

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А. Ф. ИОФФЕ  
Российской академии наук

---

*на правах рукописи*

**Калитухо Инна Викторовна**

ФЕРРОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ  
В ГИБРИДНОЙ СТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНЕТИК -  
ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ КВАНТОВАЯ ЯМА

**Специальность:**

1.3.8 – физика конденсированного состояния

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
В. Ф. Сапега

Санкт-Петербург  
2022

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>4</b>
<b>1 Методическая часть</b>	<b>13</b>
1.1 Экспериментальные методики . . . . .	13
1.1.1 Спектроскопия поляризованной фотолюминесценции . . .	13
1.1.2 Спектроскопия фотолюминесценции с временным разре- шением . . . . .	19
1.1.3 Измерение магнитооптического эффекта Керра . . . . .	20
1.1.4 Неупругое рассеяние света с переворотом спина . . . . .	21
1.1.5 Методика накачка-зондирование для измерения эффекта Керра . . . . .	24
1.2 Гибридные структуры ФМ/CdMgTe/CdTe . . . . .	27
1.2.1 Градиентные гибридные структуры ФМ/CdMgTe/CdTe . .	27
1.2.2 Технологический процесс . . . . .	28
1.2.3 Гибридная структура Co/CdMgTe/CdTe с электрическими контактами . . . . .	30
<b>2 Дальнедействующий ферромагнитный эффект близости в структуре Co/CdMgTe/CdTe</b>	<b>32</b>
2.1 Введение . . . . .	32
2.1.1 Структуры ферромагнетик - полупроводник и эллиптиче- ски поляризованные фононы . . . . .	32
2.2 Образец . . . . .	34
2.3 Ферромагнитный эффект близости в стационарном режиме . . .	35

2.4	Кинетика ферромагнитного эффекта близости . . . . .	42
2.5	Природа ферромагнитного эффекта близости . . . . .	45
2.5.1	Спин-зависимый захват носителей в ферромагнетик . . . . .	46
2.5.2	Эффект магнитного циркулярного дихроизма . . . . .	47
2.5.3	Резонансное туннелирование через глубокие центры . . . . .	49
2.5.4	Рассеянные поля ферромагнетика . . . . .	49
2.5.5	Диффузия кобальта в полупроводниковую часть структуры	52
2.6	Природа ферромагнетика . . . . .	57
2.7	Заключение . . . . .	65
2.8	Выводы к главе . . . . .	66
<b>3</b>	<b>Прямое измерение p-d обменного взаимодействия в структуре Co/CdMgTe/CdTe</b>	<b>68</b>
3.1	Введение . . . . .	68
3.2	Образец . . . . .	68
3.3	Ферромагнитный эффект близости . . . . .	69
3.4	Неупругое рассеяния света с переворотом спина . . . . .	69
3.5	Механизм эффективного дальнедействующего p-d обменного вза- имодействия . . . . .	77
3.6	Заключение . . . . .	81
3.7	Выводы к главе . . . . .	83
<b>4</b>	<b>Электрический контроль p-d обменного взаимодействия в структуре Co/CdMgTe/CdTe</b>	<b>84</b>
4.1	Введение . . . . .	84
4.2	Образец . . . . .	85
4.3	Влияние электрического поля на ферромагнитный эффект бли- зости в стационарном режиме . . . . .	87
4.4	Влияние электрического поля на кинетику эффекта близости . . . . .	94

4.5	Влияние электрического поля на константу $p-d$ обменного взаимодействия . . . . .	98
4.6	Модель электрического контроля $p-d$ обменного взаимодействия . . . . .	108
4.7	Заключение . . . . .	113
4.8	Выводы к главе . . . . .	114
<b>5</b>	<b>Короткодействующий и дальнедействующий ферромагнитные эффекты близости в структуре Fe/CdMgTe/CdTe</b>	<b>116</b>
5.1	Введение . . . . .	116
5.2	Образец и его характеристика . . . . .	117
5.3	Короткодействующий ферромагнитный эффект близости . . . . .	119
5.4	Дальнедействующий ферромагнитный эффект близости . . . . .	124
5.5	Заключение . . . . .	132
5.6	Выводы к главе . . . . .	133
	<b>Заключение</b>	<b>134</b>
	<b>Список сокращений и условных обозначений</b>	<b>138</b>
	<b>Список литературы</b>	<b>139</b>

# Введение

Концепция спинтроники была сформулирована в 1990-е и заключалась в использовании спиновых степеней свободы электронов в качестве носителя информации [1]. Такой подход открывает возможности для создания концептуально нового поколения устройств манипулирования и хранения информации, например, спиновых транзисторов и светодиодов, спиновых резонансно-туннельных диодов, оптических переключателей и др. Интерес к спинтронике обусловлен также надеждой использовать спиновую степень свободы в квантовых вычислениях. Устройства, сочетающие классическую полупроводниковую электронику со спиновой степенью свободы носителей зарядов, будут обладать энергонезависимостью, повышенной скоростью обработки данных, сниженным энергопотреблением и повышенной степенью интеграции по сравнению с классическими полупроводниковыми устройствами, где носителем информации выступает только заряд [2]. Однако, на пути к созданию устройств спинтроники необходимо добиться эффективной инжекции, транспорта, контроля и управления спинами носителей заряда, а также детектирования спиновой поляризации и спиновых токов. Поэтому естественно, что успешность спинтроники зависит от изучения и понимания спиновых взаимодействий в твердотельных системах – полупроводниках (ПП), полупроводниковых гетероструктурах и ферромагнетиках (ФМ).

Одним из направлений спинтроники является внедрение магнетизма в полупроводник. Преимуществом такого подхода является совместимость с уже существующей полупроводниковой электроникой. Такая технология должна сохранить все лучшие свойства полупроводника, например, высокую подвижность носителей заряда, но добавить к ним магнетизм, присущий ферромагнетикам. Это позволит объединить полупроводниковую логику и магнитную память в одном устройстве. Манипулирование и хранение информации на одном чипе

избавит от необходимости переноса информации, таким образом повысив быстродействие и понизив энергопотребление системы.

Существует несколько подходов к внедрению магнетизма в полупроводник. Один из них – ферромагнитные полупроводники. Ещё в 1960-е были рассмотрены халькогениды европия и кадмий-хромовые шпинели [3]. Однако, они обладают низкой температурой Кюри и плохо совместимы со стандартной полупроводниковой технологией на основе Si, Ge и GaAs. Поэтому в конце 1970-х на смену поискам пришло создание ферромагнитных полупроводников, а именно разбавленных магнитных полупроводников (РМП). РМП – это полупроводниковые твёрдые растворы, в которых часть атомов замещена магнитными атомами с типичной концентрацией в несколько %. Сначала были получены РМП на основе полупроводников  $A^{II}B^{VI}$  [4, 5], а впоследствии и  $A^{III}B^V$  [6, 7]. И хотя РМП обладают большим потенциалом для применения в спинтронике, ферромагнитные полупроводники (например, (Ga,Mn)As и (In,Mn)As) имеют довольно низкую подвижность для транспорта носителей заряда [8]. К тому же, существуют ограничения на количество магнитных атомов, способных встраиваться в решётку полупроводника с сохранением ферромагнитных свойств РМП.

Альтернативой ферромагнитным полупроводникам являются гибридные системы, включающие в себя ферромагнетик и полупроводник [9]. Концепция даёт возможность независимого выбора ферромагнитных материалов и стандартных парамагнитных полупроводников для поиска оптимальных свойств гибридной системы для конкретной задачи, а также контроля перекрытия волновых функций носителей заряда с ФМ. При таком подходе выполняется условие совместимости со стандартной полупроводниковой технологией. При этом полупроводник сохраняет высокую подвижность носителей заряда, а ферромагнетик – свои магнитные свойства. Примерами гибридных систем ФМ-ПП являются устройства спиновой инжекции [2, 10], где поляризованные по спину носители заряда инжектируются из ФМ в ПП.

В работах [11, 12] предложена гибридная структура из ферромагнетика и полупроводниковой квантовой ямы (КЯ) с двумерным дырочным газом, разделённых тонким немагнитным барьером. В такой структуре происходит взаимодействие спиновых систем ФМ и носителей заряда в КЯ – ферромагнитный эффект близости. Рассматривается, как ФМ поляризует носители заряда

в квантовой яме, а поляризованные носители заряда в ПП влияют на намагниченность ФМ. Предложена концепция оптического и электрического управления намагниченностью и её детектирования. В гибридных структурах с ФМ на основе марганца наблюдалась равновесная поляризация дырок в обменном поле Mn [13, 14, 15], а также динамическая поляризация электронов, связанная со спин-зависимым захватом носителей в ФМ слой [16]. В гибридных структурах Ni/GaAs [17, 18] наблюдалось фотоиндуцированное изменение коэрцитивной силы интерфейсного ФМ, обусловленное взаимодействием ФМ и ПП.

Гибридные системы выглядят перспективными для применения в спинтронике, но, естественно, для этого требуется детальное изучение фундаментальных свойств и взаимодействий в таких системах, а также поиск пар ФМ-ПП с оптимальными свойствами.

Все вышесказанное определяет актуальность темы диссертационной работы.

Целью работы является экспериментальное исследование взаимодействия спиновых систем ферромагнетика и полупроводника в гибридной структуре, состоящей из пленки металлического ферромагнетика (кобальта или железа) и квантовой ямы CdTe, разделённых тонким немагнитным барьером CdMgTe, определение природы такого взаимодействия, его параметров и способов управления спиновым взаимодействием. В ходе исследования был решён широкий круг задач: экспериментальная демонстрация и изучение ферромагнитного эффекта близости с помощью комплекса различных методик в гибридных структурах Co/CdMgTe/CdTe и Fe/CdMgTe/CdTe; определение носителей в КЯ и ферромагнетика, участвующих в эффекте близости; выявление природы ферромагнитного эффекта близости; прямое измерение константы эффективного  $p$ - $d$  обменного взаимодействия между системами ФМ и носителей в КЯ в структуре Co/CdMgTe/CdTe; изучение влияния приложенного поперечного смещения на ферромагнитный эффект близости и константу  $p$ - $d$  обменного взаимодействия в этой структуре.

Методология и методы исследования. Для исследования гибридных структур ферромагнетик – квантовая яма CdTe были использованы методы спектроскопии поляризованной фотолюминесценции (ФЛ) в стационарном режиме и с временным разрешением, метод неупругого рассеяния света с переворотом

спина (НРСПС), измерение эффекта Керра в режиме накачка-зондирование, измерение магнитооптического эффекта Керра (МОЭК).

Научная новизна работы определяется тем, что в ней различными методами изучены гибридные структуры Co/CdMgTe/CdTe и Fe/CdMgTe/CdTe, обнаружен ферромагнитный эффект близости в таких структурах. Исследована зависимость амплитуды ферромагнитного эффекта близости от толщины барьера между ФМ и КЯ. Установлено, что в структуре Co/CdMgTe/CdTe осуществляется дальнедействующий (слабо зависящий от толщины барьера) ферромагнитный эффект близости, обусловленный эффективным  $p-d$  обменным взаимодействием между дырками, локализованными на акцепторах в КЯ и  $d$ -электронами интерфейсного ФМ. Напрямую измерена константа обменного взаимодействия  $\Delta_{pd}$ . Продемонстрировано управление ферромагнитным эффектом близости с помощью малых электрических полей. В структуре Fe/CdMgTe/CdTe обнаружено сосуществование двух типов ферромагнитного эффекта близости - короткодействующего и дальнедействующего. Показано, что короткодействующий ферромагнитный эффект близости обусловлен  $s-d$  обменным взаимодействием электронов в квантовой яме с  $d$ -электронами железа, дальнедействующий – взаимодействием дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, с  $d$ -электронами интерфейсного ФМ.

Практическая значимость работы заключается в исследовании гибридных структур Co/CdMgTe/CdTe и Fe/CdMgTe/CdTe, совместимых с полупроводниковой технологией современных вычислительных устройств, а также обладающих магнитным порядком. Исследование свойств такого класса структур важно для интеграции магнетизма в полупроводниковую электронику. В частности, создания компьютера на одном чипе с надежной магнитной памятью, которая может переключаться оптическими или слабыми электрическими полями. Также подобные структуры могут быть использованы для создания устройств записи, хранения и чтения информации, использующих спиновые состояния носителей в качестве бита информации.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Природа ферромагнитного эффекта близости в структуре Co/CdMgTe/CdTe заключается в дальнедействующем эффективном  $p-d$  обменном взаимодействии  $d$ -электронов интерфейсного ферромагнетика и дырок, локали-



зованных на акцепторах в квантовой яме. Характерный масштаб этого взаимодействия существенно превышает масштаб перекрытия волновых функций носителей.

2. Статическое электрическое поле влияет на эффективное  $p$ - $d$  обменное взаимодействие в структуре  $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$ . Константа  $\Delta_{pd}$  обменного взаимодействия, напрямую измеренная методом неупругого рассеяния света с переворотом спина, уменьшается со значения 140 мкэВ в режиме плоских зон до 11 мкэВ при приложении обратного смещения.
3. В основе дальнедействующего эффективного  $p$ - $d$  обменного взаимодействия лежит фононный динамический эффект Штарка. Этот эффект заключается в распространении из ферромагнетика в квантовую яму эллиптически поляризованных фононов, создающих эффективное магнитное поле, которое снимает крамерсово вырождение дублета  $\pm 3/2$  дырок, локализованных на акцепторах.
4. Электрическое поле, приложенное к структуре  $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$ , влияет на константу  $\Delta_{pd}$  обменного взаимодействия за счёт изменения энергии расщепления состояний акцепторов с моментами  $3/2$  и  $1/2$  в квантовой яме посредством статического эффекта Штарка. Величина обменной константы  $\Delta_{pd}$  зависит от отстройки энергии эллиптически поляризованных фононов от энергии расщепления акцепторов с моментами  $3/2$  и  $1/2$ .
5. В структуре  $\text{Fe}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$  сосуществуют короткодействующий и дальнедействующий ферромагнитные эффекты близости. Короткодействующий эффект близости обусловлен  $s$ - $d$  обменным взаимодействием электронов в квантовой яме с  $d$ -электронами пленки железа на масштабе перекрытия их волновых функций. Дальнедействующий эффект близости обусловлен взаимодействием  $d$ -электронов интерфейсного ферромагнетика на границе  $\text{Fe}/\text{CdMgTe}$  и тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, на масштабе существенно превышающем масштаб перекрытия их волновых функций.

Достоверность полученных результатов обусловлена использованием современного оборудования и высокоточных методик измерения. Результаты подтверждаются согласованностью различных экспериментов: поляризационной

спектроскопии ФЛ, спектроскопии ФЛ с временным разрешением, неупругого рассеяния света с переворотом спина и измерения эффекта Керра в режиме накачка-зондирование. Описываемые в работе результаты опубликованы в реферируемых научных журналах и были представлены на российских и международных конференциях.

Апробация работы. Результаты работы были представлены на следующих конференциях: 20th International Conference on Modulated Semiconductor Structures (Тояма, Япония, 2021), XXV симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2021), International Conference on Optics of Excitons in Confined Systems (Дортмунд, 2021, Санкт-Петербург, 2019 и Израиль, 2015), Российская конференция по физике полупроводников (Новосибирск, 2019 и Звенигород, 2015), 34th International conference on the physics of semiconductors (Монпелье, Франция, 2018), семинар «От экситона к спинтронике, семинар, посвященный 90-летию со дня рождения Б. П. Захарчени (Санкт-Петербург, 2018), международная школа-семинар “Экситоны в кристаллах и наноструктурах. К 120-летию со дня рождения Е.Ф. Гросса” (Санкт-Петербург, 2017), Moscow International Symposium on Magnetism (Москва, 2017), International Conference on Metamaterials and Nanophysics (Варадеро, Куба, 2015), 17th International Conference on II-VI Compounds, (Париж, Франция, 2015), III Научно-техническая конференция с международным участием «Наука настоящего и будущего» (Санкт-Петербург, 2015), Физика.СПб (Санкт-Петербург, 2015), XVII Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур (Санкт-Петербург, 2015). Результаты исследования также докладывались на семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе, СПбГУ, проекта ICRC TRR-160. Цикл работ [A1-A3] был удостоен премии ФТИ им. А.Ф. Иоффе за 2018 год.

Личный вклад. Автор диссертации выполнил эксперименты по спектроскопии фотолюминесценции в стационарном режиме и с временным разрешением, неупругому рассеянию света с переворотом спина, измерению эффекта Керра методом накачка-зондирование, а также принимал участие в изготовлении электрических контактов к образцу. Автор провёл обработку и анализ экспериментальных данных, активно участвовал в постановке задач, а также подготов-

ке статей. Принимал участие в апробации работ на конференциях, семинарах и т.п., в том числе в качестве приглашенного докладчика.

Публикации. Результаты исследований, представленных в диссертации, изложены в 5 работах [А1-А5]. Список работ приведён в заключении. Автор имеет ещё 5 публикаций в высокорейтинговых журналах, не включенных в диссертацию.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений и списка литературы. Она содержит 145 страниц текста, включая 70 рисунков и 3 таблицы. Список цитируемой литературы содержит 70 наименований. Формулы, рисунки и таблицы в диссертации нумеруются по главам, нумерация литературы сквозная.

Во введении обоснована актуальность данной работы, сформулированы цель и задачи научного исследования, представлены экспериментальные методики, используемые в работе, обозначены научная новизна работы и её практическая значимость, перечислены основные положения, выносимые на защиту, кратко изложено содержание диссертации.

В первой главе дано описание экспериментальных методик, в частности, схемы экспериментальных установок, их возможности, принципы постановки эксперимента и интерпретации данных. Также приведена информация об исследуемых образцах ферромагнетик – полупроводниковая квантовая яма: технология получения образцов, их структура, характеристики исследуемых образцов.

Во второй главе показано, что в гибридной структуре  $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$  осуществляется взаимодействие спиновых систем ферромагнетика и носителей в квантовой яме – ферромагнитный эффект близости. Методом поляризационной спектроскопии фотолюминесценции с временным разрешением показано, что в ферромагнитном эффекте близости участвуют дырки, локализованные на акцепторах в квантовой яме. Исследуется зависимость ферромагнитного эффекта близости от толщины барьера между ферромагнетиком и квантовой ямой: амплитуда эффекта остаётся неизменной вплоть до 30 нм, в то время как перекрытие волновых функций осуществляется на масштабе 1.6 нм. Рассматриваются различные механизмы, способные объяснить такой дальнедействующий ферромагнитный эффект близости. В итоге, выдвигается предположение об эффек-

тивном  $p$ - $d$  обменном взаимодействии между  $d$ -электронами ферромагнетика и дырками, локализованными на акцепторах в квантовой яме. Также в данной главе проводится сравнение результатов поляризационной спектроскопии фотолюминесценции и магнитооптического эффекта Керра. Вкупе с нетривиальной зависимостью амплитуды ферромагнитного эффекта близости от толщины пленки кобальта они показывают, что ферромагнетик, участвующий в ферромагнитном эффекте близости – это не кобальт, а, возможно, интерфейсный ферромагнетик. Обсуждается природа этого ферромагнетика. Методом фотолюминесценции с временным разрешением разделены вклады в циркулярную поляризацию фотолюминесценции от кобальта и интерфейсного ферромагнетика.

Третья глава посвящена прямому измерению константы эффективного  $p$ - $d$  обменного взаимодействия в гибридной структуре Co/CdMgTe/CdTe методом неупругого рассеяния света с переворотом спина. Описан процесс рассеяния света с переворотом спина дырки, локализованной на акцепторе, объясняется выбор наклонной геометрии эксперимента. Показано, что измерение магнитопольевой зависимости рамановского сдвига дырки, локализованной на акцепторе, позволяет определить константу  $p$ - $d$  обменного взаимодействия  $\Delta_{pd}$ , которая оказалась равной  $\sim 50$  мкэВ. Исследована зависимость обменной константы от температуры и толщины барьера между ферромагнетиком и квантовой ямой. Определены  $g$ -факторы электрона и дырки, локализованной на акцепторе. В этой главе предложен механизм эффективного  $p$ - $d$  обменного взаимодействия: передача углового момента от интерфейсного ферромагнетика в квантовую яму осуществляется через эллиптически поляризованные фононы, которые влияют на расщепление пары уровней лёгких и тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах, подобно динамическому эффекту Штарка.

В четвёртой главе диссертации рассматривается возможность электрического контроля эффективного  $p$ - $d$  обменного взаимодействия в гибридной структуре Co/CdMgTe/CdTe. Описан дизайн образца для такого исследования, приведена его вольт-амперная характеристика (ВАХ). Тремя различными методиками продемонстрировано изменение амплитуды ферромагнитного эффекта близости, а также самой константы обменного взаимодействия  $\Delta_{pd}$  под действием приложенного к образцу поперечного напряжения в пределах от  $-3$  до  $+3$  В. В

частности, методом неупругого рассеяния света с переворотом спина показано изменение константы  $\Delta_{pd}$  от 140 мкэВ при нулевом смещении до 11 мкэВ при приложении обратного смещения  $-3$  В. В данной главе модель эффективно-го  $p$ - $d$  обменного взаимодействия через эллиптически поляризованные фононы расширена для объяснения электрического контроля эффекта. Электрический контроль заключается в изменении энергии расщепления уровней лёгких и тяжёлых дырок, локализованных на акцепторе, что, в свою очередь, влияет на силу взаимодействия пары уровней с эллиптически поляризованными фононами.

В пятой главе рассматривается гибридная структура Fe/CdMgTe/CdTe. Методом поляризационной спектроскопии ФЛ показано, что в этой структуре существуют два типа ферромагнитного эффекта близости. Исследуется зависимость обоих эффектов близости от толщины барьера между ферромагнетиком и квантовой ямой. Показано, что амплитуда дальнедействующего эффекта близости составляет 2.5% и остаётся неизменной при толщине CdMgTe барьера до 15 нм. Амплитуда же короткодействующего эффекта близости имеет резкую зависимость от толщины барьера. Температурные измерения короткодействующего эффекта близости показывают, что он обусловлен  $s$ - $d$  обменным взаимодействием электронов в квантовой яме с  $d$ -электронами железа. Также в данной главе проводится сравнение результатов поляризационной спектроскопии фотолюминесценции и магнитооптического эффекта Керра. Показано, что дальнедействующий ферромагнитный эффект близости обусловлен взаимодействием дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, с ферромагнетиком на границе Fe/CdMgTe. Обсуждается природа этого ферромагнетика.

В заключении обобщены основные результаты работы.

# Глава 1

## Методическая часть

### 1.1 Экспериментальные методики

В работе исследуются гибридные структуры ферромагнетик – полупроводниковая квантовая яма. В данной системе осуществляется ферромагнитный эффект близости, т.е. взаимодействие спиновых систем ферромагнетика и носителей заряда в квантовой яме. Для исследования этого явления применяется ряд экспериментальных методик:

- спектроскопия поляризованной фотолюминесценции,
- спектроскопия фотолюминесценции с временным разрешением,
- неупругое рассеяние света с переворотом спина,
- измерение эффекта Керра в режиме накачка-зондирование,
- магнитооптический эффект Керра.

#### 1.1.1 Спектроскопия поляризованной фотолюминесценции

Ферромагнитный эффект близости проявляется во влиянии ФМ на спиновую ориентацию носителей заряда в квантовой яме и, как следствие, на циркулярную поляризацию фотолюминесценции из квантовой ямы. Для изучения этого эффекта используется методика спектроскопии поляризованной фотолюминесценции. Такая методика, в зависимости от условий эксперимента, позволяет измерять оптическую ориентацию носителей в квантовой яме, ориентацию носителей во внешнем магнитном поле и в эффективном магнитном поле, индуцированном ферромагнитным слоем, эффект магнитного циркулярного дихроизма, рассеянные поля ферромагнитного слоя и др.

Исследование поляризационных характеристик ФЛ выполняется при низкой температуре. Для этого образцы помещаются в криостат, где температура контролируется с помощью резистивных датчиков. В экспериментах по спектроскопии поляризованной ФЛ использовалось несколько криостатов: гелиевый криостат замкнутого цикла Leybold-Heraeus (от 10 до 300 К); стеклянный заливной гелиевый криостат (температура при откачке паров гелия около 1.6 К); заливной гелиевый криостат Konti CryoVac с температурной вставкой (от 1.6 К до температуры выше комнатной); заливной гелиевый криостат Oxford с температурной вставкой (от 1.6 К до температуры выше комнатной), оснащённый сверхпроводящим магнитом. Эксперименты, требующие больших магнитных полей до 5 Тл, проводились в криостате Oxford. Другие криостаты использовались с внешними электромагнитами, обеспечивающими поля до нескольких сотен мТл. Контроль магнитного поля производится с помощью датчиков Холла.

В зависимости от постановки эксперимента, для возбуждения ФЛ образец освещается линейно ( $\pi$ ), циркулярно ( $\sigma$ ) поляризованным или деполаризованным (с помощью деполаризатора) светом титан-сапфирового лазера. В частности, использовались непрерывный перестраиваемый титан-сапфировый лазер model 3900S с лазером накачки Millennia V (Spectra-Physics); импульсный перестраиваемый титан-сапфировый лазер с накачкой Verdi (Coherent), непрерывный перестраиваемый титан-сапфировый лазер TI-SP (Schwartz Electro-Optics) с накачкой Sprout-G-8W (Lighthouse photonics). Для контроля энергии лазера используются компактные спектрометры (Ocean Optics, Avantes и другие). Для контроля мощности излучения используются фотодиодные датчики мощности (Thorlabs). Лазерный пучок заданной поляризации фокусируется на образце в пятно диаметром около 300 мкм. Фотолюминесценция анализируется поляризационной оптикой, а затем монохроматором (использовались Horiba iHR550, Acton, Jobin Yvon U-1000). Сигнал с монохроматора детектируется лавинно-пролётным диодом (Perkin Elmer), охлаждаемым GaAs фотоэлектронным умножителем (Hamamatsu) или охлаждаемой жидким азотом ПЗС-камерой (Symphony II Horiba и др.). Для анализа поляризации фотолюминесценции в канале детектирования и возбуждения используются как стандартные элементы преобразования поляризации света вроде пластин  $\lambda/4$ ,  $\lambda/2$  и призм

Глана-Томпсона (линейных поляризаторов), так и кварцевый фотоупругий модулятор (например, PEM100 Hinds Instruments).

Кварцевый фотоупругий модулятор представляет сборку из брусков плавленого кварца и кристаллического кварца  $x$ -среза, на две поверхности которого нанесены электроды. При подаче на электроды переменного напряжения, в кристалле возникает вызванная полем одноосная деформация вдоль оси  $x$ . Размеры плавленого и кристаллического брусков кварцевого преобразователя таковы, что частоты их продольных собственных колебаний совпадают. Вдоль оси  $x$  в аморфном кварце создаётся синусоидальная во времени одноосная деформация, в результате чего разность фазовых скоростей света, поляризованного вдоль оси  $x$  и  $y$ , периодически меняется. Таким способом кварцевый модулятор попеременно преобразует только  $\sigma+$  или только  $\sigma-$  фотоны в линейно поляризованные. Вместе фотоупругим модулятором используется линейный поляризатор, ось которого располагается под углом  $45^\circ$  к оси деформации модулятора. В случае детектирования циркулярно поляризованный фотолюминесценции, линейный поляризатор располагается сразу за фотоупругим модулятором, что позволяет проходить только тем фотонам, которые были преобразованы из циркулярно поляризованных. Таким образом, кварцевый модулятор используется в режиме четвертьволновой пластины для определённой длины волны света. Кварцевый модулятор и счёт импульсов лавинного фотодиода или фотоэлектронного умножителя синхронизируются таким образом, что импульсы, полученные в первый и второй полупериоды работы кварцевого модулятора, разделяются на два параллельных канала интенсивности, соответствующих  $\sigma+$  и  $\sigma-$  поляризации. Использование кварцевого фотоупругого модулятора на частоте 40 кГц вместо пластинки  $\lambda/4$  с механическим вращением между позициями  $\sigma+$  и  $\sigma-$ , позволяет уменьшить погрешность измерения степени циркулярной поляризации света до 0.1%. ПЗС-камера не синхронизируется с кварцевым модулятором, поэтому она используется с пластинкой  $\lambda/4$  для необходимого диапазона длин волн, которая вращается механически.

### **Магнито-индуцированная поляризация фотолюминесценции**

В эксперименте по магнито-индуцированной поляризации образец возбуждается линейно поляризованным ( $\pi$ ) или деполаризованным светом. При этом в квантовой яме возбуждаются неполяризованные по спину носители заряда. К



образцу прикладывается магнитное поле в геометрии Фарадея,  $B_F \parallel z$  параллельно оси роста структуры и параллельно волновому вектору  $k$ . Под действием магнитного поля носители в квантовой яме за время жизни могут поляризоваться по спину. Рекомбинируя, поляризованные носители испускают циркулярно поляризованную фотолюминесценцию, согласно закону сохранения момента количества движения. Детектируется степень циркулярной поляризации фотолюминесценции  $\rho_c^\pi$ . Верхний индекс обозначает линейно поляризованное лазерное возбуждение, а нижний – измерение циркулярной поляризации ФЛ, которое производится с помощью кварцевого фотоупругого модулятора под углом  $45^\circ$  к следующему за ним линейному поляризатору. Как уже было сказано, в этом случае детектируются два канала интенсивности, соответствующих компонентам  $\sigma+$  и  $\sigma-$  фотолюминесценции. Из этих интенсивностей можно рассчитать степень циркулярной поляризации фотолюминесценции:

$$\rho_c^\pi = (I_{\sigma+}^\pi - I_{\sigma-}^\pi) / (I_{\sigma+}^\pi + I_{\sigma-}^\pi), \quad (1.1)$$

где  $I_{\sigma+}^\pi$  - интенсивность  $\sigma+$  компоненты фотолюминесценции при линейно поляризованной накачке (сигнал из первого канала),  $I_{\sigma-}^\pi$  - интенсивность  $\sigma-$  компоненты фотолюминесценции при линейно поляризованной накачке (сигнал из второго канала).

Схема установки для изучения магнито-индуцированной поляризации фотолюминесценции представлена на рисунке 1.1.

### **Оптическая ориентация носителей заряда**

В эксперименте по оптической ориентации образец попеременно возбуждается  $\sigma+$  и  $\sigma-$  поляризованным светом с помощью последовательно расположенных линейного поляризатора и кварцевого модулятора, оси которых повернуты относительно друг друга на  $45^\circ$ . В этом случае, из-за правил отбора, генерируются ориентированные по спину носители заряда. Если они не успевают потерять спин до рекомбинации, то фотолюминесценция оказывается циркулярно поляризованной. В канале детектирования используется пластинка  $\lambda/4$  и линейный поляризатор в фиксированном положении (например, так, чтобы пропускать  $\sigma+$  компоненту ФЛ). Кварцевый модулятор синхронизируется с детектированием, что позволяет разделять регистрирующийся сигнал на два параллельных канала: в первый канал попадает сигнал накачка  $\sigma+$ /детектирование

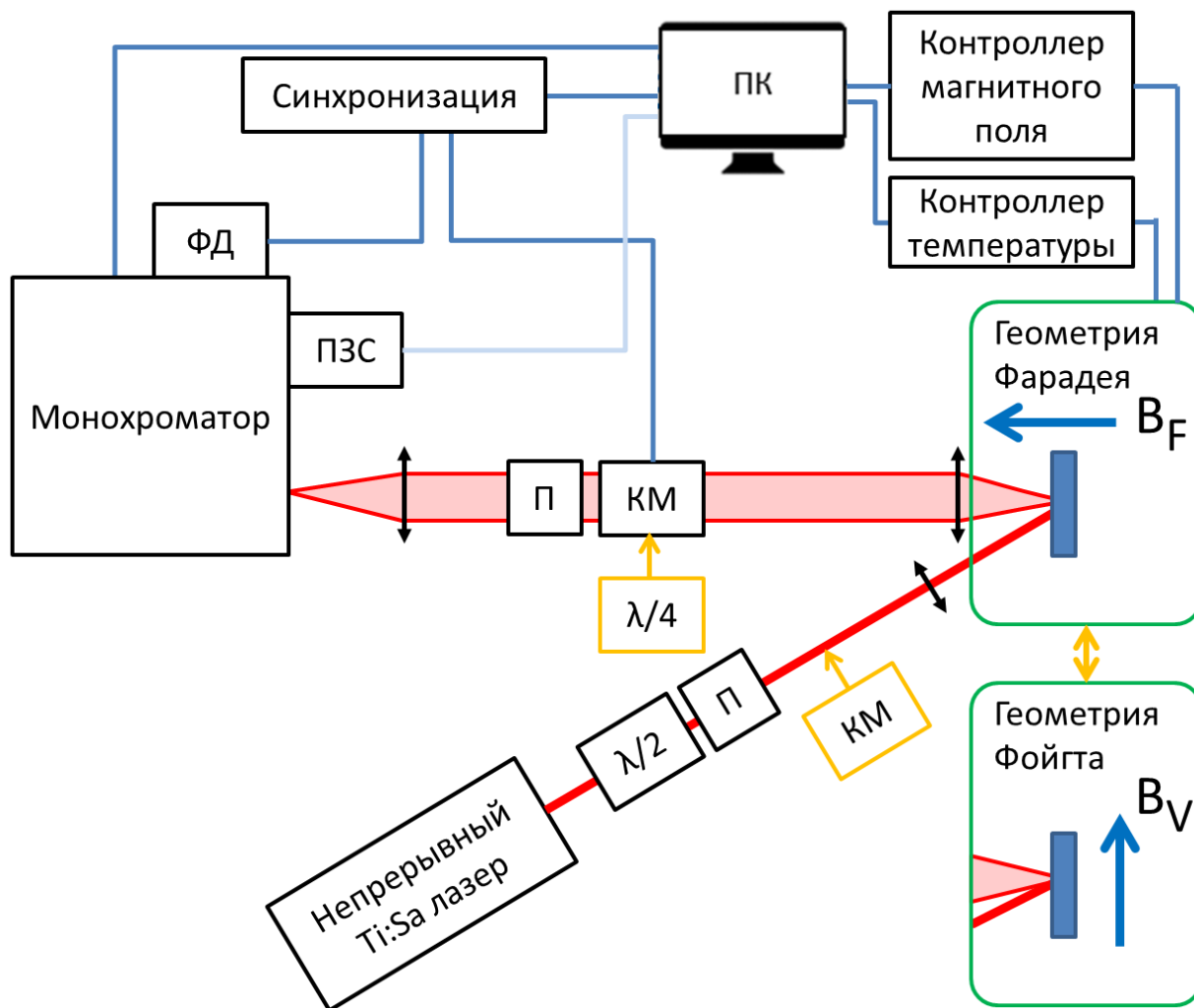


Рис. 1.1: Схема установки по спектроскопии поляризованной ФЛ. Красной линией обозначен луч непрерывного титан-сапфирового лазера, светло-красным – ход флуоресценции, синими линиями – обмен данными между приборами. Синий прямоугольник – образец, который находится в криостате в магнитном поле в геометрии Фарадея или в геометрии Фойгта. «ПК» – персональный компьютер, «ФД» – лавинный фотодиод, «ПЗС» – ПЗС камера, «П» – линейный поляризатор, «КМ» – кварцевый фотоупругий модулятор, « $\lambda/4$ » и « $\lambda/2$ » – соответствующие пластинки, двунаправленные чёрные стрелки – линзы. Поляризационные элементы, расположенные на оптической оси задают поляризацию света в эксперименте по магнито-индуцированной ориентации. При дополнительной установке элементов, выделенных желтой рамкой, переходим к эксперименту по оптической ориентации.

$\sigma+$ , во второй - накачка  $\sigma-$  /детектирование  $\sigma+$ . Модуляция циркулярной поляризации именно в канале возбуждения, а не детектирования, позволяет избежать динамической поляризации ядер вследствие их сверхтонкого взаимодействия с оптически ориентированными электронами [19] и поляризации электронов в поле Оверхаузера [20]. Схема установки показана на рис. 1.1 (с использованием поляризационных элементов, выделенных желтой рамкой).

Оптическая ориентация носителей детектируется по степени циркулярной поляризации ФЛ, которая определяется как:

$$\rho_{\sigma+}^c = (I_{\sigma+}^{\sigma+} - I_{\sigma+}^{\sigma-}) / (I_{\sigma+}^{\sigma+} + I_{\sigma+}^{\sigma-}), \quad (1.2)$$

где  $I_{\sigma+}^{\sigma+}$  - интенсивность  $\sigma+$  компоненты фотолюминесценции при  $\sigma+$  накачке (сигнал из первого канала),  $I_{\sigma+}^{\sigma-}$  - интенсивность  $\sigma+$  компоненты фотолюминесценции при  $\sigma-$  накачке (сигнал из второго канала).

В эксперименте по оптической ориентации можно наблюдать эффект Ханле и эффект восстановления циркулярной поляризации. При приложении магнитного поля в геометрии Фойгта  $B_V \perp z$  (перпендикулярно оси роста структуры и волновому вектору  $k$ ) наблюдается эффект Ханле, то есть уменьшение степени циркулярной поляризации (деполяризация) фотолюминесценции. Зависимость степени циркулярной поляризации ФЛ  $\rho_{\sigma+}^c(B_V)$  носит название кривая Ханле. При приложении магнитного поля в геометрии Фарадея  $B_F \parallel z$ , параллельно оси роста структуры и волновому вектору  $k$ , возникает эффект восстановления поляризации, то есть степень циркулярной поляризации ФЛ увеличивается. Переход от одной геометрии к другой осуществляется либо перестановкой внешнего электромагнита (для криостатов без встроенного магнитного поля), либо вращением всего криостата и использованием другого (перпендикулярного) окна для возбуждения образца/сбора ФЛ (для криостатов с встроенным сверхпроводящим магнитом).

### **Модуляция интенсивности фотолюминесценции**

Эксперимент по модуляции интенсивности заключается в том, что образец попеременно освещается  $\sigma+$  и  $\sigma-$  светом с помощью последовательно расположенных линейного поляризатора и кварцевого модулятора, оси которых повернуты относительно друг друга на  $45^\circ$ . При этом измеряется общая интенсивность фотолюминесценции при приложении к образцу магнитного поля в

геометрии Фарадея  $B_F \parallel z$ . Параметр модуляции интенсивности определяется как

$$\eta = (I^{\sigma+} - I^{\sigma-}) / (I^{\sigma+} + I^{\sigma-}), \quad (1.3)$$

где  $I^{\sigma+}$  – общая интенсивность, измеренная при  $\sigma+$  накачке,  $I^{\sigma-}$  – общая интенсивность, измеренная при  $\sigma-$  накачке.

По параметру модуляции можно судить о преимущественном поглощении образцом  $\sigma+$  или  $\sigma-$  света, т.е. об эффекте магнитного циркулярного дихроизма, а также о роли спин-зависимого захвата.

### 1.1.2 Спектроскопия фотолюминесценции с временным разрешением

Спектроскопия фотолюминесценции с временным разрешением позволяет получить информацию о временах жизни фотовозбуждённых носителей заряда и их спиновой релаксации. Кинетика поляризации ФЛ важна для разделения динамических и статических эффектов. Также она помогает определить, какие именно носители заряда участвуют в процессе.

Образец помещается в гелиевый криостат со встроенным сверхпроводящим магнитом Oxford для измерений в больших магнитных полях до 5 Тл или в гелиевый заливной криостат Konti CryoVac для измерений с внешним резистивным магнитом (до 350 мТл). Магнитное поле к образцу прикладывается как в геометрии Фарадея, так и в геометрии Фойгта. Образец возбуждается короткими оптическими импульсами титан-сапфирового лазера MIRA 900 с лазером накачки Verdi (Coherent). Частота повторения импульсов 75.75 МГц, что соответствует времени между импульсами 13.2 нс. Длительность импульса составляет 1-2 пс (в пикосекундном режиме) или 150 фс (в фемтосекундном режиме). Лазерный луч фокусируется в пятно диаметром около 200 мкм. С временным разрешением можно поставить эксперимент как по магнитно-индуцированной поляризации, так и по оптической ориентации, однако кварцевый модулятор не используется. Линейная и циркулярная поляризации задаются и анализируются с помощью стандартных поляризационных элементов: полуволновой  $\lambda/2$  и четвертьволновой  $\lambda/4$  пластин совместно с линейным поляризатором (призма Глана-Томпсона). ФЛ собирается с образца и направляется в монохроматор Acton. В

отличие от эксперимента в непрерывном режиме, использовалась решётка с относительно небольшим количеством штрихов на миллиметр – 600 штр/мм, т.к. у неё бóльшая светосила, что важно при детектировании слабых сигналов на больших временах задержки. После монохроматора ФЛ попадает в электронно-оптическую камеру (Hamamatsu S20). Фотоны, пространственно разделённые по энергиям, выбивают электроны из фотокатода. Для получения временной развертки используется синхронизация мод лазера на частоте 75.75 МГц с разверткой напряжения, отклоняющего электроны в электронно-оптической камере. Т.е. переменное напряжение по-разному отклоняет электроны в разные моменты времени между импульсами. Направление этого отклонения перпендикулярно направлению распределения фотонов по энергиям. Далее электроны попадают на экран, покрытый люминофором, что фиксируется ПЗС-матрицей. Результатом время-разрешённой спектроскопии ФЛ является зависимость интенсивности ФЛ от энергии и от времени после прихода лазерного импульса. Пример такой зависимости изображен на рис. 1.2. По оси  $x$  на этом графике откладывается время после импульса. Данная методика обеспечивает разрешение по времени 20 пс. Ноль на этой оси соответствует времени прихода импульса. Отрицательное время соответствует сигналу, пришедшему в конце периода 13.2 нс, то есть до следующего лазерного импульса. По оси  $y$  откладывается энергия фотона. Цветом показана интенсивность сигнала ФЛ. Степень циркулярной поляризации ФЛ определяется так же, как и в непрерывном режиме. На результирующих графиках (главы 2, 4) приведены данные, интегрированные по интервалу энергий ФЛ в области рекомбинации электронов с дырками, локализованными на акцепторах в КЯ (красная штриховая рамка на рис. 1.2).

### 1.1.3 Измерение магнитооптического эффекта Керра

Для определения магнитных свойств ФМ плёнок (главы 2 и 5) используется магнитооптический эффект Керра (МОЭК). Для измерения МОЭК используется титан-сапфировый лазер. Магнитное поле прикладывается вдоль оси роста  $z$  образца в геометрии Фарадея для измерения полярного МОЭК и в плоскости образца в геометрии Фойгта для измерения продольного МОЭК. Линейно поляризованный  $\pi$  лазерный луч фокусируется на образце в пятно диаметром около 300 мкм, интегральная мощность не превышает 1 мВт. Отраженный луч

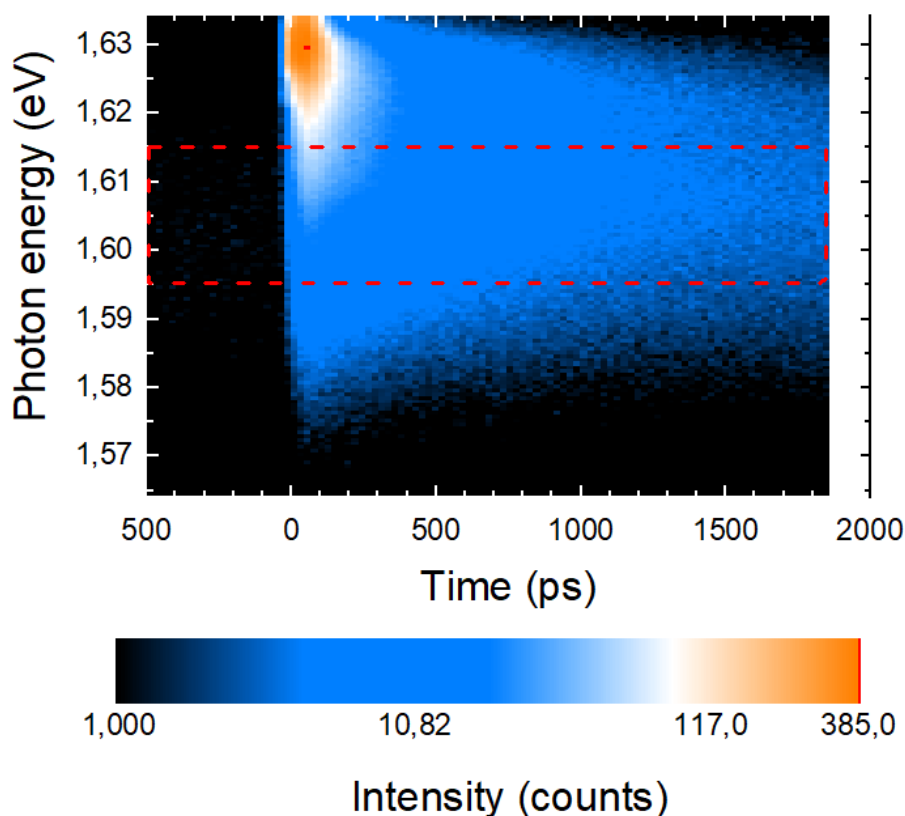


Рис. 1.2: Изображение, полученное с использованием электронно-оптической камеры: развертка сигнала фотолюминесценции во времени направлена по оси  $x$ , спектральная зависимость ФЛ – по оси  $y$ , цветом показана интенсивность ФЛ. Красной штриховой рамкой выделена область интегрирования по энергии ФЛ для получения результирующих графиков в главах 2 и 4.

пропускается через кварцевый фотоупругий модулятор в сочетании с линейным поляризатором. Фотоприёмником является кремниевый фотодиод. Ось кварцевого фотоупругого модулятора параллельна начальной поляризации падающего света, а ось пропускания линейного поляризатора повернута относительно неё на  $45^\circ$ . Угол поворота поляризации пропорционален измеренному сигналу, который детектируется на удвоенной резонансной частоте кварцевого модулятора (80 кГц) с помощью синхронного усилителя. Также МОЭК был измерен с помощью вольфрамовой лампы, т.е. спектрально широкого источника света.

#### 1.1.4 Неупругое рассеяние света с переворотом спина

Неупругое рассеяние света с переворотом спина (НРСПС) позволяет определять  $g$ -фактора носителей заряда и комплексов, а также напрямую измерять константу  $p$ - $d$  обменного взаимодействия (главы 3 и 4).

