

基于电磁超表面的透镜成像技术研究进展

范庆斌 徐挺

Research progress of imaging technologies based on electromagnetic metasurfaces

Fan Qing-Bin Xu Ting

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 144208 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.144208

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.144208>

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>

基于微球透镜的任选区高分辨光学显微成像新方法研究

Location-free optical microscopic imaging method with high-resolution based on microsphere superlenses

物理学报.2013, 62(3): 034207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.034207>

专题: 电磁波衍射极限

基于电磁超表面的透镜成像技术研究进展*

范庆斌 徐挺†

(南京大学, 固体微结构物理国家重点实验室, 南京 210093)

(2017年3月31日收到; 2017年5月9日收到修改稿)

电磁超表面属于超材料的一种, 是由许多亚波长纳米结构单元组成的二维功能性平面结构. 根据惠更斯原理, 超表面阵列可以任意调控光波的相位、振幅和偏振. 与传统器件相比, 基于这种超材料设计的光学功能器件最大的优势是其具有极薄的厚度. 本文首先介绍了广义斯涅耳定律以及纳米单元结构调控相位的基本原理, 重点归纳了电磁超表面在透镜成像技术方面的研究进展, 包括等离子体超表面、全介质超表面以及金属/介质混合式超表面在成像方面的应用, 最后指出了超表面在成像方面尚未解决的前沿问题以及与实际应用接轨的重要问题, 希望能为以后的深入研究提供一定的参考和借鉴.

关键词: 超表面, 成像, 惠更斯原理, 波前调控**PACS:** 42.79.Bh, 42.79.-e, 42.30.-d, 42.25.Fx**DOI:** 10.7498/aps.66.144208

1 引言

透镜的起源可以追溯到古希腊时代, 在宗教仪式中用来汇聚太阳光点火或者在古文明时期作为一种装饰品. 在中国古代也有关于透镜的记载, 如“凡取火者, 宜敲石取火, 或水晶镜子于日得太阳火为妙”. 另外, 早在2000多年前的古罗马帝国, 人们已经知道如何烧制玻璃并且知道了充满水的玻璃球具有放大功能. 透镜是运用光的折射规律制作成的, 根据功能需要可以设计成具有不同凹凸面形的镜片. 人眼的晶状体也是一种性能优越的透镜, 可以依靠肌肉的收缩来调节焦距, 所以对于不同距离的物体都能清晰地视网膜中成像.

如今, 透镜已经成为成像系统的关键器件, 是显微镜、数码相机、肠胃镜以及望远镜等现代科技产品的关键组成部分, 广泛应用于科研、生活、医疗、军事等领域. 传统的光学成像系统主要是通过多种类型的透镜组装而成, 因而需要一个较为复杂的制造流程. 随着现代光学系统的集成化发展, 缩

小光学器件的尺寸越来越具有挑战性. 而且, 摄影、可穿戴设备以及医疗器件的迅速发展要求光学系统具备高性能、低损耗、易集成的特点. 因此, 研究基于新型材料的光学成像器件迫在眉睫.

电磁超材料 (metamaterial) 是一种人工复合结构, 它通过在材料亚波长尺度上电磁结构的有序设计, 可以突破某些表观自然规律的限制, 获得超出自然界固有电磁性质的超常材料功能. 早在1967年, Veselago^[1]就提出了负折射超材料的可行性以及物理意义, 他发现在这样一种负折射媒质当中可以产生一系列奇异的物理现象, 例如逆多普勒频移、逆切伦科夫辐射以及反常折射等. 2000年, Pendry^[2]理论证明了基于负折射超材料的平板透镜可以恢复物体的倏逝波信息, 实现完美成像. 目前, 已经有很多关于负折射超材料平板透镜能突破衍射极限实现超分辨成像的实验和理论报道^[3-5]. 然而, 这些基于负折射的超材料平板透镜成像效率仍然很低, 难以实用化. 近几年出现的光学超表面 (metasurface) 属于光学超材料的一种, 是由许多亚波长结构单元按照特定功能需要排列

* 国家自然科学基金 (批准号: 61575092) 和国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0202100) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xuting@nju.edu.cn

而形成的一种超薄二维平面结构. 从原理上讲, 它可以根据人们的需求任意改变光波的相位、振幅和偏振, 从而实现对光场的波前调控. 2011年, 哈佛大学 Capasso 等 [6] 提出了广义斯涅耳定律, 并基于该定律设计了具有波前调控能力的平面光学材料, 即超表面. 所设计的材料采用一组不同结构参数的 V 形金纳米天线按照特定的规律排列在介质表面, 其中每个纳米天线都可以看作一个相位控制器, 该材料在波长 $8\ \mu\text{m}$ 处实现了光的异常反射/折射效应. 缩小 V 形金纳米天线单元的结构尺寸这个思想很快在近红外波段 ($1\text{--}2\ \mu\text{m}$) 也得到验证 [7]. 在国内, 复旦大学周磊等 [8] 设计了反射式相位梯度超表面 (phase-gradient metasurfaces), 其结构单元由方形金纳米块/介质层/金反射层组成, 该超表面阵列可以实现高效的异常反射. 当入射角度增大到某个特定的临界角时, 入射的传输波将被转化为表面波. 随着研究热潮的掀起, 众多研究团队开展了基于超表面的平面光学器件研究, 其在许多领域, 包括全息成像 [9,10]、涡旋光束 [11,12]、偏振转化和控制 [13,14] 以及透镜成像等 [15–18] 方面展现出巨大的应用前景.

本综述主要介绍了广义斯涅耳定律 (generalized Snell's law) 以及纳米单元结构调控相位的两种机理, 即光波在金属纳米结构中激发的局域表面等离子体共振引起的相位改变和光波在弱谐振介质柱波导中传播所引起的相位改变. 重点归纳了电磁超表面在透镜成像方面的研究进展, 包括等离子体超表面、全介质超表面以及金属/介质混合式超表面在成像方面的应用. 最后指出了超表面在成像方面尚未解决的前沿问题以及与实际应用接轨的重要问题, 为以后的深入研究指明了重点研究方向并提供了一定的参考和借鉴.

2 广义斯涅耳定律

传统的光学器件主要依赖于斯涅耳定律, 即光的折射定律. 通过光波在不同厚度的介质内传播的过程中逐渐积累相位来改变光波的波前, 实现光场的整形与调控. 广义斯涅耳定律与传统斯涅耳定律不同, 是在遵循费马原理的基础上, 采用相位不连续的方式调控光波的波前 [6], 可以实现光波的反常反射与反常折射, 甚至光场的任意调控.

电磁超表面是基于广义斯涅耳定律发展起来的一种功能性的二维平面结构. 如图 1 (a) 所示, 光波经过两种介质的交界面处, 假设图中的两条路径无限接近于实际的光路. 根据费马原理光波由 A 点经过两条不同的路径到达 B 点是等光程的, 因此有

$$k_0 n_i \sin \theta_i dx + (\Phi + d\Phi) = k_0 n_t \sin \theta_t dx + \Phi, \quad (1)$$

其中, θ_i 是入射角度; θ_t 是折射角度; Φ 和 $\Phi + d\Phi$ 分别是两条光路与界面交点的不连续相位; dx 是界面两个交点的距离; n_i 和 n_t 是两种介质的折射率; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 为真空波长. 则由方程 (1) 可以推得折射定律 (广义斯涅耳定律) 表达式为

$$\sin \theta_t n_t - \sin (\theta_i) n_i = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d\Phi}{dx}. \quad (2)$$

由 (2) 式可以看出, 如果介质交界面处引进一个具有梯度的相位突变 ($d\Phi/dx$), 出射光束可以实现任意方向的偏折. 同理, 可推得反射定律 (广义斯涅耳定律) 表达式为

$$\sin \theta_r - \sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2\pi n_i} \frac{d\Phi}{dx}, \quad (3)$$

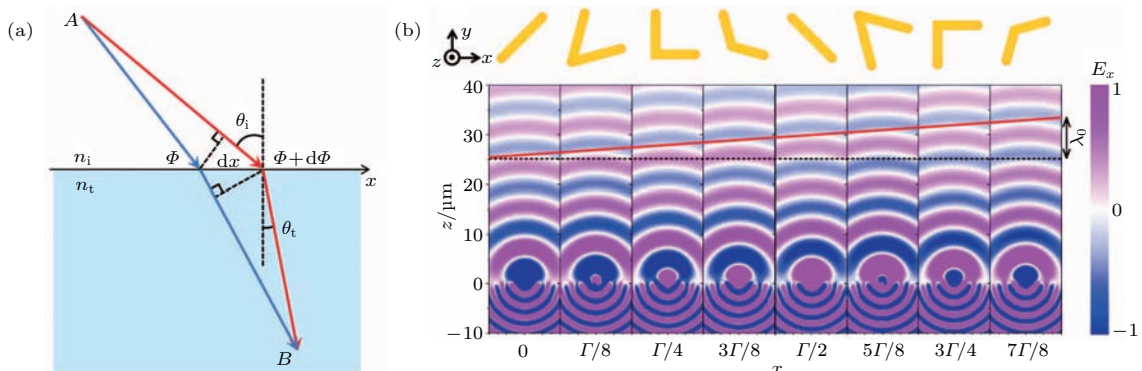


图 1 广义斯涅耳折射定律示意图 [6]

Fig. 1. Schematic of the generalized Snell's law of refraction [6].

