

非线性环路反射镜锁模光纤激光器的研究进展

周佳琦¹, 潘伟巍¹, 张磊², Gu Xijia³, 冯衍^{1*}

¹中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800;

²上海频准激光科技有限公司, 上海 201800;

³Ryerson University, Toronto, ON M5B 2K3, Canada

摘要 围绕着解决环境稳定性、自启动等主要挑战,非线性环境锁模技术的发展脉络可概括为含有偏振控制器的非全保偏结构、双增益式全保偏八字腔结构和含有相位偏置器的全保偏九字腔结构。其中新型的九字腔非线性环境锁模光纤激光器兼具自启动性能好、环境稳定性高、结构简单、成本低廉等特点,在光学频率梳、太赫兹抽运源以及工业材料微加工等领域有着良好的应用前景。

关键词 激光器; 超快光纤激光器; 非线性环路反射镜锁模; 相位偏置技术; 锁模自启动

中图分类号 TN248

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.0508013

Research Advances in Mode-Locked Fiber Lasers Based on Nonlinear Loop Mirror

Zhou Jiaqi¹, Pan Weiwei¹, Zhang Lei², Gu Xijia³, Feng Yan^{1*}

¹Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

²PreciLasers Co., Ltd., Shanghai 201800, China;

³Ryerson University, Toronto, ON M5B 2K3, Canada

Abstract To improve the environmental stability and self-starting ability, researchers have developed the nonlinear optical-loop mirror and nonlinear amplifying-loop mirror (NALM) mode-locking technologies. The developing process of these technologies can be summarized as the following three phases: non-polarization-maintaining (PM) structures with polarization controllers, PM figure-of-8 cavity structures with dual-gain, and PM figure-of-9 cavity structures with a phase shifter. Among these, the newly invented figure-of-9 NALM mode-locked fiber laser is particularly advantageous owing to its easy self-starting ability, long-term stability, concise structure, and cost-effectiveness. Such a mode-locked fiber laser is increasingly employed in applications such as optical frequency combs, generation of THz radiation, and advanced material micromachining.

Key words lasers; ultrafast fiber lasers; nonlinear loop mirror mode-locking; phase shifter; self-starting of mode-locking

OCIS codes 140.3510; 320.7090; 190.7110

1 引 言

光纤激光器相较于传统的固体激光器具有电光效率高、光束质量好、热管理方便、结构紧凑和稳定易用等优势,是当前国际范围内激光技术的一个研究热点^[1-2]。超快光纤激光器作为光纤激光器研究的一个重要方向,受到了越来越多的关注^[3-4]。20 世纪八十年代末,随着掺铒光纤放大器的发明,光通

信技术得到了飞速发展。至 20 世纪九十年代初,越来越多的光通信系统对脉冲光源的小型化与长时间可靠性提出了要求。于是,超快光纤激光器开始成为超快领域的一个研究热点。最近十几年以来,随着技术的迅猛发展,在工业、医疗与科研等领域,越来越多的光学系统都优先选取超快光纤激光器作为子光源。随着应用条件的越发苛刻,具有高环境稳定性的结构紧凑型超快光纤激光器种子源的研发,

收稿日期: 2018-12-12; 修回日期: 2019-01-25; 录用日期: 2019-02-15

基金项目: 国家自然科学基金(61805262)、中国博士后科学基金面上资助(2018M630474)

* E-mail: feng@siom.ac.cn

成为了超快光纤激光器发展的核心课题之一。

单模光纤的纤芯通常在个数微米量级,所以相较于传统的固体超快激光器,超快光纤激光器会遇到更多的非线性光学问题。对于超快光纤激光器而言,非线性效应就像是一把“双刃剑”:一方面,如果没有非线性,就不存在锁模与超快光学,所以高非线性特点使光纤激光器成为一种优秀的超快光学研究平台;另一方面,过高的非线性效应会破坏脉冲在腔内形成的稳定机制,由此便限制了超快光纤激光器输出脉冲的能量与峰值功率。所以超快光纤激光器领域的核心课题是驾驭非线性光学效应。

驾驭非线性的方法有很多,其一是利用不同的脉冲形成机制来平衡或抑制非线性。从传统孤子^[5],到色散管理孤子^[6],到自相似孤子^[7],再到耗散孤子^[8],一系列脉冲机制技术路线的发展,使得超快光纤振荡器的输出脉冲能量从几个皮焦提升到了几十甚至上百个纳焦。脉冲机制并非本文关注的焦点,所以这里不展开综述。

驾驭非线性的另一种方法是利用非线性来设计合适的等效可饱和吸收体。可饱和吸收体是被动锁模光纤激光器的核心部件,它的主要作用是启动锁模和提供脉冲整形。工业级被动锁模光纤激光器需要同时拥有环境稳定性高、输出脉冲性能优良、易自启动等特点。这些功能的实现都与其采用的可饱和吸收体的性能有关。根据实现方式可将可饱和吸收体分为特种材料类与基于非线性效应的人工类两种。材料类可饱和吸收体主要有半导体可饱和吸收镜(SESAM)^[9]、碳纳米管^[10]及石墨烯^[11]等。基于特种材料可饱和吸收体所搭建的超快光纤激光器具有结构简单、短期环境稳定性较好等优点。但是,在长时间运转的工业应用环境下,材料特性会随着工作时间延长而劣化。所以,此类超快光纤激光器的长时间稳定性指标较难满足工业级用户的需求。基于非线性效应的人工类等效可饱和吸收体主要包括非线性偏振旋转(NPR)^[12]、两侧光谱滤波^[13]、非线性环境(NOLM/NALM)^[14]等。NPR技术的原理是当一个脉冲的两正交偏振分量在光纤中传输时,由非线性效应引起强度相关的偏振态变化,配合偏振控制器产生一个具有自幅度调制作用的等效快速可饱和吸收体的被动锁模机制,实现脉冲的窄化。这种技术具有波长灵活性、调制深度深、易于实现等优点;但是,由于它本身依赖于偏振变化来实现锁模,所以很难实现全保偏(PM)机制的NPR结构,导致基于这种结构的超快光纤激光器的环境稳定性

较差。近几年,已有人针对基于全保偏光纤的NPR锁模光纤激光器展开研究^[15-16],但是由于技术尚不成熟,距离工业级应用还需要一段时间。两侧光谱滤波又被称为Mamyshev振荡器锁模,它的原理是在振荡器内加入两个滤波器,这两个滤波器的中心波长错开,分别对应于脉冲光谱的左右两侧。连续光在腔内的损耗特别大,导致无法起振;而脉冲光由于存在高峰值功率引起的非线性光谱展宽,可以在腔内完成两次展宽与滤波的过程,实现脉冲光的起振。这种技术具有波长灵活性、调制深度深、输出脉冲能量高(目前单腔输出已达到190 nJ的最高能量纪录)等优点。但是,这种结构的超快光纤激光器的自启动极其困难,通常需要主动注入种子光来完成自启过程,离实际应用也还有一段距离^[17]。

非线性环境是另一种被广泛应用的人工类可饱和吸收体,自1988年被报道以来^[18-19],广泛应用于锁模光纤激光器、光通信以及脉冲时域整形等领域。近年来,为获得环境稳定特性优良的自启动锁模光纤光源,人们开始对非线性环境锁模技术进行改良,运用保偏光纤及器件设计出了改进型的八字腔和九字腔等结构,极大地拓展了此类锁模光纤激光器的应用空间,此类技术也成为实现高稳定性被动光纤锁模的首选方案之一。以下主要综述近年来非线性环境锁模光纤激光器的研究进展。首先从非线性环境的原理模型出发,分析八字腔与九字腔的主要区别,指出此类超快光纤激光器自启动问题的根源所在与主要解决方法;然后介绍非线性环境锁模技术的发展脉络,主要可以概括为:含有偏振控制器的非全保偏结构、双增益式全保偏八字腔结构和含有相位偏置器的全保偏九字腔结构;最后对基于非线性环境的锁模光纤激光器的发展与应用前景进行总结与展望。

2 非线性环境锁模原理

非线性环境的工作原理可以用图1中的模型来描述^[18]。该装置一般基于一个 2×2 的耦合器,设其分光比为 $\alpha:(1-\alpha)$ 。当该耦合器一侧两端口的光纤被熔接在一起时,该装置就可以作为环路镜来工作。入射光 E_1 经过耦合器后被分为两路进入光纤环路,一路为顺时针方向 E_3 ,一路为逆时针方向 E_4 。通过改变分光比 α 就可以改变顺、逆时针方向光所积累的非线性相移差。而这个非线性相移差是与光强相关的,所以该器件可以等效为一个可饱和吸收体,可使脉冲光强高的部分透过率大,光强低的

