

基于结构光照明的数字全息显微术

袁操今 冯少彤 聂守平

南京师范大学物理科学与技术学院, 江苏 南京 210023

摘要 通过调制入射光的振幅和相位,形成特殊结构分布的照明光以提高数字全息显微记录系统分辨率,结合结构光的特性设计了明场和暗场记录系统。明场记录系统中,在利用振幅型正弦光栅和随机散射元件调制入射光波前,将超出衍射极限的物体高频信息调制到系统截止频率以内,这部分信息可以通过成像系统被记录。数字再现过程中,将其与低频信息合成,可使再现像分辨率得到提高。在暗场记录系统中,通过在空间光调制器上加载相位图改变入射光的振幅和相位分布,分别用拉盖尔-高斯涡旋、径向艾里以及携带涡旋相位的径向艾里结构光照明物体,结合暗场聚光镜的应用,提高系统的分辨率和对比度。

关键词 全息; 显微成像; 结构光照明; 分辨率

中图分类号 O438

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201643.0609003

Digital Holographic Microscopy by Using Structured Illumination

Yuan Caojin Feng Shaotong Nie Shouping

School of Physics and Technology, Nanjing Normal University, Nanjing, Jiangsu 210023, China

Abstract Structured illumination formed by modulating the phase and the amplitude of input beams is used to improve the resolution of digital holographic microscopy. According to the properties of structured illumination, bright-field and dark-field recording systems are built. In the bright-field system, an amplitude type sinusoidal grating and scattering elements are used to modulate the high frequency information which overpasses the diffraction limit into the frequency lower than the cut-off frequency, which can be recorded by an imaging system. By shifting the high frequency information to the correct position and combining the low frequency information, the resolution of the reconstructed image can be improved in the process of digital representation. In the dark-field system, both the amplitude and phase of the input beams are modulated by loading different images on a spatial light modulator to generate Laguerre-Gaussian vortex beam, Airy beam and Airy beam with vortex phase. A dark-field condenser used in the system focuses these beams on the sample respectively. It is found that not only the resolution but also the contrast is enhanced.

Key words holography; microscopy imaging; structured illumination; resolution

OCIS codes 090.1995; 180.6900; 100.2000

1 引 言

数字全息术(DH)^[1-2]利用数字光敏器件记录物光和参考光发生干涉的全息图,并在计算机中模拟光学衍射过程实现数字再现。数字全息显微术(DHM)是数字全息术的一个重要的应用领域^[3-4],通过在物光部分引入显微光学成像系统,将物体放大后成像于记录介质表面;或者距离记录介质一定的距离,再现过程中利用数值计算得到放大像的波前信息(振幅和相位)。与其他显微技术相比,它具有宽视场成像、不需要标记和染色、实时记录、可以利用数字聚焦获得任意层面信息等优点,被广泛应用于活体细胞实时监测和粒子流中微粒跟踪等^[5-14]方面。

收稿日期: 2015-11-02; **收到修改稿日期:** 2015-12-11

基金项目: 国家自然科学基金(61377003)、江苏省高校自然科学研究重大项目(14KJA140001)、南京师范大学高层次人才科研启动基金(184080H20162)、南京师范大学青年领军人才培养项目(184080H20178)

作者简介: 袁操今(1981—),女,博士,副教授,主要从事信息光学和显微成像方面的研究。E-mail: optoyuan@163.com

DHM 记录系统的分辨率由光学显微系统的数值孔径和照明光的波长决定,和波长成正比,和数值孔径成反比。根据阿贝理论,缩短波长和扩大数值孔径成了提高分辨率最有效的途径。利用深紫外的光源(波长为 193 nm)照明物体,可以获得较高的分辨率^[15],但是它会对生物体造成损伤,以及相应波长的光学元件价格高昂,使得它的应用范围非常有限。当波长一定时,使用大数值孔径的显微物镜也可以得到高分辨率成像,但是它要以牺牲焦深、工作距离和视场为代价^[16]。合成孔径技术^[17-18]和结构光照明技术^[19]被证明可以在不需要大幅度增加实验设备条件下,通过扩大等效数值孔径提高数字全息显微系统的分辨率,因此,这两方面的研究成果较为突出。传统合成孔径数字全息技术通过在同一平面上多次移动 CCD 或者物体,每次记录不同频谱范围的物体信息,并将其数字合成,相当于使用了一个大数值孔径的系统进行记录。由于该方法需要多次记录,因此,难以实现动态过程的实时记录,而且在移动 CCD 或者物体的过程中,难免会引入误差。在记录系统中引入复用技术可以将多个信息同时或者在极短时间内记录下来,这也是合成孔径数字全息术的发展方向^[20-27]。复用技术虽然可以避免移动误差,实现实时记录,但是构建以及调整系统稍显复杂。基于正弦光栅照明的合成孔径数字全息技术,通过在其中插入一块一维光栅就可以使在截止频率以外的频谱信息改变传播方向,进入记录系统的孔径内,该系统结构简单^[19,28],但是需要旋转光栅结合相移技术来分离不同方向的高频和低频信息,分辨率可以提高一倍;根据数字全息图的频谱分布特点分析,通过采集两幅全息图不需要相移技术也可以分离高、低频信息,同时,分辨率在两个方向得以提升^[29]。入射光被暗视场聚光镜会聚,可携带 360°的光锥型载频照射物体,因此,暗场数字全息显微术能在圆对称方向提高成像分辨率^[30-33]。文献报道的数字全息暗场系统通常是利用光阑遮挡扩束后光束的中心区域,形成环形照明光,对于高斯光来说,其能量大部分集中于中心区域,光阑会导致照明光的强度锐减,随之到达 CCD 的物光也较弱,降低了成像对比度。涡旋光束^[34-36]是一种具有连续螺旋相位分布的光,光束的中心存在奇点,表现在强度上是中心区域为一个暗核。利用高斯涡旋光束的暗场照明数字全息术不仅可以提高分辨率,而且还可增强成像对比度^[37]。

本文通过调制入射光相位和振幅的分布,研究基于结构光照明的明、暗场数字全息显微术的记录和再现原理,并对实验结果进行分析和讨论。明场照明中,照明光携带的载频将会使超过截止频率的物光信息改变传播方向最终被系统记录从而提高分辨率;利用暗场聚光镜和照明光具有的无衍射特性,不仅可以提高分辨率而且还可以增强成像对比度。详细介绍在正弦和随机结构光明场照明情况下,分辨率提高的原理和方法,以及它们的实验结果比对分析。最后,介绍利用空间光调制器改变入射光的振幅和相位,除了形成高斯涡旋光束外,还利用径向艾里光加载涡旋相位作为暗场照明结构光与之进行比较,实验证明这些特殊结构光可以突破系统衍射极限。

2 基于结构光的明场照明数字全息显微术

2.1 正弦结构照明光的明场数字全息术

入射光透过振幅型正弦光栅后,其振幅和空间频率受到调制。光栅的载频可以使超过衍射极限的高频信息随着光栅的+1级和-1级衍射光进入记录系统,再现过程中将高频信息消除载频后与低频信息进行拼接,由于记录系统等效频谱范围扩大了,因此,分辨率提高。

