

## 无透镜傅里叶变换显微数字全息成像系统的焦深\*

王华英<sup>1)†</sup> 张志会<sup>2)</sup> 廖薇<sup>2)</sup> 宋修法<sup>1)</sup> 郭中甲<sup>2)</sup> 刘飞飞<sup>2)</sup>

1) (河北工程大学理学院, 邯郸 056038)

2) (河北工程大学信息与电子工程学院, 邯郸 056038)

(2011年7月3日收到; 2011年8月21日收到修改稿)

基于透镜相干光学成像系统的斯特列尔 (Strehl) 判据, 对无透镜傅里叶变换显微数字全息成像系统的焦深进行了推导, 得到了参考点源对称偏置和非对称偏置两种情况下的焦深表达式. 结果表明, 无透镜傅里叶变换显微数字全息成像系统的焦深决定因素与透镜相干成像系统的焦深决定因素不同, 其焦深不仅与照明光源的波长, 成像系统的孔径及记录距离有关, 还与参考光源的配置有关. 计算机模拟和实验结果均证明了理论分析的正确性.

**关键词:** 显微数字全息, 无透镜傅里叶变换数字全息, 焦深

**PACS:** 42.30.Kq, 42.40.Kw, 42.30.-d

## 1 引言

数字全息术利用光电转换器件 (CCD或CMOS) 代替传统的全息干板记录干涉条纹, 然后通过数值计算重构物体的复振幅分布. 与传统的光学全息相比, 数字全息的突出优点是可以同时获得物体定量的强度及位相信息, 从而进行可视化定量成像与测量; 还可以方便地利用数字手段对全息图及再现像进行滤波, 畸变补偿等处理, 以提高成像质量. 这些优点使数字全息术得到了广泛关注, 成为近年来光学研究领域的热点之一<sup>[1-12]</sup>. 近几年, 随着记录飞秒级超快瞬态过程的脉冲数字全息技术的出现<sup>[13,14]</sup>, 数字全息术更展现出在科学研究及光学无损检测中的活力.

除分辨率和信噪比外, 景深和焦深也是表征成像系统性能的重要参数. 对于数字全息术, 景深决定了待测物体是否需要分层再现, 焦深则决定了自动聚焦需要达到的精度, 因而这两个参数在数字全息系统中的作用更为重要. 透镜成像系统的景深和焦深早已为大家所熟知<sup>[15]</sup>, 然而, 对于数字全息系统的景深和焦深, 现有文献中给出的结果差异较大<sup>[16-19]</sup>, 并且研究的范围仅限于同轴菲涅耳数字全息系统. 究其原因, 有的认为景深和焦深就是散

斑尺寸<sup>[16]</sup>; 有的将 CCD 的矩形孔径用圆孔径近似代替进行推导<sup>[17]</sup>; 有的基于衍射场的强度分布进行近似分析<sup>[17,18]</sup>; 有的基于波相差的要求进行推导<sup>[19]</sup>; 有的利用光束扩展得到结果<sup>[16]</sup>. 然而, 我们知道, 孔径不同所形成的衍射场的分布根本不同, 散斑尺寸与景深和焦深具有完全不同的含义. 在文献 [20] 中, 作者根据 Strehl 判据以及利用数值计算手段<sup>[21]</sup>, 对同轴和离轴菲涅耳数字全息系统的景深和焦深作了分析, 并进行了模拟验证. 由于已有的相关研究都是针对菲涅耳数字全息的, 因此, 很有必要对无透镜傅里叶变换显微数字全息系统的景深和焦深进行研究.

## 2 理论分析

## 2.1 景深和焦深

根据光学成像的物, 像共轭关系, 距全息图一定距离处的物平面只能清晰成像于像空间中的某一个特定的平面上, 然而实际物体都有一定的空间深度, 实际光学系统是将一定深度范围的物空间成像在一个平面上. 这样, 在理想成像条件下, 像平面上除了有与其共轭的物平面的像之外, 同时还映出

\* 国家自然科学基金 (批准号:61077001, 61144005), 河北省自然科学基金 (批准号:F2009000750 和 F2010001038) 和河北省科技支撑计划项目 (批准号:09277101D) 资助的课题.

