

Интерфейсные вклады в параметры спин-орбитального взаимодействия для электронов на интерфейсе (001) GaAs/AlGaAs

Ж. А. Девизорова^{+*1)}, А. В. Щепетильников^{*×}, Ю. А. Нефёдов[×], В. А. Волков^{+*}, И. В. Кукушкин[×]

⁺ Институт радиотехники и электроники им. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

^{*} Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700 Долгопрудный, Россия

[×] Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 4 июня 2014 г.

После переработки 16 июня 2014 г.

Теоретически и экспериментально исследованы одночастичные механизмы спинового расщепления энергетического спектра 2D-электронов в односторонне легированной квантовой яме на основе (001) GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Показано, что интерфейсное спин-орбитальное взаимодействие заметно компенсирует (усиливает) вклад объемных механизмов Дрессельхауза (Бычкова–Рашбы). Теоретический подход основан на решении уравнения эффективной массы в квазитреугольной яме, дополненного новым граничным условием на высоком и атомарно резко гетеробарьере. Модель учитывает спин-орбитальное взаимодействие электронов как с объемным, так и с гетероинтерфейсным кристаллическим потенциалом симметрии C_{2v} , а также отсутствие центра инверсии и непараболичность зоны проводимости в GaAs. Выведен эффективный 2D спиновый гамильтониан, содержащий как объемные, так и интерфейсные вклады в константы Дрессельхауза (α_{BIA}) и Рашбы (α_{SIA}). Найдена аналитическая связь между этими константами и компонентами анизотропного и нелинейного тензора g -фактора в наклонном квантующем магнитном поле. Экспериментальный подход основан на детектировании электронного спинового резонанса в микроволновом диапазоне, с одной стороны, и фотолюминесцентных измерениях параметра непараболичности, с другой. Из сравнения с теорией извлечены интерфейсные вклады в α_{BIA} , α_{SIA} .

DOI: 10.7868/S0370274X14140070

1. Введение. В гетеропереходах и квантовых ямах (КЯ) с двумерным (2D) электронным газом на основе (001) GaAs/Al_xGa_{1-x}As сосуществуют два линейных по 2D-импульсу вклада в спиновый гамильтониан электронов проводимости. Первый из них, вклад Дрессельхауза [1], обусловлен отсутствием центра инверсии в объемном материале (BIA). Он характеризуется константой α_{BIA} . Второй, вклад Бычкова–Рашбы [2], возникает в асимметричных структурах (SIA) и характеризуется константой α_{SIA} . Эти константы пропорциональны объемным параметрам γ_c и a_{SO} соответственно.

К настоящему времени опубликовано большое количество теоретических и экспериментальных работ, посвященных как вычислению, так и измерению указанных параметров самыми разными методами в КЯ указанного типа (см. обзоры [3–5]). Во многих работах отмечались сильный разброс экспериментальных значений и их расхождение с теоретическими результатами. Параметр $|\gamma_c|$ изменяется в несколько раз, от 26 [6] и 28 [7] до 11 [8] (в единицах эВ · Å³) (см. также

сводную таблицу в [9]). Парадоксально, но разброс увеличивается с применением все более изощренных экспериментальных методик. Так, значения $|\gamma_c|$, извлеченные из сравнения с существующими теориями, в работах последних лет составляют (в тех же единицах) 6 [10], 5 [11, 12], 11 [13, 14], 12 [15], и даже 3 [16]. Экспериментальных данных по a_{SO} намного меньше, но их разброс тоже впечатляет: от 4 [17] до 7 [11], и даже 25 [18] (в единицах Å²/ħ). В то же время разброс данных по γ_c в массивных образцах GaAs минимален. Например, данные одной из ранних работ [19], $|\gamma_c| = 24.5 \text{ эВ} \cdot \text{Å}^3$, согласуются с kp -теорией (см. также [20]), и не подверглись за 30 лет сильной ревизии. Знак γ_c заслуживает отдельного обсуждения.

Такое состояние исследований нельзя признать удовлетворительным. В качестве одной из возможных причин этого в ряде работ указывалось на возможность существования интерфейсного спин-орбитального взаимодействия (ИСОВ) (см. ссылки в [4, 5, 9, 11]). Подобное взаимодействие может быть, в частности, связано с инверсионной асимметрией интерфейса. Однако попытки построения теории

¹⁾ e-mail: DevizorovaZhanna@gmail.com

ИСОВ, адекватной эксперименту, наталкиваются на трудности, связанные как с недостатком информации о строении атомарно резкого гетероинтерфейса на атомных масштабах, так и с неприменимостью метода плавных огибающих функций на нем (детали и ссылки см. в [21–23]). В настоящей работе сделана попытка построения феноменологической теории ИСОВ общего вида, количественно описывающей эксперимент.

