

圆偏振光的产生、测量与自旋偏振电子的光注入^{*}

赖天树, 王 雄, 吴国华, 李熙莹, 王嘉辉, 文锦辉, 林位株

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室 // 物理学系, 广东 广州 510275)

摘 要: 理论上给出了线偏振光通过波片产生的椭圆偏振光的圆偏振度与方位角和相位延迟量的关系。结果表明, 圆偏振度对方位角的变化更灵敏, 在保持圆偏振度不变条件下, 每提高方位角精度一度, 则可降低相位延迟精度至少两度, 这将改变人们重视相位延迟而轻视方位角精度的通常做法, 降低 $1/4$ 波片的加工难度和造价。还给出了宽带光谱分布和波片相位延迟色散对圆偏振度影响的解析解。发展了一种圆偏振度和波片相位延迟实验测量的简单方法。利用这种方法实验测试了 Newport 公司生产的 $1/4$ 波片的相位延迟。

关键词: 椭圆偏振光; 圆偏振度; 波片; 电子自旋

中图分类号: O436.3; O471.3 **文献标识码:** A **文章编号:** 0529-6579 (2004) 06-0077-04

自从 1988 年 Baibich 等^[1]在 $(\text{Fe/Cr})_n$ 多周期膜层结构中发现巨磁电阻 (GMR) 效应, 并归咎于电子散射的自旋取向效应以来, 人们开始认识到了电子自旋的应用价值, 以致于诞生了一个新的学科——自旋电子学 (spintronics)^[2], 专门研究电子的自旋特性和研制各种自旋电子器件。目前发展的自旋电子器件主要是基于铁磁金属, 人们寄予厚望的是半导体自旋电子器件, 如半导体自旋晶体管。这样就能利用成熟的半导体微电子集成制造技术来加工、制造半导体自旋电子器件, 从而使微电子工业进入自旋电子器件时代。然而, 要研制半导体自旋电子器件, 还有许多基本问题有待研究和解决, 如自旋偏振电子的注入、输运、控制、检测等, 其中最基本的问题就是自旋偏振电子的注入, 即如何使半导体中产生净自旋偏振的电子。目前发展的自旋偏振电子注入方法主要有两种: 电注入法和光注入法。电注入法采用铁磁金属电极与半导体欧姆接触, 然而, 实验发现这种方法的注入效率非常低, 仅为 4.5% ^[3]。Schmidt 等^[4]的理论研究表明, 由于铁磁金属的电导率远远大于半导体的电导率, 欧姆接触的注入效率很低。目前正在研究改善电注入效率的方法, 隧穿注入法就是其中之一^[5]。光注入法利用圆偏振光激发半导体的价带电子, 向导带中注入自旋偏振电子。左、右旋圆偏振光分别具有一个单位的角动量, 但符号相反, 与电子作用时, 由于光子、电子系统的角动量必须守恒, 所以, 能激发

自旋偏振的电子。圆偏振光注入法的注入效率非常高, 在半导体电子自旋偏振弛豫^[6-8], 电子自旋相干弛豫^[9, 10]和电子自旋输运^[11, 12]等特性研究中得到了广泛应用。圆偏振光通常由线偏振光通过 $1/4$ 波片产生。然而, 由于加工精度的限制, 名义上的 $1/4$ 波片, 其相位延迟量难于精确地为 $\pi/2$ 。此外, 对于飞秒激光脉冲, 其光谱带宽较宽, 由于色散, 名义上的 $1/4$ 波片的相位延迟量难于对宽光谱都精确地为 $\pi/2$ 。所以, 名义上的 $1/4$ 波片的相位延迟量总是偏离 $\pi/2$ 的。此偏离量的大小如何影响 $1/4$ 波片产生的椭圆偏振光的圆偏振度? 反过来, 如何实验检测一个商业制造的 $1/4$ 波片的相位延迟量? 对这些问题尚未见系统深入的研究报道, 而自旋偏振电子的圆偏振光注入又涉及这些问题, 所以, 本文从理论上弄清了这些问题, 给出了解析解。结果对于设计合适精度的 $1/4$ 波片具有重要指导意义。实验测量了 Newport 公司生产的 $1/4$ 波片的相位延迟量。

1 光的圆偏振度与波片相位延迟量关系

任一线偏振光通过波片后产生分别沿波片快、慢轴方向的两个正交线偏振分量。设 X 坐标轴与波片的快轴平行, Y 坐标轴则与波片的慢轴平行。设通过波片后沿 X, Y 轴方向的线偏振分量的振幅分别为 a, b , Y 分量相对 X 分量的相位延迟量为 $\pi > \delta >$

