m]\}}{\sum_n P_n \{\exp[g(x_0, y_0, z_0)l_n] - 1\}} = \frac{I_L(x_0, y_0, z_0)g(x_0, y_0, z_0)}{I_P(x_0, y_0, z_0)a(x_0, y_0, z_0)} \quad (9)$$

将(1)式和(2)式代入(8)式中,可以得到

$$\eta_{\text{eff}} = \frac{\frac{I_L(x_0, y_0, z_0)}{I_L^S}}{\frac{I_P(x_0, y_0, z_0)}{I_P^S}} \left[\frac{1 + \left(1 - \frac{f_{12}f_{03}}{f_{01}f_{11}}\right) \frac{I_L(x_0, y_0, z_0)}{I_L^S}}{\left(1 - \frac{f_{12}f_{03}}{f_{01}f_{11}}\right) \frac{I_P(x_0, y_0, z_0)}{I_P^S} - \frac{f_{03}}{f_{11}}} \right] \frac{v_P}{v_L} \quad (10)$$

式中: v_P 和 v_L 分别为泵浦光频率与种子光频率,二者的比值为量子效率。根据(9)式可知,离散单元的提取效率不仅与放大光强度有关,还与泵浦光强度有关。当 $I_P(x_0, y_0, z_0)$ 值和 $I_L(x_0, y_0, z_0)$ 值趋近于无穷大时,提取效率接近量子效率。

不同放大光强度下,提取效率随泵浦光强度的变化曲线如图 14 所示。从图 14 可以看到,当放大光强度较低时,泵浦光强度对提取效率的影响较小;当 $I_{1s} = 0.1$ 时,提取效率的最小值为 3.5%,最大值为 7.7%;随着放大光强度的增加,泵浦光强度对提

取效率的影响逐渐增加;当 $I_{1s} = 30.0$ 时,提取效率的最小值为 38%,最大值为 83%;当放大光强度一定时,随着泵浦光强度的增加,提取效率逐渐提高;当 I_{1P} 值大于 1 时,提取效率接近饱和。因此,为了充分提取吸收功率,需要足够高的泵浦光强度。

使用激光放大模型模拟得到的芯层泵浦光强度分布如图 15 所示。从图 15 可以看到,单端泵浦与双端泵浦 DPWA 的 I_{1P} 最小值分别为 0.1 和 0.2,平均值分别为 1.16 和 1.09,MPWA 的 I_{1P} 最小值为 0.84,平均值为 1.58,均高于 DPWA,因此更利

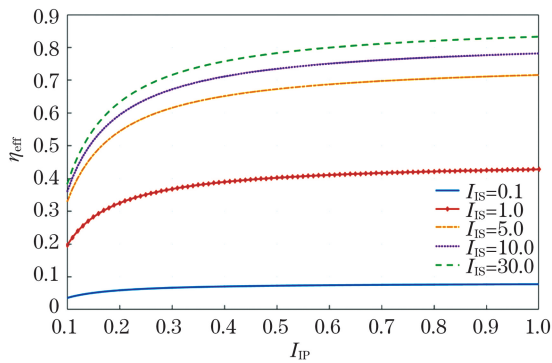


图 14 不同 I_{IS} 下提取效率数与 I_{IP} 的关系

Fig. 14 Relationship between extraction efficiency number and I_{IP} under different I_{IS}

于充分提取吸收功率。

芯层的提取效率分布如图 16 所示。从图 16 可

以看到,对于 DPWA,单端泵浦与双端泵浦的提取效率在芯层宽度方向上对称,单端泵浦的提取效率最大值为 79%,最小值为 3%,双端泵浦的提取效率最大值为 83%,最小值为 7%;由于泵浦光强度更高,MPWA 的芯层提取效率最大值与最小值分别为 85%和 10%,均高于 DPWA。

放大光功率随芯层长度的变化曲线如图 17 所示。从图 17 可以看到,当芯层长度超过 10 mm 时,端面泵浦 DPWA 和 MPWA 的放大光功率随芯层长度的变化趋近于线性并进入饱和放大区;当芯层长度大于 20 mm 时,双通泵浦 DPWA 的放大光功率小于单通泵浦 DPWA 和 MPWA,这是由于双通泵浦 DPWA 受非线性吸收的影响,在种子光入射端面的泵浦光强度与吸收功率密度低,导致提取功率

