

本征 GaAs 中电子自旋极化的能量演化研究^{*}

滕利华 余华梁 左方圆 文锦辉 林位株 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)

(2008 年 4 月 13 日收到, 2008 年 5 月 12 日收到修改稿)

采用时间分辨圆偏振光抽运-探测光谱, 研究 9.6 K 温度下本征 GaAs 中电子自旋相干弛豫动力学, 发现反映电子自旋相干的吸收量子拍的振幅随光子能量的增加呈非单调性变化. 考虑自旋极化依赖的带填充效应和带隙重整化效应, 发展了圆偏振光抽运-探测光谱的理论模型. 该模型表明量子拍的振幅依赖于所探测能级的电子初始自旋极化度, 自旋探测灵敏度以及带填充因子, 三者的乘积导致了量子拍振幅的非单调变化, 与实验结果一致. 给出了能级分裂的二能级系统中电子自旋极化度定义. 发现在高能级上可以获得 100% 的初始电子自旋极化度.

关键词: 圆偏振光抽运-探测光谱, 吸收量子拍, 电子自旋极化度, GaAs

PACC: 7847, 6740F, 7730, 7280E

1. 引言

半导体中电子的自旋自由度以其在自旋电子器件以及量子计算等方面的潜在应用前景而日益引起人们的关注^[1, 2]. 已经提出自旋晶体管模型^[2]和利用电子自旋量子位进行量子计算的设想^[3]. 然而, 这些应用都依赖于高的自旋极化和长寿命的相干弛豫的获得. 目前发展的自旋极化电子的注入方法主要有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, 由于铁磁金属的电导率远远大于半导体的电导率^[4], 这种方法注入效率极低, 仅为 4.5%^[5]. 光注入法利用圆偏振光激发半导体中的价带电子, 向导带中注入自旋偏振电子. 圆偏振光注入法的注入效率非常高, 已经在电子自旋偏振的弛豫^[6]、输运^[7, 8]以及自旋存储^[9]等研究中取得广泛进展. 然而, 利用圆偏振光注入法在 GaAs 带底附近通常只能获得小于 0.5 的电子初始自旋极化度^[10, 11], 仍不能满足自旋电子器件发展的要求, Wesseli 等人^[12]从实验上发现导带中电子的自旋不平衡与电子过超能量有关, 那么, 导带中电子自旋极化度是否与电子过超能量有关? 是否可以在较高能级上获得较大的电子初始自旋极化度? 目前尚未见研究报道, 但这是一个重要的问题, 因为如果能在较

高能级上获得较大的电子初始自旋极化度, 而电子浓度又不会明显降低, 那么, 可以设计 GaAs 基自旋电子器件工作在该能级上. 因此, 深入的研究 GaAs 半导体中电子自旋极化的能量演化, 既是加深对半导体自旋电子学物理基础认识的需要, 也是自旋电子器件发展的需要. 本文正是对这一问题展开了深入研究, 发展了时间分辨圆偏振光饱和和透射抽运-探测光谱的理论模型, 定义了导带中能量分裂二能级系统的初始电子自旋极化度, 发现在高能级上的确可以获得接近 100% 的初始电子自旋极化度, 而量子拍的振幅并非仅由电子初始自旋极化度决定.

2. 实验及结果讨论

厚度为 0.5 μm 的 GaAs 薄膜样品由分子束外延 (MBE) 沿 (001) 方向生长, 无应力分子吸附在宝石片衬底上, 并置于液氮闭路循环制冷低温光学装置的冷头上, 温度设置为 9.6 K. 外加磁场由钕铁硼 (NdFeB) 永磁体产生, 具有磁场强度 1.3 T, 与样品表面平行, 并垂直于抽运-探测光平面. 自锁模钛宝石激光器输出的激光脉宽约 100 fs, 重复率为 82 MHz 的激光脉冲列通过一个标准的抽运-探测装置^[13, 14], 输出的抽运/探测光强比为 3/1 的平行抽运和探测光束通过一个消色差宽带 1/4 波片后变为同旋向圆

