



·新型激光技术专题·综述·

中红外超快光纤激光器研究进展*

侯绍冬¹, 闫培光¹, 阮双琛²

(1. 深圳大学 物理与光电工程学院, 广东 深圳 518060; 2. 深圳技术大学 新材料与新能源学院, 广东 深圳 518118)

摘 要: 中红外波段覆盖重要的分子吸收区与多个大气透射窗口, 该波段的超快激光器在多个领域具有广泛应用。基于光纤的中红外超快激光器近年来在激光发射与传输、超快脉冲产生与应用等方面发展迅速, 为中红外波段超快激光开辟了新的研究手段与应用领域。综述了近十年来中红外超快光纤激光器的发展概况, 介绍了近年来中红外波段的激光传输与增益手段。其中, 重点回顾了近年来中红外超快脉冲产生技术的研究进展及其代表性工作, 包括非线性偏振旋转、可饱和吸收体以及频移反馈锁模技术。此外, 还介绍了中红外超快脉冲的压缩放大技术与超连续谱产生应用。最后讨论并总结了中红外超快光纤激光器面临的挑战与可能的发展方向。

关键词: 中红外; 超快激光器; 光纤激光器; 锁模技术; 少周期脉冲; 超连续谱

中图分类号: O432.1^{*2}

文献标志码: A doi: 10.11884/HPLPB202133.210320

Recent advances in mid-infrared ultrafast fiber laser technology

Hou Shaodong¹, Yan Peiguang¹, Ruan Shuangchen²

(1. College of Physics and Optoelectronic Engineering, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China;

2. College of New Materials and New Energies, Shenzhen Technology University, Shenzhen 518118, China)

Abstract: Mid-infrared region ranging from 2.5 μm to 25 μm covers absorption lines of most molecules and multiple atmospheric windows. The ultrafast lasers operating in this waveband have vast applications in many fields. In recent years, significant progress has been made in the area of mid-infrared fiber-based ultrafast lasers in terms of long waveband emission and ultrafast pulse generation, which enables many unexplored reseaches and novel applications. In this paper, we reviewed the development of mid-infrared ultrafast fiber lasers over the last decade. Starting with the fiber materials and the gain medium used for mid-infrared emission, we focused on the current mode-locking methods and their representative progress for mid-infrared fiber lasers including nonlinear polarization rotation, saturable absorbers and frequency shifted feedback technique. Then we briefly discussed the mid-infrared pulse post-modification and typical applications including few-circle pulses and supercontinuum generation. Finally, the critical challenges the mid-infrared ultrafast fiber lasers are currently facing and the possible routines for further development were summarized.

Key words: mid-infrared; ultrafast laser; fiber laser; mode-locking technology; few-circle pulse; supercontinuum

中红外波段指 2.5~25 μm 的光谱区间, 工作在该波段的超快激光器在科学研究及国计民生方面具有重要意义。在此区间内, 众多分子不同振动模式导致的特定频率吸收在中红外波段形成了独特分子“指纹”, 基于该波段化学键的特征吸收可用于判定官能团识别化合物从而实现物质检测、环境监控、呼吸气体诊断^[1]; 特别的, 多种高分子材料对中红外波段的有效吸收表明中红外超快激光还可用于特殊材料加工。近期, 有研究显示人体组织在 3 μm 附近的吸收远大于 2 μm 近红外波段, 表明了中红外激光在手术医疗方面的潜在应用价值^[2]。除此以外, 中红外波

* 收稿日期: 2021-07-26; 修订日期: 2021-10-26

基金项目: 国家自然科学基金重点项目 (61935014); 国家自然科学基金 (61775146, 61975136)

联系方式: 侯绍冬, hsd@szu.edu.cn;

阮双琛, scruan@sztu.edu.cn。

通信作者: 闫培光, yanpg@szu.edu.cn。

段还覆盖了 3~4 μm 、5 μm 以及 8~14 μm 多个重要的大气透射窗口。工作在这些窗口的超快激光器在光电对抗、遥感测距、大气通信等方面具有重要用途。除了上述应用以外,中红外波段超快激光还可用于高次谐波极紫外阿秒脉冲产生^[3]、中红外超连续谱产生^[4]等,因此,中红外超快激光一直是激光领域的前沿研究热点。

超快光纤激光器以柔性光纤为波导介质,相比于固体以及气体脉冲激光器来说具有易集成、可再放大、光束质量高等诸多优势。在近红外 1~2 μm 波段,受益于该波段成熟的光纤制造、器件加工技术,基于掺镱、掺铒以及掺铥石英光纤的近红外超快光纤激光器在科学理论和技术指标上不断突破,传统固体、气体激光器的部分应用领域逐渐被光纤激光器代替。然而在 2.5 μm 以上中红外波段,光纤激光器由于光纤基质的稳定性问题和增益介质的效率问题,在性能以及稳定性方面较为落后。近年来随着材料处理技术、光纤拉制工艺不断突破,中红外超快光纤激光器蓬勃发展,在超快脉冲产生、压缩放大以及应用等方面取得了许多重要进展,大大拓展了中红外激光的研究手段与应用领域。

1 中红外光纤基质及其增益介质

不同于传统近红外的石英玻璃基质,中红外波段超快脉冲传输以氟化物光纤、硫系光纤以及碲化物光纤为主。石英玻璃在近红外波段具有优异机械强度与超低传输损耗,然而本身较高的声子能量(1150 cm^{-1})限制了对波长超过 2.5 μm 中红外激光的传输能力。声子能量是指晶格振动的共振能量,激发态非辐射跃迁的发生可能伴随着能量至光学声子的转移,因此非辐射弛豫速率会随着弛豫所需要的声子增加而指数衰减^[5]。已有文献研究表明,当材料本身的声子能量高于最低非辐射弛豫能量的四分之一时,该能级的非辐射跃迁相对于辐射跃迁即是不可忽略的。因此当基质材料具有较低的声子能量时,多声子弛豫(非辐射弛豫)过程发生的可能性将大大降低,可大大提升激发态寿命获得较高的量子效率。为实现 3~5 μm 波段激光低损耗传输,目前通常采用较低声子能量的重金属氟化物光纤(600 cm^{-1}),硫系光纤(350 cm^{-1})或者碲化物光纤(650 cm^{-1}),最常见的如 ZBLAN($\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{-AlF}_3\text{-NaF}$)、 InF_3 、 ZrF_4 、 As_2S_3 、 As_2Se_3 、 TeO_2 光纤等。除了使用稀土离子作为增益介质以外,近年来基于特殊气体填充的反谐振空芯光纤是实现中红外激光增益的另一条发展路线^[6-8]。然而这些中红外光纤的广泛应用仍然面临着一些问题,主要表现为以下几点:中红外光纤机械性能差,不可小直径弯曲;导热系数低,仅为石英光纤的一半左右;硫系光纤非线性系数过高、损伤阈值低;氟化物光纤化学稳定性差易潮解,端面易损伤;碲酸盐光纤氢氧根会形成非桥氧导致损耗增加^[9];反谐振光纤的损耗有待进一步降低;中红外光纤制造工艺复杂,成本较高。这些问题仍然需要通过新型光纤、改进工艺、元素掺杂等方法进一步研究解决。

选用合适的稀土离子掺杂实现中红外波段的激光发射是搭建中红外超快光纤激光器的前提,目前提供中红外增益的稀土掺杂离子主要有 Er^{3+} 、 Dy^{3+} 、 Ho^{3+} 以及 Tb^{3+} 等,其主要跃迁过程如图 1 所示,可实现 2.8, 2.9, 3, 3.5, 3.9, 4.3 以及 4.7 μm 的激光发射。特别值得注意的是,这其中有多激光发射能级的低能级寿命要长于高能级寿命,如 Er^{3+} 的 2.8 μm 激光发射、 Ho^{3+} 的 2.87 μm 以及 3.9 μm 的激光发射。在激光发射时,这种情况会引起低能级粒子持续积累从而导致朝该能级的跃迁过程减缓甚至终止。此时,能量传递上转换(ETU)以及多声子衰减(MD)为提升激光发射效率发挥了重要作用。例如,2018 年,拉瓦尔大学的 Meas 等人利用高掺 Ho^{3+} 增强 ETU 和 ESA 过程来克服激光发射上能级寿命较短的问题^[12],使用 888 nm 直接泵浦 23 cm 的高掺 Ho^{3+} 的氟化钆光纤实现了 3.92 μm 的直接输出,斜率效率可达 10.2%。2020 年,吉林大学秦冠仕等人报道了基于 $\text{Ho}^{3+}/\text{Pr}^{3+}$ 共掺氟化铝光纤 2.9 μm 激光^[13],基于 Pr^{3+} 引入的多次 MD 过程实现 $\text{Ho}^{3+} \ ^5\text{I}_7$ 能级猝灭,获得了斜率效率 15.3% 的 2.9 μm 激光输出。

由于傅里叶变换关系,光谱宽度对于超快光纤激光器至关重要。增益介质的增益带宽是限制激光器直接输出

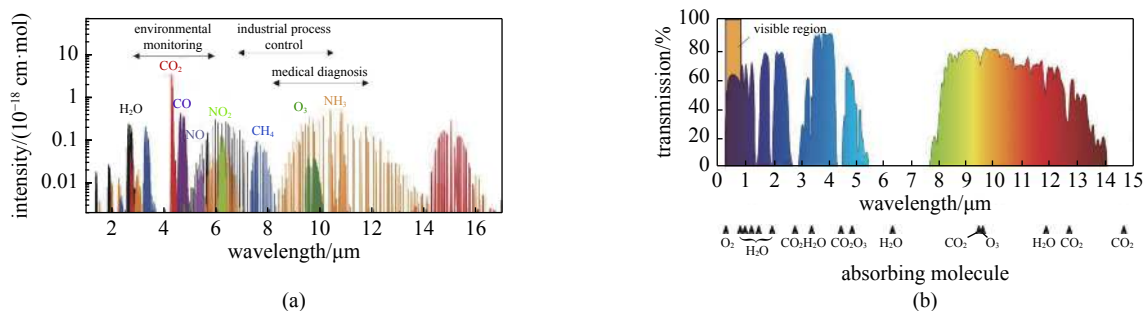


Fig. 1 (a) Molecules absorption spectrum^[1] and (b) atmospheric transmission windows

图 1 (a) 分子指纹谱^[1]; (b) 大气传输窗口

脉冲宽度的重要因素,越宽的增益带宽理论上能支持越窄的脉冲输出和越宽的波长调谐范围。对于傅里叶变换极限脉冲,即使波长远在 $5\ \mu\text{m}$,只要激光光谱 $3\ \text{dB}$ 带宽大于 $27\ \text{nm}$ 理论上即可支持 fs 量级的脉冲。如图 2 (g) 显示了多种稀土离子的发射谱,可见,除了在 $3.9\ \mu\text{m}$ 波段实现飞秒脉冲直接输出难度较大,其他发射带宽位于中红外波段的稀土离子是完全可以支持飞秒激光直接输出的。

