

超构表面在量子光学中的研究与应用

朱效舒, 刘俊, 贺涓子, 王淑明*, 王振林, 祝世宁

固体微结构国家重点实验室, 南京大学物理学院, 江苏 南京 210093

摘要 超构表面是利用二维平面微纳结构调控光场的光学元件。近年来,超构表面在量子光学中的研究和应用受到越来越广泛的关注。超构表面能够实现量子器件的小型化和集成化,提高量子光源的发光效率和光源质量。结合量子光学和超构表面两个领域,介绍了量子等离激元、运用超构表面优化量子光源、运用超构表面测量和操纵量子态、量子光学的应用,以及量子发光体的量子真空调控这 5 个方面的最新研究进展,最后进行总结和展望。

关键词 量子光学; 超构表面; 量子光源; 量子态

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0327006

Research and Application of Metasurfaces in Quantum Optics

Zhu Xiaoshu, Liu Jun, He Juanzi, Wang Shuming*, Wang Zhenlin, Zhu Shining

National Laboratory of Solid State Microstructures, School of Physics, Nanjing University,
Nanjing, Jiangsu 210093, China

Abstract Metasurfaces are optical elements that use two-dimensional planar microstructures to control the light field. In recent years, the research and application of metasurfaces in quantum optics have received more and more attention. The metasurface is able to realize the miniaturization and integration of quantum devices. In addition, it can also improve the luminous efficiency and quality of quantum light sources. Based on the combination of quantum optics and metasurfaces, this article introduces the latest research and progress in five aspects, including quantum plasmonics, the use of metasurfaces to optimize quantum light sources, the use of metasurfaces to measure and manipulate quantum states, the application of quantum optics, and the quantum vacuum engineering of quantum emitters. Finally, some potential applications of metasurfaces were prospected.

Key words quantum optics; metasurface; quantum source; quantum state

1 引言

量子光学产生于 20 世纪初,人们通过将电磁场量子化来研究光辐射的产生、相干性、传播、检测,以及其与物质的相互作用。量子光学不同于经典光学的两个关键概念是量子纠缠和量子干涉。量子纠缠指两个或多个粒子相互作用后形成两体或多体系统,体系的波函数描述了整体的状态,而无法单独描述单个粒子的状态。发生纠缠后,一个粒子的状态与另一个粒子的状态息息相关。在量子力学中,一

个体系的多个状态可以发生线性叠加,构成另一个纯态,这就是量子干涉。纠缠态指的也是多粒子体系或多自由度体系的一种叠加态,但是这种叠加态不能表示为直积形式。基于这两项基本原理,量子通信、量子传感、量子计算等新兴量子技术逐渐发展起来。

为了利用独特的物理现象推动量子光学技术的发展,制备大面积、稳定、可控、大规模的多光子高维量子源以及灵活精细的多自由度光场调控器件是非常重要的。传统几何光学通常依靠折射或反射光

收稿日期: 2021-10-25; 修回日期: 2021-11-18; 录用日期: 2021-12-23

基金项目: 国家重点研发项目(2017YFA0303700)、国家自然科学基金(11621091, 11822406, 11834007, 11774164, 11774162)

通信作者: *wangshuming@nju.edu.cn

学元件来调控光场,如透镜、平面镜、波片、滤波片等。通过精确地控制几何形状或调整元件的厚度,这些光学元件在光路中积累足够的相位变化,从而实现相应的功能。然而,传统光学元件往往以体块较大的玻璃或晶体为材料,其制备需通过精细的打磨,不仅工艺复杂而且成本昂贵,尤其是一些高精尖设备的制备。

20 世纪以来,随着纳米技术和微纳加工技术的发展,人们尝试利用精心设计的人工微结构来调制电磁波的波前。于是一种大规模二维片上微纳结构应运而生,这就是光学超构表面。事实上,光学超构表面是超构材料的二维对应物。超构材料是一类人工设计的结构,这些结构呈现出天然材料不具备的超常物理特性。光学超构材料由周期性排列的纳米光学基元组成,其尺寸近似于或小于工作波长^[1-4]。超构材料特殊的光学特性不仅源于其固有的材料组成,更多的是源于人们可以控制其纳米基元的几何参数,例如形状、方向、排列和其他自由度。与传统材料相比,光学超构材料能够在亚波长尺度上调制电磁响应,从而呈现出许多奇特的特性。一方面,利用超构材料可以生产一些自然界中不存在的具有特殊磁导率或介电常数的人造材料,其中最典型的就是负折射率材料^[2]。另一方面,超构材料具有在亚波长尺度上调制电磁响应的能力,使得大量新颖设备涌现出来,例如超透镜^[3-4]、光学隐形器件^[5-6]等。然而人们在加工超构材料的过程中遇到许多困难,并且超构材料没有解决器件小型化的问题。目前其制造方法主要包括电子束光刻、聚焦离子束光刻、纳米压印光刻和定向自组装。人们在制造复杂的满足特定要求的微结构时需要应对许多麻烦,这极大地阻碍了光学超构材料的发展和应用。

有趣的是,超构表面可以毫不费力地解决这个问题^[7]。超构表面一般含有一层或几层亚波长厚度的衬底,衬底上刻蚀着柱状纳米尺寸的基元。通过选择不同的衬底材料、基元材料,以及纳米基元的形状、尺寸和转角,人为设计的超构表面会对电磁辐射产生不同的响应,从而实现电磁波波前的调制。超构表面对光场波前进行调制的基本物理原理是在其表面引入连续的相位梯度。相位控制方法一般有 3 种:传输相位、共振相位和几何相位,几何相位亦称为 Pancharatnam-Berry 相位^[8-9],前两者取决于入射波长、基元的大小和形状,后者仅取决于基元的取向。在材料组成方面,超构表面可以大致分为两种类型:金属超构表面和介电超构表面。前者依赖

于表面等离激元(SPP)^[10],具有极大的局部场增强特性^[11-22],而后者依赖于米氏共振^[23-33]。后者产生的局部电场较弱,但入射光的磁性分量所贡献的作用已不容忽视,生热和耗散损耗大大降低,因而可以承受更高的泵浦强度。人们运用超构表面强大的光场调控能力开展了许多新颖的工作,例如:广义折射定律模拟[图 1(a)]、产生涡旋光束[图 1(b)]^[7]、可见光波段的超构透镜制备[图 1(c)]^[34]、全息成像[图 1(d)]^[35]、结构色打印[图 1(e)]^[36]、宽带消色差透镜[图 1(f)]^[37]等。2011 年,哈佛大学 Capasso 团队通过在硅衬底上排布 V 形金属天线结构,构建了一种新型超构表面^[7],如图 1(a)所示,超构表面在光路中引入了相位梯度,垂直入射的电磁波被散射到其他方向,这验证了广义折反射定律。通常,纳米基元的传输相位响应与入射波的波长呈线性关系,基于这一原理,Wang 等^[37]利用纳米基元的几何相位和传输相位,通过精心设计的超构表面,实现了超构透镜的宽带消色差。如图 1(f)所示,波长从 400 nm 到 640 nm 的光都被聚焦到 $f=235 \mu\text{m}$ 的焦平面上。

虽然纳米薄片结构的空维数减少了,但超构表面控制光相位、振幅和偏振的效率并没有因此而降低。相反地,基于传输相位、共振相位和几何相位,超构表面具有十分强大的相位调制能力。因此,人们使用相同的纳米制造技术大大减小光学元件尺寸,提高集成度,降低加工难度。除了这些优势之外,亚波长厚度的超构表面还减小了伴随金属材料的欧姆损耗。

超构表面在经典光场调控方面取得了巨大成功,因此它在量子光学中的研究和应用也吸引了人们极大的兴趣,光学超构表面有能力进一步提升量子光学技术的多功能集成能力,实现量子光路的高效率、小型化、可控和高性能。如今在量子光学领域,人们将更多的精力放在集成光子量子技术的进步和发展上,而不是量子力学基本原理的突破上。量子信息^[38-43]、量子计算^[44-50]和量子计量学^[51-52]是目前主要的研究热点,中国科学院大学潘建伟院士团队实现的卫星量子通信^[53]和量子霸权等^[54-55],可能会颠覆当前技术。此外,其他一些光子物理系统,如超导体^[56]、冷原子^[57]、离子体系^[58]也已得到卓有成效的研究,并在某些方面表现出良好的性能。基于超构表面的量子光学是高度集成量子技术的新方向,不仅可以充分利用超构表面的高集成度和高效率来创造稳健、可扩展和小型化的量子光学器件,而且还可能在此背景下发现未知的新物理现象。

