

# Спиновое расщепление Рашбы и обменное усиление $g$ -фактора в гетероструктурах InAs/AlSb с двумерным электронным газом

© С.С. Криштопенко<sup>¶</sup>, К.П. Калинин, В.И. Гавриленко, Ю.Г. Садофьев\*, М. Goiran<sup>†</sup>

Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

\* Физический институт им П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
119991 Москва, Россия

<sup>†</sup> Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (LNCMI-T),  
CNRS UPR 3238 Université de Toulouse,  
31400 Toulouse, France

(Получена 15 февраля 2012 г. Принята к печати 28 февраля 2012 г.)

С использованием 8-зонного  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  гамильтониана исследовано обменное усиление  $g$ -фактора квазичастиц в гетероструктурах InAs/AlSb с двумерным электронным газом со спиновым расщеплением Рашбы. Показано, что в слабых магнитных полях учет спинового расщепления Рашбы приводит к значительному увеличению амплитуды осцилляций  $g$ -фактора квазичастиц, перенормированного обменным взаимодействием. Из анализа осцилляций Шубникова-де Гааза при температуре 250 мК определена величина расщепления Рашбы и  $g$ -фактора квазичастиц. Полученные экспериментальные значения находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетами, выполненными с учетом асимметричного „встроенного“ электрического поля в гетероструктурах InAs/AlSb.

## 1. Введение

Исследования двумерного (2D) электронного газа в режиме квантового эффекта Холла, основанные на резонансном туннелировании [1–4], емкостной спектроскопии уровней Ландау [5,6] и измерениях теплоемкости [7–9], позволяют прямым способом определять величину эффективного  $g$ -фактора, который характеризует спиновое расщепление на уровне Ферми в спектре квазичастиц. Значения  $g$ -фактора, полученные таким образом, могут значительно отличаться от соответствующих величин, измеряемых в спиновом резонансе. Наблюдаемое увеличение  $g$ -фактора квазичастиц связано с обменным взаимодействием 2D электронов [10].

Впервые детальная теория этого многочастичного эффекта для описания усиления  $g$ -фактора в инверсионных каналах в кремнии была предложена в работе [11], где показано, что  $g$ -фактор квазичастиц должен быть осциллирующей функцией фактора заполнения уровней Ландау. Помимо работы [11] теоретическое исследование обменного усиления  $g$ -фактора проводилось в работах [12–14]. Авторы работы [12] добавили в свою модель взаимодействие с акустическими фононами, что позволило проводить вычисления  $g$ -фактора квазичастиц и плотности состояний на уровнях Ландау при ненулевой температуре. В работе [13] методом Монте-Карло с использованием пробных волновых функций Лафлина [15] рассчитывалась энергия основного состояния и обменное усиление  $g$ -фактора 2D электронного газа в условиях дробного квантового эффекта Холла. В работе [14] исследовалось влияние обменного взаимодействия на спиновое расщепление уровней Ландау в 2D электронном газе со спиновым расщеплением Рашбы.

Во всех рассматриваемых работах [11–14] в качестве одночастичного оператора кинетической энергии использовался гамильтониан  $2 \times 2$ , содержащий два феноменологических параметра — эффективную массу и  $g$ -фактор носителей заряда. Отметим, что таким гамильтонианом хорошо описываются одноэлектронные состояния только в гетероструктурах с параболическим законом дисперсии в подзонах размерного квантования. Следствием такого приближения является то, что величина обменного усиления  $g$ -фактора квазичастиц оказалась пропорциональной спиновой поляризации  $n_{\uparrow} - n_{\downarrow}$ , где  $n_{\uparrow}$  и  $n_{\downarrow}$  — концентрации электронов со спином „вверх“ и „вниз“. В результате максимальное усиление  $g$ -фактора квазичастиц достигается при нечетных факторах заполнения уровней Ландау, в то время как при четных факторах заполнения обменное усиление отсутствует и  $g$ -фактор квазичастиц принимает „одноэлектронное“ значение.

В узкозонных гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ), таких как InAs/AlSb, закон дисперсии в подзонах размерного квантования характеризуется сильной непараболическостью [16–18]. Для корректного учета эффектов непараболическости, упругой деформации и спин-орбитального взаимодействия одноэлектронные состояния в КЯ AlSb/InAs/AlSb необходимо описывать 8-зонным  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  гамильтонианом [16–20], поэтому теория для 2D электронного газа с параболическим законом дисперсии [11–14] неприменима для описания обменного усиления  $g$ -фактора квазичастиц в узкозонных квантовых ямах.

В одной из наших предыдущих работ [21] была предложена теория обменного усиления  $g$ -фактора в гетероструктурах с квантовыми ямами, выращенными из любых материалов, объемный зонный спектр в которых описывается 8-зонным  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  гамильтонианом. Нами было

<sup>¶</sup> E-mail: ds\_a-teens@mail.ru

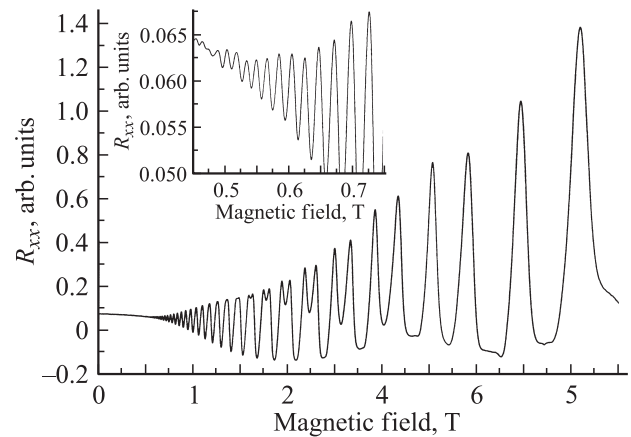
показано, что в КЯ с непараболическими подзонами размерного квантования величина обменного усиления перестает быть пропорциональной степени спиновой поляризации  $|n_{\uparrow} - n_{\downarrow}|$  и обменное усиление  $g$ -фактора квазичастиц наблюдается не только при нечетных, но и при четных факторах заполнения уровней Ландау. Расчеты  $g$ -фактора квазичастиц, выполненные для различных КЯ на основе InAs/AlSb, находились в хорошем согласии с экспериментальными данными, полученными в [4,20,22]. Отметим, что все расчеты, представленные в [21], выполнялись для случая симметричного „встроенного“ электрического поля, т.е. в отсутствие спинового расщепления Рашбы [19].

