

# 基于短环形腔制备高速扫频光源的研究

陆龙钊<sup>1,2</sup>, 张大鹏<sup>2</sup>, 曾厚财<sup>2</sup>, 徐雨薇<sup>2</sup>, 张长海<sup>2</sup>, 王兴龙<sup>2</sup>, 许克昫<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>天津大学精密仪器与光电子工程学院, 天津 300072;

<sup>2</sup>珠海光库科技股份有限公司, 广东 珠海 519080

**摘要** 为了制作高速扫频光源,基于光纤法布里-珀罗可调滤波器和半导体光放大器搭建了一个短环形腔。首先,通过半导体光放大器的通断电控制,实现占空比为 50% 的扫频激光输出。然后,利用交织器把激光分成两路再进行错位叠加,从而获得占空比为 100%、扫描频率为可调滤波器振动频率两倍的扫频激光。最后,扫频激光经过二级半导体光放大器进行再放大,实现更高功率的扫频输出。所获得的扫频激光,扫描频率为 245 kHz,中心波长约为 1544 nm,扫描范围达到 73 nm,有效相干长度为 12 mm,平均输出功率大于 20 mW。本文采用的设计方案对于制备高性能、低成本的高速扫频光源具有重要的实用意义。

**关键词** 激光光学; 扫频光源; 光纤法布里-珀罗滤波器; 环形腔; 相干长度

中图分类号 TN242

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.2414001

## Study on the Fabrication of High-Speed Swept Source Based on Short Ring Cavity

Lu Longzhao<sup>1,2</sup>, Zhang Dapeng<sup>2</sup>, Zeng Houcai<sup>2</sup>, Xu Yuwei<sup>2</sup>, Zhang Changhai<sup>2</sup>, Wang Xinglong<sup>2</sup>, Hsu Kevin<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>School of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China;

<sup>2</sup>Advanced Fiber Resources (Zhuhai) Ltd., Zhuhai, Guangdong 519080, China

**Abstract** To design and fabricate a high-speed swept source, we built a short ring cavity based on a fiber Fabry-Perot tunable filter and a semiconductor optical amplifier. First, by on-off control on the semiconductor optical amplifier, a swept laser beam with a duty cycle of 50% was obtained. Then, the beam was subject to staggered superposition after it was divided into two beams by an interleaver, and thus we attained a swept laser beam with a duty cycle of 100% and a swept frequency twice the vibration frequency of the tunable filter. Finally, after re-amplification via a secondary semiconductor optical amplifier, the beam achieved higher power. Specifically, the swept laser beam obtained in this study featured a swept frequency of 245 kHz, a center wavelength of about 1544 nm, a sweep range of 73 nm, an effective coherence length of 12 mm, and average output power of more than 20 mW. In conclusion, the design scheme adopted in this study has important practical significance for the fabrication of a high-speed swept source with high performances and low costs.

**Key words** laser optics; swept source; fiber Fabry-Perot filter; ring cavity; coherence length

**OCIS codes** 140.3600; 140.3560; 140.5960

## 1 引 言

光学相干层析成像技术(OCT)是一种非接触、非侵入、成像速度快和探测灵敏度高的三维成像技术。从 1991 年被正式提出至今<sup>[1]</sup>,该技术已经在眼科<sup>[2]</sup>、内腔活检<sup>[3]</sup>、皮肤<sup>[4]</sup>和牙齿<sup>[5]</sup>等生物医学领域得到了快速的发展和广泛的应用。

OCT 系统可以分成两大类,包括时域 OCT(TD-OCT)和傅里叶域 OCT(FD-OCT)。其中,傅里叶域 OCT 又可以分为谱域 OCT(SD-OCT)和扫频 OCT(SS-OCT)。扫频光源是扫频 OCT 的重要组成部分<sup>[6]</sup>。扫频光源的性能很大程度上决定了整个扫频 OCT 系统的成像速度、成像分辨率、成像深度和探测灵敏度。基于高速光纤法布里-珀罗(F-P)滤波器和

收稿日期: 2020-07-13; 修回日期: 2020-08-17; 录用日期: 2020-09-08

基金项目: “珠江人才计划”引进领军人才项目(2016LJ06D531)

\* E-mail: kevinhsu@fiber-resources.com

半导体光放大器(SOA)搭建环形腔是制作高速扫频光源的重要途径。搭建环形腔的方式主要有两种,短环形腔技术<sup>[7]</sup>和长环形腔的频域锁模技术(FDML)<sup>[8]</sup>。受限于环形腔内部器件的自身长度以及光纤熔接所需的预留长度,短环形腔技术并未得到足够的发展。相反,FDML从提出开始就成为研究的热点。与短环形腔技术一样,FDML也采用高速滤波器进行频率扫描,在多路复用技术的配合下,已经能获得扫描频率大于 MHz 的扫频激光<sup>[9-10]</sup>。然而,FDML存在色散补偿难、系统复杂和制作成本较高等问题。这限制了该技术在商用 OCT 上的广泛应用。

