

块状和超薄磁性材料中巨大且可调控的面内自旋角位移*

李乾阳¹⁾ 袁帅杰¹⁾ 杨锦¹⁾ 王勇¹⁾ 马祖海²⁾ 陈宇^{2)†} 周新星^{1)‡}

1) (湖南师范大学物理与电子科学学院, 量子效应及其应用协同创新中心, 低维量子结构与调控教育部重点实验室, 长沙 410081)

2) (深圳大学微纳光电子学研究院, 二维材料光电科技国际合作联合实验室, 深圳 510086)

(2022年8月18日收到; 2022年9月20日收到修改稿)

磁光克尔效应是指处于磁场中的光束在磁体表面发生反射时, 反射光的偏振面相对入射光发生旋转的物理现象, 它反映了磁化强度对磁性材料光学性质的影响. 磁性介质的磁光克尔效应则由含磁光常数的介电张量表征, 因此对磁光常数进行精确测量具有重要的科学意义. 光子自旋霍尔效应表现为光束在折射率不同的介质界面上传输时由于自旋-轨道相互作用而产生的光子自旋分裂现象. 过去大多数研究利用光子自旋霍尔效应的横向空间位移来表征磁光常数. 然而, 现有工作只考虑了单个磁场方向的磁光克尔效应, 并且由于微小的自旋空间位移而需要引入复杂的弱测量技术. 本文从理论上全面探究了3种磁光克尔效应条件下的面内自旋角位移, 发现通过改变磁场方向和磁性材料的厚度(考虑块状和超薄)可以实现对光子自旋霍尔效应的有效操纵. 同时, 该研究提出了一种直接测量磁光常数的新方法, 即通过直接观测巨大的面内自旋角位移来表征磁光常数的振幅与相位. 该方法不需要引入弱测量系统, 不仅为磁光常数的测量提供了直接有效的探针, 并且扩展了自旋光子学的相关研究.

关键词: 光子自旋霍尔效应, 磁光克尔效应, 光学自旋-轨道相互作用

PACS: 42.25.-p, 42.79.-e, 42.70.-a, 78.20.-Ls

DOI: 10.7498/aps.72.20221643

1 引言

近年来, 磁性材料由于其独特的光学和电磁特性, 在磁存储、自旋电子学和微电磁传感器等诸多应用中表现出良好性能^[1-4]. 随着磁性材料应用多样化的发展, 对磁性测量技术的需求也在迅速增长. 磁光克尔效应^[5]正是磁性材料磁性测量的基础之一, 具体表现为线偏振光在磁性材料表面反射时偏振面发生旋转, 其旋转角度常可以用来表征其磁场或磁性. 磁光克尔效应因其灵敏度高、非接触和原位测量等优点而被广泛使用^[6-11]. 作为磁光克尔

效应产生的重要物理原因, 磁光常数的准确测量和表征具有重要的科学意义和应用价值.

最近, 有学者提出光子自旋霍尔效应可应用于磁性材料的研究^[12-18]. 通过测量光子自旋霍尔效应的横向空间位移代替磁光克尔旋转角来表征磁光常数的大小^[19-21], 并通过测量克尔旋转角^[20]的方法验证了该方法的合理性和可行性. 其中, 光子自旋霍尔效应是指线偏振光在两种不同折射率的介质表面上反射与折射时, 左旋和右旋圆偏振光发生相对于原点的自旋相关分裂的物理现象^[22], 其物理机制取决于光子自旋-轨道相互作用^[23-26]. 众多研究^[27-30]表明其引起的自旋分裂与介质的参数

* 国家自然科学基金(批准号: 11604095)、湖南省自然科学基金(批准号: 2017JJ3209)和长沙市杰出创新青年培养计划(批准号: KQ2107013)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yuchen@szu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: xinxingzhou@hnu.edu.cn

以及入射光的偏振态都直接相关. 此外, 光子自旋霍尔效应在纳米光子器件^[31]、光学传感^[32,33]、精密计量^[34,35]、量子信息处理^[23]和等离子体^[36]等领域具有潜在的应用. 由于光子自旋霍尔效应对介质物理参数的变化具有非常敏感的特性和其自旋可操纵性, 也常被应用于不同材料领域的研究 (包括晶体材料^[37,38]、拓扑绝缘体^[39,40]和石墨烯^[41–43])和介质物理参数的精确测量 (例如确定金属纳米薄膜的厚度^[44]、检测石墨烯的层数^[45]和费米能级^[46], 以及测量原子级薄晶体光导率^[47]). 利用光子自旋霍尔效应对于材料的物理参数极为敏感的特性, 而磁性材料中磁光常数正是磁光克尔效应产生的重要物理原因, 正好可以将两者相结合作为研究基础. 尽管过去光子自旋霍尔效已被用于测量磁性材料的磁光常数, 但存在一定的局限性^[19–21]: 1) 大部分工作只考虑单一磁场方向的磁光克尔效应, 且只考虑单个模型厚度的磁性材料 (超薄或块状), 因此在研究磁性材料的磁光常数时并不具备一般性; 2) 需要结合复杂的弱测量技术, 无法实现自旋位移的直接观测.

基于上述问题, 本文建立了不同厚度 (块状和超薄) 磁性材料的光束传播模型, 同时研究了 3 种磁光克尔效应 (极向、纵向和横向) 下光子自旋霍尔效应的面内自旋角位移. 在这些情况下产生的角位移随着传播距离的增大而增大, 并且表现出非常大的位移值, 这有利于直接观测. 研究发现当受磁场影响的磁光常数发生变化时, 不同磁光克尔效应情况下, 面内角位移会对应产生不同的变化趋势. 因此, 建立了位移与磁光常数的定量关系, 通过测量平面内角位移的大小来检测磁光常数的振幅和相位. 此外, 面内角位移对于磁光常数变化的敏感程度也不相同, 需要对 3 种磁光克尔效应和不同的磁性材料厚度进行综合分析讨论. 与以往的研究相比, 此文不仅考虑了 3 种磁光克尔效应情况和不同厚度的磁性材料, 还通过测量与横向空间位移 (纳米量级) 相比更大的面内角位移 (毫米量级) 来直接表征磁光常数. 这对于磁光常数的研究是综合全面的, 且平面内角位移可以直接被观察, 而不需要引入复杂的弱测量技术, 这减少了一些不可避免的测量误差. 此外, 光子的自旋积累也可以通过改变磁场来调节, 这为操纵光子自旋霍尔效应提供了新的自由度, 也为检测磁性材料的磁化强度提供了新的方法. 最后, 本研究扩展了光子自旋霍尔效应与

磁光效应相结合的研究领域.

