

# 半导体中电子自旋动力学的研究

马红 金钻明 马国宏

(上海大学理学院物理系, 上海 200444)

**摘要** 利用飞秒时间分辨圆偏振光抽运探测饱和吸收技术,研究了典型的Ⅲ-V族半导体 InP 和Ⅱ-VI族半导体 CdTe 的电子自旋弛豫动力学过程。实验结果表明, CdTe 的自旋弛豫过程比 InP 快,只有几个皮秒。随着激发光子能量的增加,自旋弛豫时间常数单调减小;但是随着载流子浓度的增加,自旋弛豫时间常数先增加到最大值后再减小。这一实验结果和考虑库仑相互作用的全微观动力学自旋布洛赫方程的理论预言一致。

**关键词** 半导体; 电子自旋弛豫; 时间分辨抽运探测; DP 机制

中图分类号 O472.3

OCIS 320.7130 160.6000

文献标识码 A

## Research on Electron Spin Dynamics in Semiconductor

Ma Hong Jin Zuanming Ma Guohong

(Department of Physics, College of Science, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

**Abstract** The electron spin dynamics of Ⅲ-V semiconductor InP and Ⅱ-VI semiconductor CdTe are studied by using femtosecond time resolved circularly polarized pump probe spectroscopy. Experimental results show that the spin relaxation time in CdTe with a few picoseconds is faster than that in InP. With the increase of the excitation photon energy, the spin relaxation time constant decreases monotonically. However, with increasing the carrier concentration, the spin relaxation time constant first increases, reaches a maximum and then decreases. This result coincides with theoretical prediction based on the microscopic kinetic spin Bloch equations in which Coulomb interaction is considered.

**Key words** semiconductor; electron spin relaxation; time resolved pump-probe spectroscopy; DP mechanism

## 1 引言

自旋电子学是一个由多学科交叉而形成的新兴领域,它利用半导体中的自旋态,包括载流子(电子、空穴、激子)的自旋、核自旋、外来磁性原子(Mn, Zn 等)的自旋,研究如何有效地操作/控制电子自旋自由度<sup>[1]</sup>,以期在器件设计中用自旋自由度代替电荷自由度。巨磁电阻效应(GMR)<sup>[2,3]</sup>的发现被认为是自旋电子器件时代的开始,也是自旋电子学发展阶段的第一个起点,自此之后电子自旋的研究就成了国际上的一个热点<sup>[4]</sup>。自旋阀结构的出现使得巨磁电阻效应的应用成为现实。后来在磁隧道结结构中发现隧道磁阻效应(TMR),利用这一效应可以制造出更新的信息存储器——磁随机存储器(MRAM)。

最近几十年,(稀磁)半导体和铁磁体中的电子自旋过程由于其潜在的应用价值一直是研究热点。1980年,R. J. Seymour 等<sup>[5]</sup>利用光致荧光法,运用条纹相机首次观察了自旋极化弛豫动力学过程。但是,由于光致荧光法要求激发态自旋极化电子有大的辐射复合概率,一般材料在常温下的荧光效率很低,所以实验测量通常在低温下进行,以提高辐射复合概率,增加发光效率,因此限制了测量室温条件下电子的自旋弛豫时间。

收稿日期: 2010-03-31; 收到修改稿日期: 2010-04-12

基金项目: 国家自然科学基金(10774099)、上海高校特聘教授(东方学者)岗位计划、上海市科学技术委员会(09530501100)和无线电物理上海市重点学科(S30105)资助课题。

作者简介: 马红(1978—),女,博士研究生,主要从事半导体中电子自旋动力学特性等方面的研究。

E-mail: mahong@shu.edu.cn

导师简介: 马国宏(1969—),男,博士,教授,博士生导师,主要从事超快光子学的基础和器件等方面的研究。

E-mail: ghma@staff.shu.edu.cn (通信联系人)