基于短环形腔制备高速扫频光源的关键在于高速扫描滤波器和环形腔的腔长。2005年,Huber等<sup>[7]</sup>基于 MOI(Micron Optics Inc.)的光纤 F-P 滤波器首先搭建出物理长度为 2.4 m 的环形腔,输出扫频激光的最高扫描频率达到 30 kHz。2010年,浙江大学 Chen 等<sup>[11]</sup>同样基于 MOI 的光纤 F-P 滤波器搭建出物理长度为 8 m 的环形腔,获得扫描频率为 12 kHz 的扫频激光。目前报道的最短光纤环形腔的物理长度约为 51 cm,获得扫频激光的基础扫描频率为 60 kHz,通过控制 SOA 按 20% 占空比通电,然后采用交织器实现 5 倍叠加,可以得到扫描频率为 300 kHz 的扫频激光<sup>[12]</sup>。

与 FDML 扫频激光相比,基于短环形腔技术制作的扫频光源,具有结构简单、稳定性好、成本低廉等特点。在本文研究工作中,首先,制作了扫描频率大于 100 kHz 的滤波器,然后,通过在各个器件两端直接加工出用于对接的插芯,把环形腔的物理长度缩短至约 38 cm。在电路控制方面,对滤波器和 SOA 分别设计了独立的驱动电路板,并通过主板进行整体控制。当滤波器从短波到长波扫描时,对 SOA 通电,反之,断电,可以实现占空比为 50% 的扫频激光输出。再利用交织器对扫频激光进行时域错位叠加,实现占空比为 100% 的扫频激光输出。最后,通过二级 SOA 对扫频激光进行放大,获得了更高功率的扫频激光。本文搭建的扫频激光系统最终输出扫描频率为 245 kHz、扫描范围达到 73 nm、有效相干长度为 12 mm、平均功率大于 20 mW 的扫频激光。在本文研究工作的基础上,通过对器件和系统进一步优化,将有望制作出性能优越、价格有竞争力的 OCT 扫频光源。

## 2 器件和系统设计

扫频激光系统涉及到不少光纤器件和电路器件。

这部分将介绍短环形腔中最关键的器件——高速光纤 F-P 滤波器,以及整个扫频激光系统的设计。

### 2.1 高速光纤 F-P 滤波器

光纤 F-P 滤波器是基于一对在光纤端面镀有高反射率膜的插芯,构成的一个 F-P 腔<sup>[13]</sup>。两个插芯由一个压电陶瓷(PZT)进行纵向驱动,从而实现 F-P 腔腔长的纵向调节,最终达到滤波选频的目的。这种可以选频的滤波器常被称为可调滤波器(TF),其连续的调节可以达到频率扫描的目的。图 1 给出了 PZT 驱动的光纤 F-P 滤波器结构示意图。

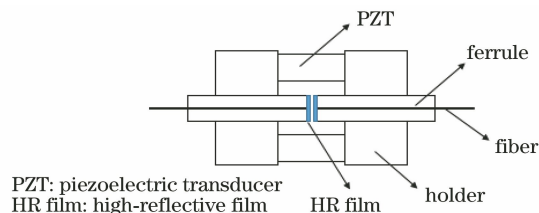


图 1 基于压电陶瓷的光纤 F-P 滤波器结构示意图  
Fig. 1 Structure diagram of the fiber F-P tunable filter based on PZT

F-P 滤波器的光学特性主要包括精细度( $F$ )、自由光谱范围( $R$ )和透射峰 3 dB 带宽( $B$ )。三者的关系为

$$B = \frac{R}{F}, \quad (1)$$

式中: $R$  由 F-P 腔的腔长  $l$  决定。其在频率域和波长域的表达形式分别为

$$\begin{cases} R_f = \frac{c}{2nl} \\ R_\lambda = \frac{\lambda^2}{2nl} \end{cases}, \quad (2)$$

式中: $c$  为真空中的光速; $n$  为腔内介质的折射率。光纤 F-P 滤波器的腔内一般是空气,所以  $n$  近似取 1。根据(1)式可知,精细度表示自由光谱范围包含透射峰 3 dB 带宽的个数。在粗略计算时,精细度由 F-P 腔的膜层反射率  $r$  表示为<sup>[14]</sup>

$$F \approx \frac{\pi\sqrt{r}}{1-r}. \quad (3)$$

本文制作的光纤 F-P 滤波器具有约 220 nm 的自由光谱范围。在 14.5 V 的偏压下,滤波器的透射峰 3 dB 带宽约为 0.17 nm@1544 nm。该带宽将有助于产生实时线宽更窄的扫频激光。220 nm 的自由光谱范围则可以有效地避免在增益范围内同时存在两个或两个以上的激发波长。滤波器的扫描频率和扫描范围主要由其机械特性决定。一般来说,通过减轻整个滤波器的质量可以达到提高共振频率的

