

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ)

ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ  
КАФЕДРА ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА РАН

Секретенко Андрей Викторович

Анизотропия спиновой релаксации электронов в двойных  
GaAs/GaAlAs квантовых ямах

Выпускная квалификационная работа бакалавра по направлению 511600 — прикладные физика и  
математика.

Научный руководитель:  
к. ф.-м. н. Ларионов А. В.

Черноголовка 2008

# Содержание

<b>1 Введение</b>	<b>1</b>
1.1 Обзор . . . . .	1
1.2 Механизмы спиновой релаксации электронов в полупроводниках . . . . .	2
1.3 Цель работы . . . . .	4
<b>2 Экспериментальная установка и исследуемый образец</b>	<b>4</b>
2.1 Измерение разрешенного во времени сигнала вращения Керра . . . . .	4
2.2 Исследуемый образец . . . . .	7
<b>3 Результаты</b>	<b>8</b>
3.1 Экспериментальные результаты . . . . .	8
3.2 Сравнение с теорией . . . . .	10
<b>4 Выводы</b>	<b>11</b>

## 1 Введение

### 1.1 Обзор

Спиновые степени свободы давно привлекают внимание исследователей, поскольку спин электрона, находящийся в одном из двух возможных состояний, является аналогом бита информации. Идея создания спиновой логики была сформулирована еще в 60-е годы прошлого века, однако до последнего времени оставалась лишь мечтой.

Спин по своей природе является внутренним магнитным моментом, проявляющимся при приложении магнитного поля. С точки зрения нерелятивистской физики, воздействовать на магнитный момент возможно только с помощью магнитного поля. Электрическое же поле в этой картине действует только на орбитальное движение частицы, не затрагивая ее спин. Однако спин-орбитальное взаимодействие позволяет воздействовать на спин при помощи электрического поля, создаваемого кристаллической решеткой, электромагнитной волной или внешним источником напряжения. Это взаимодействие, фундаментальное по своей природе, то есть существующее в большей или меньшей степени в любых материалах, осуществляет связь между движением квазичастиц и вращением их спинов.

Для создания современных приборов и устройств, работающих на основе спиновых степеней свободы, необходимо иметь дело с полупроводниками, являющимися сейчас основой твердотельной электроники. Полупроводниковая спиновая электроника (спинтроника) очень мощно развивается в последние годы. Уже предложены модели таких

приборов как спиновый вентиль, транзистор и компьютер. Эти устройства не просто могут конкурировать с уже существующими, но и позволяют прийти к квантовой логике, на основе которой можно производить параллельные вычисления. Именно в полупроводниках были теоретически открыты и экспериментально исследованы ориентация спинов светом (оптическая ориентация) и электрическим током. Базой полупроводниковой спинтроники являются, прежде всего, низкоразмерные гетероструктуры: квантовые ямы, квантовые точки и др. Эти объекты можно получать с заранее заданными свойствами, что позволяет управлять орбитальными и спиновыми степенями свободы носителей. В отличие от объемных полупроводников, в квантовых ямах, освещаемых светом с круговой поляризацией фотонов, фотоэлектроны рождаются полностью поляризованными по спину, а времена спиновой релаксации могут меняться в широких пределах в зависимости от свойств образца, внешнего электрического поля и температуры. Спиновая ориентация электрическим током, возможная лишь в ограниченном числе объемных полупроводников, разрешена симметрией в квантовых ямах, выращенных из любых полупроводниковых материалов.

Неравновесная спиновая ориентация не может сохраняться бесконечно долго. Спиновая релаксация — переход спинов неравновесно ориентированных носителей в равновесное состояние — вызвана в большинстве случаев (в том числе и в рассматриваемом в данной работе) именно спин-орбитальным взаимодействием.

## **1.2 Механизмы спиновой релаксации электронов в полупроводниках**

На настоящий момент установлено четыре механизма спиновой релаксации в полупроводниках. Причиной одного является спин-спиновое взаимодействие и трех — спин-орбитальное.

Рассеяние на магнитных центрах и спин-ядерное взаимодействие. При этом механизме спиновой релаксации к перевороту спина свободного электрона приводит его взаимодействие с локализованным носителем. Сюда же можно отнести спиновую релаксацию, вызванную взаимодействием электрона со спинами ядер кристаллической решетки. Первый сценарий реализуется лишь в системах, содержащих парамагнитные примеси, а второй важен лишь для локализованных электронов. В частности, спин-решеточное взаимодействие является основным механизмом спиновой релаксации в квантовых точках.

Механизм Бира-Аронова-Пикуса обусловлен обменным взаимодействием спинов электрона и дырки. Наблюдается, главным образом, в экспериментах по оптической ориентации неосновных носителей (электронов в полупроводниках p-типа или дырок в

полупроводниках n-типа).

Механизм Эллиота-Яфета. Спиновая релаксация в этом случае происходит при взаимодействии электрона с немагнитной примесью или фононом. Спин-орбитальное взаимодействие приводит к подмешиванию состояний валентной зоны с противоположной ориентацией спина, поэтому при таком столкновении электрон может перевернуть свой спин. Скорость спиновой релаксации при этом прямо пропорциональна скорости релаксации импульса с коэффициентом, зависящим от ширины запрещенной зоны и величины спин-орбитального расщепления валентной зоны. Установлено, что этот механизм доминирует в материалах с узкой запрещенной зоной (InSb, InAs), а его эффективность в низкоразмерных системах оказывается невысокой.

Механизм Дьяконова-Переля. Этот механизм, впервые рассмотренный в работе Дьяконова и Переля [9], описывает спиновую релаксацию электронов в структурах без центра инверсии. Выделяют две основных причины отсутствия центра инверсии — объемно-инверсионную асимметрию (например, случай симметрии  $T_d$ , которой обладает большинство материалов  $A_3B_5$  и  $A_2B_6$  (в частности, GaAs, CdTe, CdSe) и структурно-инверсионную асимметрию, имеющую место в гетероструктурах, когда направления по оси роста и против нее не эквивалентны (симметрия  $C_{\infty v}$  и более низкая).

Гамильтониан электрона проводимости при отсутствии центра инверсии без учета рассеяния имеет вид

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{\hbar}{2} \hat{\sigma} \Omega(\mathbf{k}).$$

Второе слагаемое в гамильтониане соответствует спин-орбитальному расщеплению. В объемных полупроводниках без центра инверсии оно содержит члены, кубические по волновому вектору электрона  $\mathbf{k}$ , а в гетероструктурах — линейные. Гамильтониан спин-орбитального взаимодействия в случае объемно-инверсионной асимметрии был получен в работе Дрессельхауза [10] для объемного полупроводника и в работе Дьяконова и Качоровского [11] для двумерного. Гамильтониан спин-орбитального взаимодействия в случае структурно-инверсионной асимметрии был впервые предложен Рашбой для структур типа вюрцита [12], а затем — Рашбой и Бычковым для двумерного электронного газа [13]. В несимметричных квантовых ямах в полупроводниках типа GaAs (симметрия  $C_{2v}$ ) он равен сумме гамильтонианов Рашбы и Дрессельхауза.

