

# 激光与光电子学进展

## 1 $\mu\text{m}$ 周期量级超快激光器研究进展

柳阳雨<sup>1</sup>, 曹雪<sup>1</sup>, 鲜安华<sup>1</sup>, 王昊天<sup>1</sup>, 张佳宁<sup>1</sup>, 周伟<sup>1\*</sup>, 唐定远<sup>1</sup>, 沈德元<sup>1,2</sup>, 王屹山<sup>3</sup>

<sup>1</sup>江苏师范大学物理与电子工程学院江苏省先进激光材料与器件重点实验室, 江苏 徐州 221116;

<sup>2</sup>江苏中红外激光应用技术产业研究院, 江苏 徐州 221116;

<sup>3</sup>中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 陕西 西安 710119

**摘要** 1  $\mu\text{m}$  波段超快激光器在材料表面改性、材料微加工等有着广泛的应用前景。激光振荡和放大技术能增强谐振腔的模式选择能力, 激光增益和补偿器件可以提高激光峰值功率, 进一步减小输出激光的脉冲宽度。主要概述了 1  $\mu\text{m}$  波段周期量级的超快激光振荡器(纯被动锁模、孤子锁模、克尔透镜锁模)、超快激光放大器(啁啾脉冲放大、脉冲整形、非线性压缩技术), 以及 1  $\mu\text{m}$  超快激光器的调控器件与系统(激光增益介质、色散调控器件、高阶横模产生以及超快激光智能化控制)的最新研究进展。最后展望了 1  $\mu\text{m}$  周期量级超快激光器的发展前景和趋势。

**关键词** 激光器; 超快激光振荡器; 1  $\mu\text{m}$  周期量级脉冲; 脉冲放大; 脉冲整形

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP202259.1100003

## Research Progress of 1 $\mu\text{m}$ Band Period Ultrafast Laser

Liu Yangyu<sup>1</sup>, Cao Xue<sup>1</sup>, Xian Anhua<sup>1</sup>, Wang Haotian<sup>1</sup>, Zhang Jianing<sup>1</sup>, Zhou Wei<sup>1\*</sup>,  
Tang Dingyuan<sup>1</sup>, Shen Deyuan<sup>1,2</sup>, Wang Yishan<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Jiangsu Key Laboratory of Advanced Laser Materials and Devices, School of Physics and Electronic Engineering, Jiangsu Normal University, Xuzhou 221116, Jiangsu, China;

<sup>2</sup>Jiangsu Institute of Middle Infrared Laser Technology, Xuzhou 221116, Jiangsu, China;

<sup>3</sup>State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, Shaanxi, China

**Abstract** The 1  $\mu\text{m}$  band ultrafast laser has a wide application prospect in material surface modification and material micromachining. Laser oscillation and amplification technology can enhance the mode selection ability of resonator, and laser gain and compensation device can increase the peak power of laser, and further reduce the pulse width of output laser. This paper mainly summarizes the latest research progress of ultrafast laser oscillator (pure passive mode-locking, soliton clamping, and Kerr lens mode locking) and ultrafast laser amplifier (chirp pulse amplification, pulse shaping, and nonlinear compression technique) of the 1  $\mu\text{m}$  band period, and 1  $\mu\text{m}$  ultrafast laser control devices and systems (laser gain medium, dispersion control device, high order transverse mode generation, and ultrafast laser intelligent control). Finally, the development prospect and trend of 1  $\mu\text{m}$  band period ultrafast laser are prospected.

**Key words** lasers; ultrafast laser oscillator; 1  $\mu\text{m}$  band period pulse; pulse amplification; pulse shaping

收稿日期: 2021-07-02; 修回日期: 2021-07-12; 录用日期: 2021-07-14

基金项目: 国家自然科学基金(61805111)、瞬态光学与光子技术国家重点实验室开放课题(SKLST201707)、2021年江苏师范大学研究生科研创新项目(2021XKT1246)

通信作者: \*zhwwcumt@163.com

## 1 引 言

超快激光具有脉冲宽度窄、峰值功率高、相干性好等一系列独特性,目前广泛应用于工业加工<sup>[1]</sup>、激光传感<sup>[2]</sup>、国防军事等重要领域。 $1\ \mu\text{m}$ 波段的超快激光最窄脉冲宽度现在可以达到十几个甚至几个光学周期,其极短的脉冲持续时间使其具有超高分辨率和超高峰值功率,已经在超精细加工、高分辨率传感等领域展现出巨大的应用潜力。随着激光技术不断前进和发展,激光产业也逐渐壮大。

图 1 是 2014~2019 年全球和中国激光器销售收入情况<sup>[3]</sup>,收入总数稳定地逐年递增,在 2017 年全国销售收入增长率最高。在激光行业公司中,美国 IPG Photonics 公司研发了在  $1\ \mu\text{m}$  波段的超快激光器产品,其飞秒光纤激光器 YLPF-FlexO-100 中心波长在 1030 nm,最大平均功率可以达到 1000 mW,脉宽被压缩到 50 fs 以下,脉冲能量达到 100 nJ,重复频率是 11 MHz, $M^2$  因子  $< 1.3$ 。在  $1\ \mu\text{m}$  固体激光器产品行业,美国相干公司的固体激光器产品 Monaco 1035,中心波长为  $(1035 \pm 5)\ \text{nm}$ ,最大输出功率是 60 W,重复频率  $> 1\ \text{MHz}$ ,脉冲宽度  $< 350\ \text{fs}$ ;德国 TRYPMPF 公司,其产品 TruMicro 2000 系列是基于固体的超短脉冲激光器,工作在 1030 nm 波段,最小脉宽  $< 400\ \text{fs}$ ,最大平均输出功率为 10 W,单脉冲能量为 50  $\mu\text{J}$ ,重复频率为 1 MHz。武汉锐科光纤激光技术股份有限公司的 2000 W 高功率脉冲光纤激光器 RFL-P2000 中心波长为  $(1064 \pm 5)\ \text{nm}$ ,重复频率范围是 20~50 kHz,脉冲宽度范围是 120~160 ns,国内在  $1\ \mu\text{m}$  超快激光器产品的性能提升方面还有很

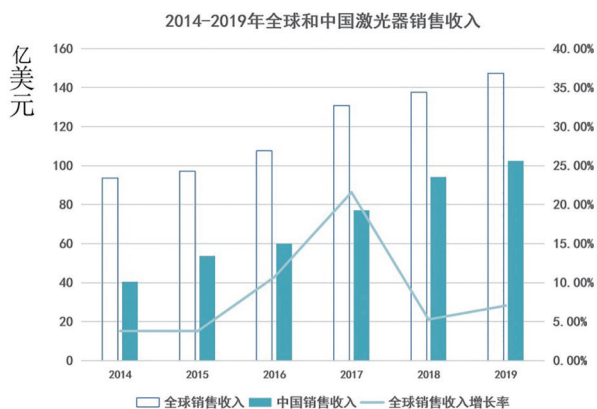


图 1 2014~2019 年全球和中国激光器销售收入<sup>[3]</sup>

Fig. 1 Global and Chinese laser sales revenue, from 2014 to 2019<sup>[3]</sup>

大空间。超快激光器相较之传统激光器更加高效、更加紧凑,非常适合精密微加工领域。 $1\ \mu\text{m}$ 超快激光在工业上常用于材料加工、制备光栅和表面改性等,比如利用超快激光制备光栅和微纳加工脆硬性材料如光纤布拉格光栅<sup>[4]</sup>,制备微米/亚微米量级周期性的表面结构比如超滑表面<sup>[5]</sup>。

激光脉冲的光学周期是指激光波长和光速之比。因此,不同波段的激光其光学周期不同,周期量级脉冲指的是脉冲宽度是其光学周期的 10 倍以下, $1\ \mu\text{m}$ 波段光学周期一般在几个或者几十个飞秒左右(单光学周期为  $3.3 \times 10^{-15}\ \text{s}$ )。目前, $1\ \mu\text{m}$ 波段超快激光器面临的主要难题是如何进一步提升峰值功率和减小脉冲宽度<sup>[6]</sup>,做到更窄脉宽和更强脉冲能量的激光输出。本文从周期量级脉冲的角度出发,回顾  $1\ \mu\text{m}$  周期量级超快激光器的主要进展,主要内容为: $1\ \mu\text{m}$  波段基于线性锁模、孤子锁模以及模式选择技术的激光振荡器; $1\ \mu\text{m}$  波段基于啁啾脉冲放大技术、脉冲整形技术和非线性压缩技术的超快激光放大器; $1\ \mu\text{m}$  周期量级超快激光器在激光增益介质和其他激光控制器件上的最新进展。本文最后对  $1\ \mu\text{m}$  周期量级超快激光器的现状进行分析,对未来走向产业化面临的主要挑战和攻关领域做了展望。

## 2 $1\ \mu\text{m}$ 波段超快激光振荡器

锁模激光器由于其工作稳定<sup>[7]</sup>、易操作<sup>[8]</sup>以及结构紧凑<sup>[9]</sup>等优点在光频率梳<sup>[10]</sup>、光学微加工<sup>[11]</sup>等领域具有非常重要的应用。线性锁模机制常见于固体激光器中,而锁模光纤激光器是各种非线性效应共同作用的结果, $1\ \mu\text{m}$  波段周期量级超快激光器无论在线性还是非线性锁模机制中都有很重要的进展。本节将对两种锁模激光振荡器进行研究,并且对近年来激光器内部的模式控制技术进展进行总结,展望未来的锁模新方向。

### 2.1 $1\ \mu\text{m}$ 周期量级纯被动锁模

近年来,超快固态激光器,特别是二极管泵浦超快激光器,因其高效率、小尺寸、低成本以及在科研和工业中的应用前景而备受关注,如激光高精加工<sup>[12]</sup>和制备纳米材料<sup>[13]</sup>。因为固体激光器中一般不存在除非线性可饱和吸收元件之外的非线性元件,其锁模机制为纯被动锁模<sup>[14]</sup>,即通过锁模开关使增益介质带宽内的纵模相位锁定,各纵模振幅线性相干叠加。得益于材料研究的飞速发展,科学

家们已开发出具有宽发射光谱和高导热率的各种块状激光增益材料,旨在产生脉宽短至飞秒量级的超短脉冲。

南洋理工大学的 Ma 等<sup>[15]</sup>在 2016 年基于二极管泵浦的石墨烯成功锁模 Yb:CaYAlO<sub>4</sub> 激光器,使用单层石墨烯作为可饱和吸收体,在二极管泵浦下产生以 1068 nm 为中心波长、约 30 fs 脉冲宽度(约为

8.4 个光学周期)的超短脉冲。其光谱带宽约为 50 nm,脉冲重复频率为 113.5 MHz。

图 2(a)是 CaYAlO<sub>4</sub> 激光器的装置图,是标准的 X 形折叠腔。图 2(b)显示了由光谱分析仪测量的锁模脉冲的光谱,中心波长位于 1068 nm,测量的空间激光束光斑确定了锁模脉冲是基模 TEM<sub>00</sub> 模式,如图 2(b)插图所示。

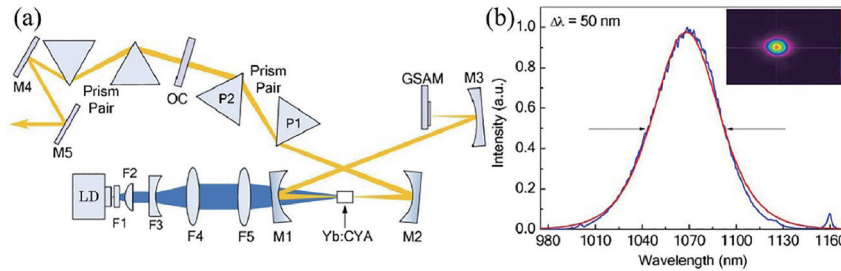


图 2 基于石墨烯可饱和吸收镜的锁模激光器。(a)装置示意图;(b)锁模脉冲的光谱(插图:输出激光光斑)<sup>[15]</sup>

Fig. 2 Mode-locked laser based on graphene-saturable absorption mirror. (a) Device diagram; (b) spectrum of mode-locked pulse (inset: output laser spot)<sup>[15]</sup>

2017 年,瑞士纳沙泰尔大学的 Paradis 等<sup>[16]</sup>从 Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 碟片激光器中产生了脉冲宽度为 35 fs(约为 10 个光学周期)的超短脉冲,研究了在亚 100 fs 范围的碟片激光振荡器的克尔透镜锁模。使用克尔透镜锁模 Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 碟片激光器的技术可进一步提高工作在亚 100 fs 范围的超快大功率振荡器的平均功率和脉冲能量。

图 3 是锁模激光器的内部腔型图,一个 2 mm 厚

的未掺杂 YAG 板放置在两个凹面镜(CM2 和 CM3)之间的焦点区域的布儒斯特角下。这个布儒斯特板(BP)确保激光束的线性偏振,并用作锁模机制的克尔介质。在弧矢面和子午面内的束斑半径估计为 90 μm × 150 μm。腔内群延迟色散(GDD)通过几个色散镜补偿。图 4 是脉冲宽度为 35 fs、49 fs 和 88 fs 时的激光光谱,在 35 fs 时中心波长约为 1029.5 nm。

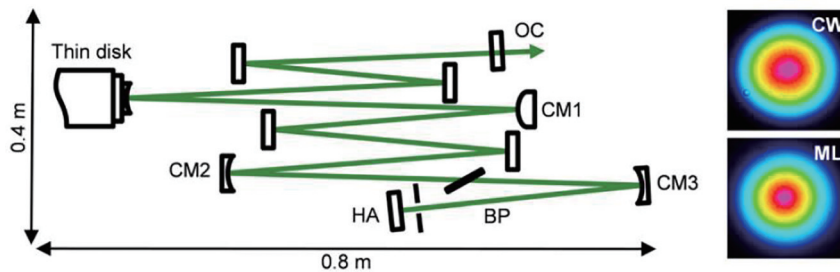


图 3 克尔透镜 Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 碟片锁模激光器腔型示意图<sup>[16]</sup>

Fig. 3 Kerr lens Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> disc mode-locked laser cavity type diagram<sup>[16]</sup>

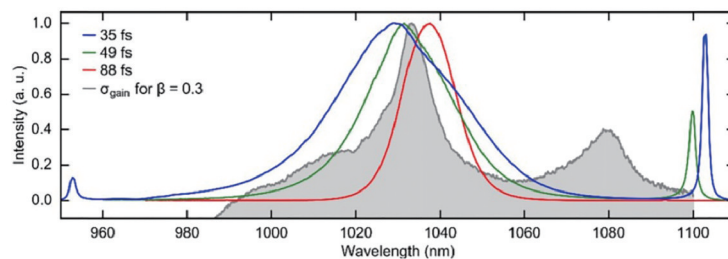


图 4 克尔透镜 Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 碟片锁模激光器不同脉冲宽度的激光光谱<sup>[16]</sup>

Fig. 4 Laser spectra of Kerr lens Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> disc mode-locked laser with different pulse widths<sup>[16]</sup>

## 2.2 1 μm 周期量级孤子锁模

孤子锁模激光器因其实用性,包括成本可控、结构紧凑、易操作性和优异的光束质量而受到广泛关注<sup>[17]</sup>。与纯被动锁模激光器相比,具有高脉冲能量和短持续时间的锁模孤子激光器中的非线性过程更加复杂。这里,我们主要讨论两种孤子锁模激光器的研究进展,正色散孤子锁模光纤激光器和孤子锁模固体激光器。

### 1) 正色散孤子锁模光纤激光器

我们知道,在负色散区域当自相位调制等非线性效应与群色散效应达到平衡时会产生传统孤子脉冲,根据孤子面积理论<sup>[18]</sup>可知,在正色散区域,非线性效应与色散、损耗、增益相互作用可以生成耗散孤子脉冲<sup>[19-20]</sup>。耗散孤子输出能量大<sup>[21]</sup>,峰值功率高,在激光<sup>[22]</sup>、生物医疗<sup>[23]</sup>等方面发挥重要作用。

1962年,Etzel等<sup>[24]</sup>成功研制出第一台全正色散掺镱离子( $\text{Yb}^{3+}$ )的光纤激光器,中心波长为 $1.064\ \mu\text{m}/1.080\ \mu\text{m}$ 。世界上第一台可以输出传统孤子的锁模

光纤激光器是1992年Tamura等<sup>[25]</sup>利用非线性偏振旋转技术实现的,这台激光器的锁模方式是自启动锁模,可以输出脉冲宽度为452 fs的传统孤子脉冲。孤子形成的机理可以概括为自相位调制和负色散相互制衡的结果,当自相位调制和负色散平衡时,产生的脉冲为传统孤子脉冲。脉冲在腔内传播,时域上因为色散效应不断展宽,频域上因为非线性效应不断展宽,由于傅里叶变换脉宽被压缩,如果色散效应引起的脉宽展宽和非线性引起的脉宽压缩可以达到平衡状态,则实现稳定传统孤子传输。

