

光学学报

超构表面高效调控电磁波

孙树林¹, 何琼², 郝加明³, 肖诗逸⁴, 周磊^{2*}

¹复旦大学光科学与工程系, 上海 200433;

²复旦大学物理学系, 上海 200433;

³中国科学院上海技术物理研究所, 上海 200083;

⁴上海大学通信与信息工程学院, 上海 200444

摘要 实现自由调控电磁波不仅具有重要的科学研究意义,而且是通讯、能源、国防等领域的迫切需求。为了解决自然材料调控电磁波能力受限的问题,人们提出了人工超构材料这一新概念,实现了负折射、光学隐身等奇异的电磁效应。然而,经过多年的发展,超构材料仍存在结构复杂、损耗偏高、难以集成调谐等挑战。最近,本团队与国际同行一起提出了超构表面的新概念。超构表面基于电磁波在平面微结构上散射时获得的界面相位突变,充分利用人工微结构的“排列序构”这一自由度,实现了对电磁波振幅、相位、偏振及波前分布的有效调控,克服了超构材料遇到的瓶颈问题。本文主要回顾了本团队在偏振调控、波前调控及动态调控等方面开展的创新性研究。

关键词 光学器件; 超构表面; 相位; 偏振; 波前

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.0123003

High-Efficiency Manipulations on Electromagnetic Waves with Metasurfaces

Sun Shulin¹, He Qiong², Hao Jiaming³, Xiao Shiyi⁴, Zhou Lei^{2*}

¹Department of Optical Science and Engineering, Fudan University, Shanghai 200433, China;

²Physics Department, Fudan University, Shanghai 200433, China;

³Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China;

⁴Department of Communication & Information Engineering, Shanghai University, Shanghai 200444, China

Abstract Freely controlling electromagnetic (EM) waves in desired manners are not only highly important for scientific researches, but also an urgent need in the fields of communications, energy, national defense, etc. To overcome the limitations of natural materials on controlling EM waves, people proposed to construct artificial metamaterials based on subwavelength-sized microstructures with tailored EM properties. Metamaterials have exhibited many fascinating EM effects, such as negative refraction, optical cloaking, and so on. However, after years of development, metamaterials still suffer from many challenges including complexities in structures, high losses, difficulties in optical integrations, etc. Recently, together with other scientists, we proposed the concept of metasurfaces. Utilizing the abrupt phase changes of EM wave scatterings at the meta-atoms and fully exploring the microscopic order of the meta-atoms arrangement, metasurfaces have exhibited much stronger control capabilities on EM wave amplitude, phase, polarization and wavefront distribute, overcoming the bottleneck issues faced by bulk metamaterials. In this article, we will mainly review our key research works on using metasurfaces to control EM waves, including polarization control, wavefront control and dynamic control.

Key words optical devices; metasurface; phase; polarization; wavefront

收稿日期: 2020-12-21; 修回日期: 2020-12-25; 录用日期: 2020-12-25

基金项目: 国家自然科学基金(11874118, 11674068, 11734007, 91850101, 62075231)、国家重点研发计划(2020YFA0710101, 2017YFA0303500, 2017YFA0700201, 2017YFA0205800)、复旦长光合作基金(FC2018-008, FC2018-006)

* E-mail: phzhou@fudan.edu.cn

1 引言

光是万物之源,生命的生存、繁衍都离不开光,人类在认知世界的过程中一直都渴望能够理解光的本源并对其加以利用,因而光学是物理学中发展历史最为悠久的基础学科之一。早在春秋时期,《墨经》中就记载了大量与光学相关的“实验”现象,包括小孔成像等。公元前 2000 年左右,受益于金属冶炼技术的发展,人们已经开始加工铜镜来满足日常生活的需要。近代,人们对光学的认识开始向理论化、系统化方向发展,费马提出了光在介质传播过程中所满足的光程最短原理,斯涅耳和笛卡尔等人建立了光在不同媒质界面处所满足的反射定律和折射定律,牛顿也提出了著名的光微粒流假说来解释光的传播特性,这些研究奠定了几何光学的基础。此外,随着杨氏双缝干涉等实验现象的发现,人们逐步认识到了光所具有的波动特性,而麦克斯韦方程组的建立不仅实现了电和磁的理论统一,还预言了电磁波的起源,逐步揭开了光的本源的神秘面纱。

在理解光的物理本源的基础上,实现对光(电磁波)基本性质(包括振幅、相位、偏振、波前分布等)的灵活调控成为了人们的梦想,这方面的相关研究不仅具有重要的基础科学意义,而且在信息通信、国防安全、能源利用等领域有着实际应用需求。早在 17 世纪,牛顿就利用三棱镜实现了白光中不同颜色(即频率)分量在空间的分离,其中就利用了材料折射率的天然色散特性;人们发现方解石等晶体材料可以用来调控光的偏振性质,其原理主要是利用了自然材料各向异性这一性质;人们利用不同曲率的透镜实现光的会聚或发散等调控效应,就是通过材料的宏观几何构型来调控光的传输行为。基于传统的天然材料,人们已经提出了各种各样的光学器件来实现对光场的主动调控,但其调控能力还是从根本上受到了极大限制。究其本源,自然材料可供选择的原子种类及其晶格排列序构均较为有限,其相对介电常数 ϵ 的取值范围受到限制;另外,由于自然材料在高频段不具有磁响应,不同材料与真空的相对磁导率几乎没有差别(即相对磁导率 μ 均为 1)。以上这些限制从根本上制约了光学研究及其应用的进一步发展。

20 世纪末,人们提出的超构材料(metamaterial)这一全新概念^[1]不仅刷新了大家对

光的固有认知,而且衍生出许多新颖的光学思想和潜在应用。超构材料是一种由特殊设计的亚波长微结构单元(也被称为“人工原子”)在空间上按照特定“排列序构”组合而成的人工电磁材料,已经展现出了很多自然材料无法具备的奇异光学性质^[2-3]。超构材料的组成单元(即“人工原子”)的尺度远小于电磁波的工作波长,因此电磁波无法分辨出超构材料的精细微观结构。根据等效媒质理论,超构材料可近似等效为“均匀媒质”,这类似于将天然原子/分子组成的自然材料进行“均匀化”处理的物理思想,如图 1 所示。

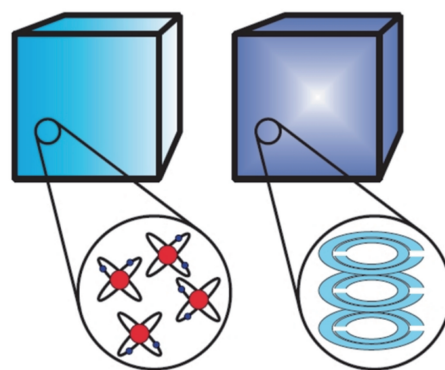


图 1 自然材料由“天然原子”组成(左),超构材料由“人工原子”组成(右)

Fig. 1 Natural materials are made of “real atoms” (left) and metamaterials are made of “artificial meta-atoms” (right)

通过设计人工原子的几何结构,超构材料在目标工作频段激发电、磁共振效应,原则上可以实现任意取值的等效介电常数和磁导率,甚至可以实现极强的电磁互耦手性光学特性,从而极大地增强并拓展了人们对电磁波调控的能力。基于均匀型和非均匀型超构材料,人们已经实现了众多奇异的电磁波调控现象,如负折射^[4]、完美透镜^[5]、电磁隐身^[6-7]等。超构材料研究近年来一直处于国际学术前沿,相关成果在 2010 年被 *Science* 杂志评选为“本世纪前十年的十大科技突破之一”,美国、中国、欧盟等均投入了大量经费和人力开展该领域的战略研究。

经过多年的发展,超构材料已经成为现代光学领域的重要前沿研究方向,颠覆了许多经典光学的概念,但当该领域走向深入发展时,不得不面临众多重大挑战。首先,超构材料通常是亚波长人工原子组成的三维体结构,这就导致其不可避免地存在结构复杂、制备困难、功能难以调谐等问题,而且也很难与未来亟需的平面光电器件进行系统集成。其

次,以往的超构材料大多数是基于金属人工微结构进行设计制备的,电磁波在其体内传输时的能量损耗通常较高,这一问题在光频段超构材料中会愈发严重,从而极大地限制了超构材料调控光的功能及效率。另外,为了实现电磁隐身、全息成像等更为复杂多样的电磁调控效应,需要在三维空间中不同尺寸和形貌的微结构单元按照特定宏观“排列序构”组合成非均匀的超构材料。此外,超构材料的加工制备(尤其是在光频段)也存在着极大挑战,因为超构材料的宏观“排列序构”这一重要自由度在实际应用中难以充分发挥其巨大作用,从而导致人们基于非均匀超构材料提出的许多奇妙的光场调控理论预言难以获得实验验证。这些重大挑战均严重制约了超构材料的深入发展及应用。

