

На правах рукописи

**ЩЕПЕТИЛЬНИКОВ Антон Вячеславович**

**ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНОВЫХ  
ВОЗБУЖДЕНИЙ В ДВУМЕРНЫХ  
ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ ПОСРЕДСТВОМ  
МЕТОДИКИ ЭПР**

Специальность 01.04.07 — «Физика конденсированного  
состояния»

**Автореферат**

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Черноголовка — 2015

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт физики твердого тела Российской академии наук

**Научный руководитель:** доктор физико-математических наук, профессор, член-корреспондент РАН

**Кукушкин Игорь Владимирович**

**Официальные оппоненты:** **Ивченко Еугениус Левович,**  
доктор физико-математических наук, профессор,  
член-корреспондент РАН

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
главный научный сотрудник

**Быков Алексей Александрович,**

доктор физико-математических наук, профессор  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики  
полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского  
отделения Российской академии наук,  
ведущий научный сотрудник

**Ведущая организация:** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Защита состоится 8 февраля 2016 г. в 14 часов 30 минут на заседании диссертационного совета Д 002.100.01 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт физики твердого тела Российской академии наук по адресу: 142432, г. Черноголовка, Московская область, ул. Академика Осипьяна, д.2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт физики твердого тела Российской академии наук и на сайте диссертационного совета по адресу:

<http://www.issp.ac.ru/main/dis-council.html>

Автореферат разослан «\_\_» \_\_\_\_\_ 2015 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета Д 002.100.01

доктор физико-математических наук

Зверев В.Н.

© Щепетильников А.В., 2015

© ИФТТ РАН, 2015

## Общая характеристика работы

### Актуальность темы.

Исследование спиновых свойств твердых тел является одной из наиболее актуальных задач современной физики конденсированного состояния как с практической, так и с фундаментальной точек зрения. Последовательное изучение связанных со спином характеристик низкоразмерных полупроводниковых гетероструктур, таких как: тензор фактора Ланде́ и времена жизни спиновых возбуждений - необходимо для решения важной прикладной задачи - задачи по управлению спиновыми состояниями электрона, что позволит создавать логические элементы и массивы памяти с чрезвычайно высокой энергоэффективностью, большим быстродействием и выдающейся информационной емкостью [1]. С другой стороны, изучение спиновой поляризации двумерной электронной системы несет существенную информацию об устройстве основного состояния двумерной электронной системы вблизи различных факторов заполнения, а времена жизни спиновых возбуждений связаны с многоэлектронными корреляциями [2]. Тщательное измерение анизотропии  $g$ -фактора в двумерных электронных системах позволит определить константы спин-орбитального взаимодействия [3], связанного с параметрами зонной структуры полупроводников [4, 5].

Один из наиболее продуктивных методов изучения спиновых свойств низкоразмерных электронных систем основывается на эффекте электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), впервые в твердых телах наблюдавшегося Завойским в 1944 году [6]. Суть явления ЭПР заключается в резонансном поглощении кванта электромагнитного излучения определенной частоты, сопровождающемся переворотом спина электрона. Положение пика поглощения микроволнового излучения различных частот по магнитному полю позволяет определить величину  $g$ -фактора Ланде́, а ширина резонансного контура несет информацию о времени спиновой деполяризации. Амплитуда пика ЭПР связана со степенью спиновой поляризации системы: так, например, если система полностью деполяризована по спину, то никакого поглощения излучения происходить не будет. Именно исследованию указанных спиновых свойств (тензор  $g$ -фактора электрона, время спиновой релаксации) различных полупроводниковых GaAs/AlGaAs и AlAs/AlGaAs гетероструктур, содержащих двумерную электронную систему, и посвящена данная диссертационная работа.

Огромное количество как экспериментальных, так и теоретических работ посвящено изучению тензора одночастичного  $g$ -фактора электрона в различных GaAs/AlGaAs гетероструктурах [7–10]. В экспериментальных исследованиях применялись различные оптические методики, основанные, например, на спектроскопии квантовых биений или на разрешенном по времени спиновом

эффекте вращения Керра. При использовании оптических методов детектирования результаты могут существенно искажать экситонные эффекты, а объектом исследования выступают фотовозбужденные электроны, свойства которых могут отличаться от свойств невозбужденных носителей заряда. Величину  $g$ -фактора также можно определять по спектроскопии спинового шума [11]. Оптическими методами, как правило, исследовались пустые квантовые ямы, в то время как методика ЭПР хорошо применима для изучения заряженных гетероструктур. Именно такой тип квантовых ям, вероятно, станет основой для большинства приложений спинтроники. Точность измерения  $g$ -фактора посредством методики ЭПР также очень высока, а сама данная методика выглядит наиболее предпочтительной для измерения всех компонент тензора  $g_{\alpha\beta}$  в заряженных квантовых ямах и гетеропереходах, а так же его зависимости от различных факторов: внешних электрического и магнитного полей, параметров исследуемой гетероструктуры.

Стандартные методики обнаружения ЭПР заключаются в детектировании поглощения микроволнового излучения по изменению добротности резонаторов. Подобный экспериментальный подход плохо применим для двумерных электронных систем (2 ДЭС) из-за малого количества спинов в таких структурах, а значит, и слабого поглощения электромагнитного излучения вблизи ЭПР [12]. В 1983 году был предложен альтернативный метод детектирования ЭПР [13], в основе которого лежит чрезвычайная чувствительность продольного магнетосопротивления системы двумерных электронов к поглощению микроволнового излучения вблизи ЭПР в режиме квантового эффекта Холла. Данный подход и был выбран в качестве основного **экспериментального метода**.

Величина  $g$ -фактора электрона, измеряемая посредством методики ЭПР в гетероструктурах с относительно слабым спин-орбитальным взаимодействием, является существенно одночастичной в полном соответствии с теоремой Лармора [14, 15]. Многоэлектронные эффекты не оказывают никакого влияния на значение фактора Ланде, никакой информации о многоэлектронных корреляциях извлечь из исследований  $g$ -фактора электрона не представляется возможным. Тем не менее, при экспериментально доступных условиях рассеяние спиновых волн в достаточно чистой системе двумерных электронов в режиме холловского ферромагнетика является существенно многочастичным процессом [2], а исследование времени спиновой деполяризации, определяемой по ширине резонансного контура ЭПР, может служить эффективным методом изучения многоэлектронных корреляций. Экспериментальное исследование времени спиновой деполяризации имеет и важный прикладной аспект, поскольку время релаксации спиновых возбуждений определяет насколько долго сможет существовать неравновесная спиновая поляризация.

В объемном полупроводнике GaAs  $g$ -фактор электрона является скаляром и его величина составляет  $-0.44$  [16, 17], а величина спинового расщепления не зависит от направления вектора магнитного поля. В симметричных GaAs/AlGaAs квантовых ямах с направлением роста  $[001]$  тензор  $g_{\alpha\beta}$  характеризуется двумя независимыми компонентами  $g_{\parallel} \neq g_{\perp}$  [9, 10], так что спиновое расщепление является функцией угла между нормалью к плоскости двумерной электронной системы и направлением магнитного поля. В асимметричных GaAs/AlGaAs квантовых ямах и гетеропереходах, выращенных вдоль направления  $[001]$ , тензор  $g$  имеет три независимые компоненты  $g_x \neq g_y \neq g_z$ , а величина зеемановского расщепления начинает зависеть также и от ориентации плоскостной компоненты магнитного поля. В экспериментальной части данной работы будет продемонстрировано, что главные оси тензора  $g$ -фактора  $O_x$ ,  $O_y$ ,  $O_z$  совпадают с кристаллографическими направлениями  $[110]$ ,  $[1\bar{1}0]$  и  $[001]$  соответственно. В работе [3] было показано, что плоскостная анизотропия  $g$ -фактора связана с анизотропией спин-орбитального взаимодействия. Разница  $g_x - g_y$  определяется спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза [4], а  $g_z - g_{\parallel}$  (здесь  $g_{\parallel} = (g_x + g_y)/2$ ) связана с взаимодействием Рашбы [5]. Таким образом, тщательное измерение всех компонент тензора  $g$ -фактора для серии квантовых ям с различной концентрацией, шириной ямы и высотой потенциального барьера позволит извлечь константы, описывающие данные спин-орбитальные взаимодействия. Для правильного определения указанных констант необходимо учитывать спин-орбитальный вклад самих границ раздела GaAs/AlGaAs. Феноменологический учет данного вклада для достаточно широких ям с большой концентрацией носителей заряда был проведен в работе [A1].

Плоскостная анизотропия  $g$ -фактора (разница  $g_x - g_y$ ) определяется в том числе и степенью асимметрии квантовой ямы [3, 18]. Внешнее электрическое поле, приложенное вдоль направления роста, значительно усиливает асимметрию структуры, а следовательно, заметно изменяет  $g_x$  и  $g_y$ . В GaAs/AlGaAs квантовой яме с правильно подобранными параметрами (шириной, концентрацией, высотой потенциального барьера), величина  $g_x$  или  $g_y$  (в зависимости от направления приложения поля) может при увеличении напряженности поля достигать нуля и даже изменять знак. Изменение знака  $g$ -фактора в фиксированном магнитном поле приводит к перевороту спина электрона, таким образом можно управлять спиновыми состояниями электрона посредством внешнего электрического поля. Несмотря на то, что измерение зависимостей всех компонент тензора  $g$ -фактора от электрического поля выходит за рамки данной работы, полученные результаты значительно облегчают подбор нужных параметров квантовой ямы, а описанное выше исследование станет логичным продолжением данной работы.

