

光自旋霍尔效应中的自旋角分裂

赵军倩 周新星 罗海陆

(湖南大学信息科学与工程学院微纳光电器件及应用教育部重点实验室, 湖南 长沙 410082)

摘要 理论研究了光自旋霍尔效应(SHEL)中的自旋角分裂现象。通过建立平行和垂直偏振两种情况下光束由玻璃到空气界面的全内反射传输模型,揭示了光自旋霍尔效应中的自旋角分裂与入射角、偏振态以及光束传播距离等因素的定量关系。研究发现只有当入射角大于全内反射角时,角移才会出现,且角移会随着入射角的增大而减小,同时随着光束传播距离的变化而变化。在垂直偏振光入射情况下,由于自旋角分裂的影响,横移会发生反转。光自旋霍尔效应中的自旋角分裂现象可以用菲涅耳反射系数平行与垂直分量相位差的变化来解释。预测光束在损耗介质和多层纳米结构中传输时也存在类似的自旋角分裂现象。

关键词 物理光学;光自旋霍尔效应;自旋角分裂;偏振;全内反射

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.0526003

Spin Angle Splitting in Spin Hall Effect of Light

Zhao Junqian Zhou Xinxing Luo Hailu

(Key Laboratory for Micro/Nano Optoelectronic Devices, Ministry of Education,

College of Information Science and Engineering, Hunan University, Changsha, Hunan 410082, China)

Abstract Spin angle splitting phenomenon in spin Hall effect of light (SHEL) is studied theoretically. The quantitative relationships of incident angle, polarization state and beam transmission distance upon the spin angle splitting of SHEL are revealed, by establishing horizontal polarization and vertical polarization transmission models of beam total internal reflection at the interface from glass to air. It is found that only when the incident angle is bigger than the critical angle, will the spin angle splitting phenomenon appear, or will there be only space shift in SHEL. The angle shift decreases with the increase of the incident angle, it also changes with the increase of transmission distance at the same time. Transverse shift will reverse because of the influence of spin angle splitting in the case of vertical polarization light. The spin angle splitting phenomenon of SHEL can be explained by the aspect of phase difference between parallel and vertical components of Fresnel reflection coefficient. It is predicted that the similar spin angular splitting would also exist in the cases of loss media and layer nanostructures.

Key words physical optics; spin Hall effect of light; spin angle splitting; polarization; total internal reflection

OCIS codes 190.4420; 240.4350; 260.5430

1 引 言

光自旋霍尔效应(SHEL)是指当一束线偏振光经过非均匀介质时,由于自旋轨道耦合的作用,其左旋与右旋圆偏振光分量会发生垂直于入射面方向的横向分离^[1~4]。这种现象类似于电子系统中的自旋霍尔效应^[5],其中自旋光子扮演自旋电子的角色,折射率梯度起外场作用。光自旋霍尔效应在 2004 年

由 Onoda 等^[1]从理论上明确提出。2008 年,Hosten 等^[3]利用弱测量的方法首次通过实验证实了该现象。对光自旋霍尔效应的研究不仅仅停留在单纯的理论计算与实验测量上,它具有的许多潜在的应用价值也逐渐被发现,例如它能够用来探测和操控电子的自旋态,表征纳米金属薄膜的厚度^[6]以及用于石墨烯的光学常数和层数的测量等。

收稿日期: 2013-01-08; **收到修改稿日期**: 2013-01-28

基金项目: 国家自然科学基金(11074068)和中央高校基本科研专项优秀青年人才培养基金(531107040357)资助课题。

作者简介: 赵军倩(1987—),女,硕士研究生,主要从事光束传输方面的研究。E-mail: zhaojunqian@126.com

导师简介: 罗海陆(1980—),男,副教授,博士生导师,主要从事自旋光子学方面的研究。

E-mail: hailuluo@hnu.edu.cn (通信联系人)

近年来对光自旋霍尔效应的研究在高能物理、表面等离子体物理和光物理等领域取得了诸多成果。本课题组在负折射率超常材料^[7]、非均匀各向异性结构^[8]以及多层纳米结构^[9]等方面的研究也取得了一定的进展。特别是对当入射角在布儒斯特角附近发生光反射时的自旋霍尔效应的研究^[10],通过实验实现了迄今为止最大的光自旋空间分裂(分裂值约为 3200 nm)。最近的研究发现,全内反射中的光自旋霍尔效应总的横移不仅包括其左旋与右旋圆偏振光分量在垂直于入射面方向上产生的横向空间移,而且还包括在光束传输过程中产生的随传播距离变化而变化的微小的横向自旋角分裂,即角移。关于空间移分量的存在条件及其影响因素已经有不少的研究^[7,9~15],而对于横移中的角移分量,其产生条件影响因素及其对整个横移的影响都研究甚少。