部分透过率小。这就是非线性光环镜(NOLM)的工作原理。在具体实施上,一般采用分光比差别较大的光纤耦合器,同时在环路内加入几十、甚至上百米的光纤,使得顺、逆时针光积累足够的相位差。NOLM的实施还有一种变形方式,被称为非线性放大环境(NALM)。它的原理是在环路内加入一段增益介质,其位置通常偏向环路内的一侧。在图1的例子中, E_1 方向的光被放大以后会在一段较长的

光纤内传输积累非线性相移;而 E_3 方向的光被放大以后会在一段较短的光纤内传输。所以相比于相同环路长度的NOLM,这种NALM结构更容易积累非线性相移差。NALM可以使用分光比差别较小的耦合器(比如45:55,甚至50:50),增加等效可饱和吸收体的调制深度,同时环路内的光纤长度也可以大大缩短,如此便可以实现较高重复频率的超快光纤激光器。

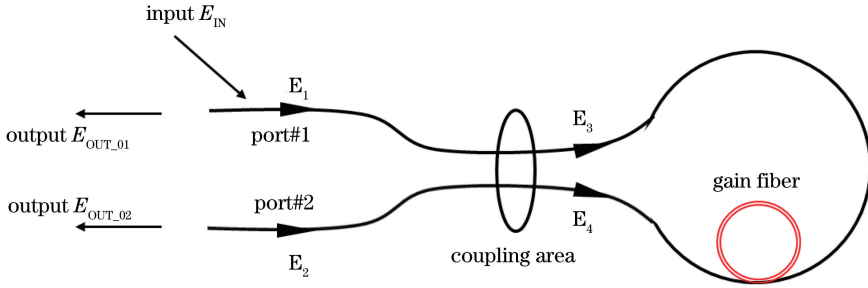


图1 非线性环境结构示意图

Fig. 1 Structural diagram of NOLM/NALM

假设光从端口1入射到环内,经过环路以后,端口1与2的输出光可以表示为

$$|E_{OUT_01}|^2 = |E_{IN}|^2 \times 2\alpha(1-\alpha)\{1 + \cos[(1-2\alpha)|E_{IN}|^2 \times 2\pi n_2 L/\lambda]\}, \quad (1)$$

$$|E_{OUT_02}|^2 = |E_{IN}|^2 \{1 - 2\alpha(1-\alpha)\{1 + \cos[(1-2\alpha)|E_{IN}|^2 \times 2\pi n_2 L/\lambda]\}\}, \quad (2)$$

式中: E_{IN} 为入射光的强度; n_2 为非线性克尔系数; L 为环路内光纤的长度; λ 为入射光的波长。不难发现,当入射光强度满足条件

$$n_2 2\pi |E_{IN}|^2 L/\lambda = m \frac{\pi}{1-2\alpha}, \quad (3)$$

且当 m 为偶数时,端口1会获得最大反射率;而 m 为奇数时,端口2会获得最大透射率。八字腔[图2(a)]与九字腔[图2(b)]分别对应出射口为端口2与1的两种情况。假设耦合器的分光比为30:70,则根据(1)~(2)式可以得到光经过环路以后在端口1与2的反射率/透射率与环内线性相移差的关系,如图2所示,其中, $\Delta\varphi_0$ 代表线性相移差, $\Delta\varphi_{NL}$ 代表非线性相移差,WDM代表波分复用器。当非线性相移差接近0时,对应的就是连续光(CW)工作的状态;当非线性相移差为某个明显大于0的值时,对应的就是脉冲光工作的状态。可见,对于八字腔而言,CW的透射率[图2(c)中的#1点]比脉冲光低;而九字腔的CW反射率[图2(d)中的#1点]比脉冲光高。所以在不存在线性

相移的条件下,八字腔相较于九字腔更适合作为锁模激光器的等效可饱和吸收体。但是,被动式锁模光纤激光器的自启动一般是在腔内产生一定强度的巨脉冲来实现的,而这种巨脉冲的产生与腔内初始CW的强度有关。八字腔的CW损耗特别大,所以导致这种结构下的锁模脉冲极难自启。解决自启动问题的方法主要包括:1)在NOLM环路的入射端以及环内加入偏振控制器;2)内外环分别加入一个增益;3)引入相位偏置器。其中,引入相位偏置器的方法相比于其他两种方法具有结构简单、可实现全保偏结构等优势,所以受到了越来越多的关注。

相位偏置器原理的实质是在环内加入一个线性相移 θ ,即在上述(1)式与(2)式中将 \cos 项修改为

$$\cos[\theta + (1-2\alpha)|E_{IN}|^2 \times 2\pi n_2 L/\lambda]. \quad (4)$$

对于八字腔而言,通过加入正的线性相移[图2(c)中以 0.5π 为例],可以使CW的透射率适当增大,从而增加巨脉冲出现的概率,达到自启动的目的[图2(c)中#2点];同时锁模脉冲的透射率[图2(c)中#3点]始终比CW的透射率高,使得激光器会选择脉冲模式来工作。对于九字腔而言,通过加入负的线性相移[图2(d)中以 $-\pi/2$ 为例],可以使CW的反射率离开最高点,处在比锁模脉冲反射率[图2(d)中的#3点]低的位置[图2(d)中的#2点],使得九字腔激光器也能工作在锁模状态。

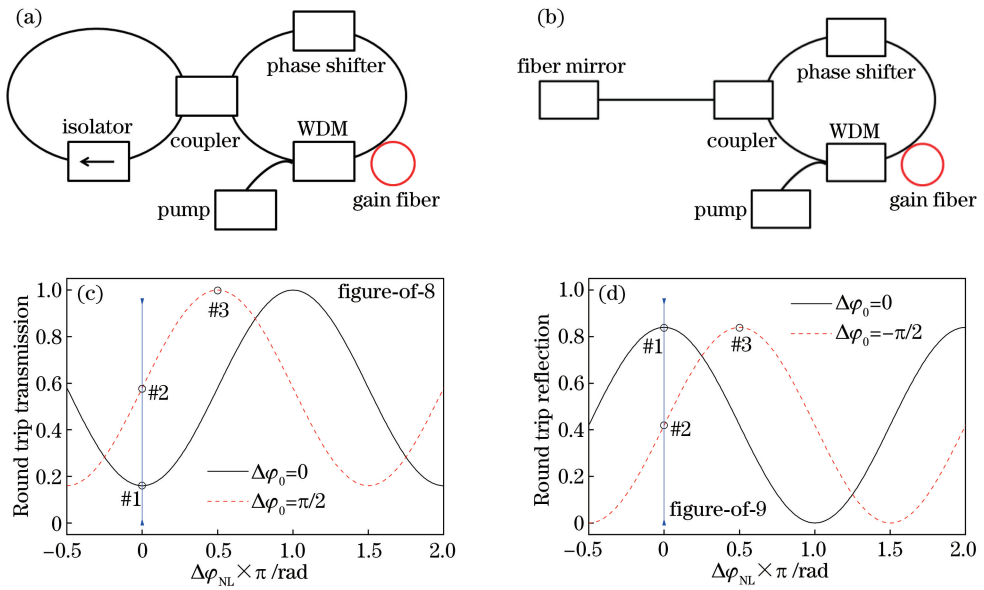


图 2 八字腔与九字腔示意图。(a)八字腔锁模光纤激光器示意图；(b)九字腔锁模光纤激光器示意图；(c)非线性环境下透射率与环内非线性相移差的关系(对应八字腔)；(d)非线性环境下反射率与环内非线性相移差的关系(对应九字腔)

Fig. 2 Schematics of figure-of-8 and figure-of-9 cavities. (a) Schematic of figure-of-8 mode-locked fiber laser; (b) schematic of figure-of-9 mode-locked fiber laser; (c) calculated round trip transmission through NOLM/NALM device as function of nonlinear phase difference in loop (corresponding to figure-of-8 cavity); (d) calculated round trip reflection through NOLM/NALM device as function of nonlinear phase difference in loop (corresponding to figure-of-9 cavity)

