

## 基于宽带高反镜色散补偿的高功率克尔透镜锁模飞秒激光器

田轩<sup>1</sup>, 田文龙<sup>1\*</sup>, 李乾<sup>1</sup>, 王阁阳<sup>1</sup>, 白川<sup>1</sup>, 郑立<sup>1</sup>, 于洋<sup>2</sup>, 魏志义<sup>3</sup>, 徐晓东<sup>4</sup>, 朱江峰<sup>1</sup><sup>1</sup>西安电子科技大学光电工程学院, 陕西 西安 710071;<sup>2</sup>西安电子科技大学前沿交叉研究院, 陕西 西安 710071;<sup>3</sup>中国科学院物理研究所北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190;<sup>4</sup>江苏师范大学物理与电子工程学院, 江苏 徐州 221116

**摘要** 半导体激光器泵浦的高功率飞秒激光器在工业加工和生物医学等领域中均发挥着重要的作用。一般而言, 无论是被动锁模飞秒激光器还是克尔透镜锁模飞秒激光器, 都需要在腔内引入一定的负色散平衡自相位调制, 产生稳定的飞秒孤子。特别是随着平均功率的增加, 腔内自相位调制增强, 需要更多的负色散量进行平衡。常用的色散补偿器件有棱镜对、啁啾镜以及 GTI (Gires-Tournois interferometer) 镜等, 棱镜对导致振荡器结构复杂, 而啁啾镜和 GTI 镜的价格较为昂贵。实现了基于宽带高反镜色散补偿的高功率克尔透镜锁模运转, 在泵浦功率为 18 W 时, 利用 Yb:CYA 晶体获得了平均输出功率为 3.6 W、脉冲宽度为 92 fs、100 min 功率稳定性均方根值 (RMS) 为 0.46% 的稳定锁模脉冲, 有利于进一步降低高功率飞秒激光器的成本。

**关键词** 激光器; 超快激光; 掺镱全固态激光器; 克尔透镜锁模; 高平均功率; 飞秒激光

中图分类号 TN248.1

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL221471

## 1 引言

飞秒激光由于具备光谱带宽宽、脉冲宽度窄、峰值功率高等特点, 在国防、工业、生物医学和科研等领域中发挥着重要的作用<sup>[1]</sup>。飞秒激光主要由锁模激光器直接产生, 锁模激光器主要由工作物质、抽运系统、锁模器件以及色散补偿器件几部分组成。工作物质作为激光器的核心器件, 吸收抽运系统提供的能量并将激光放大。常用的飞秒激光工作物质有钛宝石晶体以及其他稀土离子、过渡金属离子掺杂的固体增益介质等。激光二极管 (LD) 抽运的镱离子 (Yb<sup>3+</sup>) 掺杂的全固态飞秒激光器是目前超快激光技术的研究热点之一。掺镱增益介质在以下几个方面展现出了明显的优势: 1) Yb<sup>3+</sup> 掺杂激光介质属于准三能级结构, 只有基态 <sup>2</sup>F<sub>7/2</sub> 和激发态 <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub>, 其简单的电子能级结构排除了激发态吸收和各种有害的淬灭过程<sup>[2]</sup>, 可以避免额外增加损耗、降低转换效率的不利过程, 从而实现高效率、高功率激光输出; 2) Yb<sup>3+</sup> 掺杂激光介质的吸收峰与发展最为成熟、早已实现商品化的砷化镓 (InGaAs) LD 发射波长一致, 因此可以直接使用 LD 泵浦, 既能

够满足高功率的输出, 又可以极大降低成本; 3) 掺 Yb 晶体的发射波长在 1030 nm 附近, 与泵浦波长非常接近, 因此有着更低的量子损耗, 在高功率光泵浦下热负荷得到有效减缓。因此, 在提高输出功率以及降低激光器成本方面, Yb 飞秒激光器具有很大的优势。

