

磁光克尔效应中的光子自旋分裂

王莉岑 邱晓东 张志友 石瑞英

Photon spin splitting in magneto-optic Kerr effect

Wang Li-Cen Qiu Xiao-Dong Zhang Zhi-You Shi Rui-Ying

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 174202 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.174202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.174202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I17>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

牙齿组织光热动态特性仿真与试验研究

Simulation and experimental investigation of tooth tissue in photothermal radiometry dynamic response induced by modulated laser

物理学报.2015, 64(19): 194203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.194203>

偏振光在非球形气溶胶中传输特性的 Monte Carlo 仿真

Simulation of radiation transfer properties of polarized light in non-spherical aerosol using Monte Carlo method

物理学报.2015, 64(9): 094201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094201>

利用非传统螺旋相位调控高阶涡旋光束的拓扑结构

Control of topological structure in high-order optical vortices by use of noncanonical helical phase

物理学报.2015, 64(3): 034204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034204>

基于递归 T 矩阵的离散随机散射体散射特性研究

Investigation of the scattering characteristics from discrete random scatterers based on recursive aggregate T-matrix algorithm

物理学报.2014, 63(15): 154202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.154202>

车载探地雷达信号在分层介质中的散射特性

Characteristics of electromagnetic scattering from the vehicle-mounted ground penetrating radar in layered media

物理学报.2014, 63(4): 044201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.044201>

## 磁光克尔效应中的光子自旋分裂\*

王莉岑<sup>1)</sup> 邱晓东<sup>2)</sup> 张志友<sup>2)†</sup> 石瑞英<sup>1)‡</sup>

1)(四川大学物理科学与技术学院, 微电子学重点实验室, 成都 610064)

2)(四川大学物理科学与技术学院, 高能量密度物理及技术教育部重点实验室, 成都 610064)

(2015年1月24日收到; 2015年3月24日收到修改稿)

光子自旋霍尔效应类似于电子系统中的电子自旋霍尔效应, 是在折射率梯度和光子分别扮演的角色下, 由自旋-轨道相互作用而产生的光子自旋分裂现象. 光子自旋霍尔效应为操控光子提供了新的途径, 同时也提供了一种精确测量相关物理效应的方法. 本文研究了磁光克尔效应中光子自旋分裂现象, 建立了磁光克尔旋转与光子自旋霍尔效应之间的定量关系, 并通过弱测量系统观测了磁场作用下铁膜表面的光子自旋分裂位移, 得到相应的磁光旋转角, 验证了我们所推导的理论预测. 本文的研究成果为精确测量磁光克尔系数和磁光克尔旋转角提供了一种新方法.

**关键词:** 光子自旋霍尔效应, 磁光系数, 弱测量系统, 磁光克尔效应

**PACS:** 42.25.Dd, 42.79.-e, 42.65.An

**DOI:** 10.7498/aps.64.174202

## 1 引言

1854年法拉第首次发现磁致旋光效应. 此后, 磁光克尔效应<sup>[1]</sup>、塞曼效应<sup>[2]</sup>和科顿-穆顿效应<sup>[3]</sup>等也陆续被发现和研究, 并建立了基本的磁光理论. 20世纪50年代以来对磁光材料的研究也越来越深入. 磁光系数 $Q$ , 也称之为Voigt vector, 是表征磁性材料的重要参数之一, 其值与磁光克尔效应紧密相关. 磁光克尔效应是指线偏振光在磁化介质材料表面被反射后偏振面发生旋转的现象<sup>[1]</sup>, 在自旋电子学<sup>[4-6]</sup>、表面等离子体<sup>[7,8]</sup>、磁传感器<sup>[9]</sup>和先进材料<sup>[10,11]</sup>等诸多研究领域有重要研究和应用价值. 通常情况下, 磁光克尔旋转角和克尔椭圆率都非常小, 要准确探测到铁磁性材料磁化前后通过第二个偏振片后的光强变化较为困难, 尤其对于磁光克尔效应较弱的材料, 克尔旋转更小, 常规的测量方法难以实现准确测量<sup>[12]</sup>. 因此, 如何精确观测磁光克尔效应, 特别是弱磁光克尔效应是人们关注的一

个重要问题.

