

基于圆环达曼光栅的长焦深光学相干层析成像系统

欧阳君怡^{1,2}, 李中梁^{2,3*}, 刘腾^{2,3}, 南楠^{2**}, 阎晓娜¹, 王向朝^{2,3}¹上海大学理学院, 上海 200444;²中国科学院上海光学精密机械研究所信息光学与光电技术实验室, 上海 201800;³中国科学院大学材料与光电研究中心, 北京 100049

摘要 圆环达曼光栅(CDG)产生的贝塞尔光束照明可以扩展光学相干层析成像(OCT)系统的焦深,使得系统在较大成像深度范围均保持高的横向分辨率。但 CDG 一级衍射环的分裂效应会导致贝塞尔光束轴向能量分布出现凹陷,削弱了焦深扩展的效果。本研究团队在分析 CDG 衍射原理的基础上,优化设计了无一级衍射环分裂效应的 CDG,并通过仿真证明了该 CDG 产生的贝塞尔光束不存在轴向能量凹陷,具有更好的焦深扩展效果;然后将优化设计的 CDG 应用于搭建的 OCT 系统中,采用该系统对聚苯乙烯微球琼脂凝胶、白胶带等样品进行成像。结果表明,该 OCT 系统可以在 1.8 mm 的焦深范围内获得优于 3.9 μm 的横向分辨率,有效扩展了系统焦深。

关键词 医用光学; 光学相干层析成像; 焦深扩展; 贝塞尔光束; 圆环达曼光栅

中图分类号 TN247

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202148.2007002

1 引言

光学相干层析成像(OCT)基于低相干干涉原理,依据弹道光子的背向散射特性探测样品深度方向的微观结构^[1],是一种类似超声成像的光学成像方式。OCT 具有无损、非接触、高速、分辨率高等优点,已被广泛应用于临床医学、材料学、组织工程等领域^[2-5]。

准确区分样本不同深度处的精细形态特征,获取空间分辨率更高的图像,一直是 OCT 系统的设计目标^[6-7]。OCT 系统的纵向和横向空间分辨率分别由不同的机制决定,两者互不相干。其中,纵向分辨率受光源中心波长和光谱带宽的限制,当中心波长确定时,带宽越宽,纵向分辨率越高。在基于高斯光束照明的传统 OCT 系统中,横向分辨率由高斯光束的聚焦光斑尺寸决定^[8],聚焦透镜的数值孔径越大,聚焦光斑越小,横向分辨率越高;但聚焦光斑越小,焦深越短,焦深区域之外的

横向分辨率急剧下降。因此,保持高横向分辨率的同时提高焦深,是高分辨率 OCT 系统需要解决的重要问题之一。

贝塞尔光束作为无衍射光束的典型代表,具有一定传播距离内强度及光斑尺寸保持不变的特性,利用贝塞尔光束扩展 OCT 系统的焦深成为主流方法之一。目前,OCT 系统中用于产生贝塞尔光束的方法主要有环缝-切趾法^[9-10]、轴棱锥法^[11-12]、二元相位板法^[13-14]。环缝-切趾法对高斯光束的振幅进行调制,该方法比较简单,但能量损失较大;轴棱锥法具有仪器结构简单、成本低等优点,但会受到轴棱锥底角的加工限制,且对入射光斑对准精度的要求较高;二元相位板法对入射光场的相位进行调制,具有衍射效率高、加工成本低等优点。圆环达曼光栅(CDG)是一种具有径向周期性的特殊二元相位板,利用周常河等^[15]和赵帅等^[16]给出的一阶 CDG 最优解可以产生贝塞尔光束,有效扩展焦深,而且衍射效率可高达 81%。但在已有的设计中,一

收稿日期: 2021-02-08; 修回日期: 2021-04-01; 录用日期: 2021-04-08

基金项目: 国家自然科学基金(61971406, 81927801)、上海市科学技术委员会创新行动计划(19441910000)、中国科学院青年创新促进会资助项目

通信作者: *lizhongliang@siom.ac.cn; **nan8219@126.com

级衍射环的分裂效应会导致贝塞尔光束中心光斑在轴向产生近似为零的能量凹陷^[15-16],削弱了焦深扩展的效果。

本文提出了一种消除 CDG 产生贝塞尔光束轴向能量凹陷的焦深扩展方法,并将其应用于扫频 OCT 系统。通过改变 CDG 中心圆的半径,同时优化 CDG 在单个周期内的二元相位比值,可以有效减小一级衍射环的分裂效应,提高贝塞尔光束在焦深范围内的轴向光强分布均匀性,并保持较高的一级衍射效率。首先根据 CDG 衍射原理推导出了符合消除一级衍射环分裂的 CDG 参数要求,获得优化设计的 CDG;然后利用软件仿真证明了所提方法的可行性;最后利用基于该 CDG 的扫频 OCT 系统对聚苯乙烯微球琼脂凝胶、胶带等样品进行成像,验证了所提焦深扩展方法的有效性和系统的成像能力。

2 原 理

2.1 基于 CDG 产生贝塞尔光束照明的扫频 OCT 系统

CDG 是一种具有径向周期性结构的二元相位圆形光栅。平行光束经过 CDG 与透镜后,在透镜的后焦面处形成一系列等间隔的同心脉冲圆环,这

些圆环分别对应不同的衍射级次。当 CDG 衍射生成的同心脉冲圆环的能量主要集中在一级衍射环、且其他衍射环的能量远小于一级衍射环的能量时,将该 CDG 称为一阶 CDG^[17]。

图 1 是基于—阶 CDG 产生贝塞尔光束照明的扫频 OCT 系统示意图。扫频光源(SS)的输出光经过分束比为 90 : 10 的耦合器(FC 10/90)后,10%进入参考臂,90%进入样品臂。进入参考臂的光经反射镜 M_1 反射后原路返回,进入分束比为 50 : 50 的耦合器(FC 50/50)作为参考光;进入样品臂的光经 CDG 衍射后形成环形光束,再经过反射镜 M_2 和孔径光阑构成的空间滤波器后,在透镜 F_5 后焦面附近聚焦产生贝塞尔光束。利用透镜 F_6 和 F_7 、 F_8 和 F_9 两组 $4f$ 系统和振镜(galvo)控制入射到样品处的贝塞尔光束的数值孔径,并实现二维扫描。携带样品层析结构信息的背向散射光由倾斜 45° 角的反射镜 M_2 反射,再耦合到光纤中并进入分束比为 50 : 50 的耦合器(FC 50/50)与参考光发生干涉,干涉信号由平衡探测器(BD)接收并实现光电转换。高速数据采集卡(DAQ)对平衡探测器输出的信号进行采集,并将信号传输到计算机中进行数据处理,处理后即可得到样品的层析结构图像。

