

光自旋霍尔效应中的交叉偏振特性研究*

罗幸 周新星 罗海陆[†] 文双春

(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, 长沙 410082)

(2011 年 12 月 13 日收到; 2012 年 3 月 21 日收到修改稿)

从光束角谱理论出发建立了描述光自旋霍尔效应的傍轴传输模型, 利用这一模型分析了光自旋霍尔效应中的交叉偏振特性. 通过分析交叉偏振效应强度和入射角变化的规律, 发现交叉偏振效应越强, 光自旋霍尔效应中的自旋分裂越大. 为便于实验观察, 将入射角选在光自旋霍尔效应较强的布儒斯特角附近, 观测到了强的交叉偏振效应. 增大交叉偏振分量的同时减小初始偏振分量, 可显著增强光自旋霍尔效应. 这一调控方法为研制基于光自旋霍尔效应的新型光子器件提供了理论基础.

关键词: 光自旋霍尔效应, 反射, 交叉偏振

PACS: 42.25.-p, 42.79.-e

1 引言

光自旋霍尔效应是指一束线偏振光在非均匀介质中传输时, 自旋相反的光子沿垂直于折射率梯度的方向朝相反方向漂移, 从而导致光束分裂成两束圆偏振光并分居在传输光束截面的两侧^[1-3]. 光自旋霍尔效应可以看成电子自旋霍尔效应的类比: 自旋光子扮演自旋电子的角色, 而介质折射率梯度扮演外场的角色. 利用自旋霍尔效应操控粒子自旋在密集数据存储、超快信息传输甚至量子计算方面都有着广阔的应用前景^[4-6]. 由于光自旋霍尔效应的自旋分裂值远小于波长^[3], 所以寻找增强此效应的有效方法对于观测和应用微弱的光自旋霍尔效应显得尤为重要. 我们的小组在研究光自旋霍尔效应方面取得了一定的进展: 利用光子隧穿机理^[7]和多层纳米结构中的光学共振^[8]有效地增强光自旋霍尔效应. 在最近的研究中, 我们还实现了迄今为止最大的光束自旋分量横向分裂值^[9]: 光束在布儒斯特角附近反射后产生的光自旋霍尔效应中有一个 3200 nm 的自旋分裂值, 相当于折射光自

旋分裂值的 50 倍^[3].

1984 年, Fainman 和 Shamir^[10] 在观察球面波的反射时, 发现了与入射光偏振方向正交的偏振分量, 这一有趣现象即为交叉偏振效应. 随后, Kohazi-Kis^[11] 和 Aiello 等^[12] 进一步从实验上验证了高斯光束在棱镜界面反射产生的交叉偏振现象. 从经典电动力学的角度, 光自旋霍尔效应和交叉偏振效应都与光束传输的矢量场特性有关^[8]. 那么, 光自旋霍尔效应与交叉偏振效应两者之间是不是存在某种内在的联系呢? 如果光自旋霍尔效应的强度会受到交叉偏振效应的影响, 那么是不是可以通过调控交叉偏振来增强光自旋霍尔效应呢?

基于上述问题本文将探索光自旋霍尔效应的交叉偏振特性. 首先从角谱理论出发, 建立描述光自旋霍尔效应的傍轴传输模型, 利用这一模型分析光自旋霍尔效应中的交叉偏振特性. 然后, 揭示光自旋霍尔效应与交叉偏振效应之间的关系, 找到增强光自旋霍尔效应的有效方法. 最后, 对理论进行实验验证. 发现通过增强交叉偏振可以显著提升光自旋霍尔效应中的自旋分裂. 光自旋霍尔效应的有效调控方法为研制下一代光电元器件提供了

* 国家自然科学基金 (批准号: 61025024, 11074068) 和中央高校基本科研专项优秀青年人才培养基金 (批准号: 531107040357) 资助的课题.

[†] E-mail: hailuluo@hnu.edu.cn

新思路.

