

光学自旋角动量的调控机理及研究进展(特邀)

苟新鑫¹, 李松泽¹, 石鹏¹, 袁小聪^{1,2*}¹深圳大学射频频异质异构集成全国重点实验室, 微纳光电子学研究院纳米光子学研究中心, 广东 深圳 518060;²之江实验室智能感知研究院, 浙江 杭州 311100

摘要 自旋角动量是基本粒子和场的一个基本的动力学物理量,它在光与物质相互作用中扮演着极其重要的角色。在光学研究中,光的自旋角动量与圆极化密切相关,通过研究光学自旋与物质或结构的相互作用产生了许多新颖有趣的光学现象和光学应用,并诞生了自旋光学这一新兴学科。过去的研究中,研究人员主要聚焦在与平均波矢方向平行的纵向光学自旋。近年来,科研人员通过研究限制场如聚焦波、导波和倏逝波等的自旋轨道耦合性质,发现了一类新型的光学自旋,这类自旋与平均波矢方向垂直,因此被称为光学横向自旋。横向自旋具有自旋动量绑定的性质,一经发现便受到研究人员的广泛关注。横向自旋的发现拓展了光学自旋轨道相互作用的内容,并在光学操纵、光学精密检测、手性量子光学和光学自旋拓扑态等领域具有广阔的应用前景。本文从理论、实验技术和应用3个方面详细介绍自旋光学的最新进展。自旋光学的理论概念和框架可为研究人员进一步开拓基于光学自旋在光学成像、光学探测、光通信和量子技术等领域的应用发挥巨大的作用,同时也可拓展到一般经典波场,比如流体波、声波和引力波等。

关键词 物理光学; 自旋角动量; 自旋动量绑定; 自旋轨道耦合; 光学微分计算; 光学探测; 横向光学力

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS231986

1 引言

自旋角动量作为基本粒子和波场的一种基本动力学物理量,在凝聚态物理、粒子物理以及核物理等领域中具有重大的基础研究意义,并产生了核磁共振、巨磁阻效应、电子自旋共振、自旋转移矩等^[1-6]多项应用。在这些领域的研究中,研究人员不仅关注自旋角动量的基本性质,还在不同条件下寻求对其更精确的调控手段。比较常见的一种调控手段是引入外部磁场,通过对磁场强度或方向的控制来实现,但这些调控手段存在一定的局限性,包括对材料的依赖、调控的非局域性、高能耗等,从而限制了其应用范围^[7-8]。

光具有粒子特性,从而具有角动量,光的自旋角动量与光场的圆偏振极化态密切相关^[9]。近年来,越来越多的研究人员将注意力转向对光自旋角动量的调控^[10-14]。随着近现代微纳加工技术的迅速发展,研究人员可以更容易和灵活地调控光的多个自由度。但是在纳米尺度下,光场强度、相位、偏振等经典自由度之间相互耦合、相互作用,因此实现其灵活和独立调控相对困难。在这种情况下,光子自旋角动量调控相较于其他自由度调控具有一定的优势,例如

通过自旋动量方程^[15-17],自旋和轨道角动量可以被单独调控,这意味着可以更精确地操纵和利用光子的自旋性质,而不受其他光学参数的干扰。光子自旋角动量调控的诸多优势为光子学研究带来了新的可能性,尤其是在光学操纵^[18-28]、光学检测^[29-35]、光学信息处理^[36-48]、手性量子光学^[49-57]以及量子纠缠等领域^[58-67]。

近年来,光子自旋角动量相关的调控技术得到了极大的发展,这些技术主要涉及光场构造、结构及材料设计等方面,同时对光子自旋角动量的调控也推进了光学加密、手性检测、光学通信等领域的研究^[68-77]。需要注意的是,过去的相当部分工作只关注光子自旋角动量的纵向分量,即与 \mathbf{k} 波矢平行的分量^[9]。事实上,光子自旋角动量不仅具有结构性质,还具有与 \mathbf{k} 波矢垂直的横向自旋^[78-79]。长期以来,这些横向分量并没有受到太多的关注,其所具有的特殊性质也并未被研究者们发现,包括横向自旋的螺旋相关性质、横向自旋的起源、横向自旋的自旋动量绑定性质等^[10-14]。为了进一步对光子自旋角动量进行全维度调控,亟需对相关的理论进行拓展。2015年,日本理化研究所的Bliokh等^[78]利用狄拉克方程和麦克斯韦电磁方程的相似性,在*Science*上发表了题为“Quantum spin Hall

收稿日期: 2023-12-26; 修回日期: 2024-03-15; 录用日期: 2024-03-18; 网络首发日期: 2024-04-12

基金项目: 广东省基础与应用基础研究重大项目(2020B0301030009)、国家自然科学基金(12174266, 92250304)

通信作者: *xcyuan@szu.edu.cn

effect of light”的理论文章,在国际上首次提出光场的这种内禀横向自旋-动量绑定关系,并吸引了国内外研究人员的广泛关注。需要注意的是,横向自旋的自旋陈数(Chern number)为 4,因此这种“量子自旋霍尔效应”并不具有拓扑保护性,本文把这种横向自旋特性称为内禀横向自旋-动量绑定^[80](iSML)。以上 iSML 主要针对表面等离子体平面波场。2021 年,深圳大学的 Shi 等^[15]提出的光子横向自旋的广义 iSML 关系,描述了复杂结构倏逝波中横向自旋和坡印亭动量的关系,揭示了横向自旋的起源。随后,该广义 iSML 关系被推广到一般光场^[17]、色散介质^[16]和随机偏振光场^[81]中,从而在手性操控、集成光学和光通信等领域具有潜在应用价值。

随后,研究人员针对基于自旋角动量的新型结构光场产生和调控研究,在经典光场、拓扑光子学和量子光学等领域取得了一系列的进展,发现了包括光学斯格明子^[82-87]、拓扑半子^[88-91]等自旋结构,这些自旋结构的发现均依赖于自旋角动量检测技术的发展。梳理近年来的相关工作可以发现,自旋角动量的检测已经不单纯局限于单一的近场或者远场。最经典的检测手段通过对光场手性的判断来实现^[92],但这种方法仅能检测光场的纵向自旋分量,对于复杂光场,例如表面等离激元、波导、散射结构等携带有横向自旋的特殊情况,需要开发新的手段进行检测。

以表面等离激元的自旋角动量检测为例,这类光学近场一般依赖于近场扫描光学显微探测(NSOM)技术,使用探针式 NSOM 系统能够有效地提取想要的电磁场分量,还可以通过调整探针尺寸灵活控制分辨率^[93]。此外,利用散射介质颗粒也可以实现上述功能,通过对颗粒尺寸和材料的定制能够实现诸多特殊功能^[94-98]。近年来,一些远场探测技术引起了研究人员的注意,例如利用非线性效应^[99]将近场表面等离激元所携带的信息转换到远场,仅通过成像元件就可以得到结果。对于光子自旋角动量的检测,不仅要考虑对单一分量的检测,还要考虑对多维度耦合和全分量的探测^[100-104]。在这些方向上,相关的研究也取得了较大进展,为光子自旋角动量的控制提供了新的途径,同时推动了光学高精检测、光学计算成像、光通信和量子通信等领域的发展。光学角动量的基本类别、相关性质、现象及应用领域如图 1 所示。

本文从光子自旋角动量调控的机理、检测和应用出发,回顾了近年来取得的研究成果,对目前该领域在全维度、超分辨和灵活性方面的发展进行了展望,并介绍了光子自旋角动量的研究在促进光学与生物学、材料学、医学等多学科交叉发展方面的重要意义。总之,通过梳理这一领域的研究进展,希望可以为未来的科研和产业化发展提供有力的参考。

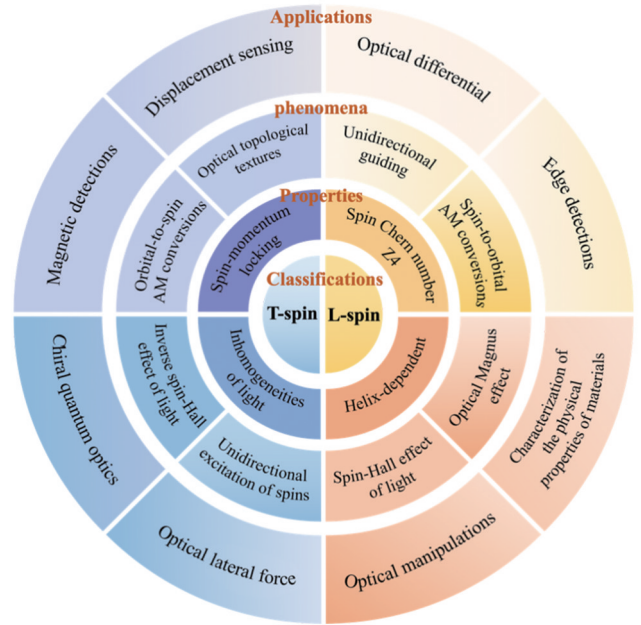


图 1 光学角动量的基本类别、相关性质、现象及应用领域
Fig. 1 Categories, related properties, phenomena, and application fields of optical angular momentum

2 光子自旋角动量的调控机理

2.1 光的动量密度和角动量密度

光具有波粒二象性,其中粒子特性由光场的动量和角动量体现。对于动量的研究,可以用坡印亭矢量 $\mathbf{P} = \text{Re}(\mathbf{E}^* \times \mathbf{H})/2$ (\mathbf{E}^* 表示电场强度的复共轭, \mathbf{H} 表示磁场强度) 进行描述^[105-107],但考虑到可观测性以及相关性,研究人员更倾向于使用轨道(或者正则)动量密度 $\mathbf{p} = \mathbf{P}/v^2 = \text{Im}[\epsilon(\mathbf{E}^* \cdot \nabla \mathbf{E}) + \mu(\mathbf{H}^* \cdot \nabla \mathbf{H})]/(4\omega)$ ($v = 1/\sqrt{\epsilon\mu}$ 为介质中的光速, ϵ 和 μ 表示介质的绝对介电常数和磁导率, \mathbf{H}^* 为磁场强度的复共轭, ω 为角频率) 表征,并且可用位置矢量与轨道动量密度的叉乘得到轨道角动量密度 ($\mathbf{l} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$)。轨道角动量既可以是内禀的,也可以是外禀的。内禀轨道角动量与涡旋相位密切相关,而外禀轨道角动量与光束轨迹相关^[108-112]。与轨道角动量不同,自旋角动量通常是光场圆极化特性的体现^[113-116],如图 2(a)^[114]所示,可由关系式 $\mathbf{S} = \text{Im}(\epsilon \mathbf{E}^* \times \mathbf{E} + \mu \mathbf{H}^* \times \mathbf{H})/(4\omega)$ 直接给出。

事实上,经典光学理论给出的上述描述,与利用光子波函数给出的描述是一致的^[117-122]。以表述动量密度和角动量密度之间的关系为例,可以在均匀介质的情况下引入波函数进行动量密度的计算,波函数表示为

$$|\psi\rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sqrt{\epsilon} \mathbf{E} \\ i\sqrt{\mu} \mathbf{H} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

则坡印亭动量密度、正则动量密度、自旋动量密度、自

旋角动量密度可以分别表示为

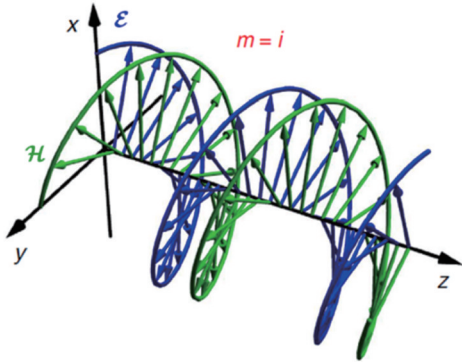
$$\mathbf{p} = \frac{1}{\hbar\omega} \langle \psi | \hat{\mathbf{p}}(r) | \psi \rangle + \nabla \times \frac{1}{2\hbar\omega} \langle \psi | \hat{\mathbf{S}} | \psi \rangle = \mathbf{p}^o + \mathbf{p}^s, \quad (2)$$

$$\mathbf{p}^o = \frac{1}{4\omega} \text{Im} [\epsilon (\mathbf{E}^* \cdot \nabla \mathbf{E}) + \mu \mathbf{H}^* \cdot \nabla \mathbf{H}], \quad (3)$$

$$\mathbf{p}^s = \frac{1}{2} \nabla \times \mathbf{S}, \quad (4)$$

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\hbar\omega} \langle \psi | \hat{\mathbf{S}} | \psi \rangle = \frac{1}{4\omega} \text{Im} \{ \epsilon \mathbf{E}^* \times \mathbf{E} + \mu \mathbf{H}^* \times \mathbf{H} \}, \quad (5)$$

(a)



(b)

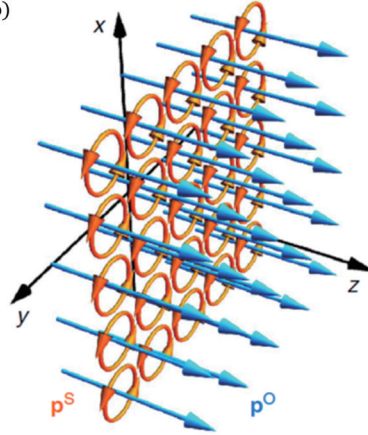


图 2 圆偏振传播平面波中的自旋角动量密度和动量密度^[114]。(a)圆偏振 ($m=i$) 平面波传播时的电场和磁场的振动情况,其中 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}[\mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}]$, $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}[\mathbf{H}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}]$; (b)轨道动量密度(蓝色矢量箭头)和自旋动量密度(橙色矢量箭头)

Fig. 2 Spin angular momentum density and momentum density in circularly polarized propagating plane waves^[114]. (a) Instantaneous electric and magnetic fields during the propagation of circularly-polarized ($m=i$) plane wave, where $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}[\mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}]$ and $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}[\mathbf{H}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}]$; (b) orbital momentum density (blue vector arrows) and spin momentum density (orange vector arrows)

需要说明的是,引入自旋动量密度 \mathbf{p}^s 是具有重要意义的,例如,在讨论平面圆偏光束(无边界情况)的动量和角动量密度时,自旋角动量密度 $\mathbf{S} \neq \mathbf{0}$, 并且 \mathbf{S} 正比于极化椭圆率 σ , 进一步由式(4)可以得出 $\mathbf{p}^s \neq \mathbf{0}$ 。然而实际情况中,平面圆偏光场是一个标量场,自旋动量密度 $\mathbf{p}^s = \mathbf{0}$, 这里显然与前面的表述不一致。为此,可以给出一种假设,假设 \mathbf{p}^s 是无穷多个涡旋电流的阵列排布,而相邻涡旋电流的抵消使得 $\mathbf{p}^s = \mathbf{0}$, 同时自旋角动量密度 $\mathbf{S} \neq \mathbf{0}$ 。

同样地,角动量密度具有轨道和自旋两个部分,可以表示为 $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$, 分别由动量密度对应的项产生。其中:轨道角动量密度可以由 $\mathbf{l} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ 得到,说明轨道角动量密度是光的外禀属性(依赖于原点的选取);自旋角动量密度可以由 $\mathbf{S} = \text{Im}(\epsilon \mathbf{E}^* \times \mathbf{E} + \mu \mathbf{H}^* \times \mathbf{H}) / (4\omega)$ 给出,说明自旋角动量密度是光的内禀属性(不依赖于外部原点的选取),但需要注意的是,其净自旋角动量通过自旋动量密度的空间积分得到,满足 $\mathbf{S} = \int \mathbf{S} dV = \int \mathbf{r} \times \mathbf{p}^s dV$ 。

式中:动量算子 $\hat{\mathbf{p}}(r) = -i\hbar\nabla$, 作用于波函数的空间分布;自旋角动量算子 $\hat{\mathbf{S}}$ 由 spin-1 矩阵给出^[116], 作用于复杂三维空间中的矢量自由度。因此,式(2)的两部分分别关联场的标量和矢量性质,如图 2(b)^[114]所示。另外,式(2)中的动量密度 \mathbf{p} 由 \mathbf{p}^o 和 \mathbf{p}^s 两部分组成: \mathbf{p}^o 表示轨道动量密度,由光场相位的不均匀性产生^[12]; \mathbf{p}^s 表示自旋动量密度,是 Belinfante^[123] 为解释量子自旋以及对称化场论中的正则能量-动量张量引入的量,类比于类固态系统中的边界磁化电流或拓扑量子霍尔电流。

2.2 光的自旋角动量

1) 傍轴光场中的纵向自旋

光的角动量理论的介绍可以从自由空间中的傍轴光束开始。考虑一个沿 z 轴方向传播的椭圆偏振涡旋光束,忽略小纵向电磁场的 z 分量,则其复振幅形式可以表示为

$$\mathbf{E} = A(\rho, z) \frac{\mathbf{x} + m\mathbf{y}}{\sqrt{1 + |m|^2}} \exp(ikz + i\ell\varphi), \quad \mathbf{H} = \mathbf{z} \times \mathbf{E} \quad (6)$$

式中: $A(\rho, z)$ 表示光束振幅的空间分布;复参数 m 表征光束的偏振态^[12], 光束为椭圆偏振态时,极化椭圆率 $\sigma = 2\text{Im} m / (1 + m^2)$; ℓ 为涡旋光束的拓扑荷数;波数 $k = \omega/c$; $\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}$ 为 3 个方向的单位矢量。

将式(6)代入式(5),进一步得到自旋角动量密度:

$$\mathbf{S} = \frac{W}{\omega} \sigma \mathbf{z}, \quad (7)$$

式中: $W = \epsilon |A|^2 / 2$ 为能量密度。可以看出,自旋角动量密度 \mathbf{S} 仅取决于极化椭圆率 σ , 是一个不依赖于外部原点位置的变量,属于光的内禀属性。

这里讨论的是角动量密度。事实上,对于有限边界光束,密度的空间积分可以用于量化其自身特性。角动量密度在垂直于传播方向的 x - y 截面上的积分结果为

$$\langle \mathbf{S} \rangle \propto \sigma \frac{\langle \mathbf{k} \rangle}{k}, \quad (8)$$

式中 \mathbf{k} 表示平均波矢量。可以看出,对于自旋角动量,其大小依然与极化椭圆率 σ 密切相关,方向则平行于波矢 \mathbf{k} 的方向。因此,对于自由空间中的傍轴圆偏振光束,通常认为其携带了纵向自旋角动量(与 \mathbf{k} 平行)。纵向自旋角动量与物质以及轨道角动量的相互作用、相互作用产生了一系列新颖的现象,包括自旋霍尔效应、光学马格努斯效应、自旋-轨道角动量转化等^[124-144]。然而,在自旋角动量的研究过程中,研究人员发现了另一类与波矢 \mathbf{k} 正交的自旋分量——横向自旋。这种自旋通常源于偏振态在 x - z 面内的旋转,从电磁场量的角度可以解释为,存在与 \mathbf{k} 平行的电磁场

分量,并且该分量与正交于 \mathbf{k} 的电磁场分量之间存在相位差。下面将介绍几种存在横向自旋的典型光场,包括倏逝场和干涉场。因为聚焦场可以作为干涉场的特殊情况,所以下文不再深入讨论。