3 非全保偏式的非线性环境锁模

自 1991 年 Duling^[20] 报道了第一台基于非线性环境的锁模光纤激光器以来,基于不同脉冲形成机制的非线性环境锁模被相继报道,其中包括传统孤子^[21-24]、色散管理孤子^[25]以及耗散孤子^[26-27]等。上述文献中的激光器结构内都包含偏振控制器(PC),目的是方便脉冲自启动。事实上,脉冲自启动一直是困扰非线性环境锁模的一个重要问题。确切地说,就是自启动问题导致这类技术在很长的一段时间内无法走出实验室。这里以康纳尔大学 Frank Wise 组在 2013 年报道的一个耗散孤子非线性环境锁模为例^[27],其实验装置如图 3 所示,其中 WDM 代表波分复用器,YDF 代表掺镱光纤。该结构设计的难点主要在于围绕着一对相互矛盾的问题,即自启动问题与如何实现宽谱百飞秒脉冲输出的问题。一方面,要实现 NOLM 锁模的自启动,需要环路内有足够长的光纤,使得 CW 光产生的巨脉冲的峰值功率能够接近环路透射方程曲线的第一个峰值;另一方面,对于工作在全正色散区域的耗散孤子而言,短腔长是实现宽谱脉冲输出的必要条件。所以,为了实现自启动的百飞秒级耗散孤子 NOLM 锁模,

该结构主要采用两种手段来助力短腔长条件下的脉冲自启动。其一,优化 2×2 耦合器的分光比。该报道的作者发现:当分光比大于 80 时,由于 NOLM 的调制深度过低,系统无法满足锁模条件;而当分光比为 $50 \sim 80$ 时,系统无法实现短腔条件下的脉冲自启动。他们得出的最优化分光比为 $80:20$ 。其二,分别在环路内与环路外设置一个 PC。调节这两个 PC 可以改变环内顺、逆时针光的线性相移差,从而增大 CW 光的透过率,即增大由 CW 光产生的巨脉冲的峰值功率,使锁模更容易自启动。通过这种优化设计,该作者实现了易自启动的耗散孤子输出,其脉冲能量为 8 nJ,脉冲宽度可以腔外压缩至 340 fs,重复频率为 41.5 MHz。

虽然 PC 的存在促进了短腔条件下的脉冲自启动,但也使得上述超快光纤激光器无法实现全保偏光纤结构,导致其环境稳定性差,可以类比于 NPR 技术。然而,NPR 技术可以通过调节 PC 来改变等效可饱和吸收体的调制深度,而非线性环境要改变调制深度则需要更换不同分光比的耦合器,显然没有 NPR 灵活,所以非线性环境锁模就处于比较尴尬的境地;在科研领域,从冲击高性能脉冲指标与发现新超快现象的角度来说,比不上 NPR;在工业应

用领域,环境稳定性又不如 SESAM。这种“鸡肋”般存在的局面直到全保偏式八字腔锁模被提出后才被打破。

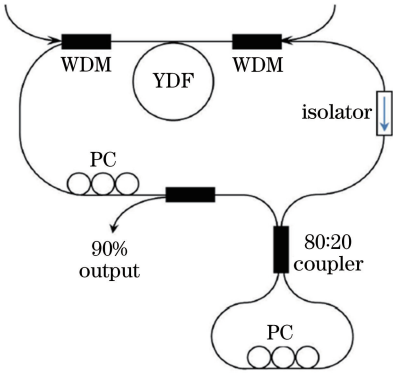


图 3 非全保偏式非线性环境耗散孤子光纤激光器实验装置图
Fig. 3 Experimental setup for non-PM NOLM/NALM dissipative soliton fiber laser

4 全保偏八字腔锁模

2012 年, Agueraray 等^[28-31]报道了第一台全保偏光纤的八字腔锁模光纤激光器。该激光器的结构舍弃了 PC, 转而通过在八字腔的双环内各加入一个增益来实现脉冲的自启动。其实验装置如图 4 所示, 其中 BPF 代表带通滤波器。为了实现高的环境稳定性, 该激光器全部采用保偏光纤及保偏器件搭建。其结构主要由两个环路组合而成, 这里分别称它们为主环路与 NALM 环路, 这两个环路通过一个 2×2 的保偏光纤耦合器互相连接。主环路包括以下器件与光纤: 一个保偏波分复用器; 一段保偏掺镱光纤; 一段保偏单模光纤 (SMF), 用于帮助脉冲积累足够的啁啾, 从而拉伸脉冲的时域与频域宽度; 一个保偏隔离器, 用于定义环形腔的光传输方向; 一个保偏光纤耦合器, 用于将部分的腔内脉冲能量输出到腔外; 一个中心波长为 1030 nm 的保偏带通滤波器, 用于为耗散孤子的稳定形成提供滤波。NALM 环路包括以下器件与光纤: 一个保偏波分复用器; 一段保偏掺镱光纤; 一段 SMF 光纤, 用于保证增益光纤的位置在环内偏向于一侧, 以帮助脉冲积累足够的非线性相移差, 使环路实现等效可饱和吸收体作用。通过双增益模式配合耗散孤子机制, 他们在中心波长为 1030 nm 附近实现了 120 fs、4.2 nJ 的锁模脉冲输出。该结构设计的难点在于如何在双增益条件下, 通过改变光纤长度、器件参数来优化腔内的色散、非线性、增益与损耗, 使这 4 个影响耗散孤子形成的因素能达到最终平衡。

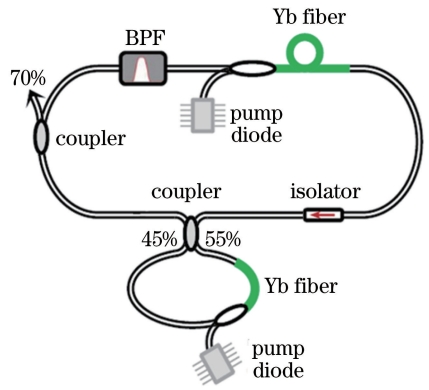


图 4 双增益式全保偏八字腔锁模光纤激光器实验装置图
Fig. 4 Experimental setup for PM figure-of-8 mode-locked fiber laser with dual-gain

2015 年, 笔者等^[32-33]通过对类似结构的激光器进行参数优化, 实现了能够自启动的几十纳焦的高单脉冲能量输出。具体实验结果描述如下: 激光器自启动时, 输出脉冲的最大平均功率为 79 mW, 重复频率为 2.47 MHz, 对应的脉冲能量为 32 nJ。该状态下的输出脉冲光谱如图 5(a) 所示, 可见, 光谱具有较为陡峭的上升沿与下降沿, 并伴有明显的自相位调制特征峰。此光谱的 3 dB 带宽为 8.0 nm。该状态下的输出脉冲时序如图 5(b) 所示。测得的输出脉冲间隔为 405 ns, 对应的重复频率为 2.47 MHz。该状态下的输出脉冲频谱如图 5(c) 所示。在 2.47 MHz 的基频处有一个 80 dB 信噪比的单峰, 证明了该脉冲具有极高的时域稳定性。笔者等采用腔外光栅对的方式对输出的脉冲进行压缩, 压缩后的脉冲自相关测试结果如图 5(d) 所示。测得的脉冲宽度为 615 fs, 与双曲正割形状拟合得较好。为了验证该激光器的长时间稳定性, 笔者等又对该激光器进行了 24 h 的功率稳定性测试实验, 测试结果如图 6 所示, 可见: 24 h 内功率抖动的峰峰值为 0.9%, 均方根 (RMS) 值为 0.13%, 证明了这种全保偏光纤式八字腔锁模激光器的环境稳定性非常优异。

综上所述, 该全保偏八字腔锁模光纤激光器具有输出单脉冲能量高、易自启动、长时间稳定性好等特点。使用内外环双增益结构的优点主要有两个: 一是相较于普通单个增益结构的 NALM 锁模激光器, 双增益结构增加了一个维度去帮助调控输出脉冲的时域频域特性; 二是通过引入第二个增益可以帮助在腔内产生一定强度的巨脉冲, 进而实现锁模的自启动。但这种结构尚有两点不足: 一是加入了两个增益单元, 使得其结构较为复杂, 成本较高; 二