2018年,土耳其比尔肯特大学的Teğin等<sup>[26]</sup>展示了全光纤集成全正色散掺镱振荡器,它具有基于非线性多峰干涉的可饱和吸收体,能够产生超短脉冲。振荡器在1030 nm处形成耗散孤子[图5(a)],平均功率为5.8 mW,重复频率为44.25 MHz。他们使用PICASO算法从频谱和自相关曲线中检索时间脉冲形状,检索到的脉冲持续时间为236 fs(约为69个光学周期),如图5(b)所示。

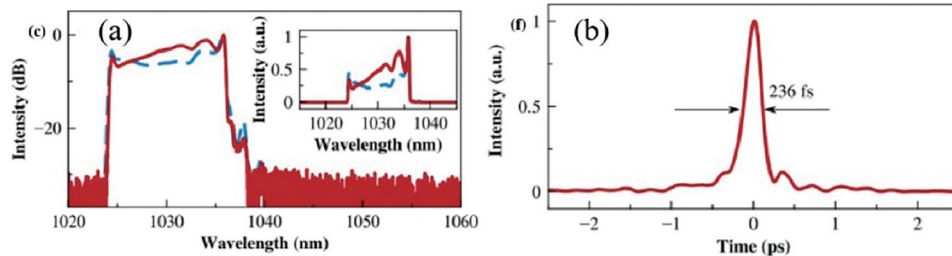


图5 实验结果。(a)锁模光谱;(b)算法检索到的自相关曲线<sup>[26]</sup>

Fig. 5 Experimental results. (a) Mode-locked spectrum; (b) autocorrelation trace retrieved by the algorithm<sup>[26]</sup>

### 2) 孤子锁模固体激光器

2019年,马克斯普朗克量子光学研究所的Lilienfein等<sup>[27]</sup>在具有克尔非线性和光谱调整技术的自由空间增强腔中产生了时间耗散孤子。他们通过将脉冲宽度、中心波长、重复频率分别为350 fs、

1035 nm、100 MHz的脉冲锁定到腔孤子状态,产生了脉冲宽度为37 fs(约为10.7个光学周期)的超短脉冲。装置图如图6(a)所示,驱动脉冲输入自由空间增强腔中。脉冲的自相关曲线如图6(b)所示,黑色虚线是对腔内脉冲的双曲正割拟合曲线。

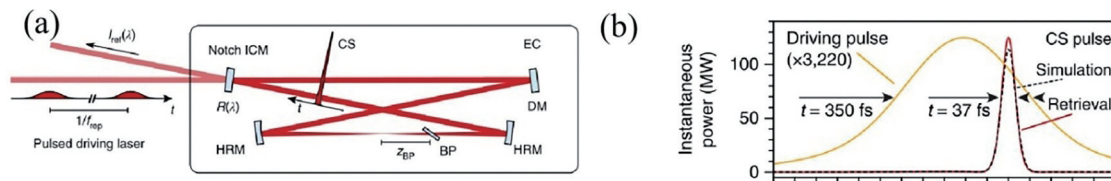


图6 自由空间中产生时间耗散孤子。(a)装置图;(b)驱动脉冲(黄色)和腔内脉冲(红色)的自相关曲线<sup>[27]</sup>

Fig. 6 Time-dissipating solitons arise in free space. (a) Installation drawings; (b) autocorrelation curve of driving pulse (yellow) and intra-cavity pulse (red)<sup>[27]</sup>

2021年,复旦大学的Zhang等<sup>[28]</sup>对周期性分层克尔介质中的孤子脉冲传播实现了高效的脉冲压缩和模式自清洁。首次证明了飞秒脉冲从170 fs到

22 fs的压缩,压缩效率 $> 85\%$ ,中心波长在1030 nm左右。图7是孤子脉冲压缩前后的自相关函数图,压缩脉冲(黑色)和入射脉冲(蓝色)脉冲宽度分别为

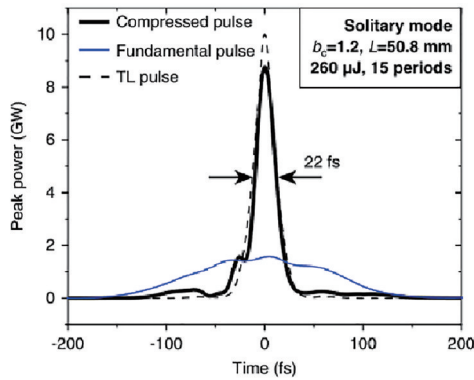


图 7 孤子脉冲的压缩<sup>[28]</sup>

Fig. 7 Soliton pulse compression<sup>[28]</sup>

6.4 和 49.5 个光学周期。在基模输出光束通过周期性分层克尔介质之后光斑形状已经有一定的改善, 为了进一步研究模式自清洁, 他们将直径为 0.8 mm 的圆柱形光束阻挡器插入激光束中, 对光束轮廓引入了显著的扰动[图 8(a)]。当空间调制激光束与腔共振匹配时, 输出激光模式被清洁并转变为基模, 如

图 8(c)所示; 图 8(e)是滤波效率关于阻挡器横向位置  $\Delta x$  的函数, 较大的  $\Delta x$  引起较大的空间调制。

### 2.3 1 $\mu\text{m}$ 周期量级克尔透镜锁模技术

光学微腔在小尺寸、强相互作用、独特的共振光谱以及在光子微系统中有重要应用<sup>[29-30]</sup>。在具有高品质因数(Q)值的光学微腔中, 光路在小尺寸腔中长周期谐振, 这样可以使损耗最小而产生窄脉宽高功率的脉冲输出。这种振荡器特别适合于量子信息系统<sup>[31]</sup>、紧凑型非线性光学器件<sup>[32]</sup>、传感器<sup>[33]</sup>和超低阈值微激光器<sup>[33]</sup>中。

2018年西安电子科技大学的Tian等<sup>[34]</sup>报道了单模光纤激光器泵浦的高功率亚100 fs克尔透镜锁模Yb: YSO激光器, 由高亮度和线偏振的单模光纤激光器泵浦, 在137.2 MHz的重复频率下, 脉冲持续时间短至27个光学周期, 平均功率高达2 W。实验结果如图9所示, 谱宽约为11 nm, 中心波长为1040 nm; 自相关迹线如图9(b)所示, 拟合后的脉冲持续时间为95 fs(约为27个光学周期)。

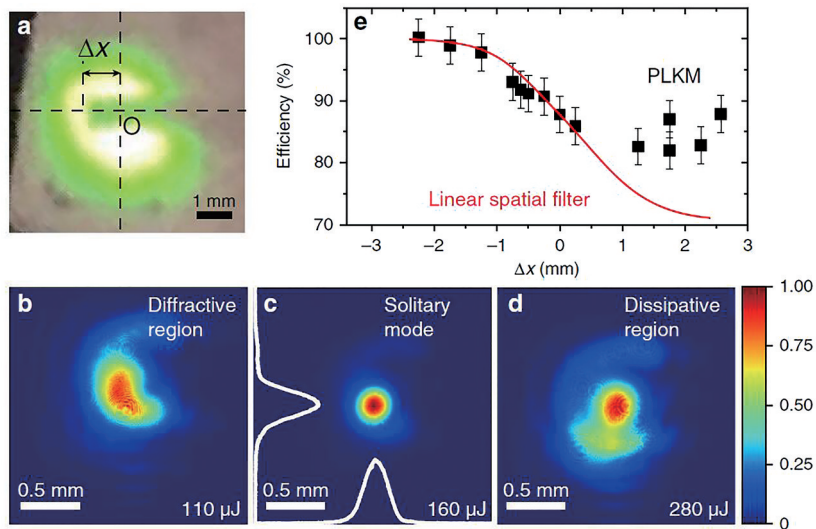


图 8 谐振条件下的模式自清洁。(a) 光束相机图片; (b) 衍射区、(c) 孤子锁模区、(d) 耗散区的空间调制输入光束在远场测量的输出光束轮廓; (e) 滤波效率和阻块位置 ( $\Delta x$ ) 的函数<sup>[28]</sup>

Fig. 8 Mode self-cleaning under resonant conditions. (a) Camera picture of modulated laser beam; output beam profiles measured in the far field for (b) diffractive region, (c) solitary mode, and (d) dissipative region; (e) filtering efficiency as a function of blocker position ( $\Delta x$ )<sup>[28]</sup>

超快激光器中提供一个非线性自强度调制机制, 利用克尔透镜进行锁模, 可以产生周期量级超短脉冲。2019年, 西安电子科技大学的Tian等<sup>[35]</sup>研究一种二极管泵浦的高功率克尔透镜锁模Yb: CaYAlO<sub>4</sub>(Yb: CALYO)激光器, 它具有双共焦腔, 分离增益介质和克尔介质, 重复频率为50 MHz时, 相应的单脉冲能量为124 nJ, 峰值功率为1.85 MW。

实验装置示意图如图10所示。泵浦激光器是一种多模光纤耦合的二极管激光器, 发射波长为976 nm, 为了实现高功率克尔透镜锁模, 在腔内插入了一种布儒斯特角克尔介质<sup>[36]</sup>。实验中研究人员优化了泵浦源和激光器之间的模式匹配, 不需要硬孔径来实现稳定的克尔透镜锁模(KLM)。图11是KLM脉冲的激光光谱和强度自相关曲线, 中心

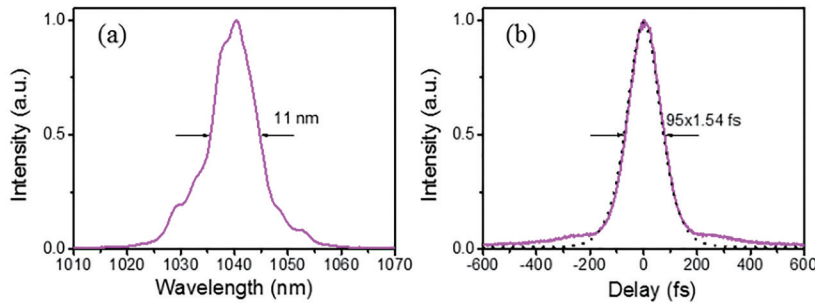


图 9 克尔透镜锁模激光器输出激光的性能表征。(a)光谱;(b)相应的强度自相关迹线<sup>[34]</sup>

Fig. 9 Properties characterization of output laser in Kerr lens mode-locked laser. (a) Spectrum; (b) corresponding strength autocorrelation trace<sup>[34]</sup>

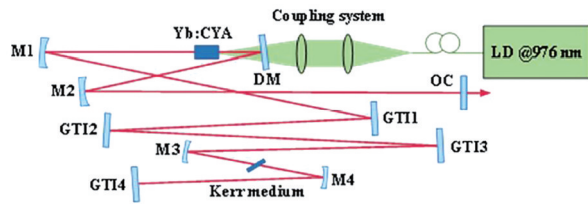


图 10 高功率克尔透镜锁模 Yb:CALYO 激光器装置图<sup>[35]</sup>

Fig. 10 High power Kerr lens mode-locked Yb:CALYO laser device diagram<sup>[35]</sup>

波长为 1047 nm,谱宽为 17 nm,平均功率高达 6.2 W,

脉冲宽度为 59 fs(约为 17 个光学周期)。

2021 年,中国科学院福建物质结构研究所的 Chen 等<sup>[37]</sup>在二极管泵浦的克尔透镜锁模 Yb:GdYCOB 激光器中得到了 43 fs(约为 12.5 个光学周期)的超短脉冲,采用一种新型的“混合”单斜 Yb:Ca<sub>4</sub>(Gd, Y)O(BO<sub>3</sub>)<sub>3</sub>(Yb:GdYCOB)晶体作为增益介质。在 1036.7 nm 处产生接近傅里叶极限的脉冲,平均功率为 84 mW,对应于 70.8 MHz 的重复频率。图 12 是测量的锁模光谱和强度自相关,光谱半峰全宽(FWHM)为 26.5 nm,双曲正割拟合脉宽为 43 fs。

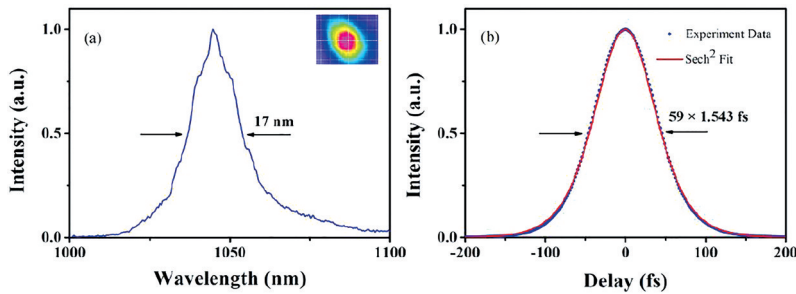


图 11 KLM 脉冲的激光光谱和强度自相关曲线。(a)以 CaF<sub>2</sub> 为克尔介质的 Yb:CYA 激光器的 KLM 脉冲的激光光谱;(b)脉冲的强度自相关曲线<sup>[35]</sup>

Fig. 11 Laser spectra and intensity autocorrelation curves of KLM pulses. (a) Laser spectrum of KLM pulse of Yb:CYA laser with CaF<sub>2</sub> as Kerr medium; (b) intensity autocorrelation curve of pulse<sup>[35]</sup>

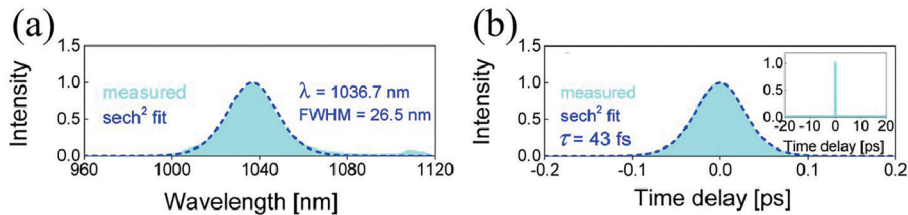


图 12 Yb:GdYCOB 激光器中测量的锁模光谱和强度自相关轨迹。(a)锁模光谱;(b)强度自相关轨迹(插图:40 ps 时间范围内的自相关轨迹)<sup>[37]</sup>

Fig. 12 Mode-locked spectra and intensity autocorrelation trajectories measured in a Yb:GdYCOB laser. (a) Mode-locked spectrum; (b) intensity autocorrelation trajectory (inset: autocorrelation trajectory in the time range of 40 ps)<sup>[37]</sup>

同年,江苏师范大学的 Ma 等<sup>[38]</sup>在克尔透镜锁模 Yb:CaYAlO<sub>4</sub>激光器中产生了亚五光周期脉冲,采用 976 nm 光纤激光器泵浦,获得了以 1080 nm 为中心波长、重复频率为 113.7 MHz 的稳定近傅里叶变换受限的超短孤子脉冲。双曲正割拟合脉冲宽度为 17 fs(约为 4.7 个光学周期),这是由稀土掺杂固态锁模振荡器直接产生的最短脉冲。

图 13 是 KLM Yb:CALYO 激光器的实验装置图,是一个标准的 X 形腔,泵浦源是 976 nm 的光纤激光器,两对棱镜对用于补偿色散和判别偏振态。图 14 是测量的光谱和自相关曲线,1080 nm 中心波

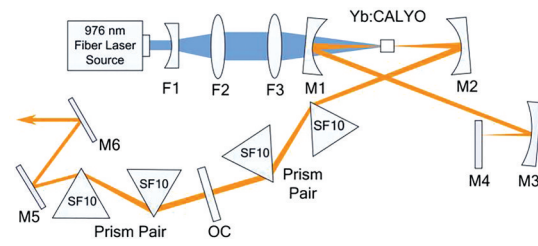


图 13 KLM Yb:CALYO 激光器实验装置图<sup>[38]</sup>

Fig. 13 Experimental setup of the KLM Yb:CALYO laser<sup>[38]</sup>

长对应傅里叶变换极限的脉冲宽度是 13.8 fs,图 14(b)中测量到的脉宽为 17 fs,接近极限。

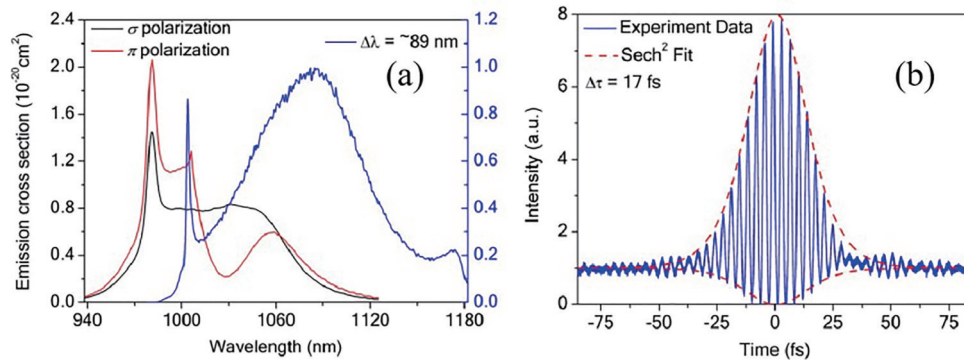


图 14 实验结果。(a)测量锁模脉冲的光谱(蓝线)和 Yb:CALYO 晶体的偏振发射光谱(黑线和红线);(b)锁模脉冲的干涉自相关曲线<sup>[38]</sup>