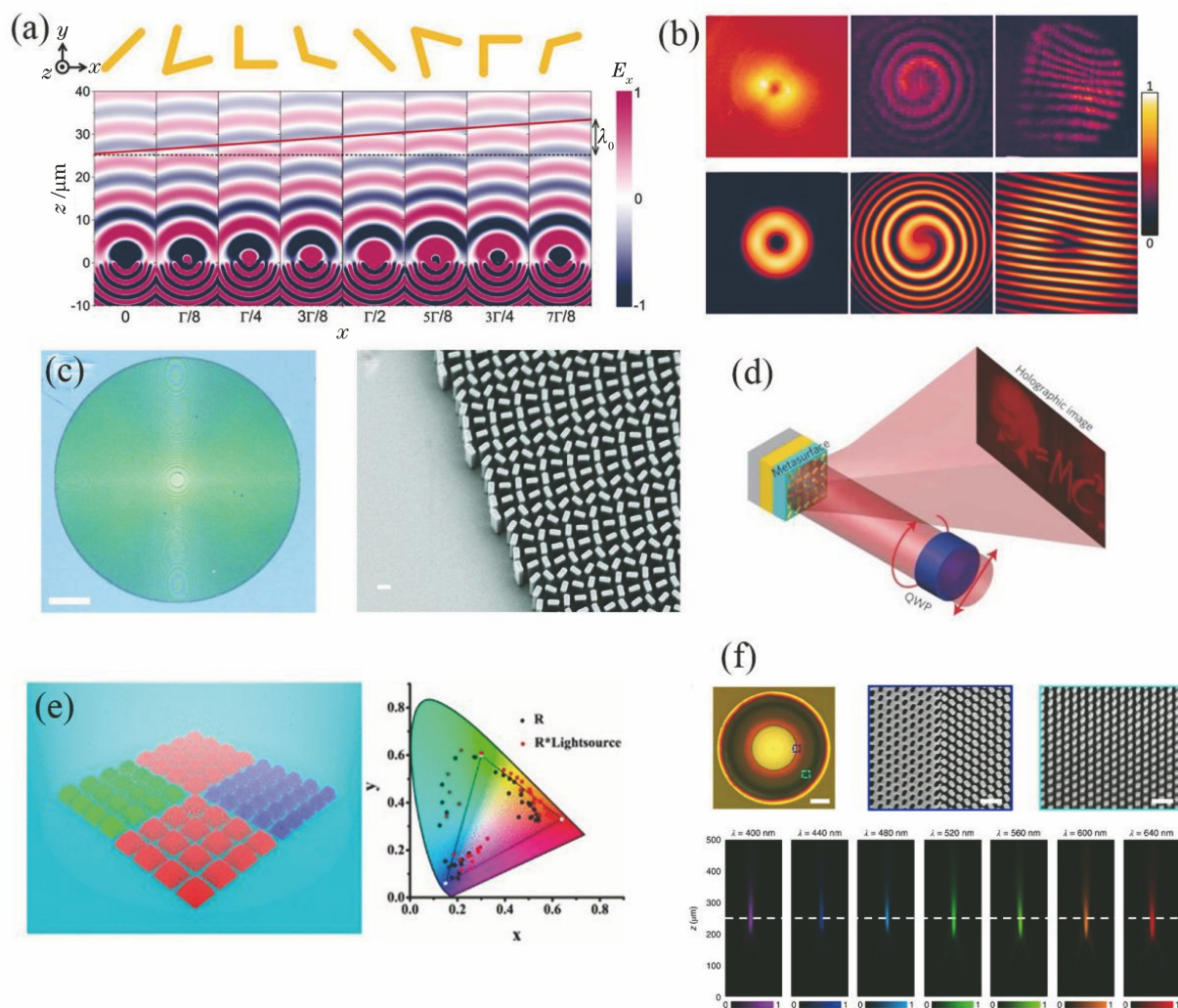


图 1 超构表面的相位调控。(a)超构表面散射电场的有限差分时段(FDTD)模拟结果显示垂直入射光波被偏折;(b)利用超构表面产生涡旋光束^[7];(c)超构透镜结构在扫描电子显微镜(SEM)下的照片^[34];(d)通过超构表面实现全息投影^[35];(e) TiO_2 超构表面的全光谱彩色打印^[36];(f)各种波长光入射下消色差超构透镜的实验光强度分布(白色虚线表示聚焦平面的位置)^[37]

Fig. 1 Phase control of metasurfaces. (a) Finite difference time domain (FDTD) simulation results of electric field scattered by metasurface show that vertically incident light waves are deflected; (b) using metasurfaces to generate vortex beams^[7]; (c) SEM micrograph of designed metalens^[34]; (d) holographic projection based on metasurface^[35]; (e) full-color printing with TiO_2 metasurface^[36]; (f) experimental light intensity profiles for achromatic metalens at various incident wavelengths (white dashed line indicates position of focal plane)^[37]

2 量子超构表面

下面着眼于超构表面在量子光学方面的研究和应用,分成 5 个部分进行介绍,分别是:量子等离子元、量子光源、量子态的测量与操纵、量子光学的应用,以及量子发光体的量子真空调控,最后进行总结和展望。

2.1 量子等离子元

自然界的基本粒子可以分为玻色子和费米子,

它们遵循不同的统计规律,表现出不同的量子行为,例如玻色子和费米子的聚结或反聚结。量子等离子元研究的主要内容是等离子元最基本的量子效应。光与金属微纳结构相互作用会产生一些新奇的效应。电磁波激发金属表面自由电子产生的沿金属表面传播的波——表面等离子元,可以被看作类玻色子粒子。因此,表面等离子元不仅可以提供巨大的局部场增强,而且还继承了光子而不是电子的量子特性^[59-60]。虽然金属表面等离子元包含大量电子的

振荡和相互作用,但其量子特性仍得以维持。由此,人们对表面等离激元的研究迅速转移到量子光学中。表面等离激元的量子纠缠首次被 Altewischer 等^[61]观察到。光子激发金属表面传播的等离激元波,如果 SPP 所在的表面显示出满足能量和动量守恒的周期性结构,则光子可能会与金属一侧的 SPP 耦合,随后 SPP 在另一侧建立表面等离激元波并辐射光子。实验装置如图 2(a)所示,耦合结构为具有周期性亚波长孔阵列的金(Au)膜超构表面。纠缠光子对中的一路光子入射超构表面的一侧,另一侧建立的 SPP 辐射出光子,由于等离激元的增强效应,辐射光被大大增强。用光子计数器对 SPP 辐射光子与纠缠光子对另一路光子进行符合计数测量,发现它们仍具有纠缠性。虽然经历了 SPP 的转换,但光子对的纠缠性保持了下来,这说明 SPP 是具有量子特性的。运用量子理论,Moreno 等^[62]解释了这种现象。Fasel 等^[63]验证了光子对经过光子-

SPP-光子转换过程后仍保持能量与时间之间的纠缠,如图 2(b)所示。Huck 等^[64]证实了连续可变量子态在等离子体中传播的稳定性。Tan 等^[65]观察到两个相邻表面等离激元谐振器之间的量子隧道现象,该工作描述了在 0.4~1.3 nm 长度范围内跨分子隧道节对量子等离激元共振的直接观察和控制,隧道势垒宽度和高度由分子的性质控制。氮化硅膜上两个自组装的单层桥接银纳米粒子(NP)构成了该分子隧道节,银纳米粒子附近放置的电子纳米探针用于激发和测量表面等离激元,如图 2(c)所示。Kolesov 等^[66]将单光子源(光激发金刚石中氮空位色心结构)与银纳米线耦合,单光子源激发银纳米线上传播的表面等离激元单极子,如图 2(d)所示。他们认为这表现了表面等离激元与单光子类似的波粒二象性。Dheur 等^[67]通过巧妙地设计 SPP 分束器来观察单极子的自干涉,这进一步证实了这一推理。

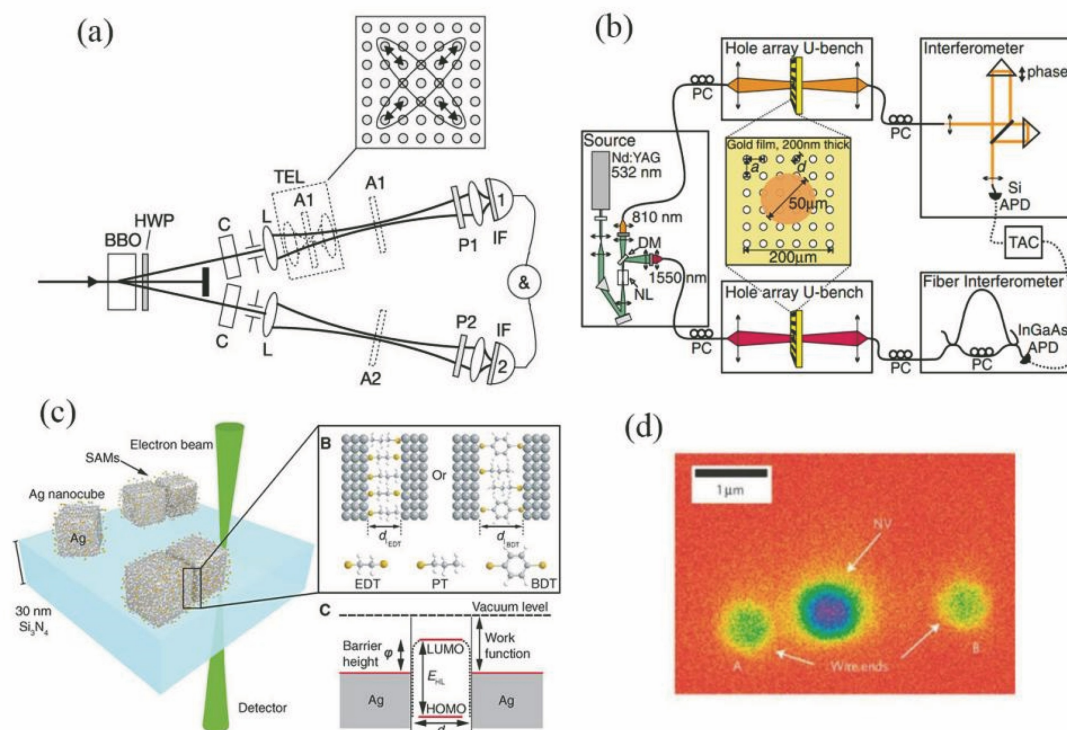


图 2 量子表面等离激元。(a)表面等离激元的量子纠缠首次被观察到^[61]; (b)光子对经过光子-SPP-光子转换过程后仍保持能量与时间之间的纠缠^[63]; (c)两个相邻表面等离激元谐振器之间的量子隧道现象^[65]; (d)单光子源激发银纳米线上传播的表面等离激元单极子^[66]

Fig. 2 Quantum surface plasmon polaritons. (a) Quantum entanglement property of surface plasmon polaritons is observed first^[61]; (b) energy-time entanglement after photon-SPP-photon conversion process of photon pairs^[63]; (c) quantum tunneling effect between two adjacent surface plasmon resonators^[65]; (d) single-photon source excites surface plasmon monopole propagating on nanowires^[66]

2.2 量子光源

量子光学的研究和应用离不开量子源,优良的量子源应当具有大规模、集成化、高亮度、可调控、高效率的特征。结合超构表面制备的量子光源可以满足这些要求。利用微纳结构对光场的局域约束可以有效提高光子的态密度,从而提升量子光源的亮度和发光效率;同时,超构表面具有强大的光场调控能力,并能够实现许多其他功能。单光子源是量子光源的基础。目前最主要的单光子源是量子发光体,无论外界激励是脉冲激光、连续激光还是加速电子,都要求量子发光体只能在自发辐射寿命期间发射一个光子。常用的量子发光体包括量子点、晶体中的点缺陷、单原子和单分子等。单光子源产生光子的过程及原理基本一致:在外部激励的作用下,系统跃迁至激发态,接着系统在跌至低能级状态时释放一个光子^[68]。在所有这些量子发光体中,量子点被认为是最有优势和潜力的。因为量子点波长明确,具有确定性,制备简单,对外界温度要求较低,并且尺寸较小、易于集成。量子点通常具有较长的辐射寿命,但是辐射亮度和效率较低阻碍了其应用,这是由量子点材料的折射率与外界环境失配造成的。因此,人们尝试提高量子点辐射效率,在这一方面,超构表面发挥了重要作用^[69]。

