

数字全息散射成像中目标复原的仿真分析

徐美芳^{1,2*}, 张湄婕³, 田二明¹, 王浩全¹, 张敏娟^{1,2}¹中北大学山西省光电信息与仪器工程技术研究中心, 山西 太原 030051;²中北大学前沿交叉科学研究院, 山西 太原 030051;³四川大学群体智能与控制研究所, 四川 成都 610000

摘要 透射散射成像中目标复原在生物医学、遥感和安防等领域备受关注。对在数字全息散射成像理论上构建的目标复原模型进行模拟仿真。针对模型中影响目标复原的关键因素,如激光光源的中心波长、目标尺寸、观测距离、散射介质特性和探测器的分辨率等进行系统仿真与分析。结果表明:激光光源的中心波长为 635.5 nm,探测器的观测距离为 50 cm、空间分辨率为 512 pixel×512 pixel,散射片的均方根粗糙度为 333 μm,均方根粗糙度接近的条件下选择高斯随机分布模型的散射片更利于目标物的复原。该研究为应用于透射散射成像中图像复原系统的快速准确搭建提供了依据。

关键词 成像系统; 散射成像; 数字全息; 图像复原

中图分类号 0438.1

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.2011001

Simulation Analysis of Target Restoration in Digital Holographic Scattering Imaging

Xu Meifang^{1,2*}, Zhang Meijie³, Tian Erming¹, Wang Haoquan¹, Zhang MinJuan^{1,2}¹Engineering and Technology Research Center of Shanxi Provincial for Optical-Electric Information and Instrument, North University of China, Taiyuan 030051, Shanxi, China;²Academy for Advanced Interdisciplinary Research, North University of China, Taiyuan 030051, Shanxi, China;³Institute of Swarm Intelligence and Control, Sichuan University, Chengdu 610000, Sichuan, China

Abstract Target restoration in transmission scattering imaging has attracted much attention in the fields of biomedicine, remote sensing, and security. In this paper, we construct a target restoration model based on the digital holographic scattering imaging theory. The key factors affecting the target restoration in the model are systematically simulated and analyzed, such as the center wavelength of the laser source, target size, observation distance, scattering medium characteristics, and detector resolution. The results show that the laser source with a central wavelength of 635.5 nm, a detector with an observation distance of 50 cm and a spatial resolution of 512 pixel×512 pixel, a diffuser with a root mean square roughness of 333 μm, and the diffuser with Gaussian random distribution model under close root mean square roughness conditions, are more conducive to the target restoration. This research provides a basis for the rapid and accurate construction of an image restoration system applied in transmission scattering imaging.

Key words imaging systems; scattering imaging; digital holography; image restoration

1 引言

光经雾霾雨雪、牛奶、毛玻璃和生物组织等散射介质传播时,会与介质中的粒子发生多重散射,导致出射波前变形,使原本清晰可见的目标物像变得难以辨认。但事实上,光波经散射介质传播的过程中,入射光携带的信息并没有丢失,仅是散射扰乱了原有波前的序列,

导致传统方式无法满足成像需求。于是研究人员利用波前整形^[1-3]如光学相位共轭^[4-5]、光学传输矩阵^[6-9]等技术对透过散射介质的成像进行了研究,并取得了重大进展。近年来,散射成像中目标复原技术主要是将散射介质的光学记忆效应和相位检索算法相结合^[10-13]的散斑自相关成像技术,该技术发展快速,不用侵入散射系统内部就能对被动照明场景有很好的还原。但这类

收稿日期: 2022-03-14; 修回日期: 2022-04-17; 录用日期: 2022-04-29

基金项目: 国家自然科学基金(61471325)、山西省自然科学基金(201801D121160,201901D111145)

通信作者: *20050657@nuc.edu.cn

技术一方面受限于光学记忆效应的范围,另一方面还需采用运动方式(如旋转散射片)^[14-15]或使用价格昂贵的空间光调制器^[16-17]改变激光的空间相关性,这增加了成本、降低了系统的稳定性,且相位检索算法耗时,还有可能收敛不准确。本文基于数字全息散射成像的基础上,在物光路和参考光路分别增加散射介质装置,进而构建非侵入式散射成像系统。文中通过对不同中心波长的激光光源、观测距离、目标物尺寸、CCD空间分辨率,以及不同散射介质特性如何影响目标物复原进行了仿真模拟,论证了该方法的可行性,为搭建简单、快速、准确的图像复原系统提供依据。

2 数字全息散射成像原理

图 1 为数字全息散射成像示意图。激光经分光镜分成两束:一束激光经散射片透射散射后,照射到紧贴它的透明目标物上,由目标物衍射后的物光束投射至观测屏;另一束激光经反射镜反射后作为参考光,入射到散射片上,经透射散射后直接照射至观测屏,与携带有物信息的衍射光波波前相遇发生干涉,形成携带有物信息的散斑图样。调节紧贴观测屏后的光阑孔径大小,仅允许两束光的重叠区域通过,并由放置其后的 CCD 探测。

入射到散射片上的激光束 $S(\xi, \eta)$ 经其透射散射后,散射光的复振幅 $a(\xi, \eta)$ 为

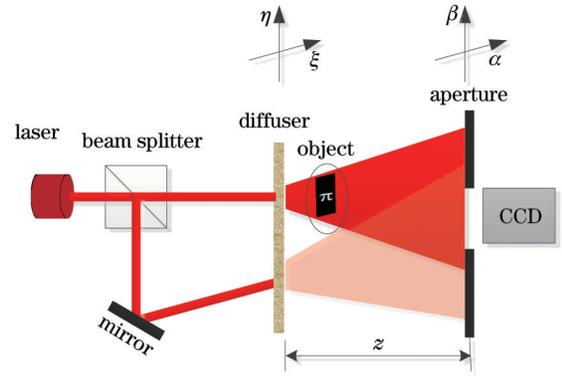


图 1 数字全息散射成像示意图

Fig. 1 Schematic diagram of digital holographic scattering imaging

$$a(\xi, \eta) = tS(\xi, \eta) \exp[j\varphi_d(\xi, \eta)], \quad (1)$$

式中: (ξ, η) 表示散射片所在面; t 为散射片的平均振幅透射率; $\varphi_d(\xi, \eta) = kn(-\cos\theta_i + \cos\theta_o)h(\xi, \eta)$ 表示散射片的相位延迟^[21], $k = 2\pi/\lambda$, λ 为入射激光的中心波长, n 表示散射片材料的折射率, θ_i 和 θ_o 分别表示激光照射到散射片上的入射角和从散射片透射的出射角, $h(\xi, \eta)$ 表示散射片表面高度涨落函数。

散射光场 $a_1(\xi, \eta)$ 经物衍射后到达观测屏上散射光的复振幅 $A_o(\alpha, \beta)$ 可通过 Fresnel 衍射积分^[21] 得到:

$$A_o(\alpha, \beta) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp\left[j\frac{k}{2z}(\alpha^2 + \beta^2)\right] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a_1(\xi, \eta) O(\xi, \eta) \exp\left[j\frac{k}{2z}(\xi^2 + \eta^2)\right] \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda z}(\alpha\xi + \beta\eta)\right] d\xi d\eta, \quad (2)$$