Fig. 14 Experimental results. (a) Measured optical spectrum of the mode-locked pulses (blue line) and the polarized emission spectra of Yb:CALYO crystal (black and red lines); (b) measured interferometric autocorrelation trace of the mode-locked pulses<sup>[38]</sup>

克尔透镜锁模通常可以产生高功率、窄脉宽的激光输出,但是这种锁模机制通常要求增益介质具有较大的三阶非线性系数。而且,克尔透镜锁模的特点是启动阈值高和不能自启动<sup>[13]</sup>,它还要求严格的腔对准和外部扰动。

### 3 1 μm 波段超快激光放大器

除了锁模机制外,脉冲放大和压缩技术也是实现激光器更高功率和更短脉冲的有力手段,下面将讨论啁啾脉冲放大技术、相干合束技术和非线性压缩技术的最新研究进展。

#### 3.1 啁啾脉冲放大技术

超快激光本身的高峰值功率和较长距离的光纤易导致超快激光受限于非线性,从而抑制功率进一步提升。1985 年 Strickland 等<sup>[39]</sup>提出啁啾脉冲放大(CPA)技术,其过程主要包括:首先利用色散展宽脉冲,避免放大过程中因过度非线性相移产生脉

冲分裂<sup>[40]</sup>,然后采用增益介质对脉冲能量进行放大,最后通过色散补偿压缩脉宽,以此达到增加峰值功率和脉冲能量的目的,该技术的提出者在 2018 年获得了诺贝尔奖。

2018 年,华东师范大学的 Luo 等<sup>[41]</sup>在 CPA 技术的基础上利用自相似放大(SSA)技术在 Yb:YAG 陶瓷激光器中产生了高功率飞秒脉冲,通过 CPA 产生输出功率为 100 W、脉冲宽度为 250 fs(约为 73 个光学周期)的脉冲;而 SSA 可以输出 60 W,60 fs(约为 17.5 个周期)的超短脉冲。图 15 是 Yb:YAG 陶瓷激光器的实验装置示意图,LMA-Yb-PCF 是大模面积掺镱光子晶体光纤,因为单模光纤中存在自相位调制,传输脉冲的光谱被展宽。图 16 是两种输出脉冲的光谱和自相关曲线,在这篇报道中,SSA 技术比 CPA 技术在超短脉冲压缩上更有优势,事实上,SSA 技术在其他光纤激光器中也有应用,加拿大魁北克大学利用 6 m 的空芯光纤压缩产生了 1.5 个光学周期的超短脉冲。

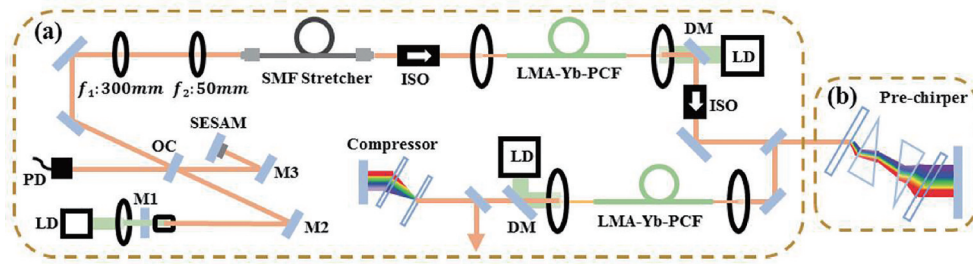


图 15 Yb:YAG 激光器实验装置图<sup>[41]</sup>

Fig. 15 Yb:YAG laser experimental setup<sup>[41]</sup>

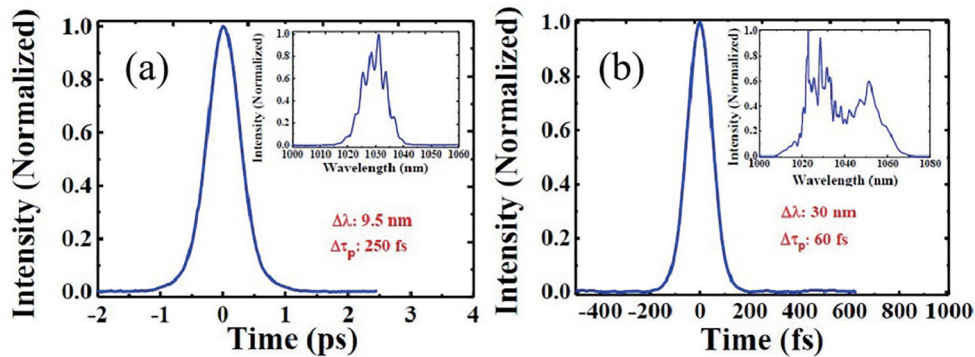


图 16 实验结果。通过(a)CPA和(b)SSA产生的脉冲的自相关轨迹和相应光谱<sup>[41]</sup>

Fig. 16 Experimental results. Autocorrelation trajectories and corresponding spectra of pulses generated through (a) CPA and (b) SSA<sup>[41]</sup>

2021年,德国联邦技术研究院的Loeser等<sup>[42]</sup>报道了一个二极管泵浦啁啾脉冲再生放大器系统,其脉冲持续时间为47个光学周期(162 fs),输出脉冲能量为1 mJ,压缩后为910  $\mu$ J,啁啾布拉格光栅(CVBG)作为组合脉冲展宽器/压缩器,是CPA技术的核心器件。图17是CPA实验装置图,图17(a)是

克尔透镜锁模Yb:KGW振荡器,产生泵浦激光,光束耦合到图17(b)的压缩装置中。图17(c)中有一个啁啾布拉格光栅(CVBG),图17(d)中的啁啾镜用于色散补偿和模式匹配。图18(a)是输出脉冲的自相关曲线,脉冲宽度为242 fs、245 fs,接近傅里叶极限;图18(b)显示在1029 nm和1040 nm有两个峰值。

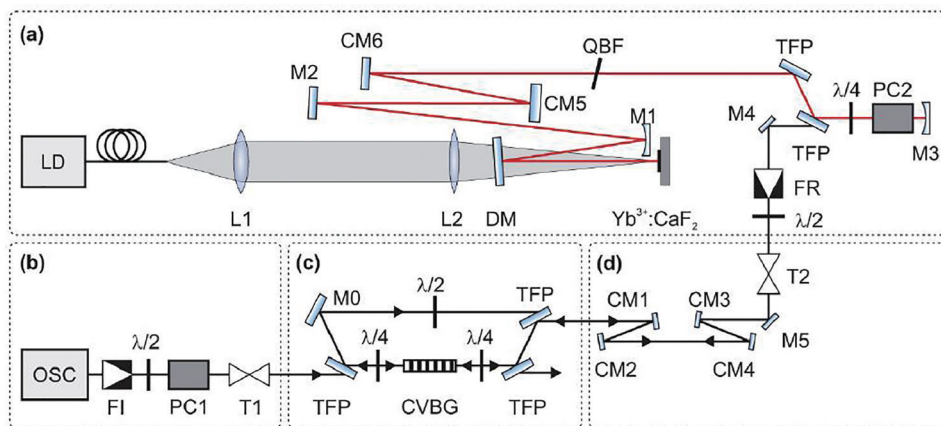


图 17 CPA 系统装置示意图<sup>[42]</sup>

Fig. 17 Schematic diagram of CPA system device<sup>[42]</sup>

CPA 技术适用范围广、易于实现,促进了超快激光的发展,在超短脉冲激光器中得到了大量应

用。随着超快激光器产品不断成熟,有望基于 CPA 技术产生 1  $\mu$ m 周期量级超短脉冲。



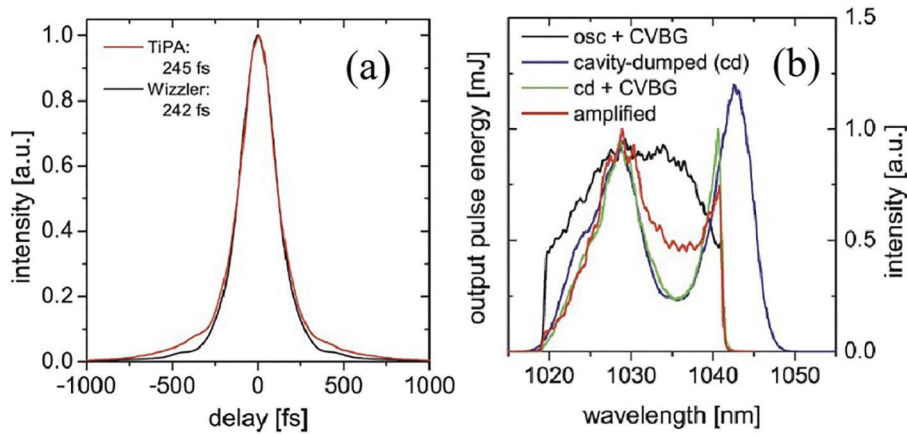


图 18 实验结果。(a)实线是输出脉冲自相关曲线,虚线是傅里叶极限脉宽;(b)输入和输出的光谱<sup>[42]</sup>

Fig. 18 Experimental results. (a) Solid line is the output pulse autocorrelation curve, dotted line is Fourier pulse width spectrum limit; (b) spectra of input and output<sup>[42]</sup>

### 3.2 脉冲整形技术

基于CPA技术的超快激光器在光纤激光器中无法输出大能量脉冲的问题,研究者开始探索相干合束技术,与CPA技术不同,它是将脉冲进行分割放大后再合成,下面,将就两种相干合束技术近年来的进展来分析超快激光器的发展。

#### 3.2.1 分割脉冲放大技术

针对光纤激光器CPA技术无法实现大输出能量的问题,2007年康奈尔大学的Zhou等<sup>[43]</sup>首次提出分割脉冲放大(DPA)技术,主要分为脉冲分裂和重组两部分,原始脉冲被分成 $N$ 个子脉冲; $N$ 个子脉冲被放大,然后相干重组以产生最终的高能量脉冲,如图19所示。时域DPA的原理与CPA技术类似,不同在于DPA技术是将脉冲先在时域上进行切割,得到能量平均分配的复制脉冲,接着对一系列分割脉冲分别进行放大,最后将放大后的分割脉冲进行相干合束,达到提高系统输出能量的效果,从而实现高光束质量激光输出。

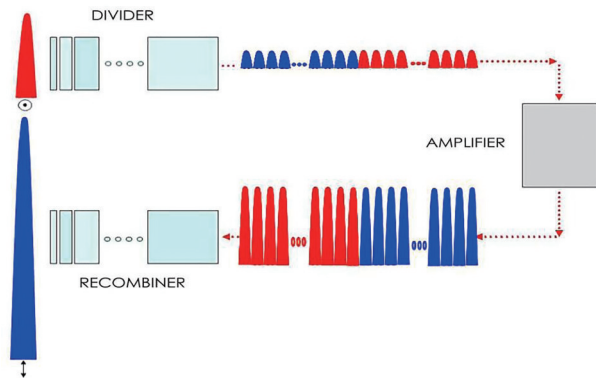


图 19 DPA原理示意图<sup>[43]</sup>

Fig. 19 DPA schematic diagram<sup>[43]</sup>

基于双折射晶体的DPA系统装置图如图20<sup>[44]</sup>所示,通过控制双折射晶体的长度可以把初始脉冲分割成等间距的子脉冲。但是这种方法与双折射晶体的尺寸有关,限制了分割脉冲的数目。

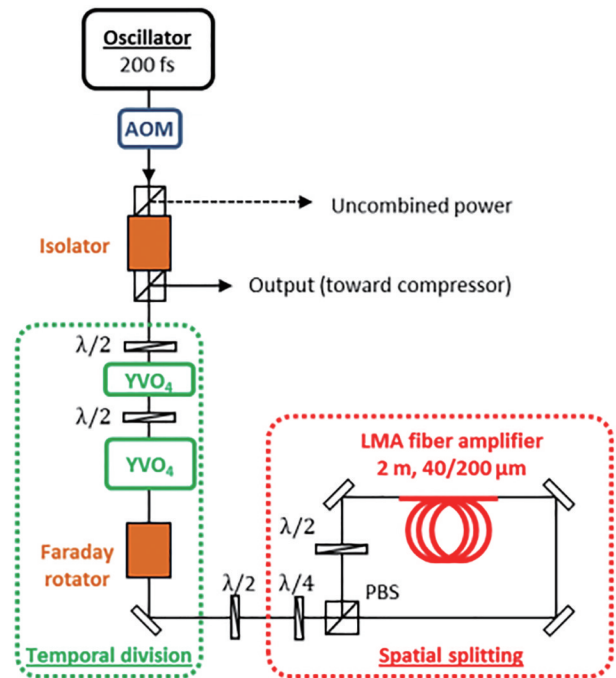


图 20 基于双折射晶体的DPA实验装置图<sup>[44]</sup>

Fig. 20 DPA experimental device diagram based on birefringent crystal<sup>[44]</sup>

2013年法国的Zaouter等<sup>[45]</sup>首次提出将DPA技术和CPA技术相结合运用在激光系统中,产生了脉冲能量为430  $\mu\text{J}$ 、脉宽是320 fs的激光输出,重复频率为96 kHz。这一技术的提出推动了相干合束技术的发展。

然而在 1  $\mu\text{m}$  波段, 2021 年中国科学院物理研究所的 Chen 等<sup>[46]</sup> 为克服当前啁啾管理放大 (PCMA) 中能量可伸缩性的瓶颈, 将 PCMA 和 DPA 相结合基于掺镱光纤激光器产生峰值功率为 2.3 GW、121  $\mu\text{J}$ 、44 fs (约为 12.7 个光学周期) 的超短脉冲; 在此基础上缩短腔长, 得到了峰值功率为 1.13 GW、61  $\mu\text{J}$ 、48 fs (约为 14 个光学周期) 的超短脉冲。图 21 是不同 YVO<sub>4</sub> 或  $\alpha$ -BBO 数量的 PCMA-DPA 系统压缩脉冲的 FOM 图, 产生了 12.7 个光学

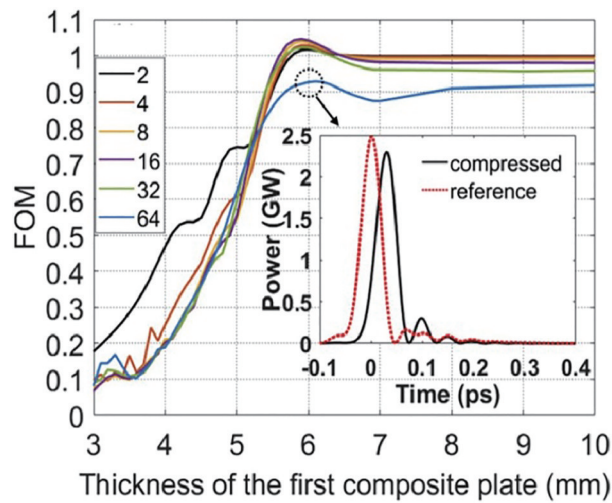


图 21 基于不同 YVO<sub>4</sub> 或  $\alpha$ -BBO 数量的 PCMA-DPA 系统压缩脉冲的 FOM 图 (插图: 数量为 64 的脉冲自相关曲线)<sup>[46]</sup>

Fig. 21 FOM diagram of PCMA-DPA compression pulses based on different YVO<sub>4</sub> or  $\alpha$ -BBO numbers (inset: number of 64 pulse autocorrelation curves)<sup>[46]</sup>

周期的超短脉冲。

### 3.2.2 相干脉冲堆积技术

DPA 技术常被用于产生高光束质量和高功率的激光输出, 但是其技术方案比较复杂, 对相位的控制技术高, 不易实现。而另一种相干合束技术——相干脉冲堆积技术 (CPSA) 省去了前面分割脉冲的部分, 直接将输出脉冲进行放大和相干堆叠。

