

傅里叶域锁模扫频光纤激光器研究方法： 以掺铒光纤激光器为例

韦达^{1,2}, 冯亭^{1,2*}, 延凤平³, 马泽原^{1,2}, 姚晓天^{1,2}

¹河北大学物理科学与技术学院 光信息技术创新中心, 河北 保定 071002;

²河北省光学感知技术创新中心, 河北 保定 071002;

³北京交通大学光波技术研究所, 北京 100044

摘要 傅里叶域锁模是一种可以同时获得快速频率或波长扫描和高质量激光输出的方法。以掺铒光纤激光器为例,首次系统地论证了傅里叶域锁模扫频激光器的研究方法,主要内容包括激光谐振腔长与扫描滤波器速率匹配、腔内色散管理、扫描滤波器性能表征、激光增益介质特性分析、激光器系统设计等理论、原理及方法研究过程,以及激光极限锁模范围、单向扫描性能、不同延迟光纤和滤波器驱动频偏对激光输出功率影响、不同扫描方向激光瞬时线宽受滤波器驱动频偏影响等实验研究与讨论过程。同时,首次演示了以掺铒光纤为激光增益介质且波长扫描范围为 3.072 nm、光信噪比为 57.31 dB、扫描速率为 62.918 kHz、瞬时线宽为 4.28 GHz 的高质量傅里叶域锁模扫频光纤激光输出,并讨论了其性能进一步提升方法。本文对于初步接触傅里叶域锁模扫频激光技术的研究人员具有重要的指导意义。

关键词 激光器; 傅里叶域锁模; 扫频激光器; 掺铒光纤; 扫描滤波器

中图分类号 O439 文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202148.1601003

1 引言

傅里叶域锁模(FDML)技术是一种区别于传统强度调制锁模技术的新型光谱调制技术。强度调制锁模激光器输出的是宽谱脉冲激光,而 FDML 激光器输出窄带连续扫频(或波长扫描)激光。与传统扫频激光器相比,FDML 扫频激光器能够实现超高速扫描,不存在谐振腔内瞬时激光模式振荡必须不断重新建立的过程,即通过合理控制扫描滤波器的扫描速度和激光谐振腔长的关系,可以实现滤波器扫描范围内所有纵模的同时稳定振荡^[1]。FDML 扫频激光器既可以实现很高的扫频速度,又能得到窄瞬时线宽、长相干长度和高信噪比^[2],在光学相干层析成像(OCT)、光纤通信与光纤传感领域具有重要的应用价值。如:有学者利用 FDML 扫频激光器提高 OCT 的成像质量^[3-5]与最大探测深度^[6-7]、降低

OCT 成像的相对强度噪声^[8]、提高成像速度^[9-10];还有学者将 FDML 扫频激光器与光纤光栅结合搭建编码通信系统^[11],或用于研究高速光纤光栅传感解调仪^[12]。

早期的高速扫描激光器大多以短激光谐振腔(简称短腔)配合高速扫描滤波器结构为主。滤波器方面,一般使用大范围、可调谐窄带宽滤波器,如使用空间望远镜结构的多面转镜扫描滤波器^[13]、光纤法布里-珀罗可调滤波器(FFP-TF)^[14]、游标式可调谐分布布拉格反射镜^[15],以及声光调制器^[16]等。虽然短腔型高速扫描激光器已经实现了 204 kHz 的扫描频率、125 nm 的扫描范围和 70 mW 的输出功率的高性能^[17],但受限于激光建立时间,能达到 MHz 以上扫描频率的短腔型大范围扫频激光器鲜有报道。而 FDML 扫频激光技术突破了 MHz 量级

收稿日期: 2020-12-25; 修回日期: 2021-01-26; 录用日期: 2021-02-22

基金项目: 国家自然科学基金(61975049, 61705057, 61620106014)、河北省自然科学基金优秀青年基金(F2020201001)、大学生创新创业训练计划项目-河北大学(2020211)

通信作者: *wlxyft@hbu.edu.cn

的扫描频率,并有望进一步提升。FDML 的相关概念在 1975 年就被提出^[18],但当时的学者还没有意识到滤波器驱动信号与腔长精确匹配的重要性。直到 2006 年,Huber 等^[1]首次正式提出 FDML 的定义,并以简单的结构、低廉的成本成功搭建了中心波长 1300 nm、扫描范围 105 nm、扫描频率 232 kHz、输出功率 20 mW 的高质量 FDML 扫频激光器,自此这项技术引起人们的关注。有诸多学者使用空间转镜滤波器,如利特曼多面转镜^[19-20]、利特罗多面转镜^[21],结合半导体光放大器(SOA)实现了十几 kHz 的扫描频率和大扫描范围、高功率激光输出。但是以上系统均采用空间望远镜结构的多面转镜滤波器,虽然在扫描线性度方面性能优异,但受限于转镜的转速,扫描频率很难突破 MHz,且空间光存在耦合困难、易受环境干扰、维护成本高等问题,不利于激光系统的稳定性和实用性。新型的 FFP-TF 可实现全光纤结构,且受益于 FFP-TF 的高速扫描工作性能,结合 SOA 和光交互式缓冲系统^[22-24],可以达到上百 nm 的扫描范围和 MHz 量级的扫描频率。但是,由于 SOA 具有较强的非线性频移和高相位与强度噪声,使用 SOA 作为激光增益时输出激光的瞬时线宽一般很宽。由于 FDML 扫频光纤激光器一般都具有很长的腔长,有学者提出利用拉曼放大器提供激光增益,可应用于 OCT 人体组织探测^[25],但受限于放大器本身的原因,激光器的扫描范围和输出功率有限^[6]。除此之外,还有很多学者使用光参量放大器^[26]以及光参量放大器结合 C 波段掺铒光纤放大器(EDFA)^[27]等作为 FDML 扫频光纤激光器的增益单元,均取得不错的输出效果,但这些增益介质要么本身附加有很高的非线性效应,要么本身就是依靠高非线性效应进行增益,对 FDML 扫频光纤激光器的瞬时线宽并没有实质性的改善。石英基稀土掺杂离子上能级寿命长、均匀加宽增益表现出很强的波长依赖特性^[28-32],有望实现 FDML 扫频光纤激光输出的瞬时窄线宽,尽管相比于 SOA 其增益范围较小。已有报道证实,EDFA 应用于扫频光纤激光器可以获得良好的激光输出性能^[33]。然而,将掺铒光纤(EDF)增益光放大结合 FFP-TF 应用于 FDML 扫频光纤激光器还鲜有报道。

虽然关于 FDML 扫频光纤激光器的研究已有较多成果发表,但大多数侧重于其应用性能的表现,如表征其应用于 OCT 成像性能的提升等。对于 FDML 扫频光纤激光器本身的设计、理论与机理分

析、搭建及性能表征等综合研究的工作较少,提出一套关于 FDML 扫频光纤激光器的综合研究方法具有重要的意义。本文以下部分将以基于 EDF 增益光放大的全光纤结构 FDML 扫频激光器为例,首次系统性地论证 FDML 扫频光纤激光器的理论与实验研究过程,并在此基础上首次实现高质量 FDML 扫频掺铒光纤激光输出。

2 理论与原理

2.1 FDML 工作原理

FDML 机制是一种稳定的激光运行模式,具有高重复性^[34]。而 FDML 扫频光纤激光器的稳定运行条件是扫描滤波器的驱动信号频率与激光器谐振腔长的本振频率相匹配,即

$$\frac{N}{f} = \frac{L_{\text{cavity}}}{v}, \quad (1)$$

式中: L_{cavity} 为激光器有效腔长; v 为光纤中的光速; N 为正整数; f 为扫描滤波器驱动信号频率。

FDLM 的基本原理是使光子循环一圈的时间与扫描滤波器的扫描周期相同或是其整数倍,即每一个光子通过扫描滤波器后在腔内循环一圈回来恰好能再次无损地通过扫描滤波器。此方法可以使扫描频率(或波长)范围内所有纵模同时起振,而时域上又能遵循驱动信号依次输出。由于不存在纵模不断变换再重新建立稳定的过程,FDML 扫频光纤激光器可以实现超高速扫频。

