

基于电子束剪切干涉的PIE成像技术研究

李元杰 何小亮 孔艳 王绶珣 刘诚 朱健强

Shearing interferometric electron beam imaging based on ptychographic iterative engine method

Li Yuan-Jie He Xiao-Liang Kong Yan Wang Shou-Yu Liu Cheng Zhu Jian-Qiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 134202 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.134202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.134202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

透射光学系统像平面一阶散射光照度分布规律研究

The research on the illumination distribution law of the first-order scattered light in the focal plane of transmission optical system

物理学报.2017, 66(4): 044201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.044201>

基于全相位谱分析的剪切光束成像目标重构

Sheared-beam imaging target reconstruction based on all-phase spectrum analysis

物理学报.2017, 66(2): 024203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.024203>

部分相干条件下的弱散射样品 ptychography iterative engine 成像

Ptychographic iterative engine with partially coherent illumination for weakly scattering samples

物理学报.2016, 65(18): 184202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.184202>

柱状磁光颗粒的局域表面等离激元共振及尺寸效应

Localized surface plasmon resonance and the size effects of magneto-optic rods

物理学报.2016, 65(11): 114202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.114202>

非相干照明条件下的 ptychographic iterative engine 成像技术

Ptychographic iterative engine with the incoherent illumination

物理学报.2015, 64(24): 244201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.244201>

基于电子束剪切干涉的PIE成像技术研究*

李元杰¹⁾ 何小亮²⁾ 孔艳¹⁾ 王绥琦¹⁾ 刘诚^{1)2)†} 朱健强²⁾

1) (江南大学理学院光电信息科学与工程系, 无锡 214122)

2) (中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

(2016年12月16日收到; 2017年5月2日收到修改稿)

提出了基于 Möllenstedt 电子双棱镜的电压扫描剪切干涉全场 ptychographic iterative engine (PIE) 显微成像技术. 从低到高逐步改变电子双棱镜的电压, 并同时记录所形成的剪切干涉条纹, 待测样品透射电子束的强度和相位分布就可以用 PIE 算法得以快速重建, 而且双棱镜的方向、位置 and 实际电场强度分布等诸多实验中不可避免地偏差都可以在迭代过程中自动得以更正. 所提技术能够克服现阶段用电子束进行 PIE 成像的诸多技术困扰, 从而有望推动 PIE 技术在电子显微成像领域的发展和应.

关键词: Möllenstedt 双棱镜, 相干衍射成像, 相位恢复, 电子束干涉

PACS: 42.25.Fx, 42.25.Kb, 42.30.Rx

DOI: 10.7498/aps.66.134202

1 引言

在高分辨显微成像领域, 为了达到理想的空间分辨率, 样品需足够薄以尽可能地避免离焦像所造成的干扰, 但样品厚度变小将大大降低其对光的吸收作用, 从而导致强度成像对比度的急剧下降. 透射光的相位由于和样品的吸收没有直接关系, 相位像的对比度往往可比强度像的对比度高出一个数量级以上. 例如, X 射线成像的吸收横截面对应于原子的吸收系数 μ , 其相移横截面可以定义为 $p = r_e \lambda (Z + f_1)$, 其中 r_e , λ , Z 和 f_1 分别为经典电子半径、X 射线波长、原子序数和反常原子散射因子的实数部分. 一般情况下 p 总是比 μ 大得多, 而且对于轻元素 p 可比 μ 大一千倍以上. 因此相位显微成像是材料和生物医学领域中重要的观测手段^[1-3]. 在 X 射线、极紫外、电子束等短波长波段, 因高质量成像元件在制造技术方面的困难, 可见光领域常见的相衬显微镜和微分干涉相衬显微镜等相位成像工具在该波段都难以实现^[4]. 为了解决短波长波段的相位成像问题, 提出了基于无透镜系统的相干衍射成像 (CDI) 技术^[5-9]: 因其不使用任何复杂的光学元件, CDI 技术的分辨率理论上可以达到系统的衍射极限, 而且由于装置简单, 同时对环境的要求较低, CDI 技术正逐渐成为材料学和物理学等领域中的重要研究工具^[10,11]. CDI 的基本概念于 1970 年提出, 其主要思想是将光束在垂直于光轴的两个平面来回传播, 并同时在这两个平面上对光束施加强度或空间限制, 从而使光束的分布随着迭代次数的增加而逐渐逼近真实值. CDI 的传统算法主要有 1972 年 Gerchberg 和 Saxton 提出的 G-S 算法^[12] 以及 1978 年 Fienup^[13,14] 提出的 ER (error reduction) 算法和 HIO (hybrid input-output) 算法, 其中前者需要同时知道两个平面上的强度分布, 后者需要知道记录平面上的强度分布和待测平面上样品的空间范围. Fienup 所提算法由于要求待测样品在空间上必须是孤立分布而导致成像视场受到较大的限制, 另一方面由于这两种算法理论上并不能将物体自身和其自身的共轭区

* 国家自然科学基金 (批准号: 11647144) 和江苏省自然科学基金 (批准号: BK2012548) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: cheng.liu@hotmail.co.uk

