

## 光自旋霍尔效应及面内光自旋分离\*

秦毅 李焱<sup>†</sup> 肖云峰 杨宏 龚旗煌

(北京大学物理学院 人工微结构和介观物理国家重点实验室 北京 100871)

**摘要** 当宽度有限的实际光束反射和折射时,左旋光和右旋光成分会发生垂直于入射面的空间分离,这一新奇的光自旋霍尔效应近来引起了人们的广泛关注.文章介绍了光自旋霍尔效应的研究进展,特别关注了纳米量级分离的测量方面进展.作者还发现在入射面内也会出现光自旋分离现象,并对这一新现象进行了理论分析和实验研究,实验测量数据和理论计算结果非常符合.

**关键词** 反射,折射,光自旋霍尔效应,面内光自旋分离

## The spin Hall effect of light and in-plane spin separation of light

QIN Yi LI Yan<sup>†</sup> XIAO Yun-Feng YAGN Hong GONG Qi-Huang

(State Key Laboratory for Mesoscopic Physics and School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

**Abstract** When a spatially limited light beam is reflected and refracted at an interface, its two spin components or the left- and right-circularly polarized beams acquire opposite transverse displacements perpendicular to the plane of incidence. Recently, this novel spin Hall effect of light has attracted much attention. We review the research in this field, focusing especially on the measurement of the separation on the nanometer scale. We have also observed the spin separation of light in the plane of incidence when a linearly polarized beam is reflected and refracted at a planar dielectric interface. The experimental results are in excellent agreement with the theoretical analysis.

**Keywords** reflection, refraction, spin Hall effect of light, in-plane spin separation of light

## 1 引言

光的反射和折射是光学中非常重要的两类现象.对各向同性均匀介质构成的界面,通常可以认为是入射光线、反射光线、折射光线的共面,并且在介质分界面处相交于一点.这样描述的反射定律和折射定律隐含了入射光波是无限宽的平面波这一假设.但是,实际光束只能是空间宽度有限的波包,它包含了不同波矢对应的平面波成分.因此,实际光束的反射和折射有别于几何光学的描述,但是这种差异很小,通常可以忽略.如果仔细研究波包的反射和折射行为,可以观察到如下一些新奇的现象,比如:光束重心在入射面内的位移,即 Goos-Hänchen (GH)(空间)线位移<sup>[1,2]</sup>;与入射面垂直的重心位移,即 Imbert-Fedorov (IF)(空间)线位移<sup>[3-6]</sup>;在

入射面内的光束偏折,也称为 GH 角位移<sup>[7,8]</sup>;与入射面垂直的光束偏折,也称为 IF 角位移<sup>[4,5,9]</sup>.这四种位移考虑的都是光束重心的空间平移或角度偏折<sup>[9-13]</sup>.我们知道,光子具有自旋自由度,其本征态有两个:自旋平行于中心波矢( $|+\rangle$ ),对应右旋圆偏振光)和自旋反平行于中心波矢( $|-\rangle$ ),对应左旋圆偏振光).一束线偏振光包含左旋和右旋成分,在界面折射和反射时,它们遵循同样的规律吗?研究表明,左旋和右旋的光子在垂直于介质折射率梯度的方向发生大小相等、方向相反的空间分离,这一现象叫做光自旋霍尔效应<sup>[14]</sup>(spin Hall effect of light, SHEL).我们还发现,与此现象相对应,存在入射面内的光自旋分离<sup>[15]</sup>(in-plane spin separation of

\* 国家自然科学基金(批准号:11074013,11023003)资助项目  
2012-02-27 收到

<sup>†</sup> 通讯联系人. Email: li@pku.edu.cn

light, IPSSL). 本文重点介绍这两类比较新的现象.

## 2 光自旋霍尔效应

电子自旋霍尔效应提供了自旋电子注入和用电场控制自旋电子的可能途径, 有望实现低功耗、体积小新型自旋电子器件. 自旋取向不同的电子在外电场中运动时, 在垂直电场方向有相反的横向运动分量, 形成了自旋流, 并在样品边缘产生自旋积累, 但无霍尔电压, 这就是电子的自旋霍尔效应<sup>[16,17]</sup>. 本征自旋霍尔效应是由自旋-轨道耦合引起的能带结构劈裂产生的<sup>[18,19]</sup>.

光自旋霍尔效应是自旋方向相反的光子在介质折射率梯度的作用下, 发生垂直于折射率梯度的相反的横向位移(通常垂直于入射面). 虽然这种效应可以归结为 IF 位移, 但是明确提出两种光自旋的空间分离并和电子自旋霍尔效应进行类比, 是 Onoda 等人在 2004 年从理论上预言的<sup>[14,20]</sup>, 此后, 相关的实验<sup>[21-27]</sup> 和理论<sup>[4,9,28-35]</sup> 研究受到了广泛关注. 他们指出, 在界面处光子的自旋角动量发生微小改变, 总角动量(自旋角动量+轨道角动量)守恒要求轨道角动量发生变化来补偿, 相对应的就是自旋不同的光子轨道发生变化. 这一效应也可以用贝里相位来理解: 波包中不同的平面波成分在分界面(折射率梯度)处经历了不同的贝里相位, 造成的总的效果就是自旋相反的光子发生分离.

