

自旋极化度对GaAs量子阱中吸收饱和效应与载流子复合动力学的影响研究*

方少寅 陆海铭 赖天树†

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 物理科学与工程学院, 广州 510275)

(2015年2月7日收到; 2015年4月2日收到修改稿)

本文研究了(001) GaAs量子阱薄膜中重空穴激子近共振抽运-探测的载流子自旋弛豫动力学, 发现载流子的自旋极化对传统的线偏振光吸收饱和效应和载流子复合动力学都有影响. 进一步的抽运流依赖的自旋弛豫和复合动力学研究表明, 自旋极化对线偏振光的吸收饱和效应的影响随抽运流降低而变弱. 在低激发流时, 自旋极化对线偏振吸收饱和效应的影响才可忽略. 然而, 又显现出自旋极化对复合动力学的影响. 分析表明复合动力学的自旋极化依赖性起源于重空穴激子形成浓度的自旋极化依赖性. 复合动力学的自旋极化依赖性表明自旋弛豫时间计算中所涉及的复合时间应该使用自旋极化载流子的复合时间. 基于二维质量作用定律的激子浓度计算表明, 库仑屏蔽效应对激子形成的影响在较低激发载流子浓度下可以忽略.

关键词: 圆偏振光抽运-探测光谱, GaAs量子阱, 吸收饱和, 复合寿命

PACS: 72.25.Rb, 73.21.Fg, 78.47.jb, 72.20.Jv

DOI: 10.7498/aps.64.157201

1 引言

近年来, 超大规模集成芯片的集成度受到热耗散限制, 增长缓慢; 进一步提升集成度还会引起量子尺寸效应. 为了克服这些问题, 进一步大幅度提升集成度, 自旋电子学被提出^[1]. 之后, 半导体中电子自旋相关的各种效应成为近十多年的国际前沿研究热点之一, 其中自旋弛豫和输运动力学的研究最为广泛和深入, 并已取得重要进展. Lai和Teng等研究了GaAs薄膜中电子自旋相干弛豫动力学, 发现吸收量子拍的相位会随电子过超能量增大而反相, 揭示出自旋依赖的轻重空穴带跃迁强度反转^[2,3]; Zhao等研究了p型掺杂GaAs中电子自旋和相干弛豫动力学及其随温度、掺杂浓度的变化, 发现p型掺杂GaAs中自旋弛豫的主要机理仍然是DP机理^[4]; Yu等发明了一种高灵敏度的

瞬态自旋光栅的局部点圆二色测量光谱, 并用于n-GaAs的电子自旋输运动力学研究, 首次获得了体GaAs薄膜的电子自旋扩散系数^[5]; Weber等使用瞬态自旋光栅衍射技术研究了GaAs量子阱中电子自旋输运动力学, 发现了新的自旋电子库仑拖拽 (spin Coulomb drag) 效应^[6]; Wu等系统的理论研究研究了GaAs及其量子阱中电子自旋和相干弛豫机理, 发现DP自旋弛豫机理是主要的, 即使在p型掺杂情况也如此^[7]; Chen等发明了一种透射光栅调制的圆二色抽运-探测吸收光谱, 并用于研究(110) GaAs量子阱的自旋双极扩散输运动力学, 首次获得了电子自旋双极扩散系数随激发载流子浓度变化的关系^[8]; Ma等研究了CdTe晶体中电子自旋弛豫动力学^[9]; Luo等研究了GaAs/AlGaAs异质结中电子自旋相干弛豫动力学, 发现电子自旋相干时间随温度非单调变化^[10]; Chai等理论研究了k立方项Dresselhaus自旋-轨道耦合对二维电子气

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CB922403), 国家自然科学基金 (批准号: 11274399, 61475195) 和广东省自然科学基金 (批准号: 2104A030311029) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: stslts@mail.sysu.edu.cn