2004年Onoda等<sup>[13]</sup>在理论上提出了光子自旋霍尔效应: 一束线偏振光在介质分界面发生反射或折射时, 左旋圆偏振成分( $\sigma = +1$ )和右旋圆偏振成分( $\sigma = -1$ )沿垂直于折射率梯度的方向发生分离. 2008年Hosten等<sup>[14]</sup>首次利用弱测量证实了这一现象. 近期国内外的众多理论<sup>[13,15-20]</sup>和实验<sup>[14,21-25]</sup>表明, 光子自旋霍尔效应引起的自旋分裂与介质的本征参数以及光的偏振态都直接相关. 磁光克尔效应引起的光偏振态的微小改变, 将使光子自旋分裂也发生明显的变化. 通过弱测量系统观察光子自旋分裂, 可以精确测量磁光克尔旋转角.

在本文中, 我们首先建立了磁光克尔效应与光子自旋霍尔效应定量关系的理论模型, 然后以铁薄膜作为样品, 利用弱测量系统在实验上观察了外加磁场作用下铁薄膜表面的反射光子自旋霍尔效应. 最后, 根据理论模型, 利用迭代逼近法得到铁薄膜的磁光克尔旋转角.

\* 国家自然科学基金(批准号: 11305111, 61377054)和合作创新基金(批准号: XTCX2013002)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangzhiyou@scu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: ruiyshi@scu.edu.cn

## 2 磁光克尔效应与光子自旋霍尔效应的定量关系模型

图1描述了外加磁场作用下, 光束在空气与磁性介质界面反射时的光子自旋霍尔效应示意图. 为计算简便, 我们仅考虑外加磁场的方向垂直于样品表面的情形. 建立图1所示的实验室坐标系

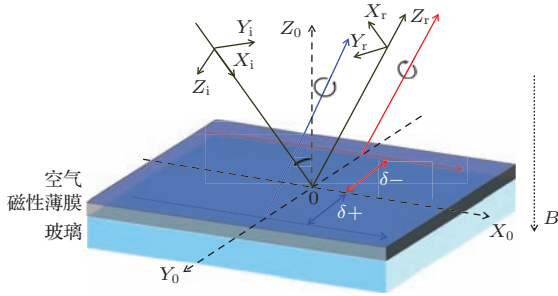


图1 (网刊彩色) 磁性薄膜表面反射光子自旋分裂示意图 (入射光的左旋和右旋线偏振沿着相反的方向发生自旋分裂, 而且 $\delta_{\pm}$  ( $\sigma = \pm 1$  分别表示左、右旋圆极化) 表示自旋的横向位移, 磁场 ( $B$ ) 方向垂直于磁性材料表面)

Fig. 1. (color online) The schema of the PSHE of a beam reflected from the surface of a magnetic film. Right-handed and left-handed spin of the linear polarized incident light split along opposite direction, and  $\delta_{\pm}$  ( $\sigma = \pm 1$  for the left- and right-circular polarization respectively) denotes the transverse shift of spin components. An external magnetic field acts on the magnetic film.

$$\begin{bmatrix} H(\mathbf{k}^r) \\ V(\mathbf{k}^r) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{pp} + \cot(\theta_i) \frac{k_y}{k_0} (r_{sp} - r_{ps}) & r_{ps} + \cot(\theta_i) \frac{k_y}{k_0} (r_{pp} + r_{ss}) \\ r_{sp} - \cot(\theta_i) \frac{k_y}{k_0} (r_{pp} + r_{ss}) & r_{ss} + \cot(\theta_i) \frac{k_y}{k_0} (r_{sp} - r_{ps}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H(\mathbf{k}^i) \\ V(\mathbf{k}^i) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