2019 年, Liu 等^[70]提出了一种高效宽带反射器上的圆形布拉格谐振器(CBR-HBR),实现了对量子点单光子源的增强,如图 3(a)所示。该结构包括一个圆形 AlGaAs 盘,周围环绕着一组同心的 AlGaAs 环,该结构位于 SiO₂ 层上, SiO₂ 层下面是一层金衬底作为反射层。运用宽场量子点精确定位技术, GaAs 量子点被精确地置于腔中心以产生纠缠光子对。通过改变中央 AlGaAs 圆盘的直径,可以精确地控制空腔共振。面内辐射由满足二阶布拉格条件的同心环向上引导,通过精心设计 SiO₂ 绝缘层的厚度,所有泄漏到基板的光子都可以有效地从宽带金镜反射并被 CBR 重新捕获。这种结构将量子点泄漏在侧向和背向的光子有效地约束到其发射方向,从而有效提高了量子点的辐射效率和亮度。进一步地, Bao 等^[71]将一种双焦点超构透镜与量子点相结合,构成了一个新的量子光源。通过将量子点及其镜像准确地集成到双焦点超构透镜的两个焦点上,对单光子偏振态的生成和分离进行调控。如图 3(b)所示,量子点及其关于金镜的镜像恰好位于超构表面的两个焦点。被金镜反射的光子可以看作由位于第二个焦点上的量子点发射的光子,因此可

以重新被超构表面捕获,从而提高系统的发光效率。超构表面可以将来自两条路径(由 1 和 2 标记)的光子转换为两个圆偏振态相反的光束,两个光束分别沿相对于超构表面法线角度为 θ_1 和 θ_2 的方向传播。应用这样的系统,人们可以分离单光子偏振态并对其辐射方向进行精确控制。此外,超构表面也可以产生自旋单光子。虽然单光子源得到了广泛的关注和研究,但具有明确偏振特性的单光子发射器却一直未得到解决。2020 年 Kan 等^[72]提出了一种可行的方案,将偶极量子发光体与高度定向的非辐射表面等离子激元(SPP)模式耦合,该模式在与光学超构表面相互作用时以准直的形式向自由空间辐射自旋的单光子流。如图 3(c)所示,该装置是一个混合系统,金刚石氮空位(NV)色心发光体位于由氢倍半硅氧烷(HSQ)圆环形纳米脊组成的超构表面的中心。以二氧化硅(SiO₂)为间隔物,银(Ag)为衬底,纳米脊的方位角和宽度可以定制。选定的 NV 中心被泵浦光激发后,高效且无辐射地激发在空气-SiO₂-Ag 界面上传播的 SPP 模式,随后 SPP 被纳米脊散射转换为出射光子。计算纳米脊间距 P , 设置该间距,使其与 SPP 波长相匹配,以确保发射光子的高方向性。出射光子的偏振态是通过 HSQ 超构表面上纳米脊的宽度梯度来调控的,这些纳米脊通过引入随方位角变化的相移来修改散射场。该方法产生了具有特定自旋的光子,而且对外界环境要求低,可以在室温下工作,并且出射光子具有高度准直性。除此之外,超构表面还可以优化 NV 色心单光子源。Kan 等^[72-73]将 NV 色心置于单晶金刚石基板内,并在基板表面刻蚀出亚波长柱,构建了一个高数值孔超构透镜,实现了对 NV 色心光致发光的准直与偏振选择,如图 3(d)所示。

二维材料是近年来一个研究热点,常见的二维材料有石墨烯、氮化硼、二硫化钼、二硫化钨等。一些二维材料如六方氮化硼(hBN)等可以作为很好的单光子源,而且这些二维材料容易与超构表面结合。于是,人们将目光转向这一邻域,期望利用超构表面优化二维材料,得到性能优良的单光子源。2017 年, Tran 等^[74]提出了一种将二维材料与周期性金属 NP 阵列集成的混合量子系统。具体来说,该工作确定性地将二维六方氮化硼 2D-hBN 晶体中的单个量子发光体与金或银 NP 阵列耦合。事实上,金属 NP 阵列在 2D-hBN 量子发光体的辐射光谱范围内提供了一个谐振腔,仿真软件模拟显示,在等离子晶格共振时,近电场相对于入射光得到了极

大的增强。图 3(e)显示了 2D-hBN 与金属 NP 阵列耦合后的光致发光光谱、原始 2D-hBN 晶体的发光谱线,以及金属 NP 阵列的透射谱线。可以看到

2D-hBN 量子发光体的辐射峰在 680 nm 附近,耦合后的辐射峰峰值比原本的量子发光体大一倍多,这说明超构表面提高了单光子的发射速率。

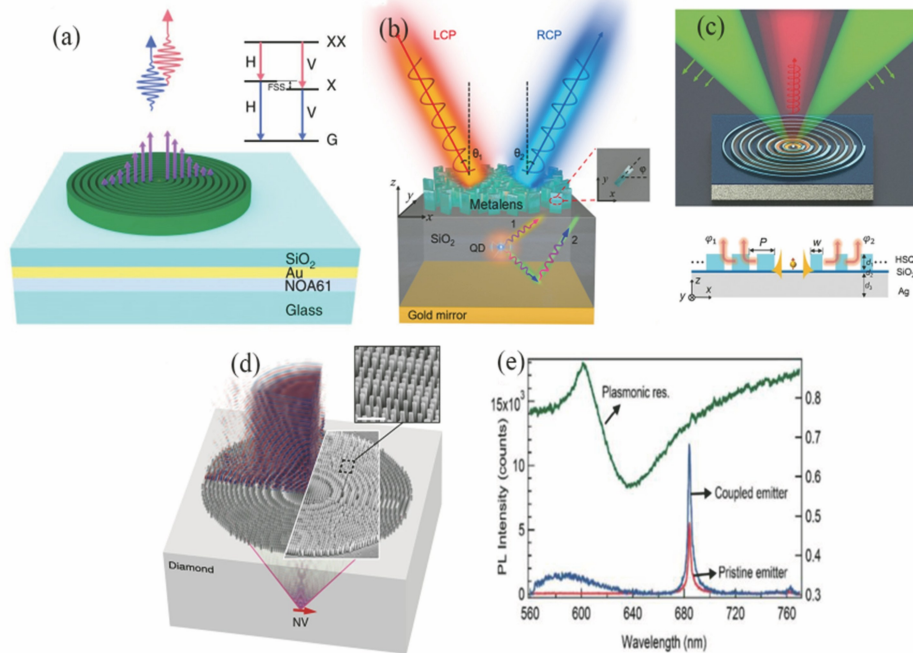


图 3 应用超构表面优化量子光源。(a) CBR-HBR 与量子点结合产生纠缠光子对^[70]; (b) 超构表面将来自两条路径(由 1 和 2 标记)的光子转换为两个圆偏振态相反的光束,两个光束分别沿相对于超构表面法线的角度为 θ_1 和 θ_2 的方向传播^[71]; (c) 量子发光体激发的 SPP 与超构表面耦合产生自旋单光子^[72]; (d) 在单晶金刚石衬底上构建的亚波长柱图案作为高数值孔径超构透镜,用于将 NV 色心光致发光耦合到空气中产生准直光束^[73]; (e) 原始和耦合单光子发射器的光致发光光谱^[74]

Fig. 3 Optimize quantum light sources with metasurfaces. (a) Combining CBR-HBR with quantum dots to produce entangled photon pairs^[70]; (b) metasurface is designed to convert QD emissions from the two paths (labeled by 1 and 2) into two opposite circularly polarized beams that propagate along directions with angles of θ_1 and θ_2 relative to the surface normal of metasurface, respectively^[71]; (c) quantum emitter stimulates SPP to couple with metasurface and produce spin single photons^[72]; (d) subwavelength pillars extending from surface of single-crystal diamond substrate are designed to create high-numerical-aperture metalens for coupling NV-center photoluminescence into collimated beam in air^[73]; (e) photoluminescence spectra of original and coupled single-photon emitters^[74]

在量子光学技术的发展过程中,制备大面积、稳定、可控、大规模的多光子高维量子源具有重要意义。一方面,增加量子源的维度保证了量子通信过程中更强的抗干扰能力和更大的信息容量;另一方面,更高维度的量子源可能揭示更多深藏在自然界的新奇量子物理。此外,与低维量子源相比,高维量子源可以提高量子计算的效率。近年来,研究人员已经实现了与各种自由度相关的高维量子源,如空间模式、能量-时间、极化、路径等^[75]。利用 $N \times N$ 多通道将泵浦光束分成 N 个相干光束,创建路径纠缠量子态^[76]。此外,对齐 N 个非线性晶体并在其中插入螺旋相位板的方法能够通过路径恒等式制备轨道角动量(OAM)纠缠量子态^[77]。基于片上光子

学的相关工作证明了多维集成量子光子平台可以生成、控制和分析高维纠缠量子态,该装置总共由 16 个相同的基于自发四波混频(SFWM)的螺旋波导源和 550 多个光学元件组成,为多维量子技术提供了可靠的实验平台^[78]。与上述方法相比,光学超构表面具有更丰富的相位调控能力并且尺寸更小,为量子光源的小型化、可控化和多功能化提供了全新的自由度。下面主要介绍应用光学超构表面制备高维度多光子纠缠源的相关工作。

光学超构材料为实验人员提供了丰富的操纵自发参量下转换(SPDC)的自由度,包括与纳米基元相关的材料选择、几何形状和旋转角度,其具有制备所需多光子量子态的潜在适用性。据此,利用超构材

料开发产生任意纠缠光子对的通用方法本质上是可行的^[79]。考虑到这一点, Ming 等^[80]从理论上证明, 高维任意量子态可以用精心设计的超构材料来制备。然而, 三维超构材料的诸多缺陷如加工困难、自发参量下转换过程效率低等阻碍了其在量子态制备中的应用。为了解决这个问题, Li 等^[81]创造性地将光学超构表面和非线性晶体结合, 成功构建了高维多光子纠缠源。图 4(a)所示的超构透镜阵列与 II 型硼酸钡非线性晶体 BBO 平行放置, 超构透镜阵列由 10×10 的超构透镜组成, 每个超构透镜都是由刻蚀出的 GaN 纳米柱制成的。泵浦激光入射到超构透镜阵列上并被每一个超构透镜聚焦于 BBO 晶体, 于是 BBO 晶体内形成了 10×10 的焦点阵列, 每个焦点都可以触发 SPDC 过程并以概率方式生成一对光子, 于是整个系统同时触发了 100 个 SPDC 过程。如图 4(b)所示, 电荷耦合电子倍增相机 CCD (EMCCD) 观察到一个 10×10 的 SPDC 光子对阵列, 每个光子的强度几乎相等。在光子源只产生一对光子的情况下, 我们不知道光子是从哪个超构透镜产生的, 因此出射光子量子态是一个 100 维路径编码的空间纠缠态。通过量子态断层扫描 (QST)

