

文章编号:1000-1638(2025)03-0252-07

DOI:10.13484/j.nmgdxzbk.20250304

# InSb/ $Al_xIn_{1-x}Sb$ 量子阱结构参数调控的 Rashba 自旋轨道耦合\*

孟凡华, 闵文静, 刘 文

(济宁学院物理与电子工程学院, 山东 济宁 273155)

**摘要:** 讨论了三量子阱中的 Rashba 自旋轨道耦合调控, 通过求解泊松方程和 Hartree-Fock 近似下的薛定谔方程, 得到了外加偏压下不同子带的 Rashba 自旋轨道耦合强度  $\alpha$  ( $\nu=1, 2, 3$  为子带指标), 发现量子阱结构参数(阱宽和垒高)的改变使  $\alpha$  呈现多样性变化。对于较窄的量子阱,  $\alpha_1$  对垒高变化的响应不敏感, 且总是大于  $\alpha_2$  和  $\alpha_3$ , 有利于实现对第一个子带的自旋探测;  $\alpha_2$  和  $\alpha_3$  随垒高的增加出现大小和符号的双重翻转, 有利于持续自旋螺旋的实现; 调节垒高,  $\alpha_3$  可以在较大的偏压范围内近乎保持为零, 因此调节垒高成为抑制第三个子带自旋轨道耦合的有效方式。当阱宽增加到一定程度时,  $\alpha$  的行为变得单一, 这主要是由结构参数改变导致的各子带电子波函数空间分布的变化引起的。以上发现对于实验上量子阱系统中  $\alpha$  的选择性调控提供了依据。

**关键词:** 量子阱; Rashba 自旋轨道耦合; 阱宽; 垒高

**中图分类号:** O469 **文献标志码:** A

自旋电子学的一个重要目标是利用电子的自旋自由度实现信息处理。二维半导体是被用来制造自旋电子器件的重要材料<sup>[1-2]</sup>。半导体异质结中的本征自旋轨道耦合效应来自生长层和体材料的结构反演非对称性, 分别被称作 Rashba 和 Dresselhaus 自旋轨道耦合<sup>[3-4]</sup>。一方面, 自旋轨道耦合将电子的空间和自旋自由度联系起来, 使得利用纯电学手段实现自旋相干操控成为可能<sup>[5]</sup>。另一方面, 自旋轨道耦合又不可避免地导致自旋弛豫<sup>[6-7]</sup>。一个特殊情况是当 Rashba 和 Dresselhaus 自旋轨道耦合强度被调节至相等时, 自旋弛豫就会被抑制, 即实现了持续自旋螺旋, 可延长和稳定电子自旋的寿命<sup>[8]</sup>。因此, 实现半导体异质结中自旋轨道耦合的精确调控十分必要。

如何对半导体中的自旋轨道耦合进行调控, 人们已经进行了广泛而深入的研究。由于 Rashba 自旋轨道耦合与外电场密切相关, 因此可以通过掺杂或外加偏压来调控。Calsaverini 等<sup>[9]</sup>讨论了单、双阱中的 Rashba 自旋轨道耦合对偏压的响应, 发现与单阱相比, 双阱中的自旋轨道耦合呈现出更独特的性质, 不同子带的 Rashba 耦合在零偏压附近出现大小和符号的突变, 而两个子带之间的耦合则呈现出共振行为。Bentmann 等<sup>[10]</sup>采用角分辨的光电子光谱, 观察到 Rashba 耦合导致的自旋劈裂, 并证实了带间自旋轨道耦合的存在, 明确了耦合强度与薄膜的厚度有关。Wang 等<sup>[11]</sup>构建了阶梯量

\* 收稿日期:2024-05-23; 修回日期:2024-09-14

基金项目:山东省自然科学基金项目(ZR2021QA108)

