

手性颗粒近场横向自旋角动量调控*

管欣奕¹⁾ 金倩¹⁾ 李可凡¹⁾ 高雷^{1†)2)} 高东梁^{1†)}

1) (苏州大学物理科学与技术学院, 苏州 215006)

2) (苏州城市学院光学与电子信息学院, 苏州 215104)

摘要

近年来, 纳米散射体系中的近场自旋结构及其调控受到广泛关注, 手性参数的引入会改变颗粒散射近场中的偏振特征及自旋角动量分布。本文基于手性颗粒散射模型, 结合理论分析和数值模拟, 研究了手性参数对颗粒近场横向自旋角动量分布的影响。引入手性参数后, 横向自旋的变化并不表现为简单的整体增强或减弱, 而是在左、右手性参数下呈现出不同的分布特征, 主要体现为近场横向自旋强度、分布范围及空间结构的非对称变化。这种变化与近场偏振结构变化以及电偶极-磁偶极干涉密切相关, 并会进一步反映到近场自旋的三维分布中。手性参数能够改变颗粒近场局域光场与自旋结构的分布特征, 这为手性颗粒及相关纳米体系的局域手性响应检测提供了理论依据。

关键词: 横向自旋, 手性颗粒, 自旋角动量, 自旋-轨道相互作用

PACS: 42.50. Tx, 78.67. Bf, 11.30. Rd, 78.20. Bh

† 通信作者. E-mail: leigao@suda.edu.cn, dlgao@suda.edu.cn

第一作者. E-mail: 20234208058@stu.suda.edu.cn

基金: 国家自然科学基金 (批准号: 12574342、812274314、12311530763)、江苏省自然科学基金 (批准号: BK20221240)。

1. 引言

光场不仅携带能量和线性动量, 还携带角动量。通常情况下, 光场角动量可分为与偏振相关的自旋角动量 (spin angular momentum, SAM) 和与波前结构相

关的轨道角动量^[1](orbital angular momentum, OAM)。近年来, 随着纳米光学^[2]、
等离激元光学^[3]以及光场操控^[4-7]等研究的发展, 光场角动量在亚波长尺度上的
分布与调控问题受到广泛关注^[8-10]。在纳米散射体系中, 光场的自旋角动量与
轨道角动量发生耦合, 会进一步影响光的传播方向、相位或角动量的分布^[11, 12],
这一过程称为自旋-轨道相互作用^[8](spin-orbit interaction, SOI), 其典型表现为自
旋霍尔效应^[13]、光学涡旋的产生^[14]等。

对于理想平面波, 自旋角动量通常沿传播方向分布, 其方向由偏振旋向决
定^[15], 一般表现为纵向自旋; 实际电磁场并不总是满足这种理想情况, 在倏逝
场、强聚焦场以及微纳结构附近的散射场中, 电磁场往往具有明显的空间非均
匀性, 自旋角动量不再只沿传播方向分布, 可能在传播方向垂直的方向上出现
非零分量, 即横向自旋^[16, 17], 如图 1 所示。横向自旋的产生与局域场分量之间
的相对相位有关, 当横向分量与纵向分量之间存在稳定相位差时^[18], 电场矢量
或磁场矢量会在某一局域平面内旋转, 偏振状态不再只是围绕传播方向变化,
而会表现出偏离传播方向的局域旋转特征^[19]。由于横向自旋能够反映复杂光场
中的局域偏振结构、能流拓扑及角动量耦合方式, 其在光学操控、光学检测和
单向波导等应用领域有着广阔的应用前景^[20-23], 因此, 围绕横向自旋的形成条
件、空间分布及其调控机制开展研究, 对于理解纳米散射体系中的近场角动量
结构具有重要意义。

在纳米散射体系中, 颗粒散射场的近场偏振和自旋角动量分布特性依赖于
材料手性参数的大小和符号, 这与散射体系中的电-磁交叉耦合有关^[24], 这种散
射特性变化不仅会改变不同电磁场分量之间的相对相位和耦合关系, 还会进一
步影响散射场的局域偏振特征、能流分布及角动量结构^[24]。现有研究更多关注

手性参数对圆二色性、散射方向、光学力以及自旋霍尔位移等效应的影响。相比之下，对于手性参数如何调控颗粒近场角动量的空间分布，尤其是左、右手性条件下横向自旋为何会出现不同变化方式的研究仍相对较少。

本文关注的重点是手性参数如何改变局域偏振结构和电偶极-磁偶极相互作用关系，并进一步影响颗粒近场横向自旋及角动量结构。许多手性光学现象最终表现为圆二色性、散射差异或力学效应等可观测结果，但其本质上都与颗粒附近局域场结构的变化有关。因此，分析横向自旋空间分布及其随手性参数变化规律，有助于从局域场结构的角度理解手性光学现象的形成过程。基于此，本文以手性球颗粒散射模型为基础，研究不同手性参数条件下颗粒近场横向自旋的分布特征，并讨论手性参数对近场横向自旋空间结构的影响及其物理来源。

现有关于手性颗粒近场光学的研究中，手性参数 κ 通常取较小数值^[6, 25-30]，因为天然材料和小尺度手性散射体系的手性光学响应通常较弱^[31]，但也有文献将其取到 0.7 甚至是 1 的量级^[32-35]，以此来更清晰地展示手性引起的调控效应。对于较小的手性参数，颗粒的几何参数对近场的光学角动量分布影响较大，因为它直接决定了体系的电偶极模和磁偶极模的大小和相互耦合作用。在固定颗粒几何参数的情况下，本文选取 $\kappa = 0.7$ 和 $\kappa = -0.7$ 分别作为右手性和左手性^[33]的代表参数，较大的手性参数是为了更直观地比较不同手性符号条件下，近场横向自旋分布的差异及其变化规律；对于 $|\kappa|$ 较小的情况，本文讨论的基本变化趋势仍然成立，只是相应的调控幅度减弱。