别开来, 对于稍微复杂的样品很难恢复出其准确信息. 在过去的几十年里, 先后对这两种传统的 CDI 技术其进行了多种改进, 包括沿着光轴多平面记录衍射强度和使用多种波长进行照明等^[15-18], 但传统 CDI 固有的缺点并没有得到根本的改善, 从而阻碍了 CDI 技术的广泛使用. 直到 2004 年英国谢菲尔德大学 Rodenburg 教授提出的 ptychographic iterative engine (PIE) 算法, 其用一束空间受限的照明光束步进扫描待测样品表面, 并同时记录下相应的衍射光斑序列, 只要保证相邻的两次照明面积之间有一定比例的重合, 就可以采用迭代方法快速重建出物体的振幅信息和相位信息^[19,20]. 和传统 CDI 技术相比, PIE 在收敛速度、可靠性、精度、分辨率和信噪比等诸多方面都有显著提高, 被认为是 CDI 技术的一个革命性的进步. 到目前为止, PIE 已经在光学、X 射线和电子束等波段得以全面实现^[20-22], 并在生物医学、材料学和物理学等领域得到了重要应用^[23-25]. PIE 在取得上述诸多革命性技术突破的同时, 也带来了一些技术方面的难题: 在实验中我们发现当利用高能电子束进行成像时, 样品表面附着物或污染物会由于电荷的吸附作用随着电子束的扫描而与其共同运动, 客观上形成一个随着位置不断变化的照明, 从而使实验不能完全满足 PIE 的理论要求而大大降低成像分辨率, 这是目前电子束 PIE 成像分辨率难以进一步提升的重要原因之一. 如何在避免电子束相对于样品横向扫描的条件下实现 PIE 高分辨率相位成像, 是一个亟需解决的实际问题.

Möllenstedt 电子双棱镜最早由 Möllenstedt 等^[26] 在 1956 年设计提出, 是很多透射电镜的标准选配装置^[27], 为此本文提出将其放置于样品之后, 使透射电子束的左右两个部分向中间偏折并在探测器表面形成剪切干涉, 通过调整双棱镜的电压, 两束发生干涉的电子束将逐步靠近, 记录下所形成的密度不同的一系列干涉条纹图后, 利用和普通 PIE 相类似的重建公式, 可以快速地迭代重建样品的相位和强度. 这种方法本质上是利用两束剪切电子束的相对运动来代替普通 PIE 方法的电子束横向扫描. 由于照射到样品上的电子束的位置和强度等皆不发生变化, 所以可以很好地避免电子束扫描所带来的样品或者照明光束的变化问题, 同时由于 Möllenstedt 电子双棱镜是一个成熟的设备, 从而实验的可行性有良好的保证.

2 基本原理

Möllenstedt 电子双棱镜由一根接正极的金属丝和两块接地的平行板组成, 如图 1(a) 所示. 金属丝中心到平行板的距离为 R , 金属丝半径为 r_0 , U_i 为加载在金属丝表面的电压, r 为双棱镜内任意一点到金属丝中心的距离, Möllenstedt 双棱镜等效于圆柱形电容器, 其电势分布近似为^[28-30]

$$U(r) = U_i \frac{\ln(r/R)}{\ln(r_0/R)}. \quad (1)$$

根据几何光学与电子光学的相似性, 具有初始能量为 eU_0 的电子垂直于金属丝表面入射至 $U(r)$ 的电场内, 等效于光透过折射率为 $[U_0 + U(r)]^{1/2}$ 的介质, 棱镜区域外的折射率等于 $(U_0)^{1/2}$. x 为金属丝与接地板之间任意一点到金属丝中心的距离, z 为垂直于电子双棱镜表面传播的距离, 因此引入的光程差为^[31-33]

$$\begin{aligned} \Delta P &= \int_{-\sqrt{R^2-x^2}}^{\sqrt{R^2-x^2}} \left\{ \left[U_0 + U_i \frac{\ln(r/R)}{\ln(r_0/R)} \right]^{1/2} - U_0^{1/2} \right\} dz \\ &= \frac{U_i}{\sqrt{U_0} \ln(r_0/R)} \left[x \arctan \left(\frac{\sqrt{R^2-x^2}}{x} \right) - \sqrt{R^2-x^2} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

其等效变化的几何路程 ΔL 为

$$\begin{aligned} \Delta L &= \frac{\Delta P}{\sqrt{U_0}} \\ &= \frac{U_i}{U_0 \ln(r_0/R)} \left[x \arctan \left(\frac{\sqrt{R^2-x^2}}{x} \right) - \sqrt{R^2-x^2} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

电子束改变的方向等于变化的几何路程对 x 的微商,

$$\frac{d(\Delta L)}{dx} = \frac{U_i}{U_0 \ln(r_0/R)} \left[\arctan \left(\frac{\sqrt{R^2-x^2}}{x} \right) \right]. \quad (4)$$

在电子双棱镜中 $U_0 \gg U_i$, 当 $(R^2 - x^2)^{1/2} \gg x$, (4) 式则可以更进一步简化为

$$\frac{d(\Delta L)}{dx} \approx \frac{\pi}{2 \ln(r_0/R)} \frac{U_i}{U_0}. \quad (5)$$

从 (5) 式可以看出电子的偏转角正比于金属丝的加载电压 U_i , 反比于入射加速电压 U_0 . 然而对于菲涅耳双棱镜, 如图 1(b) 所示, 光线沿 Z 轴入射, 光程

的变化为

$$\Delta P = -(n - n_0)(l - x)\theta, \quad (6)$$

式中 n 和 n_0 分别为棱镜材料和空气的折射率, θ 为棱镜底角.