式中: z 为散射面到观测屏之间的距离; (α, β) 表示观测屏所在面; $O(\xi, \eta)$ 表示目标物的光波复振幅, $a_1(\xi, \eta)$ 和 $O(\xi, \eta)$ 分别可表示为

$$\begin{cases} a_1(\xi, \eta) = tRS_0(\xi, \eta) \exp[j\varphi_{d1}(\xi, \eta)] \\ O(\xi, \eta) = O_0(\xi, \eta) \exp[j\varphi_0(\xi, \eta)] \end{cases}, \quad (3)$$

式中: R 为分光镜的透射比; $S_0(\xi, \eta)$ 为激光器出射光

的复振幅; $\varphi_{d1}(\xi, \eta) = kn(-\cos\theta_{i1} + \cos\theta_{o1})h_1(\xi, \eta)$, $h_1(\xi, \eta)$ 表示分光镜的透射激光束分量照射散射片上这一区域的表面高度涨落函数; $O_0(\xi, \eta)$ 为入射到目标物上的激光束; $\varphi_0(\xi, \eta)$ 为目标物的相位延迟。

同理,另一束散射光波 $a_2(\xi, \eta)$ 到达观测屏上散射光的复振幅 $A_r(\alpha, \beta)$ 为

$$A_r(\alpha, \beta) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp\left[j\frac{k}{2z}(\alpha^2 + \beta^2)\right] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a_2(\xi, \eta) \exp\left[j\frac{k}{2z}(\xi^2 + \eta^2)\right] \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda z}(\alpha\xi + \beta\eta)\right] d\xi d\eta, \quad (4)$$

$$a_2(\xi, \eta) = t(1-R)S_0(\xi, \eta) \exp[j\varphi_{d2}(\xi, \eta)], \quad (5)$$

式中: $\varphi_{d2}(\xi, \eta) = kn(-\cos\theta_{i2} + \cos\theta_{o2})h_2(\xi, \eta)$, $h_2(\xi, \eta)$ 表示分光镜的反射激光束分量(参考光)照射到散射片上另一区域的表面高度涨落函数, θ_{i2} 和 θ_{o2} 分别为参考光照射到散射片上的入射角和从散射片透射的出射角。

在观测屏上,携带物信息的光波波前与参考光波

前发生相干叠加。根据波的叠加原理,观测屏上的光强分布为

$$I(\alpha, \beta) = |A_o(\alpha, \beta)|^2 + |A_r(\alpha, \beta)|^2 + A_o(\alpha, \beta)A_r^*(\alpha, \beta) + A_o^*(\alpha, \beta)A_r(\alpha, \beta), \quad (6)$$

式中: * 表示共轭。

用 CCD 记录观测屏上的全息图用于数值分析,式(6)可重新表示为

$$I(c, l) = |A_o(c, l)|^2 + |A_r(c, l)|^2 + A_o(c, l)A_r^*(c, l) + A_o^*(c, l)A_r(c, l) = \frac{t^2 R^2}{(\lambda z)^2} |S_o(c, l)|^2 |O_o(c, l)|^2 + \frac{t^2 (1-R)^2}{(\lambda z)^2} |S_o(c, l)|^2 + \frac{t^2 R(1-R)}{(\lambda z)^2} |S_o(c, l)|^2 O(c, l) \exp\{j\varphi_o(c, l) + \varphi_{a1}(c, l) - \varphi_{a2}(c, l)\} + \frac{t^2 R(1-R)}{(\lambda z)^2} |S_o(c, l)|^2 O^*(c, l) \exp\{-j[\varphi_o(c, l) + \varphi_{a1}(c, l) - \varphi_{a2}(c, l)]\}, \quad (7)$$

式中： (c, l) 表示离散采样点。式(7)与传统光学全息成像的区别在于：右边第一项为散射光束经目标物衍射后产生自相干涉的强度，即物的光强被散斑图样的强度调制；第二项为参考散射光束自相干涉的强度，即为散斑图样的强度；第三项为携带有原目标物信息的波前与参考光的干涉图样，即目标物的相位受散射片相位的调制，导致原像隐藏在散斑图样中；第四项为携带原目标物共轭信息的波前与参考光的干涉图样，即物的共轭像也隐藏在散斑图样中。可见，CCD上记录的是一帧隐藏有物像的散斑图样。

3 目标物再现原理

图 2 为目标物再现示意图。不同于传统的光学全息重建过程，在数字全息散射成像中，用 CCD 代替全息干板记录全息散斑图，然后通过数值计算重建原始物光波的复振幅分布，依据 Rayleigh-Sommerfeld 衍射，重建的目标物光波 $O(x, y)$ 为

$$O(x, y) = \frac{1}{j\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(\alpha, \beta) A_r(\alpha, \beta) \frac{\exp(jkr)}{r} \cos \theta'_o d\alpha d\beta, \quad (8)$$

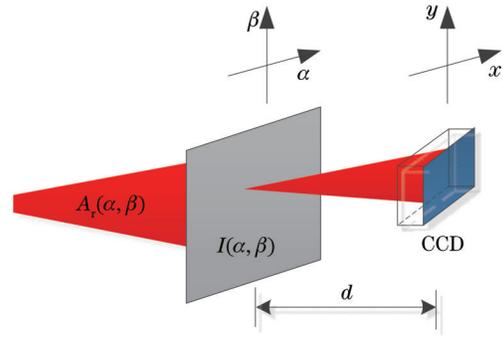


图 2 目标物再现示意图

Fig. 2 Schematic diagram of target reproduction

式中： $r = [(\alpha - x)^2 + (\beta - y)^2 + d^2]^{1/2}$ ， d 为观测距离； θ'_o 为衍射物光波与重建光波之间的夹角，根据文献[13]，为了能完全重建物体的原始像，衍射物光波与重建光波的最大夹角 $\theta'_{o, \max} = 2\arcsin[\lambda/(4N_p)]$ ， N_p 是 CCD 单个像素的尺寸。一般波长为纳米级，像素尺寸是微米级，这样夹角就很小，故取 $\cos \theta'_o \approx 1$ 。

利用 Fresnel 近似，式(8)变为

$$O(x, y) = \frac{\exp(jkd)}{j\lambda d} \exp\left[j\frac{\pi}{\lambda d}(x^2 + y^2)\right] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(\alpha, \beta) A_r(\alpha, \beta) \exp\left[j\frac{\pi}{\lambda d}(\alpha^2 + \beta^2)\right] \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda d}(\alpha x + \beta y)\right] d\alpha d\beta. \quad (9)$$

4 数字全息散射成像中目标复原的理论模型

综合第 2 节和第 3 节理论，数字全息散射成像中目

标的复原可由以下步骤实现：

1) 数值模拟中携带有原目标物信息的波前 $A_o(\alpha, \beta)$ 可由 2 维傅里叶变换定义：

$$A_o(u', v') = A \exp[j\pi\lambda z(u'^2 + v'^2)] \cdot \text{FT} \left\{ a_1(\xi, \eta) \cdot O(\xi, \eta) \cdot \exp\left[j\frac{k}{2z}(\xi^2 + \eta^2)\right] \right\}, \quad (10)$$

式中： $u' = \alpha/(\lambda z)$ ， $v' = \beta/(\lambda z)$ ； $\text{FT}\{\cdot\}$ 表示 2 维傅里叶变换。

2) 参考波的波前 $A_r(\alpha, \beta)$ 可由式(4)改写为

$$A_r(u', v') = A \exp[j\pi\lambda z(u'^2 + v'^2)] \cdot \text{FT} \left\{ a_2(\xi, \eta) \cdot \exp\left[j\frac{k}{2z}(\xi^2 + \eta^2)\right] \right\}. \quad (11)$$