CPSA 技术近年来引起了科研工作者深入研究, 2015 年美国密歇根州安阿伯密歇根大学的 Galvanauskas 团队提出使用低精度 Gires-Tournois 干涉仪 (GTI) 进行相干脉冲叠加放大<sup>[47]</sup>。实验装置如图 22 所示, 这种 CPS 放大装置由两个并行信号准备和放大通道、一个基于 GTI 腔的脉冲堆积器组成。实验中分别对飞秒和纳秒脉冲进行脉冲放大, 其种子源分别是锁模激光种子的飞秒脉冲和高相干连续激光种子的纳秒脉冲, 连续波种子源可在 1064 nm 产生 45 mW 的输出光束, 飞秒锁模振荡器工作在 1054 nm 处, 产生脉宽 300 fs (约为 85 个光学周期)、FWHM 光谱宽度为 4.5 nm、重复频率为 122 MHz、平均功率为 30 mW 的种子源脉冲。飞秒脉冲经过五级放大器整形后的脉冲序列堆积在 Gires-Tournois 干涉仪中, 最后将实验中 GTI 输出的孤立啁啾脉冲用标准的密集型衍射光栅压缩器压缩成孤立的飞秒脉冲。文中采用了单级联 GTI 来产生堆叠脉冲, 还可以使用多个反射谐振器序列堆叠大量等幅脉冲。多个 GTI 腔级联以获得更高的峰值功率, 或者与 CPA 技术相结合。

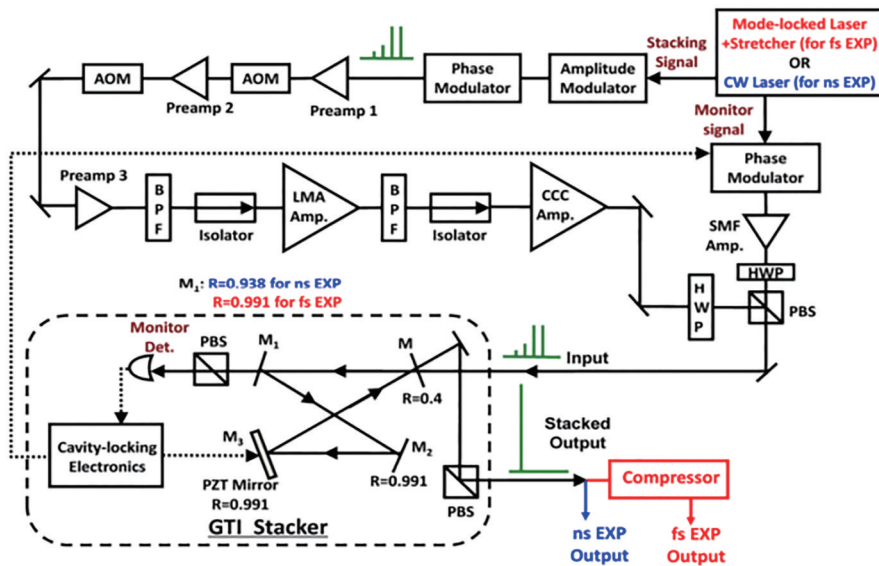


图 22 相干脉冲叠加放大系统<sup>[47]</sup>

Fig. 22 Coherent pulse superposition amplification system<sup>[47]</sup>

2021年,巴黎理工学院的Wan等<sup>[48]</sup>报道了光纤啁啾脉冲放大器在拼接孔径结构中的相干光束合成以及干涉相位测量技术。依靠远场中的相干光束复合,61个输出光束以六边形排列堆叠,并通过高填充因子六边形微透镜阵列准直。两根光纤之间的剩余相位误差低至 $\lambda/90$  RMS,同时实现了50%的组合效率。

图23显示了相干放大网络(XCAN)的组成结构,由激光头(中间)、微透镜阵列(左边)和61根光纤束(右边)构成,插图显示了激光头的入口处,这种激光头可以精确处理一组61束激光输出。图24(a)是单通道和61通道的光谱比较,可以看出,两种情况下光谱差异很小。图24(b)是压缩输出的自相关曲线

线,半峰全宽是362 fs,对应于高斯拟合脉冲的脉冲持续时间为257 fs。

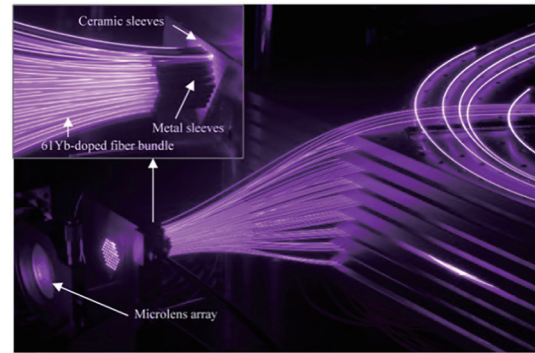


图23 XCAN组成结构示意图<sup>[48]</sup>

Fig. 23 XCAN structure diagram<sup>[48]</sup>

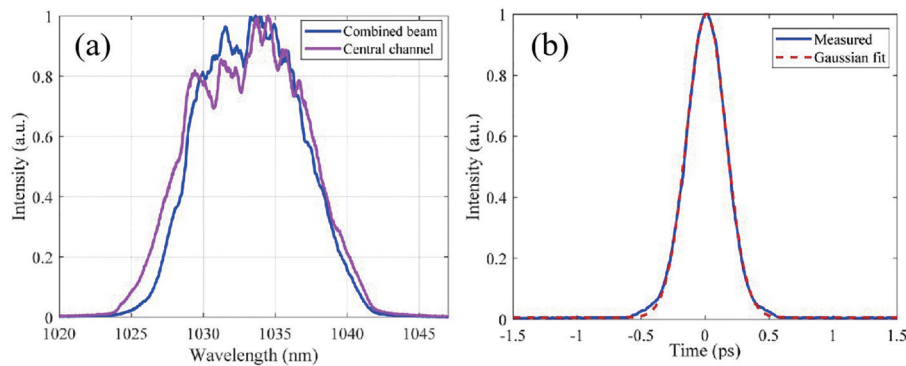


图24 实验结果。(a)单通道和61个组合光束的归一化光谱;(b)压缩输出组合光束的自相关曲线<sup>[48]</sup>

Fig. 24 Experimental results. (a) Normalized spectra of single channel and 61 combined beams; (b) autocorrelation curves of compressed output combined beams<sup>[48]</sup>

相干脉冲堆积技术要求子光束的相位相互匹配,随着精密仪器和控制手段不断精进,有望在 $1\ \mu\text{m}$ 波段产生周期量级超快激光。

### 3.3 非线性压缩技术

除了CPA和DPA、CPSA外,还有一种方法可以实现少周期超短脉冲输出,即基于充气空心光纤(HCF)的非线性脉冲压缩技术,2017年耶拿大学的Gebhardt等<sup>[49]</sup>提出采用空心光纤与自相位调制(SPM)引起的啁啾相互补偿,形成了非线性自压缩效果。周期量级光脉冲的直接产生仍然非常具有挑战性,因为它需要超过普通激光增益介质极限的超宽带光谱,更简单的方法是通过非线性效应对几百飞秒的脉冲进行压缩。

光频率梳是由相当数量的激光线组成的光谱,分布在光学频率空间中,在精密光学光谱中具有重要意义。不同于传统基于飞秒锁模激光系统的光频率梳,光学微腔是通过内部非线性动力学过程将注

入的单频激光展宽为光学频率梳,该过程主要依靠克尔非线性效应,因此也称为克尔光频梳<sup>[50]</sup>。由于可在尺寸仅为微米至毫米量级的单块光学谐振腔内直接产生光频梳,同时微腔的短腔长又从根本上保证了输出激光脉冲的超高重复频率,所以该技术有望产生小尺寸、高重复频率的光频梳光源。但在光频梳光谱进一步展宽的同时其自发产生的频率噪声会愈发明显,严重限制了光频梳在精密测量领域的应用。在传统锁模激光器中,将光频梳各个模式进行相位锁定是降低噪声的最有效手段。理论表明,当泵浦频率稳定在微腔共振红移侧特定区域时可产生模式锁定的光频梳,此刻时域上将形成稳定的脉冲波形,即孤子光频梳。

2014年,瑞士洛桑联邦理工学院的Brasch等<sup>[51]</sup>首次在SiN芯片上产生了光频率梳。他们使用连续光泵浦、在集成的氮化硅微振荡器上产生了连续循环的时间耗散克尔孤子。腔中存在高阶色散这使得孤子红移

并产生 Cherenkov 辐射。图 25(a)是具有与所使用的几何形状相同但没有 SiO<sub>2</sub>封装的 SiN 光学微谐振器的

彩色扫描电子显微镜图像。由图 25(b)可知,谐振腔内孤子的脉冲宽度为 30 fs,约 8.5 个光学周期。

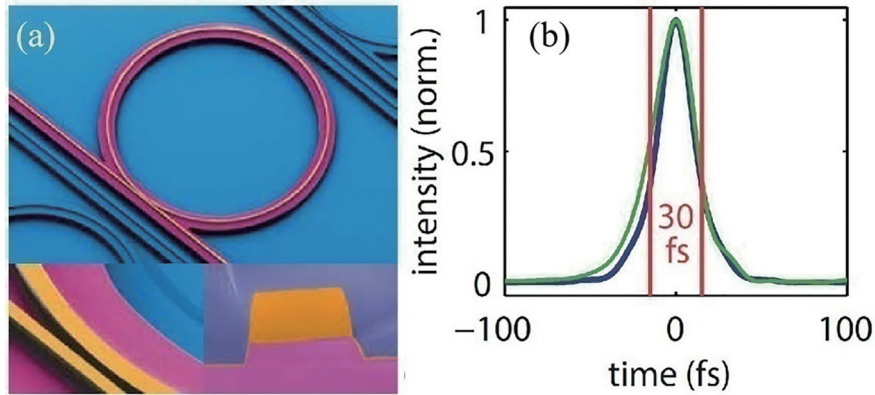


图 25 实验装置和结果。(a)SiN 光学微谐振器的彩色扫描电子显微镜图像;(b)孤子脉冲的自相关曲线<sup>[51]</sup>

Fig. 25 Experimental setup and results. (a) Colour scanning electron microscope images of the SiN optical micro-resonator; (b) autocorrelation curve of soliton pulse<sup>[51]</sup>

2018 年,加拿大魁北克大学的 Jeong 等<sup>[52]</sup>将 170 fs 约 50 周期的脉冲直接压缩至 1.5 个光学周期。他们提出了一种简单的超短脉冲压缩方法,通过增加空芯光纤(HCF)长度来增加自相位调制,光纤长度为 6 m,压缩产生了脉宽是 5.1 fs、中心波长为 1030 nm 的超短脉冲。

图 26 是输出的光谱和自相关曲线,气压 2.2 bar 下输出中心波长为 1030 nm,极高的压力致使气体电离,导致光谱不对称,如图 26(a)所示;不同 HCF 长度对脉冲的压缩效果不同,而且压力越大压缩效果也越明显。

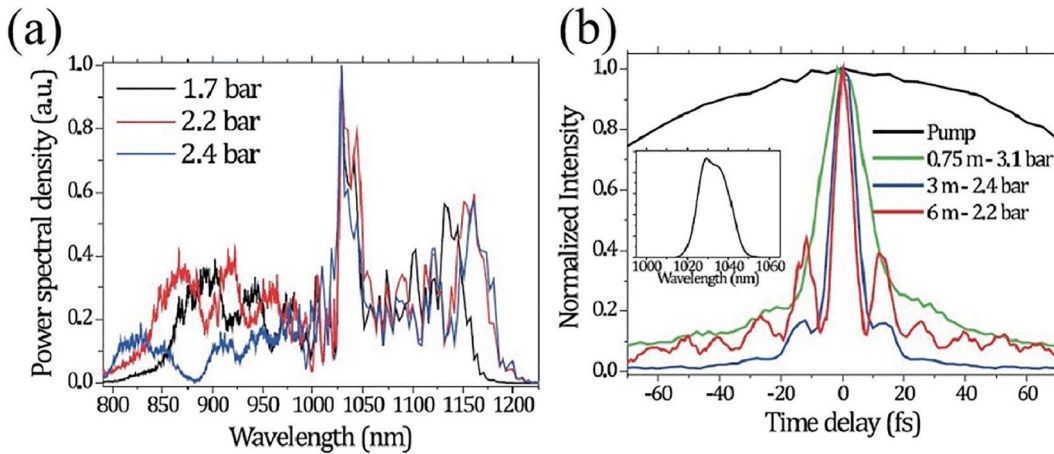


图 26 实验结果。(a)6 m 长 HCF 的压力相关输出光谱;(b)不同 HCF 长度的自相关曲线(插图:泵浦脉冲光谱)<sup>[52]</sup>

Fig. 26 Experimental results. (a) Pressure-dependent output spectra of 6 m long HCF; (b) autocorrelation curves of different HCF lengths (inset: pump pulse spectra)<sup>[52]</sup>

2019 年,马克思-波恩研究所和耶拿大学的 Nagy 等<sup>[53]</sup>在此基础上通过压缩一个掺镱光纤啁啾脉冲放大器的种子脉冲,产生了平均功率为 318 W 的 3 个光学周期毫焦级脉冲,这项技术实现了高功率激光器的少周期输出。实验装置如图 27 所示,光源是一个掺镱光纤啁啾脉冲放大器系统,实验中使用了八个功率为 580 W 的平行杆型放大器通道,6 m

长的 SF-HCF 内径为 400 μm,并且进一步优化了空心光纤中氩气的气压梯度,使得压缩倍数更高。

输出脉冲的扫描测量结果如图 28 所示,在图 27 的实验装置中,重复频率为 100 kHz、脉宽为 300 fs 的脉冲被压缩至脉宽达到 10 fs、平均功率为 318 W,脉冲能量达到 mJ 量级,较之现有的 SF-HCF 技术具有较大的优势<sup>[49]</sup>。

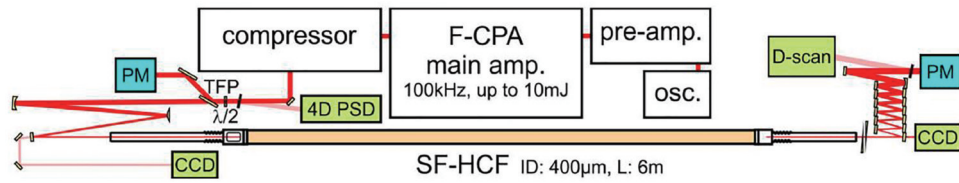


图 27 掺镱光纤啁啾脉冲放大器实验装置图<sup>[53]</sup>

Fig. 27 Experimental device diagram of ytterbium doped fiber chirped pulse amplifier<sup>[53]</sup>

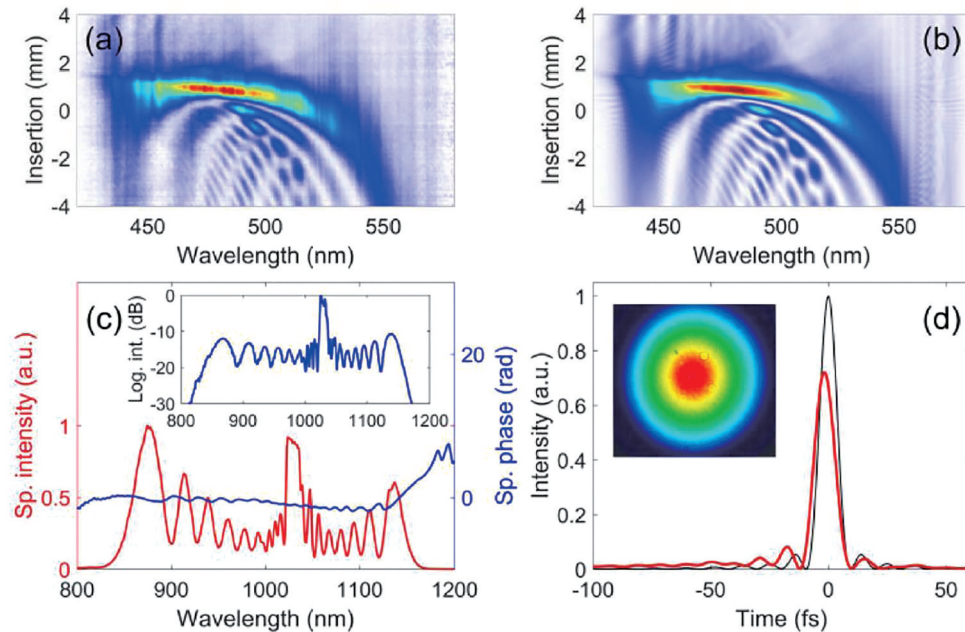


图 28 实验结果。(a)测得和(b)模拟的轨迹;(c)线性坐标和对数坐标(插图)下的光谱图;(d)脉宽为 10 fs(红色)和 8.3 fs(黑色)的脉冲图像(插图:输出光斑图像)<sup>[53]</sup>

