

doi: 10.11823/j.issn.1674-5795.2022.05.05

超短激光脉冲腔外光谱展宽与压缩技术

程起^{1,2}, 曹华保^{1,2}, 林华^{1,2}, 付玉喜^{1,2*}(1. 中国科学院西安光学精密机械研究所 阿秒科学与技术研究中心
瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 陕西 西安 710119; 2. 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要: 超短激光脉冲是超快光学和强场激光物理研究领域的重要驱动光源, 通常可以通过脉冲后压缩方法获得。本文详细介绍了超短脉冲后压缩的发展现状、原理和相关技术, 包括块状固体材料压缩、薄片组压缩、多通腔压缩、中空波导压缩以及光子晶体光纤压缩等。并通过对现有的脉冲后压缩技术进行总结, 为未来的研究与发展方向提供了理论指导。

关键词: 超快光学; 超短激光脉冲; 后压缩

中图分类号: TB96

文献标识码: A

文章编号: 1674-5795(2022)05-0038-13

Extra-cavity spectral broadening and compression of ultrashort laser pulses

CHENG Qi^{1,2}, CAO Huabao^{1,2}, LIN Hua^{1,2}, FU Yuxi^{1,2*}(1.State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Attosecond Science and Technology Research Center,
Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China;
2.University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: Ultrashort laser pulses are important driving light sources in the fields of ultrafast optics and high-field laser physics, and can usually be obtained by pulse post-compression methods. This paper introduces in details the development status, principles and related technologies of ultrashort pulses post-compression, including bulk solid material compression, flake group compression, multi-pass cavity compression, hollow waveguide compression, and photonic crystal fiber compression. By summarizing the existing pulse post-compression technology, theoretical guidance is provided for the future research and development direction.

Key words: ultrafast optics; ultrashort laser pulses; post-compression

0 引言

物质的宏观属性从根本上是由组成其结构的微观粒子的运动和相互作用规律决定的, 而在微观世界, 这些过程往往是超快的, 例如分子转动过程的时间尺度为皮秒 (10^{-12} s) 量级, 分子中原子振动过程则处于更快的飞秒 (10^{-15} s) 量级, 对超快过程的研究需要高时间分辨力的探测技术。

而近些年发展迅速的超短脉冲激光技术是不可缺少的有力工具, 因其具有超高的空间分辨能力, 可以为研究微观超快过程提供“闪光”。此外, 超短激光脉冲具有超高的强度, 也是创造极端强场条件和开展强场激光物理不可缺少的手段。

自美国科学家Maiman于1960年在休斯实验室发明出第一台激光器之后^[1], 如何获得具有更窄时间域宽度的激光脉冲成为了激光研究的重要方

收稿日期: 2022-10-04; 修回日期: 2022-10-19

基金项目: 陕西省自然科学基金基础研究计划资助项目(2019JCW-03); 国家自然科学基金重大研究计划(培育)(92050107); 西安市科技计划重大科研平台建设项目(202005YK01)

引用格式: 程起, 曹华保, 林华, 等. 超短激光脉冲腔外光谱展宽与压缩技术 [J]. 计测技术, 2022, 42 (5): 38-50.

Citation: CHENG Q, CAO H B, LIN H, et al. Extra-cavity spectral broadening and compression of ultrashort laser pulses [J]. Metrology and measurement technology, 2022, 42 (5): 38-50.



向。1962年, Mcclung与Hellwarth运用电驱动Q开关实现的调Q技术使得激光脉冲的时域脉宽达到了纳秒量级^[2]。之后激光脉冲的时域脉宽随着锁模等新技术的出现而不断减小^[3], 从皮秒量级达到了飞秒量级。现如今, 运用脉冲后压缩等技术, 可以实现少周期甚至单周期的激光脉冲^[4], 其时域脉宽仅有数个飞秒。少周期激光脉冲, 即在脉冲持续时间中仅仅包含几个振荡周期的脉冲, 是探索原子、分子或纳米结构中电子动力学的重要工具^[5], 并且有助于理解磁性的产生或分子内的电荷迁移等基本物理过程^[6-7], 而且也可以用于产生相对论电子束^[8], 并用于对加速电子的等离子体波进行成像等^[9]。

本文将重点介绍用于产生超短激光脉冲的后压缩技术, 分析各种技术的特点以及目前所取得的成果, 并对未来的发展方向进行总结和展望。

1 基本原理

物理学领域通常将强度分布中最大值的二分之一处的宽度定义为半高全宽。对应于激光脉冲, 可以用脉冲时域强度分布的半高全宽 Δt 表征脉冲的时域脉宽, 同理用脉冲频域强度分布的半高全宽 $\Delta\omega$ 表征脉冲的频域宽度。由于激光脉冲的时域与频域可以通过傅里叶变换进行转换, 依据傅里叶变换固有的变换特性可知时域与频域中的强度分布宽度的乘积不能取到任意小, 而是存在一个极小值。这类似于量子力学中粒子的位置与动量的乘积存在一个极小值, 即海森堡不确定性原理。在超快光学领域, 称为时间带宽积公式: $\Delta t \cdot \Delta\omega \geq \text{const}$ 。当公式取等号时称为傅里叶变换极限, 激光脉冲称为傅里叶变换极限脉冲, 即对于给定频谱范围而所能获得的具有最短时域脉宽的脉冲, 此时脉冲的频谱相位是不随频率变化的。因此, 要想获得超短激光脉冲, 首先需要脉冲的频谱具有足够的宽度, 其次需要脉冲的频谱相位保持恒定, 即满足变换极限的要求。对于大多数激光器来说, 由于增益介质的能级宽度有限, 其增益带宽大都无法支持获得超短的激光脉冲。解决此问题的方案有两种: 一种是直接寻找新的具有足够的增益带宽来直接产生超短激光脉冲的增益介质。如, 由施瓦茨光电公司的Moulton于1986

年发明的掺钛蓝宝石激光晶体是目前最合适的增益介质^[10], 其增益带宽可达650~1050 nm, 若各个纵模振荡的相位被锁定, 理论上甚至可以支持获得短至一个光学振荡周期的激光脉冲。1999年, 美国麻省理工学院的Morgner等人使用双啁啾镜以及CaF₂棱镜组合补偿掺钛蓝宝石激光振荡器的色散, 从而得到了时域脉宽为5.4 fs的激光脉冲, 其持续时间已经低于两个光学振荡周期^[11]。同年瑞士苏黎世联邦理工学院的Keller等人利用掺钛蓝宝石激光振荡器产生了短至4.8 fs的超短脉冲^[12]。但是要想利用激光振荡器直接获得更短时域脉宽的脉冲则是相当困难的。另一种解决方案是利用脉冲后压缩技术, 即先对激光脉冲进行腔外频谱展宽, 然后再将其频谱相位(色散)补偿压缩到只有几个振荡周期的持续时间。

后压缩技术包括两个关键的步骤: 频谱展宽以及色散补偿。其中, 频谱展宽通过激光脉冲与传输介质之间的非线性相互作用实现, 在此过程中, 激光脉冲发生非线性相移, 导致新的频谱分量出现, 频谱被展宽。之后通过色散补偿, 使得脉冲的所有频谱分量同相, 即脉冲的频谱相位保持不变, 此时就可以获得接近变换极限的超短激光脉冲。早在1969年, 美国加州大学洛杉矶分校的Fisher等人就研究了实现上述思路的装置, 即使用三阶非线性效应中常见的自相位调制来对脉冲的频谱进行展宽, 然后使用光栅对压缩得到超短激光脉冲^[13]。此研究为后压缩技术的发展奠定了基础。同年德国慕尼黑工业大学的Laubereau在实验中得到了压缩后时域脉宽为2 ps的激光脉冲^[14]。

