

高光束质量高重复频率光纤-固体混合皮秒 Innoslab 放大器

董雪岩, 李平雪*, 李舜, 王婷婷, 杨敏

北京工业大学材料与制造学部, 超短脉冲激光及应用研究所, 北京 100124

摘要 设计了一种高光束质量、高重复频率的光纤-固体混合皮秒 Innoslab 放大器, 种子源由全光纤激光器以及端面泵浦双通放大器组成, 输出平均功率 4.5 W 的种子光注入到 Innoslab 放大器中进行放大, 在泵浦功率 117 W 时获得了平均功率 28.4 W、脉冲宽度 10.6 ps、重复频率 18 MHz 的皮秒激光放大输出, 光-光转换效率达到 20.4%。在 Innoslab 放大器中, 基于热透镜效应补偿设计了 Innoslab 放大器谐振腔, 通过增加种子光与增益介质的重叠面积提高放大器的提取效率。为减小板条晶体厚度方向上的热透镜效应及其影响, 一方面采用双面焊接方法将晶体与热沉连接, 避免了焊接层中出现空气孔并且提高了钢层的平整度, 使晶体表面得到均匀散热; 另一方面, 利用球差自补偿方法抑制了板条晶体厚度方向上的热畸变, 克服了热透镜效应造成的光束质量退化, 最终得到光束质量因子 $M_x^2 = 1.33, M_y^2 = 1.24$ 。

关键词 激光器; Innoslab 放大器; 光纤-固体混合; 光束质量; 球差自补偿; 双面焊接

中图分类号 TN202

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202148.1701004

1 引言

高功率、高重复频率以及近衍射极限的超短脉冲皮秒激光器, 由于其脉冲宽度窄、峰值功率高的特点, 在超精细加工^[1]、激光表面改性^[2]、激光清洗^[3]和激光打标^[4]等领域具有广泛的应用并独具优势。与纳秒激光加工相比, 皮秒加工可以更好地避免材料热熔化, 以及避免产生表面碎屑、再铸层而降低加工质量的问题。相对于飞秒激光器而言, 皮秒激光器不需要为了放大而展宽和压缩脉冲, 其结构相对简单, 因此成本低, 性能更可靠。研究表明, 10 ps 左右的脉冲激光可以在极短的时间间隔(短于电子-晶格弛豫时间)内将全部能量传递给电子, 此时电子与晶格尚未达到热平衡, 从而有效降低了热扩散, 实现对材料无热影响的“冷”加工^[5]。此外, 具有高重复频率(MHz 量级)的超短脉冲可以提高加工效率, 减小单件成本。因此, 脉冲宽度 10 ps 左右, 重复频率几十 MHz, 高光束质量的皮秒激光器成为当前研究的热点。

与传统的固体激光器相比全光纤激光器具有结

构小巧、光-光转换效率高、光束质量好、抗干扰能力强等优点。目前, 通过光纤啁啾脉冲放大已获得平均功率千瓦量级、峰值功率最高达到 GW 的超短脉冲输出^[6-7]。然而由于高峰值功率下光纤中较强的非线性效应, 如自相位调制(SPM)效应和受激拉曼散射(SRS)效应限制了单脉冲能量和峰值功率的进一步提高^[8-9]。虽然大模场光子晶体光纤已广泛用于高功率光纤激光器中^[10], 显著提高了光纤激光器的平均功率, 但是当单脉冲能量达到百微焦甚至豪焦量级、脉冲宽度小于 10 ps 时, 在百微米的纤芯直径内依然会产生明显的自发辐射和非线性效应。此外, 由于光子晶体光纤的气孔结构, 在与常规光纤的熔接过程中会造成空气孔塌缩, 破坏波导结构, 进而增大熔接损耗^[11]。然而, 固体放大器的损伤阈值高, 可以承受较高的峰值功率, 有效抑制放大过程中的非线性效应。近年来, 科研人员通过优势互补, 将光纤激光器与不同结构的固体激光器相结合。Bai 等^[12]将光纤激光器与再生放大器相结合, 在重复频率 99.6 kHz 时, 获得平均功率 19.63 W、脉冲宽度

收稿日期: 2020-12-16; 修回日期: 2021-02-07; 录用日期: 2021-03-05

通信作者: *pxli@bjut.edu.cn

39 ps 的激光输出。但是其再生腔的长度受到脉冲选择器上升沿时间的限制,因此很难获得 MHz 量级的重复频率。汪勇等^[13]报道了一种光纤-固体混合主振荡功率放大器,利用重复频率 50 kHz,脉宽 3.9 ps 的商用光纤激光器作为种子源,经过两级固体双通放大器,最终得到平均功率为 28.65 W 的激光输出。实验中先后采用了端面泵浦 Nd:YVO₄ 双通放大器和侧面泵浦 Nd:YAG 双通放大器,整个系统较为庞大。在固体放大器中,随着泵浦光功率的不断提高,增益介质内的热效应会愈加强烈(例如热透镜、热退偏、热致双折射等效应),影响输出功率的同时也会造成光束质量退化^[14-15]。因此,激光晶体的设计和热管理成为固体放大器关键技术之一。

为了克服热效应,1998 年德国夫琅禾费研究所提出了一种腔型紧凑的部分端面泵浦板条(简称 Innoslab)放大器^[16],得益于其出色的散热能力和高效率的放大,使得 Innoslab 放大器在获得高功率或高单脉冲能量的同时保证了高光束质量。其次,种子光多次通过增益介质,光斑尺寸不断扩大,避免了高功率密度对增益介质的破坏。2009 年,夫琅禾费研究所^[17]利用 Yb:YAG 晶体高增益和低热负荷特性,使用 Innoslab 放大技术在重复频率 76 MHz 下实现了平均功率 400 W、脉宽 680 fs 的激光输出。次年,该研究所在重复频率 20 MHz 下将平均功率提升至 1.1 kW^[18],同时证明了 Yb:YAG 作为获得高功率、极窄脉宽激光晶体的潜力^[19]。2012 年,Lin 等^[20]报道了一种带内泵浦 Innoslab 放大器,使用双向泵浦方式实现了平均功率 105 W、脉宽 8.4 ps 近衍射极限的脉冲输出。2015 年,毛小洁等^[21]报道了全固态 Innoslab 皮秒放大系统,在重复频率 20 MHz 时,获得了平均功率 60.7 W、脉冲宽度 16.8 ps 的激光输出。2018 年,Chen 等^[22]采用光纤激光器和端泵放大器作为种子源,利用 Innoslab 放大器获得平均功率 19.8 W,脉宽为 10 ps 的激光输出,其光-光转换效率为 7.6%。2019 年,Mecseki 等^[23]利用 Innoslab 放大器可以在亚皮秒量级下获得高功率和高光束质量输出,将其作为光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)的泵浦源,提供了 1.49 kW 的泵浦功率,这也是 Innoslab 放大技术获得最高平均功率的报道。综上所述可以看出,Innoslab 放大器具有较高的破坏阈值,可以不利用啁啾脉冲放大(CPA)技术,即对 10 ps 左右甚至亚皮秒量级的窄脉冲进行放大,在高功率条件下依然保持高光束质量。但是,在高功率泵浦时,Innoslab 放大器的温度梯度

