

激光与光电子学进展

超构表面调控可见光发射及其应用(特邀)

王绍军^{1,2,*†}, 张郑合^{1,2,3†}, 侯紫玥^{1,2}, 翟一恒^{1,2}, 徐超捷^{4**}, 李孝峰^{1,2***}¹苏州大学光电科学与工程学院&苏州纳米科技协同创新中心, 江苏 苏州 215006;²江苏省先进光学制造技术重点实验室&教育部现代光学技术重点实验室, 江苏 苏州 215006;³哈尔滨工业大学物理学院, 黑龙江 哈尔滨 150001;⁴苏州大学功能纳米与软物质研究院, 江苏 苏州 215123

摘要 人工构建的平面化超构表面由于其独特的电磁响应以及超薄、易集成的优势,在光子学和新型光电子技术方面发挥着至关重要的作用。基于近场共振模式的发光超构表面在散射辐射光子、定向和增强光子态密度等方面展现出独特优势,拓展了其在前沿光子学领域的应用。本文概述了超构表面调控系综量子光源辐射行为的基本原理,详细介绍了可见光波段内发光超构表面最新的研究应用进展,包括微小型固态照明、虚拟现实和增强现实高清显示、可见光通信、高能 X 射线探测、手性光源以及低阈值微纳激光器等领域的应用。最后展望了发光超构表面的未来发展方向。

关键词 光学器件; 微纳光子器件; 发光超构表面; 定向辐射平面光源

中图分类号 TN29

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP232221

Metasurfaces for Manipulating and Controlling Visible-Light Emission and Its Diverse Applications (Invited)

Wang Shaojun^{1,2,*†}, Zhang Zhenghe^{1,2,3†}, Hou Ziyue^{1,2}, Zhai Yiheng^{1,2}, Xu Chaojie^{4**},
Li Xiaofeng^{1,2***}¹School of Optoelectronic Science and Engineering & Collaborative Innovation Center of Suzhou Nano Science and Technology, Soochow University, Suzhou 215006, Jiangsu, China;²Key Lab of Advanced Optical Manufacturing Technologies of Jiangsu Province & Key Lab of Modern Optical Technologies of Education Ministry of China, Suzhou 215006, Jiangsu, China;³Physics Department, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, Heilongjiang, China;⁴Institute of Functional Nano & Soft Materials (FUNSOM), Soochow University, Suzhou 215123, Jiangsu, China

Abstract Artificially constructed planar metasurfaces play a crucial role in photonics and emerging optoelectronic technologies due to their unique electromagnetic characteristics, ultrathin profiles, and seamless integration capabilities. Light-emitting metasurfaces based on near-field resonance modes exhibit unique advantages in scattering radiative photons, directing and enhancing light emission, expanding their applications in advanced photonics. This review provides an insightful overview of the basic principles of manipulating and controlling the emission behavior of ensembled quantum emitters, and provides a detailed introduction to the latest research and application progress of light-emitting metasurfaces within the visible light spectrum, including applications in fields such as miniature solid-state lighting devices, virtual reality and augmented reality high-definition displays, visible light communication, high-energy X-ray detection, chiral light-sources, and low threshold micro/nano lasers, etc. Finally, future development directions of light-emitting metasurfaces are prospected.

Key words optical devices; micro/nanophotonic devices; light-emitting metasurfaces; planar light source with directional emission

收稿日期: 2023-10-07; 修回日期: 2023-11-06; 录用日期: 2023-11-07; 网络首发日期: 2023-11-17

基金项目: 国家自然科学基金(62275184, 62120106001)、江苏省自然科学基金(BK20200859)、江苏省高校优势学科建设工程项目

通信作者: *swang.opto@suda.edu.cn; **cjxu@suda.edu.cn; ***xfli@suda.edu.cn

† 共同第一作者

1 引言

过去十年,随着微纳加工技术的发展,人们已掌握精准制备大规模微纳尺度结构的技术。通过将特殊设计的亚波长纳米粒子单元在二维平面上排列序构,构建人工超构表面^[1-3],即可实现对光场的多个自由度,如相位、偏振、波前等进行独立或多参量联合调控^[3-5]。这种新型的二维超构表面在高效、多功能的光场调控,以及光学系统的小型化和集成化方面突显优势,引发了国内外研究者的浓厚兴趣,并催生了广泛的平面光学研究和应用热潮^[6-14]。基于均匀型或非均匀型超构表面,人们已经实现了非常规偏折、矢量涡旋、空间结构光场、全息、加密和防伪、超透镜、三维(3D)裸眼显示等众多新奇的光学效应和器件。

早期的研究集中在无源超构表面,主要针对远场入射光传输行为的调控。随着超构表面研究的不断深入,人们将集成光源和超构表面结合构筑有源光子器件,即发光超构表面。利用超构表面的纳米天线阵特性,将位于光学近场中的集成光源的发射有效地耦合到远场,并且根据需求定制远场中自发辐射或相干辐射的光学参量。发光超构表面在高效提取辐射源、定向发射、高纯度偏振输出等方面崭露头角。现已报道的发光超构表面中,按照调控有源介质的超构原子类型,主要可分为基于等离激元共振的金属(如金、银等)纳米结构,以及基于近场米氏散射效应的介质或半导体纳米结构两类。然而,一般金属或低折射率介质的纳米结构通常难以平衡场增强和吸光损耗,这导致有限的外部量子发射效率。近期已有众多工作证明了兼具低吸光系数和高折射率介质的优异光学特性^[15-17],并探索了各类新颖嵌套式、非对称式的结构设计方案,为超构表面赋予了新的物理内涵,如拓扑光子学、奇点光学、量子光学等,拓宽了超构表面在多领域的应用研究^[10-12]。

本文基于高效、多功能光场调控的发光超构表面,探讨了其在提取辐射光子、定向发射和增强光子发射等方面的物理机制。通过对光与物质间弱、强耦合相互作用的分类研究,系统地分析了人工光学微纳结构多参量调控系综量子光源自发辐射和相干光辐射行为的基本原理,并详细介绍了发光超构表面在微小型固态照明、虚拟现实(VR)和增强现实(AR)高清显示、可见光通信、X射线探测、手性光源以及微纳激光等领域的拓展应用。最后,对发光超构表面未来的发展方向和应用前景做出展望。

2 发光超构表面的基本概念

超构表面易与量子点、有机染料分子以及直接带隙半导体等荧光团簇相集成,构筑发光超构表面。超构表面充当纳米天线,有效地将位于光学近场中集成纳米光源的发射耦合到远场,同时在发射的远场中定

制所需的光学参量。因此,发光超构表面可被视为由局部化源驱动设计纳米天线的二维排列,它继承了光学纳米天线的大部分功能,如发射光的光谱裁剪和方向整形以及珀塞尔(Purcell)效应的发射增强^[18]。

全介质型发光超构表面主要利用共振响应的局域近场来调控光发射,该共振响应可看作两种成分的组合。其一是亚波长共振散射的纳米单元,其极化率受到粒子本身的几何尺寸、形貌、折射率等参数的影响。其二是规则周期的纳米单元排列,以实现多次相干散射。对于发光超构表面的基本散射体单元,其光学极化率 α 是关于入射电、磁场的局部诱导偶极矩和多极矩的线性响应函数,各向同性的均匀球形粒子的极化率^[19]满足

$$\alpha = 4\pi\epsilon_0 r^3 \frac{\epsilon_\mu - \epsilon_m}{\epsilon_\mu + 2\epsilon_m}, \quad (1)$$

式中: ϵ_m 和 ϵ_μ 分别代表周围环境和纳米球的相对介电常数; r 代表球体半径。通过设计介质米氏散射的极化率,即改变单个散射粒子的尺寸、形貌和材料可实现对局域米氏散射强度的调控^[20]。当以亚衍射周期排布散射单元时,每个粒子将不仅对入射光场产生电磁响应,还会对阵列中所有其他散射体产生的光场也做出响应,即形成晶格的集体振荡和个体极化率间的强耦合共振。以由平面波驱动的周期性晶格为例,第 i 个粒子感应偶极矩 \mathbf{P}_i 分别与背景场 \mathbf{E}_i^{bg} 、入射场 \mathbf{E}_i^0 的相关

$$\mathbf{P}_i = \hat{\alpha}\mathbf{E}_i^{\text{bg}} = \hat{\alpha}_{\text{eff}}\mathbf{E}_i^0, \quad (2)$$

式中: $\hat{\alpha}$ 代表散射单元极化率; $\hat{\alpha}_{\text{eff}}$ 为实际有效极化率。背景场是入射场和由其他散射体中感应的偶极矩散射场 \mathbf{P}_j 的总和

$$\mathbf{E}_i^{\text{bg}} = \mathbf{E}_i^0 + \sum_{j \neq i} \hat{G}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) \mathbf{P}_j, \quad (3)$$

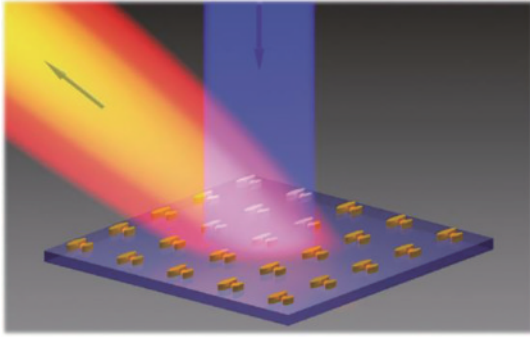
式中: $\hat{G}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j)$ 代表在坐标 \mathbf{r}_j 处的偶极子在 \mathbf{r}_i 位置的感应电场,表现为格林函数形式。因此,有效极化率最终可表示为

$$\hat{\alpha}_{\text{eff}} = (\hat{\alpha}^{-1} - g)^{-1}, \quad (4)$$

$$\alpha_{\text{eff}} = (\alpha^{-1} - g)^{-1} \approx \alpha + \alpha g \alpha + \alpha (g \alpha)^2 + \dots, \quad (5)$$

式中: g 描述了所有粒子之间的相互作用。在周期光子系统中可将其视为多重散射序列,如式(5)所示,其中高阶幂代表较高的散射阶数,有效极化率描述了周期晶格和局域粒子之间的共振混合,它影响整个光学系统的共振响应。

定向光发射作为发光超构表面主要功能之一,在其远场辐射方向分析中,通常简单地忽略多重散射相互作用,仅保留式(5)的第一项,可由惠更斯原理解释:每个散射体受外界驱动场作用产生的偶极矩均作为散射的次波源。此时超构表面提供相控阵天线功能,引导集成自发辐射源定向发射,如图1所示。以球形粒子天线阵为例,假设位于 \mathbf{r}_j 处极化率为 α_j 的纳米单元受到外界场 $\mathbf{E}_{\text{drive}}$ 驱动,其远场满足

图 1 发光超构表面调控光定向发射^[18]Fig. 1 Light-emitting metasurfaces for manipulating and controlling light directional emission^[18]

$$\mathbf{E}(\mathbf{k}) = \frac{\exp(i\mathbf{k}R)}{R} \sum_j \mathbf{M}_j(\mathbf{k}) \alpha_j \mathbf{E}_{\text{drive}}(\mathbf{r}_j) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j), \quad (6)$$

式中： R 是球形粒子的半径； \mathbf{k} 是光传播方向上的波矢量； $\mathbf{M}_j(\mathbf{k})$ 是每个散射体沿波矢方向的远场函数，被称为形状因子。如果所有粒子都被相同的振幅和相位的场驱动，则粒子排列的傅里叶变换满足

$$S(\mathbf{k}) = \sum_j \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j) = \mathcal{F} \left[\sum_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \right], \quad (7)$$

$$\sum_j \mathbf{E}_{\text{drive}}(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j) = [\mathcal{F}(\mathbf{E}_{\text{drive}})] * S(\mathbf{k}), \quad (8)$$

式中： $S(\mathbf{k})$ 为结构因子。对于正入射无相互作用的粒子阵列平面，其发射图案可被视为单个散射体的辐射图案和粒子排列的傅里叶变换的乘积。对于任意的外界驱动场，由式(8)可知，超构表面的远场辐射模式可以定量地描述为偶极源的结构因子和动量分布的卷积^[21]。基于这一机制，我们可以通过将偶极子源和自由空间中的光学锥的倒易晶格相结合来绘制发射模式，即荧光团簇驱动散射体的周期性晶格，以实现定向发射的定向调控。

除了调整远场的发射特性外，发光超构表面另一主要功能是增强光发射。这主要涉及系综量子光源与散射体之间的耦合。当散射体和系综量子光源之间的能量交换速率小于光源本身的自发辐射衰减速率时，系统属于弱耦合区间，此时散射体共振场增强会导致局域光学态密度(LDOS)的改变，进而形成对光源自发辐射速率的调制，被称为珀塞尔效应，而增强的LDOS和自由空间中LDOS之间的比率被称为Purcell因子。系统整体的发射强度不仅取决于Purcell因子，实际上，当集成光源耦合到超构表面时，系统测量的光致发光强度^[21-23]由以下四个因素决定

$$I(\mathbf{r}_{\text{em}}, \omega_{\text{exc}}, \omega_{\text{em}}) \propto \Gamma_{\text{exc}}(\mathbf{r}_{\text{em}}, \omega_{\text{exc}}) \cdot QY(\mathbf{r}_{\text{em}}, \omega_{\text{em}}) \cdot \eta_{\text{ext}}(\mathbf{r}_{\text{em}}, \omega_{\text{em}}) \cdot \eta_{\text{coll}}(\mathbf{r}_{\text{em}}, \omega_{\text{em}}), \quad (9)$$

式中： \mathbf{r}_{em} 是集成到超构表面中的光源的位置； ω_{exc} 和 ω_{em} 分别对应激发、发射光的频率。第一项影响因素是激发速率 Γ_{exc} ，它受益于超构表面支持共振态的近场增强，共振态的近场空间分布与集成光源的高度重叠

也是提高辐射速率的关键；第二项是集成光源本身的量子产率，被定义为 $QY = \Gamma_{\text{rad}} / (\Gamma_{\text{rad}} + \Gamma_{\text{nr}} + \Gamma_0)$ ，即辐射衰减速率 Γ_{rad} 与总衰减速率 Γ (包括 Γ_{rad} ，非辐射衰减速率 Γ_{nr} 以及分子耗散速率 Γ_0)的比值；第三项因子是提取效率 η_{ext} ，代表发射的光子从超构表面逃逸到自由空间中的概率，我们可以将其估算为辐射到自由空间的功率 $P_{\text{rad}}^{\text{out}}$ 与发射器辐射的总功率 P_{rad} 之间的比值，即 $\eta_{\text{ext}} = P_{\text{rad}}^{\text{out}} / P_{\text{rad}}$ ；最后一项代表收集因子 η_{coll} ，由于系统辐射分布在全方位的立体角中，实际实验中需要利用有限大数值孔径(NA)的物镜收集PL信号，因此将其定义为

$$\eta_{\text{coll}} = \frac{1}{P_{\text{rad}}^{\text{out}}} \iint P(\theta, \phi) \sin \theta d\phi d\theta, \quad (10)$$