为了解决这些瓶颈性问题,2011—2012 年,哈佛大学和复旦大学相继提出了梯度超构表面(metasurface)调控电磁波的新思路^[8-10]。所谓超构表面,就是将人工电磁微结构按照均匀或非均匀空间排列序构组成的二维超构材料。与传统的三维体材料(包括自然材料、超构材料等)借助电磁波在其体内的“传输相位”进行光学操控[如图 2(a)所示]不同,超构表面另辟蹊径,利用其界面上的“突变效应”来调控电磁波的相位[如图 2(b)所示],进而实现对电磁波偏振及波前的调控。这不仅极大地降低了电磁波的传输损耗,提升了超构表面的工作效率,而且可以充分利用电磁人工微结构的二维空间“排列序构”这一重要自由度,实现众多三维体超构材料无法企及的电磁波调控新现象。

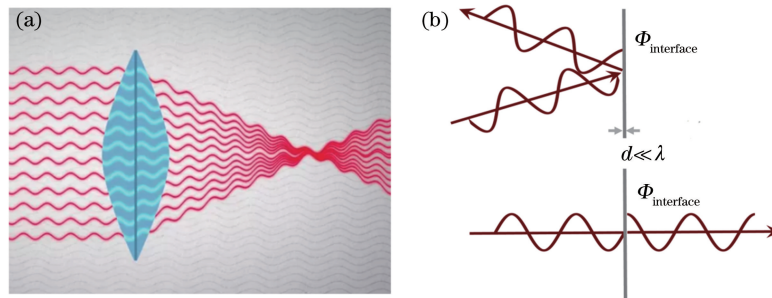


图 2 电磁波的调控。(a)体材料器件借助“传输相位”调控电磁波;(b)超构表面借助“突变相位”调控电磁波

Fig. 2 Electromagnetic wave manipulations. (a)Electromagnetic wave manipulations with bulky device relying on the propagation phase; (b) electromagnetic wave manipulations with metasurface relying on the abruptly changed phase

总体来说,超构表面具有体系超薄、制备简单、易于集成、易于调谐等独特优势,目前已成为超构材料领域的主流研究方向之一,并被业界认为是最有

可能走向实际应用的发展方向。为方便读者理解,本文用图 3 简单概括了超构材料领域发展的若干重要历史节点。

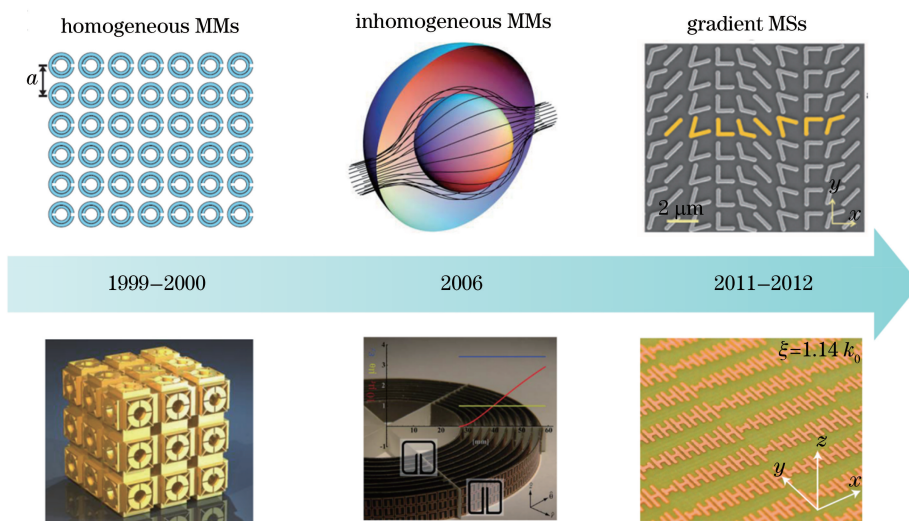


图 3 从均匀超构材料、非均匀超构材料走向梯度超构表面的发展历程

Fig. 3 Development from homogeneous metamaterials (MMs), inhomogeneous MMs to gradient metasurfaces (MSs)

本综述将着重介绍过去 10 余年来本研究团队在超构表面领域开展的主要研究工作。图 4 形象化地展示了本团队在超构表面领域的研究工作。如果将反射式(或透射式)人工原子组成一块超构表面,则其对电磁波的反射(或透射)相位分布可以用广义形式表示为 $\Phi_\sigma(\mathbf{r}, t)$ (其中 σ 代表入射电磁波的极化, \mathbf{r} 和 t 分别是空间和时间坐标), 其背后蕴含的关键科学问题是这种广义超构表面支持哪些电磁波

调控的新规律。本研究团队经过 10 余年的研究发现超构表面调控电磁波的新物理规律, 并基于极化、空间、时间这三大自由度, 在偏振调控、波前调控、动态调控三方面对超构表面进行了研究, 实现了对电磁波从内禀、全局再到动态的全方位调控。相关成果极大地拓展了人们对电磁波的调控能力, 具有深远的基础科学意义, 并且已在国防、信息等相关领域实现了重要应用。

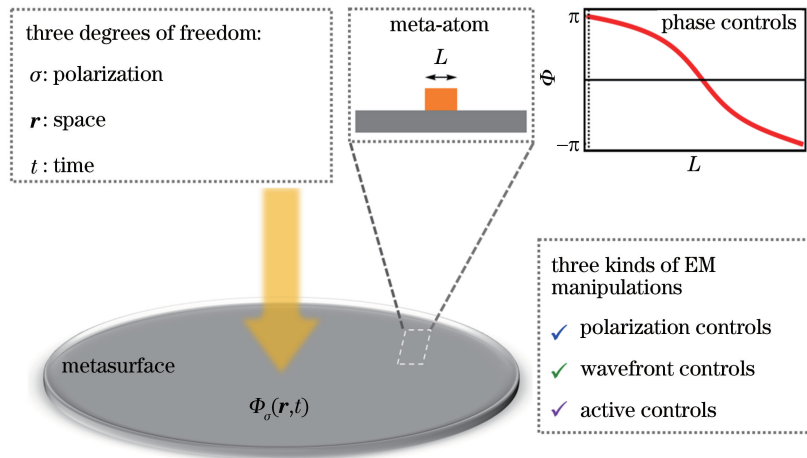


图 4 复旦大学周磊教授团队在超构表面领域的典型研究工作

Fig. 4 Representative research works of Prof. Lei Zhou's group from Fudan University in the field of metasurfaces

2 各向异性超构表面调控电磁波偏振态

偏振态不仅是电磁波的基本内禀属性之一,也是一种重要的信息载体,在光学成像、三维显示、信息通信、化学分析、生物检测等方面均具有重要的应用价值。人们观看三维电影时佩戴的立体眼镜镜片通常是由两个偏振方向相互垂直的线偏振片组成的。根据偏振正交原理,两眼分别接收到两台摄像机从不同角度录制的影像,从而感受到立体的视觉效果。如何高效调控电磁波的偏振状态始终是光学领域的基础性问题。传统的偏振调控原理包括光栅效应、布鲁斯特角效应、双折射效应等,但它们在不同程度上存在着调控功能有限、体系厚、效率低等问题。究其根本原因,一些传统器件(例如双折射晶体)利用电磁波在体系内的传输相位积累实现电磁调控,但自然材料体系的折射率偏低且各向异性不显著,因此需要足够的厚度才能积累所需的相位差来实现偏振调控;另外,自然材料在高频段内缺乏磁响应(即相对磁导率 $\mu=1$),导致体系的阻抗变化范围非常有限,这也会极大地影响偏振调控的响应功能及工作效率。

针对这些挑战,本团队于 2007 年利用超构表面

的各向异性反射相位突变实现了对电磁波偏振的调控,其基本原理如图 5 所示。假如能够设计出一种二维界面,当不同极化的电磁波经过该界面反射(或透射)时,它具有可控的相位差 $\Delta\Phi$ (即 $\Phi_x - \Phi_y$),从而就可以实现对入射波偏振态的自由调控。