目的。当然,滤波器内部各个部件之间的温度补偿特性也是需要重点考虑的。通过优化机械设计,本文制作的滤波器第一共振频率约为 80 kHz,第二共振频率约为 122.5 kHz。

## 2.2 系统设计

为了制作短环形腔,首先对腔内各个器件(包括

光纤 F-P 滤波器、SOA、隔离器和带反射端的隔离器)两端的光纤加装用于连接的插芯。然后,利用 C 型套管实现插芯对接,最终搭建出物理长度为 38 cm 的环形腔(光程约为 56 cm)。图 2 是本文设计的扫频激光系统,其中图 2(a)是系统的原理图,图 2(b)是系统内部的实物照片。

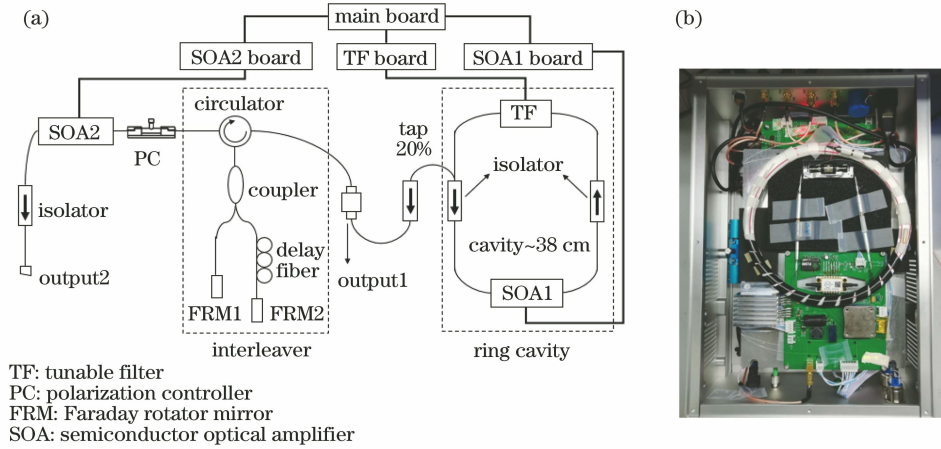


图 2 扫频激光系统。(a)原理图;(b)内部实物图

Fig. 2 Swept laser system. (a) Schematic diagram; (b) physical photograph

周期性地控制环形腔内半导体光放大器 SOA1 的电流,可以获得占空比为 50% 的扫频激光。该操作通过 SOA1 驱动电路板(SOA1 Board)、滤波器驱动电路板(TF Board)和主板(main Board)配合完成。腔内的扫频激光通过滤波器后面带反射端的隔离器输出。本文中采用 20% 的反射输出,输出的扫频激光经过隔离器后进入交织器。该交织器由环行器、50:50 耦合器、延时光纤和法拉第旋转镜(FRM)组成。其中,法拉第旋转镜的作用是为了保证被耦合器分开的两路信号在 FRM1 和 FRM2 反射后再重新合成时,依然具有相同的偏振态。经过交织器后,扫频激光的占空比为 100%,扫描频率为滤波器振动频率的两倍。最后,利用偏振控制器(PC)对扫频激光进行偏振调整,再经过二级半导体光放大器 SOA2 放大,可以获得更大功率的扫频激光。扫频光源在环形腔和交织器之间预留了一个具有拓展功能的输出端口“output1”。该端口是一个 FC/APC 的连接器,它既可以直接输出环形腔的扫频激光,用于研究环形腔输出扫频激光的特性;也可以连接到具有其他延时的交织器,从而实现多种扫描频率的选择输出。

环形腔中能产生激光的一个重要前提是同一光子能够多次经过滤波器和 SOA,从而获得足够的受激辐射放大。因此,以滤波器透射谱移动一个带宽为参考,对本文搭建的环形腔进行估算。首先,光在环形腔中走一圈的时间约为

$$\Delta t = \frac{nL}{c} \approx 1.86 \text{ ns}, \quad (4)$$

式中: $L$  为环形腔的物理长度(取 38 cm);折射率  $n$  近似取 1.47。在  $f = 122.5 \text{ kHz}$  的 sine 信号的驱动下,调节滤波器的峰峰值电压,使扫描范围  $R_s = 73 \text{ nm}$ (该数值是实际测试的结果),则从短波到长波的平均扫描速度和瞬时最快扫描速度分别为

$$\begin{cases} \bar{v} = R_s \cdot 2f \approx 179 \text{ nm/ns} \\ v_{\max} = \frac{\pi}{2} \cdot \bar{v} \approx 281 \text{ nm/ns} \end{cases} \quad (5)$$