В работе [18] спектральные исследования остаточной фотопроводимости показали выраженную асимметрию „встроенного“ электрического поля в гетероструктурах InAs/AlSb с двойными квантовыми ямами и покрывающим слоем GaSb. В этих же гетероструктурах с одиночными КЯ наблюдались биения осцилляций Шубникова–де Гааза (ШдГ) [23–25], вызванные спиновым расщеплением Рашбы в нулевом магнитном поле, что также указывает на наличие „встроенного“ электрического поля, связанного с разделением зарядов поверхностных доноров в слое GaSb и 2D электронов в КЯ InAs. Настоящая работа посвящена исследованию влияния асимметричного „встроенного“ электрического поля и связанного с ним спинового расщепления Рашбы на обменное усиление  $g$ -фактора квазичастиц в гетероструктурах InAs/AlSb с одиночной КЯ и покрывающим слоем GaSb. Конкретные расчеты обменного усиления  $g$ -фактора квазичастиц выполнены для гетероструктуры В824 [20,26,27] с шириной КЯ InAs 15 нм, для которой были проведены исследования осцилляций ШдГ при температуре 250 мК и определена величина спинового расщепления Рашбы при фермиевском волновом векторе.

## 2. Исследование магнитотранспорта

Исследуемая гетероструктура В824 выращивалась методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs (001) с метаморфным буферным слоем GaSb. Последовательность и режимы роста слоев подробно описаны в работах [26,27]. Параметры структуры В824 при гелиевой температуре представлены в работе [26]. Образец в форме холловского мостика размещался в центре сверхпроводящего соленоида в криостате растворения, измерения проводились при температуре  $T = 250$  мК при развертке магнитного поля. При измерениях электронного транспорта через образец пропускался переменный ток  $\sim 1$  мкА низкой частоты (9 Гц). Для измерения продольного сопротивления ( $R_{xx}$ ) использовалась стандартная схема синхронного детектирования.

На рис. 1 представлены результаты измерений осцилляций ШдГ при  $T = 250$  мК, выполненных в Национальной лаборатории сильных магнитных полей в

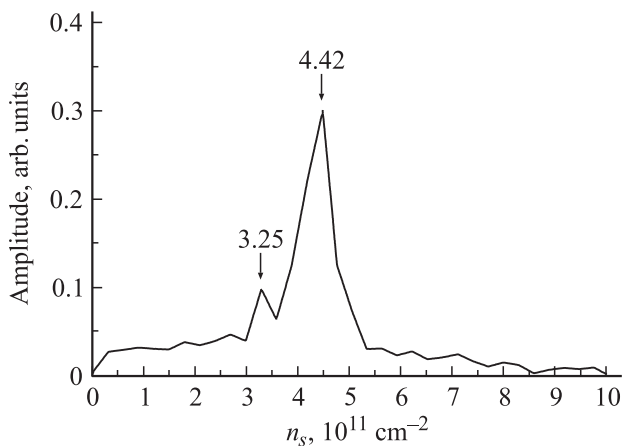


**Рис. 1.** Осцилляции Шубникова–де Гааза в образце В824 с шириной квантовой ямы 15 нм при температуре  $T = 250$  мК. На вставке — осцилляции ШдГ в слабых магнитных полях.

Тулузе (LNCMI-T). Как видно из рис. 1 (см. вставку), выражение биения осцилляций магнетосопротивления в образце В824 отсутствует. Отсутствие биений мы связываем с влиянием спин-орбитального взаимодействия не только на расщепление энергетического спектра, но и на рассеяние 2D электронов на случайном потенциале, что приводит к различному уширению уровней Ландау в спиновых подзонах. Моделирование осцилляций ШдГ, выполненное в работе [28], показано, что различие ширины уровней Ландау в спиновых подзонах приводит к исчезновению выраженных биений осцилляций магнетосопротивления. „Остаточная“ периодическая модуляция осцилляций ШдГ, наблюдаемая в слабых магнитных полях (см. вставку к рис. 1), свидетельствует о спин-зависимом уширении уровней Ландау в образце В824. Отметим, что различие ширины уровней Ландау в спиновых подзонах определяется не только величиной спин-орбитального взаимодействия, но и корреляционной длиной случайного потенциала.\*

Результаты фурье-анализа осцилляций ШдГ в слабых магнитных полях ( $B < 0.75$  Тл) в образце В824 свидетельствуют о наличии двух пиков, соответствующих концентрациям 2D электронов  $n_s$  в спиновых подзонах (рис. 2). Используя результаты расчетов и измерений циклотронных масс на уровне Ферми, полученные в работе [16], а также экспериментальные значения концентраций 2D электронов в спиновых подзонах, можно определить величину спинового расщепления Рашбы при фермиевском волновом векторе. При суммарной концентрации 2D электронов  $7.67 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , что соответствует циклотронной массе  $0.033m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона), спиновое расщепление в нулевом магнитном поле оказалось равным  $\Delta_S(0) = 1.63$  мэВ. Отметим, что теоретическое значение расщепления Рашбы

\* Используя самосогласованное борновское приближение (SCBA) [29], можно показать, что рассеяние 2D электронов на  $\delta$ -коррелированном случайном потенциале приводит к одинаковому уширению уровней Ландау в спиновых подзонах даже в условиях спинового расщепления Рашбы.