式中： $P(\theta, \phi)$ 是沿极角 θ 和方位角 ϕ 方向在自由空间中发射的角功率密度。

上述四项因素均会影响最终的发光强度，因此在发光超构表面的实验设计中，不仅需要注重共振态的束缚光场能力，还应该仔细考虑共振态与集成光源发射光谱的频率耦合、共振辐射场分布与近场光源空间位置重叠度、共振态辐射的外耦合效率、选取高荧光量子产率的发光材料以及收集发射光的空间立体角等方面。

3 调控自发辐射

基于近场共振的超构表面能够有效调控系综量子光源的自发辐射强度、定向以及偏振性发射，目前已经在固态照明、高清近距离显示、可见光通信、X射线探测和手性偏振器件等领域展现出巨大的应用研究价值。

3.1 照明

固态照明以高效和节能的发光二极管(LED)光源为基础，在照明技术领域引起了广泛的研究关注。过去的研究工作主要聚焦在改善发光材料的内在量子效率和稳定性方面，而随着高效率(内量子效率接近1)和稳定的发光材料的出现，固态照明的基础研究阶段即将宣告结束。蓝光LED作为固态照明中的一种关键光源，它通过发射蓝光激发磷光材料，从而产生可见光谱中的其他颜色，亦可混合生成白光^[24]，如图2(a)所示。然而由于它的角发射轮廓服从朗伯分布，发射光将被随机散射和漫反射，在不必要的方向上造成光能的浪费和损失，从而降低整个照明系统的能量利用率。传统固态照明系统中通常会采用光学透镜、反射器等组件来维持蓝光LED的定向性，但大体积、复杂的附件系统也限制了光源进一步的片上集成应用。为此，研究者们摒弃了传统的厚重光学透镜系统，转而选择利用微纳结构(如介质超构表面)的光提取机制来修饰当前高效LED的发光强度、颜色和方向^[25-29]。

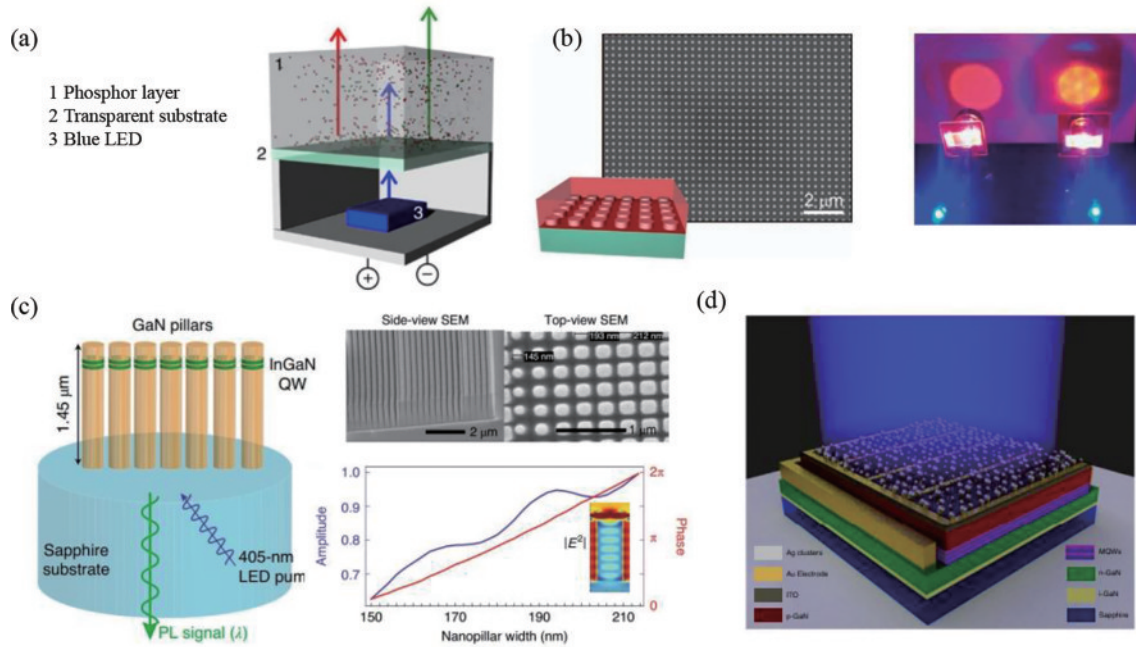


图 2 发光超构表面在照明领域的应用。(a)磷光转化LED发光示意图^[24];(b)左侧为铝纳米粒子阵列的扫描电子显微镜(SEM)照片(插图:集成磷光转换层的超构表面的示意图),右侧为在没有/有集成天线阵列的情况下的结构化发射亮度的比较^[25];(c)InGaN/GaN量子阱超表面的示意图和SEM图像,以及发光超表面辐射到衬底中的光的相位和振幅随纳米柱宽度的变化函数^[27];(d)无序银纳米阵列沉积在商业GaN LED表面的示意图^[29]

Fig. 2 Application of light-emitting metasurfaces in the field of lighting. (a) Schematic diagram of phosphor conversion LED emission^[24]; (b) left panel displays a scanning electron microscope (SEM) photograph of Al nanoparticle arrays (inset: a schematic diagram of the metasurface integrating a phosphor conversion layer), right panel displays a comparison of structured emission brightness without/with integrated antenna arrays^[25]; (c) schematic diagram and SEM image of InGaN/GaN quantum well metasurface, as well as the phase and amplitude of light from the luminescent metasurface into the substrate as a function of the width of the nanopillar^[27]; (d) schematic illustration of commercial GaN-based LEDs with disordered Ag nanoparticle arrays deposited on the top^[29]

早期研究主要利用特定单元排布的金属纳米结构产生等离激元共振,以提高耦合到发射端的LDOS来增强发射效率,或在特定方向上提取发光颜色。如2013年,如图2(b)所示,Lozano等^[25]基于铝纳米粒子阵列支持的集体等离激元共振模式的强近场增强,有效提高了有机薄膜的吸光率,并实现了对发射光谱的裁剪,特定频率下实现60倍以及整个光谱范围内14倍的发射增强,为进一步提高有机LED出光效率提供了新颖的方案。次年,该课题组^[26]继续深入研究分析六边形铝纳米阵列的晶格常数对发射模式的影响,通过调谐阵列晶格常数实现了对发光层中随机分布染料分子发射角度的精准调控。

尽管排布均匀的粒子阵列可以通过耦合到特定的纳米天线谐振模式来增强并控制非相干LED光源的谱线形状,以及实现高度定向的发射。但均匀的结构必然导致对称的辐射模式,这限制了任意相控阵超构表面功能在未来的应用。传统Yagi-Uda光学天线^[30-31]或非均匀的超构表面^[32]已被证明可用于调整不同纳米天线元件之间的相位来实现不对称发射,然而这也受到精确制备工艺的制约,难以实现大面积尺寸元件的应用。在2020年,Iyer等^[27]构建了非相干发光相控阵

的InGaN/GaN量子阱(QW)超构表面,如图2(c)所示,通过调控纳米柱高度以连续改变发射光相位,从而产生非对称和单向可见频率的定向发射,分别实现总发射和空气耦合发射的光致发光外量子效率约7倍和100倍的增强。

上述InGaN/GaN量子阱超表面结合一维相分布的单向光致发光已被证明。然而,操控光发射以生成诸如聚焦光束之类的任意二维波形还未实现。2021年,Mohtashami等^[28]延续上述工作设计了能够发射准直和聚焦光束的二维超构角锥和透镜,开发了设计用于重新定向量子阱表面导波的离轴超构角锥/透镜方程,利用特殊排布的角锥有效增强光提取和整体方向性,而超透镜则将自发辐射光束聚焦在设计焦距上,证明了光束宽度与数值孔径间的反比关系。这些结果为具有可编程功能的发光超构表面铺平了道路,为未来迭代产生更复杂光子结构的多维波束操控提供了可能。

制备器件的方法也有待优化。过去各种提高光提取的超构表面几何特征尺寸与光学波长相当或更小,此类精细的设计必然需要复杂且昂贵的制造工艺(如多次沉积、退火和光刻等),这扩大了实验室研究与工

业级应用之间的差距。在 2021 年, Mao 等^[29]设计了一种无序 Ag 纳米粒子阵超构表面用于实现商业 GaN LED 的光提取和增强, 如图 2(d) 所示。Ag 纳米粒子仅需要通过气相团簇束沉积的一步工艺完成制造, 优化了亚波长尺寸超构表面复杂耗时的制备工序。在实现整个可见光谱的光提取的同时, 将商业化 GaN LED 的光提取效率提高了 1.65 倍, 展示了其在节能和可持续发展方面的应用前景。

3.2 显示

有机发光二极管(OLED)是一种由有机分子或者聚合物材料编制而成的薄膜自发光器件, 其轻薄柔性、无须额外背光源的特性能够有效拓宽视角以及降低能耗, 被认为是新一代平面显示技术的核心组件。为实现高分辨率显示及丰富色彩, 传统 OLED 被集成在法布里-珀罗(F-P)腔的两个反射镜之间, 根据不同光学 F-P 腔厚度输出目标光频的颜色^[33-34], 然而丰富的色彩

显示增加了结构的复杂度。超构表面作为一种高效调控光场的二维微纳器件, 将超构表面集成到 OLED 等发光器件中, 通过对结构参数设计优化传输光的方向、相位等, 可在恒定厚度下实现具有高像素密度、高纯度宽谱色彩特性的光子器件^[35], 另外探索低成本、简易的制备工艺也有助于其在近距离 VR/AR 显示中的应用。

近期已有研究证明可以将超构表面应用到光学集成设备中, 以实现增强和调控光波发射、调制、动态整形和探测等功能。2020 年, Joo 等^[35]开展了高像素密度超构表面有机发光二极管的研究, 通过引入银纳米结构的超构镜面重新构建有机发光二极管显示器, 将每英寸的像素点提高到 10^4 以上, 且每个像素具有两倍的发光效率和丰富的色彩纯度(图 3)。该研究表明结合超构表面新机制开发的有机发光二极管, 有望成为下一代用于 VR/AR 技术的微型显示器。

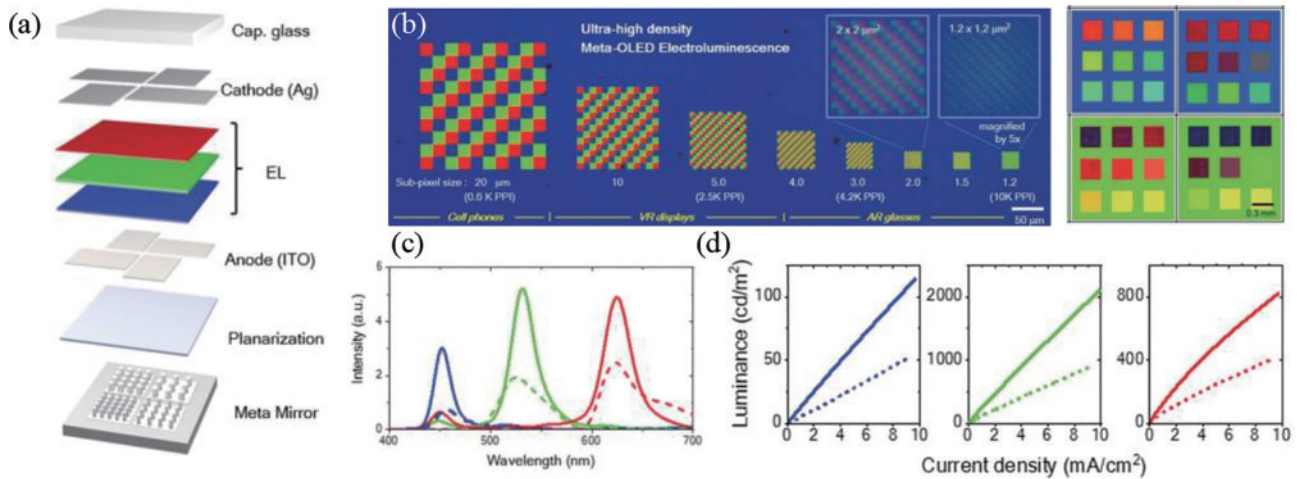


图 3 发光超构表面用于高清显示^[35]。(a)集成超构表面反射镜的 OLED(meta-OLED)设计示意图;(b)左侧为光学显微镜下高密度 RGB 像素点的 meta-OLED 的电致发光图像,右侧为控制周期变化来调节 meta-OLED 的发射颜色的光学显微成像,其中横向两个板块对应纳米柱直径为 100 nm、120 nm,竖向板块对应厚度为 135 nm 和 165 nm 的蓝色和绿色 OLED 平板背景;(c) meta-OLED(实线)和裸 OLED(虚线)的电致发光光谱对比;(d) RGB 对应的发光亮度随电流密度的函数变化,斜率代表发光效率

Fig. 3 Metasurfaces for high-definition display^[35]. (a) Schematic diagram of the OLED with integrated metasurface reflector (meta-OLED); (b) left panel shows the electroluminescence image of meta-OLED with high-density RGB pixels under an optical microscope, right panel shows optical microscopic imaging of meta-OLED with variable periodicity control for tuning emission colors. The two horizontal sections correspond to nanocylinder diameters of 100 nm and 120 nm, while the vertical section corresponds to thicknesses of 135 nm and 165 nm for blue and green OLED panel backgrounds, respectively; (c) comparison of electroluminescence spectra between meta-OLED (solid line) and bare OLED (dashed line); (d) variation of luminance for RGB emissions with current density, where the slope represents the luminous efficiency

3.3 通信

信息技术的快速发展增加了人们对可见光通信的需求。相较于传统的射频通信,可见光无线通信技术具有许多优势,能够有效拓宽频谱资源,并且在卫星通信、水下通信等特殊场景中得到广泛应用。特别是蓝绿色波段的可见光,在水中的衰减远小于微波,为长距离水下通信的发展提供了良好的条件。然而,在面向未来无线移动通信的应用场景中,可见光通信技术主要面临有限的调制带宽、基于传统透镜的通信前端系

统体积大、视场角宽与光通量不可兼得等问题,难以满足高速传输以及大容量片上集成的实际应用需求。

发光超构表面利用近场共振响应增强光子辐射速率的特性有望用于可见光通信系统前端,代替传统光学透镜,并结合荧光转换层来克服光学拓展量守恒的限制,实现广角探测以及引导信号定向发射到探测器^[12,36-38]。早期研究以实现宽视场探测为主,例如 2016 年, Peyronel 等^[36]利用有机染料薄膜荧光的能量下转换功能,拓宽了自由空间中光信号的接收视场,结

合光纤阵列构建了一种大面积(约为 126 cm^2)的宽视场、超快响应的荧光探测器。如图 4(a)所示,荧光转换层吸收调制信号后重新发射不同波长荧光,通过光纤波导模式引导转换后的荧光,从光纤边缘收集借助光学透镜聚焦指向小面积探测器,实现了高达 2.1 Gbit/s 的超快数据传输。此外,该研究者还制作

