Российская академия наук

Институт физики твёрдого тела

На правах рукописи

ЩЕПЕТИЛЬНИКОВ Антон Вячеславович

АНИЗОТРОПИЯ g-ФАКТОРА ЭЛЕКТРОНА В $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ, ИЗМЕРЕННАЯ ПОСРЕДСТВОМ МЕТОДИКИ ЭПР.

511600 - прикладная математика и физика

Диссертация на соискание учёной степени

магистра

научный руководитель:

член-корреспондент РАН

И.В. Кукушкин.

Черноголовка – 2012

Оглавление

1 Введение **2**

1.1 ЭПР в двумерных системах. 2

1.2 Одночастичный g-фактор в $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ гетероструктурах. 4

1.3 Зависимость g-фактора электрона от магнитного поля. 8

1.4 Постановка задачи. 9

2 Методика измерений и образцы **10**

2.1 Образцы. 10

2.2 Методика измерений. 11

3 Результаты и обсуждения **17**

4 Выводы **24**

Глава 1

Введение

Исследование физических явлений, связанных со спином, представляет значительный фундаментальный и практический интерес. Существует огромное число фундаментальных спин-зависимых явлений: спиновый эффект Холла[1],спиновый экситон [2], переход металл-изолятор [3]. Более того, электрон может находиться в двух спиновых состояниях, а значит, может быть использован для кодирования бита информации. Таким образом, управление спиновыми состояниями электрона позволит создавать сверхмалые логические элементы и массивы памяти с большой информационной емкостью и большим быстродействием[4]. Для решение такой задачи необходимо понимание, какие факторы (концентрация носителей заряда, симметрия "встроенного"потенциала гетероструктуры, внешние магнитные и электрические поля) влияют на величину спинового расщепления.

Величина спинового расщепления определяется значением g-фактора Ландé. Существует большое число различных экспериментальных методов измерения g-фактора, при этом одной из наиболее точных является методика, основанная на явлении электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). ЭПР был открыт Завойским в 1944 году[5].

1.1 ЭПР в двумерных системах.

Рассмотрим явление ЭПР в двумерных электронных системах (2 ДЭС),например, сформированных в $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ квантовых ямах. В таких структурах движение электрона вдоль направления роста заквантовано в уровни размерного квантования, а движение в плоскости ямы свободно. При приложении достаточно сильного магнитного поля вдоль направления роста спектр движения в плоскости ямы пред-

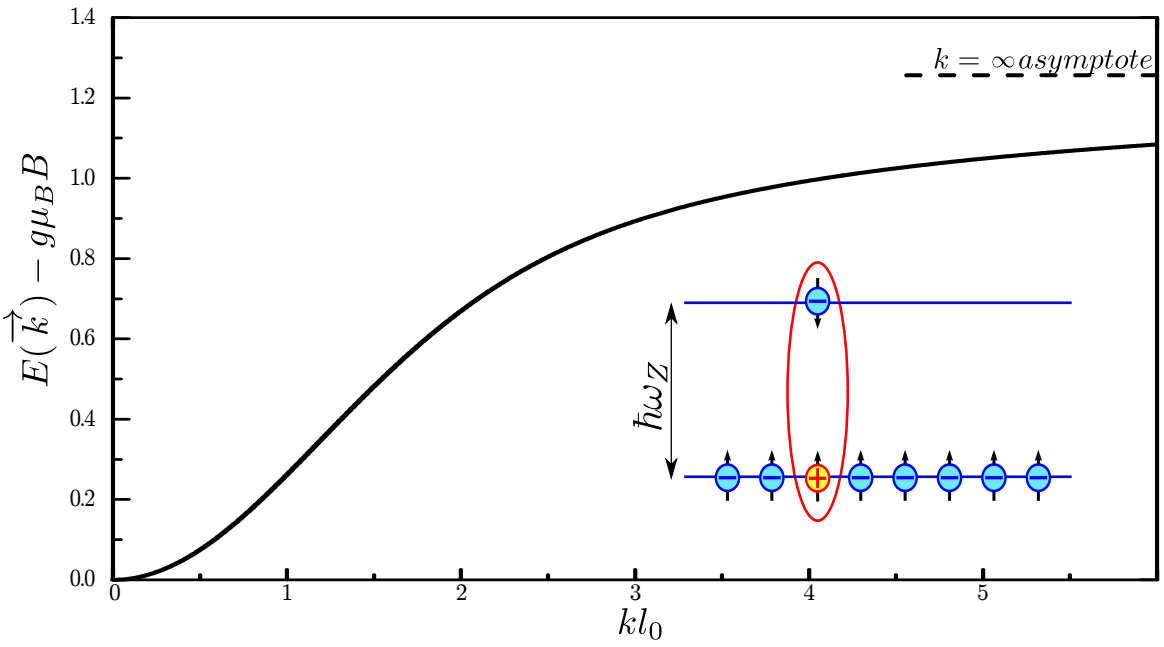


Рис. 1.2: Спектр спинового экситона при $\nu_\uparrow = 1$,$\nu_\downarrow = 0$, рассчитанный в работе[2]. $E - g\mu_B B$ измеряется в единицах e^2/l_B. На вставке схематично изображен спиновый экситон, состоящий из дырки на нижнем и электрона на верхнем спин-расщепленных уровнях Ландау.

ставляет собой набор уровней Ландау, каждый из которых расщеплен по спину.

При ЭПР происходит резонансное поглощение фотона с энергией равной величине спинового расщепления электрона, электрон с нижнего отщепленного по спину подуровню Ландау переходит на верхний, при этом его спин переворачивается. Электрон с верхнего и дырка с нижнего подуровней образуют связанное состояние, называемое спиновый экситон. Такое возбуждение является нейтральной частицей, может двигаться в плоскости двумерной ямы, при этом из-за силы Лоренца его волновой вектор k и расстояние r между электроном и дыркой связаны:

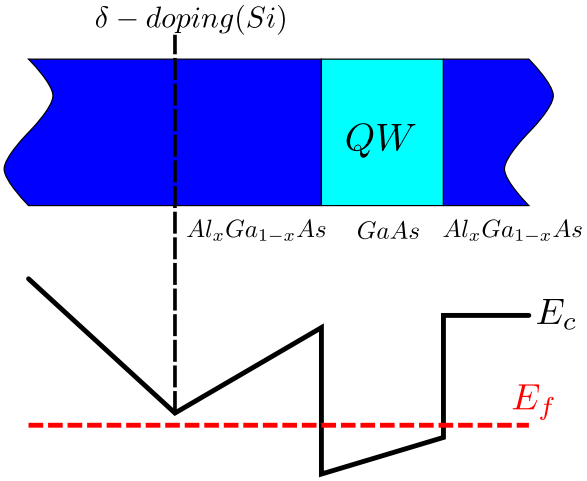


Рис. 1.1: Схематичное изображение двумерной $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ квантовой ямы с 2ДЭС. Черной сплошной линией обозначена зона проводимости структуры, а красной пунктирной - уровень Ферми.

$$k = \frac{r}{l_B^2} \tag{1.1}$$

Здесь l_B - магнитная длина. Таким образом, в сопротивление могут вносить вклад только коротковолновые спиновые экситоны, поскольку именно в таких экситонах электрон и дырка практически разделены силой Лоренца и независимы.

Спектр спинового экситона (см. 1.2) был рассчитан Kallin, Halperin в 1984 году[2]. В полном соответствии с теоремой Лармора энергия экситона при малых волновых векторах равна одночастичной энергии Зеемановского расщепления. В экспериментах, проведенных в рамках данной работы, характерный волновой вектор фотонов диапазона существенно меньше обратной магнитной длины, а значит, рождаемые при ЭПР спиновые экситоны являются длинноволновыми. Таким образом, методика ЭПР позволяет исследовать одночастичный, не усиленный обменно g-фактор.

1.2 Одночастичный g-фактор в $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ гетероструктурах.

Объемные полупроводники со структурой цинковой обманки ($GaAs$, $Al_xGa_{1-x}As$) обладают точечной группой T_d, при этом g-фактор электрона является скаляром, а величина спинового расщепления не зависит от направления магнитного поля. Подчеркнем, что в таких полупроводниках фактор Ланде́ может существенно отличаться от g-фактора свободного электрона.

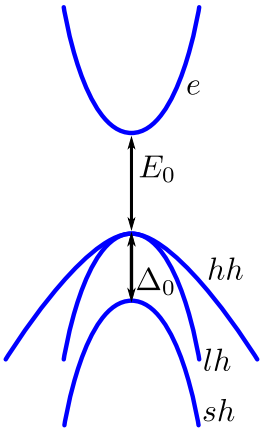


Рис. 1.3: Схематичное изображение зонной структуры полупроводника со структурой цинковой обманки.

