

平面超透镜的远场超衍射极限聚焦和成像研究进展

秦飞 洪明辉 曹耀宇 李向平

Advances in the far-field sub-diffraction limit focusing and super-resolution imaging by planar metal-enses

Qin Fei Hong Ming-Hui Cao Yao-Yu Li Xiang-Ping

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 66, 144206 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.144206

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.144206>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I14>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于光纤光栅的冲击激励声发射响应机理与定位方法研究

[Acoustic emission localization technique based on fiber Bragg grating sensing network and signal feature reconstruction](#)

物理学报.2017, 66(7): 074210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074210>

基于光克尔效应的径向光束匀滑新方案

[A novel radial beam smoothing scheme based on optical Kerr effect](#)

物理学报.2016, 65(9): 094207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.094207>

基于六角格子光子晶体波导的高效全光二极管设计

[High efficiency all-optical diode based on hexagonal lattice photonic crystal waveguide](#)

物理学报.2016, 65(6): 064207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.064207>

外腔镜非线性运动对激光回馈应力测量系统精度的影响及修正

[Correction of error induced by nonlinear movement of feedback mirror in laser feedback stress measurement system](#)

物理学报.2015, 64(8): 084208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.084208>

用于直接驱动的快速变焦新方案

[A novel fast zooming scheme for direct-driven laser fusion](#)

物理学报.2015, 64(5): 054209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054209>

专题: 电磁波衍射极限

# 平面超透镜的远场超衍射极限聚焦和成像研究进展\*

秦飞<sup>1)2)</sup> 洪明辉<sup>2)†</sup> 曹耀宇<sup>1)</sup> 李向平<sup>1)‡</sup>

1) (暨南大学光子技术研究院, 广州 510632)

2) (新加坡国立大学电子与计算工程系, 新加坡 117583)

(2017年5月9日收到; 2017年5月31日收到修改稿)

突破瑞利衍射极限, 实现纯光学的远场超衍射极限聚焦和成像在科学和工程的各个领域都有重要意义. 现有光学超分辨技术都存在一些固有限制因素, 如工作距离短、适用领域窄、不利于集成等问题. 平面超透镜由于理论上的创新、设计灵活、效率高、方便集成等优势, 成为实现超衍射极限的有效途径. 本文综述了平面超透镜的物理原理及其在超衍射极限聚焦和成像方面近年来的研究进展, 并讨论了该领域面临的问题和未来的研究重点和方向.

**关键词:** 平面超透镜, 衍射光学, 微纳结构, 超分辨

**PACS:** 42.79.-e, 42.25.Fx, 78.67.Pt, 42.30.-d

**DOI:** 10.7498/aps.66.144206

## 1 引言

光学成像技术具有无损、直观、高分辨、应用方便等特点, 是众多成像技术中最重要也是应用范围最广的方式, 对物理学、材料学、生物学、医学、电子学等众多领域的研究和工业生产都具有重要意义. 成像的分辨率是显微成像系统最核心的性能指标. 受限于光的波动性的本质, 由阿贝定律 ( $D = 0.5\lambda/NA$ ) 及瑞利判据 ( $R = 0.61\lambda/NA$ ) 可知, 对应可见光波长区域, 光学显微镜具有横向最高 200 nm 左右的分辨率限制, 其中  $D$  和  $R$  为光学显微系统的成像分辨率,  $\lambda$  为照明光的波长,  $NA$  为透镜的数值孔径<sup>[1,2]</sup>. 突破衍射极限而获得超分辨的聚焦和成像始终是科学研究的热点和难点之一, 并将对广泛的研究领域产生深远的影响.

光源照明物体得到光场分布的过程本质上可以看作是对物体的空间结构进行频率分析的过程,

光源与物体相互作用的结果可以用一系列代表物体空间结构的频率信息来表示, 不同的空间频率信息以不同波矢的平面波携带向空间传播. 其中大于照明光最大空间频率的平面波分量在传播方向上随离开样品的距离成指数衰减, 被称为消逝场 (evanescent wave). 消逝波是非辐射的平面波, 虽然包含被照明物体的结构细节信息, 但却只在近场区域明显存在. 近场扫描光学显微技术 (near-field scanning optical microscopy, NSOM) 是目前科学研究领域常用的获取近场光学信号从而得到超衍射极限光学表征的技术手段. 但是 NSOM 过程需要用刚性的探针在被探测样品表面几十纳米的距离上逐点扫描, 成像速度受限制并容易对样品造成损伤.

2000年, 英国帝国理工学院的 Pendry<sup>[3]</sup> 提出一种基于负折射材料的完美透镜的概念, 理论上可以实现超越衍射极限的成像效果. 传统光学透镜

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61522504) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: elehmh@nus.edu.sg

‡ 通信作者. E-mail: xiangpingli@jnu.edu.cn

无法突破衍射极限的原因在于无法操控消逝场,而负折射率透镜可以利用消逝波频谱的耦合传输实现超衍射成像. 进一步研究表明,利用具有负介电常数的Ag膜,通过激发表面等离子体,实现消逝波放大,从而补偿消逝波传输造成的衰减,同样可以实现对纳米物体的超衍射极限成像<sup>[4-6]</sup>. 美国加州大学伯克利分校的Zhang研究小组<sup>[6]</sup>在2005年利用超透镜(superlens)微纳结构,在365 nm波长照明下实现了89 nm分辨力的超衍射极限成像. 其后,该小组根据美国普林斯顿大学Jacob研究小组<sup>[7-9]</sup>提出的hyperlens的成像原理,在365 nm照明波长下,利用显微镜在远场成功分辨出周期150 nm、线宽35 nm的图形,在实验上验证了超分辨放大成像特性. 但以上技术都存在一个固有的技术特点,就是成像透镜仍然要置于待成像样品的近场区域,从而保证对消逝波的有效收集和放大作用,极大地限制了其实际应用.

2014年,诺贝尔化学奖分别授予美国霍华德·休斯医学研究所教授Eric Betzig、德国马克斯普朗克生物物理化学研究所教授Stefan W. Hell和美国斯坦福大学教授William E. Moerner等3位科学家,以表彰他们在超高分辨率荧光显微成像技术领域的杰出贡献<sup>[10-17]</sup>. 利用荧光分子的选择性激活,可以实现对生物样品的远场超高分辨率的成像,其成像分辨率目前已经可以达到 $< 10$  nm的能力<sup>[11]</sup>. 但是由于该类技术主要基于荧光分子的非线性响应,需要用特殊染料分子对成像样品进行标定,限制了其使用范围主要集中在生物学和医学领域.

开发一种纯光学的远场超分辨成像技术是目前研究的热点方向之一<sup>[18-22]</sup>,其中最具物理意义的方法就是通过调制聚焦光斑的有效点扩散函数(point spread function, PSF)来压缩焦斑的尺寸<sup>[21,23-25]</sup>,其关键是要研究一种对传输光场实现超衍射极限调制的透镜. 基于衍射光学理论的平面超透镜是近年来纳米光子学领域的最新研究方向和前沿热点<sup>[26-30]</sup>. 由于理论上的创新、设计灵活、效率高、方便集成等优势,成为实现远场纯光学的超衍射极限聚焦和成像的有效途径<sup>[31-38]</sup>.

虽然目前可以实现光学超分辨的方法有很多种,但是各种方法都存在一定的特点和适用性,在实际应用时应根据需求合理选择适当的技术. 近场

扫描技术可以对微纳结构表面的光场分布实现非常高的空间分辨率,但是在成像的过程中探针需要在样品表面进行准接触式的机械扫描,会对待成像样品带来不可避免的机械损伤,同时探针的引入也不可避免地会对样品表面的光场分布造成一定的影响. 基于染料分子非线性效应的荧光成像技术可以实现远场的超衍射极限成像,但由于需要用特定的染料分子对成像样品进行标定,使得其适用领域主要集中在生物领域,同时染料分子对样品的污染以及染料分子自身在成像过程中的光致损伤现象也是需要慎重考虑的问题. 平面超透镜技术为实现远场纯光学超分辨成像提供了一种新的途径,其成像过程无需消逝场的参与,也不需要对待成像样品进行任何的预处理,极大地拓展了超分辨成像技术的应用领域.

本文总结回顾了近年来国内外平面超透镜领域的研究现状,并结合本研究组在该方向的研究成果,对平面超透镜在可见光区域的衍射极限调制方面的进展进行了总结,并展望了平面超透镜的未来发展趋势.

## 2 平面超透镜突破衍射极限的研究进展

### 2.1 光学超振荡的提出和判断标准

当前光学技术的发展表现出向集成化和轻量化的趋势,其典型代表是由微型二维光学元件代替传统的三维体材料器件实现对光信号的有效调制. 衍射光学元件的研究日益成为当前光学研究的前沿课题<sup>[39-42]</sup>. 作为衍射光学元件的典型代表,菲涅耳波带片具有二维平面构型、尺寸紧凑、重量轻、设计自由度大等诸多优点,但与传统光学透镜类似,菲涅耳波带片的远场聚焦和成像无法突破衍射极限的限制.

受美国南卡罗莱纳大学的Aharonov等<sup>[43]</sup>在量子力学方面工作的启发,2006年英国布里斯托大学的Berry和Popescu<sup>[44]</sup>在数学上进行了深入的阐述,进而提出超振荡的概念,并将超振荡与光学聚焦相联系,从理论上证明特殊设计的光栅结构可在远场实现超衍射极限的聚焦<sup>[45]</sup>. 频谱在某一频率分量截止的函数可称为带限函数,超振荡现象的本质在于带限函数在局部区域的振荡速度可以远

大于其最高傅里叶分量. 如图 1(a) 所示, 当相干光经特殊设计的纳米孔或光栅阵列衍射时, 其在焦平面处的电场分布取决于各个衍射单元所发出的光矢量的叠加, 可以简单表示为<sup>[46]</sup>

$$E(x) = \sum_n a_n \cos(k_n''/x + \varphi_n). \quad (1)$$

超振荡理论证明, 通过选取各相干分量空间频率  $k_n''$ 、强度权重  $a_n$  以及相对相位  $\varphi_n$  的合理组合, 完全可以在焦平面处局部空间内获得远高于系统最高空间频率分量的带限函数振荡, 如图 1(b) 所示, 从而实现超衍射极限的聚焦能力<sup>[46]</sup>.

