

# 计算光学成像在惯性约束聚变中的应用及技术进展

昌成成<sup>1,2</sup>, 潘良泽<sup>1,2</sup>, 徐英明<sup>1,2</sup>, 吴丽青<sup>1,2</sup>, 陶华<sup>1,2</sup>, 刘登<sup>3</sup>, 陈飞<sup>3</sup>, 刘诚<sup>1,2</sup>, 朱健强<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>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;

<sup>2</sup>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;

<sup>3</sup>装备发展部某中心, 北京 100034

**摘要** 随着能量输出能力的不断提升, 高功率激光驱动器运行对光学元件的性能和打靶光束的质量都有了更高要求。传统测量仪器结构复杂、精度有限, 难以满足实验需求。朱健强课题组将计算成像技术引入到高功率激光驱动器的参数测量中, 精确测量大口径光学元件的形貌、应力分布、热畸变等特征, 脉冲光束的时间、空间、近远场分布等参量, 以及激光与物质相互作用的过程; 进一步发展相干衍射成像(CDI)技术, 开发出单次曝光三维 PIE(ptychography iterative engine)技术、多模态相干调制成像(CMI)技术、分束编码成像技术等, 建立了相干衍射成像技术的解析模型, 在数学上分析了 CDI 技术解的唯一性。本文主要综述了课题组在惯性约束聚变中计算光学成像技术应用方面的研究进展。

**关键词** 计算成像; 相位测量; 激光束表征; 激光放大器

中图分类号 O438 文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS230974

## 1 引言

从 2005 年 *Science* 期刊提出的 125 个最具挑战性科学问题, 到 2021 年公布的年度十大科学突破<sup>[1]</sup>, 可控聚变始终作为最前沿的科学问题受到广泛关注。其中, 以高功率激光为能量载体, 为氘氚靶丸提供极端压力, 使靶丸内等离子体在高温、高密度条件下维持一段时间, 原子核克服库仑斥力, 发生热核聚变反应的过程被称为惯性约束聚变(ICF)<sup>[2]</sup>。ICF 在能源安全以及前沿研究方面具有重大的战略意义, 世界各主要国家都投入大量资源对其展开研究, 其中最具有代表性的高功率激光驱动器包括美国国家点火装置(NIF)<sup>[3]</sup>、法国兆焦耳激光装置(LMJ)<sup>[4]</sup>和中国神光(SG)系列激光装置<sup>[5]</sup>。

2021 年 8 月, NIF 为靶丸注入 1.9 MJ 的能量, 实现了超过 1.3 MJ 的能量输出, 获得了燃烧的等离子体, 是实现自给聚变的关键一步<sup>[6]</sup>。2022 年 12 月, NIF 以激光脉冲的形式为靶丸提供高达 2.05 MJ 的能量, 获得了 3.15 MJ 的聚变能输出, 这是 ICF 研究中的里程碑事件<sup>[7]</sup>。一系列的实验数据表明, ICF 研究已经取得关键性突破, 同时也指出: 装置输出效率的提高需要进一步提升激光能量和辐照均匀性, 其本质是提升光束质量(图 1)。

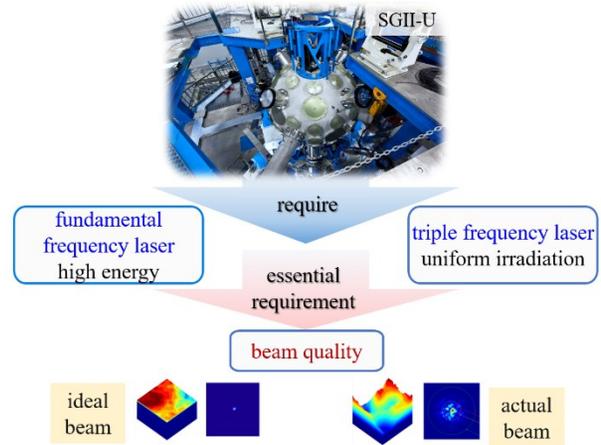


图 1 光束质量对高功率激光驱动器输出性能的影响

Fig. 1 Influence of beam quality on output performance of high power laser driver

中国科学院上海光学精密机械研究所朱健强课题组<sup>[8-9]</sup>在 2010 年就关注到光束质量对高功率激光驱动器输出性能的影响: 光学元件的材料纯度、密度均匀性、加工精度、装校工艺、热畸变、使用环境等因素都会影响光束质量, 而光束能量分布不均匀又会诱导非线性效应, 造成光学元件损坏, 导致光束质量进一步退化, 因此需要精密的光学测量方法, 及时发现光束退化

收稿日期: 2023-05-12; 修回日期: 2023-07-12; 录用日期: 2023-08-03; 网络首发日期: 2023-08-15

基金项目: 国家自然科学基金(61827816)

通信作者: \*jqzhu@siom.ac.cn

特点,并配合适当的光学补偿手段来提升光束质量(图2)。

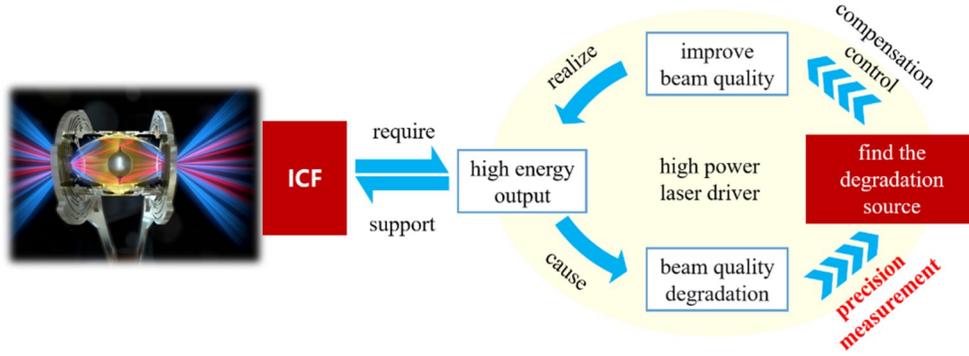


图 2 光束质量对高功率激光驱动器能量输出的影响

Fig. 2 Influence of beam quality on energy output of high power laser driver

光场的数学表达式可以写为

$$U(x, y, z, \lambda, t) = A(x, y, z, \lambda, t) \exp[j\varphi(x, y, z, \lambda, t)], \quad (1)$$

式中:( $x, y, z$ )为位置坐标; $\lambda$ 为波长; $t$ 为时间。各参量在光场中的对应关系如图3所示。为了全面提升光束质量,需要对光学元件和光场参数进行系统测量。

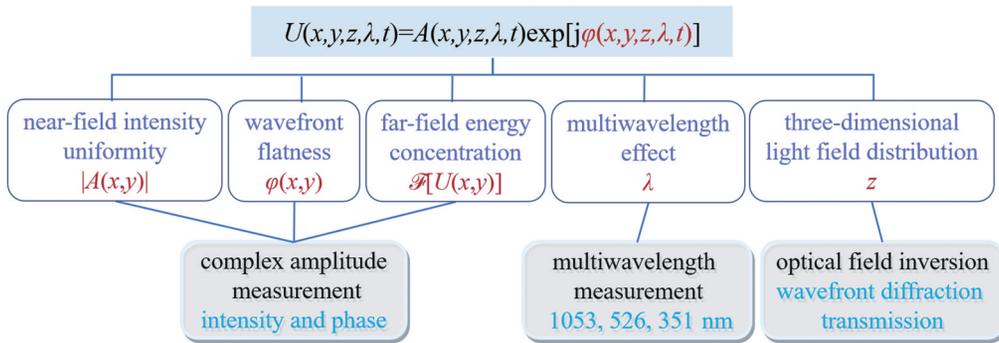


图 3 光场的数学表达及测量意义

Fig. 3 Mathematical expression and measurement significance of light field

由于SG-II升级装置的长度近百米,光学元件达上千片,光束口径超过300 mm×300 mm,系统非常复

杂,而且是以超短脉冲(纳秒和皮秒)的方式单发次工作,全链路、高精度、数字化的测量难度极大(图4)。

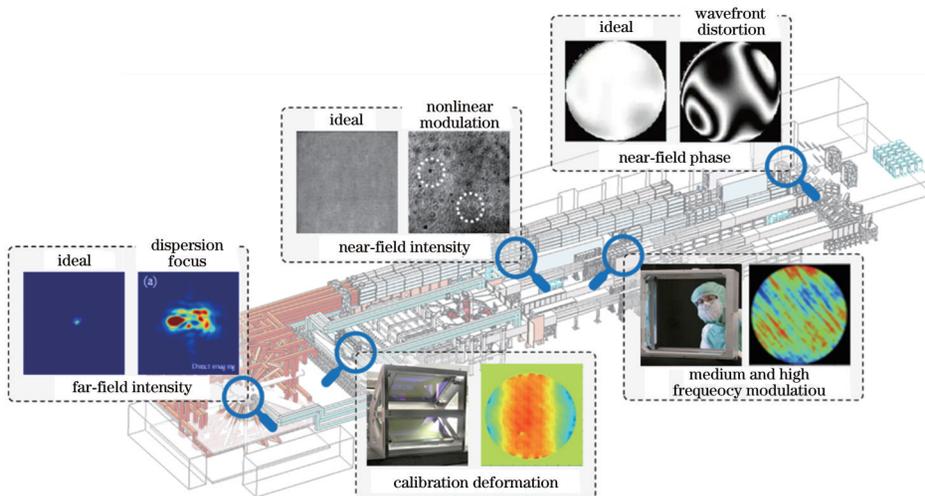


图 4 SG-II 装置中需要测量的光学参量

Fig. 4 Optical parameters to be measured in SG-II

传统光学元件检测中,由于元件的不均匀性、微裂纹等缺陷会对光束的低频区域进行调制,一般采用干涉仪进行测量,其中 Zygo 干涉仪<sup>[10]</sup>的技术成熟,仪器化程度高,能够对大口径光学元件进行精密测量,但是大口径的干涉仪体积大、对环境要求苛刻、价格高昂,而且在非球面光学元件进行测量时,干涉仪的光学标准件制造难度大,影响其测量精度和使用范围。

在光束质量检测方面,一般采用以哈特曼传感器<sup>[11]</sup>为代表的非干涉波前测量仪进行测量。哈特曼传

感器由微透镜阵列和 CCD 组成,可以对光束的强度和相位进行成像,其结构简单、体积小、测量速度快、抗干扰效果好,在 NIF 中得到广泛应用<sup>[12-13]</sup>。哈特曼传感器与变形镜一起使用,可以实时测控打靶光束的波前分布,校正波前畸变,光路如图 5 所示。但是哈特曼传感器的测量精度受限于微透镜阵列的数量和单个测量单元的尺寸,空间分辨率较低,而且当波前相位梯度变化较大时,焦平面内会出现信号串扰,无法准确判断相位偏移量。

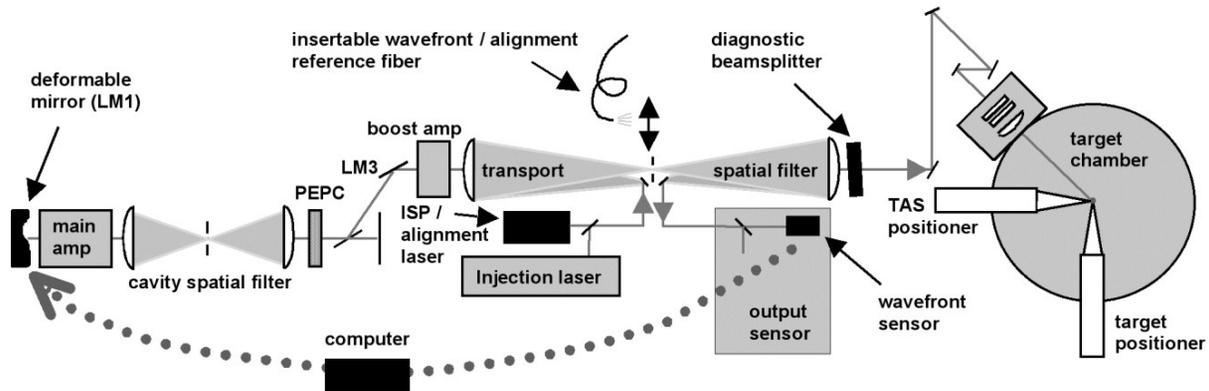


图 5 NIF 波前测控装置示意图<sup>[12]</sup>

Fig. 5 Schematic of NIF wavefront measurement and control device<sup>[12]</sup>

针对传统测量方式的局限性,研究人员将目光投向了计算光学,其中相干衍射成像(CDI)技术取得了长足的发展。该技术在相干衍射原理的基础上,通过迭代计算,既可用于待测物体的振幅和相位重建,又可用于待测光束的振幅和相位重建<sup>[14]</sup>。CDI具有光路简单、对硬件要求低、成像精度高的特点,而且可以同时应用于光学元件和光束质量的测量。早期的 CDI 技术以 GS(Gerchberg-Saxton)算法为代表<sup>[15]</sup>,之后又发展出 ER(error-reduction)算法和 HIO(hybrid input-output)算法<sup>[16]</sup>。GS 算法不需要成像元件,成像精度理论上可以达到衍射极限,但是计算过程中需要增加多个限制条件,重建结果高度依赖初始猜测相位的准确性,容易陷入局部最小值而得不到最优解,收敛速度慢。

2004 年, Rodenburg 课题组<sup>[17-18]</sup>提出了 PIE(ptychography iterative engine)算法,用扫描的方式记录一系列衍射斑,在已知照明光分布的条件下,重建出样品的振幅和相位。2009 年该课题组提出了 ePIE(extend ptychography iterative engine)算法<sup>[14]</sup>,该算法可以同时重建样品和照明光的复振幅分布。针对有一定厚度的待测样品,该课题组还提出了 3PIE(3D ptychography iterative engine)算法<sup>[19]</sup>,并对三维样品进行层析成像。传统 PIE 算法的数据冗余度高,收敛速度快,成像精度高,但是需要对样品进行扫描采样,无法对快速变化的样品进行成像。相干调制成像(CMI)技术<sup>[20]</sup>让待测光束经过一块相位分布已知的编码板,

利用编码板的相位信息和所记录的一幅衍射斑图像,迭代重建出待测光束的复振幅分布,从而解调出待测光束中携带的信息。由于 CMI 技术仅需记录一幅衍射斑图像,因此可以应用于高功率激光驱动器中超短脉冲的测量。

2000 年, Matsuoka 等<sup>[21]</sup>首次将 CDI 技术应用于 TW 级飞秒激光脉冲的相位测量中,精度达到  $\lambda/30$  (PV) 和  $\lambda/200$  (RMS), 高于相位轮廓仪的测量精度。2012 年, CDI 技术被成功应用于 OMEGA EP 装置的焦斑诊断,通过精确测量系统的相位误差,将远场焦斑相似度从 0.78 提升到 0.94<sup>[22]</sup>。

我国也在 SG-II 装置上利用 CDI 技术开展了大量光学检测工作<sup>[23-24]</sup>。朱健强课题组首先开展了关于 CDI 技术的理论研究工作:1) 课题组最早提出单次曝光 PIE 方案,提高了 PIE 技术的数据采集速度,并在解决大角度倾斜照明成像问题后,实现了单次曝光三维成像;2) 通过设计多台阶相位板,并结合多模态算法,开发出多模态 CMI 算法,可以从单个衍射斑中重建出多个不同波长待测光束的复振幅分布;3) 结合 CMI 单次曝光和 PIE 高精度重建的优势,课题组开发了分束编码(CBS)成像技术,大幅提高了单次曝光成像技术的重建精度。其次,该课题组将计算成像技术应用于高功率激光驱动器的光学元件检测和打靶光束波前检测中。光学元件检测主要包括大口径光学元件的相位测量、热畸变测量,以及应力测量。打靶光束波前检测主要包括近场复振幅分布、焦斑复振幅分布和时域波

形分布,以及超快事件中激光与物质相互作用过程的测量。最后,课题组还建立了 CDI 解析模型<sup>[25]</sup>,从数学层面证明了 CDI 技术解的唯一性<sup>[26]</sup>,为 CDI 技术发展为测量仪器奠定了重要的数理基础。总体来讲,朱健强课题组在相干衍射原理的基础上建立了一套计算成像的理论体系,并将其应用于高功率激光驱动器的光学检测中,为光学元件检测和打靶光束波前检测开发了一系列相关仪器,为高功率激光驱动器的高效运转提供了重要技术保障。

## 2 基本原理

### 2.1 PIE 基本原理

在叠层成像术(ptychography)的基础上<sup>[27]</sup>,借鉴 Fienup 算法中将锐利孔径作为约束条件的做法,并结合迭代计算,Rodenburg 课题组<sup>[17-18]</sup>提出了 PIE 算法。PIE 算法需要提前知道照明光的分布,其实用性受到限制。经过改进,增加照明光更新过程,他们发展出 ePIE 算法,该算法可以同时重建样品和照明光的复振幅分布,原理如图 6 所示。

在 ePIE 算法中,通过移动照明光或者样品,记录一个部分重叠的相邻衍射斑阵列。假设照明光的分布为  $P(r)$ ,样品的分布为  $O(r)$ ,初始猜测样品为随机矩阵,照明光尽可能地按照实际情况猜测,一般为球面波或者平面波,ePIE 算法的第  $k$  次迭代过程如下:

1) 假设待测样品为可以忽略厚度的二维物体,待测样品的透射光可以表示为照明光与物函数的乘积,即

$$\varphi_k(r, R_j) = O(r - R_j)P_k(r), \quad (2)$$

式中:  $R_j$  表示第  $j$  个扫描位置;  $r$  为位置坐标。

2) 在距离样品面  $L$  处的探测器面猜测的衍射斑分

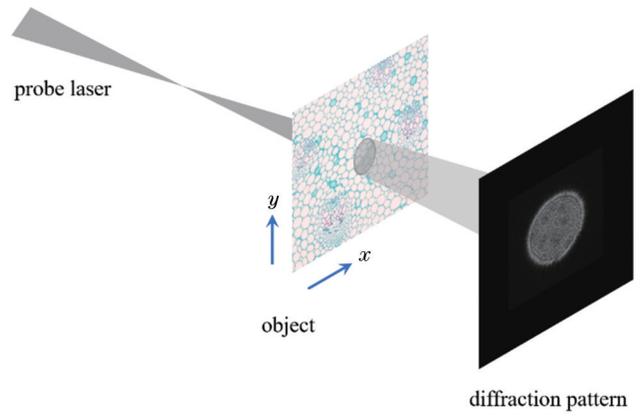


图 6 ePIE 算法光路原理图

Fig. 6 Schematic of lightpath for ePIE algorithm

布为

$$\Psi_k(u, u_j) = \mathfrak{S}_L[\varphi_k(r, R_j)], \quad (3)$$

式中:  $\mathfrak{S}_L(\cdot)$  表示衍射传播算子;  $L$  表示传输距离;  $u$  表示记录面的坐标。将衍射斑分布写成复振幅的形式  $\Psi_k(u, u_j) = |\Psi_k(u, u_j)| \exp[i\xi_k(u, u_j)]$ , 其中  $\xi_k(u, u_j)$  表示记录面的相位。

3) 用探测器记录的强度  $I_j$  的算术平方根代替猜测的振幅,相位保持不变,更新后的衍射光分布为  $\hat{\Psi}_k(u, u_j) = \sqrt{I_j} \exp[i\xi_k(u, u_j)]$ 。

4) 将更新后的光场逆向传回样品后表面,得到更新后的样品透射光场

$$\hat{\varphi}_k(r, R_j) = \mathfrak{S}_L^{-1}\{\hat{\Psi}_k(u, u_j)\}, \quad (4)$$

式中:  $\mathfrak{S}_L^{-1}\{\cdot\}$  表示逆向传播算子。

5) 更新样品和照明光的分布

$$\begin{cases} O_{k+1}(r - R_j) = O_k(r - R_j) + \gamma \frac{P_k(r)}{\left\{ |P_k(r)|^2 \right\}_{\max}} [\hat{\varphi}_k(r, R_j) - \varphi_k(r, R_j)] \\ P_{k+1}(r) = P_k(r) + \eta \frac{O_k(r - R_j)}{\left\{ |O_k(r - R_j)|^2 \right\}_{\max}} [\hat{\varphi}_k(r, R_j) - \varphi_k(r, R_j)] \end{cases}, \quad (5)$$

式中:  $*$  表示共轭;  $\left\{ |P_k(r)|^2 \right\}_{\max}$  和  $\left\{ |O_k(r - R_j)|^2 \right\}_{\max}$  分别表示照明光和当前样品强度的最大值;  $\gamma \in (0, 1]$  和  $\eta \in (0, 1]$  用来控制更新步长。

6) 开始下一个照明位置照明光和样品的更新,重复步骤 1)~5)。

7) 设置迭代过程的阈值,当重建误差  $E_{\text{error}, k}$  小于该阈值时,停止迭代

$$E_{\text{error}, k} = \sum_j \sum_u \left| \sqrt{I_j} - |\Psi_k(u, u_j)| \right|^2 / \sum_j \sum_u I_j \quad (6)$$

当样品厚度不能忽略时,用二维 ePIE 算法进行重建就会出现误差,厚样品成像过程主要关注光在样品内部的传输过程。Godden 等<sup>[28]</sup>将厚样品看作是一系列二维样品的堆叠,假设两层样品之间为真空,上一层样品的透射光可以作为下一层样品的入射光,如图 7 所示,光在样品内部的传输过程可以表示为

$$\Psi_k(u, u_j) = \mathfrak{S}_L \left\{ O_n(r - R_j), \dots, \mathfrak{S}_{L_3} \left\{ O_3(r - R_j) \mathfrak{S}_{L_2} \left\{ O_2(r - R_j) \mathfrak{S}_{L_1} \left[ O_1(r - R_j) P_k(r) \right] \right\} \right\} \right\}, \quad (7)$$

式中： $n$ 表示将厚样品分割的层数； $L_1$ 为第一层和第二层之间的距离， $L_2$ 为第二层和第三层之间的距离，以此类推； $L$ 为第  $n$  层到探测器的距离。层析重建时，需要将样品从靠近探测器一侧开始逐层更新，直到更新整个样品，之后更新照明光，每一层的更新方法与二维样品的更新方法相同。

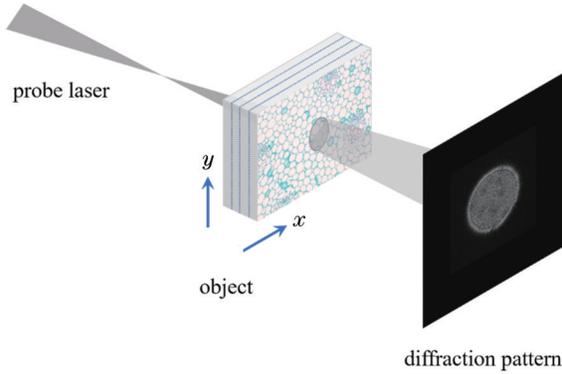


图 7 3PIE 算法光路原理图

Fig. 7 Schematic of lightpath for 3PIE algorithm

上述算法通过逐点扫描，理论上可以合成无限大小的高分辨视场<sup>[29]</sup>，非常适合大口径光学元件的离线测量，但是该方法不适用于快速变化样品或者脉冲光束波前信息的测量。为了缩短数据采集时间，研究人员提出多种基于 PIE 原理的单次曝光成像技术<sup>[30-31]</sup>。这些方案都是将照明光进行分束，使相邻子光束在样品面有部分重叠，满足 PIE 算法的采样要求，通过单次

曝光，在探测器上同时获得多个不同照明位置的衍射光斑，其重建过程与 PIE 算法相同。单次曝光成像方案省去了机械扫描过程，缩短了采样时间，但是该方案需要照明光在样品面有部分重叠，在探测器面完全分开，这必然要求照明光倾斜入射到样品面，而且随着照明光束数量的增加，倾斜角会越来越大，如果依然使用傍轴近似算法进行处理，就会出现较大的重建误差，这也是早期单次曝光成像算法分辨率不高的原因。

为了满足大角度倾斜照明情况下的高精度成像要求，昌成成等<sup>[32]</sup>将角谱传递函数  $H_d(f_x, f_y) = \exp(j2\pi d \sqrt{1/\lambda^2 - f_x^2 - f_y^2})$  修正为

$$H_d(k_x + k_1, k_y + k_2) = \exp[-i2\pi d \lambda (k_1 f_x + k_2 f_y)], \quad (8)$$

式中： $k_1 = \cos \alpha / \lambda$ ； $k_2 = \cos \beta / \lambda$ ； $d$ 为传输距离； $(f_x, f_y)$ 为傅里叶面的位置坐标； $(k_x, k_y)$ 为探测器面的位置坐标； $k_1$ 和  $k_2$ 分别为探测器面在  $x$ 、 $y$  方向上的平移量。把空域的角度变成频域的平移，解决大角度倾斜照明时的相位欠采样问题。实验中，照明光入射方向与光轴的夹角为  $32^\circ$ ，如图 8(a) 所示，用非傍轴近似算法重建的样品振幅和相位如图 8(b)、(c) 所示，与傍轴近似算法重建的样品复振幅[图 8(d)、(e)]相比，非傍轴近似算法重建结果的精度更高，没有出现振幅和相位畸变现象。用分辨率板对两种方法的分辨率进行对比，非傍轴近似算法[图 8(f)]的分辨率是傍轴近似算法[图 8(g)]的 4 倍。