^{*} 收稿日期: 2004-04-06

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (60378006, 10274170, 60178020); 国家自然科学基金重大资助项目 (60490295); 广东省自然科学基金资助项目 (04009736); 广东省科技厅科技资助项目 (2004B10101006)

作者简介: 赖天树 (1963 年生) 男, 教授, 博士生导师, E-mail: stslts@zsu.edu.cn

0, 则线偏振光通过波片后可表示为:

$$\begin{cases} x = a \cos \omega t \\ y = b \cos (\omega t + \delta) \end{cases} \quad (1)$$

(1) 式通常表示一个椭圆偏振光。它可以分解为一个左旋和一个右旋圆偏振光的迭加, 其中左旋圆偏振光分量为:

$$\begin{cases} x_L = -\frac{1}{2} \sqrt{a^2 + b^2 - 2ab \sin \delta} \sin (\omega t - \alpha) \\ y_L = \frac{1}{2} \sqrt{a^2 + b^2 - 2ab \sin \delta} \cos (\omega t - \alpha) \end{cases} \quad (2)$$

式中, $\alpha = \arctan \left[\frac{a - b \sin \delta}{b \cos \delta} \right]$ 。

右旋圆偏振光分量为:

$$\begin{cases} x_R = \frac{1}{2} \sqrt{a^2 + b^2 + 2ab \sin \delta} \sin (\omega t + \beta) \\ y_R = \frac{1}{2} \sqrt{a^2 + b^2 + 2ab \sin \delta} \cos (\omega t + \beta) \end{cases} \quad (3)$$

式中 $\beta = \arctan \left[\frac{a + b \sin \delta}{b \cos \delta} \right]$ 。

由(2), (3)式得左、右旋圆偏振光的强度为:

$$\begin{aligned} I_L &= \frac{a^2 + b^2 - 2ab \sin \delta}{2}, \\ I_R &= \frac{a^2 + b^2 + 2ab \sin \delta}{2} \end{aligned} \quad (4)$$

椭圆偏振光的圆偏振度为:

$$P = \frac{I_R - I_L}{I_L + I_R} = \frac{2ab \sin \delta}{a^2 + b^2} \quad (5)$$

设入射线偏振光的振幅为 E , 偏振方向与 X 轴的夹角为 θ , 忽略波片的吸收效应, 则有:

$$\begin{cases} a = E \cos \theta \\ b = E \sin \theta \end{cases} \quad (6)$$

代方程(6)入方程(5)得:

$$P = \frac{2ab \sin \delta}{a^2 + b^2} = \sin (2\theta) \sin \delta \quad (7)$$

图 1 所示为圆偏振度随 $1/4$ 波片的相位延迟 δ 和方位角 θ 变化的等值线图。等值线为封闭曲线, 给出了保持圆偏振度恒定下相位延迟 δ 和方位角 θ 之间的约束关系。此图表明对恒定的圆偏振度, δ 和 θ 2 个变量中一个变量的精确度越高, 另一个变量的容许误差就越大, 如 $P = 99.2\%$ 的等值线, $\theta = 45^\circ$ 时, $\delta = (90 \pm 7.2)^\circ$, 即 θ 为精确值时, δ 的最大容许误差为 7.2° , 而 $\delta = 90^\circ$ 时, $\theta = (45 \pm 3.6)^\circ$, 即 δ 为精确值时, θ 的最大容许误差为 3.6° , 而 $\theta = (45 \pm 2)^\circ$ 时, $\delta = (90 \pm 6.0)^\circ$, 即 θ 的误差为 2° 时, δ 的误差容忍度减小为 6.0° 。另外, θ 的最大误差容忍度只有 δ 的最大误差容忍度的一半, 如方程(7)所示, 这是因为 θ 变量被放大 2 倍。这一结论非常重要, 因为目前在实验中人们关注更多的是误差容忍度更大的

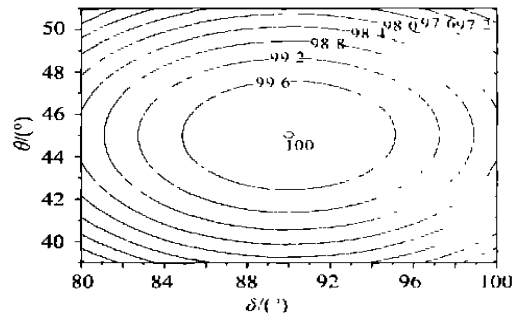


图 1 圆偏振度 P 随方位角 θ 和相位延迟量 δ 变化的等值线图

Fig. 1 The dependence of the degree of circular polarization on the azimuth angle and phase retardation of a quarter waveplate for an elliptically polarized light produced by a quarter waveplate

