ЭФФЕКТИВНОЕ СПИН-ОРБИТАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В УЗКИХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ

Девизорова Ж. А., Волков В. А.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, http://cplire.ru
Москва 125009, Российская Федерация

Поступила в редакцию 08 октября 2018, принята 28 ноября 2018
Представлена действительным членом РАЕН А.В. Андреевым

Считается, что спиновое расщепление энергии двумерных электронов в квантовых ямах соединений A_3B_5 определяется, в основном, спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и линейным по импульсу спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза. Показано, что интерфейсное спин-орбитальное взаимодействие значительно перенормирует значение соответствующих параметров Рашбы (α_{SIA}) и Дрессельхауза (α_{BIA}). Решено уравнение эффективной массы в квантовой яме, дополненное оригинальными граничными условиями на атомарно резких интерфейсах, и вычислены интерфейсные вклады в α_{SIA} и α_{BIA}. Результаты объясняют значительный разброс экспериментальных данных о спин-орбитальных параметрах в квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Продемонстрировано также, что неэквивалентность интерфейсов приводит к анизотропии спинового расщепления даже в квантовых ямах с нулевым средним электрическим полем.

Ключевые слова: **квантовые ямы, спиновое расщепление электронных спектров, спин-орбитальное взаимодействие, интерфейсные вклады**

PACS: 71.22.+i, 71.70.Ej, 73.21.Fg, 73.20.-r, 73.21.-b

Содержание

1. ВВЕДЕНИЕ И МОТИВАЦИЯ

Сохранение поляризации спина имеет решающее значение для применения в спинтронных устройствах. Из-за спин-орбитального взаимодействия (SOI) электроны в квантовых ямах (QW) испытывают релаксацию спина и дефазировку по механизму Дьяконова-Переля [3]. В квантовых ямах соединений A_3B_5 существуют два типа SOI: Дрессельхауза [1] и Рашбы [2]. SOI типа Дрессельхауза происходит из-за отсутствия инверсионной симметрии в объемном кристалле и пропорционально параметру Дрессельхауза α_{BIA} (bulk inversion asymmetry). SOI типа Рашбы обусловлено структурной асимметрией и пропорционально параметру α_{SIA} (structure inversion asymmetry). Если α_{BIA} и α_{SIA} равны, поляризация геликоидального спинового состояния сохраняется [4]. Для достижения этого эффекта необходимо уметь управлять указанными параметрами. В формализме огибающих функций они определяются следующими выражениями $\alpha_{BIA}^{(0)} = \gamma_c \left\langle \hat{p}_z^2 \right\rangle / \hbar^3, \alpha_{SIA}^{(0)} = a_{so} \left\langle \partial_z V(z) \right\rangle$, где γ_c и a_{so} являются объемными константами [18]. Таким образом, считается, что параметром α_{SIA} можно управлять с помощью напряжения на затворном электроде или путем выбора отношения между концентрацией легирующей примеси с двух сторон QW, тогда как параметр α_{BIA} определяется путем выбора материала и ширины QW. Однако экспериментальное определение объемных констант γ_c и a_{so} является сложной проблемой. Несмотря на многочисленные экспериментальные исследования QW на основе GaAs, реалистическое значение γ_c до сих пор активно обсуждается в литературе.

Параметр γ_c измерялся Марущаком с соавторами для объемного GaAs [5] и было получено значение γ_c = 24 эВ×Å [3], которое хорошо согласуется с kp-теорией и до сих пор не пересмотрено. Но с 1990-х годов γ_c и a_{so} измерялись не в объемном GaAs, а в QW с интерфейсами [4, 6-15]. Полученные данные имеют значительный разброс (см. **Рис. 1**). Более того, они расходятся с теоретическими результатами. Как указывалось в работе [17], возможной причиной расхождения является неполный расчет интерфейсного спин-орбитального взаимодействии (ISOI). Таким образом, в этих экспериментах получены не объемные значения спин-орбитальных параметров, а некоторые эффективные величины, содержащие информацию о микроскопической структуре интерфейсов. Теория ISOI в широкой односторонне легированной GaAs-квантовой яме, где электроны прижаты к гетерогранице (100) GaAs/AlGaAs встроенным электрическим полем, была развита в работах [16, 17]. Показано, что интерфейсные вклады в α_{BIA} и α_{SIA} имеют тот же порядок, что и объемные. Однако в более общей ситуации электроны взаимодействуют с атомарно резкими интерфейсными потенциалами сразу двух гетерограниц, и ISOI обеих вносит вклад в α_{BIA} и α_{SIA}. Учитывая это, в настоящей работе разработана теория ISOI в QWs произвольной ширины и любого потенциального профиля.

