

“西光所建所六十周年暨《光子学报》创刊五十周年”专辑

引用格式: CHEN Runzhi, XING Yuting, ZHANG Yao, et al. Nonlinear Amplification Techniques for Ultrafast Fiber Lasers (Invited)[J]. Acta Photonica Sinica, 2022, 51(7):0751415

陈润植, 邢宇婷, 张瑶, 等. 超快光纤激光中的非线性脉冲放大技术(特邀)[J]. 光子学报, 2022, 51(7):0751415

## 超快光纤激光中的非线性脉冲放大技术(特邀)

陈润植<sup>1,3</sup>, 邢宇婷<sup>1,3</sup>, 张瑶<sup>1,2</sup>, 王栋梁<sup>1,3</sup>, 王军利<sup>2</sup>, 魏志义<sup>1,3,4</sup>, 常国庆<sup>1,3,4</sup>

(1 中国科学院物理研究所 光物理重点实验室, 北京 100190)

(2 西安电子科技大学 物理与光电工程学院, 西安 710071)

(3 中国科学院大学, 北京 100049)

(4 松山湖材料实验室, 广东 东莞 523808)

**摘要:**高功率高能量飞秒光纤激光系统通常采用主振荡器加功率放大器结构。在放大飞秒脉冲时,非线性效应是制约脉冲能量的主要因素。基于传统啁啾脉冲放大技术的光纤激光系统虽然能够产生能量在 1 mJ 量级的飞秒脉冲,但是所产生的脉冲通常在 200 fs 以上,无法直接满足能量要求较低(1~100  $\mu$ J 范围之内)、脉冲宽度却更短(60 fs 以下甚至更短)的应用需求。与啁啾脉冲放大技术通过展宽脉冲而减少非线性相移相反,非线性放大故意保持脉冲的宽度在皮秒量级从而积累大量的非线性相移,导致放大后脉冲的光谱展宽为输入光谱的数倍,经过传统光栅对压缩后能够产生 60 fs 以下的近变换极限脉冲。本文主要以掺镱光纤放大系统为例,重点介绍自相似抛物线脉冲放大、预啁啾管理放大、增益管理放大和非线性分脉冲放大四种非线性光纤放大技术的工作原理、发展现状以及未来趋势。将提出的预啁啾管理分脉冲放大与多路相干合成相结合,有望产生重复频率 1 MHz、平均功率超过 1 kW、脉冲能量 1 mJ 左右的亚 50 fs 脉冲。这种千瓦级高重复频率、高能量飞秒脉冲源在基础科学、激光加工等领域中具有潜在的应用。

**关键词:**超快光纤激光;自相似抛物线脉冲放大;预啁啾管理放大;增益管理放大;预啁啾分脉冲放大

**中图分类号:** TN248; TN253

**文献标识码:** A

**doi:** 10.3788/gzxb20225107.0751415

## 0 引言

高功率高能量飞秒激光器在基础科学研究、激光测距、激光加工、阿秒脉冲产生等领域都具有广阔的应用前景。在获取高功率飞秒脉冲方面,光纤激光器相比于传统的固态激光器具有许多优势,例如高光-光转换效率、良好的散热、稳定紧凑的级联结构及优秀的光束质量等<sup>[1]</sup>。锁模光纤激光器可直接产生宽度很短的飞秒脉冲,但受限于光纤非线性效应,脉冲能量较低,进一步增加脉冲能量和平均功率依赖后续的脉冲放大。在光纤放大器中,激光与增益介质的作用距离较长,其单通增益比传统固体放大器高几个数量级。尤其是掺镱光纤,量子缺陷小,光学转化效率达 80%,因此掺镱光纤放大器成为高功率光纤激光系统的首选。

非线性效应是制约放大脉冲能量的主要因素。脉冲峰值功率在放大过程中逐渐增长,非线性效应也会随之增强,过高的非线性效应使脉冲积累过于复杂的非线性相位,过高的峰值功率会导致材料损坏。1985 年,MOUROU G 和 STRICKLAND D 等提出了一种新的放大思路:在脉冲放大前拉长脉宽,降低脉冲在相同能量下的峰值功率,从而避免过高峰值功率导致的非线性效应和材料损伤,这就是超快光学中极为重要的啁啾脉冲放大(Chirped Pulse Amplification, CPA)技术<sup>[2]</sup>,该技术于 2018 年获诺贝尔物理学奖。自 STOCK M 等于 1993 年将 CPA 技术首次应用在光纤放大器后,CPA 成为飞秒掺镱光纤系统中常采用的放

**基金项目:**国家自然科学基金(No. 62175255),国家重点研发计划(No. 2021YFB3602602)

**第一作者:**陈润植(1996—),男,博士研究生,主要研究方向为超快光纤激光和多光子显微镜成像。Email:runzhi.chen@iphy.ac.cn

**导师(通讯作者):**常国庆(1976—),男,特聘研究员,博士,主要研究方向为超快光纤激光、超快非线性光学和多光子显微镜成像。Email: guoqing.chang@iphy.ac.cn

**收稿日期:** 2022-05-15; **录用日期:** 2022-06-20

<http://www.photon.ac.cn>

大技术<sup>[3-4]</sup>。目前,利用CPA技术在单根光纤中获得的最高单脉冲能量超过1 mJ<sup>[5]</sup>,获得的最大平均功率为1 kW左右<sup>[6]</sup>。

光纤CPA系统的脉冲能量在 $\mu\text{J}$ -mJ范围,需要展宽器将放大前的脉冲展宽到10 ps~5 ns;为保证放大后的脉冲能被压缩到近变换极限脉冲,要尽量将放大过程中积累的非线性相移控制在较低水平。由于放大过程中伴随的增益窄化效应,脉冲的光谱宽度会变窄,因此基于CPA的掺镱光纤系统所产生的脉冲通常在200 fs以上。但很多应用对脉冲能量的要求较低,在1~100  $\mu\text{J}$ 范围之内即可,却要求脉冲宽度在60 fs以下,这样的应用包括基于腔增强技术的高次谐波产生极紫外脉冲、多光束驱动的高速非线性光学成像、基于脉冲自差频的宽光谱中红外光学频率梳等。为产生短于60 fs的脉冲,科研人员发展了非线性放大技术:利用增益光纤进行放大时,故意保持脉宽在皮秒量级从而积累大量的非线性相移,导致放大后脉冲的光谱展宽为输入光谱的数倍,且在时域上具有接近线性的啁啾,因此经过传统的光栅对压缩后能够产生 $<60$  fs的近变换极限脉冲。目前,非线性光纤放大技术可以归结为以下三种:1)自相似抛物线脉冲放大;2)预啁啾管理放大;3)增益管理放大。

## 1 自相似抛物线脉冲放大

当飞秒脉冲在正色散光纤中传输时,自相位调制(Self-Phase Modulation, SPM)和正色散的相互作用会导致光波分裂,光谱展宽后的脉冲难以压缩。1996年,TAMURA K和NAKAZAWA M发现,当飞秒脉冲在正色散增益光纤放大器中传输时,在合适的条件下,色散、SPM和增益之间的相互作用能够让脉冲在放大过程中逐渐演化成抛物线形脉冲。这种脉冲具有线性啁啾,很容易由一对衍射光栅或者棱镜压缩到100 fs以下。实验中,采用具有正色散的掺铒增益光纤,将中心波长在1.55  $\mu\text{m}$ 、平均功率为200  $\mu\text{W}$ 的350 fs脉冲放大了18 dB。最终作者利用棱镜对将放大后的脉冲压缩到77 fs。由于具有正色散的掺铒光纤模场直径很小,一般不超过6  $\mu\text{m}$ ,因此所产生的脉冲能量仅有0.5 nJ<sup>[7]</sup>。尽管如此,该工作开辟了利用正色散掺杂光纤实现非线性脉冲放大的新方向。

工作在1.03  $\mu\text{m}$ 附近的掺镱光纤不仅具有正色散,而且光-光转化效率可以高达80%,因此在20世纪末利用掺镱光纤放大飞秒脉冲成为超快光纤激光研究的前沿和热点。2000年,FERMANN M E等首次将抛物线脉冲放大引入到掺镱光纤放大器中,实验中将重复频率为63 MHz、脉冲能量仅有12 pJ的200 fs脉冲放大了30 dB,脉冲能量达到12 nJ,并且经过光栅对压缩获得了68 fs的脉冲<sup>[8]</sup>。该工作和后续的一系列理论工作深入研究了飞秒脉冲在正色散的增益光纤中的非线性演化过程,结果表明在正色散、自相位调制和增益三者的联合作用下,任意形状和宽度的输入脉冲在传输足够长的距离后,都会渐进地演化成具有线性啁啾的抛物线形脉冲(如图1所示)<sup>[9-11]</sup>;在进一步传播过程中,这种抛物线形脉冲以自相似的方式演化,其脉冲形状和啁啾率保持不变,而脉冲持续时间、峰值功率和光谱带宽则随距离呈指数增长,脉冲的光谱也为抛物线形状。

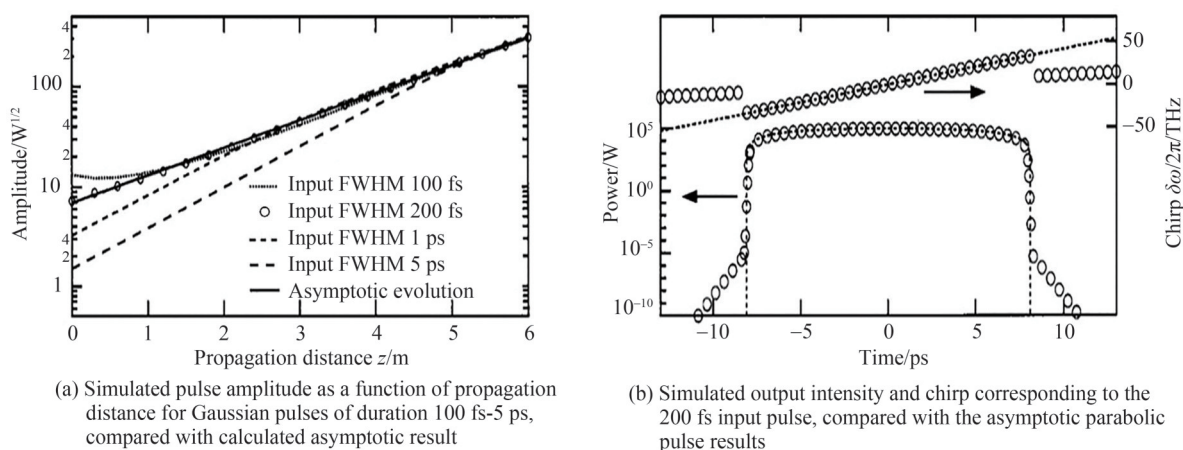


图1 自相似抛物线脉冲放大的模拟结果<sup>[8]</sup>

Fig. 1 Simulation results showing self-similar parabolic pulse amplification<sup>[8]</sup>

自相似抛物线脉冲放大技术很快与迅猛发展的大模场双包层掺镱光纤相结合,从而进一步提高放大后的脉冲能量。2002年,德国耶拿大学LIMPERT J等利用长度为9 m、模场直径为30  $\mu\text{m}$ 的大模场掺镱光纤进行抛物线脉冲放大,压缩后获得脉冲能量为0.14  $\mu\text{J}$ 的80 fs脉冲,峰值功率达到1.7 MW<sup>[12]</sup>。2004年,MALINOWSKI A等通过利用9 m长的低数值孔径的大模场掺镱光纤并采取两级压缩的方案获得了410 nJ、110 fs的脉冲<sup>[13]</sup>。2007年,ZAOUTER Y等提出一种包含棱镜、光栅的混合压缩系统,通过对三阶色散的补偿来获得更短的脉冲<sup>[14]</sup>。同年,法国南巴黎大学PAPADOPOULOS D N等通过优化种子源和掺镱光纤长度,对三阶色散进行补偿获得了脉冲能量为0.29  $\mu\text{J}$ 的63 fs脉冲输出,峰值功率为4.1 MW<sup>[15]</sup>。2009年,美国光谱物理公司的DENG Y等使用抛物线脉冲放大技术放大由Yb:KGW固态振荡器输出的脉冲,在中心波长1 050 nm附近得到宽度为48 fs的脉冲,放大后脉冲能量为0.23  $\mu\text{J}$ <sup>[16]</sup>。表1总结了自相似抛物线脉冲放大技术在掺镱光纤中2000~2010年的结果,可以看到随着大模场面积光纤、三阶色散补偿等不同技术的应用,脉宽不断缩短,最终达到50 fs以下。