了用于全向荧光探测的球形光纤束结构,将二维接收平面拓展到三维空间中,如图 4(a)的右侧插图所示。相比于裸光电二极管(黄色曲线)和具有相同孔径的光学透镜(绿色曲线),全向探测器(蓝色曲线)可实现略低于透镜系统 10 dB 的光学增益以及覆盖全空间的接收视场。

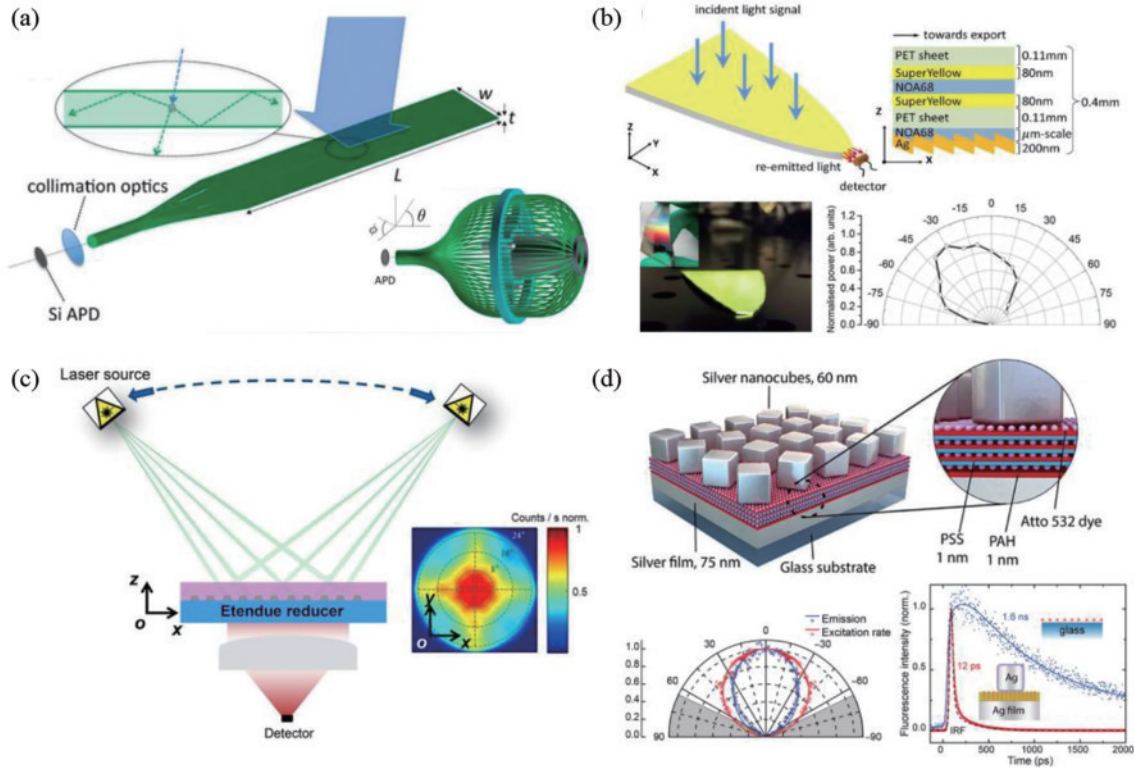


图 4 发光超构表面用于可见光通信的光学前端。(a)平面和球形荧光探测器的示意图^[36]; (b)集成闪耀光栅的复合抛物面聚光器(从上到下依次显示了结构示意图、实物照片以及该聚集器在 xz 平面的视场角分布)^[37]; (c)广角探测、准直出射的发光超构表面的示意图(插图:动量空间中的辐射分布)^[38]; (d)从上到下依次为等离激元纳米腔结构示意图,模拟(实线)和测量(符号)的辐射方向(蓝色)和激发率(红色)的角度分布,以及来自玻璃基板上的染料(蓝色)和耦合到等离激元纳米腔的染料(红色)的归一化时间分辨荧光光谱,黑色虚线代表仪器响应函数(IRF)^[12]

Fig. 4 Metasurfaces for communication front-end. (a) Schematic diagram of planar and spherical fluorescent detectors^[36]; (b) compound parabolic concentrator with integrated blazed grating (top to bottom: structural schematic, actual photograph, and field-of-view angle distribution in the xz plane)^[37]; (c) schematic diagram of a broad-angle detection and collimated emission metasurface (inset: radiation distribution in momentum space)^[38]; (d) top to bottom: schematic diagram of a plasmonic nanocavity structure, simulated (solid line) and measured (symbols) angular distribution of radiation direction (blue) and excitation rate (red), and normalized time-resolved fluorescence spectra from dye on a glass substrate (blue) and dye coupled to the plasmonic nanocavity (red), with the black dashed line representing the instrument response function (IRF)^[12]

然而上述基于光纤的荧光聚集和探测系统仍然需要光学透镜来辅助引导聚集光束,这增加了系统整体的复杂性。2017年,Dong等^[37]提出了一种在不影响视场增强的情况下增强信号的发光太阳能聚集器,如图 4(b)所示。研究者在柔性塑料上制造由闪耀光栅构成的复合抛物面聚光器,将平面内传播的光直接聚焦到小面积探测器,实现聚集器的增益效果。此外,还利用不对称的光栅图案设计改变了传播常数,促使原本不在该聚集器接收角内传播的光信号能够在相同的出射口逃逸,从而被接收端的探测器收集。这种特殊的结构设计相较于传统的矩形发光太阳能聚集器,在实验上提

高了两倍的光学增益,数据传输速率达到 400 Mbit/s ,且视场范围高达 $\pm 60^\circ$ 。该设计极大地简化了可见光通信系统的构成组件,使其以简单的方式与智能移动终端兼容。

基于等离激元共振的超构表面的通信前端也展现出优异的潜力。2018年,Wang等^[38]与美国 Facebook 公司合作,提出了一种结合荧光染料薄膜的周期性铝纳米阵结构,实现了具有广视角信号接收、准直定向发射功能的通信前端,如图 4(c)所示。该研究采用荧光转换层拓宽接收视场角,并利用集体等离激元共振和相控阵天线增强定向发射,在近场共振作用下促使非

完美吸收的染料薄层实现了接近于 1 的发射品质因数,即相当于具有 100% 量子效率的完全吸收层。然而,该系统的响应速度完全取决于荧光染料分子的衰减时间,因此存在一些潜在的改进方法,如使用具有更高吸收效率和高量子产率的材料,以及采用介质材料代替金属,从而规避金属的吸收损耗等。

此外,发光超构表面还展示出高速调制信号传输速率的特性。如 2021 年,Traverso 等^[42]通过在金属纳米间隙腔中嵌入高量子产率的荧光染料,如图 4(d)所示,基于金属等离激元纳米间隙腔超强近场增强提高了局域光子态密度,显著改善了荧光辐射速率,实现了总体 910 倍的荧光增强以及提高到 133 倍的发射速率。此外,这种染料耦合的等离激元型超构表面能够收集 120° 入射角范围的光,并实现在 3 dB 激发下超过 14 GHz 的调制速度。该研究进一步推动了高效率、快响应的通信前端中光学载体的研究发展。

3.4 X 射线探测

X 射线探测被广泛应用于医疗健康、生命科学研

究等领域。高能量 X 射线探测成像依赖于能量下转换的闪烁体材料,较高折射率的闪烁体转化层将光波有效限制在内部并沿导模传输,因此绝大部分可见光信号会从材料侧面出射,这增加了集成探测器的难度^[39-40]。此外,传统由高温结晶合成或活化剂掺杂的各类闪烁体材料^[41-42],通常受到低 X 射线灵敏度、无法进行多色光谱调谐、不易加工制备以及难以集成到柔性器件等因素的限制,从而阻碍了该领域的进一步发展。

目前,新型易制备、可集成且发射颜色可视化调节的闪烁体已经被实现。2018 年,Chen 等^[43]提出一种可简易制备的全无机钙钛矿纳米晶闪烁体,并实现了在可见光区域可调谐发光,如图 5(a)所示。研究者通过调节钙钛矿的组成改变其带隙,首次实现了 X 射线的彩色发光显示,X 射线检测灵敏度达到 13 nGy/s,比通常用于 X 射线诊断的剂量低约 420 倍,极大提高了 X 射线测试的安全性。此外,研究者还提出低温溶液涂层法制备闪烁体薄膜的方案,更低的加工成本推进了制备大面积柔性 X 射线平板探测器的工业化进程。

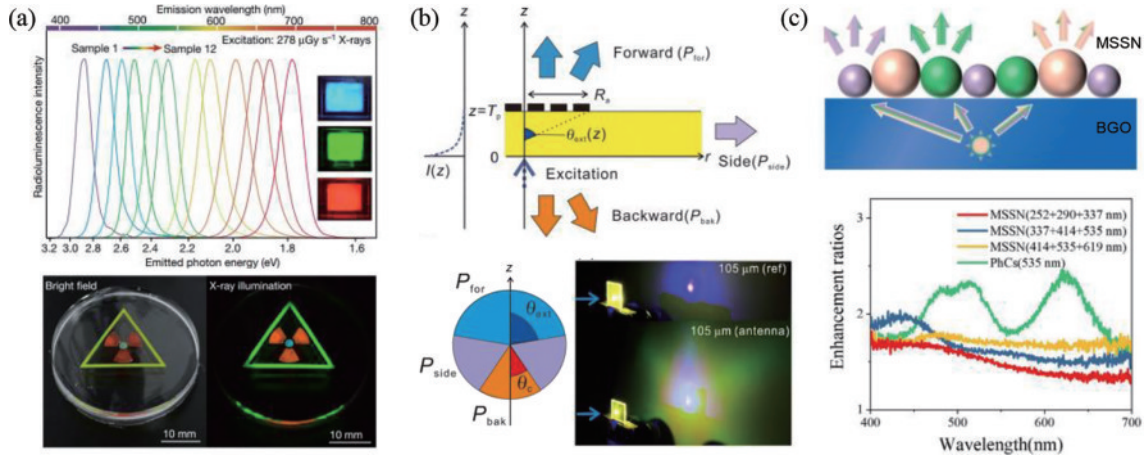


图 5 发光超构表面用于 X 射线探测耦合器。(a) 上方为 X 射线照射下钙钛矿量子点的可调谐发光光谱,下方为钙钛矿纳米晶体闪烁体的亮场成像(左)和 X 射线成像(右)^[43]; (b) 集成纳米天线的 YAG:Ce 板在前向 P_{for} 、侧向 P_{side} 和后向 P_{back} 的辐射示意图及相应的强度占比图,右下方显示了未耦合和耦合纳米天线的 YAG:Ce 板的发光强度对比^[44]; (c) 多尺寸纳米球结构 (MSSN) 增强 BGO 闪烁体的光提取机制示意图,以及 X 射线激发下 BGO 闪烁体集成 MSSN 和光子晶体 (PhC) 的法向发射增强光谱^[45]

Fig. 5 Metasurface for X-ray detection coupler. (a) Top is the tunable luminescence spectra of perovskite quantum dots under X-ray irradiation, bottom is the bright-field imaging (left) and X-ray imaging (right) of perovskite nanocrystal scintillators^[43]; (b) radiation diagrams and corresponding intensity ratios of YAG:Ce plates with integrated nano antennas in forward of P_{for} , lateral P_{side} , and backward P_{back} , and bottom right is the comparison of luminescence intensities of YAG:Ce plate between uncoupled and coupled nanoantenna^[44]; (c) schematic diagram of the light extraction mechanism of BGO scintillator enhanced by multi-scale nanosphere structure (MSSN), as well as the normal emission enhancement spectrum of BGO scintillator integrated with MSSN and photonic crystal (PhC) under X-ray excitation^[45]

近期,高效提取闪烁体转化光信号的机制已经被证明^[44],即利用高折射率的纳米天线阵充当耦合器,为限制在闪烁体内部沿波导传输的光束提供逃逸通道,目标光信号被提取到自由空间中,并在相控阵天线作用下定向发射到探测器。如 2023 年,Murai 等^[44]提出一种高效率利用闪烁体荧光辐射的方法,如图 5(b)所示,周期性的 TiO_2 纳米颗粒阵列增强了 YAG:Ce³⁺ 荧光板的正向发射强度,减小了侧向泄漏,且总发射强度

保持不变。研究者还证明了纳米天线的提取比率可通过改变荧光板厚度和天线尺寸调谐,并提出在底部和侧面放置布拉格反射镜以进一步增强前向辐射的方法。与单独荧光板相比,这种耦合纳米天线的荧光板可实现更集中的辐射光斑或更高的光子通量。这种调控光子辐射的方法也可被应用于传感器、激光和固态照明等领域。

在满足高效光信号提取的同时,闪烁体发射的波

长依赖性也需要被考虑。2023 年, Zhang 等^[45]提出一种与波长选择无关的光提取增强的方案。如图 5(c) 所示, 该研究者制备了一种单层多尺寸纳米球形结构, 多种尺寸的纳米球在闪烁体的整个发射光谱范围内生成多种频率的回音壁模式, 以此来减轻光输出增强的波长依赖性, 同时还通过周期性分布结构来补偿布拉格衍射的波长选择性, 最终在没有波长依赖的情况下, 实现了 1.7 倍的光输出增强。该研究为调控闪烁体材料的输出特性提供了全新的思路, 促进了 X 射线检测技术在微剂量计算机断层扫描、安全检查和高能物理研究等众多传统领域的进一步发展。

3.5 手性光源

手性是自然界的基本属性, 手性光学被用于表征手性物质、对映体选择性分离、手性传感、非线性光谱成像等方面。近年来, 手性光学在超构表面方面得到了广泛研究, 各种新颖结构和光学模式的特殊设计不

断涌现^[46-55]。例如, 通过构建非均匀手性纳米结构来操控集成光源的圆偏振发射, 抑或者直接调控手性光源的发射强度、方向等特性。这些研究成果极大地推动了手性光学的发展和应用。

特殊设计的手性纳米结构可用于调控二维半导体的谷极化响应, 将能谷激子转化为光子自旋形态进行存储, 可解决能谷自旋在光存储中的编码信息在室温下难以长久存在的问题。早在 2016 年, Wang 等^[46]通过实验证明了单层 WS₂ 分别与金属 F-P 谐振腔和等离激元纳米谐振腔在室温下的强耦合相互作用, 并根据荧光色散光谱的强耦合特征预测了将光物质杂化与自旋和谷电子相结合, 从而实现调控谷自由度的可能途径, 如图 6(a) 所示。在这项工作基础上, 次年本文课题组^[47]提出了操控单层过渡金属二硫化物(TMDs)中谷激子与自旋动量锁定表面等离激元在室温下实现手性耦合的方法。研究者将单层 WS₂ 覆盖在具有几何相