**Рис. 2.** Результаты фурье-анализа осцилляций Шубникова–де Гааза в слабых магнитных полях (менее 0.75 Тл) в образце В824.

при максимальной асимметрии „встроенного“ электрического поля составляет 1.69 мэВ [19]. Таким образом, наблюдается хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими значениями спинового расщепления в нулевом магнитном поле, что свидетельствует о наличии выраженного асимметричного „встроенного“ электрического поля в образце В824.

В работе [22] исследовались осцилляции ШдГ в перпендикулярном магнитном поле, величина  $g$ -фактора квазичастиц оценивалась из соотношения

$$g^*(B_1) = -2 \frac{B_0 m_0}{B_1 m^*},$$

$$\Delta_S(B_1) = \mu_B |g^*| B_1, \tag{1}$$

где  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $B_1$  — магнитное поле, в котором появляется зеемановское расщепление осцилляций  $R_{xx}$ ,  $B_0$  — магнитное поле, в котором возникают осцилляции ШдГ,  $m^*$  — эффективная масса электронов на уровне Ферми. Из рис. 1 видно, что  $B_0 = 0.46$  Тл, а  $B_1 = 1.50$  Тл. Таким образом, при  $m^* = 0.035m_0$  величины спинового расщепления  $\Delta_S$  и  $g$ -фактора квазичастиц  $g^*$  в магнитном поле  $B_1$  в образце В824 составляют 1.53 мэВ и  $-17.6$  соответственно. В свою очередь отметим, что, поскольку выражение (1) не учитывает зависимости ширины плотности состояний на уровнях Ландау от магнитного поля, значения  $\Delta_S(B_1) = 1.53$  мэВ и  $g^*(B_1) = -17.6$ , строго говоря, являются оценками снизу для спинового расщепления и  $g$ -фактора квазичастиц.

### 3. Обменное усиление $g$ -фактора

Как отмечалось во Введении, для расчета энергетического спектра 2D электронов в КЯ с непараболическим законом дисперсии необходимо использовать 8-зонный  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  гамильтониан, в котором  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  взаимодействие зоны

проводимости ( $\Gamma_6$ ) с валентными зонами легких и тяжелых дырок ( $\Gamma_8$ ), а также с зоной спин-отщепленных дырок ( $\Gamma_7$ ) рассматривается точно. Отметим, что при описании узкозонных гетероструктур  $n$ -типа проводимости взаимодействием с другими более удаленными зонами можно пренебречь [30].

В базе блоховских функций  $\Gamma$ -точки зоны Бриллюэна, представленном в [21], в пренебрежении слагаемыми, появляющимися из-за отсутствия центра инверсии в элементарной ячейке объемных материалов [31] и наличия интерфейсов с низкой симметрией [32], 8-зонный  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  гамильтониан имеет вид

$$H_{8 \times 8}^{\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}} = H_{b,b^+} + H_Z + H_\epsilon, \tag{2}$$

где в  $H_{b,b^+}$  включены слагаемые, зависящие от волнового вектора  $\mathbf{k}$  в отсутствие магнитного поля, и слагаемые, описывающие спин-орбитальное взаимодействие,  $H_Z$  содержит слагаемые, описывающие зеемановское расщепление в магнитном поле, а  $H_\epsilon$  учитывает влияние упругих деформаций на энергетический спектр электронов. В явном виде выражения для  $H_{b,b^+}$ ,  $H_Z$  и  $H_\epsilon$  представлены в [21]. Будем считать, что ось  $z$ , направленная по нормали к плоскости гетероструктуры, соответствует кристаллографическому направлению (001), а оси  $x$  и  $y$  — направлениям (100) и (010) соответственно.

Сначала рассмотрим приближение Хартри в магнитном поле, которое эквивалентно самосогласованному решению системы уравнений Шредингера и Пуассона:

$$\left[ H_{8 \times 8}^{\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}} - eE_{\text{Donors}}(z) - e\varphi_{e-e} \right] \Psi_{nz,n,k}^{(i)}(x, y, z) = E_n^{(i)} \Psi_{nz,n,k}^{(i)}(x, y, z),$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \epsilon \frac{\partial}{\partial z} \varphi_{e-e} \right) = 4\pi e \sum_{n',i'} \frac{v_{n',i'}}{2\pi a_B^2} \sum_{p=1}^8 |c_p^{(i')}(z, n_z, n')|^2. \tag{3}$$

Здесь  $\epsilon$  соответствует диэлектрической проницаемости в каждом слое гетероструктуры,  $e > 0$  — заряд электрона,  $a_B$  — магнитная длина ( $a_B^2 = c\hbar/eB$ ),  $E_n^{(i)}$  — энергия уровня Ландау, характеризующегося „спиновым“ индексом  $i$  и номером уровня Ландау  $n$ ;  $n_z$  — индекс подзоны размерного квантования,  $k$  — проекция квазиимпульса на ось  $x$ ,  $\Psi_{nz,n,k}^{(i)}(x, y, z)$  — 8-компонентная огибающая волновая функция одночастичного состояния:

$$\Psi_{nz,n,k}^{(i)}(x, y, z) = \begin{pmatrix} c_1^{(i)}(z, n_z, n) \cdot |n, k\rangle \\ c_2^{(i)}(z, n_z, n) \cdot |n+1, k\rangle \\ c_3^{(i)}(z, n_z, n) \cdot |n-1, k\rangle \\ c_4^{(i)}(z, n_z, n) \cdot |n, k\rangle \\ c_5^{(i)}(z, n_z, n) \cdot |n+1, k\rangle \\ c_6^{(i)}(z, n_z, n) \cdot |n+2, k\rangle \\ c_7^{(i)}(z, n_z, n) \cdot |n, k\rangle \\ c_8^{(i)}(z, n_z, n) \cdot |n+1, k\rangle \end{pmatrix}, \tag{4}$$