При этом механизме спиновая релаксация происходит при свободном движении электрона между актами рассеяния. Поведение спина электрона в этом случае можно рассматривать как прецессию с частотой  $\Omega$  в эффективном магнитном поле, имеющем случайное направление (в общем случае и величину). Рассеяние электрона на примеси, фононе или дефекте приводит к изменению модуля и направления волнового вектора, а значит, и эффективного поля. Если частота столкновений велика по сравнению с частотой прецессии, то углы поворота спина между актами рассеяния малы, и спин

электрона совершает случайные блуждания по поверхности сферы. Таким образом, этот процесс спиновой релаксации представляет собой "диффузию" спинов. При этом полный угол поворота спина  $\Phi(t)$  за время  $t$  можно оценить как  $\sqrt{(\Omega\tau_p)^2 t / \tau_p}$ . Время спиновой релаксации определяется из условия  $\Phi(\tau_s) \sim 1$ . Отсюда

$$\frac{1}{\tau_s} \sim \Omega^2 \tau_p$$

Такой результат означает, что механизм Дьяконова-Переля особенно важен в низкоразмерных структурах высокого качества, где частота рассеяния электронов мала, а спиновое расщепление зоны проводимости велико.

Анизотропия спиновой релаксации электронов в квантовой яме, выращенной в плоскости (001) из материала со структурой цинковой обманки, была предсказана в работе [1] и наблюдалась авторами работ [3, 4] при фиксированных параметрах. В работе [5] была обнаружена зависимость анизотропии спиновой релаксации от концентрации электронов в квантовой яме. Воздействие электрического поля на спиновую релаксацию изучалось в работах [6, 7], однако в первой структура была выращена в плоскости (110), а во второй спиновая релаксация не была вызвана спин-орбитальным взаимодействием.

### 1.3 Цель работы

Предметом исследований в данной работе являлась спиновая релаксация оптически ориентированных электронов, создаваемых в двойных квантовых ямах. Образец с двойной квантовой ямой находился в магнитном поле, направленном в плоскости ямы, начальный спин ориентировался вдоль оси роста, перпендикулярно полю. Прикладывалось внешнее электрическое поле, направленное вдоль оси роста. Целью работы было определение при различных приложенных напряжениях зависимости времени поперечной спиновой релаксации электронов от угла между магнитным полем и кристаллографическими осями образца. Было обнаружено, что эта зависимость присутствует при всех приложенных напряжениях (что соответствует анизотропии спиновой релаксации) и меняется при изменении напряжения.

В нашей системе концентрация электронов, спиновая релаксация которых изучалась, определяется в основном мощностью накачки и слабо зависит от приложенного напряжения в исследованном диапазоне. Новизна данной работы состоит в том, что была обнаружена зависимость анизотропии спиновой релаксации в (001)-квантовой яме от внешнего электрического поля.

## 2 Экспериментальная установка и исследуемый образец

### 2.1 Измерение разрешенного во времени сигнала вращения Керра

Магнитооптический эффект Керра — это зависимость поляризации и интенсивности отраженной электромагнитной волны от намагниченности поверхности. Причиной его является различие показателей преломления для волн левой и правой круговой поляризации. Существует три геометрии эффекта.

При осевом (полярном) эффекте Керра вектор намагниченности перпендикулярен поверхности и лежит в плоскости падения. Это приводит к повороту плоскости поляризации отраженной волны, пропорциональному намагниченности и появлению эллиптической поляризации. В геометрии полярного эффекта Керра вектор намагниченности направлен вдоль поверхности и лежит в плоскости падения. Так же как и полярный, приводит к линейному по намагниченности повороту плоскости поляризации. Поперечный эффект Керра наблюдается, когда вектор намагниченности перпендикулярен плоскости падения. Приводит к изменению коэффициента отражения  $R$  на величину, пропорциональную намагниченности.

Таким образом, поворот плоскости поляризации и изменение коэффициента отражения зависят от намагниченности. Измеряя поворот плоскости поляризации  $\Theta_K$ , можно определить намагниченность образца и спиновую плотность (произведение среднего спина на концентрацию электронов в зоне проводимости).

Спиновая динамика изучалась с помощью метода "накачка-зондирование" (см. рис. 1). Суть его состоит в следующем. Циркулярно поляризованный лазерный импульс (импульс накачки) длительностью несколько пикосекунд создает неравновесные электроны со спином, ориентированным вдоль оси роста  $z$  гетероструктуры [15].

Чтобы происходила релаксация не только компоненты спина  $S_z$ , но и компонент  $S_x$  и  $S_y$ , система находится в магнитном поле, направленном в плоскости  $xy$ . Благодаря этому происходит прецессия среднего спина в плоскости, перпендикулярной плоскости ямы. Поворачивая образец в плоскости  $xy$ , мы задаем угол между плоскостью прецессии спина и кристаллографическими осями образца.

Для определения намагниченности (а значит, среднего спина) спустя время  $\Delta T$  после прихода импульса накачки поступает линейно поляризованный импульс зондирования той же длины волны, т.е. используется вырожденная методика "накачка-зондирование". Вследствие полярного магнитооптического эффекта Керра отраженный импульс оказывается поляризованным эллиптически, причем угол поворота осей эллипса  $\Theta_k$  относительно плоскости поляризации импульса зондирования пропорционален проекции намагниченности на ось роста.

Определяя  $\Theta_k$  при различных временах задержки  $\Delta T$ , мы получаем зависимость

проекции среднего спина  $S_z$  на ось роста от времени. Из нее находим время релаксации спина при данном положении плоскости прецессии. Проводя серию экспериментов при различных углах между направлением магнитного поля и кристаллографическими осями образца, получаем зависимость времени релаксации спина от положения плоскости прецессии.

Прикладывая различные напряжения к образцу, обнаруживаем изменение характера этой зависимости. В качестве индикатора электрического поля в яме используется сдвиг линии излучения межъямного экситона относительно линии прямого экситона.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Образец находится в магнитном оптическом криостате с расщепленным соленоидом при температуре сверхтекучего перехода жидкого гелия. Магнитное поле направлено в плоскости гетероструктуры, пучок накачки — перпендикулярно ей, и пучок зондирования — под малым углом к пучку накачки. Держатель образца позволяет поворачивать его, т.е. задавать направление магнитного поля в плоскости квантовой ямы.