本文主要探索全内反射时光自旋霍尔效应中的自旋角分裂现象。从平面角谱理论出发,建立三维光束全内反射传输模型,基于这一模型,得到传输光场中的横移和角移表达式。分析光束从玻璃入射到空气时水平(H)偏振和垂直(V)偏振的全内反射传输现象,并将这两种情形下的异同点进行对比,探究

入射角、偏振态以及光束传播距离对角移的影响。并对产生上述现象的物理原因进行分析。研究表明当入射角大于全内反射的临界角时(此时光波平行分量与垂直分量的菲涅耳反射系数相位差不为 0 或 π),才会出现自旋角分裂现象。同时预测了光束在损耗介质和多层纳米结构中传输时也存在类似的自旋角分裂现象。

2 光束反射场的分析

通过建立 H 偏振光和 V 偏振光的传输模型来揭示高斯光束由玻璃入射到空气后发生全内反射时所产生的自旋角分裂现象,如图 1 所示。图 1(a)、(b)分别表示 H 偏振光和 V 偏振光入射情况。其中 x_i, y_i, z_i 和 x_r, y_r, z_r 分别代表入射坐标系和反射坐标系。高斯光束从玻璃中以入射角 θ_i 沿 z_i 方向入射,在 $z=0$ 处发生全内反射, z_r 为反射方向, θ_r 为反射角, Δy_{r+} 和 Δy_{r-} 分别表示全内反射中左旋和右旋圆偏振光分量的空间移,是在 y 轴上偏离质心的微小位移, $\theta_{y_{r+}}$ 和 $\theta_{y_{r-}}$ 分别表示左旋和右旋圆偏振光分量在 y 轴上偏离质心的微小角度。

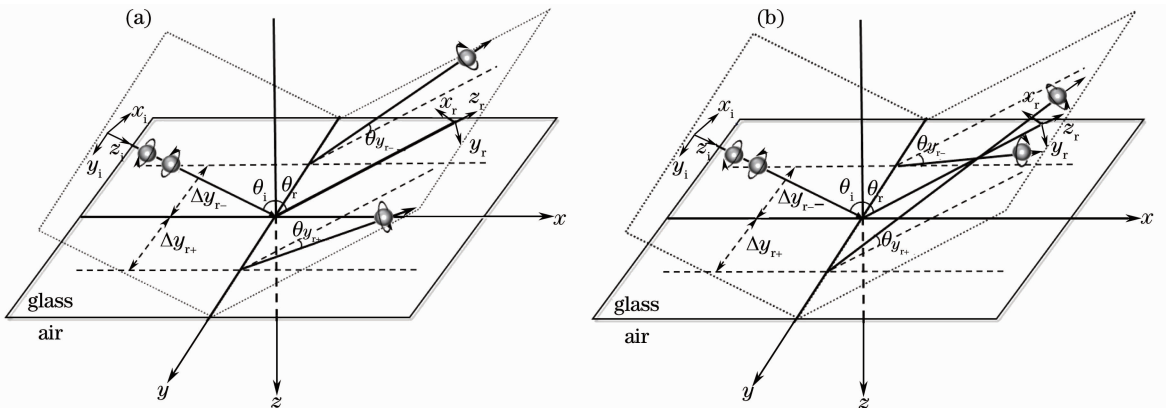


图 1 高斯光束通过玻璃与空气界面的全内反射传输模型图。(a) H 偏振;(b) V 偏振

Fig. 1 Total internal reflection transmission models of Gaussian beam passing through the interface of glass and air.

(a) H-polarization; (b) V-polarization

对于入射场 x_i, y_i, z_i , 利用傍轴光学理论,入射场 $z_i=0$ 处的角谱表达式为

$$\tilde{E}_i(k_{ix}, k_{iy}) = \frac{\omega_0}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\omega_0^2(k_{ix}^2 + k_{iy}^2)}{4}\right], \quad (1)$$

式中 ω_0 为束腰宽度即光束束腰; k_{ix} 和 k_{iy} 分别表示波矢在 x_i 和 y_i 方向的分量。对任一高斯光束的角谱 $\tilde{E}_i(k_{ix}, k_{iy})$ 做傅里叶逆变换可以得到入射场中电场的表达式:

$$E_i(x_i, y_i, z_i) = \iint \tilde{E}_i(k_{ix}, k_{iy}) \exp\{j[k_{ix}x_i + k_{iy}y_i + \sqrt{k_i^2 - (k_{ix}^2 + k_{iy}^2)}z_i]\} dk_{ix} dk_{iy}. \quad (2)$$