相位延迟 δ 的误差, 而对误差容忍度小的方位角 θ 的误差反而不重视, 如文献[13]中为了获得高的 δ 精度, 使用了巴比涅补偿器精确调节 δ 值, 但对方位角 θ 却未设置精确调节装置。上面的讨论表明, 提高方位角 θ 的精确度可以有效地降低 δ 的精度要求, 因为每提高 θ 精度 1° , 就可降低 δ 的精度要求至少 2° , 而降低 δ 精度要求 2° , $1/4$ 波片的加工难度和价格就会大大降低。所以, 提高方位角 θ 的精度更具实际意义。

当波片有吸收时, 设快、慢轴偏振分量的光强线性吸收系数分别为 α_f 、 α_s , 则方程(6)变为:

$$\begin{cases} a = E \cos \theta \exp(-\alpha_f L/2) \\ b = E \sin \theta \exp(-\alpha_s L/2) \end{cases} \quad (8)$$

式中, L 为波片的几何厚度。代方程(8)入方程(7)得波片透射光的圆偏振度为:

$$P = \frac{2ab \sin \delta}{a^2 + b^2} = \frac{\sin(2\theta) \sin \delta \exp(-\alpha_f + \alpha_s)L/2}{\cos^2 \theta \exp(-\alpha_f L) + \sin^2 \theta \exp(-\alpha_s L)} \quad (9)$$

令方程(8)中 $a = b$, 则可得有吸收效应 $1/4$ 波片的方位角的精确值应为:

$$\theta_0 = \arctan \left[\exp \left(\frac{(-\alpha_f + \alpha_s)L}{2} \right) \right] \quad (10)$$

上式表明当快、慢轴偏振分量的吸收不相等时, 方位角 θ 的精确值偏离 45° 。如 $\alpha_f = 0.1 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_s = 0.3 \text{ cm}^{-1}$, $L = 6 \text{ mm}$ 时, $\theta_0 = 46.7^\circ$ 。

对于飞秒脉冲激光, 其频谱较宽, 还要考虑波片的相位延迟的色散和光源的功率谱分布对圆偏振度的影响。设飞秒脉冲激光的功率谱分布为 $g(\lambda)$, $1/4$ 波片的相位延迟的色散分布为 $\delta(\lambda)$, 忽略波片吸收情况下, 线偏振飞秒脉冲激光通过波片后的圆

偏振度为：

$$P = \frac{\sin(2\theta) \int_0^\infty g(\lambda) \sin \delta(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty g(\lambda) d\lambda} \quad (11)$$

2 波片相位延迟量及光的圆偏振度的实验测量

商业制造的波片的相位延迟量通常被控制在某一给定的误差范围内，而并不给出每片波片的相位延迟量的具体值。为了获取高度圆偏振光，需要知道相位延迟量的准确误差，以便控制方位角的误差。另一方面，对于波片参数 $(L, \delta, \alpha_t, \alpha_s)$ 不全知情况下，理论上无法准确计算波片的方位角，通常只能一边调节方位角，一边测量透射光的圆偏振度，直至获得所需要的圆偏振度为止。所以，发展一种简单的测试波片相位延迟量和圆偏振度的实验方法具有重要的实际意义。

从方程 (1) 中消去 ωt 得：

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (12)$$

在极坐标系 (r, φ) 中，方程(12) 变为：

$$r^2 \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} \right) - \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{a^2} - \frac{1}{b^2} \right)^2 + \left(\frac{2 \cos \delta}{ab} \right)^2} \right] \sin(2\varphi - \Psi) = \sin^2 \delta \quad (13)$$

式中， Ψ 满足如下关系：

$$\tan \Psi = \frac{b^2 - a^2}{2ab \cos \delta} \quad (14)$$

令方程 (13) 中 $\sin(2\varphi - \Psi) = \pm 1$ ，则可分别获得椭圆偏振光的最大、最小光强和方位角：

$$\begin{cases} I_{\max} = r_{\max}^2 = \frac{2a^2b^2 \sin^2 \delta}{(a^2 + b^2) - \sqrt{(b^2 - a^2)^2 + 4a^2b^2 \cos^2 \delta}} \\ I_{\min} = r_{\min}^2 = \frac{2a^2b^2 \sin^2 \delta}{(a^2 + b^2) + \sqrt{(b^2 - a^2)^2 + 4a^2b^2 \cos^2 \delta}} \\ \varphi_{\max} = \frac{\pi}{4} + \frac{\Psi}{2} \\ \varphi_{\min} = \frac{3\pi}{4} + \frac{\Psi}{2} \end{cases} \quad (15)$$