依然发生在板条晶体厚度方向上,会引起厚度方向较强的热透镜效应,这也是限制 Innoslab 放大器向高功率、高光束质量发展的重要因素。

本文设计了一种光纤-固体混合皮秒 Innoslab 放大器,包括全光纤放大器、端面泵浦双通放大器以及 Innoslab 放大器。对 Innoslab 放大器的增益进行数值模拟,并利用 ZEMAX 软件设计优化了 8 程放大光路,通过增加种子光与泵浦光在板条晶体中的重叠面积,提高放大器的提取效率。通过板条晶体预热沉的双面焊接工艺以及采用球差自补偿技术,减小了板条晶体厚度方向上的热透镜效应以及产生的热畸变。最终获得脉冲宽度 10.6 ps,平均功率 28.4 W,光束质量因子 $M_x^2=1.33, M_y^2=1.24$ 的激光输出。

2 谐振腔的模拟与设计

Innoslab 放大器的增益介质选用掺杂原子数分数为 1.0% 的 Nd:YVO₄ 键合晶体,尺寸为 14 mm×10 mm×1 mm,如图 1 所示。增益区域为两个侧面($a \times c$) 14 mm×0.4 mm,并镀有 1064 nm & 808 nm 增透膜。晶体的上下两个大面($a \times b$)进行磨砂处理,抑制板条晶体厚度(y 轴)方向上的自激振荡。

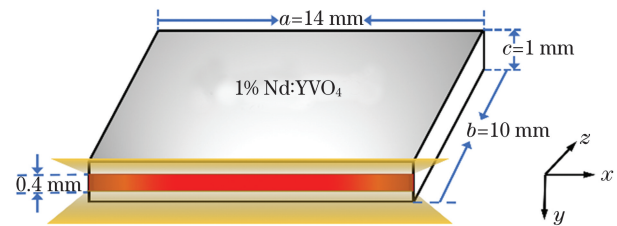


图 1 板条晶体示意图

Fig. 1 Slab crystal diagram

Innoslab 放大器作为多通放大器的一种,种子光在晶体中的放大程数 N 决定着放大器的增益与提取效率。因此从光子传输方程出发,分析脉冲能量的建立过程^[24],得到脉冲能量变化与泵浦光功率的微分方程^[25]为

$$\frac{dE(x)}{dx} = E_s g_0 \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{E(x)}{E_s} \right] \right\}, \quad (1)$$

式中: E_s 为能量密度; g_0 为小信号增益系数。在多通放大器中,前一程的输出能量是后一程的输入能量,通过多次迭代求解(1)式即得到如图 2 所示的每程增益 G 随放大程数 N 的变化。从图中可以看到,随着程数 N 的增加,每程放大的增益迅速减小,在第 9 程放大时能量的增长率仅为 11%,综合考虑放大效

率以及 10 ps 脉宽下 Nd:YVO₄ 晶体的损伤阈值 (35 MW/cm²), 本实验中采用 8 程放大较为合理。

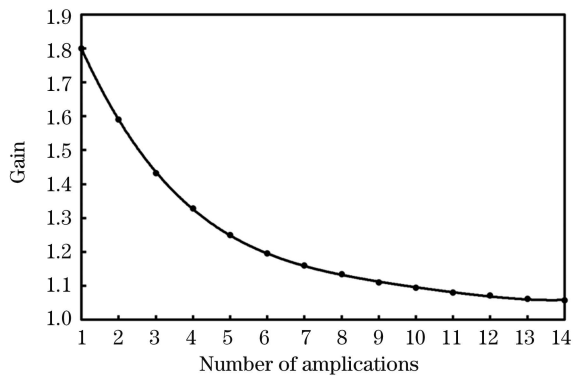


图 2 每程增益与放大器程数的关系

Fig. 2 Relationship between gain and number of amplifications

传统的 Innoslab 放大器中, 大多采用两个柱面镜(曲率分别为 R_1 和 R_2) 作为腔镜, 即在水平方向 (x) 采用非稳腔结构, 垂直方向 (y) 采用稳定腔结构, 放大的倍率为 $M = R_1/R_2$, 这种腔的局限性在于每次改变放大率 M 时, 都需要对放大腔的腔镜进行更换, 再重新校准放大腔, 使放大腔的调节十分繁琐复杂。而采用平-平腔结构, 在改变水平方向放大率时只需调整腔外的种子光整形系统, 无需重新搭建放大腔, 大大简化了放大腔的调节难度; 此外由于放大腔中使用的是平面镜, 消除了放大过程中种子光因柱面腔镜带来的像散。在 x 方向上, 需使种子激光多次经过板条晶体, 充分覆盖晶体增益区域部分从而提高放大效率; 在 y 方向, 由于沿着种子光传播方向的热透镜效应, 垂直方向上类似一个稳定腔, 如图 3 所示, HR3 和 HR4 分别为 Innoslab 放大器的两个腔镜, 下面从热透镜效应补偿出发, 来设计 Innoslab 放大器的谐振腔。

Innoslab 放大器的泵浦源采用苏州长光华芯公司生产的微通道水冷半导体激光器, 在出厂时已经

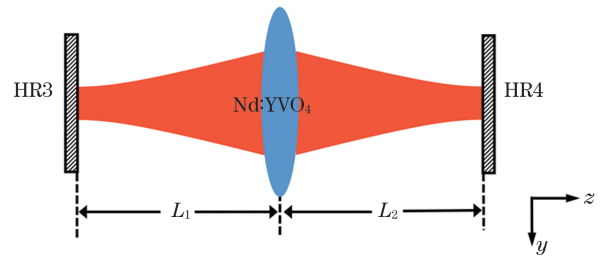


图 3 在 $y-z$ 平面上具有热透镜的谐振腔

Fig. 3 Equivalent cavity with thermal lens in $y-z$ plane

对激光巴条输出光的快、慢轴方向进行了准直, 在测试水冷温度 25 °C 时, 中心波长为 808.6 nm。利用 ZEMAX 软件对泵浦光进一步整形, 经过耦合系统后光斑形状与板条晶体的增益区域完全匹配。如图 4 所示, 整形后的光斑束腰尺寸为 14 mm × 0.4 mm (90% 能量)。利用图 4 中的泵浦光 ZEMAX 实体光源, 并结合 COMSOL 软件建立了沿板条晶体端面泵浦、边缘恒温的热模型, 如图 5(a) 所示。然后模拟了 120 W 泵浦功率时板条晶体的温度场分布情况, 如图 5(b) 所示。由模拟结果可知, 当泵浦光功率 120 W 时板条晶体表面最高温度为 60.3 °C, 泵浦光入射到板条晶体的端面处温度最高, 并且逐渐向晶体另一端非均匀递减。因此, 需对 Innoslab 放大器沿 z 方向的热透镜效应进行补偿。在泵浦光作用下, 晶体的热透镜焦距可以表示为^[26]

$$f = \frac{\pi D_{\text{pump}}^2 K_c}{P_{\text{ph}} \frac{dn}{dT}} \left[\frac{l}{1 - \exp(-\alpha l)} \right], \quad (2)$$