已知任意一束线性偏振光均可以分解为水平分量和垂直分量,各自的角谱可以分别表示为

$$\tilde{E}_i^H = \frac{(\tilde{E}_{i-} + \tilde{E}_{i+})}{\sqrt{2}}, \quad (3)$$

$$\tilde{E}_i^V = \frac{(\tilde{E}_{i-} - \tilde{E}_{i+})}{\sqrt{2}}, \quad (4)$$

式中 $\tilde{\mathbf{E}}_{i+} = (\mathbf{e}_{ix} + j\mathbf{e}_{iy})\tilde{\mathbf{E}}_i/\sqrt{2}$ 和 $\tilde{\mathbf{E}}_{i-} = (\mathbf{e}_{ix} - j\mathbf{e}_{iy})\tilde{\mathbf{E}}_i/\sqrt{2}$ 分别表示入射场的左旋圆偏振分量和右旋圆偏振分量, \mathbf{e}_{ix} 和 \mathbf{e}_{iy} 分别表示入射光束的角谱在 x 和 y 方向上的单位矢量。

对于反射场 x_r, y_r, z_r , 引入反射场 $z_r = 0$ 处的角谱表达式:

$$\tilde{\mathbf{E}}_r(k_{rx}, k_{ry}) = \frac{\omega_0}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\omega_0^2(k_{rx}^2 + k_{ry}^2)}{4}\right], \quad (5)$$

式中 k_{rx} 和 k_{ry} 分别表示波矢在 x_r 和 y_r 方向的分量。根据电场边界条件变换可得反射场角谱与入射场角谱之间的关系式^[9]:

$$\begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{E}}_r^{\text{H}} \\ \tilde{\mathbf{E}}_r^{\text{V}} \end{bmatrix} = \mathbf{M} \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{E}}_i^{\text{H}} \\ \tilde{\mathbf{E}}_i^{\text{V}} \end{bmatrix},$$

式中系数矩阵 \mathbf{M} 可表示为

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} r_p & \frac{k_{ry}(r_p + r_s) \cot \theta_i}{k_0} \\ -\frac{k_{ry}(r_p + r_s) \cot \theta_i}{k_0} & r_s \end{bmatrix}, \quad (6)$$

式中 $k_0 = \omega_0/c = 2\pi/\lambda$, 表示真空中的波数, λ 表示光波波长, 这里取 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$; r_p 和 r_s 分别为光波平行分量和垂直分量的菲涅耳反射系数, 其表达式分别为

$$r_p = \frac{n_1^2 \cos \theta_i - n_2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_i}}{n_1^2 \cos \theta_i + n_2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_i}}, \quad (7)$$

$$r_s = \frac{n_2 \cos \theta_i - \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_i}}{n_2 \cos \theta_i + \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_i}}, \quad (8)$$

式中 $n_1 = 1$, 为空气折射率; $n_2 = 1.515$, 为玻璃折射率。对任一高斯光束的角谱做傅里叶逆变换可以得到反射场中电场的表达式:

$$\mathbf{E}_r(x_r, y_r, z_r) = \iint \tilde{\mathbf{E}}_r(k_{rx}, k_{ry}) \exp\{j[k_{rx}x_r + k_{ry}y_r + \sqrt{k_0^2 - (k_{rx}^2 + k_{ry}^2)}z_r]\} dk_{rx} dk_{ry}. \quad (9)$$

此时同样可以将光束分解为水平分量和垂直分量, 各自的角谱表达式分别为

$$\tilde{\mathbf{E}}_r^{\text{H}} = \frac{(\tilde{\mathbf{E}}_{r-} + \tilde{\mathbf{E}}_{r+})}{\sqrt{2}}, \quad (10)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_r^{\text{V}} = \frac{(\tilde{\mathbf{E}}_{r-} - \tilde{\mathbf{E}}_{r+})}{\sqrt{2}}, \quad (11)$$

式中 $\tilde{\mathbf{E}}_{r+} = (\mathbf{e}_{rx} + j\mathbf{e}_{ry})\tilde{\mathbf{E}}_r/\sqrt{2}$ 和 $\tilde{\mathbf{E}}_{r-} = (\mathbf{e}_{rx} - j\mathbf{e}_{ry})\tilde{\mathbf{E}}_r/\sqrt{2}$ 分别表示反射场的左旋圆偏振分量和右旋圆偏振分量, \mathbf{e}_{rx} 和 \mathbf{e}_{ry} 分别表示反射光束的角谱在 x 和 y 方向上的单位矢量。