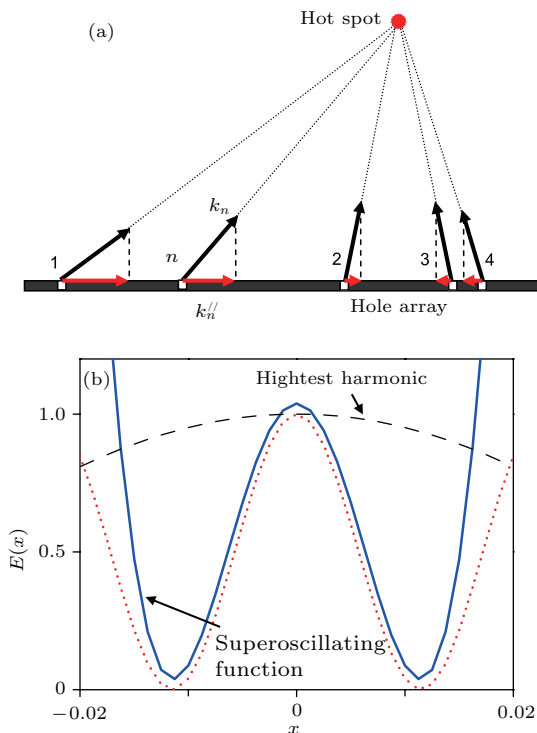


图 1 (a) 相干光经纳米孔或光栅阵列衍射形成超衍射极限聚焦示意图; (b) 超振荡函数与衍射系统中最高空间频率分量的对比<sup>[46]</sup>

Fig. 1. (a) Schematic diagram illustrating the formation of a super-resolution hot-spot by light diffracted from the hole or grating array; (b) the comparison between the super-oscillation function with the highest Fourier harmonic component<sup>[46]</sup>.

2014年, 新加坡国立大学的Huang等在Michael Berry理论的基础之上提出了判断一个光学聚焦系统的聚焦焦斑是否为超振荡的三个条件: 1) 首先光学系统要为轴对称分布, 从而产生圆形的聚焦焦斑; 2) 在聚焦面上的一定区域之内, 聚焦焦斑的振荡频率要大于该目标平面上的最大傅里叶频谱分量; 3) 焦斑要位于  $r \leq r_s$  的范围之内,

其中  $r$  为聚焦焦斑半径,  $r_s$  是指当只有最大空间频率分量作用时焦平面上的第一个电场强度为0的位置<sup>[34,42]</sup>. 根据这三个条件, 他们进一步细化并提出了超振荡判据 ( $0.38\lambda/NA$ ), 即一个光学聚焦系统的真实衍射极限, 对聚焦光斑给出定量的理论界限, 如图 2 所示. 光学聚焦焦斑尺寸图被瑞利衍射极限和超振荡极限分成三部分, 其中位于瑞利衍射极限之下的两个区域都可以实现超衍射极限的光调制, 但只有在小于超振荡判据 ( $0.38\lambda/NA$ ) 的蓝色区域才会发生真正的超振荡现象. 该判据比传统的Rayleigh衍射极限 ( $0.61\lambda/NA$ ) 更精确, 更适合实际应用.

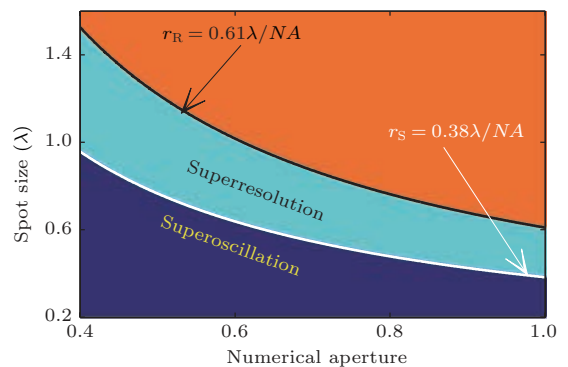


图 2 超振荡判据 瑞利判据和超振荡判据把光学聚焦光斑尺寸图分成了亚分辨、超分辨和超振荡三个区域<sup>[34]</sup>

Fig. 2. The definition of the super-oscillation criterion. The Rayleigh (black) and superoscillation (white) criteria, divide the focusing spot into three parts: sub-resolved (orange), super-resolution (cyan) and super-oscillation (dark blue)<sup>[34]</sup>.

## 2.2 利用准周期排列的纳米孔阵实现超振荡聚焦

在超振荡理论提出以后, 众多研究者尝试从实验中实现对传输场的超振荡调制, 进而做到在远场得到超衍射极限聚焦和成像<sup>[47-49]</sup>. 准周期阵列结构是最初用于实现超衍射极限聚焦的尝试. 2007年, 英国南安普顿大学的Huang等<sup>[47]</sup>利用金属衍射屏上准周期排列的纳米孔阵, 在实验中观测到了远场的亚波长聚焦现象. 类似于周期结构中的Talbot效应, 当用波长660 nm的相干光去照明Penrose-like构型准周期排列的纳米孔结构时, 实验中可以看到, 在衍射屏后5 μm的距离上得到了超衍射极限的聚焦焦斑, 其半高全宽只有235 nm, 图 3(d) 所示. 当观察面沿Z方向移动时, 可以发现 在衍射区不同位置上都可以观察到超衍射极限的

聚焦现象. 他们把该超衍射极限聚焦过程归因于准周期排列的纳米孔阵对激发光的超振荡调制效应. 由于该过程发生在远场区域, 无须消逝场的参与, 可以使用传统的光学显微收集和成像系统来观测得到. 同时, 如图 3(g) 所示, 在点光源激发状态下, 当点光源沿着 +Y 方向逐步移动 600 nm, 在超

振荡透镜后方  $Z = 11.5 \mu\text{m}$  处的焦斑相应地朝着 -Y 方向移动 600 nm, 相当于普通透镜 1 : 1 的物像移动关系, 在不同轴向的其他位置同样能实现类似的超衍射聚焦和不同比例的物像移动关系. 这有力地说明了该器件不仅可以用于远场的亚波长聚焦, 同时也可以作为成像器件 [48].

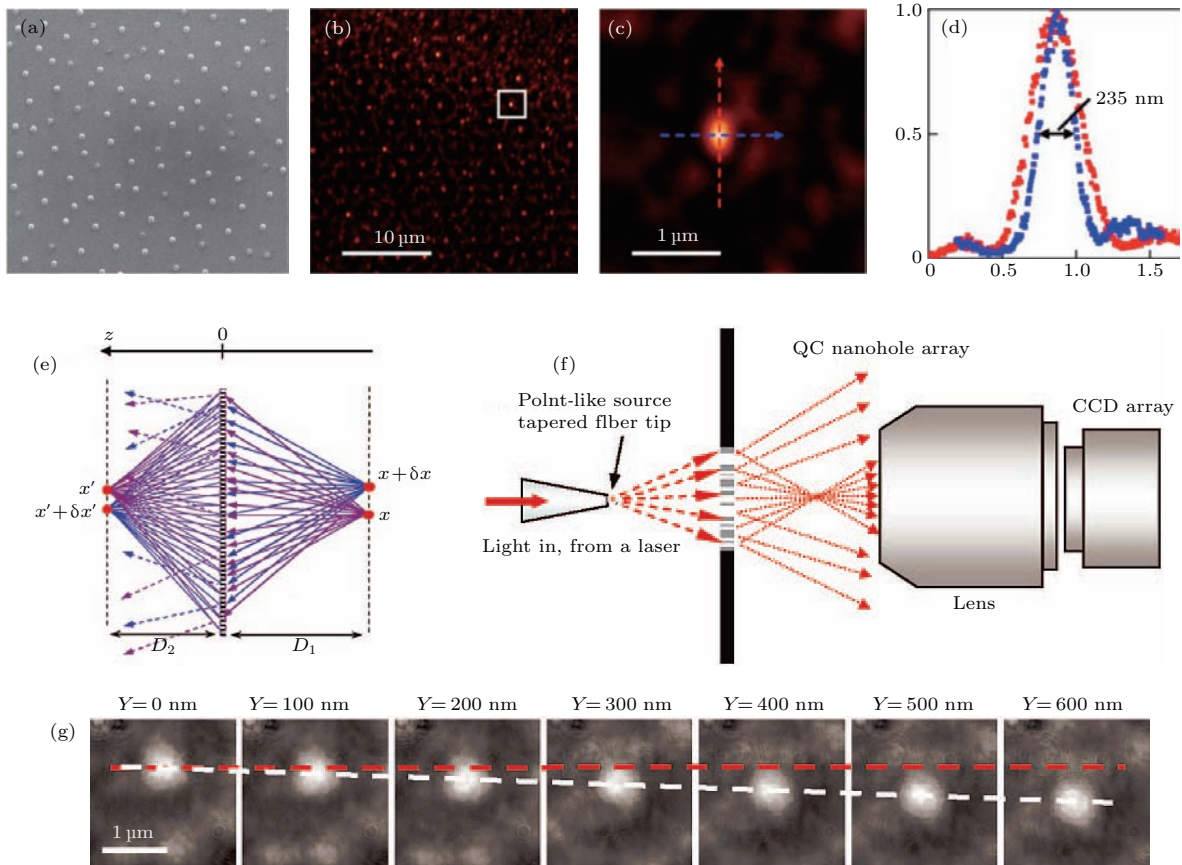


图 3 Penrose-like 构型排列的准周期纳米孔阵列结构实现远场的超衍射极限聚焦 (a) 准晶纳米孔阵列的 SEM 图; (b) 结构孔阵平面  $5 \mu\text{m}$  外的场分布图; (c) 场分布的局部放大图; (d) 焦斑强度在与入射光偏振方向平行 (蓝色) 和垂直 (红色) 方向上的强度分布图; (e) 准周期纳米孔阵列成像原理图; (f) 成像系统示意图; (g) 焦斑位置与光源沿 Y 方向移动的对对应关系 [47,48]

Fig. 3. Sub-diffraction limit focusing effect in far-field by a quasi-crystalline nanohole array: (a) SEM image of the quasi-crystalline array of holes; (b) field map at a height  $h = 5 \mu\text{m}$  above the array; (c) zoom-in view of the hotspot indicated in (b); (d) line profiles of the hotspot along the parallel (blue dots) and perpendicular (red dots) directions to the polarization of the incident light; (e) imaging process of the quasi-crystalline nanohole array; (f) schematic diagram of imaging system by the quasi-crystalline nanohole array; (g) the motion of the hot-spot corresponding to the light source moving along the Y direction [47,48].