中持续自旋螺旋态的弛豫时间的影响^[11]; Gu等研究了GaAs和GaMnAs半导体中电子自旋弛豫动力学, 确定电子 g 因子符号为负^[12]. Weng等理论预测电子的初始自旋极化度对自旋退相动力学有显著影响^[13], 后来被Stich等的实验证实^[14,15]. 这些研究主要是关注自旋极化感应的新现象. 然而, 自旋极化对传统的物理现象是否也会产生影响? 对此方面的问题关注未见报道. 如自旋极化对半导体的吸收饱和效应和载流子复合动力学是否会产生影响? 至今尚未见专门的研究报道. 实际上这些问题直接影响自旋弛豫动力学的精确测量, 因为自旋弛豫动力学是和载流子复合动力学同时发生的, 只有获得了准确的载流子复合寿命后, 才能分离出准确的自旋弛豫时间. 目前广泛使用无自旋极化的载流子复合寿命作为自旋弛豫动力学中的载流子复合寿命, 对此做法是否合理? 尚未受到关注. 然而, Teng等实验观察到GaAs薄膜中无自旋极化载流子的复合动力学曲线并不通过自旋进动感应的吸收量子拍的中心^[16,17], 似乎显示电子自旋极化对复合动力学具有影响. 因此, 本文对此问题开展了深入研究. 实验发现自旋极化度不仅会影响载流子的复合动力学, 而且还会明显影响线偏振光的吸收饱和效应. 我们的研究表明自旋弛豫动力学中的载流子复合寿命并不等于无自旋极化载流子的复合寿命. 这一发现对于自旋弛豫动力学的准确测量具有重要实际意义.

2 实验

实验研究样品为沿(001)向、分子束外延生长在GaAs衬底上的GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As多量子阱结构. 它由11周期组成, 其中GaAs阱宽度为6 nm, Al_{0.3}Ga_{0.7}As垒宽度为10 nm. GaAs衬底通过研磨和选择性化学刻蚀去除. 薄膜样品吸附在透明的宝石片上.

飞秒激光脉冲由自锁模钛宝石激光振荡器产生, 脉冲宽度约100 fs, 重复率约93 MHz, 中心波长可在750—860 nm可调节. 飞秒脉冲通过传统的时间分辨抽运-探测装置, 出射的抽运和探测光束通过一个凸透镜聚焦在样品上同一点, 光斑直径约为50 μm . 抽运和探测光束中分别插入一个消色差的宽带1/4波片, 以控制它们的圆偏振度. 探测

光的透射变化由光电二极管探测, 并由锁相放大器测量. 所有实验测量在室温下完成.

3 自旋极化对吸收饱和效应的影响

样品的透射光谱首先被测量, 如图1中插图所示, 显示重空穴激子吸收峰XH约在1.5 eV处. 因此, 调节飞秒激光的中心波长到826 nm(1.504 eV), 实现重空穴激子的近共振激发与探测. 图1中给出了GaAs量子阱在15 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ 的抽运光激发下, 不同抽运和探针偏振组合下的瞬态吸收变化率($\Delta T/T$)的时间演化. 图中标注为(σ_+ , σ_+)曲线(蓝色虚线)是右旋圆偏振光(σ_+)激发, 右旋圆偏振光探测的动力学曲线; 而(σ_+ , σ_-)(空心圆线)为右旋圆偏振光激发, 左旋圆偏振光(σ_-)探测的动力学曲线. 它们反映了圆偏振抽运光注入的电子自旋极化的弛豫动力学. 两者在约200 ps后重合, 显示电子自旋弛豫的结束. 标注为($-$, $-$)的曲线为相同流密度(15 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$)的线偏振抽运光激发, 平行线偏振光探测的瞬态透射率随延迟时间变化曲线. 众所周知, 它反映了载流子的复合动力学. 然而, 与先前的报道比较, 反常的是在自旋弛豫结束前(<200 ps), ($-$, $-$)曲线不仅不在(σ_+ , σ_+)和(σ_+ , σ_-)曲线的中间, 而且在电子自旋弛豫结束后(>200 ps), ($-$, $-$)曲线也不与(σ_+ , σ_+)和(σ_+ , σ_-)曲线重合^[4,5,8,9]. Teng等^[16,17]曾经在GaAs体薄

