

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

---

*на правах рукописи*

**Димитриев Григорий Семенович**

ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНОВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
В РАЗБАВЛЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ  
(Ga,Mn)As МЕТОДАМИ ГОРЯЧЕЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ  
И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА  
С ПЕРЕВОРОТОМ СПИНА

**Специальность:**

01.04.10 - физика полупроводников

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

научный руководитель:

доктор физико-математических наук  
В. Ф. Сапега

Санкт-Петербург

2018

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>4</b>
<b>1 Методика эксперимента</b>	<b>11</b>
1.1 Метод поляризованной фотолюминесценции . . . . .	11
1.2 Метод неупругого рассеяния света с переворотом спина . . . . .	13
1.3 Экспериментальная установка . . . . .	17
1.3.1 Блок-схема . . . . .	17
1.3.2 Погрешности эксперимента . . . . .	22
1.3.3 Автоматизация эксперимента . . . . .	23
1.4 Исследованные образцы и их параметры . . . . .	24
<b>2 Энергетическая структура одиночного акцептора Mn в GaAs:Mn</b>	<b>26</b>
2.1 Введение . . . . .	26
2.2 Экспериментальные результаты . . . . .	28
2.3 Теоретическое моделирование . . . . .	36
2.4 Обсуждение . . . . .	38
2.5 Выводы к главе . . . . .	43
<b>3 Влияние внешней одноосной деформации на магнитную анизотропию ферромагнитных пленок (Ga,Mn)As</b>	<b>44</b>
3.1 Введение . . . . .	44
3.2 Экспериментальные результаты . . . . .	50
3.3 Теоретическое моделирование . . . . .	57

3.4	Выводы к главе . . . . .	64
<b>4</b>	<b>Влияние размерного квантования на спиновую поляризацию дырок в структурах с квантовыми ямами разбавленного магнитного полупроводника (Ga,Mn)As/AlAs</b>	<b>66</b>
4.1	Введение . . . . .	66
4.2	Экспериментальные результаты . . . . .	68
4.3	Теоретическое моделирование . . . . .	76
4.4	Выводы к главе . . . . .	83
<b>5</b>	<b>Механизмы дефазировки спинов Mn в ферромагнитном (Ga,Mn)As</b>	<b>84</b>
5.1	Введение . . . . .	84
5.2	Экспериментальные результаты . . . . .	87
5.3	Теоретическое моделирование . . . . .	96
5.4	Обсуждение . . . . .	100
5.5	Выводы к главе . . . . .	106
	<b>Заключение</b>	<b>107</b>
	<b>Список литературы</b>	<b>111</b>

# Введение

Актуальность темы. Спинтроника, или магнитоэлектроника, - область квантовой электроники, основанная на идее использования в качестве носителя информации спиновой степени свободы носителей заряда. Интерес заключается в создании устройств с более низким потреблением энергии, обладающих энергонезависимостью, меньшими размерами, высокой плотностью записи информации, значительным выигрышем в скорости работы [1]. Особую важность представляет развитие технологий, связанных с созданием квантовых компьютеров [2, 3], прецезионных сенсоров, магниторезистивной памяти STT-RAM [4] и др.

Разбавленные Магнитные Полупроводники (РМП) - полупроводниковые твердые растворы, в основной немагнитной кристаллической решетке которых часть атомов замещена магнитными атомами, с типичной концентрацией в несколько %. РМП обладают большим потенциалом для эффективного управления намагниченностью и спиновой инжекции. РМП активно развиваются с конца 1970-х годов, и исследования в этой области первоначально были сосредоточены на (II-VI) магнитных полупроводниках [5, 6], когда выяснилось, что небольшое включение магнитных примесей в немагнитный полупроводник может быть осуществлено без значительного ухудшения его оптических и электронных транспортных свойств, но с одновременным добавлением магнитных. Ферромагнетизм посредством косвенного обмена с носителями заряда был впервые обнаружен в (IV-VI) полупроводнике  $PbSnMnTe$  [7]. Возможность создания РМП на основе (III-V) полупроводников открылась после работ Ohno, Munekata и др. 1989-1992 гг. [8, 9], в которых методом Низкотемпературной Молекулярно-Пучковой Эпитаксии (НТ ПМЭ) был впервые выращен (III-V) РМП  $(In,Mn)As$ , и было показано, что он может обладать ферромагнитным выстраиванием при низких температурах. В 1996 году Hideo Ohno и др. опубликовали работу [10], в которой сообщалось о создании серии образцов (III-V) РМП  $(Ga,Mn)As$ , обладающих ферромагнетизмом с температурой

Кюри  $T_C$  вплоть до 60 К, методом НТ МПЭ. Особенности технологий роста РМП ФМ образцов (Ga,Mn)As связаны с тем, что равновесная растворимость Mn в GaAs составляет порядка  $\sim 0.05\%$  [11, 12]. Выше этого уровня легирования происходит сегрегация Mn, приводящая к формированию кластеров ФМ MnAs [13]. Поэтому для получения ФМ образцов используют Низкотемпературную Молекулярно-Пучковую Эпитаксию (НТ МПЭ), позволяющую реализовать сильно неравновесные условия роста и включить большую долю атомов Mn в решетку GaAs [14], при этом ФМ образцы удастся получить при концентрации Mn  $x = 1 \div 10\%$  ( $5\% \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) [11].

Интерес к (III-V) РМП объясняется, прежде всего, их хорошей совместимостью с полупроводниковой электроникой на базе (III-V) полупроводников. РМП (Ga,Mn)As рассматривается в настоящее время в качестве модельного материала для спиновой электроники, поскольку в (Ga,Mn)As наблюдаются такие спин-зависимые явления, как спиновая поляризация, магнитная анизотропия (МА), анизотропное магнитное сопротивление (АМС) [15], связанные с сильным спин-орбитальным взаимодействием в валентной зоне. Более того, сообщалось об управлении магнитными свойствами материала светом [16], электрическими полями [17, 18, 19, 13], эпитаксиальной [20] [21, 22] деформацией, пикосекундными акустическими импульсами [23, 24] и послеростовой литографией [25, 26]. Одним из преимуществ этого материала также является его совместимость с GaAs, являющимся вторым по распространенности после Si [27]. GaAs - прямозонный полупроводник, обладающий структурой цинковой обманки и кубической симметрией. Ширина запрещенной зоны составляет 1.52 эВ при  $T = 4\text{K}$  [28]. Особенность легирующей примеси Mn в (III-V) полупроводниках состоит в её двойной роли, поскольку Mn, замещая Ga в узлах решетки, одновременно предоставляет решетке дырку и магнитный ион  $Mn^{2+}$ . Ферромагнетизм в (Ga,Mn)As реализуется за счёт включения высоких концентраций Mn ( $x > 1\%$ ), при этом ферромагнитная связь между спинами ионов  $Mn^{2+}$  опосредуется делокализованными дырками [22]. Энергия связи акцептора Mn составляет 113 мэВ [29].

Область возможного практического применения РМП (Ga,Mn)As включает спиновые инжекторы [30] (что может быть использовано при создании магниторезистивной памяти [31]), сверхбыстрые магнитооптические устройства [32],

датчики давления и считывающие головки на гигантском планарном эффекте Холла [33, 34]. Сообщалось о создании образцов с  $T_c=185$  К [35, 36].

33 Для успешного управления магнитными свойствами и практической реализации спинтронных устройств на РМП (Ga,Mn)As необходимо понимание энергетической структуры и особенностей обменного взаимодействия ионов магнитной примеси  $Mn^{2+}$  с дырками, динамики движения спиновых ансамблей ионов  $Mn^{2+}$  и дырок, влияния внешних полей на направление вектора намагниченности, влияния размерного квантования на спиновую поляризацию дырок, а также знание величин соответствующих параметров материала.

Все вышесказанное определяет актуальность темы диссертационной работы.

Цель данной работы заключается в исследовании спин-зависимых явлений в объемном РМП (Ga,Mn)As и структурах с квантовыми ямами (СКЯ) на его основе и определении параметров материала, важных для построения модели ферромагнетизма, методами горячей фотолюминесценции (ГФЛ) и неупругого рассеяния света с переворотом спина (НРСПС) при воздействии внешним магнитным полем и деформацией.

Методология и методы исследования. Для исследования спиновых свойств полупроводниковых структур были использованы методы поляризованной фотолюминесценции (ФЛ) и неупругого рассеяния света с переворотом спина. Первый метод связан с исследованием спектров интенсивности и поляризации излучательной рекомбинации созданных светом неравновесных носителей заряда [28], второй метод связан с исследованием линий-спутников лазерной линии, которые возникают в результате изменения спинового состояния системы при неупругом взаимодействии со светом [37, 38].

Научная новизна работы определяется тем, что в ней впервые:

1. Методом НРСПС исследованы уровни тонкой структуры нейтрального акцептора  $A_{Mn}^0$  с полным угловым моментом  $F = 1$  и  $F = 2$  в объемном GaAs:Mn, в присутствии внешней одноосной деформации и внешнего магнитного поля.
2. Изучено комбинированное воздействие внешних магнитного поля и одноосной деформации на ориентацию вектора намагниченности в РМП (Ga,Mn)As.

3. Исследованы спектры ГФЛ и их поляризация в структурах с ферромагнитными квантовыми ямами (ФМ СКЯ) (Ga,Mn)As/AlAs.
4. Методом НРСПС исследована зависимость скорости поперечной релаксации спина иона  $Mn^{2+}$  от температуры и магнитного поля в РМП (Ga,Mn)As, а также перенормировка g-фактора иона  $Mn^{2+}$  при переходе из Парамагнитной (ПМ) в Ферромагнитную (ФМ) фазу.

Практическая значимость работы состоит в том, что

1. Получен эффективный g-фактор состояний мультиплета нейтрального акцептора  $A_{Mn}^0$  с полным моментом  $F = 2$ . Измерен деформационный потенциал константы p-d обменного взаимодействия между ионом  $Mn^{2+}$  и дыркой.
2. Показано, что внешними магнитными полями и деформацией можно управлять направлением намагниченности в ФМ РМП (Ga,Mn)As. Определены постоянные магнитной анизотропии и магнитострикции для объемного РМП (Ga,Mn)As, которые нужны для количественного определения параметров воздействия, необходимого для управления намагниченностью. Это может быть использовано при создании устройств чтения и записи, использующих направление намагниченности в качестве бита информации.
3. Показано, что при создании СКЯ на основе ФМ РМП (Ga,Mn)As ключевую роль в поляризации дырок играет не размерное квантование, т.е. ширина ямы, а внутренние случайные поля, возникающие в процессе низкотемпературного роста.
4. Получена величина времени поперечной релаксации спина иона  $Mn^{2+}$  в ФМ РМП (Ga,Mn)As при  $T = 5$  К, и измерена её зависимость от температуры и магнитного поля. Получена температурная зависимость эффективного g-фактора иона  $Mn^{2+}$  в (Ga,Mn)As.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В легированном GaAs:Mn константа p-d обменного взаимодействия между ионом  $Mn^{2+}$  и дыркой валентной зоны заметно уменьшается при приложении внешней одноосной сжимающей деформации.

2. В объемном ФМ РМП (Ga,Mn)As внешняя одноосная сжимающая деформация ориентирует вектор намагниченности вдоль оси приложенной деформации. Это открывает возможность для управления намагниченностью с помощью внешней деформации и магнитного поля.
3. Ферромагнетизм в структурах с квантовыми ямами РМП (Ga,Mn)As/AlAs в значительной степени обусловлен дырками, локализованными в примесной зоне акцептора Mn. Спиновая поляризация дырок, локализованных в примесной зоне, в двумерном РМП определяется преимущественно внутренними случайными полями, а не влиянием размерного квантования.
4. В объемном РМП (Ga,Mn)As при температурах ниже  $T_c$  измеренное время поперечной спиновой релаксации ионов  $Mn^{2+}$   $T_2$  определяется спиновой релаксацией дырок за счет спин-орбитального взаимодействия. При  $T > T_c$  доминирует вклад от флуктуации спина в ансамбле дырок. Из-за взаимодействия со спиновой подсистемой дырок при переходе из ПМ в ФМ фазу происходит перенормировка эффективного g-фактора иона  $Mn^{2+}$ .

Апробация работы. Результаты работы докладывались на рабочих семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе, на «15 Всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и наноэлектронике» (Санкт-Петербург, 2013), «Международной Зимней Школе по физике полупроводников» (Зеленогорск, 2015), международной конференции «Spin Physics, Spin Chemistry and Spin Technology» (Санкт-Петербург, 2015), «XII Российской конференции по физике полупроводников» (Звенигород, 2015), II Всероссийском научном форуме «Наука будущего – наука молодых» (Казань, 2016), международной школе-семинаре «Экситоны в кристаллах и наноструктурах. К 120-летию со Дня Рождения Е.Ф. Гросса» (Санкт-Петербург, 2017).

Личный вклад. Автор диссертации выполнил экспериментальные измерения, представленные в данной диссертации, провел обработку и анализ данных, написал программный код для автоматизации установки и подключения оборудования, контролирующего параметры эксперимента. Автор активно участвовал в постановке задач и подготовке к печати всех опубликованных по теме диссертации работ.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 работах [A1-A5], все из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК.



Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, пяти глав, Заключения и списка литературы. Она содержит 121 страницу текста, включая 43 рисунка. Список цитируемой литературы содержит 105 наименований. Основной текст разделен на главы и параграфы. Формулы, таблицы и рисунки, приведенные в диссертации, нумеруются по главам. Список литературы сгруппирован по порядку первого упоминания в тексте.

Во Введении обоснована актуальность проведенной работы, сформулирована цель, научная новизна и практическая значимость работы, перечислены основные положения, выносимые на защиту, и кратко изложено содержание диссертации.

В первой главе описана экспериментальная установка и принцип её работы, представлены основные возможности программы, написанной в рамках данной диссертационной работы для автоматизации управления установкой. Приведены погрешности эксперимента, а также в единой таблице приведены основные свойства всех образцов, исследованных в данной работе.

Во второй главе приведено исследование методом резонансного НРСПС энергетической структуры нейтрального акцептора Mn ( $A_{Mn}^0$ ) в объемной легированном GaAs:Mn в зависимости от внешней одноосной деформации и магнитного поля, с учетом наличия внутренних случайных полей. На основе сравнения с теоретическими расчетами в спектрах НРСПС идентифицированы линии, соответствующие переходам между мультиплетами основного и первого возбужденного состояний акцептора  $A_{Mn}^0$ , определены соответствующие эффективные g-факторы, а также величина деформационного потенциала константы p-d обменного взаимодействия между ионом  $Mn^{2+}$  и дыркой валентной зоны.

В третьей главе методом поляризованной фотолюминесценции горячих электронов исследовано влияние внешней одноосной деформации на магнитную анизотропию эпитаксиальных слоев ФМ РМП (Ga,Mn)As. Изучено комбинированное воздействие внешней одноосной деформации и магнитного поля на спиновую поляризацию дырок, связанных на акцепторах Mn. Для сравнения методом поляризованной исследовано влияние внешней деформации на поляризацию дырок, связанных на акцепторах, в легированном GaAs:Mn. Определены постоянные магнитной анизотропии и магнитострикции для (Ga,Mn)As.

В четвертой главе методом поляризованной фотолюминесценции горячих электронов исследована спиновая поляризация дырок во внешнем магнитном поле в структурах с ферромагнитными квантовыми ямами (Ga,Mn)As/AlAs, а также, для сравнения, в объемном РМП (Ga,Mn)As, объемном легированном GaAs:Mn и легированных СКЯ GaAs:Mn/AlAs. Из полученных данных и сравнения с теоретическим расчетом сделан вывод, что ферромагнетизм в СКЯ РМП (Ga,Mn)As/AlAs в значительной степени обусловлен дырками, локализованными в примесной зоне акцептора Mn, а не свободными дырками валентной зоны. Вторым выводом является то, что спиновая поляризация дырок примесного уровня в двумерном РМП определяется преимущественно внутренними случайными полями, а не влиянием размерного квантования.

В пятой главе методом НРСПС исследована поперечная релаксация спина иона  $Mn^{2+}$  и перенормировка эффективного g-фактора иона  $Mn^{2+}$  в ФМ РМП (Ga,Mn)As: из ширины линии НРСПС получена зависимость времени поперечной релаксации спина иона  $Mn^{2+}$  от температуры и магнитного поля, а из зависимости величины энергетического сдвига линии НРСПС от магнитного поля получена температурная зависимость эффективного g-фактора иона  $Mn^{2+}$ . Наблюдалось уменьшение g-фактора на  $\sim 5\%$  при переходе из парамагнитной в ферромагнитную фазу.

В Заключении сформулированы основные результаты работы.

# Глава 1

## Методика эксперимента

### 1.1 Метод поляризованной фотолюминесценции

**Фотолюминесценция** (ФЛ) - спонтанное излучение, возникающее при рекомбинации созданных светом неравновесных носителей заряда. **Краевая фотолюминесценция** (КФЛ) - фотолюминесценция с энергией фотона, близкой к ширине запрещенной зоны полупроводника. [39]

Рассмотрим межзонную краевую фотолюминесценцию, связанную с переходами  $s\text{-}hh$  и  $s\text{-}lh$ . В полупроводниках  $p$ -типа она возникает в результате излучательной рекомбинации фотовозбужденных электронов и термализованных неполяризованных дырок. При высоких уровнях возбуждения, или в полупроводнике  $n$ -типа, неравновесные дырки также могут участвовать в рекомбинации. В момент рождения дырки, как и электроны, ориентированы по спину (в случае циркулярно поляризованного фотовозбуждения). Средний угловой момент легких и тяжелых дырок в точке возбуждения циркулярно поляризованным светом составляет  $+1.25$ , что при сложении со средним спином электрона  $-0.25$ , в сумме даёт  $1$ , угловой момент поглощенного фотона. Но в кристалле GaAs в силу сильного спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне угловой момент и квазиимпульс дырки жестко связаны, поэтому ориентация дырки быстро теряется (за время порядка времени релаксации импульса дырки  $\tau_p$ ). Поэтому, несмотря на то, что дырки в момент рождения ориентированы, у термализованных дырок ориентация практически отсутствует [28].

Степень циркулярной поляризации  $\rho_c$  ФЛ определяется выражением:

$$\rho_c = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}. \quad (1.1)$$

где  $I_+$  и  $I_-$  - интенсивности компонент ФЛ, поляризованных по правому и левому кругу (имеющие  $\sigma+$  и  $\sigma-$  поляризацию), соответственно.

Для степени циркулярной поляризации КФЛ, в случае неполяризованных дырок, для переходов  $s\text{-}hh$  и  $s\text{-}lh$  справедлива формула [28]:

$$\rho_c = -\mathbf{S} \cdot \mathbf{n}_1. \quad (1.2)$$

где  $n_1$  — единичный вектор в направлении наблюдения фотолюминесценции.

Это означает, что модуль степени циркулярной поляризации фотолюминесценции равен среднему спину электронов вдоль направления наблюдения. Знак "—" означает, что угловой момент излучаемых фотонов противоположен среднему спину электронов. Отсюда для КФЛ максимальное значение  $\rho_c = 0.25$ . Формула 1.2 получена для межзонных переходов, но также справедлива, если фотолюминесценция связана с переходами зона-мелкая примесь [28].

Величина линейной поляризации ФЛ определяется выражением:

$$\rho_l = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}. \quad (1.3)$$

где  $I_{\parallel}$  и  $I_{\perp}$  - интенсивности ФЛ, измеренные в осях параллельных и перпендикулярных внешнему магнитному полю  $B$ , соответственно.

Если энергия поглощенного фотона больше ширины запрещенной зоны ( $\hbar\omega_{ex} > E_g$ ), то избыточную энергию  $\hbar\omega_{ex} - E_g$  получают фотовозбужденные электрон и дырка, при этом эта энергия делится между ними обратно пропорционально их эффективным массам. При создании пары электрон-тяжелая дырка в GaAs почти вся энергия передается электрону, в то время как в случае пары электрон-легкая дырка, энергия разделяется почти в равной степени. Схема переходов представлена на рис. 1.1. Фотовозбужденные носители заряда быстро теряют избыточную энергию, и для большинства из них термализация происходит до рекомбинации. Но небольшая часть носителей рекомбинирует в процессе термализации, в результате чего возникает высокочастотный хвост в спектре ФЛ, вблизи линии лазерного возбуждения. Эту часть ФЛ называют **Горячей Фотолюминесценцией** (ГФЛ). [28]

Формула 1.2 получена для термализованных электронов, распределение которых по импульсам изотропно. Для горячей фотолюминесценции характерны

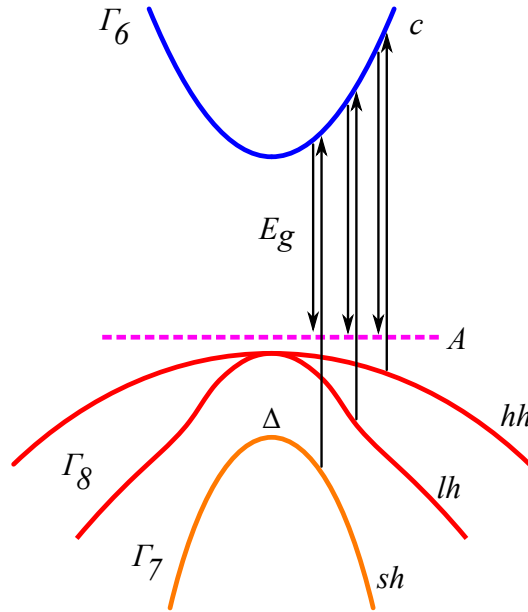


Рис. 1.1: Зонная структура GaAs вблизи центра зоны Бриллюэна и схема переходов на основе рис. из работы [28]. Стрелки, направленные вверх, - возбуждение в зону проводимости (с) из подзон тяжелых дырок hh, легких дырок lh и спин-отщепленной sh. Стрелки, направленные вниз, - рекомбинация зона-акцептор (A).

анизотропия распределения по импульсам и корреляция между спином и квазиимпульсом, возникающие в точке возбуждения. Поэтому максимальная степень циркулярной поляризации ГФЛ может превышать значение 0.25 [28].

## 1.2 Метод неупругого рассеяния света с переворотом спина

**Неупругое рассеяние света** (НРС) - процесс, в ходе которого уничтожается квант падающего излучения и рождается квант рассеянного излучения, с изменением частоты. Такой процесс происходит с рождением (стоксов процесс) или уничтожением возбуждения в кристалле (антистоксов процесс). При этом в спектре рассеянного излучения рядом с лазерной линией появляются линии-спутники, которых не было в спектре падающего излучения, сдвинутые на энергию возбуждения в область меньших (в случае стоксова процесса) или больших энергий (в случае антистоксова процесса). Рассеяние света в твердом теле может происходить, например, на фонах, свободных и связанных носителях заряда, магнонах, поляритонах [40].

Отличие неупругого рассеяния света от ФЛ состоит в том, что при этом система не переходит в возбужденное состояние на конечные промежутки времени,

т.е. рассеяние света происходит через виртуальные промежуточные состояния, а закон сохранения энергии выполняется только для начального и конечного состояний, законы сохранения импульса и углового момента выполняются на каждом этапе процесса [40].

**Неупругое рассеяние света с переворотом спина (НРСПС)** - процесс НРС, при котором происходит изменение спинового состояния системы при взаимодействии со светом [37, 38]. В простейшем случае, такой процесс включает в себя три этапа:

1) поглощение кристаллом падающего фотона в состоянии  $|\hbar\omega_i, \sigma^{\eta/\lambda}, k_i\rangle$  с рождением электронно-дырочной пары или экситона.

2) переворот спина электрона и/или дырки в экситоне в результате обменного взаимодействия их со спинами носителей, связанных на примесях или магнитных ионах примесей, а также в результате рассеяния на фононах. Например:

$$\left\{ \begin{array}{c} \text{Phonon} \\ A^0X \\ Mn^{2+} \end{array} \right\}$$

3) рекомбинация электронно-дырочной пары с испусканием фотона в состоянии  $|\hbar\omega_s, \sigma^{\lambda/\eta}, k_s\rangle$  и с энергией  $\hbar\omega_s = \hbar\omega_i \pm \Delta^*$ , где  $\Delta^*$  - энергия, необходимая для того, чтобы перевести систему из основного спинового состояния в возбужденное ( $-\Delta^*$ , стоксов процесс) или наоборот ( $+\Delta^*$ , антистоксов процесс).

В рамках дипольного приближения в геометрии Фарадея возможны только переходы с изменением углового момента фотона на 0 или  $\pm 2$ . Экситоны, связанные на примесях, позволяют изучать энергетическую структуру примесных центров (нейтральных или заряженных).

В главах 2 и 5 будут рассмотрены процессы НРСПС, связанные с двумя видами переходов: переворотами спинов электронов в d-оболочках отрицательно заряженных ионов  $Mn^{2+}$  [41, 42] и изменением проекции полного углового момента нейтрального комплекса  $Mn^{2+} + \text{дырка}$ .

Линии НРСПС, связанные с переходами во внутренней оболочке иона  $Mn^{2+}$ , наблюдались в работах [41, 42]. В работе [41] в объемных образцах GaAs:Mn в спектрах неупругого рассеяния (измеренных при возбуждении линии ФЛ, связанной с  $A^0X$ ) наблюдались линии  $n\Delta_d$  с энергетическим сдвигом, рав-

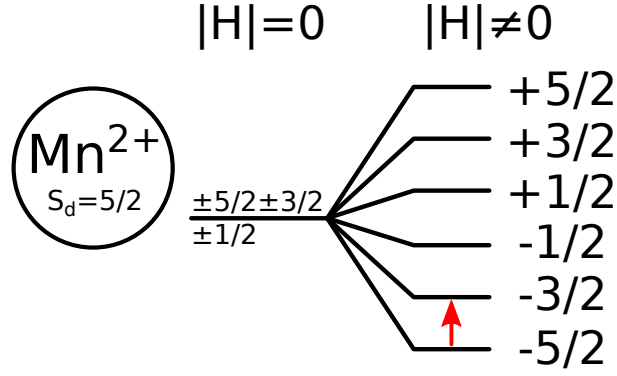


Рис. 1.2: Иллюстрация, объясняющая происхождение величины энергетического сдвига линии  $1\Delta_d$ . При фотовозбуждении рождается электронно-дырочная пара, она рекомбинирует, передавая часть энергии на возбуждение иону  $Mn^{2+}$  (с полным моментом  $S_d = 5/2$ ) из состояния  $-5/2$  в состояние  $-3/2$ , эту разницу мы и видим в виде линии в спектре неупругого рассеяния.

ным  $ng_d\mu_B B$ , где  $g_d = 2.02 \pm 0.01$ , а  $n$  менялась от 2 в умеренно легированных образцах (концентрация  $n_{Mn} = 0.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) до 5 в высоколегированных ( $n_{Mn} = 3.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Линия  $1\Delta_d$  была отнесена к перевороту спина d-электрона одного иона  $Mn^{2+}$   $\Delta S_d = 1(-5/2 \rightarrow -3/2)$  в результате флип-стоп процесса, анизотропного обменного взаимодействия Дзялошинского-Мория между дыркой в экситоне и ионом  $Mn^{2+}$  (см. рис. 1.2). Поскольку возможность формирования комплекса  $A^+X$  крайне мала в GaAs:Mn (согласно оценкам Н.В. Веев и Е.W. Williams в [43]), линии  $n\Delta_d$  были объяснены переворотами спинов (переходами  $-5/2 \rightarrow -3/2$  в стоксовой области) в d-оболочках до 5 ионов  $Mn^{2+}$  (в образцах с наибольшим легированием), находящихся вблизи комплекса  $A^0X$  (т.е., комплексом  $A^0X - nMn^{2+}$  — ионы, где  $n$  принимает значение от 1 до 5 в случае 5-й линии).

Метод НРСПС позволяет также измерить константу p-d обменного взаимодействия между 3d-электронами и связанной на Mn дыркой в нейтральном акцепторе  $Mn^{2+} + \text{дырка}$  [44], расщепление подуровней во внешнем магнитном поле, внешней деформации, внутренних случайных полях [45, 46].

Простейший случай перехода между подуровнями  $F=1$  нейтрального акцептора  $Mn^{2+} + \text{дырка}$  с проекциями углового момента  $m_F = -1$  и  $m_F = +1$  (т.е.,  $F_1^{-1} \rightarrow F_1^{+1}$ ) в отсутствие случайных полей и внешней деформации и наличии внешнего магнитного поля (расщепление, вызванное магнитным полем, больше расщепления, вызванного случайными полями) в геометрии Фарадея обратного рассеяния показан на рис. 1.3. Возбуждающий  $\sigma^+$  фотон распространяется

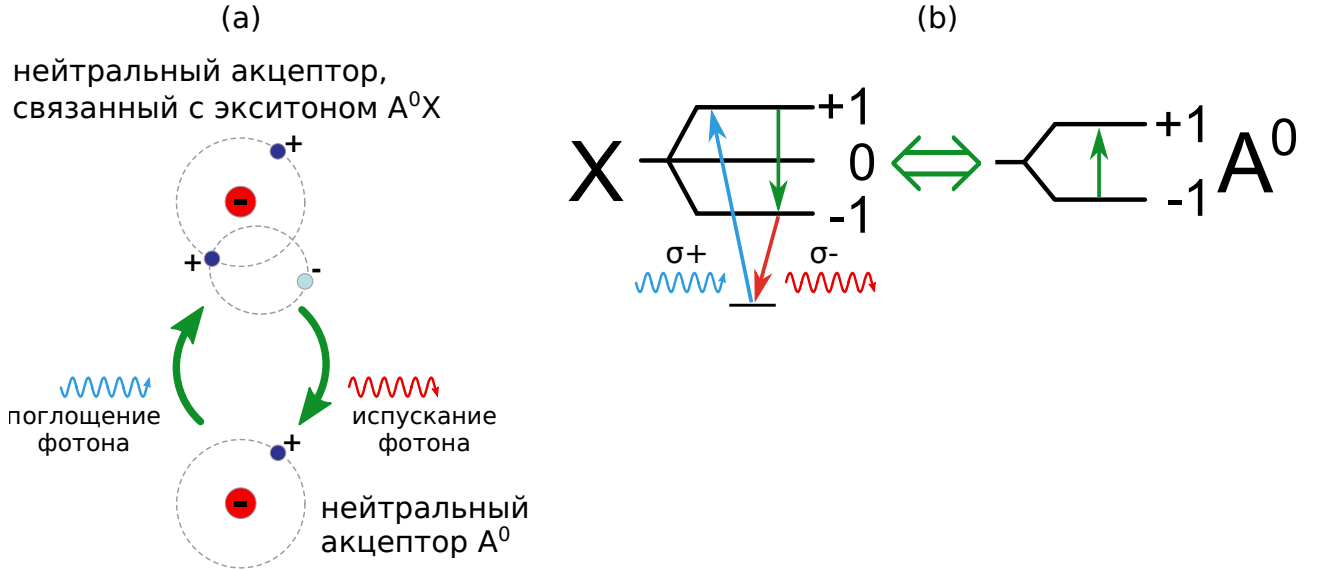


Рис. 1.3: : Неупругое рассеяние света с переворотом спина на нейтральном акцепторе. Зеленая двунаправленная стрелка означает обменное и диполь-дипольное взаимодействие.

вдоль направления магнитного поля  $\mathbf{k}_1 \parallel \mathbf{B}$  и создает промежуточное состояние — комплекс  $A^0X$ , экситон, связанный на нейтральном акцепторе. Для  $\sigma^+$  возбуждения полная проекция углового момента экситона составляет  $+1$ , при этом проекция углового момента дырки в экситоне  $+3/2$ , а электрона в экситоне  $-1/2$ . Обменное взаимодействие между нейтральным акцептором  $A^0$  и экситоном  $X$  приводит к взаимному перевороту их спинов с сохранением полного углового момента. При этом полный угловой момент экситона становится равным  $-1$ , а для нейтрального акцептора он изменяется на  $+2$ . На следующем шаге экситон может излучательно рекомбинировать с испусканием  $\sigma^-$  фотона. Закон сохранения энергии выполняется для начального (нейтральный акцептор в состоянии  $F_1^{-1}$  и  $\sigma^+$ -поляризованный фотон) и конечного (нейтральный акцептор в состоянии  $F_1^{+1}$  и  $\sigma^-$ -поляризованный фотон) состояний, изменение энергии фотона равно разнице в энергии между уровнями  $F_1^{-1}$  и  $F_1^{+1}$ . В данном случае, энергия излученного фотона составляет  $\hbar\omega_2 = \hbar\omega_1 - 2\mu_{BF=1}B$ , он оказывается смещенным в стоксову область.



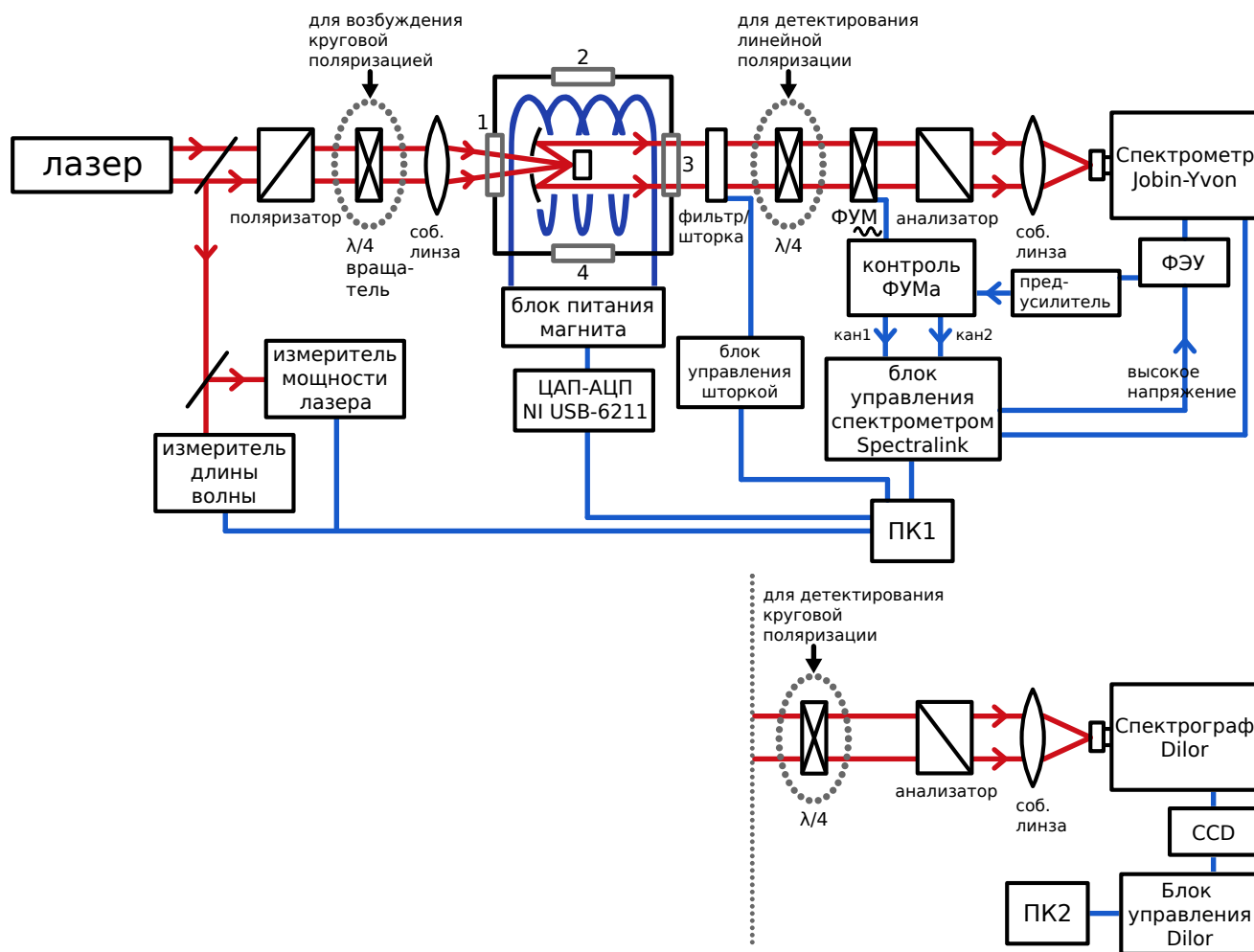


Рис. 1.4: Схема экспериментальной установки. Красным цветом показан ход световых лучей, синим - обмен данными и подача электрического напряжения.

## 1.3 Экспериментальная установка

### 1.3.1 Блок-схема

На рисунке 1.4 сверху представлена схема экспериментальной установки (в качестве детектора используется Фото-Электронный Умножитель, ФЭУ). Красными стрелками обозначен ход оптических лучей. Синими стрелками передача электрических импульсов и данных.

В качестве источников оптического возбуждения использовались лазерные линии He-Ne,  $Ar^+$  и  $Kr^+$  лазеров, а также перестраиваемый TiSa лазер, возбуждаемый лазером накачки Sprout. Плотность накачки на образце составляла  $P \sim 5 \div 200 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ .

Для установки длины волны, генерируемой TiSa лазером, использовался измеритель длины волны лазера, в качестве которого использовался мини-

аторный спектрометр с фиксированной дифракционной решеткой AvaSpec-ULSi3648.