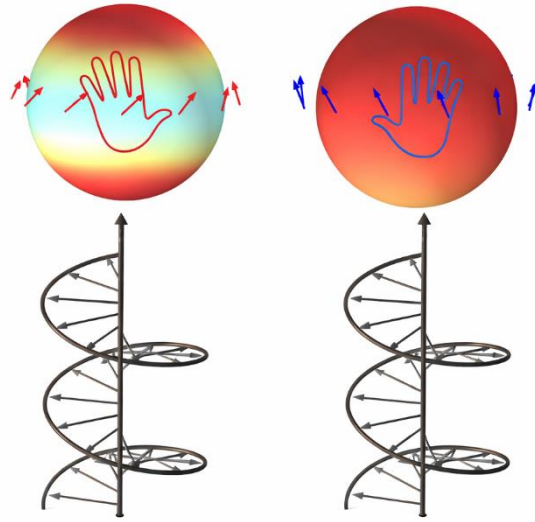


图 1 相同的圆偏振光入射左、右手性球时近场横向自旋分布的示意图。球表面的颜色代表横向自旋的大小，红色表示最大值；球周围箭头方向表示横向自旋的方向。图中左、右手性球表面产生的横向自旋的大小和偏转方向不同。

Fig. 1. Schematic illustration of the near-field transverse spin distribution for the circularly polarized light with the same helicity incident on left-handed and right-handed chiral spheres. The color on the sphere's surface represents the magnitude of the transverse spin, with red indicating its maximum value, whereas the arrows point in the direction of the transverse spin. For incident light with well-defined helicity, the direction and magnitude of the transverse spin depend on the handedness of the particle.

2. 理论模型及计算方法

2.1 非手性球散射模型与近场角动量

考虑一个半径为 a 的各向同性非手性球形颗粒置于均匀介质中，采用广义 Lorenz-Mie 理论描述其电磁散射过程，忽略时谐因子 $\exp(-i\omega t)$ ，在球坐标系下，

入射圆偏振光的电场和磁场均可表示为球矢量波函数的展开形式，入射场的表达式为：

$$\mathbf{E}_i^\sigma = \sum_{n=1}^{\infty} E_n (\mathbf{M}_{omn}^{(1)} - i\mathbf{N}_{emn}^{(1)} - i\sigma\mathbf{M}_{emn}^{(1)} + \sigma\mathbf{N}_{omn}^{(1)}) \quad (1)$$

$$\mathbf{H}_i^\sigma = \frac{-k}{\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (\mathbf{M}_{emn}^{(1)} + i\mathbf{N}_{omn}^{(1)} + i\sigma\mathbf{M}_{omn}^{(1)} + \sigma\mathbf{N}_{emn}^{(1)}) \quad (2)$$

其中展开系数 $E_n = E_0 i^n (2n+1)/(n(n+1))$ ， $\mathbf{M}_{emn}^{(1)}$ ， $\mathbf{N}_{omn}^{(1)}$ ， $\mathbf{M}_{omn}^{(1)}$ ， $\mathbf{N}_{emn}^{(1)}$ 为一阶矢量球谐函数， $\sigma = \pm 1$ 分别对应左旋、右旋圆偏振光入射。结合球面边界处电场和磁场的连续条件，可以得到非手性颗粒对应的散射场表达式^[36]：

$$\mathbf{E}_s^\sigma = \sum_{n=1}^{\infty} E_n (ia_n \mathbf{N}_{emn}^{(3)} - b_n \mathbf{M}_{omn}^{(3)} - \sigma a_n \mathbf{N}_{omn}^{(3)} + i\sigma b_n \mathbf{M}_{emn}^{(3)}) \quad (3)$$

$$\mathbf{H}_s^\sigma = \frac{k}{\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (ib_n \mathbf{N}_{omn}^{(3)} + a_n \mathbf{M}_{emn}^{(3)} + \sigma b_n \mathbf{N}_{emn}^{(3)} + i\sigma a_n \mathbf{M}_{omn}^{(3)}) \quad (4)$$

其中 $\mathbf{M}_{emn}^{(3)}$ ， $\mathbf{N}_{omn}^{(3)}$ ， $\mathbf{M}_{omn}^{(3)}$ ， $\mathbf{N}_{emn}^{(3)}$ 为三阶矢量球谐函数， a_n 和 b_n 是散射系数，通过边界条件可得到具体表达式：

$$a_n = \frac{\psi_n(y) [\psi_n'(m_2 y) - A_n \chi_n'(m_2 y)] - m_2 \psi_n'(y) [\psi_n(m_2 y) - A_n \chi_n(m_2 y)]}{\xi_n(y) [\psi_n'(m_2 y) - A_n \chi_n'(m_2 y)] - m_2 \xi_n'(y) [\psi_n(m_2 y) - A_n \chi_n(m_2 y)]} \quad (5)$$

$$b_n = \frac{m_2 \psi_n(y) [\psi_n'(m_2 y) - B_n \chi_n'(m_2 y)] - \psi_n'(y) [\psi_n(m_2 y) - B_n \chi_n(m_2 y)]}{m_2 \xi_n(y) [\psi_n'(m_2 y) - B_n \chi_n'(m_2 y)] - m_2 \xi_n'(y) [\psi_n(m_2 y) - B_n \chi_n(m_2 y)]} \quad (6)$$

其中 $\psi_n(z) = z j_n(z)$ 为第一类 Riccati-Bessel 函数， $\chi_n(z) = -z y_n(z)$ 为第二类 Riccati-Bessel 函数，散射场各分量之间的相对幅值与相位关系决定了颗粒近场局域偏振结构及自旋分布的基本特征。

由散射场表达式可进一步得到归一化的自旋角动量密度 \mathbf{S} 和散射波的坡印廷矢量 \mathbf{P} 。其中，自旋角动量密度反映了电磁场局域旋转的强度，而坡印廷矢量则描述了电磁能量在空间中的传播方向^[37]：

$$\mathbf{S} = \frac{Im(\varepsilon \mathbf{E}^* \times \mathbf{E} + \mu \mathbf{H}^* \times \mathbf{H})}{\omega(\varepsilon |\mathbf{E}|^2 + \mu |\mathbf{H}|^2)} \quad (7)$$

$$\mathbf{P} = \frac{1}{2} Re(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \quad (8)$$

在球坐标体系中，散射场以及由其定义的自旋角动量密度和坡印廷矢量都可分解为径向分量(沿 \hat{r} 方向)、极角分量(沿 $\hat{\theta}$ 方向)和方位角分量(沿 $\hat{\phi}$ 方向)。其中，径向分量主要对应沿局域传播方向的分布特性；而方位角分量沿颗粒周围环绕分布，垂直于局域径向方向，因此方位角分量可用来表示近场中的横向自旋特性^[38]。