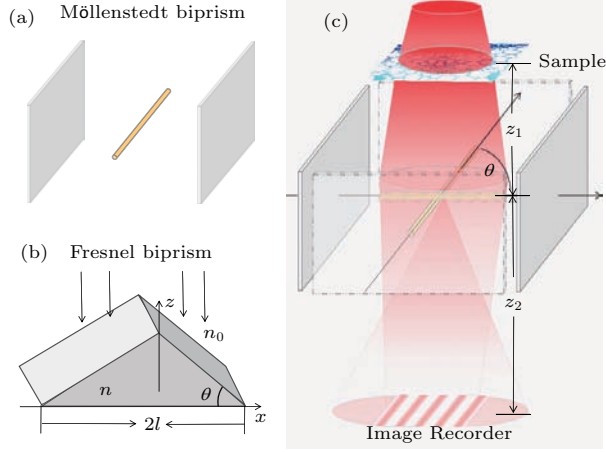


图1 (网刊彩色) (a) Möllenstedt 电子双棱镜示意图; (b) 菲涅耳双棱镜的示意图; (c) 剪切干涉 PIE 实验装置图

Fig. 1. (color online) (a) Möllenstedt biprism; (b) Fresnel biprism; (c) scheme of shearing interferometric PIE.

其等效于几何路程的变化

$$\Delta L = -[(n - n_0)/n_0](l - x)\theta, \quad (7)$$

光线经过双棱镜的偏转角

$$\frac{d(\Delta L)}{dx} = \frac{(n - n_0)}{n_0}\theta. \quad (8)$$

由此可见, 对于入射的平面波, Möllenstedt 双棱镜只改变其传播方向, 因此和光学领域常用的菲涅耳双棱镜都具有完全等效的光学特性.

基于电子束剪切干涉的 PIE 成像的基本原理如图 1(c) 所示, 电子枪所发射的电子束照射到样品上, 距离样品后方 z_1 处放置电子双棱镜, 探测器位于电子双棱镜后方 z_2 处用于接收所形成的剪切干涉条纹. 随着电压的逐步增加, 被 Möllenstedt 双棱镜所分割的两束电子束将相向运动, 从而引起条纹密度的逐步增加. 如果在电压调节的过程中将所得到的剪切干涉条纹记录下来, 并将其当作普通 PIE 技术中的衍射强度, 而将电压不断变换的电子双棱镜看作是衍射物体, 则可以利用和 PIE 相似的算法实现相位成像. 由于电子双棱镜放置于样品的后方, 因此在整个数据记录过程中样品和照射到样品表面的电子束的分布不发生任何变化, 可以很好地避免现有 PIE 技术用于电子束成像时所出现的各种问题.

在重建过程中, 无法准确获知金属丝周边的电场分布, 即不能准确知道 (3) 式中 ΔL 的实际分布, 但是由于可以准确获知所施加的电压 U_i 的数值, 因此可以将电子双棱镜当作一个理想相位衍射体, 设在电压为 U_1 时的透射函数为 $\exp[i\varphi(x, y)]$, 则电压为 n 倍的 U_1 时透射函数变为 $\exp[in\varphi(x, y)]$, 因此数据重建过程变为对电子双棱镜和待测样品同时成像的 3PIE 技术 [34], 便可以在未准确获知电子双棱镜实际透射函数的情况下, 准确重建样品及电子双棱镜的信息. 另外对于实际测量而言, 金属丝相对于探测器的空间方位也无法准确获知, 然而其可以在实验中进行精确测量. 所采用的方法是将不放置样品时所采集的条纹进行傅里叶变换, ± 1 阶谱点连线的垂直方向就是金属丝的方向, 并将其作为初始猜测棱镜的方向. 实验的数据记录过程为: 1) 在未放置样品的条件下, 将电压从 U_1 逐步增加到 $U_2, U_3 \cdots U_n$ 并记录相对应的一组衍射斑 I_{0n} ; 2) 引入样品并施加相同电压, 记录第二组衍射斑 I_{1n} ; 3) 将棱镜方向平行于样品表面方向旋转 90° 并重复相同的电压记录第三组衍射斑 I_{2n} . 如图 1(c) 所示, 可以通过旋转金属丝与接地板实现, 由于旋转误差的存在, 我们同样通过采集的条纹傅里叶变换后 ± 1 阶谱点连线的垂直方向确定旋转后的 Möllenstedt 电子双棱镜的准确方向. 数据记录完成后, 首先对棱镜的透射函数给予一个初始猜测值 $L_{1,1}$, 并同样给予待成像物体复振幅初始猜测 $O_{1,1}$, 另外将入射到待测物体面上的电子束近似为一理想的平面波. 图像的重建过程按照下面迭代顺序进行, 其中 $O_{m,n}$ 为第 m 次重建的第 n 次电压循环 (对应电压为 U_n) 所得到的样品复振幅的透射函数, 其中 $n = 1, 2, \cdots, 10$, 表示每次重建中含有 10 次的电压循环.

1) 在没有样品时, 入射到棱镜上的电子束可以近似认为是一个理想平面波, 计算电子束穿过棱镜后在探测器表面形成衍射斑复振幅 $\Psi_{0m,n}$, 其中 $\mathcal{F}()$ 表示正向传播的菲涅耳衍射积分,

$$\Psi_{0m,n} = \mathcal{F}\{L_{m,n}\}. \quad (9)$$

用实际测量的未加样品时透射电子束衍射强度的平方根 $(I_{0n})^{1/2}$ 代替 $|\Psi_{0m,n}|$, 得到更新的衍射斑,

$$\Psi'_{0m,n} = \sqrt{I_{0n}} \exp(i\varphi_{0m,n}). \quad (10)$$

将 $\Psi'_{0m,n}$ 逆向传播至电子双棱镜的后表面, 得到更

新的棱镜透射函数,

$$\begin{aligned} L_{m,n} &= \mathcal{F}^{-1}(\Psi'_{0m,n}) \\ &= \mathcal{F}^{-1}\{\sqrt{I_{0n}} \exp(i\varphi_{0m,n})\}, \end{aligned} \quad (11)$$

$\varphi_{0m,n}$ 为对应的棱镜的相位分布, $\mathcal{F}^{-1}()$ 表示逆向传播的菲涅耳衍射积分.

