

基于菲涅耳衍射的无透镜相干衍射成像*

江浩 张新廷 国承山†

(山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

(2012年5月9日收到; 2012年6月17日收到修改稿)

相干衍射成像是一种新型的无透镜成像技术, 在光学测量、显微成像和自适应光学等领域有重要应用. 本文提出一种基于单幅菲涅耳衍射强度图样的无透镜相干衍射成像方法; 该方法采用特殊设计的卷积可解阵列抽样屏, 通过对抽样物波的菲涅耳衍射强度图样进行非迭代的逆菲涅耳变换和滤波等数字处理实现被测物波复振幅信息的恢复, 最后通过数字衍射得到物体的数字再现像. 文中对抽样孔径、衍射距离、图像传感器尺寸等参数对再现像的影响进行了理论分析和模拟实验研究. 发现在针孔大小和记录孔径大小一定的条件下, 存在一个最佳的衍射距离; 衍射距离过大会给重建图样带来噪声, 衍射距离过小则会使再现像的分辨率降低. 文中还对抽样针孔大小对系统成像分辨率的影响进行了分析, 为进一步开展相关实验研究和应用提供了理论依据.

关键词: 菲涅耳衍射, 相干衍射成像, 抽样, 相位恢复

PACS: 42.30.-d, 42.30.Rx, 42.30.Wb

1 引言

相干衍射成像是一种新型的无透镜成像技术, 在自适应光学和 X 射线成像等领域有着非常重要的应用. 近年来人们已经提出了许多实现无透镜相干衍射成像的方法. 较常用的方法是基于全息技术的共轴和离轴全息法^[1-4]. 另外一种常用方法是相位反演波前检测技术; 该技术通常采用迭代算法^[5-10]从物体的衍射强度图样中重现出物体的相位信息而不需要参考光, 具有非常宽广的波长适用范围, 已经广泛运用于 X 射线和电子束的无透镜相干衍射成像中^[7,8]. 但是迭代算法通常存在计算量大和迭代收敛性的问题. 近年来, 人们对已有的相位反演算法提出了一些改进方法. 如, 黄利新等^[9]提出了一种基于旋转相位调制手段恢复光场相位的方法, 该方法较好地解决了迭代停滞现象和收敛不确定问题; 徐宁汉等^[10]提出了一种利用输入面上的多个随机二元纯相位调制获得多个输出面强度信息, 无需输入面强度的先验信息就可通

迭代算法高精度重构复杂光场的波前; 李敏等^[11]提出一种线性相位反演算法, 该方法根据入射全孔径远场光斑强度分布可以直接反演出入射波前的相位信息. 为避免迭代过程的不确定性, 最近人们还提出了一些非迭代衍射成像方法^[12-15]. 如, Nakajima^[14,15]提出了一种基于整函数特性的非迭代相干衍射成像方法. 我们最近提出的基于卷积可解阵列抽样的相干衍射成像方法^[16]也属于一种非迭代方法. 它是让被成像物体所发出的物波先通过一个特别设计的多针孔抽样板, 然后再用图像传感器记录抽样物波的远场夫琅和费衍射强度图样, 最后通过一个简单的傅里叶变换和滤波算法提取出被测物波的振幅和相位分布信息. 但该方法要求物波抽样面到记录平面的距离须满足夫琅和费远场近似条件. 实际实验中, 常需要采用傅里叶变换透镜来缩短记录光路.

本文提出一种基于菲涅耳衍射的非迭代相干衍射成像方法. 该方法只需要对一幅抽样物波的菲涅耳衍射强度图样进行数字衍射和滤波处理就可以恢复被测物波的复振幅信息. 文中给出了理论分

* 国家自然科学基金 (批准号: 11074152, 10934003) 和高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 20113704110002) 资助的课题.

† E-mail: guochsh@sdu.edu.cn

析并对该方法进行了模拟实验研究,找到了最佳衍射距离,讨论了系统的分辨率,成功验证了该方法的可行性.该方法不需要使用高质量的透镜,系统结构简单,对环境要求低,具有广泛的波长适用性;它为实现不同波段的无透镜相干衍射成像提供了一种新的实现途径.