где  $|n, k\rangle$  соответствует нормированной волновой функции гармонического осциллятора [21]. В дальнейшем

нами будут рассматриваться квантовые ямы с одной заполненной подзоной размерного квантования, поэтому индекс  $n_z$  при волновых функциях и матричных элементах различных операторов мы писать не будем. Слагаемое  $eE_{\text{Донорс}}(z)$  в уравнении Шредингера системы (3) описывает „встроенное“ поле доноров в гетероструктуре.

Для вычисления фактора заполнения уровня Ландау  $(n, i)$   $v_n^{(i)}$  в уравнении Пуассона системы (3),

$$v_n^{(i)} = 2\pi a_B^2 \int_{-\infty}^{E_F} D(E - E_n^{(i)}) dE, \quad (5)$$

мы ввели плотность состояний для каждого уровня Ландау  $D(E)$ . Для описания уширения уровней Ландау, которое обусловлено влиянием случайного потенциала, связанного с дефектами в реальных структурах, мы использовали гауссовский профиль плотности состояний для каждого уровня Ландау

$$D(E) = \frac{1}{2\pi a_B^2} \frac{2}{\sqrt{2\pi}\Gamma} \exp\left(-2\frac{E^2}{\Gamma^2}\right), \quad (6)$$

где  $\Gamma$  — ширина уровня Ландау. По аналогии с борновским приближением для  $\delta$ -коррелированного случайного потенциала [29] мы положили, что ширина плотности состояний  $D(E)$  не зависит от номера уровня Ландау и определяется как

$$\Gamma = \Gamma_0 \sqrt{\frac{B}{B_0}}, \quad (7)$$

где  $B_0$  — магнитное поле, в котором возникают осцилляции Шубникова–де Гааза, а  $\Gamma_0$  мы будем считать свободным параметром [21]. Энергия Ферми  $E_F$  в выражении (5) определяется из условия нормировки

$$n_s = \int_{-\infty}^{E_F} D_{\Sigma}(E) dE, \quad (8)$$

где  $n_s$  — концентрация 2D электронного газа,  $D_{\Sigma}(E)$  — суммарная плотность состояний в системе:

$$D_{\Sigma}(E) = \sum_{n,i} D(E - E_n^{(i)}). \quad (9)$$

Принимая во внимание аргументы, описанные в работе [21], „экранированную“ обменную поправку к энергии уровня Ландау можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Sigma_n^{(i)} = & - \sum_{n',i'} v_{n'}^{(i')} \int \frac{qdq}{2\pi} \left(\frac{a_B^2 q^2}{2}\right)^{|n-n'|} e^{-a_B^2 q^2/2} \\ & \times \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \int_{-\infty}^{+\infty} dz \\ & \times \frac{\tilde{D}(q, z, z')}{\tilde{\varepsilon}(q)} \tilde{L}_{n,n'}^{(i,i')} \left(\frac{a_B^2 q^2}{2}, z, z\right) \tilde{L}_{n',n}^{(i',i)} \left(\frac{a_B^2 q^2}{2}, z', z'\right), \end{aligned} \quad (10)$$

где диэлектрическая проницаемость 2D электронного газа вычисляется в приближении Томаса–Ферми как

$$\begin{aligned} \tilde{\varepsilon}(q) = & 1 + \sum_{n,i} D(E_F - E_n^{(i)}) \\ & \times \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \int_{-\infty}^{+\infty} dz \tilde{D}(q, z, z') \tilde{L}_{n,n}^{(i,i)}(0, z, z) \tilde{L}_{n,n}^{(i,i)}(0, z', z'). \end{aligned} \quad (11)$$

В (10) и (11)  $\tilde{D}(q, z, z')$  соответствует фурье-образу кулоновской функции Грина, вычисляемой с учетом сил электростатических изображений в КЯ AlSb/InAs/AlSb [19]. В явном виде выражения для  $\tilde{D}(q, z, z')$  и  $\tilde{L}_{n,n'}^{i,i'}(x, z, z')$  представлены в [24].

В результате энергия уровней Ландау квазичастиц  $\tilde{E}_n^{(i)}$  определяется в следующем виде:

$$\tilde{E}_n^{(i)} = E_n^{(i)} + \Sigma_n^{(i)}, \quad (12)$$

где  $E_n^{(i)}$  — энергия уровней Ландау, вычисленная в приближении Хартри (3). Отметим, что, хотя в объемном InAs, а также в КЯ AlSb/InAs/AlSb шириной 15 нм  $g$ -фактор электронов в зоне проводимости является отрицательным, в дальнейшем под  $g$ -фактором будет пониматься его абсолютное значение. С учетом вышесказанного эффективный  $g$ -фактор, характеризующий спиновое расщепление  $\Delta_S$  на уровне Ферми в энергетическом спектре квазичастиц, определяется как

$$\begin{aligned} g^* = & \frac{\Delta_S}{\mu_B B} = g_{(1e)} + \frac{1}{\mu_B B} \left| \Sigma_{n_F}^{(a)} - \Sigma_{n_F-1}^{(b)} \right|, \\ \Delta_S = & \left| \tilde{E}_{n_F}^{(a)} - \tilde{E}_{n_F-1}^{(b)} \right|, \end{aligned} \quad (13)$$