3) CCD 上记录的全息图可由式(7)改写为

$$I(u', v') = [A_o(u', v') + A_r(u', v')] \cdot [A_o(u', v') + A_r(u', v')]^*. \quad (12)$$

4) 对全息图重建的目标物光波 $O(x, y)$ 也可由式(9)改写为

$$O(u, v) = \frac{\exp(j\lambda d)}{j\lambda d} \exp[j\pi\lambda d(u^2 + v^2)] \cdot \text{FT} \left\{ I(u', v') \cdot A_r(u', v') \cdot \exp\left[j\frac{\pi}{\lambda d}(u'^2 + v'^2)\right] \right\}, \quad (13)$$

式中: $u=x/(\lambda d)$; $v=y/(\lambda d)$ 。

对于 $M \times N$ 大小的 CCD, 式(13)将离散化为

$$O(m, n) = \frac{\exp(j\lambda d)}{j\lambda d} \exp\left\{j\pi\lambda d \left[\frac{m^2}{M^2(\Delta\alpha)^2} + \frac{n^2}{N^2(\Delta\beta)^2} \right]\right\} \cdot \text{DFT} \left\{ I(c, l) \cdot A_r(c, l) \cdot \exp\left\{j \frac{\pi}{\lambda d} [c^2(\Delta\alpha)^2 + l^2(\Delta\beta)^2]\right\} \right\}, \quad (14)$$

式中: m, c 的取值为 $0, 1, 2, \dots, M-1$; n, l 的取值为 $0, 1, 2, \dots, N-1$; $I(c, l)$ 表示数字全息图; $A_r(c, l)$ 表示数字重建波; $\text{DFT}\{\cdot\}$ 表示 2 维离散傅里叶变换。根据采样定理, 频率域采样间隔 $(\Delta u, \Delta v)$ 和空间域采样间隔 $(\Delta\alpha, \Delta\beta)$ 之间的关系为: $\Delta u=1/(M\Delta\alpha)$, $\Delta v=1/(N\Delta\beta)$ 。可知, 重建目标物信息两点间的距离为

$$\Delta x = \frac{\lambda d}{M\Delta\alpha}, \Delta y = \frac{\lambda d}{N\Delta\beta}. \quad (15)$$

从式(14)可知, 从全息散斑图中恢复的目标物不仅受入射光中心波长、目标物本身尺寸、观测距离以及 CCD 分辨率的影响, 还因散射介质的存在受散斑严重干扰。

5 仿真结果及其分析

以下仿真结果都是基于上述原理在 Matlab R2016a 的环境下运行得到的。其中 5.1、5.2 和 5.3 节中探测面 CCD 的尺寸为 $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ 、空间分辨率为 $256 \text{ pixel} \times 256 \text{ pixel}$, 入射激光都在空间位置 $(98 \text{ pixel}, 102 \text{ pixel})$ 处具有相同光斑直径 (80 pixel) , 如图 3 所示。散射片由高度涨落呈均匀随机分布且均方根粗糙度^[22] σ_h 为 $289 \mu\text{m}$ 的散射面模型构建, 如图 4 所示。

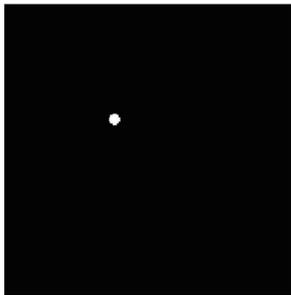


图 3 模拟光源

Fig. 3 Simulated light source

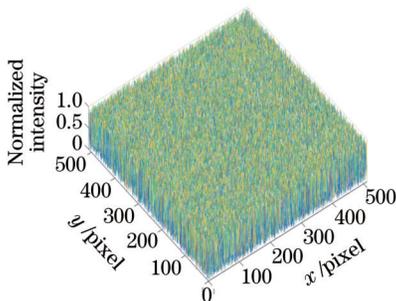


图 4 模拟散射介质模型

Fig. 4 Simulated scattering medium model

5.1 入射激光中心波长对目标物重建的影响分析

设置观测距离 $d=50 \text{ cm}$ 不变, 多像素目标物 π 面积大小占 1024 pixel , 如图 5 所示。入射激光源分别为典型的红绿蓝 (RGB) 光, 红光、绿光、蓝光对应的中心波长分别是 $\lambda_r=635.5 \text{ nm}$ 、 $\lambda_g=532 \text{ nm}$ 和 $\lambda_b=455 \text{ nm}$ 。图 6、图 7 和图 8 分别对应 λ_r 、 λ_g 和 λ_b 作为入射激光源时的目标物复原结果。

从图 6、图 7 和图 8 中图 (a)~(c) 可看出, 全息散斑图的结构不同于物光波衍射图样, 而和参考光波散射图样相似; 根据文献[23], 图 6、图 7 和图 8 中的图 (a) 和图 (b) 中散斑颗粒的大小随波长的变短而减小, 这也可从散斑图样中颗粒的稠密程度观察到。根据式(15): 散斑颗粒较大大会导致目标物信息两点间距缩短, 反之亦然。这从图 6(d)、图 7(d) 和图 8(d) 可观察到: 波长较长的红色激光获得的再现目标物尺寸相对较小, 能量相对集中; 随着波长变短, 目标物像的尺寸增大, 能量逐渐分散, 因散射介质的影响, 目标物像增多, 但除物像和其共轭像的能量较高、细节受散斑严重影响且还能明显分辨外, 其他像的能量相对很弱且模糊。

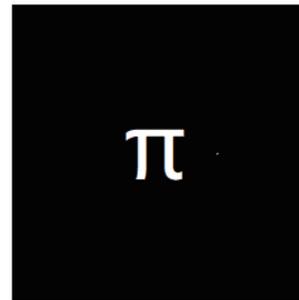


图 5 目标物原图

Fig. 5 Original image of target

5.2 目标物尺寸对其重建结果的影响分析

设置观测距离 $d=50 \text{ cm}$ 不变, 入射激光源的中心波长 $\lambda_g=532 \text{ nm}$, 多像素目标物 π 位于中心、总面积 A_t 大小分别占 $1024, 400, 224 \text{ pixel}$, π 的两脚间距分别为 $15, 11, 7 \text{ pixel}$ 。图 9、图 10 和图 11 分别对应不同目标物复原的结果。

根据 Goodman 理论^[21], 散射激光束经目标物衍射后形成次级光束的相干面积与目标物所占面积成正比, 而光束相干面积与散斑颗粒大小成反比, 可见: 目标物所占面积越大, 物光波衍射图样中散斑颗粒越小; 反之亦然。这可由图 9(a) 和 (b)、图 10(a) 和 (b)、图 11(a) 和 (b) 明显观察到。由 5.1 节可知, 全息图样的结构主要取决于参考散射光波图样, 但其中的干涉条纹