方法重构量子态, 该工作已经验证了二维、三维和四维量子态的量子纠缠。除了聚焦泵浦光之外, 超构透镜还能够对其相位进行编码, 进而调制量子态不同项之间的相对相位, 例如在相邻超构透镜之间引入相位差。考虑由两个超构透镜(包括相邻和不相邻的超构透镜)产生的二维 (2D) 光子纠缠态, 最大二维路径纠缠态 $[(|00\rangle + |11\rangle)/\sqrt{2}]$ 的密度矩阵如图 4(c)中①所示。在两个超构透镜之间引入 $\frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}$ 的相位差后, 将得到另外三种 Bell 态, 密度矩阵重构如图 4(c)中②、③、④所示。这意味着可以充分利用超构表面提供的丰富相位控制来制备所需的量子态。进一步地, 该工作还表征了更高维度的量子纠缠态。图 4(d)中圆圈显示了四光子和六光子符合计数对泵浦功率的依赖性, 而理想四光子源和六光子源的符合计数与功率应分别满足二次和三次关系, 如图 4(d)中虚线所示, 这证明了该多光子源的可行性。此外, 该工作还对不同超构透镜产生的光子进行了 Hong-Ou-Mandel (HOM) 干涉以测试其纯度和不可区分性。具体来说, 对于从不同的超

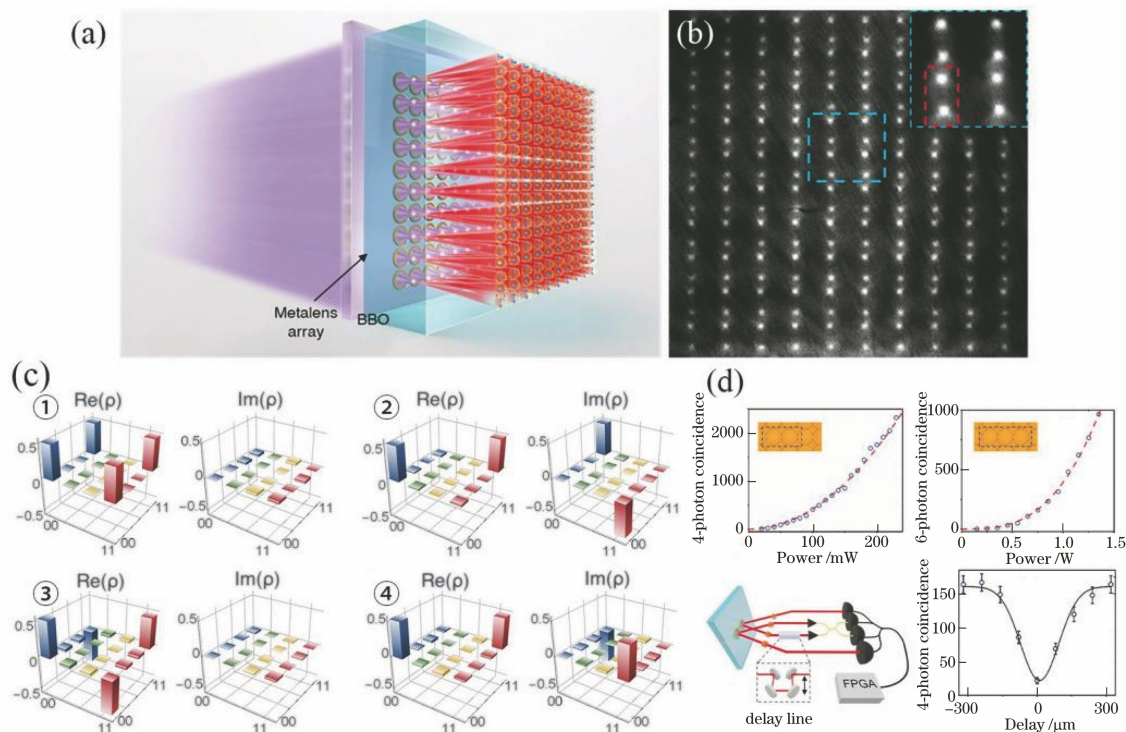


图 4 基于光学超构表面的高维度、多光子纠缠源^[81]。(a)基于超构透镜阵列的高维量子源;(b)用电子倍增 CCD(EMCCD)观察到的 SPDC 光子对阵列;(c)4 种 Bell 态的密度矩阵;(d)四光子和六光子源符合计数与泵浦功率的关系

Fig. 4 High-dimensional multiphoton entanglement source based on optical metasurface^[81]. (a) High-dimensional quantum source based on metalens array; (b) image of SPDC photon pair array recorded by EMCCD; (c) density matrices of four Bell states; (d) four-photon and six-photon coincidences dependence on pump power

构透镜独立产生的两个光子对,每个光子对的一个光子用作触发器,另一个光子在 50:50 光纤分束器上干涉,HOM 倾角能见度为 86.3%。超构表面结构为复杂量子态的产生和控制提供了一条途径,不仅增加了量子系统的维数,还允许对多个光子进行相干控制,从而为片上量子光学的发展提供了一个紧凑而实用的平台。然而,利用光学超构表面的其他自由度来制备理想量子态的工作尚未实现,未来有望实现。

2.3 量子态的测量与操纵

量子光学中,光量子态可能处于纯态也可能处于混态,纯态可以用单一波函数来描述,而混态不能,因此量子力学中引入密度矩阵来表述量子态。例如二维双光子态密度矩阵为一个 4×4 的矩阵,在概率归一化条件下,这个密度矩阵有 15 个未知量。为了完整测量这个量子态,必须将这个光量子态分解到 15 组不同的量子态基进行测量,这就是量子态的重构或量子态层析。利用传统光学表征量子态往往需要大量光学元件并进行多次测量,光路冗长,操作复杂繁琐。为了简化操作和光路,Wang 等^[82]将多个超构表面集成,实现了多光子片上干涉过程以及多光子量子态的测量。如图 5(a)所示,将 $M/2$ 种超构表面组合起来构建一个新的超光栅,每个超构表面都由具有特殊尺寸和方向的介质纳米柱制成。根据几何相位原理,超构表面将特定的椭圆偏振态分离,这是传统光栅无法实现的。每一种超构表面分裂光子的两个正交偏振态,从而导致 M 种偏振态分裂。当 N 个光子量子态在超构表面形成干涉时,光子分裂到不同通道的行为之间存在相关性。然后,通过直接测量来自 M 个输出端口的 N 个光子的相关性,可以重构初始 N 光子态的密度矩阵,提供多光子量子纠缠的完整信息。 M 个输出端口之间光子的相关性可以通过简单的偏振不敏感单光子探测器获得。以双光子态测量为例,双光子态重构需要 15 组正交偏振基,结合三种超构表面可以获得 6 个偏振通道,从 6 个通道中选取两个的组合数恰好是 15。两个双光子量子态密度矩阵的重构图如图 5(b)所示。当光子数较多时,这种方法的优势更加明显,因为它可以显著简化实验装置,降低对探测器数量的要求,大大提高量子态断层扫描的速度和稳定性。然而,该方法属于固有的后选择测量方法,不可避免地以检测效率为代价。

与所有介电超构表面相比,金属超构表面带来了不可避免的损伤,降低了光的相干性,但在某些

情况下,这一缺陷也可以得到应用。例如,Asano 等^[83]利用人工设计的金属超构表面对光吸收的偏振依赖性,滤除非最大纠缠态中的杂质组分,并对量子态进行提纯。此外,与介电超构表面相比,金属超构的导热性更强。通过激光照射可以改变金属超构表面的温度,从而影响超构表面的量子响应^[84],实现对量子态的操纵。

在量子通信技术中,操纵量子态是实现量子逻辑门的必要手段。传统光学可以使用偏振分束器(PBS)、波片等线性光学元件来实现量子态操纵。但是这些方法同样有体块庞大、光路复杂、操作繁琐的缺陷。因此,在量子态调控光路中引入更多功能和高集成度的超构表面显得至关重要。

利用光学超构表面操纵光相位的方法主要有两种:共振相位和几何相位。应用后者,可以通过设计具有特定相位分布的超构表面来产生涡旋光束,使光子携带轨道角动量。2018 年,Stav 等^[85]提出了一种利用几何相位来产生光子轨道自旋角动量纠缠的介质超构表面。如图 5(c)所示,基于几何相位原理,左旋偏振光经超构表面散射后的右旋偏振光部分会附加一个相位,这个相位与纳米柱的转角有关;反之,右旋偏振光通过超构表面后,左旋光会附加一个相位。于是,几何相位可以用于调控自旋反转的入射光与出射光的轨道角动量。通过精心设计超构表面相位分布,SPDC 产生的自旋纠缠光子对透过超构表面后可发生如下转变: $|\sigma_{\pm}\rangle|l\rangle \rightarrow |\sigma_{\mp}\rangle|l \pm \Delta l\rangle$,其中 $|\sigma_{+}\rangle$ 、 $|\sigma_{-}\rangle$ 、 l 和 Δl 分别表示右旋、左旋、入射光子轨道角动量数和出射光子轨道角动量数。例如,具有零 OAM 的水平(H)偏振光可以用自旋态叠加来描述:

$$|H\rangle|l=0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\sigma_{+}\rangle + |\sigma_{-}\rangle)|l=0\rangle, \quad (1)$$

光子态经过超构表面后变为

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\sigma_{+}\rangle|l=-\Delta l\rangle + |\sigma_{-}\rangle|l=\Delta l\rangle), \quad (2)$$

式中: $|H\rangle$ 为光水平偏振态。可见出射光子态的自旋和轨道角动量是纠缠的。图 5(d)显示了单光子自旋和轨道角动量纠缠的 4 种 Bell 态密度矩阵。接下来,该工作还演示了两个光子之间的非局域自旋和 OAM 相关性。让 BBO 晶体产生的纠缠光子对通过超构表面,然后用分束器分光,用单光子计数器测量两束光子的符合计数,如图 5(e)所示。当一束出射光子的自旋角动量为 $|\sigma_{+}\rangle$ 时,另一束光子的轨道角动量数为 1 的概率远大于轨道角动量数为