表1 自相似抛物线脉冲放大技术在掺镱光纤中脉宽及输出功率  
Table 1 Pulse duration and output power of self-similar parabolic pulse amplification in Yb-doped fiber

Center wavelength/nm	Fiber length and mode field diameter	Pulse duration/fs	Average power/W	Pulse energy/nJ	Reference
1 060	9 m, 30 $\mu\text{m}$	80	10.2	136	[12]
1 055	9 m, 40 $\mu\text{m}$	110	25	410	[13]
1 040	4 m, 25 $\mu\text{m}$	107	2.6	25	[14]
1 050	6.5 m, 20 $\mu\text{m}$	63	7.8	290	[15]
1 050	6 m, 25 $\mu\text{m}$	48	18	226	[16]

掺铒色散位移光纤工作在1.55  $\mu\text{m}$ 附近,而且在该波段提供正色散,因此也能产生自相似抛物线脉冲<sup>[17-19]</sup>。除此之外,科研人员陆续在拉曼光纤放大器<sup>[20]</sup>、光纤振荡器<sup>[21, 22]</sup>和色散渐减光纤<sup>[23, 24]</sup>中展示了抛物线脉冲的产生和自相似传输。

## 2 预啁啾管理放大

利用抛物线放大技术可以在紧凑的光纤系统结构下获得40~80 fs的脉冲,最大脉冲能量在1  $\mu\text{J}$ 左右,进一步提高输出脉冲的能量受限于掺镱光纤有限的增益带宽和有害的受激拉曼散射<sup>[25-27]</sup>。在抛物线脉冲放大技术中,增益光纤长度一般为几米,这样才能保证任意形状的初始脉冲渐进地演化为抛物线型脉冲并在随后保持自相似传输状态。但是,为了减少非线性相移从而进一步增加脉冲能量,光纤放大器趋于采用长度更短(一般小于2 m)的高掺杂掺镱光纤来充当末级放大器的增益介质。输入脉冲在如此短的高增益光纤中无法演化为抛物线型脉冲,导致经过此种放大器后的放大脉冲在时域上会产生非线性啁啾,从而恶化压缩后的脉冲质量。例如在2008年,法国波尔多大学ZAOUTER Y等使用长度为0.85 m、模场直径为80  $\mu\text{m}$ 的棒状掺镱光纤,直接对飞秒激光进行放大,压缩后产生脉冲能量为0.87  $\mu\text{J}$ 的49 fs脉冲;但是,当进一步增加脉冲能量到1.25  $\mu\text{J}$ 时,脉冲压缩质量下降,压缩后的脉冲宽度反而增加为70 fs<sup>[28]</sup>。针对该难题,美国麻省理工的CHEN H W等在2012年提出了预啁啾管理放大(Pre-chirp Managed Amplification, PCMA)技术<sup>[29]</sup>。

### 2.1 基于线偏振的PCMA光纤放大系统

PCMA技术利用预啁啾调控脉冲放大过程中所积累的大量非线性相移。在飞秒PCMA光纤系统中,输入脉冲的脉宽在皮秒量级,脉冲在放大过程中会受到强烈的非线性效应,从而大幅展宽光谱以获得更短的变换极限脉宽。图2为PCMA系统示意图,在非线性放大级之前对种子脉冲进行精细的预啁啾优化,从而在不满足抛物线脉冲演化的条件下产生高质量的压缩脉冲。与自相似抛物线脉冲放大相比,由于引入了预啁啾调节这一自由度,可以通过联合调节输入脉冲的预啁啾量和压缩器的色散量,产生高质量的宽光谱飞秒脉冲。由于脉冲在放大的同时额外展宽了光谱,因此压缩后可以产生宽度在60 fs以下的近变换极限脉冲<sup>[29]</sup>。

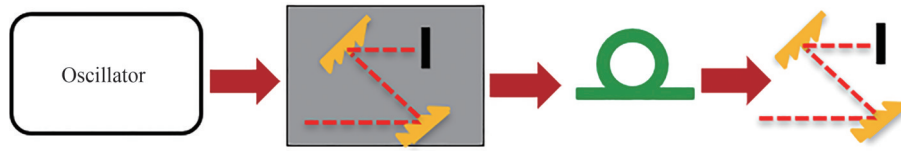
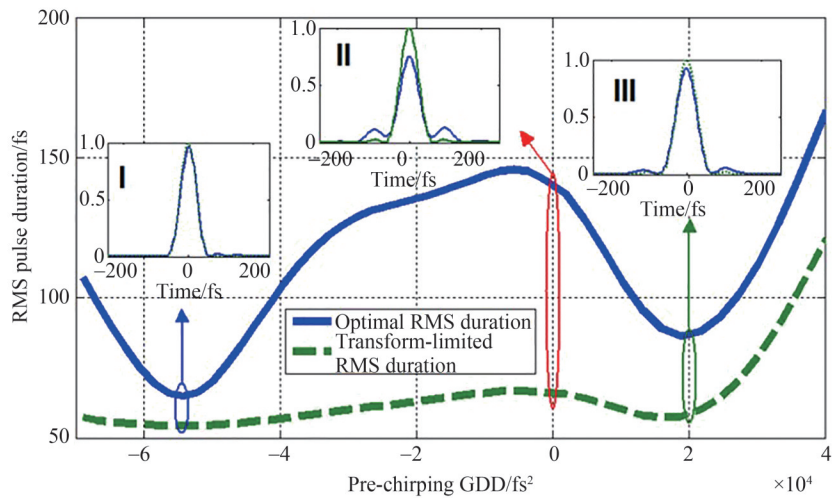
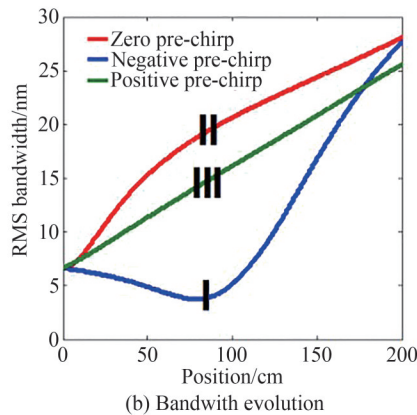


图2 PCMA 系统示意图  
Fig. 2 Schematic of the PCMA setup

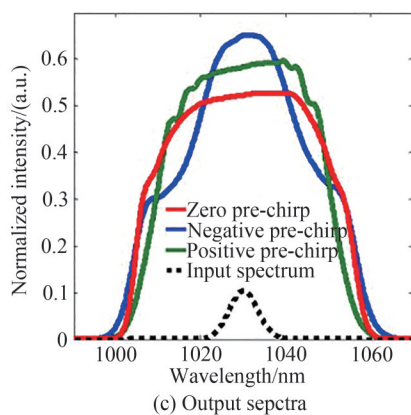
为了能够系统研究 PCMA, CHEN H W 等为脉冲在增益光纤中的放大过程建立了基于广义非线性薛定谔方程和稳态传播速率方程的完备理论模型, 详细探究了输入脉冲的预啾啾、脉宽、能量、增益光纤长度、掺杂浓度等因素对放大后压缩脉冲的影响<sup>[29]</sup>。图 3 为预啾啾在  $-7 \times 10^4 \sim 4 \times 10^4 \text{ fs}^2$  的范围内变化时的 PCMA 模拟结果。图 3(a) 中蓝色的曲线代表可压缩的最佳均方根 (Root Mean Square, RMS) 脉宽, 而绿色曲线代表其对应的变换极限 RMS 脉宽。对于不同的预啾啾, 变换极限脉宽的差异并不明显, 而实际的可压缩脉宽却发生了大幅变化。图 3(b) 描述不同的预啾啾脉冲在放大过程中光谱宽度随传播距离的变化, 图 3(c) 表示其输出光谱。对于负啾啾的初始脉冲, 其光谱在放大过程中先压缩再展宽; 而对于无啾啾的初始脉冲, 尽管最终的光谱最宽, 但由于其脉冲存在更大的基座, 其变换极限脉宽和最佳可压缩脉宽都比其它两种情况更长。以上模拟表明, 改变输入脉冲的预啾啾会导致不同的光谱展宽, 其中一些光谱在时间上会表现出相当大的脉冲基座, 从而严重限制压缩脉冲的质量。负啾啾脉冲输出光谱两端的陡峭结构更少, 说明其变换极限脉冲的基座更小, 在这种情况下, 存在一个最佳的负啾啾参数, 使压缩脉冲最短且最接近变换极限脉宽<sup>[29]</sup>。



(a) Optimum RMS duration of the compressed-pulse and the corresponding transform-limited RMS duration as a function of pre-chirping GDD



(b) Bandwidth evolution



(c) Output spectra

图3 不同预啾啾量的 PCMA 模拟结果<sup>[29]</sup>

Fig. 3 Simulation results of the PCMA for different pre-chirp<sup>[29]</sup>

2013年,LIM J等利用PCMA 掺镱光纤放大重频为 280 MHz、光谱宽度仅有 5 nm 的种子脉冲,实验证明存在最佳预啾啾量,放大后压缩脉冲宽度最短,而且强度噪声最低,从而产生低噪声且宽度超过一个倍频程的超连续谱<sup>[30]</sup>。此基础之上,作者实现了间隔为 280 MHz 的光纤激光频率梳<sup>[30]</sup>。PCMA 技术提出之后,科研人员很快将其用于双包层、大模场增益光纤以提升脉冲能量。2013年,天津大学 WANG S 等利用长度为 2.2 m、模场直径为 11  $\mu\text{m}$  的掺镱光纤,通过 PCMA 获得了宽度为 60 fs 的脉冲,脉冲能量为 60 nJ 左右<sup>[31]</sup>。2014年,华东师范大学的 ZHAO J 等在芯径为 40  $\mu\text{m}$  的掺镱大模场光子晶体光纤中得到了脉冲宽度为 38 fs、平均功率为 80 W 的激光输出,脉冲能量为 1.3  $\mu\text{J}$ <sup>[32]</sup>。2015年,德国汉堡大学 LIU W 等基于纤芯直径为 90  $\mu\text{m}$ 、长度为 1.2 m 的棒状掺镱光纤实现了平均功率超过 100 W、脉冲宽度小于 60 fs 的高功率超短脉冲<sup>[33]</sup>。在该工作中,光纤激光前端输出的 1.75 W、75 MHz 脉冲激光作为信号光,经过预啾啾光栅之后注入棒状光纤放大,放大后的高功率脉冲随后被高质量压缩。图 4 详细说明了不同输出功率下的压缩脉冲宽度变化趋势及所需的最优预啾啾量。可以看出,在 100 W 输出功率下得到了最窄 60 fs 的超短脉冲,所需的最优预啾啾量也增加到约 25 000  $\text{fs}^2$ ,此时对应单脉冲能量超过 1.3  $\mu\text{J}$ <sup>[33]</sup>。