2.2 腔长匹配和色散管理

扫描滤波器驱动频率与激光器腔长的匹配程度直接影响腔内光子寿命。光子寿命越长,激光谐振越充分,对激光输出功率、瞬时线宽越有益。扫描滤波器驱动频率与激光器腔长关系有三种:1) 光子在腔内循环一圈所用时间远大于扫描滤波器驱动周期或其整数倍,光子无法通过扫描滤波器,此时输出仅为经过扫描滤波器滤波后的增益自发辐射谱,输出功率极低,瞬时线宽为滤波器的滤波带宽;2) 光子在腔内循环一圈所用时间接近于扫描滤波器驱动周期或其整数倍,但光子频率会随着循环圈数的增加逐渐偏离扫描滤波器的中心波长,此时激光在腔内可循环圈数有限,不能形成充分振荡,输出功率较低、瞬时线宽较宽;3) 光子在腔内循环一圈所用时间恰好等于扫描滤波器驱动周期或其整数倍,此时匹配程度最高,激光振荡最充分,激光具有最高输出功率和最窄瞬时线宽。

FDML 扫频光纤激光器一般需要很长的延迟

光纤来存储光子,因此材料色散是必须考虑的因素。适当的色散补偿可以提高激光器的性能,进而提高其应用于测量或传感的精度^[35]。色散补偿有多种方法,如:使用啁啾光纤光栅^[2]进行色散补偿的效果极佳,但光栅周期、调制深度等参数需要特殊订制,灵活性较差;也可使用光子晶体光纤^[36]进行色散补偿,但其成本高且与单模光纤的高熔接损耗问题一直没有得到很好解决。除此之外,可以选用工作波段的低色散光纤(LDF)或零色散光纤(ZDF)引入延迟,或者使用普通单模光纤(SMF)配合一段色散补偿光纤(DCF)。使用 LDF 或 ZDF 无疑是最简单的方法,不过此类光纤价格较高也不容易真正实现腔内零色散;使用 SMF 配合 DCF 可以任意调控腔内总色散大小,但一般 DCF 的纤芯直径较小,与 SMF 熔接损耗较大。对于 SMF 与 DCF 匹配长度可由以下方程组计算得到

$$\begin{cases} L_{\text{SMF}}n_{\text{SMF}} + L_{\text{DCF}}n_{\text{DCF}} = c/f \\ L_{\text{SMF}}D_{\text{SMF}} + L_{\text{DCF}}D_{\text{DCF}} = 0 \end{cases}, \quad (2)$$

式中: L_{SMF} 为激光谐振腔中 SMF 的总长度; L_{DCF} 为 DCF 的长度; n_{SMF} 为 SMF 的有效折射率; n_{DCF} 为 DCF 的有效折射率; D_{SMF} 为 SMF 的色散系数; D_{DCF} 为 DCF 的色散系数; c 为真空中的光速; f 为扫描滤波器的驱动频率。(2)式中,第一式用来计算腔内总的光程,第二式用来计算色散匹配。

2.3 滤波器选择和性能表征

对于 FDML 扫频光纤激光器来讲,由于不受激光建立时间的限制,激光器的扫描频率仅取决于扫描滤波器的扫描速率。早期的学者们多采用多面转镜实现宽频率(或波长)扫描范围和窄带宽滤波性能^[37],且多面转镜扫描线性度好,能实现单向高重复性扫描,但受限于转速其扫描频率很难突破 MHz。也有学者使用声光调制器^[16]和游标式可调谐分布布拉格反射镜^[15]实现扫频,但频率依然很难突破 MHz。FFP-TF 属于新一代高速窄带宽扫描滤波器,已有学者利用 FFP-TF 实现了 MHz 量级的频率扫描^[23]。一般 FFP-TF 采用压电换能器(PZT)驱动,其具有极快的响应速度,虽然也存在扫描线性度欠佳的缺点,但可以采用构建反馈回路等方式予以解决^[38]。因此,近些年有关 FDML 扫频光纤激光器的报道大多采用 FFP-TF 作为扫描滤波器。

当采用 FFP-TF 作为扫描滤波器时,由于 FDML 扫频光纤激光器的扫描速度在达到激光建立极限扫描速度^[39]之前,激光的性能仅取决于扫描

滤波器的工作状态,所以需要先研究扫描滤波器在高频驱动信号下的特性。FFP-TF 由 PZT 驱动进行扫描滤波,即通过改变法布里-珀罗(F-P)谐振腔的自由光谱范围来调整滤波窗口。一般情况下,当驱动信号 >1 kHz 时,PZT 的响应度会呈现降低的趋势,尤其在用锯齿波、方波等合成波信号进行驱动时,PZT 对于高阶谐波的响应度不足,导致实际加载到 F-P 谐振腔上的信号失真。因此,一般在高频调制时采用正弦信号驱动 PZT。以本文实验中所使用的 FFP-TF(FFP-TF2, Micron Optics 公司,美国)为例,给出扫描滤波器的响应度测试方法并对其响应度特性进行分析。FFP-TF2 的滤波带宽($\Delta\lambda_0$)为 0.140 nm(对应的频率宽度为 17.52 GHz)、阻带抑制比为 23.00 dB、自由光谱范围为 92.230 nm、精细度为 659。扫描滤波器的响应度测试系统如图 1 所示,EDFA 作为宽带光源,FFP-TF 由信号发生器(AFG3232C, Tektronix 公司,美国)驱动,光谱分析仪(OSA)测量输出光谱。

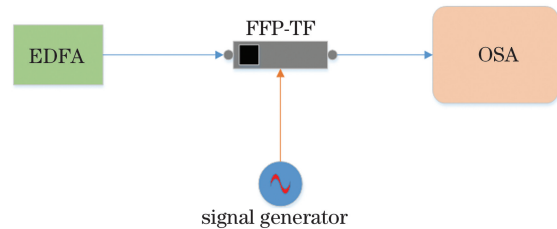


图 1 扫描滤波器响应度测试系统

Fig. 1 Scanning filter responsivity test system

由于 PZT 具有蠕变效应^[40],对于静态驱动信号的响应很难测到准确值,但对于动态周期性驱动信号,PZT 扫描范围响应非常稳定。所以,实验中首先采用偏置 1 V、幅值 1 V、频率 10 Hz 的正弦信号驱动滤波器,将此时测得的 FFP-TF2 扫描波长范围作为参考响应带宽 $\delta\lambda_0$ 。如图 2(a)所示,参考响应带宽 $\delta\lambda_0 = 7.881$ nm。然后,测量 FFP-TF2 在 800 Hz~100 kHz 高频正弦信号调制下的响应带宽 $\delta\lambda$,并根据下式计算相对响应度 γ ,得到 FFP-TF2 的相对响应度曲线如图 2(b)所示。

$$\gamma = \frac{\delta\lambda - \Delta\lambda_0}{\delta\lambda_0 - \Delta\lambda_0}. \quad (3)$$

由图 2(b)可以看出,FFP-TF2 在 800 Hz~100 kHz 范围内整体的响应度呈现出随驱动频率升高而下降的趋势,但在曲线中存在多个高响应度峰,这是由 PZT 的固有特性与驱动信号频率的谐振而导致^[41]。各个谐振峰对应的驱动信号频率值如图中标记所示,在 25.0 kHz 处存在极大谐振

峰,其响应度高达 1.54。此响应度曲线,在 FDML 扫频光纤激光器应用时,可以指导在预期扫频范围内扫描滤波器最佳驱动信号频率的选择。如:可以将扫描滤波器工作在某个谐振峰附近,以得到高响应度、低驱动电压或在允许驱动电压下得到更宽的扫描范围。然而,往往在综合考虑激光器腔长、腔内色散与激光器输出扫描参数时,需要

折衷选取合适的扫描滤波器驱动频率。如:虽然在 25.0 kHz 时扫描滤波器具有最高的响应度,但是在可以达到 FDML 扫频光纤激光器预期扫描范围情况下,选择 62.9 kHz 附近扫描频率更佳,因为此时既可以得到较高的扫描频率,又可以减少延迟光纤长度、降低腔内传输损耗、降低系统整体成本。