2) 倏逝场中的横向自旋

在讨论倏逝场的情况前,假设存在图 3(a)中沿两个界面方向传播且具有任意偏振的波^[12],并且该偏振波在 $x > 0$ 的半空间中衰减,复振幅形式为

$$\begin{cases} \mathbf{E} = \frac{A}{\sqrt{1+|m|^2}} \left(\mathbf{x} + m \frac{k}{k_z} \mathbf{y} - i \frac{\kappa}{k_z} \mathbf{z} \right) \exp(ik_z z - \kappa x) \\ \mathbf{H} = \frac{\mathbf{k}}{k} \times \mathbf{E} \end{cases}, \quad (9)$$

式中 m 表示光束的偏振态,线偏振时 $m = 0, \infty$,圆偏振时 $m = i, -i$,这里考虑 $m = 0$ 的情况。 k_z 和 $i\kappa$ 分别为 z 和 x 方向的波数,其中 κ 表示倏逝波的衰减, \mathbf{k} 为自由空间中的传播波矢,它们满足 $\mathbf{k} = k_z \mathbf{z} + i\kappa \mathbf{x}$, $k^2 = k_z^2 - \kappa^2$ 。

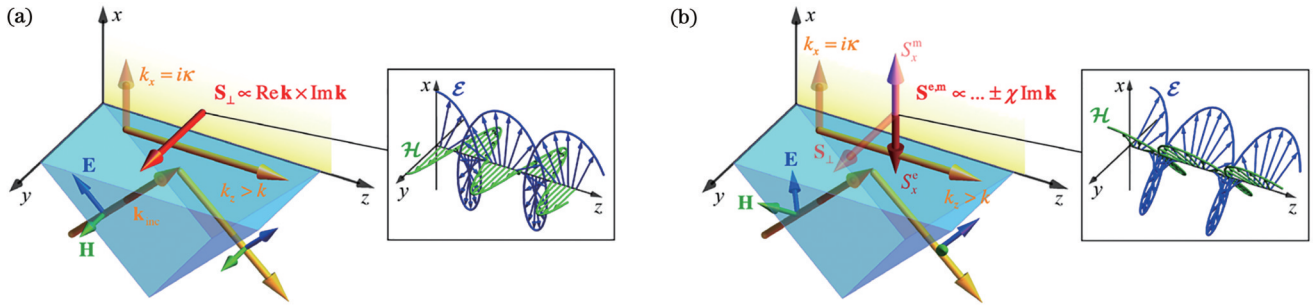


图 3 经过全内反射后产生的倏逝波携带横向自旋角动量密度^[12]。(a)横磁模式下倏逝波的自旋角动量密度分布,插图显示了 x 方向线偏振光的电场 \mathbf{E} 和磁场 \mathbf{H} 沿传播方向 z 的变化;(b)偏振方向为 $\pm 45^\circ$ 时,倏逝波携带的横向自旋角动量密度 $\mathbf{S}^{e,m}$,插图显示了该偏振光电场 \mathbf{E} 和磁场 \mathbf{H} 沿传播方向 z 的变化情况

Fig. 3 Evanescent wave generated by total internal reflection has a transverse spin angular momentum density^[12]. (a) Spin angular momentum density distribution of evanescent wave in transverse magnetic mode, the inset shows z -evolution of instantaneous electric and magnetic fields \mathbf{E} and \mathbf{H} for x -polarized light; (b) the generated evanescent wave with a transverse spin angular momentum density $\mathbf{S}^{e,m}$ when the polarization direction is $\pm 45^\circ$

从式(9)可以看出,电场的 E_z 和 E_x 分量相差一个虚数单位 i ,这将导致电场偏振在 x - z 面内旋转,产生自旋角动量密度的横向分量 S_y ,并且由式(5)和式(9)可以得到 $S_y \propto \text{Im}(E_z E_x + H_z H_x)$,其中电场的纵向分量 E_z 对于横向自旋角动量密度的产生极其重要。从虚分量 $-i \frac{\kappa}{k_z} \mathbf{z}$ 可以看出,因为存在衰减项 $i\kappa$,所以倏逝场可以产生横向自旋角动量密度。需要强调的是,上述分析考虑的都是横磁(TM)模产生横向自旋角动量密度的情况^[145]。事实上,横电模($m = \infty$,即TE模)也可以产生横向自旋角动量密度,二者的区别在于前者是电分量在 x - z 面旋转导致的,后者则是磁分量在 x - z 面旋转导致的^[91]。

无论是TE模还是TM模,它们都只考虑单纯线偏振倏逝波的情况,这种情况下光场并不存在纵向自旋角动量密度。实际光场往往是复杂的,需要考虑任

意偏振倏逝波的情况,以下将给出任意偏振倏逝波对应的自旋角动量密度。任意偏振态的归一化斯托克斯参量为

$$\begin{cases} \tau = \frac{1 - |m|^2}{1 + |m|^2} \\ \chi = \frac{2\text{Re } m}{1 + |m|^2} \\ \sigma = \frac{2\text{Im } m}{1 + |m|^2} \end{cases}, \quad (10)$$

这 3 个参量分别用于描述 $0^\circ/90^\circ$ 线偏振态 ($\tau = \pm 1$)、 $45^\circ/-45^\circ$ 线偏振态 ($\chi = \pm 1$) 以及左旋/右旋圆偏振态 ($\sigma = \pm 1$),并且三者满足 $\tau^2 + \chi^2 + \sigma^2 = 1$ 。

利用式(5)、式(9)和式(10)可以得到包含电、磁部分的自旋角动量密度:

$$\mathbf{S}^{e,m} \propto \frac{W}{2\omega} \left[\sigma \frac{k}{k_z} \mathbf{z} + (1 \pm \tau) \frac{\kappa}{k_z} \mathbf{y} \pm \chi \frac{\kappa k}{k_z^2} \mathbf{x} \right]. \quad (11)$$

可以看出,任意偏振光束产生的倏逝场自旋角动量密度由3个部分组成:与极化椭圆率 σ 有关的纵向自旋角动量密度 S_z 、与 κ 和 τ 有关的横向自旋角动量密度 S_y ,以及 κ 和 χ 有关的横向自旋角动量密度 S_x 。其中, S_x 也是与倏逝波传播波矢 \mathbf{k} 方向正交的变量。因此,对于一个任意偏振光场,可以得到光场的三维自旋角动量密度。目前,对于产生横向自旋分量在内的三维自旋角动量密度的研究主要集中在倏逝波体系,包括全内反射产生的倏逝波和表面等离激元两大类。值得注意的是,与表面等离激元相关的自旋角动量研究在近年来受到较多关注,产生了诸如光学斯格明子、光学自旋晶格结构、等离激元光镊^[146-147]等有趣的研究热点。

3) 干涉场中的横向自旋

横向自旋角动量不仅存在于倏逝场,自由空间中同样具有产生条件,例如干涉场、紧聚焦场,下面以一种双波干涉的简单形式进行讨论^[148]。假设存在图4中沿 z 方向传输的两束光,两束光的振幅相同,并且在 $x-z$ 面内它们之间的干涉夹角为 2γ ^[12],则对应的振幅形式分别为

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{1,2} = \frac{A_0}{\sqrt{1+|m_{1,2}|^2}} \left(\frac{k_z}{k} \mathbf{x} + m_{1,2} \mathbf{y} \mp \frac{k_x}{k} \mathbf{z} \right) \exp(i\Phi_{1,2}) \\ \mathbf{H}_{1,2} = \frac{\mathbf{k}_{1,2} \times \mathbf{E}_{1,2}}{k}, \quad \Phi_{1,2} = k_z z \pm k_x x \end{cases}. \quad (12)$$

干涉的结果为两束光复振幅的叠加,即 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2$,因此,干涉总场表示为

$$\mathbf{E} = \frac{2A_0}{\sqrt{1+|m_{1,2}|^2}} \left(\frac{k_z}{k} \cos \frac{\delta\Phi}{2} \mathbf{x} + m \cos \frac{\delta\Phi}{2} \mathbf{y} - i \frac{k_x}{k} \sin \frac{\delta\Phi}{2} \mathbf{z} \right) \exp(ik_z z), \quad (13)$$

式中: $\delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = 2k_x \Delta x$,表示两束光在 x 方向的相位差,并且两束光的偏振态相同; $m_1 = m_2 = m$; $(\tau_1, \chi_1, \sigma_1) = (\tau_2, \chi_2, \sigma_2) = (\tau, \chi, \sigma)$ 。注意到,电场的纵向分量 $E_z \propto -ik_x \sin(\delta\Phi/2)/k$,通过类比倏逝场的 E_z 分量可以发现,二者都是虚分量。 E_z 与电场的横向分量相差一个虚数单位 i ,这意味着对干涉场而言,场量也可以在 $x-z$ 、 $y-z$ 面内旋转,产生垂直于总波矢 \mathbf{k} 的横向自旋角动量密度。

从图4可以看到,横向自旋角动量密度是由电场分量产生的,而光具有电和磁两个分量,因此可以得到电和磁同时导致的横向自旋角动量密度。以两个具有任意偏振态的光场干涉情况为例,利用式(5)和式(13)可以得到包含电和磁两部分的自旋角动量密度:

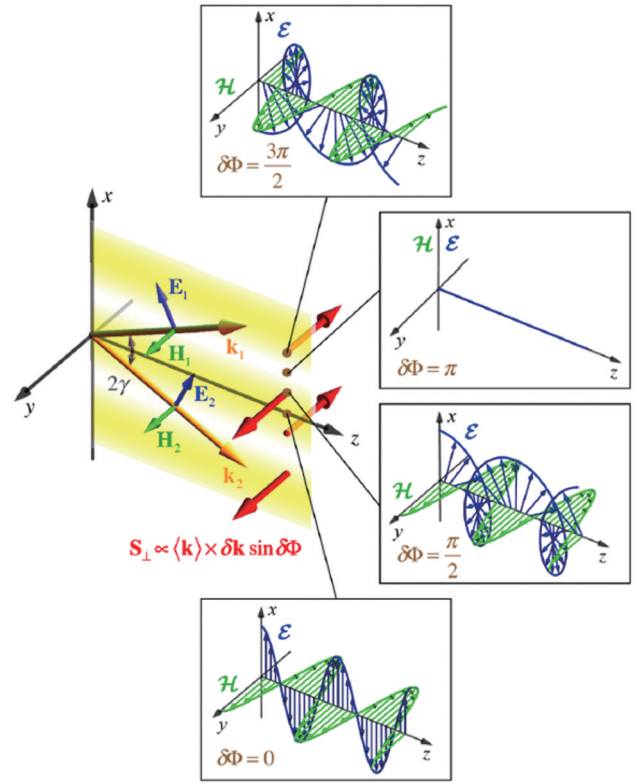


图4 两个线偏振的传播平面波干涉所产生的横向自旋角动量密度,插图分别对应于不同 x 位置的电场和磁场沿 z 轴的变化情况^[12]

Fig. 4 Transverse spin angular momentum density generated by interference of two linearly polarized propagating plane waves, the illustrations correspond to the changes in electric and magnetic fields along the z -axis at different x positions^[12]

$$\mathbf{S}^{e,m} \propto |A_0|^2 \left[\sigma \frac{k_z}{k} (1 + \cos \delta\Phi) \mathbf{z} + (1 \pm \tau) \times \frac{k_x k_z}{k^2} \sin(\delta\Phi) \mathbf{y} \mp \chi \frac{k_x}{k} \sin(\delta\Phi) \mathbf{x} \right]. \quad (14)$$

可以看出,任意偏振光束干涉产生的自旋角动量密度由3个部分组成:与极化椭圆率 σ 有关的纵向自旋角动量密度 S_z 、与 τ 有关的横向自旋角动量密度 S_y ,以及与 χ 有关的横向自旋角动量密度 S_x 。这些自旋角动量密度产生的原因在于,干涉使 E_z 产生了虚部,导致场分量在 $x-z$ 或 $y-z$ 面旋转。这和倏逝场的情况是类似的,但二者又有不同:干涉场中的横向自旋角动量密度 S_y 和 S_x 均与 $\sin(\delta\Phi)$ 有关。注意到 $\delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = 2k_x \cdot \Delta x$,因此 S_y 和 S_x 在空间上并不是均匀分布的,它们在 x 方向上以正弦函数形式振荡,而倏逝平面波则是均匀不变的。

2.3 自旋-动量绑定关系

前面所提到的光子纵向自旋和横向自旋的分解是通过波矢 \mathbf{k} 区分的,将与波矢 \mathbf{k} 方向垂直的自旋角动量称为横向自旋,与之平行的称为纵向自旋。这是从经验的角度提供了一种比较直观地识别自旋角动

量的方法,但是通过波矢 \mathbf{k} 进行区分的方法在一些复杂结构场是不适用的,例如考虑具有任意轨迹和轨道角动量的结构光场。考虑到矢量光场下自旋角动量密度与自旋动量密度之间存在关系 $\mathbf{p}^S = \nabla \times \mathbf{S}/2$, 这为在结构光场中定量化描述自旋角动量密度提供了

思路。

深圳大学的 Shi 等^[15-17] 提出一套自旋动量方程组, 其类比于麦克斯韦方程组, 可以描述自旋角动量密度和动量密度的动态变化, 同时该方程组也将光学自旋-动量绑定的性质从倏逝平面波推广到一般倏逝场(图 5)。

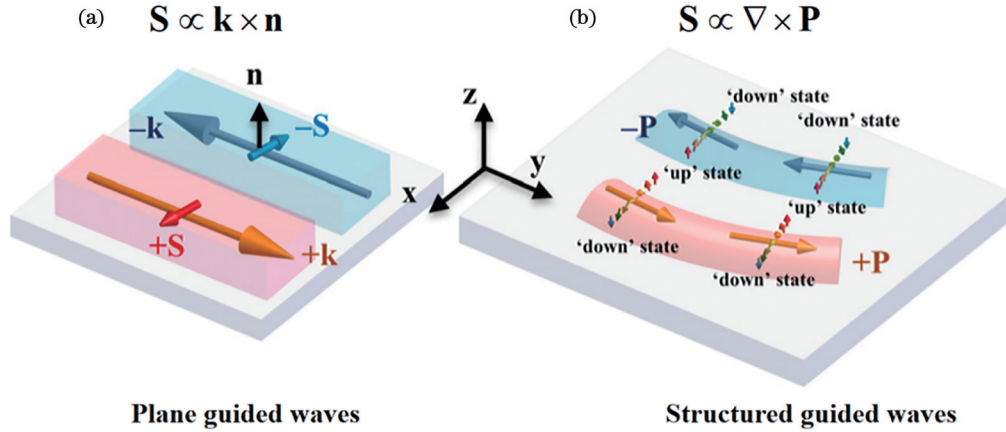


图 5 结构倏逝场的自旋-动量绑定性质^[15]。(a)由波矢量确定自旋角动量密度的方向;(b)由能流密度的旋度确定自旋角动量密度的方向

Fig. 5 Spin-momentum locking properties of structural evanescent fields^[15]. (a) Direction of spin angular momentum density determined by wave vectors; (b) direction of spin angular momentum density determined by the curl of energy flux density

对于在均匀非色散介质中传播的任意电磁波,坡印亭动量密度的旋度可以表示为

$$\nabla \times \mathbf{P} = \frac{1}{\epsilon\mu} \nabla \times \mathbf{p} = \omega^2 \mathbf{S} - \frac{1}{4} \text{Re} \left[\begin{array}{l} -(\nabla \otimes \mathbf{E}^*) \cdot \mathbf{H} - (\nabla \otimes \mathbf{E})^T \cdot \mathbf{H}^* \\ (\nabla \otimes \mathbf{H}^*) \cdot \mathbf{E} + (\nabla \otimes \mathbf{H})^T \cdot \mathbf{E}^* \end{array} \right], \quad (15)$$

式中: \otimes 的运算公式为

$$\mathbf{r}_1 \otimes \mathbf{r}_2 = \begin{pmatrix} x_i^1 x_i^2 & x_j^1 x_i^2 & x_k^1 x_i^2 \\ x_i^1 x_j^2 & x_j^1 x_j^2 & x_k^1 x_j^2 \\ x_i^1 x_k^2 & x_j^1 x_k^2 & x_k^1 x_k^2 \end{pmatrix}. \quad (16)$$

从式(15)可以看出,自旋角动量密度 \mathbf{S} 与坡印亭动量 \mathbf{p} 的涡量之间存在相关性,附加项类似于产生几何相位的项^[149]。进一步将讨论对象从均匀传播场转向具有横向自旋角动量密度的倏逝场时,式(15)可以被简化为

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2\omega^2} \nabla \times \mathbf{P} = \frac{1}{2k^2} \nabla \times \mathbf{p}. \quad (17)$$

此时的自旋角动量密度 \mathbf{S} 和坡印亭动量 \mathbf{p} 的旋度成比例关系,这揭示了自旋角动量源于能流的不均匀性,体现为能流的涡量。对于倏逝场的情况,之前的论述表明,电磁场沿界面衰减,这是能流不均匀的体现,因此可以产生垂直于传播波矢 \mathbf{k} 的横向自旋角动量密度。需要注意的是,由式(17)并不能得到纵向自旋角动量,比如圆偏振平面波,其坡印亭动量在空间分布上是均匀的。此外,式(17)也描述了倏逝场的自旋动量绑定性质,横向自旋矢量在坡印亭动量密度周围从“向上”状态变化到“向下”状态,

从而形成 2D 横向自旋的手性涡旋结构,该手性结构与能量传播方向相互绑定并满足右手定则,即如果能量流密度从前 (+ \mathbf{P}) 翻转到后 (- \mathbf{P}),则局部横向自旋矢量的方向将发生翻转。自旋-动量绑定关系对于自旋角动量的检测也具有意义,可以通过测量能流得到横向自旋角动量,或者由后者也可以得到前者。

最近,深圳大学的 Shi 等把该自旋动量绑定性质推广到一般光场和几种特殊的经典场,包括纵向声波和表面水波等(表 1),发现其具有一致的性质。表 1 中,水波和声波的动量和自旋角动量特性以及线偏振表面电磁波的动量和自旋角动量特性可参见文献[17]。对于纵向声波,其速度为 $c_A^2 = 1/(\beta_A \rho_A)$, β_A 为声学介质的压缩系数, ρ_A 为声学介质的质量密度, ω_A 和 $k_A = \omega_A/c_A$ 分别为角频率和波长, $\sigma_A = 0$ 表示纵向声波对应的声子, ρ_G 为流体的质量密度^[17]。

3 自旋角动量的检测手段

自旋角动量作为光场本身的性质,可以存在于傍轴光束、紧聚焦场、干涉场和倏逝场等体系,相应的检测手段也各有不同,但根据局域性,光场主要分为远场和近场两类。远场主要是傍轴光束和聚焦光束产生的光场,这两种光场一般被视作标量场,因此自旋角动量仅有与传播波矢 \mathbf{k} 平行的分量,只要提取左旋或右旋圆偏振分量就能对自旋角动量进行检测。近场一般为倏逝场以及倏逝场的干涉场,这些光场被认为是局域在光学近场的矢量场。此外,紧聚焦场的不同场分量

表 1 一般电磁波、线偏振表面电磁波、深水重力波和声波场的动力学和拓扑特性

Table 1 Dynamical and topological properties of generic EM wave, linear polarized surface EM wave, deep-water gravity wave, and acoustic wave fields