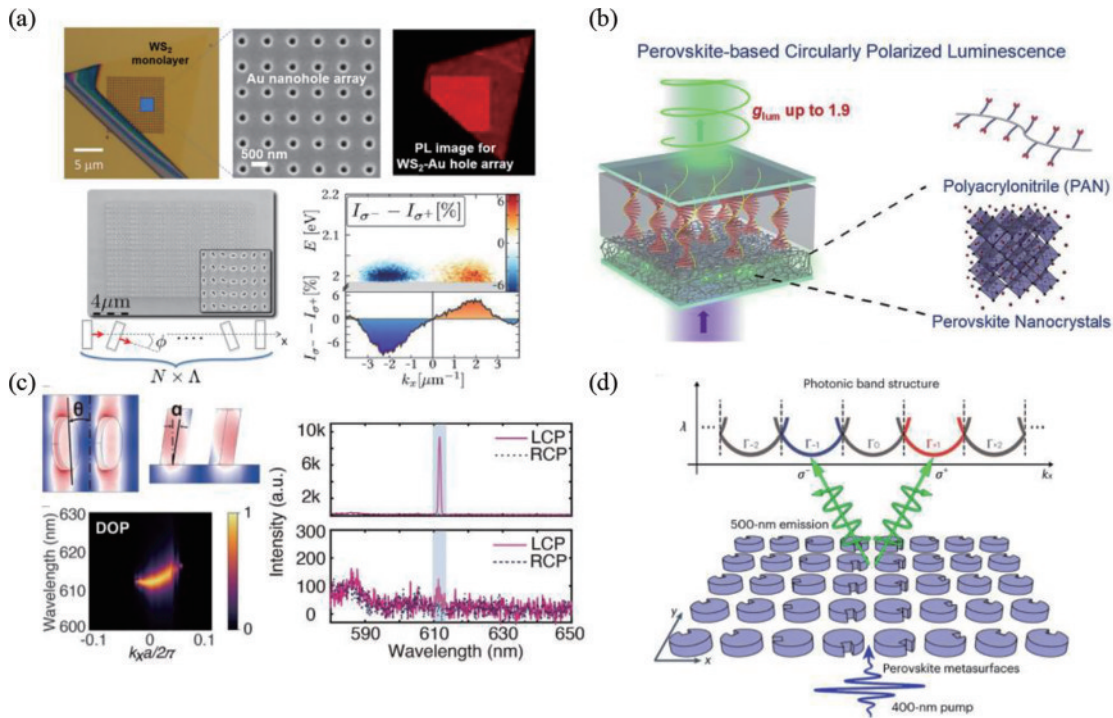


图 6 手性发光超构表面。(a) 室温下单层 WS₂ 中谷激子与自旋动量锁定表面等离激元的手性耦合(上层表示均匀的金纳米孔洞阵列集成单层 WS₂ 的明场显微图像、SEM 图以及荧光显微图像^[46], 下层为具有几何相位缺陷的金纳米孔洞阵列的 SEM 图和左右圆偏振光激发下的荧光差分色散光谱^[47]); (b) 嵌入聚丙烯腈中的钙钛矿纳米晶与手性液晶构成双层手性发光器件的示意图^[52]; (c) 左侧为面内、面外对称性破缺下超构表面单元的示意图, 以及手性偏振发射的角色散光谱, 右侧分别为激射阈值上、下沿法线方向上的圆偏振发光光谱^[53]; (d) 利用有缺口的纳米柱钙钛矿超构表面实现自旋锁定定向发射的示意图^[54]

Fig. 6 Metasurface for chiral light emission. (a) Chiral coupling of valley excitons in a transition metal dichalcogenide monolayer with spin-momentum locked surface plasmons at room temperature (upper layer represents the bright-field microscopy images, SEM images, and fluorescence microscopy images of homogeneous gold nanohole arrays integrated with monolayer WS₂^[46], lower layer represents the SEM images of gold nanohole arrays with Pancharatnam-Berry phase and the differential fluorescence dispersion spectra for left and right circularly polarized excitations)^[47]; (b) schematic diagram of a dual-layer chiral emitter device composed of perovskite nanoparticles embedded in polyacrylonitrile^[52]; (c) left is schematic diagram of superstructure surface units with broken in-plane and out-of-plane symmetries, and the role of chiral polarization emission in angle-dependent emission spectra, right is circularly polarized emission spectra on the upper and lower thresholds in the normal direction^[53]; (d) schematic diagram of spin-locked valley-directed emission achieved using nanopillar with a gap perovskite metasurface^[54]

位缺陷的等离激元孔洞阵列表面,系统中每个自旋极化的谷激子都与特定动量的等离激元模式相互耦合,从而产生了具有自旋动量锁定的手性极化态,在系统强耦合作用下实现了约 40% 的手性谷对比度,这种将光子自旋相互作用与二维材料谷激子耦合的方案推进了在室温下探索和操纵手性相干、自发辐射的研究。

另一方面,钙钛矿作为一类具有量子产率高、发射峰窄、发射波长可调等优点的发光材料,近些年来,基于钙钛矿的圆偏振发光器件的研究也有诸多报道^[56-58],但仍然存在发光效率低、稳定性差以及圆偏振度小等问题。尽管已有研究证明将钙钛矿与手性液晶分子结合能够显著提高圆偏振度^[59],但直接混合的方式会影响钙钛矿的结构稳定性和手性液晶分子的排列,且器件整体的圆偏振发光的调制能力也十分有限。针对上述问题,2022 年,Liu 等^[52]在钙钛矿圆偏振器件研究中取得新的突破。研究者提出一种新型手性发光结构,通过将钙钛矿纳米晶体嵌入聚丙烯腈聚合物中,并结合手性液晶分子构成双层平板结构,在提高钙钛矿的发光效率同时还显著增强了结构的稳定性,如图 6(b)所示。该研究中制备的钙钛矿-聚丙烯腈薄膜具有高达 97.5% 的荧光量子产率,所构筑钙钛矿-液晶双层器件的不对称因子 g_{lum} (相当于两倍的圆偏振度)达到了 1.9。此外,研究者还展示了该器件波长可调 and 可逆热切换的圆偏振光图形图案的显示应用,推进了全彩的圆偏振光显示以及防伪技术领域的发展。

然而,上述手性发射的实现仍然依赖于复杂的几何相位缺陷设计,且手性发射通常具有宽带和非相干的特性,无法实现具有完美圆偏振转换的高质量发射。这些因素限制了超紧凑手性光源的发展。过去研究中,连续域中的束缚态(BIC)已经被证明具有内禀手性偏振的特性^[60-62],为实现系统内在于手性、增强光与物质手性相互作用创造了条件。2022 年,Zhang 等^[53]利用准 BIC 的内禀手性偏振实现了源自共振超构表面的超高纯度手性相干光发射。如图 6(c)所示,研究者通过打破 TiO_2 纳米柱在面内方向上的对称性,将 BIC 所携带的整数拓扑电荷分裂为两个旋向相反的半整数拓扑荷,继续破坏垂直方向的对称性来调控动量空间中圆极化点的位置,最终实现了在法线方向发射(发散角仅 1.06°)且圆偏振度接近 1 的高纯度手性偏振激光。

准 BIC 特殊的内禀手性偏振特性也被用于操控钙钛矿半导体的手性发射。由于钙钛矿本身不具备自旋自由度,理论上并不适合产生手性光。尽管结合外部液晶分子可以帮助钙钛矿表现出手性发射,但较低的发射效率和差的方向性也阻碍了其进一步的发展。近期,Chen 等^[54]基于准 BIC 手性偏振特性,在对称性破缺的钙钛矿超构表面中折叠光子能带构建合成谷,为钙钛矿材料的发射赋予自旋-谷锁定特性,进而实现了高圆偏振度(约为 0.91)、高方向性(发散角为 1.6°)、可控的大角度(41°)的手性光发射。如图 6(d)所示,研

究者特殊设计的周期旋转缺口的钙钛矿超构表面导致光子能带在布里渊区发生折叠和扩展,受激辐射产生的光子耦合到 BICs 模式中,与光子自旋相关的几何相位也被赋予到 BICs 中,根据不同的自旋状态,光子被选择性地发射到相反的扩展能谷中,从而实现对称方向具有相反偏振的手性光发射。该研究进一步拓展了 BIC 手性理论的应用范围,为手性光源器件的发展提供了新思路,也为手性光学、谷电子学及量子光学等领域提供了更多的探索和应用价值。

3.6 单晶硅超构表面调控光子辐射

本文研究团队聚焦于发光超构表面的应用研究,以及光与物质间相互作用的基础研究^[15-17,38,46,63-65]。金属固有的欧姆损耗和简单结构难以支持磁响应的缺陷,阻碍了其在可见光波段调控光子辐射的研究发展。高折射率和低吸收损耗的介质材料为实现强极化局域近场创造了条件,其中 III-V 族半导体及介质材料展现出优异的光学参数,被广泛应用于各类超构表面的研究。图 7(b)总结了常用于构建超构表面的各类半导体及介质材料的光学参数。其中,超低吸收损耗($k < 10^{-3}$)的 TiO_2 、GaN 和 Si_3N_4 等材料备受研究者青睐,但这些材料相对偏低的折射率(n 约为 2.3)导致纳米粒子的米氏共振模体积过大,与量子光源的相互作用也较弱。相比之下,硅具有高折射率(n 约为 3.7)、低吸收损耗以及与 CMOS 兼容的制造工艺,非常适用于高效光子器件的制造研究。其中单晶硅(c-Si)与非晶硅(a-Si)拥有相近的高折射率,但吸收系数却比 a-Si 低一个数量级(k 约为 10^{-2}),这有助于平衡强束缚场和低吸收损耗之间的关系,实现超强局域近场增强的光子态。

然而,目前在有关硅光超构表面的研究中^[66-73],大多采用等离子溅射沉积的非晶硅、多晶硅等材料,而明显具备更加优异特性的单晶硅材料却很少被应用。这是因为单晶硅薄膜通常来源于商业的 SOI(即绝缘衬底上的硅)或蓝宝石衬底上,而这种不透明的厚硅衬底或较高折射率的蓝宝石衬底(n 约为 1.8)都不适合构建高品质因子的光学超构表面,也有其他研究者利用脉冲激光沉积^[74-75]或是晶圆键合技术^[76]将 SOI 上的单晶硅薄膜转移到透明、较低折射率的石英衬底上,但是由于制备过程极为复杂或使用设备较为昂贵而难以复现。至此,在理想基底上制备 c-Si 纳米粒子阵的工艺受到复杂制备流程的严重阻碍。

针对这一现状,本文课题组从聚合物 PMMA 辅助湿法转移二维材料的工艺^[77]中获得了灵感,开发了一种将单晶硅纳米粒子阵转移到任意衬底上的“水浮法”制备工艺^[15,65],极大简化了制备流程。如图 7(a)所示,首先通过常规的电子束曝光、显影定影、反应离子束刻蚀等一系列流程,将商业 SOI 顶层的单晶硅薄膜加工成周期排布的粒子阵。随后在粒子阵周围旋涂聚合物 PMMA 薄膜以保护阵列,并利用氢氟酸溶液腐蚀掉 SiO_2 牺牲层,待中间层完全被腐蚀后,将其转移并浸没

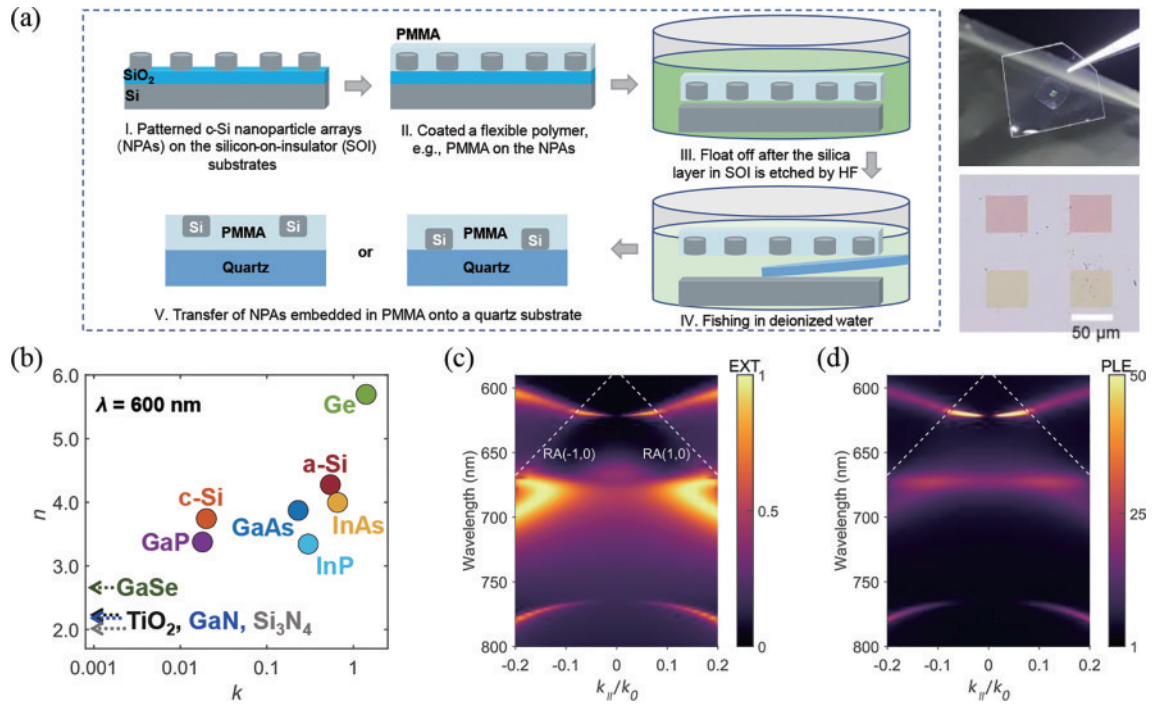


图 7 单晶硅超构表面的制备与光学特性^[15]。(a)石英衬底上单晶硅超构表面的制备流程图、“水浮法”打捞粒子阵的实物图以及明场显微镜下样品图像；(b)常用介质、半导体材料在波长为 600 nm 时的折射率和消光系数；(c)(d) 仿真模拟单晶硅超构表面的消光和光致发光增强角色散光谱，白色虚线分别对应面内衍射级 $(-1,0)$ 和 $(1,0)$

Fig. 7 Fabrication and optical properties of c-Si metasurfaces^[15]. (a) Schematic diagram of the fabrication process of c-Si metasurfaces on a quartz substrate, real image of the particle array retrieved by the “float off”, and bright-field microscope images; (b) refractive index and extinction coefficient of commonly used dielectric and semiconductor materials at a wavelength of 600 nm; (c) (d) simulated dispersion spectra of extinction and photoluminescence enhancement in c-Si metasurfaces, where white dashed lines correspond to in-plane diffraction orders $(-1,0)$ and $(1,0)$

到超纯水中,此时单晶硅纳米粒子阵在 PMMA 薄膜的保护作用下仍保持阵列原形,由于 PMMA 薄膜密度低于水溶液,因此在水的张力作用下嵌入 PMMA 薄膜中的单晶硅粒子阵与硅基底分离,最后使用处理后具有亲水性的石英衬底打捞该薄膜,静置风干后得到完整的单晶硅超构表面。实验所得样品的实物图和明场显微照片被展示在图 7(a)右侧,阵列表面均匀、单一的颜色反映了阵列结构整体参数的一致性。值得注意的是,该“水浮法”工艺中打捞所用的衬底不限于材料和形状,可根据使用需求选择其他如金属、聚合物、球面或非球面形等任意不溶于水的衬底,共同构成基于单晶硅纳米粒子阵的新型复合系统。