其中,  $r_{pp}, r_{ss}$  是菲涅尔反射系数,  $r_{ps}, r_{sp}$  是磁光反射系数<sup>[26,27]</sup>

$$r_{pp} = \frac{n_1 \cos(\theta_0) - n_0 \cos(\theta_1) - 2in_0n_1 \cos(\theta_0) \sin(\theta_1)m_x Q}{n_1 \cos(\theta_0) + n_0 \cos(\theta_1)}, \quad (4)$$

$$r_{ss} = \frac{n_0 \cos(\theta_0) - n_1 \cos(\theta_1)}{n_0 \cos(\theta_0) + n_1 \cos(\theta_1)}, \quad (5)$$

$$r_{ps} = \frac{in_0n_1 \cos(\theta_0)[m_z \cos(\theta_1) - m_y \sin(\theta_1)]Q}{[n_1 \cos(\theta_0) + n_0 \cos(\theta_1)][n_1 \cos(\theta_1) + n_0 \cos(\theta_0)] \cos(\theta_1)}, \quad (6)$$

$$r_{sp} = \frac{in_0n_1 \cos(\theta_0)[m_z \cos(\theta_1) + m_y \sin(\theta_1)]Q}{[n_1 \cos(\theta_0) + n_0 \cos(\theta_1)][n_1 \cos(\theta_1) + n_0 \cos(\theta_0)] \cos(\theta_1)}, \quad (7)$$

这里,  $n_0, n_1$  分别为空气和铁磁性材料的折射率,  $\theta_0, \theta_1$  分别为入射角和折射角;  $m_x, m_y, m_z$  分别是磁化强度矢量  $\mathbf{M}$  的方向余弦 (当外加磁场方向垂直于铁磁性材料表面时, 有  $m_x = m_y = 0, m_z = 1$ . 此时有  $r_{ps} = r_{sp}$ ).  $Q$  为磁光系数, 可

( $X_0, Y_0, Z_0$ ),  $Z_0$  轴垂直于薄膜表面,  $Y_0 = 0$  为入射面. ( $x_i, y_i, z_i$ ) 和 ( $x_r, y_r, z_r$ ) 分别是入射光束和反射光束中心波矢的悬挂坐标系. 考虑高斯偏振光束入射, 其波矢分布可以表示为  $\mathbf{k}^i = k_i (\hat{z}_i + \boldsymbol{\kappa}^i)$ , 其中,  $\hat{z}_i$  是中心波矢单位矢量,  $\mathbf{k}_i = 2\pi/\lambda$  是入射介质中的单位波矢.  $\boldsymbol{\kappa}^i = (k_{x_i}^i \hat{x}_i + k_{y_i}^i \hat{y}_i)/k_i = \kappa_{x_i}^i \hat{x}_i + \kappa_{y_i}^i \hat{y}_i$ , 且  $|\boldsymbol{\kappa}^i| \ll 1$ . 同样, 反射波包表示为  $\mathbf{k}^r = k_r (\hat{z}_r + \boldsymbol{\kappa}^r)$ , 其中  $\boldsymbol{\kappa}^r = (k_{x_r}^r \hat{x}_r + k_{y_r}^r \hat{y}_r)/k_r = \kappa_{x_r}^r \hat{x}_r + \kappa_{y_r}^r \hat{y}_r$  并且  $|\boldsymbol{\kappa}^r| \ll 1$ . 根据 Snell 定律,  $k_i = k_r$ . 在  $s$ - $p$  基矢中, 对于任意波矢成分, 取  $\boldsymbol{\kappa}^{i,r}$  展开式的一阶近似, 我们可以将水平偏振  $|H\rangle$  和垂直偏振  $|V\rangle$  写成如下形式<sup>[14]</sup>:

$$\begin{aligned} |H(\mathbf{k}^{i,r})\rangle &= |p(\mathbf{k}^{i,r})\rangle - \cot(\theta_{i,r}) \kappa_y^{i,r} |s(\mathbf{k}^{i,r})\rangle, \\ |V(\mathbf{k}^{i,r})\rangle &= |s(\mathbf{k}^{i,r})\rangle + \cot(\theta_{i,r}) \kappa_y^{i,r} |p(\mathbf{k}^{i,r})\rangle. \end{aligned} \quad (1)$$

入射光与反射光的  $|p\rangle$  和  $|s\rangle$  偏振本征态有如下关系:

$$\begin{bmatrix} |p(\mathbf{k}^r)\rangle \\ |s(\mathbf{k}^r)\rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} |p(\mathbf{k}^i)\rangle \\ |s(\mathbf{k}^i)\rangle \end{bmatrix}. \quad (2)$$