2 光束传输模型与交叉偏振效应

考虑一入射高斯光束在 $z = 0$ 处发生反射, 其入射坐标系为 $x_i y_i z_i$, 入射面与 xoz 平面重合, 同时我们用 $x_r y_r z_r$ 代表反射坐标系, 如图 1 所示. 考虑一线偏振高斯光束沿 z_i 轴正方向传输, 光场中 $z_i = 0$ 处的角谱表达式为

$$\tilde{E}_i(k_{ix}, k_{iy}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} w_0 \exp\left(-\frac{w_0^2 (k_{ix}^2 + k_{iy}^2)}{4}\right), \quad (1)$$

其中, w_0 为束腰宽度, k_{ix} 和 k_{iy} 分别表示波矢在 x 和 y 方向的分量. 利用坐标系间的变换, 得到反射场在坐标系 $x_r y_r z_r$ 内的角谱表述^[9]

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_r^H \\ \tilde{E}_r^V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_p & \frac{k_{iy} (r_p + r_s) \cot \theta_i}{k_0} \\ -\frac{k_{iy} (r_p + r_s) \cot \theta_i}{k_0} & r_s \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \tilde{E}_i^H \\ \tilde{E}_i^V \end{bmatrix}, \quad (2)$$

其中, $k_0 = 2\pi/\lambda$ 表示波数, λ 表示波长, θ_i 为入射角, r_p, r_s 是菲涅尔反射系数,

$$\begin{aligned} r_p &= \frac{n^2 \cos \theta_i - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i}}{n^2 \cos \theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i}}, \\ r_s &= \frac{\cos \theta_i - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i}}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 n 为折射率. 通过反傅里叶变换可得到反射场的表达式

$$\begin{aligned} E_r(x_r, y_r, z_r) &= \int dk_{rx} dk_{ry} \tilde{E}_r(k_{rx}, k_{ry}) \\ &\times \exp[i(k_{rx}x_r + k_{ry}y_r + k_{rz}z_r)], \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $k_{rz} = \sqrt{k_0^2 - (k_{rx}^2 + k_{ry}^2)}$. 引入傍轴近似, 将 k_{rz} 作泰勒展开并保留前两项, 可得 $k_{rz} = k_0 - \frac{k_{rx}^2 + k_{ry}^2}{2k_0}$, 结合 (4) 式可以得到

$$E_r = \int dk_{rx} dk_{ry} \tilde{E}_r(k_{rx}, k_{ry})$$

$$\times \exp\left[i\left(k_{rx}x_r + k_{ry}y_r - \frac{k_{rx}^2 + k_{ry}^2}{2k_0}z_r\right)\right]. \quad (5)$$

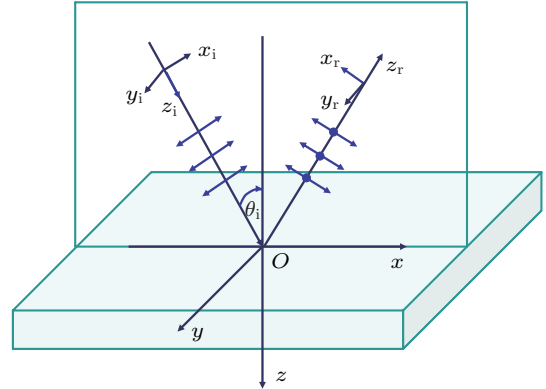


图 1 高斯光束反射产生交叉偏振效应的几何模型(平行偏振的入射光沿 z_i 轴以入射角 θ_i 入射到界面 xoy 上, 反射光沿 z_r 轴传播, 反射光既有平行偏振分量又有垂直偏振分量. 垂直偏振光入射也有类似现象. 当垂直偏振光入射时, 反射光既有垂直偏振分量又有平行偏振分量)

我们讨论光束以平行偏振入射的情况, 设 $\tilde{E}_i^V = 0$, 由 (2) 式可得

$$\tilde{E}_r^H = r_p \tilde{E}_i^H, \quad (6)$$

$$\tilde{E}_r^V = -\frac{k_{iy} (r_p + r_s) \cot \theta_i}{k_0} \tilde{E}_i^H, \quad (7)$$

再将得到的角谱 $\tilde{E}_r^H$ 和 $\tilde{E}_r^V$ 分别作反傅里叶变换, 同时应用傍轴近似, 可以得到反射光场传输到 z_r 处的表达式

$$\begin{aligned} E_r^H &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} r_p \tilde{E}_i(k_{ix}, k_{iy}) \\ &\times \exp\left[i(k_{rx}x_r + k_{ry}y_r) - i\frac{k_{rx}^2 + k_{ry}^2}{2k_0}z_r\right] \\ &\times dk_{rx} dk_{ry}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} E_r^V &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} -\frac{k_{iy} (r_p + r_s) \cot \theta_i}{k_0} \\ &\times \tilde{E}_i(k_{ix}, k_{iy}) \\ &\times \exp\left[i(k_{rx}x_r + k_{ry}y_r) - i\frac{k_{rx}^2 + k_{ry}^2}{2k_0}z_r\right] \\ &\times dk_{rx} dk_{ry}. \end{aligned} \quad (9)$$