На рисунке 1.3 представлена схема экспериментальной установки. Образец расположен внутри температурной вставки заливного гелиевого криостата Oxford, что позволяет контролировать его температуру от 1.6 до 300 К. Сверхпроводящий магнит, расположенный в криостате, позволяет прикладывать к образцу сильное магнитное поле до 5 Тл в одном криостате (глава 5) и до 10 Тл в другом (главы 3 и 4) в геометрии Фарадея  $B_F \parallel z$  и в геометрии Фойгта  $B_V \perp z$ , где  $z$  это оптическая ось. Так как образец можно вращать относительно катушек магнита, то возможно получить и промежуточную (наклонную) геометрию.

Интенсивность НРСПС сильно возрастает при резонансном возбуждении межзонных переходов. Поэтому в данной работе спектры неупругого рассеяния света записываются в условиях резонансного возбуждения экситона ( $X$ ) и экситона, связанного на акцепторе ( $A^0X$ ). Для этого используется перестраиваемый непрерывный титан-сапфировый лазер. В геометрии Фарадея резонансное возбуждение производится циркулярно поляризованным светом фиксированной поляризации, например  $\sigma^+$ . Для этого лазерный луч проходит через поляризатор и пластину  $\lambda/4$  под углом  $45^\circ$  к нему. Лазерный луч фокусируется в пятно диаметром  $\sim 300$  мкм на образце. В образце происходят процессы рассеяния света с переворотом спина, и высвечиваются фотоны с изменённой энергией. Для детектирования неупругого рассеяния от образца в циркулярных поляризациях  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  используется кварцевый модулятор и линейный поляризатор, угол между осями которых составляет  $45^\circ$ . Далее сигнал поступает в двойной монохроматор Jobin Yvon U-1000 с дифракционными решётками 1800 штр./мм. и щелями  $\sim 100$  мкм, что позволяет выделять в спектре линии, отстоящие от лазера на энергетические сдвиги  $\sim 0.1$  мэВ. Сигнал считывается фотоэлектронным умножителем, который работает в режиме счёта фотонов. Синхронизация кварцевого модулятора и фотоэлектронного умножителя позволяет разделить сигнал неупругого рассеяния света на два параллельных канала: интенсивность  $\sigma^+$  компоненты и  $\sigma^-$  компоненты неупругого рассеяния света.

Дополнительно в канале детектирования расположен нейтральный фильтр с автоматическим приводом, который встаёт в оптическую ось при прохождении монохроматора через энергию лазера. Таким способом уменьшается интенсивность лазерной линии при записи спектра. Это сделано для того, чтобы интен-

сивность лазерной линии и линий неупругого рассеяния с переворотом спина были сравнимы, что повышает чувствительность системы, не перенасыщая при этом фотоэлектронный умножитель.

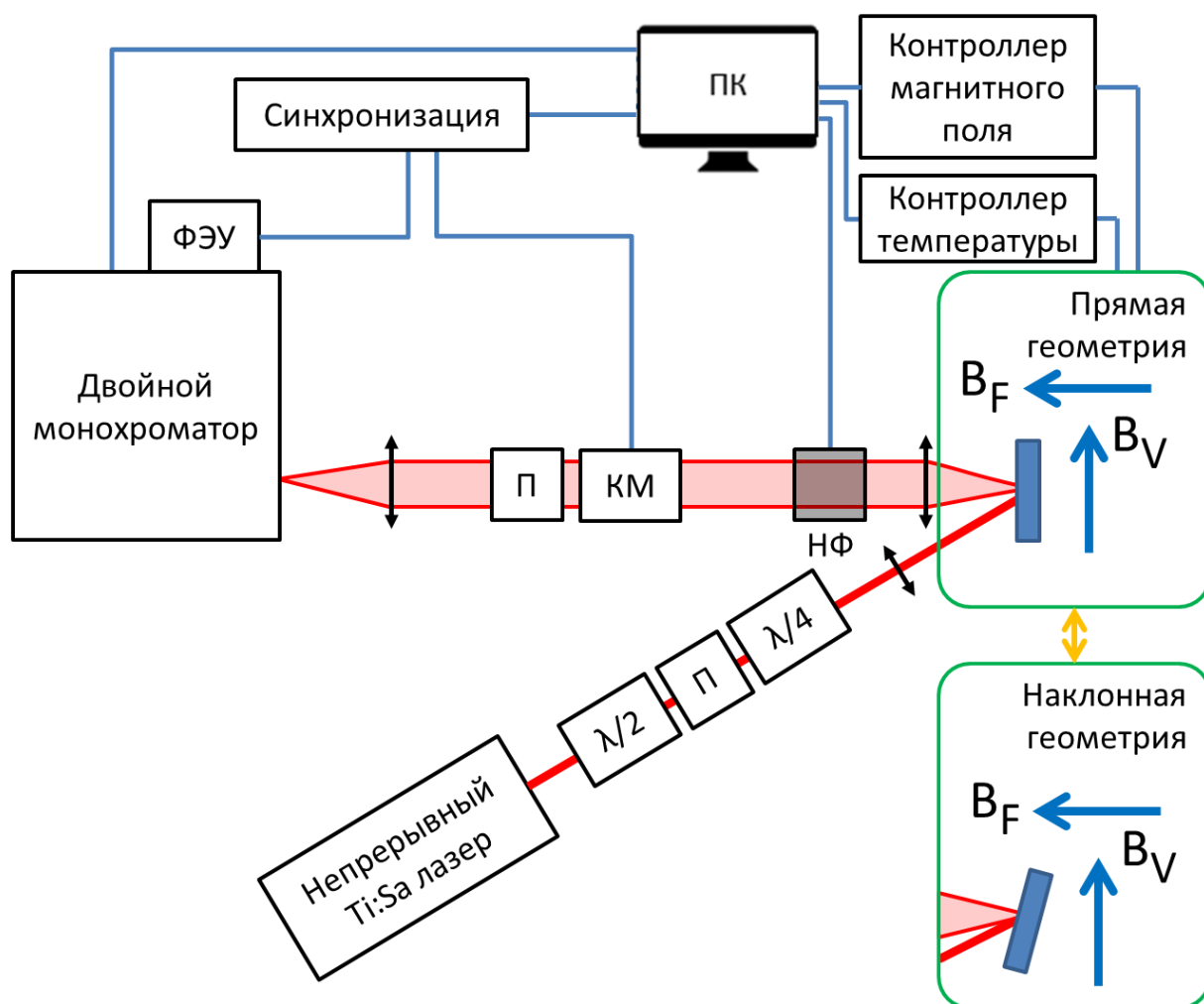


Рис. 1.3: Схема установки по неупругому рассеянию света с переворотом спина. Красными линиями обозначен ход оптических лучей. Синими стрелками - обмен данными между приборами. Синий прямоугольник – образец, который находится в криостате в магнитном поле в геометрии Фарадея, Фойгта или в наклонной геометрии. «ПК» – персональный компьютер, «ФЭУ» – фотоэлектронный умножитель, «П» – линейный поляризатор, «КМ» – кварцевый фотоупругий модулятор, « $\lambda/4$ » и « $\lambda/2$ » - соответствующие пластинки, двунаправленные чёрные стрелки – линзы. «НФ» – нейтральный фильтр для уменьшения интенсивности лазерной линии.

Результатом эксперимента является спектр НРСПС, модель которого приведена на рис. 1.4. В спектре присутствует линия лазера, сдвинутая на нулевую энергию, и линия НРСПС. Расстояние между этими двумя линиями  $\Delta$  (отмечено красной стрелкой) называется энергетическим или рамановским сдвигом. Положительные значения энергетического сдвига соответствуют стоксову процессу, т.е. рассеянию с уменьшением энергии. Процессы рассеяния с увеличени-



ем энергии - антистоксовы - лежат в отрицательной области спектра НРСПС. В реальных спектрах кроме линий НРСПС зачастую наблюдается фон - резонансная ФЛ, а вблизи лазерной линии имеется разрыв в интенсивности сигнала из-за использования нейтрального фильтра.

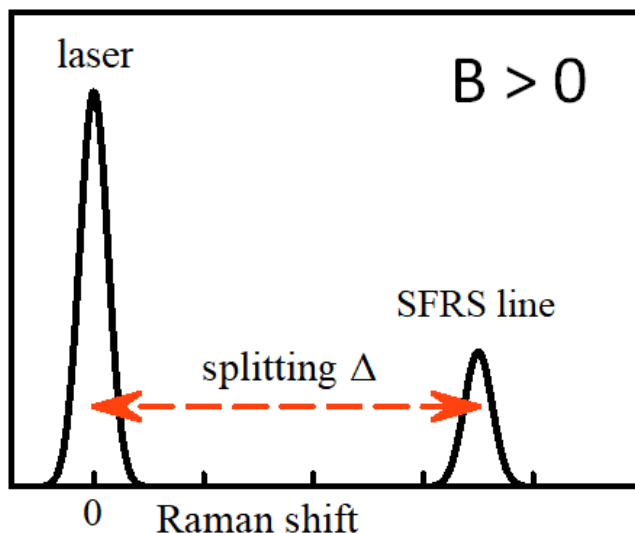


Рис. 1.4: Модель спектра неупругого рассеяния света с переворотом спина.

### 1.1.5 Методика накачка-зондирование для измерения эффекта Керра

С помощью измерения сигнала керровского вращения методом накачки-зондирования были измерены  $g$ -факторы электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне квантовой ямы (глава 2). Схема экспериментальной установки показана на рис. 1.5.

Образец помещается на температурную вставку заливного гелиевого криостата Oxford, поддерживающего температуру от 1.6 до 300 К. Отличительной особенностью данного криостата являются три встроенных сверхпроводящих магнита, ортогональных друг другу, с возможностью параллельного включения. Это даёт возможность прикладывать к образцу поле до 3 Тл под произвольным углом. В приведённых в главе 3 экспериментах использовалась горизонтальная пара сверхпроводящих магнитов, т.е. комбинация двух ортогональных магнитных полей  $B_F$  и  $B_V$ , лежащих в горизонтальной плоскости.

Для проведения эксперимента используется перестраиваемый титан-сапфировый лазер с лазером накачки Verdi. Частота следования импульсов

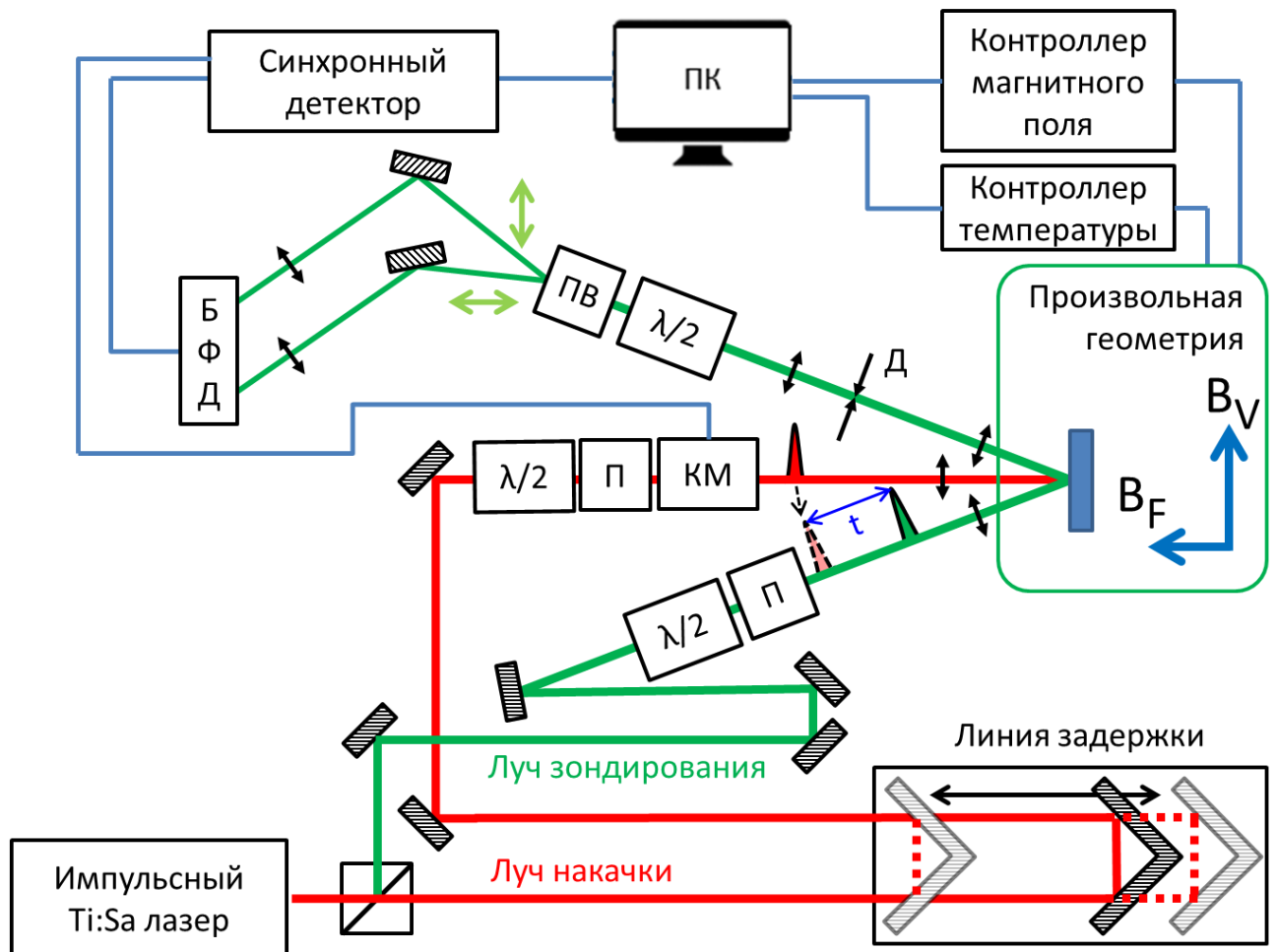


Рис. 1.5: Установка для измерения сигнала керровского вращения методом накачка-зондирование. Красными линиями показан ход луча накачки, зелёными – луча зондирования. Время задержки  $t$  между импульсом накачки (красный) и импульсом зондирования (зелёный) условно показано синей стрелкой. Синими линиями показан обмен данными между приборами. Синий прямоугольник – образец, который находится в криостате с векторным сверхпроводящим магнитом. «ПК» – персональный компьютер, «БФД» – балансный фотодетектор. Поляризационные элементы: «ПВ» – призма Волластона, после которой луч разделяется на два луча с ортогональными линейными поляризациями (условно показаны светло-зелёными стрелками); «П» – линейный поляризатор; «КМ» – кварцевый фотоупругий модулятор; « $\lambda/2$ » – соответствующая пластинка. Двухнаправленные чёрные стрелки – линзы, заштрихованные элементы – зеркала и уголкового отражателя, «Д» – pinhole диафрагма, через которую перефокусируется отраженный от образца луч зондирования.

титан-сапфирового лазера 75.6 МГц, что соответствует периоду 13.2 нс. Длительность импульса составляет 1.5 пс, а средняя плотность накачки  $\leq 5$  Вт/см<sup>2</sup>. Лазерный луч с помощью делителя разделяется на две части: луч накачки и луч зондирования. Накачивающий луч проходит через линию задержки, а зондирующий нет. Движение уголкового отражателя по линии задержки меняет расстояние, которое проходит луч накачки, и, следовательно, определяет разницу во времени между проходом импульса накачки и импульса зондирования (время задержки,  $t$ , отмечено синей стрелкой на рис. 1.5). Длина линии задержки составляет 1 м, что соответствует временной задержке 6.6 нс, минимальный шаг 1 мкм (7 фс) меньше длины импульса лазера, что обеспечивает высокое разрешение по времени. Накачивающий луч, который создаёт поляризацию спиновой системы в квантовой яме, проходит через пластинку  $\lambda/2$ , линейный поляризатор (призма Глана-Томпсона) и кварцевый модулятор, ось которого повернута на  $45^\circ$  к оси линейного поляризатора. Это обеспечивает модуляцию поляризации луча накачки  $\sigma^+/\sigma^-$  на частоте 50 кГц. Луч зондирования линейно поляризован ( $\pi$ ). На образце луч накачки и луч зондирования сфокусированы в одну точку. Диаметр луча накачки (около 300 мкм) в эксперименте больше диаметра луча зондирования, чтобы перекрытие пучков на образце не зависело от небольших смещений луча накачки из-за движения уголкового отражателя по линии задержки.

Схема детектирования позволяет следить за углом поворота плоскости поляризации зондирующего луча после его отражения от образца. Для этого отраженный от образца луч преобразуется (перифокусируется) с помощью двух линз и диафрагмы между ними в параллельный пучок. Далее следует пластинка  $\lambda/2$  и призма Волластона (блок «ПВ» на рис. 1.5), которая разделяет луч зондирования на два луча с ортогональной поляризацией – вертикальной и горизонтальной (обозначены светло-зелёными стрелками). Эти два луча направляются на два плеча балансного фотодетектора Nirvana, который балансируется с помощью  $\lambda/2$  перед призмой Волластона. Разностный сигнал с фотодетектора поступает на синхронный детектор, где синхронизируется с кварцевым модулятором на частоте 50 кГц. В итоге измеряемый сигнал соответствует углу поворота плоскости линейной поляризации луча накачки от времени задержки между импульсом накачки и импульсом зондирования.

## 1.2 Гибридные структуры ФМ/CdMgTe/CdTe

### 1.2.1 Градиентные гибридные структуры ФМ/CdMgTe/CdTe

В данной работе исследуются гибридные структуры ферромагнетик (кобальт или железо) – полупроводниковая квантовая яма CdTe. В главах 2 и 3 приведены экспериментальные данные для нескольких аналогичных образцов с кобальтом Co/CdMgTe/CdTe. В главе 5 приведены результаты для образца с железом Fe/CdMgTe/CdTe.

На рисунке 1.6 изображен эскиз структуры Co/CdMgTe/CdTe.

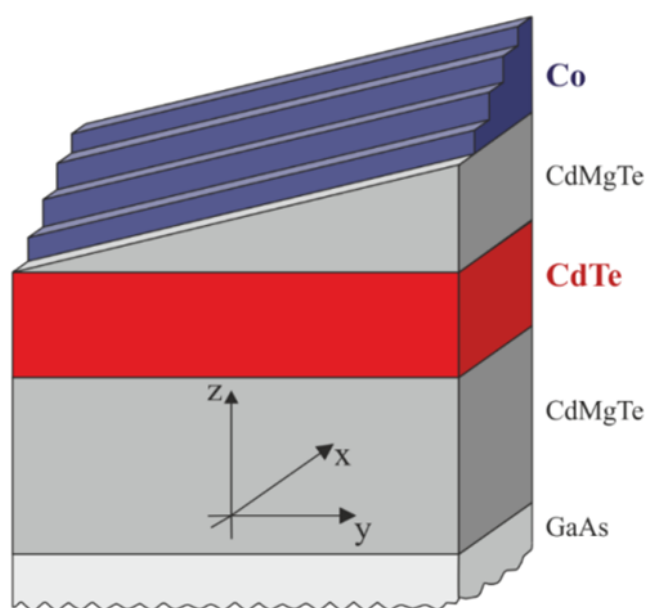


Рис. 1.6: Структура исследуемого образца.

На подложке GaAs диаметром 2 дюйма (обозначена на рисунке светло-серым) выращена полупроводниковая квантовая яма CdTe (красный) с барьерами  $\text{Cd}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Te}$  (темно-серый), сверху напылена плёнка кобальта (синий). Толщина квантовой ямы CdTe составляет 10 нм. Толщина барьера между квантовой ямой и плёнкой Co  $d$  имеет градиент вдоль оси  $y$ , т.е. непрерывно меняется вдоль этого направления. Здесь и далее под словом барьер будет пониматься именно барьер между квантовой ямой и слоем кобальта. Толщина слоя Co  $d_{\text{Co}}$  изменяется дискретно вдоль оси  $x$ . Ортогональные друг другу градиенты толщины плёнки ферромагнетика и барьера между ним и квантовой ямой позволяют получить различные комбинации  $d$  и  $d_{\text{Co}}$  на отдельно взятых участках структуры. Распиловка выращенной структуры позволяет получить большой

набор образцов, полученных в условиях одного цикла роста, и исследовать свойства, зависящие от толщины плёнки ФМ и толщины барьера между квантовой ямой и ФМ.

В таблице 1.1 содержится перечень структур Co/CdMgTe/CdTe, изготовленных по изложенному принципу. Результаты их исследования содержатся в главах 2 и 3. Ключевые свойства, касающиеся ферромагнитного эффекта близости, одинаковы для всех структур. Гибридная структура Fe/CdMgTe/CdTe устроена по тому же принципу: толщина плёнки железа в ней постоянная  $d_{Fe} = 4$  нм, а толщина барьера  $d$  градиентная, меняется от 5 до 15 нм на длине образца  $\approx 50$  нм.

Таблица 1.1: Параметры градиентных структур Co/CdMgTe/CdTe.

Номер п/п	Толщина слоя кобальта $d_{Co}$ вдоль оси $x$ на длине образца $\approx 50$ нм	Толщина барьера $d$ вдоль оси $y$ на длине образца $\approx 50$ нм
1	7 нм	Непрерывно от 5 до 15 нм
2	Дискретно от 0 до 6 нм с шагом 1 нм, 16 нм	Непрерывно от 0 до 14 нм, 54 нм
3	Дискретно от 0 до 6 нм с шагом 1 нм, 16 нм	Непрерывно от 0 до 14 нм, 50 нм
4	10 нм	Дискретно от 10 до 40 нм с шагом 10 нм

Атомно-силовая микроскопия на структуре 3 с толщиной слоя  $d_{Co} = 5$  нм, демонстрирует типичную неоднородность плёнки кобальта. Латеральные размеры островков плёнки составляют сотни нанометров (рис. 1.7).

### 1.2.2 Технологический процесс

Рассмотрим технологический процесс роста гибридной структуры на примере Co/CdMgTe/CdTe. Рост структуры Fe/CdMgTe/CdTe осуществлялся аналогичным образом.

Полупроводниковая часть структуры выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Электрически нагреваемые эффузионные ячейки с тиглями из пиролитического нитрида бора, заполненные Cd, Te, Zn и Mg слитками, служат в качестве источников молекулярных потоков. Рост квантовой ямы проводится при стандартной температуре роста  $290^\circ\text{C}$  на коммерческих подложках

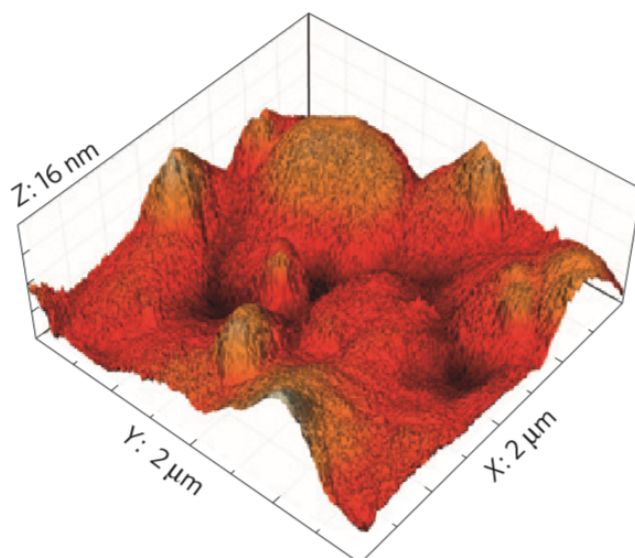


Рис. 1.7: Изображение с атомно-силового микроскопа, полученное на структуре 3 с толщиной плёнки кобальта  $d_{Co} = 5$  нм.

(100)-GaAs, ориентированных на  $2^\circ$  к кристаллографической оси  $\langle 110 \rangle$ . После удаления оксида с поверхности подложки выращивается 25 монослоев ZnTe для того, чтобы стабилизировать (100)-ориентированный рост последующего буферного слоя  $Cd_{0.8}Mg_{0.2}Te$  толщиной 3 мкм. Затем выращивается непосредственно узкозонная часть квантовой ямы CdTe толщиной 10 нм и градиентный барьер  $Cd_{0.8}Mg_{0.2}Te$ . Доля магния в барьерных слоях  $Cd_{0.8}Mg_{0.2}Te$  определяется по положению пика фотолюминесценции при высокоэнергетичном возбуждении этих слоев. Скорость роста CdTe и  $Cd_{0.8}Mg_{0.2}Te$  поддерживалась на уровне 0.7 мкм/ч, а эквивалентное давление пучка Cd/Te поддерживается на уровне 1.1, оптимальном для роста CdTe. Точное значение скорости роста для каждой структуры определяется по осцилляциям интенсивности зеркального рефлекса на картине дифракции быстрых электронов во время роста буферного слоя.

После выращивания полупроводниковой части структура охлаждается и перемещается во вторую эпитаксиальную камеру для осаждения слоя ферромагнетика (кобальта). Перемещение осуществлялось двумя способами. В случае структуры 1 поверх слоя  $Cd_{0.8}Mg_{0.2}Te$  наносился дополнительный слой теллура толщиной 100 нм. Затем через внешнюю среду образец переносился в камеру для напыления кобальта. В ней теллур под воздействием температуры испарялся. В случае образцов 2-4 дополнительный слой теллура не напылялся, а структуры переносились из одной эпитаксиальной камеры в другую через высо-

ковакуумную камеру. Обе операции исключают окисление поверхности образца перед напылением кобальта, что позволяет исключить кислород-содержащие соединения на основе Co, Cd, Mg и Te из интерпретации экспериментальных результатов (подробнее об этом в главе 2.3).

После переноса структуры выполняется напыление кобальта переменной толщины. Источник потока частиц – Co стержень, нагреваемый с помощью электронного пучка. Во время осаждения Co структура находится при комнатной температуре, чтобы предотвратить диффузию кобальта вглубь полупроводника и таким образом избежать формирования разбавленного магнитного полупроводника в области квантовой ямы. Различная толщина  $\text{Cd}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Te}$  барьера и слоя Co реализуется с помощью заслонок. Они выдвигаются перед поверхностью структуры и заслоняют собой поток частиц из источников во время напыления градиентного слоя. Непрерывные участки толщины слоя достигаются движением заслонок с постоянной скоростью. Дискретные значения толщины слоя достигаются скачкообразным открытием заслонок.

### 1.2.3 Гибридная структура Co/CdMgTe/CdTe с электрическими контактами

Для осуществления и изучения электрического контроля ферромагнитного эффекта близости от приложенного к образцу напряжения (глава 4) использовалась структура Co/CdMgTe/CdTe, аналогичная описанной выше. На данном этапе работы было решено отказаться от градиентных структур и использовать оптимальные параметры толщины плёнки кобальта  $d_{\text{Co}} = 4$  нм и толщины  $d = 8$  нм барьера  $\text{Cd}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Te}$  между кобальтом и квантовой ямой, определённые в результате экспериментов, описанных в главе 2.

Для осуществления подачи напряжения требуется модификация гибридной структуры Co/CdMgTe/CdTe. Для этого на этапе роста структуры на подложке GaAs выращивается буферный проводящий слой CdTe:I толщиной 10 мкм с концентрацией доноров  $\sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Далее процесс роста аналогичен предыдущими структурами. Квантовая яма формируется слоем CdTe толщиной 10 нм с барьером  $\text{Cd}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Te}$  толщиной 0.5 мкм со стороны подложки GaAs и 8 нм  $\text{Cd}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Te}$  со стороны плёнки кобальта толщиной 4 нм. Послойная схема данной структуры показана на рисунке 1.8.

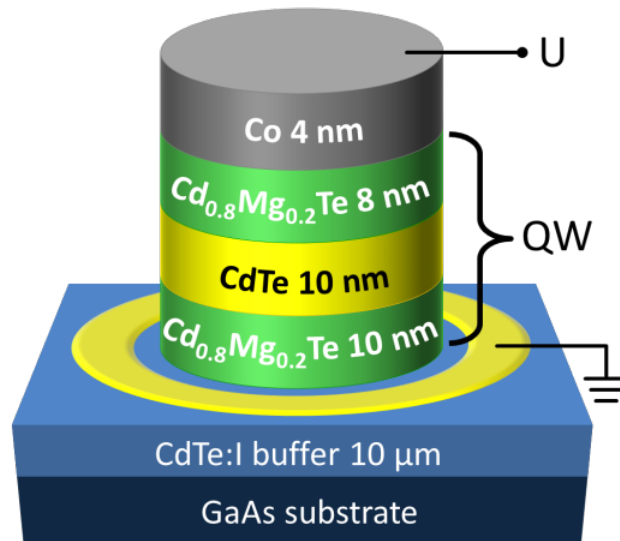


Рис. 1.8: Схематическое изображение структуры образца: ферромагнетик Co напылён на приповерхностную квантовую яму CdTe. Между кольцевым контактом на буферном проводящем слое CdTe:I и контактом на слое кобальта подаётся напряжение смещения.

В образце со стороны кобальта формируется меза методом глубокого травления с использованием литографии. Диаметр мезы составляет 5 мм, глубина - более 0.8 мкм, чтобы в области мезы на поверхности был буферный проводящий слой CdTe:I. Далее формируется кольцевой контакт на буферном слое CdTe:I и контакт на поверхностном слое кобальта. С помощью этих контактов к структуре прикладывается напряжение, которое падает между слоями Co и CdTe:I.



## Глава 2

# Дальнодействующий ферромагнитный эффект близости в структуре Co/CdMgTe/CdTe

### 2.1 Введение

В данной главе приведены результаты исследования структуры ферромагнетик – полупроводниковая квантовая яма Co/CdMgTe/CdTe методами спектроскопии поляризованной фотолюминесценции, стационарной (раздел 1.1.1) и с временным разрешением (раздел 1.1.2), измерение эффекта Керра методом накачка-зондирование (раздел 1.1.5), измерение магнитооптического эффекта Керра (раздел 1.1.3). Показано, что в структуре ферромагнетик – квантовая яма осуществляется ферромагнитный эффект близости, то есть связь спиновой системы ферромагнетика и носителей заряда в квантовой яме.

Результаты, представленные в данной главе, опубликованы в статьях [A1-A3].

Перед изложением оригинальной части работы сделан обзор литературы по проблематике диссертации.

#### 2.1.1 Структуры ферромагнетик - полупроводник и эллиптически поляризованные фононы

Одна из задач спинтроники – создание магнитной памяти, совместимой с полупроводниковой логикой современных компьютеров, в т.ч. с управлением и считыванием намагниченности оптически или электрически. Так в работе [21] было показано, что анизотропией ферромагнитного полупроводника (Ga,Mn)As

можно управлять электрически. Однако, существующие на сегодняшний день ферромагнитные полупроводники обладают малой температурой Кюри и довольно низкой подвижностью носителей заряда [8]. Поэтому интерес вызывает поиск высокотемпературных ферромагнитных полупроводников [22, 23].

Существует альтернативная стратегия – структура, состоящая из нанослоев ферромагнетика (ФМ) и полупроводника (ПП). В такой ФМ/ПП структуре, в отличие от ферромагнитных полупроводников, сохраняется высокая подвижность носителей заряда в ПП и магнитные свойства ФМ [11].

Одна идея заключается в инжекции ориентированных по спину носителей заряда из ФМ в ПП в структуре ФМ/ПП [2, 10, 24]. Это позволяет получить неравновесную спиновую поляризацию носителей заряда в ПП до 50% [25, 26].

Другая идея, реализующаяся в структурах ФМ/ПП, это *p-d* обменное взаимодействие магнитных атомов ФМ с дырками в полупроводниковой квантовой яме. Оно индуцирует эффект близости – равновесную спиновую поляризацию дырок, которая, в свою очередь, влияет на ориентацию намагниченности ФМ слоя [11, 12]. Этот эффект можно контролировать оптически и электрически. Поиск идеальной гетеропары для гибридных структур ФМ/ПП включает в себя решение двух основных задач: (i) поляризацию спинов носителей заряда в КЯ и (ii) электрический контроль ферромагнетизма через поляризованные по спину носители заряда. К первому пункту относится спиновая поляризация носителей заряда в ПП квантовой яме за счёт взаимодействия с отстоящим от неё слоем Mn, приводящая к появлению циркулярно поляризованной фотолюминесценции [13, 14, 16, 27]. В работе [15] спиновая поляризация в КЯ, вызванная ионами марганца в слое GaMnAs, детектируется электрически.

Идея гибридных структур распространилась и на новые классы материалов. Недавно появился ряд работ по исследованию нового рода гибридных структур, основанных на двумерных ван-дер-Ваальсовых материалах. Так, был обнаружен ферромагнитный эффект близости в структурах на основе ФМ/графен: ЖИГ/графен [28, 29] и EuS/графен [30].

Нами был предложен [A1] новый механизм дальнегодействующего спин-спинового взаимодействия посредством циркулярно поляризованных фононов – фононный аналог динамического эффекта Штарка. Это открытие вызвало интерес в мировой литературе. Так, в работе [31] наблюдалось возбуждение

прецессии спинов в  $\text{ErFeO}_3$  с помощью циркулярно поляризованных фононов, а в [32] наблюдалась передача углового момента циркулярно поляризованными фононами между двумя слоями ЖИГ, разделённых немагнитным барьером. В работе [33] дальнедействующий ферромагнитный эффект близости был также обнаружен в структуре  $\text{InGaAs}/\text{GaAs}/\delta - \langle \text{Mn} \rangle$ .

В последние годы угловому моменту акустических и оптических фононов приписывают различные физические явления, такие как фононный эффект Холла и фононный спиновый эффект Холла [34, 35, 36], вклад в эффект Эйнштейна-де Гааза [37, 38, 39, 40, 41] и в эффект спиновой релаксации [39, 42], фононный эффект Эдельштейна [43, 42] и фононный эффект Зеемана [44]. Чтобы предсказать силу эффектов, связанных с циркулярно поляризованными фононами, необходимо рассчитать определяющие физические параметры, исходя из первых принципов, что было сделано в работе [45].

Интересно, что в двумерных ван-дер-Ваальсовых структурах также были экспериментально обнаружены циркулярно поляризованные фононы: в монослойном селениде вольфрама  $\text{WSe}_2$  [46] и в графене [47].

## 2.2 Образец

В данной главе представлены результаты для нескольких аналогичных структур ферромагнетик – полупроводниковая квантовая яма  $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$ . Характеристики и методы изготовления таких гибридных структур уже были подробно описаны в разделе 1.2. Здесь же кратко упомянуты основные сведения, касающиеся только тех образцов, исследованию которых посвящена данная глава. Подробная схема структуры представлена на рисунке 1.6, а упрощённая на рисунке 2.1.

Отличительной особенностью образца, показанной на рис. 1.6 является градиент толщины барьера  $\text{Cd}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Te}$  между кобальтом и квантовой ямой  $\text{CdTe}$   $d(y)$  вдоль оси  $y$ . В то же время ступенчато меняется толщина слоя кобальта  $d_{\text{Co}}(x)$  вдоль оси  $x$ . В итоге, после распиловки такой структуры, получается набор образцов с разнообразным сочетанием  $d$  и  $d_{\text{Co}}$ , созданный в рамках одного цикла роста. Это позволяет изучить зависимость ферромагнитного эффекта

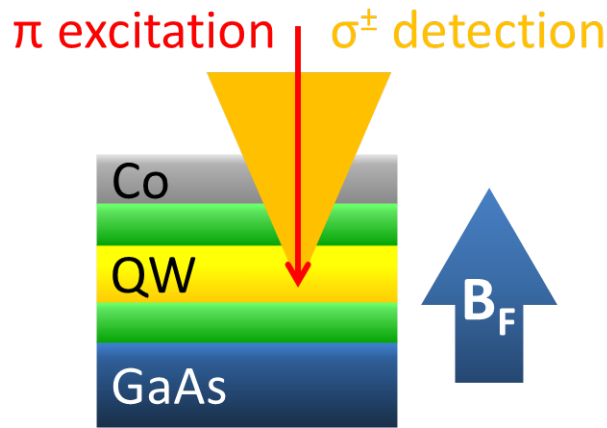


Рис. 2.1: Схема эксперимента по детектированию ферромагнитного эффекта близости. Красной стрелкой показано лазерное линейно поляризованное возбуждение, оранжевым цветом – сбор циркулярно поляризованной фотолюминесценции. Внешнее магнитное поле  $B_F$ , намагничивающее ферромагнетик, сонаправлено оптической оси.

близости от толщины барьера между квантовой ямой и ферромагнетиком, эффекты, связанные с различной толщиной пленки кобальта, а также подобрать оптимальные параметры, при которых ферромагнитный эффект близости максимален для данного типа структур.

Определённые в этой главе оптимальные параметры структуры, а именно толщины плёнки кобальта и барьера CdMgTe, в дальнейшем используются для создания структуры с электрическими контактами. Такая структура используется для изучения влияния напряжения смещения, приложенного к образцу, на ферромагнитный эффект близости (глава 4).

### 2.3 Ферромагнитный эффект близости в стационарном режиме

Геометрия эксперимента представлена на рисунке 2.1. Для выявления ферромагнитного эффекта близости эксперимент по спектроскопии поляризованной фотолюминесценции проводится во внешнем магнитном поле  $B_F$ , приложенном в геометрии Фарадея, т.е. перпендикулярно поверхности образца и параллельно оптической оси  $B_F \parallel z$ . Это обусловлено тем, что вектор намагниченности в пленках ферромагнетика лежит в плоскости структуры. Продольное поле, параллельное оси роста структуры  $z$ , выводит вектор намагниченности из плос-

кости пленки. Таким образом, мы наблюдаем за взаимодействием спиновой системы квантовой ямы с намагниченным ферромагнетиком.

Для всех изученных структур пленка кобальта (максимальная толщина 16 нм) является полупрозрачной для лазерного излучения и фотолюминесценции. Образец возбуждается линейно ( $\pi$ ) поляризованным или деполяризованным светом вдоль оси  $z$ . Деполяризация достигается за счёт установки на оптическую ось деполяризирующего клина. Энергия возбуждения при этом меньше 2 эВ – ширины запрещённой зоны барьера  $\text{Cd}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Te}$ . Это отражено на зонной диаграмме структуры ферромагнетик – квантовая яма на рис. 2.2. Линейно поляризованная накачка на энергии 1.69 эВ создаёт неполяризованные по спину носители заряда в квантовой яме. За время жизни часть носителей поляризуется по спину за счёт взаимодействия с ферромагнетиком. Поляризованные носители рекомбинируют, излучая циркулярно поляризованный свет. Поэтому для детектирования ферромагнитного эффекта близости анализируется степень циркулярной поляризации  $\rho_c^\pi$  фотолюминесценции, излучаемой квантовой ямой. Верхний индекс в  $\rho_c^\pi$  –  $\pi$  – обозначает линейную поляризацию накачки, а нижний –  $c$  – детектирование в циркулярных поляризациях  $\sigma+$  (право-циркулярная поляризация) и  $\sigma-$  (лево-циркулярная поляризация). Также в качестве меры индуцированной ферромагнетиком циркулярной поляризации носителей используется разность  $\delta\rho_c^\pi(B_F) = \frac{|\rho_c^\pi(-B_F) - \rho_c^\pi(+B_F)|}{2}$  степеней циркулярной поляризации фотолюминесценции во внешних магнитных полях одинаковой величины, но противоположного знака.

На рис. 2.3 представлен спектр интенсивности фотолюминесценции (синяя кривая) образца с толщиной пленки кобальта  $d_{\text{Co}} = 4$  нм и толщиной барьера между квантовой ямой и кобальтом  $d = 10$  нм. Спектр возбуждается лазером на энергии  $E_{\text{exc}} = 1.69$  эВ. Образец находится в гелиевом криостате при температуре  $T = 2$  К. В спектре наблюдаются две линии, отстоящие друг от друга на  $\approx 30$  мэВ. Пик на энергии 1.63 эВ соответствует рекомбинации тяжёлого экситона, образованного электроном и дыркой из первых подзон размерного квантования ( $X$  на рис. 2.3). Менее интенсивная полоса на энергии 1.60 эВ соответствует рекомбинация электронов зоны проводимости с дырками, локализованными на акцепторе ( $e-A^0$ ). Типичная энергия связи экситона составляет 10 мэВ, поэтому энергия связи дырки, локализованной на акцепто-

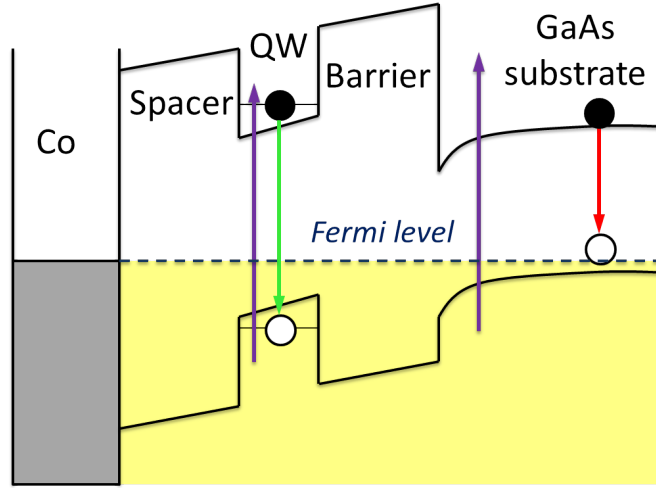


Рис. 2.2: Схематичное изображение зонной диаграммы структуры. Горизонтальной пунктирной линией отмечен уровень Ферми. Фиолетовыми стрелками отмечена энергия возбуждения фотолюминесценции, красной и зелёной стрелками – энергия фотолюминесценции из квантовой ямы и подложки GaAs соответственно.

ре,  $\Delta E_{A^0} = 10 + 30 = 40$  мэВ. Это значение хорошо согласуется с энергией связи дырки на мелком акцепторе  $45 \pm 5$  мэВ в CdTe, известной из литературы [48]. Красные кружки на графике 2.3 показывают степеней циркулярной поляризации фотолюминесценции  $\rho_c^\pi$  во внешнем магнитном поле  $B_F = \pm 40$  мТл в геометрии Фарадея при накачке линейно поляризованным светом. Циркулярная поляризация в магнитном поле заметно меняется в зависимости от энергии детектирования и имеет максимум на линии  $e-A^0$ . Изменение энергии накачки в интервале 1.62–1.69 эВ не оказывает существенного влияния на степень циркулярной поляризации фотолюминесценции.

Внешнее магнитное поле само по себе (без участия ферромагнетика) способно намагничивать полупроводник и, следовательно, приводить к циркулярной поляризации фотолюминесценции. Однако, намагниченность системы носителей заряда в малых магнитных полях (пока  $g\mu_B B \ll kT$ ) мала и линейна по магнитному полю. Она описывается законом Кюри, т.е. пропорциональна  $B/T$  с коэффициентом Кюри. Для CdTe при температуре  $T = 2$  К закон Кюри сохраняется до 5 Тл. Чтобы определить происхождение циркулярной поляризации на рис. 2.3 (внешнее магнитное поле или ферромагнетик), измеряется зависимость степени циркулярной поляризации фотолюминесценции  $\rho_c^\pi$  в её максимуме на линии  $e-A^0$ , что соответствует энергии детектирования 1.59 эВ, от внешнего магнитного поля в геометрии Фарадея. Результа-

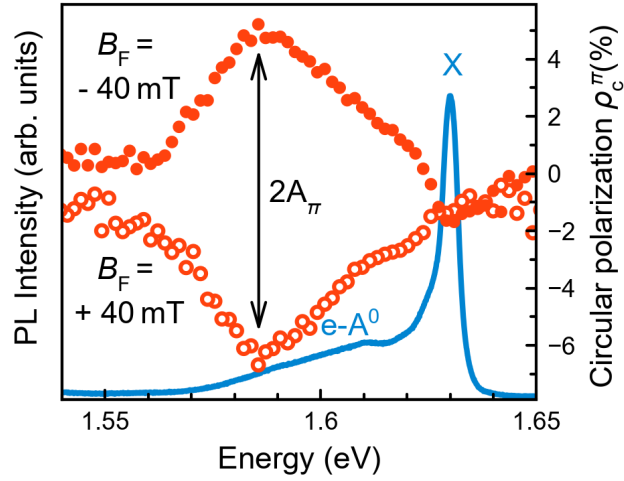


Рис. 2.3: Спектр интенсивности (синяя кривая) и степени циркулярной поляризации  $\rho_c^\pi$  фотолюминесценции (красные кружки) из квантовой ямы в слабом магнитном поле  $\pm 40$  мТл.

ты эксперимента представлены красными кружками на рис. 2.4. Оказывается, что зависимость  $\rho_c^\pi(B_F)$  демонстрирует нелинейный рост с насыщением с амплитудой  $A_\pi = \delta\rho_c^\pi(B_{\text{sat}}) = \frac{1}{2}|\rho_c^\pi(-B_{\text{sat}}) - \rho_c^\pi(+B_{\text{sat}})| = 5\%$  в поле насыщения  $B_{\text{sat}} \approx 40$  мТл. Следовательно, эффект нельзя объяснить намагниченностью парамагнитной системы полупроводника во внешнем магнитном поле. Насыщение степени циркулярной поляризации фотолюминесценции  $\rho_c^\pi(B_F)$  в малом внешнем магнитном поле индуцировано ферромагнетиком: спиновая система ионов ферромагнетика взаимодействует со спиновой системой носителей в квантовой яме и поляризует их (ориентирует по спине), в результате чего фотолюминесценция оказывается циркулярно поляризованной. Основная же роль слабого внешнего магнитного поля заключается в намагничивании и перемагничивании ферромагнетика. Петля гистерезиса в магнитолевой зависимости  $\rho_c^\pi(B_F)$  не наблюдается, что означает либо магнитомягкость ферромагнетика (малые значения коэрцитивной силы и остаточной намагниченности), либо совпадение оси наблюдения  $z$  с осью трудного намагничивания ферромагнетика.

Зависимость  $\rho_c^\pi(B_F)$  для фотолюминесценции из подложки GaAs, которая находится более чем в 3 мкм от ферромагнетика (подробности в разделе 1.2), представлена на рис. 2.4 зелёными треугольниками. Слабую линейную зависимость можно объяснить намагничиванием носителей во внешнем магнитном поле. Отсутствие насыщения зависимости указывает на отсутствие связи спиновой системы ферромагнетика и носителей заряда в подложке. Таким образом,

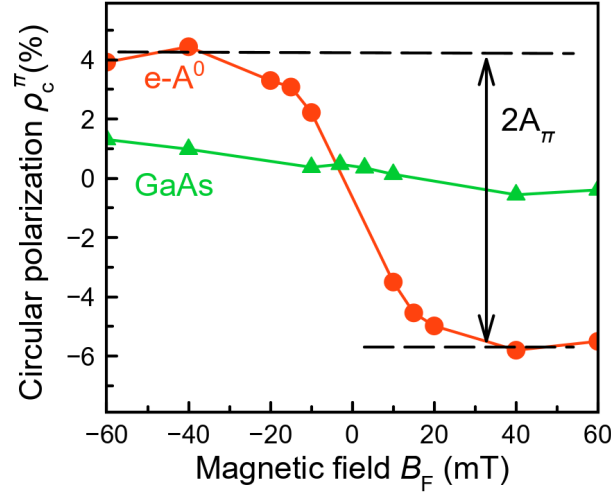


Рис. 2.4: Зависимость степени циркулярной поляризации фотолюминесценции  $\rho_c^\pi(B_F)$  на линии e-A<sup>0</sup> в квантовой яме (красные кружки) и фотолюминесценции из подложки GaAs (зелёные треугольники) от внешнего магнитного поля в геометрии Фарадея.