作者简介:孟凡华(1979—), 男, 山东临沂人, 讲师, 硕士。主要从事凝聚态物理研究。E-mail: yygw2001@163.com

通信作者:刘 文(1982—), 女, 山东济南人, 教授, 博士。主要从事凝聚态物理研究。E-mail: liuwenjnx@163.com

子阱,通过调节电压来改变电子的束缚能级,使两个子带能量分别位于台阶的上方和下方,即阶梯阱内势垒与两条束缚能级呈“三明治”构型。文献[11]利用不同子带对偏压的不同响应来实现两个子带的 Rashba 耦合强度由电场选择性调控的目的,为选择性调控自旋轨道耦合提供了新思路。此外, Li 等[12]提出了一种光电结合的方法来调控 Rashba 自旋轨道耦合,借助高强度激光场,电子在阱中的束缚势可以在一定程度上被修饰,导致单量子阱被等效为双量子阱,进而改变了波函数在阱内的空间分布,实现了不同子带的 Rashba 自旋轨道耦合在较大偏压范围内始终保持相同,即不同子带 Rashba 自旋轨道耦合的一致性调控。

近年来,三量子阱由于其多阱结构能为电荷在不同阱间转移提供更多的可能性而受到广泛关注。其中, Iijima 等[13]提出了外偏压导致的自旋弛豫速率开关,这种现象与电荷在 Rashba 自旋轨道耦合强度不同的子阱之间转移有关,本质上是由子阱宽度不同导致的,这就表明量子阱的结构参数对 Rashba 自旋轨道耦合调控有显著影响,但到目前为止相应的过程还不清晰。我们构建 InSb/Al<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>Sb 三量子阱模型,通过求解泊松-薛定谔方程得到 Rashba 自旋轨道耦合强度,明确结构参数(垒高、阱宽)对其产生的调节作用,为量子阱系统中自旋轨道耦合的精确调控提供理论依据。

## 1 模型与方法

### 1.1 三量子阱模型

三量子阱结构如图 1(a)所示,  $w$ 、 $L_w$ 、 $L_b$  分别表示量子阱的总宽度、子阱(InSb)和势垒层(Al<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>Sb)的宽度。最外侧势垒中的红色区域对应掺杂密度为  $\rho_a$  和  $\rho_b$  的两个掺杂层,势阱和势垒层分别采用 InSb 和 Al<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>Sb,其中势垒层的高度  $\delta$  可以通过改变组分  $x$  的值来调节,最外层的垒高  $\delta'$  固定在 0.6 eV,相应的结构势如图 1(b)所示。计算中保持垒宽  $L_b=6$  nm 不变,阱宽  $L_w$  从 6 nm 调节至 18 nm。在阱的两侧施加两个偏压  $V_b$  和  $V_t$ ,  $V_t$  一般取零作为参考点,改变  $V_b$  来调节量子阱结构的对称性及电子的占据情况。

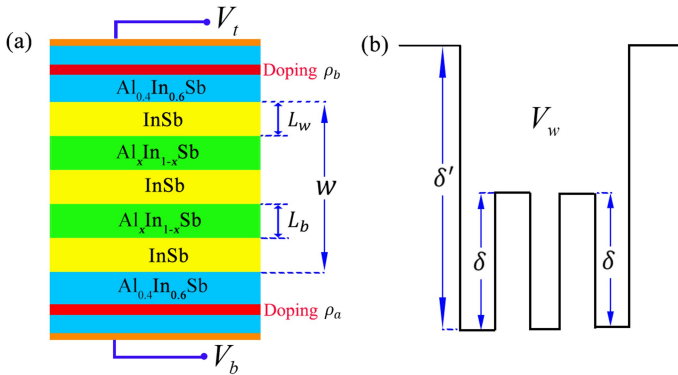


图 1 三量子阱的结构(a)和结构势(b)

Fig. 1 Schematic diagrams of a triple-well configuration (a) and the structural potential (b)

### 1.2 从 3D 到 2D 有效哈密顿量

对于沿  $z$  方向生长的半导体量子阱,考虑 Rashba 自旋轨道耦合时电子的 3D 哈密顿量为<sup>[9]</sup>

$$H^{3D} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) + \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} + H_R^{3D} \quad (1)$$