### 2.1 空气-玻璃界面

2006 年, Bliokh 等人用经典的电磁理论重新解释了这一现象<sup>[4]</sup>, 思路清晰明了. 他们给出了偏振高斯光束在两种透明介质界面处发生反射和折射时的电场分布, 并计算了反射光和折射光重心的位移, 进而对 SHEL 做出了解释. 对于各向同性透明介质分界面, 在部分反射的情况下, 如果入射光是线偏振的, 反射光或者透射光的重心不会改变, 但此时线偏振光中的左旋成分和右旋成分会发生大小相等方向相反的位移. 对于右旋圆偏振光入射情况, 反射光或者透射光重心会发生横向位移; 对于左旋圆偏振光入射情况, 反射光或透射光重心同样也会有横向位移, 方向与右旋圆偏振光入射时相反, 这就是 SHEL 现象.

Bliokh 等人指出, 守恒的总角动量是指所有光子的总角动量, 而非单个光子的总角动量<sup>[4,5]</sup>. 实际上, 只有在特殊的情形下, 单个光子的角动量守恒才会正确导出光束重心的横向位移. 他们所建立的模型是基于实际实验中可以真正产生的偏振高斯光

束, 这就使得在实验室中测量和验证光自旋霍尔效应变得可行.

对于空气-玻璃界面, 折射光中这一分离为纳米量级, 在实验上如何从毫米量级的光斑中分辨出纳米量级的分离是非常困难的. 2008 年, Hosten 等利用量子力学的信号增强技术——弱探测的办法<sup>[21]</sup>, 成功地间接测量了这一微小位移, 精度达到约 0.1nm.

当光子波包在空间受折射率影响而改变方向时, 波包中各个平面波成分, 也就是不同的波矢, 会附加各自的几何相位, 使得光束空间分布发生变化并导致 SHEL. 以折射光为例, 可以把 SHEL 理解为自旋-轨道耦合的结果. 从图 1 中可以看出, “自旋-轨道”相互作用起源于光的横波特性: 每一个平面波成分在折射时, 由于电场切向分量连续, 每一个平面波成分的偏振方向均发生微小旋转. 由于总角动量守恒, 偏振(即自旋)的变化需要轨道角动量来补偿, 最终导致两种自旋成分发生方向相反的横向空间平移, 实际测量的平移最大值约为 76nm.

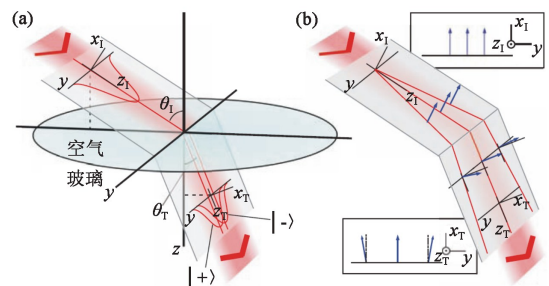


图 1 (a) 折射光的 SHEL 示意图; (b) 自旋-轨道相互作用起源于光的横波特性. 为满足横波条件, 不同平面波成分的偏振在折射时发生微小旋转

在实验中, 通过第一个偏振棱镜预先选择一个线偏振态  $|\Psi_1\rangle$ , 经界面折射后, 透射光通过第二个偏振棱镜, 选择成为与  $|\Psi_1\rangle$  几乎正交的另一个偏振态  $|\Psi_2\rangle$ , 构成弱探测光路, 实现第一种放大机制——弱探测放大, 得到的是探测的可观测量  $\hat{A}$  (这里是自旋的泡利算符  $\hat{\sigma}_3$ ) 的弱值:  $A_w = \frac{\langle \Psi_2 | \hat{A} | \Psi_1 \rangle}{\langle \Psi_2 | \Psi_1 \rangle}$ . 可以看出, 当  $|\Psi_1\rangle$  和  $|\Psi_2\rangle$  接近正交时, 分母会很小, 导致弱值很大. 实验中, 弱值的实部代表光斑在位置空间的位移, 虚部对应着在动量空间中的位移, 也就是位置空间中的偏折. 因此, 弱值的虚部会随着光束的传播而增大, 也就是第二种放大机制——传播放大. 弱探测放大与传播放大的顺序并不重要, 可以先传播放大, 再进行弱探测放大; 或者先进行弱探测放大, 再进行传播放大. 通过弱探

测的手段,他们成功地将这一微小位移放大了约  $10^4$  倍。

Aiello 等人从经典角度解释了这一实验<sup>[9]</sup>:第二个偏振棱镜为分离后的自旋分量提供了一个相同方向的偏振,使两种原本正交的分量发生相干叠加,叠加的结果使得光束发生偏折.这一偏折与 SHEL 导致的自旋分离值相关,并且比自旋分离值大很多,也就是得到了放大,这一放大机制就是弱探测放大机制.同时,第二个偏振棱镜之后的光束偏折量,与光束的腰斑以及光束的传播距离有关:腰斑越小,传播距离越大,光束的偏折量越大.由于可以通过测量偏折量得到 SHEL 位移的信息,因此这也是一种将 SHEL 位移放大的机制,即传播放大机制。

我们从理论和实验上研究了空气-玻璃界面反射光的光自旋霍尔效应<sup>[23]</sup>,给出了水平偏振( $|H\rangle$ )态,偏振方向平行于  $x_1$  和垂直偏振( $|V\rangle$ )态,偏振方向平行于  $y$  的入射光在界面处由于光自旋霍尔效应导致的反射光中左、右旋分离的位移随入射角的变化,以及在入射角固定的情况下位移随入射光的偏振方向的变化.对于入射光为  $|V\rangle$  态的情形,由 SHEL 引起的自旋分量的位移先随着入射角的增大而增大,当入射角增大到  $48^\circ$  时,位移值达到最大,为  $69.6\text{nm}$ ;入射角继续增大,位移值随之减小至 0.对于  $|H\rangle$  态入射的情况,由于布儒斯特角的存在,使得位移值存在奇点,在入射角接近布儒斯特角时,位移可以达到微米量级.对于入射角固定的情况,将入射光的偏振方向由  $|H\rangle$  态变为  $|V\rangle$  态,若入射角小于布儒斯特角,则位移值先减小至 0,再反向增大;若入射角大于布儒斯特角,则位移值单调变化。