脉冲的持续时间、频谱宽度及中心波长的不同, 都会对色散补偿的方式产生影响。目前常见的补偿方法是利用啁啾镜和玻璃楔形对, 对色散进行连续调节。也可以使用具有不同群延迟色散与三阶色散比率的块状材料来对三阶色散进行补偿。在中红外的频谱范围内色散材料一般处于反常色散区, 此时可以用块状玻璃代替啁啾镜, 使得实验装置更加简化。而在某些特殊情况下, 比如脉冲成丝或孤子传输等, 脉冲可能会在非线性传输的过程中形成自压缩, 可以省去额外的色散补偿装置。

由于色散补偿的方法较多, 目前不同的后压

缩技术主要通过各自不同的频谱展宽方法来进行区分。不同的频谱展宽方法实质上是激光脉冲与不同非线性介质的相互作用。下文将按照不同的非线性介质进行详细的介绍。

2 自由空间光频谱展宽

科研人员早期就考虑使用均匀的块状非线性介质材料对脉冲频谱进行展宽，此方案不需要其它复杂装置，脉冲直接在自由空间中传输即可实现对频谱的展宽，在实验室中较容易实现。

1988年，加拿大国家研究委员会的Rolland与Corkum首次使用熔融石英作为非线性介质对激光脉冲进行频谱展宽^[15]，最终在630 nm的中心波长处将输入能量约500 μJ 的脉冲从100 fs压缩到了24 fs以下，其输出能量大约为100 μJ 。为保证最终的压缩效果，Rolland等人在系统中使用针孔进行空间滤波，导致能量转换效率仅在20%以下。2003年，法国波尔多大学的Mével等人在上述实验的基础上，成功将输入能量为480 μJ 、时域脉宽为42 fs的激光脉冲压缩到输出能量220 μJ 、时域脉宽14 fs，装置如图1所示，此时能量转换效率达到45%左右^[16]。虽然利用块状介质对脉冲进行频谱展宽并压缩取得了不错的效果，但受限于材料的自聚焦阈值功率，此方案的脉冲能量无法继续提高。

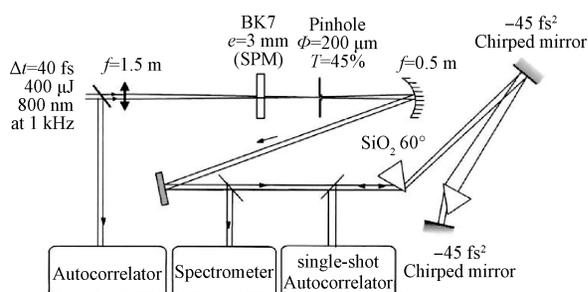


图1 利用块状介质进行频谱展宽与脉冲压缩的实验装置示意图^[16]

Fig.1 Schematic diagram of experimental setup for spectrum broadening and pulse compression using bulk media^[16]

2.1 固体薄片组

为避免因脉冲峰值功率大于非线性介质的自聚焦阈值功率产生的一系列问题（如电离成丝、多光子过程以及对介质造成的光学损伤等），科研

人员将一块厚的介质改用多个介质薄片来代替，将脉冲的非线性传播分成多段，每一个传播过程中的B积分都不会太大，避免了光束在空间上发生分裂。每一个介质薄片的厚度很小，脉冲与介质发生非线性相互作用造成频谱展宽，但在自聚焦形成焦点之前，即由自聚焦导致的成丝与光学损伤等发生之前，脉冲就已经离开了介质薄片。在焦点后，当脉冲空间分布发散到形成合适的能量密度后，再让其经过下一个介质薄片，重复以上步骤，可以达到大大加宽脉冲频谱的效果。这种方法既利用了固体介质高非线性系数的特点，又巧妙避免了由自聚焦效应导致的一系列危害，已经成为当前使用固体非线性介质实现频谱展宽与脉冲压缩的重要手段。

2013年，俄罗斯莫斯科国立大学的Voronin等人首先提出了利用熔融石英薄片组展宽频谱的构想，并在薄片之间插入针孔光阑进行空间滤波，如图2所示^[17]，科研人员通过计算机模拟预言这种薄片组的结构可以产生周期量级的激光脉冲。

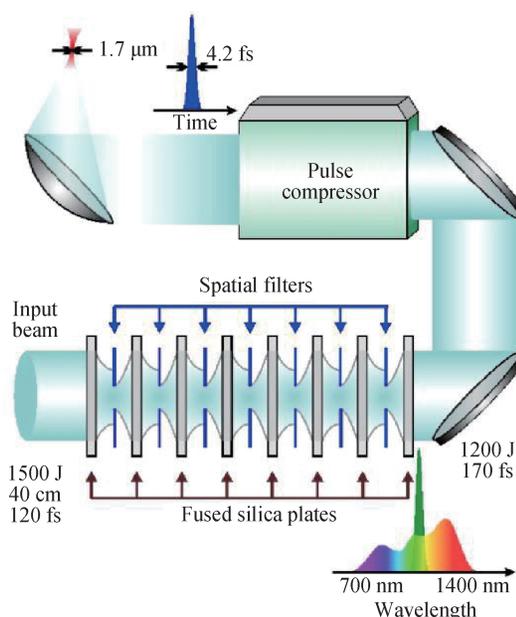


图2 利用薄片组进行频谱展宽与脉冲压缩的构想装置图^[17]

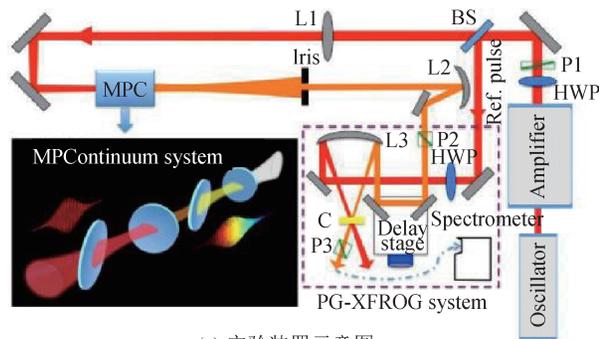
Fig.2 Conceptual diagram of spectrum broadening and pulse compression using thin slices^[17]

2014年，孔庆昌等人在实验室中利用熔融石英薄片组实现了频谱展宽与脉冲压缩，验证了Voronin等人提出方案的合理性，实验装置如图3(a)所示^[18]。中心波长为800 nm，脉冲能量为140 μJ ，

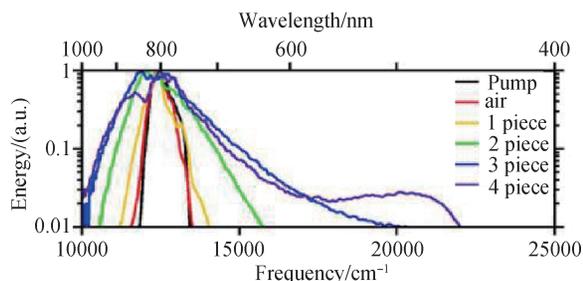
时域脉宽为 25 fs、重复频率为 1 kHz 的激光脉冲被聚焦到 4 片互相成布儒斯特角摆放的 1 mm 厚的熔融石英薄片组中，最终得到 450 ~ 980 nm 的倍频程超连续谱，此频谱范围可以支持短至 3 fs 的脉冲持续时间。脉冲在经过每片介质之后的能量分别为 132, 125, 114, 109 μJ ，对应的净能量转换效率分别为 94.5%，89.2%，81.2% 与 77.7%。其中每次大约 6% 的能量损失主要是由熔融石英中产生的多光子吸收与电离效应等造成的。距最后一个薄片后 30 cm 处测得的脉冲能量为 76 μJ ，由此可得从初始输入脉冲到最后产生的超连续谱之间整体的能量转换效率为 54%。图 3 (b) 显示了利用放置在距最后一个薄片后 30 cm 处的光谱仪得到的脉冲在通过不同片数的薄片后对应的频谱范围。