设物平面位于 x_0-y_0 平面,记录平面位于 $x-y$ 平面,入射光的平面光波振幅为 1,当它透过二维的振幅型正弦光栅后,它的振幅和相位受到调制,在物平面的分布为

$$t(x_0, y_0) = 1 + \frac{m}{2} \left[\cos\left(2\pi \frac{x_0}{p_x}\right) + \cos\left(2\pi \frac{y_0}{p_y}\right) \right] = 1 + \frac{m}{4} \left[\exp\left(i2\pi \frac{x_0}{p_x}\right) + \exp\left(-i2\pi \frac{x_0}{p_x}\right) + \exp\left(i2\pi \frac{y_0}{p_y}\right) + \exp\left(-i2\pi \frac{y_0}{p_y}\right) \right], \quad (1)$$

式中 x_0, y_0 为物平面上的坐标, $1/p_x$ 和 $1/p_y$ 分别是结构照明光在 x 和 y 方向的频率分量, m 是光栅衍射效率。入射光透过物体后的分布为

$$O'(x_0, y_0) = O(x_0, y_0)t(x_0, y_0) = O_0 + O_{x^-} + O_{x^+} + O_{y^-} + O_{y^+}, \quad (2)$$

式中 O_0 为零级衍射像, O_{x^-} 和 O_{x^+} 为 x 方向的+1和-1级衍射像, O_{y^-} 和 O_{y^+} 为 y 方向的+1和-1级衍射像。

通过显微物镜(MO)将 5 个不同级次衍射像成像于记录面上,并与参考光干涉,干涉场的强度分布为

$$I_1(x,y)=(O_{x^-}+O_{x^+}+O_0+O_{y^-}+O_{y^+}+R)(O_{x^-}+O_{x^+}+O_0+O_{y^-}+O_{y^+}+R)^* =$$

$$\begin{aligned} & |O_{x^-}|^2+|O_{x^+}|^2+|O_0|^2+|O_{y^-}|^2+|O_{y^+}|^2+|R|^2+O_{x^-}(O_{x^+}+O_0+O_{y^-}+O_{y^+})^* + \\ & O_{x^+}(O_{x^-}+O_0+O_{y^-}+O_{y^+})^*+O_0(O_{x^-}+O_{x^+}+O_{y^-}+O_{y^+})^*+O_{y^-}(O_{x^-}+O_{x^+}+O_0+O_{y^+})^* + \\ & O_{y^+}(O_{x^-}+O_{x^+}+O_0+O_{y^-})^*+R^*(O_{x^-}+O_{x^+}+O_0+O_{y^-}+O_{y^+})+R(O_{x^-}+O_{x^+}+O_0+O_{y^-}+O_{y^+})^* \end{aligned} \quad (3)$$

式中 R 和 O 分别为参考光和物光的复振幅分布。

设 f_x 和 f_y 为频谱面的坐标,对(3)式进行傅里叶变换,并将其表示为

$$\tilde{I}_1(f_x,f_y)=\tilde{A}(f_x,f_y)+\tilde{C}(f_x,f_y)+\tilde{U}(f_x,f_y)+\tilde{U}^*(f_x,f_y), \quad (4)$$

式中 $\tilde{A}(f_x,f_y)=\mathcal{F}\left(|O_{x^-}|^2+|O_{x^+}|^2+|O_0|^2+|O_{y^-}|^2+|O_{y^+}|^2+|R|^2\right)$ 为零级衍射光的傅里叶变换, $\mathcal{F}(\cdot)$ 为傅里叶变换, $\tilde{C}(f_x,f_y)$ 为物光不同衍射级次之间干涉项的互相关函数之和, $\tilde{U}(f_x,f_y)$ 为

$$\begin{aligned} \tilde{U}(f_x,f_y)= & \tilde{O}(f_x-\Delta F_x,f_y-\Delta F_y)+\left[\tilde{O}\left(f_x-\Delta F_x-\frac{1}{p_x}f_y-\Delta F_y\right)+\tilde{O}\left(f_x-\Delta F_x+\frac{1}{p_x}f_y-\Delta F_y\right)+\right. \\ & \left.\tilde{O}\left(f_x-\Delta F_x,f_y-\Delta F_y-\frac{1}{p_y}\right)+\tilde{O}\left(f_x-\Delta F_x,f_y-\Delta F_y+\frac{1}{p_y}\right)\right] \end{aligned} \quad (5)$$

式中 ΔF_x 和 ΔF_y 分别为参考光在 x 和 y 方向上的载波频率, \tilde{O} 为物光的频谱,第四项则是 $\tilde{U}(f_x,f_y)$ 的共轭分布函数。图 1 中给出全息图频谱分布(4)式的示意图。 \tilde{A} 和 \tilde{C} 的分布主要集中在中间的低频区域, $\tilde{U}(f_x,f_y)$ 和其共轭像分别位于频谱面的一三象限,它们距离中心零点的距离由参考光的载频 ΔF_x 和 ΔF_y 决定。在频域中设计带通滤波器仅保留 $\tilde{U}(f_x,f_y)$ 项,并将其移动到原点处,使 $\Delta F_x=0$ 和 $\Delta F_y=0$ 。为分析结构光照明提高系统分辨率的原理,在图 1(a)中 $\tilde{U}(f_x,f_y)$ 的分布区域绘制了一条平行于 f_x 的点划线, $\tilde{U}(f_x,f_y)$ 沿该点划线的强度分布如图 1(b)所示,中间的三角形代表零级衍射像的频谱,两边的三角形为正负一级衍射像的频谱。由于光栅衍射效率 m 不等于 1,造成三个三角形的高度不等,但是它们的底等宽,即为物体的频谱带宽,正负一级像频谱中心和零级衍射像频谱距离为 $1/p_x$ 。图 1(b)、(c)中波浪线填充矩形背景区域代表显微成像系统允许通过的频谱范围,两端的边界对应系统的截止频率 $f_c=NA/\lambda$, NA 为数值孔径。照明结构光载频可使 +1 和 -1 级衍射像携带的高频信息与 0 级衍射像的低频信息一起进入显微成像系统,并被 CCD 记录。

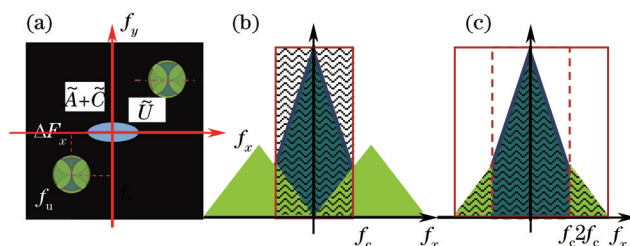


图 1 全息图频谱分布示意。(a) $\tilde{I}(f_x,f_y)$ 的分布;(b) $\tilde{U}(f_x,f_y)$ 的分布;(c) 合成频谱示意图

Fig. 1 Schematic of holograms frequency distribution. (a) Distribution of $\tilde{I}(f_x,f_y)$; (b) distribution of $\tilde{U}(f_x,f_y)$; (c) synthetic frequency distribution