В GaAs/AlGaAs квантовых ямах зависимость компонент тензора  $g$ -фактора от магнитного поля  $B_\gamma$  в первом приближении носит кусочно-линейный характер с разрывами вблизи четных факторов заполнения (ориентация поля относительно образца при этом зафиксирована). В случае магнитного поля, направленного вдоль нормали к плоскости двумерной электронной системы, данный факт был убедительно доказан экспериментально [19] и теоретически [20]. В рамках данной работы будет показано, что подобное поведение тензора  $g$ -фактора сохраняется и в наклонном поле. Зависимость тензора  $g$ -фактора электрона от магнитного поля вблизи фиксированного нечётного  $\nu$  удобно описывать псевдотензором  $a_{\alpha\beta\gamma}$ :  $g_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta}(B = 0) + a_{\alpha\beta\gamma}B_\gamma$ . Установление структуры и измерение всех компонент  $a_{\alpha\beta\gamma}$  в различных GaAs/AlGaAs квантовых ямах с направлением роста [001] является одной из целей данной работы.

Огромный фундаментальный интерес представляют исследования двумерных систем сильно взаимодействующих электронов. Ключевым параметром описывающим силу электрон-электронного взаимодействия является параметр  $r_s$  - отношение характерной кулоновской энергии к энергии Ферми. Можно записать:

$$r_s = \frac{1}{\sqrt{\pi n_s}} \frac{m^* e^2}{\epsilon \hbar^2} \quad (1)$$

Здесь  $n_s$  - плотность двумерных электронов,  $m^*$  - эффективная масса носителя заряда,  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость. Система двумерных электронов, формирующаяся в квантовой яме AlGaAs/AlAs, характеризуется чрезвычайно большой и анизотропной массой  $m^*$  [21], значительным параметром  $r_s$ . В AlAs-квантовых ямах многочастичные эффекты выражены значительно сильнее, чем в стандартных GaAs-гетероструктурах. Сильное электрон-электронное взаимодействие может модифицировать все физические свойства двумерной системы, в особенности, спиновые, что подчеркивает важность и актуальность исследования таких структур. Пятая глава диссертации посвящена изучению  $g$ -фактора электрона в AlGaAs/AlAs квантовой яме.

**Основные цели данной работы** состояли в изучении тензора  $g_{\alpha\beta}$  фактора Ланде электрона, а также псевдотензора  $a_{\alpha\beta\gamma}$ , описывающего линейные по магнитному полю поправки к тензору  $g$ , в различных GaAs/AlGaAs квантовых ямах, выращенных вдоль направления [001]; измерении зависимостей времени спиновой релаксации системы двумерных электронов от фактора заполнения  $\nu$  около нечетных  $\nu = 1, 3, 5, 7, \dots$  при различных углах  $\theta$  между магнитным полем и нормалью к плоскости двумерных электронов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с направлением роста [001]; исследовании тензора  $g$ -фактора электрона в

двух плоскостных электронных долинах 16 нм AlAs/AlGaAs квантовой ямы с направлением роста [001].

Для достижения поставленных целей были решены следующие задачи:

1. В чистой комнате ИФТТ РАН из различных GaAs/AlGaAs гетероструктур были сформированы образцы в виде стандартных холловских мостиков, состоящие из стока, истока и нескольких потенциометрических контактов. Отработана методика формирования контактов к слою двумерных электронов, образующемуся в квантовой яме AlAs/AlGaAs, на такой структуре приготовлен мостик Холла.
2. Создана и оптимизирована низкотемпературная вставка в He-4 криостат со сверхпроводящим магнитом, позволяющая изменять ориентацию образца относительно магнитного поля без термоциклирования образца. Указанная вставка давала возможность проводить магнетотранспортные измерения на образце, облучаемом электромагнитным излучением СВЧ-диапазона (от 2 до 160 ГГц), при температурах от 1.3 К до 4.2 К. Отработана методика двойного синхронного детектирования обусловленной поглощением микроволнового излучения добавки  $\delta R_{xx}$  к продольному магнетосопротивлению образца.
3. В выращенных вдоль направления [001] GaAs/AlGaAs квантовых ямах с различными параметрами (шириной, высотой потенциального барьера и концентрацией носителей заряда) измерены зависимости  $g$ -фактора электрона от магнитного поля вблизи различных нечетных факторов заполнения и при различной ориентации магнитного поля. Создана методика определения главных осей тензора  $g$ -фактора, а также всех компонент  $g_{\alpha\beta}$  и  $a_{\alpha\beta\gamma}$  по указанным зависимостям  $g(B)$ .
4. Отработана методика определения энергии нижайшего уровня размерного квантования электрона в [001] GaAs/AlGaAs квантовых ямах, а также концентрации Al в барьерных слоях GaAs/AlGaAs, определяющей высоту потенциальных стенок ямы. Посредством данной методики охарактеризованы все изучаемые в рамках данной работы GaAs/AlGaAs квантовые ямы.
5. Проведены измерения ширины резонансного контура ЭПР вблизи различных факторов заполнения  $\nu = 1, 3, 5, 7$  в асимметричных [001] GaAs/AlGaAs гетероструктурах при различных ориентациях магнитного поля и при разных температурах. По полученным данным определены зависимости времени спиновой релаксации от фактора заполнения  $\nu$  и температуры системы для различных ориентаций магнитного поля.

6. В 16 нм AlAs/AlGaAs квантовой яме с направлением роста [001] при фиксированной частоте микроволнового излучения измерена зависимость положения пиков ЭПР, отвечающих двум плоскостным долинам, заселенным электронами, от амплитуды магнитного поля при различной ориентации поля относительно кристаллографических осей образца. По измеренным зависимостям определена структура и главные значения тензора  $g$  для каждой из долин.

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Определена структура тензора  $g_{\alpha\beta}$  и псевдотензора  $a_{\alpha\beta\gamma}$  в GaAs/AlGaAs квантовых ямах, выращенных вдоль направления [001]. Установлено, что основными осями Ox, Oy и Oz  $g_{\alpha\beta}$  являются кристаллографические направления [110],  $[1\bar{1}0]$  и [001] соответственно. В асимметричных заряженных квантовых ямах наблюдалась значительная плоскостная анизотропия  $g$ -фактора электрона, полностью исчезающая в симметричных ямах. Показано, что плоскостная компонента  $g$ -фактора зависит лишь от ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей и не зависит от направления протекания электрического тока. Определено, что ненулевыми компонентами  $a_{\alpha\beta\gamma}$  являются  $a_{xxz}$ ,  $a_{yyz}$  и  $a_{zzz}$ , так что величина фактора Ланде определяется исключительно перпендикулярной к плоскости двумерных электронов компонентой магнитного поля  $B_z$ . Показано, что в асимметричных ямах все три компоненты псевдотензора  $a_{\alpha\beta\gamma}$  различны, а в симметричной яме «плоскостные» компоненты  $a_{xxz}$  и  $a_{yyz}$  равны.
2. Измерены все три ненулевые компоненты  $g_{\alpha\beta}$  и  $a_{\alpha\beta\gamma}$  для серии выращенных вдоль [001] GaAs/AlGaAs квантовых ям с различной шириной, плотностью электронов и концентрацией алюминия  $x$  в барьерных слоях. Величина  $x$  для всех структур определялась посредством фотолюминесценции. Показано, что на всех исследованных образцах зависимость величины  $g_{zz}$  и  $a_{zzz}$  от энергии  $E$  уровня размерного квантования электрона линейна и универсальна, т.е. величины  $g_{zz}$  и  $a_{zzz}$  зависят лишь от  $E$ . При этом изменение параметров ямы (ширина, высота потенциальных стенок и концентрация носителей заряда) изменяет  $E$ , а значит, и  $g_{zz}$ . Обнаружено, что с уменьшением ширины ямы величины  $g_{zz}$ ,  $g_{yy}$ ,  $g_{xx}$ , а также  $a_{yyz}$  и  $a_{zzz}$  падают по модулю, а величина  $a_{xxz}$  растет. Плоскостная анизотропия  $|g_{xx} - g_{yy}|$  уменьшается при понижении ширины ямы и практически пропадает для ям шириной 80 нм, а величина  $a_{xxz} - a_{yyz}$  сначала падает по модулю, а затем меняет знак в достаточно узких ямах.
3. По ширине пика ЭПР были измерены зависимости времени спиновой релаксации  $\tau$  двумерных электронов от фактора заполнения и температуры



вблизи нечетных  $\nu = 1, 3, 5, 7$  и в диапазоне температур от 1.3 К до 4.2 К. Было показано, что обратное время спиновой релаксации значительно увеличивается при отступлении от ровно нечетных факторов заполнения, при этом зависимость от температуры электронной системы не только количественно, но и качественно различается при различных  $\nu$ . Ровно в нечетных  $\nu$  время спиновой релаксации растет с понижением  $T$ . При некоторых промежуточных факторах заполнения  $\tau$  практически не меняется с изменением  $T$  (от 1.3 К до 4.2 К), а при дальнейшем отходе от фактора заполнения  $1/\tau$  демонстрирует резко возрастающую при уменьшении температуры зависимость. Была обнаружена зависимость времени жизни спиновых волн от ориентации магнитного поля: в нечетных факторах заполнения при увеличении плоскостной компоненты магнитного поля время спиновой релаксации уменьшалось.