2017 年，中国科学院物理研究所魏志义等人利用中心波长为 790 nm，脉冲能量为 0.8 mJ，时域脉宽为 30 fs，重复频率为 1 kHz 的激光脉冲与 7 片 0.1 mm 厚的熔融石英薄片组相互作用，产生了 460 ~ 950 nm 的超连续谱，经压缩得到了脉冲能量为 0.68 mJ，时域脉宽为 5.4 fs 的激光脉冲，其对应于 0.13 TW 的峰值功率以及两个光振荡周期的持续时间^[19]，实验装置如图 4 (a) 所示。图 4 (b) 展示了脉冲通过不同片数的介质薄片后的频谱展宽情况。

利用固体薄片组的方法虽然可以获得少周期的超短激光脉冲，但展宽后的频谱均匀性较差，且对于介质薄片的摆放距离、厚度等关键参数缺乏有力的理论指导，故目前实验中多依据经验和实际的展宽效果进行调整，会使重复实验的难度加大，也不利于该技术的发展。



(a) 实验装置示意图
(a) Schematic diagram of experimental setup



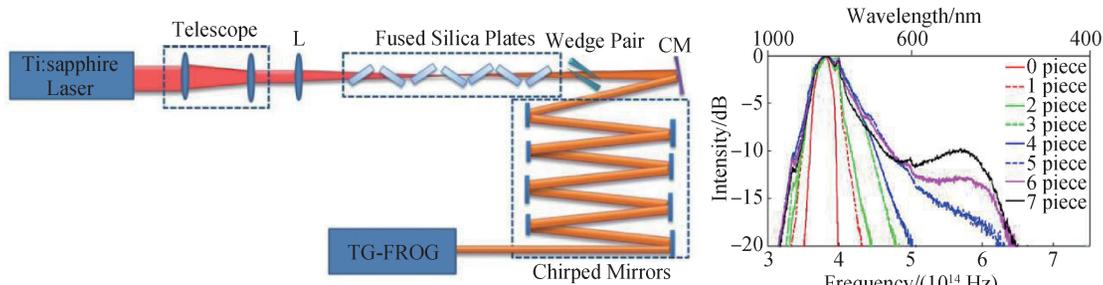
(b) 脉冲通过不同数目薄片后的频谱图^[18]
(b) Spectrograms of pulses passing through different numbers of slices^[18]

图 3 利用薄片组进行频谱展宽与脉冲压缩

Fig.3 Spectral broadening and pulse compression using slice groups

2.2 多通腔

德国弗劳恩霍夫激光技术研究所的 Schulte 等人于 2016 年提出了一种利用固体介质实现频谱展宽和脉冲压缩的新方法：多通腔技术 (Multi-Pass Cells, MPC)^[20]，实验装置如图 5 所示。用掺 Yb 的光纤激光振荡器产生激光，并通过板条放大器与空间滤波器，最终得到时域脉宽为 850 fs，平均功率为 530 W 的脉冲激光，将其经过模式匹配后注入到腔长约为 540 mm 的多通腔中，腔镜使用厚度为



(a) 实验装置示意图
(a) Schematic diagram of experimental setup

(b) 脉冲通过不同数目薄片后的频谱图^[19]
(b) Spectrograms of pulses passing through different numbers of slices^[19]

图 4 利用薄片组进行高能脉冲压缩

Fig.4 High-energy pulse compression using thin slices

13 mm，直径为50 mm的熔融石英基板，曲率半径为350 mm。腔镜内侧表面镀有增透膜，腔镜外侧表面镀有增反膜，使腔镜作为非线性介质与脉冲发生相互作用。脉冲在多通腔中往返18次，相当于在非线性介质与自由空间中的总传输距离分别为1 m与20 m。经过啁啾镜压缩最终得到了脉冲能量为45 μJ，平均功率为450 W，时域脉宽为

170 fs的脉冲。图6 (a) 为Schulte 等人在实验中采取不同初始输入功率时得到的最终输出功率，可以发现两者之间呈现完美的线性关系，并且功率转换效率保持在91%附近。图6 (b) 展示了在实验中得到最大输出功率450 W时对应的脉冲频谱宽度，其从最初1.6 nm的宽度展宽到了16.1 nm，扩大了十倍。

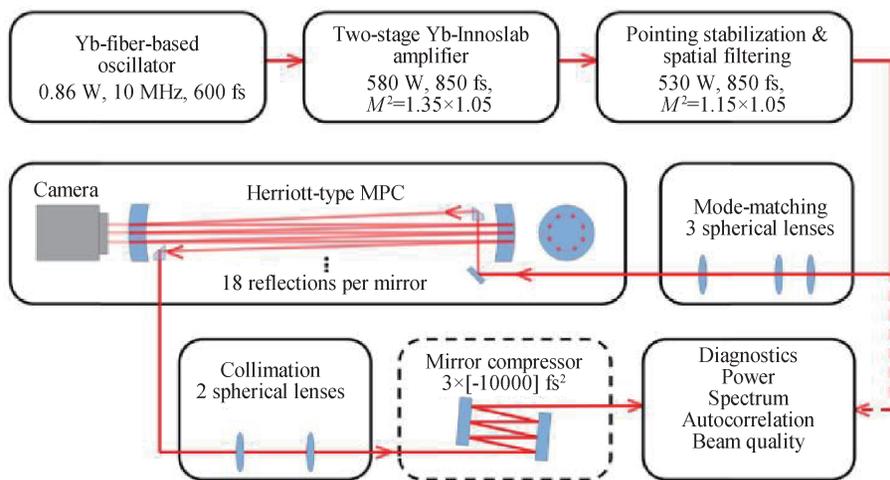
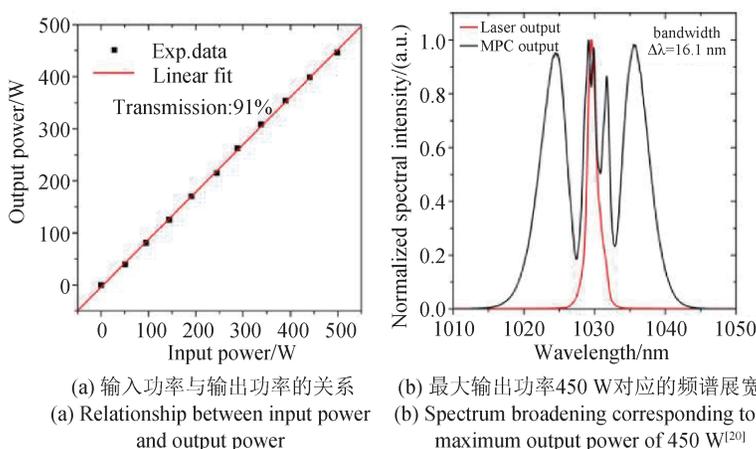


图5 利用多通腔进行频谱展宽与脉冲压缩的实验装置示意图^[20]

Fig.5 Schematic diagram of the experimental setup for spectrum broadening and pulse compression using multi-pass cells^[20]



(a) 输入功率与输出功率的关系
(a) Relationship between input power and output power
(b) 最大输出功率450 W对应的频谱展宽^[20]
(b) Spectrum broadening corresponding to the maximum output power of 450 W^[20]

图6 多通腔光谱展宽的传输特性

Fig.6 Transmission characteristics of the multi-pass cells spectral broadening

2017年，德国弗劳恩霍夫激光技术研究所的Weitenberg 等人在Schulte 等人研制的装置基础上，将非线性介质与腔镜分离，单独放置在多通腔内，实验装置如图7所示^[21]。脉冲在多通腔内往返57次，频谱宽度从2 nm展宽到了24.8 nm，最终将初始的脉冲从860 fs压缩到了115 fs，平均功率从330 W降低为300 W，功率转换效率达到90%以上。

上述实验均采用熔融石英作为MPC的非线性介质，但因熔融石英的自聚焦阈值功率较小，很难对高峰值功率的脉冲进行频谱展宽与脉冲压缩。2018年，法国查尔斯法布里实验室的Lavenu 团队首次实现了以惰性气体作为非线性介质的MPC系统，实验装置如图8所示^[22]。MPC系统整体被放置在一个真空腔内，并在腔内充入7 bar的氩气作