相移方法是在结构光照明显微成像术中普遍采用的分离高频和低频信息的方法,这种方法同样也适用于数字全息术。根据所要分离的信息数量,多次移动光栅并记录下一组全息图,对每一幅全息图进行相同的频率滤波提取 $\tilde{U}_n(f_x,f_y)$ (n 为移动的次數),并将该分量移动到频谱分布的中心以消除参考光的载频。为简化推导过程,仅以 x 方向的高频和低频信息分离方法作说明, y 方向的信息分离方法与此相同。设相移后的结构光分布为 $t(x_0,y_0)=1+\frac{m}{2}\cos\left(2\pi\frac{x_0}{p_x}+\varphi_n\right)$, ($n=1,2,3,4$), 其相位分布为 $\varphi_1=0$, $\varphi_2=\frac{1}{2}\pi$, $\varphi_3=\pi$, $\varphi_4=\frac{3}{2}\pi$, 对应的 $\tilde{U}_n(f_x,f_y)$ 频谱分布可表示为

$$\begin{bmatrix} \tilde{U}_1 \\ \tilde{U}_2 \\ \tilde{U}_3 \\ \tilde{U}_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & \exp\left(-i\frac{1}{2}\pi\right) & \exp\left(-i\frac{1}{2}\pi\right) \\ 1 & \exp(i\pi) & \exp(-i\pi) \\ 1 & \exp\left(i\frac{3}{2}\pi\right) & \exp\left(-i\frac{3}{2}\pi\right) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} O_0 \\ O_{x-} \\ O_{x+} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

可求得

$$\begin{cases} \tilde{O}_0 = \tilde{O}(f_x, f_y) = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 \tilde{U}_n(f_x, f_y) \\ \tilde{O}_+ = \tilde{O}\left(f_x + \frac{1}{p_x}, f_y\right) = \frac{1}{2} \left[(\tilde{U}_1 - \tilde{U}_3) + i(\tilde{U}_2 - \tilde{U}_4) \right] \\ \tilde{O}_- = \tilde{O}\left(f_x - \frac{1}{p_x}, f_y\right) = \frac{1}{2} \left[(\tilde{U}_1 - \tilde{U}_3) - i(\tilde{U}_2 - \tilde{U}_4) \right] \end{cases} \quad (7)$$

对于数字全息结构光照明来说,参考光的载频可以将高频和低频信息移动到远离频域中心零点的位置,而低频和低频信息相互干涉的项都集中在低频区域,这样,在 $\tilde{U}(f_x, f_y)$ 分布中只有低频和低频信息简单的叠加,因此,只要高频信息在空间中不重叠,通过复振幅相减就可以使它们分离。如图 1(b)所示,两侧的高频信息不重叠,通过采集加入结构光照明和未加结构光照明的两幅全息图,并将它们相减即可将低频和低频信息分离,即 $\tilde{I}_1(f_x, f_y) - \tilde{I}_2(f_x, f_y)$, 其中 $\tilde{I}_2(f_x, f_y) = \mathcal{F} \left[|O_0|^2 + |R|^2 + O_0 R^* + O_0^* R \right]$ 。对于频域空间中不重叠的高频信息,通过进一步设计带通滤波器将所需信息滤除,可分别获得 \tilde{O}_{x-} , \tilde{O}_{x+} , \tilde{O}_{y-} 和 \tilde{O}_{y+} 。

从 \tilde{O}_{x-} 的分布 $\tilde{O}_{x-} = \mathcal{F} \left[\frac{m}{4} O(x_0, y_0) \exp\left(i2\pi \frac{x_0}{p_x}\right) \right] = \frac{m}{4} \tilde{O}\left(f_x + \frac{1}{p_x}, f_y\right)$ 可知,物体的高频信息不仅发生了移位而且受到幅度调制。与低频信息融合前,需要进行移频和幅度调整。将高频移动到原始位置,也可以根据傅里叶变换的特性,在空域中乘以共轭的相位因子。由于照明光的频率参数已知,频域中直接数字移动高频信息并调制其幅度,将它与低频信息拼接后由图 1(c)可知,合成系统的频率带宽扩大了一倍,相当于显微成像系统的截止频率提高了一倍。

2.2 随机结构照明光全息记录

散射元件可以认为是不同频率和方向的多组光栅的随机组合,它对于系统分辨率提高的机理与正弦结构光类似,但是它可以在多个方向提高分辨率。当入射光波透过该元件后,振幅和相位都将受到调制,物体照明光函数可以表示为

$$t_{\text{rand}}(x_0, y_0) = A_{\text{rand}}(x_0, y_0) \exp[i\phi_{\text{rand}}(x_0, y_0)], \quad (8)$$

式中 $A_{\text{rand}}(x_0, y_0)$ 和 $\phi_{\text{rand}}(x_0, y_0)$ 分别为随机分布的振幅和相位。设物体的复振幅分布为

$$O(x_0, y_0) = A_0(x_0, y_0) \exp[i\phi_0(x_0, y_0)], \quad (9)$$

式中 $A_0(x_0, y_0)$ 和 $\phi_0(x_0, y_0)$ 分别为物体的振幅和相位,则散射光透过物体后,在物体后表面形成的分布为

$$O'(x_0, y_0) = O(x_0, y_0) t_{\text{rand}}(x_0, y_0) = A_0(x_0, y_0) A_{\text{rand}}(x_0, y_0) \exp[i(\phi_{\text{rand}} + \phi_0)]. \quad (10)$$

物光经过一定距离衍射后,在记录平面上形成的光场分布为

$$O(x, y) = \iint_{\tilde{\infty}} O'(x_0, y_0) h(x, y; x_0, y_0) dx_0 dy_0 = \mathcal{F}^{-1} \left[\tilde{O}'(f_x, f_y) \tilde{H}(f_x, f_y) \right], \quad (11)$$

式中 $\mathcal{F}^{-1}(\cdot)$ 代表傅里叶逆变换, $\tilde{H}(f_x, f_y)$ 为系统的传递函数,若令物体的频谱分布为 $\tilde{O}(f_x, f_y) = \mathcal{F}[O(x_0, y_0)]$, 则

$$\tilde{O}'(f_x, f_y) = \mathcal{F}[O'(x_0, y_0)] = \tilde{O}(f_x - f_{x-\text{rand}}, f_y - f_{y-\text{rand}}), \quad (12)$$

式中 $f_{x-\text{rand}}$ 和 $f_{y-\text{rand}}$ 是随机照明结构光在 x 和 y 方向上的频率分量,从(12)式可看出,散射光场的随机相位会导致物体的频谱信息发生频移。当物体被随机散射介质中相位分布为零[即 $\phi_{\text{rand}}(x_0, y_0) = 0$] 的点源照射时,满足 $-f_c \leq f_x \leq f_c$ 和 $-f_c \leq f_y \leq f_c$ 条件的物体频谱信息可以被 CCD 记录,这等同于传统的照明方式。当物体的相位信息被散射介质中相位非零点调制后,记录到的物体频谱信息将会发生改变,即满足 $-f_c + f_{x-\text{rand}} \leq f_x \leq f_c + f_{x-\text{rand}}$ 和 $-f_c + f_{y-\text{rand}} \leq f_y \leq f_c + f_{y-\text{rand}}$ 条件的频谱都可以被记录,其中,原来处于系统截止频率以外的一部分高频分量由于获得了外加的载频,可以被记录下来,这相当于扩大了系统的数值孔径 NA 。