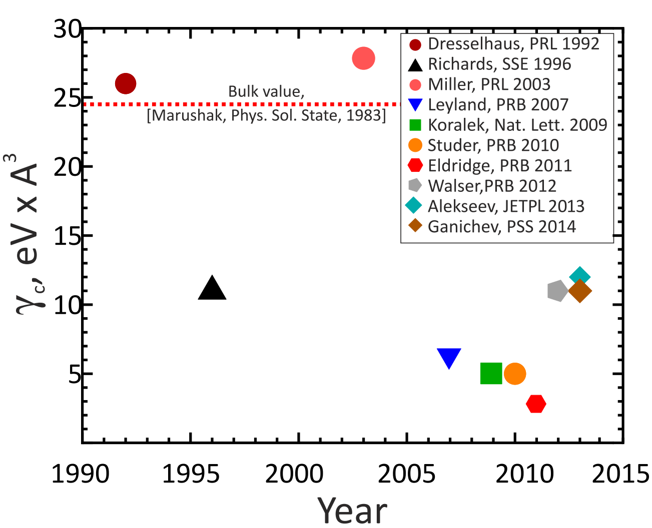

Рис. 1. *Значения объемной спин-орбитальной константы γ_c, извлеченные из экспериментальных данных, полученных разными группами в квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Имеется значительный разброс данных и несогласованность с результатами объемных измерений.*

2. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ИНТЕРФЕЙСНОГО СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

В квантовых ямах, выращенных в направлении $z||[001]$, спиновое расщепление 2D электронного спектра имеет общий вид

$$E_{SS} = 2p\sqrt{\alpha_{BIA}^2 + \alpha_{SIA}^2 + 2\alpha_{BIA}\alpha_{SIA}\sin 2\phi}, \quad (1)$$

где $p_x = p\cos\phi$. $p_y = p\sin\phi$ есть компоненты 2D импульса.

Для получения интерфейсных вкладов в α_{BIA} и α_{SIA} начнем с трехмерной задачи, в которой эффективная волновая функция электрона в зоне проводимости подчиняется уравнению эффективной массы внутри QW толщины d. Соответствующий гамильтониан содержит члены $\hat{H}_{BIA}$ и $\hat{H}_{SIA}$, описывающие спиновое расщепление спектра, возникающее из-за отсутствия инверсионной симметрии в объемном кристалле и асимметрии структуры соответственно

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m^*} + V(z) + \hat{H}_{BIA} + \hat{H}_{SIA}, \quad (2)$$

$$\hat{H}_{BIA} = \frac{\gamma_c}{\hbar^3}\left[\sigma_x p_x(p_y^2 - \hat{p}_z^2) + \sigma_y p_y(\hat{p}_z^2 - p_x^2) + \sigma_z \hat{p}_z(p_x^2 - p_y^2)\right], \quad (3)$$

$$\hat{H}_{SIA} = a_{so}(\sigma_x p_y - \sigma_y p_x)\partial_z V(z), \quad (4)$$

где σ_x, σ_y и σ_z - матрицы Паули.

Стремясь принять во внимание микроскопическую структуру границ раздела, введем соответствующие граничные условия (BCs) для эффективной волновой функции. Феноменологические BCs для одиночной гетерограницы (001) GaAs/AlGaAs с симметрией C_{2v} с учетом спин-орбитального взаимодействия с атомарно резким интерфейсным потенциалом были получены в [16, 17] из общефизических соображений. Так как границы, как правило, неэквивалентны, мы описываем их такими BCs с различными феноменологическими параметрами

$$\hat{\Gamma}_1\phi(z)|_{z=d/2} = 0, \quad \hat{\Gamma}_2\phi(z)|_{z=-d/2} = 0, \quad (5)$$