2 成像原理和算法

图 1 所示是该方法的实验原理图.在图 1 中,物体被波长为 λ 的空间相干平面波照明.在物平面和记录平面之间插入一个多针孔抽样屏.抽样屏和记录平面的距离 z 满足菲涅耳近似条件.物波经过抽样屏在记录平面上形成的菲涅耳衍射强度分布图样可由数码相机 (DC) 记录.运用菲涅耳衍射积分公式,在记录平面上的衍射光场可以表示为

$$s(x, y, z) = \iint S_P(x_0, y_0) \exp \left\{ \frac{j\pi}{\lambda z} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2] \right\} dx_0 dy_0 = \text{Fr}_z \{ S(x_0, y_0) P(x_0, y_0) \}, \quad (1)$$

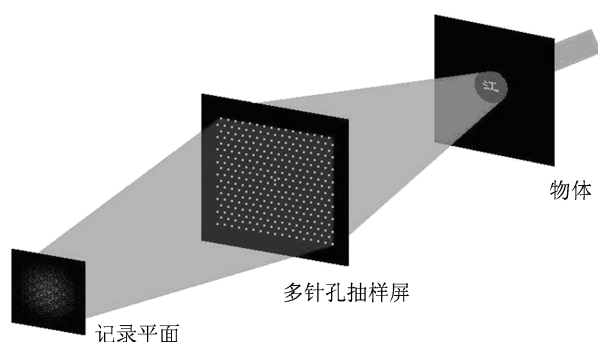


图 1 基于阵列抽样的衍射成像实验光路示意图

其中 $\text{Fr}_z\{\}$ 代表衍射距离为 z 的菲涅耳积分,也叫做菲涅耳变换,

$$S_P(x_0, y_0) = S(x_0, y_0) P(x_0, y_0),$$

其中 $S(x_0, y_0)$ 是物波由物平面传播到抽样平面处的复振幅, $P(x_0, y_0)$ 代表抽样屏的透过率函数,该函数的表达式为

$$P(\mathbf{r}) = \sum_{m=0}^M \text{hole}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m), \quad (2)$$

在上式中, $\text{hole}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m)$ 表示中心位置矢量为 \mathbf{r}_m 的针孔的透过率函数.由 CCD 相机记录的衍射强度分布可以写为

$$I(x, y, z) = I_0 |\text{Fr}_z \{ S_P(x, y) \}|^2 = I_0 \text{Fr}_z \{ S_P(x, y) \} \text{Fr}_{-z} \{ S_P^*(x, y) \}. \quad (3)$$

一般情况下,从 DC 记录的衍射强度分布图样直接重现出物波波前是困难的.为此我们首先将 (3) 式所记录的强度分布乘上一个二次相位指数因子然后再做一个衍射距离为 $-z$ 的菲涅耳变换,我们得到

$$g(x', y') = \text{Fr}_{-z} \left\{ \exp \left[\frac{j\pi}{\lambda z} (x^2 + y^2) \right] \times I(x, y, z) \right\}. \quad (4)$$

将 (1) 和 (3) 式代入到 (4) 式中我们得到

$$g(x', y') = I_0 \text{Fr}_{-z} \left\{ \exp \left[\frac{j\pi}{\lambda z} (x^2 + y^2) \right] \times \text{Fr}_{-z} \{ S_P(x, y) \} \text{Fr}_{-z} \{ S_P^*(x, y) \} \right\} = \exp \left[\frac{-j\pi}{\lambda z} (x'^2 + y'^2) \right] \times \iint \exp \left[\frac{j2\pi}{\lambda z} (xx' + yy') \right] \times \iint S_P(x_0', y_0') \exp \left[\frac{j\pi}{\lambda z} (x_0'^2 + y_0'^2) \right] \times \exp \left[\frac{-j2\pi}{\lambda z} (xx_0' + yy_0') \right] dx_0' dy_0' \times \iint S_P^*(x_0, y_0) \exp \left[\frac{-j\pi}{\lambda z} (x_0^2 + y_0^2) \right] \times \exp \left[\frac{j2\pi}{\lambda z} (xx_0 + yy_0) \right] \times dx_0 dy_0 dx dy. \quad (5)$$

因为 $\iint \exp \left\{ \frac{j2\pi}{\lambda z} [x(x' - x_0' + x_0) + y(y' - y_0' + y_0)] \right\} dx dy = \delta(x' - x_0' + x_0, y' - y_0' + y_0)$, 所以 (5) 式可以最终简化为

$$g(x', y') = \iint S_P(x_0 + x', y_0 + y') S_P^*(x_0, y_0) \times \exp \left[\frac{j2\pi}{\lambda z} (x_0 x' + y_0 y') \right] dx_0 dy_0, \quad (6)$$

由 (6) 式可见, $g(x', y')$ 可以看作是 $S_P(x_0, y_0)$ 的一个自卷积函数.根据自卷积函数的性质可知,通过适当选取抽样屏的透过率函数 $P(x_0, y_0)$ 就可以通过非迭代方法将被测物波的复振幅信息提取出来.