研究发现,反射光和折射光的光自旋霍尔效应的差异来源于菲涅耳反射系数  $r_p, r_s$  和透射系数  $t_p, t_s$  相对变化趋势不同.以  $|H\rangle$  态为例,对于反射光,光自旋霍尔效应导致的左、右旋分离的位移为  $\delta_{\pm}^H = \mp \cot\theta_1 \frac{1+r_s/r_p}{k_1}$ ,其中,  $\theta_1$  是入射角,  $k_1 = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  是光在空气中的波长.当入射角小于布儒斯特角时,光自旋霍尔效应位移随入射角的增大而增大,尤其是在接近布儒斯特角的时候,位移增长很快;此时  $r_p$  趋近于 0,  $r_s/r_p$  趋于无穷大,需要考虑高阶效应来修改表达式.入射角大于布儒斯特角以后,位移方向与之前相反,并且随入射角的增大而减小至零.对于折射光,光自旋霍尔效应导致的左、右旋分离的位移为  $\delta_{\pm}^H = \pm \cot\theta_1 \frac{\cos\theta_T/\cos\theta_1 - t_s/t_p}{k_1}$ ,其中  $\theta_T$  是折

射角.因为  $t_s/t_p$  的变化缓慢得多,所以位移值变化不剧烈,当入射角从  $0^\circ$  增加到  $90^\circ$  时,位移从零单向增加到约  $76\text{nm}$ 。

虽然通常情况下由 SHEL 引起的位移在纳米量级,但在某些特征角度(例如上面提到的布儒斯特角)附近,这一位移值会得到放大. Luo 等人从实验上精确测量了布儒斯特角附近的 SHEL 位移<sup>[24]</sup>,自旋分离达到了  $3200\text{nm}$ ,比之前的报道放大了 50 倍.文章中还提出,由于自旋分量的位移在布儒斯特角前后方向会发生改变,因此可以作为转换自旋位移方向的控制手段。

## 2.2 空气-单轴晶体界面

我们采用单轴晶体对各向异性介质的情况进行研究<sup>[25]</sup>,由于晶轴的存在,情况与上述有很大的不同.实验中采用  $\text{LiNbO}_3$  立方体样品,晶轴沿不同方向时,计算结果均不相同。

我们对高斯光束在空气-单轴晶体界面,在入射态为  $|H\rangle$  或  $|V\rangle$  时由 SHEL 引起的自旋位移进行了理论分析和实验测量.此时的位移值不仅与入射角有关,还与单轴晶体的晶轴方向相联系.将单轴晶体替换为玻璃时,将退化到上节中的情况。

实验中样品尺寸为  $10 \times 5 \times 4\text{mm}^3$ ,晶轴沿  $4\text{mm}$  的棱,在  $632.8\text{nm}$  的波长下, o 光和 e 光的折射率分别为  $n_o = 2.232$ ,  $n_e = 2.156$ 。

图 2 示出了由 SHEL 引起的右旋分量位移 ( $\delta_{+}^V$ ) 随入射角的变化.入射光为竖直偏振态,其中黑色、红色、绿色的曲线分别代表晶轴沿  $x, y, z$  方向的理论计算结果.可以看到,当晶轴沿  $y, z$  方向时,二者重合度很高.由于位移量与晶轴取向和折射率有关,因此可以通过调整这两个参数来控制位移量的大小。

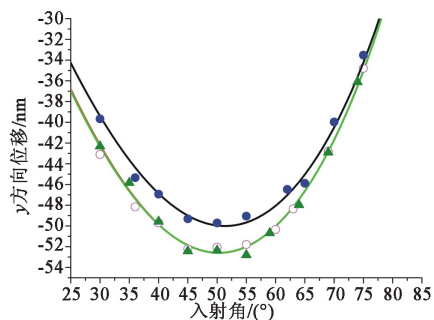


图 2 右旋分量的位移随入射角的变化关系曲线(入射光为竖直偏振.圆点、圆圈和三角形分别代表晶轴沿  $x, y$  和  $z$  方向的情况,实线为理论结果)

贝里相位可用来描述光束的自旋特性,其起源为自旋-轨道耦合与拓扑单极(topological mono-

poles). Bliokh 等人从这个观点出发,研究了自旋光束在外场中演化的几何动力学过程<sup>[22,28]</sup>,将 SHEL 现象与光束沿螺旋轨道传播时的斯托克斯矢量的进动的理论解释进行了统一,并在实验上直接加以验证.在实验中,光在圆柱形的玻璃中发生多次全反射,使其轨道为螺旋形,因此在这个过程中,由 SHEL 引起的位移不断积累,最后达到微米量级.

如本期《物理》杂志罗海陆等的文章中图 2 所示,氦氛激光经过一个直角棱镜耦合进圆柱状的玻璃中,由于全反射,使得光束沿螺旋轨道前进.液晶波片用来调节入射光的偏振,使入射光在左旋圆偏振和右旋圆偏振之间切换.在圆柱玻璃的另一端也放置了一个直角棱镜,将光束导出,经过透镜成像之后由电荷耦合器件进行采集,透镜的位置使得刚从圆柱中出射的光束成像在电荷耦合器件上.1/4 波片和格兰棱镜 P2 用来测量斯托克斯参量.

