

文章编号: 0253-2239(2010)08-2236-06

基于发光二极管的弱相干光数字全息理论与实验研究

秦 怡^{1,2} 钟金钢^{1,2}

(¹暨南大学光电工程系, 广东 广州 510632
²暨南大学广东省高等学校光电信息与传感技术重点实验室, 广东 广州 510632)

摘要 运用部分相干理论和数字全息理论,对基于发光二极管的弱相干光数字全息进行了理论分析和实验研究。在假定 LED 是空间非相干、时间准相干的前提下,研究了互强度在所研究系统内的传播,导出了利用 LED 重建的物光波和利用完全相干光重建出来的物光波频谱之间的简单线性公式。结果表明,基于 LED 的数字全息重建的物光波相当于对相干光源下重建得到的物光波进行了低通滤波。散斑噪声等高频噪声受到了极大抑制,重建图像的信噪比得到较大提高,但同时也损失了一定的分辨率。滤波器的带宽与次级光源的大小成反比,并且受到衍射距离的调制。根据理论分析结果,指出了提高系统分辨率的途径,最后用实验证实了理论分析的正确性。

关键词 全息术;数字全息;部分相干光;发光二极管

中图分类号 TB877 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20103008.2236

Theoretical and Experimental Research of Digital Holography with Partially Coherent Light Based on Light-Emitting Diode

Qin Yi^{1,2} Zhong Jingang^{1,2}

(¹Department of Optoelectronic Engineering, Jinan University, Guangzhou, Guangdong 510632, China
²Laboratory of Optoelectronic Information and Sensing Technologies of Guangdong Higher Educational Institutes, Jinan University, Guangzhou, Guangdong 510632, China)

Abstract Both theoretical and experimental researches on light-emitting diode (LED)-based digital holography are carried out. The propagation of the mutual intensity of the system is investigated under the premise that the LED is spatially incoherent and temporally quasi-coherent. A simple formula describing holographic fringe formation process with partially coherent illumination is found. The formula shows that the hologram fringe formation process can be presented as a linear space-invariant filtering operation. The filtering operation suppresses speckle noises and is also expected to experience a loss of resolution. The bandwidth of the filter is determined by the bandwidth of the secondary light source as well as diffraction distances of the object. Some methods are proposed to improve the resolution according to the theoretical analysis. Corresponding experiments are conducted and the results demonstrate the validity of the theoretical analysis.

Key words holography; digital holography; partially coherent source; light-emitting diode (LED)

1 引 言

和传统的全息术比较起来,数字全息^[1~6]有一些不可替代的重要特性。例如,可以对物体进行三维数字重构以及获得定量相衬图像等^[7,8]。目前,大多数数字全息采用激光记录,激光良好的相干性

为记录提供了便利,然而,由于这种高相干性导致的噪声会对全息图的质量产生非常不良的影响,典型的例子就是散斑噪声以及由光路中光学元件的反射所产生的寄生干涉。为了减弱和消除这些噪声,许多方法被先后提出,比如旋转漫射体法以及基于数

收稿日期: 2009-09-17; 收到修改稿日期: 2009-11-17

基金项目: 国家自然科学基金(60677019)资助课题。

作者简介: 秦 怡(1981—),男,硕士研究生,主要从事数字全息方面的研究。E-mail: 641858757@qq.com

导师简介: 钟金钢(1964—),男,博士,教授,主要从事数字全息方面的研究。E-mail: tzjg@jnu.edu.cn(通信联系人)

字图像处理的方法^[9]。这些方法依然有各自的局限性,旋转漫射法只能降低光源的空间相干性,数字图像处理的方法则对于不同噪声的图像具有的效果不一。显然,最直接的方法是同时降低光源的时间和空间相干性,那么这些由相干性引入的噪声会随之减弱,因此,弱相干光全息技术引起了人们的兴趣^[10,11]。本文理论分析并实验验证了发光二极管(LED)的弱相干性对全息重建的影响。理论分析结果表明,基于LED的数字全息的重建图像相对于在相干光源的重建图像上进行了一个线性滤波,滤波过程极大地抑制了系统的相干噪声,提高了重建光波的信噪比,但是也相应地造成了重建光波分辨率的下降,其中,次级光源的大小和物体衍射的距离是影响基于LED数字全息分辨率的主要因素。针对理论分析的结论,用实验进行了验证并提出了提高系统分辨率的相关措施。