图 2(c) 是所采用的多针孔抽样屏, 它由一个参考孔和一组测量孔所构成. 所有的测量孔按正六边形阵列规则排列, 参考孔位于坐标原点. 图 2(d) 是对应的多针孔滤波屏, 滤波屏与抽样屏相比仅缺少中央的参考孔. 图 2 所示的抽样屏满足以下条件:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_m - \mathbf{r}_n &\neq \mathbf{r}_k - \mathbf{r}_R \text{ 和} \\ \mathbf{r}_m + \mathbf{r}_n &\neq 2\mathbf{r}_R, \quad (m, n, k = 1, 2, \dots, M), \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $\mathbf{r}_i (i = 1, 2, \dots, M)$ 和 \mathbf{r}_R 分别代表第 i 个测量孔和参考孔的中心位置矢量, M 是测量孔的总数. 由于参考孔位于坐标系的原点位置, 在以下的讨论中, 我们取 $\mathbf{r}_R = 0$ 以便来简化公式. 当多针孔屏上小孔的半径足够小时, 每个针孔区域的振幅和相位就可以近似看成是均匀的, 那么多针孔屏上每个针孔的透过率函数可以由一个 δ 函数表示, 即

$$P(\mathbf{r}) = S_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_R) + S_0 \sum_{m=1}^M \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m), \quad (8)$$

其中 S_0 是单个针孔的区域面积大小. 则 (6) 式可以进一步表示为

$$\begin{aligned} g(\mathbf{r}') &= C_0 A_R^2 \delta(\mathbf{r}') + C_0 \sum_{m=1}^M \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m) A_m A_R \\ &\quad \times \exp[j(\varphi_m - \varphi_R)] \\ &+ C_0 \sum_{m=1}^M \delta(\mathbf{r} + \mathbf{r}_m) A_m A_R \\ &\quad \times \exp[-j(\varphi_m - \varphi_R)] \\ &+ C_0 \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_m + \mathbf{r}_n) A_m A_n \\ &\quad \times \exp \left[j(\varphi_m - \varphi_n) \right. \\ &\quad \left. + \frac{j2\pi}{\lambda z} (x_m x' + y_m y') \right], \end{aligned} \quad (9)$$

其中 C_0 是一个与针孔面积有关的常数, A_m, φ_m 和 A_R, φ_R 分别是物波经由第 m 个测量孔和中心参考孔抽样后的振幅和相位. (9) 式中的第一项代表中心参考孔的自相关函数, 第四项是所有测量孔彼此之间的相关函数, 第二项和第三项给出了中心参考孔和所有测量孔之间的卷积. 如果对 (9) 式进行空间滤波, 并且滤波屏上的透光孔的位置矢量刚好满足 (7) 式, 则滤波后的透射光可表示为

$$g(\mathbf{r})[P(\mathbf{r}) - \delta(\mathbf{r})]$$

$$\begin{aligned} &= C_0 \sum_{m=1}^M \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m) A_R A_m \exp[j(\varphi_m - \varphi_R)] \\ &= S^*(0) S(\mathbf{r}) \sum_{m=1}^M \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m). \end{aligned} \quad (10)$$

由 (10) 式可见, 滤波后的结果与经过滤波屏抽样后的物波复振幅相比仅仅相差一个常数, 这表明通过滤波的方法可以将物波复振幅 $S(\mathbf{r})$ 提取出来.

基于以上我们所描述的原理, 我们可以将该无透镜相干衍射成像方法总结如下:

1) 在物体和记录平面之间插入一个如图 2(c) 所示的多针孔抽样屏. 物体和抽样屏之间的距离要根据物体的大小和抽样屏的抽样周期确定. 抽样屏与记录平面之间的距离满足菲涅耳衍射的近似条件.

2) 在记录平面上运用 DC 记录衍射强度分布图样 $I(x, y, z)$.

3) 按照 (4) 式在计算机中对记录的衍射强度图样乘上一个二次相位因子 $\exp[j\pi(x^2 + y^2)/(\lambda z)]$ 后再进行逆菲涅耳变换.