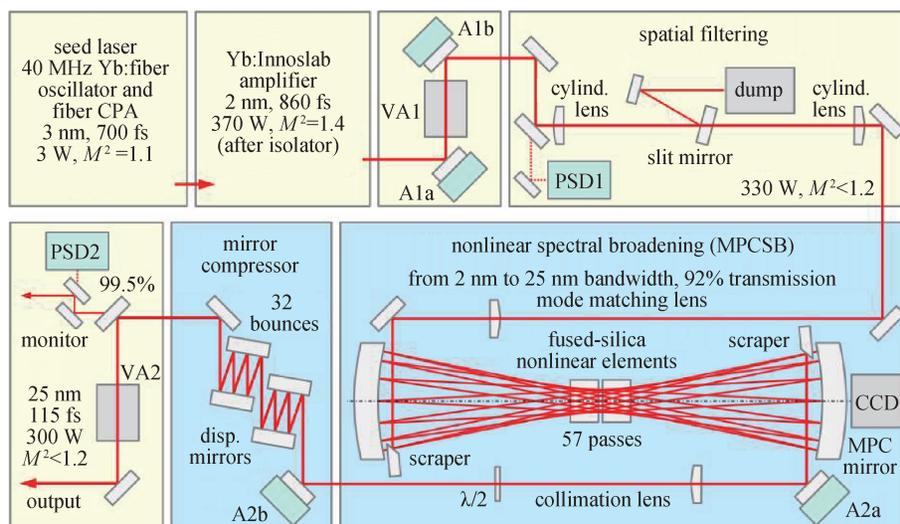


图7 非线性介质与腔镜分离的MPC实验装置示意图^[21]

Fig.7 Schematic diagram of the MPC experimental setup for the separation of nonlinear medium and cavity mirror^[21]

为非线性介质。最终初始脉冲在MPC内往返34次后从160 μJ, 275 fs被压缩到了135 μJ, 33 fs, 对应的能量转换效率为85%。

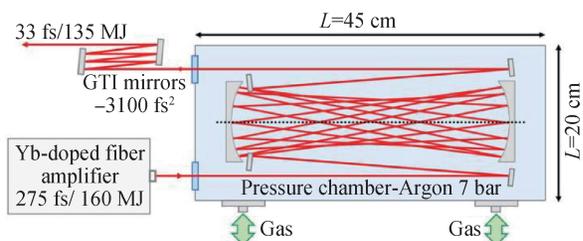


图8 基于惰性气体的MPC实验装置示意图^[22]

Fig.8 Schematic diagram of the MPC experimental setup based on inert gas^[22]

用多通腔实现频谱展宽与脉冲压缩, 损耗主要来自与于镜片不能100%反射, 所以只要光学元件的镀膜质量足够, 能量转换效率则可高达90%。多通腔通光孔径大, 因此对初始入射脉冲的光束质量要求不太严格。此外MPC系统还可以通过调节腔长等参数灵活改变脉冲在腔内传输的通数, 方便实现不同的非线性作用距离。但是对于MPC系统来说, 受腔镜的反射率、损伤阈值以及额外引入的群延迟色散等因素的影响, 单独压缩得到20 fs以内的脉冲十分困难。

3 光波导频谱展宽

利用波导材料进行频谱展宽与脉冲压缩是当前获得少周期的超短激光脉冲最重要的方法之一。

一方面脉冲在波导中进行传输时, 可以很好地维持光束的空间分布使之不发生剧烈变形, 这允许脉冲积累得到较大的B积分, 可以实现更宽的频谱展宽。另一方面, 波导的结构、材质、折射率差等参数可以对在波导中传输的脉冲激光的模式进行筛选, 由于波导中不同模式的脉冲激光以不同的群速度传播, 会导致模式色散的产生, 所以理论上当波导中只有一个本征模式时对脉冲的压缩效果最好^[23]。

最早用于频谱展宽的波导材料是单模石英光纤。1976年, 美国贝尔实验室的Stolen与Chinlon Lin在单模石英光纤中首次发现了脉冲的频谱展宽现象^[24]。1978年, Stolen等人又成功在单模石英光纤中实现了受控的宽带频谱展宽^[25]。1982年, Stolen等人利用长为15 cm的单模石英光纤, 第一次通过后压缩技术获得fs量级的激光脉冲^[26]。1987年, 同样是来自美国贝尔实验室的Fork等人将碰撞锁模激光器产生的中心波长为630 nm, 时域脉宽为50 fs的脉冲耦合进纤芯直径为4 μm, 长度为0.9 cm的单模石英光纤中, 之后利用棱镜与衍射光栅的组合, 不仅对频谱展宽后的脉冲的二阶色散进行了补偿, 而且实现了三阶色散的补偿, 将脉冲压缩到了只有6 fs, 持续时间仅仅包含3个光学振荡周期^[27], 这也是当时获得的持续时间最短的脉冲, 并保持了十年。直到1997年, 荷兰格罗宁根大学的Baltuška与魏志义等人利用单模石英

光纤成功压缩得到了4.6 fs的超短脉冲，刷新了之前的纪录，截至目前仍是单模石英光纤所能获得的最短脉冲^[28]。虽然这些成果最终可以实现少周期的超短激光脉冲，但受制于传统光纤的结构，能量高的脉冲容易发生分裂，所以输出脉冲的能量一般只能达到nJ量级，应用领域十分有限。

3.1 中空波导

1974年，美国贝尔实验室的Ippen等人利用染料激光器产生的皮秒脉冲，首次研究了其在充入CS₂液体的中空波导中传输时由自相位调制引起的频谱展宽现象^[29]。1991年，中国中山大学的周建英等人利用充入CS₂的中空波导实现了从45 ps至2 ps的脉冲压缩^[30]。1996年，意大利国家研究委员会量子电子学中心的Nisoli团队首次提出利用充入惰性气体的中空波导来实现频谱展宽与脉冲压缩，并取得成功^[31]。实验中，中心波长为790 nm，时域脉宽为140 fs，脉冲能量为660 μJ，重复频率为1 kHz的脉冲激光被耦合到长度为70 cm，纤芯直径为140 μm的中空波导中，波导内充入2 atm的氮气，脉冲经过频谱展宽后覆盖640~840 nm，带宽为200 nm，最终经过棱镜对的压缩，得到了时域脉宽为10 fs，脉冲能量为240 μJ的脉冲，对应于24 GW的峰值功率。1997年，该团队利用相同的装置，将790 nm，20 fs，70 μJ，1 kHz的脉冲通过60 cm，160 μm的中空波导，波导内充有2.1 bar的氮气，最终利用棱镜对与双啁啾镜压缩得到了4.5 fs，20 μJ的脉冲^[32]。1997年，奥地利维也纳科技大学的Sartania与Krausz等人将780 nm，20 fs，1.5 mJ，1 kHz的脉冲进行模式匹配耦合进85 cm，260 μm的中空波导中进行频谱展宽，波导内充有0.5 bar的氩气，最终经过啁啾镜压缩，得到了0.5 mJ，5 fs的脉冲，此时的峰值功率达到了0.1 TW，实验装置如图9所示^[33]。2003年，日本北海道大学的Yamashita与张志刚等人利用长度为340 mm，芯径为100 μm，其内充有3 atm氩气的中空波导将中心波长为790 nm，时域脉宽为30 fs的脉冲频谱展宽到了495~1090 nm，之后利用光栅对和空间光调制器精确调控色散，成功得到了3.4 fs的少周期脉冲^[34]。2004年，Yamashita等人使用同样的装置，压缩得到了2.8 fs的脉冲^[35]。此外也可以使用多种后压缩技术级联的方式实现对脉冲