对于圆偏振光入射的非手性球颗粒，在左旋和右旋圆偏振光入射的条件下，自旋密度和坡印廷矢量的球坐标分量具有如下规律^[39]：

$$\begin{aligned} (\mathbf{S}_r)_{LCP} &= -(\mathbf{S}_r)_{RCP} & (\mathbf{P}_r)_{LCP} &= (\mathbf{P}_r)_{RCP} \\ (\mathbf{S}_\theta)_{LCP} &= -(\mathbf{S}_\theta)_{RCP} & (\mathbf{P}_\theta)_{LCP} &= (\mathbf{P}_\theta)_{RCP} \\ (\mathbf{S}_\phi)_{LCP} &= (\mathbf{S}_\phi)_{RCP} & (\mathbf{P}_\phi)_{LCP} &= -(\mathbf{P}_\phi)_{RCP} \end{aligned} \quad (9)$$

由式(9)可见，在非手性球体系中，在改变入射光螺旋度时，自旋角动量密度的径向分量和极角分量符号出现了翻转；而方位角分量 \mathbf{S}_ϕ 则在左旋圆偏振光(left circular polarization, LCP)和右旋圆偏振光(right circular polarization, RCP)入射下保持不变，说明横向自旋与入射光的螺旋度无关；而坡印廷矢量在径向和极角方向上的分量与入射光螺旋度无关，而其方位角分量符号则随入射光的螺旋度改变而改变，这表明散射场中的横向动量与入射光的偏振状态密切相关。这些对称性关系与散射场的不同电磁分量之间的特定相位差有关^[39]，由于横向自旋分量 \mathbf{S}_ϕ 不随入射光螺旋度的改变而翻转，因此它能够更直接地反映颗粒近场局域角动量结构的变化。

2.2 手性散射模型

在上述非手性球散射模型基础上，进一步考虑手性球。手性介质中存在电-磁交叉耦合，其本构关系^[40]为 $\mathbf{D} = \epsilon_c \mathbf{E} + i\kappa \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \mathbf{H}$ ， $\mathbf{B} = \mu_c \mathbf{H} - i\kappa \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \mathbf{E}$ ，其中 ϵ_c 、 μ_c 和 κ 分别为手性介质的介电常数、磁导率和手性参数。本文以半径为 131 nm、折射率为 $n_c = 3.55$ 的均匀、各向同性、无损的手性颗粒为研究对象，背景介质为空气，入射波长为 1081 nm，入射光强度为 1 W/m²，颗粒的相对磁导率 $\mu_c = 1$ ，因此在无损近似下颗粒相对介电常数可写为 $\epsilon_c = n_c^2$ ，文中材料参考硅，在 1 μm 附近，其虚部较小，可忽略吸收损耗，本文采用无损介质模型进行分析。该参数条件对应于体系的第一 Kerker 条件，即电偶极与磁偶极散射系数满足 $a_1 = b_1$ ，此时电偶极与磁偶极相互作用较为明显。

手性球的入射场和散射场，同样可以用球矢量波函数表示^[41]，在球坐标系下，不同偏振态对应的电场和磁场可写作：

$$\mathbf{E}^{ip} = E_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left[a_{mn}^{ip} \mathbf{M}_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, k) + b_{mn}^{ip} \mathbf{N}_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, k) \right] \quad (10)$$

$$\mathbf{H}^{ip} = \frac{kE_0}{i\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left[a_{mn}^{ip} \mathbf{N}_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, k) + b_{mn}^{ip} \mathbf{M}_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, k) \right] \quad (11)$$

$$\mathbf{E}^s = E_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left[A_{mn}^s \mathbf{M}_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, k) + B_{mn}^s \mathbf{N}_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, k) \right] \quad (12)$$

$$\mathbf{H}^s = \frac{kE_0}{i\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left[A_{mn}^s \mathbf{N}_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, k) + B_{mn}^s \mathbf{M}_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, k) \right] \quad (13)$$

上标 ip 分别取 ix 、 iy 、 iL 和 iR 时，分别对应 x 偏振、 y 偏振、左旋圆偏振和右旋圆偏振^[42]光入射。其中， a_{mn}^{ip} 和 b_{mn}^{ip} 是入射场的展开系数， A_{mn}^s 和 B_{mn}^s 则是散射场的展开系数，它们表示了不同偏振态下电磁场在球坐标系中的模式贡献。

按照 Bohren 的处理方法，手性球内任意电磁波可以被拆分为波数为 k_1 的左

旋极化波和波数为 k_2 的右旋极化波，并定义 $x_0 = ka$, $x_1 = k_1a$ 以及 $x_2 = k_2a$ ，结合内外场均应满足边界条件以及球谐矢量的正交性，可以得出散射系数表达式为^[42]：

$$A_{mn}^s = A_n^{sa} a_{mn}^{ip} + A_n^{sb} b_{mn}^{ip} \quad (14)$$

$$B_{mn}^s = B_n^{sa} a_{mn}^{ip} + B_n^{sb} b_{mn}^{ip} \quad (15)$$

通过推导发现当手性参数符号翻转时，相关散射系数之间满足如下对应关系：

$$\begin{aligned} (A_n^{sb})_{\kappa+} &= (B_n^{sa})_{\kappa+} = -(A_n^{sb})_{\kappa-} = -(B_n^{sa})_{\kappa-} \\ (A_n^{sa})_{\kappa+} &= (A_n^{sa})_{\kappa-} \\ (B_n^{sb})_{\kappa+} &= (B_n^{sb})_{\kappa-} \end{aligned} \quad (16)$$

由此可以进一步推导出当入射的偏振符号 σ 与手性符号 κ 同时反号，散射场的自旋角动量密度各分量满足如下关系式：

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_r(\sigma, \kappa) &= -\mathbf{S}_r(-\sigma, -\kappa) \\ \mathbf{S}_\theta(\sigma, \kappa) &= -\mathbf{S}_\theta(-\sigma, -\kappa) \\ \mathbf{S}_\phi(\sigma, \kappa) &= \mathbf{S}_\phi(-\sigma, -\kappa) \end{aligned} \quad (17)$$