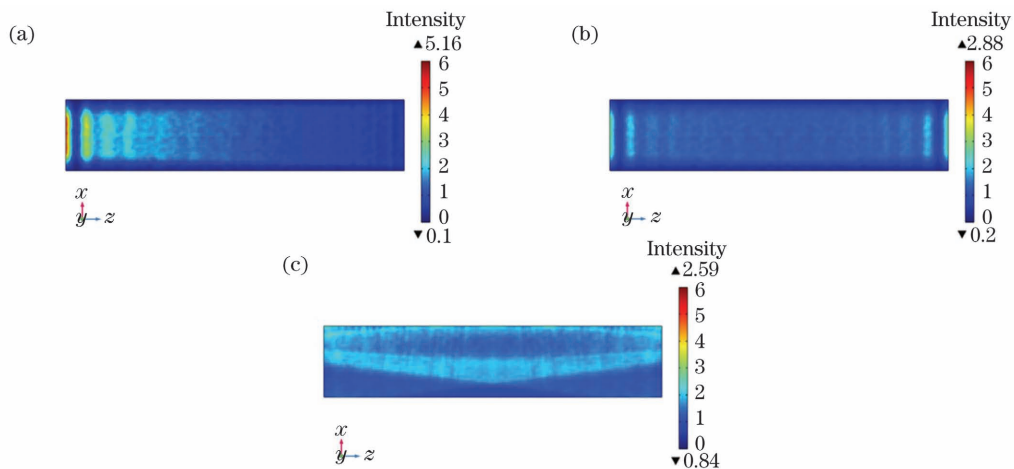


图 15 不同波导的芯层泵浦强度分布。(a) 单端泵浦 DPWA;(b) 双端泵浦 DPWA;(c) MPWA

Fig. 15 Pumping intensity distribution in core of different waveguides. (a) Single-end pumped DPWA; (b) double-end pumped DPWA; (c)MPWA

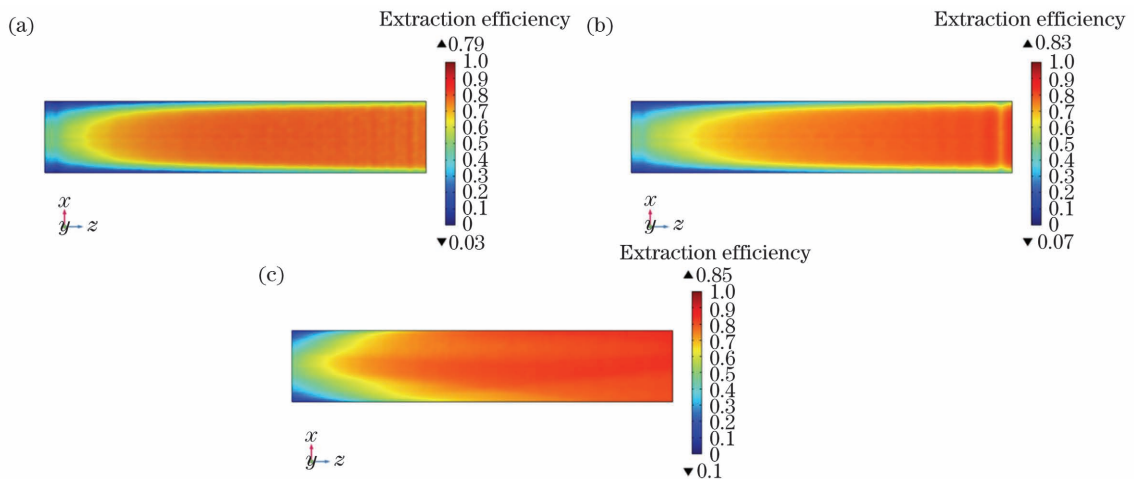


图 16 不同波导的芯层提取效率分布。(a) 单端泵浦 DPWA;(b) 双端泵浦 DPWA;(c) MPWA

Fig. 16 Distribution of extraction efficiency in core of different waveguides. (a) Single-end pumped DPWA; (b) double-end pumped DPWA; (c) MPWA