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 60490295, 60678009, 10674184) 和高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 20050558030) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: stslts@mail.sysu.edu.cn

偏振光,由一个透镜聚焦于样品的同一点上.透过样品的圆偏振探测光的强度变化由光电管转换为电流,并由锁相放大器检测.锁模激光的波长(λ)可在 750—850 nm 的范围内调谐,实验现场测试样品在每个波长的吸收率(α),通过一个可调衰减片控制抽运光功率(P),以保持每个实验测试波长下 $P\alpha/\lambda$ 为常数,进而光注入载流子浓度为常数.本实验中控制抽运光激发的载流子浓度约 $2.65 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ [15].

图 1 所示为在九个不同光子能量下获得的右旋圆偏振光抽运-探测的饱和透射强度变化对时间延迟曲线.图中所示的振荡量子拍,文献 [6] 和 [13] 中已表明起源于电子自旋的拉莫尔进动.量子拍的特征随光子能量演化.量子拍的相位在 1.558 eV 以上时出现反相 180° ;延迟零点处的透射峰随光子能量增加而变得明显,以至于峰后的饱和透射在 1.558 eV 以后变为了吸收增强;这些特征,在文献 [15] 中已给出了解释.量子拍的相位反相起源于自旋不平衡布居引起的带填充效应和自旋进动,而后两个特征则是由于抽运光注入的非平衡载流子的光谱烧孔效应、热化效应以及带隙重整化效应引起的 [15].

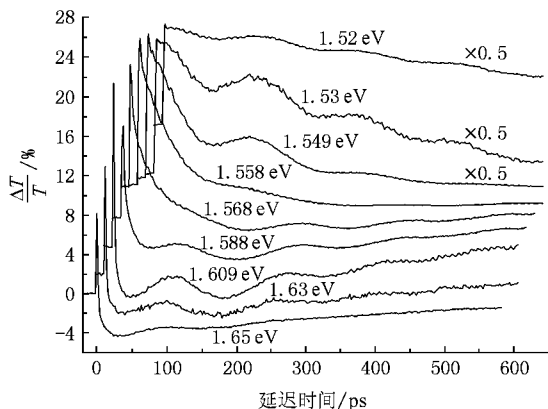


图 1 圆偏振光抽运-探测的饱和透射强度变化随光子能量的演化(除 1.65 eV 外,其他曲线的时间零点和零基线均被漂移,1.52、1.53 和 1.549 eV 的量子拍曲线被乘以 0.5, $T = 9.6 \text{ K}$)

另外,量子拍的振幅随光子能量的改变呈非单调性变化,光子能量在 1.52—1.53 eV 的范围内时量子拍的振幅随光子能量的增大而增大,带底附近(1.52 eV)量子拍振幅很小;光子能量在 1.53—1.558 eV 的范围内时,量子拍的振幅随光子能量的增大而减小,光子能量为 1.558 eV 处量子拍的振幅几乎为零;光子能量在 1.558—1.609 eV 的范围内时量子拍的振幅随光子能量的增大而增大;光子能量在 1.609—1.65 eV 的范围内时,量子拍的振幅随光

子能量的增大而减小,光子能量为 1.65 eV 时量子拍振幅很小.这些现象反映了什么物理本质,是电子初始自旋极化度随过超能量增加而如此振荡变化吗?下面将通过我们发展的时间分辨圆偏振光饱和透射抽运-探测光谱的理论模型和模拟计算给出一个合理解释.