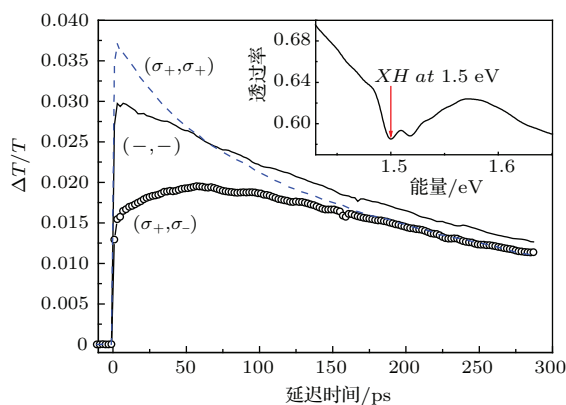


图1 (网刊彩色) 抽运能量密度为15 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ 下, 不同抽运与探针偏振组合下的瞬态吸收饱和和动力学(插图为GaAs量子阱的透过谱, HX为第重空穴吸第一激子吸收峰)

Fig. 1. (color online) Time evolution of transient absorption under an excitation density of 15 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ for different polarization combination of pump and probe. The inset shows the transmission spectrum of GaAs quantum wells. HX indicate the absorption peak of first exciton of heavy hole.

膜中观察到 $(-, -)$ 曲线在自旋进动结束前偏离吸收振荡量子拍中心,但在自旋进动结束后仍会与 (σ_+, σ_+) 曲线重合.然而,此处图1显示即使电子自旋弛豫已经完全结束, $(-, -)$ 曲线也还是在曲线 (σ_+, σ_+) 之上.这种现象预示着两种可能性:一是圆偏振抽运光比线偏振抽运光的激发效率低;二是自旋极化电子的复合速率加快.由于泡利不相容原理,圆偏振光可能比线偏振光更容易出现吸收饱和效应,因为圆偏振光激发只选择注入 $|+1/2\rangle$ 或 $|-1/2\rangle$ 自旋导带,而线偏振光激发同时注入 $|+1/2\rangle$ 和 $|-1/2\rangle$ 自旋导带,此即为自旋依赖的吸收饱和效应.因而,我们首先测试第一种可能性.开展了抽运激发流依赖实验.

图2所示为不同激发能量流下载流子复合 $((-, -))$ 与自旋弛豫 $((\sigma_+, \sigma_+), (\sigma_+, \sigma_-))$ 动力学曲线,注意同一组 $(-, -)$, (σ_+, σ_+) 和 (σ_+, σ_-) 实验具有相同的抽运激发流.显示随着激发光能量流从 $100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 减弱到 $4.5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, $(-, -)$ 曲线(空

心方块)逐渐向 (σ_+, σ_+) 与 (σ_+, σ_-) 曲线的中间趋近,并最终实现与自旋弛豫结束后的 (σ_+, σ_+) 与 (σ_+, σ_-) 曲线重合,如图2(a)所示.当激发光能量流达到 $7.5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 时(图2(b)), $(-, -)$ 就已经开始偏离中间位置,并且其尾部略高于 (σ_+, σ_+) 与 (σ_+, σ_-) 重合时的强度.当激发能量流达到 $100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 时,如图2(f)所示, $(-, -)$ 曲线即使在刚激发后(零延迟附近),各种动力学过程尚未显著发生时已完全强于 (σ_+, σ_+) 曲线.这充分说明了线偏振抽运激发的载流子浓度高于圆偏振抽运激发的.换句话说,自旋极化电子的注入效率低于无自旋极化电子的注入效率,或者说吸收饱和效应是自旋极化依赖的.图2(f)中两条实线进一步明确显示了自旋极化对吸收饱和效应的影响.它们是在同一激发流但不同圆偏振度的抽运光激发下,线偏振光探测的动力学.显然,吸收饱和随自旋极化度(抽运的圆偏振度)增加而减小.