В п. 2 развита теория спинового расщепления спектра 2D-электронов на гетеропереходе в отсутствие магнитного поля. Используется обобщение однозонного 3D-метода эффективной массы на случай высокого гетеробарьера. Атомарно резкий интерфейс описывается новым граничным условием (ГУ) для огибающих функций (ОФ), которое учитывает вклады от ИСОВ общего вида. Отличие данного ГУ от нулевого считается малым параметром теории. В нижнем порядке по этому параметру и величине СОВ получен перенормированный 3D-гамильтониан для ОФ, удовлетворяющих нулевым ГУ. Последующее усреднение этого гамильтониана по движению вдоль нормали к интерфейсу приводит к искомому спиновому 2D-гамильтониану, содержащему перенормированные параметры α_{BIA} и α_{SIA} . В простом частном случае ИСОВ аналогичный подход был реализован в работе [23]. Однако достичь согласия с экспериментом там не удалось. В п. 3 исследовано спиновое расщепление в наклонном магнитном поле и получены выражения для компонент тензора g с учетом интерфейсных перенормировок.

Пункты 4 и 5 посвящены экспериментальной проверке развитой теории в сравнительно широких односторонне легированных КЯ. Движение электронов в таких КЯ ограничено гетероинтерфейсом (001) GaAs/Al_xGa_{1-x}As с одной стороны и внутренним электрическим полем с другой. Методом электронного спинового резонанса измерены компоненты тензора g и его производные по квантующей компоненте магнитного поля (п. 4). Исследована фотолюминесценция в КЯ разной толщины, откуда определен параметр непараболичности в зоне проводимости GaAs (п. 5). В п. 6 проведено сравнение теории и эксперимента и извлечены спиновые параметры задачи. Полученные результаты обсуждаются в п. 7.

2. Теория спинового расщепления спектра 2D-электронов в отсутствие магнитного поля. Будем рассматривать односторонне легированную квантовую яму GaAs как квазитреугольную потенциальную яму $V(z)$, электроны в которой прижаты внутренним электрическим полем $\mathbf{F} = (0, 0, F)$ к гетероинтерфейсу (001) GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Пусть

внешняя нормаль к границе направлена вдоль оси z . Оси x, y, z направлены вдоль кристаллографических направлений [100], [010], [001] соответственно. Разрыв зон на интерфейсе ($z = 0$) будем считать большим и атомарно резким, гетеробарьер – непроницаемым. Динамику электрона вне интерфейса ($z < 0$) будем описывать в рамках однозонного уравнения эффективной массы для двухкомпонентного спинора ϕ , составленного из двух огибающих функций. При $z = 0$ этот спинор должен подчиняться “одностороннему” феноменологическому ГУ, содержащему информацию о микроскопическом строении интерфейса. Такая постановка задачи не нова (см., например, [24–27]). Новым является ГУ для огибающих функций, полученное обобщением подхода [23] и учитывающее ИСОВ наряду с объемным СОВ.

В приближении эффективной массы 3D-гамильтониан зоны проводимости содержит вклады \hat{H}_{BIA} и \hat{H}_{SIA} , описывающие спиновое расщепление за счет нецентроинверсности кристалла и асимметрии ямы:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m^*} + V(z) + \hat{H}_{\text{BIA}} + \hat{H}_{\text{SIA}}, \quad (1)$$

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

$$\hat{H}_{\text{SIA}} = a_{\text{SO}} (\sigma_x p_y - \sigma_y p_x) \partial_z V(z), \quad (3)$$

где $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ – матрицы Паули.

Требования эрмитовости гамильтониана (1) на полупространстве и инвариантности задачи по отношению к обращению времени приводят к ГУ для ОФ, которое содержит 7 феноменологических параметров (1 скалярный и 6 спиновых). Однако из симметрии C_{2v} следует, что спиновая часть гамильтониана [28] и ГУ описывается (в нижнем порядке по 2D-импульсу) только вкладами типа Дрессельхауза и Бычкова–Рашбы. Это позволяет уменьшить количество граничных параметров до 3.

Таким образом, ГУ для спинора ϕ , учитывающее спин-орбитальное взаимодействие в объеме и на интерфейсе симметрии C_{2v} , а также отсутствие центра инверсии в объемном кристалле, имеет вид

$$\left[\sigma_0 - i \frac{R \hat{p}_z}{\hbar} - i \frac{2m^* \gamma_c R}{\hbar^4} (\sigma_y p_y - \sigma_x p_x) \hat{p}_z - i \frac{m^* \gamma_c R}{\hbar^4} \sigma_z (p_x^2 - p_y^2) + \frac{(\chi + \chi^{\text{int}}) R}{\hbar} (\sigma_x p_y - \sigma_y p_x) - \frac{2m^* \gamma_c^{\text{int}}}{\hbar^3} (\sigma_y p_y - \sigma_x p_x) \right] \phi \Big|_{z=0} = 0. \quad (4)$$

Здесь вещественная величина R зависит от микроскопического строения границы, σ_0 – единичная мат-

рица, γ_c и χ определяются объемными параметрами (для GaAs $|\gamma_c| = 24.4 \text{ \AA} \cdot \text{\AA}^3$ и $\chi = 0.082$), константы γ_c^{int} и χ^{int} характеризуют СОВ на интерфейсе. Частный случай $\gamma_c^{\text{int}} = \chi^{\text{int}} = 0$ рассмотрен в работе [23].