由于准周期结构的复杂性, 其超衍射极限的聚焦能力难以根据需要进行可控调节, 这严重制约了其实用性. 2009 年, 该团队进一步提出可以利用多个长椭球波函数 (prolate spheroidal wave functions) 构造出局部视场区域内任意大小的超衍射焦斑. 他们采用 26 个长椭球函数, 在  $20\lambda$  的工作距离上构造了焦斑尺寸  $0.21\lambda$  的超衍射焦斑光场分布. 他们证明这种方法在实现任意小的超衍射焦

斑的同时, 可以保证焦斑和高强度旁瓣之间存在一定的视场区域 [49]. 但是, 该种掩模结构同样非常复杂, 要想精确地制作这种复振幅型结构, 对当前微纳加工技术是极大的挑战.

### 2.3 二元振幅型超振荡透镜

早在 1952 年, Toraldo Di Francia [23] 提出并证明利用一系列精密设计的光瞳滤波器调控传播场

的干涉效应,完全可以在远场得到亚波长的光场局域和超衍射极限的聚焦现象,并逐渐发展成当前熟知的光瞳滤波技术.光瞳滤波技术是指在聚焦系统中引入光瞳滤波器,通过改变光学系统光瞳平面内光场的振幅或相位,实现在空间域对聚焦光场的三维分布进行有效调制,在频率域对频率通带范围内传递函数的高低频进行调制.改变光瞳函数的具体分布,即可以达到改变光学系统的聚焦光场和成像特性的目的,这是光瞳滤波原理的基本出发点.常用的光瞳滤波器包括中心遮挡环形滤波器、极窄环带滤波器以及研究和用最广泛的圆对称环带形光瞳滤波器(又称为 Toraldo 滤波器).利用这些光瞳滤波技术可以实现多种调制效果,实现对激光光束整形,如压缩聚焦光斑、形成平顶光束、产生轴向无衍射光束、产生横向环形光束或轴向中空光束等,在光物理、显微成像、光学微操纵以及光学微加工等领域有重要的应用<sup>[23,50-56]</sup>.由于光瞳有限物理孔径的客观限制,任何光瞳滤波器本质上都等价于一个低通滤波器.虽然光瞳滤波器可以有效地改善成像特性,但在焦平面上并不会出现大于系统最高

空间频率的光场振荡,所以并不能实现严格意义上的超分辨聚焦和成像.

2012年,南安普顿大学的 Rogers 等<sup>[35]</sup>利用超振荡原理,通过算法优化的方式设计并制备出了二元振幅型同心环带平面衍射透镜,即超振荡透镜(superoscillatory lens).该透镜虽然在结构上与传统的光瞳滤波器相似,但调制特性显著不同.通过精密调制各环带衍射光场之间超振荡现象所带来的相消干涉效应,在焦平面上一定区域内,可以实现带限函数的振荡速度远大于系统最高傅里叶频谱分量的现象,从而实现真正意义的超衍射极限聚焦.同时,传统的光瞳滤波器只改变光瞳平面内光场的振幅或相位,其聚焦和成像功能一般还是依靠光学系统中的体材料折射透镜来实现,而在利用超振荡透镜实现超衍射极限聚焦和成像的过程中完全不需要其他折射透镜的参与.在该工作中,他们利用 640 nm 波长的线偏振相干光源激发,在油浸介质中 10 μm 远处得到了 185 nm (0.29λ) 的超衍射极限聚焦焦斑,如图 4(c) 所示.通过把超振荡透

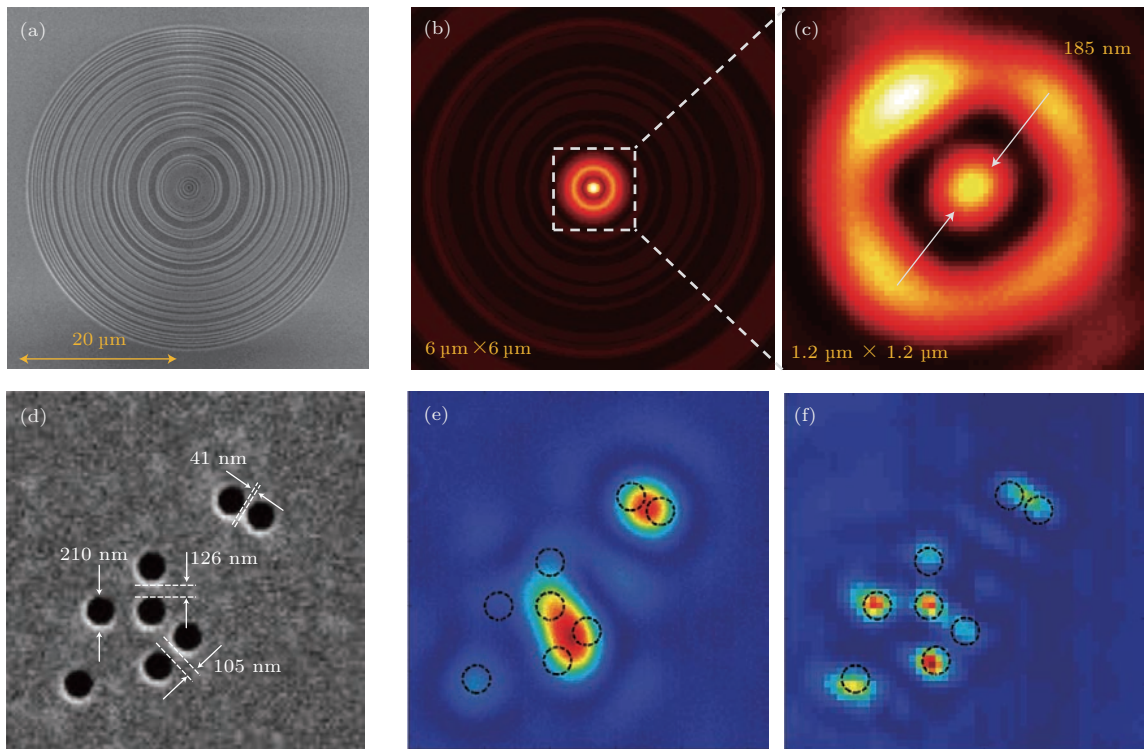


图 4 超振荡透镜的聚焦和成像 (a) 超振荡透镜的 SEM 图; (b) 焦平面处的场分布; (c) 实验测得的超振荡焦斑; (d) 待成像的纳米孔阵结构的 SEM 图; (e) 纳米孔阵的普通显微镜成像效果; (f) 利用超振荡显微技术的成像结果<sup>[35]</sup>

Fig. 4. Sub-wavelength imaging with a super-oscillatory lens: (a) SEM image of the SOL; (b) field distribution at the focal plane; (c) experimental recorded focal spot in immersion oil; (d) SEM image of a nanohole sample; (e) the unresolved image by a conventional microscope; (f) the SOL image with more details for the nanoholes sample<sup>[35]</sup>.

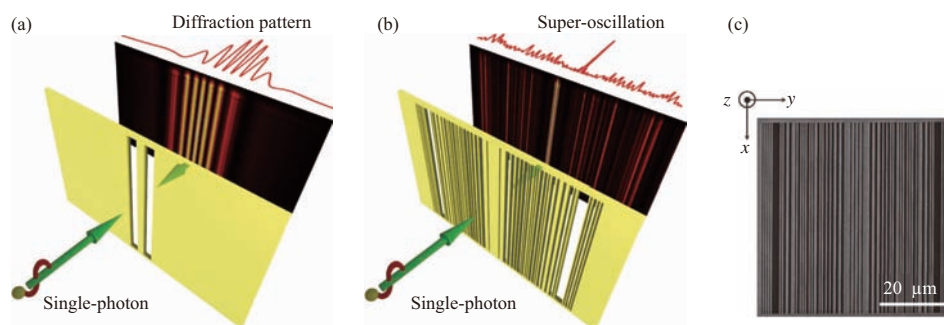


图5 量子超振荡效应 (a) 单光子激发下的双缝干涉现象; (b) 利用一维超振荡透镜实现单光子激发下的量子超振荡现象; (c) 一维超振荡透镜的SEM图<sup>[61]</sup>

Fig. 5. Quantum super-oscillation effect: (a) Single photon regime of the double slit interference experiment; (b) single photon regime of the Quantum super-oscillation effect; (c) SEM image of the one dimensional super-oscillatory lens<sup>[61]</sup>.

镜与共焦成像系统相结合, 利用其远场超衍射极限的聚焦能力, 实现了105 nm的远场成像分辨率, 如图4(f)所示. 此后该研究组又分别验证了其他波长和偏振态下的超分辨聚焦特性<sup>[32,37,57-60]</sup>. 2016年, Yuan等<sup>[61]</sup>进一步发现, 超振荡现象在单光子激发条件下同样存在, 成功地验证了量子超振荡效应. 一般认为, 超振荡现象是一种多光子相互干涉现象, 而该工作发现, 超振荡透镜在单光子激发条件下, 光子可以和自身发生量子干涉效应, 从而在衍射屏上形成超振荡的聚焦效果, 如图5(b)所示.

基于超振荡透镜的显微成像方法是一种纯光学的远场超分辨成像技术, 不需要消逝场的参与, 也不需要利用染料分子的非线性荧光效应. 在显微、望远、光刻等领域都具有广泛的应用前景. 超振荡透镜的聚焦和成像能力理论上没有物理极限, 通过合理的优化和设计, 可以得到任意小的聚焦光斑. 超振荡现象的本质是利用干涉效应对焦平面上的光场能量进行重新分布, 其原理决定了在中心亚波长焦斑的周围一定会存在很强的旁瓣光场分布. 当主瓣强度逐渐减小的过程中, 其旁瓣会不可避免地快速增强, 对后期的成像应用过程带来一定的影响. 虽然可以通过在主焦斑和旁瓣之间叠加零强度点的方式来扩大视场区域, 但是主焦斑的强度会进一步减小, 能量利用效率很低.

## 2.4 二元振幅型超临界透镜

为解决上述超振荡透镜存在的实际问题, 新加坡国立大学的研究者提出一种新型的平面衍射透镜——超临界透镜(supercritical lens, SCL)<sup>[31,34,36]</sup>. 他们通过开发新的理论和算法, 在

平面衍射透镜的设计优化过程中, 将焦斑尺寸控制在瑞利衍射极限( $0.61\lambda/NA$ )和超振荡极限( $0.38\lambda/NA$ )之间, 可以得到超衍射极限的聚焦光斑, 如图6所示<sup>[31]</sup>. 与超振荡透镜相比, 超临界透镜在保证超衍射极限焦斑的同时, 能有效抑制旁瓣的强度, 同时能获得超长的的工作距离和焦深, 为平面超衍射极限透镜的应用带来了极大的便利. 2015年, 他们利用振幅型平面超临界透镜在 $240\lambda$ 工作距离上实现了亚波长光针的超衍射极限聚焦效果, 在633 nm的蜗旋相位叠加的角向偏振光激发下, 在空气中得到了横向尺寸约265 nm( $0.42\lambda$ )的超衍射极限焦斑, 光针长度约7  $\mu\text{m}$ , 如图7所示<sup>[36]</sup>.