Дело в том, что из-за сильного спин-орбитального взаимодействия происходит перемешивание зоны проводимости (S-типа) и валентных зон(см. 1.3), обладающих не нулевым орбитальным моментом. Экспериментально g-фактор в $Al_xGa_{1-x}As$ в зависимости от x был измерен Weisbuch в 1977 году([6]). Чем выше концентрация Al, тем больше величина запрещенной зоны, а значит, меньше подмешивания

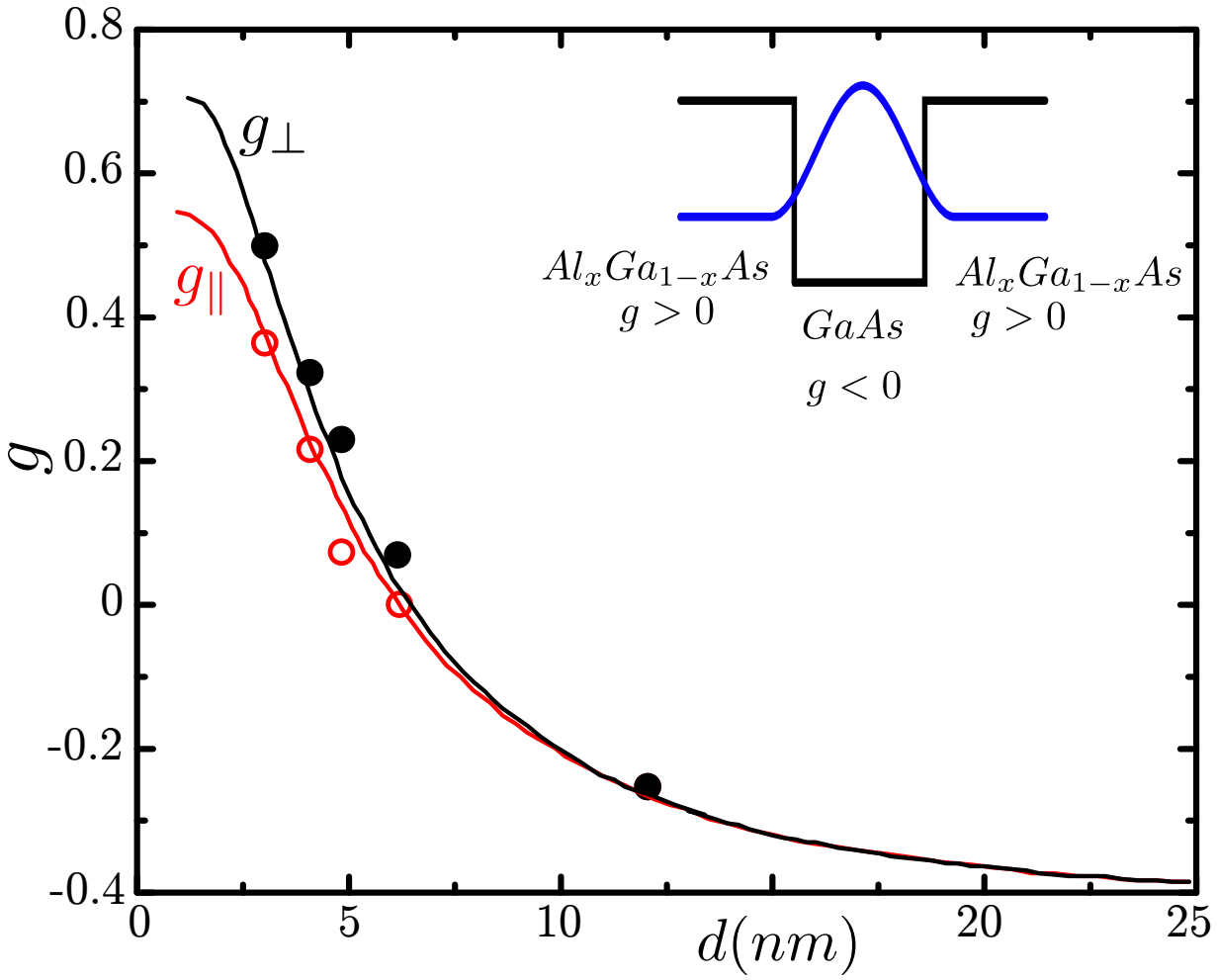


Рис. 1.4: g-фактор электрона в симметричных $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ квантовых ямах. Сплошные линии -теоретический расчет из работы [8], символы - экспериментально измеренные значения [12](при $x = 0.33$). На вставке - схематичное изображение зоны проводимости и волновой функции электрона в таких ямах.

валентных зон в зону проводимости, а значит, и величина g-фактора ближе к значению g_0 свободного электрона. Теоретический расчет был выполнен Roth, Lax, Zwerdling в 1959 году([7]):

$$g = g_0 - \frac{2}{3}\frac{P^2}{m_0}\frac{\Delta_0}{E_0(E_0+\Delta_0)} + C_l \tag{1.2}$$

Здесь g_0 - g - фактор свободного электрона; E_0,Δ_0 - параметры зонной структуры полупроводника(см. 1.3); P - матричный элемент $\hat{p}$, взятый между зоной проводимости и валентной зоной; C_l - вклад дальних зон.

Понижение размерности электронной системы приводит, как правило, к понижению ее симметрии. Так симметричные $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ квантовые ямы, выращенные вдоль

направления [001] имеют точечную группу D_{2d}. При этом g-фактор электрона в таких структурах является тензором с двумя независимыми компонентами ($g_\perp \neq g_\parallel$). Такие структуры достаточно хорошо изучены как теоретически ([9, 8]), так и экспериментально [13, 15, 16, 17, 14, 12]. Измерение g-фактора в симметричных квантовых ямах (см. рис. 1.4)проводилось при помощи различных оптических методик (методики pump-probe, основанные на квантовых биениях в излучении[13, 14], поглощении[15], вращении поляризации света[16, 17]).Заметим, что исследованные симметричные квантовые ямы в данных работах были номинально незаряженными.

Компоненты тензора g-фактора в квантовых ямах (особенно в узких ямах) могут существенно отличаться от значения в объемном $GaAs$. Дело в том, что уровни размерного квантования в яме лежат выше дна зоны проводимости объемного $GaAs$, что уменьшает перемешивание зон, т.е. уменьшает вклад спин-орбитального взаимодействия в значение g-фактора. Более того, волновая функция электрона простирается в барьерную область, фактор Ландé в которой ,как правило, другой(так в $GaAs$ $g = -0.44$, а в $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ $g = +0.4$), что также приводит к уменьшению эффективного g-фактора.

Асимметричные квантовые ямы с направлением роста [001] обладают точечной группой C_{2v}, а тензор $\hat{g}$ фактора Ландé имеет три независимые компоненты ($g_x \neq g_y \neq g_z$), а спиновое расщепление проявляет анизотропию и в плоскости такой квантовой ямы.

Экспериментально тензор g-фактора исследовался в номинально незаряженных квантовых ямах. При этом асимметрия потенциала, ограничивающего движение электронов в гетероструктуре, вносилась при помощи приложения внешнего электрического поля([19]) или посредством вариации концентрации Al в квантовой яме([20]). Подробного исследования тензора g в асимметричных заряженных квантовых ямах до этой работы выполнено не было.

Теоретическое объяснение возникновения плоскостной анизотропии g было произведено в работе [18]. Следуя этой работе, рассмотрим квантовую яму конечной ширины с направлением роста Oz(кристаллографическое направление [001]). Направим оси $O\xi$ и $O\zeta$ вдоль [100], [010] соответственно. Пусть к яме приложено небольшое магнитное поле, так что его плоскостная компонента $H_\parallel$ направлена вдоль оси $O\xi$. Тогда $H_\parallel$ замешивает "быстрое"движение вдоль направления роста структуры и движение в плоскости ямы, так что импульс электрона изменяется на небольшую величину; эта добавка $\delta\overrightarrow{p}$ направленна вдоль оси $O\zeta$. Изменение импульса электрона приводит к изменению спин-орбитальных

магнитных полей, вызывающих прецессию электронного спина с угловыми скоростями $\overrightarrow{\Omega}_D$ и $\overrightarrow{\Omega}_R$:

$$\overrightarrow{\Omega_R}(\overrightarrow{p}) = \alpha/\hbar^2 \begin{pmatrix} p_\zeta \\ -p_\xi \\ 0 \end{pmatrix}, \overrightarrow{\Omega_D}(\overrightarrow{p}) = \beta/\hbar^2 \begin{pmatrix} -p_\xi \\ p_\zeta \\ 0 \end{pmatrix} \tag{1.3}$$

Здесь $\overrightarrow{\Omega}_R$ - угловая скорость прецессии спина, обусловленная спин-орбитальным полем Рашбы [10]. Её добавка $\delta\overrightarrow{\Omega}_R$, обусловленная изменением импульса электрона $\delta\overrightarrow{p}$, направлена вдоль оси $O\xi$, как и внешнее поле $H_\parallel$, т.е. спин-орбитальное взаимодействие Рашбы приводит к перенормировке диагональных компонент тензора $\hat{g}$.

$\overrightarrow{\Omega}_D$ - угловая скорость прецессии спина, обусловленная спин-орбитальным полем Дрессельхауса[11], а ее добавка $\delta\overrightarrow{\Omega}_D$, в свою очередь, направлена вдоль оси $O\zeta$ перпендикулярно внешнему полю $H_\parallel$, т.е. спин-орбитальное взаимодействие Дрессельхауса приводит к появлению внедиагональных компонент тензора $\hat{g}$.

Подробный расчет дает формулу [18]:

$$g_{\xi\zeta} = g_{\zeta\xi} = \frac{2\gamma e}{\hbar^3 \mu_B}(\langle p_z^2\rangle\langle z\rangle - \langle p_z^2 z\rangle) \tag{1.4}$$

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

Можно показать (с учетом $g_{\xi\xi} = g_{\zeta\zeta}$, $g_{\xi\zeta} = g_{\zeta\xi}$), что главными осями тензора $\hat{g}$ в асимметричных квантовых ямах являются кристаллографические направления [001], [110], [$1\overline{1}0$].