滤波器在瞬时最快扫描速度下,透射谱扫过一个光谱带宽( $B = 0.17 \text{ nm}$ ),则光子在环形腔内走过的圈数为

$$N = \frac{B}{v_{\max}} \cdot \frac{1}{\Delta t} \approx 3.25. \quad (6)$$

$N > 1$  说明了滤波器在扫描过程中,同一光子经过放大后可以再次通过滤波器。这是环形腔内能形成扫频激光的重要前提。令  $N = 1$ ,可以把 sine 信号的最高扫描频率表示为

$$f_{\max} = \frac{Bc}{\pi R_s n L}. \quad (7)$$

基于以上参数,计算得到  $f_{\max} = 398 \text{ kHz}$ 。反过来,对于给定的扫描频率  $f$ ,滤波器带宽  $B$  需满足

$$B > \frac{\pi R_s n L f}{c}. \quad (8)$$

此外,为了避免单纵模跳变输出,必须满足滤波器带宽  $B$  远大于环形腔的纵模间隔  $\Delta\lambda$ ,即

$$B \gg \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{nL}. \quad (9)$$

(8)式和(9)式是从滤波器带宽角度判断环形腔能否实现连续扫频激光输出的依据。当然,要获得扫频激光,还得满足腔内增益大于损耗的要求。

为了实现扫描频率的翻倍,从环形腔输出的扫频激光将进入交织器。当滤波器的振动频率为  $f$  时,则使扫描频率翻倍的交织器中延时光纤的长度为

$$S = \frac{c}{4nf}. \quad (10)$$

把  $f = 122.5 \text{ kHz}$  代入(10)式,计算得到延时光纤的长度约为  $417 \text{ m}$ 。

扫频激光的瞬时线宽  $\delta\lambda$  受到滤波器的带宽、环形腔的损耗和同一波长激光在环形腔内获得放大的次数共同影响。由于腔内模式竞争,瞬时线宽一般要小于滤波器的带宽,即  $\delta\lambda < B$ 。对于近高斯型的瞬时线宽和扫描范围,扫频激光的相干长度  $L_c$  和在 OCT 系统中的成像分辨率  $\Delta z$  可以分别表示为<sup>[15]</sup>

$$L_c \approx \frac{0.44\lambda^2}{\delta\lambda}, \quad (11)$$

$$\Delta z \approx \frac{0.44\lambda_c^2}{n_s R_s}, \quad (12)$$

式中:  $n_s$  为待测样品的折射率;  $\lambda_c$  为扫描光谱的中心波长。由(11)式可知,相干长度是波长相关的,因此具有瞬时特性<sup>[16]</sup>。由(12)式可知,扫描范围  $R_s$  越宽,则成像的分辨率越高。在扫频 OCT 中,相干长度代表扫频激光能产生干涉的能力,主要由瞬时线宽决定。而成像分辨率是系统点扩展函数(PSF)的宽度,主要由扫频激光的扫描范围决定。

### 3 测试结果与分析

采用 sine 电压信号驱动 F-P 滤波器,偏置电压为  $14.5 \text{ V}$ ,峰峰值电压为  $2.8 \text{ V}$ ,驱动频率为  $122.5 \text{ kHz}$ ;SOA1 的电流固定为  $360 \text{ mA}$ ,SOA2 的电流作为研究的变量。整个系统通过滤波器电路板、SOA1 电路板、SOA2 电路板和主板进行控制。

#### 3.1 扫描频率

扫描频率的上限一般由腔内形成激光的阈值条件决定,而实际的频率由滤波器的振动频率决定。要在环形腔内形成激光,必须使同一波长的光子在腔内运行一周后得到的增益比损耗多。因此,在 SOA1 增益和各器件内部固有损耗确定的前提下,滤波器的带宽越宽、扫描的瞬时速度越慢、环形腔腔长越短,则越有利于输出扫频激光。