式中: P_{ph} 为吸收的抽运功率, 通常情况下约有 30% 转化为热; K_c 为热传导率; ω_p 为泵浦光直径; dn/dT 为折射率随温度的变化率; α 为晶体吸收系数; l 为晶体的长度。取参数 $P_{\text{ph}} = 30\%$, $K_c = 5.23 \text{ W}/(\text{K}\cdot\text{m})$, $\alpha = 14.8 \text{ cm}^{-1}$, $l = 10 \text{ mm}$, $dn/dT = (4.67 \pm 0.6) \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ 。由 (2) 式计算可以得到泵浦光直径 400 μm 时, 热透镜焦距随着泵

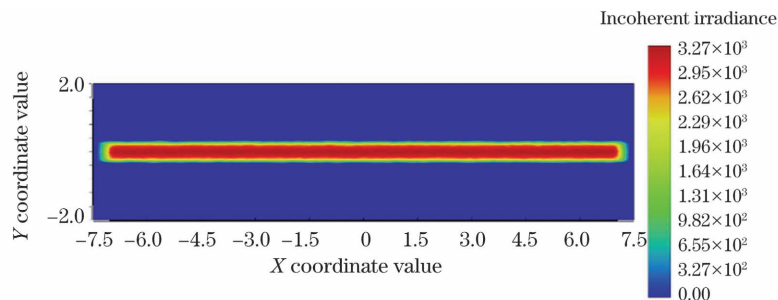


图 4 通过 ZEMAX 软件对泵浦光整形后的光斑

Fig. 4 Spot after shaping pump light by ZEMAX software

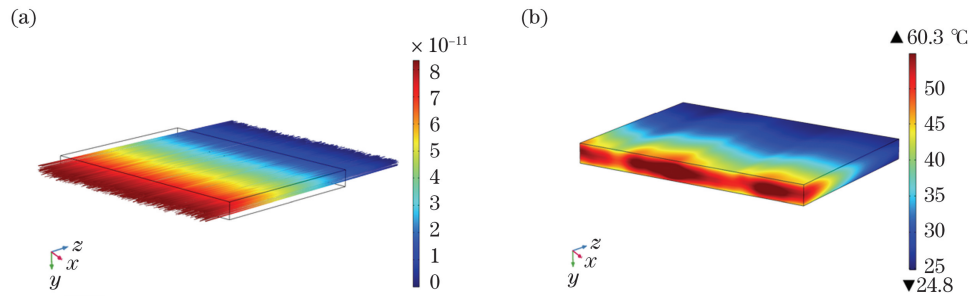


图 5 模拟结果。(a) ZEMAX 的光源导入 COMSOL 模型; (b) 板条晶体的温度场分布

Fig. 5 Simulation results. (a) Importing the ZEMAX laser source into the COMSOL model; (b) temperature field distribution of slab crystal

浦光功率的变化关系如图 6 所示,可知随着泵浦光功率增加,热透镜焦距急剧减少,当泵浦光功率 120 W 时,晶体热透镜焦距约为 $f=20$ mm。

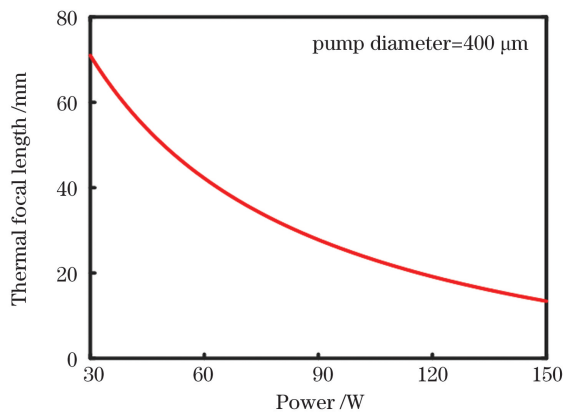


图 6 Nd:YVO₄ 板条晶体的热透镜焦距随着泵浦功率变化曲线

Fig. 6 Focal lengths of the Nd:YVO₄ slab crystal thermal lens with different pump powers

由图 5(b)的分析可知,板条晶体 z 方向上的温度梯度为非均匀变化,这会导致热透镜并不是一个理想的透镜,而是一个带有球差的透镜。因此,需对热透镜引起的球差效应进行补偿^[27-28],即如果两个相同的热透镜对称地放置在激光束的焦点附近,由第一个热透镜引起的光束质量的下降可以由第二个热透镜来补偿^[29]。在 Innoslab 放大器的 z 方向上,板条晶体可以看做是一个带有正球差的透镜^[30]。根据赛德尔初级像差理论,高斯光束的波前畸变可表示为

$$W(r) = C_0 + C_2 r^2 + C_4 r^4, \quad (3)$$

式中: r 为径向坐标; C_0 为常数项; C_2 为聚焦项; C_4 为球差系数,表征球差大小。由于 Zernike 多项式和光学检测中观测到的像差多项式的形式是一致的,因而常用来描述波前特性。此外,Zernike 多项式在单位圆内正交,且光斑是圆对称的,归一化半径

后 Zernike 多项式展开为:

$$W(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n C_{nm} Z_n^m(\rho, \theta) \quad (4)$$

式中: n 为径向频率数; θ 为角度坐标; m 为角频率数, m 和 n 均为正整数; C_{nm} 为 Zernike 系数; $Z_n^m(\rho, \theta)$ 为极坐标系下的 Zernike 多项式。其中,球差项表示为

$$Z_4^0(\rho, \theta) = \sqrt{5} (6\rho^4 - 6\rho^2 + 1). \quad (5)$$

在不考虑高阶球差情况下,对比(3)式中 $C_4 r^4$ 项与(5)式中 Zernike 三阶球差项 $6\sqrt{5}\rho^4$,可得波前球差系数 C_4 与 Zernike 三阶球差系数 C_{Zer} 的关系式为

$$C_4 = 6\sqrt{5} \frac{C_{Zer}}{r^4}. \quad (6)$$

利用 ZEMAX 软件的物理光学传播功能,输入热透镜的初始参数($f=20$ mm; $\lambda=1064$ nm; y 方向的光斑直径 $300 \mu\text{m}$),使用软件中 Zernike Fringe 查看不同位置的三阶球差系数 C_{Zer} ,代入(6)式可得波前球差系数 C_4 随传播距离的变化,特别是当光斑大小与初始值一致时 C_4 的值。如图 7 所示,图中黑色实线为球差系数 C_4 的变化曲线,红色虚线