Итак, в главных осях (пусть кристаллографическим направлениям [001], [110], [$1\overline{1}0$] соответствуют оси Ox, Oy и Oz) тензор $\hat{g}$ диагонален. Пусть магнитное поле $\overrightarrow{B}$ приложено к 2 ДЭС так, что угол между полем и нормалью к плоскости 2 ДЭС равен θ, а его плоскостная компонента составляет с осью Ox угол ϕ. Тогда g-фактор электрона и величина спинового расщепления $\hbar\omega$ будет иметь вид:

$$g = \sqrt{g_{zz}^2 cos^2\theta + g_{xx}^2 sin^2\theta cos^2\phi + g_{yy}^2 sin^2\theta sin^2\phi} \tag{1.5}$$

$$\hbar\omega = \mu_B B\sqrt{g_{zz}^2 cos^2\theta + g_{xx}^2 sin^2\theta cos^2\phi + g_{yy}^2 sin^2\theta sin^2\phi} \tag{1.6}$$

Таким образом, по зависимости частоты ЭПР от ориентации магнитного поля в образцах можно определить диагональные компоненты тензора g-фактора

1.3 Зависимость g-фактора электрона от магнитного поля.

В 2 ДЭС, сформировавшихся в $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ гетероструктурах, спектр носителей заряда непараболичен, что приводит к зависимости g-фактора электрона от магнитного поля. Из теоретического рассмотрения [24] следует, что при магнитном поле перпендикулярном плоскости двумерных электронов зависимость g-фактора от поля кусочно-линейна с разрывами вблизи четных факторов заполнения:

$$g = g_0 + aB \tag{1.7}$$

Здесь g_0-значение g-фактора вблизи дна подзоны размерного квантования, а a -константа, определяющаяся параметрами образца (шириной квантовой ямы, концентрацией алюминия в барьере и концентрацией электронов в яме). Более того, линейная по магнитному полю поправка a зависит от номера соответствующего уровня Ландау N ($a \sim (N + 1/2)$). Такое поведение $g(B)$ наблюдалось и на эксперименте[25, 26].

Линейные по магнитному полю поправки образуют тензор $a_{\alpha\beta\gamma} = \partial g_{\alpha\beta}/\partial B_\gamma$. При этом нет никаких оснований полагать, что тензор $\hat{a}$ диагонален в главных осях тензора $\hat{g}$. Тогда для произвольной ориентации магнитного поля (задаваемой как ранее было указано углами ϕ и θ) можно переписать формулу 1.5, отбросив члены высшего порядка по B:

$$g(B) = g(B = 0) + a^* B \tag{1.8}$$

$$a^* = \frac{1}{g(B = 0)} \sum_{i,j,k} g_{ij} a_{ijk} n_i n_j n_k \tag{1.9}$$

Здесь $\overrightarrow{n}$ - единичный вектор, направленный вдоль магнитного поля $\overrightarrow{B}$:

$$n_x = sin\theta cos\phi, n_y = sin\theta sin\phi, n_z = cos\theta \tag{1.10}$$

Заметим, что теоретически предсказано существование только одного ненулевого элемента тензора a - a_{zzz}. Подчеркнем, что экспериментального анализа тензора линейных по магнитному полю поправок $\hat{a}$ ранее произведено не было.

1.4 Постановка задачи.

Как было указано выше, тщательного исследования тензора $g_{\alpha\beta}$ в симметричных и асимметричных заряженных квантовых ямах до этой работы выполнено не было. Более того, структура тензора линейных по магнитному полю поправок к g не была установлена. Стоит подчеркнуть, что именно $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ гетероструктуры являются потенциально основой для многочисленных приборов спинтроники.

Целью данной работы было тщательное исследование g-фактора в $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ квантовых ямах при помощи чрезвычайно точной методики ЭПР: определение главных осей тензора, выявление структуры тензора линейных поправок $\hat{a}$, выявление влияния симметрии квантовой ямы на тензора $g_{\alpha\beta}$ и $a_{\alpha\beta\gamma}$.

Глава 2

Методика измерений и образцы

2.1 Образцы.

Таблица 2.1: Характеристики исследованных образцов (подвижность и концентрация указаны при гелиевой температуре).

	heterojunction(#1)	AQW (#2)	AQW(#3)	AQW(#4)	SQW(#5)
width, nm	-	25	25	20	20
$n, 10^{11} cm^{-2}$	1.4	4.0	3.6	4.4	4.8
$\mu, 10^6 \frac{cm^2}{Vs}$	3.0	1.0	0.7	0.6	0.5

Для исследования был отобран ряд образцов. Все они были выращены с помощью метода MBE в направлении [001]. Концентрация Al в образцах варьировалась от 30% до 33%. Первый из них представлял собой одиночный δ-легированный кремнием $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ гетеропереход с концентрацией $n \approx 1.3 \times 10^{11} cm^{-2}$ и подвижностью $\mu \approx 3 \times 10^6 cm^2/Vs$ при гелиевых температурах. Остальные образцы представляли собой $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ квантовые ямы с различными ширинами и разной симметрии. Образцы 2,3 - асимметрично δ-легированные кремнием квантовые ямы шириной $25nm$, с концентрацией $n \approx 4 \times 10^{11} cm^{-2}$ и подвижностью $\mu \approx 10^6 cm^2/Vs$. Образцы 4 и 5 - асимметрично и симметрично δ-легированные квантовые ямы с примерно одинаковой концентрацией и подвижностью($n \approx 4.5 \times 10^{11} cm^{-2}$, $\mu \approx 0.6 \times 10^6 cm^2/Vs$). На всех образцах, кроме третьего, были приготовлены стандартные мостики Холла с истоком, стоком

и четырьмя потенциометрическими контактами. На третьем образце были изготовлены два взаимно перпендикулярных мостика Холла, так что линия сток исток каждого из них была параллельно кристаллографическим направлениям [110] и [1$\bar{1}$0] соответственно.

2.2 Методика измерений.

Стандартные методики измерения ЭПР[28], основывающиеся на изменении добротности микроволнового резонатора, практически не пригодны для изучения спиновых явлений в двумерных электронных системах (2ДЭС), так так число спинов в таких структурах достаточно мало. Однако, в 1983 году Stein, von Klitzing, Weinman предложили альтернативный способ детектирования ЭПР[26]: дело в том, что продольное сопротивление образца в режиме квантового эффекта Холла крайне чувствительно к электронному парамагнитному резонансу, когда уровень Ферми находится между двумя спин-расщепленными подуровнями Ландау. Поглощение микроволнового излучения детектировалось по изменению продольного сопротивления δR_{xx}.

Для измерения этого изменения была собрана стандартная схема двойного синхронного детектирования(см. рис. 2.2). Через образец пропускался переменный ток ($f \approx 2kHz$,$I_{rms} = 5\mu A$). Образец освещался СВЧ-излучением, модулированным по амплитуде с частотой модуляции $\approx 40Hz$ и глубиной практически 100%.При этом первый синхронный детектор был настроен на частоту переменного тока, измерял сигнал пропорциональный продольному сопротивлению образца R_{xx}. Второй синхронный детектор брал сигнал с выходы первого и был настроен на частоту модуляции СВЧ-излучения, таким образом измерял добавку к продольному сопротивлению образца δR_{xx}, обусловленную поглощением микроволнового излучения.

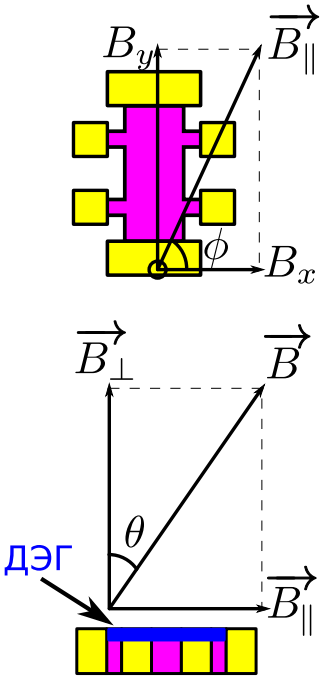


Рис. 2.1: Мостик Холла, приготовленный на образце. Углы θ и ϕ задают ориентацию магнитного поля.

Типичный вид зависимости $R_{xx}(B)$ и $\delta R_{xx}(B)$ на образце 2 приведен на рис. 2.3. Вид дифференциального

сигнала вдали от пика ЭПР обусловлен разогревом электронной системы из-за нерезонансного поглощения СВЧ-излучения. Вид его практически не зависит от частоты. При изменении частоты пик ЭПР смещается по магнитному полю. Характерный вид пиков и их сдвиг при изменении частоты показан на рис. 2.5. Таким образом можно измерить зависимость частоты ЭПР f, а значит, и g-фактора электрона от магнитного поля.

Измерения проводились при развороте магнитного поля и постоянной частоте излучения.Однако, можно зафиксировать поле и разворачивать частоту, при этом получаемые результаты (положение и ширина пика не изменяются [21]). Однако удобнее разворачивать магнитное поле.

Измерения проводились в диапазоне температур от 1.5K до 4K и в магнитных полях вплоть до 10T. Сигнал ЭПР наблюдался вблизи факторов заполнения 1,3,5,7.

Образец был закреплён на вращающейся подставке (так что можно было менять углы θ, ϕ) и погружен в полутораградусную камеру криостата. Значения углов измерялись при помощи трехмерного датчика Холла, жестко связанного с вращающейся подставкой. Для этого было спроектированы и собраны две вставки(см. рис. 2.4). Вращение от сервопривода, закрепленного на теплой части волновода, передавалось на ролик с помощью ременного привода. К ролику жестко прикреплены непосредственно подставка под образец(рис. 2.4 б)), обеспечивающая изменение угла θ или шестерёнка, передающая вращение на другую шестерню, закреплённую на оси под углом в 45° к направлению магнитного поля. На второй шестеренке располагался образец. Заметим, что в оси имелся специальный слот под 3D-датчик Холла.