4) 运用多针孔滤波屏对复振幅进行提取; 再利用计算机对由多针孔滤波屏提取的物波振幅和相位进行处理, 从而实现物体成像.

3 实验系统及测量结果

为了进一步证明上述方法的可行性, 我们首先对该方法进行了计算机模拟实验研究. 模拟实验所用的光路如图 1 所示. 为了充分地证明该方法的波前相位恢复能力, 我们采用了一个如图 2(a) 和 (b) 所示的纯相位物体作为被测样品 (物体直径约为 $800 \mu\text{m}$). 照明光源为波长等于 $0.6328 \mu\text{m}$ 的单色平面波. 图 2(c) 是我们所采用的多针孔抽样屏, 其中每个针孔的尺寸为 $40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$, 相邻测量孔之间的距离为 $160 \mu\text{m}$, 抽样屏上测量孔的数量为 38×33 . 物体与抽样屏之间的距离 Z_1 为 500mm , 抽样屏与记录平面之间的距离为 $Z_2 = 259 \text{mm}$. 显然, 该实验条件无法满足夫琅禾费近似条件, 因此只能采用菲涅耳近似方法.

图 3(a) 给出了上述实验条件下在记录平面上的衍射强度分布图样的模拟实验结果. 图 3(b) 为数字重现过程中采用的二次相位指数因子的相位分布. 利用 (4) 式对图 3(a) 进行逆菲涅耳变换后的结

果如图 3(c) 所示 (仅为振幅部分). 用图 2(d) 所示的多针孔滤波屏对图 3(c) 进行空间滤波就可得到被测波前的复振幅抽样数据, 利用该复振幅阵列就可以实现任意距离处物波波前的数字重现. 图 3(d) 给出了该复振幅阵列反向传播距离 $Z_1 = 500 \text{ mm}$ 后得到的数字重现像. 与图 2(a) 所示的被测物体相比较可见, 该方法很好的实现了纯相位物体的波前重现.

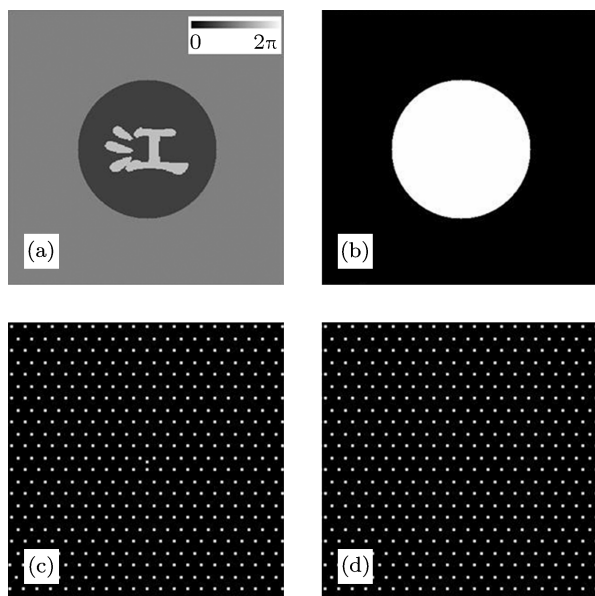


图 2 (a) 和 (b) 分别为所用物体的相位分布和振幅分布; (c) 和 (d) 分别为所用的多针孔阵列抽样屏和相应的多针孔滤波屏

为了确定多针孔抽样屏与记录平面之间的距离 Z_2 (简称为记录距离) 对衍射成像的影响, 我们模拟研究了多针孔屏上的针孔大小及 DC 记录孔径大小一定的情况下 Z_2 取不同值时的情况. 图 4(a) 和 (b) 给出了当 Z_2 分别为 100 mm 和 400 mm 时的衍射成像情况. 该模拟结果表明, 记录距离太小会使衍射重现像的分辨率降低, 而记录距离太大时衍射重现像的噪声则会增大. 显然, 该衍射成像过程存在一个最佳记录距离. 这个最佳距离与多针孔屏上的针孔大小, 照明光的波长和 DC 记录平面的尺寸有关. 进一步的定量分析表明, 该最佳记录距离刚好对应抽样屏上的单个针孔在记录平面上的衍射光场的零级主光斑尺寸与 DC 图像传感器尺寸刚好相等时的情况. 由于上述模拟实验中所用针孔形状为正方形且针孔大小 b 远小于记录距离 Z_2 , 该针孔在记录平面上的衍射主光斑的宽度