Будем считать отличие ГУ (4) от нулевых малым. Это позволяет использовать теорию возмущений в нижнем порядке по малости R и параметрам СОВ. Следуя [25, 23], сведем задачу с гамильтонианом (1) и ГУ (4) к новой более простой задаче, с нулевыми ГУ и перенормированным за счет интерфейсного вклада гамильтонианом. Усредняя перенормированный 3D-гамильтониан по функциям основной подзоны, получим эффективный 2D-гамильтониан, который содержит термы Дрессельхауза и Бычкова-Рашбы. В соответствующие константы α_{BIA} и α_{SIA} , помимо известных объемных вкладов, будут входить как скалярный вклад интерфейса (R), так и перенормированные параметры СОВ типа Дрессельхауза ($\tilde{\gamma}_c = \gamma_c + \gamma_c^{\text{int}}$) и типа Рашбы ($\tilde{\chi} = \chi + \chi^{\text{int}}$):

$$\hat{H}_{2\text{D}} = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m^*} + \alpha_{\text{BIA}}(\sigma_y p_y - \sigma_x p_x) + \alpha_{\text{SIA}}(\sigma_x p_y - \sigma_y p_x), \quad (5)$$

$$\alpha_{\text{BIA}} = \frac{\gamma_c}{\hbar^3} (\hat{p}_z^2)_{00} + \frac{2m^* \tilde{\gamma}_c}{\hbar^3} eFR, \quad (6)$$

$$\alpha_{\text{SIA}} = -eF \left(a_{\text{SO}} + \frac{\tilde{\chi} R^2}{\hbar} \right), \quad (7)$$

где $F = -(\partial_z V/e)_{00}$ – среднее электрическое поле в гетероструктуре, $-e$ – заряд электрона. В отличие от работы [23] выражения (6) и (7) учитывают вклады ИСОВ в константы Дрессельхауза (γ_c^{int}) и Рашбы (χ^{int}).

3. Теория спинового расщепления спектра 2D-электронов в наклонном магнитном поле. Следуя [23], запишем гамильтониан (1) и ГУ (4) в наклонном магнитном поле. В отличие от [23] учтем влияние слабой непараболичности зоны проводимости GaAs на зеэмановское расщепление. Дополнительный вклад в спиновую часть гамильтониана (1) имеет вид [29]

$$\hat{H}_{np} = \frac{1}{2} \mu_B \frac{\hbar_1 (\hat{p} - eA/c)^2}{\hbar^2} (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{B}), \quad (8)$$

где μ_B – магнетон Бора, \hbar_1 – параметр непараболичности, определяемый зонной структурой объемного полупроводника. Соответствующий вклад в ГУ (4) имеет вид $-i\mu_B m^* \hbar_1 R \hat{p}_z (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{B}) / \hbar^3$.

После вычислений, аналогичных проведенным в [23], получим тензор $g_{\alpha\beta}(B) = g_{\alpha\beta}(0) + d_{\alpha\beta} |B_z|$, который анизотропен в плоскости $\alpha, \beta = x, y$. Его компоненты определяются выражениями

$$g_{zz}(0) = g^* + \frac{2m^* \hbar_1}{\hbar^2} \left[\frac{(p_z^2)_{00}}{2m^*} + eFR \right], \quad (9)$$

$$d_{zz} = \frac{2e\hbar_1}{c\hbar} \left(N + \frac{1}{2} \right), \quad (10)$$

$$g_{xx}(0) = g_{yy}(0) = g^* + \frac{4\tilde{\chi} R^2 m_0 (p_z^2)_{00}}{\hbar^2 m^*} + \frac{2m^* \hbar_1}{\hbar^2} \left[\frac{(p_z^2)_{00}}{2m^*} + eFR \right], \quad (11)$$

$$d_{xx} = d_{yy} = \frac{2e\hbar_1}{c\hbar} \left(N + \frac{1}{2} \right) - \frac{4\tilde{\chi} R^2 m_0 e}{m^* c \hbar} \left(N + \frac{1}{2} \right), \quad (12)$$

$$g_{xy}(0) = g_{yx}(0) = \frac{4m_0 \gamma_c}{\hbar^4} [(p_z^2)_{00} z_{00} - (p_z^2 z)_{00}] - \frac{8m_0 m^* R \tilde{\gamma}_c (p_z^2)_{00}}{\hbar^4 m^*}, \quad (13)$$

$$d_{xy} = d_{yx} = \frac{8m_0 e \tilde{\gamma}_c R}{c \hbar^3} \left(N + \frac{1}{2} \right), \quad (14)$$

где $g^* = -0.44$, N – номер уровня Ландау.

Слагаемые в (9)–(14), пропорциональные R , γ_c^{int} , χ^{int} и их комбинациям, представляют собой искомые интерфейсные вклады. При их занулении результаты (9)–(14) переходят в известные из [29–31].

Константы α_{BIA} , α_{SIA} можно выразить через компоненты тензора $g_{\alpha\beta}$:

$$\alpha_{\text{BIA}} = \frac{\gamma_c}{\hbar^3} (\hat{p}_z^2)_{00} - eF \frac{m^* \hbar}{4m_0 (p_z^2)_{00}} \times \left\{ g_{xy} - \frac{4m_0 \gamma_c}{\hbar^4} [(p_z^2)_{00} z_{00} - (p_z^2 z)_{00}] \right\}, \quad (15)$$

$$\alpha_{\text{SIA}} = -eF \left[a_{\text{SO}} + \frac{m^* \hbar}{4m_0 (p_z^2)_{00}} (g_{xx} - g_{zz}) \right]. \quad (16)$$

4. Экспериментальная часть: электронный спиновый резонанс. Как следует из вышеизложенной одночастичной теории, для корректного определения всех параметров, описывающих спиновое расщепление в двумерной электронной системе, необходимо достаточно точно измерить все компоненты одночастичного нелинейного тензора g -фактора. Наиболее подходящим экспериментальным методом для этого является электронный спиновый (парамагнитный) резонанс (ЭПР). Данным методом определяется одночастичный g -фактор (детали см. в [32, 33]).