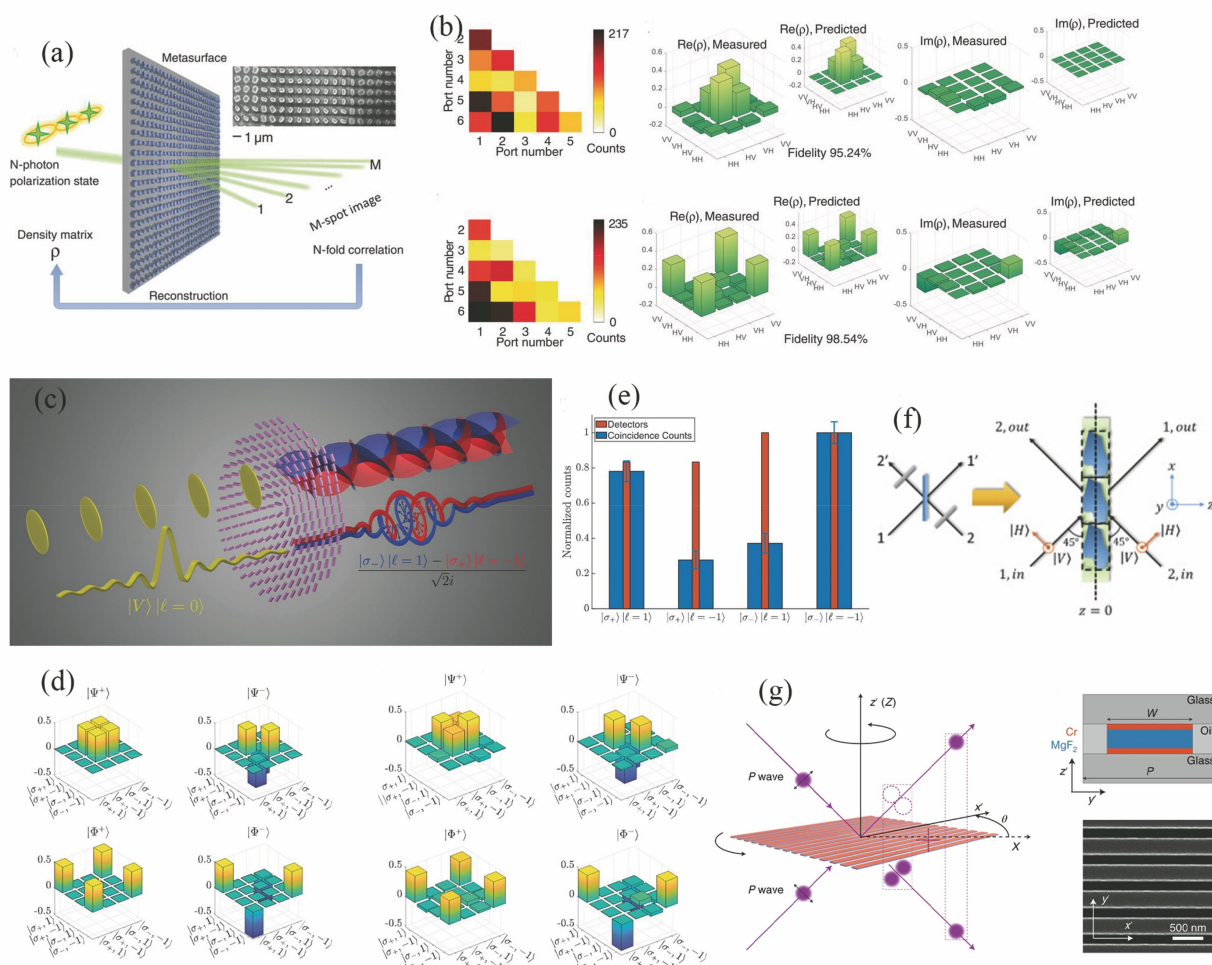


图 5 量子态的测量与操纵。(a)超构表面将 N 光子分解到 M 个偏振态;(b)两个不同双光子态密度矩阵的重构^[82];(c)应用几何相位,入射光发生自旋反转并获得轨道角动量;(d)理论计算得到的每个 Bell 态的密度矩阵;(e)两个光子之间的非局域自旋和 OAM 相关性测量结果^[85];(f)利用超构表面对二维光子态进行任意 $U(2)$ 操作^[86];(g)利用非幺正超构表面实现光子的聚束和反聚束出射^[87]

Fig. 5 Measurement and manipulation of quantum states. (a) Metasurface decomposes input N -photons into M polarization states; (b) reconstruction of two density matrices of dual-photon states^[82]; (c) incident light reverses its spin and gains orbital angular momentum by applying geometric phase; (d) theoretically calculated density matrix of each Bell state; (e) measurement results of non-local spin and OAM correlation between two photons^[85]; (f) metasurface performs arbitrary $U(2)$ operations on two-dimensional photon state^[86]; (g) utilize non-unitary metasurface to realize bunching and anti-bunching of photons^[87]

-1 的概率,这验证了双光子轨道和自旋角动量的非局域纠缠。

量子位运算属于幺正变换,是实现量子计算和信息处理的基础。对于二维光子态,在传统光路中,这种运算是一个任意的 $U(2)$ 操作,需要分束器、移相器和波片的组合来实现。2021 年,Kang 等^[86]利用介电超构表面与入射光之间复杂灵活的相互作用实现了对二维光子态的任意 $U(2)$ 操作。如图 5(f)所示,入射路径 1、2 为光子态的两个维度,逻辑状态 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 对应两个端口。通过设计超构表面微纳单

元的材质与几何尺寸,可以改变其对光的复透射及复反射系数,从而实现对光子态的任意幺正变换。进一步地,通过引入偏振,光子态的维度从二维拓展到四维,该工作证明了超构表面同样可以对双量子位光子态实现 $U(4)$ 变换。虽然这些双量子位操作对于通用量子通信是不可拓展的,但它们可以用于少量子位的量子信息处理。上述超表面可能有助于简化或替换最初由传统光学元件构建的特定量子逻辑门内的一些 $U(4)$ 操作。

双光子干涉是量子信息处理的核心操作,然而

这种干涉受限于光子的玻色性质和传统么正光学器件的相位响应(即折射与反射光之间的 $\pi/2$ 相位差),呈现聚束的出射态。2021 年, Li 等^[87]用非么正的超构表面实现了光子的玻色聚束、费米反聚束和任意光子的出射行为。如图 5(g)所示,设计三层 Cr/Mg₂F/Cr 亚波长宽度的条纹,实现了当入射面与条纹方向的夹角 θ 处在 0 与 $\pi/2$ 时超构表面有不同的特征操作,这导致光子的反聚束与聚束出射, θ 就成为双光子干涉中的一个新自由度。当 θ 改变时,超构表面表现为两个特征操作的叠加。相比于传统光学器件,非么正超构表面允许新自由度 θ 对相位响应的任意调控,从而能够连续操控出射态,丰富量子设备中的干涉操作。

2.4 量子光学的应用

在介绍依赖超构表面的量子光学应用之前,需要记住的一件重要的事情:任何类型光的行为都可以用量子力学来描述,有些量子源只能用量子力学而不能用电动力学来解释,例如压缩态、单光子态或双光子态等。当光强度降低到几个光子时,必须考虑光子的概率行为,以在量子领域实现经典领域中许多难以实现的应用。在经典光学中,光子的吸收受到纳米结构消光光谱的控制。然而,在量子光学范围内,超构表面结合纠缠光子对可显著提高单光子吸收率^[88-90]。单光子由于具有波动性,在空间的分布具有概率性,超构表面对其吸收也有一定限制。如图 6(a)所示,用分束器分离 SPDC 过程产生纠缠光子对,两路光子从正反两个方向入射至金属超构表面。对于单束光子,该超构表面的吸收率为 50%,反射折射率为 50%。然而,两束光子相对入射时,二者干涉形成驻波,在光子干涉相长处波函数的振幅加倍,光子出现的概率也加倍。因此,在干涉相长处,超构表面对光子的吸收率也加倍,达到 100%。同理,概率波干涉相消的地方吸收减弱^[88]。此外,利用光子对之间的非局域相关性,通过对空闲光子量子态的投影测量可以操纵超构表面吸收信号光子的能力^[89],从而明确地控制信号光子的吸收。基于同样的原理,超构表面也可以使得多光子吸收超越经典极限。通常,多光子吸收过程很弱,并且对入射光的振幅具有非线性依赖性,这严重限制了少量光子水平下的多光子吸收。当置于 Sagnac 型干涉仪内部的超构表面位于双光子 NOON 态概率波干涉相长的位置时,其吸收率高达 40%,是线性吸收过程中吸收率的两倍^[90]。

超构表面也可用于量子成像^[91-93]。事实上,利

用经典光和量子光源都可以实现鬼成像,即通过对未与物体发生相互作用的光子进行测量可以获得测量物体的信息。利用经典光进行鬼成像的原理是基于光源的强度涨落关联。而量子光源进行鬼成像是基于纠缠光子对在空间、动量、时间和偏振等自由度的强关联特性。相对而言,基于量子光源的鬼成像能够实现更高的分辨率和更大的信噪比^[94]。此外,利用纠缠光子对的自由度之间的强关联,还可以实现一个光子状态对另一个光子状态的远程操控。超构表面丰富的相位调控能力使其可以对任意一组正交偏振基矢实现任意独立的信息编码。例如,2019 年, Altuzarra 等^[91]结合超构表面的偏振复用功能以及量子光源的偏振纠缠特性,实现了量子成像的远程操控。如图 6(b)所示,在超构表面上编码两种偏振依赖的图案,并将其置于信号(signal)光子这一路(后接 iCCD 成像),当对闲置(idle)光子(后接 SAPD)进行偏振投影测量时,投影测量的偏振基矢决定了 iCCD 上面显示的图案。当纠缠光子对的纠缠度下降时,图案的对比度明显降低[图 6(c)]。此外,超构表面还可以用于边缘成像的远程操控,如图 6(d)所示, Zhou 等^[95]利用超构表面的偏振依赖特性,在动量空间使得 signal 这一路不同偏振的光子获得不同的横向动量,再次进行成像时,图案中主体部分为线偏振光,左右边缘分别为左旋、右旋偏振光,最后在 iCCD 前面放置一个偏振分束器,目的是只允许水平偏振光通过。当在 idle 这一路进行投影测量时,选择不同的偏振基矢可以对 signal 路中图案的主体或者边缘部分进行符合测量,由此显现不同的图案。利用量子光源的纠缠特性进行边缘成像可以获得更高的信噪比。

光学超构表面在量子传感和量子探测中也有很多应用^[96-97]。如图 6(e)所示,以正交线偏振纠缠光子对 $|l_H\rangle|l_V\rangle$ 入射超构表面。如果以圆偏振基为基底,其量子态可以表示为 $-\frac{i}{2}(|2_L\rangle|0\rangle - |2_R\rangle|0\rangle)$, 其中 $|2_L\rangle|0\rangle$ 表示两个光子均处于左旋偏振状态, $|2_R\rangle|0\rangle$ 表示两个光子均处于右旋偏振状态,这是一个双光子 NOON 状态。超构表面上编码了偏振依赖的几何相位,因此,左、右旋偏振光子被辐射到不同的方向,然后光子对在空间上纠缠和解开(取决于光子对穿过超构表面的次数),该过程是可逆的。基于这一原理,Georgi 等构建了一个以超构表面为主体的干涉仪(MBI),该系统稳定、集成度高。通过在一条光路中倾斜放置 130 μm 厚的玻璃板可以改变