В качестве источника излучения используется фемтосекундный титан-сапфировый лазер (Tsunami 3941). Частота повторения импульсов 82 МГц, длительность импульса 60 фс, длину волны можно устанавливать в диапазоне  $\sim 700 \dots 980$  нм. В данном эксперименте длина волны ( $\sim 802$  нм) выбирается так, чтобы энергия кванта света была равна энергии перехода, соответствующего излучению прямого  $1s_{HH}$  экситона в квантовой яме. Величина и знак эффекта Керра вблизи резонанса сильно зависят от длины волны зондирующего излучения, поэтому ширина спектра зондирующего излучения должен быть не больше однородного уширения линии поглощения межъямного экситона. Для этого спектр импульса лазера сужается до 0.5 нм с помощью двух дифракционных решеток со щелями.

Затем лазерный импульс поступает на делительный куб, расщепляющий его на два пучка. Более мощный (импульс накачки) направляется на механизированную линию задержки с перемещаемым уголковым отражателем, что позволяет менять длину пути, проходимого им с точностью 2 мкм. (Позволяет достичь разрешения по времени порядка 10 фс.) После этого импульс через поляризационную призму Глана, эластоупругий модулятор и линзу падает на образец. Он фокусируется в пятно диаметром  $\sim 500$  мкм, что при мощности пучка накачки 2 мВт и частоте следования импульсов 82 МГц соответствует плотности энергии в импульсе  $\sim 100$  нДж/см<sup>2</sup> ( $5 \cdot 10^8$  фотонов на см<sup>2</sup>).

Эласто-упругий модулятор представляет собой кварцевую пластину, установленную перпендикулярно пучку. С помощью пьезоэлемента в ней возбуждается стоячая волна, пластина становится двулучепреломляющей, с оптической осью в плоскости пластины. Для пучков, линейно поляризованных вдоль и перпендикулярно оси, она создает раз-

ность хода, которая изменяется в пределах от  $\frac{\lambda}{4}$  до  $-\frac{\lambda}{4}$  с частотой колебаний пластины (50 кГц). Оптическая ось пластины направлена под углом  $45^\circ$  к плоскости поляризации. Таким образом, степень циркулярной поляризации импульса накачки изменяется от  $+1$  до  $-1$  с частотой 50 кГц.

Менее мощный импульс (зондирования) направляется на образец через поляризационную призму, делающую его поляризацию линейной, и с помощью линзы фокусируется туда же, куда и импульс накачки. При этом пройденный им путь больше пути импульса накачки при любом положении линии задержки.

Для определения поворота плоскости поляризации отраженного импульса зондирования служит схема, состоящая из полуволновой пластинки, поляризационной призмы Глана-Томпсона и балансного фотодиодного детектора. Полуволновая пластинка устанавливается так, чтобы в отсутствие сигнала накачки (и, соответственно, керровского вращения) импульс, прошедший через нее, был поляризован под углом  $45^\circ$  к оптической оси поляризационной призмы. Проходя через призму, пучок делится на два, поляризованные вдоль ее оси и поперек. Эти пучки поступают на фотодиоды детектора, токи которых пропорциональны интенсивностям пучков. Выходной сигнал детектора пропорционален их разности. Он представляет собой колебания, синфазные с деформацией эластоупругого модулятора, модулированные сигналом керровского вращения. Для детектирования сигнала керровского вращения используется синхронный детектор, опорный сигнал на который поступает с генератора эласто-упругого модулятора.

Изменяя положение отражателя линии задержки с шагом 150 мкм, получаем зависимость угла керровского вращения от времени задержки с шагом 5 пс, т.е. разрешенный во времени сигнал Керровского вращения. Он пропорционален зависимости средней проекции спина на ось роста от времени, прошедшего с момента прихода импульса накачки.

## 2.2 Исследуемый образец

Исследуемый образец (см. рис. 3) представляет собой GaAs/AlGaAs n-i-n гетероструктуру с двойной GaAs/AlAs/GaAs квантовой ямой, разделенной AlAs барьером толщиной 4 монослоя. Ширина ям приблизительно 120 Å, барьера — 11 Å. Структура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на (001)-ориентированной легированной кремнием ( $10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) GaAs подложке n-типа. Сначала на подложке был выращен GaAs буферный слой толщиной 0,5 мкм, легированный кремнием ( $10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), затем  $Al_{0.67}Ga_{0.33}As$  изолирующий слой толщиной 1500 Å, а после этого — двойные GaAs/AlAs/GaAs квантовые ямы.

Оба гетероперехода между двойной квантовой ямой и изолирующими GaAlAs слоями были разделены узкими AlAs барьерами толщиной 4 монослоя, выращенны-

ми в режиме остановки роста. При этом флуктуации толщины барьера имеют крупный масштаб (сотни нм). После этого был выращен второй изолирующий слой  $Al_{0.67}Ga_{0.33}As$  толщиной 1500 Å, затем- слой GaAs толщиной 0,1 мкм, легированный кремнием ( $10^{18}$  см<sup>-3</sup>). В изолирующих барьерах вблизи легированных областей были расположены одиночные GaAs квантовые ямы шириной 300 Å. Поверх структуры был выращен 100 Å слой GaAs. С помощью литографии были изготовлены мезоструктуры размером 1x1 мм. Контакты из сплава Au + Ge + Pt расположены на буферном слое и в виде рамки на мезоструктуре.

Свойства экситонов в данной гетероструктуре были подробно изучены в работе [8]. В электрическом поле зонная структура двойных квантовых ям приобретает вид, показанный на рис. 4. При этом могут существовать как прямые экситоны, образованные электронами и дырками из одной квантовой ямы, так и непрямые, образованные электронами из нижней квантовой ямы и дырками из верхней. Энергия внутриямного экситона ( $\sim 1,548$  эВ) и время излучательной рекомбинации (десятки пикосекунд) практически не меняются при приложении электрического поля к структуре, в то время как энергия межъямного экситона монотонно падает при увеличении поля, а время жизни — монотонно растет. Разность энергий межъямного и внутриямного экситонов (Штарковский сдвиг) можно использовать в качестве индикатора перекоса зон в структуре.

Рассмотрим процессы, происходящее под воздействием короткого ( $\sim 2$  пс) импульса лазера. В работе используется резонансная накачка, когда энергия фотона равна энергии, необходимой для образования прямого экситона. После образования экситонов они начинают распадаться по двум каналам. Первый канал — радиационный распад. Вторым — тунеллирование электронов из верхней ямы в нижнюю и их релаксация по энергии на дно ямы. (Тунеллирование дырок из нижней ямы в верхнюю также происходит, но из-за большей в несколько раз массы настолько медленно, что им можно пренебречь). В результате в нижней яме остаются только электроны, а в верхней — только дырки, т.е. электроны и дырки оказываются разделенными в соседних ямах и образуется межъямный экситон [8]. При этом происходит частичная спиновая релаксация электронов при их энергетической релаксации.