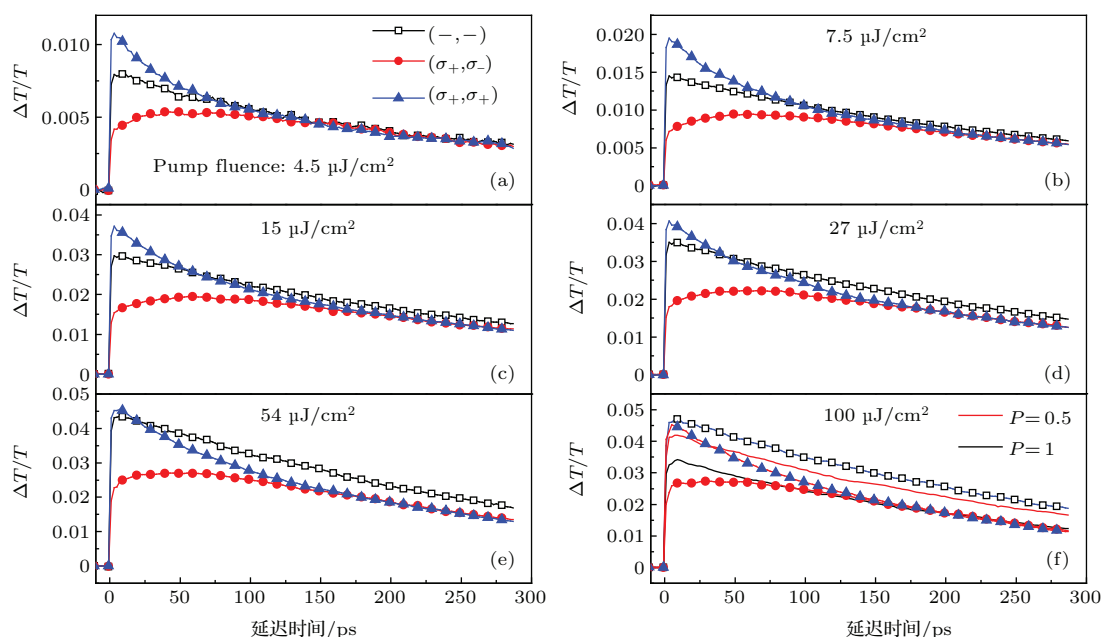


图2 (网刊彩色) 载流子复合与自旋弛豫动力学的激发能流依赖性

Fig. 2. (color online) Excitation fluence dependence of the dynamics of carrier recombination and spin relaxation.

为了定量显示自旋极化对吸收饱和的影响,图3所示显示了 $(-, -)$ 和 (σ_+, σ_+) 动力学的峰值幅度(出现在零延迟附近)随抽运激发流的变化.显然,自旋极化载流子 (σ_+, σ_+) 注入的吸收饱和和增长快于无自旋极化 $(-, -)$ 注入的增长.当趋近饱和后($>70 \mu\text{J}/\text{cm}^2$),无自旋极化的吸收饱和和显得略

大于自旋极化的吸收饱和.这可能是空穴自旋的快速反转引起的,因为 (σ_+, σ_+) 动力学中,已发生自旋反转的空穴的带填充效应是不能由 σ_+ 探测光测量到的.上述吸收饱和效应的自旋极化依赖性可以基于GaAs量子阱中光激发跃迁的选择定则解释,因为 σ_+ 共振激发重空穴激子态,只能激发

$|-3/2\rangle \rightarrow |-1/2\rangle$ 唯一过程, 而线偏振激发能同时激发 $|-3/2\rangle \rightarrow |-1/2\rangle$ 和 $|3/2\rangle \rightarrow |1/2\rangle$ 两过程. 所以, 自旋极化注入导致单个自旋态的饱和度高于非自旋极化注入的双自旋态的饱和度.