高功率 Yb 飞秒激光器主要基于半导体可饱和吸收镜 (SESAM) 锁模技术<sup>[3]</sup> 和克尔透镜锁模 (KLM) 技术<sup>[4]</sup>。为了便于实现锁模运转, SESAM 锁模技术成为了首选, 但是可饱和吸收体的性质严重限制了输出的激光参数, 例如高功率、短脉宽的锁模输出就对可饱和吸收体的损伤阈值以及恢复时间提出了严格的要求<sup>[5]</sup>。而基于介质三阶非线性克尔效应的 KLM 技术不受被动锁模器件的限制, 克尔效应响应时间只有几个飞秒量级, 且由克尔效应引起的自相位调制 (SPM) 增大了光脉冲的光谱带宽, 更宽的光谱支持更短脉冲输出<sup>[6]</sup>。利用 SESAM 被动锁模技术, 2019 年, 西安电子科技大学的 Cao 等<sup>[7]</sup> 基于 Yb 原子数分数为 3% 的 Yb:KGW 晶体和 2.4% 调制深度的 SESAM, 在最高 23.8 W 的 LD 泵浦功率下, 得到了平均功率为 7.6 W、

收稿日期: 2022-11-30; 修回日期: 2022-12-28; 录用日期: 2023-01-16; 网络首发日期: 2023-02-07

基金项目: 陕西省自然科学基金 (2023-JC-YB-485)、国家自然科学基金 (61975071, 62105253)、西安市科技创新计划 (202005YK01)

通信作者: \*wltian@xidian.edu.cn

脉冲宽度为 160 fs 的锁模结果。利用 KLM 技术,本课题组于 2019 年基于 Yb:CYA 双共焦腔振荡器,实现了平均功率为 6.2 W、脉冲宽度为 59 fs 的稳定锁模运转<sup>[8]</sup>。2021 年,通过进一步优化,在 34 W 泵浦功率下,利用透射率为 20% 的输出耦合(OC)镜获得了平均功率为 10.4 W、脉冲宽度为 98 fs 的稳定锁模运转<sup>[9]</sup>。可以看出,目前利用 SESAM 锁模技术和 KLM 技术得到的掺镱全固态飞秒激光器在平均功率和脉冲宽度等综合性能方面差别不大,但从制作工艺和降低飞秒激光器成本的角度考虑,KLM 更具优势。

另外,SESAM 锁模和克尔透镜锁模产生的飞秒脉冲都属于孤子锁模,孤子锁模通常是谐振腔内反常色散和 SPM 之间平衡的结果,SPM 的引入使得腔内脉冲的光谱和时间展宽,因此需要适当的色散补偿来稳定锁模操作,而且随着功率的增加,系统对负色散的要求也更多。全固态锁模激光器中常用的色散补偿器件有棱镜对、啁啾镜、GTI(Gires-Tournois interferometer)镜等。棱镜对导致振荡器结构复杂,啁啾镜和 GTI 镜价格比较昂贵。因此,从降低飞秒激光器的成本角度出发,无需色散补偿器件的高功率克尔透镜锁模具有重要的研究意义。

基于以上背景,本文研究了无色散补偿器件的克尔透镜锁模技术,针对宽带高反镜在大于中心波长的波段处往往是负色散的特点,采用宽带高反镜替代 GTI 镜,实现了基于 Yb:CYA 晶体的高功率克尔透镜锁模运转。在 18 W 泵浦功率下,获得平均功率为 3.6 W、脉宽为 92 fs 的锁模脉冲,其在 100 min 内的功率稳定性均方根值(RMS)仅为 0.46%。

## 2 实验设计

实验装置如图 1 所示,采用双共焦腔型结构,泵浦源为一台波长锁定在 976 nm 的高功率光纤耦合输出 LD,最大泵浦功率为 50 W,芯径为 105  $\mu\text{m}$ ,光纤数值孔径(NA)为 0.15。通过放大比例为 1:0.8 的耦合系统后泵浦光聚焦到晶体中心,使用电荷耦合元件(CCD)测量得到聚焦光斑直径约为 104  $\mu\text{m}$ ,光束的质量因子( $M^2$ )约为 25。在模拟软件中对设计的谐振腔内的激光光斑大小进行了模拟,计算得到增益介质中激光的束腰半径大小为 70  $\mu\text{m}$ ,激光模式光斑直径略大于泵浦光聚焦光斑有利于形成软孔光阑。增益介质为一块 Yb 原子数分数为 5%、截面面积为 3 mm $\times$ 3 mm、通光长度 6 mm 的 Yb:CYA 晶体。增益晶体被夹持在热沉上,采用水冷散热的方式带走积聚的热量。使用的克尔介质(KM)为一片厚度为 2 mm 的半英寸 CaF<sub>2</sub>,其非线性折射率( $n_2$ )大小为  $1.24 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ <sup>[10-11]</sup>。与非线性折射率更高的 SiO<sub>2</sub>( $2.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ )<sup>[12]</sup>或者钛宝石( $3.1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ )<sup>[13]</sup>相比,利用 CaF<sub>2</sub> 作为克尔介质,可以避免由过高非线性相移造成的脉冲分裂现象<sup>[14]</sup>,而且其能带带隙较宽,也避免了多光子吸收效应<sup>[15]</sup>。克尔介质与入射光成布儒斯特角摆放,在减小腔内损耗的同时,也补偿了凹面镜 C3 与 C4 角度折叠引起的像散。C1 与 C2 为曲率半径为 300 mm 的凹面镜,C3 与 C4 为曲率半径为 100 mm 的凹面镜。DM 为一片平面双色镜。HR1~HR4 为 750~1100 nm 宽带高反镜,用于折叠光路,同时起到引入负色散的作用。OC 为透过率为 15% 的输出耦合镜,谐振腔单路腔长为 1.85 m,对应是重复频率约为 81.1 MHz。