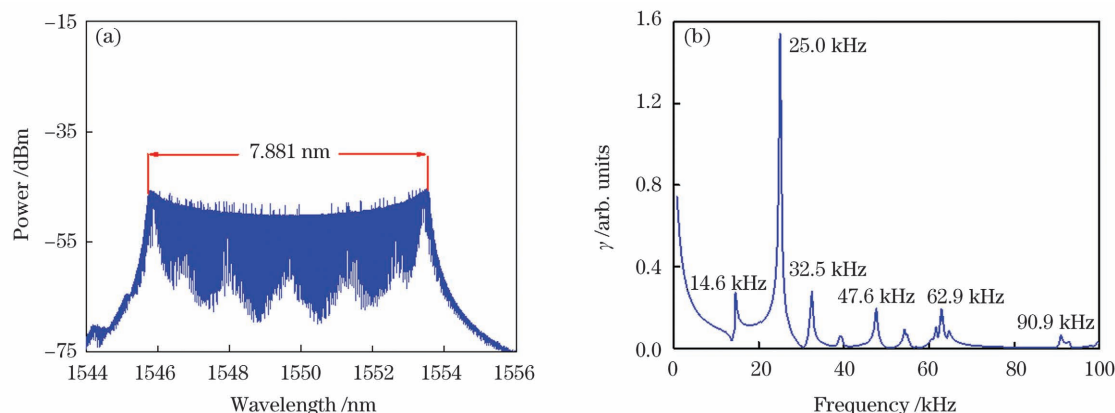


图 2 实验结果。(a)参考响应带宽;(b)驱动频率为 800 Hz~100 kHz 时的相对响应度曲线

Fig. 2 Experimental results. (a) Reference response bandwidth; (b) relative response curve when driving frequency from 800 Hz to 100 kHz

2.4 增益介质特性分析

决定 FDML 扫频光纤激光器扫描范围的因素除了扫描滤波器以外,还有增益介质的增益特性。早期的研究中,大多数学者使用 SOA 提供激光增益,其本身具有很多优点^[42],如:超短响应时间,一般只有几百皮秒;上能级寿命短,储能少,不容易形成脉冲;非均匀加宽特性强,增益带宽大,适合做多波长放大增益。只从 FDML 的多模运行机制来讲,SOA 适合作为 FDML 扫频激光器增益。然而,由于 SOA 本身具有强烈的非线性波长红移特性^[43],FDML 扫频激光器的瞬时激光频率会不断偏离滤波器透射带宽中心^[44],成为 FDML 扫频激光器瞬时线宽展宽的重要原因。拉曼放大器理论上噪声系数可以接近理想放大器的 3 dB 量子极限^[45-46],也可以用于 FDML 扫频光纤激光器增益介质,但受限于放大器本身的原因,基于拉曼放大的扫频激光器的扫描范围和输出功率有限。此外,由于拉曼放大基于高非线性效应实现^[47],对于 FDML 扫频激光的瞬时线宽会有一定的展宽效应。石英基稀土掺杂离子上能级寿命长、均匀加宽增益表现出很强的波长依赖特性^[48-49],本身增益的非线性效应又很弱,虽然从均匀展宽和强波长依赖特性来讲,并不适合多模振荡的运行模式,但是基于 FDML 独特的多模振荡运行机理,在增益足够强的前提下,有望实现较大范围高

信噪比窄瞬时线宽的 FDML 扫频光纤激光输出。

2.5 激光器实验系统设计与搭建

基于前文分析,设计了图 3 所示的环形腔结构 FDML 扫频光纤激光器。泵浦源为 980 nm 半导体激光器(LD),经 980/1550 nm 波分复用器(WDM)将 7 m 长的 EDF 后向激励。FFP-TF2 作为 FDML 扫描滤波器,由函数发生器(AFG3232C, Tektronix 公司,美国)发出的正弦信号驱动。为了与 FFP-TF2 的扫描频率相匹配,使用了一段延迟光纤增加腔长。光纤隔离器(ISO)用于保证激光在谐振腔内的单向运行。耦合比为 90%:10%的光纤耦合器(OC)将 90%的激光能量反馈回激光腔内用于振荡和放大,而将 10%的激光输出用于测试。激光谐振

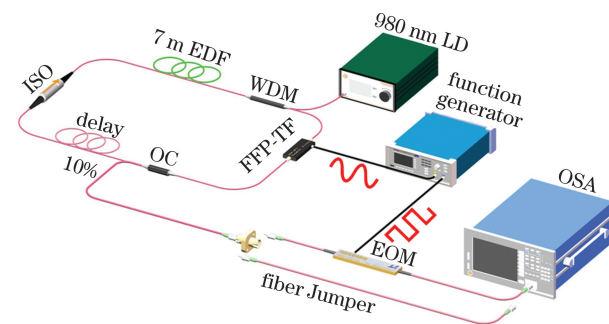


图 3 FDML 扫频掺铒光纤激光器实验系统结构示意图
Fig. 3 Experimental system configuration of proposed FDML frequency-swept erbium-doped fiber laser

腔内的所有光纤连接均采用光纤熔接机熔接连接,以最大程度地降低腔损。

为了得到较高的响应度且尽可能缩短激光器的总腔长,确定使用 FFP-TF2 在 62.9 kHz 附近的谐振峰对应的频率作为驱动频率。经过计算,匹配的激光器腔长约为 3.24 km,即需要加入的延迟光纤长度约为 3.24 km。在下文中,主要使用一段长度为 3.24 km、色散为 4 ps/nm/km 的 LDF 作为延迟光纤进行实验,但为了探究色散对 FDML 扫频光纤激光器性能影响,也将其替换为一段同样长度而色散为 17 ps/nm/km 的 SMF。

为了对搭建的 FDML 扫频光纤激光器的输出瞬时线宽特性进行研究,使用基于铌酸锂强度电光调制器(EOM)的时间门控技术进行瞬时线宽测量^[41]。所用函数发生器可以同步输出 FFP-TF2 的正弦驱动信号和 EOM 的控制脉冲信号,通过将两路信号的重复频率同步并合理设置 EOM 控制脉冲信号的宽度,即控制输出时间窗口大小,可以使用光谱分析仪(AQ6370D, Yokogawa, 日本)对 FMDL 扫频光纤激光器的瞬时线宽进行测量。OSA 的最高分辨率为 0.02 nm、采样率为 0.001 nm。

3 实验结果与讨论

如图 3 所示,实验系统搭建在一个普通金属隔振光学平台上,在实验室室温下完成所有实验过程。下文以搭建的掺铒光纤激光器系统为例,研究 FDML 扫频光纤激光器的主要性能、参数表征方法,并对相关实验过程与结果进行分析与讨论。

3.1 极限锁模范围

将激光器系统的泵浦功率设置为 300 mW,使

用 LDF 作为延迟光纤,FFP-TF2 的偏压设定为 0.41 V、扫描电压峰-峰值为 2.14 V。通过仔细调节 FFP-TF2 的扫描频率至 62.918 kHz(恰好等于激光谐振腔的本振频率),得到了中心波长为 1550 nm、最大 FDML 波长扫描范围为 3.072 nm、信噪比(SNR)为 57.31 dB 的扫频激光输出,测量的光谱如图 4(a)所示。测量时激光输出直接接入 OSA,不通过 EOM,且光谱图由 OSA 的最大值保持模式所测量。由图可见,光谱呈现两边功率高、中间功率低的凹陷形状,这种现象主要与滤波器的瞬时扫描速度(由正弦驱动信号决定)以及 OSA 的内部感光元件有关。激光瞬时扫描速度越快的波长区域,OSA 探测到的激光功率越低;受到时间积分的限制,激光瞬时扫描速度越快的波长区域,OSA 探测到的功率也越低;以上两种因素结合,决定了图 4(a)所示的光谱形状。