2) 计算电子束穿过样品和电子棱镜后所得到的透射电子束分布 $T_{1m,n}$, 其中, $\Phi_{m,n}$ 定义为物体的透射函数 $O_{m,n}$ 传至电子透镜前表面的复振幅分布,

$$T_{1m,n} = \mathcal{F}\{O_{m,n}\} \cdot L_{m,n} = \Phi_{m,n} \cdot L_{m,n}. \quad (12)$$

然后将 $T_{1m,n}$ 传播至探测器平面得到其衍射斑复振幅 $\Psi_{1m,n}$,

$$\Psi_{1m,n} = \mathcal{F}\{T_{1m,n}\} = |\Psi_{1m,n}| \exp(i\varphi_{1m,n}), \quad (13)$$

其中 $\varphi_{1m,n}$ 为第 m 次重建中第 n 倍电压循环的待测样品相位分布.

3) 用实际所测得经电子双棱镜调制的透射样品电子束强度的平方根 $(I_{1n})^{1/2}$ 代替 $|\Psi_{1m,n}|$, 得到更新的散射斑函数,

$$\Psi'_{1m,n} = \sqrt{I_{1n}} \exp(i\varphi_{1m,n}). \quad (14)$$

将 $\Psi'_{1m,n}$ 逆向传播至电子双棱镜的后表面, 得到更新透射场 $T'_{1m,n}$,

$$T'_{1m,n} = \mathcal{F}^{-1}(\Psi'_{1m,n}). \quad (15)$$

4) 对电子双棱镜周边电场的分布和前表面的样品透射场分别进行更新:

$$\Phi_{m,n} = \Phi_{m,n} + \frac{L_{m,n}^*}{|L_{m,n}|} (T'_{1m,n} - T_{1m,n}), \quad (16)$$

$$\begin{aligned} L_{m,n} &= L_{m,n} + \frac{|\Phi_{m,n}|}{|\Phi_{m,n}|_{\max}} \\ &\quad \times \frac{\Phi_{m,n}^*}{|\Phi_{m,n}|^2 + 1} (T'_{1m,n} - T_{1m,n}), \end{aligned} \quad (17)$$

其中, $L_{m,n}^*$ 和 $\Phi_{m,n}^*$ 分别为 $L_{m,n}$ 和 $\Phi_{m,n}$ 的共轭.

5) 将计算所得 $L_{m,n}$ 旋转 90° , 并用所记录的 I_{2n} 重复上述步骤 2)—4).

6) 将计算所得 $L_{m,n}$ 旋转 -90° , 并将 $L_{m,n}$ 调节到电压 U_{n+1} 的对应值为 $L_{m,n+1}$ 并重复上述步骤 1)—5).

$$L_{m,n+1} = |L_{m,n}| \exp\left[i \frac{U_{n+1}}{U_n} \text{angle}(L_{m,n})\right]. \quad (18)$$

7) 样品的复振幅分布可以通过最后更新的 $\Phi_{m,n}$ 计算获得, 即 $O_{m,n} = \mathcal{F}^{-1}(\Phi_{m,n})$. 最后计算

样品的计算收敛误差, 若达到预期精度则结束循环, 否则从电压 U_1 开始重复步骤 1)—6), 作为第 $m+1$ 次循环, 直到计算精度符合预期为止.

为了量化评估该方法的收敛性, 我们采用如下的误差评价函数来反映重建像的质量:

$$Error = \frac{\sum (|O| - |o|)^2}{\sum |o|^2}, \quad (19)$$

其中 O 为重建的样品复振幅分布, o 为真实样品的复振幅分布.

3 数值计算与分析

3.1 理想情况

在数值计算中, 将图 2(a) 和图 2(b) 所示分布作为样品的振幅和相位信息, 探测器像素分布为 1024×1024 , 像素大小为 $7.4 \mu\text{m}$, 样品到电子双棱镜的距离 z_1 为 2 mm , 电子双棱镜到探测器表面的距离 z_2 为 25 cm . 由于 Möllenstedt 电子双棱镜与菲涅耳双棱镜具有相似的工作特性, 因此在数值计算中我们可用菲涅耳双棱镜复振幅分布来作为 Möllenstedt 双棱镜等效复振幅分布的初始猜测, 该方法在一定的猜测范围内可以迅速恢复出样品的振幅和相位信息.