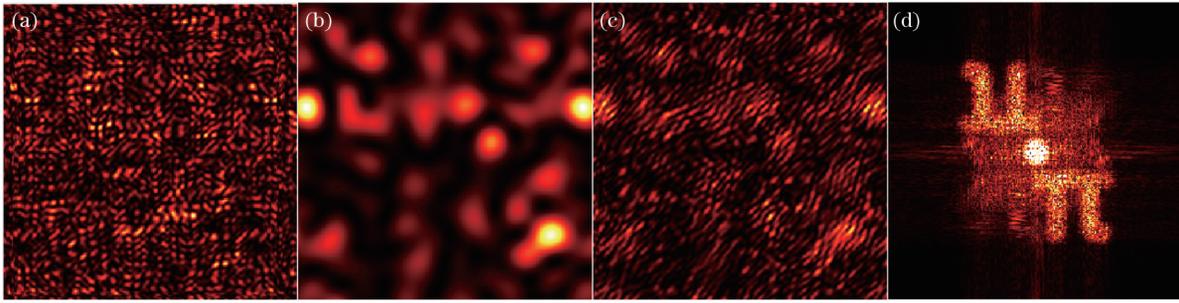


图 6 $\lambda_r=635.5$ nm 时的目标复原结果。(a)物光波经散射片衍射后形成的图样;(b)参考光波经散射片散射后形成的图样;(c)全息散斑图;(d)目标物复原图

Fig. 6 Results of target restoration at $\lambda_r=635.5$ nm. (a) Pattern formed by object light wave diffracted by diffuser; (b) pattern formed by reference light wave scattered by diffuser; (c) holographic speckle pattern; (d) target restoration image

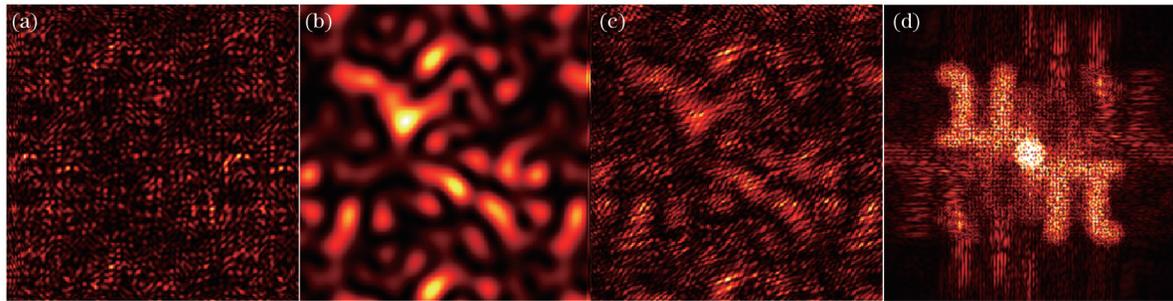


图 7 $\lambda_r=532$ nm 时的目标复原结果。(a)物光波经散射片衍射后形成的图样;(b)参考光波经散射片散射后形成的图样;(c)全息散斑图;(d)目标物复原图

Fig. 7 Results of target restoration at $\lambda_r=532$ nm. (a) Pattern formed by object light wave diffracted by diffuser; (b) pattern formed by reference light wave scattered by diffuser; (c) holographic speckle pattern; (d) target restoration image

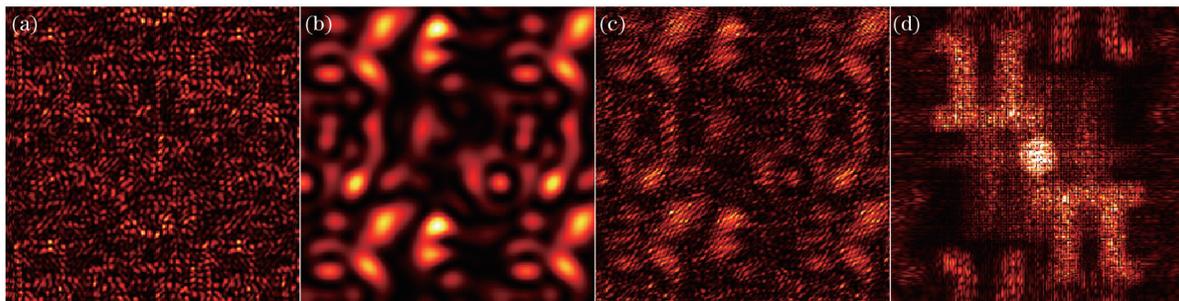


图 8 $\lambda_r=455$ nm 时的目标复原结果。(a)物光波经散射片衍射后形成的图样;(b)参考光波经散射片散射后形成的图样;(c)全息散斑图;(d)目标物复原图

Fig. 8 Results of target restoration at $\lambda_r=455$ nm. (a) Pattern formed by object light wave diffracted by diffuser; (b) pattern formed by reference light wave scattered by diffuser; (c) holographic speckle pattern; (d) target restoration image

因目标物的特性而不同,如图 9(c)、10(c)、11(c)所示。目标物总面积和两脚间距较大时,尽管存在因散射介质产生的散斑干扰,再现图中物像和其共轭像的细节还能分辨,如图 9(d)和 10(d)所示;当目标物两脚间距小到几个像素,再现图中物像和其共轭像的细节因散斑严重模糊,两脚基本分辨不清,其他像更是如此,如图 11(d)所示。可见,要想清晰再现目标物,关键是要消除散斑噪声的影响。

5.3 观测距离对目标物重建的影响分析

设置入射激光源的中心波长 $\lambda_c=532$ nm,多像素目标物 π 位于中心,总面积大小占 400 pixel,如图 10

(a)所示。观测距离 d 分别为 30、50、80 cm。图 12、图 13 和图 14 分别对应不同观测距离下目标物复原的结果。根据文献[24],图 12~14 中图(a)和(b)中散斑颗粒的大小随观测距离的增大而增大,这可从散斑图样中明显观察到。由 5.1 节可知,散斑颗粒的增大不仅影响着全息散斑图的分布,如图 12(c)、13(c)、14(c)所示,其也决定着目标物再现图中呈现的像的大小和分布。此外,由式(15)可知:观测距离越大,目标物复原的像越小,像之间的分离性也越好,如图 12(d)、13(d)、14(d)所示。

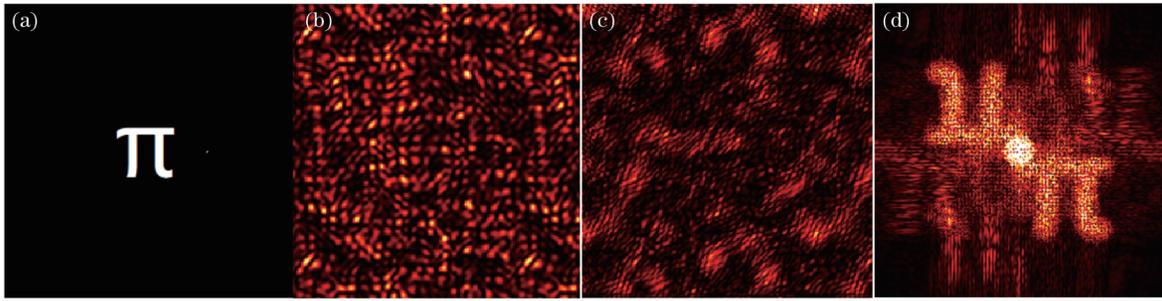


图 9 目标物面积大小占 1024 pixel 时的目标复原结果。(a) 目标物原图; (b) 物光波经散射片衍射后的图样; (c) 全息散斑图; (d) 目标物复原图

Fig. 9 Results of target restoration for area of object occupying 1024 pixel. (a) Original image of target; (b) pattern formed by object light wave diffracted by diffuser; (c) holographic speckle pattern; (d) target restoration image