固定泵浦功率为 300 mW,增加 FFP-TF2 的驱动电压峰-峰值,可以扩大 FDML 范围,即可在 OSA 最大值保持模式下观察到光谱范围增加现象,如图 4(b)所示。由图可见,随着 FDML 范围的增加,光谱功率整体下降,且当锁模范围达到 6 nm 时,光谱形状出现部分凹陷。当继续增加 FDML 范围时,部分激光模式已无法激发。这种整体光谱功率降低现象主要是由 EDF 均匀加宽的激光增益特性和 FDML 扫频光纤激光器的多模运行机制所决定。由于 EDF 的增益会分散到所有的起振模式,当 FDML 范围增大时,激光腔内同时振荡的模式将增多,于是分散到每一个模式的增益或能量就会降低。当某些模式的增益小于单程损耗时,将无法形成激光振荡。同时,由于诸多非理想因素的存在,多模增

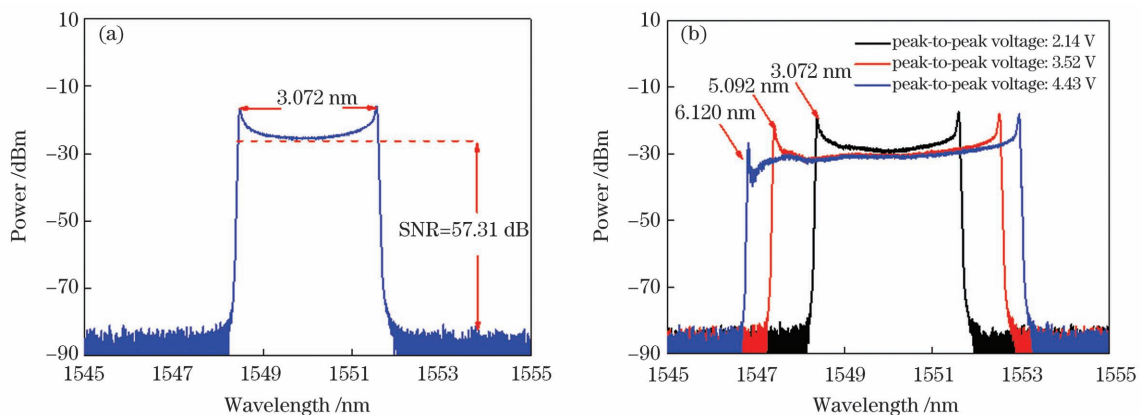


图 4 实验结果。(a)FDML 扫频激光输出光谱;(b)不同 FFP-TF2 驱动电压峰-峰值时 FDML 扫频激光输出光谱
Fig. 4 Experimental results. (a) Output spectrum of FDML frequency-swept laser; (b) output spectrum of FDML frequency-swept laser at different peak-to-peak driving voltages of FFP-TF2

益竞争问题也会影响 FDML 范围的增加。因此,当用于 FDML 扫频光纤激光器时,一般增益的 EDF 不适用于大范围 FDML 扫描激光输出的实现。

3.2 单向扫描性能

由于实验使用正弦信号驱动 FFP-TF2,激光扫描方向可分为前向扫描(波长自短波向长波方向扫描)和后向扫描(波长自长波向短波方向扫描)两种。但由于激光扫描频率太高,OSA 仅能测量到每个波长点的平均功率,而无法区分波长扫描方向。实验时,将激光输出接入 EOM 输入端,如图 3 所示,使用与 FFP-TF2 驱动信号同时钟源触发的相同频率且占空比为 50% 的脉冲信号调制 EOM,得到单独前向扫描和后向扫描输出的时间窗口,从而进行时间滤波后测量 FDML 扫频光纤激光器前向或后向扫描工作时的输出光谱。EOM 的插入损耗为 10 dB、半波电压为 6.12 V、最高抑制比为 33 dB。

设定 FFP-TF2 驱动正弦信号的峰-峰值为 2.14 V、驱动频率为 62.918 kHz,使用 OSA 的最大值保持模式测量得到 FDML 扫频光纤激光器单向扫描工作时的输出光谱,如图 5 所示。可以看出,使用 EDF 作为 FDML 扫频光纤激光器增益介质时,出现了前向扫描和后向扫描整体功率分布形式不同的现象,即前向扫描光谱中心波长区域功率高于后向扫描光谱中心波长区域功率最多 3.62 dB,而在两端低速扫描波长区域的功率尖峰部分并无明显差别。形成这种现象的可能原因,一方面是长延迟光纤中不能忽略的非线性效应导致的光谱红移使得反向扫描时 FFP-TF2 的驱动频率出现轻微失谐,另一方面是激光反向扫描与 OSA 扫描方向相反导致的单位采集积分时间内功率下降,尤其是在反向

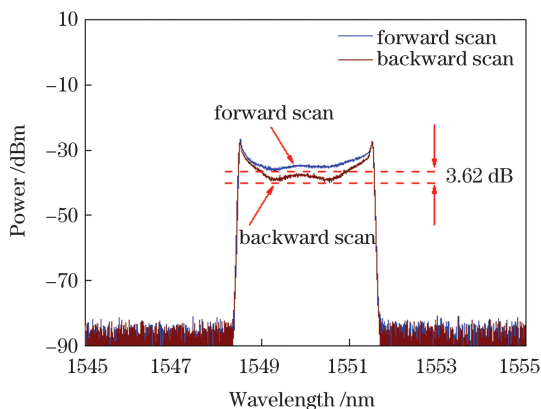


图 5 FDML 扫频光纤激光器的前向扫描和后向扫描输出光谱图

Fig. 5 Optical spectra of forward scan and backward scan of the FDML frequency-swept fiber laser

扫描速度较快区域更为突出。

3.3 色散和滤波器驱动频率偏移

为了研究色散和 FFP-TF2 驱动频率偏移对于 FDML 扫频光纤激光器输出功率特性的影响,将扫描滤波器驱动频率等于激光器本振频率时的值称为恰锁模驱动频率,而将偏移恰锁模驱动频率的量称为频偏,且偏大时称为正频偏,反之为负频偏。如图 4(a)即为 FFP-TF2 驱动信号峰-峰值为 2.14 V、恰锁模驱动频率为 62.918 kHz 时得到的扫描输出光谱。图 6(a)所示为 LDF 作延迟光纤的 FDML 扫频光纤激光器在恰锁模(即频偏 +0 Hz)驱动频率和正频偏 6 Hz(+6 Hz)时,OSA 最大值保持模式测得的激光器后向扫描的输出光谱。可以看出,在正频偏 6 Hz 时,激光输出光谱大部分区域出现功率明显下降,说明大部分激光模式已出现锁模不稳定现象。为了研究不同频偏量下 FDML 扫频光纤激光器的性能,将发生频偏时测得光谱的最低功率(单位:dBm)减去恰锁模驱动频率下测得光谱的最低功率(单位:dBm),得到相对强度(单位:dB)作为研究参量。例如,图 6(a)中,发生频偏(+6 Hz)时测得光谱的最低功率和恰锁模驱动频率(频偏+0 Hz)时测得光谱的最低功率分别为 -60.95 dBm 和 -39.21 dBm,即相对强度为 -21.74 dB。

图 6(b)和(c)分别给出了 FDML 扫频光纤激光器在使用 3.24 km 的 LDF 作为延迟光纤和使用 3.24 km 的 SMF 作为延迟光纤时,前向扫描和后向扫描激光相对强度随频偏的变化关系。从色散的角度对比发现:在相同的扫描方向和频偏下,使用色散更高的 SMF 作为延迟光纤,在发生频偏时功率下降幅度更大,这是因为色散越高时各模式的本征频率相差越大,驱动频率的偏移会迅速引起各模式的损耗增加,从而导致功率迅速下降,尤其是对于扫描速度较快的中心波长区域。从频偏方向对比发现:在使用两种延迟光纤下的激光前向扫描和后向扫描,频偏导致的功率下降都具有方向性,即前向扫描时负频偏导致的功率下降速度更快,后向扫描时正频偏导致的功率下降速度更快,而且这种现象在色散更大的 SMF 作延迟线时更加明显,说明激光腔中净色散越大时激光输出功率对 FFP-TF2 驱动频率偏移越敏感。

3.4 激光瞬时线宽

瞬时线宽是表征 FDML 扫频激光器性能的最重要参数之一。激光线宽越窄,相干长度越长,用于激光雷达、OCT 等探测传感系统的测量范围就越大。一般 FDML 扫频激光器的典型线宽为