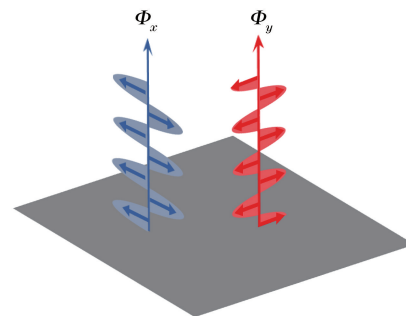


图 5 超构表面调控电磁偏振状态的原理

Fig. 5 Principle of electromagnetic polarization manipulation with metasurfaces

基于上述思想,本团队充分利用电、磁两种自由度设计出了全反射式各向异性超构表面,实现了对电磁波偏振态的高效调控^[11]。如图 6 所示,这种超构表面是由“工”字型金属微结构/介质薄膜/金属底板组成的三明治结构^[12-13],整个体系的厚度远远小于波长。由于最下层是一层均匀的金属底板,因而

入射电磁波最终会被完全反射回外界空气中。另外,在入射波交变电磁场的驱动下,超构表面的上下两层金属结构中会产生反方向的诱导电流,从而产生平行于结构界面方向的磁响应,实现对入射电磁波相位的调控效应。本团队曾在理论上证明了无论上层金属微结构的几何形状如何变化,在满足长波近似的条件下,此类超构表面可以用一种磁共振超材料(具有等效的 μ)/金属的双层有效媒质模型来描述^[13]。而且,通过精心设计超构单元的几何非对称性,可以实现任意可控的各向异性等效磁介质($\mu_{xx} \neq \mu_{yy}$),使超构表面对 x 偏振和 y 偏振的电磁波具有任意的反射相位差,如图 6(b)所示。举例来说,可以设计一种极端各向异性的超构表面,在特定工作频率下保证其 μ_{xx} 趋向于无穷而 μ_{yy} 为有限值,这意味着对于磁场沿 x 方向的电磁波来说,超构表面响应为“磁导体”,反射率为 1 而反射相位约

为 0° ;而对于磁场沿 y 方向的电磁波来说,超构表面系统的电磁响应反而是“电导体”,其反射率为 1 而反射相位约为 180° 。因而,这个反射式超构表面可以等效为“完美半波片”。当入射电磁波的电场沿 x 轴和 y 轴对角线方向振动时,被超构表面反射后的电场 x 分量保持不变而 y 分量反向,因此反射波的偏振方向会被完全调控至垂直方向,从而实现高效的交叉偏振(cross polarization)转化。由于这种反射式超构表面的吸收很小,体系的反射率 $|r_{xx}|$ 和 $|r_{yy}|$ 约为 1,因此其偏振转化效率接近 100%。利用类似的概念,通过调控 x 和 y 方向偏振的相位差,还可以实现线偏振转化为圆偏振、椭圆偏振等各种不同的偏振状态。该工作引起了人们的广泛关注,国内外众多团队也相继提出了各种巧妙的设计,在太赫兹^[14-15]、光频段^[16-18]等频域实现了对电磁波(光)偏振态的自由调控。

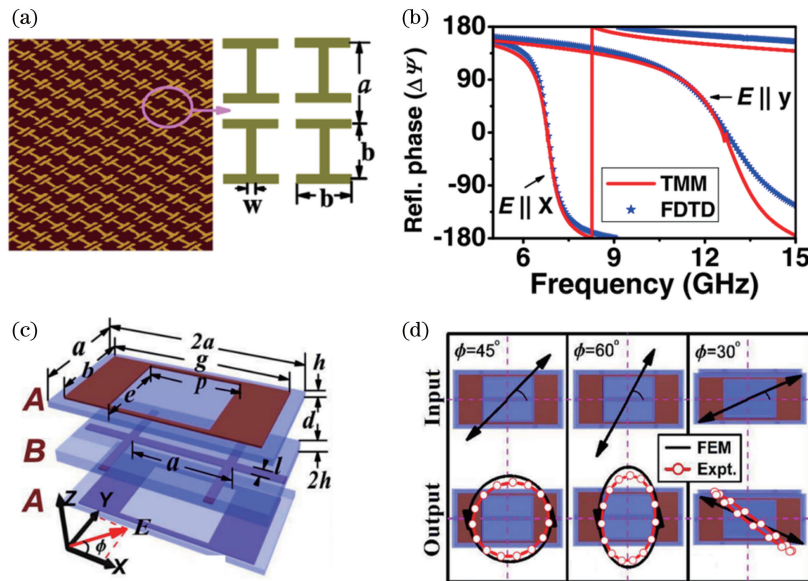


图 6 基于超构表面的电磁偏振调控。(a)反射式超构表面实现高效偏振调控^[13]; (b)不同偏振下反射式超构表面的反射相位^[13]; (c) ABA 三层结构组成的透射式超构表面^[19]; (d)三种典型的偏振调控效应^[19]

Fig. 6 Electromagnetic polarization manipulations with metasurfaces. (a) Reflective metasurface for high-efficiency polarization manipulations^[13]; (b) reflection phase spectra of reflective metasurface for different polarization cases^[13]; (c) ABA-multilayer transmission-type metasurface^[19]; (d) three typical polarization manipulation effects^[19]

在很多实际应用中需要高效率透射式偏振调控器件,然而透射式体系通常会同时存在反射和透射,其中反射光不可避免地会带走一部分入射光的能量,因此器件对透射光的偏振调控效率往往会受到一定限制。2011年,本团队提出一种效率近 100%的透射式偏振调控超构表面器件^[19]。如图 6(c)所示,它是一种厚度远小于波长的 ABA 三层人工微结构,其中 A 层是一种亚波长尺度各向异性型电共

振微结构,B 层是一种可以屏蔽并反射电磁波的亚波长金属网栅结构^[19]。经过精心的结构设计,当采用特定工作频段的 y 偏振电磁波照射超构表面时,超构表面两侧的 A 层和中间的 B 层都具有很高的反射率,但由于散射相消原理,体系的总反射干涉相消为零,因而 y 偏振电磁波可以高效率地透过整个结构^[20];然而当采用同频段 x 偏振电磁波照射超构表面时,借助 A 层周期性金属微结构的布拉格散射

机制可以在 B 层激发表面等离子激元 (surface plasmon) 模式, 从而借助异常光学高透 (EOT) 效应^[21] 实现电磁波的完美透射。x 和 y 偏振情况下高透射率的机理不同, 因此可以基于结构设计优化使两种偏振的透射波之间产生特定的相位差, 并可以通过旋转入射电磁波的偏振方向实现不同偏振态之间的调控, 如图 6(d) 所示。实验结果表明, 器件的工作效率接近 100%, 而整个体系的厚度只有约 $\lambda/20$ 。

需要强调的是, 本团队在 2007 年开始提出利用超构体系调控电磁波偏振状态时, 虽然它们的厚度均远小于波长, 但还是习惯性地将其称为超构材料。显然, 这些工作已经蕴含了超构表面借助界面相位突变来调控电磁波的萌芽思想, 因此后来本团队也将其归为均匀型超构表面, 这些研究工作为后来提出梯度超构表面打下了坚实的基础。

3 梯度超构表面调控电磁波波前

对电磁波的空间波前分布进行灵活调控具有广阔的应用前景。例如, 人们引入光栅的衍射效应来

调控光的空间分布, 设计各种透镜实现对光场的会聚或者发散, 利用空间光调制器对不同像素点的相位进行编码实现在远场呈现特定的全息图像。然而, 传统的电磁波前调控器件主要是基于体材料的传输相位或者光学衍射效应工作的, 在不同程度上存在着体系较厚(大于波长量级)、不易集成、效率偏低等问题, 不能满足小尺寸、高集成、高效率器件的迫切需求。基于均匀型超构表面, 本团队已经实现了对电磁波透射/反射相位 Φ 在不同极化方向上的独立调控, 进而实现了对电磁波偏振状态的调控。在此基础上, 本团队进一步引入了相位分布 Φ 随空间 r 的分布。得益于二维平面结构的优势, 人们可以充分利用梯度超构表面中人工原子的“排列序构”自由度, 基于惠更斯原理, 将具有不同相位的微结构作为次波源, 干涉形成任意的电磁波波前形貌, 如图 7 所示。目前, 人们已经设计出一系列梯度超构表面器件, 实现了高效异常折射^[8,22]/反射^[9,23]、传输波与表面波的高效耦合^[9,24-26]、平面透镜^[27-33]、光子自旋霍尔效应^[34-37]、全息成像^[38-42]、特殊光束激发^[43-47]等奇异的物理现象。