其中, θ_r 为反射角度. 由 (3) 式可以得知, 当光波的入射角度达到某一个特定值时, 反射光束将会消失. 该特定输入角度的表达式为

$$\theta'_c = \arcsin \left(1 - \frac{\lambda_0}{2\pi n_i} \left| \frac{d\Phi}{dx} \right| \right). \quad (4)$$

由 (2) 式和 (3) 式可以看出, 当 $d\Phi/dx=0$ 时, 广义斯涅耳定律与传统的斯涅耳定律相同; 当 $d\Phi/dx \neq 0$ 时, 传统的斯涅耳定律被修改, 将导致反常的反射/折射. 广义斯涅耳定律实际上是对传统斯涅耳定律的补充和升华, 具有更广泛的普适性. 当 $n_t < n_i$ 时, 可以推得全内反射临界角为

$$\theta_c = \arcsin \left(\pm \frac{n_t}{n_i} - \frac{\lambda_0}{2\pi n_i} \frac{d\Phi}{dx} \right). \quad (5)$$

根据上述的广义斯涅耳定律, 超表面改变波前的工作原理如图 1(b) 所示, 不同结构的 V 形金属纳米天线对入射光波的响应为不同的振幅和相位, 所选的一组 V 形金属纳米天线离散的覆盖光波 $0-2\pi$ 的相位范围. 根据惠更斯原理, 超表面上的每一个点都是一个次级球面波的子波源并且辐射相位各不相同, 因此激发出不同半径的球面波, 它们的等相位面产生一个倾斜的角度, 从而实现了反常折射.

这里需要说明的是, 文献 [6] 中阐述的相位不连续超表面包含 2 个界面, 一个是光波从由基底与纳米单元结构层 A 组成的界面入射, 即基底/A 界面; 另一个是光波从由纳米单元结构层与自由空间组成的界面出射, 即 A/自由空间界面. 在这两个界面之间存在一个由纳米单元结构与自由空间混合的结构层. 广义斯涅耳定律是将超表面微结构中发生的复杂光学现象归结为一个相位不连续的数学因子. 从微观角度分析, 对于单个的纳米结构单元, 入射光波与纳米结构单元相互作用产生了局域表面等离子体共振, 也就是实现了从光子到表面等离激元的转化. 之后表面等离激元经过结构散射效应又重新转化为自由空间的光子, 形成了传播波. 这一“光子-表面等离激元-光子”的转化过程伴随着纳米共振结构对电磁场相位和振幅的调制. 文献 [6] 正是将这样一个光学过程引起的相位变化采用一个相位 Φ 来表示, 并且由于金属结构层的厚度 h 远小于工作波长 λ ($h = \lambda/160$), 这样的做法是合理的、有效的. 所以, 从金属纳米结构阵列整体所体现的宏观效果上看, 可以较为准确地实现所需要的

相位分布和振幅变化, 即它的实验结果与设计理论是相符合的.

3 光波振幅和相位的调控机理

根据超表面所用的材料不同, 超表面的结构单元调控振幅和相位的机理分为两种. 一种机理是纳米单元结构为金属的局域表面等离子体共振 (localized surface-plasmon resonance, LSPR), 如图 2(a) 所示. 早期的超表面主要采用的是贵金属材料 [6,7,19-22], 通过在基底上排布不同形状、大小和方向的纳米结构单元来构成阵列. 当入射光波的频率与贵金属纳米结构表面的传导电子的集体振荡频率相匹配时, 光在金属纳米结构表面会发生谐振散射, 即产生局域表面等离子体共振. LSPR 现象可以粗略地用一个谐振子模型来描述 [23], 所能提供的相位范围为 $0-\pi$. 金属纳米天线的磁谐振可以忽略不计, 仅仅表现为电谐振, 这与采用金属开口环实现强的磁偶极子谐振截然不同 [24,25]. 另一种机理是纳米单元结构为高折射率介质的电偶极子和磁偶极子谐振的重叠 [26,27], 如图 2(b)-图 2(d) 所示. 当光传输通过介质柱时, 可以将它看成一条传播波导, 其工作原理类似于弱耦合低品质因子谐振器, 介质内部的磁能流密度分布如图 2(e) 所示. 通常, 对于某个特定的目标波长, 需要设计一个合理的周期和纳米单元结构与之对应, 使得光波在结构单元中的散射只是局部效应, 散射单元之间的耦合作用才可以忽略.

无论是贵金属材料还是高折射率介质材料, 在设计与偏振相关的超表面阵列时, 通常可以分为三种类型: 一种是传播相位, 它允许设计独立、任意的相位分布来控制两个不同的正交线偏振光, 主要是通过改变纳米结构单元的几何形状和尺寸来获得突变相位, 如图 2(f) 所示; 第二种是 Pancharatnam-Berry (PB) 相位或者几何相位 [28-31], 这种设计方式可以给予两种圆偏振光相同但相反的相位分布, 它是通过纳米结构单元的旋转角度与相位的关系来调控波前, 如图 2(g) 所示; 第三种是 PB 相位与传播相位相结合 [32,33], 这种设计方式代表了更为一般的情况, 它可以用来控制椭圆偏振光, 其阵列分布如图 2(h) 所示.