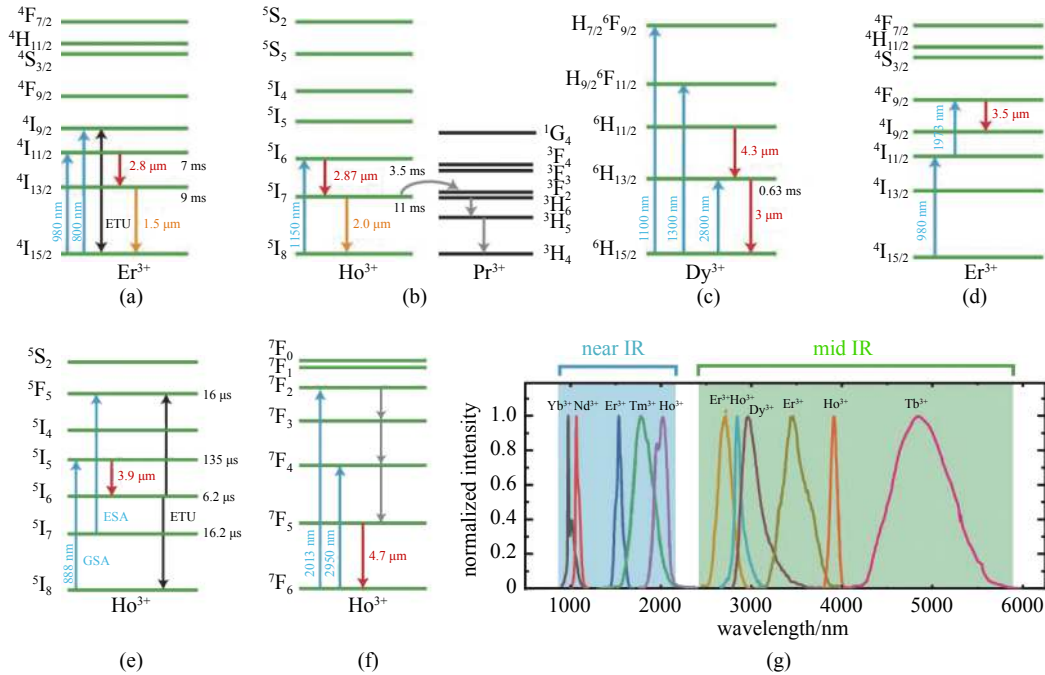


Fig. 2 The energy levels of different rare-earth ions (a-f) and their emission spectra^[10-11]

图 2 多种稀土离子的能级 (a-f) 与发射谱 (g)^[10-11]

2 中红外超快光纤激光器

锁模是目前最常用的超快脉冲产生技术。激光器运转时,腔内同时存在大量的纵向模式,当这些纵向模式的相邻相位差被锁定至固定差值时,模式的相长干涉将会在时域上形成超短脉冲。光纤激光器为保持紧凑结构、控制成本,多采用被动调制实现非线性的透射率从而获得锁模脉冲,目前报道的锁模方式及其原理可总结如图 3 所示。可饱和吸收体基于泡利不相容原理在较高的功率密度下吸收减小^[14];非线性偏振旋转利用偏振态在光纤内的非线性演化实现强光透射弱光隔离^[15];频移反馈依赖外部调制器件如声光调制器将光频不断朝一方向移动使得仅有高功率光能保持在增益区内^[16];非线性环形镜和非线性放大环形镜都是将光分为两束经过同样路径后再次相遇,通过光强不同相位差积累不同实现强光透射^[17-18];非线性耦合则利用强光引起折射率变化产生相位失配从而在多芯光纤中不能被正常耦合到侧芯或在长周期光栅中不能被耦合到包层实现强光高透射率输出^[19-22];Mamyshv 振荡器基于 Mamyshv 信号再生技术^[23],通过带宽偏离滤波器将能产生足够自相位调制的强光从腔内选出^[24]。非线性模式干涉则是基于 Talbot 空间自成像效应通过自相位调制与交叉相位调制在多模光纤中引入额外非线性相移,从而改变不同光强的自成像距离实现在特定多模光纤长度下的饱和吸收^[25-27]。以上锁模技术均已在近红外波段光纤激光器中得到广泛应用,然而,中红外波段由于光纤本身的机械和化学稳定性问题,耦合器、滤波器等光纤器件尚不成熟,目前仅有少数几种锁模方式用于中红外的锁模脉冲产生。

2.1 非线性偏振旋转锁模

根据克尔效应,不同光强的光脉冲在光纤内部演化时会具有不同的非线性相位积累。非线性偏振旋转(NPR)是一种典型的基于克尔效应的锁模技术,它利用两正交偏振分量在激光器内传输一周的过程中自相位调制和交叉相位调制引起积累相位的不同实现偏振态的旋转,最终通过偏振隔离实现光强相关的强度调制。该技术最早由 Hofer 等人在 1991 年提出^[28],基于 NPR 技术人员实现了多个波段正常色散以及反常色散条件下的锁模脉冲输出。2015 年,拉瓦尔大学的 Duval 等人基于光纤结构和 NPR 效应首次在中红外波段实现了锁模脉冲输出^[29]。实验光路及结果如图 4 (a-d) 所示,基于 3m 长的掺铟氟化物光纤通过调节玻片直接获得了脉冲宽度 207 fs 峰值功率 3.5 kW 的超短脉冲输出,输出光谱可以明显看到孤子特征的凯利边带。随后,利用二次谐波产生消除低功率色散波的干

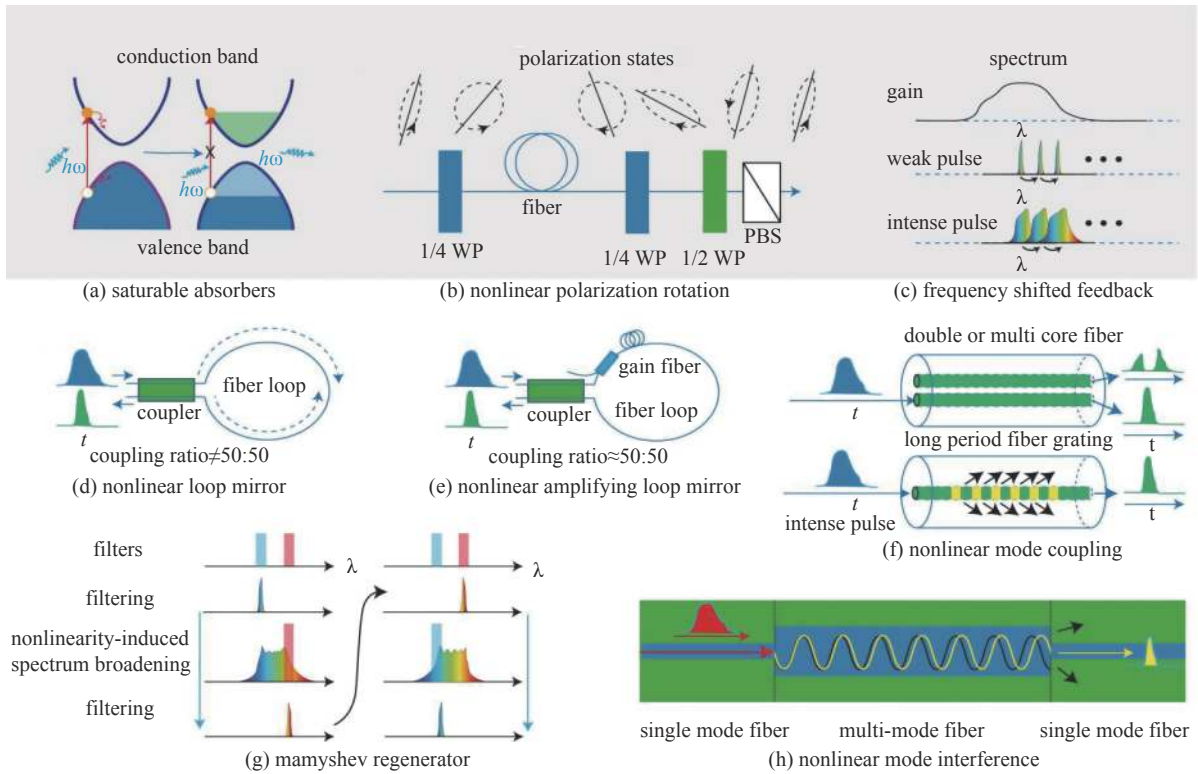


Fig. 3 Methods for fiber laser mode-locking. The methods (a-c) have successfully mode-locked the mid-infrared fiber laser

图 3 光纤激光器锁模方式。其中 (a-c) 已实现中红外锁模

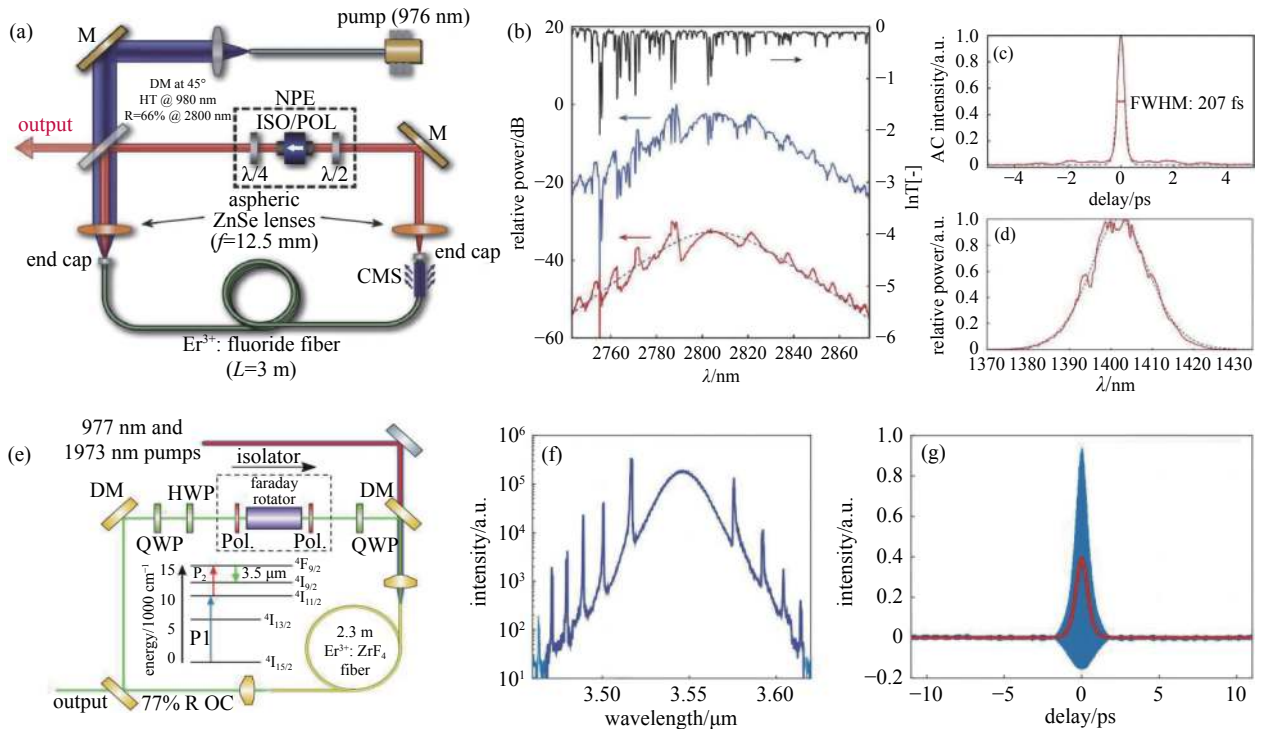


Fig. 4 (a-d) 2.8 μm nonlinear polarization rotation based mode-locking^[29]. (a) Experimental configuration; (b) direct and reconstructed output spectra; (c) autocorrelation trace; (d) second harmonic signal spectrum. (e-g) 3.5 μm nonlinear polarization rotation based mode-locking^[32]. (e) Experimental setup; (f) pulse spectrum; (g) autocorrelation trace