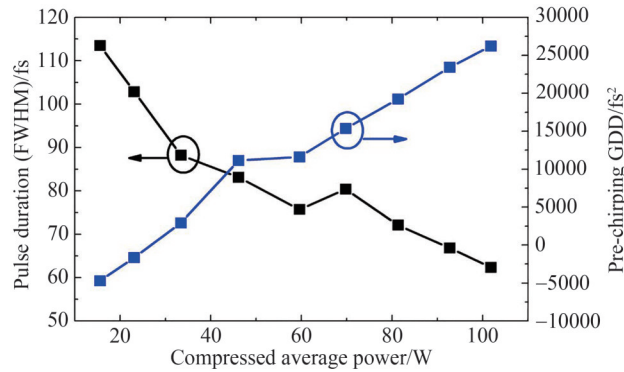


图 4 不同输出功率压缩后的脉冲宽度及对应预啾啾量<sup>[33]</sup>

Fig. 4 Compressed pulse duration and the optimum pre-chirping GDD versus the average power of the compressed pulses<sup>[33]</sup>

2016年,华东师范大学的 LIU Y 等通过优化预啾啾中的三阶相位,获得了平均功率为 93.5 W、脉宽为 33 fs 的脉冲,脉冲能量为 1.7  $\mu\text{J}$ <sup>[34]</sup>。同年,天津大学 HUANG L L 等使用多芯光子晶体光纤,将重复频率为 100 MHz 的脉冲放大至 110 W,压缩后的脉冲宽度为 83 fs,脉冲能量为 1.1  $\mu\text{J}$ <sup>[35]</sup>。2017年,来自天津大学同一课题组的 SONG H 等通过优化预啾啾和种子脉冲光谱获得了 1 MHz 重复频率的 24 fs 脉冲,脉冲能量为 1.1  $\mu\text{J}$ ,该工作表明,掺镱光纤 PCMA 系统有望产生脉冲宽度为几个光学周期的飞秒脉冲<sup>[36]</sup>,这对于强场物理方面的许多应用非常重要。2018年,华东师范大学的 LUO D 等获得了平均功率为 109 W、宽度为 42 fs 的脉冲,脉冲能量为 0.44  $\mu\text{J}$ <sup>[37]</sup>。

## 2.2 基于圆偏振的 PCMA 光纤放大系统

在 1  $\mu\text{m}$  波段,受自聚焦效应限制石英光纤的自聚焦阈值为 4 MW。由于 PCMA 系统的放大脉冲宽度约在 1 ps 量级,所以目前报道的 PCMA 系统输出的单脉冲能量均未达到 4  $\mu\text{J}$ ,甚至尚未超过 2  $\mu\text{J}$ 。为进一步提高 PCMA 系统的输出能量,本课题组提出放大圆偏振脉冲的思路以增加输出脉冲能量。具体做法是在进入放大级之前将线偏振的种子光利用 1/4 波片旋转为圆偏振光,圆偏振脉冲在主放大级完成功率放大后通过第二个 1/4 波片将圆偏振脉冲又转回高偏振消光比的线偏振状态。线偏振脉冲的非线性折射率  $n_{2,L}$  和圆偏振脉冲的  $n_{2,C}$  相同,具体表达式为

$$\begin{cases} n_{2,L} = \frac{3}{4} \frac{\text{Re}(\chi_{xxxx}^{(3)})}{\epsilon_0 \cdot c \cdot n_0^2} \\ n_{2,C} = \frac{1}{2} \frac{\text{Re}(\chi_{xxxx}^{(3)})}{\epsilon_0 \cdot c \cdot n_0^2} \end{cases}$$

式中,  $n_0$  为石英光纤的线性折射率,  $\chi_{xxxx}^{(3)}$  为三阶非线性极化率张量,  $\epsilon_0$  为真空介电常数,  $c$  为真空光速。可以看出,线偏振脉冲在光纤中的非线性折射率  $n_{2,L}$  是圆偏振脉冲非线性折射率  $n_{2,C}$  的 1.5 倍,因此,圆偏振脉冲在

光纤中放大时经历的非线性更弱,有利于提高放大后的脉冲能量。

基于上述原理,ZHANG Y等开展了高功率圆偏振脉冲PCMA实验,装置实物如图5所示<sup>[38]</sup>。利用实验室自行搭建的中心波长1 036 nm飞秒激光前端作为PCMA的信号脉冲源,此信号源可产生重复频率为50 MHz的超短脉冲,最高平均功率可至5 W。上述信号源产生的信号激光从图5左侧进入后注入进透射光栅对组成的预啁啾管理单元进行预啁啾调控。然后经隔离器及反射镜后注入芯径为85  $\mu\text{m}$ ,长度为0.8 m的棒状光纤中进行功率放大。在棒状光纤前设置有一块1/4波片用以将线偏振脉冲转变为圆偏振脉冲,在棒状光纤之后设置另一块1/4波片用以将圆偏振脉冲再转变为线偏振脉冲。图5右侧为976 nm锁波长高功率泵浦激光,其通过一对平凸透镜将泵浦光束注入进棒状光纤包层之中为增益光纤提供能量。

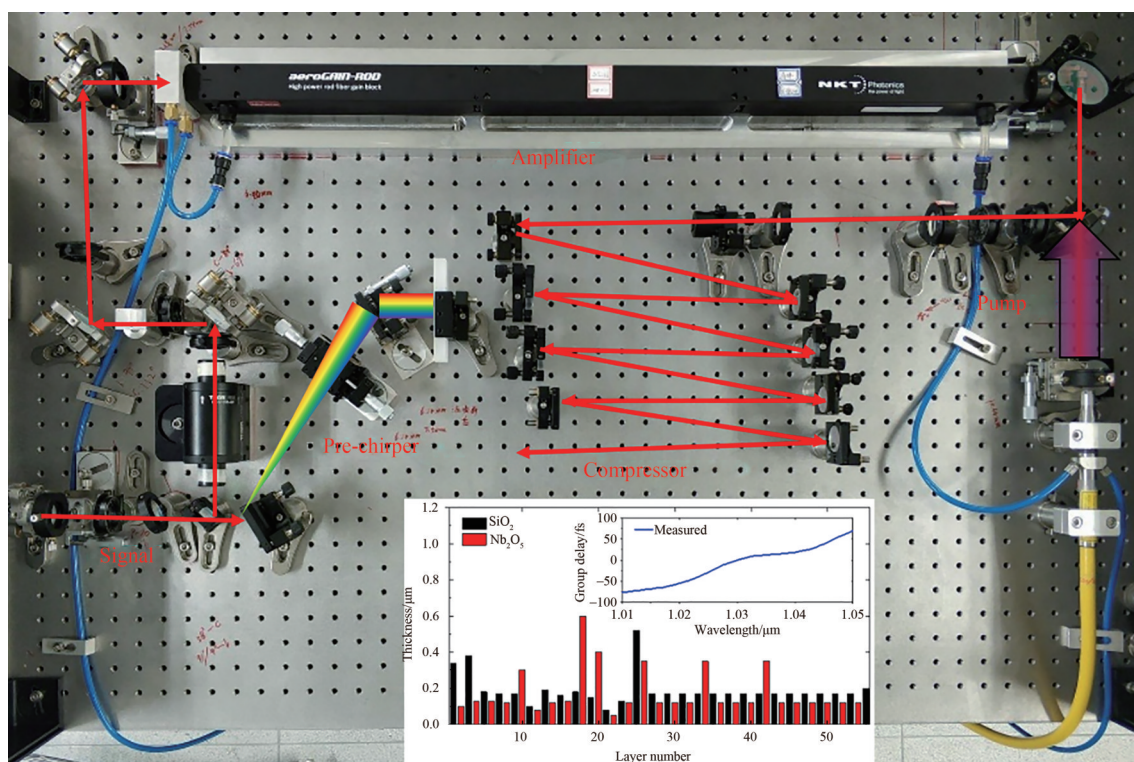


图5 圆偏振脉冲预啁啾管理光纤放大系统实物  
Fig. 5 Photo of circularly polarized pulse PCMA system

与CPA光纤放大系统类似,非线性光纤放大系统往往采用衍射光栅对压缩放大后的脉冲<sup>[39-42]</sup>。但是受限于光栅衍射效率,利用透射光栅进行脉冲行压缩的过程中一般会引入约20%的压缩损耗。此外,光栅对压缩器在光路调校过程中很容易产生空间啁啾,使得输出光束质量下降。由于PCMA放大级的脉冲宽度一般在1 ps左右,因此完全可以使用高色散的啁啾镜进行高效率的脉冲压缩。图5中部为实验中使用的具有高色散量啁啾镜压缩器,由德国汉堡大学的KAERTNER F教授课题组设计,用以将高功率脉冲高效率的时域压缩。图5中的插图表示上述啁啾镜的膜层结构和色散曲线,该啁啾镜每一次反射能够提供高达 $-2\ 000\ \text{fs}^2$ 的色散,同时单次反射率超过99%。

图6是为了证实圆偏振脉冲相比于线偏振脉冲做种子源的情况下,PCMA系统可将脉冲能量提高1.5倍而做的验证实验结果。红色曲线代表放大线偏振脉冲的情形,蓝色曲线代表放大圆偏振脉冲的情况。图6(a)表示输出光谱曲线,图6(b)表示压缩脉冲自相关曲线。无论是输出光谱还是压缩脉冲自相关,线偏振和圆偏振的曲线重合度都很高,说明圆偏振脉冲做种子源的PCMA系统确实使放大系统的脉冲能量提高了1.5倍。

图7是利用3.2 W圆偏振种子脉冲做为信号光,在掺镱大模场面积光子晶体棒状光纤中将平均功率放大至103.4 W时,利用不同片数啁啾镜压缩后得到的脉冲自相关曲线。插图I~IV中的蓝色曲线为实测数据,红色曲线对应变换极限脉冲自相关。可以看出,使用6片啁啾镜时对应的压缩脉冲效果最好,此时脉冲宽度为47 fs,压缩后平均功率为101.2 W,对应压缩效率高达98%。插图V是在此功率下的输出光斑图像,

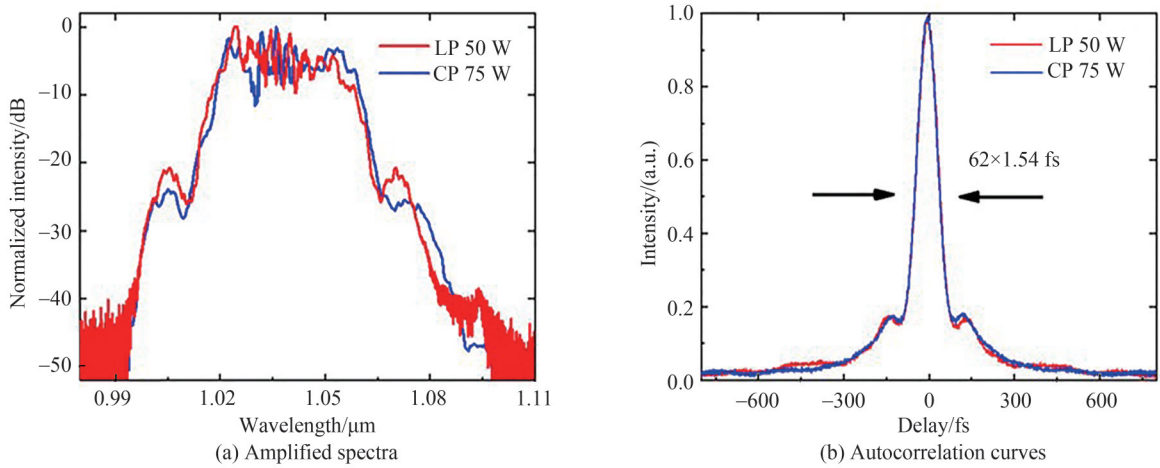


图6 圆偏及线偏脉冲预啁啾管理放大的实验结果<sup>[38]</sup>

Fig. 6 Experimental results of the PCMA for circularly and linearly polarized pulses<sup>[38]</sup>