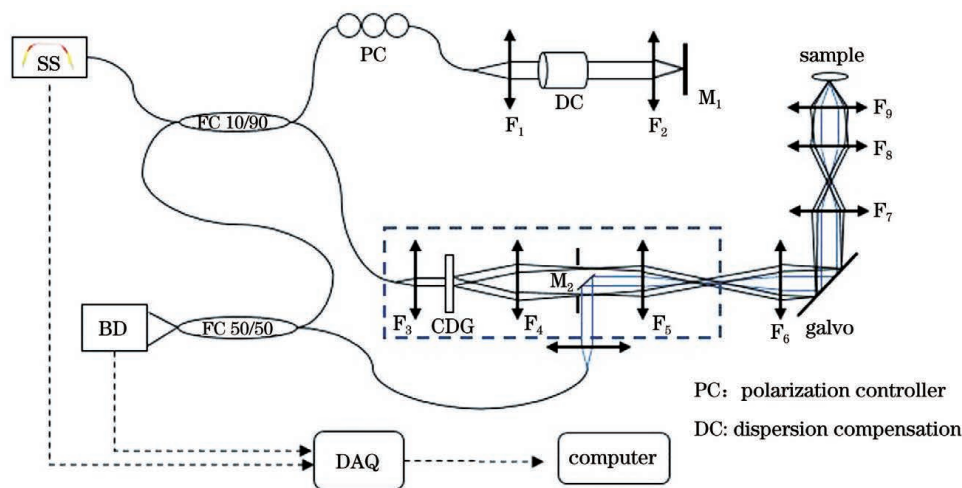


图 1 扫频 OCT 系统示意图

Fig. 1 Schematic of an SSOCT system

2.2 一阶 CDG 衍射原理

图 1 虚线框内为利用一阶 CDG 产生贝塞尔光束的光路结构。经透镜 F_3 准直后的高斯光束垂直入射到 CDG 中心,经 CDG 衍射后在 F_4 后焦面产生一系列同心脉冲圆环。 F_4 后焦面位置上的孔径光阑与反射镜 M_2 组合成一个环形空间滤波器。控制 F_4 后焦面处光阑的孔径,可以滤除二级及以上级次的衍射环,仅让一级衍射环形光束通过;同时,反

射镜 M_2 可以有效滤除零级杂散光,因此环形光束可以在 F_5 聚焦透镜后焦面形成贝塞尔光束。

图 2 为一阶 CDG 结构示意图,其中黑色表示相位值为 π 的圆环,白色表示相位值为 0 的圆环。定义中心圆的半径值为 r_0 ,相邻黑色和白色圆环的宽度之和为一个周期 T ,将其归一化为 1。定义一个周期内 0 相位圆环所占的比值为占空比 T_0 。

在低数值孔径聚焦系统中,CDG 的衍射可以用

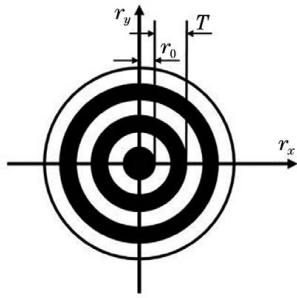


图 2 一阶 CDG 结构示意图

Fig. 2 Schematic of a one-order CDG

德拜标量衍射理论描述,其透过率函数可以分解成一系列不同权重因子的余弦函数,即

$$t(r) = C_0 + \sum_{m=1}^{\infty} C_m 2\cos\left(2\pi \frac{m}{T} r\right), \quad (1)$$

其中,

$$C_0 = 2T_0 - 1, \quad (2)$$

$$C_m = \frac{-i}{m\pi} \left\{ \exp[-i2\pi m(r_0 + T_0)] - \exp(-i2\pi m r_0) \right\}, m \neq 0, \quad (3)$$

式中: m 为衍射级次; r 为 CDG 径向坐标; C_0 为零级衍射系数; C_m 为第 m 级衍射系数。

由于 CDG 具有径向周期结构,因此需满足

$$T_0 + r_0 \leq 1. \quad (4)$$

根据光栅衍射和透镜的成像性质,在聚焦透镜 F_4 后焦面处的光场分布可以表示为

$$E(\rho) = \int_0^{\infty} t(r) f(r) J_0\left(\frac{2\pi r \rho}{\lambda_0 f_4}\right) 2\pi r dr, \quad (5)$$

式中: ρ 为聚焦透镜 F_4 后焦面处的径向坐标; $f(r)$ 为入射光场的能量分布; J_0 为零阶贝塞尔函数; f_4 为聚焦透镜 F_4 的焦距; λ_0 为入射光波长。由于入射光斑大小和 CDG 径向周期数有限,因此实际上并不能得到一系列理想的脉冲环,而是一组有一定展宽的同轴环带。第 m 个衍射级次对应的环带的峰值强度为

$$I_m \propto \frac{1}{m} |C_m|^2. \quad (6)$$

衍射效率 η 定义为一级衍射环能量占所有衍射环能量总和的比值,即

$$\eta = \frac{I_1 2\pi\rho_1}{C_0^2 + \sum_{m=1}^{\infty} I_m 2\pi\rho_m}, \quad (7)$$

式中: I_m 表示各衍射级次对应环的峰值强度; ρ_m 表示各衍射环的半径值。每一个衍射环的能量等于其峰值强度乘以环面积,环面积近似为各环周

长,周长与衍射级次 m 成正比。CDG 满足衍射方程 $d \sin \theta = m\lambda_0$, d 为光栅周期, $\sin \theta$ 表示衍射角大小。当透镜 F_4 的焦距 f_4 确定时,各级衍射环的半径值为

$$\rho_m = m f_4 \sin \theta = m f_4 \lambda_0 / d = m \rho_1. \quad (8)$$

2.3 焦深范围内的能量凹陷

由(1)~(5)式可知,不同 T_0 和 r_0 下的一阶 CDG 衍射形成的一级衍射环能量分布不同。任意选取一组参数,利用光学仿真软件 VirtualLab 对一级衍射环能量分布进行分析。图 3 为 $T_0 = 0.4$ 、 $r_0 = 0.1$ 时在 F_4 后焦面处的一级衍射环光强分布示意图。从图 3 中可以看出一级衍射环发生了分裂。虽然分裂出的两个环带间距很小,但在图 1 所示的利用 CDG 产生贝塞尔光束照明的 OCT 系统中,衍射环的分裂会造成 F_5 后焦面附近产生的贝塞尔光束的轴向能量分布存在凹陷,削弱了焦深扩展的效果。