可从小孔远场衍射公式中求出. 由此, 我们得出计算该最佳记录距离的公式为 $Z_m = 0.5 W_s b / \lambda$, 其中 W_s 是记录平面上 DC 图像传感器的尺寸. 由该式可以算出上述模拟实验条件下的最佳衍射距离约为 $Z_m \approx 259 \text{ mm}$. 图 3(d) 就是在该最佳衍射距离条件下的衍射成像结果. 图 4(a) 和 (b) 给出的则是衍射距离太小或太大时的衍射成像结果.

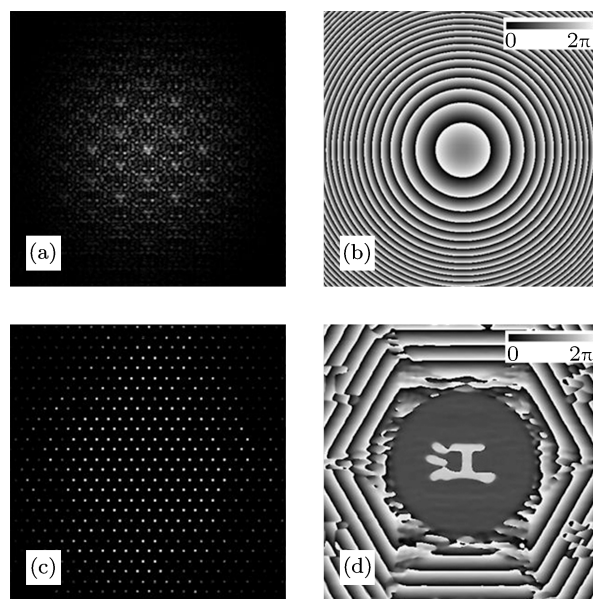


图 3 抽样屏与记录平面的距离为 259 mm 时的模拟结果 (a) 在 DC 上记录的非涅耳衍射强度分布图样; (b) 二次相位指数因子的相位分布示意图; (c) 逆非涅耳变换后所得到的复振幅点阵; (d) 最终的重现结果

最后, 我们对上述方法进行了实验验证. 实验中, 光源采用 He-Ne 激光 (波长为 $0.6328 \mu\text{m}$). 被测量物体为显示在一个液晶空间光调制器 (LC-SLM) 上的中文字符字; 通过改变 LC-SLM 上的输入输出偏振器可以在中文字符和圆形背景光斑之间产生约 $\pi/2$ 的相位差 (或相位跃变). 圆形背景光斑的直径约为 2 mm. 实验中用于抽样的多针孔板是通过半导体掩模制备工艺在厚度为 290 nm 的铬金属掩模上刻蚀而成. 抽样针孔板上的测量针孔按照六方形阵列分布, 共有 64×64 个针孔, 其中每个抽样针孔的直径为 $40 \mu\text{m}$, 相邻针孔的最小距离为 $200 \mu\text{m}$. 实验中所用 DC 图像传感器的像素数为 1024×1024 , 像素大小为 $6.7 \mu\text{m}$. 根据上述实验参数计算得到的最佳衍射距离约为 217 mm. 图 5(a) 给出了物波透过多针孔抽样板后在记录平面上的衍射强度图样的实验记录实例. 实验中记录

平面和抽样针孔板的实测距离为 215 mm. 图 5(b) 则是利用图 5(a) 所示的强度图样在计算机中通过计算机程序得到的被测物体数字重现像的相位分布图样. 定量测量结果显示背景光斑和中文字符间

的相位差约 1.5 rad. 实验结果中相位分布的起伏主要反映了 LC-SLM 中的输入输出偏振器表面的灰尘和起伏. 该实验结果较好地证明了本文所述方法的实际可行性.