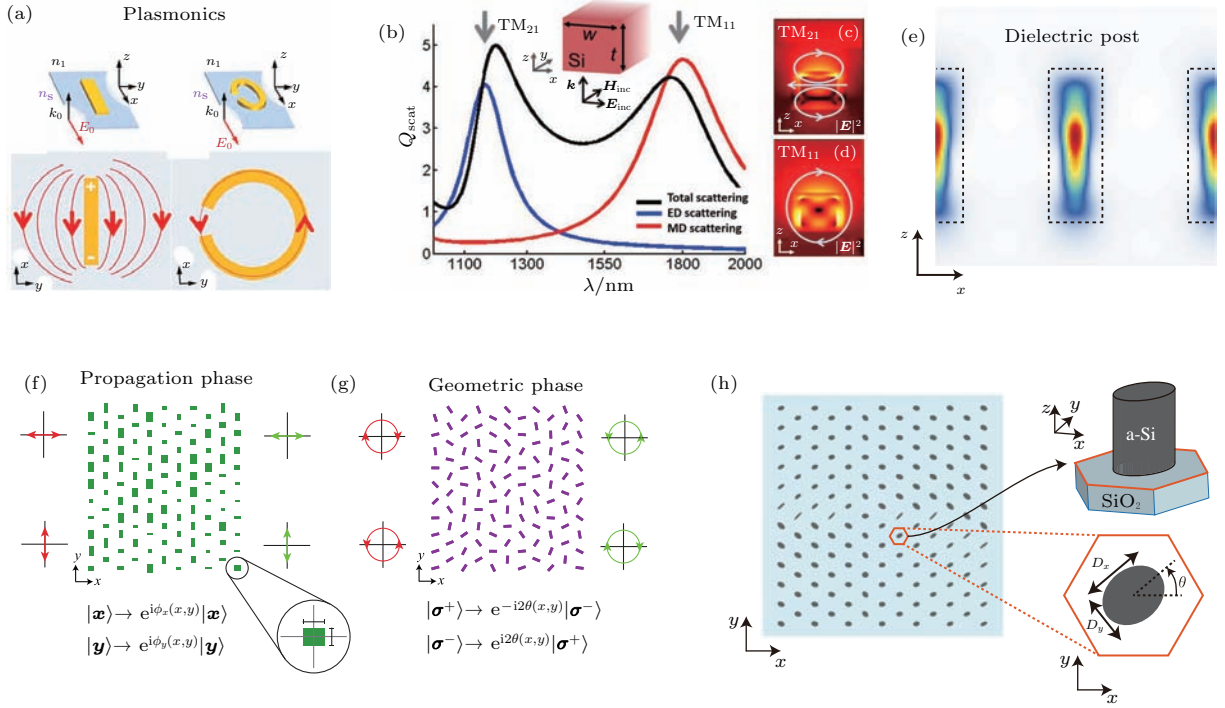


图2 (a) 金属等离子体共振中的电场分布示意图 [25]; (b) 单个矩形硅柱作为介质谐振器的电磁场散射属性 [26], 相应的 (c) 电偶极子模式分布图 [26] 和 (d) 磁偶极子模式分布图 [26]; (e) 光传输通过介质柱时的磁能流密度分布图 [33]; (f) 传输相位 [32]; (g) PB 几何相位 [32]; (h) 传输相位与几何相位的结合示意图 [33]

Fig. 2. (a) Schematic of the electric field in plasmonic resonators [25]; (b) scattering properties of an isolated silicon rectangular dielectric resonator [26], corresponding (c) electric dipole (ED) mode [26] and (d) magnetic dipole (MD) mode [26]; (e) magnetic energy density when light propagates through an array of posts [33]; (f) propagation phase [32]; (g) geometric phase [32]; (h) schematic of the combination of the propagation and geometric phases [33].

对于一个亚波长纳米单元结构, 可以用线偏振入射波的传输系数定义的琼斯矩阵来描述:

$$\mathbf{J}_0 = \begin{bmatrix} t_x & 0 \\ 0 & t_y e^{i\varphi} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

其中, t_x, t_y 分别为两个正交线偏振光的传输系数; φ 为两个正交线偏振光之间的相位差.

由琼斯矩阵可以推得纳米单元结构在圆偏振光入射情况下的传输矩阵:

$$\begin{aligned} \mathbf{T} &= \mathbf{R}(-\theta) \mathbf{J}_0 \mathbf{R}(\theta) \\ &= \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} t_x & 0 \\ 0 & t_y e^{i\varphi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \\ &= \frac{1}{2} (t_x + t_y e^{i\varphi}) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \\ &\quad + \frac{1}{2} (t_x - t_y e^{i\varphi}) \begin{bmatrix} \cos(2\theta) & \sin(2\theta) \\ \sin(2\theta) & -\cos(2\theta) \end{bmatrix}, \quad (7) \end{aligned}$$

其中, $\mathbf{R}(\theta)$ 为旋转矩阵. 对于一个输入的圆偏振光 $|E_{in}\rangle$, 经过纳米单元结构后, 输出电场可以表示为

$$\begin{aligned} |E_{out}\rangle &= \mathbf{T} |E_{in}\rangle \\ &= \frac{1}{2} (t_x + t_y e^{i\varphi}) |E_{in}\rangle + \frac{1}{2} (t_x - t_y e^{i\varphi}) \\ &\quad \times [\langle E_{in} | R \rangle e^{-i2\theta} |L\rangle + \langle E_{in} | L \rangle e^{i2\theta} |R\rangle]. \quad (8) \end{aligned}$$

由(8)式可以看出, 如果满足 $t_x = t_y = 1$ 和 $\varphi = \pi$, 入射的圆偏光将被转化为交叉偏振光. 例如当入射光为左旋圆偏振光 $|L\rangle$ 时, 则输出电场为 $|E_{out}\rangle = e^{i2\theta} |R\rangle$. 因此, 可以得到纳米单元结构旋转前后入射光波的相位差与旋转角度的关系为 $\varphi' = 2\theta$. 并且, 两个线偏振光产生了 π 的相位延时, 即从左旋圆偏振光转化为右旋圆偏振光.

4 电磁超表面成像应用

基于电磁超表面的聚焦成像器件已经被广泛提出, 从太赫兹波段到可见光波段 [34–37], 从简单的光场聚焦到复杂的消像差成像 [38–41], 从偏振敏感到偏振无关 [42,43], 从等离子体超表面 [15,19,44–58] 到全介质超表面 [59–71], 以及最近出现的金属/介质混合式超表面 [72,73]. 在短短的几年内, 超表面在

透镜成像领域的研究已经取得了许多重要进展, 为远场亚波长聚焦、高分辨成像以及光子集成等相关领域提供了新的理论指导.

4.1 等离子体超表面透镜成像

等离子体超表面是指由金属纳米结构单元组成, 通过激发金属纳米结构的局域表面等离子体谐振来控制幅度和相位的超表面阵列. 如图3所示, 等离子体超表面分为三种类型: 一种是金属纳米结构单元直接排列在透明介质基底上的透射式超表面^[6,7,15]; 第二种是基于巴比涅反转原理的金属孔式超表面^[45-47]; 第三种是金属/介质/金属多层结构的反射式超表面^[48-56].

2012年, Capasso等^[15]首次利用等离子体超表面设计了一款通信波段的成像透镜. 如图4(a)所示, 该超表面透镜由V形金属纳米天线按照特定的相位分布离散地排列在基底介质上构成, 离散的纳米天线阵列所具有的相位分布事实上是对理想相位分布的一种近似. 在无球差成像透镜的设计

中, 通常采用双曲面型的相位场分布来构建一个完美的球面波前, 对于波长为 λ 的正入射光束, 其相位场分布 $\varphi_{\text{normal}}(x, y)$ 为

$$\varphi_{\text{normal}}(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(f - \sqrt{x^2 + y^2 + f^2} \right), \quad (9)$$

其中, f 为透镜的焦距, (x, y) 为纳米单元结构的位置坐标. 另外, 还可以构建另一种锥形的相位场分布, 实现深聚焦(depth of focus, DOF)功能, 所设计的器件被称作锥透镜或者轴对称棱镜. 其相位场分布 $\varphi_{\text{DOF}}(x, y)$ 为

$$\varphi_{\text{DOF}}(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{(x^2 + y^2)} \sin \beta, \quad (10)$$

其中, $\beta = \tan^{-1}(r/\text{DOF})$, r 为超表面透镜的半径大小. 如图4(b)所示, 可以直观地看出(9)和(10)表达式所代表的平板透镜和平板锥透镜的相位分布. 图4(c)为计算的两种器件的电场分布图, 结果表明通过合理的设计这种极薄的二维平面阵列结构可以有效地实现聚焦成像功能.

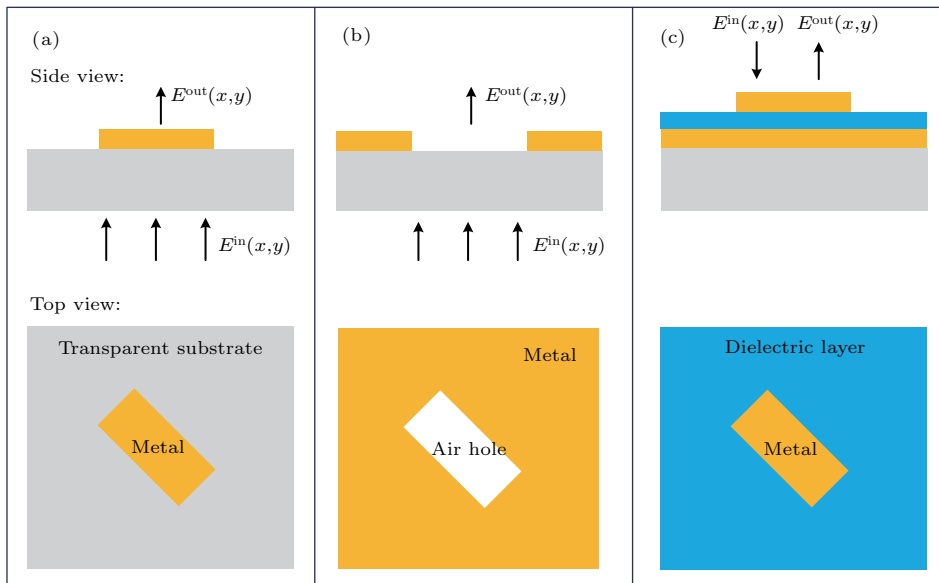


图3 (a) 透射式等离子体超表面结构示意图; (b) 巴比涅反转超表面结构示意图; (c) 反射式等离子体超表面结构示意图
 Fig. 3. (a) Structure diagram of the transmissive plasmonic metasurface; (b) Babinet-inverted plasmonic metasurface; (c) structure diagram of the reflective plasmonic metasurface.