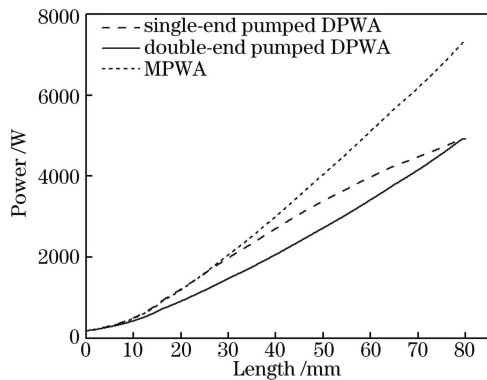


图 17 放大光功率与芯层长度的关系

Fig. 17 Relationship between amplifying light power and core length

的降低;当芯层长度大于 30 mm 时,由于单通泵浦 DPWA 的吸收功率密度下降,可提取的能量减少,使放大光功率随芯层长度的变化减缓;在双通泵浦

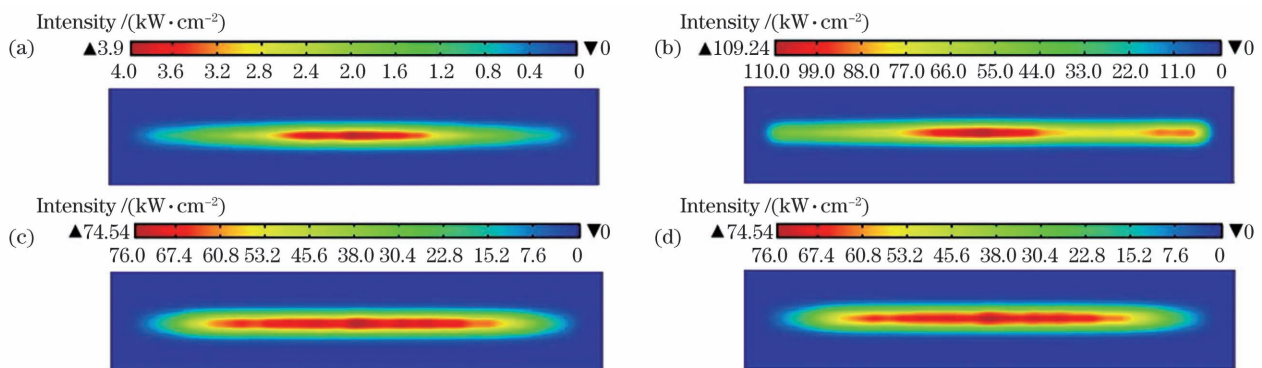


图 18 不同情况下的激光强度分布。(a)种子光输入;(b)单端泵浦 DPWA 输出;(c)双端泵浦 DPWA 输出;(d) MPWA 输出

Fig. 18 Laser intensity distribution under different conditions. (a) Seed light input; (b) single-end pumped DPWA output; (c) double-end pumped DPWA output; (d) MPWA output

5 结 论

为高功率平面波导激光放大器设计一种新型的平面波导结构,新结构以双包层平面波导为基础,通过增加扩展区并重新设计几何外形可以在波导内实现对芯层的多通泵浦,提高低掺杂 Yb:YAG 平面波导的泵浦吸收率。为了模拟高功率平面波导放大器的激光放大过程,以 Yb³⁺ 的激光动力学方程为理论基础,结合光学追迹法与有限元法构建三维激光放大仿真模型,并使用该模型分别对双包层平面波导放大器与多通泵浦平面波导放大器进行仿真。当泵浦功率为 10 kW 时,多通泵浦平面波导与双包层平面波导放大器的光-光效率在注入种子光功率为 200 W 的情况下趋于饱和。当注入种子光功率为 200 W 时,多通泵浦平面波导的阈值泵浦功率为 500 W,与双包层平面波导放大器相同,但斜率与