2 理论研究和方法

首先, 分析磁光克尔效应产生的原因: 从宏观上看, 磁性材料被磁化后会导致其介电张量中出现不对称的非对角元素, 从而使其光学性质发生变化. 因此, 光和磁性材料之间的相互作用可以由下式带有磁光常数的介电张量来表示^[13,48]:

$$\varepsilon = \varepsilon_{xx} \begin{pmatrix} 1 & -iQm_z & iQm_y \\ iQm_z & 1 & -iQm_x \\ -iQm_y & iQm_x & 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

其中 $Q = i(\varepsilon_{xy}/\varepsilon_{xx})$, Q 表示为磁光常数^[19,21], 其表达式为 $Q = Q_0 \exp(-iq)$, Q_0 为磁光常数的振幅, q 为相位. m_x , m_y , m_z 分别是磁化矢量 \mathbf{M} 的方向余弦. 该方程表明磁性材料的磁光常数与磁光克尔效应直接相关, 过去的研究也证实了磁化强度对磁光常数有直接影响^[20].

基于磁性材料 (铁) 是否发生多重散射和材料厚度的影响, 建立了块状铁和超薄铁的光束传播模型, 出于理论实验考虑, 需要将超薄铁附加到较厚的玻璃表面. 理论模型如图 1 所示.

图 1 中的磁化矢量 \mathbf{M} 的方向决定了 3 种不同的磁光克尔效应, 包括极向克尔效应 (磁场矢量垂直于磁性介质表面)、横向克尔效应 (磁场矢量垂直于入射光的入射面) 和纵向克尔效应 (磁场矢量平行于入射光的入射面). 同时考虑到任意偏振光下左右旋分量产生非对称角位移, 故只提取了右旋圆偏振光作为研究对象. 根据以往的研究, 本文的模型沿用铁作为磁性材料, 其折射率为 $n = 2.88 + i3.05$. 由于磁性材料磁光常数不会随着磁场强度的增大而无限增大, 而是存在一个稳定的饱和值, 并且厚度在块状和超薄的情况下有所不同. 对于块状铁^[13]和超薄铁^[18], 其饱和磁光常数分别为 $Q = 0.0215 \exp[-i0.073]$ 和 $Q = 0.0088 \exp[-i0.1452]$. 接下来, 在已建立的光束传播模型上推导带有 Q 的角位移表达式. 首先, 分析入射光和反射光在传播过程中的电场, 入射光为有限角谱的高斯光束, 其电场可表示为

$$\tilde{E}_i(k_{ix}, k_{iy}) = \frac{w_0}{\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{w_0^2(k_{ix}^2 + k_{iy}^2)}{4} \right], \quad (2)$$

其中 w_0 是束腰 ($w_0 = 19.68 \text{ nm}$), k_{ix} 和 k_{iy} 是入射光的面内和横向波矢分量. 当光束在界面反射时,

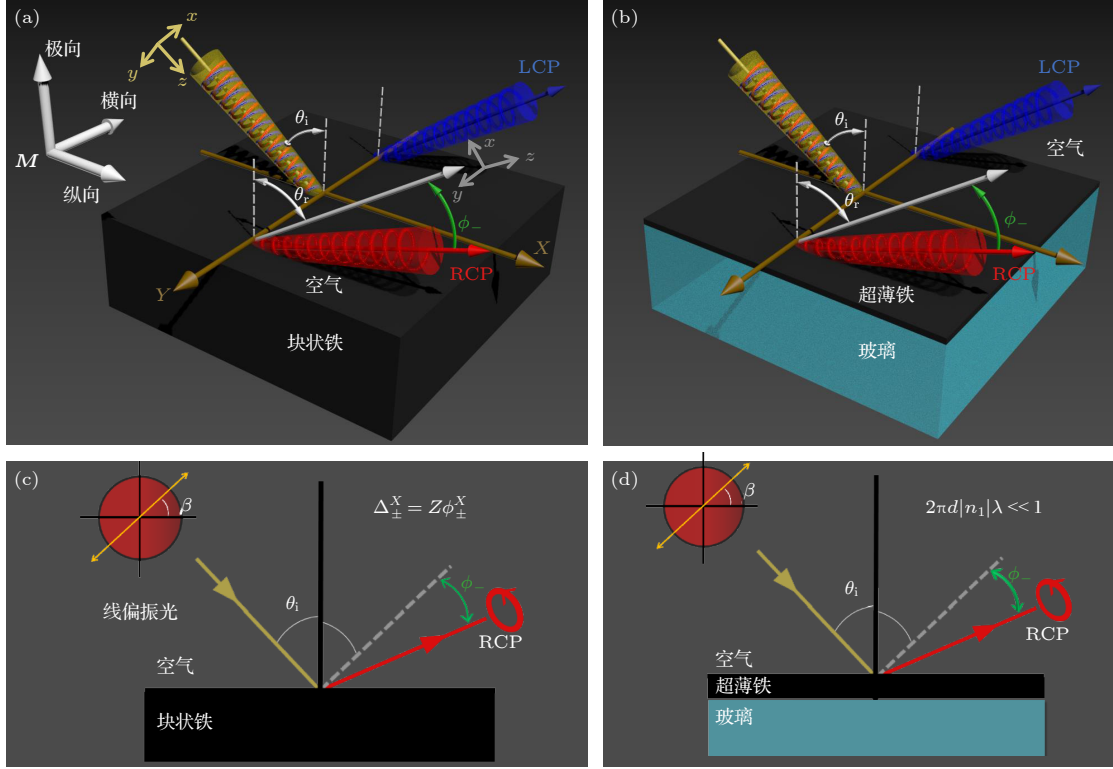


图 1 磁性材料表面的光子自旋霍尔效应 (a), (b) 高斯光束在块状铁 (空气-铁) 和超薄铁 (空气-铁-玻璃) 上的反射示意图; (c), (d) 右旋圆偏振分量 (RCP) 所产生的角位移 $\Delta_{\pm}^X = Z\phi_{\pm}^X$ 示意图. 块状铁的厚度大于 450 nm, 超薄铁厚度 d 满足 $2\pi d|n_1|\lambda \ll 1$

Fig. 1. The photonic spin Hall effect on the surface of magnetic materials: (a), (b) Schematic diagram of Gaussian beam on bulk Fe (air-Fe) and ultrathin Fe (air-Fe-glass); (c), (d) schematic diagram of angular shifts $\Delta_{\pm}^X = Z\phi_{\pm}^X$ induced by right-handed circularly-polarized component (RCP). The thickness of bulk Fe is greater than 450 nm, which is considered an infinite thickness, and the thickness of ultrathin Fe satisfies $2\pi d|n_1|\lambda \ll 1$.