已知反射光波矢和入射光波矢之间的关系式: $k_{rx} = -k_{ix}$, $k_{ry} = k_{iy}$, 结合(5)~(11)式, 可以得到

反射场的复振幅表达式:

$$\mathbf{E}_{r\pm}^{\text{H}} = \frac{r_p(\mathbf{e}_{rx} \pm j\mathbf{e}_{ry})}{\sqrt{\pi}\omega_0} \frac{z_R}{z_R + jz_r} \times \exp\left[-\frac{k_0}{2} \frac{x_r^2 + (y_r \pm \delta_r^{\text{H}})^2}{z_R + jz_r} + jk_r z_r\right], \quad (12)$$

$$\mathbf{E}_{r\pm}^{\text{V}} = \mp ir_s(\mathbf{e}_{rx} \pm j\mathbf{e}_{ry}) \frac{z_R}{\sqrt{\pi}\omega_0} \frac{z_R}{z_R + jz_r} \times \exp\left[-\frac{k_0}{2} \frac{x_r^2 + (y_r \pm \delta_r^{\text{V}})^2}{z_R + jz_r} + jk_r z_r\right], \quad (13)$$

式中 $z_R = k_0\omega_0^2/2$ 表示自由空间中光束传播的瑞利距离; z_r 表示光束传播距离; $\delta_r^{\text{H}} = (1 + r_s/r_p) \times \cot \theta_i/k_0$, $\delta_r^{\text{V}} = (1 + r_p/r_s) \cot \theta_i/k_0$ 。由(12)、(13)式可知, 高斯光束的反射场分布与菲涅耳系数密切相关。

3 全内反射中的光自旋霍尔效应

如前所述, 光自旋霍尔效应在全内反射时的横移除了包含空间移之外, 还包含角移。对于反射场, 在任意给定平面(z_r 为常数)的情况下, 光束质心横移的表达式为^[7]

$$\langle y_r \rangle = \frac{\iint y_r \mathbf{I}(x_r, y_r, z_r) dx_r dy_r}{\iint \mathbf{I}(x_r, y_r, z_r) dx_r dy_r}, \quad (14)$$

式中电场强度分布 $\mathbf{I}(x_r, y_r, z_r) \propto \mathbf{S}_r \cdot \mathbf{e}_{rz}$, 坡印廷矢量 $\mathbf{S}_r \propto \text{Re}[\mathbf{E}_r^* \times \mathbf{H}_r]$, 磁场强度 $\mathbf{H}_r = -jk_r^{-1} \nabla \times \mathbf{E}_r$, \mathbf{E}_r 为电场强度。整理(12)式和(13)式可得:

$$\langle y_r^{\text{H}} \rangle = \mp \frac{1}{k_0} \frac{|\mathbf{r}_p| + |\mathbf{r}_s| \cos(\varphi_p - \varphi_s)}{|\mathbf{r}_p|} \cot \theta_i \pm \frac{z_r}{k_0 z_R} \frac{|\mathbf{r}_s| \sin(\varphi_p - \varphi_s)}{|\mathbf{r}_p|} \cot \theta_i, \quad (15)$$

$$\langle y_r^{\text{V}} \rangle = \mp \frac{1}{k_0} \frac{|\mathbf{r}_s| + |\mathbf{r}_p| \cos(\varphi_p - \varphi_s)}{|\mathbf{r}_s|} \cot \theta_i \mp \frac{z_r}{k_0 z_R} \frac{|\mathbf{r}_p| \sin(\varphi_p - \varphi_s)}{|\mathbf{r}_s|} \cot \theta_i, \quad (16)$$

式中 $\mathbf{r}_{p,s} = |\mathbf{r}_{p,s}| \exp(j\varphi_{p,s})$ 为菲涅耳反射系数的复振幅表达式, $|\mathbf{r}_{p,s}|$ 为其模值, $\varphi_{p,s}$ 为其相位。用 $\langle y_r^{\text{H,V}} \rangle$ 表征整个横移, 即表示在 y 轴上偏离质心的微小位移, 其表达式可以简记为 $\langle y_r^{\text{H,V}} \rangle = \Delta y_r^{\text{H,V}} + \delta y_r^{\text{H,V}}$, 它是空间移和角移共同作用的结果, Δy_r 表征空间移, 与传播距离 z_r 无关, δy_r 表征角移, 与传播距离 z_r 有关。