Образец расположен внутри камеры гелиевого криостата фирмы Oxford на держателе с печкой и деформирующим механизмом, это позволяет управлять его температурой и величиной деформации. Температуру внутри криостата можно менять от 1.6 до 300 К. Высокая стабильность температуры печки обеспечивается при помощи контроллера температуры (не показан на рисунке; связан с компьютером). Есть два режима установки температуры: ручной, с дисплея температурного контроллера, и автоматический, т.е. удаленный с компьютера. Расположенный внутри криостата сверхпроводящий магнит позволяет прикладывать магнитные поля до 5 Т. Величина магнитного поля задаётся источником тока, управляемым ЦАП/АЦП NI USB-6211 (связан с компьютером). На NI USB-6211 также подаётся напряжения с шунта для получения текущего тока через магнит (и магнитного поля).

В случае возбуждения циркулярно поляризованным светом излучение лазера проходит через поляризатор (призму Глана-Тейлора), затем линейно поляризованный свет проходит через пластину  $\lambda/4$  внутри моторизованного вращателя, становясь циркулярно поляризованным, затем через собирающую линзу 3, которая фокусирует свет в точку на образце диаметром  $\approx 100\text{-}150$  мкм внутри криостата.

Полезный сигнал с образца попадает на сферическое зеркало на держателе и, отражаясь, выходит через оптическое окно криостата 3. Дальше, при записи лазерной линии в спектрах НРСПС для уменьшения интенсивности излучения на пути луча может быть поставлен фильтр, управляемый моторизованным вращателем. Затем свет проходит через кварцевый фотоупругий модулятор (ФУМ). На ФУМ подается синусоидальное напряжение частотой  $f=34$  kHz от контроллера ФУМа.

Фотоупругий модулятор - кристалл, в котором приложение внешнего электрического напряжения приводит к возникновению упругих деформаций (из-за наличия обратного пьезоэффекта), резко возрастающих при совпадении частоты напряжения с одной из собственных частот механических колебаний кристалла. В процессе упругих деформаций происходит изменение показателя преломления, и кристалл становится двуосным [47] (частота и амплитуда напря-

жения в нашем случае подбиралась так, чтобы показатель преломления был различен для  $\pi$  и  $\sigma$ -поляризации и позволял изменять при прохождении через ФУМ разницу фаз между  $\pi$  и  $\sigma$ -поляризованными волнами на  $\pm\pi/2$ ). Поскольку циркулярно-поляризованный свет можно разложить на световые волны  $\pi$  и  $\sigma$ -поляризации, ФУМ позволяет превращать  $\sigma^+$  или  $\sigma^-$  поляризованный свет в разные полупериоды приложенного электрического напряжения в  $\pi$  и  $\sigma$  волны или наоборот. Конструкция из ФУМа, стоящего после него анализатора и фотодетектора позволяет определять интенсивность  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ -поляризованного света.

Собирающая линза фокусирует свет от образца на щель спектрометра Jobin-Yvon U1000 с дифракционной решеткой 1800 штрихов/мм. Спектрометр выделяет нужную длину волны, и выделенный сигнал попадает в фотодетектор, в качестве которого используется ФЭУ (охлаждаемый *GaAs* фотоэлектронный умножитель), который работает в режиме счёта фотонов. Усиленный предусилителем сигнал поступает в контроллер ФУМа, где он разделяется на два канала (в зависимости от текущего периода управляющего переменного напряжения, создаваемого кварцевым генератором контроллера; фазовый сдвиг между управляющим синусоидальным сигналом и модуляцией ФУМа определяется эмпирически). Данные с двух каналов регистрации поляризации поступают в блок управления спектрометром Spectralink. Блок управления спектрометром позволяет получать данные об интенсивности сигнала в двух каналах поляризации, устанавливать время накопления сигнала и положение дифракционных решеток.

На компьютере установлена написанная в рамках данной работы программа (см. ниже), которая позволяет устанавливать различные параметры эксперимента, снимать спектры и выводить на экран монитора данные об интенсивности двух каналов сигнала и величину поляризации.

На рисунке 1.4 сверху изображен ход лучей при измерениях в геометрии Фарадея при использовании 1-й экспериментальной установки. Криостат позволяет проводить измерения в геометриях магнитного поля Фарадея, Фойгта и любых других углах между вектором магнитного поля и направлением распространения света.

Для того, чтобы возбуждать образец светом, имеющим круговую поляризацию, как уже было сказано, использовалась до криостата пластина  $\lambda/4$  внутри моторизованного вращателя (она показана внутри пунктирного круга в левой части рисунка). Для того, чтобы детектировать степень линейной поляризации света в 1-й экспериментальной установке, после криостата ставилась дополнительно пластина  $\lambda/4$  (она показана внутри пунктирного круга в верхней правой части рисунка).

Схема измерений на 2-й установке со спектрометром Dilor XY800 (с дифракционной решеткой 1800 штрихов/мм) и детектором CCD аналогична. Разница только в детектирующей части (после криостата). Схема детектирования отраженного света/люминесценции показана в нижней части рисунка 1.4. Без пластины  $\lambda/4$  путем вращения анализатора происходит детектирование линейно-поляризованного света  $\pi$  и  $\sigma$  поляризаций. Для детектирования степени круговой поляризации дополнительно перед анализатором вставляется пластина  $\lambda/4$  (она показана внутри пунктирного круга в нижней правой части рисунка), в этом случае крутится пластина  $\lambda/4$ , а анализатор зафиксирован.

При измерениях исследовались: глава 3 — интенсивность краевой ФЛ и энергетические сдвиги в спектрах НРСПС при возбуждении свободного экситона ( $X$ ) и экситона, связанного с акцептором  $Mn$  (всё — для легированного образца); глава 4 — циркулярная поляризация краевой ФЛ легированного образца и некоторой точки ГФЛ (в максимуме интенсивности ГФЛ) для ФМ РМП образцов; глава 5 — интенсивность ФЛ и ГФЛ и циркулярная и линейная поляризация ГФЛ в точке рождения электронов для легированных, ФМ РМП, легированных СКЯ, ФМ РМП СКЯ образцов; глава 6 — методом НРСПС исследовались линии перехода в спектре НРСПС между состояниями  $-5/2$  и  $-3/2$  иона  $Mn^{2+}$  в легированном и ФМ РМП образцах.

Изменяя магнитное поле и величину деформации можно снимать зависимость поляризации от магнитного поля при постоянной деформации. Поэтому для приложения внешней одноосной деформации использовался специальный держатель, конструкция которого представлена на рисунке (1.5). На основании держателя 1 закреплена неподвижная втулка 2, в которой находится латунная “наковальня”. Во втулке проделано специальное отверстие 8 для доступа к образцу. “Наковальня” состоит из верхней 4 неподвижной и нижней 5 подвижной

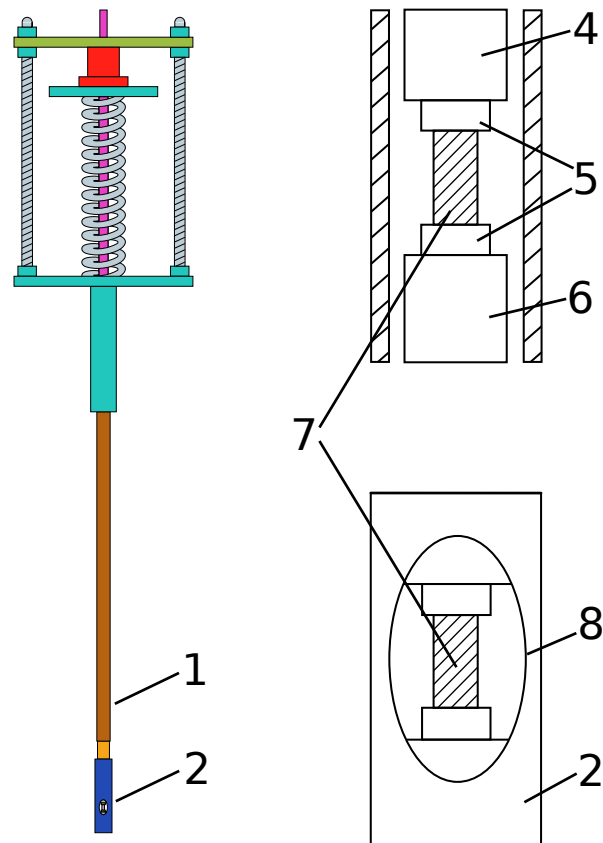


Рис. 1.5: Конструкция держателя. Схематически изображена конструкция втулки. 1 – основание; 2 – втулка; 3- калиброванная пружина; 4- верхняя часть “наковальни”; 5- свинец; 6- нижняя часть “наковальни”; 7- образец; 8- отверстие для доступа к образцу.

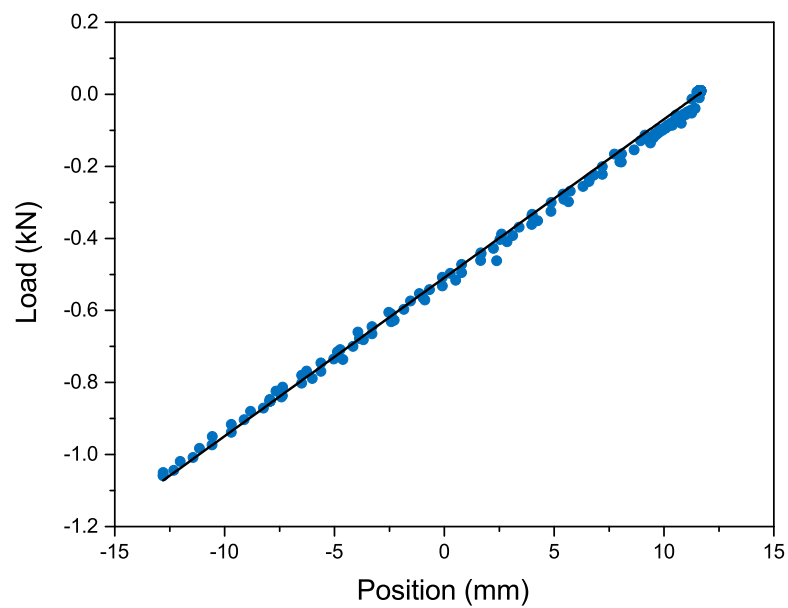


Рис. 1.6: Калибровочная кривая пружины держателя.

части. Свинец 6 используется для предотвращения разрушения образца 7, так как на его поверхности существуют неровности, которые при приложении давления будут способствовать расколу образца. Свинец пластичен при комнатной температуре, он в точности повторяет форму исследуемого материала, однако при температуре жидкого гелия свинец приобретает жесткость, которая позволяет прикладывать деформацию. Нижняя часть наковальни соединена тонкой проволокой с калиброванной пружиной. При нагружении пружины проволока тянет нижнюю часть наковальни вверх и к образцу прикладывается известное давление. Это давление может быть определено по изменению длины пружины. Из полученной калибровочной зависимости (рисунок 1.6) была определена упругая константа пружины  $k_y = 44 \text{ кН/мм}$ .

### 1.3.2 Погрешности эксперимента

Погрешность установки магнитного поля составляет 0.001 Т. Погрешность установки температуры образца составляет 0.1 К.

Погрешность установки спектрального положения спектрометра Jobin-Yvon U1000 для дифракционной решетки 1800 штрихов/мм составляет  $0.02 \text{ см}^{-1}$ , дисперсия  $2.43 \text{ Å/мм}$ , характерный размер щели 0.06-0.1 мм в зависимости от интенсивности спектра.

Для спектрографа Dilor XY800 дисперсия в исследованном спектральном диапазоне для дифракционной решетки 1800 штрихов/мм составляет  $5.1 \text{ Å/мм}$ , характерный размер щели 0.1 мм.

Перестраиваемый TiSa лазер имеет спектральную ширину  $< 2 \text{ ГГц}$ , что соответствует  $0.07 \text{ см}^{-1}$ .

Погрешность, связанная с нестабильностью мощности лазера, нивелировалась путем нормировки измеренного сигнала от образца на интенсивность лазерного света, измеренную измерителем мощности, интенсивность получившихся спектров представлена в относительных единицах (arb. units).

Интенсивности  $I_{\perp}$ ,  $I_{\parallel} / I_{+}$ ,  $I_{-}$  измерялись с таким накоплением сигнала, чтобы добиться относительной ошибки измерения степени линейной и циркулярной поляризации  $< 3\%$ .

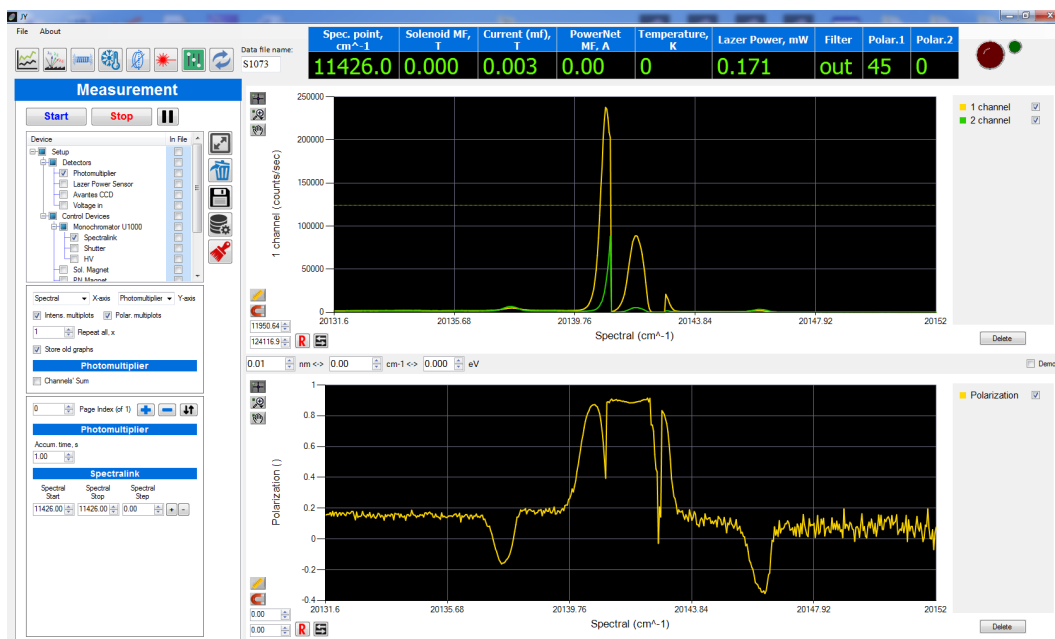


Рис. 1.7: Интерфейс программы, управляющей 1 установкой.

### 1.3.3 Автоматизация эксперимента

Для проведения эксперимента на 1 установке со спектрометром Jobin-Yvon U1000 был написан программный код на языке C# для подключения оборудования и контроля параметров установки, в т.ч.:

- 1) длины волны монохроматора
- 2) ускоряющего напряжения на ФЭУ и сигнала с него.
- 3) получения текущей длины волны лазера с измерителя длины волны фирмы Thorlabs.
- 4) установки и считывания величины магнитного поля в криостате.
- 5) установки и считывания температуры в криостате
- 6) управления моторизованным вращателем для возбуждения циркулярно поляризованным светом
- 7) управления моторизованным вращателем для установки/изъятия фильтра

Интерфейс программы представлен на рисунке 1.7. Программа позволяет предварительно задать цепочку статических точек измерений, в каждой точке параметры эксперимента. Задание точек разделено на независимые «страницы», на каждой «странице» задаётся последовательность вложенных циклов, в каждом из которых меняется значение отдельного параметра. Последователь-

ность вложенности циклов, т.е. их приоритет или иерархия (какие циклы в какие в какой последовательности вкладываются), настраивается путём назначения приоритета каждого параметра. Таким образом задаётся значение каждого параметра в каждой точке (список изменяемых параметров и детектируемых данных меняется в дереве устройств).

В каждой точке помимо установки всех основных параметров также можно выбрать перечень данных для считывания с детекторов и какие данные выводить на графики (их 2), а какие просто записывать в файл.

Таким образом, путем выбора устройств в дереве устройств, а также изменения числа страниц и строк (с окошками для ввода значений параметров), то есть с помощью нажатия на кнопки "+" и "-", динамически обновляется интерфейс, позволяя вводить только те параметры и в таком количестве, в котором нужно, а также контролировать вывод в файл.

В программе также есть вкладки с "ручным" управлением отдельными приборами, заданием отдельных параметров, юстировкой, например, сигнала с ФЭУ (выводом значения сигнала во времени для юстировки оптики).

Вторая установка управляется программой Labspec.

## 1.4 Исследованные образцы и их параметры

В таблице 1.1 приведен список всех образцов, исследованных в данной работе. Названия являются сокращениями: R = Reference (использовались легированные образцы, GaAs:Mn), DQ = structure with Doped Quantum wells (структуры с легированными квантовыми ямами), FMB = FerroMagnetic Bulk (объемный ФМ РМП образец, (Ga,Mn)As), FMQ = structure with FerroMagnetic Quantum wells (структуры с ФМ РМП квантовыми ямами).

Концентрация Mn в РМП образцах, использованных в данной работе, определялась методом Дифракции рентгеновского излучения [48]. Концентрация Mn в легированных образцах определялась транспортными измерениями, а именно путем измерения холловской проводимости в магнитном поле при изменении температуры образца [11]. Температура Кюри измерялась методом сквид [48].



Таблица 1.1: Параметры структур, исследованных в этой работе: приведены содержание Mn, толщина слоя (или ширина ямы/ширина барьера), тип магнетизма: парамагнитный (ПМ) или ферромагнитный (ФМ), температура роста и температура Кюри  $T_c$ , измеренная методом сквид. Верхним индексом у названия каждого образца проставлено, в каких главах данный образец исследовался.

Образец	Содержание Mn	Магнитное состояние	Толщина слоя (или ширина ямы/ барьера) (нм)	Т роста (°C)	T <sub>c</sub> , K
CH <sup>1</sup>	$6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$	ПМ		Чохр	-
R <sup>2</sup>	$10^{-5} (5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3})$	ПМ	1000	$540 - 560^\circ C$	-
R1 <sup>3</sup>	$1.5 \cdot 10^{-5}$	ПМ	1000		-
DQ1 <sup>3</sup>	$2.5 \cdot 10^{-5}$	ПМ	(10/6)		-
DQ2 <sup>3</sup>	$2.5 \cdot 10^{-5}$	ПМ	(5/3)		-
FMB <sup>3</sup>	0.04	ФМ	1000		55
FMQ1 <sup>3</sup>	0.025	ФМ	(10/3)		35
FMQ2 <sup>3</sup>	0.04	ФМ	(10/3)		30
FMQ3 <sup>3</sup>	0.025	ФМ	(5/3)		6
R <sup>4</sup>	$1.5 \cdot 10^{-5} (3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3})$	ПМ	1000	$540^\circ C$	-
FM1 <sup>4</sup>	0.01	ФМ	500	$250^\circ C$	35
FM2 <sup>2, 4</sup>	0.043	ФМ			55
FM3 <sup>4</sup>	0.008	ПМ			-
FM4 <sup>4</sup>	0.014	ФМ			48
FM5 <sup>4</sup>	0.025	ФМ			50
FM6 <sup>4</sup>	0.05	ФМ			60
FM7 <sup>2</sup>	0.06	ФМ	800		45

## Глава 2

# Энергетическая структура одиночного акцептора Mn в GaAs:Mn

### 2.1 Введение

Примесь  $Mn^{2+}$  в GaAs исследовалась различными спектроскопическими методами: поляризованной ФЛ ([29, 49]), поляризованной ФЛ и НРСПС ([41]), ЭПР ([50]), Инфракрасной Спектроскопии ([51]). Результаты работ [41, 51, 50, 49, 29] свидетельствуют в пользу модели "слабой связи", в рамках которой ион  $Mn^{2+}$  с конфигурацией внутренней оболочки  $3d^5$  (определяющей его спин  $S = 5/2$ ) связан с дыркой валентной зоны с полным угловым моментом  $J = 3/2$ . Исследования методами магнито-фотолюминесценции [49] и электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [50] свидетельствовали об антиферромагнитной связи между дыркой и спинами Mn. В работе [50] была также опровергнута "модель сильной связи": были теоретически рассчитаны g-факторы первых двух возбужденных уровней для случая  $3d^4$  конфигурации,  $3/2 \leq g(T_1) \leq 2$  и  $1/2 \leq g(T_2) \leq 2/3$ , данные линии не наблюдались в спектрах ЭПР. Но наблюдались линии с  $g = 2.00$ ,  $g = 2.77$  и  $g = 5.72$ . Линия с  $g = 2.00$  была отнесена к переходам  $\Delta M = 1$  внутри внешней оболочки ионизованного акцептора Mn  $A^-$ . Линии с  $g = 2.77$  и  $g = 5.72$  были отнесены к переходам с  $\Delta M = 1$  и  $\Delta M = 2$ , соответственно, между подуровнями основного состояния нейтрального акцептора  $A^0$ , в рамках модели "слабой связи". Таким образом, наличие антиферромагнитного p-d обменного взаимодействия между 3d-электронами внутренней оболочки иона  $Mn^{2+}$  и дыркой валентной зоны приводит к формированию комплекса  $Mn^{2+} + \text{дырка}$  ( $A_{Mn}^0$ ), основное состояние которого рас-

щеплено обменным взаимодействием на четыре подуровня, соответствующим разным значениям полного углового момента  $F = J + S = 1, 2, 3, 4$  [45, 46].

Величина g-фактора основного состояния  $F = 1$  была определена как  $g = 2.77$  методом ЭПР [50] и  $g = 2.74$  методом НРСПС [41].

Величина константы p-d обменного взаимодействия  $A$  между ионом  $Mn^{2+}$  и дыркой оценивалась в работах [45, 51] как  $A = 4 \div 6$  мэВ. В работе [41] было получено значение  $A = 2.2$  мэВ методом НРСПС путем непосредственного измерения энергетического расстояния между состояниями  $F = 1$  и  $F = 2$ , при этом значение было заниженным из-за того, что при его оценке не учитывалось влияние локальной деформации.

Теоретически модель "слабой связи" была наиболее полно развита в работах [45, 46]. Теоретическая модель, использованная в данной главе, была разработана в ФТИ им. А.Ф. Иоффе И. В. Крайновым и Н. С. Аверкиевым АЗ, и является обобщением этих работ на случай одновременного приложения внешнего магнитного поля, внешней деформации и наличия внутренних случайных полей.

В данной главе методом НРСПС исследуется энергетическая структура нейтрального акцептора Mn ( $A_{Mn}^0$ ) в объемном GaAs в зависимости от внешней одноосной деформации и магнитного поля. Для этого под воздействием внешней одноосной деформации и магнитного поля детектируются линии НРСПС, возникающие из излучательных переходов с переворотом спина между мультиплетами основного состояния и между мультиплетами основного и первого возбужденного состояний, и определяются соответствующие эффективные g-факторы. Рассматриваются оптические правила отбора для комплекса ион Mn-дырка во внешних магнитном и деформационном полях. Определяется зависимость обменной энергии акцепторов Mn от внешней одноосной сжимающей деформации. Экспериментальные результаты хорошо описываются теоретической моделью, развитой для акцептора Mn в условиях наличия внутренних случайных полей и внешних одноосной деформации и магнитного поля. Модель позволяет однозначно идентифицировать наблюдаемые линии НРСПС и позволяет утверждать, что сообщавшаяся ранее величина обменной энергии дырка-ион Mn  $\Delta_{F_1-F_2}$  была занижена на  $\sim 20\%$ .

Результаты работы, описанной в данной главе, опубликованы в статьях [A3], [A5].

## 2.2 Экспериментальные результаты

Объемный образец GaAs был выращен в направлении  $[111]$  и легирован Mn с концентрацией  $6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  методом Чохральского [41]. Для экспериментов по одноосной деформации из образца вырезался параллелепипед со сторонами  $1 \times 1 \times 3 \text{ мм}$ . Деформация прикладывалась вдоль длинного направления параллелепипеда, т.е. по оси  $[111]$ .

Спектры краевой ФЛ были получены с использованием линии He-Ne лазера на энергии 1.96 эВ. Для резонансного возбуждения спектров НРСПС использовался перестраиваемый Ti:Sa лазер, плотность мощности которого на поверхности образца составляла  $\sim 5 \text{ Вт/см}^2$ .

Спектры НРСПС были получены с помощью тройного монохроматора (Dilor XY800), оборудованного CCD-камерой. Образец погружался в гелиевый проточный криостат, температура образца поддерживалась при  $T = 4 \text{ К}$ . Встроенный в криостат сверхпроводящий магнит позволял прикладывать к образцу магнитное поле до  $B = 5 \text{ Т}$  в геометрии Фарадея вдоль кристаллического направления  $[1-10]$ . С помощью специального держателя с пружиной прикладывалась внешняя одноосная деформация до  $P = 5 \text{ кбар}$  вдоль направления  $[111]$  перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля, как показано на рис. 2.1.

Для описания поляризационных свойств падающего и рассеянного света линий НРСПС в случае циркулярной поляризации падающего света используется обозначение  $x(\sigma^\eta, \sigma^\lambda)\bar{x}$ , где  $x$  - направление распространения падающего света (вдоль оси  $x$ ),  $\sigma^\eta$  - поляризация падающего света,  $\sigma^\lambda$  - поляризация рассеянного света,  $\bar{x}$  - направление распространения рассеянного света (противоположно оси  $x$ ). Знаки  $\eta$  и  $\lambda$  соответствуют знакам проекции спина фотона на направление распространения падающего света. В случае линейной поляризации падающего света поляризации падающего и рассеянного света были  $x(\pi, \sigma)\bar{x}$  или  $x(\pi, \pi)\bar{x}$ . При этом вектор электрического поля света параллелен (при  $\pi$ -поляризации) или перпендикулярен (при  $\sigma$ ) по отношению к направлению  $[111]$ .

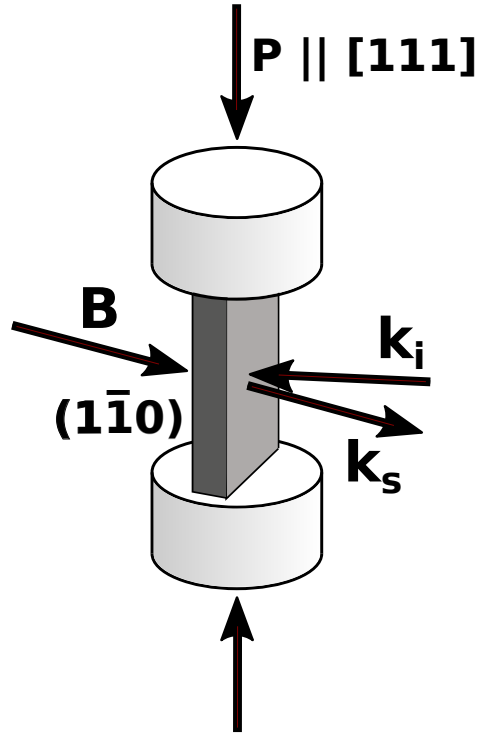


Рис. 2.1: Схема, демонстрирующая геометрию эксперимента: образец (серый кубоид) помещается между двумя свинцовыми пластинами (белые цилиндры), магнитное поле  $B$  приложено в геометрии Фарадея вдоль направления  $[1\bar{1}0]$ . Внешняя одноосная деформация непосредственно воздействует на свинцовые пластины, а через них - на образец, согласно схеме 1.5 из главы 1.  $\mathbf{k}_i$  и  $\mathbf{k}_f$  - волновые векторы падающего и рассеянного света, соответственно.

Зависимость спектров НРСПС от внешней одноосной деформации исследовалась при возбуждении линейно поляризованным светом, а от внешнего магнитного поля - циркулярно поляризованным светом. Спектры НРСПС при циркулярно поляризованных падающем и рассеянном свете смотрелись в геометрии Фарадея, а при линейно поляризованных - в геометрии Фойхта.

Спектр краевой фотолюминесценции для недеформированного образца показан красной кривой на рис. 2.2 при  $B = 0$  Т и  $T = 4$  К. Полоса ФЛ, отмеченная  $e-A_{Mn}^0$ , с центром на энергии 1.411 эВ, происходит из излучательной рекомбинации возбужденных светом свободных электронов (e) с дырками, которые связаны с нейтральными акцепторами Mn ( $A_{Mn}^0$ ). Линия фононного повторения, связанная с рекомбинацией свободных электронов и дырок, связанных на нейтральных акцепторах, сопровождающаяся испусканием продольного оптического фонона (с энергией  $\sim 36.5$  мэВ при  $T = 4$  К в центре зоны Бриллюэна в GaAs), отмечена как “-LO”. Полоса на энергии 1.514 эВ была отнесена в работе [41] к излучательной рекомбинации свободного экситона (X) и экситона, связанного на нейтральном акцепторе Mn ( $A_{Mn}^0X$ ). Приложение внешней одноосной

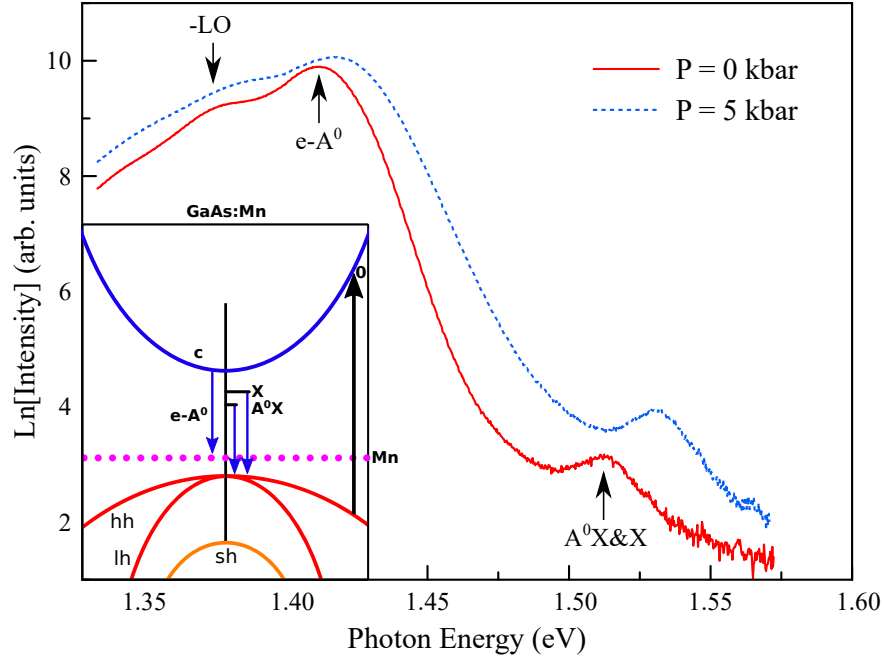


Рис. 2.2: Спектр краевой ФЛ образца в отсутствии (красная кривая) и при приложении внешней одноосной деформации  $P = 5$  кбар (синяя кривая). Левая вставка: схема, демонстрирующая происхождение переходов, наблюдаемых в виде линий в спектрах краевой ФЛ. Стрелка “ $e - A^0$ ” соответствует излучательной рекомбинации электронов зоны проводимости с дырками, связанными с нейтральными акцепторами Mn. Стрелка “ $-LO$ ” соответствует фоновому повторению этой линии. Стрелка “ $A^0X \& X$ ” соответствует излучательной рекомбинации экситона, связанного с нейтральным акцептором Mn ( $A^0X$ ), а также свободного экситона ( $X$ ), соответственно. Спектр КФЛ получен при нерезонансном возбуждении линией He-Ne лазера с энергией 1.96 эВ при температуре образца  $T = 4K$ .

деформации приводит к синему смещению обеих полос,  $e - A_{Mn}^0$  и объединенной  $X$  и  $A_{Mn}^0X$ , см. синюю кривую (полученную при  $P = 5$  кбар). Зависимость положения экситонной полосы от внешней одноосной деформации показана на рис. 2.3, энергия её максимума смещается при увеличении деформации с  $P = 0$  до  $P = 5$  кбар на +15 мэВ.

Стоксова часть спектра, полученная при резонансном возбуждении полосы люминесценции экситонов, связанных с нейтральными акцепторами Mn ( $A_{Mn}^0X$ ), на энергии  $E_{exc} = 1.514$  эВ, показана на рис. 2.4(а). Она содержит резкую асимметричную линию НРС, которая смещена на  $\Delta_{F_1-F_1} = 0.7$  мэВ от лазерной линии (положение которой соответствует нулевому сдвигу НРС), и широкую линию на  $\Delta_{F_1-F_2} = 4.4$  мэВ. Линия  $\Delta_{F_1-F_2}$  соответствует переходу внутри комплекса  $A_{Mn}^0$  между состояниями  $F = 1$  и  $F = 2$ , линия  $\Delta_{F_1-F_1}$  происходит из перехода между состояниями с проекциями  $m_F = 0$  и  $|m_F| = 1$

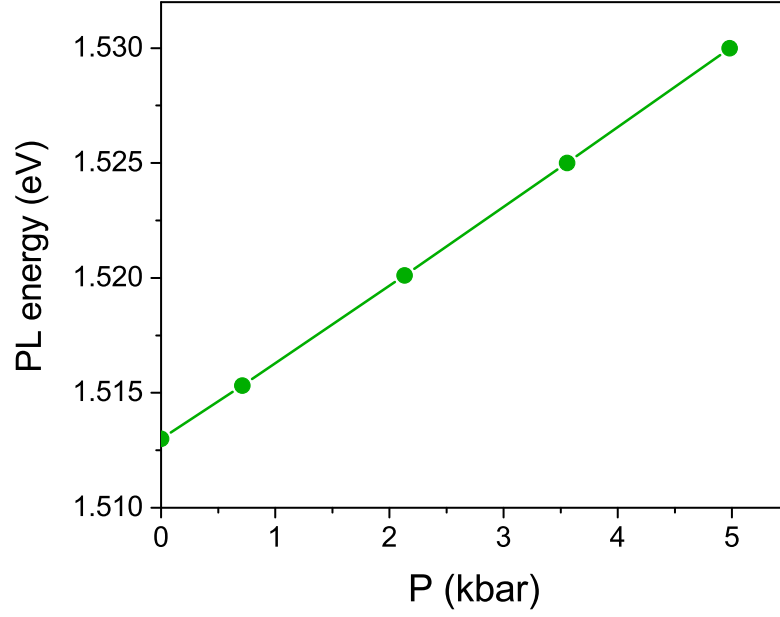


Рис. 2.3: Зависимость энергетического положения объединенной полосы краевой ФЛ  $A_{Mn}^0 X \& X$  (из рис. 2.2) от внешней одноосной сжимающей деформации.

( $\Delta m_F = \pm 1$ ) основного состояния нейтрального акцептора Mn с  $F = 1$ , расщепленного из-за наличия локального поля в месте расположения иона Mn [41].

Чтобы доказать это, мы исследовали влияние приложенной одноосной деформации на линии НРС. На рис. 2.4(b) спектр НРС, измеренный в отсутствие деформации (красная кривая, “А”), сравнивается со спектрами НРС, полученными при различных значениях  $P > 0$ . Для каждого значения приложенной одноосной деформации спектр НРС был измерен при резонансном возбуждении полосы ФЛ  $A_{Mn}^0 X$ . Линия НРС  $\Delta_{F_1-F_1}$  становится уже, и её интенсивность увеличивается, с увеличением приложенной деформации. Более того, её поляризационные свойства меняются: в то время как при  $P = 0$  она слабо поляризована, с увеличением деформации она становится сильно линейно поляризованной. Интенсивность в скрещенной поляризации  $x(\pi, \sigma)\bar{x}$  заметно больше, чем в параллельной поляризации  $x(\pi, \pi)\bar{x}$ , что видно из рис. 2.4 (с). Более того, сдвиг этой линии НРС показывает слабую, но немонотонную зависимость от деформации, см. красные сплошные круги (отмеченные "1") на рис. 2.5.