其中  $m^*$  是电子有效质量,  $k_{x,y}$  是  $x$ 、 $y$  方向的电子波数。  $V$  是电子势,通过自洽求解泊松-薛定谔方程得到,它由结构势  $V_w$ 、外偏压势  $V_g$ 、掺杂势  $V_d$ 、Hartree 势  $V_h$  构成<sup>[9,14]</sup>。(1)式中的  $H_R^{3D} = \eta(z)(k_x \sigma_y - k_y \sigma_x)$  描述 Rashba 自旋轨道耦合,由  $\eta(z) = \eta_w \partial_z V_w + \eta_H \partial_z (V_g + V_d + V_h)$  可得 Rashba 自旋轨道

耦合强度。 $\sigma_{x,y,z}$  为泡利矩阵,  $\eta_w, \eta_H$  是表征体材料性质的参数<sup>[15]</sup>。

接下来从 3D 哈密顿量定义 2D 有效哈密顿量。首先, 自旋简并的本征值  $\epsilon_{k\nu} = \epsilon_\nu + \hbar^2/2m^*$ , 对应的本征矢  $|k\nu\sigma\rangle = |k\nu\rangle \otimes |\sigma\rangle$ ,  $\langle r | k\nu\rangle = \exp(ik \times r)\psi_\nu(z)$  是在不考虑自旋轨道耦合时得到的。 $\epsilon_\nu(\psi_\nu)$  是第  $\nu$  个量子化能级(波函数),  $\sigma = \uparrow, \downarrow$  表示电子自旋在  $z$  方向的投影。然后, 在基矢  $\{|k1\uparrow\rangle, |k1\downarrow\rangle, |k2\uparrow\rangle, |k2\downarrow\rangle, |k3\uparrow\rangle, |k3\downarrow\rangle\}$  下可得到 2D 有效哈密顿量  $H^{2D} = H_0^{2D} + H_R^{2D}$ ,  $H_0^{2D}$  和  $H_R^{2D}$  分别表示与自旋无关的部分和 Rashba 自旋轨道耦合贡献:

$$H_0^{2D} = \begin{pmatrix} \epsilon_{k1} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{k2} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{k3} \end{pmatrix} \otimes \mathbf{I} \quad (2)$$

$$H_R^{2D} = \begin{pmatrix} \eta_{11} & \eta_{12} & \eta_{13} \\ \eta_{12} & \eta_{22} & \eta_{23} \\ \eta_{13} & \eta_{23} & \eta_{33} \end{pmatrix} \otimes (\sigma_y k_x - \sigma_x k_y) \quad (3)$$

(2)式中的  $\mathbf{I}$  为自旋和轨道子空间的  $2 \times 2$  矩阵。

### 1.3 Rashba 自旋轨道耦合系数

(3)式中的  $\eta_{\mu\nu}$  为 Rashba 自旋轨道耦合系数, 该系数与各部分势能的偏导数有关, 其表达式为

$$\eta_{\mu\nu} = \langle \psi_\mu | \eta_w \partial_z V_w + \eta_H \partial_z (V_g + V_d + V_h) | \psi_\nu \rangle \quad (4)$$

定义带内 Rashba 自旋轨道耦合系数 ( $\alpha_\nu = \eta_{\nu\nu}$ ) 和带间耦合系数 ( $\eta_{\mu\nu}, \mu \neq \nu$ ), 只关注带内耦合  $\alpha_\nu$ 。由于在三量子阱中三个子带被电子占据的情况更容易在大的偏压范围内调控, 所以接下来的计算都基于三个子带占据。由(4)式可知, 类似于电子势  $V$ ,  $\alpha_\nu$  也可分为四部分, 即  $\alpha_\nu = \alpha_\nu^g + \alpha_\nu^d + \alpha_\nu^h + \alpha_\nu^w$ , 其中

$$\alpha_\nu^g(d,h) = \eta_H \langle \psi_\nu | \partial_z V_{g(d,h)} | \psi_\nu \rangle = - \int \psi_\nu^*(z) F_{g(d,h)} \psi_\nu(z) dz \quad (5)$$

$$\alpha_\nu^w = \eta_w \langle \psi_\nu | \partial_z V_w | \psi_\nu \rangle = - \int \psi_\nu^*(z) F_w \psi_\nu(z) dz \quad (6)$$