已知光束传输过程中空间移的变化规律、影响因素及其多种调控方法^[7, 9~15], 由(15)式和(16)式可以得到角移的表达式:

$$\delta y_r^H = \pm \frac{z_r}{k_0 z_R} \frac{|r_s| \sin(\varphi_p - \varphi_s)}{|r_p|} \cot \theta_i, \quad (17)$$

$$\delta y_r^V = \mp \frac{z_r}{k_0 z_R} \frac{|r_p| \sin(\varphi_p - \varphi_s)}{|r_s|} \cot \theta_i. \quad (18)$$

由(17)、(18)式可知,反射场角移与光束入射角、光束传播距离、入射光束偏振态、菲涅耳反射系数模值比以及菲涅耳反射系数相位差有关。

首先研究不同的物理参数对光束反射场中横移的影响。结合(15)、(16)式可以画出横移随不同入射角、偏振态以及传播距离的变化关系图,如图2所示。图2(a)、(b)分别表示H偏振光、V偏振光入射情况。从图中可以看出,对于H偏振光入射情况单一圆偏振光分量(左旋或右旋),当入射角小于临界角 θ_{ic} (BK-7玻璃到空气的 θ_{ic} 约为 41.31°)即 $\theta_i = \pi/6$ 未达到全内反射条件时,不会产生角移现象,横移仅包含空间移分量,且它不随传播距离的变化而

改变,为一恒定值[如图2(a)中实线所示];当入射角大于临界角 θ_{ic} 即发生全内反射时,将会产生角移现象。对于某一个确定的入射角 θ_i ,随着传播距离的增大,角移也呈现逐渐增大的趋势,而空间移则不变。且对于某一个确定的传播距离 z_r ,随着入射角的增大,角移逐渐减小。对于V偏振光入射情况单一圆偏振光分量(左旋或右旋),当入射角小于临界角时,同样只存在空间移,且固定入射角时,横移不随传播距离的变化而改变[如图2(b)中实线所示]。当入射角大于临界角时,光自旋霍尔效应开始出现角移,且随着入射角的增大,角移也逐渐减小。由于角移的影响,光自旋霍尔效应的总横移不是单纯的随着光束传播距离的增大而改变,而是会出现反转现象[如图2(b)中的虚线所示]。这为有效调控光自旋霍尔效应提供了一种新的途径。

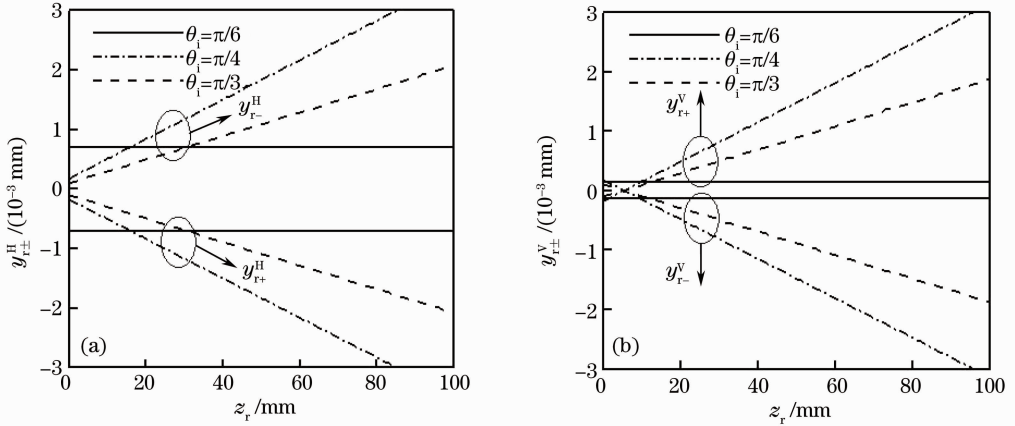


图2 不同入射角下横移随光束传播距离的变化。(a) H偏振;(b) V偏振

Fig. 2 Variation of transverse shift with transmission distance of different incidence angles. (a) H-polarization;