DPWA 中,放大光强度的增加在减弱了非线性吸收效应的同时,还有利于提取效率的增加,因此越靠近输出端,提取功率越高;单端泵浦 DPWA 与双端泵浦 DPWA 的最终放大输出功率分别为 4911 W 和 4928 W;由于 MPWA 的平均泵浦吸收功率密度更高,随着传输距离的增加,其放大光功率与端面泵浦 DPWA 的差距逐渐增加,最终的放大输出功率为 7311 W,光-光效率为 71.1%,较端面泵浦 DPWA 提高 24 个百分点。

输入种子光强度与输出激光强度分布如图 18 所示。从图 18 可以看到,单端泵浦与双端泵浦 DPWA 的强度分布相同;MPWA 受泵浦吸收分布的影响,强度分布不对称,右侧强度高于左侧,峰值强度由中心向左偏移,同时温度分布的不对称性可能会导致实际输出的光束质量下降。

光-光效率均高于双包层平面波导放大器。当注入种子光的功率为 200 W 和泵浦功率为 10 kW 时,使用激光放大模型计算得到的吸收功率密度分布与无源吸收系数模型计算结果有明显差异。受到非线性吸收的影响,激光放大器的泵浦吸收率均有所下降,芯层的吸收均匀性提高。其中多通泵浦平面波导放大器的泵浦吸收率下降幅度最小,吸收均匀性最好。使用激光放大模型计算双包层平面波导放大器与多通泵浦平面波导放大器的泵浦吸收特性与放大提取特性,并对其进行对比。结果表明,在泵浦吸收方面,多通泵浦平面波导放大器的泵浦吸收率更高,吸收均匀性更好,热损伤风险更小;在放大提取方面,多通泵浦平面波导放大器的提取效率与输出功率更高,但泵浦吸收不对称,可能导致实际输出的光束质量下降。多通泵浦平面波导放大器的泵浦吸收率为 93.3%,输出功率为 7311 W,光-光效率为