2016年, 他们进一步把平面超临界透镜应用于超分辨成像领域, 设计制备了工作在405 nm的振幅型平面超临界透镜, 并搭建基于共焦成像原理的超分辨显微成像系统, 在空气中获得纯光学的65 nm分辨率的远场超分辨成像效果, 如图8所示<sup>[31]</sup>. 工作距离达到 $135\lambda$ , 基本与传统显微镜相近. 由于超临界透镜低旁瓣的优势, 使得成像结果受背景光的影响很小, 具有很高的信噪比. 包括超振荡透镜显微成像技术在内的大多纯光学超分辨成像系统, 其成像视场都相对较小, 对大尺寸样品实现超高分辨率的成像效果一直是各种光学超分辨技术所面临的障碍之一. 超临界透镜为跨越这个障碍提供了一种途径, 他们成功地验证了对于大尺寸样品的超分辨成像效果, 如图8(d)—图8(e)所示. 对于复杂非周期的大尺寸样品( $15\ \mu\text{m} \times 15\ \mu\text{m}$ ), 同样可以得到高对比度的超分辨成像效果. 他们把这一优势归因于超临界透镜光针聚焦性能所带来的超大的焦深特性, 使得成

像过程对样品的水平倾斜具有很大的容忍度。

此外, 大焦深特性还为超临界透镜显微成像技术带来一个独特的能力, 即可以通过一次扫描实现对三维立体结构的水平投影成像, 如图9所示. 他们利用一个左右高差为800 nm 的楔形的鱼网状结构作为样品, 通过一次扫描即得到了整个结构全部孔阵的清晰位置, 而传统的透射式显微镜和激光扫描共聚焦显微镜受限于较小的焦深尺寸, 只能对一定Z高度上的部分孔阵位置进行标定。

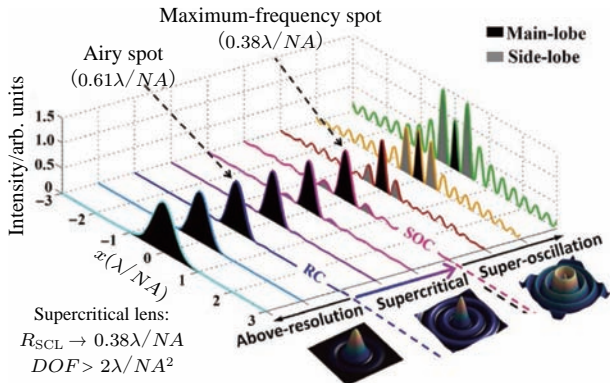


图6 平面透镜焦斑强度分布的可能图样及超临界透镜的概念 [31]

Fig. 6. Possible intensity patterns of focal spots by planar lens, as well as the definition of supercritical lens (SCL) [31].

与其他平面超透镜显著不同的一点是超临界透镜的设计中完全不存在亚波长的特征尺寸, 整个透镜中的最小特征尺寸为1.2 μm, 用微米量级特征尺寸的透镜实现了纳米量级的成像效果, 打破了成像领域一直以来的“纳米尺寸的成像所使用的透镜一定具有纳米尺度特征尺寸”的传统认知. 同时, 微米级别的特征尺寸使得该透镜可以采用成熟的激光曝光直写工艺高效、低成本地加工, 为把平面超衍射极限透镜推向实际应用提供了切实的可行性。

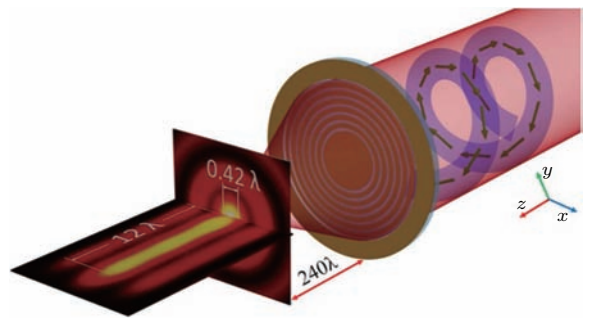


图7 超临界透镜对螺旋相位调制的角向偏振光的超衍射极限聚焦示意图 [36]

Fig. 7. Sketch of shaping sub-wavelength needle with supercritical lens induced by azimuthally polarized beam with vortical phase [36].

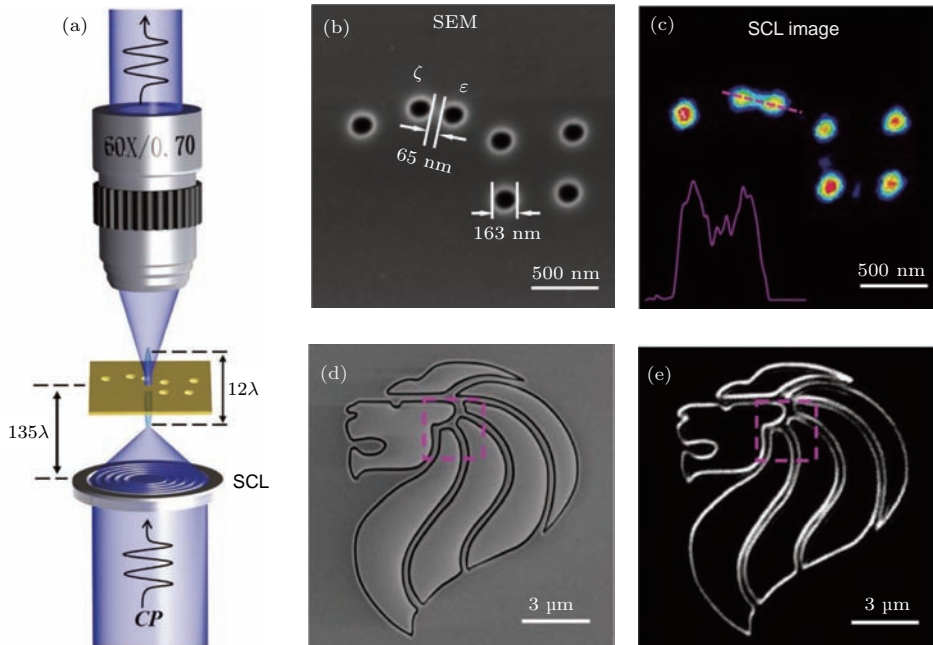


图8 (a) 基于超临界透镜的显微成像系统示意图; (b) 纳米尺度北斗七星图样的SEM图; (c) 利用SCL显微成像系统可以清晰分辨65 nm的间距; (d) 大尺寸非周期样品的SEM图; (e) 大尺寸样品的SCL超分辨成像效果 [31]

Fig. 8. (a) Schematic diagram of SCL microscopy; (b) SEM image of nanoscale Big Dipper; (c) imaging result by SCL microscopy which shows that the 65 nm space can be clearly distinguished; (d) SEM image of a fabricated large-scale non-periodic pattern; (e) imaging results of the large scale non-periodic sample by SCL microscopy [31].



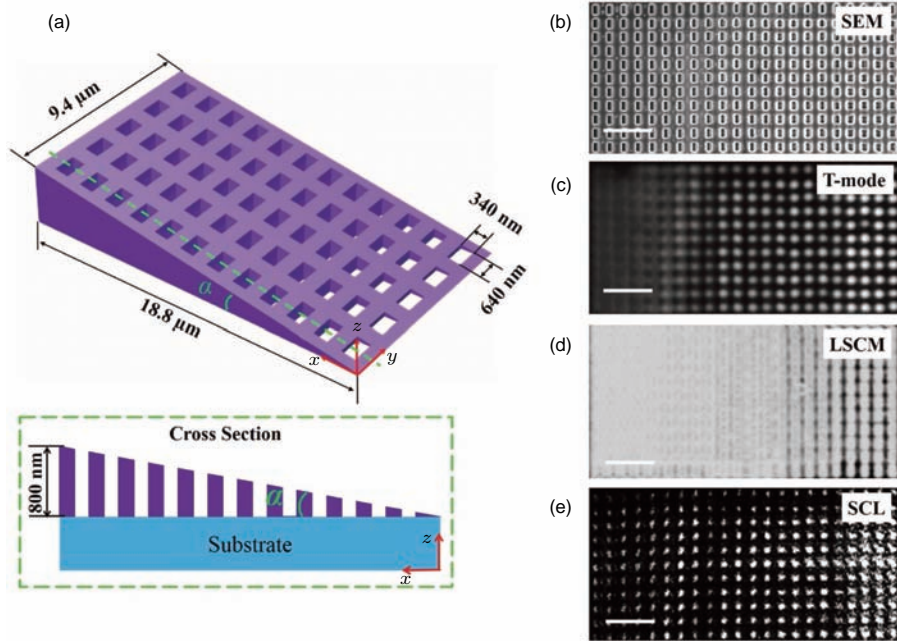


图9 三维物体水平投影的成像 (a) 由矩形孔阵所构成的三维网状楔形样品示意图; (b) 楔形样品的顶视SEM图; (c)–(e) 分别利用普通透视显微镜、激光扫描共聚焦显微镜和超临界透镜成像技术得到的楔形样品成像结果<sup>[31]</sup>  
 Fig. 9. Mapping the horizontal details of a 3D object: (a) Sketch of a 3D fishnet wedge composed of an etched array of rectangular holes; (b) top-view SEM image of the fishnet wedge; (c)–(e) the imaging results of this wedge by transmission mode microscopy (T-mode), laser scanning confocal microscopy (LSCM), and SCL microscopy<sup>[31]</sup>.

### 2.5 二元位相型超振荡透镜

与振幅型的设计相比, 位相型的平面超透镜可以得到明显更高的能量利用效率. 2008年, 新加坡科技局数据存储研究所的Wang等<sup>[51]</sup>在理论上提出可以通过在普通聚焦系统中添加二元位相板的方式, 实现对径向偏振光的超衍射极限聚焦. 2014年, 新加坡国立大学的Huang等<sup>[34]</sup>证明, 利用二元位相构型平面透镜同样可以对线偏振和圆偏振光实现远场的超振荡调制. 但在传统光学材料上精确制备该种二元位相型平面透镜有较大的工艺

难度. 2016年, 南安普顿大学的Wang等<sup>[62]</sup>提出可以利用相变材料在晶态和无定形态时较大的折射率差值来制备二元位相型光子学器件, 他们成功地利用飞秒激光加工工艺在 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 材料制备了工作在730 nm的平面超振荡透镜, 实验中获得了 $0.49 \mu\text{m}$ 的超衍射极限焦斑, 小于同等数值孔径下的光学衍射极限 $0.6 \mu\text{m}$ , 如图10所示. 同时他们利用相变材料的可重构特性, 在实现平面超透镜结构的擦除和重写入方面做出了开创性的工作.