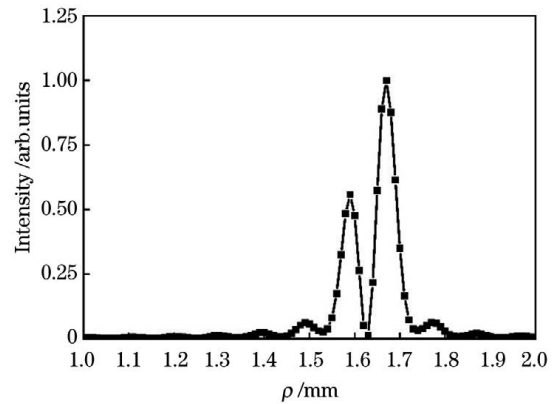


图 3 F_4 后焦面处的一级衍射环能量分布

Fig. 3 Energy distribution of the first order diffraction ring on the back focal plane of F_4

通过控制 F_4 后焦面处环形空间滤波器的内外环半径值,选择性滤除一级衍射环的部分能量,可以调控贝塞尔光束在焦深区域内的能量分布。

图 4 为不同滤波条件下 F_5 后焦面附近贝塞尔光束中心光斑的轴向能量分布情况,其中曲线 double-ring 代表一级衍射环全部通过,曲线 inner-ring 和曲线 outer-ring 分别表示仅允许分裂环左侧(图 3 中的低峰)和右侧(图 3 中的高峰)光场通过。一级衍射环全部通过时,贝塞尔光束中心光斑的轴向光强在 F_5 后焦面附近出现了能量凹陷;任意单个衍射分裂环通过时,中心光斑的轴向能量不存在凹陷。采用空间滤波器对光场的振幅进行切趾,比较各曲线的半峰全宽值(图 4 中平行于横轴的直线)发现,虽然滤波可以消除能量凹陷,但会导致有效焦深

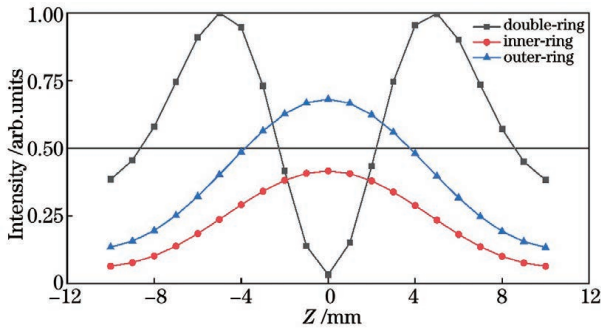


图 4 不同滤波条件下距离 F_5 后焦面不同距离处贝塞尔光束中心光斑的轴向能量分布

Fig. 4 Axial energy distributions of Bessel beam center spot at different distances from F_5 back focal plane under different filtering conditions

缩短、能量利用率降低。此外，滤波操作对环形滤波器的制作精度和系统搭建的同轴度要求较高。

2.4 消除能量凹陷的 CDG 优化方法

由(5)式可知，如果对 r_0 与 T_0 进行优化，抑制了环带能量分裂，便可以消除贝塞尔光束中心光斑轴向能量凹陷的现象，并且不会带来有效焦深缩短以及能量损失过高的问题。

(5)式表明径向周期函数的傅里叶变换可以用贝塞尔函数描述，但不能直观地从(5)式中看出 T_0 对一级衍射环能量分布的影响。径向周期函数的傅里叶变换也可以用一系列狄拉克函数的 1/2 阶导数来描述。由 Hankel 变换关系对

$$\cos(2\pi fr) \overset{H}{\leftrightarrow} \frac{f}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{1}{(f+q)^{3/2}} \delta^{(1/2)}(f-q) \right], \quad (9)$$

$$1 \overset{H}{\leftrightarrow} \frac{1}{\pi|q|} \delta(q), \quad (10)$$

可得(1)式的二维傅里叶变换谱为

$$G(\rho) = C_0 \frac{1}{\pi|\rho|} \delta(\rho) +$$

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{m=1}^{\infty} C_m \frac{\frac{m}{T}}{\left(\frac{m}{T} + \rho\right)^{3/2}} \delta^{(1/2)}\left(\frac{m}{T} - \rho\right), \quad (11)$$

式中： f 为圆余弦函数的径向频率， $f = 1/T, 2/T, 3/T, \dots$ ； q 为傅里叶变换后的频谱坐标； H 为汉克尔变换符号； $\delta(\rho)$ 表示狄拉克函数， $\delta^{(1/2)}\left(\frac{m}{T} - \rho\right)$ 表示狄拉克函数的 1/2 阶导数。(11)式表明 CDG 的衍射光场由一系列脉冲圆环组成， C_0 项代表零级衍射光， C_m 可以精确调控第 m 阶圆环的能量分布。对于 $m = 1$ 的一阶 CDG，衍射环能量分布由 C_1 决定，

$$C_1 = \frac{-i}{\pi} \left\{ \exp[-i2\pi(r_0 + T_0)] - \exp(-i2\pi r_0) \right\}. \quad (12)$$

实际上，由于 CDG 的周期数有限，一级衍射环的能量分布并不是完全意义上的理想脉冲函数，而是脉冲函数与低通滤波器 $\text{rect}(r'/D)$ 的卷积，其中 r' 为入射光斑径向坐标， D 为入射光斑直径。卷积的结果可由 sinc 函数近似表示为

$$\delta^{(1/2)}(x) \propto \left[\frac{1}{\tau} \text{sinc}\left(\frac{x}{\tau}\right) \right]^{(1/2)}, \quad \tau \rightarrow 0. \quad (13)$$

图 5 为 sinc 函数近似下 $\delta^{(1/2)}(x)$ 和 $\delta^{(1/2)}(-x)$ 的曲线形状， $\delta^{(1/2)}(x)$ 与 $\delta^{(1/2)}(-x)$ 镜像对称。