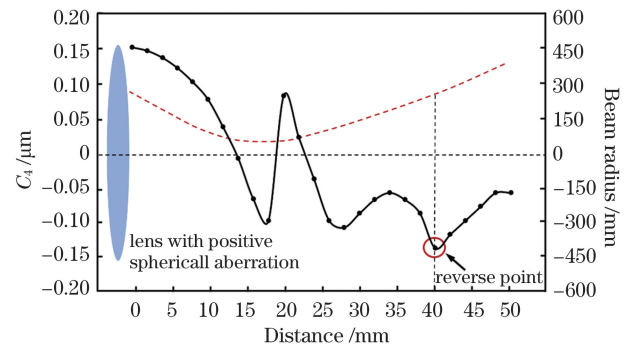


图 7 种子光经过带有正球差的透镜后球差系数变化

Fig. 7 Spherical aberration coefficient changes after the seed light passes through lens with positive spherical aberration

为种子光的光斑直径变化曲线。由 ZEMAX 模拟结果可知, y 方向的种子光经过带有正球差的热透镜后球差系数 $C_4 = 0.15$, 继续向后传播至 $2 \times f$ 处, 此时正球差变为负球差, 球差系数 $C_4 = -0.147$ 。因此, 球差系数在热透镜的 2 倍焦距处发生了符号反转, 且绝对值近似等于初始球差系数。根据上述理论分析, 设计了 Innoslab 放大器 y 方向上的光路, 如图 8 所示将两个腔镜 HR3 和 HR4 分别放置在热透镜两侧的焦点位置, 8 程放大过程可以看作

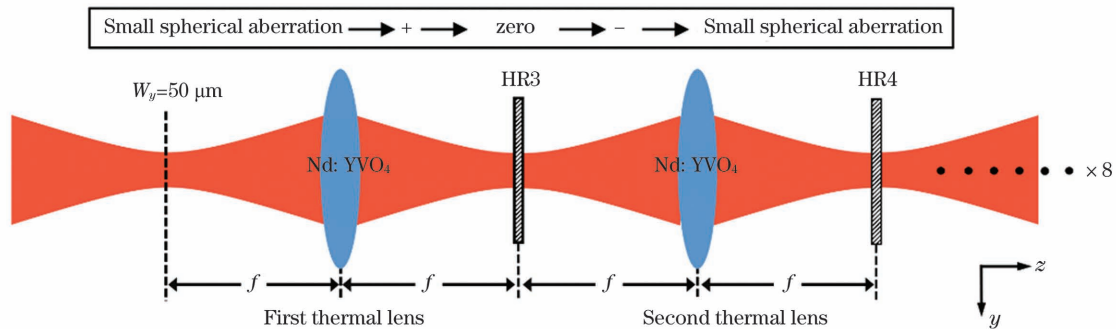


图 8 基于球差自补偿的 Innoslab 放大器设计

Fig. 8 Design of Innoslab amplifier based on spherical aberration self-compensation

测得端面泵浦双程放大器输出的种子光束腰直径 $W_x = 2.61 \text{ mm}$ 、 $W_y = 2.57 \text{ mm}$, 发散角为 $\theta_x = 0.66 \text{ mrad}$ 、 $\theta_y = 0.57 \text{ mrad}$ 。基于球差自补偿的放大腔设计思路为: 在种子光 x 方向上, 需增加种子光与板条晶体的重叠面积, 在尽可能多次通过板条晶体的前提下, 使得种子光整形后的发散角 θ_{x1} 尽量小, 而入射到晶体端面时的光斑直径 W_{x1} 尽量大, 即 x 方向的束腰位置 L_x 尽可能提前, 这也降低了晶体中种子光的功率密度; 在种子光 y 方向上, 种子光入射到晶体端面处的光斑直径为 $W_{y1} = 300 \mu\text{m}$, 此外为了满足球差自补偿条件, y 方向的束腰位置 L_y 到晶体中心的距离应为热透镜焦距 $f = 20 \text{ mm}$, 并且 HR3 与 HR4 之间距离为 $2 \times f = 40 \text{ mm}$ 。基于以上设计思路, 在 ZEMAX 非序列模式下模拟种子光整形系统。如图 9 所示, x 方向和 y 方向的束腰分别为 $W_{x1} = 0.08 \text{ mm}$ 、 $W_{y1} = 0.15 \text{ mm}$, 束腰所在位置 (即光程) 分别为 $L_x = 398 \text{ mm}$ 、 $L_y = 408 \text{ mm}$, 通过调整 HR4 的倾角 α 以及平面镜 M5 的角度, 实现种子光 8 次通过板条晶体。

3 实验系统

光纤-固体混合皮秒 Innoslab 放大器实验装置如图 10 所示。主要包括全光纤激光器、端面泵浦双通放大器和 Innoslab 放大器。自主研发的全光纤

种子光 8 次通过带有正球差的热透镜。球差自补偿过程为: 种子光第一次通过热透镜后带有正球差, HR3 放置在热透镜焦点位置处, 带有正球差的种子光被 HR3 反射后, 在 $2 \times f$ 处正球差转变为绝对值相等的负球差, 此时种子光刚好第二次通过带有正球差的热透镜, 负球差被第二程放大产生的正球差所补偿, 即实现了双程放大过程的球差自补偿。以此类推, 种子光经过 8 程放大后, 其 y 方向上的球差效应被补偿了 4 次。