(5)和(6)式中的  $F_{g(d,h,w)}$  表示相应势能的偏导数的负值, 即  $F_{g(d,h,w)} = -\partial_z V_{g(d,h,w)}$ , 因此被称作与不同势能相对应的力场, 在后面的讨论中采用  $F_e$  表示总的力场, 为表述问题方便将力场划分为左、右两半阱中的分布, 用  $F_e(R)$  和  $F_e(L)$  表示。

## 2 结果与讨论

### 2.1 垒高对 Rashba 自旋轨道耦合的调控

首先讨论较窄量子阱的情况, 子阱和势垒层均为 6 nm 宽。通过调节垒高  $\delta$ ,  $\alpha$  出现多样性变化, 如图 2 所示, 给出了不同  $\delta$  下  $\alpha$  对外加偏压  $V_b$  的依赖关系。整体上, 第一个子带的 Rashba 耦合强度总是大于其他两个子带。强的自旋轨道耦合对应于该子带大的自旋劈裂, 因此大的  $\alpha_1$  值有利于第一个子带的自旋探测。如图 2(a)所示, 当垒高  $\delta=0$  eV 时, 量子阱为宽的单阱, 负(正)向  $V_b$  下  $\alpha_2$  总是位于  $\alpha_3$  下(上)方, 保持  $|\alpha_2| < |\alpha_3|$ 。当势垒逐渐增高时,  $\alpha_2$  和  $\alpha_3$  逐渐靠近, 并在  $\delta=0.1$  eV 时完全重合, 见图 2(b), 即实现了对不同子带的 Rashba 自旋轨道耦合的同步调控。Li 等<sup>[12]</sup> 曾采用激光场实现了这种同步调控, 本文结果表明, 在三量子阱中调节垒高可以达到同样的效果, 并且这种同步调控在所研究的偏压范围内一直保持。如图 2(c)所示, 当垒高  $\delta=0.3$  eV 时,  $\alpha_2$  与  $\alpha_3$  逐渐分开, 且二者大小关系出现逆转, 即  $|\alpha_2| > |\alpha_3|$ , 同时  $\alpha_3$  改变符号, 从  $V_b < 0 (> 0)$ ,  $\alpha_3 > 0 (< 0)$  转变为  $V_b < 0 (> 0)$ ,  $\alpha_3 < 0 (> 0)$ 。如图 2(d)所示, 继续增大垒高至 0.6 eV, 此时垒高与最外层阱的深度相同,  $\alpha_2$  的符号也

发生改变,而  $\alpha_3$  在所研究的偏压范围内基本保持为零。结果表明,一方面第三个子带的自旋弛豫受到了抑制,另一方面说明选择性的自旋轨道耦合控制成为可能,即调节第一、二个子带的 Rashba 自旋轨道耦合,而使第三个子带不受影响。

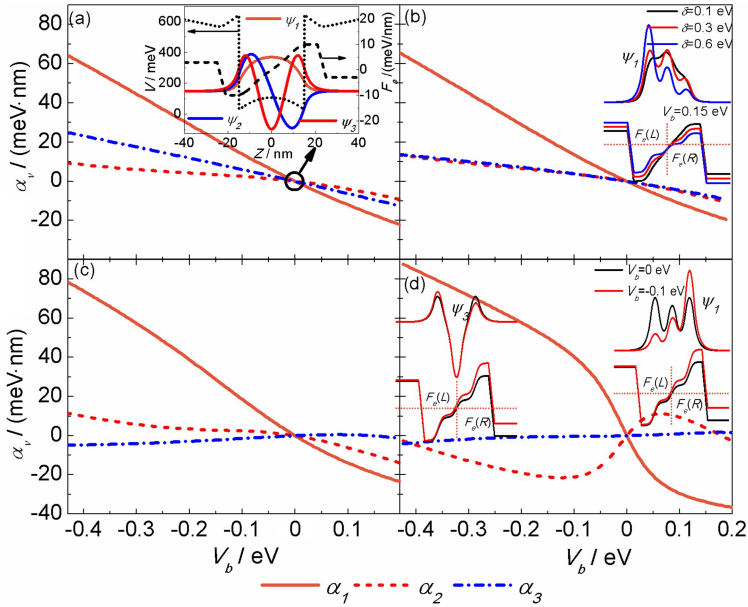


图 2 不同垒高  $\delta$  下三个子带的 Rashba 自旋轨道耦合系数  $\alpha_v$  随  $V_b$  的变化

Fig. 2 Gate  $V_b$  dependence of Rashba coupling coefficients  $\alpha_v$  for three subbands under different barrier heights