2.3 基于结构照明的明场全息实验和结果分析

图2为结构照明的明场数字全息显微记录系统装置示意图(A: 孔径光阑)。激光器发出光经过显微物镜 MO_1 和透镜组成的扩束准直系统后变成平面光波,被分束镜 BS_1 分成两束光。一束光被 BS_1 和反射镜 M_1 反射后照射到一块二维振幅型正弦光栅上,它被透镜 L_1 和 L_2 组成的成像系统放大或者缩小后成像于物体 O 表面,形成结构光照明,其中结构光的频率由光栅频率和透镜成像系统横向放大率 M 决定,利用显微物镜 MO_2 将物体和结构光场进行放大成像。为了抵消物光部分的球面相位因子,透过分束镜 BS_1 并被反射镜 M_2 反射后的光,将透过一个透镜 L_3 形成球面参考光。数字相机 CCD 用于接收物光和参考光干涉后的强度分布图。

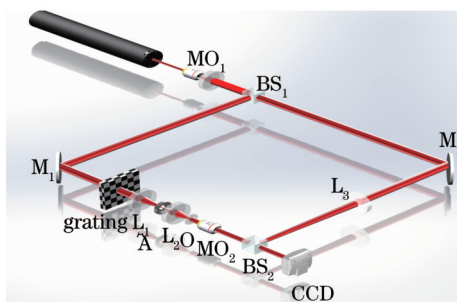


图2 基于结构照明的明场 DHM 实验装置

Fig. 2 Experimental setup for bright-field DHM under structured illumination

光源由一个氦氖激光器提供,波长为 633 nm ,记录全息图的 CCD 像素为 $2452\text{ pixel} \times 2054\text{ pixel}$,像元尺寸为 $3.45\text{ }\mu\text{m} \times 3.45\text{ }\mu\text{m}$,被记录物体是 USAF1951 分辨率板,二维光栅在 x 和 y 方向上的频率分别是 25.2 lp/mm 和 21.0 lp/mm ,透镜 L_1 和 L_2 的焦距分别是 $f_1=120\text{ mm}$ 和 $f_2=20\text{ mm}$,实验中,将光栅缩小了 6 倍后成像于物体上,在物体表面的光栅像在 x 和 y 方向的频率分别为 151.2 lp/mm 和 126.0 lp/mm ,利用一个数值孔径 NA 为 0.12 的显微物镜将结构照明下的物体成像于 CCD 上,为了补偿显微物镜对物体引入的二次相位调制,在参考光部分用一个焦距为 120 mm 的透镜 L_3 。在此记录系统中,显微物镜的截止频率决定了系统的分辨率,在相干照明下,系统的分辨率为 $4.1\text{ }\mu\text{m}^{[38]}$,换成频率单位是 122 lp/mm ,该分辨率对应着分辨率板第 6 单元 6 组条纹。

利用 CCD 记录了两幅全息图,一幅全息图记录时在系统中加入了光栅,物体被结构光照明;一幅全息图没有加入光栅,等同于传统照明方式,如图 3 所示^[29]。没有结构照明的全息图频谱分布如图 3(a)所示,在零级衍射像频谱的两侧能够看到物体的频谱,该频谱范围由显微物镜的截止频率决定。图 3(b)是结构光照明全息图的频谱分布,从该图可发现,零级衍射像的频谱范围有所展宽,这是由于 CCD 记录到了物体超过截止频率的高频信息,以及高频和低频信息的相互干涉项。在图 3(a)中,+1 和 -1 级项频谱的位置四周出现了 4 个频移的物体频谱分布,它们的中心与低频信息的中心发生偏离,偏离的位置由结构光的空间频率决定。为了将高频和低频信息分开,将两幅全息图的频谱信息相减,在图 3(c)中能清楚地看到 4 个高频信息。

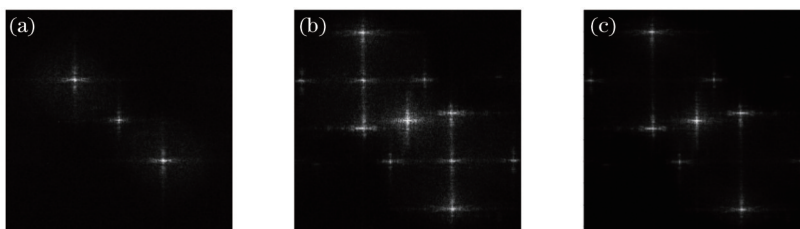


图3 (a)未加结构光和(b)加入结构光,以及(c)二者相减的全息图的频谱图

Fig. 3 Spectra of holograms (a) without, (b) with structured illumination and (c) subtract between (a) and (b)

将图 3(a)中的 +1 级像频谱滤出,并消除参考光的载频,再经过傅里叶逆变换可以获得传统照明方式下的再现像强度分布[图 4(a)]和相位分布[图 4(c)]^[29],将其中的第 6 和第 7 单元的条纹图像放大[图 4(b)]。从图 4(b)可以看出,条纹可以被分辨到第 6 单元的第 6 组,对应的分辨率是 114 lp/mm 。由于分辨率板的数值是一组离散数据,因此,在达不到第 7 单元第 1 组条纹分辨率时,认为系统分辨率 114 lp/mm 略低于理论计算值。

利用结构光照明情况下获得的频谱[图 3(b)和图 3(c)],消除参考光和光栅的载频后,在频谱域将高频和低频信息进行拼接,并且进行傅里叶逆变换,得到的强度和相位分布如图 5 所示^[29],从强度局部放大像图 5(b)中

可以分辨第7单元第6组条纹,对应分辨率为228 lp/mm。

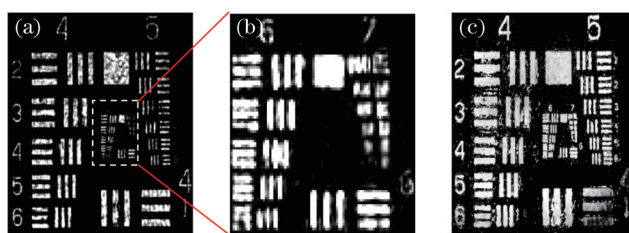


图4 未加结构光照明下重构再现像。(a) 强度分布; (b) 白框内区域的放大像; (c) 相位分布

Fig. 4 Reconstructed image without structured illumination. (a) Intensity distribution; (b) magnified image of the area in the white frame in Fig. 4 (a); (c) phase distribution

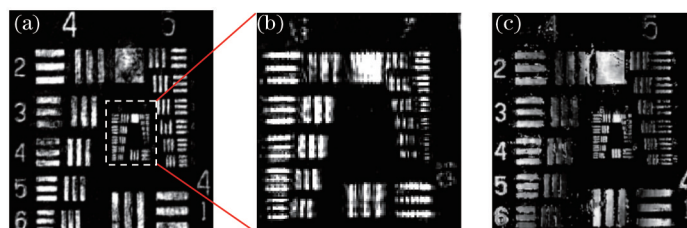


图5 结构光照明下重构再现像。(a) 强度分布; (b) 白框内区域的放大像; (c) 相位分布

Fig. 5 Reconstructed image under structured illumination. (a) Intensity distribution; (b) magnified image of the area in the white frame in Fig. 5 (a); (c) phase distribution