考虑  $k_{x_i}^i = -k_{x_r}^r, k_{y_i}^i = k_{y_r}^r = k_y$ , 结合 (1) 和 (2) 式, 可得到反射光谱表达式

以表述为  $Q = Q_0 \exp(-iq)$ , 其中  $Q_0$  与磁化强度  $\mathbf{M}$  成比例,  $q$  表示相位. 对于  $|H\rangle$  和  $|V\rangle$  偏振入射光, 磁光克尔旋转可分别定义为  $\eta_H = r_{sp}/r_{pp}$  和  $\eta_V = r_{ps}/r_{ss}$ <sup>[26,27]</sup>. 通常情况下,  $\eta_{H,V}$  为复数, 其实部表示磁光克尔旋转角, 虚部表示磁光克尔椭

偏率.

在  $s-p$  基矢中, 左、右旋圆偏振光可以分别表示为:  $|+\rangle = (|H\rangle + i|V\rangle)/\sqrt{2}$  和  $|-\rangle = (|H\rangle - i|V\rangle)/\sqrt{2}$ . 考虑入射光分别为  $|H\rangle$  和  $|V\rangle$  偏振态时, 反射光的频谱分别为如下形式:

$$|H\rangle \rightarrow \frac{r_{pp}}{\sqrt{2}} [\exp(ik_y\delta_H) - i\eta_H] |+\rangle + \frac{r_{pp}}{\sqrt{2}} [\exp(-ik_y\delta_H) + i\eta_H] |-\rangle, \quad (8)$$

$$|V\rangle \rightarrow \frac{-ir_{ss}}{\sqrt{2}} [\exp(ik_y\delta_V) + i\eta_V] |+\rangle + \frac{ir_{ss}}{\sqrt{2}} [\exp(-ik_y\delta_V) - i\eta_V] |-\rangle. \quad (9)$$

上述方程推导中, 因为  $k_y\delta \ll 1$ , 所以使用泰勒级数一阶近似:  $\exp(\pm ik_y\delta) = 1 \pm ik_y\delta$ , 其中,  $\delta_H = \cot\theta_0(1 + r_{ss}/r_{pp})/k_0$ ,  $\delta_V = \cot\theta_0(1 + r_{pp}/r_{ss})/k_0$ ,  $\exp(\pm ik_y\delta_{H,V})$  表示自旋-轨道耦合. 由上面的推导可知, 反射光的左旋光子和右旋光子分别向相反的方向发生了分裂, 其分裂的大小受到自旋轨道耦合和磁光克尔效应的共同调制.

现在我们将计算反射光的光场分布. 高斯光束的频谱表达式为

$$\phi(k) = \frac{w_0}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{w_0^2(k_{rx}^2 + k_{ry}^2)}{4}\right], \quad (10)$$

其中  $w_0$  为高斯光束的束腰半径. 通过傅里叶变换为

$$\tilde{E}_{r\pm} = \iint dk_{rx} dk_{ry} \phi(k_{rx}, k_{ry}) \times |H, V\rangle |k_{rx}\rangle |k_{ry}\rangle. \quad (11)$$

我们可以得到反射光的光场分布表达式, 然后利用几何光学求解光场重心的方法得到反射光的自旋成分 ( $\pm$ ) 的横向移动距离, 也就是所谓的自旋分裂:

$$\delta_{\pm} = \frac{\iint y \tilde{E}_{r\pm} \tilde{E}_{r\pm}^*}{\iint \tilde{E}_{r\pm} \tilde{E}_{r\pm}^*}, \quad (12)$$

其中  $\tilde{E}_{r\pm}^*$  为光场分布的共轭表达式. 由 (7)–(12) 式可以知, 光子自旋霍尔效应引起的自旋分裂与复磁光克尔效应  $\eta_H$  和  $\eta_V$  密切相关. 然而, 自旋分裂  $\delta_{\pm}$  的大小通常在纳米量级, 可采用量子弱测量系统来观测这种微小的自旋分裂<sup>[28,29]</sup>. 通过恰当选择前选择态  $\psi_{pre}$  和后选择态  $\psi_{post}$  可对光子自旋