两条光路之间的相位差。已经证明,单个探测器的计数不随引入相位的变化而变化,但符合计数随相位差的变化而振荡,这充分证实了通过超构表面的纠缠光子对仍然具有良好的相干性。当两个输入光子之间的时间延迟增加时,来自 MBI 的干涉条纹的可见性降低,符合计数也随之降低。同时照射在超构表面上的两个光子,可以获得 $86.8\% \pm 1.1\%$ 的量子 HOM 干涉可见度,该系统可用于量子传感和探测。此外,超构表面还可以用于进行量子弱测量。量子弱测量是用弱作用量与量子态耦合、然后测量弱作用体系,进而获得原量子态信息的方法。量子

弱测量不会使原量子态坍塌,可用于波函数测量和弱信号放大^[98-99]。在光子系统中,在超构表面上编码偏振依赖的相位响应,当相位梯度被设计得很小时,可以实现对光子偏振态的弱测量^[97]。量子弱测量一般包括三个阶段:1) 准备一个初始状态为 $|\psi_i\rangle$ 的被测系统;2) 用探测器引入可观测量 \hat{A} 与体系弱耦合;3) 选择该系统的最终状态 $|\psi_f\rangle$ 。在测量过程中,引入弱耦合并保持被测系统几乎不受干扰是至关重要的。在这里,可以通过调整介电超构表面结构单元的形状和尺寸来获得所需的耦合强度。

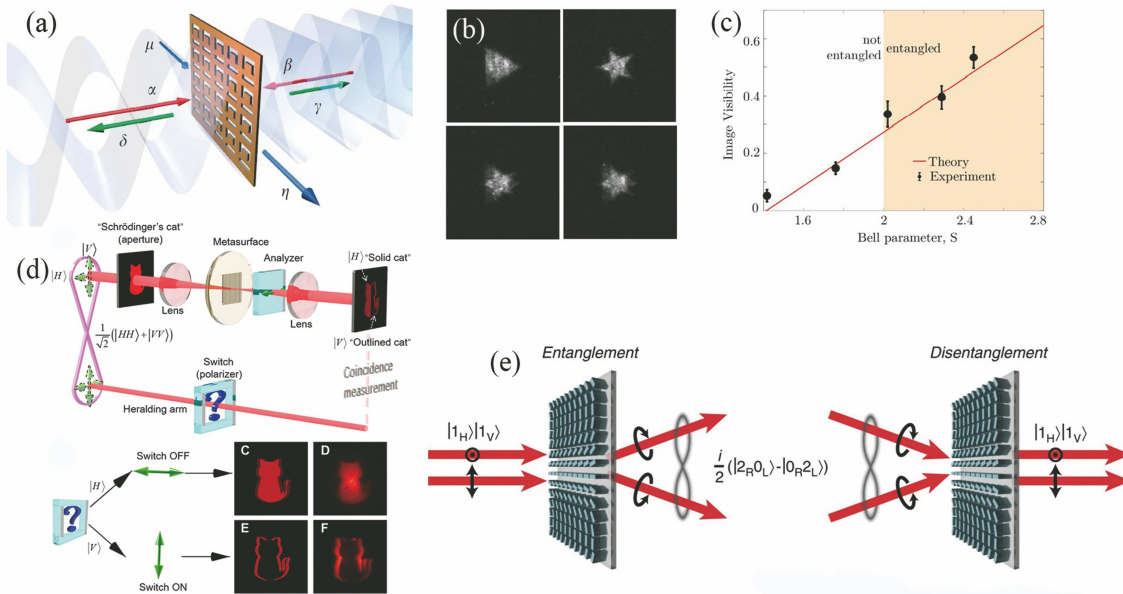


图 6 量子光学与超构表面相结合的应用。(a)将金属超构表面的损失和量子干涉相结合来突破经典吸收极限^[88];(b)结合使用超构表面的偏振复用功能以及量子光源的偏振纠缠特性,实现量子成像的远程操控;(c)当纠缠光子对的纠缠度下降时,图案的对比度明显降低^[91];(d)超构表面用于边缘成像的远程操控^[95];(e)超构表面分裂 NOON 态左旋和右旋偏振的光子^[96]

Fig. 6 Application of quantum optics combined with metasurfaces. (a) Combining loss of metal metasurface with quantum interference to break classical absorption limit^[88]; (b) combining the polarization multiplexing function of metasurface and polarization entanglement characteristics of quantum light source to realize remote control of quantum imaging; (c) when entanglement degree of entangled photon pair decreases, contrast of pattern decreases obviously^[91]; (d) metamaterial surfaces for remote manipulation of edge imaging^[95]; (e) metamaterial surface splits left-handed and right-polarized photons of NOON state^[96]

2.5 量子发光体的量子真空调控

通过改变量子发光体的外部电磁场环境,可以调控其辐射行为。超构表面作为由微纳单元组成的二维结构,不仅可以改变量子发光体所在位置附近的局域态密度,还可以对单个量子发光体能级间的相互作用以及多个量子发光体的相互作用进行调制。从经典光学的角度来解释,量子发光体与光场的相互作用可以用电偶极矩与电场的相互作用来描

述;从量子光学的角度来解释,超构表面改变了量子发光体所在位置附近的量子真空涨落,进而调控其辐射行为。量子真空具有各向同性,但超构表面的存在却可以打破这种量子真空电磁环境的各向同性。各向异性的量子真空(AQV)为控制量子光学、凝聚态物理学中的光-物质相互作用开辟了新途径。在这一方面,Jha 等^[100-102]进行了系统全面的研究工作。图 7 为量子发光体的量子真空

调控。如图 7(a)所示,在具有偏振依赖特性的超构表面的上方焦点处放置一个由三能级原子构成的量子发光体。体系的各向异性表现为具有跃迁偶极矩(沿 x 方向或 y 方向)的三能级量子发光体的衰减率与角度有关。在均匀的各向同性量子真空中,该偶极子的衰减是各向同性的(虚线),即与方向 φ 无关,但在超构表面存在的情况下,衰减是各向异性的(实线)。这种各向异性在多级量子发光体的衰变通道中引发量子干涉。超构表面具有偏振依赖的响应。图 7(c)绘制了距离超构表面 $3.7 \mu\text{m}$ 处作为光源的偶极子的空间强度分布。超构表面的偏振依赖响应如图 7(b)所示,其中 x

方向的偏振光被反射回源,而 y, z 方向的偏振光发生散焦。图 7(d)和 7(e)显示了 x 方向和 y 方向点偶极子源的反射场强度分布。该模型的理论结果如图 7(f)所示,图中绘制了激发态 $|a_{1,2}\rangle$ 的布居数作为归一化时间的函数。在没有物理边界的各向同性量子真空中,激发态 $|a_1\rangle$ 的布居数呈指数衰减,而激发态 $|a_2\rangle$ 的布居数总体保持为零。另一方面,当三能级原子位于超构表面的焦点时,它会经历各向异性量子真空,在衰变通道 $|a_{1,2}\rangle \rightarrow |b\rangle$ 之间引起量子干涉。随后,激发态 $|a_1\rangle$ 的衰减被抑制,非零布居数从 $|a_1\rangle$ 转移到 $|a_2\rangle$ (实线)。这是因为光学超构表面的存在解除了非正交跃迁的严格要求。

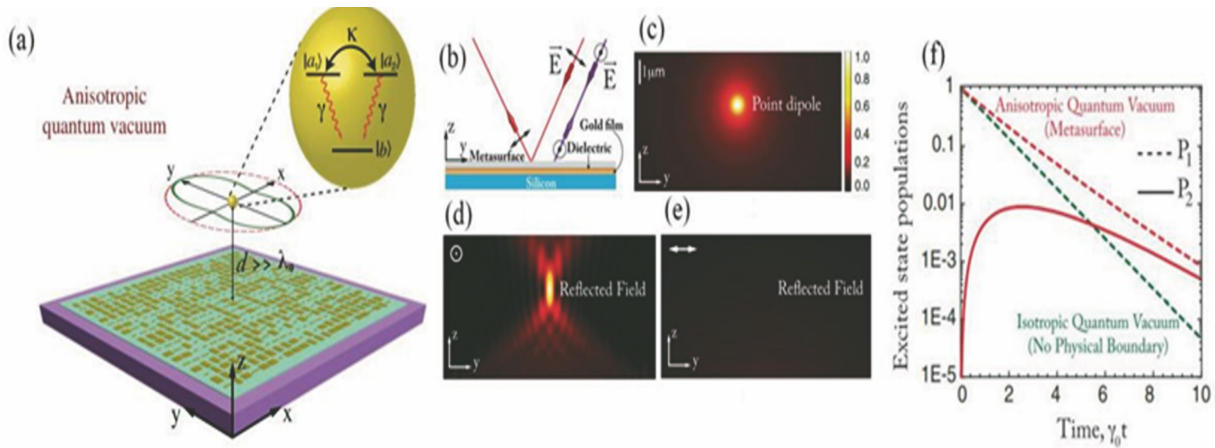


图 7 量子发光体的量子真空调控^[102]。(a)超构表面破坏量子发光体的量子真空对称性,并在多级量子发光体的衰变通道中引发量子干涉;(b)超构表面的偏振依赖响应;(c)偶极子源的模拟场强分布;(d) y 偶极子的模拟反射场强度分布;(e) x 偶极子的模拟反射场强度分布;(f)量子发光体两激发态占据数与时间的关系

Fig. 7 Quantum vacuum engineering of quantum emitter^[102]. (a) Metasurface destroys quantum vacuum symmetry of quantum emitter, which induces quantum interference in decay channel of multi-level quantum emitter; (b) polarization-dependent response of metasurface; (c) simulated field intensity distribution of dipole source; (d) simulated reflection field intensity distribution of y dipole; (e) simulated reflection field intensity distribution of x dipole; (f) relationship between population of two excited states of quantum emitter and time

单层过渡金属二硫化物由于其所在平面的反演对称性破缺,能量简并的激子位于不同能谷但所需要的光的偏振态不同。因此,在各向同性的自由空间中,不同能谷的能量简并激子不能保持长时间相干。超构表面的偏振依赖特性可以打破激子所在位置真空场的对称性,使得不同能谷间的激子耦合效率提高。具体而言,当超构表面存在时,过渡金属二硫化物单层布里渊区 K 点激子辐射的光经过超构表面被高效地反射并聚焦,光子的自旋偏振态发生手性改变,因此可以激发过渡金属二硫化物的单层布里渊区 K' 点的激子,效率最高可以达到 47%。这是在没有外场激发下实现的自发能谷间激子