图 4 (a-d) 2.8 μm 非线性偏振旋转锁模^[29]。(a) 系统结构; (b) 直接输出光谱与重建光谱; (c) 自相关迹; (d) 二次谐波信号光谱; (e-g) 3.5 μm 非线性偏振旋转锁模光纤激光器^[32]。(e) 系统结构; (f) 输出光谱; (g) 自相关迹

扰, 二次谐波信号和理论计算结果的对比表明, 脉冲宽度确实为 207 fs, 且脉冲形状确认为标准孤子的双曲正弦形, 该工作首次在中红外波段实现了孤子锁模, 是中红外光纤激光器超快脉冲产生的开端。同年, Hu 等人同步报

道了基于非线性偏振旋转锁模的中红外超快光纤激光器^[30],采用类似的结构产生了脉宽 497 fs 峰值功率 6.4 kW 的锁模脉冲。随后, Wang 等人报道了基于非线性偏振旋转的掺镱氟化物光纤激光器在 3.1 μm 处的超快脉冲产生^[31],实验使用 2.8 μm 掺铒氟化物光纤作为泵浦源,首次实现了超过 3 μm 的中红外锁模光纤激光器,并获得了 828 fs 的孤子脉冲输出。2021 年, Bawden 等人首次报道了 3.5 μm 的被动锁模光纤激光器^[32],如图 4 (e-g) 所示,基于非线性偏振旋转使用 $\text{Er}^{3+}:\text{InF}_4$ 光纤作为增益介质以降低传输损耗,通过 977 nm 和 1973 nm 同时泵浦实现了 580 fs 的 3.5 μm 孤子脉冲输出。

目前中红外锁模光纤激光器直接输出飞秒脉冲的报道均基于非线性偏振旋转技术,展现出非线性偏振旋转技术的独特优势。非线性偏振旋转不能精确控制饱和和吸收参数如调制深度、非饱和损耗,且非线性透射率不随光强单调增加,但是其波长不敏感性以及借助波片实现的广阔参数调节空间为中红外波段超快脉冲的研究提供了性能优异的手段。由于该锁模方式产生脉冲质量高、结构简单、运转相对稳定,被广泛应用于产生高质量脉冲的中红外锁模种子源,用于后续放大^[33]、压缩^[34]、呼吸孤子产生^[35]、多脉冲研究^[36]等。

2.2 可饱和吸收体

可饱和吸收体是最早用于锁模激光产生的技术,早在 1970s 年代,人们就发现了某些材料对脉冲激光宽度的压缩作用^[42]。如今可饱和吸收体已经是实验室产生锁模脉冲最常用的手段,可饱和吸收体的原理主要是,当弱光入射到材料时,材料的电子被从基态激发至激发态,同时激发态电子弛豫至基态,弱光不断被吸收;当强光入射时,电子快速被激发至导带,光生载流子填充价带和导带使得材料对光的吸收停止,材料在强光作用下被“漂白”,被激发的电子带内弛豫和带间弛豫分别对应可饱和吸收体的快恢复时间和慢恢复时间。可饱和吸收体的性能由以下因素决定:工作带宽、非饱和吸收损耗、调制深度、饱和吸收阈值以及损伤阈值。材料要在中红外波段产生饱和吸收要求具有较窄的带隙 ($<0.46 \text{ eV}$ @2700 nm),除未掺杂石墨烯本身是零带隙外,其他材料研究表明可通过优化工艺达到要求:如单壁碳纳米管随着直径的增加带隙明显呈现减小的趋势^[43],过渡金属硫化物可以引入缺陷改变元素比例减小带隙^[44],黑磷则由于其独特的电子结构演变带隙会随着层数的增加单调降低^[45]。

过去几年来,诸多常规波段可饱和吸收材料被证明其工作带宽可延伸至中红外波段,目前可锁模的可饱和吸收体及其锁模结果如图 5 所示。2016 年, Qin 等人报道了基于多层黑磷的中红外锁模光纤激光器^[37],获得了高达 613 mW 平均功率的锁模脉冲输出,脉冲宽度为 42 ps,信噪比高达 60 dB;随后 Qin 改进了腔结构,使用跳线和法兰盘搭建了全光纤结构的线型中红外锁模激光器^[46],锁模较为稳定但是耦合损耗较大,需要进一步解决损耗问题。石墨烯作为零带隙材料可在极宽的波长范围内存在饱和吸收^[47],2016 年, Zhu 等人实现了基于石墨烯的 2.8 μm 锁模光纤激光器,获得了 42 ps 的锁模脉冲输出^[38],但信噪比仅有 43.5 dB,表明锁模状态并不稳定;2017 年, Zhu 等人报道了基于狄拉克半金属 Cd_3As_2 的中红外锁模光纤激光器^[39],实验证明了砷化镉可饱和吸收体在 3~6 μm 中红外波段均具有瞬态响应,且能通过铬掺杂可调节砷化镉可饱和吸收体的恢复时间,成功实现掺铒氟化物光纤的锁模运转,证实了狄拉克半金属作为可饱和吸收体的巨大潜力,在 2860 nm 处实现了 6.3 ps 的脉冲输出。2019 年, Guo 等人基于化学气相沉积制备了二硒化钨可饱和吸收镜^[40],并在掺铒氟化物光纤激光器系统中实现了 2790 nm 锁模运转,输出脉冲宽度 21 ps,输出功率达到了 360 mW;近期, Luo 等人报道了基于金纳米线的中红外锁模光纤激光器^[48],实现了 14 ps 的脉冲输出,其基频信噪比高达 72 dB,显示出该种可饱和吸收体极佳的锁模稳定性,此外,研究人员还在实验中首次观测到了中红外基于可饱和吸收体实现的谐波锁模现象。SESAM 作为目前唯一商用可饱和吸收体具备成熟的制备工艺,制备过程中通过调节组成成分、材料厚度和反射结构可以精细控制可饱和吸收的各项参数。但 SESAM 受限于晶格失配和生长工艺,目前在中红外特别是长波段处的制备尚未成熟。早在 2012 年, SESAM 就被用于调制钛镨共掺光纤激光器^[49],虽然证明了 SESAM 在中红外波段作为可饱和吸收体的可行性,但仅实现了调 Q 锁模。2015 年, Tang 等人报道了基于 SESAM 稳定锁模的结果^[41],在 8.2 W 976 nm 泵浦下实现了 1 W 的脉冲输出,脉宽测得为 25 ps,峰值功率达到 1.86 kW。可饱和吸收体作为重要的锁模手段,具有腔结构紧凑、成本低廉的优势,然而目前可饱和吸收体锁模与其饱和吸收参数密切相关,除 SESAM 外锁模运转难以实现且稳定性不佳,获得的脉冲宽度也大都在数十 ps 量级。

调 Q 是另一种常见的激光器脉冲运转形式,调 Q 脉冲虽然脉宽在 μs 和 ns 量级,但其脉冲能量多在 μJ 量级,可用于材料加工等。基于可饱和吸收体的中红外调 Q 光纤激光器常用结构与输出结果如图 6 所示,激光器均采用线性腔结构,且通常在可饱和吸收镜前放置双色镜滤除泵浦光减少金镜上的热积累。目前报道的可在中红外调 Q 的可饱和吸收体可总结如表 1 所示。从表中可看出,可饱和吸收体调 Q 脉冲宽度均在 μs 和亚 μs 量级,信噪比普