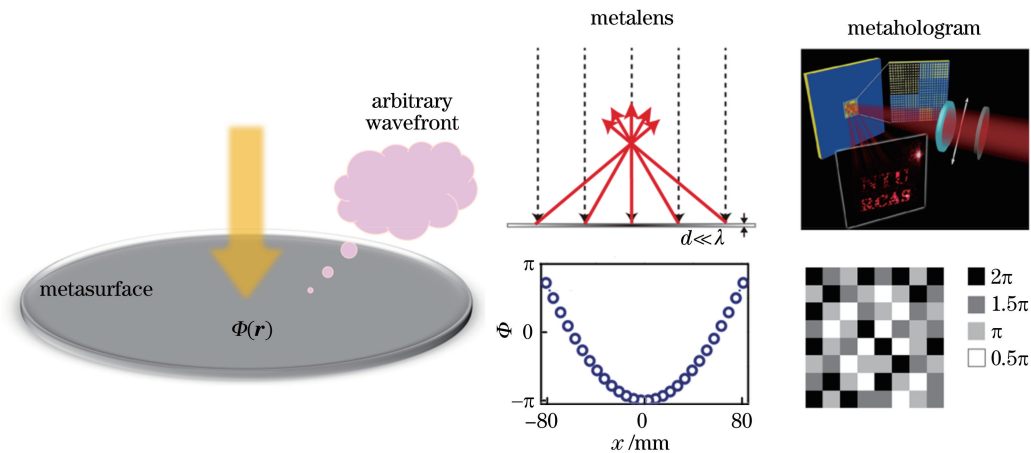


图 7 通过自由调控超构表面反射(或透射)相位随着空间的分布 $\Phi(r)$ 实现任意的电磁波波前调控
 Fig. 7 Arbitrary electromagnetic wavefront manipulations via freely controlling the spatial reflection (or transmission) phase distributions on the metasurface

2012 年, 本团队首先提出了设计梯度超构表面以完美连接远场传输波(propagating waves)与近场表面波(surface waves)的新机制^[9]。所谓表面波(包括表面等离子激元、人工表面等离子激元等), 是一种局域在金属等材料表面的电磁本征模式, 其所携带的水平波矢分量大于真空中电磁波的总波矢, 具有亚波长分辨率和局域近场增强等优异的光学性质^[48]。对于传输波和表面波这两种基本的电磁波模式, 虽然人们以往分别利用不同的物理方法实现

了对它们的独立调控, 但尚未建立两者之间高效连接的桥梁, 其需要克服的瓶颈在于这两种电磁模式的波矢不匹配。针对这一重大挑战, 本团队率先提出利用超构表面的相位梯度来补偿这两种不同模式间的波矢差, 为高效连接两者建立了全新的物理机制。如果在金属表面加入一层厚度远小于波长的梯度超构材料, 通过精心设计它在 x 处的等效相对介电常数 $\epsilon(x)$ 和(或)磁导率 $\mu(x)$, 其反射电磁波时由于等效折射率不同可以提供线性渐变的相位延

迟,保证了系统的反射相位可以满足线性分布 $\Phi(x) = \Phi_0 + \xi x$ (Φ_0 代表体系在 $x = 0$ 位置处的初始相位),其沿 x 方向的梯度为 $\xi = d\Phi/dx$ 。根据惠更斯原理,当超构表面的反射相位 Φ 随空间 x 的变化不大时,不同位置处的微结构作为次波源辐射时

的等相位面为倾斜平面,入射电磁波就会被异常反射到非镜向方向,如图 8(a)、(b)所示。更加有趣的是,当 Φ 随空间 x 的变化很大时,不同次波源已经无法形成等相位面并向远场辐射,入射波被完美地转化为表面波,如图 8(d)、(e)所示。

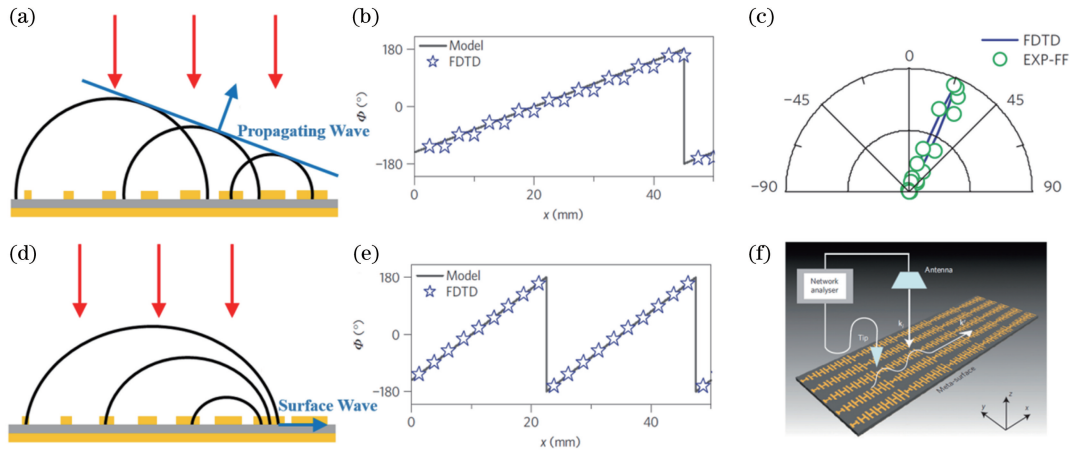


图 8 具有不同梯度相位的反射式超构表面分别实现奇异反射效应和表面波激发的物理思想及实验验证^[9]。(a)~(c)奇异反射效应;(d)~(f)表面波激发

Fig. 8 Schematic pictures and experimental demonstrations to respectively achieve anomalous reflection and surface wave excitation with reflective metasurfaces of different gradient phases. (a)–(c) Anomalous reflection; (d)–(f) surface wave excitation

超构表面的异常反射和表面波耦合效应可以描述为

$$k_x^r = k_0 \sin \theta_i + \xi, \quad (1)$$

式中: k_x^r 为反射波的水平波矢的大小; k_0 为电磁波在真空中总波矢的大小; θ_i 为入射波的入射角。

方程(1)的物理意义是体系的总水平波矢守恒,也就是说,反射波的水平波矢等于入射波所携带的水平波矢与超构表面为入射波提供的附加波矢之和。方程(1)可以对异常反射和表面波激发这两种奇异现象给出更加清楚的分析:对于垂直入射的电磁波($\theta_i = 0^\circ$),当 $\xi < k_0$ 时,反射波的水平波矢 k_x^r 和垂直波矢 k_z^r 均为实数,电磁波将被异常反射,反射角为 $\theta_r = \arcsin(\xi/k_0)$;当 $\xi > k_0$ 时,反射波的水平波矢为 $k_x^r = \xi > k_0$,因此其垂直波矢 $k_z^r = \sqrt{k_0^2 - (k_x^r)^2}$ 为纯虚数,场强沿 z 方向呈指数衰减,入射波被转化为表面波。

本团队首先基于等效媒质模型,利用数值模拟验证了具有不同相位梯度的超构表面可以实现异常反射和表面波耦合两种不同的调控效应,工作效率接近 100%^[9]。为了进一步通过实验验证该物理思想,本团队采用 H 型金属微结构/介质层/均匀金属底板组成三明治结构,通过调控 H 型金属微结构的几何尺寸来改变共振频率,达到了调控反射相位的

目的。本团队设计并制备出 $\xi = 0.4k_0, 0.8k_0, 1.14k_0$ 的梯度超构表面样品,在正入射的电磁波照射下,前两块样品分别实现了沿 23° [如图 8(c)所示]和 53° 方向的高效异常反射,而第三块样品在远场不同角度方向上几乎侦测不到散射信号。根据理论,推测这是由于入射电磁波被转化成为了局域的表面波模式。为了验证这一理论猜想,本团队进一步利用扫描探针测量了超构表面附近的电场强度 (E_z) 分布[如图 8(f)所示],定量验证了表面电场的水平波矢满足 $k_x^r = 1.14k_0$ 的理论预测值,从而在实验上直接证明了超构表面上激发出表面波的物理效应。由方程(1)可知,即使对于 $\xi < k_0$ 的梯度超构表面样品,当电磁波的入射角 θ_i 大于临界角 $\theta_c = \arcsin(1 - \xi/k_0)$ 时,入射传输波也会被转化为表面波。实验测试及全波模拟也验证了这一点。必须说明的是,由于超构表面是由非均匀结构组成的,因此在其上面激发的表面波并非本征模式。也就是说,当外界激发关闭时,这种表面波模式会随之逐渐消失,本团队称这种表面波为受驱表面波(driven surface wave)模式。如果进一步在超构表面的右侧设计制备一块可以支持本征人工表面等离子激元的等离激元金属(plasmonic metal),就可以实现一种全新的表面等离子激元耦合器:入射传输波首先照射到超构表面上,之后被转化为表面波,接着表面波进一