相干^[102]。

对于单一量子发光体不同能级间的干涉,能级的寿命越长,相干时间越长。为了实现不同能级间长时间的相干,能级结构尤为重要。激发态能级比基态能级的寿命短,因此 Λ 型量子发光体(一个激发态能级,两个基态能级)与 V 型量子发光体(两个激发态能级,一个基态能级)相比,能够保持更长的相干时间^[103]。此外,当超构表面完全各向异性时,调整量子发光体的量子化轴线会导致最初被泵入相反螺旋状态的量子发光体在时间动力学和光谱特性方面产生可观的差异,这来源于量子发光体的多个衰变通道的量子干涉^[104]。

3 结论与展望

总结了在量子光学中应用超构表面的最新工作。首先介绍了一些与量子等离子体相关的研究。新的量子现象,如量子纠缠、量子隧穿和量子自干涉已被证明,尽管金属纳米结构固有的内在损耗和退相干仍然存在。回顾应用超构表面制备量子源的相关工作,高维、多光子量子源是通过路径自由度进行编码的。显然,实际应用中仅产生路径纠缠光子对是不够的,需要远距离分布量子态并实现信息处理。目前首选的方法是使用多芯光纤,但这种方法很难稳定不同通道之间的相位差。研究也证明模式分类器可以作为量子界面将路径纠缠转换为轨道角动量(OAM)纠缠。然而,携带 OMA 的光仍然无法在自由空间或光纤链路中远距离传播,因此有必要将信息转换到其他对环境噪声更加鲁棒和稳定的自由度。讨论了借助超构表面测量和操纵量子态的最新技术。利用超构表面强大的光场调控能力,人们实现了对量子态的灵活控制。设计超构表面,其光束分裂的功能可以提高量子态断层扫描的速度和稳定性。然而,为了规避高维量子态断层扫描的复杂性,需设计超构表面以将多个非相干输出光束组合成一个,这仍然具有挑战性。此外,已经有工作表明超构表面还可以为量子成像、量子传感、量子测量和其他一些应用提供独特的机会。有趣的是,虽然金属超构表面的内在损耗不利于光子的相干性,但可以利用这种缺陷来增强和控制光子的吸收。最后回顾了超构表面和量子发光体之间相互作用的相关研究工作,通过改变量子发光体周围的量子真空操纵辐射行为。

与其他线性光学元件相比,超构表面具有更丰富的光相位调控能力和更小的尺度,这使得超构表面适用于高度集成的量子光学系统。通过超构表面将经典域中丰富的光场操作功能移植到量子域是在量子光学中设计光学超构表面的通用方法。这尽管已经取得了巨大的进步,但超构表面在量子光学方面的潜力尚未得到充分利用,一些问题和挑战仍有待解决,例如:可以运用嵌入在超构表面中的相位编码能力进行超密集编码和量子通信。对于量子态操纵,还可以通过对超构表面的电控制来制备所需的量子态,这对量子通信和信息的发展有很大影响。除此之外,更有吸引力的工作是认知新的物理现象,通过传统的光学元件发现新物理现象可能是一项艰巨的任务,而光学超构表面却可以使实验和测量更

加简单方便,为研究量子光学提供了一个全新的、非常有前景的平台。

参 考 文 献

- [1] Wang S M, Liu H, Zhu S N. The quantum optical effects of metamaterial [J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 2014, 31(4): 419-427.
王激明, 刘辉, 祝世宁. 超构材料的量子光学效应 [J]. 量子电子学报, 2014, 31(4): 419-427.
- [2] Shalaev V M. Optical negative-index metamaterials [J]. Nature Photonics, 2007, 1(1): 41-48.
- [3] Liu Z W, Lee H, Xiong Y, et al. Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited objects [J]. Science, 2007, 315(5819): 1686.
- [4] Jacob Z, Alekseyev L V, Narimanov E. Optical hyperlens: far-field imaging beyond the diffraction limit [J]. Optics Express, 2006, 14(18): 8247-8256.
- [5] Cai W S, Chettiar U K, Kildishev A V, et al. Optical cloaking with metamaterials [J]. Nature Photonics, 2007, 1(4): 224-227.
- [6] Smolyaninov I I, Smolyaninova V N, Kildishev A V, et al. Anisotropic metamaterials emulated by tapered waveguides: application to optical cloaking [J]. Physical Review Letters, 2009, 102(21): 213901.
- [7] Yu N, 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.
- [8] Li X, Ma X L, Luo X G. Principles and applications of metasurfaces with phase modulation [J]. Opto-Electronic Engineering, 2017, 44(3): 255-275, 376.
李雄, 马晓亮, 罗先刚. 超表面相位调控原理及应用 [J]. 光电工程, 2017, 44(3): 255-275, 376.
- [9] Bomzon Z, Biener G, Kleiner V, et al. Space-variant Pancharatnam-Berry phase optical elements with computer-generated subwavelength gratings [J]. Optics Letters, 2002, 27(13): 1141-1143.
- [10] Zayats A V, Smolyaninov I I, Maradudin A A. Nano-optics of surface plasmon polaritons [J]. Physics Reports, 2005, 408(3/4): 131-314.
- [11] Kim S, Jin J, Kim Y J, et al. High-harmonic generation by resonant plasmon field enhancement [J]. Nature, 2008, 453(7196): 757-760.
- [12] Lee J, Tymchenko M, Argyropoulos C, et al. Giant nonlinear response from plasmonic metasurfaces coupled to intersubband transitions [J]. Nature, 2014, 511(7507): 65-69.

- [13] Bouhelier A, Beversluis M, Hartschuh A, et al. Near-field second-harmonic generation induced by local field enhancement [J]. *Physical Review Letters*, 2003, 90: 013903.
- [14] Kim E M, Elovikov S S, Murzina T V, et al. Surface-enhanced optical third-harmonic generation in Ag island films [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(22): 227402.
- [15] Kinkhabwala A, Yu Z F, Fan S H, et al. Large single-molecule fluorescence enhancements produced by a bow tie nanoantenna [J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(11): 654-657.
- [16] Renger J, Quidant R, van Hulst N, et al. Surface-enhanced nonlinear four-wave mixing [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(4): 046803.
- [17] Park I Y, Kim S, Choi J, et al. Plasmonic generation of ultrashort extreme-ultraviolet light pulses [J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(11): 677-681.
- [18] Siviš M, Duwe M, Abel B, et al. Extreme-ultraviolet light generation in plasmonic nanostructures [J]. *Nature Physics*, 2013, 9(5): 304-309.
- [19] Aouani H, Rahmani M, Navarro-Cia M, et al. Third-harmonic-upconversion enhancement from a single semiconductor nanoparticle coupled to a plasmonic antenna [J]. *Nature Nanotechnology*, 2014, 9(4): 290-294.
- [20] Zhu W Q, Crozier K B. Quantum mechanical limit to plasmonic enhancement as observed by surface-enhanced Raman scattering [J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 5228.
- [21] Han S, Kim H, Kim Y W, et al. High-harmonic generation by field enhanced femtosecond pulses in metal-sapphire nanostructure [J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 13105.
- [22] Zhong J H, Vogelsang J, Yi J M, et al. Nonlinear plasmon-exciton coupling enhances sum-frequency generation from a hybrid metal/semiconductor nanostructure [J]. *Nature Communications*, 2020, 11: 1464.
- [23] Kuznetsov A I, Miroshnichenko A E, Brongersma M L, et al. Optically resonant dielectric nanostructures [J]. *Science*, 2016, 354(6314): aag2472.
- [24] Zhang X Y, Cao Q T, Wang Z, et al. Symmetry-breaking-induced nonlinear optics at a microcavity surface [J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(1): 21-24.
- [25] Miroshnichenko A E, Evlyukhin A B, Yu Y F, et al. Nonradiating anapole modes in dielectric nanoparticles [J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 8069.
- [26] Grinblat G, Li Y, Nielsen M P, et al. Enhanced third harmonic generation in single germanium nanodisks excited at the anapole mode [J]. *Nano Letters*, 2016, 16(7): 4635-4640.
- [27] Carletti L, Koshelev K, de Angelis C, et al. Giant nonlinear response at the nanoscale driven by bound states in the continuum [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(3): 033903.
- [28] Liu Z J, Xu Y, Lin Y, et al. High-Q quasibound states in the continuum for nonlinear metasurfaces [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(25): 253901.
- [29] Yang Y, Wang W, Boulesbaa A, et al. Nonlinear Fano-resonant dielectric metasurfaces [J]. *Nano Letters*, 2015, 15(11): 7388-7393.
- [30] Carletti L, Locatelli A, Stepanenko O, et al. Enhanced second-harmonic generation from magnetic resonance in AlGaAs nanoantennas [J]. *Optics Express*, 2015, 23(20): 26544-26550.
- [31] Shcherbakov M R, Neshev D N, Hopkins B, et al. Enhanced third-harmonic generation in silicon nanoparticles driven by magnetic response [J]. *Nano Letters*, 2014, 14(11): 6488-6492.
- [32] Kruk S, Poddubny A, Smirnova D, et al. Nonlinear light generation in topological nanostructures [J]. *Nature Nanotechnology*, 2019, 14(2): 126-130.
- [33] Smirnova D, Kruk S, Leykam D, et al. Third-harmonic generation in photonic topological metasurfaces [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(10): 103901.
- [34] 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.
- [35] Zheng G, Mühlenbernd H, Kenney M, et al. Metasurface holograms reaching 80% efficiency [J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(4): 308-312.
- [36] Sun S, Zhou Z, Zhang C, et al. All-dielectric full-color printing with TiO₂ metasurfaces [J]. *ACS Nano*, 2017, 11(5): 4445-4452.
- [37] Wang S, Wu P C, Su V C, et al. A broadband achromatic metalens in the visible [J]. *Nature Nanotechnology*, 2018, 13(3): 227-232.
- [38] Cerf N J, Bourennane M, Karlsson A, et al. Security of quantum key distribution using d-level systems [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(12): 127902.
- [39] Gisin N, Ribordy G, Tittel W, et al. Quantum cryptography [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2002, 74(1): 145-195.