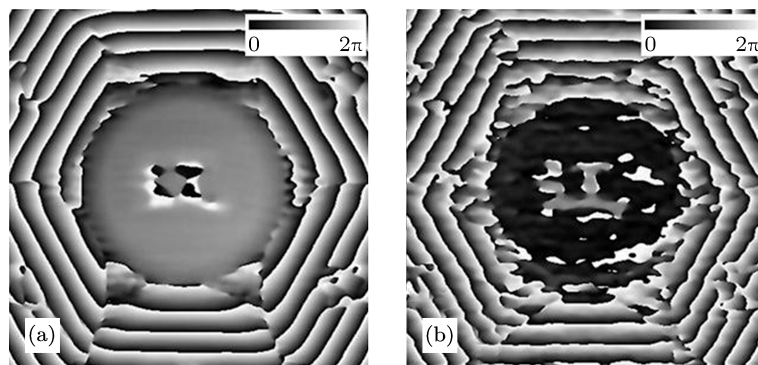


图 4 记录距离 Z_2 太小或太大时的再现像 (a) Z_2 为 100 mm; (b) Z_2 为 400 mm

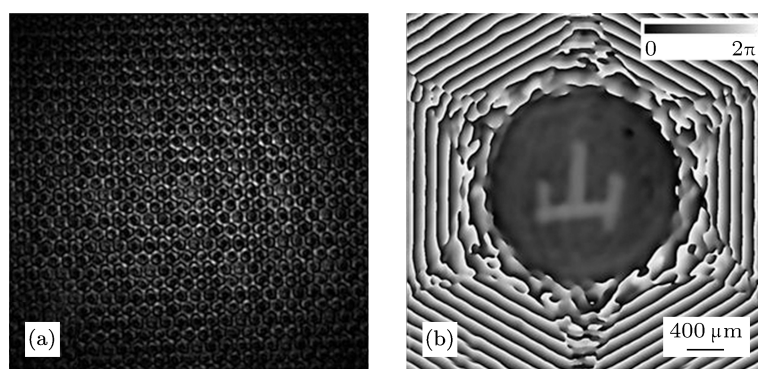


图 5 (a) 实验记录的衍射图样实例; (b) 基于 (a) 的相位恢复成像结果

由于本方法中的多针孔抽样屏并不是直接对被成像物体抽样, 而是在与物面相距为 Z_s 的平面上对物波的衍射光场进行抽样, 因此系统成像的分辨率主要取决于抽样阵列的相对孔径 D/Z_s . 相对孔径越大, 系统成像的分辨率就越高. 对于抽样阵列尺度 D 一定的多针孔抽样屏, 物体到抽样屏的距离 Z_s 越小抽样屏的相对孔径就越大, 理论上系统的成像分辨率就越高. 但是由于测量针孔处的实验测量值是该针孔处的物波与参考针孔上的物波的卷积, 因此在实验光路的设计上要保证每个抽样针孔上的被抽样物波的相位分布不能有太大的波动. 为此, 被成像物体与多针孔抽样板之间需保

持一定的距离. 为确定物体与抽样屏的距离需满足的条件, 我们考虑一个位于光轴上的与多针孔抽样板相距为 Z_s 的物点所发出的物波在抽样屏上的相位分布情况. 计算结果表明, 多针孔抽样板的最大相对孔径可以通过令该物点发出的球面波在抽样板边缘处的针孔上的相位变化不大于 $\pi/2$ 求出, 即 $D/Z_s \leq \lambda/(2d)$. 该结果表明, 本文所述的基于多针孔板抽样的相干衍射成像系统的最大分辨能力取决于抽样针孔的大小并接近抽样针孔的尺度. 图 5(b) 所示的实验结果也说明了这一点. 该实验中所用抽样屏上的抽样针孔直径为 $40 \mu\text{m}$, 相邻抽样针孔的距离为 $200 \mu\text{m}$. 实验结果显示系统相位物

体成像的最小分辨间隔接近抽样针孔的大小.

4 结论

综上所述, 我们提出了一种新型的无透镜相干衍射成像方法, 从理论上和实验上证明了该方法的可行性, 讨论了影响成像质量和分辨率的因素, 并确定了最佳记录距离与波长、抽样针孔和 DC 记

录平面尺寸的定量关系. 本文所述方法有三个特点: 1) 波前相位恢复过程不需要任何迭代算法且只需要一幅菲涅耳衍射强度图样, 这就使得这种方法在自适应光学和超快 X 射线衍射成像中有一定的应用价值; 2) 该成像方法由于避免了透镜的使用, 具有较大的波长适用范围; 3) 该方法实验光路简单, 对环境要求低. 该方法为实现复数物体的无透镜实时相干衍射成像提供了一种新的可行途径.