3. 理论模型

对于本征 GaAs,其本征吸收系数 [16, 17] 为

$$\alpha_0(E) = \frac{C_{ih}(E)}{E} \sqrt{E - E_g} + \frac{C_{ih}(E)}{E} \sqrt{E - E_g} = \alpha_l + \alpha_h, \quad (1)$$

式中, $C_{ih}(E) = \frac{e^2(2\mu_i)^{3/2}}{2\pi\epsilon_0 c \gamma m_0^2 \hbar^2} |p_{cv}^2(E)|_i$, $\mu_i = m_e m_{ih} / (m_e + m_{ih})$ 为电子和空穴的折合质量, $i = l$ 或 h , 分别表示轻或重空穴. m_e , m_{lh} 和 m_{hh} 分别为电子、轻空穴和重空穴的有效质量, m_0 为自由电子质量, c 为光速, E_g 为材料的带隙, $|p_{cv}^2(E)|_i$ 为价带与导带之间的跃迁矩阵元平方的平均值 [17]. α_l 和 α_h 分别为轻、重空穴价带与导带间的带间跃迁吸收系数.

图 2 中实线为 GaAs 的本征带结构,虚线表示右旋圆偏振抽运光 ($\sigma = 1$) 激发后,导带注入了自旋不平衡电子后的导带结构.由于自旋向下带 ($| - 1/2 \rangle$) 中被注入的电子数 (N_-) 3 倍于自旋向上带 ($| 1/2 \rangle$) 中的电子数 (N_+),即 $N_- : N_+ = 3 : 1$,所以, $| - 1/2 \rangle$ 自旋导带的带隙重整化效应强于 $| 1/2 \rangle$ 自旋导带,因而, $| - 1/2 \rangle$ 自旋导带位于 $| 1/2 \rangle$ 自旋导带之下,因为重整化效应引起带隙收缩量近似正比于 $N_{\pm}^{1/3}$ [10, 16, 17]. 考虑自旋极化不平衡载流子布居及其感应的不平衡

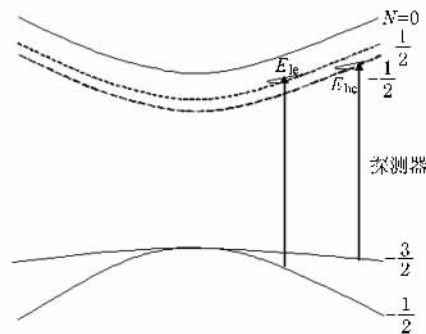


图 2 GaAs 的本征能带结构和考虑带隙重整化效应的能带结构 (E_{lc} 和 E_{hc} 分别为探测光从轻、重空穴价带探测到的两个能量分裂的导带电子能级)

带隙重整化效应后,左、右旋圆偏振光的吸收是不同的(1)式应该修改为^[6,16,17]

$$\begin{aligned} \alpha^\pm(t, E) = & \frac{C_{lh}(E)\sqrt{E - E_g + \Delta_\pm(t)}}{E} \\ & \times [1 - f_c(t, E_{le}) - f_v(t, E_{lh})] \\ & + \frac{C_{lh}(E)\sqrt{E - E_g + \Delta_\mp(t)}}{E} \\ & \times [1 - f_c(t, E_{he}) - f_v(t, E_{lh})] \\ = & \alpha_l^\pm(t, E) \left[1 - \frac{n_{c\pm}(t, E_{le})}{N_{c\pm}^s(E_{le})} - \frac{n_{vl}(t, E_{lh})}{N_{vl}^s(E_{lh})} \right] \\ & + \alpha_h^\pm(t, E) \left[1 - \frac{n_{c\mp}(t, E_{he})}{N_{c\mp}^s(E_{he})} - \frac{n_{vh}(t, E_{lh})}{N_{vh}^s(E_{lh})} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