циркулярная поляризация фотолюминесценции из квантовой ямы обусловлена близостью ферромагнитного слоя.

Электроны и дырки по-разному взаимодействуют с магнитным полем, поэтому эксперимент в скрещенных полях может показать, какие именно носители взаимодействуют с ферромагнетиком. Как уже обсуждалось, приложение магнитного поля  $B_F$  в геометрии Фарадея вызывает циркулярную поляризацию фотолюминесценции. Дополнительное магнитное поле  $B_V$  в геометрии Фойгта (в плоскости образца) вызывает ларморовскую прецессию спина носителей вокруг направления  $B_V$ . Ларморовская прецессия ведет к уменьшению проекции среднего спина  $s_z$  на ось  $z$ . Соответственно, степень циркулярной поляризации фотолюминесценции также уменьшается, так как степень циркулярной поляризации  $\rho_c \propto s_z$ .

Рис. 2.5 показывает, что в очень слабом поле  $B_F = 4$  мТл в геометрии Фарадея степень циркулярной поляризации фотолюминесценции  $\delta\rho_c^\pi$  из квантовой ямы составляет около 1%. Причём  $\delta\rho_c^\pi(4 \text{ мТл}) = 1\%$  не чувствительна к магнитному полю в геометрии Фойгта  $B_V$  до 20 мТл. Это означает, что лёгкая ось ферромагнетика ориентирована вдоль  $z$ , т.е. параллельно оси роста структуры. Также эти данные показывают, что источником ненулевой степени циркулярной поляризации фотолюминесценции является спиновая ориентация тяжёлых дырок. Если бы циркулярная поляризация  $\rho_c^\pi$  возникала из-за спиновой ори-



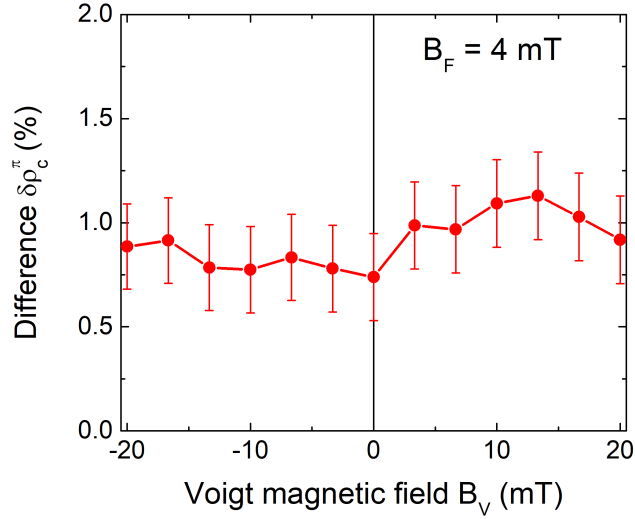


Рис. 2.5: Степень циркулярной поляризации  $\delta\rho_c^\pi(B_F = 4 \text{ мТл})$  в зависимости от внешнего магнитного поля в геометрии Фойгта.

ентации электронов, то магнитное поле  $B_V$  вызывало бы ларморовскую прецессию спинов электронов, ориентированных вдоль оси  $z$ . Что привело бы к уменьшению проекции среднего спина на ось  $z$ , и, как следствие, уменьшению циркулярной поляризации фотолюминесценции. Тяжёлые дырки, напротив, не прецессируют в поле  $B_V$ , т.к. их поперечный  $g$ -фактор близок к нулю, поэтому уменьшение циркулярной поляризации не наблюдается. В случае взаимодействия ферромагнетика с тяжёлыми дырками циркулярная поляризация фотолюминесценции не будет меняться в магнитном поле в геометрии Фойгта до тех пор, пока оно не вызовет переориентацию оси намагниченности ферромагнетика. Из графика на рис. 2.5 следует, что компонента  $M_z$  намагниченности ферромагнетика остаётся постоянной в полях  $B_V$  до 20 мТл.

Эффект Ханле в структуре ферромагнетик – квантовая яма (рис. 2.6) показывает, что ферромагнетик не взаимодействует с электронами в квантовой яме. Циркулярно поляризованная накачка создаёт спиновую ориентацию электронов на уровне  $\rho_c^\sigma = 5\%$ . Магнитное поле, приложенное в геометрии Фойгта, вызывает деполаризацию носителей и, соответственно, уменьшение циркулярной поляризации фотолюминесценции до 2% для  $B_V = \pm 20$  мТл (зелёные кружки). При намагничивании ферромагнетика дополнительным магнитным полем 4 мТл в геометрии Фарадея кривая Ханле не изменяется (розовые треугольники). Это означает, что намагниченность ферромагнетика не создаёт эффек-

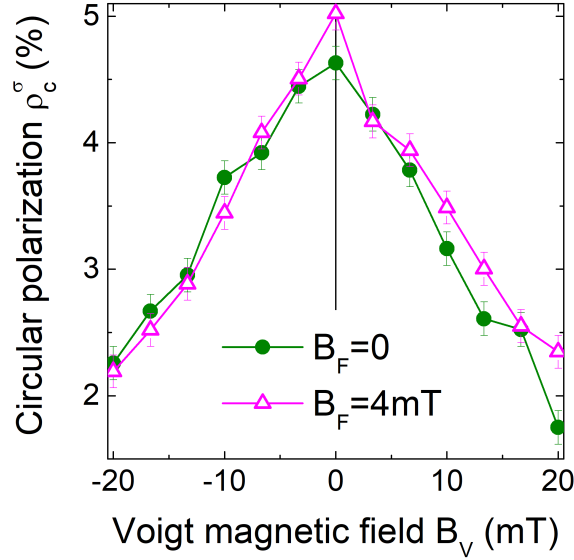


Рис. 2.6: Эффект Ханле  $\rho_c^\sigma(B_V)$  в нулевом магнитном поле в геометрии Фарадея (зелёные кружки) и с дополнительным  $B_F = 4$  мТл (розовые треугольники).

тивного магнитного поля (например, вследствие  $s$ - $d$  обмена), способного повлиять на ларморовскую прецессию электронов. Следовательно, спиновые системы ферромагнетика и электронов в квантовой яме не взаимодействуют.

Таким образом, в гибридной структуре ферромагнетик – полупроводниковая квантовая яма взаимодействуют спиновые системы ферромагнетика и дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме.

Для определения характерного масштаба эффекта близости измеряется зависимость амплитуды ферромагнитного эффекта близости  $A_\pi = \delta\rho_c^\pi(B_{\text{sat}})$  от расстояния между ферромагнетиком и квантовой ямой  $d$ . На рис. 2.7 представлена зависимость интенсивности фотолюминесценции (синие квадраты) и амплитуды эффекта близости  $A_\pi$  (красные кружки) от толщины барьера между квантовой ямой и пленкой кобальта при возбуждении непрерывным лазером. Данные представлены для пленки кобальта толщиной  $d_{\text{Co}} = 4$  нм.

При малой толщине барьера волновые функции носителей в ферромагнетике и квантовой яме перекрываются, и носители туннелируют в ферромагнетик. В этом случае интенсивность фотолюминесценции очень мала. С увеличением толщины барьера носители меньше туннелируют в ферромагнетик, следовательно, интенсивность фотолюминесценции экспоненциально возрастает как  $\exp(d/d_0)$  (чёрный пунктир на рис. 2.7). Параметр  $d_0 = 1.6$  нм определяется из эксперимента. Он описывает перекрытие волновых функций носителей

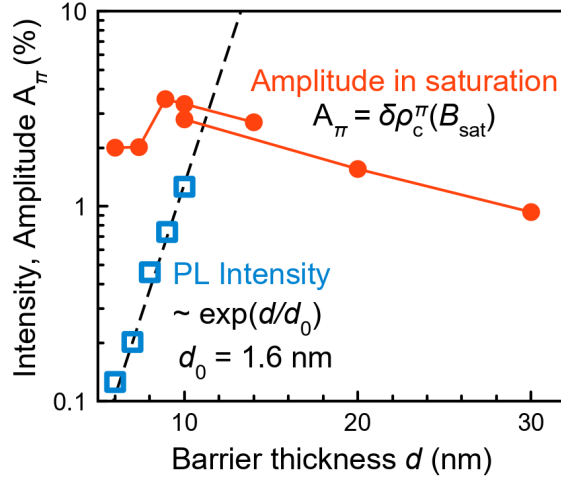


Рис. 2.7: Зависимость интенсивности фотолюминесценции (синие квадраты) и амплитуды ферромагнитного эффекта близости  $A_\pi$  на линии  $e-A^0$  (красные кружки) от толщины барьера между квантовой ямой и ферромагнетиком  $d$  для толщины пленки  $d_{Co} = 4$  нм. Пунктирной линией показана экспоненциальная аппроксимация экспериментальных данных функцией  $\exp(d/d_0)$  с характерной длиной  $d_0 = 1.6$  нм.

в квантовой яме с ферромагнетиком. Удивительно, но индуцированная ферромагнетиком циркулярная поляризация носителей заряда в квантовой яме наблюдается вплоть до  $d = 30$  нм (красные кружки). Данный эффект, очевидно, никак не связан с перекрытием волновых функций носителей в ферромагнетике и квантовой яме.

## 2.4 Кинетика ферромагнитного эффекта близости

Данные время-разрешённой спектроскопии фотолюминесценции позволяют определить динамику ферромагнитного эффекта близости. Рис. 2.8 показывает кинетику интенсивности (чёрная кривая) и степени циркулярной поляризации  $\rho_c^\pi$  фотолюминесценции на линии  $e-A^0$  после линейно поляризованного импульсного возбуждения во внешнем магнитном поле  $+40$  мТл (красные точки) и  $-40$  мТл (синие точки) в геометрии Фарадея.

В начальный момент времени линейно поляризованная накачка создаёт неполяризованные носители. Соответственно, и фотолюминесценция в начальный момент времени не поляризована. Вследствие взаимодействия с ферромагнетиком носители заряда поляризуются. Амплитуда степени циркулярной поляризации фотолюминесценции  $\rho_c^\pi$  выходит на насыщение  $\rho_{fm} = 6\%$  за характерное

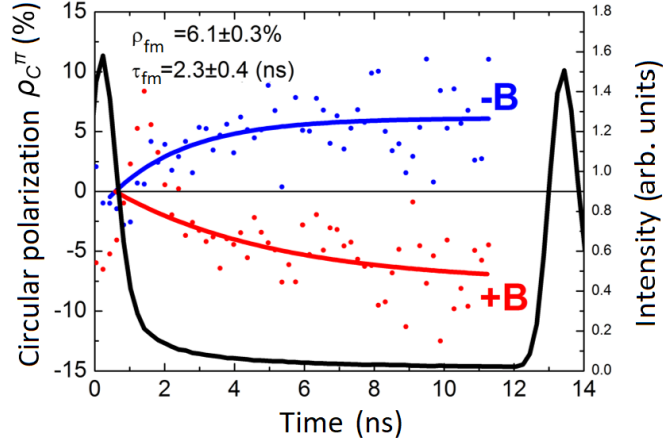


Рис. 2.8: Зависимость интенсивности (чёрная кривая) и степени циркулярной поляризации фотолюминесценции на линии  $e-A^0$  в поле  $B_F = +40$  мТл (красные точки) и  $B_F = -40$  мТл (синие точки) от времени.

время  $\tau_{fm} = 2.3$  нс, полученное из экспоненциального приближения (синяя и красная линии).

На рис. 2.9 представлена кинетика степени циркулярной поляризации фотолюминесценции  $\delta\rho_c^\sigma$  при импульсном  $\sigma+$  поляризованном возбуждении, т.е. кинетика оптической ориентации в нулевом магнитном поле (оранжевые кружки) и в магнитном поле  $B_F = 40$  мТл (синие треугольники). В последнем случае степень циркулярной поляризации фотолюминесценции определяется как  $\delta\rho_c^\sigma = \frac{1}{2}(\rho_c^\sigma(+B_F) + \rho_c^\sigma(-B_F))$ , чтобы избежать влияния равновесной циркулярной поляризации, и измерять только кинетику оптической ориентации. Зависимость  $\delta\rho_c^\sigma(t)$  в небольшом магнитном поле содержит две компоненты затухания – быструю и медленную, что соответствует характерным временами спиновой релаксации дырок  $\tau_{sh}$  и электронов  $\tau_{se}$  соответственно. Аппроксимация экспериментальной зависимости  $\delta\rho_c^\sigma(t)$  в магнитном поле  $B_F = 40$  мТл суммой двух экспоненциальных вкладов  $\rho_{0,h} \exp(-t/\tau_{sh}) + \rho_{0,e} \exp(-t/\tau_{se})$  позволяет оценить времена спиновой релаксации электронов  $\tau_{se} > 20$  нс и дырок  $\tau_{sh} = 0.12$  нс.

Стоит отметить, что затухание в нулевом магнитном поле  $\delta\rho_c^\sigma(t)$  на рис. 2.9 (оранжевые кружки) содержит дополнительный вклад с характерным временем  $\tau_{deph} \approx 1$  нс. Это время связано с дефазировкой спина электрона в случайно ориентированных рассеянных полях ферромагнетика напряжённостью около 15 мТл. Это подтверждается также восстановлением циркулярной поляризации в продольном магнитном поле (раздел 2.5.4). Дефазировка определяет динамику спина и приводит к более быстрому затуханию  $\delta\rho_c^\sigma$  в нулевом маг-

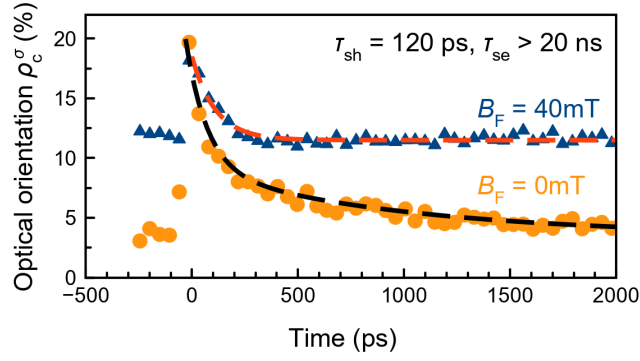


Рис. 2.9: Кинетика оптической ориентации в нулевом магнитном поле (оранжевые кружки) и в поле  $B_F = 40$  мТл (синие треугольники). Аппроксимация показана чёрной и красной пунктирными линиями соответственно.

нитном поле. Магнитное поле  $B_F = 40$  мТл, приложенное в геометрии Фарадея, подавляет рассеянные поля (синие треугольники на рис. 2.9).

Кинетика степени циркулярной поляризации  $\delta\rho_c^\pi$ , индуцированной ферромагнетиком, с характерным временем  $\tau_{fm} = 2.3$  нс оказывается гораздо быстрее времени спиновой релаксации электрона  $\tau_{se} > 20$  нс. Спиновая система электронов более инерционна и не может обуславливать быструю кинетику эффекта близости. В то же время, кинетика эффекта близости медленнее времени спиновой релаксации дырок  $\tau_{sh} = 0.12$  нс. Такая быстрая спиновая релаксация оптически ориентированных дырок может быть объяснена тем, что накачка на энергии 1.7 эВ возбуждает свободные дырки в валентной зоне. Оптически возбуждённые горячие дырки могут деполяризоваться прежде, чем захватываются на акцепторные состояния. Так как только на линии  $e-A^0$  наблюдается циркулярная поляризация, индуцированная ферромагнетиком, то  $\delta\rho_c^\pi(t)$  отражает спиновую кинетику дырок, локализованных на акцепторе. Время спиновой релаксации  $\tau_{sA}$  дырок, локализованных на акцепторах, может быть значительно больше, чем соответствующее время для дырок в валентной зоне  $\tau_{sh} = 0.12$  нс. Таким образом, ферромагнитный эффект близости обусловлен взаимодействием ферромагнетика с тяжёлыми дырками, локализованными на акцепторах в квантовой яме, и  $\tau_{fm} = \tau_{sA}$ .

Экспериментальные результаты спектроскопии с временным разрешением также позволяют объяснить отсутствие циркулярной поляризации на экситонной линии X. Время распада линии X составляет 50 пс, а линии  $e-A^0$  несколько наносекунд, т.е. время жизни экситона слишком коротко, чтобы приобрести

поляризацию от ферромагнетика. Также отсутствие циркулярной поляризации фотолюминесценции на экситонной линии объясняется неэффективным взаимодействием зонных дырок с ферромагнетиком, что будет более подробно рассмотрено в следующей главе.

## 2.5 Природа ферромагнитного эффекта близости

Ранее было показано (раздел 2.3), что ферромагнитный эффект близости не зависит от перекрытия волновых функций носителей в квантовой яме с ферромагнетиком. Перекрытие волновых функций осуществляется на расстоянии около 1.6 нм. Масштаб эффекта близости составляет более 30 нм, что делает его дальнедействующим относительно перекрытия волновых функций.

В этой части работы мы рассмотрим механизмы, которые могут быть источниками циркулярной поляризации фотолюминесценции из квантовой ямы:

- спин-зависимый захват носителей в ферромагнетик,
- эффект магнитного циркулярного дихроизма,
- резонансное туннелирование носителей через глубокие центры в барьере  $\text{Cd}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Te}$ ,
- влияние рассеянных полей ферромагнетика на ориентацию спинов носителей в квантовой яме,
- диффузию кобальта в полупроводниковую часть структуры,
- обменное взаимодействие спиновой системы ферромагнетика и носителей заряда в квантовой яме.

В результате рассмотрения и опровержения всех альтернативных объяснений будет сформирована гипотеза о дальнедействующем  $p-d$  обменном взаимодействии между спиновой системой  $d$ -электронов ферромагнетика и тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме ( $p$ -система).

### 2.5.1 Спин-зависимый захват носителей в ферромагнетик

Циркулярная поляризация фотолюминесценции из квантовой ямы вблизи ферромагнитного слоя может быть обусловлена спин-зависимым захватом носителей из полупроводника в ферромагнетик [16, 27]. Спин-зависимый захват состоит в том, что вероятность туннелирования электронов из квантовой ямы в ферромагнетик зависит от взаимной ориентации спинов носителей. Например, если спины электронов в квантовой яме ориентированы в том же направлении, что и намагниченность ферромагнетике, то вероятность туннелирования для них увеличивается. Оставшиеся в квантовой яме электроны рекомбинируют с дырками. Фотолюминесценция, вследствие неодинакового количества электронов со спином  $-1/2$  и  $+1/2$  в квантовой яме, будет циркулярно поляризованной.

Определить влияние эффекта спин-зависимого захвата носителей из квантовой ямы в ферромагнетик на циркулярную поляризацию фотолюминесценции можно при помощи модулирования циркулярной поляризации накачки. При  $\sigma+$  возбуждении преимущественно генерируются носители, ориентированные противоположно направлению намагниченности ферромагнетика во внешнем магнитном поле  $B_F$ . Вероятность туннелирования таких носителей в ферромагнетик крайне мала, поэтому интенсивность фотолюминесценции будет максимальной. При  $\sigma-$  возбуждении рождаются носители, ориентированные по спину в направлении, совпадающем с направлением намагниченности в ферромагнетике. Такие носители туннелируют в ферромагнетик, поэтому интенсивность фотолюминесценции уменьшается. Таким образом, из-за эффекта спин-зависимого захвата интенсивность фотолюминесценции зависит от циркулярной поляризации возбуждающего света. Количественной мерой эффекта спин-зависимого захвата является параметр модуляции  $\eta$ . Аналогично циркулярной поляризации света он определяется выражением  $\eta = \frac{I^{\sigma+} - I^{\sigma-}}{I^{\sigma+} + I^{\sigma-}}$ , где  $I^{\sigma+}$  и  $I^{\sigma-}$  – полная интенсивность фотолюминесценции при  $\sigma+$  и  $\sigma-$  возбуждении, соответственно.

Между параметром модуляции  $\eta$  и циркулярной поляризацией  $\rho_c^\pi$  в случае спин-зависимого захвата электронов имеется соотношение  $\eta(B_F) = P_i \rho_c^\pi(B_F)$ . Коэффициент  $P_i$  характеризует правила отбора для оптических переходов на энергии лазера. Согласно литературе, параметр  $P_i \approx 1$  в случае возбуждения тяжёлых экситонов. Соответственно, если соотношение  $\eta(B_F) \approx \rho_c^\pi(B_F)$  выпол-

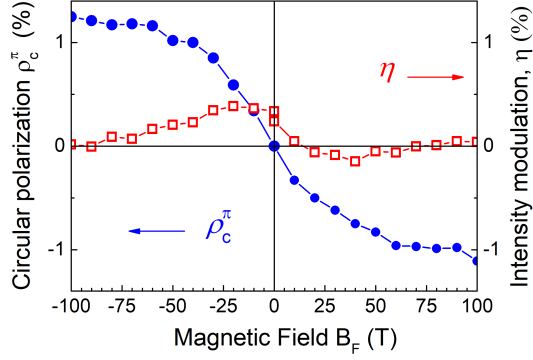


Рис. 2.10: Зависимость параметра модуляции  $\eta$  (красные квадраты) и степени циркулярной поляризации  $\rho_c^\pi$  (синие кружки) от внешнего магнитного поля в геометрии Фарадея.  $E_{\text{exc}} = 1.62$  эВ,  $E_{\text{det}} = 1.602$  эВ,  $T = 4$  К.

няется, то эффект близости обусловлен спин-зависимым захватом носителей в ферромагнетик. Напротив, если  $\eta(B_F) \ll \rho_c^\pi(B_F)$ , то вклад спин-зависимого захвата в циркулярную поляризацию фотолюминесценции мал.

На рис. 2.10 представлена магнитополевая зависимость параметра модуляции  $\eta$  (красные квадраты) в сравнении с эффектом близости  $\rho_c^\pi$  (синие кружки). При измерении  $\eta(B_F)$  образец возбуждается резонансно в экситон на энергии  $E_{\text{exc}} = 1.62$  эВ. Детектирование производится на линии  $e-A^0$  на энергии  $E_{\text{det}} = 1.602$  эВ.

Параметр модуляции  $\eta(B_F)$  в несколько раз меньше степени циркулярной поляризации фотолюминесценции  $\rho_c^\pi$ . Кроме того, параметр модуляции  $\eta(B_F)$  мал для диапазона энергий лазера  $1.62 - 1.70$  эВ. Следовательно, спин-зависимый захват электронов из квантовой ямы в ферромагнетик не является основной причиной циркулярной поляризации фотолюминесценции из квантовой ямы. Таким образом, дальнедействующий ферромагнитный эффект близости не может быть объяснён спин-зависимым туннелированием носителей.

## 2.5.2 Эффект магнитного циркулярного дихроизма

Эффект магнитного циркулярного дихроизма заключается в различном поглощении света, поляризованного по правому  $\sigma+$  и левому  $\sigma-$  кругу, при его распространении вдоль направления намагниченности среды. Намагниченность среды может быть спонтанной, может создаваться внешним магнитным полем или возникать в результате ориентации спинов электромагнитным излучением



(т.е. оптической ориентации). Возникновение магнитного циркулярного дихроизма определяется правилами отбора по моменту импульса, а также влиянием магнитного поля на уровни энергии и волновые функции электронных состояний атомов, на населённости уровней, на вероятности оптических переходов.

Когда речь идет о детектировании эффекта близости, возбуждающий свет с определённой энергией фотонов проходит слой ферромагнетика, барьера и квантовой ямы. Фотолюминесценция с другой энергией проходит те же слои в обратном порядке и детектируется. Магнитный циркулярный дихроизм вызывает поляризацию фотолюминесценции, даже если носители в квантовой яме не поляризованы. Чтобы подтвердить или опровергнуть влияние магнитного циркулярного дихроизма на циркулярную поляризацию фотолюминесценции, можно измерять параметр модуляции, как и в предыдущем разделе 2.5.1. При этом модулируется циркулярная поляризация накачки и измеряется интенсивность фотолюминесценции из подложки GaAs. Подложка расположена более чем в 3 мкм от ферромагнетика (рис. 1.6), поэтому для неё нет эффекта близости. Однако, если ферромагнетик действует как фильтр для циркулярно поляризованного света, то этот эффект сохраняется на любом расстоянии. Маркером магнитного циркулярного дихроизма станет уменьшение интенсивности сигнала фотолюминесценции для одной из циркулярных поляризаций накачки.

Результаты эксперимента представлены на рис. 2.11. Детектирование осуществляется на переходе  $e-A^0$  фотолюминесценции из подложки GaAs на энергии  $E_{\text{det}} = 1.51$  эВ. Поскольку эффект магнитного циркулярного дихроизма может различаться для разных энергий фотонов, производится сканирование лазером резонансов в квантовой яме в диапазоне от 1.59 до 1.63 эВ. На графике представлена зависимость при возбуждении  $E_{\text{exc}} = 1.63$  эВ, зависимости для других энергий возбуждения аналогичны. Магнитное поле прикладывается в геометрии Фарадея. Магнитополевая зависимость  $\eta$  измеряется в том же интервале, что и эффект близости, т.е. пределах от  $-30$  до  $+30$  мТл. Оказывается, что параметр модуляции, т.е. изменения интенсивности фотолюминесценции (красные ромбы) очень мал  $\eta < 0.1\%$ . В то же время амплитуда степени циркулярной поляризации фотолюминесценции  $\rho_c^\pi$  (синие кружки) достигает  $A_\pi = 1.5\%$  в этом образце. Соответственно, магнитный циркулярный дихроизм

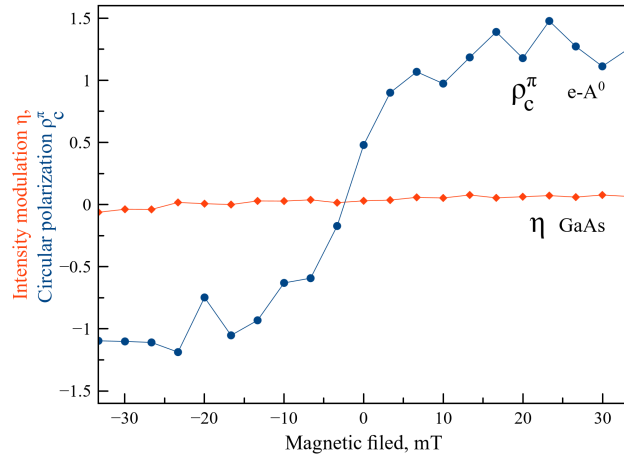


Рис. 2.11: Магнитополевая зависимость степени циркулярной поляризации фотолюминесценции  $\rho_C^\pi$  (синие кружки) и параметра модуляции  $\eta$  для подложки GaAs (красные ромбы).

не является причиной циркулярной поляризации фотолюминесценции на линии  $e-A^0$ .

### 2.5.3 Резонансное туннелирование через глубокие центры

Дальнедействующим является эффект резонансного туннелирования через глубокие парамагнитные центры в барьере CdMgTe между ферромагнетиком и квантовой ямой, поэтому он может быть причиной ферромагнитного эффекта близости. Радиус локализации глубоких центров составляет  $a_t \approx 1$  нм. Необходимая концентрация глубоких центров, способная сделать резонансное туннелирование достаточно эффективным процессом, оценивается как  $N_t \sim 1/a_t \sim 10^{21}$  см<sup>-3</sup>. В литературе нет упоминаний о такой большой концентрации парамагнитных центров в CdMgTe. К тому же присутствие такого большого числа глубоких центров должно оказывать влияние на частоту лармовской прецессии электронов в CdTe квантовой яме, которое не наблюдается. Таким образом, маловероятно, что резонансное туннелирование через глубокие центры является причиной дальнедействующего эффекта близости.

### 2.5.4 Рассеянные поля ферромагнетика

Возможной причиной дальнедействующего эффекта близости могут быть рассеянные поля ферромагнетика.

Ферромагнетик имеет доменную структуру, поэтому на полупроводник действуют флуктуирующие в пространстве магнитные поля [18]. Характерный масштаб флуктуаций определяется размером доменов, как и глубина проникновения рассеянных полей в полупроводник. Рассеянные поля действуют на носители в квантовой яме так же, как внешнее магнитное поле, вызывая прецессию спина носителей. Поэтому рассеянные поля можно детектировать с помощью оптической ориентации. Созданные светом ориентированные по спину носители прецессируют в случайном рассеянном поле ферромагнетика, и проекция их среднего спина на направление  $z$  уменьшается. При рекомбинации, подчиняющейся правилам отбора, ориентированные носители рождают циркулярно поляризованные фотоны. Т.к. рассеянные поля локально деполяризуют спины электронов, то уменьшается и степень циркулярной поляризации фотолюминесценции.

Для того, чтобы оценить вклад рассеянных полей в ориентацию носителей заряда в квантовой яме, используются зависимости степени циркулярной поляризации  $\delta\rho_c^\sigma(B)$  от магнитного поля в геометрии Фойгта  $B_V$  — эффект Ханле, и в геометрии Фарадея  $B_F$  — эффект восстановления циркулярной поляризации.

Эффект Ханле (рис. 2.12) — это деполяризация фотолюминесценции в магнитном поле  $B_V$  в геометрии Фойгта, являющаяся результатом прецессии спинов электронов вокруг направления  $B_V$ . Поперечный  $g$ -фактор дырки близок к нулю  $g_h \approx 0.1$ , поэтому деполяризацией дырок можно пренебречь. Полуширина кривой деполяризации, которая описывается лоренцианом, составляет  $B_{1/2}^V = 15$  мТл.

Магнитное поле в геометрии Фарадея увеличивает циркулярную поляризацию с аналогичным характерным полем  $B_{1/2}^F = 30$  мТл (рис. 2.12, квадраты). Такое поведение также указывает на наличие рассеянных магнитных полей в области квантовой ямы из-за доменной структуры ферромагнетика [18] или шероховатости интерфейса [49].

Рассеянные поля от ферромагнетика могут быть изотропными или анизотропными. В случае изотропного распределения случайных полей существует связь между полушириной кривой Ханле, полушириной кривой восстановления циркулярной поляризации и временем дефазировки:  $B_{1/2}^F = B_{1/2}^V = 2\sqrt{3}\hbar/\mu_B g_e T_2^*$  [50].

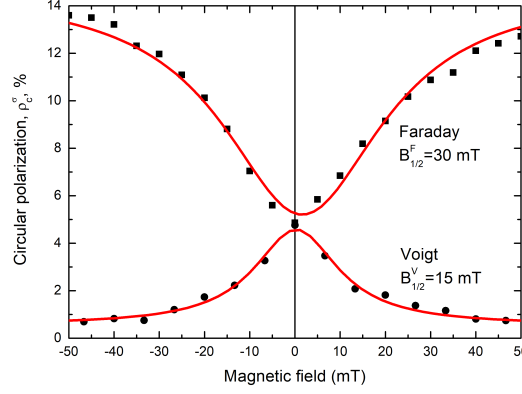


Рис. 2.12: Эффект Ханле в геометрии Фойгта (кружки, нижняя кривая) и эффект восстановления циркулярной поляризации в геометрии Фарадея (квадраты, верхняя кривая). Красные линии представляют собой аппроксимацию экспериментальных данных лоренцианом.

Выражение  $2\sqrt{3}\hbar/\mu_B g_e T_2^*$  может быть рассчитано, если использовать данные спектроскопии фотолюминесценции с временным разрешением. Во-первых, в разделе 2.4 уже было показано, что в нулевом магнитном поле присутствует дополнительный затухающий вклад с характерным временем дефазировки  $\tau_{\text{deph}} = T_2^* \approx 1$  нс (рис. 2.9(оранжевые кружки)). Во-вторых, с помощью спектроскопии фотолюминесценции с временным разрешением можно определить  $g$ -фактор электрона. Для этого измеряется кинетика оптической ориентации в магнитном поле в геометрии Фойгта и в скрещенных магнитных полях, т.е. в конфигурации, в которой наблюдаются осцилляции электронов. Они представлены на рисунке 2.13. Кинетика оптической ориентации показана в случае магнитного поля в геометрии Фойгта  $B_V = 96$  мТл (зелёные кружки), а также в скрещенной геометрии, когда дополнительно к магнитному полю в плоскости структуры  $B_V$  прикладывается магнитное поле  $B_F = 10$  мТл перпендикулярное плоскости (розовые треугольники). Период осцилляций электронов на рис. 2.13 соответствуют  $g$ -фактору электрона  $|g_e| = 1.2$ . Учитывая это значение, получаем рассеянные поля 22 мТл.

Как было показано выше,  $B_{1/2}^V = 15$  мТл, а  $B_{1/2}^F = 30$  мТл, то есть  $B_{1/2}^V \neq B_{1/2}^F$ , а вычисленное значение 22 мТл находится между наблюдаемыми экспериментально. Это указывает на анизотропию распределения рассеянных полей. Небольшие локальные поля порядка десяти мТл могут влиять на кинетику прецессии спина электрона. Тем не менее, поляризация электронов и дырок,

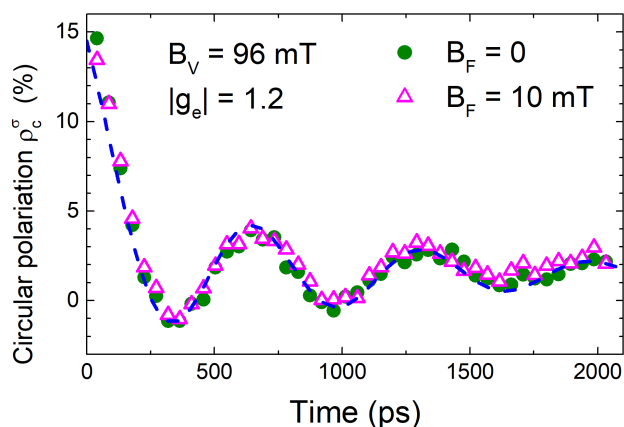


Рис. 2.13: Кинетика оптической ориентации магнитном поле в геометрии Фойгта  $B_V = 96$  мТл (зелёные кружки) и в магнитном поле  $B_V = 96$  мТл скрещенном с магнитным полем  $B_F = 10$  мТл (розовые треугольники). Быстрые осцилляции соответствует электронам с  $g$ -фактором 1.2. Медленные осцилляции соответствует дыркам с  $g$ -фактором близким к нулю.

продольный  $g$ -фактор которых имеет сходное значение, из-за теплового распределения между спиновыми подуровнями при  $T = 2$  К не может превышать 0.5% в рассеянных полях ферромагнетика. Значит, влияние рассеянных полей слишком мало, чтобы объяснить дальнодействующий ферромагнитный эффект близости, амплитуда которого достигает  $A_\pi = 5\%$ , т.е. на порядок больше.

### 2.5.5 Диффузия кобальта в полупроводниковую часть структуры

Атомы кобальта в процессе роста образца могут диффундировать в полупроводник. При диффузии магнитных атомов получается структура, аналогичная разбавленному магнитному полупроводнику. Как и в разбавленном магнитном полупроводнике, в случае диффузии кобальта в квантовую яму осуществляется  $s$ - $d$  обменное взаимодействие между магнитными ионами в области квантовой ямы и электронами. Это взаимодействие приводит к перенормировке  $g$ -фактора электрона так, что  $g_{\text{eff}} \gg 1$ . Это связано с тем, что электроны полупроводника испытывают влияние обменного поля магнитных ионов. Чем больше концентрация кобальта в квантовой яме, тем больше модуль эффективного  $g$ -фактора.

Измерение эффекта Керра методом накачка-зондирование на энергии экситонного резонанса позволяет измерить частоту ларморовой прецессии зонных электронов  $\Omega_e$  и дырок  $\Omega_h$  в квантовой яме CdTe/(Cd,Mg)Te [51].

Циркулярно поляризованная импульсная накачка посредством оптической ориентации создаёт спиновую поляризацию носителей заряда, параллельную

направлению роста образца (т.е. оси  $z$ ). В поперечном магнитном поле  $B_V$  (геометрия Фойгта) возникает ларморова прецессия спина. Прецессия спинов электронов и дырок приводит к осцилляции  $z$ -компоненты спиновой поляризации  $S_z$ . Осцилляции детектируются через поворот плоскости поляризации линейно поляризованного зондирующего пучка от времени задержки  $t$  между импульсами накачки и зондирования. Спины электронов и дырок прецессируют с разными ларморовскими частотами  $\Omega_e$  и  $\Omega_h$  из-за разницы их  $g$ -факторов. Электронный  $g$ -фактор в квантовой яме CdTe близок к изотропному, а  $g$ -фактор тяжёлых дырок, напротив, обладает сильной анизотропией.

Для проведения эксперимента необходимо прикладывать к образцу наклонное магнитное поле. При этом  $z$ -компонента магнитного поля  $B_F$  намагничивает слой ферромагнетика, тогда как  $x$ -компонента  $B_V$  требуется для запуска прецессии носителей заряда. Сигнал в структуре ферромагнетик – квантовая яма наблюдается, когда энергия возбуждения попадает в резонанс с экситоном в квантовой яме. Это указывает на то, что угол поворота плоскости линейной поляризации отслеживает динамику спина фотовозбуждённых носителей в квантовой яме, а не в ферромагнетике. Также это говорит о том, что измеряется ларморова прецессия электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, поскольку эффективная оптическая ориентация носителей происходит только при резонансном возбуждении экситонов, чья сила осциллятора на порядок больше, чем у экситонов, локализованных на акцепторах.

На рисунке 2.14 показаны зависимости керровского вращения от времени задержки между импульсом накачки и импульсом зондирования в различных магнитных полях в диапазоне от 0.21 до 2.13 Тл. Энергия накачки и зондирования соответствует энергии экситонного перехода 1.627 эВ. На вставке схематически показана геометрия эксперимента, наклон магнитного поля составляет  $\theta = 70^\circ$  относительно оси  $z$ .

Временные зависимости содержат два вклада. Первый соответствует сигналу с большой частотой колебаний и относится к прецессии спина электрона. Второй вклад осциллирует на гораздо меньшей частоте и соответствует динамике спинов тяжёлых дырок с малым  $g$ -фактором. Каждый из этих вкладов в результирующий сигнал хорошо описывается выражением  $A_i \cos \Omega_i t + \varphi_i$  с соответствующим экспоненциальным затуханием. Аппроксимация эксперимен-

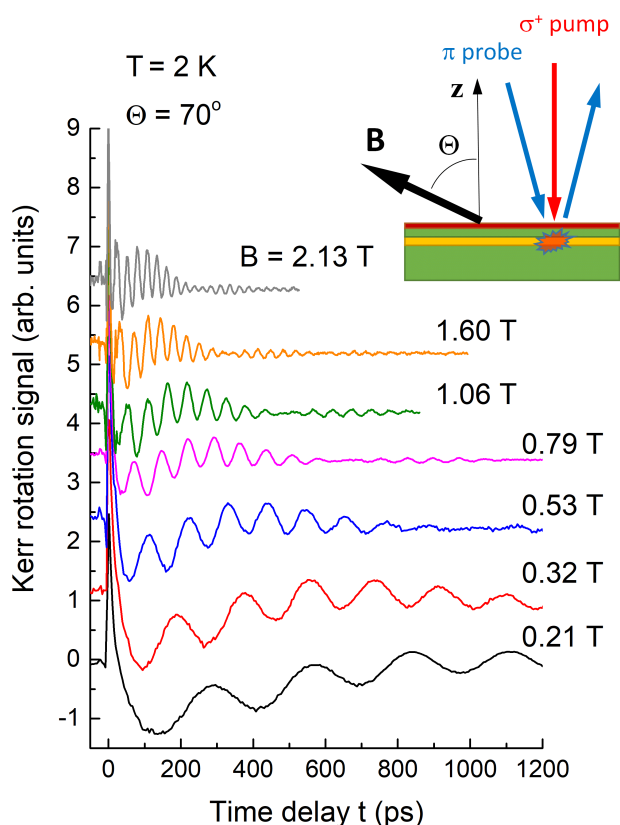


Рис. 2.14: Сигнал керровского вращения как функция задержки между импульсами накачки и зондирования для различных магнитных полей под наклоном  $\theta = 70^\circ$  к оси  $z$ . Энергия накачки и зондирования 1.627 эВ в резонансе с экситонным переходом. Температура  $T = 2$  К, толщина барьера между ферромагнетиком и квантовой ямой  $d = 10$  нм. На вставке схематично показана геометрия эксперимента.

тальных данных суммой выражений для электронов ( $i = e$ ) и дырок ( $i = h$ ) позволяет определять зависимости электронной  $\Omega_e$  и дырочной  $\Omega_h$  частот от магнитного поля. Эти зависимости, пересчитанные в энергии, приведены на рисунке 2.15.

Для валентных дырок зависимости  $\Omega_h(B)$  показаны для двух температур 2 и 12 К (рис. 2.15а). В полях меньше 1.5 Тл зависимости линейны и соответствуют  $g$ -фактору  $|g_h| = 0.17$  (зелёная пунктирная линия), который слабо зависит от температуры. В магнитных полях  $B > 1.5$  Тл зависимости  $\Omega_h(B)$  имеют небольшие нелинейности. Одним из возможных объяснений нелинейного поведения  $\Omega_h(B)$  является взаимодействие тяжёлых дырок с магнитными атомами в ферромагнетике, намагниченность которого слабо меняется во внешнем магнитном поле. Однако, даже если этот эффект присутствует, его величина очень мала. Т.е. дырки в валентной зоне квантовой ямы слабо взаимодействуют с

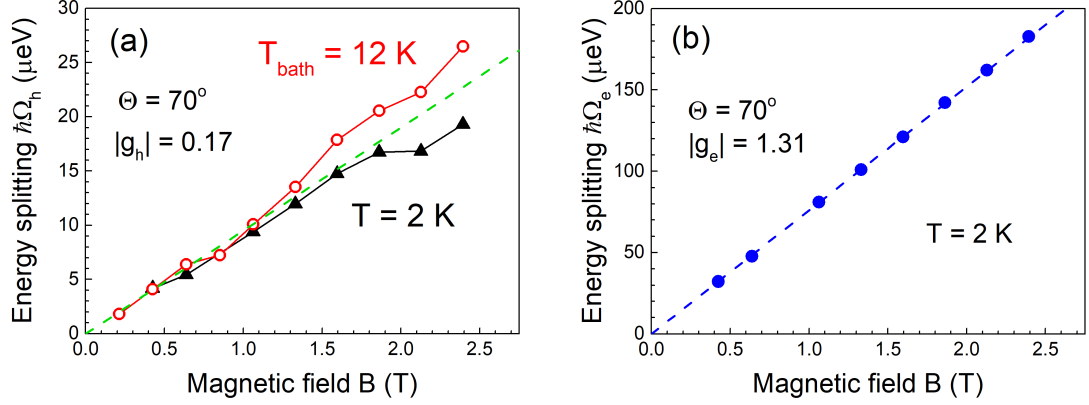


Рис. 2.15: Зависимость частоты прецессии  $\Omega_i$  от магнитного поля. (а)  $\Omega_h(B)$  дырок в валентной зоне. Данные приведены для двух температур 2 и 12 К. (б)  $\Omega_e(B)$  электронов в зоне проводимости. Пунктирные линии представляют собой линейную аппроксимацию экспериментальных данных с соответствующими  $g$ -факторами.

магнитными ионами в слое ферромагнетика, в отличие от дырок, локализованных на акцепторных состояниях. Причины будут рассмотрены более подробно в следующей главе.

Частота ларморовой прецессии электронов  $\Omega_e(B)$  линейно зависит от магнитного поля (рис. 2.15б). Из наклона линейной зависимости определяется  $g$ -фактор электрона  $|g_e| = 1.31$ . Отсутствие перенормировки  $g$ -факторов носителей заряда в квантовой яме говорит об отсутствии магнитных ионов кобальта в области квантовой ямы.

Ещё одним аргументом против диффузии кобальта в квантовую яму и формирования кластеров является температурная зависимость  $\rho_c^\pi(B_F)$ . Дело в том, что в случае разбавленного магнитного полупроводника, т.е. при наличии ферромагнитных ионов в квантовой яме, поле насыщения его намагниченности зависит от соотношения  $\mu_B g_{\text{eff}} B / k_B T$ . Соответственно, и магнитное поле в котором насыщается зависимость  $\rho_c^\pi(B_F)$  в этом случае меняется с температурой согласно соотношению  $B_{\text{sat}}(T) \sim k_B T$ , т.е. насыщение циркулярной поляризации фотолюминесценции происходит в больших магнитных полях с ростом температуры. Поэтому, чтобы определить, диффундирует ли кобальт в квантовую яму и формируются ли магнитные кластеры, измеряются магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации  $\rho_c^\pi(B_F)$  при различных температурах  $T$ . Результаты таких измерений показаны на рисунке 2.16. В данном



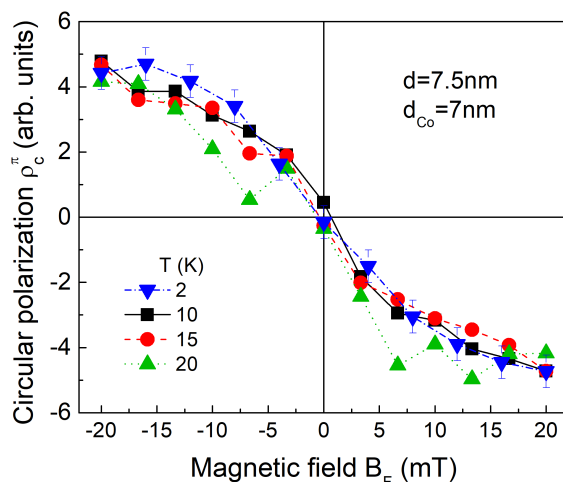


Рис. 2.16: Нормированные зависимости циркулярной поляризации фотолюминесценции  $\rho_c^\pi(B_F)$  от магнитного поля в геометрии Фарадея при разных температурах  $T$ .