借助波函数和力场可以更好地理解  $\delta$  调控下  $\alpha$  的多样性变化,图 3(a)–(d)分别给出了不同偏压下电子波函数  $\psi_i$  和力场  $F_e$  的空间分布,由公式(5)和(6)可知, $\alpha_v$  在数值上等于电子概率密度  $|\psi_i|^2$  与  $F_e$  的乘积沿量子阱生长方向( $z$ )的积分。当  $\delta=0$  eV 且无外加偏压  $V_b$  时,量子阱具有对称的构型,这一方面导致三个子带的波函数都有明确宇称,即电子在左、右半阱中的分布概率是相同的(图 2 (a)的内插图给出了不同偏压或垒高下波函数和力场的空间分布),另一方面使得  $F_e$  也具有奇宇称,因此左、右半阱对于  $\alpha$  的贡献相互抵消,三个子带的 Rashba 自旋轨道耦合均为零。当  $V_b$  偏离零时,例如  $V_b=-0.4$  eV 时,阱的右侧被拉低,结构对称性被破坏, $\psi_1$  倾向于分布在右半阱中,见图 3(a),同时力场的主要变化也发生在右半阱中, $F_e(R)>|F_e(L)|$ ,即  $|\psi_1|^2$  与  $F_e$  的变化是同步的,它们在右(左)半阱中的分量同时增加(减少),因此对  $\alpha_1$  的贡献右半阱大于左半阱,由于右半阱的力场为正值,所以  $\alpha_1$  为正。负向偏压下情况相反。

接下来增加  $\delta$ ,发现  $\alpha_2$  和  $\alpha_3$  相继出现符号的翻转,而  $\alpha_1$  始终在  $V_b<0(>0)$  时保持正(负)值,因此调节  $\delta$  可以实现  $\alpha$  选择性的符号翻转, $\alpha$  符号的调控也是实现持续斯格明晶格的前提条件<sup>[16]</sup>。图 4 (a)–(d)分别给出了  $\delta=0.1, 0.3, 0.6$  eV 时负向偏压  $V_b=-0.1$  eV 下不同子带对应的波函数和力场。随着垒高增加, $\psi_1$  在最左侧阱中的分布增强,力场保持  $F_e(R)>|F_e(L)|$ ,这与  $\delta=0$  eV 的情况相似,右半阱对于  $\alpha_1$  的贡献总是大于左阱,所以负向偏压下  $\alpha_1$  总是正值。与  $\psi_1$  不同,负向偏压下,随  $\delta$  的增加, $\psi_2$  在左(右)半阱中的分布增强(减弱),所以对于第二个子带,电子在阱中的分布概率与力场的变化是反向的,这就使得在一定垒高时  $\alpha_2$  出现符号改变。当  $\delta$  增加至 0.6 eV,即垒高与最外层阱深相同时, $\alpha_3$  在所施加的偏压范围内几乎一直为零,而  $\alpha_1$  和  $\alpha_2$  都可以在较大范围内变化。一般认为非对称的量子阱构型会导致非零的 Rashba 自旋轨道耦合,除了  $V_b=0$  eV 处,在  $-0.45\sim 0.2$  eV 范围内量子阱一直为非对称构型,第三个子带在非对称量子阱构型中一直保持为零与其电子波函数在

阱中的分布有关。图 2(d) 给出了  $\delta=0.6$  eV 时零偏压和非零偏压下  $\psi_3$  的空间分布, 同时也给出了第一个子带的电子波函数作对比。通过比较发现, 一旦偏离零偏压,  $\psi_1$  明显集中在右半阱中, 而  $\psi_3$  的空间分布则对偏压的响应不敏感, 基本保持零偏压下的对称分布, 因此在较大偏压范围内  $\alpha_3$  近乎保持为零。