实验结果与他们的理论预测符合得相当好.尽管贝里相位与偏振的平行传输被认为是纯几何现象,但这两种效应反映出潜在于深层的几何动力学过程中的自旋粒子在外场中的演化.

### 2.3 空气—半导体界面

当超短脉冲入射到半导体中时,基于选择定则,半导体中的电子会吸收光子并形成一定的自旋分布,使得其对左旋圆偏振和右旋圆偏振的探测光形成不同的吸收. Menard 等人利用此原理,成功地探测出光在空气—半导体界面的 SHEL 位移<sup>[26,27]</sup>. Menard 等人的实验不仅提供了一种新的探测 SHEL 的手段,而且为其他采用泵浦探测手段的实验提供了修正依据.

在传统有关半导体泵浦探测的实验中,泵浦光垂直入射到样品表面.如果线偏振的泵浦光以一定角度入射到样品表面时,由于 SHEL 现象,自旋方向不同的光子将会在空间发生分离<sup>[26]</sup>.与此同时,自旋方向不同的光子会与半导体中的电子发生自旋—轨道相互作用,使得电子分布不同,从而使垂直入射的探测光中左旋和右旋圆偏振成分感受到的透过率也不同.因此,通过测量探测光中左旋/右旋成分透过率差可以反推出光束的 SHEL 效应.

另一方面,如果泵浦光垂直入射,探测光采用线偏振且以一定角度入射,这时用泵浦光扫描探测光,会使得探测光中分离的左旋/右旋成分透过率发生改变,也可以得出探测光中的 SHEL 分离<sup>[27]</sup>.此时,如果光与物质相互作用与光偏振无关,即标量相互作用(scalar interaction),探测光的 SHEL 便可以直

接探测到,例如自由载流子吸收;如果光与物质相互作用依赖于光的偏振态,即矢量相互作用(vector interaction),就需要对透过率进行差分分析,例如泡利阻塞、双光子吸收和光学克尔效应. Menard 等人用 Si 和 GaAs 样品展示了在自由载流子吸收、泡利阻塞和双光子吸收三种不同机制下的 SHEL 现象,SHEL 引起的位移值从几纳米到 200nm 的范围内均得到了很好的验证.

### 2.4 空气—左手材料界面

Luo 等人研究了左手材料中的 SHEL 现象<sup>[31]</sup>.在左手材料中,介质折射率梯度的符号与右手材料相反,因此直觉上会认为 SHEL 引起的位移反向.然而,文章指出,由于自旋角动量在不同手征材料中符号相同,线性动量在不同手征材料中符号相反,因此,由 SHEL 引起的位移值并没有反向,而光束的角偏折方向相反.

### 2.5 空气—多层纳米结构界面

以上的工作均考虑的是两种无限大介质的分界面,若其中一种介质的厚度为纳米量级,与光波长可比拟,甚至于是多层纳米结构,此时在界面处的 SHEL 效应将会如何?

Luo 等人在理论上通过建立通用的传播模型研究了多层纳米结构的 SHEL 效应<sup>[32]</sup>.在多层纳米结构中,菲涅尔系数为正弦振荡的形式,自旋位移依赖于菲涅尔系数的比值,因此位移值也呈振荡形式.调节纳米结构厚度,位移值可正可负,也可以为 0.这意味着可以通过这种手段来对 SHEL 进行放大或抑制,甚至消除这种效应.这一结论为今后有关纳米结构的工作提供了借鉴,我们可以通过选择适当的纳米结构的参数来消除 SHEL 现象,以避免其影响.

SHEL 现象在实验中极为普遍,其不仅与入射角、入射光偏振有关,而且与介质、激光束性质有关.这一效应为我们揭示了更多有关光的自旋特性,相关研究也为以后的实验提供了指导和帮助.事实上,有关光自旋的效应除了上面所说的 SHEL 之外,还有 IPSSL,下面将会对这一效应做一简介.

## 3 面内光自旋分离

我们发现,由于波包的不同平面波成分的波矢相对入射面存在横向分量,会导致菲涅尔反射系数不仅与入射角有关,而且其对入射角的导数也不为零.此时,反射光和折射光在入射面内会产生自旋分

离,我们称之为面内光自旋分离(in-plane spin separation of light, IPSSL)<sup>[15]</sup>,如图3所示.

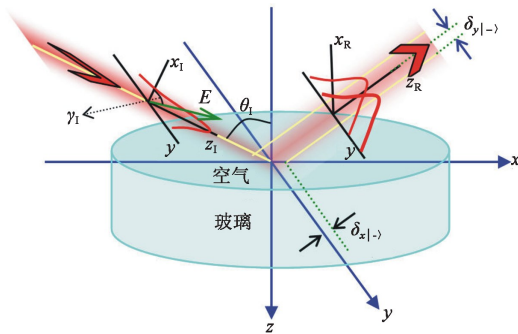


图3 SHEL与IPSSL的示意图.其中 $\theta_i$ 为入射角, $\delta_{y|\sigma}$ 为左旋分量由SHEL引起的位移, $\delta_{x|\sigma}$ 为左旋分量由IPSSL引起的位移, $E$ 为中心波矢电场, $\gamma_i$ 为偏振角,是中心波矢电场与 $x_i$ 方向的夹角