磁场产生的磁光克尔效应会导致其偏振态发生变化. 根据 $\tilde{E}_r(k_{rx}, k_{ry}) = M_R \tilde{E}_i(k_{ix}, k_{iy})$, 反射光束的电场表达式可以从传输模型中的反射矩阵 M_R 和

入射光束的电场中获得. 其线偏振光的偏振态通常用琼斯矩阵 $[\cos \beta, \sin \beta]^T$ 来表示, 其中 β 为光束偏振角. 最后, 反射光束^[21,49] 可以表示为

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_r^H \\ \tilde{E}_r^V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{pp} - \frac{k_{ry} \cos \theta_i (r_{ps} - r_{sp})}{k} & r_{ps} + \frac{k_{ry} \cos \theta_i (r_{pp} + r_{ss})}{k} \\ r_{sp} - \frac{k_{ry} \cos \theta_i (r_{pp} + r_{ss})}{k} & r_{ss} - \frac{k_{ry} \cos \theta_i (r_{ps} - r_{sp})}{k} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{E}_i^H \\ \tilde{E}_i^V \end{pmatrix}, \quad (3)$$

其中 k_{ry} 表示反射光的横向波矢量, k 表示真空波矢量, r_{pp} , r_{ps} , r_{ss} , r_{sp} 为磁性材料的菲涅尔系数分量 (以 r_{ps} 为例, 表示为入射 s 偏振光电场与反射 p 偏振光电场之比). 这些系数的表达式可以将反射光电场与磁光常数 Q 联系起来. 对于可以忽略多次反射的块状磁性材料, 其菲涅尔系数可以表示为^[50]

$$r_{pp} = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_0 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_i + n_0 \cos \theta_1} - i \frac{2n_0 n_1 \cos \theta_i \sin \theta_1 m_x}{n_1 \cos \theta_i + n_0 \cos \theta_1} Q \quad (4)$$

$$r_{ps} = i \frac{n_0 n_1 \cos \theta_i (m_z \cos \theta_1 - m_y \sin \theta_1)}{(n_1 \cos \theta_i + n_0 \cos \theta_1)(n_0 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_1) \cos \theta_1} Q, \quad (5)$$

$$r_{ss} = \frac{n_0 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_1}{n_0 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_1}, \quad (6)$$

$$r_{sp} = i \frac{n_0 n_1 \cos \theta_i (m_z \cos \theta_1 + m_y \sin \theta_1)}{(n_1 \cos \theta_i + n_0 \cos \theta_1)(n_0 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_1) \cos \theta_1} Q, \quad (7)$$

式中, n_0 和 n_1 分别代表空气和磁性介质的折射率, θ_i 代表光的入射角, θ_1 代表折射角. 另一方面, 对于厚度满足 $2\pi d|n_1|\lambda \ll 1$ 的超薄磁性材料, 必须考虑多次反射, 此时菲涅尔系数可表示为^[50]

$$r_{pp} = \frac{n_s \cos \theta_i - n_0 \cos \theta_2}{n_s \cos \theta_i + n_0 \cos \theta_2} + i \frac{4\pi n_0 d \cos \theta_i (n_s^2 \cos^2 \theta_1 - n_1^2 \cos^2 \theta_2)}{\lambda (n_0 \cos \theta_2 + n_s \cos \theta_i)^2}, \quad (8)$$

$$r_{ps} = \frac{4\pi n_0 n_1 d \cos \theta_i (m_z n_1 \cos \theta_2 - m_y n_s \sin \theta_1)}{\lambda (n_0 \cos \theta_i + n_s \cos \theta_2) (n_0 \cos \theta_2 + n_s \cos \theta_i)} Q, \quad (9)$$

$$r_{ss} = \frac{n_0 \cos \theta_i - n_s \cos \theta_2}{n_0 \cos \theta_i + n_s \cos \theta_2} + i \frac{4\pi n_0 d \cos \theta_i (n_1^2 \cos^2 \theta_1 - n_s^2 \cos^2 \theta_2)}{\lambda (n_0 \cos \theta_i + n_s \cos \theta_2)^2}, \quad (10)$$

$$r_{sp} = \frac{4\pi n_0 n_1 d \cos \theta_i (m_z n_1 \cos \theta_2 + m_y n_s \sin \theta_1)}{\lambda (n_0 \cos \theta_i + n_s \cos \theta_2) (n_0 \cos \theta_2 + n_s \cos \theta_i)} Q, \quad (11)$$

其中 n_0 , n_1 , n_s 和 θ_1 , θ_2 分别表示空气、超薄磁性材料和非磁性材料的折射率及折射角. 同时, 非零菲涅尔系数 r_{ps} 和 r_{sp} 是产生磁光克尔效应的内在原因, 这与磁光常数密切相关. 由于光子自旋霍尔效应中的光束在自旋-轨道相互作用下会分裂为左旋和右旋圆偏振光, 得到反射光的电场后, 其反射的左旋和右旋圆偏振光束分别表示为

$$\tilde{E}_{r+}^H = (r_{pp} - ir_{sp}) \cos \beta + (r_{ps} - ir_{ss}) \sin \beta + \frac{[r_{pp} + i(r_{ps} - r_{sp}) + r_{ss}] \cos \theta_i (i \cos \beta + \sin \beta) k_{ry}}{k}, \quad (12)$$

$$\tilde{E}_{r-}^H = (r_{pp} + ir_{sp}) \cos \beta + (r_{ps} + ir_{ss}) \sin \beta + \frac{[r_{pp} - i(r_{ps} - r_{sp}) + r_{ss}] \cos \theta_i (-i \cos \beta + \sin \beta) k_{ry}}{k}. \quad (13)$$

最后, 为了获得角位移计算的准确结果, 需要考虑面内波矢量的影响, 对其中菲涅尔系数需要进行泰勒展开. 以入射波为 s 偏振光, 反射波为 p 偏振光为例, 即 $r_{ps} = r_{ps}(\theta_i) + (\partial r_{ps}/\partial \theta_i)(k_{ix}/k)$. 综上所述, 光子平面内的角位移与磁光常数的关系可由下式得到:

$$\Delta_{\sigma}^{x,y} = \frac{Z}{n_0 k} \frac{\int \int k_{rx,y} \tilde{E}_{r\sigma}^H \tilde{E}_{r\sigma}^{H*} dk_{rx} dk_{ry}}{\int \int \tilde{E}_{r\sigma}^H \tilde{E}_{r\sigma}^{H*} dk_{rx} dk_{ry}}, \quad (14)$$

式中 Z 表示光束反射后的传播距离 ($Z = 250$ nm), 偏振算子 $\sigma = \pm 1$ 分别表示为左旋圆偏振光 (+) 和右旋圆偏振光 (-), Δ_{σ}^x 和 Δ_{σ}^y 分别表示为平面内角位移和横向角位移. 通过磁光克尔效应和光子自旋霍尔效应之间的联系, 可以利用面内角位移来表征磁性材料的磁光常数及其变化. 最后, 将所有公式结合即可获得平面内角位移的精确表达式:

$$\Delta_{\sigma}^x = -\frac{Z(A_{\sigma} + B_{\sigma} \cos 2\beta + C_{\sigma} \sin 2\beta)}{n_0 [\cos^2 \beta (D_{\sigma} + E_{\sigma} \cos^2 \theta_i) + (F_{\sigma} + E_{\sigma} \cos^2 \theta_i) \sin^2 \beta + G_{\sigma} \sin 2\beta]}, \quad (15)$$