Приложение внешней одноосной деформации приводит также к расщеплению широкой линии НРС  $\Delta_{F_1-F_2}$  на три узкие линии. Они отмечены синими символами (круг, пустой треугольник, заполненный треугольник) на рис. 2.4(b) и 2.4(c). Линии 3 и 6 наблюдаются в скрещенной поляризационной кон-

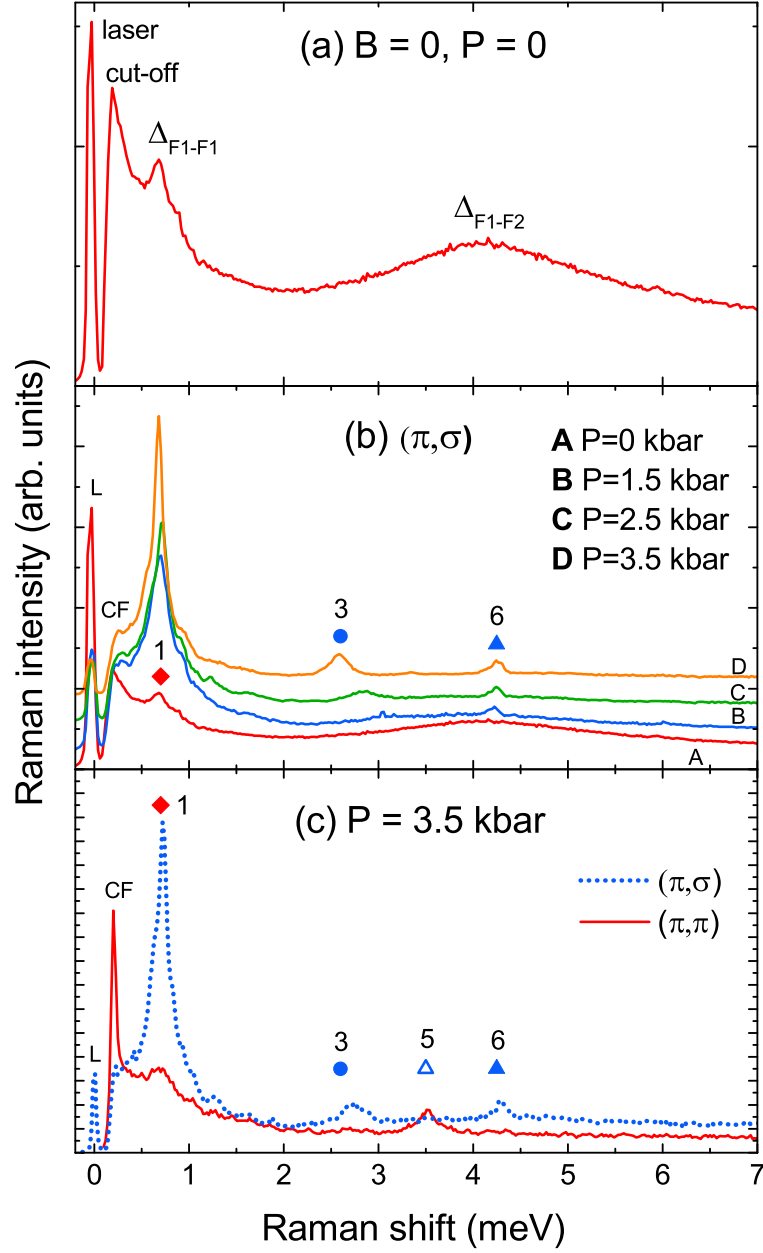


Рис. 2.4: (а) Спектр НРС для акцептора Мп, полученный в скрещенной поляризационной конфигурации  $x(\pi, \sigma)\bar{x}$  при  $T = 4K$  в нулевом магнитном поле  $B = 0T$  в отсутствии внешней деформации. Лазерная линия отмечена “laser”, отсечка, связанная с использованием фильтра на линии лазера, обозначена “cut-off”. Как  $\Delta_{F1-F1}$  обозначена линия, связанная с переходами между мультиплетами состояния  $F = 1$ ,  $\Delta_{F1-F2}$  обозначена линия, связанная с переходами между состояниями с полным угловым моментом  $F = 1$  и  $F = 2$ , подробности см. ниже в тексте. (b) Спектр НРС акцептора Мп, полученный в скрещенной поляризационной конфигурации  $x(\pi, \sigma)\bar{x}$  при  $T = 4K$  при  $B = 0T$  и различных значениях деформации. (c) Сравнение спектров НРС, полученных в скрещенной поляризационной конфигурации  $x(\pi, \sigma)\bar{x}$  (синяя кривая) и параллельной конфигурации  $x(\pi, \pi)\bar{x}$  (красная кривая) при  $T = 4K$ ,  $B = 0T$ ,  $P = 3.5$  кбар.



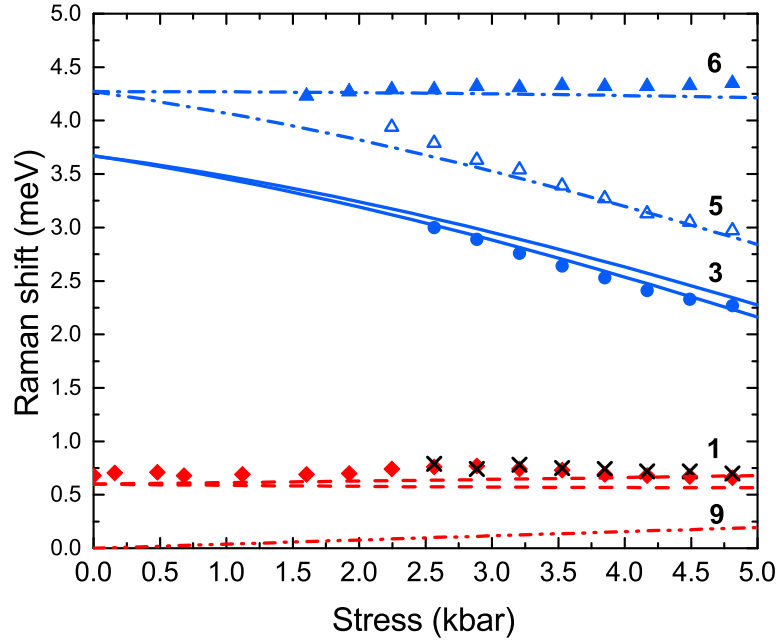


Рис. 2.5: Энергетические сдвиги линий НРС, измеренные в скрещенной поляризационной конфигурации  $x(\pi, \sigma)\bar{x}$  (закрашенные символы 1, 3, 6) и параллельной конфигурации  $x(\pi, \pi)\bar{x}$  (пустые символы 5), в зависимости от внешней одноосной деформации, приложенной вдоль оси [111].  $T = 4K$ ,  $B = 0T$ . Величина ошибки не превосходит размера символа. Кривыми показаны результаты теоретической аппроксимации, подробности см. ниже в тексте.

фигурации  $x(\pi, \sigma)\bar{x}$ , в то время как третья линия (5) активна в параллельной поляризационной конфигурации  $x(\pi, \pi)\bar{x}$ . Зависимость энергетического сдвига каждой линии от приложенной одноосной деформации показана на рис. 2.5. Линии НРС 3 и 5 показывают уменьшение их энергетических сдвигов со сходным наклоном при увеличении внешней деформации. Сдвиг линии 6 не чувствителен к величине деформации внутри образца. Приложение внешней одноосной деформации приводит к расщеплению состояния нейтрального акцептора Mn  $F = 1$  на два ( $m_F = 0, \pm 1$ ), а состояния  $F = 2$  на три ( $m_F = 0, \pm 1, \pm 2$ ) мультиплета. При этом мультиплеты характеризуются проекцией полного углового момента ( $m_F$ ) на направление внешней одноосной деформации.

Приложение внешнего магнитного поля приводит к снятию двукратного вырождения мультиплетов с ненулевой проекцией полного углового момента. Соответственно, мы прикладываем внешнее магнитное поле, чтобы определить происхождение линий НРСПС. На рис. 2.6 представлен спектр циркулярно поляризованного НРСПС, измеренный в магнитном поле  $B = 5$  Т, для образца, к которому приложена сжимающая деформация  $P = 4.8$  кбар. Энергетический сдвиг экситонной полосы ФЛ по сравнению с её шириной при изменении вели-

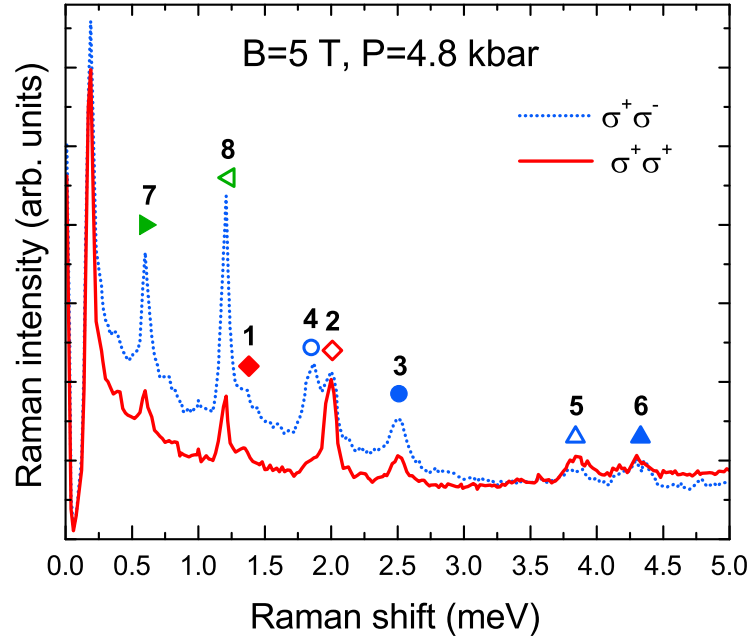


Рис. 2.6: Спектры НРСПС, измеренные при  $B = 5T$  в поляризации  $x(\sigma^+, \sigma^-)\bar{x}$  (точечная кривая) и в поляризации  $x(\sigma^+, \sigma^+)\bar{x}$  (сплошная кривая) при  $T = 4K$ ,  $P = 4.8$  кбар. Значение переходов, связанных с наблюдаемыми линиями 1,...,8, смотрите ниже в тексте.

чины внешнего магнитного поля пренебрежимо мал. Поэтому спектры НРСПС были получены при резонансном возбуждении линией Ti-Sa лазера полосы ФЛ  $A^0X$ , полученной при данном значении внешней одноосной деформации в нулевом магнитном поле.

Энергетические сдвиги линий, отмеченных 7 и 8, линейно изменяются с изменением величины магнитного поля и при  $B = 0$  Т стремятся к нулю, как видно из рисунка 2.7. Зависимости этих линий от магнитного поля можно представить, соответственно, как  $E_7 = g_d \mu_B B$  и  $E_8 = 2g_d \mu_B B$ , где  $\mu_B$  - магнетон Бора, а  $g_d = 2.02 \pm 0.02$ . Поскольку значение g-фактора и поляризационные характеристики согласуются со значениями, полученными методом НРСПС в [41] ( $g_d = 2.02$ ) и ЭПР в [50] ( $g_d = 2.00$ ) для ионизованных акцепторов  $Mn^{2+}$ , мы делаем вывод, что происхождение этих низкоэнергетических линий НРСПС связано с переворотами спинов 3d-электронов во внутренней оболочке  $Mn^{2+}$ . Подробно происхождение этих линий рассматривалось в работе [41], где был сделан вывод, что эти линии соответствуют переходам электронов внутри внешней  $3d^5$  оболочки иона  $Mn^{2+}$  ( $A^-$ ) в результате взаимодействия с экситонами, связанными с соседними нейтральными акцепторами Mn ( $A^0$ ), с испусканием

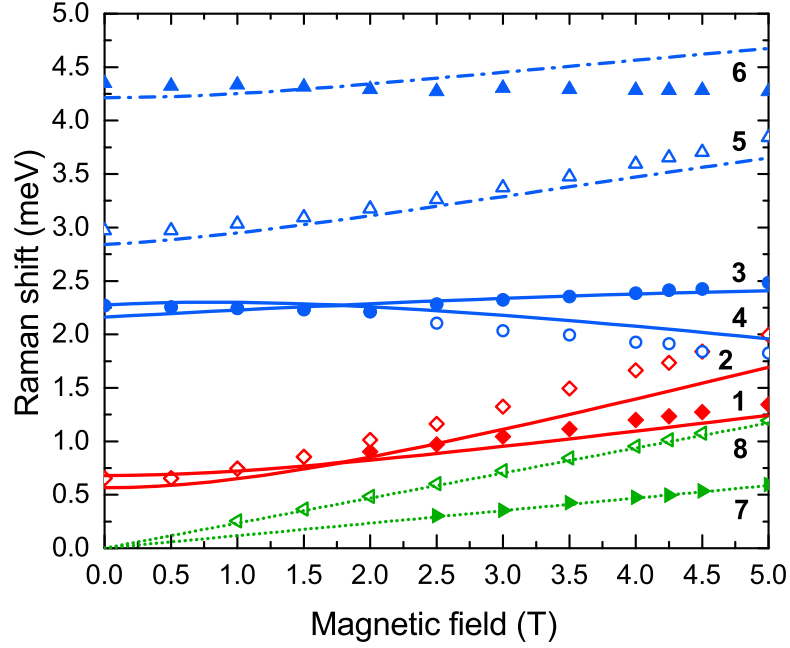


Рис. 2.7: Зависимость от магнитного поля энергетических сдвигов линий НРСПС в поляризационной конфигурации  $x(\sigma^+, \sigma^-)\bar{x}$  при  $T = 4K$ ,  $P = 4.8$  кбар. Экспериментальные данные показаны символами, кривые - результат теоретической аппроксимации.

фотона. При этом вероятность формирования комплексов  $A^-X$  в нашем случае мала, согласно работе [43].

Линии 1 и 2 в спектре НРСПС на рисунках 2.6 и 2.7 имеют энергетические сдвиги 1.38 мэВ и 2.01 мэВ, соответственно, при  $B = 5$  Т. Их энергетические сдвиги меняются линейно в больших магнитных полях и могут быть описаны как  $E_1 = g_{F=1}\mu_B B$  и  $E_2 = 2g_{F=1}\mu_B B$ , где  $g_{F=1} = 2.74 \pm 0.03$ . С уменьшением внешнего магнитного поля их энергетические сдвиги экстраполируются к одной и той же величине  $\Delta_{F_1-F_1}$ . Происхождение этих линий связано с переходами между подуровнями основного состояния нейтрального акцептора  $A_{Mn}^0$   $F = 1$ , которое расщепляется внешней одноосной деформацией и магнитным полем на состояния  $F_1^0$ ,  $F_1^{-1}$ ,  $F_1^{+1}$  [50, 41].

Энергетические сдвиги линий НРСПС 3, 5 и 6 увеличиваются, а энергетический сдвиг линии 4 уменьшается с увеличением магнитного поля. Линии 3 и 4 проявляются преимущественно в скрещенной циркулярной поляризации. Линии 5 и 6 не показывают какой-либо заметной зависимости от поляризационной конфигурации эксперимента. Происхождение этих линий не ясно, поэтому их идентификация требует подробного теоретического моделирования.

## 2.3 Теоретическое моделирование

Исследуемые процессы НРСПС можно описать через дифференциальную интенсивность рассеянного света с частотой рассеяния  $\omega$  в единице телесного угла  $d\Omega$   $dI/d\omega d\Omega \sim |\langle f_{ph} f_{Mn} | \hat{S} | i_{Mn} i_{ph} \rangle|^2$ , где  $I$  - интенсивность рассеянного света,  $\hat{S}$  - матрица рассеяния,  $|i_{ph}\rangle$ ,  $|f_{ph}\rangle$  - начальное и конечное состояния фотонов, а  $|i_{Mn}\rangle$ ,  $|f_{Mn}\rangle$  - начальное и конечное состояния нейтрального акцептора Мп. Первый ненулевой вклад в интенсивность дифференциального рассеяния света дается третьим порядком в теории возмущений: вторым порядком электрон-фотонного взаимодействия  $\hat{V}_{ph}$ , а также первым порядком p-d обменного взаимодействия  $\hat{V}_{ex} = A(\hat{\mathbf{S}}\hat{\mathbf{J}})$  между 3d-электронами внутренней оболочки иона  $Mn^{2+}$  и дыркой, где  $A$  - константа p-d обменного взаимодействия, а  $\hat{\mathbf{S}}$  и  $\hat{\mathbf{J}}$  - операторы углового момента Мп и дырок, соответственно. Тогда выражение для дифференциальной интенсивности рассеянного света можно представить в виде:

$$\frac{dI}{d\omega d\Omega} \sim |\langle f_{Mn} | (2\hat{S}_z a_z + \hat{S}_- a_+ + \hat{S}_+ a_-) | i_{Mn} \rangle|^2 \quad (2.1)$$

$$\mathbf{a} \sim \langle f_{ph} | (\hat{\mathbf{e}}\hat{\mathbf{p}})\hat{\mathbf{J}}(\hat{\mathbf{e}}\hat{\mathbf{p}}) | i_{ph} \rangle, \quad (2.2)$$

где  $\hat{\mathbf{p}}$  - оператор импульса электрона,  $\hat{\mathbf{e}}$  - оператор электрического поля. Вектор  $\mathbf{a}$  обуславливает поляризационные свойства рассеянного света. При этом для поляризационной конфигурации  $x(\pi, \sigma)\bar{x}$   $a_z = 0$  и  $a_{\pm} \sim 1$ , а для параллельной линейной поляризационной конфигурации  $x(\pi, \pi)\bar{x}$   $\mathbf{a} = 0$ . Однако, в четвертом порядке теории возмущений в поляризационной конфигурации  $x(\pi, \pi)\bar{x}$  разрешен процесс с двойным переворотом спина, это связано с компонентами матрицы рассеяния  $(\hat{S}_+ \hat{J}_-)(\hat{S}_- \hat{J}_+)$  или  $(\hat{S}_+ \hat{J}_-)(\hat{S}_+ \hat{J}_-)$ . В точной геометрии Фарадея для поляризационной конфигурации  $x(\sigma^+, \sigma^-)\bar{x}$   $\mathbf{a}$  исчезает в третьем порядке теории возмущений. Процесс с двойным переворотом спина, соответствующий  $(\hat{S}_+ \hat{J}_-)(\hat{S}_+ \hat{J}_-)$ , становится разрешенным только в четвертом порядке. Отклонение возбуждающего луча на  $10 - 15^\circ$  от нормали к плоскости образца приводит к активации этого процесса в спектрах НРСПС в скрещенной поляризационной конфигурации  $x(\sigma^+, \sigma^-)\bar{x}$ .

Для расчета дифференциальной интенсивности линии НРСПС воспользуемся оператором спина иона  $Mn^{2+}$  в представлении взаимодействия:  $\hat{\mathbf{S}}(t) = e^{i\hat{H}_0 t} \hat{\mathbf{S}} e^{-i\hat{H}_0 t}$ , где введен эффективный гамильтониан акцептора Mn  $\hat{H}_0$ , который будет описан ниже. Соответственно, мы можем записать матричный элемент  $\langle f_{Mn} | \hat{\mathbf{S}}(t) | i_{Mn} \rangle$  в виде  $e^{i\Delta t} \langle f_{Mn} | \hat{\mathbf{S}} | i_{Mn} \rangle$ , где  $\Delta = \omega_{f_{Mn}} - \omega_{i_{Mn}}$  обозначает разницу между собственными значениями Гамильтониана  $\hat{H}_0$ . Иными словами,  $\Delta$  определяет сдвиг линии НРСПС. Эффективный Гамильтониан, определяющий взаимодействие между ионом  $Mn^{2+}$  и дыркой в комплексе  $A_{Mn}^0$ , имеет вид:

$$\begin{aligned} \hat{H}_0 = \hat{H}_{loc} + A(\hat{\mathbf{S}}\hat{\mathbf{J}}) + \mu_B g_d (\hat{\mathbf{S}}\mathbf{B}) - \mu_B g_h (\hat{\mathbf{J}}\mathbf{B}) - b \sum_i \epsilon_{ii} \hat{J}_i^2 \\ - d \sum_{ij} \epsilon_{ij} \{ \hat{J}_i \hat{J}_j \} + \delta \sum_{ij} n_i n_j \{ \hat{J}_i \hat{J}_j \}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

$\hat{H}_{loc}$  описывает локализацию дырки на ионе  $Mn^{2+}$ ,  $\epsilon_{ij}$  - это тензор деформации,  $\delta$  определяет величину случайного поля,  $b$ ,  $d$  - постоянные деформационного потенциала акцептора марганца,  $n_i$  - это направляющие косинусы случайного поля, и применяется правило  $\{ \hat{J}_i \hat{J}_j \} = (\hat{J}_i \hat{J}_j + \hat{J}_j \hat{J}_i) / 2$ , где  $i$ ,  $j$  обозначают одно из направлений  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . Случайные поля, которые действуют на комплекс  $Mn^{2+}$ -дырка в некоторой точке пространства, можно представить в виде  $\delta \hat{J}_{z'}^2$ , где  $z'$  - направление случайного поля. Случайные поля могут быть вызваны присутствием случайных локальных деформаций и/или ионизованными центрами  $Mn^{2+}$  [14].

Постоянная p-d обменного взаимодействия  $A$  (напрямую измеренная по расщеплению мультиплетов с полными моментами  $F = 1$  и  $F = 2$  в отсутствии внешней деформации) составляет около 2.2 мэВ [41], что больше энергий деформации  $bP/C_{ii}$ ,  $dP/C_{ii}$  и энергий зеемановского расщепления, где  $C_{ii}$  - упругие постоянные для GaAs. Обменное взаимодействие приводит к снятию 24 кратного вырождения состояния нейтрального акцептора  $A_{Mn}^0$ , которое расщепляется на четыре уровня с полными угловыми моментами  $F = S + J = 1, 2, 3, 4$ , каждый со степенью вырождения  $2F + 1$ . Последующее расщепление этих уровней вызывается внутренними случайными полями, внешней деформацией и внешним магнитным полем. Эффективные Гамильтонианы, которые описывают влияние внутренних случайных полей, внешней деформации и внешнего магнитно-

го поля на состояния  $F = 1$  (основное) и  $F = 2$  (первое возбужденное), имеют вид:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{F=1} = \mu_B \left( \frac{7}{4}g_d + \frac{3}{4}g_h \right) (\hat{\mathbf{F}}\mathbf{B}) - \frac{21}{10} [bSp(\hat{\epsilon}) + \delta] \hat{I} - \frac{3}{10}b \sum_i \hat{F}_i^2 \epsilon_{ii} \\ - \frac{3}{10}d \sum_{ij} \{ \hat{F}_i \hat{F}_j \} \epsilon_{ij} + \frac{3}{10}\delta \sum_{ij} \{ \hat{F}_i \hat{F}_j \} n_i n_j, \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \hat{H}_{F=2} = \mu_B \left( \frac{11}{12}g_d - \frac{1}{12}g_h \right) (\hat{\mathbf{F}}\mathbf{B}) + \left[ 2A - \frac{55}{28}bSp(\hat{\epsilon}) - \frac{55}{28}\delta \right] \hat{I} + \frac{5}{14}b \sum_i \hat{F}_i^2 \epsilon_{ii} \\ + \frac{5}{14}d \sum_{ij} \{ \hat{F}_i \hat{F}_j \} \epsilon_{ij} - \frac{5}{14}\delta \sum_{ij} \{ \hat{F}_i \hat{F}_j \} n_i n_j + 2A_p Sp(\hat{\epsilon}) \hat{I}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Здесь  $\hat{I}$  - единичная матрица, а  $\hat{F}$  - оператор углового момента. Зависимость обменной энергии от деформации для мультиплета  $F = 2$  задается через параметр  $A_p$  в выражении (2.5). Из гамильтонианов (2.4) и (2.5) можно рассчитать энергетические уровни нейтрального акцептора Mn с  $F = 1$  и  $F = 2$  при наличии внутренних случайных полей и внешней одноосной деформации и магнитного поля. Стоит упомянуть, что учет наличия случайных локальных полей, которые воздействуют на нейтральный акцептор  $A_{Mn}^0$ , требует для расчета переходов НРСПС усреднения по всем возможным направлениям случайных полей  $z'$ .

Теоретическое моделирование выполнено в ФТИ им. А.Ф. Иоффе И. В. Крайновым и Н. С. Аверкиевым [A3].

## 2.4 Обсуждение

Теперь сравним данные наших измерений спектров НРСПС с приведенной выше теоретической моделью, описывающей влияние внутренних случайных полей, внешней одноосной деформации и внешнего магнитного поля на тонкую структуру нейтрального акцептора  $A_{Mn}^0$ . При расчетах были использованы следующие значения параметров:  $\delta = 2$  мЭВ [45],  $d = 3.1$  эВ [51],  $g_d = 2.02$  [51, 41, 52],  $g_h = -1$  [53, 52], а также  $C_{11} = 1.22$  Мбар,  $C_{12} = 0.55$  Мбар,

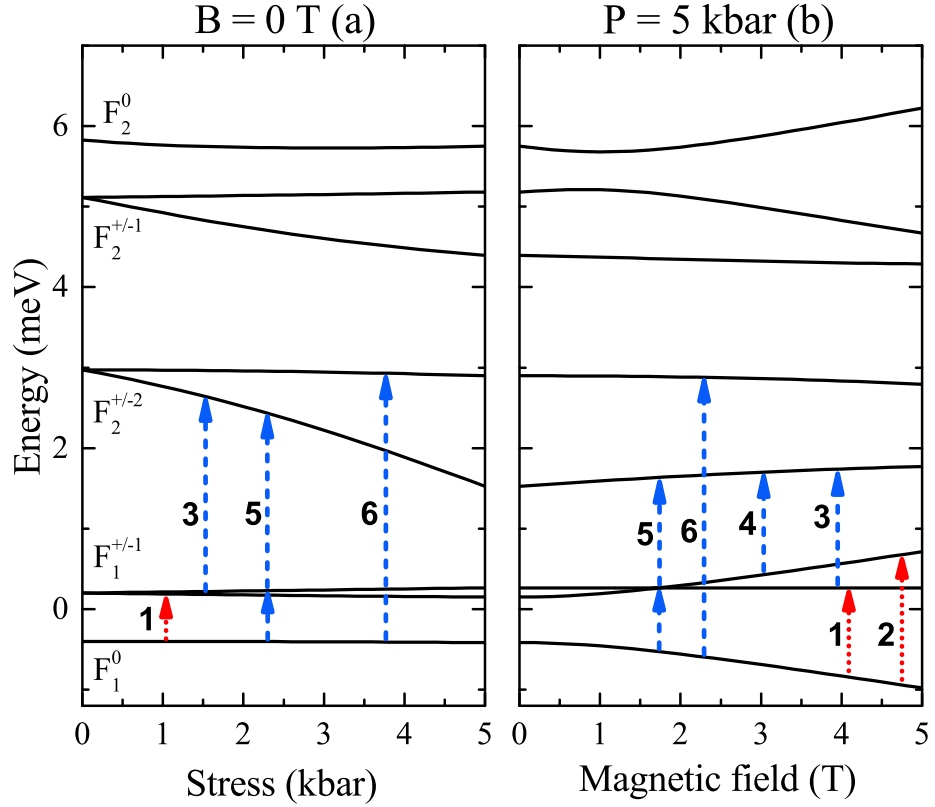


Рис. 2.8: Теоретически рассчитанные уровни энергии нейтрального акцептора Mn ( $A_{Mn}^0$ ) для мультиплетов с полным угловым моментом  $F = 1$  и  $F = 2$  при значении случайного локального поля  $\delta = 2$  мэВ, направленного вдоль оси  $[001]$ . Представлены зависимости уровней энергии нейтрального акцептора Mn (а) от внешней одноосной деформации, приложенной вдоль оси  $[111]$ , и (б) от магнитного поля, приложенного вдоль оси  $[1\bar{1}0]$ . Вертикальные стрелки, отмеченные цифрами, соответствуют переходам между мультиплетами с  $F = 1$  и  $F = 2$ , экспериментально наблюдавшимся в спектрах НРСФС. Детали см. в тексте.

$C_{44} = 0.62$  Мбар. Аппроксимация экспериментальных данных дает величину постоянной p-d обменного взаимодействия  $A = 2.6$  мэВ ( $> \Delta_{F1-F2}$ ) и значение деформационного потенциала постоянной обменного взаимодействия  $A_p = 0.2$  эВ.

Результаты расчетов расщепления энергетических уровней  $F = 1$  и  $F = 2$  нейтрального акцептора Mn под действием внешней одноосной деформации и при наличии внутренних случайных полей представлены на рис. 2.8(а). Здесь предполагается, что внутренние случайные поля направлены, для примера, вдоль направления  $[001]$ . Это случайное поле приводит к расщеплению состояния  $F = 1$  на мультиплеты  $F_1^0$  и  $F_1^{\pm 1}$ , а состояния  $F = 2$  на мультиплеты  $F_2^0$ ,  $F_2^{\pm 1}$  и  $F_2^{\pm 2}$ . Здесь нижний индекс обозначает величину полного углового момента, а верхний индекс - его проекцию на ось квантования (ось  $[001]$ ). Стоит отметить, что порядок и величина расщепления нижнего энергетического

уровня  $F = 1$  на мультиплеты  $F_1^0$  и  $F_1^{\pm 1}$  определяется знаком и величиной случайного поля  $\delta$ . Приложение внешней одноосной деформации вдоль направления  $[111]$  вызывает дальнейшее расщепление мультиплетов  $F = 1$  и  $F = 2$  (рис. 2.8(a)). Дополнительное воздействие магнитного поля на мультиплеты акцептора Mn при фиксированной внешней деформации  $P = 5$  кбар показано на рис. 2.8(b). Красными стрелками 1 и 2 на рис. 2.8(a) и 2.8(b) обозначены переходы между мультиплетами с полным угловым моментом  $F = 1$ . Переходы 1 и 2 соответствуют линиям НРСПС, чьи зависимости от внешней деформации и магнитного поля показаны красными ромбами и цифрами 1 и 2 на рис. 2.5, 2.6 и 2.7. Сплошные привые на этих рисунках - это результат теоретической аппроксимации.

В предположении отсутствия внутреннего случайного поля теоретическая модель дает переход, который проявляется в линии НРСПС со слабой линейной зависимостью, показанной красной штрих-пунктирной линией 9 на рис. 2.5. В случае приложения внешнего магнитного поля состояние  $F = 1$  расщепляется на три подуровня:  $F_1^0$ ,  $F_1^{-1}$  и  $F_1^{+1}$  с g-фактором  $g_{F=1} = 2.75$ , что согласуется с измеренным g-фактором  $g = 2.74$ , см. красные ромбы 1 и 2 на рис. 2.7. Стоит также отметить, что отчетливо различимые линии НРСПС появляются при  $|B| > 0$ , когда зеемановская энергия становится сравнимой с величиной расщепления случайными полями. Это прямое доказательство положительного знака случайных полей и также соответствует теоретическому предсказанию, приведенному в [45]. Внутреннее случайное поле  $\delta$  приводит к расщеплению состояния  $F = 1$ , величина которого непосредственно соответствует энергетическому сдвигу линии НРС  $\Delta_{F1-F1}$  0.6-0.7 мэВ при отсутствии внешней деформации.

Теперь рассмотрим линии НРСПС, которые связаны с межуровневыми переходами, т.е. переходами между состояниями мультиплетов с  $F = 1$  и  $F = 2$ . На рис. 2.8 переходы, которые активны в процессах НРСПС, показаны синими стрелками 3, 4, 5, 6. Переходы на состояния  $F = 2$  происходят с самых низких мультиплетов  $F_1^0$  и  $F_1^{\pm 1}$ , поскольку предполагается, что оба заселены. Это предположение оправдано тем фактом, что соотношение  $E_{\pm 1}^{F=1} - E_0^{F=1} / (k_B T) \approx 1$  выполнено в нашем эксперименте. Здесь  $k_B$  - постоянная Больцмана. Поляризационные свойства линий НРСПС позволяют сопоставить их определенным межуровневым переходам, согласно правилам отбора для процессов НРСПС,



обсуждаемых в рамках уравнений 2.1 и 2.2. А именно, переходы, в которых спины иона Mn и дырки меняются каждый на  $|1|$ , представлены в спектрах НРСПС в скрещенных поляризационных конфигурациях. Поэтому линии НРС, которые наблюдаются в поляризации  $x(\pi, \sigma)\bar{x}$ , могут быть отнесены к переходам между мультиплетами  $F = 1$  и  $F = 2$  (для линии 3), и с  $F_1^0$  на мультиплет  $F = 2$  (для линии 6). Те же правила отбора управляют процессами НРСПС, включающими двойной переворот спина в параллельной поляризационной конфигурации  $x(\pi, \pi)\bar{x}$ . Следовательно, линия НРСПС, отмеченная 5, состоит из двух шагов: 1) перехода между мультиплетами основного состояния и затем из 2) перехода на мультиплет  $F = 2$ . Данный процесс с двойным переворотом спина показан схематично в виде последовательности двух стрелок на рис. 2.8. В соответствии с этой диаграммой, разница в энергии между переходами, относящимися к 3 и 5, должна равняться энергии перехода между состояниями с  $F = 1$ , см. красную стрелку 1 на рис. 2.8 (а) и кресты 1 на рис. 2.5.

Мы предполагаем, что процесс с двойным переворотом спина происходит в одном и том же акцепторе марганца. Это предположение подтверждается тем фактом, что в изученном образце (с  $N_{Mn} \sim 6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) расстояние между соседними ионами Mn сопоставимо с боровским радиусом экситона ( $N_{Mn} \cdot a_b^3 \sim 1$ ). Следовательно, это сравнительно большое расстояние препятствует реализации процесса с двойным переворотом спина из двух последовательных спиновых возбуждений в двух соседних акцепторах Mn. Более того, зарядовая компенсация акцепторов Mn, которая наглядно демонстрируется наблюдением линии НРСПС, связанной с d-оболочкой иона  $Mn^{2+}$ , делает процессы с двойным переворотом спина с участием соседних акцепторов Mn маловероятными. Частичная компенсация может быть связана с межузельными двойными донорами Mn [54]. Отметим, что процессы с множественными переворотами спина, включающие соседние акцепторы Mn, становятся важными с увеличением концентрации Mn, что было показано в работе [41] для ионов  $Mn^{2+}$ .

Во внешнем магнитном поле процессы НРСПС, основанные на переходах между зеемановскими подуровнями с  $F = 2$ , не наблюдаются из-за их пренебрежимо малой заселенности при низких температурах, использованных в эксперименте. Тем не менее, процессы рассеяния между зеемановскими подуровнями с  $F = 1$  и  $F = 2$  наблюдаются. Они отмечены синим цветом и цифрами 3, 4, 5, 6

на рис. 2.5, 2.6, 2.7 и 2.8. Зависимость этих линий от внешнего магнитного поля позволяет оценить g-фактор мультиплета  $F = 2$ . В результате аппроксимации экспериментальных данных на основании уравнения (2.5) и при учете непосредственно измеренного значения  $g_{F=1} = 2.74$  для мультиплета  $F = 1$  получено значение  $g_{F=2} = 1.92$ , что согласуется со значением  $g_{F=2} = 23/12$ , полученным в работе [46].

Давайте теперь обсудим влияние внешней одноосной деформации на константу p-d обменного взаимодействия  $A$ . В отсутствии внешней деформации величина  $A$  равна половине разницы в энергии между состояниями  $F = 1$  и  $F = 2$ . В данной теоретической модели приложение внешней одноосной деформации вдоль направления [111] не приводит к изменению относительной разницы по энергии между этими состояниями, в то время как наши экспериментальные результаты явно демонстрируют уменьшение их разницы по энергии. Данное уменьшение не удастся объяснить деформационным потенциалом акцептора Mn или, например, большей в два раза величиной d, равной  $5 \div 6$  эВ в работе [55]. Мы предполагаем, что уменьшение относительной разницы по энергии между состояниями  $F = 1$  и  $F = 2$  вызвано зависимостью от внешней деформации константы p-d обменного взаимодействия между внутренней d-оболочкой иона  $Mn^{2+}$  и дыркой, связанной на акцепторе. Чтобы учесть влияние одноосной деформации на обменную постоянную  $A$ , нужно рассчитать интеграл перекрытия волновых функций носителей заряда, который зависит от деформации [56, 57]. Зависимость  $A$  от деформации может быть описана феноменологически путем разложения постоянной обмена по степеням внешней деформации  $P$ . Тогда в первом приближении можно написать:

$$A(\hat{\epsilon}) = A + A_P S_P(\hat{\epsilon}) . \quad (2.6)$$

Это приближение приводит к выражениям 2.4 и 2.5. Из аппроксимации деформационных зависимостей энергетических сдвигов линий НРСПС, с учетом состояний  $F = 2$  (см. синие линии, отмеченные 3, 5, 6, на рис. 2.5), получено значение  $A_p = 0.2$  эВ. Из этого следует, что константа p-d обменного взаимодействия должна уменьшаться на  $\Delta A(P)/A(0) \approx 20\%$  при приложении внешней одноосной сжимающей деформации величиной  $P = 5$  кбар, что составляет при-

мерно половину величины разрушающей деформации (11 кбар), направленной вдоль оси  $[111]$ .

## 2.5 Выводы к главе

- Методом НРСПС исследована тонкая структура нейтрального акцептора Mn в объемном легированном GaAs:Mn для мультиплетов с полным угловым моментом  $F = 1$  и  $F = 2$  при приложении внешней одноосной деформации и внешнего магнитного поля.
- Показано, что даже в отсутствии внешней деформации акцептор Mn испытывает воздействие случайного локального поля, которое приводит к расщеплению основного состояния  $F = 1$  на мультиплеты  $F_1^0$  и  $F_0^{\pm 1}$ , отстоящие друг от друга на 0.7 мэВ.
- Показано, что внешняя одноосная сжимающая деформация приводит к заметному уменьшению силы p-d обменного взаимодействия (на -20% при приложении деформации 5 кбар), и величина деформационного потенциала постоянной обмена составляет  $A_p = 0.2$  эВ.
- Получен g-фактор первого возбужденного ( $F = 2$ ) уровня нейтрального акцептора  $A_{Mn}^0$  в объемном легированном GaAs:Mn:  $g_{F=2} = 1.92$ .
- В спектре НРСПС идентифицирована линия, состоящая из двух шагов: 1) перехода между мультиплетами основного состояния  $F = 1$  и затем из 2) перехода на мультиплет  $F = 2$ .

## Глава 3

# Влияние внешней одноосной деформации на магнитную анизотропию ферромагнитных пленок (Ga,Mn)As

### 3.1 Введение

Магнитная анизотропия ферромагнитного полупроводника (Ga,Mn)As является одним из его ключевых свойств, которое позволяет использовать этот материал для хранения информации (в качестве бита информации может использоваться, например, направление намагниченности). Многие предыдущие исследования показали, что магнитная анизотропия (Ga,Mn)As сильно зависит от нескольких параметров и главным образом от концентрации Mn, плотности носителей и деформации, возникающей из-за рассогласования параметров решётки (Ga,Mn)As и подложки. В работе [58] показано, что воздействуя на один из этих параметров можно влиять на магнитной анизотропию, т.е. управлять вектором намагниченности.