首先根据 (2) 式可知在一倍电压 U_1 下 Möllenstedt 电子双棱镜的实际的相位分布为

$$\begin{aligned} \varphi &= \mathbf{k} \cdot \Delta P \\ &= \mathbf{k} \cdot \frac{U_i}{\sqrt{U_0} \ln(r_0/R)} \left[x \arctan\left(\frac{\sqrt{R^2 - x^2}}{x}\right) - \sqrt{R^2 - x^2} \right], \end{aligned} \quad (20)$$

复振幅分布为

$$\begin{aligned} \exp[i\varphi(x, y)] &= \exp(i\mathbf{k}\Delta P) \\ &= \exp\left\{i\mathbf{k} \frac{U_1}{\sqrt{U_0} \ln(r_0/R)} \left[x \arctan\left(\frac{\sqrt{R^2 - x^2}}{x}\right) - \sqrt{R^2 - x^2} \right]\right\}, \end{aligned} \quad (21)$$

其中 \mathbf{k} 为波矢, 另外分别取 $U_1 = 6 \text{ V}$, $U = 125 \text{ kV}$, $r = 0.5 \mu\text{m}$, $R = 1 \text{ mm}$, x 为金属丝与接地板之间任意一点到金属丝中心的距离. 图 2(c) 展示了电压为 U_1 情况下的 Möllenstedt 电子双棱镜的实际相位分布, 此外, 我们使用的菲涅耳双

棱镜的相位作为初始猜测的 Möllenstedt 电子双棱镜的相位分布, 其中菲涅耳双棱镜复振幅为 $\exp\left(i \cdot \frac{764 + |x|}{37}\right)$, 其也如图 2(c) 所示. 我们发现使用该拟合的菲涅耳双棱镜复振幅作为电子双棱镜的初始猜测值进行迭代, 可以获得准确的样品

振幅与相位分布, 如图 2(d) 和图 2(e) 所示. 另外, 图 2(f) 展示了迭代过程中的收敛曲线, 可知在初始猜测的相位足够准确的情况下, 该方法能够在前 10 次循环中快速重建出待测样品的振幅信息和相位信息.

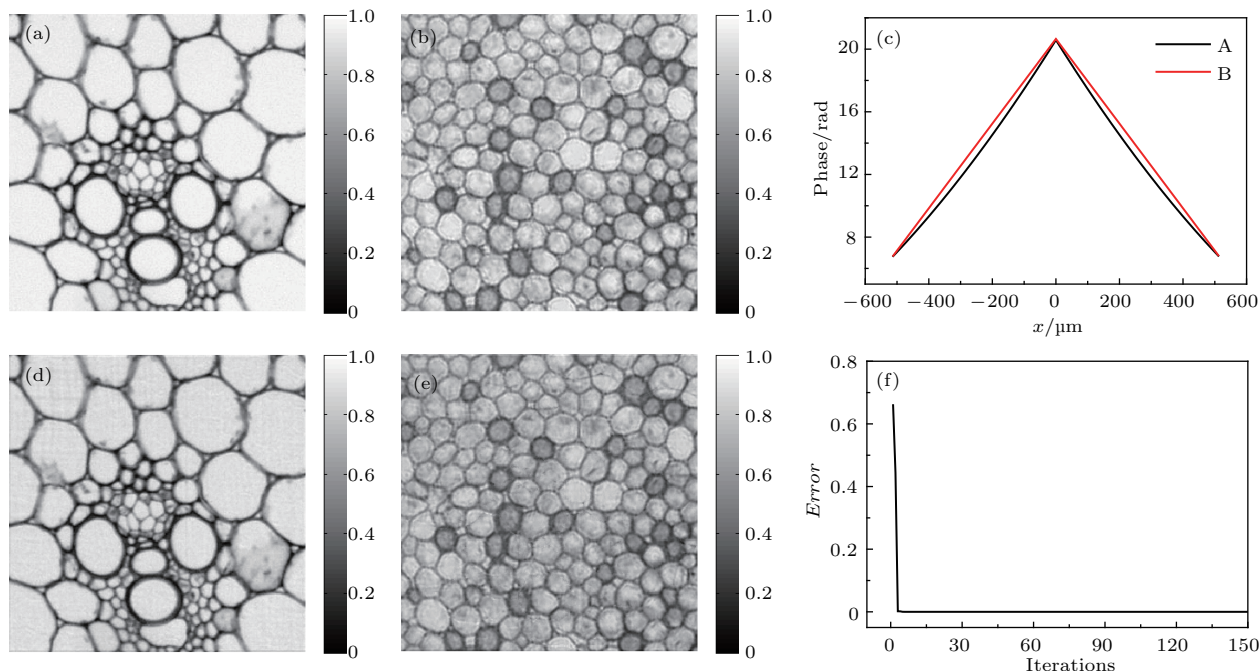


图 2 (网刊彩色) 理想情况下的数值计算 设置样品的 (a) 振幅与 (b) 相位分布; (c) Möllenstedt 电子双棱镜相位分布 (A) 及其初始猜测分布 (B); 经过 150 次迭代计算恢复的样品 (d) 振幅与 (e) 相位分布; (f) 迭代过程中的收敛曲线

Fig. 2. (color online) Numerical computations in ideal condition: (a) Amplitude and (b) phase distributions setting in numerical simulations; (c) phase distributions of biprism (line A) and its original guess (line B) in iterative computation; retrieved (d) amplitude and (e) phase distributions using proposed shearing interferometric PIE technique; (f) convergence curve during iterative calculation.

3.2 实验误差分析

然而在实际测量中, 由于机械和电压等误差的存在, 我们无法准确获知双棱镜的方向、位置 and 实际电场强度分布. 为了验证本文所设计的剪切干涉 PIE 成像技术在这些误差存在情况下的准确性, 我们分别模拟了单一误差情况和多种误差同时存在的情况, 定量分析了该技术的精度及适用范围.