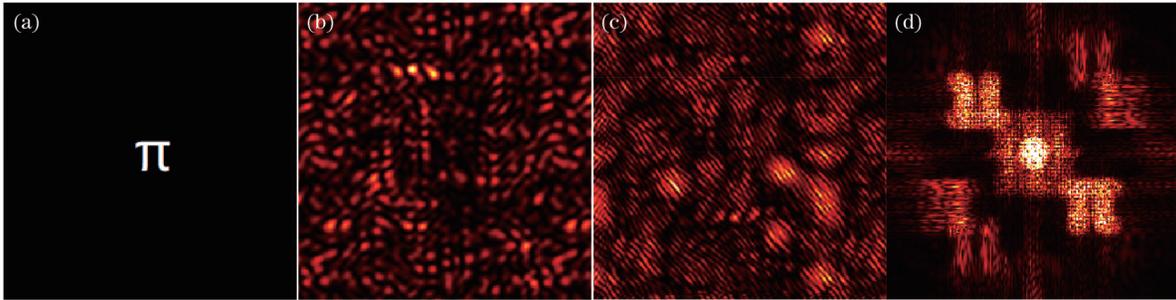


图 10 目标物面积大小占 400 pixel 时的目标复原结果。(a) 目标物原图; (b) 物光波经散射片衍射后的图样; (c) 全息散斑图; (d) 目标物复原图

Fig. 10 Results of target restoration for area of object occupying 400 pixel. (a) Original image of target; (b) pattern formed by object light wave diffracted by diffuser; (c) holographic speckle pattern; (d) target restoration image

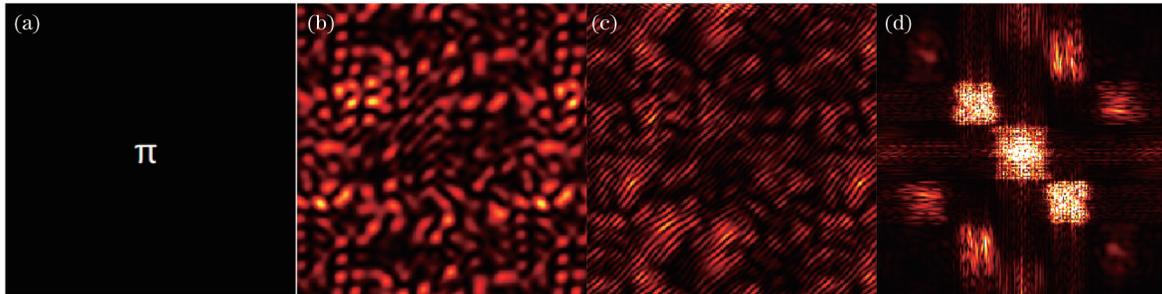


图 11 目标物面积大小占 224 pixel 时的目标复原结果。(a) 目标物原图; (b) 物光波经散射片衍射后的图样; (c) 全息散斑图; (d) 目标物复原图

Fig. 11 Results of target restoration for area of object occupying 224 pixel. (a) Original image of target; (b) pattern formed by object light wave diffracted by diffuser; (c) holographic speckle pattern; (d) target restoration image

5.4 散射介质特性对目标物重建的影响分析

设置探测面 CCD 的尺寸不变、空间分辨率扩大为 $512 \text{ pixel} \times 512 \text{ pixel}$, 观测距离 $d=50 \text{ cm}$, 入射激光源的中心波长 $\lambda_c=532 \text{ nm}$, 目标物 π 分别由单像素 [图 15(a) (π 两脚间距为 6 pixel) 和图 15(b) (π 两脚间距为 12 pixel)] 和多像素 [图 15(c) (π 两脚间距为 8 pixel)] 构成, 图 15(a)、(b) 的总面积大小相同, 均占 224 pixel, 图 15(c) 的总面积大小占 772 pixel。散射片的均方根粗糙度 σ_h 分别约为 155、289、333、347 μm 。图 16~图 22 分别对应不同散射介质特性对目标物复原结果的影响。

从图 16~图 22 中的图 (b)、(c) 和 (d) 可看出: 因随机散射介质的影响, 不管目标物是否是单像素, 复原的目标物的各级像都是多像素; π 两脚的间距越小, 复原的目标物像中 π 越分辨不清; 因探测面分辨率的扩大, 可见的目标物复原的各级像的数目增多, 而且各像之间间距明显, 易于提取, 这可通过将图 16(b)~16(d) 与 5.1~5.3 节中目标物再现图进行比较得知。

当散射片的高度涨落呈正弦型周期分布时, 只能清晰观察到目标物原像和其共轭像, 如图 17 所示; 当在正弦型高度涨落中混入随机因素, 其他级的目标物像就呈现出来了, 如图 18 所示。对于高度涨落呈指数

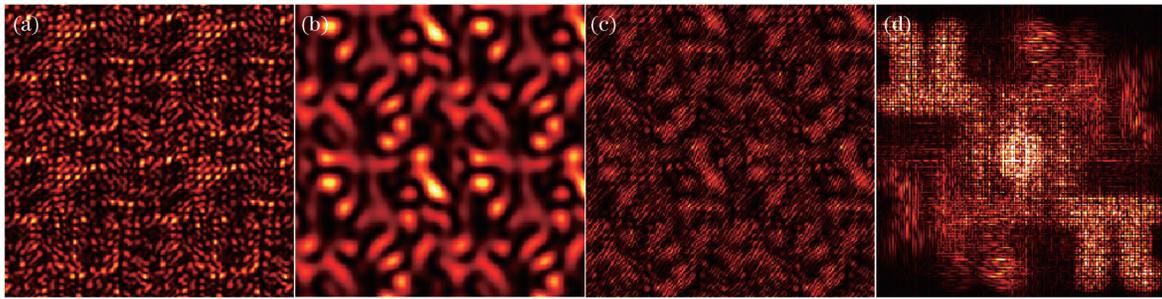


图 12 $d=30$ cm 时的目标复原结果。(a)物光波经散射片衍射后形成的图样;(b)参考光波经散射片散射后形成的图样;(c)全息散斑图;(d)目标物复原图

Fig. 12 Results of target restoration at $d=30$ cm. (a) Pattern formed by object light wave diffracted by diffuser; (b) pattern formed by reference light wave scattered by diffuser; (c) holographic speckle pattern; (d) target restoration image

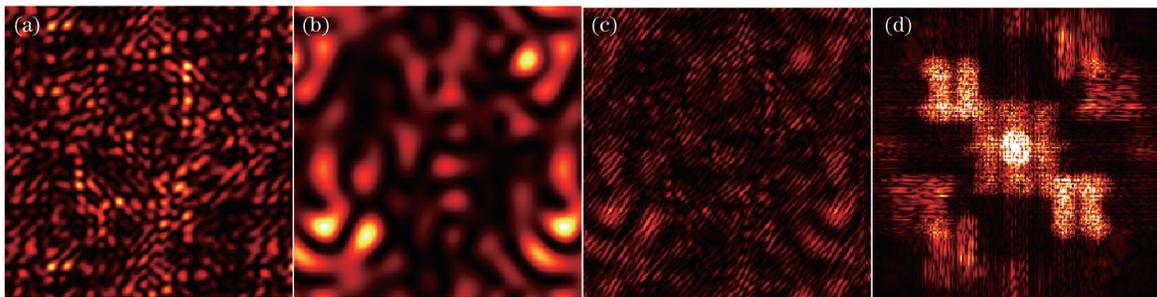


图 13 $d=50$ cm 时的目标复原结果。(a)物光波经散射片衍射后形成的图样;(b)参考光波经散射片散射后形成的图样;(c)全息散斑图;(d)目标物复原图