对于线偏振光,可以用偏振角 $\gamma_i$ 来描述,这一角度为入射光中心波矢的电场方向与水平方向 $x_i$ 的夹角.先考虑反射光的面内自旋分离.设入射角为 $\theta_i$ 时,p态和s态中心波矢的非涅尔反射系数为 $r_{p\theta_i}$ 和 $r_{s\theta_i}$ .由于一般 $r_p$ 和 $r_s$ 不相等,反射光偏振面相对 $y$ 方向会旋转角度 $\psi_{p2}$ , $\tan\psi_{p2} = \tan(\gamma_i)r_{s\theta_i}/r_{p\theta_i}$ .将波包中不同平面波成分的非涅尔反射系数 $r_p$ 和 $r_s$ 在 $r_{p\theta_i}$ 和 $r_{s\theta_i}$ 附近展开,只保留一阶项,那么 $\Delta^H = e_R(\partial \ln r_p / \partial \theta_i) / k_1 = e_R(r_p/r_{p\theta_i} - 1) / k_{x_1}$ 和 $\Delta^V = e_R(\partial \ln r_s / \partial \theta_i) / k_1 = e_R(r_s/r_{s\theta_i} - 1) / k_{x_1}$ 不为零,我们可以得到如下表达式<sup>[6]</sup>:

$$\begin{aligned} \delta_{x|\sigma}^{\gamma_i} &= -\frac{\sigma}{2} \sin(2\gamma_R)(\Delta^H - \Delta^V), \\ \delta_{y|\sigma}^{\gamma_i} &= \sigma(\cos^2 \gamma_R \delta^H + \sin^2 \gamma_R \delta^V), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \Delta_{x|\sigma}^{\gamma_i} &= \cos^2 \gamma_R \Delta^H + \sin^2 \gamma_R \Delta^V, \\ \Delta_{y|\sigma}^{\gamma_i} &= \frac{1}{2} \sin(2\gamma_R)(\delta^H - \delta^V), \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $\delta^H = \cot\theta_i(e_R - r_{s\theta_i}/r_{p\theta_i})/k_1$ 和 $\delta^V = \cot\theta_i(e_R - r_{p\theta_i}/r_{s\theta_i})/k_1$ 是 $|H\rangle$ 态和 $|V\rangle$ 态入射线偏振光的反射光中右旋成分的横向位移; $e_R = \cos\theta_R/\cos\theta_i = -1$ ,其中反射角 $\theta_R = \pi - \theta_i$ ;  $\cos\gamma_R = 1/\sqrt{1 + \tan^2\psi_{p2}}$ .

(1)式表明,对一般线偏振光入射,不仅存在自旋霍尔效应引起的位移 $\delta_{y|\sigma}^{\gamma_i}$ ,而且存在面内的光自旋分离引起的位移 $\delta_{x|\sigma}^{\gamma_i}$ .可以看出,对 $\sigma = \pm 1$ 两种自旋本征态,位移大小相等、方向相反.与此同时,还存在着 $x_R$ 方向与 $y$ 方向的角位移,即偏折,由(2)式来描述.在参考文献[21,23]中,菲涅尔反射系数的一阶展开项被忽略,使得 $r_p = r_{p\theta_i}$ , $r_s = r_{s\theta_i}$ , $\Delta^H = \Delta^V = 0$ ,因此只存在SHEL.

(1)式和(2)式明确展现了自旋分离与角位移的区别与联系.横向的SHEL由 $\delta^H$ 和 $\delta^V$ ,或者 $r_{s\theta_i}/r_{p\theta_i}$ 来决定,而IF的角位移取决于 $\delta^H - \delta^V$ .作为对比,IPSSL由 $\Delta^H - \Delta^V$ 或者 $\ln(r_s/r_p)$ 决定,而IF的角位移取决于 $\Delta^H$ 和 $\Delta^V$ 或者 $\ln(r_s)$ 和 $\ln(r_p)$ .

除了SHEL和IPSSL之外,还有其他四种位移,通过计算可得到当入射线偏振光在部分反射和部分透射情况下的光束角位移和重心位移,即:

$$\langle k_{x_R}^{\gamma_i} \rangle = \frac{k_1^2}{\Delta e_R^2} \left( \frac{1}{2k_1} \frac{\partial e_R}{\partial \theta_i} + \Delta_{x|\sigma}^{\gamma_i} \right), \langle k_{y_R}^{\gamma_i} \rangle = \frac{k_1^2}{\Delta} \Delta_{y|\sigma}^{\gamma_i}, \quad (3)$$

$$\langle x_R^{\gamma_i} \rangle = \frac{z_R}{k_1} \langle k_{x_R}^{\gamma_i} \rangle, \langle y_R^{\gamma_i} \rangle = \frac{z_R}{k_1} \langle k_{y_R}^{\gamma_i} \rangle. \quad (4)$$

(3)式描述了光束在反射过程中的角位移,(4)式则是光斑重心的线位移.在部分反射部分透射的情况下,线位移在界面 $z_R = 0$ 处为0,但由于角位移的存在,因此随着光束的传播,光斑重心会发生正比于角位移和传播距离的移动.尽管在公式中 $\partial e_R / \partial \theta_i = 0$ ,但对应着折射情况, $\partial e_T / \partial \theta_i \neq 0$ ,因此为了形式上的统一,我们保留了这一零项.我们的计算结果与参考文献[5,9,36]一致.这样,通过我们的理论表达式,可以计算出线性/角GH位移和线性/角IF位移.由此,我们的理论将光束折射与反射中的6种效应(GH线位移,IF线位移,GH角位移,IF角位移,光自旋霍尔效应,面内光自旋分离)很好地统一了起来.