1990年 Atsushi Tackeuchi 等<sup>[6]</sup>第一次利用圆偏振光抽运探测自旋载流子密度变化的方法研究电子自旋,室温下测得 GaAs/AlGaAs 多量子阱中的电子自旋弛豫时间为 32 ps。这种光谱技术使用左、右旋圆偏振光分别测量自旋极化向上和向下的电子数布居弛豫,从而获取电子自旋极化弛豫时间常数<sup>[6,7]</sup>。当用一束强抽运光激发半导体材料时,在半导体材料导带相应的激发态上产生自由电子布居,这些自由电子会通过各种途径离开激发态,从而使得激发态的电子布居减少。显然受激电子布居的变化情况与材料的光电子特性有关。当用另一束延迟时间受控的弱探测光通过样品激发点时,导带中的电子和价带中的空穴布居会降低样品对探测光的吸收,产生所谓饱和吸收。随着受激载流子布居的衰减,这种饱和效应随之减弱,对探测光的吸收亦随之增加。通过测量探测光强度的变化就可以得到载流子布居的变化情况。圆偏振光饱和吸收技术测量原理是建立在圆偏振光抽运探测基础上的,实验中要精确调整两束光的圆偏振度,一般需要用到高精度波片——巴比涅补偿器,设备造价和实验难度都比较高,T. S. Lai 等<sup>[8,9]</sup>用椭圆偏振光代替圆偏振光,进一步发展了抽运探测技术,形成椭圆偏振光吸收量子拍光谱技术,这一技术设备简单,容易操作,具有更广泛的应用前景。J. J. Baumberg 等<sup>[10]</sup>于 1994 年发展了一种新的自旋相干弛豫测量方法——法拉第转角法。其本质是左旋和右旋圆偏振光在介质中的折射率不同,旋转角的大小与左旋和右旋圆偏振光的折射率之差成正比。

电子自旋的多数研究集中在低温的 GaAs 及其纳米材料的电子自旋弛豫动力学<sup>[11]</sup>。对于实际应用来讲,常温的研究更具有意义。本文利用时间分辨的抽运探测技术研究了典型的化合物半导体 CdTe 和 InP 在常温下电子自旋弛豫过程,观察自旋弛豫时间常数随载流子浓度的变化,并考虑库伦作用对电子自旋弛豫的影响。

## 2 自旋的光注入原理

半导体电子自旋首先解决的问题是如何有效地注入自旋,实验上一般采用光学取向法<sup>[12]</sup>,其原理基于光跃迁过程中的角动量守恒,利用圆偏振光光子的角动量选择激发某一取向的自旋电子。InP, CdTe 是典型的 III-V 族和 II-VI 族化合物半导体,虽然属于不同的族,但是其结构却是相似的,都属于直接带隙半导体,如图 1 所示<sup>[13~15]</sup>。价带有 3 个 2 重简并的子能带,重空穴带 ( $|3/2, \pm 3/2\rangle$ ),轻空穴带 ( $|3/2, \pm 1/2\rangle$ ) 和自旋分裂带,重空穴带和轻空穴带在  $k=0$  处重合,导带的最低能级只有一个 2 重简并的能带 ( $|1/2, \pm 1/2\rangle$ )。用光子能量略大于带隙 ( $E_g < E < E_g + \Delta$ ) 的左旋圆偏振光 ( $\sigma^-$ ) 激发,由跃迁选择定则可知,允许的跃迁为重空穴跃迁 ( $|+3/2\rangle \rightarrow |+1/2\rangle$ ) 和轻空穴跃迁 ( $|+1/2\rangle \rightarrow |-1/2\rangle$ ); 同理,对于右旋圆偏振光 ( $\sigma^+$ ) 也同时激发重空穴跃迁 ( $|-3/2\rangle \rightarrow |-1/2\rangle$ ) 和轻空穴跃迁 ( $|-1/2\rangle \rightarrow |+1/2\rangle$ )。由于重空穴态的跃迁几率是轻空穴态的 3 倍,而且由重空穴带与轻空穴带跃迁产生的电子的自旋方向是相反的,因此当用左旋或右旋圆偏振光同时激发重空穴与轻空穴跃迁时,就会分别在导带中产生 50% 的自旋向上或向下的净自旋载流子布居。值得注意的是,光子能量不能高于  $E_g + \Delta$ ,因为由重空穴带、轻空穴带和自旋分裂带到导带的跃迁几率比为 3:1:2,如果激发自旋分裂带,则不会出现净电子自旋的光注入。