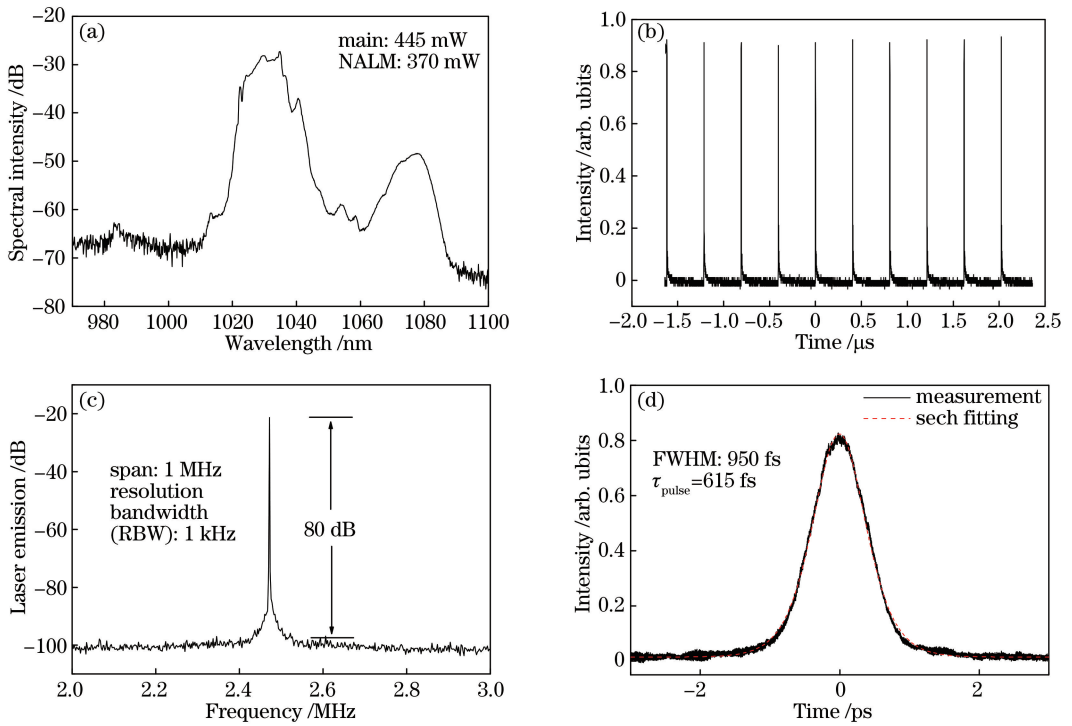


图 5 双增益式全保偏八字腔锁模光纤激光器输出脉冲的性能指标。(a)光谱图;(b)脉冲序列;(c)频谱图;(d)自相关信号
Fig. 5 Output characterization of PM figure-of-8 mode-locked fiber laser with dual-gain.
(a) Spectrum; (b) pulse train; (c) frequency spectrum; (d) autocorrelation signal

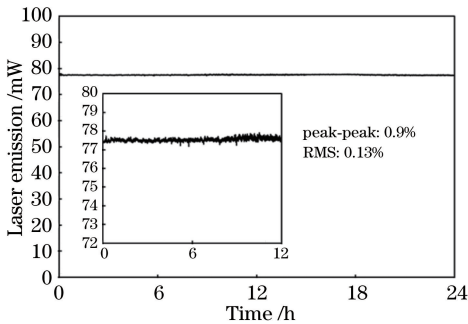


图 6 全保偏八字腔锁模光纤激光器 24 h 输出功率稳定性测试结果

Fig. 6 Output power stability test of PM figure-of-8 mode-locked fiber laser in duration of 24 h

是这种激光器可以实现的脉冲重复频率覆盖范围大致为 1~20 MHz,无法满足大于 20 MHz 重复频率的应用环境^[3]。全保偏九字腔非线性环境锁模技术就是为了克服这两个缺点而诞生的。

5 全保偏九字腔锁模

文献^[34-35]报道了一种新型的全保偏非线性环境锁模光纤激光器,该结构通过在非线性环内引入相位偏置器的方法来实现脉冲的自启动。相比于传统的八字腔,其结构更简单,全光纤结构下输出脉冲的最高重复频率可达 150 MHz。文献^[36-37]在

此结构的基础上引入部分空间器件,实现了更紧凑的腔体设计,目前报道的最高的重复频率已达 700 MHz。Liu 等^[38]受该结构启发,将一段单偏振大模场的光子晶体光纤作为增益介质,实现了平均功率为 2 W 的高脉冲能量(28 nJ)输出。本课题组也针对全保偏九字腔锁模技术进行了研究,并取得了一些不错的成果。下面分别对上述的一些报道结果展开描述。

5.1 九字腔锁模技术的诞生

2015 年,欧洲太空局的“空间光钟”项目正式启动,并计划在 10 年内将光晶格钟安装到国际空间站上,具体的有效载荷包括窄线宽激光器、冷原子系统、光学频率梳、微波链路等,目的是为未来的高精度全球定位系统、时频计量、引力波测量等应用服务。次年年底,德国的马克斯-普朗克研究所报道了他们的小型化空间光梳的研究进展,该报道对于未来星基精密测量具有里程碑式的意义^[39]。

空间光梳系统中的超快种子激光源需要同时满足小型化、高稳定性和高可靠性等要求,目前国际上的首选方案是超快光纤激光器。传统基于 NPR 和 SESAM 的超快光纤激光器在长期稳定性及可靠性方面无法满足空间光梳的需求,所以科学家们的研究重点开始聚焦在非线性环境锁模上。然而,由于光频梳

的梳齿间距通常要求达到上百兆赫兹,这就需要光纤激光器采用短腔结构设计。但是短腔结构的非线性环境锁模激光器会面临脉冲无法自启动的问题。九字腔锁模技术就是为了解决这个问题而诞生的。

文献[34-35]报道的九字腔锁模光纤激光器实验装置如图 7(a)所示,其中 DCF 代表色散补偿光纤。相比于上一节描述的八字腔激光器,该九字腔激光器的结构非常简洁。此结构的中心器件是一个 2×2 的保偏光纤耦合器,将该耦合器一侧的两个端口互相熔接,组成非线性环境。环外的两个端口,一端熔接了一个保偏光纤镜,作为九字腔的线性臂;另一端熔接一个保偏光纤跳线作为该锁模激光器的输出端口。另外,环内还包含一些其他光纤器件与特种光纤,它们包括:保偏的波分复用器,用来将抽运光导入激光器腔内;一段保偏掺铒光纤,将其作为增

益源;一段在 1550 nm 附近为正色散的保偏光纤,用来进行腔内色散补偿;一个工作在 1550 nm 附近的保偏相位偏置器,用以优化系统的自启动特性。相位偏置器的工作原理如图 7(b)所示,其结构由一个 45° 的法拉第旋光器、一个波片以及一个 -45° 的法拉第旋光器顺序排列而成,其中,FR 代表法拉第旋光器,HWP 代表半波片。正向与反向通过该器件的光分别以寻常光(o 光)与非寻常光(e 光)的偏振状态经过波片,所以它们之间会产生一个线性相位差。这个顺、逆时针光的线性相位差能帮助增大非线性环境 CW 光的透过率,即增大由 CW 光产生的巨脉冲的峰值功率,使锁模更容易自启动。这种锁模技术集聚了自启动性能好、体积小、功率环境稳定性极高、结构简单、成本低廉等优点,自发明伊始便受到了极大关注。

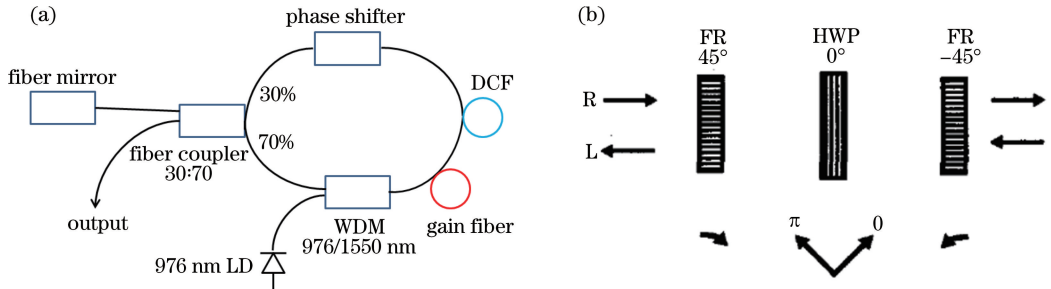


图 7 全保偏九字腔锁模光纤激光器。(a)实验装置图;(b)相位偏置器原理示意图

Fig. 7 PM figure-of-9 mode-locked fiber laser. (a) Experimental setup; (b) principle diagram of phase shifter

5.2 1030 nm 高重复频率九字腔锁模

2018 年底,Liu 等^[37]在 5.1 节所述结构的基础上引入部分空间器件,实现了更紧凑的九字腔设计,图 8 是该激光器的实验装置图,其中 PBS 代表偏振