Fig. 28 Experimental results. (a) Measured and (b) simulated trajectories;(c) spectrum in linear and logarithmic coordinates (inset); (d) pulse images with a pulse width of 10 fs (red) and 8.3 fs (black) (inset :an output spot image)<sup>[53]</sup>

## 4 1 μm 波段超快激光器调控器件和系统的进展

研究者们通过对脉冲的放大以及压缩处理,能够得到更高平均功率和更窄脉宽的激光输出,但想要进一步提高激光器的性能,还需要研制新的激光器件和控制系统。如在激光增益介质方面研究者们采用新的材料或者形状,以达到出乎意料的结果,比如单晶光纤、碟片以及陶瓷等;或者通过腔形调控器件和系统,如色散补偿元件、高阶横模产生以及基于神经网络算法的激光器智能控制系统。本节将从这些光学器件出发来总结近年来 1 μm 波段超快激光器的研究进展。

### 4.1 激光增益介质

#### 4.1.1 单晶光纤

单晶光纤(SCF)<sup>[54]</sup>作为块状晶体和光纤的结

合体同时具有光纤和晶体介质的优点——物理化学性能佳、热管理能力优、SCF增益高、受非线性效应影响小,近年来在超快光纤激光器中应用广泛。

2013年,Charles Fabry 光学研究所的 Délen 等<sup>[55]</sup>构建了基于 Yb:YAG 的光纤功率放大器作为飞秒光源,在泵浦功率为 75 W 时,双通道功率放大器可以产生 30 W 的功率,此时重复频率为 10 kHz,压缩后获得 1 mJ 的输出能量,脉宽窄至 380 fs(约为 109 个光学周期),峰值功率高达 2.2 GW,质量因子优于 1.1。实验装置图如图 29(a)所示。泵浦源是高亮度激光二极管,在 940 nm 处发射功率高达 75 W 的种子源脉冲,耦合到纤芯直径为 105 μm、NA 为 0.15 的光纤中,输出激光的光谱半峰全宽为 4.3 nm,中心波长在 1030 nm 左右。

2016年,Markovic 等<sup>[56]</sup>首次实施双端泵浦方案构建了百瓦级紧凑型 Yb:YAG 单晶光纤飞秒激光

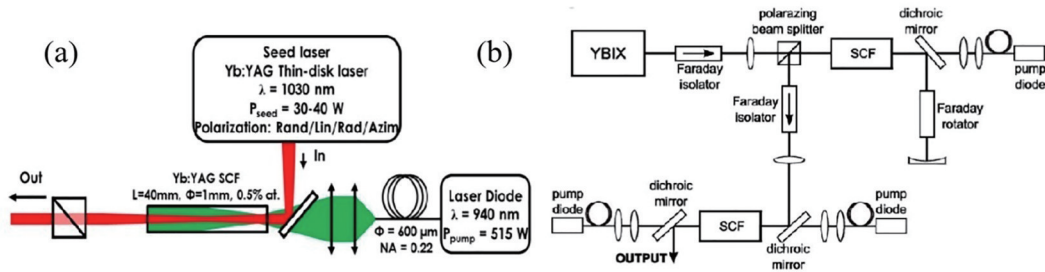


图 29 单晶光纤功率放大器实验装置图和双端泵浦放大器结构图。(a)实验装置图;(b)结构图<sup>[55]</sup>

Fig. 29 Diagram of experimental apparatus of single crystal fiber power amplifier and structure diagram of double ended pump amplifier. (a) Diagrams of experimental installations; (b) structural drawings<sup>[55]</sup>

放大器,单晶光纤可以在简单腔形中实现高平均功率超短脉冲放大,作用长度较短以及信号光束较大从而减小了非线性作用,可以直接放大飞秒脉冲,无需用到啁啾脉冲放大技术,简化了光学系统。本文使用紧凑和简单的双端泵浦源来放大飞秒脉冲,放大后脉冲的平均功率达到 160 W。经过高能量泵浦源和第一级双通道后功率被放大到近 2000 W,增益是 32.5 dB;第二级时采用双端泵浦,总泵浦功率达到 200 W 时得到飞秒脉冲最高平均功率为 160 W,效率为 42%,脉宽测得为 800 fs(约为 229 个光学周期),实验装置如图 29(b)所示。

由于受激布里渊散射阈值的提高,单晶光纤激光器在输出功率方面的性能也优于传统石英光纤激光器,有望在 1  $\mu\text{m}$  波段单晶光纤激光器中产生周期量级超短脉冲。

#### 4.1.2 碟片

1  $\mu\text{m}$  周期量级超快激光器中新型增益介质除了单晶光纤外,碟片作为一种薄至微米量级的固体增益也得到广泛应用,作为第三代固体激光器代表的碟片激光器因其高平均功率、高重复频率以及高脉冲能量在激光加工<sup>[57]</sup>、质子半径探测<sup>[58]</sup>等方面得到了重视。碟片激光器能够同时输出高光束质量、平均功率和单脉冲能量的超快激光。

1  $\mu\text{m}$  波段碟片激光器常见增益介质是 Yb:YAG 碟片, Yb<sup>3+</sup> 发射波长在 1030 nm 处,而吸收带有两条,一个在 940 nm 处,例如, Yb:YAG 的量子缺陷只有 8.74%;而另一个在 969 nm 处,量子缺陷为 5.3%。因为 Yb<sup>3+</sup> 能级结构简单,无上能级转换和上能级吸收,下能级吸收和量子损耗导致的热量消耗较少,相较于其他碟片激光器具有更高功率的输出。Yb:YAG 碟片激光器因其高输出功率、高光束质量、高光学效率被人们深入研究。但是 Yb:YAG 在室温下低能级会出现 5.5% 的热粒子数分布,辐

射的激光可能会被吸收再次跃迁到上能级上,解决的办法是高泵浦功率激发和高浓度掺杂。

2016 年,瑞士苏黎世联邦理工学院的 Waldburger 等<sup>[59]</sup>提出一种高功率半导体碟片激光器,脉冲宽度可达到 29 个光学周期,被动锁模半导体激光器(SDLs)在平均输出功率、波长范围和降低复杂性方面展现出优异的性能。此处,他们基于中心波长 1034 nm 的半导体可饱和吸收镜(SESAM)在垂直外腔表面发射激光器(VECSEL)中锁模,输出高平均功率和短至 100 fs 脉冲持续时间的激光脉冲。单次通过 2 mm 厚的 ZnSe 板从外部压缩至 27.8 个周期,同时,脉冲重复频率为 1.6 GHz,平均输出功率为 100 mW,脉冲峰值功率为 560 W。

图 30(a)中的场强增强因子较低,为 0.52,光谱较为平坦,避免了结构增益带宽限制,较低的场强增强也会增加增益饱和通量。图 30(b)为脉冲压缩的示意图,原脉冲脉宽为 107 fs 约 31 个光学周期,经压缩后变成 96 fs(约为 27.8 个光学周期)。图中蓝色曲线是实际测量的自相关轨迹,红色虚线是拟合结果。

2017 年,瑞士纳沙泰尔大学的 Jornod 等<sup>[60]</sup>尝试证明超快半导体激光器是否适合稳定其载波包络偏移(CEO)频率,提出基于千兆赫兹半导体碟片激光器的载波包络偏移频率稳定。他们提出了超快半导体碟片激光器(SDL)的载波包络偏移频率稳定,SDL 由半导体可饱和吸收镜被动锁模,它的重复频率为 1.8 GHz,中心波长为 1034 nm。振荡器的平均功率被放大到 6 W,脉宽由 273 fs 压缩到 120 fs,约 34 个光学周期。CEO 的频率是在一个标准的法布里-珀罗干涉仪中检测到的,并通过应用于 SDL 泵浦二极管电流的反馈锁相到外部参考。

图 31 是完整的装置示意图,它由超快激光源及其泵浦二极管和电流驱动器、光纤放大器、压缩和

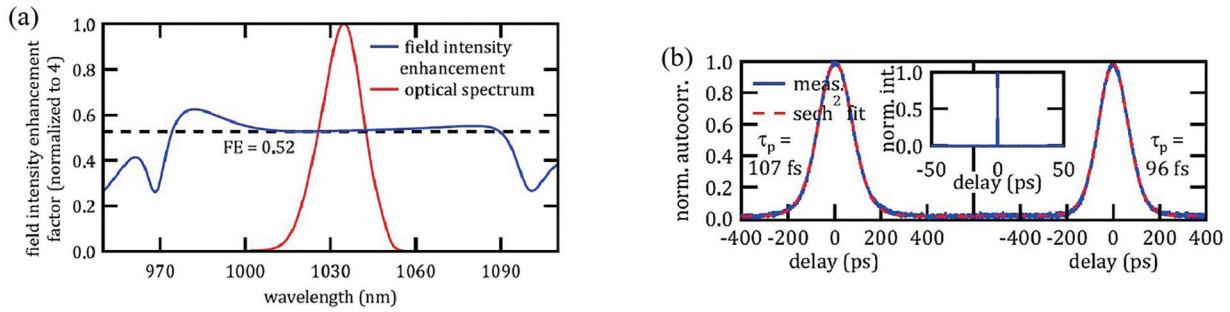


图 30 实验结果。(a)VECSEL 的增益量子阱中的平均场强(蓝色)被归一化为入射场强和测量的光谱(红色);(b)107 fs 脉冲压缩为 96 fs 的自相关轨迹<sup>[59]</sup>

Fig. 30 Experimental results. (a) Average field intensity (blue) in VECSEL's gain quantum well is normalized to the incident field intensity and measured spectrum (red); (b) 107 fs pulse compressed to 96 fs autocorrelation trace<sup>[59]</sup>

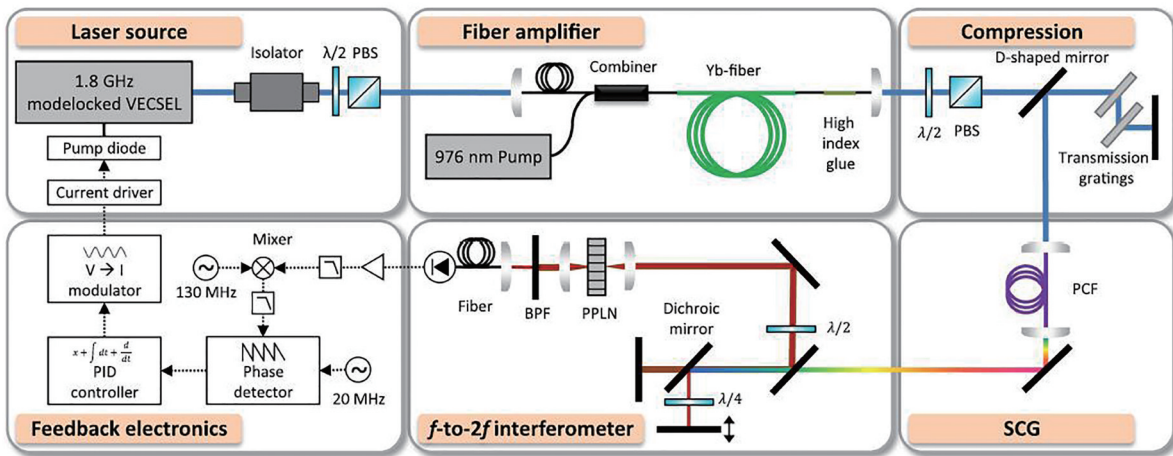


图 31 超快半导体激光器实验装置图<sup>[60]</sup>

Fig. 31 Experimental device diagram of ultrafast semiconductor laser<sup>[60]</sup>

超连续谱产生(SCG)级、干涉仪和稳定电子器件组成。图 32 为信号放大压缩后的光谱和自相关曲线,

图 32(a) 中光谱宽度由 4.6 nm 被展宽到 25 nm 以上,图 32(b) 中的脉冲宽度被压缩到 120 fs。

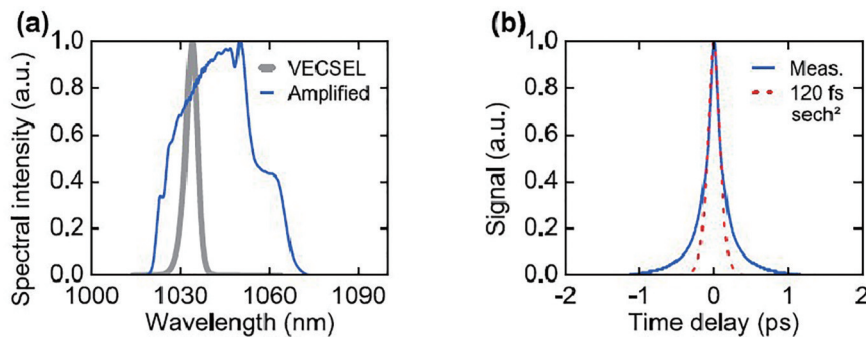


图 32 归一化光谱和自相关曲线。(a)经光纤放大器放大的信号归一化光谱;(b)压缩脉冲的自相关轨迹(蓝色),120 fs 双曲正割脉冲(红色)<sup>[60]</sup>

Fig. 32 Normalized spectra and autocorrelation curves. (a) Normalized spectrum of signal amplified by fiber amplifier; (b) autocorrelation trajectory of compression pulse (blue), and 120 fs hyperbolic secant pulse (red)<sup>[60]</sup>

#### 4.1.3 陶瓷

晶体、玻璃、陶瓷常被用作固体激光器的增益介质,晶体虽然增益效果较好,但对泵浦光要

求高,当泵浦功率较高时,会加重晶体的双折射效应和热透镜效应,晶体受到损坏,影响输出激光的光束质量。陶瓷自 1964 年起开始用在固体

激光器中<sup>[61]</sup>,工作在低温下的增益介质 Dy:CaF<sub>2</sub> 对实验条件要求严格但效率却很低。当时研究者们认为陶瓷的光学性能不够好,会影响激光器的效率,直到 1990 年代,日本研究者用 Nd:YAG 陶瓷成功实现激光振荡输出,陶瓷才又重新被科学家关注。

2016 年日本电子通信大学的 Kitajima 等<sup>[62]</sup>在掺镱的 Lu<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> 陶瓷激光器中用克尔透镜实现了 91 fs(约 26 个光学周期)的锁模脉冲输出。虽然像 Yb:LuAG 这种窄带宽增益介质被认为不适合产生亚 100 fs 脉冲,但这个课题组通过克尔透镜锁模技术用 Yb:LuAG 陶瓷实现了 91 fs 脉冲的产生,其平均功率、脉冲能量和峰值功率分别为 1.64 W、20.0 nJ 和 220 kW。实验装置如图 33 所示,实验结果如图 34 所示,获得了短至 91 fs 的脉冲持续时间

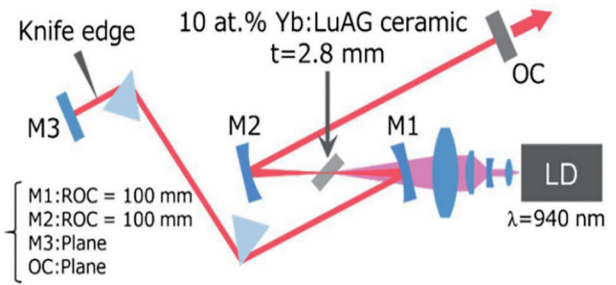


图 33 克尔透镜锁模 Yb:LuAG 陶瓷激光器的实验装置图<sup>[62]</sup>

Fig. 33 Experimental setup of Kerr lens mode-locked Yb:LuAG ceramic laser<sup>[62]</sup>

和在 1048 nm 的中心波长下的 13.0 nm 的光谱带宽。其时间带宽积为 0.324,接近傅里叶变换极限 0.315。光谱中的异常波形是未补偿的高阶相位色散和凯利边带共同作用的结果。