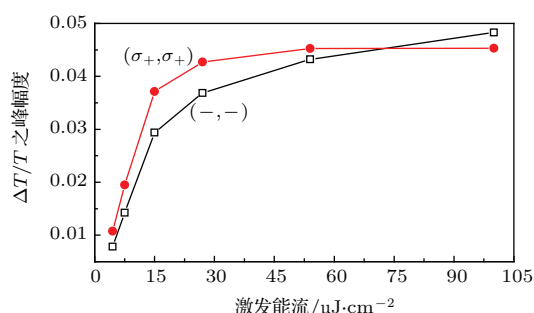


图3 (网刊彩色) 吸收饱和峰值随激发流变化

Fig. 3. (color online) Excitation fluence dependence of peak amplitude of transient absorption saturation.

4 自旋极化对复合动力学的影响

Teng 等^[16,17] 在 GaAs 体薄膜中观察到, 在自旋退相干期间, $(-, -)$ 动力学并不通过 (σ_+, σ_+) 吸收量子拍的中心. 这似乎暗示自旋极化可能对复合动力学有影响. 为此, 我们开展此问题的深入实验研究. 研究不同自旋极化度(对应抽运光的不用圆偏振度)的载流子的复合动力学, 即使用线偏振探测光测量. 上面的研究表明自旋极化度影响注入效率, 进而影响注入载流子浓度. 为了排除浓度影响, 我们开展低浓度的复合动力学研究. 如图2和图3所示, 在低激发流下线偏振和圆偏振光注入效率接近. 图4(a)所示为在 $3.5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 低能量流(载流子浓度约为 $6.6 \times 10^{10}/\text{cm}^2$ 量级), 但不同圆偏振度的抽运光激发下, 线偏振测量的动力学曲线. 首先可以看到所有动力学曲线的峰强度几乎一致, 暗示激发载流子浓度随圆偏振变化可以忽略, 但呈现明显不同的衰减动力学. 随着激发圆偏振度的增加, 载流子复合动力学衰减变快, 如图中所示, 对应 $P = 0$ 黑色实线动力学衰减最慢. 随着圆偏振度 P 的增加到0.5和0.87, 复合动力学依次加快, 分别如红色和绿色实线所示. 当 $P = 1$ 时, 复合动力学衰减最快, 如蓝色实线所示. 因此, 我们的实验的确演示了自旋极化度对复合动力学的影响.

为了定量理解这种影响的大小和理解这种效应的物理机理, 我们拟对动力学数据进行定量分析. 首先使用单指数最优化拟合动力学, 发现不能很好的拟合初始几十皮秒范围的衰减动力学. 再仔细观

察图4(a)发现, 前30 ps 内的确有一个快衰减过程. 因此, 使用双指数和函数: $A_1 e^{-t/T_1} + A_2 e^{-t/T_2}$, 最优化拟合图4(a)实验数据, 拟合结果如图4(a)中右上插图所示, 拟合结果非常好. 拟合获得的参数如4(b)所示. 快衰减过程时间常数 $T_1 \approx 36$ ps, 而慢衰减过程时间常数 $T_2 \approx 328$ ps, 两者几乎不随自旋极化度变化. 然而, 快慢两过程的相对强度则明显依赖自旋极化度, 如图4(b)中 $R_1 (= A_1/(A_1 + A_2))$ 和 $R_2 (= A_2/(A_1 + A_2))$ 标注曲线所示. 快衰减过程的相对强度 R_1 随自旋极化度增加而略微增强, 而慢衰减过程的相对强度 R_2 则减弱. 正是这两个过程的强度, 而不是寿命随自旋极化度变化, 导致了总的复合动力学随自旋极化度变化. 使用单指数拟合图4(a)中复合动力学, 获得的复合寿命随自旋极化度变化如图4(b)中 T 标注曲线(空心圆点)所示, 随自旋极化度增加而慢慢变小. 它应该反映了快、慢衰减两过程寿命的加权平均, 即 $\tau = R_1 \times T_1 + R_2 \times T_2$, 如图4(b)中空