† E-mail: pbxxyingzi@126.com

了位于共轭平面前后的空间点的像,但这些非共轭点的像实际上是一些弥散斑.当这些弥散斑的尺寸足够小时,可以认为这些点的像是清晰的.景深定义为在一定像平面上能够获得清晰像的物方空间深度.如图 1(a)中,  $\delta$  即为景深大小.同样,对于一个垂直于光轴的平面物体,必然有一个确定的理想像平面即焦平面与之对应,但在实际成像时,焦平面的位置并不能完全准确地被确定,即实际再现像平面总是或多或少地处于离焦位置.焦深定义为对于一个确定的物平面,能够获得清晰像的像方空间深度,如图 1(b)中的  $\delta$  所示,图中平面 2 为理想的聚焦像平面.

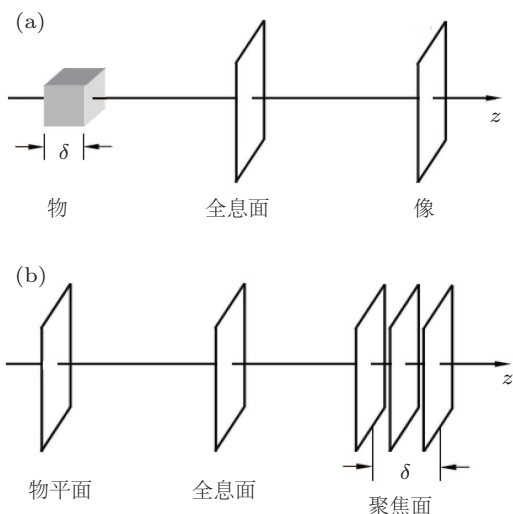


图 1 数字全息系统的景深和焦深示意图 (a) 景深; (b) 焦深

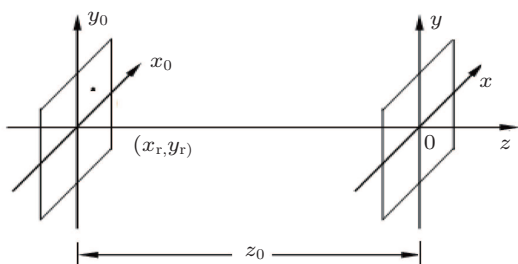


图 2 离轴无透镜傅里叶变换数字全息记录光路示意图

对于显微成像来说,物体的纵向深度非常小,可以近似视为平面物体,因此,显微成像中的焦深更有意义.此外,对于无透镜傅里叶变换数字全息术来说,通常实现的是 1:1 成像,在这种情况下,景深和焦深是相等的,因此下面仅讨论焦深问题.此外,根据文献 [16],在图 1(b)中,离焦像平面 1 和 3 到聚焦像平面的距离近似相等,这个距离即焦点公

差,用  $\delta z_m$  表示,则有

$$\delta \approx 2\delta z_m. \quad (1)$$

## 2.2 焦深推导

图 2 为离轴无透镜傅里叶变换显微数字全息的记录光路示意图,其中  $x_0-y_0$  平面表示物平面,  $x-y$  平面表示全息图平面,  $z_0$  为记录距离,  $x_r, y_r$  为参考点源相对于物平面中心的偏置量.

记录参考光波复振幅分布为

$$R(x, y) = \exp \left\{ \frac{j\pi}{\lambda z_0} \left[ (x - x_r)^2 + (y - y_r)^2 \right] \right\}. \quad (2)$$

考虑实像光场重建,再现参考光波为

$$C(x, y) = \exp \left[ -\frac{j\pi}{\lambda z} (x^2 + y^2) \right]. \quad (3)$$

根据菲涅耳衍射公式,在距离全息图平面  $z$  处得到重建像光场的复振幅分布为

$$\begin{aligned} U(x_i, y_i, z) &= \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp \left[ \frac{j\pi}{\lambda z} (x_i^2 + y_i^2) \right] \\ &\times F \left\{ C(x, y) H(x, y) \right. \\ &\times \exp \left[ \frac{j\pi}{\lambda z} (x^2 + y^2) \right] \\ &\times \text{rect} \left( \frac{x}{L_x}, \frac{y}{L_y} \right) \left. \right\} \\ &= \exp \left[ \frac{j\pi}{\lambda z} (x_i^2 + y_i^2) \right] \\ &\times F \left\{ H(x, y) \text{rect} \left( \frac{x}{L_x}, \frac{y}{L_y} \right) \right\}, \quad (4) \end{aligned}$$