## 3 Результаты

### 3.1 Экспериментальные результаты

Основные измерения проводились в магнитном поле 1 Т. При каждом из напряжений 0,3, 0,4...1,3, 1,4, 1,6 В, прикладывавшихся к образцу, регистрировался спектр люме-

нисценции и снимался разрешенный во времени сигнал керровского вращения для углов между направлением магнитного поля и  $[110]$   $0 \dots 90^\circ$  с шагом  $10^\circ$ .

В спектре на рис. 5 в области  $780 \dots 820$  нм присутствуют линии излучения экситона в объеме GaAs, линия излучения межъямного экситона (I) и линия лазера на месте линии внутриямного экситона.

Линия межъямного экситона присутствует в спектре фотолюменисценции (ФЛ) только при напряжениях  $\sim 0,4$  В и выше. При увеличении напряжения интенсивность линии возрастает, и она монотонно сдвигается в сторону больших длин волн, что соответствует уменьшению энергии межъямного экситона при увеличении перекоса зон. Штарковский сдвиг (см. рис. 6) при данном напряжении определялся по спектру ФЛ, а время излучательной рекомбинации межъямного экситона — по кривым затухания ФЛ.

Зависимость угла Керровского вращения от задержки между импульсами накачки и зондирования приведена на рис. 7. Она представляет собой экспоненциально затухающие гармонические осцилляции, начинающиеся при нулевой задержке.

Осцилляции присутствуют только при приложенных напряжениях от  $0,3$  В. Это вызвано тем, что при меньших напряжениях не происходит разделения электронов и дырок по соседним квантовым ямам. При напряжениях более  $0,3$  В амплитуда осцилляций возрастает с напряжением. Более существенным для данной работы является тот факт, что скорость затухания осцилляций уменьшается при увеличении напряжения. Это вызвано двумя причинами — увеличением времени излучательной рекомбинации межъямного экситона и изменением времени поперечной спиновой релаксации.

При вращении образца (т.е. изменении направления магнитного поля в его плоскости) скорость затухания осцилляций при заданном напряжении изменяется (см. рис. 7). При большинстве напряжений максимум его наблюдался при угле  $0^\circ$  либо  $90^\circ$ .

Зависимость спиновой плотности  $S_z$  от времени  $t$  с момента прихода импульса накачки описывается следующим выражением:

$$S_z = S_{0z} e^{-\frac{t}{T}} \cos(\omega t + \phi),$$

где  $S_{0z}$  — начальное значение среднего спина,  $T$  — время жизни спина при данном положении образца в магнитном поле (определяется темпом поперечной спиновой релаксации  $\tau_s^{-1}$  и темпом рекомбинации межъямных экситонов  $\tau_r^{-1}$ ),  $\omega = \frac{g\mu_B H}{\hbar}$  — Ларморовская частота,  $g$  — гиромагнитное отношение для электрона в зоне проводимости,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $H$  — индукция магнитного поля, а  $\phi$  — начальная фаза.

Поскольку  $\Theta_K \sim S_z$ , зависимость сигнала на выходе усилителя от положения линии задержки в нашей установке описывается формулой

$$U = A e^{-\frac{t}{T}} \cos(\omega t + \phi) + B, \quad (1)$$

$A$  — коэффициент, определяющийся чувствительностью зондирования к изменению спиновой плотности,  $B$  — фон, вызванный неизбежными неточностями в настройке.

Для определения времени  $T$  и  $g$ -фактора осуществлялась регрессия полученных экспериментальных зависимостей  $U(t)$  моделью (1). Полученные значения  $T$  приведены на 8. Видно, что при всех напряжениях эти значения существенно меньше, чем времена излучательной рекомбинации межъямного экситона (ср. рис. 10). При большинстве напряжений они существенным образом зависят от угла между направлением магнитного поля и  $[110]$ , т.е. имеет место анизотропия времени поперечной спиновой релаксации (времени спиновой дефазировки). При увеличении напряжения от 0,7 до 1,6 В анизотропия сначала ослабевает, затем усиливается, причем при малых  $\Delta E$   $T(0) < T(90^\circ)$ , а при больших  $T(0) > T(90^\circ)$ . При  $U=1,3$  В ( $\Delta E=25,2$ мэВ) анизотропии практически нет.

### 3.2 Сравнение с теорией

Анизотропия спиновой релаксации в (001)-квантовых ямах была предсказана и исследована в работах [1, 2].

Гамильтониан спин-орбитального взаимодействия в общем случае имеет вид

$$\hat{H}_{so} = \frac{\hbar}{4m^2c^2} [\nabla V, \mathbf{p}] \hat{\sigma}. \quad (2)$$

При наличии только объемно-инверсионной асимметрии в двумерном случае он линеен по волновому вектору (гамильтониан Дрессельхауза) [11]:

$$\hat{H}_{BIA} = \beta(\sigma_x k_x + \sigma_y k_y). \quad (3)$$

При наличии только структурно-инверсионной асимметрии он также линеен по волновому вектору (гамильтониан Рашбы):

$$\hat{H}_{SIA} = \alpha(\sigma_x k_y - \sigma_y k_x). \quad (4)$$

При наличии обеих видов асимметрии, что имеет место в нашем случае, гамильтониан спин-орбитального взаимодействия равен сумме слагаемых (3) и (4). Из кинетического уравнения для спиновой матрицы плотности можно получить следующее выражение для спиновой плотности электронов  $\mathbf{S}$  в магнитном поле  $\mathbf{\Omega}$ :

$$\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} + \mathbf{S} \times \mathbf{\Omega} + \hat{\Gamma} \mathbf{S} + \frac{\mathbf{S}}{\tau_r} = 0. \quad (5)$$

где  $\Omega = \mu g_{xy} B$  — Ларморовская частота,  $\Omega_x = \Omega \cos \theta$ ,  $\Omega_y = \Omega \sin \theta$ ,  $\Omega_z = 0$ , оси  $x$ ,  $y$  и  $z$  направлены вдоль  $[110]$ ,  $[1\bar{1}0]$  и  $[001]$  соответственно,  $\theta$  — угол между осью  $x$  и направлением магнитного поля. Изучаемые (001) сдвоенные квантовые ямы обладают симметрией  $C_{2v}$ , и тензор скорости спиновой релаксации  $\hat{\Gamma}$  имеет три собственных значения — времена релаксации спина, ориентированного вдоль  $x \parallel [1\bar{1}0]$ ,  $y \parallel [110]$  и  $z \parallel [001]$ : [1, 2]

$$\Gamma_{xx} = \frac{1}{\tau_x}, \quad \Gamma_{yy} = \frac{1}{\tau_y}, \quad \Gamma_{zz} = \frac{1}{\tau_z}.$$

Для механизма Дьяконова-Переля известны следующие выражения для темпов спиновой релаксации [1, 2]:

$$\frac{1}{\tau_z} = C(\alpha^2 + \beta^2) \quad (6)$$

$$\frac{1}{\tau_{x,y}} = C(\alpha \pm \beta)^2, \quad (7)$$

Проекция решения линейного уравнения (5) на ось  $z$  имеет вид

$$S_z = S_{0z} \exp\left(-\frac{t}{T}\right) \cos(\Omega t + \phi), \quad (8)$$

где  $T^{-1} = \tau_s^{-1} + \tau_r^{-1}$ .