2 数字全息原理和实验装置

弱相干光数字全息实验中所使用的装置如图1所示。LED发出的光经透镜L1汇聚后被针孔(PH)滤波,经PH滤波后的光束又经透镜L2准直之后进入改造过的迈克耳孙干涉仪。然后光束被分束镜BS分成两路,一束被反射镜M反射,用来产生全息所需要的参考光波。另一束用来照明被测物体(OBJ)而形成物光波,物光波和参考光波经分束镜再次结合后在CCD面上产生干涉条纹。反射镜M粘贴到压电陶瓷微位移器(PZT)上,用来实现参考光的相移。4幅相移图像由CCD记录下来并送到计算机(PC)进行处理。采用图1所示的装置进行4步相移时,假设在完全相干光照明下,4幅由CCD记录的强度 $I_i(x,y)$ 分布为

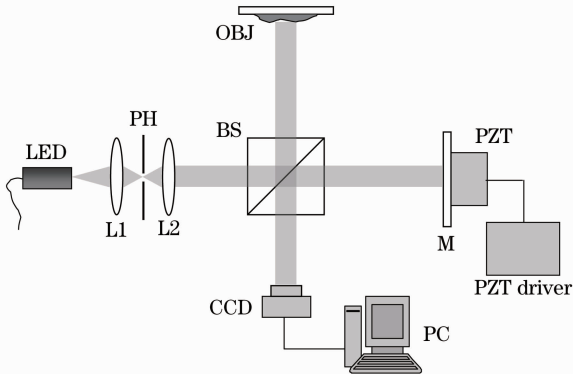


图1 基于LED数字全息实验装置

Fig. 1 Experimental setup of digital holography based on LED

$$I_i(x,y) = I_R(x,y) + I_O(x,y) + 2\sqrt{I_O(x,y)I_R(x,y)}\cos[\phi(x,y) + \varphi_i],$$

$$i = 1, 2, 3, 4 \quad (1)$$

式中 $I_O(x,y)$ 和 $I_R(x,y)$ 分别为物光波和参考光波在CCD面上的强度分布, $\phi(x,y)$ 是物光波和参考光波在CCD面上的相对相位分布, $\varphi_i = (i-1)\pi/2$,是由PZT驱动平面镜产生的相移。物光波在CCD面上的复振幅分布为^[12]

$$O(x,y) = \{ [I_1(x,y) - I_3(x,y)] + j[I_4(x,y) - I_2(x,y)] \} / [4\sqrt{I_R(x,y)}], \quad (2)$$

对 $O(x,y)$ 进行逆衍射,就得到了原始物光波的分布,考虑到记录距离有可能不满足菲涅耳衍射的条件,采用角谱法对原始物光场进行重建,逆衍射时系统在频域的传递函数为

$$H(f_x, f_y) = \exp\left[j \frac{2\pi}{\lambda} (-d) \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2} \right], \quad (3)$$

式中 f_x, f_y 为空间频率, d 为物体到CCD的距离, λ 为记录波长。被重建出来的原始物光波复振幅为

$$O^{\text{ORG}}(x,y) = \mathcal{F}^{-1} \{ \mathcal{F}^+ [O(x,y)](f_x, f_y) \times H(f_x, f_y) \}, \quad (4)$$

式中 \mathcal{F}^+ 和 \mathcal{F}^{-1} 分别表示傅里叶变换和傅里叶逆变换。相应的强度和相位分布为

$$I^{\text{ORG}}(x,y) = |O^{\text{ORG}}(x,y)|^2, \quad (5)$$

$$\phi^{\text{ORG}}(x,y) = \cot \frac{\text{Im}[O^{\text{ORG}}(x,y)]}{\text{Re}[O^{\text{ORG}}(x,y)]}, \quad (6)$$