分束器,M 代表反射镜。该紧凑型设计的亮点主要有三个:其一,整个结构内的所有光纤部分是一段长度为 90 mm 的掺铒光纤。为了尽可能缩短腔长,选用高掺杂的非保偏增益光纤。将这段光纤弯曲放置

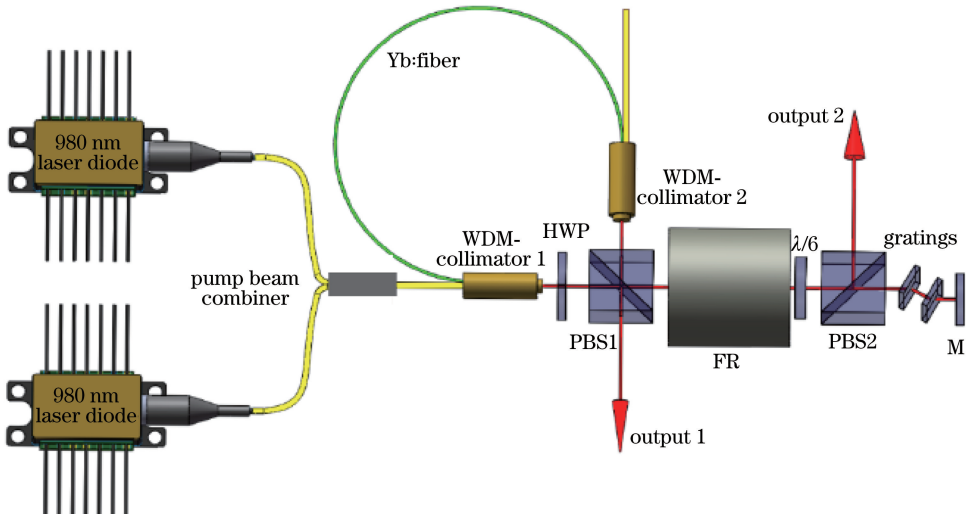


图 8 紧凑型九字腔锁模光纤激光器的实验装置图^[37]

Fig. 8 Experimental setup for compact figure-of-9 mode-locked fiber laser^[37]

(曲率半径为 22 mm),可使整段光纤的退偏度小于 1%。其二,设计了一个能够承受较高功率的复合器件——波分复用准直器,它可以作为增益光纤、抽运光与其他空间器件耦合的紧凑型接口。其三,该结构内的相位偏置器(一个法拉第旋光器与一个 1/6 波片)与色散控制器(一对体光栅)都采用空间光学器件来实现,与纯光纤式的腔体设计相比,大幅缩短了腔长。该激光器可以在 1030 nm 中心波长处实现重复频率为 700 MHz 的自启动锁模,最高输出功率可达 150 mW,输出脉冲宽度为 215 fs。虽然增益介质是一段非保偏光纤,但该锁模激光器实现了连续 2 周工作不失锁。同时,该报道的作者还测量了该激光器的相对强度噪声(RIN)与相位噪声。在 10 Hz~10 MHz 的频率范围内, RIN 值为 0.015%; 在 100 kHz~10 MHz 的频率范围内,相位噪声谱密度在 -150 dBc/Hz 量级,积分所得的时域抖动为 21 fs。该结果要比类似重复频率下基于 NPR 的锁模光纤激光器的性能高一个数量级。该高性能、高重复频率光纤激光器未来有望被应用于 Yb 光纤光梳的种子源。

5.3 1550 nm 周期量级九字腔锁模

2017 年,本课题组通过对图 7(a)中类似结构的激光器进行参数优化(光纤长度设计、器件选型与色

散控制等),实现了能够自启动的 50 fs 周期量级九字腔锁模。具体实验结果描述如下:锁模自启动时,激光器的最大输出脉冲功率为 13.6 mW,重复频率为 85.3 MHz,对应的脉冲能量为 0.16 nJ。该状态下的输出脉冲光谱图如图 9(a)所示。该光谱的 3 dB 带宽为 85.1 nm,覆盖范围是 1518.0 ~ 1603.1 nm。在 1550 nm 波段,85.1 nm 带宽对应的双曲正割形状脉冲的压缩极限为 29.7 fs。该状态下的输出脉冲时序如图 9(b)所示。测得的输出脉冲间隔为 11.73 ns,对应的重复频率为 85.3 MHz。该状态下的输出脉冲频谱图如图 9(c)所示。在 85.3 MHz 的基频处有一个 100 dB 信噪比的单峰,证明了该脉冲具有极高的时域稳定性。从光纤耦合器输出的脉冲在 1550 nm 附近具有较大的正色散,所以可以直接熔接适当长度的 PM1550 光纤进行脉冲压缩(此类光纤在该波长处表现为负色散)。压缩完的输出脉冲自相关测试结果如图 9(d)所示,从图 9(d)可以看出,直接测得的脉冲的半峰全宽(FWHM)为 77 fs,与双曲正割形状拟合得较好,所以真实的脉冲宽度应为 77 fs/1.543=50 fs,对应的脉冲峰值功率为 3.2 kW。之所以没法压缩至极限脉冲宽度值 29.7 fs 的原因可能是由 SPM 引起的非线性啁啾无法很好地被补偿。

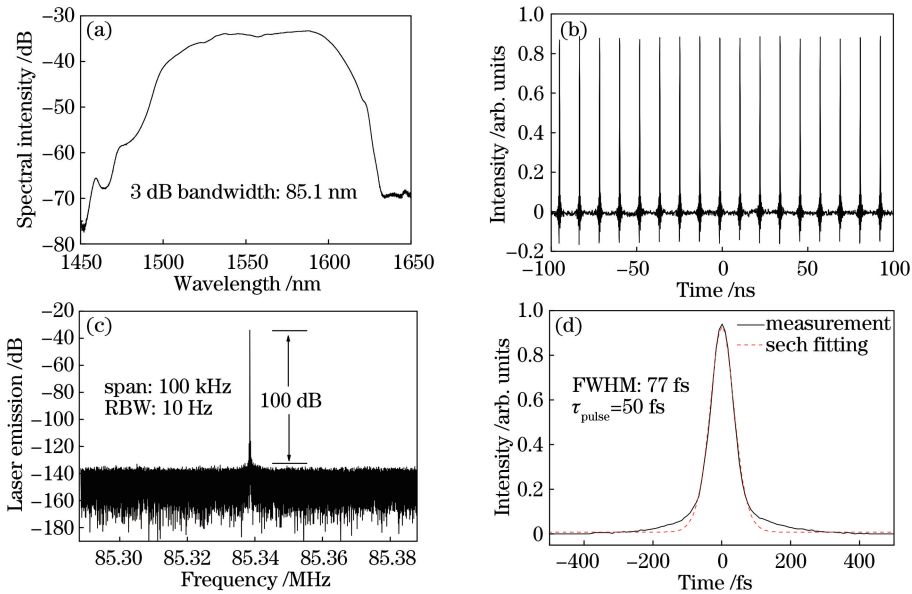


图 9 全保偏九字腔 1550 nm 飞秒激光器输出脉冲。(a)光谱图;(b)脉冲序列;(c)频谱图;(d)自相关信号

Fig. 9 Output characterization of PM figure-of-9 1550 nm femtosecond fiber laser.