-
- [1] Li J C, Peng Z J, Patrice T, Pascal P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4646 (in Chinese) [李俊昌, 彭祖杰, Tankam Patrice, Picart Pascal 2010 物理学报 **59** 4646]
- [2] 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, Tankam Patrice, 宋庆和, Picart Pascal 2011 物理学报 **60** 034204]
- [3] 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]
- [4] Wu Y C, Wu X C, Wang Z H, Chen L H, Zhou H, Cen K F 2011 *Acta Opt. Sin.* **31** 1109001 (in Chinese) [吴迎春, 吴学成, 王智化, 陈玲红, 周昊, 岑可法 2011 光学学报 **31** 1109001]
- [5] Zhang F, Pedrini G, Osten W 2007 *Phys. Rev. A* **75** 043805
- [6] Lou S, Ding Z L, Yuan F 2009 *Acta Opt. Sin.* **29** 2768 (in Chinese) [娄帅, 丁振良, 袁峰 2009 光学学报 **29** 2768]
- [7] Zhou G Z, Tong Y J, Chen C, Ren Y Q, Wang Y D, Xiao T Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 028701 (in Chinese) [周光照, 佟亚军, 陈灿, 任玉琦, 王玉丹, 肖体乔 2011 物理学报 **60** 028701]
- [8] Zhou G Z, Wang Y D, Ren Y Q, Chen C, Ye L L, Xiao T Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 018701 (in Chinese) [周光照, 王玉丹, 任玉琦, 陈灿, 叶琳琳, 肖体乔 2012 物理学报 **61** 018701]
- [9] Huang L X, Yao J, Gao F H, Chen J M, Gong A L 2010 *Chin. J. Lasers* **37** 3066 (in Chinese) [黄利新, 姚军, 高福华, 陈剑鸣, 宫爱玲 2010 中国激光 **37** 3066]
- [10] Xu N H, Tan Q F, Jin G F 2010 *Chinese J. Lasers* **37** 1800 (in Chinese) [徐宁汉, 谭峭峰, 金国藩 2010 中国激光 **37** 1800]
- [11] Li M, Li X Y, Jiang W H 2007 *High Power Laser and Particle Beams* **19** 611 (in Chinese) [李敏, 李新阳, 姜文汉 2007 强激光与粒子束 **19** 611]
- [12] Wei G X, Lu L L, Guo C S, Wang H T 2009 *Appl. Opt.* **48** 5099
- [13] Guo C S, Lu L L, Wei G X, He J L, Tong D M 2009 *Opt. Lett.* **34** 1813
- [14] Nakajima N 2008 *J. Opt. Soc. Am. A* **25** 742
- [15] Nakajima N 2011 *Opt. Lett.* **36** 2284
- [16] Guo C S, Liang K, Zhang X T, Wang H T 2010 *Opt. Lett.* **35** 850

Lensless coherent diffractive imaging with a Fresnel diffraction pattern*

Jiang Hao Zhang Xin-Ting Guo Cheng-Shan[†]

(Department of Physics, Shandong Normal University, Jinan 250014, China)

(Received 9 May 2012; revised manuscript received 17 June 2012)

Abstract

Coherent diffractive imaging is a new lensless imaging technique which has important applications in optical measurements, microscopic imaging and adaptive optics. We propose a method for coherent diffractive imaging from one single Fresnel diffraction intensity pattern. In this method, a Fresnel diffraction intensity pattern of the object wave passing through a specially designed sampling array is recorded and the complex amplitude of the object wave can be extracted through some digital processing such as inverse Fresnel transform and spatial filtering to the recorded intensity pattern; and then the image of the object can be reconstructed in computer. Some theoretical analyses and digital simulations about how the diffraction parameters affect the rebuilding image are given, such as sampling aperture, diffraction distance, image sensor size, etc. We find that there exists an optimal recording distance when the pinhole size and the recording aperture are given. Some serious noise will appear if the recording distance is longer than the optimal value, while shorter recording distance will result in a worse resolution of the reconstructed image. The influence of the pinhole size on the imaging resolution power of the system is also discussed. As this method requires only a single measurement of the diffraction intensity pattern and it does not need any iterative algorithm and lens systems, it provides a practically valuable approach to real-time wavefront measuring and lensless diffractive imaging of a complex-valued object in a wide range of wavelengths.

Keywords: Fresnel diffraction, coherent diffractive imaging, sampling, phase retrieving

PACS: 42.30.-d, 42.30.Rx, 42.30.Wb

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11074152, 10934003), and the Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20113704110002).

[†] E-mail: guochsh@sdu.edu.cn