步耦合等离子元金属上的表面等离子元。从入射传输波到表面等离子元的耦合效率超过了 80%。

本团队提出利用超构表面实现传输波到表面波高效转化的新概念之后发现,虽然其工作效率可以超过 80%,但随着超构表面的尺寸增大,表面等离子元的耦合效率会逐步下降^[49]。这是因为体系存在解耦合损耗(decoupling loss),这是许多传统表面等离子元耦合器同样存在的问题;另外,以往的表面等离子元耦合器通常也会存在反射损耗(reflection loss),这两大因素限制了表面等离子元耦合器的工作效率,如图 9(a)所示^[26]。2016 年,本团队进一步

提出将透射式超构表面放置在金属上方组成新型表面等离子元耦合器的设想,如图 9(b)、(c)所示^[26]。首先,由于本团队采用的是具有高透射率的超构表面,因此系统的反射损耗几乎为零;其次,当超构表面将入射波转化为表面等离子元时,系统平移对称性的打破压制了解耦合效应。该系统避免了以往耦合器中普遍存在的解耦合损耗和反射损耗,从而将传输波高效地转化为了表面等离子元,其效率(模型效率为 94%,实验效率近 80%)超过以往所有的耦合器件,而且当超构表面尺寸增大时,其工作性能几乎不发生变化,验证了体系工作的稳定性。

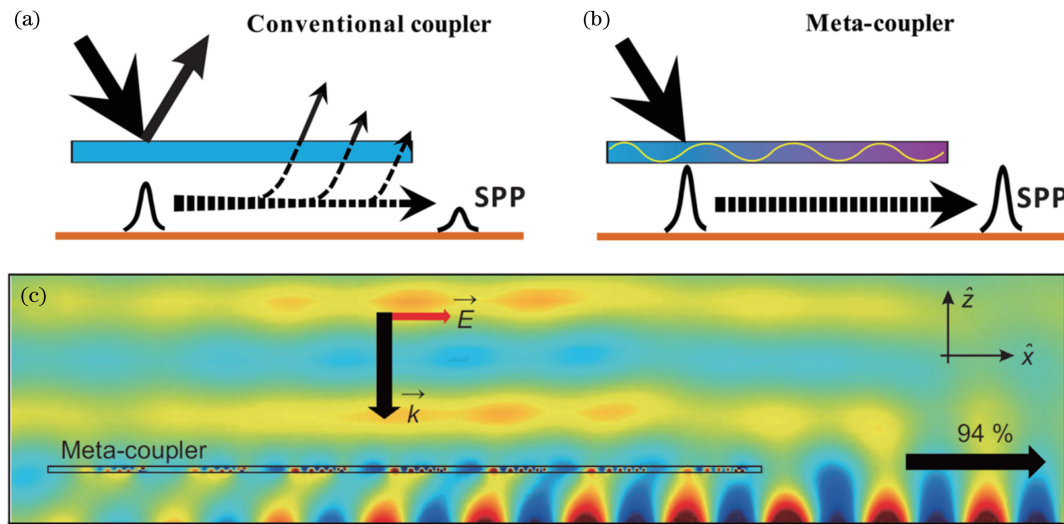


图 9 传统表面等离子元耦合器与新型超构表面耦合器的对比^[26]。(a)传统表面等离子元耦合器存在反射和解耦损耗;(b)(c)新型超构表面耦合器抑制两种损耗实现高效率表面等离子元激发

Fig. 9 Comparison of traditional surface plasmon coupler and new metasurface coupler. (a) Two key issues degrading the performance of traditional surface plasmon coupler, i. e., reflection loss and decoupling loss; (b) (c) new metasurface coupler suppresses two losses and realizes high-efficiency surface plasmon excitation

梯度超构表面调控电磁波的物理思想具有普适性。通过设计使二维超构表面上每个人工原子(即次波源)具有特定的透射/反射相位,根据惠更斯原理在远场或者近场区域构建出任意的光场波前形貌,人们发展了一系列新的物理概念和新效应,包括奇异反射/透射、平面透镜、全息成像、光学隐身、特殊光束激发等,从而推动了超构表面领域的蓬勃发展。例如,2012 年,本团队在微波频段提出了一种基于反射式超构表面的平面透镜,通过精心设计不同位置处人工原子的几何尺寸,梯度超构表面可以呈现出双曲线型的反射相位分布,从而将入射光会聚到预设的焦平面位置。经全波模拟验证后可知其聚焦效率近乎 100%。此外,本团队还通过实验验证了超构表面透镜对不同角度入射电磁波的高效会聚效应^[27]。相较于传统透镜,超构表面透镜具有平

面结构、体系超薄、易于集成等独特优势。之后,人们将超构透镜的概念拓展到了高频段^[28,50-51]。另外,本团队也提出了消色差透镜^[30-33]等新概念,这些新概念引起了学术界和产业界的广泛关注。

早期的梯度超构表面通常是由不同尺寸的人工微结构组成的。通过调控电磁共振效应,梯度超构表面可在目标频率处呈现出特定的相位空间分布,从而实现线偏振光波前的调控。然而,这种共振相位型超构表面通常会存在一些问题:首先,当远离设计的工作频率时,由于不同人工微结构的透射/反射相位具有不同程度的色散效应,此时超构表面的相位分布将不再满足波前调控目标的设计需求,因此其电磁调控功能会逐渐失效;其次,若要实现较为复杂的光场波前,需要通过优化设计许多不同尺寸的人工微结构来满足特定的相位空间分布,从而增

加了超构表面的设计复杂度。后来,人们进一步提出了几何相位(即 geometric 相位,或 Pancharatnam-Berry 相位)超构表面的概念,它是由具有完全相同尺寸和形状的人工微结构组成的。通过控制不同位置处人工微结构的方位角,对圆偏振入射光的相位进行任意调控,可以实现任意的波前调控效应。几何相位型超构表面是对圆偏振光进行波前调控的理想平台,可以实现丰富多彩的奇异光学效应。然而,早

期的几何相位超构表面器件的效率普遍偏低,一些理论工作也指出厚度超薄的单层几何相位超构表面工作效率的理论极限为 25%^[35,52]。

2015 年,本团队通过琼斯矩阵分析法找到了几何相位超构表面实现 100%效率的理论条件^[35]。考虑一个由几何相位单元作简单周期性排列组成的均匀型超构表面,其几何相位单元的两个(等效)主轴分别用 u, v 表示,如图 10(a)所示。

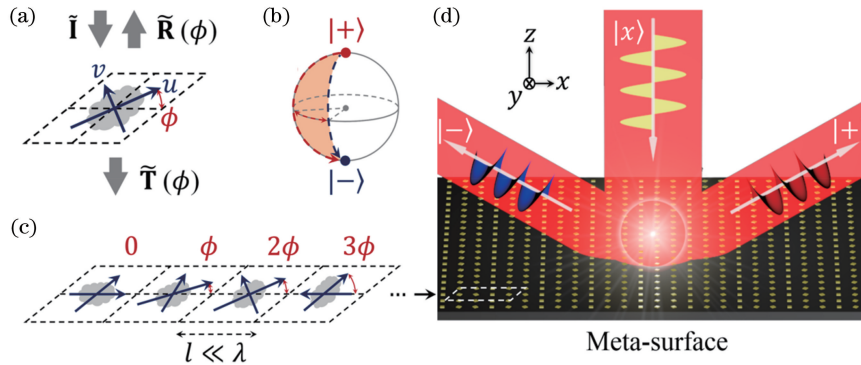


图 10 基于几何相位超构表面的光子自旋霍尔效应^[35]。(a)超构表面单元的琼斯矩阵分析; (b)基于庞加莱球的几何相位原理;(c)(d)几何相位超构表面实现光子自旋霍尔效应

Fig. 10 Photonic spin Hall effect realized by Pancharatnam-Berry metasurface. (a) Jones matrix analysis of the meta-atom array; (b) principle of the Pancharatnam-Berry phase based on Poincaré sphere; (c)(d) photonic spin Hall effect achieved in the Pancharatnam-Berry metasurface

该超构表面的透射和反射特性由琼斯矩阵给出, $\mathbf{T}(0) = \begin{pmatrix} t_{uu} & t_{uv} \\ t_{vu} & t_{vv} \end{pmatrix}$, $\mathbf{R}(0) = \begin{pmatrix} r_{uu} & r_{uv} \\ r_{vu} & r_{vv} \end{pmatrix}$ 。为了研究方便,将线偏振基转到圆偏振基下进行分析,并定义两个单位基矢 $\hat{e}_{\pm}(0) = (\hat{u} \pm i\hat{v})/\sqrt{2}$,从而可以在圆偏基下描述透射和反射琼斯矩阵,即 $\tilde{\mathbf{T}}(0)$ 和 $\tilde{\mathbf{R}}(0)$ 。假如将几何相位单元沿着 z 轴旋转 ϕ 角,则此时体系的透射和反射矩阵可表示为 $\tilde{\mathbf{T}}(\phi)$ 和 $\tilde{\mathbf{R}}(\phi)$,它们可以用单位矩阵 $\hat{\mathbf{I}}$ 和三个泡利矩阵 $(\hat{\sigma}_1, \hat{\sigma}_2, \hat{\sigma}_3)$ 的线性组合表示^[35],即