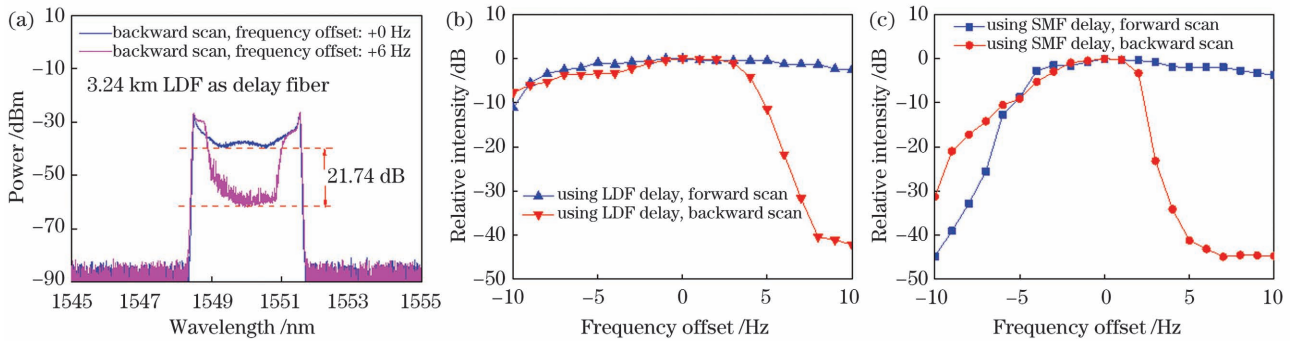


图 6 实验结果。(a) 频偏 +0 Hz 和 +6 Hz 时, 激光器后向扫描光谱图; 分别使用 (b) LDF 和 (c) SMF 作延迟光纤时激光器前向和后向扫描相对光强随频偏变化关系

Fig. 6 Experimental results. (a) Laser backward scan optical spectra when frequency offset is +0 Hz and +6 Hz, respectively; relative intensity for forward and backward scans using (b) LDF and (c) SMF as delay fibers, respectively

0.1 nm, 对应于 mm 量级的相干长度^[2]。基于 SOA 增益的 FDML 扫频激光器瞬时线宽理论极限为 5.81 GHz, 但很难达到^[44]。传统的延迟自外差法无法测量 FDML 扫频激光器的瞬时线宽, 一是因为其扫描速度太快, 二是因为其扫描线性度太差。同样可以使用基于 EOM 的时间门控技术, 在光谱仪上观察 FDML 扫频光纤激光器的瞬时线宽, 即用一个与 FFP-TF2 驱动信号同时钟源触发的同频率的超窄脉冲信号驱动 EOM, 对扫描激光输出进行时间调制。在脉冲宽度足够窄的情况下, 激光扫描瞬时输出波长变化可以忽略, 此时 OSA 测量的光谱包络可近似认为是 FDML 扫频激光的瞬时线宽。另外, 通过控制时间脉冲信号在一个扫描周期内的开启时刻, 可对 FDML 扫频光纤激光器不同波长的瞬时线宽进行测量。

在 FFP-TF2 驱动信号无频偏时, 利用时间门控技术测量了搭建的 FDML 扫频光纤激光器前向扫

描时波长 1550 nm 激光的瞬时线宽, 如图 7(a) 所示。图中, 分别给出了使用 LDF 和 SMF 作延迟光纤时的测量结果。实验中, EOM 驱动脉冲信号的上升沿为 2.5 ns、高电平为 1.0 ns、下降沿为 2.5 ns, OSA 采集光谱并快速平均 30 次。为了读取方便, 图 7(a) 中横轴以 OSA 采集的光谱中 1550 nm 对应的频率值为基准作坐标 0 点处理, 纵轴以最大功率为基准做归一化处理。图中标记出了两条曲线的半峰全宽 (FWHM) 值, 即为激光的瞬时线宽值。可以看出, 使用 LDF 做延迟光纤时, FDML 扫频光纤激光器的输出瞬时线宽为 4.76 GHz, 小于使用 SMF 做延迟光纤时的瞬时线宽 5.94 GHz。同时, 为了对比研究, 图 7(b) 也测量了使用 LDF 做延迟光纤且 FFP-TF2 施加固定驱动电压时, 激光器输出波长 1550 nm 的光谱图, 其线宽为 2.51 GHz。可见, FDML 扫频激光输出时, 瞬时线宽要远小于 FFP-TF2 的滤波带宽 (17.52 GHz), 又大于固定波

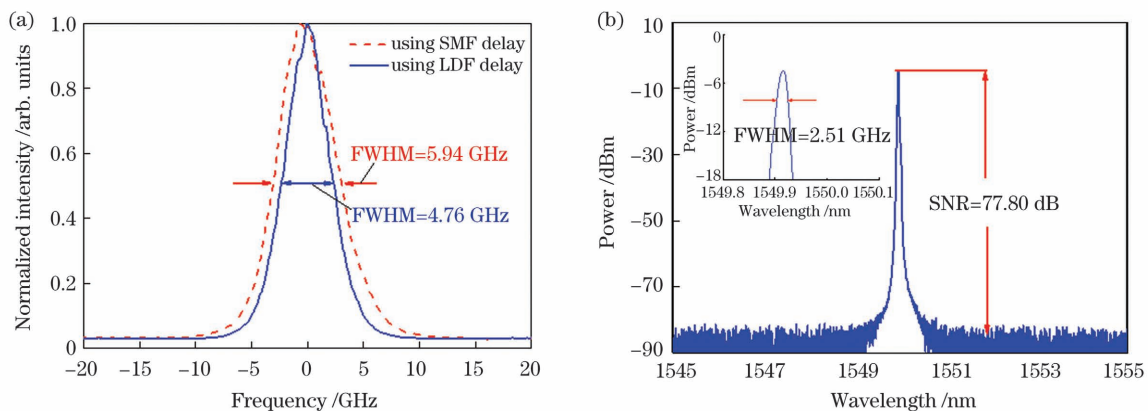


图 7 实验结果。(a) 使用 LDF 和 SMF 做延迟光纤时, FDML 扫频光纤激光器输出瞬态归一化光谱; (b) LDF 做延迟光纤时, 激光器在 1550 nm 固定激光波长输出时光谱图

Fig. 7 Experimental results. (a) Instantaneous normalized spectra of the FDML frequency-swept fiber laser using LDF and SMF as delay fibers, respectively; (b) laser spectrum at fixed laser wavelength of 1550 nm using LDF as delay fiber

长输出时激光线宽。另外,本文中 FDML 扫频掺铒光纤激光器的输出瞬时线宽也小于已报道的基于 SOA 的 FDML 扫频激光器的瞬时线宽^[2],与预期结果一致。

理论上,当扫描滤波器的驱动频率偏移于恰锁模驱动频率(激光谐振腔本振频率)时,FDML 扫频光纤激光器的输出瞬时线宽会受到影响,而且在激光前向扫描和后向扫描时,正频偏和负频偏对激光瞬时线宽的影响也不同。由于发生频偏时扫描滤波器的透射中心波长在每个周期的同一时刻会逐渐偏离最开始的谐振腔振荡波长,但当频偏较小时扫描滤波器对不同周期同一时刻逐渐偏离其透射中心波长的振荡模式引入的损耗并不大,这些模式始终可以形成激光输出,因此较小的驱动信号频偏最终导致激光输出瞬时线宽展宽。另外,在不同的激光扫描方向下,相较于恰锁模无频偏时,激光输出线宽展宽的方向也不同。如:当激光前向扫描时,若发生负频偏,扫描滤波器的透射中心波长在每个周期的同一时刻会逐渐大于起初形成振荡的激光模式的波长而向长波长方向移动,即激光瞬时线宽会向长波长方向展宽;反之,当发生正频偏时,激光瞬时线宽会向短波

长方向展宽。而当激光后向扫描时,情况正好相反,但由于 FMDL 扫频光纤激光器本身前向扫描和后向扫描时即表现出不同的输出特性,如 3.3 节实验结果所示,激光瞬时线宽的展宽特性也会有其独特性。