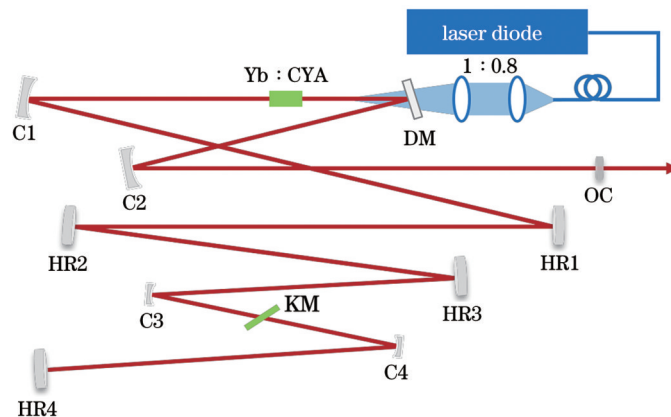


图 1 激光振荡器实验光路图

Fig. 1 Experimental optical path diagram of laser oscillator

一般认为,宽带高反镜在镀膜四分之一膜系的膜后具有色散特性,在大于中心波长的波段呈负色散,在小于中心波长的波段呈正色散。使用的 750~1100 nm 宽带高反镜的中心波长为 950 nm,其在 1  $\mu\text{m}$  波段引入的色散是负的,因此可以替代 GTI 镜进行腔内色散管理。首先为了验证宽带高反镜在

1030 nm 波长附近引入了负色散,我们利用 OC 将商用 Yb:KGW 全固态飞秒激光器产生的飞秒脉冲注入到振荡器腔内,脉冲在腔内传播一次后由 HR4 输出,通过强度自相关仪测量 HR4 反射后的脉冲宽度,推算出腔内提供的总色散量,测试方法如图 2 所示。