需要说明的是,为了保证一定的光强,图1中的针孔不能太小,经过针孔滤波的光源并不能获得特别高的相干性。参考光和物光的夹角 θ 在非常小的范围内才可以观察到干涉条纹。如使用离轴数字全息,为了实现全息面上各分量频谱的分离,要求^[13]

$$\theta \geq \frac{2(L_x^{\text{CCD}} + L_x^{\text{obj}})}{Z}, \quad (7)$$

式中 Z 为全息记录距离, L_x^{CCD} 和 L_x^{obj} 分别为CCD和被记录物体在 x 方向上的线度。实验表明,在可以观察到干涉条纹的范围内, θ 不能满足(7)式。所以,基于LED的数字全息一般只能被限制在同轴全息的范围之内,即只能采用相移法进行数字全息,这是采用图1作为全息装置的原因。

3 弱相干性对全息图的影响

上述原理的论述都是基于光源是完全相干光的假定,单色LED的频谱宽度大约是十几纳米,对应的相干长度只有几十微米,因此可认为是一个典型

的弱相干光源。其较弱的时间相干性即较短的相干长度,对寄生干涉噪声产生了极大的抑制。以下着重讨论其空间相干性对重建结果的影响,方便起见,此处认为 LED 是一个对于空间非相干、时间准相干的光源^[14]。设 LED 光源置于透镜 L1 前面 z_1 处,针孔 PH 置于透镜 L1 后面 z_2 处,如图 2 所示。

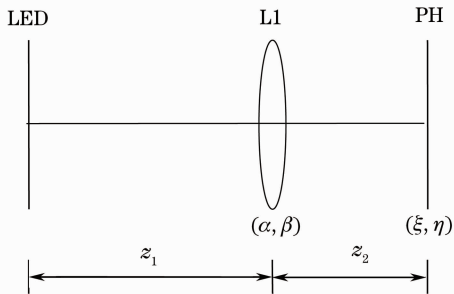


图 2 从 LED 平面至针孔平面的光路结构

Fig.2 Optical path structure from LED plane to PH plane

设 LED 的均值波长为 $\bar{\lambda}$,发光面积为 A_s ,透镜 L1 的面积为 A_l ,适当地选择以上参数,很容易满足

$$A_s A_l \gg (\bar{\lambda} z_1)^2, \tag{8}$$

在满足(8)式的情况下,传播至针孔 PH 所在平面的光场的互强度可以表示为^[15]

$$J_{PHI}(\xi_1, \eta_1; \xi_2, \eta_2) = \frac{C \exp\left\{ \frac{-j\pi}{\lambda z_2} [(\xi_2^2 + \eta_2^2) - (\xi_1^2 + \eta_1^2)] \right\}}{(\bar{\lambda} z_2)^2} \times \iint |P_c(\alpha, \beta)|^2 \exp\left\{ j \frac{2\pi}{\lambda z_2} (\Delta\xi \alpha + \Delta\eta \beta) \right\} d\alpha d\beta, \tag{9}$$

式中 (α, β) 是透镜 L1 平面的坐标, (ξ, η) 为针孔 PH 平面的坐标, C 为常数, $P_c(\alpha, \beta)$ 为透镜 L1 的复光瞳函数, $\Delta\xi = \xi_2 - \xi_1, \Delta\eta = \eta_2 - \eta_1$ 。对于无切趾效应的透镜来说, $|P_c(\alpha, \beta)| = 0$ 或者 $|P_c(\alpha, \beta)| = 1$ 。在装置中,透镜 L1 的面积较 LED 光源大,比针孔大很多,因此可以认为在(9)式中的全部积分区间内以下条件可以得到满足:

$$|P_c(\alpha, \beta)|^2 = 1, \tag{10}$$

将(10)式代入(9)式并利用狄拉克函数的性质,可得

$$J_{PHI}(\xi_1, \eta_1; \xi_2, \eta_2) = \frac{C \exp\left\{ \frac{-j\pi}{\lambda z_2} [(\xi_2^2 + \eta_2^2) - (\xi_1^2 + \eta_1^2)] \right\}}{(\bar{\lambda} z_2)^2} \delta(\Delta\xi, \Delta\eta), \tag{11}$$