低损耗的单晶硅超构表面支持多种高 Q 因子的共振。当排布 c-Si 纳米粒子间距在亚衍射极限以时,选择与石英衬底折射率相近的聚合物 PMMA 均匀地包裹覆盖粒子阵,以满足上下层介质平面内衍射级的相位匹配,通过面内衍射(即瑞利异常,RA)增强各个粒子之间的米氏共振的辐射耦合,进而形成集体的表面晶格共振(SLR);当去除表面 PMMA 后,沿表面传播的波导模式也会增强粒子间的辐射耦合作用,出现混合的准波导模式(QGMs)。这两类混合模式基本上抑制了单个纳米颗粒内的电或磁多极子的大部分辐射

通道,因此实验测量得到 Q 约为 500 的磁偶极子集体共振(m-SLR)模式,这比相同参数的非晶硅结构支持的 SLR 的 Q 因子高了 3 倍,较金属超构表面支持的 SLR 的 Q 因子高了一个数量级^[25,46]。另外这种高 Q 的 m-SLR 也为非磁性结构元件的强光学感应磁共振方面的应用提供了新的方案,而在短波长处尖锐的 QGM 共振也为光子器件应用提供了新的光学窗口。

高 Q 因子的 SLR 共振为高效调控光子辐射速率以及方向性发射提供了绝佳的机会^[80]。TMDs 具有优异的光电性能,但仅有原子量级厚度的单层 TMDs 自身光捕获能力很弱,且发射方向无定性,通常需要集成超构表面等外部光学腔来辅助调控光学吸收和定向发射^[77-79]。尽管已经有大量研究证明单层 TMDs 材料与光学腔复合体系的光发射行为,但受限于较弱的 Q 因子共振以及阵列不平整导致单层材料破裂的工艺缺陷^[81],高质量复合体系的制备仍有较大的优化空间。巧妙的是,研究团队^[17]基于“水浮法”灵活可翻面的特性倒置 c-Si 纳米粒子阵,使得 c-Si 顶部裸露在空气中,可以完美与机械剥离得到的单层 WS_2 紧密贴合,从而构建了表面超平整、无损的发光超构表面,如图 8(a)所示。通过进一步调谐 SLR 模式共振波长使其与单层 WS_2 激子吸收峰充分耦合,集体米氏共振态 SLR 的

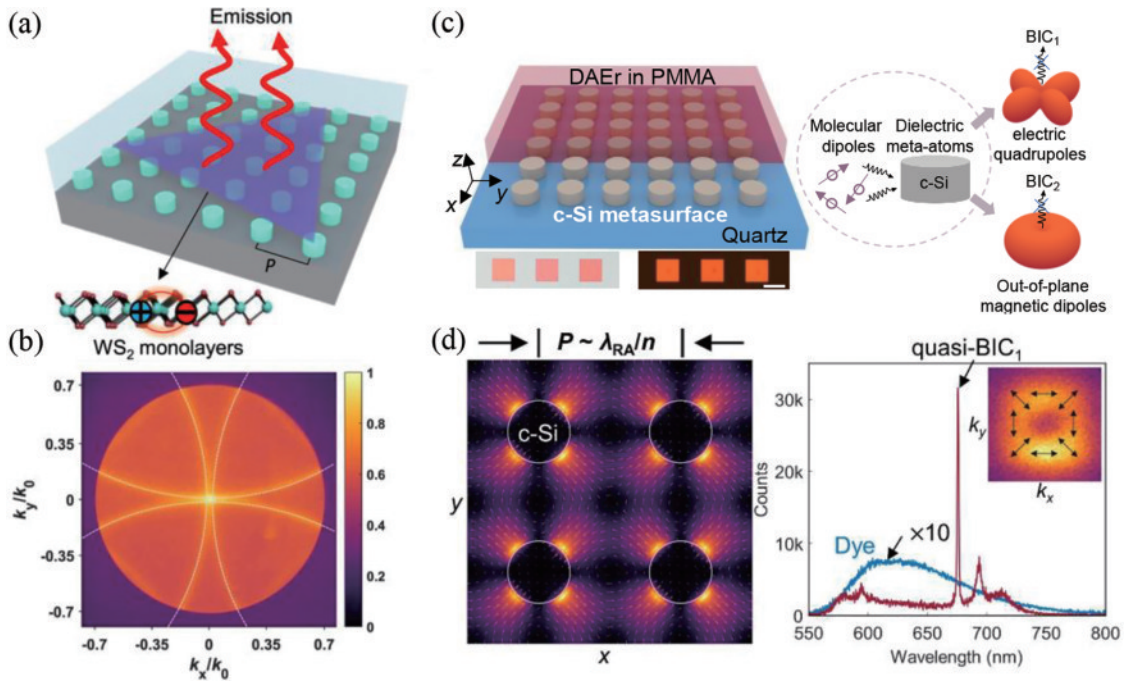


图 8 单晶硅超构表面调控光子辐射。(a)单晶硅超构表面增强单层 WS₂定向发射示意图^[17];(b)动量空间中发光超构表面辐射强度分布^[17];(c)左侧为集成染料分子薄膜的单晶硅超构表面示意图以及对应的明场和荧光显微图像,右侧表示对称保护型 BIC 近场增强分子偶极子发射原理图^[16];(d)左侧为晶格接近面内衍射极限时电四极子近场辐射分布;右侧为发光超构表面和裸薄膜的自发辐射光谱(插图:准 BIC 模式远场辐射图案,黑色双箭头对应偏振转动方向)^[16]

Fig. 8 c-Si Metasurfaces for manipulating photon radiation. (a) Schematic diagram of c-Si metasurface for enhancing directional emission from monolayer WS₂^[17]; (b) spatial distribution of radiative intensity in momentum space for the light-emitting metasurface^[17]; (c) left is schematic diagram of c-Si metasurface integrated with dye film, along with corresponding bright-field and fluorescence microscopy images, right is schematic diagram depicting symmetry-protected BIC near-field enhanced molecular dipole emission^[16]; (d) left is near-field radiation distribution of electric quadrupole when the lattice approaches in-plane diffraction limit, right is emission spectra of light-emitting metasurface and bare dye film, with the insert displaying the far-field radiation pattern of quasi-BIC, where the black double arrows indicate the direction of polarization rotation^[16]

超强离域近场大幅提高了单层 WS₂激子的自发辐射速率,最终实现了约 2.6 倍的荧光增强以及法线方向的定向发射。值得注意的是,当单层 WS₂直接与硅粒子表面接触会构成异质结时,一方面荧光分子会从激发态回到基态以非辐射跃迁形式释放能量,另一方面在连续光激发下也会促进激发态分子与其他分子相互作用而引起碰撞,最终造成荧光淬灭,从而影响荧光增强。在两者接触面之间添加了约 10 nm 的绝缘阻隔层后,能够将荧光增强进一步提高到 10 倍,这可能为二维 TMDs 材料与超构表面复合体系调控光发射的进一步研究提供新的思路。

考虑到超低损耗单晶硅超构表面的优异光学特性,随后将其与有机染料薄膜集成构建了发光超构表面^[16],如图 8(c)所示,分子偶极子自发辐射驱动单晶硅纳米柱内部形成极化位移电流,导致电四极子(EQ)、面外磁偶极子(MD_z)等多极电磁共振,周期阵列集体共振形成两种对称保护型 BIC 模式,极大提高了近场局域光子态密度,进而实现在沿准 BIC 提供的辐射通道中的增强定向二次发射。图 7(c)展示了仿真计算的单晶硅超构表面的消光角色散光谱,在 600~

650 nm 和 750~800 nm 之间观察到两个明显的 BIC 能带, Γ 点处的暗态对应 BIC 无辐射的特征,波矢偏移后辐射泄漏出现尖锐的准 BIC 能带,随波矢增大线宽逐渐增加。相应地利用光学互易定理计算超构表面周围介质层场增强光谱,如图 7(d)所示。可以明显观察到在拟合的瑞利衍射曲线 RA(-1,0)和 RA(1,0)下方的准 BIC₁能带表现出超强的光致发光增强(PLE),而在波矢越过瑞利衍射曲线后准 BIC₁的 PLE 陡然降低,在距离 RA 衍射带远处的 BIC₂并未表现出显著的 PLE。随后在实验中通过晶格调控发现,位于衍射极限以下的 BIC₁的共振波长距离 Γ 点处 RA 衍射越近,两者间的共振耦合作用越强,对应共振模式的局域场增强也会越大,导致了染料分子的自发辐射增强。图 8(d)左侧展示了晶格间距接近衍射极限时的近场分布,电四极子分布于介质空间中的场强与近场光源位置完美重叠,极大提高了局域光子态密度。图 8(d)右侧显示源自准 BIC₁和裸有机染料薄膜的发射光谱,接近衍射极限的晶格调控使其获得了约 90 倍的超强自发辐射增强,插图的涡旋发射图案也验证了准 BIC₁携带的内禀偏振特征。无限逼近衍射极限的准 BIC 能

带表现出远超越其他文献报道的百纳米厚荧光薄膜发光超构表面所能实现的自发辐射增强最大值^[16],这也为进一步基于该机制实现超低阈值相干光辐射的研究提供了新思路。

4 调控相干光辐射

高 Q 共振的超构表面光学腔为实现窄带、低阈值的激射创造了条件。根据光与物质相互作用的耦合程度,分别从弱耦合和强耦合激子-极化激元的激射两方面来概述^[82-83]。前者在光与物质弱耦合的情况下,通过集成光源的粒子数反转以及光子态(如等离激元、米氏多极共振等)强近场作用,增强相干光局域态密度来实现光放大的激射;后者是激子与共振态光子强耦合形成的激子-极化激元凝聚而导致的相干光激射。

4.1 弱耦合的激射

传统激光器通常利用如封闭式的 F-P 腔来束缚光子,受衍射损耗影响,实现激光输出的阈值较大,且单一封闭的结构设计难以实现对输出相干光色散、偏振态等特性的调控。开放式的超构表面光学腔支持各类高 Q 的共振模式,能够有效将光场束缚在平面上,从而增强光与物质间相互作用,实现更低阈值以及更丰富光学特性的激光输出。

近十年来,基于超构表面丰富电磁共振响应的激射行为被广泛研究^[84-99],如表 1 所示。早期激射的研究主要基于金属纳米天线阵,利用系统支持的近场等离激元

共振引起的等离激元放大实现激射。例如 2008 年,Zheludev 等^[84]将超构表面与 spaser 思想相结合,提出 lasing spaser 的概念,即受激辐射的等离激元激光器。如图 9(a)所示,研究者设计了一种非对称金属开口环的二维阵列结构,调控结构的不对称度使其支持高品质因子的等离激元共振,进而实现激射。基于等离激元激光器理论,Oulton 等^[85]在实验中实现了基于等离激元纳米线结构的可见光波段激光激射,如图 9(b)所示。尽管已经有大量的研究证明了这种等离激元激光器优异特性,但是表面等离激元共振与自由空间电磁辐射之间仍然存在动量失配,这导致了较大的辐射损失,并且出射相干光束也缺乏方向性。为了解决这一问题,2013 年,Zhou 等^[87]构建了一种处于在均匀介质环境中的等离激元纳米阵列,如图 9(c)所示,利用阵列中等离激元与衍射模式耦合的表面晶格共振,实现了远场中激光的定向发射。基于这种晶格间的集体等离激元共振响应,2017 年 Hakala 等^[89]观察到银纳米粒子阵列与光泵浦染料分子结合的暗模式和亮模式的发光,通过相干外耦合机制在暗模式周围实现宽仅为 0.2 nm 的高 Q 因子激光,激射阈值降低到 0.8 mJ/cm²。

等离激元型超构表面受限于金属损耗,激光器的输出效率难以进一步提高。介质超构表面支持 BIC 和光学 Anapole 等新颖光子态,前者为系统本征态,其兼具高品质因子和内禀偏振奇点的物理特性,适用于耦

表 1 弱耦合相互作用下的激射研究

Table 1 Study on lasing under weak coupling interaction

Year& Ref.	Structure	Gain material	Resonance	Emission wavelength	Q-factor	Threshold
2012 Ref. [86]	Au bowtie nanoparticles	IR-140 dye	Localized plasmons	873 nm	~582	0.4 mJ/cm ²
2013 Ref. [87]	Au nanoparticles arrays	IR-140 dye	Plasmonic	913 nm	~702	0.23 mJ/cm ²
2017 Ref. [88]	InGaAsP nanopillars arrays	InGaAsP QWs	BIC	1551 nm	-	47 μJ/cm ²
2017 Ref. [89]	Ag nanoparticles arrays	R6G dye	Plasmonic	567 nm	~2835	0.8 mJ/cm ²
2018 Ref. [90]	GaAs nanoparticles arrays	GaAs	BIC	830 nm	~2750	18 μJ/cm ²
2020 Ref. [92]	MAPbBr ₃ nanohole arrays	MAPbBr ₃ , Perovskite	BIC	552 nm	-	4.2 μJ/cm ²
2020 Ref. [93]	TiO ₂ nanoparticles arrays	CdSe/CdZnS QWs	MD-BIC	647 nm	~2590	36 μJ/cm ²
2021 Ref. [95]	InGaAsP nanoparticles arrays	InGaAsP QWs	Anapole	1503 nm	~683	10 μJ/cm ²
2021 Ref. [98]	TiO ₂ nanoparticles arrays	R101 dye	ED, MD-BIC	614 nm	-	40 μJ/cm ²
2023 Ref. [99]	TiO ₂ nanoparticles arrays	IR-140 dye	MD, EQ, ED-BIC	912, 878, 870 nm	-	60, 30, 90 μJ/cm ²