случае магнитополевые зависимости нормированы на одну амплитуду (была выбрана амплитуда при  $T = 2$  К), чтобы было удобнее оценивать магнитное поле  $B_{\text{sat}}$ , в котором зависимости выходят на насыщение.

Насыщение циркулярной поляризации происходит в магнитном поле  $B_{\text{sat}} = 20$  мТл во всем диапазоне температур, что противоречит предположению о наличии кобальта в области квантовой ямы. Это также означает, что ферромагнетик не чувствителен к температуре до 20 К, т.е. его точка Кюри  $T_C > 20$  К.

Из приведённого эксперимента также можно оценить изменение амплитуды ферромагнитного эффекта близости  $A_\pi$  с температурой.

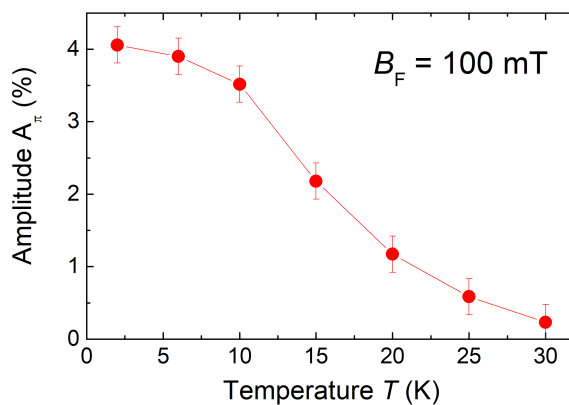


Рис. 2.17: Температурная зависимость амплитуда ферромагнитного эффекта близости  $A_\pi(T)$ .

Для этого не требуется нормировать зависимости, как на рис. 2.16, а достаточно найти амплитуду эффекта близости в магнитном поле  $B_{\text{sat}}$ . Результирующая зависимость показана на рис. 2.17. Степень циркулярной поляризации в насыщении по магнитному полю, т.е. амплитуда ферромагнитного эффекта близости, падает с увеличением температуры. Это падение не связано с приближением к точке Кюри ферромагнетика, а является следствием уменьшения чувствительности квантовой ямы к ферромагнетику, т.к. спиновая поляризация носителей в эффективном магнитном поле ФМ уменьшается с нагревом [12].

## 2.6 Природа ферромагнетика

Поскольку в данной работе изучается гибридная структура Co/CdMgTe/CdTe, логично предположить, что ферромагнетик, взаимодействующий с носителями в квантовой яме, является кобальтом. Согласно литературным данным, насыщение намагниченности тонкой пленки кобальта происходит в поле около 1.7 Т [52]. Однако степень циркулярной поляризации фотолюминесценции и, соответственно, намагниченность ферромагнетика насыщаются в поле  $B_{\text{sat}} = 40$  мТл (рис. 2.4). Значит, ферромагнитный эффект близости в структуре кобальт – квантовая яма происходит не от пленки кобальта.

Можно напрямую измерить магнитные характеристики тонких плёнок ферромагнетика, используя магнитооптический эффект Керра (экспериментальная методика описана в разделе 1.1.3). На рис. 2.18 показаны экспериментальные результаты полярного магнитооптического эффекта Керра, когда внешнее магнитное поле  $B_F$  прикладывается к образцу в геометрии Фарадея. Синие символы на графике соответствуют изменению внешнего магнитного поля из отрицательных значений в положительные, а красные символы – из положительных в отрицательные. Намагниченность пленки кобальта в нулевом магнитном поле ориентирована в плоскости образца. Приложение магнитного поля в геометрии Фарадея выводит намагниченность из плоскости с насыщением в характерном магнитном поле  $4\pi M_{\text{Co}} \approx 1.7$  Тл, что согласуется с литературными данными [52].

Намагничивание образца в плоскости полем  $B_V$  в геометрии Фойгта называется продольным магнитооптическим эффектом Керра. На рис. 2.19 показана

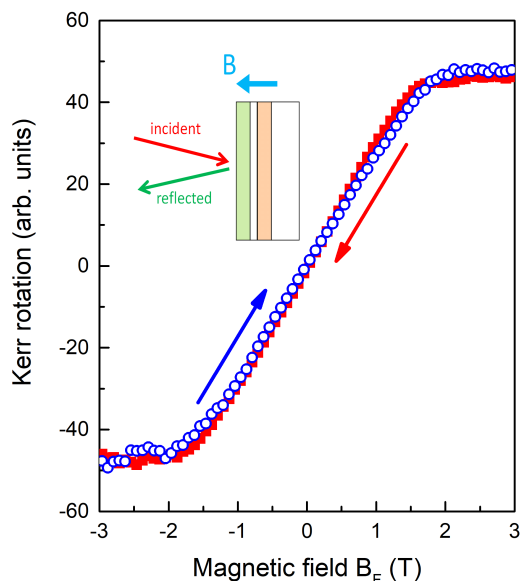


Рис. 2.18: Намагничивание пленки кобальта в магнитном поле в геометрии Фарадея. Синие кружки соответствует изменению магнитного поля из отрицательных значений в положительные, а красные квадраты – из положительных в отрицательные. В верхней части панели показана схема эксперимента.

ны результаты эксперимента, где внешнее магнитное поле  $B_V$  прикладывается перпендикулярно (синяя кривая) и параллельно (красная кривая) оси  $x$ . Ось  $x$  соответствует направлению изменения толщины пленки кобальта, и угол  $\alpha$  отсчитывается от этого направления. Измерение намагниченности плёнки кобальта показывает наличие петель гистерезиса с коэрцитивностью  $B_c \approx 120$  мТл. Кривые намагниченности выходят на насыщение в сравнительно небольших магнитных полях 200 – 400 мТл.

Сравнение результатов полярного и продольного магнитооптического эффекта Керра говорит о том, что плёнка кобальта имеет анизотропию типа лёгкой плоскости. Это объясняется тем, что намагниченность кобальта находится в плоскости плёнки вследствие действия размагничивающих полей. Измерения с использованием спектрально широкого источника света показали, что эффект Керра обладает слабой спектральной зависимостью в области 1.55 – 1.77 эВ.

Теперь сравним результаты магнитооптического эффекта Керра со спектроскопией поляризованной фотолюминесценции. В слабых магнитных полях  $B_F < 1.7$  Тл намагниченность плёнки кобальта лежит в плоскости структуры  $M_{Co} \perp z$ . Напротив, циркулярная поляризация фотолюминесценции  $\rho_c^\pi$  выхо-

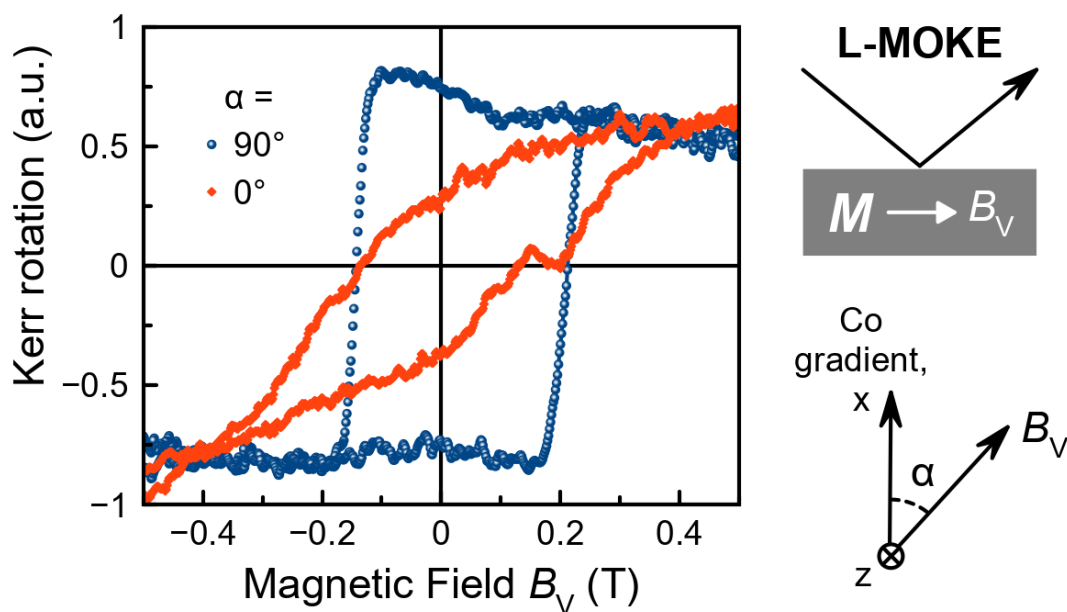


Рис. 2.19: Продольный магнитооптический эффект Керра. (а) Намагничивание кобальта в магнитном поле в геометрии Фойгта, красная петля гистерезиса соответствует намагничиванию во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси  $x$  ( $\alpha = 0^\circ$ ), синяя петля гистерезиса – намагничиванию во внешнем магнитном поле, приложенном перпендикулярно оси  $x$  ( $\alpha = 90^\circ$ ). (б) Геометрия эксперимента. (в) Определение угла  $\alpha$  между направлением изменения толщины кобальта в структуре (ось  $x$ ) и внешним магнитным полем в геометрии Фойгта  $B_V$ .

дит на насыщение в слабом магнитном поле  $B_F = 40$  мТл в геометрии Фарадея, т.е.  $B_F \parallel z$ . Это значит, что ферромагнитный эффект близости, мерой которого является  $\rho_c^\pi(B_F)$ , не может быть следствием взаимодействия спиновой системы квантовой ямы с кобальтом. Наше предположение состоит в том, что ферромагнитный эффект близости происходит от интерфейсного ферромагнетика на границе  $\text{Co}/\text{Cd}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Te}$ , что будет более подробно обсуждаться в конце данного раздела.

Далее будет показано сравнение влияния кобальта и интерфейсного ферромагнетика на циркулярную поляризацию фотолюминесценции методом спектроскопии поляризованной фотолюминесценции в стационарном режиме и с временным разрешением.

Наблюдение ферромагнитного эффекта близости между спиновой системой тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, со спиновой системой интерфейсного ферромагнетика уже было показано ранее в разделе 2.3 (рис. 2.4). Т.к. в геометрии Фарадея плёнка кобальта намагничивается в 1.7 Тл (рис. 2.18), то для определения её влияния на степень циркулярной поля-

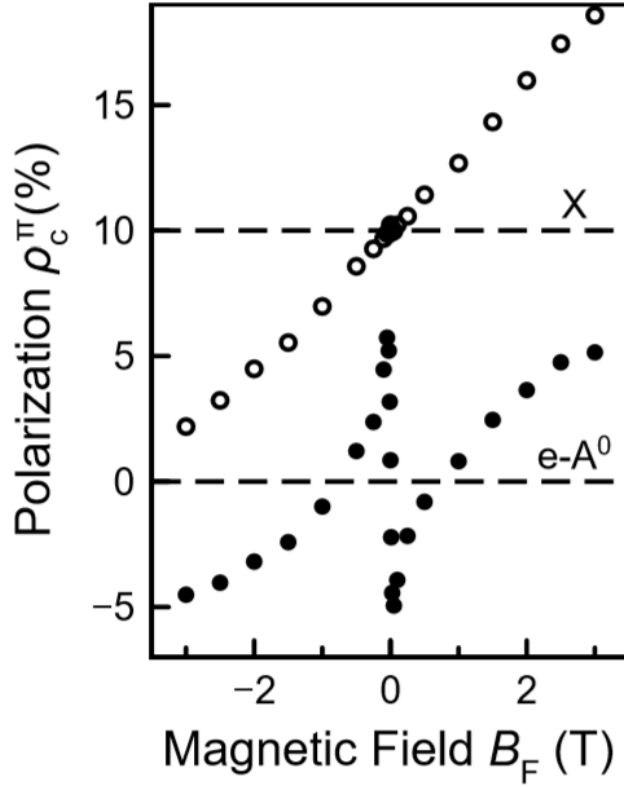


Рис. 2.20: Зависимость степени циркулярной поляризации фотолюминесценции  $\rho_c^\pi(B_F)$  от магнитного поля в геометрии Фарадея. Верхняя зависимость измерена для энергии детектирования на экситонной линии 1.63 эВ (полые кружки), нижняя – на линии  $e-A^0$  на энергии 1.59 эВ (чёрные кружки). Зависимость для экситонной линии сдвинута вверх для удобства восприятия. Зависимость  $\rho_c^\pi(B_F)$  на линии  $e-A^0$  включает два вклада: один насыщается в магнитном поле 40 мТл, а другой в магнитном поле 1.7 Тл.

ризации фотолюминесценции  $\rho_c^\pi(B_F)$  измерения происходят в бóльшем интервале магнитных полей от  $-3$  до  $3$  Тл. Результат измерений показан на рисунке 2.20. Чёрными кружками показана зависимость  $\rho_c^\pi(B_F)$  на линии  $e-A^0$  на энергии 1.59 эВ (аналогичная зелёным кружкам на рис. 2.4), а полыми кружками показана зависимость, измеренная на энергии экситонной линии 1.63 эВ.

Зависимость  $\rho_c^\pi(B_F)$  на линии  $e-A^0$  демонстрирует насыщение в слабом магнитном поле  $\approx 40$  мТл, насыщение в сильном магнитном поле  $\approx 1.7$  Тл, а также линейный вклад. Насыщение в слабом магнитном поле соответствует ферромагнитному эффекту близости с интерфейсным ферромагнетиком, как было показано ранее. Вклад с насыщением в магнитном поле  $\approx 1.7$  Тл, очевидно, происходит от плёнки кобальта, т.к. это поле соответствует измеренному в магнитооптическом эффекте Керра (2.18) и известному из литературы [52]. Однако, циркулярная поляризация  $\rho_c^\pi$  не обязательно обусловлена ферромаг-

нитным эффектом близости, а может включать в себя три эффекта

$$\rho_c^\pi = \rho_B + \rho_{\text{exc}} + \rho_{\text{MCD}}. \quad (2.1)$$

Первые два члена определяются зеемановским расщеплением уровней  $\pm 3/2$  дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, во внешнем магнитном поле  $\rho_B(B_F)$  и в эффективном обменном магнитном поле ферромагнетика  $\rho_{\text{exc}}(B_F)$  (он и определяет ферромагнитный эффект близости). При этом зеемановское расщепление во внешнем магнитном поле  $\rho_B(B_F)$  объясняет линейный по магнитному полю вклад в степень циркулярной поляризации фотолюминесценции. Аналогичная линейная зависимость в явном виде представлена на экситонной линии X (рис. 2.20, полые кружки). Зависимость  $\rho_c^\pi$  в случае экситона содержит только вклад  $\rho_B(B_F)$ , который определяется зеемановским расщеплением зонных дырки и электрона.

Третий член в выражении 2.1 – это магнитный циркулярный дихроизм. Как уже было оговорено в разделе 2.5.2, магнитный циркулярный дихроизм вызывает преимущественное поглощение света определённой циркулярной поляризации ( $\sigma+$  или  $\sigma-$ ) в ферромагнитном слое. Это приводит к циркулярной поляризации фотолюминесценции из квантовой ямы по двум причинам: 1) лазерный луч поляризуется, проходя в квантовую яму через слой ферромагнетика, следовательно, в результирующей степени циркулярной поляризации фотолюминесценции есть вклад оптической ориентации и 2) одна из компонент  $\sigma+$  или  $\sigma-$  фотолюминесценции поглощается в слое ферромагнетика.

Эффект магнитного циркулярного дихроизма может происходить как в интерфейсном ферромагнетике, так и плёнка кобальта. В разделе 2.5.2 был показан метод модуляции циркулярной поляризации возбуждения. Для интерфейсного ферромагнетика (в малом интервале магнитных полей  $B_F < 70$  мТл) параметр модуляции  $\eta$  фотолюминесценции из подложки, являющийся количественной мерой магнитного циркулярного дихроизма, оказался мал. Однако, при измерении параметра модуляции в больших магнитных полях оказалась, что в области выхода на насыщение намагниченности плёнки кобальта (1.7 Тл) в зависимости  $\eta(B_F)$  также наблюдается сильная нелинейность. Это говорит о том, что в плёнке кобальта осуществляется эффект магнитного циркулярного дихроизм, т.е. в выражении 2.1 компонента  $\rho_{\text{MCD}} \neq 0$ . Однако, данного экспе-

римента недостаточно, чтобы разделить вклады эффекта близости  $\rho_{\text{exc}}$  и магнитного циркулярного дихроизма  $\rho_{\text{MCD}}$ , т.к. обе эти компоненты насыщаются в одном и том же магнитном поле для каждого из ферромагнетиков.

Измерение степени циркулярной поляризации фотолюминесценции с временным разрешением позволяет однозначно отделить вклады  $\rho_B(B_F)$  и  $\rho_{\text{exc}}(B_F)$  от  $\rho_{\text{MCD}}$ . Дело в том, что магнитный циркулярный дихроизм не зависит от времени задержки между импульсом накачки и детектированием поляризации, так как по сути ферромагнетик в этом случае представляет собой фильтр для циркулярной поляризации определённого знака. В отличие от  $\rho_{\text{MCD}}$ , зеемановское расщепление уровней дырок  $\pm 3/2$ , локализованных на акцепторе, проявляется только вследствие установления равновесия между этими уровнями через характерное время спиновой релаксации  $\tau_s$ . Однако, вклады  $\rho_B(B_F)$  и  $\rho_{\text{exc}}(B_F)$  можно разделить по разным полям насыщения зависимостей, т.к. в представленном диапазоне магнитных полей зависимость  $\rho_B(B_F)$  на линии  $e-A^0$  линейна.

На рисунке 2.21 показаны зависимости антисимметричной по магнитному полю компоненты степени поляризации  $\delta\rho_c^\pi(B_F) = \frac{\rho_c^\pi(+B_F) - \rho_c^\pi(-B_F)}{2}$  от времени (выражение аналогично стационарному случаю в разделе 2.3). Заметно, что поляризация в нулевой момент времени для магнитного поля  $B_F = 0.5$  Тл нулевая, а в больших магнитных полях  $B_F = 1.7$  и  $2.5$  Тл составляет около 4%. Экспериментальные точки хорошо описываются выражением

$$\delta\rho_c^\pi(t) = \rho_{\text{MCD}} + A(1 - \exp(-t/\tau_s)), \quad (2.2)$$

где первый член  $\rho_{\text{MCD}}$  отражает поляризацию, не зависящую от времени, а амплитуда – равновесную поляризацию дырок, локализованных на акцепторах, индуцированную внешним магнитным полем  $B_F$  и ферромагнитным эффектом близости, т.е. обменным полем ферромагнетика. Другими словами, второй член в выражении 2.2 содержит в себе зависящие от времени вклады  $\rho_B(B_F)$  и  $\rho_{\text{exc}}(B_F)$ .

Результаты аппроксимации экспериментальных зависимостей  $\delta\rho_c^\pi(t)$  в диапазоне магнитных полей от 0.1 до 3 Тл по формуле 2.2 приведены на рис. 2.22.

Синими квадратами показана зависимость  $\rho_{\text{MCD}}(B_F)$ , красными кружками показана зависимость  $A(B_F)$ . Из графика видно, что вклад магнитного циркулярного дихроизма насыщается при  $B_{\text{sat}} \approx 1.7$  Тл. Амплитуда  $A$  ведет себя

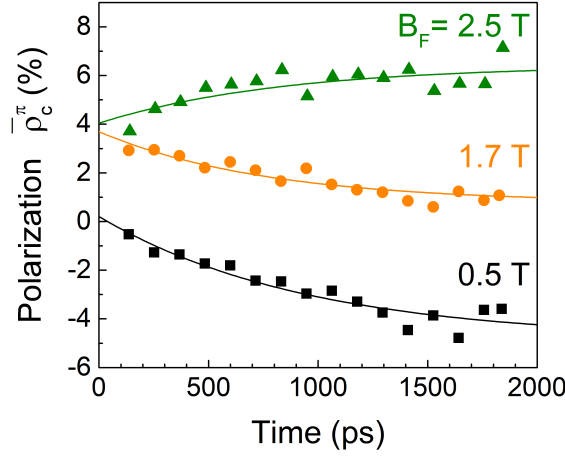


Рис. 2.21: Временная зависимость степени циркулярной поляризации  $\delta\rho_c^\pi(t)$  для набора магнитных полей  $B_F = 0.5$  Тл (чёрные квадраты), 1.7 Тл (оранжевые кружки) и 2.5 Тл (зелёные треугольники). Детектирование производится на линии  $e-A^0$  ( $E_{\text{det}} = 1.57 - 1.62$  эВ), температура  $T = 2$  К, толщина барьера между квантовой ямой и ферромагнетиком  $d = 10$  нм. Сплошными линиями показана аппроксимация экспериментальных данных формулой 2.2.

иначе. В нулевом магнитном поле  $A$  определяется как 0 (из постановки эксперимента), но уже в малом магнитном поле составляет  $A = 6\%$ , и непрерывно растёт с ростом магнитного поля  $B_F$ . Линейная часть  $A(B_F)$  (отмечена пунктирной линией на рис. 2.22) представляет намагничивание носителей заряда в квантовой яме во внешнем магнитном поле  $B_F$ , то есть  $\rho_B(B_F)$  в выражении 2.1. А значение 6% представляет собой амплитуду эффекта близости, который выходит на насыщения в магнитных полях около 40 мТл. Магнитные поля меньше 0.1 Тл не вошли в диапазон измерения фотолюминесценции с временным разрешением, поэтому кажется, что зависимость  $A(B_F)$  начинается со значения 6%. Поскольку магнитополевая зависимость  $A(B_F)$  не насыщается в магнитных полях  $B_{\text{sat}} \approx 1.7$  Тл, можно сделать вывод, что вклад плёнки кобальта в ферромагнитный эффект близости несущественный. Зато в плёнке кобальта осуществляется магнитный циркулярный дихроизм. Напротив, интерфейсный ферромагнетик взаимодействует со спиновой системой носителей (тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах) в квантовой яме, но практически не проявляет магнитного циркулярного дихроизма.

Ферромагнитный эффект близости обусловлен взаимодействием спиновой системы носителей в квантовой яме с интерфейсным ферромагнетиком. Инте-



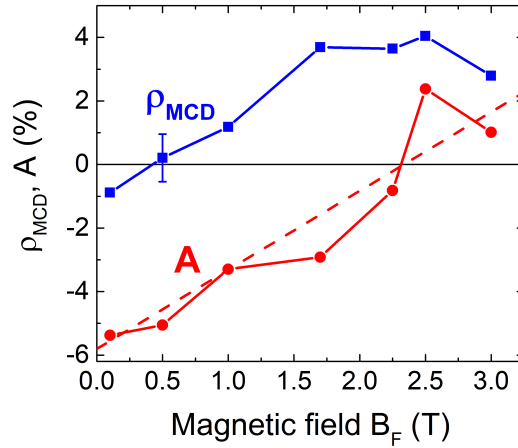


Рис. 2.22: Зависимость вклада магнитного циркулярного дихроизма  $\rho_{MCD}(B_F)$  (синие квадраты) и зависимость степени циркулярной поляризации в насыщении по времени ( $B_F$ ) (красные кружки) от магнитного поля  $B_F$  в геометрии Фарадея.

ресной особенностью эффекта является зависимость его амплитуды от толщины плёнки кобальта  $d_{Co}$ , представленная на рис. 2.23.

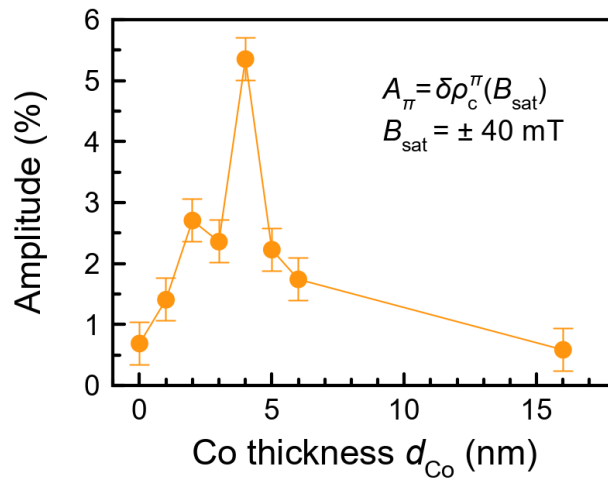


Рис. 2.23: Амплитуда ферромагнитного эффекта близости  $A_\pi(40 \text{ мТл})$  как функция  $d_{Co}$  для толщины барьера  $d = 10 \text{ нм}$  между кобальтом и квантовой ямой, структура 3.

Зависимость имеет максимум  $A_\pi = 5\%$  для толщины кобальта  $d_{Co} = 4 \text{ нм}$ . Ферромагнитный эффект близости уменьшается не только при меньших толщинах плёнки кобальта  $d_{Co} < 4 \text{ нм}$ , но и при больших  $d_{Co} > 4 \text{ нм}$ . С одной стороны, отсутствие линейной зависимости амплитуды ферромагнитного эффекта близости от толщины плёнки кобальта согласуется с тем, что для кобальта эффекта близости нет. С другой стороны, нелинейная зависимость  $A_\pi(d_{Co})$  с максимумом может быть связана с переориентацией лёгкой оси или изменением свойств

интерфейсного ферромагнетика, что, возможно, связано с толщиной плёнки и/или температурным воздействием при напылении кобальта.

Из экспериментов по магнитооптическому эффекту Керра, циркулярной поляризации фотолюминесценции в стационарном режиме и с временным разрешением можно сделать вывод о том, что в структуре  $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$  детектируется два ферромагнетика с различными свойствами. В первом случае это плёнка кобальта с анизотропией типа лёгкая плоскость, во втором – ферромагнетик с перпендикулярной анизотропией. Этот ферромагнетик может быть связан с явлением интерфейсного ферромагнетизма на границе  $\text{Co}/\text{CdMgTe}$ . Как уже было показано, свойства этого интерфейсного ферромагнетика существенно отличаются от свойств плёнки кобальта. Интерфейсный ферромагнетик не удаётся обнаружить с помощью магнитооптического эффекта Керра, возможно, из-за того, что его толщина намного меньше толщины плёнки кобальта. Однако взаимодействия интерфейсного ферромагнетика с полупроводником достаточно, чтобы вызвать спиновую поляризацию носителей заряда в квантовой яме.

На данном этапе происхождение интерфейсного ферромагнетика в гибридных структурах  $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$  требует дальнейшего исследования. Ферромагнетизм может быть обусловлен образованием магнитного твёрдого раствора, состоящего из атомов кобальта, кадмия, магния и теллура на границе  $\text{Co}/\text{CdMgTe}$ . Также интерфейсный ферромагнетизм может быть собственным свойством данного интерфейса, как в случае гетерограницы  $\text{Ni}/\text{GaAs}$  [18]. Ферромагнитные оксиды, полученные в результате окисления, не рассматриваются на роль интерфейсного ферромагнетика, потому что часть образцов была выращена без экспозиции полупроводниковой части на воздух перед напылением плёнки кобальта. Однако, интерфейсный ферромагнетик и связанный с ним ферромагнитный эффект близости в этих образцах присутствует.

## 2.7 Заключение

Комплексом экспериментальных методик был продемонстрирован ферромагнитный эффект близости в гибридной структуре  $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$  квантовая яма. Показано, что этот эффект связан с взаимодействием тяжёлых дырок,

локализованных на акцепторах в квантовой яме с интерфейсным ферромагнетиком на границе Co/CdMgTe.

Рассмотренные в разделе 2.5 механизмы циркулярной поляризации фотолюминесценции не объясняют амплитуду эффекта близости  $\sim 4\%$  и дальное действие этого эффекта, не связанное с перекрытием волновых функций тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, с интерфейсным ферромагнетиком. Предполагается, что ферромагнитный эффект близости – это результат эффективного  $p$ - $d$  обменного взаимодействия носителей в квантовой яме и  $d$ -электронов интерфейсного ферромагнетика. Спиновая поляризация тяжёлых дырок в эффективном магнитном поле  $p$ - $d$  обменного взаимодействия с магнитными атомами была предсказана в работе [12]. Однако, прямой обмен осуществляется на масштабах 1 – 2 нм. Известные механизмы косвенного обменного взаимодействия: двойной обмен, суперобмен, РККИ-обмен и др. осуществляются на масштабах  $\sim 5$  нм. Ферромагнитный эффект близости, имеющий характерный масштаб 30 нм, указывает на новый дальнедействующий механизм косвенного  $p$ - $d$  обменного взаимодействия между магнитными атомами в ферромагнетике и тяжёлыми дырками, локализованными на акцепторе в квантовой яме. Доказать обменную природу ферромагнитного эффекта близости можно измерением константы  $\Delta_{pd}$  обменного взаимодействия. Что и будет показано в следующей главе.

## 2.8 Выводы к главе

- Обнаружен ферромагнитный эффект близости в гибридной структуре Co/CdMgTe/CdTe квантовая яма.
- Ферромагнитный эффект близости обусловлен взаимодействием спиновой системы интерфейсного ферромагнетика со спиновой системой тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме CdTe.
- Ферромагнитный эффект близости осуществляется на масштабах 30 нм, что значительно превышает масштаб перекрытия волновых функций носителей в квантовой яме с ферромагнитным слоем.

- Причина эффекта близости – эффективное  $p-d$  обменное взаимодействие между спиновыми системами  $d$ -электронов ферромагнетика и тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме.

## Глава 3

# Прямое измерение $p$ - $d$ обменного взаимодействия в структуре $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$

### 3.1 Введение

Эксперименты, приведённые в главе 2, а именно спектроскопия поляризации фотолюминесценции в стационарном режиме и с временным разрешением, позволяют выявить ферромагнитный эффект близости, т.е. взаимодействие спиновых систем  $d$ -электронов ферромагнитного слоя и тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме. Используя эти методы можно показать, что эффект близости заключается в  $p$ - $d$  обменном взаимодействии и оценить силу этого взаимодействия. Однако, константу эффективного  $p$ - $d$  обменного взаимодействия в гибридных структурах ферромагнетик – полупроводниковая квантовая яма можно измерить и непосредственно с помощью метода неупругого рассеяния света с переворотом спина (НРСПС). Метод НРСПС позволяет измерять спиновое расщепление уровней носителей заряда в квантовых ямах как во внешнем магнитном поле, так и в эффективном поле ферромагнетика.

Результаты, представленные в данной главе, опубликованы в статьях [A1, A2].

### 3.2 Образец

В данной главе методом неупругого рассеяния света с переворотом спина исследуется гибридная структура ферромагнетик – полупроводниковая кванто-

вая яма  $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$ . Подробная схема образца была представлена на рисунке 1.6, упрощённо она показана на схеме эксперимента 3.3. Структура с градиентом толщины барьера  $\text{Cd}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Te}$  между кобальтом и квантовой ямой  $\text{CdTe}$   $d(y)$  и меняющейся толщиной слоя кобальта  $d_{\text{Co}}(x)$  одна из тех, что исследовалась в главе 2. Эта структура после выращивания квантовой ямы методом молекулярно-пучковой эпитаксии переносилась в камеру для напыления плёнки кобальта без контакта с атмосферой, чтобы исключить формирование оксидов кобальта. Это сделано, чтобы не рассматривать оксиды кобальта в качестве возможного интерфейсного ферромагнетика.

В данной главе результаты представлены в основном для участков образца с толщиной пленки кобальта  $d_{\text{Co}} = 4$  нм и толщиной барьерного слоя  $\text{CdMgTe}$   $d = 5 - 10$  нм.

### 3.3 Ферромагнитный эффект близости

Ферромагнитный эффект близости в данной структуре согласуется со всеми структурами, приведёнными в главе 2. Так, на рис. 3.1а представлена спектральная зависимость степени циркулярной поляризации  $\rho_c^\pi$  для двух значений магнитного поля  $B_F = \pm 40$  мТл. Как и в случае структуры из раздела 2.3, циркулярная поляризация фотолюминесценции наблюдается на линии  $e-A^0$ .

На рис. 3.1б представлена магнитолевая зависимость  $\rho_c^\pi(B_F)$ , измеренная на линии  $e-A^0$ . Она аналогична зависимости на рис. 2.4, только измерена в диапазоне от  $-3$  до  $3$  Тл. В малых магнитных полях проявляется ферромагнитный эффект близости тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, с интерфейсным ферромагнетиком, а в полях  $\sim 2$  Тл проявляется магнитный циркулярный дихроизм от плёнки кобальта.

### 3.4 Неупругое рассеяния света с переворотом спина

Поскольку ферромагнитный эффект близости обусловлен  $p-d$  обменным взаимодействием  $d$ -электронов с тяжёлыми дырками, локализованными на акцепторах в квантовой яме, то рассмотрим рассеяние света с переворотом спина дырки, локализованной на акцепторе  $A^0$  в магнитном поле, приложенном в геометрии Фарадея  $B_F$ , т.е. вдоль оси роста квантовой ямы, параллельно оси  $z$ .

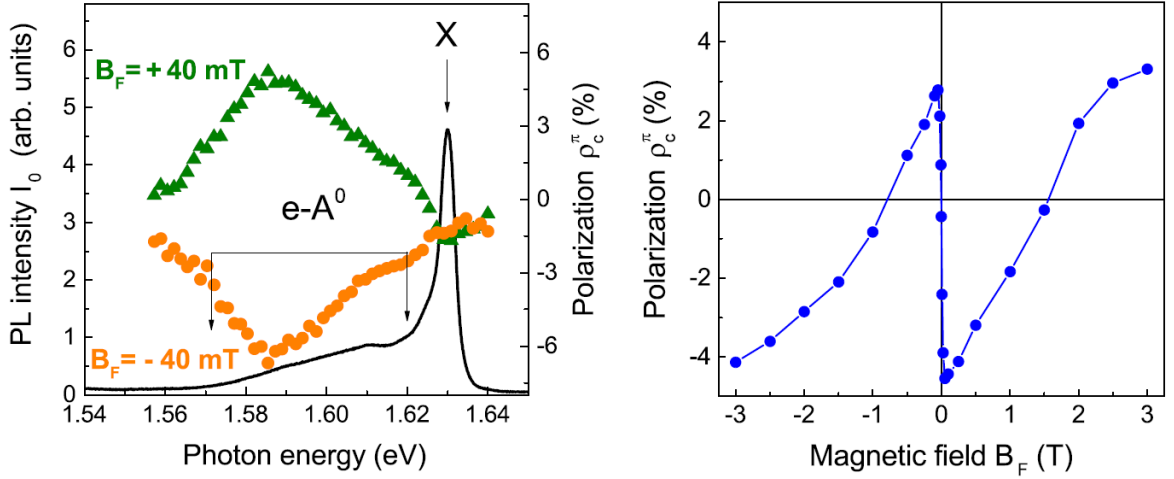


Рис. 3.1: Ферромагнитный эффект близости. (а) Спектр интенсивности (чёрная кривая) и степени циркулярной поляризации  $\rho_c^\pi$  в магнитном поле  $B_F = +40$  мТл (зелёные треугольники) и  $B_F = -40$  мТл (оранжевые кружки). Энергия возбуждения  $E_{\text{exc}} = 1.7$  эВ. (б) Магнитолевая зависимость степени циркулярной поляризации  $\rho_c^\pi(B_F)$  на линии  $e-A^0$  (интервал усреднения по энергии детектирования  $1.57 \sim 1.62$  эВ. Температура  $T = 2$  К.

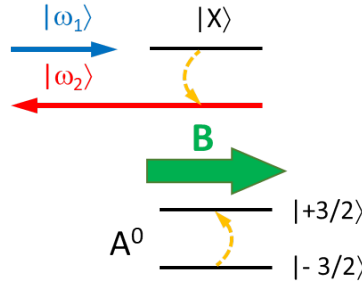


Рис. 3.2: Схема переворота спина дырки с моментом  $\pm 3/2$ , локализованной на акцепторе в квантовой яме, в магнитном поле в геометрии Фарадея.

Схема процесса переворота спина  $A^0$  показана на рисунке 3.2.

В начальном состоянии возбуждаем систему с помощью фотона  $|\omega_1\rangle$  с энергией кванта  $\hbar\omega_1$ , который распространяется вдоль внешнего магнитного поля с волновым вектором  $k_1 \parallel B$ . Также в начальном состоянии имеется дырка, локализованная на акцепторе  $A^0$  в состоянии  $|\pm 3/2\rangle$  (тяжёлая дырка), что соответствует проекции углового момента  $J_z = \pm 3/2$  на ось  $z$ , направленную вдоль оси роста структуры и вдоль направления магнитного поля  $B$ . Отметим, что состояние дырки с  $J_z = \pm 1/2$  (лёгкая дырка) отщеплено вниз по энергии из-за эффекта размерного квантования и поэтому не рассматривается. Когда  $p-d$  обменное взаимодействие не оказывает никакого влияния на расщепление спиновых уровней дырки, локализованной на акцепторе, это расщепление соответствует

энергии Зеемана  $\mu_B |g_A| B$ , где  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $g_A$  –  $g$ -фактор акцептора. В промежуточном состоянии возбуждается комплекс  $A^0X$  – экситон  $X$ , локализованный на нейтральном акцепторе  $A^0$ . В результате обменного взаимодействия внутри комплекса  $A^0X$  экситон переворачивает спин дырки, локализованной на акцепторе, из основного состояния  $|-3/2\rangle$  в возбуждённое состояние  $|+3/2\rangle$ . Этот процесс показан оранжевыми стрелками на рис 3.2. Таким образом, в конечном состоянии остаётся фотон  $|\omega_2\rangle$  с энергией кванта  $\hbar\omega_2$ , и тяжёлая дырка, локализованная на акцепторе, в состоянии  $|+3/2\rangle$ . Поэтому энергия детектируемого фотона меньше энергии начального фонона на зеемановскую энергию расщепления спиновых уровней тяжёлой дырки  $\hbar\omega_2 = \hbar\omega_1 - \mu_B |g_A| B$ .

В геометрии Фарадея  $B_F \parallel z$  описанный выше процесс переворота спина запрещён из-за несоблюдения закона сохранения углового момента. Угловой момент дырки, связанной на акцепторе, в комплексе  $A^0X$  в результате переворота спина должен измениться на  $\Delta J_z = 3$ . В геометрии обратного рассеяния, когда волновые векторы возбуждающего и рассеянного света параллельны друг другу, а их направления противоположны  $k_1 = -k_2$ , угловой момент фотона в результате процессов поглощения и испускания изменяется на 0 или  $\pm 2$ . Чтобы закон сохранения углового момента выполнялся, эксперимент по неупругому рассеянию света с переворотом спина выполняется в магнитном поле, наклонённом под небольшим углом  $\theta = 20^\circ$  к оси  $z$ . Геометрия эксперимента представлена на рисунке 3.3. Наклонное магнитное поле в геометрии Фарадея  $B_{F+20}$  индуцирует смешивание спиновых состояний электронов, что позволяет наблюдать линии НРСПС в скрещенных циркулярных поляризациях [53].

В случае заметного  $p$ - $d$  обменного взаимодействия между магнитными ионами в слое ферромагнетика ( $d$ -система) и дырками, локализованными на акцепторах в квантовой яме ( $p$ -система) на расщепление спиновых уровней дырок  $\Delta_S^{A^0}$  действует не только внешнее магнитное поле  $B$ , но также и эффективное обменное поле намагниченного ферромагнетика. Следовательно, результирующее расщепление определяется как сумма зеемановской энергии и дополнительного вклада от  $p$ - $d$  обменного взаимодействия:

$$\Delta_S^{A^0}(B) = \mu_B |g_A| B - \Delta_{pd} m_z, \quad (3.1)$$



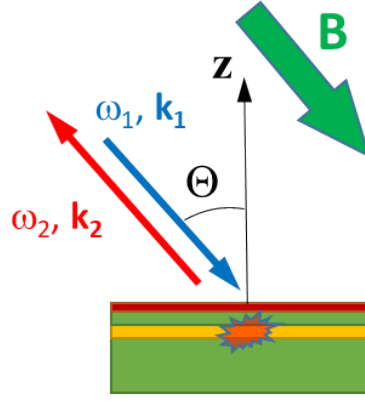


Рис. 3.3: Геометрия эксперимента по неупругому рассеянию света с переворотом спина: на образец действует наклонное магнитное поле под углом  $\theta = 20^\circ$  к направлению роста структуры. Оптическая ось (возбуждение и детектирование) параллельно магнитному полю.

где  $m_z$  – проекция на ось  $z$  единичного вектора  $m$ , направленного вдоль намагниченности ферромагнетика  $M_{\text{fm}}$ . Выражение 3.1 справедливо только для магнитного поля, в котором первый член выражения больше второго, т.е.  $\Delta_S^{\text{A}^0}(B) > 0$ . Эффективное  $p$ - $d$  обменное взаимодействие между магнитными ионами и тяжёлыми дырками сильно анизотропно, т.е. оно описывается гамильтонианом модели Изинга  $\Delta_{pd} m_z J_z$  [54]. В сильном внешнем магнитном поле ферромагнетик намагничивается до насыщения. Для небольшого угла наклона  $\theta$  магнитного поля проекция  $m_z = \cos(\theta) \approx 1$ . Поэтому зависимость расщепления  $\Delta_S^{\text{A}^0}(B)$  линейна в сильном магнитном поле, наклонённом под углом  $\theta = 20^\circ$  к оси  $z$ . Наклон зависимости  $\Delta_S^{\text{A}^0}(B)$  определяется продольным  $g$ -фактором дырки, локализованной на акцепторе,  $g_A$ , а экстраполяция в нулевое магнитное поле даёт величину обменной константы  $\Delta_{pd}$ .

С одной стороны, отклонение внешнего магнитного поля на  $\theta = 20^\circ$  от геометрии Фарадея позволяет наблюдать процесс переворота спина тяжёлой дырки, локализованной на акцепторе. С другой – вносит погрешность в измерение обменной константы  $\Delta_{pd}$ , т.к.  $m_z$  в выражении 3.1 становится меньше единицы. Однако погрешность, которую вносит отклонение  $m_z$  от единицы, мала. Она позволяет определять обменную константу  $\Delta_{pd}$  с погрешностью не более 7%.

Энергия лазера в эксперименте устанавливается на  $E_{\text{exc}} = 1.610$  эВ, в резонансе с переходом  $\text{A}^0\text{X}$ , для максимальной эффективности процесса переворота спина дырки, локализованной на акцепторе. При таком возбуждении достигается наибольшая интенсивность линий переворота спина в спектре неупругого

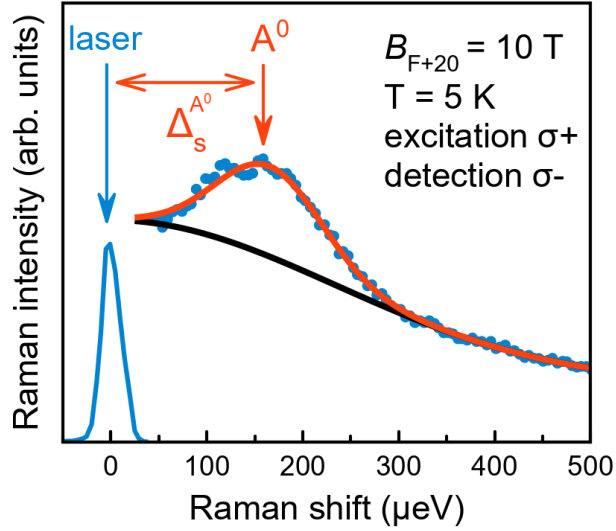


Рис. 3.4: Спектр неупругого рассеяния света с переворотом спина (синие кружки), измеренный в наклонном магнитном поле  $B_{F+20} = 10$  Тл, при температуре  $T = 5$  К. Спектр получен при возбуждении лазером (синяя кривая) на энергии  $E_{\text{exc}} = 1.610$  эВ в образце с барьером толщиной  $d = 5$  нм между квантовой ямой и ферромагнетиком. Вертикальными стрелками показано положение линии переворота спина дырки, локализованной на акцепторе  $A^0$ , и лазера. Горизонтальной стрелкой показан энергетический сдвиг линии в стоксову область  $\Delta_S^{A^0} = 175$  мкэВ.

рассеяния. При увеличении или уменьшении энергии возбуждающего лазера интенсивность линий уменьшается. Это свидетельствует о том, что наблюдаемая линия переворота спина обусловлена переворотом спина дырки, локализованной на акцепторе. На рисунке 3.4а показан спектр неупругого рассеяния света при резонансном возбуждении комплекса  $A^0X$ , измеренный в гибридной структуре ферромагнетик - квантовая яма с барьером  $d = 5$  нм в наклонном магнитном поле  $B_{F+20} = 10$  Тл при температуре  $T = 5$  К. В спектре наблюдается пик “ $A^0$ ”, сдвинутый на энергию  $\Delta_S^{A^0} = 175$  мкэВ от лазера. Этот пик соответствует перевороту спина дырки, локализованной на акцепторе.

На рис. 3.5а построена температурная серия зависимостей сдвига линии, соответствующей перевороту спина дырки, локализованной на акцепторе, от магнитного поля  $\Delta_S^{A^0}(B)$ . Во всем представленном диапазоне температур от 1.7 до 15 К зависимости линейны, как и ожидалось в больших магнитных полях. Они описываются формулой 3.1 с  $g$ -фактором дырки, локализованной на акцепторе,  $|g_A| = 0.4$ . Из экстраполяции в нулевое магнитное поле (штриховые линии на рис. 3.5а) можно также извлечь обменную константу  $\Delta_{pd} = 60$  мкэВ, слабо зависящую от температуры в диапазоне 5 – 15 К. Слабая зависимость обменной константы от температуры следует также из рис. 3.5б. На этом ри-

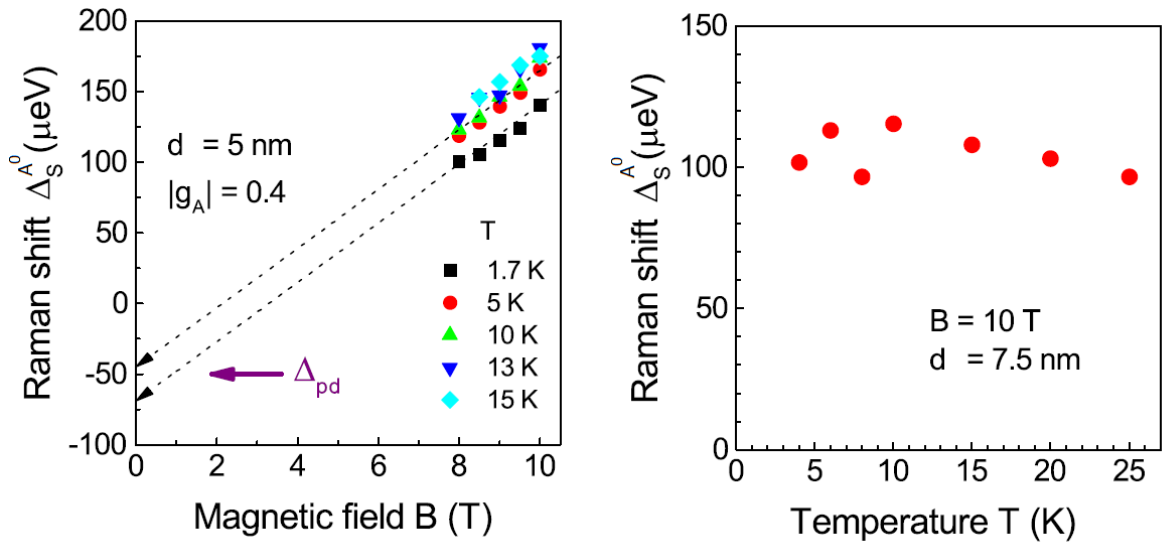


Рис. 3.5: (а) Зависимость  $\Delta_S^{A^0}(B)$  стоксова сдвига дырки, локализованной на акцепторе, от магнитного поля в наклонной геометрии Фарадея  $B_{F+20}$  при различных температурах в интервале от 1.7 до 15 К. Точки на графике — экспериментальные данные, линии — линейная аппроксимация по формуле 3.1. Толщиной барьера CdMgTe  $d = 5$  нм. (б) Зависимость  $\Delta_S^{A^0}(T)$  стоксова сдвига дырки, локализованной на акцепторе, от температуры в фиксированном магнитном поле  $B_{F+20} = 10$  Тл. Толщиной барьера CdMgTe  $d = 7.5$  нм.