$$\hat{\Gamma}_{1(2)} = \left[\begin{array}{l} \hat{1} - i\dfrac{R_{1(2)}}{\hbar}\hat{\mathbf{p}}\mathbf{n} - i\dfrac{2m^*\gamma_c R_{1(2)}}{\hbar^4}(\sigma_y p_y - \sigma_x p_x)\hat{\mathbf{p}}\mathbf{n} + \\ + \dfrac{(\chi + \chi_{1(2)}^{\mathrm{int}})R_{1(2)}}{\hbar}\boldsymbol{\sigma}(\hat{\mathbf{p}}\times\mathbf{n}) - \dfrac{2m^*\gamma_{c_{1(2)}}^{\mathrm{int}}}{\hbar^3}(\sigma_y p_y - \sigma_x p_x) \end{array}\right]. \quad (6)$$

Здесь **n** − единичный вектор, направленный вдоль внешней нормали к соответствующей границе раздела; R_1 (R_2) − вещественная величина, описывающая спектр таммовских состояний вблизи правой (левой) границы, если они существуют (для этого необходимо выполнение условия $R > 0$); χ − объемный спин-орбитальный параметр (χ = 0.082 для GaAs); $\gamma_{c_1}^{\text{int}}, \chi_1^{\text{int}}$ и $\gamma_{c_2}^{\text{int}}, \chi_2^{\text{int}}$ характеризуют спин-орбитальное взаимодействие на правой и левой гетерограницах соответственно.

В самом низшем порядке по скалярным вкладам интерфейсов и параметрам ISOI, операторы в BCs (5) могут быть преобразованы к унитарному виду

$\hat{\tilde{\Gamma}}_{1(2)} = \exp(i\hat{g}_{1(2)}\hat{p}_z/\hbar)$ with $\hat{g}_{1(2)}$ satisfying

$$\begin{aligned} \hat{g}_{1(2)} = &-R_{1(2)}n_z - \frac{2m^*\gamma_c R_{1(2)}}{\hbar^3}(\sigma_y p_y - \sigma_x p_x)n_z - \\ &-\frac{(\chi+\chi_{1(2)}^{\text{int}})R_{1(2)}^2}{\hbar}(\sigma_x p_y - \sigma_y p_x) - \\ &-\frac{2m^*\gamma_{c_{1(2)}}^{\text{int}} R_{1(2)}}{\hbar^3}(\sigma_y p_y - \sigma_x p_x)n_z, \end{aligned} \tag{7}$$

где $n_z = 1$ для правой границы и $n_z = -1$ для левой. Чтобы получить $\hat{\tilde{\Gamma}}_{1(2)}$, умножим $\hat{\Gamma}_{1(2)}$ слева на оператор $\left\{1+\left[\left(\chi+\chi_{1(2)}^{\text{int}}\right)R_{1(2)}/\hbar\right]\boldsymbol{\sigma}(\hat{\mathbf{p}}\times\mathbf{n}) - -\left[2m^*\gamma_{c_{1(2)}}^{\text{int}}/\hbar^3\right](\sigma_y p_y - \sigma_x p_x)\right\}^{-1}$ и будем пренебрегать членами, нелинейными по параметрам SOI.

Если система позволяет выполнять диагонализацию по спину, операторы $\hat{g}_1$ и $\hat{g}_2$ преобразуются, соответственно, в скалярные величины Δd_1 и Δd_2, имеющие размерность длины. В этом случае оператор $\hat{\Gamma}_{1(2)}$ просто сдвигает правую (левую) границу в новое положение $z_r = d/2 + \Delta d_1$ ($z_l = -d/2 + \Delta d_2$), которое зависит от проекции спина $\sigma = \pm 1$ и соответствующих межфазных параметров. Такая спиновая диагонализация возможна в системах с одним типом SOI (Рашбы или Дрессельхауза).