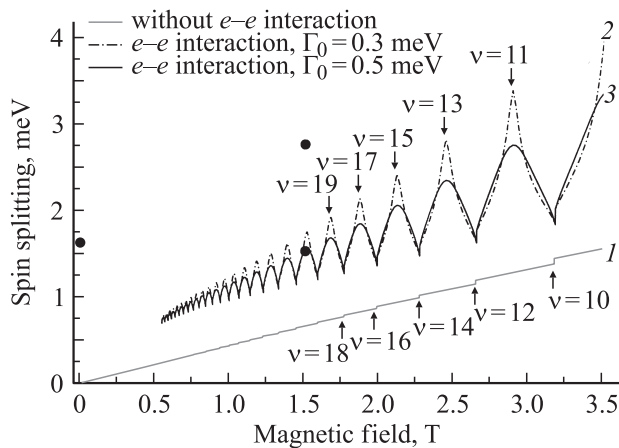
где индексы  $(n_F - 1, b)$  и  $(n_F, a)$  соответствуют паре спин-расщепленных уровней Ландау (см., например, рис. 2 в работе [21]), через которую проходит уровень Ферми, а  $g_{(1e)}$  отвечает „одноэлектронным“ значениям  $g$ -фактора квазичастиц, вычисленным в приближении Хартри. Отметим, что учет корневой зависимости  $\Gamma(B)$  позволяет модифицировать выражение (1) для  $g^*(B_1)$ ,

$$g^*(B_1) = -2 \frac{m_0}{m^*} \sqrt{\frac{B_0}{B_1}}, \quad (14)$$

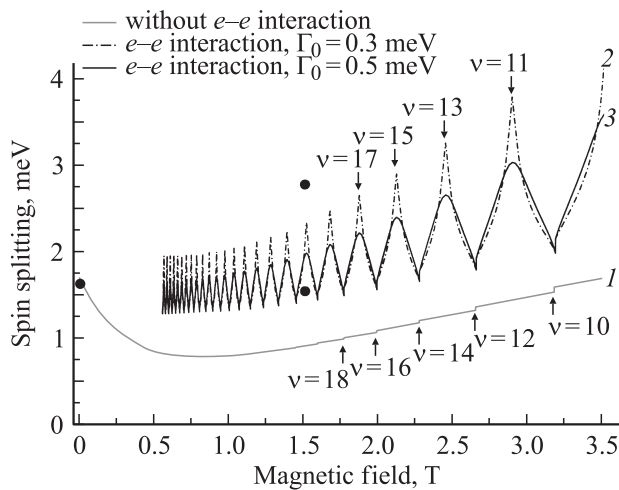
и получить оценки сверху [8,9] величин  $\Delta_S(B_1)$  и  $g^*(B_1)$ , которые составляют 2.76 мэВ и  $-31.8$  соответственно.

#### 4. Результаты и обсуждение

При расчете спинового расщепления и  $g$ -фактора квазичастиц в гетероструктурах InAs/AlSb рассматривались два предельных случая — симметричного и асимметричного „встроенного“ электрического поля, искажающего профиль квантовой ямы. Для зонных параметров материалов КЯ AlSb/InAs/AlSb использовались



**Рис. 3.** Спиновое расщепление в образце B824 без учета расщепления Рашбы (симметричное „встроенное“ электрическое поле).



**Рис. 4.** Спиновое расщепление в образце B824 с учетом расщепления Рашбы (асимметричное „встроенное“ электрическое поле).

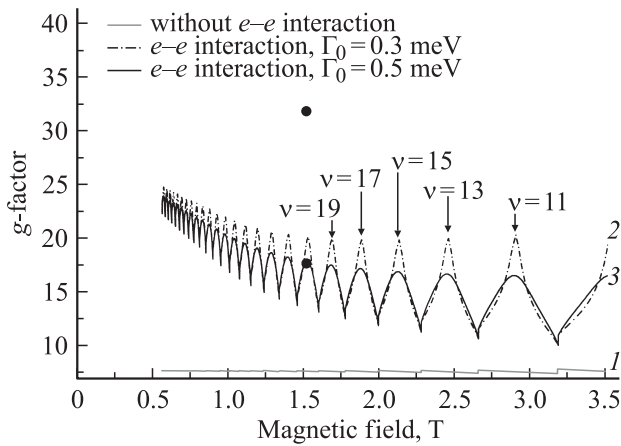
значения, представленные в [19–21]. Как показывают экспериментальные исследования магнитотранспорта при температуре  $T = 250$  мК в этих структурах, осцилляции Шубникова–де Гааза начинают проявляться в магнитном поле  $B_0 = 0.46$  Тл. Интервал измерений параметра  $\Gamma_0$  выбирался из анализа типичных значений подвижности 2D электронов в гетероструктурах InAs/AlSb [16,20,26] с использованием выражения (7) для ширины уровней Ландау и составил 0.3–0.5 мэВ [21].

На рис. 3, 4 представлены результаты численных расчетов спинового расщепления в зависимости от магнитного поля для симметричного и асимметричного „встроенного“ электрического поля при различных значениях ширины уровней Ландау, выполненных с использованием 8-зонного  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  гамильтониана. Кривые 1 на рис. 3 и 4 соответствуют значениям, полученным в „одноэлектронном“ приближении Хартри, в симметричной и анти-