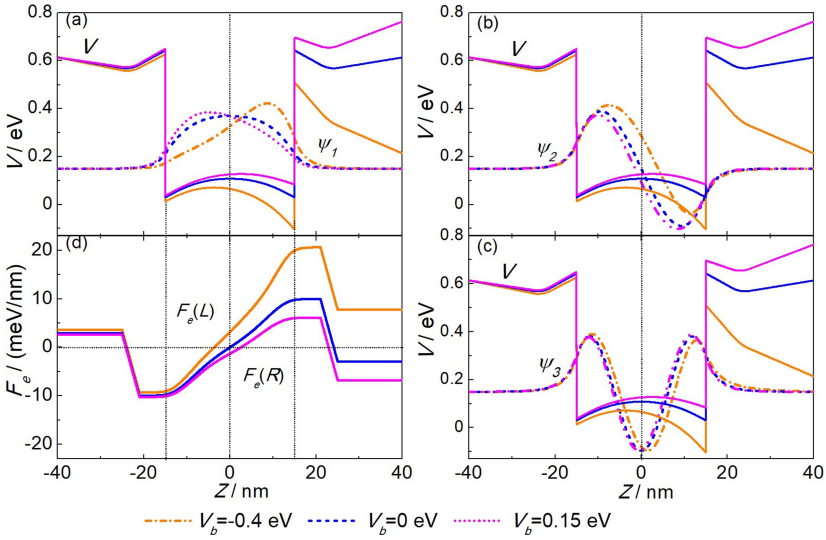


图 3  $\delta=0$  eV 时不同偏压  $V_b$  的电子波函数  $\psi_\nu$  和力场  $F_e$  的空间分布

Fig. 3 Profiles of the wave functions  $\psi_\nu$  and the force fields  $F_e$  for  $\delta=0$  at different gate potentials

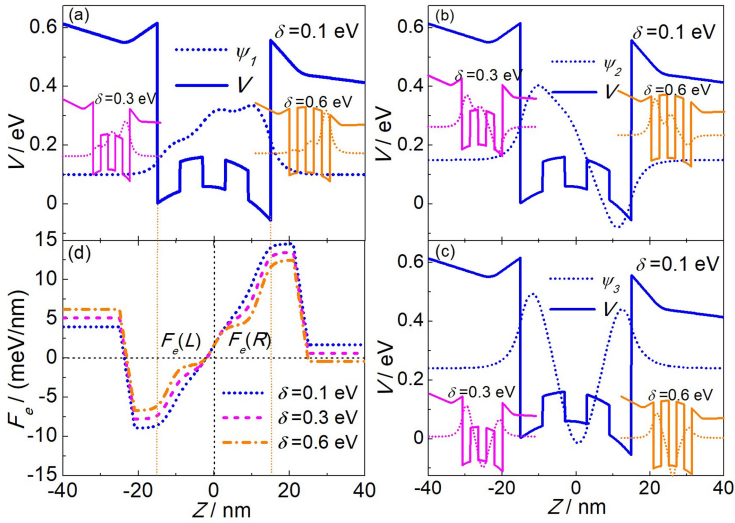
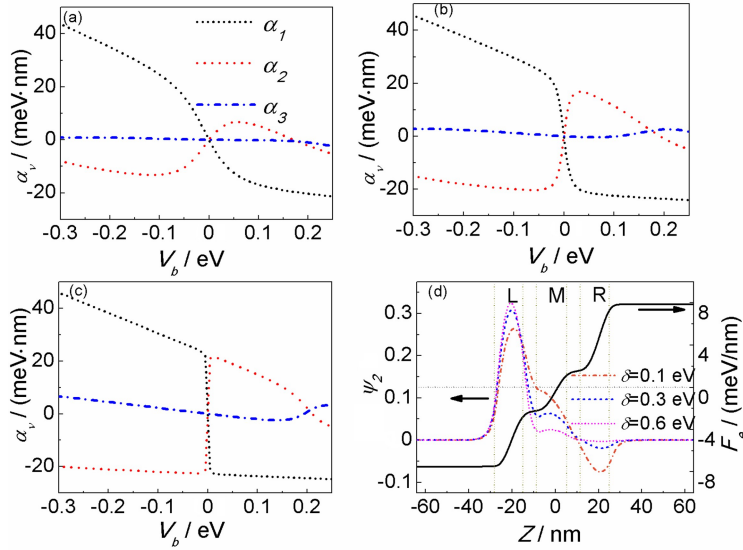