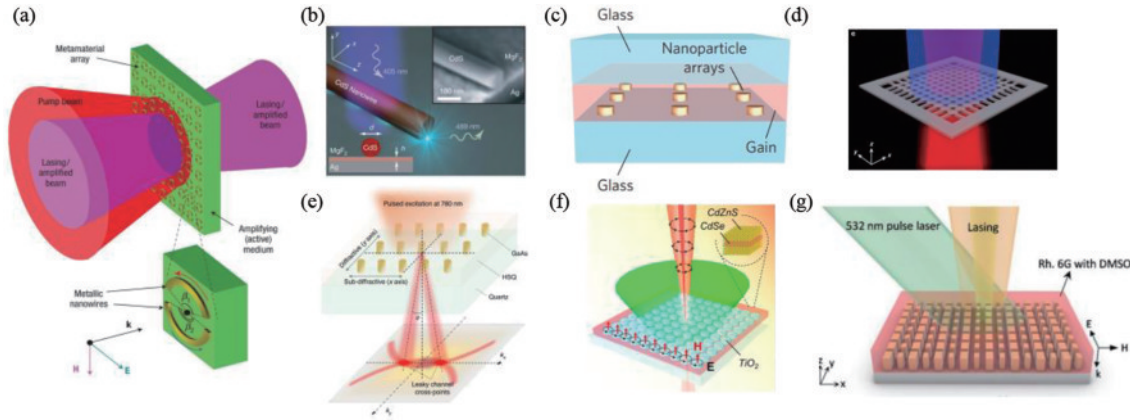


图 9 超构表面调控弱耦合激射。(a) 等离子激元激光器示意图^[84]；(b) 基于 CdS 纳米线-MgF₂ 介质层-Ag 膜混合结构的等离子激元纳米激光器 (插图: 相应的扫描电子显微镜图像)^[85]；(c) 基于金纳米粒子阵的表面等离子激元阵列激光器^[87]；(d) 悬浮在空气中的 InGaAsP 量子阱圆柱形纳米激光器^[88]；(e) GaAs 纳米谐振器阵列形成准 BIC 泄漏共振模式^[90]；(f) 集成 CdSe/CdZnS 胶体薄膜的 TiO₂ 超构表面受泵浦光 (绿色锥体) 激发产生激光 (红色光束)^[93]；(g) Si₃N₄ 杂化晶格超构表面实现激射^[97]

Fig. 9 Metasurface for manipulating weakly coupled lasing. (a) Schematic diagram of a plasmon lasers^[84]; (b) plasmonic nanolasers based on CdS nanowire-MgF₂ layer-Ag film hybrid structure (inset: scanning electron microscope image)^[85]; (c) plasmonic array lasers based on gold nanoparticle arrays^[87]; (d) InGaAsP multiple quantum wells cylindrical nanoresonator arrays suspended in air^[88]; (e) GaAs nanoresonator array exhibiting quasi-BIC leaky resonant mode^[90]; (f) TiO₂ metasurface integrated with CdSe/CdZnS colloidal film generating laser emission (red beam) under excitation by pump light (green cone)^[93]; (g) lasing from Si₃N₄ hybrid lattice metasurface^[97]

合外部量子光源以实现更低阈值和偏振涡旋的激光,后者源于电偶和环偶/磁四极子之间的辐射相消,表现出无辐射态,依赖于外部激发,适用于直接由增益介质制造的半导体结构的激射研究。首次实现 BIC 激光在 2017 年, Kodigala 等^[88]提出一种 InGaAsP 量子阱谐振器 [图 9(d)], 基于有限阵列尺寸支持的准 BIC 模式实现了通信波长处的单模激光激射。2018 年, Ha 等^[90]将砷化镓纳米天线阵与 BIC 束缚光场的优势相结合 [图 9(e)], 在准 BIC 发射方向上实现了超低阈值 (14 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$) 的高品质定向激光, 解决了系统品质因子低、发射光的方向性差等问题。然而这种准 BIC 的激光器只能在低温环境下工作, 并不能满足室温下实际应用的需求。为此, 2020 年该课题组^[93]继续设计了胶体量子点耦合介质超构表面的 BIC 激光器 [图 9(f)], 在室温下实现了具有宽波长选择性的低阈值 (36 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$) 激光。2021 年, Azzam 等^[98]将阵列的瑞利异常与单个介质纳米谐振器的偶极子耦合形成不同电磁属性的 BIC, 室温下实现具有高空间方向性和低阈值的单模和多模激光, 为调控 BIC 激光提供了新的自由度。

然而对称结构中的 BIC 在 Γ 点无辐射通道, 上述 BIC 激光实际是来自在临近 Γ 点的准 BIC, 没有实现真正的法线方向激光。2021 年, Yang 等^[97]通过破坏结构对称性实现了法线方向的 BIC 激光 [图 9(g)], 并提出了一种防止 BIC 的 Q 因子随波长偏移变化的结构设计规则。此外, 光学 Anapole 激光器也吸引研究者的关注。例如 2021 年 Tripathi 等^[95]报道了一种支持光学 Anapole 的 InGaAsP 超构表面的低阈值激光。研究者通过分裂式设计磁四极子和电偶极子的耦合, 以

形成抑制除特定方向外辐射的局域 Anapole 模式, 有效增强结构内量子光源自发辐射速率, 实现超低阈值 (10 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$) 激光。

除了低阈值、高方向性的激光研究外, 对激光偏振特性的调控也引起了研究者的研究兴趣。例如 2020 年, Guan 等^[92]集成量子点薄膜和银纳米粒子阵列, 通过改变薄膜厚度来控制不同混合波导表面晶格共振模式与量子点发射光谱耦合, 实现了径向或方位角偏振的激光发射。该工作突破了将体光学元件放置在宏观激光腔外部或内部以进行偏振控制的技术, 实现了一种小型化可控偏振的纳米级激光源系统。同年, Huang 等^[94]利用拓扑保护的光学 BICs 的偏振特性, 实现了在室温下对钙钛矿的涡旋激光器的超快光开关控制。利用双光束泵浦实现了发射涡旋光束激光与线偏振光束激光之间的快速相互转化, 转换时间为 1~1.5 ps, 且能耗比也大幅降低。这项研究打破了低能耗和高调制速度之间长期存在的权衡, 为发展高速经典和量子通信系统提供了新的途径。

4.2 激子-极化激元的凝聚和激射

激子-极化激元产生于物质中的激子与谐振腔的光子之间的强耦合。在光学系统中, 当满足光学谐振腔和量子光源之间的能量交换速率远大于光源中光子的从激发态到基态的自发辐射速率时, 自发辐射光能被系统二次吸收, 形成半光半物质的准粒子, 即激子极化激元^[100-102]。在频域中, 这种强耦合相互作用会导致复合体系出现两个新的本征模式 E_{UP} 、 E_{LP} , 其能量-动量色散特性可以被表示为

$$E_{UP,LP}(k_{\parallel}) = \frac{[E_{exc} + E_{ph} + i(\gamma_{exc} + \gamma_{ph})]}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{4\hbar^2 g^2 + [E_{exc} - E_{ph} + i(\gamma_{exc} - \gamma_{ph})]^2}, \quad (11)$$

式中: E_{exc} 、 E_{ph} 分别代表激子和光子态的能量; g 代表系统的耦合强度; γ_{exc} 和 E_{ph} 表示激子和光子态的线宽。该公式描述了光子态与激子发生强耦合相互作用时, 产生光谱中可分辨的拉比分裂, 即光子态在激子的吸收带中呈现出“反交叉”现象^[103]。图 10(a) 描述了极化激元(网格表面)、裸腔光子模式(绿色锥体)和激子(蓝

色平面)能量和动量的色散关系^[101]。在较高波矢位置, 上极化激元分支(下极化激元分支)几乎完全是激子(光子)。在激子和光子发生强烈耦合时(白色圆圈), 每个极化激元分支都具有半激子、半光子特征。另外, 得益于光子的轻质量和激子的强非线性的优势, 极化激元可以通过受激散射凝聚, 被称为激子-极化激元的玻色-爱因斯坦凝聚(BEC), 即可在室温下能形成单个量子态。这产生了宏观的相干量子现象, 有助于实现低阈值甚至无阈值的激射现象。

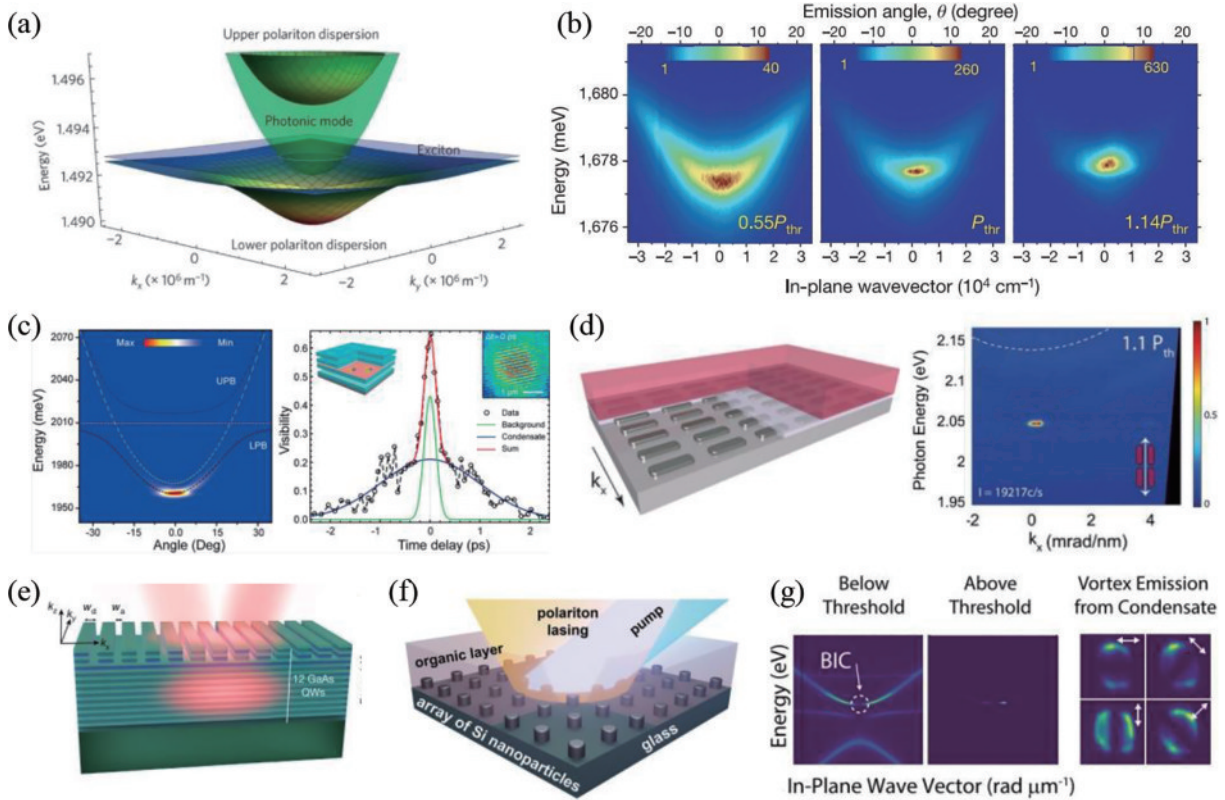


图 10 激子-极化激元凝聚和激射。(a) 激子-极化激元、光子态和激子之间的能量-动量色散关系^[101]; (b) 在 5 K 低温环境下, CdTe 微腔能量-动量发射光谱中发生极化激元玻色-爱因斯坦凝聚过程^[105]; (c) 室温下集成单层 WS_2 微腔中激子-极化激元的凝聚及其时间、空间相干性验证^[112]; (d) 金属超构表面支持的表面晶格共振与有机染料分子强耦合形成等离激元-激子-极化激元凝聚^[110]; (e) 4 K 低温环境下, 一维 GaAs 光栅支持的 BIC 与量子阱强耦合实现超低阈值激子-极化激元凝聚和激射^[113]; (f) 硅超构表面支持的表面晶格共振与有机染料分子强耦合实现激子-极化激元激射^[114]; (g) 硅超构表面支持的 BIC 模式与有机染料分子强耦合, 实现携带涡旋拓扑偏振的极化激元激光^[115]

Fig. 10 Exciton-polaritons condensation and lasing. (a) Energy-momentum dispersion relations between exciton-polaritons, photons, and excitons^[101]; (b) observation of polaritons BEC in the emission spectrum of CdTe microcavity at 5 K temperature^[105]; (c) condensation of exciton-polaritons in integrated monolayer WS_2 microcavities at room temperature, with verification of their temporal and spatial coherence^[112]; (d) plasmon-exciton-polaritons condensation achieved through strong coupling between SLR on metasurface and organic dye molecules^[110]; (e) low-threshold exciton-polaritons condensation and lasing realized by strong coupling between one-dimensional GaAs grating-supported BIC and quantum wells at 4 K low temperature^[113]; (f) exciton-polaritons lasing achieved through strong coupling between SLR on silicon metasurface and organic dye molecules^[114]; (g) exciton-polaritons lasing with vortex polarization enabled by strong coupling between the BIC mode supported by silicon metasurface and organic dye molecules^[115]

从凝聚过程中来看, 激子-极化激元的凝聚被视为极化激元向基态的弛豫和光学腔内光子损耗两种机制相互竞争的过程。光学腔的损耗会减少极化激元的积

累, 且当腔的损耗率快于激子库的弛豫率时, 就必须注入更高密度的激子以加速冷凝过程, 即需要提高激射阈值。因此, 设计具有低损耗、高 Q 因子的光学腔是实

现超低阈值激射的有效途径。

关于激子极化激元凝聚和激射的研究可追溯到 20 世纪末, Imamoglu 等^[104]提出极化激元激射的概念后, 低温下的凝聚过程在 GaAs 和 CdTe 谐振腔中得到广泛研究。如 2006 年, Kasprzak 等^[105]在 5 K 温度下的 CdTe 微腔中首次实验观察到极化激元 BEC 的凝聚过程, 见图 10(b)。由于此类常规半导体材料的激子仅在低温下保持活性, 可能导致错失较高温度下特有的光学现象。因此后续研究者选择具有更小玻尔半径的 III 族氮化物、ZnO 和有机半导体等材料, 并设计特殊结构来研究室温下的 BEC 凝聚。例如, 室温下的激子-极化激元 BEC 已经在无机 GaN、InGaN 量子阱^[106]、GaN 纳米线^[107]和块状 ZnO^[108]等材料中实现。

定制材料形态或设计新型高 Q 的光学谐振腔, 可以延长激子与光子相互作用的时间, 从而降低凝聚和激射的阈值。表 2 中汇总了多种高 Q 的谐振腔实现低阈值激子极化激元激射的实验参数及光学性能^[109-115]。2017 年, Su 等^[109]报道了基于无外延全无机钙钛矿 F-P 腔中的室温极化激元激射, 研究者通过超线性功率依赖性、宏观基态占据、基态发射的蓝移、线宽的变窄和空间相干性等一系列实验验证了激子-极化激元凝聚

和激射的产生。这项研究提供了制备一种大面积、低成本、高性能室温极化激元卤化铅钙钛矿器件的方案。2021 年 Zhao 等^[112]首次在单层过渡金属硫化物组成的 F-P 腔中实现了超低阈值的激子-极化激元激射, 并依据时间、空间相干性特征进一步验证了极化激元的凝聚, 如图 10(c) 所示。该研究推进了强耦合状态下谷电子应用的进程。然而 F-P 光学腔系统通常表现出低的光学吸收, 且难以对辐射损耗进行工程补偿设计, 缺少可调控的自由度。半球形阵列光学腔表现出超高 Q 因子(Q 约为 10^4) 的共振态, 但受限于复杂的制备工艺, 不适合实际应用。等离激元超构表面在弱耦合激射中的优异表现吸引了研究者的注意, 2016 年, Ramezani 等^[110]构建等离激元开放谐振腔首次实现了激子-极化激元的凝聚。如图 10(d) 所示, 研究者选择室温下具有较大激子结合能(约 1 eV) 的有机染料分子, 借助其简易的溶液制造工艺构建了集成有机染料薄膜的等离激元超构表面, 银纳米粒子阵列支持的等离激元共振在面内衍射耦合作用下形成高 Q 因子的 SLR 模式, 与有机染料分子发生强耦合, 进而实现了激子-极化激元凝聚和低阈值($18 \mu\text{J}/\text{cm}^2$) 激射。尽管金属超构表面支持晶格共振可以抑制辐射损耗, 但它们仍然无法摆脱金属高吸收的限制。