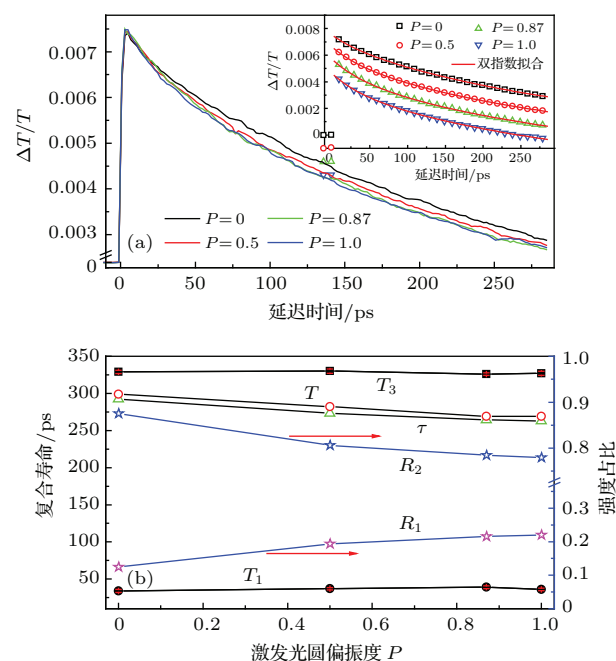


图4 (网刊彩色) (a) $3.5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 能流激发下载流子复合动力学的激发光圆偏振度依赖性(插图中实线显示双指数和函数的最优拟合); (b) 复合寿命, 激子与自由载流子占比随抽运光圆偏振度变化

Fig. 4. (color online) (a) Dependence of carrier combination dynamics on circular polarization of pump beam under a low excitation fluence of $3.5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. Inset shows the best fitting to experimental dynamics with a double exponential sum function; (b) Recombination lifetime and the fraction of free carriers and excitations in photoexcited carriers versus the circular polarization of pump pulses.

三角点所示, 它的确与空心圆点非常接近. 这定量地表明自旋极化度影响复合动力学是通过影响快、慢两衰减过程的相对强度, 而不是各自的寿命来影响总体复合动力学的.

然而, 这两个快、慢衰减过程起源于什么? 我们尝试把快过程归咎于激子的复合, 而指派慢过程于电子空穴复合. 首先, Kumar 等^[18]实验上的确观察到室温下的激子发光, 表明室温下激子是可以存在的. 其次, 理论上也表明室温下自由载流子和激子可以共存. 在不考虑库仑屏蔽效应时, 它们的浓度满足所谓的二维质量作用定律 (2D mass action law)^[18,19],

$$\frac{(N_0 - N_x)^2}{N_x} = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} kT e^{-B/kT}, \quad (1)$$

式中 N 和 N_x 分别为激发载流子浓度和平衡激子浓度, $(N_0 - N_x)$ 为平衡自由载流子浓度; m^* 为电子与空穴的约化质量; k 为玻尔兹曼常数, T 为绝对温度, B 为激子结合能, $\hbar = h/2\pi$, h 为普朗克常数. 代入本实验中参数: $T = 300$ K, $B \approx 10$ meV, $kT \approx 26$ meV, $m^* = 0.0583m_0$, $N_0 = 6.6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 入方程 (1), 计算得平衡激子浓度为 $N_x = 0.82 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. 所以, $N_x/N = 12.5\%$. 这与图 4(b) 中显示的激子占比 R_1 在 10%—22% 间变化符合得相当好. 同时, 这一定量计算结果也表明在我们实验的低浓度范围内, 库仑屏蔽效应对激子形成的影响可以忽略. 再其次, Christen 等^[20]仔细分析了 GaAs 量子阱中发光动力学及其随温度和激发载流子浓度的变化, 也发现激子衰减特征即使在室温下也存在, 发光衰减动力学不能用单指数衰减拟合好. 并且发光衰减动力学并不明显依赖于激发载流子浓度. 并得出结论: 在低于 10^{17} cm^{-3} 激发浓度下, 复合动力学主要呈现激子复合特征, 而在大于 10^{18} cm^{-3} 激发浓度下, 复合动力学主要呈现自由电子-空穴复合特征. 而在 10^{17} cm^{-3} 和 10^{18} cm^{-3} 激发浓度之间, 复合动力学是呈现激子与自由载流子复合的混合特征. 而我们实验中激发载流子浓度为 $1.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 所以, 呈现激子复合与自由载流子复合共存也是合理的. 此外, Christen 等的结论也表明库仑屏蔽效应对激子形成的影响主要在高激发浓度区, 因为按照方程 (1), 激子浓度占比应该正比于激发载流子浓度, 而 Christen 等的结论却表明在高激发浓度区激子占比降低. 这应该是库仑屏蔽效应抑制了激子的形成.