Мощность падающего на образец излучения контроллировалась, так чтобы динамическое ядерное намагничивание было пренебрежимо мало. Дело в том, что вблизи ЭПР создается неравновесная заселенность верхнего спин-отщепленного уровня Ландау. Существует несколько каналов релаксации спина электрона(т.е. переход электрона на нижний подуровень Ландау)[29, 21], одним из которых основан на сверхтонком взаимодействии спинов электронов и ядер [27]: при перевороте спина электрона ядерный спин также переворачивается. Таким образом, вблизи ЭПР выстраивается динамическая ядерная поляризация, искажающая магнитное поле, воздействующее на спины электронов (сдвиг Оверхаузера [30]), что в свою очередь приводит к смещению и даже искажению пиков ЭПР. Стоит отметить, что с помощью этого метода можно изучать время релаксации ядерных спинов[27].

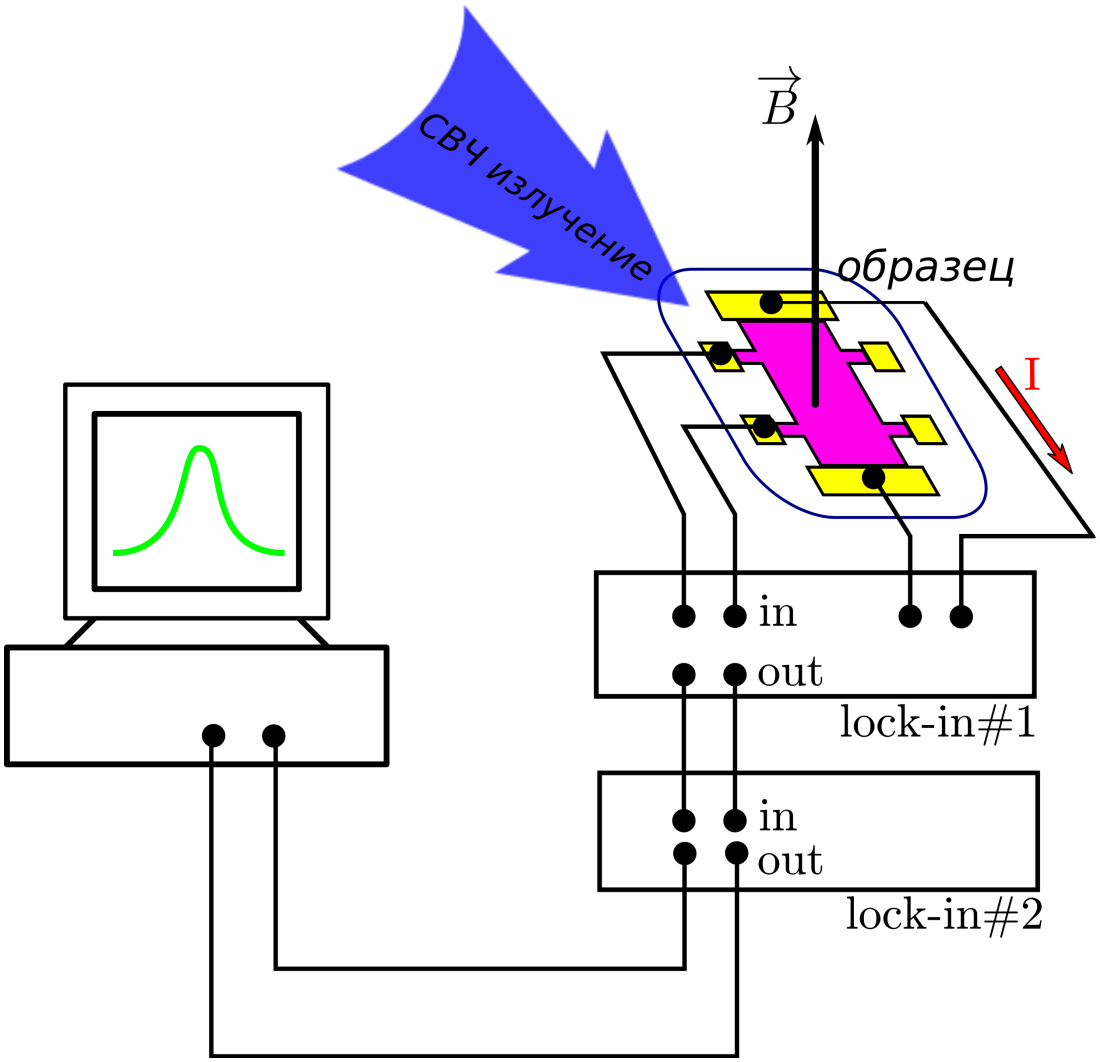


Рис. 2.2: Схема установки. По образцу, выполненному в виде стандартного мостика Холла, пропускается ток, создаваемый внутренним источником первого синхронного детектора Princeton Applied Research 5301A, измеряющего продольное сопротивление образца R_{xx}. Образец освещается модулированным по амплитуде 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.

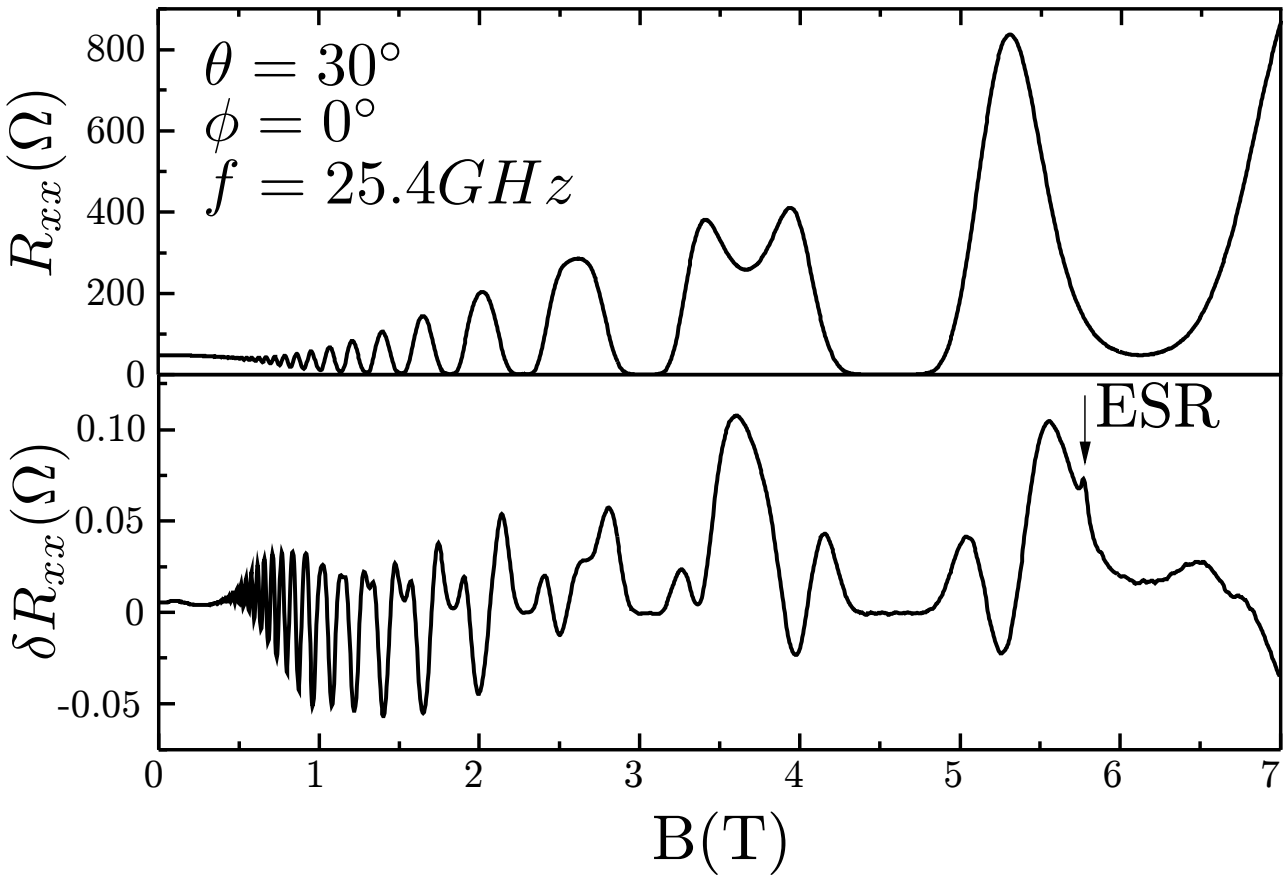
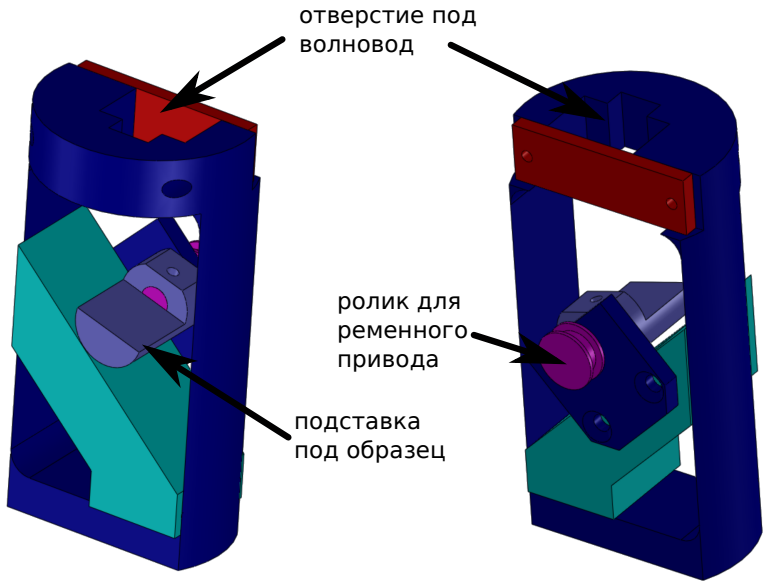
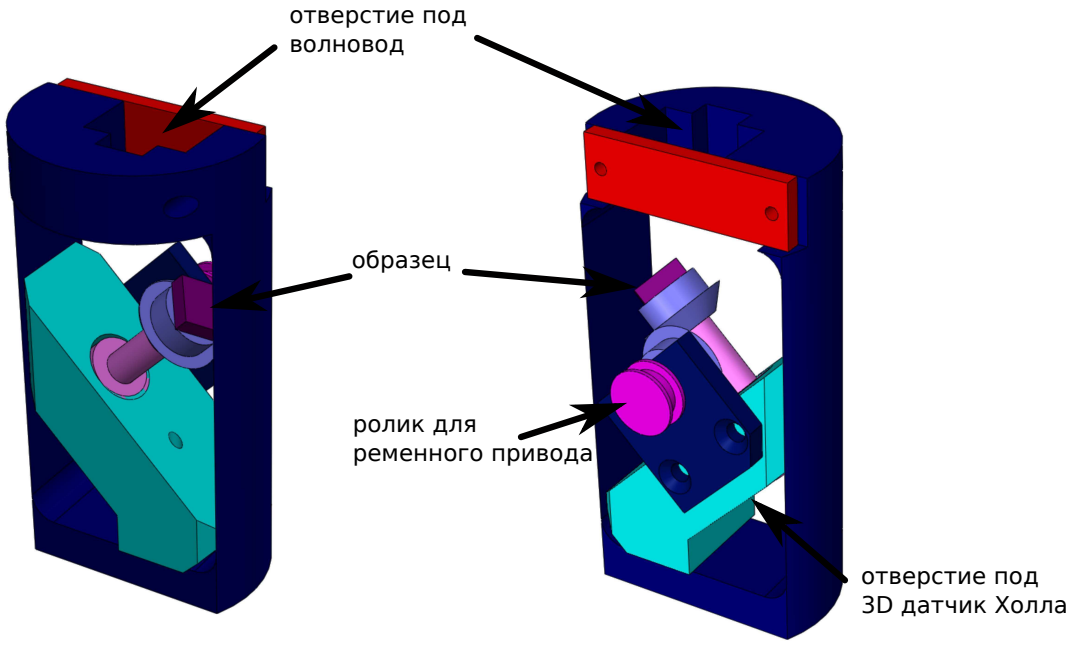


