

相干衍射成像技术的最新进展:层叠相位重建技术

潘兴臣^{1,2}, 刘诚^{1,2**}, 肖伟刚³, 朱健强^{1,2*}¹中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理联合实验室, 上海 201800;²中国科学院中国工程物理研究院高功率激光物理联合实验室, 上海 201800;³中国科学院重大科技任务局, 北京 100864

摘要 近些年新出现的层叠相位重建引擎(PIE)是一种能够有效解决相位测量难题的无透镜成像技术,相比于传统的相干衍射成像技术,PIE技术具备更高的重建精度、更好的收敛性。由于理论上具备可无限拓展的视场范围、超高分辨能力和对噪声的强鲁抗性,PIE目前被广泛应用于各种相位成像和相位测量领域。讨论了PIE技术提出的背景和核心原理,同时总结了近些年该类算法的主要技术突破,特别地,讨论了PIE技术在X射线、电子束和可见光波段成像领域的关键节点。此外,还总结了在其他领域中基于PIE技术的变形算法,并对将来可能的技术突破点和所面临的挑战进行了讨论。

关键词 相位恢复; 层叠相位重建; 波前重建; 迭代计算; 光学检测; 波前诊断; 超快测量

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP202259.2200001

Recent Developments in Coherent Diffraction Imaging:
Ptychographic Iterative EnginePan Xingchen^{1,2}, Liu Cheng^{1,2**}, Xiao Weigang³, Zhu Jianqiang^{1,2*}¹Key Laboratory of High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;²National Laboratory on High Power Laser and Physics, China Academy of Engineering Physics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;³Bureau of Major R&D Programs, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100864, China

Abstract The ptychographic iterative engine (PIE), a recently developed lens-less imaging technique, provides a reliable access and solution to the phase problem. It has superior convergence speed and accuracy compared with conventional coherent diffraction imaging technologies. PIE is used extensively in various imaging and measurement fields owing to its unlimited field-of-view, high resolution, and high robustness to noise. In this review, we discuss the background and principle of PIE and summarize the major technological advances. The primary milestones of PIE in X-ray, electron, and visible light over the past decade are also discussed. Furthermore, we also elaborate on the latest PIE-based techniques and potential future developments and challenges.

Key words phase retrieval; ptychographic iterative engine; wave reconstruction; iterative engine; optical metrology; wave front diagnostic; ultrafast wave measurement

1 引言

在可见光、X射线和高能电子束领域,在任意平面 (x, y) 内,光场本身可以用复振幅描述为 $U(x, y) = A(x, y) \exp[i\varphi(x, y)]$,其中振幅 $A(x, y)$ 的平方 $|A(x, y)|^2$ 和相位 $\varphi(x, y)$ 分别代表光场能量分布和波前分布特

性。而对于相位成像领域,光场变化和光场所穿过样品的复折射率 $n(x, y) = n_1(x, y) + in_2(x, y)$ 直接相关,由于现有探测器的测量原理决定了其响应频率要远远低于光场频率 ω ,常规探测器只能直接记录强度分布 $|A(x, y)|^2$,而相位分布 $\varphi(x, y)$ 总是不可见的。因此,如何恢复出丢失的相位信息 $\varphi(x, y)$ 是众多科研领域

收稿日期: 2022-05-17; 修回日期: 2022-06-06; 录用日期: 2022-06-16

基金项目: 国家自然科学基金(61827816, 11875308, 61675215)、中国科学院科研仪器设备研制项目(YJKYYQ20180024)、上海市“科技创新行动计划”项目(19142202600)、国家青年科学基金(61905259)

通信作者: *jqzhu@siom.ac.cn; **chengliu@siom.ac.cn

中所面临的极为关键的问题,为此之前不相关的技术领域被结合在一起发展出一系列不同的技术路线。其中最简约有效的方式就是 Gabor^[1-2]为解决更深远的全息术,后来该方法成为三维成像照明光的产生技术^[3]。此外,利用两幅距离相近的强度图,由 transport-of-intensity equation (TIE)也可以直接计算得到物体对应的相位分布^[4]。引入参考光或者利用成像透镜,这两种方法可以在较少计算量的情况下获得相位信息的量化分布,但现有的相位恢复问题通常没有任何参考光、成像透镜及其他孔径光阑,只能通过散斑信息来进行相位恢复。

在只有单幅夫琅禾费衍射光斑、无任何孔径光阑包括透镜在内情况下的相位重建被称为最基本的/纯粹的相位恢复问题,该问题在通常情况下是没有唯一解的^[5]。以透射率函数为 $O(x,y)$ 的物体为例,平行光照射后记录的远场衍射光斑可以写为 $I(x,y) = |\mathfrak{F}[O(x,y)]|^2$,但是该物体对应的共轭反转物体 $O^*(-x,-y)$ 具有相同的衍射光斑强度分布,重建结果是 $O(x,y)$ 和 $O^*(-x,-y)$ 的随机比例的组合,因此对于记录的单幅光斑 $I(x,y)$ 而言是没有唯一解的。此外,当交换两幅图片傅里叶变换后的振幅且保持相位不变后进行傅里叶逆变换,这两幅图片的主要结构信息是可以保留的。因此傅里叶变换平面的振幅或强度信息在决定物体结构分布方面是要远远弱于相位信息的,所以说当衍射光场的相位信息完全丢失的时候,是很难进行准确重建的。这也是从衍射光斑强度分布重建丢失的相位信息是一项挑战的主要原因,这个问题从相位恢复技术提出开始一直持续到现在,甚至从事相位恢复领域的很多学者仍然认为该问题不可严格解决。然而实际上,除了记录衍射光斑的强度信息外,还有一些关于待测物体的先验额外信息可以利用,这些信息将会使得重建唯一性变得有迹可循,在大部分情况下,通常可以直接获取解析解,而相位恢复算法是其中一个可供选择的有效方法。因此,如何获取更多关于待测物体、测量装置额外的约束条件进而确保相位恢复技术重建效率和可靠性是目前相干衍射成像(CDI)技术的主要研究内容。

基于迭代计算的相位恢复技术最早是在 1972 年由 Gerchberg 等^[6-8]提出的,随后在 1978 年和 1982 年在 Fienup^[9-10] 的研究下得到了长足发展。最初的 Gerchberg-Saxto (GS) 算法需要分别记录衍射光斑和像面分布,因此需要高质量透镜,而 Fienup 在 1978 年提出的 hybrid input-output (HIO) 和 error reduction (ER) 算法可以不需要透镜实现大部分区域透射率为 0 的孤立或离散物体的准确快速重建,尽管在很多情况下仍然会面临 $O(x,y)$ 和 $O^*(-x,-y)$ 带来的重建停滞不前的问题,Fienup 的算法在相当长时间内仍然是

相位恢复问题的主要解决方案。

除了基于迭代计算的 CDI 算法外,还有另外一种叫作 ptychography 的相位直接计算技术,该技术将待测物体横向平移至两个位置并记录对应的衍射光斑,可以计算出周期性物体如晶体的相位信息^[11-14]。相邻两个衍射级次之间的相位差可以通过平移后两者重叠区域干涉条纹的强度变化计算得到,进而可以直接获得晶体的结构信息。但是非周期物体结构并不是离散的,因此基于两幅图片的 ptychography 技术理论上并不能解决非周期物体的相位重建问题。然而在 2003 年,Zuo 等^[15] 利用单幅 ptychography 数据获得了一幅较好的纳米管重建结果。2004 年,Faulkner 等^[16] 利用 Fienup 算法中常用的紧靠物体的锐利孔函数作为约束条件,通过记录多幅衍射光斑证明了通过迭代算法重建得到无限拓展物体相位分布的可能性,这也是后面提出的 ptychographic iterative engine (PIE) 算法的前身。上述两项工作是最早的将 ptychography 和迭代算法结合的工作,被称为基于 ptychography 的相干衍射成像(PDI)技术。然而由于传播空间或者透镜数值孔径有限,除非物体本身包含一个孔,否则实际当中很难获得一个正好在物体平面上边界锐利的照明光,衍射环是不可避免的,该问题直到 Rodenburg 等^[17] 提出所谓的 PIE 技术才得以解决。

类似于两幅 ptychography, PIE 数据记录过程中,待测物体被固定不动的照明光进行二维网格化的扫描并记录对应的衍射光斑,同时相邻两次扫描位置照明光的照明区域必须部分重叠。在迭代计算过程中,衍射光斑作为约束条件的算法同其他迭代算法相同,但物平面简单的空间有限约束条件被替换为前一个位置更新后的物体猜测值,而这种更新和修正是基于不同衍射光斑进行不断累积的。在照明光重叠区域的更新方法本质上是一种基于反馈和照明光分布的变步长梯度下降算法,这也是 PIE 能获得极高收敛速度和可靠性的数学机理。照明光部分重叠策略和类似 Wegener 滤波的更新公式使得通过迭代计算实现非周期物体的相位重建成为可能,这也是 Rodenburg 所提方法被命名为 PIE 的原因所在。自从 PIE 首次通过测量蚂蚁样品^[18] 的实验证明其可行性后,PIE 广泛应用于 X 射线^[19] 和电子束^[20] 成像领域。在随后提出的 extended PIE (ePIE)^[21] 和位置修正^[22-23] 算法中,对照明光准确分布和扫描精度的要求大为降低,PIE 的重建能力和可靠性也得到了大幅提升,现如今在各个领域中 PIE 已取得快速发展并得到广泛研究和应用。

本文将 PIE 的发展和核心概念在其他相位恢复算法的背景下进行了梳理,回顾了为解决 PIE 所面临的包括照明光恢复、扫描误差修正、相干性影响和样品厚度限制在内的核心问题时的关键技术突破,总结了其他衍生算法及在相关科研领域中的主要贡献,同时讨论了将来广泛应用时将会面临的挑战。考虑到部分重

叠照明和 Wegener 滤波式更新方法是 PIE 对 CDI 领域的关键贡献,后续所有基于这两点的新算法都在总结和回顾的范围之内。

2 Ptychography、传统 CDI 和 PIE 的原理

相比于可见光波段显微成像可获得的接近理论衍射极限的空间分辨能力,X 射线和电子束显微横向可获得的分辨率仍然远低于理论极限^[24-25]。例如受制于电子束透镜加工能力的限制^[25],200 keV 电子显微镜(对应波长 0.025 \AA , $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$)可获得的最高分辨率只达到亚纳米量级。此外,由于 X 射线对于常规材料的折射率接近为 1,几乎很难探测到反射光,因此波带片是 X 射线显微成像领域中所采用的主要透镜,其空间分辨率受制于边缘质量最好的环尺寸,但加工制作横向尺寸小于 50 nm 的波带片是很难的。针对该问题,发展出了包括全息和 CDI 在内的一系列无透镜显微成像技术,不过由于全息仍然需要产生球面波或者平行光作为参考光,因此本研究不再讨论全息。

2.1 Ptychography

Ptychography 主要通过确定晶体衍射光斑的相位

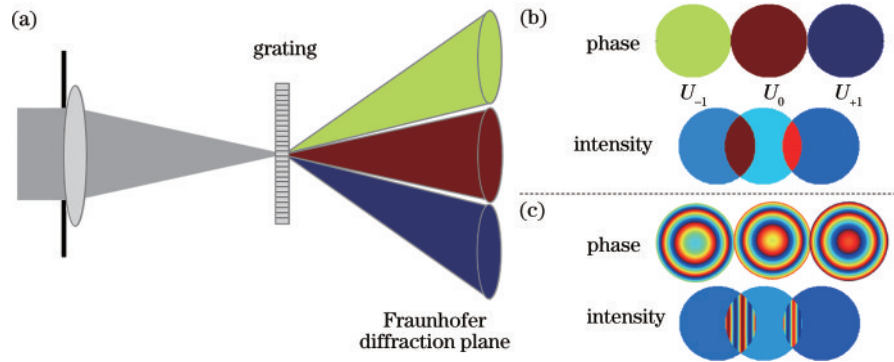


图 1 Ptychography。(a) Ptychography 的基本原理示意图;(b) 当照明光为理想球面波时,在夫琅禾费衍射面上的 3 个子衍射光斑;(c) 当采用非球面照明光时的 3 个子衍射光斑

Fig. 1 Ptychography. (a) Schematic of ptychography; (b) three sub-diffraction spots on Fraunhofer diffraction plane when an ideally spherical illumination is adopted; (c) three sub-diffraction spots when a non-spherical illumination is adopted

在理想球面波照射情况下,其夫琅禾费面的强度和相位为平的,因此光栅 0 级、+1 级、-1 级衍射光 U_0 、 U_{+1} 、 U_{-1} 的相位和强度如图 1(b) 所示,相比于 0 级光的相位分布,+1 级和 -1 级分别存在额外的常数相移 φ_{+1} 和 φ_{-1} 。因此,相邻级次存在部分重叠时,干涉叠加将会导致光强发生变化。当样品 $q(x, y)$ 位于初始位置时,重叠区域的光强可以表示为

$$I_s = |U_0 + U_{+1}|^2 = |U_0|^2 + |U_{+1}|^2 + 2|U_0||U_{+1}|\cos\varphi_{+1} \quad (2)$$

基于式(2)可以确定 $\cos\varphi_{+1}$ 的具体值,但是无法确定相位常数 φ_{+1} 的正负号,但是当样品横向平移微小距离 Δx 时,各个级次子衍射光场将会产生相应的相移 $\Delta\varphi_m = 2\pi f_m \cdot \Delta x$,如果 $\Delta\varphi_m$ 符号和 φ_m 相同,则光强 I_s 将会变强,反之变弱^[28]。因此通过记录物体平移前后对

信息来解析物体分布^[11-14,26-27],为了简化描述但不失一般性,此处只讨论一维光栅情形,同时在进行 cos 函数分解前提下,该简化模型同样适用于分析非周期性物体。Ptychography 的核心原理如图 1(a) 所示,发散球面波穿过光栅后在夫琅禾费面产生多个子衍射光斑,当发散球面波发散角足够大时,相邻两个子衍射光斑之间将会产生部分重叠。假定周期性样品和照明光可以分别表示为 $q(x, y)$ 和 $a(x, y)$,当样品足够薄时,其出射光可以表示为 $u(x, y) = a(x, y) \cdot q(x, y)$,同时夫琅禾费面的衍射光可以表示为

$$U(f_x, f_y) = \mathfrak{F}\{u(x, y)\} = \mathfrak{F}\{a(x, y)\} \otimes \mathfrak{F}\{q(x, y)\}, \quad (1)$$

式中: \otimes 符号表示卷积; $\mathfrak{F}\{\cdot\}$ 表示傅里叶变换。对于理想球面波,夫琅禾费面零级衍射光复振幅可以表示为 $A_0 \exp(i\varphi_0)$, A_0 和 φ_0 为常数,而 (m, n) 级衍射光场可以表示为 $\beta_{mn} \exp(i\varphi_{mn}) \cdot A_0 \exp(i\varphi_0)$, ptychography 的主要目标就是获取常数 β_{mn} 、 φ_{mn} 及各个级次衍射光场的中心频率 (f_m, f_n) ,同时通过傅里叶逆变换 $\mathfrak{F}^{-1}\{\beta_{mn} \exp(i\varphi_{mn}) \otimes \delta(f_m, f_n)\}$ 计算得到样品的透射率函数。

应的两幅衍射光斑,所有子衍射光相对于零级光的相位就可以明确确定。当照明光不再是理想球面波的时候,子衍射光的相位不再是平的,如图 1(c) 所示,对应的衍射光场在重叠区域将会产生条纹,此时 φ_{mn} 计算将会变得复杂,但是核心原理是相同的。对于一个非周期性物体,其频谱分量不再是分离的,且各个频谱分量之间将会重叠在一起,相位差也难以通过上述方案进行直接计算,但是 ptychography 揭示出横向平移样品的确是获取额外有效信息的一种方式,这也构成了 PIE 算法的物理基础。

2.2 经典 CDI 算法

利用记录的散斑光强信息和迭代算法,CDI 可以重建得到丢失的相位信息,进而可以计算得到待测样品出射光的复振幅分布,该迭代过程主要基于菲涅尔

衍射公式在至少两个平面内进行反复数值传播和迭代,同时将记录的散斑光强信息或者物平面空间有限作为迭代过程中的约束条件。不同于常规显微镜中通过物镜直接成像的方式,CDI利用迭代算法将频谱空间的衍射光场通过数值计算转换为物面的像,因此其成像精度不再受制于成像系统的像差。经典 CDI 算法主要基于 G-S 算法^[6]、ER 算法和 HIO 算法^[9-10],在过去的几十年里,出现的各种 CDI 算法,比如平行光 CDI、布拉格 CDI 和基于 ptychography 的 CDI 被广泛应用于同步辐射光源、X 射线自由电子激光器^[29]、高次谐波^[30]、可见激光和电子束成像领域,实现了对纳米管^[15]、纳米晶体^[31-32]、多孔纳米层材料^[33]、缺陷分布^[34]和蛋白质结构等^[35-37]材料的纳米量级分辨成像。

2.2.1 G-S 算法

作为最早被广泛接受并用于相位恢复的 CDI 算法,最初的 G-S 算法的基本光路如图 2(a)所示,平面 A 为待测物体所在平面,平面 B 为夫琅禾费衍射平面,在两个平面记录的光强图分别为 I_A 和 I_B ,迭代过程如

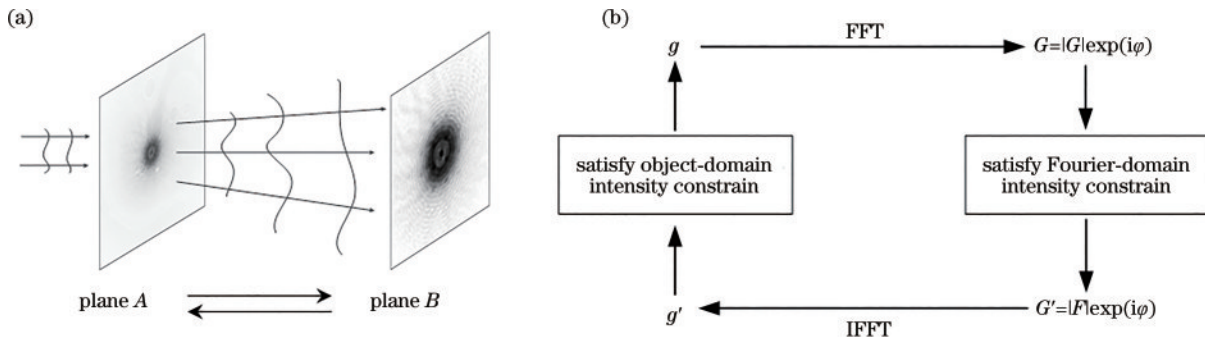


图 2 G-S 算法。(a)G-S 算法的基本光路;(b)G-S 算法流程图

Fig. 2 G-S algorithm. (a) Schematic of G-S algorithm; (b) flowchart of G-S algorithm

2.2.2 HIO 和 ER 算法

为了简化和改善 G-S 算法,在待测物体处于离散且空间有限的条件下,Fienu^[9-10]提出了只需要单幅衍射光斑的 HIO 和 ER 算法。类似于 G-S 算法,这两种算法都是在物面和光斑记录面(分别对应于上述平面 A 和平面 B)之间进行反复迭代计算,在光斑记录面的更新方式也和 G-S 算法完全相同,不过在物面需要满足的约束条件有所不同,由原来的像面强度约束替换为空间有限的约束。具体来说,就是每次迭代过程中,将特定区域 α 之外的复振幅强制为 0,即

$$g_{k+1}(r) = \begin{cases} g_k'(r), & r \in \alpha \\ 0, & r \notin \alpha \end{cases} \quad (3)$$

式中: r 为直角坐标系;区域 α ,例如已知半径范围内的区域,可以通过自相关计算^[38-39]或者收缩包络^[40]等方式确定。已知区域 α 之外 $g(r)$ 值为 0,因此区域 α 之外出现任何非 0 值都是错误的,在每次迭代中将区域 α 之外的值强制为 0 可以降低衍射光面的误差并逐步接近真实分布,这也是 ER 算法的核心机理。对于孤立物

图 2(b)所示,具体步骤如下:

1) 随机猜测 I_A 对应的相位分布后,和 I_A 的 1/2 次方组成待测物体复振幅分布的初始猜测 g ,此时第 k 次迭代计算得到的平面 B 上的衍射光场可以表示为 $G_k = \mathfrak{S}\{g_k\} = |G_k| \exp(i\varphi_k)$;

2) 利用记录的实际光强替换计算得到的衍射光场振幅,得到更新后的衍射光场 $G_k' = |F| \exp(i\varphi_k) = |\sqrt{I_B}| \exp(i\varphi_k)$;

3) 通过傅里叶逆变换逆向传播 G_k' 到达平面 A,得到更新后的物面光场 $g_k' = \mathfrak{S}^{-1}\{G_k'\} = |g_k'| \exp(i\theta_k)$;

4) 强制其满足物面强度约束条件 I_A ,并保留相位不变后,作为下次迭代的初始猜测 $g_{k+1} = |f| \exp(i\theta_k) = |\sqrt{I_A}| \exp(i\theta_k)$;经过大量反复迭代计算后,可以重建得到接近实际值的相位分布。但在实际应用过程中,G-S 算法很难应用于 X 射线和高能电子显微镜中。

体,ER 算法在迭代过程中基本不会出现停滞不前的现象,但是收敛速度比较慢^[41-42],而混合输入输出的 HIO 算法的收敛速度会显著提升,其关键在于将式(3)的更新方式改为

$$g_{k+1}(r) = \begin{cases} g_k'(r), & r \in \alpha \\ g_k(r) - \beta g_k'(r), & r \notin \alpha \end{cases} \quad (4)$$

目前相关工作已经证明,HIO 算法的收敛速度在所有基于单光斑或者双光斑(记录于两个平面)的 CDI 算法中是最快的^[10]。

2.2.3 经典 CDI 算法的数学模型

上述 CDI 算法看起来似乎各不相同,但是实际上它们都属于最快梯度下降算法^[10]。为了简化描述,假定记录衍射光斑面为夫琅禾费衍射平面,经典的 CDI 算法往往包括以下步骤:

$$\begin{cases} G_k(u) = \mathfrak{S}\{g_k(x)\} = |G_k(u)| \exp(i\phi_k) \\ G_k'(u) = |G_k(u)| \exp(i\phi_k) = |F(u)| |G_k(u)| / |G_k(u)| \\ g_k'(x) = \mathfrak{S}^{-1}\{G_k'(u)\} \end{cases} \quad (5)$$

对于第 k 次迭代, 衍射光平面的平方差可以表示为

$$B_k \cong N^{-2} \sum_u |G_k(u) - G'_k(u)|^2 = N^{-2} \sum_u [|G_k(u)| - |F(u)|]^2. \quad (6)$$