压缩效果的优化，即将经过前一级后压缩系统得到的脉冲作为后一级后压缩系统的初始输入脉冲。2003年，瑞士苏黎世联邦理工学院的Keller等人利用两级级联的中空波导装置将初始时域脉宽为25 fs的激光脉冲成功压缩到了3.8 fs^[36]。

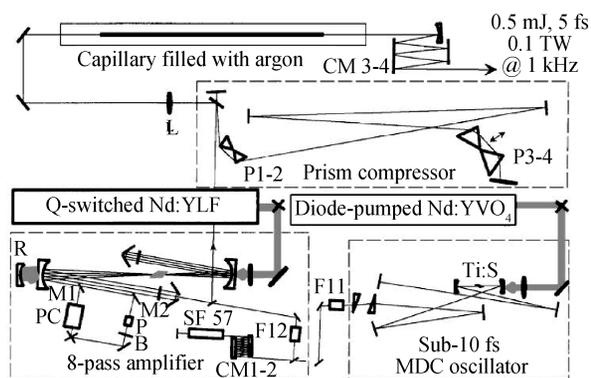


图9 高峰值功率的中空波导脉冲压缩实验装置示意图^[33]

Fig.9 Schematic diagram of high peak power hollow waveguide pulse compression experimental setup^[33]

上述成果中的激光光源使用的都是掺钛蓝宝石激光器。中空波导与光纤激光器具有相似的几何结构，且与光纤激光器的匹配效果也很好。2011年，德国耶拿大学的Rothhardt等人将光纤啁啾脉冲放大系统输出的时域脉宽700 fs，中心波长1030 nm，重复频率1 MHz，平均功率200 W的脉冲，通过充有3.6 bar氩气的中空波导，最终压缩到100 W，81 fs^[37]。2013年，德国耶拿大学的Hädrich等人对光源进行了改进，将相干合成技术与光纤啁啾脉冲放大系统进行组合，得到340 fs，1030 nm，250 kHz，280 W的脉冲激光，使用充有1.9 bar氩气的中空波导最终将其压缩到135 W，26 fs，此时峰值功率超过了11 GW，实验装置如图10所示^[38]。2016年，该课题组使用级联中空波导，将光纤啁啾脉冲放大系统输出的660 W，300 fs的脉冲压缩到了216 W，6.3 fs，此时脉冲的持续时间已小于两个光学振荡周期^[39]。2018年中国科学院上海光机所的王鹏飞等人将光参量啁啾脉冲放大系统得到的4 μm，105 fs，5.5 mJ，100 Hz的脉冲通过充有氮气的中空波导，最终压缩到了2.6 mJ，21.5 fs，对于4 μm的中心波长，相当于只包含了1.6个光学振荡周期^[40]。

脉冲功率的增长会受到自聚焦效应的限制，

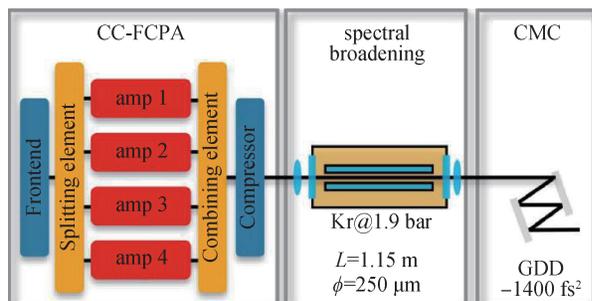


图 10 基于光纤激光器的中空波导脉冲压缩实验装置示意图^[38]

Fig.10 Schematic diagram of hollow waveguide pulse compression experimental setup based on fiber laser^[38]

如在大气压下氙气的自聚焦阈值功率约为 10 GW，为得到 1 TW 的输出功率，至少需要 100 GW 的输入功率，远超氙气的自聚焦限制，此时只能选用非线性折射率更小的氖气或氦气^[41]。此外在 2003 年由日本理化学研究所的 Midorikawa 等人首次提出的在中空波导中进行差分充气的方法也起到了重要作用，即在波导前端气体压强最小趋于零，波导后端气体压强达到最大^[42]，使脉冲输入功率在一定范围内大于气体的自聚焦阈值功率。2010 年，Midorikawa 团队利用上述思路，使用差分充入氦气的中空波导，最终压缩得到了 5 fs，5 mJ 的脉冲，对应的峰值功率达到了 1 TW^[43]。

上述的中空波导对于输入脉冲的能量容忍度更高，且可以通过控制充入气体的种类与压强实现对非线性效应与色散特性的调控，但中空波导也存在其他的问题。由于中空波导的纤芯（气体）折射率比包层（熔融石英）的折射率要小，因此

在两者的界面处不会发生像传统光纤一样的全内反射，只能依靠掠入射实现反射传输，由此增大了中空波导的固有损耗，且使得其对弯曲非常敏感，最轻微的弯曲都可能使得基模发生泄漏。实验中的中空波导需要放置在带有 V 型槽的机械支架上，受中空波导自身以及支架的影响等，其长度无法超过 1 m。另外中空波导为了实现更高能量脉冲传输，其纤芯的有效模式面积很大，但会使得波导内传输模式混杂。为实现单模传输，首先需要在脉冲输入中空波导时调节光束的几何形状来进行模式匹配，模式匹配条件为： $w_0 \approx 0.6436 \cdot a$ ， w_0 为脉冲的光斑直径， a 为中空波导的纤芯直径。其次在整个传播过程中能量都需要保持在单一模式中，这些因素都限制了脉冲能量的进一步提高。

2008 年，德国哥廷根激光实验室的 Nagy 等人提出一种新型的波导方案：柔性中空波导。这是一种更薄的中空波导，不需要放置在带有 V 型槽的机械支架上，仅通过固定两端，使其因重力整体形成一个悬链线即可^[44]。柔性中空波导因为自身结构的原因可以实现比传统中空波导大得多的长度。2020 年，法国应用光学实验室的 Lopez-Martens 团队与 Nagy 团队合作，利用长度为 2.5 m，芯径为 536 μm 的柔性中空波导，将其内部充入带有压强梯度的氦气，入口处压强小于 1 mbar，出口处压强为 2 bar，成功得到了峰值功率为 1 TW，时域脉宽为 3.4 fs 的少周期超短脉冲，脉冲中心波长为 719 nm，相当于持续时间只有 1.5 个光学振荡周期，其实验装置如图 11 所示^[45]。

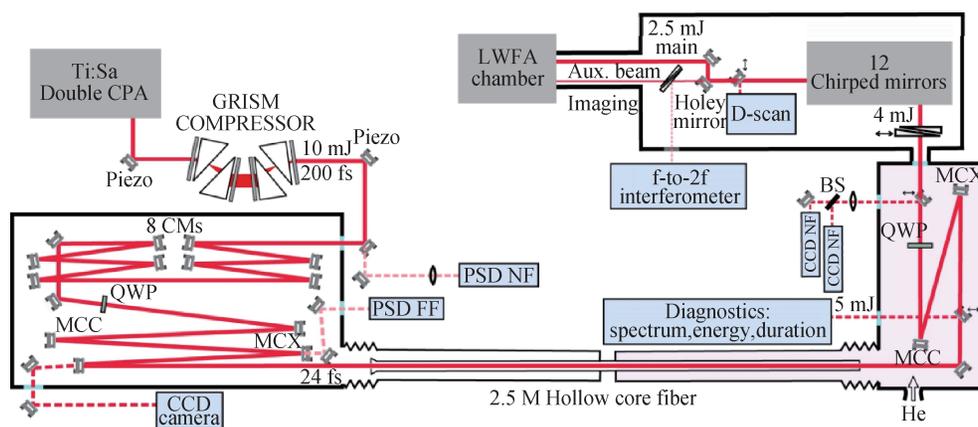


图 11 利用柔性中空波导进行频谱展宽与脉冲压缩的实验装置示意图^[45]

Fig.11 Schematic diagram of experimental setup for spectrum broadening and pulse compression using flexible hollow waveguides^[45]