图 4 负向偏压  $V_b = -0.1$  eV 下不同垒高  $\delta$  的电子波函数  $\psi_\nu$  和力场  $F_e$  的空间分布

Fig. 4 Profiles of wave functions  $\psi_\nu$  and force fields  $F_e$  for triple wells with different barrier heights at  $V_b = -0.1$  eV

## 2.2 阱宽对 Rashba 自旋轨道耦合的调控

最后讨论阱宽的变化对  $\alpha$  的调控。 $\delta$  调控下  $\alpha$  多样性的变化一直持续到阱宽  $L_w$  增至 14 nm。图 5 给出了阱宽增至 14 nm 时  $\delta=0.1, 0.3, 0.6$  eV 下  $\alpha$  随  $V_b$  的变化, 如图 5(a)–(c) 所示, 可以看出窄阱下  $\delta$  调控的  $\alpha_2$  和  $\alpha_3$  的符号翻转行为不再出现, 并且三个子带的 Rashba 耦合强度关系变得稳定, 即  $|\alpha_1| > |\alpha_2| > |\alpha_3|$ 。以  $V_b = -0.1$  eV 为例进行分析, 在窄阱中, 受到阱宽的限制,  $\psi_2$  在左、右半阱中都有相当权重的分布。然而在宽阱中,  $\psi_2$  的大部分分布在左阱中, 这就决定了左阱对  $\alpha_2$  的贡献占主导, 而左阱的力场在负偏压下为负值, 所以  $\alpha_2$  在负偏压下一直为负, 不发生符号翻转。



L、M 和 R 分别表示左、中、右三个子阱。

图 5  $L_w=14$  nm 的宽阱中不同垒高下  $\alpha_v$  随  $V_b$  的变化(a)–(c)以及力场  $F_e$  和电子波函数  $\psi_v$  在阱中的分布(d)  
Fig. 5 Gate  $V_b$  dependence of Rashba coupling coefficients  $\alpha_v$  for three subbands under different barrier heights for wide well with  $L_w=14$  nm (a)–(c) and the spatial profiles of wave functions  $\psi_v$  and force fields  $F_e$  (d)

### 3 结论

实现量子阱系统中自旋轨道耦合的精确调控对于量子阱的自旋电子器件的实际应用非常重要。本文构建了 InSb/Al<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>Sb 三量子阱,通过求解泊松-薛定谔方程得到各被占据子带的 Rashba 自旋轨道耦合,重点讨论了外加偏压下量子阱的结构参数,包括垒高  $\delta$  和阱宽  $L_w$  对不同子带的 Rashba 自旋轨道耦合强度  $\alpha$  的调控。在窄量子阱中发现了  $\delta$  调节下  $\alpha$  的多样性特征,包括  $\alpha$  符号及大小关系的翻转,当阱宽增至一定程度时  $\alpha$  的多样性特征消失,这主要是由不同阱宽和垒高的电子波函数的分布差异造成的。以上发现将对实验上精确和选择性调控 Rashba 自旋轨道耦合提供理论依据。