考虑到式(5), 误差 B 可以认为是关于 $g(x)$ 的函数, 同时在迭代过程中 B 随着 $g(x)$ 的变化而变化, 对 B 进行关于 $g_k(x)$ 的一阶泰勒展开后, 可得到 $B = B_k + [g(x) - g_k(x)] \sum_x \partial_g B_k$, 同时考虑到重建效果最好时对应于 $B=0$, 此时

$$\tilde{g}(x) = g_k(x) - \frac{B_k}{\sum_x (\partial_g B_k)^2} \partial_g B_k = g_k(x) - h_k \partial_g B_k. \quad (7)$$

相对于 $g(x)$ 的 B 偏导数可表示为 $\partial_g B = \frac{\partial B}{\partial g(x)} = 2N^{-2} \sum_u [|G(u)| - |F(u)|] \frac{\partial |G(u)|}{\partial g(x)}$, 此时通过离散傅里叶变换, 可以得到 $\partial_g B = [g(x) - g'(x)] + [g(x) - g'(x)]^*$, 详细推导过程可参见文献[10]。当 $g(x)$ 为实数时, 可以简化为 $\partial_g B = 2[g(x) - g'(x)]$ 。根据帕赛瓦尔定理^[43]可知 $\sum_x (\partial_g B_k)^2 = \sum_x 4[g_k(x) - g'_k(x)]^2 = 4B_k$, 因此 $\tilde{g}(x) = g_k(x) - 1/4 \partial_g B_k = g_k(x) - 1/2 [g_k(x) - g'_k(x)]$ 。 (8)

从式(5)~(8)可以看出, 基于单幅强度光斑的 CDI 算法本质上类似于最快梯度下降算法, 从公式对应的角度讲, ER 算法等效于双倍步长最快梯度下降算法^[10]。

事实上相位恢复过程类似于解一组线性方程组的过程, 当未知数个数大于方程个数时, 是没有唯一解的, 当已知方程数量确定的时候, 为了获得唯一解, 必

须降低未知数的个数, 这也是 Fienup 所提出的算法采用一空孔来限制待测物体尺寸的关键原因。如果将该孔放大, 孪生像问题同样会再次出现, 这将会导致迭代算法无法跳出局部最优解, 进而出现停滞不前的现象。

2.3 Ptychographic iterative engine

2.3.1 径向/横向多光斑 CDI

已知约束条件越多, 迭代过程收敛性越好, 重建精度越高, 这也是多光斑相位恢复技术被提出的原因, 多光斑相位恢复技术可以分为轴向多光斑^[44-45]和径向多光斑^[16-17]两类。前一种将光斑探测器沿光轴进行纵向平移并记录一系列衍射光斑, 其迭代过程类似于 ER 和 HIO 算法, 只不过迭代面有所增加。以 ptychography 算法为例, 最简单的径向平移多光斑相位恢复技术的光路图如图 3 所示, 该光路中小孔紧贴物体放置, 当待测物体横向平移时, 在每一个位置记录对应的衍射光斑, 而迭代过程可以理解为针对每个衍射光斑重复 ER 算法的迭代过程。该方法首先由 Faulkner 等^[16]通过模拟实现, 图 3 为重复该模拟过程后的重建结果, 其收敛速度和重建质量是令人满意的, 同时理论上还可以获得无限拓展的视场范围。由于没有采用任何透镜, 因此空间分辨率仅受限于衍射过程, 具体来说受限于光斑探测器可接收的衍射角范围。表面上看, 横向平移相比于轴向平移仅仅是平移方式的不同, 但由于相邻两次扫描之间有部分重叠, 径向多光斑 CDI 相比轴向多光斑 CDI 可以获得更高的重建质量和更快的收敛速度。在光斑生成过程中, 可以将 A12 区域的光斑理解为 A1 区域的光和 A2 区域的光的干涉叠加, 这将会锁定 A1 区域和 A2 区域之间的相位差, 如果没有部分重叠, 径向多光斑 CDI 就变成了在不同区域多个分离的经典 ER 算法的简单重复, 同时也不会获得如此好的重建效果。在不同重叠面积下, 重建误差的变化如图 3(e) 所示, 因此是存在最优重叠面积的, 但实际当中具体的最优值跟待测物体的结构特性相关。

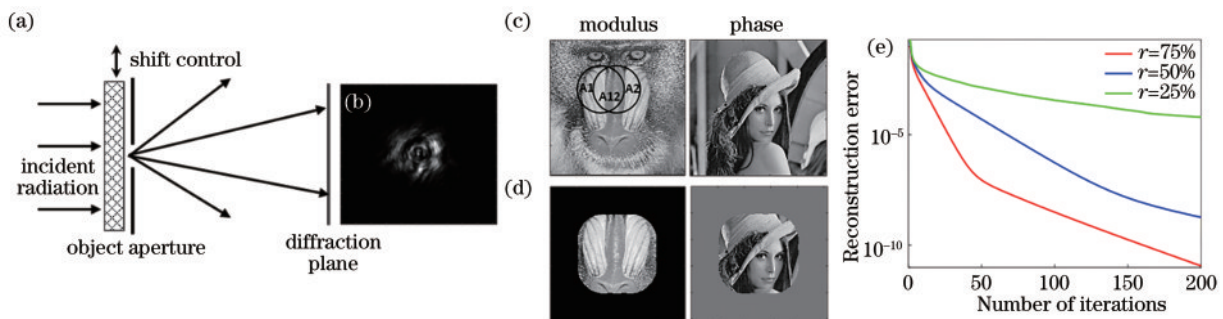


图 3 径向平移多光斑相位恢复技术的光路图及重建结果。(a)基于 ER 算法的多光斑 CDI 光路示意图;(b)其中一幅衍射光斑;

(c)原始物体的振幅和相位分布;(d)重建的物体分布;(e)不同重叠面积下的误差曲线

Fig. 3 Optical path diagram and reconstruction results of radial translation multiple diffraction patterns phase reconstruction technology. (a) Schematic of radial multi-intensity CDI with ER algorithm; (b) one of recorded diffraction patterns; (c) modulus and phase of original object; (d) reconstructed object; (e) changes in reconstruction error with number of iterations for different overlap ratios

基于扫描区域部分重叠的径向多光斑 CDI 算法是 PIE 技术的原型, 相比其他经典的 G-S、ER 和 HIO 算法, 其具备更快的收敛速度和重建精度。但实际上很难获得一个边界锐利且分布均匀的平行光作为照明光, 特别是在 X 射线和电子束成像领域, 只能使用波带片或者电磁透镜, 理论上整个物面都会存在衍射环, 因此上述条件更加难以得到满足。

2.3.2 PIE 基本原理

为了解决软边照明光的问题, Rodenburg 等^[17]提出了 PIE 算法, 其基本光路如图 4 所示。分布已知且固定不动的相干照明光 $P(\mathbf{r})$ 照射到具备复振幅透过率的待测物体 $O(\mathbf{r})$ 上, 同时该物体相对于照明光进行二维平移, 并保证相邻两个位置照明区域不同且存在部分重叠, 假定物体相对于照明光的平移矩阵表示为 \mathbf{R}_j , 则对应扫描位置的衍射光斑表示为 $I_j(\mathbf{u})$, 其中 \mathbf{u} 为物空间 \mathbf{r} 对应的直角坐标, 尽管此处描述的是平移物体, 但待测物体和照明光的平移是相对的, 也可以平移照明光。

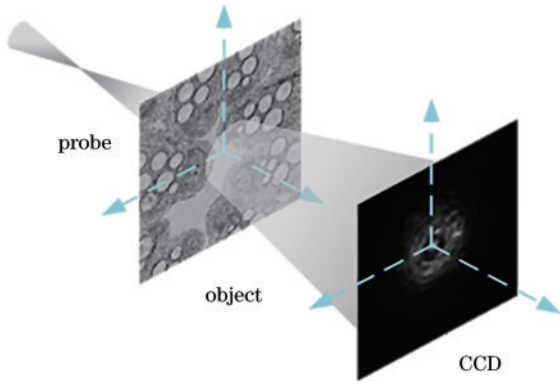


图 4 PIE 的光路示意图
Fig. 4 Schematic of PIE

对待测物体复振幅透过率函数 $O(\mathbf{r})$ 进行随机猜测后, PIE 的迭代过程如下:

1) 随机选取位置序号 j , 其中 $j=1, 2, 3, \dots, J$, 并确定扫描位置向量 \mathbf{R}_j , 对应的待测物出射光可表示为

$$\varphi_n(\mathbf{r}, \mathbf{R}_j) = P(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j) \times O_n(\mathbf{r}), \quad (9)$$

式中: n 表示迭代次数;

2) 传播出射光到光斑探测面, 对应的衍射光场为 $\psi_n(\mathbf{u}, \mathbf{R}_j) = \mathfrak{S}\{\varphi_n(\mathbf{r}, \mathbf{R}_j)\} = |\psi_n(\mathbf{u}, \mathbf{R}_j)| \exp[i\theta_n(\mathbf{u}, \mathbf{R}_j)]$ 。

$$(10)$$

3) 将计算得到的衍射光振幅替换为实际记录的第 j 个衍射光斑的平方根, 同时保持相位不变:

$$\psi_{c,n}(\mathbf{u}, \mathbf{R}_j) = \sqrt{I_j} \exp[i\theta_n(\mathbf{u}, \mathbf{R}_j)], \quad (11)$$

式中: 下标 c 表示修正后的光场。

4) 逆向传播修正后的衍射光场到达待测物体平面, 有

$$\varphi_{c,n}(\mathbf{u}, \mathbf{R}_j) = \mathfrak{S}^{-1}\{\psi_{c,n}(\mathbf{u}, \mathbf{R}_j)\}。 \quad (12)$$

5) 对待测物体复振幅透过率函数进行更新, 有

$$O'_n(\mathbf{r}) = O_n(\mathbf{r}) + \beta \frac{|P(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j)|}{|P(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j)|_{\max}} \times \frac{P^*(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j)}{\left[|P(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j)|^2 + \alpha\right]} \times (\varphi_{c,n} - \varphi_n), \quad (13)$$

式中: α 为避免分母为 0 的常数; β 用来更新步长。

6) 对每一个位置 j 重复上述迭代步骤, 同时将上次迭代得到的结果作为下一次迭代的初始猜测, 重复上述过程直到重建误差足够小为止:

$$E_n = \frac{\sum_j \sum_u \left| \sqrt{I_j} - \psi_n(\mathbf{u}, \mathbf{R}_j) \right|^2}{\sum_j \sum_u I_j}。 \quad (14)$$

通过对比可知, 以下 3 个特点是 PIE 有别于其他 CDI 技术的关键点: 1) 待测物体的照明光由小孔的衍射光或者透镜聚焦产生, 照明光不再要求分布均匀边界锐利, 同时散斑记录面也不再仅限于夫琅禾费衍射面; 2) 待测物体同一区域信息至少体现在两幅衍射光斑中, 并且 \mathbf{R}_j 已知; 3) 式 (13) 所示的类似 Wegener 滤波的更新公式被普遍采用。

2.3.3 PIE 算法的理论解释

类似于经典 CDI 算法, PIE 算法误差评价方法同样是计算重建得到的光斑分布和实际记录的光斑分布之间的相似度。为理解 PIE 的重建机理, 定义误差矩阵 \mathbf{S} , 其由元素 $S_j = \sum_u \left[|\psi(\mathbf{u}, \mathbf{R}_j)| - \sqrt{I_j} \right]^2$ 组成, 变量 S_j 是关于 φ 的函数, 并且 $\partial_\varphi S_j = 2(\varphi - \varphi_c)$ 。最快梯度下降算法的目标就是寻求误差矩阵 \mathbf{S} 趋于 0 的波函数, 所以类似式 (8) 可以得到 $\tilde{\varphi} = \varphi_n - 1/2(\varphi_n - \varphi_{c,n})$ 。

将式 (13) 两边同时乘上照明光 P 后并令 $\varphi'_n = P \times \varphi'_n$, 可得到

$$\varphi'_n = \varphi_n - \beta \frac{|P(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j)|}{|P(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j)|_{\max}} (\varphi_n - \varphi_{c,n}) = \varphi_n - h_k (\varphi_n - \varphi_{c,n})。 \quad (15)$$

即 PIE 算法同样可以等效为最快梯度下降算法, 但是其变化步长 h_k 是根据照明光在不同点的振幅值动态变化的, 同时这也将降低相应的噪声水平。

2.4 PIE 主要面临的技术难点

为了达到理论上的重建效果, PIE 技术本身需要解决 5 大难题, 具体来说: 1) 照明光分布的精确描述, 即照明光的复振幅分布需要精确已知, 这在大部分实验当中是很难确定的; 2) 二维扫描坐标的精确确定, PIE 需要二维扫描过程, 但由于机械扫描设备回程误差、滞后效应和热漂移等问题不可避免, 因此扫描坐标无法精确确定; 3) 待测样品厚度限制, 在基本 PIE 算法中, 待测样品厚度被忽略不计, 其出射波函数被认为是

照明光和物体透过率函数的简单乘积,但该假设并不适用于有一定厚度的物体;4)光源相干性,同所有 CDI 算法一样,PIE 算法要求照明光必须是完全相干的,但是对于 X 射线和电子束光源而言很难达到要求,如何在部分相干情况下实现快速重建是该领域的研究热点之一;5)长时间的数据记录过程,PIE 需要记录一系列的衍射光斑,这将导致长时间的数据记录时间,进而对光源和待测物体的稳定性提出了更高的要求,因此如何降低数据记录时间,甚至实现单次曝光 PIE 是一个很重要的研究内容。

2.4.1 照明光标定

正如前文所述,PIE 算法需要知道照明光的精确分布,对其复振幅描述的精度直接影响重建质量^[46]。为此 2008 年, Thibault 等^[47]提出了一种用于搜索两组约束条件(重叠限制条件和光斑强度限制条件)之间共有点的差分图算法,该算法利用 PIE 数据同时重建得到物体透射率函数和照明光复振幅分布。随后在 2009 年, Maiden 等^[21]提出了 ePIE 算法,该算法类似于 PIE,但是在每次迭代过程中可以同时更新物体和照明光分布,照明光更新方法类似于式(13),可表示为

$$P'_n(\mathbf{r}) = P_n(\mathbf{r}) + \beta \frac{O_n^*(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j)}{|O_n(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j)|_{\max}^2} (\varphi_{c,n} - \varphi_n) \quad (16)$$

相比于 Thibault 的算法, ePIE 在算法实现上更加简单,同时提供了更快的收敛速度和更高的抗噪能力。这些优势使得 ePIE 被广泛应用并成为主流的相位恢复算法。可同时重建照明光分布的能力不仅仅可以提升重建质量,同时也提供了一种测量光束本身的方法,比如可以用来分析上游光学元件^[48-49]。

2.4.2 扫描误差

PIE 的成功同时还依赖于能够准确知道待测物体的二维平移坐标^[50],但在实际当中,由于平移台平移精度的限制,很难准确知道平移距离,特别是在 X 射线和电子束成像领域,由于热漂移和探针线圈滞后^[50]等原因,很难达到所需的平移精度(比如电子束 PIE 中需要 50 pm 精度)。平移误差优化方法首先在文献^[51]中提出,该方法基于梯度搜索算法来修正平移位置误差,通常可以达到预期效果,但比较复杂且耗费时间较长。目前主要采用的有两种算法,一种是 Maiden 等^[22]在 2012 年提出的基于退火算法的位置修正算法,另外一种 Zhang 等^[23]在 2013 年提出的基于互相关函数的位置修正算法。

基于退火的位置修正算法核心思想是在迭代过程中,搜索特定半径范围内随机位置修正后误差最小时对应的位置修正值,并将其作为下一次迭代时的扫描位置修正值,同时搜索半径范围逐步下降,最终得到收敛的位置修正量,其基本的迭代流程如图 5 所示,这种随机尝试并选择误差最小值的思路不仅可以实现亚像素位置修正,而且可以拓展到修正诸如旋转、缩放和整体平移误差。同时 Zhang 等^[23]发现在 PIE 迭代过程中,相邻两个扫描位置在重叠区域进行拼接时,位置误差将会带来重建结果的变形,可通过计算更新前后重叠区域内物体结构的互相关函数最大值来确定位置修正方向,该方法在几十次迭代过程中可以获得几千分之一像素的平移修正能力,虽然其收敛速度和误差修正精度要高于退火算法,但更容易受局部最优值的影响,因此需要根据具体情况选择合适的位置修正算法。

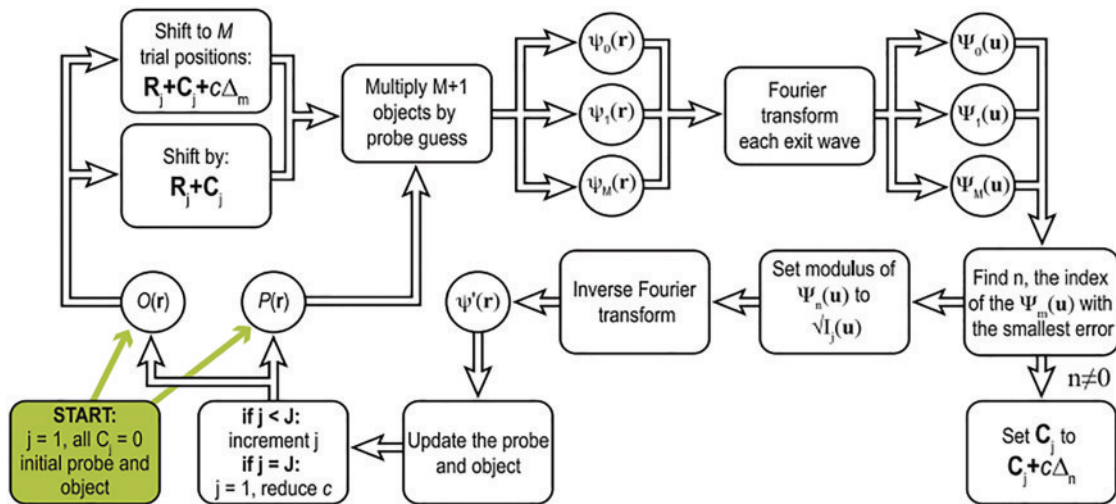


图 5 基于退火的位置修正算法流程图^[22]

Fig. 5 Flowchart of annealing position-correcting algorithm^[22]

针对弱相位物体成像, Pan 等^[52]提出了一种扫描位置自定位的照明方式,其核心光路如图 6 所示,小孔位于二维平移台上并产生扫描用的照明光,位于小孔

像面上的 CCD 记录对应的衍射光斑。由于待测物体散射能力较弱,可以直接通过计算小孔锐利边界的平移量来确定扫描坐标,而不是通过读取平移台平移输

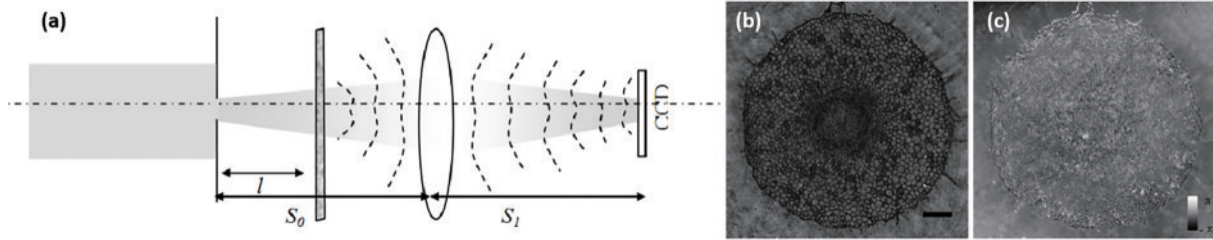


图 6 扫描位置自定位光路图及重建结果^[52]。(a)自定位扫描照明方法示意图;(b)(c)重建样品的振幅和相位

Fig. 6 Self-positioned scanning illumination optical path and reconstruction results^[52]. (a) Schematic of self-positioned scanning illumination method; (b) (c) amplitude and phase of reconstruction specimen

出值来获得,因此可以降低对平台扫描精度的依赖性。该方法有效性已得到了实验验证,不过该思路只适用于弱物体,且需要一个更大靶面的 CCD。

除此之外,物体和光斑探测面距离测量误差也会影响重建质量。郑晨等^[53]通过公式推导发现,轴向距离误差对重建质量的影响可以等效为横向扫描误差,并且轴向距离误差可以通过位置修正算法和 ePIE 算法结合来抵消距离不准带来的影响,只不过修正后重建得到的物体相比实际物体存在一个缩放系数,同时重建得到的照明光不仅存在一个等比例缩放,而且还额外附加一个跟距离误差相关的球面因子。

2.4.3 待测样品厚度

当用 PIE 或 ePIE 算法重建物体时,得到的是一个包含物体透射特性的二维矩阵,但实际物体却是厚度不可忽略的三维结构,在物体透射函数平移不变的假定条件下,PIE 的迭代过程并不适合厚样品测量。Liu

等^[54]分析了三维样品厚度对 PIE 重建质量的影响,在运动学近似条件下,电子束散射过程如图 7(b)所示,厚样品前后表面散射光的相位差可以表示为 $\varphi = \pi\beta^2 t / (\lambda \cos \alpha)$,其中 α 和 β 分别为入射角和散射角, t 是样品厚度。图 7(a)中, $\alpha=0$ 时,照明光平移了距离 d ,在重叠区域内照明光波矢分别为 k_0 和 k_1 ,两者对应的相位差可以表示为

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_0 = \pi\beta^2 t \left(\frac{1}{\lambda \cos \alpha_1} - \frac{1}{\lambda \cos \alpha_0} \right) \approx \frac{\pi}{2\lambda} \beta^2 t \frac{d^2}{\Delta F^2}, \quad (17)$$

式中: ΔF 是照明光离焦量; β 为散射能力系数、 d 为扫描步长。为了满足 PIE 算法的基本要求,代表待测物体透射函数相对照明光位置敏感度的 $\Delta\varphi$ 需要足够小。对于厚度 $t \approx 0$ 的薄物体,散射能力系数 β 、扫描步长 d 及离焦距离 ΔF 都可以忽略,但是当存在一定厚度时,只有弱散射物体和小步长平行光扫描才有可能获得较好的重建结果。