Wave field	Generic EM wave	Linear polarized surface EM wave	Deep-water gravity wave	Acoustic wave
Field component	Electric field \mathbf{E} ; magnetic field \mathbf{H}	Electric or magnetic; Hertz potential Ψ	In-plane velocity \mathbf{V} ; normal velocity \mathbf{W}	Velocity \mathbf{v} ; pressure p
Kinetic momentum	$\mathbf{\Pi} = \frac{1}{2c^2} \text{Re}(\mathbf{E}^* \times \mathbf{H})$	$\mathbf{\Pi} = \frac{\epsilon k^2 k_p^2}{2\omega} \text{Im}(\Psi^* \nabla \Psi)$	$\mathbf{\Pi}_G = \frac{\rho_G k_G}{\omega_G} \text{Im}(\mathbf{W}^* \mathbf{V})$	$\mathbf{\Pi}_A = \frac{1}{2c_A^2} \text{Re}(p^* \mathbf{v})$
Spin angular momentum	$\mathbf{S} = \frac{1}{4\omega} \text{Im}(\epsilon \mathbf{E}^* \times \mathbf{E} + \mu \mathbf{H}^* \times \mathbf{H})$	$\mathbf{S} = \frac{\epsilon k_p^2}{4\omega} \text{Im}(\nabla \Psi^* \times \nabla \Psi)$	$\mathbf{S}_G = \frac{\rho_G}{2\omega_G} \text{Im}(\mathbf{V}^* \times \mathbf{V})$	$\mathbf{S}_A = \frac{\rho_A}{2\omega_A} \text{Im}(\mathbf{v}^* \times \mathbf{v})$
Helicity	Spin-1 photon $\sigma = \pm 1$	Spin-1 photon $\sigma = \pm 1$	Spin-0 photon $\sigma_G = 0$	Spin-0 photon $\sigma_A = 0$
Spin-momentum locking	$\mathbf{S}_i = \frac{1}{2k^2} \nabla \times \mathbf{\Pi}$ $\mathbf{S}_i = \sum_i \hbar \sigma_i \hat{\mathbf{k}}_i + \sum_{i \neq j} \hbar \sigma_{ij} \hat{\mathbf{k}}_{ij}$	$\mathbf{S}_i = \frac{1}{2k^2} \nabla \times \mathbf{\Pi}$ $\mathbf{S}_i = 0$	$\mathbf{S}_G = \frac{1}{2k_G^2} \nabla_2 \times \mathbf{\Pi}_G$	$\mathbf{S}_A = \frac{1}{k_A^2} \nabla \times \mathbf{\Pi}_A$

探测也可以通过近场手段独立实现。因此,自旋角动量的检测主要考虑的是近场情况,针对这一问题,研究人员提出了几类检测技术,主要有基于扫描近场的光学显微镜、纳米颗粒-膜结构、光发射电子显微镜和基于非线性效应的自旋检测手段。利用这些方法能够有效地提取不同的电磁场分量,从而获得光场携带的自旋角动量信息。

3.1 基于近场扫描光学显微镜的自旋角动量检测

近场扫描光学显微镜是进行光学近场检测的重要手段之一,该技术的最初目标是突破光学衍射极限成像,由英国科学家 Syngé^[150]于 1928 年首次提出,随着技术的发展,研究人员进一步实现了对不同电磁场偏振分量的提取,这对于获取光场自旋角动量的信息至关重要。

NSOM 系统的探测主要是通过设计光学探针来实现的,光学探针的类型和尺寸同时决定了近场表征的分辨率以及所表征电磁分量的类别。根据探针尖端有无孔径,将 NSOM 系统分为两类:一类是探针尖端打孔的孔径型(a-NSOM),这类探针常用于对面内分量(E_x 和 E_y)的提取[图 6(a)];另一类是探针尖端无孔的散射型(s-NSOM),这类探针常用于对一个纵向分量(E_z)和一个面内分量(E_x 或 E_y)的测量,并且因为尺寸相较于 a-NSOM 更小,其分辨率也更高,可以达到几纳米[图 6(b)]。当考虑探针的电磁响应时,一般将探针尖端视为偶极子,因此探针可以将近场的电磁信号转换至远场。对于散射型探针,探针与近场电场作用会产生电偶极矩 \mathbf{p} , \mathbf{p} 与近场 \mathbf{E} 满足 $\mathbf{p} = \alpha \cdot \mathbf{E}$, 其中 α 为极化率张量,表示近场信号和远场信号之间的响应关系,而孔径型探针还需要获取探针作为波导的偏振传输矩阵。

为了对特定的电磁场分量进行探测或者增强,研

究人员在两类探针的基础之上进一步对探针尖端的形状进行设计。如图 6(c)所示,通过在探针的端面放置纳米颗粒实现了对面内和面外电场分量的提取^[100-101,151],显然这对于提取自旋角动量的横向分量和纵向分量具有重要意义。除了对电场分量的探测,对磁场矢量的获取也不可忽略,以表面等离激元体系下产生的自旋角动量为例,磁分量也会导致横向自旋角动量的产生。为了探测磁场信息,研究人员利用空心金字塔孔径探针引入了水平磁偶极子[图 6(d)],从而实现了对横向磁场分量的提取^[152]。利用特殊设计的近场探针,研究人员对自旋角动量进行检测,2020 年,深圳大学 Yin 等^[103]提出一种锥形孔径探针,通过在镀金光纤探针尖端打孔,实现了对电场面内分量的获取,并且利用四分之一波片和线偏振片的组合得到了近场圆偏振信号,最终实现了对纵向自旋角动量 S_z 的检测。

3.2 纳米颗粒-膜结构的近场耦合共振效应

传统的 NSOM 系统可以通过设计不同类型的探针,实现对不同电磁场量的响应,从而获得光学近场的自旋角动量信息,但这种技术受限于系统本身的复杂性以及纳米探针加工和使用成本,在近场自旋角动量检测方面的应用有限。为了解决上述问题,研究人员从近场探针的偶极辐射效应出发,引入了纳米颗粒作为近场探针,颗粒在近场也可以产生偶极辐射效应,等效于 s-NSOM 系统中的探针尖端。将纳米颗粒置于金属膜之上,就可以实现对金属-空气界面的表面等离激元分布成像。此外,这种纳米颗粒-膜结构(NP-on-film)也常用于聚焦场的场分量提取,相较于一般 NSOM 系统的组成更为简单。同时,特殊探针颗粒也可以更加灵活地用于不同场分量的探测。

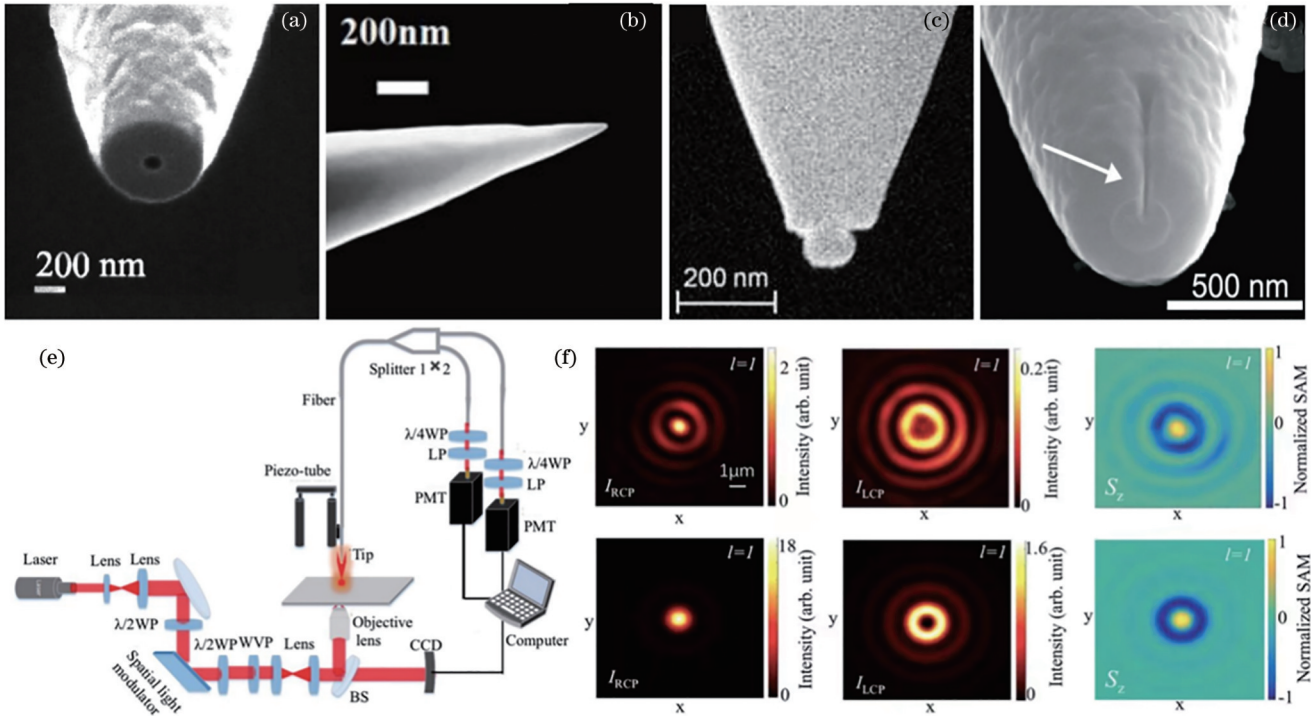


图 6 几类典型的近场光学探针及基于 NSOM 的自旋角动量检测系统示意图。(a) 利用聚焦粒子束切掉光纤镀金属膜顶端形成的孔径型探针^[153]；(b) 散射型近场探针^[154]；(c) 尖端附着金纳米颗粒的锥形玻璃探针^[151]；(d) 用于测量近场光频分量的侧壁开口孔径型探针^[155]；(e) 利用 NSOM 系统检测近场自旋角动量分布的实验光路设置, 其中四分之一波片和线偏振片用于提取左右旋圆偏分量^[103]；(f) 利用图 6(e) 中所示光路实验获得的纵向自旋角动量, 入射光束的配置为径向一阶涡旋光束^[103]

Fig. 6 Schematic of several typical near-field optical probes and a spin angular momentum detection system based on NSOM. (a) Aperture probes formed by cutting off the top of metal coating on optical fibers using a focused particle beam^[153]; (b) scattering near-field probe^[154]; (c) cone glass probe with gold nanoparticles attached to the tip^[151]; (d) side wall aperture probe for measuring near-field optical frequency components^[155]; (e) experimental optical setup for detecting near-field spin angular momentum distribution using NSOM system, quarter-wave plate and linear polarizer are used to extract the left and right circularly biased components^[103]; (f) experimental results obtained from the experimental optical path shown in Fig. 6(e), the configuration of the incident beam is a radial first-order vortex beam^[103]

针对表征光场的不同, 通常设计两类不同的 NP-on-film 结构, 其中一类是用于倏逝场探测的纳米颗粒-金属膜结构, 另一类是用于聚焦场探测的纳米颗粒-波导结构。这两类结构分别对应两种不同的激发方式^[156], 如图 7(a) 所示, 纳米颗粒-金属膜结构对应于 TIR 照明方式, 即入射光先激发金属薄膜表面的表面等离激元(SPP), 再激发金属颗粒的散射光和局域表面等离激元(LSP)。纳米颗粒-波导结构对应于暗场照明方式, 即入射光先照到金属颗粒上, 激发颗粒的散射光和 LSP, 再由散射光激发金属薄膜表面的 SPP。

利用纳米颗粒-金属膜结构可以实现对表面等离激元波场自旋分量的扫描成像, 例如深圳大学的 Li 等^[84]利用聚焦矢量光束激发 SPP 场, 发现了由自旋-轨道耦合导致的局域自旋结构——光学斯格明子。实验设置如下: 利用油镜激发银膜与空气界面的 SPP, 通过直径为 300 nm 的 PS 颗粒将近场电场分量辐射至远场, 再通过数值孔径(NA)为 0.7 的物镜收集并提取左右旋圆偏振分量。需要注意的是, NA=0.7 的物镜主

要收集面内分量, 这是因为面内电场分量在颗粒上激发面内振动的偶极子, 其辐射的电场分布在小数值孔径范围内, 而面外电场分量分布在大数值孔径角上。因此, 可以得到面内电场分量 I_{lep} 和 I_{rcp} , 以及纵向自旋角动量分量 $S_z [S_z \propto (I_{\text{rcp}} - I_{\text{lep}})]$ 。此外, 基于纳米颗粒-金属膜结构, 研究人员还发现了多种自旋拓扑结构, 如光学半子晶格、斯格明子晶格等, 这些光学自旋拓扑结构在纳米计量、数据存储、超分辨成像和手性检测等方面具有较大的应用潜力。除了电场分量, 光的自旋角动量还与磁分量有关。为了探测磁分量, 深圳大学的 Meng 等^[91]对探针颗粒进行设计, 提出一种具有壳层结构的纳米探针, 该探针由金属银核和硅介质外壳构成, 表现为无电场响应的纯磁偶极子。他们利用该探针首次实现了对磁性拓扑自旋结构的测量, 包括单个斯格明子和自旋半子/斯格明子晶格。

纳米颗粒-波导结构与纳米颗粒-膜结构的主要区别在于, 纳米颗粒-波导结构的波导部分由介质-金属-介质多层膜构成, 具有不同的电磁模式。深圳大学的

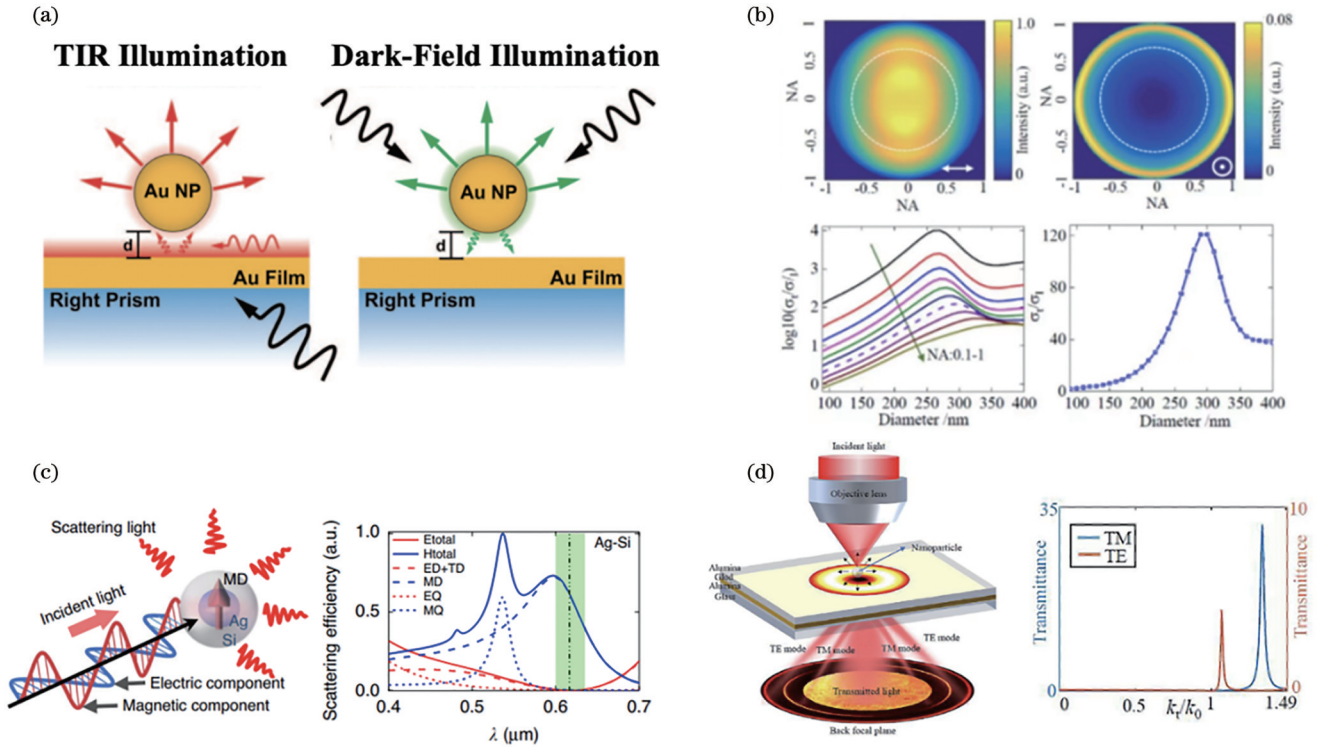


图 7 纳米颗粒-膜结构用于自旋角动量的检测。(a) 纳米金颗粒-金膜结构的两种不同激发方式^[156]；(b) PS 纳米颗粒的光学响应^[102]；(c) 用于探测磁场分量的 Ag 核-Si 壳探针颗粒以及颗粒的电磁响应曲线^[91]；(d) 紧聚焦光束和纳米颗粒-波导结构耦合过程示意图以及不同模式在该结构中的菲涅耳系数^[104]

Fig. 7 Nanoparticle-film structures for the detection of spin angular momentum. (a) Two excitation methods of nanogold particle-gold film structure^[156]; (b) optical response of PS nanoparticles^[102]; (c) Ag core-Si shell probe particles used for detecting magnetic field components and the electromagnetic response curves of the particles^[91]; (d) schematic of the coupling process between tightly focused beam and nanoparticle waveguide structure and Fresnel coefficients for different modes in this structure^[104]

Yang 等^[104]首次利用该结构对紧聚焦光场中三维正交偏振分量进行探测,其设计的基本原理是:通过纳米颗粒与聚焦光场的相互作用产生具有多个波矢的散射光,部分散射光由于满足所设计波导的共振激发条件,可以被波导耦合辐射到远场。不同的共振角能够分离不同的共振模式,包括纯 TM 模式、纯 TE 模式以及二者的混合模式。利用分离后的 TM 和 TE 模式,可以得到自旋角动量的 3 个分量,其中关于自旋角动量分量和电磁场模式的关系,最早由 Neugebauer 等^[94]于 2015 年给出。

3.3 基于非线性效应的自旋角动量检测

无论是基于 NSOM 系统还是基于纳米颗粒-膜结构的自旋角动量检测方法,都存在一定的局限性,这是因为自旋角动量分布情况的获取依赖于探针扫描,受检测系统的位移精度和扫描时间的影响。因此,需要一种不依赖于探针扫描的检测方法,并且可以及时成像。2021 年,Frishwasser 等^[99]提出了非线性近场光学显微镜(NNOM),该系统能够通过非线性效应实现对倏逝波的实时成像。

这种利用 NNOM 进行成像的方式主要基于非线性四波混频效应,将 SPP 携带的空间和时间信息转化

为远场可探测的光信号。需要指出的是,除了四波混频以外,其他非线性效应理论上也可实现上述功能。下面以 Frishwasser 等^[99]的工作为例,介绍这种基于非线性效应的自旋角动量检测方法。产生可以辐射至远场的非线性信号的条件是满足能量守恒和面内动量守恒定律,即 $\omega_{nl} = 2\omega_{pump} - \omega_{SPP}$, $k_{nl, \parallel} = 2k_{pump, \parallel} - k_{SPP, \parallel}^*$ 。从该式可以看出,远场可以传播的非线性信号与泵浦光、SPP 有关,通过调控泵浦光就可以实现对不同面内信号的提取。如图 8(a)所示,蓝色、红色以及绿色光束分别表示激发光($\lambda_{exc} = 1030 \text{ nm}$)、泵浦光($\lambda_{pump} = 800 \text{ nm}$)和产生的非线性信号($\lambda_{nl} = 654 \text{ nm}$)。圆偏振的激发光入射到圆形金属光栅并产生表面倏逝波 SPP,泵浦光用于激发可以辐射的非线性信号,该信号进一步通过二向色镜从泵浦光束中分离,而改变四分之一波片的快轴方向就可以提取面内不同分量。图 8(b)展示了提取面内的右旋和左旋圆偏振信号。此外,该工作还给出了所提取信号从左旋圆偏振态向右旋圆偏振态转变的视频,显示了系统在实时测量方面的优势。图 8(c)展示了对左、右旋圆偏振信号作差的结果,能够反映 SPP 场的纵向自旋角动量。