Рис. 2.3: Типичный вид зависимости $R_{xx}(B)$ и $\delta R_{xx}(B)$. Зависимости измерены на образце 2. $\theta = 30°$, $\phi = 0°$. Стрелкой указан конутр ЭПР.



а)



б)

Рис. 2.4: 3D модели вставок, собранных для последовательного изменения θ, при фиксированном ϕ(рисунок а)), и для изменения ϕ при постоянном $\theta = 45°$. Изделия закреплялись на волноводе и погружались в полутораградусную камеру криостата. Вращение при помощи ременной передачи передавалось на ролик, 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 слот для 3D датчика Холла. Образец закреплялся на второй шестерне.

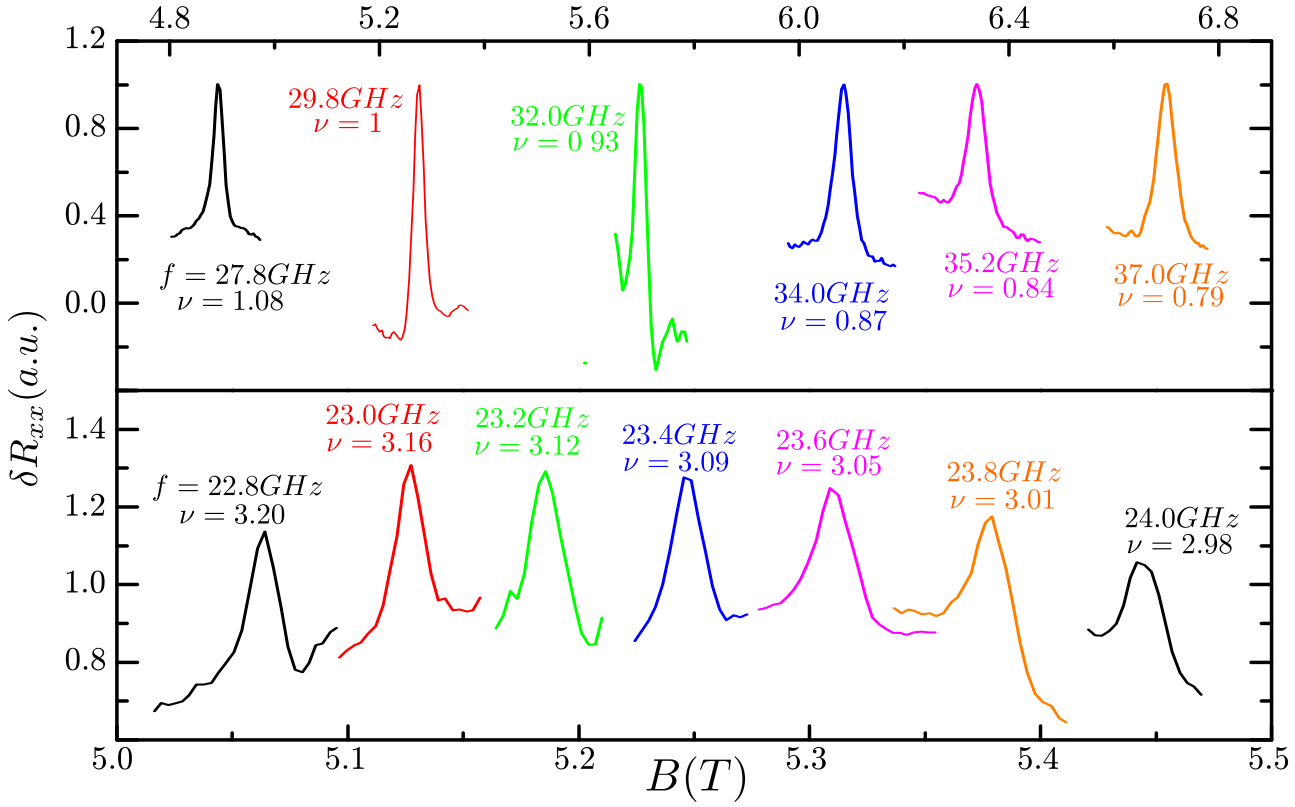
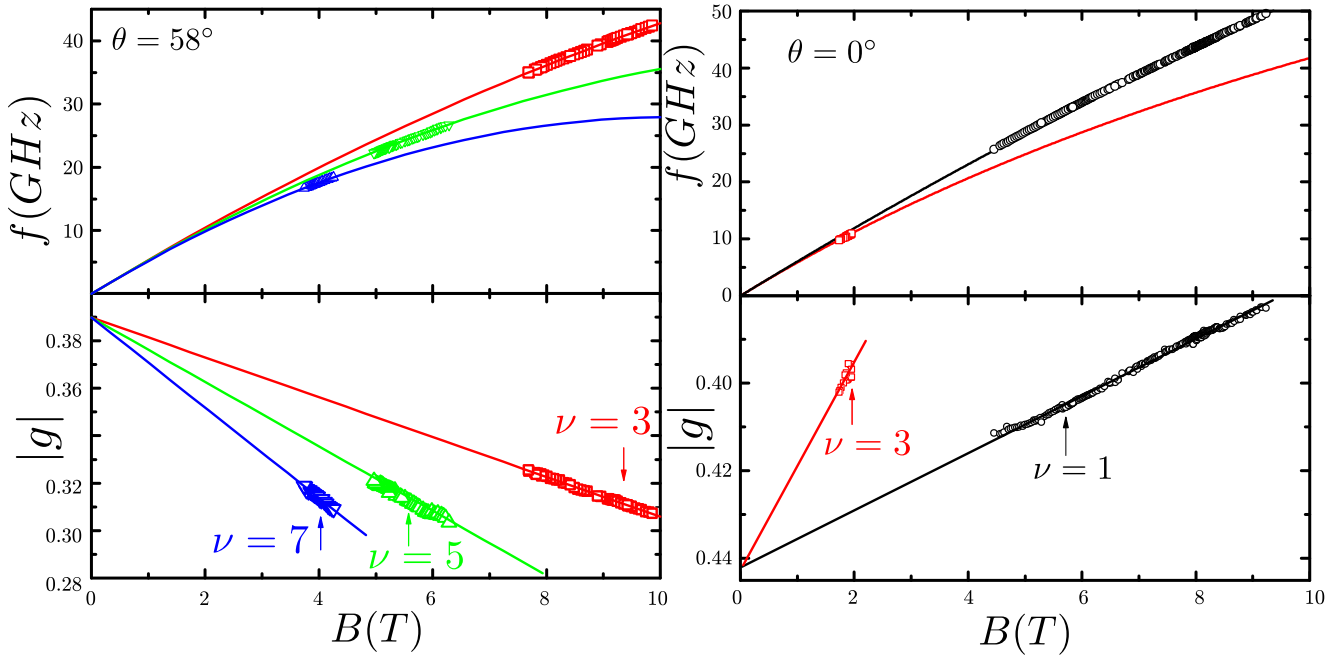


Рис. 2.5: Характерный вид пиков ЭПР, снятых при облучении образца СВЧ -излучением различной частоты при развороте поля. Пики сняты на образцах 1(сверху) и 2(снизу) при 1.5K.