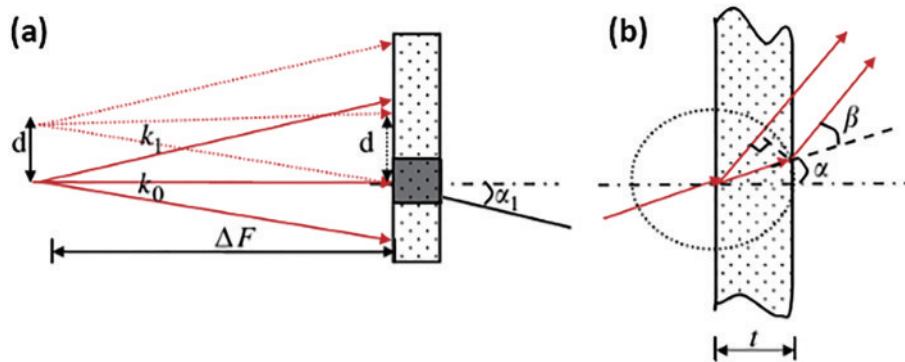


图 7 发散电子束照明晶体示意图^[54]。(a)照明光移动前后照射角度的变化;(b)电子束的运动学衍射

Fig. 7 Schematic diagram of divergent electron beam illuminating crystal^[54]. (a) Change in illumination angle before and after shifting of probe; (b) kinematical diffraction of electron beam

从上述分析可知,PIE 算法对于被成像物体有厚度要求,比如在可见光波段微米量级尺度下,物体厚度不能超过几十微米。将厚物体在轴向进行数值化切片分层处理后,利用三维 PIE 算法(3PIE)^[55]可以将 PIE 算法拓展到三维成像领域。不同于之前的利用样品旋转方式实现 3D 断层成像的相位恢复技术^[40, 56-57],3PIE 算法完全利用 PIE 的数据进行处理而无需测量光路上的任何改变。3PIE 迭代算法在各个物体层和光斑探

测器之间进行反复迭代,每一层物体和照明光的更新方式都和标准 ePIE 相同,因此在算法上的变化相对较小。已有研究人员将 3PIE 技术应用到光学显微镜中,并获得了对于 $150 \mu\text{m}$ 厚度样品纵向 $2 \mu\text{m}$ 的分辨能力^[58]。相对于共聚焦显微镜,3PIE 技术提升了相位测量能力,并且不需要样品染色,这在无标记活细胞和厚样品及强散射样品成像领域^[59]具有重要的实际意义。

2.4.4 部分相干性

作为 CDI 技术的进阶发展, PIE 算法同样遵循光束完全相干的基本假定条件,但是对于大部分同步辐射光源而言,仅能达到部分相干的程度。以 X 射线自由电子激光器为例,高空间分辨率需要物体照明光具备高亮度^[60],但高亮度通常需要减少空间和频域滤波器,这反过来会降低光源相干性。前期工作^[61-63]表明,重建质量十分依赖于光源相干性的高低,在空间和时间相干性有限的情况下,一系列算法被提出用以改善重建质量^[63-68],将相位曲率引入照明光中可以降低相干性不足带来的影响^[63-64]。此外,多状态 ptychography 算法^[69]是目前解决相干性问题的主要方法,该方法的核心思路是在光源部分相干情况下记录的 PIE 数据可以认为是一系列物体和照明光乘积后衍射光场强度的

线性叠加,每一对物体和照明光共同组成一个完全相干的模式,不同模式之间完全非相干,即部分相干下可以分解为多个相互之间完全非相干的相干状态。多状态思想可以广泛解决诸如照明光横向部分相干或有限带宽^[70]和样品震动^[71]时的成像问题,目前 Clark 等^[71]已成功实现变动周期小于曝光时间下的震动物体成像。图 8 为不同模式重建得到的样品,从图 8 可以看出,5 个照明模式下对震动物体的重建结果要明显好于一个照明模式下的重建结果,并且多模式下的重建效果和无震动情况下的重建结果可以相比拟。混合态 PIE 算法可以有效降低实验要求,同时提升 X 射线和电子束成像领域中的重建精度,当然随着算法复杂性的提升,相比标准 PIE 算法,多状态 PIE 需要更多的重建时间。

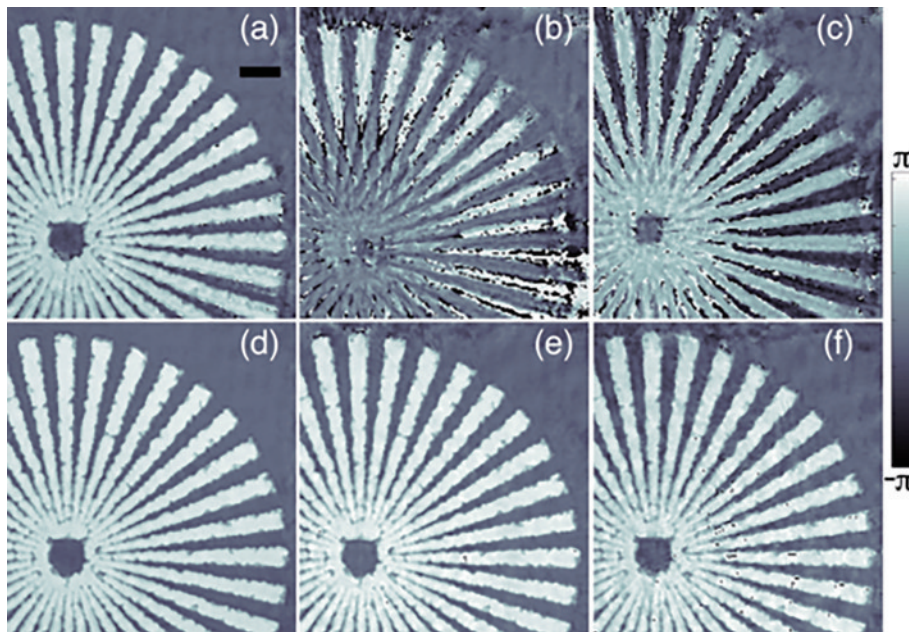


图 8 不同模式重建得到的样品^[71]。(a)单模式重建得到的静态样品;(b)单模式重建得到的按照方波变化的样品;(c)单模式重建得到的使用正弦波变化的样品结果;(d)5 种光场模式重建得到的静态样本;(e)5 种光场模式重建得到的按照方波变化的样品;(f)5 种光场模式重建得到的使用正弦波变化的样品结果

Fig. 8 Reconstructed phase with different probe mode^[71]. (a) Static sample with single probe mode; (b) vibrating sample using square wave with single probe mode; (c) vibrating sample using sine wave with single probe mode; (d) static sample with five probe modes; (e) vibrating sample using square wave with five probe modes; (f) vibrating sample using sine wave with five probe modes

在光源部分相干情况下其实仍然可以获得较为满意的重建效果,其核心物理原理可以由 Liu 等^[72-73]提出的理论来解释。在部分相干情况下,实际记录的衍射光斑可以认为是相干零级光场 $A_0(k)$ 和衍射光场 $A_n(k)$ 的叠加,即

$$I(k) = \left| A_0(k) + \sum_1^{\infty} A_n(k) \right|^2 = I_0(k) + 2\sqrt{I_0(k)I_d(k)} \cos \varphi(k) + I_d(k), \quad (18)$$

式中: $I_0 = |A_0(k)|^2$; $I_d = \left| \sum_1^{\infty} A_n(k) \right|^2$; $\varphi(k)$ 是 $A_0(k)$ 和 $\sum_1^{\infty} A_n(k)$ 之间的相位差。当光场为部分相干时,

衍射光斑的对比度降低,同时强度分布可以表示为

$$I'(k) \approx I_0(k) + 2\alpha(k)\sqrt{I_0(k)I_d(k)} \cos \varphi(k) + I_d(k), \quad (19)$$

式中: $\alpha(k)$ 表示由于相干性降低带来的对比度下降程度,取值范围为 0~1。同时定义 $\Delta = -0.5 \left[(I_0 - I_d) + \sqrt{(I_0 - I_d)^2 - 4I_0I_d(\alpha^2 - 1)} \right]$ 后,可得到

$$I' \approx (I_0 + \Delta) + 2\sqrt{(I_0 + \Delta)(I_d - \Delta)} \cos \varphi + (I_d - \Delta). \quad (20)$$

式(20)表明,部分相干下衍射光斑可以认为是增强的零级光和削弱后的衍射光之间的相干叠加,即等效于一个散射能力弱于真实样品的物体,这也是在部分相干照明下仍然能够获得满意重建而结果的原因。

2.4.5 长数据记录时间问题

尽管 PIE 在各个领域都表现出极强的技术优势,但由于需要 xy 方向的二维扫描过程,长时间的数据记录过程仍然是 PIE 技术所面临的关键技术短板,为此一个简单有效的方式就是利用一个 CCD 同时记录所有 PIE 光斑数据。基于该思路, Pan 等^[74]在 2013 年首次利用多光束照明实现单次曝光 PIE 技术,其核心光路如图 9(a)所示,正交光栅产生的阵列光束照射到待测物体上,且在物体平面相邻两束照明光之间存在部分重叠,对于一个弱衍射物体,其衍射光斑阵列可以利

用一个 CCD 记录后进行分割,利用标准 PIE 算法可以实现对待测物体振幅和相位分布的重建。图 9 为利用上述方法得到的单次曝光 PIE 重建结果,其分辨率为 $100\ \mu\text{m}$ 。如果物体为强散射物体,高频信息将会进入相邻子衍射光斑中,将会导致收敛速度和重建精度的降低。此外, Sidorenko 等^[75]在 2015 年也提出一种基于小孔阵列的单次曝光 PIE 算法,如图 10 所示。在 $4f$ 系统的输入平面引入一个小孔阵列后,在 $4f$ 系统的傅里叶平面前后放置待测物体并且被多个部分重叠的子照明光照明,此时可以通过单个 CCD 统计记录所有 PIE 所需的光斑阵列。实验上已经可以同时记录 49 个衍射光斑,通过 ePIE 算法重建结果如图 10(b)所示,其中位于左下角的两个边长为 $40\ \mu\text{m}$ 的不透光结构可以准确重建。此外,一些可编程硬件,如 digital micro-

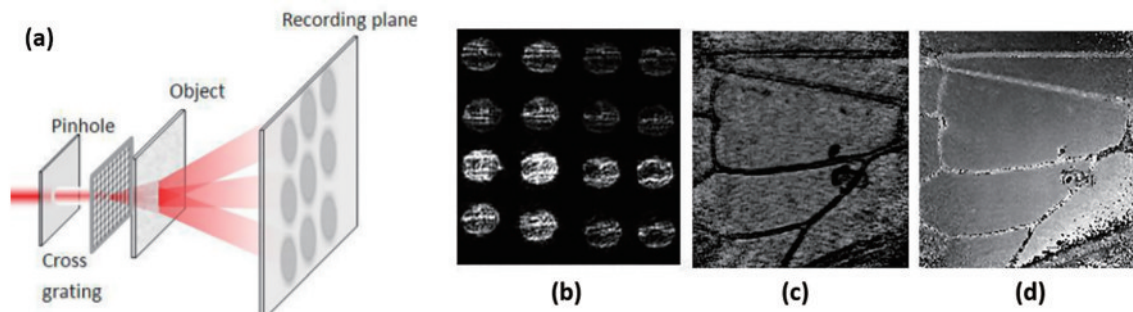


图 9 基于光栅的多光束照明单次曝光 PIE 光路图及重建结果^[74]。(a)基于光栅的单次曝光 PIE 算法光路;(b)记录得到的蜜蜂翅膀的衍射光斑;(c)重建得到的样品振幅;(d)重建得到的样品相位

Fig. 9 Optical path and reconstruction results of single-shot PIE multi-beam illumination based on grating^[74]. (a) Setup of grating-based single shot PIE; (b) recorded diffraction-pattern array of a bee wing; (c) amplitude of reconstruction specimen; (d) phase of reconstruction specimen

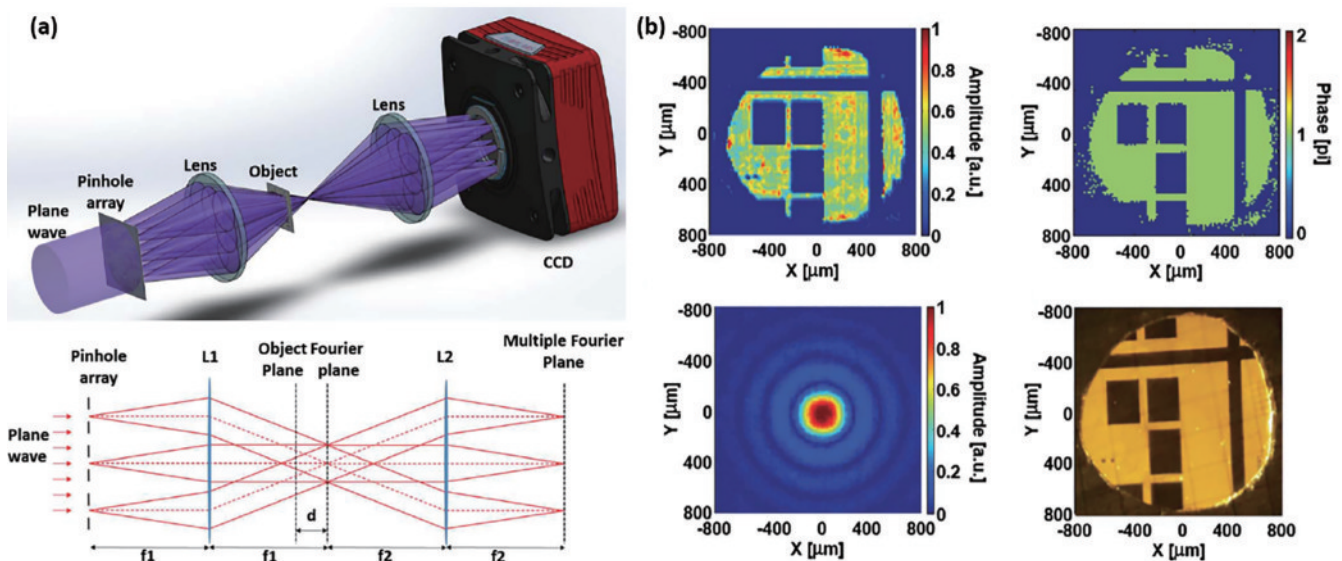


图 10 基于小孔阵列的多光束照明单次曝光 PIE 光路图及重建结果^[75]。(a)基于孔阵列单次曝光 PIE 算法光路图;(b)重建得到的振幅(左上角)和相位(右上角)分布,左下角为对应的照明光分布,右下角为采用 10 放大倍率显微镜测量结果

Fig. 10 Optical path and reconstruction results of single-shot PIE multi-beam illumination based on pinhole array^[75]. (a) Single shot PIE setup with pinhole array; (b) reconstructed amplitude (top left) and phase (top right) of object, and reconstructed amplitude (bottom left) of probe, object measured by conventional microscope with $10\times$ magnification (bottom right)

mirror device (DMD)^[76]和空间光调制器(SLM)^[77]可以显著降低 PIE 数据记录时间,文献[76]中通过控制 DMD 微镜可以将 12×10 幅衍射光斑的数据记录时间从 15 min 降低到 20 s。不过上述所有方案都是基于多光斑数据记录的,都面临光斑有效数值孔径有限及需要大靶面 CCD 的问题。

此外,Zhang 等^[78,79]提出了另外一种基于单幅光斑的相位恢复技术 CMI,即通过引入分布已知的波前调制器实现单次曝光下的相位重建,其基本光路如图 11(a)所示,其中入射窗定义为入射光的某一个平面。由于调制器(通常为随机相位板)的存在,入射光场的散射角度很大,探测器记录的是类似平顶的弥散的散射光斑。这也导致对探测器动态范围的要求得到

显著降低。图 11 中,CMI 的迭代过程在 3 个平面间进行,除了在探测器平面的强度约束、随机相位板面波前调制约束外,在入射窗面也增加了一个约束条件以实现复数光场的波前重建。当完成光斑强度约束并逆向传播到波前调制器面,除以调制器分布函数并逆向传播到入射窗平面后,迭代不收敛的噪声通常落在入射窗范围之外,因此 CMI 算法表现出极快的收敛速度。类似于其他 CDI 算法,CMI 算法可以通过最快梯度下降算法来解释,由于其只需要单幅衍射光斑的特点,在超快动态测量方面,CMI 算法提供了一种新的可能。CMI 算法目前已经在可见光波段[图 11(b)~(e)]实现,并已拓展到 X 射线衍射成像领域。

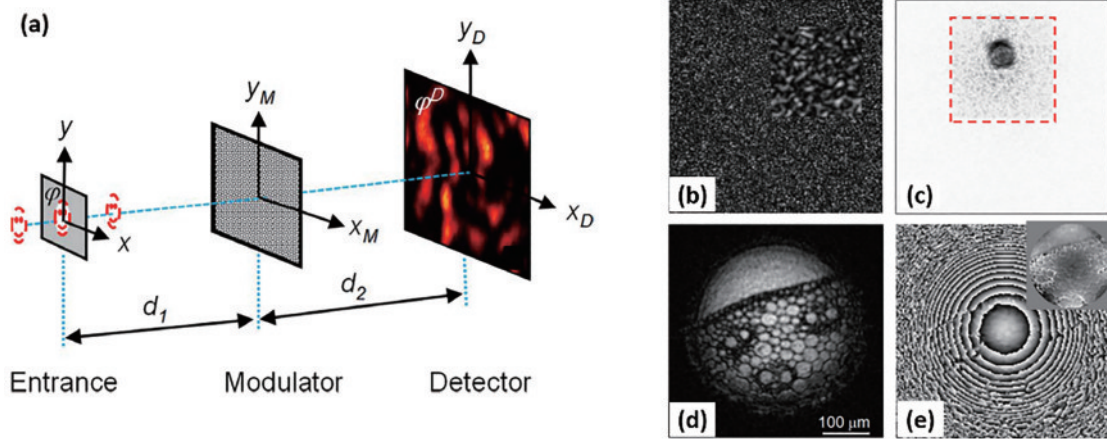


图 11 CMI^[78]。(a)CMI 算法的基本光路;(b)记录的衍射光斑;(c)入射窗面上的振幅分布,虚线方框表示限制条件;(d)样品出射光的振幅;(e)样品出射光的相位

Fig. 11 CMI^[78]. (a) Schematic of CMI method; (b) recorded diffraction pattern; (c) amplitude on the entrance plane, dashed square shows support constraint; (d) amplitude of sample exit wave; (e) phase of sample exit wave

除此之外,为了降低扫描时间,一种连续扫描 ptychography 算法^[80-81]也被提出,不同于传统的 PIE 算法中平移台平移、探测器记录光斑依次串行完成的过程,该算法在平移台平移过程中同时进行连续曝光,该连续扫描并曝光过程理论上等效于空间相干性的降低。在平移台以匀速进行扫描的条件下,利用标准混合态 PIE 算法也可以获得高质量的重建结果^[82-84]。

2.4.6 其他关键问题

除了上述关键的技术外,针对特定的成像需求还有一些其他技术突破,在此重点介绍高对比度相位重建和超分辨率相位成像技术。很多样品,特别是 X 射线和电子束成像领域中的待测样品通常都是弱散射物体,但有限的光斑探测器动态范围使光斑信噪比较低,很难获得弱散射物体的高对比度相位成像。Pan 等^[85]在迭代过程中,在衍射光斑面用 $I^{n/2}$ 而不是 $I^{1/2}$ 进行振幅替换,可以获得空间高频增强的重建结果,其中 n 可以是 1.1、1.2 或者其他大于 1 的值。图 12 为利用 $I^{n/2}$ 作为傅里叶面强度约束重建得到的结果。从图中可以

看出,修正后的算法可以得到更高的对比度。

此外,在光斑探测器有效数值孔径有限的情况下,为了提升重建分辨率,Maiden 等^[86]提出了超分辨率 PIE(SR-PIE)技术,在实验中该技术可以 3 倍改善分辨率。根据图 13(a)所示的迭代过程可知,相对于传统的 PIE 算法,SR-PIE 技术在亚像素平移和光斑更新方法上进行了调整。假定衍射光斑由像元尺寸为 Δp 、像素数为 $M \times N$ 的光斑探测器记录,在迭代过程中采用一个 c 倍的计算矩阵进行迭代,即迭代矩阵为 $cM \times cN$ 。因此,通过菲涅尔衍射积分进行计算时,物面迭代矩阵 xy 方向的像素尺寸变为 $[\Delta x, \Delta y] = \frac{\lambda z}{\Delta p} \left[\frac{1}{cM}, \frac{1}{cN} \right]$ 。在衍射光斑面进行更新时,只更新中间 $M \times N$ 个像素位置处的振幅,从而满足强度约束条件,但是 $M \times N$ 个像素之外的点保持不变(详细算法可参考文献[86])。通过 SR-PIE 算法,在光斑探测器探测范围之外的光斑也可以同时重建,因此随着更多高频信息的重建,将会获得更高的空间分辨率,这点可以从图 13(b)、(c)看出。

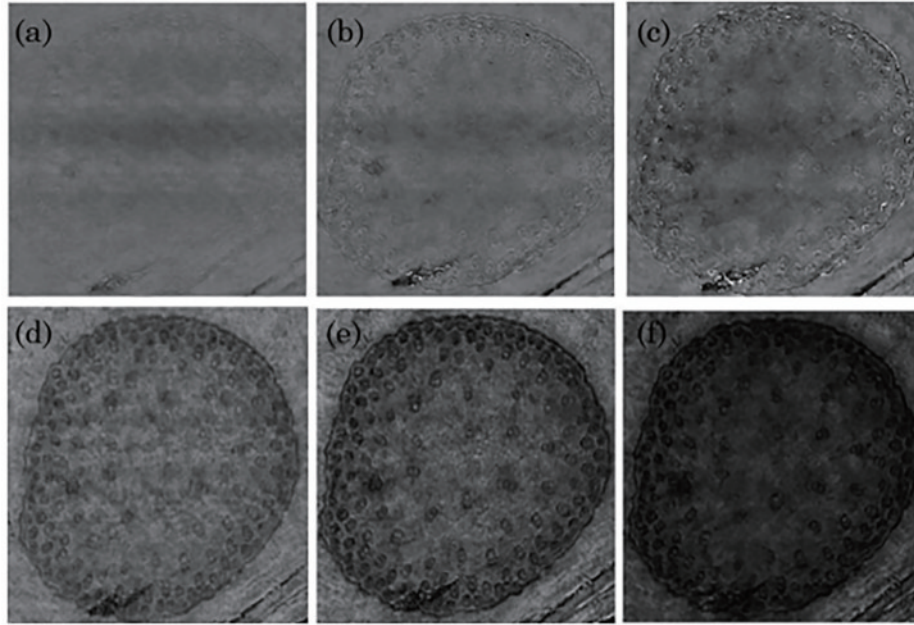


图 12 利用 $I^{n/2}$ 作为傅里叶面强度约束重建得到的结果^[85]。(a)~(c)相位;(d)~(f)振幅,其中(a)~(f)分别对应于 $n=1, 2, 3$
 Fig. 12 Reconstructed results using $I^{n/2}$ as Fourier-domain intensity constraint^[85]. (a)~(c) phase; (d)~(f) amplitude, where (a)~(f) correspond to $n=1, 2, 3$ respectively