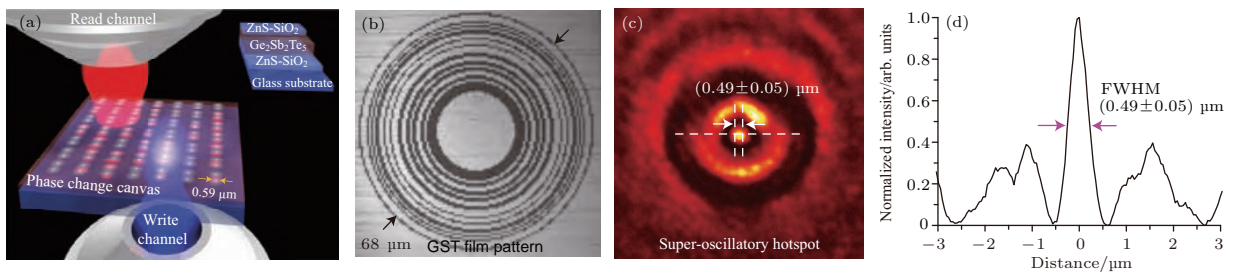


图10 (a) 用飞秒激光在相变材料上加工光子器件示意图; (b) 实验制备得到的二元位相型超振荡透镜; (c) 超振荡透镜在730 nm波长激发下的聚焦光斑图样; (d) 焦斑横截面的强度分布<sup>[62]</sup>  
 Fig. 10. (a) Schematic diagram of the fabrication process for binary phase photonic devices in a phase-change film; (b) binary phase super-oscillatory lens; (c) focal spot of the binary super-oscillatory lens at  $\lambda = 730 \text{ nm}$ ; (d) cross-section line profile of the focal spot<sup>[62]</sup>.

## 2.6 基于超振荡透镜的超分辨光学望远镜系统

由光的波动性本质及成像原理决定, 衍射极限的障碍不仅对显微成像系统适用, 对光学望远系统来说同样如此. 自光学望远镜发明以来, 望远镜的分辨率一直受限于瑞利判据  $1.22 \lambda/\Phi$ , 其中  $\Phi$  和  $\lambda$  为望远镜系统的主镜尺寸和相应的工作波长. 一直以来, 人们只能通过不断增加主镜尺寸的方式来提升望远镜的分辨能力, 但该种方法的复杂性给科学技术带来越来越高的挑战. 超振荡技术为解决该问题提供了一种可能. 2015年, 中国科学院光电技术研究所王长涛等<sup>[30]</sup>提出了一种基于超振荡透镜的

超分辨望远镜系统, 如图 11 所示. 目标物体放置在平行光管  $L_1$  的前焦面位置并经窄带非相干光照明. 在出瞳平面处放置超振荡调制器件, 对空间频谱中的高低频分量进行精密调制, 再经透镜聚焦后, 可以在电荷耦合器 (CCD) 平面上得到超振荡的焦斑和成像效果, 从而实现实时的、非相干状态下的超分辨望远成像. 在该工作中, 他们分别设计了焦斑半径分别等于 0.6, 0.5 和 0.3 倍瑞利极限的三组超振荡焦斑. 通过优化设计参数, 对焦斑强度、旁瓣大小以及视场区域进行控制, 实验中实现了 0.55 倍瑞利判据的分辨能力. 在一定离轴角度下, 该系统同样具有良好的成像能力. 该工作对拓展超振荡技术的应用做出了积极的贡献.

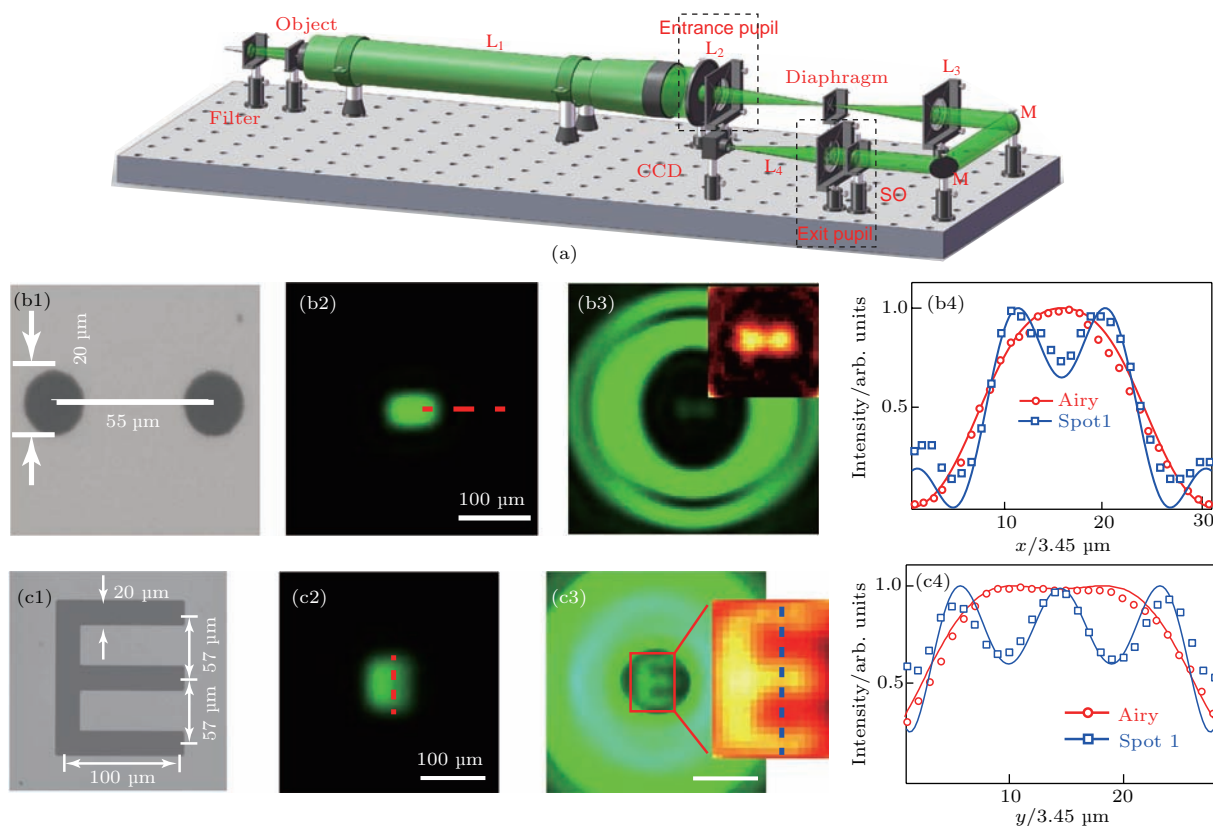


图 11 (a) 基于超振荡透镜的超分辨光学望远镜系统; (b), (c) 间距为 55  $\mu\text{m}$  的双孔样品和字母 E 形的复杂结构待成像样品的 SEM 图 (b1), (c1), 衍射受限光学系统的成像图 (b2), (c2), 经超分辨望远系统成像结果图 (b3), (c3), 以及成像结果的强度分布比较 (b4), (c4)<sup>[30]</sup>

Fig. 11. (a) Schematic diagram of the super-resolution telescope system based on the super-oscillatory lens; (b), (c) experimental demonstration of the resolving capability of telescope system: SEM of the imaging sample (b1), (c1); the diffraction-limited imaging results (b2), (c2); the super-resolved imaging results by the super-resolution telescope (b3), (c3); the line profiles of the intensity distribution of the imaging results<sup>[30]</sup>.

## 2.7 振幅和相位同时调制的 rGO 透镜

区别于超振荡透镜和超临界透镜的二元振幅或二元位相构型, 澳大利亚斯威本科技大学的

Zheng 等<sup>[63]</sup>提出了一种基于氧化石墨烯的振幅相位共同调制的平面透镜. 在该工作中, 他们利用飞秒激光直写技术所产生的光还原过程, 把氧化石墨烯 (graphene oxide, GO) 转化成还原氧化

石墨烯(reduced graphene oxide). 通过控制加工激光的相关参数, 可以实现对石墨烯还原层的厚度、折射率以及透过率的精确控制. 利用这个特性, 该课题组设计并制备了一种可以对光场强度和相位同时调控的平面超透镜, 如图 12 所示, 在

实验中实现了远场的 3D 亚波长聚焦( $\lambda^3/5$ ). 此外, 该氧化石墨烯平面透镜可以实现宽波段的高效聚焦特性, 在 400—1500 nm 的宽谱波段, 可以实现 >32% 的能量利用效率, 对于实际应用有较大的助益.