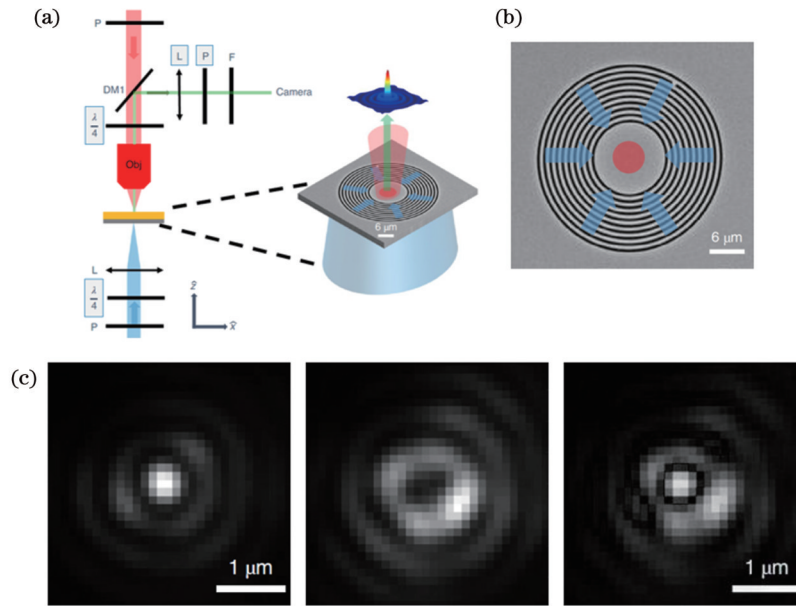


图 8 基于非线性效应的自旋角动量检测系统。(a)非线性近场光学显微镜的实验光路^[99];(b)用于激发 SPP 的圆耦合光栅结构^[99];
(c) σ^+ 和 σ^- 极化泵浦光束照射圆耦合光栅时的近场分布情况以及它们的差值

Fig. 8 Spin angular momentum detection system based on nonlinear effects. (a) Optical path configuration of nonlinear near-field optical microscopy^[99]; (b) circular coupled grating structure for exciting SPP^[99]; (c) near-field distribution obtained by illuminating the grating with left-handed and right-handed circularly polarized pump beams and their differential result

3.4 光发射电子显微镜用于自旋角动量的检测

随着超快光学的发展,研究人员对电磁场在极小空间和时间尺度上的演化过程进行了深入研究,而光子自旋角动量作为光的自由度之一,所构成的特殊自旋结构的分布理论上不随电磁分量的振动而改变。在光与物质相互作用、非线性动力学、光场自旋结构调控等方面的研究中,光学自旋结构的参与过程和相互作用具有动态特征,因此在超快时间尺度上探测光学自旋结构有着重要意义。

与一般近场自旋角动量的检测手段不同,时间分辨光发射电子显微镜(TR-PEEM)的优势在于它能够对固态材料中的相干电子(质子、激子等)激发的超快动态进行成像。mPP可采用退化(相同波长和强度)或双色泵浦-探针激发方案进行激发,其中第一个脉冲产生激发,第二个脉冲通过诱导激发态的光发射来探测其空间和时间演变。此外,TR-PEEM技术尤其适用于对纳米金属结构表面的等离子现象进行测量,这是因为它能够在亚波长分辨率下成像等离子体波场,同时等离子体波场与外部场形成的干涉也能提供很高的对比度。

在光发射电子显微镜用于光学自旋结构研究方面,Dai等^[86]利用干涉式时间分辨双光子发射电子显微镜(ITR-2P-PEEM)验证了光学自旋斯格明子的存在,并测量了它们的分布情况,记录了圆形耦合结构中心的等离子涡旋被圆偏振光激发时的一系列PEEM图像[图9(a)、(b)]。通过将550 nm、20 fs的圆偏振光与Ag膜上刻蚀的圆形光栅进行耦合,产生了光学斯格

明子,并同时对等离子激元涡旋场进行了超快成像。

利用PEEM发射电子显微镜,Dai等^[88]还发现一种拓扑半子结构,该自旋结构通过叠加两个等离子激元涡旋光场产生[图9(c)、(d)]。实验上,利用线偏振光束照射刻有阿基米德螺旋线结构的银膜,激发具有结构拓扑荷 $m=2$ 的表面等离子激元,又因为线偏振光是左右圆偏振光叠加的产物,携带有 $\sigma\hbar=\pm\hbar$ 的自旋角动量,产生总拓扑荷 $l=m+\sigma$ 的两个等离子激元涡旋,形成一种自旋半子结构。

4 自旋角动量的应用研究

4.1 弱效应测量

光子自旋霍尔效应(SHE)是光学领域的一个重要现象,它描述的是在光传播过程中,由于光的偏振态(自旋)不同,光束会产生一个微小的横向位移的现象。这个效应揭示了光与物质相互作用时的微观动力学过程,对于精确测量各种物理量具有重要意义,特别是在弱效应探测领域。

利用光子自旋霍尔效应对介质中光电导率变化的高敏感性,湖南大学文双春教授团队^[35]采用光子自旋霍尔效应作为指针,精密测量了石墨烯的光电导率。该团队测量得到单层石墨烯的光电导率为 $(0.993 \pm 0.005)\sigma_0$,并获得了 $1.5 \times 10^{-8} \Omega^{-1}$ 的测量分辨率,还发现了对于无扭曲的少层石墨烯,随着材料层数的增加,其光电导率出现了线性增强。此外,基于光子自旋霍尔效应的弱值放大技术还有望应用于测量其他原子层级薄晶体的其他参量,例如磁光常量、圆二色

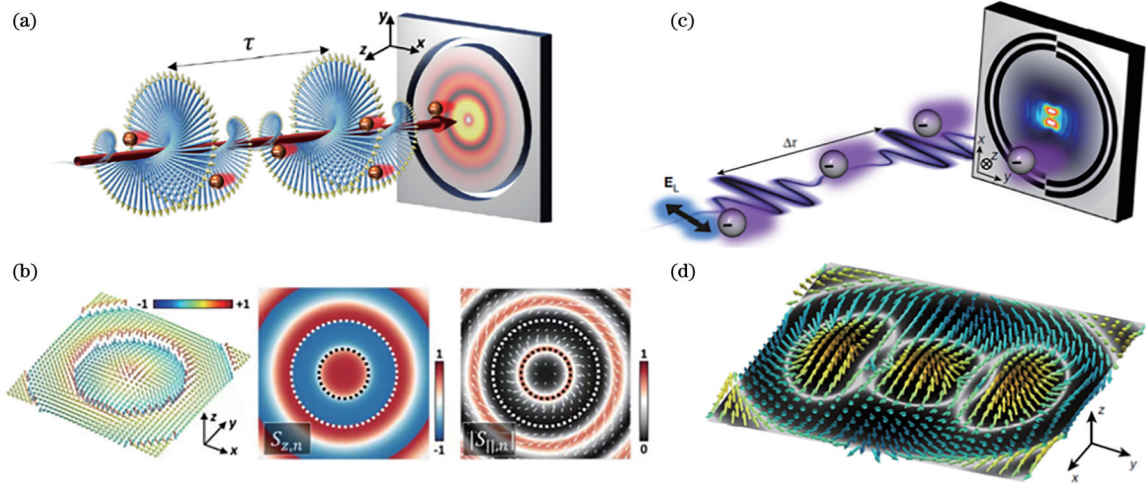


图9 基于PEEM的自旋角动量检测系统。(a)圆偏振光与光栅耦合示意图^[86];(b)圆偏振光与光栅耦合产生的光学斯格明子结构矢量图、斯格明子结构的纵向分量 S_z 和面内分量 $S_{||}$ ^[86];(c)线偏振光与阿基米德螺旋线光栅耦合示意图^[88];(d)自旋半子的矢量分布^[88]

Fig. 9 Spin angular momentum detection system based on PEEM. (a) Schematic of the coupling of circularly polarized light to a grating^[86]; (b) vector diagram of the structure of optical skyrmion and longitudinal and in-plane components of the structure of optical skyrmion^[86]; (c) schematic of the coupling of linearly polarized light to an Archimedean helix grating^[88]; (d) plasmonic meron SAM texture^[88]

性和光学非线性系数等。

如图10(a)所示,一束光入射到石墨烯界面,会产

生光子自旋霍尔效应,使得两个自旋分量以很小的角度分开,形成一个与自旋有关的位移,这个位移是由非

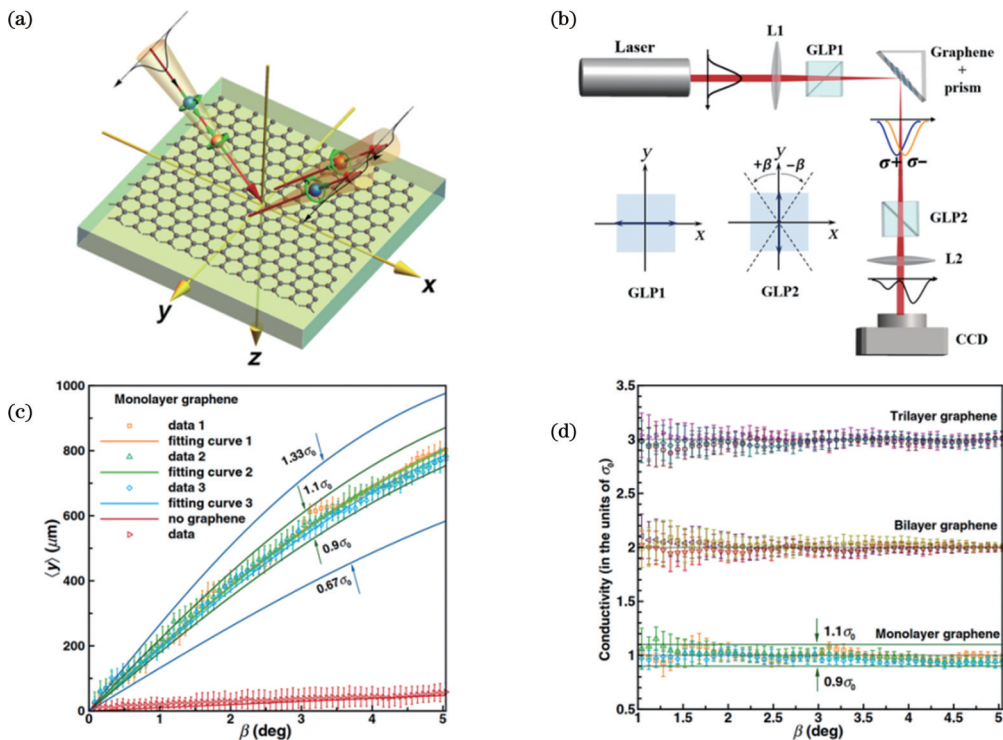


图10 通过光子自旋霍尔效应精密测量石墨烯的光电导率^[35]。(a)空气-石墨烯界面的光子自旋霍尔效应;(b)测量石墨烯表面微弱自旋-轨道耦合效应的实验装置图;(c)指针偏移的放大与后选角 β 的函数关系;(d)以 σ_0 为单位测量单层、双层和三层石墨烯的光导率

Fig. 10 Precision measurement of graphene's optical conductivity by photonic spin Hall effect^[35]. (a) Photonic spin Hall effect at an air-graphene interface; (b) experimental setup to detect the tiny spin-orbit interaction of light in graphene; (c) amplification of pointer shifts as a function of the postselected angle β ; (d) measurement of the optical conductivity in the unit of σ_0 for monolayer, bilayer, and trilayer graphene

涅耳系数决定的,并且与光电导率有关。因此,可以利用弱效应测量技术将这一与自旋有关的位移作为弱效应测量技术中的指针,通过测量指针的变化获得所要测量的原子层级薄晶体的光电导率。

4.2 光学微分

相较于传统的信息处理方式,利用光学手段直接进行信息处理具有超高速、并行处理、抗电磁干扰、低能耗等优势。比较典型的光学信息处理方法是光学差分方法,这是一种利用两个或多个光学信号之间差异进行测量和分析的技术。

光子自旋角动量应用于光学差分方面的研究,也是基于光子自旋霍尔效应。光子自旋霍尔效应能够使光束在传播过程中因自旋态的不同而发生微小的位移,这种位移可以用于信号的差分测量,极大提高了测量的灵敏度和精度。下面以湖南大学罗海陆团队^[36]提出的一种简单光学空间差分器为例,介绍光学

差分的实现原理和优势。该团队提出的光学空间差分器由两个正交偏振器和一个倾斜的偏振界面组成,在这个器件中,倾斜偏振界面处产生的几何光子自旋霍尔效应会导致自旋相关的光束产生位移。通过两个正交偏振器来实现空间差分操作,也可以实现一维边缘探测。相较于传统的计算机处理图像信息,这种光学差分器除了具有高速低能耗的优点,还在实时、高吞吐量和超快并行图像处理方面具有极大的优势,在自动驾驶、增强现实和显微成像领域也有良好的应用前景。

He等^[39]发现在单个光学平面界面的反射或折射过程中,可以通过分析光的特定正交偏振态来实现空间差分的光学计算(图 11)。需要说明的是,空间差分实际上是通过光子自旋霍尔效应实现的,这种效应通常伴随着光在界面上的反射和折射,与材料成分或入射角度无关。

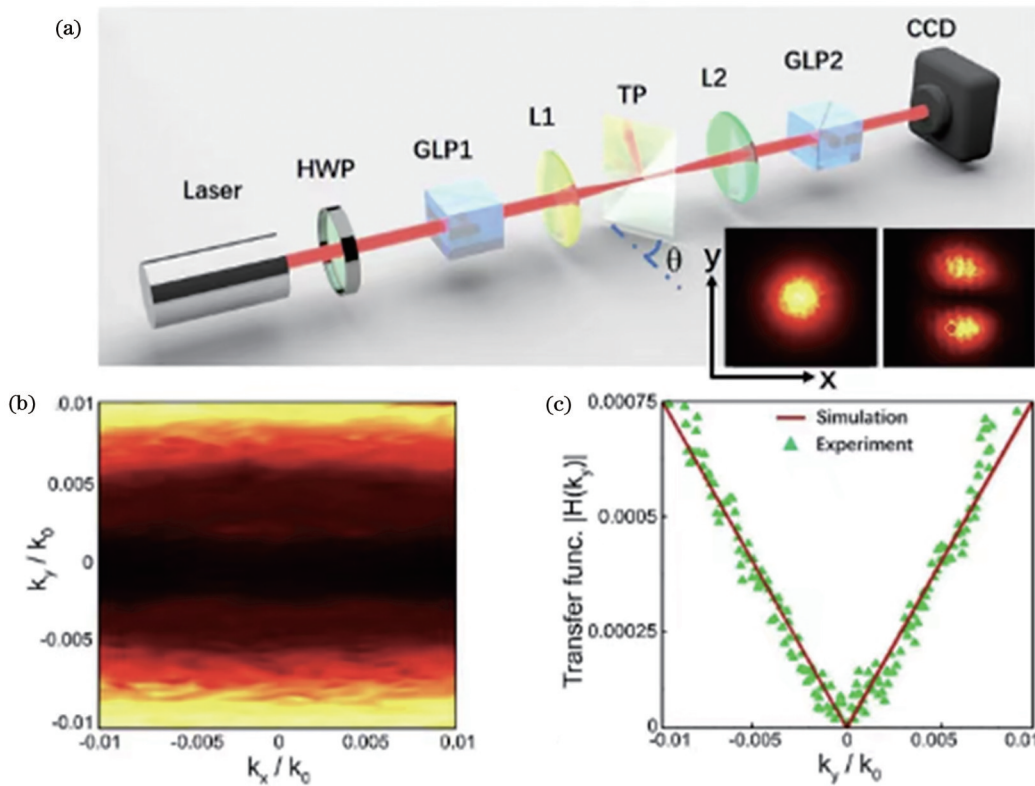


图 11 倾斜偏振界面的空间差分演示^[39]。(a)基于量子弱测量观测分裂光束的实验装置示意图,插图是倾斜角 $\theta=45^\circ$ 的高斯照明的空间差分结果;(b)倾斜偏振界面的空间光谱传递函数测量结果;(c)当 $k_x/k_0=0$ 时,从图 11(b)提取的传递函数的详细数据
Fig. 11 Spatial differentiation demonstration at a tilted polarizing interface^[39]. (a) Schematic of the experimental setup for observing splitting beams based on quantum weak measurement, the insets correspond to spatial differentiation results for a Gaussian illumination with the inclination angle $\theta=45^\circ$; (b) measurement of the spatial spectral transfer function at a tilted polarizing interface; (c) detailed data of the transfer function extracted from Fig. 11(b)

进一步,由于光子自旋霍尔效应与几何相位有关,同时不受波长影响,因此可以对纯相位物体实现宽光谱差分成像。基于此特性,Wang等^[40]提出一种光子自旋霍尔效应差分显微技术(图 12),该技术在纯相位物体和未染色生物细胞的差分成像方面展示了优异

的边缘检测能力,这为高分辨率重建和定量分析相位图像提供了潜在可能。相较于传统的差分干涉对比式显微镜需要在明场显微镜中引入复杂的相位对比装置,光子自旋霍尔差分显微镜只需要一个简单的玻璃接口,具有结构紧凑、成本低廉的优点,这种结构和特

