

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики твердого тела Российской академии наук

На правах рукописи

ЩЕПЕТИЛЬНИКОВ Антон Вячеславович

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

Специальность 01.04.07 —

«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
член-корреспондент РАН,
д.ф. - м.н., проф.
И.В. Кукушкин

Черноголовка – 2015

Содержание

Введение	4
1 Литературный обзор	16
1.1 Электронный парамагнитный резонанс в двумерной электронной системе.	16
1.2 Фактор Ланде в GaAs гетероструктурах	25
1.3 Спиновая релаксация системы двумерных электронов в квантово-холловском ферромагнетике.	35
1.4 Фактор Ланде в AlAs/AlGaAs квантовых ямах.	41
2 Экспериментальная методика и образцы	44
2.1 Образцы	45
2.2 Экспериментальная методика	48
3 Изучение g-фактора электрона в GaAs/AlGaAs-квантовых ямах . . .	57
3.1 Структура тензора g -фактора электрона	58
3.2 Псевдотензор линейных по магнитному полю поправок к g -фактору	64
3.3 Тензор g -фактора в GaAs/AlGaAs квантовых ямах различной ширины	67
3.4 Выводы	72
4 Спиновая релаксация в гетероструктурах GaAs/AlGaAs вблизи нечетных факторов заполнения	73

4.1	Зависимость спиновой релаксации от величины и ориентации магнитного поля, фактора заполнения.	74
4.2	Температурные зависимости времени спиновой релаксации	80
4.3	Выводы	83
5	g-фактор электрона в AlAs-квантовой яме	85
5.1	Измерение g -фактора в AlAs-квантовой яме посредством ЭПР . . .	85
5.2	Выводы	90
	Заключение	92
	Литература	96

Введение

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 Ланде 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 [1–5]. 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 [6–8]. Тщательное измерение анизотропии g -фактора в двумерных электронных системах позволит определить константы спин-орбитального взаимодействия [9–11], связанного с параметрами зонной структуры полупроводников [12–14].

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 [15]. Суть явления ЭПР заключается в резонансном поглощении кванта электромагнитного излучения определенной частоты, сопровождающем-

ся переворотом спина электрона. Положение пика поглощения микроволнового излучения различных частот по магнитному полю позволяет определить величину g -фактора Ланде, 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 [16–25]. 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 [26]. 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 [27]. В 1983 году был предложен альтернативный метод детектирования ЭПР [28], в основе которого лежит чрезвычайная чувствительность как 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 [29–31]. 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 [6, 7], 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 [32, 33], 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 $g_{\parallel} \neq g_{\perp}$ [23–25], 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 [34, 35]. В работе [9] было показано, что плоскостная анизотропия g -фактора связана с анизотропией спин-орбитального взаимодействия. Разница $g_x - g_y$ определяется спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза [12], а $g_z - g_{\parallel}$ (здесь $g_{\parallel} = (g_x + g_y)/2$) связана с взаимодействием Рашбы [13, 14]. 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 работах [10, 11].

Плоскостная анизотропия g -фактора (разница $g_x - g_y$) определяется в том числе и степенью асимметрии квантовой ямы [9, 36, 37]. 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_γ 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 [38] и теоретически [39]. 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 нечетного ν 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 тензора $a_{\alpha\beta\gamma}$ 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, ϵ - диэлектрическая проницаемость. Система двумерных электронов, формирующаяся в квантовой яме AlGaAs/AlAs, характеризуется чрезвычайно большой и анизотропной массой m^* [40], 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 данной 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 тензора $a_{\alpha\beta\gamma}$, 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 ν около нечетных $\nu = 1, 3, 5, 7 \dots$ при различных углах θ 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 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. Оработана методика формирования контактов к слою двумерных электронов, образующемуся в квантовой яме AlGaAs/AlAs, 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. Оработана методика

двойного синхронного детектирования обусловленной поглощением микроволнового излучения добавки δR_{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 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 асимметричной GaAs/AlGaAs квантовой яме при различных ориентациях магнитного поля и при разных температурах. По полученным данным определены зависимости времени спиновой релаксации от фактора заполнения ν и температуры системы для различных ориентаций магнитного поля.
6. В AlAs/AlGaAs квантовой яме 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 тензоров $g_{\alpha\beta}$ и $a_{\alpha\beta\gamma}$ в GaAs/AlGaAs квантовых ямах, выращенных вдоль направления $[001]$. Установлено, что основными осями Ох, Оу 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 тензора $a_{\alpha\beta\gamma}$ различны, а в симметричной яме «плоскостные» компоненты a_{xxz} и a_{yyz} равны.
2. Измерены все три ненулевых компоненты тензоров $g_{\alpha\beta}$ 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 τ 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 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 ν . Ровно в нечетных ν время спиновой релаксации растет с понижением T . При некоторых промежуточных факторах заполнения τ практически не меняется с изменением T (от 1.5 К до 4.2 К), а при дальнейшем отходе от фактора заполнения τ 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 ν 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, XVII симпозиуме «Нанозфизика и нанозлектроника», X Российской конференции по физике полупроводников, 20-ой международной конференции “High Magnetic Fields in Semiconductor Physics”.

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 [7, 8, 11, 34, 35, 41, 42] , 6 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК [7, 11, 34, 35, 41, 42].

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.

Глава 1

Литературный обзор

1.1 Электронный парамагнитный резонанс в двумерной электронной системе.

Двумерная электронная система формируется в различных полупроводниковых гетероструктурах, например: GaAs/AlGaAs [43], AlAs/AlGaAs [44]. Движение электронов в направлении роста оказывается ограниченным потенциальными барьерами. Например, в GaAs/AlGaAs - квантовых ямах роль потенциальных барьеров выполняют слои полупроводника AlGaAs, обладающего большей величиной запрещенной зоны, чем GaAs. В GaAs/AlGaAs гетеропереходах движение с одной стороны ограничено слоем AlGaAs, а с другой - электрическим полем ионизированных доноров. Заселенность носителями заряда в таких структурах достигается за счет ионизации дефектов и примесей, всегда присутствующих в объемных полупроводниках или специально внесенных в образец посредством легирования. Так в GaAs/AlGaAs гетероструктурах канал n-типа обычно формируется путем легирования донорной примесью - атомами Si. Слои легирования, как правило, выносятся из ямы в барьерные слои, что значительно ослабляет рассеяние на ионизированных донорах и улучшает качество двумерной электронной системы. Именно такое нововведение позволило получить настолько чистые

образцы, что в них стало возможно наблюдать квантовый эффект Холла [45]. Схематическое изображение GaAs/Al_xGa_{1-x}As гетероперехода и квантовой ямы приведено на рисунке 1.1.

Строго говоря, все реализуемые на практике двумерные системы являются квазидвумерными. Движение электрона в плоскости гетероструктуры свободно, а спектр движения электронов в направлении роста структур представляет из себя набор уровней размерного квантования:

$$E = E_n + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} \quad (1.1)$$

Здесь E_n - энергия уровня размерного квантования с номером n , а m - эффективная масса носителей заряда.

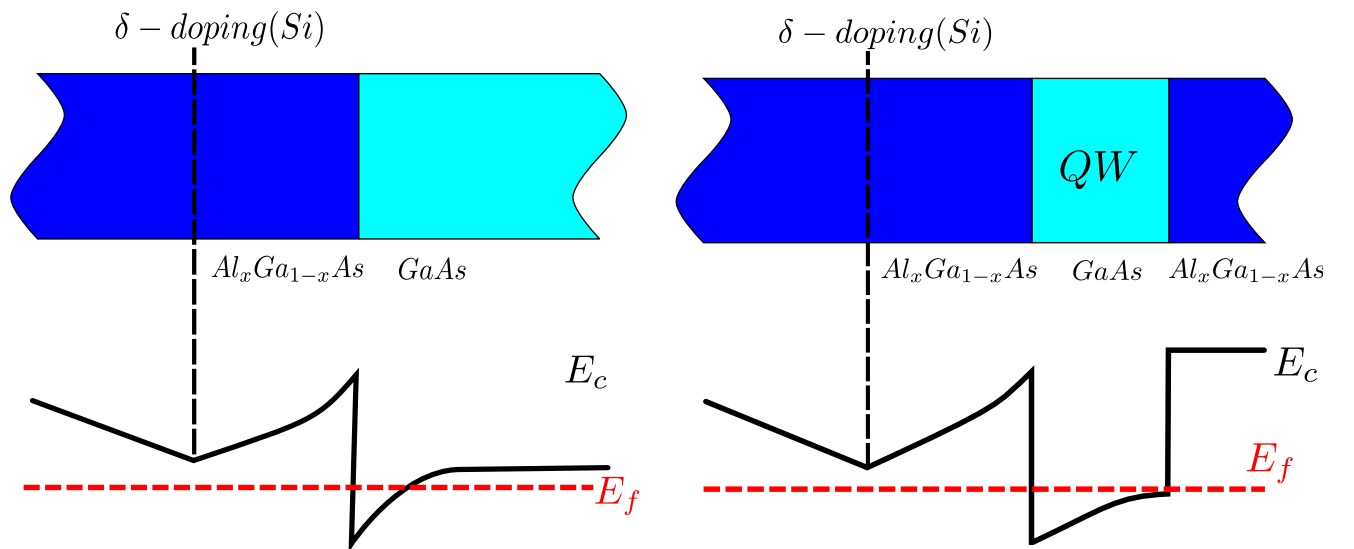


Рисунок 1.1: Схематическое изображение GaAs/Al_xGa_{1-x}As гетероперехода (слева) и квантовой ямы (справа) с 2ДЭС. Черной сплошной линией обозначена зона проводимости структуры, а красной пунктирной - уровень Ферми.

При малых концентрациях носителей заряда и при низких температурах заселен лишь нижайший уровень размерного квантования. Если все характерные энергии исследуемых физических явлений существенно меньше разности энергий между нижайшим и следующим за ним уровнями, то вероятность перехода носителей заряда между уровнями пренебрежимо мала, а такая система ведет

себя как двумерная. Из-за конечной протяженности волновой функции электрона в направлении роста гетероструктуры кулоновское взаимодействие ослаблено (см., например, обзор [46]).

В достаточно сильном магнитном поле $\vec{B}$, направленном перпендикулярно поверхности двумерной электронной системы, спектр движения носителей заряда в плоскости двумерной системы представляет собой набор уровней Ландау, расщепленных по спину. Спиновое расщепление каждого подуровня определяется Зеемановской энергией, а значит, величиной фактора Ланде. Положение подуровня со спином $\vec{\sigma}$ уровня Ландау с номером N по энергии задается следующим выражением:

$$E = \hbar\omega_c(N + 1/2) - g^*\mu_B\vec{B}\vec{\sigma} \quad (1.2)$$

Здесь $\hbar\omega_c = eB/mc$ - циклотронная частота, а g^* - эффективный фактор Ланде.

Фактор заполнения системы $\nu = \frac{n_s h}{2eB}$ (здесь n_s - двумерная плотность носителей заряда) определяет количество заполненных спин-расщепленных уровней Ландау. Так при $\nu = 1$ заполнен лишь один подуровень нижайшего уровня Ландау, а при $\nu = 2$ - нижайший уровень Ландау заселен целиком.

Допустим, что уровень Ферми лежит между двумя спин-расщепленными подуровнями нижайшего уровня Ландау. Тогда нижний подуровень полностью заполнен, а верхний - полностью пуст (см. левую панель рисунка 1.2), т.е. $\nu = 1$. При этом спиновая поляризация системы максимальна. При всех нечетных факторах $\nu = 2N + 1$ заполнения будут полностью заполнены N уровней Ландау и нижайший подуровень $N + 1$ -го уровня, а спиновая поляризация системы будет макроскопически велика. Система в таком состоянии называется квантовохолловским ферромагнетиком (строго говоря, система с дробным фактором $\nu = 1/3$ [47] также будет поляризована по спину [48] и может считаться квантовохолловским ферромагнетиком, однако рассмотрение такой системы выходит за

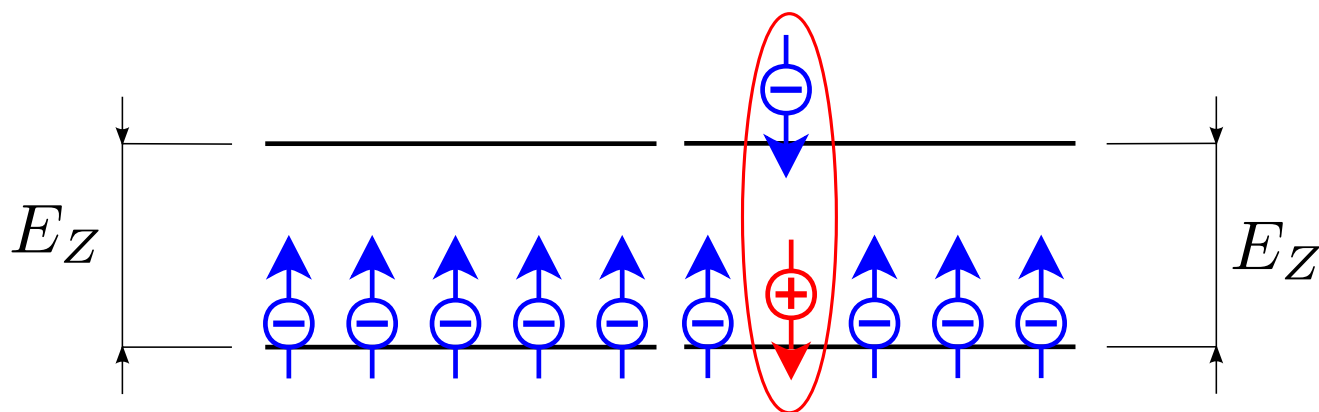


Рисунок 1.2: Двумерная электронная система в квантующем магнитном поле. Фактор заполнения $\nu = 1$. Справа показано нижайшее по энергии возбуждение - связанное состояние электрона с верхнего и дырки с нижнего спин-расщепленных подуровней Ландау.

рамки данной работы). Такая система будет резонансно поглощать электромагнитное излучение, если его частота будет в точности равна величине спинового расщепления подуровней. При этом электроны будут переходить с нижнего на верхний спин-расщепленные подуровни верхнего уровня Ландау. Именно это и составляет суть физического явления электронного парамагнитного резонанса в двумерных электронных системах. Чем меньше электронов сидит на верхнем уровне Ландау и чем больше электронов - на нижнем, тем с большей вероятностью электрон может осуществить переход под воздействием СВЧ поля, тем с большей интенсивностью будет протекать электронный парамагнитный резонанс. По частоте резонансного поглощения излучения можно определить величину спинового расщепления электронов в фиксированном магнитном поле, т.е. измерить g -фактор. В рамках данной работы $|g| \sim 0.4$, т.е. частоты резонансного поглощения лежали в области СВЧ. В системах инвариантных относительно вращения спина вклад от электрон - электронных взаимодействий в величину спинового расщепления, измеряемую посредством ЭПР, запрещен. Данное симметричное ограничение носит название теоремы Лармора. Величина g -фактора электрона, измеряемая посредством ЭПР, существенно одночастичная. Теорема

Лармора хорошо применима в стандартных GaAs - гетероструктурах, но нарушается, например, в узкозонных InGaAs полупроводниковых системах с большим спин-орбитальным взаимодействием [49]. Ширина пика электронного парамагнитного резонанса в чистых образцах обратно пропорциональна времени спиновой релаксации электрона. В некачественных системах пик ЭПР может быть неоднородно уширен и не нести информацию о времени релаксации спина.

Многие свойства системы существенно изменяются при резонансном поглощении электромагнитного излучения. Вблизи ЭПР температура двумерных электронов резонансно увеличивается, а значит, увеличивается и электрическое сопротивление такой системы. Данное явление лежит в основе метода эффективного детектирования ЭПР [28] как узкий пик продольного сопротивления образца. Более подробное изложение механизма изменения продольного сопротивления двумерной системы при резонансном поглощении электромагнитного излучения вблизи ЭПР можно найти в работе [50].

Приведенное выше описание проведено в одночастичном приближении. В данном приближении невозможно объяснить различие в величинах g -фактора, измеренных посредством ЭПР и с помощью других методик. Можно измерить энергетическую щель между двумя спин-расщепленными подуровнями Ландау посредством метода совпадений [51]. При этом образец наклоняется в магнитном поле, и при некотором угле наклона два спиновых подуровня разных уровней Ландау совпадут, а следовательно, совпадут и соответствующие осцилляции Шубникова де-Гааза. Величину спинового расщепления (а по ней и величину эффективного g -фактора) можно определить и по температурной зависимости магнитопроводимости в минимуме осцилляций Шубникова де-Гааза. Получающийся такими методами эффективный g -фактор [52] на несколько порядков превышает одночастичную величину [38]. Эффект усиления g -фактора за счет взаимодействия наблюдался также и при туннельно-резонансных экспериментах [53, 54] и при емкостной спектроскопии [55, 56]. Объяснение указанного различия удобно проводить в терминах спиновых возбуждений - спиновых эксито-

нов, что будет проделано несколько позже.

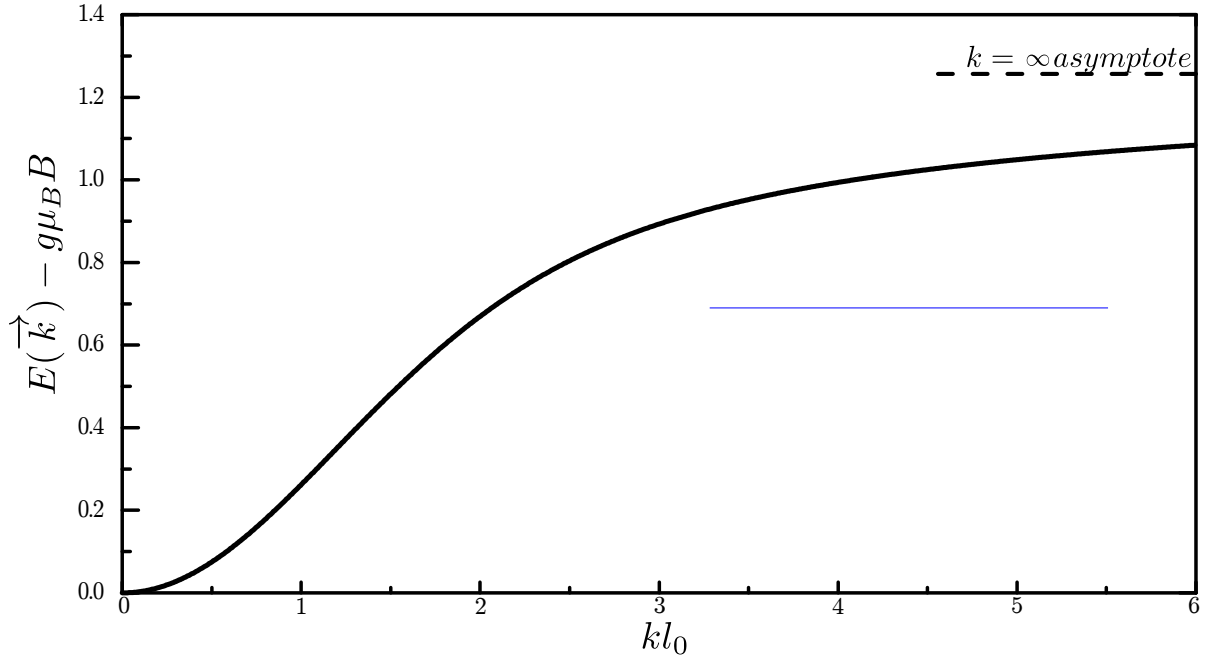


Рисунок 1.3: [30] Спектр спинового экситона, полученный в работе [30] в приближении хаотических фаз (в единицах $e^2/\epsilon l_0$). Здесь l_0 - магнитная длина, а k - волновой вектор данного возбуждения.

Дальнейшие рассуждения будем проводить для стандартных GaAs/AlGaAs - гетероструктур.

Спектр возбуждений квантовохолловского ферромагнетика с учетом эффектов электрон-электронного взаимодействия был рассмотрен в теоретических работах [30, 31] в приближении хаотических фаз. Было показано, что нижайшим возбуждением квантовохолловского ферромагнетика является спиновой экситон - связанное состояние электрона на верхнем спин-расщепленном подуровне Ландау и дырки на нижнем. Схематичное изображение такого возбуждения приведено на правой панели рисунка 1.2. Спиновой экситон является нейтральной частицей и может двигаться в плоскости двумерной ямы, при этом из-за силы Лоренца его волновой вектор k и расстояние r между электроном и дыркой связаны:

$$k = \frac{r}{l_B^2} \quad (1.3)$$

Спектр такого возбуждения приведен на рисунке 1.3 для $\nu = 1$. Полная энергия такого возбуждения с импульсом $\hbar k$ равна:

$$E(k) - |g|\mu_B B = \frac{e^2}{\epsilon l_0} \sqrt{\frac{\pi}{2}} [1 - e^{-k^2 l_0^2/4} I_0(\frac{k^2 l_0^2}{4})] \quad (1.4)$$

Здесь ϵ - диэлектрическая проницаемость, l_0 - магнитная длина, а I_0 - модифицированная функция Бесселя первого рода.

Энергия спинового экситона равна в точности величине зеемановского возбуждения в длинноволновом пределе ($k = 0$). При малых k энергия спинового экситона квадратична по k и такому возбуждению можно приписать некоторую массу. Одним из наиболее продуктивных подходов изучения различных возбуждений в системе двумерных электронов в квантующем магнитном поле и при низких температурах является экспериментальная методика, основанная на рамановском рассеянии света. Одно из первых применений такого подхода к изучению возбужденных состояний системы вблизи нечетных факторов заполнения (в том числе и спиновых экситонов) можно найти в работах Пинчука [57, 58].

Сформулируем ЭПР в двумерной электронной системе на языке спиновых экситонов. Вблизи ЭПР происходит поглощение фотона микроволнового излучения, электрон перескакивает между двумя спин-расщепленными подуровнями Ландау, рождается спиновая волна. В силу закона сохранения импульса импульс спинового экситона равен импульсу поглощенного фотона. В GaAs - гетероструктурах $g \sim -0.4$, а значит, характерные частоты излучения необходимые для наблюдения ЭПР составляют ~ 50 ГГц. Для таких частот типично $kl_0 \ll 1$, таким образом в полном соответствии с теоремой Лармора измеряемый посредством ЭПР g -фактор является одночастичным. Спиновый экситон - частица нейтральная и никакого вклада в электрический ток она вносить не может, но при ее разрушении образуются способные «проводить ток» неспаренные электрон и

дырка. Отсюда следует, что в транспортных измерениях существенными будут лишь спиновые экситоны с большими $k \sim 1/L$, где L - характерная длина свободного пробега экситона (например, расстояние между примесями). В энергию спиновых экситонов с такими k уже существенный вклад вносят многоэлектронные эффекты (см. рисунок 1.3), измеряемая в транспорте щель (и эффективный фактор Ланде) будет существенно усилена электрон-электронным взаимодействием.

Энергия электрон-электронного взаимодействия прямо пропорциональна разности заселённостей спиновых подуровней, а следовательно, вклад от обменного взаимодействия в многочастичный g -фактор максимален при нечетных ν и падает при приближении ν к четным значениям [59–62]. Аналогично, увеличение температуры или беспорядка должно уменьшать относительную спиновую заселенность и приводить самосогласованно к уменьшению многочастичного вклада.

Несмотря на то, что теоретические выкладки [30, 31] справедливы лишь в ровно целочисленных факторах заполнения, теорема Лармора работает при всех ν . Например, в работе [63] не было обнаружено никаких особенностей в значениях g -фактора вблизи дробных факторов заполнения (факторов заполнения при которых наблюдается дробный квантовый эффект Холла [47]). Таким образом, посредством ЭПР измеряется одночастичный g -фактор электрона при всех факторах заполнения.

Большое техническое значение имеет вопрос о том, в максимумах магнитного или электрического переменных полей должен находиться образец, чтобы амплитуда ЭПР была наибольшей. Можно предположить, что так как ЭПР связан с переворотом спина, представляющим собой магнитодипольный переход, то максимум амплитуды ЭПР должен достигаться в пучностях магнитного микроволнового поля. Данное утверждение было экспериментально доказано в работе [63]. В работах [64, 65] указывается на возможность спиновых переходов и в чистом электрическом микроволновом поле за счет взаимодействия между

спиновыми и орбитальными степенями свободы.

Важную роль (как положительную, так и отрицательную) в физике явления ЭПР двумерной электронной системы играет взаимодействие между спинами ядер и электронов (взаимодействие Ферми или диполь-дипольное). Гамильтониан для одного электрона со спином S (без учета спин-орбитального и обменного взаимодействия), взаимодействующим с ядерным спином I , в магнитном поле B можно записать в виде:

$$H = -g\mu_B \vec{B} \vec{S} + A \vec{I} \vec{S} \quad (1.5)$$

Здесь A - константа сверхтонкого взаимодействия. Как правило, наиболее существенным оказывается контактное взаимодействие Ферми, т.е. $A \sim |\psi(0)|^2$, где $|\psi(0)|^2$ - вероятность электрона оказаться непосредственно рядом с ядром. Усреднение по всем ядерным спинам приводит к величине спинового расщепления:

$$\hbar\omega_z = g\mu_B B + C\langle I \rangle = g\mu_B (B + \delta B) \quad (1.6)$$

Здесь C - константа, зависящая от A и факторов Ланде для электрона и ядра. Добавка $\delta B = C\langle I \rangle / g\mu_B$ называется сдвигом Оверхаузера и впервые была теоретически получена для объемных металлов [66]. Обычно взаимодействие между спинами ядер и электронов фермиевское (магнитодипольное взаимодействие слабее), поэтому «эффективное» магнитное поле δB не влияет на орбитальные степени свободы электронов. Сдвиг Оверхаузера может достигать нескольких тесел в GaAs/AlGaAs - гетероструктурах при условии, что все ядерные спины выстроены в одну сторону.

При релаксации неравновесной спиновой поляризации двумерной электронной системы (такая поляризация, очевидно, происходит вблизи ЭПР) часть излишней поляризации за счет сверхтонкого взаимодействия передается ядерным спинам. При этом динамически выстраивается неравновесная поляризация спи-

нов ядер, изменяющая в соответствии с изложенным выше магнитное поле спинового резонанса. Данный эффект значительно усложняет прецизионное измерение g -фактора. Методы позволяющие устранить негативное влияние динамической ядерной поляризации будут изложены в разделе, посвященном методике измерений.

Сдвиг Оверхаузера в GaAs/AlGaAs - гетероструктурах был тщательно изучен посредством ЭПР в работах [67,68]. Поскольку $\delta B \sim \langle I \rangle$, то по зависимости δB от времени можно определить время релаксации ядерных спинов, что и было сделано в работе [69,70]. Значительную спиновую поляризацию ядер можно создавать посредством оптической накачки, что приведет к существенному сдвигу Оверхаузера [71]. В указанной работе была оценена константа сверхтонкого взаимодействия спинов электронов и ядер. При низких температурах (меньших чем величина спинового расщепления ядер) спиновая поляризация ядер велика и вдали от ЭПР, а сдвиг Оверхаузера становится большим. Вблизи ЯМР (частота падающего электромагнитного излучения совпадает с величиной спинового расщепления ядер) происходит деполяризация ядерных спинов, что приводит к уменьшению спинового расщепления (см. формулу 1.6) электронов. Уменьшение энергетической щели, в свою очередь, приводит к существенному изменению продольного сопротивления двумерной электронной системы, что фактически позволяет детектировать ядерный магнитный резонанс по сопротивлению двумерной системы. Такой подход использовался в работе [48] для определения спиновой поляризации состояния дробного квантового эффекта Холла с $\nu = 5/2$.