3.2 光子晶体光纤

1987年,美国加州大学伯克利分校的 Yablonovith 与美国普林斯顿大学的 John 分别独立地提出了光子晶体的概念^[46-47],它是由不同折射率的介质周期性排列而成的人工微结构。1992年,英国巴斯大学的 Russel 受光子晶体概念的启发,提出了具有周期性微结构的光纤,即微结构光纤或光子晶体光纤(Photonic Crystal Fiber, PCF)。1996年, Russel 团队成功在实验室中拉制出了第一根光子晶体光纤^[48],其结构如图 12 所示^[49]。其主体部分由熔融石英构成,并包含一系列呈现周期排布的空气孔,光纤中心的空气孔则由熔融石英替代充当纤芯。由于纤芯的折射率比外部空气孔与熔融石英组合的有效折射率大,光在其中传输更接近传统光纤的全内反射原理,因此这类光子晶体光纤被称作折射率引导型光子晶体光纤(Total Internal Reflection-Photonic Crystal Fiber, TIR-PCF)。

对于传统光纤而言,实现单模传输的条件是归一化频率 $V < 2.405$,即传统光纤存在截止波长。但对于 TIR-PCF,实现所有波长下的单模传输的条件是气孔直径 D 与气孔间距 Λ 的比值小于 0.406,此外,还可通过改变 D 与 Λ 实现对光纤非线性系数及色散特性的调控,因此, TIR-PCF 是

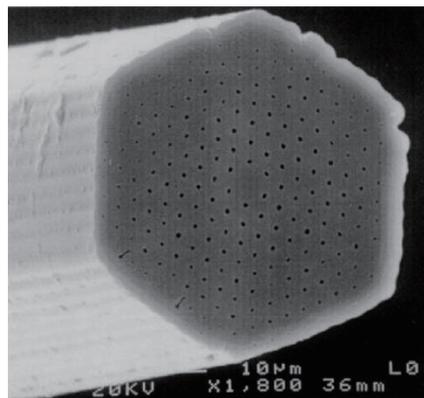
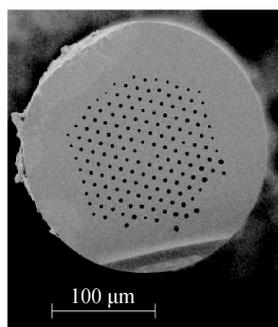


图 12 光子晶体光纤末端的扫描电子显微镜图像^[49]

Fig.12 Scanning electron microscope image of the end of a photonic crystal fiber^[48]

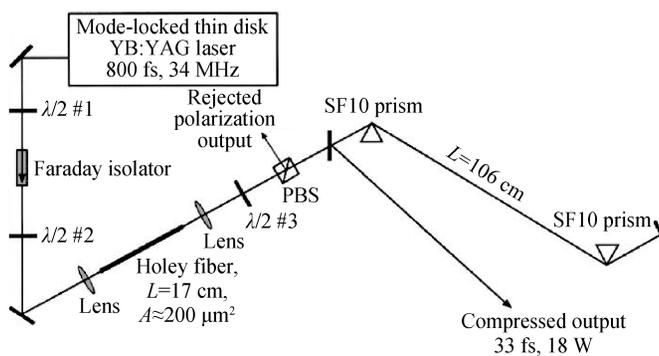
一种用于频谱展宽与脉冲压缩的优良波导材料。

瑞士苏黎世联邦理工学院的 Südmeyer 与 Keller 等人于 2003 年首次使用结构如图 13 (a) 所示的 TIR-PCF,实现了对脉冲激光的频谱展宽与脉冲压缩,实验装置示意图如图 13 (b) 所示^[50]。将被动锁模的 Yb:YAG 碟片激光器产生的中心波长为 1030 nm,时域脉宽为 810 fs,平均输出功率为 60 W,重复频率为 34 MHz 的激光脉冲通过有效模式面积为 200 μm^2 , Λ 为 11 μm , D 为 2.7 μm 的 TIR-PCF 进行频谱展宽,最终压缩得到了时域脉宽为 33 fs,平均功率为 18 W 的脉冲,压缩比达到了 24。



(a) 实验中使用的 TIR-PCF 末端的扫描电子显微镜图像

(a) Scanning electron microscope image of the TIR-PCF ends used in the experiments



(b) 实验装置示意图^[50]

(b) Schematic diagram of experimental setup^[50]

图 13 利用 TIR-PCF 进行频谱展宽与脉冲压缩

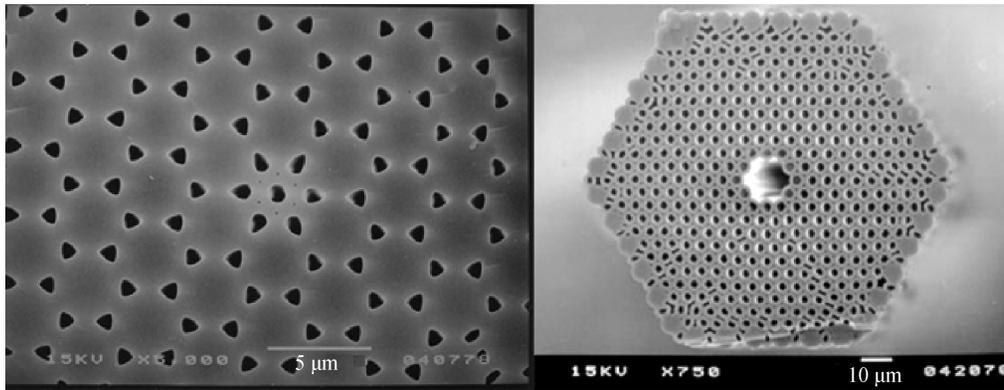
Fig.13 Spectrum broadening and pulse compression using TIR-PCF

1998 年 Russell 团队成功研制出了第一根光子带隙型光子晶体光纤(Photonic Band Gap-Photonic Crystal Fiber, PBG-PCF),1999 年又成功研制出了

可以在空气中传输光的 PBG-PCF,其结构分别如图 14 (a) 和图 14 (b) 所示^[51-52]。相较 TIR-PCF, PBG-PCF 的不同之处在于其纤芯由一个破坏了包层

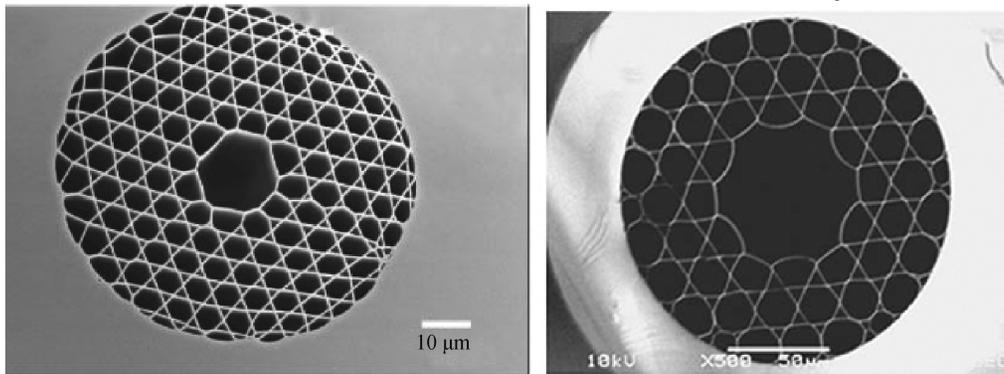
周期性结构的缺陷构成，缺陷一般是空气孔，一定波长的光通过布拉格衍射会被俘获在作为纤芯的空气孔中。TIR-PCF通过光子带隙导光，与传统光纤中的全内反射传导光的原理完全不同，但是PBG-PCF自身的能带结构又会对脉冲的频谱宽度造成限制。2002年，英国巴斯大学的Russell与Benabid等人研制了一种新的类似六芒星结构的PBG-PCF，命