(b) V-polarization

为了更形象地说明主要结论,利用光束的场强分布图对上述现象进行简单解释。在此仅分析H偏振光的情况,V偏振光情况可以由同样的方法得到。图3为H偏振光以同一入射角($\theta_i = \pi/3$)从玻璃入射到空气时,左旋和右旋圆偏振光分量场强分布随着传播距离变化的关系图。图3(a)~(c)和(d)~(f)分别表示右旋圆偏振光($\sigma = -1$)和左旋圆偏振光($\sigma = +1$)在传播距离分别为0、50、100 mm时的传输场强分布。为了更好地显示光自旋霍尔效应的横移随传播距离的变化,在 $z_r = 0, 50, 100$ mm处分别采用了不同的归一化标准。从图中可以看出,H偏振光分裂成的左旋圆偏振分量横移为负,右旋圆偏振分量的横移与其等值反向;且随着传播距离的增大,横移几乎成比例增大(因为 θ_{y_r} 非常微

小)。需要注意的是对于同一入射角情况而言其空间移很小且不变,故可以推断横移的变化主要取决于角移的影响,即角移的出现使得光自旋霍尔效应呈现出不一样的特性。同理分析V偏振光以同一入射角($\theta_i = \pi/3$)从玻璃入射到空气时,分裂成的左旋和右旋圆偏振光分量的传输场强分布随着传播距离变化的关系可以知道,自旋角分裂的出现不仅使得横移大小发生变化,而且随着传播距离的增大,角移的出现也会改变横移的方向,即使得光自旋霍尔效应发生反转现象。综上所述,自旋角分裂的出现可以改变反射场横移。由此提出一种新的调控光自旋霍尔效应的方法:利用自旋角分裂对光自旋霍尔效应进行有效调控。

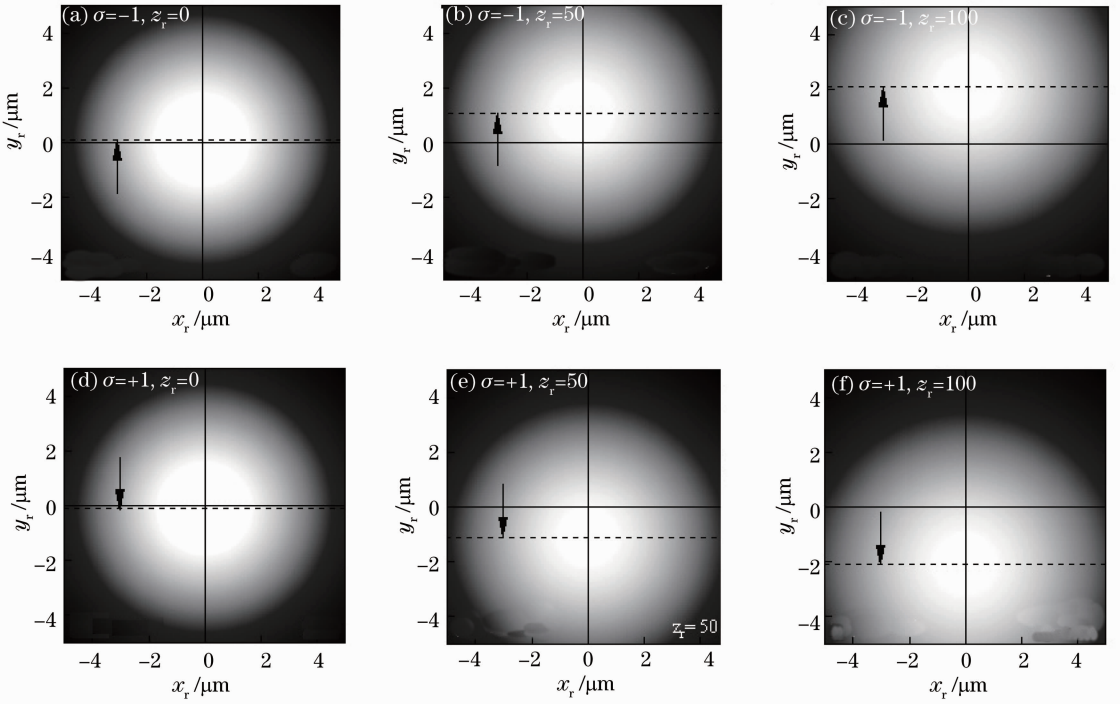


图 3 H 偏振入射光在不同传播距离下传输场强分布的变化

Fig. 3 Variation of transmission intensity distributions of different transmission distances when incident light is H-polarization