Запишем выражение, связывающее энергию магнитной анизотропии с внешним магнитным полем и деформацией. Кубическая симметрия (Ga,Mn)As допускает всего лишь один независимый инвариант четвертого порядка (инвариант по отношению к преобразованиям кубической симметрии), зависящий от направления  $\mathbf{m}$ . Энергия анизотропии кубического ферромагнетика может быть представлена в виде [59] :

$$U_{an} = -\frac{C_1 M}{2}(m_x^4 + m_y^4 + m_z^4), \quad (3.1)$$

В случае плёнок (Ga,Mn)As помимо члена  $C_1M$ , соответствующего энергии кубической анизотропии, добавляются члены  $C_2M$ , - энергия анизотропии типа “легкая ось”, и  $C_3M$  - энергия анизотропии в плоскости [60]

$$U_{an} = -\frac{(C_1M)}{2}(m_x^4 + m_y^4 + m_z^4) + (C_2M)m_z^2 - 2(C_3M)m_xm_y, \quad (3.2)$$

где  $m_i$  - направляющие косинусы, которые сонаправлены с магнитным моментом образца,  $M$  - величина намагниченности.

Изменение намагниченности ферромагнетика в магнитном поле приводит к его деформированию (магнитострикция). Магнитоупругая энергия кубического кристалла в общем случае содержит два независимых коэффициента [59] :

$$U_{м.у.} = -2\gamma_2(\sigma_{xy}m_xm_y + \sigma_{xz}m_xm_z + \sigma_{yz}m_y m_z) - \gamma_1(\sigma_{xx}m_x^2 + \sigma_{yy}m_y^2 + \sigma_{zz}m_z^2), \quad (3.3)$$

где  $\gamma_i$  - магнитоупругие коэффициенты,  $\sigma_{ik}$  - компоненты тензора деформации.

В нашем случае пленка испытывает сжимающую деформацию в плоскости XY со стороны подложки [20], и вектор внешней деформации [110] также лежит в плоскости XY, потому итоговое выражение для магнитоупругой энергии в нашем случае:

$$U_{м.у.} = -2\gamma_2\sigma_{xy}m_xm_y - \gamma_1(\sigma_{xx}m_x^2 + \sigma_{yy}m_y^2), \quad (3.4)$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{xy} \equiv \frac{P}{2}.$$

При этом выражение для плотности энергии магнитного поля в среде (зеemannовской энергии) имеет вид:

$$U_{zeem}(B) = -Mm_zB_z, \quad (3.5)$$

где  $B_z$  - внешнее магнитное поле, ориентированное вдоль направления [100].

Итоговое выражение для составляющей плотности свободной энергии, включающей магнитную анизотропию образца, влияние внешней деформации и ориентацию магнитного момента системы, во внешнем магнитном поле и деформации:

$$U = U_{an} + U_{м.у.} + U_{zeem}(B). \quad (3.6)$$

Так как  $C_2M$  и  $C_3M$  обусловлены внутренними деформациями, можно считать  $C_1M \gg C_2M, C_3M$ , и пренебречь любыми вкладами, которые пропорциональны  $m_i^4$  и  $(m_i m_j)^2$ . Отметим, что  $C_3M > 0$  означает, что намагниченность ориентирована вдоль  $[110]$ , а  $C_3M < 0$ , что намагниченность параллельна  $[1-10]$ .

В случае плёнок РМП (Ga,Mn)As вклад, связанный с двухосной кубической анизотропией, обусловленный симметрией кристалла, даёт легкие оси в плоскости образца вдоль кристаллографических направлений  $[100]$  и  $[010]$ , одноосная анизотропия, происхождение которой неоднозначно, даёт легкую ось вдоль одного из направлений  $\langle 110 \rangle$  ( $[110]$  и  $[1-10]$ ). Феноменологически магнитная анизотропия в плоскости обусловлена конкуренцией двух первичных вкладов, двухосной кубической анизотропии и одноосной анизотропии. Каждый из этих вкладов зависит от концентрации дырок  $p$ , температуры  $T$  и деформации образца, что позволяет управлять намагниченностью образца, варьируя эти параметры.

Рассмотрим способы управления намагниченностью в РМП (Ga,Mn)As.

**Управление намагниченностью путем контроля эпитаксиальной деформации** (то есть, использования слоев с нужным рассогласованием параметров решетки) было впервые исследовано в пионерской работе [20], в которой методом НТ МПЭ впервые удалось вырастить ФМ РМП кристаллы (Ga,Mn)As. Было показано, что сжимающие деформации в плоскости роста (которые возникали при использовании подложки GaAs, с постоянной решетки меньше, чем у (Ga,Mn)As) приводят к ориентации легкой оси намагниченности в плоскости образца, а растягивающие деформации в плоскости роста (которые возникали при использовании подложки буфера (In,Ga)As, с постоянной решетки больше, чем у (Ga,Mn)As) приводят к ориентации намагниченности перпендикулярно плоскости. В работе [21] в результате исследований методом SQUID было показано, что при изменении температуры направление легкой оси меняется (вращается в плоскости пленки), что является следствием конкуренции между кубической анизотропией  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  и одноосной анизотропией в плоскости роста, возникающей в процессе роста. При температурах ниже  $T_c/2$  доминировала кубическая анизотропия с двумя эквивалентными легкими осями  $[010]$  и  $[100]$ , т. е. наблюдался двухосный режим, с ростом температуры выделялась одна легкая ось, направленная вдоль  $[110]$ . В работе [22] была исследована

зависимость величины вертикальной эпитаксиальной деформации  $\varepsilon_{zz}$  в пленках (Ga,Mn)As с  $x_{Mn} = 5\%$  от концентрации In при выращивании пленок на структуре (In,Ga)As/GaAs. Величина вертикальной деформации изменялась от  $\varepsilon_{zz} = -0.38\%$  (растягивающая деформация) до  $\varepsilon_{zz} = 0.22\%$  (сжимающая деформация) при изменении концентрации In от 0 до 12 % при  $T = 4.2K$ . Были также получены постоянные магнитострикции  $\lambda_{100}$  для только выращенных образцов и для образцов, прошедших отжиг.

**Управление направлением вектора намагниченности внешним электрическим полем** описано в работах [17, 18, 19, 13]. По принципу приложения электрического поля и исследованным структурам их можно разделить на две группы. В работе [17] описана МДП-структура GaAs (подложка) — (Ga,Mn)As (ФМ РМП) —  $ZrO_2$  (диэлектрик) — Cr/Au (электрод металлического затвора), авторы утверждают, что путем приложения электрического напряжения между слоями ФМ РМП и металла можно управлять концентрацией дырок в (Ga,Mn)As, и, следовательно, из-за зависимости магнитной анизотропии от концентрации дырок, направлением вектора намагниченности. При наличии внешнего магнитного поля в плоскости образца внешнее электрическое поле вызывает дополнительный поворот вектора намагниченности в плоскости, при приложении магнитного поля перпендикулярно плоскости образца (меньше поля насыщения), вектор намагниченности выходит из плоскости, и внешнее электрическое поле может вызывать его отклонение. При достижении магнитного поля насыщения вектор намагниченности ориентируется перпендикулярно плоскости. В другой группе работ ([18, 19, 13]) описана структура с пленкой (Ga,Mn)As, выращенной на подложке GaAs (001) и приклеенной эпоксидной смолой к пьезоэлектрику цирконату-титанату свинца. При наличии внешнего магнитного поля приложение электрического поля к пьезоэлектрику (до  $\pm 150 \div 200$  В) позволяло добиться режима работы с двумя стабильными состояниями (направлениями намагниченности) и переключением между ними путем изменения электрического поля. Приложение внешнего магнитного поля позволяло снять вырождение между параллельным и антипараллельным направлениями намагниченности по отношению к легкой оси, следовательно, не давало угаснуть намагниченности по причине усреднения направления намагниченности в доменах в нулевом магнитном поле [13]. В работе

[13] была показана возможность обратимого (при 50 K, 10 мТ) и необратимого (при 40 K, 5 мТ) переключения направления намагниченности. Последнее удовлетворяет базовому условию для создания энергонезависимой памяти. Также в этой работе была получена температурная зависимость постоянной магнитострикции  $\lambda_{111}$  от температуры, было показано, что её величина в обращается в нуль при приближении к  $T_C$  [13].

**Управление магнитной анизотропией путем изменения уровня легирования** рассматривалось в работе [58]. Для этого было выращено два образца: структура  $Ga_{1-y}Al_yAs/Ga_{1-x}Mn_xAs/Ga_{1-y}Al_yAs$  ( $x=0.062$ ,  $y=0.24$ ) и аналогичная, в которой слой  $Ga_{1-y}Al_yAs$  был легирован Be.  $Ga_{1-y}Al_yAs$  в этой структуре является барьером, и поэтому легирование этого слоя Be может быть использовано для переноса дырок из  $Ga_{1-y}Al_yAs : Be$  в слой  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ . Путем измерения латерального холловского сопротивления авторы получили, что легкая ось, связанная с одноосной анизотропией, при  $T = 13K$  в нелегированном образце направлена вдоль  $[110]$ , а в легированном вдоль  $[-110]$ . С ростом температуры направление легкой оси одноосной анизотропии в нелегированном образце меняется на  $[-110]$ . Также были получены температурные зависимости полей кубической и одноосной анизотропии; до  $30K$  в образцах знаки вкладов одноосной анизотропии были противоположные, при  $30K$  одноосная анизотропия в нелегированном образце пропадала, затем переориентировалась с направления  $[110]$  на  $[-110]$ . Абсолютные величины полей кубической и одноосной анизотропии при различных температурах также значительно различались для обоих образцов. Авторы заключили, что путём изменения концентрации носителей заряда можно подстраивать магнитную анизотропию в пленках (Ga,Mn)As.

Возможность **селективного возбуждения спиновых волн фемтосекундными световыми импульсами** была показана в работах [23] и [24]. На образец, состоящий из слоя  $Ga_{0.95}Mn_{0.05}As$  толщиной 200 нм, выращенного на подложке из GaAs на тонкой металлической пленке Al, с одной стороны на металлическую пленку светили импульсным фемтосекундным лазером (создавая пикосекундные импульсы деформации), а с другой в работе [23] исследовали прецессию вектора намагниченности, измеряя величину вращения Керра, в работе [24] была показана возможность селективного возбуждения спиновых



волн (на одной частоте или двух, отстоящих друг от друга на 2 ГГц) импульсом деформации с широким спектром акустических фононов, при этом частота спиновых волн почти линейно зависела от приложенного магнитного поля до 0.5 Т. Данное направление открывает возможность создания устройств, включающих в одном чипе гиперзвуковые структуры (такие, как фононные полости и сазеры) с электромагнитными и оптомагнитными, и способных генерировать спиновые волны на определенных частотах.

**Управление магнитной анизотропией с помощью послеростовой литографии** рассматривалось в работах [25] и [26]. Рассматривалось четыре группы образцов. Все были выращены на подложке  $GaAs$  (001) и с буферным слоем  $GaAs$ . Далее шел  $(Ga,Mn)As$ , без литографического структурирования (1 образец), либо образец с  $(Ga,Mn)As$  подвергался наноструктурированию, посредством электронной литографии и ионно-лучевого травления на поверхности создавался массив полос размером 200 nm x 100 nm с шагом 200 nm, направленных вдоль  $[100]$  или  $[010]$  (2), либо перед слоем  $(Ga,Mn)As$ , подвергнутого наноструктурированию, дополнительно растили  $(In,Ga)As$  (3; все три группы исследовались методом SQUID), либо на  $(Ga,Mn)As$  формировали одиночные полосы вдоль  $[100]$  и  $[010]$  с контактами  $Ti/Au$  для транспортных измерений АМС (4). В образцах наблюдалось сохранение легкой оси в направлении длинной оси полос (с увеличением коэрцитивной силы), противоположное направление становилось тяжелой осью. Такая литографически индуцированная одноосная анизотропия доминировала вплоть до 60 K (при  $T_c = 70 K$ ), что контрастирует с объемным случаем без наноструктурирования, где наблюдалась конкуренция различных членов МА для всех температур ниже  $T_c$ , с одноосным членом вдоль  $\langle 110 \rangle$ , доминирующим при 60 K.

В этой главе представлены результаты прямого исследования влияния внешней одноосной деформации на магнитную анизотропию эпитаксиальных слоёв  $(Ga,Mn)As$ , а также на спиновую поляризацию дырок, формирующих ферромагнетизм. Эффект был изучен с помощью поляризованной фотолюминесценции горячих электронов, поляризация которой чувствительна к магнитному полю, а также к приложенной деформации. Исследование поляризации ГФЛ показывало, что деформация в плоскости образца увеличивает константу одноосной магнитной анизотропии и приводит к уменьшению поляризации ГФЛ

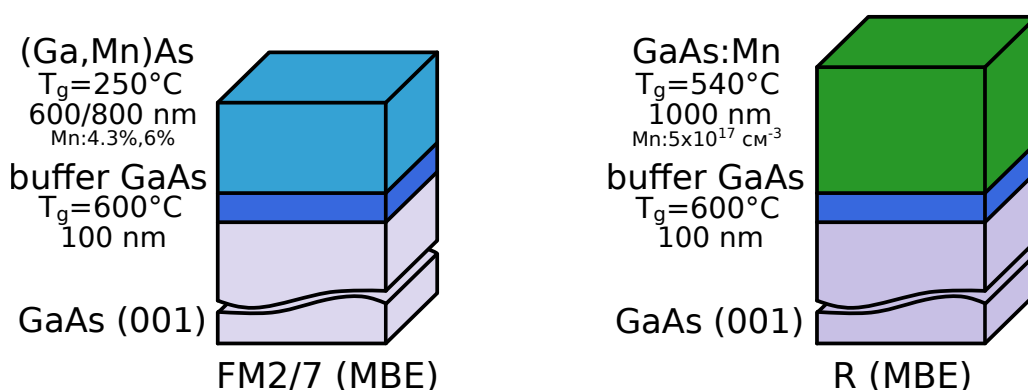


Рис. 3.1: ФМ РМП образцы (FM2, FM7) – слева, Контрольный легированный (R) – справа.

в насыщении. Последний эффект объясняется тем, что деформация приводит к перемешиванию волновых функций дырок, связанных с акцептором Mn (в случае легированного образца) и дырок, расположенных в примесной зоне (в случае РМП). Увеличение энергии одноосной анизотропии с увеличением деформации будет объяснено путем анализа потенциальной энергии намагниченности при одновременном приложении магнитного поля и поля деформации.

Циркулярная поляризация  $\rho_c$  рекомбинационного излучения на одиночных центрах измерялась в режиме краевой фотолюминесценции (КФЛ), а в твердом растворе – горячей фотолюминесценции (ГФЛ). Это связано с тем, что в твердых растворах КФЛ сильно подавлена из-за эффективной безызлучательной рекомбинации фотовозбуждённых электронов.

Результаты работы, описанной в данной главе, опубликованы в статье [A1].

## 3.2 Экспериментальные результаты

Плёнки РМП (Ga,Mn)As толщиной 600 и 800 нм для этого исследования были выращены при температуре 250 °С методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (001), покрытых 100 нм буферными слоями GaAs. Содержание Mn в исследованных ферромагнитных (ФМ) РМП образцах составляло  $x = 0.043$  (образец FM2) и  $x = 0.06$  (образец FM7). Кроме того, 1000-нм легированная Mn пленка GaAs с  $x \sim 10^{-5}$ , выращенная при 540 °С, использовалась в качестве эталонного образца (R).

Плотность мощности лазера, сфокусированного на образце, варьировалась в диапазоне от 100 до 200 Вт·см<sup>-2</sup>. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) были по-

Таблица 3.1: Параметры образцов GaAs:Mn и  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  РМП, использованных для этого эксперимента.

Образец	Содержание Mn	Магнитное состояние	Т роста ( $^{\circ}\text{C}$ )	Толщина (нм)	Тс, К
R	$10^{-5}$ ( $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ )	ПМ	$540 - 560^{\circ}\text{C}$	1000	
FM2	0.043	ФМ	$250 - 270^{\circ}\text{C}$	600	55
FM7	0.06	ФМ		800	45

лучены на монохроматоре Jobin-Yvon U-1000, снабженном охлаждаемым ФЭУ с фотокатодом GaAs.

Одноосная деформация была приложена в плоскости эпитаксиального слоя вдоль направления  $[110]$  и перпендикулярно к внешнему магнитному полю (см. рис. 3.2). Круговая поляризация ГФЛ была измерена при температурах  $T = 4\text{K}$  для легированного образца R и  $T = 2\text{K}$  для ФМ РМП образцов в геометрии обратного рассеяния (в геометрии Фарадея) с использованием фотоупругого модулятора (см. главу 1 для более подробной информации). Степень круговой поляризации определялась общим выражением 1.1.

Влияние деформации на магнитные свойства GaAs:Mn с помощью ГФЛ (поляризационные свойства которой чувствительны к магнитным полям и деформации) было исследовано в работе [45]. На рисунке 3.3 показаны спектры КФЛ и ГФЛ образцов ФМ и R, полученные при линейно поляризованном возбуждении линией HeNe лазера на энергии 1.96 эВ в геометрии Фарадея при  $T = 4\text{K}$  для легированного образца R и  $T = 2\text{K}$  для ФМ РМП образцов. Спектр ГФЛ образца R при низких температурах (см. красный спектр на рис. 3.3, при  $T = 4\text{K}$ ) обусловлен рекомбинацией горячих электронов с дырками, связанными с одиночными акцепторами Mn, как схематически показано на рис. 3.4. Спектр ГФЛ этого образца простирается от точки генерации электронов в зоне проводимости (отмечена стрелкой 0LO) на высокоэнергетической части спектра до дна зоны проводимости. Рекомбинация равновесных электронов с дырками, связанными с акцепторами Mn, даёт вклад в сильный пик ФЛ с энергией 1.41 эВ. По мере увеличения концентрации Mn в РМП  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  (при  $x \sim 1\%$ ) наступает перекрытие волновых функций акцепторов, что приводит к образованию примесной зоны акцептора Mn. Поэтому, в отличие от легированных образцов, горячие электроны в РМП рекомбинируют с дырками в примесной зоне, а вы-

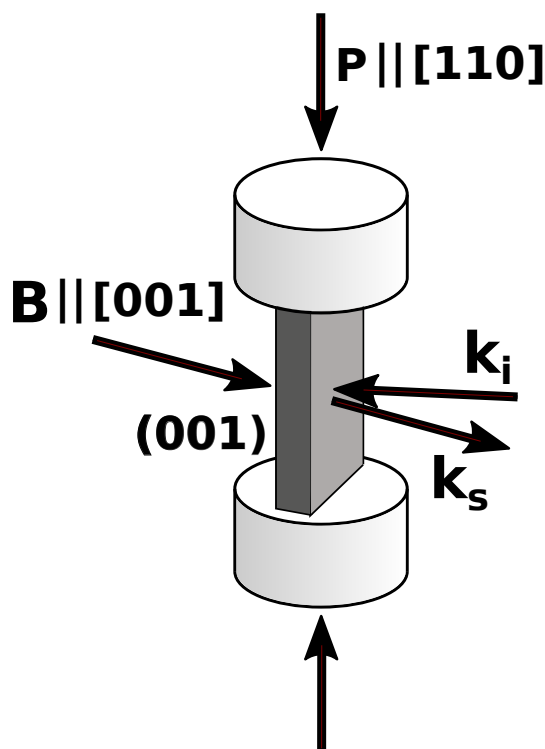


Рис. 3.2: Схема, иллюстрирующая геометрию эксперимента: внешнее магнитное поле ориентировано параллельно векторам распространения падающего и рассеянного света (в геометрии Фарадея) вдоль кристаллического направления  $[001]$ . Внешняя одноосная сжимающая деформация приложена вдоль направления  $[110]$ .

сокоэнергетическая отсечка ГФЛ смещена в синюю область [61]. В отличие от легированных, в РМП образцах не наблюдается какой-либо краевой ФЛ [62]. Это связано с наличием в РМП образцах большого числа дефектов, - центров безызлучательной рекомбинации (показано «D» и зелеными стрелками на рис. 3.4), из-за особенностей роста при низких температурах. Поэтому измерения поляризации ФЛ в магнитном поле для ПМ образца R были сделаны на линии краевой фотолюминесценции (пик « $A_{Mn}$ »), а для ФМ РМП образцов - в спектральной точке ГФЛ, отмеченной стрелкой "HPL" на рис. 3.3. Отметим, что в заданном магнитном поле циркулярная поляризация не зависит от точки наблюдения во всём спектральном диапазоне ГФЛ РМП образца (так же, как и образца R). Это связано с тем, что время энергетической релаксации горячих электронов существенно меньше времени их спиновой релаксации, поэтому поляризация спектра ГФЛ определяется исключительно спиновой поляризацией дырок.

На рисунке 3.5а показаны зависимости циркулярной поляризации краевой ФЛ от магнитного поля при накачке линейно поляризованным светом от маг-

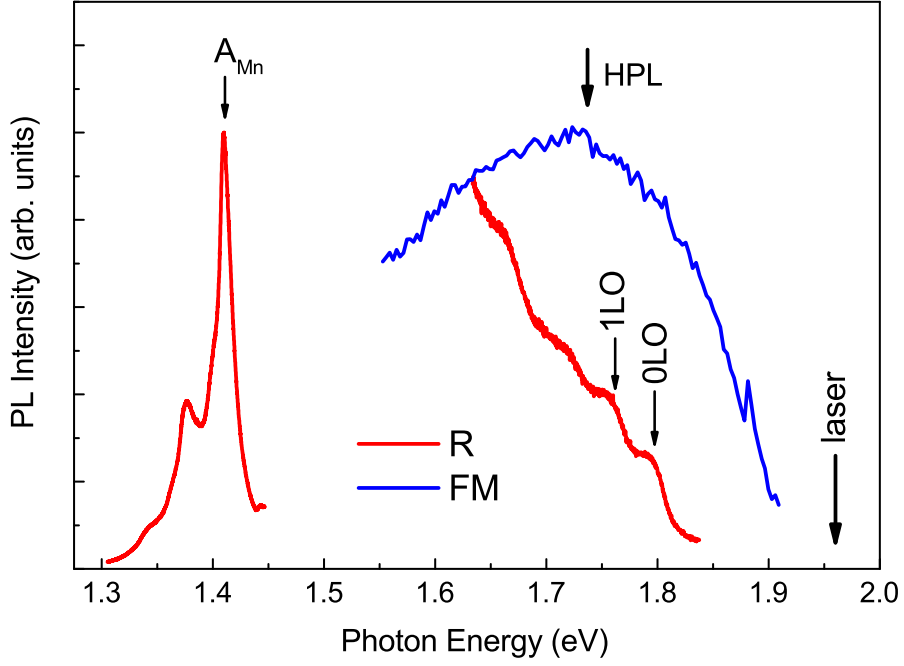


Рис. 3.3: Спектры ФЛ и ГФЛ для легированного образца R, полученные при  $T = 4K$  (красная кривая), и спектр ГФЛ для ФМ РМП образца FM2, полученный при  $T = 2K$  (синяя кривая). Стрелка "laser" указывает на энергию возбуждения HeNe лазера (1.96 эВ). Стрелка " $A_{Mn}$ " показывает положение линии КФЛ, где были сделаны измерения поляризации ФЛ для образца R. Пик слева от " $A_{Mn}$ " - фонное повторение. Стрелка "HPL" указывает на спектральную точку, где для ФМ образца были измерены поляризационные кривые. Экспериментальные данные получены при линейно поляризованном возбуждении в геометрии Фарадея.

нитного поля, измеренные для трёх различных деформаций для легированного образца (R). Линейно поляризованное возбуждение ФЛ в данном случае использовалось с тем, чтобы исключить спиновую поляризацию электронов, возникающую при оптической накачке циркулярно поляризованным светом. Сплошными линиями на этом рисунке показаны теоретические зависимости, построенные в модели Н.С. Аверкиева и др. [45]. В отсутствии внешней деформации в парамагнитном образце R кривая поляризации, измеренная в пике ФЛ на ширине запрещенной зоны, насыщается при 0.7 в согласии с тем, что предсказывает теория ( $\rho_c = 5/7$ ) [45], когда обменная энергия  $|A| > g_1\mu_B B > \delta_1$ , где  $g_1$  - g-фактор состояния  $F=1$ ,  $\delta_1 = 3/20\delta$  описывает расщепление состояния  $F=1$  на подуровни  $F_1^0$  и  $F_1^{\pm 1}$  в нулевом магнитном поле,  $\delta$  - параметр гамильтониана, определяющий величину внутренних случайных полей и вызываемого этими полями расщепления состояний  $F = 1, 2, 3, 4$ . С увеличением деформации поляризация ФЛ в насыщающем магнитном поле уменьшается, что также находится в согласии с предсказанием теории [45]: экспериментальная кривая

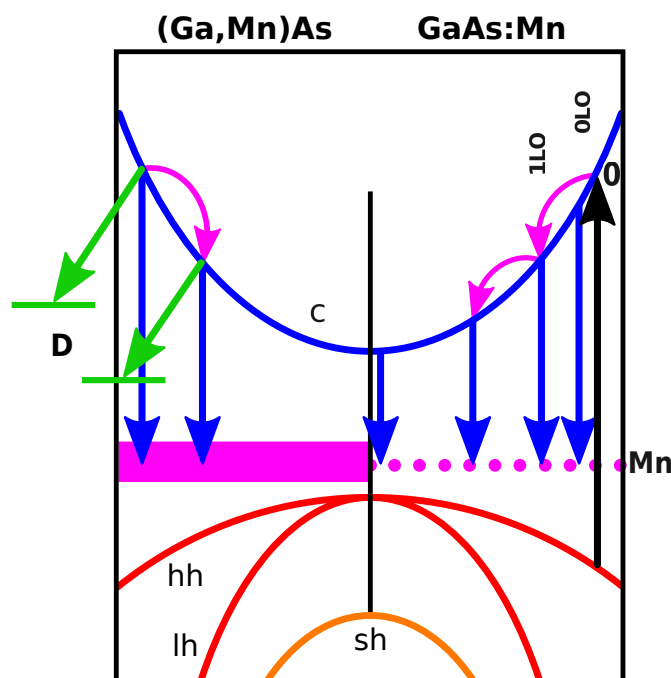


Рис. 3.4: Схема оптических переходов, поясняющая природу ГФЛ в легированном (справа) и РМП (слева) образцах. В легированном случае (правая панель) горячие электроны рекомбинируют (синие стрелки, направленные вниз) с дырками, связанными на акцепторах Mn (пурпурная точечная горизонтальная линия). В случае РМП (левая панель) горячие электроны рекомбинируют с дырками, локализованными в примесной зоне (показана пурпурной заштрихованной областью). Черная стрелка, отмеченная "0" и направленная вверх, описывает процесс перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости (с рождением дырки в валентной зоне) под действием оптического возбуждения He-Ne лазера. Синие стрелки, направленные вниз, описывают процесс рекомбинации электронов из зоны проводимости с дырками, связанными с акцептором Mn (правая панель, GaAs:Mn) или примесной зоной акцептора Mn (левая панель, (Ga,Mn)As). Пурпурные стрелки обозначают энергетическую релаксацию горячих электронов на LO фононах. Зелёными стрелками показаны переходы электронов на центры безызлучательной рекомбинации в РМП («D»)

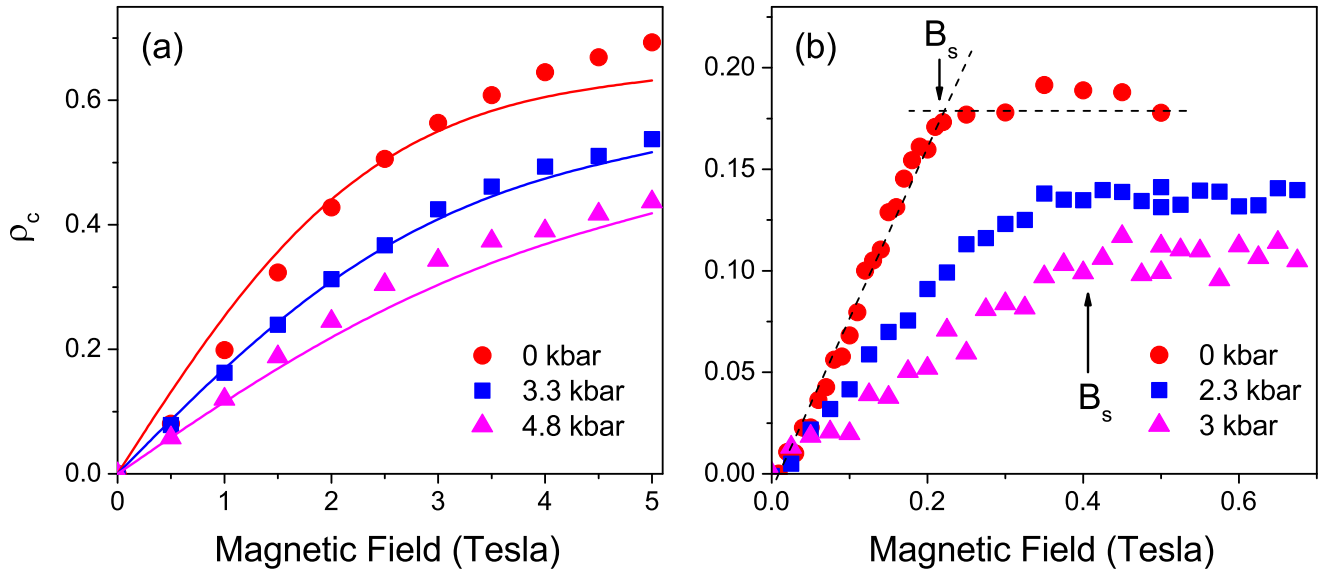


Рис. 3.5: (а) Зависимости поляризации краевой ФЛ от магнитного поля, измеренные на легированном образце (R) для трех различных значений деформаций. Символами показаны экспериментальные данные, сплошными линиями - результат аппроксимации по формуле (3.10). (b) Зависимости поляризации ГФЛ от магнитного поля, измеренные на ФМ РМП образце (FM2) для трех различных значений деформаций. Стрелки, обозначенные  $B_s$ , обозначают точки перегиба (см. пересечение пунктирных линии для красных кругов).  $B_s$  - внешнее магнитное поле, соответствующее насыщению поляризационной кривой.

(красные точки на рис. 3.5) намагниченности в отсутствие деформации хорошо описывается теоретической зависимостью (красная кривая) согласно выр. (3.10). По мере увеличения одноосной деформации степень циркулярной поляризации в насыщающем магнитном поле уменьшается. Это уменьшение хорошо описывается теоретическими зависимостями, показанными синей и пурпурной кривыми на рис. 3.5 для  $P = 3.3$  кбар и  $P = 4.8$  кбар, соответственно.

Зависимость круговой поляризации ГФЛ ферромагнитного образца (Ga,Mn)As от магнитного поля для разных деформаций показана на рис. 3.5b. Как и в легированном случае, возбуждение ГФЛ осуществлялось линейно поляризованным светом. В отличие от парамагнитного образца (R) в ФМ образце, как и следовало ожидать, насыщение поляризации наступает уже в малых магнитных полях, а величина поляризации в насыщающем магнитном поле не превышает 0.2, что заметно меньше, чем в ПМ образце. В отсутствие внешней деформации зависимость  $P_c$  от магнитного поля в ФМ образце идентична той, что наблюдалась в работах [61, 62], т.е. насыщается при  $P_c \sim 0.2$  в  $B_c = 0.2$  Т. Это значение поляризации в насыщении 0.2 также согласуется

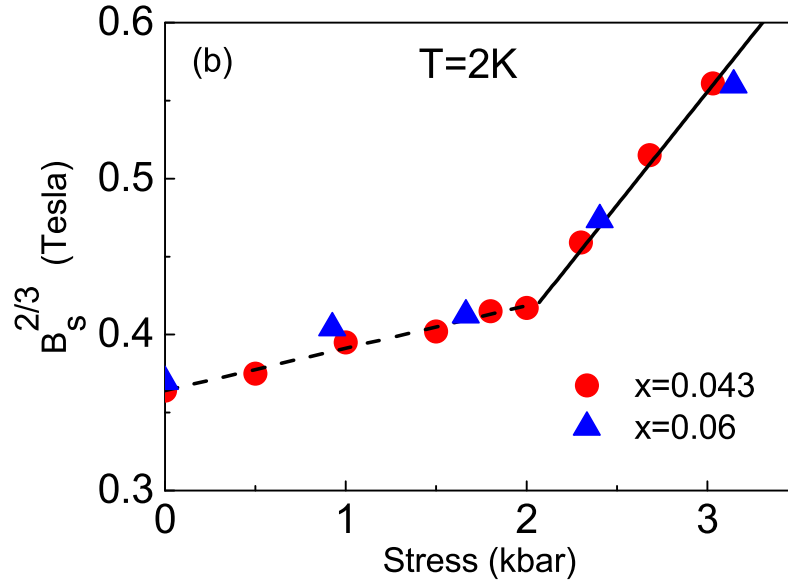


Рис. 3.6: Зависимость  $B_s^{2/3}$  от приложенной деформации для ферромагнитных РМП образцов (FM2) (кружки) и (FM7) (треугольники), измеренная при  $T = 2K$ . Пунктирные и сплошные линии – аппроксимации формулами 3.13 и 3.14 соответственно.

с выводами работы [45], но в предположении, что выполняется следующее неравенство:  $|\delta_1| \gg \mu_B g_1 B, kT$ .

Такое предположение представляется разумным, поскольку внутренние деформационные поля в выращенном при низких температурах (Ga,Mn)As должны быть заметно больше, чем в GaAs:Mn, выращенном при нормальных условиях. При увеличении деформации наблюдается уменьшение значения поляризации в насыщении, как и в ПМ образце. Особо следует отметить, что с увеличением деформации происходит увеличение насыщающего магнитного поля, т.е. величины магнитного поля, при котором поляризация выходит на плато, отмеченное горизонтальной штриховой линией на рисунке 3.5(b).

Магнитное поле насыщения в ФМ образце определяется как точка, где линейная зависимость поляризации от магнитного поля пересекает наблюдаемое плато поляризации. На рис. 3.6 построена зависимость магнитного поля насыщения от приложенной деформации для двух ФМ образцов с  $x = 0.043$  и  $x = 0.06$ . Видно, что несмотря на заметно разную концентрацию Mn, в этих образцах зависимость величины  $B_s^{2/3}$  от деформации ведёт себя схожим образом, т.е. имеет два линейных участка с точкой перегиба в области 2 кбар.

Ниже отдельно рассмотрены случаи легированного образца GaAs:Mn и РМП (Ga,Mn)As.



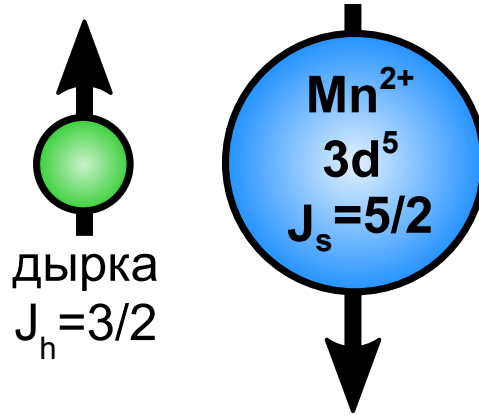


Рис. 3.7: Основное состояние  $F = 1$  комплекса  $Mn^{2+} + \text{дырка}$ .

### 3.3 Теоретическое моделирование

Случай малых концентраций, GaAs:Mn. При концентрациях марганца порядка  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  взаимодействие примесей друг с другом несущественно и акцептор  $Mn_{Ga}$  можно описывать в предположении модели глубокого центра. Но из-за наличия у марганца пяти 3d внутренних валентных электронов возникает обменное взаимодействие между 3d электронами и дыркой, как это было показано в [46]. Гамильтониан обменного взаимодействия между  $3d^5$  электронами с полным спином  $S = 5/2$  и дырками валентной зоны с  $J = 3/2$  [49, 45] можно записать в виде:

$$\hat{H} = -A (\hat{\mathbf{J}}\hat{\mathbf{S}}), \quad (3.7)$$

где  $A$  представляет собой обменный интеграл,  $\hat{\mathbf{J}}$  – оператор углового момента дырки,  $\hat{\mathbf{S}}$  – оператор спина марганца. В работах [45, 49, 50, 41] было продемонстрировано, что основное состояние  $F = 1$  ( $\mathbf{F} = \mathbf{S} + \mathbf{J}$ ) получается из антиферромагнитного обменного взаимодействия дырки с  $3d^5$  электронами Mn (т.е.  $A < 0$  в (1)). Последнее также объясняет противоположный знак степени циркулярной поляризации во внешнем магнитном поле при рекомбинации дырки на  $Mn_{Ga}$ , по сравнению с обычным мелким акцептором в GaAs (типа Zn [49]).

Качественно увеличение степени поляризации с ростом магнитного поля, что наблюдается на зависимостях на рис. 3.5(а), можно объяснить увеличением зеемановского расщепления уровня  $F=1$  акцептора Mn. При зеемановском рас-

щеплении больше заселен подуровень с  $m_F = -1$  (соответствующий правой циркулярной поляризации света), чем подуровни  $m_F = 0$  (не поляризованный свет) и  $m_F = 1$  (левая циркулярная поляризация света). Чем больше магнитное поле, тем больше расщепление, и тем больше заселенность (при данной температуре) нижнего подуровня с  $m_F = -1$ , а значит, поляризация света.