首先讨论单一误差情况. 图 3 展示了不同误差情况下双棱镜的相位分布, 其中 A 与 B 对应的相位分布为 $\exp\left(i \cdot \frac{764 + |x|}{27}\right)$ 和 $\exp\left(i \cdot \frac{764 + |x|}{47}\right)$, 代表相位大小的偏差, C 表示位置偏差, 其是电子双棱镜中心向右偏移 50 μm 导致的相位, 而实际情况下的双棱镜相位分布如 D 所示. 在迭代过程中,

分别将 ABC 所示相位作为电子双棱镜相位的初始猜测用于迭代计算, 图 3(b) 展示了收敛曲线图. 计算结果说明在如上所述的误差存在情况下, 剪切干涉 PIE 成像技术均可以以较高精度实现被测样品的信息提取, 同时也说明具有一定偏差的初始猜测值并不影响该方法的样品信息恢复精度. 另外, 我们还定量计算了该方法的适用范围: 在该情况下, 起始猜测的 Möllenstedt 双棱镜相位分布约在

$$\left(\exp\left(i \cdot \frac{764 + |x|}{25}\right), \exp\left(i \cdot \frac{764 + |x|}{50}\right)\right)$$

范围内, 迭代过程收敛并都可以恢复出样品的振幅和相位信息. 此外, 在电子双棱镜 ±50 μm 位置偏差以内该技术也依然能够精确地恢复出物体的振幅与相位信息.

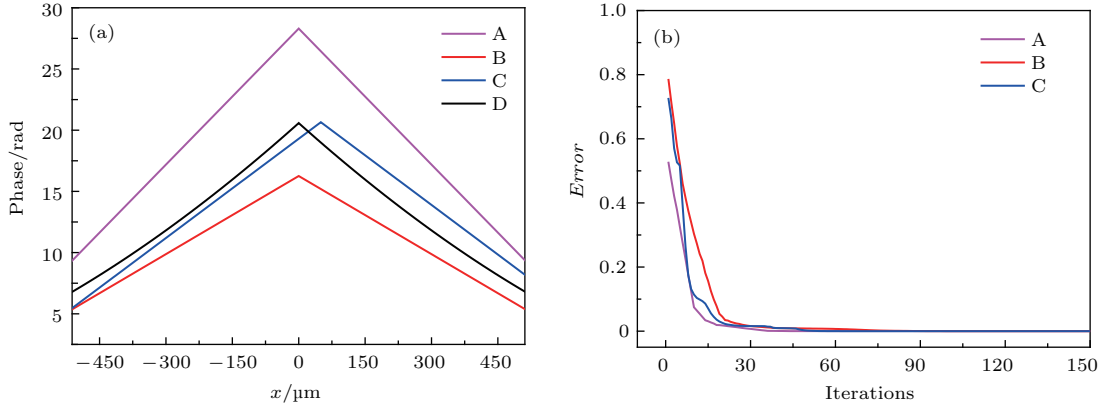


图3 (网刊彩色) (a) 具有相位/位置偏差的电子双棱镜相位分布及其实际相位, 其中, 曲线A与B代表相位大小偏差, C代表位置偏差, D为实际情况相位分布; (b) 不同棱镜相位猜测情况下的迭代过程中的收敛曲线

Fig. 3. (color online) (a) Phase distributions of actual biprism and those with errors in phase values and locations, A and B represents biprism phase with errors in phase values, C represent biprism phase with error in location, D is the actual phase of biprism; (b) convergence curves during iterative calculation with original biprism phase guess with errors.

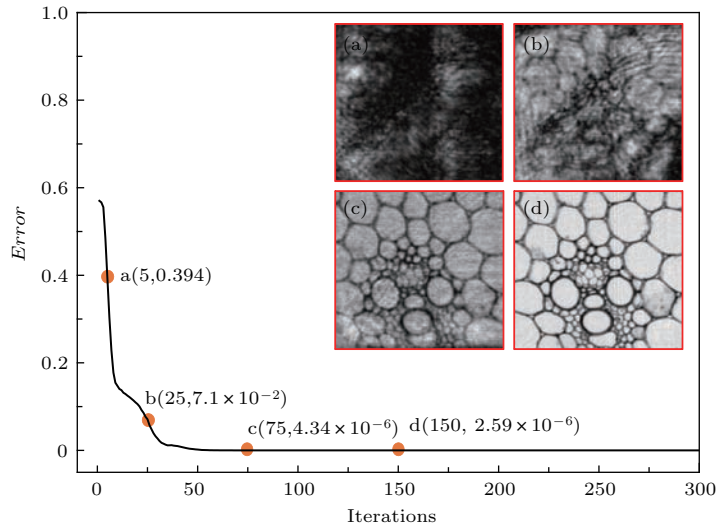


图4 (网刊彩色) 迭代过程中的收敛曲线. 其中a—d分别代表迭代次数为5次、25次、75次和150次的样品振幅分布

Fig. 4. (color online) Convergence curve during iterative calculation, subplots describe retrieved sample amplitude distributions with 5, 25, 75 and 150 iterations, respectively.

再讨论多参量误差的情况. 上述计算均建立在单一变量存在误差的基础上, 但在实际测量中, 周边电场的强度以及其位置偏移, 甚至是电子双棱镜的方向等参数均可能同时存在误差. 为了验证这种情况下该方法的可行性及其样品恢复精度. 我们首先模拟了一组相位的大小和偏移量都与理想值存在偏差的情况. 理想的电子双棱镜复振幅分布为

$$\phi_1 = \exp \left\{ ik \frac{U_1}{\sqrt{U_0} \ln(r_0/R)} \left[x \arctan \left(\frac{\sqrt{R^2 - x^2}}{x} \right) - \sqrt{R^2 - x^2} \right] \right\}, \quad (22)$$