其中:

$$A_{\sigma} = (r_4 - \sigma r_5)(\delta - \sigma \epsilon) + (r_3 + \sigma r_6)(\gamma + \sigma \xi) + (r_1 + \sigma r_8)(\kappa + \sigma \rho) - \sigma(r_2 - \sigma r_7)(\iota - \sigma \vartheta),$$

$$B_{\sigma} = -(r_4 - \sigma r_5)(\delta - \sigma \epsilon) - (r_3 + \sigma r_6)(\gamma + \sigma \xi) + \sigma(r_1 + \sigma r_8)(\kappa + \sigma \rho) - \sigma(r_2 - \sigma r_7)(\iota - \sigma \vartheta),$$

$$C_{\sigma} = (r_2 - \sigma r_7)(\delta - \sigma \epsilon) + (r_1 + \sigma r_8)(\gamma + \sigma \xi) + (r_3 + \sigma r_6)(\kappa + \sigma \rho) - \sigma(r_4 - \sigma r_5)(\iota - \sigma \vartheta),$$

$$D_{\sigma} = k^2 [(r_2 - \sigma r_7)^2 + (r_1 + \sigma r_8)^2] \omega^2 + (\kappa + \sigma \rho)^2 + (\iota - \sigma \vartheta)^2,$$

$$E_{\sigma} = (r_2 + \sigma r_3 + r_6 - \sigma r_7)^2 + (r_1 - \sigma r_4 + r_5 + \sigma r_8)^2,$$

$$F_{\sigma} = k^2 [(r_4 - \sigma r_5)^2 + (r_3 + \sigma r_6)^2] \omega^2 + (\delta - \sigma \epsilon)^2 + (\gamma + \sigma \xi)^2,$$

$$G_{\sigma} = k^2 [(r_4 - \sigma r_5)(r_2 - \sigma r_7) + (r_3 + \sigma r_6)(r_1 + \sigma r_8)] \omega^2 + \sigma(\gamma + \sigma \xi)(\kappa + \sigma \rho) - \sigma(\delta - \sigma \epsilon)(\iota - \sigma \vartheta).$$

式中, r_1, r_3, r_5, r_7 和 r_2, r_4, r_6, r_8 分别对应于 $r_{pp}, r_{ps}, r_{ss}, r_{sp}$ 的实数和虚数, ρ, ϑ 分别为 r_{pp} 对入射角偏导的实部和虚部, γ, δ 分别为 r_{ps} 对入射角偏导的实部和虚部, ϵ, ξ 分别是 r_{ss} 对入射角偏导的实部和虚部, ι, κ 分别为 r_{sp} 对入射角偏导的实部和虚部. 从 (15) 式可以看出, 角位移与偏振角 β 存在依赖关系.

3 结果分析

为了探索角位移较大且对磁光常数变化敏感的范围, 在磁光常数饱和的 3 种磁光克尔效应情况下, 用具有一定偏振角范围内的偏振光探测了面内角位移的大小和变化情况. 结果表明, 特定的入射角和偏振角范围内块状铁和超薄铁模型中显示出的面内角位移值均非常巨大. 从图 2 可以看出, Δ^{bulk} 和 $\Delta^{\text{ultrathin}}$ 在特定的入射角和偏振角下产生了非常大的角位移 (高达 1.2 mm). 此外, 入射角在一定变化范围内会经过类布儒斯特角 (反射接近为

零), 在其附近会产生较大角位移并且伴随符号的反转, 所以会出现角位移为零的现象. 块状模型中的类布儒斯特角为 76.1° , 超薄模型中的类布儒斯特角为 60.5° , 其定义为菲涅尔系数 r_{pp} 为零时的入射角. 其中图 2(a) 和 (c) 为极向克尔效应, 图 2(b) 和 (d) 为横向克尔效应. 可见, 光子面内角位移在块状铁和超薄铁的磁光常数饱和的情况下表现相似. 此外, 纵向克尔效应的情况与上述两种磁光克尔效应相似, 因此本文并未给出具体结果.

分别研究磁光常数的振幅和相对对光子面内角位移的影响. 为了探究面内角位移对磁光常数振幅变化的敏感程度, 固定磁光常数的相位并改变振幅. 由于块状铁和超薄铁的饱和磁化磁光常数不同, 因此将块状铁的振幅从 0 增大到饱和值 0.0215, 超薄铁从 0 增大到饱和值 0.0088, 相位设定分别为 0.073 和 0.1452. 在特定入射角下, 通过改变一定范围内的偏振角可以得到角位移与振幅的显著变化关系, 相较于图 2 来说更能呈现出角位移与偏振角的依赖关系. 由图 3 可知, 在偏振角为 24.2° 附近块