图 3 是利用高速光电探测器通过示波器观察到的扫频激光实时信号。其中,图 3(a)是 SOA1 未经通断电控制时,环形腔外“output1”端的输出;图 3(b)是 SOA1 经过通断电控制后整个扫频激光系统在“output2”端的输出。图中上方的曲线是滤波器两端的电压,下方的曲线是输出扫频激光通过光电探测器转化成的电压信号。从图 3(a)可以看出,扫频激光的输出信号与滤波器的驱动频率一致,均为  $122.5 \text{ kHz}$ 。扫频激光功率较弱的部分实际上是从长波到短波扫描的过程,原因在于 SOA 中的四波混频非线性效应<sup>[7]</sup>。需要注意的是,扫频激光功率较强的部分并未与压电陶瓷驱动电压的上升沿(滤波器从短波扫描到长波)对应。这是因为压电陶瓷对驱动电压的响应有延时效应,而高速光电探测器的响应时间几乎可以忽略,因此示波器中得到的扫频激光信号与压电陶瓷的

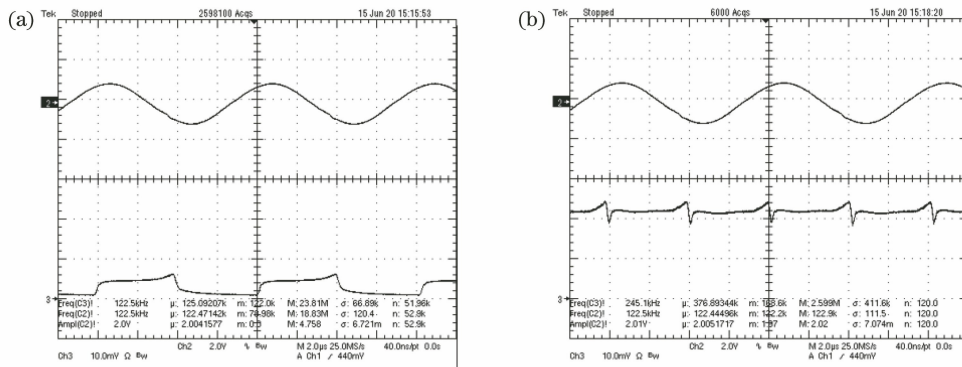


图 3 通过示波器观察的扫频激光实时信号。(a) SOA1 未进行通断电控制时 output1 输出的扫频激光;  
(b) SOA1 有通断电控制时 output2 输出的扫频激光

Fig. 3 Real-time signal of the swept laser displayed on oscilloscope. (a) Swept laser from output1 when the SOA1 is without on-off control; (b) swept laser from output2 when the SOA1 is with on-off control

驱动电压存在一定的相位差。

以主板产生的触发信号为参考,对 SOA1 进行通断电控制。当滤波器从长波到短波扫描时,断开 SOA1 的电流,由此可以获得占空比为 50% 的实时光信号。再通过交织器,对光信号进行错位叠加,可得到占空比为 100%、扫描频率为滤波器振动频率两倍的扫频激光。最后,利用 SOA2 对通过交织器的信号进行放大,便可获得输出功率更大的扫频激光。本研究最终获得 245 kHz 的扫频激光,如图 3(b)所示。注意,为了避免光电探测器饱和,已经对接入其光信号进行衰减。

### 3.2 扫描范围

在环形腔的增益范围足够大的情况下,扫频激光的扫描范围由滤波器的扫描范围决定。对于高速扫描,为了获得最大的扫描范围,往往将滤波器的扫描频率设定在其共振频率上。

图 4 为通过光谱分析仪(AQ6375B, YOKOGAWA, 日本)观测扫频激光的结果。其中,图 4(a)为环形腔从“output1”输出信号的光谱,

图 4(b)为整个扫频激光系统从“output2”输出信号的光谱。这两个图的结果表明,该扫频激光的中心波长约为 1544 nm,扫描范围约为 73 nm。利用(12)式可以估算出该扫频激光成像分辨率约为 14.4  $\mu\text{m}$ (在空气中)。

从图 4(a)和图 4(b)还可以看出,短波和长波位置的光功率谱密度“较大”。这与光谱分析仪的探测机理有关。光谱分析仪显示的是多次累加后作平均的结果。扫频激光的波长在时域上按照滤波器的电压近似满足 sine 函数分布,因此在短波和长波附近持续的时间较长。相应地,扫频激光的长波和短波位置在光谱分析仪中实际的有效积分时间更长,因此光功率“看起来”更高。

从图 4(a)还可以看出,环形腔的输出光谱中没有叠加 SOA1 的自发辐射谱,这是因为环形腔的输出端在滤波器之后[图 2(a)]。图 4(b)为 SOA2 对经过交织器的扫频激光直接放大后的光谱,因此从图中还可以看到,在扫描范围外存在 SOA2 的自发辐射谱。