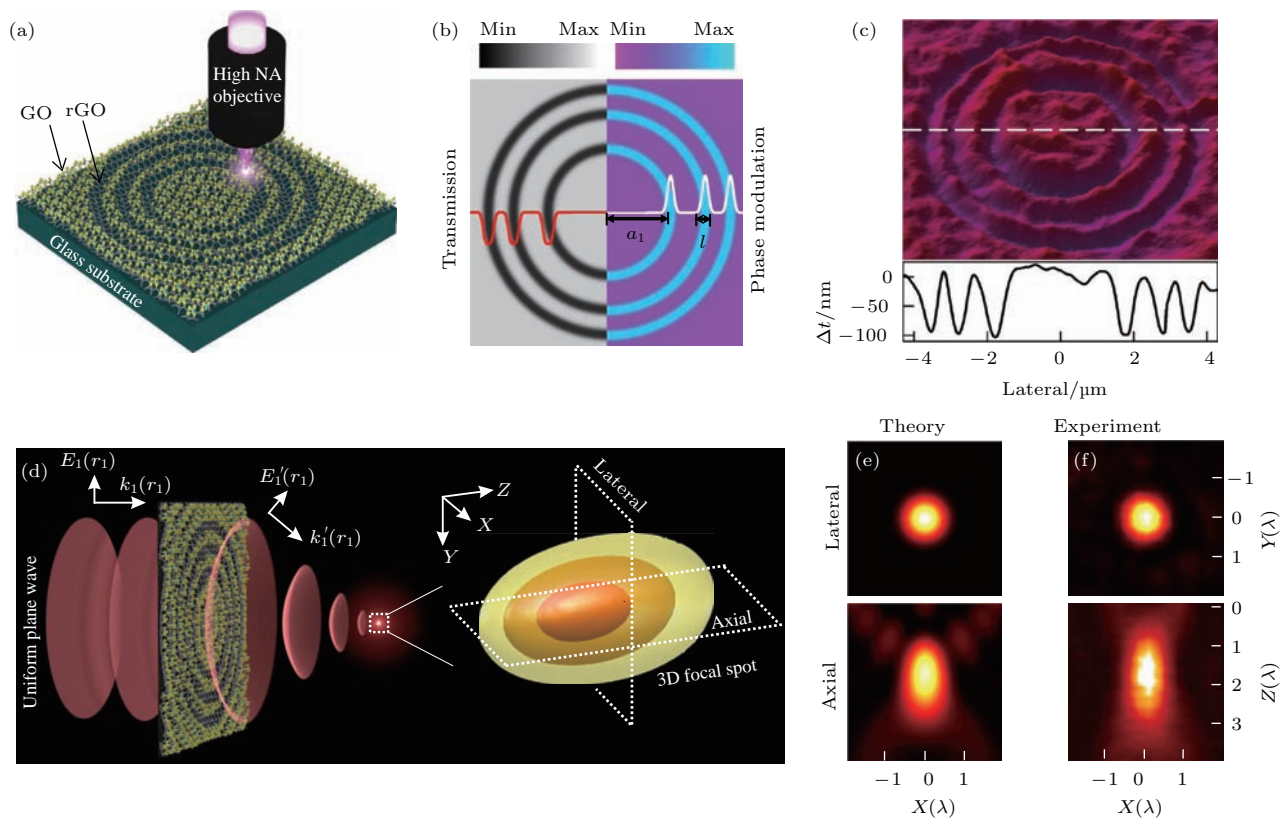


图 12 氧化石墨烯平面透镜及其三维亚波长聚焦特性 (a) GO 透镜设计和加工方法示意图; (b) GO 透镜的相位强度共同调制特性示意图; (c) GO 透镜的表面形貌; (d) GO 透镜对入射光调制过程示意图; (e), (f) 焦斑在横向和轴向强度分布的理论和实验结果 [63]

Fig. 12. Reduced GO lens and its 3D subwavelength focusing effect: (a) Conceptual shown of the design and fabrication process of GO lens; (b) schematic shown of the amplitude and phase modulation effect; (c) topographic profile of the GO lens; (d) light modulation process by the GO lens; (e), (f) theoretical and experimental intensity distribution of the subwavelength focal spot [63].

### 3 未来发展方向展望

由于具有平面可集成的特点和超衍射极限聚焦的优异性能, 平面超透镜成为当前衍射光学和纳米光子学领域的研究热点. 该领域的研究者已经做出了卓越的贡献并揭示了该领域的巨大发展潜力. 从把该科学概念推向实际应用的角度来看, 平面超透镜在一些方面还存在局限并需要进一步的研究推进.

#### 3.1 消色差的平面超透镜

色差是光学元件设计时必须考虑的一个因素. 传统的体材料透镜, 色差来源于透镜制

备材料的色散造成的影响, 可以采用正负色散材料结合, 或者通过把折射光学元件和衍射光学元件结合构建折衍混合系统的方式来消除色差, 使得其体积庞大, 难以应用于光学集成. 对于突破衍射极限聚焦的平面超透镜来说, 其设计和优化的过程一般都是基于单工作波长系统. 最近, 新加坡南洋理工大学的 Yuan 等 [64] 提出了一种消色差的多工作波长的超振荡透镜. 他们利用平面透镜超长焦深的特点和衍射光学元件多极衍射焦斑的固有特性, 通过设计优化, 使得不同波长的焦斑在空间重叠, 从而在红外光和可见光区分别得到了消色差的超衍射极限聚焦能力, 如图 13 所示. 这为消色差的平面超透镜提出了一个可行的方法, 并值得深入研究和探索.

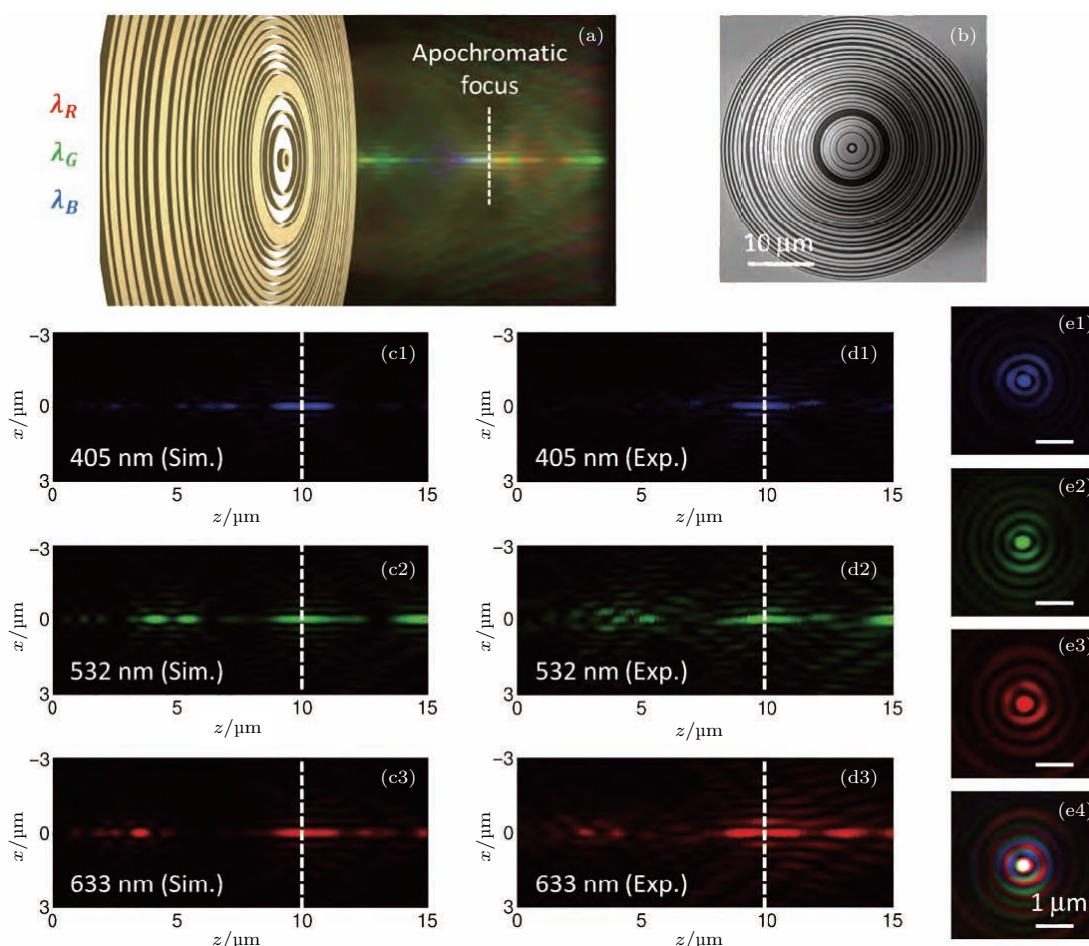


图 13 消色差的超振荡透镜 (a) 消色差的超振荡透镜聚焦示意图; (b) 消色差超振荡透镜的 SEM 图; (c), (d) 模拟和实验测得的超振荡透镜对蓝绿红三色光衍射聚焦图样; (e) 蓝绿红三色光以及白光在焦平面上的强度分布实验图样 [64]  
 Fig. 13. Apochromatic amplitude mask SOL: (a) Schematic diagram of the focusing effect by apochromatic SOL; (b) SEM image of the fabricated apochromatic SOL; (c), (d) simulated and experimental diffraction patterns in  $x$ - $z$  plane; (e) experimental recorded intensity pattern at the focal plane for blue, green, red and white light [64].

### 3.2 提高平面超透镜的能量利用效率

尽管利用诸如超振荡透镜、超临界透镜等平面超透镜可以突破衍射极限的聚焦和成像,但其本质上还是一种二元衍射光学元件. 由于多极衍射效应、反射和吸收损耗的影响,其能量利用效率难以达到很高的程度,目前已报道的最高效率只有30%左右. 开发一种相位型的高效平面超透镜对于实际应用具有重要的意义. 基于超颖表面的相位调制平面超透镜是近年来纳米光子学领域的研究热点之一. 超颖表面 (metasurfaces) 是一种厚度小于波长尺度的单层人工结构,通过对亚波长结构单元的设计,可以在二维平面上同时对电磁波的相位、极化方式以及传播特性进行调制,为光学设计提供了极

大的灵活性. 哈佛大学的 Capasso 小组 [65,66], 普渡大学的 Shaleav 小组 [28,67], 伯明翰大学的 Zhang 小组 [26,68], 新加坡国立大学 Qiu 研究组 [69-71], 台湾大学 Tsai 小组 [72,73] 以及国内中国科学院光电技术研究所罗先刚团队 [74,75] 等在超表面位相调控机制及其应用方面做了大量的研究工作. 2016 年,哈佛大学 Capasso 小组报道了一种利用二氧化钛微纳结构构建的超颖表面透镜,如图 14 所示. 通过控制二氧化钛纳米砖阵列对入射光的相位调制,在可见光区域实现了接近于衍射极限的远场成像,其能量利用效率最高可达90%左右 [27,76,77]. 与传统的二元构型相比,基于连续位相调制的超颖表面结构的平面超透镜将可以实现超高的能量利用效率,是未来平面超透镜的重要研究方向.