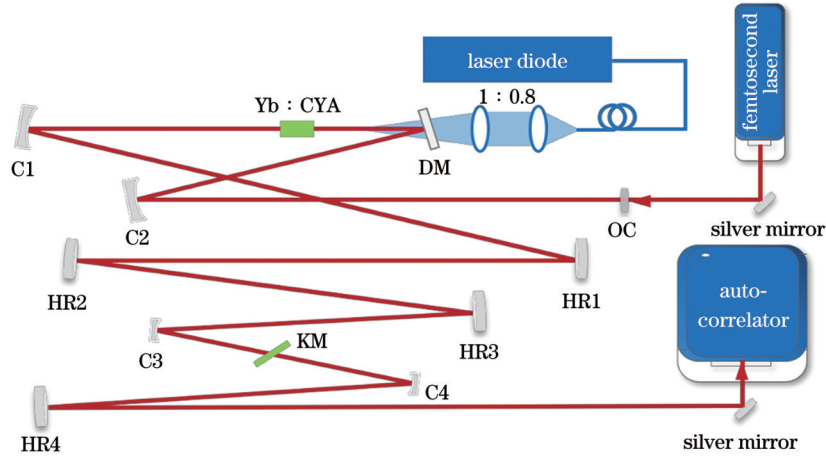


图 2 谐振腔内净色散测量方法示意图

Fig. 2 Schematic of method for measuring net dispersion in resonator cavity

### 3 实验结果

商用 Yb:KGW 全固态飞秒激光器输出光谱的中心波长为 1030 nm, 光谱半峰全宽为 15 nm, 相应的傅里叶变换极限脉冲宽度为 104 fs. 使用自相关仪在 OC 处对测试激光的脉冲宽度进行测量, 测量结果为 132 fs, 说明脉冲本身带有 +3050 fs<sup>2</sup> 的啁啾量. 从 OC 注入的测试激光经过腔内的每一个器件, 最终由端镜 HR4 输出, 输出的脉冲宽度为 127 fs, 此时脉冲带有的啁啾量变成了 +2740 fs<sup>2</sup>, 即腔内的单程净群延迟色散量为 -1650 fs<sup>2</sup>. 考虑到腔内的材料色散为 +680 fs<sup>2</sup>, 可得出每片高反镜提供了 -552.5 fs<sup>2</sup> 的色散量.

上述测试证明, 利用几个宽带高反镜替代 GTI 镜, 仍然可以保持腔内是净负色散. 在泵浦光作用下晶体自发辐射产生荧光, 调节两个端镜, 使得两路荧光能原路返回, 获得连续光输出. 为了实现更好的模式匹配, 通过调节凹面镜 C4 到克尔介质的距离, 改变增益晶体中的激光模式光斑大小; 调节凹面镜 C4、端镜、OC 的位置, 使得光光转换效率最大, 测量的连续光 (CW) 输出功率如图 3 所示. 当泵浦功率增加至 31 W

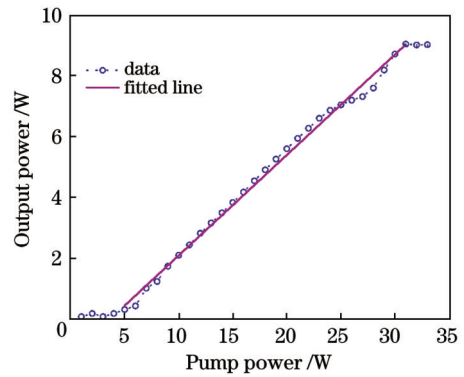


图 3 连续光输出功率

Fig. 3 CW output power

时, 最大连续光输出功率为 9.02 W, 此时继续增加泵浦功率, 发现连续光已达到饱和状态, 在 31 W 泵浦功率下, 连续光的斜效率最高达到 39%. 为防止晶体表面膜层受到损坏, 将最大的泵浦功率控制在 30 W 内.

当泵浦光功率为 18 W 时, 为了启动锁模, 推动端镜处的平移台, 此时锁模状态下的输出功率为 3.6 W. 如图 4(a) 所示, 利用光谱分析仪对锁模激光光谱进行了测量. 锁模光谱的半峰全宽为 15.2 nm, 中心波

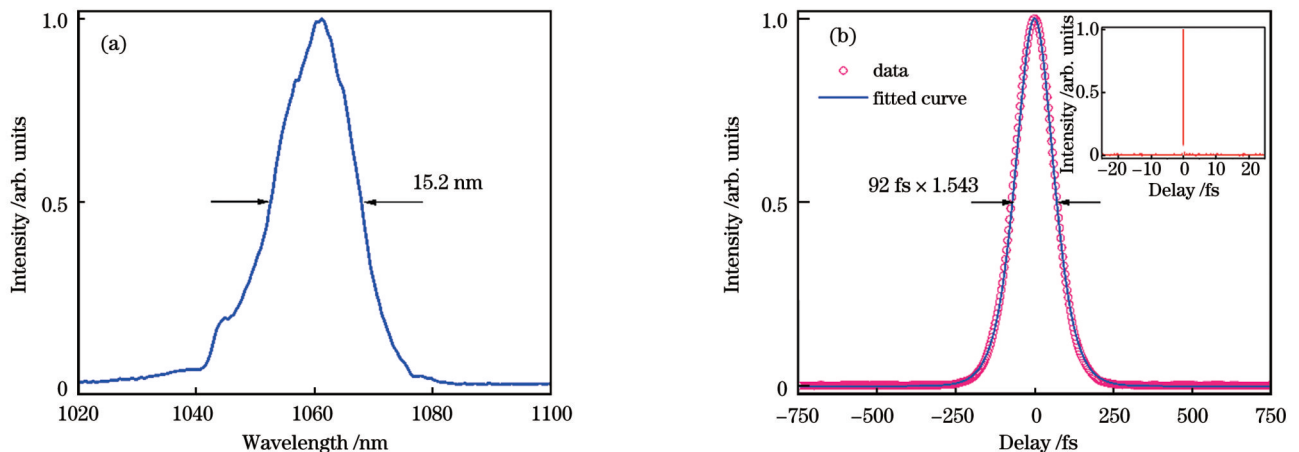


图 4 锁模光谱和自相关曲线。(a)锁模光谱;(b)自相关曲线

Fig. 4 Mode-locked spectrum and auto-correlation curve. (a) Mode-locked spectrum; (b) auto-correlation curve