式中上角标“+”和“-”分别表示右旋(σ^+)和左旋(σ^-)圆偏振光探测,而下角标“+”和“-”分别表示 $|1/2\rangle$ 和 $|-1/2\rangle$ 自旋导带, t 为延迟时间, Δ_+ 和 Δ_- 分别为 $|1/2\rangle$ 和 $|-1/2\rangle$ 自旋导带的带隙变化量^[10], f_v 和 f_c 分别为价带和导带的费米分布函数, E_{le} 和 E_{he} 分别为从轻、重空穴价带探测到的导带中电子态的过超能量, E_{lh} 和 E_{lh} 分别为被探测到的轻、重空穴态的过超能量^[16,17], $N_{c\pm}^s(E_{ie})$ 和 $N_{v\pm}^s(E_{ih})$ ($i=1, h$)分别为 $|1/2\rangle$ 和 $|-1/2\rangle$ 自旋导带中过超能量为 E_{ie} 的电子态的态密度, $N_{vl}^s(E_{lh})$ 和 $N_{vh}^s(E_{lh})$ 分别为轻、重空穴价带中过超能量为 E_{lh} 和 E_{lh} 的空穴态的态密度, $n_{c\pm}(t, E_{ie})$ 和 $n_{v\pm}(t, E_{ih})$ ($i=1, h$)分别为圆偏振光激发时, $|1/2\rangle$ 和 $|-1/2\rangle$ 自旋导带中过超能量为 E_{ie} 的电子态上单位能量间隔内的电子浓度, $n_{vl}(t, E_{lh})$ 和 $n_{vh}(t, E_{lh})$ 分别为轻空穴价带中过超能量为 E_{lh} 和重空穴价带中过超能量为 E_{lh} 的空穴态上单位能量间隔内的空穴浓度.

抽运光激发后,圆偏振探测光的吸收系数变化量为

$$\Delta\alpha^\pm(t, E) \approx -\alpha_l(E) \left[\frac{n_{c\pm}(t, E_{le})}{N_{c\pm}^s(E_{le})} + \frac{n_{vl}(t, E_{lh})}{N_{vl}^s(E_{lh})} \right]$$

$$\begin{aligned} -\alpha_h(E) \left[\frac{n_{c\mp}(t, E_{he})}{N_{c\mp}^s(E_{he})} + \frac{n_{vh}(t, E_{lh})}{N_{vh}^s(E_{lh})} \right] \\ + [\alpha^\pm(t, E)_{\text{BGR}} - \alpha_0(E)], \end{aligned} \quad (3)$$

式中 $\alpha^\pm(t, E)_{\text{BGR}} = \alpha_l^\pm(t, E) + \alpha_h^\pm(t, E)$.

圆偏振抽运光激发后,导带中过超能量为 E_{ie} 的电子态上单位能量间隔内的电子浓度 $n_{c\pm}(t, E_{ie})$ 和 $n_{v\pm}(t, E_{ih})$ 的时间演化可以表示为^[6]

$$\begin{aligned} n_{c\pm}(t, E_{ie}) = & \frac{N_c(0, E_{ie})}{2} (1 \mp P_0(E_{ie})) \\ & \times \cos(\omega(E)t) e^{-2t/T_2^*(E)} e^{-t/T_1(E)} \\ & (i=1, h), \end{aligned} \quad (4)$$

式中 $N_c(0, E_{ie}) = n_{c-}(0, E_{ie}) + n_{c+}(0, E_{ie})$ 为导带中过超能量为 E_{ie} 的能级上单位能量间隔内的总电子初始浓度, $P_0(E_{ie}) = (n_{c-}(0, E_{ie}) - n_{c+}(0, E_{ie})) / N_c(0, E_{ie})$ 是过超能量为 E_{ie} 的能级上电子的初始自旋极化度, $\omega(E) = g(E)\mu_B B / \hbar$ 是光子能量为 E 时探测到的电子拉莫尔进动频率, $T_2^*(E)$ 和 $T_1(E)$ 分别为探测到的电子有效自旋相干寿命和电子寿命.同样,价带中空穴浓度 $n_{v\pm}(t, E_{ih})$ 的时间演化可以表示为

$$n_{v\pm}(t, E_{ih}) = N_{v\pm}(0, E_{ih}) e^{-t/T_1(E)} \quad (i=1, h). \quad (5)$$

由于空穴自旋弛豫时间通常在100 fs左右^[18],因此,空穴自旋不平衡可以忽略.简单起见,近似假设所探测能级电子和空穴寿命相同.