分裂进行弱测量放大, 其放大系数对应于所谓的弱值  $A_w = \langle \psi_{post} | \hat{\sigma}_3 | \psi_{pre} \rangle / \langle \psi_{post} | \psi_{pre} \rangle$ , 其中  $\hat{\sigma}_3$  为光子的自旋操作算符, 其本征值为  $\pm 1$ . 一般情况下, 弱值为复数, 这时就需要考虑到传输放大因子的修正. 由弱值表达式可以看出, 当前选择态和后选择态接近正交时, 可以实现一个很大的放大效应, 从而很容易测量光子自旋分裂.

### 3 弱测量实验系统及测量结果

我们采用弱测量实验装置如图 2 所示. 一束由氦氖激光器 ( $\lambda = 632.8$  nm) 产生的高斯光束, 首先通过半波片 HWP (用于调节光强度, 防止 CCD 饱和); 然后通过透镜 L1 和格兰光偏振器 P1 聚焦到铁膜表面, 通过偏振器 P1 制备出前选择态 ( $|\psi_{pre}\rangle = |V\rangle$  or  $|H\rangle$ ); 利用第二个偏振器 P2 进行后选择 ( $|\psi_{post}\rangle = |H \pm \Delta\rangle$  or  $|V \pm \Delta\rangle$ ), 其中是后选择角 ( $\Delta \ll 1$ ); 透镜 L2 与 L1 共焦, 实现传输放大; 最后, 由 CCD 收集光束记录后选择的光子, 进行数据分析.

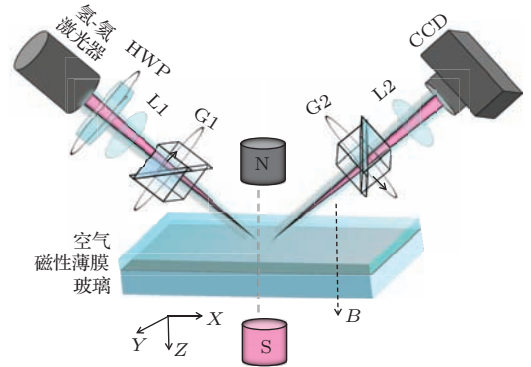


图 2 (网刊彩色) 实验装置图 (氦-氖激光器, 波长 632.8 nm; HWP 是半波片; L1 和 L2 分别是焦距 50 mm 和 250 mm 的透镜; G1 和 G2 格兰光偏振器; CCD 是电荷耦合元件; N 和 S 表示外加磁场)

Fig. 2. (color online) Experimental setup. (He-Ne laser, wavelength = 632.8 nm; HWP is half-wave plate; L1 and L2, lenses with effective focal length 50 mm and 250 mm respectively; G1 and G2, Glan laser polarizers; CCD, charge-coupled device. N and S, electromagnet.)

一旦前选择态和后选择态确定后, 就可以获得一个放大后的弱值 (通常为复数), 这里需要注意的是虚部引起光束自由演化所带来的放大效应. 这个过程可以利用传输放大因子  $F$ <sup>[28]</sup> 表示. 修正后的放大弱值  $A_w^{\text{mod}}$  为下列表达式:

$$A_w^{\text{H mod}} = \frac{z \left( \frac{\eta_V r_{ss}}{r_{pp}} + \tan \Delta \right)}{2kz_R \left( \frac{\eta_V r_{ss}}{r_{pp}} + \tan \Delta \right)^2 + \left( 1 + \frac{r_{ss}}{r_{pp}} \right)^2 \cot^2 \theta_0} \times \left\{ 2k \left[ 1 + \left( \frac{\eta_V r_{ss}}{r_{pp}} \right)^2 \right] + \left[ 1 + \left( \frac{r_{ss}}{r_{pp}} \right)^2 \frac{\cot^2 \theta_0}{z_R} \right] \right\}, \quad (13)$$

$$A_w^{\text{V mod}} = \frac{z \left( \frac{\eta_H r_{pp}}{r_{ss}} + \cot \Delta \right)}{2kz_R \left( \frac{\eta_H r_{pp}}{r_{ss}} + \cot \Delta \right)^2 + \left( 1 + \frac{r_{pp}}{r_{ss}} \right)^2 \cot^2 \theta_0} \times \left\{ 2k \left[ 1 + \left( \frac{\eta_H r_{pp}}{r_{ss}} \right)^2 \right] + \left[ 1 + \left( \frac{r_{pp}}{r_{ss}} \right)^2 \frac{\cot^2 \theta_0}{z_R} \right] \right\}. \quad (14)$$