对于光自旋霍尔效应中的自旋角分裂发生的条件及 H 偏振光和 V 偏振光的角移现象为何不同, 从全内反射时入射角变化对菲涅耳反射系数的影响这一角度进行简单说明。对于 H 偏振光, 随着入射角 θ_i 的增加, 菲涅耳反射系数变化如图 4 所示。图 4(a)、(b) 分别表示菲涅耳反射系数模值和相位随入射角的变化关系。分三种情况进行说明: 1) 当 $\theta_i < \theta_B$ 时 (θ_B 为布儒斯特角), $\varphi_p = \pi, \varphi_s = 0$, 此时随着入射角 θ_i 的增大, 菲涅耳反射系数模值比 $|\mathbf{r}_p|/|\mathbf{r}_s|$ 不断减小, 菲涅耳反射系数均为实数, 无虚部, 且角移表达式 (17) 式和 (18) 式中 $\sin(\varphi_p - \varphi_s)$ 均为 0, 横移表达式 $\langle y_r^{H,V} \rangle = \Delta y_r^{H,V} + \delta y_r^{H,V}$ 可化为

$\langle y_r^{H,V} \rangle = \Delta y_r^{H,V}$, 即 H 偏振光角移 δy_r^H 和 V 偏振光角移 δy_r^V 均为 0, 此时横移只包含空间移; 2) 当 $\theta_B < \theta_i < \theta_{ic}$ 时, $\varphi_p = 0, \varphi_s = 0$, 此时随着入射角 θ_i 的增大, $|\mathbf{r}_p|/|\mathbf{r}_s|$ 不断增大, 同理菲涅耳反射系数均为实数, 无虚部, 无角移, 此时横移只包含空间移; 1) 和 2) 两种情况解释了当入射角小于临界角即不发生全内反射时无角移现象; 3) 当 $\theta_i > \theta_{ic}$ 时, 随着 θ_i 的增大, $|\mathbf{r}_p|/|\mathbf{r}_s|$ 保持不变, φ_p 和 φ_s 不相等 ($|\varphi_p| > |\varphi_s|$) 且均不断减小, 即 $\varphi_p - \varphi_s < 0$, 此时菲涅耳反射系数 $\mathbf{r}_{p,s} = |\mathbf{r}_{p,s}| \exp(j\varphi_{p,s})$ 为复数, 有虚部, 角移表达式 (17) 式和 (18) 式中 $\sin(\varphi_p - \varphi_s)$ 小于 0, 从而导致 δy_r^H 左旋为负值, 右旋为正值, 横

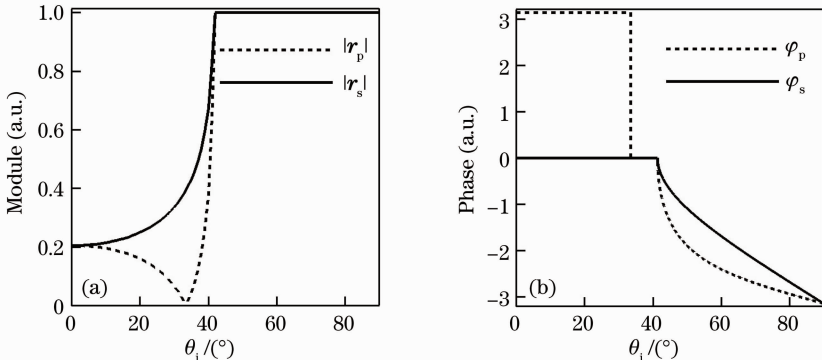


图 4 菲涅耳反射系数的 (a) 模值和 (b) 相位随入射角的变化

Fig. 4 Variations of (a) module and (b) phase Fresnel reflection coefficients with incidence angle

移表达式为 $\langle y_r^{H,V} \rangle = \Delta y_r^{H,V} + \delta y_r^{H,V}$, 即横移包含空间移和角移, 由角移表达式可知 H 偏振光左右旋圆分量等值反向; 对于 V 偏振光亦然。此外对于同一旋转方向的圆偏振分量而言, 由 δy_r^H 和 δy_r^V 表达式可知, 两者符号相反, 从而导致 H 偏振光和 V 偏振光角移方向相反。

从上述分析发现: 只有当 $\theta_i > \theta_c$ (发生全内反射时), 即光波平行分量与垂直分量的菲涅耳反射系数相位差不为 0 或 π 时, 光自旋霍尔效应中才会出现自旋角分裂现象, 且角移随着入射角的增加而减小, H 偏振光和 V 偏振光角移现象不同。光束在有损耗介质和多层纳米结构中传输时, 菲涅耳系数也为复数。由此可以预测, 在这两种情况下也可能存在自旋角分裂现象。总之, 这些研究结果为调控光自旋霍尔效应提供了有效途径。