长在 1055 nm 处,对应的傅里叶变换极限脉冲宽度为 76.9 fs。接着利用同一强度自动相关仪对脉冲宽度进行了测量,自相关曲线如图 4(b)所示,利用双曲正割拟合,计算出脉冲宽度为 92 fs,对应的时间带宽积为 0.377。在 50 ps 的延迟跨度内测量到的自相关曲线如图 4(b)右上角插图所示,在整个尺度范围内没有多余的脉冲,表明没有出现多脉冲现象。使用带宽为 500 MHz 的示波器对锁模脉冲序列进行测量,可以看到在 4 ns 和 100 ns 的时间尺度范围内脉冲序列的振幅一致,且脉冲分布均匀,说明振荡器锁模状态稳定,没有调 Q 与多脉冲现象,如图 5 所示。

为了进一步确定高功率下振荡器的锁模稳定性,使用射频频谱分析仪测量了锁模脉冲的射频功率谱。在 1 kHz 分辨带宽 (RBW) 下,锁模脉冲的重复频率为 81.5 MHz,脉冲信噪比为 54 dB,如图 6(a)所示。在 500 MHz 频率范围内和 3 kHz 分辨率下,可以观测到基频和高次谐波谱信号没有明显的边带,这表明锁模状态较为稳定,如图 6(b)所示。接着测量了锁模输出功率的稳定性,如图 6(c)所示,2 h 内平均功率抖动的均方根为 0.46%。最后,为了确定激光束的光束质量,使用光束质量分析仪对激光的光束质量进行测试, $x$  与  $y$  方向上的光束质量因子  $M_x^2$  和  $M_y^2$  分别为 1.24 和 1.22,如图 6(d)所示。

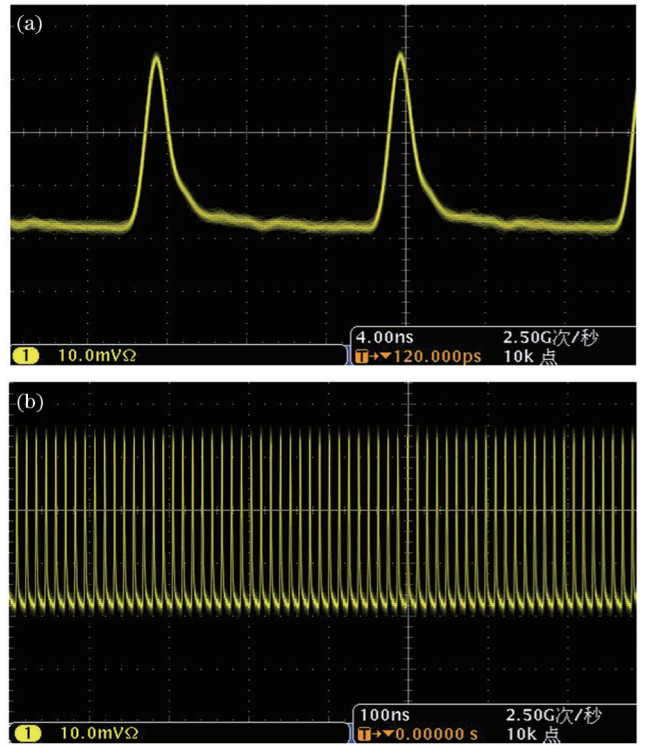


图 5 不同时间尺度范围内示波器测量的脉冲序列。(a) 4 ns; (b) 100 ns

Fig. 5 Pulse sequences measured by oscilloscope in different time scales. (a) 4 ns; (b) 100 ns