Глава 3

Результаты и обсуждения



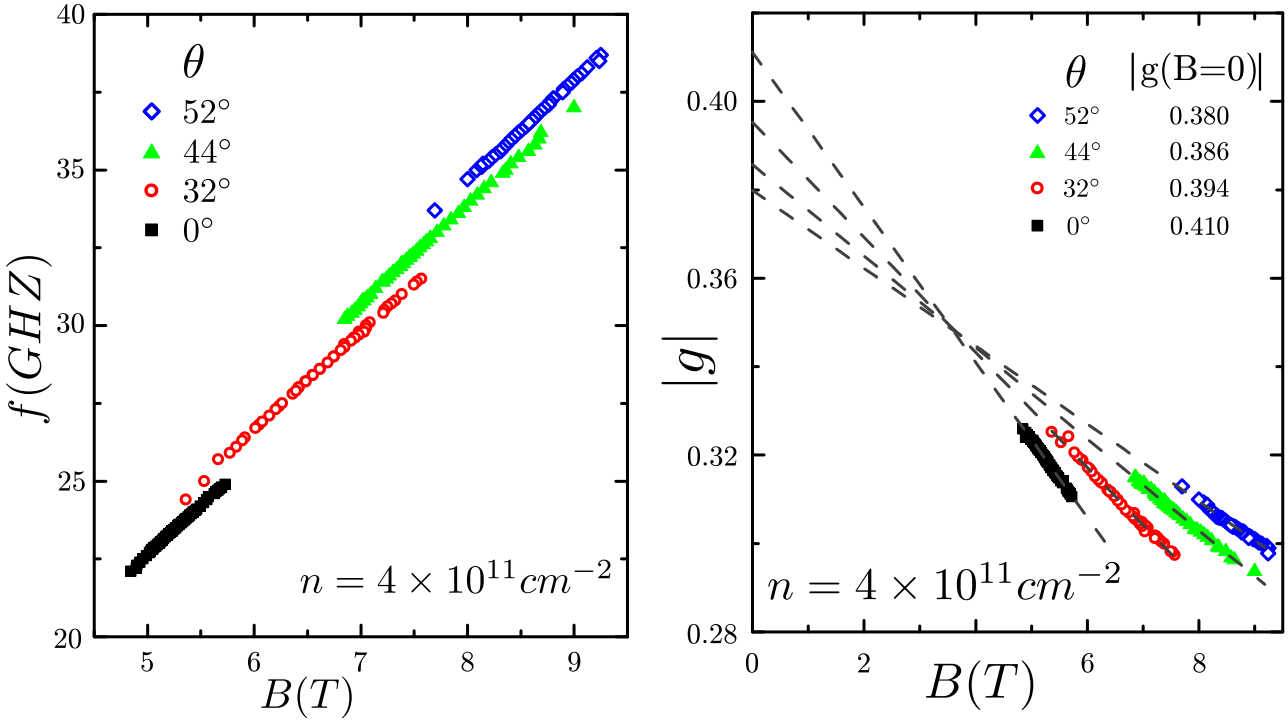
а) б)

Рис. 3.1: Зависимости $f(B)$ и $g(B)$, снятые на образце 1 в перпендикулярном поле(рисунок б)) и образце 3 в наклонном магнитном поле(рисунок а)).

В данной работе мы измеряли g-фактор вблизи дна подзоны размерного квантования, т.е. g-фактор, получаемый экстраполяцией зависимости $g(B)$ в нулевые поля. Как было указано ранее, в случае перпендикулярного поля $g(B)$ кусочно-линейна. Мы проверили, что подобная зависимость сохраняется и при произвольной ориентации магнитного поля. Для этого вблизи различных факторов заполнения($\nu = 1, 3, 5, 7$) на двух различных образцах в наклонном и перпендикулярном поле были сняты $f(B)$ и $g(B)$. Видно(см. рис.

3.1), что как в наклонном, так и в перпендикулярном поле вблизи всех факторов заполнения $f(B) = f_0 + (g_0 - aB)B$, причем величина f_0 пренебрежимо мала, а $a \sim (N + 1/2)$, где N - номер соответствующего уровня Ландау, а значит, $g(B)$ линеен по магнитному полю.

В первой серии экспериментов для различных фиксированных ориентаций плоскостных компонент магнитного поля последовательно изменялся угол θ, при этом снималась зависимость частоты ЭПР $f(B)$ и $g(B)$. Действуя таким способом, можно показать, что главными осями тензора $\hat{g}$ являются кристаллографические направления [001], [110] и $[1\bar{1}0]$. При этом, $f(B)$ для различных углов θ, но одного и того же угла ϕ не ложатся на одну кривую (см. 3.2а)), демонстрируя таким образом явное различие между компонентами $g_{\parallel}$ и g_z. Еще отчетливее это заметно, если построить зависимости $g(B) = \dfrac{hf}{\mu_B B}$ для нескольких различных θ (см. 3.2б)).



а) б)

Рис. 3.2: Зависимости $f(B)$(рисунок а)) и $g(B)$ (рисунок б)), снятые на образце 2 при $\phi = 90°$ и различных углах θ. На рисунке б) указаны значения g-фактора, получаемые при линейной экстраполяции указанных зависимостей.

Из формулы 1.5 следует, что для двух ориентаций плоскостной составляющей магнитного поля (вдоль $[110](Ox)$ и вдоль $[1\bar{1}0](Oy)$):

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

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

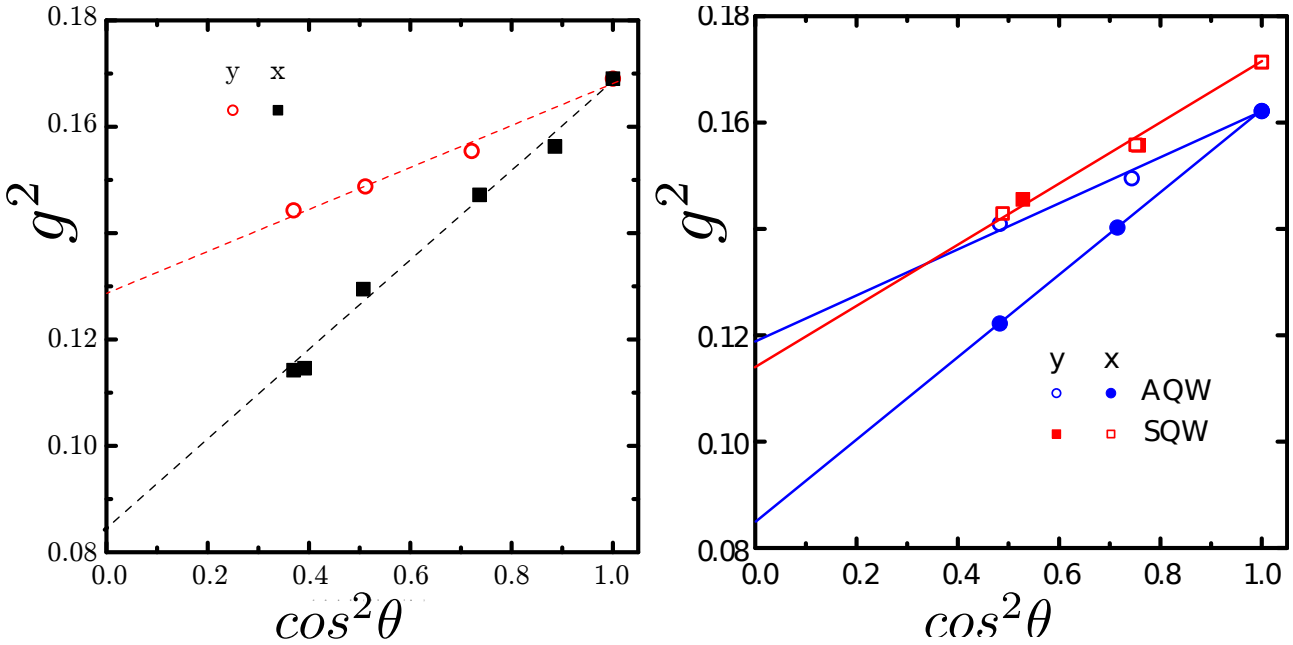
Видно, что квадрат g-фактора линеен по $cos^2\theta$(см. рис. 3.3) и экстраполяция этих зависимостей при соответствующей ориентации магнитного поля в нулевые значения $cos^2\theta$ позволяет измерить диагональные компоненты тензора $\hat{g}$ (см. рис. 3.3). Стоит подчеркнуть, что компонента g_{zz} измерялась из независимых экспериментов в перпендикулярном магнитном поле. Полученные экспериментально значения указаны в таблице 3.1. Общеизвестно, g-фактора электрона в широких ямах является отрицательным и в наших экспериментах не проверялся.

Таблица 3.1: Экспериментально измеренные в первой части экспериментов $\hat{g}$ компоненты ($Ox \parallel [110]$, $Oy \parallel [1\overline{1}0]$ и $Oz \parallel [001]$)

	AQW (#2)	AQW (#4)	SQW(#2)
g_{xx}	-0.289	-0.292	-0.340
g_{yy}	-0.359	-0.347	-0.340
g_{zz}	-0.410	-0.403	-0.414

Подчеркнем, что элемнты $\hat{g}$ в асимметричных ямах шириной 20 и 25 nm отличаются слабо. Дело в том, что зависимость g от ширины ямы выходит на насыщение в достаточно широких ямах (и стремится к "объёмному"значению -0.44в бесконечно широких ямах).