Fig. 13 Results of target restoration at $d=50$ cm. (a) Pattern formed by object light wave diffracted by diffuser; (b) pattern formed by reference light wave scattered by diffuser; (c) holographic speckle pattern; (d) target restoration image

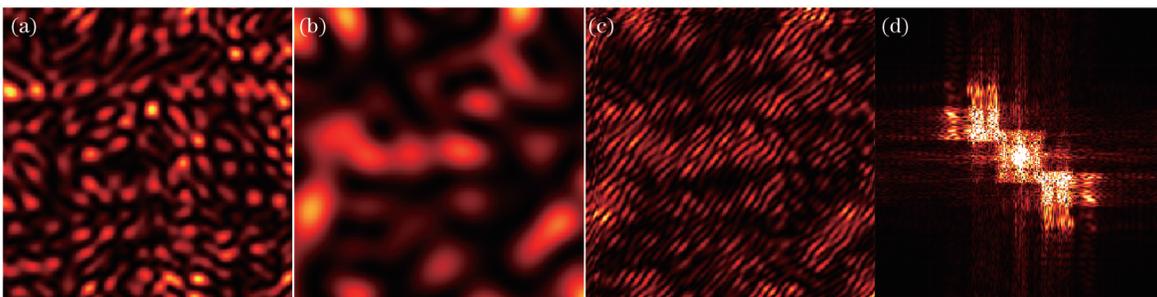


图 14 $d=80$ cm 时的目标复原结果。(a)物光波经散射片衍射后形成的图样;(b)参考光波经散射片散射后形成的图样;(c)全息散斑图;(d)目标物复原图

Fig. 14 Results of target restoration at $d=80$ cm. (a) Pattern formed by object light wave diffracted by diffuser; (b) pattern formed by reference light wave scattered by diffuser; (c) holographic speckle pattern; (d) target restoration image

随机分布和高斯随机分布的散射片模型,均方根粗糙度 σ_n 越大,目标物复原像的能量越大,但受到散斑的影响也越大,这可由图 19 与图 20、图 21 与图 22 对比可知。在均方根粗糙度 σ_n 接近的条件下,高斯随机分布模型的散射片获得复原的目标物更清楚,其主要原因是:这种模型的散射片产生的散斑统计分布也呈高斯型,而高斯型散斑的对比度较其他模型的低^[21],这样受散斑的影响就会小些。

6 结 论

在数字全息散射成像理论的基础上,通过对不同

中心波长的激光光源、观测距离、目标物尺寸、CCD 空间分辨率,以及不同散射介质特性对目标物复原的影响的仿真可得:光源的中心波长、观测距离和目标物尺寸主要影响着散斑图样中散斑颗粒的大小,从而影响目标物再现图中像的呈现,即散斑颗粒的大小随中心波长和观测距离的增大而增大,随目标物尺寸的减小而增大,而目标物再现图中像的尺寸会变小,也变得密集,分离性却相对较好;目标物再现图中的各级像的数目取决于 CCD 的空间分辨率,CCD 的空间分辨率越高,目标物再现图中呈现的像的数目越多;散射介质的特性不仅决定着目标物复原的像的数量,还影响着像

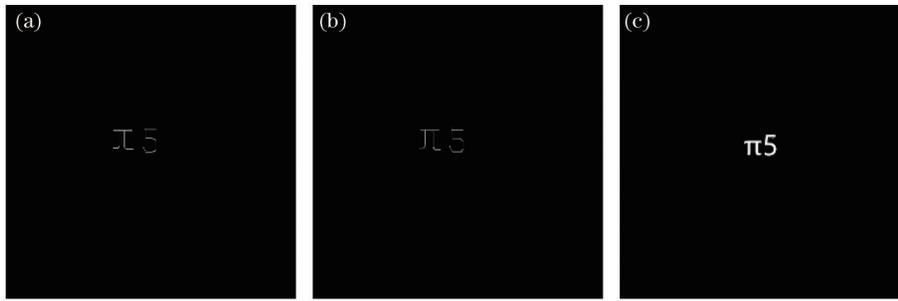


图 15 具有不同分辨率的目标物。(a)单像素目标物(π 两脚间距为 6 pixel);(b)单像素目标物(π 两脚间距为 12 pixel);(c)多像素目标物(π 两脚间距为 8 pixel)

Fig. 15 Targets with different resolutions. (a) Single pixel target (distance between two feet of π is 6 pixel); (b) single pixel target (distance between two feet of π is 12 pixel); (c) multi pixel target (distance between two feet of π is 8 pixel)

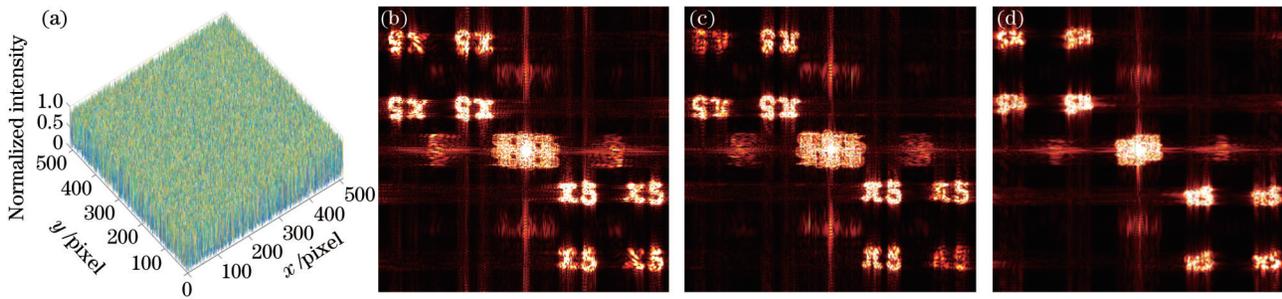


图 16 $\sigma_h=289 \mu\text{m}$ 时的目标复原结果。(a)高度涨落呈均匀随机分布的散射片模型;(b)~(d)分别对应图 15(a)~(c)的目标复原图

Fig. 16 Results of target restoration at $\sigma_h=289 \mu\text{m}$. (a) Diffuser model for height fluctuations with uniform random distribution; (b)~(d) target restoration images corresponding to Figs. 15(a)~(c), respectively

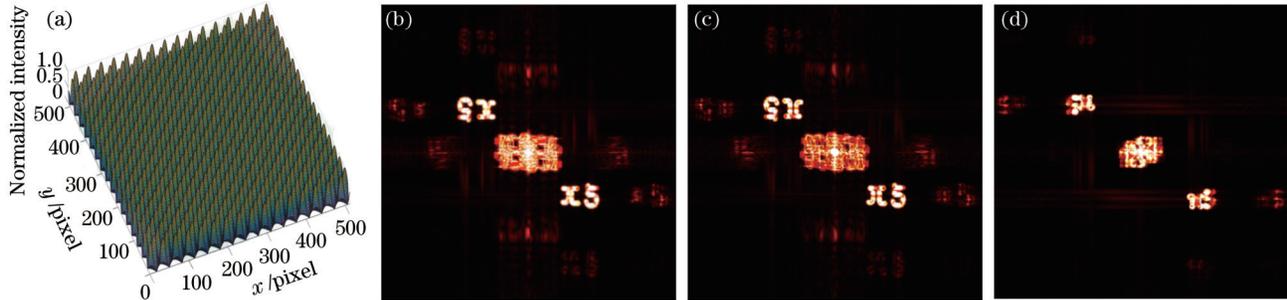


图 17 $\sigma_h=333 \mu\text{m}$ 时的目标复原结果。(a)高度涨落呈正弦型的散射片模型;(b)~(d)对应图 15(a)~(c)的目标复原图