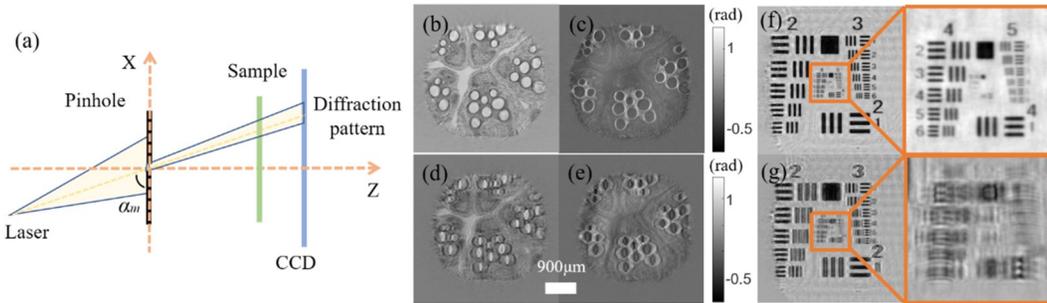


图 8 大角度倾斜照明成像原理和实验结果<sup>[32]</sup>。(a)大角度倾斜照明成像原理图；基于非傍轴近似算法重建的南瓜茎切片的(b)振幅和(c)相位，以及(f)分辨率板的振幅；基于傍轴近似算法重建的南瓜茎切片的(d)振幅和(e)相位，以及(g)分辨率板的振幅

Fig. 8 Principle and experimental results of highly tilted illumination imaging<sup>[32]</sup>. (a) Schematic of highly tilted illumination imaging; (b) amplitude and (c) phase of pumpkin stem slice and (f) amplitude of resolution plate reconstructed by non-paraxial approximation algorithm; (d) amplitude and (e) phase of pumpkin stem slice and (g) amplitude of resolution plate reconstructed by paraxial approximation algorithm

将非傍轴近似算法应用于二维单次曝光成像方案<sup>[33]</sup>和三维单次曝光成像方案中<sup>[34]</sup>，三维单次曝光成像实验光路如图 9(a) 所示，探测器单次曝光采集到的衍射斑阵列如图 9(b) 所示，重建的两层生物样品的振幅和相位分别如图 9(c)、(d) 和图 9(e)、(f) 所示，用两层相位型分辨率板代替两层生物样品，得到的两层横向分辨率如图 9(g)、(h) 所示。与傍轴近似算法的工

作<sup>[35]</sup>[光路如图 9(i) 所示，重建结果如图 9(j) 所示]相比，横向分辨率提升了 5 倍以上，轴向分辨率提升了 2 倍。

虽然单次曝光 PIE 成像技术的分辨率得到了提升，但是该技术需要对照明光进行分束，为了采集尽量多的衍射斑，需要使用大靶面相机或者相机阵列，光路较为复杂，目前还不适合在高功率激光驱动器上在线

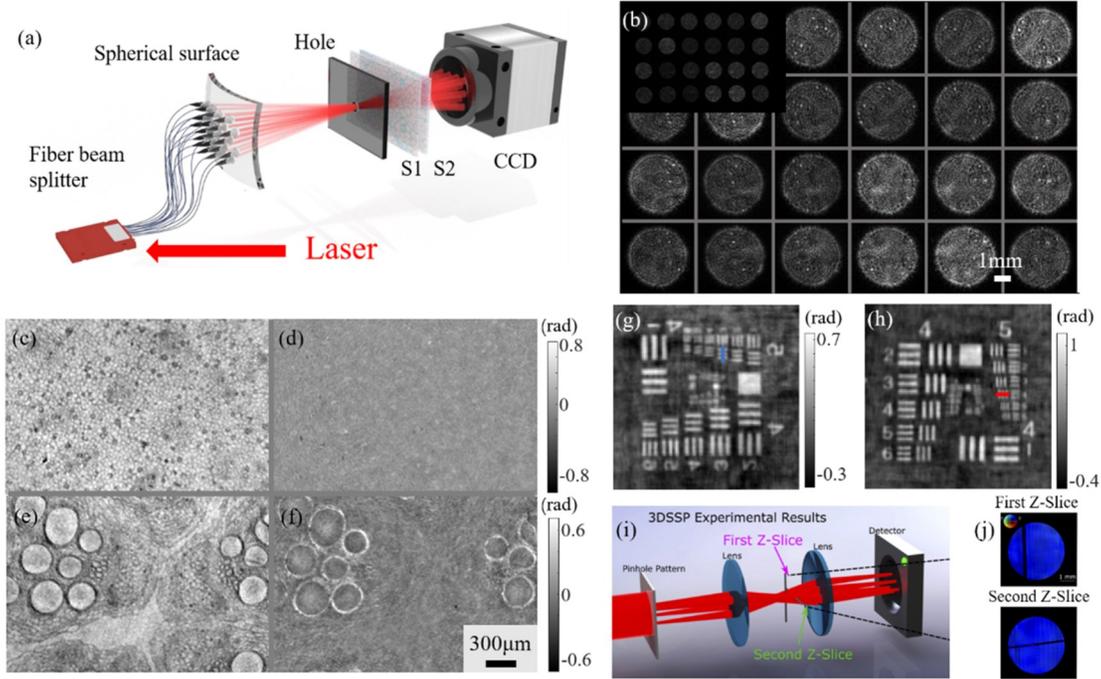


图 9 单次曝光 3PIE 成像原理和实验结果<sup>[34-35]</sup>。(a)非傍轴近似单次曝光 3PIE 成像装置图;(b) CCD 记录的衍射斑阵列;非傍轴近似算法重建第一层样品的 (c) 振幅和 (d) 相位;非傍轴近似算法重建第二层样品的 (e) 振幅和 (f) 相位;(g) (h) 非傍轴近似算法重建两层相位型分辨率板的相位分布;(i) 傍轴近似算法单次曝光 3PIE 成像装置图;(j) 傍轴近似算法重建的两层样品  
 Fig. 9 Principle and experimental results of single-shot 3PIE<sup>[34-35]</sup>. (a) Imaging device of non-paraxial approximate single-shot 3PIE<sup>[34]</sup>; (b) diffraction spot array recorded by CCD; (c) amplitude and (d) phase of the first layer sample reconstructed by non-paraxial approximation algorithm; (e) amplitude and (f) phase of the second layer sample reconstructed by non-paraxial approximation algorithm; (g) (h) phase distribution of two layers phase resolution plate reconstructed by non-paraxial approximation algorithm; (i) imaging device of paraxial approximate single-shot 3PIE<sup>[35]</sup>; (j) two-layer sample reconstructed by paraxial approximation algorithm

使用。针对高功率激光驱动器的波前在线测量,朱健强课题组开发了基于 CMI 原理的测量技术<sup>[24]</sup>。

### 2.2 CMI 基本原理

CMI 是一种单次曝光的 CDI 技术,原理如图 10 所示。待测光经过透镜后,先聚焦再发散,透过分布已知的编码板,散射场被探测器以强度的方式记录下来。重建过程中需要加入空间限制,通常选择在焦平面。

假设焦平面到编码板的距离为  $T$ ,编码板到探测器的距离为  $L$ ,第  $k$  次迭代过程如下:

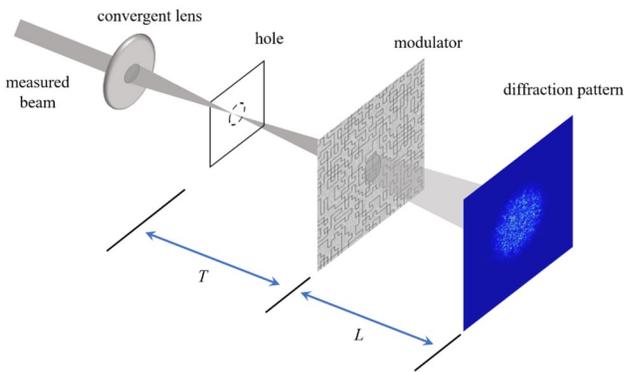


图 10 CMI 技术原理图  
 Fig. 10 Schematic of CMI

1) 假设焦平面上待测光的分布为  $\phi_{k,S}$ , 编码板的分布为  $M$ , 则编码板面入射光的分布为  $P_{k,M} = \mathfrak{F}_T^{-1}\{\phi_{k,S}\}$ , 编码板面透射光的分布为  $\varphi_{k,M} = P_{k,M} \cdot M$ , 探测器面猜测的光场分布为  $\Psi_{k,D} = \mathfrak{F}_L\{\varphi_{k,M}\}$ , 其复数形式为  $\Psi_{k,D} = A \exp(i\omega)$ ;

2) 用探测器记录的强度算术平方根替换  $\Psi_{k,D}$  的振幅, 相位保持不变, 得到更新后的  $\hat{\Psi}_{k,D}$ ;

3) 将  $\hat{\Psi}_{k,D}$  逆向传回到编码板面, 得到更新后的  $\hat{\phi}_{k,M}$ ;

4) 去除编码板的调制, 得到编码板面上的入射光

$$\hat{P}_{k,M} = P_{k,M} + \frac{M^*}{|M|_{\max}^2} (\hat{\phi}_{k,M} - P_{k,M}); \quad (9)$$

5) 将步骤 4) 得到的  $\hat{P}_{k,M}$  逆向传回到焦平面  $\hat{\phi}_{k,S} = \mathfrak{F}_T^{-1}\{\hat{P}_{k,M}\}$ , 在焦平面加入限制条件, 得到更新后的焦平面波前分布

$$\phi_{k+1,S} = \hat{\phi}_{k,S} R + \beta (\hat{\phi}_{k,S} - \phi_{k,S}) (1 - R), \quad (10)$$

其中  $R$  是一个随迭代次数变化的孔径函数,  $\beta \in (0, 1]$ ;

6) 重复上述步骤, 直到满足误差要求, 停止迭代。

CMI 算法的重建结果主要受编码板调制效果的

影响,因此编码板的设计至关重要。针对高功率激光驱动器中同时存在基频光、倍频光和三倍频光的情况,Dong等<sup>[36-37]</sup>突破了传统的二值(0和 $\pi$ )编码板,设计出

多种不同台阶的编码板(图 11),并开发了多模态 CMI 算法,通过单次曝光重建多个波长照明光的复振幅分布。

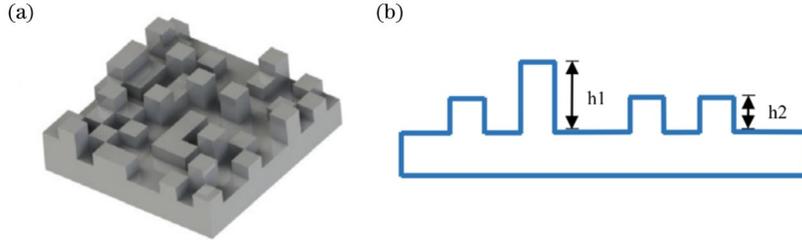


图 11 多台阶编码板示意图<sup>[37]</sup>。(a)三维和(b)二维刻蚀高度示意图

Fig. 11 Schematic of multi-step phase plate<sup>[37]</sup>. (a) 3D and (b) 2D view of etched depth

当照明光有  $n$  个波长时,光路结构与传统 CMI 光路相同,如图 10 所示。假设第  $n$  个波长在  $F$  面上的光场分布为  $P_{k,n}(F)$ ,其中  $k$  表示迭代次数, $F_S$ 、 $F_M$  和  $F_D$  分别表示焦平面、编码板面和记录面。第  $k$  次迭代过程如下:

1) 编码板面透射光的分布为

$$\varphi_{k,n}(F_M) = P_{k,n}(F_M) \cdot M_n, \quad (11)$$

式中:  $M_n$  表示编码板对照明光中不同波长的相位调制。

2) 根据菲涅耳原理,将编码板面透射光传输到探测器面,传输距离为  $L$ ,探测器面猜测的光场为

$$\Psi_{k,n}(F_D) = \mathfrak{S}_L[\varphi_{k,n}(F_M)], \quad (12)$$

复数形式为  $\Psi_{k,n}(F_D) = A_{k,n} \exp(i\omega_{k,n})$ ,计算猜测结果与探测器记录结果  $I$  之间的误差

$$E_k = \frac{\sum_u \left| \sum_{n=1}^N |\Psi_{k,n}(F_D)|^2 - I \right|^2}{\sum_u I^2}, \quad (13)$$

式中:  $\sum_u$  表示对整个计算区域求和;  $I$  表示探测器记录的强度。当误差达到实验要求时,停止迭代。

3) 用实际记录的强度算术平方根  $\sqrt{I}$  代替  $\Psi_{k,n}(F_D)$  的振幅,相位保持不变,即

$$\hat{\Psi}_{k,n}(F_D) = \frac{\sqrt{I} \cdot \Psi_{k,n}(F_D)}{\sqrt{\sum_{n=1}^N |\Psi_{k,n}(F_D)|^2}}. \quad (14)$$

式(14)的分子为每个波长对应照明光在探测器面的分布,分母中包含所有波长光的强度,二者相比,即可得到每个波长的模量比例,其相位保持不变。

4) 将  $\hat{\Psi}_{k,n}(F_D)$  逆向传回到编码板面,则

$$\hat{\varphi}_{k,n}(F_M) = \mathfrak{S}_L^{-1}[\hat{\Psi}_{k,n}(F_D)]. \quad (15)$$

5) 去除编码板的影响,得到编码板面更新后的入射光

$$\hat{P}_{k,n}(F_M) = P_{k,n}(F_M) + \alpha \frac{M_n^*}{|M_n|_{\max}^2} [\hat{\varphi}_{k,n}(F_M) - P_{k,n}(F_M)], \quad (16)$$

式中:  $\alpha$  为调节系数。

6) 继续向焦平面传输

$$\hat{\phi}_{k,n}(F_S) = \mathfrak{S}_T^{-1}[\hat{P}_{k,n}(F_M)], \quad (17)$$

并在焦平面加入约束条件,更新焦平面的波前分布

$$\phi_{k+1,n}(F_S) = \hat{\phi}_{k,n}(F_S) \cdot R_{D(k,n)} + \rho [\hat{\phi}_{k,n}(F_S) - \phi_{k,n}(F_S)] (1 - R_{D(k,n)}), \quad (18)$$

式中:  $R_{D(k,n)}$  是一个随迭代次数变化的孔径函数;  $\rho \in (0, 1]$ 。

7) 重复上述步骤,直到满足误差要求,停止迭代。

多模态 CMI 算法的创新主要体现在记录面上多波长的更新,通过与多台阶编码板结合,可以从一幅衍射斑图像中重建出基频、倍频和三倍频 3 个波长的波前信息,流程如图 12 所示,重建结果如图 13 所示。

与 PIE 技术相比,CMI 技术不需要分束,利用一个衍射斑就可以重建出待测光束的复振幅分布,非常适合在高功率激光驱动器上对超短脉冲信号进行波前测量。但是 CMI 技术记录的数据量非常有限,分辨率不如扫描式 PIE 高,而且 CMI 技术目前只能进行二维成像,无法做到层析成像。根据二者各自的优势,科研人员在 SG-II 装置上进行了一系列应用,突破了传统测量手段的束缚,得到了很好的测量结果<sup>[38-40]</sup>。

### 2.3 CBS 成像基本原理

传统 CMI 技术中只有一个衍射斑,信息量有限,而且使用的二值(0和 $\pi$ )相位板散射性较强,容易出现高频信息丢失的情况,从而导致重建结果信噪比低、收敛速度慢。针对上述问题,He等<sup>[41-42]</sup>在 CMI 技术的基础上提出了 CBS 成像技术。CBS 技术先将二值相位板换成连续的弱散射物体,减少高阶散射,再引入多光

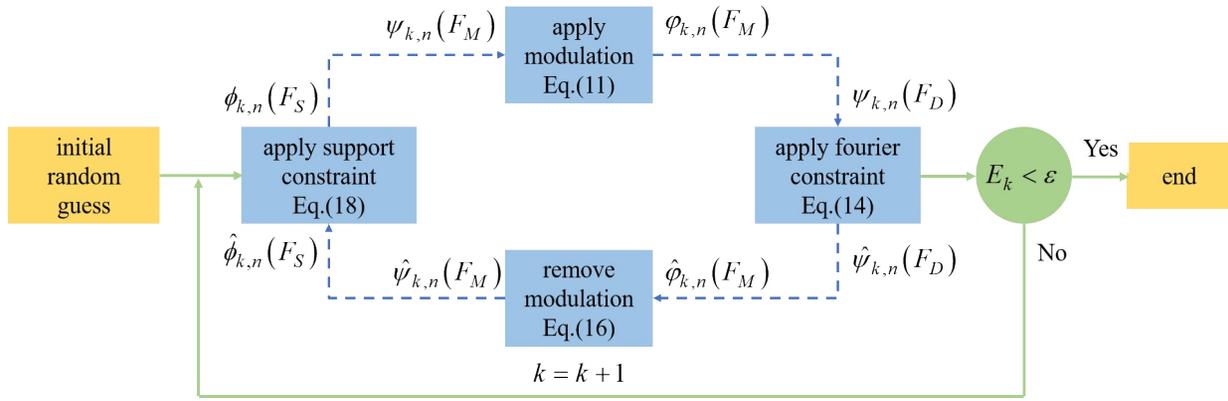


图 12 多模态 CMI 技术流程图<sup>[37]</sup>

Fig. 12 Flow chart of multimodal CMI<sup>[37]</sup>

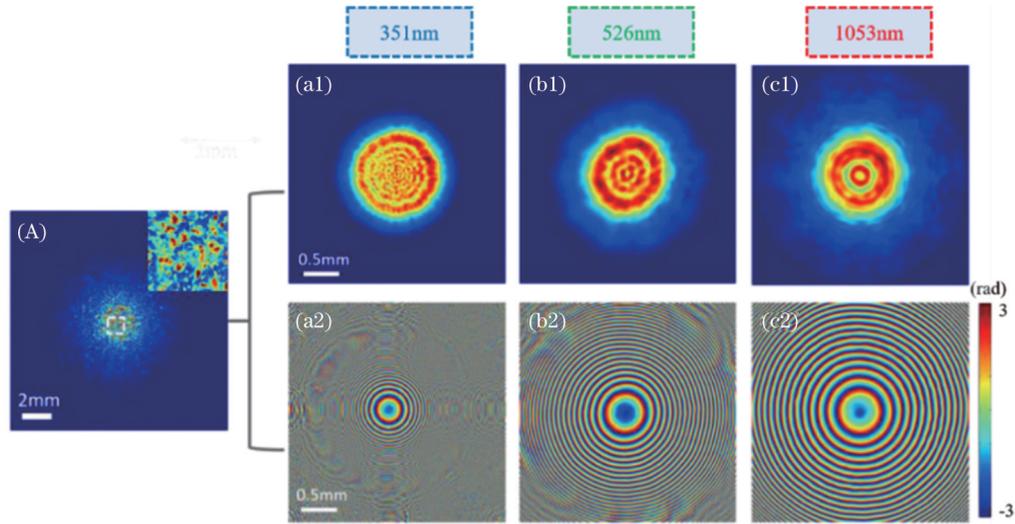


图 13 三波长照明实验重建结果<sup>[37]</sup>。(A) CCD 记录的衍射斑;重建的 3 种波长照明光的 (a1)~(c1) 振幅和 (a2)~(c2) 相位

Fig. 13 Experimental reconstruction results of three-wavelength illumination<sup>[37]</sup>. (A) Diffraction patterns recorded by CCD; reconstructed (a1)~(c1) amplitude and (a2)~(c2) phase of illumination beam at three wavelengths

束照明方案,在记录面获得一个分布各不相同的衍射斑阵列,并采用 PIE 原理进行迭代重建,提高收敛速度

和重建结果的信噪比。CBS 成像技术原理如图 14 所示。

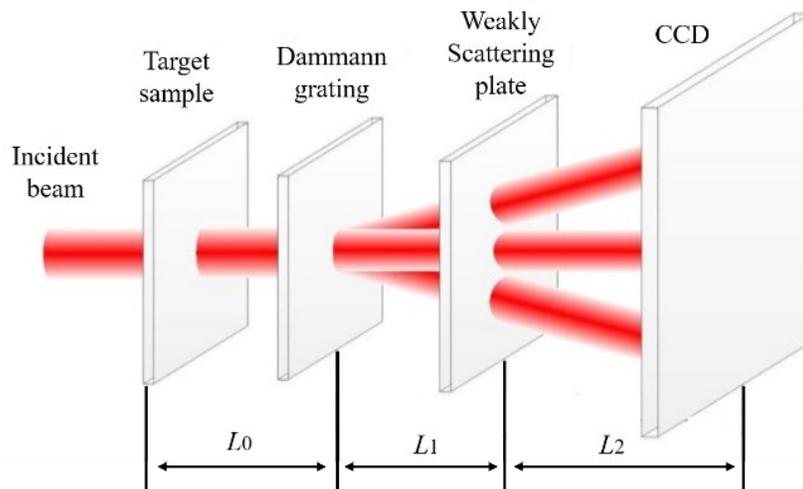


图 14 CBS 成像技术原理图<sup>[41]</sup>

Fig. 14 Schematic of CBS imaging technology<sup>[41]</sup>

照明光透过待测样品,被达曼光栅分成多个子光束,经过分布已知的弱衍射物体调制,在探测器面获得一个衍射斑阵列。其中,各个子光束之间不需要在样品面有部分重叠,可以在探测器面上尽可能分开,从而降低子衍射斑之间的串扰,同时降低对光路的要求,这也是 CBS 技术与 PIE 技术的主要区别。

假设在第  $k$  次迭代中,待测样品的分布为  $O$ ,光栅共  $M$  级,各级光栅的分布为  $Q_m$ ,弱散射物体的分布为  $M_w$ ,探测器记录到  $M$  个衍射斑,待测样品到光栅的距离为  $L_0$ ,光栅到弱散射物体之间的距离为  $L_1$ ,弱散射物体到探测器之间的距离为  $L_2$ , $F$  面上的光场分布为  $P_k(F)$ ,其中  $k$  表示迭代次数, $F_o$ 、 $F_G$ 、 $F_w$  和  $F_D$  分别表示样品平面、光栅平面、弱散射物体面和记录面,则待测样品的透射函数为  $O_k(F_o)$ ,第  $k$  次迭代过程如下:

1) 光栅面的入射光为

$$\phi_k(F_G) = \mathfrak{S}_{L_0}^{-1}[O_k(F_o)], \quad (19)$$

第  $m$  级光栅的透射函数为

$$\phi_{k,m}(F_G) = \phi_k(F_G) \cdot Q_m. \quad (20)$$

2) 由角谱传输定理可知,弱衍射物体的入射光为

$$P_{k,m}(F_w) = \mathfrak{S}_{L_1}\{\phi_{k,m}(F_G)\}, \quad (21)$$

对应的透射光为

$$\varphi_{k,m}(F_w) = P_{k,m}(F_w) \cdot M_w. \quad (22)$$

3) 探测器面猜测的衍射斑分布为

$$\Psi_{k,m}(F_D) = \mathfrak{S}_{L_2}[\varphi_{k,m}(F_w)], \quad (23)$$

其复数形式为  $\Psi_{k,m}(F_D) = A_{k,m} \exp(i\omega_{k,m})$ 。

4) 用 CCD 记录的强度算术平方根  $\sqrt{I_m}$  代替  $\Psi_{k,m}(F_D)$  的振幅,相位保持不变,更新后衍射斑的复振幅分布为  $\hat{\Psi}_{k,m}(F_D) = \sqrt{I_m} \exp(i\omega_{k,m})$ 。

5) 将  $\hat{\Psi}_{k,m}(F_D)$  逆向传回到弱散射物体面

$$\hat{\phi}_{k,m}(F_w) = \mathfrak{S}_{L_2}^{-1}[\hat{\Psi}_{k,m}(F_D)], \quad (24)$$

去除弱散射物体的调制,更新弱散射物体面入射光的分布

$$\hat{P}_{k,m}(F_w) = P_{k,m}(F_w) + \frac{|M_w| \operatorname{conj}(M_w)}{|M_w|_{\max} |M_w|^2 + \kappa} [\hat{\phi}_{k,m}(F_w) - \varphi_{k,m}(F_w)], \quad (25)$$

式中:  $\kappa \in (0, 1]$ , 用来抑制噪声。

6) 将更新后的光场逆向传回至光栅面,得到光栅面透射光

$$\hat{\phi}_{k,m}(F_G) = \mathfrak{S}_{L_1}^{-1}[\hat{P}_{k,m}(F_w)], \quad (26)$$

去除光栅调制,更新光栅面入射光的分布

$$\hat{\phi}_k(F_G) = \phi_k(F_G) + \frac{|Q_m| \operatorname{conj}(Q_m)}{|Q_m|_{\max} |Q_m|^2 + \nu} [\hat{\phi}_{k,m}(F_G) - \phi_{k,m}(F_G) \cdot Q_m], \quad (27)$$