在记录过程中, 将其旋转 90° , 其复振幅分布为

$$\phi_2 = \exp \left\{ ik \frac{U_1}{\sqrt{U_0} \ln(r_0/R)} \left[y \arctan \left(\frac{\sqrt{R^2 - y^2}}{y} \right) - \sqrt{R^2 - y^2} \right] \right\}. \quad (23)$$

在样品信息恢复过程中, 初始电场分布猜测值为

$$\exp \left(i \cdot \frac{764 + |x - 25|}{30} \right),$$

其不仅含有电压偏差导致的相位误差, 另外其中心位置向左偏移 $25 \mu\text{m}$. 另外, 棱镜旋转后其初始电

场分布猜测值为

$$\exp\left(i \cdot \frac{764 + |y + 30|}{40}\right),$$

同样包含电压偏差导致的相位误差以及向上偏移 30 μm 位置误差. 图 4 展示了数值计算结果, 其中分别选取了迭代次数为 5 次、25 次、75 次和 150 次的样品振幅分布. 计算表明在综合误差存在的情况下, 迭代 50 次便可以实现收敛, 当迭代次数为 50 时, $Error = 0.002$, 在 50 次后收敛趋于平衡, 当迭代次数为 100 时, $Error = 3.45 \times 10^{-6}$.

另外, 这里同样计算了在多参数均存在误差情况下剪切干涉 PIE 成像技术的适用范围, 当电子双棱镜复振幅分布分别在

$$\left(\exp\left(i \cdot \frac{764 + |\zeta|}{28}\right), \exp\left(i \cdot \frac{764 + |\zeta|}{46}\right)\right),$$

ζ 为 x 或 y , 并且同时位置偏差在 $\pm 30 \mu\text{m}$ 之内, 依然能够很好地恢复出待测样品的振幅信息和相位信息.

值得说明的是, 由于机械误差等的存在, 两次记录时 Möllenstedt 电子双棱镜的旋转难以达到正交. 但是使用我们设计的方法, 其角度无需事先获知, 而是可以根据衍射信息直接准确提取: 通过对不放置样品时所采集的条纹进行傅里叶变换, ± 1 阶谱点连线的垂直方向就是金属丝的实际方向, 并将其作为初始猜测方位. 为了信息恢复的准确性, 我们在数值计算中证实该角度只需要大于 30° 便能够完成对于样品的精确定量成像. 该角度可以通过旋转金属丝与接地板实现.

4 总 结

为了弥补传统电子 PIE 测量中不可避免的各类误差, 本文提出了基于 Möllenstedt 电子双棱镜的电压扫描剪切干涉 PIE 成像技术. 该技术能够在大多数物理量不确定的情况下, 结合剪切干涉图的记录和样品信息恢复迭代过程, 不仅实现了快速准确恢复待测样品的振幅信息和相位信息, 并更正了相应的系统误差. 本文通过数值计算模拟电子成像的过程, 定量验证了该方法的精度, 并且证明在多种误差如电压偏差、位置偏移以及角度误差同时存在的情况下, 该方法依旧能够在较大的范围内给出精确的样品振幅和相位分布. 该技术的提出可望推动 PIE 成像技术在电子成像领域的发展, 在未来的生物与材料测量领域中具有重要的应用价值.

参考文献

- [1] Tian X, Yu W, Meng X, Sun A, Xue L, Liu C, Wang S 2016 *Opt. Lett.* **41** 1427
- [2] Tsai E H R, Diaz A, Menzel A, Guizar-Sicairos M 2016 *Opt. Express* **24** 6441
- [3] Yu W, Tian X, He X, Song X, Xue L, Liu C, Wang S 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 071112
- [4] Nomarski G 1955 *J. Phys. Radium* **16** 9
- [5] Miao J, Charalambous P, Kirz J, Sayre D 1999 *Nature* **400** 342
- [6] Thibault P, Dierolf M, Bunk O, Menzel A, Pfeiffer F 2009 *Ultramicroscopy* **109** 338
- [7] Thibault P, Dierolf M, Menzel A, Bunk O, David C, Pfeiffer F 2008 *Science* **321** 379
- [8] Abbey B, Nugent A K, Williams G J, Clark J N, Peele A G, Pfeiffer M A, Jonge M, McNulty I 2008 *Nat. Phys.* **4** 394
- [9] Maiden M A, Rodenburg J M 2009 *Ultramicroscopy* **109** 1256
- [10] Rodenburg J M, Hurst A C, Cullis A G, Dobson B R, Pfeiffer F, Bunk O, David C, Jefimovs K, Johnson I 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 034801
- [11] Miao J, Sayre D, Chapman H N J 1998 *J. Opt. Soc. Am. A* **15** 1662
- [12] Gerchberg R W, Saxton W O 1972 *Optik* **35** 237
- [13] Fienup J R 1978 *Opt. Lett.* **3** 27
- [14] Fienup J R 1982 *Appl. Opt.* **21** 2758
- [15] Zhang F, Pedrini G, Osten W 2007 *Phys. Rev. A* **75** 043805
- [16] Claus D, Maiden M A, Zhang F, Sweeney F, Humphry M, Rodenburg J M, Schluesener H, Humphry M J 2011 *Ptychography: A Novel Phase Retrieval Technique, Advantages and its Application* Braga, Portugal, May 3, 2011 p800109
- [17] Liu C, Pan X C, Zhu J Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 184204 (in Chinese) [刘诚, 潘兴臣, 朱健强 2013 物理学报 **62** 184204]
- [18] Chen B, Dilanian R A, Teichmann S, Abbey B, Peele A G, Williams G J, Hannaford P, van Dao L, Quiney H M, Nugent K A 2009 *Phys. Rev. A* **79** 023809
- [19] Rodenburg J M, Faulkner H M L 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 4795
- [20] Faulkner H M A, Rodenburg J M 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 023903
- [21] Rodenburg J M, Hurst A C, Cullis A G 2007 *Ultramicroscopy* **107** 227
- [22] Rodenburg J M, Hurst A C, Cullis A G, Dobson B R, Pfeiffer F, Bunk O, David C, Jefimovs K, Johnson I 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 034801
- [23] Suzuki A, Takahashi Y 2015 *Opt. Express* **23** 16429
- [24] Yu W, He X L, Liu C, Zhu J Q 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 244201 (in Chinese) [余伟, 何小亮, 刘诚, 朱健强 2015 物理学报 **64** 244201]
- [25] Yu W, Wang S S, Veetil S, Gao S M, Liu C, Zhu J Q 2016 *Phys. Rev. B* **93** 241105