71.1%,较双包层平面波导放大器有显著提高。

参 考 文 献

- [1] Grivas C. Optically pumped planar waveguide lasers, part I: fundamentals and fabrication techniques[J]. Progress in Quantum Electronics, 2011, 35(6): 159-239.
- [2] Grivas C. Optically pumped planar waveguide lasers: part II: gain media, laser systems, and applications [J]. Progress in Quantum Electronics, 2016, 45/46: 3-160.
- [3] Chen S L, Liu Q, Meng J Q, et al. Research progress in planar waveguide lasers [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2017, 54(5): 050004. 陈思露, 刘琪, 孟俊清, 等. 平面波导激光器的研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2017, 54(5): 050004.
- [4] Xiao L, Cheng X J, Xu J Q. High-power Nd:YAG planar waveguide laser with YAG and Al_2O_3 claddings [J]. Optics Communications, 2008, 281(14): 3781-3785.
- [5] Thomson I J, Wlodarczyk K L, Hall D R, et al. High brightness Yb:YAG planar waveguide laser with an unstable resonator formed with a novel laser-machined, toroidal mode-selective mirror [C] // Advanced Solid-State Photonics 2012, January 29-February 1, 2012, San Diego, California, United States. Washington, DC: OSA, 2012: AW4A.19.
- [6] Pelaez-Millas D. Planar waveguide Nd:YAG laser face pumped by laser diode bars[J]. Proceedings of SPIE, 1997, 3092: 25-28.
- [7] Thomson I J, Monjardin F J F, Baker H J, et al. Efficient operation of a 400 W diode side-pumped Yd:YAG planar waveguide laser [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2011, 47(10): 1336-1345.
- [8] Thomson I J, Baker H J, Trela N, et al. Double sided diode edge-pumped Yd:YAG planar waveguide laser with 230 W output power [C] // Conference on Lasers and Electro-Optics 2009, May 31-June 5, 2009, Baltimore, Maryland, United States. Washington, DC: OSA, 2009: CThY4.
- [9] Wang J T, Wang X J, Zhou T J, et al. Design of end-pumped double cladding Nd:YAG planar waveguide laser amplifier [J]. Chinese Journal of Lasers, 2015, 42(1): 0102009. 王君涛, 王小军, 周唐建, 等. 端面抽运双包层 Nd:YAG 平面波导激光放大器设计 [J]. 中国激光, 2015, 42(1): 0102009.
- [10] Wang J, Wu Z, Su H, et al. 1.5 kW efficient CW Nd:YAG planar waveguide MOPA laser [J]. Optics Letters, 2017, 42(16): 3149-3152.
- [11] Yu A W, Betin A, Krainak M A, et al. Highly efficient Yb:YAG master oscillator power amplifier laser transmitter for future space flight missions [C] // Lasers, Sources, and Related Photonic Devices, May 6-11, 2012, San Diego, California. Washington, DC: OSA, 2012: AW4A. 26.
- [12] Filgas D, Rockwell D, Spariosu K. Next-generation lasers for advanced active EO systems [J]. Raytheon Technol Today, 2008, 1: 9-13.
- [13] Lin W P, Jiang N, Zhou T J, et al. 1030 nm laser amplification of Yb:YAG ceramic planar waveguide [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(5): 0501002. 林伟平, 姜楠, 周唐建, 等. Yd:YAG 陶瓷平面波导 1030 nm 激光放大 [J]. 中国激光, 2019, 46(5): 0501002.
- [14] Qiu H W, Yang P Z, Dong J, et al. The influence of Yb concentration on laser crystal Yb:YAG [J]. Materials Letters, 2002, 55(1/2): 1-7.
- [15] Dong J, Shirakawa A, Ueda K I, et al. Effect of ytterbium concentration on CW Yb:YAG microchip laser performance at ambient temperature - Part I: experiments [J]. Applied Physics B, 2007, 89(2/3): 359-365.
- [16] Wu T, Zou Y, Li Z T, et al. Novel approach for high-precision measurement of micro refractive index difference of two transparent mediums [J]. Infrared and Laser Engineering, 2017, 46(4): 0417005. 吴婷, 邹岩, 李之通, 等. 两种透明介质微小折射率差高精度测量的新方法 [J]. 红外与激光工程, 2017, 46(4): 0417005.
- [17] Brown D C, Vitali V A. Yd:YAG kinetics model including saturation and power conservation [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2011, 47(1): 3-12.
- [18] Patel F D, Honea E C, Speth J, et al. Laser demonstration of $\text{Yb}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (YbAG) and materials properties of highly doped Yd:YAG [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2001, 37(1): 135-144.
- [19] Zelmon D E, Small D L, Page R. Refractive-index measurements of undoped yttrium aluminum garnet from 0.4 to 5.0 μm [J]. Applied Optics, 1998, 37(21): 4933-4935.

High Efficiency Multipass Pumped Planar Waveguide Laser Amplifier

Qu Bo^{1*}, Liu Qi¹, Wang Sibo¹, Li Qiang^{1,2,3,4*}

¹ Institute of Laser Engineering, Faculty of Materials and Manufacturing, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China;

² Beijing Engineering Research Center of Laser Technology, Beijing 100124, China;

³ Beijing Colleges and Universities Engineering Research Center of Advanced Laser Manufacturing, Beijing 100124, China;

⁴ Key Laboratory of Trans-Scale Laser Manufacturing Technology, Ministry of Education, Beijing 100124, China

Abstract

Objective Planar waveguide amplifiers have the advantages of slab and fiber ones and become an essential branch of the high average power solid-state lasers. Yd:YAG planar waveguide amplifiers have the potential for higher output than Nd:YAG due to the less generated heat and higher extraction efficiency under the same absorption pump power. The absorption cross-section of Yd:YAG is smaller than Nd:YAG; a higher doping concentration of the core and end-pumping must fully absorb the pump power. To maximize extraction efficiency, the doping concentration is significantly reduced due to self-absorption. To ensure that the pump power can be fully absorbed, extending the length of the core is necessary. However, the size of the core is limited by the process conditions. If the doping concentration is sufficiently small, the end-pumping cannot meet the absorption of pump power requirements. In this study, we design a multipass pumped planar waveguide with the low-doped Yd:YAG core to prolong the pump absorption length. The amplifier using a multipass pumped planar waveguide shows higher pump absorption, better absorption uniformity, and higher optical-optical efficiency than the double-clad planar waveguide amplifier. We hope that the new structure can provide methods and ideas for designing and optimizing planar waveguide lasers.