将(4)和(5)式代入(3)式,整理得到圆偏振光饱和和透射抽运-探测光谱的理论模型

$$\begin{aligned} \frac{\Delta T^\pm(t, E)}{T_0(E)} \approx & -\Delta\alpha^\pm(t, E)L \\ = & \alpha(E) [1 \pm P_l(E)] P(E) \\ & \times \cos(\omega(E)t) e^{-2t/T_2^*(E)} \\ & + \beta(E) e^{-t/T_1(E)} \\ & + [\alpha_0(E) - \alpha^\pm(t, E)_{\text{BGR}}] L, \end{aligned} \quad (6)$$

式中

$$\alpha(E) = \left(\frac{N_c(0, E_{he})\alpha_h(E)}{N_c^s(E_{he})} + \frac{N_c(0, E_{le})\alpha_l(E)}{N_c^s(E_{le})} \right), \quad (7)$$

$$P_l(E) = \frac{\frac{N_c(0, E_{he})\alpha_h(E)}{N_c^s(E_{he})} P_0(E_{he}) - \frac{N_c(0, E_{le})\alpha_l(E)}{N_c^s(E_{le})} P_0(E_{le})}{\frac{N_c(0, E_{he})\alpha_h(E)}{N_c^s(E_{he})} P_0(E_{he}) + \frac{N_c(0, E_{le})\alpha_l(E)}{N_c^s(E_{le})} P_0(E_{le})}, \quad (8)$$

$$P(E) = \frac{\frac{N_c(0, E_{he})\alpha_h(E)}{N_c^s(E_{he})}P_0(E_{he}) + \frac{N_c(0, E_{le})\alpha_l(E)}{N_c^s(E_{le})}P_0(E_{le})}{\frac{N_c(0, E_{he})\alpha_h(E)}{N_c^s(E_{he})} + \frac{N_c(0, E_{le})\alpha_l(E)}{N_c^s(E_{le})}}, \quad (9)$$

$$P_2(E) = P_1(E)P(E), \quad (10)$$

$$\beta(E) = \frac{\frac{N_{vh}(0, E_{hh})\alpha_h(E)}{N_{vh}^s(E_{hh})} + \frac{N_{vl}(0, E_{lh})\alpha_l(E)}{N_{vl}^s(E_{lh})}}{\frac{N_c(0, E_{he})\alpha_h(E)}{N_c^s(E_{he})} + \frac{N_c(0, E_{le})\alpha_l(E)}{N_c^s(E_{le})}}, \quad (11)$$