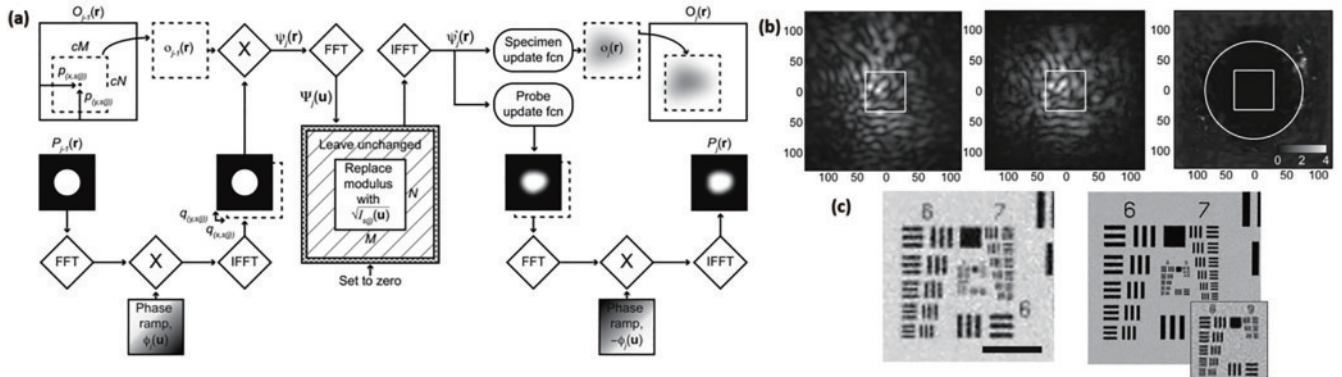


图 13 SR-PIE^[86]。(a)SR-PIE算法流程图;(b)SR-PIE实现高频信息重建的效果图,其中左图为记录的衍射光斑,方形区域内数据用于光场重建,中间图为SR-PIE重建得到的结果,其方框外的分布和实际记录的能够对应,右图为各像素点对应的误差;
 (c)左右两图分别为利用PIE和SP-PIE重建得到的振幅分布

Fig. 13 SR-PIE^[86]. (a) Flowchart of SR-PIE algorithm; (b) analysis of high spatial frequency contents reconstructed by SR-PIE, in which the left figure is the recorded diffraction spot, the data in the square area is used for light field reconstruction, the middle figure is the result of SR-PIE reconstruction, the distribution outside the box can correspond to the actual record, and the right figure is the error corresponding to each pixel; (c) left and right figures show the amplitude distribution reconstructed by PIE and SP-PIE respectively

Pan等^[87]提出了一种可以解释采用部分饱和衍射光斑(饱和区域光斑信息丢失且忽略饱和区域的强度约束^[88-89])仍能够进行准确重建的数学模型,当照明光

$p(x, y)$ 照射物体 $g(x, y)$ 时,衍射距离 z 处记录的衍射光斑 $E(u, v)$ 可以写成物体频谱 $G(u, v)$ 和照明光自由传输相同距离后 $P(u, v)$ 的卷积,即

$$E(u, v) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp\left[j\frac{k}{2z}(u^2 + v^2)\right] \mathfrak{F}\left\{g(x, y)p(x, y)\exp\left[j\frac{k}{2z}(x^2 + y^2)\right]\right\} \text{Rect}(u, v) =$$

$$[G(u, v) \otimes P(u, v)] \text{Rect}(u, v) = \left[\iint G(\alpha, \beta)P(u - \alpha, v - \beta) d\alpha d\beta\right] \text{Rect}(u, v), \quad (21)$$

式中: $\text{Rect}(u, v)$ 表示光斑探测器等效孔径光阑; $P(u, v) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp\left[j\frac{k}{2z}(u^2 + v^2)\right] \mathfrak{F}\left\{p(x, y)\exp\left[j\frac{k}{2z}(x^2 + y^2)\right]\right\}$ 。

由于卷积过程的存在,衍射光斑 E 在 $(u \pm W, v \pm W)$ 范围内的值包含了 $G(u, v)$ 在任意坐标 (u, v) 点的信息,其中 $2W$ 为 $P(u, v)$ 的宽度,如图 14(a)所示。只要图 14(b)中灰色区域的宽度小于 $2W$,即使该区域内光斑饱和,仍然可以利用周围非饱和区域信息通过迭代重建得到完整的 $G(u, v)$ 。因此,在光斑探测器动态

范围有限的情况下,通过记录合适饱和区域大小的衍射光斑,可以间接提升记录较弱高阶衍射信息的能力,进而可以获得更高的空间分辨能力。然而一旦饱和区域的尺度超过上述临界值,如图 14(c)所示,丢失信息过多将会导致重建质量急速下降。此外,该理论也可以解释 SR-PIE 为什么能够实现。

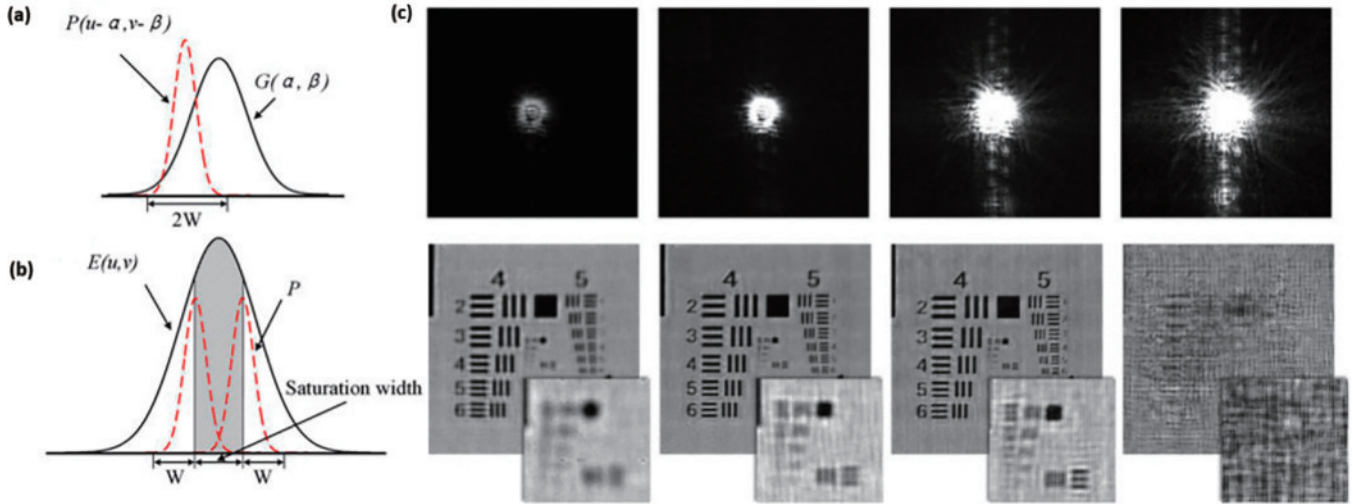


图 14 部分饱和衍射重建原理及结果^[87]。(a) $G(u, v)$ 和 $P(u, v)$ 卷积示意图;(b)对应的衍射光 $E(u, v)$,其中灰色区域代表光斑饱和区域,其宽度小于 $2W$;(c)利用不同饱和程度的衍射光斑(第 2 行)重建得到的 USAF1951 标准分辨率版振幅分布,其中第 1 行为对应的衍射光斑,插图为第 6 组线对放大图

Fig. 14 Principle and results of partial saturated diffraction reconstruction^[87]. (a) Convolution operation between $G(u, v)$ and $P(u, v)$; (b) resulting diffraction pattern $E(u, v)$, the gray corresponds to saturation area and its width is smaller than $2W$; (c) reconstructed USAF1951 target using datasets with varying degrees of saturation (bottom row), top row recorded diffraction patterns, inset is close-up of group 6 in USAF1951 target

3 主要应用

可无限拓展的视场范围、高分辨率和对噪声的强鲁抗性使得 PIE 技术广泛应用于 X 射线、电子束和可见光成像领域,本小节详细介绍 PIE 技术在不同领域中里程碑式的典型应用。

3.1 X 射线成像

由于 X 射线具备短波长、强穿透能力和相对简单的样品准备过程^[91-92],基于该波段的显微镜是纳米材料和纳米科学领域中重要的诊断工具,能够有效填补可见光和电子束显微镜之间的分辨率空白^[93]。然而受制于 X 射线光学元件不可避免的像差和有限的数值孔径,直接成像法能够达到的实际分辨率只有几十纳米^[24]。而 X 射线相干衍射成像技术(CXDI),又称为前向散射 CDI 能够有效避免对成像透镜质量的依赖,空间分辨率能够得到显著改善,并且理论上能够达到衍射极限分辨能力。尽管经典的 CXDI 技术已经应用到各个领域,但需要知道待测物体相关的先验约束条件或者额外的约束条件^[94],且尽管如此仍然可能会面临收敛停滞不前的情况,不过扫描 X 射线衍射显微镜(SXDM)或者基于 ptychography 的相干衍射成像技术(PCDI)可以完美克服上述障碍^[19]。

在 X 射线成像领域中^[95],由于 PIE 具备无限拓展视场、无物理限制条件、更短的计算时间和极好的收敛性等独特特性,该技术被认为是 X 射线成像领域中的革新方案。特别是随着影响分辨率的参数误差逐步找到修正方案,基于 ptychography 的 X 射线成像技术在生物医学、材料化学等领域得到了爆发式发展。

3.1.1 2D 成像

作为纳米科学和纳米技术领域的一个测量工具, SXDM 可以直接观测不同的样品,其中最具代表性的是生物样品的二维成像。尽管总的记录时间大于常规前向散射 CDI,生物样品的二维成像仍然是非常成功的。2010 年, Giewekemeyer 等^[19]以硬 X 射线作为光源首次利用 SXDM 对生物样品进行了成像,如图 15(a)所示,无染色的完整冻干耐辐射奇球菌(*D. radiodurans*)的相位图得到了有效重建。随后, SXDM 在水窗波段(由于该波段碳氧具备强散射对比度,特别适合生物样品成像)的应用也由 Giewekemeyer 等^[96]进行了实验,图 15(b)为重建得到的硅藻化石结果,类似的工作在其他文献中也进行了报道^[97]。

为了避免冷冻或干燥过程对样品结构和成像质量的影响^[98-99],在室温环境下对含水生物样品的成像是非常有必要的。Jones 等^[100]首次利用 ptychography 技

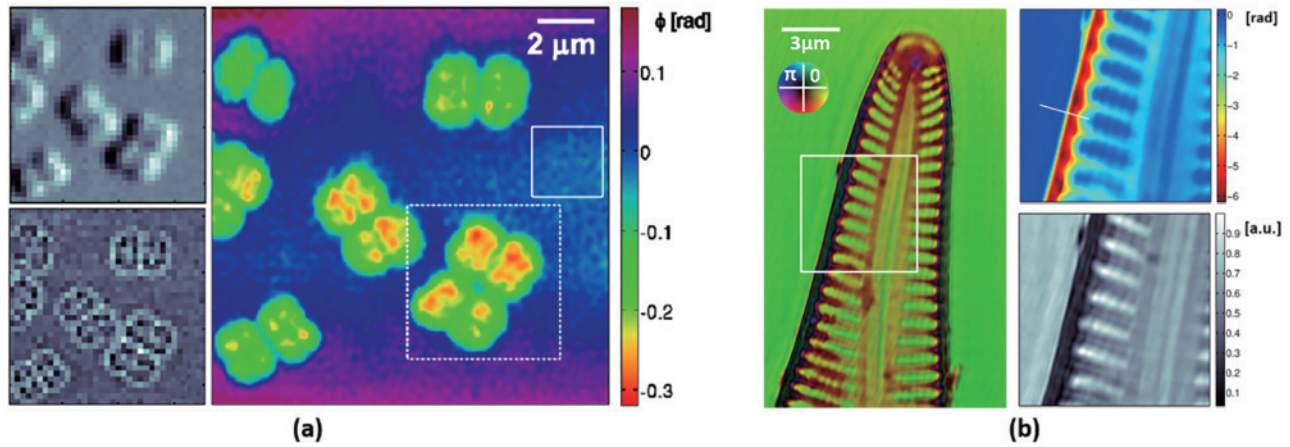


图 15 SXDM 的典型应用结果。(a)冻干耐放射线虫细胞的ptychography重建结果(右图),左上为微分相差图像,左下角为暗场对比图像^[19]; (b)水窗中硅藻化石样本的ptychography重建结果(左图),与左子图中标记区域对应的幅度(右上)和相位(右下)的详细视图^[96]

Fig. 15 Typical applications of SXDM. (a) Ptychography image of freeze-dried *D. radiodurans* cells (right), top left is differential phase contrast image, bottom left is dark-field contrast image^[19]; (b) ptychography image of fossil diatom sample in water window (left), detailed view of the amplitude (top right) and phase (bottom right) corresponding to the marked area in left subfigure^[96]

术实现了对含水细胞样品水窗波段的成像,获得不含人为影响的生物样品和水高对比度的成像结果。此外, SXDM 也广泛应用于纳米材料科学领域,比如用于描述不规则材料的显微结构序数^[101]和对原子量级跃变结构的成像测量^[102]等。

3.1.2 基于ptychography的计算断层扫描成像

在不需要假定吸收可忽略或者弱相位物体^[56]的条件下,基于ptychography相干衍射成像的断层扫描技术仍然可以获得量化的高对比度3D结构分布图。相比于需要密集扫描的Wigner反卷积算法^[103],基于ptychography的方法要求没有那么严格,因此成为目前流行的X射线断层扫描方法。利用图16(a)所示的测量光路, Dierolf等^[56]在2010年首次证明了基于ptychography的计算断层扫描成像(PXCT)的可行性。

X射线光束穿过一个直径为 $2.3\ \mu\text{m}$ 的小孔后,形成固定不定的待测物体照明光,不同于第1代计算断层扫描成像中使用点探测器测量强度衰减,当样品 180° 旋转时, PXCT利用二维光斑探测器记录完整的衍射光斑,同时利用PIE算法重建出每个投影对应的波函数,结果如图16(b)所示,其分辨率远高于照明光尺寸。基于上述2D重建结果,利用已有的计算机断层扫描算法可以重建出物体的3D折射率分布。从重建得到的骨头样品3D分布图[图16(c)]中可以清楚地看到骨细胞腔隙和复杂的骨小管网络。尽管基于ptychography的二维X射线成像精度可以达到 $10\ \text{nm}$ 量级,但由于辐射损伤等原因, PXCT可达到的实际分辨率要低于该量级。目前利用PXCT获得的3D成像空间分辨率是 $16\ \text{nm}$ ^[104]。

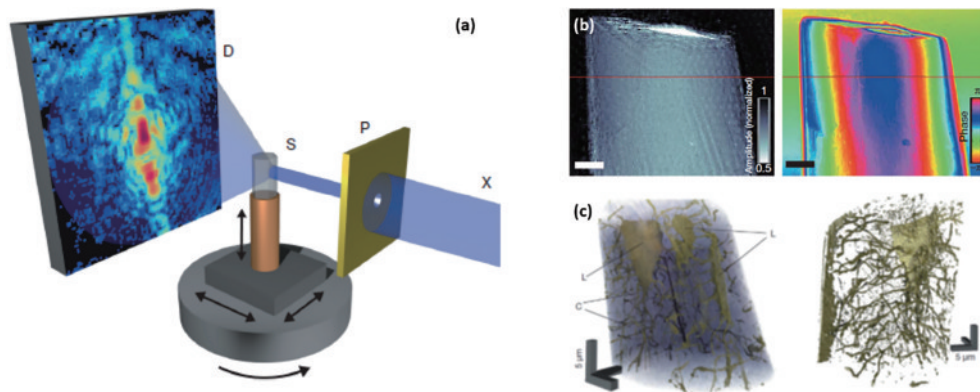


图 16 PXCT^[56]。(a) PXCT 的实验装置, (b) 从ptychography数据重建的投影结果,左振幅,右相位; (c) 骨骼样本断层扫描重建的3D渲染, C和L分别代表骨细胞腔隙和连接小管

Fig. 16 PXCT^[56]. (a) Experiment setup of PXCT; (b) reconstructed projection images from ptychographic data, left is amplitude, right is phase; (c) 3D rendering of tomographic reconstruction of bone sample, C and L represent osteocyte lacuna and connecting canaliculi, respectively

目前 PXCT 得到了快速发展,不再处于验证阶段,而是成为三维量化测量及分析的标准工具。在生物成像领域, PXCT 已经实现了对冻干的没有经过有机染料或重染色过的生物样品的成像^[105-107],这对于甄别生物组织及形态学特征具有重要的意义。在材料科学领域,除了宏观的可视化成像^[108-109], PXCT 还可以用于分析获取复杂材料中特定位置或者特定原子电子态^[110]的相位分布^[111]。

3.1.3 SXDM 和光谱学的结合

基于 ptychography 的相位恢复技术与光谱测量技术相结合后能够提供较为灵敏的化学特性甄别能力,是一种具备较好应用前景的技术分支。通过测量比较在特定吸收边沿附近不同能量照射下的复振幅分布,可以获得元素分布或者化学成分图。当照明光能量从 530.8~533.4 eV 变化时,对包含 5 个 PMMA 小球和 4 个 SiO₂ 小球^[112]的 9 个含氧小球进行测量,利用 5 组 ptychography 数据进行重建得到的振幅和相位分布如图 17(a)所示,对于 SiO₂ 小球,其振幅透过率没有明显

的变化,而对应的相移量却单调降低,但是在相同能量下, PMMA 小球的能量吸收和相移变化特性却完全不同。在 532.0 eV 能量下, PMMA 的吸收变得强烈,因此两种小球的振幅分布的对比度非常明显,因此可以非常容易地对两种材料小球进行区分,详细的分析可以参考文献^[112]。对 5 nm 结构样品进行成像,不仅获得了 X 射线显微镜从没有获得过的高分辨率,而且具备优异的化学元素识别能力,如图 17(b)所示^[113]。不同于传统的 X 射线扫描显微镜(STXM), SXDM 重建得到的强度分布不可以显示出待测物体的不同构成。根据 ptychography 重建结果^[图 17(b)]可知,右上角的吸收对比度最大,左下方 LiFePO₄ 和 FePO₄ 的相对相移最大。利用测得的复数折射率分布可以获得待测样品的元素分布图,这可以实现元素组分分析、快速聚类分析和单一数值的分解等功能。基于上述思路, SXDM 可以作为一种对磁性材料^[114-115]、生物样品^[90]、化学物质^[112,116-117]和纳米粒子^[91]等材料进行光谱分析的高效测量技术。

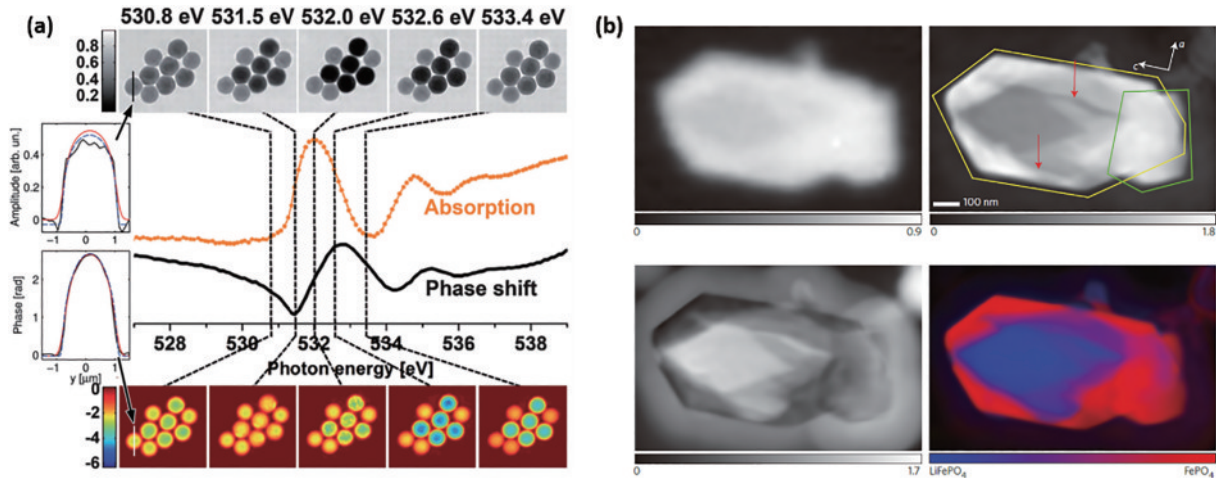


图 17 SXDM 用于光谱学的有效性验证。(a) 从不同能量下记录的 5 组 ptychography 数据中重建的 PMMA 和 SiO₂ 混合物的振幅和解包裹相位,两条曲线分别是 PMMA 的实验吸收光谱和计算的相移^[112]; (b) 部分脱硫 LiFePO₄ 的 X 射线显微镜,顶部来自 STXM(左)和 ptychography(右)在 710 eV 时的光密度图,左下方来自 ptychography 在 709.2 eV 的相位分布,右下方为成分分布图^[113]

Fig. 17 Validity of SXDM with spectroscopy. (a) Reconstructed amplitudes and unwrapped phases of a mixture of PMMA and SiO₂ from five ptychographic data sets recorded at different energies, two curves are respectively experimental absorption spectra and calculated phase shift of PMMA^[112]; (b) X-ray microscopy of partially delithiated LiFePO₄, top is optical density maps from STXM (left) and ptychography (right) at 710 eV, bottom left is phase distribution from ptychography at 709.2 eV, bottom right is composition map^[113]

3.1.4 波前诊断和 X 射线光学计量

同时重建入射照明光和待测物体的能力使得 X 射线 ptychography 相位恢复技术成为一种优异的光场测量和诊断工具。图 18 给出了对欧洲同步辐射装置 ESRF^[118] ID13 线站硬 X 射线纳米量级焦点光场的完整描述,在不预先知道物体分布的条件下,可以获得极高的空间分辨率和 5 个数量级的动态范围。此外,利用 SXDM 也实现了对由 33.6 keV X 射线产生的尺寸小于 13 nm 的衍射极限焦点的精确测量^[119]。