4. В системе двумерных электронов, формирующихся в 16 нм AlAs/AlGaAs квантовой яме, выращенной вдоль направления [001], проведено исследование электронного парамагнитного резонанса. ЭПР детектировался даже при магнитном поле, целиком лежащем в плоскости двумерной системы, что позволило с большой точностью измерить плоскостную анизотропию  $g$ -фактора электрона. Когда плоскостная компонента магнитного поля была направлена вдоль осей [110] или  $[1\bar{1}0]$ , наблюдался один пик ЭПР, который расщеплялся на два, если магнитное поле лежало между этими направлениями. Данный факт явно указывает, что только две плоскостные долины в X-точках зоны Бриллюэна заселены электронами, каждая из которых характеризуется анизотропным тензором  $g$ -фактора с главными осями [100], [010], [001]. Определены главные значения тензора  $g$ -фактора.

#### **Научная новизна:**

1. Впервые методика ЭПР была применена для тщательного исследования тензора фактора Ланде в заряженных GaAs/AlGaAs гетероструктурах, а также псевдотензора  $a$ , описывающего в линейном приближении зависимость  $g$ -фактора от магнитного поля. Установлена структура тензора  $g$  и псевдотензора  $a$ .
2. Впервые в заряженных квантовых ямах, характеризующихся различными параметрами (концентрацией электронов, шириной и высотой потенциальных стенок ям) с высокой точностью измерены все три компоненты  $g_{\alpha\beta}$  и  $a_{\alpha\beta\gamma}$ . Подтверждена универсальная зависимость  $g_{zz}$  от энергии размерного квантования электрона, а универсальность зависимости  $a_{zzz}$  установлена впервые. Поведение всех трех компонент псевдотензора  $a_{\alpha\beta\gamma}$  с уменьшением ширины ямы также было впервые измерено в рамках данной работы.

3. Впервые методика ЭПР использовалась для определения времени спиновой релаксации двумерной электронной системы в сильном квантующем магнитном поле.
4. Тщательное исследование тензора  $g$ -фактора электрона в AlAs/AlGaAs квантовых ямах выполнено впервые в рамках данной диссертационной работы.

### **Научная и практическая значимость.**

Практическая значимость исследования всех компонент тензора  $g$ -фактора электрона и времени спиновой деполяризации в заряженных GaAs/AlGaAs квантовых ямах связана с перспективой создания новых элементов компьютерной логики, принцип действия которых основан на управлении спиновыми состояниями носителей заряда. Так спиновое расщепление электрона в фиксированном магнитном поле определяется величиной фактора Ланде, а изменение его знака приводит к перевороту спина электрона. Таким образом, изучение параметров, от которых зависит  $g$ -фактор (ориентация и величина магнитного поля, параметры GaAs/AlGaAs гетероструктуры), представляет огромную практическую важность. С другой стороны, именно время спиновой релаксации определяет насколько далеко может распространяться неравновесная поляризация электронов, а ее исследование представляет практический интерес.

Научная значимость проведенных исследований велика. Структура и величины всех компонент тензора  $g_{\alpha\beta}$  и псевдотензора  $a_{\alpha\beta\gamma}$  во многом определяются целым рядом важных спин-орбитальных параметров - параметров Рашбы и Дрессельхауза, а также параметров, связанных с наличием гетероинтерфейса. Сравнение измеренных компонент для различных структур с соответствующей теорией впоследствии позволит определить данные параметры.

Основное состояние двумерной электронной системы при нецелочисленных факторах заполнения до сих пор неизвестно, а значит, изучение спиновой релаксации вблизи различных  $\nu$  чрезвычайно важно, поскольку дает дополнительную информацию об устройстве этих состояний. Спиновая релаксация является существенно многочастичным процессом, таким образом исследование процессов релаксации спина является мощным инструментом изучения эффектов электрон-электронной корреляции.

Система тяжелых двумерных фермионов в сильном квантующем магнитном поле и при низкой температуре изучена очень слабо, а следовательно, исследование физических свойств (в особенности, спиновых) системы двумерных электронов с большой анизотропной массой, формирующейся в AlAs/AlGaAs квантовой яме, представляет огромный фундаментальный интерес.

Результаты находятся в соответствии с результатами, полученными другими авторами. Так измеренное нами значение  $g_{zz}$  в различных GaAs- и AlAs-гетероструктурах и характерные времена спиновой релаксации в квантовохолловском ферромагнетике совпадают с величинами, полученными в работах других авторов.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на 54-ой научной конференции МФТИ (г. Черноголовка, 25 ноября 2011 года), XVII симпозиуме «Нанопизика и наноэлектроника» (г. Нижний Новгород, 11-15 марта 2013 года), X Российской конференции по физике полупроводников (Нижний Новгород, 19-23 сентября 2011 года), 20-ой международной конференции “High Magnetic Fields in Semiconductor Physics” (г. Шамони, Франция, 22-27 июля 2012 года).

**Личный вклад.** Автор принимал активное участие в разработке и отладке методики измерения, создании низкотемпературной вставки, позволяющей непосредственно в жидком гелии изменять ориентацию образцов относительно магнитного поля, подготовке образцов в чистой комнате ИФТТ РАН, проведении измерений и обработке полученных результатов, написании статей.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 7 печатных изданиях [A1–A7], 6 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК [A1–A4, A6, A7].

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 110 страниц с 32 рисунками и 4 таблицами. Список литературы содержит 128 наименований.

## Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, формулируются цели и задачи работы, обозначены научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

В первой главе приводится обзор научной литературы по изучаемой проблеме, описано явление электронного парамагнитного резонанса в двумерных электронных системах. Дан обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных изучению  $g$ -фактора Ланде в симметричных и асимметричных GaAs/AlGaAs квантовых ямах, приводятся причины возникновения анизотропии  $g$ -фактора. Обсуждается спиновая релаксация в режиме квантовохолловского ферромагнетика, сформулированы основные процессы релаксации спина. Приведен обзор работ, посвященных изучению спиновых свойств AlAs - квантовых ям.

**Вторая глава** представляет собой краткое описание технологии приготовления образцов, а также методики измерения. Приводятся основные параметры гетероструктур, изучаемых в диссертационной работе. Исследования проводились на серии высококачественных GaAs/AlGaAs гетероструктур - гетеропереходов и квантовых ям - с различными параметрами. Ширина квантовых ям варьировалась от 7 до 25 нм, концентрация Al в слоях AlGaAs лежала в пределах от 15% до 33%, а плотность электронов изменялась от  $1.2 \times 10^{11}$  до  $4.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Все GaAs/AlGaAs гетероструктуры были выращены посредством молекулярно-лучевой эпитаксии в кристаллографическом направлении [001]. Все гетероструктуры кроме одной были односторонне  $\delta$ -легированы кремнием, а одна из квантовых ям была легирована симметрично с двух сторон. Эксперимент, поставленный в рамках пятой главы диссертации, проводился на 16 нм AlAs/AlGaAs квантовой яме, выращенной вдоль направления [001] посредством молекулярно-лучевой эпитаксии. Двумерная плотность электронов составляла  $n = 1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , а подвижность -  $2 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В с}$ . GaAs-гетероструктуры предоставлены W. Dietsche и S. Schmult, а AlAs-квантовая яма - W. Dietsche, W. Wegsheider.

В работе применялась методика детектирования ЭПР, основывающаяся на чрезвычайной чувствительности магнетосопротивления двумерной электронной системы в режиме квантового эффекта Холла к поглощению микроволнового излучения. Величина  $g$ -фактора электрона определялась по положению пика ЭПР по магнитному полю  $B$  при фиксированной частоте СВЧ-излучения  $f$  согласно  $g = hf/\mu_B B$  ( $h$  - постоянная Планка, а  $\mu_B$  - магнетон Бора). В качестве источников излучения использовалась серия генераторов, а также сопряженных с ними блоков умножения частоты. Доступный диапазон частот составлял от 2 до 160 ГГц. Измерение изменения сопротивления образца осуществлялось посредством методики двойного синхронного детектирования. Эксперименты проводились в магнитных полях до 10 Т и при температурах от 1.5 К до 4.2 К. Для исследования анизотропии  $g$ -фактора электрона были созданы несколько вставок, позволяющих изменять ориентацию образца относительно магнитного поля без термоциклирования образца.