(a) Spectrum; (b) pulse train; (c) frequency spectrum; (d) autocorrelation signal

本课题组在上述种子激光器后接一级预放,将输出功率提升了 30 mW 左右。为了证明九字腔锁模激光器具有良好的环境稳定性,在温度急剧变化

的环境下对该激光器进行高低温测试。测试的温度变化范围为 0~45 °C,每 0.5 h 进行一次温度变化,测试的结果如图 10(a)所示。可见:功率抖动的峰

峰值为 2.0%，RMS 值为 0.4%。为了进一步验证该激光器的长时间稳定性，又对该激光器进行 15 h 的功率拷机测试，测试的结果如图 10(b) 所示。可见：15 h 内功率抖动的峰峰值为 0.7%，RMS 值为 0.07%。

九字腔锁模理论上并不受波长的限制，只要有

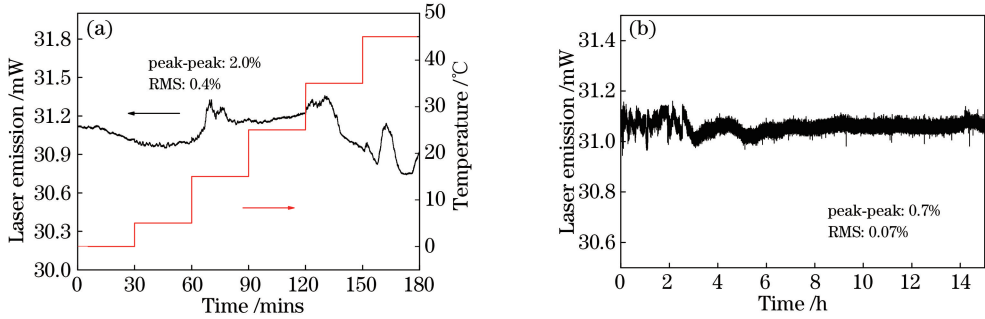


图 10 全保偏九字腔 1550 nm 飞秒激光器功率稳定性的测试结果。(a) 0~45 °C 高低温测试；(b) 15 h 拷机测试
Fig. 10 Output power stability test results of PM figure-of-9 1550 nm femtosecond fiber laser. (a) 0-45 °C high-low temperature test; (b) long-term test in duration of 15 h

5.4 1064 nm 皮秒九字腔锁模

本课题组搭建的 1064 nm 九字腔锁模光纤激光器的结构与图 7 中的结构类似，唯一的明显区别就是九字腔锁模光纤激光器将线性臂上的光纤镜替换成了一个中心波长在 1064 nm 的啁啾光纤光栅。锁模自启动时，激光器的最大输出脉冲功率为 12.2 mW，重复频率为 20.1 MHz，对应的脉冲能量为 0.61 nJ。该状态下的输出脉冲光谱图如图 11(a) 所示，中心波长为 1064.1 nm，3 dB 带宽为 0.5 nm。

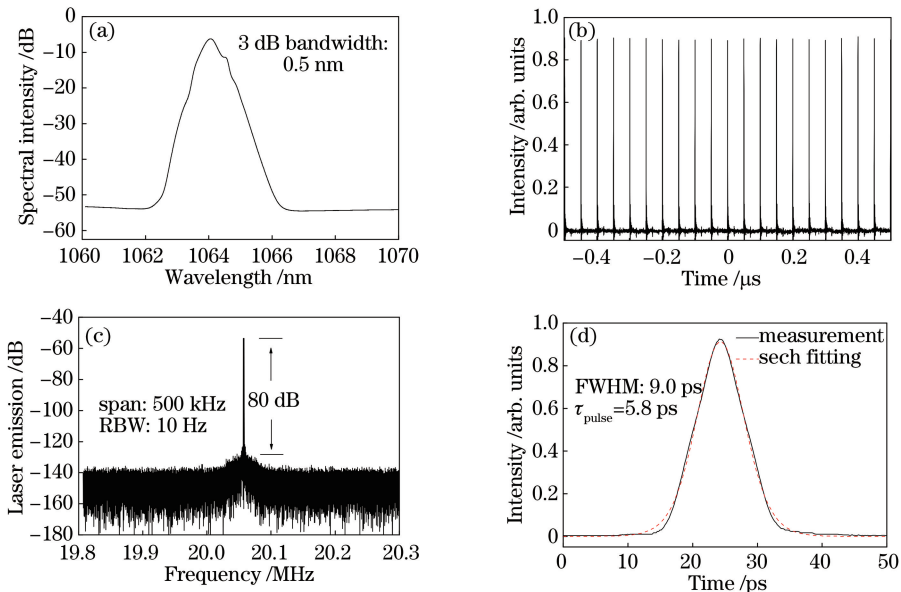


图 11 全保偏九字腔 1064 nm 皮秒激光器输出脉冲。(a) 光谱图；(b) 脉冲序列；(c) 频谱图；(d) 自相关信号
Fig. 11 Output characterization of PM figure-of-9 1064 nm picosecond fiber laser. (a) Spectrum; (b) pulse train; (c) frequency spectrum; (d) autocorrelation signal

合适的增益源，就能工作在特定的波长范围；同时它也不受锁模机制的限制，可以工作在传统孤子、色散管理孤子、耗散孤子等机制条件下。上述激光器是 1550 nm 波长的色散管理孤子锁模激光器，下面报道另一个由本课题组搭建的 1064 nm 传统孤子九字腔锁模光纤激光器。

该状态下的输出脉冲时序如图 11(b) 所示。测得的输出脉冲间隔为 49.7 ns，对应的重复频率为 20.1 MHz。该状态下的输出脉冲频谱图如图 11(c) 所示。在 20.1 MHz 的基频处有一个 80 dB 信噪比的单峰，证明了该脉冲具有极高的时域稳定性。该状态下输出脉冲的自相关测试结果如图 11(d) 所示。测得的脉冲宽度为 5.8 ps，与双曲正割形状拟合得较好。为了验证该锁模激光器的自启动特性，本课题组进行了近 90000 次的自启动测试，测试结

果如图 12 所示。由于自启动算法判定时间与激光器上电时间之和约为 410 ms,所以图 12 中测得的自启动时间都有一个数值为 410 ms 的基数。共进行了 87828 次自启动测试,成功率为 100%,其中 99% 的测试都在 2 s 内完成了自启动,最大的自启动时间为 5.77 s。

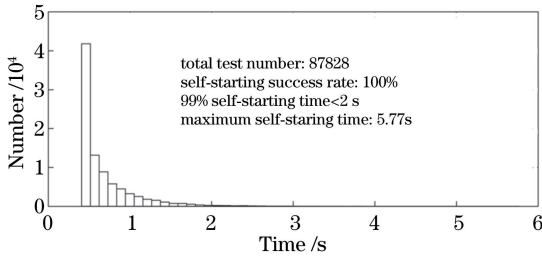


图 12 全保偏九字腔 1064 nm 皮秒激光器自启动测试
Fig. 12 Self-starting test of PM figure-of-9
1064 nm picosecond fiber laser

对于应用目标为工业加工的高功率皮秒激光器而言,它采用的传统方案是超快光纤种子源加 2~3 级固体放大。上述 1064 nm 皮秒光纤激光器具有自启动性能好、体积小、功率环境稳定性高、结构简单、成本低廉等优点。同时,它输出的脉冲光谱带宽小于 0.5 nm,脉冲宽度小于 10 ps,非常适合作为种子源为后续的固体放大服务。与基于 SESAM 的皮秒种子源相比,九字腔锁模光纤激光器更适合应用在长时间运转并且环境温度变化剧烈的工业加工环境下。所以,可以预测 1 μm 九字腔皮秒光纤激光器将会在未来几年慢慢取代目前市场上的传统皮秒种子源,成为新一代高性能皮秒加工激光器的基石。

6 非线性环境锁模光纤激光器的应用前景

6.1 小型化光学频率梳

精密计量科学的发展对推进现代科学进步具有至关重要的作用。21 世纪光学精密测量领域革命性的重大突破之一——光学频率梳的实现,将精密计量科学推至极致^[40]。近年来,由于光纤激光器的迅速发展,将光纤激光器作为种子光源的光学频率梳受到了越来越多的关注,因为它同时拥有小型化、高稳定性和低成本等优点。与基于 NPR 与 SESAM 超快光纤激光器的光梳系统相比,基于 NALM 种子源的光梳具有长时间稳定性高、频率噪声与时域抖动低等优势^[41-42],所以近两年来此类光梳受到了极大关注。2016 年底,德国的 Menlo System 公司和马普研究所联合报道了一个运行在

空间轨道的光学频率梳系统^[39]。该系统的核心部件——锁模激光器种子源便是 1550 nm 飞秒九字腔锁模源。该系统光学部分的结构如图 13(b)所示,主要包括九字腔种子源、一级放大、 f_{ceo} (初始偏移频率)检测单元和 f_{beat} (拍频)检测单元。图中,EDFA 代表掺铒光纤放大器, $f-2f$ 代表自参考技术,SHG 代表二次谐波产生,BDU 代表拍频信号检测单元,BS 代表分束器,PBS 代表偏振分光棱镜,PZT 代表压电陶瓷,HNLF 代表高非线性光纤,FBG 代表光纤布拉格光栅。所有单元均采用全光纤的设计结构,所以整个光学部分的体积可实现小型化。具体实施如图 13(a)所示,全部系统被整合进一个长 22 cm、宽 14.2 cm 的盒子中。该星载光梳的实现对于空间光钟的发展具有重要意义,有望帮助未来空间精密计量的精确度提高数个量级。