名为Kagome光纤，该光纤具有更大的传输带宽，但损耗也较高，其结构如图14(c)所示^[53]。2011年Benabid等人又对Kagome光纤做了改进，使光纤中与纤芯相邻的介质壁向纤芯突出而呈现出负曲率，此光纤被命名为内摆线型Kagome光纤，其结构如图14(d)所示，其独特的内摆线结构有效降低了Kagome光纤的损耗^[54]。



(a) 第一根PBG-PCF末端的扫描电子显微镜图像^[51]
 (a) Scanning electron microscope image of the end of the first PBG-PCF^[51]

(b) 可以在空气中传输光的PBG-PCF末端的扫描电子显微镜图像^[52]
 (b) Scanning electron microscope image of PBG-PCF ends that can transmit light in air^[52]



(c) Kagome光纤末端的扫描电子显微镜图像^[53]
 (c) Scanning electron microscope image of the end of a Kagome fiber^[53]

(d) 内摆线型Kagome光纤末端的扫描电子显微镜图像^[54]
 (d) Scanning electron microscope image of the end of a hypocycloid Kagome fiber^[54]

图14 不同光子晶体光纤末端的形貌图

Fig.14 Topography of different photonic crystal fiber ends

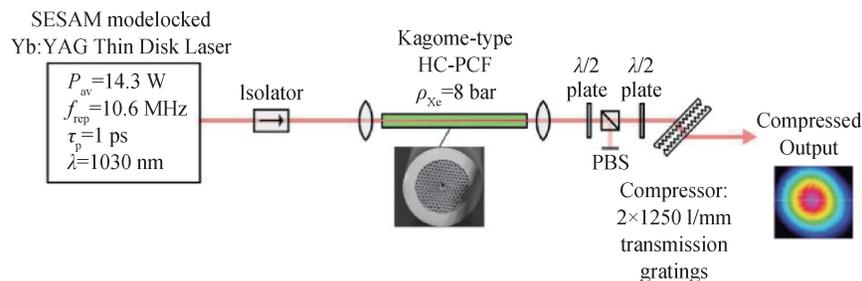


图15 利用内摆线型Kagome光纤进行频谱展宽与脉冲压缩的实验装置示意图^[55]

Fig.15 Schematic diagram of the experimental setup for spectrum broadening and pulse compression using a hypocycloid Kagome fiber^[55]

2011年瑞士联邦理工学院的Heckl与Keller等人将锁模的Yb:YAG碟片激光器输出的中心波长为1030 nm, 时域脉宽为1 ps, 平均功率为14.3 W, 重复频率为10.6 MHz的脉冲激光输入到内摆线型Kagome光纤中进行频谱展宽, 实验装置如图15所示, 其中光纤充入了压强为8 bar的氙气, 之后利用光栅对进行脉冲压缩, 最终得到了时域脉宽为250 fs, 峰值功率为1.6 MW的脉冲^[55]。

4 总结与展望

文章综述了利用不同介质进行频谱展宽与脉冲压缩的成果, 压缩后脉冲的时域脉宽、脉冲能量、平均功率等都是描述脉冲压缩效果的重要参数。目前多通腔技术是唯一一种尚未实现将脉冲持续时间压缩至三个光学振荡周期之内的技术, 而使用PBG-PCF进行压缩时对脉冲的脉冲能量与峰值功率的限制最高, 很难超过20 μ J和1~2 GW。而中空波导在这些方面表现最好, 是目前实现高能量少周期脉冲的重要后压缩技术, 可以获得mJ量级的少于三个光学振荡周期的脉冲, 也是目前广泛采用的后压缩技术。未来, 柔性中空波导与多通腔技术由于自身的稳定性等优势可能会逐渐成为实验室中获得mJ量级的超短激光脉冲的首选。光源的选择方面, 输出波长在800 nm左右的掺钛蓝宝石激光器可以提供更短持续时间的脉冲, 适合通过后压缩获得超短激光脉冲。中红外波段的碟片激光器与光纤激光器是获得高平均功率脉冲输出的首选。

为进一步获得更短持续时间的脉冲, 还需要解决其他的一些问题, 例如目前压缩装置里的啁啾镜等元件的损伤阈值是限制因素之一, 如何实现具有高损伤阈值的大口径啁啾镜或者其他的色散替代元件是一个关键。此外寻找其它新型的非线性介质, 也是后续提升压缩效果的途径。

总而言之, 目前的脉冲后压缩技术已经取得了令人瞩目的成果, 而如何实现更短、更强、更高平均功率的超短激光脉冲将是未来一项重要的研究内容。特别是随着薄片、板条、光纤合成等大功率激光技术的快速发展与日趋成熟, 获得脉冲能量大于10 mJ、脉冲宽度小于2个光周期、平均功率大于100 W的激光已经逐渐成为研究的热点

和攻关难点, 其也将成为超快光学领域未来发展的重要支撑。

参考文献

- [1] MAIMAN T H. Stimulated optical radiation in ruby [J]. *Nature*, 1960, 187: 493-494.
- [2] MCCLUNG F J, HELLWARTH R W. Giant optical pulsations from ruby [J]. *Journal of applied physics*, 1962, 33 (3): 103-105.
- [3] DEMARIA A J, FERRAR C M. Mode locking of a Nd³⁺-doped glass laser [J]. *Applied physics letters*, 1966, 8 (1): 22-24.
- [4] SCHENKEL B, BIEGERT J, KELLER U, et al. Generation of 3.8 fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum [J]. *Optics letter*, 2003, 28(20): 1987-1989.
- [5] KOBAYASHI T. Development of ultrashort pulse lasers for ultrafast spectroscopy [J]. *Photonics*, 2018, 5(3): 19.
- [6] SIEGRIST F, GESSNER J A, OSSIANDER M, et al. Light-wave dynamic control of magnetism [J]. *Nature*, 2019, 571: 240-244.
- [7] CALEGARI F, AYUSO D, TRABATTONI A, et al. Ultrafast electron dynamics in phenylalanine initiated by attosecond pulses [J]. *Science*, 2014, 346: 336-339.
- [8] GUÉNOT D, GUSTAS D, VERNIER A, et al. Relativistic electron beams driven by kHz single-cycle light pulses [J]. *Nature photonics*, 2017, 11: 293-296.
- [9] SCHWAB M B, SAVERT A, JACKEL O, et al. Few-cycle optical probe-pulse for investigation of relativistic laser-plasma interactions [J]. *Applied physics letters*, 2013, 103(19): 191118.
- [10] MOULTON P F. Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃ [J]. *Journal of the optical society of America B*, 1986, 3(1): 125-133.
- [11] MORGNER U, KÄRTNER F X, CHO S, et al. Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti: sapphire laser [J]. *Optics letter*, 1999, 24(6): 411-413.
- [12] SUTTER D H, STEINMEYER G, GALLMANN L, et al. Semiconductor saturable-absorber mirror-assisted Kerr-lens mode-locked Ti: sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime [J]. *Optics letter*, 1999, 24 (9) : 631-633.
- [13] FISHER R A, KELLEY P L, GUSTAFSON T K. Subpicosecond pulse generation using optical Kerr effect [J]. *Applied physics letters*, 1969, 14: 140-143.
- [14] LAUBEREAU A. External frequency modulation and com-