Fig. 17 Results of target restoration at $\sigma_h=333 \mu\text{m}$. (a) Diffuser model for height fluctuations with sinusoidal distribution; (b)~(d) target restoration images corresponding to Figs. 15(a)~(c), respectively

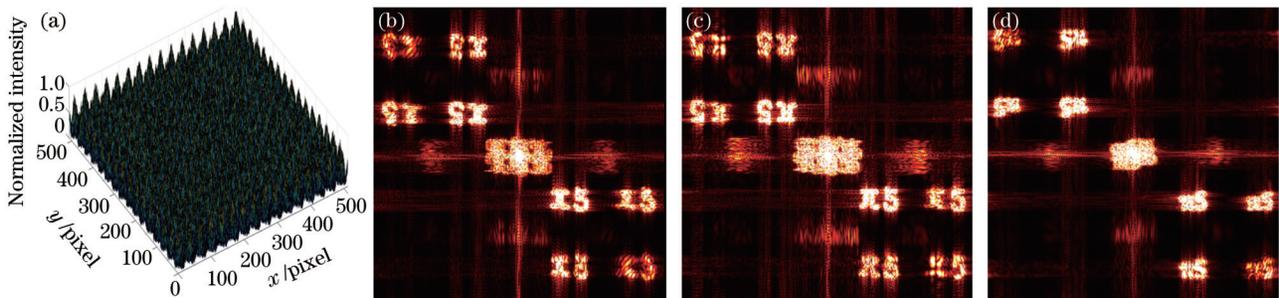


图 18 $\sigma_h=347 \mu\text{m}$ 时的目标复原结果。(a)高度涨落呈正弦型与随机分布相结合的形式时的散射片模型;(b)~(d)对应图 15(a)~(c)的目标复原图

Fig. 18 Results of target restoration for $\sigma_h=347 \mu\text{m}$. (a) Diffuser model for height fluctuations with distribution of combination of sinusoidal and random distribution; (b)~(d) target restoration images corresponding to Figs. 15(a)~(c), respectively

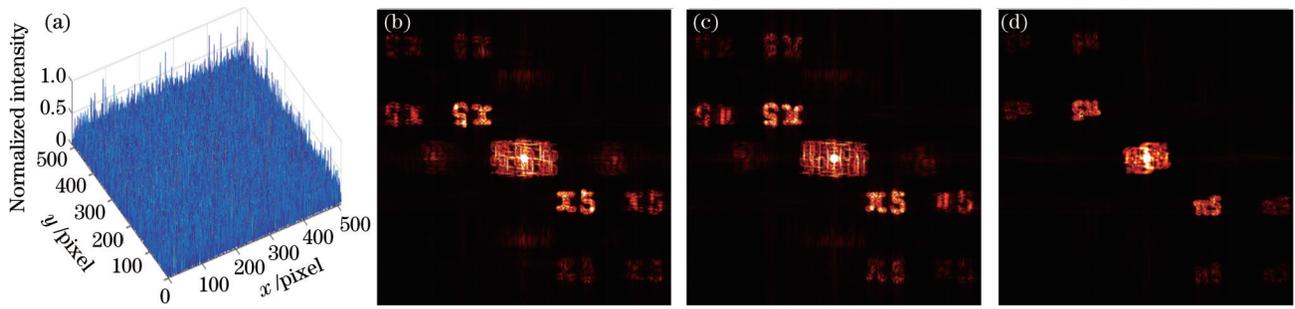


图 19 $\sigma_h=155 \mu\text{m}$ 时的目标复原结果。(a)高度涨落呈指数随机分布的散射片模型;(b)~(d)对应图 15(a)~(c)的目标复原图
 Fig. 19 Results of target restoration for $\sigma_h=155 \mu\text{m}$. (a) Diffuser model for height fluctuations with exponential random distribution; (b)~(d) target restoration images corresponding to Figs. 15(a)~(c), respectively

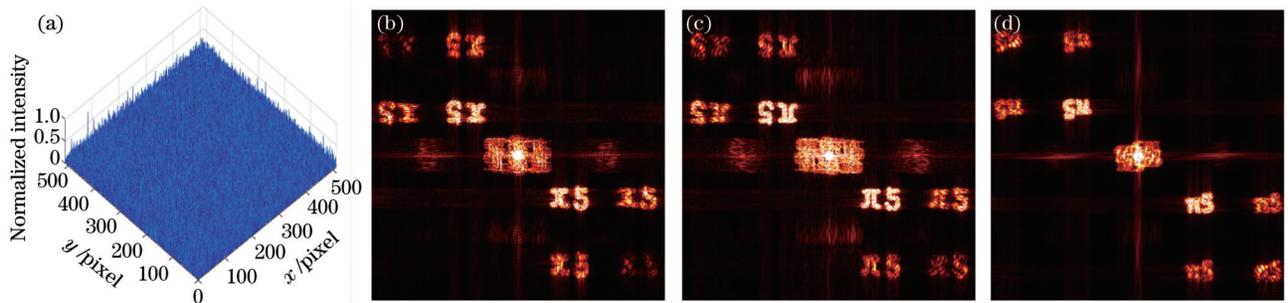


图 20 $\sigma_h=333 \mu\text{m}$ 时的目标复原结果。(a)高度涨落呈指数随机分布的散射片模型;(b)~(d)对应图 15(a)~(c)的目标复原图
 Fig. 20 Results of target restoration for $\sigma_h=333 \mu\text{m}$. (a) Diffuser model for height fluctuations with exponential random distribution; (b)~(d) target restoration images corresponding to Figs. 15(a)~(c), respectively

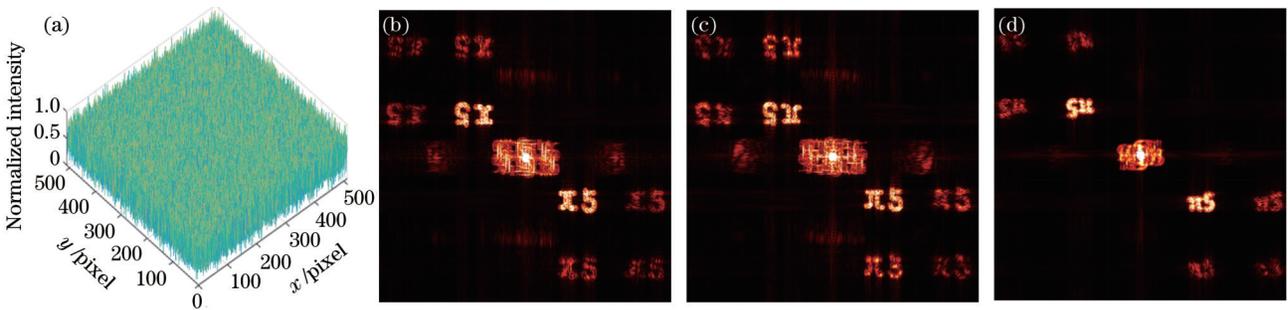


图 21 $\sigma_h=155 \mu\text{m}$ 时的目标复原结果。(a)高度涨落呈高斯随机分布的散射片模型;(b)~(d)对应图 15(a)~(c)的目标复原图
 Fig. 21 Results of target restoration for $\sigma_h=155 \mu\text{m}$. (a) Diffuser model for height fluctuations with Gaussian random distribution; (b)~(d) target restoration images corresponding to Figs. 15(a)~(c), respectively