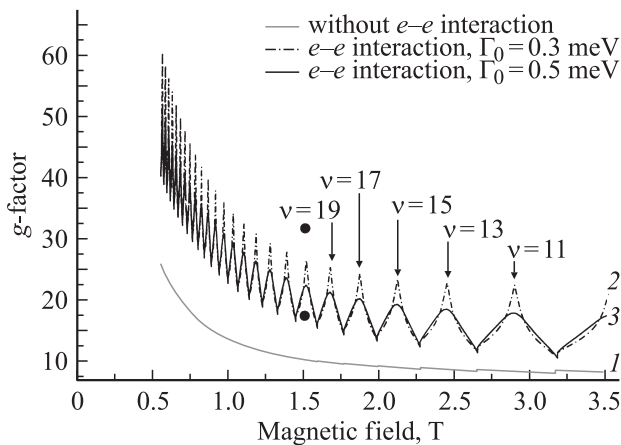
симметричной КЯ. Кривые 2 и 3 соответствуют спиновому расщеплению, рассчитанному с учетом обменного взаимодействия при различных значениях параметра  $\Gamma_0$ . Экспериментальные значения спинового расщепления в нулевом магнитном поле и в поле  $B_1$ , полученные из анализа осцилляций ШдГ, показаны точками. Стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау  $\nu$ . Наблюдаемые особенности, возникающие при четных факторах заполнения уровней Ландау, связаны с осцилляциями уровня Ферми в магнитном поле в условии непараболичности закона дисперсии в КЯ AlSb/InAs/AlSb. При увеличении магнитного поля уровень Ферми „перескакивает“ с одной пары расщепленных по спину уровней Ландау на более низколежащую пару, спиновое расщепление которой больше (см., например, рис. 2 в работе [21]), в результате происходит скачок энергии спинового расщепления на уровне Ферми. Видно, что расщепление Рашбы оказывает значительное влияние на спиновое расщепление и приводит не только к немонотонной зависимости „одноэлектронного“ спинового расщепления, вычисленного в приближении Хартри, от магнитного поля (рис. 4), но и к наличию выраженного минимума в области слабых магнитных полей [33]. В симметричной КЯ спиновое расщепление в приближении Хартри имеет линейную зависимость от магнитного поля в области слабых магнитных полей (рис. 3).

Учет обменного взаимодействия приводит к значительному усилению спинового расщепления как при нечетных, так и при четных значениях фактора заполнения уровней Ландау [21]. Осциллирующее поведение энергии спинового расщепления на уровне Ферми связано с осцилляциями спиновой поляризации 2D электронного газа в магнитном поле. Максимум энергии соответствует нечетному фактору заполнения и обусловлен максимальным значением разности в концентрациях 2D электронов с противоположными спинами  $|n_\uparrow - n_\downarrow|$ . При четном факторе заполнения количество 2D электронов с противоположными спинами одинаково, и спиновое расщепление принимает минимальное значение. Как видно из рис. 3 и 4, уменьшение ширины плотности состояний на уровнях Ландау (уменьшение параметра  $\Gamma_0$ ) приводит к возрастанию максимального значения и изменению формы осцилляций спинового расщепления. Уменьшение перекрытия расщепленных по спину уровней  $(n_F - 1, b)$  и  $(n_F, a)$  приводит к уменьшению экранирования обменного взаимодействия и к возрастанию  $|n_\uparrow - n_\downarrow|$ . В результате величина обменного усиления спинового расщепления в окрестности нечетных факторов заполнения уровней Ландау увеличивается.

Расщепление Рашбы оказывает значительное влияние на осцилляции „усиленного“ спинового расщепления  $\Delta_S$  при заданной ширине уровней Ландау. Из рис. 4 видно, что при  $\Gamma_0 = 0.3$  мэВ в слабых магнитных полях ( $< 0.75$  Тл) в КЯ с асимметричным „встроенным“ электрическим полем амплитуда осцилляций  $\Delta_S$  более



**Рис. 5.** Осцилляции  $g$ -фактора квазичастиц в образце B824 без учета расщепления Рашбы (симметричное „встроенное“ электрическое поле).



**Рис. 6.** Осцилляции  $g$ -фактора квазичастиц в образце B824 с учетом расщепления Рашбы (асимметричное „встроенное“ электрическое поле).

чем в 3 раза превосходит амплитуду осцилляций спинового расщепления в симметричной КЯ. Поскольку диэлектрическая проницаемость 2D электронного газа определяется значением плотностей состояний уровней Ландау на уровне Ферми (11), а учет расщепления Рашбы приводит к увеличению спинового расщепления в заданном магнитном поле, то при неизменной ширине уровней Ландау перекрытие плотностей состояний уровней  $(n_F - 1, b)$  и  $(n_F, a)$  уменьшается. Уменьшение перекрытия расщепленных по спину уровней приводит к уменьшению  $\tilde{\epsilon}(q)$  вследствие уменьшения плотностей состояний  $D(E_F - E_{n_F-1}^{(b)})$  и  $D(E_F - E_{n_F}^{(a)})$  на уровне Ферми. В результате величина обменного усиления спинового расщепления при нечетных факторах заполнения уровней Ландау в КЯ с асимметричным электрическим полем увеличивается. Отметим, что величина  $\Delta_S$ , „усиленная“ за счет обменного взаимодействия, в асиммет-

ричных КЯ в слабых магнитных полях стремится к расщеплению Рашбы, а в симметричных КЯ — к нулю.

Описание спинового расщепления на уровне Ферми удобно проводить в терминах эффективного  $g$ -фактора квазичастиц  $g^*$ , который определяется согласно (13). На рис 5, 6 представлены результаты численного расчета  $g$ -фактора квазичастиц в образце B824 в зависимости от магнитного поля для симметричного и асимметричного „встроенного“ электрического поля при различных значениях ширины уровней Ландау. Кривые 1 на рис. 5 и 6 соответствуют значениям, полученным в приближении Хартри. Кривые 2 и 3 соответствуют „усиленному“  $g$ -фактору квазичастиц, рассчитанному с учетом обменного взаимодействия при различных значениях параметра  $\Gamma_0$ . Экспериментальные значения  $g$ -фактора в поле  $B_1$ , соответствующие оценкам сверху и снизу для  $g^*$ , показаны точками. Стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие нечетным факторам заполнения уровней Ландау.