**Третья глава** посвящена исследованию тензора  $g$ -фактора электрона и псевдотензора  $\hat{a}$ , описывающего линейные по магнитному полю поправки к  $g$ , в различных [001] GaAs/AlGaAs гетероструктурах. Основные результаты опубликованы в работах [A1, A3–A5]. В первом разделе устанавливается структура тензора  $\hat{g}$ . Объектом исследования данной главы является тензор  $g$ -фактора электрона вблизи дна подзоны размерного квантования, т.е. при  $B \rightarrow 0$ . Поскольку электронный парамагнитный резонанс невозможен при  $B = 0$ , необходимо установить вид зависимости  $g$ -фактора от  $B$  для всех возможных ориентаций маг-

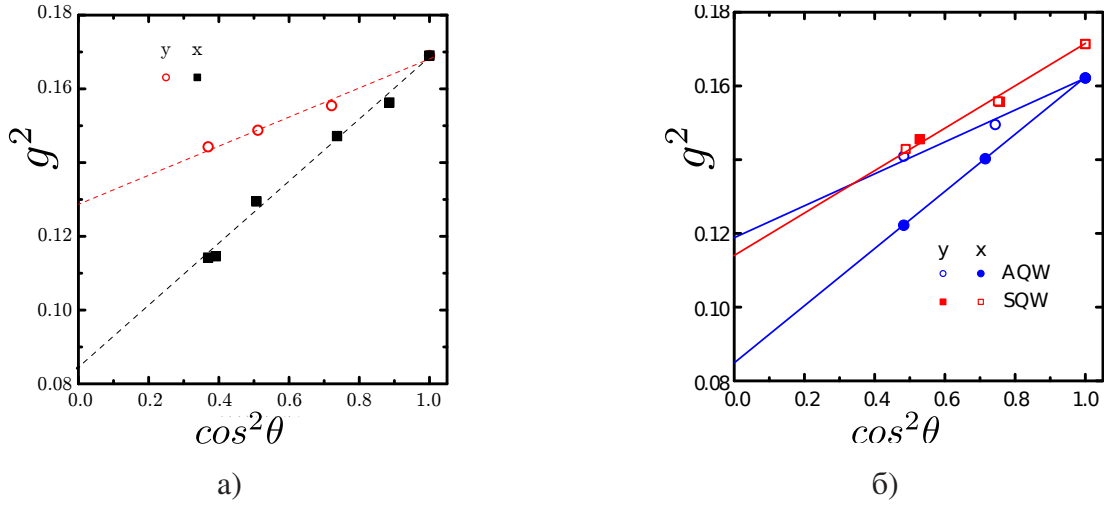


Рисунок 1: Зависимость  $g_0^2$  от  $\cos^2\theta$  при  $B_{\parallel} \parallel Ox$  и  $B_{\parallel} \parallel Oy$ . Данные для 25 нм асимметричной квантовой ямы (S25a) приведены на панели а), для 20 нм симметричной SQW20 (обозначена как SQW) и асимметричной ямы T1 (AQW) - на панели б).

нитного поля. Удобно задать ориентацию магнитного поля относительно кристаллографических осей образца следующим образом. Пусть угол между магнитным полем и нормалью к двумерной системе (направление  $[001]$ ) есть угол  $\theta$ . Плоскостная компонента поля наклонена под углом  $\phi$  к оси  $[110]$ . Ранее было показано, что в случае магнитного поля, направленного по нормали к двумерной системе, зависимость  $g$  от магнитного поля носит кусочно-линейный характер с разрывами вблизи четных факторов заполнения [19, 20]  $g = g_0 + a^*B$ . Величина  $a^*$  зависит от фактора заполнения  $\nu$  системы согласно  $a^* = c\nu$ . Было показано, что такой вид зависимости сохраняется и в случае произвольно ориентированного магнитного поля, при этом от направления поля зависит не только  $g_0$ , но и  $a^*$ . Величины  $g_0$  и  $a^*$  для заданной ориентации поля удобно определять путем линейной экстраполяции экспериментальных  $g(B)$  вблизи одного фактора заполнения в  $B = 0$ .

Основные экспериментальные результаты первых двух разделов третьей главы получены на трех GaAs/AlGaAs квантовых ямах: асимметрично легированных с ширинами 25 и 20 нм (S25a и T1 соответственно) и симметрично легированной яме шириной 20 нм (SQW20). Плотность электронов практически совпадала и варьировалась от  $4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в образце S25a до  $4.4$  и  $4.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в T1 и SQW20.

Последовательные измерения  $g_0$  для различных углов  $\theta$  и  $\phi$  позволили еще раз подтвердить, что главными осями тензора  $g$  являются кристаллографические направления  $[110]$  (x),  $[1\bar{1}0]$  (y) и  $[001]$  (z). Пусть плоскостная компонента магнитного поля направлена вдоль  $[110]$  или  $[1\bar{1}0]$ , тогда зависимость

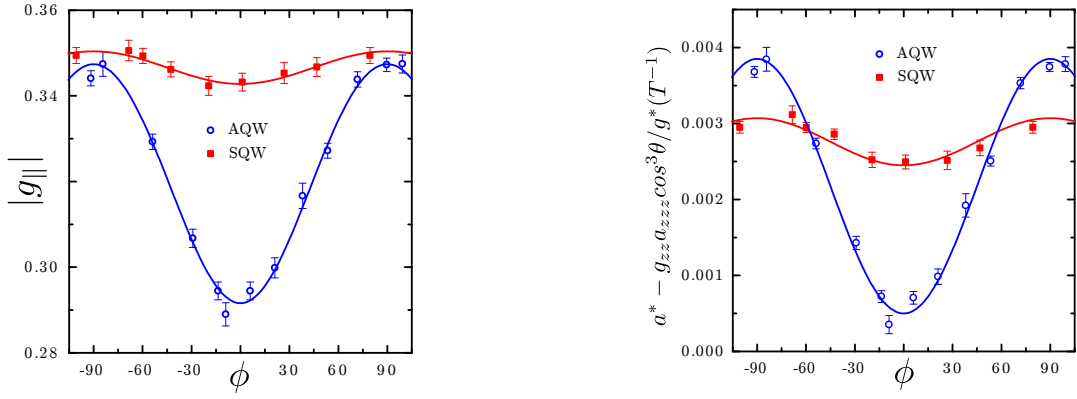


Рисунок 2: Левая панель: величина  $g_{\parallel}$  от угла  $\phi$ . Справа -  $a^*(\phi)$ . Независящая от угла  $\theta$  часть (см. формулу 3) вычтена. Измерения выполнены на асимметричной яме Т1 (открытые кружки) и симметричной SQW20 (заполненные квадраты). На левой панели сплошные линии - аппроксимации согласно формуле 2, на правой - согласно 4.

$g_0$  от угла  $\theta$  задаются согласно  $g_0^2 = g_{zz}^2 \cos^2 \theta + g_{xx}^2 \sin^2 \theta$  при  $B_{\parallel} \parallel Ox$  и  $g_0^2 = g_{zz}^2 \cos^2 \theta + g_{yy}^2 \sin^2 \theta$  при  $B_{\parallel} \parallel Oy$ .

Как видно,  $g_0^2$  линейен по  $\cos^2 \theta$  в обоих случаях, а экстраполяция данных зависимостей в  $\theta = 90^\circ$  позволяет получить главные значения тензора  $g$ . Величина  $g_{zz}$  известна из экспериментов при  $\theta = 0^\circ$ . На рисунке 1 показаны описанные зависимости для трех различных образцов: S25a(слева), Т1 и SQW20(справа). В асимметричных ямах хорошо различима плоскостная анизотропия  $g$ , отсутствующая в симметричной яме. Дополнительные исследования зависимости  $g(B)$  для различных углов  $\theta$  и  $\phi$ , выполненные на двух мостиках Холла, направленных вдоль  $[110]$  и  $[1\bar{1}0]$ , показали, что анизотропия  $g$ -фактора электрона не зависит от направления протекания тока и определяется только степенью асимметрии структуры в направлении роста.

Детальное изучение плоскостной анизотропии  $g$ -фактора осуществлялось следующим образом. Фиксировался угол  $\theta = 45^\circ$ . Величина  $g_{\parallel}$  для некоторого  $\phi$  определялась по  $g_0(\theta = 45^\circ, \phi)$  согласно  $g_{\parallel} = \sqrt{2g_0^2(\theta = 45^\circ) - g_{zz}^2}$ . Зависимость  $g_{\parallel}(\phi)$ , приведенная на левой панели рисунка 2, описывается простым выражением:

$$g_{\parallel}(\phi) = \sqrt{g_{xx}^2 \cos^2 \phi + g_{yy}^2 \sin^2 \phi} \quad (2)$$

По экспериментальным данным можно определить главные значения тензора  $g$ -фактора. Для асимметричной 25 нм ямы S25a получено:  $g_{xx} = -0.289$ ,  $g_{yy} = -0.359$ ,  $g_{zz} = -0.410$ ; для асимметричной 20 нм ямы Т1:  $g_{xx} = -0.292$ ,  $g_{yy} = -0.347$ ,  $g_{zz} = -0.403$ ; для симметричной структуры SQW20:  $g_{xx} = -0.343$ ,  $g_{yy} = -0.350$ ,  $g_{zz} = -0.414$ . Полученные результаты подтверждают ранее сделанный вывод: анизотропия  $g$ -фактора в плоскости структуры наблю-

дается в асимметричных ямах и практически отсутствует в симметричных ямах. Небольшая остаточная анизотропия в SQW20, по всей видимости, связана с небольшой остаточной асимметрией легирования образца.