### 3.1 实验系统

实验装置如图4所示<sup>[15,21,23]</sup>,一束由He-Ne激光器输出的波长为632.8nm的高斯光束,经过透镜L1和格兰棱镜P1后产生一个聚焦的线偏振入射光,偏振角为 $\gamma_i$ .入射光经过反射和折射后,其中不同的自旋分量发生分离.格兰棱镜P2以 $z_R$ 为轴从 $y$ 方向旋转接近 $\psi_{p2}$ 角度,使其与反射光中心波矢的偏振方向接近垂直.如前所述,P2后的光束发生偏折,使得探测器上的光斑位置发生变化.这一变化为纳/微米量级,并且这一位移与初始发生在界面处的自旋分离有定量的关系,可以通过测量这一纳/微米量级的位移反推出自旋分离的大小.位置敏感探测器用来探测这一放大后的位移,当需要采集光强信息的时候,我们将位置敏感探测器换成了电荷耦合器件.

如前所述,这一实验装置有两种放大机制:弱探测放大机制和传播放大机制.由于P2与反射光中心波矢的偏振方向几乎正交,只有一微小偏离角度,

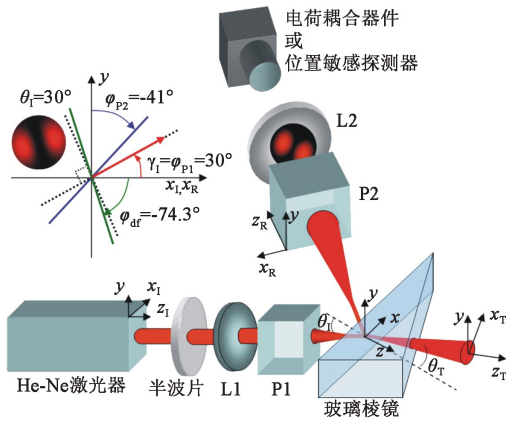


图4 IPSSL的实验装置图。He-Ne激光器产生的高斯光束波长为632.8nm;P1和P2为格兰泰勒棱镜;半波片用来调节P1后的光强,以防止探测器饱和;L1和L2为透镜,焦距分别为25mm与125mm;位置敏感探测器用来探测光斑位置的变动,将位置敏感探测器换为电荷耦合器件时可进行光强的采集。左上角的插图显示了入射角和偏振角均为30°时P2后的光强分布

构成了弱探测光路。偏离角度越小,放大倍数越大。但是如果偏离角度太小,P2后的光强太弱,就会导致测量不精确。根据位移大小的不同,我们需要选择适当的偏离角度进行测量。传播放大机制与L1,L2的焦距有关。两个透镜共焦,当固定L1焦距不变时,L2焦距越大,放大倍数越大,此时光斑尺寸也越大;当固定L2焦距不变,L1焦距越小,即聚焦程度越大,放大倍数越大。实验中需要选择合适的焦距,使得透镜之间的距离不至于太小,同时放大倍数合适,并且光斑直径不超过探测器接收面的线性区域。

### 3.2 实验结果

对于SHEL与IPSSL引起的自旋分离,位移值不仅与入射角有关,而且与入射光的偏振态相关。图5为我们的实验结果<sup>[15]</sup>。对于右旋分量,除了由SHEL引起的y方向的位移 $\delta_{y(\sigma)}$ 外,我们还测量了由IPSSL引起的 $x_R$ 方向的位移 $\delta_{x(\sigma)}$ ,分别如图5(a),(b)所示。当入射角 $\theta_i = 30^\circ$ (或者 $45^\circ$ )时,随着偏振角 $\gamma_i$ 从0(|H>态)增大至 $39^\circ$ 时,y方向的位移从88.1nm(或者224nm)减小至0;接着,当偏振角继续增大到 $90^\circ$ (|V>态)时,位移沿着-y方向并且增大到58.5nm。当 $\gamma_i = \tan^{-1} \sqrt{r_{p01}/r_{s01}}$ 时,位移值为0。对于入射角为 $70^\circ$ 的情形,y方向的位移值单调递减,从136nm减小至50.2nm,位移沿-y方向。这两种不同的情况是由 $\beta_{\theta_i} = r_{s01}/r_{p01}$ 的正负号不同引起的:当入射角 $\theta_i < \theta_B$ (布儒斯特角)时, $\beta_{\theta_i} < 0$ ;当 $\theta_i > \theta_B$ 时, $\beta_{\theta_i} > 0$ 。而由IPSSL引起的 $x_R$ 方向的位移始终沿着 $+x_R$ 方向,并且在 $\gamma_i = \tan^{-1} |r_{p01}/r_{s01}|$ 时达到最大值。