- [26] Möllenstedt G, Düker H 1956 *Zeitschrift für Physik* **145** 377
- [27] Cowley J M 1992 *Ultramicroscopy* **41** 335
- [28] Tonomura A, Matsuda T, Endo J, Todokoro H, Komoda T 1979 *J. Electron Microsc.* **28** 1
- [29] Harada K, Tonomura A 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 3229
- [30] Röder F, Lubk A 2014 *Ultramicroscopy* **146** 103
- [31] Chen J W 1985 *Acta Opt. Sin.* **5** 229 (in Chinese) [陈建文 1985 光学学报 **5** 229]
- [32] Fu S F 1985 *Acta Opt. Sin.* **5** 435 (in Chinese) [傅淑芬 1985 光学学报 **5** 435]
- [33] Fu S F 1987 *Acta Opt. Sin.* **7** 558 (in Chinese) [傅淑芬 1987 光学学报 **7** 558]
- [34] Maiden A M, Humphry M J, Rodenburg J M 2012 *J. Opt. Soc. Am. A* **29** 1606

Shearing interferometric electron beam imaging based on ptychographic iterative engine method*

Li Yuan-Jie¹⁾ He Xiao-Liang²⁾ Kong Yan¹⁾ Wang Shou-Yu¹⁾
Liu Cheng^{1)2)†} Zhu Jian-Qiang²⁾

1) (Department of Photoelectric Information Science and Engineering, Jiangnan University, Wuxi 214122, China)

2) (Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

(Received 16 December 2016; revised manuscript received 2 May 2017)

Abstract

Ptychographic iterative engine (PIE) method can provide high-resolution amplitude and phase distributions in short-wavelength imaging, such as electron beam and X-ray imaging. Traditional PIE relies on the sub field of view (sub-FoV) scanning, and the coincidence between these adjacent sub-FoVs is required in order to ensure the high accuracy in sample information retrieval. However, in the applications of electron beam imaging, attachments or contaminants on the sample surface will be dragged with the probe light during the sub-FoV scanning due to the adsorption of charges, and the inevitable attachment and contaminant shifting will change the probe light, therefore generating inconsistent probe light, and reducing the imaging resolution and accuracy, since the deteriorated probe light destroys the PIE scanning demands. In order to maintain the high resolution and accuracy in the electron beam imaging, the attachment and contaminant shifting during the sub-FoV scanning should be avoided. Here, a shearing interference based PIE using Möllenstedt biprism is proposed in this paper. Möllenstedt biprism is widely used in the electron beam imaging, and by applying the voltage to the wire, the generated electrical field can control the deflection of the electron beam, working similarly to a biprism modulating the wavefront passing through it. In the proposed approach, setting the Möllenstedt biprism after the sample, and changing the voltage on the Möllenstedt biprism, the beam deflection angle proportional to the added voltage can generate a series of interferograms with different fringe densities. Because the traditional sub-FoV scanning is replaced by wide-field scanning by changing the voltage on the Möllenstedt biprism, the proposed method can maintain the stable probe light, avoiding the inevitable attachment and contaminant shifting, and both the amplitude and phase can be retrieved from these interferograms by using a modified PIE algorithm. In order to verify the proposed PIE method, besides the theoretical analysis, numerical calculations are provided. The biprism phase distribution is adopted to simulate the electron beam deflection caused by the Möllenstedt biprism. Additionally, by changing the voltage on the wire, different biprism phase distributions are generated to produce various interferograms.

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11647144) and the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK2012548).

† Corresponding author. E-mail: cheng.liu@hotmail.co.uk

By the modified PIE method, accurate amplitude and phase distribution within error less than 0.2% can be obtained through using less than 50 iterations, indicating a rapid convergence rate. Moreover, the errors in the imaging system, such as phase deviation, position shifting, and rotation are also quantitatively analyzed. Numerical computation proves that the direction of the biprism can be precisely determined according to the frequency distribution of the fringe, and the accurate sample information can still be retrieved even with a deviation of 30% in phase deviation and 30 μm in position shifting, proving the deviations of the direction and position of the Möllenstedt biprism, as well as the phase distribution can be corrected automatically in the iterative process. Finally, the modified PIE relying on the lensfree configuration can reach the resolution of the diffraction limit in imaging similar to those PIE approaches. The proposed technique can overcome difficulties of current PIE in using electron beam, thus promoting the development and application of PIE in electron microscopy.

Keywords: Möllenstedt biprism, coherent diffraction imaging, phase retrieval, electron beam interference

PACS: 42.25.Fx, 42.25.Kb, 42.30.Rx

DOI: [10.7498/aps.66.134202](https://doi.org/10.7498/aps.66.134202)