式中:  $\nu \in (0, 1]$ , 用来调节更新步长。

7) 将光栅面更新后的入射光  $\hat{\phi}_k(F_G)$  作为下一级光栅 ( $m+1$ ) 入射光的初始值,对应的光栅分布为  $Q_{m+1}$ 。重复步骤 2)~6),并在第 4) 步中将 CCD 记录的强度算术平方根替换为对应的衍射斑  $\sqrt{I_{m+1}}$ ,直到更新完所有子衍射斑,此时完成第  $k$  次迭代。

8) 计算猜测值与实际记录的衍射斑强度之间的误差

$$E_k = \frac{\sum_m |\sqrt{I_m} - |\Psi_{k,m}(F_D)||^2}{\sum_m I_m}, \quad (28)$$

直到满足误差要求,停止迭代。将最终获得的光栅面入射光复振幅逆向传回到待测样品面,即可得到待测样品透射光的复振幅分布

$$\hat{O}(F_o) = \mathfrak{S}_{L_0}^{-1}[\hat{\phi}(F_G)]. \quad (29)$$

CBS 技术不仅可以应用于待测样品和待测光束的复振幅测量,而且收敛速度明显快于传统 CMI 技术。虽然 CBS 技术使用弱散射物体,但是在探测器面切割子衍射斑时依然会丢失部分高频信息,这部分高频信息还会成为其他子衍射斑的噪声,而光栅和弱散射物体的标定精度会影响最终的成像质量。为了提高 CBS 技术的性能,Xu 等<sup>[43]</sup>提出了 BSEA (beam splitting encoding and averaging) 技术。BSEA 技术的光路设计与 CBS 技术相同,只是将其中的弱散射样品换成大像素尺寸 ( $>100 \mu\text{m}$ ) 的编码板,其目的同样是降低散射强度。在算法上,BSEA 技术增加了一个虚拟面——平均面,并在平均面施加约束条件,以加快算法的收敛速度。另外,BSEA 技术不再对衍射斑阵列进行分割,而是利用整个衍射斑阵列进行迭代更新,提高信息利用率。

BSEA 技术的重建原理如图 15 所示,光栅共  $m$  级,将入射光分成  $m$  个子光束, $F$  面上的光场分布为  $P_k(F)$ ,其中  $k$  表示迭代次数, $F_F$ 、 $F_A$ 、 $F_E$  和  $F_D$  分别表示焦点面、平均面、编码板面和记录面,4 个面之间的距离分别为  $L_{FA}$ 、 $L_{AE}$  和  $L_{ED}$ 。假设弱散射编码板的分布为  $M_E$ ,初始猜测此面入射光的分布为  $P_{k,m}(F_E)$ ,BSEA 技术的第  $k$  次迭代从编码板面开始:

1) 编码板面的透射光为

$$\varphi_{k,m}(F_w) = P_{k,m}(F_E) \cdot M_E, \quad (30)$$

由于不同子光束照在编码板面的不同位置处,即对待测光束进行了更丰富的调制,增加了透射光的复杂程度。

2) 光束传输到探测器面,猜测的衍射斑分布为

$$\Psi_{k,m}(F_D) = \mathfrak{S}_{L_{ED}}[\varphi_{k,m}(F_w)], \quad (31)$$

其复数形式为  $\Psi_{k,m}(F_D) = A_{k,m} \exp(i\omega_k)$ 。探测器记录的子衍射斑阵列在此面上相互干涉,迭代过程中将整个衍射斑阵列作为一个整体进行更新。

3) 用 CCD 记录的强度算术平方根  $\sqrt{I}$  代替

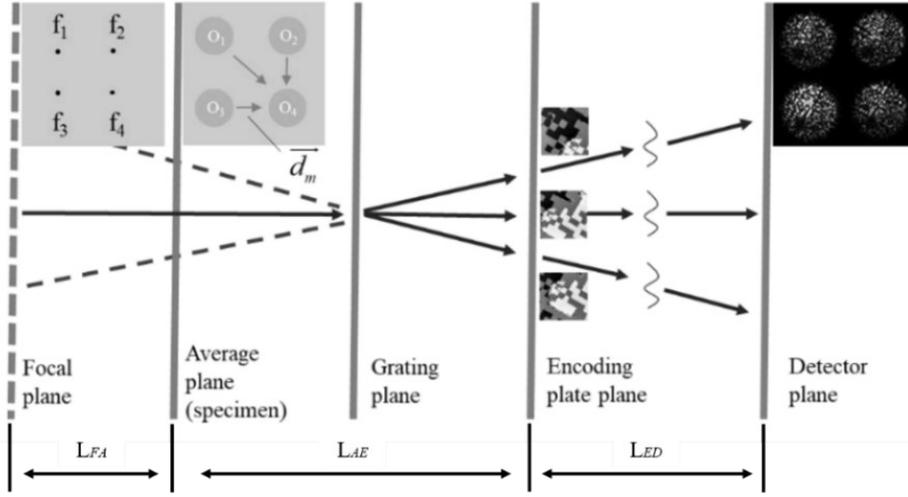


图 15 分束编码平均相干衍射成像迭代过程原理图<sup>[43]</sup>,其中 $f_1, f_2, f_3$ 和 $f_4$ 表示 4 个子光束的焦点,  $\vec{d}_m$  表示平移矢量, 右上侧插图是记录的衍射斑

Fig. 15 Schematic of iterative process for BSEA coherent diffraction imaging<sup>[43]</sup>,  $f_1, f_2, f_3$ , and  $f_4$  represent the focal points of four sub-beams,  $\vec{d}_m$  represents the translation vector, and the top right illustration is the recorded diffraction spot

$\Psi_{k,m}(F_D)$  的振幅, 相位保持不变, 更新后衍射斑的复振幅分布为

$$\hat{\Psi}_{k,m}(F_D) = \sqrt{I} \exp(i\omega_{k,m}). \quad (32)$$

4) 计算猜测值与实际记录的衍射斑强度之间的误差

$$E_k = \sum_{m=1}^M \left| I - |\Psi_{k,m}(F_D)|^2 \right| / I_o. \quad (33)$$

5) 将  $\hat{\Psi}_{k,m}(F_D)$  逆向传回到编码板面

$$\hat{\phi}_{k,m}(F_E) = \mathfrak{S}_{L_{ED}}^{-1} [\hat{\Psi}_{k,m}(F_D)], \quad (34)$$

去除编码板的调制, 更新编码板面入射光的分布

$$\hat{P}_{k,m}(F_E) = P_{k,m}(F_E) + \frac{\mu \text{conj}(M_E) \cdot [\hat{\phi}_{k,m}(F_E) - \phi_{k,m}(F_E)]}{\max\{\max[\text{conj}(M_E) \cdot M_E]\}}, \quad (35)$$

式中:  $\mu \in (0, 1]$ , 表示更新步长。

6) 将更新后的光场逆向传回至焦点面

$$\phi_{k,m}(F_F) = \mathfrak{S}_{L_{AE} + L_{FA}}^{-1} [\hat{P}_{k,m}(F_E)], \quad (36)$$

在焦点面施加约束

$$H_{k,m}(u_0, v_0; a_m, b_m) = \begin{cases} 1, & (u_0 - a_m)^2 + (v_0 - b_m)^2 < R \\ 0, & (u_0 - a_m)^2 + (v_0 - b_m)^2 > R \end{cases}, \quad (37)$$

式中:  $(u_0, v_0)$  为焦点面的坐标;  $(a_m, b_m)$  为子光束焦点坐标, 对应图 15 中的焦点  $f_1, f_2, f_3$  和  $f_4$ 。更新后的焦点面光场分布为

$$\hat{\phi}_{k,m}(F_F) = \phi_{k,m}(F_F) \cdot H_{k,m}(u_0, v_0). \quad (38)$$

7) 将更新后的焦点面光场正向传输到平均面

$$\phi_{k,m}(F_A) = \mathfrak{S}_{L_{FA}} [\hat{\phi}_{k,m}(F_F)], \quad (39)$$

平均面是虚拟面, 一般选择待测样品面或其像面。将

不同位置的子样品平移至同一位置, 图 15 中的向量  $\vec{d}_m$  表示子样品的移动方式

$$|\phi_{k,m}(F_A)| = \text{tran} \left\{ \text{abs} [\phi_{k,m}(F_A)], \vec{d}_m \right\}. \quad (40)$$

对噪声进行平均

$$|\bar{\psi}_{k,m}(F_A)| = \frac{\text{sum}_m [|\phi_{k,m}(F_A)|]}{\sum_{m=1}^M \text{sum}_m [|\phi_{k,m}(F_A)|]} |\phi_{k,m}(F_A)|, \quad (41)$$

再将子样品平移回原来的位置

$$\hat{\psi}_{k,m}(F_A) = \sum_{m=1}^M \text{tran}^{-1} \left[ |\bar{\psi}_{k,m}(F_A)|, \vec{d}_m \right] \cdot \exp \left\{ i \cdot \text{angle} [\phi_{k,m}(F_A)] \right\}. \quad (42)$$

8) 将更新过的平均面分布传输到编码板面, 开始下一次迭代

$$P_{k+1,m}(F_E) = \mathfrak{S}_{L_{AE}} [\hat{\psi}_{k,m}(F_A)], \quad (43)$$

直到误差小于设定值, 停止迭代。

BSEA 技术的实验光路如图 16 所示, 将透镜置于待测样品和光栅之间, 像面在光栅和编码板之间。光栅为  $3 \times 3$  的达曼光栅, 分束角为  $0.5^\circ$ , 编码板单点尺寸为  $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ 。为了评估 BSEA 技术的性能, 用图 16 所示的装置在有无光栅时分别记录一幅衍射斑, 并在有无平均算法的情况下比较重建结果。

图 17(a)、(d)、(g) 所示分别为传统 CMI 技术采集的衍射斑和重建的样品及分辨率, 图 17(b) 所示为 CBS 成像技术采集的衍射斑, 图 17(c) 所示为平均面上的强度分布, 图 17(e)、(h) 所示分别为没有平均算法时重建的样品及分辨率, 图 17(f)、(i) 所示分别为 BSEA 技术采集的衍射斑和重建的样品及分辨率。

通过对比可以看到, 光栅能够提高信息冗余度, 加快算法的收敛速度, 而平均算法能够抑制噪声, 提高重

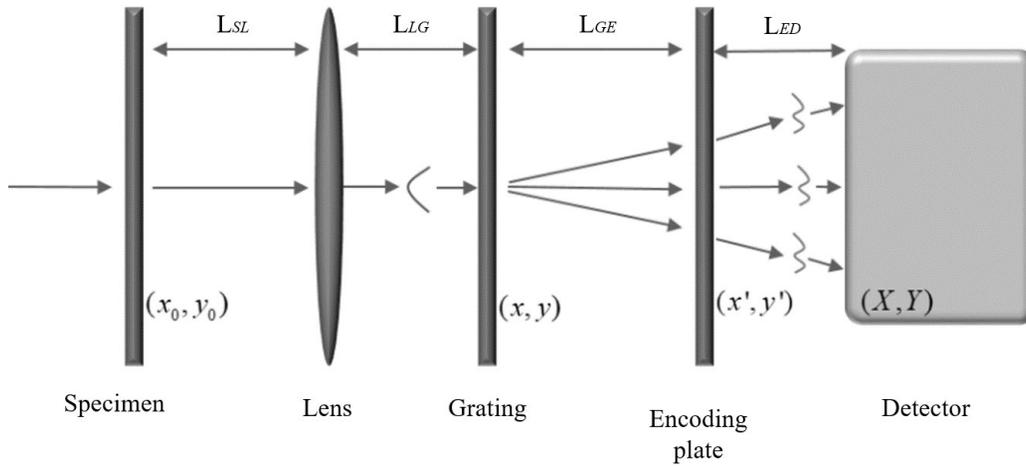


图 16 BSEA 实验光路图<sup>[43]</sup>

Fig. 16 Schematic of lightpath in the BSEA experiment<sup>[43]</sup>

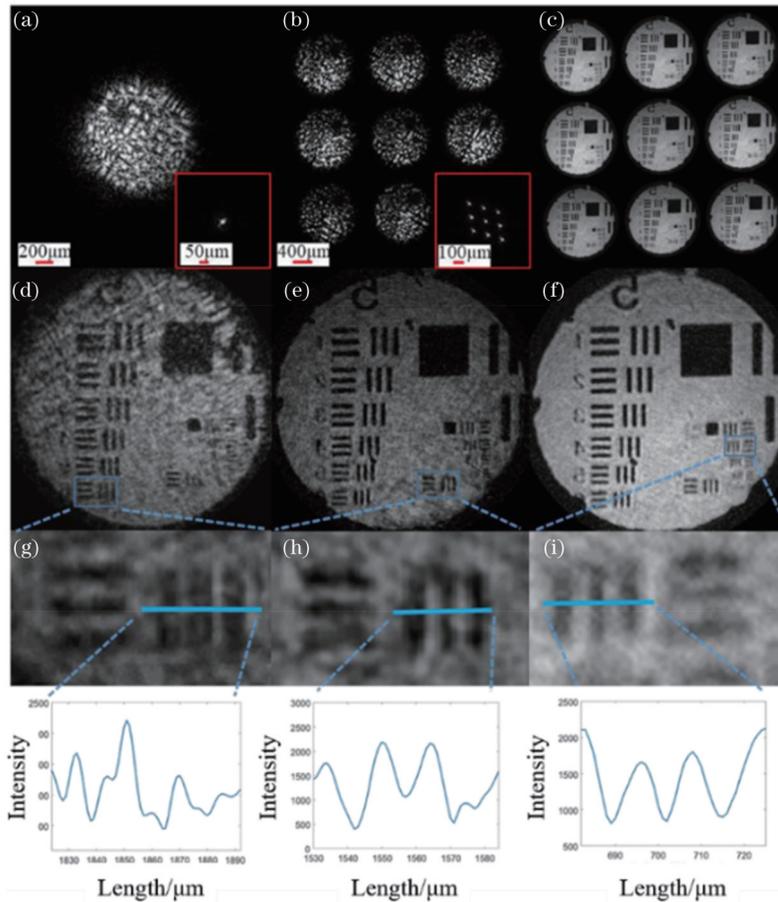


图 17 BSEA 技术与传统 CMI 技术重建能力对比<sup>[43]</sup>。传统 CMI 技术记录的 (a) 衍射斑、(d) 重建的分辨率板, 以及 (g) 对应的实验分辨率; (b) CBS 成像技术记录的衍射斑阵列; 在不使用平均算法情况下重建的 (e) 分辨率板, 以及 (h) 对应的实验分辨率; 在使用平均算法情况下 (c) 平均面上的强度分布, 以及 (f) 重建的分辨率板和 (i) 对应的实验分辨率

Fig. 17 Reconstruction capability comparison between BSEA and traditional CMI<sup>[43]</sup>. (a) Diffraction patterns, (d) reconstructed resolution plate, and (g) corresponding experimental resolution recorded by traditional CMI; (b) diffraction pattern array recorded by the CBS imaging technique; (e) resolution plate reconstructed without using the average algorithm and (h) corresponding experimental resolution; using the averaging algorithm, (c) intensity distribution on the average plane, (f) reconstructed resolution plate, and (i) corresponding experimental resolution

建结果的分辨能力。同等情况下, BSEA 技术的分辨率是传统 CMI 技术的 2.2 倍, 相位测量精度为 3.4 nm, 测量误差为 4.4%。

### 3 应 用

朱健强课题组将 PIE 技术、CMI 技术和 CBS 成像技术广泛应用于高功率激光驱动器的检测工作中, 包括光学元件检测、激光参数检测和激光与物质相互作用过程的检测等。

#### 3.1 光学元件检测

高功率激光驱动器中常用相位型调制器件来控制光束的焦斑分布, 但是其相位分布复杂、梯度变化范围大、精度要求高, 需要精确检测其加工参数与设计参数之间的误差。而且, 驱动器中光学元件的口径一般都在 300 mm 以上, 受到材料纯度、加工工艺、自身重力等因素的影响, 元件内部存在残余应力, 影响光束质量和元件的面形分布, 需要对元件内部的应力分布进行测量, 并提出合理的支撑方案, 提高面形质量。另外, 放大器中钼玻璃导热率低, 热沉积带来的热透镜效应、热光效应、弹光效应、热致双折射效应等<sup>[44-45]</sup>非线性效应会引起透射光的相位畸变, 造成光学元件的损伤, 因

此需要及时测量放大器内热致畸变的分布。上述问题在光学检测中都表现为相位信息, 传统测量手段主要是干涉仪和哈特曼传感器, 或者采用有限元法对光学系统进行理论分析。朱健强课题组将 CDI 技术引入到光学元件检测中, 通过扫描式 PIE 技术获得离线元件高精度的相位分布, 利用单次曝光成像的 CMI 技术获取元件的实时相位分布。

在 SG-II 装置中, 用于束匀滑的连续相位板 (CPP)<sup>[23]</sup> [图 18(b)] 具有口径大、相位梯度范围广等特点<sup>[23]</sup>, 在对其面形和相位分布进行测量时, 传统的测量手段主要是干涉仪, 但是干涉仪在测量大曲率半径和大相位梯度样品时有局限性, 测量结果如图 18(c) 所示, 图中黑色部分是相位梯度过大造成的信息丢失。另外, 大口径干涉仪体积庞大、造价高昂。2009 年, Brady 等<sup>[46]</sup> 利用相位恢复的方法来测量凹面镜面形, 实现了计算成像技术在大口径光学元件面形测量方面的应用。2014 年, Wang 等<sup>[23]</sup> 用 ePIE 的方法对上述 CPP 进行测量, 光路如图 18(a) 所示。分别求出有无 CPP 情况下编码板的人射光场, 并将其逆向传输到 CPP 处, 通过作差求出 CPP 的相位分布, 结果如图 18(e) 所示。该测量结果与相位板的设计值 [图 18(d)]

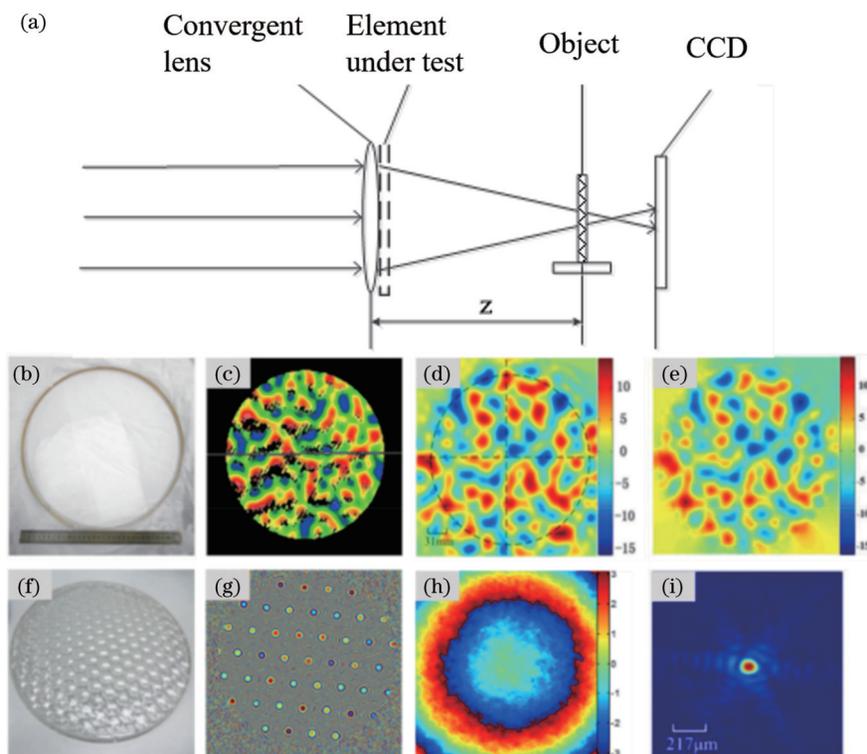


图 18 CDI 技术在大口径光学元件相位测量上的应用<sup>[23, 50]</sup>。(a) 测量方法原理图; (b) CPP 实物图; (c) Zygo 干涉仪测量的相位分布; (d) CPP 相位设计图; (e) ePIE 方法测量的 CPP 相位分布; (f) 阵列透镜实物图; (g) ePIE 方法测量的阵列透镜相位分布; (h) 单个子透镜的相位分布; (i) 单个子透镜焦点处的强度分布

Fig. 18 Application of CDI in phase measurement of large aperture optical elements<sup>[23, 50]</sup>. (a) Schematic of measurement methods; (b) physical picture of CPP; (c) phase distribution measured by Zygo interferometer; (d) CPP phase distribution design diagram; (e) CPP phase distribution measured by ePIE; (f) physical image of array lens; (g) phase distribution of array lens measured by ePIE; (h) phase distribution of a single sublens; (i) intensity distribution of a single sublens at the focal spot

非常接近,二者之间的最大误差为 2.1 rad,空间分辨率为 65 μm。

激光驱动器中另一种束匀滑器件是阵列透镜[图 18(f)]<sup>[47]</sup>,该透镜能够对激光波前进行分割后再重叠,实现对靶的均匀辐照。阵列透镜由一系列长焦距子透镜单元组成,传统方法<sup>[48]</sup>使用焦距仪测量透镜的焦距,焦距仪每次只能测量一个子透镜的焦距,而且需要多次测量取平均值,并且难以对长焦透镜进行精确测量。Wang 等<sup>[49]</sup>在 ePIE 技术基础上,计算出记录面的光场复振幅信息,反推出阵列透镜的相位分布[图 18(g)],根据子透镜的相位[图 18(h)]获得不同传输面上的光场强度[图 18(i)],从而解决阵列透镜的焦距测量精度差的问题。

为了校正光学元件的面形误差,设计合理的支撑结构尤为重要<sup>[50-51]</sup>,其中,边界约束支撑方案通过预紧力调节光学元件内部的应力分布,有效控制元件面形,受到学者们的广泛关注<sup>[52]</sup>。但是,在线测量大口径光

学元件的应力分布非常复杂,没有合适的方法和仪器,目前的研究工作主要集中在利用有限元法获得理论最优的装校方案<sup>[53]</sup>。由于装置链路长、元件多、过程复杂,想要提高计算精度,就需要划分出更多的实体单元,这将显著增加计算量和计算时长,而且无法准确获得和实际情况完全一致的实验参数,因此有限元法获取的理论仿真结果只能作为实际操作过程的参考。

陶华<sup>[39]</sup>利用 CMI 技术快速成像的特点,在大口径光学元件装校中监测光学元件的面形分布。测量光路如图 19(a)所示,待测元件为 45°放置的 700 mm×400 mm×100 mm 反射镜,如图 19(a)插图所示。为了验证边界约束支撑方案的效果,陶华<sup>[39]</sup>记录了不同预紧力下光学元件的面形分布。先测量无施加预紧力时聚焦透镜的透射光场,其振幅和相位如图 19(b)、(c)所示,再在反射镜上施加不同的预紧力,获得聚焦透镜的透射光场[图 19(d)、(e)],通过作差,即可获得预紧力对反射镜面形的影响。

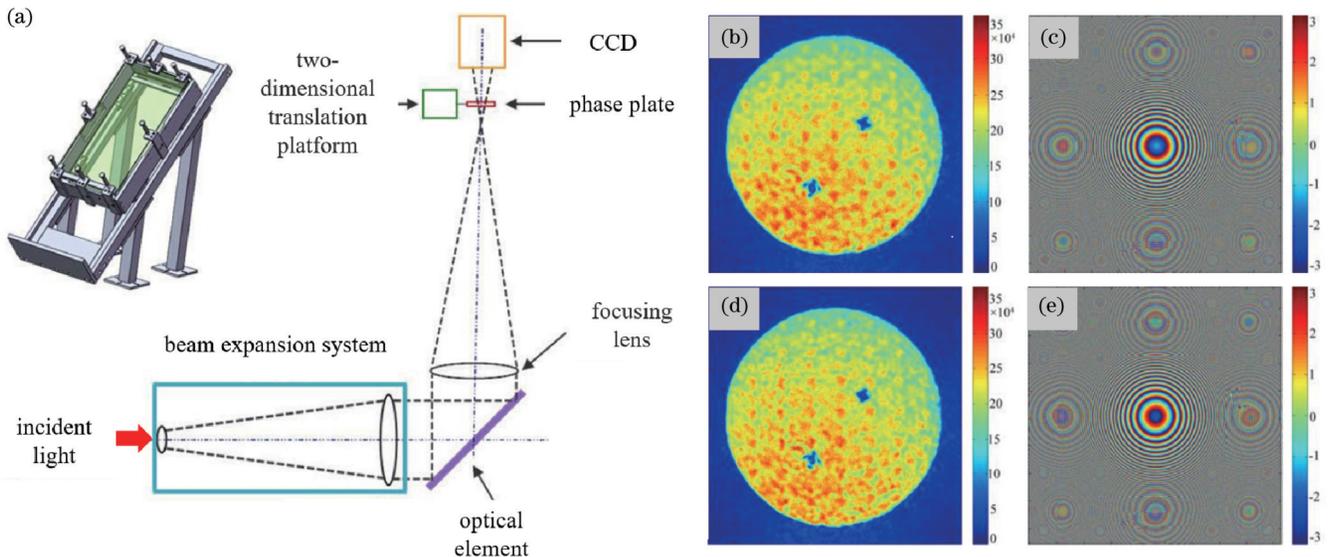


图 19 测量装校应力对光学元件面形影响的原理图,以及预紧力对反射镜面形分布的影响<sup>[39]</sup>。(a)装置原理图;无施加预紧力时聚焦透镜透射光的(b)振幅和(c)相位;施加预紧力时聚焦透镜透射光的(d)振幅和(e)相位