Второй раздел посвящен исследованию псевдотензора  $a_{\alpha\beta\gamma} = \frac{dg_{\alpha\beta}}{dB_\gamma}$ , описывающего линейные по магнитному полю поправки к  $g$ -фактору. Установление структуры и измерение ненулевых компонент проводилось по угловым зависимостям  $a^* = \frac{dg}{dB}$ . Все эксперименты данного раздела проводились вблизи фактора заполнения  $\nu = 3$ , все значения  $a^*$  приведены для этого же  $\nu$ . В общем случае  $a^* \equiv \frac{dg}{dB} = \frac{1}{g} \sum_{i,j,k} g_{ij} a_{ijk} n_i n_j n_k$ . Здесь  $n_i = B_i/B$  - направляющие косинусы. В главных осях тензора  $g$  выражение упрощается, так как  $g_{ij} \neq 0$  только при  $i = j$ . Компонента  $a_{zzz}$  известна из измерений в перпендикулярном магнитном поле. Слагаемое, отвечающее  $a_{zzz}$ , не зависит от угла  $\phi$  и имеет вид:

$$a_z = \frac{g_{zz} a_{zzz} n_z^3}{g^*} = \frac{g_{zz} a_{zzz}}{g^*} \cos^3 \theta, \quad (3)$$

На правой панели рисунка 2 для симметричной ямы SQW20 и асимметричной T1 построена зависимость от угла  $\phi$  величины  $A^* = a^* - \frac{g_{zz} a_{zzz}}{g^*} \cos^3 \theta$ , полученной по измерениям при фиксированном  $\theta = 45^\circ$  данным. Величина  $A^*$  осциллирует с периодом  $180^\circ$ . Из всех слагаемых выражения только члены с  $a_{xxz}$  и  $a_{yyz}$  удовлетворяют такому виду угловой зависимости, следует заключить, что только указанные компоненты псевдотензора  $a$  отличны от нуля. Тогда можно записать:

$$a^* = \frac{1}{g^*} (g_{zz} a_{zzz} \cos^3 \theta + [g_{xx} a_{xxz} \cos^2 \phi + g_{yy} a_{yyz} \sin^2 \phi] \sin^2 \theta \cos \theta). \quad (4)$$

Аппроксимация экспериментальных данных согласно формуле 4 позволяет определить величины компонент  $a_{xxz}$  и  $a_{yyz}$ . Для асимметричного образца T1:  $a_{xxz} = 0.002 \pm 0.001$ ,  $a_{yyz} = 0.012 \pm 0.001$ ,  $a_{zzz} = 0.017 \pm 0.0001$ . Для симметричной ямы SQW20:  $a_{xxz} = 0.075 \pm 0.0005$ ,  $a_{yyz} = 0.090 \pm 0.0005$ ,  $a_{zzz} = 0.016 \pm 0.0001$ . Структура  $a_{\alpha\beta\gamma}$  сходна со структурой тензора  $g$ -фактора. В асимметричной яме  $a_{xxz} \neq a_{yyz} \neq a_{zzz}$ , в симметричной  $a_{xxz} \approx a_{yyz} \neq a_{zzz}$ . Зависимость компонент тензора  $g$  от перпендикулярного поля вполне логична. Компоненты тензора  $g$  зависят от энергии в силу непараболичности, а именно перпендикулярная составляющая магнитного поля модифицирует энергетический спектр двумерной системы.

В третьем разделе приводятся результаты измерения компонент  $\hat{g}$  и  $\hat{a}$  для GaAs/AlGaAs квантовых ям с различными параметрами: ширинами квантовых ям, плотностью электронов, концентрацией алюминия в барьерных слоях. По-

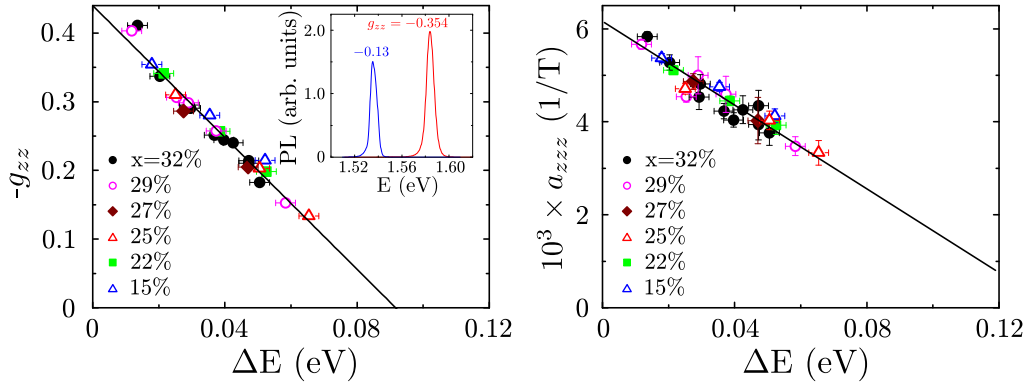


Рисунок 3: Зависимость  $g_{zz}$  и  $a_{zzz}$  от энергии размерного квантования в серии GaAs/AlGaAs квантовых ям, характеризующихся различной шириной и концентрацией алюминия  $x$  в барьерных слоях. Сплошная линия - линейная аппроксимация данных. На вставке приведены типичные пики фотолюминесценции для двух различных ям. Все величины  $a$  приведены к фактору заполнения  $\nu = 1$ .

сколько плотность носителей заряда различна в разных образцах, для общности все компоненты  $a$  приведены к единичному фактору заполнения.

На рисунке 3 показаны зависимости  $g_{zz}$  и  $a_{zzz}$  от энергии уровня размерного квантования в различных ямах, оцененной по положению пиков фотолюминесценции. Обе зависимости линейны и носят универсальный характер:  $g_{zz}$  и  $a_{zzz}$  зависят в первую очередь от уровня энергии. Изменение параметров ямы влечет за собой изменение положение уровня энергии и, в свою очередь, указанных величин. Универсальный характер зависимости  $a_{zzz}$  установлен впервые. Компонента  $g_{zz}$  достигает нуля при некотором значении  $\Delta E$ ,  $a_{zzz}$  при этом остается конечной. Отсюда следует, что магнитное поле «зануления»  $g_{zz}$  падает с увеличением  $\Delta E$ .

На рисунке 4 показаны зависимости главных значений тензора  $\hat{g}$  и трех ненулевых компонент  $\hat{a}$  от ширины  $d$ . Общая архитектура гетероструктур примерно совпадала. Хорошо видно, что плоскостная анизотропия  $g$ -фактора значительна в широких ямах и пропадает в узких. Разница между  $g_{zz}$  и  $g_{||} = 0.5(g_{xx} + g_{yy})$  остается существенной для всех ям. Сходным образом ведут себя и компоненты псевдотензора  $\hat{a}$ . Разница между ними падает с уменьшением ширины ямы. При этом величины  $a_{zzz}$ ,  $g_{zz}$  и  $g_{xx}$  уменьшаются с уменьшением ширины ямы, в то время как  $a_{xxz}$  растет. Таким образом, магнитное поле «зануления»  $g_{xx}$  существенно меньше поля, в котором пересекает ноль  $g_{zz}(B)$ . В узких квантовых ямах волновая функция электрона становится более симметричной в направлении роста, что и объясняет уменьшение анизотропии. Следует отметить, что в узких ямах большую роль играют оба гетероинтерфейса (не только верхний, но и нижний), возможно, именно с этим и связан рост  $a_{xxz}$ .

В последнем разделе суммируются основные результаты третьей главы.



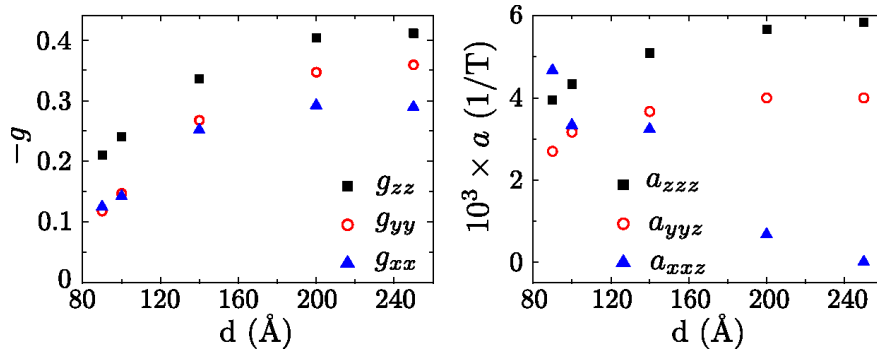


Рисунок 4: Величины всех трех главных значений тензора  $g$ -фактора и трех ненулевых компонент псевдотензора  $\hat{a}$ , измеренные в GaAs - квантовых ямах различной ширины, но с одной концентрацией алюминия в барьерных слоях  $x = 32\%$ . Все величины  $a$  приведены к фактору заполнения  $\nu = 1$ .