与非手性情形相比，手性参数的引入改变了散射场中电场与磁场分量之间的耦合关系，并进一步改变了自旋角动量密度各分量的对称性。由式(17)可见，当入射螺旋度与手性参数符号同时取反时，径向分量和极角分量符号翻转，而方位角分量则不变，这说明手性体系中的横向自旋不再仅由入射螺旋度决定，而是同时受到偏振符号与手性参数符号的共同作用，该结果为后续分析不同手性参数条件下横向自旋 \mathbf{S}_ϕ 的空间分布及其变化规律提供了理论基础。

3. 分析与讨论

3.1 近场横向自旋分布

图 2 展示了不同手性条件下颗粒近场横向自旋在 x - y 平面内($z=0$)的空间分布, 图中背景颜色表示 S_ϕ 的相对大小, 箭头方向表示横向自旋矢量方向, 且箭头长度与横向自旋大小成正比。

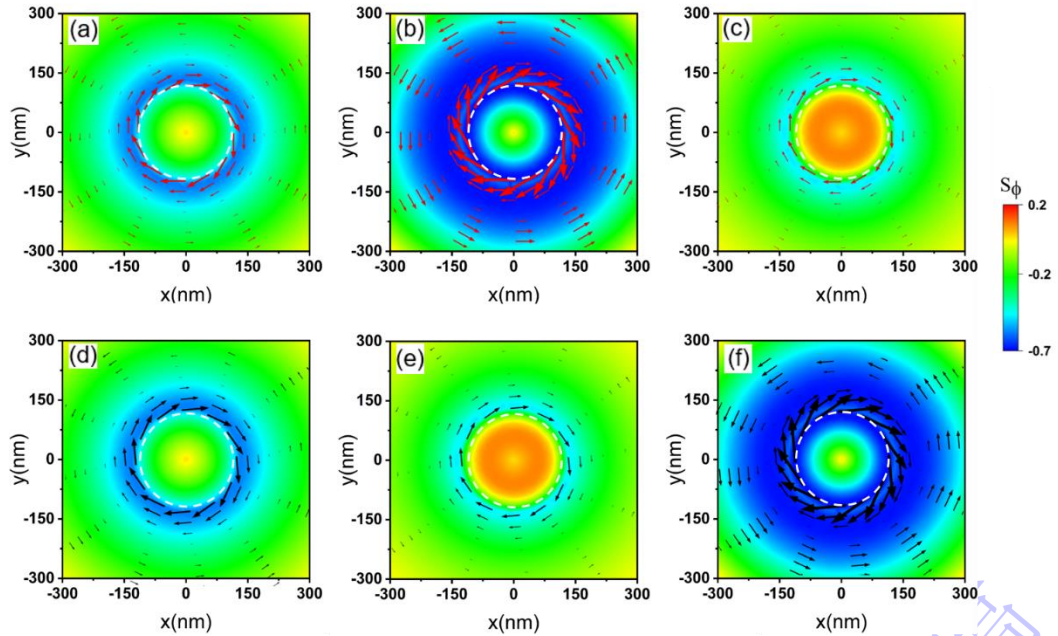


图 2 不同手性参数 κ 下的横向自旋在 x - y 平面内($z=0$)的空间分布。(a, d)非手性球; (b, e)右手性球; (c, f)左手性球。上排对应左旋圆偏振光入射, 下排对应右旋圆偏振光入射。

Fig. 2. The spatial distribution of the transverse spin in the x - y plane ($z=0$) for (a, d) achiral; (b, e) right-handed chiral; (c, f) left-handed chiral particles. The polarization of incident light in the upper row is taken as left-handed circularly polarized, whereas in the lower row it is taken as right-handed circularly polarized.

在非手性($\kappa=0$)条件下, 从图 2(a)和图 2(d)中可以看到颗粒近场中已经存在明显的横向自旋, 表明横向自旋并不是在引入手性参数后才产生, 而是在圆偏振入射光固有自旋与颗粒散射近场共同作用下形成的。当入射光由左旋圆偏振

变为右旋圆偏振时，横向自旋分布基本保持一致，这与第二节公式(9)的结论是一致的，即在非手性体系中，横向自旋分量并不随入射光偏振状态的改变而翻转。

图 2(a)-(c)分别对应于左旋圆偏振光入射时非手性、右手性和左手性颗粒的横向自旋分布情况，当引入手性参数后，横向自旋分布发生显著变化。如图 2(b)所示，与非手性球颗粒相比，右手性颗粒周围的横向自旋偏转更明显，其横向自旋的强度增强范围进一步扩大；相反，对于左手性颗粒(图 2(c))，虽然横向自旋仍然环绕着颗粒表面，但横向自旋的偏转角度明显减小，同时其分布范围缩减，左手性参数的引入使得横向自旋 S_ϕ 更加集中在颗粒表面附近。

在右旋圆偏振光入射(图 2(d)-(f))条件下，引入手性参数后会产生类似的变化趋势，不同之处在于横向自旋的整体变化趋势和手性的对应关系与左旋圆偏振光入射时是相反的。对比图 2 中两种圆偏振光入射下不同手性球颗粒的横向自旋分布，可以发现图 2(b)与图 2(f)、图 2(c)与图 2(e)的横向自旋分布是相同的，与第二章中的公式(17)的结论一致，即在手性体系中，当入射光的偏振符号与手性参数符号同时反号时，横向自旋 S_ϕ 保持不变。这说明手性体系中的横向自旋不仅与入射偏振有关，同时也与手性参数的符号有关。

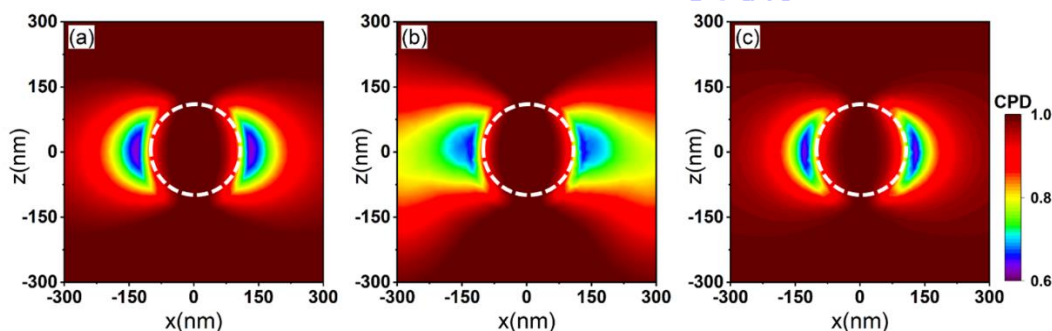


图 3 不同手性参数下圆偏振度在 $x-z$ 平面内($y=0$)的空间分布 (a)非手性球；(b)右手性球；(c)左手性球。

Fig.3. Spatial distribution of circular polarization degree under different chiral parameters (a) achiral particle; (b) right-handed chiral particle; (c) left-handed chiral particle. In all cases, the distribution is shown in the x - z plane ($y = 0$).