2013年, 普渡大学Ni等^[47]提出了基于巴比涅反转原理的等离子体超表面, 设计了一款直径为 $4 \mu\text{m}$ 的透镜. 在该器件中, 所设计的孔状单元结构与凸起的V形金属纳米天线正好呈互补关系. 根据巴比涅原理, 这两个互补的纳米结构在衍射场中某点单独产生的复振幅之和等于光在自由传播时该

点的复振幅. 基于该原理, 同样可以得到透镜需要的相位分布. 所设计的透镜的聚焦效率约为10%, 主要是由于电磁波与金属自由电子的相互作用会产生很强的损耗. 所以, 基于金属孔或金属纳米天线构造的超表面阵列所设计的器件效率不高, 特别是在可见光频段效率更低. 在金属纳米天线厚度

远小于波长的情况下, 仅通过改变纳米天线的几何尺寸得到的一组结构所提供的最大相位覆盖范围为 $0-\pi$, 因此必须结合PB相位使其覆盖 $0-2\pi$ 的相位范围. 随着基于金属/介质/金属多层结构的反射式超表面的提出, 纯PB相位法可以用于设计与圆偏振手性相关的超表面器件. 反射式透镜也是一种常用的光学器件, 反射式超表面透镜通常由金属/介质/金属多层结构构成, 最底下一层金属充当全反射镜的作用, 最顶层为金属纳米单元结

构, 中间采用介质层隔开. 南丹麦大学Pors等^[44]基于反射式超表面在近红外波段设计了一款聚焦镜, 实验验证了该器件的聚焦效率在14%—27%之间. 北京大学于晓梅等^[43]基于高旋转对称性纳米单元结构设计了一款偏振无关的聚焦镜, 提高了入射光波的能量利用率. 另外, 在诸多报道^[29,48,56]中发现基于金属/介质/金属多层结构的反射式超表面对比透射式等离子体超表面具有更高的效率.

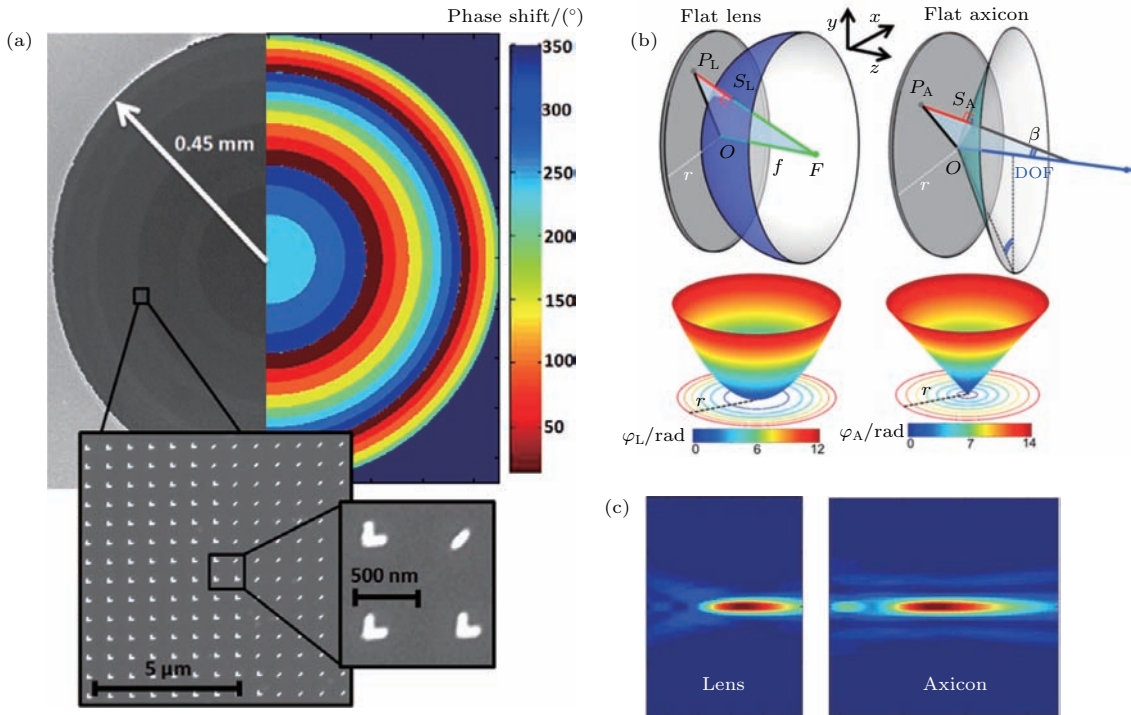


图4 (a) 制备的超透镜样品的扫描电子显微镜图; (b) 相位分布图; (c) $x-z$ 平面的电场强度分布图^[15]

Fig. 4. (a) SEM image of the fabricated lens; (b) phase profiles; (c) electric intensity distribution of the reflected beam in the $x-z$ plane at $y = 0$ ^[15].

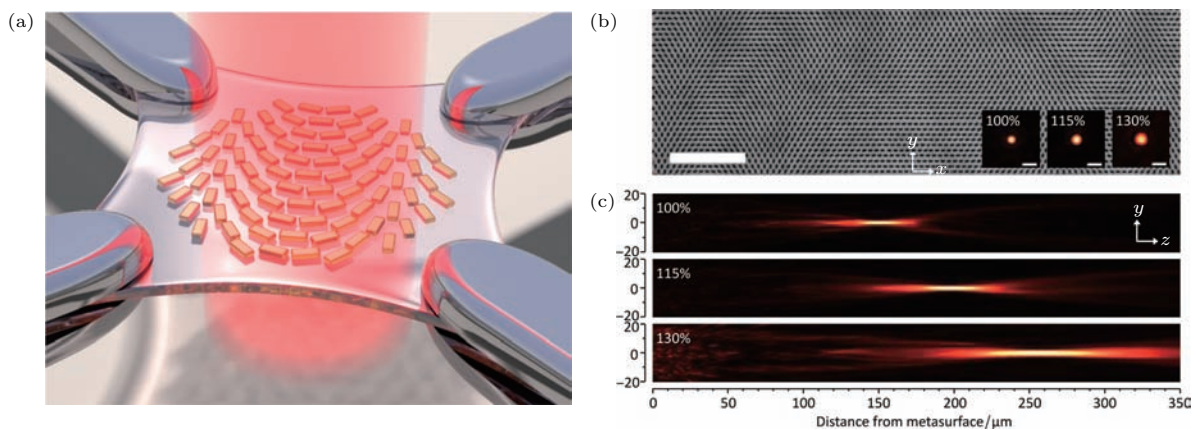


图5 (a) 可拉伸超表面示意图; (b) 可拉伸超透镜的扫描电子显微镜图; (c) 测量的光场分布^[57]

Fig. 5. (a) Tunable metasurface on a stretchable substrate; (b) SEM image of the fabricated stretchable lens; (c) the measured beam profiles^[57].

另一方面, 可调谐、可重构超表面成像透镜已经初步得到了验证^[57,58], Ee 和 Agarwal^[57] 采用聚二甲硅氧烷 (polydimethylsiloxane, PDMS) 作为基底, 由于 PDMS 是一种透明的弹性材料, 在拉伸的过程中改变了超表面阵列的周期大小, 使得超表面所具有的相位重新分布, 从而改变了光波的波前. 图 5 (a) 为可拉伸超表面透镜示意图, 图 5 (b) 为制备的超表面透镜的扫描电子显微图. 该透镜在可见光波段实现了焦距从 150 到 250 μm 的连续可调, 其调节性能如图 5 (c) 所示.