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{R}}(\phi) = & \frac{1}{2}(r_{uu} + r_{vv})\hat{\mathbf{I}} + \frac{i}{2}(r_{uv} - r_{vu})\hat{\sigma}_3 + \\ & \frac{1}{2}(r_{uu} - r_{vv})(e^{-i2\phi}\hat{\sigma}_+ + e^{i2\phi}\hat{\sigma}_-) + \\ & \frac{i}{2}(r_{uv} + r_{vu})(-e^{-i2\phi}\hat{\sigma}_+ + e^{i2\phi}\hat{\sigma}_-), \end{aligned} \quad (2)$$

式中: $\hat{\sigma}_{\pm}$ 是两个自旋翻转算符, $\hat{\sigma}_{\pm} = (\hat{\sigma}_1 \pm i\hat{\sigma}_2)/2$, 满足 $\hat{\sigma}_{\pm}|\pm\rangle = 0$ 和 $\hat{\sigma}_{\pm}|\mp\rangle = |\pm\rangle$, 其中 $|\pm\rangle$ 分别代表自旋向上态和自旋向下态(对应两种不同的圆偏振态)。显然,方程(2)中的前两项对应于正常反

射模式,也就是说,无论超构表面单元结构被旋转了多少角度,均不会获得额外的反射相位,而且入射光的偏振态保持守恒;后两项对应于异常反射模式,当几何相位单元被旋转 ϕ 角时,异常反射模式将获得 $e^{\pm i2\phi}$ 的反射相位项,其中正负号由入射光的自旋态决定,而且偏振状态会发生反转。也可以从另外一个角度来理解几何相位的来源:人工微结构的方位角旋转 ϕ 前后,入射右旋圆偏光 $|+\rangle$ 的一部分会发生偏振反转,对应于其偏振状态从庞加莱球(Poincaré sphere)上沿着不同的经线由北极(对应于右旋态 $|+\rangle$)变化到南极(对应于左旋态 $|-\rangle$),这两个路径所包围的空间立体角的一半就对应于旋转后额外获得的几何相位 2ϕ ,如图 10(b)所示。显然,其来源与入射光的偏振反转是直接相关的,完全对应于方程(2)中异常反射项包含的偏振翻转算符所做的操作。对于反射式超构表面,如果其几何相位单元满足镜像对称条件,则反射矩阵中的非对角项为零,此时正常反射和异常反射模式的效率分别由 $R_n \equiv |(r_{uu} + r_{vv})|^2/4$ 和 $R_a \equiv |(r_{uv} - r_{vu})|^2/4$ 决定。显然,为了实现 100%效率的反射型几何相位超构表面,需要满足以下条件:

$$r_{uu} + r_{vv} = r_{uv} - r_{vu} = 0. \quad (3)$$

方程(3)的物理含义是指将正常反射模式减小至 0。对于满足镜像对称性的无吸收几何相位单元来说,该理论条件可以进一步简化为 $r_{uu} = -r_{vv}$ 。也就是说,沿着两个主轴方向的线偏振光的反射相位差为 π ,该超构表面等效为理想的“半波片”,它可以将入射光的圆偏态完全翻转,因此可以完美压制正常模式,从而提升超构表面的工作效率。如果将这种高效率的几何相位单元依次旋转角度 $0, \phi, 2\phi, 3\phi, \dots$ 就可以组合成如图 10(c)所示的几何相位超构表面。在线偏振光照射下,其中的左旋圆偏振和右旋圆偏振分量将感受到大小相等但方向相反的线性梯度相位,因而会被异常反射到不同的方向上,也就是把不同的圆偏振光在空间上完全分离,从而实现光子自旋霍尔效应,如图 10(d)所示。本团队首先在微波段设计出了高效率的几何相位超构表面,并通过实验实现了具有“世界纪录”效率($>90\%$)的光子自旋霍尔效应^[35]。利用类似的分析方法,本团队还得到了在透射式架构下实现高效几何相位超构表面的理论条件,并通过实验实现了高效率涡旋光束激发^[36]、平面透镜^[53]、全息成像^[41]等复杂的波前调控效应。

4 超构表面实现电磁波动态调控

未来集成光学应用中亟需动态调谐、响应灵敏、功能多样的可调光学器件,然而在以往的研究中,多数超构表面器件在设计定型之后其电磁调控功能已经固化。在低频段,人们曾将变容二极管等可调器件融入到超构材料的设计中,通过改变体系中的等效电容等参数来动态调控共振频率,以达到调谐超构表面电磁功能的目标;在高频段,前人将石墨烯等可调材料用于超构材料的设计中,实现了对电磁波相位的动态调控。然而,以往的可调超构器件通常存在着体系复杂、调谐有限、效率偏低等问题,高频段的调控方法和手段也比较匮乏。

实现电磁波相位的动态调控是可调光学器件的核心方向,为此需要首先揭示电磁波相位等基本特

性实现自由动态调控的物理机制(即反射相位 Φ 随时间 t 的调控,如图 11 所示),探索能够影响超构表面体系反射相位、反射振幅等基本性质的关键物理参数,给出决定该体系反射相位的最大调控范围的判定条件,等等。解决了以上科学问题,将有助于把时间 t 的自由度引进来,再结合几何入射光的手性 σ 甚至是空间 r 等多种自由度,就可以达到随心所欲地实现各种复杂光场调控的目标,并将超构表面的创新概念推向实际应用。为此,本团队瞄准被广泛使用的金属微结构/介质薄膜/金属底板三明治型反射式超构表面[如图 12(a)]开展了深入的理论和实验研究。人们之前已基于该类体系实现了偏振调控^[11,14-18]和完美吸收^[54-56]两种截然不同的电磁波调控功能,然而对其功能多样性的物理根源并没有清晰的认识。基于单模单通道的耦合模理论[coupled-mode theory,如图 12(b)所示],本团队建立了这类超构表面的统一功能相图,揭示了体系的不同功能(相位调控或完美吸收)来源于体系的辐射品质因子 Q_r 和吸收品质因子 Q_a 的竞争^[57]。当体系的 Q_r 与 Q_a 相等时,入射波的能量还没来得及向外辐射就会被完全吸收,此时超表面体系就是一个完美吸收体,如图 12(c)所示;当体系的 $Q_r < Q_a$ 时,体系的吸收损耗较弱,基于磁共振效应体系可以实现 360° 的全幅相位调控效应,该情况处于相图中的欠阻尼(under-damped)区域;当体系的 $Q_r > Q_a$ 时,体系的吸收损耗较大,无法再实现大幅度的相位调控(相位调控范围小于 180°),这种情况处于相图中的过阻尼(over-damped)区域,如图 12(d)所示。本团队加工了一系列工作在太赫兹波段的超构表面样品,通过参数优化来调控其辐射阻尼和吸收阻尼的大小,然后通过实验验证了 Q_r 和 Q_a 的竞争关系决定超构表面电磁调控功能这一理论预言。本团队建立的这一普适相图不仅为之前众多反射式超构表面的研究结果提供了一个完整而统一的解释,更为进一步实现基于该类体系的振幅和相位可调器件奠定了坚实的基础。

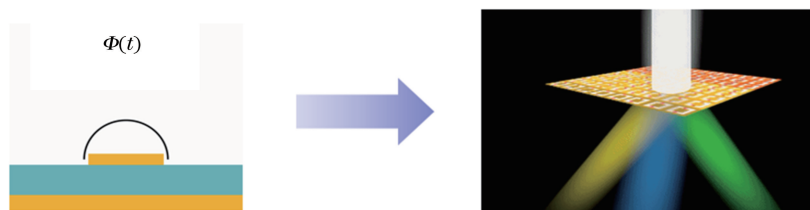


图 11 基于动态调控电磁相位实现功能可调超构表面

Fig. 11 Switchable functionalities achieved by tunable metasurface via changing electromagnetic phase dynamically