Начнем со случая, когда присутствует только SOI типа Рашбы. Полученная задача формулируется так

$$\left(\frac{\hat{p}_z^2}{2m^*} + V(z) + a_{so}p\sigma\partial_z V\right)\psi_\sigma(z) = E_\sigma\psi_\sigma(z), \tag{8}$$

$$\psi_\sigma(z)|_{z=d/2+\Delta d_1} = 0, \quad \psi_\sigma(z)|_{z=-d/2+\Delta d_2} = 0, \tag{9}$$

$$\Delta d_{1(2)} = -R_{1(2)}n_z + \frac{\tilde{\chi}_{1(2)}R_{1(2)}^2}{\hbar}p\sigma, \tag{10}$$

где p есть абсолютное значение 2D импульса.

Дальнейший анализ организован следующим образом. Сначала рассмотрим простую задачу

$$\left(\frac{\hat{p}_z^2}{2m^*} + V(z)\right)\psi^{(0)} = E^{(0)}\psi^{(0)}, \tag{11}$$

$$\psi^{(0)}(z)|_{z=z_r} = 0, \quad \psi^{(0)}(z)|_{z=z_l} = 0, \tag{12}$$

что позволяет найти точное численное решение для произвольного потенциального профиля $V(z)$.

Далее мы предполагаем, что Δd_1 и Δd_2 много меньше d и получаем энергетический спектр задачи (8)-(10). В самом низком порядке по параметрам SOI он выглядит так

$$\begin{aligned} E_\sigma = &E^{(0)} + a_{so}\left\langle\psi^{(0)}|\partial_z V|\psi^{(0)}\right\rangle p\sigma + \\ &+\left.\frac{\partial E^{(0)}}{\partial z_r}\right|_{-\frac{d}{2},\frac{d}{2}}\Delta d_1 + \left.\frac{\partial E^{(0)}}{\partial z_l}\right|_{-\frac{d}{2},\frac{d}{2}}\Delta d_2. \end{aligned} \tag{13}$$

Наконец, вычисляем спиновое расщепление $E_{SS} = (E_{+1} - E_{-1})$ и, сравнивая его с (1), получаем α_{SIA}

$$\alpha_{SIA} = \alpha_{SIA}^{(0)} + \frac{\tilde{\chi}_1 R_1^2}{\hbar}\left.\frac{\partial E^{(0)}}{\partial z_r}\right|_{-\frac{d}{2},\frac{d}{2}} + \frac{\tilde{\chi}_2 R_2^2}{\hbar}\left.\frac{\partial E^{(0)}}{\partial z_l}\right|_{-\frac{d}{2},\frac{d}{2}}. \tag{14}$$

Здесь последние два условия являются искомыми интерфейсными вкладами.

В системе только с SOI типа Дрессельхауза имеем

$$\Delta d_{1(2)} = -R_{1(2)}n_z - \frac{2m^*\tilde{\gamma}_{c_{1(2)}}R_{1(2)}}{\hbar^3}n_z p\sigma, \tag{15}$$

где $\tilde{\gamma}_{\tilde{n}_{1(2)}} = \gamma_{\tilde{n}} + \gamma_{\tilde{n}_{1(2)}}^{\text{int}}$. Выполняя аналогичный анализ, получаем интерфейсные вклады в α_{BIA}

$$\begin{aligned} \alpha_{BIA} = &\alpha_{BIA}^{(0)} - \frac{2m^*(\gamma_c + \tilde{\gamma}_{c_1})R_1}{\hbar^3}\left.\frac{\partial E^{(0)}}{\partial z_r}\right|_{-\frac{d}{2},\frac{d}{2}} - \\ &-\frac{2m^*\tilde{\gamma}_{c_1}R_1}{\hbar^3}\left.\frac{\partial E_2^{(0)}}{\partial z_r}\right|_{-\frac{d}{2},\frac{d}{2}} + \frac{2m^*(\gamma_c + \tilde{\gamma}_{c_2})R_2}{\hbar^3}\left.\frac{\partial E_1^{(0)}}{\partial z_l}\right|_{-\frac{d}{2},\frac{d}{2}} + \\ &+\frac{2m^*\tilde{\gamma}_{c_2}R_2}{\hbar^3}\left.\frac{\partial E_2^{(0)}}{\partial z_l}\right|_{-\frac{d}{2},\frac{d}{2}}, \end{aligned} \tag{16}$$

где $E_1^{(0)} = \left\langle\psi^{(0)}(z)|\hat{p}_z^2/2m^*|\psi^{(0)}(z)\right\rangle$,

$E_2^{(0)} = \left\langle\psi^{(0)}(z)|V(z)|\psi^{(0)}(z)\right\rangle$.