6.2 工业材料微加工

超短脉冲激光器在工业材料加工领域有其独特的优势。此类激光器进行材料加工时热影响区域小,材料无熔融区,所以被称为冷加工模式;同时,此类加工对材料造成的额外负面影响很小,具体表现为较少的微裂纹和更高的表面质量。所以超快激光器特别适合于加工玻璃、陶瓷与半导体基片之类的特殊材料^[43-44]。目前,智能手机已进入了全面屏时代,未来一款普通的智能手机中通常有超过 30 多的零部件需要采用超快激光器进行精密加工,所以工业加工型超快激光器的市场前景普遍被看好。

传统的超快光纤激光器种子一般只能输出几到几十纳焦量级能量的脉冲,所以无法直接用来对材料进行加工。根据不同的应用需求,通过啁啾脉冲放大(CPA)技术可将脉冲能量放大至上百微焦到几毫焦量级^[45]。传统的全光纤 CPA 技术原理如图 14 所示。种子激光器输出的低能量脉冲经过一段光纤积累色散后,拉伸脉冲时域宽度,降低峰值功率;然后通过降频器将重复频率降至 1 kHz 量级(一般光纤锁模振荡腔的重复频率在 1 MHz 量级,不适合用于工业加工);之后通过光纤放大器进行功率放大;最后通过一对体光栅为脉冲去啁啾,压缩脉冲宽度,实现高峰值功率输出。基于单模光纤的 CPA 光纤放大器一般最高的输出脉冲能量在 1 μJ 左右^[3],低于一般加工所需的能量要求,所以,传统的解决方案是采用固体放大。1064 nm 固体放大的晶体增益带宽较窄,对种子激光器的光谱宽度有比较严格的要求(一般要求 3 dB 带宽在 0.5 nm 左右),同时脉冲时域宽度要求在 10 ps 左右(实现冷加工的临界脉

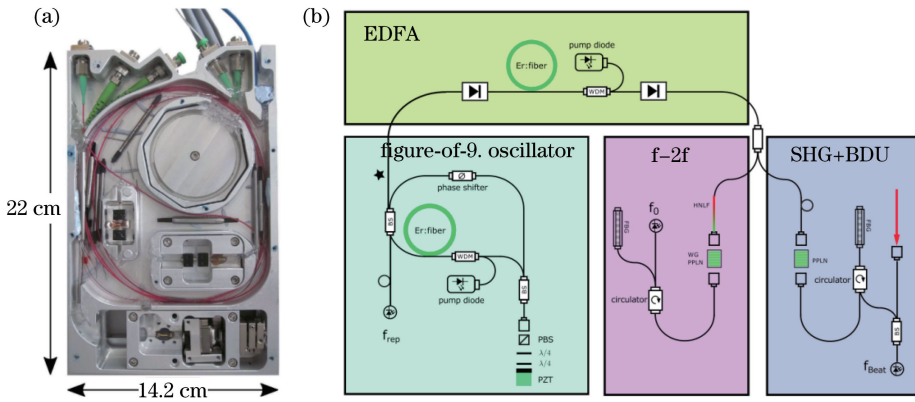


图 13 小型化光学频率梳模块^[39]。(a)装置实物图；(b)装置原理图

Fig. 13 Miniaturized optical frequency comb module^[39]. (a) Physical map of frequency comb; (b) principle diagram of device

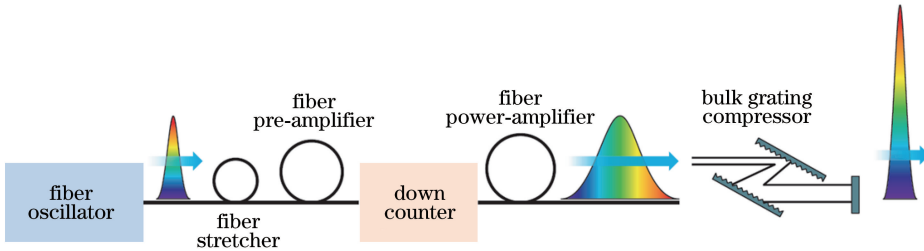


图 14 全光纤式 CPA 技术原理图

Fig. 14 Principle of all-fiber CPA technology

宽条件)。此外,由于工业加工环境的特殊性,还要求种子激光器具有耐高低温变化、易自启动、小型化、成本低等特点,以及具备一定的长时间工作稳定性。本文报道的 1064 nm 皮秒九字腔锁模技术能够满足上述所有条件,非常适合作为未来高性能皮秒加工激光器的种子源。

6.3 太赫兹光谱检测

太赫兹 (THz) 波段是介于红外和毫米波之间的一个波段,是电磁波谱范围内最后一个尚未被开发的波段。由于太赫兹波对很多材料具有良好的透视性,所以可以将其作为一种透视成像的手段;同时,太赫兹波的光子能量低,不会引起有害的电离作用,对生物组织的影响只停留在皮肤表层。所以基于太赫兹时域光谱仪技术的安检装置在未来具有良好的应用前景^[46-47]。太赫兹时域光谱仪是一种利用脉冲太赫兹波进行光谱检测的装置,在测量中同时获取脉冲的振幅和相位信息,通过对时域信号进行傅里叶变换能直接得到被测物质的吸收系数与折射率等光学参数,是一种非常有效的检测手段。目前,太赫兹时域光谱仪的光源通常是通过飞秒激光抽运太赫兹天线来产生需要的太赫兹信号^[48]。某些太赫兹检测应用环境对光源的长时间稳定性要求较高,比如:24 h 开启的机场安检仪,药品生产流水线上的

检测,实时的环境数据监控等。本文报道的全保偏九字腔 1550 nm 飞秒激光器具有小型化、成本低以及长时间稳定性好等特点,可为未来高性能太赫兹时域光谱仪的飞秒种子源选取提供一种解决方案。

7 结束语

在过去的十几年中,被动锁模光纤激光器在输出脉冲能量、脉冲宽度、易用性和长时间稳定性等方面取得了长足的进步。为了获得能够同时满足环境稳定、性能优良、易自启动等要求的被动锁模光纤激光器,科学家们开始对非线性环境锁模技术进行改良,采用保偏光纤及器件,设计出改进型八字腔和九字腔等结构。在 2012 年以前,非线性环境锁模光纤激光器技术一直都难以实现全保偏结构下的稳定自启动。随着双增益式全保偏八字腔结构与含有相位偏置器的全保偏九字腔结构的陆续发明,非线性环境锁模光纤激光器的应用空间得以大大拓展。此类激光器集聚了自启动性能好、体积小、功率环境稳定性高、结构简单、成本低廉等优点。同时,通过设计不同的锁模机制,此类激光器的输出脉冲宽度可以覆盖几十飞秒到几百皮秒,光谱宽度可以覆盖几十纳米到零点几纳米,重复频率可以覆盖几百兆赫兹到几兆赫兹,并可适用于掺镱、掺铒、掺钕、拉曼等多