## 3 实 验

光源为锁模钛宝石激光系统(Mai Tai HP 1020, Spectra Physics)输出的重复频率为 80 MHz,脉冲宽度约 100 fs,波长在 690~1020 nm 之间连续可调的脉冲激光,偏振方向为水平方向,能量为高斯分布。我们采用反射式时间分辨饱和吸收技术<sup>[16,17]</sup>,光路如图 2 所示。较粗的实线代表抽运光,细的实线代表探测光。

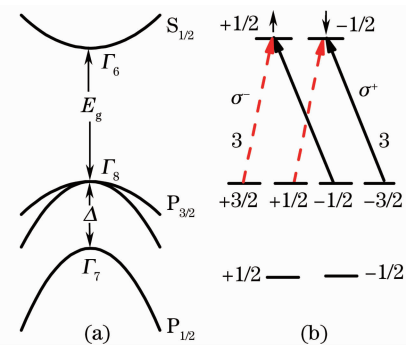


图 1 体材料中的选择跃迁定则。(a) 能带结构, (b) 左旋  $\sigma^-$  (虚线) 和右旋圆偏振光  $\sigma^+$  (实线) 的跃迁选择定则  
Fig. 1 (a) Band structure of CdTe (or InP) near the  $\Gamma$  point (b) selection rules and relative transition intensities for left-handed  $\sigma^-$  (dashed arrow) and right-handed  $\sigma^+$  (solid arrow) circularly polarized lights

激光系统直接出来的激光脉冲经分束器(BS)分为两束,透射的强脉冲作为抽运光,抽运光经过斩波器和计算机控制的一维电动平移台,经透镜,与反射的弱的探测光聚焦到样品的同一点上,光斑大小约  $100\ \mu\text{m}$ 。抽运光经过样品反射后用光屏挡住,探测光进入与锁相放大器相连接的 Si 探测器,信号经锁相放大后直接由计算机读取。如果透镜前加一个  $1/4$  波片,调节  $1/4$  波片的光轴,使其与抽运光和探测光的偏振方向的夹角均为  $45^\circ$ ,经过  $1/4$  波片后变为旋转方向相同的圆偏振光。如果在探测光路中再插入一个  $1/2$  波片和偏振片,调节偏振片光轴,使探测光的偏振方向旋转  $90^\circ$ ,经过  $1/4$  波片就可以得到旋转方向相反的圆偏振光。

#### 4 实验结果及分析

CdTe 属于 II-VI 族直接带隙半导体。A. V. Kimel 等<sup>[15]</sup>利用克尔旋转角法研究了 CdTe 体材料在带隙附近的电子自旋,常温下电子的自旋弛豫时间常数为  $2.5\ \text{ps}$ 。Ye Chen 等<sup>[18]</sup>利用时间分辨荧光技术研究 CdTe 量子点在  $10\ \text{K}$ ,磁场为  $10\ \text{T}$  的情况下电子自旋,自旋弛豫时间长达  $500\ \text{ps}$ 。我们用时间分辨的圆偏振饱和和吸收光谱法研究 CdTe 体材料在室温条件下的电子自旋弛豫动力学过程,典型的实验结果如图 3 所示。实验所用的激发能量是  $1.494\ \text{eV}$ ,载流子的粒子浓度约为  $2.53 \times 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$ ,温度为  $293\ \text{K}$ 。图 3 中的  $(\sigma^+, \sigma^+)$  和  $(\sigma^+, \sigma^-)$  分别表示同向和反向圆偏振光抽运探测时,反射率的变化随着延迟时间改变。当抽运光和探测光脉冲重合时,出现一个漂白峰值,随后逐渐下降。起初同向圆偏振光的信号大于反向圆偏振光的信号,相同条件下的线偏振光的时间分辨反射信号强度介于二者之间,但是  $(\sigma^+, \sigma^+)$  的信号下降比  $(\sigma^+, \sigma^-)$  的快,最终 3 条曲线完全重合。3 条曲线信号强度的差异反应了自旋向上和自旋向下的电子的吸收不同,最终 3 条曲线的重合代表电子自旋弛豫过程的结束。插图是同向与反向圆偏振抽运探测谱的差值,利用单指数拟合,根据  $\tau_s/2 = \tau_{\text{fit}}$ <sup>[19,20]</sup>,得到电子自旋弛豫时间常数为  $\tau_s = (5.88 \pm 0.08)\ \text{ps}$ ,实线为指数函数拟合的结果。