Можно ожидать, что, поскольку все спин-орбитальные константы малы, в общем случае, когда в эффективном спиновом гамильтониане присутствуют как члены типа Рашбы, так и типа Дрессельхауза, то соответствующее спиновое расщепление будет иметь вид (1), где в низшем порядке по параметрам SOI величины α_{SIA} и α_{BIA} все еще определяются уравнениями (14) и (16) соответственно. Это предположение будет проверено ниже на простом примере.

Важно отметить, что интерфейсные вклады в α_{SIA} и α_{BIA} могут быть вычислены в QW с произвольным уровнем легирования и распределения потенциала, поскольку всегда можно найти $E^{(0)}$ и $\psi^{(0)}$ численно. Однако в некоторых случаях могут быть получены прозрачные аналитические результаты. В качестве примера рассмотрим теперь «узкую» QW, в которой энергия размерного квантования намного превышает энергию взаимодействия электронов с гладким (в атомном масштабе) потенциалом $V(z)$. Рассматривая потенциал $V(z)$ как возмущение, получим из уравнений (14) и (16) для основной подзоны

$$\alpha_{SIA} = \alpha_{SIA}^{(0)} - \frac{2\tilde{E}_0}{\hbar}\frac{(\tilde{\chi}_1 R_1^2 - \tilde{\chi}_2 R_2^2)}{d} + \\ + \frac{eFd}{2E_0}\frac{E_0}{\hbar}\frac{(\tilde{\chi}_1 R_1^2 + \tilde{\chi}_2 R_2^2)}{d}, \qquad (17)$$

$$\alpha_{BIA} = \alpha_{BIA}^{(0)} - \frac{2k_0^2}{\hbar}\left[\frac{\gamma_c(R_1+R_2)}{d} + \\ + \frac{\tilde{E}_0}{E_0}\frac{(\tilde{\gamma}_{c1}R_1 + \tilde{\gamma}_{c2}R_2)}{d} + \frac{eFd}{4E_0}\frac{(\tilde{\gamma}_{c2}R_2 - \tilde{\gamma}_{c1}R_1)}{d}\right], \qquad (18)$$

где

$$k_0 = \pi/d, \quad eF = \langle \psi_0(z) | V'(z) | \psi_0(z) \rangle,$$

$$\psi_0(z) = \sqrt{2/d}\cos k_0 z, \quad E_0 = \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m^*}, \qquad (19)$$

$$\tilde{E}_0 = E_0 - \frac{1}{2}\langle \psi_0(z) | zV'(z) | \psi_0(z) \rangle.$$

Из уравнений (17) и (18) следует, что ISOI не только перенормирует значения α_{BIA} и α_{SIA}, но также влияет на качественное поведение спинового расщепления. Последнее анизотропно в структурах, в которых присутствуют оба SOI, как типа Дрессельхауза, так и типа Рашбы. В рамках приближения огибающих функций α_{SIA} обычно считается отличным от нуля только в структурах с внутренним или внешним электрическим полем. Однако из уравнения (17) видно, что если интерфейсы не эквивалентны, т.е. $\tilde{\chi}_1 R_1^2 \neq \tilde{\chi}_2 R_2^2$, то α_{SIA} появляется даже в квантовых ямах с нулевым средним электрическим полем. Этот эффект приводит к анизотропии спинового расщепления в таких структурах. Наша теория, таким образом, объясняет результаты работы [4], где в номинально-симметричной QW с одинаково легированными барьерами и нулевым средним электрическим полем наблюдалось значительно отличное от нуля α_{SIA}. В то же время интерфейсный вклад в α_{BIA} отличен от нуля даже для структур с одинаковыми границами, т.е. $\gamma_{c_1}^{\text{int}} = \gamma_{c_2}^{\text{int}}$ и $R_1 = R_2$.

Теперь проверим, выполнено ли вышеприведенное предположение об аддитивности вкладов Рашбы и Дрессельхауза в нижнем порядке по константам SOI в «узкой» QW. С этой целью вычислим спиновое расщепление, начиная с трехмерной задачи (2)-(5) с обоими типами SOI и сравним полученные α_{SIA} и α_{BIA} с теми, которые удовлетворяют (17) и (18).