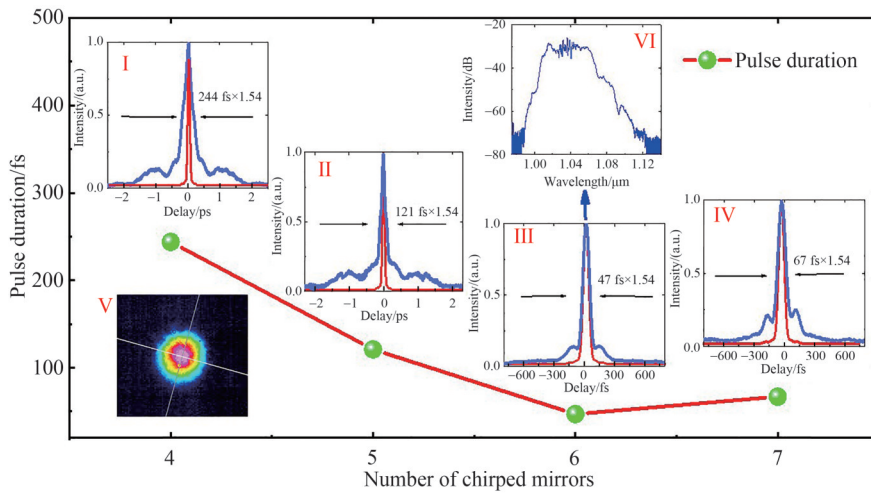


图7 103.4 W 输出下啁啾镜压缩获得的脉冲<sup>[38]</sup>

Fig. 7 Compressed pulses by chirped mirrors at 103.4 W output<sup>[38]</sup>

插图 VI 为对应的光谱。放大输出光谱相比于信号脉冲光谱发生了明显的展宽,光谱覆盖从 990 nm 到 1 120 nm 附近。值得一提的是,此时放大后的脉冲被转换回线偏振状态,偏振消光比超过 15 dB。该工作首次实现在超快光纤放大系统中利用啁啾镜压缩放大后脉冲,为将来实现 1 000 W 级飞秒光源提供了高效率的脉冲压缩方案。

### 2.3 双通 PCMA 光纤系统

通常在 PCMA 系统中主放大级对信号功率要求较高,一般要求 2 W 以上平均功率和几十 nJ 的脉冲能量<sup>[40, 41, 43, 44]</sup>。因此,PCMA 系统的前级信号光基本上都是由一套完整的 CPA 系统构成,需要对脉冲做充分展宽后再放大以获得瓦级的超短脉冲,结构上较为复杂。2021 年 ZHANG Y 等提出基于高增益双通放大的预啁啾管理放大(Double-pass PCMA, DP-PCMA)技术<sup>[45]</sup>。该技术弱化了 PCMA 技术中对信号功率的依赖程度,使得振荡器级别的数十毫瓦弱小信号仅通过结构紧凑的一级放大器即可获得百瓦量级的超短脉冲输出成为现实。该技术大大简化了 PCMA 技术的结构复杂程度,有利于实用化推广。

DP-PCMA 实验装置如图 8 所示。为了研究不同信号功率的放大特性,振荡器后续接了一级单模光纤预放大级,可输出平均功率在百毫瓦以内可调的 43 MHz 飞秒脉冲序列。此弱信号光先经过偏振分束器及旋光器等器件,然后以水平偏振注入棒状光纤进行第一通放大。第一通放大后的脉冲由后面的旋光器和反射镜提供反馈并旋转脉冲偏振态至竖直方向,然后重新注入棒状光纤进行第二通放大。预啁啾光栅对放置在两通放大之间,双通放大后的输出光分为主输出和次输出,绝大部分激光从主输出口输出并被光栅对压缩。

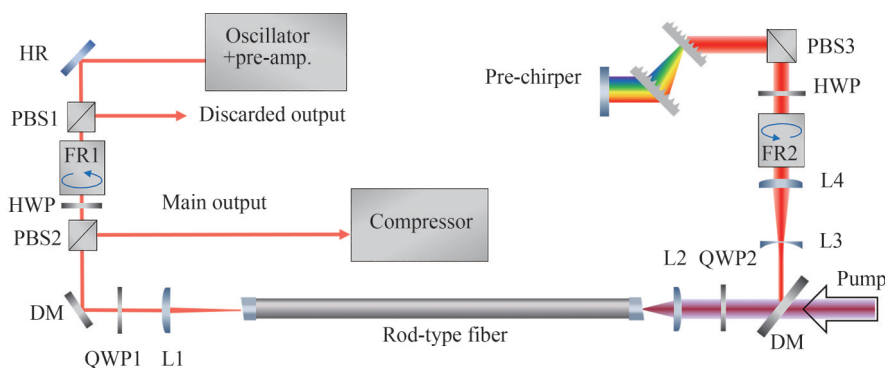
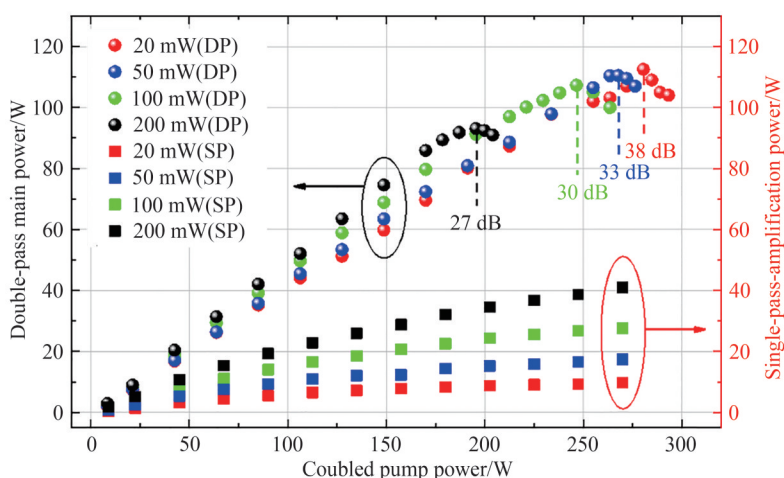


图8 DP-PCMA 实验装置

Fig. 8 Experimental setup of DP-PCMA

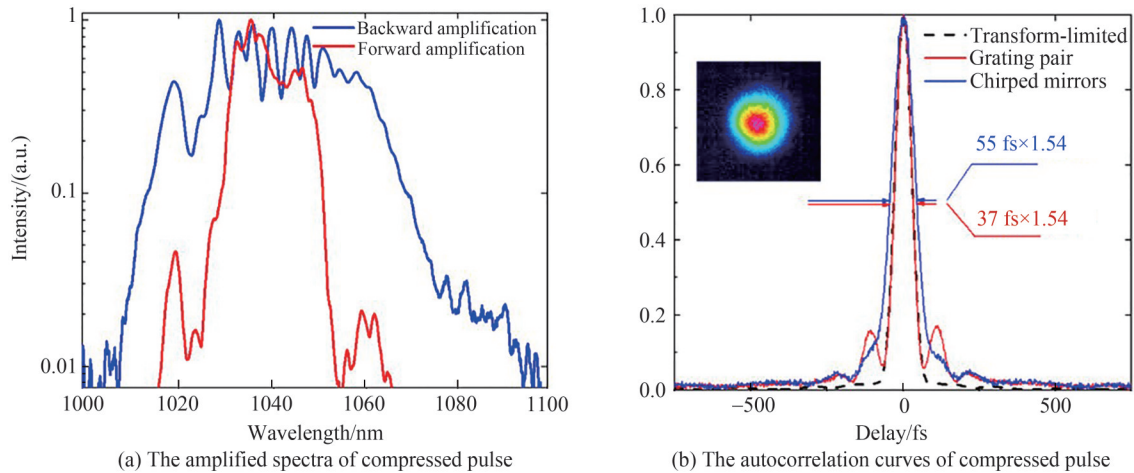
图9中的方框和圆圈分别表示单通放大与双通放大的系统总增益<sup>[45]</sup>。可以看出双通结构下的系统放大增益要远高于单通放大。双通放大情况下系统所能得到的最大增益与信号功率密切相关,种子功率越小越有利于获得更高的系统总增益。利用平均功率为20 mW的脉冲做种子源,可以得到了最高38 dB的增益,对应放大后平均功率为113 W。受静态模式退化限制,系统主输出端口功率存在一个最大值,一旦超过这一阈值之后主输出功率会出现显著下降。

图9 放大系统输出功率性能对比<sup>[45]</sup>Fig. 9 Comparison of output power performance of amplification system<sup>[45]</sup>

通过优化系统预啾啾量,在负啾啾情况时得到了高功率输出下脉冲压缩质量较好的结果。图10(a)为系统第一通放大后的光谱(红色曲线)和第二通放大后的光谱(蓝色曲线),可以看出第二通放大光谱发生了明显展宽。图10(b)为系统输出102 W时分别利用光栅对和啾啾镜压缩得到的脉冲自相关曲线。蓝色曲线是利用6片啾啾镜得到的压缩结果,对应脉宽为55 fs,平均功率为100 W,对应压缩效率为98%。红色曲线表示利用光栅对压缩器得到的压缩脉冲自相关曲线,脉冲宽度为37 fs。光栅对相比啾啾镜压缩损耗较大,所以压缩后平均功率为90 W。但光栅对具有色散连续调节优势,因此光栅对压缩后脉冲与变换极限脉冲更接近(黑色曲线)。图10(b)中插图展示了双通放大100 W平均功率下的输出光斑轮廓,可以看出光斑为高斯型基模分布<sup>[45]</sup>。

综上,本课题组将PCMA技术与双通放大技术相结合,利用双通放大的高增益特性,将振荡器输出的数十毫瓦弱小信号直接放大到百瓦量级,大大简化了实验装置,并通过优化装置参数,在负啾啾下得到了兼具高平均功率和极短脉宽的结果。此研究成果不仅揭示了双通预啾啾管理放大系统中非线性相移量影响功率输出的本质特性,而且提供了一种结构紧凑、具有高增益的超快光纤激光系统建造方法<sup>[45]</sup>。



图10 负预啁啾所优化的输出脉冲<sup>[45]</sup>Fig. 10 Output pulse optimized by negative pre-chirp<sup>[45]</sup>

### 3 增益管理非线性放大

以上提到的抛物线脉冲放大和PCMA技术可以在放大过程中利用非线性效应,将放大的脉冲直接压缩到100 fs以下。虽然此类方法可以产生低于100 fs的脉冲,但也有自身的局限性。抛物线脉冲放大在较高的能量下,光谱会超出增益带宽,从而降低压缩脉冲的质量。PCMA可以解决这个问题,并能获得能量高达微焦和脉宽短至24 fs的脉冲,但是实现最佳性能通常需要精心调节种子脉冲的预啁啾。最近美国康奈尔大学WISE F课题组提出增益管理非线性放大技术:采用较长的掺Yb光纤,通过优化泵浦强度和掺Yb光纤的长度来控制光纤中粒子数反转的程度,从而优化光纤放大的增益谱,并且在与非线性光谱展宽的共同作用下,产生能够被光栅对压缩的高质量飞秒脉冲。详尽的数值仿真和实验表明,增益管理放大系统中存在吸引子,因此能够容忍输入脉冲的参数在大范围内变化,有望大大简化系统<sup>[46]</sup>。

增益管理放大机制的主要特征如图11。信号和增益的相互作用会在长的、高掺杂的光纤中增强,增益谱随着泵浦和信号的不同分量被吸收和重新发射而动态演化。进一步随着非线性光谱展宽,展宽光谱会平衡增益谱的动态变化,这种平衡表现为光谱蓝色部分的吸收和红色部分的放大。最终可实现远超出增益带宽的极端光谱展宽,同时产生可以压缩到接近变换极限的脉冲。