Fig. 19 Schematic for measuring the effect of alignment stress on the surface profile of optical element, and the effect of preload on the profile distribution of mirror<sup>[39]</sup>. (a) Device schematic; (b) amplitude and (c) phase of the transmitted light on the focusing lens surface without applying preload; (d) amplitude and (e) phase of the transmitted light on the focusing lens surface when preload is applied

不同预紧力下反射镜面形的测量结果如图 20 所示,可以看到,预紧力为 0.4 MPa 时反射镜通光口径内面形变化最小,PV 值和 RMS 值分别达到 0.0569λ 和 0.0219λ,比未施加预紧力时减小了 79.6% 和 58.5%。因此,CMI 技术与边界约束支撑方案结合,能够有效提高大口径光学元件的装校效率,减小元件内部的残余应力,调整元件面形。

为进一步精确测量预紧力对大口径光学元件内部应力分布的影响,Cheng 等<sup>[54]</sup>提出一种基于相移 PIE 的全场应力测量方案。该方案采用全口径照明,用

PIE 技术获得透射光的相位信息,并结合四步相移获取元件内部的应力分布,光路如图 21 所示。

将样品放置在扩束后的照明光中,旋转四分之一波片和检偏器,记录 4 个偏折状态下的强度信息[图 22(a)~(d)],利用 PIE 技术计算出不同状态下的振幅和相位分布[图 22(e)~(l)]。

根据得到的振幅和相位,可以从振幅中计算等差线  $\delta_a$  和等倾线  $\varphi$ ,从相位中计算等和线  $\delta_s$ ,公式为

$$\tan(2\varphi) = \frac{I_{s,1} + I_{s,2} - 2I_{s,3}}{I_{s,1} + I_{s,2} - 2I_{s,4}} \quad \text{for } \sin \delta_a \neq 0, \quad (44)$$

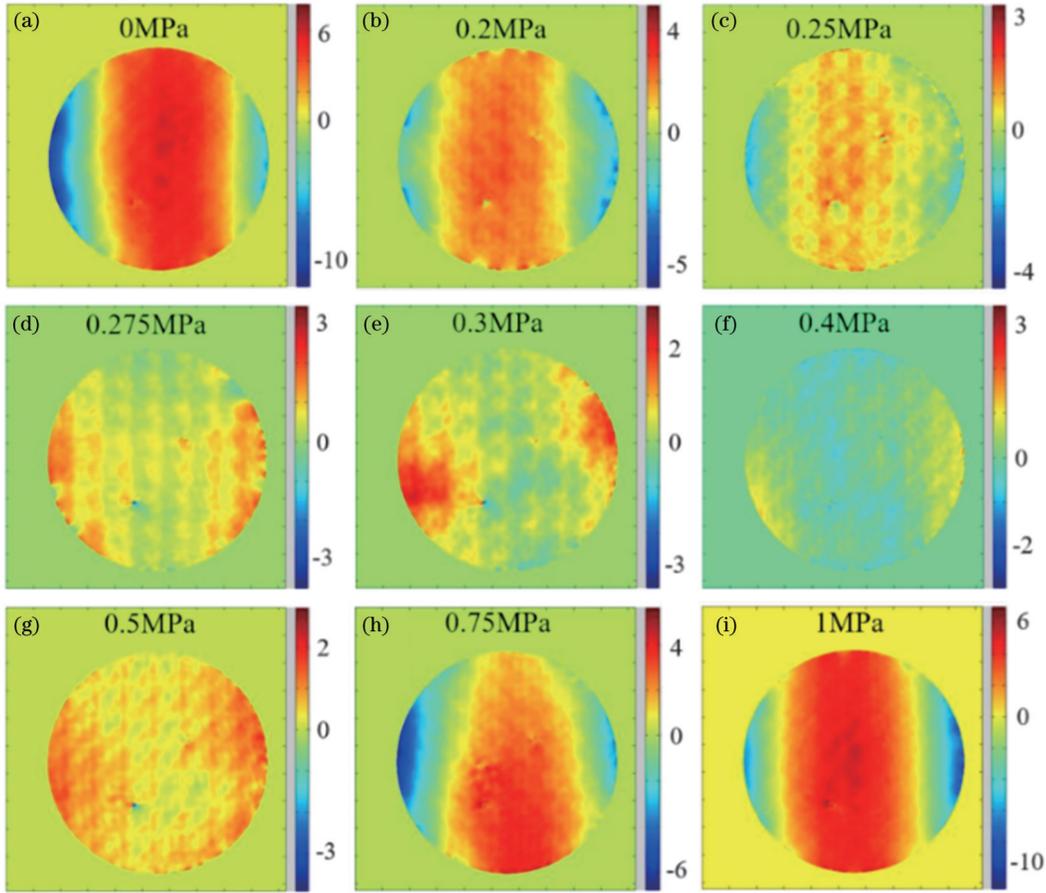


图 20 CMI 方法测量得到的不同预紧力下反射镜的面形<sup>[39]</sup>。(a) ~ (i) 预紧力从 0 增加到 1 MPa 的过程中, 反射镜面形的变化情况  
Fig. 20 Surface profile of mirror under different preload forces measured by CMI method<sup>[39]</sup>. (a)–(i) Change in the surface profile of mirror as the preload increases from 0 to 1 MPa

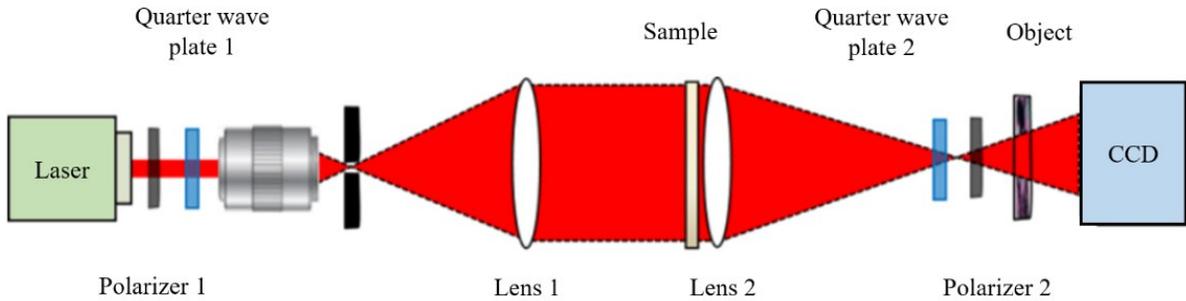


图 21 相移 PIE 全场应力测量技术原理图<sup>[54]</sup>

Fig. 21 Schematic of PIE full-field stress measurement technique<sup>[54]</sup>

$$\tan \delta_d = \frac{(I_{s,1} + I_{s,2} - 2I_{s,3}) \sin(2\varphi) + (I_{s,1} + I_{s,2} - 2I_{s,4}) \cos(2\varphi)}{I_{s,2} - I_{s,1}}, \quad (45)$$

$$P_{s,2} = \left| \cos \frac{\delta_d}{2} \right| \exp \left\{ i \left[ \frac{\delta_s}{2} - \frac{\pi}{4} + \text{sgn} \left( \cos \frac{\delta_d}{2} \right) \times \frac{\pi}{2} \right] \right\} = \begin{cases} \cos \frac{\delta_d}{2} \left| \exp \left[ i \left( \frac{\delta_s}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \right] \right|, & \cos \frac{\delta_d}{2} \geq 0 \\ \cos \frac{\delta_d}{2} \left| \exp \left[ i \left( \frac{\delta_s}{2} - \frac{3\pi}{4} \right) \right] \right|, & \cos \frac{\delta_d}{2} < 0 \end{cases}, \quad (46)$$

式中:  $I_{s,1}$ 、 $I_{s,2}$ 、 $I_{s,3}$ 、 $I_{s,4}$  表示 4 个光强;  $P_{s,2}$  表示照明光的相位。根据上述公式, 实验重建样品内部的等倾线、等差线、等和线如图 23(a)~(c) 所示。

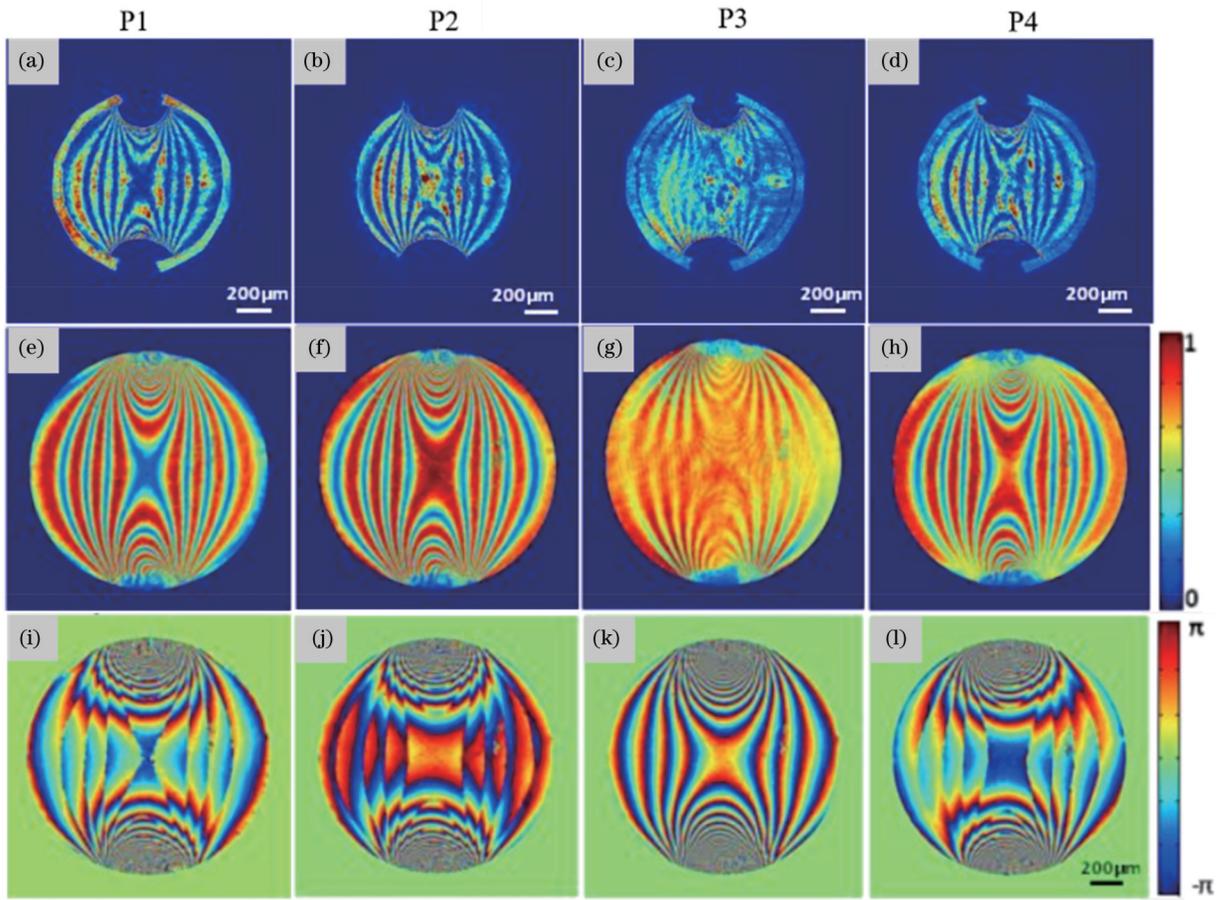


图 22 4 种偏振状态下的光斑图<sup>[54]</sup>。(a)~(d)衍射光斑;PIE 技术重建的(e)~(h)振幅和(i)~(l)相位

Fig. 22 Images of beam pattern under four polarization states<sup>[54]</sup>. (a)–(d) Recorded diffraction patterns; (e)–(h) amplitude and (i)–(l) phase reconstructed by PIE technique

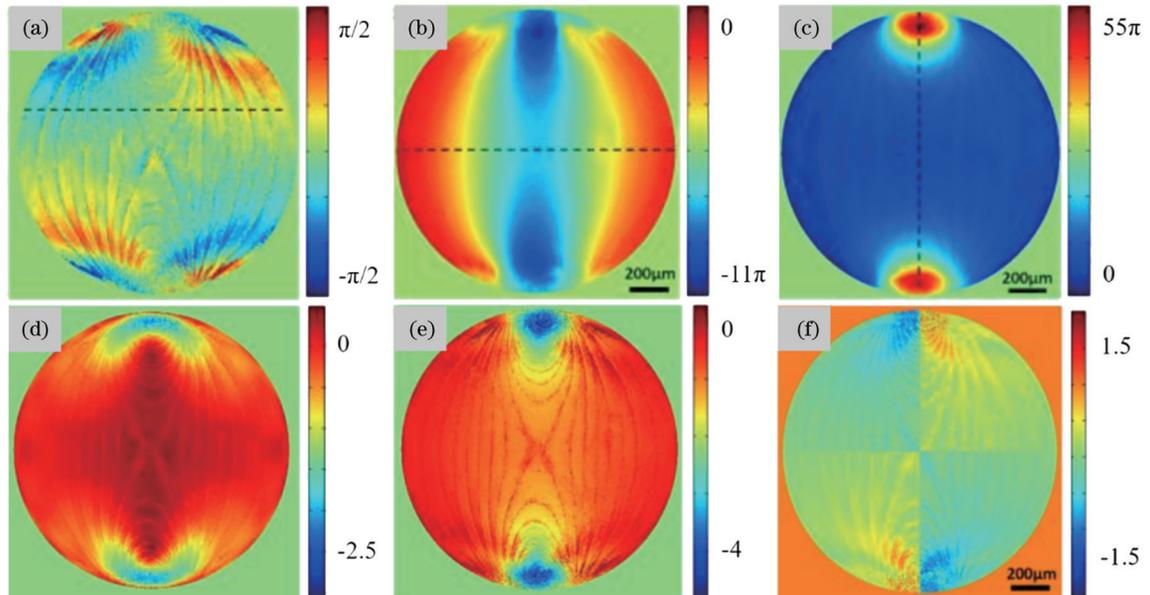


图 23 实验获得的应力分布<sup>[54]</sup>。(a)等倾线  $\varphi$ ; (b)等差线  $\delta_a$ ; (c)等和线  $\delta_s$ ; (d)横向力  $\sigma_x$ ; (e)纵向力  $\sigma_y$ ; (f)剪切力  $\sigma_{xy}$

Fig. 23 Experimental stress distribution<sup>[54]</sup>. (a) Isocline  $\varphi$ ; (b) isometric  $\delta_a$ ; (c) isosum  $\delta_s$ ; (d) transverse force  $\sigma_x$ ; (e) longitudinal force  $\sigma_y$ ; (f) shear force  $\sigma_{xy}$

$x$ 、 $y$  两个方向上的应力  $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$ ，以及剪切力  $\sigma_{xy}$  与双折射相位延迟量 ( $\delta_s$ ,  $\delta_d$ ,  $\varphi$ ) 的关系为

$$\begin{cases} \sigma_s = \frac{\lambda}{2\pi d_{\text{disk}}(C+D)} \delta_s \\ \sigma_d = \frac{\lambda}{2\pi d_{\text{disk}}(C-D)} \delta_d \end{cases}, \quad (47)$$

$$\begin{cases} \sigma_x = \frac{\sigma_s}{2} + \frac{\sigma_d \cos(2\varphi)}{2} \\ \sigma_y = \frac{\sigma_s}{2} - \frac{\sigma_d \cos(2\varphi)}{2} \\ \sigma_{xy} = \sigma_d \sin \varphi \cos \varphi \end{cases}, \quad (48)$$

式中： $d_{\text{disk}}$  为圆盘厚度； $C$ 、 $D$  为光弹常数，实验中， $C = -345 \times 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$ 、 $D = -163 \times 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$ ； $\sigma_s$  为主应

力之和； $\sigma_d$  为主应力之差。实验中计算的样品内主应力分布如图 23(d)~(f) 所示。该方案将 PIE 技术与四步相移原理相结合，实现了两个主应力分量的分离，为应力测量提供了一种新思路。

针对钎玻璃放大器中的热沉积现象，研究人员提出了多种相位补偿方案<sup>[45]</sup>和散热方案<sup>[55]</sup>来提高激光驱动器的重复频率。传统的分析方案是有限元法<sup>[56]</sup>，即根据实际工作参数模拟计算激光驱动器内部的热分布和应力分布，但是激光驱动器结构庞大、计算过程复杂，仿真结果与实验测量结果无法完全一致。另一种常用的方案是哈德曼传感器，但是其只能测得低频成分，分辨率较低，而且增益介质内的热透镜效应会引入球面相位因子，使微透镜的焦斑重叠在一起<sup>[38]</sup>，无法求解，如图 24 所示。

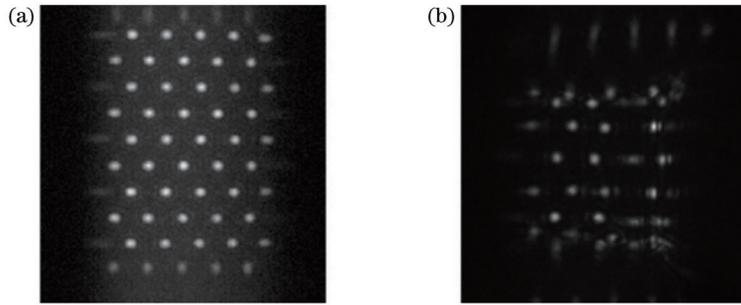


图 24 哈德曼传感器记录的焦斑<sup>[38]</sup>。(a) 没有泵浦光时记录的焦斑；(b) 有泵浦光时记录的焦斑

Fig. 24 Focal spots recorded by Hardman sensor<sup>[38]</sup>. (a) Focal spot recorded without pumping; (b) focal spot recorded with pumping

2015 年，Wang 等<sup>[49]</sup>采用 ePIE 方法对 10 Hz 和 40 Hz 工作条件下的热致波前畸变进行测量，测量光路如图 25(a) 所示，但是该方法需要通过扫描的方式记录多幅衍射斑图像，数据采集时间较长，对于时刻变化的热力场来说，重建结果是数据采集时间段内的平均效应，存在一定的误差。

为了获得光学元件内准确的热力场分布，陶华等<sup>[57]</sup>提出一种基于 CMI 技术的热畸变测量方案，该方案只需要记录一幅衍射斑图像就可以重建待测元件透射光的振幅和相位，从而获得光学元件内部的热分布。其测量光路与文献<sup>[49]</sup>的光路相同，如图 25(a) 所示，在激光放大器后侧放置一块聚焦透镜，将相位分布已知的随机相位板放置在焦点附近，用 CCD 记录衍射光斑。先记录一幅放大器关闭时的衍射光斑图像作为整个测量过程中系统的基准，再分别记录放大器工作在重复频率为 1、5、7 Hz 时的衍射光斑。分别重建 4 种状态下随机相位板入射光的相位分布，并减去系统的基准，便可以得到不同重复频率下系统热畸变引起的相位变化，结果如图 25(b)~(g) 所示。分析测量结果可以发现：当重复频率为 1 Hz 时，热沉积主要集中在元件右侧，相位变化范围为  $-7.9 \sim 6.2 \text{ rad}$ ；当重复频率增加到 5 Hz 时，热沉积开始向元件中部发展，相位变化范围扩大到  $-9.8 \sim 5.8 \text{ rad}$ ；当重复频率增加到 7 Hz

时，热沉积进一步向元件左侧发展，相位变化范围扩大到  $-10.5 \sim 7.8 \text{ rad}$ 。可见，高功率激光驱动器的热畸变现象非常明显，想要提高装置的重复频率，高效的散热方式或者相位校正装置非常重要。

### 3.2 激光参数测量

CDI 技术不仅应用于大口径光学元件的相位检测，还应用于高功率激光驱动器中激光参数的在线测量，其中包括光束近远场的复振幅分布、终端靶场的焦斑分布，以及脉冲光的时域参量等。

高功率激光驱动器中对焦点强度分布的控制至关重要，虽然用 CCD 可以直接获取焦斑的轮廓和强度分布，但是调控相位可以进一步改善焦斑的光束质量<sup>[58]</sup>，使其更接近衍射极限，所以相位测量可以提供更高的测量精度。如前文所述，传统的相位测量手段包括干涉仪和哈特曼传感器等，但它们有各自的局限性。另外，多种基于 CDI 原理的波前测量技术正快速发展。

Matsuoka 等<sup>[21]</sup>应用菲涅耳相位反演法，通过测量任意两个平面，间接估算其他平面的波前分布，实现高功率超短激光脉冲的波前测量。菲涅耳相位反演法主要基于 G-S 算法和 Fienup 的相位重建算法，流程如图 26(a) 所示。实验中，激光脉宽为 100 fs，两个测量平面相距 1.7 m，记录的光强分布如图 26 的 Image1 和 Image2 所示，重建的相位分布如第 3 列所示。图 26

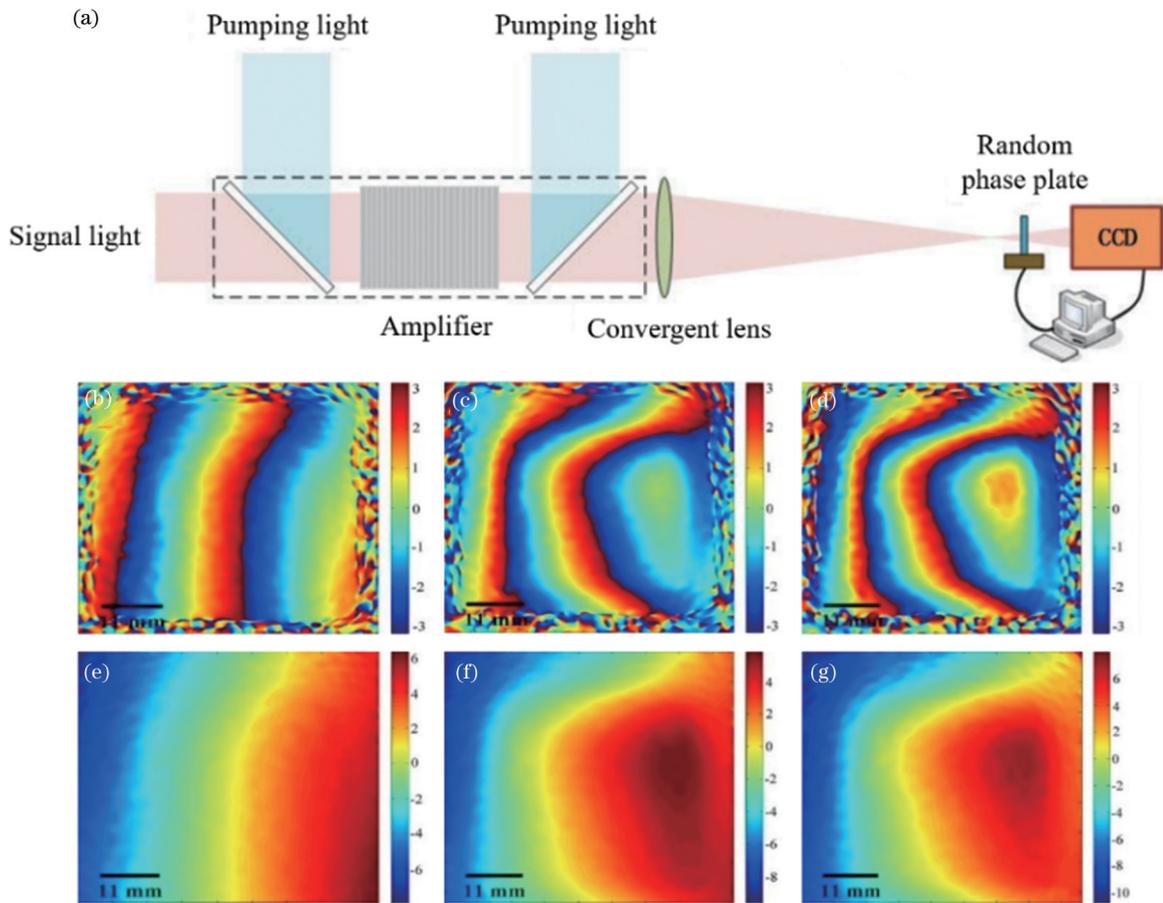


图 25 基于 CDI 的波前热畸变测量<sup>[49, 57]</sup>。(a)测量光路原理图；(b)~(d)放大器工作在重复频率为 1、5、7 Hz 时的相位差；(e)~(g)对应的解包裹后的相位分布

Fig. 25 Measurement of wavefront thermal distortion based on CDI<sup>[49, 57]</sup>. (a) Schematic of measuring lightpath; (b)~(d) phase difference when the amplifier works at repetition frequency of 1, 5, and 7 Hz; (e)~(g) phase distribution after unwrapping