Для экспериментальной проверки расчетов лучше всего подходят заряженные гетеропереходы AlGaAs/GaAs или широкие AlGaAs/GaAs квантовые ямы с большим встроенным электрическим полем, т.е. с большой концентрацией электронов.

Для исследования была выбрана квантовая яма шириной 25 нм на основе (001) AlGaAs/GaAs, односторонне δ -легированная кремнием. Структура была

выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Концентрация электронов в ней составляла $n = 5.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а их подвижность $\mu = 1.3 \cdot 10^6 \text{ В}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ при температуре $T = 1.3 \text{ К}$. Образец имел форму меза-структуры в виде стандартного мостика Холла с истоком, стоком и потенциометрическими контактами.

Применялся непрямой метод [32] измерения ЭПР, основанный на чрезвычайной чувствительности сопротивления R_{xx} 2D электронной системы в режиме квантового эффекта Холла к поглощению микроволнового излучения. Приведем краткое описание методики измерения (детали см. в работах [33–35]). Измерение вариации δR_{xx} , обусловленной поглощением СВЧ-излучения, осуществлялось с помощью методики двойного синхронного детектирования. Через исток и сток пропускался переменный ток с частотой $f \sim 1 \text{ кГц}$ и амплитудой $I_{\text{RMS}} \sim 1 \text{ мкА}$. Образец освещался амплитудно-модулированным на частоте $f_{\text{mod}} \sim 30 \text{ Гц}$ СВЧ излучением, мощность которого не превышала 1 мВт. Первый синхронный детектор был настроен на частоту переменного тока и измерял сигнал, пропорциональный сопротивлению R_{xx} образца. Второй синхронный детектор брал сигнал с выхода первого и был настроен на частоту модуляции СВЧ-излучения, т.е. измерял вариацию δR_{xx} сопротивления, обусловленную поглощением СВЧ-излучения. При этом частота падающего излучения оставалась постоянной. Разворачивалось магнитное поле \mathbf{B} . Снимались зависимости $R_{xx}(B)$ и $\delta R_{xx}(B)$. В зависимости $\delta R_{xx}(B)$ наблюдался пик, отвечающий ЭПР. Эксперименты проводились при температуре $T = 1.3 \text{ К}$ в магнитных полях до 10 Тл. Сигнал ЭПР наблюдался около факторов заполнения $\nu = 3, 5, 7$. Основные измерения были произведены вблизи $\nu = 5$.

Образец был установлен на вращающейся подставке. Таким образом, мы могли *in situ* изменять угол θ между нормалью к плоскости [001] и направлением магнитного поля и угол ϕ между направлением [110] и плоскостной компонентой магнитного поля. Углы контролировались при помощи трехмерного датчика Холла, жестко закрепленного на держателе образца.

При фиксированных углах θ и ϕ измерялись зависимости частоты ЭПР f от магнитного поля B . Из них вычислялась зависимости $g(B)$. На рис. 1 показаны зависимости $f(B)$ и $g(B)$ для углов $\theta = 0, 31, 40$ и 51° при фиксированном угле $\phi = 90^\circ$. Вблизи нечетного фактора заполнения зависимости $g(B)$ линейны [36]. Линейная экстраполяция $g(B)$ в нулевое магнитное поле позволяет извлечь величину одно-

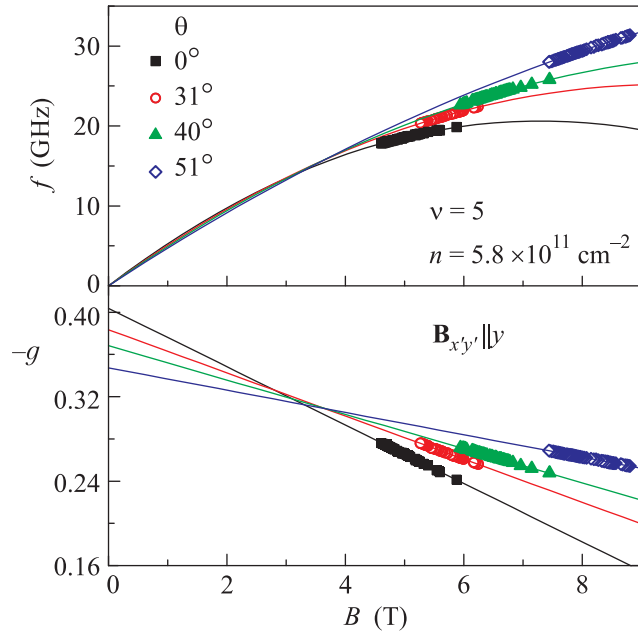


Рис. 1. Зависимости частоты ЭПР (сверху) и величины g -фактора (снизу) от магнитного поля для четырех различных значений угла θ между магнитным полем и нормалью к плоскости двумерной электронной системы. Плоскостная компонента магнитного поля $B_{x'y'}$ направлена вдоль Oy' . Величины g^* получаются линейной экстраполяцией экспериментальных данных к нулевому магнитному полю (сплошные линии)

стичного g -фактора вблизи дна подзоны размерного квантования $g_0(\theta, \phi)$.