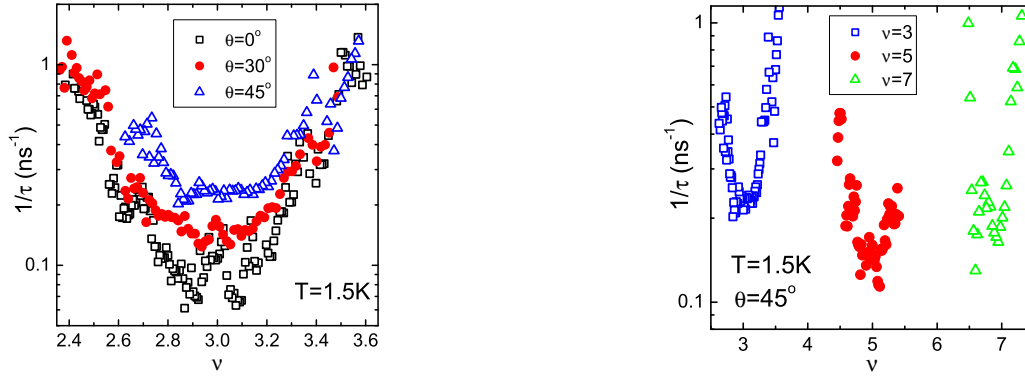


Рисунок 5: На левой панели показана зависимость обратного времени спиновой релаксации двумерных электронов от фактора заполнения для трех различных ориентаций магнитного поля. На правой панели продемонстрировано поведение обратного времени спиновой релаксации двумерных электронов вблизи  $\nu = 3, 5, 7$  для  $\theta = 45^\circ$ . Образец - асимметричная квантовая яма с плотностью электронов  $n = 4.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .  $B_{\parallel} \parallel Ox$ .

**В четвертой главе** изложено экспериментальное изучение времени спиновой релаксации в различных GaAs/AlGaAs гетероструктурах вблизи нечетных факторов заполнения  $\nu = 1, 3, 5, 7$ . Время релаксации спина двумерных электронов определялось по ширине линии резонансного микроволнового поглощения. Основные результаты опубликованы в работах [A2, A6]. В первом параграфе данной главы обсуждаются зависимости времени спиновой релаксации от величины и ориентации магнитного поля, а также от фактора заполнения.

Результаты измерений, выполненных на асимметричной [001] квантовой яме шириной 20 нм с плотностью электронов  $4.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , показаны на рисунке 5. На левой панели изображена зависимость времени спиновой релаксации вблизи одного фактора заполнения  $\nu = 3$  и разных углах наклона магнитного поля  $\theta$  при фиксированном  $\phi$ . При всех исследованных углах  $\phi$  характер

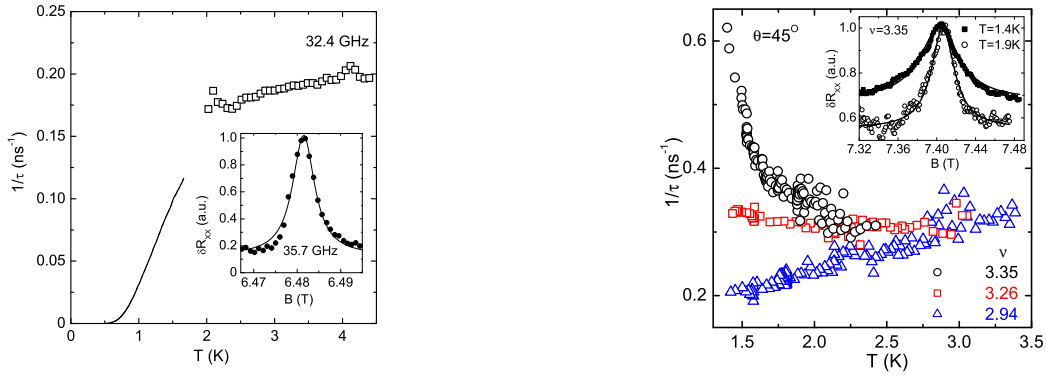


Рисунок 6: Температурная зависимость времени спиновой релаксации. На левой панели показаны экспериментальные данные (символы), измеренные на GaAs/AlGaAs гетеропереходе при  $\nu = 1$  ( $n = 1.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) для  $\theta = 0^\circ$ . Сплошная линия - теоретический расчет из [2]. На вставке - пример чрезвычайно узкого контура ЭПР. На правой панели - данные, полученные на GaAs/AlGaAs асимметричной квантовой яме с  $n = 4.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , вблизи разных  $\nu$  при  $\theta = 45^\circ$ . На вставке приведены примеры линий ЭПР для двух температур:  $T = 1.9 \text{ К}$  и  $T = 1.4 \text{ К}$ .

зависимости не изменяется. Обратное время спиновой релаксации симметрично относительно  $\nu = 3$  для всех углов, минимально ровно в нечетном факторе заполнения и заметно возрастает при удалении от него. Такое поведение свидетельствует о возникновении новых каналов деполяризации спина (например, спин может рассеиваться на возникающих при отходе от нечетного фактора заполнения делокализованных электронах). При увеличении угла  $\theta$  увеличивается полное магнитное поле, отвечающее фактору заполнения  $\nu = 3$ , растет спиновое расщепление. При этом уменьшается количество рождаемых тепловыми флуктуациями спиновых экситонов, рассеяние на которых является основным каналом релаксации спина в условиях эксперимента (данный факт доказан во втором разделе главы 4), а время спиновой релаксации должно расти. Вопреки ожиданиям время спиновой релаксации ровно в  $\nu = 3$  падает с ростом  $\theta$ . Данный факт пока не имеет объяснения.

Описанный характер зависимости времени спиновой деполяризации от фактора заполнения сохраняется и вблизи других факторов заполнения, что проиллюстрировано на правой панели рисунка 5. Сигнала ЭПР вблизи  $\nu = 9, 11 \dots$  обнаружено не было. Время спиновой релаксации ровно в нечетных факторах заполнения немонотонно с ростом  $\nu$ . С одной стороны при увеличении  $\nu$  растет количество тепловых спиновых волн, что ускоряет релаксацию, с другой - уменьшается плоскостная компонента магнитного поля, что замедляет релаксацию.

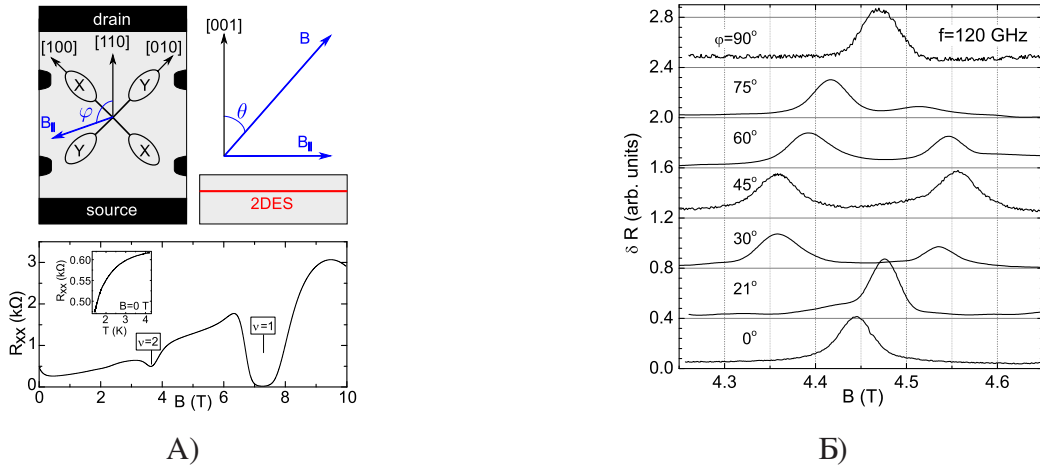


Рисунок 7: А) Схема положения электронных долин по отношению к осям образца (верхняя панель), на нижней панели - продольное сопротивление образца при разном магнитном поле, на вставке - температурная зависимость сопротивления в нулевом магнитном поле. Б) Типичные пики ЭПР, измеренные при различной ориентации плоскостной компоненты магнитного поля (данные смещены вдоль оси ординат для наглядности). Угол  $\theta = 90^\circ$ , а частота излучения равна 120 ГГц.

Второй раздел посвящен изучению температурных зависимостей времени спиновой релаксации. Сравнение экспериментальных данных, полученных на GaAs/AlGaAs гетеропереходе при  $\nu = 1$  ( $n = 1.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) при  $\theta = 0^\circ$ , с расчетами [2] позволило подтвердить, что основным каналом релаксации спина в ровно нечетном факторе заполнения в исследованном диапазоне температур и магнитных полей является рассеяние на тепловых спиновых экситонах.