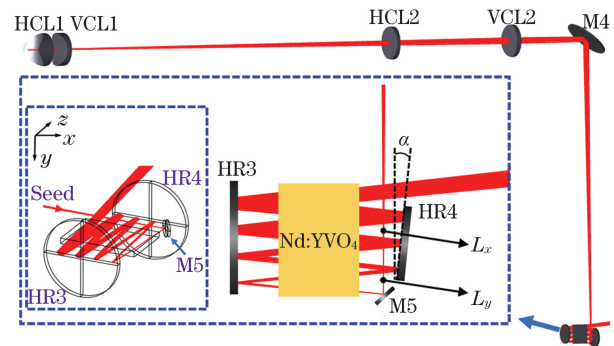


图 9 ZEMAX 模拟 Innoslab 放大器的光路图

Fig. 9 Optical pathway of the Innoslab amplifier is simulated by ZEMAX

激光器采用主振荡功率放大 (MOPA) 方式, 端面泵浦双通放大器利用了球差自补偿方法获得了高增益、高光束质量的皮秒脉冲, 作为 Innoslab 放大器的种子光^[31]。为了在高功率输出的条件下依然保持高光束质量, 第二级固体放大器采用 Innoslab 放大结构。泵浦源输出的泵浦光经过耦合系统耦合进板条晶体, 在板条晶体与腔镜 HR3 之间设置了狭缝, 用来遮挡泵浦光中的杂散光。种子光的放大过程如下: 种子光首先经过小孔光阑, 限制激光光斑的高阶模式以及滤除杂散光, 然后经过由四个柱面镜组成的种子光整形系统 (Beam shaping-1), 包括水平柱面镜 HCL1 ($f = -25$)、HCL1 ($f = 150$) 和垂直

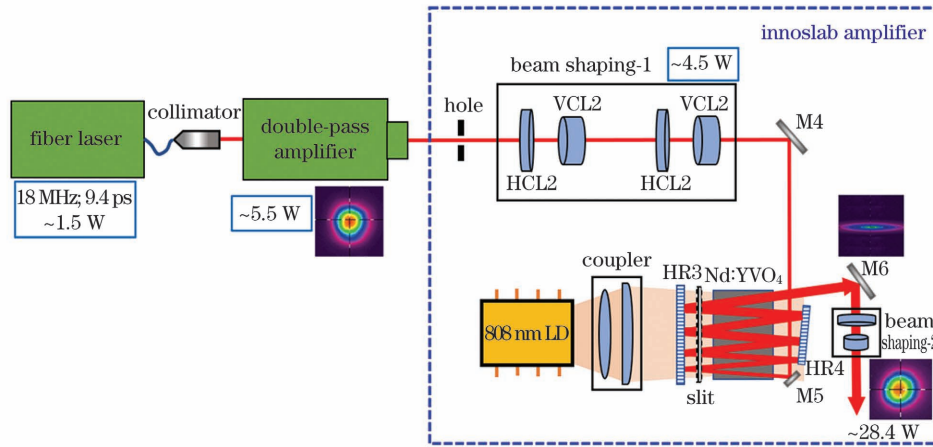


图 10 激光系统的光路结构图

Fig. 10 Diagram of optical path structure of laser system

柱面镜 VCL1($f = -50$)、VCL1($f = 150$)，最后由平面镜 M5 反射进入 Nd:YVO₄ 晶体被放大，经过 8 程放大后的种子光通过 Beam shaping-2 整形为圆光斑。HR3 和 HR4 作为放大器的两个腔镜，均镀有 808 nm 高透膜和 1064 nm 高反膜，将腔镜 HR4 倾斜放置也避免了 z 方向的自激振荡。

图 11(a) 为自制的 Innoslab 放大器热沉装置图，将板条晶体放置在两块紫铜热沉中间，紫铜热沉中通有循环冷却水。若采用传统的钢焊方法将紫铜

与板条晶体焊接，当钢层熔化、冷却后，焊接层中易形成空气孔洞还会造成钢层的厚度不均匀，导致晶体厚度(y)方向上的散热不均匀，最终影响 y 方向的光束质量。因此，本文采用双面焊接的方法，如图 11(b) 所示，紫铜热沉表面以及板条晶体的两个大面($a \times b$)镀有金膜，热沉与晶体之间通过钢柱高温烧结焊接在一起。这种方法可以避免焊接层中出现空气孔，并且提高钢层的平整度，使板条晶体得到均匀散热，提高了输出光斑 y 方向上的光束质量。

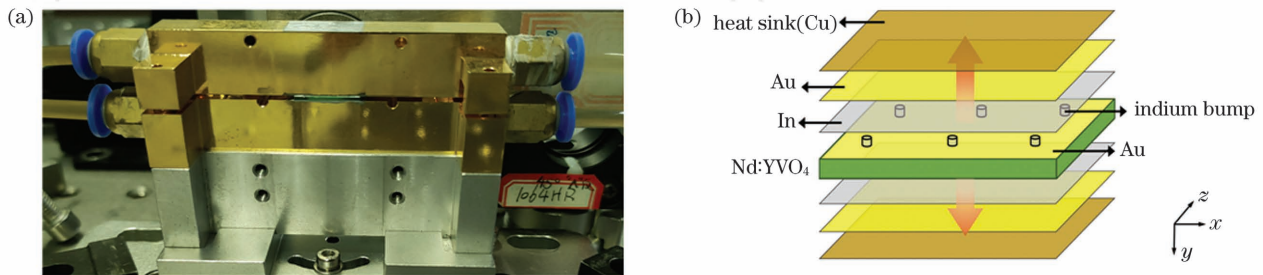


图 11 示意图。(a) Innoslab 放大器热沉结构；(b) 板条晶体双面焊接示意图

Fig. 11 Schematic diagram. (a) Heat sink structure of Innoslab amplifier; (b) double sides welding of slab crystal

4 实验结果及分析

全光纤激光器输出平均功率 1.5 W 的脉冲，锁模脉冲重复频率为 18.9 MHz，脉冲序列如图 12 所示。经过端面泵浦双通放大器功率放大至 5.5 W，再经过小孔光阑以及 4 个柱面镜组成的整形系统后，实际注入 Innoslab 放大器的种子光功率为 4.5 W。在实验过程中，通过调整 Innoslab 放大器中平面镜 M5 的角度以及 HR4 的倾角 α ，调节种子光在板条晶体中通过的次数。如图 13(a) 所示，利用 ZEMAX 软件模拟 6 程放大示意图，通过计算得到种子光与增益介质的重叠面积约为 46%；图 13(b) 为