2019年,WISE F课题组在实验中证明了增益管理放大,并在5 m长、纤芯直径为5  $\mu\text{m}$ 的高掺杂双包层掺Yb光纤中实现了107 nJ, 42 fs的脉冲输出(图12)<sup>[46]</sup>。同年,德国汉诺威大学的REGEN P等基于增益管理放大技术在长度为3 m、纤芯直径为20  $\mu\text{m}$ 的增益光纤中获得了脉冲能量为1  $\mu\text{J}$ 的52 fs脉冲<sup>[47]</sup>。2020年,WISE F课题组为了获得更高的脉冲能量,利用纤芯直径为30  $\mu\text{m}$ 模场更大的增益光纤继续深入研究,得到了脉冲能量为1.2  $\mu\text{J}$ 、脉冲宽度小于40 fs的超短脉冲输出<sup>[48]</sup>。2022年,该课题组进一步将增益管理放大技术应用于光学参量啁啾脉冲放大(Optical Parametric Chirped-pulse Amplification, OPCPA)技术中,以增益管理放大光纤激光作为前端,使用OPCPA技术同时产生了900 nm、1 050 nm和1 270 nm的超短脉冲,其中900 nm的信号光可压缩至71 fs,脉冲能量为26 nJ;1 270 nm的闲频光可压缩至63 fs,脉冲能量为20 nJ;输出的1 050 nm的泵浦光可压缩至26 fs<sup>[49]</sup>。

2022年,TOMASZEWSKA-ROLLA D等对比研究了基于两种不同重复频率种子源的增益管理放大器。来自两个不同种子源的放大脉冲的光谱均能超过传统掺Yb光纤的增益窗口,最宽可达1 100 nm。对于重复频率为30 MHz的种子源,获得了脉宽为33 fs、脉冲能量为80.5 nJ和峰值功率为2.29 MW的脉冲;对于重复频率为125 MHz的种子源,获得了51 fs、22.8 nJ、420 kW的脉冲。同时该实验还首次测量了增益管理放大器的噪声特性<sup>[50]</sup>。

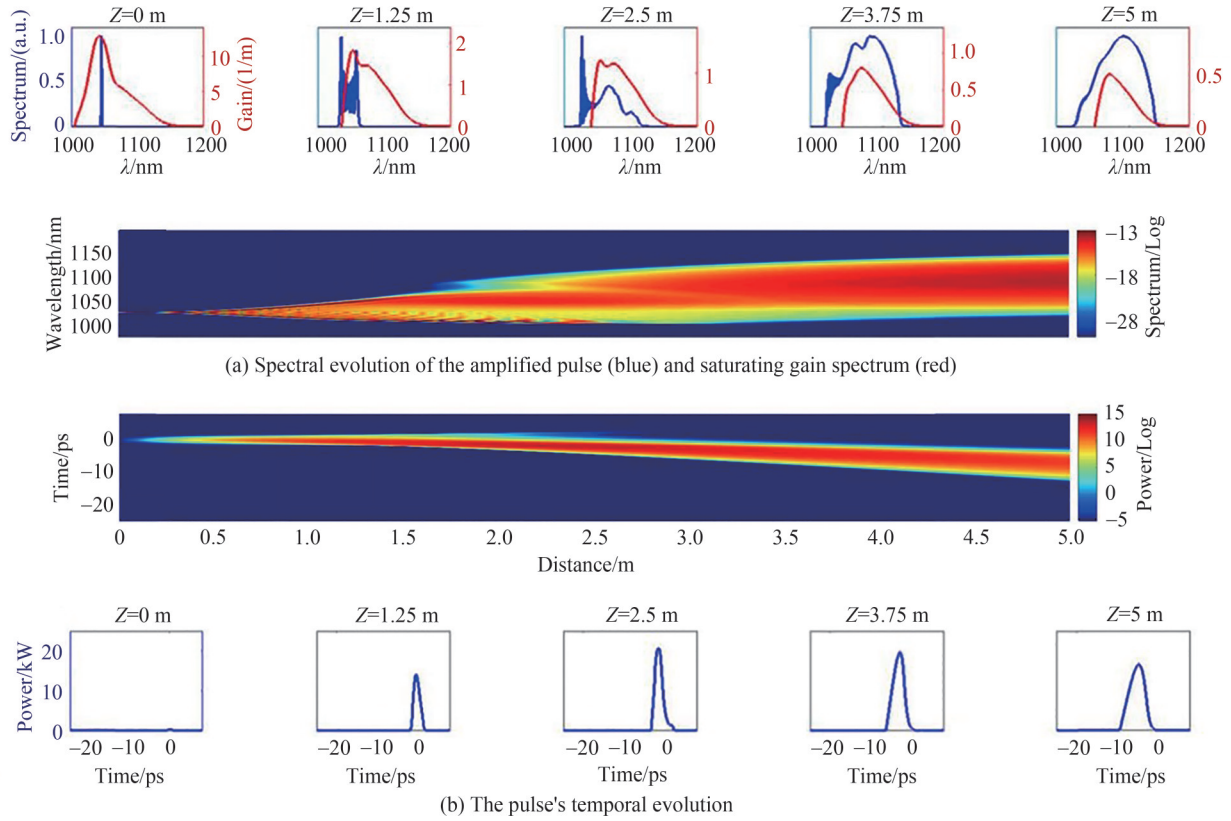


图 11 模拟掺镱光纤中的脉冲演化<sup>[46]</sup>  
 Fig. 11 Simulated pulse evolution in Yb-doped fiber<sup>[46]</sup>

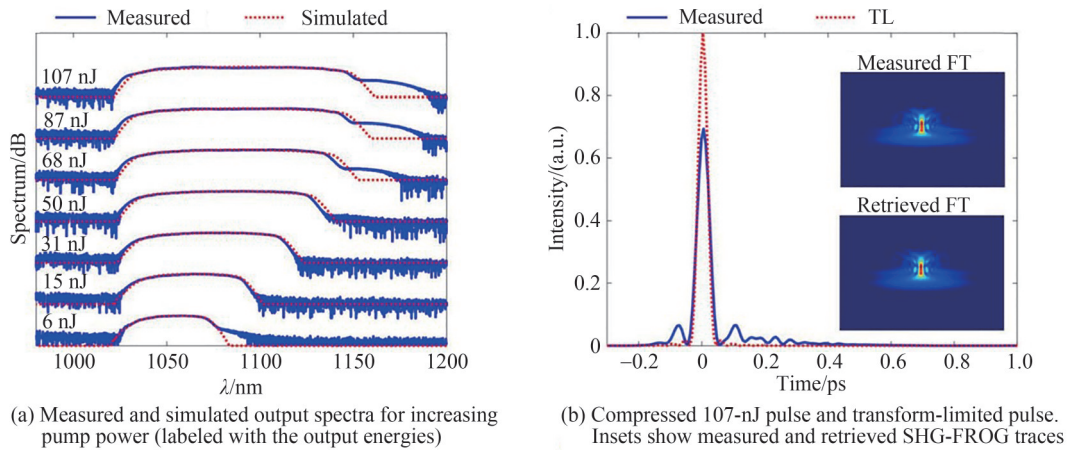


图 12 增益管理放大器的实验结果<sup>[46]</sup>  
 Fig. 12 Experimental demonstration of a gain managed amplifier<sup>[46]</sup>

### 4 非线性分脉冲放大

尽管非线性放大技术可以有效缩短输出脉冲的宽度,但其产生的脉冲能量远低于掺镱光纤 CPA 系统。图 13 总结了自相似抛物线脉冲放大、PCMA 和增益管理放大的典型实验结果。目前非线性掺镱光纤放大器所能产生的最高能量为  $2 \mu\text{J}$ <sup>[51]</sup>,而进一步提高能量会受到自聚焦阈值的限制。为了突破自聚焦效应对脉冲能量的约束,可以将分脉冲放大(Divided-Pulse Amplification, DPA)与非线性放大结合在一起。DPA 是一种常用的相干合成技术:在放大前,通过将初始脉冲等分为时域上彼此分离的若干子脉冲以降低脉冲在放大过程中的峰值功率;这些子脉冲在经过放大之后重新合成为一个脉冲,从而在避免自聚焦效应的同时大幅度增加了脉冲能量。

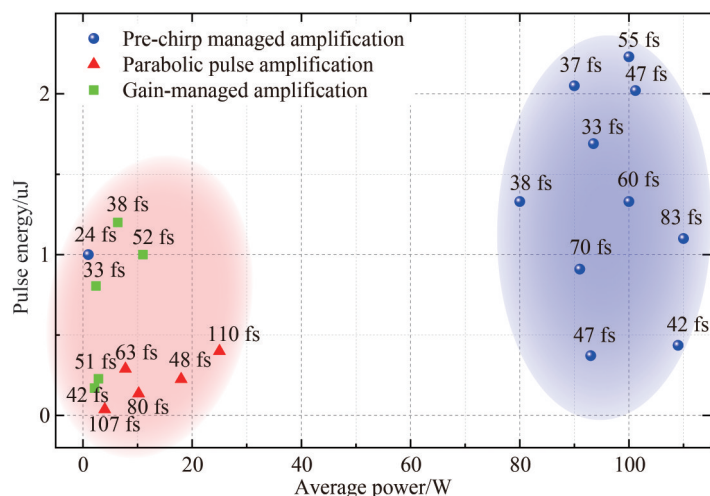
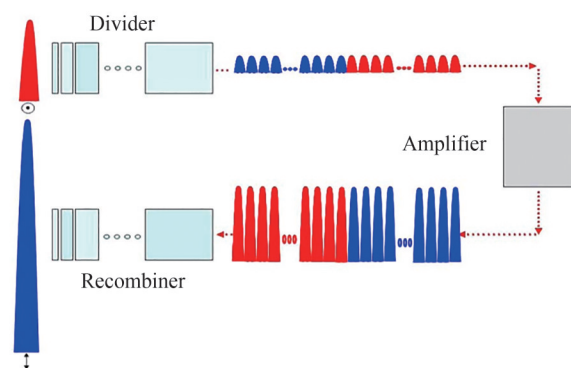


图 13 不同非线性光纤放大技术所获得的平均功率、脉冲能量以及脉冲宽度

Fig. 13 Average power, pulse energy and pulse width obtained by different nonlinear fiber amplification techniques

基于不同的脉冲分割与合成方法, DPA 系统的设计主要分为两种: 基于双折射晶体的被动 DPA 系统和基于空间分束器件的主动 DPA 系统。基于双折射晶体的被动 DPA 系统如图 14 所示。在这种方案中, 通过前置半波片或旋转双折射晶体将入射脉冲的偏振态与双折射晶体的光轴调至夹角  $45^\circ$ 。由于光在晶体快慢轴上的传播速度不同, 脉冲在两轴上的分量会在时间上错开, 从而形成两个子脉冲。当这两个脉冲通过第二个偏振态与光轴夹角  $45^\circ$  的双折射晶体后, 每个子脉冲又被分为两个新的子脉冲。基于此原理, 使用  $N$  个长度依次翻倍的双折射晶体所构成的脉冲分割器 (Pulse divider), 就能得到  $2^N$  个子脉冲。这些子脉冲在放大后逆向经过由同样的双折射晶体序列构成的脉冲合成器 (Pulse recombiner) 从而合成一个脉冲。2007 年, 美国康奈尔大学的 WISE F 课题组首次在掺镱光纤放大器中引入分脉冲放大技术, 用于放大窄光谱皮秒脉冲, 利用三块钽酸钷双折射晶体作为脉冲分割器和合成器实现了 8 个子脉冲的 DPA<sup>[52]</sup>。随后在 2012 年, 该课题组进一步完成了基于 32 个子脉冲的掺镱光纤 DPA, 对 2.2 ps 的脉冲进行了放大, 脉冲能量为 2.5  $\mu\text{J}$ , 峰值功率超过 1 MW<sup>[53]</sup>。在基于双折射晶体的 DPA 方案中, 子脉冲在空间上始终共线传输, 因此并不需要额外的反馈控制系统来保证光纤放大系统的长期稳定工作。

图 14 基于双折射晶体的被动分脉冲放大示意图<sup>[52]</sup>Fig. 14 Schematic of the passive DPA based on birefringent plates<sup>[52]</sup>