4 结 论

从平面角谱理论出发, 建立了描述光束在玻璃-空气界面发生全内反射的传输模型。研究表明: 当入射角小于全内反射的临界角时, 光自旋霍尔效应只存在空间移, 不存在角移; 只有当入射角大于全内反射的临界角, 即光波平行分量与垂直分量的菲涅耳反射系数相位差不为 0 或 π 时, 光自旋霍尔效应中才会出现自旋角分裂现象; 研究单一变量对角移的影响时, 对于同一传播距离, 角移随着入射角的增大而减小; 同一偏振态中左旋和右旋圆偏振分量的角移等值反向; 同一旋转方向的不同偏振的角移方向相反, 水平偏振角移方向与横移方向同向, 而垂直偏振角移方向与横移方向反向。由此提出了一种新的调控光自旋霍尔效应的方法: 在入射角为确定值的情况下, 通过控制角移从而有效调控光自旋霍尔效应。且预测光束在有损耗介质和多层纳米结构中传输时也可能存在自旋角分裂现象。这一增强与转换光自旋霍尔效应的新方法对新型光学元器件的研究有重要意义。

参 考 文 献

- 1 M. Onoda, S. Murakami, N. Nagaosa. Hall effect of light [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**(8): 083901
- 2 K. Y. Bliokh, A. Niv, E. Hasman *et al.*. Geometrodynamics of spinning light [J]. *Nature Photonics*, 2008, **2**(12): 748~753
- 3 O. Hosten, P. Kwiat. Observation of the spin Hall effect of light via weak measurements [J]. *Science*, 2008, **319**(5864): 787~790
- 4 Luo Hailu, Wen Shuangchun. The spin Hall effect of light [J]. *Physics*, 2012, **41**(6): 367~373
罗海陆, 文双春. 光自旋霍尔效应及其研究进展[J]. *物理*, 2012, **41**(6): 367~373
- 5 J. M. Menard, A. E. Mattacchione, H. M. van Driel. Ultrafast optical imaging of the spin Hall effect of light in semiconductors [J]. *Phys. Rev. B*, 2010, **82**(4): 045303
- 6 X. X. Zhou, Z. C. Xiao, H. L. Luo *et al.*. Experimental observation of the spin Hall effect of light on a nanometal film via weak measurements [J]. *Phys. Rev. A*, 2012, **85**(4): 043809
- 7 H. L. Luo, S. C. Wen, D. Y. Fan. Spin Hall effect of a light beam in left-handed materials [J]. *Phys. Rev. A*, 2009, **80**(7): 043810
- 8 X. H. Ling, X. X. Zhou, H. L. Luo *et al.*. Steering far-field spin-dependent splitting of light by inhomogeneous anisotropic media [J]. *Phys. Rev. A*, 2012, **86**(5): 053824
- 9 H. L. Luo, S. C. Wen, D. Y. Fan. Enhancing or suppressing the spin Hall effect of light in layered nanostructures [J]. *Phys. Rev. A*, 2011, **84**(3): 033801
- 10 H. L. Luo, X. X. Zhou, W. X. Shu *et al.*. Enhanced and switchable spin Hall effect of light near the Brewster angle on reflection [J]. *Phys. Rev. A*, 2011, **84**(4): 043806
- 11 Qin Yi, Li Yan, He Huanyu *et al.*. Spin Hall effect of reflected light [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2010, **47**(3): 03SC07
秦毅, 李焱, 贺环宇等. 反射光的光自旋霍尔效应[J]. *激光与光电子学进展*, 2010, **47**(3): 03SC07
- 12 Li Hanxing, Yang Shuangyan. Spin Hall effect of cylindrical vector beams in the transmission [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(10): 1026001
李寒星, 杨双燕. 柱矢量光束在透射时的自旋霍尔效应[J]. *光学学报*, 2011, **31**(10): 1026001
- 13 Yi Qin, Yan Li, Huanyu He *et al.*. Measurement of spin Hall effect of reflected light [J]. *Opt. Lett.*, 2009, **34**(17): 2551~2553
- 14 Zhou Huiling, Chen Xi, Li Chunfang. Lateral and transverse shift of arbitrarily polarized beam in total internal reflection [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(12): 1852~1856
周惠玲, 陈玺, 李春芳. 任意偏振态光束全反射时的侧向和横向位移[J]. *光学学报*, 2006, **26**(12): 1852~1856
- 15 Yin Hongfang, Luo Hailu, Wen Shuangchun. Study on influencing factors of transverse shift in spin Hall effect of light [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(3): 0326002
尹红芳, 罗海陆, 文双春. 光自旋霍尔效应中横移的影响因素研究[J]. *光学学报*, 2011, **31**(3): 0326002

栏目编辑: 张 腾