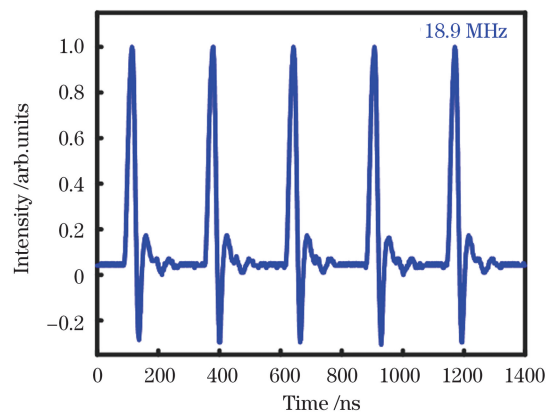


图 12 振荡器锁模脉冲序列图

Fig. 12 Mode-locked pulse sequence diagram of oscillator

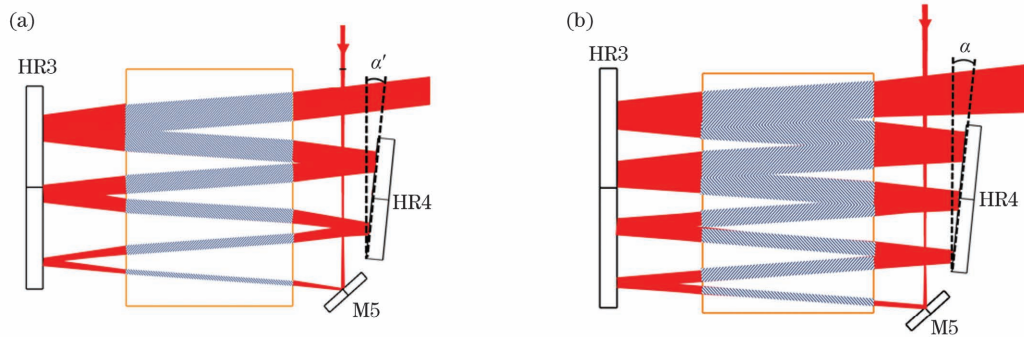


图 13 Innoslab 板条放大器种子光与板条晶体的重叠面积。(a) 6 程板条放大器;(b) 8 程板条放大器

Fig. 13 Overlap area between the seed light of Innoslab slab amplifier and slab crystal. (a) Six-passing slab amplifier; (b) eight-passing slab amplifier

8 程放大示意图,此时种子光与增益介质的重叠面积增加到 79%。在泵浦光功率 117 W 时,6 程放大与 8 程放大的输出功率曲线如图 14 所示,6 程放大输出平均功率为 20.5 W,8 程放大输出平均功率提高至 28.4 W。因此,随着种子光通过晶体的次数以及种子光与晶体的重叠面积不断增加,Innoslab 放大器的提取效率和增益也会不断提高。

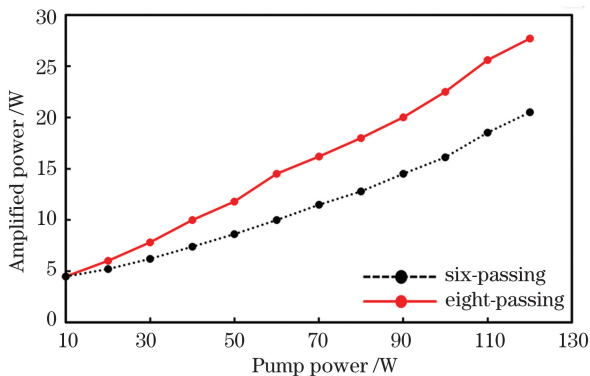


图 14 泵浦功率与输出光功率的关系曲线

Fig. 14 Relationship between pump power and output optical power

使用 APE PulseCheck(SM1200)自相关仪对放大后的激光脉冲宽度进行测量,由于增益窄化造成的光谱窄化效应,放大后的脉冲宽度略有展宽,由全光纤放大器的 9.4 ps 展宽至 10.6 ps,图 15 为种子光和 Innoslab 放大光的脉冲宽度对比图。参考文献[31]中光纤激光器中心波长为 1064.2 nm, 3 dB 光谱宽度为 2.1 nm,端面泵浦双通放大器的 3 dB 光谱宽度为 0.3 nm。如图 16 所示,使用 YOKOGAWA 光谱仪测量了 Innoslab 放大器输出脉冲的光谱,中心波长位于 1064.4 nm,由于增益窄化效应光谱进一步窄化,此时 3 dB 光谱宽度为 0.21 nm。如图 17 中的插图(a)所示,Innoslab 放大器输出光斑为长条形,经过整形系统(Beam

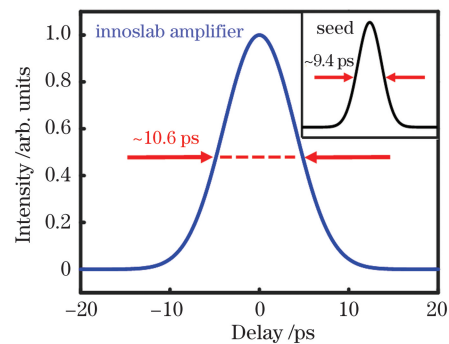


图 15 Innoslab 放大器的脉冲宽度曲线

Fig. 15 Pulse width curve of Innoslab amplifier

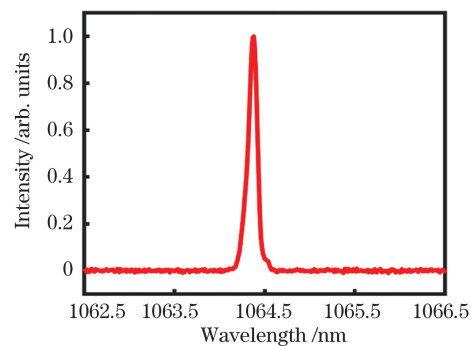


图 16 Innoslab 放大器输出的光谱图

Fig. 16 Output spectrum of Innoslab amplifier

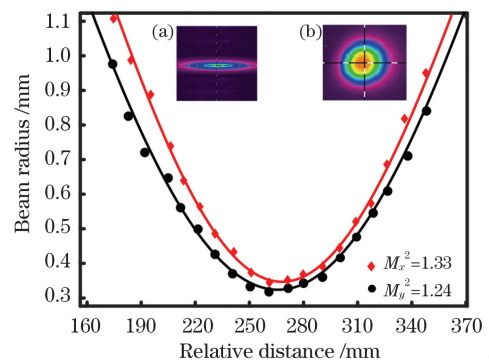


图 17 Innoslab 放大器的光束质量及光斑形状

Fig. 17 Beam quality and spot profile with maximum output power of Innoslab amplifier

shaping-2)后变为圆形光斑[图 17(b)],使用 90/10 刀口法测量 x 方向和 y 方向光束质量 $M_x^2=1.33$ 、 $M_y^2=1.24$,插图(a)和(b)分别为 CCD 中观察到的放大器输出光斑和准直后的圆光斑,通过测量光斑最大外径与最小外径之差可得光斑椭圆度为 0.92。实验结果表明,多通激光放大过程中的热透镜效应会不断叠加,劣化光束质量,在不引入非球面透镜或相位共轭镜的前提下,利用球差自补偿技术可以有效消除系统球差,提高光束质量。由参考文献[20-21]可知,双端泵浦方式可以有效降低板条晶体内部的温差,使板条晶体具有均匀的热分布,进而可以提高注入的泵浦功率,也可以进一步提高光束质量。由于实验条件有限本文采用单端泵浦方式,下一步的工作计划将改进为双端泵浦方式,继续优化光束质量并提高输出功率。