通过不同手性参数下颗粒近场圆偏振度(circular polarization degree, CPD)的空间分布, 可以更好理解图 2 中横向自旋分布的变化。圆偏振度反映的是近场中圆偏振特性的保持程度, 其定义为^[43]:

$$\text{CPD} = \frac{|\varepsilon_0 \mathbf{E}^* \times \mathbf{E} + \mu_0 \mathbf{H}^* \times \mathbf{H}|}{\varepsilon_0 |\mathbf{E}|^2 + \mu_0 |\mathbf{H}|^2} \quad (18)$$

当圆偏振度等于 1 时, 说明光场保持在完全圆偏振态; 当颗粒附近 CPD 降低时, 说明近场中的圆偏振特征减弱, 局域偏振结构发生改变。因此, 本文利用 CPD 的分布变化来进一步分析近场偏振结构的改变, 用于说明手性参数改变局域偏振特征后对横向自旋空间分布的影响。

颗粒附近圆偏振度的快速下降, 表明在球形颗粒近场区域中圆偏振特征减弱, 光的自旋角动量向轨道角动量转化, 对应着明显的自旋-轨道相互作用, 从而近场中的横向自旋分布范围及其空间结构也随之发生变化。

图 3 展示了左旋圆偏振光入射时不同手性球颗粒的圆偏振度分布, 非手性球颗粒的圆偏振度变化主要分布在颗粒左右两侧, 整体保持对称的结构。当引入右手性后, 颗粒两侧的圆偏振度变化范围扩大, 与图 2(b)中横向自旋的偏转和范围扩展相对应; 当引入左手性后, 颗粒两侧圆偏振度变化较明显的区域减小并且集中于颗粒表面, 对应于图 2(c)中横向自旋变化分布, 可以看出这一过程中伴随着明显的自旋-轨道相互作用。

综合图 2 与图 3 的结果, 可以发现横向自旋变化较明显的区域往往对应于 CPD 分布变化较显著的位置, 这表明手性参数是通过改变颗粒近场的偏振结构

来进一步影响横向自旋的空间分布的，同时也说明横向自旋的变化与近场的偏振状态和自旋-轨道相互作用密切相关。

3.2 横向自旋的调控机制

为了更好地分析手性参数对横向自旋大小及其空间分布的影响，图 4 给出了不同手性参数条件下横向自旋与相关物理量的变化关系，并可以进一步解释图中横向自旋的空间分布变化规律。

图 4(a)中的 S_ϕ 为由公式(7)计算得到的归一化自旋角动量密度的方位角分量，用于表征近场中的横向自旋。该曲线对应于颗粒表面附近固定观测点 $r = 1.1a$ ， $\theta = \pi/2$ ， $\phi = 0$ 处的局域横向自旋取值。由图 4(a)可以看出，随着手性参数 κ 的变化，左旋、右旋圆偏振和线偏振(linear polarization, LP) 入射光对应的横向自旋曲线并不重合，左手性和右手性体系下横向自旋的曲线也不是简单的对称关系。以左旋圆偏振光入射为例，横向自旋在 $\kappa = 0$ 两侧的变化趋势并不相同，手性参数 κ 取负值时，横向自旋随 κ 值的增大先增加后减小，而当手性参数 κ 取正值时，横向自旋随 κ 值的增大而一直减小。这一非对称分布与图 2 中不同手性条件下的空间分布特点相对应。图 2 中右手性和左手性条件下的横向自旋分布差异表现为分布范围、偏转结构的变化，在图 4(a)中具体表现为随手性参数变化，横向自旋的强度发生改变，而且这种变化并不是对称的。

图 4(b)给出了圆偏振光入射时电偶极-磁偶极干涉项 $\text{Re}(a_1 b_1^*)$ 随手性参数 κ 的变化关系(左、右旋圆偏振光入射的结果相同)， a_1 和 b_1 分别表示电偶极模和磁偶极模的散射系数，在 Mie 散射理论中， $\text{Re}(a_1 b_1^*)$ 通常用于表示电偶极与磁偶极响应之间的相对相位及其干涉强度。电偶极与磁偶极模式之间的相互作用会

影响散射场的空间分布及其偏振结构，而横向自旋密度则来源于局域电场与磁场分量及其相对相位。

随着手性参数的改变，散射系数之间的相对相位^[38]和大小也会随之改变，从而导致 $\text{Re}(a_1 b_1^*)$ 的值发生变化。图4(b)表明 $\text{Re}(a_1 b_1^*)$ 在左手性和右手性参数侧的变化并不对称，说明左手性和右手性参数对电偶极模和磁偶极模相互作用的调控效果并不相同。近场横向自旋由局域电场、磁场分量的幅值及其相对相位共同决定，本文用 $\text{Re}(a_1 b_1^*)$ 作为反映电偶极-磁偶极干涉关系变化来分析手性参数对近场横向自旋分布的影响。结合图4(a)可以看到，图4(b)中干涉项变化较明显的区域，对应的横向自旋的变化通常也更明显；而在干涉变化较弱的区域，横向自旋的变化相对平缓。由此可见，手性参数对横向自旋的调控是通过改变原有散射场中的干涉关系而实现的，从而影响近场中的横向自旋的强度及其空间分布。