InP 与 GaAs 的研究多数局限在低温下,Bo Li 等<sup>[21]</sup>采用法拉第转角法研究了掺铁 InP 电子自旋随激发波长和温度的关系,A. V. Kimel 等<sup>[22]</sup>研究了 InP 体材料在自旋分裂带附近的电子自旋。本文采用时间分辨的圆偏振饱和和吸收光谱法研究室温条件下 InP 体材料的电子自旋弛豫动力学过程,典型的实验结果如图 4 所示,  $(\sigma^+, \sigma^+)$  和  $(\sigma^+, \sigma^-)$  表示同向和反向圆偏振光的反射率的变化。插图是同向与反向圆偏振抽运探测谱的差值,实线为单指数函数拟合的结果,得到室温下 ( $293\ \text{K}$ ) InP 的电子自旋弛豫时间常数为  $38\ \text{ps}$ 。实验所用的激发

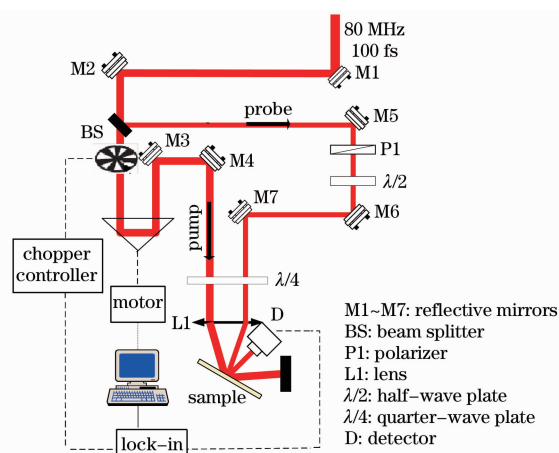


图 2 抽运探测反射系统

Fig. 2 Experimental schematic of pump-probe reflective system

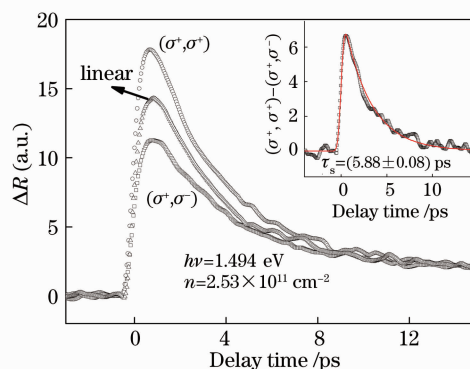


图 3 室温下 CdTe 的时间分辨抽运探测反射谱

Fig. 3 Time dependent reflective spectra of different polarized pump-probe pulse at room temperature in CdTe

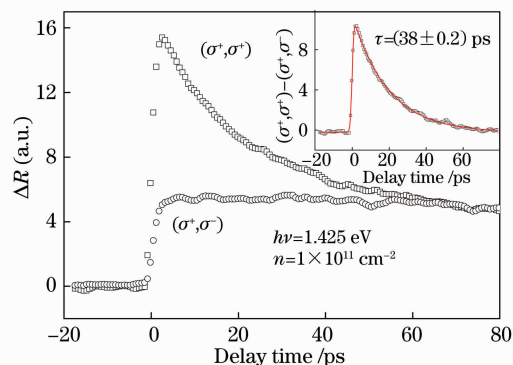


图 4 室温下 InP 典型的时间分辨抽运探测反射谱

Fig. 4 Time dependent reflective spectra of different polarized pump-probe pulse at room temperature in InP

能量为 1.425 eV, 载流子的浓度约为  $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 。实验结果表明, 室温下 CdTe 的自旋弛豫过程比 InP 的快。