基于上面的讨论, 自旋极化度对复合动力学的影响是通过调控激子与自由载流子成份的相对强度来实现的. 至于自旋极化度调控激子成份强度的机理, 我们目前尚未完全理解. 目前的载流子-声子作用形成激子理论^[21]尚未考虑载流子的自旋极效应, 也不能解释我们的新的实验现象. 因而, 这一问题有待进一步深入研究.

上述研究表明, 对 GaAs 量子阱样品, 自旋极化度对复合动力学有影响. 那么在自旋弛豫动力学研究中, 计算载流子的自旋弛豫时间 T_s 公式 $1/T_{rs} = 2/T_s + 1/T_r$ 中 (T_{rs} 为实验测量到的自旋弛豫动力学的时间常数), 复合时间常数 T_r 应该使用自旋极化载流子的复合寿命, 而不应该像目前报道中那样采样用无自旋极化的载流子的复合寿命.

5 结 论

实验上观察到了载流子自旋极化对线偏振光吸收饱和效应和载流子复合动力的影响. 发现线偏振探针的吸收饱和效应随抽运注入载流子的自旋极化度增加而变弱, 原因是自旋极化载流子的光注入效率低于非自旋极化载流子的效率, 因为圆偏振光激发更容易出现饱和效应. 只有在低激发流时, 自旋极化对线偏振光的吸收饱和效应的影响可以忽略. 然而, 此时自旋极化对复合动力学的影响显现出来, 复合动力学曲线的尾部强度随自旋极化度增加而变弱, 即复合动力学加快. 原因是复合动力学过程包含激子复合和电子空穴自由载流子复合两过程. 自旋极化并不影响这两复合过程的时间常数, 但影响这两过程的强度. 激子复合过程的强度随自旋极化度增加而增强, 而激子复合寿命 (~ 36 ps) 又显著短于电子空穴的复合寿命 (~ 328 ps), 进而导致总的复合动力学随自旋极化度增加而加速. 复合动力学的自旋极化度依赖性提醒我们, 计算自旋弛豫时间常数时所涉及的复合寿命应该使用同样自旋极化度下测量的复合寿命, 而不是无自旋极化的载流子复合寿命. 库仑屏蔽效应对激子形成的影响在本实验的低激发载流子浓度区可忽略.

参考文献

- [1] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, Daughton J M, Von Molna S, Roukes M L, Chtchelkanova A Y, Treger D M 2001 *Science* **294** 1488