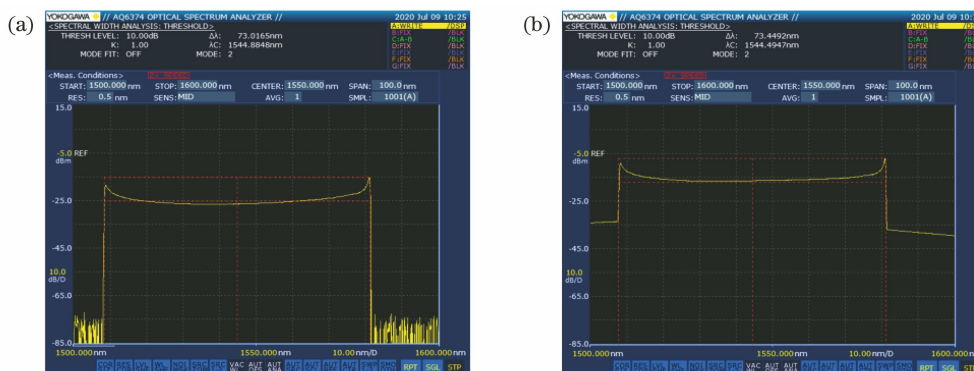


图 4 通过光谱分析仪观测扫频激光的光谱范围。(a) SOA1 未进行通断电控制时环形腔的输出光谱;  
(b) SOA1 有通断电控制时整个扫频激光系统的输出光谱

Fig. 4 Spectrum range of the swept source observed on the optical spectrum analyzer. (a) Output spectrum of the ring cavity when the SOA1 is without on-off control; (b) output spectrum of the whole swept laser system when the SOA1 is with on-off control

### 3.3 相干长度

由(11)式可知,相干长度由扫频激光的瞬时线宽和波长决定。但实际上,扫频激光的瞬时线宽和

波长是难以直接测量的。本文采用两种间接的方案测试扫频激光的相干长度,原理如图 5 所示。这两种方式均用到可调马赫-曾德尔干涉仪(MZI)模拟

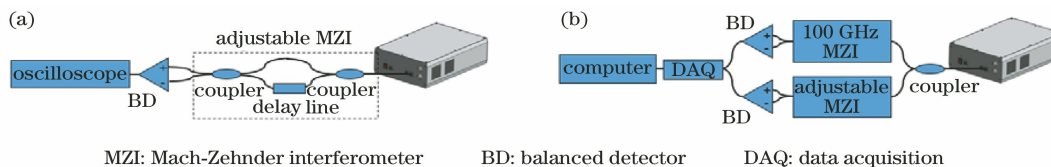


图 5 扫频激光相干长度的测试方案。(a)基于可调 MZI 和示波器的方案;(b)基于可调 MZI 和 OCT 成像平台的方案  
Fig. 5 Measurement schemes of coherence length for swept laser. (a) Scheme based on adjustable MZI and oscilloscope;  
(b) scheme based on adjustable MZI and OCT imaging platform

OCT 系统中样品光与参考光的干涉。

第一种方案见图 5(a), 基于可调 MZI 和平衡探测器通过示波器测量相干长度。从零光程差位置开始, 改变可调 MZI 的光程差, 当干涉条纹的振幅下降到一半时, 可调 MZI 的光程差即为相干长度。实际上, 扫频激光的线宽和波长具有瞬时特性, 因此不同时刻(波长)会有不同的相干长度<sup>[16]</sup>。简单起见, 这里只测试扫描周期中间时刻的相干长度。一般来说, 扫频激光在中间时刻的瞬时速度最快, 相应地瞬时线宽最宽, 因此该位置的相干长度几乎是最短的。

第二种方案见图 5(b), 基于可调 MZI 和 OCT 成像平台进行相干长度测试。本文搭建的 OCT 成像平台包括 100 GHz MZI、数据采集卡(DAQ Card, ATS9350 500 MS/s 12 Bit PCI Express Digitizer)和包含成像算法的计算机。其中, 100 GHz MZI 用来提供相位参考, 目的是用该信号校准可调 MZI 的干涉信号, 从而使后者进行傅里叶逆变换前的离散数据在波数上呈均匀分布。基于该平台, 监测 PSF 的峰值随其光程差的变化。当 PSF 的峰值下降一半时, 可调 MZI 的光程差即为扫频激光的平均相干长度。

至于 100 GHz MZI 的信号如何校准可调 MZI 的干涉信号, 此处作一个简单的说明。可调 MZI 和 100 GHz MZI 两路干涉信号通过数据采集卡进行采样。对于在波数上非匀速扫描的扫频激光, 直接利用数据采集卡得到的离散数据在波数上也是非均匀的。要保证可调 MZI 干涉信号傅里叶逆变换的准确性, 必须使离散数据在波数上是等间隔分布的。为此, 可以借助于一个有固定光程差的 MZI(这里采用 100 GHz MZI)作为参考。对该 MZI 的干涉信号, 通过希尔伯特变换可以得到其相位分布。此时, 相位在波数上是非等间隔分布的。将该相位重新分布成在波数上等间隔, 并以此为参考, 对可调 MZI 干涉信号进行插值拟合, 就可以得到在波数上等间隔分布的 OCT 干涉信号。