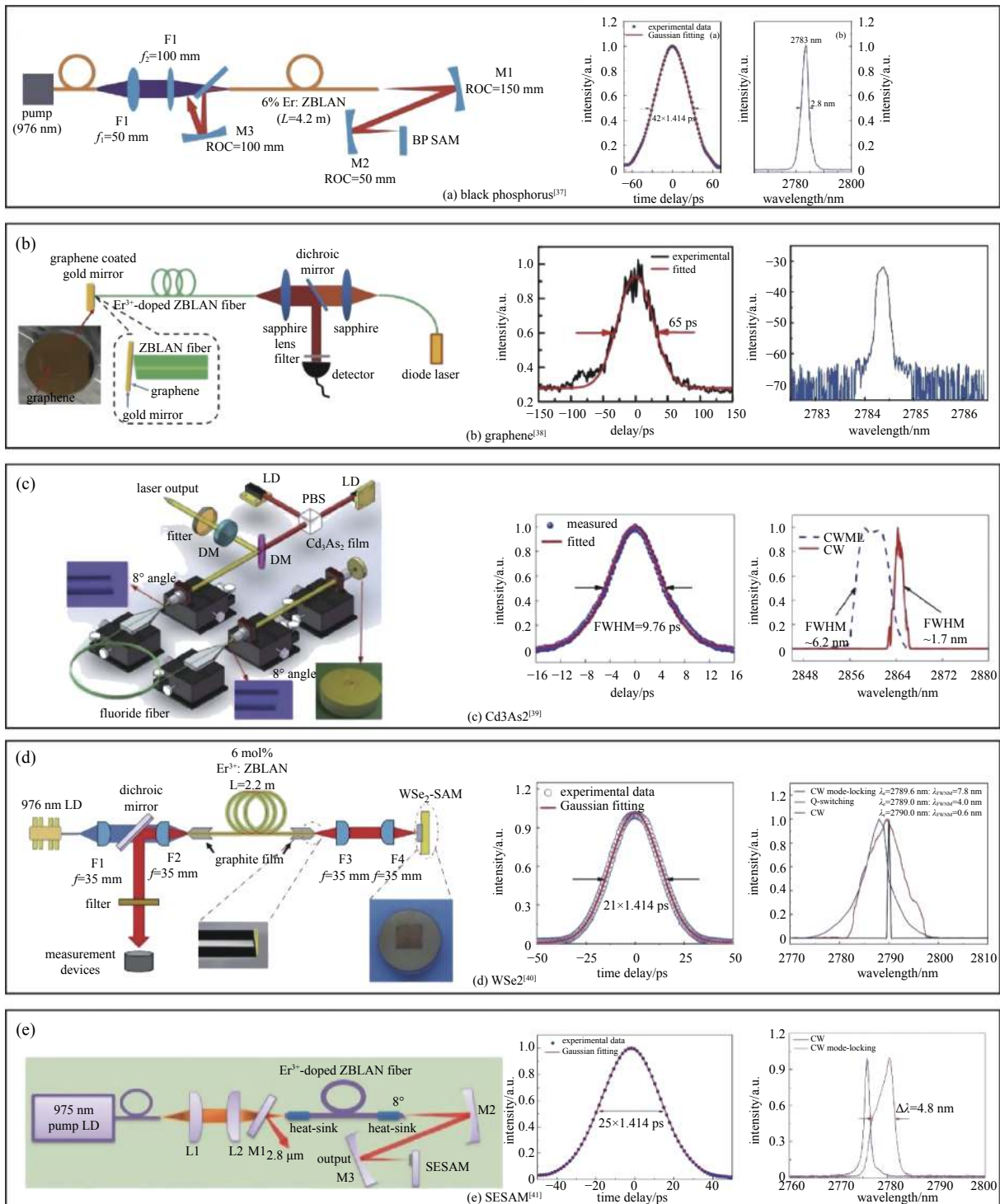


Fig. 5 Mid-infrared ultrafast fiber lasers mode-locked by saturable absorbers. Left to right column: setup, autocorrelation trace and spectra
 图 5 基于可饱和吸收体的中红外锁模光纤激光器结构及其输出脉宽和光谱。从左至右依次为激光器结构、自相关迹以及输出光谱

遍较低, 受限于可饱和吸收体的损伤阈值与光纤端面的热积累, 直接输出的最高调 Q 功率仅为 W 量级。纵观基于可饱和吸收体中红外脉冲光纤激光器的相关研究, 仅有少部分可饱和吸收体报道能够产生锁模脉冲, 绝大部分只能实现调 Q 脉冲输出, 且通常显示出调 Q 不稳定性。在包含可饱和吸收体的固体激光器或光纤激光器系统中, 调 Q 不稳定性可以通过增加腔长、泵浦功率, 减少腔内损耗、调制深度和增益介质上能级寿命等手段得到抑制^[50], 研究表明, 适量增加可饱和吸收体的反饱和吸收也可抑制调 Q 不稳定性^[51]。

2.3 频移反馈锁模

频移反馈可类比为主动调制的 Mamyshev 振荡器, 它们具有相似的锁模原理, 均通过强光的自相位调制作用将

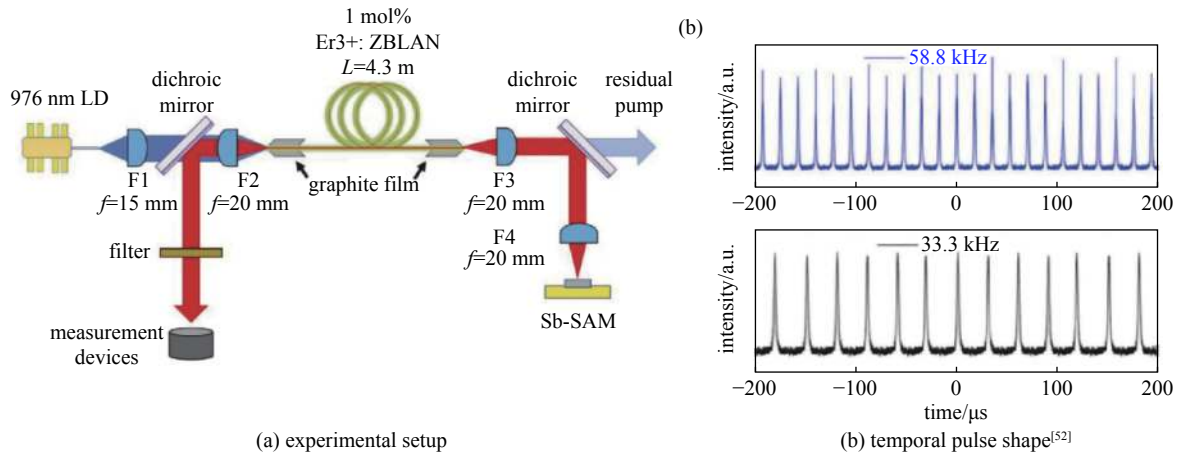


Fig. 6 Typical Q-switched fiber laser based on saturable absorbers

图 6 典型基于可饱和吸收体的中红外调 Q 光纤激光器

表 1 中红外被动调 Q 光纤激光器性能比较

Table 1 Comparison of results of mid-infrared fiber lasers Q-switched by various saturable absorbers

saturable absorber	doped rare-earth elements	wavelength/nm	duration/ns	frequency/kHz	SNR/dB	power/mW	reference
graphene	Er ³⁺	2783	1670	37	30	62	[53]
SESAM	Er ³⁺	2791	1680	47.6	50	317	[54]
Bi ₂ Te ₃	Ho ³⁺	2979.9	1370	81.96	37.4	327.4	[55]
BP	Er ³⁺	2779	1180	63	—	485	[56]
SESAM	Er ³⁺	2783	315	146.3	—	1010	[57]
Bi ₂ Te ₃	Er ³⁺	2791	1300	92	36	856	[58]
WS ₂	Ho ³⁺ /Pr ³⁺	2867	1670	131.6	40.5	48.4	[59]
Fe ²⁺ :ZnSe	Er ³⁺	2779	742	102.9	41	822	[60]
Fe ²⁺ :ZnSe	Er ³⁺	2780	430	160.8	39	873	[61]
GNS	Er ³⁺	2800	536	125	44	454	[62]
SWCNT	Ho ³⁺ /Pr ³⁺	2837~2892	1460	131.6	40	55.8	[63]
PbS	Dy ³⁺	2710~3080	795	166.8	33	252.7	[64]
MoS ₂	Er ³⁺	2754	806	70	40	140	[65]
MXene	Er ³⁺	2798	730	99.5	33.1	80	[66]
Sb	Er ³⁺	2800	1700	28.8	36.2	59	[52]
PtSe ₂	Ho ³⁺ /Pr ³⁺	2865	620	238.1	30	93	[67]
Fe ₃ O ₄	Dy ³⁺	2931	1250	123	35	111	[68]
InSe	Er ³⁺	2791	423	253	43.7	712	[69]

SNR: single-to-noise ratio; BP: black phosphorus; SWCNT: single-walled carbon nanotube

能量转移至损耗较低的波长处,从而保持在腔内运转,而弱光光谱展宽较小经历较大的损耗而从腔内滤除,只有足够强的光通过自相位调制产生的新光谱成分才能在腔内运转,相比于 Mamyshev, 频移反馈需要借助外部调制器件如声光调制器等主动移动激光波长但容易自启动且不需要额外的滤波器件。早在 2000 年,该技术产生脉冲的可行性就在常规近红外波段得到验证^[70],中红外光纤激光器本身多为空间结构,声光调制器易与激光器整合,近年来随着声光调制器的快速发展,基于 TeO₂ 的声光调制器波段工作可达 4500 nm,频移反馈技术又逐渐被研究人员所重视。2013 年,麦考瑞大学的研究人员首次将这种频移反馈技术用于中红外光纤激光器^[71]。随后 Woodward 等人从仿真和实验深入研究了频移反馈的锁模过程^[72],实验获得了与仿真较为一致的结果(如图 7 所示),实现了最短 33 ps 的锁模脉冲输出,此外基于频移反馈改变腔内波长相关损耗,研究人员还实现了锁模波长从 2970 nm 到 3300 nm 的连续变化,波长改变导致有效腔长变化而引起重复频率的改变与计算结果十分吻合。2017 年, Majewski 等人进一步探索了基于该种技术短脉冲产生的可行性^[73],增加声光调制器有效带宽后实现了 4.7 ps 的锁模脉冲输出。同时对频移量和弛豫振荡频率和重复频率的研究发现,在接近重复频率情况下激光器具有更高的锁模稳定性但处于

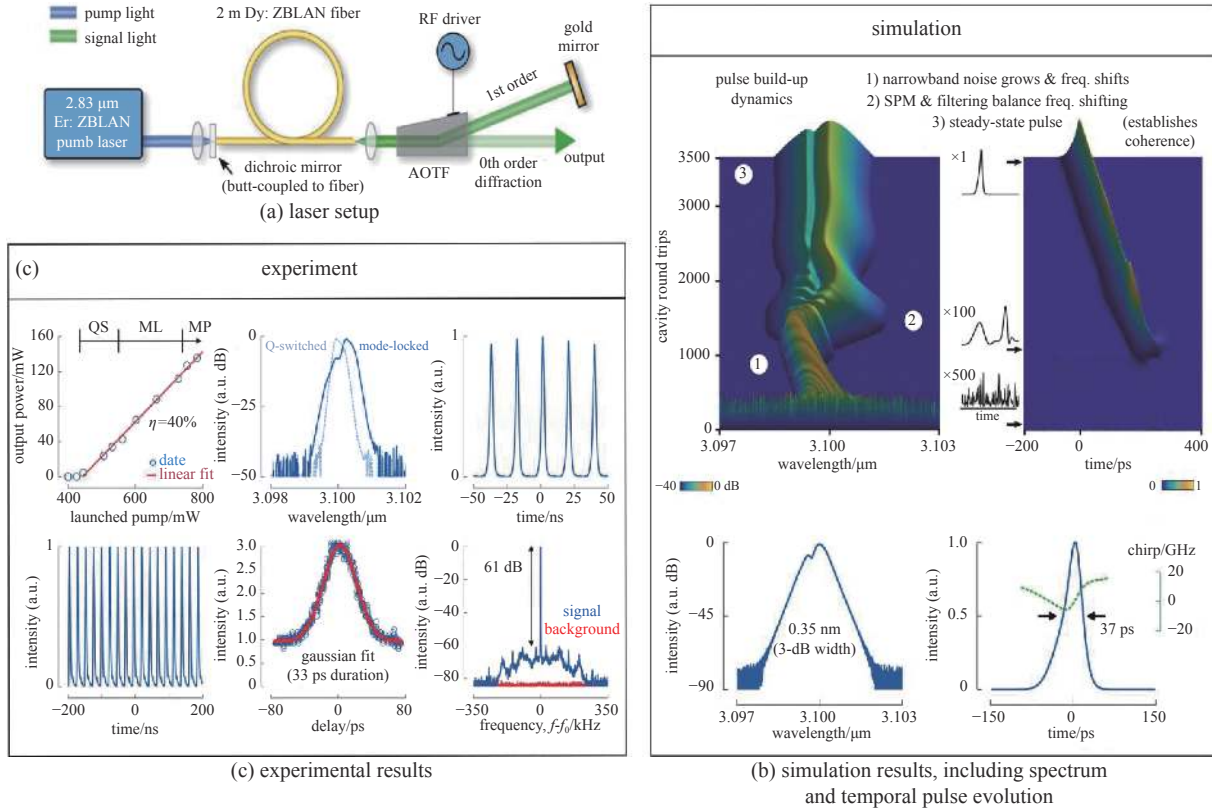


Fig. 7 Frequency shifted feedback mode-locking^[72], including pump-output power curve, output spectrum, Q-switched waveform, mode-locked waveform, autocorrelation trace and radio frequency spectrum