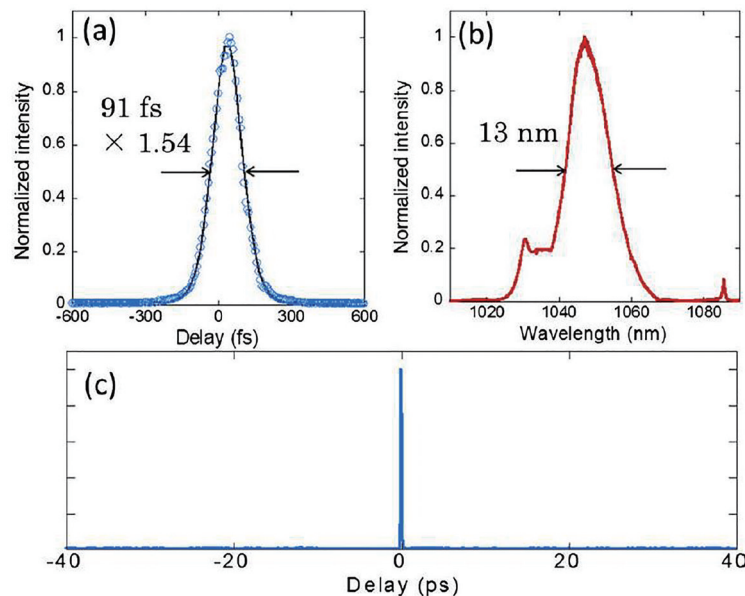


图 34 实验结果。(a)平均功率为 1.64 W 的 91 fs 脉冲的二次谐波(SHG)自相关轨迹、实验数据(圆圈)和拟合曲线(实线); (b) 91 fs 脉冲的激光光谱;(c) -40 ps 至 40 ps 的 SHG 自相关轨迹<sup>[62]</sup>

Fig. 34 Experimental results. (a) Second harmonic (SHG) autocorrelation trajectory, experimental data (circle), and fitting curve (solid line) of 91 fs pulse with an average power of 1.64 W; (b) laser spectrum of 91 fs pulse; (c) SHG autocorrelation trajectory from -40 ps to 40 ps<sup>[62]</sup>

## 4.2 其他激光整形和调控技术

为了实现超快激光器的超短脉冲、超高峰值功率,近年来研究者们已经研发了几种非线性光纤,其中光子晶体光纤(PCF)具有高非线性效应、高双折射特性、良好的色散特性、低损耗,在 1 μm 周期量级超快激光器中得到广泛应用。此外,随着智能算法的快速融入各个领域,激光器的智能控制近年来已然成为研究热点,如脉冲重建、脉冲表征等。

### 4.2.1 色散补偿器件与技术

由于材料的色散特性,多纵模的锁模激光在谐振腔传播时总会经历腔内反射元件和透射元件的时间色散效应,这会导致脉冲宽度展宽,不利于周期量级脉冲的产生。在 1 μm 波段,无论是固体激光器还是光纤激光器,总是表现出正色散,主要是材料本身的正常色散在起主要作用,色散补偿的常见方法就是在腔内加入光栅对或者棱镜对。



2018年,清华大学的Wang等<sup>[63]</sup>通过微光纤色散管理在1 μm飞秒锁模光纤激光器中实现了周期量级超短脉冲输出。通过插入在1 μm附近具有较大反常色散的光学微光纤,它可以被集成到具有低至0.06 dB超低插入损耗的锁模掺镱光纤激光器中,便于补偿激光腔的色散量。此外,他们还利用光学微光纤对激光腔外的超短脉冲进行光谱展宽和退啾啾,产生了约110 fs的脉冲宽度(约31.4个光学周期)的激光脉冲。图35是超快光纤激光器的示意图,其输出尾纤带有微光纤和单模光纤(SMF)。图36是根据图35的实验装置测量的光谱和自相关曲线,此时泵功率约为150 mW,测量输出功率为60 mW,脉冲宽度约为31.4个光学周期。

马克斯-普朗克光科学研究所的Köttig等<sup>[64]</sup>在2020年报告了一个两级系统,将1030 nm 镜光纤激光器的输出脉冲压缩到单周期脉宽,输出脉冲能量为5 μJ,重复频率为9.6 MHz。脉冲压缩需要经过两个阶段:第一阶段,激光脉冲在氦填充的单环光子晶体光纤中通过光谱展宽从340 fs压缩到25 fs(约为7个光学周期),随后的相位补偿通过啾啾镜实现;第

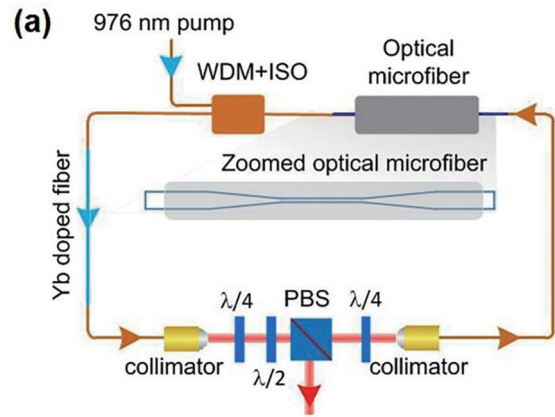


图 35 超快光纤激光器示意图<sup>[63]</sup>

Fig. 35 Schematic diagram of ultrafast fiber laser<sup>[63]</sup>

二阶段,脉冲被进一步压缩到单周期的脉冲宽度。通过对测量脉冲进行数值反向推演,光纤输出端的脉冲持续时间约为1.15个周期。最后,他们直接测量了在使用啾啾反射镜补偿色散之后的3.8 fs(1.25个光周期)的脉冲宽度。图37(a)是压缩系统的实验装置图,压缩的主要过程在SCF中完成,图37(b)是三种不同重复频率下测量的自相关曲线。

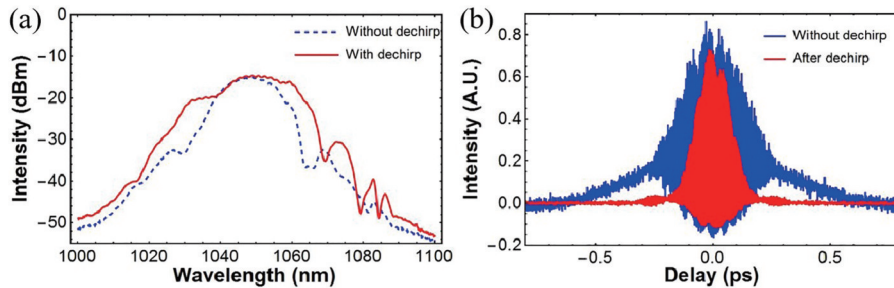


图 36 输出激光的性能表征。(a)有(红色实线)和无(蓝色虚线)去啾啾的输出光谱;(b)有(红色)和无(蓝色)去啾啾的干涉自相关<sup>[63]</sup>

Fig. 36 Properties characterization of output laser. (a) Output spectra with (red solid line) and without (blue dotted line) dechirring; (b) interference autocorrelation with (red) and without (blue) dechirring<sup>[63]</sup>

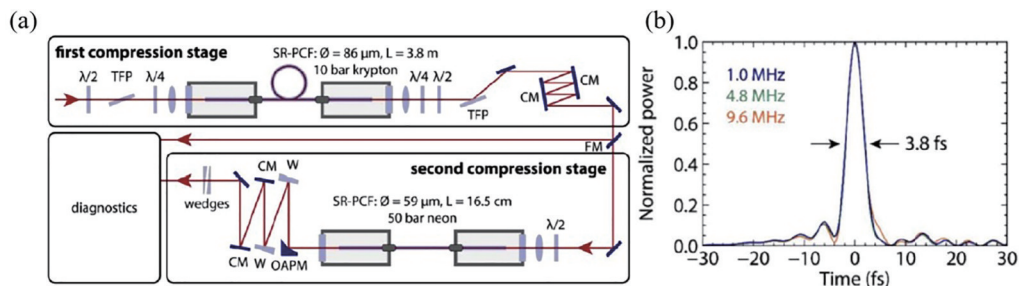


图 37 两级系统的实验装置和输出激光表征。(a)实验装置示意图;(b)1,4,8,9.6 MHz的重复频率下的自相关曲线<sup>[64]</sup>

Fig. 37 Experimental setup and output laser characterization of the two-stage system. (a) Schematic diagram of the experimental apparatus; (b) autocorrelation curves at repetition frequencies of 1, 4, 8, and 9.6 MHz<sup>[64]</sup>

2021 年,聊城大学的 Wang 等<sup>[65]</sup>研究 Yb:CALGO 振荡器并且通过宽带克尔透镜锁模产生了 17.8 fs 的超快激光脉冲输出,用克尔透镜锁模产生了光谱带宽为 145 nm、中心波长为 1118 nm 的短至 4.7 个光学周期的脉冲。振荡器的平均工作功率为 26 mW,重复频率为 95.9 MHz,由一个单模光纤耦合的激光二极管泵浦,波长为 976 nm。

腔内产生的正色散通过一对棱镜和宽带啁啾镜来补偿。图 38 是振荡器的腔形图,插图是连续波和克尔透镜锁模后脉冲的光斑图,两个布儒斯特切割棱镜用于微调色散。图 39(a)是测量的输出光谱,中心波长为 1118 nm;图 39(b)是自相关曲线,红色曲线是双曲正割拟合,插图是 40 ps 测量范围的自相关轨迹。

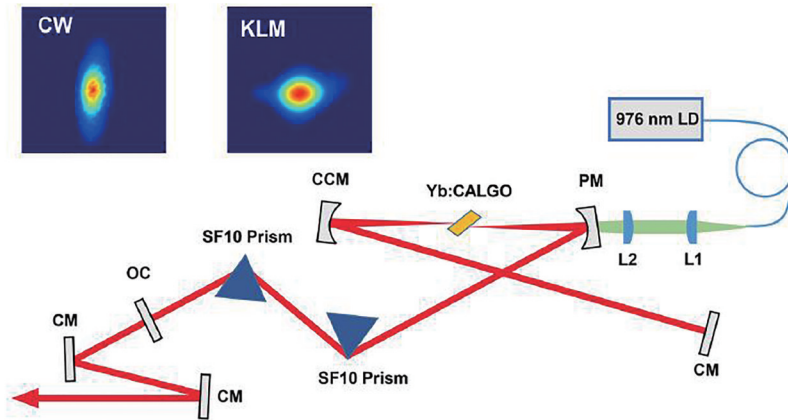


图 38 锁模 Yb:CALGO 振荡器腔形图<sup>[65]</sup>

Fig. 38 Cavity diagram of mode-locked Yb:CALGO oscillator<sup>[65]</sup>

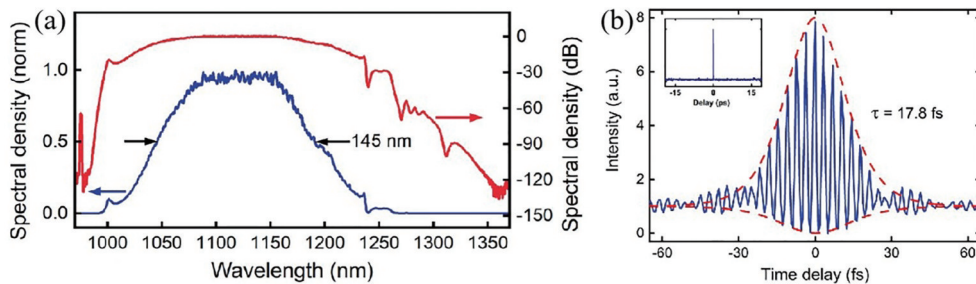


图 39 Yb:CALGO 振荡器输出激光表征。(a)970 nm 至 1370 nm 范围内的线性和对数下测量的输出光谱;(b)测量的干涉自相关曲线<sup>[65]</sup>

Fig. 39 Yb:CALGO oscillator output laser characterization. (a) Output spectra of linear and logarithmic measurements in the range from 970 nm to 1370 nm; (b) measured interferometric autocorrelation curves<sup>[65]</sup>

#### 4.2.2 1 μm 高阶横模产生技术

目前大部分 1 μm 超快激光器都工作在基横模状态下,其脉宽已达到周期量级,然而通过横模控制技术可以选出特定的高阶横模在腔内振荡,从而可以实现高阶模超快激光产生,比如矢量超快激光和涡旋超快激光。涡旋光束本质上是高阶拉盖尔高斯模式,它具有螺旋形波前结构和轨道角动量,超快涡旋激光在微纳级别器件操控<sup>[66]</sup>、亚波长非线性显微技术<sup>[67]</sup>以及飞秒特殊结构微加工<sup>[68]</sup>等方面有潜在的应用价值。

激光器在控制纵模的相互作用方面已经取得了巨大的进展,然而最近横模和纵模的相干叠加引

起了广泛关注。光纤激光器中的模式色散和色散可以通过强空间和光谱滤波来抵消。这允许锁定多个横向和纵向模式,以产生具有各种时空分布的超短脉冲。因此,多模光纤激光器为非线性波传播和应用能力的研究开辟了新的方向。

2017 年,美国康奈尔大学的 Wright 等<sup>[69]</sup>在多模光纤激光器中实现了时空锁模。图 40(a)是锁模状态下脉冲的自相关曲线,脉冲宽度为 147 fs,约 42.6 个光学周期;图 40(b)是锁模状态下脉冲的光谱,中心波长为 1034.5 nm。

超快涡旋激光的产生主要有两种方式:腔外转化和腔内直接产生,其光谱带宽较宽,导致产生强

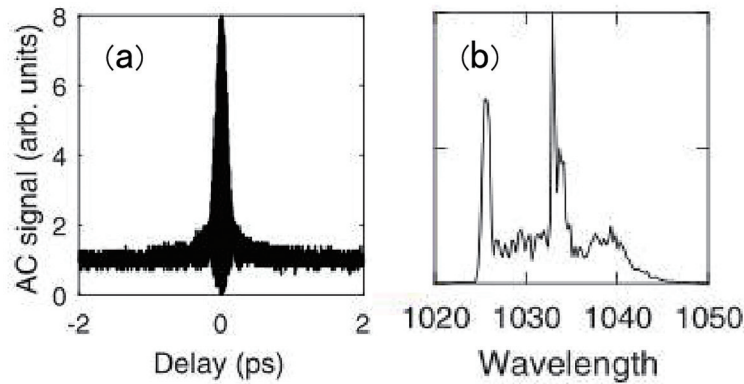


图 40 时空锁模时的脉冲自相关曲线和光谱。(a)自相关曲线;(b)光谱<sup>[69]</sup>

Fig. 40 Pulse autocorrelation curve and spectrum under space-time mode-locking. (a) Autocorrelation curve; (b) spectrum<sup>[69]</sup>

色散,通过传统的相位或衍射元件容易使脉宽展宽。超快涡旋激光器中通常会用到螺旋相位板、全息光栅、柱面透镜模式转换器对光束进行转换。

2018年,四川大学的Wang等<sup>[70]</sup>实现了手性可控飞秒LG<sub>01</sub>涡旋光束的直接发射,在LD泵浦的SESAM锁模Yb:磷酸盐激光器中直接发射手性可控超快LG<sub>01</sub>模涡旋光束。脉冲宽度为360 fs,输出功率为45.7 mW。自行搭建了干涉仪来确定超快输出激

光的相位奇异性 and 波前螺旋度。LG<sub>01</sub>模的手性可以通过改变泵浦光在激光腔光轴的原点的位置来控制。

图41(a)是飞秒涡旋激光产生的装置图,由SESAM锁模固体激光器和干涉仪组成;图41(b)是超快涡旋激光的光斑图,是典型的环形光束;图41(c)是测量的光谱,半峰全宽是3.45 nm;图41(d)是测量的自相关轨迹,脉冲宽度是360 fs(约为104个光学周期)。

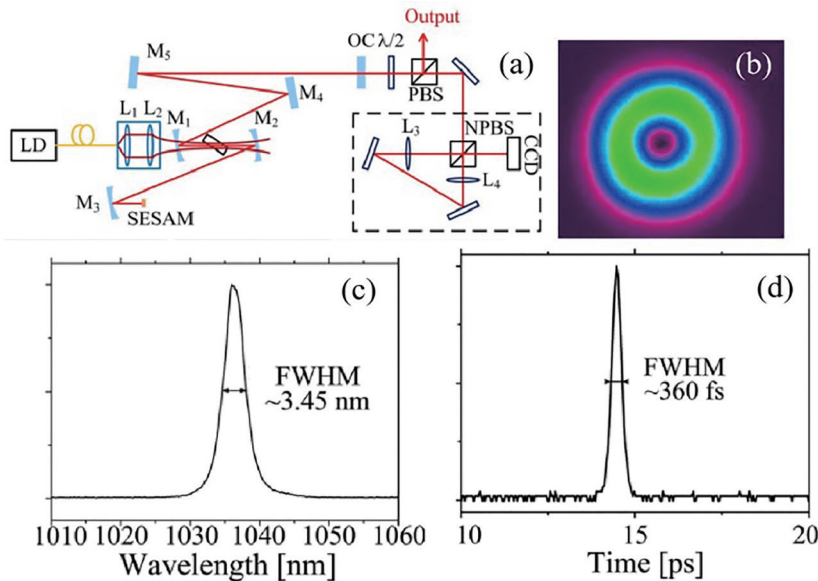


图 41 手性可控飞秒LG<sub>01</sub>涡旋光。(a)实验装置;(b)超快涡旋光束光斑;(c)测量的光谱;(d)测得的自相关曲线<sup>[70]</sup>