式中,  $k = 2\pi\lambda$ ,  $H(x, y)$  是全息图的强度分布,  $L_x, L_y$  表示 CCD 的有效光敏面尺寸,  $F\{\}$  表示二维傅里叶变换.考虑轴上物点,并假设 CCD 为方形孔径,即  $L_x = L_y = L$ ,则重建的实共轭像光场的复振幅分布为

$$\begin{aligned} U(x_i, y_i, z) &= \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp \left[ \frac{j\pi}{\lambda z} (x_i^2 + y_i^2) \right] \\ &\times F \left\{ \exp \left\{ \frac{j\pi}{\lambda z_0} \left[ (x - x_r)^2 + (y - y_r)^2 \right] \right\} \right. \\ &\times \exp \left[ -\frac{j\pi}{\lambda z_0} (x^2 + y^2) \right] \text{rect} \left( \frac{x}{L}, \frac{y}{L} \right) \left. \right\} \\ &= A \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp \left[ \frac{j\pi}{\lambda z} (x_i^2 + y_i^2) \right] \\ &\times \iint_{L/2} \exp \left\{ -\frac{j2\pi}{\lambda} \left[ \left( \frac{x_r}{z_0} + \frac{x_i}{z} \right) x \right. \right. \end{aligned}$$

$$+ \left( \frac{y_r}{z_0} + \frac{y_i}{z} \right) y \Big\} dx dy, \quad (5)$$

其中,  $A = \exp[j\pi/\lambda z_0(x_r^2 + y_r^2)]$  为复常数. 将上式中的被积函数分离变量, 对其中的  $x$  分量积分得到

$$\int_{-L/2}^{L/2} \left\{ \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{x_r}{z_0} + \frac{x_i}{z} \right) x \right] \right\} dx \\ = L \cdot \text{sinc} \left[ \frac{1}{\lambda} \left( \frac{x_r}{z_0} + \frac{x_i}{z} \right) L \right]. \quad (6)$$

对于  $y$  分量有相似的结果, 则

$$U(x_i, y_i, z) = L^2 \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp \left[ \frac{j\pi}{\lambda z} (x_i^2 + y_i^2) \right] \\ \times \text{sinc} \left[ \frac{1}{\lambda} \left( \frac{x_r}{z_0} + \frac{x_i}{z} \right) L \right] \\ \times \text{sinc} \left[ \frac{1}{\lambda} \left( \frac{y_r}{z_0} + \frac{y_i}{z} \right) L \right]. \quad (7)$$

由全息原理, 轴上物点的像斑中心位于  $(-x_r, -y_r)$  处, 代入上式得到

$$U(x_r, y_r, z) = L^2 \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp \left[ \frac{j\pi}{\lambda z} (x_r^2 + y_r^2) \right] \\ \times \text{sinc} \left[ \frac{x_r}{\lambda} \left( \frac{1}{z_0} - \frac{1}{z} \right) L \right] \\ \times \text{sinc} \left[ \frac{y_r}{\lambda} \left( \frac{1}{z_0} - \frac{1}{z} \right) L \right]. \quad (8)$$

若参考点源为对称偏置, 即  $x_r = y_r = b$ , 则像斑中心光强为

$$I(x_r, y_r, z) = \frac{L^4}{\lambda^2 z^2} \cdot \text{sinc}^4 \left[ \frac{b}{\lambda} \left( \frac{1}{z_0} - \frac{1}{z} \right) L \right]. \quad (9)$$

将  $z = z_0$  代入上式, 得到聚焦像斑中心光强  $I(x_r, y_r, z_0) = L^4/\lambda^2 z_0^2$ . 根据 Strehl 判据, 即离焦像斑中心光强不低于聚焦像斑中心光强的 80% 时, 认为成像是理想的. 可得到下式:

$$\left( \frac{z_0}{z} \right)^2 \text{sinc}^4 \left[ \frac{b}{\lambda} \left( \frac{1}{z_0} - \frac{1}{z} \right) L \right] \geq 0.8. \quad (10)$$

由于数字全息显微成像系统的焦深非常小, 约在几十微米量级, 因此, 可以略去上式中的  $(z_0/z)^2$ , 并可忽略 sinc 函数分母中  $z$  与  $z_0$  的差异, 从而得到

$$\text{sinc}^4 \left[ \frac{b \delta z}{\lambda z_0^2} L \right] \geq 0.8, \quad (11)$$