式中 $N_c^s(E_{ie}) = 2N_{c\pm}^s(E_{ie})$ 为不考虑自旋取向时导带中过超能量为 E_{ie} 的能级上的电子态密度。

方程(6)表明量子拍的振幅应该取决于参数 $\alpha(E)P_2(E) = \alpha(E)P_1(E)P(E)$, 而不仅仅反映电子初始自旋极化度 $P(E)$ 。方程(9)给出了非简并二能级系统中电子自旋极化度的定义。探测光同时探测到导带中两个具有不同过超能量 E_{le} 和 E_{he} 的非简并能级,各自具有电子初始自旋极化度 $P_0(E_{le})$ 和 $P_0(E_{he})$ 。圆偏振探测光所感受到的总电子初始自旋极化度由方程(9)定义,是非简并能级上各自电子初始自旋极化度 $P_0(E_{le})$ 和 $P_0(E_{he})$ 的加权平均。假设不考虑带隙重整化效应,当光子能量趋近带隙时,能量分裂的二能级趋于简并,此时, $P(E)$ 趋近 $P(0)$, 还原为传统意义上的电子初始自旋极化度^[6]。因此,方程(9)的定义是将简并系统中电子初始自旋极化度的定义推广到非简并二能级系统。方程(8)定义的 $P_1(E)$ 是一个无量纲的系数,它决定了电子初始自旋极化度 $P(E)$ 的探测灵敏度,因此称之为自旋探测灵敏度,它反映圆偏振探测光所感受到的重、轻空穴价带分别与导带间的自旋极化跃迁强度之差与之和的比。当导带为空时,在带底附近, $P_1(E)$ 可以简化为 $P_1(E_g) = (\alpha_h(E_g) - \alpha_l(E_g)) / (\alpha_h(E_g) + \alpha_l(E_g))$ 。由于 $\alpha_h(E_g) \approx 3\alpha_l(E_g)$, 此时 $P_1(E)$ 接近 $1/2$, 即带底附近自旋探测灵敏度接近 $1/2$, 与文献[6]报道的结果一致。(7)式中 $\alpha(E)$ 反映了带填充效应的强度,称为带填充因子。 $\beta(E)$ 反映了价带中空穴填充对饱和透射光谱的贡献,而(6)式中最后一项反映了带隙重整化效应对饱和透射光谱的贡献,参考[15]中已表明重整化效应对饱和透射光谱的贡献与导带电子的自旋极化关系不大,即该项对量子拍振幅的贡献很小。而参数 $\alpha(E)P_2(E)$ 为实验中可测量的量,反映了量子拍的振幅。(10)式中 $P_2(E)$ 是圆偏振光探测到导带中电

子自旋极化与否的标志,称之为自旋极化信号^[11]。

4. 模拟结果

考虑导带中热化的自旋极化电子布居及其感应的带隙重整化效应,由方程(8)(9)和(10)分别计算得到自旋探测灵敏度 $P_1(E)$, 电子初始自旋极化度 $P(E)$ 和自旋极化信号 $P_2(E)$ 随光子能量的演化关系分别如图3中方形实点线、实线和虚线所示。空心圆点线和实心圆点线所示分别为能级 E_{he} 和 E_{le} 上电子初始自旋极化度。图3插图中虚线和实线所示分别为带填充因子 $C(E)$ 及其与自旋极化信号 $P_2(E)$ 之积 $C(E)P_2(E)$ 。计算中晶格温度取实验设置的 9.6 K , 抽运光激发的载流子浓度约为 $2.65 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ 。取热化电子温度随激发光子能量近似线性地从 11.6 K 增大至 25.6 K ^[15]。带隙变化量^[17] $\Delta_{\pm}(t) = 2.7 \cdot 10^{-8} N_{\pm}^{1/2}(t) [1 - \exp(-N_{\pm}(t) / 2.7 \times 10^{16})]$ 浓度的单位为 cm^{-3} , $N_+(t)$ 和 $N_-(t)$ 分别为 $|1/2$ 和 $| -1/2$ 自旋导带中电子的浓度。

如图3中实线所示,电子初始自旋极化度 $P(E)$ 随探测光子能量(即电子过超能量)增大而增大;当探测光子能量大于 1.57 eV 时,可以获得接近 100% 的电子初始自旋极化度。而导带底附近的电子初始自旋极化度仅为 10% 左右,远小于传统观点认为的 50% 。因此,应该设计 GaAs 基自旋电子器件工作在较高能级上,而不应该工作在导带底。另外,为了保证工作能级的电子浓度较高,该能级最好在 $|1/2$ 和 $| -1/2$ 自旋导带的准费米能级之间。

如图3中方形实点线所示,自旋探测灵敏度 $P_1(E)$ 随光子能量增大而非单调变化。在导带底附近, $P_1(E) = 0.5$, 表明在布居状态下,重、轻空穴价带与导带间的自旋极化跃迁强度比为 3 , 与非自旋极化状态类似。但随光子能量(电子过超能量)增加,