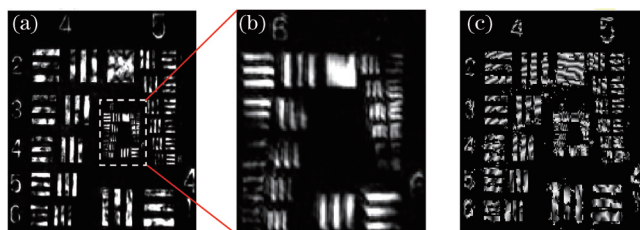


图6 随机结构光照明下重构再现像。(a) 强度分布; (b) 白框内区域的放大像; (c) 相位分布

Fig. 6 Reconstructed image under random structured illumination. (a) Intensity distribution; (b) magnified image of the area in the white frame in Fig. 6 (a); (c) phase distribution

将光栅换成一块随机散射介质,虽然它的强度和相位上的随机分布造成了再现像强度[图6(a)]和相位分布[图6(c)]的不均匀,但是能看到分辨率提高了,可以分辨到第7组第3单元条纹,对应161 lp/mm,如图6(b)所示^[29]。当移动散射介质时,再现像的分辨率也不尽相同,某些位置的分辨率会高于或者低于161 lp/mm。

利用二维的正弦结构光照明只能在两个方向提高图像的分辨率,由于USAF1951分辨率板仅表征两个垂直方向的分辨率,因此一次照明即可。对于其他样品,需要旋转光栅在多个角度采集图像并进行拼接,这对于系统的稳定性提出了较高的要求。对于已知照明结构光参数的全息记录系统,可以不需要相移,通过后续的数值计算,即频域滤波、数字频移和拼接恢复物体的波前信息,也可以直接利用相位恢复算法^[39-41]。随机散射照明光可以认为是不同频率和方向的多组光栅的随机组合,它对于入射光的振幅和相位的调制也是随机的,致使物体的振幅和相位信息难以重构。在不同距离处采集随机散射结构光照明下的强度图像,利用相干衍射成像算法也可以恢复物体的振幅和相位^[42],但不能实时记录。

3 基于结构光的暗场照明数字全息显微术

文献[37]报道的涡旋光的暗视场数字全息显微术,证明了利用高斯涡旋光具有的准无衍射特性^[43]以及聚光镜可提供的360°光锥型载频,可以在圆对称方向提高成像分辨率。进一步研究表明,同时调制振幅和相位信息,获得的径向艾里涡旋光^[44-46]可以获得更高分辨率的图像。

3.1 基于径向艾里涡旋光照明的暗场数字全息术

设一束振幅为1的平面光波照在加载了相息图的空间光调制器(SLM)上,其相位和振幅受到了调制,出

射时该光束照明光函数在柱坐标下的表达式为^[47]

$$t(r, \theta, z=0) = A \left(\frac{r_0 - r}{\omega} \right) \exp \left[a \left(\frac{r_0 - r}{\omega} \right) \right] \exp \left[- \left(\frac{r_0 - r}{\omega} \right)^2 \right] r \exp(i l \theta), \quad (13)$$

式中 $A(\cdot)$ 表示艾里函数, r 和 θ 是源平面上的极坐标, z 代表衍射距离, $A \left(\frac{r_0 - r}{\omega} \right) \exp \left[a \left(\frac{r_0 - r}{\omega} \right) \right]$ 为径向对称艾里光的分布, a 是衰减因子, ω 是一个调制常数, r_0 为艾里光主环的半径, $\exp \left[- \left(\frac{r_0 - r}{\omega} \right)^2 \right]$ 为高斯分布。文献[37]中拉

盖尔-高斯涡旋照明光, 实际上是径向对称艾里高斯涡旋光的一个特例, 即艾里光分布为 1。根据暗场聚光镜的尺寸, 设定主环半径, 在出射光平面上 $t(r, \theta, z=0)$ 为一个环形光, 其能量主要集中在主环, 如图 7(a) 所示。

当拓扑荷数 $l=0$ 时, 径向对称的艾里光会在一定距离处发生自聚焦。与成像透镜不同, 它的聚焦属于突聚焦情形, 也就是光束会在某个位置半径急剧缩小, 很快变成一个点。当有涡旋相位分布存在时, 拓扑荷数 $l \neq 0$, 在传播过程中, 光斑的内径尺寸变化较小, 光斑的外径略有增大, 这就导致了环形光斑在传播过程中略有展宽^[48]。在聚焦位置处, 光斑的半径会很快缩小, 但是光斑中间的奇点在传播过程中一直存在, 图 7(b) 所示 $l=1$ 时的聚焦场分布。若直接利用该光束照明, 成像中心区域会存在暗区。因此, 需要一个暗场聚光镜将环形光场会聚并且照明样品。在距出射平面较短位置处, 由于艾里光的无衍射特性以及涡旋光束的准无衍射特性, 照明光的复振幅分布可以认为与源平面的分布相似, 透过物体后的复振幅分布为

$$O(r, \theta, z) = t(r, \theta, z) \exp[-i r k \tan(\alpha)] O(r, \theta), \quad (14)$$

式中 $O(r, \theta)$ 是样品的透射率, $t(r, \theta, z)$ 为入射光束传播了距离 z 后的复振幅, $\exp[-i r k \tan(\alpha)]$ 表示暗场聚光镜对光会聚作用的函数, 相当于使环形光束偏折了 α 角度, 实现了光锥型的倾斜照明。这个过程与自会聚作用不同, 图 7(c) 是拓扑荷数 $l=1$ 时, 距离聚光镜 3 mm 处的光场强度分布, 从该图可看出利用暗场聚光镜会聚, 其中心会形成一个较为均匀的光斑, 而非一个亮环。当距离聚光镜 4.5 mm 处, 光斑中心再次出现暗区, 而且光环半径随着距离增大而迅速增大[图 7(d)]。用该光束照明物体时, 物体的低频信息会随着照明光束偏离光轴方向, 而物体的高频散射光能够沿着光轴方向进入成像系统参与成像。

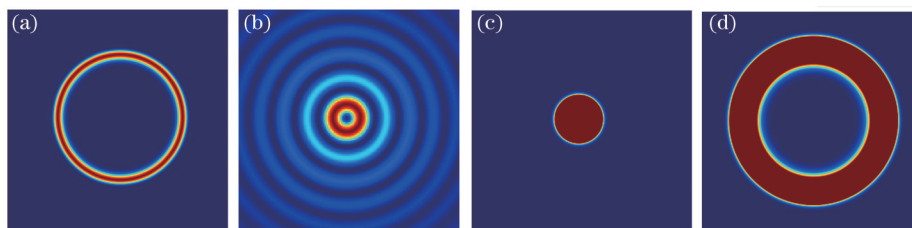


图 7 不同位置处的光场分布。(a) 出射平面处; (b) 自聚焦平面处; (c) 距离聚光镜 3 mm 处; (d) 距离聚光镜 4.5 mm 处

Fig. 7 Intensity distributions at different positions. (a) On the output plane; (b) on the autofocus plane; (c) distance from dark-field condenser is 3 mm; (d) distance from dark-field condenser is 4.5 mm

利用暗场聚光镜会使入射光携带光锥型倾斜载频, 它将被记录的物体频谱范围展宽为 $\frac{2\alpha}{\lambda}$ ^[25]。当记录平面与显微物镜的成像面重合时, 记录平面上的复振幅分布为

$$O(r_H, \theta_H) = O(r, \theta, z) \otimes h(r, \theta), \quad (15)$$

式中 r_H 和 θ_H 是记录平面的坐标, \otimes 为卷积符号, $h(r, \theta)$ 是成像系统的点扩展函数^[49]。在记录面上, 参考光和物光发生干涉, 形成数字全息图, 即

$$I(r_H, \theta_H) = |O(r_H, \theta_H)|^2 + |R(r_H, \theta_H)|^2 + O(r_H, \theta_H) R^*(r_H, \theta_H) + O^*(r_H, \theta_H) R(r_H, \theta_H). \quad (16)$$