基于其光场描述能力,另外一个重要的应用就是对诸如 KB 镜^[120]、多层 Laue 透镜^[121]和光学厚度样品^[122]等 X 射线光学元件的精密检测,当完成对 X 射线元件的精密测量后,通过引入合适相位修正量可以显著改善器件性能。利用 X 射线 ptychography^[48]对 X 射线反射透镜出射面光场进行测量后,可以利用设计好的 SiO₂ 相位板进行波前畸变校正,其焦平面焦点旁瓣相对强度下降了一个数量级,同时可以获得衍射极限的聚焦能力,如图 19 所示。利用上述方案,可以有效

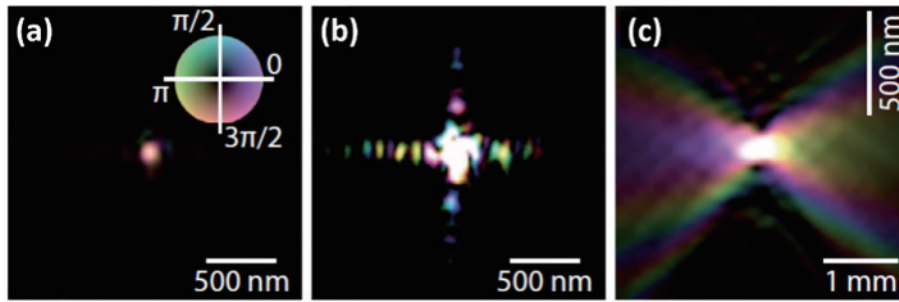


图 18 SXDM 在波前诊断中的应用^[118]。(a) 重建得到的焦点分布图,其中强度和相位分别通过亮度和颜色来表征;(b) 调整幅度强值以突出较弱的旁瓣;(c) 光场沿光束方向的水平切片

Fig. 18 Application of SXDM in wave diagnostics^[118]. (a) Reconstructed wave field in focus, amplitude encoded by brightness and the phase by color code; (b) scaled amplitude to highlight weak sidelobes; (c) horizontal slice of wave field along beam direction

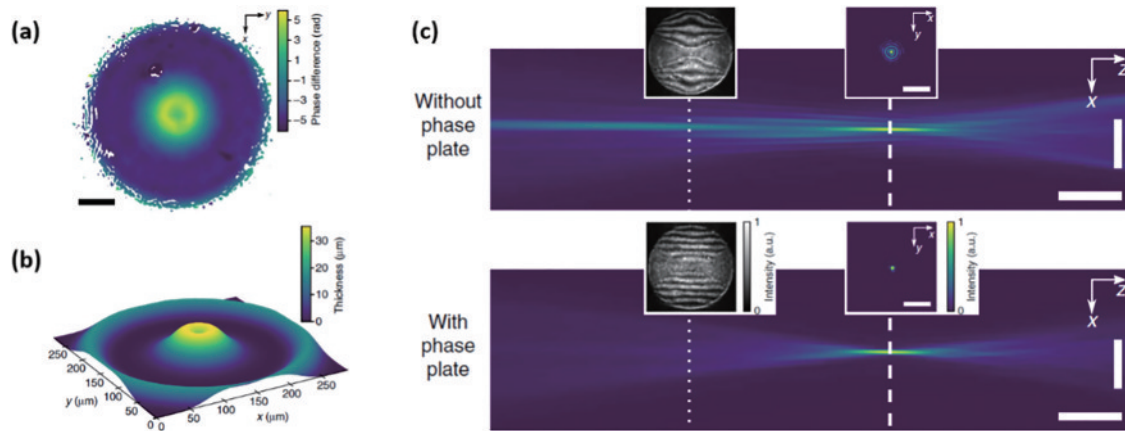


图 19 波前畸变校正原理及结果^[48]。(a) 在减去理想球面波后,在透镜出射面处重建得到的波前畸变;(b) 用于校正相位畸变的 SiO₂ 相位板分布;(c) 有和没有相位板的光束焦点分布对比,插图分别是点位置的 Ronchigram 和焦平面上的对数强度分布

Fig. 19 Wavefront distortion correction principle and results^[48]. (a) Retrieved wavefront deformation at exit plane of lens after subtracting an ideal spherical wave; (b) model of SiO₂ phase plate used to correct phase distortion; (c) contrast between beam caustics with and without phase plate, insets are respectively Ronchigram at the dotted position and logarithmic intensity distribution on focal plane

突破现有 X 射线透镜的加工能力极限,基于此获得的纳米尺度焦点对于传统 X 射线显微镜而言是极为重要的。

除此之外,将 SXDM 和 Bragg 衍射^[123-124]、荧光成像^[125]或者 Zernike 相衬成像^[126]相结合,同样可以获得令人鼓舞的结果。随着诸如混合态 ptychography、3PIE 算法或者 fly-PIE 等算法的出现,同时结合高性能光斑探测器、X 射线自由电子激光器和高亮度同步辐射光源的到来,相当多领域中受制于成像能力的不确定性或的关键障碍难题都会在一定程度上找到解决方案,这使得基于 ptychography 的 X 射线成像方法成为极为有前途的分析工具。

3.2 电子束相位成像

透射型电子显微镜(TEM)在原子尺度^[127-129]对各种纳米材料结构进行探测的过程中起到关键作用,传统的透射型电子显微镜(TEM)或者扫描电子显微镜(STEM)要么需要环形暗场(ADF)^[130]、要么需要环形亮场(ABF)^[131]成像,这依赖于透镜传播特性决定的分

辨率。通过像差校正,TEM 目前可以获得低于 0.1 nm 的分辨率,但该分辨率仍然比理论上的衍射极限差 20 倍^[25]。基于 ptychography 的衍射成像技术作为另外一种选择,理论上在电子显微成像领域能够获得衍射极限分辨率,同时获得的相移量可以直接反应电子和磁场强度^[132-133]、平均内势^[134]或者样品厚度,同时 ptychography 的光路结构能够兼容传统的像差校正 TEM。

2010 年,电子束 ptychography 首次在高能电子束(200 keV)条件下得到验证,同时可以获得同离轴数字全息相同的 0.3 rad 分辨率^[20]。受限于当时算法和实验条件,只有基本的 PIE 算法和衍射光斑的中心区域用于相位恢复,可获得的空间分辨率局限于 1 nm,但这也迈出了 ptychography 电子显微镜的第 1 步。

3.2.1 原子量级分辨成像

由于只有电子束可以真正提供亚原子量级的分辨率,因此 ptychography 电子显微镜最重要的应用就是研究原子结构。在低能量电子束(30 keV)下,利用标

准的 STEM 光路记录暗场大衍射角散斑(图 20), Humphry 等^[135]首次实现原子量级分辨率的 ptychography 电子显微成像。由于该方法的分辨率由 CCD 可接收的最大散射角决定,其可获得的分辨率相对于透镜性能决定的分辨率改善了 5 倍。重建得到的金颗粒结果如图 20(c)所示,其中 0.236 nm 尺度原子

面边界线在某些区域中能够清晰地看到。此外, Putkunz 等^[136-137]在 200 keV 条件下,将可获得的分辨率提升到 0.1 nm。结合位置修正算法, Wang 等^[138]清楚地重建了高相位对比度的位于重 La 原子中的轻 B 原子分布,这在原子量级分辨率下测量包含低原子序数材料的结构提供了一种新的技术方案。

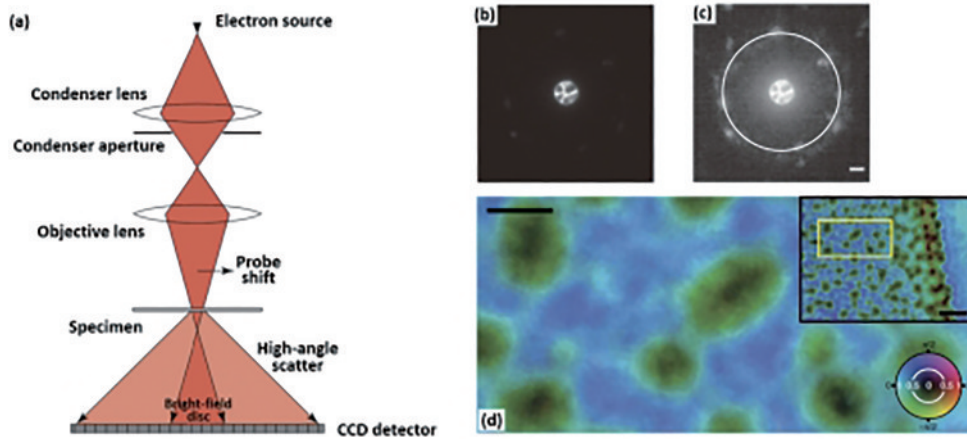


图 20 基于 STEM 的 ptychography 电子显微成像^[135]。(a) 使用大角度散射的 ptychography 电子显微镜光路图,利用显微镜扫描线圈对样品进行扫描;(b)对应的衍射光斑,中心区域是明场强度图;(c)对应的衍射光斑的对数;(d)利用 ptychography 重建得到的金颗粒

Fig. 20 Ptychography electron microscopy imaging based STEM^[135]. (a) Schematic of ptychographic electron microscopy using high-angle scattering, probe was scanned across the specimen using the microscope scanning coils; (b) diffraction pattern, central spot is bright-field intensity; (c) same diffraction pattern as (b) plotted on a log-intensity scale; (d) ptychographic reconstruction of gold particles

在图 20(a)所示的照明光扫描结构中,很难保证照明光在扫描过程中稳定不变,因此在 TEM 光路基础上,提出一种照明光不动、通过记录由选择光阑决定的衍射光斑的方式来实现相位重建,如图 21(a)所示。同时该方案还具备独特的优势,比如平行光照明能够保证最高的光束相干性、简单直接的数据记录方式及选择光阑可获得稳定的多重模式干涉的电子束光场,但是该方案每个光斑的数据记录时间要长于照明

光扫描式的 ptychography 方法。通过修正位置误差和轴向误差、将衍射光斑和 Gaussian 算子进行卷积来补偿部分相干性带来的影响^[62],在金阴影碳衍射光栅复制品上实现了高灵敏度、定量的聚苯乙烯球体相位成像,给出了聚苯乙烯的平均内部电位为 7.9 V,非弹性平均自由路径为 125 nm。从图 21(c)可明显看到,由金影带来的相位变化,该方法具备非常高的相位灵敏度。

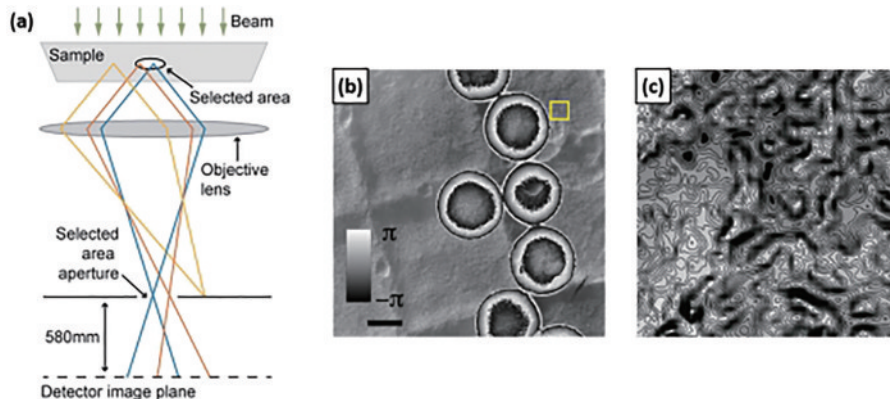


图 21 选定区域 ptychography 原理及重建结果^[139]。(a)基于选定区域的 Ptychography 算法光路示意图;(b)重建得到的包裹相位图,比例尺 100 nm;(c)图 21(b)中标记的黄色区域的等高线图,等高线的间距为 $2\pi/100$ rad

Fig. 21 Selected area ptychography principle and reconstruction results^[139]. (a) Schematic of selected area ptychography; (b) wrapped phase image, scale bar 100 nm; (c) contour plot of marked yellow area in Fig. 21(b), contours have a spacing of $2\pi/100$ rad

3.2.2 其他应用

正如 X 射线 ptychography 技术,除了 2D 成像外,电子束 ptychography 在其他领域也具备广泛的应用前景^[20,140-144],这里主要介绍 3D 成像和光场诊断领域的应用。对于电子束显微成像而言,电子束的部分相干性会显著影响成像质量并决定了传输特性。Cao 等^[141]利用

混合态 PIE 技术对传播的物质波光场空间相干性进行了测量,在对光场分布和相干特性进行任何假定的情况下,用一组可对部分相干性进行简单而全面描述的最小秩相互正交模式在实验上实现了 4 个不同的非相干光场分布的测量,如图 22 所示。同时相比于单模式算法,相位对比度和样品分辨率都得到了显著的提升。

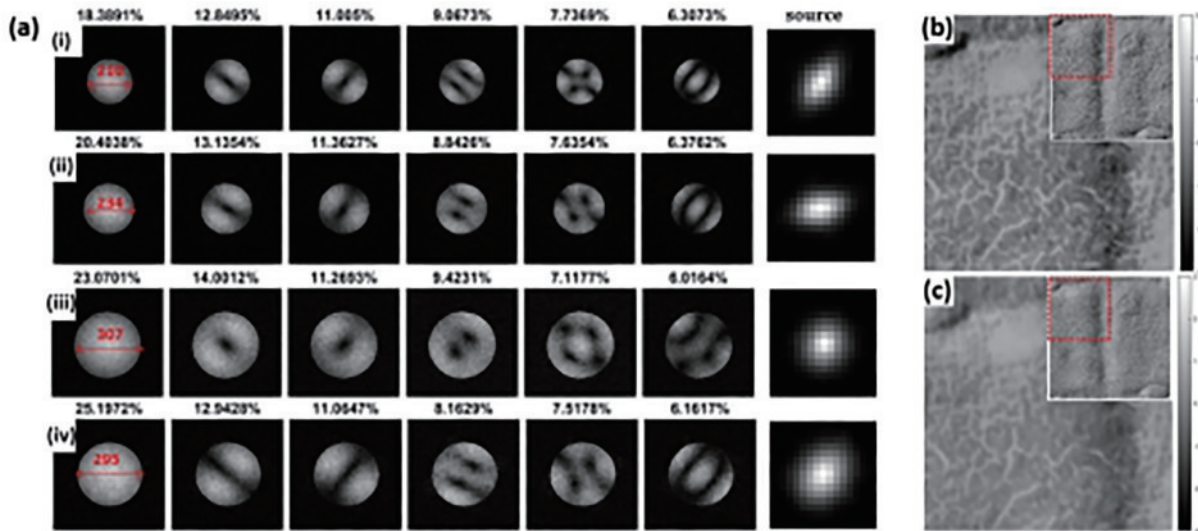


图 22 多模 PIE 技术^[141]。(a)4 组不同部分相干波场重建得到的模式分布。在任何一组数据中,这些模式彼此正交,它们上方的数字代表它们的贡献百分比;(b)用 16 种模式重建的样品相位;(c)单一模式下重建结果

Fig. 22 Multimodal PIE technology^[141]. (a) Modes and effective sources of four sets of different partially coherent wave fields, in any set of data, these modes are orthogonal to each other and the numbers above them represent their contribution percentage; (b) specimen phase reconstructed with 16 modes; (c) reconstructed phase with a single mode

由于电子束和样品交互面积的增大^[145],当样品厚度增加到特定程度时,投影近似将不会成立,这将引起多层散射过程。利用电子 ptychography 和 3PIE 算法首次获得的石墨化多壁碳纳米管(CNT)^[142]的三维多层结构信息如图 23 所示,其可获得横向分辨率为

0.34 nm、相应的深度分辨率约为 24~30 nm 的高对比度相位分布图。这种 3D 成像方法不需要像断层扫描那样对样品进行机械旋转,在无机纳米结构和生物大分子的三维结构测定方面具有潜在的应用。

现在,电子束 ptychography 仍然不是一种常规的

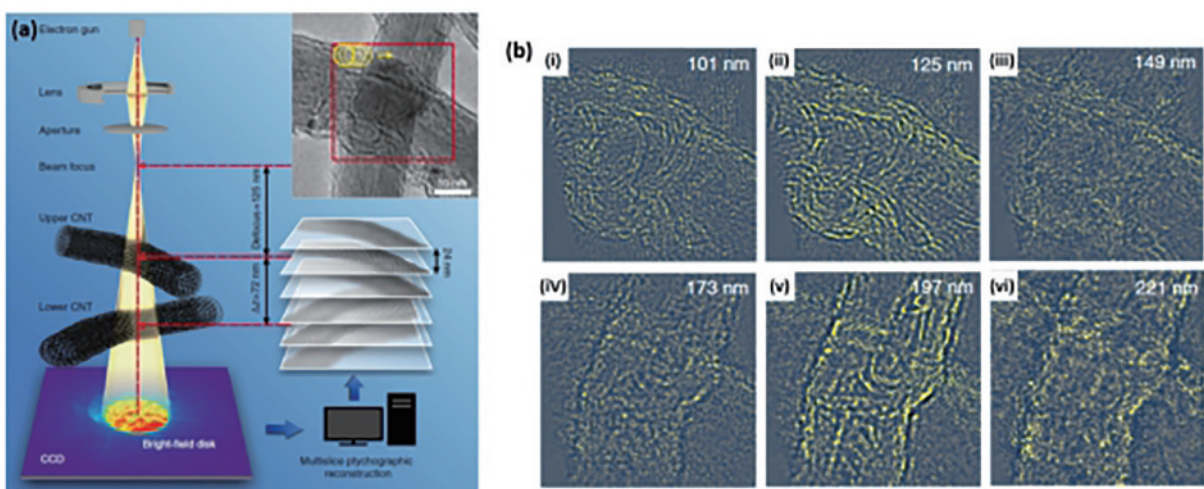


图 23 电子 ptychography 和 3PIE 测量三维结构示意图及重建结果^[142]。(a) 3D ptychography 测量光路示意图,右上角的灰度图像是 CNT 的 TEM 图像,红色框表示记录 ptychography 扫描区域;(b) 在沿光轴的 6 个位置重建的相位图

Fig. 23 Schematic diagram and reconstruction results of electronic Ptychography and 3PIE measurement of 3D structure^[142]. (a) Schematic of 3D ptychographic electron imaging, grayscale image in top right is TEM image of CNTs and red box indicates region where the ptychographic data recorded; (b) reconstructed phases at six positions along optical axis

实验方法。然而,它在结构测定方面具有相当大的潜力,特别是在传统的高分辨率成像受制于信噪比问题和低电子剂量需求的领域。

3.3 可见光波段

由于可见光领域的光学元件种类繁多,并且有一些成熟的相位测量方法,PIE的优势并不明显。然而,在一些特殊情况下,如数字全息和剪切干涉测量等传统技术无效或难以使用时,PIE可以作为一个很好的替代方法。本课题组在这方面进行了大量的研究^[49,146-162],将PIE和CMI方法引入高功率激光设备的波前测量和复杂光学元件的测量中。

3.3.1 高功率激光驱动器中的波前诊断

作为一个庞大而复杂的光学系统,高功率激光设备包含数千个光学元件,其中一些直径超过0.5 m^[163-164]。激光参数在线诊断系统在确保整个设施的安全运行方面发挥着关键作用^[165-167],然而当前的监

测系统仅使用直接成像方法提供激光束的近场和远场强度分布^[168]。随着大功率激光技术的发展,由波前像差引起的光束质量下降越来越受到重视,单纯的强度测量不能满足要求,非常需要多功能、紧凑的测量技术。针对该需求,CMI方法具有显著的优势,可以实现高精度、高分辨率的复杂幅度测量。

图24为高功率激光系统^[149,153,156]中基于CMI方法的诊断光路,该系统位于上海光学精密机械研究所(SIOM)^[163]高功率激光物理联合实验室(NLHPLP)。直径为300 mm的脉冲激光经过采样镜采样后,由焦距为2.75 m的聚焦透镜会聚,而基于CMI的诊断装置位于图中红色方框中,其主要包括CCD(单元尺寸为9 μm,位深度为8位,2048×2048)和相位板,其中相位板为二元随机相位(0和π)分布,上线前使用ePIE方法对其复振幅分布进行了标定,该系统只需要记录单幅衍射光斑。

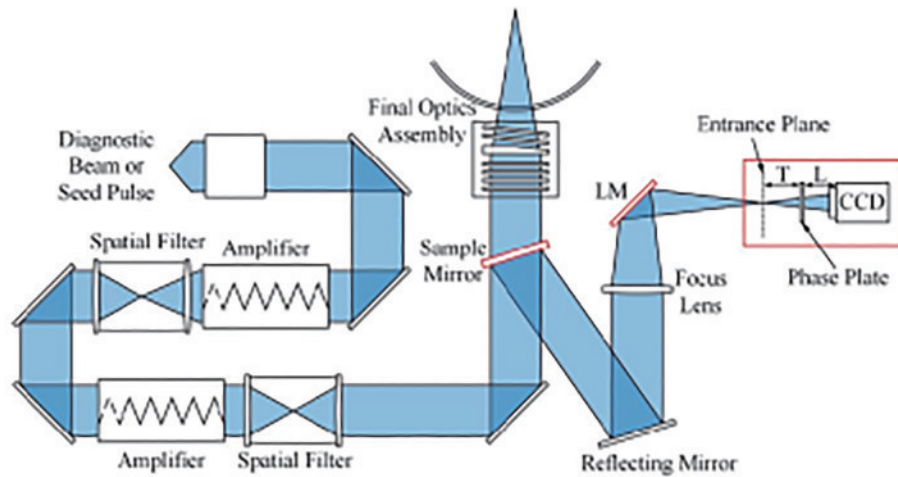


图 24 高功率激光系统中基于 CMI 的诊断装置示意图^[156]

Fig. 24 Schematic diagram of CMI based diagnostic setup in high power laser system^[156]

到目前为止,CMI波前测量装置已经成功测量了200次,其中一次典型结果显示在图25中。利用记录的衍射图案和CMI算法,待测光场在相位板平面上的振幅和相位分布可以被重建,其结果如图25(b)所示。此时利用重建得到的复振幅可以计算任意平面上的波前和强度分布,进而进行数值分析,这是该方法与传统监测方法不同的一个突出优势。图22(c)给出了一系列被测光束在焦平面附近的强度分布,可以通过判断能量集中度来快速找到实际的焦点位置。基于CMI算法的另一个优点是,其不受光斑部分饱和的影响,焦点强度的动态范围可以增加至2200倍以上。然而,在直接测量远场强度时,CCD的动态范围只有255,这是直接成像方法的一个缺点。同时待测光场的近场分布也可以同时计算得到,从图25(e)可知,在此条件下可区分的线对是第0组、第2线对,对应的实际分辨率约为1 mm。