Действительно, спиновая плотность уменьшается со временем не только из-за спиновой дефазировки, но и из-за рекомбинации межъямных экситонов. С учетом последней  $\tau_s = \frac{T\tau_r}{\tau_r - T}$ . Как видно из рис. 10, время поперечной спиновой релаксации не превосходит времени излучательной рекомбинации межъямного экситона. Зависимости  $\tau_s(\theta)$  приведены на 9.

В случае достаточно сильного магнитного поля  $\Omega\tau_{x,y,z} \gg 1$  (это условие выполняется — в сигнале Керровского вращения на 7 присутствуют осцилляции) можно получить аналитическое выражение для  $\tau_s$ :

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\tau_z} + \frac{\sin^2 \theta}{\tau_x} + \frac{\cos^2 \theta}{\tau_y} \right), \quad (9)$$

которое можно, используя (6) и (7) преобразовать к виду

$$\tau_s = \frac{a}{1 + b \cos(2\theta)}. \quad (10)$$

С помощью этого выражения из зависимостей  $T(\theta)$  можно найти  $b$  (см. рис. 9)

При этом константы  $\alpha, \beta$  в слагаемых Рашбы и Дрессельхауза связаны с параметром анизотропии  $b$  как

$$\left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^{\pm 1} = \frac{1}{3b} + \sqrt{\frac{1}{(3b)^2} - 1}. \quad (11)$$

Данное выражение не позволяет отличить  $\alpha$  от  $\beta$ , что следует из (6) и (7). Это можно сделать из других соображений. При напряжении 1.3 В анизотропия практически исчезает. Следовательно, одно из слагаемых — Рашбы либо Дрессельхауза — обращается в нуль. Но это может произойти только с первым слагаемым. Значит, исходная асимметрия ямы, обусловленная, например, различной высотой барьеров, при этом напряжении оказывается скомпенсированной перекосом зонной структуры и  $\alpha = 0$ . При

остальных напряжениях выбор можно сделать исходя из предположения о монотонной зависимости  $\alpha$  от приложенного напряжения с учетом того, что величина  $\beta$  не может менять знак. Полученная зависимость приведена на рис. 11.

## 4 Выводы

Экспериментально установлено, что анизотропия поперечного времени спиновой релаксации электронов в магнитном поле в двойной квантовой яме изменяется в зависимости от приложенного вдоль оси роста электрического поля.

Существующая теория объясняет это изменением слагаемого в спин-орбитальном расщеплении, обусловленного структурно-инверсионной асимметрией. Это позволяет говорить о возможности управлять с помощью электрического поля спин-орбитальным расщеплением электронов в двойных квантовых ямах.

## Список литературы

- [1] N.S. Averkiev, L.E. Golub, Phys. Rev. B 60, 15582 (1999).
- [2] N. S. Averkiev, L. E. Golub and M. Willander, J. Phys.: Condens. Matter 14, R271 (2002).
- [3] N. S. Averkiev, L. E. Golub, A. S. Gurevich, V. P. Evtikhiev, V. P. Kochereshko, A. V. Platonov, A. S. Shkolnik, and Yu. P. Efimov, Phys. Rev. B 74, 033305 (2006).
- [4] D. Stich, J. H. Jiang, T. Korn, R. Schulz, D. Schuh, W. Wegscheider, M. W. Wu, and C. Schuller, Phys. Rev. B 76, 073309 (2007).
- [5] B. Liu, H. Zhao, J. Wang, L. Liu, W. Wang, D. Chen, and H. Zhu, Appl. Phys. Lett. 90, 112111 (2007).
- [6] O. Z. Karimov, G. H. John, R. T. Harley, W. H. Lau, M. E. Flatte, M. Henini, and R. Airey, Phys. Rev. Lett. 91, 246601 (2003).
- [7] I. Ya. Gerlovin, Yu. P. Efimov, Yu. K. Dolgikh, S. A. Eliseev, V. V. Ovsyankin, V. V. Petrov, R. V. Cherbunin, I. V. Ignatiev, I. A. Yugova, L. V. Fokina, A. Greilich, D. R. Yakovlev, and M. Bayer, Phys. Rev. B 75, 115330 (2007).
- [8] A. V. Larionov, V. B. Timofeev, J. Hvam and K. Soerensen, JETP 90, 1093 (2000).
- [9] Дьяконов М. И., Перель В. И., ФТТ, т.13, в. 12, стр. 3581-3585 (1971)
- [10] G.Dresselhaus, Phys.Rev. 100, 580 (1955)

- [11] Дьяконов М. И., Качоровский В. Ю., ФТП, 20, 178 (1986)
- [12] Рашба Э. И., т.2, вып.6, стр. 1224 (1960)
- [13] Бычков Ю.А., Рашба Э.И., Письма ЖЭТФ, т.39, вып. 2, стр. 66-69, (1984)
- [14] Semiconductor Spintronics and Quantum Computation, eds. D.D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth, in the series Nanoscience and Technology, eds. K. von Klitzing, H. Sakaki, and R. Wiesendanger, Springer, Berlin, 2002.
- [15] Оптическая ориентация, под ред. Б.П. Захарчени и Ф. Майера, Наука, Л., 1989.

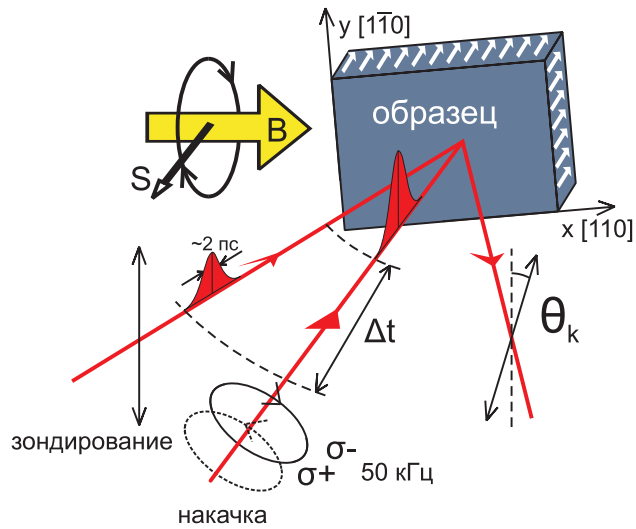


Рис. 1: Измерение разрешенного во времени сигнала вращения Керра с помощью метода "накачка-зондирование".