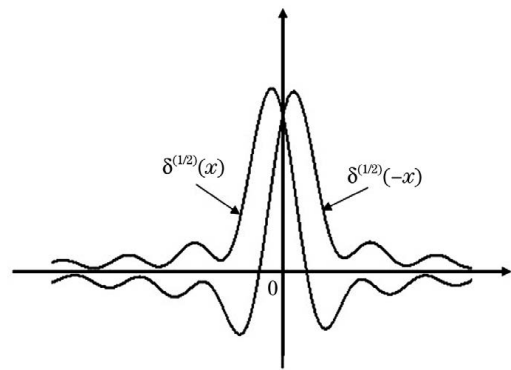


图 5 $\delta^{(1/2)}(x)$ 和 $\delta^{(1/2)}(-x)$ 的曲线形状

Fig. 5 Graphic representations of $\delta^{(1/2)}(x)$ and $\delta^{(1/2)}(-x)$

由(12)式可知，无论 r_0 和 T_0 如何取值，都可以用 $C_1 = a + bi$ 来表示，其中 a, b 为实数。将 $m = 1, T = 1$ 代入(11)式，只考虑一级衍射环的能量分布结果，可得

$$G(\rho_1) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (a + bi) \frac{1}{(1 + \rho_1)^{3/2}} \delta^{(1/2)}(1 - \rho_1). \quad (14)$$

由于 $-i\delta^{(1/2)}(1 - \rho_1) = \delta^{(1/2)}(\rho_1 - 1)$ ，因此一级衍射环的能量分布实际为 $\delta^{(1/2)}(x)$ 和 $\delta^{(1/2)}(-x)$ 的权重和，权重因子为 a 和 b ，即

$$G(\rho_1) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(1 + \rho_1)^{3/2}} \times [a\delta^{(1/2)}(1 - \rho_1) - b\delta^{(1/2)}(\rho_1 - 1)]. \quad (15)$$

当 $a = b$ 时，一级衍射环的能量分布如图 6(a)所示；当 $a = -b$ 时，一级衍射环的能量分布如图 6(b)所示。从图 6 中可以看出：当 $a = b$ 时，一级衍射环分裂成两个能量相当且距离很近的环；当 $a = -b$ 时，一级衍射环不发生分裂。因此，只需找到符合 $a = -b$ 的 r_0 和 T_0 即可。

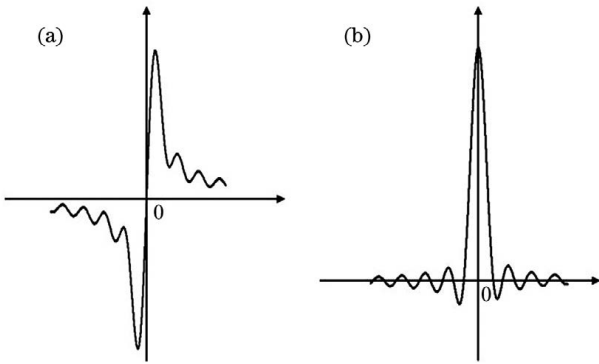


图 6 一级衍射环的能量分布。(a) $a=b$;(b) $a=-b$
Fig. 6 Energy distributions of the first-order diffraction ring. (a) $a=b$; (b) $a=-b$

将(12)式展开成 $C_1=a+bi$ 的形式,即

$$C_1 = \frac{-1}{\pi} \{ \sin [2\pi(r_0 + T_0)] - \sin(2\pi r_0) \} - \frac{1}{\pi} \{ \cos [2\pi(r_0 + T_0)] - \cos(2\pi r_0) \} i, \quad (16)$$

对比实部和虚部系数可得

$$\cos [2\pi(r_0 + T_0)] + \sin [2\pi(r_0 + T_0)] = \cos(2\pi r_0) + \sin(2\pi r_0). \quad (17)$$

结合三角函数的性质,由(17)式可以推导出满足条件的 r_0 和 T_0 的关系为 $2r_0 + T_0 = 5/4$ ($1/4 < r_0 < 5/8$) 或者 $2r_0 + T_0 = 1/4$ ($0 \leq r_0 < 1/8$)。

满足上述要求的 T_0 与 r_0 存在多种组合,但由(2)、(3)、(7)式可知 T_0 和 r_0 的选取也会影响 CDG 的衍射效率。因此,需要选择最佳的参数组合,使得在一级衍射环不发生分裂的前提下,CDG 具有较高的衍射效率。根据(6)、(7)式计算可得到衍射效率 η 随 T_0 的变化,如图 7 所示。可以看出,当占空比为 0.5 ($T_0=0.5$) 时,一级衍射效率最高,可以达到 81% 以上。因此,选择 $T_0=0.5$ 可以使能量利用率最大化,此时对应的 $r_0=3/8$ 。

2.5 仿真验证

设定系统参数如下:波长 $\lambda_0=1310$ nm,聚焦透镜 F_4 的焦距 $f_4=125$ mm,光栅周期 $d=100$ μm ,入射光斑直径 $D=3.4$ mm。A 型 CDG(CDG-A)的参数如下: $T_0=0.5, r_0=1/8$ 。B 型(CDG-B)的参数如下: $T_0=0.5, r_0=3/8$ 。两种 CDG 的参数分布与图 6(a)、(b)所示的两种情况对应。利用光学仿真软件 VirtualLab 分别对两种 CDG 参数条件下图 1 虚线框内的光场衍射传输过程进行仿真。