4.2 全介质超表面透镜成像

基于全介质纳米单元结构设计的超表面可以克服等离子体超表面在效率上的限制. 通常介质超表面由与光波波长可比拟长度的高折射率介质柱构成, 可选的材料主要有: 硅 (Si)、二氧化钛 (TiO_2)、磷化镓 (GaP)、氮化硅 (SiN) 等. 2014 年, 斯坦福大学 Brongersma 等^[68] 提出了全介质超表面的概念, 为设计高效率成像透镜提供了有效的解决方案. 所设计的器件基于 PB 相位原理并采用足够深度的硅纳米光栅构成, 其结构如图 6 (a) 所示. 当入射光波的波长在 500 nm 附近时, 透镜的聚焦效率达到 70%. 2015 年, 加州理工学院 Faraon 等^[69] 采用圆形硅柱设计了一款高数值孔径透镜, 该透镜在通信波段 1550 nm 处实现了 82% 的聚焦

效率. 其显微结构如图 6 (b)—图 6 (e) 所示, 圆形硅柱具有高度旋转对称性, 使得所设计的透镜是偏振无关的. 硅柱的高度接近 1 μm , 深宽比较大, 加工难度也较大. 尽管介质超表面的提出解决了等离子体超表面的损耗问题, 但所设计的成像透镜在可见光波段的效率仍然有限, 特别是在 500 nm 以下的波段.

2016 年, Capasso 等^[18] 利用 PB 相位在可见光波段实现了高性能超表面透镜. 如图 6 (f) 和图 6 (g) 所示, 设计的透镜由二氧化钛介质棒和玻璃基底组成. 二氧化钛在可见光波段是一种低损耗介质材料, 设计的纳米结构表面较为光滑, 且具有较高的折射率, 解决了可见光频段材料的选择问题. 由于该类型透镜是基于 PB 相位调制原理, 因而其主要的缺陷就是必须采用圆偏振光, 需要使用一些附加器件对光源进行处理, 并且高偏振转化率所对应的工作带宽较窄, 一般只有几十纳米. 另外, 由于超表面透镜的单元结构一般在亚波长尺寸, 每个纳米结构单元都可以提供对应位置所需要的相位, 对整个超表面相位场的控制较为精细, 可以实现高数值孔径的成像透镜. 数值孔径越高, 意味着在视场边缘的分辨率越高, 有利于缩短光学系统的尺寸, 适合一些近景的大视场拍摄. 目前, 据报道^[18] 超表面透镜的数值孔径可以达到 0.8 左右.

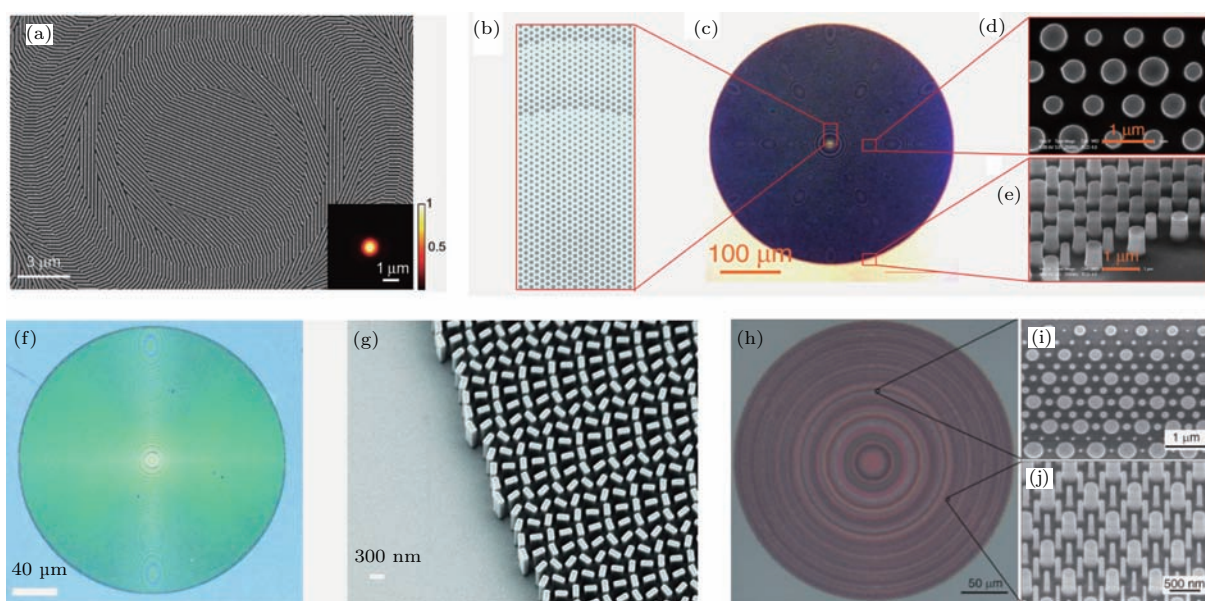


图 6 透镜显微图 (a) 全介质的梯度超表面透镜^[68]; (b)—(e) 高数值孔径透镜^[69]; (f), (g) 可见光超透镜^[18]; (h)—(j) 多波长透镜^[70]

Fig. 6. The microscopic image of (a) the dielectric gradient metasurface optical lens^[68]; (b)—(e) high numerical aperture (NA) lens^[69], (f), (g) metalens at visible wavelengths^[18]; (h)—(j) multiwavelength lens^[70].

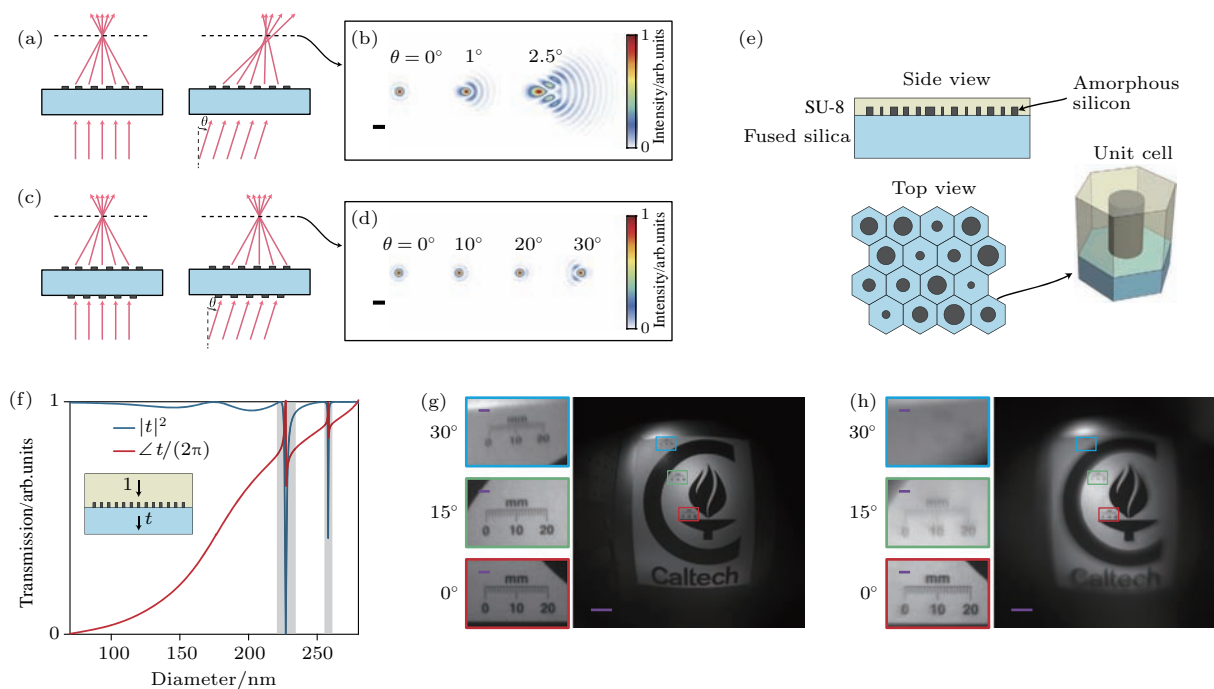


图7 广角的超表面双透镜^[71] (a), (b) 不同入射角度的超表面单透镜的聚焦效果图; (c), (d) 超表面消除单色像差后的聚焦效果图; (e) 设计双透镜的介质超表面结构示意图; (f) 仿真的归一化透射强度和传输系数相位; (g), (h) 超表面双透镜和用于对比的超表面单透镜成像效果图

Fig. 7. Wide-angle metasurface doublet lenses^[71]: (a)–(b) Focusing by metasurface singlet lenses for different incident angles, scale bar, 2 mm; (c), (d) focusing by metasurface doublet lenses corrected for monochromatic aberrations; (e) a schematic illustration of the dielectric metasurface used to implement the metasurface doublet lens; (f) simulated intensity transmission and the phase of transmission coefficient of the metasurface; (g), (h) image taken with the metasurface doublet lens (g) and with the spherical-aberration-free metasurface singlet lens (h), scale bar, 100 μm .