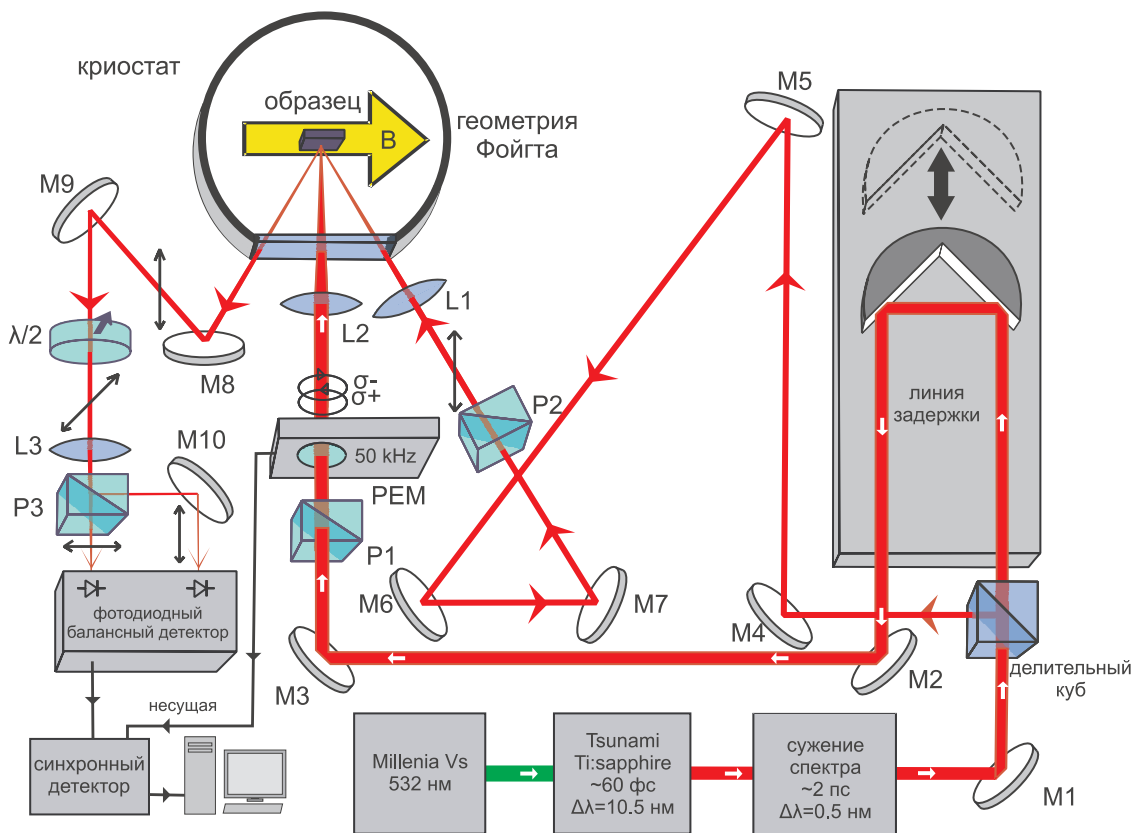


Рис. 2: Схема экспериментальной установки.

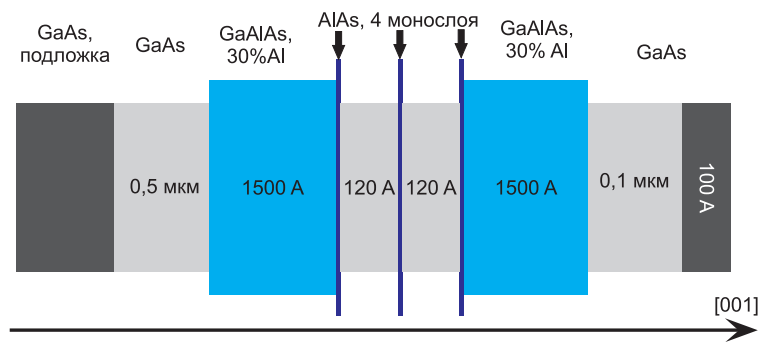


Рис. 3: Зонная структура образца

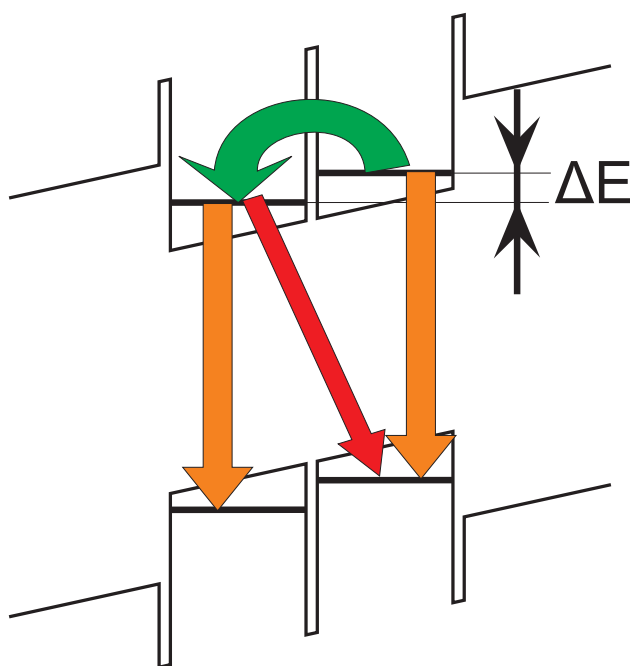


Рис. 4: Образование межъямного экситона.

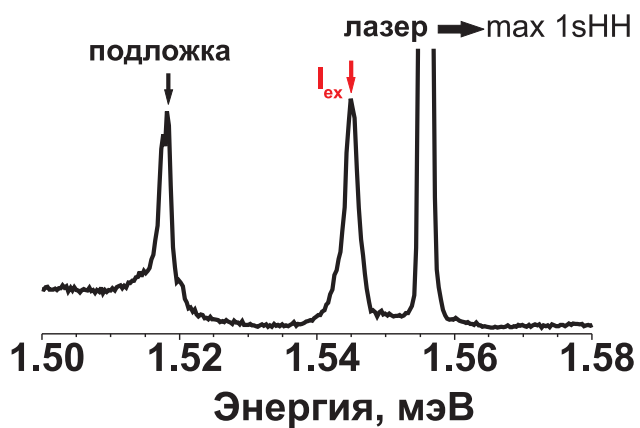


Рис. 5: Спектр люминесценции образца.