表 2 强耦合相互作用下激子极化激元的激射研究

Table 2 Study on lasing of exciton-polaritons under strong coupling interaction

Year& Ref.	Structure	Gain material	Resonance	Emission wavelength	Rabi splitting	Threshold
2016 Ref. [110]	Ag nanoparticles arrays	Perylene dye	Plasmonic	608 nm	200 meV	$18 \mu\text{J}/\text{cm}^2$
2017 Ref. [109]	Perovskite microcavity	CsPbCl ₃ , Perovskite	F-P cavity	427 nm	265 meV	$12 \mu\text{J}/\text{cm}^2$
2021 Ref. [112]	TMDs microcavity	Monolayer WS ₂	F-P cavity	633 nm	37 meV	$0.06 \text{ W}/\text{cm}^2$
2022 Ref. [113]	GaAs grating	GaAs QWs	Waveguide-BIC	814 nm	13 meV	$3 \mu\text{J}/\text{cm}^2$
2023 Ref. [114]	Si nanoparticles arrays	Perylene dye	SLR	613 nm	300 meV	$8.1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$
2023 Ref. [115]	Si nanoparticles arrays	Perylene dye	BIC	624 nm	200 meV	$5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$

介质超构表面在低阈值的传统激光发射中表现出非凡的潜力, 低损耗的光学腔支持高 Q 因子的光子态, 如 SLR、Anapole 和 BIC 等, 其中 BIC 模式具有超长的光子寿命, 这会加快基态激子-极化激元的积累过程, 进而实现更低阈值的激光。2022 年, Ardizzone 等^[113]首次基于 GaAs 光栅结构的波导 BIC 模式在 4 K 低温下实现了超低阈值($3 \mu\text{J}/\text{cm}^2$) 的激子-极化激元凝聚[图 10(e)], 并观察到了凝聚体量子化的拓扑发射特性, 将拓扑特性引入具有色散特征的宏观量子态。近期, Castellanos 等^[114]首次实现了室温下全介质发光超

构表面中的有机极化激元 BEC[图 10(f)], 研究者利用硅超构表面支持的高 Q 的集体米氏 SLR 模式抑制辐射损耗, 促进激子-极化激元的基态凝聚, 实现阈值约 $8.1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 的激射。此外, Berghuis 等^[115]也通过将有机染料中的稳定激子与硅超构表面中的 BIC 强耦合, 实现了室温下激子-极化激元凝聚以及阈值约 $5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 的涡旋激光[图 10(g)], 比弱耦合下类似系统中的激光阈值低 1 个数量级。尽管有机染料在集成制备方面表现优异, 但通常情况下其损伤阈值较低, 在长时间、高泵浦功率下容易发生热衰减或光化学降解, 且

激子之间的库仑作用和振荡强度也较弱。因此,探索室温下更稳定的增益材料、更高 Q 的光学腔以及新颖物理机制的光子态,是进一步发展低阈值激子极化激元的凝聚和激射研究的关键。

5 结束语

本文概述了超构表面调控光子辐射的基础原理,回顾了发光超构表面在前沿光子学领域的最新研究进展和应用。首先,从米氏散射理论、惠更斯超构表面原理和 Purcell 效应出发,依次介绍了发光超构表面的强散射共振态的形成机制,基于相控阵天线功能的定向发射以及提高近场 LDOS 增强光发射等特性,并系统地讨论了影响实际光输出的因素,包括激发速率、增益介质量子产率、光提取效率和实际收集效率等。随后概述了超构表面在调控自发辐射方面的研究进展。特殊设计的超构表面通过高 Q 因子的集体共振态捕获光源的自发辐射光子,在与散射体作用下发生集体振荡,并沿开放的共振态辐射通道定向辐射到自由空间中。该过程中涉及的高效提取闪烁体发光、引导朗伯体光源(如 LED、OLED 和有有机染料层)定向辐射、共振耦合裁剪光谱定制发光颜色、高速调制 LED 的带宽以及 BICs 的内禀手性偏振特性,均拓展了超构表面在高能 X 射线探测、增强微小型 LED 照明系统的能量利用率、丰富显示系统的色彩域及提高可分辨的像素比、可见光通信前端系统和手性光子器件等领域的应用。另外,还介绍了作者近期在构建超低损耗的单晶硅超构表面以调控可见光辐射的研究进展,揭示了高 Q 因子共振态和局域近场增强的物理机制,证明了单晶硅超构表面在实现定向光发射、增强光发射的外耦合效率方面的优异潜力。本文在最后概述了超构表面调控相干光辐射以实现低阈值激光的研究进展,包括光与物质间弱耦合激射和强耦合的激子-极化激元凝聚,依据极化激元凝聚的动力学过程,详细分析了高 Q 因子的超构表面光学腔在降低激射阈值方面的关键作用。

未来,发光超构表面将继续围绕新工艺、新材料、新物理以及新应用等多方面发展。轻薄、易集成的特性是超构表面面向现实应用的关键优势,因此探索大面积、低成本且稳定的制备工艺是必要的研究方向,如单步制备无序超构表面的研究^[29]提供了一种可行的方案。超构表面的多种光学特性主要取决于材料的特性,例如可见光波段中单晶硅优异的物理特性适用于构建低损耗的超构表面^[15],继续探索如具有较高非线性性的铌酸锂、磁性材料以及拓扑绝缘体等新兴材料,可以拓展超构表面在更多领域的新奇应用。此外,创新的结构设计和探索新颖物理机制的光子态也是超构表面应用的关键。在照明、显示以及光通信等可见光波段现实应用中,超构表面提取、发射光的效率是亟待提升的核心问题,近期倾斜楔形光学纳米腔结构设计为高效增强发光效率提供了新的思路^[116]。另一方面,更

深层次新颖光子态 BICs 的内在物理也有待挖掘,如引入非对称扰动构建多谐振间强耦合以实现超散射的 BICs^[117],以及探究在模式弱耦合作用下形成 BICs 的可能性,放宽产生 BICs 的限制条件。这都有助于进一步降低超构表面光学腔的激射阈值。最后需要指出的是,目前可见光应用研究中常用的硅材料受吸收损耗限制,通常局限在 600 nm 以上红光部分的研究应用,在蓝光波段以及更高能量的深紫外波段中发光超构表面的拓展应用也有待探索^[118]。

参 考 文 献

- [1] 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.
- [2] Sun S L, He Q, Xiao S Y, et al. Gradient-index metasurfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves[J]. *Nature Materials*, 2012, 11(5): 426-431.
- [3] 孙树林, 何琼, 郝加明, 等. 超构表面高效调控电磁波[J]. *光学学报*, 2021, 41(1): 0123003.
Sun S L, He Q, Hao J M, et al. High-efficiency manipulations on electromagnetic waves with metasurfaces[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(1): 0123003.
- [4] 张飞, 蔡吉祥, 蒲明博, 等. 光学超构表面中的复合相位调控[J]. *物理*, 2021, 50(5): 300-307.
Zhang F, Cai J X, Pu M B, et al. Composite-phase manipulation in optical metasurfaces[J]. *Physics*, 2021, 50(5): 300-307.
- [5] 朱效舒, 刘俊, 贺涓子, 等. 超构表面在量子光学中的研究与应用[J]. *光学学报*, 2022, 42(3): 0327006.
Zhu X S, Liu J, He J Z, et al. Research and application of metasurfaces in quantum optics[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(3): 0327006.
- [6] Zheng G X, Mühlender H, Kenney M, et al. Metasurface holograms reaching 80% efficiency[J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(4): 308-312.
- [7] Khorasaninejad M, Chen W T, Devlin R, et al. Metalenses at visible wavelengths: diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging[J]. *Science*, 2016, 352(6290): 1190-1194.
- [8] Wang Q, Rogers E T F, Gholipour B, et al. Optically reconfigurable metasurfaces and photonic devices based on phase change materials[J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(1): 60-65.
- [9] Chen W T, Zhu A Y, Sanjeev V, et al. A broadband achromatic metalens for focusing and imaging in the visible[J]. *Nature Nanotechnology*, 2018, 13(3): 220-226.
- [10] Solntsev A S, Agarwal G S, Kivshar Y S. Metasurfaces for quantum photonics[J]. *Nature Photonics*, 2021, 15(5): 327-336.
- [11] Jin J C, Yin X F, Ni L F, et al. Topologically enabled ultrahigh-Q guided resonances robust to out-of-plane scattering[J]. *Nature*, 2019, 574(7779): 501-504.
- [12] Traverso A J, Huang J N, Peyronel T, et al. Low-loss, centimeter-scale plasmonic metasurface for ultrafast optoelectronics[J]. *Optica*, 2021, 8(2): 202-207.

- [13] 肖发俊, 赵建林. 基于矢量光场的等离激元模式调控[J]. 光学学报, 2023, 43(16): 1623002.
Xiao F J, Zhao J L. Plasmonic mode control based on vector beams[J]. Acta Optica Sinica, 2023, 43(16): 1623002.
- [14] 冯娟, 王波, 陈险峰. 微纳光学中的光子自旋霍尔效应[J]. 光学学报, 2023, 43(16): 1623003.
Feng J, Wang B, Chen X F. Photonic spin Hall effect in micro-and nano-optics[J]. Acta Optica Sinica, 2023, 43(16): 1623003.
- [15] Zhang Z H, Liu P B, Lu W L, et al. High-Q collective Mie resonances in monocrystalline silicon nanoantenna arrays for the visible light[J]. Fundamental Research, 2023, 3(5): 822-830.
- [16] Zhang Z H, Xu C J, Liu C, et al. Dual control of enhanced quasi-bound states in the continuum emission from resonant c-Si metasurfaces[J]. Nano Letters, 2023, 23(16): 7584-7592.
- [17] Liu P B, Zhang Z H, Lang M, et al. Manipulating the directional emission of monolayer semiconductors by dielectric nanoantenna arrays[J]. Journal of Optics, 2022, 24(2): 024005.
- [18] Vaskin A, Kolkowski R, Koenderink A F, et al. Light-emitting metasurfaces[J]. Nanophotonics, 2019, 8(7): 1151-1198.
- [19] Mie G. Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen[J]. Annalen Der Physik, 1908, 330(3): 377-445.
- [20] Kivshar Y, Miroshnichenko A. Meta-optics with Mie resonances[J]. Optics and Photonics News, 2017, 28(1): 24-31.
- [21] Rigneault H, Lemarchand F, Sentenac A, et al. Extraction of light from sources located inside waveguide grating structures[J]. Optics Letters, 1999, 24(3): 148-150.
- [22] Koenderink A F. Single-photon nanoantennas[J]. ACS Photonics, 2017, 4(4): 710-722.
- [23] Anger P, Bharadwaj P, Novotny L. Enhancement and quenching of single-molecule fluorescence[J]. Physical Review Letters, 2006, 96(11): 113002.
- [24] Lozano G, Rodriguez S R, Verschuuren M A, et al. Metallic nanostructures for efficient LED lighting[J]. Light: Science & Applications, 2016, 5(6): e16080.
- [25] Lozano G, Louwers D J, Rodriguez S R, et al. Plasmonics for solid-state lighting: enhanced excitation and directional emission of highly efficient light sources[J]. Light: Science & Applications, 2013, 2(5): e66.
- [26] Lozano G, Grzela G, Verschuuren M A, et al. Tailor-made directional emission in nanoimprinted plasmonic-based light-emitting devices[J]. Nanoscale, 2014, 6(15): 9223-9229.
- [27] Iyer P P, DeCrescent R A, Mohtashami Y, et al. Unidirectional luminescence from InGaN/GaN quantum-well metasurfaces[J]. Nature Photonics, 2020, 14(9): 543-548.
- [28] Mohtashami Y, DeCrescent R A, Heki L K, et al. Light-emitting metalenses and meta-axicons for focusing and beaming of spontaneous emission[J]. Nature Communications, 2021, 12: 3591.
- [29] Mao P, Liu C X, Li X Y, et al. Single-step-fabricated disordered metasurfaces for enhanced light extraction from LEDs[J]. Light: Science & Applications, 2021, 10: 180.
- [30] Curto A G, Volpe G, Taminiau T H, et al. Unidirectional emission of a quantum dot coupled to a nanoantenna[J]. Science, 2010, 329(5994): 930-933.
- [31] Ho J, Fu Y H, Dong Z G, et al. Highly directive hybrid metal-dielectric Yagi-Uda nanoantennas[J]. ACS Nano, 2018, 12(8): 8616-8624.
- [32] Langguth L, Schokker A H, Guo K, et al. Plasmonic phase-gradient metasurface for spontaneous emission control[J]. Physical Review B, 2015, 92(20): 205401.
- [33] Xiang C Y, Koo W, So F, et al. A systematic study on efficiency enhancements in phosphorescent green, red and blue microcavity organic light emitting devices[J]. Light: Science & Applications, 2013, 2(6): e74.
- [34] Wang M S, Lin J, Hsiao Y C, et al. Investigating underlying mechanism in spectral narrowing phenomenon induced by microcavity in organic light emitting diodes[J]. Nature Communications, 2019, 10: 1614.
- [35] Joo W J, Kyoung J, Esfandyarpour M, et al. Metasurface-driven OLED displays beyond 10, 000 pixels per inch[J]. Science, 2020, 370(6515): 459-463.
- [36] Peyronel T, Quirk K J, Wang S C, et al. Luminescent detector for free-space optical communication[J]. Optica, 2016, 3(7): 787-792.
- [37] Dong Y R, Shi M, Yang X L, et al. Nanopatterned luminescent concentrators for visible light communications[J]. Optics Express, 2017, 25(18): 21926-21934.
- [38] Wang S J, Le-Van Q, Peyronel T, et al. Plasmonic nanoantenna arrays as efficient etendue reducers for optical detection[J]. ACS Photonics, 2018, 5(6): 2478-2485.
- [39] Lenef A, Piquette A, Kelso J. Thermodynamics of light extraction from luminescent materials[J]. ECS Journal of Solid State Science and Technology, 2018, 7(1): R3211-R3226.
- [40] Zhu Z C, Wu S, Xue C F, et al. Enhanced light extraction of scintillator using large-area photonic crystal structures fabricated by soft-X-ray interference lithography[J]. Applied Physics Letters, 2015, 106(24): 241901.
- [41] Nagarkar V V, Gupta T K, Miller S, et al. Structured CsI(Tl) scintillators for X-ray imaging applications[J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 1998, 45(3): 492-496.
- [42] Baccaro S, Blažek K, de Notaristefani F, et al. Scintillation properties of YAP:Ce[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1995, 361(1/2): 209-215.
- [43] Chen Q S, Wu J, Ou X Y, et al. All-inorganic perovskite nanocrystal scintillators[J]. Nature, 2018, 561(7721): 88-93.
- [44] Murai S, Zhang F F, Aichi K, et al. Photoluminescence