自旋弛豫过程决定着能否实现自旋的相干控制, 成为半导体自旋电子学最核心的研究课题。目前半导体中电子自旋弛豫机制主要包括 DP (D'yakonov-Perel') 机制<sup>[23]</sup>, EY (Elliott-Yafet) 机制<sup>[24]</sup> 和 BAP (Bir-Aronov-Pikus) 机制<sup>[25]</sup>。在 III-V 族 (GaAs) 和 II-VI 族 (CdTe) 体材料中, 由于晶格缺乏反演对称中心, 导带电子的自旋轨道耦合导致导带的简并点偏离了  $k=0$  的位置, 具有同一个波矢  $k$ , 但是自旋方向相反的电子具有不同的能量。导带电子态的自旋劈裂等价于存在一个有效磁场, 该磁场的大小和方向均依赖波矢  $k$ 。受有效磁场的影响, 电子自旋会绕该磁场做拉莫尔进动。当电子受碰撞而改变其波矢时, 电子的进动频率的方向也会发生改变, 二者产生了一个有效的自旋翻转散射, 因此导致自旋去相位, 这就是 DP 机制。EY 机制是指, 存在晶格和自旋轨道耦合相互作用的情况下, 精确的布洛赫态不是自旋的本征态, 这就引起了一个有限的自旋翻转几率, 根据理论计算表明 EY 机制引起的自旋弛豫时间常数在纳秒量级。由于电子-空穴之间的交换作用而产生的自旋翻转散射导致的自旋弛豫机制称为 BAP 机制, 在体材料中空穴的弛豫比电子快得多, 约 100 fs, 所以不考虑 BAP 机制。因此, 在缺乏反演对称中心的晶体中, DP 机制是电子自旋弛豫的主要机制。

通过改变激发波长, 研究了 CdTe 体材料中自旋弛豫时间与激发能量间的关系。随着激发光子能量的增加, 自旋弛豫时间常数逐渐减小, 弛豫越来越快 (如图 5 空心方块所示)。根据传统的 DP 弛豫机制, 自旋弛豫时间常数  $\tau_s$  与过超能量  $E_k$  的关系为  $\frac{1}{\tau_s(E_k)} = \frac{32}{105} \gamma_3^{-1} \tau_p \alpha_c^2 \frac{E_k^3}{\hbar E_g}$ , 式中  $\gamma_3$  表示与散射有关的常数,  $\tau_p$  为动量弛豫时间常数, 低激发浓度下与载流子的浓度无关, 约为 200 fs,  $\alpha_c$  为与材料有关的常数,  $\alpha_c = 4m_e \eta [1 - 1/(3\eta)]^{-1/2} / (3m_{cv})$ ,  $\eta = \Delta / (\Delta + E_g)$ 。随着激发波长的变短, 光子能量  $E_{ex}$  变大, 由  $E_k = E_{ex} - E_g$  可知  $E_k$  变大, 因此自旋弛豫时间常数变小, 弛豫变快。同时研究了 CdTe 体材料中自旋弛豫时间常数和载流子的浓度之间的依赖关系, 结果显示随着载流子浓度的增加, 自旋弛豫时间常数并非单调变化, 而是在  $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  出现一个峰值 (如图 5 实心方块所示)。我们利用相同的方法研究了 InP 的自旋弛豫时间常数与载流子浓度的依赖关系, 结果与 CdTe 类似, 出现一个最大值。在实验上, 这种依赖关系从未被报道过, 也不能用传统的 DP 机制进行解释。

传统观点认为电子-电子库仑散射对动量弛豫时间没有贡献, 从而也不会影响电子的自旋弛豫时间。J. H. Jiang 等<sup>[26]</sup> 利用全微观动力学自旋布洛赫方程研究了 III-V 族半导体体材料的电子自旋弛豫机制, 提出了与传统的自旋弛豫机制不同的观点。他们认为, 在非均匀展宽系统中, 任何散射, 包括自旋守恒电子-电子库仑散射, 均能引起电子自旋弛豫。研究表明, 电子自旋弛豫时间常数随温度和载流子浓度的变化不是单调的, 而是出现一个峰值, 这与传统的弛豫机制是相违背的。动量弛豫时间与温度和浓度的关系为

$$\begin{cases} \tau_p \propto n^{2/3} / T^2, & T \ll T_F \\ \tau_p \propto T^{3/2} / n, & T \gg T_F \end{cases} \quad (1)$$