Пусть оси Ox' , Oy' и Oz направлены вдоль кристаллографических направлений [110], $[1\bar{1}0]$ и [001] соответственно. Тогда справедлива формула

$$g_0^2(\theta, \phi) = [g_{x'x'}^2 \cos^2 \phi + g_{y'y'}^2 \sin^2 \phi] \sin^2 \theta + g_{zz}^2 \cos^2 \theta. \quad (17)$$

Таким образом, если зафиксировать угол $\phi = 0^\circ$ или 90° , то линейная экстраполяция экспериментальной зависимости $g^2(\cos^2 \theta)$ позволит вычислить $g_{x'x'}$ или $g_{y'y'}$ соответственно. На рис. 2 показаны измеренные зависимости $g^2(\cos^2 \theta)$ для $\phi = 0^\circ$ (квадраты) и 90° (кружки). Видно, что они линейны в полном соответствии с формулой (17). Пересечения этих зависимостей с осью ординат дают $g_{x'x'} = -0.248 \pm 0.005$ и $g_{y'y'} = -0.309 \pm 0.005$. Величина $g_{zz} = -0.405 \pm 0.001$ была определена непосредственно из измерений в перпендикулярном поле.

Следуя [34, 35], мы определили линейные по магнитному полю поправки к g -фактору (вблизи $\nu = 5$): $d_{zz} = 0.0278 \pm 0.0005 \text{ Тл}^{-1}$, $d_{y'y'} = 0.010 \pm 0.001 \text{ Тл}^{-1}$, $d_{x'x'} = -0.001 \pm 0.001 \text{ Тл}^{-1}$.

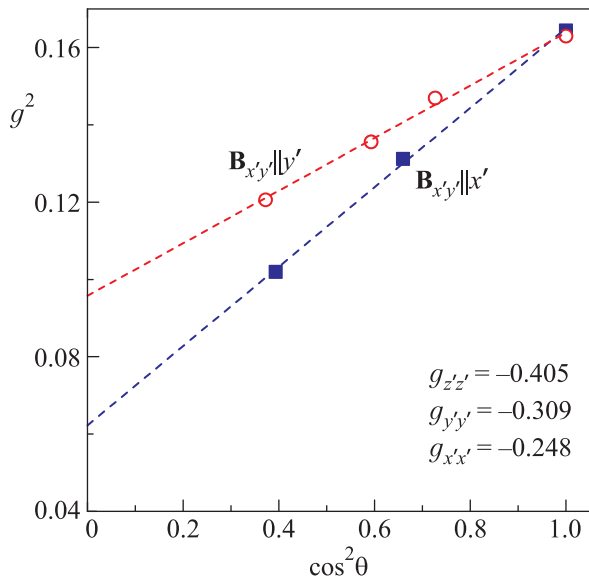


Рис. 2. Зависимости квадрата эффективного g -фактора от $\cos^2 \theta$ для двух ориентаций плоскостной компоненты магнитного поля: $\mathbf{B}_{x'y'} \parallel x'$ (квадраты) и $\mathbf{B}_{x'y'} \parallel y'$ (кружки). По пересечению штриховых линий с осью ординат по формуле (7) вычислены величины $g_{x'x'}$ и $g_{y'y'}$

5. Экспериментальная часть: фотолюминесцентные измерения параметра непараболичности зоны проводимости GaAs. В соответствии с (9) параметр непараболичности h_1 описывает зависимость значения g_{zz} от энергии размерного квантования ΔE в квантовых ямах. Для его экспериментального определения величина g_{zz} измерялась в ряде заряженных GaAs/AlGaAs квантовых ям, характеризующихся различной величиной ΔE (разной шириной ямы и высотой потенциальных стенок). Ширина квантовых ям изменялась от 7 до 25 нм, а концентрация x Al в барьерных слоях варьировалась от 15 до 32%. Все исследованные ямы были выращены вдоль направления [001] с помощью методики молекулярно-лучевой эпитаксии.

Энергия ΔE размерного квантования электрона в таких ямах определялась по спектрам фотолюминесценции. Фотовозбуждение осуществлялось посредством лазерного излучения с длиной волны 532 нм. Пример спектра фотолюминесценции приведен на вставке к рис. 3. Падавший на образец зеленый свет, несомненно, значительно уменьшал концентрацию электронов в яме, тем самым сдвигая пик фотолюминесценции в красную область. В широких квантовых ямах этот эффект значителен. Однако форму узких квантовых ям можно с хорошей точно-