(b)~(d) 的测量精度分别为  $0.36\lambda$  (PV) 和  $0.05\lambda$  (RMS)、 $0.22\lambda$  (PV) 和  $0.03\lambda$  (RMS)、 $0.25\lambda$  (PV) 和  $0.04\lambda$  (RMS)。图 26(b)、(c) 中泵浦能量都是 450 mJ, 输出能量分别为 42 mJ 和 2 mJ, 图 26(d) 的泵浦能量为 210 mJ, 输出能量为 2 mJ。可以看到, 晶体中的热相差对波前分布具有显著影响。

2008 年, Jeong 等<sup>[59]</sup>提出一种基于误差减小算法的相位反演方法, 用于重建 100 TW 蓝宝石激光脉冲的波前像差, 重建过程如图 27(a) 所示, 其展示了从两束光的强度测量中重建波前像差的过程。实验光路如图 27(b) 所示, 待测光经反射镜 M1 进入压缩室, 并被焦距为 1.5 m 的消色差透镜聚焦。利用折叠镜 M2 将光束引入 CCD, 随后取出 M2, 将光束准直后进入波前传感器, 该传感器可以记录脉冲光的波前像差和强度分布。将测得的强度作为重建算法的输入量, 测得的波前像差作为参考基准, 与由焦点重建得到的波前像差进行比较。

Jeong 等<sup>[59]</sup>先用 32 通道的双压电变形镜对激光脉冲进行校正, 再加入某种波前像差。图 28(a) 所示为加入散光 ( $Z_2^{-2}$ ) 和慧差 ( $Z_3^1$ ) 时, 用波前传感器直接测

量的波前像差。在相同条件下, 经过 200 次迭代, 由焦斑和强度分布图重建的波前像差如图 28(b) 所示, 图 28(c) 所示为单个泽尼克系数, 用来比较两种重建结果的相似性, 用 RMS 值定义测量精度, 实测波前与重建波前的泽尼克系数之差为  $0.05 \mu\text{m}$ 。

上述两种方法都需要采集多个面上的强度分布, 实际操作复杂, 而且需要采集到较为准确的初始值才能获得待测光束的相位分布, 算法本身收敛性较差, 应用具有局限性。

2008 年, 研究人员在 OMEGA EP 皮秒拍瓦装置上安装了一套采用远程波前测量系统的焦斑诊断 (FSD) 装置<sup>[60]</sup>, 对靶球面焦斑分布进行预测, 但是该装置的测量结果受限于波前传感器的测量精度和系统误差的校准精度。2012 年, 研究人员采用相位重建算法来改进波前测量技术<sup>[22]</sup>, 使 FSD 预测的焦斑与靶室内远场相机直接记录的光斑之间的相似度从 0.78 提高到 0.94。图 29(a) 为 OMEGA EP 的部分终端装置示意图, 图中标出了焦点测量系统的相对位置, 该系统包含一台高分辨率哈特曼传感器和一台远场 CCD, 分别用来测量采样光束的近场振幅、相位和焦点通量。当

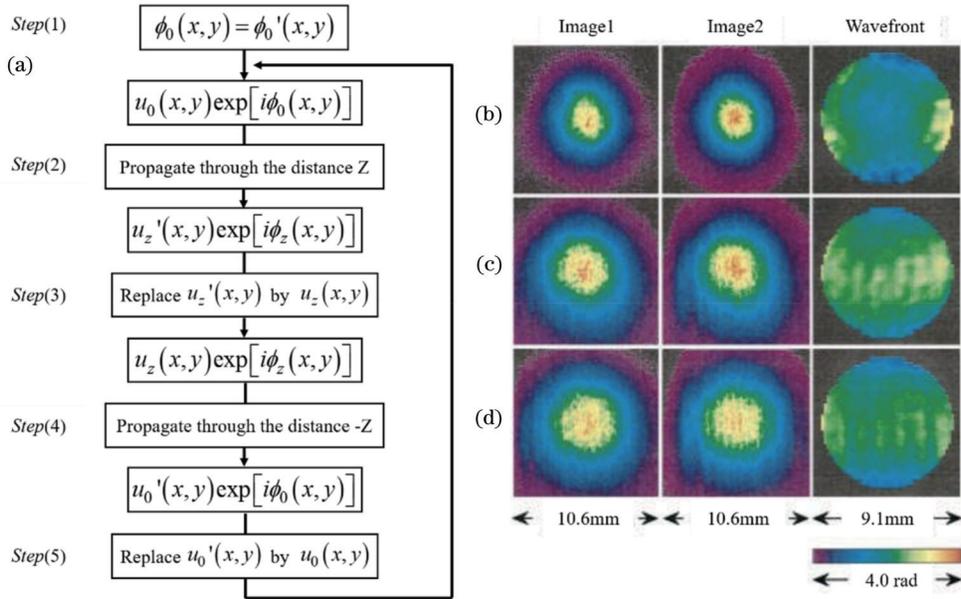


图 26 菲涅耳相位反演法测量的高功率激光波前分布<sup>[21]</sup>。(a)算法流程图；(b)~(d)不同能量下光束的强度分布以及重建的相位分布，其中(b)泵浦能量为450 mJ、输出能量为42 mJ，(c)泵浦能量为450 mJ、输出能量为2 mJ，(d)泵浦能量为210 mJ、输出能量为2 mJ

Fig. 26 Wavefront distribution of high-power laser measured by Fresnel phase inversion method<sup>[21]</sup>. (a) Algorithm flow chart; (b)-(d) beam intensity distribution and reconstructed phase distribution under different energies, wherein (b) pump energy is 450 mJ and output energy is 42 mJ, (c) pump energy is 450 mJ and output energy is 2 mJ, (d) pump energy is 210 mJ and output energy is 2 mJ

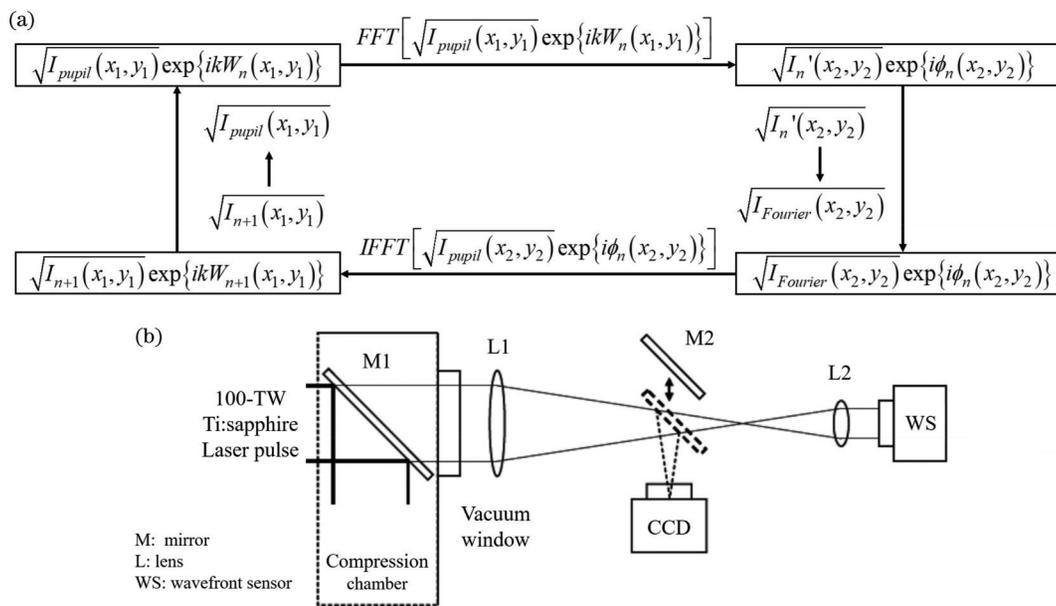


图 27 基于误差减小算法的相位反演流程图和实验光路<sup>[59]</sup>。(a)流程图；(b)实验光路

Fig. 27 Phase inversion flow chart and experimental lightpath based on error reduction algorithm<sup>[59]</sup>. (a) Flow chart; (b) experimental lightpath

打靶能量较低时，将焦点显微镜(FSM)放置在靶室内，直接用CCD对靶球面上的焦点进行成像。将这两台CCD采集的图像用作相位重建算法焦斑重建结果的评估标准。

OMEGA EP装置光束的分段特性会影响FSD预测精度，离散段的平均相位具有不确定性，从而影响预

测焦点的准确性。通过远场CCD可以获取相对平均相位，消除上述不确定性。另一个影响因素是CCD聚焦透镜出瞳处的波前轮廓与哈特曼传感器测量的波前之间的差异，这种静态误差可以通过相位反演获得。相位重建算法的流程如图29(b)所示，输入量包括FSD获得的近场强度、波前和远场CCD获得的焦斑强

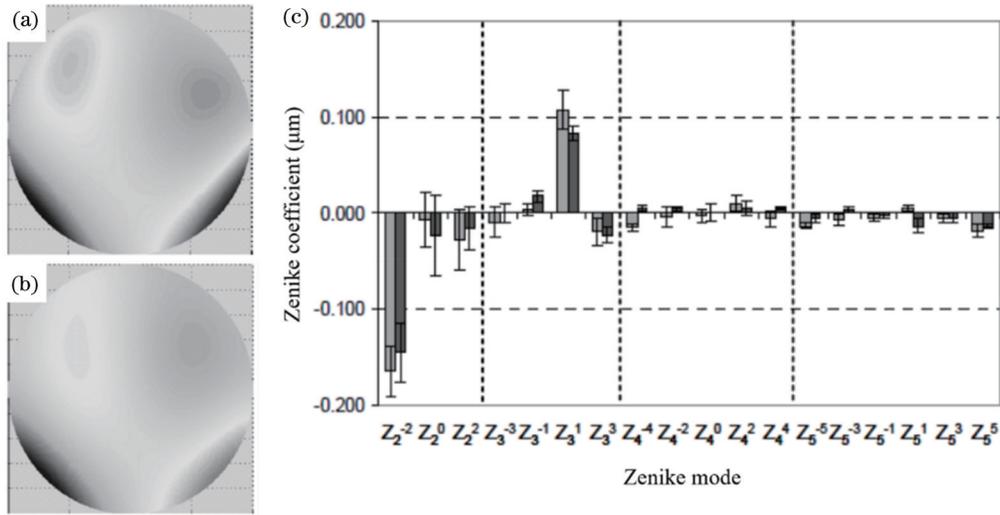


图 28 波前像差测量结果<sup>[59]</sup>。(a)波前传感器测量的波前像差;(b)相位反演算法重建的波前像差;(c)两种方法获得的波前像差比较

Fig. 28 Measurement results of wavefront aberration<sup>[59]</sup>. (a) Wavefront aberration measured by wavefront sensor; (b) wavefront aberration reconstructed by phase inversion algorithm; (c) comparison of wavefront aberration obtained by two methods

度。通过比较重建近场强度和FSM记录的近场强度,产生误差评价函数,之后用非线性优化算法对后续迭代的参数进行优化,并且用退火算法来识别近似解,用梯度搜索算法来获得更准确的估计,从而寻找到全局解。另外,需要考虑系统的色差问题。

为了验证相位重建算法的性能,将FSD重建的结果与远场CCD采集的结果进行比较,结果如图30所示,其中图30(a)所示为远场CCD直接记录的焦斑,FSD未经校正的测量结果如图30(b)所示,经过相位重建算法校正,重建结果如图30(c)所示,相关性从0.71提升到0.95,峰值强度的预测精度也由最初高估200%以上压缩到10%以内。

由于FSM无法在高能打靶过程中使用,因此上述结论都是建立在低能量打靶过程中;对于FSM在高能打靶过程中的有效性,还需进一步研究和改进。

针对SG-II装置中打靶光束的波前分布和焦斑特征,研究人员开展了相关研究<sup>[40, 61-63]</sup>,采用的手段主要是CMI技术,其测量原理如2.2节所述。波前测量系统在SG-II装置中的位置如图31(a)所示,系统内部结构如图31(b)所示,主要包括一台CCD和一块随机相位板,相位板的相位通常只有0和 $\pi$ 两个值,呈随机分布,如图31(c)所示。

为了验证CMI技术在高功率激光驱动器中的可靠性,需要将波前测量系统与几何光学系统的测量结果进行对比,两套测量系统的位置关系如图31(d)所示。待测光波长为1053 nm,光束口径为300 mm,输出能量为600 J,几何光学系统直接测量的焦斑分布如图32(a)所示,波前测量系统获得的焦斑分布如图32(b)所示。

图32(a)中有大面积的饱和区域,很多细节信息

无法分辨。为了更加直观地进行对比,对图32(b)的结果进行模拟饱和处理,得到的结果如图32(c)所示,可以看到,波前测量系统测量结果的准确性较高。波前测量系统在对测量结果进行数字处理时,采用双精度数据类型,且算法对光束能量分布不敏感,强度的动态范围可以达到 $10^7$ 量级,因此可获得光斑分布的更多细节信息。

根据菲涅耳原理,通过传输波前测量系统重建的焦斑分布,可以得到不同平面上的强度信息(图33),从而快速获得真正的焦点位置,为光路参数的调整提供参考。图33(b)对应的焦斑强度见图32(b),其传输距离为0.76 mm。

为了研究气流扰动对光束质量的影响<sup>[61]</sup>,在空调系统完全打开的状态下,研究人员利用CMI单次曝光成像技术的优势,以1 Hz的频率连续记录多个时刻的衍射斑,重建出各个时刻的复振幅分布,如图34所示。可以看到,各个时刻光斑的振幅分布变化不大,但是相位变化非常剧烈,变化范围为 $-4.8682 \sim 5.0506$  rad。

NIF的光学终端组件(FOA)结构如图35(a)所示<sup>[64]</sup>,基频光(1053 nm)经放大器进行能量提升后,在FOA中进行频率转换,获得打靶用的3倍频光束( $3\omega$ , 351 nm),SG-II装置的结构与其类似。受到热畸变、非线性效应、元件缺陷等因素的影响, $3\omega$ 光束的波前分布复杂,传统CMI技术经常出现重建结果不收敛的情况,因此对 $3\omega$ 光束波前结构的精确测量面临着诸多困难。

2022年,He等<sup>[63]</sup>提出一种多焦面约束CMI算法,通过在不同距离上设置不同尺寸的约束孔径,将传统CMI技术中的虚拟焦平面由1个增加到6个,成功解决了复杂光场的收敛问题,并将其应用到 $3\omega$ 光束的波

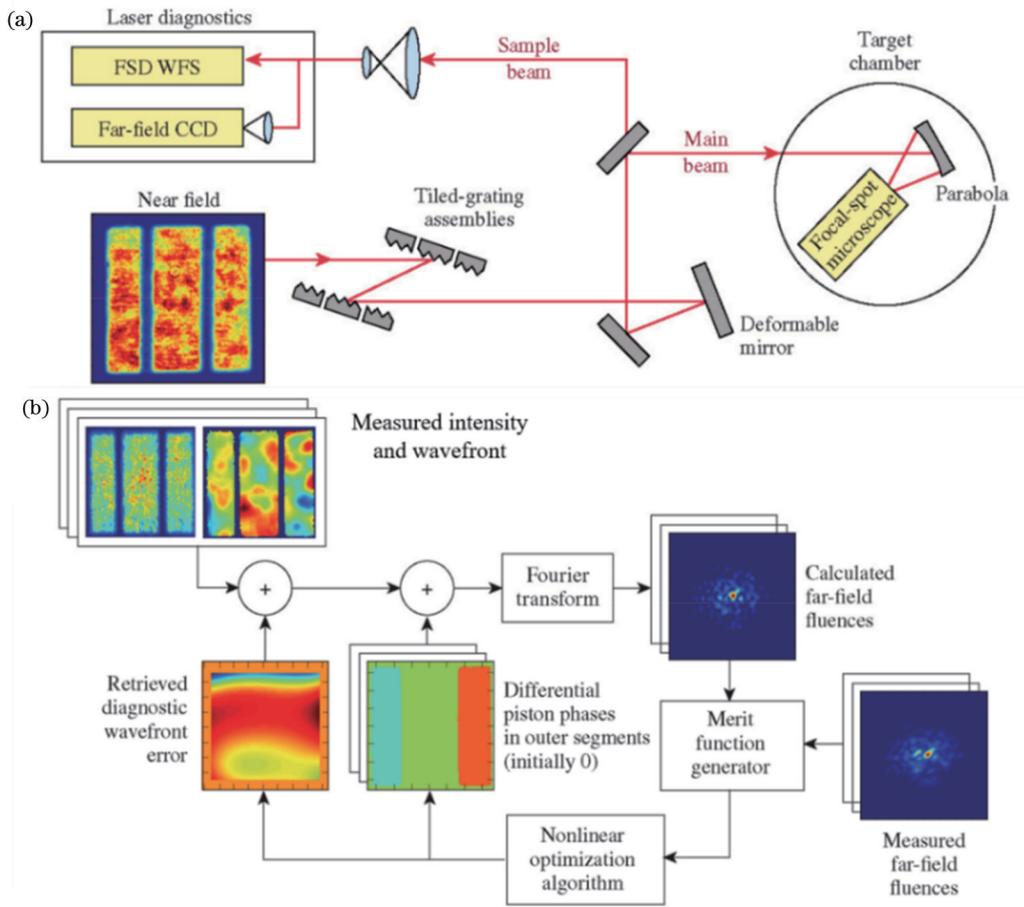


图 29 OMEGA EP 焦斑诊断装置和重建算法示意图<sup>[22]</sup>。(a) OMEGA EP 终端系统焦斑诊断装置示意图, 其中 WFS 是波前传感器; (b) 用于波前诊断的相位重建算法流程

Fig. 29 Schematic of OMEGA EP focal spot diagnosis device and reconstruction algorithm<sup>[22]</sup>. (a) Schematic of OMEGA EP terminal system focal spot diagnosis device, and WFS stands for wavefront sensor; (b) flow chart of phase reconstruction algorithm for wavefront diagnosis

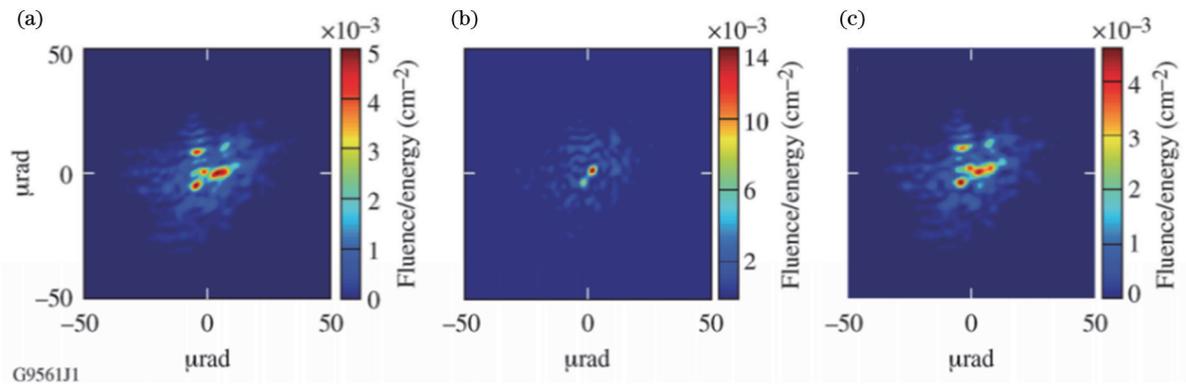


图 30 一个改进样本光束焦点预测的实验结果<sup>[22]</sup>。(a) 远场 CCD 直接记录的焦斑; (b) FSD 初始预测值 (相关性为 0.71); (c) 改进后 FSD 预测值 (相关性为 0.95)

Fig. 30 Experimental results of an improved sample beam focus prediction<sup>[22]</sup>. (a) Focal spot directly recorded by far-field CCD; (b) initial FSD predicted value (cross-correlation is 0.71); (c) improved FSD predicted value (cross-correlation is 0.95)

前测量中。测量光路如图 35(b)所示,基频光能量为 0.4 J,  $3\omega$  光束由采样镜取样后,经聚焦透镜和随机相位板进入 CCD,采集的光斑如图 35(c)所示。

实验中分别在距离为 11.3、2.8、2.5、1.9、1.8、1.6 mm 的平面内根据能量关系设置不同直径的小孔

作为约束,经过 2000 次迭代,重建出  $3\omega$  光束在相位板平面的振幅和相位分布,以及  $3\omega$  光束的近场振幅和相位分布,如图 36 所示。与传统 CMI 相比,多焦面约束 CMI 算法能够为复杂光场施加更多的约束条件,获得更好的收敛效果。

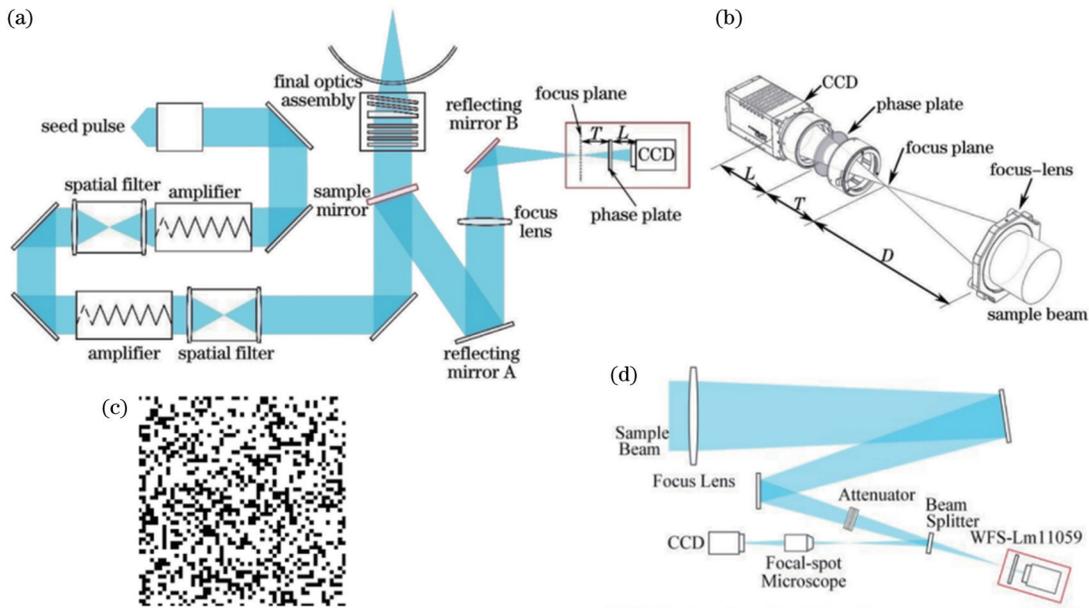


图 31 波前测量系统原理图<sup>[40]</sup>。波前测量系统在 SG-II 装置中的 (a) 位置和 (b) 结构示意图; (c) 相位板的相位分布; (d) 波前测量系统与直接测量焦斑分布装置的位置关系

Fig. 31 Schematic of wavefront measuring system<sup>[40]</sup>. (a) Position and (b) structure diagram of wavefront measuring system in the SG-II; (c) phase distribution of phase plate; (d) position relationship of wavefront measuring system and direct measurement device of focal spot distribution

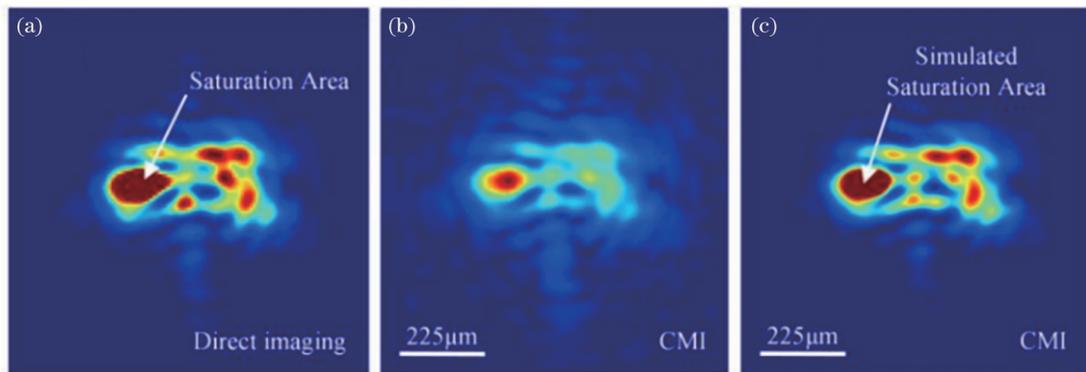


图 32 焦斑强度分布图<sup>[40]</sup>。(a) 几何光学系统获得的焦斑分布; (b) 波前测量系统获得的焦斑分布; (c) 对图 32(b) 进行数字饱和处理的结果

Fig. 32 Focal spot intensity distribution<sup>[40]</sup>. (a) Focal spot distribution obtained by geometric optics system; (b) focal spot distribution obtained by wavefront measurement system; (c) the result of digital saturation of Fig. 32(b)