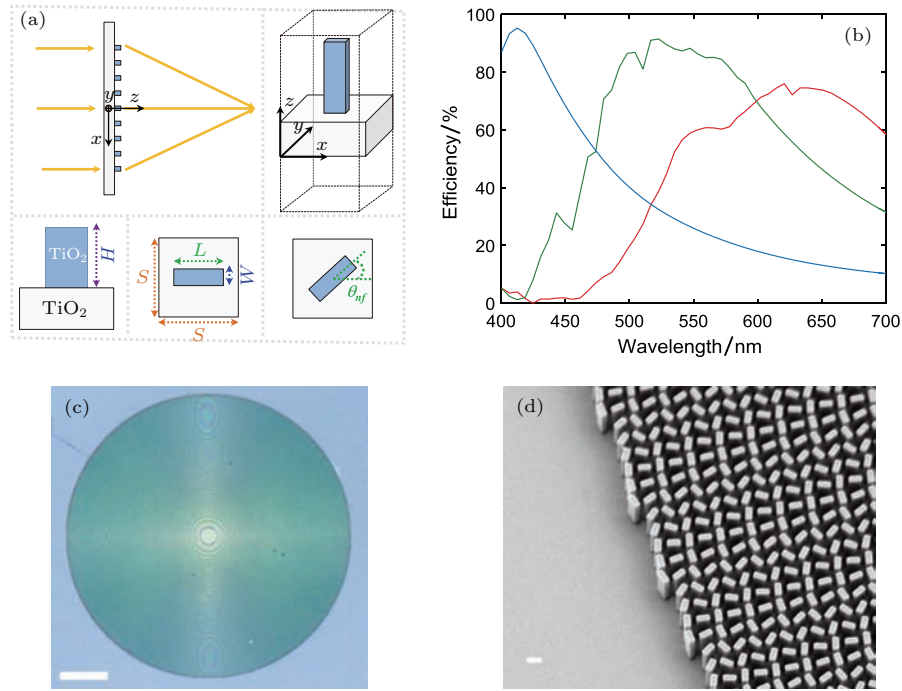


图 14 (a) TiO<sub>2</sub> 纳米砖构型的超颖表面透镜示意图; (b) TiO<sub>2</sub> 纳米砖型超颖表面的偏振转化效率与波长的依赖关系; (c) 加工制得的超透镜光学图像; (d) 超透镜局部的电镜图像 [27]

Fig. 14. (a) Schematic of the TiO<sub>2</sub> nanofin metalens; (b) simulated conversion efficiency as a function of wavelength; (c) optical image of the metalens (d) SEM micrograph of the fabricated metalens [27].

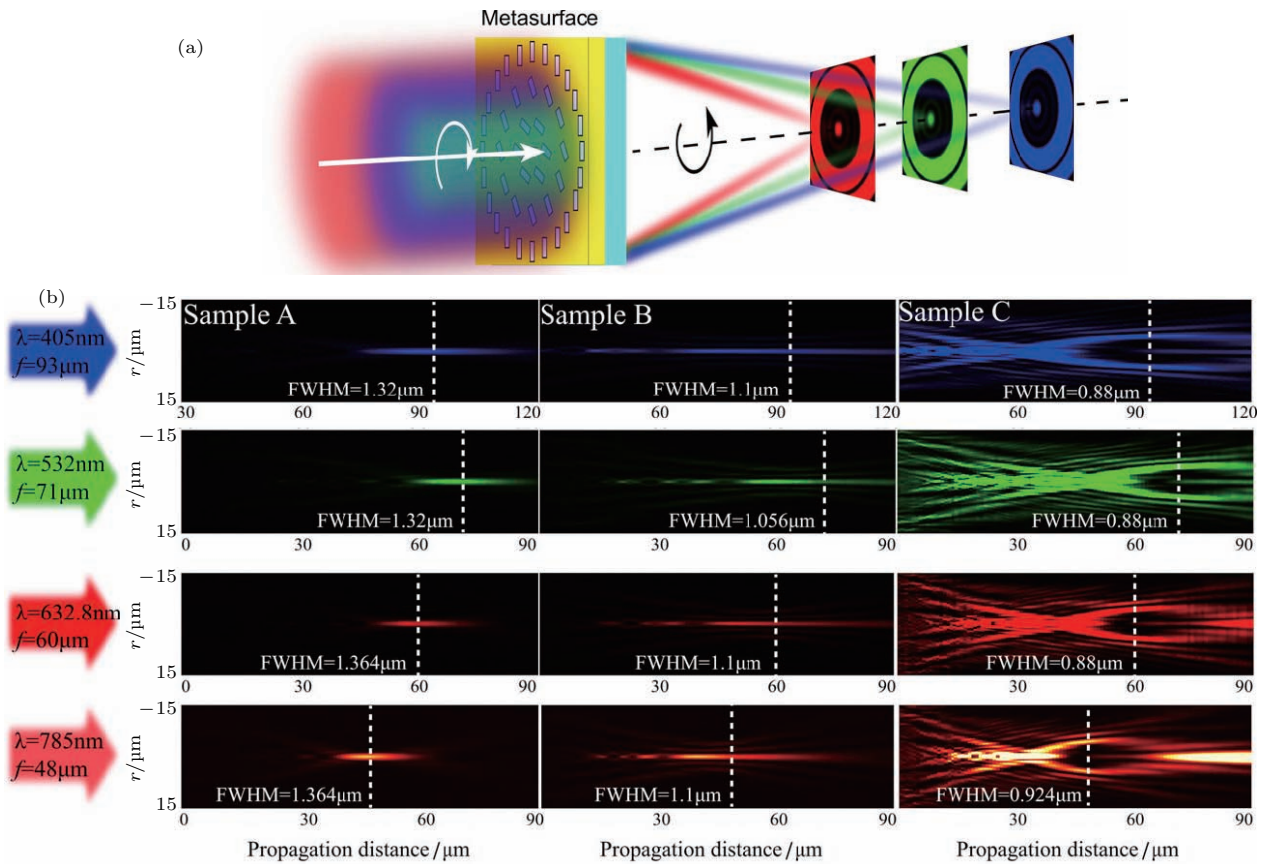


图 15 (a) 金属等离子体超颖表面超振荡透镜实现宽波段的超衍射极限聚焦示意图; (b) 实验记录得到的三种不同设计的平面透镜在不同波长入射光激发下的聚焦效果 [74]

Fig. 15. (a) Schematic of ultra-broadband sub-diffraction focusing with super-oscillatory plasmonic metasurface; (b) experimental recorded focusing effect for sample A, B, C at different wavelength, respectively [74].

### 3.3 宽谱响应的平面超透镜

工作带宽是一个光学器件的重要特性, 宽谱响应的平面超透镜能大幅提高实际应用的便利程度. 通过把金属等离子体超表面构型和超振荡技术相结合, 中国科学院光电技术研究所 Tang 等<sup>[74]</sup>报道了一种宽谱的超振荡透镜的设计. 他们利用亚波长矩形孔阵列作为结构基本单元, 通过调整旋向角实现对散射光相位的调制, 发现在不同波长的左旋圆偏振光激发下, 矩形孔结构在 400—900 nm 的宽波段范围内, 不同旋向角的矩形孔之间只有透射振幅在远离共振波长时明显降低, 但相位差基本保持不变, 即亚波长矩形孔结构在不同波长下展现出了相位的无色散特性. 因此, 他们利用此亚波长矩形结构设计了三组不同的平面透镜, 并通过实验验证了宽谱的超衍射极限聚焦效果, 其最小聚焦尺寸可以达到 0.678 倍的衍射极限, 如图 15 所示. 该工作对远场白光的超分辨成像以及彩色全息显示有借鉴意义, 值得进一步研究推进.

### 3.4 平面透镜离轴像差的消除

目前已报道的大多数平面超透镜的聚焦和成像的研究仍然集中在光学傍轴区域. 对大角度离轴照明条件下, 不可避免地会出现严重的彗差和像散问题, 严重减小透镜的视场区域, 并限制平面超透镜大数值孔径条件下的成像性能. 对超越衍射极限的超振荡和超临界等平面透镜, 离轴像差问题尤为重要. 矫正离轴像差是实现平面透镜大角度扫描和大视场成像的关键. 传统三维体材料透镜可以通过表面精密修型的方式来缓减离轴像差的影响, 但该方法无法应用于平面透镜中. 麻省理工学院的 Faraon 等<sup>[78,79]</sup>通过构建双层位相调控的方案在衍射受限的平面透镜中验证了像差矫正的可行性, 进一步研究超衍射极限条件下的平面超透镜的像差矫正技术是使其进入实际应用的必要步骤.

## 4 总结

平面超透镜为突破光学超衍射极限提供了一种行之有效的方法, 受到该领域科研工作者的广泛关注和大量研究. 其实现超分辨的聚焦和成像完全是通过对传输光场衍射干涉效应的精密调控来实

现的, 是一种纯粹的光学效应, 不依赖于材料响应, 在显微成像、望远系统、失效检测、精密加工、高密度存储等各个领域有广泛的应用前景. 本综述简要总结了平面超透镜近年来的主要研究进展, 对当前平面超透镜存在的重大技术问题进行了讨论, 并对未来的研究和发展方向进行了相应的探讨. 在基础研究和应用需求的推动下, 平面超透镜的研究必将成长为纳米光子学研究领域中的主要热点和重要方向.

### 参考文献

- [1] Airy G B 1835 *Trans. Cambridge Phil. Soc.* **5** 283
- [2] Rayleigh L 1874 *Philos. Mag. Ser.* **47** 81
- [3] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [4] Liu Z W, Wei Q H, Zhang X 2005 *Nano Lett.* **5** 957
- [5] Zhang X, Liu Z 2008 *Nat. Mater.* **7** 435
- [6] Fang N, Lee H, Sun C, Zhang X 2005 *Science* **308** 534
- [7] Lu D, Liu Z 2012 *Nat. Commun.* **3** 1205
- [8] Jacob Z, Alekseyev L V, Narimanov E 2006 *Opt. Express* **14** 8247
- [9] Liu Z, Lee H, Xiong Y, Sun C, Zhang X 2007 *Science* **315** 1686
- [10] Hell S W, Wichmann J 1994 *Opt. Lett.* **19** 780
- [11] Rittweger E, Han K Y, Irvine S E, Eggeling C, Hell S W 2009 *Nat. Photon.* **3** 144
- [12] Willig K I, Rizzoli S O, Westphal V, Jahn R, Hell S W 2006 *Nature* **440** 935
- [13] Willig K I, Harke B, Medda R, Hell S W 2007 *Nat. Methods* **4** 915
- [14] Shroff H, Galbraith C G, Galbraith J A, Betzig E 2008 *Nat. Methods* **5** 417
- [15] Planchon T A, Gao L, Milkie D E, Davidson M W, Galbraith J A, Galbraith C G, Betzig E 2011 *Nat. Methods* **8** 417
- [16] Bates M, Huang B, Dempsey G T, Zhuang X 2007 *Science* **317** 1749
- [17] Rust M J, Bates M, Zhuang X 2006 *Nat. Methods* **3** 793
- [18] Yan Y, Li L, Feng C, Guo W, Lee S, Hong M 2014 *ACS Nano* **8** 1809
- [19] Wang Z, Guo W, Li L, Luk'yanchuk B, Khan A, Liu Z, Chen Z, Hong M 2011 *Nat. Commun.* **2** 218
- [20] Putten E G, Akbulut D, Bertolotti J, Vos W L, Lagendijk A, Mosk A P 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 193905
- [21] Xie X, Chen Y, Yang K, Zhou J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 263901
- [22] Hao X, Kuang C, Gu Z, Wang Y, Li S, Ku Y, Li Y, Ge J, Liu X 2013 *Light Sci. Appl.* **2** e108
- [23] Francia G T 1952 *Nuovo Cimento. Suppl.* **9** 426
- [24] Li X, Venugopalan P, Ren H, Hong M, Gu M 2014 *Opt. Lett.* **39** 5961
- [25] Li X, Cao Y, Gu M 2011 *Opt. Lett.* **36** 2510
- [26] Chen X, Huang L, Muhlenbernd H, Li G, Bai B, Tan Q, Jin G, Qiu C W, Zhang S, Zentgraf T 2012 *Nature Commun.* **3** 1198