式中  $T_F$  表示费米温度。根据 (1) 式可知, 以费米温度为界, 动量弛豫时间与温度和浓度的依赖关系不同, 因为自旋弛豫时间与动量弛豫时间成反比, 即  $\tau_s^{DP} \propto \tau_p^{-1}$ , 因此自旋弛豫时间与温度和浓度的关系曲线出现峰值是正常的。2008 年, X. Z. Ruan 等<sup>[27]</sup> 报道了电子自旋弛豫时间随着温度的变化出现峰值, 而本文的实验结果证实了自旋弛豫时间随载流子的浓度变化同样会出现峰值。

## 5 结 论

利用飞秒时间分辨抽运探测反射技术, 研究了 CdTe 和 InP 中电子的自旋弛豫动力学。CdTe 与 InP 虽

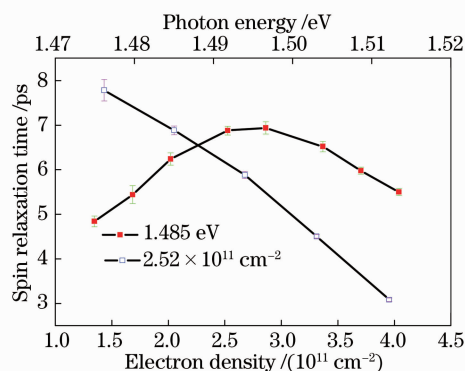


图 5 电子自旋弛豫时间常数随着激发光子能量 (空心方格) 和载流子浓度 (实心方格) 的变化

Fig. 5 Time constants of electron spin relaxation as a function of electron density (hollow square) and photon energy (solid square)

然属于不同的族,但是带隙结构类似,都是直接带隙半导体。结果表明,室温下 CdTe 的自旋弛豫过程比 InP 的快,只有几个皮秒。随着激发光子能量的增加,自旋弛豫时间常数单调减小;但是随着载流子的浓度的增加,自旋弛豫时间常数先增加,达最大值后再减小。这一结果与传统 DP 机制相违背。主要是因为传统观点认为库仑相互作用对动量弛豫没有贡献,从而对自旋弛豫也没有影响。而本文的实验结果考虑库仑相互作用的影响,利用全微观动力学自旋布洛赫方程所预言的自旋弛豫时间随着载流子浓度的变化会出现一个峰值的结果相一致。所以,库仑相互作用对电子自旋弛豫仍然具有重要的贡献。