式中， $I_{\max}$ ， $I_{\min}$ ，分别为椭圆偏振光的最强、最弱光强； $\varphi_{\max}$ ， $\varphi_{\min}$ 分别对应最强、最弱光强的方位角。

解方程组 (15) 得用实验可测量 $I_{\max}$ ， $I_{\min}$ ， $\varphi_{\max}$ 表示的沿波片快、慢轴方向的线偏振分量的强度 a^2 ， b^2 和相位延迟量 δ 的表达式：

$$\begin{cases} a^2 = \frac{I_{\max} + I_{\min} \pm \cos(2\varphi_{\max})(I_{\max} - I_{\min})}{2} \\ b^2 = \frac{I_{\max} + I_{\min} \mp \cos(2\varphi_{\max})(I_{\max} - I_{\min})}{2} \\ \cos \delta = \frac{\pm \sin(2\varphi_{\max})(I_{\max} - I_{\min})}{\sqrt{(I_{\max} + I_{\min})^2 - \cos^2(2\varphi_{\max})(I_{\max} - I_{\min})^2}} \end{cases} \quad (16)$$

把方程(16) 代入方程(5) 得透射光的圆偏振度为：

$$P = \pm \frac{2 \sqrt{I_{\max} I_{\min}}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (17)$$

式中正、负号分别表示右、左旋圆偏振占优。正号对应于 $\theta < 90^\circ$ ，反之，取负号。

方程 (16) 和 (17) 表明，只要使用检偏器分别测量出透过波片的椭圆偏振光的最大和最小光强 $I_{\max}$ 和 $I_{\min}$ 及最大光强的方位角 $\varphi_{\max}$ ，则可知波片的相位延迟量 δ 和光的圆偏振度。因而，发展了一种非常简单的测量波片相位延迟和光的圆偏振度的方法。在波片参数不全知情况下，只要一边调节波片的方位角 θ ，一边转动检偏器测量最大和最小光强 $I_{\max}$ 和 $I_{\min}$ ，直至方程 (17) 给出的圆偏振度达到要求为止。

为了确定方程 (16) 中 $\cos \delta$ 值的正负，设置波片的方位角 $0 < \theta \ll 45^\circ$ ，保证 $a^2 > b^2$ ，用检偏器测量出此时的最大光强 $I_{\max}$ 的方位角 $\varphi_{\max}$ ，由方程组(15) 的第3 式求出 Ψ 值。代 Ψ 值和 $b^2 - a^2 < 0$ 入方程(14)，则可判断出 $\cos \delta$ 值的符号。

3 1/4 波片相位延迟的实验测量

使用上述简单的测量方法测量了 Newport 公司制造的近红外波段消色差零级 1/4 波片的相位延迟。钛宝石锁模脉冲激光的中心波长为 815 nm，脉冲宽度约 25 fs。使用格兰棱镜 (P_1) 起偏振，转动其方位角使其透射光强最大。在 P_1 之后放置消光比大于 10 000 :1 的微晶薄膜检偏器 P_2 ，转动其方位角直至其透射光强最大，此时 P_1 和 P_2 平行偏振， P_2 的方位角刻度盘读数为 17° 。然后在 P_1 和 P_2 之间插入待测 1/4 波片，分别设置其方位角 θ 为 30 和 44° ，转动 P_2 测量出 $I_{\max}$ 、 $I_{\min}$ 和对应的角度盘读数如表 1 所示。计算出的 $\varphi_{\max}$ 也列在表 1 中。当 $\theta = 30^\circ$ 时， $a^2 > b^2$ ，由方程组 (15) 的第 3 式得 $\Psi = 2\varphi_{\max} - 90^\circ = -88^\circ$ 。代这些条件入方程 (14) 可知 $\cos \delta > 0$ 。所以，方程组 (16) 的第 3 式 $\cos \delta$ 值取正值，计算出的 δ 值也列在表 1 中。两次测量的平均给出 1/4 波片的相位延迟为 $\delta = (88.6 \pm 0.3)^\circ$ 。该测量值位于 Newport 公司给出的 1/4 波片的相位延迟误差 1/100 波长范围内。

表 1 椭圆偏振光参数和波片相位延迟测量
Tab 1 The measurement of the parameters of an elliptically polarized light and phase retardation of a quarter waveplate