其中,  $\delta z = z - z_0$  为离焦量, 等号对应着最大允许的离焦量  $\delta z_m$ , 即焦点公差. 求解 (11) 式, 得出此系统的焦点公差为

$$\delta z_m = \frac{0.18L}{b} \cdot \frac{\lambda z_0^2}{L^2}. \quad (12)$$

若参考点源为完全非对称偏置, 即  $x_r = b, y_r = 0$ , 代入 (8) 式, 得到

$$I(x_r, 0, z) = \frac{L^4}{\lambda^2 z^2} \cdot \text{sinc}^2 \left[ \frac{b}{\lambda} \left( \frac{1}{z_0} - \frac{1}{z} \right) L \right]. \quad (13)$$

用同样的方法, 求得这种情况下的焦点公差为

$$\delta z_m = \frac{0.26L}{b} \cdot \frac{\lambda z_0^2}{L^2}. \quad (14)$$

若用  $R$  表示参考点源到物平面中心的距离, 则 (12) 和 (14) 式可以统一表示为

$$\delta z_m = \frac{0.26L}{R} \cdot \frac{\lambda z_0^2}{L^2}. \quad (15)$$

式中  $L/2z_0$  为全息图记录时的数值孔径.

对于透镜相干成像系统, 根据同样的判据, 并利用洛默尔 (Lommel) 函数方法推得其焦点公差为  $\delta z_m = 2\lambda z_0^2/L^2$ <sup>[15]</sup>. 需要说明的是, 若将 CCD 孔径换成与透镜直径一样的圆形孔径, 则根据 Strehl 判据, 可以推得同轴数字全息系统的焦深与透镜相干成像的焦深完全一样, 但推导过程要简单得多<sup>[22]</sup>. 此结论间接证明了上述推导方法的正确性. 根据 CCD 参数及参考点源偏置的不同, (15) 式中的  $0.26L/R$  可以取不同的值, 因此, 无透镜傅里叶变换数字全息系统的焦深比透镜相干成像系统的焦深可能大、也可能小. 此外, 与菲涅耳数字全息系统的焦深相比, 也有类似的结论. 总之, (15) 式表明: 数字全息成像系统的焦深不仅与记录波长以及记录时的数值孔径有关, 还与具体的光路结构及记录时参考光波的偏置情况有关.

### 3 验证与分析

为了验证上述理论分析的正确性, 我们作了如下的计算机模拟和实验.

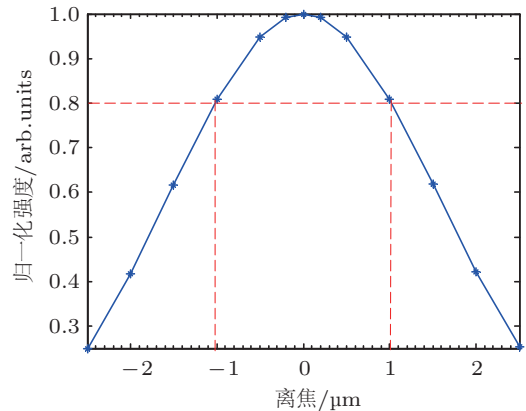


图 3 点物的像斑中心强度随离焦量的变化曲线

图 3 表示采用非对称偏置下的离轴无透镜傅里叶变换数字全息记录光路, 对上述轴上点物在不同离焦量处再现所得到的归一化光强分布. 模拟参数为: 记录光波波长  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ , CCD 像元数  $N_x = N_y = 512$ , 像元尺寸  $\Delta x = \Delta y =$

0.01 mm, 记录距离  $z_0 = 31.6$  mm, 参考点源偏置量  $b = 0.75$  mm. 根据 (15) 式, 算得该系统的焦点公差为  $42.78 \mu\text{m}$ . 图中的  $\delta z_m$  为该系统的焦点公差. 可见, 这种情况下的模拟结果与理论值符合得较好, 尤其是聚焦像平面后方的焦点公差值与理论值完全一致.

图 4 为离轴无透镜傅里叶变换显微数字全息图记录光路示意图. 由 He-Ne 激光器发出的波长为 532 nm 的激光经分束器分为两束, 分别经扩束准直滤波系统后, 一束用来照明物体, 另一束经倒置的显微物镜汇聚于  $P$  点形成参考点源, 两束光波经合束器到达 CCD 平面形成全息图. 实验中所用的 CCD 像元数为  $1317 \times 1035$ 、像元尺寸  $6.8 \mu\text{m} \times 6.8 \mu\text{m}$ .