В рамках данной работы было проверено, 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 3 и были приготовлены два взаимно перпендикулярных мостика Холла (см. вставку к рис. 3.4), линии сток-исток которых ориентированы вдоль направлений [110] (меза A) и $[1\overline{1}0]$ (меза B) соответственно. На каждом из двух мостиков были сняты зависимости g-фактора от магнитного поля для трех различных конфигураций поля(см. рис. 3.4):магнитное поле перпендикулярно к плоскости квантовой ямы, магнитное поле наклонено ($\theta = 58°$), а плоскостная составляющая ориентирована вдоль направлений [110] и $[1\overline{1}0]$ последовательно. Для каждой ориентации поля измеренные на разных мостиках $g(B)$ совпадают, а значит, направление протекания тока не оказывает влияния на значение g.



а) б)

Рис. 3.3: Зависимость квадрата g вблизи дна подзоны размерного квантования от $cos^2\theta$ при двух различных ориентациях плоскостной компоненты магнитного поля, снятые на образце 2(рисунок а)) и на образцах 4,5(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 асимметричных ямах g сильно анизотропен, а в симметричных - анизотропии практически нет.

Чтобы исследовать более подробно плоскостную анизотропию g-фактора, была проведена другая серия экспериментов. Угол $\theta = 45°$ был зафиксирован и последовательно изменялся угол ϕ, при этом вращение образца производилось без термоциклирования. Используя значение g_{zz}, полученное в независимом эксперименте при $\theta = 0°$, согласно формуле 1.5 можно получить плоскостную составляющую g-фактора: $g_{\parallel}(\phi) = \sqrt{2g^2(\theta = 45°, \phi) - g_{zz}^2}$, как показано на рис. 3.5 а). Из формулы 1.5 следует зависимость $g_{\parallel}(\phi)$:

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

Результат аппроксимации (сплошная линия) по формуле 3.3 данных для асимметричных и симметричных квантовых ямах явно демонстрирует, что главными осями тензора $\hat{g}$ являются кристаллографические направления [001], [110] и [1$\bar{1}$0] соответственно. Стоит отметить, что в симметричных квантовых ямах наблюдается небольшая плоскостная ани-

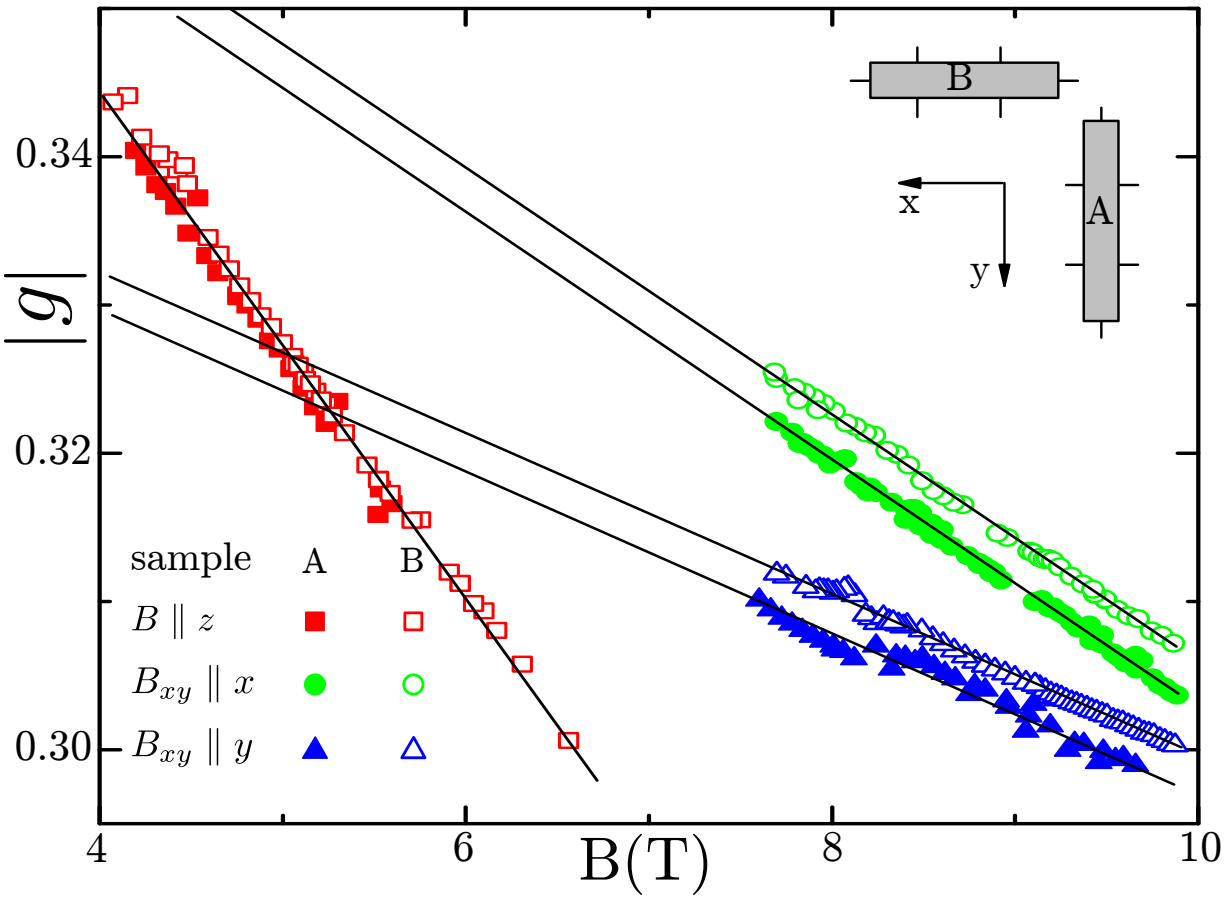


Рис. 3.4: Зависимость g-фактора от магнитного поля, снятого на образце с двумя мезами(образец 3). Пустые и полные символы отвечают мезам A и B соответственно. Квадраты - зависимости при $B \parallel Oz$, остальные данные получены при $\theta = 58°$ (кружки и треугольники отвечают ориентации плоскостной компоненте $B_{\parallel}$ параллельной осям x и y соответственно.)

зотропия g-фактора, вызванная, по-видимому, небольшой остаточной асимметрией двухстороннего легирования квантовой ямы. Экспериментально полученные значения элементов $\hat{g}$ указаны в таблице 3.2. Заметим, что небольшое отличие полученных значений в таблицах 3.1 и 3.2 , вероятно, обусловлены небольшим изменением концентрации из-за термоциклирований в первой части экспериментов.

Обсудим возможность измерить компоненты тензора $\hat{a}$ линейных по магнитному полю поправок к $g_{\alpha\beta}$, используя экспериментально полученные значения :

$$a^* = \frac{dg}{dB} = \frac{1}{g(B=0)} \sum_{i,j,k} g_{ij} a_{ijk} n_i n_j n_k \tag{3.4}$$

Квадратичные поправки в данной формуле отброшены. Одну компоненту $\hat{a}$ можно из-

Таблица 3.2: Полученные во второй части экспериментов компоненты $\hat{g}$ И $\hat{a}$ ($Ox \parallel [110]$, $Oy \parallel [1\bar{1}0]$ и $Oz \parallel [001]$)

	AQW (#4)	SQW (#5)
g_{xx}	-0.292 ± 0.05	-0.343 ± 0.04
g_{yy}	-0.347 ± 0.05	-0.350 ± 0.04
g_{zz}	-0.403 ± 0.01	-0.414 ± 0.01

	AQW (#4)	SQW (#5)
$a_{xxz}(T^{-1})$	0.002± 0.001	0.0075 ± 0.0005
$a_{yyz}(T^{-1})$	0.012± 0.001	0.0090 ± 0.0005
$a_{zzz}(T^{-1})$	0.017± 0.0001	0.016 ± 0.0001

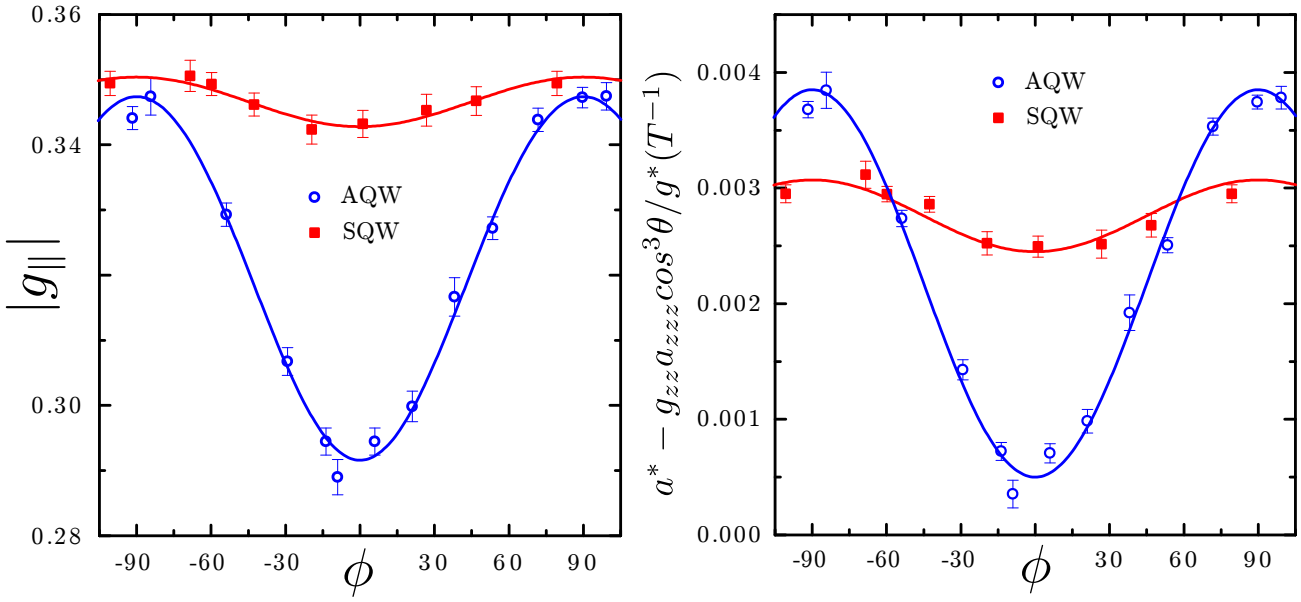
мерить непосредственно при $\theta = 0°$,а именно a_{zzz}. Положим, что остальные элементы $\hat{a}$ равны нулю, тогда формула 3.4 принимает вид:

$$a^* = \frac{g_{zz}a_{zzz}n_z^3}{g(B=0)} = \frac{g_{zz}a_{zzz}cos^3\theta}{g(B=0)} \tag{3.5}$$