图 7 频移反馈锁模技术^[72]。包含泵浦-输出曲线、输出光谱、调 Q 波形、锁模波形、自相关迹和射频谱

多脉冲状态。频率反馈锁模不依赖于波长，在更长波长下的锁模也已得到报道。近期，Henderson-Sapir 等人通过泵浦 Er³⁺:ZrF₄ 光纤借助频率反馈技术实现了 3.5 μm 下高质量锁模^[74]，获得的最短脉冲为 53 ps，通过调节频移量最高可在 3612 nm 波长处实现锁模运转。

频移反馈锁模技术虽然在近红外波段已经得到充分研究^[16]，但是在中红外波段仍然面临着许多挑战。一方面，声光调制器带宽过窄难以在中红外波段支持飞秒脉冲输出，如何在不增加腔内损耗的前提下增加有效滤波带宽是亟待解决的重要问题；另一方面，频移反馈锁模各项参数如频移量、调制强度对输出脉冲的影响较为复杂，仍然需要进一步研究。

3 中红外超快脉冲优化及应用

3.1 中红外少周期脉冲的产生与放大

少周期脉冲是持续时间极短以至于在对应波长下电场相位变化仅有数个周期的光学脉冲，通常伴随着极高的峰值功率。少周期脉冲在基于高次谐波极紫外阿秒脉冲产生^[3]、化学反应中追踪瞬态分子变化等方面具有重要的科学应用与研究价值，是人类研究极端现象、探寻物理极限、感知瞬态过程的重要手段^[75]。脉冲压缩的主要方法有绝热孤子压缩^[76-77]、非线性压缩^[78-79]、高阶孤子自压缩^[80-81]等。绝热孤子压缩通过将标准基阶孤子注入色散渐减光纤或者在色散不变的增益光纤内放大，孤子将逐渐自动调整形态以形成新的光纤参数下的基阶孤子从而实现脉冲压缩，但这种方式所达到的压缩程度受到光纤参数的限制。非线性压缩和高阶孤子自压缩是产生少周期脉冲的常用方式。非线性压缩时，脉冲在高非线性介质内由于自相位调制效应光谱迅速展宽，可支持更短的傅里叶极限变换脉冲且不会受到增益窄化效应的影响，脉冲在持续时间内由于具有近似线性啁啾可被常规光栅对色散补偿至接近极限变换脉冲。高阶孤子自压缩则是基于非线性和负色散相互作用形成高阶孤子进行压缩。高阶孤子在周期性的演化过程中孤子形状不断变化，在特定传播距离下选取最窄脉冲输出可有效压缩脉冲宽度。

2017 年，Woodward 等人报道了以非线性偏振旋转锁模为种子源，2.87 μm 波长下基于非线性压缩的 70 fs 超短脉冲产生，该脉冲仅对应 7.3 个光学周期^[34]。实验结构及其结果如图 8 (a-d) 所示，锁模种子源输出脉冲宽度为 265 fs，光谱的半高全宽为 34 nm。在经过 8 cm 的硫化砷光纤后 3-dB 光谱迅速展宽至 114 nm，脉冲宽度则变至 804 fs。此

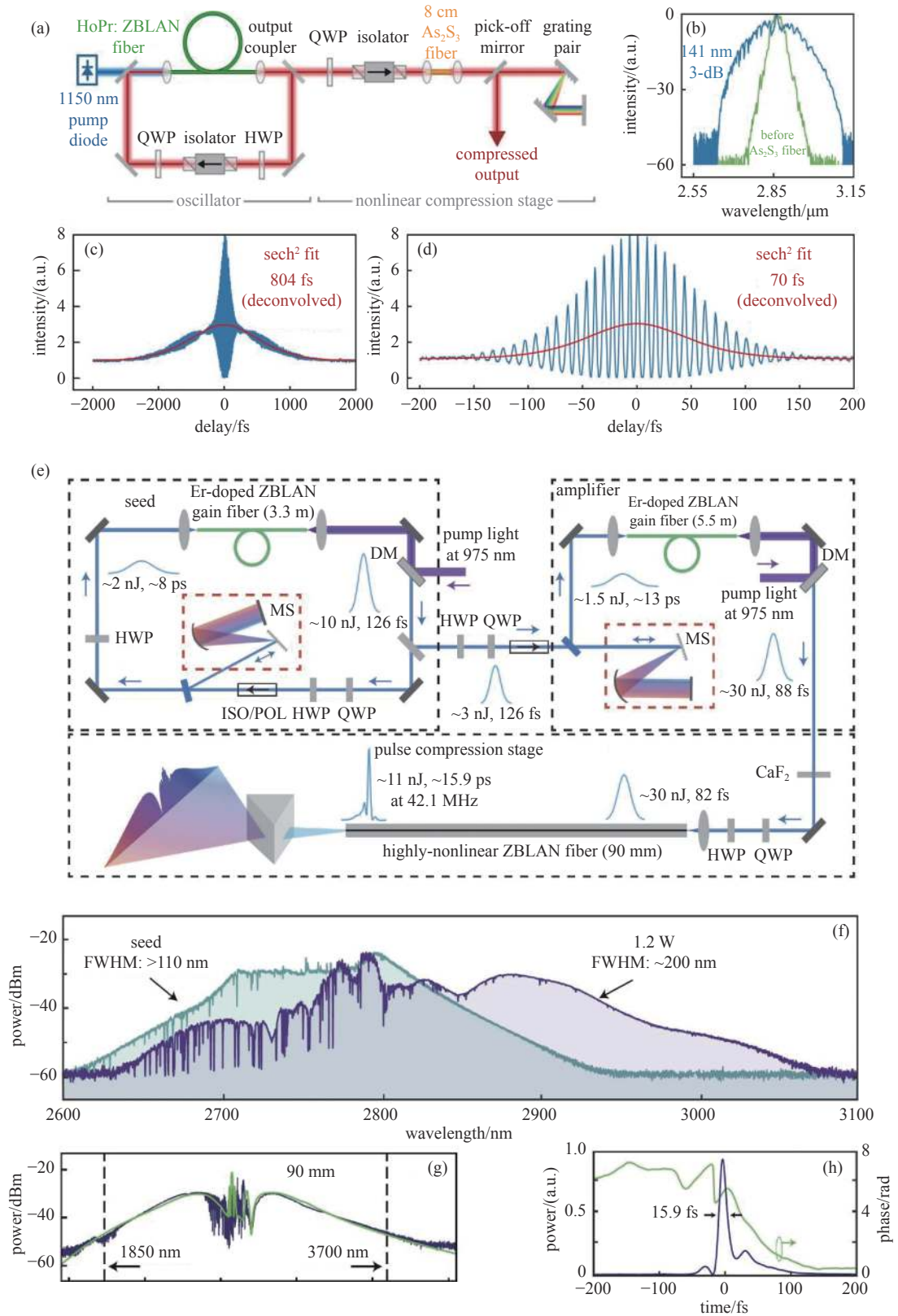


Fig. 8 (a-d) 70 fs pulses generation via nonlinear compression^[34]. (a) Experimental setup; (b) output spectra; (c) autocorrelation trace before compression; (d) autocorrelation trace after compression. (e-h) 15.9 fs pulses generation via chirped pulse amplification and high order soliton self-compression^[33]. (e) Experimental setup; (f) spectra of seed and amplified pulse; (g) spectrum of compressed pulse; (h) retrieved temporal intensity and phase of compressed pulse

图 8 (a-d) 基于非线性压缩的 70 fs 脉冲产生^[34]。(a) 系统结构; (b) 输出光谱; (c) 压缩前的自相关迹; (d) 压缩后的自相关迹。(e-h) 基于啁啾脉冲放大和高阶孤子压缩的 15.9 fs 脉冲产生。(e) 系统结构; (f) 种子光谱和放大后的脉冲光谱; (g) 压缩后脉冲光谱; (h) 恢复的脉冲波形及其相位

时脉冲具有近似线性的上啁啾, 经过光栅对压缩后, 直接输出脉宽 70 fs, 峰值功率 6.3 kW 的脉冲序列。近期, 马克斯普朗克光科学研究所的 Huang 等人基于高阶孤子自压缩研究了中红外锁模脉冲进一步压缩的可能性^[33], 获得了短至 15.7 fs 的脉冲序列, 系统结构及其输出结果如图 8 (e-h) 所示。研究人员首先通过在腔内加入 Martinez 型光栅引入正常色散搭建色散管理的非线性偏振旋转锁模光纤激光器, 随后通过啁啾脉冲放大, 将锁模脉冲功率放大至 W 量级同时展宽光谱, 最后选择合适的氟化物光纤长度通过高阶孤子在传输过程中周期演化形成的自压缩获得短至 15.9 fs 的锁模脉冲, 对应 2.8 μm 下 1.7 个光学周期, 其光谱 30 dB 带宽超过了一个倍频程, 从 1.8 μm 延伸至 3.8 μm 。此时脉冲峰值功率高达 500 kW, 是迄今中红外光纤激光器达到的最高峰值功率, 接近近红外波段锁模脉冲放大与压缩的性能^[82], 展示了中红外光纤激光器脉冲放大与压缩的巨大潜力。

3.2 中红外超连续谱产生

高功率的中红外脉冲能够用于产生超连续谱。超连续谱产生是指高功率激光脉冲在高非线性介质中由于多种非线性效应如自相位调制、交叉相位调制、四波混频、拉曼散射等共同作用光谱被极大展宽的过程, 这些光谱的宽度甚至可以达到多个光学倍频程并在各个频率仍保持高度相干性, 超连续谱产生的具体过程已经得到了充分的研究^[83]。超连续谱作为高相干宽谱光源可用于提升时域光学相干断层扫描与荧光显微成像的分辨率^[84-86], 在频率梳度量学^[87]、痕量气体检测^[1]与环境传感^[88]等领域也有广泛的应用, 特别是在覆盖大部分化学键和官能团特征吸收峰的红外波段。