### 参考文献:

- [1] 张雪枫,班士良. 磁场下有限厚垒 GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 量子阱中杂质态结合能[J]. 内蒙古大学学报(自然科学版),2013,44(4):376-381.
- [2] 王志强,屈媛,杨福军,等. 纤锌矿 AlN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/AlN 量子阱中界面光学声子对电子迁移率的影响[J]. 内蒙古大学学报(自然科学版),2013,44(4):367-375.
- [3] DRESSELHAUS G. Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures[J]. Physical Review,1955,100(2):580-586.
- [4] BYCHKOV Y A,RASHBA E I. Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy[J]. JETP Letters,1984,39(2):66.
- [5] ŽUTIĆ I,FABIAN J,SARMA S D. Spintronics:Fundamentals and applications[J]. Reviews of Modern Physics,2004,76(1):323-410.
- [6] 施婷婷,汪六九,王璟琨,等. 自旋轨道耦合量子气体中的一些新进展[J]. 物理学报,2020,69(1):149-174.
- [7] KAMMERMEIER M,SEITH A,WENK P,et al. Persistent spin textures and currents in wurtzite nanowire-based quantum structures[J]. Physical Review B,2020,101(19):195418.
- [8] ANGHEL S,PASSMANN F,SCHILLER K J. Spin-locked transport in a two-dimensional electron gas[J]. Physi-

cal Review B,2020,101(15):155414.

- [9] CALSAVERINI R S, BERNARDES E, EGUES J C. Intersubband-induced spin-orbit interaction in quantum wells [J]. Physical Review B, 2008, 78(1): 155313.
- [10] BENTMANN H, ABDELOUAHED S, MULAZZI M, et al. Direct observation of interband spin-orbit coupling in a two-dimensional electron system [J]. Physical Review Letters, 2012, 108(19): 196801.
- [11] WANG Q X, YANG H, FU J Y. Selective asymmetric gate control of the Rashba spin-orbit coupling in GaInAs/AlInAs stepped wells [J]. Physical Review B, 2020, 101(24): 245403.
- [12] LI X, WANG W, ZHAO N, et al. Intense high-frequency laser-field control of spin-orbit coupling in GaInAs/AlInAs quantum wells: A laser dressing effect [J]. Physical Review B, 2022, 106(15): 155420.
- [13] IJIMA T, AKERA H. Gate-voltage-induced switching of the spin-relaxation rate in a triple-quantum-well structure [J]. Physical Review Applied, 2020, 13(6): 064075.
- [14] DETTWILER F, FU J Y, MACK S. Stretchable persistent spin helices in GaAs quantum wells [J]. Physical Review X, 2017, 7(3): 031010.
- [15] WANG W, LI X M, FU J Y. Two distinct regimes for the electrical control of the spin-orbit interaction in GaAs wells [J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2016, 411: 84-90.
- [16] FU J Y, PENTEADO P, HACHIYA M, et al. Persistent skyrmion lattice of noninteracting electrons with spin-orbit coupling [J]. Physical Review Letters, 2016, 117(22): 226401.

(责任编辑 朱成军)

## Structural Parameter Mediated Rashba Spin-Orbit Coupling in InSb/Al<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>Sb Quantum Wells

MENG Fanhua, MIN Wenjing, LIU Wen

(School of Physics and Electronics Engineering, Jining University, Jining 273155, China)

**Abstract:** We explore the Rashba spin-orbit coupling (SOC) manipulation in InSb/Al<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>Sb triple quantum wells (QWs) with three subbands occupied in the presence of the external gate voltage  $V_b$ . Diverse behaviors of coupling strength  $\alpha$  can be demonstrated by adjusting the structural parameters of the wells, and this is greatly desirable for the design of multifunctional QW-based spintronic devices. Specifically, the first (lowest) subband always has larger Rashba coupling against the variations in the structural parameters and  $V_b$  than the other subbands, conducive to spin detection.  $\alpha_\nu$ s ( $\nu=1, 2, 3$  is the subband index) of the second and third subbands take on dual (magnitude and sign) change owing to the regulation of the inner barrier height  $\delta$ , may facilitate the realization of stretchable persistent spin helix in multiple QWs. Strikingly,  $\alpha_3$  can keep essentially zero in a wide gate range corresponding to asymmetrical QW structural configurations by adjusting  $\delta$ . However, when widening the well to a certain extent the  $\delta$ -dependence of  $\alpha$  become fixed, i. e.  $|\alpha_1| > |\alpha_2| > |\alpha_3|$  maintains in wide triple-well systems. All these findings may shed light on selective and precise SOC control in QW systems for experiments.

**Key words:** quantum well; Rashba spin-orbit coupling; well width; barrier height