式中 δ 为狄拉克函数。(11)式表明,在前述条件满足的情况下,入射到针孔 PH 前表面上的光源依然可以视作空间非相干光源,以下把这个光源称作次

级光源。假设针孔的复孔径函数为 $p(\xi, \eta)$,那么从针孔出射的光场互强度分布为

$$J_{PHO}(\xi_1, \eta_1; \xi_2, \eta_2) = p(\xi_1, \eta_1) p^*(\xi_2, \eta_2) J_{PHI}(\xi_1, \eta_1; \xi_2, \eta_2), \tag{12}$$

显然,此时光源的互强度受到了针孔 PH 孔径函数的调制。为了直观地进行解释,假设物体位于透镜 L2 的后焦面上,如图 3 所示。这个假设具有代表性,常用的 Köhler 照明就属于这种情况。统计光学理论指出,位于透镜前后焦平面的互强度分布是一对 4 维傅里叶变换:

$$J_{OBJ}(u_1, v_1; u_2, v_2) = \frac{1}{(\lambda f)^2} \iiint \iiint J_{PHO}(\xi_1, \eta_1; \xi_2, \eta_2) \times \exp\left[j \frac{2\pi}{\lambda f} (\xi_2 u_2 + \eta_2 v_2 - \xi_1 u_1 - \eta_1 v_1) \right] d\xi_1 d\eta_1 d\xi_2 d\eta_2, \tag{13}$$

式中 (u, v) 是物体 OBJ 表面的坐标, f 是透镜 L2 的焦距。把(12)式代入(13)式,得到入射到物体表面的互强度为

$$J_{OBJ}(\Delta u, \Delta v) = C' \iint |p(\xi, \eta)|^2 \exp\left[j \frac{2\pi}{\lambda f} (\xi \Delta u + \eta \Delta v) \right] d\xi d\eta = C' \mathcal{F}^{-1} [|p(\xi, \eta)|^2] \left(\frac{\Delta u}{\lambda f}, \frac{\Delta v}{\lambda f} \right), \tag{14}$$

式中 C' 为常数, $\Delta u = u_2 - u_1, \Delta v = v_2 - v_1$ 。可以看出,照射在物体表面的光源互强度仅仅是物平面上坐标差的函数,而且可以由孔径函数平方的傅里叶变换得到。对于互强度只是坐标差函数的光源, Kozacki 等^[10]的研究表明,采用这种光源进行记录得到的全息图强度分布和采用相干光源得到的全息图强度分布之间有如下关系:

$$I(x, y) = G\left(-\frac{x}{\lambda d}, -\frac{y}{\lambda d}\right) * I_c(x, y) = G\left(-\frac{x}{\lambda d}, -\frac{y}{\lambda d}\right) * [|O_c(x, y)|^2 + |R_c(x, y)|^2 + O_c(x, y) R_c^*(x, y) + O_c^*(x, y) R_c(x, y)], \tag{15}$$

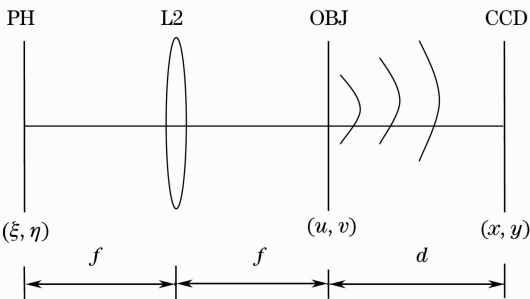


图 3 从 PH 平面至全息平面的等效光路结构

Fig.3 Equivalent optical path structure from PH plane to hologram plane

式中 (x, y) 是全息面 CCD 面上的坐标, $*$ 为卷积运算, 角标 $*$ 为取共轭运算, $I(x, y)$ 是使用部分相干光源得到的全息强度, 所有含下标“c”的表示在相干光源下得到的结果。 d 是物光波的衍射距离, G 是照射到物体表面互强度的傅里叶变换, $O_c(x, y)$ 和 $R_c(x, y)$ 分别是采用相干光源时候全息面上的物光波和参