由傅里叶光学中的平面角谱理论, 高斯光束可以看成沿不同方向传输的平面波的叠加. 但在傍轴近似的前提下, 组成高斯光束的不同平面波之间波矢方向相差较小, 可以将 r_p 在 $k_{ix} = 0$ 处作泰勒展开并

取一阶近似

$$r_p(k_{ix}) = r_p(k_{ix}=0) \left[1 + \frac{k_{ix}}{k_0} \frac{\partial \ln r_p(k_{ix})}{\partial \theta_i} \right]. \quad (10)$$

比较 (8) 式和 (9) 式, 可知将 r_p 作泰勒展开后影响比较大的项是 (8) 式, 将 (1), (10) 式代入 (8) 式, 可得

$$E_r^H = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} r_p \left(1 + \frac{k_{ix}}{k_0} \frac{\partial \ln r_p}{\partial \theta_i} \right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} w_0 \times \exp \left(-\frac{w_0^2 (k_{ix}^2 + k_{iy}^2)}{4} \right) \times \exp \left[i(k_{rx}x + k_{ry}y) - i \frac{k_{rx}^2 + k_{ry}^2}{2k_0} z \right] \times dk_{rx} dk_{ry}, \quad (11)$$

此时, 由于交叉偏振分量受到的影响较小, 其强度可以近似看成保持原值. 需要指出的是, 如果入射角在布儒斯特角附近, 必须将 r_p 作泰勒展开处理. 当入射角不在布儒斯特角附近时, 反射系数保留零阶即可很好地描述反射光的传输行为.

$$E_r^H = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} r_p \tilde{E}_r(k_{rx}, k_{ry}) \times \exp \left[i(k_{rx}x + k_{ry}y) - i \frac{k_{rx}^2 + k_{ry}^2}{2k_0} z \right] \times dk_{rx} dk_{ry}, \quad (12)$$

$$E_r^V = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} -\frac{k_{ry}(r_p + r_s) \cot \theta_i}{k_0} \times \tilde{E}_r(k_{rx}, k_{ry}) \times \exp \left[i(k_{rx}x + k_{ry}y) - i \frac{k_{rx}^2 + k_{ry}^2}{2k_0} z \right] \times dk_{rx} dk_{ry}, \quad (13)$$

其中

$$\tilde{E}_r(k_{rx}, k_{ry}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} w_0 \exp \left(-\frac{w_0^2 (k_{rx}^2 + k_{ry}^2)}{4} \right). \quad (14)$$

这从理论上证明了当平行偏振光经过介质界面反射后, 反射光包含平行偏振分量和振幅相对较小的垂直偏振分量. 垂直偏振光入射的情况可以进行类似分析.

在研究光束的传输问题时, 需要考虑光场的矢量特性^[13-15]. 下面我们分析交叉偏振效应中矢量场的分布情况. 因为布儒斯特角附近的光自旋霍尔效应是较为显著的, 为方便对比我们选取入射角度 54° , 55° , 56° 模拟产生的交叉偏振效应. 图 2 描述了平行偏振光入射时反射光的交叉偏振效应, 小箭头表示该点的电场方向. 图 2(a) 和 (d) 分别是入射角为 54° 时, 平行偏振入射光反射产生的平行偏振分量和垂直偏振分量; (b) 和 (e) 分别是入射角为 55° 时, 平行偏振入射光反射产生的平行偏振分量和垂直偏振分量; (c) 和 (f) 分别是入射角为 56° 时, 平行偏振入射光反射产生的平行偏振分量和垂直偏振分量. 可以看到, 原偏振方向反射光场强分布与入射光的场强分布基本一致, 即高斯分布, 如图 2(a)–(c). 随着入射角的增大, 原偏振方向反射光强度呈逐渐减弱的趋势. 交叉偏振分量保持了大致相同的场强分布, 都裂变成为了两个关于水平方向对称的光斑, 且对称点的场强大小相等, 方向相反, 如图 2(d)–(f). 由此揭示了交叉偏振现象的矢量场特性, 特别是矢量场的方向性.

选取入射角度 54° , 55° , 56° 研究交叉偏振现象时, 反射光中的原偏振方向分量和交叉偏振分量有什么样的大小关系呢? 我们令传输距离 $z_r = 250 \text{ mm}$, 作出 $x_r = 0$ 处的场强分布, 以探讨入射角 θ_i 对反射光场强分布的影响. 得到结果如图 3 所示. 从图中可以看出, 平行偏振光反射产生的原偏振方向分量相对较强, 交叉偏振分量相对较弱. 原偏振方向分量的强度分布类似于入射光的高斯分布, 而交叉偏振分量的强度分布是两个对称的分裂光斑. 原偏振方向分量的强度随着入射角的增大而减小, 如图 3(a). 交叉偏振分量的强度随着入射角的增大而增大, 如图 3(b). 这与图 2 中的结果是互相印证的, 并在图 2 的基础上进一步对交叉偏振现象的矢量场特性作了定量分析.