### 参 考 文 献

- 1 I. Žutić, J. Fabian, S. Sarma. Spintronics: Fundamentals and applications[J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2004, **76**(2): 323~410
- 2 P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang *et al.*. Layered magnetic structures: evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, **57**(19): 2442~2445
- 3 M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert *et al.*. Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001)Cr magnetic superlattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, **61**(21): 2472~2475
- 4 Zhao Yang. Control the beam switch using electron spin[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2007, **44**(5): 9  
朝 阳. 利用电子自旋控制光束开关[J]. *激光与光电子学进展*, 2007, **44**(5): 9
- 5 R. J. Seymour, R. R. Alfano. Time-resolved measurement of the electron-spin relaxation kinetics in GaAs[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1980, **37**(2): 231~233
- 6 Atsushi Tackeuchi, Shunichi Muto, Tsuguo Inata *et al.*. Direct observation of picosecond spin relaxation of excitons in GaAs/AlGaAs quantum wells using spin-dependent optical nonlinearity[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **56**(22): 2213~2215
- 7 A. Tackeuchi, O. Wada, Y. Mishikawa. Electron spin relaxation InGaAs/InP multiple-quantum well[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, **70**(9): 1131~1133
- 8 T. S. Lai, L. N. Liu, Q. Shou *et al.*. Elliptically polarized pump-probe spectroscopy and its application to observation of electron-spin relaxation in GaAs quantum wells[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2004, **85**(18): 4040~4042
- 9 T. S. Lai, X. D. Liu, H. H. Xu *et al.*. Elliptically polarized absorption spectroscopy and observation of spin coherence in intrinsic GaAs[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2005, **87**(26): 262110
- 10 J. J. Baumberg, D. D. Awschalom. Femtosecond Faraday rotation in spin-engineered heterostructures[J]. *J. Appl. Phys.*, 1994, **75**(10): 6199~6204
- 11 Jiang Zheng, Wang Tao, Wang Bing *et al.*. Transient characteristics in all-optical switching using electron spin relaxation [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(7): 1374~1378  
蒋 振,王 涛,王 冰 等. 基于电子自旋弛豫全光开关中的瞬态特性[J]. *光学学报*, 2008, **28**(7): 1374~1378
- 12 F. Meier, B. P. Zakharchenga. Optical Orientation[M]. Amsterdam: North-Holland, 1984. 1~72
- 13 Xu Haihong, Jiao Zhongxing, Liu Xiaodong *et al.*. Studies on the temperature and energy dependence of  $g$  factor in GaAs by femtosecond laser absorption quantum beats[J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(5): 2618~2622  
徐海红,焦中兴,刘晓东 等. GaAs 中电子  $g$  因子的温度和能量依赖性的飞秒激光吸收量子拍研究[J]. *物理学报*, 2006, **55**(5): 2618~2622
- 14 A. V. Kimel, F. Bentivegna, V. N. Gridnev *et al.*. Room-temperature ultrafast carrier and spin dynamics in GaAs probed by the photo-induced magneto-optical Kerr effect[J]. *Phys. Rev. B*, 2001, **63**(23): 235201
- 15 A. V. Kimel, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev *et al.*. Ultrafast dynamics of the photo-induced magneto-optical Kerr effect in CdTe at room temperature[J]. *Phys. Rev. B*, 2000, **62**(16): R10610~R10613
- 16 Hong Ma, Zuanming Jin, Guohong Ma *et al.*. Photon energy and carrier density dependence of spin dynamics in bulk CdTe crystal at room temperature[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2009, **94**(24): 241112
- 17 Jin Zuanming, Ma Hong, Li Dong *et al.*. Carrier dynamics of intrinsic CdTe by pump-probe reflection spectroscopy[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(8): 2343~2346  
金钻明,马 红,李 栋 等. 抽运-探测反射技术研究本征 CdTe 的载流子动力学[J]. *光学学报*, 2009, **29**(8): 2343~2346
- 18 Y. Chen, T. Okuno, Y. Masumoto *et al.*. Spin relaxation in CdTe quantum dots[J]. *Phys. Rev. B*, 2005, **71**(3): 033314
- 19 K. C. Hall, S. W. Leonard, H. M. van Driel *et al.*. Subpicosecond spin relaxation in GaAsSb multiple quantum wells[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, **75**(23): 3665~3667
- 20 T. F. Boggess, J. T. Olesberg, C. Yu *et al.*. Room-temperature electron spin relaxation in bulk InAs[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2000, **77**(9): 1333~1335

- 21 Bo Li, Maria C. Tamargo, Carlos A. Meriles. Electron spin dynamics in Fe-doped InP[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, **91**(22): 222114
- 22 A. V. Kimel, A. A. Tsvetkov, A. Kirilyuk *et al.*. Picosecond dynamics of bleaching and spin splitting in InP revealed by the photoinduced magneto-optical Kerr effect near the spin-orbit split-off exciton transition[J]. *Phys. Rev. B*, 2004, **69**(16): 165214
- 23 M. I. D'yakonov, V. I. Perel', V. L. Berkovits *et al.*. Optical effects due to polarization of nuclei in semiconductors[J]. *Sov. Phys. JETP*, 1975, **40**: 950
- 24 R. J. Elliott. Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors[J]. *Phys. Rev.*, 1954, **96**(2): 266~279
- 25 G. L. Bir, A. G. Aronov, G. E. Pikus. Spin relaxation of electrons due to scattering by holes[J]. *Sov. Phys. JETP*, 1976, **42**: 705
- 26 J. H. Jiang, M. W. Wu. Electron-spin relaxation in bulk III-V semiconductors from a fully microscopic kinetic spin Bloch equation approach[J]. *Phys. Rev. B*, 2009, **79**(12): 125206
- 27 X. Z. Ruan, H. H. Luo, Yang Ji *et al.*. Effect of electron-electron scattering on spin dephasing in a high-mobility low-density two-dimensional electron gas[J]. *Phys. Rev. B*, 2008, **77**(19): 193307