图 6 是与图 5(a) 对应的测试结果。其中, 图 6(a) 是可调 MZI 在零光程差附近时的干涉信号。保证平衡探测器处于线性测量范围内, 记录此时干涉信号中间时刻的振幅。然后调节可调 MZI 的光程差, 直到中间时刻的振幅下降一半, 如图 6(b) 所示。此时, 可调 MZI 的光程差为 11 mm, 因此扫频激光中心时刻对应的相干长度为 11 mm。

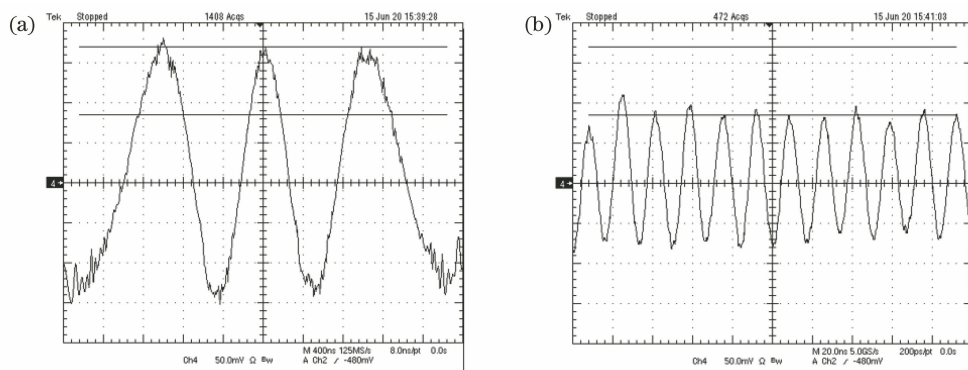


图 6 基于可调 MZI 和示波器测试相干长度的结果。(a) 可调 MZI 在光程差为零(附近)时的干涉条纹;  
(b) 可调 MZI 在光程差达到相干长度时的干涉条纹

Fig. 6 Test results of coherence length based on adjustable MZI and oscilloscope. (a) Interference fringe when the adjustable MZI is at near-zero optical path-length difference; (b) interference fringe when the optical path difference is equal to the coherence length

图 7 是与图 5(b) 对应的测试结果。通过调节可调 MZI 的光程差, 可以得到不同深度下的 PSF。由于光信号转换成电信号时, 功率存在平方律关系, 因此以 dB 为单位, 则 PSF 下降 6 dB 对应的光程差就是该扫频激光的有效相干长度。从图 7 可以看出, 该扫频光源的有效相干长度约为 12 mm。该数值比前一种方法测试得到的中心时刻相干长度稍大, 正好反映扫频激光的整体探测深度。注意, 可调

MZI 的光程差是 OCT 成像系统实际成像深度的两倍。

### 3.4 平均输出功率

影响扫频激光系统平均输出功率的因素有很多, 比如: 环形腔的腔长和损耗、滤波器的带宽与扫描速度、SOA1 的偏置电流、交织器的损耗以及 SOA2 的偏置电流等。本文所用到的两个 SOA 均为 Aeon SAC20r。出于对 SOA1 实现通断电路设计

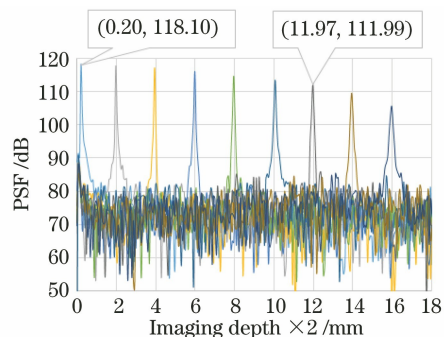


图7 扫频激光的点扩展函数随成像深度的变化

Fig. 7 Amplitude fall-off of the point spread function as a function of imaging depth

的需要,SOA1 的偏置电流只能采用固定值。在不改变整个扫频激光系统硬件的情况下,可以通过改变 SOA2 的偏置电流,获得不同平均功率的扫频激光。

本文中,SOA1 的偏置电流为 360 mA,滤波器的扫描范围和振动频率分别为 73 nm 和 122.5 kHz。从图 8 可以看出,当 SOA2 偏置电流为 360 mA 时,扫频激光的平均功率为 20 mW。该功率已经达到当下主流 OCT 扫频光源的水平。当然,要想获得远大于 20 mW 的平均功率输出,可以采用饱和功率更大的光放大器。