类似地,CMI技术也用于测量由气流或机械振动引起的激光束的动态波前变化及激光放大器的相位畸

变^[151,157]。图26分别显示了高重频放大器在1、5、7 Hz下的热畸变分布。随着工作频率的增加,热量向中心区域集中,相位畸变变得更加明显。在高功率激光领域,基于PIE或CMI的方法还可以用于在线测量光学元件的形变量及激光等离子体相互作用的诊断等。此外,通过将单次曝光CMI和混合状态算法相结合,还可用于解决高功率激光装置中多个波长同时测量的问题(变频分析),其详细信息请参考文献^[162]。

3.3.2 光学元件检测

干涉仪是最常用的可见光光学元件测量仪器,具有很高的测量精度,但由于其结构复杂、抗干扰能力差、可测量的相位梯度有限,干涉仪在很多场合不能使用,而ePIE是一种极好的替代方案。Wang等^[49,161]提出的基于ePIE的光学元件透射率测量光路如图27所示。平行光束通过会聚透镜和待测元件后聚焦,在焦点附近照射到位于二位平移台上的调制物体。调制物体在每一个扫描位置都需要记录对应的衍射光斑,通

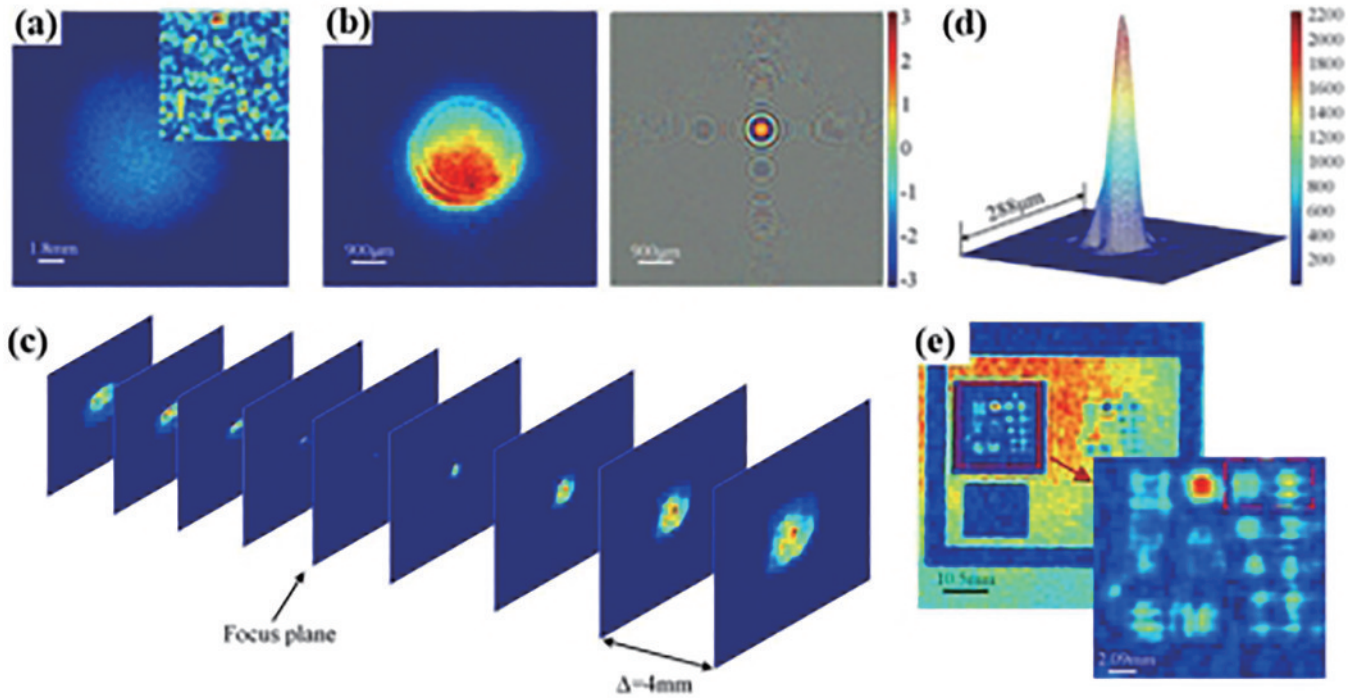


图 25 高功率激光系统波前测量结果^[156]。(a) 记录的衍射图,插图为更详细的放大图;(b) 重建得到的相位板平面的照明光,左为幅图,右为相位图;(c) 计算出的焦平面附近的强度分布,所有相邻平面之间的距离为 4 mm;(d) 获得的焦点强度 3D 分布;(e) 重建得到的位于会聚透镜附近的 USAF1951 近场振幅分布图

Fig. 25 Wavefront measurement results of high power laser system^[156]. (a) Recorded diffraction pattern, inset provides more details; (b) retrieved incident wave on plane of phase plate, left amplitude, right phase; (c) calculated intensity distributions near focal plane, distances between all adjacent planes are 4 mm; (d) obtained 3D focus intensity distribution; (e) reconstructed near-field amplitude after placing a USAF1951 target in front of focus lens

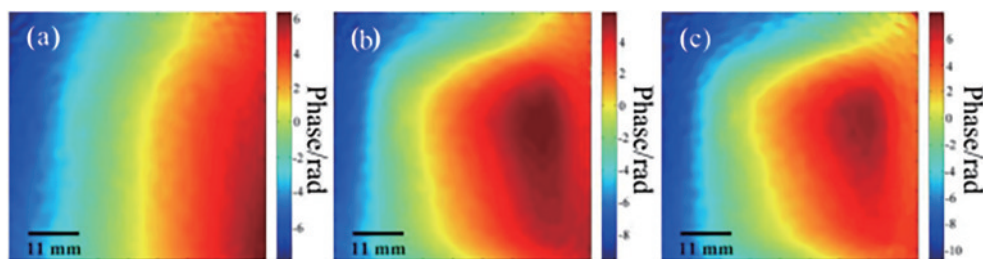


图 26 高重复频率激光放大器的热畸变测量^[157]。(a) 1 Hz; (b) 5 Hz; (c) 7 Hz

Fig. 26 Thermal distortions of high-repetition-rate laser amplifier measured with CMI method^[157]. (a) 1 Hz; (b) 5 Hz; (c) 7 Hz

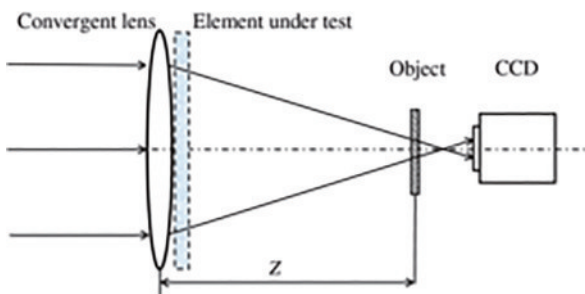


图 27 基于 PIE 的透射型光学元件检测光路^[161]

Fig. 27 Schematic of measuring transmittance of optics based on PIE^[161]

过 ePIE 算法可以重建得到调制物体上的照明 $P_1(x, y)$ 。通过菲涅耳衍射公式将 $P_1(x, y)$ 逆向传播到会聚

透镜正后方的平面,获得待测元件出射光 $U_1(x_2, y_2)$ 。然后去掉待测元件,重复上述测量过程,得到照射待测元件的光场 $U_0(x_2, y_2)$,此时被测元件的复振幅透过率可以通过 $U_1(x_2, y_2)U_0^*(x_2, y_2)$ 计算。

图 28 给出了使用上述方法得到的直径为 310 mm 的连续相位板(CPP)的测量结果。由于 CPP 在某些区域的相位梯度很大,干涉条纹太密集导致部分信息丢失,无法使用干涉测量方法得到准确结果,这导致了图 28(c)中黑色区域的出现。从图 28(d)可以看出,这个问题在 ePIE 测量方法中不存在。通过比较图 28(f)的设计值和 ePIE 测量结果可知,两者最大差异约为 2.1 rad,这说明 ePIE 是一种很有应用前景的光学元件测量技术,这点在非常规光学元件的检测中尤为明显。

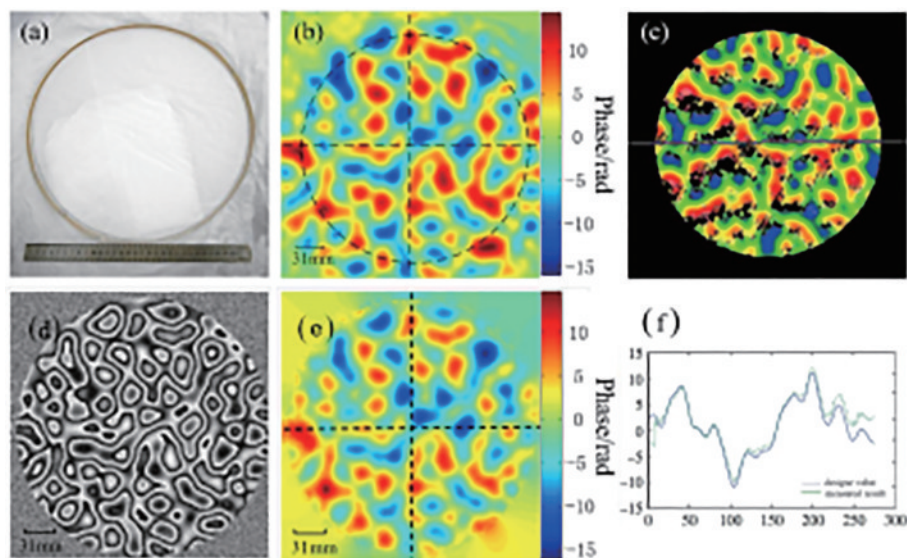


图 28 CPP 的测量结果^[49]。(a)310 mm 口径 CPP 照片;(b)CPP 的设计值;(c)ZYGO 干涉仪的测量结果;(d)利用 ePIE 算法重建得到的有包裹 CPP 相位分布;(e)利用 ePIE 算法重建得到的解包裹后的 CPP 相位分布;(f)沿着中垂线设计值和 ePIE 测量值之间的对比

Fig. 28 Measurement results of CPP^[49]. (a) Photograph of CPP with 310 mm diameter; (b) CPP design value; (c) measurement result of ZYGO interferometer; (d) wrapped phase distributions of CPP measured by ePIE; (e) unwrapped phase distributions of CPP measured by ePIE; (f) comparison of design value and ePIE measurement result along midperpendicular

4 新的发展方向

4.1 傅里叶 ptychography 相位显微镜

傅里叶 ptychography 相位显微镜(FPM)是一种基于 PIE 原理的新型相位成像方法,突破了由物镜^[169-171]数值孔径(NA)所决定的极限分辨率。FPM 利用角度变化的平面波照射样品,并通过物镜记录多个低分辨率样品图像,如图 29 所示。与 PIE 成像相比,FPM 采用 LED 阵列代替平移台平移过程,且 LED 在不同位

置依次点亮以不同角度照亮样品。根据傅里叶变换的性质,以不同角度照射样本相当于在频域中移动样本的空间频谱,移位的频谱受到物镜截止频率的限制,导致只能记录低分辨率图像。收集完所有图像后,采用 ptychography 算法将这些滤波后的光谱拼接在一起以重建出高分辨率图像。因此,FPM 具有使用较低 NA 合成较高 NA 的能力。Ou 等^[172]利用 40 倍 NA 为 0.75 物镜合成得到 NA 为 1.45 的成像系统,该系统的最终分辨率为 335 nm,对应波长为 632 nm,接近阿

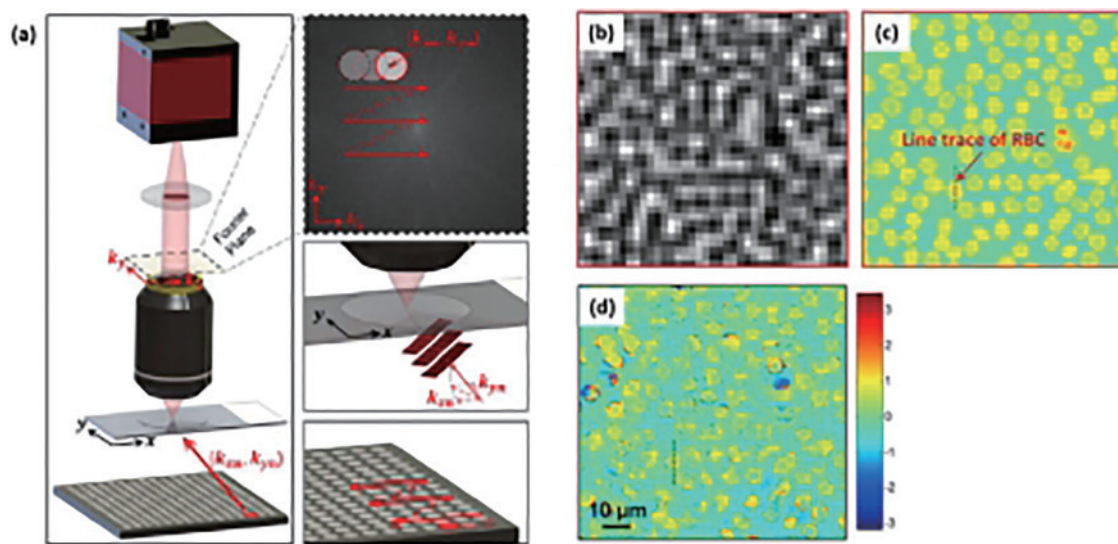


图 29 FPM^[170]。(a)FPM 装置图;(b)从 FPM 中的 2× 物镜记录的低分辨率强度图像之一;(c)重建的高分辨率相位图;(d)40× 物镜的数字全息结果

Fig. 29 FPM^[170]. (a) FPM setup; (b) one of recorded low-resolution intensity images from a 2× objective lens in FPM; (c) reconstructed high-resolution phase image; (d) digital holography result with a 40× objective lens

贝衍射极限分辨率。

FPM 技术近年来发展十分迅速,因为 PIE 研究中积累的技术可以直接应用于 FPM,例如 LED 位置误差校正^[173-174]、傅里叶空间采样理论^[175]、光瞳函数恢复^[176-178]及基于 FPM 的 3D 多层切片成像^[179]。光瞳函数的重建类似于 PIE 中的照明光重建,它可用于表征光学系统像差和测试物镜质量,并且对于光瞳函数或像差在空间上变化的大视场(FOV)成像系统也非常

有用。图 30 为重建得到的血细胞涂片^[176]全场高分辨率图像,其中整个视场(6 mm 半径)被分成许多小块(350 $\mu\text{m} \times 350 \mu\text{m}$)。FPM 算法在每个图块上独立运行,并同时重建样品复振幅透过率和对应的光瞳函数。图 30 中的插图给出了 5 个区域的重建结果,从图中可以看出,视场边缘的像差更严重,所有这些重建的高分辨率图像最后组合在一起形成完整的全视场结果。

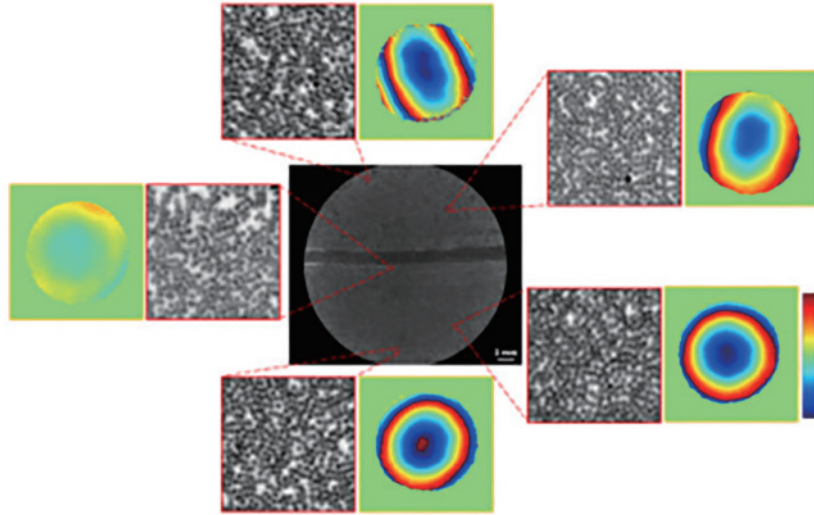


图 30 重建的血涂片全视场高分辨率图像(中),插图显示了五个区域的样品重建结果和光瞳孔函数(或像差)^[176]

Fig. 30 Reconstructed full FOV high-resolution image of blood smear (middle), insets show sample images and pupil functions (or aberrations) of five regions^[176]

同时,FPM 数据集中需要数百个照明角度,再加上 LED 的低亮度,总的记录时间很长。由于激光的功率通常高于 LED^[180-181],基于激光的 FPM 可以有效减少曝光时间。Bian 等^[182]提出了一种自适应照明方案,仅捕获高频区域中最重要的波段来减少不必要的照明角度,采集时间可缩短 30%~60%,尤其是当样品呈现较稀疏的空间频谱时^[183]。同时通过多个 LED

同时点亮这种多路复用照明方法^[184]也可以进一步减少数据记录时间。

借鉴基于光栅分束的单次曝光 PIE 算法^[74],He 等^[185]提出并实现了单次曝光 FPM 方案,其基本光路如图 31(a)所示,达曼光栅放置在样品后面一定距离处用以产生多个不同角度的子光束。在单次曝光下可以利用一个光斑探测器记录包含样品不同傅里叶分量

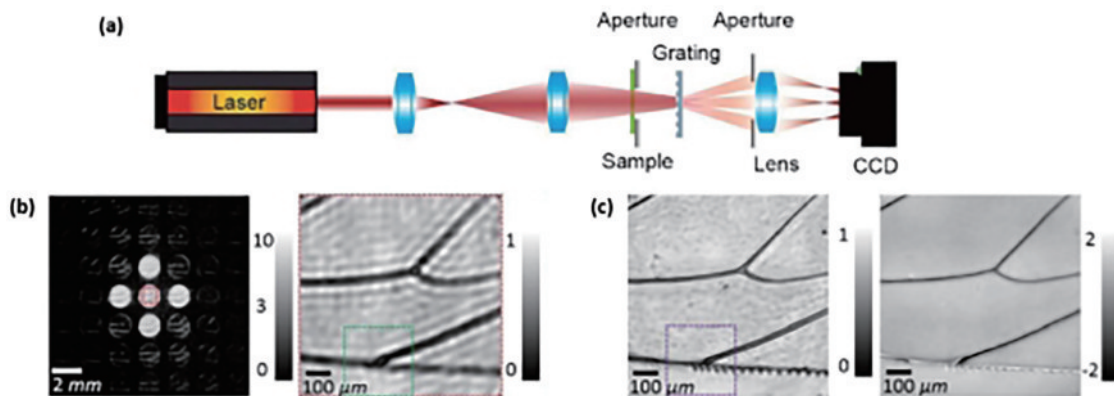


图 31 单次曝光 FPM 光路图及重建结果^[185]。(a) 基于光栅的单次曝光 FPM 装置图;(b) 记录的光斑取对数(左),归一化后的(0,0)子图像(右);(c) 重建的蜜蜂翅膀振幅(左)和相位(右)

Fig. 31 Single-shot FPM optical path diagram and reconstruction results^[185]. (a) Setup of grating-based single-shot FPM; (b) recorded image array shown in log scale (left), normalized (0,0) order subimage (right); (c) reconstructed amplitude (left) and phase (right) of bee wing

的多个子图像的光斑阵列,如图 31(b)所示。这种方法省去了普通 FPM 算法中的角度扫描过程,具有数据采集速度快的优点,同时可以和标准 FPM 算法相结合。通过比较图 31(b)、(c)结果可知,该方法可以有效提高空间分辨率。但由于传感器尺寸有限,该方法难以同时获得大视野和高空间分辨率,这也是该方法的主要缺点。

4.2 编码分束成像

上面提到的 CMI 方法虽然实现了单次测量,但与 PIE 方法相比,重建噪声较为明显。为了通过单次测量获得高质量的重建结果,Yao 等^[186]提出了另外一种通过增加信息冗余度提高重建质量的编码分束成像方法,其原理如图 32(a)所示。该方法的关键组件是编码分光板(CSP),它将入射光束分成多束,并分别进行不同的波前编码。CSP 的传递函数可以表示为

$$T(x, y) = \sum_{m, n} P_{mn}(x, y) \exp[j(k_m x + k_n y)], \quad (22)$$

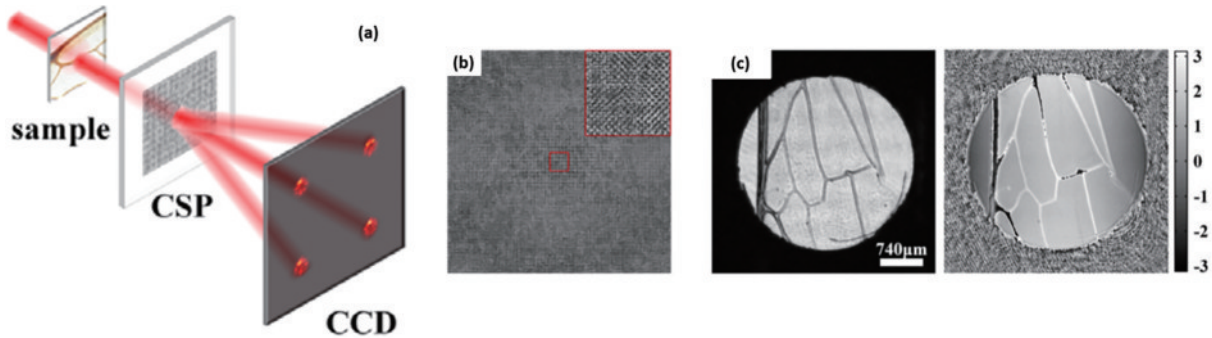


图 32 分束编码方法光路图及重建结果^[186]。(a)编码分束成像方法示意图;(b)设计的纯相位型 CSP 的相位分布,右上角的插图显示了红色方块区域的放大图;(c)重建得到的蜜蜂翅膀振幅(左)和相位(右)

Fig. 20 Optical path and reconstruction results of beam splitting coding method^[186]. (a) Schematic of coded splitting imaging method; (b) phase distribution of designed pure-phase CSP, inset in top right shows close-up of region in red square; (c) reconstructed amplitude (left) and phase (right) of bee wings

4.3 时域 PIE

到目前为止,PIE 的大部分应用都集中在振幅和相位的空间分布测量上。随着超快激光相关技术的发展^[188-190],PIE 也被应用于测量飞秒或阿秒激光脉冲振幅和相位随时间的分布特性^[191-197]。在传统测量方案中,激光脉冲主要通过自相关进行测量,但它仅提供有关脉冲长度的信息,而不是准确的脉冲分布。为了测量激光脉冲形状(包括强度和相位)随时间的变化,FROG 方法^[198-199]被提出,其将激光束 $E(\omega, t)$ 分成两个相同的子脉冲,并在两者之间引入时间延迟 Δt 后,变为 $E(\omega, t)$ 和 $E(\omega, t + \Delta t)$ 。这两束子脉冲同时入射到非线性光学介质(比如二次谐波产生晶体)上,在记录不同时间延迟 Δt 时产生的谐波光谱分布后,通过迭代方法可以准确地重建出 $E(\omega, t)$ 的强度和相位分布。