本文所选参数主要用于突出第一 Kerker 条件附近电偶极-磁偶极干涉对横向自旋的调控作用。当颗粒尺寸减小，同时相应调整入射波长并仍满足第一 Kerker 条件，则本文讨论的结论仍然适用；如果固定入射光波长 1081 nm 条件下，进一步减小颗粒半径，电偶极与磁偶极之间原有的相对关系将发生变化，电偶极-磁偶极相互作用及其对横向自旋的调控作用也会相应减弱。

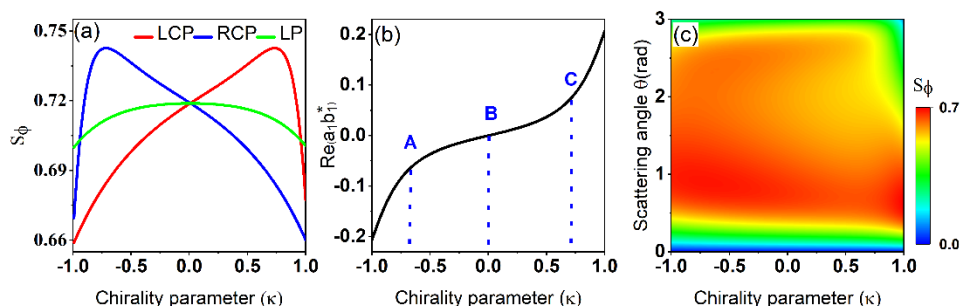


图 4 (a)横向自旋随手性参数 κ 的变化；(b)电偶极-磁偶极干涉项 $\text{Re}(a_1 b_1^*)$ 随

手性参数 κ 的变化；(c) 横向自旋在散射角-手性参数平面上的二维分布图。

Fig. 4. (a) The variation of the transverse spin component of the scattering field with the chirality parameter; (b) The variation of the electro-magnetic interference term with the chirality parameter; (c) Distribution of transverse spin showing its evolution with chirality parameter and scattering angle.

图 4(c) 中散射角 θ 定义为入射光传播方向与观测方向之间的夹角，当观测位置在 z 轴上时，散射角为 0 ，进一步给出了不同手性参数下横向自旋在散射角方向上的分布变化。可以看到在不同散射角区域， S_ϕ 随 κ 的变化并不是均匀的，从图中可以观察到 S_ϕ 在靠近 $\theta = 0$ 和 $\theta = \pi$ 的区域随手性参数变化更明显，而在中间散射角范围内变化相对平缓，这表明手性参数对横向自旋的调控并不是均匀的，有着明显的角度依赖性。

结合图 4(a)-(c) 可以看出，手性参数改变了电偶极与磁偶极之间的相互作用关系，而这种变化与横向自旋强度及其角度分布的改变存在对应关系。图 2 中观察到右手性下的横向自旋范围向颗粒外侧扩展、以及左手性的横向自旋更贴近颗粒表面，正是这一调控过程在近场中的具体表现。

图 4(b) 中 A、B、C 三点对应条件下的总自旋角动量密度 S 的三维分布如图 5 所示，颗粒表面的颜色表示总自旋角动量密度的大小，箭头偏转反映的是自旋的方向。从图 5(b) 可以看到，在非手性条件下颗粒周围分布着连续的自旋角动量，并且在颗粒表面观察到自旋角动量方向的偏转，这与颗粒附近的横向自旋分布十分相似。

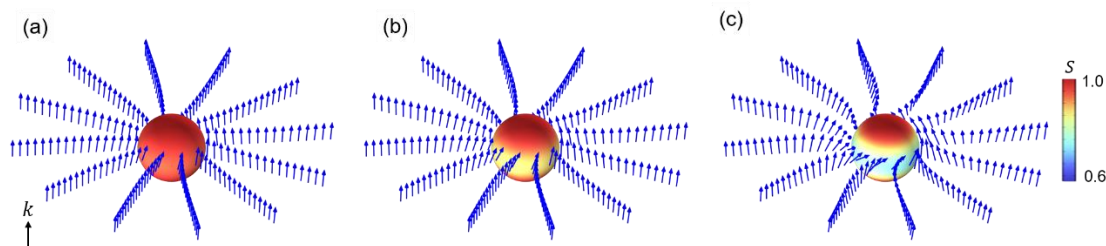


图 5 圆偏振光入射对应图 4(b)中 A、B、C 三点处的自旋角动量分布

Fig.5. Magnitude of spin angular momentum at the surface of the particle and its direction (arrows) for various points marked by A, B and C in Fig. 4(b). The black arrow shows the direction of incident circularly polarized light.

A 点左手性参数下，如图 5(a)所示，颗粒表面附近部分区域的自旋角动量强度增加，但箭头偏转相对减弱；在 C 点右手性参数下，如图 5(c)所示，颗粒表面部分区域的自旋角动量强度减弱，但箭头偏转更为明显。由此可见，左、右手性参数对总自旋角动量密度三维结构的影响体现在颗粒表面自旋角动量强度的改变和自旋角动量的方向偏转。

图 5 从自旋角动量三维空间分布的角度进一步解释了图 4 展示的横向自旋调控机制，两张图共同表明，手性参数会改变颗粒近场中的局域偏振结构和电偶极-磁偶极相互作用关系，并进一步影响近场横向自旋的强度、方向偏转和空间分布。正是由于不同符号手性参数下耦合关系的变化具有不完全对称性，因此横向自旋在不同区域表现出方向偏转方向，自旋强度以及分布范围的变化。

由于横向自旋与圆偏振度、局域场分量以及能流结构之间存在对应关系，手性参数引起的横向自旋变化还可能进一步反映到近场偏振分布和散射场空间分布中。横向自旋相关的动量结构还可产生可观测的横向光学力^[44]，而近场自旋角动量结构的变化也可能进一步影响颗粒所受的光学扭矩^[45, 46]。因此，手性

参数对横向自旋的调控不仅体现为近场角动量结构的改变，也为从近场偏振分布、散射场空间分布以及颗粒附近的光学力和光学扭矩等角度理解局域手性效应提供了参考。

4. 结论

综上所述，本文以处于第一 Kerker 条件下的手性球颗粒为研究对象，通过理论推导并结合横向自旋分布、圆偏振度、电偶极-磁偶极干涉项以及自旋角动量密度的三维空间分布，分析了颗粒近场横向自旋的调控特性及其物理机制。