$\theta/(^{\circ})$	$I_{\max}/\text{mW}$	$I_{\min}/\text{mW}$	$I_{\max}$ 方位/ $(^{\circ})$	$\varphi_{\max}/(^{\circ})$	$\delta/(^{\circ})$
30	14.55	5.05	48.0	1.0	88.9
44	10.10	9.45	120.0	59.0	88.3

4 结 论

本文获得了重要、新颖的结论：圆偏振度对方位角变化更灵敏，每提高方位角精度一度，则可降低相位延迟精度至少两度，而保持圆偏振度不降低。发展了一种简单的圆偏振度和波片的相位延迟测量方法。应用此方法测量了 Newport 公司生产的 1/4 波片的相位延迟，测量值在厂商给出的误差范围内，表明了此方法的可靠性。

参考文献：

[1] BAIBICH M N, BROTO J M, FERT A, et al. Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices [J] . Phys Rev Lett, 1988, 61(21) : 2472.
[2] WOLF S A, AWSCHALOM D D, BUHRMAN R A, et al. Spintronics: A spin-based electronics vision for the future [J] . Science, 2001, 294: 1488.
[3] HU C M, NIITA J, JENSON A, et al. Spin-polarized transport in a two-dimensional electron gas with interdigital-ferromagnetic contacts[J] . Phys Rev B, 2001, 63: 125333.
[4] SCHMIDT G, FERRAND D, OLENKAMP L W, et al. Fun-

damental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor[J] . Phys Rev B, 2000, 62: R4790.
[5] LaBELLA V P, BULLOCK D W, DING Z, et al. Spatially resolved spin injection probability for gallium arsenide[J] . Science, 2001, 292: 1518.
[6] TACKEUCHI A, KURODA T, MUTO S, et al. Electron spin relaxation dynamics in GaAs/AlGaAs quantum wells and InGaAs/InP quantum wells[J] . Jpn J Appl Phys Pt, 1999, 138(8): 4680.
[7] HILTON D J, TANG C L. Optical orientation and femtosecond relaxation of spin-polarized holes in GaAs[J] . Phys Rev Lett, 2002, 89: 146601.
[8] 孙丰伟, 邓莉, 寿倩, 等. 量子阱中电子自旋注入及弛豫的飞秒光谱研究[J] . 物理学报, 2004, 53: 3196.
[9] GUPTA J A, KNOBEL R, SAMARTH N, et al. Ultrafast manipulation of electron spin coherence[J] . Science, 2001, 292: 2458.
[10] KIKKAWA J M, AWSCHALOM D D. Resonant spin amplification in *n*-type GaAs[J] . Phys Rev Lett, 1998, 80: 4313.
[11] KIKKAWA J M, AWSCHALOM D D. Lateral drag of spin coherence in gallium arsenide[J] . Nature, 1999, 397: 139.
[12] SOGAWA T, SANTOS P V, ZHANG S K, et al. Transport and lifetime enhancement of photoexcited spins in GaAs by surface acoustic waves [J] . Phys Rev Lett, 2001, 87: 276601.
[13] LAMAN N, SHKREBTII A I, SIPE J E, et al. Quantum interference control of currents in CdSe with a single optical beam[J] . Appl Phys Lett, 1999, 75: 2581.

Generation and Measurement of Circularly Polarized Light and Optical Injection of Spin polarized Electrons

LAI Tian shu, WANG Xiong, WU Guo hua, LI Xi ying, WANG Jia hui, WEN Jin hui, LIN Wei zhu
(Department of Physics //State key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, Sun Yat sen University, Guangzhou 510275, China)

Abstract: The dependence of the degree of circular polarization (DCP) of an elliptically polarized light, produced by linearly polarized light through a waveplate on the azimuth angle and phase retardation of the waveplate, is given theoretically. It shows that DCP is more sensitive to the azimuth angle, and the accuracy of phase retardation may be decreased by at least 2° as the accuracy of the azimuth angle is increased by 1° under the condition of constant DCP. This will change the conventional viewpoint to emphasize on the accuracy of the phase retardation and neglect that of the azimuth angle, and reduce the difficulties and expenses of waveplates in fabrication. The effects of the spectral distribution of light and the dispersion of the phase retardation on DCP are also considered. A simple method to measure DCP and phase retardation of a waveplate is developed and is used to measure the phase retardation of the 1/4 waveplate manufactured by Newport Company, Inc.

Key words: elliptically polarized light; circular polarization degree, waveplate; electron spin