сунке показана зависимость энергетического сдвига дырки, локализованной на акцепторе, от температуры образца  $\Delta_S^{A^0}(T)$  в фиксированном магнитном поле  $B_{F+20} = 10$  Тл, приложенном под углом  $\theta = 20^\circ$  к оси роста структуры.

Измерение константы  $\Delta_{pd}$  подтверждает наличие в структуре ферромагнетик - квантовая яма  $p$ - $d$  обменного взаимодействия. Отсутствие зависимости  $\Delta_{pd}(T)$  величины обменной константы от температуры позволяет утверждать, что носители в квантовой яме взаимодействуют именно со слоем интерфейсного ферромагнетика, а не с парамагнитными ионами или ферромагнитными кластерами, которые могут диффундировать в квантовую яму в процессе роста структуры, поскольку их намагниченность должна сильно уменьшаться с ростом температуры от 2 до 25 К.

Таким образом, неупругое рассеяние света с переворотом спина демонстрирует расщепление спиновых уровней  $+3/2$  и  $-3/2$  тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, в обменном поле интерфейсного ферромагнетика. Как уже было показано в разделе 2.3, важной особенностью ферромагнитного эффекта близости является его дальнедействующий характер, т.е. эффект не связан с перекрытием волновых функций носителей в квантовой яме с ферромагнетиком и сохраняется вплоть до толщины барьера  $d = 30$  нм.

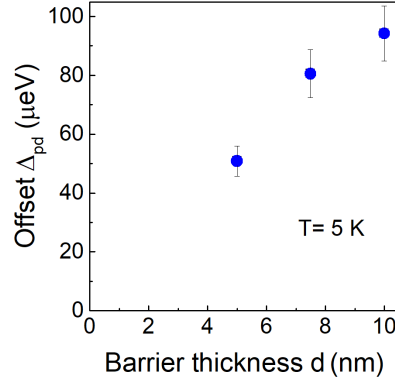


Рис. 3.6: Зависимость константы  $p$ - $d$  обменного взаимодействия  $\Delta_{pd}$  от толщины барьера между квантовой ямой и ферромагнетиком  $d$ , температура  $T = 5$  К.

Методом НРСПС также была измерена зависимость  $\Delta_{pd}(d)$  константы  $p$ - $d$  обменного взаимодействия от толщины барьера при фиксированной температуре  $T = 5$  К. Результат эксперимента представлен на рисунке 3.6. С увеличением толщины барьера  $d$  значение константы  $\Delta_{pd}$  не только не уменьшается, но даже растёт. К сожалению, не удалось измерить обменную константу при бóльших толщинах барьера в силу того, что интенсивность сигнала неупругого рассеяния становится слишком мала для детектирования. Однако уже тот факт, что для структуры с толщиной барьера между ферромагнетиком и квантовой ямой  $d = 10$  нм константа  $\Delta_{pd} = 90$  мкэВ, доказывает, что взаимодействие не связано с перекрытием волновых функций  $d$ -электронов в слое ферромагнетика с носителями заряда в квантовой яме. Перекрытие волновых функций, измеренное в разделе 2.3, составляет 1.6 нм, что значительно больше  $d = 10$  нм.

При увеличении энергии возбуждения, т.е. при приближении к экситонному переходу X (3.1а), линия переворота спина дырки, локализованной на акцепторе, исчезает из спектра неупругого рассеяния. Вместо неё в спектре, измеренном при возбуждении на энергии  $E_{\text{exc}} = 1.615$  эВ в магнитном поле  $B_{F+20} = 10$  Тл (рис. 3.7а), наблюдается пик “е”, соответствующий перевороту спина электрона зоны проводимости. Этот пик сдвинут от лазера в стоксову область на энергию  $\Delta_S^e = 0.9$  мэВ. На рисунке 3.7б построена зависимость  $\Delta_S^e(B)$  энергетического сдвига электрона от магнитного поля. Расщепление спиновых уровней электрона  $-1/2$  и  $+1/2$  определяется энергией Зеемана  $\Delta_S^e = \mu_B |g_e| B$ . Таким обра-

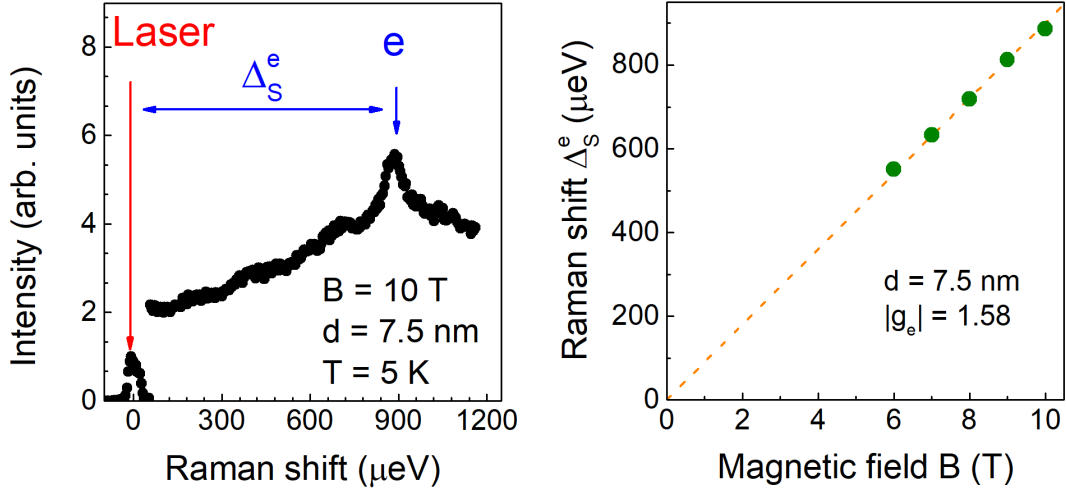


Рис. 3.7: (а) Спектр неупругого рассеяния света с переворотом спина, измеренный в наклонном магнитном поле  $B_{F+20} = 10$  Тл, при температуре  $T = 5$  К, при возбуждении лазером на энергии  $E_{\text{exc}} = 1.615$  эВ в образце с барьером между квантовой ямой и ферромагнетиком толщиной  $d = 7.5$  нм. Синей вертикальной стрелкой показано положение пика, соответствующего перевороту спина электрона. Горизонтальной стрелкой показан энергетический сдвиг электрона в стоксову область  $\Delta_S^e$ . (б) Зависимость  $\Delta_S^e(B)$  энергетического сдвига от магнитного поля, штриховой линией показана линейная аппроксимация экспериментальных данных.

зом, из наклона линейной зависимости  $\Delta_S^e(B)$  вычисляется  $g$ -фактор электрона  $|g_e| = 1.58$ . Это значение согласуется с измеренным ранее [55]. Экстраполяция зависимости в нулевое магнитное поле  $\Delta_S^e(0) = 0$  указывает на то, что эффективное  $s$ - $d$  обменное взаимодействие между электронами зоны проводимости ( $s$ -система) в квантовой яме и ферромагнетиком пренебрежимо мало по сравнению с  $p$ - $d$  обменным взаимодействием, в котором участвуют тяжёлые дырки, локализованные на акцепторах в квантовой яме.

В исследуемой в данной главе структуре не удалось обнаружить линию, соответствующую перевороту спина тяжёлой дырки в валентной зоне в спектрах НРСПС. Возможно, это связано с коротким временем жизни спина делокализованных (свободных) дырок и сильным разбросом  $g$ -факторов  $g_h$ , который приводит к значительному уширению соответствующей линии переворота спина. Для определения расщепления спиновых уровней дырки валентной зоны была использована методика накачки-зондирования (раздел 2.5.5).

### 3.5 Механизм эффективного дальнедействующего $p$ - $d$ обменного взаимодействия

Дальнедействующее эффективное  $p$ - $d$  обменное взаимодействие между магнитными ионами ферромагнетика и тяжёлыми дырками, локализованными на акцепторах в квантовой яме, экспериментально установлено большим комплексом методик: спектроскопия поляризованной фотолюминесценции в стационарном режиме, спектроскопия фотолюминесценции с временным разрешением, неупругое рассеяние света с переворотом спина, методика накачка-зондирование, магнитооптический эффект Керра. При этом эффективное  $p$ - $d$  обменное взаимодействие осуществляется на расстоянии до 30 нм между ферромагнитным слоем и квантовой ямой. Однако известно, что прямое обменное взаимодействие происходит в нанометровом масштабе, косвенное обменное взаимодействие может осуществляться на расстоянии порядка нескольких нм. Поэтому такой необычный экспериментальный результат, как сохранение  $p$ - $d$  обменного взаимодействия на расстоянии 30 нм требует для своего объяснения нестандартного механизма связи ферромагнетика и носителей в квантовой яме, до сих пор не представленного в литературе. В этой части работы будет рассмотрена модель передачи углового момента посредством эллиптически поляризованных фононов. Такие фононы возбуждаются в ферромагнетике, могут пересекать границу ферромагнетик-полупроводник и проникать вглубь полупроводника, где передают свой угловой момент тяжёлым дыркам, локализованным на акцепторах в квантовой яме (рис. 3.8).

Поперечные акустические фононы (ТА), распространяющиеся в ферромагнетике вдоль направления намагниченности  $M_{\text{fm}}$ , т.е. квазиимпульс фонона  $q \parallel M_{\text{fm}}$ , могут приобретать эллиптическую поляризацию [56, 57]. Эта поляризация возникает из-за сильной гибридизации ТА фононов и спиновых волн, магнонов, вблизи точек пересечения их дисперсионных кривых, т.е. вблизи магнон-фононного резонанса. Так как акустические фононы имеют линейную дисперсию, а магноны – квадратичную, существует две точки пересечения на частотах  $\omega_1 = 10^{10} \text{ с}^{-1}$  и  $\omega_2 = 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . В каждой точке пересечения возникают две моды с двумя ортогональными циркулярными поляризациями фононов (рис. 3.9) [57]. Фононная мода с вектором поляризации, вращающемся в том же на-

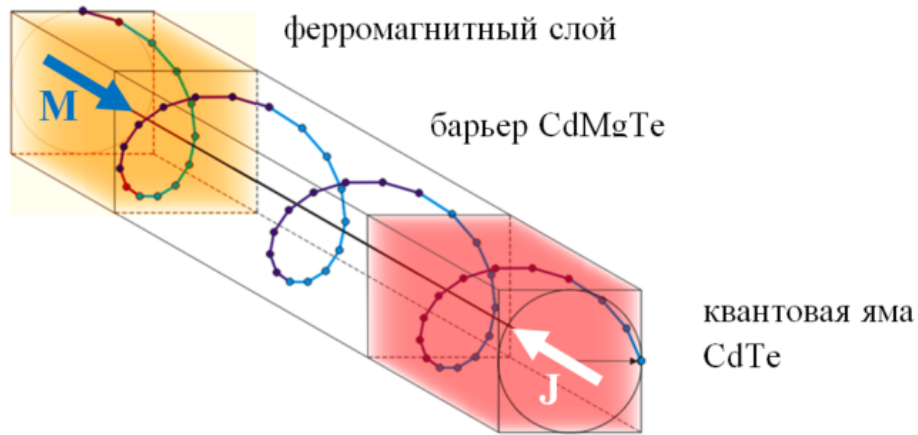


Рис. 3.8: Иллюстрация взаимодействия ферромагнетика и тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, через эллиптически поляризованные фононы. Такие фононы генерируются в ферромагнетике (оранжевый) и распространяются вдоль намагниченности ферромагнетика (синяя стрелка), проходят гетерограницу, проникают вглубь полупроводника, достигают квантовой ямы (красный) и ориентируют тяжёлые дырки, локализованные на акцепторах, благодаря сильному спин-фононному взаимодействию в валентной зоне.

правлении, что и вектор намагниченности в спиновой волне, гибридизуется и проявляет сильное затухание на расстояниях  $\sim 2$  нм из-за затухания спиновых волн. Другая же фононная мода с вектором поляризации вращающимся в направлении, противоположном вращению вектора намагниченности спиновой волны, распространяется из ферромагнетика в полупроводник.

Та фононы могут пересекать границу раздела между ферромагнетиком и полупроводником без заметного затухания [58]. Согласно граничным условиям непрерывности смещения и напряжённости, эллиптически поляризованные фононные моды также будут распространяться из ферромагнетика в полупроводник. Эллиптически поляризованные фононы переносят угловой момент из ферромагнетика в полупроводник. Они взаимодействуют со спинами дырок вследствие сильного спин-фононного взаимодействия в валентной зоне [59]. Из-за того, что для фононов нет энергетического барьера на границе CdTe/CdMgTe, такой способ передачи углового момента, очевидно, может осуществляться при гораздо больших толщинах барьера, чем любой механизм, основанный на перекрытии волновых функций.

Для более детального рассмотрения механизма эффективного  $p-d$  обменного взаимодействия через эллиптически поляризованные фононы, рассмотрим  $\sigma^+$  поляризованный фонон, распространяющийся в структуре ферромагнетик

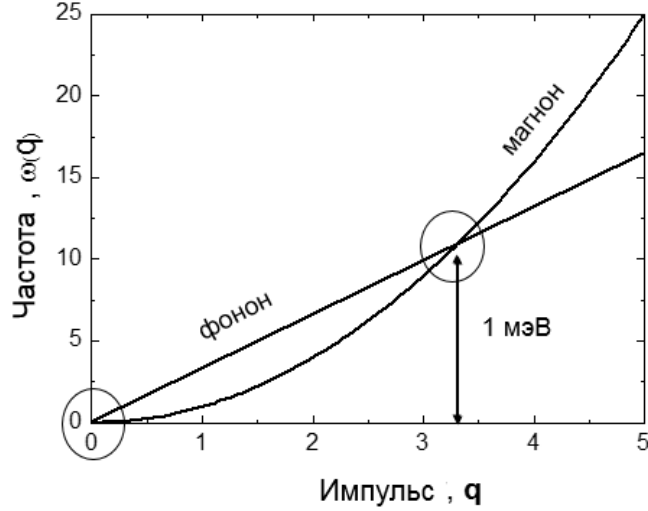


Рис. 3.9: Дисперсионные кривые акустических фононов (линейная дисперсия) и магнонов (квадратичная дисперсия), отмечены две точки их пересечения.

– полупроводниковая квантовая яма вдоль намагниченности ферромагнетика  $M_{\text{fm}} \parallel q \parallel z$  на энергии магнон-фононного резонанса  $E_{\text{мр}}$ . Угловой момент фонона параллелен намагниченности  $M_{\text{fm}}$ . Спин-фононное взаимодействие [59] с циркулярными колебанием решётки связывает основное состояние  $|+3/2, N\rangle$  дырки, локализованной на акцепторе в квантовой яме, с угловым моментом  $+3/2$  в присутствии  $N$  фононов с возбуждённым состоянием  $|+1/2, N\rangle$  дырки с угловым моментом  $+1/2$  в присутствии  $N-1$  фононов. Таким образом, сохраняется угловой момент. Эта связь может рассматриваться как фононный аналог оптического эффекта Штарка [60], в котором действие циркулярно поляризованного света в среде эквивалентно эффективному магнитному полю. Таким образом, в результате взаимодействия эллиптически поляризованных фононов с парой уровней дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, снимается крамерово вырождение дырок, т.к. одна пара уровней сдвигается, а другая остаётся невозмущённой.

Динамическое взаимодействие через эллиптически поляризованные фононы обеспечивает эффективное  $p$ - $d$  обменное взаимодействие между ферромагнетиком и квантовой ямой, которое может быть записано в виде:

$$V_{\text{eff}}^{pd} = -\frac{1}{2} J_{\text{eff}} m_z \sigma_z, \quad (3.2)$$

где  $\sigma_z$  – матрица Паули в базисе состояний дырок с угловым моментом  $\pm 3/2$ ,  $J_{\text{eff}}$  – константа эффективного  $p$ - $d$  обменного взаимодействия.



Расчёт фононного сдвига уровней дырок в квантовой яме требует точного знания многих величин, например, параметров взаимодействия, направления распространения фононов и т.д. Тем не менее, можно показать, что  $p$ - $d$  обменное расщепление спиновых уровней, необходимое для циркулярной поляризации фотолюминесценции на уровне 5% составляет около  $\Delta_{pd} \approx 50$  мкэВ [A2]. Такое значение степени циркулярной поляризации достигнуто в эксперименте по спектроскопии поляризованной фотолюминесценции в разделе 2.3. В разделе 3.4 данной главы константа  $p$ - $d$  обменного взаимодействия была измерена напрямую и составила  $\Delta_{pd} \approx 50$  мкэВ (рис. 3.6) для образца с толщиной барьера между ферромагнетиком и квантовой ямой  $d = 5$  нм.

Влияние эллиптически поляризованных фононов на уровни акцептора  $A^0$  в квантовой яме представлены на рисунке 3.10. При этом для  $\sigma^+$  поляризованных фононов возможно два соотношения энергий  $E_{\text{мп}} < \Delta_{lh}$  (3.10а) и  $E_{\text{мп}} > \Delta_{lh}$  (3.10б). Под влиянием эллиптически поляризованных фотонов в первом случае расщепление пары дырочных уровней будет увеличиваться, а во втором – уменьшаться. В главе 4 показано, что в случае гибридной структуры  $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$  квантовая яма  $E_{\text{мп}} < \Delta_{lh}$  и уровни дырок, локализованных на акцепторах, расталкиваются. Фононный эффект Штарка (спин-зависимый сдвиг спиновых уровней дырок) будет тем сильнее, чем ближе энергия фононов  $E_{\text{мп}}$  к расщеплению между лёгкими и тяжёлыми дырками на акцепторе  $\Delta_{lh}$ . Энергия эллиптически поляризованных фононов, которая определяется энергией магнон-фононного резонанса, составляет  $E_{\text{мп}} = 1$  мэВ. Отсюда следует, что дополнительное расщепление спиновых уровней, связанное с влиянием эллиптически поляризованных фононов, должно быть больше для дырок, локализованных на акцепторе  $A^0$ , где  $\Delta_{lh} \sim 1$  мэВ [53], чем для свободных дырок в квантовой яме, для которых  $\Delta_{lh} \sim 10$  мэВ. Это подтверждается экспериментально, ведь эффект близости был обнаружен на линии  $e$ - $A^0$ , но отсутствовал на экситонной линии  $X$  (глава 2).

Отсутствие спинового расщепления уровней электронов в эффективном магнитном поле эллиптически поляризованных фононов может быть объяснено слабым спин-орбитальным взаимодействием в зоне проводимости.

Таким образом, дальнедействующее эффективное  $p$ - $d$  обменное взаимодействие осуществляется посредством эллиптически поляризованных фононов.

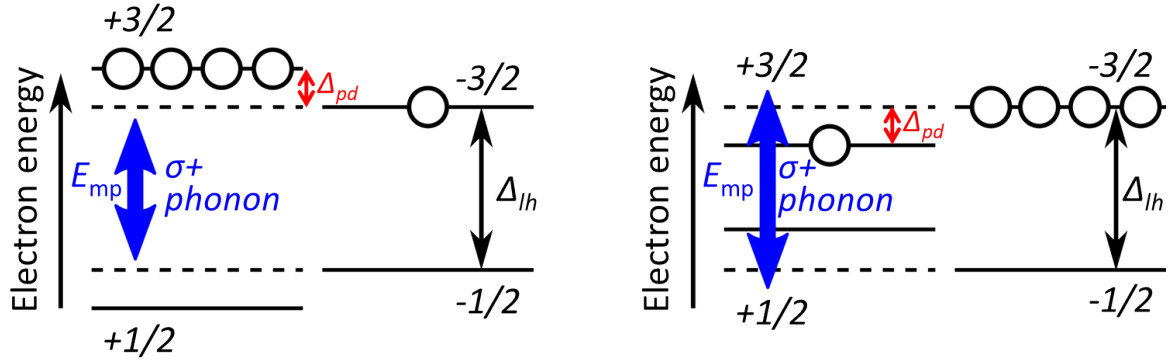


Рис. 3.10: Энергетическая схема акцептора  $A^0$  в дырочном представлении. Циркулярно поляризованный фонон  $\sigma^+$  с энергией  $E_{mp}$  сдвигает расщепление лёгкой и тяжёлой дырки, так как он связывает основное состояние тяжёлой дырки  $+3/2$  с возбуждённым состоянием лёгкой дырки  $+1/2$ , вызывая спин-зависимый сдвиг уровней дырки, т.н. фононный эффект Штарка. (а) Сдвиг энергии в случае  $E_{mp} < \Delta_{lh}$ . (б) Сдвиг энергии в случае  $E_{mp} > \Delta_{lh}$ .

Возможность использования эллиптически поляризованных фононов для намагничивания носителей заряда в полупроводниках может иметь важные последствия для спиновых систем в целом, а не только для гибридных структур ферромагнетик - полупроводник. Во-первых, это могло бы позволить управлять спиновыми уровнями через фононный аналог оптического эффекта Штарка. Во-вторых, это открывает возможность осуществлять спиновую накачку с помощью фононов: поглощение циркулярно поляризованных фононов создаёт спиновую ориентацию дырок в валентной зоне, по аналогии с известной межзонной оптической накачкой в твёрдом теле [19] и в газах [61].

### 3.6 Заключение

Главным результатом данной главы является прямое измерение обменной константы  $\Delta_{pd} \approx 50$  мкэВ эффективного  $p-d$  обменного взаимодействия магнитных атомов ферромагнетика и дырок, связанных на акцепторах в полупроводниковой квантовой яме. Это значение хорошо согласуется с оценкой  $\Delta_{pd} \approx 50$  мкэВ, полученной из поляризационных измерений по намагничиванию дырок, локализованных на акцепторе, интерфейсным ферромагнетиком в слабом продольном магнитном поле. В отличие от измерений в малых магнитных полях, в случае неупругого рассеяния света с переворотом спина в сильном магнитном поле можно было бы ожидать вклада не только интерфейсного ферромагнетика, но

и кобальта в обменное взаимодействие, поскольку внешнего магнитного поля величиной более 6 Тл достаточно для полного вывода намагниченности плёнки кобальта из плоскости образца. Однако, обменные константы  $\Delta_{pd}$ , полученные в результате поляризационных измерений в малых магнитных полях и измерений неупругого рассеяния света в больших магнитных полях, совпадают. Из этого можно заключить, что основной вклад в  $p-d$  обменное взаимодействие вносит интерфейсный ферромагнетик. Выяснение природы интерфейсного ферромагнетика, который формируется на границе Co/CdMgTe, требует дополнительных исследований, но можно предположить, что он образован каким-либо соединением кобальта с материалом барьера. Например, соединение  $\text{CoTe}_x$  является ферромагнитным, пока молярная концентрация теллура  $x < 1.2$  [62].

Эксперименты, показанные в разделе 3.1 подтверждают, что эффективное  $p-d$  обменное взаимодействие ферромагнетика и дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, не зависит от перекрытия их волновых функций. В работе предложена модель, описывающая такое взаимодействие: передача углового момента от интерфейсного ферромагнетика в квантовую яму осуществляется через эллиптически поляризованные фононы. Такие фононы генерируются вблизи энергии магнон-фононного резонанса в ферромагнетиках [57]. Для них нет энергетического барьера, поэтому они проникают из ферромагнетика вглубь полупроводника. Характерная энергия эллиптически поляризованных фононов (около 1 мэВ) близка к расщеплению уровней лёгких и тяжёлых дырок на акцепторе в квантовой яме. Например, если фононы имеют преимущественную  $\sigma+$  поляризацию, то их обменное поле сдвигает состояния акцептора одного знака. Фактически, это снимает вырождение состояний акцептора с угловым моментом  $\pm 3/2$ .

Таким образом, экспериментальные результаты, полученные в главах 2 и 3, количественно и качественно согласуются с моделью эффективного  $p-d$  обменного взаимодействия спиновых систем ферромагнетика и квантовой ямы через эллиптически поляризованные фононы.

### 3.7 Выводы к главе

- Подтверждена обменная природа ферромагнитного эффекта близости, возникающего в гибридной структуре ферромагнетик – полупроводниковая квантовая яма методом неупругого рассеяния света с переворотом спина.
- Методом неупругого рассеяния света с переворотом спина измерена константа  $p$ - $d$  обменного взаимодействия  $\Delta_{pd} \approx 50$  мкэВ между  $d$ -электронами ферромагнетика и тяжёлыми дырками, локализованными на акцепторах в квантовой яме.
- Предложена модель дальнедействующего эффективного  $p$ - $d$  обменного взаимодействия, заключающаяся в переносе углового момента от ферромагнетика в квантовую яму через эллиптически поляризованные фононы. Модель согласуется с полученным экспериментальным результатами.

## Глава 4

# Электрический контроль $p$ - $d$ обменного взаимодействия в структуре $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$

### 4.1 Введение

В главах 2 и 3 было продемонстрировано, что в гибридной структуре  $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$  осуществляется дальнедействующий ферромагнитный эффект близости. Он заключается в эффективном  $p$ - $d$  обменном взаимодействии тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах в квантовых ямах, с  $d$ -электронами пленки интерфейсного ферромагнетика [A1, A3]. Выдвинуто предположение, что взаимодействие осуществляется через т.н. фононный эффект Штарка: эллиптически поляризованные фононы, испускаемые ферромагнетиком вследствие магнон-фононного резонанса на энергии  $\sim 1$  мэВ меняют энергию расщепления лёгких (с моментом  $\pm 1/2$ ) и тяжёлых (с моментом  $\pm 3/2$ ) акцепторных дырок одного знака, тем самым поляризуя тяжёлые дырки вследствие равновесного распределения по подуровням  $+3/2$  и  $-3/2$ .

В этой главе будет показано, что электрическое поле, приложенное к структуре ферромагнетик – квантовая яма, изменяет силу дальнедействующей  $p$ - $d$  обменной связи между спиновыми системами интерфейсного ферромагнетика и дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме. Исследования методами спектроскопии поляризованной фотолюминесценции (раздел 1.1.1) и спектроскопии с временным разрешением (раздел 1.1.2) продемонстрировали, что ферромагнитный эффект близости в структуре ослабевает при выходе энергетических зон квантовой ямы из режима плоских зон. Методом неупругого

рассеяния света с переворотом спина (раздел 1.1.4) напрямую измерена константа  $\Delta_{pd}$  обменного взаимодействия и её изменение под действием слабого электрического поля. Показано, что взаимодействие наиболее эффективно в режиме плоских зон. Эффективное магнитное поле обменного взаимодействия достигает 2.5 Тл и может включаться и выключаться путём приложения смещения  $\sim 1$  В через гетероструктуру. То есть эффективной силой обменного взаимодействия в гибридной системе можно управлять электрически, используя малую напряжённость поля  $\sim 10^4$  В см $^{-1}$ , что на несколько порядков ниже по сравнению с не полупроводниковыми системами.

Модель обмена, предложенная в главе 3, дополнена с учётом экспериментальных данных, полученных при приложении напряжения к структуре. Интересно, что электрическое управление не связано с пространственным перераспределением волновых функций носителей заряда в квантовой яме. Влияние напряжения состоит в изменении энергии расщепления тяжёлой и лёгкой акцепторных дырок. Изменение этого расщепления выводит его из резонанса с энергией эллиптически поляризованных фононов, что проявляется в уменьшении амплитуды ферромагнитного эффекта близости и константы  $\Delta_{pd}$  обменного взаимодействия, измеренных экспериментально.

Результаты, приведённые в данной главе, опубликованы в статье [A4].

## 4.2 Образец

В данной главе исследуется гибридная структура Co/CdMgTe/CdTe, модифицированная для изучения зависимости эффекта близости и обменной константы от приложенного к структуре напряжения. Подробное описание образца и методы изготовления представлены в разделе 1.2.

Упрощённая схема образца Co/CdMgTe/CdTe с контактами представлена на рисунке 4.1. Аналогично предыдущим главам, образец представляет собой квантовую яму CdTe (обозначена желтым) толщиной 10 нм с барьерами Cd $_{0.8}$ Mg $_{0.2}$ Te (обозначены зелёным), на которую напылена плёнка кобальта (обозначена серым). В результате экспериментов, описанных в главе 2, были определены оптимальные параметры толщины пленки кобальта  $d_{Co} = 4$  нм и толщины  $d = 8$  нм барьера Cd $_{0.8}$ Mg $_{0.2}$ Te между кобальтом и квантовой ямой, которые

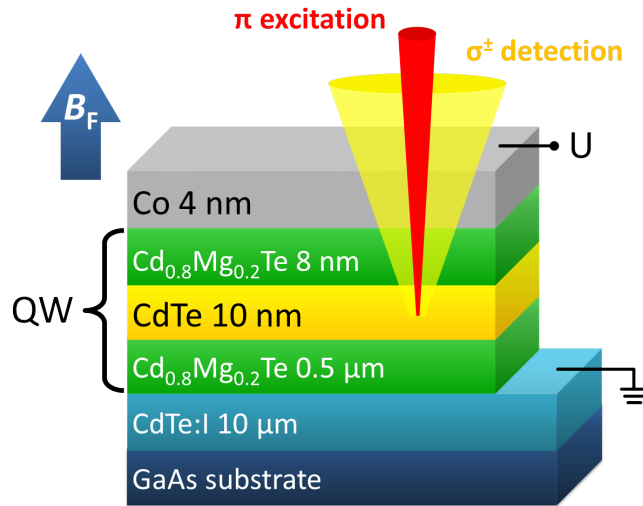


Рис. 4.1: Упрощённое изображение образца для измерения зависимости эффекта близости и обменной константы от приложенного напряжения.

реализованы в этой структуре. Основным отличием данного образца является наличие буферного проводящего слоя CdTe:I (обозначен голубым) толщиной 10 мкм между подложкой GaAs (обозначена синим) и нижним барьерным слоем Cd<sub>0.8</sub>Mg<sub>0.2</sub>Te. На образце вытравливается меза диаметром 5 мм на глубину слоя CdTe:I. Через контакты от слоя CdTe:I и слоя кобальта к образцу прикладывается напряжение смещения вдоль оси роста структуры  $z$ .

На рисунке 4.2 схематически показана зонная диаграмма структуры в случае  $U = 0$ . Полоса слева, обозначенная «FM», соответствует слою металлического ферромагнетика (кобальта), белым цветом в нём отмечена зона проводимости, а серым – валентная зона. Справа показана полупроводниковая часть структуры.  $E_V$  обозначает её валентную зону,  $E_C$  – зону проводимости, красной линией  $E_F$  отмечен уровень Ферми структуры. Пустым кружком обозначены дырки, локализованные на акцепторах ( $A^0$ ) в квантовой яме. Даже в отсутствие внешнего напряжения зоны в квантовой яме изогнуты вследствие влияния фото-ЭДС.

Вольт-амперная характеристика  $I(U)$  образца на рис. 4.3, записанная при возбуждении непрерывным лазером на энергии  $\sim 1.691$  эВ, отражает типичное поведение диода Шоттки, смещённое вниз вдоль оси  $I$  из-за фотовольтаического эффекта. В области прямых смещений наблюдается экспоненциальный рост силы тока, а в области обратных смещений течёт ток утечки. Приложение обратного смещения  $U = -3$  В не приводит к пробое структуры.

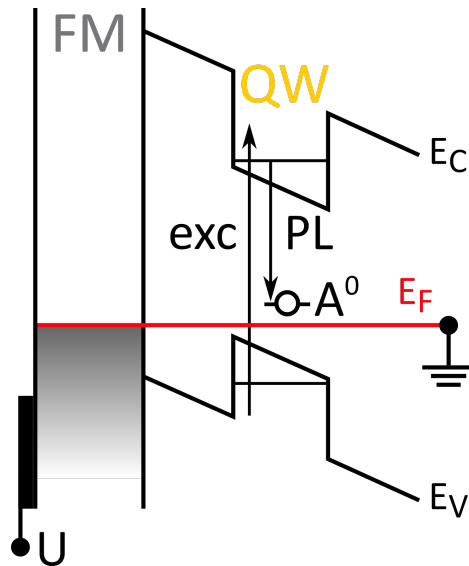


Рис. 4.2: Зонная диаграмма при  $U = 0$ , где  $E_V$  и  $E_C$  обозначают валентную зону и зону проводимости полупроводника соответственно, а  $E_F$  обозначает уровень Ферми.

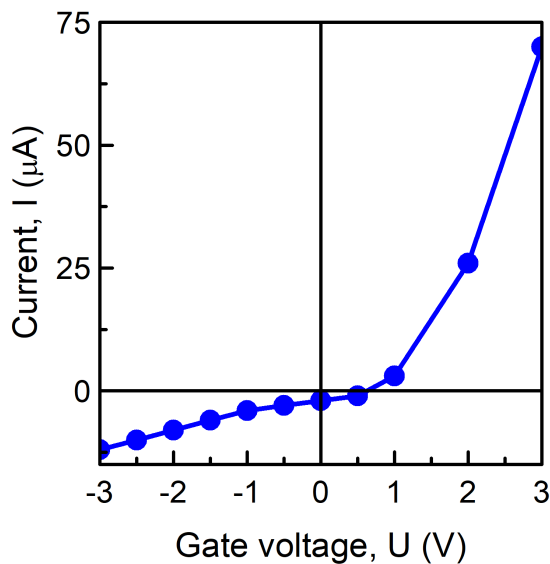


Рис. 4.3: Вольт-амперная характеристика  $I(U)$  при возбуждении лазером в непрерывном режиме на энергии  $\hbar\omega_{exc} = 1.691$  эВ.

### 4.3 Влияние электрического поля на ферромагнитный эффект близости в стационарном режиме

Методом спектроскопии поляризации фотолюминесценции в режиме магнитоиндуцированной поляризации (раздел 1.1.1) можно детектировать дальнедействующий ферромагнитный эффект близости в гибридной структуре ферромагнетик-квантовая яма аналогично тому, как это было сделано в разделе



2.3. Также этим методом можно фиксировать изменения, обусловленные влиянием напряжения, приложенного вдоль оси роста структуры Co/CdMgTe/CdTe.

Схема эксперимента показана на рисунке 4.1: образец возбуждается линейно-поляризованным  $\pi$  светом (красный луч) на энергии  $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.691$  эВ, что ниже ширины запрещённой зоны барьеров CdMgTe, но выше энергии фотолюминесценции из квантовой ямы (рис. 4.2). Внешнее магнитное поле в геометрии Фарадея  $B_F \parallel z$  (синяя стрелка) намагничивает ферромагнетик, и носители заряда в квантовой яме поляризуются вследствие дальнедействующего ферромагнитного эффекта близости [A1]. Поляризованные носители рекомбинируют с испусканием циркулярно поляризованной фотолюминесценции (оранжевый конус). При этом детектируется степень циркулярной поляризации  $\rho_c^\pi$  фотолюминесценции из квантовой ямы. Образец находится при температуре  $T = 2$  К. Во время эксперимента плотность мощности лазера поддерживается ниже  $4 \text{ Вт см}^{-2}$ , чтобы избежать нагрева образца.

На рисунке 4.4 представлены спектры фотолюминесценции (4.4а) и степени циркулярной поляризации фотолюминесценции  $\rho_c^\pi$  (4.4б), измеренные в слабом магнитном поле в геометрии Фарадея  $B_F = -220$  мТл. Красные спектры соответствуют нулевому смещению  $U = 0$ , синие – обратному смещению  $U = -1$  В.

В спектрах фотолюминесценции наблюдаются те же линии, что и в спектрах образцов без контактов (рис. 2.3): 1) максимум фотолюминесценции соответствует рекомбинации экситонов в квантовой яме (отмечено “X”); 2) низкоэнергетическое плечо соответствует рекомбинации электронов с дырками, локализованными на мелких акцепторах в квантовой яме (отмечено “e-A<sup>0</sup>”).

Рассмотрим спектры, записанные при нулевом смещении  $U = 0$  (отмечены красным на рис. 4.4). Степень циркулярной поляризации фотолюминесценции  $\rho_c^\pi(-220 \text{ мТл})$  на линии e-A<sup>0</sup> составляет около 1.75%. На высокоэнергетичной стороне экситонной линии X степень циркулярной поляризации фотолюминесценции меняет знак и становится равной  $-1\%$ . В области максимума интенсивности фотолюминесценции вблизи 1.605 эВ можно наблюдать нулевую поляризацию. Это связано с тем, что в данной спектральной точке детектируется сигнал фотолюминесценции как линии X, так и полосы e-A<sup>0</sup> из-за перекрытия фотолюминесценции этих двух состояний по энергии. Различная циркулярная поляризация этих линий складывается соответственно их вкладу в интенсив-

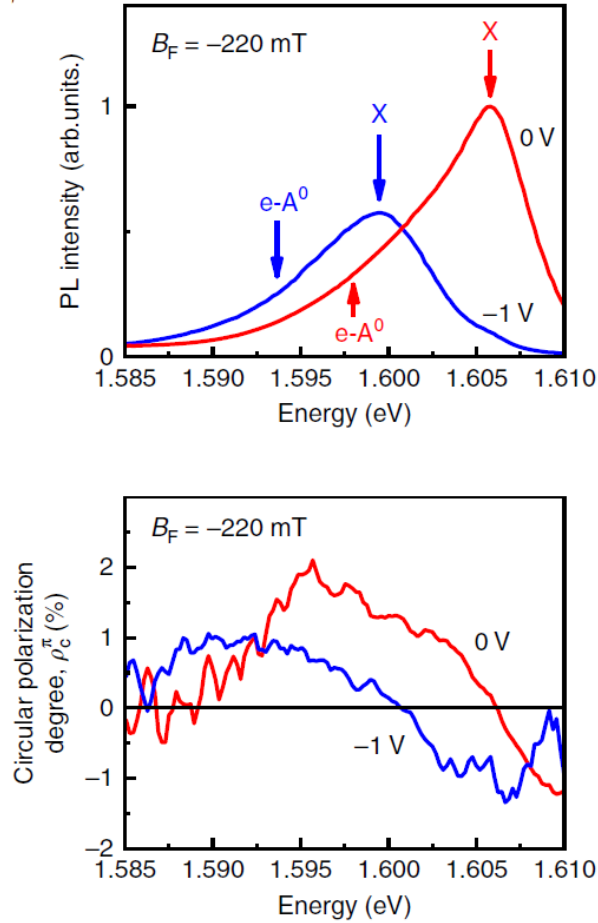


Рис. 4.4: (а) Спектры интенсивности фотолюминесценции гибридной структуры Co/CdMgTe/CdTe с контактами при  $U = 0$  (красный спектр) и  $U = -1$  В (синий спектр). Максимум “X” соответствует экситонному переходу, полоса “e-A<sup>0</sup>” — рекомбинации электронов с дырками, локализованными на акцепторах. (б) Спектры степени циркулярной поляризации фотолюминесценции  $\rho_c^\pi$  при  $U = 0$  (красный спектр) и  $U = -1$  В (синий спектр) в магнитном поле  $B_F = -220$  мТл, приложенном в геометрии Фарадея. Энергия возбуждения  $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.691$  эВ.

ность фотолюминесценции и оказывается нулевой. Поэтому степень циркулярной поляризации вблизи энергии 1.610 эВ следует рассматривать как степень циркулярной поляризации экситонной фотолюминесценции, а вблизи энергии 1.598 эВ – как степень циркулярной поляризации фотолюминесценции, обусловленной рекомбинацией электронов с дырками, локализованными на акцепторах.

Рассмотрим теперь спектры, полученные при приложении к образцу напряжения в обратном направлении  $U = -1$  В (отмечены синим на рис. 4.4). Приложение небольшого обратного смещения сдвигает весь спектр на 7 мэВ в сторону малых энергий из-за сильного изгиба энергетических зон вследствие статического эффекта Штарка (обратного эффекта Фарадея). Вместе с тем интенсивность фотолюминесценции уменьшается из-за пространственного разделе-

ния электрона и дырки в квантовой яме электрическим полем, что приводит к уменьшению матричного элемента для оптического дипольного перехода. Степень циркулярной поляризации фотолюминесценции  $\rho_c^\pi$  на акцепторной полосе снижается примерно до 1%.

Так как обнаружено влияние приложенного напряжения  $U$  на степень циркулярной поляризации фотолюминесценции на линии  $e-A^0$  в фиксированном магнитном поле, то далее измеряются зависимости этой степени циркулярной поляризации от магнитного поля в геометрии Фарадея  $\rho_c^\pi(B_F)$ , также для различных смещений  $U$ . Поскольку спектральное положение обеих линий фотолюминесценции —  $X$  и  $e-A^0$  — чувствительно к приложенному напряжению  $U$ , зависимость степени циркулярной поляризации  $\rho_c^\pi(B_F)$  детектируется на энергии, соответствующей максимальной степени циркулярной поляризации фотолюминесценции перехода  $e-A^0$  (рис. 4.46). Для представленных напряжений зависимости были измерены на энергиях детектирования  $\hbar\omega_{\text{det}}(0 \text{ В}) = 1.598 \text{ эВ}$  и  $\hbar\omega_{\text{det}}(-1 \text{ В}) = 1.594 \text{ эВ}$ .

На рис. 4.5 представлены результаты измерения  $\rho_c^\pi(B_F)$  для напряжения смещения  $U = 0$  (красные квадраты) и  $U = -1 \text{ В}$  (синие кружки). Обе зависимости имеют нелинейный вид: степень циркулярной поляризации фотолюминесценции выходит на насыщение в малых магнитных полях  $B_{\text{sat}} = 150 - 200 \text{ мТл}$ . Такой вид зависимости, подобный кривой намагничивания ферромагнетика, подтверждает ферромагнитный эффект близости на линии  $e-A^0$ . В главе 3 было показано, что ферромагнитный эффект близости в структуре  $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$  возникает из-за эффективного  $p-d$  обменного взаимодействия между дырками ( $p$ -система), локализованными на акцепторах в квантовой яме, и  $d$ -электронами интерфейсного ферромагнетика. Амплитуда ферромагнитного эффекта близости  $A_\pi$ , как и в главе 2, определяется степенью циркулярной поляризации в насыщении по магнитному полю на энергии рекомбинации электронов с дырками, локализованными на акцепторе,  $A_\pi = \frac{1}{2}|\rho_c^\pi(-B_{\text{sat}}) - \rho_c^\pi(+B_{\text{sat}})|$ . На рис. 4.5 чёрной стрелкой показана амплитуда ферромагнитного эффекта близости при смещении  $U = 0$ . Она почти в два раза больше, чем при обратном смещении  $U = -1 \text{ В}$ .

При нулевом смещении  $U = 0$  дополнительно измерена зависимость на энергии детектирования  $\hbar\omega_{\text{det}} = 1.610 \text{ эВ}$ , которая соответствует экситонной фо-

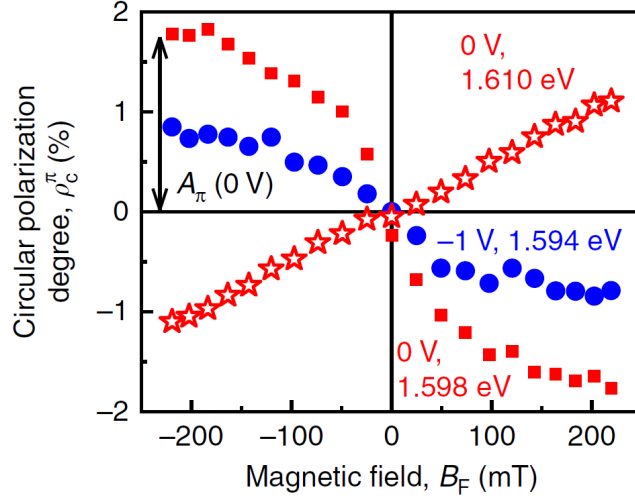


Рис. 4.5: Зависимость степени циркулярной поляризации  $\rho_c^\pi$  от магнитного поля в геометрии Фарадея ( $B_F$ ). При смещении  $U = 0$  степень циркулярной поляризации детектировалась на энергии  $\hbar\omega_{\text{det}} = 1.598$  эВ, соответствующей переходу  $e\text{-}A^0$  (красные квадраты), и на энергии  $\hbar\omega_{\text{det}} = 1.610$  эВ, соответствующей экситонной фотолюминесценции (красные звёздочки). При смещении  $U = -1$  В степень циркулярной поляризации детектировалась на энергии  $\hbar\omega_{\text{det}} = 1.594$  эВ, соответствующей переходу  $e\text{-}A^0$  (синие кружки). Чёрная стрелка демонстрирует амплитуду  $A_\pi$  ферромагнитного эффекта близости при смещении  $U = 0$ .

толуминесценции (красные звёздочки на рис. 4.5). В отличие перехода  $e\text{-}A^0$ , степень циркулярной поляризации  $\rho_c^\pi(B_F)$  экситонной фотолюминесценции линейно зависит от магнитного поля в диапазоне от  $-220$  до  $+220$  мТл. Насыщение зависимости не наблюдается независимо от приложенного смещения  $U$ . Степень циркулярной поляризации  $\rho_c^\pi$  линейно зависит от магнитного поля из-за того, что экситонная фотолюминесценция в магнитном поле расщепляется на две линии с противоположными циркулярными поляризациями. Это происходит вследствие теплового распределения экситонов по расщепленным на энергию Зеемана спиновым подуровням. Линейная зависимость  $\rho_c^\pi(B_F)$  в области X также свидетельствует о том, что ферромагнитный эффект близости отсутствует для дырок в валентной зоне, которые и формируют экситон [A1].