考光波复振幅。由于采用相移全息技术, 把(2)式代入(15)式并利用卷积的性质, 可以得到实际重建出来的物光波在全息面上的复振幅分布

$$O(x, y) = G\left(-\frac{x}{\lambda d}, -\frac{y}{\lambda d}\right) * O_c(x, y). \quad (16)$$

把(14)式代入到(16)式并对两边取傅里叶变换, 得到

$$\mathcal{F}^{-1}[O(x, y)](f_x, f_y) = \mathcal{F}^{-1}[|p(x, y)|^2] \left(\frac{-f_x d}{f}, \frac{-f_y d}{f}\right) \times \mathcal{F}^{-1}[O_c(x, y)](f_x, f_y), \quad (17)$$

式中略去了无关紧要的常数。再利用角谱法对物体进行重建, 得到原始物光波的频谱分布为

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^{-1}[O^{\text{ORG}}(x, y)](f_x, f_y) &= \mathcal{F}^{-1}[|p(x, y)|^2] \left(\frac{-f_x d}{f}, \frac{-f_y d}{f}\right) \times \\ &\mathcal{F}^{-1}[O_c(x, y)](f_x, f_y) \exp\left[-j2\pi \frac{d}{\lambda} \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2}\right] = \\ &\mathcal{F}^{-1}[|p(x, y)|^2] \left(\frac{-f_x d}{f}, \frac{-f_y d}{f}\right) \times \mathcal{F}^{-1}[O_c^{\text{ORG}}(x, y)](f_x, f_y), \end{aligned} \quad (18)$$

式中 $O^{\text{ORG}}(x, y)$ 表示使用了 LED 重建出来的原始物光波, $O_c^{\text{ORG}}(x, y)$ 表示使用相干光源重建出来的原始物光波。对于理想的针孔来说, 不考虑其时间延迟作用, 则 $p(x, y)$ 是实函数且有 $|p(x, y)|^2 = p(x, y)$, 此时(17)式和(18)式可以简化为

$$\mathcal{F}^{-1}[O(x, y)](f_x, f_y) = \mathcal{F}^{-1}[p(x, y)] \left(\frac{-f_x d}{f}, \frac{-f_y d}{f}\right) \times \mathcal{F}^{-1}[O_c(x, y)](f_x, f_y), \quad (19)$$

$$\mathcal{F}^{-1}[O^{\text{ORG}}(x, y)](f_x, f_y) = \mathcal{F}^{-1}[p(x, y)] \left(\frac{-f_x d}{f}, \frac{-f_y d}{f}\right) \times \mathcal{F}^{-1}[O_c^{\text{ORG}}(x, y)](f_x, f_y). \quad (20)$$

(19)式和(20)式是本文得到的主要结论。它们表明, 使用 LED 作为光源重建得到的物光波, 无论是位于全息面还是原始物平面, 都相当于使用相干光源时得到的物光波被一个低通滤波器所滤波, 这个低通滤波器正是次级光源孔径函数的傅里叶变换, 而且滤波器的宽度受到比例因子 $-d/f$ 的调制。这个低通滤波器的存在使得高频成分不能通过, 因此散斑噪声等高频相干噪声被极大的抑制。高频信号的丢失, 根据角谱理论, 使得重建的光波损失了一定的分辨率。根据傅里叶变换的基本理论, 函数的傅里叶变换的宽度等于其自身宽度的倒数, 那么针孔越小, 其对应的傅里叶谱宽度越宽, 滤波器的截止频率越高, 可以降低高频损失, 从而提高分辨率。其次, 滤波器函数宽度受到 $-d/f$ 的调制, 衍射距离 d 越大, 透镜 L2 焦距越小, 则该滤波函数越窄, 反之则越宽。考虑到透镜焦距不易做较大变动, 尽可能的减小衍射距离 d 也能相应的提高分辨率。

4 实验结果以及讨论

为了验证上述理论分析, 分别作了基于 LED 和

激光光源的实验, 并对影响全息分辨率的主要因素进行了验证。实验所用的装置已经在第 2 部分详细说明, 被测量的物体为 USAF 1951 标准分辨率板。全息图由 CCD 进行记录。