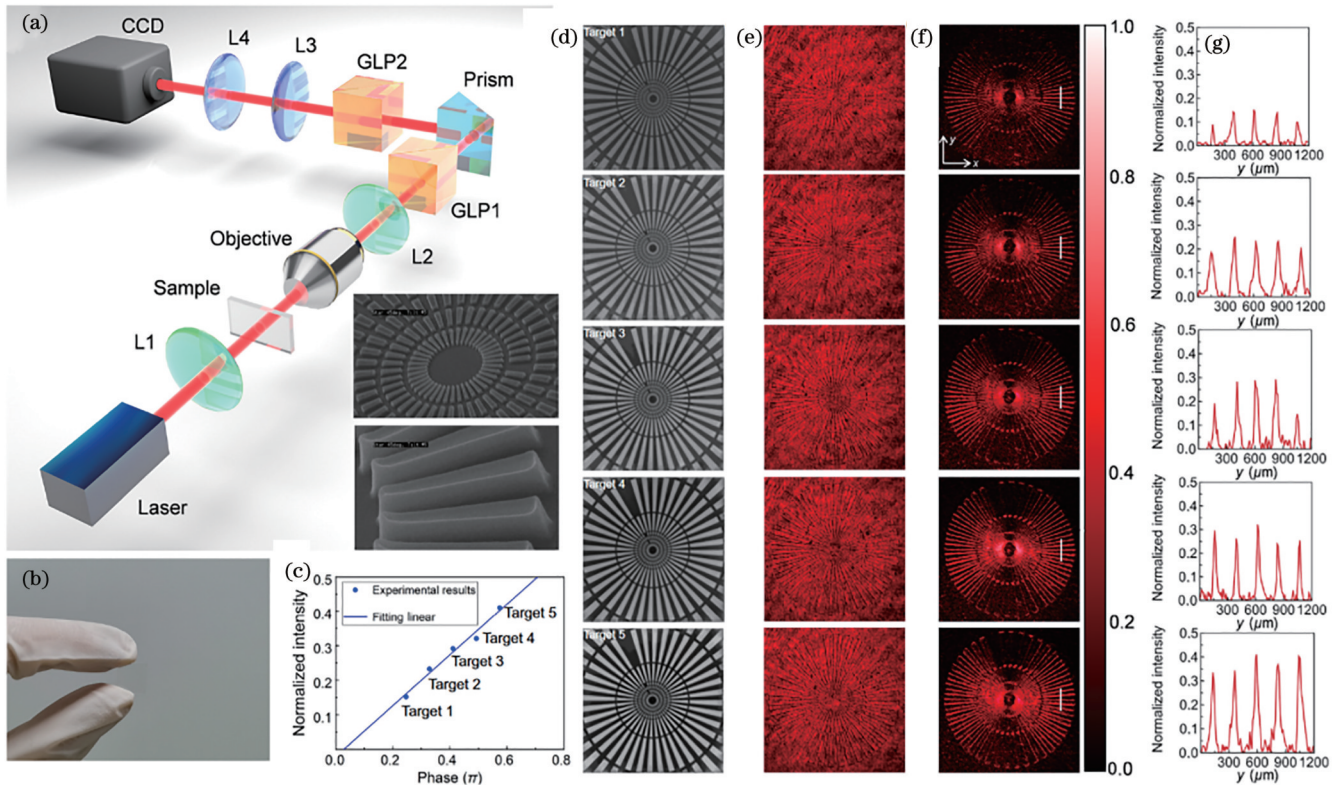


图 12 对定量相位显微目标的显微成像实验^[40]。(a)光子自旋霍尔差分显微镜实验装置,插图是分辨目标上 350 nm 聚焦星的扫描电子显微镜图像;(b)相位靶照片;(c)5 个边缘图像的水平方向强度与 5 个聚焦星目标的相位梯度之间的关系;(d)从定量相位显微目标的报告中选取的目标 1~5 的图像;(e)(f)定量-相位目标的明视野和差分图像;(g)图 12(f)中边缘图像白线对应的强度曲线

Fig. 12 Microscopic imaging experiment on quantitative-phase-microscopy targets^[40]. (a) Experimental setup for photonic spin-Hall differential microscopy, the insets are SEM images of a 350 nm focus star on the resolution target; (b) photograph of the phase target; (c) relationship between the horizontal-direction intensity of five edge images and the phase gradient of five focus-star targets; (d) images of targets 1–5 selected from user report for quantitative-phase-microscopy target; (e)(f) bright-field and differential images of quantitative-phase target; (g) intensity curves corresponding to the white lines across the edge images in

Fig. 12(f)

性使其在多功能、高对比度的实时生物成像方面具有较大的应用潜力。

Zhou 等^[37]也提出一种基于高效介电超表面的成像系统,使用偏振纠缠光子源来开启或关闭光学边缘检测模式(图 13)。该实验代表了量子边缘检测和图像处理的一个前景广阔的方向,具有较高的信噪比。

Zhou 等^[38]提出一种基于 Pancharatnam-Berry (PB)相位超表面的边缘检测机制,并在实验中演示了利用设计的电介质超表面进行高光学效率的宽带边缘检测(图 14)。这些超表面是通过在玻璃基板内扫描聚焦激光束制作的,可以很容易地与传统光学元件集成。所提出的边缘检测机制可能会在图像处理、高对比度显微镜以及移动电话和智能相机等紧凑型光学平台的实时物体检测中得到重要应用。

相较于金属的超表面,该设计超表面的边缘检测光学效率可高达 90%,归功于具有高传输系数的相对较厚的玻璃基超结构;同时,还可以实现任何其他具有高光学效率的 PB 相位梯度超表面。由于边缘检测是

通过光的不同偏振分量之间的相互作用实现的,因此这一超表面也有可能是在偏振相关的高对比度显微镜和紧凑型光学处理系统中得到应用。

Zhu 等^[36]还通过实验证明了基于光子自旋霍尔效应的空间差分的普适性(图 15)。自旋光学空间差分的观测取决于 3 个关键因素:入射角、相干准轴光束和偏振器。由于对称性,光子自旋霍尔效应在正常入射时消失,因此当入射角减小时,空间差分信号会以很小的 $|r_s+r_p|$ 值减弱。此外,这种空间差分技术利用一种简单而常见的结构来实现矢量场计算。由于光子自旋霍尔效应具有通用性,所提出的方法为各种光学系统中的超快信息处理铺平了道路,甚至可以应用于电子束的处理。

4.3 光学横向力

光学力产生于光与物质的动量交换,因此横向动量就会产生光学横向力。作为一种光学力,其背后的物理机制与诸多现象和效应都联系紧密,如定向侧散射(DSS)、自旋轨道耦合效应、表面等离子激元、虚坡印

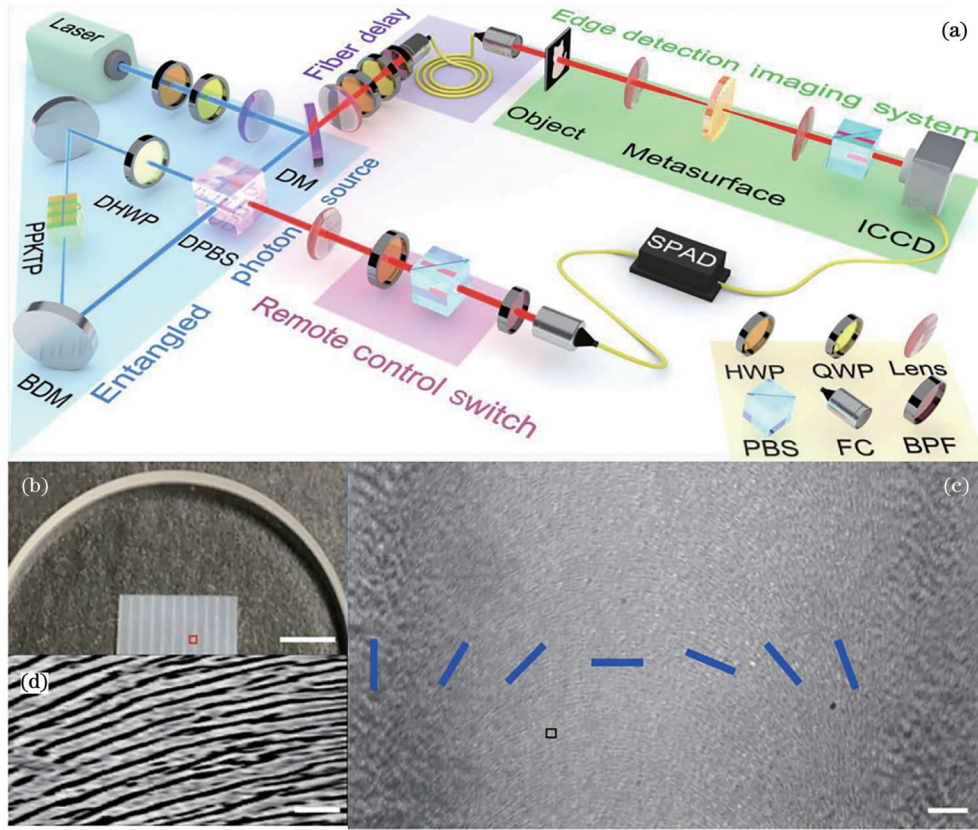


图 13 超表面量子边缘探测实验装置和样品表征^[37]。(a)超表面量子边缘探测的实验装置；(b)部分超表面样品的照片，比例尺为 4 mm；(c)利用交叉线性偏振器对图 13(a)中标注的样品区域进行偏振分析，蓝条表示旋转纳米结构在一个周期内的取向，表示激光写入电介质超表面诱导的 Pancharatnam-Berry 相位，比例尺为 50 μm；(d)图 13(c)中标注的样品区域的扫描电子显微镜图像

Fig. 13 Experimental setup and sample characterization in the metasurface quantum edge detection^[37]. (a) Experimental setup of metasurface quantum edge detection; (b) photograph of partial metasurface sample, and scale bar is 4 mm; (c) polariscopic analysis characterized by crossed linear polarizers of the sample area marked in Fig. 13(a), the blue bars indicate the orientation of rotated nanostructures in one period, which represents the Pancharatnam-Berry phase induced by the laser writing dielectric metasurface, and scale bar is 50 μm; (d) SEM image of sample area marked in Fig. 13(c)

亭动量以及本文涉及的横向自旋。

下面简单对光学力的部分理论进行介绍。对于手性瑞利颗粒,其光学力^[18]可以表示为

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{\text{grad}} + \mathbf{F}_{\text{rad}} + \mathbf{F}_{\text{curl}} + \mathbf{F}_{\text{spin}} + \mathbf{F}_{\text{flow}}, \quad (18)$$

$$\mathbf{F}_{\text{grad}} = -\nabla U, \quad (19)$$

$$\mathbf{F}_{\text{rad}} = \frac{1}{c}(\sigma_{\text{ext}} + \sigma_{\text{recoil}})\mathbf{P}, \quad (20)$$

$$\mathbf{F}_{\text{curl}} = \sigma_p c(\nabla \times \mathbf{S}_e) + \sigma_m c(\nabla \times \mathbf{S}_m) + \mu \text{Re}(\alpha_{em}) \times (\nabla \times \mathbf{P}), \quad (21)$$

$$\mathbf{F}_{\text{spin}} = \left[2\omega^2 \mu \text{Re}(\alpha_{em}) - \frac{k^5}{3\pi\epsilon^2} \text{Im}(\alpha_{ee}\alpha_{em}^*) \right] \mathbf{S}_e + \left[2\omega^2 \mu \text{Re}(\alpha_{em}) - \frac{k^5 \mu}{3\pi\epsilon} \text{Im}(\alpha_{mm}\alpha_{em}^*) \right] \mathbf{S}_m, \quad (22)$$

$$\mathbf{F}_{\text{flow}} = \frac{ck^4 \mu^2}{12\pi} \text{Im}(\alpha_{ee}\alpha_{mm}^*) \text{Im}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*), \quad (23)$$

$$U = -\frac{1}{4} \text{Re}(\alpha_{ee})|\mathbf{E}|^2 - \frac{1}{4} \text{Re}(\alpha_{mm})|\mathbf{B}|^2 + \frac{1}{2} \text{Re}(\alpha_{em}) \text{Im}(\mathbf{B} \cdot \mathbf{E}^*), \quad (24)$$

式中： \mathbf{F}_{grad} 为光学梯度力； \mathbf{F}_{rad} 为成正比于时间平均坡印亭矢量的辐射压力； \mathbf{F}_{curl} 为自旋和动量的旋度所产生的力，可以表示为自旋角动量密度的卷曲度； \mathbf{F}_{spin} 的产生源自于粒子手性与自旋角动量密度的耦合效应，故只存在于手性粒子中存在； \mathbf{F}_{flow} 与虚坡印亭动量相关。

从上面的公式可以看出，光学横向力可以产生于 Belinfante 自旋动量、虚坡印亭动量和光-手性相互作用等效应。

在倏逝场、横向光学针场^[158]、光纤^[159-160]以及贝塞尔光束^[161]等体系中，光学横向力的存在已被证明。值得注意的是，如图 16(a)~(c)所示，手性颗粒与光场的相互作用不仅产生了传统的光学横向力，还引入一个与横向自旋角动量密度相关的特殊光学横向力分量。由于光的量子自旋霍尔效应^[78,162-164]，内禀的横向自旋

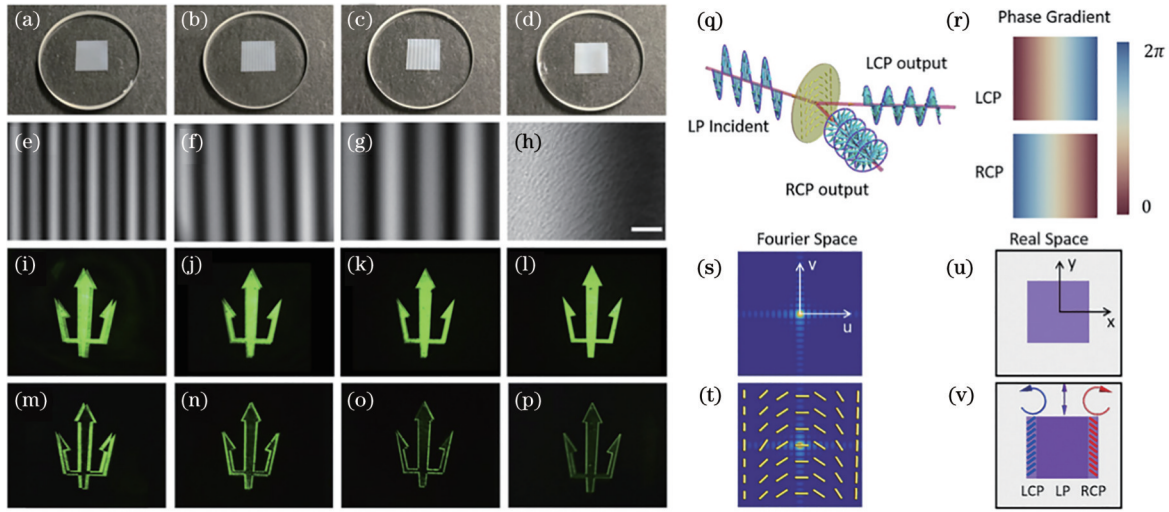


图 14 基于相位梯度超表面的边缘检测实验原理与效果^[38]。(a)~(p) 500 nm 波长下不同分辨率的边缘检测图像；(q) 准直 LP 光束照射 PB 相位梯度超表面时，两个分离的 LCP 和 RCP 光束分量；(r) LCP 和 RCP 分量的相位梯度结果；正方形物体的 (s) 傅里叶空间光谱和 (u) 实空间图像；在傅里叶平面添加 PB 相位梯度超表面后得到的 (t) 傅里叶空间光谱和 (v) 实空间图像，其中蓝色和红色阴影区域表示沿 PB 相位梯度方向产生的边缘信息

Fig. 14 Experimental schematic and effect of edge detection based on phase gradient metasurface^[38]. (a)–(p) Edge detection images with various resolutions at the wavelength of 500 nm; (q) two separated LCP and RCP beam components when PB phase gradient metasurface is illuminated by collimated LP beam; (r) phase gradients of LCP and RCP component; (s) Fourier space spectrum and (u) real-space image of a square object; (t) Fourier space spectrum and (v) real-space image when a PB phase gradient metasurface is added at the Fourier plane, blue- and red-shaded areas indicate the resultant edge information along the PB phase gradient direction

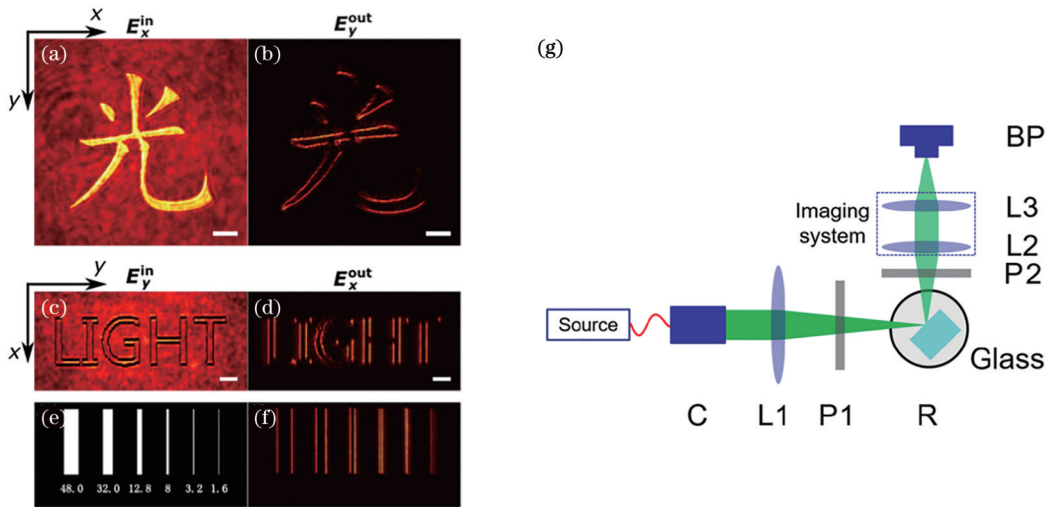


图 15 基于光子自旋霍尔效应的空间差分技术^[36]。(a) 由汉字“光”组成的入射图像，在 E_x^{in} 上进行振幅调制；(b) 通过测量 E_y^{out} 得到的反射强度图像；(c) 由在 E_y^{in} 上进行相位调制生成的“LIGHT”字母组成的入射图像，字母内侧和外侧的相位不同，但强度相同；(d) 通过测量 E_x^{out} 得到的反射强度图像，白条对应的长度为 $50 \mu\text{m}$ ；(e) SLM 上的槽测试图案，黑色和白色区域的相位不同，下面一系列数值为槽的宽度，单位为 μm ；(f) 图 15(e) 对应的反射强度测量图像；(g) 高斯光束照明下的空间差分实验装置，分别采用振幅或相位调制对存储在 E_x^{in} 和 E_y^{out} 中的图像进行边缘检测

Fig. 15 Spatial difference technique based on photonic spin Hall effect^[36]. (a) Incident image consisting of the Chinese character for “光” with amplitude modulation on E_x^{in} ; (b) reflected intensity image by measuring E_y^{out} ; (c) incident image consisting of the LIGHT letters generated with phase modulation on E_y^{in} , where the inside and the outside of the letters have different phases but the same intensity; (d) reflected intensity image by measuring E_x^{out} , the white bars correspond to the length of $50 \mu\text{m}$; (e) slot test patterns on the SLM with the different phases for the black and the white areas, the widths of the slots are listed below in μm ; (f) measured reflected intensity image corresponding to Fig. 15(e); (g) experimental setup for spatial differentiation under Gaussian beam illumination, and edge detection for different images stored in E_x^{in} and E_y^{out} with either amplitude or phase modulation