3 光自旋霍尔效应的矢量场与实验验证

在任意给定平面 $z_a = \text{const}$ 的情况下, 光束质心横移可以表示为

$$\Delta y_r = \frac{\iint \tilde{E}_r i \partial_{k_{ry}} \tilde{E}_r^* dk_{rx} dk_{ry}}{\iint \tilde{E}_r \tilde{E}_r^* dk_{rx} dk_{ry}}. \quad (15)$$

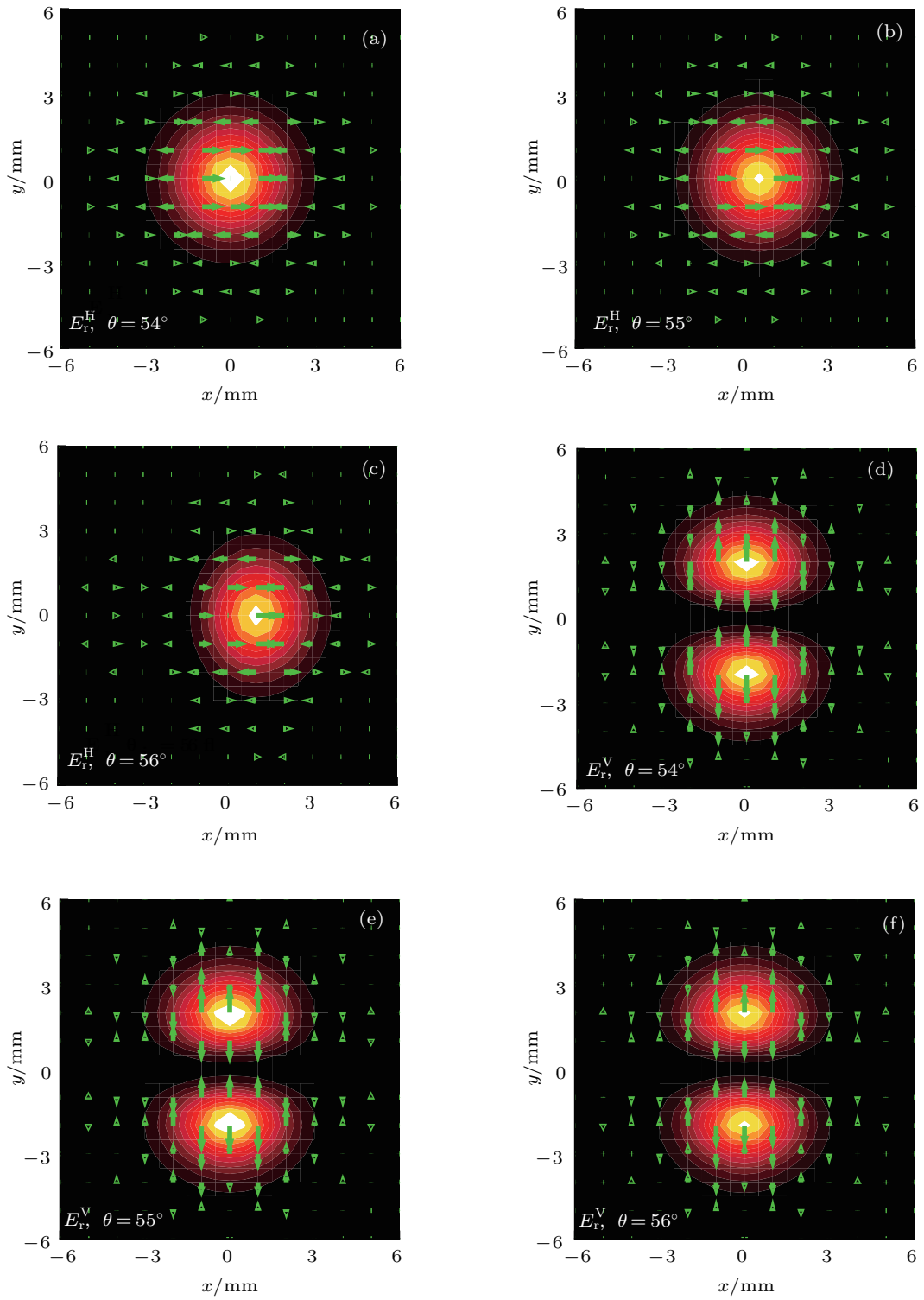


图2 平行偏振入射光反射产生的交叉偏振效应 (折射率 $n = 1.515$, 波长为 632.8×10^{-6} mm, 腰斑半径为 18.66×10^{-3} mm, 