基于空间分束器件的主动 DPA 系统, 一般为延迟线 (Delay lines) 结构, 通过半波片和偏振分束器 (Polarization Beam Splitter, PBS) 将入射脉冲分为强度相等的且偏振正交的两束光, 并对两束光引入不等的光程, 再利用 PBS 合成为一束, 由此分割出时间上互相延迟的两个脉冲。该方案的优点是能够在子脉冲之间引入超过 1 ns 的延时, 因此能够与前述的 CPA 方案兼容, 被广泛应用于高能量掺镱光纤 CPA 系统中<sup>[54]</sup>。但是由于该方案需要将子脉冲在空间上多次分束、合束, 因而对环境噪声非常敏感, 必须采用多路反馈控制系统才能确保光纤放大系统的长期稳定性。

由于在非线性光纤放大过程中,脉冲宽度在皮秒量级,双折射晶体足够作为脉冲的分割器与复合器,因此基于双折射晶体的被动DPA方案更适合与非线性放大相结合,从而避免在空间上分裂光束,能构建更为简单的系统。国内外已有少数课题组对分脉冲非线性放大进行了初步探索。2012年,法国国家科学研究中心的GEORGES P课题组利用钽酸钇晶体作为脉冲分割器和合成器,在掺镱光纤系统中实现了基于4个子脉冲的抛物线脉冲放大,获得了能量为 $3.1 \mu\text{J}$ 的50 fs脉冲,峰值功率达52 MW<sup>[55]</sup>。2015年,华东师范大学的曾和平教授团队在掺铒光纤系统中实现了分脉冲非线性放大,获得了中心波长在 $1.56 \mu\text{m}$ 的122 fs脉冲,脉冲能量为7.5 nJ;该课题组在2016年将脉冲能量提高至20.3 nJ<sup>[56-58]</sup>。

理想情况下,基于 $N$ 个双折射晶体的分脉冲放大系统,应能将原本非线性放大的能量上限直接拓展 $2^N$ 倍。然而,实际合成的输出脉冲能量总是会低于所有放大子脉冲的总能量,此两者的比值定义为合成效率。合成效率是表征分脉冲放大系统合成效果的重要指标,而非线性分脉冲放大的合成效率受多种物理因素的共同影响,其中脉冲分割器中的双折射晶体厚度起着最为关键的作用。当入射脉冲经过一片双折射晶体时,在晶体快轴上传输的子脉冲与在慢轴上传输的子脉冲具有不同的群速度,偏振方向彼此正交的子脉冲才能够产生不同的群延时(Group-delay, GD),进而在时间上彼此分离。如果晶体太薄,子脉冲在时间上未能被完全分开,在后续的掺镱光纤中进行非线性放大时,其前后沿互相重合的部分就会引起强烈的交叉相位调制,致使各子脉冲的重合部分积累复杂的非线性相位,这部分相位难以被脉冲复合器的双折射晶体补偿,不仅极大地降低了子脉冲的合成效率,而且严重恶化了压缩后的脉冲质量,使脉冲宽度远远宽于对应的变换极限脉冲。因此,在掺镱光纤中进行非线性放大时,为了避免相邻子脉冲重合引起的交叉互相位调制效应,选择晶体厚度的一般性指导原则是保证相邻子脉冲之间的时间延时至少是子脉冲宽度的3倍。然而,这并不代表晶体厚度可以无限制地增加。双折射晶体的快轴和慢轴不仅能给予子脉冲不同的群延迟,同时也带来了不同的群延时色散(Group-delay Dispersion, GDD)。以最为常用的 $90^\circ$ 切向的钽酸钇晶体为例:当中心波长为 $1.03 \mu\text{m}$ 的线偏振脉冲经过1 mm厚度的该晶体时,如果其偏振方向与晶体的慢轴方向夹角为 $45^\circ$ ,输入脉冲将被分为两个偏振方向垂直的子脉冲,二者之间的群延时为748 fs;同时,快轴和慢轴上的子脉冲分别经历 $201 \text{ fs}^2$ 和 $293 \text{ fs}^2$ 的群延时色散。因此,如果晶体过厚,不同偏振态的子脉冲间会积累过大的GDD差异,使各子脉冲间具有不同的脉冲宽度和峰值功率,从而在后续非线性放大过程中积累不同的非线性相移和时域啁啾,这同样会降低合成效率并恶化脉冲压缩质量。以基于钽酸钇晶体的预啁啾管理分脉冲放大(Pre-chirp Managed Divided-Pulse Amplification, PCM-DPA)系统为例,图15显示了不同晶体厚度和分脉冲数量下的合成效率<sup>[59]</sup>。显然,随着晶体由薄及厚,合成效率首先会因为子脉冲在时间上的间隔逐渐拉开而迅速上升,然后因GDD差的逐渐显著而下降。值得注意的是,在此基础上分脉冲数量对合成效率的影响是巨大的。分脉冲数量越多,意味着所需的双折射晶体数量越多,总体厚度自然随之增加,GDD差异所引发的效应也愈加严重,因而合成效率大幅下滑,这会限制实际可以采用的分脉冲数量。当前的实验结果中,可实现的分脉冲数量均限于个位数,非线性分脉冲放大技术的输出脉冲能量难以进一步提高。

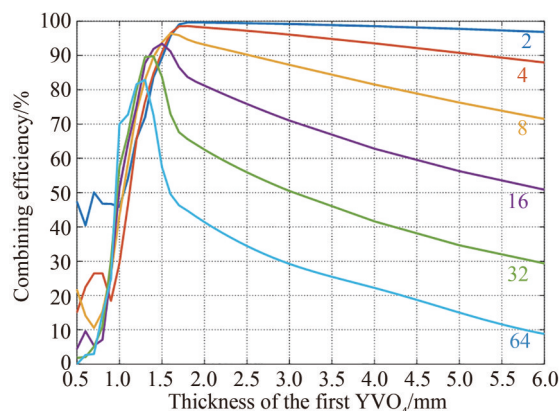


图15 PCM-DPA系统合成效率与不同分脉冲数量及第一片钽酸钇晶体厚度的关系<sup>[59]</sup>

Fig. 15 Combining efficiency versus thickness of the first YVO4 for different number of replicas in PCM-DPA system<sup>[59]</sup>

综上所述,受时间重叠和GDD差异两大因素的影响,目前已有的分脉冲非线性放大方案存在合成路数少、合成效率低等缺陷,导致所产生的脉冲能量最高仅有 $3.1 \mu\text{J}^{[55]}$ 。为解决这一制约飞秒脉冲能量的技术瓶颈,CHEN R等于2021年提出复合双折射晶体的概念<sup>[59]</sup>:将两种不同材料的双折射晶体以一定厚度比进行拼接,能在确保分开输入脉冲的同时将子脉冲所经历的GDD差减少两个数量级。以钽酸钷晶体( $\text{YVO}_4$ )和偏硼酸钡晶体( $\alpha\text{-BBO}$ )为例,如图16(a)所示,在波长为 $1.04 \mu\text{m}$ 时,1 mm厚的 $\text{YVO}_4$ 能给予脉冲带来748 fs的GD差异和 $91.2 \text{ fs}^2$ 的GDD差异(图中蓝线),而脉冲经过1 mm厚的 $\alpha\text{-BBO}$ 则会产生的464 fs的GD差异和 $21.5 \text{ fs}^2$ 的GDD差异(图中红线)。通过将此二者沿光轴同一方向对齐,拼接成复合晶体,且将其中 $\alpha\text{-BBO}$ 的晶体厚度设置为 $\text{YVO}_4$ 的四倍,其带来的GDD差异就会被相互补偿。对于这种复合晶体,1 mm的厚度可提供221.6 fs的GD差异,而GDD差异在 $1.04 \mu\text{m}$ 的波长处则仅为 $1.04 \text{ fs}^2$ ,在整个 $0.98\sim 1.1 \mu\text{m}$ 的波长范围内也能保持在 $2 \text{ fs}^2$ 以下(图中黑线)。通过采用这种复合双折射晶体作为脉冲的分割器和复合器,能最小化引入GDD差异,确保分割后的子脉冲拥有相同的脉冲宽度和峰值功率,从而获得近乎完美的合成效率。

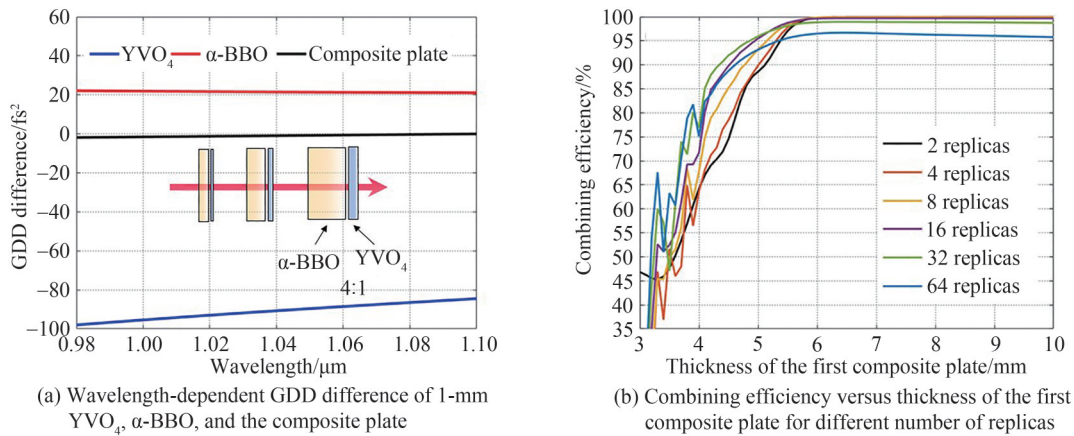


图16 基于复合双折射晶体的PCM-DPA系统模拟结果

Fig. 16 Simulated results of the PCM-DPA system based on composite birefringent plates

以PCM-DPA系统为例,图16(b)绘制了采用复合双折射晶体的PCM-DPA系统的合成效率与不同晶体厚度和分脉冲数量的函数关系。如图所示,相较于单材料双折射晶体的PCM-DPA系统(图15),其合成效率被大幅优化。只要复合双折射晶体的厚度足够将子脉冲完全分开,合成效率便十分接近100%,且不会因晶体厚度和分脉冲数量的提高而大幅降低,即使在64个子脉冲的情况下,最终的合成效率依旧能保持在95%以上<sup>[59]</sup>。

图17表示64分脉冲的情况下,基于复合双折射晶体的PCM-DPA系统的输出脉冲在时间[图17(a)]和光谱[图17(b)]上的演化规律。图17(a)和(b)中的白色虚线对应第一片复合晶体厚度为6 mm的情况。当第一片复合晶体薄于6 mm时,子脉冲未被完全分开,其重合部分产生强烈的交叉相位调制导致输出的光谱和脉冲产生复杂结构,压缩脉冲质量较差。而当晶体厚度超过6 mm时,得益于复合双折射晶体几乎不引入GDD差,进一步增加厚度也不会改变输出的光谱和脉冲形状。图17(c)和(d)为第一片复合晶体厚度为6 mm时的输出光谱及其对应的压缩脉冲。此压缩脉冲的宽度仅有44 fs,而脉冲能量却达到了 $121 \mu\text{J}$ ,对应的峰值功率超过2 GW,高出传统PCMA方案所获得的峰值功率40倍,十分适合作为强场物理的研究工具<sup>[59]</sup>。