3.2 实验系统和结果分析

实验装置基于马赫-曾德尔干涉装置设计, 如图 8 所示^[37]。激光器发出的光被分束镜 BS_1 分成两束光, 透过分束镜 BS_1 的一束光通过显微物镜和透镜组成的扩束准直系统 BEC 后形成平面光波, 它依次经过光阑 AP_1 和 BS_2 后, 照射到一个反射型相位 SLM 上。在 SLM 上加载不同的相息图, 可以实现对入射光波前的调制, 利

用光阑 AP_2 可以只保留+1级或者-1级光,而滤除不需要的杂散光,被调制的光透过暗场聚光镜 DFC 后,照射到样品表面,样品被调制光照明后,再由显微物镜 MO 成像于 CCD 面上。参考光经平面反射镜 M_2 反射后,被扩束镜 BE 扩束形成球面光波,以抵消物光光路中携带的二次相位因子,物光和参考光干涉的全息图被 CCD 记录。

输入光由半导体抽运固体激光器提供,中心波长为 532 nm,输出功率约为 400 mW,相位调制采用德国 HOLOEYE 公司 PLUTO 系列反射型 SLM,总像素为 1920 pixel×1080 pixel,像素间隔为 8 μm 。暗场聚光镜 NA 为 0.45,成像显微物镜的放大倍数是 20 倍($NA=0.4$),根据相干照明时的分辨极限表达式 $0.77\frac{\lambda}{NA}$ 计算^[38],该系统的极限分辨距离应为 1024.1 nm。CCD 的像素大小为 3.45 μm ×3.45 μm ,采样分辨率为 2048 pixel×1536 pixel。实验中样品采用的是不同尺寸的聚苯乙烯小球,小球大小尺寸均低于相干照明的极限分辨率,为对比不同相位振幅结构分布的光照情况下获得的再现像分辨率,在 SLM 上加载了不同的图案。

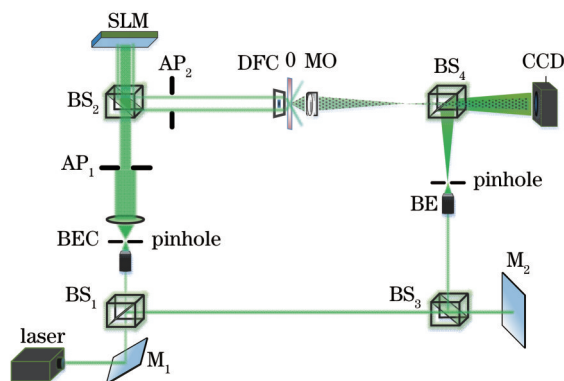


图 8 基于特殊结构照明光的暗场 DHM 记录系统

Fig. 8 Recording system for dark-field DHM under special structured illumination

在 SLM 上未加载任何信息,并且不加暗场聚光镜时,系统属于明视场照明方式。被记录物体是直径为 690 nm 的聚苯乙烯透明小球。明暗视场照明对比如图 9 所示^[37]。图 9(a)是小球被高斯光照明获得的记录全息图,图 9(b)是局部区域的放大图像,在放大图像中能看到明显干涉条纹,对数字全息图进行傅里叶变换、滤波、傅里叶逆变换,可以获得再现像的复振幅信息,图 9(c)是明场照明情况下小球再现像的强度分布,对再现平面中心记录到的小球进行放大,可以见到该小球出现在一个亮背景视场中,沿该小球中心绘制其强度分布曲线,并对它进行强度归一化,如图 9(d)所示,背景区域强度为 0.2,小球中心为 0.9,对比度为 0.64。

在 SLM 上加载高斯涡旋相位环形照明光,并在记录系统中放置暗场聚光镜对物体照明。图 9(e)是暗场情况下记录到的全息图,利用相同的方法再现,获得样品相同位置处的小球再现像强度分布为图 9(g),不论是在全息图 9(f)还是在强度分布中都能发现该位置处不是一个小球,而是两个相互紧挨的小球,可见在明场看不到的细节,利用暗视场的倾斜照明可以将其分辨,说明分辨率得到了提高。从强度分布曲线图 9(h)也明显看出,在该位置处是两个小球,背景区域强度接近 0,小球中心亮度为 0.9,对比度接近为 1。利用暗场聚光镜,再现像的分辨率和对比度都有明显提高。

利用相同的装置,对直径为 800 nm 的小球样品进行了明场照明和暗场照明的再现对比。图 10(a)是明场照明情况下获得的强度分布图像,图 10(b)是暗场聚光照明情况下获得的强度分布图像,暗场的背景强度基本为 0,在暗背景下小球显得很突出。对比两幅图中在红色框内的小球,在明场中分辨的是一个小球,在暗场背景中能看到是两个紧紧接触的小球,同样证明了暗视场聚光镜产生的光锥型倾斜载频使得系统的分辨率和对比度提高。

在 SLM 上加载不同的相息图,调制入射光分别形成高斯涡旋光、艾里光和艾里涡旋光,利用暗视场聚光镜将它们会聚并分别照明物体,物体为直径 500 nm 的聚苯乙烯小球,实验得到的结果如图 11 所示。对比其中红色框区域内的小球图像,在图 11(a)和图 11(b)中不能分清楚的小球,在图 11(c)中可以分辨。由于涡旋相位具有边缘信息增强的效应^[50],因此,加入涡旋相位的恢复物体的强度再现像对比度要高于不加涡旋相位的,从分辨率角度分析,艾里涡旋光得到的图像分辨率最高,能够分辨直径为 500 nm 的小球,超过衍射极限分辨率。

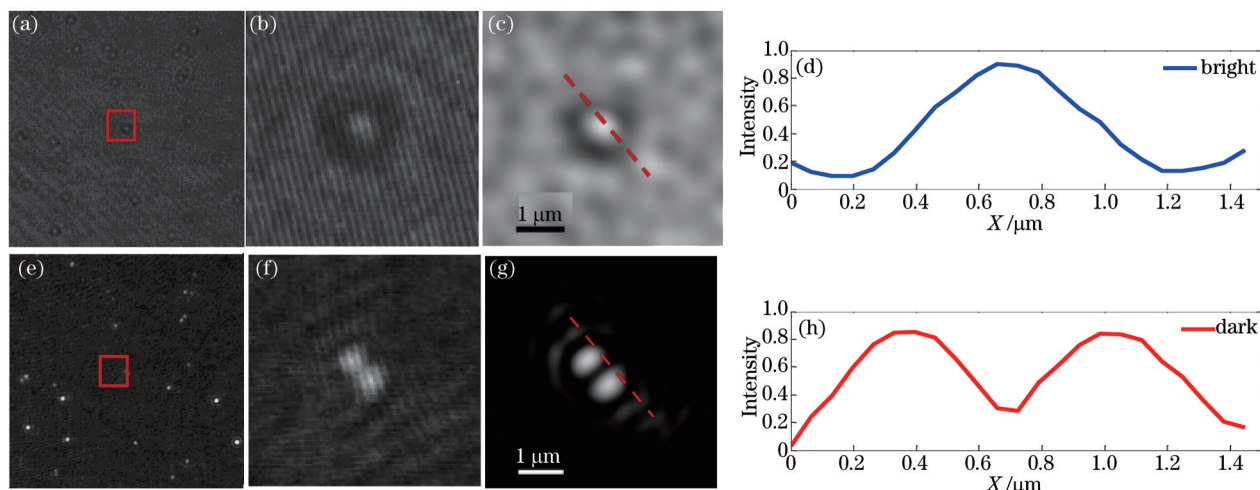


图9 明(上方)暗(下方)视场照明对比。(a)、(e)全息图;(b)、(f)全息的放大像;(c)、(g)物体再现像;(d)、(h)强度分布曲线图
 Fig. 9 Comparison between bright-field (upper) and dark-field (lower) illuminations. (a),(e) Recorded hologram ; (b),(f) magnified image of hologram; (c),(g) reconstructed image; (d),(h) intensity distribution