仿真得到 F_4 后焦面处的一级衍射环径向能量分布如图 8(a)所示,横坐标表示后焦面径向坐标 ρ ,纵坐标为归一化能量值。图 8(a)中的实线表示

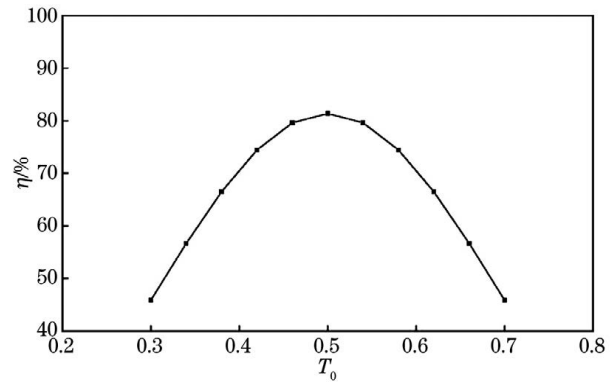


图 7 占空比 T_0 与衍射效率 η 的关系

Fig. 7 Relationship between duty ratio T_0 and diffraction efficiency η

CDG-A 的衍射结果,可以看出,一级衍射环存在能量分裂;图 8(a)中的虚线表示 CDG-B 的衍射结果,此时不存在能量分裂现象,且能量分布以 ρ_1 ($\rho_1=1.64, \rho_1$ 为一级衍射环半径的理论值)为中心呈对称分布。图 8(b)、(c)分别为两种 CDG 对应的 F_5 后焦面附近贝塞尔光束中心光斑的轴向能量分布。图 8(b)对应于图 8(a)中实线表示的一级衍射环存在能量分裂的情况,中心光斑的轴向能量分布存在近似为零的能量凹陷,削弱了焦深扩展的效果;而图 8(c)对应图 8(a)中虚线所示的一阶衍射环不存在能量分裂的情况,中心光斑的轴向能量凹陷被消除,扩展了 CDG 产生的贝塞尔光束的焦深。图 8(d)为图 8(b)、(c)量化后的归一化轴向强度分布图,可知仿真得到的有效焦深大约为 25 mm(轴向光强的半峰全宽值)。

以上仿真结果表明,参数为 $r_0=3/8$ 和 $T_0=0.5$ 的 CDG 满足设计要求,可以有效消除一级衍射环能量分裂引起的贝塞尔光束聚焦区域内的中心光斑能量凹陷,具有更佳的焦深扩展效果。

3 实 验

搭建如图 1 所示的扫频 OCT 系统。扫频光源的中心波长 λ_0 为 1310 nm,带宽为 100 nm,扫频频率为 50 kHz,输出光功率为 20 mW。入射光斑直径 $D=3.4$ mm,CDG 周期 $d=100$ μm , $r_0=3/8$, $T_0=0.5$ 。透镜 $F_4 \sim F_9$ 的焦距 $f_4 \sim f_9$ 分别为 125, 50, 100, 75, 100, 30 mm。

图 9 为样品位置处的照明光场。入射到聚焦透镜表面的环形光束的直径为 D' ,环形光束的环带宽为 ρ_R ,聚焦透镜 F_9 的焦距为 f_9 。采用 0 阶贝塞尔函数第一个零点对应的中心峰半径作为系统的横向

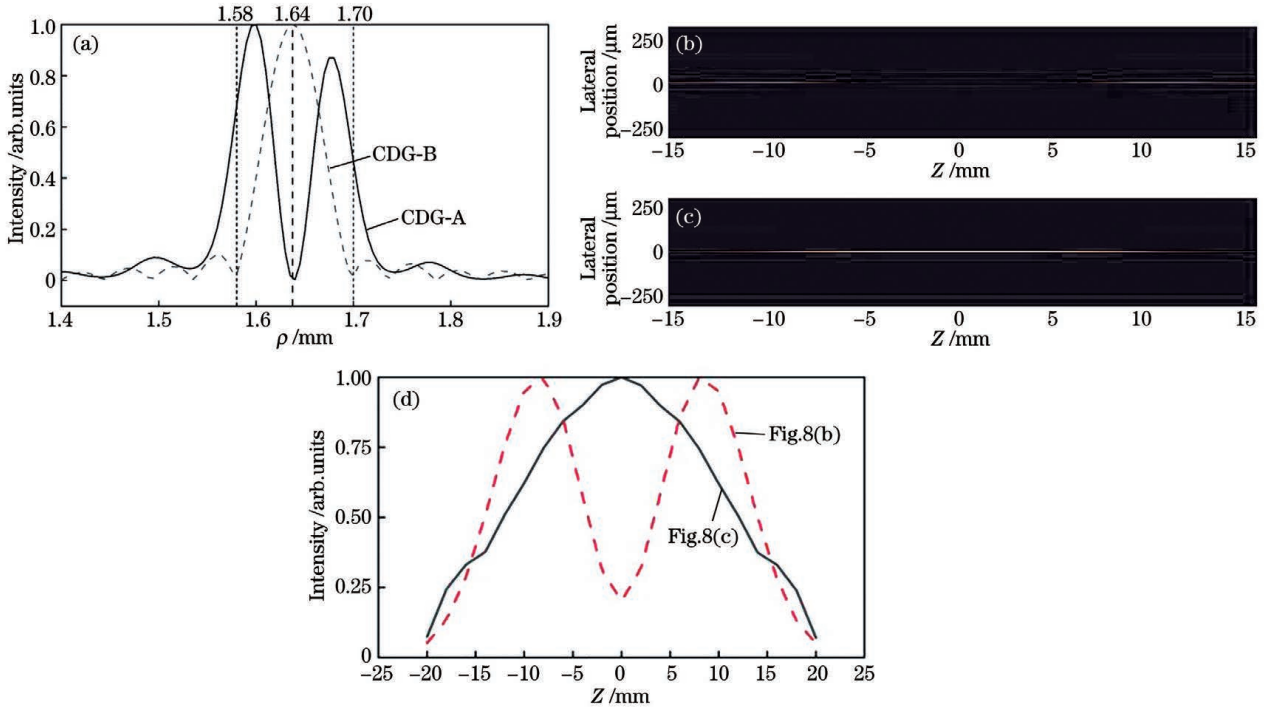


图 8 两种 CDG 配置对比。(a) 一级衍射环的径向能量分布;(b)CDG-A 配置下中心光斑的轴向能量分布;(c) CDG-B 配置下中心光斑的轴向能量分布;(d)中心光斑轴向能量的归一化分布

Fig. 8 Comparison of two CDG configurations. (a) Radial energy distributions of the first order diffraction ring; (b) axial energy distribution of central spot under the condition of CDG-A; (c) axial energy distribution of central spot under the condition of CDG-B; (d) normalized axial energy distributions of central spot