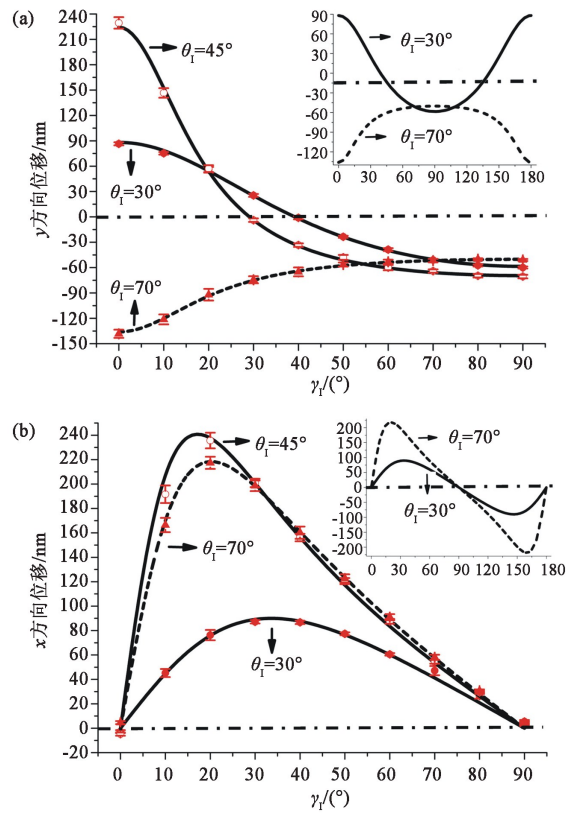


图5 由SHEL与IPSSL引起的位移值随偏振角的变化关系曲线(圆点、圆圈和三角分别代表入射角分别为30°,45°和70°时的情形,曲线为理论结果。插图展示了偏振角从0°到180°时候的理论预测,刚好为一个周期)

计算表明,对于线偏振入射光,通过正交P2之后的光束横截面的光强分布是一种旋转的、中间有一条暗线的双峰光斑结构。这一结果也可以从参考文献[5,9]中得到。双峰之间的距离取决于腰斑尺寸,因此,这可作为测量腰斑尺寸的一种方法。

图6(a)是一束线偏振高斯光的横截面,其中右旋分量与左旋分量在空间上完全重合。图6(b)是当|H>态入射时,反射光中只有SHEL,此时不同的自旋分量沿y方向发生分离。 $x_R$ 轴上仍为线偏振,偏离时会附加y方向的分量,偏离越大,附加分量就越大,即越偏离线偏振。对于任意线偏振态入射时,反射光中的偏振分布如图6(c)所示。图6(d),(e)和(f)分别是以上三种光束通过正交偏振片后的光强分布。仅有SHEL时,暗线(双峰间的暗区)为水平方向(见图6(e)),当IPSSL和SHEL同时发生时,暗线发生旋转(见图6(f)),旋转角度为 $\psi_{dif} = \tan^{-1} (-\delta_{x(+)} / \delta_{y(+)} )$ 。

在 $k_{xR} - k_y$ 动量空间中,光束横截面均为线偏振,并且线偏振角度与 $k_{xR}$ 轴的夹角为 $\tan^{-1} [\beta_{\theta_i} (1 + k_{xR} \Delta^V) \tan \gamma_i + k_y \delta^H / (1 + k_{xR} \Delta^H - \beta_{\theta_i} k_y \delta^V \tan \gamma_i)]$ 。

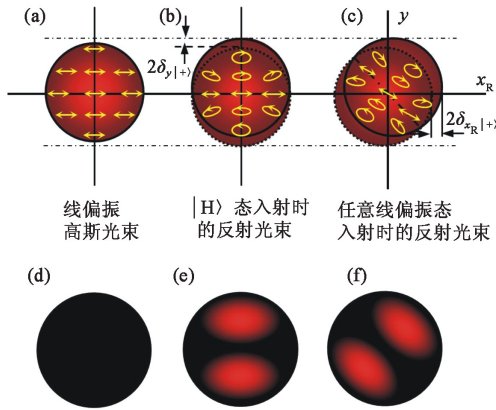


图6 反射光横截面的偏振分布。(a),(b)和(c)分别代表水平偏振态入射光,对应于水平偏振 $|H\rangle$ 态入射光的反射光和任意线偏振入射态的反射光,黄色箭头和椭圆表示偏振分布。为了显示出偏振的变化,图中的椭圆度、椭圆和箭头的旋转角度远大于实际值。(d),(e),(f)分别对应上述三种情况的光束通过一个正交偏振片后的光强分布

对于 $|H\rangle$ 态入射光,这一角度为 $\tan^{-1} [k_y \delta^H / (1 + k_{x_R} \Delta^H)]$ ,由这一公式可以看出,此时线偏振的角度主要由 $k_y$ 决定, $k_{x_R}$ 影响很小,因此,此时旋转正交偏振片,暗线会沿着 $k_y$ 轴移动。

对于折射光而言, $k_{x_1} = e_T k_{x_T}$ ,  $k_{y_1} = k_{y_T} = k_y$ ,并且 $e_T = \cos \theta_T / \cos \theta_1$ 会随着入射角 $\theta_1$ 的变化而变化,这与反射的情况不同。我们只需要将上述反射光对应的公式中的 $r_{s,p}$ ,  $r_{s\theta_1,p\theta_1}$ ,  $x_R$ ,  $z_R$ ,  $k_{x_R}$ ,  $\omega_{z_R}$ ,  $\gamma_R$ ,  $e_R$ 替换为 $t_{s,p}$ ,  $t_{s\theta_1,p\theta_1}$ ,  $x_T$ ,  $z_T$ ,  $k_{x_T}$ ,  $\omega_{z_T}$ ,  $\gamma_T$ ,  $e_T$ 即可。

当入射角为 $49.3^\circ$ 时,折射光中右旋分量的位移值 $\delta_{y|+}^{\gamma_1}$ 单调递减,从 $33.3\text{nm}$ 减小到 $23.3\text{nm}$ 。与此同时,随着偏振角 $\gamma_1$ 的变化,入射光从 $|H\rangle$ 态变为 $|V\rangle$ 态, $\delta_{x|+}^{\gamma_1}$ 从0增大到 $-8.9\text{nm}$ ,然后再回到0,如图7所示。 $\delta_{x|+}^{\gamma_1}$ 的数值明显小于反射时候的情形,因此在实验中很容易被忽视。