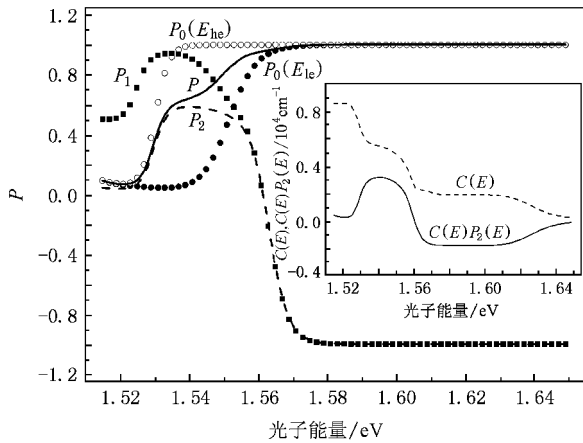


图3 电子初始自旋极化度 P , 自旋探测灵敏度 P_1 , 自旋极化信号 P_2 以及能级 E_{lc} 和 E_{hc} 的电子初始自旋极化度随光子能量的演化(插图为带填充因子 $C(E)$ 以及反映量子拍振幅的参数 $C(E)P_2(E)$ 随光子能量的演化)

$P_1(E)$ 逐渐增大, 直至约 1.53 eV 处, $P_1(E)$ 达到最大值 1, 表明此处电子自旋极化度能够最灵敏地转化为量子拍振荡. 之后, 随光子能量增加, $P_1(E)$ 开始单调减小, 直至约 1.56 eV 处, $P_1(E)$ 减小为零, 表明此处无论多大的电子自旋极化都不能转化为明显的量子拍振荡, 这与图 1 中 1.558 eV 处量子拍振幅很小相符, 尽管此处的电子初始自旋极化度 $P(E) \approx 1$. 之后, $P_1(E)$ 变为负值, 但绝对值随光子能量增大而单调增加. $P_1(E)$ 变为负值意味着量子拍相位翻转, 这与图 1 中光子能量大于 1.558 eV 的量子拍相位翻转一致. $P_1(E)$ 从正变为负, 表示轻空穴价带-导带自旋极化跃迁强度超过重空穴价带-导带自旋极化跃迁强度. 这正是量子拍相位翻转的物理起因, 与文献 [15] 报道的结果一致. 当光子能量大

于 1.57 eV 后, $P(E)$ 和 $|P_1(E)|$ 均趋于最大值 1, 所以图 1 中 1.588, 1.609, 1.63 eV 的反相量子拍振幅较大. 但 1.65 eV 的量子拍振幅再次趋于零, 这是因为此能级上的电子填充强度, 即填充因子 $C(E)$ 迅速减弱, 如图 3 插图中虚线所示. 方程 (6) 表明, 量子拍的实际振幅大小应该由乘积 $P(E)P_1(E)C(E) = P_2(E)C(E)$ 决定, 如图 3 插图中实线所示, 与图 1 中实验量子拍振幅随光子能量变化符合得很好.

5. 结 论

考虑自旋极化电子布居感应的带填充和带隙重整化效应, 发展了圆偏振光抽运-探测光谱理论模型. 理论上给出了非简并二能级系统中电子自旋极化度的定义, 发现实验量子拍的振幅依赖于电子初始自旋极化度、自旋探测灵敏度及带填充因子三者的乘积. 基于此模型的模拟计算表明导带底的电子初始自旋极化度仅约 10%, 远小于通常认为的 50%, 但电子初始自旋极化度随电子过超能量单调快速递增. 当过超能量仅大于 30 meV (约对应探测光子能量 1.57 eV) 时, 电子初始自旋极化度即可达 100%, 表明 GaAs 基自旋电子器件应该工作在较高的过超能量态, 以利于获取高的自旋极化度. 若要同时保证工作能级的电子浓度较高, 该能级应最好在 $|1/2\rangle$ 和 $|-1/2\rangle$ 自旋导带的准费米能级之间. 计算表明自旋探测灵敏度随光子能量增加会改变符号, 导致量子拍相位翻转 180° . 电子初始自旋极化度、自旋探测灵敏度和带填充因子三者的乘积随光子能量演化规律很好地与实验量子拍振幅随光子能量演化规律一致.