图 5 给出了记录的全息图及物体的强度再现像. 其中, 图 5(a) 为原始全息图, (b) 为 (a) 图中心区域放大图, (c) 为对全息图作傅里叶变换后直接得到的物场强度再现像, 这个像是准确的. 根据

自动位相补偿法 [22], 得到了全息图的记录参量如下:  $z_0 = 44.47$  mm,  $x_r = 0.830$  mm,  $y_r = 0.737$  mm. 可见, 实验中的参考点源接近于对称偏置. 前期研究已利用这些参量, 得到了分辨率测试板的准确的位相像. 由 (15) 式计算出该系统的焦点公差为  $26 \mu\text{m}$ .

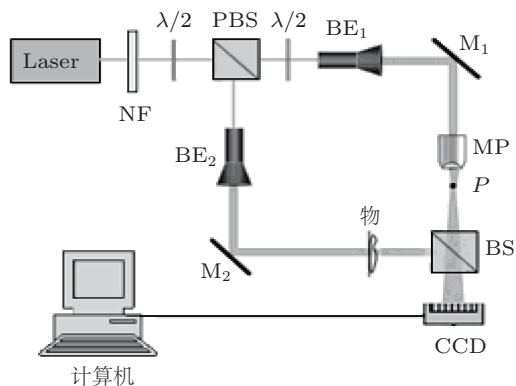


图 4 离轴无透镜傅里叶变换显微数字全息图记录实验光路

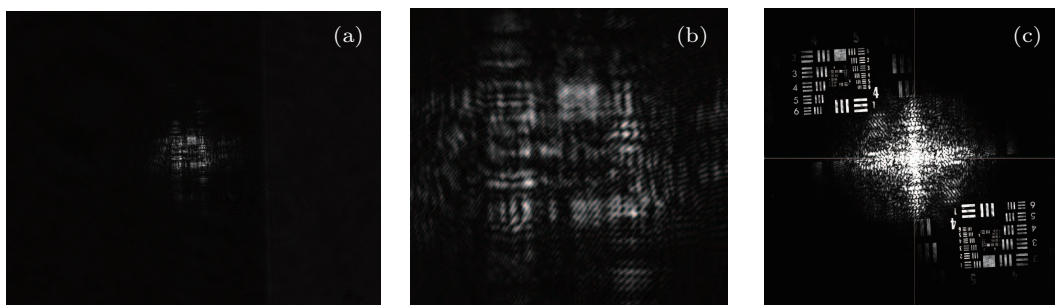


图 5 记录的全息图及物体的强度再现像 (a) 原始全息图; (b)(a) 图中心部分放大图; (c) 强度再现像

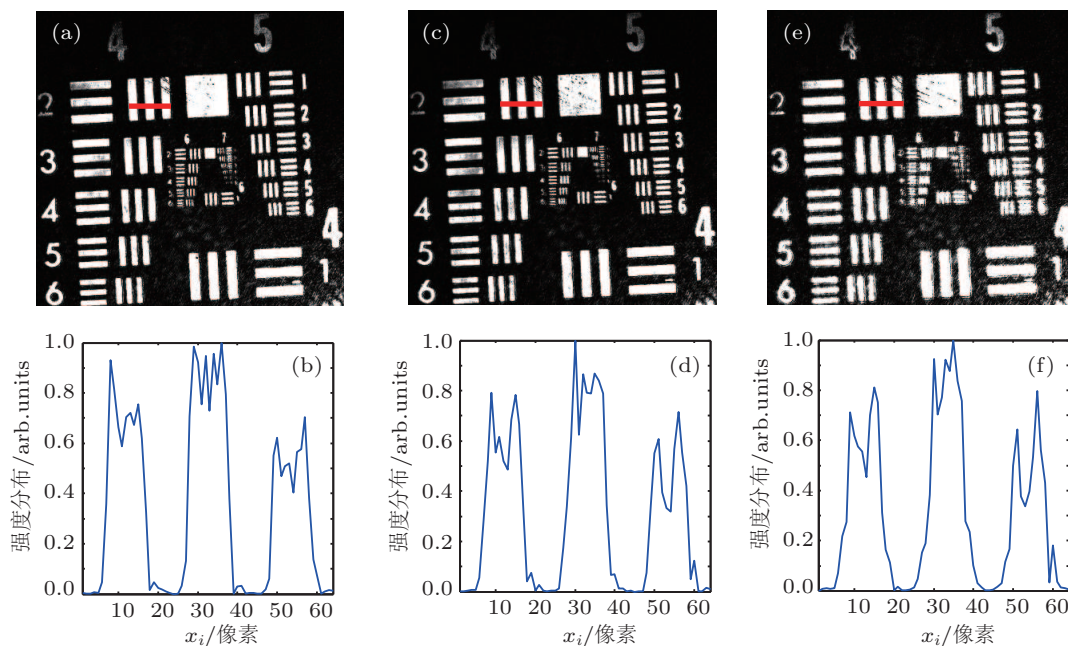


图 6 聚焦像及不同离焦平面处再现像的二维及一维强度分布 (a),(b) 聚焦像; (c),(d)  $\delta z = \delta z_m$ ; (e),(f)  $\delta z = 2\delta z_m$