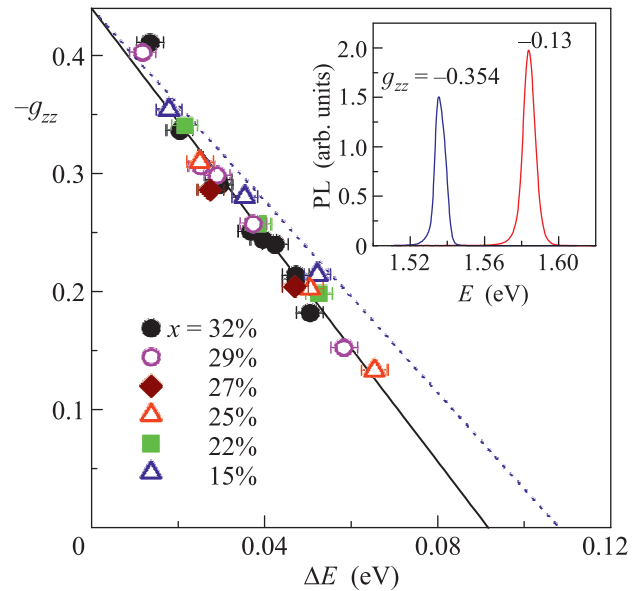


Рис. 3. Зависимость величины g_{zz} от энергии размерного квантования в серии GaAs/Al_xGa_{1-x}As квантовых ям, характеризующихся различной шириной и концентрацией алюминия x . Сплошная линия – аппроксимация экспериментальных данных согласно формуле (9) в приближении прямоугольной ямы при $2mh_1/\hbar^2 = 4.8 \pm 0.6 \text{ эВ}^{-1}$. Пунктир отвечает значению $2mh_1/\hbar^2 = 4.1 \text{ эВ}^{-1}$, рассчитанному в многозонной модели Кейна. На вставке – пример спектра фотолюминесценции

стью считать прямоугольной. Изменение концентрации электронов в таких ямах практически не влияет на ΔE . Следовательно, указанным эффектом можно пренебречь. Масса дырок в GaAs/AlGaAs значительно превышает массу электронов. Таким образом, вкладом размерного квантования дырок в положение пика фотолюминесценции тоже можно пренебречь.

Результаты измерений представлены на рис. 3. Видно, что на общую линейную зависимость $g_{zz}(\Delta E)$ плохо ложатся две нижайшие по ΔE точки, которые отвечают квантовым ямам шириной более 20 нм. Остальные экспериментальные данные были получены на более узких ямах, ширина которых не превышала 14 нм. Соответствующие точки хорошо ложатся на общую линейную зависимость, предсказываемую формулой (9) в приближении прямоугольной ямы. Линейная аппроксимация экспериментальной зависимости $g_{zz}(\Delta E)$ формулой (16) позволяет определить параметр непараболичности: $2mh_1/\hbar^2 = 4.8 \pm 0.6 \text{ эВ}^{-1}$. Получившаяся величина близка к значению $2mh_1/\hbar^2 = 4.1 \text{ эВ}^{-1}$, полученному теоретически в рамках модели Кейна.

6. Сравнение теории и эксперимента. Мы вычислили константу γ_c в расширенной (14-зонной) модели Кейна в четвертом порядке kp -теории возмущений: $|\gamma_c| = 24.4 \text{ эВ} \cdot \text{Å}^3$. Абсолютное значение γ_c отлично согласуется с объемными данными [19]. Однако в литературе существуют разногласия относительно знака γ_c . У многих авторов $\gamma_c > 0$ [3, 5, 37], но в некоторых работах получено $\gamma_c < 0$ [12, 13].

Проведем сравнение теории с данными п. 5, учитывая оба возможных знака γ_c . Пересчитаем компоненты тензоров из главных осей в кубические: $F = 0.4 \cdot 10^5 \text{ В/см}$, $g_{xx} = -0.2785$, $g_{zz} = -0.405$, $g_{xy} = 0.0305$, $d_{xx}/(N + 1/2) = 0.0018 \text{ Тл}^{-1}$, $d_{zz}/(N + 1/2) = 0.0112 \text{ Тл}^{-1}$, $d_{xy}/(N + 1/2) = -0.0022 \text{ Тл}^{-1}$.

Начнем с самых больших компонент тензора g . Сначала обрабатываем зависимость, которая задается формулой (9), откуда находим $R = -22 \text{ Å}$. Затем, зная h_1 , вычисляем теоретическое значение $d_{zz}/(N + 1/2) = 0.008 \text{ Тл}^{-1}$ и сравниваем его с экспериментальным. Далее определяем комбинацию $\tilde{\chi}R^2$, которая входит в (11), (12). Теперь по формуле (12) можно найти $d_{xx}/(N + 1/2) = 0.0016 \text{ Тл}^{-1}$, а также $\tilde{\chi} = 0.015$. Наконец, обрабатываем недиагональную компоненту $g_{xy}(0)$ и из сравнения (13) с экспериментальным значением g_{xy} определяем комбинацию $\tilde{\gamma}_c R$. Оцениваем значение $d_{xy}/(N + 1/2)$ по формуле (14), используя найденную $\tilde{\gamma}_c R$. Определяем $\tilde{\gamma}_c$. Кроме того, оцениваем значения констант α_{BIA} и α_{SIA} . Полученные результаты представлены в таблицах 1 и 2).