1.2 Фактор Ланде в GaAs гетероструктурах

Ларморовская частота $\hbar\omega$ - частота прецессии спинового магнитного момента во внешнем магнитном поле B - описывается g -фактором Ланде: $\hbar\omega = g\mu_B B$, здесь μ_B - магнетон Бора. В общем случае, спиновое расщепление зависит не

только от величины, но и от ориентации поля:

$$\hbar\omega_\alpha = g_{\alpha\beta}\mu_B B_\beta \quad (1.7)$$

Здесь $\hbar\omega_\alpha$ и B_β - компоненты векторов магнитного поля и ларморовской частоты. Фактор Ланде́ при этом является тензором. Спиновое расщепление равно модулю ларморовской частоты: $\hbar\omega = \sqrt{\sum(\hbar\omega_\alpha)^2}$.

Объемные полупроводники GaAs и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (при определенной концентрации алюминия $x < 0.4$) описываются точечной группой T_d . В структурах с такой симметрией спиновое расщепление не зависит от ориентации магнитного поля, а тензор g -фактора представляет собой скаляр g^* . Величина этого скаляра заметно отличается от фактора Ланде́ для свободного электрона $g_0 = +2$. Дело в том, что такие полупроводники характеризуются сильным спин-орбитальным взаимодействием, которое подмешивает состояния из валентной зоны р-типа (с ненулевым орбитальным моментом) к состояниям зоны проводимости s-типа (см. рисунок 1.4). Соответствующая теория была создана в 1959 году [33]:

$$g = g_0 - \frac{2}{3} \frac{P^2}{m_0} \frac{\Delta_0}{E_0(E_0 + \Delta_0)} + C_l \quad (1.8)$$

Здесь g_0 - g - фактор свободного электрона; E_0 , Δ_0 - параметры зонной структуры полупроводника (см. 1.4); P - матричный элемент $\hat{p}$, взятый между зоной проводимости и валентной зоной; C_l - вклад дальних зон.

Таким образом, чем больше величина запрещенной зоны E_0 и чем меньше спин-орбитальное взаимодействие (Δ_0), тем слабее подмешивание состояний из валентной зоны в зону проводимости. При увеличении концентрации алюминия x в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ величина запрещенной зоны растет, а значение g -фактора приближается к $g_0 = +2$. Так, для чистого GaAs $g^* = -0.44$, а для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при $x \approx 0.3$ значение $g^* = +0.4$. Заметим, что при $x > 0.4$ нижайшими становятся электронные X-долины (вместо Г-долины) и сказанное выше перестает быть справедливым. Экспериментальная зависимость g^* от концентрации алюминия x была получена в работе [32] (см. рисунок 1.4) посредством оптического де-

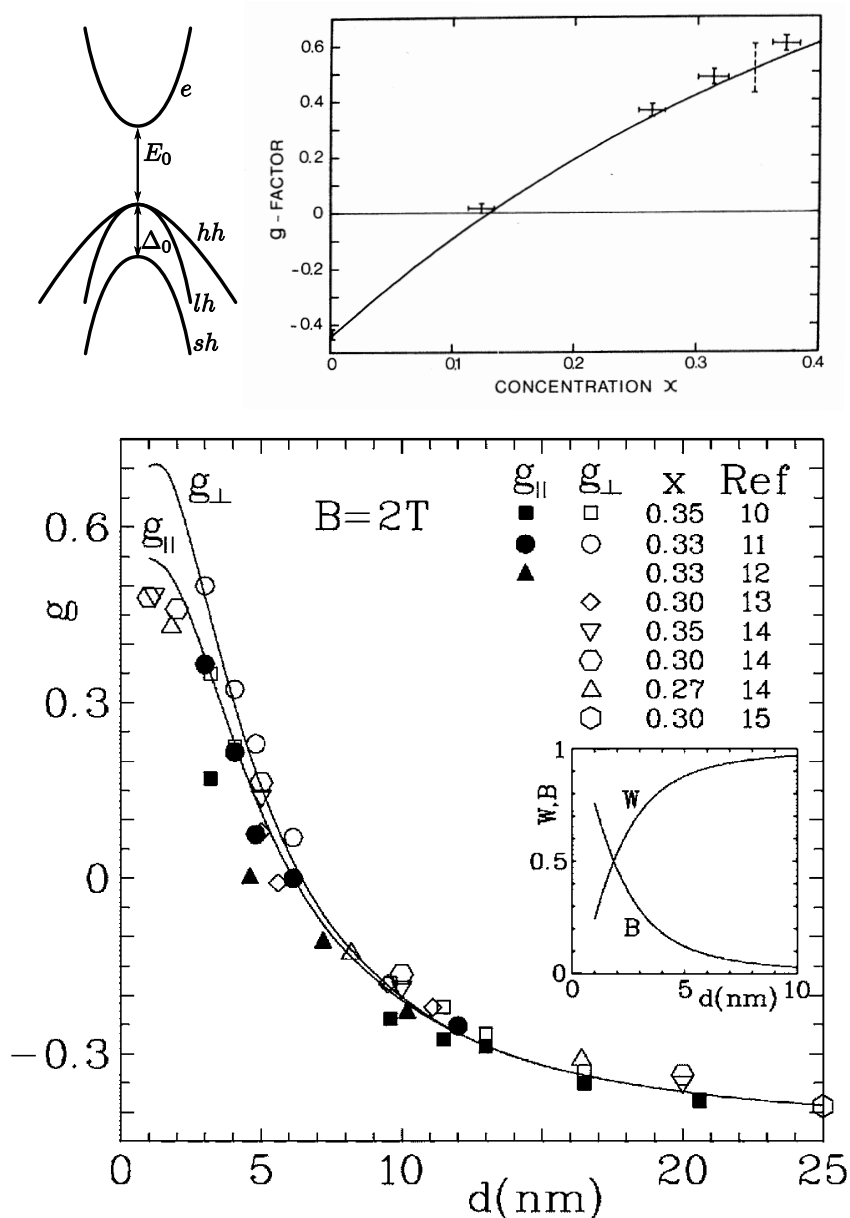


Рисунок 1.4: [25,32] Слева сверху - схематичное изображение зонной диаграммы полупроводника GaAs. На правом верхнем графике приведена полученная экспериментально в работе [32] зависимость g -фактора электрона в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ объемных полупроводниках от x . На нижнем рисунке продемонстрирована зависимость g -фактора электрона от ширины симметричной номинально незаряженной квантовой ямы на основе GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Рисунок взят из [25]. Сплошные линии - теоретический расчет [25]. Точки - экспериментальные данные. Ссылки на соответствующие экспериментальные статьи указаны в [25].

тектирования парамагнитного резонанса электронов проводимости. Оптическое детектирование ЭПР основывалось на измерении изменения степени циркулярной поляризации фотолюминесценции вблизи резонанса.

Полупроводниковые гетероструктуры характеризуется более низкосимметричными точечными группами, чем объемные материалы. Так, симметрично выращенная вдоль кристаллографического направления $[001]$ GaAs/Al_xGa_{1-x}As квантовая яма обладает группой D_{2d} . В таких системах тензор g -фактора описывается двумя независимыми величинами $g_{\perp} \neq g_{\parallel}$. Здесь $g_{\parallel}$ и $g_{\perp}$ - значения фактора Ланде при условии, что магнитное поле лежит в плоскости квантовой ямы или направлено перпендикулярно к ней соответственно. Энергетический спектр движения электрона вдоль направления роста GaAs/Al_xGa_{1-x}As ямы представляет из себя набор дискретных уровней, а величина запрещенной щели больше в такой GaAs-гетероструктуре, чем в объемном полупроводнике, на энергию нижайшего уровня размерного квантования. Таким образом значение g -фактора будет ближе к $g_0 = +2$ в квантовой яме, чем в объемном GaAs. Более того, потенциальные стенки ямы характеризуются конечной высотой, так что волновая функция электрона проникает в барьерные слои ямы, обладающие существенно другим фактором Ланде. Описанный эффект также приводит к отличию g в низкоразмерных гетероструктурах от объемного значения. Чем уже яма, тем выше лежит первый уровень размерного квантования и тем сильнее проникновение электронной волновой функции под барьер, тем сильнее g -фактор отличается от величины $g = -0.44$ в объемном GaAs.

Теоретический расчет значений $g_{\perp}$ и $g_{\parallel}$ в симметрично выращенных вдоль кристаллографического направления $[001]$ квантовых ямах был впервые проделан в работе [16] в рамках трехзонной модели Кейна. При этом учитывались состояния нижайшей зоны проводимости S-типа и двух верхних валентных зон Р-типа. Вклад остальных зон учитывался при этом аддитивно. Важным результатом статьи [16] является также учет непараболичности g -фактора, т.е. квадратичной зависимости g -фактора от волнового вектора электрона (фактически,

от энергии). Дальнейшее развитие теории было получено в работах [22, 25]. В статье [25] выполнен теоретический расчет зависимости $g_{\perp}$ и $g_{\parallel}$ от ширины симметричной GaAs-квантовой ямы в пятизонной модели и получено хорошее согласие с экспериментальными данными (см. рисунок 1.4). В статье [17] были рассчитаны $g_{\perp}$ и $g_{\parallel}$ для GaAs-квантовых ям различной ширины с приложенным внешним электрическим полем. В статье [18] тензор g -фактора был получен для одно- и нульмерных гетероструктур. Большое количество экспериментальных работ по измерению g -фактора электрона в номинально незаряженных симметричных GaAs/AlGaAs квантовых ямах подтвердило указанные выше теоретические расчеты. При этом использовались различные оптические методики, основанные на спектроскопии спиновых квантовых биений [19, 20, 23], спиновом эффекте вращения Керра [24], а также комбинированном измерении времени затухания фотолюминесценции и эффекта Ханле [21]. Величину g -фактора также можно измерять посредством спектроскопии спинового шума (см., например, обзор [26]).

Дальнейшее понижение симметрии гетероструктуры до точечной группы C_{2v} приводит к тому, что тензор фактора Ланде определяется тремя независимыми величинами $g_x \neq g_y \neq g_z$, а спиновое расщепление зависит ещё и от ориентации плоскостной компоненты магнитного поля. Именно такой точечной группой обладают выращенные вдоль направления [001] асимметричные GaAs/AlGaAs квантовые ямы. Асимметрия вдоль направления роста может обуславливаться внешним электрическим полем, односторонним легированием или даже разной высотой потенциальных стенок ямы. В рамках данной работы было показано, что главными осями тензора g -фактора будут кристаллографические оси [110] (Ox), $[1\bar{1}0]$ (Oy) и [001] (Oz). Указанные оси являются выделенными для многих физических свойств GaAs/AlGaAs систем. Так, например, на поверхности высокоподвижных гетероструктур могут образовываться линейные неровности, ориентированные вдоль [110] [72]. Пусть магнитное поле ориентировано так, что составляет угол θ с осью роста Oz , а плоскостная компонента направлена под

углом ϕ к оси Ox , тогда зависимости g^* от углов можно выразить следующей формулой:

$$g_0^2(\theta, \phi) = [g_{xx}^2 \cos^2 \phi + g_{yy}^2 \sin^2 \phi] \sin^2 \theta + g_{zz}^2 \cos^2 \theta \quad (1.9)$$

Здесь g_{xx} , g_{yy} и g_{zz} являются главными значениями тензора g -фактора электрона отвечающими главным осям Ox , Oy и Oz соответственно.

Одной из первых теоретических работ, посвященных изучению тензора g -фактора в асимметричных квантовых ямах, стала [9]. В рамках указанной статьи было показано, что источником анизотропии g -фактора является спин-орбитальное взаимодействие. Выделяют три различных типа спин-орбитального взаимодействия. Первый тип связан с отсутствием центра инверсии в объемном кристалле GaAs и называется объемным спин-орбитальным взаимодействием (или взаимодействием Дрессельхауза) [12]. Для квазидвумерной электронной системы с направлением роста [001] можно записать [73]:

$$H_D = \beta/\hbar(\sigma_x p_x - \sigma_y p_y), \beta = \gamma \langle p_z^2 \rangle \quad (1.10)$$

Здесь γ - константа Дрессельхауза, σ_x и σ_y - соответствующие матрицы Паули, а p_x , p_y и p_z - компоненты вектора импульса электрона. Усреднение берется по волновым функциям электрона.

Второй тип электронного взаимодействия связан с асимметрией гетерострук-

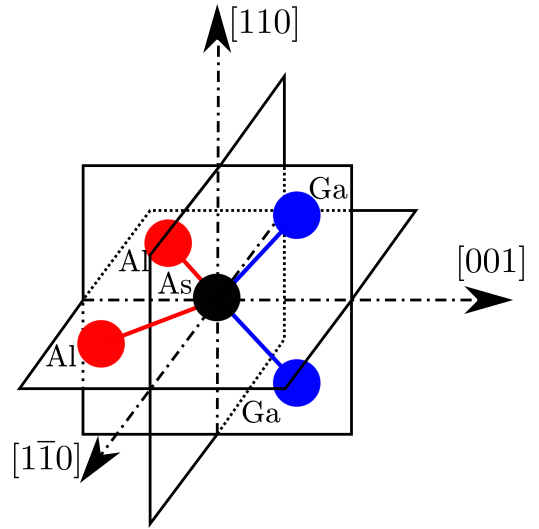


Рисунок 1.5: [18] Схематическое изображение атомарной структуры гетерограницы AlAs/GaAs.

туры вдоль направления роста и называется спин-орбитальным взаимодействием Рашбы [13, 14]. Можно показать, что для двумерной системы [74]:

$$H_R = \alpha/\hbar(\sigma_y p_x - \sigma_x p_y) \quad (1.11)$$

Параметр α называется спин-орбитальной константой Рашбы и зависит от степени асимметрии структуры, например, от величины приложенного вдоль направления роста электрического поля.

Наличие гетерограницы само по себе приводит к локальной асимметрии атомарных связей (см. иллюстрацию 1.5) и является источником третьего типа спин-орбитального взаимодействия. Впервые, на это было указано в теоретической работе [75]. Последующее развитие теория получила в статьях [76–78]. Интерфейсное спин-орбитальное взаимодействие чрезвычайно сильно зависит от микроскопической структуры гетерограницы. Не учет его, по всей видимости, приводит к наблюдаемому в литературе значительному разбросу экспериментально измеренных значений объемных спин-орбитальных параметров.

Согласно [9] взаимодействие Рашбы [13, 14] вносит вклад в разницу $g_\perp$ и $g_\parallel$, а взаимодействие Дрессельхауза [12] приводит к плоскостной анизотропии. Впоследствии было показано [10], что спин-орбитальное взаимодействие, появляющееся из-за наличия гетерограницы, также вносит немалый вклад. Относительно полный феноменологический учет поверхностного спин-орбитального взаимодействия для случая модельной треугольной ямы можно найти в статье [11]. Именно такой случай и реализуется обычно в широких односторонне легированных GaAs квантовых ямах с большой концентрацией электронов. Можно ожидать, что подобный подход [11] позволит определять объемные спин-орбитальные параметры без подмешивания интерфейсного взаимодействия.

Следуя работе [9], поясним причины возникновения плоскостной анизотропии g -фактора. Рассмотрим квазидвумерную электронную систему, заключенную в GaAs/AlGaAs квантовую яму с направлением роста [001]. Направим ось

Oz вдоль кристаллографического направления $[001]$, а оси $O\xi$ и $O\zeta$ вдоль $[100]$ и $[010]$ соответственно. К системе приложено небольшое магнитное поле $\vec{B}$ так, что его плоскостная компонента $\vec{B}_{\parallel}$ параллельна $O\xi$ (см. иллюстрацию 1.6). Тогда $B_{\parallel}$ подмешивает «быстрое движение» электрона вдоль направления роста и движение электрона в плоскости квазидвумерной структуры, так что плоскостной импульс $\vec{p}$ изменяется на небольшую величину $\vec{\delta p}$ направленную вдоль $O\zeta$. Изменение импульса приводит к изменению спин-орбитальных магнитных полей, вокруг которых осуществляет прецессию спин электрона с угловыми скоростями $\vec{\Omega}_D$ и $\vec{\Omega}_R$:

$$\vec{\Omega}_R(\vec{p}) = \alpha/\hbar^2 \begin{pmatrix} p_{\zeta} \\ -p_{\xi} \\ 0 \end{pmatrix}, \vec{\Omega}_D(\vec{p}) = \beta/\hbar^2 \begin{pmatrix} -p_{\xi} \\ p_{\zeta} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Здесь $\vec{\Omega}_R$ - угловая скорость прецессии спина, обусловленная полем Рашбы [13, 14]. Изменение этой угловой скорости $\delta\vec{\Omega}_R$, обусловленное изменением импульса электрона $\delta\vec{p}$, направлено вдоль оси $O\xi$, параллельно $H_{\parallel}$, таким образом спин-орбитальное взаимодействие Рашбы приводит к перенормировке диагональных компонент тензора $\hat{g}$. Точная формула для добавки $\delta g_{\xi\xi} = \delta g_{\zeta\zeta} = \delta g$ [9]:

$$\delta g = \frac{2\alpha e}{\mu_B c} \left\langle z \frac{dU}{dz} \right\rangle \quad (1.13)$$

Здесь $U(z)$ - электрический потенциал, ограничивающий движение электрона в направлении роста гетероструктуры. Усреднение берется по волновым функциям электрона.

В свою очередь $\vec{\Omega}_D$ - угловая скорость прецессии спина, обусловленная спин-орбитальным полем Дрессельхауза, а ее добавка $\delta\vec{\Omega}_D$ направлена вдоль оси $O\zeta$ перпендикулярно внешнему полю $H_{\parallel}$, таким образом спин-орбитальное взаимодействие Дрессельхауза приводит к появлению внедиагональных компонент тензора $\hat{g}$.

Подробный расчет дает формулу [9]:

$$g_{\xi\xi} = g_{\zeta\zeta} = \frac{2\gamma e}{\hbar^3 \mu_B} (\langle p_z^2 \rangle \langle z \rangle - \langle p_z^2 z \rangle) \quad (1.14)$$

Здесь γ - константа Дрессельхауза. Усреднение берется по волновым функциям электрона.

Согласно работе [9] $g_{\xi\xi} = g_{\zeta\zeta}$ и $g_{\xi\zeta} = g_{\zeta\xi}$, а значит, главными осями тензора g -фактора в плоскости двумерной системы должны быть кристаллографические направления $[110]$ и $[1\bar{1}0]$, что согласуется как с нашими измерениями, так и с независимыми экспериментами [36].

Оптическими методами плоскостная анизотропия g -фактора была непосредственно измерена в GaAs квантовой яме с приложенным внешним электрическим полем [37]. Плоскостная анизотропия g -фактора и время спиновой релаксации электрона одновременно измерялись в работе [36], полученные данные затем использовались для определения параметров спин-орбитального взаимодействия в рамках модели, предложенной в [9]. В работах [36,37] исследовались незаряженные квантовые ямы, более того существенный вклад в измеряемые величины g -фактора могли вносить экситонные эффекты. Экспериментальный подход, использовавшийся в рамках данной работы, лишен указанных недостатков. Точность методики, основанной на электронном парамагнитном резонансе, достаточно велика и позволяет измерить, например, нелинейность спинового расщепления по магнитному полю.

Спин-орбитальное взаимодействие вносит вклад не только в плоскостные компоненты тензора g -фактора, но и в величину g_{zz} . В работе [79] посредством экспериментальной методики основанной на ЭПР измерялась зависимость g_{zz} от внешнего электрического поля. Получившаяся зависимость оказалась крайне слабой и авторами статьи была приписана тому факту, что под действием внешнего электрического поля изменялось проникновение волновой функции электрона в барьерные слои полупроводника AlGaAs, характеризующемся g -фактором отличным от g в GaAs.

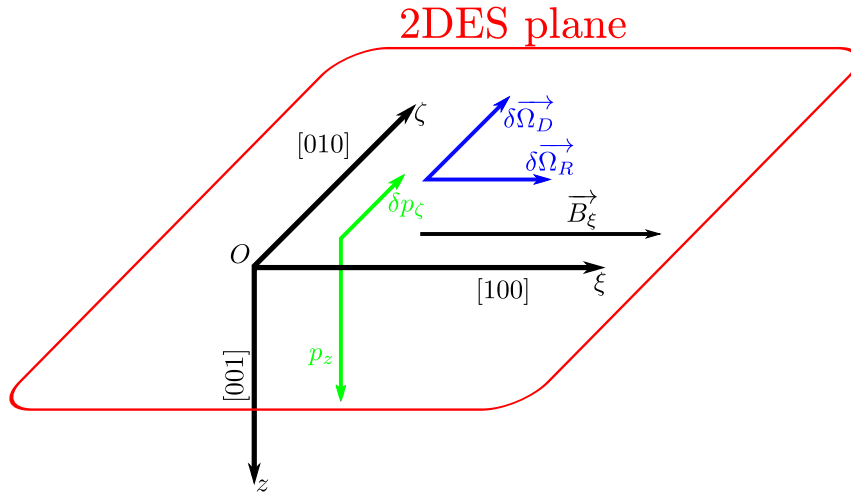


Рисунок 1.6: Иллюстрация вклада спин-орбитального взаимодействия Рашбы и Дрессельхауза в анизотропию g -фактора электрона согласно [9].

Величина g -фактора в GaAs - квантовых ямах и гетеропереходах зависит не только от ориентации магнитного поля, но и от его величины. В квантующих магнитных полях зависимость g -фактора электрона от величины поля становится кусочно-непрерывной с разрывами вблизи четных факторов заполнения. Вблизи некоторого нечетного фактора заполнения данная зависимость является линейной (по крайней мере, в исследованном диапазоне магнитных полей):

$$g_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta}(B \rightarrow 0) + a_{\alpha\beta\gamma} B_{\gamma} \quad (1.15)$$

Здесь $\hat{a} = a_{\alpha\beta\gamma} = \frac{\delta g_{\alpha\beta}}{\delta B_{\gamma}}$ - псевдотензор третьего ранга, описывающий линейные по магнитному полю поправки к g -фактору. Компоненты $a_{\alpha\beta\gamma}$ зависят от номера N уровня Ландау, внутри которого происходит спиновый переход:

$$a_{\alpha\beta\gamma} = b_{\alpha\beta\gamma}(2N + 1) \quad (1.16)$$

Здесь $b_{\alpha\beta\gamma}$ не зависит от магнитного поля и определяется только характеристиками квантовой ямы.

В случае магнитного поля перпендикулярного плоскости GaAs/AlGaAs квантовой ямы подобная зависимость была впервые получена экспериментально в работе [38], а теоретическое обоснование данной зависимости приведено в [39]. Таким образом, по меньшей мере одна компонента a_{zzz} (Oz , как всегда, направ-

лена вдоль оси роста гетероструктуры $[001]$) является ненулевой. Дальнейшее установление структуры псевдотензора $a_{\alpha\beta\gamma}$ было выполнено экспериментально в рамках данной работы (см. статьи [34, 35]). Нами было показано, что описанное поведение g -фактора сохраняется и в случае магнитного поля, ориентированного под углом к плоскости ямы, а в главных осях тензора g ($[110]$ (Ox), $[1\bar{1}0]$ (Oy) и $[001]$ (Oz)) ненулевыми являются лишь компоненты вида $a_{\alpha\alpha z}$. При этом в симметричной квантовой яме $a_{xxz} = a_{yyz} \neq a_{zzz}$, а в асимметричной - все три компоненты псевдотензора различны. Компоненты псевдотензора $a_{\alpha\beta\gamma}$ зависят от формы ямы (ширины, высоты потенциальных стенок, концентрации электронов и т.д.). Подробно поведение $a_{\alpha\beta\gamma}$ будет описано в главе 3. Теоретические оценки $a_{\alpha\alpha z}$ (с учетом интерфейсного спин-орбитального взаимодействия) можно найти в [11].

Кусочно-линейная зависимость g -фактора от магнитного поля является следствием непараболичности, т.е. зависимости g -фактора от энергии электрона [11] (это явление тесно связано с зависимостью g от ширины ямы). При этом g -фактор электрона может зависеть лишь от перпендикулярной компоненты магнитного поля, ведь именно она определяет структуру энергетических уровней.

Следует напомнить, что разрывы в зависимости g -фактора электрона от магнитного поля в GaAs/AlGaAs гетероструктурах происходят только вблизи четных факторов заполнения, никаких особенностей указанной зависимости вблизи дробных факторов заполнения обнаружено не было [63].

1.3 Спиновая релаксация системы двумерных электронов в квантовохолловском ферромагнетике.

Исследованию спиновой динамики электронов в объемных полупроводниках и полупроводниковых гетероструктурах посвящено огромное количество как экспериментальных, так и теоретических работ. Выделяют два различных про-

цесса разрушения спиновой поляризации. Первым из них (спиновая релаксация) является затухание неравновесной заселенности собственных состояний системы, характеризующихся ненулевым спином. Нарушение же фазовой когерентности между указанными состояниями представляет собой второй процесс. Допустим, что к системе, характеризующейся изотропным фактором Ланде, приложено внешнее магнитное поле. Тогда разрушению спиновой поляризации вдоль направления этого поля отвечает первый процесс (продольная релаксация), а поляризации перпендикулярно полю - второй (поперечная релаксация). В твердых телах время продольной спиновой релаксации либо больше, либо совпадает с характерным временем поперечной релаксации. Оба этих процесса связаны с переворотом спина электрона, а значит, лишний магнитный момент должен уноситься каким-то внешним агентом: спинами других электронов или ядерной подсистемы, а также орбитальными степенями свободы (за счет спин-орбитального взаимодействия). Подробный обзор спиновой динамики в полупроводниках и полупроводниковых гетероструктурах можно найти в [81–83].

На данный момент известны различные механизмы спиновой релаксации, наиболее распространенные из которых: механизмы Эллиотта-Яфета [84, 85], Бира-Аронова-Пикуса [86, 87], Дьяконова-Переля [88–90]. В двумерных электронных системах, формирующихся в гетероструктурах GaAs/AlGaAs, спиновая релаксация обычно протекает согласно механизму Дьяконова-Переля [91–93]. Суть данного механизма в следующем. Если электрон летит с некоторым импульсом $\vec{p}$, то на его спин действует эффективное спин-орбитальное магнитное поле $\sim p$. При каждом акте рассеяния импульс электрона хаотически изменяется, а вместе с ним и вектор прецессии спина электрона. Такая хаотическая прецессия и приводит к спиновой релаксации. Поскольку спиновая релаксация тесно связана со спин-орбитальным взаимодействием, анизотропным в плоскости двумерных электронов, то и спиновая релаксация в такой системе будет анизотропна [93, 94].

Механизм спиновой релаксации Дьяконова-Переля перестает работать в слу-

чае сильного магнитного поля перпендикулярного плоскости двумерных электронов. Спектр движения электронов в плоскости при этом представляет собой набор уровней Ландау, а спиновая релаксация существенно замедляется (характерные времена спиновой релаксации при 1.5 К составляют 10 нс). Процесс релаксации спина в такой системе удобно описывать в терминах аннигиляции обладающих спином возбуждений. Как отмечалось ранее (см. 1.4), в кванто-холловском ферромагнетике (т.е. когда фактор заполнения ν является нечетным) таким возбуждением является спиновый экситон. Спиновой экситон - связанное состояние электрона с верхнего спин-расщепленного подуровня Ландау и дырки с нижнего. Каждое такое возбуждение обладает ненулевым спином. Время жизни такого возбуждения фактически и является характерным временем затухания неравновесной заселенности собственных состояний системы, обладающих ненулевым спином, а значит, будет совпадать со временем спиновой релаксации системы двумерных электронов.