传输距离为 250 mm) (a) 和 (d) 分别是入射角为 54° 时, 平行偏振入射光反射产生的平行偏振分量和垂直偏振分量; (b) 和 (e) 分别是入射角为 55° 时, 平行偏振入射光反射产生的平行偏振分量和垂直偏振分量; (c) 和 (f) 分别是入射角为 56° 时, 平行偏振入射光反射产生的平行偏振分量和垂直偏振分量

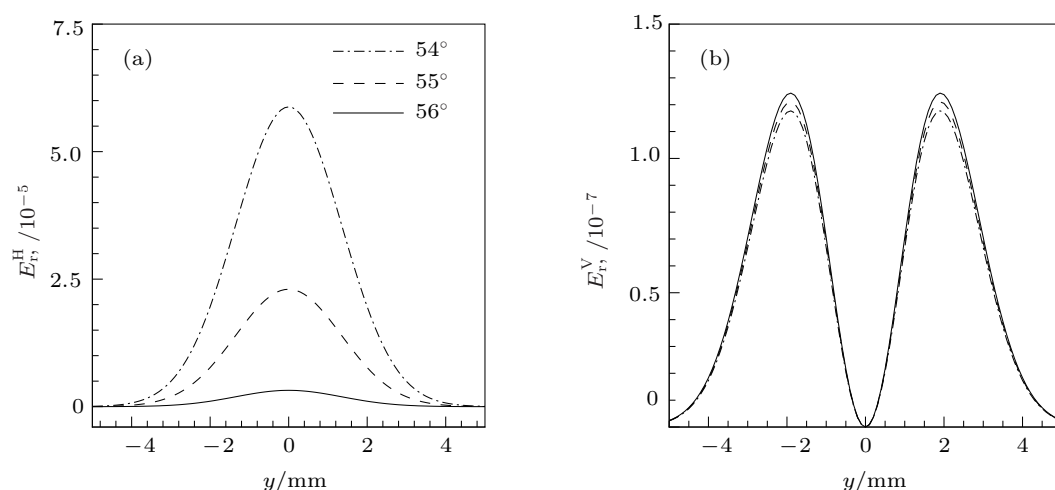


图3 入射角 θ_i 对反射光场强分布的影响 (图中点虚线、短虚线、实线分别表示入射角 θ_i 为 54° , 55° , 56° , 纵轴表示反射光强度) (a) 图为平行偏振光反射后产生的平行偏振分量; (b) 图为平行偏振光反射后产生的垂直偏振分量, 即交叉偏振分量