На рис. 4.6 показаны зависимости амплитуды эффекта близости  $A_\pi$  (красные кружки) и энергии максимума фотолюминесценции  $\hbar\omega_{\text{max}}$  (синие кружки) от приложенного смещения  $U$ .

Рассмотрим поведение максимума фотолюминесценции  $\hbar\omega_{\text{max}}(U)$ . При приложении прямого смещения  $U = +0.5$  В энергия максимума фотолюминесценции составляет около 1.611 эВ. При движении в сторону обратных смещений энергия максимума фотолюминесценции сначала более резко (в интер-

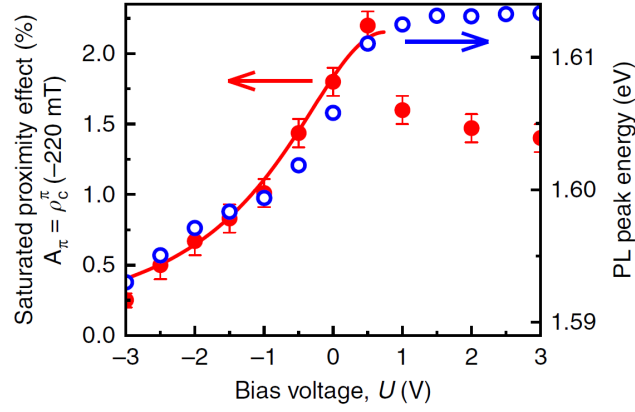


Рис. 4.6: Амплитуда ферромагнитного эффекта близости  $A_\pi$  (красные кружки) и энергия максимума фотолюминесценции  $\hbar\omega_{\max}$  (синие кружки) как функции приложенного к структуре напряжения  $U$ . Красная кривая, относящаяся к оси амплитуды  $A_\pi$ , соответствует формуле 4.11 с параметрами  $A = 2.2\%$ ,  $U_0 = 0.8$  В и  $U_1 = 1.8$  В.

вале  $+0.5$  до  $-1$  В), а потом более полого уменьшается вплоть до значения  $\hbar\omega_{\max} = 1.593$  эВ при  $U = -3$  В. При движении в сторону прямых смещений от  $U = +0.5$  В зависимость  $\hbar\omega_{\max}(U)$  выходит на насыщение. В интервале от  $+0.5$  до  $+3$  В значение энергии максимума фотолюминесценции составляет  $\hbar\omega_{\max} \approx 1.612$  эВ.

Вид зависимости  $\hbar\omega_{\max}(U)$  обусловлен тем, что подача небольшого прямого смещения компенсирует встроенное электрическое поле таким образом, что при  $U = +0.5$  В достигается режим плоских зон. То есть, при  $U = +0.5$  В нет изгиба зон и  $E_V = \text{const.}$  и  $E_C = \text{const.}$  для каждого из слоев CdMgTe и CdTe. О достижении режима плоских зон также свидетельствует резкое увеличение тока через образец, что отражено в ВАХ на рис. 4.3. Поведение зависимости  $\hbar\omega_{\max}(U)$  в диапазоне смещений от  $+0.5$  до  $-3$  В объясняется увеличением наклона (изгиба) энергетических зон, т.е. статического эффекта Штарка (обратного эффекта Фарадея). Увеличение прямого смещения в диапазоне  $+0.5$  до  $+3$  В не приводит к увеличению наклона энергетических зон, так как падение напряжения перераспределяется по всей плоскости структуры (рис. 4.1). По этой причине максимум фотолюминесценции  $\hbar\omega_{\max}$  почти не сдвигается в данном диапазоне.

Теперь рассмотрим, как степень циркулярной поляризации фотолюминесценции в насыщении по магнитному полю, т.е. амплитуда ферромагнитного эффекта близости  $A_\pi$ , зависит от приложенного к структуре напряжения  $U$  (рис. 4.6, красные кружки). В режиме плоских зон  $U = +0.5$  В амплитуда

ферромагнитного эффекта близости максимальна  $A_\pi(+0.5 \text{ В}) = 2.2\%$ . При приложении обратного смещения амплитуда эффекта близости уменьшается вплоть до нуля при  $U = -4 \text{ В}$ . Пока режим плоских зон не достигнут (при  $U \leq +0.5 \text{ В}$ ), смещение увеличивает встроенное электрическое поле, и наблюдается корреляция между зависимостями величины ферромагнитного эффекта близости  $A_\pi(U)$  и положения максимума фотолюминесценции  $\hbar\omega_{\text{max}}(U)$ . Корреляция исчезает при увеличении прямого смещения от режима плоских зон до  $U = +3 \text{ В}$ . Амплитуда эффекта близости при  $U > +0.5 \text{ В}$  уменьшается примерно в 1.5 раза, достигая уровня  $A_\pi \approx 1.5\%$ . Это падение объясняется появлением в валентной зоне квантовой ямы дополнительных дырок с пренебрежимо малой  $p$ - $d$  обменной связью (см. раздел 4.4), т.е. практически неполяризованных. Вклад неполяризованной фотолюминесценции от валентных дырок в общий сигнал фотолюминесценции уменьшает её степень циркулярной поляризации. Поэтому далее будет рассмотрено происхождение зависимости ферромагнитного эффекта близости от напряжения  $A_\pi(U)$  для  $U \leq +0.5 \text{ В}$ .

Как уже было показано в главе 3, ферромагнитный эффект близости в структуре  $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$  возникает из-за эффективного  $p$ - $d$  обменного взаимодействия между дырками, локализованными на акцепторах в квантовой яме, с проекциями момента  $\pm 3/2$  на ось  $z$  (тяжёлыми дырками) и  $d$ -электронами интерфейсного ферромагнетика. Этот интерфейсный ферромагнетик, сформированный на границе  $\text{Co}/\text{CdMgTe}$ , имеет перпендикулярную магнитную анизотропию, т.е. лёгкая ось  $\parallel z$ . А намагниченность слоя кобальта имеет анизотропию типа "лёгкая плоскость"  $\perp z$ , поэтому в малых магнитных полях в геометрии Фарадея  $B_F \parallel z$  кобальт не влияет на степень циркулярной поляризации фотолюминесценции  $\rho_c^\pi(B_F)$ . Значит, амплитуда ферромагнитного эффекта близости  $A_\pi$ , которая определяется через  $\rho_c^\pi(\pm B_{\text{sat}})$ , задаётся спиновой поляризацией  $P_A$  дырок, локализованных на акцепторах, в эффективном магнитном поле, которое создаёт полностью намагниченный интерфейсный ферромагнетик:

$$A_\pi = P_A = -\frac{\tau_A}{\tau_A + \tau_{sA}} \frac{\Delta_{pd}}{2k_B T}, \quad (4.1)$$

где  $\tau_A$  — время жизни,  $\tau_{sA}$  — время спиновой релаксации тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура решётки,  $\Delta_{pd}$  — спиновое расщепление уровней  $\pm 3/2$  в эффективном магнитном

поле  $p$ - $d$  обменного взаимодействия. Положительное значение  $\Delta_{pd}$  подразумевает, что состояние  $+3/2$  энергетически более выгодно для дырок.

Согласно формуле 4.1 поляризация  $P_A$  может зависеть от напряжения смещения  $U$  через:

1. Соотношение времени жизни и времени спиновой релаксации дырок с моментом  $\pm 3/2$ , локализованных на акцепторах,  $\tau_A/\tau_{sA} = f(U)$ ,
2. Константу  $p$ - $d$  обменного взаимодействия  $\Delta_{pd}(U)$ ,
3. Изменение температуры вследствие нагрева решётки электрическим током ( $U$ ),
4. Инжекцию спин-поляризованных носителей заряда из ферромагнетика.

Нагрев (пункт 3) может быть исключен, поскольку электрическая мощность при подаче обратного смещения в эксперименте была не более 40 мкВт. Это на два порядка меньше оптической мощности  $4 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ . Нагрев за счёт инжекции горячих дырок и спиновая инжекция (пункт 4) могут быть исключены, поскольку амплитуда эффекта близости  $A_\pi(U)$  не коррелирует с электрическим током  $I(U)$  (рис. 4.3). Эксперименты по спектроскопии фотолюминесценции с временным разрешением (раздел 4.4) и неупругого рассеяния света с переворотом спина (раздел 4.5) показывают, что зависимость  $\Delta_{pd}(U)$  является основной причиной зависимости эффекта близости от напряжения  $A_\pi(U)$ .

## 4.4 Влияние электрического поля на кинетику эффекта близости

Спектроскопия фотолюминесценции с временным разрешением (раздел 1.2) позволяет измерять кинетику интенсивности и поляризации фотолюминесценции.

Схема эксперимента совпадает со случаем измерений в стационарном режиме (рис. 4.1). Образец находится при температуре  $T = 2 \text{ К}$ , в магнитном поле в геометрии Фарадея  $B_F$ . Оптическое возбуждение линейно поляризованными  $\pi$  лазерными импульсами длительность 150 фс на энергии  $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.691 \text{ эВ}$

создаёт неполяризованные носители заряда в квантовой яме. При этом плотность мощности лазера поддерживается на уровне  $4 \text{ Вт см}^{-2}$ . За счёт дальнедействующего ФМ эффекта близости ФЛ на линии  $e\text{-}A^0$  из КЯ оказывается циркулярно поляризованной. Анализируется интенсивность ФЛ и антисимметричная по магнитному полю степень циркулярной поляризации ФЛ  $\bar{\rho}_c^\pi$  на этой линии. Она вычисляется по формуле  $\bar{\rho}_c^\pi = \frac{1}{2}(\rho_c^\pi(-B_{\text{sat}}) - \rho_c^\pi(+B_{\text{sat}}))$ , где  $B_{\text{sat}}$  – магнитное поле, в котором степень циркулярной поляризации ФЛ уже вышла на насыщение. В данной серии экспериментов  $|B_{\text{sat}}| = 220 \text{ мТ}$  (см. рис. 4.5). Интенсивность и степень циркулярной поляризации ФЛ детектируются в зависимости от времени, прошедшего с момента прихода лазерного импульса, что позволяет измерять времена жизни и времена спиновой релаксации носителей заряда. Также в эксперименте измеряется циркулярная поляризация  $\bar{\rho}_c^\pi$  на линии  $e\text{-}A^0$  в насыщении по времени, т.е. амплитуда степени циркулярной поляризации  $\rho_{\text{fm}}$ . Эти измерения проводятся при приложении к структуре различных напряжений  $U$  в диапазоне от  $-3$  до  $+3 \text{ В}$ .

На рисунке 4.7 показана кинетика интенсивности ФЛ на полосе  $e\text{-}A^0$  (чёрная линия) и степень циркулярной поляризации ФЛ  $\bar{\rho}_c^\pi$  (оранжевые кружки) при нулевом смещении  $U = 0$ .

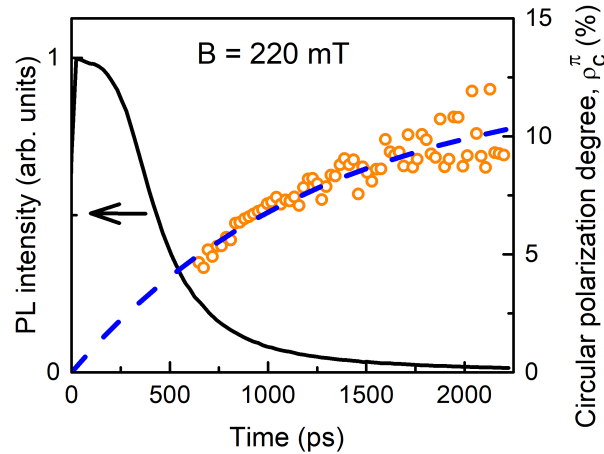


Рис. 4.7: Кинетика интенсивности ФЛ (чёрная сплошная линия) и степени циркулярной поляризации  $\bar{\rho}_c^\pi$  ФЛ (оранжевые кружки), интегрированные в спектральной области перехода  $e\text{-}A^0$  при нулевом смещении  $U = 0$  в магнитном поле  $\pm 220 \text{ мТ}$  в геометрии Фарадея. Аппроксимация экспериментальных данных формулой 4.2 показана синей пунктирной линией.

Интенсивность ФЛ максимальна в нулевой момент времени, затем спадает, а начиная с  $\sim 600 \text{ пс}$  уменьшается экспоненциально. Во второй главе и на рис. 4.6



(красные звёздочки) было показано, что на экситонной полосе ФЛ ферромагнитный эффект близости отсутствует. Этот результат используется для более точной оценки кинетики ферромагнитного эффекта близости в данной главе. Дело в том, что несмотря на спектральное разрешение эксперимента, линии X и  $e-A^0$  сильно перекрываются. Это приводит к тому, что экситон вносит доминирующий вклад в общий сигнал ФЛ в течение первых нескольких сотен пикосекунд из-за своего относительно короткого времени жизни. Это хорошо заметно по неэкспоненциальной временной зависимости интенсивности ФЛ (чёрная кривая на рис. 4.7) в начальный промежуток времени. Поэтому необходимо анализировать циркулярную поляризацию ФЛ  $\bar{\rho}_c^\pi$  начиная с времени 500 – 700 пс. В этот момент времени основная доля экситонов уже рекомбинировала, и наблюдается экспоненциальный спад сигнала ФЛ, обусловленный рекомбинацией электронов с дырками, локализованными на акцепторах. Это позволяет правильно оценить кинетику ферромагнитного эффекта близости  $\bar{\rho}_c^\pi(t)$  на линии  $e-A^0$ .

Степень циркулярной поляризации  $\bar{\rho}_c^\pi$  ФЛ (оранжевые кружки) составляет 5%, когда с момента прихода лазерного импульса прошло 650 пс.  $\bar{\rho}_c^\pi$  экспоненциально растёт до значения 10%, измеренного через 2200 пс после прихода лазерного импульса. Синяя пунктирная линия на рис. 4.7 — это экспоненциальная аппроксимация экспериментальных данных согласно формуле

$$\bar{\rho}_c^\pi(t) = \rho_{\text{fm}}[1 - \exp(-t/\tau_{\text{sA}})] \quad (4.2)$$

с амплитудой степени циркулярной поляризации  $\rho_{\text{fm}} = 13\%$  и временем нарастания этой поляризации  $\tau_{\text{sA}} = 1.3$  нс. Амплитуда  $\rho_{\text{fm}}$  — это степень циркулярной поляризации (амплитуда ФМ эффекта близости) в насыщении по времени.

Из кинетических измерений ферромагнитного эффекта близости при других напряжениях смещения можно определить зависимости  $\tau_{\text{sA}}(U)$  и  $\rho_{\text{fm}}(U)$ . Но, поскольку первые несколько сотен пс не могут быть учтены в интерпретации данных из-за сильного влияния экситонной рекомбинации, зависимость амплитуды степени циркулярной поляризации  $\rho_{\text{fm}}(U)$  может быть измерена более точно, чем зависимость времени спиновой релаксации  $\tau_{\text{sA}}(U)$ . Это происходит потому, что для определения степени циркулярной поляризации  $\rho_{\text{fm}}$  важно, как она ведет себя на больших временах, когда  $\bar{\rho}_c^\pi(t)$  уже выходит на насыщение, а

для определения времени спиновой релаксации важнее начальный промежуток времени, когда зависимость  $\bar{\rho}_c^\pi(t)$  ещё не вышла на насыщение.

На рисунке 4.8 представлена зависимость  $\rho_{\text{fm}}(U)$  (оранжевые кружки). Амплитуда степени циркулярной поляризации принимает максимальное значение  $\rho_{\text{fm}} = 18\%$  вблизи  $U = +1$  В. При приложении бóльшего прямого смещения  $\rho_{\text{fm}}$  уменьшается до значения  $\approx 14.5\%$ . При приложении обратного смещения амплитуда степени циркулярной поляризации уменьшается вплоть до значения  $\rho_{\text{fm}} = 6\%$  при  $U = -3$  В.

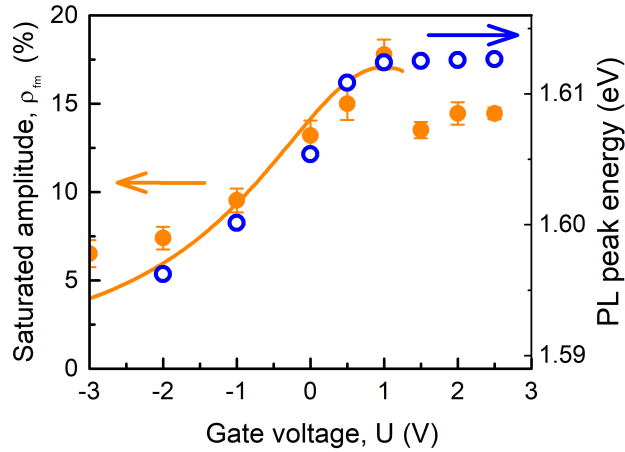


Рис. 4.8: Зависимость амплитуды степени циркулярной поляризации  $\rho_{\text{fm}}$  (оранжевые кружки) и энергии максимума ФЛ  $\hbar\omega_{\text{max}}$  (синие кружки) как функции приложенного к структуре напряжения  $U$ . Оранжевая кривая, относящаяся к оси амплитуды  $\rho_{\text{fm}}$ , рассчитывается по формуле 4.11 с параметрами  $A = 1.7\%$ ,  $U_0 = 1.0$  В и  $U_1 = 2.0$  В.

Зависимость амплитуды степени циркулярной поляризации  $\rho_{\text{fm}}(U)$  ведет себя так же, как и зависимость амплитуды ФМ эффекта близости  $A_\pi(U)$  в стационарном режиме (рис. 4.6, красные кружки). Вблизи напряжения, соответствующего режиму прямых зон, зависимости имеют максимум. При приложении бóльшего прямого смещения  $\rho_{\text{fm}}$  и  $A_\pi$  немного уменьшаются и выходят на насыщение. В области обратных смещений и малых прямых смещений (до выхода на режим плоских зон) обе величины коррелируют с энергией максимума ФЛ  $\hbar\omega_{\text{max}}(U)$  (синие кружки на рис. 4.6 и 4.8).

Зависимость  $\rho_{\text{fm}}(U)$  имеет простую интерпретацию. Равновесие в системе наступает на временах задержки, намного превышающих время спиновой релаксации  $\tau_{\text{SA}}$  дырок, локализованных на акцепторах. Рекомбинирующие электроны характеризуются равновесным спиновым состоянием, соответствующим рас-

пределению Больцмана. Следовательно, амплитуда степени циркулярной поляризации определяется как

$$\rho_{\text{fm}}(U) = -\frac{\Delta_{pd}}{2k_{\text{B}}T}. \quad (4.3)$$

Согласно формуле 4.3  $\rho_{\text{fm}}(U)$  определяется только отношением константы  $p$ - $d$  обменного взаимодействия  $\Delta_{pd}$  к тепловой энергии и не зависит от соотношения времени жизни к времени спиновой релаксации  $\tau_{\text{A}}/\tau_{\text{sA}}$ . То есть, вид зависимости  $\rho_{\text{fm}}(U)$  определяется исключительно тем, как зависит константа  $p$ - $d$  обменного взаимодействия от напряжения смещения  $\Delta_{pd}(U)$ .

Эксперимент по кинетике циркулярной поляризации фотолюминесценции на линии  $e$ - $\text{A}^0$  демонстрирует, что электрическое поле влияет на ФМ эффект близости через константу  $p$ - $d$  обменного взаимодействия  $\Delta_{pd}(U)$  между  $d$ -системой – магнитными ионами в ферромагнитном слое и  $p$ -системой – дырками, локализованными на акцепторах в квантовой яме. Зависимость обменной константы  $\Delta_{pd}$  от приложенного к структуре напряжения  $U$  можно напрямую измерить методом неупругого рассеяния света с переворотом спина, что и будет продемонстрировано в следующем разделе.

## 4.5 Влияние электрического поля на константу $p$ - $d$ обменного взаимодействия

Константа  $p$ - $d$  обменного взаимодействия определяется методом неупругого рассеяния света с переворотом спина, как уже было показано в главе 3. В настоящей главе мы использовали данный метод для определения зависимости константы  $\Delta_{pd}$  от приложенного к структуре напряжения  $U$ .

Для измерения НРСПС образец помещается в криостат при температуре  $T = 2$  К. К образцу прикладывается магнитное поле до 10 Тл в наклонной геометрии Фарадея  $V_{\text{F}+20}$  (рис. 4.9). Это значит, что магнитное поле параллельно возбуждающему лучу и рассеянному свету (геометрия Фарадея), но образец повернут внутри криостата так, что угол  $\theta$  между магнитным полем и осью роста структуры  $z$  составляет  $20^\circ$ . НРСПС при резонансном возбуждении комплекса  $\text{A}^0\text{X}$  – экситона, локализованного на нейтральном акцепторе – позволяет напрямую измерить величину обменного расщепления, индуцированного ферромагнетиком [53]. Комплекс  $\text{A}^0\text{X}$  имеет энергию на 1 мэВ ниже экситона.

При приложении к образцу напряжения  $U$  энергия экситона, т.е.  $\hbar\omega_{\max}$  (синие кружки на рис. 4.6), смещается. Таким же образом меняется и энергия комплекса  $A^0X$ . Поэтому, чтобы возбуждать образец резонансно в комплекс  $A^0X$  при каждом конкретном значении приложенного к образцу напряжения  $U$ , устанавливается энергия лазера  $\hbar\omega_{\text{exc}} = \hbar\omega_{\max} - 1$  мэВ. При этом лазер имеет  $\sigma^-$ -поляризацию, а детектируется  $\sigma^+$  компонента рассеянного света, т.е. используется скрещенная поляризационная конфигурация эксперимента.

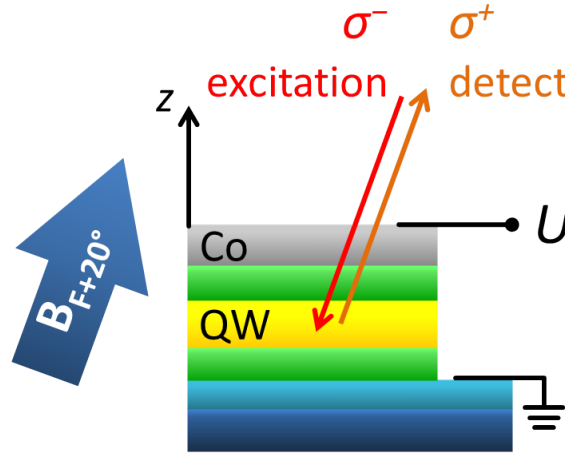


Рис. 4.9: Геометрия эксперимента по НРСПС.

На рисунке 4.10 представлен спектр неупругого рассеяния света в стоксовой области. Он получен при резонансном возбуждении комплекса  $A^0X$  на энергии  $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.600$  эВ, магнитное поле  $B_{F+20} = 10$  Тл приложено под углом  $\theta = 20^\circ$  к оси роста структуры. К образцу приложено обратное смещение  $U = -1$  В.

Лазер показан красной линией на нулевом энергетическом сдвиге. Синим цветом обозначен спектр неупругого рассеяния света в образце. Ближайшая к лазеру линия на энергии  $\Delta_S^{A^0} = 0.5$  мэВ, обозначенная как “h”, связана с процессом переворота спина дырки, локализованной на акцепторе. Линия на энергии  $\Delta_S^{e-A^0} = 1.4$  мэВ, отмеченная “e+h”, соответствует совместному перевороту дырки, локализованной на акцепторе, и электрона. Узкий интенсивный пик “e”, сдвинутый на  $\Delta_S^e = 0.9$  мэВ от лазера, соответствует перевороту спина электрона. Сумма энергетических сдвигов электронной и дырочной линий даёт энергию пика “e+h”:  $\Delta_S^{e-A^0} = \Delta_S^e + \Delta_S^{A^0} = 0.5 + 0.9 = 1.4$  мэВ.

Три линии в стоксовой области спектра неупругого рассеяния света при резонансном возбуждении состояния  $A^0X$  объясняются тремя различными про-

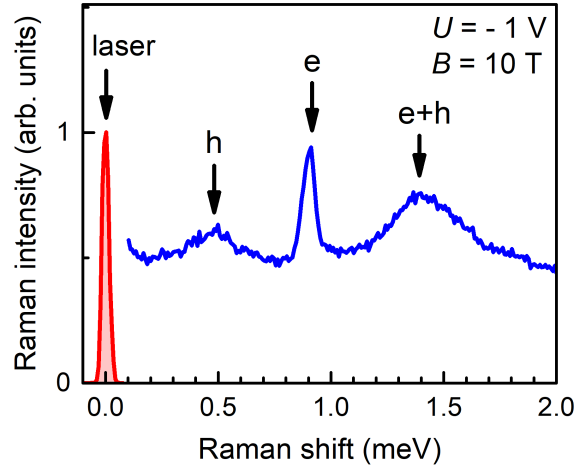


Рис. 4.10: Спектр НРСПС при резонансном возбуждении комплекса  $A^0X$   $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.600$  эВ в наклонном магнитном поле  $B_{F+20} = 10$  Тл. К образцу приложено обратное смещение  $U = -1$  В. Лазер показан красной линией на нулевом энергетическом сдвиге. Линия “h” соответствует процессу переворота спина дырки, локализованной на акцепторе, “e+h” — процесс совместного переворота спина электрона и дырки, “e” — переворот спина электрона зоны проводимости.

цессами переворота спина. Они возможны благодаря нарушению правил отбора, которое возникает вследствие приложения к образцу магнитного поля в наклонной геометрии Фарадея  $B_{F+20}$ . Наклонное поле смешивает спиновые состояния электрона с проекциями спина  $+1/2$  и  $-1/2$  на ось  $z$ . Параметр смешивания этих состояний  $\beta$  задаётся выражением  $\beta \approx \theta/2$ , где  $\theta$  — это небольшой угол поворота образца относительно направления магнитного поля (такой, что  $\cos \theta \approx 1$ ). Во всех трёх процессах переворота спина промежуточным (виртуальным) состоянием является экситон, локализованный на нейтральном акцепторе  $A^0X$ .

Первый процесс, которому соответствует линия “e+h” в спектре неупругого рассеяния света (рис. 4.10), объясняется одновременным переворотом спина электрона и дырки, локализованной на акцепторе, при этом переворот спина электрона происходит с участием акустического фонона [53]. Такой двойной переворот спина схематически показан на рисунке 4.11а.

В начальном состоянии имеется акцептор с проекцией момента  $+3/2$  на ось  $z$ , что обозначено стрелкой  $\uparrow$  на диаграмме 4.11 и  $\sigma-$  поляризованный фотон на энергии  $\hbar\omega_1$ . Этот фотон возбуждает экситон, связанный на акцепторе,  $A^0X$ . Процесс рассеяния включает в себя переворот спина электрона из со-

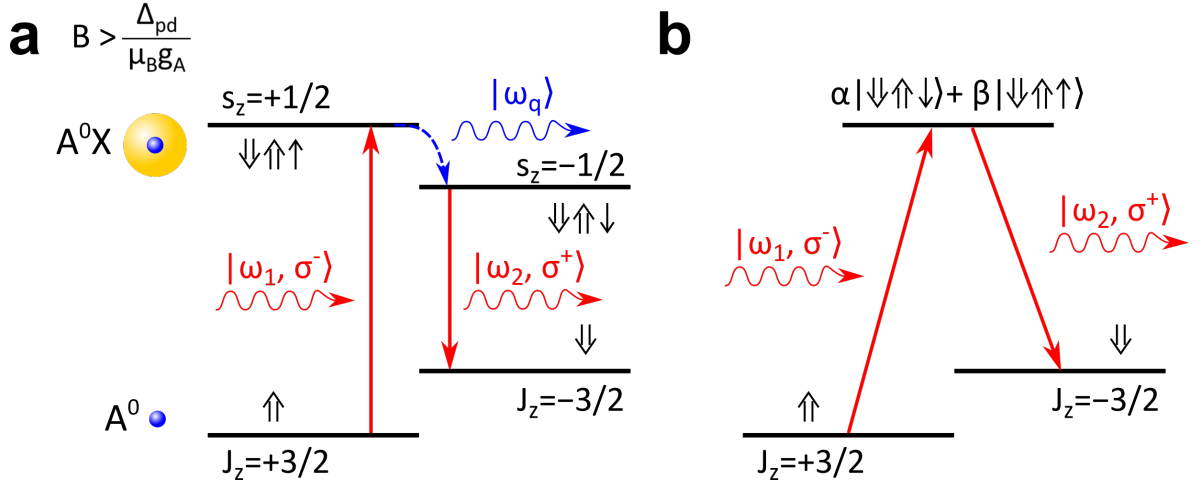


Рис. 4.11: Энергетическая диаграмма неупругого рассеяния света с переворотом спина в большом магнитном поле, таком что  $B > \Delta_{pd}/\mu_B|g_A|$ . (а) Схема двойного (совместного) переворота спина зонного электрона и дырки, локализованной на акцепторе. (б) Схема одиночного переворота спина дырки, локализованной на акцепторе. Стрелками  $\uparrow$  и  $\downarrow$  обозначены проекции углового момента дырок, локализованных на акцепторах,  $J_z = +3/2$  и  $J_z = -3/2$  на ось  $z$ , соответственно. Стрелками  $\uparrow$  и  $\downarrow$  обозначены проекции спина электрона  $s_z = +1/2$  и  $s_z = -1/2$  на ось  $z$ , соответственно.

стояния  $+1/2$  ( $\uparrow$ ) в состояние  $-1/2$  ( $\downarrow$ ) в фотовозбуждённом экситоне. При этом испускается акустический фотон с энергией  $\hbar\omega_q$ , соответствующей энергии Зеемановского расщепления электрона зоны проводимости в комплексе  $A^0X$   $\hbar\omega_q = \mu_B|g_e|B$ . После переворота электрона высвечивается экситон с моментом  $+1$  с испусканием  $\sigma+$  поляризованного фотона. Таким образом, в конечном состоянии имеется фотон с энергией  $\hbar\omega_q$ ,  $\sigma+$  поляризованный фотон с энергией  $\hbar\omega_2$  и акцептор с проекцией момента  $+3/2$  на ось  $z$ .

Из закона сохранения энергии следует, что стоксов сдвиг линии совместного переворота спина зонного электрона и дырки, локализованной на акцепторе, составляет

$$\Delta_S^{e-A^0} = \hbar\omega_1 - \hbar\omega_2 = \mu_B(|g_e| + |g_A|)B, \quad (4.4)$$

где  $\hbar\omega_1$  – энергия лазера,  $\hbar\omega_2$  – энергия рассеянных фотонов,  $\mu_B$  – магнетон Бора. Этот стоксов сдвиг определяется  $g$ -факторами как электрона  $g_e$ , так и дырки, локализованной на акцепторе,  $g_A$ . В нашем случае в стоксов сдвиг  $\Delta_S^{e-A^0}$  также даёт вклад  $p$ - $d$  обменное взаимодействие:

$$\Delta_S^{e-A^0} = \hbar\omega_1 - \hbar\omega_2 = \mu_B(|g_e| + |g_A|)B - \Delta_{pd}, \quad (4.5)$$

Переворот спина электрона в зоне проводимости необходим для выполнения закона сохранения момента импульса: проекция момента нейтрального акцептора в основном состоянии изменяется от  $-3/2$  до  $+3/2$ , то есть на 3 кванта, тогда как поляризация фотона изменяется от  $\sigma-$  до  $\sigma+$  только на 2 кванта, однако переворот спина электрона задействует ещё один дополнительный квант.

Описанный процесс наблюдается как в магнитном поле в геометрии Фарадея, так и в наклонном магнитном поле, где также хорошо описывается уравнением 4.5, пока угол  $\theta$  между направлением магнитного поля и осью роста структуры мал и  $\cos \theta \approx 1$ . Это условие выполняется для наклонной геометрии Фарадея  $B_{F+20}$ , в который были проведены измерения НРСПС:  $\cos 20^\circ = 0.94$ .

Второй процесс, которому соответствует линия “h” в спектре на рис. 4.10, обусловлен одиночным переворотом спина дырки, локализованной на акцепторе. Этот процесс схематически показан на рисунке 4.11б. Как и в случае первого процесса, в начальном состоянии имеется акцептор с проекцией момента  $+3/2$  на ось  $z$  и  $\sigma-$  поляризованный фотон на энергии  $\hbar\omega_1$ . Фотон возбуждает экситон, связанный на акцепторе,  $A^0X$ . Благодаря наклонной геометрии, в возбуждённом состоянии осуществляется смешивание состояний электрона с проекциями момента  $+1/2$  и  $-1/2$  на ось  $z$ . Поэтому при рекомбинации из состояния  $A^0X$  может высвечиваться экситон с моментом  $+1$ , противоположным возбуждённому, с испусканием  $\sigma+$  поляризованного фотона. При этом переворот спина электрона зоны проводимости не требуется, т.к. закон сохранения углового момента выполняется из-за смешивания. Таким образом, в конечном состоянии имеется  $\sigma+$  поляризованный фотон с энергией  $\hbar\omega_2$  и акцептор с проекцией момента  $+3/2$  на ось  $z$ .

С учётом  $p$ - $d$  обменного взаимодействия стоксов сдвиг линии одиночного переворота спина дырки, локализованной на акцепторе, равен

$$\Delta_S^{A^0} = \hbar\omega_1 - \hbar\omega_2 = \mu_B |g_A| B - \Delta_{pd}, \quad (4.6)$$

и определяется  $g$ -фактором  $g_A$  дырки, локализованной на акцепторе, и обменной константой  $\Delta_{pd}$ . Именно этот процесс наблюдался в главе 3.

Третий процесс связан с одиночным переворотом спина электрона в комплексе  $A^0X$  (линия “e” в спектре на рис. 4.10) с испусканием акустического фонона  $\hbar\omega_q$ . Одиночный переворот спина электрона возможен благодаря тому,

что внешнее магнитное поле  $B_{F+20}$  смешивает спиновые состояния электрона  $+1/2$  и  $-1/2$ . Так как обменное взаимодействие, индуцированное ферромагнетиком, не влияет на электрон, то стоков сдвиг линии “e” определяется только зеемановским расщеплением электрона:

$$\Delta_S^e = \hbar\omega_1 - \hbar\omega_2 = \mu_B |g_e| B, \quad (4.7)$$

На рисунке 4.12 представлены зависимости энергетических сдвигов всех трёх линий в спектре НРСПС от магнитного поля при приложении напряжения смещения  $U = -1$  В. Синими квадратами показана зависимость для процесса одиночного переворота спина дырки, локализованной на акцепторе; красными квадратами показана зависимость для переворота спина электрона; зелёными квадратами показана зависимость для совместного переворота спина электрона и дырки, локализованной на акцепторе. Все три зависимости линейны. Однако, при экстраполяции в нулевое магнитное поле (сплошные линии на рис. 4.12) стоков сдвиг линии “e” стремится к нулю, тогда как линии “h” и “e+h” стремятся к отрицательному значению  $-0.12$  мэВ. Следовательно, на оба этих процесса влияет обменное взаимодействие со слоем ферромагнетика. Таким образом, зависимости энергетических сдвигов линий “h” и “e+h” могут использоваться для оценки влияния напряжения смещения на силу обменной связи между ферромагнетиком и квантовой ямой. Как видно из формул 4.5 и 4.6, экстраполяция в нулевое магнитное поле представляет собой прямое измерение константы обменного взаимодействия  $\Delta_{pd}$ . То есть, для напряжения смещения  $U = -1$  В обменная константа  $\Delta_{pd} \approx 0.12$  мэВ.

Магнитополевые зависимости энергетических сдвигов линий, соответствующих процессам совместного переворота спина электрона и дырки, локализованной на акцепторе (“e+h”) и одиночного переворота спина дырки, локализованной на акцепторе “h” измеряются при различных напряжениях смещения в диапазоне от  $-3$  до  $+3$  В, приложенных к образцу. Из этих зависимостей, как было показано выше, экстраполяцией в нулевое магнитное поле напрямую определяются значения константы обменного взаимодействия  $\Delta_{pd}$ . Измеренная таким образом зависимость  $\Delta_{pd}(U)$  показана на рисунке 4.13 (зелёные кружки). Максимальное значение обменной константы  $\Delta_{pd}(0 \text{ В}) = 150$  мкэВ достигается в режиме плоских зон. При приложении обратного смещения констан-



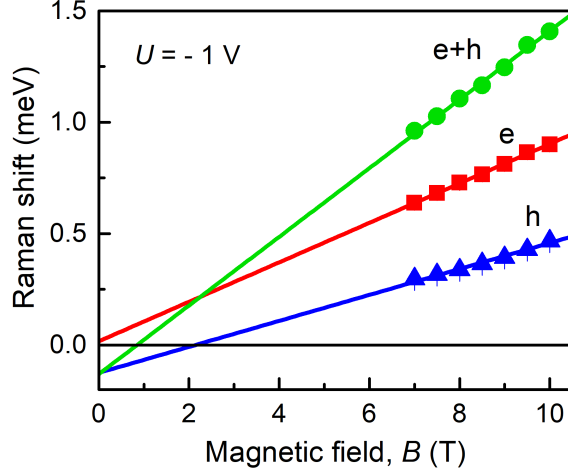


Рис. 4.12: Зависимость энергетических сдвигов от магнитного поля при  $U = -1$  В для трёх процессов переворота спина: совместный переворот спина электрона и дырки, локализованной на акцепторе (зелёные квадраты); одиночный переворот спина дырки, локализованной на акцепторе (синие квадраты); переворот спина электрона (красные квадраты).

та  $p$ - $d$  обменного взаимодействия постепенно уменьшается вплоть до значения  $\Delta_{pd} = 11$  мкэВ при  $U = -3$  В. Поведение  $\Delta_{pd}(U)$  в диапазоне от  $-3$  до  $0$  В коррелирует с зависимостью положения пика ФЛ  $\hbar\omega_{\max}(U)$ , т.е. пока не достигнут режим плоских зон. При приложении прямого смещения корреляция зависимостей  $\Delta_{pd}(U)$  и  $\hbar\omega_{\max}(U)$  пропадает, и происходит резкое уменьшение значения обменной константы до значения  $\Delta_{pd} = 50$  мкэВ. Это значение остаётся неизменным и при дальнейшем увеличении напряжения  $U \geq +1$  В, аналогично поведению величины эффекта близости  $A_{\pi}(U)$  (рис. 4.6) и амплитуды степени циркулярной поляризации  $\rho_{\text{fm}}(U)$  (рис. 4.8).

Максимальная достигнутая величина расщепления  $\Delta_{pd} = 150$  мкэВ соответствует эффективному магнитному полю обменного взаимодействия  $2.5$  Тл, если учесть  $g$ -фактор дырки, локализованной на акцепторе,  $|g_A \approx 1|$ , извлеченный из линейной зависимости на рис. 4.12. При этом обменное взаимодействие между ферромагнитным слоем и квантовой ямой может включаться и выключаться при приложения смещения порядка  $\sim 1$  В к гетероструктуре толщиной порядка  $\sim 1$  мкм, т.е. электрическим полем около  $10^4$  В·см $^{-1}$ . Это на несколько порядков меньше, чем сообщалось ранее для мультиферроидных гетероструктур [63].

Таким образом, все три зависимости –  $A_{\pi}(U)$ ,  $\rho_{\text{fm}}(U)$  и  $\Delta_{pd}(U)$  – коррелируют друг с другом. Однако, только в интервале обратных и небольших положитель-

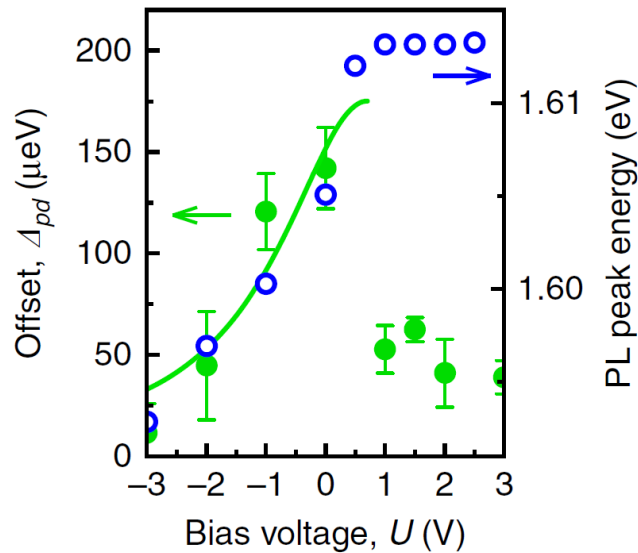


Рис. 4.13: Зависимость константы обменного взаимодействия  $\Delta_{pd}(U)$  (зелёные кружки) и зависимости энергии максимума ФЛ  $\hbar\omega_{\text{max}}(U)$  (синие кружки) от приложенного напряжения. Зелёная кривая, относящаяся к оси константы обменного взаимодействия  $\Delta_{pd}$ , рассчитывается по формуле 4.11 с параметрами  $A = 175$  мкэВ,  $U_0 = 0.7$  В и  $U_1 = 1.8$  В.

ных смещений в экспериментах проявляется дырка, связанная на акцепторе, которая обменным образом взаимодействует с  $d$ -электронами интерфейсного ферромагнетика. При выходе в режим плоских зон и дальнейшем увеличении прямого смещения, т.е. в интервале  $U > +0.5$  В, в зависимости вносят вклад валентные дырки.

Появление дырок в валентной зоне квантовой ямы при приложении прямого напряжения смещения проиллюстрировано на рисунке 4.14. Диаграмма зонной структуры в состоянии равновесия ( $U = 0$ ) показана на рисунке 4.14а. Дырки заполняют акцепторные состояния, а дырки в валентной зоне отсутствуют. Приложение положительного смещения  $U \approx +0.5$  В приводит к спрямлению энергетических зон, и часть дырок перемещается с интерфейсных состояний в валентную зону квантовой ямы (рисунок 4.14б). Дальнейшее увеличение напряжения  $U$  не приводит к изгибу зон, поскольку падение напряжения перераспределяется по структуре. При этом электрическое поле в области квантовой ямы мало, что было показано через смещение полосы ФЛ при приложении напряжения к структуре (синие кружки на рис. 4.13, раздел 4.3). Появление валентных дырок в квантовой яме при приложении к структуре прямого смещения  $U > +0.5$  В проявляется во всех экспериментах, однако, наиболее чёткое доказательство получено методом НРСПС. Оно и показано ниже.

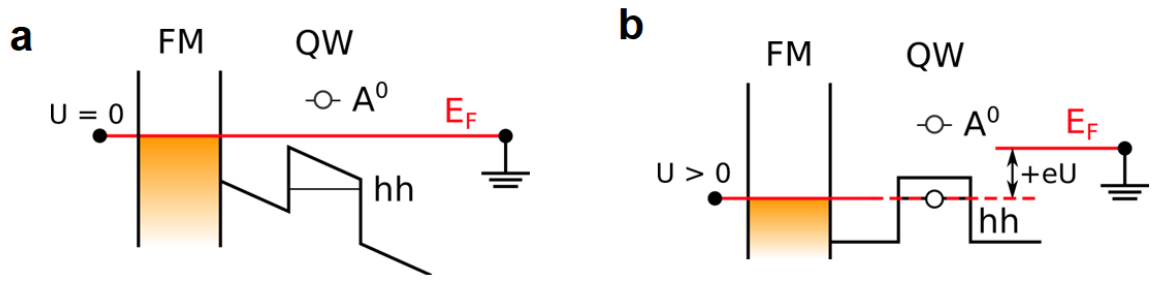


Рис. 4.14: Частичная зонная диаграмма гибридной структуры в области валентной зоны (а) в состоянии равновесия и (б) при приложении прямого смещения (в режиме плоских зон). Схематически показаны уровень Ферми  $E_F$ , энергия нейтрального акцептора  $A^0$  и энергетический уровень тяжёлых дырок в валентной зоне квантовой ямы ( $hh$ ).

Из зависимостей энергетического сдвига линий в спектре НРСПС от магнитного поля (рис. 4.12) можно определить не только обменную константу  $\Delta_{pd}$ , но и  $g$ -факторы электрона и дырки согласно формулам 4.5, 4.6 и 4.7. Так, определяя  $g$ -фактор дырки в интервале смещений от  $-3$  до  $+3$  В, получаем зависимость, представленную на рисунке 4.15а. При приложении обратного смещения значение  $g$ -фактора дырки составляет 0.97 (красные кружки). В области положительных смещений  $g$ -фактор дырки составляет 0.69 (чёрные кружки).

Такая ступенчатая зависимость  $g$ -фактора дырки объясняется тем, что при приложении обратного смещения вклад в сигнал дают дырки, локализованные на акцепторах в квантовой яме согласно рис. 4.14а. Таким образом, красные символы на рис. 4.15а соответствуют акцепторной дырке с  $g$ -фактором  $g_A \approx 1$ , а красные символы на рис. 4.15б соответствуют константе  $\Delta_{pd}$  обменного взаимодействия между дырками, локализованными на акцепторах в квантовой яме, и ферромагнетиком. Приложение прямого смещения меняет картину согласно 4.14б, т.е. вклад в сигнал вносят как дырки, локализованные на акцепторах, так и валентные. Вклад валентных дырок подтверждается тем, что  $g$ -фактор  $g = 0.69$ , определённый в этом эксперименте, близок к значению продольного  $g$ -фактора дырки валентной зоны  $|g_{h,z}| = 0.66$ , определённому по измерению эффекта Керра в режиме накачка-зондирование [A4]. Таким образом, чёрные символы на рис. 4.15 уже не отображают влияние приложенного к структуре напряжения на обменную константу  $\Delta_{pd}(U)$ , т.к. на измерение оказывают сильное влияние дырки валентной зоны, с которыми ферромагнетик не взаимодействует.