基于光纤结构的中红外超连续谱产生多采用高非线性软玻璃光纤如硫系光纤、碲酸盐光纤等^[89-93], 这些光纤在中红外具有较宽的透射窗口, 其中硫系光纤的非线性折射率系数比常规石英光纤高出两个数量级以上。过去的研究中, 通常使用近红外超快光源基于孤子自频移效应将波长红移至非线性光纤的零色散点并放大脉冲序列的平均功率。这种方法虽然能够保持紧凑的全光纤结构但系统较为复杂, 且存在一些额外缺点: 一方面为降低非线性光纤的零色散点波长以匹配近红外泵浦光, 一般要采用硫系微结构光纤或者是需将硫系光纤拉锥处理^[94-95]; 另一方面, 多系统级联会引入额外的噪声, 超连续谱中的噪声大会限制超连续谱相干性, 为降低光谱展宽产生过程中被非线性放大的量子噪声, 应尽可能少地引入噪声源, 采用尽可能短的超快脉冲泵浦较短的高非线性光纤^[96]。若直接采用工作波段为中红外的超快光纤激光器泵浦则可以减小系统复杂度, 实现更高效的超连续谱系统。2017 年, Hudson 等人利用非线性偏振旋转锁模的氟化物光纤激光器产生 2.9 μm 的超快激光泵浦硫系光纤, 实现了超过两个倍频程的超连续谱输出^[4]。其实验结果如图 9 所示, 实验采用总长为 12.2 cm 的拉锥 $\text{As}_2\text{Se}_3/\text{As}_2\text{S}_3$ 光纤, 拉锥处理后光纤在泵浦波长 2.87 μm 处的群速度色散减小至 0.29 ps^2/m , 在输入峰值功率达到 4.2 kW 时, 系统输出 30-dB 光谱宽至 2.4 个倍频程的超连续谱, 输出功率达到 30 mW。理论计算和实验观测表明, 由于长波段下基模无法被束缚在纤芯中, 从而该波段下非线性系数剧烈下降, 导致在 12 μm 处超连续谱截止。虽然目前中红外脉冲激光直接泵浦实现超连续谱产生仍然采用大量的空间光结构, 但随着氟化物光纤器件的发展, 中红外脉冲直接泵浦硫系光纤有望实现全光纤化从而获得更好的稳定性并实现更佳的性能。

4 结 论

中红外波段拥有对众多分子的特征吸收并覆盖多个大气透射窗口, 该波段在分子识别、材料加工、疾病诊断、手术医疗、大气传感、国防军事等方面具有巨大的潜在应用价值。基于光纤结构的中红外超快脉冲的产生和应用是近年来超快激光领域的热门研究课题之一, 随着光纤材料研究不断深入及制备工艺的不断发展, 人们在脉冲产生及应用方向上取得了丰硕的研究成果, 极大拓展了中红外超快激光的研究手段和应用领域。借助于近红外波段的锁模以及脉冲控制手段, 中红外基于光纤结构的超快脉冲目前最窄脉冲宽度已经短至 1.7 个光学周期, 峰值功率达到 500 kW, 为后续进一步深入研究铺平了道路。

虽然中红外超快光纤激光器近年来发展迅速, 但仍然面临着一些重要挑战等待突破。首先, 如何向更长波长突破仍然是亟待解决的关键问题, 虽然低声子能量的材料已经能够支持长达 10 μm 以上波段的中红外激光传输, 但是目前稀土离子增益谱仍需拓展, 亟需发掘新的稀土离子探索新的光纤结构以实现更长波长的激发, 如近期研究发现 Sm^{3+} 有望实现 7~8 μm 处的激光增益^[97-98], 基于气体填充的反谐振光纤亦可能是一种拓展波长的有效途径, 如基于 CO_2 气体填充反谐振空芯光纤实现的 4.3 μm 光纤激光器^[8]; 其次, 目前中红外光纤传输基质材料的机械性能和化学稳定性较差限制了超快激光器的进一步发展, 虽然一些器件如氟化物光纤光栅的研究已经足够成熟^[99-101], 受近红外光纤器件启发, 部分器件已经成功制备^[102-103], 全光纤化的连续激光器也已经得到报道^[102,104], 但其

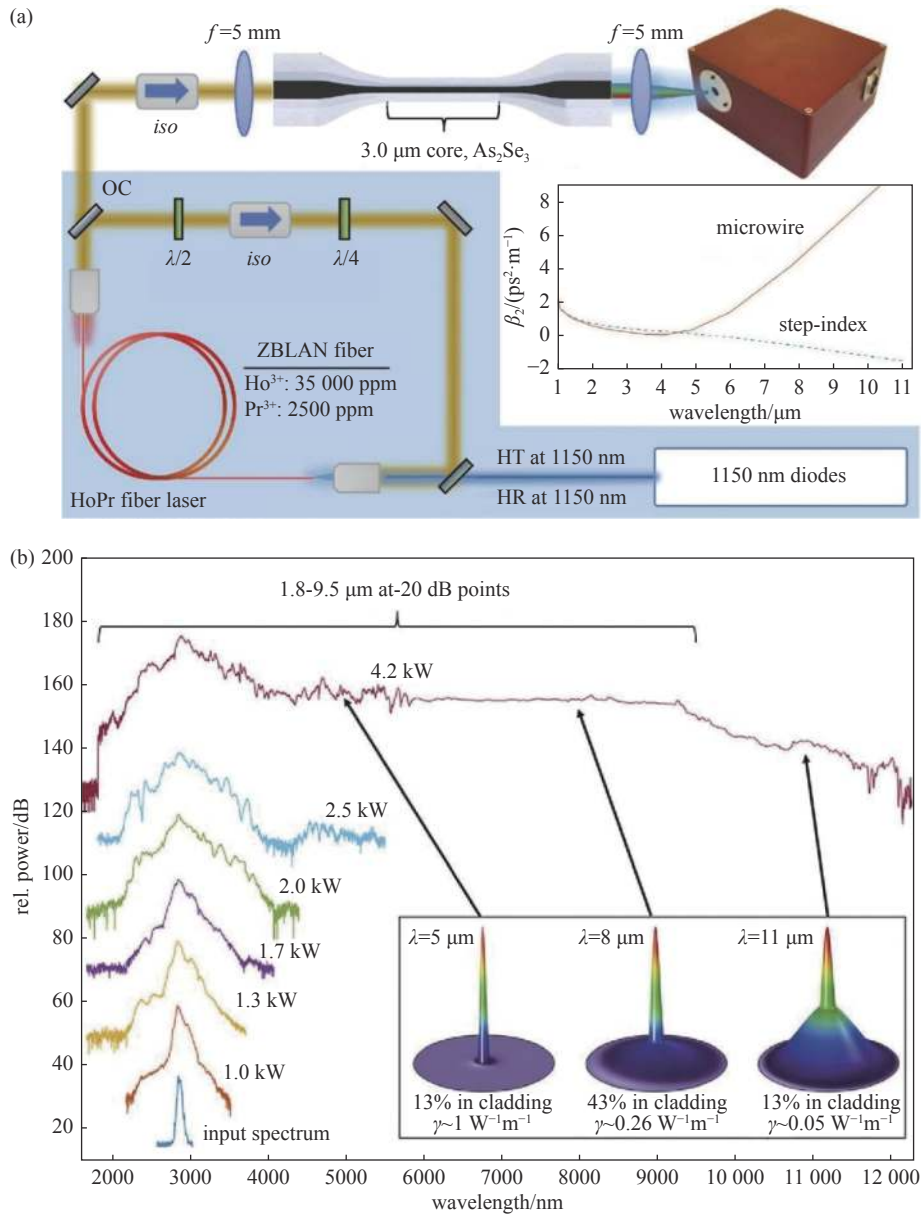


Fig. 9 Mid-infrared supercontinuum generation directly pumped by mid-infrared ultrafast pulse^[4].

(a) Experimental setup; (b) supercontinuum spectra pumped by different peak power

图9 中红外超快脉冲直接泵浦的超连续谱^[4]。(a) 系统结构, (b) 不同峰值功率泵浦下的输出结果

他重要光纤器件如隔离器、耦合器、波分复用器的研究仍停滞不前,目前锁模激光器仍采用大量的空间光结构,严重影响了中红外超快光纤激光器的稳定性和实用性,当中红外光纤器件制备工艺成熟时,中红外超快激光器将步入一个全新的时代;再其次,中红外可饱和吸收体制备工艺仍需要进一步研究,目前中红外可饱和吸收体锁模难度大,如何精细控制可饱和吸收参数如调制深度、非饱和吸收损耗、饱和吸收阈值以及反饱和吸收强度实现低成本的中红外锁模脉冲输出是研究人员面临的另一个重要问题;最后,中红外光纤锁模技术仍需突破,在近红外波,新颖的脉冲产生技术层出不穷,促进了激光器性能的不不断提升,如 Mamyshev 振荡器^[105-106]、时空锁模技术^[107-110]以及纯偶数阶色散孤子锁模^[111-113],这对中红外锁模技术具有一定的借鉴意义。制备新颖的中红外光学器件,构建创新性的腔型结构,在近红外超快脉冲产生技术的基础上革新现有中红外锁模技术是激光器性能提升的重要途径。随着材料科学的进一步发展以及人们对超快脉冲认识的加深,未来将有望实现全光纤化、低成本、高功率、更长波长的中红外锁模激光器,并在多个应用领域掀起新一轮的技术革命。

参考文献:

- [1] Popa D, Udrea F. Towards integrated mid-infrared gas sensors[J]. *Sensors*, 2019, 19: 2076.
- [2] Jacques S L. Optical properties of biological tissues: a review[J]. *Physics in Medicine & Biology*, 2013, 58(11): R37-R61.