像差是影响透镜成像质量的重要因素。最近,关于超表面成像的研究工作主要集中在如何消除透镜的像差^[40,70,71],而消像差的重点则主要关注消除色差、球差以及彗差方面。与其他大部分衍射光学元件类似^[74,75],超表面产生的色散与传统折射透镜的色散方向正好相反。传统的折射透镜可以通过两种相反色散属性的材料级联来消除色散,如火石与冕牌玻璃。衍射器件的色差确不能通过这种方式消除,因为衍射器件色散的起因与材料属性无关,最直接的消色差方式就是设计折衍透镜。超表面通常被设计在单一的工作波长,即存在色差,限制了光学器件的工作带宽。在消除色差方面,可以通过设计多波长超表面阵列实现多个离散波长的消色差^[70,72],增加透镜的可利用带宽。图6(h)—图6(j)展示了这种多波长超表面的显微图,可以看出在该类型的超表面阵列中纳米结构单元分布呈交织型,从而实现了在一块超表面阵列上复合多个波长的相位。

在单色像差方面,球差和彗差分别影响轴上

和轴外物体的成像质量。彗差的矫正可以扩宽成像的视场范围,在摄影和军事领域具有重要作用。通常,一块超表面阵列可以消除一种像差,例如在仅消球差的单透镜中存在着严重的彗差,其仿真结果如图7(a)和图7(b)所示。最近,加州理工学院Faraon等^[71]采用传统组合式透镜的思想在近红外波段消除彗差,实现了宽场成像。该透镜结构如图7(e)所示,采用硅作为纳米单元结构,整个超表面阵列覆盖了一层SU-8胶,用于保护阵列在加工过程中不会受损。纳米结构单元的仿真结果如图7(f)所示,该结构单元可以在改变直径的情况下保持较高的透射率,其相位覆盖范围为0— 2π 。该透镜由两块超表面组合而成,其中一面的作用是无球差聚焦,另一面的作用是消除彗差。仿真结果如图7(c)和图7(d)所示,当光波的入射角度为 30° 时,仍然具有很好的聚焦效果。从图7(g)与图7(h)的对比可以看出,该消彗差双透镜在视场的边缘处仍然有较高的分辨率。但是在这种透镜的设计过程中,两块超表面的光轴轴心必须精确对准,因而直

接导致了工艺过程较为复杂, 成品率较低, 制造成本大幅提高. 由此可见, 全介质的超表面成像透镜虽然有了一系列的研究进展, 但要得到好的成像质量仍然困难, 加之结构也比较复杂, 其在成像系统中的应用还需要深入研究.

4.3 金属/介质混合式超表面透镜成像

金属/介质混合式超表面是指以金属为基底, 顶层采用介质柱作为纳米单元结构调控相位的超表面阵列, 其相位调控机理与全介质超表面相同. 金属基底的作用相当于反射镜, 入射光波经过介质单元结构后, 从金属基底完全反射再次经过介质单元结构. 因此, 对比透射式的超表面, 入射光波可以获得更大的相移, 提供了更为丰富的纳米单元结构作为选择, 适合用于设计复杂的消色差透镜.

通常情况下, 对于一个确定的波长, 纳米结构单元提供其所需要的相位值, 但是由于结构色散的存在, 不能同时满足其他波长所需要的相位. 最近, 基于金属/介质混合结构的反射式超透镜用于实现连续带宽的消色差功能得到了验证^[72], 设计的结构如图 8(a)—(c) 所示. 与传统的衍射器件相比, 该超表面透镜具有反常的色散属性, 即焦距随着波长的增加而增加. 经过合理地设计相位场分布, 反常

的色散属性正好与衍射存在的正常色散属性相抵消, 从而实现了色散的消除. 对于波长为 λ 的正入射光, 所需要的相位分布 $\varphi_{\text{normal}}(x, y, \lambda)$ 表达式为

$$\varphi_{\text{normal}}(x, y, \lambda) = C(\lambda) - \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{x^2 + y^2 + f^2} - f \right), \quad (11)$$

其中, $C(\lambda)$ 为参考相位, 表示相位分布与波长的依赖关系, 用于修改透镜的焦距, 实现消色差. 为了抑制高阶衍射, 纳米结构单元的周期必须小于带宽中的最小波长. 实验测量的焦距与入射光波波长的关系如图 8(d) 所示, 在波长为 490—550 nm 波段实现了连续带宽的消色差, 该透镜的聚焦效率仅在 12%—20% 之间. 实际上, 该类型的透镜减少了单个波长的有效作用面积, 聚焦效率与工作带宽是一个需要相互权衡的关系, 工作带宽的增大意味着效率的降低.

由于反射式聚焦镜在一个较大带宽范围内对于所有尺寸的纳米单元结构都具有较高的反射幅度, 在使用纯 PB 相位设计时, 只需满足两个正交的线偏振光经过纳米单元结构后具有 π 的相位差. 因此, 这种结构对比透射式超表面具有更高的偏振转化率和更大的可利用带宽^[73]. 在原理上, 对于一束

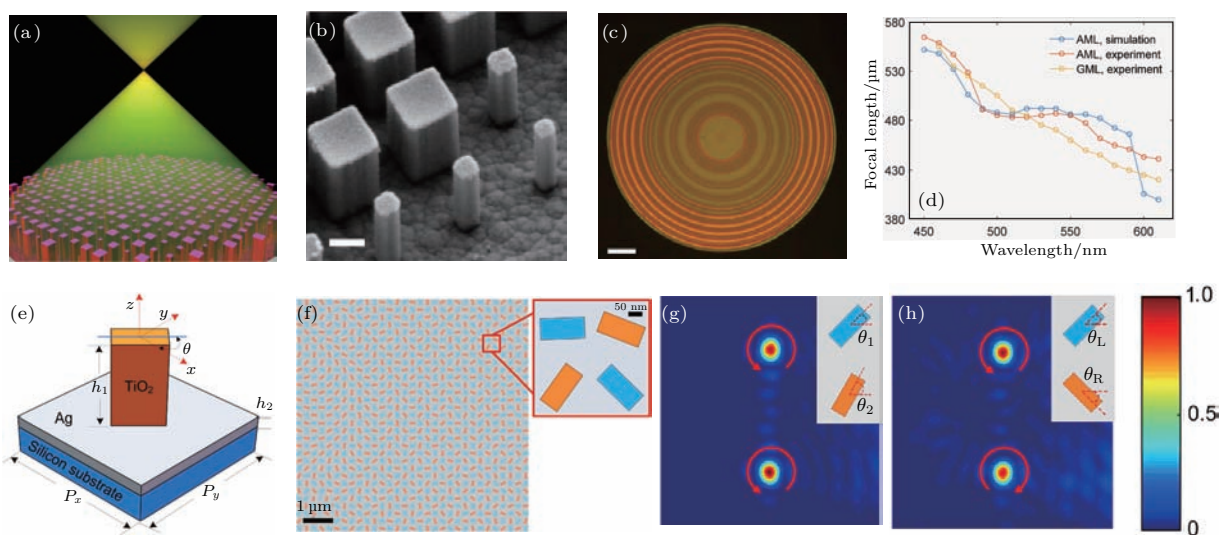


图 8 反射式聚焦镜 (a) 消色差超透镜示意图^[72]; (b) 制备的超透镜的扫描电子显微镜图^[72]; (c) 超透镜显微图^[72]; (d) 仿真计算(蓝)和实验测量(橘黄)的消色差超透镜的焦距随波长变化的影响, 作为对比的几何相位超透镜(黄)^[72]; (e) 单元结构示意图^[73]; (f) 复合式平板透镜示意图^[73]; (g) 相同手性的双焦点透镜^[73]; (h) 相反手性的双焦点透镜^[73]
 Fig. 8. Reflective focusing mirror: (a) Schematic of an achromatic Metalens (AML)^[72]; (b) SEM image of the fabricated AML^[72]; (c) optical image of the AML^[72]; (d) simulation (blue) and experiment (orange): calculated focal length of the AML as a function of wavelength, geometric-phase-based metalens (yellow), experiment: measured focal length of a fabricated GML^[72]; (e) schematic of the unit-cell structure^[73]; (f) schematic of the composed flat lens^[73]; (g) two focal points with the same chirality formed by meta-molecule achiral lens^[73]; (h) two focal points with the opposite chirality formed by meta-molecule chiral lens^[73].