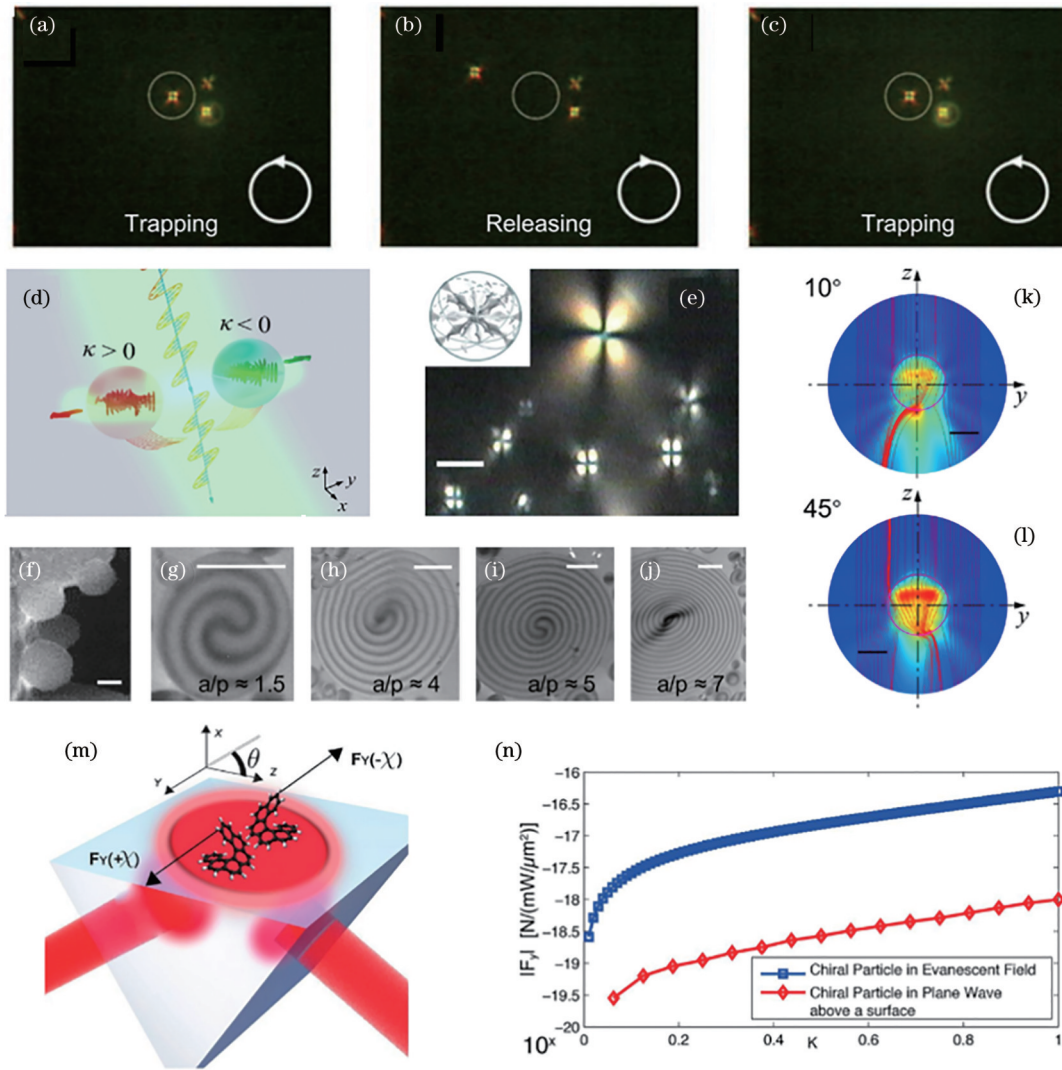


图 16 光学横向力的产生与应用^[18]。(a)~(c)通过切换光的偏振来捕获、分离、再捕获液晶粒子的实验框架;(d)~(l)微型胆甾液晶粒子双向对映选择性分离的实验演示;(m)(n)线性偏振倏逝波中手性粒子的光学横向力

Fig. 16 Generation and application of optical lateral forces^[18]. (a)–(c) Experimental frames of trapping–detrapping–trapping of a cholesteric liquid crystal particle by switching the light polarization; (d)–(l) experimental demonstration of the bidirectional enantioselective separation of a micro-sized cholesteric liquid crystal particle; (m)(n) optical lateral force on the chiral particle in a linearly polarized evanescent wave

角动量会被锁定到表面等离激元的传播方向上,即自旋动量绑定效应^[15-17],这也间接给出了该光学横向力分量和动量密度的关系。

对光学横向力的探测及应用研究主要集中在粒子操控上。同济大学的Shi等^[165]将不同手性的聚合液晶微粒置于空气和水的界面上,如图16(d)~(l)所示,通过用线性线偏振光束冲击微粒,观察到不同手性的微粒的双向分选。他们还发现光学横向力与粒子的大小、手性、入射角以及光束的偏振态密切相关。除此之外,光学横向力在耦合手性粒子中出现了结合、排斥和平移的效应^[166-168]。图16(m)、(n)为手性粒子在线偏振倏逝波中受到光学横向力的示意图,此时产生于横向自旋角动量的光学横向力甚至要大于横向能流(坡印亭矢量)中产生的光学横向力。

在横向力的应用研究方面,姚保利团队^[169]提出一种基于横向自旋角动量的粒子操控方法,通过该方法能够使粒子在垂直于光轴方向旋转,如图17(a)~(d)所示。该工作展示了紧聚焦的矢量涡旋光束具有花瓣形状与纯粹的横向自旋角动量,可以同时捕获多个粒子并使粒子沿角向旋转,通过改变偏振拓扑荷的正负能够改变自旋运动的方向。他们还指出,自旋扭矩随着拓扑荷数的增加而减小,同时自旋扭矩还与物镜的数值孔径、粒子的折射率和吸收率有关。如图17(e)~(h)所示,该课题组还对圆偏振与径向偏振涡旋光束的聚焦光场进行研究^[170],发现光束携带的自旋角动量和轨道角动量能够使粒子做非轴向旋转和轨道运动。

除紧聚焦光束外,贝塞尔光束、艾里光束、涡旋光

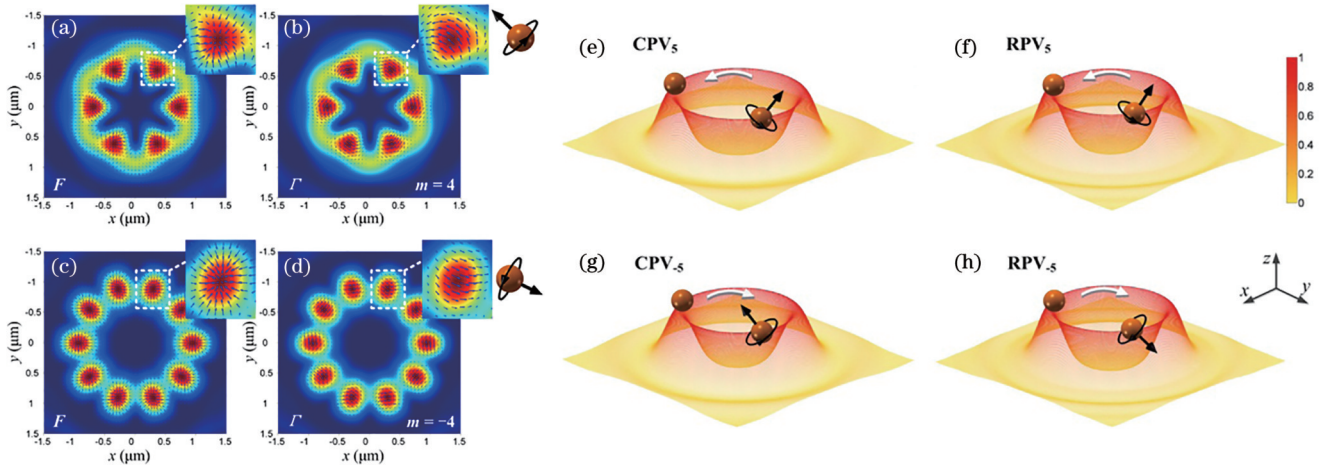


图 17 不同光束的光学横向力及其作用下粒子的自旋运动。(a)~(d) 矢量涡旋光束的横向力与自旋力矩在焦平面处的二维矢量图^[169], 其中(a)(b)拓扑荷为 4, (c)(d)拓扑荷为 -4; (e)~(h) 粒子在不同入射光场影响下的自旋与轨道运动示意图^[170], 其中 (e)(g)入射光束为拓扑荷分别为 5、-5 的圆偏振涡旋光束, (f)(h)入射光束为拓扑荷分别为 5、-5 的径向涡旋光束

Fig. 17 Optical lateral forces in different beams and the spin motion of particles under their influence. (a)–(d) Lateral force and spin torque distributions in the focal plane illuminated by vector vortex beams with topological charges (a)(b) $m=4$ and (c)(d) $m=-4$ ^[169]; (e)–(h) spin and orbital motion of the particle illuminated by circularly polarized vortex beams with topological charges of (e) $m=5$ and (g) $m=-5$, and by radially polarized vortex beams with (f) $m=5$ and (h) $m=-5$ ^[170]

束等结构光束所具有的光学横向力也为光学操控提供了许多新的可能。这些结构光束与亚波长量级超表面的结合, 诞生了许多新奇的应用: 如图 18(a) 所示, 将

光学横向力与通过几何相位设计的一维结构结合, 通过对光学螺旋度的控制, 实现了微纳机器人 (metarobots) 的双向移动^[171]; 如图 18(b) 所示, 将光学

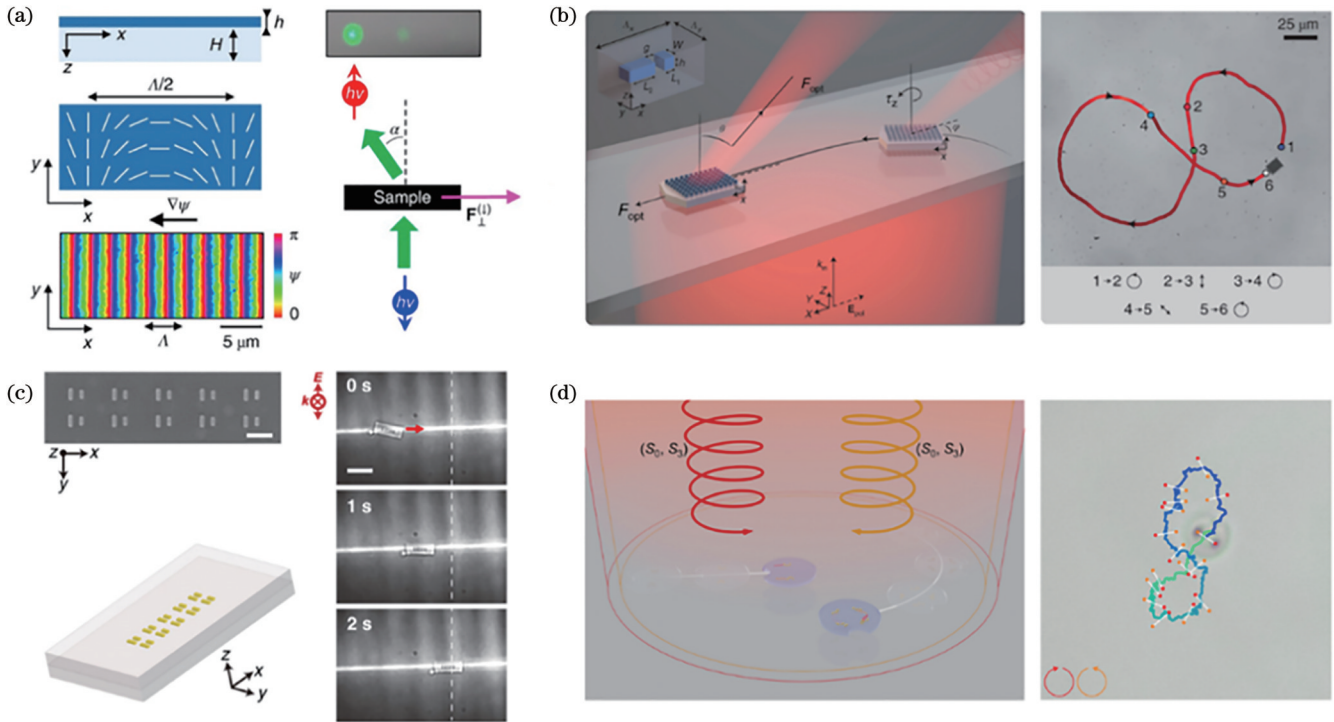


图 18 基于光学横向力的微纳机器人。(a) 可以随涡旋光变化双向移动的一维线性微纳机器人^[171]; (b) 与表面等离激元纳米天线结合, 位移分辨率可突破衍射极限的一维线性微纳机器人^[172]; (c) 线偏振光束与圆偏振光束驱动并控制其平移与旋转运动的二维微纳机器人^[173]; (d) 由两束不同波长三维光束驱动的微纳无人机^[174]

Fig. 18 Metarobots based on optical lateral forces. (a) One-dimensional metarobot which can move bilaterally with different helicity of light^[171]; (b) one-dimensional linear metarobot by optical lateral force on a plasmonic nanoantenna, allowing the moving resolution to be beyond the diffraction limit^[172]; (c) two-dimensional metarobot excited by both linear and circularly polarized light^[173]; (d) three-dimensional light-driven microdrones using two overlapping light waves with two wavelengths^[174]

横向力与表面等离激元纳米天线结合,使一维线性微纳机器人实现了较小步长的位移^[172];图 18(c)所示为由线偏振光束与圆偏振光束驱动并控制其平移与旋转运动的二维微纳机器人^[173];图 18(d)所示为由两个具有不同波长的光束叠加控制的微纳无人机^[174]。

4.4 精密传感

在精密传感方面,光学自旋角动量也具有重要意义。Yang 等^[29]提出一种利用自旋动量方程进行光子自旋操纵的方法来研究斯格明子对中的自旋纹理,发

现这种纹理在纳米尺度上,自旋矢量具有急剧变化的特性,可以实现皮米级的位移传感(图 19)。他们理论设计出一种独特的自旋纹理,其自旋角动量沿两个斯格明子的连接线线性变化,通过调整斯格明子对的空间距离,线性变化范围可达 0.4λ ,此时电场强度可达到最大值。此外,通过分析斯格明子对的坡印亭动量和自旋结构,他们还证明了横向自旋只在两个斯格明子中心的连接线上呈线性变化,而在垂直于连接线的方向上几乎保持不变。

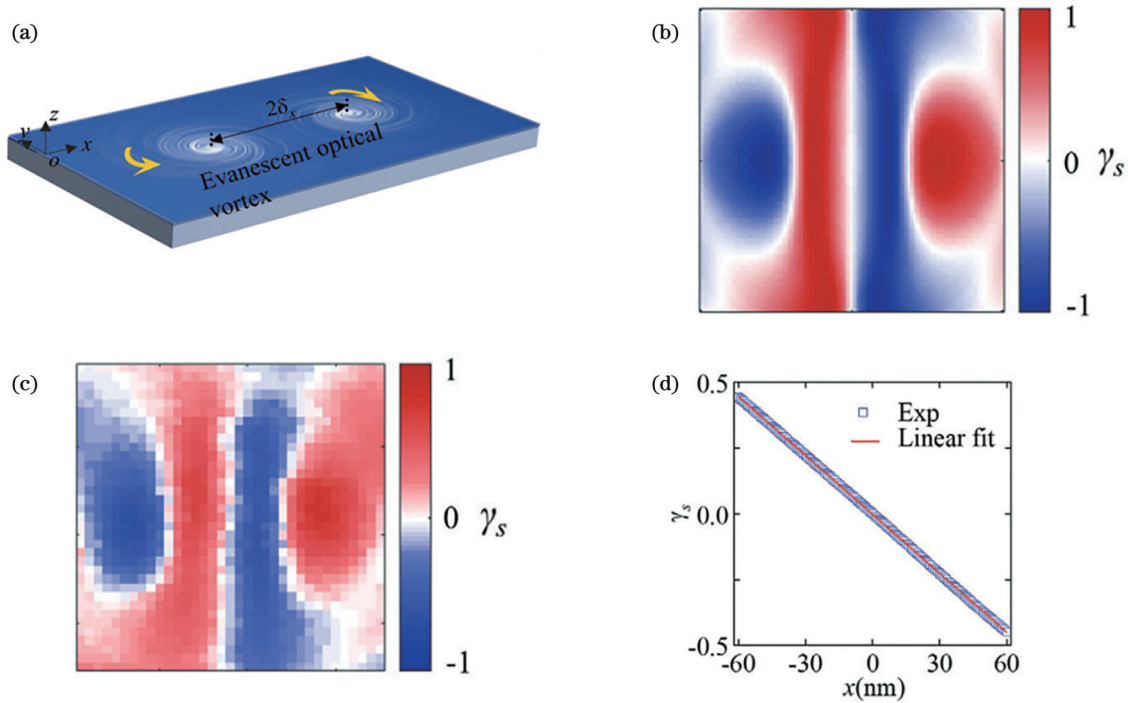


图 19 自旋角动量应用于精密位移传感^[29]。(a)斯格明子对示意图,它由一对分离的倏逝光学涡流组成,拓扑电荷符号相反;(b)由 Richard-Wolf 矢量衍射理论计算得出的结构自旋分布;(c)实验测得的结构自旋分布;(d)中心区域的典型传感特性曲线
Fig. 19 Spin angular momentum applied to precision displacement sensing^[29]. (a) Illustration of the structured spin texture in a skyrmion-pair; (b) theoretical results of the spin distribution obtained from the Richard-Wolf theory; (c) experimentally measured structural spin distribution; (d) typical characteristic sensing curve from the central region

实验方面,在 100 nm 的测量范围内,基于这种特殊设计的自旋纹理位移传感方法的灵敏度可以达到皮米级。由于斯格明子与偏振无关,未来的研究可能会利用同样机制的横向电偏振倏逝波来构建其他自旋纹理,作为新型位移传感技术。这种情况下不存在纵向电场分量,因此检测到的横向电场更强,可以进一步提高传感的稳定性。这种基于自旋的操纵方法可以为自旋光子学相关研究提供新的思路,并有可能应用于光学纳米计量学、定位显微镜和光刻掩模对准等领域。

4.5 磁畴检测

磁畴是铁磁体的一种微观结构,这种结构可以应用于磁存储技术、磁性传感器、磁电子学、高密度数据存储等领域。光学手段在磁畴检测方面具有许多优势,包括非接触式检测、快速成像、广泛适用性等。在

利用光子自旋进行磁畴检测方面,Lei 等^[30]的研究具有重要意义。他们研究了磁化条件下光学自旋轨道耦合以及光子斯格明子与磁畴之间的相互作用,证明了磁化可以改变光子自旋分布,进而产生了扭曲的尼尔型斯格明子(图 20)。这种效应能够反映平面内或极点处的磁畴结构,反之磁化模式也可用来创造复杂的光学自旋分布。他们展示的斯格明子与磁光效应之间的相互作用,也为利用光学自旋轨道耦合的研究和磁畴操纵提供了新的可能。

除了前述自旋角动量应用示例外,本课题组还在积极探索光子自旋结构在其他领域的应用,包括光子自旋结构在分数阶轨道角动量检测和生物介质折射率检测中的应用。这两项研究工作展示了光子自旋结构在实际应用中的适用性和潜在价值,标志着对光子自旋结构应用领域的进一步拓展。