Fig. 41 Chirality controllable femtosecond LG<sub>01</sub> vortices. (a) Experimental installations; (b) ultrafast vortex beam spot; (c) measured spectrum; (d) autocorrelation pulse trace<sup>[70]</sup>

2019年,四川大学的Wang等<sup>[71]</sup>用具有缺陷点反射镜的Yb:KYW振荡器直接产生飞秒涡旋光束,获得了重复频率为103.5 MHz,脉冲宽度为298 fs的拉盖尔高斯光束,这是缺陷镜引起的空间损耗调制和腔内像散造成的。涡旋光束的手性通

过稍微倾斜Yb:KYW晶体的角度来控制,这破坏了激光腔内的方位角对称性,并导致LG<sub>0,+1</sub>和LG<sub>0,-1</sub>模的损耗不一致而区分两种手性。图42(a)是带有缺陷的反射镜,图42(b)是环形光束的光斑轮廓,图42(c)和(d)是测量的光谱和自相关曲线,

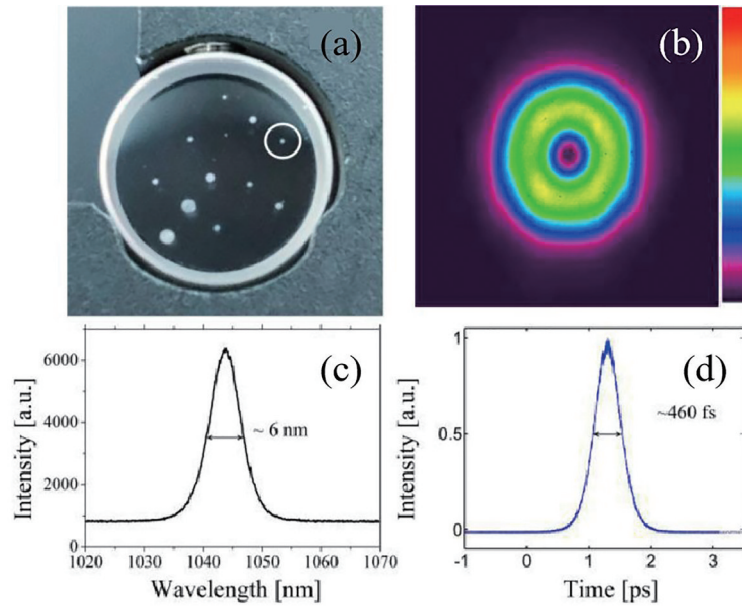


图 42 飞秒涡旋激光。(a)具有缺陷点的反射镜照片;(b)环形光束的光斑;(c)发射光谱;(d)测量的自相关曲线<sup>[71]</sup>  
 Fig. 42 Femtosecond vortex laser. (a) Mirror photographs with defective points; (b) spot of the annular beam; (c) laser emission spectrum; (d) measured autocorrelation trace<sup>[71]</sup>

光谱的半峰全宽是 6 nm,对应脉冲宽度为 88 个光学周期。

1 μm 波段的高阶横模超快激光产生相对成熟,其脉宽已经到达百飞秒量级,但是距离周期量级脉宽产生尚有一定差距。由于高阶横模超快激光在光通信、光镊技术、超分辨率成像以及超精细加工领域展现出了巨大应用价值,因此我们相信周期量级超快激光器从基横模走向高阶横模将是未来的发展趋势。

#### 4.2.3 1 μm 波段超快激光器智能化控制技术

近年来,人工智能发展迅速,在许多领域应用广泛。随着智能算法逐渐成熟,加快了其与超快激光技术深度融合的步伐,已经用于优化激光性能<sup>[72]</sup>、自启动<sup>[73]</sup>,以及根据环境变化调整系统参数<sup>[74]</sup>等。特别是在周期量级脉冲压缩方面,传统的压缩方法耗时较长,而采用机器学习可以加速产生周期量级超短脉冲。例如,2018 年,纽约大学的 Farfan 等<sup>[75]</sup>采用神经网络在可见光波段压缩产生了 6.1 fs 的超短脉冲。图 43 是压缩后脉冲的频率分辨光选通(FROG)结果。

带有反馈的激光系统一般都需要一组测量设备和对激光腔参数的电子控制反馈,2019 年,新西伯利亚州立大学的 Kokhanovskiy 等<sup>[76]</sup>在 1 μm 八字形锁模激光器中基于机器学习对脉冲进行表征,通过结合机器学习方法和色散傅里叶变换,首次证明

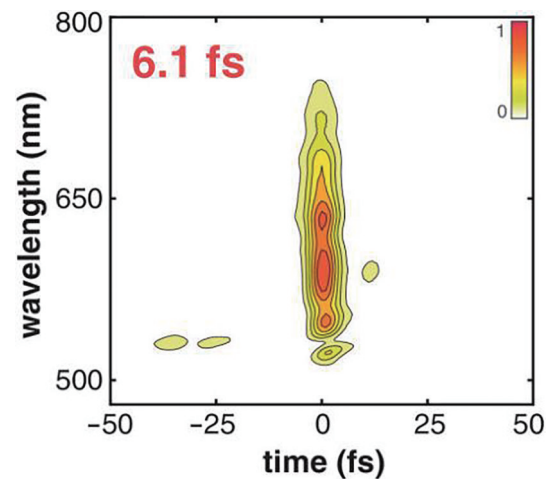


图 43 经过神经网络压缩后的脉冲测量 FROG 结果<sup>[75]</sup>  
 Fig. 43 FROG results of pulse measurement after neural network compression<sup>[75]</sup>

了利用纳秒光电探测器确定皮秒级激光脉冲持续时间的可能性。锁模激光器产生持续时间从 28~160 ps 变化的脉冲,并且光谱宽度在 0.75~12 nm 范围内变化,脉冲的平均功率在 40~300 mW 之间。经过训练的人工神经网络可以预测约 95% 的脉冲宽度。

图 44 是八字形锁模激光器的实验装置和输出脉冲的相关检测结果。他们的目标是用一个示波器代替自相关仪、光学和射频分析仪三种测量工具,测量光脉冲的离散傅里叶变换轨迹。他们证明了可以训

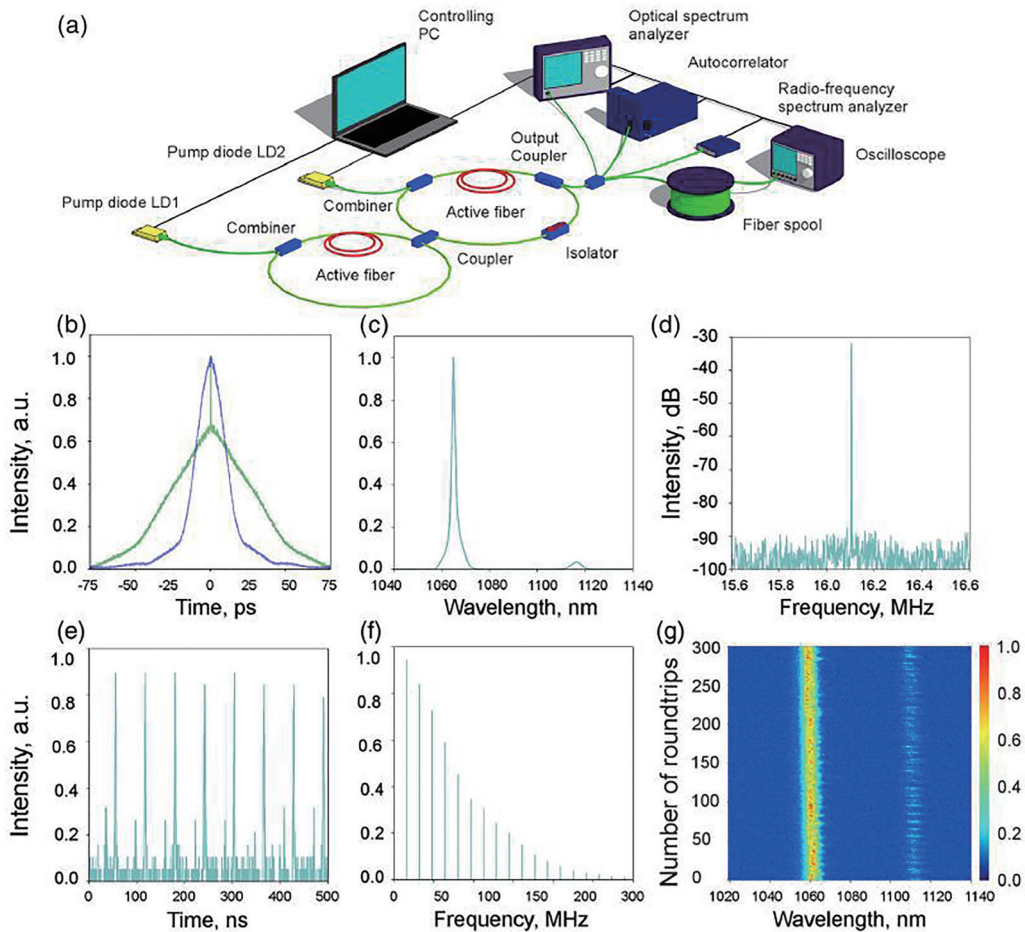


图 44 实验装置和脉冲检测结果<sup>[76]</sup>

Fig. 44 Experimental apparatus and pulse detection results<sup>[76]</sup>

练人工神经网络,根据从离散傅里叶变换轨迹中提取的以下特征,以可控精度确定脉冲持续时间:1) 信号的光谱宽度;2) 拉曼脉冲的光谱宽度;3) 信号的光学功率;4) 拉曼脉冲的光学功率;5) 总光学功率;6) 射频光谱峰值的数量;7) 射频光谱峰值的平均功率;8) 射频峰值功率的标准偏差(std)。

图 45 展示出了自相关轨迹的测量以及预测的时间序列,对应于具有 84 ps 和 108 ps 输出脉冲的两种锁模状态,在整个测量时间内,平均误差保持小于 5%,他们展示了一种利用脉冲梳的离散傅里叶变换轨迹和机器学习相结合来确定锁模脉冲持续时间的新方法。

2020 年,加州理工学院的 Wei 等<sup>[77]</sup> 利用遗传波前整形来控制多维光纤激光器。证明了输出功率、模式轮廓、光谱和锁模操作可以通过适当设计遗传算法的目标函数进行遗传优化,优化结果如图 46 所示。图 46(a) 中输出功率优化后光谱发生了变化,从双波长变为单波长;图 46(b) 中去啾啾

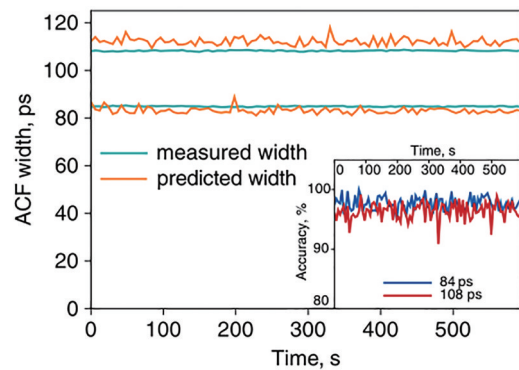


图 45 测量和预测的自相关函数脉宽的比较(插图:预测的准确度)<sup>[76]</sup>

Fig. 45 Comparison of pulse width of measured and predicted autocorrelation functions (inset: predicted accuracy)<sup>[76]</sup>

前后的脉宽分别为 1.76 ps 和 184 fs(约为 53 个光学周期)。

虽然运用人工智能算法对 1 μm 波段超快激光器进行控制及优化得到的脉冲宽度在百飞秒量级,距离周期量级脉宽尚有一定距离,但是随着人

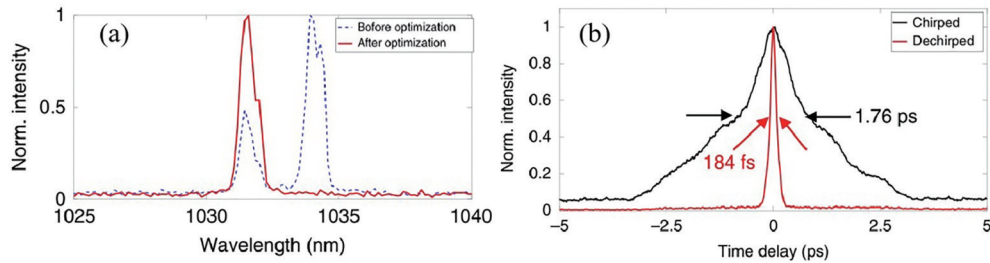


图 46 优化结果。(a)功率提升前后的光谱;(b)啁啾和去啁啾脉冲的自相关轨迹<sup>[77]</sup>

Fig. 46 Optimized result. (a) Optical spectra before and after optical power enhancement ; (b) autocorrelation traces of the chirped and dechirped pulses<sup>[77]</sup>

工智能和超快激光技术的进一步融合,其必能够助推超快激光器发挥出更多潜力,提高其工作效率,加快超快激光器研究和发展的步伐,当然,不同类型的超快激光器具有不同的特性和工作机制,对于它们的研究将需要新的努力和人工智能算法的调整。

## 5 结束语

本文首先介绍了  $1\ \mu\text{m}$  波段周期量级超快激光振荡器的研究进展,包括纯被动锁模激光器、孤子锁模激光器和克尔透镜锁模激光器等;然后介绍了  $1\ \mu\text{m}$  波段超快激光放大器,通过使用脉冲整形技术产生周期量级超短脉冲,主要包括 CPA、DPA、CPSA 和非线性压缩技术等;最后,概述了  $1\ \mu\text{m}$  波段超快激光器调控器件和系统方面的研究进展,包括激光增益介质和色散补偿元件、高阶横模产生以及智能控制系统等。通过使用不同材料、形状、大小的激光增益介质,可以使激光器产生周期量级超短脉冲;通过人工智能算法对  $1\ \mu\text{m}$  超快激光器进行智能控制,实现了对激光脉冲的整形和参数控制。

通过上述调研分析,可以看到:

1) 在  $1\ \mu\text{m}$  波段超快激光振荡器中,基于人造可饱和吸收体的纯被动固体锁模激光器其脉宽水平已基本达到少周期量级(最小为 8.4 个光学周期),脉宽进一步窄化严格受限于增益介质带宽,解决方案是寻找更大带宽的增益介质;基于自相位调制效应和自聚焦效应的孤子锁模激光器和克尔透镜锁模激光器,其脉宽都已达到少周期量级(最小脉宽分别为 6.4 和 4.7 个光学周期),通过进一步非线性调控和色散精准补偿可突破增益带宽限制有望产生单周期量级脉冲。

2) 在  $1\ \mu\text{m}$  波段超快激光放大器中,CPA 技术目前仍是产生高能量、高功率超短脉冲的主流

方案,其产生的最短脉宽为 162 fs(约为 47 个光学周期),输出脉冲能量约为 0.9 mJ;DPA 技术在超快光纤放大激光器中得到最窄脉宽为 44 fs(约为 12.7 个光学周期),输出脉冲能量达 121  $\mu\text{J}$ ,弥补了 CPA 技术在超快光纤激光放大器中无法产生大能量超短脉冲的不足;CPSA 技术通过多路光束相干堆积在超快激光器中产生脉宽达到百飞秒量级(257 fs),在超快激光器中通过更多路相干堆积有望进一步提升脉冲能量和峰值功率,但相比 CPA 技术其复杂性大大增加;采用非线性压缩技术已将脉冲直接压缩至 3 个光学周期以下(最短脉宽为 1.5 个光学周期),脉冲能量达到毫焦量级,它已成为产生大能量、单周期脉冲的有效方式。

3) 在超快激光器调控器件和系统研究方面,进一步提高超快激光器的性能还需要研制新的激光器件和控制系统。在增益介质方面,稀土掺杂单晶光纤具有大长体比、波导结构以及低非线性折射率等优点,在超短脉冲放大甚至高能量的周期量级脉冲产生方面具有巨大的潜力,然而微米量级波导结构的单晶光纤的研制仍然比较困难;稀土掺杂碟片激光器作为第三代固体激光器代表,能实现高能量、高功率超短脉冲,然而其研制和封装十分困难;稀土掺杂陶瓷作为产生大能量超短脉冲激光的新型增益介质,与单晶相比具有光谱性能好、几何尺寸大、机械性能好、制备成本低等一系列优点,但其光学损耗与单晶相比仍有一定差距;在超快激光控制方面,虽然传统色散补偿技术比较成熟,在各种激光系统中能够对二阶群速度色散进行精确补偿,但对单周期量级脉冲产生而言,高阶色散的影响十分显著,其精准补偿技术尚不成熟,亟待进一步发展;超快激光器从基横模走向高阶横模是未来发展趋势,以涡旋光束为代表的高阶横模超快激光器的脉宽在百飞秒量级,距离周期量级仍有较大