在距离相位板 12.2 mm 处,用另一台 CCD 直接记录一幅  $3\omega$  光束的振幅分布图像,如图 37(a) 所示,同时将多焦面约束 CMI 算法计算的近场结果传递到此处,振幅分布如图 37(b) 所示。通过对比,验证了多焦面约束 CMI 算法的准确性。另外,由菲涅耳传输定理可以获得不同平面的复振幅分布,从而观测焦点附近光束能量的演变过程,如图 37(c) 所示。

高功率激光驱动器的高能脉冲由种子光经复杂的激光链路放大产生<sup>[65-67]</sup>,其间会产生多种非线性效应,种子光复振幅的任何微小变化都会影响输出光束的波形分布,并影响最终的物理实验。为了提升驱动器的各项性能,需要对种子光的时间特性进行精确测量。SG-II 装置中的打靶光束为纳秒脉冲,测量过程中,主

要通过示波器来记录纳秒光的时间强度,但是无法有效记录其时间相位分布。1992 年,Fee 等<sup>[67-68]</sup>提出一种将连续光作为参考光的干涉法,并用来测量脉冲光的时间相位分布,但是工程中很难获得符合要求的参考光。2011 年,Bowlan 等<sup>[69]</sup>将 FROG (frequency-resolved optical gating) 技术应用到纳秒脉冲的时间特性测量,实现了宽延时和光谱的精细分离,但是测量结果的信噪比较低。

2021 年,潘良泽等<sup>[70-71]</sup>提出一种基于时域剪切的技术手段,并用来测量纳秒脉冲的时间相位分布。测量原理为:将待测光束  $E(t) = A(t) \exp[i\omega_0 t + i\varphi(t)]$  分为两部分,一部分经过移频系统获得移频量  $\delta\omega$ ,记

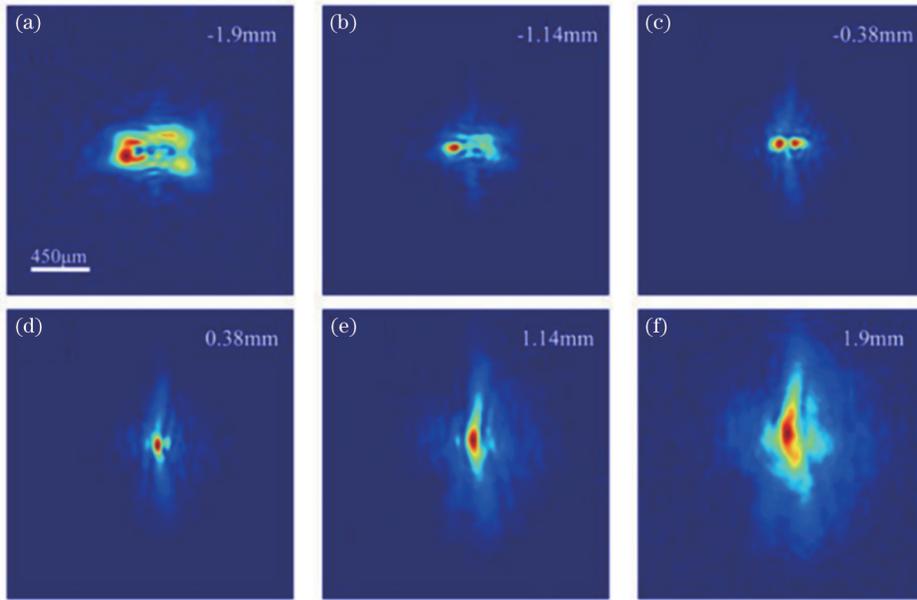


图 33 激光输出能量为 600 J 时,不同距离上的焦斑分布<sup>[40]</sup>。(a)到最小焦斑平面的距离为 -1.9 mm;(b)到最小焦斑平面的距离为 -1.14 mm;(c)到最小焦斑平面的距离为 -0.38 mm;(d)到最小焦斑平面的距离为 0.38 mm;(e)到最小焦斑平面的距离为 1.14 mm;(f)到最小焦斑平面的距离为 1.9 mm

Fig. 33 Focal spot distribution at different distances when the laser output energy is 600 J<sup>[40]</sup>. (a) Distance to the minimum focal spot plane is -1.9 mm; (b) distance to the minimum focal spot plane is -1.14 mm; (c) distance to the minimum focal spot plane is -0.38 mm; (d) distance to the minimum focal spot plane is 0.38 mm; (e) distance to the minimum focal spot plane is 1.14 mm; (f) distance to the minimum focal spot plane is 1.9 mm

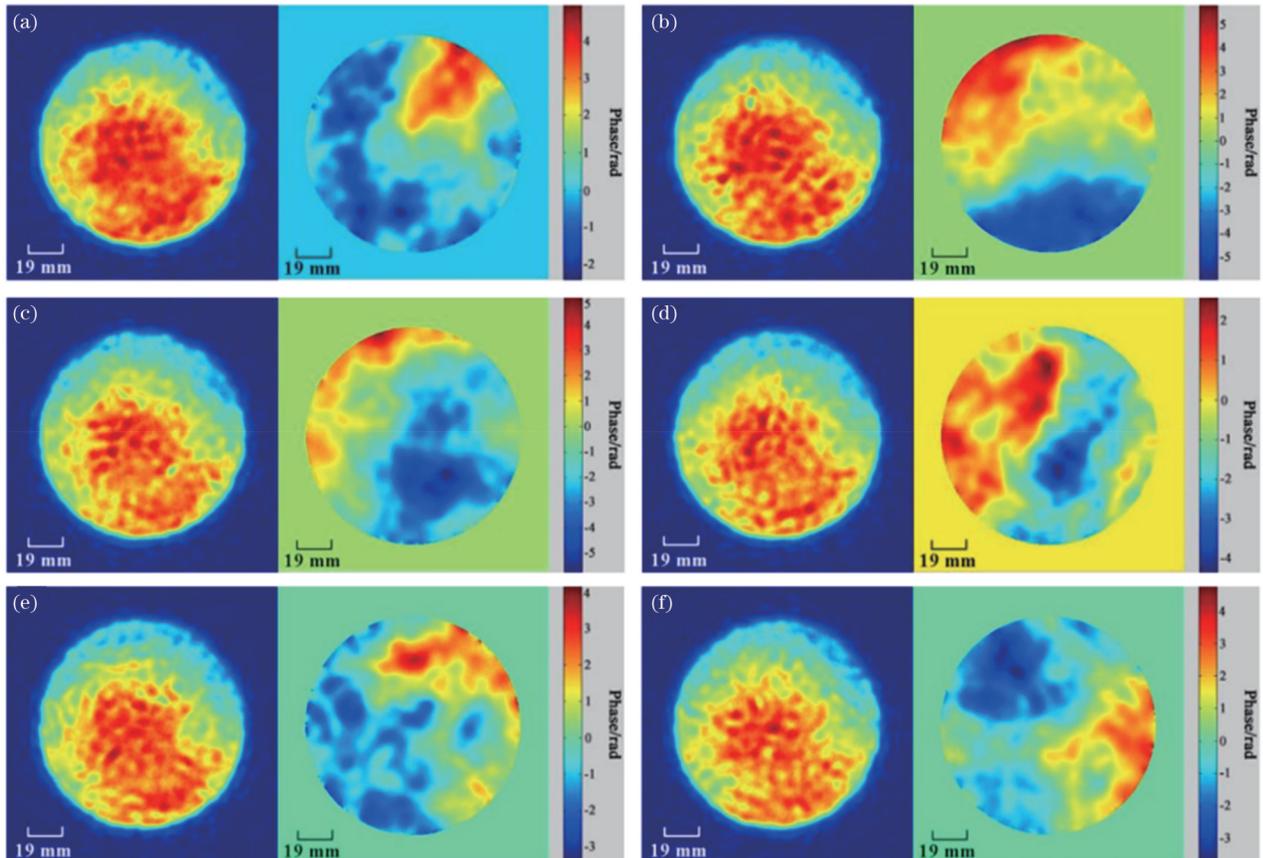


图 34 空调系统打开的情况下,连续 6 个时刻采集的衍射斑,每幅图像的采集间隔为 1 s,重建 6 个时刻的复振幅分布,并比较 6 个时刻的相位分布<sup>[61]</sup>

Fig. 34 Diffraction spots at six continuous moments when the air conditioning system was turned on, with an interval of 1 s, the complex amplitude distribution of six moments was reconstructed, and the phase distribution of six moments was compared<sup>[61]</sup>

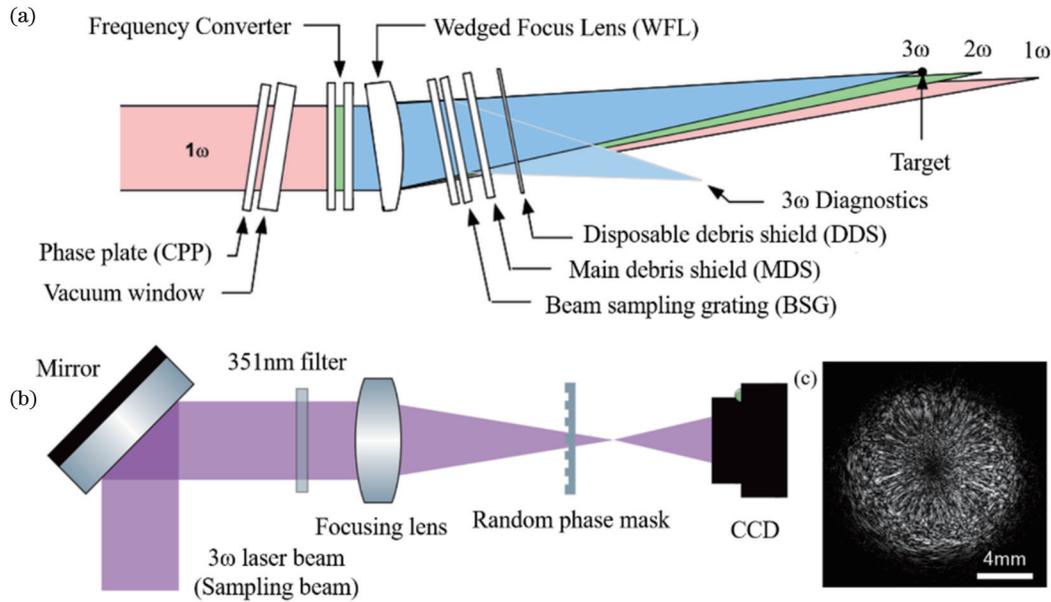


图 35 高功率激光驱动器焦斑诊断示意图。(a) NIF 终端光学组件结构示意图<sup>[64]</sup>；(b)  $3\omega$  光束测量原理图<sup>[63]</sup>；(c) 实验采集的衍射斑<sup>[63]</sup>

Fig. 35 Schematic of focal spot diagnosis for high power laser driver. (a) Schematic of NIF terminal optical component<sup>[64]</sup>；(b) schematic of  $3\omega$  beam measurement<sup>[63]</sup>；(c) diffraction pattern collected by experiment<sup>[63]</sup>

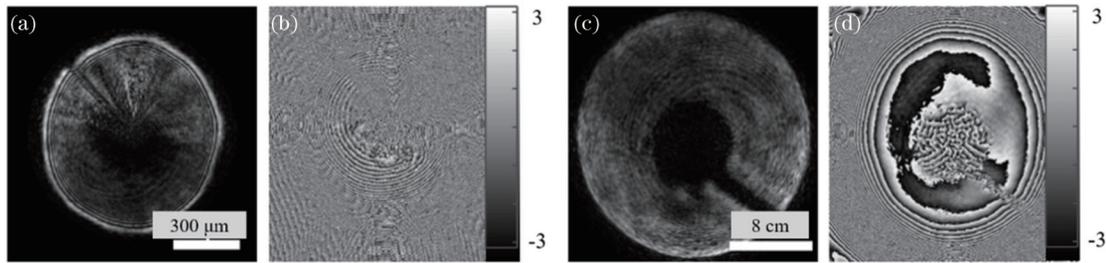


图 36  $3\omega$  光束重建结果<sup>[63]</sup>。相位板面的 (a) 振幅和 (b) 相位分布；近场的 (c) 振幅和 (d) 相位分布

Fig. 36 Reconstruction results of  $3\omega$  beam<sup>[63]</sup>. (a) Amplitude and (b) phase distributions of phase mark; (c) amplitude and (d) phase distributions of near-field

为  $E(t) \exp(i t \delta \omega)$ ，另一部分用于获得时间延时  $\tau$ ，记为  $E(t - \tau)$ 。将两束光合束，其时间强度为

$$S(t) = A(t)^2 + A(t - \tau)^2 + 2A(t)A(t - \tau) \cos[\Delta\varphi_r + \delta\omega \cdot t + \omega_0 t], \quad (49)$$

式中： $\Delta\varphi_r(t) = \varphi(t) - \varphi(t - \tau)$ 。式(42)等号右侧前两项分别表示移频光束和延时光束的强度，第三项会使合成的时间强度产生间隔为  $2\pi/\delta\omega$  的条纹。实验光路如图 38 所示。

用自参考时域剪切纳秒相位测量系统测量 23~39 ns 激光脉冲的时间相位分布，结果如图 39 所示。为验证该方案的可行性，将测得的脉冲时间复振幅  $|A(t)| \exp[i\varphi(t)]$  进行傅里叶变换，得到其光谱复振幅。将计算得到的光谱强度与法布里-珀罗干涉仪得到的光谱曲线进行对比，如图 39(i)~(l) 所示，可以看到，两种方法得到的光谱结构基本一致。

为了进一步研究脉冲激光的时空特性，Xu 等<sup>[72]</sup>在

CMI 技术的基础上，结合空域分割技术，提出了空间光谱相干调制成像 (CMISS) 技术，并测量了脉冲光的三维参量 ( $x-y-t$ )。测量光路如图 40(a) 所示，待测光中心波长为 800 nm，谱宽为 50 nm，脉宽为 30 fs。入射光被分为两束：一束进入 FROG 设备，用来测量中心点的光谱振幅和相位；另一束进入 CMISS 测量光路。待测光束经达曼光栅分光后，由滤光片进行滤波，形成 36 个波长在 780~817 nm 范围的子光束。图 40(b) 中红色包络为脉冲波长分布，黑色虚线为实测波长。图 40(c)、(d) 分别为相位板的振幅和相位分布，图 40(e) 为记录的衍射斑阵列。

截取不同波长对应的子衍射斑，其中 810、806、798、791、784 nm 对应的子衍射斑如图 41(a1)~(a5) 所示，由 CMISS 算法得到对应波长的振幅 [图 41(b1)~(b5)] 和相位 [图 41(c1)~(c5)] 分布。结合 FROG 的测量结果，在中心位置校准各个波长对应的振幅和相位，重建出待测脉冲的时空三维轮廓，以及

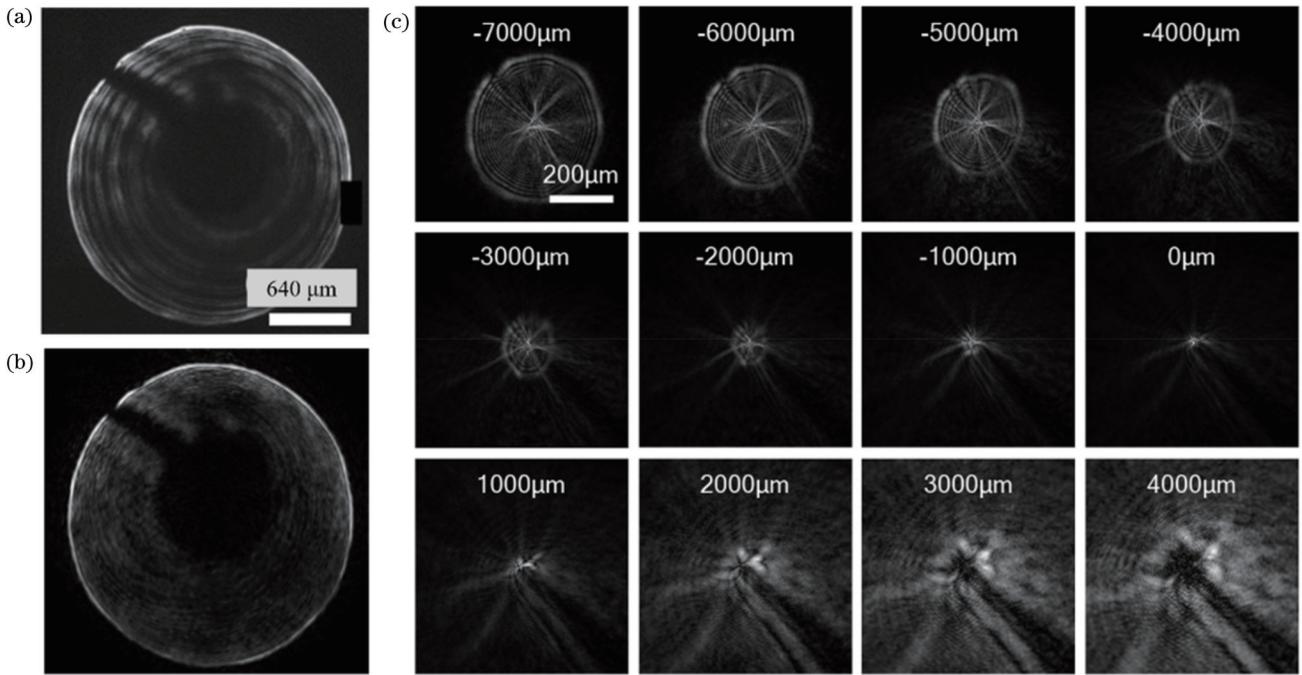


图 37 CCD 采集图像与重建结果的对比, 以及焦点附近不同平面上的强度分布, 图片上方的数字表示与焦点平面的距离<sup>[63]</sup>。

(a) CCD 采集图像; (b) 重建结果; (c) 焦点附近不同平面上的强度分布

Fig. 37 Comparison of CCD acquired images and reconstruction results, and intensity distribution on different planes near the focal spot, the number on the top of the image indicates the distance from focal plane<sup>[63]</sup>. (a) CCD acquired image; (b) reconstruction result; (c) intensity distribution on different planes near the focal spot

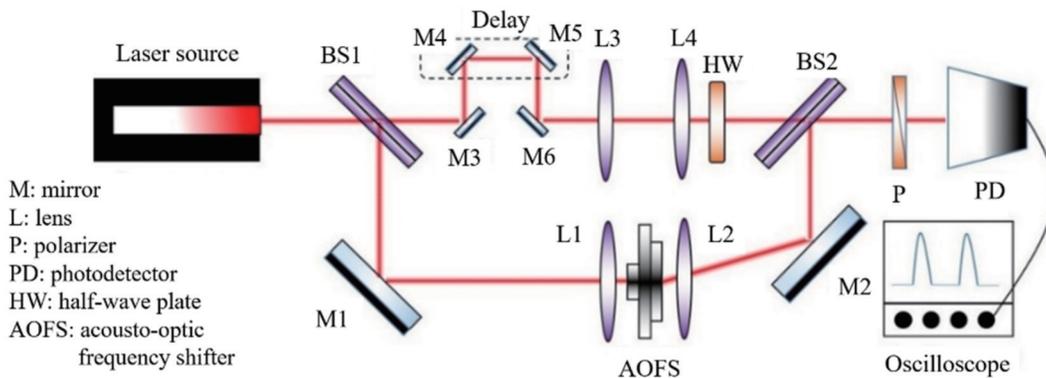


图 38 自参考时域剪切纳秒相位测量技术实验装置<sup>[70]</sup>

Fig. 38 Schematic of self-reference time-domain shear nanosecond phase measurement<sup>[70]</sup>

对应的 3 个投影, 如图 41(d) 所示,  $t = -12 \text{ fs}$ 、 $0 \text{ fs}$ 、 $20 \text{ fs}$  时的重建振幅和相位分别如图 41(e1)~(e3) 和图 41(f1)~(f3) 所示, 在  $y = 512$ 、 $x = 512$  处,  $x-t$  和  $y-t$  对应的二维振幅如图 41(g1)、(g2) 所示。

CMISS 方案利用 CMI 原理和光谱空间分割技术, 成功获得了脉冲激光的时空振幅和相位分布, 空间分辨率为  $44 \mu\text{m}$ , 相位精度为  $0.04 \text{ rad}$ , 该方案在超短脉冲激光特性研究中具有良好的应用前景。

### 3.3 激光与物质相互作用过程测量

在高功率激光驱动器运行过程中, 激光成丝<sup>[73]</sup>、激光诱导损伤、激光等离子体扩散等激光与物质相互作用过程很难被完整地记录下来, 传统的超快相机通过

控制快门速度来缩短曝光时间<sup>[74]</sup>, 但是空间分辨率较低。近年来, 更多超快测量方案是将传统测量方法与计算成像方法相结合<sup>[75-77]</sup>, 获得样品的振幅和相位分布。2022 年, Xu 等<sup>[78]</sup> 在多模态 CDI 算法的基础上<sup>[36]</sup>, 提出一种单次曝光超快多模态相干衍射成像 (SUM-CDI) 技术, 实现了动态样品高分辨复振幅重建。SUM-CDI 采用多脉冲光束依次照明样品, 以及探测器单次曝光的方式, 记录所有照明光的衍射斑阵列, 并用多模态 CDI 算法重建样品在各个时刻的复振幅分布。

利用 SUM-CDI 研究 K9 玻璃内部激光诱导损伤过程的光路如图 42 所示, 入射光波长为  $1064 \text{ nm}$ , 脉宽

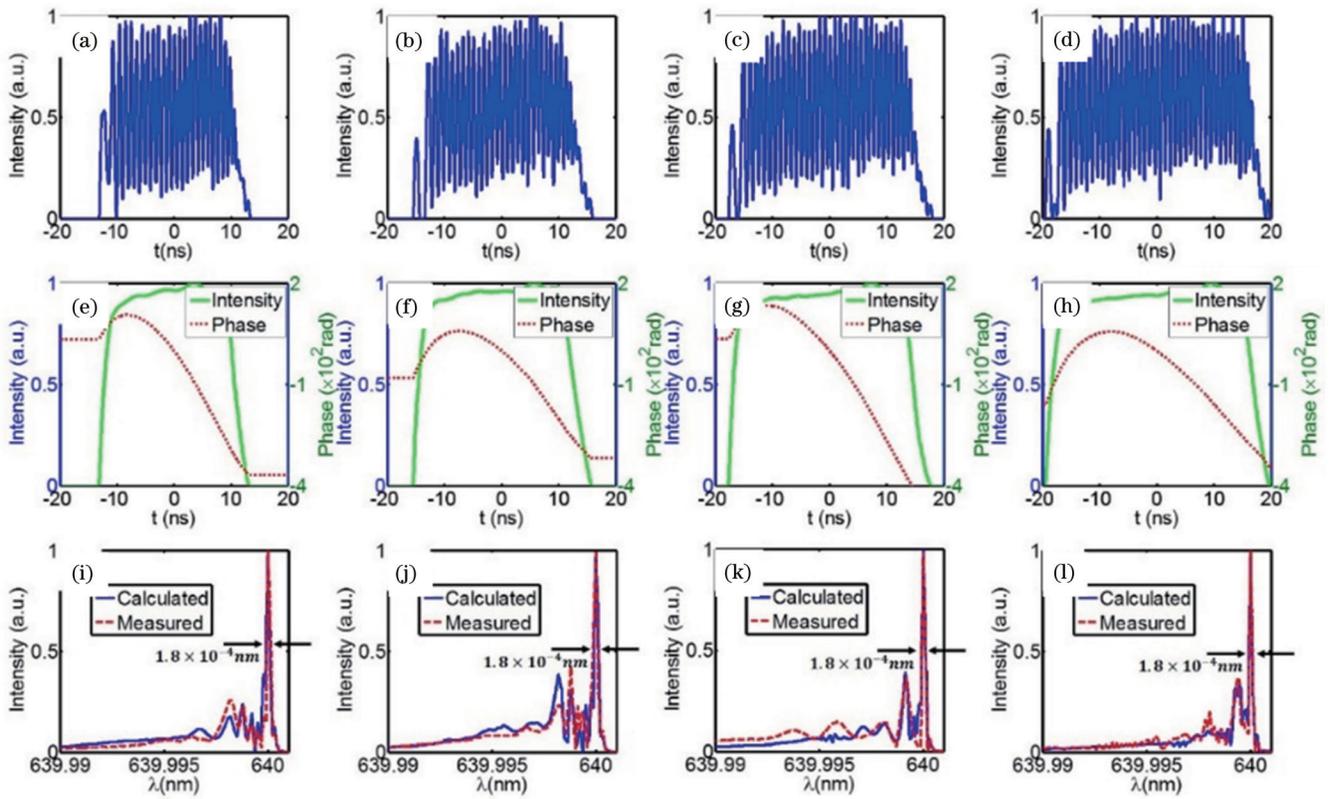


图 39 不同脉宽脉冲重建结果<sup>[70]</sup>。(a)~(d)记录的时间拍频信号;(e)~(h)重建的时间相位分布(红色虚线)和示波器记录的时间强度分布(绿色实线);(i)~(l)计算光谱强度分布(蓝色实线)和测得的光谱强度分布(红色虚线)