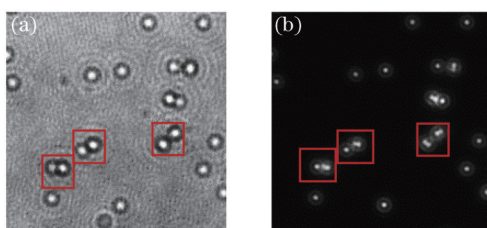


图10 明暗视场照明全息图对比。(a)明场;(b)暗场

Fig. 10 Comparison of holograms between the bright-field and dark-field illumination. (a) Bright-field; (b) dark-field

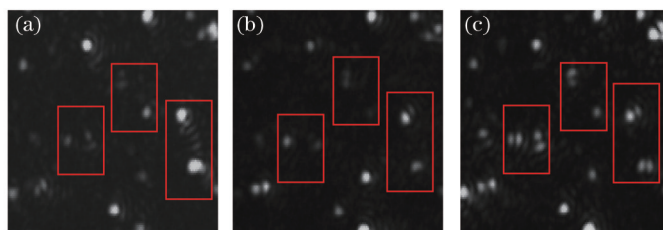


图11 不同结构光波照明物体获得的强度分布图像。(a) 高斯涡旋光;(b) 艾里光;(c) 艾里涡旋光

Fig. 11 Intensity distribution under different structured beam illumination. (a) Gaussian beam with vortex phase; (b) Airy beam; (c) Airy beam with vortex phase

从实验和理论上,证明了不同振幅和相位分布的特殊结构光经暗场聚光镜会聚照明物体可以提高分辨率和对比度。暗场聚光镜会聚照明光相当于 360° 倾斜照明,与普通的倾斜光照明相比,该方法可使分辨率在圆对称方向都得到提高。在暗场照明下,利用SLM对入射光复振幅调制,不同的结构光获得的分辨率是不相同的,艾里涡旋结构光可以获得最佳的对比度和最高分辨率。

4 结束语

介绍了利用特殊结构光照明并结合明、暗场记录系统,提高数字全息显微系统分辨率的方法。正弦条纹结构光照明是一种较为常用的显微超分辨方法,在照明光中加入载频可以使超过系统截止频率的物体的高频信息进入成像系统,但为了分离高频和低频信息需要多次移动和旋转光栅,建立方程组进行求解。在全息记录中,由于参考光已将高频和低频信息移动到一个远离频谱分布的中心原点区域,在该区域高频和低频信息是复振幅相加的过程,因此只要保证高频信息在频域中不重叠,通过复振幅相减就可以分离高频和低频信息。根据结构光的频率移动高频信息到原有的位置并与低频信息进行拼接,即可获得高分辨率的

再现像,但是,这种方法只能使两个方向上的分辨率提高,而且要保证高频信息完全不重叠是很难控制的;由于激光光源的相干性较好,所以再现像中经常会出现干涉条纹,可考虑用低相干的LED作为光源。由于随机结构光场可以看作是不同方向的多组光栅组合,因此,它可以在多个方向提高系统成像分辨率。但是这种随机分布结构光也会使物体的波前信息难以恢复。通过在SLM上加载不同信息的相息图,改变高斯光的振幅和相位,利用特殊光束具有的无衍射特性,在系统中用暗视场聚光镜照明物体,不仅可以提高再现像的分辨率,而且增强了图像对比度。暗场系统不需要在频域合成高低频信息即可提高分辨率,但是暗场照明方式下CCD接收到的是物体散射的高频信息,可结合相位恢复算法恢复被记录物体的相位。

参 考 文 献

- 1 Schnars U, Jüptner W. Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction[J]. *Applied Optics*, 1994, 33(2): 179–181.
- 2 Cuhe E, Bevilacqua F, Depeursinge C. Digital holography for quantitative phase-contrast imaging[J]. *Optics Letters*, 1999, 24(5): 291–293.
- 3 Carl D, Kemper B, Wernicke G, *et al.*. Parameter-optimized digital holographic microscope for high-resolution living-cell analysis[J]. *Applied Optics*, 2004, 43(33): 6536–6544.
- 4 Cuhe E, Marquet P, Depeursinge C. Simultaneous amplitude-contrast and quantitative phase-contrast microscopy by numerical reconstruction of Fresnel off-axis holograms[J]. *Applied Optics*, 1999, 38(34): 6994–7001.
- 5 Kim M K. Applications of digital holography in biomedical microscopy[J]. *Journal of the Optical Society of Korea*, 2010, 14(2): 77–89.
- 6 Wang Yunxin, Wang Dayong, Yang Yishu, *et al.*. Application and analysis in the biomedicine field using digital holographic technology [J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(2): 0209002.
王云新,王大勇,杨怡姝,等.数字全息技术在生物医学成像和分析中的应用[J].*中国激光*, 2014, 41(2): 0209002.
- 7 Miccio L, Memmolo P, Merola F, *et al.*. Particle tracking by full-field complex wavefront subtraction in digital holography microscopy [J]. *Lab on a Chip*, 2014, 14(6): 1129–1134.
- 8 Rinehart M T, Park H S, Wax A. Influence of defocus on quantitative analysis of microscopic objects and individual cells with digital holography[J]. *Biomedical Optics Express*, 2015, 6(6): 2067–2075.
- 9 Warnasooriya N, Joud F, Bun P, *et al.*. Imaging gold nanoparticles in living cell environments using heterodyne digital holographic microscopy[J]. *Optics Express*, 2010, 18(4): 3264–3273.
- 10 Abrantes J K, Stanislas M, Coudert S, *et al.*. Digital microscopic holography for micrometer particles in air[J]. *Applied Optics*, 2013, 52(1): A397–A409.
- 11 Goto K, Hayasaki Y. Three-dimensional motion detection of a 20-nm gold nanoparticle using twilight-field digital holography with coherence regulation[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(14): 3344–3347.
- 12 Yuan C J, Pedrini G, Fu G D, *et al.*. Digital holographic microscopy for dynamic imaging of hydrogels[C]. *SPIE*, 2011, 8082: 80822F.
- 13 Molaei M, Sheng J. Imaging bacterial 3D motion using digital in-line holographic microscopy and correlation-based de-noising algorithm [J]. *Optics Express*, 2014, 22(26): 32119–32137.
- 14 Deng Lijun, Yang Yong, Shi Bingchuan, *et al.*. Refractive index distribution and surface profile measurement of micro-optics based on dual wavelength digital holography[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(3): 0312006.
邓丽军,杨勇,石炳川,等.基于双波长数字全息术的微光学元件折射率分布及面形测量[J].*光学学报*, 2014, 34(3): 0312006.
- 15 Faridian A, Hopp D, Pedrini G, *et al.*. Nanoscale imaging using deep ultraviolet digital holographic microscopy[J]. *Optics Express*, 2010, 18(13): 14159–14164.
- 16 Sheng J, Malkiel E, Katz J. Digital holographic microscope for measuring three-dimensional particle distributions and motions[J]. *Applied Optics*, 2006, 45(16): 3893–3901.
- 17 Massig J H. Digital off-axis holography with a synthetic aperture[J]. *Optics Letters*, 2002, 27(24): 2179–2181.
- 18 Clerc F L, Gross M, Collot L. Synthetic-aperture experiment in the visible with on-axis digital heterodyne holography[J]. *Optics Letters*, 2001, 26(20): 1550–1552.
- 19 Liu C, Liu Z G, Bo F, *et al.*. Super-resolution digital holographic imaging method[J]. *Applied Physics Letters*, 2002, 81(17): 3143–3145.
- 20 Granero L, Mico V, Zalevsky Z, *et al.*. Superresolution imaging method using phase-shifting digital lensless Fourier holography[J]. *Optics Express*, 2009, 17(17): 15008–15022.
- 21 Mico V, Zalevsky Z, Garcia-Martinez P, *et al.*. Superresolved imaging in digital holography by superposition of tilted wavefronts[J]. *Applied*