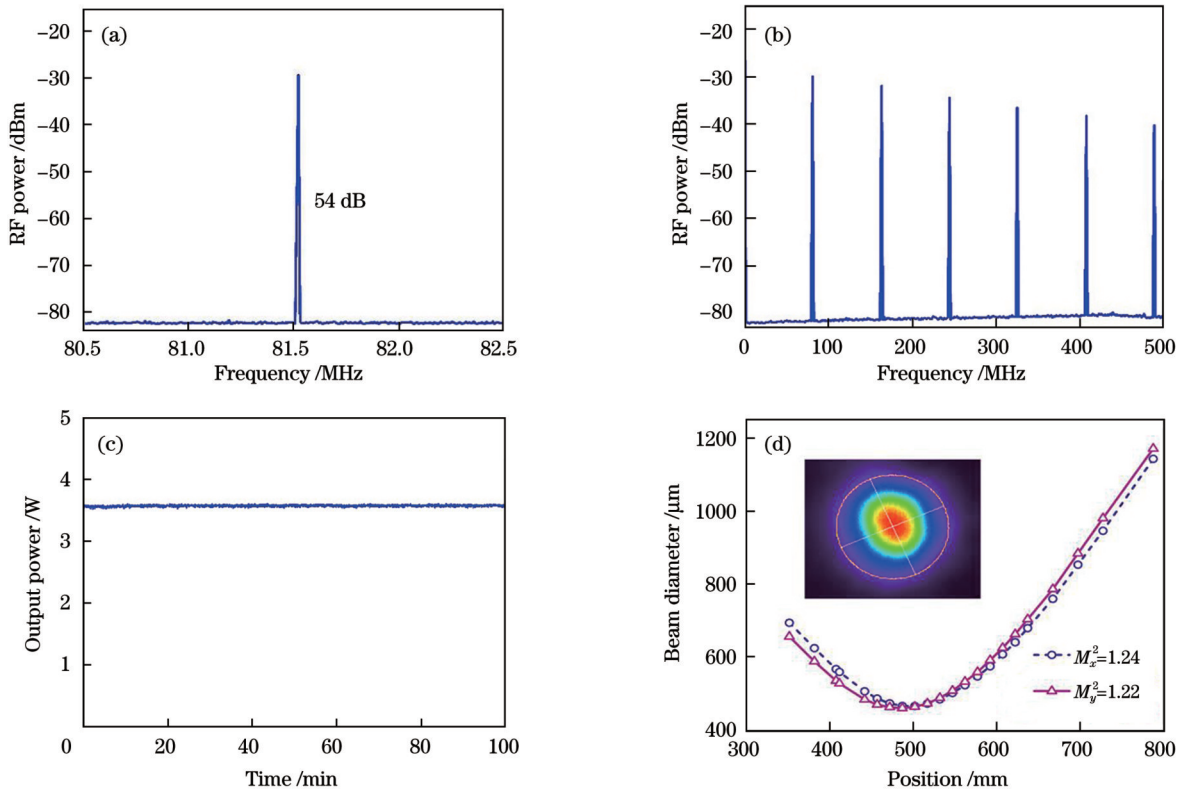


图 6 锁模脉冲频谱、功率稳定性与光束质量表现。(a)在 1 kHz 分辨带宽下锁模激光的射频频谱;(b)3 kHz 分辨率下的高次谐波谱信号;(c)功率稳定性;(d)锁模激光的光束质量与光斑

Fig. 6 Spectra, power stability, and beam quality performance of mode-locked pulse. (a) Radio frequency spectrum of mode-locked laser at RBW of 1 kHz; (b) high order harmonic spectrum signal at 3 kHz RBW; (c) power stability; (d) beam quality and spot of mode-locked laser

## 4 结 论

利用宽带高反镜的色散特性,研究了无色散补偿器件时的克尔透镜锁模技术。使用 Yb:CYA 晶体作为增益介质,在 18 W 的泵浦功率下,实现了输出功率为 3.6 W、光谱半峰全宽为 15.2 nm、脉冲宽度为 92 fs 的稳定锁模运转。锁模时的平均功率抖动在 100 min 内的 RMS 为 0.46%,锁模光斑的  $M_x^2$  和  $M_y^2$  分别为 1.24 和 1.22。结果表明,将色散补偿器件替换为宽带高反镜,仍然能够达到色散补偿效果,同时激光器成本大大降低。