Расходимость „одноэлектронного“  $g$ -фактора  $g_{(1e)}$ , полученного в приближении Хартри, в КЯ с асимметричным электрическим полем связана со спиновым расщеплением Рашбы в нулевом магнитном поле. В симметричной КЯ в слабых магнитных полях „одноэлектронный“  $g$ -фактор на уровне Ферми — постоянная величина порядка  $-7.5$ . Обменное взаимодействие приводит к расходимости  $g$ -фактора квазичастиц в симметричной КЯ, которая является следствием пространственной структуры волновых функций (4) 8-зонного  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  гамильтониана, описывающего одноэлектронные состояния в узкозонных гетероструктурах.

Для качественного объяснения такого поведения  $g^*$  в слабых магнитных полях рассмотрим зависимость обменных поправок (10) от магнитного поля при фиксированном номере уровня Ландау  $n$ . Для простоты пренебрежем эффектами, связанными с силами электростатических изображений, и будем использовать выражение  $\tilde{D}(q, z, z') = 2\pi e^2/q$  для кулоновской функции Грина. Отметим, что во всем рассматриваемом диапазоне магнитных полей и изменения параметра  $\Gamma_0$  плотность состояний  $D_\Sigma(E)$  при четных факторах заполнения уровней Ландау равна нулю, что, в соответствии с (9) и (11), приводит к  $\tilde{\epsilon}(q) = 1$ . В результате получаем

$$\left| \Sigma_{n_F-1}^{(b)} - \Sigma_{n_F}^{(a)} \right| \propto e^2/a_B \propto \sqrt{B}. \quad (15)$$

Такая зависимость обменных поправок к спиновому расщеплению от магнитного поля формально приводит к расходимости  $g$ -фактора квазичастиц в слабых магнитных полях. Однако, начиная с некоторого критического значения  $B_{cr}$ , дальнейшее уменьшение магнитного поля будет приводить к перекрытию плотностей состояний соседних зеемановских пар уровней Ландау. В результате такого перекрытия диэлектрическая проницаемость 2D электронного газа  $\tilde{\epsilon}(q)$  при четных факторах заполнения начнет возрастать, что приведет к усилению

экранирования обменного взаимодействия и подавлению расходимости  $g$ -фактора квазичастиц при  $B < B_{cr}$ . Отметим, что величина  $B_{cr}$  определяется профилем плотности состояний на уровнях Ландау  $D(E)$ , а также зависимостью ее характерной ширины  $\Gamma$  от магнитного поля, которые в свою очередь зависят от вида случайного потенциала примесей в образце и его корреляционной длины [29,34,35]. Таким образом, в слабых магнитных полях,  $B < B_{cr}$ , поведение  $g^*$  должно определяться свойствами конкретного образца. В сильных магнитных полях, в соответствии с (13) и (15), величина обменного усиления  $g$ -фактора при четных факторах заполнения уровней Ландау с ростом магнитного поля уменьшается, что и наблюдается на рис. 5. Расщепление Рашбы в асимметричной КЯ усиливает расходимость и амплитуду осцилляций  $g$ -фактора квазичастиц в слабых магнитных полях (рис. 6), а в сильных магнитных полях ( $> 3$  Тл) значения  $g^*$  в симметричной и асимметричной КЯ совпадают.

Из рис. 3–6 видно, что экспериментальные значения  $\Delta_S$  и  $g^*$  в образце В824 находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетами, выполненными для случая максимального асимметричного профиля квантовой ямы. Наблюдаемое совпадение подтверждает сделанный в работе [18] вывод, что основными „поставщиками“ электронов в КЯ InAs являются именно поверхностные доноры в покрывающем слое GaSb, и свидетельствует о выраженной асимметрии „встроенного“ электрического поля в гетероструктурах InAs/AlSb.

## 5. Заключение

В настоящей работе с использованием 8-зонного  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  гамильтониана выполнены исследования обменного усиления  $g$ -фактора квазичастиц в гетероструктурах InAs/AlSb с 2D электронным газом со спиновым расщеплением Рашбы. Показано, что в слабых магнитных полях учет спинового расщепления Рашбы приводит к значительному увеличению амплитуды осцилляций  $g$ -фактора квазичастиц, перенормированного обменным взаимодействием. Из анализа осцилляций Шубникова–де Гааза при  $T = 250$  мК определена величина расщепления Рашбы и выполнены оценки  $g$ -фактора квазичастиц. Полученные экспериментальные значения находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетами спинового расщепления на уровне Ферми и  $g$ -фактора квазичастиц, что свидетельствует о выраженной асимметрии „встроенного“ электрического поля в гетероструктурах InAs/AlSb с одиночными квантовыми ямами и покрывающим слоем GaSb.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 11-02-93111, 11-02952, 12-02-00940), Российской академии наук, Министерства образования и науки РФ (ГК П805) и гранта президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ НШ-4756.2012.2.

С.С. Криштопенко благодарит за поддержку Фонд некоммерческих программ „Династия“.