- [40] Gisin N, Thew R. Quantum communication [J]. *Nature Photonics*, 2007, 1(3): 165-171.
- [41] Scarani V, Bechmann-Pasquinucci H, Cerf N J, et al. The security of practical quantum key distribution[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2009, 81(3): 1301-1350.
- [42] Lo H K, Curty M, Tamaki K. Secure quantum key distribution[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(8): 595-604.
- [43] Wang X L, Cai X D, Su Z E, et al. Quantum teleportation of multiple degrees of freedom of a single photon[J]. *Nature*, 2015, 518(7540): 516-519.
- [44] Knill E, Laflamme R, Milburn G J. A scheme for efficient quantum computation with linear optics[J]. *Nature*, 2001, 409(6816): 46-52.
- [45] O'Brien J L. Optical quantum computing [J]. *Science*, 2007, 318(5856): 1567-1570.
- [46] Lanyon B P, Barbieri M, Almeida M P, et al. Simplifying quantum logic using higher-dimensional Hilbert spaces [J]. *Nature Physics*, 2009, 5(2): 134-140.
- [47] Neeley M, Ansmann M, Bialczak R C, et al. Emulation of a quantum spin with a superconducting phase qudit[J]. *Science*, 2009, 325(5941): 722-725.
- [48] Kaltenbaek R, Lavoie J, Zeng B, et al. Optical one-way quantum computing with a simulated valence-bond solid[J]. *Nature Physics*, 2010, 6(11): 850-854.
- [49] Aspuru-Guzik A, Walther P. Photonic quantum simulators[J]. *Nature Physics*, 2012, 8(4): 285-291.
- [50] Georgescu I M, Ashhab S, Nori F. Quantum simulation[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2014, 86(1): 153-185.
- [51] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L. Advances in quantum metrology[J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(4): 222-229.
- [52] Pirandola S, Bardhan B R, Gehring T, et al. Advances in photonic quantum sensing [J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(12): 724-733.
- [53] Dai H, Shen Q, Wang C Z, et al. Towards satellite-based quantum-secure time transfer [J]. *Nature Physics*, 2020, 16(8): 848-852.
- [54] Arute F, Arya K, Babbush R, et al. Quantum supremacy using a programmable superconducting processor[J]. *Nature*, 2019, 574(7779): 505-510.
- [55] Zhong H S, Wang H, Deng Y H, et al. Quantum computational advantage using photons[J]. *Science*, 2020, 370(6523): 1460-1463.
- [56] You J Q, Nori F. Atomic physics and quantum optics using superconducting circuits [J]. *Nature*, 2011, 474(7353): 589-597.
- [57] Diehl S, Micheli A, Kantian A, et al. Quantum states and phases in driven open quantum systems with cold atoms[J]. *Nature Physics*, 2008, 4(11): 878-883.
- [58] Leibfried D, Blatt R, Monroe C, et al. Quantum dynamics of single trapped ions [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2003, 75(1): 281.
- [59] Heeres R W, Kouwenhoven L P, Zwiller V. Quantum interference in plasmonic circuits [J]. *Nature Nanotechnology*, 2013, 8(10): 719-722.
- [60] Fakonas J S, Lee H, Kelaita Y A, et al. Two-plasmon quantum interference [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(4): 317-320.
- [61] Altwischer E, van Exter M P, Woerdman J P. Plasmon-assisted transmission of entangled photons [J]. *Nature*, 2002, 418(6895): 304-306.
- [62] Moreno E, Garcia-Vidal F J, Erni D, et al. Theory of plasmon-assisted transmission of entangled photons [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(23): 236801.
- [63] Fasel S, Robin F, Moreno E, et al. Energy-time entanglement preservation in plasmon-assisted light transmission[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(11): 110501.
- [64] Huck A, Smolka S, Lodahl P, et al. Demonstration of quadrature-squeezed surface plasmons in a gold waveguide[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(24): 246802.
- [65] Tan S F, Wu L, Yang J K, et al. Quantum plasmon resonances controlled by molecular tunnel junctions [J]. *Science*, 2014, 343(6178): 1496-1499.
- [66] Kolesov R, Grotz B, Balasubramanian G, et al. Wave-particle duality of single surface plasmon polaritons[J]. *Nature Physics*, 2009, 5(7): 470-474.
- [67] Dheur M C, Devaux E, Ebbesen T W, et al. Single-plasmon interferences[J]. *Science Advances*, 2016, 2(3): e1501574.
- [68] Li J J, Zheng X B, Feng Y. Recent progress of single-photon sources and single-photon detectors [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2006, 23(6): 766-771.
李健军, 郑小兵, 冯渝. 单光子源和单光子探测器研究进展[J]. *量子电子学报*, 2006, 23(6): 766-771.
- [69] Jun Y C, Huang K C Y, Brongersma M L. Plasmonic beaming and active control over

- fluorescent emission [J]. *Nature Communications*, 2011, 2: 283.
- [70] Liu J, Su R, Wei Y, et al. A solid-state source of strongly entangled photon pairs with high brightness and indistinguishability [J]. *Nature Nanotechnology*, 2019, 14(6): 586-593.
- [71] Bao Y J, Lin Q L, Su R B, et al. On-demand spin-state manipulation of single-photon emission from quantum dot integrated with metasurface [J]. *Science Advances*, 2020, 6(31): eaba8761.
- [72] Kan Y, Andersen S K H, Ding F, et al. Metasurface-enabled generation of circularly polarized single photons [J]. *Advanced Materials*, 2020, 32(16): e1907832.
- [73] Huang T Y, Grote R R, Mann S A, et al. A monolithic immersion metalens for imaging solid-state quantum emitters [J]. *Nature Communications*, 2019, 10: 2392.
- [74] Tran T T, Wang D Q, Xu Z Q, et al. Deterministic coupling of quantum emitters in 2D materials to plasmonic nanocavity arrays [J]. *Nano Letters*, 2017, 17(4): 2634-2639.
- [75] Erhard M, Krenn M, Zeilinger A. Advances in high-dimensional quantum entanglement [J]. *Nature Reviews Physics*, 2020, 2(7): 365-381.
- [76] Reck M, Zeilinger A, Bernstein H J, et al. Experimental realization of any discrete unitary operator [J]. *Physical Review Letters*, 1994, 73(1): 58-61.
- [77] Krenn M, Hochrainer A, Lahiri M, et al. Entanglement by path identity [J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(8): 080401.
- [78] Wang J W, Paesani S, Ding Y H, et al. Multidimensional quantum entanglement with large-scale integrated optics [J]. *Science*, 2018, 360(6386): 285-291.
- [79] Siomau M, Kamli A A, Moiseev S A, et al. Entanglement creation with negative index metamaterials [J]. *Physical Review A*, 2012, 85(5): 050303.
- [80] Ming Y, Zhang W, Tang J, et al. Photonic entanglement based on nonlinear metamaterials [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2020, 14(5): 1900146.
- [81] Li L, Liu Z X, Ren X F, et al. Metalens-array-based high-dimensional and multiphoton quantum source [J]. *Science*, 2020, 368(6498): 1487-1490.
- [82] Wang K, Titchener J G, Kruk S S, et al. Quantum metasurface for multiphoton interference and state reconstruction [J]. *Science*, 2018, 361(6407): 1104-1108.
- [83] Asano M, Bechu M, Tame M, et al. Distillation of photon entanglement using a plasmonic metamaterial [J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 18313.
- [84] Urii S A, Tashima T, Zhang X, et al. Active control of a plasmonic metamaterial for quantum state engineering [J]. *Physical Review A*, 2018, 97(5): 053810.
- [85] Stav T, Faerman A, Maguid E, et al. Quantum entanglement of the spin and orbital angular momentum of photons using metamaterials [J]. *Science*, 2018, 361(6407): 1101-1104.
- [86] Kang M, Lau K M, Yung T K, et al. Tailor-made unitary operations using dielectric metasurfaces [J]. *Optics Express*, 2021, 29(4): 5677-5686.
- [87] Li Q W, Bao W, Nie Z Y, et al. A non-unitary metasurface enables continuous control of quantum photon-photon interactions from bosonic to fermionic [J]. *Nature Photonics*, 2021, 15(4): 267-271.
- [88] Roger T, Vezzoli S, Bolduc E, et al. Coherent perfect absorption in deeply subwavelength films in the single-photon regime [J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 7031.
- [89] Altuzarra C, Vezzoli S, Valente J, et al. Coherent perfect absorption in metamaterials with entangled photons [J]. *ACS Photonics*, 2017, 4(9): 2124-2128.
- [90] Lyons A, Oren D, Roger T, et al. Coherent metamaterial absorption of two-photon states with 40% efficiency [J]. *Physical Review A*, 2019, 99: 011801.
- [91] Altuzarra C, Lyons A, Yuan G H, et al. Imaging of polarization-sensitive metasurfaces with quantum entanglement [J]. *Physical Review A*, 2019, 99(2): 020101.
- [92] Lemos G B, Borish V, Cole G D, et al. Quantum imaging with undetected photons [J]. *Nature*, 2014, 512(7515): 409-412.
- [93] Pittman T B, Shih Y H, Strekalov D V, et al. Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement [J]. *Physical Review A*, 1995, 52(5): R3429.
- [94] Tsang M. Quantum imaging beyond the diffraction limit by optical centroid measurements [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(25): 253601.
- [95] Zhou J X, Liu S K, Qian H L, et al. Metasurface enabled quantum edge detection [J]. *Science Advances*, 2020, 6(51): eabc4385.
- [96] Georgi P, Massaro M, Luo K H, et al. Metasurface interferometry toward quantum sensors [J]. *Light*:

- Science & Applications, 2019, 8: 70.
- [97] Chen S Z, Zhou X X, Mi C Q, et al. Dielectric metasurfaces for quantum weak measurements [J]. Applied Physics Letters, 2017, 110(16): 161115.
- [98] Lundeen J S, Sutherland B, Patel A, et al. Direct measurement of the quantum wavefunction [J]. Nature, 2011, 474(7350): 188-191.
- [99] Hosten O, Kwiat P. Observation of the spin Hall effect of light via weak measurements [J]. Science, 2008, 319(5864): 787-790.
- [100] Jha P K, Shitrit N, Ren X X, et al. Spontaneous exciton valley coherence in transition metal dichalcogenide monolayers interfaced with an anisotropic metasurface [J]. Physical Review Letters, 2018, 121(11): 116102.
- [101] Jha P K, Shitrit N, Kim J, et al. Metasurface-mediated quantum entanglement [J]. ACS Photonics, 2018, 5(3): 971-976.
- [102] Jha P K, Ni X J, Wu C, et al. Metasurface-enabled remote quantum interference [J]. Physical Review Letters, 2015, 115(2): 025501.
- [103] Lassalle E, Lalanne P, Aljunid S, et al. Long-lifetime coherence in a quantum emitter induced by a metasurface [J]. Physical Review A, 2020, 101: 013837.
- [104] Kornovan D, Petrov M, Iorsh I. Noninverse dynamics of a quantum emitter coupled to a fully anisotropic environment [J]. Physical Review A, 2019, 100(3): 033840.