- Optics, 2006, 45(5): 822–828.
- 22 Mico V, Zalevsky Z, Garcia-Martinez P, *et al.*. Synthetic aperture superresolution with multiple off-axis holograms[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2006, 23(12): 3162–3170.
- 23 Mico V, Zalevsky Z, Garcia J. Synthetic aperture microscopy using off-axis illumination and polarization coding[J]. Optics Communications, 2007, 276(2): 209–217.
- 24 Yuan C J, Zhai H C, Liu H T. Angular multiplexing in pulsed digital holography for aperture synthesis[J]. Optics Letters, 2008, 33(20): 2356–2358.
- 25 Yuan C J, Situ G H, Pedrini G, *et al.*. Resolution improvement in digital holography by angular and polarization multiplexing[J]. Applied Optics, 2011, 50(7): B6–B11.
- 26 Wang J, Zhao J L, Qin C, *et al.*. Digital holographic interferometry based on wavelength and angular multiplexing for measuring the ternary diffusion[J]. Optics Letters, 2012, 37(7): 1211–1213.
- 27 Zhao J L, Yan X B, Sun W W, *et al.*. Resolution improvement of digital holographic images based on angular multiplexing with incoherent beams in orthogonal polarization states[J]. Optics Letters, 2010, 35(20): 3519–3521.
- 28 Shroff S A, Fienup J R, Williams D R. Lateral superresolution using a posteriori phase shift estimation for a moving object: Experimental results[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2010, 27(8): 1770–1782.
- 29 Ma J, Yuan C J, Situ G H, *et al.*. Resolution enhancement in digital holographic microscopy with structured illumination[J]. Chinese Optics Letters, 2013, 11(9): 090901.
- 30 Dubois F, Grosfils P. Dark-field digital holographic microscopy to investigate objects that are nanosized or smaller than the optical resolution[J]. Optics Letters, 2008, 33(22): 2605–2607.
- 31 Verpillat F, Joud F, Desbiolles P, *et al.*. Dark-field digital holographic microscopy for 3D-tracking of gold nanoparticles[J]. Optics Express, 2011, 19(27): 26044–26055.
- 32 Faridian A, Pedrini G, Osten W. High-contrast multilayer imaging of biological organisms through dark-field digital refocusing[J]. Journal of Biomedical Optics, 2013, 18(8): 086009.
- 33 Faridian A, Pedrini G, Osten W. Opposed-view dark-field digital holographic microscopy[J]. Biomedical Optics Express, 2014, 5(3): 728–736.
- 34 Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, *et al.*. Orbital angular-momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. Physical Review A, 1992, 45(11): 8185–8189.
- 35 Allen L, Babiker M, Lai W K, *et al.*. Atom dynamics in multiple Laguerre-Gaussian beams[J]. Physical Review A, 1996, 54(5): 4259–4270.
- 36 Beijersbergen M W, Coerwinkel R P C, Kristensen M, *et al.*. Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate[J]. Optics Communications, 1994, 112(5–6): 321–327.
- 37 Zhao Yingchun, Zhang Xiuying, Yuan Caojin, *et al.*. Dark-field digital holographic microscopy by using vortex beam illumination[J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(22): 224202.
赵应春, 张秀英, 袁操今, 等. 基于涡旋光照明的暗场数字全息显微方法研究[J]. 物理学报, 2014, 63(22): 224202.
- 38 Born M, Wolf E. Principles of optics[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
- 39 Wu Yiquan, Yin Jun, Zhu Li, *et al.*. Method for improving reconstructed image quality of digital hologram based on SRAD and NSCT[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(2): 0209024.
吴一全, 殷 骏, 朱 丽, 等. 基于SRAD和NSCT的数字全息再现像像质改善方法[J]. 中国激光, 2014, 41(2): 0209024.
- 40 Gao P, Pedrini G, Osten W. Structured illumination for resolution enhancement and autofocusing in digital holographic microscopy[J]. Optics Letters, 2013, 38(8): 1328–1330.
- 41 Gao P, Pedrini G, Osten W. Phase retrieval with resolution enhancement by using structured illumination[J]. Optics Letters, 2013, 38(24): 5204–5207.
- 42 Jiang Z L, Veetil S P, Cheng J, *et al.*. High-resolution digital holography with the aid of coherent diffraction imaging[J]. Optics Express, 2015, 23(16): 20916–20925.
- 43 Porras M A, Borghi R, Santarsiero M. Relationship between elegant Laguerre-Gauss and Bessel-Gauss beams[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2001, 18(1): 177–184.
- 44 Li N, Jiang Y F, Huang K K, *et al.*. Abruptly autofocusing property of blocked circular Airy beams[J]. Optics Express, 2014, 22(19): 22847–22853.

- 45 Li P, Liu S, Peng T, *et al.*. Spiral autofocusing Airy beams carrying power-exponent-phase vortices[J]. Optics Express, 2014, 22(7): 7598-7606.
- 46 Jiang Y F, Huang K K, Lu X H. Propagation dynamics of abruptly autofocusing Airy beams with optical vortices[J]. Optics Express, 2012, 20(17): 18579-18584.
- 47 Chen B, Chen C D, Peng X, *et al.*. Propagation of sharply autofocused ring Airy Gaussian vortex beams[J]. Optics Express, 2015, 23(15): 19288-19298.
- 48 Reddy S G, Permangatt C, Prabhakar S, *et al.*. Divergence of optical vortex beams[J]. Applied Optics, 2015, 54(22): 6690-6693.
- 49 Goodman J W. Introduction to Fourier optics[M]. Colorado: Roberts & Company, 2005.
- 50 Situ G H, Pedrini G, Osten W. Spiral phase filtering and orientation-selective edge detection/enhancement[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2009, 26(8): 1788-1797.