Для того, чтобы проанализировать влияние ISOI на спиновое расщепление, точно учтем взаимодействие с интерфейсным потенциалом. В то же время объемные SOI $\hat{H}_{BIA} + \hat{H}_{SIA}$ и гладкий потенциал $V(z)$, среднее значение которых считается малым по сравнению с энергией размерного квантования, обрабатываются по теории возмущений.

Сначала рассмотрим следующую задачу

$$\frac{\hat{p}_z^2}{2m^*}\phi^{(0)}(z) = \in^{(0)} \phi^{(0)}(z), \qquad (20)$$

$$\hat{\Gamma}_1 \phi^{(0)}(z)|_{z=d/2} = 0, \quad \hat{\Gamma}_2 \phi^{(0)}(z)|_{z=-d/2} = 0. \qquad (21)$$

Вводим значения

$$\alpha_{1(2)} = 2m^* \tilde{\gamma}_{c_{1(2)}} R_{1(2)} p / \hbar^3,$$

$$\beta_{1(2)} = \tilde{\chi}_{1(2)} R_{1(2)}^2 p / \hbar,$$

$$\Delta = (\alpha_1 + \alpha_2)e^{-i\phi} - i(\beta_1 - \beta_2)e^{i\phi},$$

$$\tilde{\Delta} = (\alpha_1 - \alpha_2)e^{-i\phi} + i(\beta_1 - \beta_2)e^{i\phi}$$

и получаем собственные значения и собственные функции задачи (20)-(21) в нижнем порядке по скалярным вкладам интерфейсов и параметрам ISOI $\in_{\pm}^{(0)} = E_0\,[1 + 2(R_1 + R_2)/d \pm 2|\Delta|/d]$,

$$\phi_{\pm}^{(0)}(z) = \begin{pmatrix} C_1^{\pm} e^{-ik_{\pm}z} + C_3^{\pm} e^{ik_{\pm}z} \\ C_2^{\pm} e^{-ik_{\pm}z} + C_4^{\pm} e^{ik_{\pm}z} \end{pmatrix}, \qquad (22)$$

где

$$k_{\pm} = k_0[1+(R_1+R_2)/d \pm |\Delta|/d],$$

$$C_2^{\pm} = \mp\frac{\Delta^*}{|\Delta|}C_1^{\pm},\;\; C_3^{\pm} = \left[1+ik_0(R_1-R_2)\pm\frac{\tilde{\Delta}}{\Delta}|\Delta|\right]C_1^{\pm}, \tag{23}$$

$$C_4^{\pm} = \left[\mp\frac{\Delta^*}{|\Delta|}-ik_0\tilde{\Delta}^*\right]C_1^{\pm}, \tag{24}$$

и $|C_1| = (1/4d)[1-(R_1+R_2)/d \mp |\Delta|/d]^{-2}$.

Далее находим спектр задачи (2)-(5), используя собственные функции (22) в качестве базиса $\phi(z) = A\phi_+^{(0)} + B\phi_-^{(0)}$ и принимая $\delta\hat{H} = \hat{H}_{BIA} + \hat{H}_{SIA} + V(z)$ как возмущение

$$\begin{pmatrix} \epsilon_+^{(0)} + \langle\phi_+^{(0)}|\delta\hat{H}|\phi_+^{(0)}\rangle & \langle\phi_+^{(0)}|\delta\hat{H}|\phi_-^{(0)}\rangle \\ \langle\phi_-^{(0)}|\delta\hat{H}|\phi_+^{(0)}\rangle & \epsilon_-^{(0)} + \langle\phi_-^{(0)}|\delta\hat{H}|\phi_-^{(0)}\rangle \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = E\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}. \tag{25}$$

Как и ожидалось, получим спиновое расщепление спектра, которое имеет вид (1) с α_{SIA} и α_{BIA}, удовлетворяющее уравнениям (17) и (18) соответственно.