Влияние дырок валентной зоны на результаты эксперимента по НРСПС обусловлено тем, что их наличие позволяет возбуждать положительно заряженный экситон ( $X^+$  трион), состоящий из двух дырок валентной зоны и электрона. Энергии связи триона  $X^+$  и комплекса  $A^0X$  близки. Энергия связи триона  $X^+$  в квантовой яме CdTe составляет 3–4 мэВ [64]. В свою очередь, энергия связи комплекса  $A^0X$  составляет около 10% от энергии связи дырки на акцепторе согласно работе [65], то есть около 4 мэВ. Следовательно, спектры возбуждения фотолюминесценции оптических переходов  $X^+$  и  $A^0X$  перекрываются, поэтому резонансная накачка возбуждает оба комплекса. При резонансном возбуждении триона  $X^+$  спин дырки валентной зоны переворачивается по тому же механизму, что и при перевороте спина дырки, локализованной на акцепторе. Вероятности оптических переходов  $X^+$  и  $A^0X$  пропорциональны концентрациям дырок валентной зоны и дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, соответственно. Однако, вклад валентных дырок можно контролировать с помощью напряжения смещения, т.к. оно изменяет концентрацию валентных дырок и, соответственно, трионов  $X^+$ . При  $U < +0.5$  В в валентной зоне отсутствуют дырки, поэтому возбуждается только комплекс  $A^0X$  и мы однозначно детектируем только эффекты, связанные с дырками, локализованными на акцепторах: их  $g$ -фактор и обменное взаимодействие с ферромагнетиком (красные символы на рис. 4.15).

Кроме результатов НРСПС, наличие дырок в валентной зоне также объясняет резкое падение амплитуды ферромагнитного эффекта близости на линии  $e-A^0$  при выходе из режима плоских зон  $U > +0.5$  В. Падение наблюдается как при измерении степени циркулярной поляризации фотолюминесценции в стационарном режиме (рис. 4.6) так и при измерении с временным разрешением (рис. 4.8). Таким образом, поведение всех трёх зависимостей –  $\Delta_{pd}(U)$ ,  $A_\pi(U)$  и  $\rho_{fm}(U)$  – при приложении напряжения смещения выше режима плоских зон объясняется появлением в валентной зоне квантовой ямы дополнительных дырок с пренебрежимо малой  $p-d$  обменной связью, т.е. практически неполяризованных. Вклад неполяризованной фотолюминесценции от валентных дырок в общий сигнал фотолюминесценции уменьшает её степень циркулярной поляризации. Однако, в области напряжений в интервале от  $-3$  до  $+0.5$  В во всех трёх

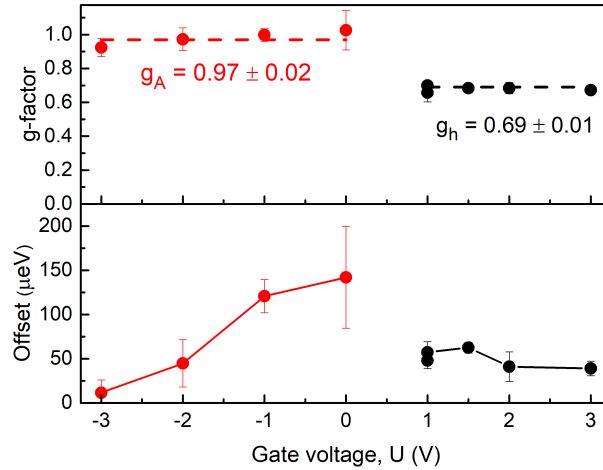


Рис. 4.15: Проявление дырки, связанной на акцепторе (красные символы), и валентной дырки (чёрные символы) в неупругом рассеянии света с переворотом спина. Зависимости (а)  $g$ -фактора дырки и (б) энергетического сдвига дырки в нулевом магнитном поле, определённом из магнитолевой зависимости энергетического сдвига линии переворота спина дырки от напряжения смещения  $U$ . Магнитное поле приложено под углом  $\theta = 20^\circ$  к оси роста структуры,  $T = 2$  К. Красная и чёрная пунктирные линии отображают значения 0.97 и 0.69 соответственно.

зависимостях проявляются дырки, локализованные на акцепторах в квантовой яме, и их обменное взаимодействие  $d$ -электронами ферромагнетика.

## 4.6 Модель электрического контроля $p$ - $d$ обменного взаимодействия

Один из основных выводов данной главы и работы в целом состоит в том, что с помощью относительно небольшого электрического поля можно управлять дальнедействующим обменным взаимодействием в гибридной структуре ферромагнетик – квантовая яма. Этот результат можно объяснить в рамках механизма косвенного  $p$ - $d$  обменного взаимодействия через эллиптически поляризованные фононы, т. е. фононным эффектом Штарка, описанным в главе 3. Эффект основан на спин-орбитальном взаимодействии спинов дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, с ненулевым угловым моментом акустических фононов, возникающих в ферромагнетике в области магнон-фононного резонанса. В этом разделе будет показано влияние прикладываемого к структуре напряжения на фононный эффект Штарка.

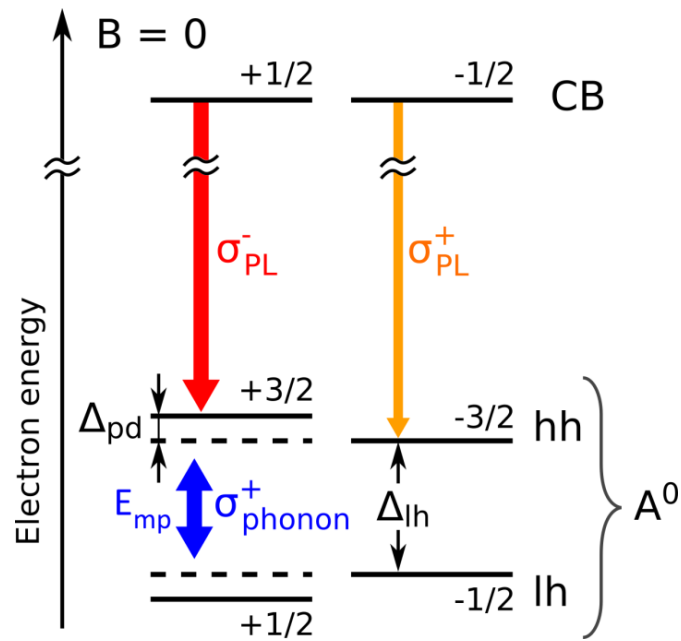


Рис. 4.16: Энергетическая диаграмма квантовой ямы под влиянием эллиптически поляризованных фононов. Акцепторные состояния  $A^0$  с проекциями спина  $+3/2$  и  $+1/2$  оказываются сдвинутыми относительно невозмущённых энергетических уровней (штриховые линии) из-за фононного динамического эффекта Штарка через эллиптически поляризованные фононы с энергией  $E_{mp}$  с преимущественной  $\sigma^+$  поляризацией. Снятие вырождения дублета  $\pm 3/2$  приводит к преимущественной поляризации фотолюминесценции, так как рекомбинация электронов зоны проводимости ("CB") в состоянии  $+3/2$  (красная стрелка), более вероятна, чем в состоянии  $-3/2$  (оранжевая стрелка).

Для удобства рассмотрим энергетическую диаграмму в электрон-электронном представлении на рис. 4.16. В квантовой яме уровни нейтрального акцептора  $A^0$  расщепляются на два дублета с проекциями углового момента  $\pm 3/2$  (тяжёлые дырки) и  $\pm 1/2$  (лёгкие дырки) вдоль оси  $z$ . В основном состоянии уровни  $\pm 1/2$  заполнены электронами, а уровни  $\pm 3/2$  в основном пусты. Взаимодействие с эллиптически поляризованными фононами (синяя стрелка) приводит к энергетическому сдвигу пары уровней нейтрального акцептора одного знака. Таким образом, происходит снятие вырождения, связанного с проекцией углового момента. Сдвиг уровней, он же обменная константа  $\Delta_{pd}$ , максимален, если энергия эллиптически поляризованных фононов  $E_{mp} \approx 1$  мэВ [57], т.е. близка к расщеплению уровней лёгких и тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах,  $\Delta_{lh} \approx 1$  мэВ [53].

На рис. 4.5, а также во второй главе было продемонстрировано, что намагничивание слоя ферромагнетика вдоль оси  $z$  ( $B_F > 0$ ) приводит к отрицательной циркулярной поляризации фотолюминесценции на линии  $e-A^0$  из квантовой ямы. Это значит, что состояние акцептора с проекцией углового момента

$+3/2$  сдвигается и становится выше состояния  $-3/2$ , как и показано на рис. 4.16. Неполяризованные электроны из зоны проводимости в основном рекомбинируют в пустые электронные состояния  $+3/2$ , поэтому испускается больше  $\sigma^-$  фотонов (красная стрелка) и меньше  $\sigma^+$  фотонов (оранжевая стрелка), что и приводит к отрицательной поляризации фотолюминесценции на линии  $e-A^0$ . Расталкивание уровней  $+3/2$  и  $+1/2$  происходит, когда эллиптически поляризованные фононы имеют преимущественную  $\sigma^+$  поляризацию, а их энергия меньше расщепления лёгких и тяжёлых дырок на акцепторе  $\Delta_{lh} > E_{mp}$ . Это подтверждается выводами работы [66], а также экспериментальными результатами данной главы, в которых приложение статического электрического поля  $E$  увеличивает расщепление  $\Delta_{lh}$ . Увеличение расщепления  $\Delta_{lh}$  приводит к увеличению отстройки  $\Delta_{lh} - E_{mp}$ , что, в свою очередь, приводит к ослаблению взаимодействия между квантовой ямой и слоем ферромагнетика.

Можно оценить ослабление  $p-d$  обменного взаимодействия через эллиптически поляризованные фононы при приложении электрического поля к структуре. Аналогично оптическому динамическому эффекту Штарка [60], можно рассчитать обменную константу в теории возмущений второго порядка:

$$\Delta_{pd}(E) = E_{+3/2} - E_{-3/2} = \frac{|H_{ph-h}|^2}{\Delta_{lh}(E) - E_{mp}} P_{phon}^c, \quad (4.8)$$

где  $H_{ph-h}$  – матричный элемент взаимодействия спина акцептора с поперечными акустическими фононами, а  $P_{phon}^c$  – степень циркулярной поляризации фононов. Она определяется аналогично степени циркулярной поляризации света  $\rho_c$ , т.е.  $P_{phon}^c = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$ , где  $N_+$  ( $N_-$ ) – это число  $\sigma^+$  ( $\sigma^-$ ) поляризованных фононов на энергии магнон-фононного резонанса  $E_{mp}$ . Знак поляризации  $P_{phon}^c$  зависит от знака проекции намагниченности интерфейсного ферромагнетика на ось  $z$ . Аналогично случаю оптического динамического эффекта Штарка, константа  $\Delta_{pd}$  определяется отстройкой  $\Delta_{lh} - E_{mp}$  энергии фононов  $E_{mp}$  от расщепления  $\Delta_{lh}$  (см. знаменатель в выражении 4.8). Эти величины являются аналогами энергии фотонов  $\hbar\omega$  и энергии оптического перехода в оптическом динамическом эффекте Штарка.

Влияние электрического поля  $E$  на силу  $p-d$  обменного взаимодействия обусловлено квадратичным статическим эффектом Штарка: присутствие электрического поля  $E$  в квантовой яме увеличивает расщепление  $\Delta_{lh}$ . Для малых

значений электрического поля, направленного вдоль оси  $z$   $||[001]$  справедливо выражение

$$\Delta_{\text{lh}}(E) = \Delta_{\text{lh}}(0) + a_8 E^2, \quad (4.9)$$

где  $\Delta_{\text{lh}}(0)$  — расщепление уровней  $\pm 3/2$  и  $\pm 1/2$  нейтрального акцептора в нулевом электрическом поле из-за размерного квантования, а  $a_8 E^2$  — поправка, обусловленная квадратичным эффектом Штарка. Параметр  $a_8 > 0$  определяет восприимчивость нейтрального акцептора к статическому электрическому полю. Этот параметр известен только для мелких акцепторов в кремнии [60], где составляет  $a_8 \sim 10^{-10}$  эВ·см<sup>2</sup>·В<sup>-2</sup>. В этом случае даже малая напряжённость электрического поля, составляющая всего  $10^2$  В·см<sup>-1</sup>, будет давать поправку 0.1 мэВ, что сравнимо с начальной отстройкой  $\Delta_{\text{lh}} - E_{\text{мп}}$ . Следовательно, относительно небольшое электрическое поле может управлять константой  $\Delta_{\text{pd}}$  обменного взаимодействия. Подставляя выражение 4.9 в 4.8 получим

$$\Delta_{\text{pd}}(E) = \frac{|H_{\text{ph-h}}|^2}{\Delta_{\text{lh}}(0) - E_{\text{мп}} + a_8 E^2} P_{\text{phon}}^c. \quad (4.10)$$

Поскольку восприимчивость  $a_8 > 0$ , то знаменатель в выражении 4.10 минимален в режиме плоских зон  $E = 0$ , когда  $\Delta_{\text{lh}} - E_{\text{мп}} > 0$ . В этом случае значение обменной константы  $\Delta_{\text{pd}}$  достигает максимального значения.

Эксперимент (см. рис. 4.13 в этой главе и рис. 3.5 в предыдущей) показывает, что константа  $p$ - $d$  обменного взаимодействия  $\Delta_{\text{pd}} > 0$  для магнитного поля, направленного вдоль оси  $z$  ( $B_{\text{F}} > 0$ ). Следовательно,  $P_{\text{phon}}^c > 0$ , т.е. эллиптически поляризованные фононы, испускаемые ферромагнетиком в области магнон-фононного резонанса, имеют преимущественную  $\sigma^+$  поляризацию, как и показано на схеме 4.16.

В этой главе были получены зависимости амплитуды ферромагнитного эффекта близости (из поляризационной спектроскопии фотолюминесценции в стационарном режиме, а также с временным разрешением), и константы обменного взаимодействия между дырками, локализованными на акцепторах в квантовой яме, и  $d$ -электронами интерфейсного ферромагнетика от приложенного к структуре напряжения. Диапазон напряжений составляет от  $-3$  В до выхода в режим плоских зон, который достигается при приложении  $U \approx +0.5$  В. Эти



Таблица 4.1: Подгоночные параметры функции Лоренца (4.11) для аппроксимации экспериментальных данных, полученных различными методиками.

Измеряемая величина	Рисунок	Параметры при аппроксимации по формуле 4.11		
		$A$	$U_0$ , В	$U_1$ , В
Амплитуда ферромагнитного эффекта близости $A_\pi(U)$	4.6	2.2%	0.8	1.8
Амплитуда ферромагнитного эффекта близости в насыщении по времени $\rho_{\text{fm}}$	4.8	17%	1.0	2.0
Константа $p$ - $d$ обменного взаимодействия $\Delta_{\text{pd}}$	4.13	175 мэВ	0.7	1.8

зависимости –  $A_\pi(U)$ ,  $\rho_{\text{fm}}(U)$  и  $\Delta_{\text{pd}}(U)$  – показаны символами на рис. 4.6, 4.8 и 4.13, соответственно. Они могут быть аппроксимированы в рамках предложенной модели. При этом предполагается, что 1) для небольшого диапазона обратных смещений электрическое поле пропорционально приложенному напряжению  $E \propto (U - U_0)$ , где напряжение  $U = U_0$  соответствует режиму плоских зон, и 2) напряжение полностью падает в нелегированной области структуры толщиной менее 1 мкм (рис. 4.1). Принимая во внимание эти пункты, из уравнения 4.10 получаем лоренциан

$$f(U) = \frac{A}{1 + (U - U_0)^2/U_1^2} \quad (4.11)$$

с полушириной  $U_1$ . Амплитуда  $A$  обозначает величину эффекта в режиме плоских зон. Амплитуда имеет разную размерность для разных экспериментальных методик. При аппроксимации результатов неупругого рассеяния света с переворотом спина, когда измеряется константа обменного взаимодействия  $\Delta_{\text{pd}}$ , амплитуда  $A$  в формуле 4.11 измеряется в мэВ. Для циркулярной поляризации фотолюминесценции, как в стационарном режиме ( $A_\pi$ ), так и в эксперименте с временным разрешением ( $\rho_{\text{fm}}$ ), амплитуда  $A$  указана в процентах.

Подгоночные параметры уравнения 4.11 для всех трёх методик приведены в таблице 4.1.

Подгоночные параметры в таблице 4.1, такие как напряжение в режиме плоских зон  $U_0$  и полуширина лоренциана  $U_1$ , хорошо согласуются для различных экспериментальных методик. Это показывает, что результаты всех трёх экспе-

риментов можно объяснить в рамках одной модели – фононного динамического эффекта Штарка. Результаты данной главы показывают, что напряжения  $U_1 \approx 1.5$  В достаточно для включения/выключения  $p$ - $d$  обменного взаимодействия в структуре ферромагнетик - квантовая яма, т.е. для низковольтного управления магнетизмом.

## 4.7 Заключение

Гибридная структура ферромагнетик - квантовая яма Co/CdMgTe/CdTe с контактами поперёк плоскости структуры была изучена тремя дополняющими друг друга экспериментальными методиками: спектроскопия поляризации фотолюминесценции в стационарном режиме (раздел 4.3) и с временным разрешением (раздел 4.4) и спектроскопия неупругого рассеяния света с переворотом спина (раздел 4.5). В рамках всех трёх экспериментов были получены согласующиеся зависимости ферромагнитного эффекта близости (через циркулярную поляризацию фотолюминесценции и константу  $p$ - $d$  обменного взаимодействия) от приложенного к структуре напряжения смещения.

Экспериментальные результаты, приведённые в данной главе, подтверждают, что  $p$ - $d$  обменное взаимодействие в гибридной структуре ферромагнетик – квантовая яма не зависит от перекрытия волновых функций носителей в квантовой яме (дырок, локализованных на акцепторах) с  $d$ -электронами интерфейсного ферромагнетика. Действительно, эффективное  $p$ - $d$  обменное взаимодействие максимально в режиме плоских зон и ослабляется при подаче на гибридную структуру напряжения обратного смещения. Т.е. эффект близости ослабевает, когда дырки в квантовой яме притягиваются к интерфейсному ферромагнетика. Значительное ослабление, другими словами, включение/выключение  $p$ - $d$  обменного взаимодействия происходит при приложении к структуре слабого электрического поля  $\sim 10^4$  В·см<sup>-1</sup>.

Полученные экспериментальные данные, в т.ч. электрический контроль обменного взаимодействия, можно объяснить через механизм фононного динамического эффекта Штарка. Эллиптически поляризованные фононы, формирующиеся в ферромагнетике в области магнон-фононного резонанса, распространяются в квантовую яму и снимают вырождение состояний  $\pm 3/2$  на акцепторе,

что приводит к циркулярной поляризации фотолюминесценции. Этот эффект связан с расталкиванием уровней акцепторных дырок одного знака, и он тем сильнее, чем ближе энергия эллиптически поляризованных фононов к изначальному расщеплению акцепторных уровней  $\pm 1/2$  и  $\pm 3/2$ . Роль электрического поля состоит в увеличении изначального расщепления этих уровней, что приводит к увеличению отстройки между расщеплением уровней и энергией эллиптически поляризованных фононов, ослабляя таким образом их расталкивание и, соответственно,  $p$ - $d$  обменное взаимодействие.

Полученные в данной главе результаты подтверждают возможность электрического управления обменным взаимодействием в гибридных структурах ферромагнетик - полупроводник. Этот эффект может быть использован, например, в магнитной памяти, управляемой электрическим полем. С фундаментальной точки зрения, фононный динамический эффект Штарка – это принципиально новый способ управления магнитными взаимодействиями, который можно распространить и на другие магнитные системы.

## 4.8 Выводы к главе

- Влияние электрического поля на ферромагнитный эффект близости в гибридной структуре ферромагнетик – квантовая яма  $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$  исследовано методами спектроскопии поляризации фотолюминесценции, в т.ч. с временным разрешением, и неупругого рассеяния света с переворотом спина. Экспериментальные результаты всех трёх методик хорошо согласуются между собой:
  - Ферромагнитный эффект близости в стационарном режиме зависит от прикладываемого к структуре ферромагнетик – квантовая яма напряжения смещения: амплитуда эффекта близости максимальна  $A = 2.2\%$  в режиме плоских зон и снижается до нуля при подаче обратного смещения  $U = -4$  В,
  - Амплитуда степени циркулярной поляризации фотолюминесценции, определяемая из кинетики, достигает максимума  $\rho_{\text{fm}} = 18\%$  в режиме плоских зон и уменьшается примерно в три раза при подаче обратного смещения  $U = -3$  В,

– При нулевом напряжении смещения достигает максимума константа  $\Delta_{pd} = 140$  мкэВ, и уменьшается на порядок  $\Delta_{pd} = 11$  мкэВ при подаче обратного смещения  $U = -3$  В.

- Осуществлено электрическое управление величиной  $p-d$  обменного взаимодействия между дырками, локализованными на акцепторах в квантовой яме, и  $d$ -электронами интерфейсного ферромагнетика. Включение/выключение  $p-d$  обменного взаимодействия происходит при приложении к структуре слабого электрического поля  $\sim 10^4$  В·см<sup>-1</sup>.
- Предложена модель электрического контроля  $p-d$  обменного взаимодействия между  $d$ -электронами интерфейсного ферромагнетика и дырками, локализованными на акцепторах в квантовой яме. Обменное взаимодействие осуществляется через фононный динамический эффект Штарка. Электрический контроль заключается в изменении энергии расщепления уровней акцептора  $\pm 1/2$  и  $\pm 3/2$ , которое влияет на силу их взаимодействия с эллиптически поляризованными фононами.

## Глава 5

# Короткодействующий и дальнодействующий ферромагнитные эффекты близости в структуре Fe/CdMgTe/CdTe

### 5.1 Введение

В гибридных структурах ферромагнетик - полупроводниковая квантовая яма осуществляется связь спиновых систем ФМ и носителей заряда в КЯ. В работе [16] было показано, что в структуре  $\delta$ -Mn/GaAs/InGaAs происходит взаимодействие ФМ с электронами в КЯ. А в структуре Co/CdMgTe/CdTe (глава 2) продемонстрирован эффект близости ФМ и тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах. Причём природа ФМ эффекта близости в этих случаях разная. Электроны в КЯ взаимодействуют с ФМ за счёт перекрытия их волновых функций с  $d$ -электронами ферромагнетика. Такое обменное взаимодействие носит короткодействующий характер [16, 15, 14, 67]. Дырки, локализованные на акцепторах, испытывают дальнодействующее эффективное обменное взаимодействие со спиновой системой ФМ через эллиптически поляризованные фононы, испускаемые ФМ [A1, A3].

В данной главе представлены результаты для структуры ферромагнетик – полупроводниковая квантовая яма Fe/CdMgTe/CdTe. Её уникальность состоит в одновременном проявлении ФМ эффектов близости разной природы – короткодействующего и дальнодействующего. Приведены исследования методами спектроскопии поляризованной фотолюминесценции (раздел 1.1.1). В

их числе оптическая ориентация носителей заряда и эффект Ханле, с помощью которых обнаружен короткодействующий ФМ эффект близости, магнитоиндуцированная поляризация ФЛ, демонстрирующая наличие дальнедействующего эффекта близости, эксперименты в скрещенных магнитных полях и модуляция интенсивности ФЛ. Также проведены измерения магнитооптического эффекта Керра (раздел 1.1.3) и неупругого рассеяния света с переворотом спина (раздел 1.1.4). Комплексные измерения показали, что в структуре Fe/CdMgTe/CdTe сосуществуют два типа ФМ эффектов близости. Короткодействующий обусловлен перекрытием волновых функций электронов в зоне проводимости квантовой ямы с магнитными ионами пленки железа, имеющей магнитную анизотропию типа «лёгкая плоскость»; дальнедействующий, не связанный с перекрытием, обусловлен взаимодействием дырок, локализованных на мелких акцепторах в КЯ, с интерфейсным ФМ с перпендикулярной магнитной анизотропией.

Результаты работы, показанные в данной главе, опубликованы в статье [А5].

## 5.2 Образец и его характеристика

В данной главе исследуется ФМ эффект близости в гибридной структуре Au/Fe/Cd<sub>0.8</sub>Mg<sub>0.2</sub>Te/CdTe/Cd<sub>0.8</sub>Mg<sub>0.2</sub>Te/GaAs. Схема образца представлена на рисунке 5.1. Полупроводниковая часть структуры – квантовая яма CdMgTe/CdTe/CdMgTe – была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на (100)-ориентированной подложке GaAs. Толщина слоя CdTe составляет 10 нм. Толщина барьерного слоя CdMgTe со стороны подложки составляет 4 мкм. Верхний барьерный слой CdMgTe имеет градиент толщины. Его толщина  $d$  линейно меняется от 5 нм до 15 нм на 50 мм вдоль одного из направлений в плоскости структуры. Сверху на полупроводниковую часть структуры напыляется слой ФМ – железа (Fe) – и слой золота, защищающий Fe от окисления. Толщина обоих слоев составляет 5 нм. Наличие градиента толщины  $d$  барьерного слоя позволяет исследовать зависимость ФМ эффекта близости от расстояния между ФМ и КЯ, как и в случае с гибридной структурой Co/CdMgTe/CdTe.

Типичный спектр ФЛ структуры представлен на рис. 5.2. В спектре присутствует пик на энергии 1.612 эВ, соответствующий экситонному переходу. На

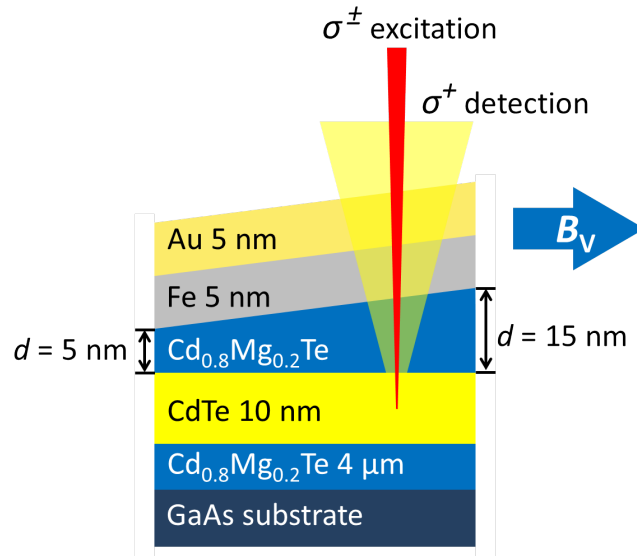


Рис. 5.1: Схематическое изображение гибридной структуры Fe/КЯ и геометрии эксперимента по оптической ориентации носителей заряда в КЯ.

примерно 10 мэВ ниже по энергии наблюдается полоса  $e-A^0$ , которая соответствует рекомбинации электронов с дырками, локализованными на акцепторах. Вид спектра слабо зависит от толщины барьера  $d$ .

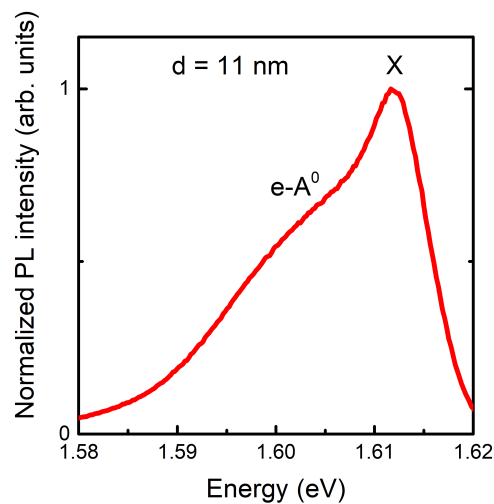


Рис. 5.2: Типичный спектр ФЛ гибридной структуры Fe/CdMgTe/CdTe. Линия “X” соответствует экситонному переходу, полоса “ $e-A^0$ ” – рекомбинации электронов с дырками, локализованными на акцепторах.

Для характеристики пленки железа был измерен магнитооптический эффект Керра. Этот эксперимент позволяет определить намагниченность пленки железа  $M$  в поле  $B_V$ , приложенном в плоскости структуры, (рис. 5.3а)) и в поле  $B_F$ ,

приложенном поперёк плоскости структуры (рис. 5.3б). Поле насыщения перпендикулярно плоскости Fe пленки составляет около 2 Тл, в плоскости пленки имеется гистерезис с коэрцитивным полем  $B_c$  около 15 мТл.

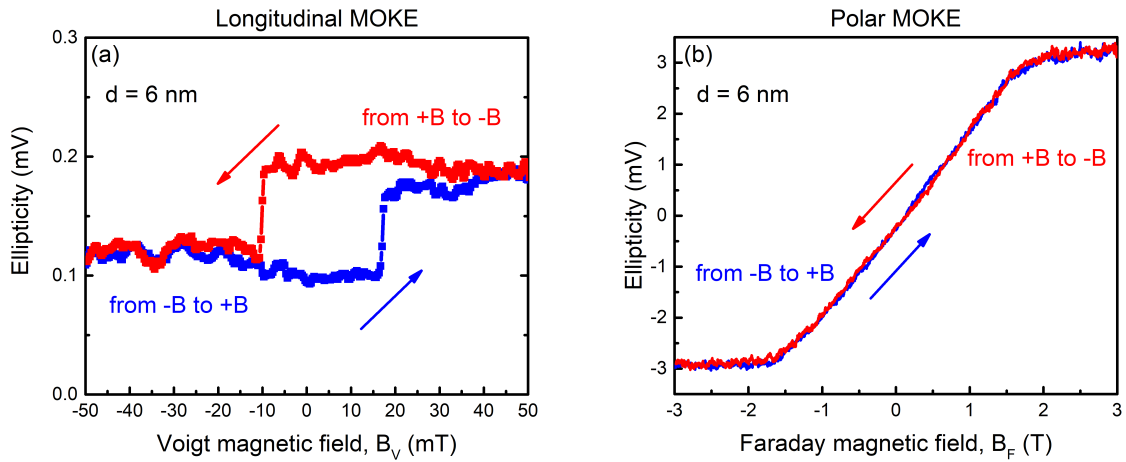


Рис. 5.3: (а) Продольный эффект Керра (образец намагничивается в плоскости). (б) Полярный эффект Керра (образец намагничивается в направлении перпендикулярном плоскости). Энергия возбуждения  $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.467$  эВ. Толщина барьера  $d = 6$  нм.

### 5.3 Короткодействующий ферромагнитный эффект близости

Эффект близости электронов проявляется в условиях оптической ориентации. В этом случае спиновая поляризация дырок мала вследствие их быстрой спиновой релаксации, поэтому они не дают вклада в циркулярную поляризацию излучения. Ниже будет показано, что эффект близости электронов, измеренный методом оптической ориентации, короткодействующий.

Идея эксперимента по оптической ориентации носителей заряда в КЯ состоит в том, что близость с ФМ влияет на частоту ларморовой прецессии спина электрона в КЯ: прецессия происходит в суммарном магнитном поле  $\mathbf{V}_{\text{Tot}} = \mathbf{V}_V + \mathbf{V}_{\text{eff}}$ , где  $\mathbf{V}_V$  – внешнее магнитное поле, приложенное параллельно плоскости структуры (геометрия Фойгта), а  $\mathbf{V}_{\text{eff}}$  – эффективное (действующее только на спин) магнитное поле, величина которого пропорциональна намагниченности ФМ [16, 13]. Намагниченность пленки железа  $\mathbf{M}$  ориентирована в плоскости пленки вследствие действия размагничивающего поля, поэтому эффект Ханле [68] – деполяризация спина оптически ориентированных электронов



в магнитном поле  $\mathbf{B}_V$ , – является удобным детектором ФМ эффекта близости. Поскольку намагниченность железа лежит в плоскости структуры, то и эффективное поле  $\mathbf{B}_{\text{eff}}$  будет ориентировано в плоскости квантовой ямы. Зависимость  $\mathbf{M}(\mathbf{B}_V)$  имеет гистерезис, поэтому суммарное поле  $\mathbf{B}_{\text{Tot}}(\mathbf{B}_V)$  также будет неоднозначной функцией внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}_V$ . Соответственно, зависимость частоты ларморовой прецессии от внешнего поля  $\Omega(B_V) = \mu_B g_e B_{\text{Tot}}/\hbar$  проявит гистерезис. Его можно обнаружить на кривой магнитной деполяризации (кривой Ханле), т.е. зависимости степени циркулярной поляризации  $\rho_\sigma^c(B_V)$  ФЛ из КЯ при возбуждении циркулярно поляризованным светом. Схема эксперимента представлена на рис. 5.1: образец находится в магнитном поле в геометрии Фойгта (синяя стрелка), лазерный луч, проходящий через кварцевый фотоупругий модулятор (КМ) возбуждает КЯ переменным циркулярно поляризованным светом  $\sigma + / \sigma -$  (красный луч), при этом детектируется циркулярная поляризация  $\sigma +$  ФЛ (желтый треугольник).

На рис. 5.4а представлены кривые Ханле оптически ориентированных электронов при возбуждении ФЛ на участке образца с толщиной барьера  $d = 10$  нм.

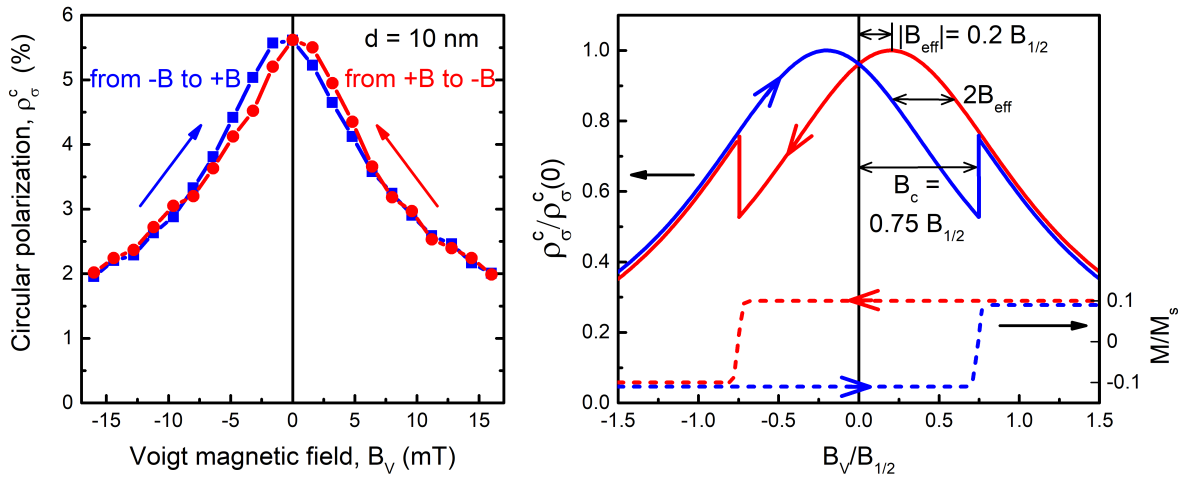


Рис. 5.4: (а) Кривые Ханле оптически ориентированных электронов при развертке магнитного поля в геометрии Фойгта из отрицательных значений в положительные (синие квадраты) и в обратном направлении (красные кружки). Энергия возбуждения  $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.685$  эВ, энергия детектирования  $\hbar\omega_{\text{det}} = 1.606$  эВ. Толщина барьера  $d = 10$  нм. (б) Расчётная зависимость оптической ориентации (сплошные линии, левая шкала) во внешнем поперечном магнитном поле для случая прямоугольной петли гистерезиса  $\mathbf{M}(\mathbf{B})$ , нормированных на намагниченность в насыщении  $M_s$  (штриховые линии, правая шкала).

Синие квадраты соответствуют развертке магнитного поля в геометрии Фойгта из отрицательных значений в положительные, красные кружки – в об-

ратном направлении. Полуширина кривой Ханле составляет  $B_{1/2} \approx 10$  мТл. В полях меньше 10 мТл наблюдается гистерезис. Коэрцитивное поле  $B_c$  соответствует совпадению синих и красных символов на рис. 5.4а, т.е.  $B_c \leq 10$  мТл. Это значение качественно согласуется с полем  $B_c$  около 15 мТл, измеренным в пленке Fe методом магнитооптического эффекта Керра (см. рис. 5.3а). По максимальному сдвигу между синей и красной кривыми на рис. 5.4а можно оценить удвоенное эффективное поле ФМ:  $2|B_{\text{eff}}| \approx 1.5$  мТл. Эффект слабо зависит от энергии детектирования в пределах КЯ.

На рис. 5.4б приведена расчётная зависимость оптической ориентации (сплошные линии) во внешнем магнитном поле для случая прямоугольной петли гистерезиса  $\mathbf{M}(\mathbf{B})$  (штриховые линии) с параметрами  $B_c/B_{1/2} = 0.75$  и  $B_{\text{eff}}/B_{1/2} = -0.2\text{sgn}(M)$ , где  $\text{sgn}(M)$  – знаковая функция. Качественно она совпадает с экспериментальным результатом. Видно, что в эксперименте эффективное поле оказалось антипараллельно намагниченности.

Из экспериментов по оптической ориентации можно определить зависимость величины эффективного поля ФМ  $|B_{\text{eff}}|$  от толщины немагнитного барьера  $d$  (рис. 5.5). Наблюдается резкое уменьшение  $|B_{\text{eff}}|$  с ростом толщины  $d$ . Значит, влияние ФМ на электроны сильно уменьшается с расстоянием, и ФМ эффект близости в данном случае короткодействующий.

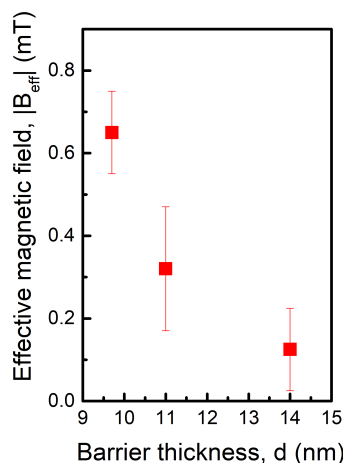


Рис. 5.5: Зависимость величины эффективного магнитного поля ферромагнетика  $|B_{\text{eff}}|$  от толщины немагнитного барьера  $d$  между слоем Fe и КЯ.

Короткодействующий ФМ эффект близости связан с проникновением волновых функций электронов в КЯ через барьер (Cd,Mg)Te и их перекрытием

с волновыми функциями магнитных  $d$ -электронов в ФМ [16, 15, 14, 67]. В оптических экспериментах об этом говорит корреляция величины эффективного поля  $B_{\text{eff}}$  и гашения интенсивности ФЛ при уменьшении толщины немагнитного (Cd,Mg)Te барьера, которое происходит вследствие туннелирования носителей заряда из КЯ в ФМ.

Обсудим причину возникновения эффективного магнитного поля.

Поле рассеяния Fe пленки можно исключить из рассмотрения, поскольку однородная полностью намагниченная ФМ пленка ( $4\pi M_s = 2$  Т (рис. 5.3б)) толщиной  $d_{\text{FM}} = 5$  нм с латеральными размерами  $L = 2$  мкм создаёт рассеянное поле  $B_{\text{stray}} \approx 4\pi M_s d_{\text{FM}}/L < 0.1$  мТл. Такое поле практически не смещает кривую Ханле. Более того, поле рассеяния ФМ проникает глубоко внутрь полупроводника на величину порядка  $L$ . Поэтому даже при мезоскопических размерах ФМ слоя эффект близости нельзя объяснить наличием поля рассеяния, потому что исчезновение короткодействующего эффекта близости происходит уже на малых расстояниях порядка 10 нм (рис. 5.5).

Эффективное магнитное поле может возникать благодаря  $s$ - $d$  обменному взаимодействию между электронами в КЯ ( $s$ -система) и магнитными  $d$ -электронами в железе. Характерный масштаб такого взаимодействия связан с перекрытием волновых функций и составляет 1-2 нм [16]. Эффективное магнитное поле, действующее на электроны в КЯ,  $B_{\text{exch}}(M) \approx \frac{J_{sd}M}{2\mu_B^2 g_e N_d}$  [5]. Здесь  $N_d$  – концентрация  $d$ -электронов, константа  $s$ - $d$  обменного взаимодействия  $J_{sd} > 0$ , электронный  $g$ -фактор в КЯ  $g_e = -1.5$ , значит, поле  $\mathbf{B}_{\text{exch}}$  направлено против намагниченности  $\mathbf{M}$ . Это согласуется со знаком  $B_{\text{eff}}$  в эксперименте (рис. 5.4а).

Известен ещё один механизм возникновения эффективного магнитного поля – сверхтонкое поле ядер  $B_N = B_{\text{eff}}$ , которое возникает вследствие динамической поляризации ядер неравновесными по спину электронами в КЯ [16, 13]. Неравновесная латеральная компонента спиновой поляризации электронов  $P_e$  появляется вследствие спин-зависимого захвата электронов из КЯ в ФМ [16] и определяется соотношением скоростей захвата  $\gamma_+$  и  $\gamma_-$  электронов с проекцией спина  $+1/2$  и  $-1/2$  на ось намагниченности ФМ. Эти скорости определяются соответствующими вероятностями туннелирования электронов в ФМ и экспоненциально уменьшаются с увеличением толщины немагнитного барьера  $d$ . Поляризация электронов пропорциональна намагниченности ФМ  $P_e \sim M$ , а

её знак зависит от соотношения скоростей  $\gamma_+/\gamma_-$ . Поляризованные ядра, в свою очередь, создают поле Оверхаузера  $B_N \sim P_e \sim M$ , действующее на электронный спин [68]. Тяжёлые дырки в этом эффекте не задействованы, поскольку их спин всегда параллелен оси роста структуры, время спиновой релаксации быстрое, и сверхтонкое взаимодействие с ядрами мало [68].

Оба упомянутых выше механизма ФМ эффекта близости короткодействующие, так как обусловлены перекрытием волновых функций электронов в КЯ и магнитных  $d$ -электронов в ФМ с характерным масштабом перекрытия 1-2 нм. Различие в том, что в случае  $s$ - $d$  обмена поле  $B_{\text{eff}} = B_{\text{exch}}$  определяется равновесной намагниченностью, тогда как в случае ядерной поляризации поле  $B_{\text{eff}} = B_N$  зависит от динамической поляризации ядер, которая возможна лишь при отклонении от равновесия. Отличить эти два случая позволяет температурная зависимость  $B_{\text{eff}}(T)$ : в то время как ферромагнитный  $s$ - $d$  обмен сохраняется до температуры Кюри ( $\sim 1000$  К), динамическая поляризация ядер является низкотемпературным эффектом. Действительно, неравновесная спиновая поляризация электронов  $P_e$ , а значит, и динамическая ядерная поляризация падают с ростом температуры вследствие усиления спиновой релаксации электронов по механизму Дьяконова-Переля [68].

Температурная зависимость  $B_{\text{eff}}(T)$  измерена в диапазоне от 10 до 80 К. Из таблицы 5.1 видно, что эффективное поле  $B_{\text{eff}}(T)$  не меняется вплоть до температуры  $T = 80$  К, хотя поляризация электронов уменьшается в  $\sim 2$  раза. При температуре от 80 К и выше кривая Ханле уширяется настолько, что сдвиг трудно детектировать. Таким образом, наиболее вероятной причиной возникновения не зависящего от температуры эффективного поля  $B_{\text{eff}} \sim M$  является  $s$ - $d$  обменное взаимодействие.

Таблица 5.1: Зависимость величины эффективного поля  $|B_{\text{eff}}|$  от температуры для образца с толщиной барьера  $d = 10$  нм.

Температура $T$ , К	Эффективное магнитное поле $ B_{\text{eff}} $ , мТл	Нормированная степень циркулярной поляризации в нулевом магнитном поле, $\rho_{\sigma}^c(T)/\rho_{\sigma}^c(10 \text{ К})$
10	$0.73 \pm 0.32$	$1.00 \pm 0.01$
20	$0.73 \pm 0.33$	$0.80 \pm 0.01$
40	$0.74 \pm 0.37$	$0.62 \pm 0.01$
80	$0.70 \pm 0.62$	$0.47 \pm 0.01$

## 5.4 Дальнедействующий ферромагнитный эффект близости

Для детектирования ФМ эффекта близости дырок используется другая конфигурация эксперимента. Образец освещается линейно-поляризованным  $\pi$  светом, который возбуждает в КЯ неполяризованные по спину носители заряда. Приложенное к образцу внешнее магнитное поле в геометрии Фарадея намагничивает ФМ пленку так, что возникает компонента намагниченности  $\mathbf{M}$  перпендикулярно плоскости пленки. Возникает и пропорциональное ей эффективное магнитное поле косвенного обменного взаимодействия, действующее со стороны ФМ на дырки в КЯ [A1]. Основное состояние дырок в КЯ – это тяжёлые дырки с проекцией момента  $\pm 3/2$  на ось роста структуры, поэтому геометрия Фарадея оптимальна для их намагничивания. Для дырок время спиновой релаксации мало, поэтому за время жизни они успевают поляризоваться в обменном поле ФМ (внешнее поле много меньше). Таким образом, ФЛ из КЯ оказывается циркулярно поляризованной. Стоит отметить, что равновесная спиновая поляризация электронов при этом ничтожно мала, т.к. время их спиновой релаксации велико, и даже при наличии обменного взаимодействия термализация электронов на спиновых подуровнях не успевает произойти.

На рис. 5.6 показаны спектры интенсивности ФЛ (чёрная линия) и степени её циркулярной поляризации  $\rho_c^\pi$  во внешнем магнитном поле  $B_F = +100$  и  $-100$  мТл (красные кружки и синие квадраты, соответственно).

В спектре интенсивности ФЛ наблюдается максимум на энергии 1.612 эВ, соответствующий экситонному переходу X, и низкоэнергетическое плечо, соответствующее рекомбинации электронов с дырками, связанными на акцепторе,  $e-A^0$ . Степень циркулярной поляризации максимальна на переходе  $e-A^0$ . Рисунок 5.7 показывает зависимость  $\rho_c^\pi(B_F)$  для фиксированных энергий детектирования: 1.600 эВ (зелёные квадраты,  $e-A^0$  переход – энергия соответствует зелёной стрелке на рис. 5.6) и 1.494 эВ (чёрные кружки, переход  $e-A^0$  в подложке GaAs). Степень циркулярной поляризации  $\rho_c^\pi(B_F)$  ФЛ из КЯ, находящейся в 11 нм от ФМ слоя, ведёт себя как кривая намагничивания ФМ – насыщается, причём уже в достаточно слабом внешнем магнитном поле 30 мТл. В то же время циркулярная поляризация  $\rho_c^\pi(B_F)$  ФЛ из GaAs подложки (которая находится более

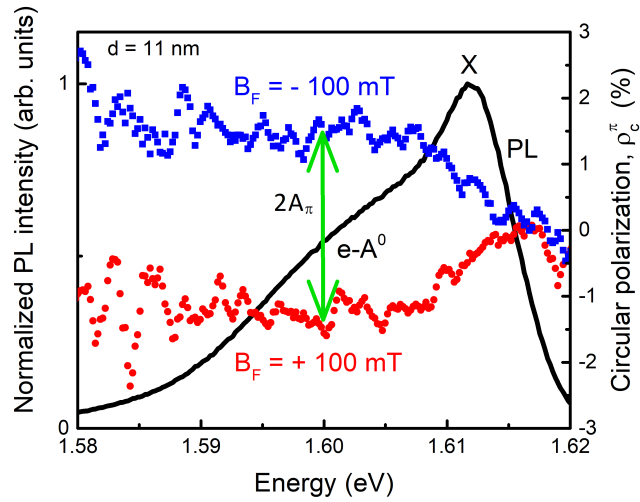


Рис. 5.6: Спектры интенсивности и степени циркулярной поляризации ФЛ из КЯ при линейно поляризованной накачке для образца с толщиной барьера  $d = 11$  нм. Энергия возбуждения  $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.684$  эВ.