Таблица 1

$R = -22 \text{ Å}$			$2m^* h_1/h^2 = 4.8 \text{ 1/эВ}$	
$\tilde{\gamma}_c = \gamma_c + \gamma_c^{\text{int}}$	$\gamma_c > 0$	$\gamma_c < 0$	$\tilde{\chi} = \chi + \chi^{\text{int}}$	
$\gamma_c, \text{эВ} \cdot \text{Å}^3$	24.4	-24.4	χ	0.082
$\tilde{\gamma}_c, \text{эВ} \cdot \text{Å}^3$	22.2	-13.2	$\tilde{\chi}$	0.015
$\gamma_c^{\text{int}}, \text{эВ} \cdot \text{Å}^3$	-2.2	11.2	χ^{int}	-0.067
$\alpha_{\text{BIA}} = \alpha_{\text{BIA}}^{(0)} + \alpha_{\text{BIA}}^{\text{int}}$			$\alpha_{\text{SIA}} = \alpha_{\text{SIA}}^{(0)} + \alpha_{\text{SIA}}^{\text{int}}$	
$\alpha_{\text{BIA}} \hbar, \text{мэВ}$	3.5	-4.9	$\alpha_{\text{SIA}} \times \hbar, \text{мэВ}$	-4.8
$\alpha_{\text{BIA}}^{(0)} \hbar, \text{мэВ}$	7	-7	$\alpha_{\text{SIA}}^{(0)} \hbar, \text{мэВ}$	-1.9
$\alpha_{\text{BIA}}^{\text{int}} \hbar, \text{мэВ}$	-3.5	2.1	$\alpha_{\text{SIA}}^{\text{int}} \hbar, \text{мэВ}$	-2.9

Таблица 2

	Эксп. (Тл^{-1})	Теор. (Тл^{-1})
$d_{zz}/(N + 1/2)$	0.0112	0.0083
$d_{xx}/(N + 1/2)$	0.0018	0.0016
$d_{xy}/(N + 1/2)$	-0.0022	-0.008 ($\gamma_c > 0$) 0.0047 ($\gamma_c < 0$)

7. Обсуждение результатов и выводы. Таким образом, в настоящей работе методом огибающих функций построена одночастичная теория ИСОВ, количественно описывающая экспериментальные данные по ЭПР в системе 2D-электронов, прижатых внутренним электрическим полем к одной гетерогранице в широкой квантовой яме. Перечислим основные полученные результаты.

Граничные условия для огибающих функций на атомарно резком и непроницаемом интерфейсе (001) GaAs/AlGaAs имеют вид (4). Они учитывают спин-орбитальное взаимодействие как в объеме, так и на интерфейсе, отсутствие у кристалла центра инверсии и симметрию интерфейса C_{2v} . Далее использована малость отклонения этих ГУ от нулевых. В нижнем порядке по СОВ получены выражения для компонент тензора g -фактора ((9), (11), (13)) и его производных по $|B_z|$ ((10), (12), (14)), которые учитывают СОВ, ИСОВ, асимметрию КЯ, непараболичность зоны проводимости и содержат значительную интерфейсную перенормировку. С помощью (15), (16) величины α_{BIA} и α_{SIA} выражены через компоненты тензора g .

Из-за пренебрежения вкладом интерфейса известные из литературы выражения для d_{zz} и d_{xx} совпадают. Они не могут описать экспериментальные результаты [34, 35], в которых наблюдалось значительное отличие d_{zz} и d_{xx} . Это различие может быть объяснено интерфейсным вкладом в d_{xx} (второе слагаемое в (12)). Также в экспериментах [34, 35] было обнаружено недиагональное слагаемое d_{xy} , которое, как видно из (14), определяется интерфейсным вкладом. Таким образом, построенная теория по крайней мере качественно описывает эксперимент [34, 35].

Для количественной проверки теории методом ЭПР исследовано спиновое расщепление электронного спектра в широкой квантовой яме GaAs/AlGaAs с большим встроенным электрическим полем, что обеспечивает применимость теории. Количественное описание экспериментальных данных возможно лишь при учете всех интерфейсных вкладов в g -фактор и $d_{\alpha\beta}$ (9)–(14). Из сравнения теоретических выражений (9), (11), (13) для компонент тензора g с экспериментальными данными извлечены интерфейсные параметры, величина которых оказывается сравнимой с объемными вкладами (см. табл. 1). При этом учитывались оба возможных знака γ_c . Эти параметры были использованы для количественного описания производных $d_{\alpha\beta}$. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными для d_{zz} и d_{xx} . Знак и абсолютная величина d_{xy} зависят от выбора знака объемной γ_c (см. табл. 2).

При $\gamma_c > 0$, как в работах [3, 5, 37], величина d_{xy} отрицательна, но по амплитуде почти в 4 раза больше экспериментальной, что может быть связано с большой погрешностью в определении малой величины g_{xy} . Если $\gamma_c < 0$, как в работах [12, 13], то знак d_{xy} положителен.

Имеющийся в литературе большой разброс экспериментальных данных по спиновым константам может быть связан с неполным учетом ИСОВ. Чаще всего определяются не объемные параметры (γ_c и a_{SO}), а некие эффективные величины, содержащие информацию об интерфейсе. Если же γ_c определяется не из $\alpha_{\text{ВИА}}$, а из кубичного по импульсу слагаемого Дрессельхауза, которое не содержит интерфейсной перенормировки, то эксперимент согласуется с kr -теорией [7].