从以上两式可以很明显地看到, 修正后的水平偏振放大因子  $A_w^{\text{H mod}}$  和垂直偏振放大因子  $A_w^{\text{V mod}}$  与反射系数及复克尔旋转角等紧密相关. 结合我们前面的分析, 利用弱测量系统所探测到的光斑质心放大横移与磁光克尔旋转紧密相关.

图3为不同磁场下测量的放大后光子自旋横移 ( $A_H$ ,  $A_V$ ) 随入射角的变化关系, 其中图3(a)为水平偏振光(H偏振光)入射, 图3(b)垂直偏振光

(V偏振光)入射. 实验中我们所用的激光束腰半径  $\lambda = 27 \mu\text{m}$ , 后选择角为  $0.2^\circ$ . 当磁场逐渐增加时, 放大后的横移逐渐增大, 而且水平极化|H)和垂直极化|V)有相同趋势. 同时, 从图中我们也可以看到, 实验数据与理论结果遵循相同的趋势, 实验和理论之间的偏差主要由实验误差造成. 实验上证实了利用光子自旋霍尔效应来精确观测磁光克尔效应的有效性.

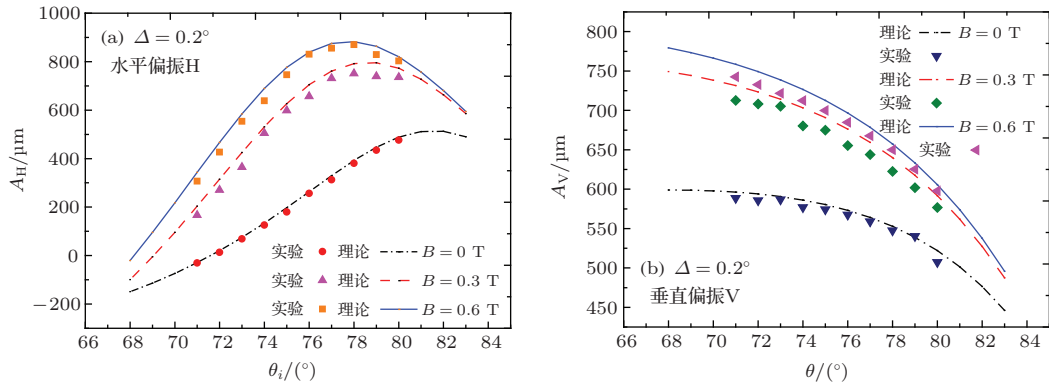


图3 (网刊彩色) 是光子自旋霍尔效应分裂放大位移值随入射角和外加极化磁场变化 (a) 为水平偏振光(H偏振光)入射; (b) 垂直偏振光(V偏振光)入射

Fig. 3. (color online) The amplified shift changing with the incident angle and the magnetic intensity. Here, (a) horizontal polarization (H) of incident light and (b) vertical polarization (V) of incident light.