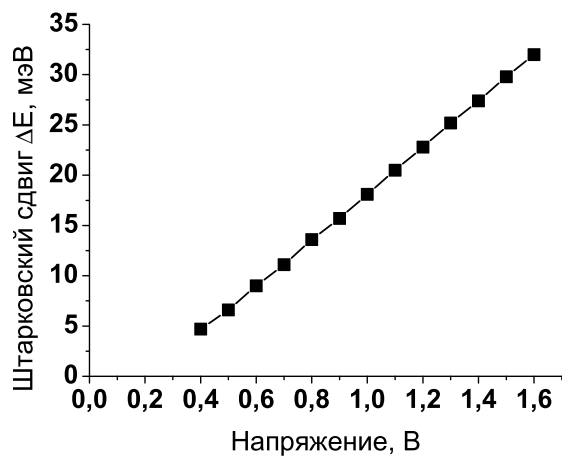


Рис. 6: Зависимость разности энергий прямого и непрямого экситона от приложенного напряжения.

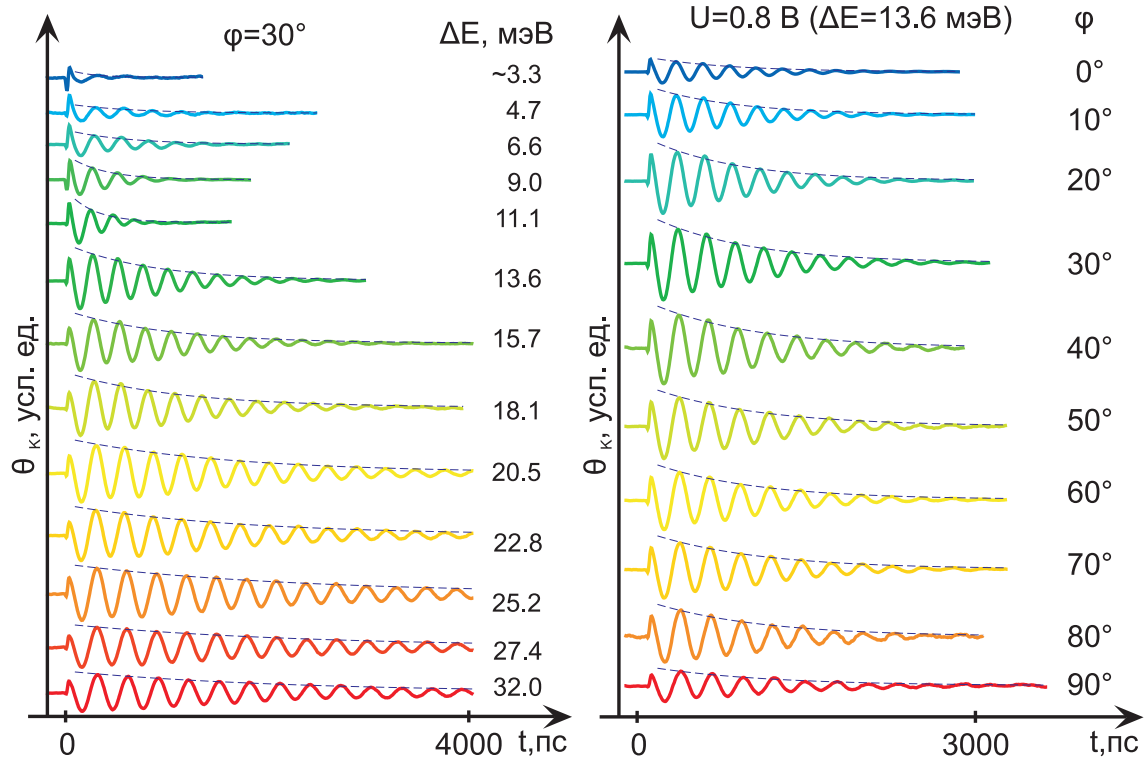


Рис. 7: Сигнал Керровского вращения при различных приложенных напряжениях (слева) и различных углах между  $\mathbf{V}$  и  $[110]$  (справа).

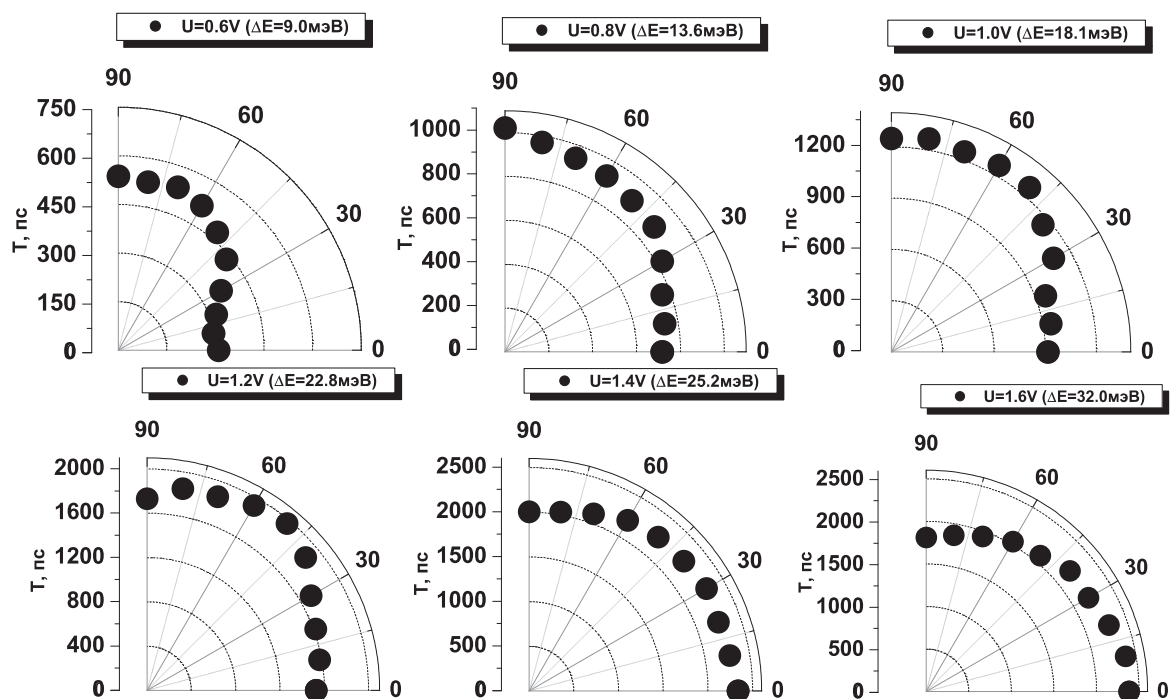


Рис. 8: Зависимости  $T$  от угла между  $B$  и  $[110]$  при некоторых  $\Delta E$ .