В настоящей работе проанализирован вклад в СОВ только одного интерфейса. В достаточно узких ямах необходимо учитывать вклады в ИСОВ от обоих интерфейсов. Эта проблема заслуживает отдельного рассмотрения.

Авторы благодарны РФФИ за частичную финансовую поддержку. Работа Ж.А. Девизоровой поддержана фондом “Династия”.

1. G. Dresselhaus, Phys. Rev. **100**, 580 (1955).
2. Ю. А. Бычков, Е. И. Рашба, Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).
3. R. Winkler, *Spin-orbit Coupling Effects in two-dimensional Electron and Hole systems*, Springer, Berlin (2003).
4. E. L. Ivchenko, *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures*, Alpha Science, Harrow, UK (2005).
5. J. Fabian, A. Matos-Abiaguea, C. Ertlera, P. Stano, I. Zutic., Acta Phys. Slovaca **57**, 565 (2007).
6. P. D. Dresselhaus, C. M. A. Papavassiliou, R. G. Wheeler, and R. N. Sacks, Phys. Rev. Lett. **68**, 106 (1992).
7. J. B. Miller, D. M. Zumbuhl, C. M. Marcus, Y. B. Lyanda-Geller, D. Goldhaber-Gordon, K. Campman, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **90**, 076807 (2003).
8. D. Richards, B. Jusserand, G. Allan, C. Priester, and B. Etienne, Solid State Electron. **40**, 127 (1996).
9. J. J. Krich and B. I. Halperin, Phys. Rev. Lett. **98**, 226802 (2007).
10. W. J. H. Leyland, R. T. Harley, M. Henini, A. J. Shields, I. Farrer, and D. A. Ritchie, Phys. Rev. B **76**, 195305 (2007).
11. J. D. Koralek, C. P. Weber, J. Orenstein, B. A. Bernevig, Sh.-Ch. Zhang, S. Mack, and D. D. Awschalom, Nature Letters **468**, 610 (2009).
12. M. Studer, M. P. Walser, S. Baer, H. Rusterholz, S. Schön, D. Schuh, W. Wegscheider, K. Ensslin, and G. Salis., Phys. Rev. B **83**, 235320 (2010).
13. M. P. Walser, U. Siegenthaler, V. Lechner, D. Schuh, S. D. Ganichev, W. Wegscheider, and G. Salis, Phys. Rev. B **86**, 195309 (2012).
14. S. D. Ganichev and L. E. Golub, arXiv:1310.4089v1 (2013).
15. П. С. Алексеев, Письма в ЖЭТФ **98**, 92 (2013).
16. P. S. Eldridge, J. Hubner, S. Oertel, R. T. Harley, M. Henini, and M. Oestreich, Phys. Rev. B **83**, 041301(R) (2011).
17. B. Jusserand, D. Richards, G. Allan, C. Priester, and B. Etienne, Phys. Rev. B **51**, 4707 (1995).
18. M. Studer, G. Salis, K. Ensslin, D. C. Driscoll, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **103**, 027201 (2009).
19. В. А. Марущак, М. Н. Степанова, А. Н. Титков, ФТТ **25**, 3537 (1883).
20. Г. Е. Пикус, В. А. Марущак, А. Н. Титков, ФТП **22**, 185 (1988).
21. B. A. Foreman, Phys. Rev. B **72**, 165345 (2005).
22. E. Takhtamirov and R. V. N. Melnik, New J. Phys. **12**, 123006 (2010).
23. Ж. А. Девизорова, В. А. Волков, Письма в ЖЭТФ **98**, 110 (2013).
24. В. А. Волков, Т. Н. Пинскер, ЖЭТФ **70**, 2268 (1976).
25. V. A. Volkov and T. N. Pinsker, Surf. Sci. **81**, 181 (1979).
26. Ф. Т. Васько, Письма в ЖЭТФ **30**, 574 (1979).
27. A. V. Rodina and A. Yu. Alekseev, Phys. Rev. B **73**, 115312 (2006).
28. E. L. Ivchenko, A. A. Kiselev, and M. Willander, Sol. State Comm. **102**, 375 (1996).
29. Е. Л. Ивченко, А. А. Киселев, ФТП **26**, 1471 (1992).
30. В. К. Калевич, В. Л. Коренев, Письма в ЖЭТФ **57**, 557 (1993).
31. G. Lommer, F. Malcher, and U. Rössler, Phys. Rev. B **32**, 6965 (1985).
32. D. Stein, K. v. Klitzing, and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **51**, 130 (1983).
33. Ю. А. Нефедов, А. А. Фортунатов, А. В. Щепетильников, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **91**, 385 (2010).
34. Yu. A. Nefyodov, A. V. Shchepetilnikov, I. V. Kukushkin, W. Dietsche, and S. Schmult, Phys. Rev. B **83**, 041307(R) (2011).
35. Yu. A. Nefyodov, A. V. Shchepetilnikov, I. V. Kukushkin, W. Dietsche, and S. Schmult, Phys. Rev. B **84**, 233302 (2011).
36. M. Dohers, K. v. Klitzing, and G. Weimann, Phys. Rev. B **38**, 5453 (1988).
37. M. Cardona, N. E. Christensen, and G. Fasol, Phys. Rev. B **38**, 1806 (1988).