### 参 考 文 献

- [1] Tian W L, Peng Y N, Zhang Z Y, et al. Diode-pumped power scalable Kerr-lens mode-locked Yb: CYA laser[J]. Photonics Research, 2018, 6(2): 127-131.
- [2] Moulton P F, Cederberg J G, Stevens K T, et al. Characterization of absorption bands in Ti: sapphire crystals[J]. Optical Material Express, 2019, 9(5): 2216-2250.
- [3] 田文龙, 徐瑞, 朱江峰, 等. 高功率克尔透镜锁模掺镱全固态激光器研究进展(特邀)[J]. 光子学报, 2021, 50(8): 0850207.  
Tian W L, Xu R, Zhu J F, et al. Review of high-power Kerr-lens mode-locked Yb-doped all-solid-state lasers (invited) [J]. Acta Photonica Sinica, 2021, 50(8): 0850207.
- [4] Keller U, Weingarten K J, Kartner F X, et al. Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1996, 2(3): 435-453.
- [5] 朱江峰, 田文龙, 高子叶, 等. 二极管抽运全固态飞秒 Yb 激光振荡器[J]. 中国激光, 2017, 44(9): 0900001.  
Zhu J F, Tian W L, Gao Z Y, et al. Diode-pumped all-solid-state femtosecond Yb laser oscillators[J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(9): 0900001.
- [6] Spence D E, Kean P N, Sibbett W. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti: sapphire laser[J]. Optics Letters, 1991, 16(1): 42-44.
- [7] Cao Y F, Meng X H, Wang J L, et al. 7.6-W diode-pumped femtosecond Yb: KGW laser[J]. Chinese Physics B, 2019, 28(4): 044205.
- [8] Tian W L, Yu C, Zhu J F, et al. Diode-pumped high-power sub-100 fs Kerr-lens mode-locked Yb: CaYAlO<sub>4</sub> laser with 1.85 MW peak power[J]. Optics Express, 2019, 27(15): 21448-21454.
- [9] Tian W L, Xu R, Zheng L, et al. 10-W-scale Kerr-lens mode-locked Yb: CALYO laser with sub-100-fs pulses[J]. Optics Letters, 2021, 46(6): 1297-1300.
- [10] Wu Y Q, Su L B, Wang Q G, et al. Spectroscopic properties of Yb-doped CaF<sub>2</sub>-YF<sub>3</sub> solid-solution laser crystal[J]. Laser Physics, 2013, 23(10): 105805.
- [11] Zhu H T, Liu J, Jiang S Z, et al. Diode-pumped Yb, Y: CaF<sub>2</sub> laser mode-locked by monolayer graphene[J]. Optics & Laser Technology, 2015, 75: 83-86.
- [12] Milam D. Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica[J]. Applied Optics, 1998, 37(3): 546-550.
- [13] Rapoport W R, Khattak C P. Titanium sapphire laser characteristics[J]. Applied Optics, 1988, 27(13): 2677-2684.
- [14] Li D Z, Xu X D, Zhu H M, et al. Characterization of laser crystal Yb: CaYAlO<sub>4</sub>[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2011, 28(7): 1650-1654.
- [15] Brons J. High-power femtosecond laser-oscillators for applications in high-field physics[D]. Muenchen: Ludwig-Maximilians-Universitaet Muenchen, 2017.

## High Power Kerr-Lens Mode-Locked Femtosecond Laser with Broadband Highly Reflective Mirrors Compensating Dispersion

Tian Xuan<sup>1</sup>, Tian Wenlong<sup>1\*</sup>, Li Qian<sup>1</sup>, Wang Geyang<sup>1</sup>, Bai Chuan<sup>1</sup>, Zheng Li<sup>1</sup>, Yu Yang<sup>2</sup>, Wei Zhiyi<sup>3</sup>, Xu Xiaodong<sup>4</sup>, Zhu Jiangfeng<sup>1</sup>

<sup>1</sup>School of Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, Shaanxi, China;

<sup>2</sup>Academy of Advanced Interdisciplinary Research, Xidian University, Xi'an 710071, Shaanxi, China;

<sup>3</sup>Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Science, Beijing 100190, China;

<sup>4</sup>School of Physics and Electronic Engineering, Jiangsu Normal University, Xuzhou 221116, Jiangsu, China