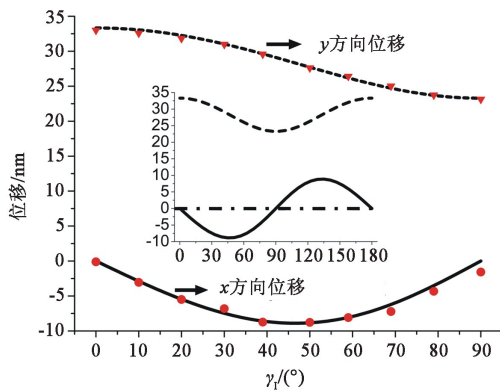


图7 折射光中右旋分量的位移随偏振角的变化。入射角固定为 $49.3^\circ$ ,误差范围小于 $2\text{nm}$ ,曲线为理论计算;插图展示了从0到 $180^\circ$ 的理论结果

## 4 总结

本文综述了光自旋霍尔效应的最新进展,特别是从毫米量级的光斑中测量纳米量级的空间分离的表征技术和实验结果。同时我们发现,还存在入射面内的光自旋分离现象。将波矢的横向分量考虑进来,我们可以在同一个理论框架下得到6种位移的表达式。尽管SHEL与IPSSL是非常微小的效应,以致于在大多数情况下,我们可以忽略其存在而不影响实验精度。然而,在微纳光学的研究越来越广泛的今天,SHEL与IPSSL也许可以成为纳米光学器件中调控光子自旋的一种方式。由此发展起来的探测方式,也将会为纳米量级长度探测或微弧度角偏折的测量等提供潜在的实验手段。

到目前为止,光自旋霍尔效应和面内光自旋分离的研究还主要是验证性的。下一步,如何推广到一些特殊界面,如何调控分离的大小,如何利用光自旋分离来调控电子自旋等问题将会成为研究的重点。

## 参考文献

- [1] Goos F, Hanchen H. Ann. Phys. (Leipzig), 1947, 1:333
- [2] Bretenaker F, Lefloch A, Dutriaux L. Phys. Rev. Lett., 1992, 68:931
- [3] Imbert C. Phys. Rev. D, 1972, 5:787
- [4] Bliokh K Y, Bliokh Y P. Phys. Rev. Lett., 2006, 96:073903
- [5] Bliokh K Y, Bliokh Y P. Phys. Rev. E, 2007, 75:06609
- [6] Liu B Y, Li C F. Opt. Commun., 2008, 281:3427
- [7] Merano M, Aiello A, van Exter M P *et al.* Nat. Photonics, 2009, 3:337
- [8] Merano M, Hermosa N, Woerdman J P *et al.* Phys. Rev. A, 2010, 82:023817
- [9] Aiello A, Woerdman J P. Opt. Lett., 2008, 33:1437
- [10] Li C F. Phys. Rev. A, 2007, 76:013811
- [11] Bliokh K Y, Shadrivov I V, Kivshar Y S. Opt. Lett., 2009, 34:389
- [12] Aiello A, Merano M, Woerdman J P. Phys. Rev. A, 2009, 80:061801
- [13] Aiello A, Marquardt C, Leuchs G. Phys. Rev. A, 2010, 81:053838
- [14] Onoda M, Murakami S, Nagaosa N. Phys. Rev. Lett., 2004, 93:083901
- [15] Qin Y, Li Y, Xiao Y *et al.* Opt. Express, 2011, 19:9636
- [16] Flatte M E. IEEE Trans. Electron Devices, 2007, 54:907
- [17] Fert A. Rev. Mod. Phys., 2008, 80:1517
- [18] Murakami S, Nagaosa N, Zhang S C. Science, 2003, 301:1348
- [19] Sinova J, Culcer D, Niu Q *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 92:

- 126603
- [20] Onoda M, Murakami S, Nagaosa N. *Phys. Rev. E*, 2006, 74: 066610
- [21] Hosten O, Kwiat P. *Science*, 2008, 319: 787
- [22] Bliokh K Y, Niv A, Kleiner V *et al.* *Nat. Photonics*, 2008, 2: 748
- [23] Qin Y, Li Y, He H *et al.* *Opt. Lett.*, 2009, 34: 2551
- [24] Luo H, Zhou X, Shu W *et al.* *Phys. Rev. A*, 2011, 84: 043806
- [25] Qin Y, Li Y, Feng X *et al.* *Opt. Express*, 2010, 18: 16832
- [26] Ménard J M, Mattacchione A E, Betz M *et al.* *Opt. Lett.*, 2009, 34: 2312
- [27] Ménard J M, Mattacchione A E, van Driel H M *et al.* *Phys. Rev. B*, 2010, 82: 045303
- [28] Bliokh K Y, Gorodetski Y, Kleiner V *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 101: 030404
- [29] Bliokh K Y, Desyatnikov A S. *Phys. Rev. A*, 2009, 79: 011807
- [30] Aiello A, Lindlein N, Marquardt C *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 103: 100401
- [31] Luo H, Wen S, Shu W *et al.* *Phys. Rev. A*, 2009, 80: 043810
- [32] Luo H, Ling X, Zhou X *et al.* *Phys. Rev. A*, 2011, 84: 033801
- [33] Haefner D, Sukhov S, Dogariu A. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 102: 123903
- [34] Krowne C M. *Phys. Lett. A*, 2009, 373: 466
- [35] Wang H, Zhang X. *Phys. Rev. A*, 2011, 83: 053820
- [36] Fedoseyev V G. *Opt. Commun.*, 2009, 282: 1247