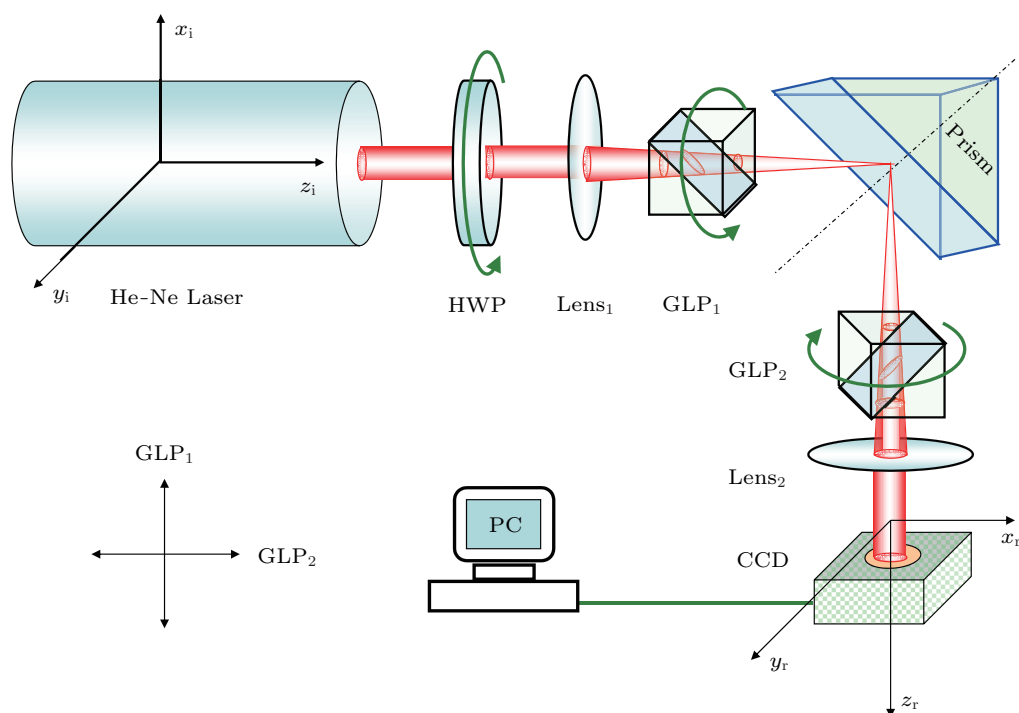


图4 验证反射光存在交叉偏振效应的实验装置图 (He-Ne Laser, He-Ne 激光器, 功率 17 mW, 波长 632.8 nm; HWP, 半波片, 用于调节光强; Lens₁ 和 Lens₂, 焦距分别为 50 mm 和 250 mm 的透镜; GLP₁ 和 GLP₂, 格兰激光偏振镜; Prism, 棱镜, 折射率 $n = 1.515$; CCD, 电荷耦合元件, 用于检测光强; PC, 计算机, 用于分析所得数据)

根据 (6), (7) 式中的角谱表达式, 可以得到如下关系:

$$\frac{\tilde{E}_r^V}{\tilde{E}_r^H} \propto \cot \theta_i \left(1 + \frac{r_s}{r_p} \right). \quad (16)$$

将 (15) 式中的横移表达式展开后, 横移出现 $\cot \theta_i (1 + r_s/r_p)$ 项^[9], 与 (16) 式的右端相同. 我们将交叉偏振分量与原偏振方向分量的比

值 $(\tilde{E}_r^V/\tilde{E}_r^H)$ 定义为交叉偏振效应的强度. 从 (16) 式可以看出, 交叉偏振效应的强度正比于光束重心的横移, 换句话说, 光自旋霍尔效应会随着交叉偏振效应的增强而增强. 由此提出一种增强光自旋霍尔效应的方法: 只要在增大 $\tilde{E}_r^V$ 的同时减小 $\tilde{E}_r^H$, 增大交叉偏振效应, 就可以获得更强的光自旋霍尔效应.

这里我们采取一种简便易行的实验方法验证上述理论的正确性. 实验装置如图 4 所示, He-Ne 激光器发出线偏振光, 通过半波片调整入射光的偏振态从而控制 CCD 上接收到激光的强弱, 以确保 CCD 上接收到的光强在允许范围内; 格兰偏振镜 1 与格兰偏振镜 2 的透光方向互相垂直, 以此来检测交叉偏振光; 格兰偏振镜 1 与格兰偏振镜 2 的透光方向互相平行, 以此来检测原偏振方向反射光 (此时光强较强, 利用半波片衰减部份

光强); 设置透镜 1 聚焦, 透镜 2 准直光束. 通过实验, 我们来检测平行偏振入射光反射产生的平行偏振分量和垂直偏振分量. 调整 GLP₁ 滤除平行偏振光以外的光线, 得到平行偏振入射光, 再调整 GLP₂ 滤除垂直偏振光以外的光线, 在 CCD 上得到平行偏振入射光反射所诱导的垂直偏振光, 即交叉偏振光. 然后保持 GLP₁ 不动, 调整 GLP₂ 滤除平行偏振光以外的光线, CCD 上得到反射光中的平行偏振分量.