图 6 给出了分辨率测试板的聚焦和离焦强度再现像. 其中图 6(a), (c), (e) 分别表示聚焦平面, 1 倍焦点公差处 (再现距离为 44.496 mm), 2 倍焦点公差处 (再现距离为 44.522 mm) 的强度再现像. 可见, 图 6(c) 中图像的清晰度与 (a) 非常接近, 而 (e) 中图像很模糊. 图 6(b), (d), (f) 分别表示 (a), (c), (e) 图中水平线段上的一维强度分布. 比较图 6(b), (d), (f) 可以看出, 1 倍焦点公差处的曲线展宽非常小, 而 2 倍焦点公差处的曲线展宽非常明显.

根据数字全息成像原理, 只有当重建参量与记录参量完全相同时, 重建的位相像才是准确的. 因

此, 当离焦再现时, 位相再现像必然存在误差. 对上述离轴无透镜傅里叶变换数字全息图在焦平面附近进行位相重建, 重建中令参考点源的偏置量保持不变, 仅仅改变重建距离, 从而得到聚焦及离焦平面上的再现像, 结果如图 7 所示. 其中, (a) 表示重建的聚焦实像光场的二维位相分布, (c) 是 (a) 的中心部分放大图, (e) 是 (c) 的中心部分的三维显示. (b) 表示离焦量为 1 倍焦点公差处的位相像的二维分布, (d) 是其中心部分的放大图, (f) 是 (d) 中心部分的三维表示. 比较图 7(d) 与 (c), (f) 与 (e) 可见, 在离焦量为  $\delta z_m$  处重建的位相像有很小的误差.