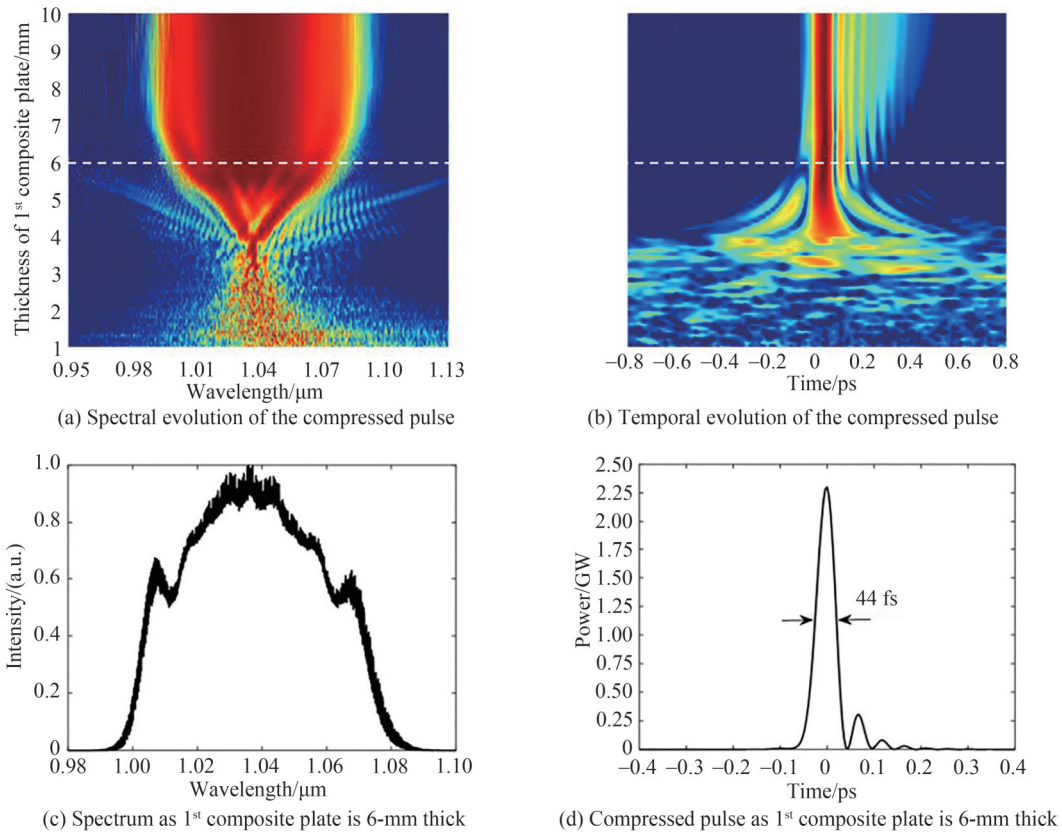


图 17 利用 64 个子脉冲的 PCM-DPA 的模拟结果  
Fig. 17 Simulated results of the PCM-DPA based on 64 replicas

## 5 总结与展望

在已有的实验结果中,无论是最短脉冲宽度、最高平均功率,还是最高脉冲能量,PCMA 都是这三种非线性光纤方案中的纪录保持者,基于 PCMA 的掺镱光纤系统已经可以较为容易地产生平均功率大于 100 W、脉冲宽度小于 50 fs 的高重复频率脉冲,最高脉冲能量为 2  $\mu\text{J}$ 。其对应的峰值功率可达到 50 MW 左右,能够满足绝大部分科研与工业应用的需求,但若涉及光与物质的极端相互作用研究,往往需要脉冲的峰值功率在 1 GW 以上,而这必须借助相干合成技术。本课题组通过详尽的数值仿真表明,使用复合双折射晶体的 PCM-DPA 技术具有出色的能量和峰值功率可扩展性。基于 32 个子脉冲、合成效率超过 90% 的掺镱光纤 PCM-DPA 有望产生平均功率大于 100 W、脉冲宽度小于 50 fs、能量超过 60  $\mu\text{J}$  的脉冲,脉冲的峰值功率超过 1 GW,比目前基于非线性放大方案所获得的最高峰值功率提高 20 倍以上。

限于篇幅,仅在文中讨论了非线性放大技术在掺镱光纤激光器中的应用。近年来,伴随着非线性频率转换技术的发展和红外晶体生长工艺的提高,工作在  $\sim 1.5 \mu\text{m}$  的掺镱光纤激光器和工作在  $\sim 2 \mu\text{m}$  的掺铥、掺钕光纤激光器逐渐成为了新的研究潮流,它们是获取长波中红外飞秒脉冲的基础。得益于中红外飞秒激光频率梳在特定环境下精准识别多种微量分子的能力,高能的中红外超快光源在大气遥感、疾病诊断、新型拓扑材料等众多科研领域的需求与日俱增。顺应这一趋势,非线性放大技术将更多地应用于  $\sim 1.5 \mu\text{m}$ 、 $\sim 2 \mu\text{m}$  乃至更长波段的超快激光放大器,以实现中红外飞秒激光的能量拓展。值得一提的是,自相似抛物线脉冲放大和增益管理非线性放大均要求正色散的增益光纤,因此不再适应  $1.5 \mu\text{m}$  及其以上的波段光纤激光器。唯有 PCMA 同时适用负色散增益光纤的放大。2018 年,德国耶拿大学的 HEUERMANN T 等在掺铥光纤放大器中采用了预啁啾管理方案,获得了中心波长在  $2 \mu\text{m}$  附近的 50 fs 脉冲,平均功率为 20 W,脉冲能量为 0.25  $\mu\text{J}$ <sup>[60]</sup>。

目前,无论对于何种波段,平均功率都是限制非线性光纤放大系统的关键参数。基于单根光纤的非线性放大系统的平均功率最高为 100 W 左右,对于强场物理方向的应用稍显乏力,而进一步突破平均功率的

瓶颈则离不开多路相干合成技术的发展。包含有 16 路 PCM-DPA 的掺镱光纤激光系统有望产生重复频率为 1 MHz、平均功率超过 1 kW、脉冲能量为 1 mJ 左右、宽度小于 50 fs 的脉冲。这种千瓦级高重复频率、高能量飞秒激光十分适合作为高通量高次谐波产生的驱动源,在基础科学、激光加工等领域中均具有潜在的应用价值。非线性放大技术与相干合成技术的结合,必将拓展和开辟一系列崭新的科研领域。

**致谢** 感谢滕浩、于洋、杨佩龙对本文中工作所做出的贡献。

#### 参考文献

- [1] CHANG G, WEI Z. Ultrafast fiber lasers: an expanding versatile toolbox[J]. *Iscience*, 2020, 23(5): 101101.
- [2] STRICKLAND D, MOUROU G. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. *Optics Communications*, 1985, 55(6): 447-449.
- [3] STOCK M, GALVANAUSKAS A, FERMAN M, et al. Generation of high-power femtosecond optical pulses by chirped pulse amplification in erbium doped fibers [C]. *Nonlinear Guided Wave Phenomena*, Optica Publishing Group, 1993, PD.5: 412-414.
- [4] GALVANAUSKAS A, CHO G, HARIHARAN A, et al. Generation of high-energy femtosecond pulses in multimode-core Yb-fiber chirped-pulse amplification systems[J]. *Optics letters*, 2001, 26(12): 935-937.
- [5] EIDAM T, ROTHHARDT J, STUTZKI F, et al. Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power [J]. *Optics Express*, 2011, 19(1): 255-260.
- [6] WAN P, YANG L M, LIU J. All fiber-based Yb-doped high energy, high power femtosecond fiber lasers[J]. *Optics Express*, 2013, 21(24): 29854-29859.
- [7] TAMURA K, NAKAZAWA M. Pulse compression by nonlinear pulse evolution with reduced optical wave breaking in erbium-doped fiber amplifiers [J]. *Optics Letters*, 1996, 21(1): 68-70.
- [8] FERMAN M E, KRUGLOV V, THOMSEN B, et al. Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers[J]. *Physical review letters*, 2000, 84(26): 6010.
- [9] KRUGLOV V, PEACOCK A, DUDLEY J, et al. Self-similar propagation of high-power parabolic pulses in optical fiber amplifiers[J]. *Optics Letters*, 2000, 25(24): 1753-1755.
- [10] BOSCOLO S, TURITSYN S K, NOVOKSHENOV V Y, et al. Self-similar parabolic optical solitary waves [J]. *Theoretical and Mathematical Physics*, 2002, 133(3): 1647-1656.
- [11] KRUGLOV V, PEACOCK A, HARVEY J D, et al. Self-similar propagation of parabolic pulses in normal-dispersion fiber amplifiers[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2002, 19(3): 461-469.
- [12] LIMPET J, SCHREIBER T, CLAUSNITZER T, et al. High-power femtosecond Yb-doped fiber amplifier [J]. *Optics Express*, 2002, 10(14): 628-638.
- [13] MALINOWSKI A, PIPER A, PRICE J H, et al. Ultrashort-pulse Yb 3+-fiber-based laser and amplifier system producing > 25-W average power[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(17): 2073-2075.
- [14] ZAOUTER Y, PAPADOPOULOS D N, HANNA M, et al. Third-order spectral phase compensation in parabolic pulse compression[J]. *Optics Express*, 2007, 15(15): 9372-9377.
- [15] PAPADOPOULOS D N, ZAOUTER Y, HANNA M, et al. Generation of 63 fs 4.1 MW peak power pulses from a parabolic fiber amplifier operated beyond the gain bandwidth limit[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(17): 2520-2522.
- [16] DENG Y, CHIEN C Y, FIDRIC B G, et al. Generation of sub-50 fs pulses from a high-power Yb-doped fiber amplifier [J]. *Optics Letters*, 2009, 34(22): 3469-3471.
- [17] NICHOLSON J W, YABLON A, WESTBROOK P, et al. High power, single mode, all-fiber source of femtosecond pulses at 1550 nm and its use in supercontinuum generation[J]. *Optics Express*, 2004, 12(13): 3025-3034.
- [18] OZEKI Y, TAKUSHIMA Y, AISO K, et al. Generation of 10 GHz similariton pulse trains from 1.2 km-long erbium-doped fibre amplifier for application to multi-wavelength pulse sources[J]. *Electronics Letters*, 2004, 40(18): 1103-1104.
- [19] OZEKI Y, TAKUSHIMA Y, AISO K, et al. High repetition-rate similariton generation in normal dispersion erbium-doped fiber amplifiers and its application to multi-wavelength light sources[J]. *IEICE Transactions on Electronics*, 2005, 88(5): 904-911.
- [20] FINOT C, MILLOT G, BILLET C, et al. Experimental generation of parabolic pulses via Raman amplification in optical fiber[J]. *Optics Express*, 2003, 11(13): 1547-1552.
- [21] ILDAY F, BUCKLEY J, CLARK W, et al. Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(21): 213902.
- [22] OKTEM B, ÜLGÜDÜR C, ILDAY F Ö. Soliton-similariton fibre laser[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(5): 307-311.
- [23] HIROOKA T, NAKAZAWA M. Parabolic pulse generation by use of a dispersion-decreasing fiber with normal group-velocity dispersion[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(5): 498-500.
- [24] FINOT C, BARVIAU B, MILLOT G, et al. Parabolic pulse generation with active or passive dispersion decreasing optical fibers[J]. *Optics Express*, 2007, 15(24): 15824-15835.