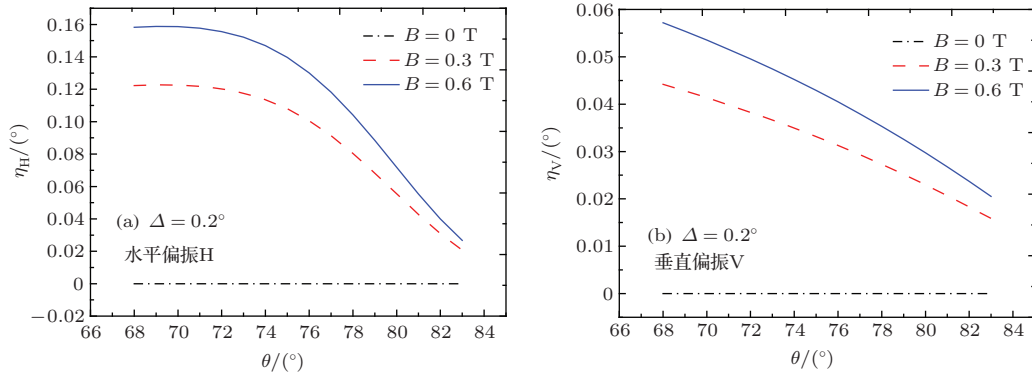


图4 (网刊彩色) 是克尔旋转角随入射角和外加极化磁场变化 (a) 为水平偏振光(H偏振光)入射; (b) 垂直偏振光(V偏振光)入射

Fig. 4. (color online) Kerr rotation angle with the incident angle and the magnetic intensity. Here, (a) horizontal polarization (H) of incident light and (b) vertical polarization (V) of incident light.

通过图3的测量数据和(13, 14)式, 可以拟合出不同磁场下的磁光系数<sup>[12]</sup>, 在磁场强度为0.3 T和0.6 T时, 我们可以得到相应的磁光系数为 $Q = 0.0068 \exp(-i0.1453)$ 和 $Q = 0.0086 \exp(-i0.1453)$ . 图4给出了无外加磁场、非饱和磁场以及磁场饱和条件下的磁光克尔旋转角随入射角的变化曲线. 对比图3(a)和图4(a), 我们可以得到利用光子自旋霍尔效应获得磁光克尔旋转角的精度为 $(6.7 \times 10^{-5})^\circ/\mu\text{m}$ . 这是常温条件下使用普通弱光CCD便可以达到所需的测量精度, 其测量结果精度已远超过目前常规的读数精度. 如果采用基于锁相放大的位置传感器(测量精度为20 nm)进行测量磁光克尔旋转角, 其精度还可以提高1—2个数量级.

## 4 结 论

我们建立了磁光系数与光子自旋霍尔效应之间的定量关系, 实验观测了磁光克尔效应中的光子自旋分裂效应, 测量了光子自旋分裂位移, 得到不同磁场作用下的磁光常数和克尔旋转角. 本文的研究为准确、灵敏地测量磁光系数和磁光克尔旋转角提供了一种新途径.

## 参考文献

- [1] Yoshioka N, Koshimura M, Ono M, Takahashi M, Miyazaki T 1988 *J. Magn. Meter.* **74** 51
- [2] Guo Y L 1992 *Modern physics knowledge* **4** 27 (in Chinese) [郭奕玲 1992 现代物理知识 **4** 27]
- [3] Xu M, Ridler P J 1997 *J. App Phys.* **82** 326
- [4] Kato Y K, Myers R C, Gossard A C, Awschalom D D 2004 *Science* **306** 1910
- [5] Aoshima K, Funabashi N, Machida K, Miyamoto Y, Kawamura N, Kuga K, Shimidzu N, Sato F, Kimura T, Otani Y 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 052507
- [6] Gu X F, Qian X, Ji Y, Chen L, Zhang J H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 037801 (in Chinese) [谷晓芳, 钱轩, 姬扬, 陈林, 赵建华 2012 物理学报 **61** 037801]
- [7] Grunin A A, Zhdanov A G, Ezhov A A, Ganshina E A, Fedyanin A A 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 261908
- [8] Safarov V I, Kosobukin V A, Hermann C, Lampel G, Peretti J, Marliere C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3584
- [9] Florczak J M, Dahlberg E D 1990 *J. Appl. Phys.* **67** 7520
- [10] Tse W K, MacDonald A H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 057401
- [11] Shimano R, Yumoto G, Yoo J Y, Matsunaga R, Tanabe S, Hibino H, Morimoto T, Aoki H 2013 *Nat. Commun.* **4** 1841
- [12] Qiu X D, Zhou X X, Zhang Z Y, Luo H L 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 131111
- [13] Onoda M, Murakami S, Nagaosa N 2004 *Appl. Phys. Lett.* **93** 83901
- [14] Hosten O, Kwiat P G 2008 *Science* **319** 787
- [15] Onoda M, Murakami S, Nagaosa N 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 083901
- [16] Luo H L, Wen S C, Li Y, Shu W X, Fan D Y 2010 *Phys. Rev. A* **82** 043825
- [17] Luo H L, Ling X H, Zhou X X, Shu W X, Wen S C, Fan D Y 2011 *Phys. Rev. A* **84** 033801
- [18] Tang M, Zhou X X, Xiao Z C, Luo H L, Wen S C 2013 *Chin. Phys. B* **22** 034101
- [19] Li X, Zhou X X, Luo H L 2014 *Acta Optica Sinica* **34** 0731002 (in Chinese) [李星, 周新星, 罗海陆 2014 **34** 0731002]
- [20] Lu L, Ji X L, Deng J P, Li X Q 2014 *Chin. Phys. B* **23** 064209
- [21] Ren J L, Li Y, Lin Y, Qin Y D, Wu R, Yang J B, Xiao Y F, Yang H, Gong Q H 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 171103
- [22] 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
- [23] Li Y Q, Wu Z S, Zhang Y Y, Wang M J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 074202
- [24] 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]
- [25] Liu Y C, Ling X H, Yi X N, Zhou X X, Chen S Z, Ke Y G, Luo H L, Wen S C 2015 *Opt. Lett.* **40** 756
- [26] Yang Z J, Scheinfein M R 1993 *J. Appl. Phys.* **74** 6810
- [27] You C Y, Shin S C 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 541
- [28] Luo H L, Zhou X X, Shu W X, Wen S C, Fan D Y 2011 *Phys. Rev. A* **84** 043806
- [29] Dressel J, Malik M, Miatto F M, Jordan A N, Boyd R W 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 307