Существуют различные процессы уничтожения спиновых волн. Спиновые волны аннигилируют в ходе необратимых процессов рассеяния. В каждом акте уничтожения спиновой волны должен участвовать агент, обеспечивающий справедливость закона сохранения полного магнитного момента. Такими агентами могут выступать орбитальные степени свободы (за счет спин-орбитального взаимодействия) и магнитные моменты системы ядер вблизи двумерной электронной системы.

Ограничимся в дальнейшем рассмотрением только GaAs/AlGaAs квантовых ям и гетеропереходов. Времена жизни спиновых экситонов ровно в целочисленных факторах заполнения были рассчитаны теоретически в ряде работ [6, 80, 95, 96]. В рамках «спин-орбитального» канала релаксация спиновых экситонов, связанная с межэкситонным рассеянием, обсуждалась

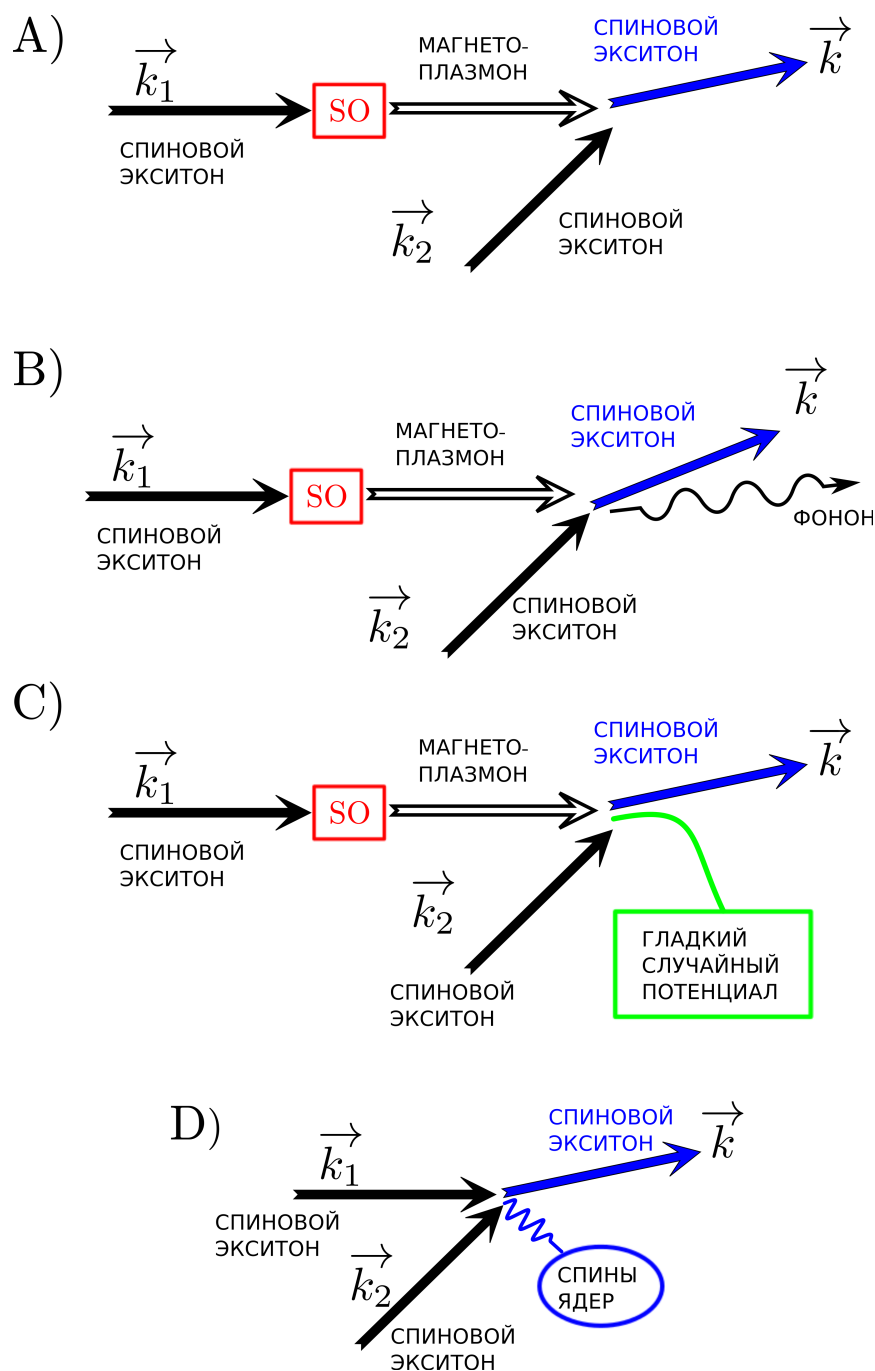


Рисунок 1.7: [80] Типичные механизмы аннигиляции спиновых волн. Процессу А) соответствует рассеяние спиновых экситонов друг на друге. В актах рассеяния В) и С) принимают участие акустические фононы и гладкий случайный потенциал. Спин-орбитальное взаимодействие обеспечивает несохранение спина. В процессе D) два спиновых экситона рассеиваются друг на друге, а излишний спин передается ядерной подсистеме за счет сверхтонкого взаимодействия.

в работе [95], рассеяние спиновых волн на фононах и на случайном гладком потенциале рассматривалась в [96] и [6] соответственно. Аннигиляция спиновых волн, связанная со сверхтонким взаимодействием ядер и электронов, обсуждалась в работе [80]. Особенностью данного канала является его неэкспоненциальность по времени.

Разные каналы оказываются доминирующими при разных экспериментальных условиях. Так в экспериментально доступном в рамках данной работы диапазоне температур (от 1.4 до 4.2 K) и магнитных полей (до 10 T) наиболее существенный вклад в спиновую релаксацию вносит рассеяние экситонов друг на друге [6, 7]. При этом время жизни зависит от общего числа спиновых волн, которое в рамках данной работы определяется тепловыми флуктуациями. Именно этим и объясняется вид температурной зависимости времени спиновой релаксации в таком режиме. При понижении температуры доминирующими оказываются «спин-орбитальные» каналы, связанные с рассеянием на акустических фононах [6] и случайном гладком потенциале [97]. Также в определенной области магнитных полей и температур основным каналом аннигиляции спиновых волн может быть «ядерный» канал релаксации [80].

Существуют различные экспериментальные подходы к измерению времени спиновой релаксации. В достаточно чистых образцах вдали от режима насыщения время поперечной релаксации спина (см. книгу [98]) можно извлечь из ширины пика ЭПР (см. работы [7, 38, 41]). Именно такой метод и применялся в рамках данной работы. Нам удалось в двумерной электронной системе измерить зависимость времени спиновой релаксации от факторов заполнения при различных ориентациях внешнего магнитного поля, по температурным зависимостям времени жизни спиновой волны установить, что доминирующим механизмом аннигиляции спиновых волн является рассеяние спиновых экситонов, а также обнаружить аномально немонотонные температурные зависимости времени релаксации спина.

Одной из первых работ по непосредственному измерению времени релакса-

ции спина при помощи время-разрешенного оптического детектирования является [99]. Также для измерения времени релаксации спина в квантовохолловском ферромагнетике можно применять время-разрешенную методику, основанную на вращении Керра [100–102]. В работах [101, 102] посредством данной методики была измерена зависимость времени релаксации спина от фактора заполнения. Оказалось, что данная зависимость имеет особенности около нечетных факторов заполнения, которые авторы связали с наличием коллективных спиновых возбуждений - скирмионов. В указанных работах величина g -фактора измерена неверно, что ставит под сомнение опубликованные ими данные. Времена жизни спиновых экситонов можно определять экспериментально посредством оптической методики, основанной на резонансом релеевском рассеянии [97]. В указанной работе было показано, что в исследованных образцах и экспериментально доступных условиях основным каналом аннигиляции спиновых волн является рассеяние на гладком случайном потенциале.

Представление процессов спиновой релаксации как аннигиляция возбуждений - спиновых экситонов - справедливо, строго говоря, только ровно в нечетных факторах заполнения. Как основное состояние, так и спектр возбуждений вдали от целочисленных факторов заполнения изучены крайне слабо. Вдали от ровно нечетного фактора заполнения в системе двумерных электронов могут возникать коллективные спиновые возбуждения, существенно уменьшающие спиновую поляризацию системы и убыстряющие процесс релаксации спина. Такими возбуждениями, например, могут являться скирмионы, теоретически предсказанные в ряде работ [103, 104] и экспериментально обнаруженные в трехмерных магнитных кристаллах $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ [105] и MnSi [106]. Такие возбуждения скорее всего не могут существовать вблизи нечетных факторов заполнения отличных от 1 из-за симметрии волновой функции электрона [107, 108]. В ряде работ [109–112] наличием таких возбуждений объяснялась пониженная спиновая поляризация системы двумерных электронов около фактора заполнения 1. Вероятно, что основным состоянием системы вокруг нечетных факторов заполнения

является не скирмионный кристалл [113], а спиновая жидкость с соответствующим спин-текстурными возбуждениями [114]. Такое коллективное возбуждение может существовать не только около единичного фактора заполнения, но и вблизи больших нечётных факторов.

1.4 Фактор Ланде в AlAs/AlGaAs квантовых ямах.

В типичных AlAs/AlGaAs квантовых ямах двумерная электронная система формируется в слое AlAs, окруженном слоями AlGaAs, выполняющими функции барьеров [44, 115, 116]. Ограничимся рассмотрением гетероструктур, выращенных вдоль направления [001]. В отличие от стандартного полупроводника GaAs, в котором минимум зоны проводимости расположен в Γ -точке, в AlAs низжайшими по энергии точками зоны проводимости являются X -точки - точки на границе зоны Бриллюэна вдоль направления [100], [010] и [001] (см. рисунок 1.8). Удобно обозначить эти электронные долины следующим образом: X -долина для оси [100], Y -долина - для [010] и Z -долина - для [001]. Несмотря на то, что эти электронные долины характеризуются сильно анизотропной эффективной массой (отношение продольной к поперечной массе составляет 5), эффективный g -фактор близок к значению g -фактора для свободного электрона [117]. Однако понижение симметрии при переходе к асимметричным вдоль направления роста гетероструктурам приводит к тому, что для каждой электронной долины g -фактор становится тензором с тремя независимыми компонентами. Такая ситуация очень похожа на ситуацию в обычных GaAs-гетероструктурах, описанную во втором разделе данной главы. Тщательное изучение тензора g -фактора в AlAs-квантовой яме выполнено впервые в рамках данной диссертационной работы и будет изложено в пятой главе.

Заселенность AlAs-квантовых ям электронами достигается путем легирования барьерных слоев атомами Si. Значительный прогресс технологии роста таких структур позволил получать относительно чистые образцы, на которых на-

блюдается дробный квантовый эффект Холла [118]. В работе [119] было показано, что транспортная анизотропия, которой обладают электроны проводимости в таких структурах, сохраняется и для композитных электронов в режиме дробного квантового эффекта Холла.

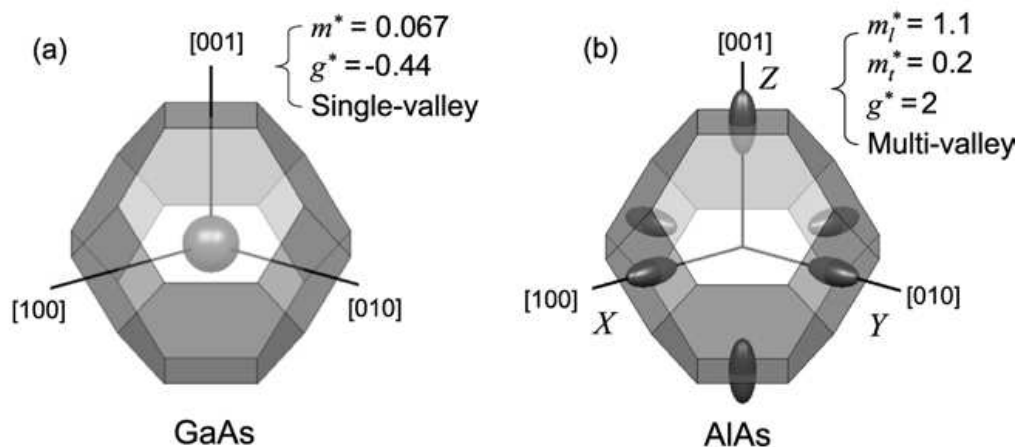


Рисунок 1.8: [120] Схематическое изображение зоны Бриллюэна и поверхностей постоянной энергии в объемных GaAs (a)) и AlAs (b)).

В AlAs-квантовых ямах, выращенных вдоль [001], движение электронов вдоль направления роста заковано в набор уровней размерного квантования. Поскольку наибольшей эффективной массой электрона вдоль направления роста обладает Z-долина, можно ожидать, что именно она и окажется нижайшей по энергии и единственно заполненной при низких температурах и малых электронных плотностях. Такая ситуация реализуется лишь в очень узких ямах (с шириной меньше 5 нм) [120]. В широких ямах нижайшими электронными долинами оказываются плоскостные X- и Y-долины, что объясняется значительными механическими напряжениями, обусловленными разницей в постоянных решетки между AlAs и AlGaAs [120]. Приложение одноосного сжатия или растяжения вдоль одной из осей [100] или [010] изменяет положение энергетических минимумов, отвечающих X- и Y-долинам, приводит к изменению населенностей электронами этих долин [116,121]. В работе [122] измерялась зависимость энер-

гетической щели квантовохолловского состояния с фактором заполнения $\nu = 1$ от приложенного одноосного напряжения. Зависимость оказалась гораздо более резкой, чем можно было ожидать из одночастичных соображений. Авторы статьи объяснили этот эффект наличием «долинных» скирмионов. Приложение перпендикулярного магнитного поля также приводит к изменению относительного положения долинных минимумов, что, по всей видимости, связано с сильным электрон-электронным взаимодействием [115].

AlAs-квантовые ямы - относительно новый материал, спиновые свойства которого изучены достаточно слабо. Одночастичное значение g -фактора в перпендикулярном магнитном поле было измерено посредством ЭПР впервые в работе [123]. ЭПР детектировался при помощи стандартной методики, основывающейся на изменении добротности микроволнового резонатора при поглощении СВЧ-излучения. Было показано, что спиновый резонанс происходит не из-за переменного микроволнового магнитного поля, а из-за «эффективного» магнитного поля, возникающего за счет спин-орбитального взаимодействия и модуляции волнового вектора электрона микроволновым электрическим полем. Однако тщательного изучения фактора Ланде (например, плоскостной анизотропии) в рамках данной работы проведено не было. Обменно усиленный фактор Ланде был измерен по эволюции осцилляций Шубникова - де Гааза при увеличении наклона магнитного поля в работе [124]. Также в наклонном магнитном поле были обнаружены резкие пики в магнетосопротивлении образца [125], возникающие при переходе между квантовохолловскими состояниями с различной спиновой поляризацией. Дело в том, что вблизи перехода формируются доменные структуры, интенсифицирующие процессы рассеяния, что и приводит к резким пикам в сопротивлении образца.

Глава 2

Экспериментальная методика и образцы

Электронный парамагнитный резонанс по своей сути заключается в резонансном поглощении микроволнового излучения на частоте соответствующей величине спинового расщепления. Одним из наиболее распространенных способов детектирования ЭПР является резонаторная методика (см., например, работу [126]). При этом поглощение микроволнового поля измеряется по изменению добротности микроволнового резонатора. Данная методика за редким исключением (одно из исключений можно найти в [123]) плохо подходит для изучения ЭПР в низкоразмерных системах, так как количество спинов в них крайне мало [27].

В 1983 году был предложен альтернативный экспериментальный подход по изучению ЭПР в двумерных электронных системах [28]. Дело в том, что любое поглощение микроволнового излучения сопровождается разогревом системы двумерных электронов. В минимумах осцилляций Шубникова - де Гааза продольное сопротивление образца является чрезвычайно чувствительным к температуре и даже небольшой разогрев, обусловленный поглощением СВЧ излучения, приводит к заметному изменению сопротивления системы. ЭПР в двумерных электронных системах возможно детектировать как пик в продольном со-

противлении образца. Именно такая методика и использовалась в рамках данной работы.

2.1 Образцы

Экспериментальные исследования в рамках данной работы проводились на целой серии различных гетероструктур: GaAs/AlGaAs квантовые ямы и гетеропереходы, а также AlAs-квантовая яма. GaAs/AlGaAs квантовые ямы и гетеропереход были выращены W. Dietsche и S. Schmult в Штутгарте, Германия, а AlAs/AlGaAs гетероструктуры - W. Dietsche, W. Wegscheider в Цюрихе, Швейцария.

Все GaAs/AlGaAs гетероструктуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в кристаллографическом направлении [001]. Все гетероструктуры кроме одной были односторонне δ -легированы кремнием, а одна из квантовых ям была легирована симметрично с двух сторон. Полный список исследованных гетероструктур с указанием параметров образцов (электронной плотности, подвижности, ширины ямы и концентрации Al в барьерном слое) представлен в таблицах 2.1, 2.2.

Из всех GaAs/AlGaAs гетероструктур были изготовлены стандартные мостики Холла с шестью контактами: стоком, истоком и четырьмя потенциометрическими контактами. Ширина канала составляла 400 мкм. Травление осуществлялось в растворе $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$, приготовленном в соотношении 1:8:400. Применение данного травителя обеспечивает хорошо воспроизводимую скорость травления. Получающиеся при таком процессе профили травления изучались, например, в работе [127]. Для создания контактов к двумерному слою использовалась стандартная и хорошо отработанная методика [128]. При этом на образец под вакуумом напылялись слои Ni/Ge/Au/Ni. Вжигание производилось в атмосфере образующего газа при температуре 440 градусов Цельсия в течение 60 секунд.

Таблица 2.1: Параметры GaAs/AlGaAs гетероструктур с $x=32\%$.

	ширина ямы, нм	$x, \%$	$n, 10^{11} \text{см}^{-2}$	$\mu, 10^5 \text{см}^2/\text{Вс}$
асимметричная квантовая яма, [001] направление роста				
S25a	25	32	4	10
S25b	25	32	3.6	7
c1036	14	33	2.7	0.6
c1035	12	33	2.6	0.4
82118	12	31	3.1	2.5
c1034	10	33	2.5	0.3
c1037	10	33	2.5	0.5
c1080	10	32	2.4	3.7
c1081	9	32	2.3	3.7
82119	9	32	2.7	0.7
симметричная квантовая яма, [001] направление роста				
SQW20	20	31	4.8	6
гетеропереход, [001] направление роста				
hj	-	33	1.4	30

Таблица 2.2: Параметры GaAs/AlGaAs гетероструктур с $x=29, 27, 22, 15\%$.

	ширина ямы, нм	$x, \%$	$n, 10^{11} \text{ см}^{-2}$	$\mu, 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$
асимметричная квантовая яма, [001] направление роста				
T1	20	29	4.4	4.5
c1039	14	29	3	2.0
c1038	120	29	2.8	0.3
82122	12	29	3.0	3.2
c1076	9	29	2.6	2.5
82126	12	27	3.3	2.7
82127	9	27	3.2	1.4
82128	12	25	3.4	3.5
82129	9	25	3.0	3.0
82120	7	25	2.9	2.9
c1092	14	22	2	3.9
c1090	10	22	1.9	2.9
c1093	8	22	1.8	2.1
c1095	14	15	1.5	4.2
c1094	10	15	1.6	4.2
c1096	8	15	1.2	1.2

AlAs/AlGaAs 16 нм квантовая яма выращена вдоль направления [001] посредством молекулярно-лучевой эпитаксии и асимметрично δ -легирована кремнием. Двумерная плотность электронов составляла $n = 1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а подвижность $2 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В с}$ при температуре $T = 1.4 \text{ К}$. Концентрация алюминия в барьерных слоях составляла $x = 46\%$. Травление таких структур осуществляется также, как и стандартные GaAs образцы. Формирование омических контактов к двумерной электронной системе осуществлялось путем вжигания In в атмосфере образующего газа при температуре 450 градусов Цельсия.

Травление мез и формирование контактов к двумерным слоям во всех исследованных гетероструктурах осуществлялось автором в чистой комнате ИФТТ РАН.

2.2 Экспериментальная методика

Схема установки приведена на рисунке 2.5.

Образец был погружен в полутораградусную камеры криостата и находился в жидком гелии-4. Давление паров гелия, а следовательно, и его температуру, можно было уменьшать, откачивая газообразный гелий из камеры посредством специального форвакуумного насоса. Таким способом удавалось достигать температур ниже 1.5 К. Температурные зависимости каких-либо измеряемых в эксперименте величин записывались при квазистатическом нагреве охлажденного ниже 1.5 К гелия-4. Температура контролировалась термометром (заранее прокалиброванным сопротивлением), закрепленным в непосредственной близости от образца.

Эксперимент проводился в магнитных полях вплоть до 10Т, создаваемых сверхпроводящим магнитом. Магнит находился в жидком гелии-4 в основной полости криостата при температуре 4.2 К. Магнитное поле определялось по току, пропускаемому через обмотку магнита, а также по показаниям жестко связанного с образцом коммерческого трехмерного датчика магнитного поля. Датчик

измерял все три компоненты магнитного поля вблизи образца, что позволяло определять углы θ и ϕ , описывающие ориентацию образца относительно внешнего магнитного поля (см. рисунок 2.1). Заметим, что угол θ можно было определять и по смещению осцилляций Шубникова - де Газа магнетосопротивления самой двумерной системы.

Образец устанавливался на вращающейся подставке (так что можно было менять углы θ , ϕ). Для этого было спроектированы и собраны две вставки (см. рисунок 2.6). Вращение от сервопривода, закрепленного на теплой части волновода, передавалось на ролик с помощью ременного привода. К ролику жестко прикреплены либо непосредственно подставка под образец (рисунок 2.6 б)), обеспечивающая изменение угла θ , либо шестерёнка, передающая вращение на другую шестерню, закреплённую на оси под углом в 45° к направлению магнитного поля. На второй шестеренке располагался образец. В оси был предусмотрен специальный паз под трехмерный датчик Холла.

Микроволновое излучение доставлялось до образца по волноводному тракту с частотой отсечки ~ 15 ГГц. При этом мы имели возможность облучать образец СВЧ излучением с меньшей частотой посредством коаксиального кабеля. В качестве источников СВЧ-излучения использовалась серия генераторов, а также сопряженных с ними блоков умножения частоты. Мощность СВЧ-излучения контролировалась так, чтобы эффектами ядерного динамического намагничивания можно было пренебречь.

Для измерения изменения сопротивления образца, обусловленного поглощением микроволнового излучения, была собрана стандартная схема двойного синхронного детектирования (см. рисунок 2.7). Через образец пропуск

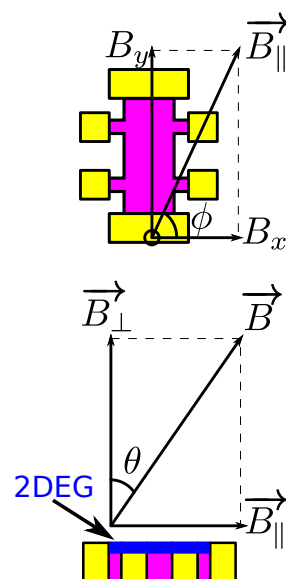


Рисунок 2.1:
Ориентация внешнего
магнитного поля.

ременный ток ($f \approx 2kHz, I_{rms} = 5\mu A$). Образец освещался СВЧ-излучением, модулированным по амплитуде с частотой модуляции $\approx 31Hz$ и глубиной практически 100%. При этом первый синхронный детектор был настроен на частоту переменного тока, измерял сигнал пропорциональный сопротивлению образца R . Постоянная времени детектора выбиралась достаточно маленькой, так чтобы не подавлялись модуляции сигнала на частоте $f \approx 31Hz$ на выходе локина. Второй синхронный детектор брал сигнал с выхода первого и был настроен на частоту модуляции СВЧ-излучения, таким образом измерял добавку к продольному сопротивлению образца δR , обусловленную поглощением микроволнового излучения. Типичный вид R и δR образца, выполненного из 20-нм симметрично легированной квантовой ямы, в наклонном внешнем магнитном поле показан на рисунке 2.3.

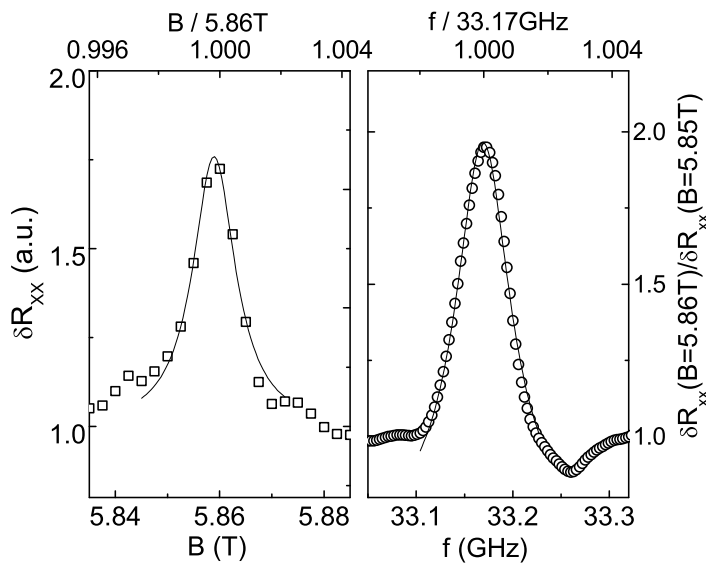


Рисунок 2.2: [7] Пик ЭПР, полученный при развороте магнитного поля, показан слева.

Результат разворота частоты приведен справа.

так и вниз. Нами было показано, что разворот по частоте при фиксированном поле дает такой же результат (см. рисунок 2.2). С экспериментальной точки зрения разворот магнитного поля удобнее в силу значительной неоднородности частот-

Электронный парамагнитный резонанс регистрировался как пик в добавке к продольному сопротивлению образца. Примеры пиков ЭПР вблизи различных частот микроволнового излучения, измеренных в GaAs-гетероструктурах показаны на рисунке 2.4.

В ходе эксперимента, как правило, частота микроволнового излучения оставалась постоянной, а магнитное поле разворачивалось как вверх,

ной характеристики волноводного тракта на низких частотах. Изучение различий между пиками ЭПР, полученными при развороте магнитного поля вверх и вниз для одной частоты микроволнового излучения, позволяет контролировать наличие эффектов динамического ядерного намагничивания. Действительно, если данный эффект происходит, то амплитуда, ширина и форма пиков ЭПР при развороте вниз и вверх будут разными [67]. Процессы ядерного намагничивания оказались подавлены в AlAs-квантовых ямах, тщательное изучение данного эффекта выходит за пределы данной диссертации.

Знак g -фактора электрона посредством ЭПР установить невозможно, тем не менее, в широких ямах (или гетеропереходах) он должен совпадать со знаком g в объемных полупроводниках. Знак g -фактору в узких ямах присваивался в соответствии с принципом непрерывности экспериментальных данных. Таким образом, g -фактор отрицателен в широких GaAs ямах и положителен в AlAs-квантовых ямах.

Энергия размерного квантования электрона ΔE , а также концентрация Al в барьерных слоях в GaAs/AlGaAs квантовых ямах определялись по спектрам фотолюминесценции. Фотовозбуждение производилось лазерным излучением с длиной волны 532 нм. Падавший на образец зеленый свет, несомненно, значительно уменьшал концентрацию электронов в гетероструктурах, тем самым сдвигая пик фотолюминесценции в область больших длин волн. Наиболее существенен данный эффект в широких квантовых ямах. Форму узких квантовых ям можно с хорошей точностью считать прямоугольной, а изменение концентрации в таких ямах практически не влияет на ΔE . Таким образом описанным выше эффектом можно пренебречь. Масса дырок в GaAs/AlGaAs существенно превосходит электронную массу, а следовательно, вкладом размерного квантования дырок в положение пика фотолюминесценции можно пренебречь.