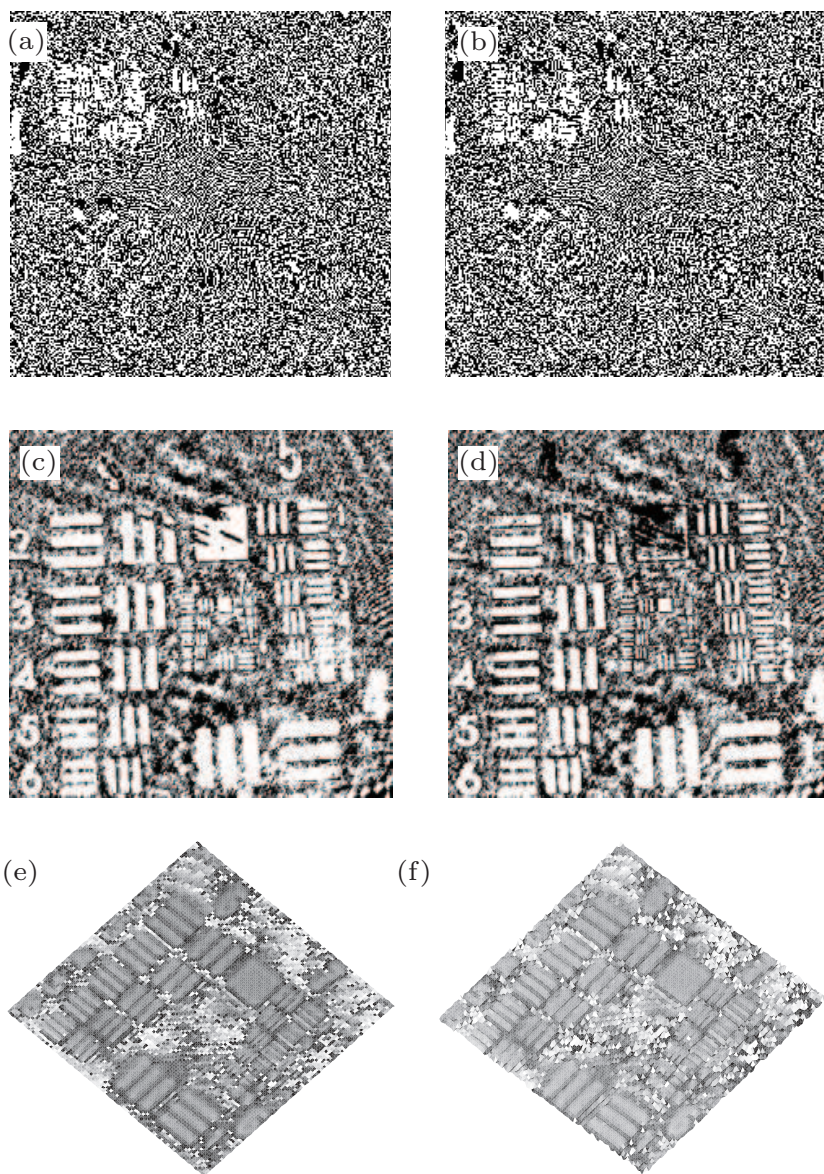


图 7 聚焦及离焦平面处再现像的二维及三维位相分布 (a), (c), (e) 聚焦像; (b), (d), (f) 1 倍焦点公差处

需要指出的是, 根据上述实验中的参数, 计算得到  $\lambda z_0^2/L^2 = 13.1 \mu\text{m}$ , 而  $0.26L/R = 1.95$ . 实验中焦点公差非常接近于  $2\lambda z_0^2/L^2 = 26.2 \mu\text{m}$ , 即接近于透镜相干成像系统的焦点公差, 但这完全是巧合. 若改变实验中记录参考点源的位置, 则结果会有所不同. 在文献 [15] 中, 作者根据瑞利判据, 对重建波前中二次位相因子的最大扩展作了不大于  $1/4\lambda$  的限制, 从而推得了同轴菲涅耳数字全息系统的焦点公差为  $\lambda z_0^2/L^2$ . 然而, 此判据并不能用于无透镜傅里叶变换数字全息中, 因为这种全息图的再现中根本不存在二次位相因子的扩展作用.

## 4 结论

本文通过理论分析与实验验证相结合的方法,

得到了离轴无透镜傅里叶变换显微数字全息系统的焦深. 结果不仅表明了将透镜相干成像系统的焦深判据 (Strehl 判据) 应用于数字全息成像系统焦深分析中的正确性, 同时也表明了无透镜傅里叶变换数字全息成像系统的焦深决定因素与透镜成像系统的焦深决定因素不同, 其焦深不仅与记录波长、成像器件的孔径及记录距离有关, 还与参考点源的偏置情况有关. 为了提高数字全息成像与测量的精度, 在设计记录光路时, 应正确选择记录参数, 确保系统的景深大于待测物体的纵向深度; 数值再现过程中, 要设法提高自动聚焦精度, 使得再现像平面位于系统的焦深范围内. 本文所得结果对于数字全息显微系统的设计、搭建及数值再现过程具有一定的指导作用.