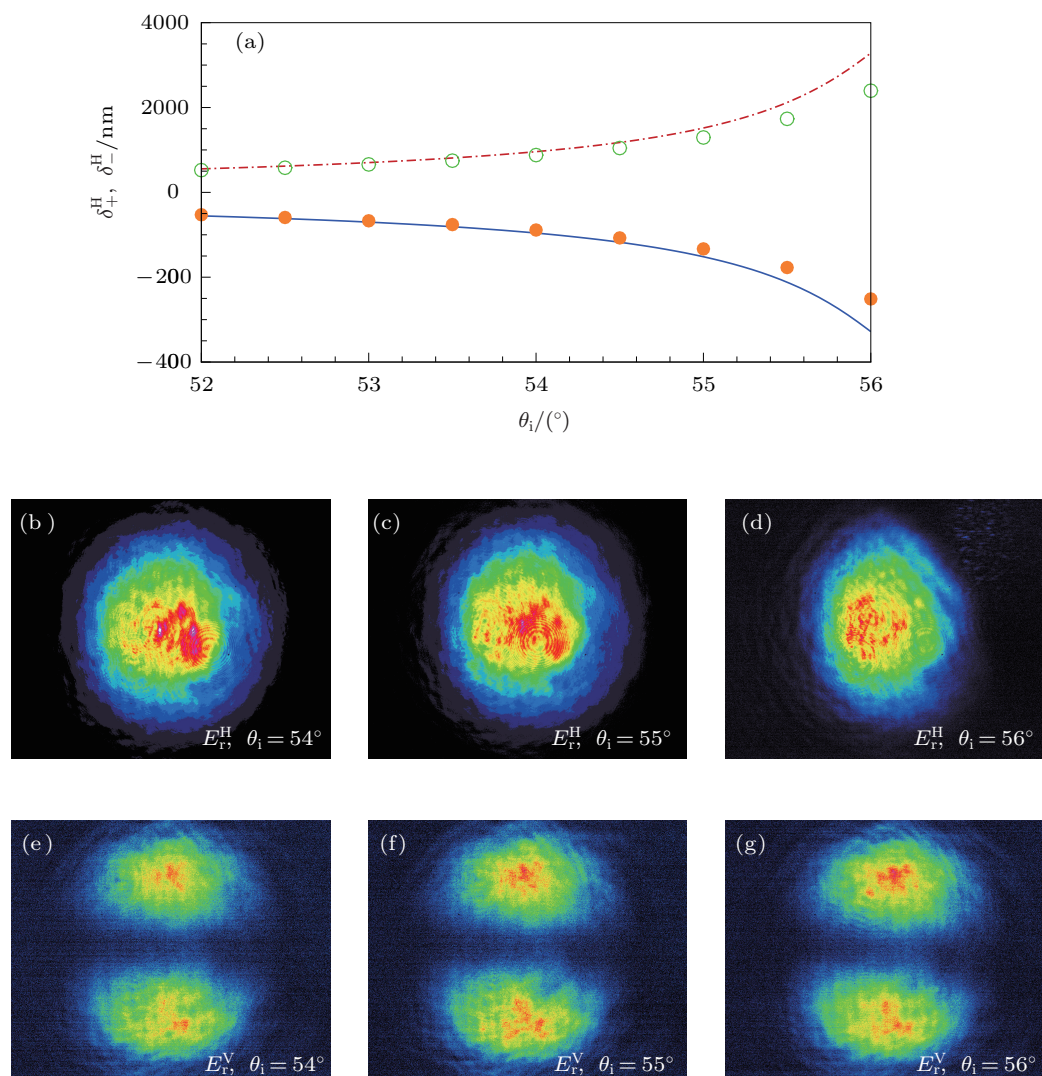


图 5 理论实验对比图 (a) 表示理论上棱镜界面的圆偏振分量质心横移 (实线和点虚线分别表示两个反向的圆偏振分量, 实心圈和空心圈表示两个圆偏振分量质心横移的实测值); (b) 和 (e) 分别是入射角在 54° 时反射光的平行偏振分量和垂直偏振分量; (c) 和 (f) 分别是入射角在 55° 时反射光的平行偏振分量和垂直偏振分量; (d) 和 (g) 分别是入射角在 56° 时反射光的平行偏振分量和垂直偏振分量

我们把光束质心横移的理论结果和实验结果放在图 5 中进行对比. 图 5(a) 中的实线和点虚线分别代表两个反向圆偏振分量的光束质心横移, 可以看出, 当入射角逐渐增大时, 光束质心横移不断增

加, 即光自旋霍尔效应显著增强. 此时交叉偏振效应的强度也应该随之增强, 定性反映在 E_r^V 逐渐增大和 E_r^H 逐渐减小上. 图 5(b)–(g) 从实验上验证了这个趋势. 从另一个角度来说, 以 54°, 55°, 56° 逐渐

增大入射角时, 实验测得图 6(b)–(d) 中 E_r^H 逐渐减小, 图 5(e)–(g) 中 E_r^V 逐渐增大, 交叉偏振效应增强. 交叉偏振效应强度的增加定量的反映在图 5(a) 中实心圈和空心圈上, 实心圈和空心圈分别表示两个反向圆偏振分量质心横移的实测值. 定量分析与理论之间的微小差别是由于布儒斯特角附近光强逐渐减弱至纳瓦量级, 导致 CCD 无法正常响应, 从而产生测量误差. 当入射角增大时, 交叉偏振效应增强, 光自旋霍尔效应增强, 产生这一现象的根本原因是当入射角增大时, r_s/r_p 的增加导致了 $\tilde{E}_r^V/\tilde{E}_r^H$ 的增加, 最终增强了光自旋霍尔效应. 通过交叉偏振提升后的光束重心横移显著增强, 这一调控方法为光自旋霍尔效应在精密测量、光子器件等领域的应用展开了广阔的前景. 在光学中的光束偏移现象不仅限于光自旋霍尔效应中的光束重心横移, 也包括古斯 - 汉森位移等有趣现象, 它们同样有着广

泛的应用前景^[16].