Известно, что круговая поляризация ФЛ для немагнитных мелких акцепторов в GaAs в магнитном поле в пределе низких температур принимает значение  $+1$  ( $-1$ ) в зависимости от ориентации поля. С другой стороны, в GaAs:Mn для акцепторов Mn круговая поляризация насыщается при  $-5/7$  ( $+5/7$ ) из-за антиферромагнитного обменного взаимодействия. Можно считать, что при температуре эксперимента заселён только нижний уровень акцептора Mn с полным угловым моментом  $F=1$  [41]. Это предположение справедливо, поскольку первое возбуждённое состояние с  $F=2$  лежит на 4.4 мэВ выше основного состояния. Тогда свойства акцептора  $Mn_{Ga}$  в пределе низких температур ( $T \sim 2K$ ) в магнитном поле и при приложении деформации могут быть описаны следующим эффективным гамильтонианом [63]:

$$\hat{H}_{B,P} = \begin{pmatrix} \frac{-q}{2} + \chi & 0 & -i\gamma \\ 0 & q & 0 \\ i\gamma & 0 & \frac{-q}{2} - \chi \end{pmatrix}. \quad (3.8)$$

где

$$q = \frac{bP}{10(C_{11} - C_{12})}, \gamma = \frac{\sqrt{3}dP}{40C_{44}}, \chi = \mu_B g_1 B. \quad (3.9)$$

где  $b, d$  - константы деформационного потенциала центра,  $C_{11}, C_{12}, C_{44}$  являются компонентами тензора жёсткости, а  $g_1 = \frac{7}{4}g_d + \frac{3}{4}g_h$  (где  $g_d$  и  $g_h$  g-факторы  $3d^5$  электронов Mn и дырок валентной зоны, соответственно) является g-фактором основного состояния  $F = 1$ . В формуле (3.8) мы предполагаем, что одноосная деформация приложена в направлении  $[110]$ , в то время как магнитное поле совпадает с осью  $[001]$ . Степень круговой поляризации излучения при рекомбинации равновесных электронов со дна зоны проводимости (при  $k \sim 0$ ) с дырками, связанными на акцепторе Mn, может быть выражена, для оптических

переходов  $\Gamma_6$ - $\Gamma_8$ , следующим образом [64]:

$$\rho_c = \frac{5 \frac{1-\delta^2}{1+\delta^2} \sinh \left( \frac{\sqrt{(\mu_B g_1 B)^2 + \gamma^2}}{kT} \right)}{3e^{\frac{-3q}{2kT}} + 7 \cosh \left( \frac{\sqrt{(\mu_B g_1 B)^2 + \gamma^2}}{kT} \right)}, \delta = \frac{\gamma}{\chi + \sqrt{\chi^2 + \gamma^2}}. \quad (3.10)$$

Уравнение (3.10) было получено в предположении, что равновесные электроны не поляризованы в магнитном поле, так как  $kT > \mu_B g_1 B$ .

Исследование уравнения (3.10) в пределе большого магнитного поля показывает, что величина насыщения степени круговой поляризации  $\rho_c$  уменьшается с увеличением деформации в легированном образце (см. рис. 3.5а). Этот эффект объясняется тем, что при наличии внешней деформации волновые функции системы  $Mn^{2+} + h$  смешиваются между собой. В то же время возбужденные состояния с  $F \geq 2$  расположены далеко по энергии и при температурах порядка  $T \sim 2K$  не возбуждаются, т.е. не вносят вклад в  $\rho_c$  (так как  $kT \ll A$ ). Кривые поляризации, представленные на рис. 3.5а, могут быть хорошо аппроксимированы выражением (3.10) с деформационными потенциалами  $b = 1.6$  эВ,  $d = 2.2$  эВ. Это значение несколько меньше значений  $b_v = 2.0 \pm 0.2$  эВ и  $d_v = 6.0 \pm 0.4$  эВ для вершины валентной зоны [65], значение деформационного потенциала  $d$  меньше значения для GaAs, легированного мелкими акцепторами C/Si/Ge, где  $b' = 0.91 \pm 0.08$  эВ,  $d' = 3.8 \pm 0.3$  эВ согласно той же работе. Мы предполагаем, что уменьшение  $b$  и  $d$  по сравнению с их значениями для мелких акцепторов или вершины валентной зоны происходит из-за сильной локализации волновой функции в акцепторах Mn [51]. Также, полученные нами значения деформационных потенциалов  $b$  и  $d$  для GaAs, легированного Mn, близки к значениям  $b' = 1.17$  эВ,  $d' = 3.3$  эВ, полученным в работе [51].

Случай больших концентраций, РМП (Ga,Mn)As. Далее мы рассмотрим влияние деформации на поляризационные кривые ГФЛ в ФМ РМП образце, когда содержание Mn превышает  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ . В режиме РМП сильное перекрытие волновых функций соседних акцепторов Mn приводит к образованию примесной полосы, так как дырка обобществляется на много центров марганца, т.е. взаимодействует с большим числом ионов  $Mn^{2+}$ . В этом случае модель единичного акцептора Mn не применима, и мы можем рассмотреть ситуацию

так, как если бы дырка с  $J = 3/2$  испытывала влияние эффективного среднего обменного поля, созданного ансамблем магнитных ионов  $Mn^{2+}$ .

На рис. 3.5b заметно резкое насыщение кривой поляризации во внешнем магнитном поле, и величина поля насыщения существенно ниже ( $B_s \sim 0.2$  Т), чем в случае одиночного акцептора Mn ( $B_s \sim 6$  Т). Это означает, что в РМП на дырки действует более сильное внутреннее обменное поле, которое ориентирует спины дырок в примесной зоне. Следовательно, внешнее магнитное поле ориентирует полную намагниченность ансамбля, и угловой момент дырки  $J$  оказывается противоположно направленным по отношению к намагниченности ансамбля. Для описания эффекта ориентации нужно записать добавку к плотности свободной энергии, связанную с магнитной анизотропией образца и ориентацией магнитного момента системы, при приложении внешнего магнитного поля и деформации (см. выр. (3.6)):

$$U = M \left\{ -\frac{C_1}{2}(m_x^4 + m_y^4 + m_z^4) + C_2 m_z^2 - 2C_3 m_x m_y \right. \\ \left. - 2\gamma_2 \sigma_{xy} m_x m_y - \gamma_1 (\sigma_{xx} m_x^2 + \sigma_{yy} m_y^2) - m_z B_z \right\} \quad (3.11)$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{xy} \equiv \frac{P}{2}$$

где  $C_i M$  - энергии анизотропии [66]. В частности,  $C_1 M$  соответствует кубической анизотропии,  $C_2 M$  соответствует анизотропии типа “легкая ось”, в то время как  $C_3 M$  связана с анизотропией в плоскости.  $\gamma_i$  - магнитоупругие коэффициенты,  $m_i$  - направляющие косинусы, которые сонаправлены с магнитным моментом образца,  $M$  величина намагниченности,  $\sigma_{xy}$  - тензор деформации,  $B_z$  - внешнее магнитное поле, ориентированное вдоль направления [100]. Так как  $C_2 M$  и  $C_3 M$  обусловлены внутренними деформациями, можно считать  $C_1 M \gg C_2 M, C_3 M$ , и пренебречь любыми вкладами, которые пропорциональны  $m_i^4$  и  $(m_i m_j)^2$ .

Отметим, что  $C_3 M > 0$  означает, что намагниченность ориентирована вдоль [110], а  $C_3 M < 0$ , что намагниченность параллельна [1-10]. Мы можем найти равновесное состояние магнитного момента при заданных значениях одноосной деформации и внешнего магнитного поля путем решения уравнения движения магнитного момента, при выборе сферической системы координат с полярным

углом, отсчитываемым от оси  $z$  ( $\varphi$  - азимутальный угол,  $\theta$  - полярный угол):

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial \theta} = 0 \\ \frac{\partial U}{\partial \varphi} = 0 \end{cases} . \quad (3.12)$$

Решение системы (3.12) однозначно определяет минимумы свободной энергии, соответствующие конкретным ориентациям намагниченности при заданных значениях  $\sigma_{ij}$  и  $B_z$ . При отсутствии внешнего магнитного поля, вектор намагниченности лежит в плоскости образца. Приложенное магнитное поле приводит к непрерывному движению вектора намагниченности выводя его из плоскости. Когда угол достигает некоторого критического значения ( $\theta_S$ ), вектор намагниченности резко ориентируется вдоль внешнего магнитного поля. Дальнейшее увеличение магнитного поля не влияет ни на поляризацию, ни на угол  $\theta_S$  (см. рис. 3.8).

Следует отметить, что внешнее магнитное поле  $B_s$ , соответствующее полной намагниченности и насыщению поляризационной кривой, зависит от  $P$ . В зависимости поля  $B_s(P)$  (см. рис. 3.6) можно выделить два режима. При деформациях меньших некоего значения  $P_m$  зависимость магнитного поля  $B_s$  от деформации может быть представлена в виде:

$$B_s = 8 \sqrt{\frac{(C_1 + C_2)^3}{6C_1}} \left( 1 + \frac{\gamma_1}{2(C_1 + C_2)} P \right)^{3/2} ; P < P_m . \quad (3.13)$$

При деформациях больше  $P_m$  зависимость магнитного поля  $B_s$  от деформации описывается выражением:

$$B_s = \sqrt{\frac{(C_1 + 2C_2 + 2C_3)^3}{3C_1}} \left( 1 + \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{C_1 + 2C_2 + 2C_3} P \right)^{3/2} ; P > P_m . \quad (3.14)$$

Уравнения (3.13) и (3.14) ясно показывают, что  $B_S$  возрастает с повышением деформации  $P$ . Значение  $P_m$  задается выражением:

$$P_m = \frac{(2^{5/3} - 1)C_1 + 2(2^{2/3} - 1)C_2 - 2C_3}{\gamma_2 - (2^{2/3} - 1)\gamma_1} . \quad (3.15)$$

Рис. 3.6 показывает зависимость  $B_S$  от приложенной одноосной деформации для ферромагнитных образцов FM2 (сплошные кружки) и FM7 (сплошные

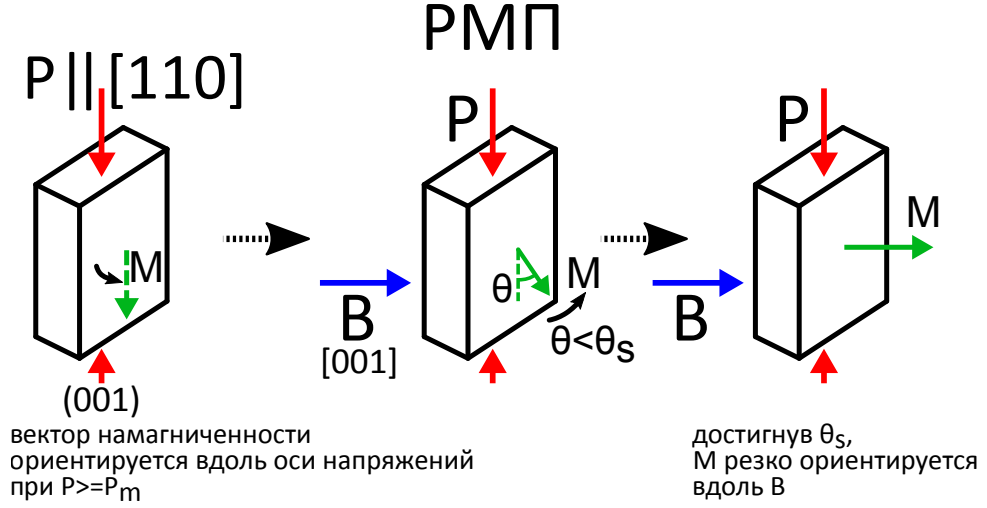


Рис. 3.8: Схема, демонстрирующая процесс ориентации вектора намагниченности в ФМ РМП образце под воздействием внешней деформации и магнитного поля. При увеличении деформации (в отсутствии внешнего магнитного поля) и приближении к величине  $P_m$  направление вектора намагниченности приближается к направлению одноосной деформации, после достижения  $P_m$  вектор  $M$  ориентирован вдоль деформации. Если теперь приложить магнитное поле  $B$ , перпендикулярное плоскости образца, вектор намагниченности выйдет из плоскости образца и при определенном значении магнитного поля, достигнув угла  $\theta_s$  с плоскостью, резко ориентируется вдоль направления  $B$ .

треугольники). Когда деформация приложена, вектор намагниченности ориентируется вдоль оси деформации и вращается во внешнем магнитном поле в плоскости  $(P, B)$ . Зависимость  $B_s(P)$ , представленная на рис. 3.6, наглядно демонстрирует переход от состояния уравнения (3.13) (пунктирная линия) к уравнению (3.14) (сплошная линия), который сопровождается резким изменением наклона кривой. Излом в зависимости  $B_s(P)$  для обоих образцов FM2 и FM7 определяет величину  $P_m$ , которая в нашем случае оказалась равной  $P_m \approx 2$  кбар. Аппроксимации для данных, представленных на рис. 3.6, с помощью уравнений (3.13) и (3.14), дают следующие постоянные магнитной анизотропии  $C_1 \approx 510 \text{ Э} \cdot \text{см}^{-3}$ ,  $C_2 \approx 100 \text{ Э} \cdot \text{см}^{-3}$ ,  $C_3 \approx -35 \text{ Э} \cdot \text{см}^{-3}$  и магнитострикции  $\gamma_1 \approx 90 \text{ Э} \cdot \text{кбар}^{-1}$ ,  $\gamma_2 \approx 690 \text{ Э} \cdot \text{кбар}^{-1}$ . Сравнение уравнений (3.13) и (3.14) показывает, что изменение наклона кривой  $(P)$  зависит от соотношения  $C_2/C_1$ , которое определяется вкладом одноосной магнитной анизотропии, вызванной деформацией в направлении роста. Для исследованных здесь структур мы оцениваем это отношение равным 0.2, что меньше, чем 0.9, полученное из оценки данных из работы [66]. Мы предполагаем, что меньший вклад одноосной маг-

нитной анизотропии в нашем образце связан с его большей толщиной (600-800 нм) по сравнению с толщиной пленок  $Ga_{0.97}Mn_{0.03}As$  (300 нм), что изучались в работе [66].

### **Зависимость поляризации $\rho_c$ насыщения ФМ РМП от приложенной деформации:**

Проанализируем теперь зависимость поляризации в насыщении  $\rho_c$  от приложенной деформации. Как и в случае одиночных акцепторов Mn, влияние деформации на поляризацию ГФЛ можно интерпретировать как перемешивание волновых функций. В ФМ образце волновые функции дырок, локализованных на разных потенциалах, могут перекрываться, формируя таким образом полосу делокализованных состояний. В этом случае дырка испытывает влияние среднего обменного поля (среднего поля Вейсса) всех ионов Mn. Чтобы вычислить круговую поляризацию ГФЛ, мы предполагаем, что волновая функция дырки этой узкой полосы может быть рассчитана с использованием модели потенциала нулевого радиуса. В этой модели, энергия связи ( $E_{loc}$ ) рассматривается в качестве параметра, в то время как симметрия волновой функции дырки рассматривается точно. Свойства поляризации ГФЛ рассчитаны для рекомбинации горячих электронов (волновой вектор  $k \gg \sqrt{2m_h E_{loc}}/\hbar$ ) с дырками  $\Gamma_8$ , связанными с центром Mn.

Явный вид матрицы спиновой плотности горячих электронов в зоне проводимости должен включать члены, связанные с ненулевым угловым моментом для электронов с ненулевым волновым вектором [45]

$$\hat{\rho}_{SS'} = \delta_{SS'} \left( 1 + \frac{\alpha}{4} - \frac{3}{4} \alpha \cos^2 \theta \right), \quad (3.16)$$

где  $\alpha$  - это параметр, описывающий анизотропию распределения импульса,  $\delta_{SS'}$  - символ Кронекера. Мы предполагаем, что возбуждающий лазерный луч распространяется вдоль  $z$ , и что ориентация импульса электрона относительно осей  $z$  и  $x$  определяется углами  $\theta$  и  $\varphi$ . Максимальное значение круговой поляризации ГФЛ для GaAs ( $\alpha = -1$  [49]) при возбуждении линейно поляризованным светом дается выражением

$$\rho_c = \frac{153 - 59\nu^2}{177 + 131\nu^2}. \quad (3.17)$$

Здесь  $\nu = \frac{4b^2C_{44}^2 + d^2(C_{11} - C_{12})^2}{16(C_{11} - C_{12})^2 C_{44} d \mu_B g \hbar} \cdot P / B_{eff}$ , где  $B_{eff}$  является внутренним обменным полем. Однако величина поляризации ГФЛ в насыщении, наблюдаемая в ФМ образце, значительно ниже, чем в ПМ образце, при той же одноосной деформации. Это различие обусловлено большей плотностью ионов Mn (т.е. большим возмущением кристаллической решётки GaAs), что приводит к более сильному упругому полю. Это упругое поле можно описать как случайные поля, которые перемешивают состояния дырок с различным угловым моментом [45]. Влияние случайных полей на поляризацию ГФЛ может быть принято во внимание путем умножения  $\rho_c$  на коэффициент  $\beta$ . Путём сравнения поляризации, рассчитанной (см. ур. (3.17)) для нулевой внешней деформации ( $\rho_c = 0.86$ ) с измеренным  $\rho_c = 0.18$  (см. рис. 3.5b), мы оцениваем значение  $\beta = 0.2$ . Учитывая уравнение (3.17) и значение круговой поляризации в магнитном поле насыщения  $\rho_c = 0.11$  при  $P = 3$  кбар (рис. 3.5b), эффективное поле может быть оценено как  $B_{eff} = 15T$  ( $\nu = 0.6$  при  $P = 3$  кбар).

Отметим, что в данной оценке мы пренебрегли возможным сосуществованием двух фаз - парамагнитной и ферромагнитной (см. [62]), поскольку в приближении малых магнитных полей вкладом парамагнитной фазы можно пренебречь.

Теоретическое моделирование выполнено в ФТИ им. А.Ф. Иоффе И. В. Крайновым и Н. С. Аверкиевым [A1].

### 3.4 Выводы к главе

- Методом поляризованной фотолюминесценции изучено комбинированное воздействие внешних магнитного поля и одноосной деформации на магнитные свойства РМП (Ga,Mn)As.
- Зависимость магнитного поля насыщения от деформации демонстрирует два участка с разным углом наклона и точкой излома, в которой направление намагниченности ориентируется вдоль приложенной деформации.
- Внешняя одноосная деформация приводит также к перемешиванию состояний дырок, связанных на акцепторах, и, как следствие, падению степени поляризации ГФЛ.



- Определены постоянные магнитной анизотропии  $C_1 \approx 510 \text{ Э} \cdot \text{см}^{-3}$ ,  $C_2 \approx 100 \text{ Э} \cdot \text{см}^{-3}$ ,  $C_3 \approx -35 \text{ Э} \cdot \text{см}^{-3}$ , а также магнитострикции  $\gamma_1 \approx 90 \text{ Э} \cdot \text{кбар}^{-1}$ ,  $\gamma_2 \approx 690 \text{ Э} \cdot \text{кбар}^{-1}$ .
- Наши результаты показывают, что вектором намагниченности в РМП (Ga,Mn)As можно управлять с помощью внешней деформации и магнитного поля.

## Глава 4

# Влияние размерного квантования на спиновую поляризацию дырок в структурах с квантовыми ямами разбавленного магнитного полупроводника $(\text{Ga,Mn})\text{As}/\text{AlAs}$

### 4.1 Введение

Сверхрешетки (СР) и магнитные туннельные переходы на базе слоев магнитного  $(\text{Ga,Mn})\text{As}$  / немагнитного  $\text{AlAs}$  активно исследовались в работах [67, 68, 69, 70]. В работах [67] и [11] было показано увеличение энергии переходов  $1e-1h$  и  $2e-2h$  в точке  $\Gamma$  при уменьшении ширины слоя  $(\text{Ga,Mn})\text{As}$  в СР  $(\text{Ga,Mn})\text{As}/\text{AlAs}$  путем измерения магнитного кругового дихроизма. В работе [48] в структурах с квантовыми ямами  $(\text{Ga,Mn})\text{As}/\text{AlAs}$  было показано монотонное уменьшение коэрцитивного поля и увеличение намагниченности насыщения с уменьшением ширины барьера  $\text{AlAs}$ . В работах [69, 70] измерялось туннельное магнитосопротивление в одиночных и двойных магнитных туннельных переходах  $(\text{Ga,Mn})\text{As}/\text{AlAs}$ . Структуры, состоящие из чередующихся магнитных и немагнитных слоев, являются потенциальными кандидатами в качестве спинтронных устройств из-за их большого туннельного магнитосопротивления [71].

Влияние размерного квантования на знак и величину константы  $s-d$  обменного взаимодействия между электронами зоны проводимости и электронами внутренней  $d$ -оболочки  $\text{Mn}$  в КЯ  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  исследовалось в

работах [72, 73]. Образцы были выращены методом МПЭ с концентрацией Mn  $0.0006\% < x < 0.03\%$ . Методом МОЭК была измерена частота прецессии спина электрона, из которой были получены значения константы s-d обменного взаимодействия электронов d-оболочки иона  $Mn^{2+}$  и электронов зоны проводимости для объемного образца,  $N_0\alpha = -0.09 \pm 0.03 eV$ , и для квантовых ям,  $N_0\alpha$  монотонно возрастало от -830 meV для ширины КЯ d=3 мм до -280 meV для d=10 мм, что свидетельствовало об АФМ характере s-d обменного взаимодействия.

Размерное квантование носителей заряда в квантовых ямах оказывает значительное влияние на энергетический спектр носителей заряда, приводя к перенормировке таких фундаментальных характеристик, как эффективная масса и g-фактор, а также увеличивая обменное взаимодействие между носителями заряда. Ожидается, что размерное квантование должно повлиять на магнитные свойства РМП (Ga,Mn)As.

В структурах с квантовыми ямами (СКЯ) (Ga,Mn)As/AlAs обычная модель среднего поля свободного дырочного газа, опосредующего ферромагнетизм с помощью обменного взаимодействия Рудермана-Киттеля-Касуя-Йосиды (РК-КИ), неизбежно приводит к полной круговой поляризации ГФЛ в геометрии Фарадея и нулевой линейной поляризации в геометрии Фойгта, за счет индуцированного размерным квантованием расщепления на легкие и тяжелые дырки. Такое поведение поляризации ГФЛ связано с сильной анизотропией g-фактора свободной дырки в КЯ, который равен нулю ( $g_{x,y} \sim 0$ ) в плоскости КЯ и  $g \neq 0$  в направлении роста. [74] Следовательно, равновесная ориентация спина дырки достижима в геометрии Фарадея, а поляризация ГФЛ в этом случае может достигать максимального значения единицы. Напротив, в геометрии Фойгта не происходит зеемановского расщепления дырочных состояний, и ГФЛ не является поляризованной [75].

Совершенно другие поляризационные свойства ГФЛ ожидаются в моделях, предполагающих, что дырки локализованы в примесной зоне акцептора Mn, что экспериментально наблюдалось в спектрах ГФЛ в работах [62, 61]. В этом случае поляризация ГФЛ определяется электронной структурой основного состояния изолированного акцептора Mn, который чувствителен к размерному квантованию, а также к случайным напряжениям или электрическим полям [75]. Это, в свою очередь, приводит к зависимости спиновой поляризации дырок

от размерного квантования, случайных напряжений и электрических полей, что можно исследовать, например, методом поляризованной фотолюминесценции.

Помимо этого, исследование совместного влияния размерного квантования и ферромагнитного упорядочения на спиновую поляризацию носителей заряда дает возможность проверить модель ферромагнетизма в СКЯ РМП (Ga,Mn)As/AlAs.

В данной главе представлены результаты исследования спиновой поляризации дырок в структурах с ферромагнитными квантовыми ямами (СКЯ) методом поляризованной ГФЛ [62, 61]. Переход от объемного разбавленного магнитного полупроводника к двумерному сопровождается значительным изменением поляризации ГФЛ во внешнем магнитном поле. При этом в предположении отсутствия внутренних случайных деформационных или электрических полей можно было бы ожидать значительного увеличения спиновой поляризации дырок, связанных на акцепторе или локализованных в примесной зоне (до 70%). Однако было обнаружено, что спиновая поляризация дырок в случае двумерного РМП преимущественно определяется внутренними случайными полями, а не влиянием размерного квантования. Представленные результаты позволяют утверждать, что ферромагнетизм в СКЯ РМП (Ga,Mn)As/AlAs обусловлен дырками примесной зоны акцептора Mn, а не свободными дырками валентной зоны.

Результаты работы, описанной в данной главе, опубликованы в статье [A4].

## 4.2 Экспериментальные результаты

Исследованные в работе структуры с квантовыми ямами РМП (Ga,Mn)As/AlAs были выращены на полуизолирующей подложке GaAs(001) методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), детали касательно параметров процесса роста и качества интерфейсов см. в работе [48]. Буферный слой толщиной 330 нм был выращен при температуре  $T_s = 580^\circ\text{C}$ , после чего образец был охлажден до  $T_s = 250^\circ\text{C}$ , и выращивались СКЯ со скоростью роста 240 нм/ч. Все СКЯ РМП содержали 30 периодов  $Ga_{1-x}Mn_xAs/AlAs$  с концентрацией Mn  $x = 0.025$  и  $x = 0.04$ , толщина квантовой ямы (слоя  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ ) менялась в диапазоне 5-12.5 нм, толщина барьера AlAs менялась в диапазоне 3-6 нм. Также исследовались СКЯ с концентрацией Mn на уровне легирования

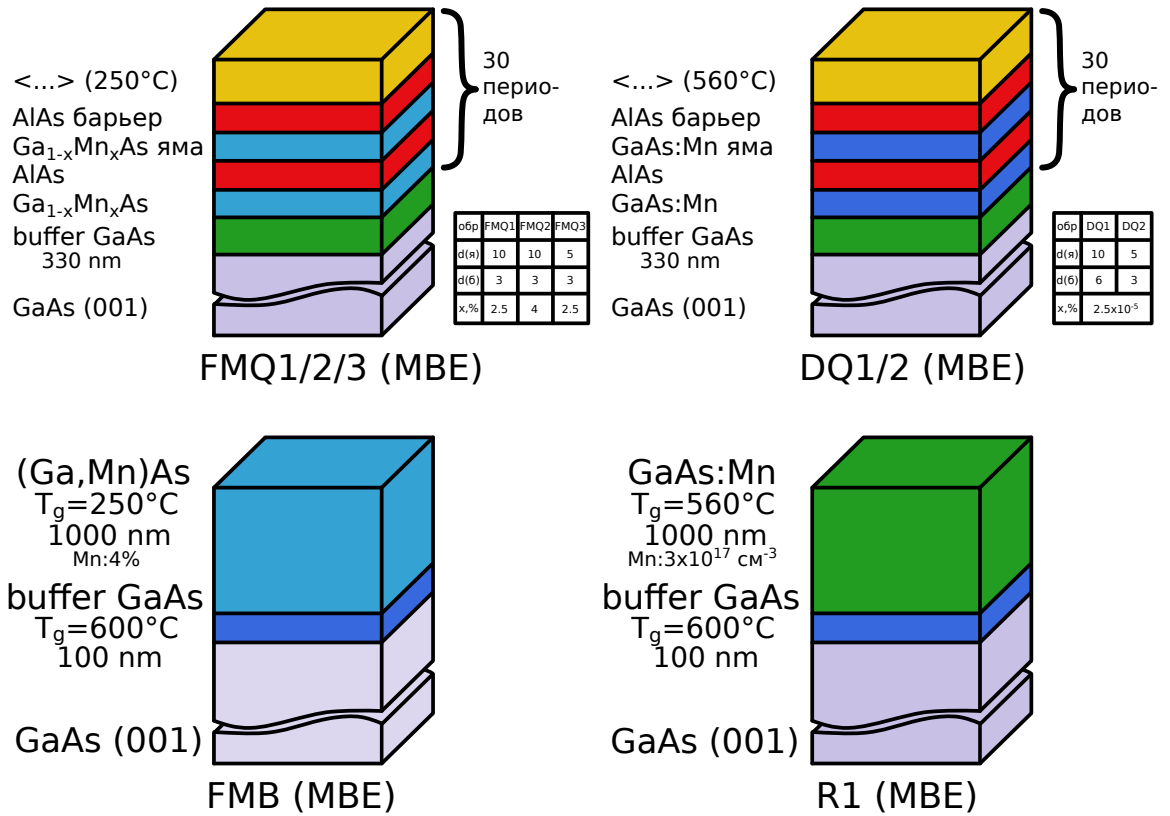


Рис. 4.1: Схемы структуры исследованных образцов.

( $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), выращенные при  $T_S = 560^\circ\text{C}$ , и объемные образцы, легированный  $\text{GaAs} : \text{Mn}$  толщиной 1000 нм, с той же концентрацией Mn, выращенный при  $T_S = 560^\circ\text{C}$ , и РМП (Ga,Mn)As толщиной 1000 нм с  $x = 4\%$ , выращенный при  $T_s = 250^\circ\text{C}$ . Схемы исследованных образцов представлены на рис. 4.1, параметры приведены в таблице 4.1. Фотолюминесценция возбуждалась линиями He-Ne (632.8 нм), Kr (676.4 нм) и Ar (488 нм) лазеров. Плотность мощности лазера, сфокусированная на образце, была в диапазоне  $5 \div 50 \text{ Вт см}^{-2}$ . Для измерения спектров ГФЛ использовались спектрограф DILOR (с CCD-камерой) и монохроматор Jobin-Yvon U-1000 (с фотоумножителем). Измерения проводились при температуре 5 К во внешнем магнитном поле до 10 Т в геометриях Фарадея и Фойхта.

Оптическое возбуждение в геометриях Фарадея и Фойхта использовалось неполяризованное, чтобы исключить возможный вклад в поляризацию ГФЛ оптически ориентированных по спину носителей заряда.

Для определения степени циркулярной поляризации  $\rho_c$  ГФЛ в геометрии Фарадея использовалось выражение 1.1, для определения степени линейной поля-

Таблица 4.1: Параметры структур с квантовыми ямами GaAs:Mn и  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  РМП, использованные в этой работе: содержание Mn, ширина ямы/ширина барьера или толщина слоя (для объемного образца), магнитное состояние (парамагнитный или ферромагнитный), температура Кюри  $T_c$ , измеренная методом сквид.

Образец	Концентрация Mn	Ширина ямы(слоя)/барьера (нм)	Магнитное состояние	$T_c(K)$
R1	$1.5 \cdot 10^{-5}$	1000	ПМ	-
DQ1	$2.5 \cdot 10^{-5}$	(10/6)	ПМ	-
DQ2	$2.5 \cdot 10^{-5}$	(5/3)	ПМ	-
FMB	0.04	1000	ФМ	55
FMQ1	0.025	(10/3)	ФМ	35
FMQ2	0.04	(10/3)	ФМ	30
FMQ3	0.025	(5/3)	ФМ	6

ризации в геометрии Фойхта использовалось выражение 1.3. При этом  $\rho_l$  была измерена для двух ориентаций магнитного поля,  $B \parallel [110]$  или  $B \parallel [\bar{1}10]$  (перпендикулярно оси роста). Геометрия эксперимента изображена на рис. 4.2.

На рис. 4.3 показаны спектры ГФЛ для образца с легированной СКЯ  $GaAs : Mn/AlAs$  DQ1 и образца с СКЯ с РМП  $(Ga, Mn)As/AlAs$  FMQ1 ( $x = 2.5\%$ ), полученные при возбуждении линией He-Ne лазера на энергии 1.96 эВ при температуре  $T = 5$  К. Теоретически рассчитанные переходы между уровнями, соответствующие этим пикам, подписаны рядом со стрелками. Спектр легированного образца DQ1 содержит полосу ФЛ на энергии 1.441 эВ, соответствующую рекомбинации свободных термализованных электронов с первой подзоны размерного квантования с дырками, связанными с нейтральным акцептором Mn ( $1e - A^0$ ). Линии ФЛ, отмеченные как  $2e - A^0$  и  $3e - A^0$ , соответствуют рекомбинации электронов со дна второй и третьей подзон размерного квантования с дырками, связанными с нейтральным акцептором Mn. Межзонная рекомбинация электронов с подзоны  $1e$  и дырок с подзоны  $1hh$  ( $1e - 1hh$ ) перекрывается с линией ФЛ  $2e - A^0$ . Линия  $E_g + \Delta$  соответствует рекомбинации электронов из первой подзоны размерного квантования с дырками из спин-отщеплённой зоны [62]. Схема, иллюстрирующая эти линии переходов, показана на рис. 4.4.

Спектр ГФЛ всех СКЯ РМП  $(Ga, Mn)As$  не имеет явно выраженной структуры и начинается ниже по энергии линии лазера (см. спектр ГФЛ образца FMQ1

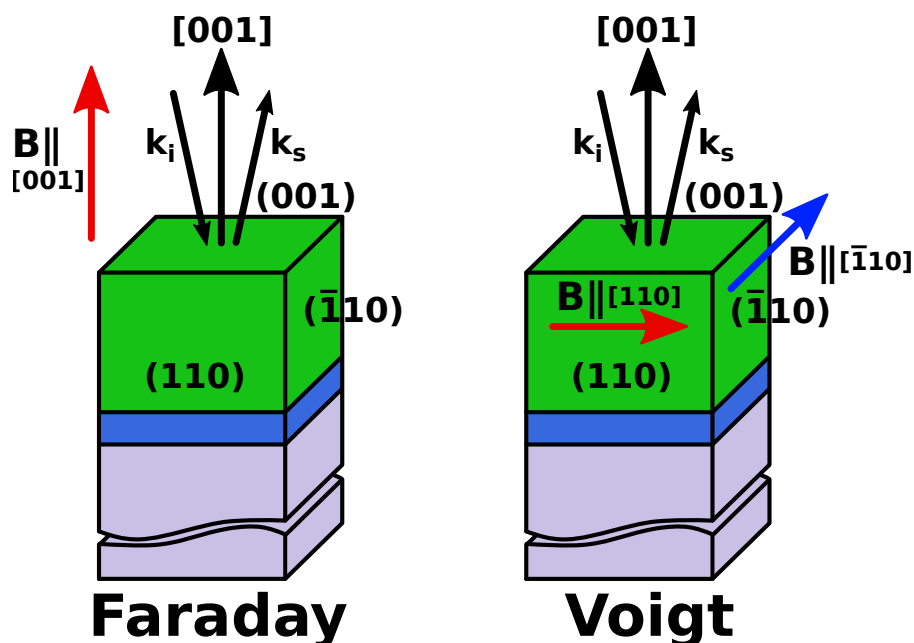


Рис. 4.2: Геометрия эксперимента: (слева) при измерении циркулярной поляризации ФЛ в геометрии Фарадея, (справа) при измерении линейной поляризации в геометрии Фойхта, красной и синей стрелками показаны два использовавшихся варианта направления приложения магнитного поля  $B$ . Ось роста направлена вдоль  $[001]$ . Плоскости скола кристалла для GaAs  $(110)$  и  $(\bar{1}10)$ .

на рис. 4.3). Заштрихованная область спектра связана с краевой фотолюминесценцией подложки GaAs. Так же, как и в случае объемного РМП  $(Ga, Mn)As$  (см. главу 3), КФЛ в СКЯ оказывается сильно подавленной за счет быстрой безизлучательной рекомбинации [62]. Резкое падение на высокоэнергетичном краю спектра ГФЛ каждого из образцов (обозначенное стрелкой "0") обусловлено рекомбинацией фотовозбужденных электронов из точки рождения с дырками, связанными с одиночными акцепторами Mn (в случае легированного образца), или с дырками примесной зоны (в случае РМП). Сильный энергетический сдвиг между энергией возбуждения и точкой рождения электронов "0" ( $\Sigma$  во вставке на рис. 4.3) указывает на наличие значительного энергетического зазора между вершиной валентной зоны и примесной зоной Mn, как и в случае объемного образца РМП  $(Ga, Mn)As$  [62, 61].

Тот факт, что оба спектра ГФЛ в обоих случаях (легированного и объемного образцов) начинается не с лазерной линией, а имеет заметный сдвиг по энергии ( $\Sigma$ ) между энергией возбуждения и точкой рождения электронов, говорит о том, что в ГФЛ (а, значит, в излучательную рекомбинацию) основной вклад дают дырки, локализованные на акцепторе, а не свободные дырки.

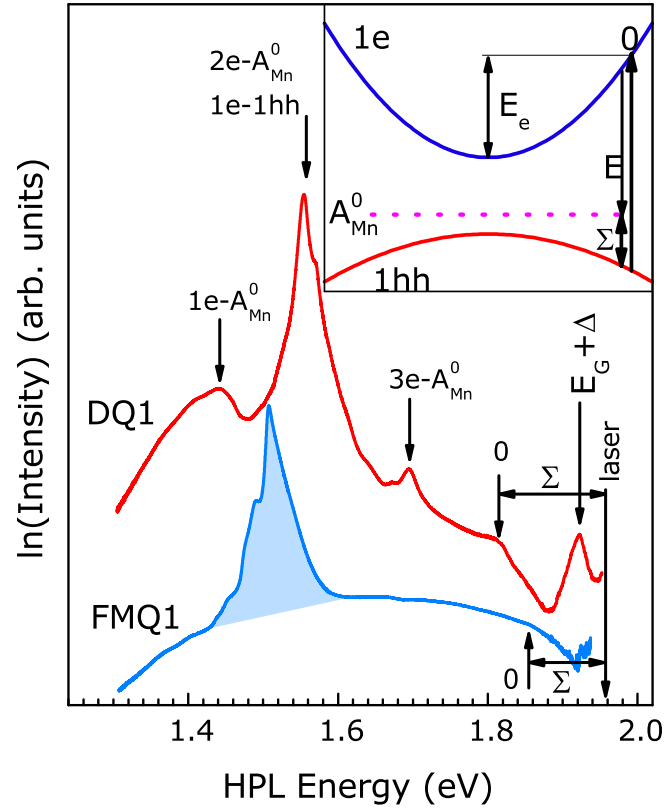


Рис. 4.3: Спектры ГФЛ образцов DQ1 ( $GaAs : Mn/AlAs$ ) и FMQ1 ( $((Ga, Mn)As/AlAs)$ ), полученные при возбуждении HeNe лазером на энергии  $\hbar\omega_{ex} = 1.96\text{eV}$  при  $T = 5\text{K}$ . Стрелки, отмеченные "0", показывают энергию фотонов, испущенных при рекомбинации электронов из точки рождения. Рекомбинация равновесных электронов из первой, второй и третьей подзон размерного квантования с дырками, связанными на акцепторе Mn, обозначены стрелками  $1e - A_{Mn}^0$ ,  $2e - A_{Mn}^0$  и  $3e - A_{Mn}^0$ , соответственно. Полоса ФЛ, обусловленная рекомбинацией электронов, связанных на двойном доноре Mn с дырками подзоны, отщеплённой спин-орбитальным взаимодействием, обозначена как  $E_G + \Delta$ . Вставка объясняет природу ГФЛ.