Fig. 39 Reconstruction results under different pulse widths<sup>[70]</sup>. (a)~(d) Recorded time beat frequency signal; (e)~(h) reconstructed time phase distribution (red dashed line) and time intensity distribution recorded by oscilloscope (green solid line); (i)~(l) calculated spectral intensity distribution (blue solid line) and measured spectral intensity distribution (red dashed line)

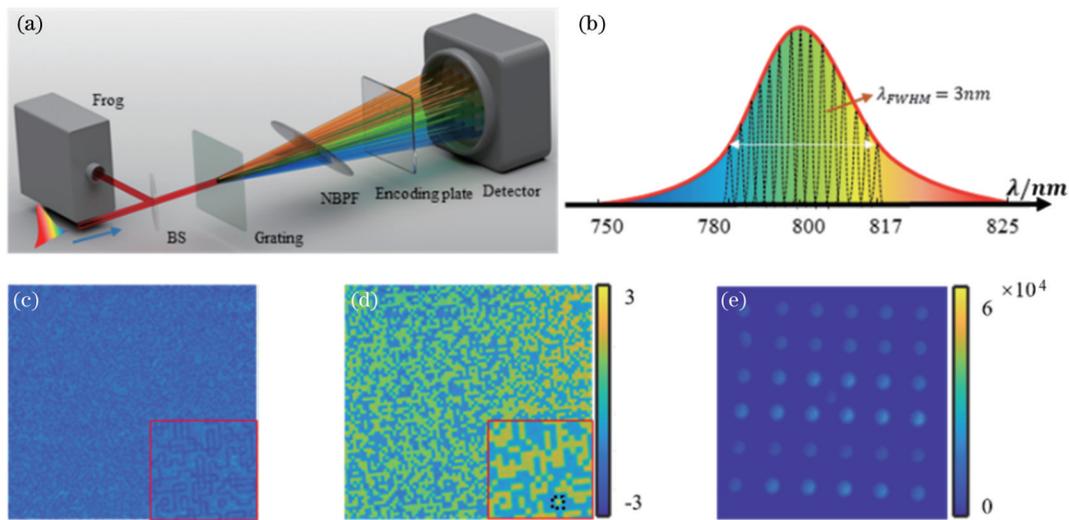


图 40 飞秒激光时空特性测量原理图<sup>[72]</sup>。(a) CMISS 原理图;(b)待测光源的光谱分布;相位板的(c)振幅和(d)相位分布;(e)记录的衍射光斑阵列

Fig. 40 Schematic of measuring the space-time characteristics of femtosecond laser<sup>[72]</sup>. (a) Schematic of CMISS; (b) spectral distribution of the source to be measured; (c) amplitude and (d) phase distribution of the phase mask; (e) recorded diffraction pattern

为 8 ns, 将三倍频光( $\lambda=355$  nm)作为打靶光束轰击样品, 并将倍频光( $\lambda=532$  nm)分成时间间隔为 10 ns 的 4 束探测光, 4 束探测光在样品表面的夹角为  $0.2^\circ$ , 经过透镜 4, 由达曼光栅分别分成  $3 \times 3$  个衍射斑, 再经过

相位板调制, 被探测器以强度的形式记录下来。

4 束探测光与打靶光之间的时间关系如图 43(a) 所示。第 1 束探测光比打靶光早 10.2 ns 到达样品面, 用来表征样品的初始形貌; 第 2 束探测光与打靶

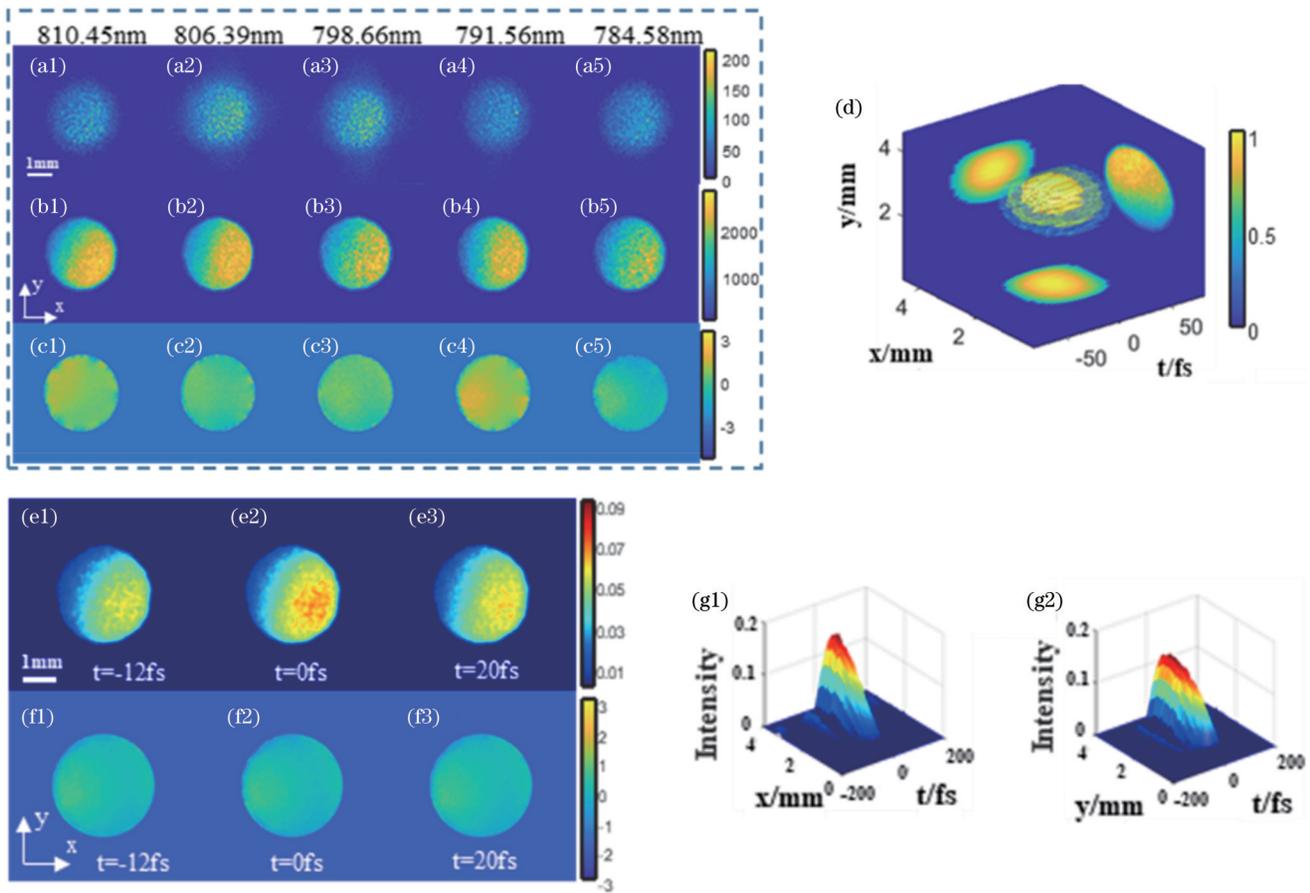


图 41 CMISS 重建结果及时空耦合结果<sup>[72]</sup>。(a1)~(a5)记录的 5 个不同波长的衍射斑, 图片上方的数字对应波长;重建的 (b1)~(b5)振幅和 (c1)~(c5)相位;(d)重建的超短脉冲时空耦合三维振幅轮廓, 以及在各方向上的投影;重建的不同时刻的 (e1)~(e3)振幅和 (f1)~(f3)相位, 图片下方的数字对应时刻;(g1)  $y=512$  处  $x-t$  的二维振幅分布以及 (g2)  $x=512$  处  $y-t$  的二维振幅分布

Fig. 41 CMISS reconstruction results and spatio-temporal coupling results<sup>[72]</sup>. (a1) - (a5) Diffraction patterns of five different wavelengths, the numbers on the top of the pictures correspond to the wavelengths; reconstructed (b1)-(b5) amplitude and (c1)-(c5) phase; (d) reconstructed 3D amplitude contour of the spatiotemporal coupling of ultra-short pulses, and the projection on each side; reconstructed (e1)-(e3) amplitudes and (f1)-(f3) phases at different times, the numbers at the bottom of the pictures correspond to the time; (g1) two-dimensional amplitude distribution of  $x-t$  at  $y=512$  and (g2) two-dimensional amplitude distribution of  $y-t$  at  $x=512$

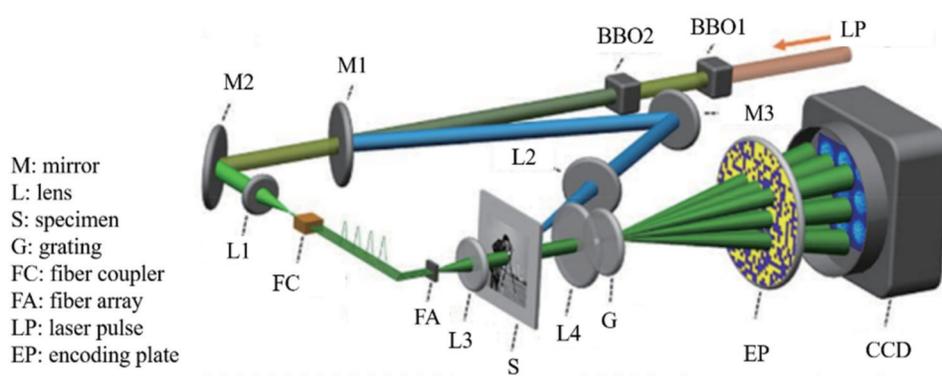


图 42 SUM-CDI 超快相位成像实验光路<sup>[78]</sup>

Fig. 42 Experimental lightpath of SUM-CDI ultrafast phase imaging<sup>[78]</sup>

光同时到达样品面, 用来观测激光损伤过程; 第 3 束探测光和第 4 束探测光用来观测激光通过后材料内

部的变化情况。打靶光束的能量密度为  $152.8 \text{ J/cm}^2$ , 记录的衍射斑阵列如图 43(b) 所示, 4 束

探测光的重建振幅和相位如图 43(c)、(d)所示。观测重建结果发现:图 43(c)中的 1-1 到 1-4 展示了打靶光束对玻璃内部结构的损坏过程;图 43(d)中的 1-7

到 1-8 显示在打靶光离开样品之后,样品内部依然有冲击波的存在。Shot 2 和 Shot 3 是间隔 2 s 后的连续打靶过程。

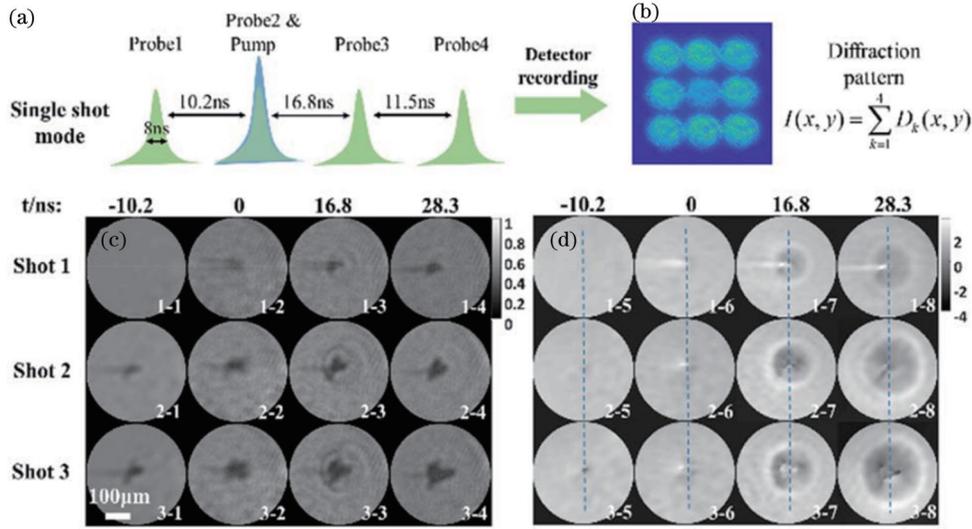


图 43 SUM-CDI 时间序列及重建结果<sup>[78]</sup>。(a)探测光与脉冲光之间的时间关系;(b)记录的衍射斑阵列;SUM-CDI 技术重建的 (c)振幅和(d)相位,上方数字表示时间,左侧数字表示发次

Fig. 43 Time series and reconstructed results of SUM-CDI<sup>[78]</sup>. (a) Time relationship between detected light and pulsed light; (b) recorded diffraction patterns; (c) amplitude and (d) phase reconstructed by SUM-CDI, top number represents the time, left number represents the transmission time

SUM-CDI 技术利用多重调制带来的信息冗余,并与探针序列相结合,通过单次曝光记录的强度信息重建出激光损伤过程中样品在各个时刻的复振幅分布,时间分辨率为 10 ns,空间分辨率为 6.96  $\mu\text{m}$ 。通过该技术成功观测到纳秒脉冲轰击 K9 玻璃时的激光成丝现象和冲击波传输行为,揭示了高能脉冲对光学元件的损伤机理。

#### 4 CDI 唯一解的数理分析

CDI 技术通过探测器记录的强度信息重建样品丢失的相位信息,这是一个相位检索问题。由于共轭相位不会影响振幅分布,但是会影响重建相位分布,出现相位模糊,因此需要解决重建相位解的唯一性问题。Rodenburg<sup>[26]</sup>从卷积定理出发,通过傅里叶位移定理解释了 Ptychography 算法中重建相位的唯一性。Ptychography 算法的物理模型如图 44(a)所示,相邻光束之间相干,且有部分重叠,用复数  $Z_1$  和  $Z_2$  表示两个衍射斑,探测器可以记录到强度分布  $|Z_1|^2$ 、 $|Z_2|^2$  和  $|Z_1 + Z_2|^2$ 。假设  $Z_1$  和  $Z_2$  之间的相位差为  $\varphi$ ,在复平面内  $Z_1$ 、 $Z_2$  和  $Z_1 + Z_2$  之间的关系如图 44(b)所示,  $Z_0 = Z_1 + Z_2$ ,且  $Z_c = Z_1 + Z_2^*$  也是一个候选解,所以相位差可以通过测量振幅来获得,但是由于相位共轭项的存在,无法确定相位差的正负,即解不唯一。

根据傅里叶位移定理,光束沿  $x$  方向平移一个距离,会在相位上引入一个相位延迟量,如图 44(c)所

示,如果将  $P$  的复振幅标记为  $Z_1 e^{i\varphi}$ ,那么  $P'$  点的复振幅标记为  $Z_2 e^{-i\varphi}$ 。如果两点重合,总的振幅记为  $Z_s$ ,且

$$Z_s = Z_1 e^{i\varphi} + Z_2 e^{-i\varphi}, \quad (50)$$

如图 44(d)所示。假设  $Z_1$  的相位为 0,如果考虑  $Z_c = Z_1 + Z_2^*$  也是一个候选解,在照明光平移后,通过对比计算振幅量  $Z_w$  和实际振幅  $Z_s$  之间的大小,可以排除  $Z_w$ ,如图 44(e)所示,从而确定重建相位的唯一性。

Rodenburg 虽然从物理层面解释了 Ptychography 重建相位的唯一性,但是作为测量仪器,还需要给出解析解,才能定量地分析测量精度和测量误差。2022 年,He 等<sup>[25]</sup>提出一种 CDI 的广义确定性线性模型 (GDLM),从数学层面证明了 CDI 解的唯一性。在 CDI 物理模型中,远场分布可以看作是物体频谱与照明光频谱的卷积,探测器记录的是远场强度分布,即

$$I_d(u) = \left\{ F \left[ O(\xi) \cdot P(\xi) \right] \right\} \cdot \left\{ F \left[ O(\xi) \cdot P(\xi) \right] \right\}^* = \left[ \hat{O}(u) \otimes \hat{P}(u) \right] \cdot \left[ \hat{O}^*(u) \otimes \hat{P}^*(u) \right], \quad (51)$$

式中:  $\hat{O}(u)$  为物体频谱;  $\hat{P}(u)$  为照明光频谱;  $\otimes$  为卷积符号;  $*$  表示共轭。将式(51)写成离散形式,即

$$I_d = \sum_{m=0}^{L-1} \hat{O}_m \hat{P}_{d-m} \cdot \sum_{n=0}^{L-1} \hat{O}_n^* \hat{P}_{d-n}^* = \sum_{m=0}^{L-1} \sum_{n=0}^{L-1} \hat{O}_m \hat{O}_n^* \hat{P}_{d-m} \hat{P}_{d-n}^*, \quad (52)$$

式中:  $d$  为整数,表示探测器面上的点;  $[m, n] \in (0, 1, \dots, L-1)$  为频域中的像素坐标;  $L$  表示物体频谱矩阵中的非零点数量。假设

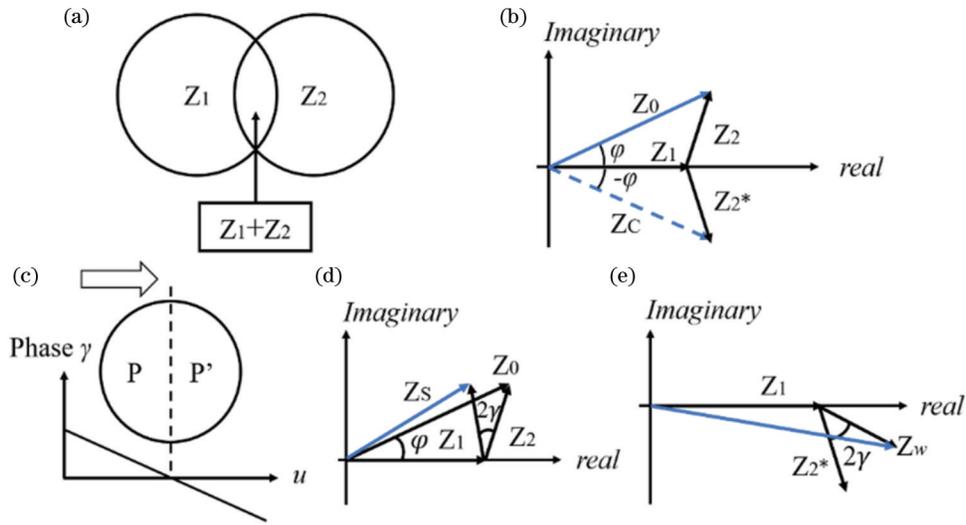


图 44 Ptychography 算法重建相位唯一性原理图<sup>[26]</sup>。(a) 重叠光斑示意图；(b) 共轭相位示意图；(c) 探测光平移带来的相位变换示意图，箭头表示移动方向；(d) 真实相位对应的复空间向量；(e) 共轭相位对应的复空间向量

Fig. 44 Physical diagram of phase uniqueness reconstructed by Ptychography algorithm<sup>[26]</sup>. (a) Schematic of overlapping beam spots; (b) schematic of conjugate phases; (c) schematic of phase transformation caused by detecting beam translation, and arrows indicate the direction of movement; (d) complex space vector corresponding to the true phase; (e) complex space vector corresponding to the conjugate phase

$$X = \hat{O}_m \hat{O}_n^*, a_d = \hat{P}_{d-m} \hat{P}_{d-n}^*, a_d = I_d, \quad (53)$$

则式(53)可以看作是一系列线性方程的集合,其中  $X$  和  $a_d$  是  $L \times L$  的矩阵。将  $X$  和  $a_d$  向量化,得到一组线性方程  $Ax = b$ , 求解可得  $x = A^{-1}b$ 。取矩阵  $x$  的第一行,得到

$$x' = \hat{O}_0^* [\hat{O}_0, \hat{O}_1, \dots, \hat{O}_L], \quad (54)$$

即为物体频谱的复振幅信息,傅里叶逆变换后就可以求解出物体。

增广矩阵的秩决定了方程是否有解,系数矩阵  $A$  的秩由照明光频谱决定,即照明光频谱越复杂,方程组的秩就越大。因此,只要矩阵  $A$  满秩,即不同位置处照明光频谱线性无关的组数达到未知数的个数,就意味着该方程是可解的,且有唯一解。

He 等<sup>[25]</sup> 对上述理论进行了仿真实验,样品复振幅如图 45(a) 所示,大小为  $121 \text{ pixel} \times 121 \text{ pixel}$ , 对应的频谱如图 45(b) 所示,大小为  $11 \text{ pixel} \times 11 \text{ pixel}$ 。为了获得满秩的系数矩阵  $A$ , 在样品上游放置一块高度随机的相位板(大小为  $121 \text{ pixel} \times 121 \text{ pixel}$ ), 其透射函数作为样品的照明光, 分布如图 45(c) 所示。取样品与照明光乘积傅里叶变换的模的平方作为强度, 并计算系数矩阵  $A$ , 得到线性方程组的解  $x$ , 将  $x$  的前 121 个点排成  $11 \times 11$  的矩阵, 即为重建的样品频谱, 如图 45(e) 所示(对数坐标), 重建频谱与原始频谱[图 45(c)]略有不同, 差值如图 45(f) 所示。由傅里叶逆变换重建的样品如图 45(d) 所示。

He 等<sup>[25]</sup> 还将上述理论应用于 Ptychography 技术和多平面相位重建技术的仿真中, 验证了该理论在两种相位重建技术中的适用性。根据线性模型理论, 照

明光的频谱越复杂, 系数矩阵  $A$  的秩就越多, 迭代算法的收敛性就越好。

为了进一步验证该结论, 采用 3 种不同复杂程度的调制器作为照明光源, 分别为随机相位板、五边形光阑和矩形光阑, 如图 46(a)~(c) 所示, 3 种光源对应的  $A$  的秩分别为  $r_r, r_p$  和  $r_s$ , 且  $r_r > r_p > r_s$ 。采用误差减小(ER)算法从强度中重建样品, 各迭代 500 次, 重建 3 种照明情况下的样品如图 46(d)~(f) 所示, 对应的误差收敛曲线如图 46(g) 所示。从图 46(g) 可以看到, 照明光越复杂, 收敛速度越快, 重建误差越小。

## 5 总 结

经过多年的发展, CDI 技术在理论和应用方面都逐渐趋于成熟, 朱健强课题组在传统 CDI 技术的基础上, 发展了单次曝光 PIE 技术、大角度倾斜照明 PIE 技术、单次曝光三维 PIE 技术、多模态 CMI 技术、自参考时域剪切相位测量技术和空间光谱相干调制成像技术等。根据光束传输定理, 不仅能够获得待测光束或者待测样品在多个平面的复振幅分布, 还可以测量宽谱光源多个波长的波前分布, 以及脉冲光束的时域分布特征。另外, 课题组还提出了 CDI 的广义确定性线性模型, 从数学层面解释了 CDI 技术解的唯一性, 可以在不通过迭代计算的情况下获得待测样品的解析解, 为 CDI 技术的仪器化奠定了重要理论基础。

朱健强课题组已经将 CDI 技术作为测量工具大量应用于高功率激光驱动器中, 实现了大口径光学元件的相位测量、热畸变测量、应力测量, 以及光束的波

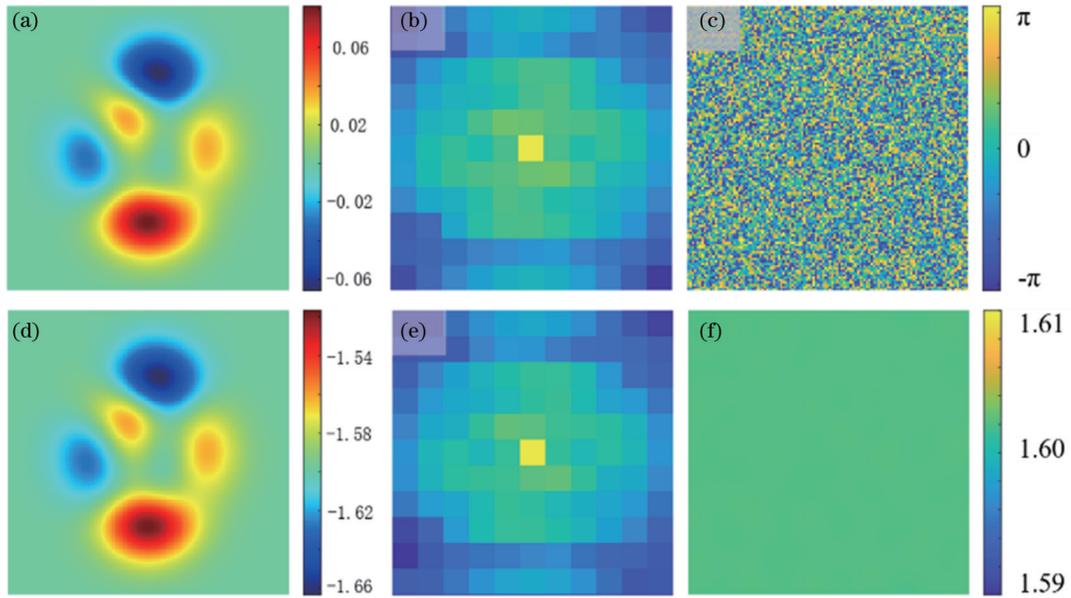


图 45 利用 GDLM 重建样品的频谱和复振幅<sup>[25]</sup>。样品初始(a)复振幅和(b)频谱分布;(c)相位板面透射光的复振幅分布;重建样品的(d)复振幅和(e)频谱分布;(f)重建样品和初始样品之间的误差