- 
- [1] Kemper B, Bally G V 2008 *Appl. Opt.* **47** A52
- [2] Anand A, Chhaniwal V K, Javidi B 2010 *J. Dis. Tech.* **6** 500
- [3] Miccio L, Finizio A, Puglisi R 2011 *Bio.Opt. Exp.* **2** 331
- [4] Rajshekhkar G, Gorthi S S, Rastogi P 2010 *Opt. Exp.* **18** 18041
- [5] Olfatnia M, Singh V R, Xu T, Miao J M, Ong L S 2010 *J. Microech. Microeng.* **20** 085013
- [6] Wang L, Zhao J L, Di J L, Jiang H Z 2011 *Opt. Lett.* **36** 2710
- [7] Wang Y X, Wang D Y, Zhao J, Yang Y S, Xiao X Q, Cui H Q 2011 *Chi. Opt. Lett.* **9** 030901
- [8] Ding S H, Li Q, Li Y D, Wang Q 2011 *Opt. Lett.* **36** 1993
- [9] Barth R, Staier F, Simpson T, Mittler S, Eisebitt S, Grunze M, Rosenhahn A 2010 *J. Biotechnol.* **149** 238
- [10] Li J C, Fan Z B, Patrice T, Song Q H, Pascal P 2011 *Acta. Phys. Sin.* **60** 034204 (in Chinese) [李俊昌, 樊则宾, Patrice T, 宋庆和, Pascal P 2011 物理学报 **60** 034204]
- [11] Cui H K, Wang D Y, Wang Y X, Liu C G, Zhao J, Li Y 2011 *Acta. Phys. Sin.* **60** 044201 (in Chinese) [崔华坤, 王大勇, 王云新, 刘长庚, 赵洁, 李艳 2011 物理学报 **60** 044201]
- [12] Li H Y, Ma Z J, Zhong L Y, Lv X X 2011 *Acta. Opt. Sin.* **31** 0509001 (in Chinese) [李红燕, 马志俭, 钟丽云, 吕晓旭 2011 光学学报 **31** 0509001]
- [13] Hu H F, Wang X L, Li Z L, Zhang N, Zhai H C 2009 *Acta. Phys. Sin.* **58** 7662 (in Chinese) [胡浩丰, 王晓雷, 李智磊, 张楠, 翟宏琛 2009 物理学报 **58** 7662]
- [14] Hu H F, Wang X L, Gguo W G, Zhai H C, Wang P 2011 *Acta. Phys. Sin.* **60** 017901 (in Chinese) [胡浩丰, 王晓雷, 郭文刚, 翟宏琛, 王攀 2011 物理学报 **60** 017901]
- [15] Born M, Wolf H 2005 *Principles of Optics* (Beijing: Electronics Industry Press) p406 (in Chinese) [玻恩, 沃尔夫, 杨葭荪 (译) 2005 光学原理 (第七版)(北京: 电子工业出版社) 第 406 页]
- [16] Zhang W 2006 *Study on color imaging technology with Multi-wavelength digital holography* (Kunming: Kunming University) p26 (in Chinese) [张维 2006 多波长数字全息彩色成像研究 (昆明: 昆明理工大学) 第 26 页]
- [17] Liu C, Zhu J Q 2002 *High Power Laser and Particle Beams* **14** 328 (in Chinese) [刘诚, 朱建强 2002 强激光与粒子束 **14** 328]
- [18] Adams M, Kreis T, Jüptner W 2000 *Proc. SPIE.* **4101** 314
- [19] Yamaguchi I, Kato J, Ohta S 2001 *Appl. Opt.* **40** 6177
- [20] Wang H Y, Zhao B Q, Song X F 2009 *Acta Optica Sinica* **29** 374 (in Chinese) [王华英, 赵宝群, 宋修法 2009 光学学报 **29** 374]
- [21] Kang H 1996 *Imaging Optics* (in Chinese) (Beijing: Electronics Industry Press) p239 (in Chinese) [康辉 1996 映像光学 (天津: 南开大学出版社) 第 239 页]
- [22] Colomb T, Cuche E, Charrière F 2006 *Appl. Opt.* **45** 851

# Focal depth of digital lensless Fourier transform micro-holographic system\*

Wang Hua-Ying<sup>1)†</sup> Zhang Zhi-Hui<sup>2)</sup> Liao Wei<sup>2)</sup> Song Xiu-Fa<sup>1)</sup>  
Guo Zhong-Jia<sup>2)</sup> Liu Fei-Fei<sup>2)</sup>

1) (College of Science, Hebei University of Engineering, Handan 056038, China)

2) (School of Information & Electrical Engineering, Hebei University of Engineering, Handan 056038, China)

(Received 3 July 2011; revised manuscript received 21 August 2011)

## Abstract

Based on the Strehl criterion of coherent lens imaging system, the focal depth (FD) of lensless Fourier digital micro-holographic system is deduced. The FD expressions of the holographic systems with symmetrical and unsymmetrical reference point sources are obtained. The results show that the FD of lensless Fourier digital micro-holographic system is dependent not only on the optical wavelength and the numerical aperture of the recording system but also on the offset of the reference optical source, which is different from the FD of lensless Fourier digital micro-holographic system. The validities of the theoretical analysis are demonstrated by the computer simulations and experiments.

**Keywords:** micro-digital holography, lensless Fourier transform digital holography, focal depth

**PACS:** 42.30. Kq, 42. 40. Kw, 42.30. –d

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61077001, 61144005), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant Nos. F2008000750 and F2010001038), and the Key Technology Research and Development Program of Hebei Province (Grant No. 09277101D).

† E-mail: pbxyingzi@126.com