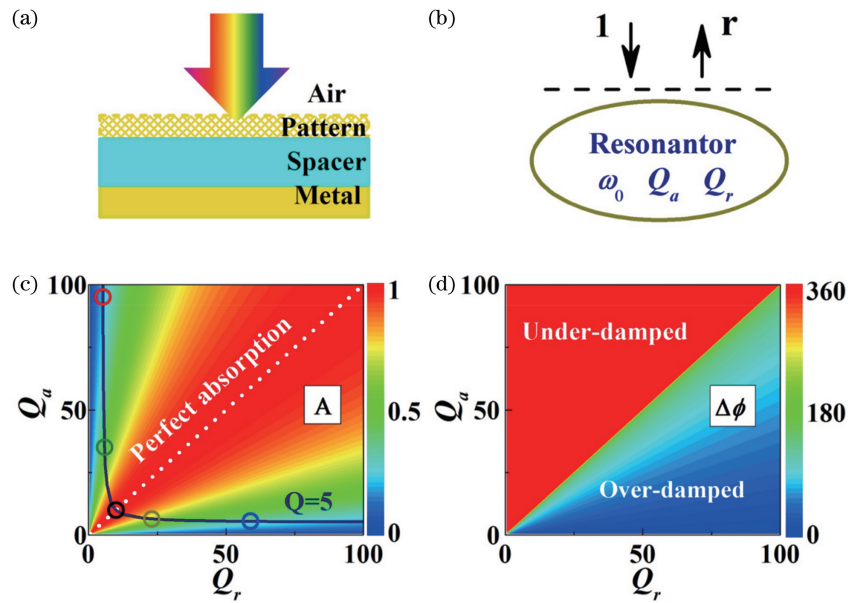


图 12 反射式超构表面实现的不同的电磁功能^[57]。(a)(b)反射式超构表面示意图以及基于耦合模理论的单通道共振模型；(c)(d)体系吸收率和反射相位覆盖范围与辐射品质因子 Q_r 、吸收品质因子 Q_a 的关系
 Fig. 12 Different electromagnetic functionalities achieved by reflective metasurfaces. (a) (b) Schematics of reflective metasurface and single-port resonator model based on coupled-mode theory; (c)(d) diagrams of the absorption and the span of reflection phase inside the metasurface as a function of Q_r and Q_a

基于以上建立的统一理论相图,本团队将门电压控制的石墨烯与精心设计的反射式超构表面相结合,在太赫兹波段通过实验实现了远超之前文献报

道的动态相位调控幅度^[58]。如图 13(a)、(b)所示,石墨烯层的作用就是通过外加电压来调控整个超构表面体系的内禀吸收损耗,进而达到调控体系反射

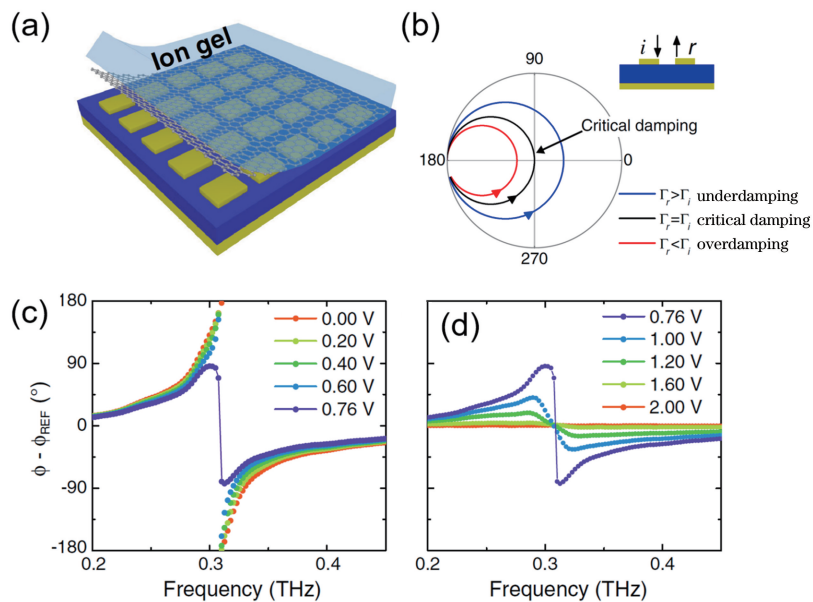


图 13 基于石墨烯的超构表面实现大幅度相位调控^[58]。(a)基于石墨烯的可调超构表面;(b)可调超构表面处于不同相区(欠阻尼、临界阻尼、过阻尼)的反射系数史密斯图;(c)(d)调控外加门电压实现反射相位的动态可调功能
 Fig. 13 Widely tunable phase manipulation with graphene based metasurfaces. (a) Schematic of the graphene based tunable metasurface; (b) Smith curves of the reflection coefficient for the metasurface at different phase regions, i. e., underdamping, critical damping and overdamping; (c) (d) the dynamical reflection phase manipulations of the metasurface with different gate voltages

相位的目的:当外加电压为 0 V 时,体系的反射相位随着频率增大经历了 360° ,这是典型的体系发生磁共振时反射相位的响应,此时体系处于欠阻尼区域,如图 13(b)、(c)所示;随着外加电压增大到 0.76 V,体系处于一种临界状态,反射相位随着频率增大减小为 180° ,而且在共振频率处反射率变为 0,入射光能量被器件完美吸收,反射相位也发生了跳变;随着外加电压继续增大,体系反射相位所能覆盖的范围会越来越小(小于 180°),体系处于过阻尼区域,如图 13(b)、(d)所示。与之前普遍使用的可调机理不同,这里通过改变体系的吸收损耗来驱动超构表面在相图不同区域之间的跨越,从而达到了大幅度相位调控的目标。基于这一新机理,本团队还进一步实现了超薄太赫兹偏振调制器,并设计了空间波调制器等基于大幅相位调控的光电器件。

5 结束语

近 10 余年来,本团队围绕着“超构表面高效自由调控电磁波”这一重大科学目标,在偏振调控、波前调控、动态调控三方面进行了系统的研究工作,曾提出了利用超构表面调控电磁波偏振和高效耦合表面波等创新性概念,进行了一系列具有国际引领性的工作,与国际研究团队共同开启并推动了“超构表面”这一新兴领域的研究,也激励了国内外学者的后续深入研究。目前,超构表面已经成为超构材料领域的主流发展方向,本团队也因此荣获了 2019 年度国家自然科学二等奖等奖项。展望超构表面领域的未来发展,可以梳理出以下可能需要重点关注的发展方向:

1) 如何实现自由调控频率色散和角度色散是未来研究的重点方向之一。之前的超构表面通常是由简单(局域、单个、简单构型)“人工原子”组成的,缺乏调控频率色散的调控自由度和调控能力,导致超构表面的工作频带通常较窄,而且在大角度入射时工作效率会显著降低。为此,需要建立相关理论来指导设计超构表面,以有效调控器件对不同角度和不同频率电磁波的光学响应。

2) 可调超构表面也是该领域发展的重要方向之一,然而一些基础重大问题还有待进一步解决。首先,如果要实现自由灵活地调控电磁波的目标,就需要解决如何独立地、全幅度地调控电磁波振幅和相位的问题,这是电磁波调控的核心问题;其次,目前的可调超构表面大多数与现有的 CMOS (complementary metal oxide semiconductor) 技术相结

合,其化学和物理稳定性较差,这在实际应用中是亟待解决的问题;最后,对电磁波的波前实现实时任意的调控需要对每个人工微结构单元进行独立调控,然而在高频段(太赫兹或者可见光频段)每个人工原子均为亚波长尺度,要实现对单个人工微结构单元进行独立灵活的调控存在巨大挑战。

3) 集成化超构表面光学系统。单个超构表面器件对电磁波的调控已经展现出一些优于传统光学器件的能力和性能,接下来,为了满足一些更具挑战、更加复杂的应用需要,可能需要将多个超构表面器件进行集成,或是将超构表面与传统光学器件进行集成,从而构建出超构表面系统来进行电磁波调控,这也是超构表面未来发展的一个重要方向。

参 考 文 献

- [1] Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. *Soviet Physics Uspekhi*, 1968, 10(4): 509-514.
- [2] Pendry J B, Holden A J, Stewart W J, et al. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures [J]. *Physical Review Letters*, 1996, 76(25): 4773-4776.
- [3] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena [J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1999, 47(11): 2075-2084.
- [4] Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction [J]. *Science*, 2001, 292(5514): 77-79.
- [5] Pendry J B. Negative refraction makes a perfect lens [J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(18): 3966-3969.
- [6] Pendry J B, Schurig D, Smith D R. Controlling electromagnetic fields [J]. *Science*, 2006, 312(5781): 1780-1782.
- [7] Schurig D, Mock J J, Justice B J, et al. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies [J]. *Science*, 2006, 314(5801): 977-980.
- [8] Yu N F, Genevet P, Kats M A, et al. Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction [J]. *Science*, 2011, 334(6054): 333-337.
- [9] Sun S, He Q, Xiao S, et al. Gradient-index metasurfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves [J]. *Nature Materials*, 2012, 11(5): 426-431.
- [10] Sun S L, He Q, Hao J M, et al. Electromagnetic metasurfaces: physics and applications [J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2019, 11(2): 380-479.