5 结 论

本文定量描述了 Innoslab 放大器中脉冲能量的建立过程,从光子传输方程出发,推导存在本征损耗时的脉冲能量变化,最终得到各程增益与放大程数的关系。通过球差自补偿理论设计了 Innoslab 放大腔,抑制 y 方向上的热畸变,减小了热透镜效应对 y 方向光束质量的影响。给出基于 ZEMAX 的 Innoslab 放大器光路的设计方法并实现了 8 程放大,优化种子光与板条晶体的重叠面积从而提高了提取效率。此外,实验中为了使板条晶体得到均匀散热,板条晶体与紫铜热沉之间采用了双面焊接方法,解决了普通钢焊过程出现的钢层厚度不均匀以及钢层中易出现空气孔的问题。最终在 Innoslab 放大器泵浦功率 117 W 时获得了平均功率 28.4 W、脉冲宽度 10.6 ps 的激光输出,光-光转换效率为 20.4%,光束质量因子 $M_x^2=1.33$ 、 $M_y^2=1.24$ 。这种光纤激光器与 Innoslab 放大器相结合的放大方式,具有结构紧凑、功率稳定性强、光束质量高等特点。

参 考 文 献

- [1] Metzner D, Lickschat P, Weißmantel S. Laser micromachining of silicon and cemented tungsten carbide using picosecond laser pulses in burst mode: ablation mechanisms and heat accumulation [J]. Applied Physics A, 2019, 125(7): 462.
- [2] Bao Z J, Wang C W, Zhang Y, et al. Modification of wettability of stainless steel by picosecond laser surface microstructuring [J]. Photonics Research,

2015, 3(4): 180-183.

- [3] Boerner P, Hajri M, Wahl T, et al. Picosecond pulsed laser ablation of dielectric rods: angle-dependent ablation process model for laser micromachining [J]. Journal of Applied Physics, 2019, 125(23): 234902.
- [4] Gedvilas M, Voisiat B, Raciukaitis G. Grayscale marking of anodized aluminium plate by using picosecond laser and galvanometer scanner [J]. Journal of Laser Micro/Nanoengineering, 2014, 9(3): 267-270.
- [5] Ohfuji H, Okuchi T, Odake S, et al. Micro-/nanostructural investigation of laser-cut surfaces of single- and polycrystalline diamonds [J]. Diamond and Related Materials, 2010, 19(7/8/9): 1040-1051.
- [6] Song R, Hou J, Chen S P, et al. 157 W all-fiber high-power picosecond laser [J]. Applied Optics, 2012, 51(13): 2497-2500.
- [7] Teh P S, Lewis R J, Alam S U, et al. 200 W diffraction limited, single-polarization, all-fiber picosecond MOPA [J]. Optics Express, 2013, 21(22): 25883-25889.
- [8] Tao Y, Xu Z H, Chen S P. High-energy wavelength-tunable picosecond all-fiber laser based on active mode-locking [J]. Proceedings of SPIE, 2019, 11048: 110484D.
- [9] Lin D, Baktash N, Alam S U, et al. 106 W, picosecond Yb-doped fiber MOPA system with a radially polarized output beam [J]. Optics Letters, 2018, 43(20): 4957-4960.
- [10] Chen H W, Xi X M, Chen S P, et al. Visible supercontinuum generation in tapered photonic crystal fiber pumped by picosecond pulse at 1064 nm [J]. Laser Physics, 2012, 22(8): 1321-1324.
- [11] Ma M J, Chen H L, Zhang W X, et al. Simulation analysis of the optical properties of a liquid crystal-filled microstructured optical fiber [J]. Materials Research Express, 2019, 6(11): 116203.
- [12] Bai Z A, Fan Z W, Bai Z X, et al. Optical fiber pumped high repetition rate and high power Nd:YVO₄ picosecond regenerative amplifier [J]. Applied Sciences, 2015, 5(3): 359-366.
- [13] Wang Y, Liu B, Ye Z B, et al. High peak power and high beam quality fiber-solid hybrid amplification laser system [J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(4): 0401007.
汪勇, 刘斌, 叶志斌, 等. 高峰值功率高光束质量光纤-固体混合放大激光系统 [J]. 中国激光, 2018, 45(4): 0401007.
- [14] Hodgson N, Weber H. Influence of spherical aberration of the active medium on the performance of

- Nd: YAG lasers [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1993, 29(9): 2497-2507.
- [15] Liu C, Riesbeck T, Wang X, et al. Influence of spherical aberrations on the performance of dynamically stable resonators [J]. Optics Communications, 2008, 281(20): 5222-5228.
- [16] Du K, Wu N, Xu J, et al. Partially end-pumped Nd: YAG slab laser with a hybrid resonator [J]. Optics Letters, 1998, 23(5): 370-372.
- [17] Russbuehdt P, Mans T, Rotarius G, et al. 400 W Yb: YAG Innoslab fs-amplifier [J]. Optics Express, 2009, 17(15): 12230-12245.
- [18] Russbuehdt P, Mans T, Hoffmann H D, et al. 1100 W Yb: YAG femtosecond Innoslab amplifier [J]. Proceedings of SPIE, 2011, 7912: 79120R.
- [19] Mans T, Hönninger C, Dolkemeyer J, et al. 200 W fs Innoslab amplifier with 400 J pulse energy for industrial applications [J]. Proceedings of SPIE, 2013, 8599: 859915.
- [20] Lin H, Li J F, Liang X Y. 105 W, <10 ps, TEM₀₀ laser output based on an in-band pumped Nd: YVO₄ Innoslab amplifier [J]. Optics Letters, 2012, 37(13): 2634-2636.
- [21] Mao X J, Mi G J, Pang Q S, et al. High power high beam quality in-band pumping picosecond amplification laser system [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2015, 27(6): 061001.
毛小洁, 秘国江, 庞庆生, 等. 高功率高光束质量带内泵浦皮秒放大激光系统 [J]. 强激光与粒子束, 2015, 27(6): 061001.
- [22] Chen W, Liu B W, Song Y J, et al. High pulse energy fiber/solid-slab hybrid picosecond pulse system for material processing on polycrystalline diamonds [J]. High Power Laser Science and Engineering, 2018, 6: e18.
- [23] Mecseki K, Windeler M K R, Miahnahri A, et al. High average power 88 W OPCPA system for high-repetition-rate experiments at the LCLS X-ray free-electron laser [J]. Optics Letters, 2019, 44(5): 1257-1260.
- [24] Koechner W. Solid-state laser engineering [M]. New York: Springer, 2006.
- [25] Sang S H. The research on LD end-pumped Nd: YVO₄ slab laser amplifiers [D]. Beijing: Beijing Institute of Technology, 2016: 25-28.
桑思晗. LD端面泵浦 Nd: YVO₄板条激光放大器的研究 [D]. 北京: 北京理工大学, 2016: 25-28.
- [26] Laporta P, Brussard M. Design criteria for mode size optimization in diode-pumped solid-state lasers [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1991, 27(10): 2319-2326.
- [27] Song F, Zhang C B, Ding X, et al. Determination of thermal focal length and pumping radius in gain medium in laser-diode-pumped Nd: YVO₄ lasers [J]. Applied Physics Letters, 2002, 81(12): 2145-2147.
- [28] Wang C H, Liu C, Shen L F, et al. 1.6 MW peak power, 90 ps all-solid-state laser from an aberration self-compensated double-passing end-pumped Nd: YVO₄ rod amplifier [J]. Applied Optics, 2016, 55(9): 2399-2403.
- [29] Chen W, Song Y J, Hu M L, et al. High power, hybrid fiber/solid-slab ultraviolet picosecond pulse laser system with high stability [C] // Asia Communications and Photonics Conference 2014, November 11-14, 2014, Shanghai, China. Washington, D.C.: OSA, 2014: ATTh3A.79.
- [30] Liu B, Liu C, Shen L F, et al. Beam quality management by periodic reproduction of wavefront aberrations in end-pumped Nd: YVO₄ laser amplifiers [J]. Optics Express, 2016, 24(8): 8988-8996.
- [31] Dong X Y, Li P X, Li S, et al. High gain fiber-solid hybrid double-passing end-pumped Nd: YVO₄ picosecond amplifier with high beam quality [J]. Chinese Physics B, 2020, 29(5): 054207.