- [2] Lai T S, Teng L H, Jiao Z X, Xu H H, Lei L, Wen J H, Lin W Z 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 062110
- [3] Teng L H, Yu H L, Zuo F Y, Wen J H, Lin W Z, Lai T S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6598 (in Chinese) [滕利华, 余华梁, 左方圆, 文锦辉, 林位株, 赖天树 2008 物理学报 **57** 6598]
- [4] Zhao C B, Yan T F, Ni H Q, Niu Z C, Zhang X H 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 012406
- [5] Yu H L, Zhang X M, Wang P F, Ni H Q, Niu Z C, Lai T S 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 202109
- [6] Weber C P, Gedik N, Moore J E, Orenstein J, Stephens J, Awschalom D D 2005 *Nature* **437** 1330
- [7] Wu M W, Jiang J H, Weng M Q 2010 *Physics Reports* **493** 61
- [8] Chen K, Wang W F, Wu J D, Schuh D, Wegscheider W, Korn T, Lai T S 2012 *Optics Express* **20** 8192
- [9] Ma H, Jin Z M, Ma G H, Liu W M, Tang S H 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 241112
- [10] Luo H H, Qian X, Ruan X Z, Ji Y, Umansky V 2009 *Phys. Rev. B* **80** 193301
- [11] Chai Z, Hu M J, Wang R Q, Hu L B 2014 *Chin. Phys. B* **23** 027201
- [12] Gu X F, Qian X, Ji Y, Chen L, Zhao J H 2011 *Chin. Phys. B* **20** 087503
- [13] Weng M Q, Wu M W 2003 *Phys. Rev. B* **68** 075312
- [14] Stich D, Zhou J, Korn T, Schulz R, Schuh D, Wegscheider W, Wu M W, Schüller C 2007 *Phys. Rev. B* **76** 205301
- [15] Stich D, Zhou J, Korn T, Schulz R, Schuh D, Wegscheider W, Wu M W, Schüller C 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 176401
- [16] Teng L H, Yu H L, Huang Z L, Wen J H, Lin W Z, Lai T S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6593 (in Chinese) [滕利华, 余华梁, 黄志凌, 文锦辉, 林位株, 赖天树 2008 物理学报 **57** 6593]
- [17] Teng L H, Wang X, Ge W, Lai T S 2011 *Semicond. Sci. Technol.* **26** 095012
- [18] Kumar R, Prabhu S S, Vengurlekar A S 1997 *Phys. Scripta* **56** 308
- [19] Chemla D S, Miller D A B, Smith P W, Gossard A C, Wiegmann W 1984 *IEEE J. Quan. Elec.* **20** 265
- [20] Christen J, Bimberg D 1986 *Surface Sci.* **174** 261
- [21] Gulia M, Rossi F, Molinari E, Selbmann P E, Lugli P 1997 *Phys. Rev. B* **55** R16049

Effects of spin polarization on absorption saturation and recombination dynamics of carriers in (001) GaAs quantum wells^{*}

Fang Shao-Yin Lu Hai-Ming Lai Tian-Shu[†]

(State Key laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, School of Physics and Engineering, Sun Yat-Sen University, Guangzhou 510275, China)

(Received 7 February 2015; revised manuscript received 2 April 2015)

Abstract

In this paper, the ultrafast dynamics of spin relaxation and recombination of photoexcited carriers has been studied in (001) GaAs quantum wells using a time-resolved pump-probe absorption spectroscopy under a nearly resonant excitation of heavy-hole excitons. It is found that the spin polarization of carriers influences both absorption saturation of linear polarized light and recombination dynamics of carriers. Pump fluence dependence of the ultrafast dynamics of spin relaxation and recombination of carriers is further studied, which shows that the effect of spin polarization on linearly polarized absorption saturation is reduced with lowering pump fluence. Spin-polarization-dependent absorption saturation effect can be ignored only as the pump fluence is weak. However, spin-polarization dependence of recombination dynamics is presented in turn at low pump fluence. Our analysis shows that such dependence originates from the spin-polarization dependence of the density of excitons formed in the excited carriers because recombination time constants of excitons and free carriers are very different so that the ratio of exciton density to free carrier density can influence the recombination dynamics. The spin-polarization dependence of ultrafast recombination dynamics of photoexcited carriers implies that the recombination time constant in the calculation of spin relaxation time from spin relaxation dynamics should be the recombination time of spin-polarized carriers, rather than the recombination lifetime of non-spin-polarized carriers as done currently. Exciton density is estimated based on 2D mass action law, which agrees very well with our experimental results. The good agreement between theoretical calculation and experimental results reveals that the effect of Coulomb screening on the formation of excitons may be ignored for a lower excited carrier density.

Keywords: circularly polarized pump-probe spectroscopy, GaAs quantum wells, absorption saturation, recombination dynamics

PACS: 72.25.Rb, 73.21.Fg, 78.47.jb, 72.20.Jv

DOI: 10.7498/aps.64.157201

^{*} Project supported by the State Key program for Basic Research of China (Grant No. 2013CB922403), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274399, 61475195), and the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 2014A030311029).

[†] Corresponding author. E-mail: stslts@mail.sysu.edu.cn