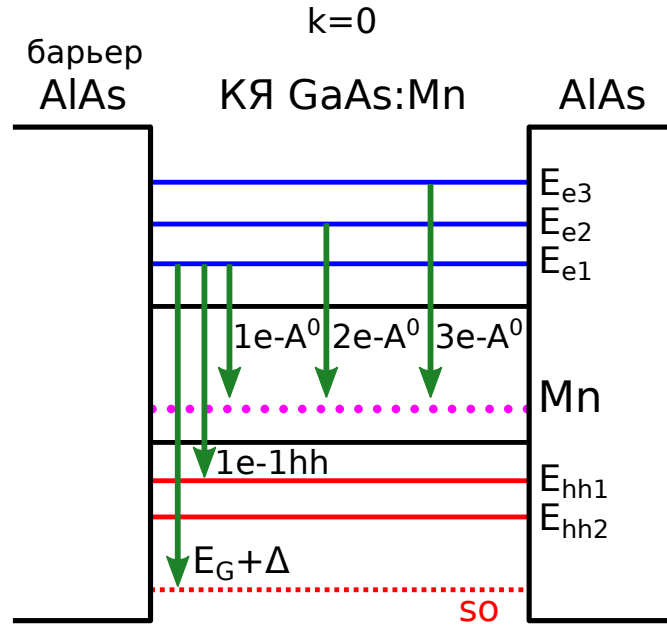


Рис. 4.4: Схема, иллюстрирующая линии переходов между различными подзонами в КЯ GaAs:Mn/AlAs, наблюдаемые в спектре ФЛ на рис. 4.3.

В работах [62, 61] было показано, что поляризация ГФЛ во внешнем магнитном поле определяется спиновой поляризацией дырок, и поэтому может быть использована для исследования р-d обменного взаимодействия и, в частности, его зависимости от размерного квантования в структурах с квантовыми ямами. На рис. 4.5 приведена зависимость степени циркулярной поляризации ГФЛ от внешнего магнитного поля, полученная в точке рождения электронов "0" для СКЯ с концентрацией Mn на уровне легирования (рис. 4.5a) и СКЯ РМП (рис. 4.5b). Мы исследовали зависимость циркулярной поляризации ГФЛ в точке рождения при линейно поляризованной накачке. В этом случае поляризация ГФЛ в магнитном поле определяется только спиновой поляризацией дырок, а горячие электроны вклада в поляризацию ГФЛ не дают. Это обусловлено тем, что время жизни электронов составляет 120 фс (определяется временем рассеяния на оптическом фоне, [76]), и за это время они не успевают приобрести равновесную спиновую поляризацию. Отметим, что в случае краевой ФЛ необходимо учитывать равновесную спиновую поляризацию как дырок, так и электронов.

Чтобы явно показать влияние размерного квантования на циркулярную поляризацию ГФЛ, на рис. 4.5 сравниваются случаи объемных образцов и структур с квантовыми ямами для двух групп образцов (легированных и РМП) в

геометрии Фарадея при  $T = 5K$ . На рис. 4.5а приведены зависимости циркулярной поляризации ГФЛ для легированных образцов: объемного GaAs:Mn R1 (синие круги) и СКЯ GaAs:Mn/AlAs DQ1 (красные квадраты). Из рисунка видно, что в геометрии Фарадея размерное квантование в легированных образцах приводит к уменьшению степени циркулярной поляризации ГФЛ в СКЯ DQ1 (или DQ2) в четыре раза по сравнению с объемным случаем R1. На рис. 4.5б приведены зависимости циркулярной поляризации ГФЛ для РМП образцов: объемного (Ga,Mn)As FMB (синие треугольники) и СКЯ (Ga,Mn)As/AlAs FMQ1 и FMQ3 (красные квадраты и зеленые круги). Из рисунка видно, что в геометрии Фарадея степень циркулярной поляризации насыщается примерно на одном и том же уровне  $\sim 0.26$  (полученном в рамках теоретической работы [45] для случая больших внутренних случайных полей в легированном образце) и не зависит от размерного квантования, в частности, ширины КЯ, для РМП, как объемного FMB, так и СКЯ FMQ1 и FMQ3.

Другое поведение наблюдается для линейной поляризации ГФЛ в геометрии Фойхта, чтобы это продемонстрировать, на рис. 4.6 аналогичным образом сравниваются зависимости линейной поляризации ГФЛ для объемного образца и СКЯ для двух групп образцов (легированных и РМП) при  $T = 5K$ . На рис. 4.6а приведены зависимости линейной поляризации ГФЛ для легированных образцов: объемного GaAs:Mn R1 (синие квадраты) и СКЯ GaAs:Mn/AlAs DQ1 (красные круги). Из рисунка видно, что в легированном объемном GaAs:Mn степень линейной поляризации ГФЛ в геометрии Фойхта насыщается на уровне  $\rho_l \sim 0.08$ , в то время как в легированной СКЯ степень линейной поляризации ГФЛ близка к 0 в пределах ошибки во всем исследованном диапазоне магнитных полей и не зависит от ширины квантовой ямы (для DQ2 наблюдалась аналогичная зависимость). Напротив, для ферромагнитных РМП образцов на рис. 4.6б, где представлены зависимости линейной поляризации для объемного (Ga,Mn)As FMB (синие треугольники) и СКЯ (Ga,Mn)As/AlAs FMQ1 и FMQ3 (красные квадраты и зеленые квадраты), степень линейной поляризации ГФЛ в геометрии Фойхта в СКЯ FMQ1 в два раза меньше, чем в объемном образце FMB, и уменьшается с уменьшением ширины КЯ.

Такое поведение циркулярной поляризации в геометрии Фарадея и линейной поляризации в геометрии Фойхта в легированных и РМП СКЯ может быть

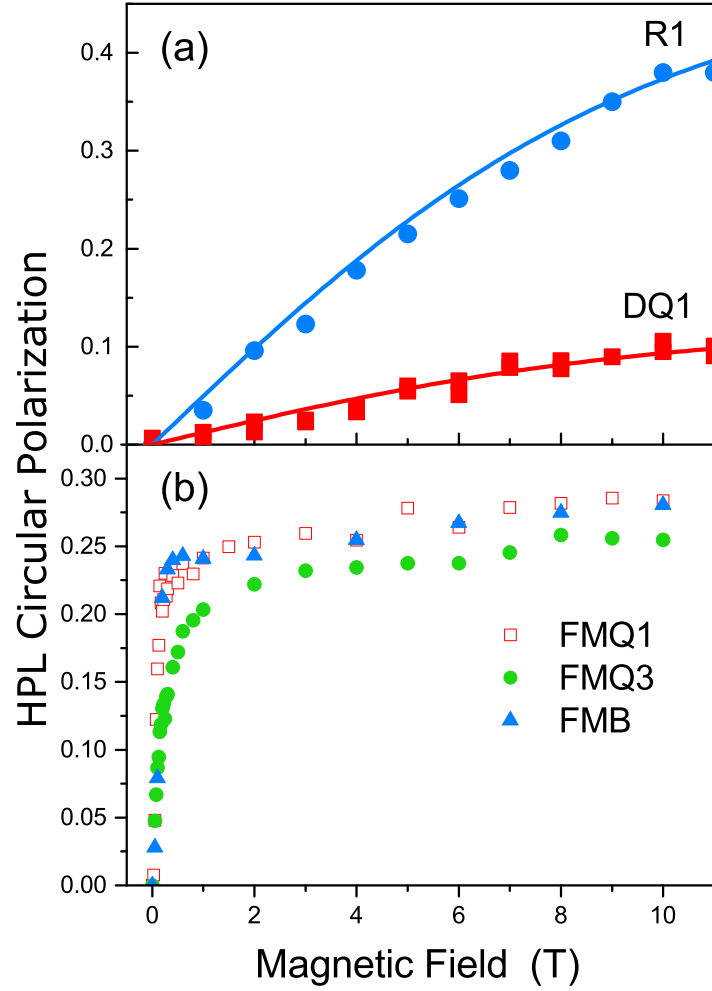


Рис. 4.5: Зависимость степени циркулярной поляризации ГФЛ от внешнего магнитного поля: (а) измеренная в геометрии Фарадея при температуре  $T = 5K$  в легированном объёмном образце  $R1$  (синие круги) и СКЯ  $DQ1$  (красные квадраты) образцах. Сплошная синяя кривая, отмеченная  $R1$ , – аппроксимация с использованием результатов работы [45] для образца  $R1$ . Красная кривая, отмеченная  $DQ1$  – результат аппроксимации с использованием формулы (4.5). (b) измеренные в геометрии Фарадея для объёмного РМП  $FMB$  (синие треугольники) и для образцов РМП СКЯ  $FMQ1$  (красные квадраты) и  $FMQ3$  (зеленые круги).

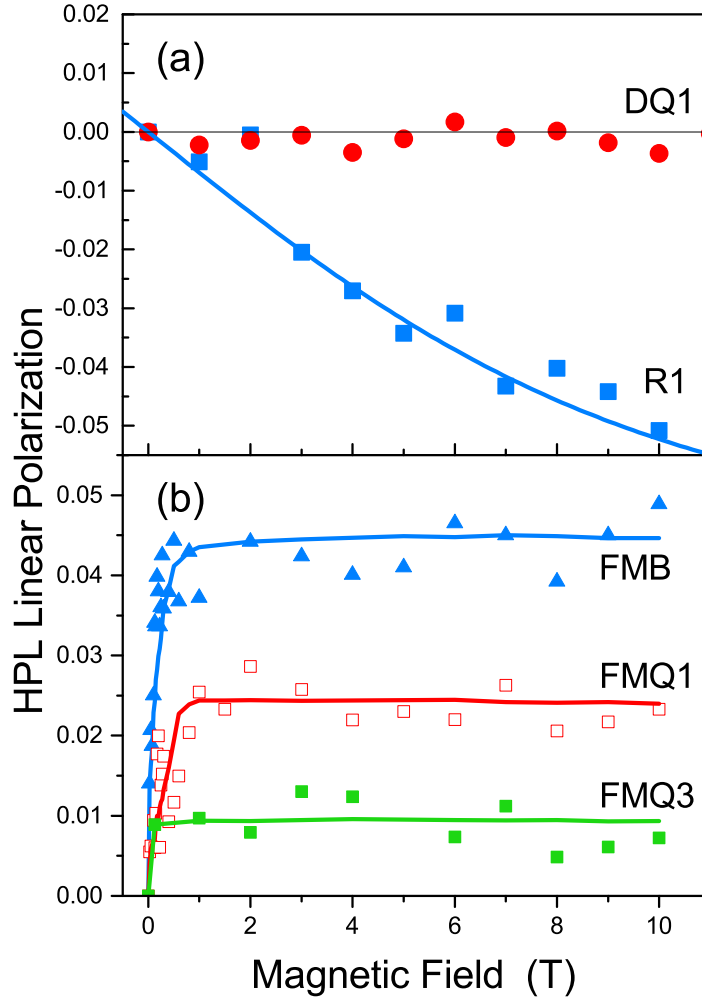


Рис. 4.6: Зависимости степени линейной поляризации ГФЛ от внешнего магнитного поля: (а) измеренная в геометрии Фойгта при температуре  $T = 5\text{K}$  для легированных образцов R1 (синие квадраты) и СКЯ DQ1 (красные круги). (б), измеренная в геометрии Фойгта для РМП образцов: FMB (синие треугольники) РМП и СКЯ FMQ1 (красные квадраты) и FMQ3 (зеленые квадраты).

объяснено в модели, предполагающей, что дырки связаны с одиночным акцептором Mn в легированных квантовых ямах GaAs:Mn/AlAs и локализованы в примесной зоне в СКЯ РМП (Ga,Mn)As/AlAs.

### 4.3 Теоретическое моделирование

Как уже отмечалось выше, вид спектров ГФЛ говорит о преимущественном вкладе в ГФЛ дырок, связанных на акцепторе, поэтому для начала рассмотрим электронную структуру одиночного акцептора Mn, расположенного в центре квантовой ямы. В КЯ GaAs Mn замещает атом Ga, что приводит к появлению акцепторного уровня, расположенного на 0.11 эВ выше вершины валентной

зоны. Электронное состояние акцептора Mn определяется внешней оболочкой иона Mn с пятью  $3d^5$ -электронами, которые в сферическом приближении можно рассматривать как частицу со спином  $S=5/2$ , и дыркой, в состоянии  $1S_{3/2}(\Gamma_8)$  описываемой эффективным угловым моментом  $J = 3/2$  [45]. Полный угловой момент системы F принимает значения от  $|S_d - J_h|$  до  $S_d + J_h = 4$  через единицу. Из-за наличия обменного взаимодействия между  $3d^5$  электронами и дыркой 24-кратно вырожденный уровень расщепляется на четыре подуровня со значениями полного момента  $F = 1, 2, 3, 4$ , где  $F = 1$  соответствует основному состоянию с АФМ взаимодействием между  $3d^5$  электронами и дыркой [45, 49]. Приложение внешнего магнитного поля приводит к расщеплению основного состояния  $F = 1$  на три подуровня с зеемановским расщеплением энергетических уровней:

$$E_{F=1} = \mu_B g_{F=1} m_{F=1} B. \quad (4.1)$$

где  $m_{F=1} = 0, \pm 1$  проекция углового момента на ось квантования (направление магнитного поля),  $g_{F=1}$  - g-фактор основного состояния. Волновые функции и g-фактор основного состояния приведены в работе [45]:  $g_{F=1} = (7g_e - 3g_h)/4 = 11/4$ , где  $g_h = -1$  - g-фактор дырки ([52]),  $g_e = 2$  - g-фактор  $3d$ -электронов. В [45] было найдено, что обменное взаимодействие между  $3d^5$ -электронами и дыркой сильно изменяет оптические правила отбора для переходов  $e - A_{Mn}^0$ . В частности, только учет наличия обменного взаимодействия в объемном GaAs уменьшает степень циркулярной поляризации насыщения (в сильных магнитных полях  $\mu_B g_{F=1} B \gg kT$ ) до  $5/7$  (в то время как для мелкого немагнитного акцептора эта величина составляет  $\rho_c = 1$  [49]). Случайные внутренние деформационные и электрические поля, воздействующие на акцептор Mn, ведут к дальнейшему уменьшению степени циркулярной поляризации из-за расщепления состояния  $F = 1$  и смешивания состояний [45, 49].

Можно ожидать, что влияние размерного квантования может быть сопоставимо с влиянием внутренних случайных полей, и, следовательно, может сильно изменять поляризационные свойства ФЛ  $e - A_{Mn}^0$ . Действительно, в квантовой яме основной уровень мелкого акцептора расщепляется на подуровни легких и тяжелых дырок, при этом основным состоянием становятся подуровни тяжелых дырок. Величина расщепления легкая-тяжелая дырка зависит от ширины

квантовой ямы и изменяется в интервале  $\Delta \sim 2 - 7$  мэВ для ширины квантовой ямы в интервале 10-4 нм [77]. Ожидаемая величина расщепления легкая-тяжелая дырка акцептора Мп в КЯ шириной 5-10, скорее всего, не превышает  $\Delta < 1 - 2$  мэВ, поскольку боровский радиус акцептора Мп намного меньше боровского радиуса мелкого акцептора. Гамильтониан, описывающий это расщепление:

$$H_{\Delta} = \Delta(\hat{F}_z^2 - 2/3). \quad (4.2)$$

где  $F_z$  - z-проекция полного углового момента, при этом ось z совпадает с направлением роста квантовой ямы. Влияние случайных полей можно описать Гамильтонианом:

$$H_{\delta} = \delta(\hat{F}_x^2 - 2/3). \quad (4.3)$$

где  $\delta$  - это энергия расщепления, вызванного случайными полями,  $x$  - это направление случайных полей, лежащее в плоскости XY. С учетом членов гамильтониана  $H_{\Delta} + H_{\delta}$ , описывающих одновременное влияние размерного квантования и внутренних случайных деформационных и электрических полей, можно получить выражения для энергетических подуровней и степени линейной и циркулярной поляризации ФЛ.

В нулевом магнитном поле  $B = 0$  энергии подуровней основного состояния  $F = 1$  даются выражениями (см. рис. 4.7):

$$E_1 = \frac{-2\Delta + \delta}{3}, \quad E_2 = \frac{\Delta + \delta}{3}, \quad E_3 = \frac{\Delta - 2\delta}{3}. \quad (4.4)$$

В геометрии Фарадея в случае, когда только нижний подуровень "2" (см. рис. 4.7) с энергией  $E_2$  занят дырками (т.е., в низкотемпературном пределе  $kT \ll g\mu_B B, \delta, \Delta$ ), степень циркулярной поляризации ФЛ для легированной СКЯ можно представить в следующем виде (из работы [75]):

$$\rho_c = \beta \frac{5\epsilon^2 + 2\epsilon(5\gamma_1 - 4\gamma_2) + 5\gamma_1^2 - 8\gamma_1\gamma_2 + 5\gamma_2^2 - 9\gamma_3^2}{7\epsilon^2 + 2\epsilon(7\gamma_1 - 4\gamma_2) + 7\gamma_1^2 - 8\gamma_1\gamma_2 + 7\gamma_2^2 + 19\gamma_3^2}. \quad (4.5)$$

где  $\epsilon = Et_0/E_e t_e$  (здесь  $E$  - энергия фотона ФЛ, см. вставку на рис. 4.3;  $E_e$  - кинетическая энергия электрона в зоне проводимости,  $t_e$  - эффективная

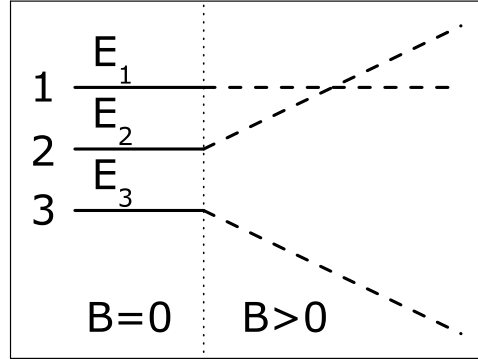


Рис. 4.7: Подуровни основного состояния комплекса ион  $Mn^{2+}$  + дырка с  $F = 1$  в квантовой яме в отсутствии магнитного поля расщеплены случайными полями и наличием размерного квантования. При приложении магнитного поля возникает расщепление Зеемана. Соответственно, для дырок минимум энергии при малом магнитном поле на уровне  $E_1$ , при большом магнитном поле — на уровне  $E_2$ .

масса электрона),  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  - параметры Латтинжера. Выражение (4.5) было получено для случая рекомбинации горячих электронов с волновым вектором, лежащим в плоскости КЯ, т.е.  $k_x = k_y = k/\sqrt{2}$  и средним значением  $k_z \sim 0$ . Важно отметить, что  $\rho_c$  не зависит от  $\Delta$ , потому что в геометрии Фарадея проекция углового момента акцептора на ось  $z$  (направление роста КЯ) совпадает с направлением магнитного поля. Таким образом, размерное квантование (а, значит, и ширина КЯ) не влияет на циркулярную поляризацию в геометрии Фарадея.

Влияние внутренних случайных полей в выр. (4.5) учтено в параметре  $\beta = 1/\sqrt{1 + (\delta/2\mu_B g_{F=1} B)^2}$ . Излучательная рекомбинация электронов с дырками, расположенными на подуровне "1", приводит к рождению неполяризованных фотонов ( $\rho_c^1 = 0$ ), в то время как переход на подуровень "3" приводит к изменению знака поляризации ( $\rho_c^3 = -\rho_c^2$ ). Таким образом, с увеличением величины случайных полей в плоскости ХУ квантовой ямы циркулярная поляризация ФЛ должна уменьшаться. Грубая оценка с параметрами, использованными в эксперименте ( $E \sim 1.8$  эВ,  $E_e \sim 0.3 - 0.4$  эВ), показывает, что  $\rho_c$  значительно уменьшается (с 0.5 до 0.3), когда отношение  $\delta/2\mu_B g_{F=1} B$  увеличивается с 1 до 2. Такое уменьшение циркулярной поляризации ГФЛ в квантовых ямах находится в хорошем согласии с экспериментальными данными (см. рис. 4.5а). В этой оценке рассматривались только те переходы, которые дают наибольший вклад в циркулярную поляризацию ФЛ (т.е., подуровень "2"). Учет

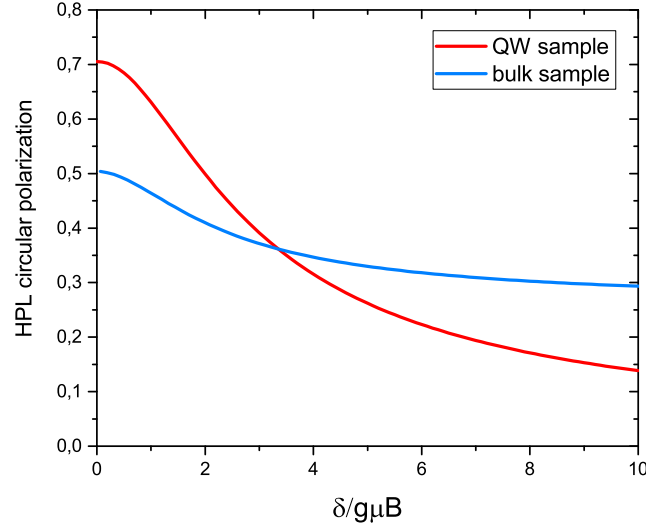


Рис. 4.8: Рассчитанная по формуле (4.5) зависимость циркулярной поляризации от случайных полей  $\delta$  для объемного образца (синяя кривая) и образца с КЯ (красная кривая) в геометрии Фарадея. Результаты теоретических расчетов взяты из работы [75].

переходов, дающих неполяризованную ФЛ (подуровень "1" ) или отрицательно поляризованную (подуровень "3" ) может только улучшить согласие между теоретической моделью и экспериментом.

Выражение для степени циркулярной поляризации КФЛ легированной СКЯ может быть получено, если положить  $E_e = 0$  в выр. (4.5), и имеет простой вид:

$$\rho_c^{\text{КФЛ}} = 5\beta/7. \quad (4.6)$$

Зависимость циркулярной поляризации ГФЛ от случайных полей  $\delta$  в плоскости КЯ показана для данного экспериментального случая красной кривой на рис. 4.8. Сравнивая этот результат с экспериментальными данными (см. рис. 4.5а), становится ясно, что случайные электрические поля в значительной степени определяют поляризацию спина дырок в КЯ (как и в объемном образце, теоретический расчет приведен синей кривой на рис. 4.8). Из рисунка видно, что для случая отсутствия внутренних полей ( $\delta = 0$ ) циркулярная поляризация ФЛ значительно выше для КЯ по сравнению с объемным образцом. Но в обратном случае, при  $\delta \rightarrow \infty$ , циркулярная поляризация уменьшается до 0.26 для объемного случая, а для КЯ поляризация приближается к нулю. При рассмотрении конечных температурах фактическая поляризация будет даже ниже этих значений [75].



Аппроксимация зависимости степени циркулярной поляризации от магнитного поля для легированного объемного образца рассчитывалась с использованием результатов работ [45, 46] с учетом того, что в случае неполяризованной оптической накачки параметр импульсной анизотропии  $\alpha = 0$ , параметры оптической ориентации  $s = \beta = 0$ .

В геометрии Фойхта (см. рис. 4.2), в отличие от случая геометрии Фарадея, размерное квантование в КЯ уменьшает степень линейной поляризации ФЛ. Для нижнего подуровня, занятого дыркой, степень линейной поляризации ФЛ легированной СКЯ может быть записана как (из работы [75]):

$$\rho_l = \frac{2\alpha^2(3\gamma_3^2 - (\epsilon + \gamma_1 + \gamma_2)(\epsilon + \gamma_1 - \gamma_2))}{2(19\alpha^2 + 11)\gamma_3^2 + (11\alpha^2 + 4)(\epsilon + \gamma_1 - \gamma_2)^2 + (3\alpha^2 + 2)(\epsilon + \gamma_1 + \gamma_2)^2}. \quad (4.7)$$

где  $\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}}[\frac{\Delta}{\mu_B g_{F=1} B} - \sqrt{1 + (\frac{\Delta}{\mu_B g_{F=1} B})^2}]$ .

В объемном образце GaAs или КЯ с пренебрежимо малой величиной размерного квантования ( $\alpha = -1/\sqrt{2}$ ) степень линейной поляризации ФЛ в геометрии Фойхта насыщается на значении  $\rho_l \approx -0.07$ . Вычисленный знак и величина степени линейной поляризации  $\rho_l$  в объемном образце находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными (см. синюю кривую на рис. 4.6а). Влияние размерного квантования проявляется в значительном уменьшении  $\rho_l$  (что можно видеть на рис. 4.6а и 4.6b для легированного образца DQ1 и РМП СКЯ FMQ1 и FMQ3, соответственно). Для объяснения этого уменьшения степени линейной поляризации ФЛ СКЯ, нужно учесть расщепление основного состояния акцептора Mn из-за размерного квантования (см. выр. (4.2)).

Зависимость линейной поляризации ГФЛ от размерного квантования ( $\Delta$ ) для экспериментальной величины кинетической энергии горячих электронов и  $\delta = 0$  представлена на рис. 4.9а. Конечные случайные поля ( $\delta > 0$ ), приложенные в плоскости XY, могут только уменьшить величину линейной поляризации по аналогии со случайной деформацией в объемном случае (см. рис 4.9b). Снова, как и в случае геометрии Фарадея, фактическая поляризация при конечных температурах будет даже ниже этих значений, если мы рассматриваем заполнение всех уровней [75].

При величине размерного квантования, сопоставимом с зеемановской энергией ( $\Delta/\mu_B g_{F=1} B = 1$ ), выражение (4.7) дает  $\rho_l \sim 0.012$ . Стремление линейной

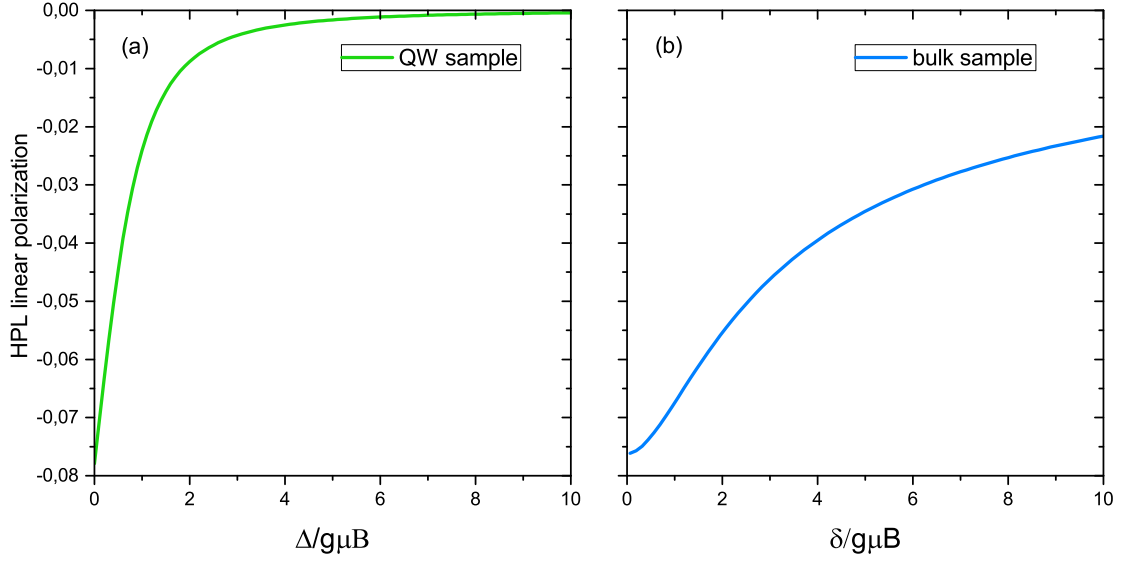


Рис. 4.9: (a) Рассчитанная по формуле (4.7) зависимость линейной поляризации ГФЛ для образца с КЯ от расщепления легкая-тяжелая дырка  $\Delta$ , вызванного размерным квантованием, при  $\delta = 0$ . (b) Рассчитанная зависимость линейной поляризации ГФЛ для объемного образца от величины случайных полей  $\delta$ , согласно работе [45]. Результаты теоретических расчетов взяты из работы [75].

поляризации к 0 с уменьшением ширины КЯ явно наблюдается для легированных КЯ и РМП СКЯ (рис. 4.6b).

В случае РМП образцов аппроксимация насыщающихся зависимостей линейной поляризации для объемных образцов и СКЯ сделана по аналогии с работой [62]. Степени линейной или циркулярной поляризации ФЛ для ФМ РМП образцов, измеренные в геометрии Фойхта или Фарадея в насыщающем магнитном поле (рис. 4.5b и 4.6b), находятся в хорошем согласии с теорией, развитой для одиночного акцептора Mn в СКЯ. Это связано с тем, что дырки в РМП СКЯ локализованы в примесной зоне, которая формируется в результате перекрытия волновых функций одиночных акцепторов Mn.

Следует также отметить, что если бы дырки заполняли валентную зону, можно было бы ожидать намного большие значения степени циркулярной поляризации ФЛ в геометрии Фарадея и нулевую линейную поляризацию в геометрии Фойхта. Это связано с тем, что размерное квантование приводит к значительной анизотропии g-фактора дырки.

Теоретическое моделирование выполнено в ФТИ им. А.Ф. Иоффе Н. С. Аверкиевым и И. Е. Панайотти [A4].

## 4.4 Выводы к главе

- Исследованы спектры ГФЛ и их поляризация в магнитном поле в ферромагнитных СКЯ (Ga,Mn)As/AlAs. Анализ данных поляризованной ФЛ приводит к следующим выводам:
- Размерное квантование сильно изменяет электронную структуру акцептора Mn. Но даже в самых узких КЯ случайные деформационные или электрические поля в плоскости КЯ оказывают большое влияние на степень поляризации дырок, связанных с одиночным акцептором Mn (в легированных образцах) или локализованных в акцепторной примесной зоне (в РМП). Этот эффект сильно подавляет циркулярную и линейную поляризацию ФЛ. Поэтому максимальная величина поляризации ФЛ (которая была бы возможна при отсутствии размерного квантования и случайных полей) не может быть достигнута.
- Теоретическая модель из работы [75], развитая для одиночного акцептора Mn в КЯ, также удовлетворительно описывает поляризационные свойства ГФЛ и КФЛ в ферромагнитных СКЯ (Ga,Mn)As/AlAs.
- Полученные экспериментальные данные и их теоретический анализ демонстрируют, что наблюдаемая поляризация ФЛ в СКЯ РМП (Ga,Mn)As/AlAs может быть объяснена только в модели, предполагающей, что дырки, участвующие в излучательной рекомбинации с фотовозбужденными электронами, локализованы в примесной зоне.

## Глава 5

# Механизмы дефазировки спинов Mn в ферромагнитном (Ga,Mn)As

### 5.1 Введение

Несмотря на то, что хорошо установлено, что ферромагнитное упорядочение в (Ga,Mn)As обусловлено дырками, особенности взаимодействия дырок с ионами Mn в сильно коррелированной спиновой системе дырка-Mn до конца не изучены. Среди открытых вопросов — механизмы спиновой релаксации спиновой подсистемы Mn и скорость спиновой диффузии дырок.

Коллективные спиновые возбуждения системы дырка-ион Mn исследовались различными экспериментальными методами, такими, как памп-проб магнито-оптический эффект Керра (МОЭК) [78, 79, 80, 24]) и метод ферро-магнитного резонанса (ФМР) [81, 82].

Спиновая динамика в ферромагнитном (Ga, Mn)As рассматривалась в работах [81, 83, 82, 84] методом ФМР. Температурная зависимость эффективного  $g$ -фактора иона Mn (характеризующего взаимодействующую спиновую систему дырка-ион Mn) была получена в работах: в работе [81] — в диапазоне  $T < T_c$ , при  $T = 5K$   $g_{eff} = 1.57$  и монотонно растет до  $g_{eff} = 1.95$  при  $T_c/2 < T < T_c$ ; в работе [83] в диапазоне  $T = 4 - 60K$  ( $T_c = 72K$ ), при этом при  $T = 4$   $g_{eff} = 1.92 \pm 0.04$ ; в работе [84] в диапазоне  $T = 4 - 110K$ , при  $T = 4K$   $g_{eff} = 1.90$ . Измеренные значения находятся в хорошем согласии с теоретически предсказанным значением  $g_{eff} = 1.90$  при  $T = 4K$  из работы [85] (в рамках  $k \cdot p$  модели при учете влияния кубической анизотропии, без учета одноосной).

Идея рассматривать две спиновые подрешетки в (Ga,Mn)As (по аналогии с работой Киттеля [86], развивавшего теорию ФМР в редкоземельных гранатах)

была предложена в работах [81, 83], в этих работах рассматривались подрешетки  $Mn^{2+}$  (с  $g_c = 2.00$ ) и делокализованных дырок, связанные антиферромагнитно между собой. При этом спины ионов Mn связаны между собой косвенным обменным взаимодействием. В работе [84] отмечали, что по этой причине  $g_{eff}$  может зависеть от концентрации дырок. В теоретической работе [85] подчеркивали, что факт того, что эффективный g-фактор меньше 2.00, свидетельствует о вкладе дырок в динамику намагниченности. В работе [81] величина g-фактора дырки  $g_h$  была оценена как  $g_h = -0.5$ .

Остановимся на исследованиях, посвященных спиновой релаксации Mn в (Ga,Mn)As. Температурные зависимости ширины линии ФМР были получены в работах [82] (для образцов с  $x = 8\%$ , прошедших и не прошедших отжиг, при  $T = 4K \div T_c$ ) и [84] (для образца, пассивированного водородом, при  $T = 4 \div 60K$  и  $T_c = 72K$  при различных ориентациях магнитного поля). В работе [82] была получена зависимость постоянной затухания Гилберта  $\alpha$  от плотности дырок при различных концентрациях Mn. Методом МОЭК в работе [12] была получена зависимость постоянной затухания Гилберта от величины магнитного поля (но при полях  $H < 0.6T$ ) и от концентрации Mn, при  $T = 15K$ .

В работе [87] методом МОЭК была получена зависимость времени продольной спиновой релаксации  $T_1$  от температуры и интенсивности накачки в отсутствие внешнего магнитного поля, а также времени поперечной спиновой релаксации  $T_2$  от температуры (при  $T = 8 - 100K$ ,  $T_c = 50K$ ) и интенсивности накачки (при  $T = 8K$ ) во внешнем магнитном поле  $B = 1T$ ; при  $T = 8K$   $T_2 = 288$  пс. В работе [23] из аппроксимации сигнала МОЭК было получено время поперечной спиновой релаксации  $T_2 = 400$  пс.

Неравновесная динамика спинов дырок в ферромагнитном (Ga,Mn)As исследовалась методом МОЭК в работе [88], была получена температурная зависимость времени спиновой релаксации дырок  $\tau_h$  при  $4K < T < T_c$ , в данном диапазоне  $\tau_h$  оставалось приблизительно постоянным,  $\tau_h \sim 0.2$  пс. Также была получена температурная зависимость времени энергетической релаксации дырок  $\tau_\epsilon$  (в том же температурном диапазоне), при  $T = 4K$   $\tau_\epsilon \sim 2$  пс. Значение  $\tau_h$  из [88] согласуется с другой работой [89], где в результате анализа данных МОЭК была оценена верхняя граница  $\tau_h \sim 0.2$  пс для ФМ InMnAs. Значение

$\tau_h$  было также теоретически рассчитано для ФМ (Ga,Mn)As в работе [90] как  $\tau_h \sim 50 - 80$  фс ниже  $T_c$ .

Ещё одной важной характеристикой спиновой динамики в ФМ (Ga,Mn)As является коэффициент спиновой диффузии дырок. Несмотря на обширные исследования этого ферромагнитного полупроводника, коэффициент спиновой диффузии дырок до сих пор не был определен. Но можно сделать оценку сверху, поскольку коэффициент спиновой диффузии дырок не может превышать коэффициента спиновой диффузии электронов. В работе [91] были получены предельные равновесные значения коэффициента спиновой диффузии электронов для  $n - GaAs$ :  $D_e \sim 10 - 40$  см<sup>2</sup>/с при температуре решетки  $T_L = 10 - 40$  K. Значения были получены методом двухцветной керровской памп-проб микроскопии путем исследования латеральной электронной спиновой диффузии, из аппроксимации квазидвумерного расширения электронного спинового пакета. Отсюда следует, что коэффициент спиновой диффузии дырок не может превышать этих значений. Данный вывод также подтверждается оценкой длины свободного пробега дырок  $l_t \sim 1$  нм из работы [92].