为通过迭代计算重建出光场分布,各种算法相继被提出^[200-202],其中 PCGPA 算法具有最快的收敛速度和最高的重建准确度^[203-204]。但与其他算法一样,

式中 (k_m, k_n) 表示 (m, n) 阶衍射空间频率; $P_{mn}(x, y)$ 表示相应的波前调制。基于 G-S 算法, CSP 可以设计为可获取的纯振幅或纯相位板(详见参考文献^[186]),它也可以用达曼光栅和弱散射物体来实现^[187]。通过这种方式, CSP 上照明光束所包含的样品信息被完全编码并记录到衍射光斑阵列中。利用已知的 CSP 复振幅透过率和迭代算法可以重建得到待测光场的复振幅分布,其分布如图 32(c)所示。该方法同时融合了多光斑 CDI 和单次曝光 CDI 两种技术的优势,其中多光斑 CDI 的特点是可以保证足够的信息冗余度并提升收敛速度和信噪比,而单次曝光 CDI 的特点是可以保证简单的测量光路和更快的数据记录时间。因此,它在快速成像方面具有许多潜在的应用前景,例如活细胞或组织的生物医学成像、脉冲激光的波前测量等,同时也可以扩展到 X 射线衍射成像领域。

PCGPA 需要大量的 Δt 才能实现精确测量,因此数据采集时间极长,对激光器的稳定性要求很高。尽管使用厚非线性晶体和多发散光束实现了单次曝光 FROG,但可用的时间延迟数量仍然非常有限。如何以有限或少量的时间延迟获得准确的重建是目前面临的一个关键问题。已有实验证明时域 PIE 算法能够克服上述困难,并以极快的收敛速度重建脉冲光场的时间幅度和相位^[191]。与其他 FROG 算法不同,ptychography 重建算法中的延迟步骤与测量的频谱带宽无关,这限制了重建脉冲的时间分辨率。正如图 33 所示的结果,ptychography 重建算法比现有算法具有更高的噪声容忍度和更快的收敛速度,即使有不完整的光谱图,如光谱滤波和光斑欠采样,ptychography 仍然能够获得较好的重建结果。特别是当现有算法无法有效重建时,ptychography 重建算法为超短激光脉冲的诊断提供了全新的解决思路^[205-206],也将成为 FROG 和相关测量方法中的标准重建算法。

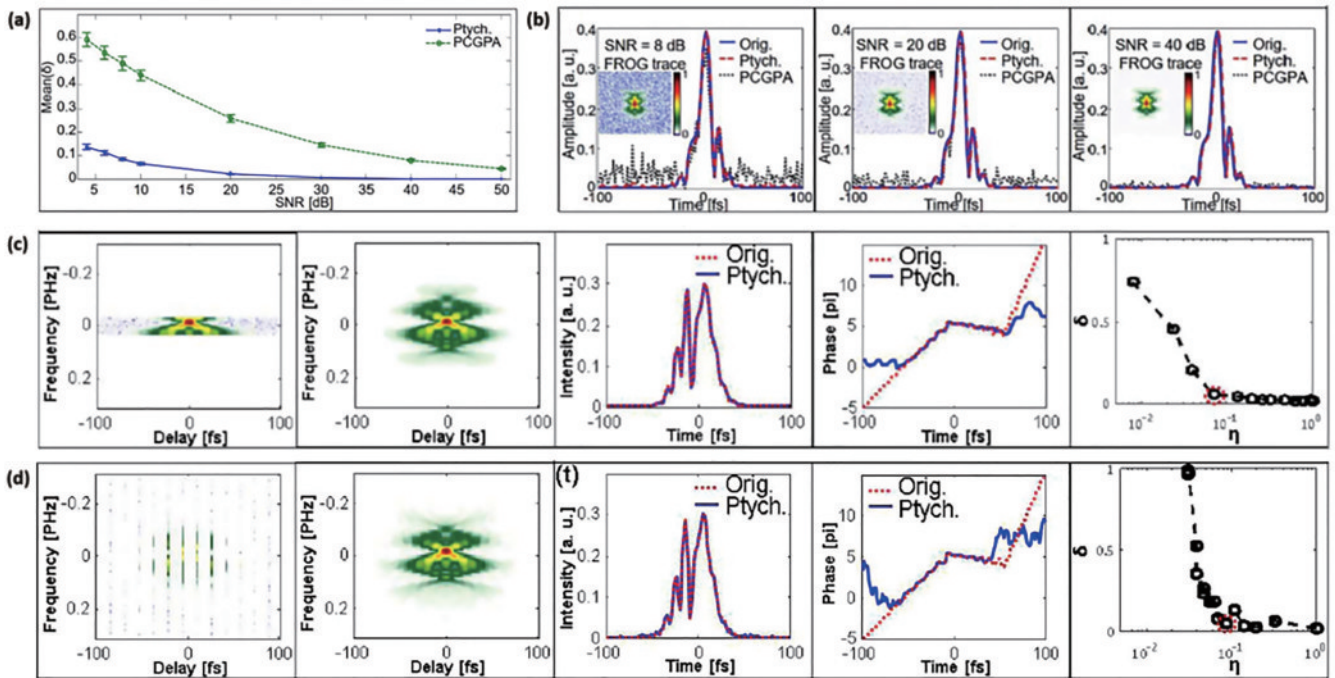


图 33 利用 PCGPA 和 ptychography 算法重建分析^[191]。(a) 基于 FROG 数据利用 PCGPA 和 ptychography 算法的重建误差 δ ; (b) 通过 PCGPA 和 ptychography 算法重建的脉冲分布, 信噪比分别为 8 dB、20 dB、40 dB; (c) (d) 使用 ptychography 算法从不完整频谱图重建脉冲的结果, 第 1 个图是用于重建的不完整 FROG 数据, 第 2 个图是重建结果, 第 3 个图和第 4 个图是重建脉冲的幅度和相位, 第 5 个图是误差 δ 随 η 的变化, η 是用于重建的不完整数据的像素数与完整迹线中的像素数之比

Fig. 33 Reconstruction analysis using PCGPA and ptychography algorithms^[191]. (a) Reconstruction error δ using PCGPA and ptychographic algorithm; (b) reconstructed pulses by PCGPA and ptychographic algorithm, signal-to-noise ratio is 8 dB, 20 dB, and 40 dB respectively; (c) (d) examples of pulse reconstruction from incomplete spectrograms using ptychographic algorithm, first plot is incomplete FROG trace for reconstruction, second plot is reconstructed trace, third plots and fourth plot are amplitude and phase of reconstructed pulses, fifth plot is changes in error δ with η , η is ratio of the number of pixels in incomplete trace used for reconstruction to the number of pixels in complete trace

5 展 望

PIE 是一种利用具有重叠照明区域的多个衍射光斑来重建物体幅度和相位迭代算法, 作为一种优异的波前测量技术, 其重叠策略和类似 Wegener 滤波的更新公式是其两个最重要的特征。PIE 算法具有视场无限、分辨率高、收敛速度快、抗噪声能力强等优点, 已广泛应用于 X 射线和电子束成像、生物医学成像、高功率激光和光学元件的波前测量等领域。早期 PIE 开发中遇到的主要技术问题, 如照明光重建、扫描误差修正、样品厚度限制和部分相干性等, 已分别通过 ePIE 算法、位置校正算法、多切片 PIE 算法和混合状态算法得到解决。同时, 各种单次曝光 PIE 方法为长数据采集时间这一问题提供了不同的解决方案, 也降低了对光源和样品的高稳定性的要求, 多个影响 PIE 分辨率的关键因素在实际应用中都逐步得到解决。此外, PIE 算法在不同领域面临的主要困难是不同的, 例如 X 射线成像中主要问题是光源的相干性和稳定性, PZT 在电子束成像中的辐射损伤和滞后效应及高信噪比的单次测量, 而在可见光领域, 主要是单次曝光下的信噪比提升问题, 因此需要针对不同领域制定具体的解决方

案。此外, 基于 ptychography 的重建算法在超快激光脉冲测量和傅里叶显微术中得到了广泛的应用。

参 考 文 献

- [1] Gabor D. A new microscopic principle[J]. Nature, 1948, 161(4098): 777-778.
- [2] Gabor D. Microscopy by reconstructed wave-fronts[J]. Proceedings of the Royal Society of London Series A Mathematical and Physical Sciences, 1949, 197(1051): 454-487.
- [3] McNulty I, Kirz J, Jacobsen C, et al. High-resolution imaging by Fourier transform X-ray holography[J]. Science, 1992, 256(5059): 1009-1012.
- [4] Gureyev T E, Roberts A, Nugent K A. Phase retrieval with the transport-of-intensity equation: matrix solution with use of Zernike polynomials[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1995, 12(9): 1932-1941.
- [5] Rodenburg J M. Ptychography and related diffractive imaging methods[J]. Advances in Imaging and Electron Physics, 2008, 150: 87-184.
- [6] Gerchberg R. A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures[J]. Optik, 1972, 35: 237-246.

- [7] Gerchberg R W. Super-resolution through error energy reduction[J]. *Optica Acta: International Journal of Optics*, 1974, 21(9): 709-720.
- [8] Saxton W O. Computer techniques for image processing in electron microscopy[M]. Amsterdam: Academic Press, 2013.
- [9] Fienup J R. Reconstruction of an object from the modulus of its Fourier transform[J]. *Optics Letters*, 1978, 3(1): 27-29.
- [10] Fienup J R. Phase retrieval algorithms: a comparison[J]. *Applied Optics*, 1982, 21(15): 2758-2769.
- [11] Hoppe W. Diffraction in inhomogeneous primary wave fields. I. Principle of phase determination from electron diffraction interference[J]. *Acta Cryst*, 1969, 25(4): 495-501.
- [12] Hoppe W, Strube G. Diffraction in inhomogeneous primary wave. II. Optical experiments for phase determination of lattice interferences[J]. *Acta Cryst*, 1969, 25(4): 502-507.
- [13] Hoppe W. Beugung im inhomogenen primärstrahlwellenfeld. III. amplituden- und phasenbestimmung Bei unperiodischen objekten[J]. *Acta Crystallographica Section A*, 1969, 25(4): 508-514.
- [14] Hegerl R, Hoppe W. Phase evaluation in generalized diffraction (ptychography) [C]//Proceeding of Fifth European Congress on Electron Microscopy, September 5-12, 1972, Manchester, England. [S.l.: s.n.], 1972: 628-629.
- [15] Zuo J M, Vartanyants I, Gao M, et al. Atomic resolution imaging of a carbon nanotube from diffraction intensities[J]. *Science*, 2003, 300(5624): 1419-1421.
- [16] Faulkner H M L, Rodenburg J M. Movable aperture lensless transmission microscopy: a novel phase retrieval algorithm[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(2): 023903.
- [17] Rodenburg J M, Faulkner H M L. A phase retrieval algorithm for shifting illumination[J]. *Applied Physics Letters*, 2004, 85(20): 4795-4797.
- [18] Rodenburg J M, Hurst A C, Cullis A G. Transmission microscopy without lenses for objects of unlimited size[J]. *Ultramicroscopy*, 2007, 107(2/3): 227-231.
- [19] Giewekemeyer K, Thibault P, Kalbfleisch S, et al. Quantitative biological imaging by ptychographic X-ray diffraction microscopy[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2010, 107(2): 529-534.
- [20] Hüe F, Rodenburg J M, Maiden A M, et al. Wave-front phase retrieval in transmission electron microscopy via ptychography[J]. *Physical Review B*, 2010, 82(12): 121415.
- [21] Maiden A M, Rodenburg J M. An improved ptychographical phase retrieval algorithm for diffractive imaging[J]. *Ultramicroscopy*, 2009, 109(10): 1256-1262.
- [22] Maiden A M, Humphry M J, Sarahan M C, et al. An annealing algorithm to correct positioning errors in ptychography[J]. *Ultramicroscopy*, 2012, 120: 64-72.
- [23] Zhang F C, Peterson I, Vila-Comamala J, et al. Translation position determination in ptychographic coherent diffraction imaging[J]. *Optics Express*, 2013, 21(11): 13592-13606.
- [24] Schroer C G, Boye P, Feldkamp J M, et al. Coherent X-ray diffraction imaging with nanofocused illumination[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(9): 090801.
- [25] Hawkes P W. Aberration correction past and present[J]. *Philosophical Transactions. Series A, Mathematical, Physical, and Engineering Sciences*, 2009, 367(1903): 3637-3664.
- [26] Hoppe W. Trace structure analysis, ptychography, phase tomography[J]. *Ultramicroscopy*, 1982, 10(3): 187-198.
- [27] Nellist P D, McCallum B C, Rodenburg J M. Resolution beyond the 'information limit' in transmission electron microscopy[J]. *Nature*, 1995, 374(6523): 630-632.
- [28] Rodenburg J M. Ptychography: early history and 3D scattering effects[J]. *Proceedings of SPIE*, 2012, 8678: 867809.
- [29] Seibert M M, Ekeberg T, Maia F R N C, et al. Single mimivirus particles intercepted and imaged with an X-ray laser[J]. *Nature*, 2011, 470(7332): 78-81.
- [30] Sandberg R L, Paul A, Raymondson D A, et al. Lensless diffractive imaging using tabletop coherent high-harmonic soft-X-ray beams[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(9): 098103.
- [31] Miao J W, Charalambous P, Kirz J, et al. Extending the methodology of X-ray crystallography to allow imaging of micrometre-sized non-crystalline specimens[J]. *Nature*, 1999, 400(6742): 342-344.
- [32] Robinson I K, Vartanyants I A, Williams G J, et al. Reconstruction of the shapes of gold nanocrystals using coherent X-ray diffraction[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87(19): 195505.
- [33] de Jong E M L D, Mannino G, Alberti A, et al. Strong infrared photoluminescence in highly porous layers of large faceted Si crystalline nanoparticles[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 25664.
- [34] Pfeifer M A, Williams G J, Vartanyants I A, et al. Three-dimensional mapping of a deformation field inside a nanocrystal[J]. *Nature*, 2006, 442(7098): 63-66.
- [35] Marchesini S, Chapman H N, Hau-Riege S P, et al. Coherent X-ray diffractive imaging: applications and limitations[J]. *Optics Express*, 2003, 11(19): 2344-2353.
- [36] Bertolotti J, van Putten E G, Blum C, et al. Non-invasive imaging through opaque scattering layers[J]. *Nature*, 2012, 491(7423): 232-234.
- [37] Shapiro D, Thibault P, Beetz T, et al. Biological imaging by soft X-ray diffraction microscopy[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2005, 102(43): 15343-15346.
- [38] Fienup J R, Crimmins T R, Holsztynski W. Reconstruction of the support of an object from the support of its autocorrelation[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1982, 72(5): 610-624.
- [39] Crimmins T R, Fienup J R, Thelen B J. Improved bounds on object support from autocorrelation support and application to phase retrieval[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1990, 7(1): 3-13.
- [40] Chapman H N, Barty A, Marchesini S, et al. High-

- resolution *ab initio* three-dimensional X-ray diffraction microscopy[J]. Journal of the Optical Society of America A, Optics, Image Science, and Vision, 2006, 23(5): 1179-1200.
- [41] Gallagher N C, Liu B. Method for computing kinoforms that reduces image reconstruction error[J]. Applied Optics, 1973, 12(10): 2328-2335.
- [42] Boucher R H. Convergence of algorithms for phase retrieval from two intensity distributions[J]. Proceedings of SPIE, 1980, 0231: 130-141.
- [43] Bracewell R N. The Fourier transform and its applications [M]. New York: McGraw-Hill, 1986.
- [44] Allen L J, Oxley M P. Phase retrieval from series of images obtained by defocus variation[J]. Optics Communications, 2001, 199(1/2/3/4): 65-75.
- [45] Ivanov V Y, Vorontsov M A, Sivokon V P. Phase retrieval from a set of intensity measurements: theory and experiment[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1992, 9(9): 1515-1524.
- [46] Faulkner H M L, Rodenburg J M. Error tolerance of an iterative phase retrieval algorithm for moveable illumination microscopy[J]. Ultramicroscopy, 2005, 103(2): 153-164.
- [47] Thibault P, Dierolf M, Bunk O, et al. Probe retrieval in ptychographic coherent diffractive imaging[J]. Ultramicroscopy, 2009, 109(4): 338-343.
- [48] Seiboth F, Schropp A, Scholz M, et al. Perfect X-ray focusing via fitting corrective glasses to aberrated optics [J]. Nature Communications, 2017, 8: 14623.
- [49] Wang H Y, Liu C, Veetil S P, et al. Measurement of the complex transmittance of large optical elements with Ptychographical Iterative Engine[J]. Optics Express, 2014, 22(2): 2159-2166.
- [50] Hübner F, Rodenburg J M, Maiden A M, et al. Extended ptychography in the transmission electron microscope: possibilities and limitations[J]. Ultramicroscopy, 2011, 111(8): 1117-1123.
- [51] Guizar-Sicairos M, Fienup J R. Phase retrieval with transverse translation diversity: a nonlinear optimization approach[J]. Optics Express, 2008, 16(10): 7264-7278.
- [52] Pan X C, Liu C, Lin Q, et al. Ptychographic iterative engine with self-positioned scanning illumination[J]. Optics Express, 2013, 21(5): 6162-6168.
- [53] 郑晨, 何小亮, 刘诚, 等. 关于轴向距离误差对 PIE 成像质量影响的研究 [J]. 光学学报, 2014, 34(10): 1011003.
- Zheng C, He X L, Liu C, et al. A study on the influence of the axial distance error to the image quality of the ptychographic iterative engine[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(10): 1011003.
- [54] Liu C, Walther T, Rodenburg J M. Influence of thick crystal effects on ptychographic image reconstruction with moveable illumination[J]. Ultramicroscopy, 2009, 109(10): 1263-1275.
- [55] Maiden A M, Humphry M J, Rodenburg J M. Ptychographic transmission microscopy in three dimensions using a multi-slice approach[J]. Journal of the Optical Society of America A, Optics, Image Science, and Vision, 2012, 29(8): 1606-1614.
- [56] Dierolf M, Menzel A, Thibault P, et al. Ptychographic X-ray computed tomography at the nanoscale[J]. Nature, 2010, 467(7314): 436-439.
- [57] Guizar-Sicairos M, Diaz A, Holler M, et al. Phase tomography from X-ray coherent diffractive imaging projections[J]. Optics Express, 2011, 19(22): 21345-21357.
- [58] Godden T M, Suman R, Humphry M J, et al. Ptychographic microscope for three-dimensional imaging [J]. Optics Express, 2014, 22(10): 12513-12523.
- [59] Suzuki A, Furutaku S, Shimomura K, et al. High-resolution multislice X-ray ptychography of extended thick objects[J]. Physical Review Letters, 2014, 112(5): 053903.
- [60] Shen Q, Bazarov I, Thibault P. Diffractive imaging of nonperiodic materials with future coherent X-ray sources[J]. Journal of Synchrotron Radiation, 2004, 11(5): 432-438.
- [61] Stachnik K, Mohacs I, Vartiainen I, et al. Influence of finite spatial coherence on ptychographic reconstruction [J]. Applied Physics Letters, 2015, 107(1): 011105.
- [62] Burdet N, Shi X W, Parks D, et al. Evaluation of partial coherence correction in X-ray ptychography[J]. Optics Express, 2015, 23(5): 5452-5467.
- [63] Williams G J, Quiney H M, Peele A G, et al. Coherent diffractive imaging and partial coherence[J]. Physical Review B, 2007, 75(10): 104102.
- [64] Whitehead L W, Williams G J, Quiney H M, et al. Fresnel diffractive imaging: experimental study of coherence and curvature[J]. Physical Review B, 2008, 77(10): 104112.
- [65] Whitehead L W, Williams G J, Quiney H M, et al. Diffractive imaging using partially coherent X rays[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(24): 243902.
- [66] Clark J N, Peele A G. Simultaneous sample and spatial coherence characterisation using diffractive imaging[J]. Applied Physics Letters, 2011, 99(15): 154103.
- [67] Clark J N, Huang X, Harder R, et al. High-resolution three-dimensional partially coherent diffraction imaging [J]. Nature Communications, 2012, 3: 993.
- [68] Chen B, Dilanian R A, Teichmann S, et al. Multiple wavelength diffractive imaging[J]. Physical Review A, 2009, 79(2): 023809.
- [69] Thibault P, Menzel A. Reconstructing state mixtures from diffraction measurements[J]. Nature, 2013, 494(7435): 68-71.
- [70] Batey D J, Claus D, Rodenburg J M. Information multiplexing in ptychography[J]. Ultramicroscopy, 2014, 138: 13-21.
- [71] Clark J N, Huang X J, Harder R J, et al. Dynamic imaging using ptychography[J]. Physical Review Letters, 2014, 112(11): 113901.
- [72] Liu C, Zhu J Q, Rodenburg J M. Influence of the illumination coherency and illumination aperture on the ptychographic iterative microscopy[J]. Chinese Physics B, 2015, 24(2): 024201.
- [73] Yu W, Wang S Y, Veetil S, et al. High-quality image reconstruction method for ptychography with partially