- pression of picosecond pulses [J]. *Physics letters A*, 1969, 29(9): 539–540.
- [15] ROLLAND C, CORKUM P B. Compression of high-power optical pulses [J]. *Journal of the optical society of America B*, 1988, 5(3): 641–647.
- [16] MEVEL E, TCHERBAKOFF O, SALIN E, et al. Extracavity compression technique for high-energy femtosecond pulses [J]. *Journal of the optical society of America B*, 2003, 20(1): 105–108.
- [17] VORONIN A A, ZHELTIKOV A, DITMIRE T, et al. Subexawatt few-cycle lightwave generation via multipetawatt pulse compression [J]. *Optics Communications*, 2013, 291: 299–303.
- [18] LU C H, TSOU Y J, CHEN H Y, et al. Generation of intense supercontinuum in condensed media [J]. *Optica*, 2014, 1(6): 400–406.
- [19] HE P, LIU Y Y, ZHAO K, et al. High-efficiency supercontinuum generation in solid thin plates at 0.1 TW level [J]. *Optics letters*, 2017, 42(3): 474–477.
- [20] SCHULTE J, SARTORIUS T, WEITENBERG J, et al. Nonlinear pulse compression in a multi-pass cell [J]. *Optics letters*, 2016, 41(19): 4511–4514.
- [21] WEITENBERG J, VERNALEKEN A, SCHULTE J, et al. Multi-pass-cell-based nonlinear pulse compression to 115 fs at 7.5 μ J pulse energy and 300 W average power [J]. *Optics express*, 2017, 25(17): 20502–20510.
- [22] LAVENU L, NATILE M, GUICHARD F, et al. Nonlinear pulse compression based on a gas-filled multipass cell [J]. *Optics letters*, 2018, 43(10): 2252–2255.
- [23] NAGY T, SIMON P, VEISZ L. High-energy few-cycle pulses: post-compression techniques [J]. *Advances in physics: X*, 2021, 6(1): 1845795.
- [24] LIN C, STOLEN R H. New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy [J]. *Applied physics letters*, 1976, 28(4): 216–218.
- [25] STOLEN R H, LIN C. Self-phase-modulation in silica optical fibers [J]. *Physical review A*, 1978, 17(4): 1448–1453.
- [26] SHANK C V, FORK R L, YEN R, et al. Compression of femtosecond optical pulses [J]. *Applied physics letters*, 1982, 40(9): 761–763.
- [27] FORK R L, CRUZ C H B, BECKER P C, et al. Compression of optical pulses to 6 femtoseconds by using cubic phase compensation [J]. *Optics letters*, 1987, 12(7): 483–485.
- [28] BALTUŠKA A, WEI Z Y, PSHENICHNIKOV M S, et al. All-solid-state cavity-dumped sub-5-fs laser [J]. *Applied physics B*, 1997, 65: 175–188.
- [29] IPPEN E P, SHANK C V, GUSTAFSON T K. Self-phase modulation of picosecond pulses in optical fibers [J]. *Applied physics letters*, 1974, 24(4): 190–192.
- [30] ZHOU J Y, WANG H Z, HUANG X G, et al. Generation of frequency-tunable ultrashort optical pulses with liquid-core fibers [J]. *Optics letters*, 1991, 16(23): 1865–1867.
- [31] NISOLI M, DE SILVESTRI S, SVELTO O. Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique [J]. *Applied physics letters*, 1996, 168(20): 2793–2795.
- [32] NISOLI M, DE SILVESTRI S, SVELTO O, et al. Compression of high-energy laser pulses below 5 fs [J]. *Optics letters*, 1997, 22(8): 522–524.
- [33] SARTANIA S, CHENG Z, LENZNER M, et al. Generation of 0.1 TW 5 fs optical pulses at a 1 kHz repetition rate [J]. *Optics letters*, 1997, 22(20): 1562–1564.
- [34] YARNANE K, ZHANG Z G, SUGURO A, et al. Conference on Lasers and Electro-Optics, June 6–6, 2003 [C]. Piscataway, NJ: IEEE, 2004.
- [35] YAMANE K, KITO T, MORITA R, et al. Conference on Lasers and Electro-Optics, May 16–21, 2004 [C]. Piscataway, NJ: IEEE, 2004.
- [36] SCHENKEL B, BIEGERT J, KELLER U, et al. Generation of 3.8 fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum [J]. *Optics letters*, 2003, 28(20): 1987–1989.
- [37] ROTHHARDT J, HÄDRICH S, CARSTENS H, et al. 1 MHz repetition rate hollow fiber pulse compression to sub-100 fs duration at 100 W average power [J]. *Optics letters*, 2011, 36(23): 4605–4607.
- [38] HÄDRICH S, KLENKE A, HOFFMANN A, et al. Nonlinear compression to sub-30 fs, 0.5 mJ pulses at 135 W of average power [J]. *Optics letters*, 2013, 38(19): 3866–3869.
- [39] HÄDRICH S, KIENEL M, MÜLLER M, et al. Energetic sub-2-cycle laser with 216 W average power [J]. *Optics letters*, 2016, 41(18): 4332–4335.
- [40] WANG P F, LI Y Y, LI W K, et al. 2.6 mJ/100 Hz CEP-stable near-single-cycle 4 μ m laser based on OPCPA and hollow-core fiber compression [J]. *Optics letters*, 2018, 43(9): 2197–2200.
- [41] KHAZANOV E A. Post-compression of femtosecond laser

- pulses using self-phase modulation: from kilowatts to petawatts in 40 years [J]. *Quantum electronics*, 2022, 52(3): 208–226.
- [42] NURHUDA M, SUDA A, MIDORIKAWA K, et al. Propagation dynamics of femtosecond laser pulses in a hollow fiber filled with argon: constant gas pressure versus differential gas pressure [J]. *Journal of the optical society of America B*, 2003, 20(9): 2002–2011.
- [43] BOHMAN S, SUDA A, KANAI T, et al. Generation of 50 fs, 50 mJ pulses at 1 kHz using hollow-fiber pulse compression [J]. *Optics letters*, 2010, 35(11): 1887–1989.
- [44] NAGY T, FORSTER M, SIMON P. Flexible hollow fiber for pulse compressors [J]. *Applied optics*, 2008, 47(18): 3264–3268.
- [45] OUILLE M, VERNIER A, BÖHLE F, et al. Relativistic-intensity near-single-cycle light waveforms at kHz repetition rate [J]. *Light: science & applications*, 2020, 9(47).
- [46] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. *Physical review letters*, 1987, 58(20): 2059–2061.
- [47] JOHN S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices [J]. *Physical review letters*, 1987, 58(23): 2486–2489.
- [48] KNIGHT J C, BIRKS T A, RUSSELL P S J, et al. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding [J]. *Optics letters*, 1996, 21(19): 1547–1549.
- [49] BIRKS T A, KNIGHT J C, RUSSELL P S J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber [J]. *Optics letters*, 1997, 22(13): 961–963.
- [50] SÜDMEYER T, BRUNNER F, INNERHOFER E, et al. Nonlinear femtosecond pulse compression at high average power levels by use of a large-mode-area holey fiber [J]. *Optics letters*, 2003, 28(20): 1951–1953.
- [51] KNIGHT J C, BROENG J, BIRKS T A, et al. Photonic band gap guidance in optical fibers [J]. *Science*, 1998, 282(5393): 1476–1478.
- [52] CREGAN R F, MANGAN B J, KNIGHT J C, et al. Single-mode photonic band gap guidance of light in air [J]. *Science*, 1999, 285(5433): 1537–1539.
- [53] BENABID F, KNIGHT J C, ANTONOPOULOS G, et al. Stimulated Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber [J]. *Science*, 2002, 298(5592): 399–402.
- [54] WANG Y Y, WHEELER N V, COUNY F, et al. Low loss broadband transmission in hypocycloid-core Kagome hollow-core photonic crystal fiber [J]. *Optics letters*, 2011, 36(5), 669–671.
- [55] HECKL O H, SARACENO C J, BAER C R E, et al. Temporal pulse compression in a xenon-filled kagome-type hollow-core photonic crystal fiber at high average power [J]. *Optics express*, 2011, 19(20): 19142–19149.

(本文编辑: 朱俊真)



第一作者: 程起(1997—), 男, 硕士研究生, 就读于中国科学院西安光学精密机械研究所光学专业。



通讯作者: 付玉喜(1981—), 男, 研究员, 博士, 博士生导师, 主要研究方向中红外超短超强激光技术、阿秒科学与技术等。