В этой главе представлено исследование температурной зависимости времени поперечной спиновой релаксации Mn и перенормировки его g-фактора в ферромагнитном (Ga,Mn)As в широком диапазоне температур методом неупругого рассеяния света с переворотом спина (НРСПС). В работах [93, 94, 95] было показано, что НРСПС является эффективным инструментом для исследования обменного взаимодействия и прямого измерения обменных констант в РМП на основе (II-VI) соединений (а именно, легированных Mn  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ,  $Cd_{1-x}Mn_xSe$  и  $Cd_{1-x}Mn_xS$ ). Этот метод успешно использовался для исследования индуцированного обменом спинового расщепления как свободных, так и связанных носителей заряда в легированном Mn GaAs [41] и РМП (Ga,Mn)As [96]. В спектрах НРСПС линия НРСПС на ионе  $Mn^{2+}$  впервые наблюдалась в работе [41] для легированных образцов при резонансном возбуждении комплексов  $A_{Mn}^0$ . Также эта линия наблюдалась в работе, описанной в главе 3 (см. рис. 2.6). В рамках данного метода из зависимости величины энергетического сдвига линии НРСПС от магнитного поля можно получить g-фактор иона  $Mn^{2+}$ , модифицированный p-d обменным взаимодействием с дырками валентной зоны GaAs, при этом ширина линии НРСПС определяется временем поперечной спи-

новой релаксации ионов  $Mn^{2+}$ . Величина g-фактора Mn уменьшается примерно на 5% при переходе из парамагнитной ( $g = 2.01$ ) в ферромагнитную фазу, в то время как ширина линии НРСПС ниже  $T_C$  почти не зависит от температуры, а выше  $T_C$  показывает сильный линейный рост с температурой. Полученные температурные зависимости ширины линии НРСПС и g-фактора хорошо описываются в рамках модели, рассматривающей взаимодействие двух спиновых подсистем, марганца и дырок, и учитывающей флуктуации в этих подсистемах. Исследование влияния фазового перехода из парамагнитной в ферромагнитную фазу на ширину линии НРСПС и ее энергетический сдвиг позволило определить механизмы спиновой релаксации Mn. Кроме того, проведена оценка значения коэффициента спиновой диффузии дырок из аппроксимации экспериментальных данных в рамках теоретической модели.

Результаты работы, описанной в данной главе, опубликованы в статье [A2].

## 5.2 Экспериментальные результаты

Пленки РМП (Ga,Mn)As толщиной 500 нм, исследованные в этой работе, были выращены при 250°C с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на полуизолирующих подложках GaAs (001), покрытых 100 нм буферным слоем GaAs. Содержание Mn в образцах составило:  $x = 0.01$  (FM1),  $x = 0.043$  (FM2),  $x = 0.008$  (FM3),  $x = 0.014$  (FM4),  $x = 0.025$  (FM5),  $x = 0.05$  (FM6). Кроме того, легированная Mn ( $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) пленка GaAs толщиной 1000 нм, выращенная при 540°C, была использована в качестве эталонного образца R (см. рис. 5.1). Все исследованные образцы не подвергались отжигу. Параметры исследованных образцов приведены в табл. 5.1. Измерения с помощью сверхпроводящего квантового интерферометра (сквида) проводились в диапазоне температур  $5 \div 400 \text{ K}$  для исследования макроскопических магнитных свойств образца и подтверждения отсутствия нанокластеров MnAs. Измерения методом сквид свидетельствуют о ферромагнитном характере образцов FM1 и FM2; образец FM1 обладает температурой Кюри  $T_C = 35 \text{ K}$  и величиной намагниченности насыщения  $M_S = 5 \cdot 10^3 \text{ A/м}$ ; для FM2 образца  $T_C = 55 \text{ K}$ ,  $M_S = 21 \cdot 10^3 \text{ A/м}$ . На рис. 5.2 приведена температурная зависимость намагниченности, измеренная

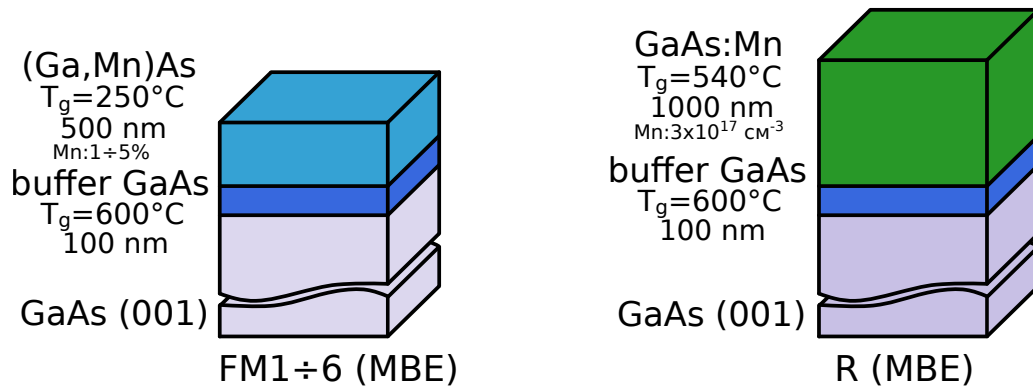


Рис. 5.1: Схема структуры исследованных образцов.

Таблица 5.1: Параметры GaAs:Mn и  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  РМП образцов, использованных для этого эксперимента.

Образец	Содержание Mn	Магнитное состояние	Т роста ( $^{\circ}\text{C}$ )	Толщина (нм)	Тс, К
R, GaAs:Mn	$1.5 \cdot 10^{-5}$ ( $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ )	ПМ	$540^{\circ}\text{C}$	1000	-
FM1	0.01	ФМ	$250^{\circ}\text{C}$	500	35
FM2	0.043	ФМ			55
FM3	0.008	ПМ			-
FM4	0.014	ФМ			48
FM5	0.025	ФМ			50
FM6	0.05	ФМ			60

методом сквид, для образца FM2, в нулевом магнитном поле ( $B = 0$ , красные кружки) и при  $B = 5$  Т (синие квадраты).

Экспериментальные результаты, приведенные в данной главе, были получены методом НРСПС при нерезонансном возбуждении линейно или циркулярно поляризованным светом в геометрии Фойгта или Фарадея, соответственно. Для этого использовалась линия Кг ионного лазера на энергии 1.916 эВ (отметим, что при этом исследовавшаяся линия НРСПС наблюдалась также при возбуждении He-Ne и Ar ионными лазерами). Плотности мощности лазеров, фокусированные на образце, были в диапазоне от 5 до 50 Вт  $\cdot$  см $^{-2}$ . Эксперименты в диапазоне температур 1.7 ÷ 200 К проводились в проточном гелиевом криостате с использованием магнитных полей до 5 Т в геометрии обратного рассеяния Фарадея и в геометрии Фойгта.



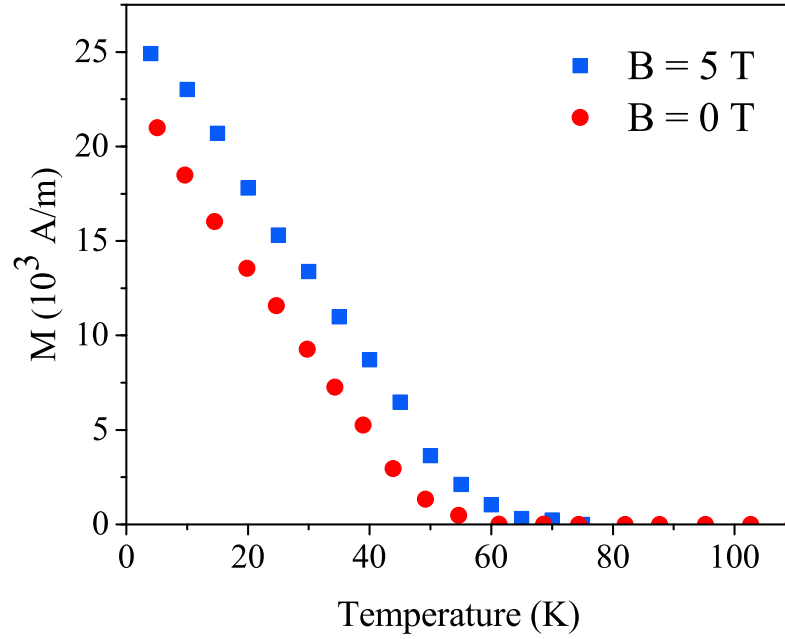


Рис. 5.2: Температурная зависимость намагниченности для образца FM2 ( $x = 4,3\%$ ), во внешнем магнитном поле  $B = 0$  Т (красные кружки) и  $B = 5$  Т (синие квадраты). Измерения выполнены методом сквид.

Для описания поляризационных свойств линии НРСПС в геометрии Фарадея использовано обозначение  $x(\sigma^\eta, \sigma^\lambda)\bar{x}$ , где  $\bar{x}$  и  $x$  направлены перпендикулярно к плоскости образца  $yz$ , а  $\eta = \pm$  и  $\lambda = \pm$  соответствуют круговой поляризации возбуждающего  $\sigma^\eta$  и рассеянного  $\sigma^\lambda$  света, соответственно. Для геометрии Фойгта используется обозначение  $x(\sigma, \pi)\bar{x}$ , где  $\bar{x}$  и  $x$  перпендикулярны к плоскости образца, магнитное поле  $B$  направлено вдоль  $z$ , и  $\sigma, \pi$  соответствуют линейной поляризации возбуждающего ( $\sigma$ ) и рассеянного ( $\pi$ ) света, а вектор электрического поля света направлен перпендикулярно (для  $\sigma$ -поляризации) или параллельно (для  $\pi$ -поляризации) по отношению к  $B$  (см. рис. 5.3).

Во внешнем магнитном поле, приложенном в геометрии Фойгта, в спектрах НРСПС для ФМ образцов и R образца наблюдается сильно поляризованная линия НРСПС на ионе  $Mn^{2+}$  с энергетическим сдвигом, линейно зависящим от величины магнитного поля. Эта линия обнаруживается только в спектрах НРСПС, измеренных в  $x(\sigma, \pi)\bar{x}$  геометрии Фойгта, и отсутствует в точной геометрии Фарадея (когда падающий лазерный свет и магнитное поле перпендикулярны плоскости образца). Однако, отклонение падающего луча на  $10-15^\circ$  от нормали к плоскости образца активирует линию НРСПС на ионе  $Mn^{2+}$  в скрещенной циркулярной поляризации  $x(\sigma^+, \sigma^-)\bar{x}$ . На рис. 5.4 представлены

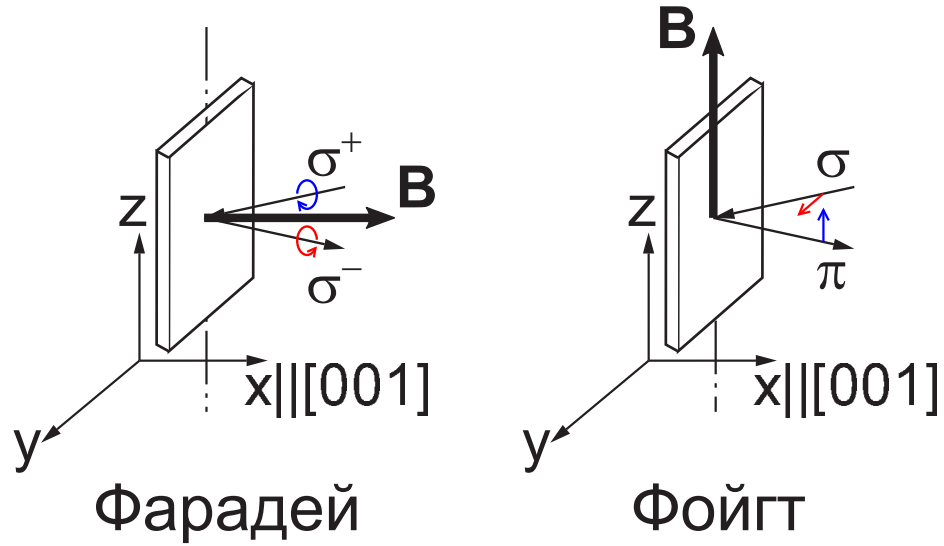


Рис. 5.3: Схема, иллюстрирующая ориентацию декартовых осей относительно кристалла в геометриях Фарадея и Фойгта.

спектры НРСПС для двух образцов, R и FM2, измеренные в геометрии Фойгта  $x(\sigma, \pi)\bar{x}$  в магнитном поле  $B = 5$  Т. Фиолетовые открытые кружки представляют собой аппроксимацию лоренцевой кривой, которая описывается уравнением (5.2).

На рисунке 5.5(а) показана зависимость энергетического сдвига линии НРСПС на ионе  $Mn^{2+}$  от магнитного поля для легированного образца R. Эта зависимость хорошо аппроксимируется линейной функцией и экстраполируется в нуль в обеих геометриях магнитного поля в диапазоне температур  $T = 1.7 \div 170$  К. Зависимость энергетического сдвига линии НРСПС на ионе  $Mn^{2+}$  от магнитного поля в образце R можно представить как  $\Delta_R = g_{Mn}^0 \mu_B B$  с  $g_{Mn}^0 = 2.01 \pm 0.03$ , который не зависит от температуры.

На рисунке 5.5(б) представлены зависимости энергетического сдвига линии НРСПС на ионе  $Mn^{2+}$  от магнитного поля для образца FM2 в геометриях Фарадея и Фойгта при  $T = 2$  К. Видно, что, в отличие от случая легированного образца, в ФМ образцах (в частности, в FM2 образце на рисунке 5.5(б)) зависимость энергетического сдвига линии НРСПС от магнитного поля экстраполируется к положительному смещению в геометрии Фойгта (синие кружки) и отрицательному в наклонной геометрии Фарадея (черные квадраты). С возрастанием температуры это смещение уменьшается и обращается в нуль при  $T > T_C$ . Наклон (иными словами, g-фактор) зависимости энергетического сдвига линии НРСПС от магнитного поля в ФМ образцах также зависит от температуры.

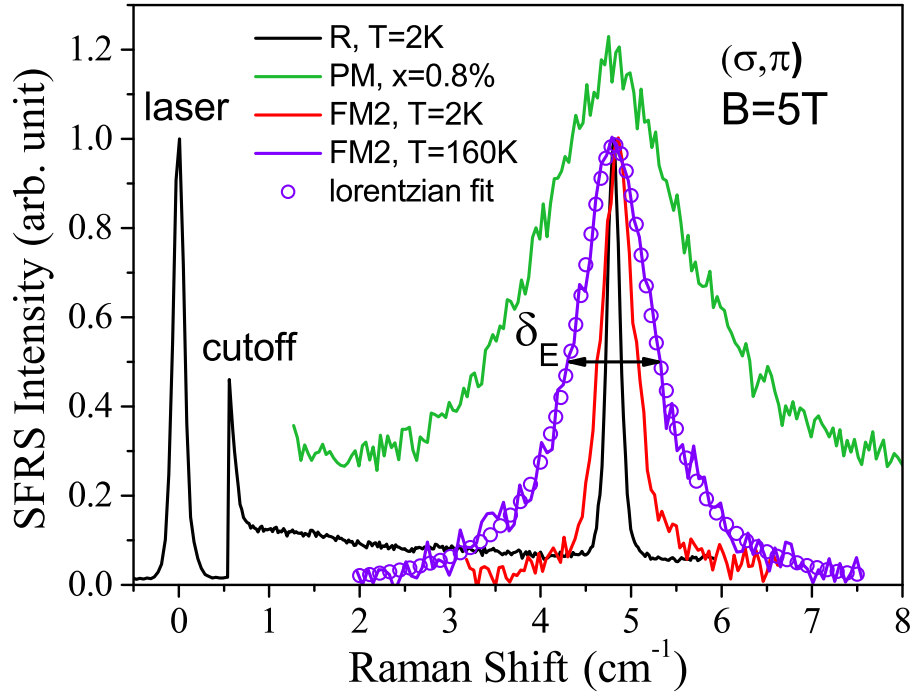


Рис. 5.4: Спектры неупругого рассеяния света с переворотом спина, измеренные при возбуждении Кг лазером на линии 1.916 эВ в геометрии Фойгта во внешнем магнитном поле  $B = 5$  Т в образцах: легированном R с концентрацией марганца  $n = 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 2K$  (черная кривая) и FM2 с атомной долей Mn  $x = 4.3\%$  при  $T = 2K$  (красная кривая) и при  $T = 160K$  (фиолетовая кривая). Фиолетовые открытые кружки показывают лоренцеву аппроксимацию ур. (5.2). Словом "laser" отмечена линия лазера, "cutoff" - отсечка, связанная с использованием фильтра на линии лазера. Символом  $\delta E$  показана полуширина линии НРСПС на полувывсоте.

Чтобы определить влияние температуры на g-фактор мы измерили зависимость энергетического сдвига линии НРСПС от магнитного поля в широком диапазоне температур, который охватывает ферромагнитную и парамагнитную фазы. На рис. 5.6 представлена температурная зависимость g-фактора иона  $Mn^{2+}$  (красные квадраты), измеренная методом НРСПС в геометрии Фойгта для образца FM2. Переход в ФМ фазу сопровождается уменьшением g-фактора ионов  $Mn^{2+}$  на 5%.

Еще одной важной особенностью ФМ образцов является сильная зависимость от температуры ширины линии НРСПС, которая увеличивается с ростом температуры, как показано на двух спектрах на рис. 5.4, измеренных при температуре  $T = 2$  К (красный спектр) и  $T = 160$  К (фиолетовый спектр) при  $B = 5$  Т. Зависимости ширины линии от температуры для ФМ РМП образцов с содержанием марганца  $x = 1 \div 5\%$ , измеренные при  $B = 5$  Т, показаны на рисунке 5.7 кружками. Также на рисунке показана зависимость ширины линии для разбавленного, но не ферромагнитного образца с  $x = 0.8\%$  (см. оранже-

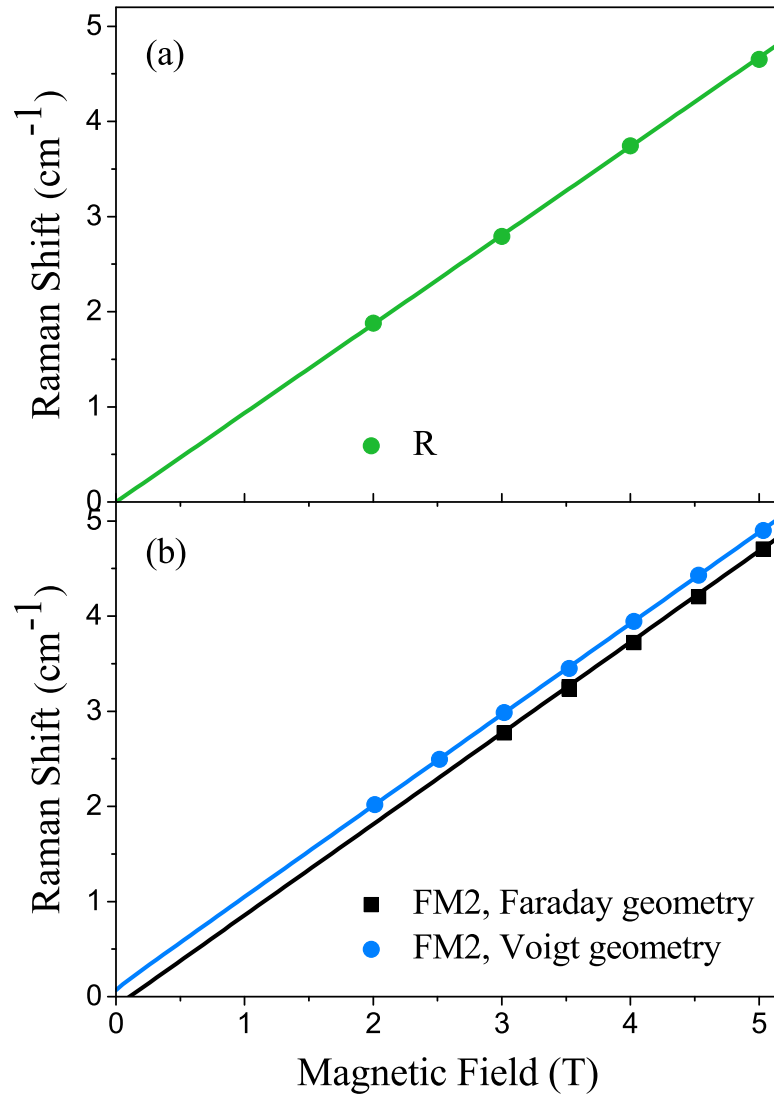


Рис. 5.5: (а) Зависимость энергетического сдвига линии НРСПС от магнитного поля для образца R при  $T=2\text{ K}$ . Величина g-фактора не зависит от геометрии магнитного поля. (б) Зависимость сдвига линии НРСПС от магнитного поля для образца FM2 с концентрацией Mn  $x = 4.3\%$  при  $T = 2\text{ K}$  в геометрии Фойгта (синие круги) и наклонной геометрии Фарадея (черные квадраты). Черная и синяя линии это аппроксимации с использованием ур. (5.7) и (5.8).

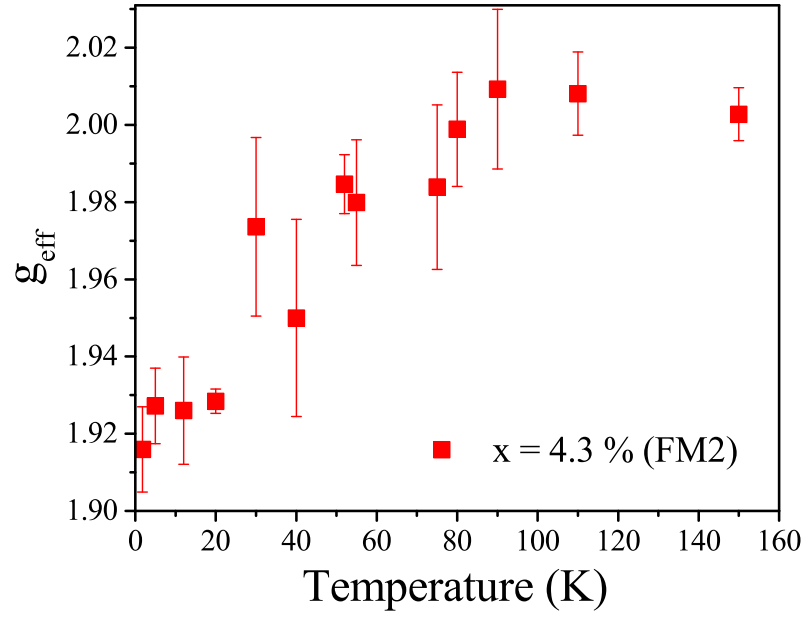


Рис. 5.6: Температурная зависимость эффективного  $g$ -фактора иона  $Mn^{2+}$  в образце FM2 с концентрацией Mn  $x = 4.3\%$ , измеренная методом НРСПС в геометрии Фойгта (красные квадраты).

вые треугольники). Как видно из сравнения температурных зависимостей ФМ и ПМ РМП образцов, в ПМ РМП образце ширина линии не зависит от температуры в диапазоне  $T = 4 \div 132\text{K}$ , как и в случае легированного образца R. Напротив, в ФМ образцах ширина линии практически не меняется в диапазоне  $T < T_c$  и сильно возрастает при  $T > T_c$ . Следует отметить, что в наименее легированном ФМ образце с  $x = 1\%$  (см. красные кружки) ширина линии при высоких температурах стремится к насыщению, величина которого сравнима с шириной линии ПМ образца.

Как правило, ширина линии НРСПС определяется двумя факторами, а именно однородным и неоднородным уширением. Неоднородное уширение связано с дисперсией  $g$ -фактора Mn. Поскольку в ФМ образцах не наблюдалось зависимости ширины линии НРСПС от магнитного поля, можно заключить, что измеренная ширина линии НРСПС на ионе  $Mn^{2+}$  определяется исключительно однородным, а именно поперечным временем жизни подсистемы ( $T_2$ ) спина Mn. Этот вывод основан на том, что форма линии НРСПС описывается скорее лоренцианом, чем гауссианом, а также того, что ширина линии НРСПС на ионе  $Mn^{2+}$  не зависит от магнитного поля в диапазоне  $B = 2 \div 5\text{ T}$  (см. рис. 5.8). Поэтому поперечное время жизни спиновой подсистемы Mn может быть определено из ширины линии НРСПС, а, следовательно, можно исследо-

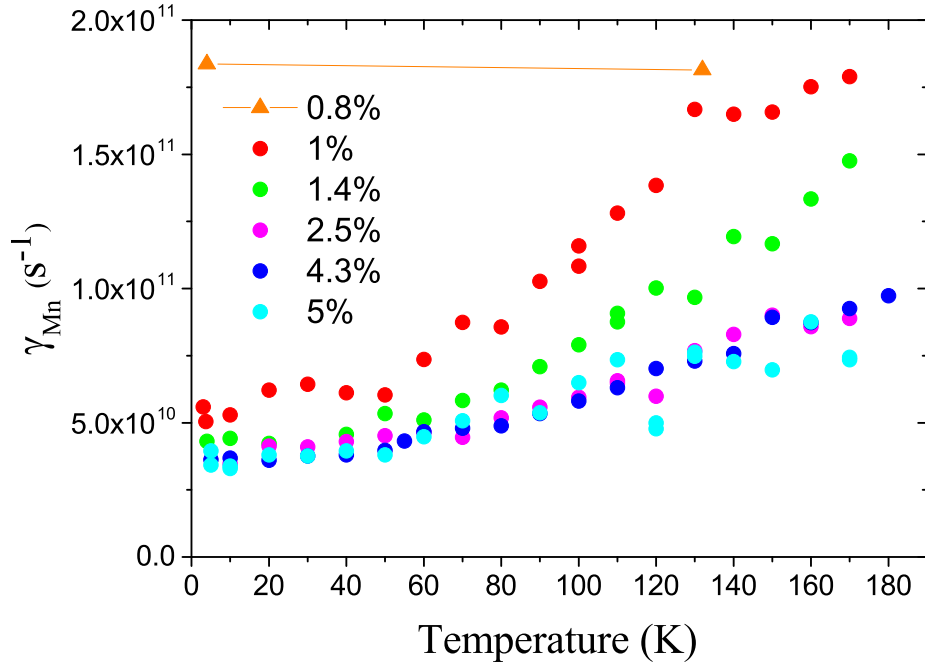


Рис. 5.7: Температурная зависимость скорости поперечной спиновой релаксации иона  $Mn^{2+}$  для различных РМП образцов  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ . Эксперимент сделан в геометрии Фойгта в магнитном поле  $B = 5$  Т. Образец с  $x=0.8$  % был парамагнитным при всех использовавшихся температурах. Из графика видно, что значения, которые принимают зависимости для ФМ РМП образцов, лежат внутри зависимостей для образцов с  $x=1\%$  и  $4.3\%$ , для которых и были проведены теоретические расчёты (ниже).

вать зависимость этого времени от температуры и влияние на него фазового перехода. Процесс НРСПС может быть описан в терминах матрицы рассеяния  $dI/d\omega d\Omega \sim \left| \langle f | \hat{S} | i \rangle \right|^2$ , где  $\hat{S}$  является матрицей рассеяния,  $I$  - интенсивность рассеянного света, и  $|i\rangle$ ,  $|f\rangle$  - начальные и конечные состояния фотонов. Третий порядок в теории возмущения даёт первый ненулевой вклад в линию НРСПС: второй порядок в электрон-фотонном взаимодействии  $\hat{V}_{ph}$ , а также первый порядок p-d обменного взаимодействия электронов внутренней 3d-оболочки Mn и дырки  $\hat{V}_{ex} = A(\hat{\mathbf{S}}\hat{\mathbf{J}})$ , где  $A$  - это константа p-d обменного взаимодействия, и  $\hat{\mathbf{S}}$ ,  $\hat{\mathbf{J}}$  являются операторами углового момента Mn и дырок, соответственно.

Предполагая, что переход однородно уширен (как следствие, спектральная зависимость интенсивности линии перехода имеет форму кривой Лоренца), получаем, что

$$\hat{\mathbf{S}}^{\pm}(t) \sim e^{-\gamma t \mp i\omega_B t}. \quad (5.1)$$

$$I_{\omega}(\omega) \sim \frac{\gamma}{(\omega - \omega_R)^2 + \gamma^2}. \quad (5.2)$$

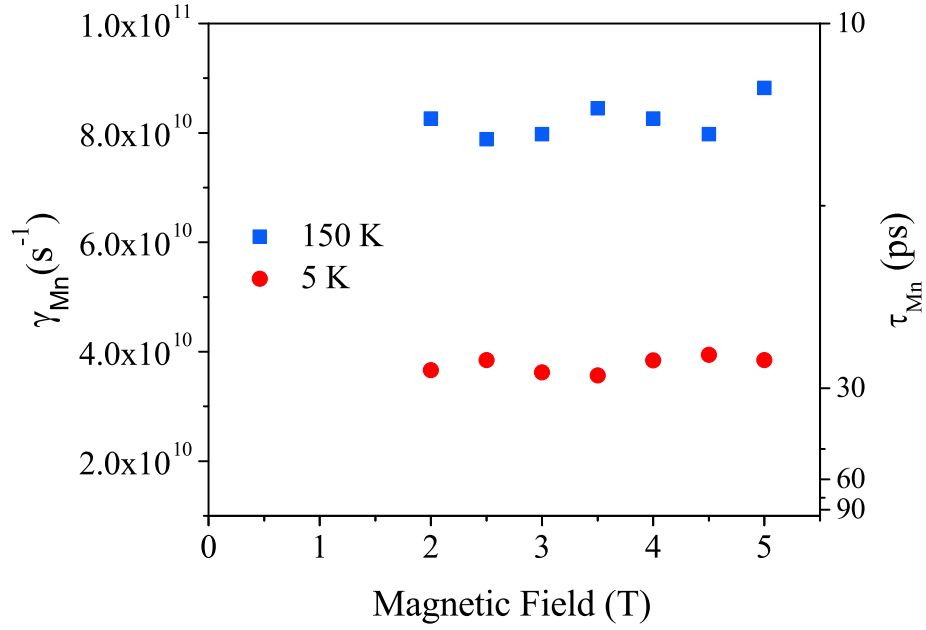


Рис. 5.8: Зависимость скорости поперечной релаксации спина иона  $Mn^{2+}$  от магнитного поля в  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  с концентрацией Mn  $x = 4.3\%$  при двух разных температурах. Красные круги соответствуют температурам  $T = 5K$ , синие квадраты температурам  $T = 150K$ .  $\gamma_{Mn} = 1/\tau_{Mn}$

где  $\omega_R = \omega_i \pm \omega_B$ . Тогда отношение спектральной плотности интенсивности рамановской линии к её максимуму:

$$\frac{I_\omega(\omega)}{I_\omega(\omega_i \pm \omega_B)} \sim \frac{\gamma^2}{(\omega_i - \omega \pm \omega_B)^2 + \gamma^2}, \quad (5.3)$$

где  $I_\omega$  - это спектральная плотность интенсивности на единицу телесного угла,  $\omega_B$  - это частота прецессии спина Mn,  $\omega_i$  - начальная частота света, и  $\pm$  - это антистоксов и стоксов процесс рассеяния света с переворотом спина иона  $Mn^{2+}$ .

Отсюда полная ширина на полувысоте:

$$(\Delta\omega)_{1/2} = 2\gamma, \quad (5.4)$$

Из уравнения (5.4) видно, что ширина линии определяется  $\gamma$ . Для пересчёта ширины спектральной линии, измеренной в  $cm^{-1}$ , в скорость поперечной релаксации  $\gamma_{Mn}$  (которая выражается в  $s^{-1}$ ) использовалась формула:

$$\gamma_{Mn}[s^{-1}] = \frac{2\pi c}{0.01} \cdot \frac{\delta_E[cm^{-1}]}{2}, \quad (5.5)$$

На рис. 5.8 представлена зависимость скорости поперечной релаксации спина иона Mn от внешнего магнитного поля для образца FM2. Можно видеть, что

$\gamma$  не зависит от  $B$  в диапазоне  $2 \div 5$  Т как ниже ( $T = 2$  К), так и выше ( $T = 150$  К)  $T_C$ . Заметим, что для легированного (R) образца ширина линии НРСПС составляет  $0.19 \text{ см}^{-1}$  во всём исследованном диапазоне температур  $2 \div 200$  К. Из ширины этой линии НРСПС поперечное время релаксации спина Mn можно оценить как  $\tau_{Mn} \approx 56$  пс для легированного образца. Также стоит отметить, что для РМП образца с минимальной исследованной концентрацией Mn ( $x = 0.8\%$ ), который оставался ПМ во всем исследованном диапазоне температур, поперечное время релаксации не зависит от температуры при  $T = 4 \div 132 \text{ К}$  (см. рис. 5.7) и составляет  $\tau_{Mn} \approx 5.5$  пс.

### 5.3 Теоретическое моделирование

Для того, чтобы рассчитать g-фактор иона  $Mn^{2+}$  из наблюдаемых зависимостей энергетического сдвига линии НРСПС от магнитного поля, нужно учесть магнитную анизотропию слоя (Ga,Mn)As, а также поле размагничивания тонкого ферромагнитного слоя. Для этого воспользуемся результатами работы [66] и, учитывая, что ФМ образцы (Ga,Mn)As представляют собой кристаллические пленки цинковой обманки, применим модель Стонера-Вольфарта [97], которая рассматривает ферромагнитный слой как одиночный однородный магнитный домен (что справедливо в нашем случае, поскольку измерения ведутся в сравнительно больших магнитных полях, а образцы представляют собой тонкие пленки). Тогда плотность свободной энергии состоит из трех вкладов: зеемановской энергии  $F_{Zeeman} = -\mathbf{B} \cdot \mathbf{M}$ , энергии размагничивания (иногда называемой анизотропией формы), которую аппроксимируем выражением для энергии размагничивания бесконечной плоскости  $F_{Shape} = 2\pi M^2 n_x^2$ . Третий член это энергия магнитной анизотропии  $F_{an}$ , которая зависит от кристаллографической структуры материала.

Итоговое выражение для плотности свободной энергии:

$$F = -\mathbf{B} \cdot \mathbf{M} + 2\pi M^2 n_x^2 - \frac{MH_2}{2} n_x^2 - \frac{MH_4}{4} (n_x^4 + n_y^4 + n_z^4), \quad (5.6)$$

где  $M$  - намагниченность,  $n_i$  - направляющие косинусы, задающие направление вектора намагниченности,  $H_i$  - поля анизотропии, которые выражаются из



энергий анизотропии как  $H_i = 2K_i/M$ .  $H_2$  - поле перпендикулярной одноосной анизотропии,  $H_4$  - поле кубической анизотропии.

Предполагается, что кристаллографические оси соответствуют декартовым координатам осей  $x, y, z$ , а ось  $x$  соответствует направлению роста структуры (ориентация декартовых осей показана на рис. 5.3).

Здесь также пренебрегается различием между полями перпендикулярной  $H_{4\perp}$  и внутриспоскостной  $H_{4\parallel}$  кубической анизотропии, которое может возникать в случае тетрагонального искажения (например, вызванного наличием двухосной деформации из-за несовпадения параметров решеток), а также наличием поля внутриспоскостной одноосной анизотропии  $H_{2\parallel}$ , которое проявляется в слабом физическом различии между случаями, когда внешнее магнитное поле направлено вдоль направлений  $[110]$  или  $[1\bar{1}0]$ , о чём сообщалось в работах [21, 98, 99]. Величина энергии перпендикулярной одноосной анизотропии  $K_{2\perp}$  определяется двухосной деформацией, вызванной несовпадением параметров решеток в пленках РМП (Ga,Mn)As. Знак  $K_{2\perp}$  и  $H_{2\perp}$  будет различен для деформации на сжатие и растяжение.

Зависимость энергетического сдвига линии НРСПС на ионе  $Mn^{2+}$  от магнитного поля в ФМ образцах для геометрии Фарадея может быть хорошо аппроксимирована с использованием уравнения 7 из той же работы ([66]) с учётом того, что  $\theta_H = \theta = 0$ ,  $\varphi_H = 0$ , следующим выражением:

$$\Delta_F(B, T) = \hbar\omega_L = g_{eff}(T)\mu_B B_{eff} = g_{eff}(T)\mu_B (B - 4\pi M + H_4 + H_2), \quad (5.7)$$

где  $\omega_L$  - ларморова частота.

А для геометрии Фойгта с использованием уравнения 8 из работы [66], с учётом того, что  $\theta_H = \theta = 90^\circ$ ,  $\varphi_H = \varphi = 0$ :

$$\Delta_V(B, T) = g_{eff}(T)\mu_B \sqrt{(B + 4\pi M + H_4 - H_2)(B + H_4)}, \quad (5.8)$$

Лучшая аппроксимация зависимости энергетического сдвига НРСПС от магнитного поля для образца FM2 (рис. 5.5(b)) была получена со следующими параметрами:  $H_4 = 300$  Э,  $H_2 = -1100$  Э.