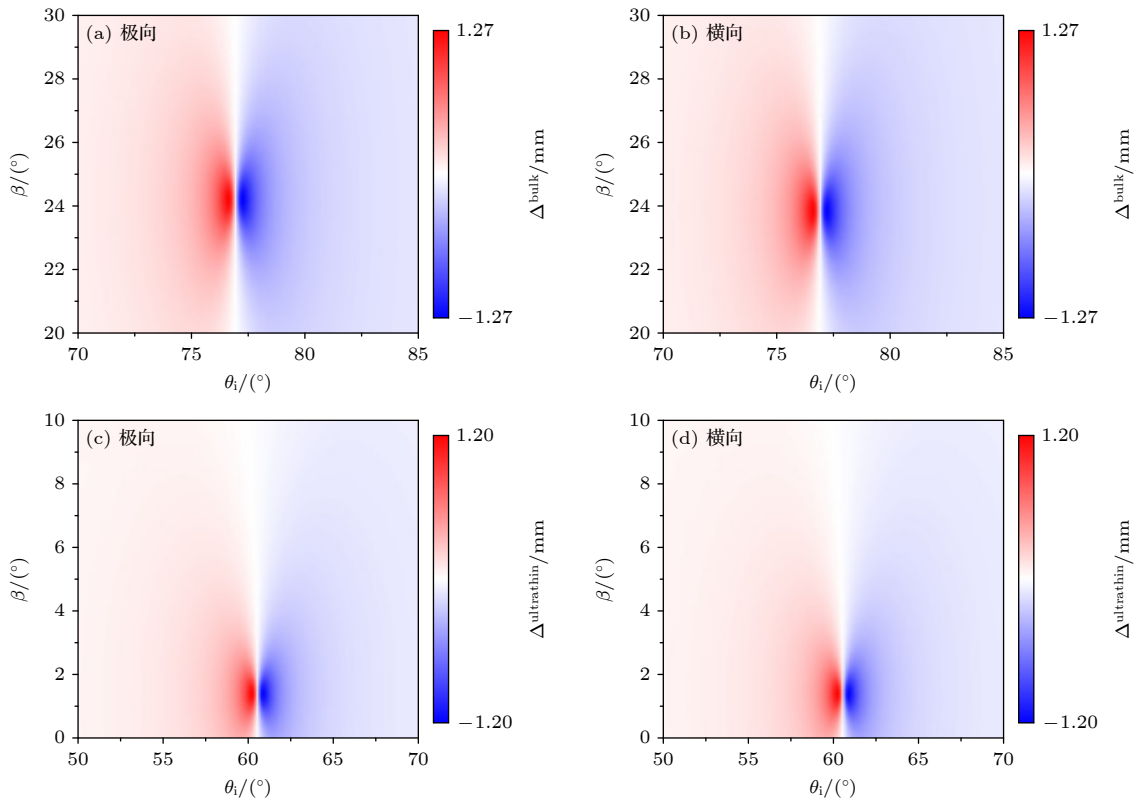


图 2 特殊入射条件下的磁性材料铁表面 (块状和超薄) 的面内巨大角位移 (a)(b) 显示了极向克尔效应和横向克尔效应下块状铁的角位移; (c)(d) 显示了极向克尔效应和横向克尔效应下超薄铁的角位移. 其中, Δ^{bulk} , $\Delta^{\text{ultrathin}}$ 分别表示为块状铁和超薄铁的光子面内角位移

Fig. 2. Giant spin angular shifts under special incident conditions (bulk and ultrathin): (a)(b) The angular shifts of bulk Fe under the condition of Polar Kerr effect and Transverse Kerr effect; (c)(d) for ultrathin Fe. Δ^{bulk} , $\Delta^{\text{ultrathin}}$ are denoted as the angular shifts for bulk and ultrathin Fe, respectively.

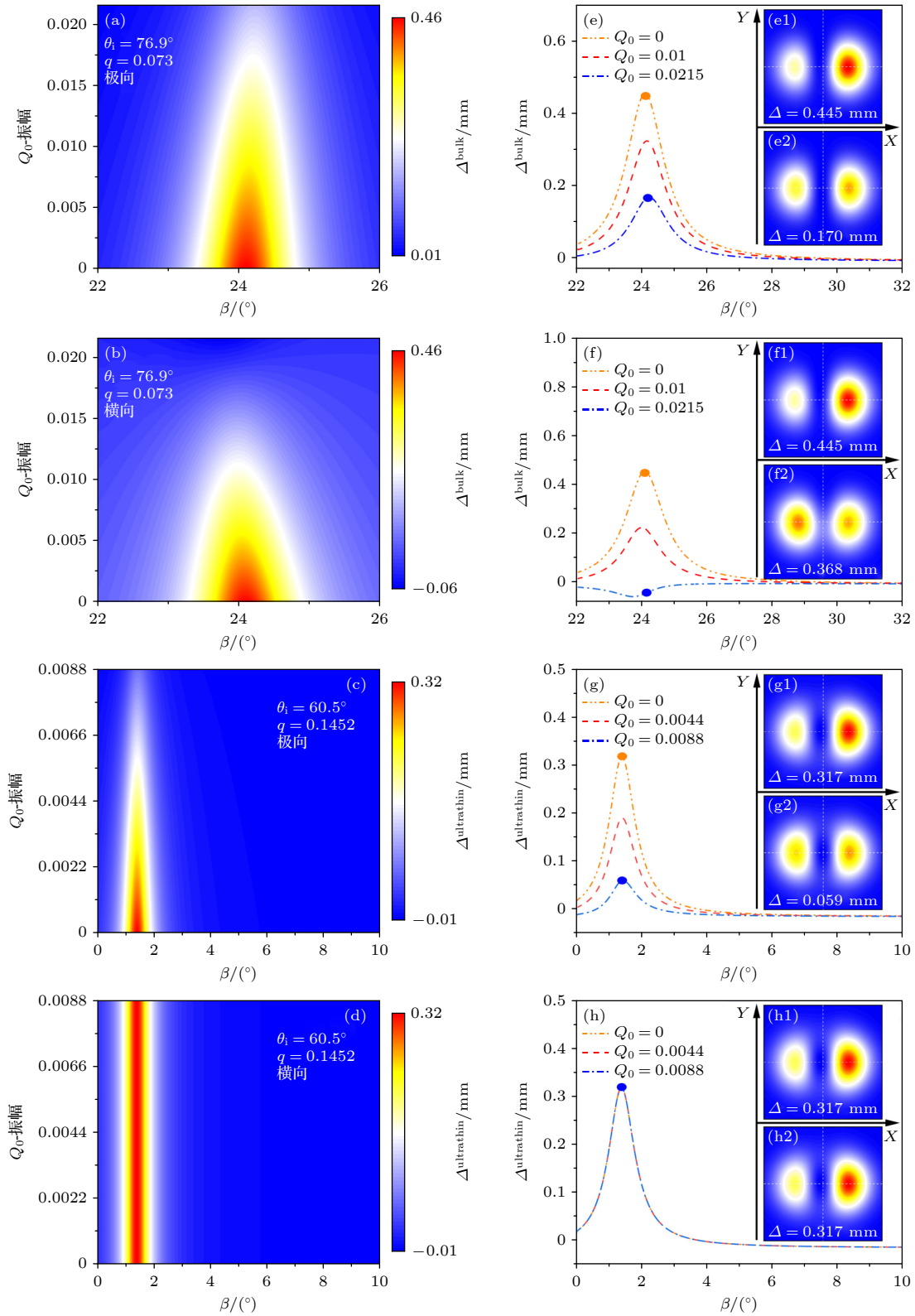


图 3 面内角位移对磁光振幅 Q_0 (从 0 增大到对应的饱和值) 的敏感程度 (a)–(d) 显示了在极向克尔效应和横向克尔效应下块状铁和超薄铁的角度位移变化; (e)–(h) 描述了在不同偏振幅 Q_0 对应的角度位移曲线, 其中插图为右圆偏振分量的电场分布

Fig. 3. Sensitivity of in-plane angular displacement on the magneto-optical constant amplitude Q_0 (increasing from 0 to the corresponding saturation value): (a)–(d) The variation of angular shifts of bulk Fe and ultrathin Fe under the Polar and Transverse Kerr effect; (e)–(h) the angular shifts curves corresponding to their left panels at different amplitudes Q_0 . Here, the insets denote electric field distribution of the right-handed circularly polarized component.