差距,未来周期量级高阶横模激光的产生将是一个重要研究方向;随着人工智能的快速发展,其与超快激光技术的深度融合为高质量周期量级脉冲的产生提供了新思路。

1  $\mu\text{m}$  周期量级超快激光器在国防武器、工业加工、社会医疗以及前沿科学研究等重要领域有着巨大的潜力,未来技术愈加成熟并走向产业化。能在实现周期量级脉宽的同时,兼顾其他激光器参数,如高质量(高光束质量、强稳定性、高脉冲信噪比、脉冲能量和小抖动宽度)的周期量级 1  $\mu\text{m}$  超快激光系统的研究和制备,这将成为极具竞争力的研究方向。

### 参 考 文 献

- [1] Wang Z B, Hong M H, Lu Y F, et al. Femtosecond laser ablation of polytetrafluoroethylene (Teflon) in ambient air[J]. *Journal of Applied Physics*, 2003, 93(10): 6375-6380.
- [2] 沈德元, 范滇元. 中红外激光器[M]. 北京: 国防工业出版社, 2015.  
Shen D Y, Fan D Y. Mid-infrared lasers[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2015.
- [3] 章日辉. 2020 中国激光产业发展报告[EB/OL]. (2020-04-07)[2021-05-06]. <https://www.bilibili.com/video/av667698342/>.  
Zhang R H. 2020 China laser industry development report[EB/OL]. (2020-04-07) [2021-05-06]. <https://www.bilibili.com/video/av667698342/>.
- [4] 吕瑞东, 陈涛, 范春松, 等. 飞秒激光制备光纤 Bragg 光栅在光纤激光器中的应用[J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(11): 111426.  
Lü R D, Chen T, Fan C S, et al. Application of fiber lasers based on femtosecond laser inscribed fiber Bragg gratings[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(11): 111426.
- [5] 方瑶, 雍佳乐, 霍静岚, 等. 飞秒激光仿生制备超滑表面及其应用[J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(11): 111413.  
Fang Y, Yong J L, Huo J L, et al. Bioinspired slippery surface fabricated by femtosecond laser and its applications[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(11): 111413.
- [6] Repgen P, Wandt D, Morgner U, et al. High-energy ultrafast Yb-fiber laser system based on a mamyshev regenerator[C]//2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC), June 23-27, 2019, Munich, Germany. New York: IEEE Press, 2019: 19147983.
- [7] Bagayev S N, Chepurov S V, Klementyev V M, et al. A femtosecond self-mode-locked Ti: sapphire laser with high stability of pulse-repetition frequency and its applications[J]. *Applied Physics B*, 2000, 70(3): 375-378.
- [8] Xu W B, Chai L, Shi J K, et al. Operational characteristics of a LD-pumped novel Yb, Y: CaF<sub>2</sub> mode-locked laser using a SESAM[J]. *Laser Physics Letters*, 2014, 11(11): 115816.
- [9] Sun Z, Rozhin A G, Wang F, et al. A compact, high power, ultrafast laser mode-locked by carbon nanotubes[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95(25): 253102.
- [10] Washburn B R, Diddams S A, Newbury N R, et al. Phase-locked, erbium-fiber-laser-based frequency comb in the near infrared[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(3): 250-252.
- [11] Chen F, de Aldana J R V. Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2014, 8(2): 251-275.
- [12] 王文豪, 季凌飞. 二维振镜超快激光高精加工球面等角螺旋槽研究[J]. *中国激光*, 2021, 48(14): 1402016.  
Wang W H, Ji L F. High-precision machining of spherical equiangular spiral groove using two-dimensional galvanometer ultrafast laser system[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(14): 1402016.
- [13] 赵强, 万辉, 于圣韬, 等. 飞秒激光制备柔性纳米多孔 Ag 材料的研究[J]. *中国激光*, 2021, 48(8): 0802009.  
Zhao Q, Wan H, Yu S T, et al. Investigation of flexible nanoporous silver materials fabricated by femtosecond laser[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(8): 0802009.
- [14] 张志刚. 飞秒激光技术(光学与光子学丛书)[M]. 北京: 科学出版社, 2011.  
Zhang Z G. Femtosecond laser technology (optics and photonics series)[M]. Beijing: Science Press, 2011.
- [15] Ma J, Huang H T, Ning K J, et al. Generation of 30 fs pulses from a diode-pumped graphene mode-locked Yb: CaYAlO<sub>4</sub> laser[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(5): 890-893.
- [16] Paradis C, Modsching N, Wittwer V J, et al. Generation of 35-fs pulses from a Kerr lens mode-locked Yb: Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> thin-disk laser[J]. *Optics Express*,

- 2017, 25(13): 14918-14925.
- [17] Zervas M N, Codemard C A. High power fiber lasers: a review[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2014, 20(5): 219-241.
- [18] Nelson L E, Jones D J, Tamura K, et al. Ultrashort-pulse fiber ring lasers[J]. Applied Physics B, 1997, 65(2): 277-294.
- [19] Zhao L M, Tang D Y, Zhang H, et al. Dynamics of gain-guided solitons in an all-normal-dispersion fiber laser[J]. Optics Letters, 2007, 32(13): 1806-1808.
- [20] Grellu P, Akhmediev N. Dissipative solitons for mode-locked lasers[J]. Nature Photonics, 2012, 6(2): 84-92.
- [21] Liu X M. Coexistence of strong and weak pulses in a fiber laser with largely anomalous dispersion[J]. Optics Express, 2011, 19(7): 5874-5887.
- [22] Kieu K, Renninger W H, Chong A, et al. Sub-100 fs pulses at watt-level powers from a dissipative-soliton fiber laser[J]. Optics Letters, 2009, 34(5): 593-595.
- [23] Ankiewicz A, Akhmediev N. Dissipative solitons: from optics to biology and medicine[M]. Heidelberg: Springer, 2008.
- [24] Etzel H W, Gandy H W, Ginther R J. Stimulated emission of infrared radiation from ytterbium activated silicate glass[J]. Applied Optics, 1962, 1(4): 534-536.
- [25] Tamura K, Haus H A, Ippen E P. Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser[J]. Electronics Letters, 1992, 28(24): 2226-2228.
- [26] Teğin U, Ortaç B. All-fiber all-normal-dispersion femtosecond laser with a nonlinear multimodal interference-based saturable absorber[J]. Optics Letters, 2018, 43(7): 1611-1614.
- [27] Lilienfein N, Hofer C, Högnér M, et al. Temporal solitons in free-space femtosecond enhancement cavities[J]. Nature Photonics, 2019, 13(3): 214-218.
- [28] Zhang S, Fu Z Y, Zhu B B, et al. Solitary beam propagation in periodic layered Kerr media enables high-efficiency pulse compression and mode self-cleaning[J]. Light: Science & Applications, 2021, 10: 53.
- [29] Vahala K J. Optical microcavities[J]. Nature, 2003, 424(6950): 839-846.
- [30] 邹长铃, 董春华, 崔金明, 等. 回音壁模式光学微腔: 基础与应用[J]. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2012, 42(11): 1155-1175.
- Zou C L, Dong C H, Cui J M, et al. Whispering gallery mode optical microresonators: fundamentals and applications[J]. Scientia Sinica (Physica, Mechanica & Astronomica), 2012, 42(11): 1155-1175.
- [31] Song H Z. Microcavities for silica-fiber-based quantum information processing[M]//Optoelectronics-advanced device structures. London: InTech, 2017.
- [32] Kippenberg T J, Holzwarth R, Diddams S A. Microresonator-based optical frequency combs[J]. Science, 2011, 332(6029): 555-559.
- [33] Foreman M R, Swaim J D, Vollmer F. Whispering gallery mode sensors: erratum[J]. Advances in Optics and Photonics, 2015, 7(3): 632-634.
- [34] Tian W L, Zhu J F, Peng Y N, et al. High power sub 100-fs Kerr-lens mode-locked Yb:YSO laser pumped by single-mode fiber laser[J]. Optics Express, 2018, 26(5): 5962-5969.
- [35] 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[C]//Laser Congress 2019 (ASSL, LAC, LS&C), September 29-October 3, 2019, Vienna. Washington, D. C.: OSA, 2019: JTh3A.
- [36] 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.
- [37] Zeng H J, Lin H F, Lin Z L, et al. Diode-pumped sub-50-fs Kerr-lens mode-locked Yb:GdYCOB laser [J]. Optics Express, 2021, 29(9): 13496-13503.
- [38] Ma J, Yang F, Gao W L, et al. Sub-five-optical-cycle pulse generation from a Kerr-lens mode-locked Yb:CaYAlO<sub>4</sub> laser[J]. Optics Letters, 2021, 46(10): 2328-2331.
- [39] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. Optics Communications, 1985, 56(3): 219-221.
- [40] 高梓宸, 郭洁, 梁晓燕. 全固态超快激光的非线性脉冲压缩[J]. 中国激光, 2021, 48(5): 0501007.
- Gao Z C, Guo J, Liang X Y. Nonlinear pulse compression of all-solid-state ultra-fast laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(5): 0501007.
- [41] Luo D P, Liu Y, Yang C, et al. High-power femtosecond pulse generation seeded by planar waveguide Yb:YAG ceramic laser[C]//CLEO Pacific Rim Conference, July 29-August 3, 2018, Hong Kong, China. Washington, D. C.: OSA, 2018: W4A.3.
- [42] Loeser M, Bernert C, Albach D, et al. Compact millijoule Yb<sup>3+</sup>:CaF<sub>2</sub> laser with 162 fs pulses[J].



- Optics Express, 2021, 29(6): 9199-9206.
- [43] Zhou S A, Wise F W, Ouzounov D G. Divided-pulse amplification of ultrashort pulses[J]. Optics Letters, 2007, 32(7): 871-873.
- [44] Daniault L, Hanna M, Papadopoulos D N, et al. High peak-power stretcher-free femtosecond fiber amplifier using passive spatio-temporal coherent combining[J]. Optics Express, 2012, 20(19): 21627-21634.
- [45] Zaouter Y, Guichard F, Daniault L, et al. Femtosecond fiber chirped-and divided-pulse amplification [C]//2013 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEOPR), June 30-July 4, 2013, Kyoto, Japan. New York: IEEE Press, 2013: 13777656.
- [46] Chen R Z, Chang G Q. Pre-chirp managed divided-pulse amplification using composite birefringent plates for pulse division and recombination: en route toward GW peak power[J]. Optics Express, 2021, 29(5): 6330-6343.
- [47] Zhou T, Ruppe J, Zhu C, et al. Coherent pulse stacking amplification using low-finesse Gires-Tournois interferometers[J]. Optics Express, 2015, 23(6): 7442-7462.
- [48] Wan Y, Wen J X, Jiang C, et al. Over 255 mW single-frequency fiber laser with high slope efficiency and power stability based on an ultrashort Yb-doped crystal-derived silica fiber[J]. Photonics Research, 2021, 9(5): 649-656.
- [49] Gebhardt M, Gaida C, Heuermann T, et al. Nonlinear pulse compression to 43 W GW-class few-cycle pulses at 2  $\mu\text{m}$  wavelength[J]. Optics Letters, 2017, 42(20): 4179-4182.
- [50] Herr T. Solitons and dynamics of frequency comb formation in optical microresonators[EB/OL]. [2021-05-06]. <https://infoscience.epfl.ch/record/188349>.
- [51] Brasch V, Herr T, Geiselmann M, et al. Photonic chip-based optical frequency comb using soliton induced Cherenkov radiation[EB/OL]. (2014-10-31) [2021-05-06]. <https://arxiv.org/abs/1410.8598>.
- [52] Jeong Y G, Piccoli R, Ferachou D, et al. Direct compression of 170-fs 50-cycle pulses down to 1.5 cycles with 70% transmission[J]. Scientific Reports, 2018, 8: 11794.
- [53] Nagy T, Hädrich S, Simon P, et al. Generation of three-cycle multi-millijoule laser pulses at 318 W average power[J]. Optica, 2019, 6(11): 1423-1424.
- [54] Délen X, Piehler S, Didierjean J, et al. 250 W single-crystal fiber Yb:YAG laser[J]. Optics Letters, 2012, 37(14): 2898-2900.
- [55] Délen X, Zaouter Y, Martial I, et al. Yb:YAG single crystal fiber power amplifier for femtosecond sources[J]. Optics Letters, 2013, 38(2): 109-111.
- [56] Markovic V, Rohrbacher A, Hofmann P, et al. 100 W class compact Yb:YAG single crystal fiber amplifier for femtosecond lasers without CPA[J]. Proceedings of SPIE, 2016, 9726: 972609.
- [57] Sutter D H, Jochen K, Dominik B, et al. Ultrafast disk lasers and amplifiers[J]. Proceedings of SPIE, 2012, 8235: 82350X.
- [58] Pohl R, Antognini A, Nez F, et al. The size of the proton[J]. Nature, 2010, 466(7303): 213-216.
- [59] Waldburger D, Link S M, Mangold M, et al. High-power 100 fs semiconductor disk lasers[J]. Optica, 2016, 3(8): 844-852.
- [60] Jornod N, Gürel K, Wittwer V J, et al. Carrier-envelope offset frequency stabilization of a gigahertz semiconductor disk laser[J]. Optica, 2017, 4(12): 1482-1487.
- [61] Hatch S E, Parsons W F, Weagley R J. Hot-pressed polycrystalline  $\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$  laser[J]. Applied Physics Letters, 1964, 5(8): 153-154.
- [62] Kitajima S, Nakao H, Shirakawa A, et al. Kerr-lens mode-locked Yb<sup>3+</sup>-doped  $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  ceramic laser[J]. Optics Letters, 2016, 41(19): 4570-4573.
- [63] Wang L Z, Xu P Z, Li Y H, et al. Femtosecond mode-locked fiber laser at 1  $\mu\text{m}$  via optical microfiber dispersion management[J]. Scientific Reports, 2018, 8: 4732.
- [64] Köttig F, Schade D, Koehler J R, et al. Efficient single-cycle pulse compression of an ytterbium fiber laser at 10 MHz repetition rate[J]. Optics Express, 2020, 28(7): 9099-9110.
- [65] Wang Y R, Su X C, Xie Y Y, et al. 17.8 fs broadband Kerr-lens mode-locked Yb:CALGO oscillator [J]. Optics Letters, 2021, 46(8): 1892-1895.
- [66] Zhu J G, Tam H Y, Xu K X, et al. Normal spectral emissivity measurement of Al6061 in air environment[J]. Proceedings of SPIE, 2015, 9623: 96231D.
- [67] Tian N, Fu L, Gu M. Resolution and contrast enhancement of subtractive second harmonic generation microscopy with a circularly polarized vortex beam[J]. Scientific Reports, 2015, 5: 13580.
- [68] Hnatovsky C, Shvedov V G, Krolkowski W, et al. Materials processing with a tightly focused femtosecond laser vortex pulse[J]. Optics Letters, 2010, 35(20):

- 3417-3419.
- [69] Wright L G, Christodoulides D N, Wise F W. Spatiotemporal mode-locking in multimode fiber lasers[J]. *Science*, 2017, 358(6359): 94-97.
- [70] Wang S, Zhang S, Yang H, et al. Direct emission of chirality controllable femtosecond  $LG_{01}$  vortex beam [J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(20): 201110.
- [71] Wang S, Zhao Z G, Ito I, et al. Direct generation of femtosecond vortex beam from a Yb:KYW oscillator featuring a defect-spot mirror[J]. *OSA Continuum*, 2019, 2(3): 523-530.
- [72] Woodward R I, Kelleher E J R. Towards 'smart lasers': self-optimisation of an ultrafast pulse source using a genetic algorithm[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 37616.
- [73] Andral U, Buguet J, Si Fodil R, et al. Toward an autotuning mode-locked fiber laser cavity[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2016, 33(5): 825-833.
- [74] Baumeister T, Brunton S L, Nathan K J. Deep learning and model predictive control for self-tuning mode-locked lasers[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2018, 35(3): 617-626.
- [75] Farfan C A, Epstein J, Turner D B. Femtosecond pulse compression using a neural-network algorithm [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(20): 5166-5169.
- [76] Kokhanovskiy A, Bednyakova A, Kuprikov E, et al. Machine learning-based pulse characterization in figure-eight mode-locked lasers[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(13): 3410-3413.
- [77] Wei X M, Jing J C, Shen Y C, et al. Harnessing a multi-dimensional fibre laser using genetic wavefront shaping[J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9: 149.