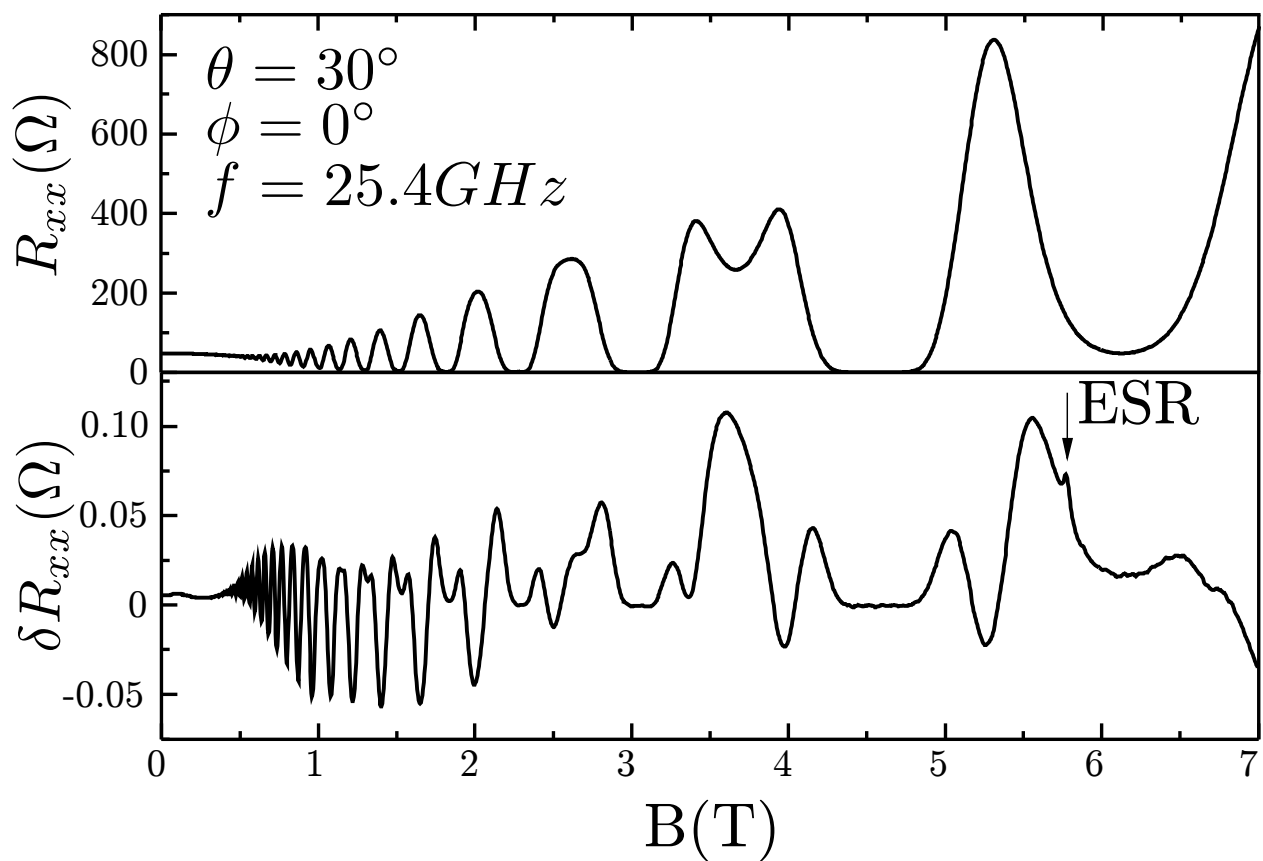


Рисунок 2.3: Типичный вид зависимости $R_{xx}(B)$ и $\delta R_{xx}(B)$. Зависимости измерены на асимметрично легированной до $n = 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ квантовой ямы шириной 20 нм, выращенной в направлении $[001]$. $\theta = 30^\circ$, $\phi = 0^\circ$. Стрелкой указан конутр ЭПР.

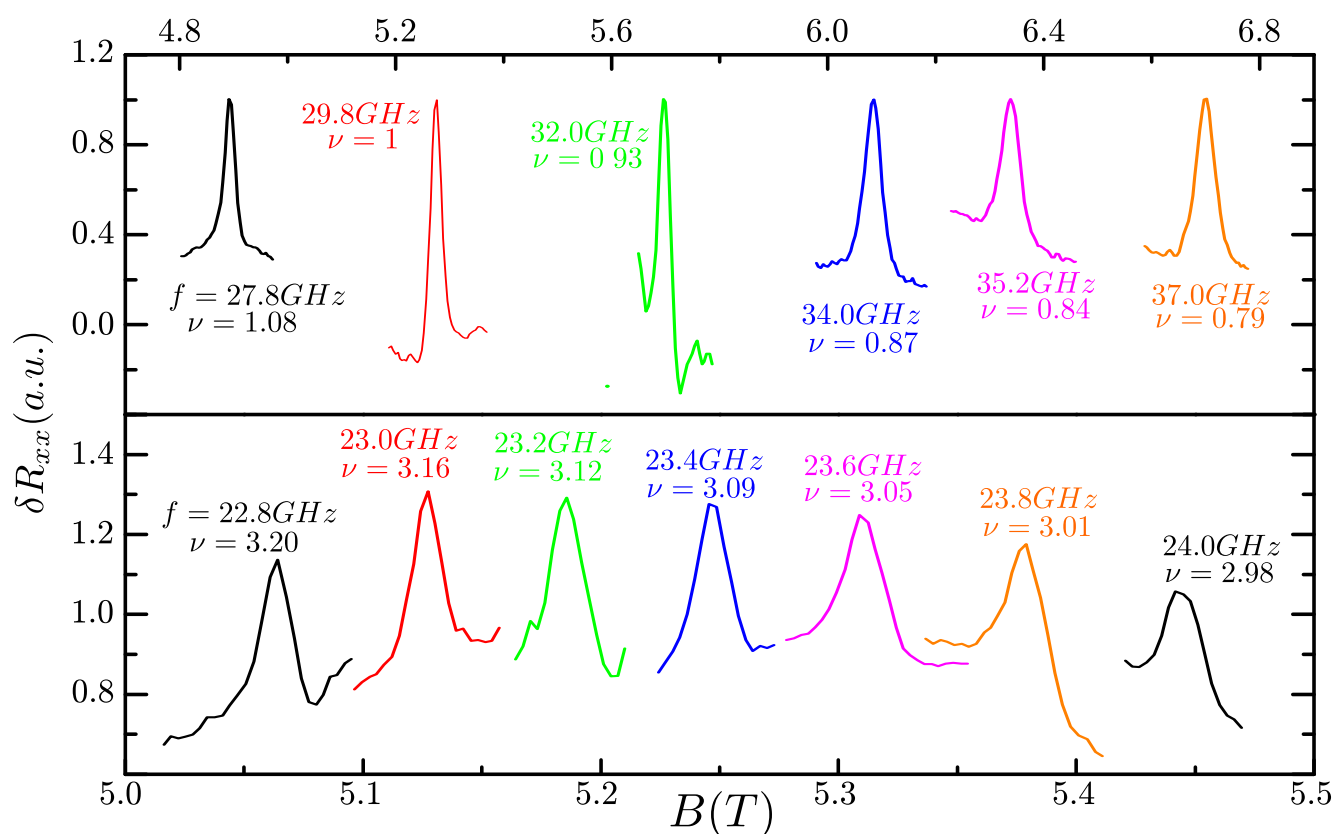


Рисунок 2.4: [34] Характерный вид пиков ЭПР, снятых при облучении образца СВЧ излучением различной частоты при развороте поля. Пики сняты в перпендикулярном поле на GaAs/AlGaAs гетеропереходе(сверху) и 20 нм асимметричной квантовой яме(снизу).

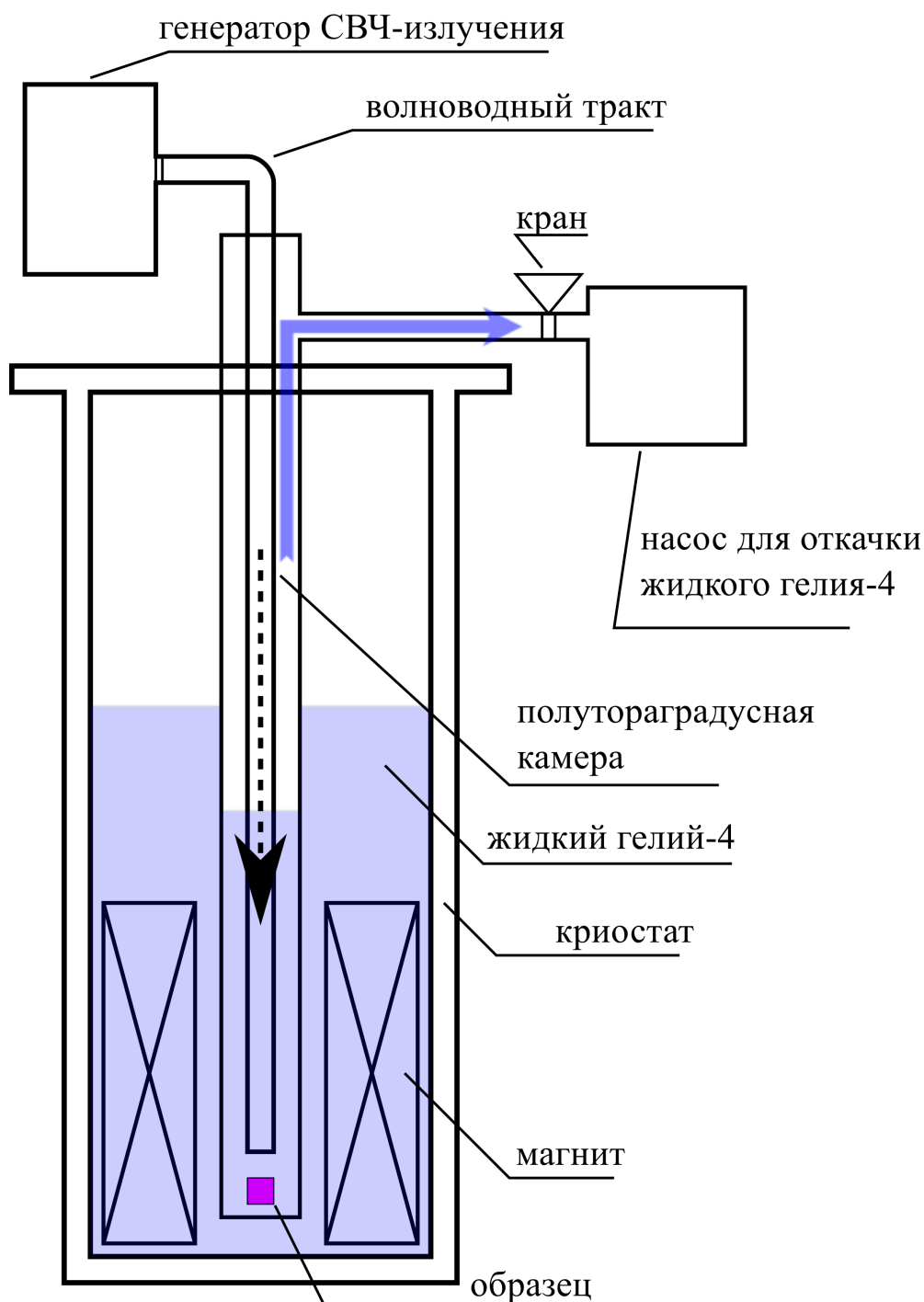


Рисунок 2.5: Принципиальная схема установки. Образец погружался в полутораградусную камеру криостата. Откачкой жидкого гелия-4 в камере достигалась температура ниже 1.5 К. Магнитное поле (вплоть до 10 Т) создавалось сверхпроводящим магнитом, охлажденным до температуры жидкого гелия-4. СВЧ-излучение доставлялось до образца от генератора по волноводному тракту.

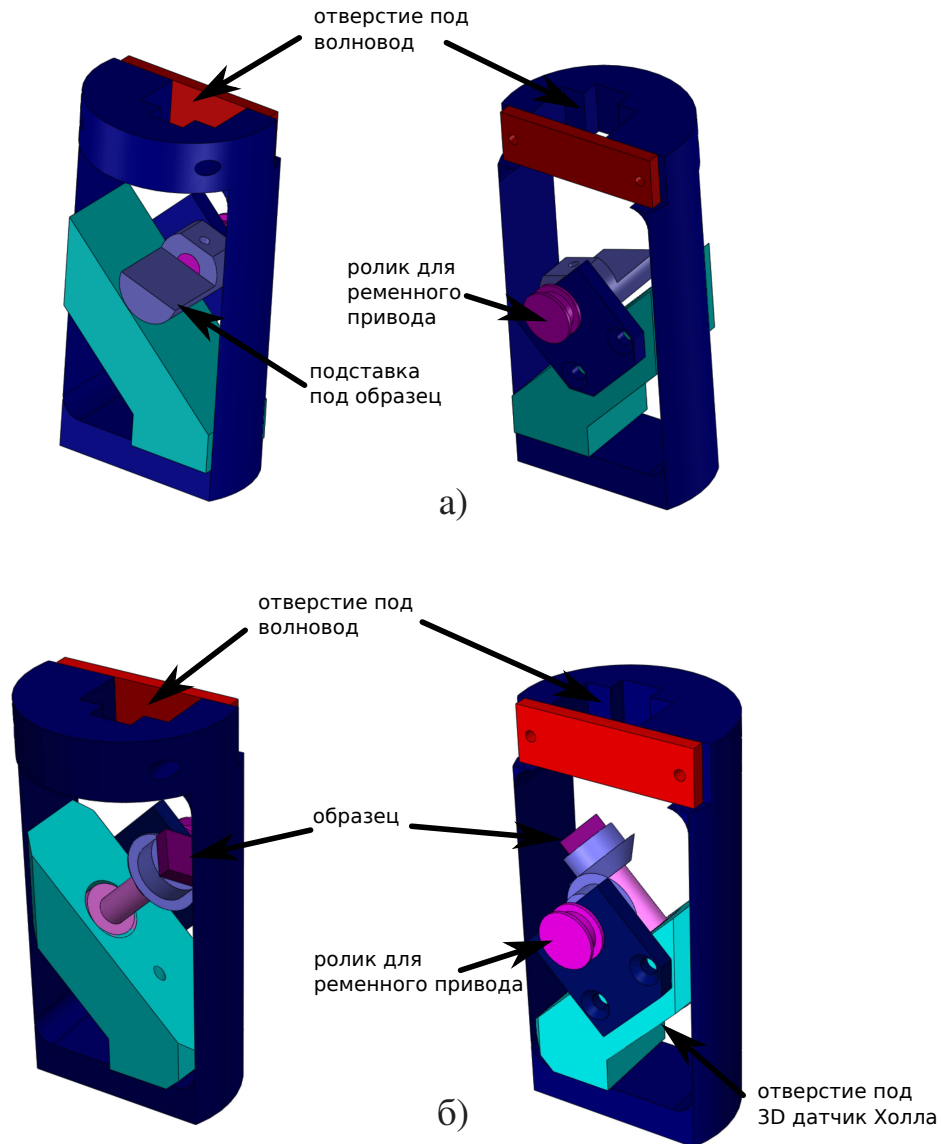


Рисунок 2.6: Трехмерные модели вращающихся подставок, созданных для последовательного изменения θ , при фиксированном ϕ (рисунок а)), и для изменения ϕ при постоянном $\theta = 45^\circ$ (рисунок б)). Подставки крепились на волноводе. Вращение передавалось на ролик с оси серводвигателя посредством ременной передачи, приводивший в движение непосредственно подставку с образцом (рисунок а)) или шестерню (рисунок б)). Шестерня закручивала другую шестерню, закрепленную на оси, направленную под углом в 45° к вектору магнитного поля. В оси был предусмотрен паз под трехмерный датчика Холла. Образец закреплялся на второй шестерне.

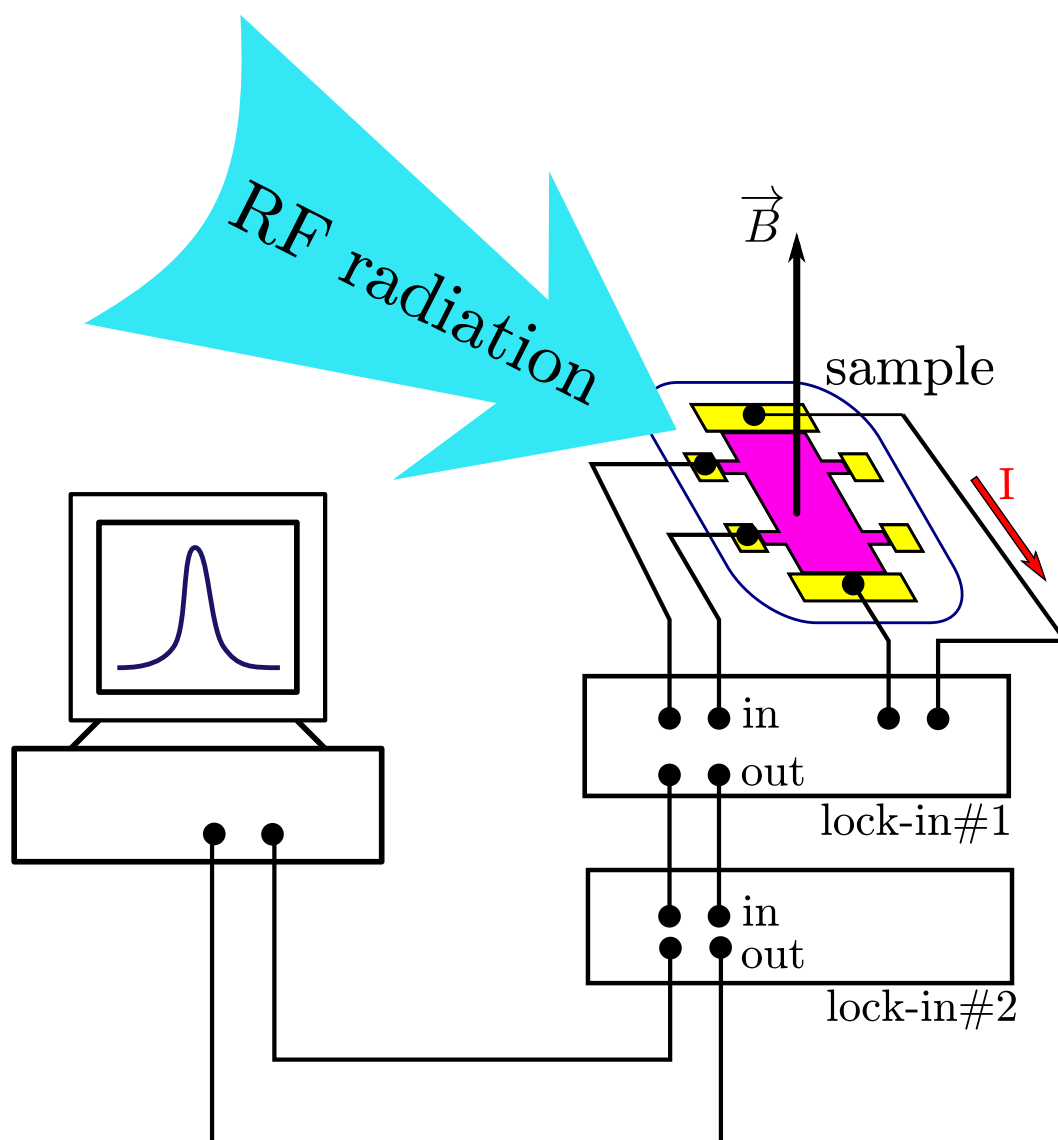


Рисунок 2.7: Схема двойного синхронного детектирования. По образцу, выполненному в виде стандартного мостика Холла, пропускается ток, создаваемый внутренним источником первого синхронного детектора Princeton Applied Research 5301A, измеряющего продольное сопротивление образца R_{xx} . Образец освещается модулированным по амплитуде СВЧ-излучением, генерируемым AnritsuMG3696 и передаваемым по волноводу или по коаксиальной линии. Второй синхронный детектор Stanford Research Systems SR830 настроен на частоту модуляции СВЧ-излучения, измеряет добавку δR_{xx} , обусловленную поглощением микроволнового излучения. Вблизи образца расположен термометр (заранее прокалиброванное сопротивление), контролирующее температуру образца.

Глава 3

Изучение g -фактора электрона в GaAs/AlGaAs-квантовых ямах

Объектом исследования данной главы является тензор g -фактора электрона в выращенных в направлении $[001]$ GaAs/AlGaAs квантовых ямах, характеризующихся различными параметрами (двумерной плотностью электронов, высотой потенциальных барьеров, шириной самой ямы и т.д.). В первом параграфе будет описано экспериментальное определение структуры тензора g -фактора электрона в симметричных и асимметричных ямах [34, 35]. Во втором параграфе данной главы излагается исследование зависимости тензора g -фактора от магнитного поля [35]. В третьем параграфе приведены результаты измерения компонент тензора g -фактора и псевдотензора линейных по магнитному полю поправок к g в квантовых ямах различной ширины [11, 41]. В четвертом параграфе сформулированы основные выводы данной главы.

3.1 Структура тензора g -фактора электрона

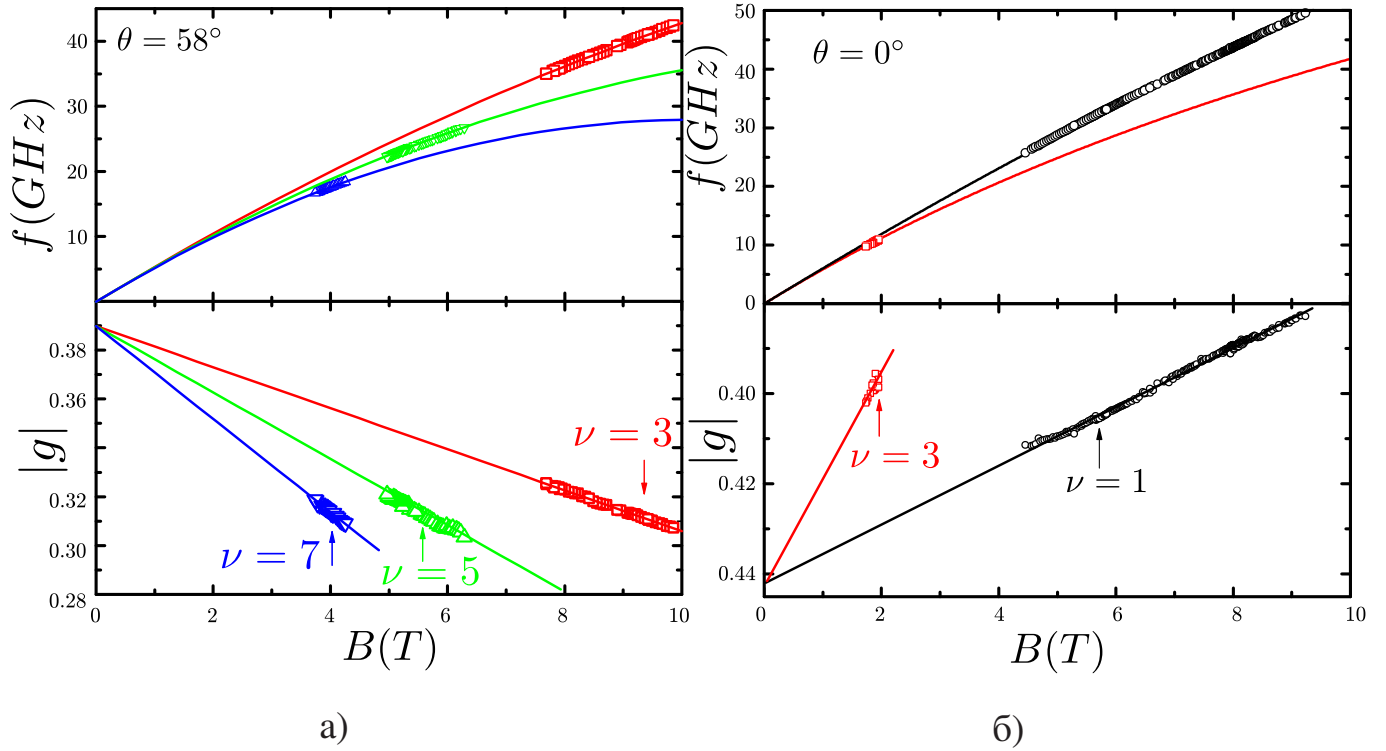


Рисунок 3.1: [34] Зависимости $f(B)$ и $g(B)$, снятые на GaAs/AlGaAs гетеропереходе с плотностью $n = 1.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в перпендикулярном поле (рисунок б)) и 20 нм квантовой яме с $n = 4.0 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в наклонном магнитном поле (рисунок а))

В рамках данной главы будет установлена структура тензора g -фактора вблизи дна подзоны размерного квантования, т.е. при нулевом внешнем магнитном поле $B = 0$. Сначала необходимо проверить, что экспериментально установленный в случае перпендикулярного поля B кусочно линейный вид зависимости $g(B)$ с разрывами вблизи четных факторов заполнения сохраняется и для всех других ориентаций магнитного поля. Необходимая проверка была проделана в рамках данной работы. Иллюстрация зависимостей частоты ЭПР $f(B)$ и вычисленных по ней $g(B)$ для различных образцов и при различных углах наклона магнитного поля приведены на рисунке 3.1. Для всех исследованных углов θ и ϕ , задающих ориентацию магнитного поля относительно кристаллографических осей образца, зависимости $f(B)$ хорошо следовали форму-