结果表明，非手性条件下颗粒近场中存在横向自旋，其方位角分量在左旋与右旋圆偏振光入射下保持不变。引入手性参数后，横向自旋在左、右手性参数下呈现出不同的分布特征，主要体现为近场横向自旋强度、分布范围及空间结构的非对称变化。进一步分析表明，手性参数通过改变颗粒近场中的局域偏振结构以及电偶极-磁偶极干涉关系，影响横向自旋的空间分布；这种作用还会进一步反映在总自旋角动量密度的三维结构中，使左、右手性条件下的局域自旋分布发生改变。对于较小 $|\kappa|$ 的情况，横向自旋随手性参数变化的基本趋势仍然保持一致，只是相应调控幅度减弱；而在固定波长条件下进一步减小颗粒尺寸时，尽管电偶极-磁偶极干涉作用会减弱，不满足第一 Kerker 条件，但相关调控机制仍具有参考意义。

上述结果说明，手性参数不仅能够改变颗粒近场横向自旋的分布特征，也能够对整体近场角动量结构进行调控，这一调控还可以进一步反映到近场偏振分布、散射场空间分布以及颗粒附近的光学力和光学扭矩等相关物理量中。本文结果为理解手性相关近场自旋现象及局域角动量调控机制提供了理论依据，

也为手性颗粒及相关纳米体系的局域手性响应检测提供了参考。

录用稿件，非最终出版稿

参考文献

- [1] Bliokh K Y, Rodríguez-Fortuño F J, Nori F, Zayats A V 2015 *Nat. Photonics* **9** 796
- [2] Liu Y, Pan D, Chen W, Wang W Q, Shen H, Xu H X 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 7
(in Chinese) [刘扬, 潘登, 陈文, 王文强, 沈昊, 徐红星 2020 *物理学报* **69** 7]
- [3] Zhu X P, Zhang S, Shi H M, Chen Z Q, Quan J, Xue S W, Zhang J, Duan H G
2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 247301 (in Chinese) [朱旭鹏, 张轼, 石惠民, 陈智全,
全军, 薛书文, 张军, 段辉高 2019 *物理学报* **68** 247301]
- [4] Zhou W, Zhang L 2025 *Jpn. J. Appl. Phys.* **64** 070904
- [5] Shi Y, Xu X, Nieto-Vesperinas M, Song Q, Liu A, Cipparrone G, Su Z, Yao B,
Wang Z, Qiu C W, Cheng X 2023 *Adv. Opt. Photon.* **15** 835
- [6] Shi H, Zheng H, Chen H, Lu W, Liu S, Lin Z 2020 *Phys. Rev. A* **101** 043808
- [7] Fernandez-Corbaton I, Fruhnert M, Rockstuhl C 2016 *Phys. Rev. X* **6** 031013
- [8] Triolo C, Cacciola A, Patané S, Saija R, Savasta S, Nori F 2017 *ACS Photonics*
4 2242
- [9] Bliokh K, Nori F 2015 *Phys. Rep.* **592** 1
- [10] Shi P, Yang A, Meng F, Chen J, Zhang Y, Xie Z, Du L, Yuan X 2021 *Prog.*
Quantum Electron. **78** 100341
- [11] Yi X N, Li Y, Ling X H, Zhang Z Y, Fan D Y 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 244202
(in Chinese) [易煦农, 李瑛, 凌晓辉, 张志友, 范滇元 2015 *物理学报* **64**
244202]
- [12] Fang L, Wang H, Liang Y, Cao H, Wang J 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 233901

- [13] Ali R 2022 *Phys. Rev. A* **106** 063508
- [14] Olmos-Trigo J, Sanz-Fernández C, García-Etxarri A, Molina-Terriza G, Bergeret F S, Sáenz J J 2019 *Phys. Rev. A* **99** 013852
- [15] Banzer P, Neugebauer M, Aiello A, Marquardt C, Lindlein N, Bauer T, Leuchs G 2013 *J. Eur. Opt. Soc. Rapid Publ.* **8** 13032
- [16] Bliokh K, Smirnova D, Nori F 2015 *Science* **348** 1448
- [17] Chen Y, Li Y, Xu B, Wang X, Chen J, Lin Z, Yu X 2023 *Phys. Rev. B* **108** L241112
- [18] Zhang S, Fu S, Zhang H, Ge X, Bai Z, Lyu Y, Zhao R, Man Z 2019 *Opt. Express* **27** 33622
- [19] Aiello A, Banzer P 2016 *J. Opt.* **18** 085605
- [20] Antognozzi M, Bermingham C, Harniman R, Simpson S, Senior J, Hayward R, Hoerber H, Dennis M, Bekshaev A Y, Bliokh K, Nori F 2016 *Nat. Phys.* **12** 731
- [21] Shao Z, Zhu J, Chen Y, Zhang Y, Yu S 2018 *Nat. Commun.* **9** 926
- [22] Araneda G, Walser S, Colombe Y, Higginbottom D B, Volz J, Blatt R, Rauschenbeutel A 2019 *Nat. Phys.* **15** 17
- [23] Lei X, Du L, Yuan X, Zayats A V 2021 *Nanophotonics* **10** 3667
- [24] Xie Y, Krasavin A, Zayats A V 2025 *Nanophotonics* **14** 4479
- [25] Chen H, Jiang Y, Wang N, Lu W, Liu S, Lin Z 2015 *Opt. Express* **40** 5530
- [26] Chen H, Lu W, Yu X, Xue C, Liu S, Lin Z 2017 *Opt. Express* **25** 32867
- [27] Li M, Yan S, Zhang Y, Liang Y, Zhang P, Yao B 2019 *Phys. Rev. A* **99** 033825
- [28] Ali R, Dutra R S, Pinheiro F A, Rosa F S S, Maia Neto P A 2020 *Sci. Rep.* **10**