以任意方向入射的光波,通过控制超表面透镜相位场的分布,可以在 x - y 平面的任意点实现聚焦.超表面所需要的相位场分布 $\varphi(x,y)$ 可以表示为

$$\varphi(x,y) = \frac{2\pi}{\lambda}(f - \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + f^2}) - \frac{2\pi}{\lambda}[(x-x_0) \cdot \sin \alpha], \quad (12)$$

其中, (x_0,y_0) 为在 x - y 平面内聚焦焦点的位置坐标; $-\frac{2\pi}{\lambda}[(x-x_0) \cdot \sin \alpha]$ 为相位补偿项,用来补偿由于到达超表面的光线长度不一致引起的相位差.另外,如图8(e)—图8(h)所示,可以在一块超表面阵列上设计多种功能,如具有相反手性的多焦点聚焦、深聚焦、多波长聚焦等.这是因为超表面阵列的每个纳米单元结构都相当于一个像素点,能独立控制一个相位,从而可以在超表面阵列的不同区域或者采用交织型相位分布设计多功能器件.

5 存在的问题

尽管全介质超表面的提出在一定程度上提高了聚焦效率,但依然存在一些问题,主要有以下几点.

1) 超表面通常被设计在单一的工作波长,消除色差是增加器件带宽的可行办法.然而,目前报道的消色差方法^[70-72],基本都伴随着聚焦效率的大幅度降低,必须在效率和带宽两者中做出权衡.所以成像透镜的带宽或者色差问题的解决方案尚需进一步研究.

2) 在消除单色像差增加透镜视场范围和分辨率方面,目前的解决方案是采用两块超表面级联的方式^[71],中间用一层1 mm厚度的石英玻璃连接.两块功能性超表面透镜的光轴需要精确对准,这种方案在工艺上有一定的难度.因此,如何改进方案消除单色像差还需进一步深入研究.

3) 在可重构超表面成像器件方面虽然有了初步进展^[57,58],但其工作在太赫兹波段.因此,如何在高频波段实现优异的可重构成像器件还需进一步深入研究.

6 总结

本文从超表面成像透镜的结构分类以及光场调控机理两方面,总结回顾了近些年来超表面成像所取得的研究成果和遇到的问题,分析了广义斯涅

耳定律和纳米结构单元控制相位的机理.在等离子体超表面方面,介绍了三种结构类型的成像透镜以及它们的成像性能,指出了等离子体超表面的损耗问题.在全介质超表面方面,着重介绍了以硅和二氧化钛为介质材料的高效超表面,并介绍了目前在超表面成像透镜研究中采用的几种消色差方法.在介质/金属混合式超表面方面,主要介绍了其在消色差方面的应用以及一些扩展的功能.在此基础上,总结了目前超表面成像透镜存在的问题,为后期的深入研究提供一定的参考和借鉴.

参考文献

- [1] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
- [2] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [3] Vodo P, Lu W T, Sridhar S 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 201108
- [4] Parazzoli C G, Grcegor R B, Niclsen J A, Thompson M A, Li K, Vetter A M, Vier D C 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 3232
- [5] Xu T, Agrawal A, Abashin M, Chau K J, Lezec H J 2013 *Nature* **497** 470
- [6] Yu N, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tetienne J P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 6054
- [7] Ni X, Emani N K, Kildishev A V, Boltasseva A, Shalaev V M 2012 *Science* **335** 6067
- [8] Sun S, Yang K Y, Wang C M, Juan T K, Chen W T, Liao C Y, He Q, Xiao S, Kung W T, Guo G Y, Zhou L, Tsai D P 2012 *Nano Lett.* **12** 6223
- [9] Ni X, Kildishev A V, Shalaev V M 2013 *Nat. Commun.* **4** 2807
- [10] Wen D D, Yue F Y, Li G X, Zheng G X, Chan K L, Chen S M, Chen M, Li K F, Wong P W H, Cheah K W, Yue Bun Pun E, Zhang S, Chen X Z 2015 *Nat. Commun.* **6** 8241
- [11] Pu M B, Li X, Ma X L, Wang Y Q, Zhao Z Y, Wang C T, Hu C G, Gao P, Huang C, Ren H R, Li X P, Qin F, Yang J, Gu M, Hong M H, Luo X G 2015 *Sci. Adv.* **1** e1500396
- [12] Guo Y H, Pu M B, Zhao Z Y, Wang Y Q, Jin J J, Gao P, Li X, Ma X L, Luo X G 2016 *ACS Photon.* **3** 2022
- [13] Zhang X Q, Tian Z, Yue W S, Gu J Q, Zhang S, Han J G, Zhang W L 2013 *Adv. Mater.* **25** 4567
- [14] Xu T, Wang C T, Du C L, Luo X G 2008 *Opt. Express* **16** 4753
- [15] Aieta F, Genevet P, Kats M A, Yu N, Blanchard R, Gaburro Z, Capasso F 2012 *Nano Lett.* **12** 1702
- [16] Bosiljevac M, Casaletti M, Caminita F, Sipus Z, Maci S 2012 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **60** 4065
- [17] Wan X, Jiang W X, Ma H F, Cui T J 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 151601
- [18] Khorasaninejad M, Chen W T, Devlin R C, Oh J, Zhu A Y, Capasso F 2016 *Science* **352** 6290