# Photon spin splitting in magneto-optic Kerr effect\*

Wang Li-Cen<sup>1)</sup> Qiu Xiao-Dong<sup>2)</sup> Zhang Zhi-You<sup>2)†</sup> Shi Rui-Ying<sup>1)‡</sup>

1) (Key laboratory of microelectronics, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

2) (Key Laboratory of High Energy Density Physics and Technology of Ministry of Education, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

( Received 24 January 2015; revised manuscript received 24 March 2015 )

## Abstract

Photonic spin Hall effect (PSHE) of light, similar to the spin Hall effect of an electronic system, is the interaction between photon spin-orbit of spin splitting phenomenon in refractive index gradient field. PSHE provides a new way to manipulate photons and accurately measure relevant physical effects. This paper studies the photon spin splitting in the magneto-optic Kerr effect, and establishes the quantitative relationship between the magneto-optical Kerr rotation and the PSHE. We have observed the magneto-optic Kerr effect of the action of an iron film in the magnetic field. After finishing experiments, we firstly analyze the amplified shift of the spin changing with the magnetic intensity in the case of horizontal polarization and vertical polarization incidence. Then, the Kerr rotations changing with the incident angle for different magnetizations are measured separately. Finally, comparing the above two results, we obtain that the accurate magneto-optic Kerr rotation angle is  $6.7 \times 10^{-5^\circ}/\mu\text{m}$ . If the position sensor based on phase-locked amplifier (20 nm) is used to measure the magneto-optic Kerr rotation angle, its precision can be improved by one or two orders of magnitude. These results prove that the PSHE not only can be used to accurately measure the magneto-optic Kerr effect, but also have great significance in magnetic film research. Especially, in terms of magnetic-optic devices, PSHE can be used to achieve the superior performance of endurance cycling and data retention.

**Keywords:** spin Hall effect of light, magneto-optical coefficient, weak measurement system, magneto-optical Kerr effect

**PACS:** 42.25.Dd, 42.79.-e, 42.65.An

**DOI:** 10.7498/aps.64.174202

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grants Nos. 11305111, 61377054), and the Foundation of Collaborative Innovation (Grant No. XTCX2013002).

† Corresponding author. E-mail: [zhangzhiyou@scu.edu.cn](mailto:zhangzhiyou@scu.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [ruiyshi@scu.edu.cn](mailto:ruiyshi@scu.edu.cn)