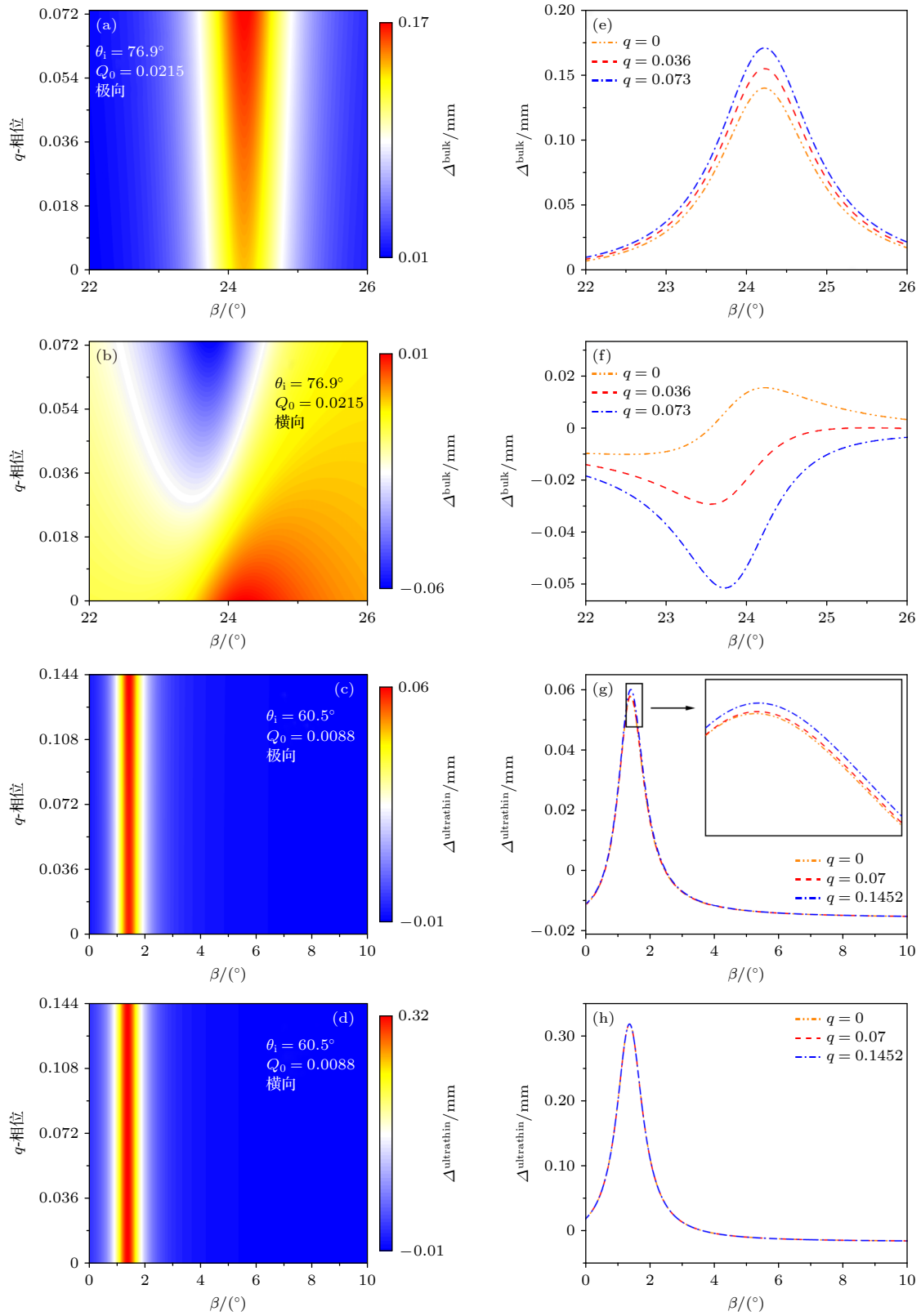


图 4 面内角位移对磁光常数相位 q (从 0 增大到相应的饱和值) 的敏感程度 (a)–(d) 显示了在极向和横向克尔效应下块状铁和超薄铁的面内角位移变化; (e)–(h) 描述了对应于左图的不同相位 q 的角位移曲线

Fig. 4. Sensitivity of in-plane angular displacement on the magneto-optical constant phases q (increasing from 0 to the corresponding saturation value): (a)–(d) The variation of angular shifts of bulk Fe and ultrathin Fe under the Polar and Transverse Kerr effects; (e)–(h) the angular shift curves corresponding to their left panels at different phases q .

状铁表面和在偏振角为 1.4° 附近的超薄铁表面的面内角位移都具有最显著的变化. 同时, 块状铁在极向克尔效应和横向克尔效应下, 面内角位移随着振幅的增大而逐渐减小, 并且在不同克尔效应下随着振幅的增大具有不同的减小程度. 而超薄铁产生的光子面内角位移随振幅的增大在极向克尔效应下变化最为明显, 且角位移随振幅的增大而减小. 由于磁光常数会从零增大至饱和状态, 在此区间内角位移与磁光常数振幅呈现出反比关系, 当磁光常数达到饱和时, 角位移则会处于稳定的状态. 相反, 在图 3(d) 和 (h) 中, 在横向克尔效应下, 超薄铁产生的面内角位移不会随着振幅的增大而变化. 其原因是在超薄铁的光子自旋霍尔效应中, 横向克尔效应情况下的菲涅尔系数 r_{ps} 和 r_{sp} 为零, 且 r_{pp} 和 r_{ss} 不包含磁光常数 ((9) 和 (11) 式可知). 而在纵向克尔效应的情况下, 块状铁和超薄铁的面内角位移与极向克尔效应类似, 但其对于振幅的敏感程度也不同. 可以看出, 在不同磁光克尔效应的情况下, 面内角位移对于磁光常数振幅的增大具有不同的变化趋势.

值得注意的是右旋偏振光的电场分布图 [见图 3(e)—(h) 中的插图], 它直接展示了右旋圆偏振光在分裂后的自旋偏移. 其中横向 (水平方向) 移动表示为平面内旋转角的移动, 纵向 (垂直方向) 移动表示为横向旋转角的移动. 图 2(e1) 和 2(f1) 分别为磁光常数振幅为 0 时, 块状铁在极向和横向克尔效应下产生的单个圆偏振光分量的电场分布, 其角偏移非常明显 ($\Delta=0.445$ mm). 图 2(e2) 和 (f2) 则显示了振幅增至饱和后 ($Q_0 = 0.0215$) 的电场分布, 其极向克尔效应下的面内角位移偏移减小至 0.170 mm, 其横向克尔效应下的面内角位移减小至 -0.368 mm, 可知其方向发生逆转. 图 2(g1) 和 (h1) 分别为磁光常数振幅为 0 时, 超薄铁在极向和横向克尔效应下产生的单个圆偏振光分量的电场分布, 其角偏移同样非常明显 ($\Delta=0.317$ mm). 图 2(g2) 和 (h2) 则显示了振幅增至饱和 ($Q_0 = 0.0088$) 后的电场分布, 其极向克尔效应下的面内角位移减小至 0.059 mm, 而在横向克尔效应下, 无论振幅如何变化, 电场分布都不会产生任何影响. 因此, 有了如此之大且变化明显的电场分布, 则更容易得到角位移与磁光常数振幅之间精确的定量关系. 与之前微小的横向自旋空间移研究相比, 其左右旋转圆偏振分量的电场分布叠加在一起, 无法区分而必须使用弱测量技术. 而基于上

述单圆偏振光电场分布, 本文所提出的方法可以直接提取单个圆偏振分量, 并利用探测器进行直接观测.