为了验证以上分析,使用 LDF 延迟线的 FDML 扫频光纤激光输出,FFP-TF2 驱动信号峰-峰值为 2.14 V、激光分别前向扫描和后向扫描,利用基于 EOM 的时间门控技术固定滤波器扫描周期某个时刻输出(对应 1550 nm 中心波长),在 -3 Hz 频偏、恰锁模和 +3 Hz 频偏时测量激光输出瞬时线宽,分别如图 8(a)~(f)所示。其中,每个图的横轴和纵轴处理方法同图 7(a),各个插图均为该频偏时测得的 OSA 最大值保持模式激光光谱。由图 8(a)~(c)可见,当激光前向扫描时,-3 Hz 频偏、恰锁模和 +3 Hz 频偏时的瞬时线宽分别为 5.12 GHz、4.76 GHz 和 5.01 GHz,恰锁模时瞬时线宽最小,且 -3 Hz 频偏时激光线宽向长波长方向展宽而 +3 Hz 频偏时激光线宽向短波长方向展宽,与预期相同。同样的现象在激光后向扫描时也被观察到,如图 8(d)~(f)所示,但是线宽展宽方向不如激光前向扫描时那么明显。总体上,实验结果与理论分

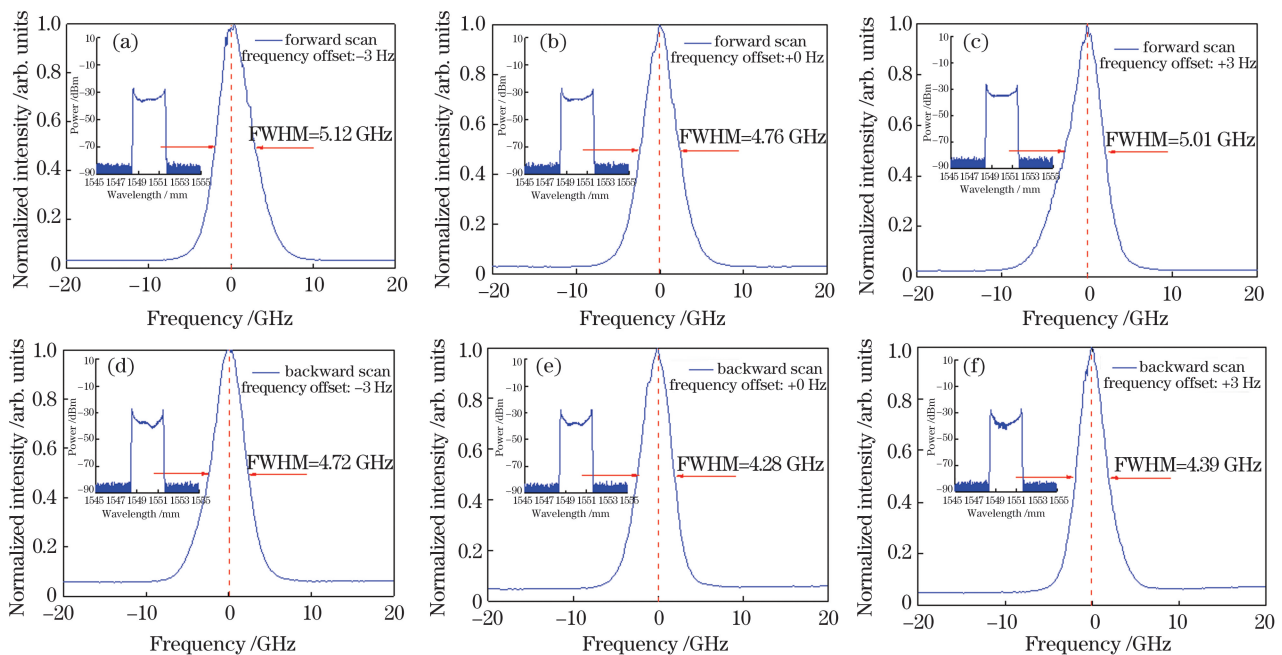


图 8 实验结果。激光前向扫描时,(a) -3 Hz 频偏、(b) 无频偏、(c) +3 Hz 频偏时的激光输出瞬时线宽;激光后向扫描时,(d) -3 Hz 频偏、(e) 无频偏、(f) +3 Hz 频偏时的激光输出瞬时线宽(插图:OSA 最大值保持模式测量的扫频激光光谱)

Fig. 8 Experimental results. For forward scanning of the FDML fiber laser, measured instantaneous laser linewidths under driving frequency offset of (a) -3 Hz, (b) +0 Hz, and (c) +3 Hz, respectively; for backward scanning, measured instantaneous laser linewidths under driving frequency offset of (d) -3 Hz, (e) +0 Hz, and (f) +3 Hz, respectively (inset: measured for the frequency-swept laser output correspondingly using the maximum hold mode of the OSA)

析预期结果一致,以上研究过程说明稳定好 FDML 扫频光纤激光器的恰锁模状态对于保证输出激光瞬时线宽是至关重要的。需注意,基于 EDF 增益介质的 FDML 扫频光纤激光器的激光瞬时线宽展宽现象与已报道的基于 SOA 增益的 FDML 扫频激光器的线宽展宽现象不同,后者主要来源于 SOA 增益强烈的非线性波长红移特性,其在发生频偏时线宽是向单一方向展宽的^[41]。

综上所述,EDF 的增益大小直接影响 FDML 扫频激光工作波长范围,延迟光纤的非线性会导致激光前向扫描和后向扫描光谱整体功率分布形式不同,激光谐振腔中净色散越大时扫频激光输出功率对 FFP-TF2 驱动频偏越敏感,FFP-TF2 驱动频偏越大时扫频激光瞬时线宽展宽越明显。因此,为了实现最佳运转状态,应选择具有高发光效率的 EDF 作为增益介质,选择低非线性和零色散的延迟光纤或者对激光谐振腔进行零色散设计,以及通过精确调控使扫描滤波器尽可能地工作在恰锁模驱动频率状态。

4 结 论

本文首先系统综述了 FDML 扫频激光器已报道技术方案及应用特点,然后以掺铒光纤激光器为例,理论与实验相结合地系统论证了 FDML 扫频激光器的研究方法。理论与原理部分主要包括 FDML 工作原理、激光器谐振腔长与扫描滤波器驱动信号频率匹配、激光腔内色散管理、扫描滤波器选型与性能表征方法、激光增益介质特性分析、激光器实验系统设计等研究工作。实验结果与讨论部分主要包括激光极限锁模范围、单向扫描性能、色散和扫描滤波器驱动频率偏移、激光瞬时线宽等方面的研究过程。在此基础上,首次演示了以 EDF 为激光增益介质且波长扫描范围为 3.072 nm、光信噪比为 57.31 dB、扫描速率为 62.918 kHz、瞬时线宽为 4.28 GHz 的高稳定性 FDML 扫频光纤激光输出。得到的扫频激光瞬时线宽远小于已报道的大部分基于 SOA 的 FMDL 扫频激光器,且研究可知波长扫描范围与 EDF 增益成正比,使用更高增益特性的 EDF 有望得到更宽的波长扫描范围。以 EDF 为激光增益介质的 FDML 扫频光纤激光器未来研究方向将集中在大模场高增益光纤、超窄带高速扫描滤波器的研制以及更高效扫描机制的研究等方面,以实现更高速、更窄瞬时线宽、更宽波长扫描范围的高质量扫频激光输出。本文工作注重研究方法,理论与实验相结合,