- [1] Zutic I, Fabian J, Das Sarma S 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 323
- [2] Datta S, Das B 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 665
- [3] Loss D, DiVincenzo D P 1998 *Phys. Rev. A* **57** 120
- [4] Schmidt G, Ferrand D, Molenkamp L W, Filip A T, van Wees B J 2000 *Phys. Rev. B* **62** R4790
- [5] Hu C M, Nitta J, Jensen A, Hansen J B, Takayanagi Hideaki 2001 *Phys. Rev. B* **63** 125333
- [6] Lai T S, Liu X D, Xu H H, Jiao Z X, Lei L, Wen J H, Lin W Z 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 262110
- [7] Hägele D, Oestreich M, Rüßler W, Nestle N, Eberl K 1998 *Appl. Phys. Lett.* **73** 1580

- [8] Kikkawa J M, Awschalom D D 1999 *Nature* **397** 139
- [9] Salis G, Kato Y, Ensslin K, Driscoll D C, Gossard A C, Awschalom D D 2001 *Nature* **414** 619
- [10] Nemeš P, Kerachian Y, van Driel H M, Smirl A L 2005 *Phys. Rev. B* **72** 245202
- [11] Boggess T F, Olesberg J T, Yu C, Flatté M E, Lau W H 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 1333
- [12] Wesseli M, Betz M 2007 *Phys. Rev. B* **76** 073201
- [13] Xu H H, Jiao Z X, Liu X D, Lei L, Wen J H, Wang H, Lin W Z, Lai T S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2618 (in Chinese) [徐海红、焦中兴、刘晓东、雷亮、文锦辉、王惠、林位株、赖天树 2006 物理学报 **55** 2618]

- [14] Sun F W , Deng L , Shou Q , Liu L N , Wen J H , Lai T S , Lin W Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3196 (in Chinese) [孙丰伟、邓莉、寿倩、刘鲁宁、文锦辉、赖天树、林位株 2004 物理学报 **53** 3196]
- [15] 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
- [16] Bennet B R , Soref R A , Del Alamo J A 1990 *IEEE J. Quantum Electron* **26** 113
- [17] Prabhu S S , Vengurlekar A S 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 7803
- [18] Hilton D J , Tang C L 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 146601

Energy-dependent evolution of electron spin polarization in bulk intrinsic GaAs^{*}

Teng Li-Hua Yu Hua-Liang Zuo Fang-Yuan Wen Jin-Hui Lin Wei-Zhu Lai Tian-Shu[†]

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

(Received 23 April 2008 ; revised manuscript received 12 May 2008)

Abstract

Time-resolved circularly polarized pump-probe spectroscopy is used to study the electron spin coherence dynamics in intrinsic GaAs at 9.6 K. It is found that the oscillation amplitude of absorption quantum beats reflecting electron spin coherence varies nonmonotonically with photon energy increasing. A circularly dichromatic pump-probe model is developed with both spin-polarized-dependent band filling and band-gap renormalization effects taken into account. The model shows that the oscillation amplitude of quantum beats is dependent on the initial degree of electron spin polarization, spin-detectable sensitivity and band-filling factor whose product results in the non-monotonic variation of the quantum-beat amplitude and agrees very well with our experimental results. The degree of electron-spin polarization involved in energy-split two-level system is defined for the first time. It is found that a degree of electron spin polarization of up to 100% can be photocreated at higher excess-energy levels.

Keywords : circularly polarized pump-probe spectroscopy , absorption quantum beat , degree of electron spin polarization , GaAs

PACC : 7847 , 6740F , 7730 , 7280E

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60490295 , 60678009 , 10674184) and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20050558030).

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