### Abstract

**Objective** High-power femtosecond lasers pumped by laser diodes (LDs) play a significant role in industrial processing and scientific research. Femtosecond lasers are generated directly using mode-locked lasers. The components of a mode-locked laser include a gain medium, pump source, mode-locked device, and dispersion compensation device. The gain medium is the core of the laser; it provides population inversion and generates excited radiation. With the emergence of high-brightness and high-power semiconductor lasers, ytterbium ion (Yb<sup>3+</sup>)-doped solid-state laser materials have rapidly developed and become one of the most important gain media in the field of high-power and femtosecond lasers. High-power Yb-femtosecond lasers are mainly based on semiconductor saturable absorber mirror (SESAM) mode-locking technology and Kerr lens mode-locking (KLM) technology. Generally, both passively mode-locked and Kerr lens mode-locked femtosecond lasers need to introduce a certain amount of negative group delay dispersion (GDD) to balance the self-phase modulation in the cavity and produce stable femtosecond solitons. Particularly, as the average power increases, the intracavity self-phase modulation becomes stronger and more negative GDD is needed. It is well known that dispersion compensating devices include prism pairs, chirped mirrors, and Gires-Tournois interferometer (GTI) mirrors. Prism pairs lead to complex oscillator structures, while chirped mirrors and GTI mirrors are more expensive. Therefore, high-power Kerr lens mode-

locked lasers without dispersion compensation devices are of great research significance for reducing the cost of femtosecond lasers. Based on the above background, this study evaluates the Kerr lens mode-locking technique using non-GDD-optimized broadband highly reflective mirrors for dispersion compensation. Because broadband highly reflective mirrors tend to be negatively dispersive in the band at wavelengths longer than their center wavelengths, we propose the use of broadband highly reflective mirrors instead of GTI mirrors to realize high-power Kerr lens-locked operation based on Yb : CYA crystals.

**Methods** The experimental setup is a dual-confocal cavity, and the pump source is a 50-W fiber coupled output LD at a wavelength of 976 nm with a beam quality factor ( $M^2$ ) of approximately 25. The pump is imaged into the crystal with a 104  $\mu\text{m}$ -diameter spot by an imaging system. The laser spot size in the designed resonant cavity is simulated in the simulation software, and the beam waist radius size of the laser in the gain medium is calculated to be 70  $\mu\text{m}$ . The spot diameter of laser mode is slightly larger than that of the pump light mode, which is conducive for the formation of a soft-aperture diaphragm. The cross-section area of 6-mm long Yb : CYA crystal used in the oscillator is 3 mm  $\times$  3 mm. The absorption slope of the pump is 93%. For the thermal load dissipation, the crystal is wrapped in indium foil and mounted tightly on a water-cooled copper heat sink maintained at a constant temperature. The nonlinear Kerr medium is a thin slice of CaF<sub>2</sub> with a thickness of 2 mm. The Kerr medium and the incident light are placed at the Brewster angle to compensate for the astigmatism introduced by the folding angle of the concave mirrors and maintain the linear polarization of the laser inside the cavity. Moreover, we use four broadband highly reflective mirrors covering 750–1100 nm in the cavity for dispersion management, because these highly reflective mirrors have negative dispersion in the bands at wavelengths larger than the central wavelength of 950 nm and positive dispersion in the bands at wavelengths smaller than the central wavelength. We measure the amount of negative dispersion introduced by the broadband high-reflective mirrors near the wavelength of 1030 nm, and each of them can provide GDD of approximately  $-550 \text{ fs}^2$  for a single bounce; thus, the net dispersion in the cavity is  $-1520 \text{ fs}^2$  using four high-reflective mirrors. The resonant cavity has a single cavity length of 1.85 m, corresponding to a repetition rate of approximately 81.1 MHz.

**Results and Discussions** A stable mode-locked operation with an output power of 3.6 W, spectral full width at half-maximum of 15.2 nm, and pulse width of 92 fs is achieved at 18 W pumping using an output coupler with transmittance of 15%. The root mean square (RMS) of the average power fluctuation during the mode-locking operation is 0.46% over 100 min, and the beam quality factors of the mode-locked laser in  $x$  and  $y$  directions are 1.24 and 1.22, respectively.

**Conclusions** Using broadband highly reflective mirrors instead of expensive GTI mirrors, a stable mode-locking operation with a high average power and short pulse duration is achieved, significantly decreasing the laser cost. Moreover, it is believed that such low-cost all-solid-state femtosecond lasers, which can directly produce high power, narrow pulse widths, good stability, and high beam quality, will become popular in frontier scientific research and industrial processing.

**Key words** lasers; ultrafast laser; ytterbium-doped all-solid-state laser; Kerr-lens mode-locking; high average power; femtosecond laser