- [3] Chang Zenghu, Corkum P B, Leone S R. Attosecond optics and technology: progress to date and future prospects [Invited][J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2016, 33(6): 1081-1097.
- [4] Hudson D D, Antipov S, Li Lizhu, et al. Toward all-fiber supercontinuum spanning the mid-infrared[J]. *Optica*, 2017, 4(10): 1163-1166.
- [5] Layne C B, Lowdermilk W H, Weber M J. Multiphonon relaxation of rare-earth ions in oxide glasses[J]. *Physical Review B*, 1977, 16(1): 10-20.
- [6] Wang Zefeng, Yu Fei, Wadsworth W J, et al. Efficient 1.9 μm emission in H_2 -filled hollow core fiber by pure stimulated vibrational Raman scattering[J]. *Laser Physics Letters*, 2014, 11: 105807.
- [7] Ding Wei, Wang Yingying, Gao Shoufei, et al. Recent progress in low-loss hollow-core anti-resonant fibers and their applications[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2020, 26: 4400312.
- [8] Cui Yulong, Huang Wei, Wang Zefeng, et al. 4.3 μm fiber laser in CO_2 -filled hollow-core silica fibers[J]. *Optica*, 2019, 6(8): 951-954.
- [9] Désévéday F, Strutynski C, Lemièrè A, et al. Review of tellurite glasses purification issues for mid-IR optical fiber applications[J]. *Journal of the American Ceramic Society*, 2020, 103(8): 4017-4034.
- [10] Wang W C, Zhou B, Xu S H, et al. Recent advances in soft optical glass fiber and fiber lasers[J]. *Progress in Materials Science*, 2019, 101: 90-171.
- [11] Sojka L, Tang Z, Furniss D, et al. Mid-infrared emission in Tb^{3+} -doped selenide glass fiber[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2017, 34(3): A70-A79.
- [12] Maes F, Fortin V, Poulain S, et al. Room-temperature fiber laser at 3.92 μm [J]. *Optica*, 2018, 5(7): 761-764.
- [13] He Huiyu, Jia Zhixu, Jia Shijie, et al. $\text{Ho}^{3+}/\text{Pr}^{3+}$ co-doped AlF_3 based glass fibers for efficient $\sim 2.9 \mu\text{m}$ lasers[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2020, 32(23): 1489-1492.
- [14] Bao Qiaoliang, Zhang Han, Wang Yu, et al. Atomic-layer graphene as a saturable absorber for ultrafast pulsed lasers[J]. *Advanced Functional Materials*, 2009, 19(19): 3077-3083.
- [15] Fermann M E, Andrejco M J, Silberberg Y, et al. Passive mode locking by using nonlinear polarization evolution in a polarization-maintaining erbium-doped fiber[J]. *Optics Letters*, 1993, 18(11): 894-896.
- [16] Sabert H, Brinkmeyer E. Pulse generation in fiber lasers with frequency shifted feedback[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1994, 12(8): 1360-1368.
- [17] Doran N J, Wood D. Nonlinear-optical loop mirror[J]. *Optics Letters*, 1988, 13(1): 56-58.
- [18] Fermann M E, Haberl F, Hofer M, et al. Nonlinear amplifying loop mirror[J]. *Optics Letters*, 1990, 15(13): 752-754.
- [19] Winful H G, Walton D T. Passive mode locking through nonlinear coupling in a dual-core fiber laser[J]. *Optics Letters*, 1992, 17(23): 1688-1690.
- [20] Kutz J N, Sandstede B. Theory of passive harmonic mode-locking using waveguide arrays[J]. *Optics Express*, 2008, 16(2): 636-650.
- [21] Proctor J L, Kutz J N. Passive mode-locking by use of waveguide arrays[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(15): 2013-2015.
- [22] Wang Leilei, Zeng Jianghui, Zhu Liang, et al. All-optical switching in long-period fiber grating with highly nonlinear chalcogenide fibers[J]. *Applied Optics*, 2018, 57(34): 10044-10050.
- [23] Mamyshev P V. All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect[C]//Proceedings of the 24th European Conference on Optical Communication. Madrid: IEEE, 1998: 475-476.
- [24] Liu Wu, Liao Ruoyu, Zhao Jun, et al. Femtosecond Mamyshev oscillator with 10-MW-level peak power[J]. *Optica*, 2019, 6(2): 194-197.
- [25] Chen Tao, Zhang Qiaoli, Zhang Yaping, et al. All-fiber passively mode-locked laser using nonlinear multimode interference of step-index multimode fiber[J]. *Photonics Research*, 2018, 6(11): 1033-1039.
- [26] Zhao Kangjun, Li Yan, Xiao Xiaosheng, et al. Nonlinear multimode interference-based dual-color mode-locked fiber laser[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(7): 1655-1658.
- [27] Li Huanhuan, Hu Fangming, Tian Ying, et al. Continuously wavelength-tunable mode-locked Tm fiber laser using stretched SMF-GIMF-SMF structure as both saturable absorber and filter[J]. *Optics Express*, 2019, 27(10): 14437-14446.
- [28] Hofer M, Fermann M E, Haberl F, et al. Mode locking with cross-phase and self-phase modulation[J]. *Optics Letters*, 1991, 16(7): 502-504.
- [29] Duval S, Bernier M, Fortin V, et al. Femtosecond fiber lasers reach the mid-infrared[J]. *Optica*, 2015, 2(7): 623-626.
- [30] Hu T, Jackson S D, Hudson D D. Ultrafast pulses from a mid-infrared fiber laser[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(18): 4226-4228.
- [31] Wang Yuchen, Jobin F, Duval S, et al. Ultrafast Dy^{3+} : fluoride fiber laser beyond 3 μm [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(2): 395-398.
- [32] Bawden N, Henderson-Sapir O, Jackson S D, et al. Ultrafast 3.5 μm fiber laser[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(7): 1636-1639.
- [33] Huang J, Pang M, Jiang F, et al. Sub-two-cycle octave-spanning mid-infrared fiber laser[J]. *Optica*, 2020, 7(6): 574-579.
- [34] Woodward R I, Hudson D D, Fuerbach A, et al. Generation of 70-fs pulses at 2.86 μm from a mid-infrared fiber laser[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(23): 4893-4896.
- [35] Qin Zhipeng, Xie Guoqiang, Gu Hongan, et al. Mode-locked 2.8- μm fluoride fiber laser: from soliton to breathing pulse[J]. *Advanced Photonics*, 2019, 1: 065001.
- [36] Huang J, Pang M, Jiang X, et al. Route from single-pulse to multi-pulse states in a mid-infrared soliton fiber laser[J]. *Optics Express*, 2019, 27(19): 26392-26404.
- [37] Qin Zhipeng, Xie Guoqiang, Zhao Chujun, et al. Mid-infrared mode-locked pulse generation with multilayer black phosphorus as saturable absorber[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(1): 56-59.
- [38] Zhu Gongwen, Zhu Xiushan, Wang Fengqiu, et al. Graphene mode-locked fiber laser at 2.8 μm [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2016, 28(1): 7-10.

- [39] Zhu Chunhui, Wang Chunhui, Meng Yafei, et al. A robust and tuneable mid-infrared optical switch enabled by bulk Dirac fermions[J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 14111.
- [40] Guo Chunyu, Wei Jincheng, Yan Peiguang, et al. Mode-locked fiber laser at 2.8 μm using a chemical-vapor-deposited WSe_2 saturable absorber mirror[J]. *Applied Physics Express*, 2020, 13: 012013.
- [41] Tang Pinghua, Qin Zhipeng, Liu Jun, et al. Watt-level passively mode-locked Er^{3+} -doped ZBLAN fiber laser at 2.8 μm [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(21): 4855-4858.
- [42] Selden A C. Pulse transmission through a saturable absorber[J]. *British Journal of Applied Physics*, 1967, 18(6): 743-748.
- [43] Matsuda Y, Tahir-Kheli J, Goddard III W A. Definitive band gaps for single-wall carbon nanotubes[J]. *The Journal of Physical Chemistry Letters*, 2010, 1(19): 2946-2950.
- [44] Wang Shuxian, Yu Haohai, Zhang Huaijin, et al. Broadband few-layer MoS_2 saturable absorbers[J]. *Advanced Materials*, 2014, 26(21): 3538-3544.
- [45] Xu Yijun, Shi Zhe, Shi Xinyao, et al. Recent progress in black phosphorus and black-phosphorus-analogue materials: properties, synthesis and applications[J]. *Nanoscale*, 2019, 11(31): 14491-14527.
- [46] Qin Zhipeng, Xie Guoqiang, Ma Jingui, et al. 2.8 μm all-fiber Q -switched and mode-locked lasers with black phosphorus[J]. *Photonics Research*, 2018, 6(11): 1074-1078.
- [47] Bianchi V, Carey T, Viti L, et al. Terahertz saturable absorbers from liquid phase exfoliation of graphite[J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 15763.
- [48] Luo Hongyu, Li Siqing, Li Xiaodong, et al. Unlocking the ultrafast potential of gold nanowires for mode-locking in the mid-infrared region[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(7): 1562-1565.
- [49] Li Jianfeng, Hudson D D, Liu Yong, et al. Efficient 2.87 μm fiber laser passively switched using a semiconductor saturable absorber mirror[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(18): 3747-3749.
- [50] Hönninger C, Paschotta R, Morier-Genoud F, et al. Q -switching stability limits of continuous-wave passive mode locking[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1999, 16(1): 46-56.
- [51] Schibli T R, Thoen E R, Kärtner F X, et al. Suppression of Q -switched mode locking and break-up into multiple pulses by inverse saturable absorption[J]. *Applied Physics B*, 2000, 70(1): S41-S49.
- [52] Wang Jintao, Wei Jincheng, Liu Wenjun, et al. 2.8 μm passively Q -switched Er: ZBLAN fiber laser with an Sb saturable absorber mirror[J]. *Applied Optics*, 2020, 59(29): 9165-9168.
- [53] Wei Chen, Zhu Xiushan, Wang F, et al. Graphene Q -switched 2.78 μm Er^{3+} -doped fluoride fiber laser[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(17): 3233-3236.
- [54] Li J F, Luo H Y, He Y L, et al. Semiconductor saturable absorber mirror passively Q -switched 2.97 μm fluoride fiber laser[J]. *Laser Physics Letters*, 2014, 11: 065102.
- [55] Li Jianfeng, Luo Hongyu, Wang Lele, et al. 3- μm mid-infrared pulse generation using topological insulator as the saturable absorber[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(15): 3659-3662.
- [56] Qin Zhipeng, Xie Guoqiang, Zhang Han, et al. Black phosphorus as saturable absorber for the Q -switched Er: ZBLAN fiber laser at 2.8 μm [J]. *Optics Express*, 2015, 23(19): 24713-24718.
- [57] Shen Yanlong, Wang Yishan, Luan Kunpeng, et al. Watt-level passively Q -switched heavily Er^{3+} -doped ZBLAN fiber laser with a semiconductor saturable absorber mirror[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 26659.
- [58] Tang Pinghua, Wu Man, Wang Qingkai, et al. 2.8- μm Pulsed Er^{3+} : ZBLAN fiber laser modulated by topological insulator[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2016, 28(14): 1573-1576.
- [59] Wei Chen, Luo Hongyu, Zhang Han, et al. Passively Q -switched mid-infrared fluoride fiber laser around 3 μm using a tungsten disulfide (WS_2) saturable absorber[J]. *Laser Physics Letters*, 2016, 13: 105108.
- [60] Zhang Tao, Feng Guoying, Zhang Hong, et al. 2.78 μm passively Q -switched Er^{3+} -doped ZBLAN fiber laser based on PLD- Fe^{2+} : ZnSe film[J]. *Laser Physics Letters*, 2016, 13: 075102.
- [61] Ning Shougui, Feng Guoying, Dai Shenyu, et al. Mid-infrared Fe^{2+} : ZnSe semiconductor saturable absorber mirror for passively Q -switched Er^{3+} -doped ZBLAN fiber laser[J]. *AIP Advances*, 2018, 8: 025121.
- [62] Yang Lingling, Kang Zhe, Huang Bin, et al. Gold nanostars as a Q -switcher for the mid-infrared erbium-doped fluoride fiber laser[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(21): 5459-5462.
- [63] Lü Yanjia, Wei Chen, Zhang Han, et al. Wideband tunable passively Q -switched fiber laser at 2.8 μm using a broadband carbon nanotube saturable absorber[J]. *Photonics Research*, 2019, 7(1): 14-18.
- [64] Luo Hongyu, Li Jianfeng, Gao Ying, et al. Tunable passively Q -switched Dy^{3+} -doped fiber laser from 2.71 to 3.08 μm using PbS nanoparticles[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(9): 2322-2325.
- [65] Wang Shiwei, Tang Yulong, Yang Jianlong, et al. MoS_2 Q -switched 2.8 μm Er: ZBLAN fiber laser[J]. *Laser Physics*, 2019, 29: 025101.
- [66] Yi Jun, Du Lin, Li Jie, et al. Unleashing the potential of Ti_2CT_x MXene as a pulse modulator for mid-infrared fiber lasers[J]. *2D Materials*, 2019, 6: 045038.
- [67] Wei Chen, Chi Hao, Jiang Shurong, et al. Long-term stable platinum diselenide for nanosecond pulse generation in a 3- μm mid-infrared fiber laser[J]. *Optics Express*, 2020, 28(22): 33758-33766.
- [68] Yang Jian, Hu Jiyi, Luo Hongyu, et al. Fe_3O_4 nanoparticles as a saturable absorber for a tunable Q -switched dysprosium laser around 3 μm [J]. *Photonics*