High Beam Quality Fiber-Solid Hybrid Innoslab Picosecond Amplifier with High Repetition Rate

Dong Xueyan, Li Pingxue*, Li Shun, Wang Tingting, Yang Min

Institute of Ultrashort Pulsed Laser and Application, Faculty of Materials and Manufacturing,

Beijing University of Technology, Beijing 100124, China

Abstract

Objective Laser is used as light energy and light tool in the manufacturing industry. Its characteristics such as including laser power, beam quality, and control of light, are not only the standards to measure performance of laser manufacturing system, but also the bases for selecting laser manufacturing system. Therefore, both laser power and

beam quality must be considered seriously. Laser power is used as an index the processing capacity of the laser manufacturing system. Beam quality limits processing method, transmission distance, focal spot size, and processing quality. Under the condition of high average power pumping, thermal lens effect is generated, as the pump light is tightly concentrated at the laser gain medium. In the meantime, the spherical aberration of the thermal lens strongly affects the beam quality. Thus, how to improve beam quality, enhance the conversion efficiency, and shorten pulse duration are very important. In order to reduce the influence of thermal lens effect on beam quality of the solid-state laser, an Innoslab amplifier of spherical-aberration self-compensation based on ZEMAX physical optical simulation is proposed. In present study, we demonstrate a fiber-solid hybrid system based on an Innoslab amplifier with an all fiber laser and a double-passing amplifier as the seed source. This system combines the advantages of fiber laser, such as high beam quality, high electro-optical efficiency, and easy to obtain mode-locked narrow pulse, and those of solid laser, such as able to reduce the nonlinear effect and sustain high peak power.

Methods In this paper, we proposed a fiber-solid hybrid Innoslab picosecond amplifier with high beam quality and high repetition rate. The seed consisted of an all fiber laser and a double-passing end-pumped amplifier. During the experiment, an eight-passing Innoslab amplifier based on the spherical-aberration self-compensation theory was designed by using the sequence mode of ZEMAX software. The seed light realized eight-passing amplification in the slab crystal. Higher extraction efficiency was obtained by increasing the overlap area of seed light and pump light in the gain medium. In order to reduce thermal lens effect in the slab crystal thickness direction and its influence, two measures were taken. The first one was to connect the crystal with the heat sink by double-sides welding method, so that air holes in the welding layer were avoided, the flatness of the indium layer was improved, and the crystal surface was uniformly dissipated. The second one was to suppress the thermal distortion in the slab crystal thickness direction with spherical-aberration self-compensation, so that the beam quality degradation caused by the thermal lens effect was overcame.

Results and Discussions In order to better understand the phase variation of the light beams with positive spherical aberration, we used ZEMAX software to simulate the process according to the principles of geometrical optics (Fig. 7). If the two identical thermal lenses were symmetrically placed about the focus of the laser beam, the degradation of the beam quality caused by the first thermal lens can be compensated by the second thermal lens. Fig. 8 shows the Innoslab amplifier based on spherical aberration compensation theory. To reduce thermal lens effect in the slab crystal thickness direction and its influence, the method was to connect the crystal with the heat sink by double-sides welding method, so that air holes in the welding layer were avoided, the flatness of the indium layer was improved and the crystal surface was uniformly dissipated (Fig. 11). The output power from the all fiber laser was 2 W. The laser received further amplification in the double-passing end-pumped amplifier and the gain was dramatically enhanced by the Innoslab amplifier. Maximum output power of 28.4 W was achieved at a solid-state pump power of 117 W (Fig. 14). Meanwhile, the beam quality was well preserved with M^2 factor of 1.3 by the Innoslab amplification structure which was favorable to the spherical-aberration compensation (Fig. 17). Figure 16 shows the spectral width of the Innoslab amplifier was narrowed to 0.21 nm, indicating remarkable gain narrowing effect. It can be seen that the gain narrowing effect broadened the pulse width of the double-passing amplifier to 10.6 ps (Fig. 10).

Conclusions In present study, we designed a picosecond fiber-solid hybrid Innoslab amplifier which was seeded by an all fiber laser and a double-passing end-pumped amplifier. The number of amplifiers and the gain were numerically simulated, and the Innoslab cavity was designed based on thermal lens effect compensation. The seed light realized eight-passing amplification in the slab crystal. The seed light injected into the Innoslab amplifier with average output power of 4.5 W and the repetition rate of 18 MHz. As a result, a laser pulse with average power of 28.4 W and pulse width of 10.6 ps was achieved under the pump power of 117 W, corresponding to an optical-to-optical efficiency of 20.4%. The beam quality factors M^2 were 1.33 in the horizontal direction and 1.24 in the vertical direction. This system, which combined the advantages of the all fiber amplifier and the solid-state laser amplifier, enabled high repetition rate, and good beam quality with high gain picosecond pulses. It made significant contributions to many applications such as material micro-processing, laser ranging, and laser detection.

Key words lasers; Innoslab amplifier; fiber-solid hybrid; beam quality; spherical-aberration self-compensation; double-sides welding

OCIS codes 220.1000; 220.1010; 220.483