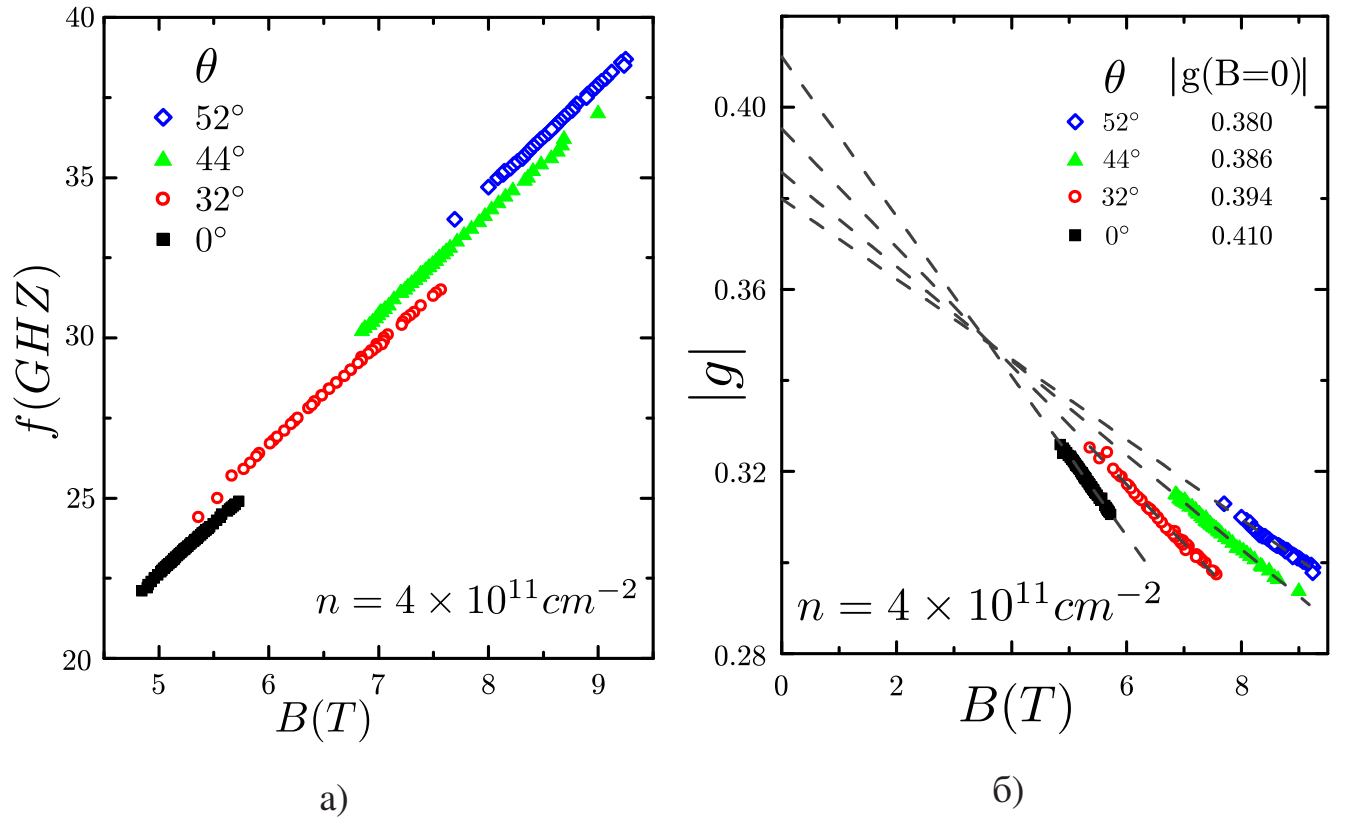
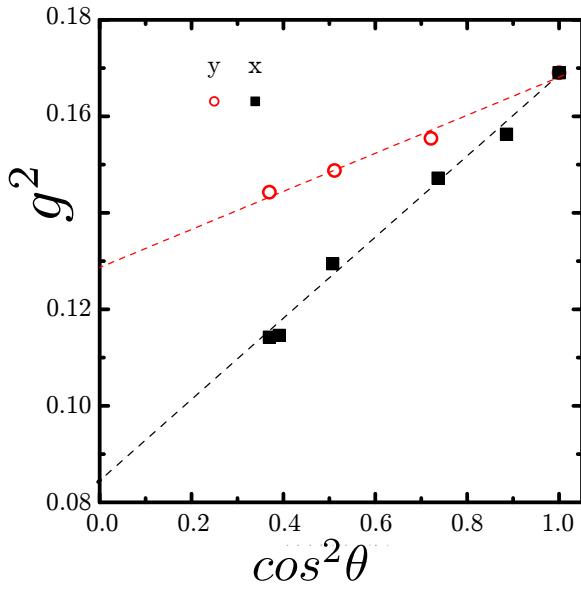


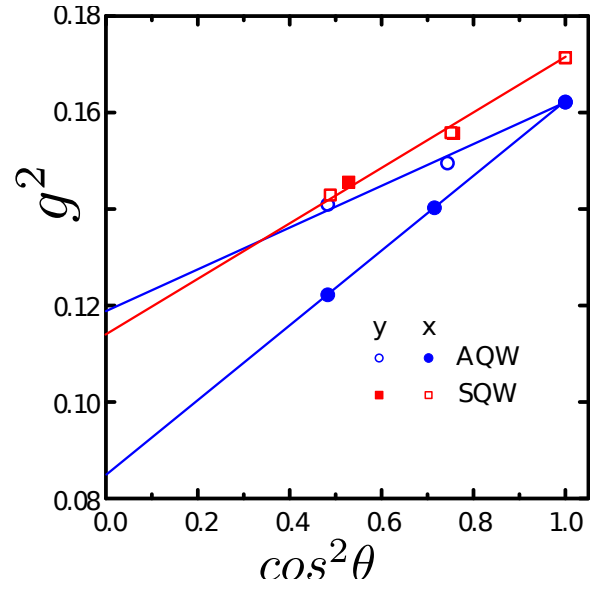
Рисунок 3.2: [34] Зависимости $f(B)$ (рисунок а)) и $g(B)$ (рисунок б)), снятые на образце S25a ($n = 4.0 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) при $\phi = 90^\circ$ и различных углах θ . На рисунке б) указаны значения g -фактора, получаемые при линейной экстраполяции указанных зависимостей.

ле $f(B) = f_0 + (g_0 - aB)B$. При этом величина f_0 всегда была пренебрежимо мала, а $a \sim (N + 1/2)$, где N - номер соответствующего уровня Ландау в полном соответствии с изложенным в главе 1. Таким образом, мы имели возможность путем линейной экстраполяции экспериментально полученных $g(B)$ вблизи какого-нибудь нечетного фактора заполнения в нулевое магнитное поле получить зависимость g_0 - g -фактора электрона вблизи дна подзоны размерного квантования - от углов θ и ϕ .

В части наших экспериментов для различных фиксированных углов ϕ , задающих ориентацию плоскостной компоненты магнитного поля, последовательно увеличивался угол θ , при этом снималась зависимость частоты ЭПР $f(B)$ и $g(B)$, путем экстраполяции $g(B)$ получались значения g -фактора вблизи дна



а)



б)

Рисунок 3.3: [34,35] Зависимость квадрата g вблизи дна подзоны размерного квантования от $\cos^2\theta$ при двух различных ориентациях плоскостной компоненты магнитного поля, снятые на образце S25a (рисунок а)) и на образцах T1 и SQW20 (рисунок б)). Символы - экспериментально полученные данные, линии - линейная аппроксимация данных зависимостей. Пересечение линий с вертикальной осью дает значения g_{xx} , g_{yy} согласно 3.1, 3.2. Видно, что в асимметричной яме (обозначена как AQW на рисунке) g сильно анизотропен, а в симметричной (обозначена как SQW на рисунке) - анизотропии практически нет.

подзоны размерного квантования. Действуя последовательно таким способом, можно показать, что главными осями тензора $\hat{g}$ являются кристаллографические направления $[001]$, $[110]$ и $[1\bar{1}0]$.

Посмотрим на зависимости $f(B)$ для различных углов θ , но одного и того же угла ϕ (см. 3.2а)). Они не ложатся на одну кривую, что является непосредственным свидетельством наличия анизотропии g -фактора электрона, т.е. различия между компонентами $g_{\parallel}$ и g_z . Данный факт виден еще более отчетливо, если построить $g(B) = \frac{hf}{\mu_B B}$ для нескольких различных θ (см. рисунок 3.2б)) и одного ϕ . Зависимости $g(B)$ для разных углов не ложатся на одну прямую, смотря в

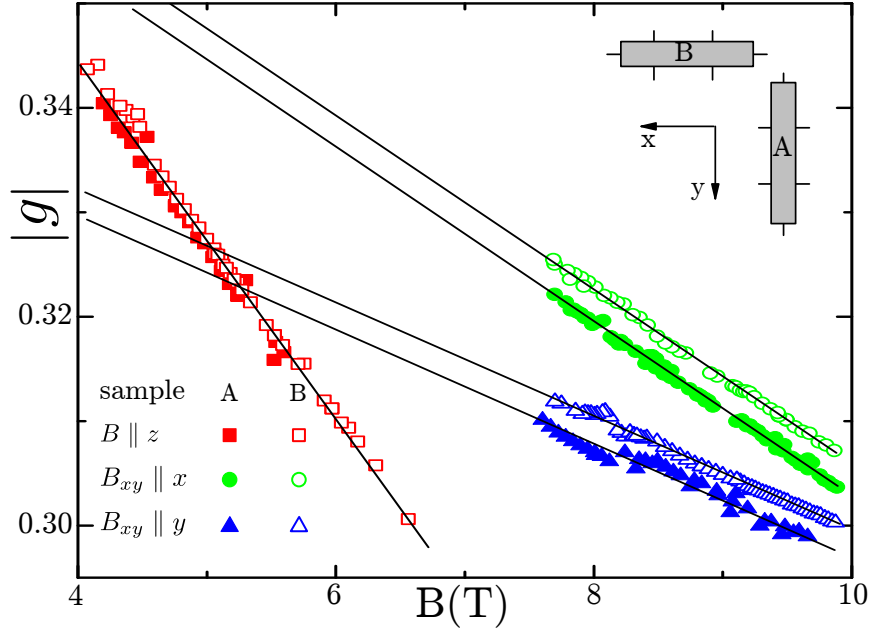


Рисунок 3.4: [34] Зависимость g -фактора от магнитного поля, снятого на образце с двумя взаимно перпендикулярными мезами (образец S25b с $n = 3.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Пустые и полные символы отвечают мезам A и B соответственно. Квадраты - зависимости при $B \parallel Oz$, остальные данные получены при $\theta = 58^\circ$ (кружки и треугольники отвечают ориентации плоскостной компоненте $B_{\parallel}$ параллельной осям x и y соответственно.)

указанные на рисунке различные значения g_0 в нулевом поле.

Опираясь на формулу 1.9 можно получить, что для двух ориентаций плоскостной составляющей магнитного поля (вдоль $[110]$ (Ox) и вдоль $[1\bar{1}0]$ (Oy)):

$$g^2 = g_{zz}^2 \cos^2 \theta + g_{xx}^2 \sin^2 \theta, B_{\parallel} \parallel Ox \quad (3.1)$$

$$g^2 = g_{zz}^2 \cos^2 \theta + g_{yy}^2 \sin^2 \theta, B_{\parallel} \parallel Oy \quad (3.2)$$

В соответствии с данными формулами квадрат g -фактора линеен по $\cos^2 \theta$ (см. рисунок 3.3), пересечение зависимостей $g^2(\cos^2 \theta)$ с осью ординат дает значение квадрата плоскостной компоненты g , отвечающей заданному ϕ , что позволяет измерить диагональные компоненты тензора $\hat{g}$ (см. рисунок 3.3). Стоит подчеркнуть, что компонента g_{zz} измерялась из независимых экспериментов в перпендикулярном магнитном поле.

Полученные экспериментально зависимости $g^2(\cos^2\theta)$ для асимметричных ям S25a, T1 и симметричной ямы SQW20 показаны на рисунке 3.3. Хорошо видно практически полное отсутствие плоскостной анизотропии g-фактора электрона в симметричной квантовой яме. Ширины ям (20 нм), высоты потенциальных барьеров и концентрация электронов в образцах T1 и SQW20 были близки. Следует заключить, что именно наличие асимметрии потенциального профиля является ответственным за существование плоскостной анизотропии g-фактора в GaAs-квантовых ямах.

В рамках данной работы была проведена важная проверка - проверка того факта, что значение g -фактора электрона определяется исключительно ориентацией магнитного поля относительно кристаллографических осей и не зависит от направления протекания электрического тока по образцу. Для этого на образце S25b были приготовлены два взаимно перпендикулярных мостика Холла (см. вставку к рисунок 3.4), линии сток-исток которых ориентированы вдоль направлений $[110]$ (меза А) и $[1\bar{1}0]$ (меза В) соответственно. На каждом из двух мостиков были сняты зависимости g -фактора от магнитного поля для трех различных конфигураций поля (см. рисунок 3.4): магнитное поле перпендикулярно к плоскости квантовой ямы, магнитное поле наклонено ($\theta = 58^\circ$), а плоскостная

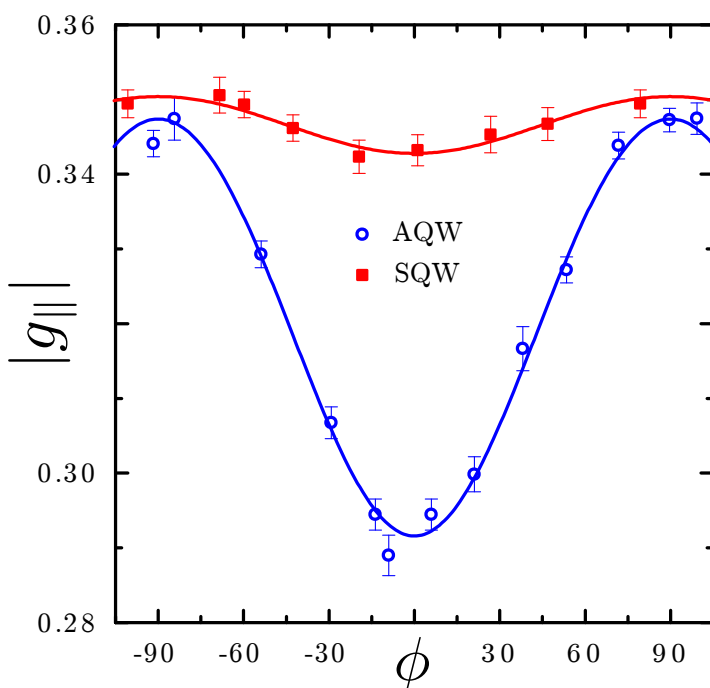


Рисунок 3.5: [35] Экспериментальная зависимость $g_{\parallel}$ от угла ϕ , измеренная в асимметричной яме T1 (открытые кружки) и симметричной яме SQW20 (заполненные квадраты). Сплошные линии - аппроксимации согласно формуле 3.3.

составляющая ориентирована вдоль направлений $[110]$ и $[1\bar{1}0]$ последовательно. Для каждой ориентации поля измеренные на разных мостиках $g(B)$ совпадают, а значит, направление протекания тока не оказывает влияния на значение g .

Таблица 3.1: Измеренные компоненты тензора $\hat{g}$ ($Ox \parallel [110]$, $Oy \parallel [1\bar{1}0]$ и $Oz \parallel [001]$)

	AQW(S25a)	AQW (T1)	SQW(SQW20)
g_{xx}	-0.289	-0.292	-0.343
g_{yy}	-0.359	-0.347	-0.350
g_{zz}	-0.410	-0.403	-0.414

Более подробное исследование плоскостной анизотропии g -фактора было выполнено согласно следующей схеме. Угол $\theta = 45^\circ$ был зафиксирован и последовательно изменялся угол ϕ , при этом никакого термоциклирования образца не производилось. Зная компоненту g_{zz} из независимого эксперимента при $\theta = 0^\circ$, согласно формуле 1.9 можно получить плоскостную составляющую g -фактора: $g_{\parallel}(\phi) = \sqrt{2g^2(\theta = 45^\circ, \phi) - g_{zz}^2}$. Зависимость $g_{\parallel}$ для симметричной(SQW) и асимметричной(AQW) квантовых ям шириной 20 нм от угла ϕ приведена на рисунке 3.5. Из формулы 1.9 следует зависимость $g_{\parallel}(\phi)$:

$$g_{\parallel}(\phi) = \sqrt{g_{xx}^2 \cos^2 \phi + g_{yy}^2 \sin^2 \phi} \quad (3.3)$$

Результат аппроксимации (сплошная линия на рисунке 3.5) по формуле 3.3 данных для асимметричных и симметричных квантовых ям явно демонстрирует, что главными осями тензора $\hat{g}$ являются кристаллографические направления $[001]$, $[110]$ и $[1\bar{1}0]$ соответственно, а также позволяет извлечь плоскостные компоненты тензора g -фактора. В симметричных квантовых ямах наблюдается небольшая плоскостная анизотропия g -фактора, вызванная, по-видимому, небольшой остаточной асимметрией двухстороннего легирования квантовой ямы

и возникающим в процессе роста различием между микроскопической структурой верхнего и нижнего гетероинтерфейсов ямы. Результаты измерений для структур S25a, T1, SQW20 приведены в таблице 3.1.

3.2 Псевдотензор линейных по магнитному полю поправок к g -фактору

В данном параграфе изложим экспериментальное определение структуры псевдотензора $\hat{a} = a_{\alpha\beta\gamma} = \frac{\delta g_{\alpha\beta}}{\delta B_\gamma}$, описывающего магнетопольные поправки первого порядка к тензору $\hat{g}$. Ограничимся случаем фактора заполнения $\nu = 3$. Основываясь на изложенных ниже данных можно легко рассчитать соответствующие поправки вблизи других факторов заполнения согласно $a^*(\nu) = a^*(\nu = 3) \times \nu/3$. Все экспериментальные данные данной главы были получены на образцах T1 и SQW20 - асимметричной и симметричной квантовых ямах с близкой концентрацией электронов.

Для произвольной ориентации магнитного поля можно записать, что:

$$a^* \equiv \frac{dg^*}{dB} = \frac{1}{g^*} \sum_{i,j,k} g_{ij} a_{ijk} n_i n_j n_k, \quad (3.4)$$

Здесь опущены квадратичные по магнитному полю члены и использовались следующие обозначения:

$$n_x = \sin \theta \cos \phi, n_y = \sin \theta \sin \phi, n_z = \cos \theta \quad (3.5)$$

- являются, фактически, направляющими косинусами B_i/B в направлении соответствующей кристаллографической оси.

Как уже было сказано, компонента a_{zzz} является ненулевой. Данная компонента может быть измерена непосредственно при $\theta = 0^\circ$ согласно $g_{zz}(B) = g_{zz}(0) + a_{zzz}B$. Допустим, что все остальные компоненты равны нулю, тогда

оставим в выражении 3.4 лишь член, соответствующий a_{zzz} , и получим в таком приближении следующую формулу для всех θ :

$$a^* = \frac{g_{zz}a_{zzz}n_z^3}{g^*} = \frac{g_{zz}a_{zzz}}{g^*} \cos^3 \theta, \quad (3.6)$$

В таком виде поправка a^* не должна зависеть от угла ϕ .

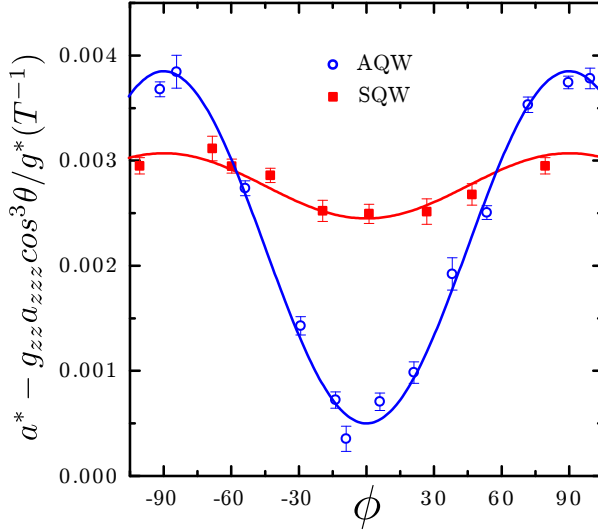


Рисунок 3.6: [35] Зависимость a^* от угла ϕ .

Независящая от угла θ часть 3.6 вычтена.

Пустые круги - данные для асимметричной ямы T1 (AQW) ($n = 4.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$),
заполненные квадраты - для симметричной SQW20 (SQW) $n = 4.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Линии - аппроксимация согласно 3.7.

в то время как в асимметричной яме A^* явно осциллирует с периодом 180 градусов.

Следует заключить, что помимо a_{zzz} существуют и другие компоненты $\hat{a}$ не равные нулю. Так как в главных осях $g_{ij} = 0$ при $i \neq j$, в a^* могут вносить вклад лишь члены вида $g_{ii}a_{iik}n_i^2n_k$. Как следует из формул 3.4 и 3.5 только слагаемые вида $g_{xx}a_{xxz}n_x^2n_z$ и $g_{yy}a_{yyz}n_y^2n_z$ могут удовлетворить виду угловой зависимости

На рисунке 3.6, для симметричной ямы SQW20 и асимметричной T1 построена зависимость от угла ϕ величины $A^* = a^* - \frac{g_{zz}a_{zzz}}{g^*} \cos^3 \theta$, полученной по измеренным при фиксированном $\theta = 45^\circ$ данным. Значение a^* - непосредственно измеренная величина a^* по зависимостям $g(B)$ согласно $g(B) = g_0 + a^*B$. Удивительным образом данные зависимости не тождественны нулю и демонстрируют явную зависимость от угла ϕ . Так же как и для зависимости $g_{\parallel}(\phi)$, в симметричной яме практически отсутствует плоскостная анизотропия A^* ,

a^* (только данные члены периодичны с периодом в 180 градусов). Довольно легко объяснить тот факт, что ненулевой вклад вносят лишь члены, содержащие $a_{\alpha\alpha z} = \frac{dg_{\alpha\alpha}}{dB_z}$: в силу непараболичности g -фактор зависит от энергии электрона и на тензор g -фактора оказывает влияние лишь перпендикулярная плоскости двумерной системы компонента магнитного поля B_z - именно та компонента, что ответственна за наличие квантования Ландау, т.е. за изменение структуры энергетического спектра двумерных электронов.

В таком случае выражение 3.4 сводится к виду:

$$a^* = \frac{1}{g^*} \sum_i g_{ii} a_{iiz} n_i^2 n_z = \frac{1}{g^*} (g_{zz} a_{zzz} \cos^3 \theta + [g_{xx} a_{xxz} \cos^2 \phi + g_{yy} a_{yyz} \sin^2 \phi] \sin^2 \theta \cos \theta). \quad (3.7)$$

Сплошные линии на рисунке 3.7 представляют аппроксимацию экспериментальных данных согласно формуле 3.7. Получившиеся значения компонент a_{xxz} и a_{yyz} приведены в таблице 3.2. Несмотря на положительный знак этих компонент, они уменьшают модуль g -фактора электрона в силу отрицательного знака самого g -фактора электрона.

Таблица 3.2: Экспериментально полученные компоненты псевдотензора $\hat{a}$ ($Ox \parallel [110]$, $Oy \parallel [1\bar{1}0]$ и $Oz \parallel [001]$).

	T1 (T^{-1})	SQW20 (T^{-1})
a_{xxz}	0.002 ± 0.001	0.0075 ± 0.0005
a_{yyz}	0.012 ± 0.001	0.0090 ± 0.0005
a_{zzz}	0.017 ± 0.0001	0.016 ± 0.0001

3.3 Тензор g -фактора в GaAs/AlGaAs квантовых ямах различной ширины

В данном параграфе приведены результаты измерений всех компонент тензора g -фактора и псевдотензора $\hat{a}$, выполненных в соответствии с двумя предыдущими параграфами, для различных асимметричных GaAs/AlGaAs квантовых ям с направлением роста $[001]$. Параметры гетероструктур можно найти в разделе, посвященном образцам.

Начнем с наиболее просто и точно измеряемой величины g_{zz} . Экспериментальные результаты, полученные для двух серий квантовых ям различной ширины, приведены на рисунке 3.7. Концентрация алюминия в барьерных слоях была одинаковой внутри каждой серии образцов, но различалась в разных сериях, а именно: $x = 15\%$ (пустые треугольники) и $x = 32\%$ (заполненные круги). Точность определения g_{zz} типично составляла 0.002, точность, с которой известна ширина d квантовой ямы, сводилась к ширине одного монослоя. Три экспериментальные точки, отвечающие $d = 10$ нм на рисунке 3.7, соответствуют трем независимо выращенным образцам, характеризующимся небольшой (в пределах 1%) вариацией концентрации Al (что было измерено посредством фотолюминесценции).

Величины g_{zz} , как оказалось, сильно зависят от ширины квантовой ямы. Такое поведение легко понять в рамках простой модели: g -фактор зависит от энергии электрона, т.е. по сути от энергию размерного квантования электрона δE . Уровень размерного квантования можно упрощенно считать пропорциональным $1/d^2$. Если величина энергии размерного квантования мала, то зависимость $g(E) = g(E + \delta E)$ можно разложить по $\delta E/E$. Ограничимся линейным членом $g - g_0 = \beta \delta E = C/d^2$. Разница между измеренным g_{zz} и объемным $g_0 = -0.44$ в зависимости от $1/d^2$ показана на правой панели 3.7. Сплошные линии представляют описанную модель. Хорошо заметно, что данная модель годится для широких квантовых ям и плохо подходит для узких. Действительно, в узких

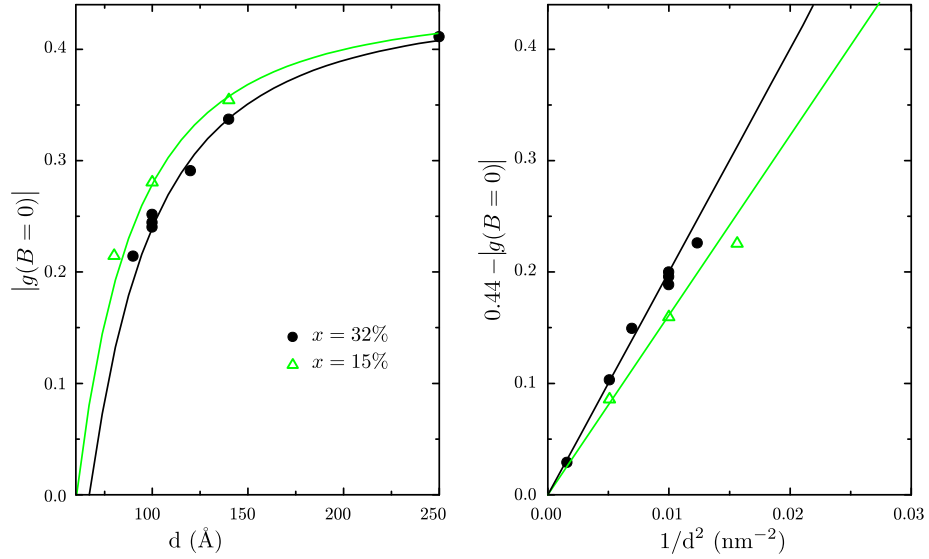


Рисунок 3.7: [8] На левой панели изображена зависимость величины g_{zz} от ширины ямы d , измеренная для двух серий квантовых ям различной ширины. Концентрация алюминия в барьерных слоях была постоянной в каждой серии образцов и различалась в разных сериях. На правой панели приведена зависимость $g_{zz} - g_0$ от $1/d^2$. Величина $g_0 = -0.44$ представляет собой объемный g -фактор в GaAs. Сплошные линии проведены согласно модели, описанной в тексте.

ямах зависимость энергии размерного квантования от ширины существенно более сложная, δE начинает зависеть от высоты потенциальных стенок. Это хорошо заметно, так как экспериментальные зависимости для разных концентраций алюминия в барьерных слоях различаются.

Опираясь на описанные выше факты, можно заключить, что величину δE следует измерить непосредственно при помощи фотолюминесценции. Полученные зависимости g_{zz} и a_{zzz} приведены на рисунке 3.8. Удивительным образом обе зависимости линейны и универсальны в исследованном диапазоне δE : g_{zz} и a_{zzz} определяются в первую очередь δE и зависят от ширины ямы и концентрации алюминия в барьерных слоях через δE . Из рисунка видно, что на общие линейные зависимости $g_{zz}(\delta E)$ плохо ложатся две нижайшие по δE точки - точки, отвечающие квантовым ямам шириной более 20 нм. Для этих точек процеду-

ра определения δE перестает быть корректной. Остальные экспериментальные данные были получены на узких ямах, ширина которых меньше 14 нм.

Важной особенностью полученных результатов является то, что величина g_{zz} становится нулем при некотором значении δE , но при этом величина a_{zzz} остается конечной. Отсюда следует, что в некоторых квантовых ямах с ненулевым g_{zz} в нулевом магнитном поле величина g_{zz} достигнет нуля и даже сменит знак в достаточно небольших магнитных полях. Величина соответствующего магнитного поля уменьшается по мере уменьшения δE . Данный эффект может быть использован для манипуляции спиновыми состояниями электрона. Наличие ненулевого электрического поля в асимметричных ямах влияет на δE , таким образом, вариации концентрации электронов в разных образцах могут объяснять небольшие отклонения g_{zz} и a_{zzz} от общих универсальных зависимостей.