为了研究面内角位移对磁光常数相位的敏感程度, 固定磁光常数的振幅并改变相位. 块状铁的振幅固定为 0.0215 , 相位从 0 增至饱和值 0.073 . 超薄铁的振幅固定为 0.0088 , 相位从 0 增大到 0.1452 . 在图 4 中, 块状铁和超薄铁的光子自旋霍尔效应的面内角位移对相位的敏感范围与图 3 中不同磁光克尔效应情况的特定范围相同. 在不同的磁光克尔效应下, 块状铁和超薄铁产生的面内角位移对于磁光常数相位的增大也是具有不同的变化趋势. 可以看出, 面内角位移随相位的增大而变化的趋势与振幅相比有显著差异, 角位移随相位的增大而增大, 在一定范围内位移的变化很小. 这是因为磁光克尔效应中的磁化矢量 (即外部磁场的影响) 主要影响了材料磁光常数的振幅, 而对相位的影响很小 [19]. 根据图 3 和图 4 中的不同厚度的磁性材料和不同磁光克尔效应下的面内角位移随振幅和相位相应变化的结果, 可知: 由于外磁场的强弱主要影响磁光常数振幅的变化 [19], 因此振幅变化对面内角位移的影响也尤为明显, 而相位的变化对面内角位移的影响虽然不如振幅变化那么明显, 但也存在一定的关联.

4 结 论

本文从理论上研究了 3 种磁光克尔效应情况下块状铁和超薄铁中的光子自旋霍尔效应, 并进一步讨论了光子面内角位移与磁光常数振幅、相位之间定量关系. 研究发现, 不同磁光常数下的面内角位移具有不同的变化趋势, 并且可以通过测量角位移来间接表征磁光常数的振幅和相位. 进一步研究表明, 角位移对 3 种不同的磁光克尔效应有着不同程度的敏感性, 可以根据面内角位移随磁光常数的变化趋势来判断不同种类的磁光克尔效应. 本文还首次揭示了在横向克尔效应下超薄铁的面内角位移不随磁光常数 (振幅和相位) 的变化而变化的物理机制. 此外, 角位移对于振幅的变化相比相位更敏感, 块状铁中的角位移敏感程度比超薄铁大. 该发现提供了一种控制磁性材料中不对称自旋光子堆叠的方法, 从而可实现磁性材料中的光子自旋操纵, 在设计基于光子自旋的纳米光子学器件与精密测量方面具有重要的理论指导意义.

参考文献

- [1] Stanciu C D, Hansteen F, Kimel A V, Kirilyuk A, Tsukamoto A, Itoh A, Rasing T 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 047601
- [2] Lee O J, You L, Jang J, Subramanian V, Salahuddin S 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 252401
- [3] Zhao X, Zhang X, Yang H, Cai W, Zhao Y, Wang Z, Zhao W 2019 *Nanotechnology* **30** 335707
- [4] Hansteen F, Kimel A, Kirilyuk A, Rasing T 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 047402
- [5] Kerr LL D J 1877 *Philos. Mag. J. Sci.* **3** 321
- [6] Moog E R, Bader S D 1985 *Superlattices Microstruct.* **1** 543
- [7] Soldatov I V, Schäfer R 2017 *J. Appl. Phys.* **122** 153906
- [8] Akahane K, Kimura T, Otani Y 2004 *J. Magn. Soci. Jpn* **28** 122
- [9] Kato Y K, Myers R C, Gossard A C, Awschalom D D 2004 *Science* **306** 1910
- [10] Grunin A A, Zhdanov A G, Ezhov A A, Ganshina E A, Fedyanin A A 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 261908
- [11] Florczak J M, Dahlberg E D 1990 *J. Appl. Phys.* **67** 7520
- [12] Zak J, Moog E R, Liu C, Bader S D 1990 *J. Appl. Phys.* **68** 4203
- [13] Qiu Z Q, Bader S D 2000 *Rev. Sci. Instrum.* **71** 1243
- [14] Ren J, Li Y, Lin Y, Qin Y, Wu R, Yang J, Xiao Y, Yang H Y, Gong Q 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 171103
- [15] He Y, Xie L, Qiu J, Luo L, Liu X, Li Z, Zhang Z, Du J 2019 *J. Appl. Phys.* **125** 023101
- [16] Li G, Xiang J, Zhang Y, Deng F, Panmai M, Zhuang W, Lan S, Lei D Y 2021 *Nano Lett.* **21** 2453
- [17] Tian J, Zuo Y, Hou M, Jiang Y 2021 *Opt. Express* **29** 8763
- [18] Chen Y, Liu L, Huang Z, Tu L L, Zhan P 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 147302 (in Chinese) [陈聿, 刘堃, 黄忠, 屠林林, 詹鹏 2016 物理学报 **65** 147302]
- [19] Qiu X, Zhou X, Hu D, Du J, Gao F, Zhang Z, Luo H 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 131111
- [20] Li T, Wang Q, Taallah A, Zhang S, Yu T, Zhang Z 2020 *Opt. Express.* **28** 29086
- [21] Wang L C, Qiu X D, Zhang Z Y, Shi R Y 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 174202 (in Chinese) [王莉岑, 邱晓东, 张志友, 石瑞英 2015 物理学报 **64** 174202]
- [22] Onoda M, Murakami S, Nagaosa N 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 083901
- [23] Bliokh K Y, Rodriguez-Fortuno F J, Nori F, Zayats A V 2015 *Nat. Photon.* **9** 796
- [24] Bliokh K Y, Nori F 2015 *Phys. Rep.* **592** 1
- [25] Kalthor F, Thundat T, Jacob Z 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 061102
- [26] Ling X, Zhou X, Huang K, Liu Y, Qiu C, Luo H, Wen S 2017 *Rep. Prog. Phys.* **80** 066401
- [27] Li X, Zhou X X, Luo H L 2014 *Acta Opt. Sin.* **34** 0731002 (in Chinese) [李星, 周新星, 罗海陆 2014 光学学报 **34** 0731002]
- [28] Ling X H, Yi X N, Zhou X X, Liu Y C, Shu W X, Luo H L, Wen S C 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 151101
- [29] Li Y Q, Wu Z S, Zhang Y Y, Wang M J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 074202
- [30] Yi X N, Li Y, Liu Y C, Ling X H, Zhang Z Y, Luo H L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 094203 (in Chinese) [易煦农, 李瑛, 刘亚超, 凌晓辉, 张志友, 罗海陆 2014 物理学报 **63** 094203]
- [31] Shitrit N, Ulevich I. Y, Maguid E, Ozeri D, Eksler D V, Kleiner V, Hasman E 2013 *Science* **340** 724
- [32] Zhou X, Sheng L, Ling X 2018 *Sci. Rep.* **8** 1221
- [33] Xie L, Qiu X, Luo L, Liu X, Li Z, Zhang Z, Du J, Wang D 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 191106
- [34] Zhou X, Xiao Z, Luo H, Wen S 2012 *Phys. Rev.* **A85** 043809
- [35] Zhou X, Ling X, Luo H, Wen S 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 251602
- [36] Bliokh K Y, Smirnova D, Nori F 2015 *Sci.* **348** 1448
- [37] Qin Y, Li Y, Feng X, Liu Z, He H, Xiao Y, Gong Q 2010 *Opt. Express.* **18** 16832
- [38] Zhang W, Wu W, Chen S, Zhang J, Ling X, Shu W, Lou H, Wen S 2018 *Photon. Res.* **6** 511
- [39] Zhou X, Zhang J, Ling X, Chen S, Luo H, Wen S 2013 *Phys. Rev. A* **88** 053840
- [40] Kort-Kamp W J. M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 147401
- [41] Nalitov A V, Malpuech G, Terças H, Solnyshkov D D 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 026803
- [42] Cai L, Liu M, Chen S, Liu Y, Shu W, Luo H, Wen S 2017 *Phys. Rev. A* **95** 013809
- [43] Kort-Kamp W J M, Culchac F J, Capaz R B, Pinheiro F A 2018 *Phys. Rev. B* **98** 195431
- [44] Zhou X, Xiao Z, Luo H, Wen S 2012 *Phys. Rev. A* **85** 043809
- [45] Zhou X X, Ling X, Luo H L, Wen S C 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 051130
- [46] Wu Y, Sheng L, Xie L, Li S, Nie P, Chen Y, Zhou X, Ling X 2020 *Carbon* **166** 396
- [47] Chen S, Ling X, Shu W, Luo H, Wen S 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 014057
- [48] Yang Z J, Scheinfein M R 1993 *J. Appl. Phys.* **74** 6810
- [49] Bliokh K Y, Kivshar Y S, Nori F 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 033601
- [50] You C Y, Shin S C 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 541