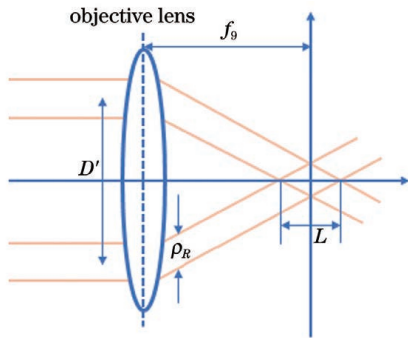


图 9 样品位置处的照明光场

Fig. 9 Illumination field at the sample position

分辨率 Δx , 定义轴向光束聚焦范围长度为焦深 L , Δx 和 L 的计算公式分别为^[18-19]

$$\Delta x = \frac{1.2024\lambda_0}{\pi NA}, \quad (18)$$

$$L = 2\rho_R f_0 / D' \approx \rho_R / NA, \quad (19)$$

式中: NA 为数值孔径。

由(18)、(19)式可知, 只需知道数值孔径 NA 与环形光束的环带宽 ρ_R , 就能得到系统的理论横向分辨率与焦深。图 1 虚线框内为利用一阶 CDG 产生贝塞尔光束的光路结构。(8)式给出了入射到 F_4 表面的一阶衍射环半径值 $\rho_1 = f_4 \lambda_0 / d$, 入射光斑直

径 D 已知, $f_5 \sim f_9$ 用来调控 NA 与 ρ_R 。因此, 在上述条件下, 系统的理论纵向分辨率 Δz 、横向分辨率 Δx 、焦深 L 分别为

$$\Delta z = \frac{2 \ln 2 \lambda_0^2}{n \pi \Delta \lambda}, \quad (20)$$

$$\Delta x = \frac{1.2024\lambda_0}{\pi} \sqrt{1 + \frac{1}{\left(\frac{f_4 f_6 f_8 \lambda_0}{f_5 f_7 f_9 d}\right)^2}} \approx \frac{1.2024}{\pi} \cdot \frac{f_5 f_7 f_9 d}{f_4 f_6 f_8}, \quad (21)$$

$$L = \frac{Dd}{\lambda_0} \left(\frac{f_5 f_7 f_9}{f_4 f_6 f_8}\right)^2, \quad (22)$$

式中: n 为样品的折射率。计算可得该系统的理论纵向分辨率为 $7.65 \mu\text{m}$, 横向分辨率为 $3.45 \mu\text{m}$, 焦深为 2.10 mm 。

3.1 光场测量

利用光束分析仪测量系统样品臂 F_4 后焦面处的一级衍射环光场能量分布, 测量结果如图 10 所示。由图可见, 此时的一级衍射环无能量分裂效应, 中心出现的零级衍射光是 CDG 的制作误差和扫频光源的光谱带宽带来的影响。该零级衍射光可利用系统中的反射镜 M_2 有效遮挡, 避免了对后续光场

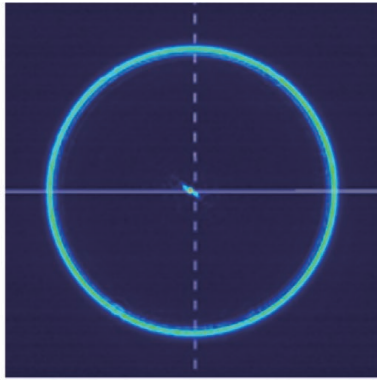


图 10 一级衍射环光场能量分布

Fig. 10 Energy distribution of the first order diffraction ring
产生影响。

3.2 系统参数测量

以反射镜作为样品测量系统的纵向分辨率。在距离零光程差位置 0.2 mm 处测量反射镜的点扩展函数,测量结果如图 11 所示。测得系统的纵向分辨率为 $8.24 \mu\text{m}$,与理论值基本符合,测量值略有下降可能是重采样的干涉信号在 k 域非严格等间隔(由扫描光源稳定性、信号同步触发的精度等导致)造成的。

利用单分散聚苯乙烯微球琼脂凝胶作为样品,测量系统的横向分辨率和焦深。利用直径为 $2 \mu\text{m}$ 的微球配制体积分数为 0.25% 的微球琼脂凝胶^[18]。图 12(a) 为微球琼脂凝胶的成像结果,图像的扫描

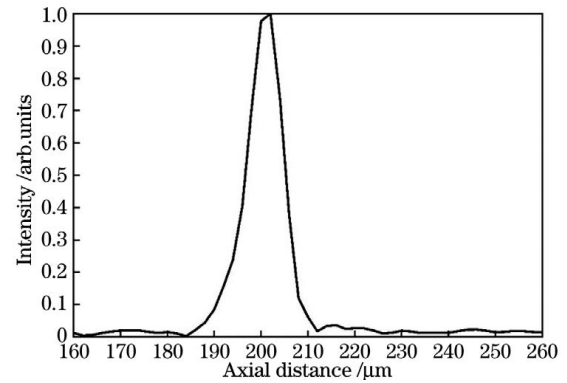


图 11 纵向点扩展函数

Fig. 11 Axial point spread function

范围为 1 mm,包含 512 个 A-line。在图 12(a) 中左侧实线标示出的深度范围内可以明显分辨出微球的区域,该长度代表了有效焦深,约为 1.8 mm,表明系统的焦深为 1.8 mm^[8,18,20]。该测量焦深比理论焦深略小是因为高斯共焦探测方式对贝塞尔光束具有切趾效应^[18]。在图 12(a) 中的不同成像深度处依次用方框标记 3 个微球的成像结果,且保证框内只存在一个微球^[20]。分别对 3 个微球图像的灰度值沿横向的一维分布进行高斯拟合,得到各个微球对应的横向点扩展函数,如图 12(b)~(d) 所示。实测的横向分辨率分别为 $3.71, 3.63, 3.86 \mu\text{m}$,与理论值 $3.45 \mu\text{m}$ 基本吻合。