На рисунке 3.9 показаны зависимости главных значений тензора $\hat{g}$ и трех ненулевых компонент $\hat{a}$ от ширины d . Общая архитектура гетероструктур и концентрация алюминия в барьерных слоях ямы оставалась примерно постоянной. Хорошо видно, что плоскостная анизотропия g -фактора значительна в широких ямах и пропадает в узких. Разница между g_{zz} и $g_{\parallel} = 0.5(g_{xx} + g_{yy})$ 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 ямы, что, скорее всего, и объясняет уменьшение анизотропии в узких ямах [9]. 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} .

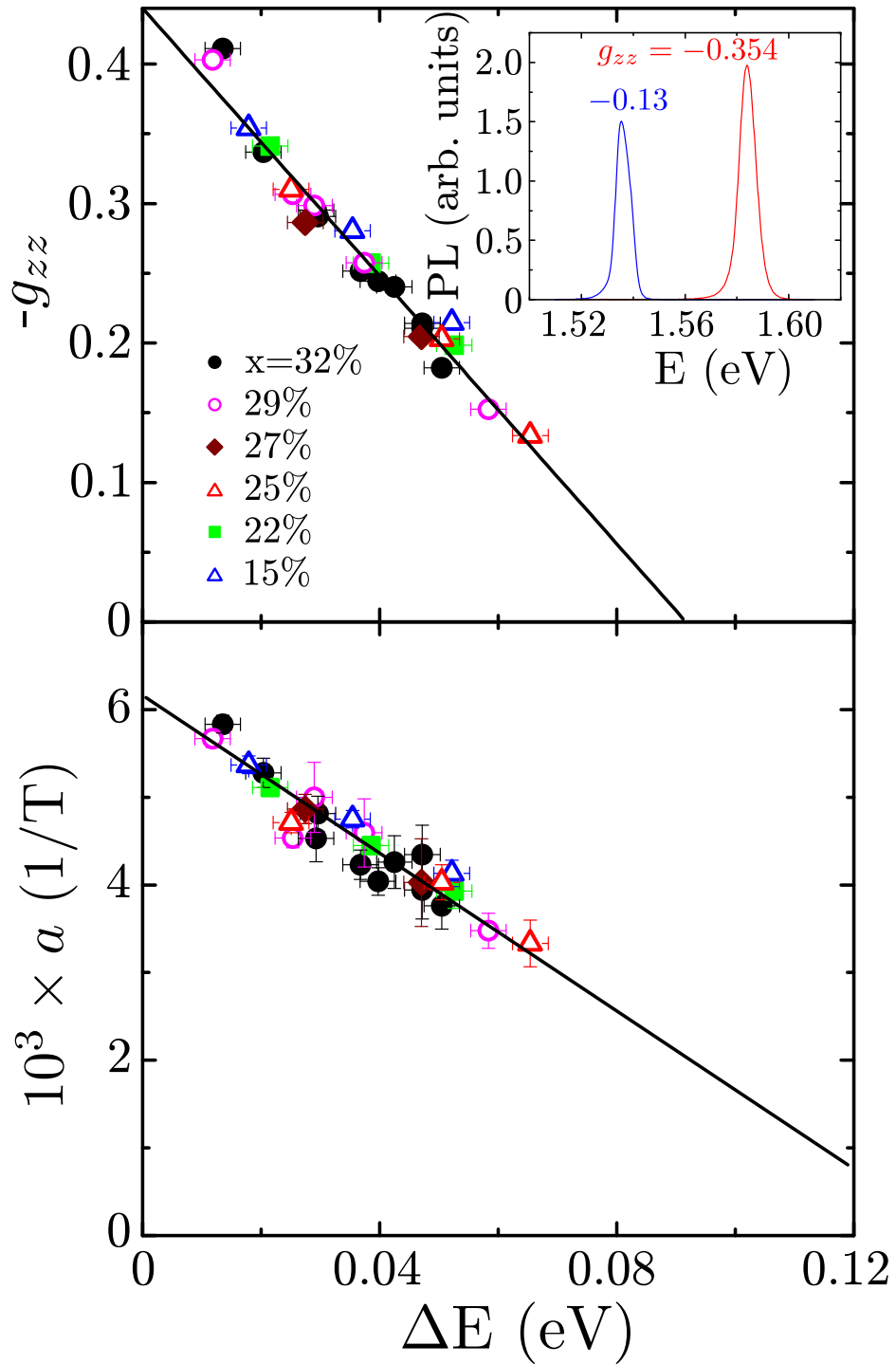


Рисунок 3.8: [8, 11] Зависимость величины g_{zz} (верхняя панель) и a_{zzz} (нижняя панель) от энергии размерного квантования в серии GaAs/AlGaAs квантовых ям, характеризующихся различной шириной и концентрацией алюминия x в барьерных слоях. Сплошная линия - линейная аппроксимация экспериментальных данных. На вставке приведены типичные пики фотолюминесценции для двух различных ям с указанием соответствующей величины g_{zz} . Все величины a приведены к фактору заполнения $\nu = 1$.

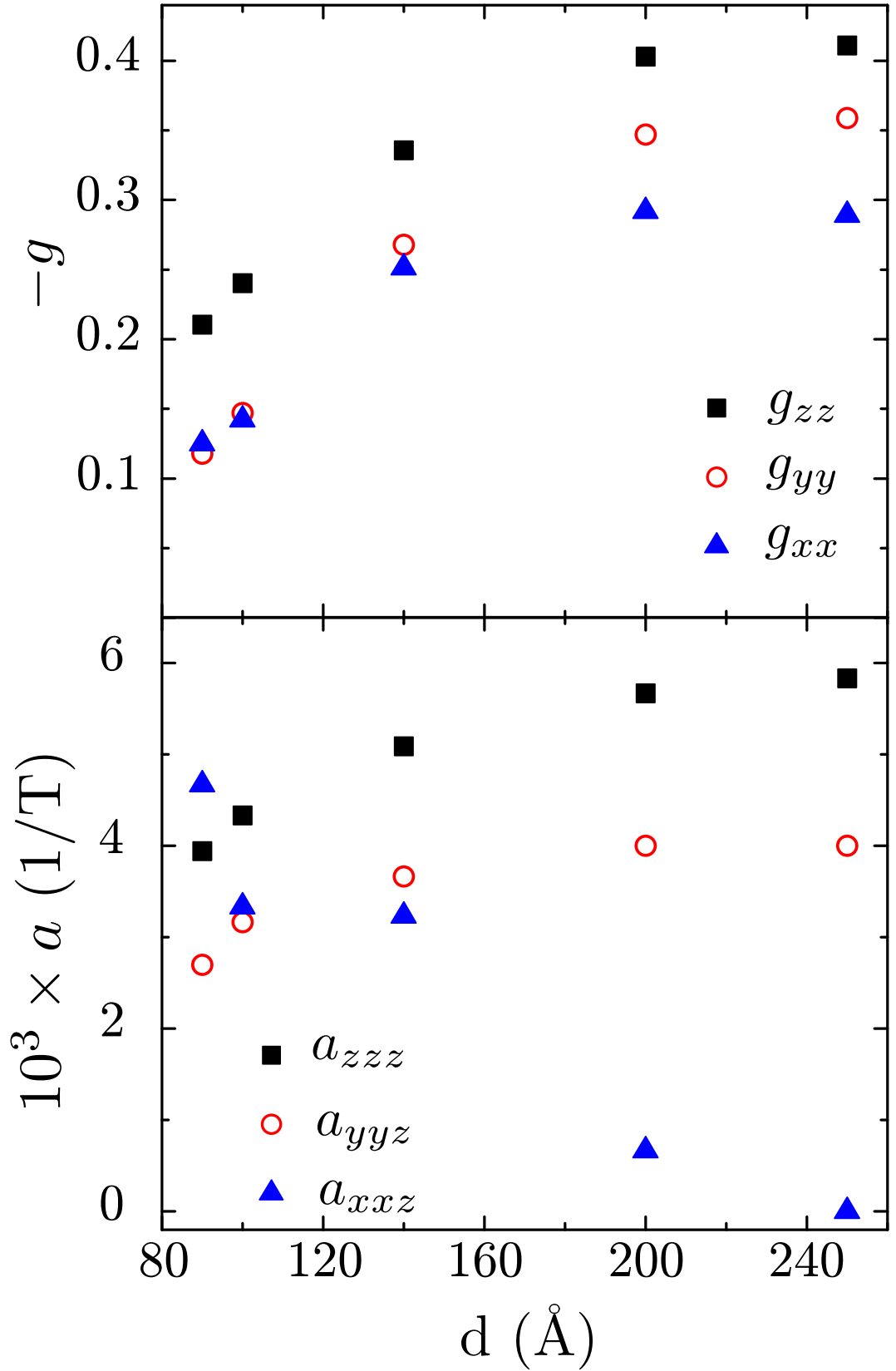


Рисунок 3.9: [8] Величины всех трех главных значений тензора g -фактора и трех ненулевых компонент псевдотензора $\hat{a}$, измеренные в GaAs - квантовых ямах различной ширины, но с одной концентрацией алюминия в барьерных слоях $x = 32\%$. Все величины a приведены к фактору заполнения $\nu = 1$.

3.4 Выводы

В рамках главы 3 было изложено экспериментальное определение структуры 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. 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 ненулевые компоненты псевдотензора $a_{\alpha\beta\gamma}$ различны, а в симметричной яме плоскостные компоненты a_{xxz} и a_{yyz} равны.

Были измерены все три ненулевых компоненты тензора $g_{\alpha\beta}$ и псевдотензора $a_{\alpha\beta\gamma}$ 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 δE уровня размерного квантования электрона линейна и универсальна, т.е. g_{zz} и a_{zzz} зависят лишь от δE , а изменение параметров ямы (ширина, высота потенциальных стенок и концентрация носителей заряда) изменяет δE , 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 $|g_{xx} - g_{zz}|$ уменьшается при понижении ширины ямы и практически пропадает для ям шириной 80 нм, а величина $a_{xxz} - a_{yyz}$ сначала падает по модулю и меняет знак в достаточно узких ямах.

Глава 4

Спиновая релаксация в гетероструктурах GaAs/AlGaAs вблизи нечетных факторов заполнения

В рамках данной главы будет изложено экспериментальное изучение времени спиновой релаксации в различных GaAs/AlGaAs гетероструктурах (симметричной и асимметричной квантовых ямах и одиночном гетеропереходе) вблизи нечетных факторов заполнения $\nu = 1, 3, 5, 7$. Время релаксации спина двумерных электронов определялось по ширине линии резонансного микроволнового поглощения. В первом параграфе данной главы обсуждаются зависимости времени спиновой релаксации от величины и ориентации магнитного поля, а также от фактора заполнения [41], во втором параграфе - от температуры образца [7, 41]. В третьем параграфе описываются выводы данной экспериментальной

4.1 Зависимость спиновой релаксации от величины и ориентации магнитного поля, фактора заполнения.

В грязных образцах резонансный контур ЭПР неоднородно уширен и имеет гауссову форму. Ширина такого пика определяется временем спиновой релаксации τ лишь отчасти и в основном зависит от неоднородности образца. Благодаря флуктуациям случайного потенциала локальный фактор заполнения существенно отличается от усредненного по всему образцу, что с учетом достаточно сильной зависимости $g(\nu)$ и приводит к неоднородному уширению пика ЭПР. В таких образцах изучение времени спиновой релаксации по ширине контура ЭПР невозможно.

В чистых же образцах пик ЭПР имеет лоренцеву форму, а его ширина полностью определяется временем спиновой релаксации электрона. Так, в исследованных в данной главе образцах: широкой квантовой яме (Т1) и одиночном гетеропереходе (hj) - минимальные наблюдаемые ширины пиков совпадали и составляли ≈ 6 мТ несмотря на существенное различие в подвижностях образцов, а значит, оба образца были достаточно однородны, а ширины пиков ЭПР зависели лишь от времени спиновой релаксации.

Ширина контура ЭПР зависит от величины и ориентации приложенного магнитного поля, что продемонстрировано на рисунке 4.1. Измерения проводились на квантовой яме Т1.

Зависимость обратного времени релаксации от фактора заполнения, показанная на рисунке 4.2, оказывается симметричной относительно фактора заполнения $\nu = 3$ для всех исследованных углов θ (образец Т1). Данный факт находится в полном соответствии с симметрией электрон-дырка. Видно, что, когда магнит-

ное поле перпендикулярно плоскости двумерного электронного газа (квадраты), обратное время спиновой релаксации $1/\tau$ увеличивается при отходе от целочисленного фактора заполнения. Описанное поведение сохраняется и в наклонном магнитном поле, и вблизи больших нечетных факторов заполнения ($\nu = 5, 7$), что проиллюстрировано рисунками 4.2 и 4.3 соответственно. Около $\nu = 7$ сигнал ЭПР был достаточно слабым, так как величина зеемановской энергии существенно меньше температуры двумерного электронного газа, поэтому экспериментально полученные значения времени спиновой релаксации демонстрируют сильный разброс. Вблизи более высоких факторов заполнения зеемановское расщепление еще меньше, достоверно измеримого сигнала ЭПР обнаружено не было.

Обнаруженное поведение времени релаксации свидетельствует о возникновении новых каналов рассеяния спиновых волн при отходе от ровно нечетных факторов заполнения. Например, при отходе от нечётного фактора заполнения двумерная электронная система переходит в металлическую фазу, появляются электроны проводимости, взаимодействие спиновых волн с которыми может увеличивать скорость спиновой релаксации. Этот вклад тем заметнее, чем больше электронов проводимости. Количество N таких электронов определяется температурой T электронной системы и значением фактора заполнения ν . При фиксированной температуре N растет при удалении от целочисленного фактора заполнения, а значит, вклад в спиновую релаксацию электрона увеличивается, время релаксации падает. Температурная зависимость количества электронов проводимости несколько сложнее. Вблизи нечетного фактора заполнения N падает при уменьшении температуры. Можно ожидать, что вдали от нечетного фактора заполнения понижение температуры приводит к росту N (например, из-за зависимости обменно-усиленного спинового расщепления, величина которого и определяет N , от температуры и фактора заполнения [60]). Данный факт должен приводить к сходным зависимостям времени спиновой релаксации от температуры: монотонное уменьшение в узкой окрестности нечетного фактора

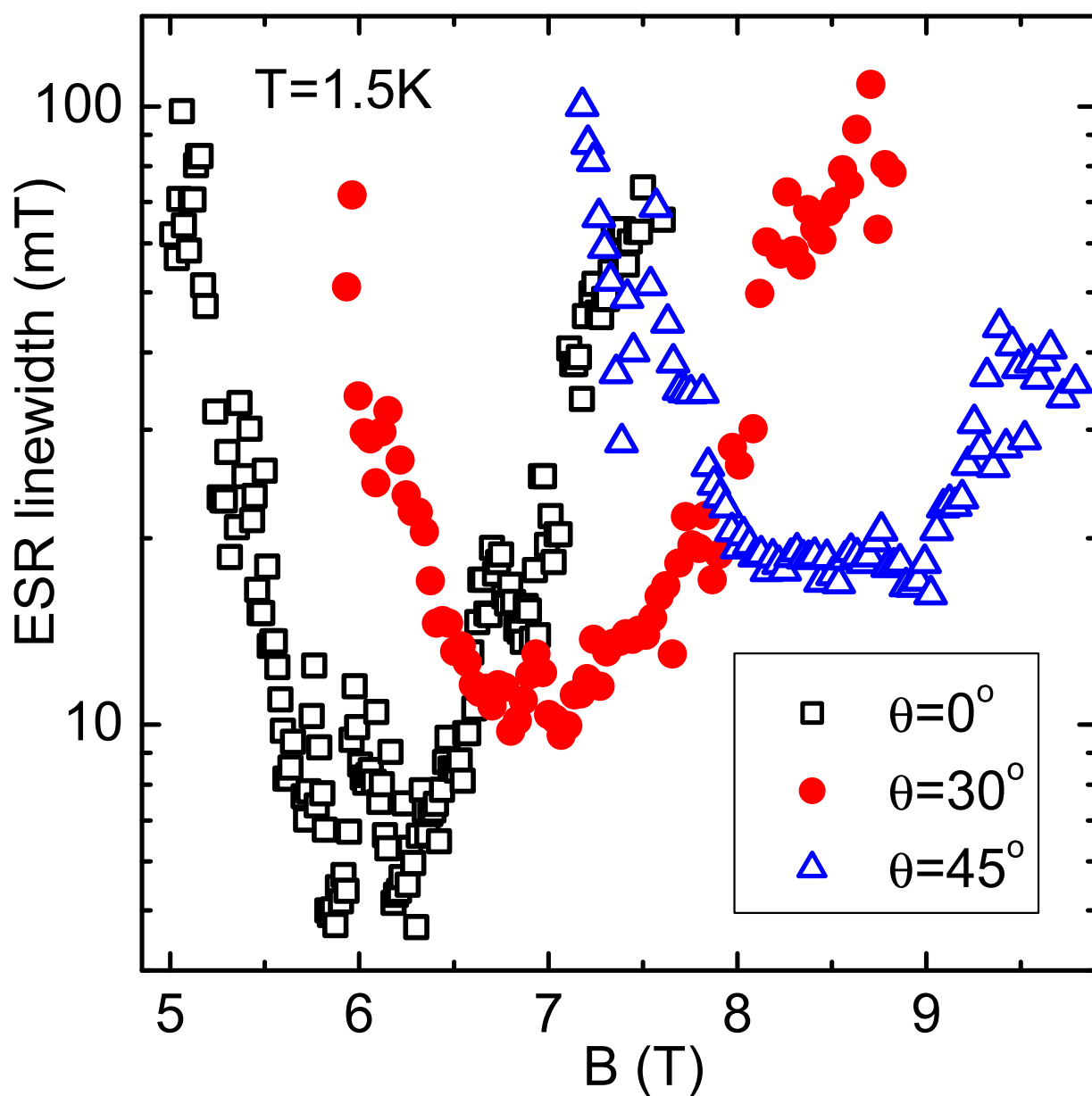


Рисунок 4.1: [41] Зависимость ширины линии ЭПР от полного магнитного поля при трех различных ориентациях магнитного поля. Плоскостная компонента магнитного поля направлена вдоль направления [110]. Квадраты, круги и треугольники отвечают углам $\theta = 0^\circ$, 30° и 45° , соответственно.

Образец T1. $n = 4.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

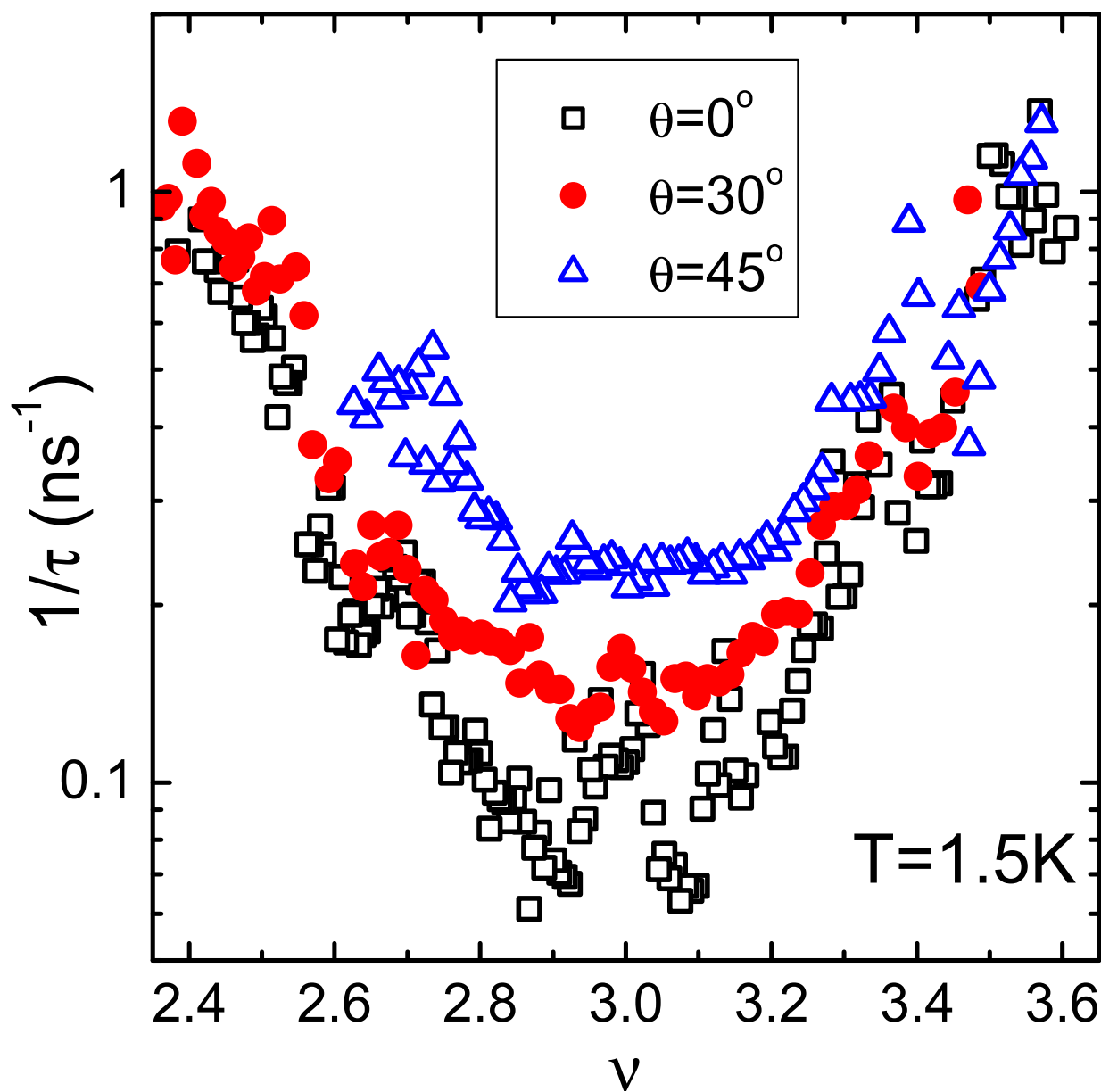


Рисунок 4.2: [41] Зависимость обратного времени спиновой релаксации двумерных электронов от фактора заполнения для трех различных ориентаций магнитного поля. Плоскостная компонента магнитного поля направлена вдоль направления [110]. Квадраты, круги и треугольники отвечают углам $\theta = 0^\circ, 30^\circ$ и 45° , соответственно. Образец T1. $n = 4.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

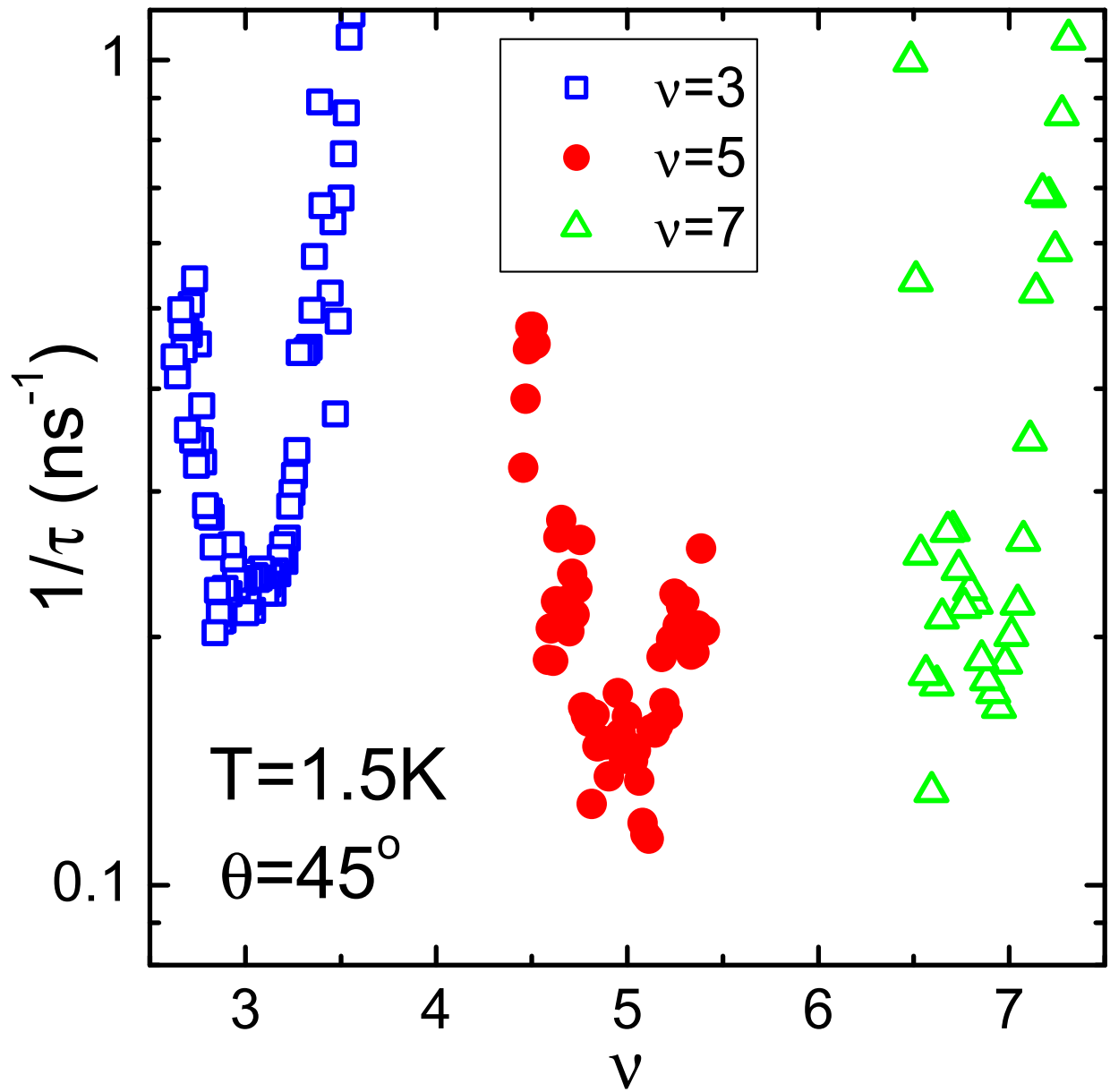


Рисунок 4.3: [41] Поведение обратного времени спиновой релаксации двумерных электронов вблизи факторов заполнения $\nu = 3, 5, 7$. Плоскостная компонента магнитного поля направлена вдоль направления $[110]$. Угол $\theta = 45^\circ$. Образец T1 с $n = 4.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

заполнения и резкий рост с температурой вдали от них. Температурные зависимости будут обсуждаться в следующем параграфе данной главы.

Величина зеемановского расщепления для фиксированного фактора заполнения увеличивается с ростом угла наклона поля θ . Таким образом, при увеличении θ следует ожидать уменьшения числа спиновых экситонов, играющих роль наиболее эффективных в условиях эксперимента рассеивателей, а значит, скорость спиновой релаксации должна уменьшаться. Тем удивительнее выглядит тот факт, что измеряемое минимальное значение обратного времени релаксации растет в асимметричной квантовой яме при увеличении угла наклона поля θ . Зависимость минимального значения $1/\tau(\nu)$ от плоскостной компоненты магнитного поля (т.е. от угла θ) оказалась принципиально разной в симметричной и асимметричной квантовых ямах, обладающих сходными параметрами. Так в симметричной яме (SQW20) минимальная величина $1/\tau(\nu)$ вблизи $\nu = 3$ меняется лишь незначительно с 0.13 нс^{-1} при $\theta = 0^\circ$ до 0.145 нс^{-1} при $\theta = 45^\circ$. Теоретического объяснения данного факта нам не известно. Следует отметить, что фактору заполнения $\nu = 3$ при $\theta = 45^\circ$ соответствует достаточно большая плоскостная компонента магнитного поля $B_{\parallel} \approx 6 \text{ Т}$. В таких полях магнитная длина сравнима с шириной исследованной квантовой ямы, а влияние плоскостной компоненты магнитного поля на свойства двумерного газа становится значительным. Изменение угла ϕ , как оказалось, при фиксированном угле θ не приводит к каким-либо качественным изменениям.