Экспериментально снятые зависимости обратного времени спиновой релаксации  $1/\tau$  от температуры при различных значениях фактора заполнения и при  $\theta = 45^\circ$  приведены на рисунке 6. Данные получены на GaAs/AlGaAs асимметричной квантовой яме с  $n = 4.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . При  $\nu = 2.94$  обратное время спиновой релаксации монотонно спадает с уменьшением температуры. При удалении от целочисленного фактора заполнения ситуация существенно модифицируется:  $1/\tau(T)$  практически не демонстрирует никакой зависимости от температуры при промежуточном значении  $\nu = 3.26$ , а при еще большем отходе от  $\nu = 3$  (при  $\nu = 3.35$ ) - сильно растёт при понижении температуры. На вставке к рисунку 6 для фактора заполнения  $\nu = 3.35$  приведены примеры линий ЭПР для двух температур:  $T = 1.9 \text{ К}$  (круги) и  $T = 1.4 \text{ К}$  (квадраты); линии получены подгонкой резонансов лоренцевой формой. Нерезонансный фон учитывался прибавлением константы. Сходная зависимость  $1/\tau$  от температуры наблюдалась и при всех других ориентациях магнитного поля и на всех изученных образцах. Полученные экспериментально температурные зависимости также свидетельствуют о возникновении новых каналов рассеяния при отходе

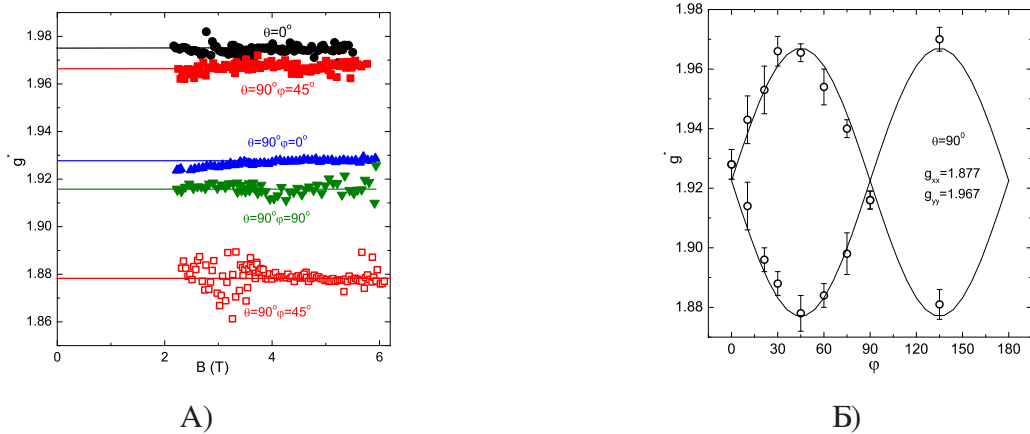


Рисунок 8: А) Зависимости эффективного  $g$ -фактора от магнитного поля для нескольких наиболее значимых ориентаций магнитного поля относительно кристаллографических осей образца. Сплошные линии представляют линейную экстраполяцию в нулевое магнитное поле. Б) Эффективный  $g$ -фактор вблизи дна подзоны размерного квантования от угла  $\phi$ . Два значения  $g$  при одном  $\phi$  отвечают двум хорошо разрешимым контурам ЭПР. Угол  $\theta$  составлял  $90^\circ$ . Сплошные линии - аппроксимация по формуле 2.

от нечетных факторов заполнения. В третьем разделе излагаются основные выводы данной главы.

В пятой главе приведено описание экспериментов (основные результаты данной главы опубликованы в работе [A7]) по изучению ЭПР в двумерной системе электронов с большой массой, сформированной в квантовой яме AlAs/AlGaAs, выращенной вдоль направления [001] посредством молекулярно-лучевой эпитаксии. Структура была дельта-легирована кремнием, так что двумерная плотность носителей составляла  $n = 1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , а подвижность  $\mu = 2 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ . Образец был выполнен в геометрии мостика Холла со стоком, истоком и четырьмя потенциометрическими контактами (см. рисунок 7А)). В AlAs нижайшими по энергии точками зоны проводимости являются  $X$ -точки - точки на границе зоны Бриллюэна вдоль направления [100], [010] и [001]. Удобно обозначить эти электронные долины следующим образом:  $X$ -долина для оси [100],  $Y$ -долина - для [010] и  $Z$ -долина - для [001]. В квантовых ямах шире 5 нм электроны населяют только плоскостные долины ( $X$  и  $Y$ ) [22].

Первый раздел посвящен экспериментальному изучению  $g$  - фактора электрона в AlAs - квантовой яме.

Зависимость сопротивления образца от магнитного поля, перпендикулярного плоскости двумерной системы, показана на нижней панели рисунка 7А). На левой верхней панели продемонстрирована схема расположения электронных долин относительно осей и внешнего магнитного поля, определены углы  $\theta$  (угол между магнитным полем и нормалью к плоскости двумерной системы) и

$\phi$  (угол между плоскостной компонентой магнитного поля и кристаллографическим направлением  $[110]$ ).

ЭПР детектировался даже в случае, когда магнитное поле было полностью параллельно плоскости двумерной электронной системы. Дело в том, что даже в нулевом перпендикулярном магнитном поле сопротивление образца зависит от температуры достаточно сильно, так что возможно детектировать слабый разогрев, обусловленный резонансным поглощением микроволнового излучения (см. вставку к нижней панели рисунка 7А)). Величина  $g$ -фактора электрона оказалась большой, так что частоты микроволнового поля в условиях эксперимента были существенно больше температуры системы, таким образом спиновая поляризация системы макроскопически велика.

Типичные пики ЭПР в  $\delta R_{xx}$ , измеренные при фиксированной частоте микроволнового поля  $f = 120$  ГГц и различных углах  $\phi$  ориентации плоскостной компоненты магнитного поля, показаны на рисунке 7Б). Угол  $\theta = 90^\circ$  был зафиксирован. Только один пик ЭПР наблюдался при  $\phi = 0^\circ$  или  $90^\circ$  (магнитное поле направлено вдоль  $[110]$  или  $[1\bar{1}0]$  соответственно), но пик разделялся на два хорошо разрешимых резонансных контура в случае всех остальных углов. Максимальное разделение между двумя пиками достигается при  $\phi = 45^\circ, 135^\circ$ , т.е. когда магнитное поле направлено вдоль  $[100]$  и  $[010]$ . Полученные экспериментальные данные с учётом соображений симметрии явно свидетельствуют, что два указанных резонансных контура соответствуют спиновому резонансу электронов, заселяющих  $X$ - и  $Y$ -долины, каждая из которых характеризуется анизотропным фактором Ланде.  $Z$ -долина оказалась пустой.

Для более тщательного изучения  $g$ -фактора электрона ЭПР был измерен для целого ряда экспериментально доступных частот микроволнового излучения при фиксированных углах  $\theta$  и  $\phi$ . При  $\phi \neq 0^\circ, 90^\circ$  и  $\theta \neq 0^\circ$  наблюдались два хорошо различимых пика ЭПР для всех частот, таким образом извлекались два значения магнитного поля  $B_1$  и  $B_2$ , соответствующих некоторой частоте  $f$ , измерялись две зависимости  $f(B_1)$  и  $f(B_2)$ . Все такие зависимости, полученные экспериментально, с очень хорошей точностью следуют линейному закону  $f = f_0 + \alpha B$  с пренебрежимо малой  $f_0$ . По  $f(B_1)$  и  $f(B_2)$  определялись зависимости двух различных  $g$ -факторов от магнитного поля  $g_1 = f(B_1)/\mu_B B_1$  и  $g_2 = f(B_2)/\mu_B B_2$  (здесь  $\mu_B$  - магнетон Бора). Зависимости  $g_1(B_1)$  и  $g_2(B_2)$ , полученные для четырех наиболее важных ориентаций магнитного поля ( $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 90^\circ$  при  $\phi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ ), представлены на рисунке 8А). Для всех ориентаций магнитного поля обе величины  $g_1$  и  $g_2$ , как оказалось, не зависят от магнитного поля и совпадают со значениями  $g_1^0$  и  $g_2^0$  фактора Ланде электронов  $X$ - и  $Y$ -долин вблизи дна подзоны размерного квантования. Таким образом

можно измерить зависимости  $g_1^0$  и  $g_2^0$  от углов  $\theta$  и  $\phi$ , задающих ориентацию магнитного поля. Для каждой из заселенных долины справедлива формула 2.

Одна из главных осей тензора  $g$ -фактора и для  $X$ , и для  $Y$ -долины совпадает с направлением роста  $[001]$  по симметричным соображениям. Удобно обозначить данную ось как  $z$ . Главное значение  $g_z$  измеряется непосредственно при  $\theta = 0^\circ$ . Экспериментальное значение составляет  $g_z = 1.976 \pm 0.003$  для обеих электронных долин.

Определим плоскостные главные оси тензора фактора Ланде, для этого следует построить обе зависимости  $g_1(\theta = 90^\circ, \phi)$  и  $g_2(\theta = 90^\circ, \phi)$ . Данные зависимости показаны на рисунке 8Б). Хорошо разрешаются две ветки, осциллирующие с периодом  $180^\circ$  и сдвинутые на  $90^\circ$  одна относительно другой. Экстремумы данных веток приходятся на значения  $\phi = 45^\circ, 135^\circ$ . Каждая ветка соответствует своей плоскостной электронной долине. Следует заключить, что главные значения тензора фактора Ланде для каждой из долин совпадают с осями  $[100]$  и  $[010]$  (угол  $\phi$  отсчитывается от направления  $[110]$ ). Аппроксимация (сплошные линии на рисунке 8Б)) экспериментальных данных согласно формуле 2 подтверждает данное утверждение и позволяет извлечь плоскостные главные значения тензора  $g$ -фактора  $g_x = 1.877 \pm 0.005$  и  $g_y = 1.967 \pm 0.005$  для каждой из долин. Следует отметить, что в рамках данного эксперимента различить  $X$  и  $Y$  долины не представляется возможным, невозможно также выявить, какому главному направлению тензора  $g$ -фактора отвечает каждое из плоскостных главных значений для любой из долин.