Значения интерфейсных параметров можно извлечь из сравнения с экспериментом, как это было сделано для широкой односторонне легированной QW GaAs/AlGaAs в [17]. Оценим, например, значения $\tilde{\chi}_1 R_1^2$ и $\tilde{\chi}_2 R_2^2$, сравнивая уравнение (17) с экспериментальными данными из [4]. В связи с тем, что все квантовые ямы выращивались в одинаковых условиях, мы предполагаем, что граничные параметры равны для всех структур. Однако в каждой квантовой яме левая граница раздела не эквивалентна правой. Предположим также, что $\tilde{E}_0 \approx E_0$. Для симметричного образца с $F = 0$ и $d = 12$ нм параметр $\alpha_{SIA} = (0.4\cdot10^{-3})v_F$ ($v_F = 4.11\cdot10^7$ см/с - скорость Ферми) определяется из разности между $\tilde{\chi}_1 R_1^2$ и $\tilde{\chi}_2 R_2^2$. Таким образом, мы можем оценить эту разность как $\tilde{\chi}_1 R_1^2 - \tilde{\chi}_2 R_2^2 = 1.4$Å^2. Далее рассмотрим образец с той же толщиной и асимметричным легированием, для которого [4] $\alpha_{SIA} = (1.3\cdot10^{-3})v_F$. Выполняя самосогласованное решение уравнений Шрёдингера и Пуассона, получим $F = 2.085\cdot10^5$ В/см. Таким образом, оцениваем $\tilde{\chi}_1 R_1^2 + \tilde{\chi}_2 R_2^2 = 7.7$Å^2. Наконец, найдем $\tilde{\chi}_1 R_1^2 = 4.6$Å^2, $\tilde{\chi}_2 R_2^2 = 3.1$Å^2. Экспериментальные данные, представленные в [4], недостаточны для вычисления $\tilde{\chi}_1$, $\tilde{\chi}_2$, R_1 и R_2 отдельно. Однако можно получить некоторые оценки. Типичное значение R имеет порядок ~ 20Å [17]. Таким образом, мы оцениваем $\tilde{\chi}_1$ ~ 0.012 и $\tilde{\chi}_2$ ~0.008. Соответствующие значения $\tilde{\chi}_1^{\text{int}}$ ~−0.07 и $\tilde{\chi}_2^{\text{int}}$ ~−0.74 − того же порядка, что и объемное значение $\chi = 0.082$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана теория интерфейсного спин-орбитального взаимодействии в узких квантовых ямах. Получена перенормировка параметров Дрессельхауза и Рашбы, возникающая при учете спин-орбитального взаимодействия сразу с двумя гетерограницами. Значительный разброс экспериментально определенных значений спин-орбитальных констант может быть обусловлен зависимостью α_{BIA} и α_{SIA} от граничных параметров и, таким образом, от условий роста. Продемонстрировано также, что микроскопическое несходство интерфейсов приводит к ненулевым значениям параметров SOI Рашбы даже в квантовых ямах с нулевым средним электрическим полем. Этот результат объясняет экспериментальные данные [4], где в симметричной структуре было обнаружено ненулевое значение α_{SIA}.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dresselhaus G. Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures. *Phys. Rev.*, 1955, 100(2):580-586.
2. BychkovYuA, Rashba EI. Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy. *JETP Lett.*, 1984, 39(2):78-81.
3. Dyakonov MI, Perel VI. Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymmetric semiconductors. *Sov. Phys. Solid State,* 1972, 13(12):3023-3026.
4. Koralek JD, Weber CP, Orenstein J, Bernevig BA, Zhang Sh-Ch, Mack S, Awschalom DD. Emergence of the persistent spin helix in semiconductor quantum wells. *Nature,* 2009, 458(7238):610-613.
5. Marushchak VA, Stepanova MN, Titkov AN. Spin relaxation of conduction electrons in moderately doped gallium arsenide crystals. *Sov. Phys. Solid State*, 1983, 25:2035.
6. Dresselhaus PD, Papavassiliou CMA, Wheeler RG, Sacks RN. Observation of spin precession in GaAs inversion layers using antilocalization. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 68:106.
7. Richards D, Jusserand B, Allan G, Priester C, Etienne B. Electron spin-flip Raman scattering in asymmetric quantum wells: spin orientation. *Solid-State Electronics*, 1996, 40(1-8):127-131.