Можно заметить, что поведение времени спиновой релаксации вблизи нечетных факторов заполнения $\nu = 3, 5, 7$ и при различных углах θ качественно очень похоже. Время спиновой релаксации уменьшается при отходе от целочисленного фактора заполнения. Однако значение времени спиновой релаксации ровно в нечетных факторах заполнения зависит от величины ν : на рисунке 4.3, например, хорошо заметно, что $1/\tau$ больше при $\nu = 3$, чем при $\nu = 5$. Чем больше ν , тем меньше величина магнитного поля, а вместе с ней и величина зеемановского расщепления. При этом больше количество спиновых экситонов, а значит,

больше и их вклад в спиновую релаксацию. Но при ненулевых углах наклона θ плоскостная компонента магнитного поля уменьшается при увеличении фактора заполнения, а следовательно, вносит меньший вклад в спиновую релаксацию. Значит, следует ожидать, что зависимость $1/\tau(\nu)$ ровно в нечетных факторах заполнения будет немонотонна, особенно при углах θ отличных от нулевого. Данный факт подтверждается рисунком 4.3.

4.2 Температурные зависимости времени спиновой релаксации

Рассмотрим сначала спиновую релаксацию электронов ровно в нечетных факторах заполнения, т.е. в квантовохолловском ферромагнетике.

В литературном обзоре указывались возможные процессы релаксации электронов в такой системе. Теоретические расчеты показывали, что доминирующим механизмом в экспериментально доступном для нас области температур (от 1.5 К до 4.2 К) и магнитных полей (до 10 Т) оказывается рассеяние с участием порожденных тепловыми флуктуациями спиновых экситонов. При этом несохранение спина обеспечивается взаимодействием между спиновыми и орбитальными степенями свободы [6]. Данный факт был подтвержден экспериментально в рамках данной работы. На рисунке 4.4 показана зависимость времени спиновой релаксации, измеренной на одиночном гетеропереходе при $\nu = 1$. Пустые круги - экспериментальные данные, а сплошная линия - теоретический расчет. Экспериментальные данные качественно согласуются с теоретическими расчетами.

В предыдущем параграфе уже указывалось, что при отходе от точно нечетного фактора заполнения появляются дополнительные каналы релаксации спина электрона. Одним из наиболее вероятных является канал рассеяния, связанный с появлением делокализованных электронов проводимости. Так, вдали от це-

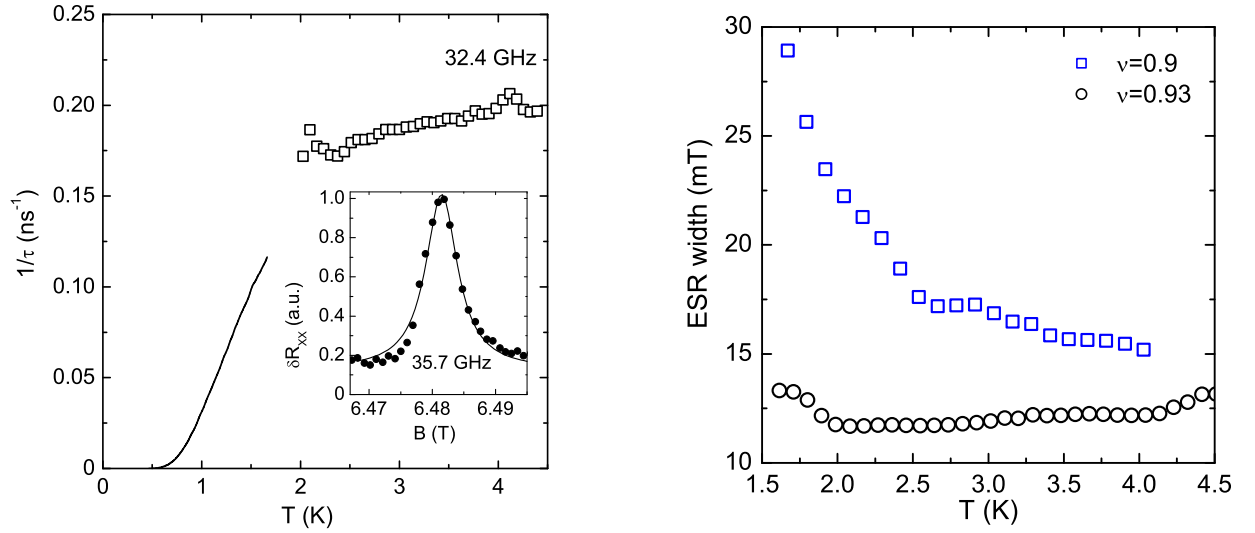


Рисунок 4.4: [7] На левой панели сравнение экспериментальной температурной зависимости времени спиновой релаксации при $\nu = 1$ с теоретическим расчетом [6]. На вставке - пример узкого пика ЭПР. На правой панели - ширины пика ЭПР при разных T вблизи различных ν . Образец - одиночный GaAs/AlGaAs гетеропереход с $n = 1.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при $\theta = 0^\circ$.

лочисленных факторов заполнения понижение температуры может приводить к увеличению таких электронов и к интенсификации процессов рассеяния спина.

Экспериментально снятые зависимости $1/\tau$ от температуры при различных значениях фактора заполнения и при $\theta = 45^\circ$ приведены на рисунке 4.5 (образец T1). Видно, что 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. Наиболее отчетливо данный эффект заметен в области температур $T < 2\text{ K}$.

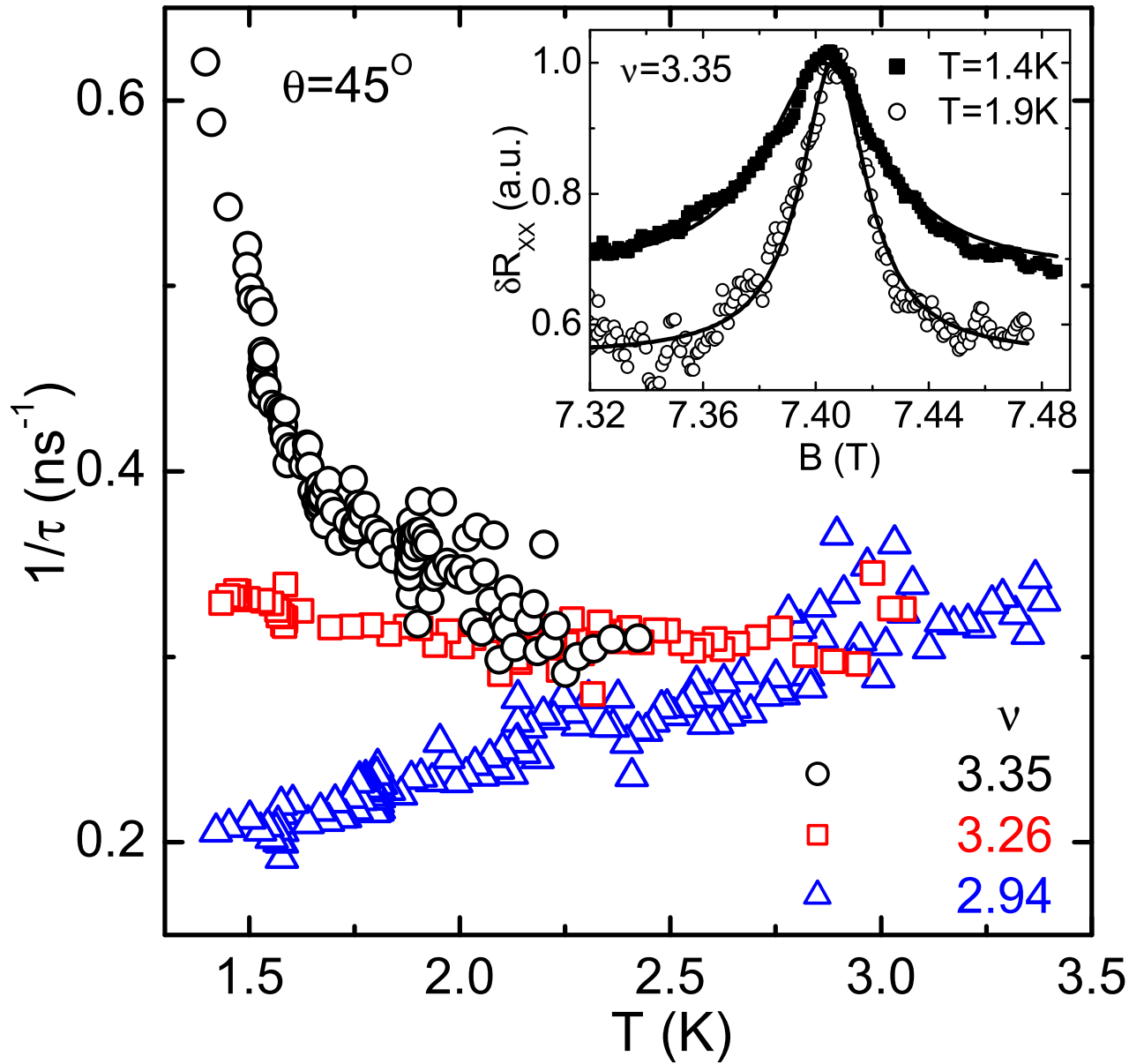


Рисунок 4.5: [41] Температурная зависимость обратного времени спиновой релаксации при факторах заполнения 2.94 (треугольники), 3.26 (квадраты), 3.35 (круги). Для фактора заполнения $\nu = 3.35$ на вставке приведены примеры линий ЭПР для двух температур: $T = 1.9$ К (круги) и $T = 1.4$ К (квадраты); линии получены подгонкой резонансов лоренцевой формой (для учета нерезонансного фона добавлена константа). Образец - широкая асимметричная GaAs/AlGaAs квантовая яма (образец T1 с $n = 4.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$).

На вставке к рисунку 4.5 приведены для фактора заполнения $\nu = 3.35$ примеры линий ЭПР для двух температур: $T = 1.9$ К (круги) и $T = 1.4$ К (квадраты); линии получены подгонкой резонансов лоренцевой формой. Нерезонансный фон считался постоянным вблизи ЭПР и учитывался прибавлением константы.

Сходная зависимость $1/\tau$ от температуры наблюдалась и при всех других ориентациях магнитного поля и на всех изученных образцах. На рисунке 4.4 показаны зависимости ширины пика ЭПР от температуры вблизи $\nu = 1$, измеренные на одиночном гетеропереходе. Так при $\nu = 0.93$ зависимость ширины пика от температуры выражена крайне слабо, в то время как при $\nu = 0.9$ ширина пика ЭПР резко возрастает с понижением температуры.

Следует заключить, что полученные экспериментально температурные зависимости также свидетельствуют о возникновении новых каналов рассеяния при отходе от нечетных факторов заполнения.

4.3 Выводы

По ширине резонансной линии, отвечающей электронному парамагнитному резонансу, были экспериментально получены зависимости времени спиновой релаксации τ двумерных электронов в режиме квантовохолловского ферромагнетика 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 экспериментально подтверждено следующее теоретическое предсказание: в исследованном диапазоне температур и магнитных полей спиновая релаксация определяется рассеянием на тепловых спиновых волнах, при этом спин-орбитальное взаимодействие приводит к несохранению спинового магнитного момента. Было показано, что 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 ν . Ровно в нечетных ν время спиновой релаксации растет с понижением T . При некото-

рых промежуточных факторах заполнения τ практически не меняется с изменением T (от 1.5 К до 4.2 К), а при дальнейшем отходе от фактора заполнения τ демонстрирует резко возрастающую при уменьшении температуры зависимость. Данные факты свидетельствуют о появлении новых каналов релаксации спина, например, канала рассеяния на делокализованных электронах. 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. Данный факт пока не имеет теоретического объяснения.

Концепция спиновых экситонов даже при небольшом удалении от нечетного фактора заполнения больше не применима, основное состояние системы практически не изучено ни экспериментально, ни теоретически. Данный факт еще раз подчеркивает важность экспериментов, поставленных в рамках данной главы.

Глава 5

g -фактор электрона в AlAs-квантовой яме

Результаты данной главы опубликованы в статье [42]. Основной целью данной главы является тщательное изучение g -фактора электрона в [001] AlAs-квантовой яме шириной 16 нм, экспериментальное определение структуры тензора g -фактора для каждой из заполненных электронных долин и измерение их главных значений, что будет описано в первом разделе данной главы. В последнем разделе приводятся выводы данной главы.

5.1 Измерение g -фактора в AlAs-квантовой яме посредством ЭПР

Объектом исследования данной главы является выращенная вдоль [001] 16 нм AlAs/AlGaAs квантовая яма асимметрично легированная кремнием до плотности $n = 1.8 \times 10^{11} \text{см}^{-2}$. Зависимость сопротивления образца от магнитного поля, перпендикулярного плоскости двумерной системы, показана на нижней панели рисунка 5.1. На левой верхней панели продемонстрирована схема расположения электронных долин относительно кристаллографических осей и внешнего маг-

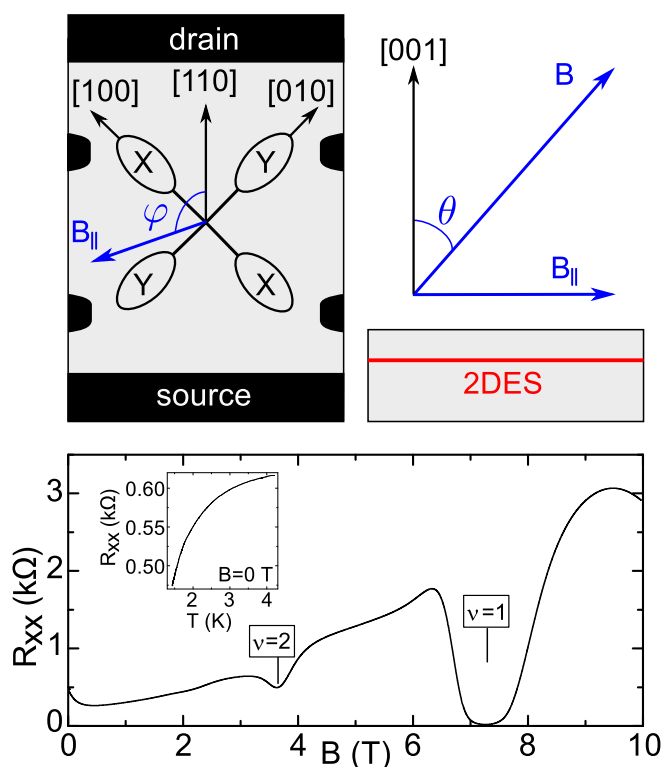


Рисунок 5.1: [42] Схема положения электронных долин по отношению к осям образца (верхняя панель), на нижней панели - продольное сопротивление образца при разном магнитном поле, на вставке - температурная зависимость сопротивления в нулевом магнитном поле.

нитного поля, определены углы θ (угол между магнитным полем и нормалью к плоскости двумерной системы) и ϕ (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. По всей видимости, даже в нулевом перпендикулярном магнитном поле (при этом нет квантования Ландау и не наблюдаются осцилляции Шубникова-де Гааза) сопротивление образца зависит от температуры достаточно сильно, так что возможно детектировать слабый разогрев, обусловленный резонансным поглощением микроволнового излучения. Температурная зависимость продольного сопротивления образца в нулевом магнитном поле приведена на вставке к нижней панели рисунка 5.1. Следует отметить, что величина g -фактора электрона оказалась большой, так что

частоты микроволнового поля, при которых наблюдался ЭПР в диапазоне магнитных полей от 2 Т до 6 Т, были существенно больше температуры системы, а значит, спиновая поляризация системы была велика.

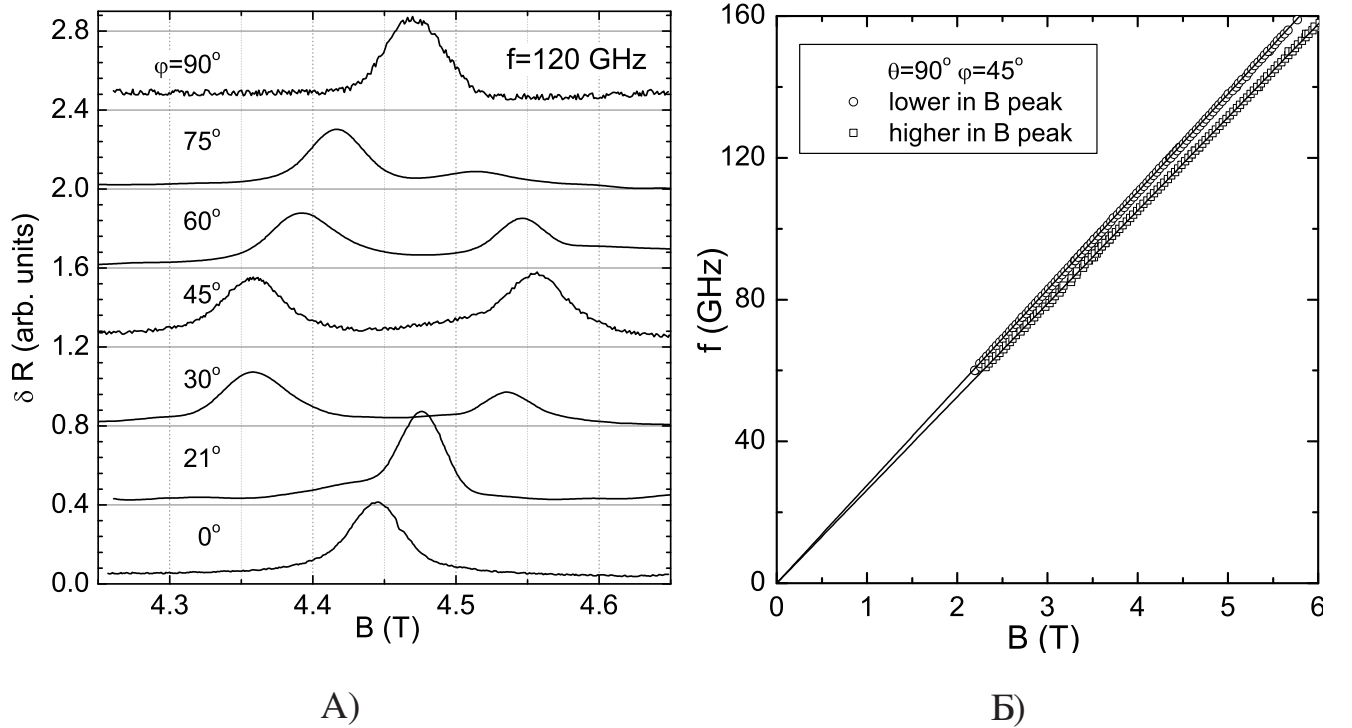


Рисунок 5.2: [42] А) Типичные пики ЭПР, измеренные при различной ориентации плоскостной компоненты магнитного поля (данные смещены вдоль оси ординат для наглядности). Угол $\theta = 90^\circ$, а частота излучения равна 120 ГГц. Б) Зависимости частоты ЭПР $f(B)$ нижнего и верхнего по магнитному полю пиков при $\theta = 90^\circ$, $\phi = 45^\circ$.

Типичные пики ЭПР в δR_{xx} , измеренные при фиксированной частоте микроволнового поля $f = 120$ ГГц и различных углах ϕ ориентации плоскостной компоненты магнитного поля, показаны на рисунке 5.2А). Угол $\theta = 90^\circ$ был зафиксирован, т.е. магнитное поле было полностью параллельно плоскости двумерной электронной системы. Все пики имели лоренцеву форму. Только один пик ЭПР наблюдался при $\phi = 0^\circ$ или 90° (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

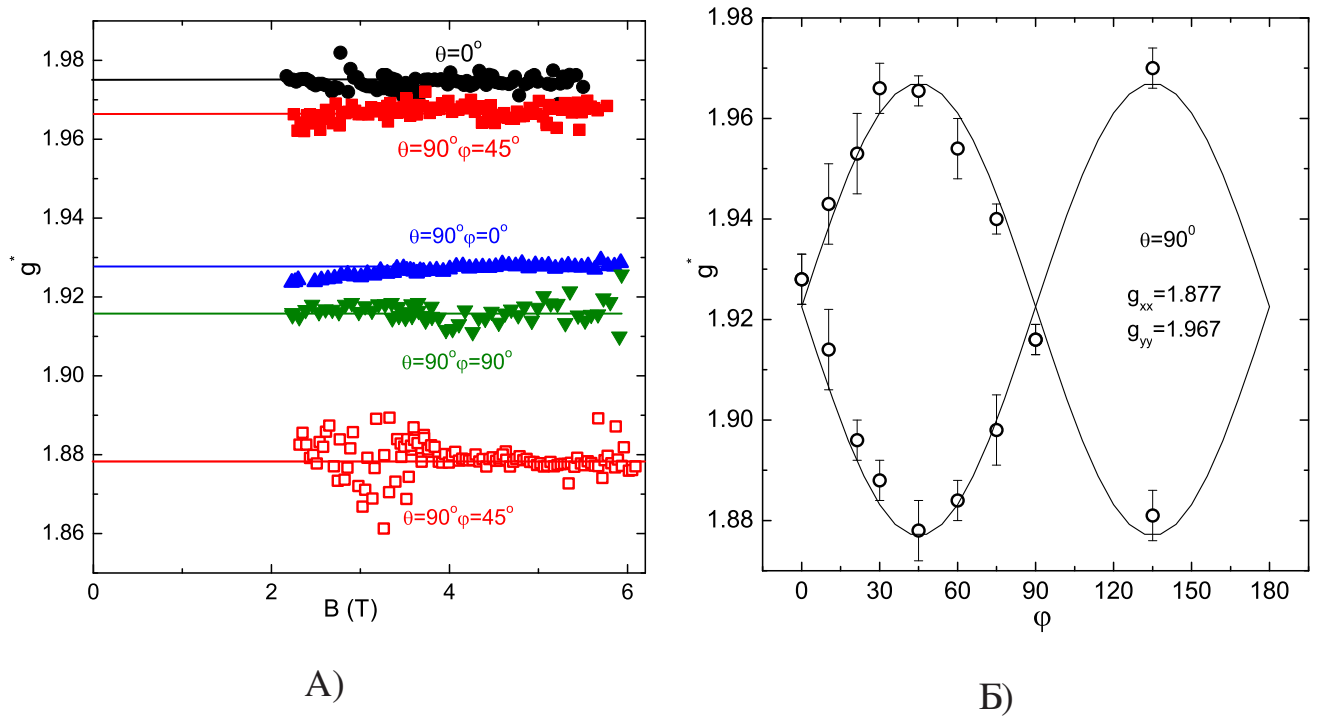


Рисунок 5.3: [42] А) Зависимости эффективного g -фактора от магнитного поля для нескольких наиболее значимых ориентаций магнитного поля относительно кристаллографических осей образца. Сплошные линии представляют линейную экстраполяцию в нулевое магнитное поле. Б) Эффективный g -фактор вблизи дна подзоны размерного квантования от угла ϕ . Два значения g при одном ϕ отвечают двум хорошо разрешимым контурам ЭПР. Угол θ составлял 90° . Сплошные линии - аппроксимация по формуле 5.1.

направлено вдоль $[100]$ и $[010]$. Следует заключить, что два указанных резонансных контура соответствуют спиновому резонансу электронов, заселяющих X - и Y -долины. Z -долина оказалась пустой, так как положение пика спинового резонанса электронов из этой долины не зависело бы от угла ϕ . Более того, только один резонанс наблюдался в случае $\theta = 0^\circ$. Симметрия системы (см. рисунок 5.1) диктует, что величины g -фактора электрона для населенных долин совпадают для направлений $[110]$ и $[1\bar{1}0]$ и, таким образом, спиновые резонансы электронов указанных двух долин должны совпадать и образовывать единственный пик. Согласно тем же симметричным соображениям максимальная разность между g -факторами X - и Y -долин (как следствие, максимальное

расстояние между двумя пиками по магнитному полю) должно наблюдаться в случае, когда магнитное поле направлено вдоль $[100]$ и $[010]$

Для более точного измерения g -фактора электрона ЭПР был измерен для целого ряда экспериментально доступных частот микроволнового излучения при фиксированных углах θ и ϕ . 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 . Данный факт проиллюстрирован на рисунке 5.2Б), на котором показаны зависимости $f(B_1)$ и $f(B_2)$ для верхнего и нижнего по магнитному полю пиков ЭПР при $\theta = 0^\circ, \phi = 45^\circ$. Несмотря на то, что указанные зависимости близки, разница между ними намного больше экспериментальной ошибки. 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 μ_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 5.3А). 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 θ и ϕ , задающих ориентацию магнитного поля. Обозначим главные значения тензора фактора Ланде как x, y, z , тогда для одной долины можно записать:

$$(g^0)^2(\theta, \varphi) = [g_x^2 \cos^2 \varphi + g_y^2 \sin^2 \varphi] \sin^2 \theta + g_z^2 \cos^2 \theta \quad (5.1)$$

Здесь g_x, g_y, g_z - главные значения тензора g -фактора электрона.

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 $\theta = 0^\circ$, т.е. при магнитном поле, направленном вдоль оси роста гетероструктуры. 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 5.3Б). Хорошо разрешаются две ветки, осциллирующие с периодом 180° и сдвинутые на 90° 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 ϕ отсчитывается от направления $[110]$). Аппроксимация (сплошные линии на рисунке 5.3Б)) экспериментальных данных согласно формуле 5.1 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.

5.2 Выводы

Электронный парамагнитный резонанс был исследован в асимметрично легированной до $n = 1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ 16 нм AlAs-квантовой яме, выращенной вдоль направления $[001]$. ЭПР детектировался даже при магнитном поле параллельном плоскости двумерной электронной системы, что позволило с большой точностью измерить плоскостную анизотропию тензора фактора Ланде. Когда магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости двумерной системы или вдоль

$[110]$ или $[1\bar{1}0]$, наблюдался только один пик ЭПР. Во всех остальных случаях наблюдались два пика ЭПР. Данный факт свидетельствует о том, что электронами заселены обе плоскостные долины, каждая из них при этом характеризуется анизотропным тензором g -фактора с главными осями $[001]$, $[010]$, $[001]$. Главные значения измерены для каждой долины. Полученные данные указывают, что Z -долина не заселена электронами.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы заключаются в следующем:

В чистой комнате ИФТТ РАН отработаны методики травления мез и формирования омических контактов к различным GaAs/AlGaAs и AlAs/AlGaAs гетероструктурам, приготовлены образцы для транспортных измерений. Отработана методика двойного синхронного детектирования добавки δR_{xx} к продольному магнетосопротивлению образца, обусловленную поглощением микроволнового излучения. Создана низкотемпературная вставка в полутораградусную камеру криостата, позволяющая изменять ориентацию образца относительно магнитного поля без термоциклирования образца. Концентрация алюминия (а также энергия нижайшего уровня размерного квантования) измерена в различных GaAs/AlGaAs квантовых ямах посредством фотолитографии.

Установлена структура тензора $g_{\alpha\beta}$ и псевдотензора $a_{\alpha\beta\gamma}$ в GaAs/AlGaAs квантовых ямах, выращенных вдоль направления [001]. Продemonстрировано, что основными осями O_x, O_y и O_z $g_{\alpha\beta}$ 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.