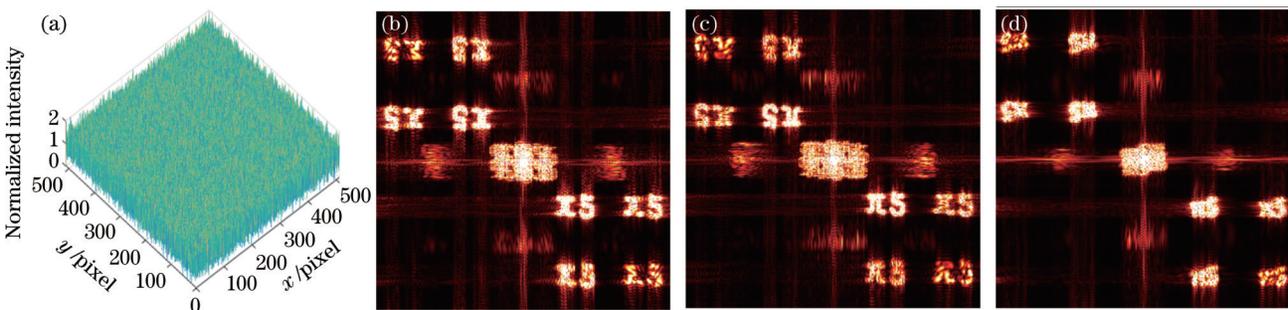


图 22 $\sigma_h=333 \mu\text{m}$ 时目标复原结果。(a)高度涨落呈高斯随机分布的散射片模型;(b)~(d)对应图 15(a)~(c)的目标复原图
 Fig. 22 Results of target restoration for $\sigma_h=333 \mu\text{m}$. (a) Diffuser model for height fluctuations with Gaussian random distribution; (b)~(d) target restoration images corresponding to Figs. 15(a)~(c), respectively

的能量和像中散斑的干扰程度;散射片的高度涨落呈周期分布时,只能清晰观察到目标物原像和其共轭像;散射片的高度涨落呈随机分布时,可观察到更多级的像;对于高度涨落呈随机分布的散射片,均方根粗糙度 σ_n 越大,目标物复原的像的能量越大,但受到散斑的影响也越大。可见,选择较长中心波长的激光光源、适中的观测距离、空间分辨率较高的探测器和在均方根粗糙度 σ_n 接近的条件下选择高斯随机分布模型的散射片更宜于目标物的复原。

本文探讨的基于数字全息理论的散射成像中目标复原的模拟仿真论证了非侵入成像的快速目标复原的可行性,该方法不仅提高了成像系统的稳定性,还避免散斑相关成像对相位检索算法的依赖,为后续快速准确搭建透射散射成像中的图像复原系统提供了依据。

参 考 文 献

- [1] Vellekoop I M, Lagendijk A, Mosk A P. Exploiting disorder for perfect focusing[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(5): 320-322.
- [2] 孙存志, 陈子阳, 蒲继雄. 调制散射光束的振幅实现聚焦[J]. *光学学报*, 2014, 34(8): 0829001.
Sun C Z, Chen Z Y, Pu J X. Modulating the amplitude of scattering light for focusing[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(8): 0829001.
- [3] Horstmeyer R, Ruan H W, Yang C. Guidestar-assisted wavefront-shaping methods for focusing light into biological tissue[J]. *Nature Photonics*, 2015, 9(9): 563-571.
- [4] Yaqoob Z, Psaltis D, Feld M S, et al. Optical phase conjugation for turbidity suppression in biological samples [J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(2): 110-115.
- [5] Qiao M, Liu H L, Han S S. Bidirectional image transmission through physically thick scattering media using digital optical phase conjugation[J]. *Optics Express*, 2018, 26(25): 33066-33079.
- [6] Chaigne T, Katz O, Boccara A C, et al. Controlling light in scattering media non-invasively using the photoacoustic transmission matrix[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(1): 58-64.
- [7] Boniface A, Dong J, Gigan S. Non-invasive focusing and imaging in scattering media with a fluorescence-based transmission matrix[J]. *Nature Communications*, 2020, 11: 6154.
- [8] 朱磊, 邵晓鹏. 散射成像技术的研究进展[J]. *光学学报*, 2020, 40(1): 0111005.
Zhu L, Shao X P. Research progress on scattering imaging technology[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(1): 0111005.
- [9] Zhang W H, Zhou S H, Sui X B, et al. Single image detecting enhancement through scattering media based on transmission matrix with a deep learning network[J]. *Optics Communications*, 2021, 490: 126896.
- [10] Freund I, Rosenbluh M, Feng S. Memory effects in propagation of optical waves through disordered media[J]. *Physical Review Letters*, 1988, 61(20): 2328-2331.
- [11] Bertolotti J, van Putten E G, Blum C, et al. Non-invasive imaging through opaque scattering layers[J]. *Nature*, 2012, 491(7423): 232-234.
- [12] Katz O, Heidmann P, Fink M, et al. Non-invasive single-shot imaging through scattering layers and around corners via speckle correlations[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(10): 784-790.
- [13] Edrei E, Scarcelli G. Optical imaging through dynamic turbid media using the Fourier-domain shower-curtain effect[J]. *Optica*, 2016, 3(1): 71-74.
- [14] 贾辉, 罗秀娟, 张羽, 等. 透过散射介质对直线运动目标的全光成像及追踪技术[J]. *物理学报*, 2018, 67(22): 224202.
Jia H, Luo X J, Zhang Y, et al. All-optical imaging and tracking technology for rectilinear motion targets through scattering media[J]. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67(22): 224202.
- [15] 韩伟, 张也, 辛煜. 透过散射介质对运动物体的成像与追踪[J]. *光学学报*, 2020, 40(12): 1211001.
Han W, Zhang Y, Xin Y. Imaging and tracking moving objects through scattering medium[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(12): 1211001.
- [16] Popoff S, Lerosey G, Fink M, et al. Image transmission through an opaque material[J]. *Nature Communications*, 2010, 1: 81.
- [17] Cua M, Zhou E H, Yang C. Imaging moving targets through scattering media[J]. *Optics Express*, 2017, 25(4): 3935-3945.
- [18] Barsi C, Wan W J, Fleischer J W. Imaging through nonlinear media using digital holography[J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(4): 211-215.
- [19] Kodama S, Ohta M, Ikeda K, et al. Three-dimensional microscopic imaging through scattering media based on in-line phase-shift digital holography[J]. *Applied Optics*, 2019, 58(34): G345-G350.
- [20] Vinu R V, Kim K, Somkuwar A S, et al. Imaging through scattering media using digital holography[J]. *Optics Communications*, 2019, 439: 218-223.
- [21] Goodman J W. *Speckle phenomena in optics theory and application*[M]. Englewood: Roberts and Company Publishers, 2007.
- [22] Leonhardt K, Tiziani H J. Removing ambiguities in surface roughness measurement[J]. *Optica Acta: International Journal of Optics*, 1982, 29(4): 493-499.
- [23] Xu M F, Gao W H, Shi Y B, et al. Measurement settings for speckle characterization in laser displays[J]. *Lasers in Engineering*, 2015, 31(1/2): 53-69.
- [24] Roelandt S, Meuret Y, Craggs G, et al. Standardized speckle measurement method matched to human speckle perception in laser projection systems[J]. *Optics Express*, 2012, 20(8): 8770-8783.