При этом a^* не зависит от угла ϕ. На рис. 3.5б), построены полученные в эксперименте значения $a^* - \frac{g_{zz}a_{zzz}cos^3\theta}{g(B=0)}$ как функция угла ϕ. Видно, что эти зависимости для симметричной и асимметричной квантовых ямах не равны нулю и демонстрируют явную анизотропию (как и $g(\phi)$). При этом, как и в случае $g(\phi)$, анизотропия $\hat{g}$ существенно меньше в симметричной гетероструктуре. Отсюда можно сделать вывод, что в $\hat{a}$ присутствуют ненулевые элементы помимо a_{zzz}. Поскольку g_{ij}, при $i \neq j$, только члены вида $g_{ii}a_{iik}n_i^2n_k$ вносят вклад в a^*. Более того, как следует из 3.5, только два члена из оставшихся, а именно $g_{xx}a_{xxz}n_x^2n_z$ и $g_{yy}a_{yyz}n_y^2n_z$, могут давать вклад необходимой симметрии по углу ϕ. Таким образом, с учетом всех ненулевых элементов $\hat{a}$ формула 3.5 будет иметь вид:

$$a^* = \frac{1}{g(B=0)}(g_{zz}a_{zzz}cos^3\theta + [g_{xx}a_{xxz}cos^2\phi + g_{yy}a_{yyz}sin^2\phi]sin^2\theta cos\theta) \tag{3.6}$$

Квантующее магнитное поле оказывает влияние на все главные элементы тензора $\hat{g}$ за счет изменения зонной структуры образца. Заметим, что знак полученных a_{iik} положителен, так что приложение магнитного поля уменьшает модуль g-фактора, знак которого отрицателен. Экспериментально полученные значения $\hat{a}$ указаны в таблице 3.2.



а) б)

Рис. 3.5: Экспериментальная зависимость плоскостной части g(рисунок а)) вблизи дна подзоны размерного квантования и линейной по магнитному полю поправки a^* к g-фактору (рисунок б)) от угла ϕ, снятых на образцах 4(открытые кружки) и 5(заполненные квадраты). Из a^* вычтена независящая от ϕ часть. Сплошные линии - аппроксимации экспериментальных данных по формулам 3.3 и 3.5 соответственно.

Глава 4

Выводы

Основные результаты работы состоят в следующем:

1. Для исследования электронного парамагнитного резонанса были спроектированы и собраны две низкотемпературные вставки, позволяющие контролируемо и воспроизводимо изменять ориентацию образца относительно приложенного магнитного поля.

2. В системе двумерных электронов исследован электронный спиновый резонанс и изучена зависимость положения линии резонансного микроволнового поглощения от фактора заполнения.

3. Подтверждена кусочно-линейная зависимость g-фактора электрона от магнитного поля с разрывами вблизи четных факторов заполнения, в том числе и в случае магнитного поля, направленного под углом к плоскости двумерной электронной системы.

4. Главные значения тензора $\hat{g}$ были измерены для асимметричных квантовых ям с ширинами 25 и 20 nm и концентрацией $4 \times 10^{11} cm^{-2}$ и $4.4 \times 10^{11} cm^{-2}$ и симметричной ямы с шириной 20 nm и концентрацией $4.8 \times 10^{11} cm^{-2}$. При этом была обнаружена сильная анизотропия g:

	AQW (#2)	AQW (#4)	SQW (#5)
g_{xx}	-0.289	-0.292	-0.343
g_{yy}	-0.359	-0.347	-0.350
g_{zz}	-0.410	-0.403	-0.414

5. Было продемонстрировано, что плоскостная анизотропия g-фактора практически исчезает в симметричных квантовых ямах.

6. Было показано, что значения g-фактора определяется ориентацией магнитного поля

относительно кристаллографических направлений образца, а не направлением протекания тока.

7. Было показано, что главными осями тензора $\hat{g}$ являются кристаллографические направления [001], [110], [$1\bar{1}0$].

8. Были исследованы линейные по магнитному полю поправки к тензору $\hat{g}$ в симметричной и асимметричной квантовых ямах с шириной 20nm и концентрацией около $4 \times 10^{11} cm^{-2}$. Показано, что $\hat{a}$ имеет три ненулевых элемента. При этом была обнаружена сильная анизотропия a^*:

	AQW (#4)	SQW (#5)
$a_{xxz}(T^{-1})$	0.002± 0.001	0.0075 ± 0.0005
$a_{yyz}(T^{-1})$	0.012± 0.001	0.0090 ± 0.0005
$a_{zzz}(T^{-1})$	0.017± 0.0001	0.016 ± 0.0001

Результаты были опубликованы в нескольких работах [21], [22], [23] и были представлены на следующих конференциях: X Российская конференция по физике полупроводников, 54 научная конференция МФТИ.

Наконец, хотелось бы выразить благодарность моему научному руководителю И. В. Кукушкину за всестороннюю поддержку и терпение, Ю. А. Нефёдову за помощь на различных стадиях эксперимента, обработки и обсуждения полученных результатов, а также всем сотрудникам лаборатории ЛНЭП за дружескую атмосферу.

Литература

[1] Kato et al., Science **306**,1910 (2004)

[2] C. Kallin and B. I. Halperin Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984)

[3] Jongsoo Yoon et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 4421 (2000)

[4] Wolf et al., Science **294**,1488 (2001)

[5] Е.К. Завойский, J.Phys. USSR, v.9, **245** (1945)

[6] Claude Weisbuch and Claudine Herrman, Phys. Rev. B, **15**, 816 (1977)

[7] Roth, Lax, and Zwerdling, Phys. Rev. **114**, 90 (1959)

[8] P. Pfeffer and W. Zawadzki, Phys. Rev. B **74**, 233303 (2006)

[9] E.L. Ivchenko and A.A. Kiselev, Sov. Phys–Semicond. **26**, 827 (1992).

[10] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, JETP Lett. **39**, 78 (1984)

[11] G. Dresselhaus, Phys. Rev. **100**, 580 (1955)

[12] P.Le Jeune et al., Semicond. Sci. Technol. **12**, 380(1997)

[13] T.Amand, X.Marie, P. Le Jeune, M. Brousseau, D.Robart, J.Barrau and R.Planel, Phys. Rev. Lett. **78**,1355(1997).

[14] A.P. Heberle, W.W. Ruhle, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **72**, 3887 (1994).

[15] S.Bar-Ad and I.Bar-Joseph, Phys. Rev.Lett. **66**,2491(1991).

[16] I.A.Yugova, A.Greilich, D.R.Yakovlev, A.A.Kiselev, M.Bayer, V.V.Petrov, Yu.K.Dolgikh, D.Reuter, and A.D.Wieck, Phys.Rev.B **75**, 245302 (2007)

[17] A. Malinowski and R. T. Harley, Phys. Rev. B **62**, 2051 (2000).

[18] V.K. Kalevich and V.L. Korenev, Pis'ma v ZhETF **57**, 557 (1993) [JETP Lett. **57**, 571 (1993)].

[19] S. Hallstein, M. Oestreich, W.W. Ruhle, K. Kohler, Proceedings of 12th International Conference High Magnetic Fields in the Physics of Semiconductors, p. 593 (1996)

[20] P. S. Eldridge et al.,Phys. Rev. B **83**, 041301(R) (2011)

[21] Yu.A. Nefyodov, A.A. Fortunatov, A.V. Shchepetilnikov, and I.V. Kukushkin, Pis'ma v ZhETF **91**, 385 (2010) [JETP Lett. **91**, 357 (2010)].

[22] Yu.A. Nefyodov, A.V. Shchepetilnikov, I.V. Kukushkin et al., Phys. Rev. B **83**, 041307(R) (2011).

[23] Yu.A. Nefyodov, A.V. Shchepetilnikov, I.V. Kukushkin et al., Phys. Rev. B **84**, 233302 (2011).

[24] G.Lommer, F.Malcher, and U.Rössler, Phys. Rev. B **32**, 6965 (1985).

[25] M. Dobers, K.v. Klitzing and G. Weimann, Phys. Rev. B **38**, 5453 (1988).

[26] D. Stein, K.v. Klitzing and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **51**, 130 (1983).

[27] A. Berg, M. Dobers, P. R. Gerhardts, and K. von Klitzing, Phys. Rev. Lett. **64**, 2563 (1990).

[28] N. Nestle, G. Denninger, M. Vidal, C. Weinzierl, K. Brunner, K. Eberl, and K.v. Klitzing, Phys. Rev. B **56**, R4359 (1997).

[29] S.Dickmann and S.L.Artyukhin, Письма в ЖЭТФ **89**, 153 (2008)

[30] Albert W. Overhauser, Phys. Rev. **92**, 411 (1953)