чем в 4 мкм от пленки железа) в том же диапазоне полей пренебрежимо мала. Это говорит о том, что нелинейная, с насыщением зависимость  $\rho_c^\pi(B_F)$  ФЛ из КЯ определяется влиянием близлежащего ФМ слоя, т.е. является проявлением ферромагнитного эффекта близости.

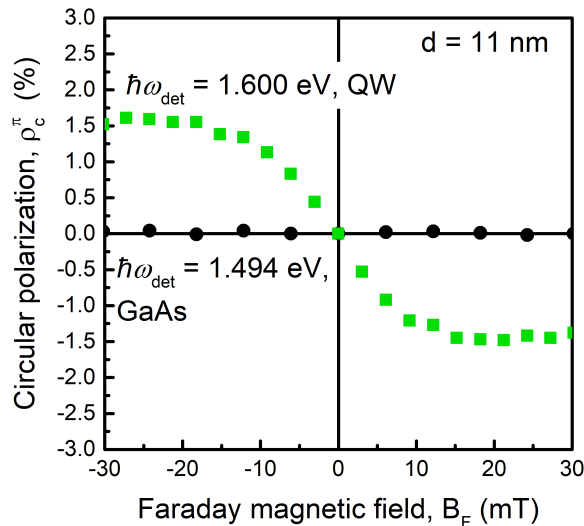


Рис. 5.7: Зависимость степени циркулярной поляризации ФЛ от продольного магнитного поля  $\rho_c^\pi(B_F)$  для образца с толщиной барьера  $d = 11$  нм. Энергия возбуждения  $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.684$  эВ, энергия детектирования  $\hbar\omega_{\text{det}} = 1.600$  эВ (зелёные квадраты, сигнал от акцепторной полосы из КЯ) и  $1.494$  эВ (чёрные кружки, сигнал от акцепторной полосы GaAs подложки).

Индуцированная спиновая поляризация дырок, локализованных на акцепторе, не является ни результатом спин-зависимого туннелирования носителей в ФМ, ни результатом магнитного циркулярного дихроизма в магнитном поле в геометрии Фарадея. Это следует из результатов измерения параметра модуляции интенсивности  $\eta = (I^{\sigma^+} - I^{\sigma^-}) / (I^{\sigma^+} + I^{\sigma^-})$ , который характеризует изменение полной интенсивности ФЛ при модуляции  $\sigma^+/\sigma^-$  степени циркулярной поляризации возбуждающего света. Если при резонансном возбуждении экситона нелинейная зависимость  $\rho_c^\pi(B_F)$  целиком обусловлена спин-зависимым захватом носителей в ФМ, то  $\eta(B_F) = \rho_c^\pi(B_F)$  [16]. На рис. 5.8 представлены зависимости параметра модуляции  $\eta(B_F)$  (синие кружки) и степени циркулярной поляризации  $\rho_c^\pi(B_F)$  (зелёные квадраты) от магнитного поля в геометрии Фарадея. Оба параметра детектируются на полосе  $e-A^0$  из КЯ. Видно, что амплитуда параметра модуляции  $\eta(B_F)$  существенно меньше амплитуды  $\rho_c^\pi(B_F)$ . Это значит, что дальнедействующий ФМ эффект близости не связан со спин-зависимым захватом носителей в ФМ. Так же этот эксперимент показывает, что ФМ эффект близости не связан и с магнитным циркулярным дихроизмом, при котором коэффициент поглощения структуры в продольном магнитном поле (а значит, и интенсивность ФЛ из КЯ) зависит от степени циркулярной поляризации лазера.

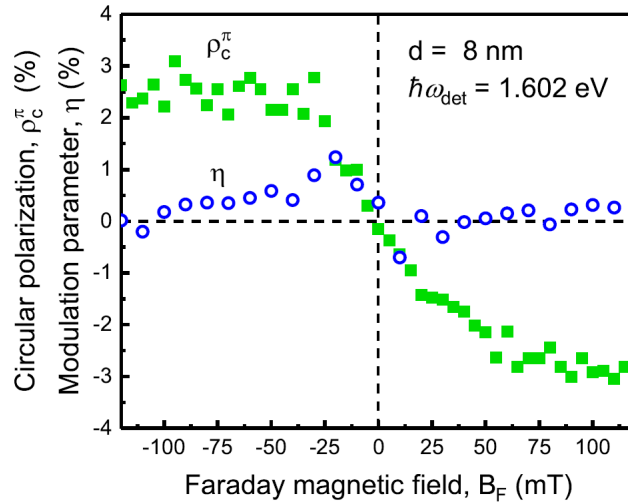


Рис. 5.8: Зависимости параметра модуляции интенсивности  $\eta(B_F)$  (синие кружки, энергия возбуждения  $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.613$  эВ) и степени циркулярной поляризации  $\rho_c^\pi(B_F)$  (зелёные квадраты, энергия возбуждения  $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.692$  эВ). Энергия детектирования  $\hbar\omega_{\text{det}} = 1.602$  эВ; толщина барьера  $d = 8$  нм.

На рис. 5.9 показана зависимость амплитуды ФМ эффекта близости  $A_\pi = \delta\rho_c^\pi(B_{\text{sat}}) = \frac{1}{2}|\rho_c^\pi(+30 \text{ mT}) - \rho_c^\pi(-30 \text{ mT})|$  от толщины барьера  $d$  между ФМ и КЯ. Видно, что эффект слабо зависит от  $d$ , т.е. он является дальнедействующим: поляризация на уровне 2.5% сохраняется вплоть до толщин 15 нм. Можно оценить величину эффективного поля  $B_{\text{eff}}$  из поляризации ФЛ. При условии, что температура кристаллической решётки из-за нагрева оптическим возбуждением составляет около  $\sim 5 \text{ K}$  [A2],  $g$ -фактор дырки на акцепторе  $g_A \sim 0.5$ , используя соотношение  $g_A \mu_B B_{\text{eff}} \geq 2\rho_c^\pi k_B T$ , мы получаем оценку  $B_{\text{eff}} \geq 0.7 \text{ T}$  [A2].

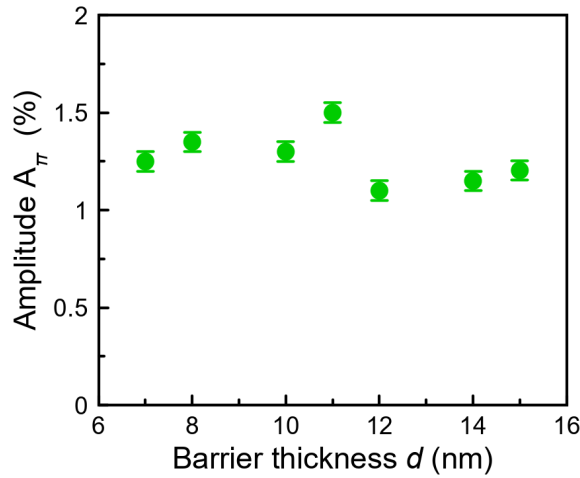


Рис. 5.9: Зависимость амплитуды ФМ эффекта близости для дырок, локализованных на акцепторе, от толщины барьера  $d$  между слоем Fe и КЯ.

Дальнедействующий ФМ эффект близости не зависит от перекрытия волновых функций носителей в КЯ с ионами ФМ, т.к. сохраняется на расстояниях в десятки раз превышающих глубину проникновения волновой функции дырки под барьер. Проявление этого эффекта аналогично тому, что было описано в главе 2 для гибридной структуры Co/CdMgTe/CdTe. ФМ эффект близости в ней обусловлен спиновой поляризацией тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах, с проекцией момента  $\pm 3/2$  на ось роста структуры. В системе Co/CdMgTe/CdTe спиновая поляризация дырок происходит вследствие эффективного  $p$ - $d$  обменного изингового взаимодействия с интерфейсным ФМ, лёгкая ось которого перпендикулярна плоскости структуры [A1, A3].

В структуре Fe/CdMgTe/CdTe намагничивание дырок на акцепторах в КЯ также осуществляется магнитным материалом, отличным от пленки железа.



Так, уже было показано, что намагниченность Fe пленки лежит в плоскости образца (см. рис. 5.3), и требуется приложить магнитное поле  $B_F \approx 2$  Тл, чтобы вывести её из плоскости. В то же время насыщение степени циркулярной поляризации ФЛ, индуцированной ФМ,  $\rho_c^\pi(B_F)$ , происходит уже при  $B_F \approx 30$  мТл (рис. 5.7). Судить о магнитной анизотропии ФМ, участвующего в дальнедействующем ФМ эффекте близости, можно по эксперименту в скрещенных магнитных полях. К образцу прикладывается магнитное поле в геометрии Фарадея  $B_F = 5$  мТл. Это магнитное поле индуцирует заметную циркулярную поляризацию ФЛ  $\rho_c^\pi$  около 0.7%. Измеряется зависимость степени циркулярной поляризации ФЛ от величины поперечного магнитного поля  $B_V$ . На рис. 5.10 представлена результат такого эксперимента. Вплоть до полей  $B_V = 120$  мТл изменения поляризации не наблюдается. Во-первых, это свидетельствует о перпендикулярной магнитной анизотропии ФМ, обуславливающего дальнедействующий ФМ эффект близости. Во-вторых, это указывает на то, что поляризуются тяжёлые дырки, локализованные на акцепторах в КЯ, т.к. поперечный  $g$ -фактор дырок с проекцией момента  $\pm 3/2$  на ось роста структуры близок к нулю, и деполяризация отсутствует. Состояния лёгких дырок при низкой температуре не заселены.

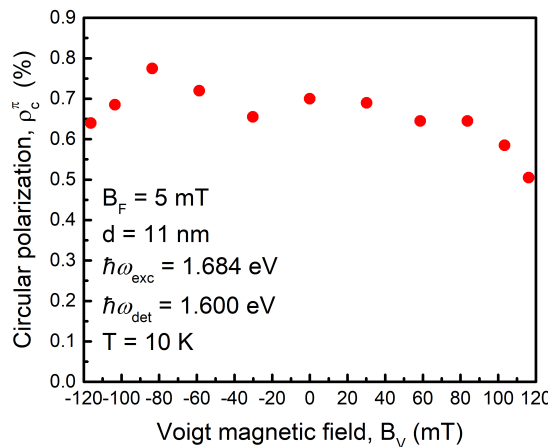


Рис. 5.10: Зависимость  $\rho_c^\pi(B_V)$  степени циркулярной поляризации от величины поперечного магнитного поля  $B_V$  в геометрии Фойгта при приложении магнитного поля  $B_F = 5$  мТл в геометрии Фарадея. Энергия возбуждения  $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.684$  эВ, энергия детектирования  $\hbar\omega_{\text{det}} = 1.600$  эВ; толщина CdMgTe барьера  $d = 11$  нм.

Таким образом, дальнедействующий ФМ эффект близости в структуре Fe/CdMgTe/CdTe связан с ФМ, отличным от железа, с перпендикулярной магнитной анизотропией. Как в гибридных структурах Co/CdMgTe/CdTe, он мо-

жет быть результатом интерфейсного магнетизма [A1, глава 2]. Эта интересная особенность может указывать на единую природу интерфейсного магнетизма для железа и кобальта на CdMgTe. Следует отметить, что дальнедействующий ФМ эффект близости не может быть обусловлен взаимодействием с одиночными магнитными атомами или кластерами Fe, образовавшимися за счёт диффузии Fe в барьер CdMgTe или КЯ. Ниже это будет показано через температурную зависимость  $\rho_c^\pi(B_F)$  и эксперимент по неупругому рассеянию света с переворотом спина.

Известно, что намагниченность магнитных ионов и кластеров во внешнем магнитном поле  $M(B_F)$  описывается функцией Бриллюэна [69]. С увеличением температуры  $T$  насыщение намагниченности, а значит, и связанного с ней эффективного поля обменного взаимодействия, должно происходить в больших магнитных полях согласно соотношению  $B_{\text{sat}}(T) \sim T$ . На рис. 5.11 зависимости циркулярной поляризации ФЛ из КЯ от магнитного поля  $B_F$  для различных температур, нормированные на амплитуду эффекта  $\rho_c^\pi / \delta\rho_c^\pi(B_F)$ . Хотя с ростом температуры от 2 до 15 К амплитуда эффекта  $A_\pi = \delta\rho_c^\pi(B_{\text{sat}})$  падает, поле насыщения не уменьшается. Это свидетельствует о том, что дальнедействующий ФМ эффект близости не может происходить от одиночных магнитных ионов или кластеров.

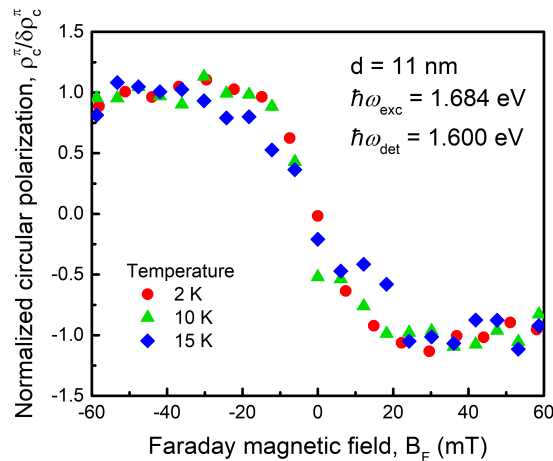


Рис. 5.11: (а) Зависимости степени циркулярной поляризации ФЛ  $\rho_c^\pi$  от продольного магнитного поля  $B_F$  при различных температурах. (б) Зависимости нормированной степени циркулярной поляризации ФЛ  $\rho_c^\pi / \delta\rho_c^\pi$  от продольного магнитного поля  $B_F$  при различных температурах. Энергия возбуждения  $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.684$  эВ, энергия детектирования  $\hbar\omega_{\text{det}} = 1.600$  эВ; толщина барьера CdMgTe  $d = 11$  нм.

Диффузия магнитных атомов в КЯ вызывает образование разбавленного магнитного полупроводника. В таком материале  $g$ -фактор электрона перенормирован [5].  $g$ -фактор электрона определяется из эксперимента по неупругому рассеянию света с переворотом спина, описанный в разделе 1.1.4. Гибридная структура Fe/CdMgTe/CdTe возбуждается на энергии  $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.616$  эВ, которая соответствует высокоэнергетичному краю экситонной ФЛ. Спектр НРСПС в стоксовой области, записанный в скрещенных поляризациях (возбуждение  $\sigma+$ , детектирование  $\sigma-$ ) в магнитном поле  $B_F = 5$  Тл в геометрии Фарадея, показан на рис. 5.12а. Лазер показан зелёной линией на нулевом энергетическом сдвиге. Линия в спектре, отстоящая от лазера на 0.45 мэВ, соответствует процессу переворота спина электрона. Энергетический сдвиг этой линии соответствует Зеемановскому расщеплению электрона  $\Delta^e(B_F) = \mu_B g_e B_F$ . Аппроксимируя магнитополевою зависимость рамановского сдвига (рис. 5.12б) электронной линии этой формулой, получаем  $g$ -фактор электрона  $g_e = 1.57$ . Это значение согласуется с  $g$ -фактором электрона в объёмном CdTe. Никаких следов перенормировки  $g$ -фактора электрона не наблюдается, что исключает влияние одиночных магнитных ионов и кластеров на дальнедействующий ФМ эффект близости.

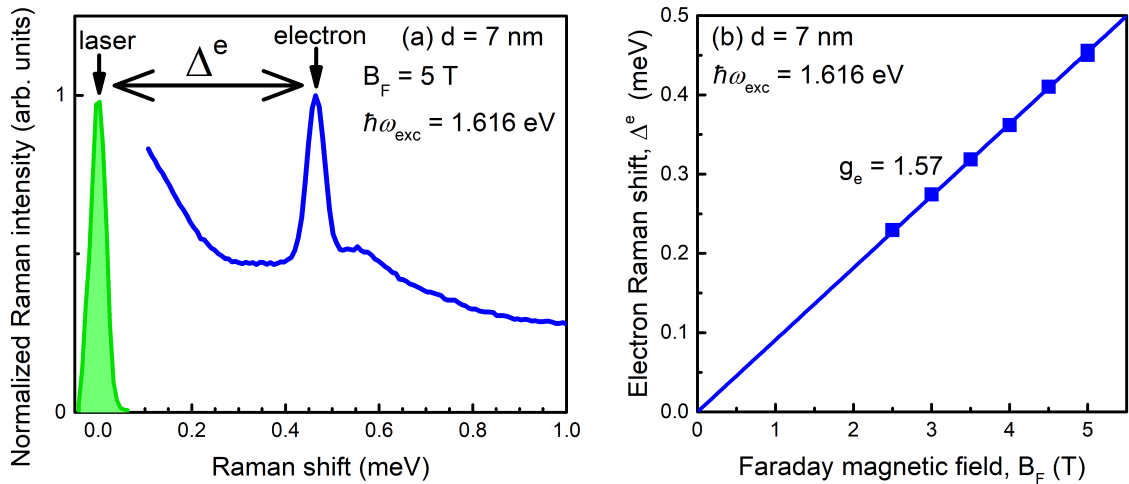


Рис. 5.12: (а) Спектр НРСПС. Лазер показан зелёной линией на нулевом энергетическом сдвиге. Линия на энергии 0.46 мэВ соответствует перевороту спина электрона. (б) Магнитополевая зависимость энергетического сдвига электронной линии. Сплошная линия - линейная аппроксимация с  $g_e = 1.57$ . Энергия возбуждения  $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.616$  эВ; толщина барьера CdMgTe  $d = 7$  нм.

Как и в системе Co/CdMgTe/CdTe, в структурах Fe/CdMgTe/CdTe дальнедействующее ФМ обменное взаимодействие испытывают исключительно дырки на акцепторах, тогда как спины электронов в КЯ практически не взаимодействуют с интерфейсным ФМ. Это можно показать с помощью оптической ориентации и эффекта Ханле в скрещенных магнитных полях. Приложение магнитного поля  $B_F = 5$  мТл в геометрии Фарадея существенно намагничивает интерфейсный ФМ (рис. 5.7). Однако, такое слабое поле не влияет на время спиновой релаксации и время жизни электронов в КЯ. Тем не менее, намагничивание ФМ должно приводить к возникновению перпендикулярной компоненты эффективного магнитного поля  $s-d$  обменного взаимодействия  $B_{sd}$ . Это эффективное магнитное поле действует на электроны и увеличивает ширину кривой Ханле с начального значения  $B_{1/2}$  до  $B_{1/2}^* = \sqrt{(B_F + B_{sd})^2 + B_{1/2}^2}$ . Значит, сравнение ширин кривых Ханле в магнитном поле в геометрии Фойгта и в скрещенных полях позволяет оценить вклад  $s-d$  обменного взаимодействия между электронами и интерфейсным ФМ. Выражение для  $B_{1/2}^*$  справедливо, пока внешнее магнитное поле  $B_V$  значительно сильнее  $B_{\text{eff}} \approx 1$  мТл - продольного эффективного магнитного поля  $s-d$  обменного взаимодействия между электронами и пленкой железа, которое сдвигает кривые Ханле. Вклад этой компоненты можно значительно уменьшить, если симметризовать степень циркулярной поляризации ФЛ по магнитному полю как  $\rho_{\sigma}^c \text{ sym} = (\rho_{\sigma}^c(+B_V) + \rho_{\sigma}^c(-B_V))/2$ . После симметризации выражение для  $B_{1/2}^*$  можно использовать для определения  $B_{sd}$ . Симметризованные кривые Ханле представлены на рис. 5.13 для геометрии Фойгта (синие квадраты) и для скрещенной геометрии (красные кружки). Сплошные линии соответствуют аппроксимации лоренцианом с максимумом в нулевом магнитном поле. Из этой аппроксимации определены  $B_{1/2} = 7$  мТл (синяя линия) и  $B_{1/2}^* = 8$  мТл (красная линия). Значит,  $|B_F + B_{sd}| \approx 4$  мТл.  $B_{sd}$ , в свою очередь, меньше 9 мТл. Получается, что  $s-d$  обменное взаимодействие между электронами и ФМ по крайней мере в 100 раз слабее, чем  $p-d$  обменное взаимодействие дырок с этим ФМ, которые уже было оценено как  $B_{\text{eff}} \geq 0.7$  Т.

Возможной причиной дальнедействующего ФМ эффекта близости в структуре Fe/CdMgTe/CdTe может быть перенос спин-спинового взаимодействия эллиптически поляризованными фононами, распространяющимися вдоль оси роста структуры параллельно намагниченности интерфейсного ФМ, аналогично

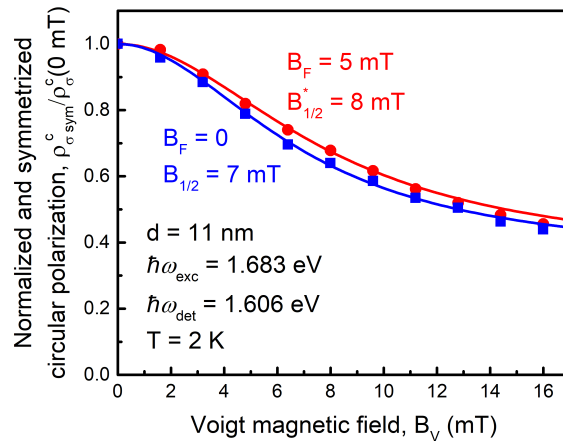


Рис. 5.13: (а) Нормированные и симметризованные кривые Ханле в поперечном (синие квадраты) и скрещенном (красные кружки) магнитных полях. Сплошные линии - аппроксимации функцией Лоренца. Энергия возбуждения  $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.683$  эВ, энергия детектирования  $\hbar\omega_{\text{det}} = 1.606$  эВ; толщина барьера CdMgTe  $d = 11$  нм.

гибридной структуре в кобальтом [A1, глава 2]. Но, строго говоря, для выяснения природы дальнедействующего ФМ эффекта близости в Fe/CdMgTe/CdTe структурах требуется провести прямые измерения обменной константы методом неупругого рассеяния света с переворотом спина. Это является предметом будущих исследований.

## 5.5 Заключение

В гибридной структуре Fe/CdMgTe/CdTe реализуются два типа ФМ эффекта близости – короткодействующий и дальнедействующий. Первый обусловлен  $s$ - $d$  обменным взаимодействием электронов зоны проводимости с пленкой железа с анизотропией типа «лёгкая плоскость», в то время как второй связан с намагничиванием тяжёлых дырок, локализованных на мелких акцепторах в квантовой яме, в эффективном обменном магнитном поле, действующем со стороны интерфейсного ферромагнетика на границе Fe/CdMgTe с лёгкой осью поперёк плоскости структуры. Возможная причина сосуществования в одной структуре столь разнородных по физическим свойствам магнетиков и разных по физической природе ФМ эффектов близости может заключаться в неоднородности ФМ в плоскости структуры. Например, в результате частичной диффузии железа через Fe/CdMgTe интерфейс образуется магнитный твёрдый раствор

$(\text{Fe,Cd,Mg})\text{Te}$ , свойства которого отличаются от магнитных свойств пленки Fe. В тех же местах, где интерфейсная диффузия не произошла, интерфейсного магнетика нет, и имеется идеальный интерфейс Fe/CdMgTe. В этом случае ФМ эффект близости определяется свойствами железа. Другая возможность состоит в том, что сосуществование двух разных ФМ является внутренним свойством интерфейса Fe/CdMgTe. Такая нетривиальная магнитная текстура может быть результатом самоорганизации или влияния Fe на соседние слои CdMgTe, как в работе [70]. Природа сосуществования двух типов ФМ является предметом будущих исследований.

## 5.6 Выводы к главе

- В структуре Fe/CdMgTe/CdTe обнаружено сосуществование двух типов ФМ эффекта близости: короткодействующего и дальнедействующего.
- Короткодействующий ФМ эффект близости заключается в  $s$ - $d$  обменном взаимодействии электронов зоны проводимости в КЯ и  $d$ -электронов пленки железа и обусловлен перекрытием их волновых функций.
- Дальнедействующий ФМ эффект близости состоит во взаимодействии дырок, локализованных на акцепторах в КЯ, с  $d$ -электронами интерфейсного ФМ на границе Fe/CdMgTe. Этот эффект не зависит от перекрытия волновых функций, характерный масштаб взаимодействия – 15 нм.

## Заключение

В диссертации приведены результаты исследования гибридных структур ферромагнетик - полупроводниковая квантовая яма, в частности, Co/CdMgTe/CdTe квантовая яма и Fe/CdMgTe/CdTe квантовая яма. Был применен широкий спектр экспериментальных методик.

В диссертации получены следующие основные результаты:

- Экспериментально обнаружен дальнедействующий эффект близости в структуре Co/ CdMgTe/CdTe квантовая яма. Характерный масштаб эффекта близости составил 30 нм.
- Природа ферромагнитного эффекта близости в структуре Co/CdMgTe/ CdTe квантовая яма заключается в дальнедействующем эффективном  $p-d$  обменном взаимодействии  $d$ -электронов интерфейсного ферромагнетика и дырок ( $p$ -система), локализованных на акцепторах в квантовой яме. Эффективное поле этого обменного взаимодействия составляет  $B_{\text{exc}} \approx 2.5$  Тл.
- Экспериментально продемонстрировано управление эффективным  $p-d$  обменным взаимодействием в структуре Co/ CdMgTe/ CdTe квантовая яма статическим электрическим полем. Константа  $\Delta_{pd}$  обменного взаимодействия, напрямую измеренная методом неупругого рассеяния света с переворотом спина, уменьшается со значения 140 мкэВ в режиме прямых зон до 11 мкэВ при приложении обратного смещения.
- Предложен механизм дальнедействующего эффективного  $p-d$  обменного взаимодействия – фононный динамический эффект Штарка. Этот эффект заключается в распространении из ферромагнетика в квантовую яму эллиптически поляризованных фононов, создающих эффективное магнитное поле, которое снимает крамерсово вырождение дублета  $\pm 3/2$  дырок, локализованных на акцепторах.

- Электрическое поле, приложенное к структуре Co/CdMgTe/ CdTe, влияет на константу  $\Delta_{pd}$  обменного взаимодействия за счёт изменения энергии расщепления состояний акцепторов с моментами  $\pm 3/2$  и  $\pm 1/2$  в квантовой яме посредством статического эффекта Штарка. Величина обменной константы  $\Delta_{pd}$  зависит от отстройки энергии эллиптически поляризованных фононов от энергии расщепления акцепторов с моментами  $\pm 3/2$  и  $\pm 1/2$ .
- В структуре Fe/CdMgTe/CdTe квантовая яма экспериментально обнаружено сосуществование короткодействующего и дальнедействующего ферромагнитных эффектов близости.
- Короткодействующий эффект близости в структуре Fe/CdMgTe/ CdTe квантовая яма обусловлен  $s$ - $d$  обменным взаимодействием электронов ( $s$ -система) в квантовой яме с  $d$ -электронами плёнки железа с перекрытием их волновых функций.
- Дальнедействующий эффект близости в структуре Fe/CdMgTe/ CdTe квантовая яма обусловлен взаимодействием  $d$ -электронов интерфейсного ферромагнетика на границе Fe/CdMgTe и тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, без перекрытия их волновых функций.



Основные результаты диссертационной работы изложены в публикациях:

- [A1] Korenev V. L., Salewski M., Akimov I. A., Sapega V. F., Langer L., Kalitukha I. V., Debus J., Dzhioev R. I., Yakovlev D. R., Müller D., Schröder C., Hövel H., Karczewski G., Wiater M., Wojtowicz T., Kusrayev Yu. G., Bayer M. Long-range p-d exchange interaction in a ferromagnet-semiconductor hybrid structure // *Nature Physics*.—2016.— Т. 12.—P. 85.
- [A2] Akimov I. A., Salewski M., Kalitukha I. V., Poltavtsev S. V., Debus J., Kudlacik D., Sapega V. F., Kopteva N. E., Kirstein E., Zhukov E. A., Yakovlev D. R., Karczewski G., Wiater M., Wojtowicz T., Korenev V. L., Kusrayev Yu. G., Bayer M. Direct measurement of the long-range p-d exchange coupling in a ferromagnet-semiconductor Co/CdMgTe/CdTe quantum well hybrid structure // *Physical Review B*.—2017.— Т. 96.—P. 184412.
- [A3] Kalitukha I. V., Salewski M., Akimov I. A., Korenev V. L., Sapega V. F., Yakovlev D. R., Karczewski G., Wiater M., Wojtowicz T., Kusrayev Yu. G., Bayer M. Interfacial ferromagnetism in a Co/CdTe ferromagnet/semiconductor quantum well hybrid structure // *Physics of the Solid State*.— 2018.— Т. 60, no. 8.— P. 1578–1581.
- [A4] Korenev V. L., Kalitukha I. V., Akimov I. A., Sapega V. F., Zhukov E. A., Kirstein E., Ken O. S., Kudlacik D., Karczewski G., Wiater M., Wojtowicz T., Ilyinskaya N. D., Lebedeva N. M., Komissarova T. A., Kusrayev Yu. G., Yakovlev D. R., Bayer M. Low voltage control of exchange coupling in a ferromagnet-semiconductor quantum well hybrid structure // *Nature Communications*.— 2019.— Т. 10.— P. 2899.
- [A5] Kalitukha I. V., Ken O. S., Korenev V. L., Akimov I. A., Sapega V. F., Yakovlev D. R., Dimitriev G. S., Langer L., Karczewski G., Chusnutdinov S., Wojtowicz T., Bayer M. Coexistence of short- and long-range ferromagnetic proximity effects in a Fe/(Cd,Mg)Te/CdTe quantum well hybrid structure // *Nano Letters*.— 2021.— Т. 21, no. 6.— P. 2370-2375.

Я благодарна своему научному руководителю Виктору Фёдоровичу Сапеге за обучение эксперименту, неоценимую помощь в исследованиях, интересные и полезные обсуждения, а также поддержку при подготовке рукописи диссертации.

Благодарю Владимира Львовича Коренева, без идей которого данная работа не могла бы состояться, Ольгу Сергеевну Кен и Григория Семёновича Дмитриева за совместное решение экспериментальных задач, ценные обсуждения, помощь в процессе написания диссертации.

Выражаю благодарность Илье Андреевичу Акимову и Евгению Алексеевичу Жукову за помощь и обучение экспериментальным методикам с временным разрешением, а также Дмитрию Робертовичу Яковлеву и другим коллегам из Технического Университета Дортмунда за проведение совместных исследований, часть из которых представлена в данной диссертации.

Признательна Анне Валерьевне Родиной, Александру Анатольевичу Головатенко, Ольге Олеговне Смирновой, Владимиру Константиновичу Калевичу, Рослану Ивановичу Джиеову и другим сотрудникам лаборатории за совместную работу, ценные советы и обсуждения.

Юрия Георгиевича Кусраева и всех коллег из лаборатории спиновых и оптических явлений в полупроводниках благодарю за их помощь и возможность находиться в такой плодотворной и дружественной атмосфере.

## Список сокращений и условных обозначений

- ВАХ – вольт-амперная характеристика
- КЯ - квантовая яма
- МОЭК – магнитооптический эффект Керра
- НРСРС – неупругое рассеяние света с переворотом спина
- ПП – полупроводник, полупроводниковый
- РМП – разбавленный магнитный полупроводник
- ФЛ – фотолюминесценция
- ФМ – ферромагнетик, ферромагнитный
- $d$  – толщина барьерного слоя CdMgTe между квантовой ямой и слоем ферромагнетика (кобальтом или железом)

## Литература

- [1] Wolf S. A., Awschalom D. D., Buhrman R. A. et al. Spintronics: a spin-based electronics vision for the future // *Science*. — 2001. — Т. 294, no. 5546. — P. 1488–1495.
- [2] Zutic I., Fabian J., Sarma S. Das. Spintronics: Fundamentals and applications // *Reviews of Modern Physics*. — 2004. — Т. 76. — P. 323.
- [3] Mitsumori Y., Oiwa A., Słupinski T. et al. Photoinduced Magnetism and Conduction Electrons in Magnetic Semiconductors // *Physica Status Solidi B*. — 1988. — Т. 145, no. 1. — P. 11–64.
- [4] Ramdas A. K. Raman scattering from magnetic excitations in diluted magnetic semiconductors (invited) // *Journal of Applied Physics*. — 1982. — Nov. — Т. 53, no. 11. — P. 7649–7653.
- [5] Furdyna J. K. Diluted magnetic semiconductors // *Journal of Applied Physics*. — 1988. — Т. 64, no. 4. — P. R29–R64.
- [6] Munekata H., Ohno H., von Molnar S. et al. Diluted magnetic III-V semiconductors // *Physical Review Letters*. — 1989. — Т. 63, no. 17. — P. 1849–1852.
- [7] Ohno H., Munekata H., Penney T. et al. Magnetotransport properties of p-type (In,Mn)As diluted magnetic III-V semiconductors // *Physical Review Letters*. — 1992. — Т. 68, no. 17. — P. 2664–2667.
- [8] Dietl T. A ten-year perspective on dilute magnetic semiconductors and oxides // *Nature Materials*. — 2010. — Т. 9. — P. 965–974.
- [9] Prinz Gary A. Hybrid Ferromagnetic-Semiconductor Structure // *Science*. — 1990. — Т. 250, no. 4984. — P. 1092–1097.
- [10] Johnson M. Spin Physics in Semiconductors / Ed. by Michel I. Dyakonov. — Springer, Berlin, Heidelberg, 2008.

- [11] Zakharchenya B. P., Korenev V. L. Integrating magnetism into semiconductor electronics // *Physics Uspekhi*. — 2005. — Т. 48, no. 6. — P. 603–608.
- [12] Korenev V. L. Electric control of magnetic moment in a ferromagnet/semiconductor hybrid system // *JETP Letters*. — 2003. — Т. 78. — P. 564–568.
- [13] Myers R. C., Gossard A. C., Awschalom D. D. Tunable spin polarization in III-V quantum wells with a ferromagnetic barrier // *Physical Review B*. — 2004. — Т. 69. — P. 161305(R).
- [14] Zaitsev S. V., Dorokhin M. V., Brichkin A. S. et al. Ferromagnetic effect of a Mn delta layer in the GaAs barrier on the spin polarization of carriers in an InGaAs/GaAs quantum well // *JETP Letters*. — 2010. — Т. 90. — P. 658–662.
- [15] Pankov M. A., Aronzon B. A., Rylkov V. V. et al. Ferromagnetic transition in GaAs/Mn/GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs structures with a two-dimensional hole gas // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. — 2009. — Т. 109. — P. 293–301.
- [16] Korenev V. L., Akimov I. A., Zaitsev S. V. et al. Dynamic spin polarization by orientation-dependent separation in a ferromagnet–semiconductor hybrid // *Nature Communications*. — 2012. — Т. 3. — P. 959.
- [17] Джигоев Р. Л., Захарченя Б. П., Иванов П. А., Коренев В. Л. Детектирование намагниченности ферромагнитной пленки в структуре Ni/GaAs по поляризации электронов полупроводника // *Письма в ЖЭТФ*. — 1994. — Т. 60, № 9. — С. 650–654.
- [18] Джигоев Р. Л., Захарченя Б. П., Коренев В. Л. Исследование тонких ферромагнитных пленок в структуре ферромагнетик/полупроводник методом оптической ориентации // *Физика твердого тела*. — 1995. — Т. 11. — С. 3510.
- [19] Lampel G. Nuclear Dynamic Polarization by Optical Electronic Saturation and Optical Pumping in Semiconductors // *Physical Review Letters*. — 1968. — Т. 20, no. 10. — P. 491.
- [20] Overhauser A. W. Polarization of Nuclei in Metals // *Physical Review*. — 1953. — Т. 92. — P. 411–415.

- [21] Chiba D., Sawicki M., Nishitani Y. et al. Magnetization vector manipulation by electric fields // *Nature*. — 2008. — T. 455. — P. 515–518.
- [22] Saito H., Zayets V., Yamagata S., Ando K. Room-Temperature Ferromagnetism in a II-VI Diluted Magnetic Semiconductor  $\text{Zn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Te}$  // *Physical Review Letters*. — 2003. — T. 90. — P. 207202.
- [23] Hwang Y. H., Shen S., Liu X. et al. Room-temperature ferromagnetism in highly Cr-doped II-Mn-VI magnetic semiconductor  $\text{Cd}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Cr}_y\text{Te}$  // *Physical Review B*. — 2013. — T. 88. — P. 075205.
- [24] Song C., Sperl M., Utz M. et al. Proximity Induced Enhancement of the Curie Temperature in Hybrid Spin Injection Devices // *Physical Review Letters*. — 2011. — T. 107. — P. 056601.
- [25] Hanbicki A. T., van 't Erve O. M. J., Magno R. et al. Analysis of the transport process providing spin injection through an Fe/AlGaAs Schottky barrier // *Applied Physics Letters*. — 2003. — T. 82. — P. 4092.
- [26] Ciorga M., Einwanger A., Wurstbauer U. et al. Electrical spin injection and detection in lateral all-semiconductor devices // *Physical Review B*. — 2009. — T. 79. — P. 165321.
- [27] Akimov I. A., Korenev V. L., Sapega V. F. et al. Orientation of electron spins in hybrid ferromagnet–semiconductor nanostructures // *Physica Status Solidi (b)*. — 2014. — T. 251, no. 9. — P. 1663—1672.
- [28] Wang Zhiyong, Tang Chi, Sachs Raymond, Barlas Yafis. Proximity-Induced Ferromagnetism in Graphene Revealed by the Anomalous Hall Effect // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — T. 114. — P. 016603.
- [29] Evelt M., Ochoa H., Dzyapko O., Demidov V. Chiral charge pumping in graphene deposited on a magnetic insulator // *Physical Review B*. — 2017. — T. 95. — P. 024408.
- [30] Wei P., Lee S., Lemaitre F., Pinel L. Strong interfacial exchange field in the graphene/EuS heterostructure // *Nature Materials*. — 2016. — T. 15. — P. 711–716.
- [31] Nova T., Cartella A., Cantaluppi A. et al. An effective magnetic field from optically driven phonons // *Nature Physics*. — 2017. — T. 13. — P. 132–136.

- [32] An K., Litvinenko A. N., Kohno R., Fuad A. A. Coherent long-range transfer of angular momentum between magnon Kittel modes by phonons // *Phys. Rev. B.* — 2020. — T. 101. — P. 060407.
- [33] Dorokhin M.V., Demina P.B., Malysheva E.I., Kudrin A. V. Long-Range Magnetic Interaction in InGaAs/GaAs/ $\delta$ -Mn Heterostructures // *Technical Physics Letters.* — 2020. — T. 46. — P. 87–90.
- [34] Strohm C., Rikken G. L. J. A., Wyder P. Phenomenological Evidence for the Phonon Hall Effect // *Physical Review Letters.* — 2005. — T. 95. — P. 155901.
- [35] Sheng L., Sheng D. N., Ting C. S. Theory of the Phonon Hall Effect in Paramagnetic Dielectrics // *Physical Review Letters.* — 2006. — T. 96. — P. 155901.
- [36] Bliokh K. Yu., Freilikher V. D. Polarization transport of transverse acoustic waves: Berry phase and spin Hall effect of phonons // *Physical Review B.* — 2006. — T. 74. — P. 174302.
- [37] Zhang L., Niu Q. Angular Momentum of Phonons and the Einstein–de Haas Effect // *Physical Review Letters.* — 2014. — T. 112. — P. 085503.
- [38] Mentink J. H., Katsnelson M. I., Leshchko M. Quantum many-body dynamics of the Einstein–de Haas effect // *Physical Review B.* — 2019. — T. 99. — P. 064428.
- [39] Nakane J.J., Kohno H. Angular momentum of phonons and its application to single-spin relaxation // *Physical Review B.* — 2018. — T. 97. — P. 174403.
- [40] Streib S., Keshtgar H., Bauer G. E. W. Damping of Magnetization Dynamics by Phonon Pumping // *Physical Review Letters.* — 2018. — T. 121. — P. 027202.
- [41] Dornes C., Acremann Y., Savoini M., Kubli M. The ultrafast Einstein–de Haas effect // *Nature.* — 2019. — T. 565. — P. 209–212.
- [42] Garanin D. A., Chudnovsky E. M. Angular momentum in spin-phonon processes // *Physical Review B.* — 2015. — T. 92. — P. 024421.
- [43] Hamada M., Minamitani E., Hirayama M., Murakami S. Phonon Angular Momentum Induced by the Temperature Gradient // *Physical Review Letters.* — 2018. — T. 121. — P. 175301.

- [44] Juraschek D. M., Fechner M., Balatsky A. V., Spaldin N. A. Dynamical multiferroicity // *Phys. Rev. Materials.* — 2017. — T. 1. — P. 014401.
- [45] Juraschek D. M., Spaldin N. A. Orbital magnetic moments of phonons // *Physical Review Materials.* — 2019. — T. 3. — P. 064405.
- [46] Zhu H., Yi J., Li M., XIAO J. Observation of chiral phonons // *Science.* — 2018. — T. 359, no. 6375. — P. 579–582.
- [47] Sonntag J., Reichardt S., Beschoten B., Stampfer C. Electrical Control over Phonon Polarization in Strained Graphene // *Nano Letters.* — 2021. — T. 21, no. 7. — P. 2898–2904.
- [48] Crowder B. L., Hammer W. N. Shallow acceptor states in ZnTe and CdTe // *Physical Review.* — 1966. — T. 150. — P. 541–549.
- [49] Dash S. P., Sharma S., Breton J. C. Le et al. Spin precession and inverted Hanle effect in a semiconductor near a finite-roughness ferromagnetic interface // *Physical Review B.* — 2011. — T. 84. — P. 054410.
- [50] Merkulov I. A., Efros Al. L., Rosen M. Electron spin relaxation by nuclei in semiconductor quantum dots // *Physical Review B.* — 2002. — T. 65. — P. 205309.
- [51] Zhukov E. A., Yakovlev D. R., Bayer M. et al. Spin coherence of a two-dimensional electron gas induced by resonant excitation of trions and excitons in Cd/(Cd,Mg)Te quantum wells // *Physical Review B.* — 2007. — T. 76. — P. 205310.
- [52] Chikazumi S. *Physics of Ferromagnetism*, 2nd ed. — Oxford University Press, New York, 1997. — ISBN: 9780198517764.
- [53] Sapega V. F., Ruf T., Cardona M. et al. Resonant Raman scattering due to bound-carrier spin flip in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum wells // *Physical Review B.* — 1994. — T. 50, no. 4. — P. 2510.
- [54] Merkulov I. A., Kavokin K. V. Two-dimensional magnetic polarons: Anisotropic spin structure of the ground state and magneto-optical properties // *Physical Review B.* — 1995. — T. 52, no. 3. — P. 1751.



- [55] Sirenko A. A., Ruf T., Cardona M. et al. Exchange constant and domain wall width in (Ga,Mn)(As,P) films with self-organization of magnetic domains // *Physical Review B*. — 1997. — T. 56, no. 4. — P. 2114.
- [56] Tucker J. W., Rampton V. W. *Microwave Ultrasonics in Solid State Physics*. — North Holland, Amsterdam, 1972.
- [57] Kittel C. Interaction of Spin Waves and Ultrasonic Waves in Ferromagnetic Crystals // *Physical Review*. — 1958. — T. 110, no. 4. — P. 836.
- [58] Bombeck M., Jager J. V., Scherbakov A. V. et al. Magnetization precession induced by quasitransverse picosecond strain pulses in (311) ferromagnetic (Ga,Mn)As // *Physical Review B*. — 2013. — T. 87, no. 6. — P. 060302(R).
- [59] Ivchenko E. L., Pikus G. E. *Superlattices and Other Heterostructures*. — Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1997. — ISBN: 978-3-642-60650-2.
- [60] Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J. Experimental Study of Zeeman Light Shifts in Weak Magnetic Fields // *Physical Review A*. — 1972. — T. 5, no. 2. — P. 968.
- [61] Kastler A. Optical Methods for Studying Hertzian Resonances // *Science*. — 1967. — T. 158, no. 3798. — P. 214—221.
- [62] Uchida E. Magnetic Properties of Cobalt Telluride // *Journal of the Physical Society of Japan*. — 1955. — T. 10. — P. 517–522.
- [63] Vaz C. A. F. Electric field control of magnetism in multiferroic heterostructures // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 2012. — T. 24. — P. 333201.
- [64] Debus J., Dunker D., Sapega V. F. et al. Spin-flip Raman scattering of the neutral and charged excitons confined in a CdTe/(Cd,Mg)Te quantum well // *Phys. Rev. B*. — 2013. — T. 87. — P. 205316.
- [65] Haynes J. R. Experimental Proof of the Existence of a New Electronic Complex in Silicon // *Phys. Rev. Lett.* — 1960. — T. 4. — P. 361–363.
- [66] Calvet L. E., Wheeler R. G., Reed M. A. Effect of local strain on single acceptors in Si // *Physical Review B*. — 2007. — T. 76. — P. 035319.

- [67] Dorokhin M. V., Danilov Yu. A., Demina P. B. et al. Emission properties of InGaAs/GaAs heterostructures with  $\delta\langle \text{Mn} \rangle$ -doped barrier // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2008. — T. 41. — P. 245110.
- [68] Meier F., Zakharchenya B. P. Optical Orientation. — North Holland, Amsterdam, 1984. — ISBN: 9780444867414.
- [69] Kittel C. Introduction to Solid State Physics, 5th ed. — Wiley, New York, 1976. — ISBN: 978-0-471-49024-1.
- [70] Akiyama R., Ishikawa R., Akutsu K. Direct probe of ferromagnetic proximity effect at the interface in Fe/SnTe heterostructure by polarized neutron reflectometry // arXiv.org. — 2019.