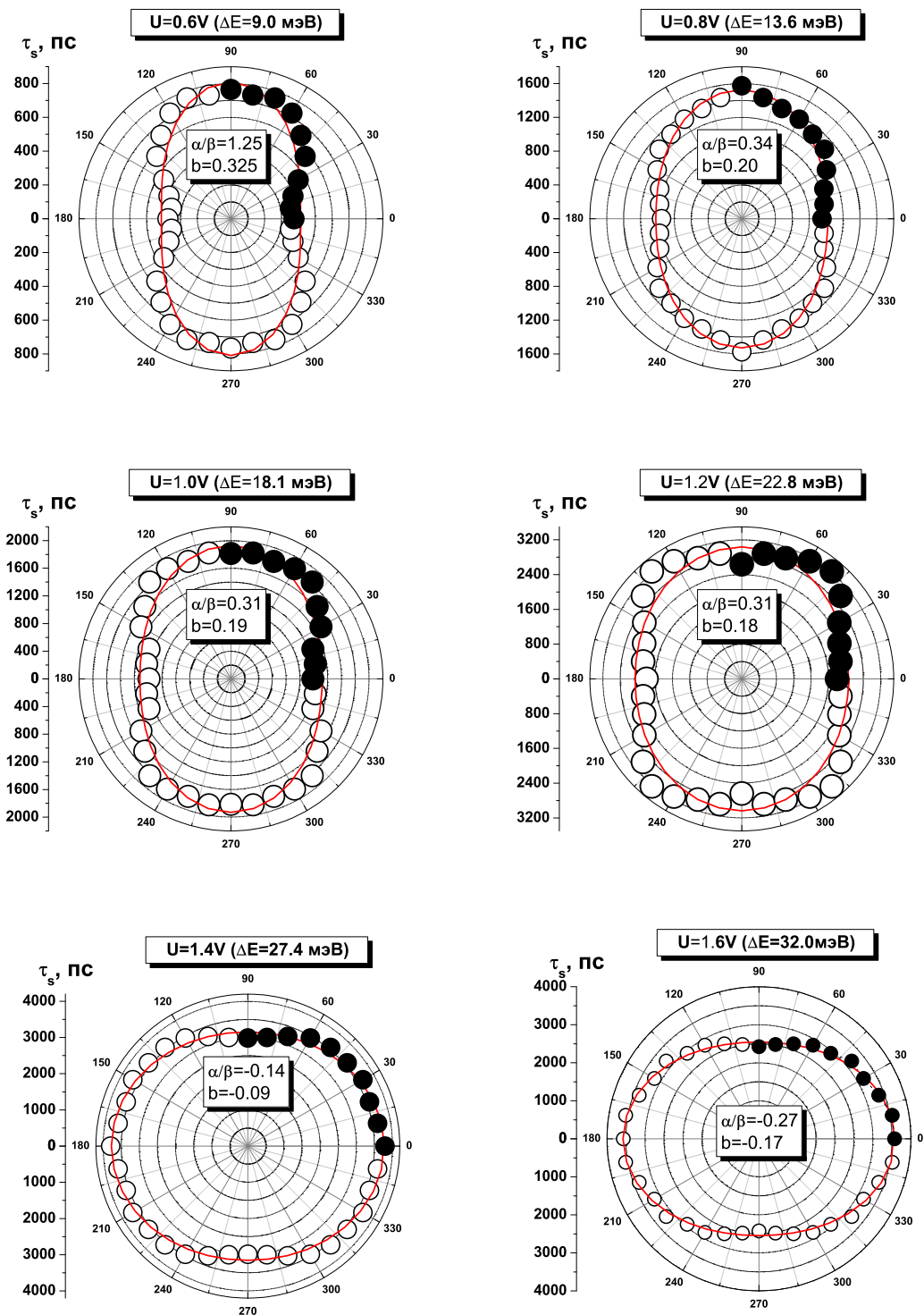


Рис. 9: Зависимости  $\tau_s(\theta)$ , при различных  $\Delta E$ . Значения, полученные из эксперимента, обозначены черными точками.

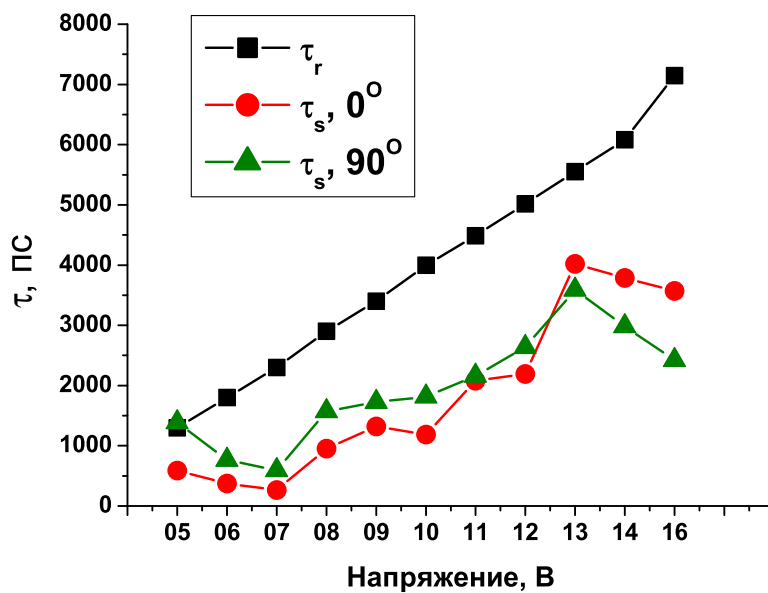


Рис. 10: Зависимости времен излучательной рекомбинации и спиновой дефазировки от приложенного напряжения.

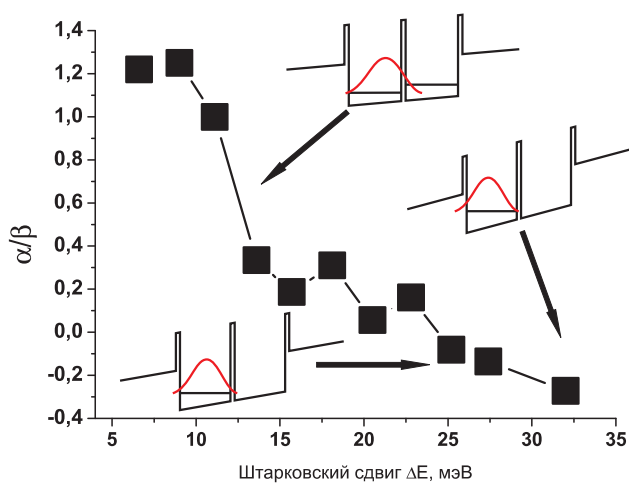


Рис. 11: Отношение постоянных Рашбы и Дрессельхауза,  $\alpha/\beta$