图 4~图 6 给出了分别使用激光光源和 LED 光源得到的重建结果(针孔直径 $\phi=100 \mu\text{m}$, 衍射距离 $d=150 \text{ mm}$)。图 6 是基于 LED 光源时重建的物体解包裹相位分布以及其部分三维图, 图 6(b)是图 6(a)白色线框内的三维分布图, 从重建的强度分布和相位分布可以看出, 激光光源的重建结果明显的受到全息图中散斑和寄生干涉的影响, 而基于 LED 光源重建得到的振幅和相位图比较清晰柔和, 消除了散斑和寄生干涉的噪声, 重建质量得到了很大提高。此外, 从重建的频谱分布可以看出, 基于 LED 光源得到的重建光波的频谱确实只保留了较为低频的部分, 相当于基于激光光源重建时得到的频谱分布进行了低通滤波, 因而证实了(20)式所做的论证。

此外, 在保证衍射距离 $d=150 \text{ mm}$ 不变的情况下, 分别使用了直径 $\phi=300, 200$ 和 $100 \mu\text{m}$ 的针孔应用于实验。得到的重建结果如图 7 所示。可以看出,

针孔越小,重建出来的图像就越清楚,意味着保留的高频成分越多,这也是(20)式所决定的。针孔不能无限减小,当针孔小到一定程度,从针孔出来的光强不

足以被 CCD 所接收,因此完成不了全息记录。因此,基于 LED 的数字全息的更进一步的发展有赖于 LED 发光强度的提高。

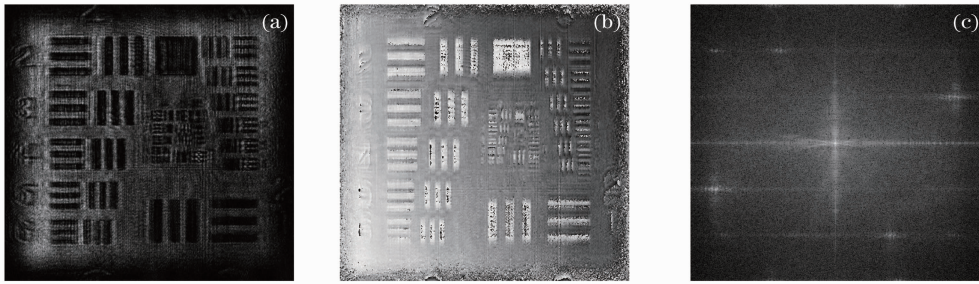


图 4 使用激光光源时重建的物体振幅分布(a),相位分布[(b)未解包裹]和(c)频谱分布

Fig. 4 Reconstructed amplitude distributions (a), phase distribution [(b) wrapped] and (c) spectrum distributions of the object tested when laser source is used

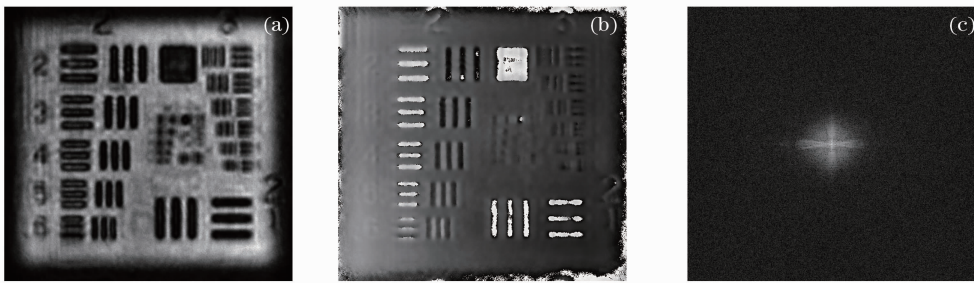


图 5 使用 LED 光源时重建的物体振幅分布(a),相位分布[(b)未解包裹]和(c)频谱分布

Fig. 5 Reconstructed amplitude distributions (a), phase distribution [(b) wrapped] and (c) spectrum distributions of the object tested when LED source is used