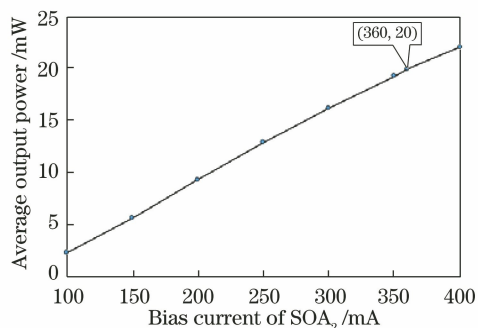


图8 扫频激光平均输出功率随 SOA2 偏置电流的变化

Fig. 8 Average output power of the swept laser as a function of SOA2 bias current

## 4 结 论

本文搭建了一个基于短环形腔技术的扫频激光系统和一个简易的 OCT 成像测试平台。扫频激光系统涉及到的光器件,除 SOA 外,均为内部制作。光器件的相关参数得到了很好的控制和优化。测试结果表明,该系统最终能输出扫描频率为 245 kHz、中心波长约为 1544 nm、扫描范围为 73 nm、有效相干长度为 12 mm、平均功率大于 20 mW 的扫频激光。该扫频激光系统在扫描频率和相干长度上均达

到目前主流商用 OCT 扫频光源的水平。在该系统的基础上,通过替换滤波器和 SOA,还可以制作出不同波段和不同扫描频率的扫频激光。基于短环形腔的扫频激光技术将有望给 OCT 扫频光源市场提供一种系统简单、性能优越、价格有竞争力的选择。

## 参 考 文 献

- [1] Huang D, Swanson E, Lin C, et al. Optical coherence tomography [J]. *Science*, 1991, 254 (5035): 1178-1181.
- [2] Wang Q, Peng H L, Wang P H, et al. Dither removing of three-dimensional optical coherence tomography retinal image [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(3): 0317001.  
汪权, 朋汉林, 汪平河, 等. 光学相干层析成像眼底视网膜三维图像去抖动方法 [J]. *光学学报*, 2019, 39(3): 0317001.
- [3] Luo S T, Fan Y W, Chang W, et al. Boundary region of stomach mucinous carcinoma with swept source optical coherence tomography [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(5): 0517001.  
罗斯特, 范应威, 常玮, 等. 扫频光学相干层析成像应用于判断黏液型胃癌边界区域 [J]. *光学学报*, 2018, 38(5): 0517001.
- [4] Shi W S, Gao W R, Chen C L. Handheld swept source optical coherence tomography for imaging human skin in vivo [J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35 (11): 1117001.  
史伟松, 高万荣, 陈朝良. 人体皮肤在体手持式扫频光学相干层析系统 [J]. *光学学报*, 2015, 35(11): 1117001.
- [5] Sun W, Li J N, Qi L Y, et al. Detection of dental root fractures based on endoscopic swept source optical coherence tomography [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(8): 0811002.  
孙伟, 李嘉男, 戚蒴源, 等. 内窥镜扫频光学相干层析探测牙齿根裂的研究 [J]. *光学学报*, 2019, 39(8): 0811002.
- [6] Yun S, Tearney G, de Boer J, et al. High-speed optical frequency-domain imaging [J]. *Optics Express*, 2003, 11(22): 2953-2963.
- [7] 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.
- [8] 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.
- [9] Zhi Z, Qin W, Wang J, et al. 4D optical coherence tomography-based micro-angiography achieved by 1.6-MHz FDML swept source [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(8): 1779-1782.
- [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] Chen M H, Ding Z H, Xu L, et al. All-fiber ring-cavity based frequency swept laser source for frequency domain OCT [J]. *Chinese Optics Letters*, 2010, 8(2): 202-205.
- [12] Jun C, 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.
- [13] Liao Q, Peng J D, Zhou B K. High finesse and low insertion loss fiber fabry-perot filter [J]. *Acta Optica Sinica*, 1995, 15(5): 631-635.  
廖青, 彭江得, 周炳琨. 高细度、低损耗光纤滤波器的研制 [J]. *光学学报*, 1995, 15(5): 631-635.
- [14] Born M, Wolf E. *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light* [M]. 7th ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1999: 360-366
- [15] Izatt J A, Choma M A, Dhalla A. *Theory of optical coherence tomography* [M]//Drexler W, Fujimoto J G, Editors-in-Chief. *Optical Coherence Tomography: Technology and Applications*. 2nd ed. New York: Springer, 2015:65 - 94.
- [16] Niederhäusern T V, Meier C, Dülk M, et al. Instantaneous coherence length measurement of a swept laser source using a Mach-Zehnder interferometer [J]. *Proceedings of SPIE*, 2011, 7889: 78892R.