- [25] CHANG G, GALVANAUSKAS A, WINFUL H G, et al. Dependence of parabolic pulse amplification on stimulated Raman scattering and gain bandwidth[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(22): 2647-2649.
- [26] SOH D B, NILSSON J, GRUDININ A B. Efficient femtosecond pulse generation using a parabolic amplifier combined with a pulse compressor. I. Stimulated Raman-scattering effects[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2006, 23(1): 1-9.
- [27] SOH D B, NILSSON J, GRUDININ A B. Efficient femtosecond pulse generation using a parabolic amplifier combined with a pulse compressor. II. Finite gain-bandwidth effect[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2006, 23(1): 10-19.
- [28] ZAOUTER Y, PAPADOPOULOS D N, HANNA M, et al. Stretcher-free high energy nonlinear amplification of femtosecond pulses in rod-type fibers [J]. *Optics Letters*, 2008, 33(2): 107-109.
- [29] CHEN H W, LIM J, HUANG S W, et al. Optimization of femtosecond Yb-doped fiber amplifiers for high-quality pulse compression[J]. *Optics Express*, 2012, 20(27): 28672-28682.
- [30] LIM J, CHEN H W, CHANG G, et al. Frequency comb based on a narrowband Yb-fiber oscillator: pre-chirp management for self-referenced carrier envelope offset frequency stabilization[J]. *Optics Express*, 2013, 21(4): 4531-4538.
- [31] WANG S, LIU B, GU C, et al. Self-similar evolution in a short fiber amplifier through nonlinear pulse reshaping[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(3): 296-298.
- [32] ZHAO J, LI W, WANG C, et al. Pre-chirping management of a self-similar Yb-fiber amplifier towards 80 W average power with sub-40 fs pulse generation[J]. *Optics Express*, 2014, 22(26): 32214-32219.
- [33] LIU W, SCHIMPF D N, EIDAM T, et al. Pre-chirp managed nonlinear amplification in fibers delivering 100 W, 60 fs pulses[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(2): 151-154.
- [34] LIU Y, LI W, LUO D, et al. Generation of 33 fs 93.5 W average power pulses from a third-order dispersion managed self-similar fiber amplifier[J]. *Optics Express*, 2016, 24(10): 10939-10945.
- [35] HUANG L L, HU M L, FANG X H, et al. Generation of 110-W sub-100-fs pulses at 100 MHz by nonlinear amplification based on multicore photonic crystal fiber[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2016, 8(3): 1-7.
- [36] SONG H, LIU B, LI Y, et al. Practical 24-fs, 1- $\mu$ J, 1-MHz Yb-fiber laser amplification system [J]. *Optics Express*, 2017, 25(7): 7559-7566.
- [37] LUO D, LIU Y, GU C, et al. High-power Yb-fiber comb based on pre-chirped-management self-similar amplification [J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(6): 061106.
- [38] ZHANG Y, CHEN R, HUANG H, et al. High-power pre-chirp managed amplification of circularly polarized pulses using high-dispersion chirped mirrors as a compressor[J]. *OSA Continuum*, 2020, 3(7): 1988-1998.
- [39] LIU W, SCHIMPF D N, EIDAM T, et al. Pre-chirp managed nonlinear amplification in fibers delivering 100 W, 60 fs pulses [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(2): 151-154.
- [40] LIU Y, LI W, LUO D, et al. Generation of 33 fs 93.5 W average power pulses from a third-order dispersion managed self-similar fiber amplifier[J]. *Optics Express*, 2016, 24(10): 10939-10945.
- [41] LUO D, LI W, LIU Y, et al. High-power self-similar amplification seeded by a 1 GHz harmonically mode-locked Yb-fiber laser[J]. *Applied Physics Express*, 2016, 9(8): 082702.
- [42] LUO D, LIU Y, GU C, et al. High-power Yb-fiber comb based on pre-chirped-management self-similar amplification [J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(6): 061106.
- [43] LIU Y, WANG C, LUO D, et al. Generation of 70 fs broadband pulses in a hybrid nonlinear amplification system with mode-locked Yb:YAG ceramic oscillator[J]. *Journal of Optics*, 2017, 19(12): 125501.
- [44] ZHAO J, LI W, WANG C, et al. Pre-chirping management of a self-similar Yb-fiber amplifier towards 80 W average power with sub-40 fs pulse generation[J]. *Optics Express*, 2014, 22(26): 32214-32219.
- [45] ZHANG Y, WANG J, TENG H, et al. Double-pass pre-chirp managed amplification with high gain and high average power[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(13): 3115-3118.
- [46] SIDORENKO P, FU W, WISE F. Nonlinear ultrafast fiber amplifiers beyond the gain-narrowing limit [J]. *Optica*, 2019, 6(10): 1328-1333.
- [47] REPGEN P, WANDT D, MORGNER U, et al. Sub-50 fs,  $\mu$ J-level pulses from a Mamyshev oscillator - amplifier system[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(24): 5973-5976.
- [48] SIDORENKO P, WISE F. Generation of 1  $\mu$ J and 40 fs pulses from a large mode area gain-managed nonlinear amplifier[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(14): 4084-4087.
- [49] BUTTOLPH M L, SIDORENKO P, SCHAFFER C B, et al. Femtosecond optical parametric chirped-pulse amplification in birefringent step-index fiber[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(3): 545-548.
- [50] TOMASZEWSKA-ROLLA D, LINDBERG R, PASISKEVICIUS V, et al. A comparative study of an Yb-doped fiber gain-managed nonlinear amplifier seeded by femtosecond fiber lasers[J]. *Scientific Reports*, 2022, 12(1): 1-11.



- [51] ZHANG Y, CHEN R, HUANG H, et al. High-power pre-chirp managed amplification of circularly polarized pulses using high-dispersion chirped mirrors as a compressor[J]. *OSA Continuum*, 2020, 3(7): 1988–1998.
- [52] ZHOU S, WISE F W, OUZOUNOV D G. Divided-pulse amplification of ultrashort pulses[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(7): 871–873.
- [53] KONG L, ZHAO L, LEFRANCOIS S, et al. Generation of megawatt peak power picosecond pulses from a divided-pulse fiber amplifier[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(2): 253–255.
- [54] KIENEL M, KLENKE A, EIDAM T, et al. Energy scaling of femtosecond amplifiers using actively controlled divided-pulse amplification[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(4): 1049–1052.
- [55] 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.
- [56] HAO Q, ZHANG Q, SUN T, et al. Divided-pulse nonlinear amplification and simultaneous compression[J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 106(10): 101103.
- [57] HAO Q, WANG Y, LIU T, et al. Divided-pulse nonlinear amplification at 1.5  $\mu\text{m}$ [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2016, 8(5): 1–8.
- [58] WANG C, LI W, LI L, et al. Femtosecond Er-doped fiber laser based on divided-pulse nonlinear amplification [J]. *Journal of Optics*, 2016, 18(2): 025503.
- [59] CHEN R, CHANG G. 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.
- [60] HEUERMANN T, GAIDA C, GEBHARDT M, et al. Thulium-doped nonlinear fiber amplifier delivering 50 fs pulses at 20 W of average power[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(18): 4441–4444.

## Nonlinear Amplification Techniques for Ultrafast Fiber Lasers (Invited)

CHEN Runzhi<sup>1,3</sup>, XING Yuting<sup>1,3</sup>, ZHANG Yao<sup>1,2</sup>, WANG Dongliang<sup>1,3</sup>, WANG Junli<sup>2</sup>,  
WEI Zhiyi<sup>1,3,4</sup>, CHANG Guoqing<sup>1,3,4</sup>

(1 *Key Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

(2 *School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, China*)

(3 *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(4 *Songshan Lake Materials Laboratory, Dongguan, Guangdong 523808, China*)

**Abstract:** High-power and high-energy femtosecond fiber laser usually consists of a master oscillator followed by a power amplifier. Nonlinear effects are the main factor restricting the amplified pulse energy. Although traditional chirped pulse amplification can generate femtosecond pulses with an average power of  $\sim 1$  kW and a 1 mJ level pulse energy in a single large-mode-area Yb-doped fiber, the obtained pulse duration is limited to  $>200$  fs. However, various applications require modest pulse energy (1–100  $\mu\text{J}$ ) but a much shorter pulse duration ( $<60$  fs). Such applications include high-order harmonic generation based on cavity enhancement technology to generate extreme ultra-violet pulses, multi-beam driven high-speed nonlinear optical imaging, and wide-spectrum mid-infrared optical frequency comb based on intra-pulse difference frequency generation, etc. This review paper focus on nonlinear pulse amplification techniques in ultrafast fiber laser systems. In contrast to chirped pulse amplification that reduces the nonlinear phase shift by broadening the pulse, the nonlinear amplification techniques maintain the amplified pulse duration in picosecond level to accumulate large nonlinear phase shift, resulting in a substantial spectral broadening. The amplified spectrum is several times wider than the input spectrum. The amplified pulse develops a nearly linear chirp that can be compressed to  $<60$  fs in duration by a traditional grating pair. We describe the working principles and state of the art of four nonlinear fiber amplification technologies developed for Yb-doped fiber amplifiers: 1) self-similar parabolic pulse amplification, 2) pre-chirp managed amplification, 3) gain managed amplification, and 4) nonlinear divided-pulse amplification.

In the self-similar amplification technique, the amplified pulse asymptotically evolves into a linearly chirped parabolic similariton due to the interplay of positive dispersion, self-phase modulation and gain. Such amplified pulse with linear chirp can be readily compressed by Treacy-type grating pair. The typical gain-fiber length for a parabolic pulse amplifier is several meters to ensure that the initial pulse of any shape can asymptotically develop a parabolic similariton. However, such long active fibers accumulate excessive

nonlinear phase shift and leads to the onset of stimulated Raman scattering for  $\mu\text{J}$ -level amplified pulse energy. Finite gain bandwidth for a short active-fiber or strong nonlinear effects for a long active-fiber limit further energy scaling. To overcome this bottleneck, this paper proposed a pre-chirp managed amplification to deliver  $\mu\text{J}$ -level ultrafast pulses using short active-fibers without evolving into the self-similar regime. By finely pre-chirping the seeding pulse chirp prior to the nonlinear amplification, pre-chirp managed amplification can control the nonlinear phase shift to generate high-quality compressed pulse. Because the pre-chirp management adds one more degree of freedom, pre-chirp managed amplification has the potential to deliver energetic few-cycle pulses with a broader spectrum compared with parabolic pulse amplification. Recently proposed gain managed amplification technique allows generation of  $\mu\text{J}$ -level femtosecond pulses based on evolving gain spectrum in long active-fibers. By adjusting the pump power and the Yb-doped fiber length, the gain managed amplifier can control the population inversion to optimize the longitudinally evolving gain shaping, which provides sufficient nonlinear spectral broadening to generate high-quality compressed femtosecond pulses.

Although the above nonlinear amplification techniques contribute a much shorter pulse duration, the amplified pulse energy is much lower than that of an Yb-doped fiber chirped pulse amplification system. The highest pulse energy delivered by a nonlinear Yb-doped fiber amplifier is  $\sim 2 \mu\text{J}$  based on pre-chirp managed amplification seeded by circularly polarized pulses. Further energy scaling is prevented by the onset of self-focusing. Given that the amplified pulse duration is picosecond level, the maximum pulse energy is limited to several micro-joules. Fortunately, nonlinear divided-pulse amplification offers an efficient solution for the poor energy scalability: each pulse to be amplified is split into a sequence of identical replicas. These replicas are temporally separated to reduce the peak power during the amplification and are finally assembled into an intense pulse after the amplification. Thanks to the picosecond pulse duration in the nonlinear amplification, birefringent plates can be employed to divide and recombine the pulses. Divided-pulse nonlinear fiber amplifiers based on birefringent plates can avoid spatially splitting the optical beam and thus create a compact system without any active stabilization. However, using birefringent plates imposes considerable Group-Delay Dispersion (GDD) differences among pulse replicas. The coherent combining efficiency drops quickly due to the accumulated GDD difference, which prevents further energy scaling by increasing the number of pulse replicas. To mitigate this general limit involved in nonlinear divided-pulse amplification, we propose to use composite birefringent plates to minimize the GDD difference. As one of the nonlinear divided-pulse amplification schemes, our proposed PCM-DPA technology based on composite plates is expected to deliver  $>100 \mu\text{J}$ ,  $<50 \text{ fs}$  pulses with  $>100 \text{ W}$  average power and  $>1 \text{ GW}$  peak power. Furthermore, PCM-DPA combined with coherent beam combining may produce  $\sim 1 \text{ mJ}$ ,  $<50 \text{ fs}$  pulses with  $1 \text{ MHz}$  repetition rate and  $>1 \text{ kW}$  average power. Such kilowatt-level, high repetition rate and high-energy femtosecond laser sources hold great promise in various fields such as basic science, laser processing and national defense, and certainly open a series of new research fields.

**Key words:** Ultrafast fiber laser; Self-similar parabolic pulse amplification; Pre-chirp managed amplification; Gain-managed amplification; Pre-chirp managed divided-pulse amplification

**OCIS Codes:** 320.7090; 320.7140; 190.4370; 060.232