Giant and controllable in-plane spin angular shifts in bulk and ultrathin magnetic materials*

Li Qian-Yang¹⁾ Yuan Shuai-Jie¹⁾ Yang Jin¹⁾ Wang Yong¹⁾ Ma Zu-Hai²⁾
Chen Yu^{2)†} Zhou Xin-Xing^{1)‡}

1) (*Key Laboratory of Low-Dimensional Quantum Structures and Quantum Control of Ministry of Education, Synergetic Innovation Center for Quantum Effects and Applications, School of Physics and Electronics, Hunan Normal University, Changsha 410081, China*)

2) (*International Collaborative Laboratory of 2D Materials for Optoelectronics Science and Technology, Institute of Microscale Optoelectronics, Shenzhen University, Shenzhen 510086, China*)

(Received 18 August 2022; revised manuscript received 20 September 2022)

Abstract

The magneto-optical Kerr effect (MOKE) refers to the rotation of the polarization plane when a linearly polarized light is reflected at the surface of magnetic material. The MOKE reveals the magnetization of the optical properties of magnetic material and can be characterized by the dielectric tensor containing the magneto-optical constant. Thus, exploring the MOKE requires very precise determination of the magneto-optical constant. The photonic spin Hall effect (PSHE), which corresponds to the lateral and in-plane spin-dependent splitting of the beam, can be used as an effective method to characterize the magneto-optical constant due to its advantage of being extremely sensitive to changes in the physical parameters of the material. Most of the previous studies only considered the case of a single thickness of magnetic material and a single MOKE and need to introduce complex weak measurement techniques to observe the photonic spin Hall effect. In this work, we theoretically investigate the in-plane spin angular shifts in three MOKE cases in bulk and ultrathin magnetic materials. We can effectively tune the in-plane angular displacements of different magnetic material thickness by changing the magnetic field direction corresponding to different MOKEs and changing the magneto-optical constants (including amplitude and phase). The research results show that in the case of bulk and ultrathin magnetic materials, the internal spin angular displacements under different MOKEs will show different trends when the magneto-optical constants change the amplitude and phase, especially in ultra-thin magnetic material. In the lateral Kerr effect in thin material, the photon in-plane angular displacement does not affect the change of the magneto-optical constant, but in other cases, the amplitude relative to the phase has a much larger effect on the photon in-plane angular displacement. In this regard, we propose a new method which can directly determine the amplitude and phase of the magneto-optical constant by using the huge in-plane spin angular displacement without considering the weak measurements and can also judge different MOKEs according to the variation of the in-plane angular displacement in the bulk and ultrathin magnetic materials. This method not only provides a new probe for measuring magneto-optical constants but also expands the study of spin photonics.

Keywords: photonic spin Hall effect, magneto-optical Kerr effect, spin-orbit interaction of light

PACS: 42.25.-p, 42.79.-e, 42.70.-a, 78.20.-Ls

DOI: 10.7498/aps.72.20221643

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.11604095), the Natural Science Foundation of Hunan Province, China(Grant No. 2017JJ3209), and the Training Program for Excellent Young Innovators of Changsha, China (Grant No. KQ2107013).

† Corresponding author. E-mail: yuchen@szu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: xinxingzhou@hnnu.edu.cn



块状和超薄磁性材料中巨大且可调控的面内自旋角位移

李乾阳 袁帅杰 杨锦 王勇 马祖海 陈宇 周新星

Giant and controllable in-plane spin angular shifts in bulk and ultrathin magnetic materials

Li Qian-Yang Yuan Shuai-Jie Yang Jin Wang Yong Ma Zu-Hai Chen Yu Zhou Xin-Xing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 014201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221643

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221643>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

光束正入射至界面时的自旋-轨道相互作用及其增强

Spin-orbit interaction of a light beam under normal incidence at a sharp interface and its enhancement

物理学报. 2020, 69(3): 034202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191218>

基于合金介电常数的可控特性增强光子自旋霍尔效应

Enhanced photonic spin Hall effect due to controllable permittivity of alloy film

物理学报. 2018, 67(6): 064201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171824>

基于Pancharatnam-Berry相位和动力学相位调控纵向光子自旋霍尔效应

Manipulating longitudinal photonic spin Hall effect based on dynamic and Pancharatnam-Berry phase

物理学报. 2019, 68(6): 064201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182004>

石墨烯中选择性增强Kane-Mele型自旋-轨道相互作用

Selective enhancement of Kane Mele-type spin-orbit interaction in graphene

物理学报. 2022, 71(6): 067202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211815>

自旋轨道耦合系统中的整数量子霍尔效应

Integer quantum Hall effect in a spin-orbital coupling system

物理学报. 2019, 68(11): 117101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190037>

掺铌SrTiO₃中的逆自旋霍尔效应

Inverse spin Hall effect in Nb doped SrTiO₃

物理学报. 2019, 68(10): 106101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190118>