Fig. 45 Spectra and complex amplitude of sample reconstructed by GDLM<sup>[25]</sup>. (a) Initial complex amplitude and (b) spectral distribution of sample; (c) complex amplitude distribution of the transmitted light on phase mask; reconstructed (d) complex amplitude and (e) spectral distribution of the sample; (f) difference between the reconstructed and initial samples

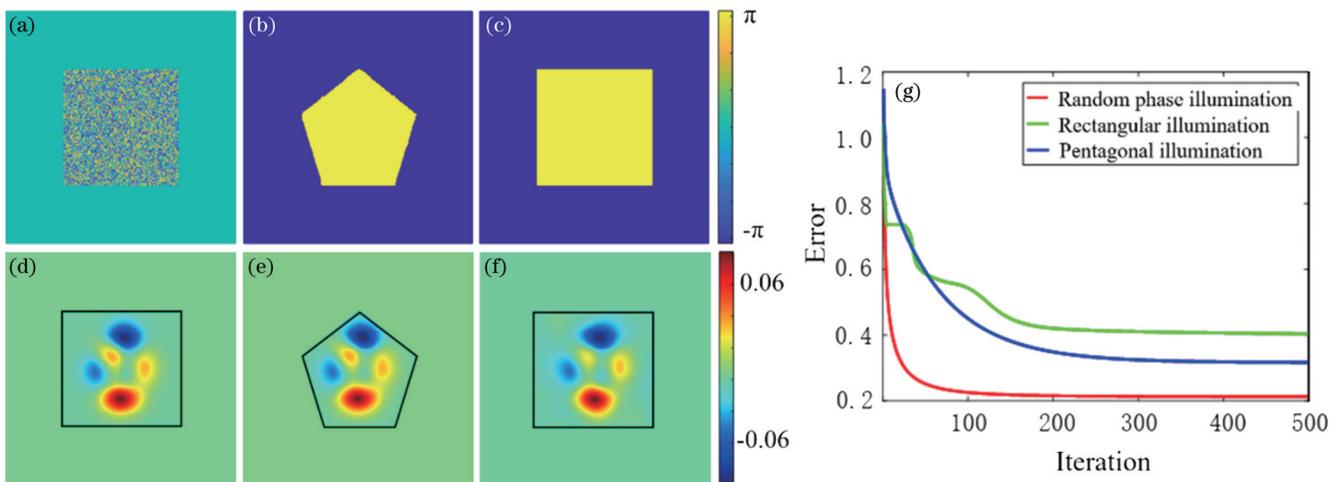


图 46 不同照明光重建效果对比<sup>[25]</sup>。(a)随机相位板;(b)五边形光阑;(c)矩形光阑;(d)~(f) 3种照明光函数得到的重建结果;(g)不同照明条件下的误差收敛曲线

Fig. 46 Comparison of reconstruction effects with different sources<sup>[25]</sup>. (a) Phase mask; (b) pentagonal stop; (c) rectangular stop; (d)-(f) reconstruction results of three illumination functions; (g) error convergence curves under different illumination conditions

前测量、时域测量和超快事件测量等。通过与光束调控手段的结合,高功率激光驱动器的光束质量和输出水平得到进一步提高,其中装置的信噪比、焦斑、辐照均匀度、基频输出能量等激光参数得到显著提升,并在 2020 年实现中子产额增加了 280 倍,达到  $(1.7 \pm 0.5) \times 10^{6[79]}$ , 2021 年,质子产额为 70 MeV,达到国内最高水平<sup>[80]</sup>,为 ICF 相关研究提供了坚实的技术保障。此外,高功率激光驱动器还可为各种前沿研究提供极端物理环境<sup>[81-82]</sup>,促进相关学科快速发展。

参 考 文 献

- [1] Breakthrough of the year[EB/OL]. [2023-03-02]. <https://www.science.org/content/article/breakthrough-2021>.
- [2] Betti R, Hurricane O A. Inertial-confinement fusion with lasers [J]. Nature Physics, 2016, 12(5): 435-448.
- [3] Park H S, Hurricane O A, Callahan D A, et al. High-adiabat high-foot inertial confinement fusion implosion experiments on the national ignition facility[J]. Physical Review Letters, 2014, 112(5): 055001.
- [4] Denis V, Beau V, Le Deroff L, et al. The laser megajoule facility: laser performances and comparison with computational

- simulation[J]. Proceedings of SPIE, 2017, 10084: 100840I.
- [5] 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.
- [6] Zylstra A B, Hurricane O A, Callahan D A, et al. Burning plasma achieved in inertial fusion[J]. Nature, 2022, 601(7894): 542-548.
- [7] A shot for the ages: fusion ignition breakthrough hailed as "one of the most impressive scientific feats of the 21st century"[EB/OL]. [2023-03-02]. <https://www.llnl.gov/news/shot-ages-fusion-ignition-breakthrough-hailed-one-most-impressive-scientific-feats-21st>.
- [8] 李小燕. 高功率装置中的光束近场研究[D]. 上海: 中国科学院上海光学精密机械研究所, 2010.
- Li X Y. Study on near field of the beam in high power laser facility[D]. Shanghai: Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2010.
- [9] 焦兆阳. 高功率激光驱动器终端光学系统的光束时空特性研究[D]. 上海: 中国科学院上海光学精密机械研究所, 2014.
- Jiao Z Y. Research on spatial temporal characteristics of optical beam in final optics system of high power laser driver[D]. Shanghai: Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2014.
- [10] Hartmann P, Mauch R, Kohlmann H. Advances in homogeneity measurement of optical glasses at the Schott 20-in. Fizeau interferometer[J]. Proceedings of SPIE, 1996, 2775: 108-114.
- [11] 蒋志凌. 哈特曼波前传感器特性和应用研究[D]. 武汉: 中国科学院武汉物理与数学研究所, 2005.
- Jiang Z L. Research on characteristics and application of Hartmann wavefront sensor[D]. Wuhan: Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, 2005.
- [12] Zacharias R A, Beer N R, Bliss E S, et al. National Ignition Facility alignment and wavefront control[J]. Proceedings of SPIE, 2004, 5341: 168-179.
- [13] Haynam C A, Wegner P J, Auerbach J M, et al. National Ignition Facility laser performance status[J]. Applied Optics, 2007, 46(16): 3276-3303.
- [14] Maiden A M, Rodenburg J M. An improved ptychographical phase retrieval algorithm for diffractive imaging[J]. Ultramicroscopy, 2009, 109(10): 1256-1262.
- [15] Gerchberg R W, Saxton W O. A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures[J]. Optik, 1972, 35: 237-246.
- [16] Fienup J R. Phase retrieval algorithms: a comparison[J]. Applied Optics, 1982, 21(15): 2758-2769.
- [17] 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.
- [18] Rodenburg J M, Faulkner H M L. A phase retrieval algorithm for shifting illumination[J]. Applied Physics Letters, 2004, 85(20): 4795-4797.
- [19] 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, 2012, 29(8): 1606-1614.
- [20] Zhang F C, Rodenburg J M. Phase retrieval based on wave-front relay and modulation[J]. Physical Review B, 2010, 82(12): 121104.
- [21] Matsuoka S, Yamakawa K. Wave-front measurements of terawatt-class ultrashort laser pulses by the Fresnel phase-retrieval method[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2000, 17(4): 663-667.
- [22] Kruschwitz B E, Bahk S W, Bromage J, et al. Accurate target-plane focal-spot characterization in high-energy laser systems using phase retrieval[J]. Optics Express, 2012, 20(19): 20874-20883.
- [23] 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.
- [24] 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.
- [25] He X L, Pan X C, Tao H A, et al. Generalized deterministic linear model for coherent diffractive imaging[J]. AIP Advances, 2022, 12(6): 065225.
- [26] Rodenburg J M. Ptychography and related diffractive imaging methods[J]. Advances in Imaging and Electron Physics, 2008, 150: 87-184.
- [27] 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.
- [28] Godden T M, Suman R, Humphry M J, et al. Ptychographic microscope for three-dimensional imaging[J]. Optics Express, 2014, 22(10): 12513-12523.
- [29] 潘兴臣, 刘诚, 肖伟刚, 等. 相干衍射成像技术的最新进展: 层叠相位重建技术[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(22): 2200001.
- Pan X C, Liu C, Xiao W G, et al. Recent developments in coherent diffraction imaging: ptychographic iterative engine[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(22): 2200001.
- [30] 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.
- [31] Sidorenko P, Cohen O. Single-shot ptychography[J]. Optica, 2015, 3(1): 9-14.
- [32] 昌成成, 潘兴臣, 陶华, 等. 大角度倾斜照明条件下的 PIE 迭代重建算法研究[J]. 光学学报, 2020, 40(17): 1705001.
- Chang C C, Pan X C, Tao H, et al. Reconstruction algorithm for ptychographic iterative engine with highly tilted illumination[J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(17): 1705001.
- [33] Chang C C, Pan X C, Tao H A, et al. Single-shot ptychography with highly tilted illuminations[J]. Optics Express, 2020, 28(19): 28441-28451.
- [34] Chang C C, Pan X C, Tao H A, et al. 3D single-shot ptychography with highly tilted illuminations[J]. Optics Express, 2021, 29(19): 30878-30891.
- [35] Goldberger D, Barolak J, Durfee C G, et al. Three-dimensional single-shot ptychography[J]. Optics Express, 2020, 28(13): 18887-18898.
- [36] 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.
- [37] Dong X, Pan X C, Liu C, et al. An online diagnosis technique for simultaneous measurement of the fundamental, second and third harmonics in one snapshot[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2019, 7(3): e48.
- [38] 王海燕. 高精度非干涉相位检测技术研究[D]. 上海: 中国科学院上海光学精密机械研究所, 2015.
- Wang H Y. High-resolution phase measurement technology based on coherent diffractive imaging[D]. Shanghai: Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2015.
- [39] 陶华. 基于相干调制成像的高功率激光光束波前测量方法研究[D]. 上海: 中国科学院上海光学精密机械研究所, 2016.
- Tao H. Research on wavefront measurement method of high power laser beam based on coherent modulation imaging[D]. Shanghai: Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2016.
- [40] 潘兴臣. 相干衍射成像在激光驱动器中的应用研究[D]. 上海:

- 中国科学院上海光学精密机械研究所, 2016.
- Pan X C. Study on the application of coherent diffraction imaging in laser driver[D]. Shanghai: Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2016.
- [41] He X, Liu C, Zhu J Q. On-line beam diagnostics based on single-shot beam splitting phase retrieval[J]. Chinese Optics Letters, 2018, 16(9): 091001.
- [42] 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.
- [43] Xu Y M, Pan X C, Liu C, et al. Single-shot phase reconstruction based on beam splitting encoding and averaging [J]. Optics Express, 2021, 29(26): 43985-43999.
- [44] Lubin M J, Soures J M, Goldman L M. Large-aperture Nd-glass laser amplifier for high-peak-power application[J]. Journal of Applied Physics, 1973, 44(1): 347-350.
- [45] Kuzmin A A, Khazanov E A, Shaykin A A. Large-aperture Nd: glass laser amplifiers with high pulse repetition rate[J]. Optics Express, 2011, 19(15): 14223-14232.
- [46] Brady G R, Fienup J R. Measurement range of phase retrieval in optical surface and wavefront metrology[J]. Applied Optics, 2009, 48(3): 442-449.
- [47] Deng X M, Liang X C, Chen Z Z, et al. Uniform illumination of large targets using a lens array[J]. Applied Optics, 1986, 25(3): 377-381.
- [48] 李同海. 聚合物微透镜及其阵列的研究[D]. 西安: 中国科学院西安光学精密机械研究所, 2006.
- Li T H. Study on polymer microlens and its array[D]. Xi'an: Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2006.
- [49] Wang H Y, Liu C, Pan X C, et al. The application of ptychography in the field of high power laser[J]. Proceedings of SPIE, 2015, 9255: 925534.
- [50] 周忆, 廖静, 郭蕊, 等. 大口径精密光学元件低应力支撑结构研究[J]. 激光与红外, 2014, 44(5): 554-558.
- Zhou Y, Liao J, Guo R, et al. Study on low-stress supporting structure for large-aperture precision optical element[J]. Laser & Infrared, 2014, 44(5): 554-558.
- [51] 吴存学, 周忆, 廖强, 等. 大型光学镜片的无应力夹持研究[J]. 现代制造工程, 2005(7): 57-59.
- Wu C X, Zhou Y, Liao Q, et al. Research on unstressing retain of large-scale optical mirror[J]. Machinery Manufacturing Engineer, 2005(7): 57-59.
- [52] Tietbohl G L, Sommer S C. Stability design considerations for mirror support systems in ICF lasers[J]. Proceedings of SPIE, 1997, 3047: 649-660.
- [53] Kaufman M I, Celeste J R, Frogget B C, et al. Optomechanical considerations for the VISAR diagnostic at the National Ignition Facility (NIF)[J]. Proceedings of SPIE, 2006, 6289: 628906.
- [54] Cheng B, Zhang X J, Liu C, et al. Full-field stress measurement based on polarization ptychography[J]. Journal of Optics, 2019, 21(6): 065602.
- [55] 张乐, 刘小刚, 闭治跃, 等. 高功率激光装置高热流密度散热技术探讨[J]. 环境技术, 2018, 36(2): 82-88.
- Zhang L, Liu X G, Bi Z Y, et al. Reviews of heat dissipation technology with high heat flux for high-power laser system[J]. Environmental Technology, 2018, 36(2): 82-88.
- [56] Chow R, Ault L E, Taylor J R, et al. Thermally induced distortion of a high-average-power laser system by an optical transport system[J]. Proceedings of SPIE, 1999, 3782: 246-254.
- [57] 陶华, 刘诚, 潘兴臣, 等. 相干调制成像技术测量高重复频率激光器光学元件热畸变[J]. 中国激光, 2016, 43(11): 1101002.
- Tao H, Liu C, 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.
- [58] Jeong T M, Choi I W, Hafz N, et al. Wavefront correction and customization of focal spot of 100 TW Ti: sapphire laser system [J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2007, 46(12): 7724-7730.
- [59] Jeong T M, Kim C M, Ko D K, et al. Reconstruction of wavefront aberration of 100-TW Ti: sapphire laser pulse using phase retrieval method[J]. Journal of the Optical Society of Korea, 2008, 12(3): 186-191.
- [60] Bromage J, Bahk S W, Irwin D, et al. A focal-spot diagnostic for on-shot characterization of high-energy petawatt lasers[J]. Optics Express, 2008, 16(21): 16561-16572.
- [61] Tao H, Veetil S P, 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.
- [62] Pan X C, Veetil S P, Liu C, et al. On-shot laser beam diagnostics for high-power laser facility with phase modulation imaging[J]. Laser Physics Letters, 2016, 13(5): 055001.
- [63] He X L, Tao H, Pan X C, et al. Single-shot measurement of the near-field and focal spot profiles of a 351 nm laser beam for SGII-upgraded facility with multiple-focal-plane constraint coherent modulation imaging[J]. Optics Express, 2022, 30(24): 42861-42874.
- [64] Wegner P J, Auerbach J M, Biesiada T A, Jr, et al. NIF final optics system: frequency conversion and beam conditioning[J]. Proceedings of SPIE, 2004, 5341: 180-189.
- [65] Zhu J Q. Review of special issue on high power facility and technical development at the NLHPLP[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2019, 7(1): e12.
- [66] 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): e29.
- [67] Fee M S, Danzmann K, Chu S. Optical heterodyne measurement of pulsed lasers: toward high-precision pulsed spectroscopy[J]. Physical Review A, 1992, 45(7): 4911-4924.
- [68] Gangopadhyay S, Melikechi N, Eyley E E. Optical phase perturbations in nanosecond pulsed amplification and second-harmonic generation[J]. Journal of the Optical Society of America B, 1994, 11(1): 231-241.
- [69] Bowlan P, Trebino R. Complete single-shot measurement of arbitrary nanosecond laser pulses in time[J]. Optics Express, 2011, 19(2): 1367-1377.
- [70] 潘良泽, 刘诚, 朱健强. 基于时域剪切的纳秒脉冲在线测量算法[J]. 中国激光, 2021, 48(24): 2404004.
- Pan L Z, Liu C, Zhu J Q. Online measurement algorithm of nanosecond pulses based on temporal shearing[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(24): 2404004.
- [71] Pan L Z, Liu C, Veetil S P, et al. Temporal self-referencing technique for the diagnostics of nanosecond laser pulse[J]. Optics and Lasers in Engineering, 2022, 148: 106751.
- [72] Xu Y M, Yi Y J, Zhu P, et al. Simple single-shot complete spatiotemporal intensity and phase measurement of an arbitrary ultrashort pulse using coherent modulation imaging[J]. Optics Letters, 2022, 47(21): 5664-5667.
- [73] 郑恒毅, 尹富康, 王铁军, 等. 飞秒激光成丝的衍射分析方法[J]. 中国激光, 2022, 49(24): 2408001.
- Zheng H Y, Yin F K, Wang T J, et al. Diffraction analysis method of femtosecond laser filamentation[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(24): 2408001.
- [74] Tiwari V, Sutton M A, McNeill S R. Assessment of high speed imaging systems for 2D and 3D deformation measurements: methodology development and validation[J]. Experimental Mechanics, 2007, 47(4): 561-579.
- [75] Yue Q Y, Cheng Z J, Han L, et al. One-shot time-resolved holographic polarization microscopy for imaging laser-induced ultrafast phenomena[J]. Optics Express, 2017, 25(13): 14182-14191.
- [76] Liang J Y, Zhu L R, Wang L V. Single-shot real-time femtosecond imaging of temporal focusing[J]. Light: Science &

- Applications, 2018, 7: 42.
- [77] 王爱伟, 李驰, 戴庆. 基于相干电子源的超快低能电子全息成像[J]. 中国激光, 2023, 50(1): 0113003.
- Wang A W, Li C, Dai Q. Ultrafast low-energy electron holographic imaging based on coherent electron source[J]. Chinese Journal of Lasers, 2023, 50(1): 0113003.
- [78] Xu Y M, Pan X C, Sun M Y, et al. Single-shot ultrafast multiplexed coherent diffraction imaging[J]. Photonics Research, 2022, 10(8): 1937-1946.
- [79] Zhang F, Cai H B, Zhou W M, et al. Enhanced energy coupling for indirect-drive fast-ignition fusion targets[J]. Nature Physics, 2020, 16(7): 810-814.
- [80] Significant progress has been made in conducting laser driven proton acceleration experiments on the 9th picosecond watt of the Shenguang II facility[EB/OL]. [2023-03-02]. [http://www.siom.cas.cn/jgsz/ggljgwlgjys/xwdt/202112/t20211201\\_6283205.html](http://www.siom.cas.cn/jgsz/ggljgwlgjys/xwdt/202112/t20211201_6283205.html).
- [81] Zhong J Y, Li Y T, Wang X G, et al. Modelling loop-top X-ray source and reconnection outflows in solar flares with intense lasers[J]. Nature Physics, 2010, 6(12): 984-987.
- [82] Ping Y L, Zhong J Y, Wang X G, et al. Turbulent magnetic reconnection generated by intense lasers[J]. Nature Physics, 2023, 19(2): 263-270.

## Application and Progress of Computational Optical Imaging in Inertial Confinement Fusion

Chang Chengcheng<sup>1,2</sup>, Pan Liangze<sup>1,2</sup>, Xu Yingming<sup>1,2</sup>, Wu Liqing<sup>1,2</sup>, Tao Hua<sup>1,2</sup>, Liu Deng<sup>3</sup>,  
Chen Fei<sup>3</sup>, Liu Cheng<sup>1,2</sup>, Zhu Jianqiang<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Key Laboratory of High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

<sup>2</sup>National Laboratory on High Power Laser and Physics, China Academy of Engineering Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

<sup>3</sup>A Center of Equipment Development Department, Beijing 100034, China

### Abstract

**Significance** As an important frontier issue, inertial confinement fusion (ICF) has been concerned by researchers for a long time. Because of its strategic significance in national defense security and energy security, major countries in the world have invested a lot of resources to carry out research on ICF, and the most representative high-power laser drivers include the National Ignition Facility (NIF) in the United States, the Laser MegaJoule (LMJ) in France, and the Shenguang series (SG) laser device in China.

In December 2022, NIF provided energy up to 2.05 MJ in the form of laser pulses to the target, generating a record-breaking energy output of 3.15 MJ. It was a milestone event in ICF research that for the first time more energy was produced from the self-sustaining fusion reaction than the energy put into it. A series of experimental data indicate that a key breakthrough has been made in the ICF research, and the improvement of the output efficiency of the device requires further improvement in laser energy and irradiation uniformity, which is essentially an improvement in beam quality (Fig. 1).

Since 2010, our group has paid attention to the influence of beam quality on the output performance of high power laser drivers. Many factors such as material purity, density uniformity, machining accuracy, installation and calibration process, thermal distortion, and use environment of optical components will affect beam quality. It was demonstrated that uneven beam energy distribution would induce nonlinear effects which makes damage to the optical elements and results in further degradation of the beam quality. Therefore, precise optical measurement methods are needed to timely discover the beam degradation characteristics and improve the beam quality with appropriate optical compensation means (Fig. 2).

Optical elements are generally measured by interferometers. Zygo interferometer is mature and highly instrumented, which can accurately measure large aperture optical elements. However, a large aperture interferometer demands large space and a high price. Moreover, it is difficult to manufacture the optical standard parts of the interferometer when measuring aspheric optical elements, which affects the measuring accuracy and application range.

Non-interference wavefront measuring instruments represented by Hartmann sensor are generally used to measure beam quality. Hartmann sensor is composed of a microlens array and CCD, which can record the intensity and phase of the beam. With a simple structure, small size, fast measurement speed, and good anti-interference effect, Hartmann sensor has been widely used in NIF. When combined with the deformable mirror, Hartmann sensor can measure and control the wavefront distribution of the target beam in real time and correct the wavefront distortion (Fig. 5). The measurement

accuracy of Hartmann sensor is limited by the number of the microlens array and the size of a single measurement unit, and thus the spatial resolution is low. Moreover, when the phase gradient of the wave front changes greatly, the signal crosstalk will appear in the focal plane, and the phase offset cannot be accurately judged.

**Progress** In view of the limitations of traditional measurement methods, researchers have turned their attention to computational optics. Coherent diffraction imaging (CDI) has made considerable progress. Based on the coherent diffraction principle, CDI can reconstruct the amplitude and phases of illumination and object to be measured simultaneously by iterative calculation. Due to the merits of a simple lightpath, low hardware requirements, and high imaging accuracy, CDI has been applied to the measurement of optical components and beam quality at the same time. Ptychography iterative engine (PIE) and coherent modulation imaging (CMI) are typical CDI techniques. PIE records a series of diffraction patterns by scanning multiple positions and then reconstructs the complex amplitude distribution of the sample and probe beam through iterative calculation. CMI uses the code plate with known distribution to reconstruct the complex amplitude distribution of the beam to be measured through iterative calculation.

In 2000, Matsuoka *et al.* firstly applied CDI to phase measurement of TW-level femtosecond laser pulses with an accuracy of  $\lambda/30$  (PV) and  $\lambda/200$  (RMS), which is higher than the measurement accuracy of phase profilometer (Fig. 26). In 2012, CDI was successfully applied to the focal spot diagnosis process of OMEGA EP device. By accurately measuring the phase error of the system, the far-field focal spot similarity was increased from 0.78 to 0.94 (Fig. 29).

A lot of optical detection work on SG-II devices using CDI technique has also been implemented. First, our research group carried out a lot of theoretical research on CDI. 1) Our research group proposed a single-shot PIE scheme, which improved the data acquisition speed of PIE and realized single-shot 3D imaging after solving the problem of highly tilted illumination. 2) By designing a multi-step phase plate and combining a multi-mode algorithm, a multi-mode CMI algorithm was developed, which could reconstruct the complex amplitude distribution of multiple beams with different wavelengths to be measured from a single diffraction pattern. 3) Combining the advantages of CMI single exposure and PIE high precision reconstruction, our research group developed beam splitting coding imaging technology, which greatly improved the reconstruction accuracy of single exposure imaging technology.

Second, computational imaging technology is applied to the detection of optical components of high power laser drivers and wavefront of the target beam. Optical element detection mainly includes phase measurement, thermal distortion measurement, stress measurement, and damage measurement of large aperture optical elements. The detection of the target beam wavefront mainly includes near-field complex amplitude distribution, focal spot complex amplitude distribution, time domain waveform distribution, as well as the measurement of the interaction between laser and matter in the ultrafast event.

Third, the research group also established an analytical model of CDI, which proved the uniqueness of CDI solution mathematically, laying an important mathematical foundation for the development of CDI as a measuring instrument.

**Conclusions and Prospects** In general, a theoretical system of computational optical imaging based on coherent diffractive principle was established in the optical detection of high power laser drivers. A series of related instruments have been developed for the detection of optical elements and the detection of the wavefront of the target beam, which provides important technical support for the efficient operation of high power laser drivers.

**Key words** computational imaging; phase measurement; laser beam characterization; laser amplifiers