4 结 论

基于平面角谱理论, 建立了描述光自旋霍尔效应的傍轴传输模型, 揭示了光自旋霍尔效应中的交叉偏振特性. 研究表明: 高斯光束入射到介质界面后, 会产生交叉偏振效应, 交叉偏振效应的强度与光自旋霍尔效应的强度成正比, 由此我们提出一种调控光自旋霍尔效应的方法, 即通过增强交叉偏振效应来提升光自旋霍尔效应. 最后, 我们在布儒斯特角附近进行了实验, 当入射角逐渐增大时, 交叉偏振效应逐渐增强, 光自旋霍尔效应也随之增强. 增大交叉偏振可以显著提升光自旋霍尔效应, 这一调控方法对研制基于光自旋霍尔效应的新型光子器件有着重要意义.

- [1] Onoda M, Murakami S, Nagaosa N 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 083901
- [2] Bliokh K Y, Bliokh Y P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 073903
- [3] Hosten O, Kwiat P 2008 *Science* **319** 787
- [4] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, Daughton J M, Molnar S V, Roukes M L, Chitchekanova A Y, Treger D M 2001 *Science* **294** 1488
- [5] Chappert C, Fert A, Dau F N V 2007 *Nature Materials* (London) **6** 813
- [6] Awschalom D D, Flatte M E 2007 *Nature Phys.* **3** 153
- [7] Luo H L, Wen S C, Shu W X, Fan D Y 2010 *Phys. Rev. A* **82** 043825
- [8] Luo H L, Ling X H, Zhou X X, Shu W X, Wen S C, Fan D Y 2011 *Phys. Rev. A* **84** 033801
- [9] Luo H L, Zhou X X, Shu W X, Wen S C, Fan D Y 2011 *Phys. Rev.*

A 84 043806

- [10] Fainman Y, Shamir J 1984 *Appl. Opt.* **23** 3188
- [11] Ambrus K K 2005 *Opt. Commun.* **253** 28
- [12] Aiello A, Merano M, Woerdman J P 2008 *Opt. Lett.* **2** 748
- [13] Liu H Y, Lv Q, Luo H L, Wen S C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 256 (in Chinese) [刘虹遥, 吕强, 罗海陆, 文双春 2010 物理学报 **59** 256]
- [14] Zhou G Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4 (in Chinese) [周国泉 2005 物理学报 **54** 4]
- [15] Liu P S, Lv B D 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 11 (in Chinese) [刘普生, 吕百达 2004 物理学报 **53** 11]
- [16] Chen F, Hao J, Li H G, Cao Z Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 074223 (in Chinese) [陈凡, 郝军, 李红根, 曹庄琪 2011 物理学报 **60** 074223]

Cross-polarization characteristics in spin Hall effect of light*

Luo Xing Zhou Xin-Xing Luo Hai-Lu[†] Wen Shuang-Chun

(Key Laboratory for Micro/Nano Optoelectronic Devices of Ministry of Education, School of Information Science and Engineering, Hunan University, Changsha 410082, China)

(Received 13 December 2011; revised manuscript received 21 March 2012)

Abstract

From the angular spectrum theory of beam, we obtain a transmission model in the paraxial approximation which describes the spin Hall effect of light, and we use this model to analyze the cross-polarization characteristics in spin Hall effect of light. By analyzing the change of cross-polarization intensity and incident angles we find that the spin splitting in spin Hall effect of light becomes stronger when cross-polarization effect is stronger. In order to facilitate the experimental observation, we choose the incident angle near the Brewster angle where its spin Hall effect of light is much more evident, and from where we observe a strong cross-polarization effect. If we increase the cross-polarization components and reduce the light of original polarization direction at the same time, the spin Hall effect of light can be greatly enhanced. This is a promising method to develop new optical devices based on spin Hall effect of light.

Keywords: spin Hall effect of light, reflection, cross-polarization

PACS: 42.25.-p, 42.79.-e

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61025024, 11074068), and the Fundamental Research Funds for the Central University (Grant No. 531107040357).

[†] E-mail: hailuluo@hnu.edu.cn