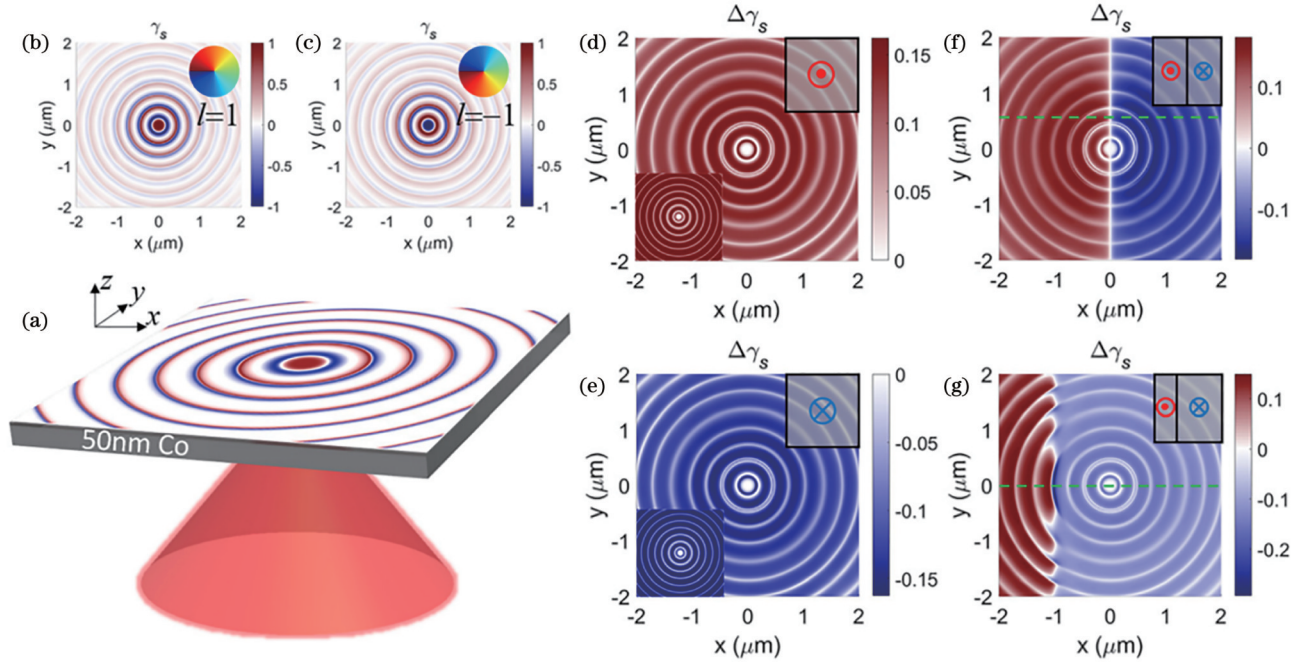


图 20 自旋角动量用于磁畴检测^[30]。(a) 紧聚焦径向偏振光在钴金属膜表面激发 SPP 产生光学斯格明子的示意图；(b)(c) 拓扑荷为 ± 1 的右旋偏振光产生的正负斯格明子；(d)(e) 磁场朝向 $\pm z$ 方向时的 $\Delta\gamma_s$ 的空间分布；(f)(g) 磁场分布存在两个相反方向磁畴时的 $\Delta\gamma_s$ 的空间分布

Fig. 20 Optical spin-orbit coupling effect applied to magnetic domain detection^[30]. (a) Schematic for the generation of an optical skyrmion in a ferromagnetic material on the example of SPP excited on a surface of a thin (50 nm) Co film by a tightly focused ($NA=1.49$) radially polarized beam; (b)(c) spin states of positive and negative skyrmions generated with $l = \pm 1$ right-handed polarized light with Co magnetization in $+z$ direction; (d)(e) spatial distribution of $\Delta\gamma_s$ for the skyrmions in $\pm z$ directions; (f)(g) spatial distributions of $\Delta\gamma_s$ for the magnetic structure consisting of two domains with opposite magnetization orientations

5 总结和展望

作为光学领域内继强度、相位、偏振之后的又一可提供自由度的参量,自旋角动量所携带的光的近场信息在通信、成像、精密探测等领域均有良好的应用前景。本文介绍了自旋角动量的概念、定义、分类与物理起源,梳理了近年来自旋角动量的检测手段及其在弱效应探测、光学微分、光学横向力、精密传感以及磁畴检测方面的应用。一方面,自旋角动量作为一种新型光学自由度,可为大尺度的光场调控和光学通信等应用提供新的方案;另一方面,自旋角动量是光子、原子等基本粒子的基本动力学物理量,可为小尺度的光与物质相互作用、光学成像、光学检测提供新的视角,从而进一步为挖掘光与物质相互作用的新机制、新现象,拓展自旋光子学应用发挥巨大的作用。

参 考 文 献

- [1] Bloch F, Hansen W W, Packard M. The nuclear induction experiment[J]. *Physical Review*, 1946, 70(7/8): 474-485.
- [2] Purcell E M, Torrey H C, Pound R V. Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid[J]. *Physical Review*, 1946, 69(1/2): 37-38.
- [3] Baibich M N, Broto J M, Fert A, et al. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices[J]. *Physical Review Letters*, 1988, 61(21): 2472-2475.

- [4] Zavoisky E. Paramagnetic relaxation of liquid solution for perpendicular fields[J]. *Journal of Physics of the USSR*, 1945, 9: 211.
- [5] Slonczewski J C. Current-driven excitation of magnetic multilayers[J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1996, 159(1/2): L1-L7.
- [6] Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current[J]. *Physical Review B*, 1996, 54(13): 9353-9358.
- [7] Fert A. Origin, development, and future of spintronics[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2008, 80(4): 1517-1530.
- [8] Žutić I, Fabian J, Das Sarma S. Spintronics: fundamentals and applications[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2004, 76(2): 323-410.
- [9] Beth R A. Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light[J]. *Physical Review*, 1936, 50(2): 115-125.
- [10] Bliokh K Y, Rodriguez-Fortuño F J, Nori F, et al. Spin-orbit interactions of light[J]. *Nature Photonics*, 2015, 9: 796-808.
- [11] Aiello A, Banzer P, Neugebauer M, et al. From transverse angular momentum to photonic wheels[J]. *Nature Photonics*, 2015, 9: 789-795.
- [12] Bliokh K Y, Nori F. Transverse and longitudinal angular momenta of light[J]. *Physics Reports*, 2015, 592: 1-38.
- [13] Shi P, Yang A P, Meng F F, et al. Optical near-field measurement for spin-orbit interaction of light[J]. *Progress in Quantum Electronics*, 2021, 78: 100341.
- [14] Shi P, Du L P, Yuan X C. Spin photonics: from transverse spin to photonic skyrmions[J]. *Nanophotonics*, 2021, 10(16): 3927-3943.
- [15] Shi P, Du L P, Li C C, et al. Transverse spin dynamics in structured electromagnetic guided waves[J]. *Proceedings of the*

- National Academy of Sciences of the United States of America, 2021, 118(6): e2018816118.
- [16] Shi P, Lei X R, Zhang Q, et al. Intrinsic spin-momentum dynamics of surface electromagnetic waves in dispersive interfaces[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 128(21): 213904.
- [17] Shi P, Du L P, Yang A P, et al. Dynamical and topological properties of the spin angular momenta in general electromagnetic fields[J]. *Communications Physics*, 2023, 6: 283.
- [18] Shi Y Z, Xu X H, Nieto-Vesperinas M, et al. Advances in light transverse momenta and optical lateral forces[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2023, 15(3): 835.
- [19] Wang S B, Chan C T. Lateral optical force on chiral particles near a surface[J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3307.
- [20] Hayat A, Mueller J P, Capasso F. Lateral chirality-sorting optical forces[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2015, 112(43): 13190-13194.
- [21] Shi Y Z, Zhu T T, Liu J Q, et al. Stable optical lateral forces from inhomogeneities of the spin angular momentum[J]. *Science Advances*, 2022, 8(48): eabn2291.
- [22] Yu X N, Li Y X, Xu B J, et al. Anomalous lateral optical force as a manifestation of the optical transverse spin[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2023, 17(10): 2300212.
- [23] Lu C F, Wang B, Fang X, et al. Nanoparticle deep-subwavelength dynamics empowered by optical meron-antimeron topology[J]. *Nano Letters*, 2024, 24(1): 104-113.
- [24] Shi P, Du L P, Yuan X C. Strong spin-orbit interaction of photonic skyrmions at the general optical interface[J]. *Nanophotonics*, 2020, 9(15): 4619-4628.
- [25] Zhang Q, Xie Z W, Du L P, et al. Bloch-type photonic skyrmions in optical chiral multilayers[J]. *Physical Review Research*, 2021, 3(2): 023109.
- [26] Zhang Q, Xie Z W, Shi P, et al. Optical topological lattices of Bloch-type skyrmion and meron topologies[J]. *Photonics Research*, 2022, 10(4): 947-957.
- [27] Shi P, Du L P, Yuan X C. Structured spin angular momentum in highly focused cylindrical vector vortex beams for optical manipulation[J]. *Optics Express*, 2018, 26(18): 23449-23459.
- [28] Shi P, Du L P, Yuan X C. Optical manipulation with electric and magnetic transverse spin through multilayered focused configuration[J]. *Applied Physics Express*, 2019, 12(3): 032001.
- [29] Yang A P, Lei X R, Shi P, et al. Spin-manipulated photonic skyrmion-pair for pico-metric displacement sensing[J]. *Advanced Science*, 2023, 10(12): e2205249.
- [30] Lei X R, Du L P, Yuan X C, et al. Optical spin-orbit coupling in the presence of magnetization: photonic skyrmion interaction with magnetic domains[J]. *Nanophotonics*, 2021, 10(14): 3667-3675.
- [31] Araneda G, Walser S, Colombe Y, et al. Wavelength-scale errors in optical localization due to spin-orbit coupling of light[J]. *Nature Physics*, 2019, 15: 17-21.
- [32] Sheng L J, Chen Y, Yuan S J, et al. Photonic spin Hall effect: physics, manipulations, and applications[J]. *Progress in Quantum Electronics*, 2023, 91/92: 100484.
- [33] Zhou X X, Ling X H, Luo H L, et al. Identifying graphene layers via spin Hall effect of light[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 101(25): 251602.
- [34] Neugebauer M, Woźniak P, Bag A, et al. Polarization-controlled directional scattering for nanoscopic position sensing[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 11286.
- [35] Chen S Z, Ling X H, Shu W X, et al. Precision measurement of the optical conductivity of atomically thin crystals via the photonic spin Hall effect[J]. *Physical Review Applied*, 2020, 13(1): 014057.
- [36] Zhu T F, Lou Y J, Zhou Y H, et al. Generalized spatial differentiation from the spin Hall effect of light and its application in image processing of edge detection[J]. *Physical Review Applied*, 2019, 11(3): 034043.
- [37] Zhou J X, Liu S K, Qian H L, et al. Metasurface enabled quantum edge detection[J]. *Science Advances*, 2020, 6(51): eabc4385.
- [38] Zhou J X, Qian H L, Chen C F, et al. Optical edge detection based on high-efficiency dielectric metasurface[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2019, 116(23): 11137-11140.
- [39] He S S, Zhou J X, Chen S Z, et al. Spatial differential operation and edge detection based on the geometric spin Hall effect of light[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(4): 877-880.
- [40] Wang R S, He S S, Luo H L. Photonic spin-Hall differential microscopy[J]. *Physical Review Applied*, 2022, 18(4): 044016.
- [41] Xu D Y, He S S, Zhou J X, et al. Optical analog computing of two-dimensional spatial differentiation based on the Brewster effect[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(24): 6867-6870.
- [42] He S S, Zhou J X, Chen S Z, et al. Wavelength-independent optical fully differential operation based on the spin-orbit interaction of light[J]. *APL Photonics*, 2020, 5(3): 036105.
- [43] Xu D Y, He S S, Zhou J X, et al. Goos-Hänchen effect enabled optical differential operation and image edge detection[J]. *Applied Physics Letters*, 2020, 116(21): 211103.
- [44] Zhou J X, Qian H L, Zhao J X, et al. Two-dimensional optical spatial differentiation and high-contrast imaging[J]. *National Science Review*, 2021, 8(6): nwaa176.
- [45] Wang R S, He S S, Chen S Z, et al. Computing metasurfaces enabled chiral edge image sensing[J]. *iScience*, 2022, 25(7): 104532.
- [46] Xiao T T, Yang H, Yang Q, et al. Realization of tunable edge-enhanced images based on computing metasurfaces[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(4): 925-928.
- [47] Liu J W, Yang Q, Chen S Z, et al. Intrinsic optical spatial differentiation enabled quantum dark-field microscopy[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 128(19): 193601.
- [48] Wang Y, Yang Q, He S S, et al. Computing metasurfaces enabled broad-band vectorial differential interference contrast microscopy[J]. *ACS Photonics*, 2023, 10(7): 2201-2207.
- [49] Lodahl P, Mahmoodian S, Stobbe S, et al. Chiral quantum optics[J]. *Nature*, 2017, 541: 473-480.
- [50] Rodríguez-Fortuño F J, Marino G, Ginzburg P, et al. Near-field interference for the unidirectional excitation of electromagnetic guided modes[J]. *Science*, 2013, 340(6130): 328-330.
- [51] Petersen J, Volz J, Rauschenbeutel A. Chiral nanophotonic waveguide interface based on spin-orbit interaction of light[J]. *Science*, 2014, 346(6205): 67-71.
- [52] O'Connor D, Ginzburg P, Rodríguez-Fortuño F J, et al. Spin-orbit coupling in surface plasmon scattering by nanostructures[J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 5327.
- [53] Söllner I, Mahmoodian S, Hansen S L, et al. Deterministic photon-emitter coupling in chiral photonic circuits[J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(9): 775-778.
- [54] le Feber B, Rotenberg N, Kuipers L. Nanophotonic control of circular dipole emission[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 6695.
- [55] Lefier Y, Grosjean T. Unidirectional sub-diffraction waveguiding based on optical spin-orbit coupling in subwavelength plasmonic waveguides[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(12): 2890-2893.
- [56] Peng L, Duan L F, Wang K W, et al. Transverse photon spin of bulk electromagnetic waves in bianisotropic media[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13: 878-882.
- [57] Guo Z W, Long Y, Jiang H T, et al. Anomalous unidirectional excitation of high- k hyperbolic modes using all-electric metasurfaces[J]. *Advanced Photonics*, 2021, 3: 036001.
- [58] Forbes A, de Oliveira M, Dennis M R. Structured light[J].

- Nature Photonics, 2021, 15: 253-262.
- [59] He C, Shen Y J, Forbes A. Towards higher-dimensional structured light[J]. Light: Science & Applications, 2022, 11(1): 205.
- [60] Chen J, Wan C H, Zhan Q W. Engineering photonic angular momentum with structured light: a review[J]. Advanced Photonics, 2021, 3(6): 064001.
- [61] Angelsky O V, Bekshaev A Y, Hanson S G, et al. Structured light: ideas and concepts[J]. Frontiers in Physics, 2020, 8: 114.
- [62] Shen Y J, Wang X J, Xie Z W, et al. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities[J]. Light: Science & Applications, 2019, 8: 90.
- [63] Milione G, Sztul H I, Nolan D A, et al. Higher-order Poincaré sphere, Stokes parameters, and the angular momentum of light[J]. Physical Review Letters, 2011, 107(5): 053601.
- [64] Milione G, Evans S, Nolan D A, et al. Higher order Pancharatnam-Berry phase and the angular momentum of light[J]. Physical Review Letters, 2012, 108(19): 190401.
- [65] Liu Y C, Ling X H, Yi X N, et al. Realization of polarization evolution on higher-order Poincaré sphere with metasurface[J]. Applied Physics Letters, 2014, 104(19): 191110.
- [66] Chen S Z, Zhou X X, Liu Y C, et al. Generation of arbitrary cylindrical vector beams on the higher order Poincaré sphere[J]. Optics Letters, 2014, 39(18): 5274-5276.
- [67] Ren Z C, Kong L J, Li S M, et al. Generalized poincaré sphere[J]. Optics Express, 2015, 23(20): 26586-26595.
- [68] Yang H, He P, Ou K, et al. Angular momentum holography via a minimalist metasurface for optical nested encryption[J]. Light: Science & Applications, 2023, 12(1): 79.
- [69] Liu S L, Wang X H, Ni J C, et al. Optical encryption in the photonic orbital angular momentum dimension via direct-laser-writing 3D chiral metahelices[J]. Nano Letters, 2023, 23(6): 2304-2311.
- [70] Fang X Y, Ren H R, Gu M. Orbital angular momentum holography for high-security encryption[J]. Nature Photonics, 2020, 14: 102-108.
- [71] Ren H R, Fang X Y, Jang J, et al. Complex-amplitude metasurface-based orbital angular momentum holography in momentum space[J]. Nature Nanotechnology, 2020, 15(11): 948-955.
- [72] Qu G Y, Yang W H, Song Q H, et al. Reprogrammable meta-hologram for optical encryption[J]. Nature Communications, 2020, 11(1): 5484.
- [73] Alfalou A, Brosseau C. Optical image compression and encryption methods[J]. Advances in Optics and Photonics, 2009, 1(3): 589-636.
- [74] Ouyang X, Xu Y, Xian M C, et al. Synthetic helical dichroism for six-dimensional optical orbital angular momentum multiplexing[J]. Nature Photonics, 2021, 15: 901-907.
- [75] Lei T, Zhang M, Li Y R, et al. Massive individual orbital angular momentum channels for multiplexing enabled by Dammann gratings[J]. Light: Science & Applications, 2015, 4(3): e257.
- [76] Wang J, Yang J Y, Fazal I M, et al. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing[J]. Nature Photonics, 2012, 6: 488-496.
- [77] Gu M, Zhang Q M, Lamon S. Nanomaterials for optical data storage[J]. Nature Reviews Materials, 2016, 1(12): 16070.
- [78] Bliokh K Y, Smirnova D, Nori F. Quantum spin Hall effect of light[J]. Science, 2015, 348(6242): 1448-1451.
- [79] Chen Y L, Li Y X, Xu B J, et al. Pure transverse spin perpendicular to wave propagation in multiple plane waves[J]. Physical Review B, 2023, 108(24): L241112.
- [80] Ozawa T, Price H M, Amo A, et al. Topological photonics[J]. Reviews of Modern Physics, 2019, 91(1): 015006.
- [81] Shi P, Lin M, Gou X X, et al. The hidden spin-momentum locking and topological defects in unpolarized light fields [EB/OL]. (2023-09-25)[2024-01-02]. <http://arxiv.org/abs/2309.13997v1>.
- [82] Shen Y J, Zhang Q, Shi P, et al. Optical skyrmions and other topological quasiparticles of light[EB/OL]. (2022-05-20)[2024-01-02]. <https://arxiv.org/abs/2205.10329>.
- [83] Tsesses S, Cohen K, Ostrovsky E, et al. Spin-orbit interaction of light in plasmonic lattices[J]. Nano Letters, 2019, 19(6): 4010-4016.
- [84] Li C C, Shi P, Du L P, et al. Mapping the near-field spin angular momenta in the structured surface plasmon polariton field[J]. Nanoscale, 2020, 12(25): 13674-13679.
- [85] Shi P, Du L P, Li M J, et al. Symmetry-protected photonic chiral spin textures by spin-orbit coupling[J]. Laser & Photonics Reviews, 2021, 15(9): 2000554.
- [86] Dai Y N, Zhou Z K, Ghosh A, et al. Ultrafast microscopy of a twisted plasmonic spin skyrmion[J]. Applied Physics Reviews, 2022, 9(1): 011420.
- [87] Shi P, Zhang Q, Yuan X C. Topological state transitions in electromagnetic topological defects[EB/OL]. (2023-06-21)[2024-01-04]. <http://arxiv.org/abs/2306.12024v1>.
- [88] Dai Y N, Zhou Z K, Ghosh A, et al. Plasmonic topological quasiparticle on the nanometre and femtosecond scales[J]. Nature, 2020, 588(7839): 616-619.
- [89] Lei X R, Yang A P, Shi P, et al. Photonic spin lattices: symmetry constraints for skyrmion and meron topologies[J]. Physical Review Letters, 2021, 127(23): 237403.
- [90] Ghosh A, Yang S N, Dai Y N, et al. A topological lattice of plasmonic merons[J]. Applied Physics Reviews, 2021, 8(4): 041413.
- [91] Meng F F, Yang A P, Du K, et al. Measuring the magnetic topological spin structure of light using an anapole probe[J]. Light: Science & Applications, 2022, 11(1): 287.
- [92] Antognozzi M, Bermingham C R, Harniman R L, et al. Direct measurements of the extraordinary optical momentum and transverse spin-dependent force using a nano-cantilever[J]. Nature Physics, 2016, 12: 731-735.
- [93] Bauer T, Orlov S, Peschel U, et al. Nanointerferometric amplitude and phase reconstruction of tightly focused vector beams[J]. Nature Photonics, 2014, 8: 23-27.
- [94] Neugebauer M, Bauer T, Aiello A, et al. Measuring the transverse spin density of light[J]. Physical Review Letters, 2015, 114(6): 063901.
- [95] Neugebauer M, Eismann J S, Bauer T, et al. Magnetic and electric transverse spin density of spatially confined light[J]. Physical Review X, 2018, 8(2): 021042.
- [96] Eismann J S, Banzer P, Neugebauer M. Spin-orbit coupling affecting the evolution of transverse spin[J]. Physical Review Research, 2019, 1(3): 033143.
- [97] Neugebauer M, Nechayev S, Vorndran M, et al. Weak measurement enhanced spin Hall effect of light for particle displacement sensing[J]. Nano Letters, 2019, 19(1): 422-425.
- [98] Eismann J S, Nicholls L H, Roth D J, et al. Transverse spinning of unpolarized light[J]. Nature Photonics, 2021, 15: 156-161.
- [99] Frischwasser K, Cohen K, Kher-Alden J, et al. Real-time sub-wavelength imaging of surface waves with nonlinear near-field optical microscopy[J]. Nature Photonics, 2021, 15: 442-448.
- [100] Lee K G, Kihm H W, Kihm J E, et al. Vector field microscopic imaging of light[J]. Nature Photonics, 2007, 1: 53-56.
- [101] Gersen H, Novotny L, Kuipers L, et al. On the concept of imaging nanoscale vector fields[J]. Nature Photonics, 2007, 1: 242.
- [102] Yang A P, Meng F F, Shi P, et al. Mapping the weak plasmonic transverse field by a dielectric-nanoparticle-on-film structure with ultra-high precision[J]. Optics Express, 2019, 27(13): 18980-18987.
- [103] Yin X J, Shi P, Du L P, et al. Spin-resolved near-field scanning