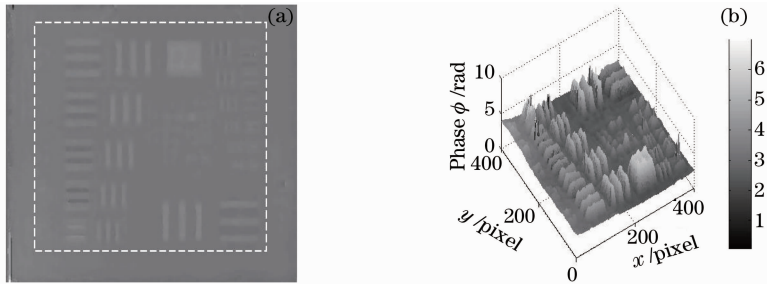


图 6 解包裹后的物体相位分布。(a)图 5(b)解包裹后的相位图;(b)图 6(a)中白色矩形框所围部分的三维图

Fig. 6 Unwrapped phase distributions of the object measured. (a) unwrapped phase distribution of Fig. 5(b); (b) three-dimensional figure of reconstructed phase corresponding to the area of white rectangular in Fig. 6(a)

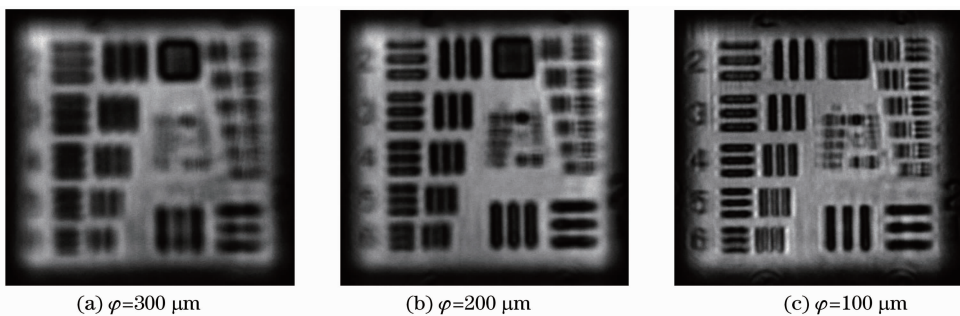


图 7 使用不同直径的针孔时时重建的物体振幅分布

Fig. 7 Reconstructed amplitude distributions of the object when pinholes with different diameters

最后,在针孔大小不变的情况下,改变物体的衍射距离,得到的物体的重建强度分布如图 8 所示。

随着衍射距离的增加,(20)式中低通滤波器函数中的比例因子 $-d/f$ 的绝对值不断增加,导致滤波器的通带宽度不断减小,因而造成了更多高频信

号的丢失,从而图像变得模糊,所以,尽量减小衍射距离也是提高基于 LED 数字全息分辨率的重要途径。但是在数字全息中,衍射距离不可以无限减小,这取决于物光波的空间频率以及 CCD 的分辨率等因素^[13]。

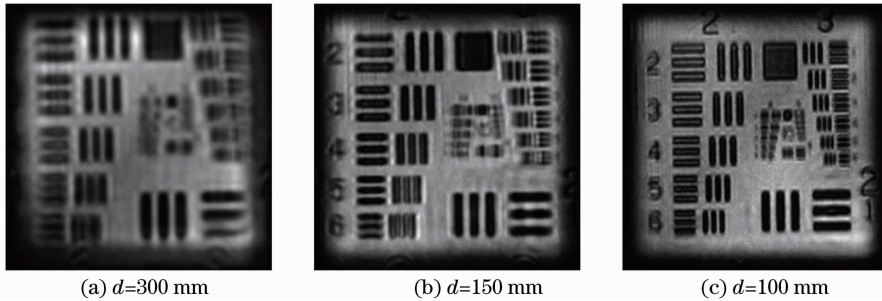


图 8 采用不同衍射距离时重建的物体振幅分布

Fig. 8 Reconstructed amplitude distributions of the object when different diffraction distances are selected