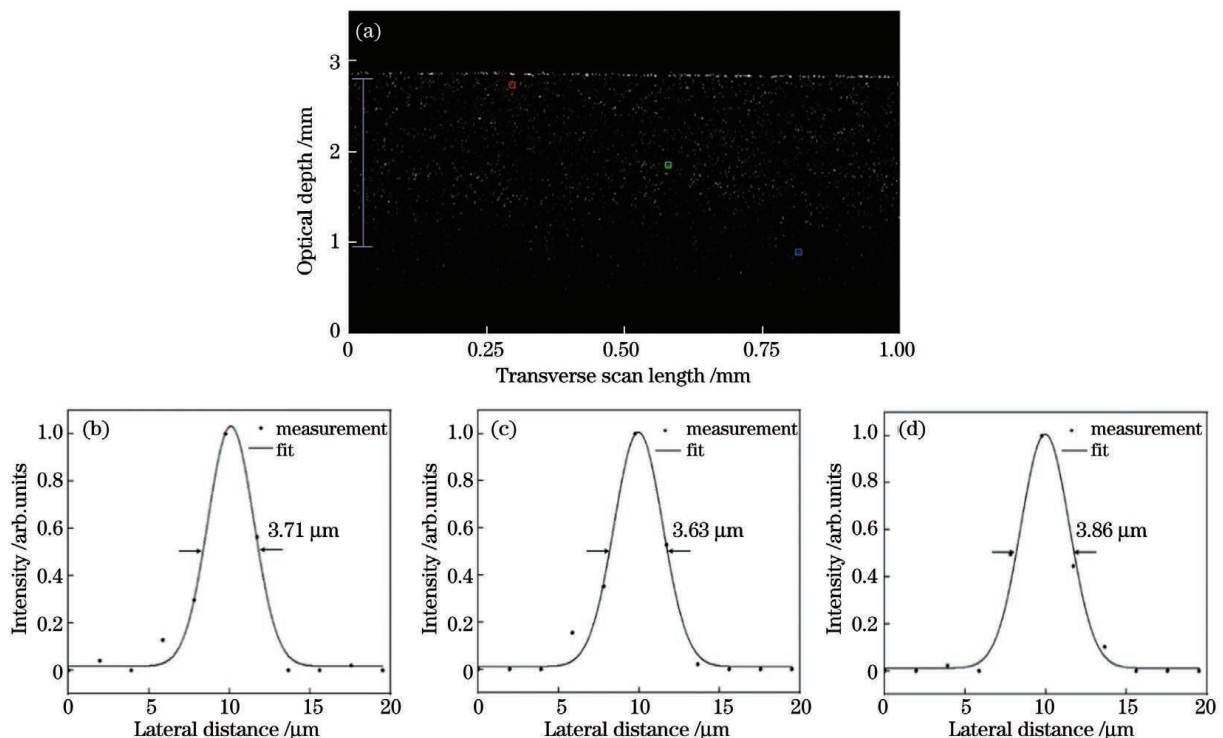
图 12 微球成像结果。(a) $2 \mu\text{m}$ 微球图像;(b)~(d) 不同区域内微球的横向点扩展函数

Fig. 12 Microbeads imaging. (a) Image of $2 \mu\text{m}$ microbeads; (b)~(d) lateral point spread functions in different regions

3.3 样品成像

利用搭建的 OCT 系统对人体指甲、多层白胶带等样品进行成像。系统扫描范围为 2 mm, 一个 B-scan 内包含 1024 个 A-line, 每个 A-line 包含的采样点数为 4096。图 13(a) 为人体指甲的 OCT 图像, 图像中最上层为角质层, 左侧三角形部分为指甲上方的皮肤组织, 可清晰分辨出角质层与指甲的分界位置(如图中箭头标记处), 并且能观察到延伸至皮肤下面的甲片。此外, 所搭建的 OCT 系统在清晰分辨出指甲与其下方肌肉组织分界面的基础上, 还能进一步对甲面以下的肌肉进行成像。图 13(b) 所示为放置在载玻片上的多层白胶带样品(光学厚度约为 2 mm)的 OCT 图像, 可以清晰地分辨出多层白胶带的层状结构, 并可以观察到白胶带与载玻片上表面之间的空气层。

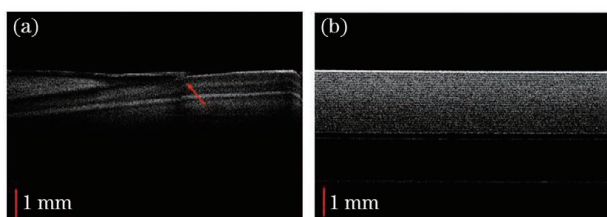


图 13 OCT 系统所测 OCT 图像。(a) 人体指甲;
(b) 多层白胶带

Fig. 13 OCT images measured by the OCT system.
(a) Fingernail; (b) multilayer white tape

4 结 论

本文基于 CDG 的衍射原理, 通过优化 CDG 中心圆半径与单周期内的二元相位比值, 减小了 CDG 一级衍射环的能量分裂效应, 在保持较高级衍射效率的前提下, 消除了 CDG 产生的贝塞尔光束存在的轴向能量凹陷, 有效扩展了焦深。利用优化后的 CDG 搭建了一套基于贝塞尔光束照明的扫频 OCT 系统。通过测量直径为 $2\ \mu\text{m}$ 的聚苯乙烯微球琼脂凝胶, 证明了该系统可以在 1.8 mm 的焦深范围内实现优于 $3.9\ \mu\text{m}$ 的横向分辨率, 与理论计算所得焦深、横向分辨率基本符合。利用该系统获得了人体指甲、白胶带等样品的清晰层析图像, 验证了系统的成像能力。

参 考 文 献

- [1] Nan N, Bu P, Guo X, et al. Three-dimensional full-range complex Fourier domain optical coherence tomography system for *in-vivo* imaging of human skin [J]. Chinese Journal of Lasers, 2012, 39(7): 0704002.
- [2] Fang Y H, Gong W, Yang D Y, et al. Monitoring of ischemia-reperfusion process of rat kidney using optical coherence tomography [J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(6): 0607002.
- [3] Shen R Q, Wang L, Xu M E, et al. Characterization of cell distribution based on optical coherence tomography scattering [J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(2): 0207039.
- [4] Zhong D X, Guo M S, Hu Y Q, et al. Microstructures of ancient porcelains based on optical coherence tomography [J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(1): 0104001.
- [5] Mao G J, Lin Y P, Chen T R, et al. OCT *in vivo* three-dimensional visualization of zebrafish brains from juvenile to adult [J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(12): 1207002.
- [6] Tiwari P K, Parmar K P S, Pandey S. Optical signal transmission through masked aperture to extend the depth of focus in optical coherence tomography [J]. Majlesi Journal of Electrical Engineering, 2020, 14(4): 93-96.
- [7] Wang L L, Xiong Q Z, Ge X, et al. Cellular resolution corneal imaging with extended imaging range [J]. Optics Express, 2019, 27(2): 1298-1309.
- [8] Yu X J, Liu X Y, Gu J, et al. Depth extension and sidelobe suppression in optical coherence tomography using pupil filters [J]. Optics Express, 2014, 22(22): 26956-26966.
- [9] Linfoot E H, Wolf E. Diffraction images in systems with an annular aperture [J]. Proceedings of the Physical Society Section B, 1953, 66(2): 145-149.
- [10] Chen Y, Trinh L A, Fingler J, et al. Phase variance optical coherence microscopy for label-free imaging of the developing vasculature in zebrafish embryos [J]. Journal of Biophotonics, 2017, 10(11): 1411-1420.