Methods Based on the theory of single-mode transmission and laser mode competition in the planar waveguide, the core and inner cladding of the planar waveguide are Yb:YAG with a thickness of 0.2 mm and a doping concentration of 1% and Er:YAG with a thickness of 0.5 mm and a doping concentration of 0.5%, respectively. The core and inner-claddings form the core area, which is 80.0 mm × 16.0 mm × 1.6 mm. YAG is bonded around the core area with a thickness of 1.2 mm. The outer-claddings of 1 mm cover the core and expansion areas, forming a double-cladding waveguide with the core area and a single-cladding waveguide with the expansion area. A multipass pumping ray path in the waveguide is formed through internal reflections on the waveguide surfaces. Symmetrical double-end pumped and single-pass power extraction configurations are adopted for laser amplification. Based on the Yb³⁺ laser kinetics model, we develop a three-dimensional (3D) laser amplification model using ray tracing and finite element methods. We use the model to simulate double-clad planar waveguide and multipass pumped planar waveguide amplifiers. Besides, we compare their pump absorption and amplification extraction characteristics under 10 kW pump power and 200 W-injected seed power. The temperature distribution is simulated based on the results from the laser magnification model.

Results and Discussions Compared with a double-clad planar waveguide amplifier, a multipass pumped planar waveguide amplifier exhibits higher output power and optical-optical efficiency (Fig.9). The simulation results using the laser amplification model show that the planar waveguide core absorption coefficient is 0.24 cm⁻¹, which is 77.3% lower than the passive absorption coefficient, strongly affected by nonlinear absorption (Fig. 11). The pump absorption decreases with a decrease in the absorption coefficient. The multipass pump absorption efficiency is still above 90% due to an increase in the absorption length (Table 2). The absorption power density distribution of the core simulated by the laser amplification model is different from that of the passive absorption coefficient model, which is caused by considering the effects of the laser and pump intensities on pump absorption (Fig. 12). Because of better pump absorption uniformity, although the absorbed power increases, the maximum temperature does not increase significantly. However, the temperature distribution in the width direction is asymmetric, which may cause low actual beam quality (Fig. 13). The maximum thermal stress of core is only 18.5% of the safety limit, which is lower than that in the double-clad planar waveguide amplifier (Table. 3). The extraction efficiency of the multi-channel pump is higher (Fig. 16)

since the high pump intensity is preferred to extract the absorbed power (Fig. 15).

Conclusions A noble planar waveguide is designed for a high-power planar waveguide laser amplifier with the low-doped Yd:YAG core. multipass pumping of the core is achieved through bonding YAG around the core area and high reflection coating on reflective surfaces. The geometric of the waveguide is reshaped and optimized to improve pump absorption and uniformity. The double-clad planar waveguide amplifier and multipass pumped planar waveguide amplifier are simulated using a 3D laser amplification simulation model combining the ray tracing and finite element methods. When the pump power is 10 kW, the optical-optical efficiency of the multipass pumped planar waveguide and double-clad planar waveguide amplifier becomes saturated with 200 W of injected seed. When the injected seed is 200 W, the multipass pumped planar waveguide threshold pump power becomes 500 W, which is almost the same as the double-clad planar waveguide amplifier. However, the slope and optical-optical efficiencies are higher than those of the double-clad planar waveguide amplifier. When the injected seed is 200 W, and the pump power is 10 kW, the absorption power density distribution simulated using the laser amplification model significantly differs from that of the passive absorption coefficient model. The simulation results using the laser amplification model showed that in the multipass pumped planar waveguide amplifier, the pump absorption efficiency is 93.3%, the output power is 7311 W, and the optical-optical efficiency is 71.1%. It is significantly higher than that of the double-clad planar waveguide amplifier. The multipass pumped planar waveguide amplifier shows better pump absorption uniformity and a smaller risk of thermal damage.

Key words lasers; low-doped Yb:YAG; planar waveguide; laser amplifier; high efficiency; multipass pump

OCIS codes 140.3480; 140.3580; 140.3280