- [Research](#), 2020, 8(1): 70-77.
- [69] Chen Tenghui, Li Zhongjun, Zhang Chunxiang, et al. Indium selenide for Q -switched pulse generation in a mid-infrared fiber laser[J]. [Journal of Materials Chemistry C](#), 2021, 9(18): 5893-5898.
- [70] Sousa J M, Okhotnikov O G. Short pulse generation and control in Er-doped frequency-shifted-feedback fibre lasers[J]. [Optics Communications](#), 2000, 183(1/4): 227-241.
- [71] Hu T, Hudson D D, Jackson S D. FM-mode-locked fiber laser operating at 2.9 μm [C]//Proceedings of 2013 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim. Kyoto: IEEE, 2013: 1-2.
- [72] Woodward R I, Majewski M R, Jackson S D. Mode-locked dysprosium fiber laser: picosecond pulse generation from 2.97 to 3.30 μm [J]. [APL Photonics](#), 2018, 3: 116106.
- [73] Majewski M R, Woodward R I, Jackson S D. Ultrafast mid-infrared fiber laser mode-locked using frequency-shifted feedback[J]. [Optics Letters](#), 2019, 44(7): 1698-1701.
- [74] Henderson-Sapir O, Bawden N, Majewski M R, et al. Mode-locked and tunable fiber laser at the 3.5 μm band using frequency-shifted feedback[J]. [Optics Letters](#), 2020, 45(1): 224-227.
- [75] Brabec T, Krausz F. Intense few-cycle laser fields: frontiers of nonlinear optics[J]. [Reviews of Modern Physics](#), 2000, 72(2): 545-591.
- [76] Chernikov S V, Dianov E M, Richardson D J, et al. Soliton pulse compression in dispersion-decreasing fiber[J]. [Optics Letters](#), 1993, 18(7): 476-478.
- [77] Travers J C, Stone J M, Rulkov A B, et al. Optical pulse compression in dispersion decreasing photonic crystal fiber[J]. [Optics Express](#), 2007, 15(20): 13203-13211.
- [78] 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, 68(20): 2793-2795.
- [79] Schulte J, Sartorius T, Weitenberg J, et al. Nonlinear pulse compression in a multi-pass cell[J]. [Optics Letters](#), 2016, 41(19): 4511-4514.
- [80] Pelusi M D, Liu Haifeng. Higher order soliton pulse compression in dispersion-decreasing optical fibers[J]. [IEEE Journal of Quantum Electronics](#), 1997, 33(8): 1430-1439.
- [81] Amorim A A, Tognetti M V, Oliveira P, et al. Sub-two-cycle pulses by soliton self-compression in highly nonlinear photonic crystal fibers[J]. [Optics Letters](#), 2009, 34(24): 3851-3853.
- [82] 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.
- [83] Dudley J M, Taylor J R. Supercontinuum generation in optical fibers[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2010.
- [84] Moon S, Kim D Y. Ultra-high-speed optical coherence tomography with a stretched pulse supercontinuum source[J]. [Optics Express](#), 2006, 14(24): 11575-11584.
- [85] Maria M, Gonzalo I B, Feuchter T, et al. Q -switch-pumped supercontinuum for ultra-high resolution optical coherence tomography[J]. [Optics Letters](#), 2017, 42(22): 4744-4747.
- [86] Poudel C, Kaminski C F. Supercontinuum radiation in fluorescence microscopy and biomedical imaging applications[J]. [Journal of the Optical Society of America B](#), 2019, 36(2): A139-A153.
- [87] Mayer A S, Klenner A, Johnson A R, et al. Frequency comb offset detection using supercontinuum generation in silicon nitride waveguides[J]. [Optics Express](#), 2015, 23(12): 15440-15451.
- [88] Kaminski C F, Watt R S, Elder A D, et al. Supercontinuum radiation for applications in chemical sensing and microscopy[J]. [Applied Physics B](#), 2008, 92(3): 367-378.
- [89] Dai Shixun, Wang Yingying, Peng Xuefeng, et al. A review of mid-infrared supercontinuum generation in chalcogenide glass fibers[J]. [Applied Sciences](#), 2018, 8: 707.
- [90] Yu Yi, Gai Xin, Wang Ting, et al. Mid-infrared supercontinuum generation in chalcogenides[J]. [Optical Materials Express](#), 2013, 3(8): 1075-1086.
- [91] Belal M, Xu L, Horak P, et al. Mid-infrared supercontinuum generation in suspended core tellurite microstructured optical fibers[J]. [Optics Letters](#), 2015, 40(10): 2237-2240.
- [92] Thapa R, Rhonehouse D, Nguyen D, et al. Mid-IR supercontinuum generation in ultra-low loss, dispersion-zero shifted tellurite glass fiber with extended coverage beyond 4.5 μm [C]//Proceedings of SPIE 8898, Technologies for Optical Countermeasures X; and High-Power Lasers 2013: Technology and Systems. Dresden: SPIE, 2013: 889808.
- [93] Wang Yingying, Dai Shixun. Mid-infrared supercontinuum generation in chalcogenide glass fibers: a brief review[J]. [PhotonIX](#), 2021, 2: 9.
- [94] Marandi A, Rudy C W, Plotnichenko V G, et al. Mid-infrared supercontinuum generation in tapered chalcogenide fiber for producing octave-spanning frequency comb around 3 μm [J]. [Optics Express](#), 2012, 20(22): 24218-24225.
- [95] Møller U, Yu Yi, Kubat I, et al. Multi-milliwatt mid-infrared supercontinuum generation in a suspended core chalcogenide fiber[J]. [Optics Express](#), 2015, 23(3): 3282-3291.
- [96] Corwin K L, Newbury N R, Dudley J M, et al. Fundamental noise limitations to supercontinuum generation in microstructure fiber[J]. [Physical Review Letters](#), 2003, 90: 113904.
- [97] Starecki F, Braud A, Abdellaoui N, et al. 7 to 8 μm emission from Sm^{3+} doped selenide fibers[J]. [Optics Express](#), 2018, 26(20): 26462-26469.
- [98] Crane R W, Sójka Ł, Furniss D, et al. Experimental photoluminescence and lifetimes at wavelengths including beyond 7 microns in Sm^{3+} -doped selenide-

- chalcogenide glass fibers[J]. *Optics Express*, 2020, 28(8): 12373-12384.
- [99] Bernier M, Faucher D, Vallée R, et al. Bragg gratings photoinduced in ZBLAN fibers by femtosecond pulses at 800 nm[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(5): 454-456.
- [100] Bharathan G, Fernandez T T, Ams M, et al. Femtosecond laser direct-written fiber Bragg gratings with high reflectivity and low loss at wavelengths beyond 4 μm [J]. *Optics Letters*, 2020, 45(15): 4316-4319.
- [101] Bharathan G, Fernandez T T, Ams M, et al. Optimized laser-written ZBLAN fiber Bragg gratings with high reflectivity and low loss[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(2): 423-426.
- [102] Aydin Y O, Maes F, Fortin V, et al. Endcapping of high-power 3 μm fiber lasers[J]. *Optics Express*, 2019, 27(15): 20659-20669.
- [103] Magnan-Saucier S, Duval S, Matte-Breton C, et al. Fuseless side-pump combiner for efficient fluoride-based double-clad fiber pumping[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(20): 5828-5831.
- [104] Aydin Y O, Fortin V, Vallée R, et al. Towards power scaling of 2.8 μm fiber lasers[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(18): 4542-4545.
- [105] Liu Zhanwei, Ziegler Z M, Wright L G, et al. Megawatt peak power from a Mamyshev oscillator[J]. *Optica*, 2017, 4(6): 649-654.
- [106] Repgen P, Schuhbauer B, Hinkelmann M, et al. Mode-locked pulses from a Thulium-doped fiber Mamyshev oscillator[J]. *Optics Express*, 2020, 28(9): 13837-13844.
- [107] Wright L G, Christodoulides D N, Wise F W. Spatiotemporal mode-locking in multimode fiber lasers[J]. *Science*, 2017, 358(6359): 94-97.
- [108] Wright L G, Sidorenko P, Pourbeyram H, et al. Mechanisms of spatiotemporal mode-locking[J]. *Nature Physics*, 2020, 16(5): 565-570.
- [109] Teĝin U, Kakkava E, Rahmani B, et al. Spatiotemporal self-similar fiber laser[J]. *Optica*, 2019, 6(11): 1412-1415.
- [110] Dai Chuansheng, Dong Zhipeng, Lin Jiaqiang, et al. Self-cleaning effect in an all-fiber spatiotemporal mode-locked laser based on graded-index multimode fiber[J]. *Optik*, 2021, 243: 167487.
- [111] Blanco-Redondo A, de Sterke C M, Sipe J E, et al. Pure-quartic solitons[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 10427.
- [112] Runge A F J, Hudson D D, Tam K K K, et al. The pure-quartic soliton laser[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(8): 492-497.
- [113] Runge A F J, Hudson D D, Tam K K K, et al. High-order dispersion solitons in mode-locked lasers[C]//Proceedings of CLEO: QELS_Fundamental Science 2020. Washington: Optical Society of America, 2020: FTh1A. 1.