尤其对于初步接触 FDML 扫频激光技术的科研人员及工程技术人员具有重要的参考意义。

参 考 文 献

- [1] Huber R, Wojtkowski M, Fujimoto J G. Fourier Domain Mode Locking (FDML): a new laser operating regime and applications for optical coherence tomography[J]. *Optics Express*, 2006, 14(8): 3225-3237.
- [2] Adler D C, Wieser W, Trepanier F, et al. Extended coherence length Fourier domain mode locked lasers at 1310 nm [J]. *Optics Express*, 2011, 19(21): 20930-20939.
- [3] Adler D C, Chen Y, Huber R, et al. Three-dimensional endomicroscopy using optical coherence tomography[J]. *Nature Photonics*, 2007, 1(12): 709-716.
- [4] Eigenwillig C M, Biedermann B R, Palte G, et al. K-space linear Fourier domain mode locked laser and applications for optical coherence tomography [J]. *Optics Express*, 2008, 16(12): 8916-8937.
- [5] Shang H Y, Huo L, Wu Y P, et al. Optical coherence imaging system based on a polarization-dependent semiconductor optical amplifier-enabled swept laser[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2014, 41(11): 1102002.
尚怀赢, 霍力, 吴远鹏, 等. 单偏振半导体光放大器扫频光相干成像系统[J]. *中国激光*, 2014, 41(11): 1102002.
- [6] Klein T, Wieser W, Biedermann B R, et al. Raman-pumped Fourier-domain mode-locked laser: analysis of operation and application for optical coherence tomography [J]. *Optics Letters*, 2008, 33(23): 2815-2817.
- [7] Lian C M, Zhong S C, Zhang T F, et al. Transfer learning-based classification of optical coherence tomography retinal images [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(1): 0117002.
连超铭, 钟舜聪, 张添福, 等. 光学相干断层扫描视网膜图像的迁移学习分类[J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(1): 0117002.
- [8] Biedermann B R, Wieser W, Eigenwillig C M, et al. Real time en face Fourier-domain optical coherence tomography with direct hardware frequency demodulation [J]. *Optics Letters*, 2008, 33(21): 2556-2558.
- [9] Biedermann B R, Wieser W, Eigenwillig C M, et al. Recent developments in Fourier domain mode locked lasers for optical coherence tomography: imaging at 1310 nm vs. 1550 nm wavelength [J]. *Journal of*

- Biophotonics, 2009, 2(6/7): 357-363.
- [10] Klein T, Wieser W, Eigenwillig C M, et al. Megahertz OCT for ultrawide-field retinal imaging with a 1050 nm Fourier domain mode-locked laser [J]. Optics Express, 2011, 19(4): 3044-3062.
- [11] Liu Q, Wang Y M, Li Z Y, et al. High-speed interrogation system of multi-encoding weak FBGs based on FDML wavelength swept laser [J]. Optics & Laser Technology, 2018, 107: 54-58.
- [12] Jung E J, Kim C S, Jeong M Y, et al. Characterization of FBG sensor interrogation based on a FDML wavelength swept laser [J]. Optics Express, 2008, 16(21): 16552-16560.
- [13] Oh W Y, Yun S H, Tearney G J, et al. 115 kHz tuning repetition rate ultrahigh-speed wavelength-swept semiconductor laser [J]. Optics Letters, 2005, 30(23): 3159-3161.
- [14] Choma M A, Hsu K, Izatt J A. Swept source optical coherence tomography using an all-fiber 1300-nm ring laser source [J]. Journal of Biomedical Optics, 2005, 10(4): 044009.
- [15] Bonesi M, Minneman M P, Ensher J, et al. Akinetic all-semiconductor programmable swept-source at 1550 nm and 1310 nm with centimeters coherence length [J]. Optics Express, 2014, 22(3): 2632-2655.
- [16] Wysocki P F, Digonnet M J, Kim B Y. Broad-spectrum, wavelength-swept, erbium-doped fiber laser at 1.55 microm [J]. Optics Letters, 1990, 15(16): 879-881.
- [17] Jun C S, Villiger M, Oh W Y, et al. All-fiber wavelength swept ring laser based on Fabry-Perot filter for optical frequency domain imaging [J]. Optics Express, 2014, 22(21): 25805-25814.
- [18] Telle J M, Tang C L. Very rapid tuning of CW dye laser [J]. Applied Physics Letters, 1975, 26(10): 572-574.
- [19] Leung M K K, Mariampillai A, Standish B A, et al. High-power wavelength-swept laser in Littman telescope-less polygon filter and dual-amplifier configuration for multichannel optical coherence tomography [J]. Optics Letters, 2009, 34(18): 2814-2816.
- [20] Mao Y X, Flueraru C, Chang S D, et al. High-power 1300 nm FDML swept laser using polygon-based narrowband optical scanning filter [J]. Proceedings of SPIE, 2009, 7168: 716822.
- [21] Chen M H. Development of swept laser source for optical coherence tomography [D]. Hangzhou: Zhejiang University, 2011: 57-64.
陈明惠. 扫频激光光源的研制 [D]. 杭州: 浙江大学, 2011: 57-64.
- [22] Huber R, Adler D C, Fujimoto J G. Buffered Fourier domain mode locking: unidirectional swept laser sources for optical coherence tomography imaging at 370, 000 lines/s [J]. Optics Letters, 2006, 31(20): 2975-2977.
- [23] Wieser W, Biedermann B R, Klein T, et al. Multi-Megahertz OCT: high quality 3D imaging at 20 million A-scans and 4.5 GVoxels per second [J]. Optics Express, 2010, 18(14): 14685-14704.
- [24] Klein T, Wieser W, Reznicek L, et al. Multi-MHz retinal OCT [J]. Biomedical Optics Express, 2013, 4(10): 1890-1908.
- [25] Huang W, Cui Y L, Li Z X, et al. Research on 1.7 μm fiber laser source based on stimulated Raman scattering of hydrogen in hollow-core fiber [J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(5): 0514001.
黄威, 崔宇龙, 李智贤, 等. 基于空芯光纤中氢气受激拉曼散射的 1.7 μm 光纤激光光源研究 [J]. 光学学报, 2020, 40(5): 0514001.
- [26] Cheung K K Y, Zhang C, Cheng K H Y, et al. Fourier domain mode locking laser based on two-pump optical parametric amplification [C] // IEEE Photonics Society Summer Topicals 2010, July 19-21, 2010, Playa del Carmen, Mexico. New York: IEEE Press, 2010: 186-187.
- [27] Cheng K H Y, Standish B A, Yang V X D, et al. Wavelength-swept spectral and pulse shaping utilizing hybrid Fourier domain modelocking by fiber optical parametric and erbium-doped fiber amplifiers [J]. Optics Express, 2010, 18(3): 1909-1915.
- [28] Feng T, Jiang M L, Wei D, et al. Four-wavelength-switchable SLM fiber laser with sub-kHz linewidth using superimposed high-birefringence FBG and dual-coupler ring based compound-cavity filter [J]. Optics Express, 2019, 27(25): 36662-36679.
- [29] Feng T, Ding D L, Yan F P, et al. Widely tunable single-/dual-wavelength fiber lasers with ultra-narrow linewidth and high OSNR using high quality passive subring cavity and novel tuning method [J]. Optics Express, 2016, 24(17): 19760-19768.
- [30] Feng T, Wang M M, Wang X C, et al. Switchable 0.612-nm-spaced dual-wavelength fiber laser with sub-kHz linewidth, ultra-high OSNR, ultra-low RIN, and orthogonal polarization outputs [J]. Journal of Lightwave Technology, 2019, 37(13): 3173-3182.
- [31] Bai Y, Yan F P, Feng T, et al. Ultra-narrow-linewidth fiber laser in 2 μm band using saturable absorber based on PM-TDF [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(1): 0101003.