- [19] Chen X Z, Huang L L, Mühlenbernd H, Li G X, Bai B F, Tan Q F, Jin G F, Qiu C W, Zhang S, Zentgraf T 2012 *Nat. Commun.* **3** 1198
- [20] Farmahini-Farahani M, Mosallaei H 2013 *Opt. Lett.* **38** 462
- [21] Roxworthy B J, Bhuiya A M, Yu X, Chow E K, Tous-saint Jr K C 2014 *Nat. Commun.* **5** 4427
- [22] Pfeiffer C, Grbic A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 197401
- [23] Kats M A, Yu N, Genevet P, Gaburro Z, Capasso F 2011 *Opt. Express* **19** 21748
- [24] Hardy W N, Whitehead L A 1981 *Rev. Sci. Instrum.* **52** 213
- [25] Genevet P, Capasso F, Aieta F, Khorasaninejad M, Devlin R 2017 *Optica* **4** 139
- [26] Decker M, Staude I, Falkner M, Dominguez J, Neshev D N, Brener I, Pertsch T, Kivshar Y S 2015 *Adv. Opt. Mater.* **3** 813
- [27] Aieta F, Kats M A, Genevet P, Capasso F 2015 *Science* **347** 6228
- [28] Chen W, Zhu A, Khorasaninejad M, Shi Z, Sanjeev V, Capasso F 2017 *Nano Lett.* **17** 3188
- [29] Zheng G, Mühlenbernd H, Kenney M, Li G, Zentgraf T, Zhang S 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 308
- [30] Zhao W Y, Jiang H, Liu B Y, Song J, Jiang Y 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 181102
- [31] Liu C B, Bai Y, Zhao Q, Yang Y, Chen H S, Zhou J, Qiao L J 2016 *Sci. Rep.* **6** 34819
- [32] Mueller J P B, Rubin N A, Devlin R C, Groever B, Capasso F 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 113901
- [33] Arbabi A, Horie Y, Bagheri M, Faraon A 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 937
- [34] Byrnes S J, Lenef A, Aieta F, Capasso F 2015 *Opt. Express* **24** 5110
- [35] Yang Q, Gu J, Wang D, Zhang X, Tian Z, Ouyang C, Singh R, Han J, Zhang W 2014 *Opt. Express* **22** 25931
- [36] Zhang S, Kim M H, Aieta F, Yu N, Capasso F 2016 *Opt. Express* **24** 18024
- [37] Mohammadreza K, Francesco A, Pritpal K, Kats M A, Genevet P, Rousso D, Capasso F 2015 *Nano Lett.* **15** 5358
- [38] Aieta F, Genevet P, Kats M, Capasso F 2013 *Opt. Express* **21** 31530
- [39] West P R, Stewart J L, Kildishev A V, Shalaev V M, Shkunov V V, Strohkendl Y A, Dodds R K, Byren R 2014 *Opt. Express* **22** 26212
- [40] Cheng J, Jafarzanjani S, Mosallaei H 2016 *Sci. Rep.* **6** 38440
- [41] Li X, Xiao S Y, Cai B G, He Q, Cui T J, Zhou L 2012 *Opt. Lett.* **37** 4940
- [42] Li T, Wang S S, Zhang X L, Deng Z L, Hang Z H, Sun H B, Wang G P 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 251107
- [43] Ma W, Jia D L, Yu X M, Feng Y, Zhao Y J 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 071111
- [44] Pors A, Nielsen M G, Eriksen R L, Bozhevolnyi S I 2013 *Nano Lett.* **13** 829
- [45] Mehmood M Q, Mei S, Hussain S, Huang K, Siew S, Zhang T, Ling X, Liu H, Teng J, Danner A, Zhang S, Qiu C W 2015 *Adv. Mater.* **28** 2533
- [46] Zhao Z Y, Pu M B, Gao H, Jin J J, Li X, Ma X, Wang Y, Gao P, Luo X G 2015 *Sci. Rep.* **5** 15781
- [47] Ni X, Ishii S, Kildishev A V, Shalaev V M 2013 *Light: Sci. Appl.* **2** e72
- [48] Sun S L, He Q, Xiao S Y, Xu Q, Li X, Zhou L 2012 *Nat. Mater.* **11** 426
- [49] Yang Y, Wang W, Moitra P, Kravchenko I I, Briggs D P, Valentine J 2014 *Nano Lett.* **14** 1394
- [50] Ni X, Wong Z J, Mrejen M, Wang Y, Zhang X 2015 *Science* **349** 6254
- [51] Wang J F, Qu S B, Ma H, Xu Z, Zhang A X, Zhou H, Chen H Y, Li Y F 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 201104
- [52] Liu Y M, Zhang X 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 141101
- [53] Estakhri N M, Alù A 2016 *Phys. Rev. X* **6** 041008
- [54] Zhao Y, Alù A 2011 *Phys. Rev. B* **84** 205428
- [55] Pors A, Bozhevolnyi S I 2013 *Opt. Express* **21** 27438
- [56] Li Z, Palacios E, Butun S, Aydin K 2015 *Nano Lett.* **15** 1615
- [57] Ee H S, Agarwal R 2016 *Nano Lett.* **16** 2818
- [58] Chen K, Feng Y, Monticone F, Zhao J, Zhu B, Jiang T, Zhang L, Kim Y, Ding X, Zhang S, Alù A, Qiu C W 2017 *Adv. Mater.* **160** 6422
- [59] Fan Q B, Wang D P, Huo P C, Zhang Z J, Liang Y Z, Xu T 2017 *Opt. Express* **25** 9285
- [60] Sautter J, Staude I, Decker M, Rusak E, Neshev D N, Brener I, Kivshar Y S 2015 *ACS Nano* **9** 4308
- [61] Zhan A, Colburn S, Trivedi R, Fryeet T K, Dodson C M, Majumdar A 2016 *ACS Photon.* **3** 209
- [62] Devlin R C, Khorasaninejad M, Chen W T, Oh J, Capasso F 2016 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **113** 10473
- [63] Chen W T, Yang K Y, Wang C M, Huang Y W, Sun G, Chiang I D, Liao C Y, Hsu W L, Lin H T, Sun S, Zhou L, Liu A Q, Tsai D P 2014 *Nano Lett.* **14** 225
- [64] Yu Y F, Zhu A Y, Fu Y H 2015 *Laser Photon. Rev.* **9** 412
- [65] Luo X G 2015 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **58** 594201
- [66] Kamali S M, Arbabi A, Arbabi E, Horie Y, Faraon A 2016 *Nat. Commun.* **7** 11618
- [67] Khorasaninejad M, Chen W T, Zhu A Y, Oh J, Devlin R C, Rousso D, Capasso F 2016 *Nano Lett.* **16** 7229
- [68] Lin D, Fan P, Hasman E, Brongersma M L 2014 *Science* **345** 6194
- [69] Arbabi A, Horie Y, Ball A J, Bagheri M, Faraon A 2015 *Nat. Commun.* **6** 7069
- [70] Arbabi E, Arbabi A, Kamali S M, Yu H, Faraon A 2016 *Optica* **3** 628
- [71] Arbabi A, Arbabi E, Kamali S M, Horie Y, Han S, Faraon A 2016 *Nat. Commun.* **7** 13682
- [72] Khorasaninejad M, Shi Z, Zhu A, Chen W T, Sanjeev V, Capasso F 2017 *Nano Lett.* **17** 1819
- [73] Fan Q B, Huo P C, Wang D P, Liang Y Z, Yan F, Xu T 2017 *Sci. Rep.* **7** 45044
- [74] Bokor N, Davidson N 2001 *Appl. Opt.* **40** 5906
- [75] Buralli D A, Morris G M 1989 *Appl. Opt.* **28** 3950

SPECIAL ISSUE—Diffraction limit of electromagnetic waves

Research progress of imaging technologies based on electromagnetic metasurfaces*

Fan Qing-Bin Xu Ting[†]*(National Laboratory of Solid State Microstructures, Nanjing University, Nanjing 210093, China)*

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

Abstract

Electromagnetic metamaterials are artificial structures engineered on a subwavelength scale to have optical properties that are not observed in their constituent materials and may not be found in nature either, such as negative refractive index. They have enabled unprecedented flexibility in manipulating light waves and producing various novel optical functionalities. Since the beginning of this century, with the development of nanofabrication and characterization technologies, there has been aroused a tremendous growing interest in the study of electromagnetic metamaterials and their potential applications in different fields including super-resolution imaging, optical biosensing, electromagnetic cloaking, photonic circuits and data storage. Electromagnetic metasurfaces are two-dimensional metamaterials composed of subwavelength planar building blocks. Although metasurfaces sacrifice some functionalities compared with their bulk counterparts, they provide us with distinct possibility to fully control light wave with ultrathin planar structures. Based on Huygens principle, the metasurfaces are able to arbitrarily manipulate the phases, amplitudes or polarizations of optical waves. For example, metasurfaces made of gold nanoantenna-arrays are able to create phase discontinuities for light propagating through the interfaces and drastically change the flows of reflected and refracted light at infrared frequencies. Comparing traditional dielectric optic elements, the thickness values of metasurface-based optical devices are much smaller. In addition to the control of free-space incident light, metasurfaces can also be used to precisely control and manipulate surface electromagnetic waves. In this review, we introduce the generalized Snell's law and the fundamental principles to modulate phase by using metasurfaces. Research progress of a variety of imaging technologies based on metasurfaces is then presented, including plasmonic metasurface, all-dielectric metasurface and metal/insulator hybrid metasurface. Finally, we summarize several frontier problems associated with metasurface, which maybe provide some references for the future researches and applications.

Keywords: metasurface, imaging, Huygens principle, wavefront manipulation**PACS:** 42.79.Bh, 42.79.-e, 42.30.-d, 42.25.Fx**DOI:** 10.7498/aps.66.144208

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61575092) and the Key Research and Development Program from Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2016YFA0202100).

[†] Corresponding author. E-mail: xuting@nju.edu.cn