16481

- [29] Guan T, Wang Z, Wang R, Wu Z, Wang C, Wu D, Chu J, Chen Y 2025 *Nanophotonics* **14** 1083
- [30] Zhang J, He T, Li C, Lu C, Lai C, Song Q, Wang Z, Shi Y, Wei Z, Cheng X 2025 *Nano Lett.* **25** 6539
- [31] Mun J, Kim M, Yang Y, Badloe T, Ni J, Chen Y, Qiu C W, Rho J 2020 *Light Sci. Appl.* **9** 139
- [32] Shang Q C, Wu Z S, Qu T, Li Z J, Bai L, Gong L 2013 *Opt. Express* **21** 8677
- [33] Shi Y, Zhu T, Zhang T, Mazzulla A, Tsai D P, Ding W, Liu A Q, Cipparrone G, Sáenz J J, Qiu C W 2020 *Light Sci. Appl.* **9** 62
- [34] Biswas S, Mahdy M R C, Das S C, Bhuiyan M A I, Talukder M A 2023 *PLOS One* **18** e0295679
- [35] Shoshi J S, Mahdy M R C, Rana M R 2024 *Heliyon* **10** e26722
- [36] Bohren C F, Huffman D R 1998 *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (New York: Wiley)
- [37] Bliokh K Y, Bekshaev A Y, Nori F 2014 *Nat. Commun.* **5** 3300
- [38] Bliokh K, Nori F 2012 *Phys. Rev. A* **85** 061801
- [39] Saha S, Singh A K, Ray S K, Banerjee A, Gupta S D, Ghosh N 2016 *Opt. Lett.* **41** 4499
- [40] Lakhtakia A 1994 *Beltrami Fields in Chiral Media* (Singapore: World Scientific) p535
- [41] Bai J, Ma W H, Ge C X, Wu Z S, Xu T 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 184201 (in

Chinese) [白靖, 马文浩, 葛城显, 吴振森, 许彤 2024 *物理学报* **73** 184201]

- [42] Shang Q C, Wu Z S, Qu T, Li Z J, Bai L, Gong L 2013 *Opt. Express* **21** 21879
- [43] Pan D, Wei H, Gao L, Xu H 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 166803
- [44] Svak V, Brzobohatý O, Šiler M, Jákł P, Kaňka J, Zemánek P, Simpson S H 2018
Nat. Commun. **9** 5453
- [45] Wen J, He F, Feng L, Lu W, Lin Z, Zheng H, Chen H 2024 *Nanophotonics* **13**
4441
- [46] Bekshaev A Y, Bliokh K Y, Nori F 2015 *Phys. Rev. X* **5** 011039

录用稿件，非最终出版稿

Modulation of Transverse Spin Angular Momentum in Near-Field by Chiral Particles*

Xinyi Guan¹⁾ Qian Jin¹⁾ Kefan Li¹⁾ Lei Gao¹⁾²⁾ Dongliang Gao¹⁾

1) (School of Physical Science and Technology, Soochow University, Suzhou 215006)

2) (School of Optical and Electronic Information, Suzhou City University, Suzhou 215104)

Abstract

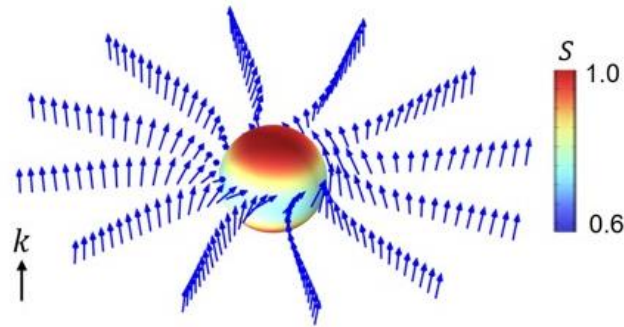
Near-field spin structures in nanoscale scattering systems have attracted considerable attention because they are closely related to the local polarization state, energy-flow topology, and spin-orbit interaction of structured optical fields. In chiral scattering systems, electromagnetic cross-coupling modifies the relative phases and coupling among different field components and affects the spatial distribution of spin angular momentum in the particle near field. In this work, the modulation of near-field transverse spin angular momentum by the chiral parameter is investigated for a chiral silicon sphere with a radius of 131 nm and a refractive index of 3.55. The incident wavelength is set to 1081 nm, at which the electric and magnetic dipole scattering coefficients satisfy the first Kerker condition, i.e. $a_1 = b_1$. Based on the chiral-particle scattering model and the generalized Lorenz-Mie theory, analytical expressions for the spin angular momentum density and its spherical components are derived. Combined with numerical simulations, the effects of the chiral parameter on the near-field transverse spin distribution and its physical mechanism are analyzed.

The results show that a pronounced transverse spin angular momentum exists in

the near field of an achiral particle under circularly polarized incidence, and its azimuthal component remains unchanged when the incident helicity is reversed. By introducing chirality, the transverse spin does not exhibit enhancement or suppression but shows distinct distribution features for opposite signs of the chiral parameter. These differences are mainly reflected in the asymmetric variations of the transverse-spin intensity, spatial extent, and local deflection structure around the particle surface. Moreover, the transverse spin remains unchanged when the signs of the incident helicity and the chiral parameter are simultaneously reversed, indicating that the near-field transverse spin in a chiral scattering system is determined by the polarization handedness and the sign of the chiral parameter.

To clarify the underlying mechanism, the spatial distribution of the circular polarization degree and the interference of the electric-dipole and magnetic-dipole responses with the chirality parameter, and the three-dimensional distribution of the total spin angular momentum density are further analyzed. The regions with significant transverse-spin variation are found to correspond closely to the regions where the circular polarization degree is strongly modified, which shows that the chirality parameter affects the transverse spin through changes in the local polarization structure and the associated spin-orbit interaction in the near field. Meanwhile, the interference between electric and magnetic dipole responses evolves asymmetrically with the chirality parameter, which further explains the different modulation behaviors for opposite signs of the chiral parameter. This effect is also reflected in the three-dimensional redistribution of the total spin angular momentum density around the

particle. Our results demonstrate that the chirality parameter can reshape not only the distribution of the near-field transverse spin, but also the angular-momentum structure in the scattering near field and may be useful for localized chiral-response detection and near-field optical manipulation in chiral nanostructures.



Keywords: transverse spin, chiral particle, spin angular momentum, spin-orbit interaction

Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12574342、812274314、12311530763), the Natural Science Foundation of Jiangsu, China (Grant No. BK20221240).

† Corresponding author E-mail: leigao@suda.edu.cn, dlgao@suda.edu.cn

The first author E-mail: 20234208058@stu.suda.edu.cn

录用稿件，
非最终出版稿