- 白燕, 延凤平, 冯亭, 等. 基于保偏掺铥光纤饱和吸收体的 $2\ \mu\text{m}$ 波段超窄线宽光纤激光器[J]. 中国激光, 2019, 46(1): 0101003.
- [32] Ouyang T C, Dong G P, Qiu J R. Research progress in solid-state lasers based on rare earth ion-doped oxyfluoride glass ceramics [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2020, 57(7): 071608.
欧阳天昶, 董国平, 邱建荣. 基于稀土离子掺杂氟氧化物微晶玻璃材料的固体激光器研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2020, 57(7): 071608.
- [33] Feng T, Ding D L, Liu P, et al. Widely tunable/wavelength-swept SLM fiber laser with ultra-narrow linewidth and ultra-high OSNR[J]. Optoelectronics Letters, 2016, 12(6): 433-436.
- [34] Todor S, Biedermann B, Huber R, et al. Balance of physical effects causing stationary operation of Fourier domain mode-locked lasers[J]. Journal of the Optical Society of America B. Optical Physics, 2012, 29(4): 656-664.
- [35] Xu J B, Zhu R, Wang X, et al. Fourier domain mode locking laser for enhanced sweeping range based on dispersion-shifted fiber [C] // National Fiber Optic Engineers Conference 2012, March 4-8, Los Angeles, California. Washington, D. C.: OSA, 2012: JW2A.28.
- [36] Marschall S, Klein T, Wieser W, et al. Fourier domain mode-locked swept source at 1050 nm based on a tapered amplifier[J]. Optics Express, 2010, 18(15): 15820-15831.
- [37] Yun S H, Boudoux C, Tearney G J, et al. High-speed wavelength-swept semiconductor laser with a polygon-scanner-based wavelength filter [J]. Optics Letters, 2003, 28(20): 1981-1983.
- [38] Murari K, Mavadia J, Xi J, et al. Self-starting, self-regulating Fourier domain mode locked fiber laser for OCT imaging[J]. Biomedical Optics Express, 2011, 2(7): 2005-2011.
- [39] Huber R, Wojtkowski M, Taira K, et al. Amplified, frequency swept lasers for frequency domain reflectometry and OCT imaging: design and scaling principles[J]. Optics Express, 2005, 13(9): 3513-3528.
- [40] Jung H, Gweon D G. Creep characteristics of piezoelectric actuators [J]. Review of Scientific Instruments, 2000, 71(4): 1896-1900.
- [41] Alwi H A B, Smith B V, Carey J R. Factors which determine the tunable frequency range of tunable transducers[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1996, 100(2): 840-847.
- [42] Henry C. Theory of the linewidth of semiconductor lasers [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1982, 18(2): 259-264.
- [43] Geng J H, Wang Q, Wang J F, et al. All-fiber wavelength-swept laser near $2\ \mu\text{m}$ [J]. Optics Letters, 2011, 36(19): 3771-3773.
- [44] Todor S, Biedermann B, Wieser W, et al. Instantaneous lineshape analysis of Fourier domain mode-locked lasers [J]. Optics Express, 2011, 19(9): 8802-8807.
- [45] Olsson N, Hegarty J. Noise properties of a Raman amplifier [J]. Journal of Lightwave Technology, 1986, 4(4): 396-399.
- [46] Henry C H, Kazarinov R F. Quantum noise in photonics[J]. Reviews of Modern Physics, 1996, 68(3): 801-853.
- [47] Pan W W, Zhou J Q, Zhang L, et al. Research advances in ultrafast Raman fiber lasers[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(5): 0508016.
潘伟巍, 周佳琦, 张磊, 等. 超快拉曼光纤激光器技术研究进展[J]. 中国激光, 2019, 46(5): 0508016.
- [48] Paschotta R, Nilsson J, Tropper A C, et al. Ytterbium-doped fiber amplifiers [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1997, 33(7): 1049-1056.
- [49] Zhang Y J, Liu J, Wang P. All-fiber wavelength-tunable passively mode-locked thulium-doped fiber laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(10): 1001003.
张怡静, 刘江, 王璞. 全光纤结构波长可调谐被动锁模掺铥光纤激光器[J]. 中国激光, 2018, 45(10): 1001003.

Frequency-Swept Fiber Laser Based on Fourier-Domain Mode-Locking: A Case Study on Erbium-Doped Fiber Laser

Wei Da^{1,2}, Feng Ting^{1,2*}, Yan Fengping³, Ma Zeyuan^{1,2}, Yao Xiaotian^{1,2}

¹ Photonics Information Innovation Center, College of Physics and Technology, Hebei University, Baoding, Hebei 071002, China;

² Hebei Provincial Center for Optical Sensing Innovations, Baoding, Hebei 071002, China;

³ Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China

Abstract

Objective Fourier-domain mode locking (FDML) is a new type of optical spectrum modulation technique that outputs a narrow linewidth continuous frequency-swept (or wavelength-swept) laser, which differs from the traditional intensity modulation mode-locking technique. By appropriately controlling the relationship between the scanning speed of the tunable optical filter and the length of the laser cavity, an FDML frequency-swept laser can achieve stable simultaneous oscillation of all longitudinal modes inside the cavity within the filter scanning range, consequently achieving an ultrahigh-speed frequency sweep. Most reported FDML frequency-swept fiber lasers (FSFLs) are fabricated using semiconductor optical amplifiers, which can provide a broad wavelength-swept range but exhibit a relatively wide instantaneous linewidth. The long energy-level lifetime and homogeneous broadening gain effect of rare-earth ions doped silica glass achieve strong wavelength-dependent characteristic, which are expected to realize the narrow instantaneous linewidth of an FDML FSFL. However, FDML FSFLs based on the rare-earth-doped fibers have rarely been reported. Additionally, although many reports can be found in the literatures, no study comprehensively evaluates the theory and mechanism analysis, design, construction, and performance characterization of FDML FSFLs. Therefore, proposing a set of comprehensive study methods on FDML FSFLs is crucial. Considering FDML FSFLs based on erbium-doped fibers (EDF) as an example, we systematically demonstrated the theoretical and experimental research processes on FDML FSFLs and achieved a high-quality frequency-swept laser output using the EDF laser (EDFL). To the best of our knowledge, this is the first such study to date.

Methods The basic theoretical operating principle of the FDML technique and the influence of laser cavity length matching and dispersion management on the performance of FDML FSFLs were analyzed. The operating characteristics of several common optical filters were introduced, and the high-frequency operating capability of the fiber Fabry-Pérot tunable filter (FFP-TF) was studied (Fig. 2). Moreover, the advantages of EDFs as the gain medium of FDML FSFLs are examined. An FDML frequency-swept EDFL based on a ring cavity configuration was designed and fabricated (Fig. 3) with an FFP-TF as the FDML scanning optical filter, and the electro-optic modulator-based time-gating technique was used to characterize the frequency-swept laser output.

Results and Discussions The characteristics of the proposed FDML FSFL were experimentally studied in detail, including the mode-locking wavelength range, single-direction frequency sweeping, dispersion, filter driving frequency deviation, and laser instantaneous linewidth. We found that the gain level of EDF directly affects the wavelength sweeping range (Fig. 4). Further, the overall spectral power distributions for forward and backward frequency sweeps differ owing to the nonlinearity of the delay fiber (Fig. 5). A greater pure dispersion in the laser cavity induces a higher sensitivity of the output power to the FFP-TF's driving frequency deviation (Fig. 6). Moreover, a larger FFP-TF's driving frequency deviation induces a higher broadening effect of the swept laser's instantaneous linewidth (Fig. 8). Therefore, to obtain the best operating condition of the proposed FDML FSFL, an EDF with high luminous efficiency should be selected as the gain medium, either a delay fiber with low nonlinearity and zero dispersion should be selected or a laser cavity with zero dispersion should be designed, and the driving frequency of the FFP-TF should be fixed exactly at the base oscillating frequency of the fiber laser.

Conclusions Considering the EDFL as an example, the theoretical and experimental research on FDML FSFLs is systematically demonstrated for the first time. On the one hand, the theory, principle, and method for matching the length of the laser cavity and the scanning rate of the tunable filter, intracavity dispersion management, performance

characterization of tunable filter, analysis of laser gain medium, and system design of the FDML FSFL are studied in detail. On the other hand, the maximum wavelength sweeping range of the FDML mechanism using EDF as the gain, the performance of single-direction frequency sweeping, the influence of different delay fibers and FFP-TF's driving frequency deviation on the laser output power, and the effect of the driving frequency deviation on the laser's instantaneous linewidth for different sweeping directions of the FDML swept laser are experimentally studied and discussed. Consequently, for the first time, an FDML frequency-swept EDFL is realized with the scanning range, optical signal-to-noise ratio, scanning rate, and instantaneous linewidth of 3.072 nm, 57.31 dB, 62.918 kHz, and 4.28 GHz, respectively. In the future, we will focus on the development of large-mode-area high-gain fibers and ultranarrow-band high-speed scanning filters, as well as on the study of more efficient scanning mechanisms. Our work emphasizes the research method and combines the theoretical and experimental findings. This work is expected to provide guidance, particularly to researchers initially studying FDML frequency/wavelength-swept lasers.

Key words lasers; Fourier-domain mode-locking; frequency-swept laser; erbium-doped fiber; scan filter

OCIS codes 140.3600; 140.4050; 140.3500; 140.3510