## Список литературы

- [1] T.P. Smith, B.B. Goldberg, P.J. Stiles, M. Heiblum. Phys. Rev. B, **32**, 2696 (1985).
- [2] E.E. Mendez, L. Esaki, W.I. Wang. Phys. Rev. B, **33**, 2893 (1986).
- [3] E.E. Mendez, H. Ohno, L. Esaki, W.I. Wang. Phys. Rev. B, **43**, 5196 (1991).
- [4] E.E. Mendez, J. Nocera, W.I. Wang. Phys. Rev. B, **47**, 13 937 (1993).
- [5] H.B. Chan, P.I. Glicofridis, R.C. Ashoori, M.R. Melloch. Phys. Rev. Lett., **79**, 2867 (1997).
- [6] O.E. Dial, R.C. Ashoori, L.N. Pfeiffer, K.W. West. Nature (London), **448**, 176 (2007).
- [7] E. Gornik, R. Lassnig, G. Strasser, H.L. Stormer, A.C. Gossard, W. Wiegmann. Phys. Rev. Lett., **54**, 1820 (1985).
- [8] J.K. Wang, J.H. Campbell, D.C. Tsui, A.Y. Cho. Phys. Rev. B, **38**, 6174 (1988).
- [9] J.K. Wang, D.C. Tsui, M. Santos, M. Shayegan. Phys. Rev. B, **45**, 4384 (1992).
- [10] J.F. Janak. Phys. Rev., **178**, 1416 (1969).
- [11] T. Ando, Y. Uemura. J. Phys. Soc. Jpn., **37**, 1044 (1974).
- [12] W. Xu, P. Vasilopoulos, M.P. Das, F.M. Peeters. J. Phys.: Condens. Matter, **7**, 4419 (1995).
- [13] J.H. Oh, K.J. Chang. Phys. Rev. B, **54**, 4948 (1996).
- [14] C.H. Yang, W. Xu. J. Appl. Phys., **103**, 013 707 (2008).
- [15] R.B. Laughlin. Phys. Rev. Lett., **50**, 1395 (1983).
- [16] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, Ю.Г. Садофьев, J.P. Bird, S.R. Johnson. Y.-H. Zhang. ФТП, **39**, 71 (2005).
- [17] A.V. Ikonnikov, S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, Yu.G. Sadofyev, Yu.B. Vasilyev, M. Orlita, W. Knapp. J. Low Temp. Phys., **159**, 197 (2010).
- [18] В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, С.С. Криштопенко, А.А. Ластовкин, К.В. Маремьянин, Ю.Г. Садофьев, К.Е. Спирин. ФТП, **44**, 642 (2010).
- [19] В.И. Гавриленко, С.С. Криштопенко, М. Goiran. ФТП, **45**, 111 (2011).
- [20] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, С.С. Криштопенко, Ю.Г. Садофьев, К.Е. Спирин. ФТП, **42**, 846 (2008).
- [21] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. J. Phys.: Condens. Matter, **23**, 385 601 (2011).
- [22] V.N. Zverev, M. Muhammad, S. Rahman, P. Debray, M. Saglam, J. Sigmund, H.L. Hartnagel. J. Appl. Phys., **96**, 6353 (2004).
- [23] M. Nishioka, B.A. Gurney, E.E. Marinero, F. Mireles. Appl. Phys. Lett., **95**, 242 108 (2009).
- [24] S. Sasa, K. Agjiki, T. Yamaguchi, M. Inoue. Physica B, **272**, 149 (1999).
- [25] J.P. Heida, B.J. van Wees, J.J. Kuipers, T.M. Klapwijk, G. Borghs. Phys. Rev. B, **57**, 11 911 (1998).
- [26] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, Д.М. Гапонова, А.В. Иконников, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов, Ю.Г. Садофьев, S.R. Johnson, Y.-H. Zhang. ФТП, **39**, 30 (2005).
- [27] Yu.G. Sadofyev, A. Ramamoorthy, B. Naser, J.P. Bird, S.R. Johnson, Y.-H. Zhang. Appl. Phys. Lett., **81**, 1833 (2002).

- [28] A.M. Gilbertson, W.R. Branford, M. Fearn, L. Buckle, P.D. Buckle, T. Ashley, L.F. Cohen. *Phys. Rev. B*, **79**, 235 333 (2009).
- [29] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern. *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 437 (1982).
- [30] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972) [English version: G.L. Bir, G.E. Pikus. *Symmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductors* (Wiley, N. Y., 1974)].
- [31] E.O. Kane. *Proc. Narrow Gap Semiconductors. Physics and Applications* (Nimes, 1979), ed. by W. Zawadzki (Springer-Verlag, N.Y., 1980).
- [32] I. Semenikhin, A. Zakharova, K.A. Chao. *Phys. Rev. B*, **77**, 113 307 (2008).
- [33] P. Pfeffer, W. Zawadzki. *Phys. Rev. B*, **59**, R5312 (1999).
- [34] Y. Murayama, T. Ando. *Phys. Rev. B*, **35**, 2252 (1987).
- [35] S. Bonifacie, C. Chaubet, B. Jouault, A. Raymond. *Phys. Rev. B*, **74**, 245 303 (2006).

Редактор Л.В. Шаронова

## Rashba spin splitting and exchange enhancement of quasiparticle $g$ -factor in InAs/AlSb heterostructures with two-dimensional electron gas

S.S. Krishtopenko, K.P. Kalinin, V.I. Gavrilenko,  
Yu.G. Sadofyev\*, M. Goiran<sup>+</sup>

Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

\* Lebedev Physical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
119991 Moscow, Russia

<sup>+</sup> Laboratoire National des Champs Magnétiques  
Intenses (LNCMI-T),  
CNRS UPR 3228 Université de Toulouse,  
31400 Toulouse, France

**Abstract** We report on the study of the exchange enhancement of quasiparticle  $g$ -factor in InAs/AlSb quantum well heterostructures with Rashba spin splitting in zero magnetic field. Using the 8-band  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  Hamiltonian we demonstrate that Rashba spin splitting effects significantly on the oscillation amplitude of quasiparticle  $g$ -factor enhanced by the exchange interaction in moderate magnetic fields. Experimental values of the Rashba spin splitting and quasiparticle  $g$ -factor determined by analysing the Shubnikov–de Haas oscillations at 250 mK are in good agreement with theoretical calculations performed by taking into account the asymmetric „built-in“ electric field.