Измерены все три ненулевые компоненты тензора $g_{\alpha\beta}$ и псевдотензора $a_{\alpha\beta\gamma}$ 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. Дальнейшее развитие данного направления исследований включает в себя измерение зависимости всех компонент $g_{\alpha\beta}$ и $a_{\alpha\beta\gamma}$ от внешнего электрического поля, приложенного в направлении роста квантовых ям с различными параметрами, а его результаты могут привести к созданию механизмов эффективного контроля и управления спиновыми состояниями электрона.

По ширине пика ЭПР были измерены зависимости времени спиновой релаксации τ двумерных электронов от фактора заполнения и температуры вблизи нечетных $\nu = 3, 5, 7$ и в диапазоне температур от 1.3 К до 4.2 К. Было показано, что 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 ν . Ровно в нечетных ν время спиновой релаксации растет с понижением T . При некоторых промежуточных факторах заполнения τ практиче-

ски не меняется с изменением T (от 1.5 К до 4.2 К), а при дальнейшем отходе от фактора заполнения τ демонстрирует резко возрастающую при уменьшении температуры зависимость. Была обнаружена зависимость времени спиновой релаксации от ориентации магнитного поля: в нечетных факторах заполнения при увеличении плоскостной компоненты магнитного поля время спиновой релаксации уменьшалось. Данные эксперименты логично распространить в будущем на факторы заполнения, отвечающие состояниям дробного квантового эффекта Холла, что позволит получить новую информацию как об основном состоянии, так и о спектре возбуждений двумерной системы в этом недостаточно хорошо изученном режиме.

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. В качестве следующих шагов по экспериментальному изучению спиновых свойств AlAs/AlGaAs гетероструктур следует упомянуть изучение процессов деполяризации ядерных спинов, а также изучение зависимости амплитуды ЭПР от фактора заполнения в сильных квантующих магнитных полях и при различных температурах.

Автор искренне признателен своему научному руководителю Игорю Владимировичу Кукушкину за содействие и всестороннюю поддержку на всех этапах настоящей работы, Юрию Александровичу Нефёдову за всеобъемлющую по-

мощь на каждой стадии эксперимента и плодотворные обсуждения полученных результатов. Хочу также поблагодарить В. Волкова, Ж. Девизорову, А. Фортунатова, В. Муравьева и В. Соловьева за совместное плодотворное сотрудничество, а также весь коллектив ЛНЭП за поддержку и дружескую атмосферу. Выражаю огромную благодарность W. Dietsche и S. Schmult за предоставленные GaAs/AlGaAs квантовые ямы и гетеропереходы, а W. Dietsche, W. Wegscheider - за AlAs/AlGaAs гетероструктуры.

Литература

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. Awschalom D. D., Flatte M. E., Samarth N. Spintronics // *Scientific American*. — June 2002.
3. Žutić I., Fabian J., Das Sarma S. Spintronics: Fundamentals and applications // *Rev. Mod. Phys.* — 2004. — Apr. — Vol. 76. — Pp. 323–410.
4. Datta S., Das B. Electronic analog of the electro-optic modulator // *Applied Physics Letters*. — 1990. — Vol. 56, no. 7. — Pp. 665–667.
5. Bader S. D., Parkin S. S. P. Spintronics // *Annual Review of Condensed Matter Physics*. — 2010. — Vol. 1, no. 1. — Pp. 71–88.
6. Dickmann S., Artyukhin S. Spin-Wave Relaxation in a Quantum Hall Ferromagnet // *Pis'ma v ZhETF*. — 2009. — Vol. 89. — Pp. 153–157.
7. Спиновая релаксация двумерных электронов в холловском ферромагнетике / Ю. А. Нефедов, А. А. Фортунатов, А. В. Щепетильников, И. В. Кукушкин // *Письма в ЖЭТФ*. — 2010. — Т. 91. — С. 385–389.
8. 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.

9. Калевич В. К., Корнев В. Л. Анизотропия электронного g -фактора в квантовых ямах GaAs/AlGaAs // *Письма в ЖЭТФ*. — 1992. — Т. 56. — С. 257.
10. Девизорова Ж. А., Волков В. А. Спиновое расщепление 2D-состояний в зоне проводимости несимметричных гетероструктур: вклад атомарно резкого интерфейса // *Письма в ЖЭТФ*. — 2013. — Т. 98. — С. 110 – 115.
11. 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.
12. Dresselhaus G. Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures // *Phys. Rev.* — 1955. — Oct. — Vol. 100. — Pp. 580–586.
13. Бычков Ю. А., Раиба Э. И. Свойства двумерного электронного газа со снятым вырождением спектра // *Письма в ЖЭТФ*. — 1984. — Т. 39. — С. 66–69.
14. Bychkov Yu. A., Rashba E. I. Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers // *Journal of Physics C: Solid State Physics*. — 1984. — Vol. 17, no. 33. — P. 6039.
15. Завойский Е. К. Докторская диссертация // *ФИАН, Москва*. — 1944.
16. Ивченко Е. Л., Киселев А. А. Электронный g -фактор в квантовых ямах и сверхрешетках // *ФТП*. — 1992. — Т. 26. — С. 1471–1479.
17. Ivchenko E. L., Kiselev A. A., Willander M. Electronic g factor in biased quantum wells // *Solid State Communications*. — 1997. — Vol. 102, no. 5. — Pp. 375 – 378.
18. Kiselev A. A., Ivchenko E. L., Rössler U. Electron g factor in one- and zero-dimensional semiconductor nanostructures // *Phys. Rev. B*. — 1998. — Dec. — Vol. 58. — Pp. 16353–16359.

19. 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.
20. Anisotropy of the electron Landé g factor in quantum wells / P. Le Jeune, D. Robert, X. Marie et al. // *Semiconductor Science and Technology*. — 1997. — Vol. 12, no. 4. — P. 380.
21. Magnetic g factor of electrons in GaAs/Al_{*x*}Ga_{1-*x*}As quantum wells / M. J. Snelling, G. P. Flinn, A. S. Plaut et al. // *Phys. Rev. B*. — 1991. — Nov. — Vol. 44. — Pp. 11345–11352.
22. Universal behavior of the electron g factor in GaAs/Al_{*x*}Ga_{1-*x*}As quantum wells / I. A. Yugova, A. Greilich, D. R. Yakovlev et al. // *Phys. Rev. B*. — 2007. — Jun. — Vol. 75. — P. 245302.
23. 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.
24. 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.
25. Pfeffer P., Zawadzki W. Anisotropy of spin g factor in GaAs/Ga_{1-*x*}Al_{*x*}As symmetric quantum wells // *Phys. Rev. B*. — 2006. — Dec. — Vol. 74. — P. 233303.
26. Zapasskii V. S. Spin-noise spectroscopy: from proof of principle to applications // *Adv. Opt. Photon.* — 2013. — Vol. 5, no. 2. — Pp. 131–168.
27. 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.

28. *Stein D., von Klitzing K., Weimann G.* Electron Spin Resonance on GaAs – Al_xGa_{1-x}As Heterostructures // *Phys. Rev. Lett.* — 1983. — Jul. — Vol. 51. — Pp. 130–133.
29. *Brillouin L.* A Theorem of Larmor and Its Importance for Electrons in Magnetic Fields // *Phys. Rev.* — 1945. — Apr. — Vol. 67. — Pp. 260–266.
30. *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.
31. *Бычков Ю. А., Иорданский С. В., Элиашберг Г. М.* Двумерные электроны в сильном магнитном поле // *Письма в ЖЭТФ.* — 1981. — Т. 33.
32. *Weisbuch C., Hermann C.* Optical detection of conduction-electron spin resonance in GaAs, Ga_{1-x}In_xAs, and Ga_{1-x}Al_xAs // *Phys. Rev. B.* — 1977. — Jan. — Vol. 15. — Pp. 816–822.
33. *Roth L. M., Lax B., Zwerdling S.* Theory of Optical Magneto-Absorption Effects in Semiconductors // *Phys. Rev.* — 1959. — Apr. — Vol. 114. — Pp. 90–104.
34. *g-factor anisotropy in a GaAs/Al_xGa_{1-x}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.
35. *Electron g-factor anisotropy in GaAs/Al_{1-x}Ga_xAs 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.
36. *Spin-orbit fields in asymmetric (001)-oriented GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells / P. S. Eldridge, J. Hübner, S. Oertel et al. // Phys. Rev. B.* — 2011. — Jan. — Vol. 83. — P. 041301.

37. Anisotropy of Zeeman splitting in asymmetric GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As thin films / S. Hallstein, M. Oestreich, W. W. Ruhle, K. Kohler // Proceedings of 12th International Conference High Magnetic Fields in the Physics of Semiconductors. — 1996. — P. 593.
38. *Dobers M., von Klitzing K., Weimann G.* Electron-spin resonance in the two-dimensional electron gas of GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures // *Phys. Rev. B.* — 1988. — Sep. — Vol. 38. — Pp. 5453–5456.
39. *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.
40. 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.
41. *Щепетильников А. В., Нефедов 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.
42. 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.
43. Nanostructures in GaAs fabricated by molecular beam epitaxy / L. N. Pfeiffer, K. W. West, R. L. Willett et al. // *Bell Labs Technical Journal.* — 2005. — Vol. 10, no. 3. — Pp. 151–159.
44. High quality two dimensional electron system confined in an AlAs quantum well / T. S. Lay, J. J. Heremans, Y. W. Suen et al. // *Applied Physics Letters.* — 1993. — Vol. 62, no. 24. — Pp. 3120–3122.

45. *von Klitzing K.* The quantized Hall effect // *Rev. Mod. Phys.* — 1986. — Jul. — Vol. 58. — Pp. 519–531.
46. *Ando T., Fowler A. B., Stern F.* Electronic properties of two-dimensional systems // *Rev. Mod. Phys.* — 1982. — Apr. — Vol. 54. — Pp. 437–672.
47. *Stormer H. L.* Nobel Lecture: The fractional quantum Hall effect // *Rev. Mod. Phys.* — 1999. — Jul. — Vol. 71. — Pp. 875–889.
48. Unraveling the Spin Polarization of the $\nu = 5/2$ Fractional Quantum Hall State / L. Tiemann, G. Gamez, N. Kumada, K. Muraki // *Science*. — 2012. — Vol. 335, no. 6070. — Pp. 828–831.
49. *Krishtopenko S. S., Gavrilenko V. I., Goiran M.* Spin-wave excitations and electron spin resonance in symmetric and asymmetric narrow-gap quantum wells // *Phys. Rev. B*. — 2013. — Apr. — Vol. 87. — P. 155113.
50. Temperature dependence and mechanism of electrically detected ESR at the $\nu = 1$ filling factor of a two-dimensional electron system / E. Olshanetsky, J. D. Caldwell, M. Pilla et al. // *Phys. Rev. B*. — 2003. — Apr. — Vol. 67. — P. 165325.
51. *Fang F. F., Stiles P. J.* Effects of a Tilted Magnetic Field on a Two-Dimensional Electron Gas // *Phys. Rev.* — 1968. — Oct. — Vol. 174. — Pp. 823–828.
52. Exchange enhancement of the spin splitting in a GaAs-Ga_xAl_{1-x}As heterojunction / R. J. Nicholas, R. J. Haug, K. von Klitzing, G. Weimann // *Phys. Rev. B*. — 1988. — Jan. — Vol. 37. — Pp. 1294–1302.
53. *Mendez E. E., Esaki L., Wang W. I.* Resonant magnetotunneling in GaAlAs-GaAs-GaAlAs heterostructures // *Phys. Rev. B*. — 1986. — Feb. — Vol. 33. — Pp. 2893–2896.

54. *Mendez E. E., Nocera J., Wang W. I.* Oscillatory Landé factor of two-dimensional electrons under high magnetic fields // *Phys. Rev. B.* — 1993. — May. — Vol. 47. — Pp. 13937–13940.
55. Direct Measurements of the Spin Gap in the Two-Dimensional Electron Gas of AlGaAs-GaAs Heterojunctions / V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — Jul. — Vol. 79. — Pp. 729–732.
56. High-resolution spectroscopy of two-dimensional electron systems / O. E. Dial, R. C. Ashoori, L. N. Pfeiffer, K. W. West // *Nature.* — 2007. — Vol. 448. — Pp. 176–179.
57. Spectroscopic measurement of large exchange enhancement of a spin-polarized 2D electron gas / A. Pinczuk, B. S. Dennis, D. Heiman et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1992. — Jun. — Vol. 68. — Pp. 3623–3626.
58. Observation of collective excitations in the fractional quantum Hall effect / A. Pinczuk, B. S. Dennis, L. N. Pfeiffer, K. West // *Phys. Rev. Lett.* — 1993. — Jun. — Vol. 70. — Pp. 3983–3986.
59. *Ando T., Uemura Y.* Theory of Oscillatory g Factor in an MOS Inversion Layer under Strong Magnetic Fields // *Journal of the Physical Society of Japan.* — 1974. — Vol. 37, no. 4. — Pp. 1044–1052.
60. The low-temperature self-consistent g factor for heterostructures in strong magnetic fields / Q. Xu, P. Vasilopoulos, M. P. Das, F. M. Peeters // *Journal of Physics: Condensed Matter.* — 1995. — Vol. 7, no. 23. — P. 4419.
61. *Oh J. H., Chang K. J.* Variational quantum Monte Carlo calculation of the effective spin Landé g factor in a two-dimensional electron system // *Phys. Rev. B.* — 1996. — Aug. — Vol. 54. — Pp. 4948–4952.
62. *Yang C. H., Xu W.* Spin energy enhanced by exchange interaction in a Rashba

- spintronic system in quantizing magnetic fields // *Journal of Applied Physics*. — 2008. — Vol. 103, no. 1. — Pp. —.
63. Electron spin resonance of the two-dimensional electron system in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ at subunity filling factors / R. Meisels, I. Kulac, F. Kuchar, M. Kriechbaum // *Phys. Rev. B*. — 2000. — Feb. — Vol. 61. — Pp. 5637–5643.
 64. *Edelstein V. M.* Effects of orbital quantization on electron spin resonance in dirty broken-mirror-symmetry two-dimensional structures // *Phys. Rev. B*. — 2006. — Nov. — Vol. 74. — P. 193310.
 65. *Edelstein V. M.* Features of electron-spin-resonance excitation in impure asymmetric two-dimensional structures // *Phys. Rev. B*. — 2010. — Apr. — Vol. 81. — P. 165438.
 66. *Overhauser A. W.* Polarization of Nuclei in Metals // *Phys. Rev.* — 1953. — Oct. — Vol. 92. — Pp. 411–415.
 67. Electrical Detection of Nuclear Magnetic Resonance in $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Heterostructures / M. Dobers, K. von Klitzing, J. Schneider et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1988. — Oct. — Vol. 61. — Pp. 1650–1653.
 68. *Hillman C., Jiang H. W.* Magnetic-field pinning of a dynamic electron-spin-resonance line in a $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructure // *Phys. Rev. B*. — 2001. — Oct. — Vol. 64. — P. 201308.
 69. Magnetoquantum oscillations of the nuclear-spin-lattice relaxation near a two-dimensional electron gas / A. Berg, M. Dobers, R. R. Gerhardts, K. von Klitzing // *Phys. Rev. Lett.* — 1990. — May. — Vol. 64. — Pp. 2563–2566.
 70. Electron spin resonance and nuclear spin pumping in 2DEG quantum Hall system / S. Teraoka, A. Numata, S. Amaha et al. // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. — 2004. — Vol. 21, no. 2–4. — Pp. 928 – 932. —

71. ESR Detection of optical dynamic nuclear polarization in GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum wells at unity filling factor in the quantum Hall effect / S. A. Vitkalov, C. R. Bowers, J. A. Simmons, J. L. Reno // *Phys. Rev. B.* — 2000. — Feb. — Vol. 61. — Pp. 5447–5451.
72. Anisotropic Disorder in High-Mobility 2D Heterostructures and Its Correlation to Electron Transport / R. L. Willett, J. W. P. Hsu, D. Natelson et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Aug. — Vol. 87. — P. 126803.
73. Winkler Dr. Roland. Spin–Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems. — Springer Berlin Heidelberg, 2003. — Vol. 191.
74. Semiconductor Spintronics / J. Fabian, A. Matos-Abiadue, C. Ertler et al. // *Acta Phys. Slov.* — 2007. — Vol. 57. — P. 565.
75. Алейнер И. Л., Ивченко Е. Л. Природа анизотропного обменного расщепления в сверхрешетках GaAs/AlAs типа II // *Письма в ЖЭТФ.* — 1992. — Vol. 55. — P. 662.
76. Ivchenko E. L., Kaminski A. Yu., Rössler U. Heavy-light hole mixing at zinc-blende (001) interfaces under normal incidence // *Phys. Rev. B.* — 1996. — Aug. — Vol. 54. — Pp. 5852–5859.
77. Rössler U., Kainz J. Microscopic interface asymmetry and spin-splitting of electron subbands in semiconductor quantum structures // *Solid state communications.* — 2002. — Vol. 121, no. 6. — Pp. 313–316.
78. Алексеев П. С. Интерфейсный анизотропный вклад в спин-орбитальное взаимодействие в квантовых ямах // *Письма в ЖЭТФ.* — 2013. — Т. 98. — С. 92.

79. Jiang H. W., Yablonovitch Eli. Gate-controlled electron spin resonance in GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructures // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Jul. — Vol. 64. — P. 041307.
80. Dickmann S., Ziman T. Competing hyperfine and spin-orbit couplings: Spin relaxation in a quantum Hall ferromagnet // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Jan. — Vol. 85. — P. 045318.
81. Wu M. W., Jiang J. H., Weng M. Q. Spin dynamics in semiconductors // *Physics Reports.* — 2010. — Vol. 493, no. 2–4. — Pp. 61 – 236.
82. Meier F., Zakharchenya B. P. Optical orientation. — Elsevier, 2012.
83. Ивченко Е. Л. Спиновая физика в полупроводниковых наносистемах // *Успехи физических наук.* — 2012. — Т. 182, № 8. — С. 869–876.
84. Yafet Y. g-factors and spin-lattice relaxation of conduction electrons. — 1963.
85. Elliott R. J. Theory of the Effect of Spin-Orbit Coupling on Magnetic Resonance in Some Semiconductors // *Phys. Rev.* — 1954. — Oct. — Vol. 96. — Pp. 266–279.
86. Bir G. L., Aronov A. G., Pikus G. E. Spin relaxation of electrons due to scattering by holes // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* — 1975. — Vol. 69, no. 4. — P. 1382.
87. Aronov A. G., Pikus G. E., Titkov A. N. Spin relaxation of conduction electrons in p-type III-V compounds // *Sov. Phys. JETP.* — 1983. — Vol. 57. — P. 680.
88. D'yakonov M. I., Perel V. I. Spin orientation of electrons associated with the interband absorption of light in semiconductors // *Soviet JETP.* — 1971. — Vol. 33. — P. 1053.
89. Dyakonov M. I., Perel V. I. Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymmetric semiconductors // *Soviet Physics Solid State.* — 1972. — Vol. 13, no. 12. — Pp. 3023–3026.

90. Дьяконов М. И., Качоровский В. Ю. Спиновая релаксация двумерных электронов в полупроводниках без центра инверсии // *ФТП*. — 1986. — Т. 20. — С. 178.
91. Enhanced spin-relaxation time due to electron-electron scattering in semiconductor quantum wells / W. J. H. Leyland, G. H. John, R. T. Harley et al. // *Phys. Rev. B*. — 2007. — Apr. — Vol. 75. — P. 165309.
92. Electron Spin-relaxation Dynamics in GaAs/AlGaAs Quantum Wells and InGaAs/InP Quantum Wells / A. Tackeuchi, T. Kuroda, Sh. Muto et al. // *Japanese Journal of Applied Physics*. — Vol. 38, no. 8R. — P. 4680.
93. Larionov A. V., Golub L. E. Electric-field control of spin-orbit splittings in GaAs/Al_xGa_{1-x}As coupled quantum wells // *Phys. Rev. B*. — 2008. — Jul. — Vol. 78. — P. 033302.
94. Ларионов А. В., Журавлев А. С. Когерентная спиновая динамика высокоподвижного двумерного электронного газа разной плотности в GaAs квантовой яме // *Письма в ЖЭТФ*. — 2013. — Т. 97, № 3-4.
95. Дикман С. М., Иорданский С. В. К теории спиновой релаксации при конечных температурах в режиме квантового эффекта Холла нечетного заполнения // *Письма в ЖЭТФ*. — 1999. — Т. 70. — С. 531–536.
96. Дикман С. М., Иорданский С. В. Спиновая релаксация в условиях КЭХ при нечетном заполнении // *Письма в ЖЭТФ*. — 1996. — Т. 63. — С. 43–48.
97. Slow spin relaxation in a quantum Hall ferromagnet state / A. S. Zhuravlev, S. Dickmann, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin // *Phys. Rev. B*. — 2014. — Apr. — Vol. 89. — P. 161301.
98. *Abraham Anatole*. The principles of nuclear magnetism. — Oxford university press, 1961.

99. Оптическое детектирование спиновой релаксации двумерных электронов при фотовозбуждении / В. Е. Житомирский, В. Е. Кирпичев, А. И. Филин и др. // *Письма в ЖЭТФ*. — 1993. — Т. 58. — С. 429–434.
100. Control of electron-spin coherence using Landau level quantization in a two-dimensional electron gas / V. Sih, W. H. Lau, R. C. Myers et al. // *Phys. Rev. B*. — 2004. — Oct. — Vol. 70. — P. 161313.
101. Spin dynamics of two-dimensional electrons in a quantum Hall system probed by time-resolved Kerr rotation spectroscopy / D. Fukuoka, T. Yamazaki, N. Tanaka et al. // *Phys. Rev. B*. — 2008. — Jul. — Vol. 78. — P. 041304.
102. Skyrmion Effect on the Relaxation of Spin Waves in a Quantum Hall Ferromagnet / D. Fukuoka, K. Oto, K. Muro et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Sep. — Vol. 105. — P. 126802.
103. Skyrmions and the crossover from the integer to fractional quantum Hall effect at small Zeeman energies / S. L. Sondhi, A. Karlhede, S. A. Kivelson, E. H. Rezayi // *Phys. Rev. B*. — 1993. — Jun. — Vol. 47. — Pp. 16419–16426.
104. Critical comparison of classical field theory and microscopic wave functions for skyrmions in quantum Hall ferromagnets / M. Abolfath, J. J. Palacios, H. A. Fertig et al. // *Phys. Rev. B*. — 1997. — Sep. — Vol. 56. — Pp. 6795–6804.
105. Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal / X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa et al. // *Nature*. — 2010. — Vol. 465, no. 7300. — Pp. 901–904.
106. Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet / S. Muhlbauer, B. Binz, F. Jonietz et al. // *Science*. — 2009. — Vol. 323, no. 5916. — Pp. 915–919.
107. Cooper N. R. Skyrmions in quantum Hall systems with realistic force laws // *Phys. Rev. B*. — 1997. — Jan. — Vol. 55. — Pp. R1934–R1937.

108. Reduction of Spin Polarization near Landau Filling Factor $\nu = 3$ in GaAs/AlGaAs Quantum Wells / Y.-Q. Song, B. M. Goodson, K. Maranowski, A. C. Gossard // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Mar. — Vol. 82. — Pp. 2768–2771.
109. Optically Pumped NMR Evidence for Finite-Size Skyrmions in GaAs Quantum Wells near Landau Level Filling $\nu = 1$ / S. E. Barrett, G. Dabbagh, L. N. Pfeiffer et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — Jun. — Vol. 74. — Pp. 5112–5115.
110. Aifer E. H., Goldberg B. B., Broido D. A. Evidence of Skyrmion Excitations about $\nu = 1$ in n -Modulation-Doped Single Quantum Wells by Interband Optical Transmission // *Phys. Rev. Lett.* — 1996. — Jan. — Vol. 76. — Pp. 680–683.
111. Spectroscopic Evidence for the Localization of Skyrmions near $\nu = 1$ as $T \rightarrow 0$ / P. Khandelwal, A. E. Dementyev, N. N. Kuzma et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Jun. — Vol. 86. — Pp. 5353–5356.
112. Skyrme Crystal in a Two-Dimensional Electron Gas / L. Brey, H. A. Fertig, R. Cote, A. H. MacDonald // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — Sep. — Vol. 75. — Pp. 2562–2565.
113. Collective Excitations, NMR, and Phase Transitions in Skyrme Crystals / R. Cote, A. H. MacDonald, L. Brey et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — Jun. — Vol. 78. — Pp. 4825–4828.
114. Collective spin precession excitations in a two-dimensional quantum Hall ferromagnet / L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, V. E. Kirpichev et al. // *Phys. Rev. B.* — 2013. — Jan. — Vol. 87. — P. 045316.
115. Valley Splitting of AlAs Two-Dimensional Electrons in a Perpendicular Magnetic Field / Y. P. Shkolnikov, E. P. De Poortere, E. Tutuc, M. Shayegan // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Nov. — Vol. 89. — P. 226805.
116. Spin Susceptibility of Two-Dimensional Electrons in Narrow AlAs Quantum

- Wells / K. Vakili, Y. P. Shkolnikov, E. Tutuc et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Jun. — Vol. 92. — P. 226401.
117. Shen K., Weng M. Q., Wu M. W. L-valley electron g-factor in bulk GaAs and AlAs // *Journal of Applied Physics*. — 2008. — Vol. 104, no. 6. — Pp. —.
 118. Enhanced electron mobility and high order fractional quantum Hall states in AlAs quantum wells / E. P. De Poortere, Y. P. Shkolnikov, E. Tutuc et al. // *Applied Physics Letters*. — 2002. — Vol. 80, no. 9. — Pp. 1583–1585.
 119. Gokmen T., Padmanabhan M., Shayegan M. Transference of transport anisotropy to composite fermions // *Nature Physics*. — 2010. — Vol. 6, no. 8. — Pp. 621–624.
 120. 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.
 121. Low-temperature, in situ tunable, uniaxial stress measurements in semiconductors using a piezoelectric actuator / M. Shayegan, K. Karrai, Y. P. Shkolnikov et al. // *Applied Physics Letters*. — 2003. — Vol. 83, no. 25. — Pp. 5235–5237.
 122. Observation of Quantum Hall “Valley Skyrmions” / Y. P. Shkolnikov, S. Misra, N. C. Bishop et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Aug. — Vol. 95. — P. 066809.
 123. Electron Spin Resonance on a Two-Dimensional Electron Gas in a Single AlAs Quantum Well / M. Schulte, J. G. S. Lok, G. Denninger, W. Dietsche // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Apr. — Vol. 94. — P. 137601.
 124. Papadakis S. J., De Poortere E. P., Shayegan M. Anomalous spin splitting of two-dimensional electrons in an AlAs quantum well // *Phys. Rev. B*. — 1999. — May. — Vol. 59. — Pp. R12743–R12746.

125. Resistance Spikes at Transitions Between Quantum Hall Ferromagnets / E. P. De Poortere, E. Tutuc, S. J. Papadakis, M. Shayegan // *Science*. — 2000. — Vol. 290, no. 5496. — Pp. 1546–1549.
126. Pifer J. H., Magno R. Conduction-Electron Spin Resonance in a Lithium Film // *Phys. Rev. B*. — 1971. — Feb. — Vol. 3. — Pp. 663–673.
127. Characterization of wet-etched GaAs (100) surfaces / M. R. Vilar, J. El Beghda-di, F. Debontridder et al. // *Surface and interface analysis*. — 2005. — Vol. 37, no. 8. — P. 673.
128. Ohmic contact penetration and encroachment in GaAs/AlGaAs and GaAs FETs / H. Goronkin, S. Tehrani, T. Rummel et al. // *Electron Devices, IEEE Transactions on*. — 1989. — Vol. 36, no. 2. — Pp. 281–288.