Во втором разделе сформулированы выводы данной главы.

В заключении приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. В чистой комнате ИФТТ РАН отработаны методики приготовления образцов для транспортных измерений. Образцы охарактеризованы посредством фотолюминесценции. Создана низкотемпературная вставка в полутораградусную камеру криостата, позволяющая изменять ориентацию образца относительно магнитного поля без термоциклирования образца. Отработана методика детектирования ЭПР.
2. Установлена структура тензора  $g_{\alpha\beta}$  и псевдотензора  $a_{\alpha\beta\gamma}$  в  $[001]$  GaAs/AlGaAs квантовых ямах. Найдены главные оси тензора  $g$ . Продемонстрировано, что плоскостная анизотропия  $g_{\alpha\beta}$  и  $a_{\alpha\beta\gamma}$  определяется асимметрией структуры в направлении роста. Обнаружено, что в условиях эксперимента только перпендикулярная компонента магнитного поля влияет на тензор  $g$ .

3. Измерены все три ненулевых компоненты  $g_{\alpha\beta}$  и  $a_{\alpha\beta\gamma}$  для серии [001] GaAs/AlGaAs квантовых ям с различной шириной, плотностью электронов и концентрацией алюминия  $x$  в барьерных слоях.
4. По ширине пика ЭПР были измерены зависимости времени спиновой релаксации  $\tau$  двумерных электронов от фактора заполнения и температуры вблизи нечетных  $\nu = 1, 3, 5, 7$  и в диапазоне температур от 1.3 К до 4.2 К. Установлено, что рассеяние на тепловых спиновых экситонах является основным каналом релаксации спина ровно в нечетных факторах заполнения. Полученные результаты свидетельствуют о возникновении новых каналов рассеяния при отходе от ровно нечетного фактора заполнения, а также о влиянии плоскостной компоненты магнитного поля на релаксацию спина.
5. В системе двумерных электронов, формирующихся в 16 нм AlAs/AlGaAs квантовой яме, выращенной вдоль направления [001], проведено исследование электронного парамагнитного резонанса. Экспериментальные данные явно указывают, что только две плоскостные долины в X-точках зоны Бриллюэна заселены электронами, каждая из которых характеризуется анизотропным тензором  $g$ -фактора с главными осями [100], [010], [001]. Определены главные значения тензора  $g$ -фактора.

## Публикации автора по теме диссертации

- [A1] Интерфейсные вклады в параметры спин-орбитального взаимодействия для электронов на интерфейсе (001) GaAs/AlGaAs / Ж. А. Девизорова, А. В. Щепетильников, Ю. А. Нефёдов и др. // *Письма в ЖЭТФ*. — 2014. — Т. 100. — С. 111.
- [A2] Спиновая релаксация двумерных электронов в холловском ферромагнетике / Ю. А. Нефёдов, А. А. Фортунатов, А. В. Щепетильников, И. В. Кукушкин // *Письма в ЖЭТФ*. — 2010. — Т. 91. — С. 385–389.
- [A3]  $g$ -factor anisotropy in a GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum well probed by electron spin resonance / Yu. A. Nefyodov, A. V. Shchepetilnikov, I. V. Kukushkin et al. // *Phys. Rev. B*. — 2011. — Jan. — Vol. 83. — P. 041307.
- [A4] Electron  $g$ -factor anisotropy in GaAs/Al<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As quantum wells of different symmetry / Yu. A. Nefyodov, A. V. Shchepetilnikov, I. V. Kukushkin et al. // *Phys. Rev. B*. — 2011. — Dec. — Vol. 84. — P. 233302.

- [A5] Electron  $g$ -factor in GaAs/AlGaAs quantum wells of different width and barrier Al concentrations / A. V. Shchepetilnikov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, W. Dietsche // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2013. — Vol. 456. — P. 012035.
- [A6] Щепетильников А. В., Нефёдов Ю. А., Кукушкин И. В. Спиновая релаксация в квантовых ямах GaAs/AlGaAs вблизи нечетных факторов заполнения // *Письма в ЖЭТФ.* — 2013. — Т. 97. — С. 660–664.
- [A7] Electron  $g$ -factor anisotropy in an AlAs quantum well probed by ESR / A. V. Shchepetilnikov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin et al. // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Oct. — Vol. 92. — P. 161301.

## Список литературы

1. Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future / S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman et al. // *Science.* — 2001. — Vol. 294, no. 5546. — Pp. 1488–1495.
2. Dickmann S., Artyukhin S. Spin-Wave Relaxation in a Quantum Hall Ferromagnet // *Pis'ma v ZhETF.* — 2009. — Vol. 89. — Pp. 153–157.
3. Калевич В. К., Коренев В. Л. Анизотропия электронного  $g$ -фактора в квантовых ямах GaAs/AlGaAs // *Письма в ЖЭТФ.* — 1992. — Т. 56. — С. 257.
4. Dresselhaus G. Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures // *Phys. Rev.* — 1955. — Oct. — Vol. 100. — Pp. 580–586.
5. Бычков Ю. А., Раиба Э. И. Свойства двумерного электронного газа со снятым вырождением спектра // *Письма в ЖЭТФ.* — 1984. — Т. 39. — С. 66–69.
6. Завойский Е. К. Докторская диссертация // *ФИАН, Москва.* — 1944.
7. Ивченко Е. Л., Киселев А. А. Электронный  $g$ -фактор в квантовых ямах и сверхрешетках // *ФТП.* — 1992. — Т. 26. — С. 1471–1479.
8. Electron  $g$  factor in quantum wells determined by spin quantum beats / R. M. Hannak, M. Oestreich, A. P. Heberle et al. // *Solid State Communications.* — 1995. — Vol. 93, no. 4. — Pp. 313 – 317.
9. Heberle A. P., Rühle W. W., Ploog K. Quantum beats of electron Larmor precession in GaAs wells // *Phys. Rev. Lett.* — 1994. — Jun. — Vol. 72. — Pp. 3887–3890.
10. Malinowski A., Harley R. T. Anisotropy of the electron  $g$  factor in lattice-matched and strained-layer III-V quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 2000. — Jul. — Vol. 62. — Pp. 2051–2056.



11. *Zapasskii V. S.* Spin-noise spectroscopy: from proof of principle to applications // *Adv. Opt. Photon.* —2013. —Vol. 5, no. 2. —Pp. 131–168.
12. Electron spin resonance on a two-dimensional electron gas / N. Nestle, G. Denninger, M. Vidal et al. // *Phys. Rev. B.* —1997. —Aug. —Vol. 56. —Pp. R4359–R4362.
13. *Stein D., von Klitzing K., Weimann G.* Electron Spin Resonance on GaAs – Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As Heterostructures // *Phys. Rev. Lett.* — 1983. —Jul. — Vol. 51. — Pp. 130–133.
14. *Brillouin L.* A Theorem of Larmor and Its Importance for Electrons in Magnetic Fields // *Phys. Rev.* —1945. —Apr. —Vol. 67. —Pp. 260–266.
15. *Kallin C., Halperin B. I.* Excitations from a filled Landau level in the two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. B.* —1984. —Nov. —Vol. 30. —Pp. 5655–5668.
16. *Weisbuch C., Hermann C.* Optical detection of conduction-electron spin resonance in GaAs, Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As, and Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As // *Phys. Rev. B.* —1977. —Jan. —Vol. 15. —Pp. 816–822.
17. *Roth L. M., Lax B., Zwerdling S.* Theory of Optical Magneto-Absorption Effects in Semiconductors // *Phys. Rev.* —1959. —Apr. —Vol. 114. —Pp. 90–104.
18. Spin-orbit fields in asymmetric (001)-oriented GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum wells / P. S. Eldridge, J. Hübner, S. Oertel et al. // *Phys. Rev. B.* —2011. —Jan. —Vol. 83. —P. 041301.
19. *Dobers M., von Klitzing K., Weimann G.* Electron-spin resonance in the two-dimensional electron gas of GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterostructures // *Phys. Rev. B.* —1988. —Sep. —Vol. 38. —Pp. 5453–5456.
20. *Lommer G., Malcher F., Rössler U.* Reduced *g* factor of subband Landau levels in AlGaAs/GaAs heterostructures // *Phys. Rev. B.* —1985. —Nov. —Vol. 32. —Pp. 6965–6967.
21. Magnetoplasma excitations of two-dimensional anisotropic heavy fermions in AlAs quantum wells / V. M. Muravev, A. R. Khisameeva, V. N. Belyanin et al. // *Phys. Rev. B.* —2015. —Jul. —Vol. 92. —P. 041303.
22. Two-dimensional electrons occupying multiple valleys in AlAs / M. Shayegan, E. P. De Poortere, O. Gunawan et al. // *physica status solidi (b)*. —2006. —Vol. 243, no. 14. —Pp. 3629–3642.