- engineering with nanoantenna phosphors[J]. *Journal of Materials Chemistry C*, 2023, 11(2): 472-479.
- [45] Zhang F, Huang Y, Guo Y Z, et al. Wavelength-independent light extraction enhancement by nanostructures for scintillators with broadband emission[J]. *Applied Physics Letters*, 2023, 122(25): 253502.
- [46] Wang S J, Li S L, Chervy T, et al. Coherent coupling of WS₂ monolayers with metallic photonic nanostructures at room temperature[J]. *Nano Letters*, 2016, 16(7): 4368-4374.
- [47] Chervy T, Azzini S, Lorchat E, et al. Room temperature chiral coupling of valley excitons with spin-momentum locked surface plasmons[J]. *ACS Photonics*, 2018, 5(4): 1281-1287.
- [48] Rong K X, Wang B, Reuven A, et al. Photonic Rashba effect from quantum emitters mediated by a Berry-phase defective photonic crystal[J]. *Nature Nanotechnology*, 2020, 15(11): 927-933.
- [49] Overvig A, Yu N F, Alù A. Chiral quasi-bound states in the continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(7): 073001.
- [50] Kim S, Woo B H, An S C, et al. Topological control of 2D perovskite emission in the strong coupling regime[J]. *Nano Letters*, 2021, 21(23): 10076-10085.
- [51] Tian J Y, Adamo G, Liu H L, et al. Optical rashba effect in a light-emitting perovskite metasurface[J]. *Advanced Materials*, 2022, 34(12): 2109157.
- [52] Liu S J, Liu X, Wu Y Z, et al. Circularly polarized perovskite luminescence with dissymmetry factor up to 1.9 by soft helix bilayer device[J]. *Matter*, 2022, 5(7): 2319-2333.
- [53] Zhang X D, Liu Y L, Han J C, et al. Chiral emission from resonant metasurfaces[J]. *Science*, 2022, 377(6611): 1215-1218.
- [54] Chen Y, Feng J G, Huang Y Q, et al. Compact spin-valley-locked perovskite emission[J]. *Nature Materials*, 2023, 22(9): 1065-1070.
- [55] Chen Y, Deng H C, Sha X B, et al. Observation of intrinsic chiral bound states in the continuum[J]. *Nature*, 2023, 613(7944): 474-478.
- [56] Shi Y H, Duan P F, Huo S W, et al. Chiral perovskite nanocrystals: endowing perovskite nanocrystals with circularly polarized luminescence[J]. *Advanced Materials*, 2018, 30(12): 1870081.
- [57] Ma J Q, Fang C, Chen C, et al. Chiral 2D perovskites with a high degree of circularly polarized photoluminescence [J]. *ACS Nano*, 2019, 13(3): 3659-3665.
- [58] Yang X F, Zhou M H, Wang Y F, et al. Electric-field-regulated energy transfer in chiral liquid crystals for enhancing upconverted circularly polarized luminescence through steering the photonic bandgap[J]. *Advanced Materials*, 2020, 32(24): 2000820.
- [59] Yang X F, Jin X, Zhao T H, et al. Circularly polarized luminescence in chiral nematic liquid crystals: generation and amplification[J]. *Materials Chemistry Frontiers*, 2021, 5(13): 4821-4832.
- [60] Zhen B, Hsu C W, Lu L, et al. Topological nature of optical bound states in the continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(25): 257401.
- [61] Hsu C W, Zhen B, Stone A D, et al. Bound states in the continuum[J]. *Nature Reviews Materials*, 2016, 1: 16048.
- [62] 毕千惠, 彭于娟, 陈润, 等. 光子学连续域束缚态的理论及应用[J]. *光学学报*, 2023, 43(16): 1623008.
- Bi Q H, Peng Y J, Chen R, et al. Theory and application of bound states in the continuum in photonics [J]. *Acta Optica Sinica*, 2023, 43(16): 1623008.
- [63] Wang S J, Le-Van Q, Vaianella F, et al. Limits to strong coupling of excitons in multilayer WS₂ with collective plasmonic resonances[J]. *ACS Photonics*, 2019, 6(2): 286-293.
- [64] Shen F H, Zhang Z H, Zhou Y Q, et al. Transition metal dichalcogenide metaphotonic and self-coupled polaritonic platform grown by chemical vapor deposition [J]. *Nature Communications*, 2022, 13: 5597.
- [65] Zhang Y H, Zhang Z H, Xu C J, et al. Precisely constructing hybrid nanogap arrays via wet-transfer of dielectric metasurfaces onto a plasmonic mirror[J]. *Optics Express*, 2023, 31(21): 34280-34291.
- [66] Sadrieva Z, Frizyuk K, Petrov M, et al. Multipolar origin of bound states in the continuum[J]. *Physical Review B*, 2019, 100(11): 115303.
- [67] Murai S, Castellanos G W, Raziman T V, et al. Enhanced light emission by magnetic and electric resonances in dielectric metasurfaces[J]. *Advanced Optical Materials*, 2020, 8(16): 1902024.
- [68] Staude I, Miroshnichenko A E, Decker M, et al. Tailoring directional scattering through magnetic and electric resonances in subwavelength silicon nanodisks[J]. *ACS Nano*, 2013, 7(9): 7824-7832.
- [69] Tseng M L, Jahani Y, Leitis A, et al. Dielectric metasurfaces enabling advanced optical biosensors[J]. *ACS Photonics*, 2021, 8(1): 47-60.
- [70] Kühne J, Wang J, Weber T, et al. Fabrication robustness in BIC metasurfaces[J]. *Nanophotonics*, 2021, 10(17): 4305-4312.
- [71] Wang J, Kühne J, Karamanos T, et al. All-dielectric crescent metasurface sensor driven by bound states in the continuum[J]. *Advanced Functional Materials*, 2021, 31(46): 2104652.
- [72] Baranov D G, Zuev D A, Lepeshov S I, et al. All-dielectric nanophotonics: the quest for better materials and fabrication techniques[J]. *Optica*, 2017, 4(7): 814-825.
- [73] Yang W H, Xiao S M, Song Q H, et al. All-dielectric metasurface for high-performance structural color[J]. *Nature Communications*, 2020, 11: 1864.
- [74] Zywiets U, Evlyukhin A B, Reinhardt C, et al. Laser printing of silicon nanoparticles with resonant optical electric and magnetic responses[J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3402.
- [75] Zhang C Y, Xu Y, Liu J, et al. Lighting up silicon nanoparticles with Mie resonances[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 2964.

- [76] Zhou Z P, Li J T, Su R B, et al. Efficient silicon metasurfaces for visible light[J]. *ACS Photonics*, 2017, 4(3): 544-551.
- [77] Bucher T, Vaskin A, Mupparapu R, et al. Tailoring photoluminescence from MoS₂ monolayers by Mie-resonant metasurfaces[J]. *ACS Photonics*, 2019, 6(4): 1002-1009.
- [78] Kern J, Trügler A, Niehues I, et al. Nanoantenna-enhanced light-matter interaction in atomically thin WS₂ [J]. *ACS Photonics*, 2015, 2(9): 1260-1265.
- [79] Butun S, Tongay S, Aydin K. Enhanced light emission from large-area monolayer MoS₂ using plasmonic nanodisc arrays[J]. *Nano Letters*, 2015, 15(4): 2700-2704.
- [80] 杜艺璇, 敖献煜, 蔡阳健. 高品质因子表面晶格共振[J]. *光学学报*, 2023, 43(16): 1623005.
- Du Y X, Ao X Y, Cai Y J. High-Q surface lattice resonances[J]. *Acta Optica Sinica*, 2023, 43(16): 1623005.
- [81] Eizagirre Barker S, Wang S J, Godiksen R H, et al. Preserving the emission lifetime and efficiency of a monolayer semiconductor upon transfer[J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(13): 1900351.
- [82] Li F. Fabrication and characterization of ZnO-based microcavities working in the strong coupling regime: polariton laser[D]. Nice: Université Nice Sophia Antipolis, 2013: 56-60.
- [83] Yadav R K, Bourgeois M R, Cherqui C, et al. Room temperature weak-to-strong coupling and the emergence of collective emission from quantum dots coupled to plasmonic arrays[J]. *ACS Nano*, 2020, 14(6): 7347-7357.
- [84] Zheludev N I, Prosvirnin S L, Papasimakis N, et al. Lasing spaser[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(6): 351-354.
- [85] Oulton R F, Sorger V J, Zentgraf T, et al. Plasmon lasers at deep subwavelength scale[J]. *Nature*, 2009, 461(7264): 629-632.
- [86] Suh J Y, Kim C H, Zhou W, et al. Plasmonic bowtie nanolaser arrays[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(11): 5769-5774.
- [87] Zhou W, Dridi M, Suh J Y, et al. Lasing action in strongly coupled plasmonic nanocavity arrays[J]. *Nature Nanotechnology*, 2013, 8(7): 506-511.
- [88] Kodigala A, Lepetit T, Gu Q, et al. Lasing action from photonic bound states in continuum[J]. *Nature*, 2017, 541(7636): 196-199.
- [89] Hakala T K, Rekola H T, Väkeväinen A I, et al. Lasing in dark and bright modes of a finite-sized plasmonic lattice [J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 13687.
- [90] Ha S T, Fu Y H, Emani N K, et al. Directional lasing in resonant semiconductor nanoantenna arrays[J]. *Nature Nanotechnology*, 2018, 13(11): 1042-1047.
- [91] Fernandez-Bravo A, Wang D Q, Barnard E S, et al. Ultralow-threshold, continuous-wave upconverting lasing from subwavelength plasmons[J]. *Nature Materials*, 2019, 18(11): 1172-1176.
- [92] Guan J, Sagar L K, Li R, et al. Quantum dot-plasmon lasing with controlled polarization patterns[J]. *ACS Nano*, 2020, 14(3): 3426-3433.
- [93] Wu M F, Ha S T, Shendre S, et al. Room-temperature lasing in colloidal nanoplatelets via Mie-resonant bound states in the continuum[J]. *Nano Letters*, 2020, 20(8): 6005-6011.
- [94] Huang C, Zhang C, Xiao S M, et al. Ultrafast control of vortex microlasers[J]. *Science*, 2020, 367(6481): 1018-1021.
- [95] Tripathi A, Kim H R, Tonkaev P, et al. Lasing action from anapole metasurfaces[J]. *Nano Letters*, 2021, 21(15): 6563-6568.
- [96] Wu M F, Ding L, Sabatini R P, et al. Bound state in the continuum in nanoantenna-coupled slab waveguide enables low-threshold quantum-dot lasing[J]. *Nano Letters*, 2021, 21(22): 9754-9760.
- [97] Yang J H, Huang Z T, Maksimov D N, et al. Low-threshold bound state in the continuum lasers in hybrid lattice resonance metasurfaces[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2021, 15(10): 2100118.
- [98] Azzam S I, Chaudhuri K, Lagutchev A, et al. Single and multi-mode directional lasing from arrays of dielectric nanoresonators[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2021, 15(3): 2000411.
- [99] Zhai Z S, Li Z, Du Y X, et al. Multimode vortex lasing from dye-TiO₂ lattices via bound states in the continuum [J]. *ACS Photonics*, 2023, 10(2): 437-446.
- [100] Hopfield J J. Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals[J]. *Physical Review*, 1958, 112(5): 1555-1567.
- [101] Sanvitto D, Kéna-Cohen S. The road towards polaritonic devices[J]. *Nature Materials*, 2016, 15(10): 1061-1073.
- [102] 李峰, 熊启华. 微腔极化激元三十年: 历史、现状与展望 [J]. *物理*, 2022, 51(7): 445-453.
- Li F, Xiong Q H. Thirty years of cavity polaritons: the past, present and future[J]. *Physics*, 2022, 51(7): 445-453.
- [103] Weisbuch C, Nishioka M, Ishikawa A, et al. Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity[J]. *Physical Review Letters*, 1992, 69(23): 3314-3317.
- [104] Imamoglu A, Ram R J, Pau S, et al. Nonequilibrium condensates and lasers without inversion: exciton-polariton lasers[J]. *Physical Review A*, 1996, 53(6): 4250-4253.
- [105] Kasprzak J, Richard M, Kundermann S, et al. Bose-einstein condensation of exciton polaritons[J]. *Nature*, 2006, 443(7110): 409-414.
- [106] Christmann G, Butté R, Feltin E, et al. Room temperature polariton lasing in a GaN/AlGaN multiple quantum well microcavity[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 93(5): 051102.
- [107] Das A, Heo J, Jankowski M, et al. Room temperature ultralow threshold GaN nanowire polariton laser[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(6): 066405.
- [108] Guillet T, Mexis M, Levrat J, et al. Polariton lasing in a hybrid bulk ZnO microcavity[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 99(16): 161104.
- [109] Su R, Diederichs C, Wang J, et al. Room-temperature

- polariton lasing in all-inorganic perovskite nanoplatelets [J]. *Nano Letters*, 2017, 17(6): 3982-3988.
- [110] Ramezani M, Halpin A, Fernández-Domínguez A I, et al. Plasmon-exciton-polariton lasing[J]. *Optica*, 2016, 4(1): 31-37.
- [111] Shang Q Y, Li M L, Zhao L Y, et al. Role of the exciton-polariton in a continuous-wave optically pumped CsPbBr₃ perovskite laser[J]. *Nano Letters*, 2020, 20(9): 6636-6643.
- [112] Zhao J X, Su R, Fieramosca A, et al. Ultralow threshold polariton condensate in a monolayer semiconductor microcavity at room temperature[J]. *Nano Letters*, 2021, 21(7): 3331-3339.
- [113] Ardizzone V, Riminucci F, Zanotti S, et al. Polariton Bose-Einstein condensate from a bound state in the continuum[J]. *Nature*, 2022, 605(7910): 447-452.
- [114] Castellanos G W, Ramezani M, Murai S, et al. Non-equilibrium Bose-Einstein condensation of exciton-polaritons in silicon metasurfaces[J]. *Advanced Optical Materials*, 2023, 11(7): 2202305.
- [115] Berghuis A M, Castellanos G W, Murai S, et al. Room temperature exciton-polariton condensation in silicon metasurfaces emerging from bound states in the continuum[J]. *Nano Letters*, 2023, 23(12): 5603-5609.
- [116] Chen H, Jiang Z H, Hu H T, et al. Sub-50-ns ultrafast upconversion luminescence of a rare-earth-doped nanoparticle[J]. *Nature Photonics*, 2022, 16(9): 651-657.
- [117] Canós Valero A, Shamkhi H K, Kupriianov A S, et al. Superscattering emerging from the physics of bound states in the continuum[J]. *Nature Communications*, 2023, 14: 4689.
- [118] Dong Z G, Wang T, Chi X, et al. Ultraviolet interband plasmonics with Si nanostructures[J]. *Nano Letters*, 2019, 19(11): 8040-8048.