- [27] Khorasaninejad M, Chen W T, Devlin R C, Oh J, Zhu A Y, Capasso F 2016 *Science* **352** 1190
- [28] Ni X, Ishii S, Kildishev A V, Shalaev V M 2013 *Light Sci. Appl.* **2** e72
- [29] Lin D, Fan P, Hasman E, Brongersma M L 2014 *Science* **345** 298
- [30] Wang C, Tang D, Wang Y, Zhao Z, Wang J, Pu M, Zhang Y, Yan W, Gao P, Luo X 2015 *Sci. Rep.* **5** 18485
- [31] Qin F, Huang K, Wu J, Teng J, Qiu C W, Hong M 2017 *Adv. Mater.* **29** 1602721
- [32] Rogers E T F, Savo S, Lindberg J, Roy T, Dennis M R, Zheludev N I 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 031108
- [33] Wang J, Qin F, Zhang D H, Li D, Wang Y, Shen X, Yu T, Teng J 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 061103
- [34] Huang K, Ye H, Teng J, Yeo S P, Luk'yanchuk B, Qiu C 2014 *Laser Photon. Rev.* **8** 152
- [35] Rogers E T, Lindberg J, Roy T, Savo S, Chad J E, Dennis M R, Zheludev N I 2012 *Nat. Mater.* **11** 432
- [36] Qin F, Huang K, Wu J, Jiao J, Luo X, Qiu C, Hong M 2015 *Sci. Rep.* **5** 9977
- [37] Yuan G, Rogers E T, Roy T, Adamo G, Shen Z, Zheludev N I 2014 *Sci. Rep.* **4** 6333
- [38] Qin F, Hong M 2017 *Sci. China: Phys. Mech.* **60** 044231
- [39] Chao W, Harteneck B D, Liddle J A, Anderson E H, Attwood D T 2005 *Nature* **435** 1210
- [40] Zheng R, Jiang L, Feldman M 2006 *J. Vac. Sci. Technol. B* **24** 2844
- [41] Chen G, Zhang K, Yu A, Wang X, Zhang Z, Li Y, Wen Z, Li C, Dai L, Jiang S, Lin F 2016 *Opt. Express* **24** 11002
- [42] Ye H, Qiu C W, Huang K, Teng J, Luk'yanchuk B, Yeo S P 2013 *Laser Phys. Lett.* **10** 065004
- [43] Aharonov Y, Albert D Z, Vaidman L 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 1351
- [44] Berry M V, Popescu S 2006 *J. Phys. A* **39** 6965
- [45] Berry M V 2013 *J. Phys. A* **46** 205203
- [46] Huang F M, Chen Y, Garcia de Abajo F J, Zheludev N I 2007 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **9** S285
- [47] Huang F M, Zheludev N, Chen Y, Garcia de Abajo F J 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 091119
- [48] Huang F M, Kao T S, Fedotov V A, Chen Y, Zheludev N I 2008 *Nano Lett.* **8** 2469
- [49] Huang F M, Zheludev N I 2009 *Nano Lett.* **9** 1249
- [50] Martinez-Corral M, Andres P, Zapata-Rodriguez C J, Kowalczyk M 1999 *Opt. Commun.* **165** 267
- [51] Wang H, Shi L, Luk'yanchuk B, Sheppard C, Chong C T 2008 *Nat. Photon.* **2** 501
- [52] Liu T, Shen T, Yang S, Jiang Z 2015 *J. Opt.* **17** 035610
- [53] Davis B J, Karl W C, Swan A K, Unlu M S, Goldberg B B 2004 *Opt. Express* **12** 4150
- [54] Liu T, Tan J, Liu J 2010 *Opt. Express* **18** 2822
- [55] Tian B, Pu J 2011 *Opt. Lett.* **36** 2014
- [56] Liu T, Tan J, Liu J, Lin J 2013 *J. Mod. Opt.* **60** 378
- [57] Rogers E T F, Zheludev N I 2013 *J. Opt.* **15** 094008
- [58] Roy T, Rogers E T F, Zheludev N I 2013 *Opt. Express* **21** 7577
- [59] Roy T, Rogers E T F, Yuan G, Zheludev N I 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 231109
- [60] Yuan G, Rogers E T, Roy T, Shen Z, Zheludev N I 2014 *Opt. Express* **22** 6428
- [61] Yuan G, Vezzoli S, Altuzarra C, Rogers E T, Couteau C, Soci C, Zheludev N I 2016 *Light Sci. Appl.* **5** e16127
- [62] Wang Q, Rogers E T F, Gholipour B, Wang C M, Yuan G, Teng J, Zheludev N I 2015 *Nat. Photon.* **10** 60
- [63] Zheng X, Jia B, Lin H, Qiu L, Li D, Gu M 2015 *Nat. Commun.* **6** 8433
- [64] Yuan G, Rogers E T, Zheludev N I 2017 *Light Sci. Appl.* (in press) doi:10.1038/lsa.201736
- [65] Aieta F, Genevet P, Yu N, Kats M A, Gaburro Z, Capasso F 2012 *Nano Lett.* **12** 1702
- [66] Yu N, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tetienne J P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 333
- [67] Ni X, Kildishev A V, Shalaev V M 2013 *Nat. Commun.* **4** 2807
- [68] Zheng G, Mühlenbernd H, Kenney M, Li G, Zentgraf T, Zhang S 2015 *Nat. Nanotech.* **10** 308
- [69] Zhang L, Mei S, Huang K, Qiu C W 2016 *Adv. Opt. Mater.* **4** 818
- [70] Huang K, Dong Z, Mei S, Zhang L, Liu Y, Liu H, Zhu H, Teng J, Luk'yanchuk B, Yang J K W, Qiu C W 2016 *Laser Photon. Rev.* **10** 500
- [71] Qin F, Ding L, Zhang L, Monticone F, Chum C C, Deng J, Mei S, Li Y, Teng J, Hong M, Zhang S, Alù A, Qiu C W 2016 *Sci. Adv.* **2** e1501168
- [72] Chu C H, Tseng M L, Chen J, Wu P C, Chen Y H, Wang H C, Chen T Y, Hsieh W T, Wu H J, Sun G, Tsai D P 2016 *Laser Photon. Rev.* **10** 986
- [73] Wu P C, Tsai W Y, Chen W T, Huang Y W, Chen T Y, Chen J W, Liao C Y, Chu C H, Sun G, Tsai D P 2017 *Nano Lett.* **17** 445
- [74] Tang D, Wang C, Zhao Z, Wang Y, Pu M, Li X, Gao P, Luo X 2015 *Laser Photon. Rev.* **9** 713
- [75] Luo X 2015 *Sci. China: Phys. Mech.* **58** 594201
- [76] Khorasaninejad M, Zhu A Y, Roques-Carmes C, Chen W T, Oh J, Mishra I, Devlin R C, Capasso F 2016 *Nano Lett.* **16** 7229
- [77] Khorasaninejad M, Chen W T, Zhu A Y, Oh J, Devlin R C, Rousso D, Capasso F 2016 *Nano Lett.* **16** 4595
- [78] Arbabi A, Horie Y, Ball A J, Bagheri M, Faraon A 2015 *Nat. Commun.* **6** 7069
- [79] Arbabi A, Arbabi E, Kamali S M, Horie Y, Han S, Faraon A 2016 *Nat. Commun.* **7** 13682

SPECIAL ISSUE—Diffraction limit of electromagnetic waves

# Advances in the far-field sub-diffraction limit focusing and super-resolution imaging by planar metalenses\*

Qin Fei<sup>1)2)</sup> Hong Ming-Hui<sup>2)†</sup> Cao Yao-Yu<sup>1)</sup> Li Xiang-Ping<sup>1)‡</sup>

1) (Institute of Photonics Technology, Jinan University, Guangzhou 510632, China)

2) (Department of Electrical and Computer Engineering, National University of Singapore, Singapore 117583, Singapore)

( Received 9 May 2017; revised manuscript received 31 May 2017 )

## Abstract

Due to the fundamental laws of wave optics, the spatial resolution of traditional optical microscopy is limited by the Rayleigh criterion. Enormous efforts have been made in the past decades to break through the diffraction limit barrier and in depth understand the dynamic processes and static properties. A growing array of super-resolution techniques by distinct approaches have been invented, which can be assigned to two categories: near-field and far-field super-resolution techniques. The near-field techniques, including near-field scanning optical microscopy, superlens, hyperlens, etc., could break through the diffraction limit and realize super-resolution imaging by collecting and modulating the evanescent wave. However, near-field technique suffers a limitation of very short working distances because of the confined propagation distance of evanescent wave, and certainly produces a mechanical damage to the specimen. The super-resolution fluorescence microscopy methods, such as STED, STORM, PALM, etc., could successfully surpass the diffractive limit in far field by selectively activating or deactivating fluorophores rooted in the nonlinear response to excitation light. But those techniques heavily rely on the properties of the fluorophores, and the labelling process makes them only suitable for narrow class samples. Developing a novel approach which could break through the diffraction limit in far field without any near-field operation or labelling processes is of significance for not only scientific research but also industrial production. Recently, the planar metalenses emerge as a promising approach, owing to the theoretical innovation, flexible design, and merits of high efficiency, integratable and so forth. In this review, the most recent progress of planar metalenses is briefly summarized in the aspects of sub-diffractive limit focusing and super-resolution imaging. In addition, the challenge to transforming this academic concept into practical applications, and the future development in the field of planar metalenses are also discussed briefly.

**Keywords:** planar metalens, diffractive optics, micro/nano structures, super-resolution

**PACS:** 42.79.-e, 42.25.Fx, 78.67.Pt, 42.30.-d

**DOI:** 10.7498/aps.66.144206

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61522504).

† Corresponding author. E-mail: [elehmfh@nus.edu.sg](mailto:elehmfh@nus.edu.sg)

‡ Corresponding author. E-mail: [xiangpingli@jnu.edu.cn](mailto:xiangpingli@jnu.edu.cn)