- coherent illumination[J]. *Physical Review B*, 2016, 93(24): 241105.
- [74] Pan X C, Liu C, Zhu J Q. Single shot ptychographical iterative engine based on multi-beam illumination[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(17): 171105.
- [75] Sidorenko P, Cohen O. Single-shot ptychography[J]. *Optica*, 2015, 3(1): 9-14.
- [76] Sun A H, He X L, Kong Y, et al. Ultra-high speed digital micro-mirror device based ptychographic iterative engine method[J]. *Biomedical Optics Express*, 2017, 8(7): 3155-3162.
- [77] Yao Y D, Veetil S P, Liu C, et al. Ptychographic phase microscope based on high-speed modulation on the illumination beam[J]. *Journal of Biomedical Optics*, 2017, 22(3): 036010.
- [78] Zhang F C, Rodenburg J M. Phase retrieval based on wave-front relay and modulation[J]. *Physical Review B* 2010, 82(12): 121104.
- [79] Zhang F C, Chen B, Morrison G R, et al. Phase retrieval by coherent modulation imaging[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 13367.
- [80] Pelz P M, Guizar-Sicairos M, Thibault P, et al. On-the-fly scans for X-ray ptychography[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 105(25): 251101.
- [81] Clark J N, Huang X J, Harder R J, et al. Continuous scanning mode for ptychography[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(20): 6066-6069.
- [82] Deng J J, Nashed Y S G, Chen S, et al. Continuous motion scan ptychography: characterization for increased speed in coherent X-ray imaging[J]. *Optics Express*, 2015, 23(5): 5438-5451.
- [83] Huang X J, Lauer K, Clark J N, et al. Fly-scan ptychography[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 9074.
- [84] Huang X J, Yan H F, Ge M Y, et al. Artifact mitigation of ptychography integrated with on-the-fly scanning probe microscopy[J]. *Applied Physics Letters*, 2017, 111(2): 023103.
- [85] Pan X C, Veetil S P, Liu C, et al. High contrast imaging for weakly diffracting specimens with ptychographical iterative engine[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(16): 3348-3350.
- [86] Maiden A M, Humphry M J, Zhang F C, et al. Superresolution imaging via ptychography[J]. *Journal of the Optical Society of America A, Optics, Image Science, and Vision*, 2011, 28(4): 604-612.
- [87] Pan X C, Veetil S P, Wang B S, et al. Ptychographical imaging with partially saturated diffraction patterns[J]. *Journal of Modern Optics*, 2015, 62(15): 1270-1277.
- [88] Thibault P, Dierolf M, Menzel A, et al. High-resolution scanning X-ray diffraction microscopy[J]. *Science*, 2008, 321(5887): 379-382.
- [89] Vila-Comamala J, Diaz A, Guizar-Sicairos M, et al. Characterization of high-resolution diffractive X-ray optics by ptychographic coherent diffractive imaging[J]. *Optics Express*, 2011, 19(22): 21333-21344.
- [90] Maiden A M, Morrison G R, Kaulich B, et al. Soft X-ray spectromicroscopy using ptychography with randomly phased illumination[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 1669.
- [91] Takahashi Y, Suzuki A, Zetsu N, et al. Multiscale element mapping of buried structures by ptychographic X-ray diffraction microscopy using anomalous scattering[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 99(13): 131905.
- [92] Nishino Y, Takahashi Y, Imamoto N, et al. Three-dimensional visualization of a human chromosome using coherent X-ray diffraction[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(1): 018101.
- [93] Chapman H N. Focus on X-ray diffraction[J]. *Science*, 2008, 321(5887): 352-353.
- [94] Chapman H N, Nugent K A. Coherent lensless X-ray imaging[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(12): 833-839.
- [95] Rodenburg J M, Hurst A C, Cullis A G, et al. Hard-X-ray lensless imaging of extended objects[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(3): 034801.
- [96] Giewekemeyer K, Beckers M, Gorniak T, et al. Ptychographic coherent X-ray diffractive imaging in the water window[J]. *Optics Express*, 2011, 19(2): 1037-1050.
- [97] Jones M W M, Abbey B, Gianoncelli A, et al. Phase-diverse Fresnel coherent diffractive imaging of malaria parasite-infected red blood cells in the water window[J]. *Optics Express*, 2013, 21(26): 32151-32159.
- [98] Deng J J, Vine D J, Chen S, et al. Simultaneous cryo X-ray ptychographic and fluorescence microscopy of green algae[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2015, 112(8): 2314-2319.
- [99] Huang X J, Nelson J, Kirz J, et al. Soft X-ray diffraction microscopy of a frozen hydrated yeast cell[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(19): 198101.
- [100] Jones M W M, Elgass K D, Junker M D, et al. Molar concentration from sequential 2-D water-window X-ray ptychography and X-ray fluorescence in hydrated cells[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 24280.
- [101] Torrance A T J, Abbey B, Putkunz C T, et al. Using coherent X-ray ptychography to probe medium-range order[J]. *Optics Express*, 2013, 21(23): 28019-28028.
- [102] Thibault P, Dierolf M, Kewish C M, et al. Contrast mechanisms in scanning transmission X-ray microscopy [J]. *Physical Review A*, 2009, 80(4): 043813.
- [103] Rodenburg J M, Bates R H T. The theory of super-resolution electron microscopy via Wigner-distribution deconvolution[J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A: Physical and Engineering Sciences*, 1992, 339(1655): 521-553.
- [104] Holler M, Diaz A, Guizar-Sicairos M, et al. X-ray ptychographic computed tomography at 16 nm isotropic 3D resolution[J]. *Scientific Reports*, 2014, 4: 3857.
- [105] Wilke R N, Priebe M, Bartels M, et al. Hard X-ray imaging of bacterial cells: nano-diffraction and ptychographic reconstruction[J]. *Optics Express*, 2012, 20(17): 19232-19254.
- [106] Diaz A, Malkova B, Holler M, et al. Three-dimensional mass density mapping of cellular ultrastructure by ptychographic X-ray nanotomography[J]. *Journal of Structural Biology*, 2015, 192(3): 461-469.

- [107] Giewekemeyer K, Hackenberg C, Aquila A, et al. Tomography of a cryo-immobilized yeast cell using ptychographic coherent X-ray diffractive imaging[J]. *Biophysical Journal*, 2015, 109(9): 1986-1995.
- [108] Peterson I, Abbey B, Putkunz C T, et al. Nanoscale Fresnel coherent diffraction imaging tomography using ptychography[J]. *Optics Express*, 2012, 20(22): 24678-24685.
- [109] Diaz A, Guizar-Sicairos M, Poeppel A, et al. Characterization of carbon fibers using X-ray phase nanotomography[J]. *Carbon*, 2014, 67: 98-103.
- [110] Donnelly C, Guizar-Sicairos M, Scagnoli V, et al. Element-specific X-ray phase tomography of 3D structures at the nanoscale[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(11): 115501.
- [111] Trtik P, Diaz A, Guizar-Sicairos M, et al. Density mapping of hardened cement paste using ptychographic X-ray computed tomography[J]. *Cement and Concrete Composites*, 2013, 36: 71-77.
- [112] Beckers M, Senkbeil T, Gorniak T, et al. Chemical contrast in soft X-ray ptychography[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(20): 208101.
- [113] Shapiro D A, Yu Y S, Tyliczszak T, et al. Chemical composition mapping with nanometre resolution by soft X-ray microscopy[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(10): 765-769.
- [114] Donnelly C, Scagnoli V, Guizar-Sicairos M, et al. High-resolution hard X-ray magnetic imaging with dichroic ptychography[J]. *Physical Review B*, 2016, 94(6): 064421.
- [115] Shi X, Fischer P, Neu V, et al. Soft X-ray ptychography studies of nanoscale magnetic and structural correlations in thin SmCo_5 films[J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 108(9): 094103.
- [116] Wise A M, Weker J N, Kalirai S, et al. Nanoscale chemical imaging of an individual catalyst particle with soft X-ray ptychography[J]. *ACS Catalysis*, 2016, 6(4): 2178-2181.
- [117] Hoppe R, Reinhardt J, Hofmann G, et al. High-resolution chemical imaging of gold nanoparticles using hard X-ray ptychography[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 102(20): 203104.
- [118] Schropp A, Boye P, Feldkamp J M, et al. Hard X-ray nanobeam characterization by coherent diffraction microscopy [J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 96(9): 091102.
- [119] da Silva J C, Pacureanu A, Yang Y, et al. Efficient concentration of high-energy x-rays for diffraction-limited imaging resolution[J]. *Optica*, 2017, 4(5): 492-495.
- [120] Kewish C M, Guizar-Sicairos M, Liu C A, et al. Reconstruction of an astigmatic hard X-ray beam and alignment of K-B mirrors from ptychographic coherent diffraction data[J]. *Optics Express*, 2010, 18(22): 23420-23427.
- [121] Huang X J, Yan H F, Nazaretski E, et al. 11 nm hard X-ray focus from a large-aperture multilayer Laue lens[J]. *Scientific Reports*, 2013, 3: 3562.
- [122] Stockmar M, Zanette I, Dierolf M, et al. X-ray near-field ptychography for optically thick specimens[J]. *Physical Review Applied*, 2015, 3(1): 014005.
- [123] Hruszkewycz S O, Zhang Q, Holt M V, et al. Structural sensitivity of X-ray Bragg projection ptychography to domain patterns in epitaxial thin films[J]. *Physical Review A*, 2016, 94(4): 043803.
- [124] Hruszkewycz S O, Holt M V, Tripathi A, et al. Framework for three-dimensional coherent diffraction imaging by focused beam X-ray Bragg ptychography[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(12): 2227-2229.
- [125] Deng J J, Vine D J, Chen S, et al. X-ray ptychographic and fluorescence microscopy of frozen-hydrated cells using continuous scanning[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 445.
- [126] Vartiainen I, Mohacs I, Stachnik K, et al. Zernike X-ray ptychography[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(4): 721-724.
- [127] Urban K W. Studying atomic structures by aberration-corrected transmission electron microscopy[J]. *Science*, 2008, 321(5888): 506-510.
- [128] Muller D A. Structure and bonding at the atomic scale by scanning transmission electron microscopy[J]. *Nature Materials*, 2009, 8(4): 263-270.
- [129] Zuo J, Zhang J, Huang W, et al. Combining real and reciprocal space information for aberration free coherent electron diffractive imaging[J]. *Ultramicroscopy*, 2011, 111(7): 817-823.
- [130] Krivanek O L, Chisholm M F, Nicolosi V, et al. Atom-by-atom structural and chemical analysis by annular dark-field electron microscopy[J]. *Nature*, 2010, 464(7288): 571-574.
- [131] Ishikawa R, Okunishi E, Sawada H, et al. Direct imaging of hydrogen-atom columns in a crystal by annular bright-field electron microscopy[J]. *Nature Materials*, 2011, 10(4): 278-281.
- [132] Hÿtch M J, Dunin-Borkowski R E, Scheinfein M R, et al. Vortex flux channeling in magnetic nanoparticle chains[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91(25): 257207.
- [133] Twitchett A C, Dunin-Borkowski R E, Midgley P A. Quantitative electron holography of biased semiconductor devices[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(23): 238302.
- [134] Völkl E, Allard L F, Joy D C. Introduction to electron holography[M]. New York: Springer, 2013.
- [135] Humphry M J, Kraus B, Hurst A C, et al. Ptychographic electron microscopy using high-angle dark-field scattering for sub-nanometre resolution imaging[J]. *Nature Communications*, 2012, 3: 730.
- [136] Putkunz C T, D'Alfonso A J, Morgan A J, et al. Atom-scale ptychographic electron diffractive imaging of boron nitride cones[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(7): 073901.
- [137] D'Alfonso A J, Morgan A J, Yan A W C, et al. Deterministic electron ptychography at atomic resolution [J]. *Physical Review B*, 2014, 89(6): 064101.
- [138] Wang P, Zhang F C, Gao S, et al. Electron ptychographic diffractive imaging of boron atoms in LaB_6 crystals[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 2857.
- [139] Maiden A M, Sarhan M C, Stagg M D, et al. Quantitative electron phase imaging with high sensitivity and an unlimited field of view[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 14690.

- [140] Yang H, Rutte R N, Jones L, et al. Simultaneous atomic-resolution electron ptychography and Z-contrast imaging of light and heavy elements in complex nanostructures[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 12532.
- [141] Cao S, Kok P, Li P, et al. Modal decomposition of a propagating matter wave via electron ptychography[J]. *Physical Review A*, 2016, 94(6): 063621.
- [142] Gao S, Wang P, Zhang F C, et al. Electron ptychographic microscopy for three-dimensional imaging[J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 163.
- [143] Cao S, Maiden A M, Rodenburg J M. Image feature delocalization in defocused probe electron ptychography[J]. *Ultramicroscopy*, 2018, 187: 71-83.
- [144] D'Alfonso A J, Allen L J, Sawada H, et al. Dose-dependent high-resolution electron ptychography[J]. *Journal of Applied Physics*, 2016, 119(5): 054302.
- [145] Williams D B B, Carter C B, Veysiere P. *Transmission electron microscopy: a textbook for materials science*[M]. New York: Springer, 1998.
- [146] Wang H Y, Liu C, He X L, et al. Wavefront measurement techniques used in high power lasers[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2014, 2(3): 12-23.
- [147] Wang H Y, Liu C, Pan X C, et al. Phase imaging with rotating illumination[J]. *Chinese Optics Letters*, 2014, 12(1): 010501.
- [148] He X L, Veetil S P, Liu C, et al. Accurate focal spot diagnostics based on a single shot coherent modulation imaging[J]. *Laser Physics Letters*, 2015, 12(1): 0105005.
- [149] Zhu J Q, Tao H, Pan X C, et al. Computational imaging streamlines high-power laser system characterization[J]. *Laser Focus World*, 2015, 51(12): 39-42.
- [150] Tao H, Veetil S P, Cheng J, et al. Measurement of the complex transmittance of large optical elements with modulation coherent imaging[J]. *Applied Optics*, 2015, 54(7): 1776-1781.
- [151] Tao H, Veetil S, Pan X C, et al. Visualization of the influence of the air conditioning system to the high-power laser beam quality with the modulation coherent imaging method[J]. *Applied Optics*, 2015, 54(22): 6632-6639.
- [152] Wang H, Veetil S, Liu C Y, et al. Measurement of thermal distortion in high power laser glass elements using ptychography[J]. *Laser Physics Letters*, 2015, 12(2): 025005.
- [153] 潘兴臣, 陶华, 刘诚, 等. 基于相位调制的单次曝光波前测量在高功率激光驱动器中的应用[J]. *中国激光*, 2016, 43(1): 0108001.
Pan X C, Tao H, Liu C, et al. Applications of iterative algorithm based on phase modulation in high power laser facilities[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(1): 0108001.
- [154] 姚玉东, 刘诚, 潘兴臣, 等. PIE 成像方法技术现状及发展趋势[J]. *中国激光*, 2016, 43(6): 0609001.
Yao Y D, Liu C, Pan X C, et al. Research status and development trend of PIE imaging method[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(6): 0609001.
- [155] Tao H, Veetil S P, Pan X C, et al. Lens-free coherent modulation imaging with collimated illumination[J]. *Chinese Optics Letters*, 2016, 14(7): 071203.
- [156] Pan X C, Veetil S P, Liu C Y, et al. On-shot laser beam diagnostics for high-power laser facility with phase modulation imaging[J]. *Laser Physics Letters*, 2016, 13(5): 055001.
- [157] Tao H, Liu C Y, Pan X C, et al. Measurement of thermal distortion of the optical element in high repetition rate laser with coherent modulation imaging[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(11): 1101002.
- [158] Bai Y R, Veetil S P, Pan X C, et al. Ptychographic microscopy via wavelength scanning[J]. *APL Photonics*, 2017, 2(5): 056101.
- [159] Yao Y D, Liu C, Zhu J Q. Compensation for the setup instability in ptychographic imaging[J]. *Optics Express*, 2017, 25(10): 11969-11983.
- [160] Zhang X J, Cheng B, Liu C, et al. Quantitative birefringence distribution measurement using mixed-state ptychography[J]. *Optics Express*, 2017, 25(25): 30851-30861.
- [161] Dong X, Wang H Y, Liu C, et al. Measurement of large optical elements used for inertial confinement fusion with ptychography[J]. *Advanced Optical Technologies*, 2017, 6(6): 485-491.
- [162] Dong X, Pan X C, Liu C, et al. Single shot multi-wavelength phase retrieval with coherent modulation imaging[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(8): 1762-1765.
- [163] Zhu J Q, Zhu J, Li X C, et al. High power glass laser research progresses in NLHPLP[J]. *Proceedings of SPIE*, 2017, 10084: 1008405.
- [164] Zheng W G, Wei X F, Zhu Q H, et al. Laser performance of the SG-III laser facility[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2016, 4(3): 5-12.
- [165] Tang S X, Guo Y J, Liu D Z, et al. Single lens sensor and reference for auto-alignment[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2018, 6(1): 31-36.
- [166] Zhu P, Xie X L, Kang J, et al. Systematic study of spatiotemporal influences on temporal contrast in the focal region in large-aperture broadband ultrashort petawatt lasers[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2018, 6(1): 48-54.
- [167] Ren L, Shao P, Zhao D F, et al. Target alignment in the Shen-Guang II Upgrade laser facility[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2018, 6(1): 62-70.
- [168] Zacharias R A, Bliss E S, Winters S, et al. Wavefront control of high-power laser beams in the National Ignition Facility (NIF)[J]. *Proceedings of SPIE*, 2000, 3889: 332-343.
- [169] Zheng G A, Horstmeyer R, Yang C. Wide-field, high-resolution Fourier ptychographic microscopy[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(9): 739-745.
- [170] Ou X Z, Horstmeyer R, Yang C, et al. Quantitative phase imaging via Fourier ptychographic microscopy[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(22): 4845-4848.
- [171] Zheng G A. Breakthroughs in photonics 2013: Fourier ptychographic imaging[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2014, 6(2): 0701207.
- [172] Ou X Z, Horstmeyer R, Zheng G A, et al. High numerical aperture Fourier ptychography: principle,

- implementation and characterization[J]. *Optics Express*, 2015, 23(3): 3472-3491.
- [173] Sun J S, Chen Q, Zhang Y Z, et al. Efficient positional misalignment correction method for Fourier ptychographic microscopy[J]. *Biomedical Optics Express*, 2016, 7(4): 1336-1350.
- [174] Yeh L H, Dong J, Zhong J S, et al. Experimental robustness of Fourier ptychography phase retrieval algorithms[J]. *Optics Express*, 2015, 23(26): 33214-33240.
- [175] Guo K K, Dong S Y, Nanda P, et al. Optimization of sampling pattern and the design of Fourier ptychographic illuminator[J]. *Optics Express*, 2015, 23(5): 6171-6180.
- [176] Ou X Z, Zheng G A, Yang C. Embedded pupil function recovery for Fourier ptychographic microscopy[J]. *Optics Express*, 2014, 22(5): 4960-4972.
- [177] Bian Z C, Dong S Y, Zheng G A. Adaptive system correction for robust Fourier ptychographic imaging[J]. *Optics Express*, 2013, 21(26): 32400-32410.
- [178] Chung J, Kim J, Ou X Z, et al. Wide field-of-view fluorescence image deconvolution with aberration-estimation from Fourier ptychography[J]. *Biomedical Optics Express*, 2016, 7(2): 352-368.
- [179] Tian L, Waller L. 3D intensity and phase imaging from light field measurements in an LED array microscope[J]. *Optica*, 2015, 2(2): 104-111.
- [180] Kuang C F, Ma Y, Zhou R J, et al. Digital micromirror device-based laser-illumination Fourier ptychographic microscopy[J]. *Optics Express*, 2015, 23(21): 26999-27010.
- [181] Chung J, Lu H W, Ou X Z, et al. Wide-field Fourier ptychographic microscopy using laser illumination source [J]. *Biomedical Optics Express*, 2016, 7(11): 4787-4802.
- [182] Bian L H, Suo J L, Situ G H, et al. Content adaptive illumination for Fourier ptychography[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(23): 6648-6651.
- [183] Dong S Y, Bian Z C, Shiradkar R, et al. Sparsely sampled Fourier ptychography[J]. *Optics Express*, 2014, 22(5): 5455-5464.
- [184] Tian L, Li X, Ramchandran K, et al. Multiplexed coded illumination for Fourier Ptychography with an LED array microscope[J]. *Biomedical Optics Express*, 2014, 5(7): 2376-2389.
- [185] He X L, Liu C, Zhu J Q. Single-shot Fourier ptychography based on diffractive beam splitting[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(2): 214-217.
- [186] Yao Y, He X, Liu C, et al. Phase retrieval based on coded splitting modulation[J]. *Journal of Microscopy*, 2018, 270(2): 129-135.
- [187] He X, Pan X C, Liu C, et al. Single-shot phase retrieval based on beam splitting[J]. *Applied Optics*, 2018, 57(17): 4832-4838.
- [188] Korzhimanov A V, Gonoskov A A, Khazanov E A, et al. Horizons of petawatt laser technology[J]. *Physics-Usppekhi*, 2011, 54(1): 9-28.
- [189] Danson C, Hillier D, Hopps N, et al. Petawatt class lasers worldwide[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2015, 3(1): 5-18.
- [190] Zhu J Q, Xie X L, Sun M Z, et al. Analysis and construction status of SG- II 5PW laser facility[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2018, 6(2): 115-127.
- [191] Sidorenko P, Lahav O, Avnat Z, et al. Ptychographic reconstruction algorithm for frequency-resolved optical gating: super-resolution and supreme robustness[J]. *Optica*, 2016, 3(12): 1320-1330.
- [192] Spangenberg D M, Brüggmann M, Rohwer E, et al. All-optical implementation of a time-domain ptychographic pulse reconstruction setup[J]. *Applied Optics*, 2016, 55(19): 5008-5013.
- [193] Witting T, Greening D, Walke D, et al. Time-domain ptychography of over-octave-spanning laser pulses in the single-cycle regime[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(18): 4218-4221.
- [194] Spangenberg D, Neethling P, Rohwer E, et al. Time-domain ptychography[J]. *Physical Review A*, 2015, 91(2): 021803.
- [195] Lucchini M, Brüggmann M H, Ludwig A, et al. Ptychographic reconstruction of attosecond pulses[J]. *Optics Express*, 2015, 23(23): 29502-29513.
- [196] Bendory T, Sidorenko P, Eldar Y C. On the uniqueness of FROG methods[J]. *IEEE Signal Processing Letters*, 2017, 24(5): 722-726.
- [197] Spangenberg D, Rohwer E, Brüggmann M H, et al. Ptychographic ultrafast pulse reconstruction[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(6): 1002-1005.
- [198] Trebino R, DeLong K W, Fittinghoff D N, et al. Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating[J]. *Review of Scientific Instruments*, 1997, 68(9): 3277-3295.
- [199] Trebino R. *Frequency-resolved optical gating: the measurement of ultrashort laser pulses*[M]. New York: Springer, 2012.
- [200] Trebino R, Kane D J. Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1993, 10(5): 1101-1111.
- [201] Fienup J R. Reconstruction of a complex-valued object from the modulus of its Fourier transform using a support constraint[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1987, 4(1): 118-123.
- [202] Millane R P. Multidimensional phase problems[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1996, 13(4): 725-734.
- [203] Kane D J. Recent progress toward real-time measurement of ultrashort laser pulses[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1999, 35(4): 421-431.
- [204] Kane D J. Principal components generalized projections: a review[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2008, 25(6): A120-A132.
- [205] Hyyti J, Escoto E, Steinmeyer G, et al. Interferometric time-domain ptychography for ultrafast pulse characterization [J]. *Optics Letters*, 2017, 42(11): 2185-2188.
- [206] Lucchini M, Lucarelli G D, Murari M, et al. Few-femtosecond extreme-ultraviolet pulses fully reconstructed by a ptychographic technique[J]. *Optics Express*, 2018, 26(6): 6771-6784.