- [11] Hao J, Yuan Y, Ran L, et al. Manipulating electromagnetic wave polarizations by anisotropic metamaterials[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(6): 063908.
- [12] Sievenpiper D, Zhang L J, Broas R F J, et al. High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1999, 47(11): 2059-2074.
- [13] Hao J M, Zhou L, Chan C T. An effective-medium model for high-impedance surfaces [J]. *Applied Physics A*, 2007, 87(2): 281-284.
- [14] Grady N K, Heyes J E, Chowdhury D R, et al. Terahertz metamaterials for linear polarization conversion and anomalous refraction [J]. *Science*, 2013, 340(6138): 1304-1307.
- [15] Ma S J, Wang X K, Luo W J, et al. Ultra-wide band reflective metamaterial wave plates for terahertz waves [J]. *Europhysics Letters*, 2017, 117(3): 37007.
- [16] Hao J M, Ren Q J, An Z H, et al. Optical metamaterial for polarization control [J]. *Physical Review A*, 2009, 80(2): 023807.
- [17] Pors A, Nielsen M G, Bozhevolnyi S I. Broadband plasmonic half-wave plates in reflection [J]. *Optics Letters*, 2013, 38(4): 513-515.
- [18] Jiang S C, Xiong X, Hu Y S, et al. Controlling the polarization state of light with a dispersion-free metastructure [J]. *Physical Review X*, 2014, 4(2): 021026.
- [19] Sun W J, He Q, Hao J M, et al. A transparent metamaterial to manipulate electromagnetic wave polarizations [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(6): 927-929.
- [20] Zhou L, Wen W J, Chan C T, et al. Electromagnetic-wave tunneling through negative-permittivity media with high magnetic fields [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(24): 243905.
- [21] Martín-Moreno L, García-Vidal F J, Lezec H J, et al. Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays [J]. *Physical Review Letters*, 2001, 86(6): 1114-1117.
- [22] Ni X, Emani N K, Kildishev A V, et al. Broadband light bending with plasmonic nanoantennas [J]. *Science*, 2012, 335(6067): 427.
- [23] Sun S, Yang K Y, Wang C M, et al. High-efficiency broadband anomalous reflection by gradient metasurfaces [J]. *Nano Letters*, 2012, 12(12): 6223-6229.
- [24] Huang L L, Chen X Z, Bai B F, et al. Helicity dependent directional surface plasmon polariton excitation using a metasurface with interfacial phase discontinuity [J]. *Light: Science & Applications*, 2013, 2(3): e70.
- [25] Pors A, Nielsen M G, Bernardin T, et al. Efficient unidirectional polarization-controlled excitation of surface plasmon polaritons [J]. *Light: Science & Applications*, 2014, 3(8): e197.
- [26] Sun W J, He Q, Sun S L, et al. High-efficiency surface plasmon meta-couplers: concept and microwave-regime realizations [J]. *Light: Science & Applications*, 2016, 5(1): e16003.
- [27] Li X, Xiao S Y, Cai B G, et al. Flat metasurfaces to focus electromagnetic waves in reflection geometry [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(23): 4940-4942.
- [28] Chen X Z, Huang L L, Mühlenbernd H, et al. Dual-polarity plasmonic metalens for visible light [J]. *Nature Communications*, 2012, 3: 1198.
- [29] Lin D M, Fan P Y, Hasman E, et al. Dielectric gradient metasurface optical elements [J]. *Science*, 2014, 345(6194): 298-302.
- [30] Aieta F, Kats M A, Genevet P, et al. Multiwavelength achromatic metasurfaces by dispersive phase compensation [J]. *Science*, 2015, 347(6228): 1342-1345.
- [31] Khorasaninejad M, Shi Z, Zhu A Y, et al. Achromatic metalens over 60 nm bandwidth in the visible and metalens with reverse chromatic dispersion [J]. *Nano Letters*, 2017, 17(3): 1819-1824.
- [32] Wang S, Wu P C, Su V C, et al. Broadband achromatic optical metasurface devices [J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1): 187.
- [33] Wang S M, Wu P C, Su V C, et al. A broadband achromatic metalens in the visible [J]. *Nature Nanotechnology*, 2018, 13(3): 227-232.
- [34] Yin X B, Ye Z L, Rho J, et al. Photonic spin Hall effect at metasurfaces [J]. *Science*, 2013, 339(6126): 1405-1407.
- [35] Luo W J, Xiao S Y, He Q, et al. Photonic spin Hall effect with nearly 100% efficiency [J]. *Advanced Optical Materials*, 2015, 3(8): 1102-1108.
- [36] Luo W J, Sun S L, Xu H X, et al. Transmissive ultrathin pancharatnam-berry metasurfaces with nearly 100% efficiency [J]. *Physical Review Applied*, 2017, 7(4): 044033.
- [37] Luo X G, Pu M B, Li X, et al. Broadband spin Hall effect of light in single nanoapertures [J]. *Light, Science & Applications*, 2017, 6(6): e16276.
- [38] Ni X J, Kildishev A V, Shalae V M. Metasurface holograms for visible light [J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2807.
- [39] Huang L L, Chen X Z, Mühlenbernd H, et al.

- Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2808.
- [40] Chen W T, Yang K Y, Wang C M, et al. High-efficiency broadband meta-hologram with polarization-controlled dual images[J]. *Nano Letters*, 2014, 14(1): 225-230.
- [41] Zheng G X, Mühlenbernd H, Kenney M, et al. Metasurface holograms reaching 80% efficiency[J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(4): 308-312.
- [42] Li L, Cui T J, Ji W, et al. Electromagnetic reprogrammable coding-metasurface holograms [J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1): 197.
- [43] Genevet P, Yu N F, Aieta F, et al. Ultra-thin plasmonic optical vortex plate based on phase discontinuities[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 100(1): 013101.
- [44] Huang L, Chen X, Mühlenbernd H, et al. Dispersionless phase discontinuities for controlling light propagation[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(11): 5750-5755.
- [45] Pfeiffer C, Grbic A. Controlling vector Bessel beams with metasurfaces [J]. *Physical Review Applied*, 2014, 2(4): 044012.
- [46] Ma X, Pu M, Li X, et al. A planar chiral metasurface for optical vortex generation and focusing[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 10365.
- [47] Arbabi A, Horie Y, Bagheri M, et al. Dielectric metasurfaces for complete control of phase and polarization with subwavelength spatial resolution and high transmission [J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(11): 937-943.
- [48] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics [J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 824-830.
- [49] Qu C, Xiao S Y, Sun S L, et al. A theoretical study on the conversion efficiencies of gradient metasurfaces[J]. *Europhysics Letters*, 2013, 101(5): 54002.
- [50] Ni X J, Ishii S, Kildishev A V, et al. Ultra-thin, planar, Babinet-inverted plasmonic metalenses [J]. *Light: Science & Applications*, 2013, 2(4): e72.
- [51] Pors A, Nielsen M G, Eriksen R L, et al. Broadband focusing flat mirrors based on plasmonic gradient metasurfaces[J]. *Nano Letters*, 2013, 13(2): 829-834.
- [52] Ding X M, Monticone F, Zhang K, et al. Ultrathin Pancharatnam-Berry metasurface with maximal cross-polarization efficiency [J]. *Advanced Materials*, 2015, 27(7): 1195-1200.
- [53] Khorasaninejad M, Chen W T, Devlin R C, et al. Metalenses at visible wavelengths: diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging [J]. *Science*, 2016, 352(6290): 1190-1194.
- [54] Hao J M, Wang J, Liu X L, et al. High performance optical absorber based on a plasmonic metamaterial [J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 96(25): 251104.
- [55] Liu N, Mesch M, Weiss T, et al. Infrared perfect absorber and its application as plasmonic sensor[J]. *Nano Letters*, 2010, 10(7): 2342-2348.
- [56] Aydin K, Ferry V E, Briggs R M, et al. Broadband polarization-independent resonant light absorption using ultrathin plasmonic super absorbers[J]. *Nature Communications*, 2011, 2: 517.
- [57] Qu C, Ma S J, Hao J M, et al. Tailor the functionalities of metasurfaces based on a complete phase diagram [J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(23): 235503.
- [58] Miao Z Q, Wu Q, Li X, et al. Widely tunable terahertz phase modulation with gate-controlled graphene metasurfaces[J]. *Physical Review X*, 2015, 5(4): 041027.