- optical microscopy for mapping of the spin angular momentum distribution of focused beams[J]. *Applied Physics Letters*, 2020, 116(24): 241107.
- [104] Yang A P, Chen J S, Chen X S, et al. Three orthogonal polarization distribution mapping of the tightly focused fields with a dual-mode waveguide probe[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2023, 17(12): 2300032.
- [105] Loudon R, Baxter C. Contributions of John Henry Poynting to the understanding of radiation pressure[J]. *Proceedings of the Royal Society A*, 2012, 468(2143): 1825-1838.
- [106] Pfeifer R N C, Nieminen T A, Heckenberg N R, et al. Colloquium: Momentum of an electromagnetic wave in dielectric media[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2007, 79(4): 1197-1216.
- [107] Bliokh K Y, Bekshaev A Y, Nori F. Optical momentum and angular momentum in complex media: from the Abraham-Minkowski debate to unusual properties of surface plasmon-polaritons[J]. *New Journal of Physics*, 2017, 19(12): 123014.
- [108] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J, et al. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. *Physical Review A*, 1992, 45(11): 8185-8189.
- [109] Bliokh K Y, Alonso M A, Ostrovskaya E A, et al. Angular momenta and spin-orbit interaction of nonparaxial light in free space[J]. *Physical Review A*, 2010, 82(6): 063825.
- [110] Bliokh K Y, Dressel J, Nori F. Conservation of the spin and orbital angular momenta in electromagnetism[J]. *New Journal of Physics*, 2014, 16(9): 093037.
- [111] Bekshaev A, Bliokh K Y, Soskin M. Internal flows and energy circulation in light beams[J]. *Journal of Optics*, 2011, 13(5): 053001.
- [112] Bliokh K Y, Bekshaev A Y, Nori F. Dual electromagnetism: helicity, spin, momentum and angular momentum[J]. *New Journal of Physics*, 2013, 15(3): 033026.
- [113] Lissberger P H. Ellipsometry and polarised light[J]. *Nature*, 1977, 269: 270.
- [114] Bliokh K Y, Bekshaev A Y, Nori F. Extraordinary momentum and spin in evanescent waves[J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3300.
- [115] Berry M V, Shukla P. Geometry of 3D monochromatic light: local wavevectors, phases, curl forces, and superoscillations[J]. *Journal of Optics*, 2019, 21(6): 064002.
- [116] Berry M V. Optical currents[J]. *Journal of Optics A*, 2009, 11(9): 094001.
- [117] Barnett S M. Optical Dirac equation[J]. *New Journal of Physics*, 2014, 16(9): 093008.
- [118] Bialynicki-Birula I, Bialynicka-Birula Z. The role of the Riemann-Silberstein vector in classical and quantum theories of electromagnetism[J]. *Journal of Physics A*, 2013, 46(5): 053001.
- [119] Bialynicki-Birula I. V Photon Wave Function[J]. *Progress in Optics*, 1996, 36: 245-294.
- [120] Bialynicki-Birula I. On the wave function of the photon[J]. *Acta Physica Polonica A*, 1994, 86(1/2): 97-116.
- [121] Alpeggiani F, Bliokh K Y, Nori F, et al. Electromagnetic helicity in complex media[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(24): 243605.
- [122] Pan D, Wei H, Gao L, et al. Strong spin-orbit interaction of light in plasmonic nanostructures and nanocircuits[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(16): 166803.
- [123] Belinfante F J. On the current and the density of the electric charge, the energy, the linear momentum and the angular momentum of arbitrary fields[J]. *Physica*, 1940, 7(5): 449-474.
- [124] Onoda M, Murakami S, Nagaosa N. Hall effect of light[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(8): 083901.
- [125] Bliokh K Y, Bliokh Y P. Conservation of angular momentum, transverse shift, and spin Hall effect in reflection and refraction of an electromagnetic wave packet[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(7): 073903.
- [126] Kavokin A, Malpuech G, Glazov M. Optical spin Hall effect[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(13): 136601.
- [127] Hosten O, Kwiat P. Observation of the spin Hall effect of light via weak measurements[J]. *Science*, 2008, 319(5864): 787-790.
- [128] Bliokh K Y, Gorodetski Y, Kleiner V, et al. Coriolis effect in optics: unified geometric phase and spin-Hall effect[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(3): 030404.
- [129] Gorodetski Y, Niv A, Kleiner V, et al. Observation of the spin-based plasmonic effect in nanoscale structures[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(4): 043903.
- [130] Gorodetski Y, Nechayev S, Kleiner V, et al. Plasmonic Aharonov-Bohm effect: optical spin as the magnetic flux parameter[J]. *Physical Review B*, 2010, 82(12): 125433.
- [131] Bardon-Brun T, Delande D, Cherroret N. Spin Hall effect of light in a random medium[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(4): 043901.
- [132] Fu S H, Guo C H, Liu G H, et al. Spin-orbit optical Hall effect [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(24): 243904.
- [133] Zhu W G, Zheng H D, Zhong Y C, et al. Wave-vector-varying pancharatnam-berry phase photonic spin Hall effect[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(8): 083901.
- [134] Ling X H, Zhou X X, Huang K, et al. Recent advances in the spin Hall effect of light[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2017, 80(6): 066401.
- [135] Yin X B, Ye Z L, Rho J, et al. Photonic spin Hall effect at metasurfaces[J]. *Science*, 2013, 339(6126): 1405-1407.
- [136] Ling X H, Guan F X, Cai X D, et al. Topology-induced phase transitions in spin-orbit photonics[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2021, 15(6): 2000492.
- [137] Marrucci L, Manzo C, Paparo D. Optical spin-to-orbital angular momentum conversion in inhomogeneous anisotropic media[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(16): 163905.
- [138] Zhao Y Q, Edgar J S, Jeffries G D M, et al. Spin-to-orbital angular momentum conversion in a strongly focused optical beam [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(7): 073901.
- [139] Vuong L T, Adam A J L, Brok J M, et al. Electromagnetic spin-orbit interactions via scattering of subwavelength apertures [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(8): 083903.
- [140] Bliokh K Y, Ostrovskaya E A, Alonso M A, et al. Spin-to-orbital angular momentum conversion in focusing, scattering, and imaging systems[J]. *Optics Express*, 2011, 19(27): 26132-26149.
- [141] Bliokh K Y, Niv A, Kleiner V, et al. Geometrodynamics of spinning light[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2: 748-753.
- [142] Bliokh K Y. Geometrodynamics of polarized light: Berry phase and spin Hall effect in a gradient-index medium[J]. *Journal of Optics A*, 2009, 11(9): 094009.
- [143] Luo H L, Wen S C, Shu W X, et al. Role of transverse-momentum currents in the optical Magnus effect in free space[J]. *Physical Review A*, 2010, 81(5): 053826.
- [144] Aiello A, Lindlein N, Marquardt C, et al. Transverse angular momentum and geometric spin Hall effect of light[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(10): 100401.
- [145] Bliokh K Y, Nori F. Transverse spin of a surface polariton[J]. *Physical Review A*, 2012, 85(6): 061801.
- [146] Zhang Y Q, Min C J, Dou X J, et al. Plasmonic tweezers: for nanoscale optical trapping and beyond[J]. *Light: Science & Applications*, 2021, 10(1): 59.
- [147] Yang Y J, Ren Y X, Chen M Z, et al. Optical trapping with structured light: a review[J]. *Advanced Photonics*, 2021, 3(3): 034001.
- [148] Bekshaev A Y, Bliokh K Y, Nori F. Transverse spin and momentum in two-wave interference[J]. *Physical Review X*, 2015, 5: 011039.

- [149] Berry M V. Quantal phase factors accompanying adiabatic changes[J]. Proceedings of the Royal Society of London A, 1984, 392(1802): 45-57.
- [150] Synge E H. A suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region[J]. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1928, 6(35): 356-362.
- [151] Kwang Geol LDaiSik K. Recent Optical and Photonic Technologies[M]. London: IntechOpen, 2010.
- [152] Lee K G, Ahn K J, Kihm H W, et al. Surface plasmon polariton detection discriminating the polarization reversal image dipole effects[J]. Optics Express, 2008, 16(14): 10641-10649.
- [153] Veerman J A, Otter A M, Kuipers L, et al. High definition aperture probes for near-field optical microscopy fabricated by focused ion beam milling[J]. Applied Physics Letters, 1998, 72(24): 3115-3117.
- [154] Wang X, Liu Z, Zhuang M D, et al. Tip-enhanced Raman spectroscopy for investigating adsorbed species on a single-crystal surface using electrochemically prepared Au tips[J]. Applied Physics Letters, 2007, 91(10): 101105.
- [155] Burresti M, van Oosten D, Kampfrath T, et al. Probing the magnetic field of light at optical frequencies[J]. Science, 2009, 326(5952): 550-553.
- [156] Mock J J, Hill R T, Degiron A, et al. Distance-dependent plasmon resonant coupling between a gold nanoparticle and gold film[J]. Nano Letters, 2008, 8(8): 2245-2252.
- [157] Han X, Jones P H. Evanescent wave optical binding forces on spherical microparticles[J]. Optics Letters, 2015, 40(17): 4042-4045.
- [158] Li Y, Rui G H, Zhou S C, et al. Enantioselective optical trapping of chiral nanoparticles using a transverse optical needle field with a transverse spin[J]. Optics Express, 2020, 28(19): 27808-27822.
- [159] Alizadeh M H, Reinhard B M. Dominant chiral optical forces in the vicinity of optical nanofibers[J]. Optics Letters, 2016, 41(20): 4735-4738.
- [160] Alizadeh M H, Reinhard B M. Emergence of transverse spin in optical modes of semiconductor nanowires[J]. Optics Express, 2016, 24(8): 8471-8479.
- [161] Chen H J, Wang N, Lu W L, et al. Tailoring azimuthal optical force on lossy chiral particles in Bessel beams[J]. Physical Review A, 2014, 90(4): 043850.
- [162] Kalhor F, Thundat T, Jacob Z. Universal spin-momentum locked optical forces[J]. Applied Physics Letters, 2016, 108(6): 061102.
- [163] Van Mechelen T, Jacob Z. Universal spin-momentum locking of evanescent waves[J]. Optica, 2016, 3(2): 118-126.
- [164] Zhang Q, Li J Q, Liu X G. Optical lateral forces and torques induced by chiral surface-plasmon-polaritons and their potential applications in recognition and separation of chiral enantiomers [J]. Physical Chemistry Chemical Physics, 2019, 21(3): 1308-1314.
- [165] Shi Y Z, Zhu T T, Zhang T H, et al. Chirality-assisted lateral momentum transfer for bidirectional enantioselective separation [J]. Light: Science & Applications, 2020, 9: 62.
- [166] Wo K J, Peng J, Prasad M K, et al. Optical forces in coupled chiral particles[J]. Physical Review A, 2020, 102(4): 043526.
- [167] Ding K, Ng J, Zhou L, et al. Realization of optical pulling forces using chirality[J]. Physical Review A, 2014, 89(6): 063825.
- [168] Chen H J, Jiang Y K, Wang N, et al. Lateral optical force on paired chiral nanoparticles in linearly polarized plane waves[J]. Optics Letters, 2015, 40(23): 5530-5533.
- [169] Li M M, Yan S H, Liang Y S, et al. Transverse spinning of particles in highly focused vector vortex beams[J]. Physical Review A, 2017, 95(5): 053802.
- [170] Li M M, Yan S H, Yao B L, et al. Spinning and orbiting motion of particles in vortex beams with circular or radial polarizations[J]. Optics Express, 2016, 24(18): 20604-20612.
- [171] Magallanes H, Brasselet E. Macroscopic direct observation of optical spin-dependent lateral forces and left-handed torques[J]. Nature Photonics, 2018, 12: 461-464.
- [172] Tanaka Y Y, Albella P, Rahmani M, et al. Plasmonic linear nanomotor using lateral optical forces[J]. Science Advances, 2020, 6(45): eabc3726.
- [173] Andr n D, Baranov D G, Jones S, et al. Microscopic metavehicles powered and steered by embedded optical metasurfaces[J]. Nature Nanotechnology, 2021, 16(9): 970-974.
- [174] Wu X F, Ehehalt R, Razinkas G, et al. Light-driven microdrones[J]. Nature Nanotechnology, 2022, 17(5): 477-484.

Regulation Mechanisms and Recent Progress of Optical Spin Angular Momentum (Invited)

Gou Xinxin¹, Li Songze¹, Shi Peng¹, Yuan Xiaocong^{1,2*}

¹Nanophotonics Research Centre, Institute of Microscale Optoelectronics & State Key Laboratory of Radio Frequency Heterogeneous Integration, Shenzhen University, Shenzhen 518060, Guangdong, China;

²Research Institute of Intelligent Sensing, Zhejiang Lab, Hangzhou 311100, Zhejiang, China

Abstract

Significance To help humans explore and understand the world, researchers have been committed to exploring diverse techniques of optical field manipulation to accomplish a variety of applications since the inception of the field of optics, including imaging, detection, sensing, communications, and so on.

With the rapid development of modern micro-nanofabrication techniques, there is increasing interest in manipulating multiple degrees of freedom of light flexibly. However, at the nanoscale, there are close couplings and interactions among classical degrees of freedom such as intensity, phase, and polarization, making it difficult to achieve flexible and

independent control of these degrees of freedom. Whereas, momentum and angular momentum degrees of freedom of light, which are a fundamental dynamic physical quantity of elementary particles and class wave fields and play important roles in the light-matter interactions, offer extreme advantages in manipulating the light in the nanoscale. For example, through the spin-momentum equation, spin and orbit angular momentum can be individually controlled, allowing for more precise manipulation and utilization of the spin properties of photons individually. The numerous advantages of controlling the spin angular momentum of photons bring new opportunities for nanophotonics, particularly in the areas of optical manipulation, detection, information processing, chiral quantum optics, and quantum entanglement.

Plenty of novel and interesting optical phenomena and applications have been proposed connecting to the interactions between optical spins and matters or nanostructures, and a new research field of spin optics has been born in recent years. Previously, most of the researchers mainly focused on the optical longitudinal spin parallel to the direction of the mean wave vector. In recent years, by studying the spin-orbit couplings of confined fields, such as focused fields, guided waves, and evanescent waves, researchers have discovered a new class of optical spins that are perpendicular to the direction of the mean wave vector, which are also known as optical transverse spins. Optical transverse spin possesses the properties of spin-momentum locking, so it has been widely studied by researchers since discovered. Moreover, the discovery of optical transverse spin expands the content of optical spin-orbit interactions, and it has potential in the applications of optical manipulation, ultrahigh-precision optical detection, chiral quantum optics, and optical spin topological states. Here, we introduce the recent progress of spin optics in detail from three aspects: theory, characterizations, and applications. These theoretical concepts and frameworks of spin optics can play a critical role in further developing applications based on optical spins in optical imaging, detection, communications, and quantum technology, and they can be flexibly expanded to other classical wave fields, such as fluid waves, sound waves, and gravitational waves.

Progress In this paper, we provide a comprehensive overview and summary of the manipulating mechanisms of spin angular momentum and discuss the underlying relationship between the Abraham-Poynting momentum density, Minkowski canonical momentum density, Belinfante's spin momentum density, spin angular momentum density, and orbital angular momentum density in classical optical theory. Subsequently, starting from the longitudinal spin in the paraxial beams, we introduce the spin angular momentum in different optical fields, including transverse spin in evanescent fields and transverse spin in interference fields. Finally, to address the difficulty in simply defining transverse and longitudinal spins in structured light fields, we present a set of spin momentum equations, analogous to Maxwell's equations, to describe the dynamical properties of spin angular momentum density and momentum density. Furthermore, these spin-momentum equations extend the properties of optical spin-momentum locking from evanescent plane waves to general evanescent fields. We also comprehensively overview the measurement techniques for spin angular momentum in confined fields and free space, including scanning near-field optical microscopy, nano-particle-film structures, photoemission electron microscopy, and nonlinear optical effects. By utilizing these techniques, it is possible to effectively extract different electromagnetic field components to obtain the information of spin angular momentum carried by the optical field. The current application scenarios of spin angular momentum are also comprehensively summarized, including weak effect measurements, optical differentials, optical lateral forces, precision sensing, and magnetic domain detection.

Conclusions and Prospects As a novel degree of freedom in the field of optics in addition to intensity, phase, and polarization, the spin angular momentum carried by the structured light can be applied in communication, imaging, precision detection, and other fields. In this paper, we introduce the concept, definition, classification, and physical origin of spin angular momentum and review the characterization methods of spin angular momentum developed in recent years, as well as its applications in weak effect detection, optical differentials, optical lateral forces, precision sensing, and magnetic domain detection. On the one hand, spin angular momentum is a fundamental dynamical physical quantity of basic particles such as photons and atoms, providing new perspectives for the interaction of small-scale light with matter. On the other hand, as a novel optical degree of freedom, spin angular momentum can provide new solutions for large-scale light field control, optical imaging, optical communication, and optical detection applications. In turn, it further serves to explore new mechanisms and phenomena in the interaction between light and matter, expanding the applications of spin photonics.

Key words physical optics; spin angular momentum; spin-momentum locking; spin-orbit coupling; optical differential calculation; optical detection; lateral optical force