8. Miller JB, Zumbuhl, DM Marcus CM, Lyanda-Geller YB, Goldhaber-Gordon D, Campman K, Gossard AC. Gate-Controlled Spin-Orbit Quantum Interference Effects in Lateral Transport. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90:076807.
9. Krich JJ, Halperin BI. Cubic Dresselhaus spin-orbit coupling in 2D electron quantum dots. *Phys. Rev. Lett.,* 2007, 98(22):226802.
10. Leyland WJH, Harley RT, Henini M, Shields AJ, Farrer I, Ritchie DA. *Phys. Rev. B*, 2007, 76:195305; Studer M, Walser MP, Baer S, Rusterholz H, Schon S, Schuh D, Wegscheider W, Ensslin K, Salis G. *Phys. Rev. B*, 2010, 83:235320.
11. Eldridge PS, Hubner J, Oertel S, Harley RT, Henini M, Oestreich M. Spin-Orbit Fields In Asymmetric (001)-Oriented GaAs/$Al_xGa_{1-x}As$ Quantum Wells. *Phys. Rev. B*, 2011, 83(4):041301.
12. Walser MP, Siegenthaler U, Lechner V, Schuh D, Ganichev SD, Wegscheider W, Salis G. Dependence of the Dresselhaus spin-orbit interaction on the quantum well width. *Phys. Rev. B,* 2012, 86:195309.
13. Alekseev PS. Anisotropic interface contribution to the spin-orbit interaction in quantum wells. *JETP Lett.*, 2013, 98(2):84-87.
14. Ganichev SD, Golub LE. Interplay of Rashba/Dresselhaus spin splittings probed by photogalvanic spectroscopy. *Phys. Status Solidi B,* 2014, 251(9):1801-1823.
15. Devizorova ZhA, Volkov VA. Spin splitting of two-dimensional states in the conduction band of asymmetric heterostructures: Contribution from the atomically sharp interface. *JETP Lett.,* 2013, 98(2):101-106.
16. Devizorova ZhA, Shchepetilnikov AV, Nefyodov YuA, Volkov VA, Kukushkin IV. Interface contributions to the spin-orbit interaction parameters of electrons at the (001) GaAs/AlGaAs interface. *JETP Lett.,* 2014, 100(2):102-109.
17. Winkler R. *Spin-orbit coupling effects in two-dimensional electron and hole systems.* Berlin, Springer, 2003, p. 194.

Девизорова Жанна Алексеевна
к.ф.-м.н.
ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125009, Россия
devizorovazhanna@gmail.com

Волков Владимир Александрович
д.ф.-м.н.
ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125009, Россия
VoVA@cplire.ru

EFFECTIVE SPIN-ORBIT INTERACTION IN NARROW QUANTUM WELLS

Zhanna A. Devizorova, Vladimir A. Volkov
Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, http://cplire.ru
11/7, Mokhovaya Str., Moscow 125009, Russian Federation
devizorovazhanna@gmail.com, VoVA@cplire.ru

Abstract. **Rashba and linear Dresselhaus interactions are believed to yield dominant contribution to the spin splitting of two-dimensional electrons in the quantum wells based on A3B5 compounds. We show that the interfacial spin-orbit interaction significantly renormalizes the value of the corresponding Rashba (α_{SIA}) and Dresselhaus (α_{BIA}) parameters. For this purpose, we solve the effective mass equation in a quantum well supplemented by the original boundary conditions on the atomically sharp interfaces and calculate the interfacial contributions to α_{SIA} and α_{BIA}. Our results explain a considerable spread in the experimental data on spin-orbit parameters in GaAs/AlGaAs quantum wells. We also demonstrated that the non-equivalence of the interfaces leads to the anisotropy of the spin splitting even in quantum wells with zero average electric field.**

Keywords: **quantum wells, spin splitting of two-dimensional electrons, spin-orbit interactions, interfacial terms**

PACS: 71.22.+i, 71.70.Ej, 73.21.Fg, 73.20.-r, 73.21.-b

Bibliography - 17 references *Received 08 October 2018; accepted 28 November 2018*

RENSIT, 2018, 10(3):357-362 **DOI: 10.17725/rensit.2018.10.357**