种增益平台。所以,可以预测在不久的将来非线性环境锁模技术有望取代 SESAM 锁模技术,为优先考虑长时间稳定性的各种工业级应用提供高端超快光纤激光器解决方案。

参 考 文 献

- [1] Zervas M N, Codemard C A. High power fiber lasers: a review[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2014, 20(5): 219-241.
- [2] Richardson D J, Nilsson J, Clarkson W A. High power fiber lasers: current status and future perspectives [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2010, 27(11): B63-B92.
- [3] Fermann M E, Hartl I. Ultrafast fiber lasers [J]. *Nature Photonics*, 2013, 7: 868-874.
- [4] Grellu P, Akhmediev N. Dissipative solitons for mode-locked lasers[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(2): 84-92.
- [5] Zhang H, Bao Q L, Tang D Y, *et al.* Large energy soliton erbium-doped fiber laser with a graphene-polymer composite mode locker[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95(14): 141103.
- [6] Turitsyn S K, Bale B G, Fedoruk M P. Dispersion-managed solitons in fibre systems and lasers [J]. *Physics Reports*, 2012, 521(4): 135-203.
- [7] Oktem B, Ülgüdü C, Ilday F Ö. Soliton-similariton fibre laser[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(5): 307-311.
- [8] Renninger W H, Chong A, Wise F W. Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers[J]. *Physical Review A*, 2008, 77(2): 023814.
- [9] Okhotnikov O, Grudinin A, Pessa M. Ultra-fast fibre laser systems based on SESAM technology: new horizons and applications [J]. *New Journal of Physics*, 2004, 6: 177.
- [10] Wang F, Rozhin A G, Scardaci V, *et al.* Wideband-tunable, nanotube mode-locked, fibre laser [J]. *Nature Nanotechnology*, 2008, 3(12): 738-742.
- [11] Bao Q L, Zhang H, Wang Y, *et al.* Atomic-layer graphene as a saturable absorber for ultrafast pulsed lasers[J]. *Advanced Functional Materials*, 2009, 19(19): 3077-3083.
- [12] Matsas V J, Newson T P, Richardson D J, *et al.* Selfstarting passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarisation rotation [J]. *Electronics Letters*, 1992, 28(15): 1391.
- [13] Liu Z W, Ziegler Z M, Wright L G, *et al.* Megawatt peak power from a Mamyshev oscillator[J]. *Optica*, 2017, 4(6): 649-654.
- [14] Pan W W, Zhou J Q, Zhang L, *et al.* Rectangular pulse generation from a mode locked Raman fiber laser[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2019, 37(4): 1333-1337.
- [15] Zhou J Q, Pan W W, Gu X J, *et al.* Dissipative-soliton generation with nonlinear-polarization-evolution in a polarization maintaining fiber [J]. *Optics Express*, 2018, 26(4): 4166-4171.
- [16] Szczepanek J, Kardaś T M, Radzewicz C, *et al.* Ultrafast laser mode-locked using nonlinear polarization evolution in polarization maintaining fibers[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(3): 575-578.
- [17] Sidorenko P, Fu W, Wright L G, *et al.* Self-seeded, multi-megawatt, Mamyshev oscillator [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(11): 2672-2675.
- [18] Doran N J, Wood D. Nonlinear-optical loop mirror [J]. *Optics Letters*, 1988, 13(1): 56-58.
- [19] Fermann M E, Haberl F, Hofer M, *et al.* Nonlinear amplifying loop mirror[J]. *Optics Letters*, 1990, 15(13): 752-754.
- [20] Duling I N. Subpicosecond all-fibre erbium laser[J]. *Electronics Letters*, 1991, 27(6): 544-545.
- [21] Duling I N. All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror[J]. *Optics Letters*, 1991, 16(8): 539-541.
- [22] Dennis M L, Duling I N. Experimental study of sideband generation in femtosecond fiber lasers [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1994, 30(6): 1469-1477.
- [23] Nakazawa M, Yoshida E, Kimura Y. Low threshold, 290 fs erbium-doped fiber laser with a nonlinear amplifying loop mirror pumped by InGaAsP laser diodes [J]. *Applied Physics Letters*, 1991, 59(17): 2073-2075.
- [24] Feng X H, Tam H Y, Liu H L, *et al.* Multiwavelength erbium-doped fiber laser employing a nonlinear optical loop mirror [J]. *Optics Communications*, 2006, 268(2): 278-281.
- [25] Ilday F Ö, Wise F W, Sosnowski T. High-energy femtosecond stretched-pulse fiber laser with a nonlinear optical loop mirror [J]. *Optics Letters*, 2002, 27(17): 1531-1533.
- [26] Pottiez O, Ibarra-Escamilla B, Kuzin E A, *et al.* Generation of high-energy pulses from an all-normal-dispersion figure-8 fiber laser [J]. *Laser Physics*, 2010, 20(3): 709-715.
- [27] Zhao L M, Bartnik A C, Tai Q Q, *et al.* Generation of 8 nJ pulses from a dissipative-soliton fiber laser with a nonlinear optical loop mirror [J]. *Optics Letters*, 2013, 38(11): 1942-1944.
- [28] Agueraray C, Hawker R, Runge A F J, *et al.* 120 fs, 4.2 nJ pulses from an all-normal-dispersion,

- polarization-maintaining, fiber laser [J]. Applied Physics Letters, 2013, 103(12): 121111.
- [29] Aguergaray C, Broderick N G R, Erkintalo M, *et al.* Mode-locked femtosecond all-normal all-PM Yb-doped fiber laser using a nonlinear amplifying loop mirror[J]. Optics Express, 2012, 20(10): 10545-10551.
- [30] Runge A F J, Aguergaray C, Provo R, *et al.* All-normal dispersion fiber lasers mode-locked with a nonlinear amplifying loop mirror [J]. Optical Fiber Technology, 2014, 20(6): 657-665.
- [31] Bowen P, Singh H, Runge A, *et al.* Mode-locked femtosecond all-normal all-PM Yb-doped fiber laser at 1060nm[J]. Optics Communications, 2016, 364: 181-184.
- [32] Zhou J Q, Gu X J. 32-nJ 615-fs stable dissipative soliton ring cavity fiber laser with Raman scattering [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2016, 28(4): 453-456.
- [33] Zhou J Q, Gu X J. 50.5 nJ, 750 fs all-fiber all-polarization-maintaining fiber laser [C]. CLEO: Science and Innovations, 2015: SM3P.1.
- [34] Kuse N, Jiang J, Lee C C, *et al.* All polarization-maintaining Er fiber-based optical frequency combs with nonlinear amplifying loop mirror [J]. Optics Express, 2016, 24(3): 3095-3102.
- [35] Hänsel W, Hoogland H, Giunta M, *et al.* All polarization-maintaining fiber laser architecture for robust femtosecond pulse generation [J]. Applied Physics B, 2017, 123: 41.
- [36] Liu G Y, Jiang X H, Wang B, *et al.* 313 MHz repetition rate mode-locked Yb : fiber laser with phase-biased nonlinear amplifying loop mirror [J]. Laser Physics Letters, 2017, 14(8): 085103.
- [37] Liu G Y, Jiang X H, Wang A M, *et al.* Robust 700 MHz mode-locked Yb : fiber laser with a biased nonlinear amplifying loop mirror[J]. Optics Express, 2018, 26(20): 26003-26009.
- [38] Liu W, Shi H S, Cui J H, *et al.* Single-polarization large-mode-area fiber laser mode-locked with a nonlinear amplifying loop mirror[J]. Optics Letters, 2018, 43(12): 2848-2851.
- [39] Lezius M, Wilken T, Deutsch C, *et al.* Space-borne frequency comb metrology[J]. Optica, 2016, 3(12): 1381-1387.
- [40] Udem T, Holzwarth R, Hänsch T W. Optical frequency metrology[J]. Nature, 2002, 416(6877): 233-237.
- [41] Kim J, Song Y J. Ultralow-noise mode-locked fiber lasers and frequency combs: principles, status, and applications[J]. Advances in Optics and Photonics, 2016, 8(3): 465-540.
- [42] Yang S, Hao Q, Zeng H P. Repetition rate precision lock of nonlinear amplifying loop mirror passively mode-locked fiber laser [J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(8): 0801007.
杨松, 郝强, 曾和平. 非线性放大环形镜被动锁模光纤激光器重复频率精确锁定研究 [J]. 中国激光, 2018, 45(8): 0801007
- [43] Chen F, de Aldana J R V. Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining [J]. Laser & Photonics Reviews, 2014, 8(2): 251-275.
- [44] Hu X B, Hao Q, Guo Z R, *et al.* Dicing of sapphire wafer with all-fiber picosecond laser [J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(1): 102016.
胡小豹, 郝强, 郭政儒, 等. 全光纤皮秒激光切割蓝宝石晶圆的实验研究 [J]. 中国激光, 2017, 44(1): 102016.
- [45] Sun R Y, Tan F Z, Jin D C, *et al.* 1 μm femtosecond fiber chirped pulse amplification system based on dispersion wave [J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(1): 0101001
孙若愚, 谭方舟, 金东臣, 等. 基于色散波的 1 μm 飞秒光纤啁啾脉冲放大系统 [J]. 中国激光, 2018, 45(1): 0101001.
- [46] Siegel P H. Terahertz technology [J]. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2002, 50(3): 910-928.
- [47] Kou K, Zhao G Z, Liu Y, *et al.* Simultaneously determinations of sample thickness and refractive index by terahertz time-domain spectroscopy [J]. Chinese Journal of Lasers, 2015, 42(8): 0815001.
寇宽, 赵国忠, 刘英, 等. 利用太赫兹时域光谱同时确定样品厚度和折射率 [J]. 中国激光, 2015, 42(8): 0815001.
- [48] Jepsen P U, Cooke D G, Koch M. Terahertz spectroscopy and imaging-modern techniques and applications[J]. Laser & Photonics Reviews, 2011, 5(1): 124-166.