- [11] Lorensen D, Christian Singe C, Curatolo A, et al. Energy-efficient low-Fresnel-number Bessel beams and their application in optical coherence tomography [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(3): 548-551.
- [12] Lee K S, Rolland J P. Bessel beam spectral-domain high-resolution optical coherence tomography with micro-optic axicon providing extended focusing range [J]. *Optics Letters*, 2008, 33(15): 1696-1698.
- [13] Liu L B, Diaz F, Wang L, et al. Superresolution along extended depth of focus with binary-phase filters for the Gaussian beam [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2008, 25(8): 2095-2101.
- [14] Sheppard C J, Mehta S. Three-level filter for increased depth of focus and Bessel beam generation [J]. *Optics Express*, 2012, 20(25): 27212-27221.
- [15] Zhou C H, Jia J, Liu L R. Circular Dammann grating [J]. *Optics Letters*, 2003, 28(22): 2174-2176.
- [16] Zhao S, Chung P S. Design of a circular Dammann grating [J]. *Optics Letters*, 2006, 31(16): 2387-2389.
- [17] Levy U, Desiatov B, Goykhman I, et al. Design, fabrication, and characterization of circular Dammann gratings based on grayscale lithography [J]. *Optics Letters*, 2010, 35(6): 880-882.
- [18] Leitgeb R A, Villiger M, Bachmann A H, et al. Extended focus depth for Fourier domain optical coherence microscopy [J]. *Optics Letters*, 2006, 31(16): 2450-2452.
- [19] Ding Z H, Ren H W, Zhao Y H, et al. High-resolution optical coherence tomography over a large depth range with an axicon lens [J]. *Optics Letters*, 2002, 27(4): 243-245.
- [20] Woolliams P D, Ferguson R A, Hart C, et al. Spatially deconvolved optical coherence tomography [J]. *Applied Optics*, 2010, 49(11): 2014-2021.

An Extended-Focus Optical Coherence Tomography System Based on Circular Dammann Grating

Ouyang Junyi^{1,2}, Li Zhongliang^{2,3*}, Liu Teng^{2,3}, Nan Nan^{2*}, Yan Xiaona¹,
Wang Xiangzhao^{2,3}

¹ College of Sciences, Shanghai University, Shanghai 200444, China;

² Laboratory of Information Optics and Opto-Electronic Technology, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

³ Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract

Objective Optical coherence tomography (OCT) has been widely used in clinical medicine, materials science, tissue engineering, among other fields due to its advantages of non-destructive, non-contact, high speed, and high resolution. In the traditional OCT system, which is based on Gaussian beam illumination, the lateral resolution is determined by the size of the focused spot of the Gaussian beam. However, the smaller the focused spot, the shorter the depth of focus, and the rapid drop of the lateral resolution outside the depth of the focus area. Therefore, improving the depth of the focus, while maintaining a high lateral resolution is one of the important problems to be solved in a high-resolution OCT system. Bessel beam is used to extend the depth of the focus of the OCT system because of its non-diffracting property. Bessel beams can be generated by the optimal solution of the first-order circular Dammann grating (CDG), and the depth of the focus can be extended effectively, while the diffraction efficiency can reach 81%. However, in the existing CDG design, the splitting effect of the first-order diffraction ring will lead to a zero-energy dent in the axial direction of the central spot of the Bessel beam, resulting in a short depth of focus. To solve this problem, this paper proposes a depth of focus extension method, which eliminates the axial energy dent of Bessel beam generated by CDG. Moreover, it can effectively reduce the splitting effect of the first-order diffraction ring, improve the uniformity of axial intensity distribution within the depth of the focus range of Bessel beam, and realize the depth of the focus extension of the OCT system.

Methods In this paper, by optimizing the radius of the central circle of the CDG and the ratio of the binary phase in a single period, we design a CDG for generating Bessel beams that eliminate the energy dent, and apply it to the OCT

system, which effectively extends the depth of the focus of the system. Based on the principle of the CDG diffraction, the CDG parameters that meet the requirement of eliminating the first-order diffraction ring splitting are derived and the optimal CDG design is obtained. We use the software simulation to prove the feasibility of the design. Based on our simulation, we set up a swept-source OCT system with the CDG. The system is used to imaging the samples of polystyrene microspheres embedded in agarose gel and multilayer white tape to verify the effectiveness of the focal depth extension and the imaging capability of the system.

Results and Discussions The energy dent in the depth of focus of the Bessel beam generated by CDG diffraction is eliminated, and the axial intensity uniformity is improved [Fig. 8 (c), (d)]. Based on the CDG design, we built a swept-source OCT system, the axial resolution in the air is $8.24 \mu\text{m}$ (Fig. 11). Imaging results of the polystyrene microspheres measured by the system show that the system can achieve a lateral resolution of $3.9 \mu\text{m}$ over the depth of the focus range of 1.8 mm (Fig. 12). Additionally, the system is used to image human nails and multilayer white tape samples. In OCT imaging of human nails, the boundary between the cuticle and nail can be clearly distinguished, and the nail extending under the skin can be observed [Fig. 13 (a)]. Furthermore, the optical thickness of the multilayer white tape sample is about 2 mm. The layered structure of the multilayer white tape can be clearly distinguished in the OCT image, and the air layer between the white tape and the upper surface of the glass slide can be observed [Fig. 13 (b)].

Conclusions Based on the diffraction principle of CDG, the energy splitting effect of the first-order diffraction ring of the CDG is reduced by optimizing the central circle radius of the CDG and the ratio of the binary phase in a single period. On the premise of maintaining a higher first-order diffraction efficiency, the axial energy dent of Bessel beam generated by the CDG is eliminated, and the depth of the focus is effectively extended. A swept-source OCT system based on Bessel beam illumination is built by the optimized CDG. By measuring polystyrene microspheres embedded in the agarose gel, it is proved that the system can achieve a lateral resolution better than $3.9 \mu\text{m}$ over the depth of the focus range of 1.8 mm, which is consistent with the calculated theoretical result of the depth of the focus and lateral resolution. By using the system, clear tomographic images of human nails, white tape, and other samples were obtained, which verified the imaging ability of the system.

Key words medical optics; optical coherence tomography; extended focus; Bessel beam; circular Dammann grating

OCIS codes 170.3880; 170.4500; 050.1380