5 结 论

运用部分相干理论和数字全息理论,理论研究并用实验验证了 LED 的弱相干性对数字全息重建的影响。理论分析表明,基于 LED 的数字全息重建结果相当于基于完全相干光的重建基础上经过一个低通滤波器的作用,从而较好地抑制了散斑噪声等高频噪声,寄生干涉噪声也由于 LED 的较弱的时间相干性也被抑制,提高了重建图像的信噪比,但是也损失了一部分系统的分辨率。实验结果表明,这个低通滤波器的滤波器带宽主要取决于次级光源的大小和物体至全息面的衍射距离,所以通过选择合适的次级光源的大小和物体的衍射距离,可以调节滤波器的通带宽度,从而达到既能消除噪声影响又能保持较高分辨率的目的。

参 考 文 献

- Feng Zhongyao, Jia Fang, Zhou Jinghui *et al.*. Three-dimensional surface shape measurement of big objects by image splicing in digital holography [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(12): 2017~2021
冯忠耀, 贾 昉, 周景会等. 数字全息中利用图像拼接测量大物体的三维形貌[J]. *中国激光*, 2008, **35**(12): 2017~2021
- Luo Peng, Lü Xiaoxu, Zhong Liyun. Recording and reconstruction of near distance digital holography[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(10): 1735~1739
罗 鹏, 吕晓旭, 钟丽云. 近距离数字全息术记录和再现问题[J]. *光学学报*, 2007, **27**(10): 1735~1739
- Xin Kang. An effective method for reducing speckle noise in digital holography[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2008, **6**(2): 100~103
- Huaying Wang, Dayong Wang, Jie Zhao *et al.*. Simple and robust digital holography for high-resolution imaging[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2008, **6**(3): 165~167
- Zhibin Li, Fei Xia, Gang Zheng *et al.*. Copyright protection in

- digital museum based digital holography and discrete wavelet transform[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2008, **6**(3): 251~254
- Wu Youpeng, Liu Xiangxuan, Wang Hongxia. Two-step phase-shifting iterative algorithm of improving quality of reconstructed image in digital holography[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(3): 353~356
吴友朋, 刘祥萱, 王红霞. 提高数字全息再现像像质的两步相移迭代算法[J]. *光子学报*, 2004, **33**(3): 353~356
- E. Cucho, F. Bevilacqua, C. Depeursinge. Digital holography for quantitative phase-contrast imaging[J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(5): 291~293
- S. Grilli, P. Ferraro, S. De Nicola *et al.*. Whole optical wavefields reconstruction by digital holography [J]. *Opt. Express*, 2001, **9**(6): 298~302
- J. Garcia-Sucerquia, J. A. H. Ramírez, D. V. Prietoc. Reduction of speckle noise in digital holography by using digital image processing[J]. *Optik*, 2005, **116**(1): 44~48
- T. Kozacki, R. Jozwicki. Near field hologram registration with partially coherent illumination [J]. *Opt. Commun.*, 2004, **237**(4-6): 235~242
- B. Kemper, S. Stürwald, C. Remmersmann *et al.*. Characterisation of light emitting diodes (LED) for application in digital holographic microscopy for inspection of micro and nanostructured surfaces [J]. *Opt. Lasers Engng.*, 2008, **46**(4-6): 499~507
- I. Yamaguchi, T. Zhang. Phase-shifting digital holography[J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(16): 1268~1270
- Zhong Liyun, Zhang Yimo, Lü Xiaoxu *et al.*. Analysis of some fundamental issue about digital hologram[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(4): 465~470
钟丽云, 张以谟, 吕晓旭等. 数字全息中的一些基本问题分析[J]. *光学学报*, 2004, **24**(4): 465~470
- F. Dubois, L. Joannes, J. Legros. Improved three-dimensional imaging with a digital holography microscope with a source of partial spatial coherence [J]. *Appl. Opt.*, 1999, **38**(34): 7085~7093
- J. W. Goodman. *Statistical Optics* [M]. Qin Kecheng Transl. Beijing: Science Press, 2000. 290~293
J. W. 顾德门. *统计光学* [M]. 秦克诚译. 北京: 科学出版社, 2000. 290~293