Во многих исследованиях было установлено, что ферромагнетизм в (Ga,Mn)As обусловлен косвенным обменом ионов Mn с дырками (см., например, [14]). Дырки также модифицируют g-фактор марганца и приводят к

его спиновой дефазировке. Для описания этих процессов (Ga,Mn)As можно представить в виде двух магнитных подсистем [86], включающих подсистему спинов ионов  $Mn^{2+}$  (которая характеризуется величиной  $g_s = 2.01$  и намагниченностью подсистемы  $\mathbf{M}_s$ ) и дырочную подсистему, параметры которой обозначим как  $g_J$  и  $\mathbf{M}_J$ . Уравнения движения для обеих подсистем:

$$\frac{d\mathbf{M}_s}{dt} = C_1 \frac{\mu_B g_s}{\hbar} \mathbf{M}_s \times \Delta \mathbf{M}_s + C_3 \frac{\mu_B g_s}{\hbar} \mathbf{M}_s \times \Delta \mathbf{M}_J + \frac{\mu_B g_s}{\hbar} \mathbf{B} \times \mathbf{M}_s - \lambda_s \mathbf{M}_J \times \mathbf{M}_s, \quad (5.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{M}_J}{dt} = & C_2 \frac{\mu_B g_J}{\hbar} \mathbf{M}_J \times \Delta \mathbf{M}_J + C_3 \frac{\mu_B g_J}{\hbar} \mathbf{M}_J \times \Delta \mathbf{M}_s + \frac{\mu_B g_J}{\hbar} \mathbf{B} \times \mathbf{M}_J - \lambda_J \mathbf{M}_s \times \mathbf{M}_J \\ & + \frac{\mu_B g_J}{\hbar} \mathbf{B}_{an} \times \mathbf{M}_J + D \Delta \mathbf{M}_J - \gamma_h (\mathbf{M}_J - \mathbf{M}_J^0). \end{aligned} \quad (5.10)$$

В этих выражениях первые два члена описывают спиновые волны [100].  $C_i$  - константы, описывающие энергетический спектр спиновых волн, в (Ga,Mn)As типичные значения  $C_i$  находятся в интервале [101, 102, 103]  $10^{-12} \div 10^{-13}$  см<sup>2</sup>. Третий член отвечает за взаимодействие с внешним магнитным полем. Четвертый член, содержащий  $\lambda_s = \lambda \mu_B g_s / \hbar$  или  $\lambda_J = \lambda \mu_B g_J / \hbar$ , описывает взаимодействие между магнитными подсистемами [86].  $\lambda$  в  $\lambda_s$  и  $\lambda_J$  является константой молекулярного поля, описывающей обменное взаимодействие между подрешетками, и может быть оценена, используя выражение  $\lambda M \sim B_{eff}$ , которое связывает намагниченность образца  $M$  со средним полем Вейсса  $B_{eff}$ . Используя  $B_{eff}$ , измеренную для (Ga,Mn)As в работах [64] и [52], и  $M = 21 \cdot 10^3$  А/м, можно найти, что  $\lambda$  составляет порядка  $10^3 \div 10^4$ . В уравнении (5.10) пятый член отвечает за взаимодействие с полем анизотропии  $\mathbf{B}_{an}$  (обусловленным сложной структурой валентной зоны), шестой член за спиновую диффузию ( $D$  является коэффициентом спиновой диффузии). Седьмой член — диссипативный член в формулировке Блоха, где  $\gamma_h$  - скорость поперечной релаксации спина дырки, обусловленной сильным спин-орбитальным взаимодействием в валентной зоне GaAs. Полную намагниченность  $\mathbf{M}_i$  можно представить в виде  $\mathbf{M}_i = \mathbf{M}_i^0 + \mathbf{M}_i(t) + \delta \mathbf{M}(x, t)$ , где  $\mathbf{M}_i^0$  является равновесной намагниченностью,  $\mathbf{M}_i(t)$  - однородная намагниченность и  $\delta \mathbf{M}(x, t)$  - флуктуации намагниченности.

сти. Кроме того, предполагается, что внешнее магнитное поле в уравнениях (5.9) и (5.10) приложено в направлении  $z$  (т. е., в геометрии Фойгта).

Спектр НРСПС характеризуется энергетическим сдвигом линии НРСПС (который определяется частотой прецессии поперечной компоненты спина иона  $Mn^{2+}$ ) и шириной линии НРСПС (которая определяется скоростью поперечной релаксации спина иона  $Mn^{2+}$ ). Обе характеристики спектра НРСПС могут быть получены из уравнений (5.9) и (5.10). Следует отметить, что обменное взаимодействие между магнитными подсистемами изменяет  $g$  фактор и приводит к релаксации спина Mn.

В пренебрежении вкладом полей анизотропии (экспериментальные данные получены в сильных магнитных полях  $B \gg H_i$ , поля анизотропии дают лишь небольшую, не зависящую от поля добавку к энергетическому сдвигу рамановской линии), нелинейными когерентными членами и рассмотрении случая малого отклонения от равновесия, а также следующих предположениях, справедливых для (Ga,Mn)As [14, 104]:  $\lambda_i M_S^0, \gamma_h \gg \mu_B g_i B / \hbar$ ;  $D \gg C_i \mu_B g_i M_S^0 / \hbar$ ;  $M_J^0 / M_S^0 \ll 1$ , получаем решения уравнений движения (5.9) и (5.10) для эффективного  $g$ -фактора иона Mn и скорости поперечной релаксации спина иона Mn:

$$g_{eff}(T) \approx g_S - (g_S - g_J) \frac{\lambda_S M_S^0 (\lambda_J M_S^0 + \lambda_S M_J^0)}{(\lambda_J M_S^0 + \lambda_S M_J^0)^2 + \gamma_h^2}, \quad (5.11)$$

$$\gamma_{Mn}(T) = \text{Im}(\omega) \approx \frac{T \lambda_S^2}{(2\pi)^2 (D \sqrt{\alpha_J C_J} + C_J \sqrt{D \gamma_h})} + \gamma_h \frac{\alpha_S M_J^0 (\lambda_J M_S^0 + \lambda_S M_J^0)}{(\lambda_J M_S^0 + \lambda_S M_J^0)^2 + \gamma_h^2}, \quad (5.12)$$

где  $\alpha_J = (\alpha_1 \alpha_2 - \lambda^2) / \alpha_1$ ,  $C_J = (C_1 C_2 - C_3^2) / C_1$ . Из-за значительной разницы в величине намагниченности подсистем Mn и дырок [14] можно предположить, что вся намагниченность системы определяется намагниченностью марганца. Для расчета температурных зависимостей  $g_{eff}(T)$  уравнения (5.11) и  $\gamma(T)$  уравнения (5.12) использованы экспериментальные данные, измеренные методом сквид для кривой намагничивания в образце FM2, представленные на рис. 5.2. Для дальнейшего упрощения предполагается, что значение  $M_J^0 / M_S^0$  не зависит от температуры.

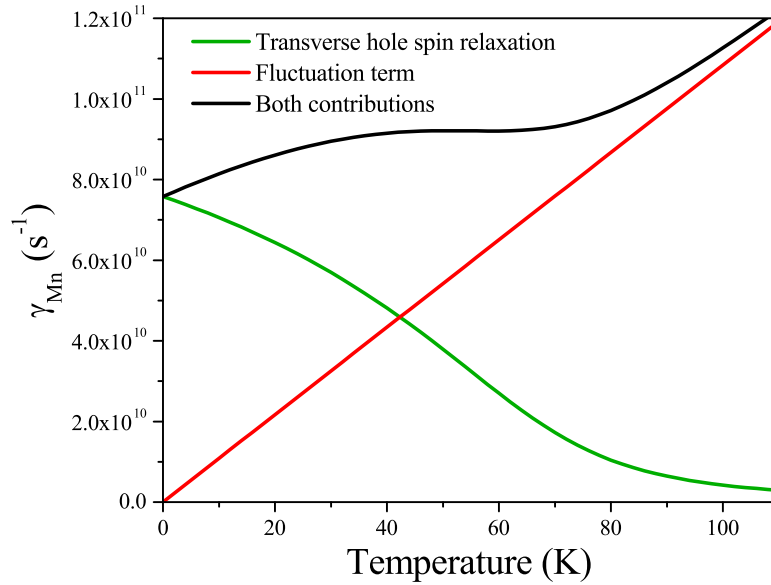


Рис. 5.9: График иллюстрирует вклад каждого слагаемого в итоговую теоретическую зависимость скорости поперечной релаксации спина иона  $Mn^{2+}$  от температуры согласно ур. (5.12).

Стоит отметить, что скорость поперечной релаксации спина иона Mn в исследованном диапазоне температур характеризуется двумя режимами (см. рис. 5.9): (i) В диапазоне температур до  $T_C$  основной вклад в скорость поперечной релаксации спина иона Mn связан с дефазировкой спина дырки (из-за сильного спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне GaAs; см. зеленую кривую на рис. 5.9), которая, однако, не индуцируется спинами Mn. Релаксация спинов дырок приводит к релаксации спинов Mn, так как спиновая подсистема дырок связана со спиновой подсистемой Mn. (ii) Второй вклад в спиновую релаксацию Mn связан со спиновыми флуктуациями ансамбля дырок, которые растут с температурой (см. красную кривую). Сумма обоих вкладов даёт температурную зависимость скорости поперечной релаксации спина иона Mn (см. черную кривую).

Теоретическое моделирование выполнено в ФТИ им. А.Ф. Иоффе И. В. Крайновым и Н. С. Аверкиевым [A2].

## 5.4 Обсуждение

Температурные зависимости g-фактора Mn и скорости поперечной релаксации спина иона Mn ( $\gamma$ ), рассчитанные на основе уравнений (5.11) и (5.12), показаны сплошными кривыми на рис. 5.10 и 5.11. На рис. 5.10 теоретическая кривая

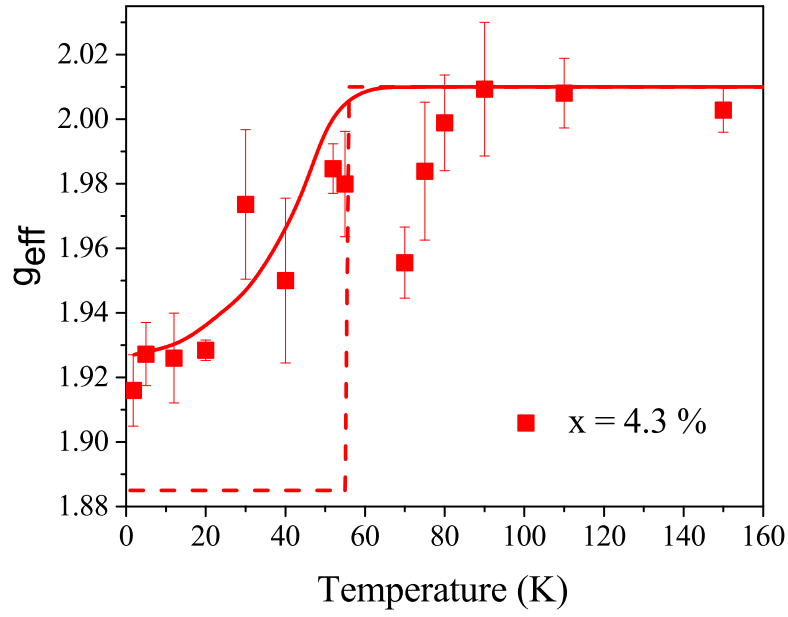


Рис. 5.10: Температурная зависимость эффективного  $g$ -фактора иона  $Mn^{2+}$  в образце FM2 с концентрацией Mn  $x = 4.3\%$ , измеренная в геометрии Фойгта. Символы – это экспериментальные данные; сплошная кривая – фит на основе ур. (5.11). Пунктирная кривая – фит на основе ур. (5.13).

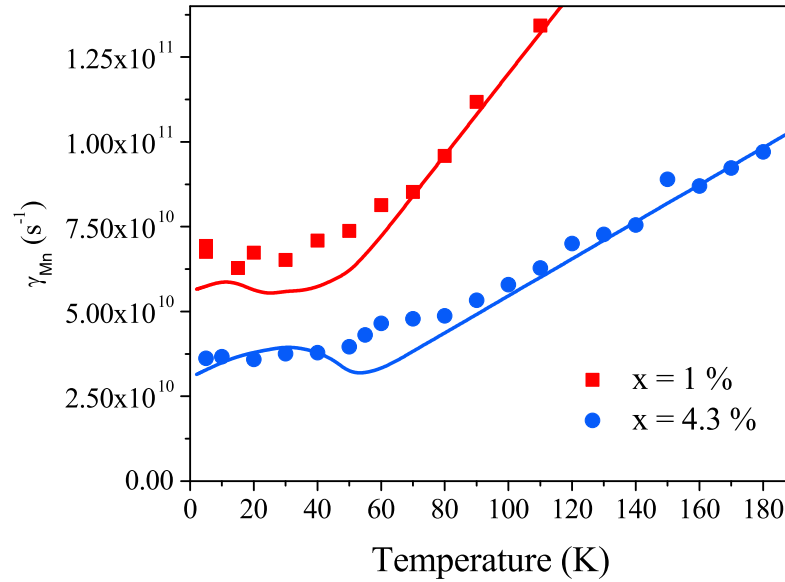


Рис. 5.11: Температурная зависимость скорости поперечной релаксации спина иона  $Mn^{2+}$  в образце FM1 с  $x = 1\%$  (красные квадраты и линия) и образце FM2 с  $x = 4.3\%$  (синие круги и линия). Эксперимент сделан в геометрии Фойгта в магнитном поле  $B = 5$  Т. Символы это экспериментальные данные; кривые это фиты на основе ур. (5.12).

сравнивается с  $g$ -фактором, измеренным в образце FM2, а на рис. 5.11 представлена аппроксимация температурной зависимости ширины линии НРСПС (то есть,  $\gamma$ ), измеренная при  $B = 5$  Т для FM1 и FM2 образцов.

Приведём значения параметров, использовавшиеся для аппроксимации  $g$ -фактора и  $\gamma$  для образца FM1:  $M_S^0 = 5 \cdot 10^3$  А/м,  $M_J/M_S = 0.08$ ,  $D = 0.09 \text{ см}^2/\text{с}$  ([104]). Для образца FM2:  $M_S^0 = 21 \cdot 10^3$  А/м,  $M_J/M_S = 0.02$ ,  $D = 0.19 \text{ см}^2/\text{с}$ . Остальные параметры:  $g_J = -1$  ([52]),  $C_J = 10^{-12} \text{ см}^2$  ([102]),  $\lambda = 2650$ ,  $\alpha_J = 5000$  и  $\gamma_h = 1.1 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$  ([88]) одинаковы для FM1 и FM2 образцов. Видно, что в общих чертах теория достаточно хорошо описывает экспериментальные результаты.

Теперь обоснуем использование этих значений для аппроксимации эксперимента. Значение  $\lambda$ , используемое в этой аппроксимации, может быть оценено из известной постоянной  $p$ - $d$  обмена  $J_{pd}$ . Связь между этими двумя константами задается следующим выражением:  $\lambda \mu_B^2 = J_{pd}$  [14]. Оценка значения  $J_{pd}$  обычно основывается на измерении расщепления  $2\Delta_{pd}$  между состояниями  $F = 1$  и  $F = 2$  изолированного акцептора Mn. Значения  $2\Delta_{pd}$  были измерены в ряде работ и охватывают широкий диапазон от [41, 96]  $2\Delta_{pd} = 4.4$  мэВ до [51]  $2\Delta_{pd} = 10$  мэВ. Используя эти значения для  $2\Delta_{pd}$ , в зависимости от используемого среднего значения огибающей волновой функции дырки на акцепторе Mn, можно получить значение  $J_{pd}$ , которое варьируется от [14, 104]  $J_{pd} \sim 40 \text{ мэВ нм}^3$  до  $J_{pd} \sim 2 \text{ мэВ нм}^3$ , при этом последнее значение получается из значения  $2\Delta_{pd} = 4.4$  мэВ, напрямую измеренного методом неупругого рассеяния света, и с величиной среднего радиуса акцептора Mn  $r \sim 1$  нм. Это верхний предел для значения  $J_{pd}$ , так как оно получено для дырки, связанной с акцептором Mn. Можно ожидать, что для делокализованных дырок в РМП (Ga,Mn)As значение  $J_{pd}$  будет меньше. Поэтому, чтобы исключить некоторую неопределенность в оценке  $J_{pd}$ , было использовано значение  $\lambda = 2650$ , полученное из экспериментально измеренного поля Вейсса [64, 52].

Другим параметром, участвующим в аппроксимации эксперимента, является  $g$ -фактор дырки. Величина  $g$ -фактора дырки в ферромагнитном (Ga, Mn) As изменяется от  $g = -0.5$  [81] (полученной из данных ФМР) до  $g = -2.8$  [85] (полученной из данных ФМР и измерений намагниченности). Для аппроксимации экспериментальных данных было использовано значение  $g$ -фактора дырки

$g_h = -1$  из работы [52] (полученное из данных поляризованной фотолюминесценции, индуцированной магнитным полем). Однако следует отметить, что результат аппроксимации не очень чувствителен к величине  $g$ -фактора дырки.

Теперь сравним выражение для  $g$ -фактора Mn (5.11) с классическим выражением (см., например, [86]). Из уравнения (5.11) видно, что изменение  $g$ -фактора Mn связано с взаимодействием между спиновыми подсистемами и чувствительно к наличию среднего магнитного момента в системе, так что оно является диссипативным выше температуры Кюри. Уравнение (5.11) имеет классический предел в случае отсутствия спиновой релаксации дырок. Если устремить  $\gamma_h \rightarrow 0$ , получаем стандартный результат [86, 83, 85], эффективный  $g$ -фактор иона марганца:

$$g_{eff} = \frac{M_S^0 + M_J^0}{M_S^0/g_S + M_J^0/g_J}. \quad (5.13)$$

На рис. 5.10 пунктирной линией представлена температурная зависимость  $g_{eff}$ , определяемая уравнением (5.13). Сравнение расчетных сплошных и пунктирных кривых показывает, что общие черты экспериментальной температурной зависимости  $g_{eff}(T)$  воспроизводятся достаточно хорошо только уравнением (5.11) (сплошная кривая), которая предполагает конечное значение  $\gamma_h$ . Из сравнения пунктирных и сплошных кривых на рис. 5.10 видно, что принятие во внимание конечной величины  $\gamma_h$  влияет на величину  $g_{eff}$ . Это означает, что величина скорости релаксации спина дырки ( $\gamma_h$ ), оцененная в нашей работе и измеренная непосредственно в работе [88] не намного меньше, чем эффективное поле Вейсса  $\lambda_J M_S^0$ . Отметим, что уравнение (5.13) не справедливо вблизи точки Кюри, т.е., когда  $B \gtrsim \lambda M_S^0(T)$ .

Аппроксимация экспериментальных данных зависимости скорости поперечной релаксации спина иона Mn от температуры (см. рис. 5.11) по теоретической модели показывает, что ниже  $T_C$  в ферромагнитной фазе доминирует механизм, связанный с дефазировкой спина дырки, приводящей к релаксации спина Mn из-за связи магнитных подсистем (см. зеленую кривую на рис. 5.9). Выше  $T_C$  вклад от него исчезает за счет уменьшения среднего магнитного момента системы. Второй механизм, связанный со спиновыми флуктуациями ансамбля дырок, доминирует выше температуры Кюри (см. красную кривую на рис. 5.9). Вблизи  $T_C$  вклады обоих механизмов сравнимы. Этот результат следует из срав-

нения суммы двух вкладов (черная кривая) с вкладами, связанными с дефазировкой спина дырок (зеленая кривая) и спиновыми флуктуациями ансамбля дырок (красная кривая), см. рис. 5.9.

На рис. 5.11 видно, что для образцов с различной концентрацией марганца угол наклона зависимости скорости поперечной релаксации спина иона Mn от температуры различен. Анализ уравнения (5.12) (см. первый член) показывает, что наклон скорости поперечной релаксации спина иона Mn выше точки Кюри определяется, в основном, коэффициентом спиновой диффузии. Коэффициент спиновой диффузии дырок пропорционален времени спиновой релаксации и квадрату скорости Ферми  $D \sim \nu_F^2 / \gamma_h$ . Как можно увидеть, знаменатель уравнения (5.12) зависит от  $D\gamma_h$ , который увеличивается с увеличением концентрации марганца. Это объясняет уменьшение наклона скорости поперечной релаксации спина иона Mn выше  $T_C$  с увеличением содержания Mn.

Рассмотрим температурную зависимость параметров в знаменателе первого члена в уравнении (5.14). Параметр  $C_J$  зависит от температуры. Скорость релаксации спина дырок не зависит от температуры в широком диапазоне вплоть до  $T_C$  [88]. Скорость Ферми зависит от температуры из-за высокой концентрации марганца. Таким образом, можно заключить, что член  $C_J \sqrt{D\gamma_h}$  не зависит от температуры. Можно предположить, что этот вывод справедлив также и для члена  $D\sqrt{\alpha_J C_J}$ . Однако следует отметить, что нет никакой информации о температурной зависимости  $\alpha_J$ .

Теперь сделаем оценку коэффициента спиновой диффузии. Из аппроксимации  $\gamma(T)$  для образца FM2  $x = 4.3\%$  (см. 5) значение  $D$  может быть оценено как  $D = 0.19 \text{ см}^2/\text{с}$ . Это значение  $D$  получается для усредненного значения  $C_J$ , которое изменяется от [101, 102, 103]  $C_J = 10^{-13} \text{ см}^2$  до  $C_J = 10^{-12} \text{ см}^2$ . Принимая во внимание неопределенность в  $C_J$  и  $\gamma_h$ , приходим к выводу, что  $D$  попадает в интервал  $D \sim 0.01 \div 1 \text{ см}^2/\text{с}$ . Расчетная величина  $D$  представляется вполне разумной. Как и следовало ожидать, диффузия спинов дырок в (Ga,Mn)As меньше диффузии спинов электронов в объемном GaAs  $D_e \sim 10 \div 40 \text{ см}^2/\text{с}$ , которая была непосредственно измерена в работе [91]. Коэффициент спиновой диффузии дырок также можно оценить из средней транспортной длины свободного пробега дырки [92] в (Ga,Mn)As  $l_t \sim 1 \text{ нм}$  и времени релаксации спина дырки [88]. Оценка этих параметров дает коэффициент спиновой диффузии дырки



Таблица 5.2: Сравнение наших результатов, полученных методом НРСПС, с результатами, полученными другими методами.  $x$  – атомная доля Mn в  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ,  $d$  – толщина слоя  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ ,  $T_C$  – температура Кюри, и  $\tau_{Mn}$ ,  $\tau_h$  – времена спиновой релаксации марганца и дырки. Все эксперименты были сделаны при низких температурах (не более  $0.1 T_C$ ).  $\tau_{Mn} = 1/\gamma_{Mn}$ ,  $\tau_h = 1/\gamma_h$ .

Статья	$x$ (%)	$d$ (нм)	$T_C$ (К)	отжиг	$T$ (К)	g-фактор	$\tau_{Mn}$ (пс)	$\tau_h$ (пс)
[83]	6.0	5.6	72		4	1.92		
[84]	7.0	50	142	v	4	1.90		
[87]	6.0	200	50		8		288	
[23]	5.0	200	60		1.6		400	
[88]	7.5	70	77		5			0.2
Наша работа	4.3	500	55		5	1.91	30	0.9

( $D \sim 0.05 \text{ см}^2/\text{с}$ ) того же порядка, что получается в нашей модели. Можно предположить, что увеличение концентрации марганца приводит к увеличению перекрытия волновых функций дырок и увеличению спиновой диффузии дырок, что видно из сравнения величин  $D$ , измеренных для образцов FM1 ( $x = 1\%$ )  $D \sim 0.09 \text{ см}^2/\text{с}$  и FM2 ( $x = 4.3\%$ )  $D \sim 0.19 \text{ см}^2/\text{с}$ .

Давайте теперь сравним полученные данные с данными предыдущих исследований (см. табл. 5.2). Значения g-фактора, измеренные для FM образцов  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  методом ферромагнитного резонанса при  $T=4\text{K}$  в работах [83, 84], находятся в хорошем согласии с тем, что представлено на рис. 5.10. Кроме того, полученное для  $T=4\text{K}$  значение g-фактора находится в хорошем согласии с предыдущим теоретическим расчетом [85]. Времена спиновой релаксации дырки и марганца, полученные в настоящем исследовании, сравнимы с теми, что измерены методом МОЭК для дырок [88] и  $Mn^{2+}$  [87, 23], соответственно. Времена спиновой релаксации марганца, оцененные из разрешенных во времени данных МОЭК, представленных в работах [12] и [105], имеют тот же порядок величины, как и те, что были оценены в нашем исследовании. Некоторое различие в измеренном поперечном времени спиновой релаксации Mn, по-видимому, связано с различными свойствами образцов, обусловленными такими связанными с ростом характеристиками, как концентрация дырок, толщины слоя и т.д. Кроме того, в работах [12, 105] было показано, что послеростовой отжиг может изменить величину скорости спиновой релаксации Mn.

Важно также сравнить теорию поперечного времени спиновой релаксации, разработанную в настоящей работе, с феноменологической теорией Ландау-Лифшица-Гилберта (ЛЛГ). Релаксация намагниченности в теории ЛЛГ представлена феноменологическим членом в уравнении прецессии намагниченности:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \sim \frac{\alpha_G}{M} \left[ \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right]. \quad (5.14)$$

Где  $\alpha_G$  является параметром диссипации Гилберта. В формулировке ЛЛГ скорость поперечной релаксации спина иона Mn пропорционально частоте прецессии спина  $\gamma \sim \alpha_G \omega$ . Поскольку такая зависимость  $\gamma$  от магнитного поля не наблюдалась в нашем исследовании (см. рис. 5.8), приходим к выводу, что описание спиновой релаксации в (Ga,Mn)As в формулировке Блоха является более корректным, чем в формулировке ЛЛГ.

## 5.5 Выводы к главе

- Методом НРСПС изучены механизмы поперечной спиновой релаксации ионов  $Mn^{2+}$  в ФМ РМП (Ga,Mn)As.
- Обнаружено, что два различных механизма дают вклад в поперечное время спиновой релаксации  $Mn^{2+}$ . При температурах ниже  $T_c$  время поперечной спиновой релаксации ионов  $Mn^{2+}$   $T_2$  определяется спиновой релаксацией дырок за счет спин-орбитального взаимодействия. При  $T > T_c$  доминирует вклад от флуктуации спина в ансамбле дырок.
- Получена величина времени поперечной релаксации спина иона  $Mn^{2+}$  в ФМ РМП (Ga,Mn)As,  $\tau_{Mn} \sim 30$  пс при  $T=5K$ , и измерена его зависимость от температуры и магнитного поля. Сделана оценка коэффициента спиновой диффузии дырок  $D$  для образцов FM1 ( $x = 1\%$ )  $D \sim 0.09$  см<sup>2</sup>/с и FM2 ( $x = 4.3\%$ )  $D \sim 0.19$  см<sup>2</sup>/с.
- Взаимодействие двух спиновых подсистем Mn и дырок проявляется также в снижении эффективного g-фактора иона  $Mn^{2+}$  на 5% ниже температуры Кюри.

# Заключение

В диссертации получены следующие основные результаты:

- Методом резонансного НРСПС исследована энергетическая структура нейтрального акцептора  $A_{Mn}^0$  в объемном легированном GaAs:Mn в зависимости от внешней одноосной деформации и магнитного поля. В спектрах НРСПС идентифицированы линии, соответствующие переходам между мультиплетами основного ( $F = 1$ ) и первого возбужденного ( $F = 2$ ) состояний акцептора  $A_{Mn}^0$ .
- Определены g-факторы основного и первого возбужденного уровней нейтрального акцептора  $A_{Mn}^0$  в GaAs:Mn ( $g_{F=1} = 2.74$ ,  $g_{F=2} = 1.92$ ), величина деформационного потенциала константы p-d обменного взаимодействия между ионом  $Mn^{2+}$  и дыркой валентной зоны ( $A_p = 0.2$  эВ).
- Методом поляризованной фотолюминесценции исследовано влияние внешней одноосной деформации на магнитную анизотропию эпитаксиальных слоев ФМ РМП (Ga,Mn)As. Зависимость магнитного поля насыщения от деформации демонстрирует два участка с разным углом наклона и точкой излома, в которой направление намагниченности ориентируется вдоль приложенной деформации. Внешняя одноосная деформация приводит также к перемешиванию состояний дырок, связанных на акцепторах, и, как следствие, падению степени поляризации ГФЛ.
- Определены постоянные магнитной анизотропии ( $C_1 \approx 510$  Э · см<sup>-3</sup>,  $C_2 \approx 100$  Э · см<sup>-3</sup>,  $C_3 \approx -35$  Э · см<sup>-3</sup>) и магнитострикции ( $\gamma_1 \approx 90$  Э · кбар<sup>-1</sup>,  $\gamma_2 \approx 690$  для пленок (Ga,Mn)As).
- Наши результаты показывают, что контроль намагниченности в РМП (Ga,Mn)As может быть реализован за счет соответствующих внешней деформации и магнитных полей.

- Методом поляризованной фотолюминесценции горячих электронов исследована зависимость спиновой поляризации дырок от внешнего магнитного поля в структурах с ферромагнитными квантовыми ямами (Ga,Mn)As/AlAs. Полученные результаты позволяют утверждать, что ферромагнетизм в СКЯ РМП (Ga,Mn)As/AlAs в значительной степени обусловлен дырками, локализованными в примесной зоне акцептора Mn. Сравнение данных для СКЯ с разной шириной ямы и объемного РМП образца позволяет сделать вывод, что спиновая поляризация дырок примесного уровня в двумерном РМП определяется преимущественно внутренними случайными полями, а не влиянием размерного квантования.
- Методом НРСФС для ФМ РМП (Ga,Mn)As получена зависимость времени поперечной релаксации спина иона  $Mn^{2+}$  от температуры (в диапазоне  $T = 4 \div 170$  К при  $T_c = 35 \div 60$  К и  $x = 1 \div 5\%$ ) и магнитного поля (при  $B = 2 \div 5$  Т). При  $T = 5$  К  $\tau_{Mn} \sim 30$  пс. Также получена температурная зависимость эффективного g-фактора иона  $Mn^{2+}$ . Наблюдалось уменьшение g-фактора на  $\sim 5\%$  при переходе из парамагнитной ( $g_{Mn}^{PM} = 2.01$ ) в ферромагнитную фазу, связанное с обменным взаимодействием двух спиновых подсистем, Mn и дырок.
- Обнаружено, что в объемном РМП (Ga,Mn)As скорость поперечной релаксации спина иона  $Mn^{2+}$  в исследованном диапазоне температур характеризуется двумя режимами. При температурах ниже  $T_c$  время поперечной спиновой релаксации ионов  $Mn^{2+}$   $T_2$  определяется спиновой релаксацией дырок за счет спин-орбитального взаимодействия. При  $T > T_c$  доминирует вклад от флуктуации спина в ансамбле дырок.

Основные результаты диссертационной работы изложены в публикациях:

- [A1] Sapega V. F., Krainov I. V., Sablina N. I., Dimitriev G. S., Averkiev N. S., Ploog K. H. Control of magnetic anisotropy by external fields in ferromagnetic (Ga,Mn)As // Solid State Communications.— 2013.—Mar.— Т. 157.— Р. 34–37.
- [A2] Krainov I. V., Sapega V. F., Averkiev N. S., Dimitriev G. S., Ploog K. H., Lähderanta E. Manganese spin dephasing mechanisms in ferromagnetic (Ga,Mn)As // Physical Review B.— 2015.—Dec.— Т. 92, no. 24.— Р. 245201.
- [A3] Krainov I. V., Debus J., Averkiev N. S., Dimitriev G. S., Sapega V. F., Lähderanta E. Fine structure of the Mn acceptor in GaAs // Physical Review B.— 2016.—Jun.— Т. 93, no. 23.— Р. 235202.
- [A4] Димитриев Г. С., Сапега В. Ф., Аверкиев Н. С., Панайотти И. Е., Ploog К. Н. Влияние размерного квантования на спиновую поляризацию дырок в структурах с квантовыми ямами разбавленного магнитного полупроводника (Ga,Mn)As/AlAs // Физика твердого тела.— 2017.— Т. 59, № 11.— С. 2240.
- [A5] Димитриев Г. С., Крайнов И. В., Сапега В. Ф., Аверкиев Н. С., Debus J., Lähderanta E. Энергетическая структура одиночного акцептора Mn в GaAs:Mn // Физика твердого тела.— 2018.— Т. 60, № 8.— С. 1556.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю В. Ф. Сапеге за руководство и помощь в процессе выполнения работы, Н. С. Аверкиеву, И. В. Крайнову и И. Е. Панайотти за проведенные теоретические расчеты.

Благодарю Ю. Г. Кусраева, В. Л. Коренева, С. В. Некрасова, А. А. Головатенко, А. В. Родину, И. В. Калитухо, О. С. Кен, П. Е. Пака, В. К. Калевича, Л. В. Луцева, М. Котура и всех сотрудников лабораторий Оптики Полупроводников и Спинотроники за полезные обсуждения и ценные советы.

# Литература

- [1] Wolf S. A., Awschalom D. D., Buhrman R. A. et al. Spintronics: a spin-based electronics vision for the future // Science. — 2001. — Nov. — T. 294, no. 5546. — P. 1488–1495.
- [2] Burkard G., Engel H.-A., Loss D. Spintronics and Quantum Dots for Quantum Computing and Quantum Communication // Fortschritte der Physik. — 2000. — sep. — T. 48, no. 9-11. — P. 965–986.
- [3] Weber J. R., Koehl W. F., Varley J. B. et al. Quantum computing with defects // Proceedings of the National Academy of Sciences. — 2010. — apr. — T. 107, no. 19. — P. 8513–8518.
- [4] Chi P., Li S., Cheng Y. et al. Architecture design with STT-RAM: Opportunities and challenges // 2016 21st Asia and South Pacific Design Automation Conference (ASP-DAC). — IEEE, 2016. — jan.
- [5] Ramdas A. K. Raman scattering from magnetic excitations in diluted magnetic semiconductors (invited) // Journal of Applied Physics. — 1982. — Nov. — T. 53, no. 11. — P. 7649–7653.
- [6] Furdyna J. K. Diluted magnetic semiconductors // Journal of Applied Physics. — 1988. — Aug. — T. 64, no. 4. — P. R29–R64.
- [7] Story T., Galazka R. R., Frankel R. B., Wolff P. A. Carrier-concentration-induced ferromagnetism in PbSnMnTe // Physical Review Letters. — 1986. — feb. — T. 56, no. 7. — P. 777–779.
- [8] Munekata H., Ohno H., von Molnar S. et al. Diluted magnetic III-V semiconductors // Physical Review Letters. — 1989. — oct. — T. 63, no. 17. — P. 1849–1852.
- [9] 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. — apr. — T. 68, no. 17. — P. 2664–2667.

- [10] Ohno H., Shen A., Matsukura F. et al. (Ga,Mn)As: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs // Applied Physics Letters. — 1996. — Jul. — T. 69, no. 3. — P. 363–365.
- [11] Tanaka M. Epitaxial growth and properties of III–V magnetic semiconductor (GaMn)As and its heterostructures // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures. — 1998. — jul. — T. 16, no. 4. — P. 2267.
- [12] Němec P., Novák V., Tesařová N. et al. The essential role of carefully optimized synthesis for elucidating intrinsic material properties of (Ga,Mn)As // Nature Communications. — 2013. — jan. — T. 4. — P. 1422.
- [13] Bihler C., Althammer M., Brandlmaier A. et al.  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ /piezoelectric actuator hybrids: A model system for magnetoelastic magnetization manipulation // Physical Review B. — 2008. — jul. — T. 78, no. 4. — P. 045203.
- [14] Jungwirth T., Sinova J., Mašek J. et al. Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors // Reviews of Modern Physics. — 2006. — aug. — T. 78, no. 3. — P. 809–864.
- [15] Abolfath M., Jungwirth T., Brum J., MacDonald A. H. Theory of magnetic anisotropy in  $III_{1-x}Mn_xV$  ferromagnets // Physical Review B. — 2001. — Jan. — T. 63, no. 5. — P. 054418.
- [16] Oiwa A., Mitsumori Y., Moriya R. et al. Effect of Optical Spin Injection on Ferromagnetically Coupled Mn Spins in the III-V Magnetic Alloy Semiconductor (Ga,Mn)As // Physical Review Letters. — 2002. — Mar. — T. 88, no. 13. — P. 137202.
- [17] Chiba D., Sawicki M., Nishitani Y. et al. Magnetization vector manipulation by electric fields // Nature. — 2008. — Sep. — T. 455, no. 7212. — P. 515–518.
- [18] Overby M., Chernyshov A., Rokhinson L. P. et al. GaMnAs-based hybrid multiferroic memory device // Applied Physics Letters. — 2008. — May. — T. 92, no. 19. — P. 192501.
- [19] Rushforth A. W., Ranieri E. De, Zemen J. et al. Voltage control of magnetocrystalline anisotropy in ferromagnetic-semiconductor-piezoelectric hybrid structures // Physical Review B. — 2008. — aug. — T. 78, no. 8. — P. 085314.



- [20] Shen A., Ohno H., Matsukura F. et al. Epitaxy of (Ga, Mn)As, a new diluted magnetic semiconductor based on GaAs // Journal of Crystal Growth. — 1997. — May. — T. 175-176. — P. 1069–1074.
- [21] Welp U., Vlasko-Vlasov V. K., Liu X. et al. Magnetic Domain Structure and Magnetic Anisotropy in  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  // Physical Review Letters. — 2003. — Apr. — T. 90, no. 16. — P. 167206.
- [22] Glunk M., Daeubler J., Dreher L. et al. Magnetic anisotropy in (Ga,Mn)As: Influence of epitaxial strain and hole concentration // Physical Review B. — 2009. — may. — T. 79, no. 19. — P. 195206.
- [23] Scherbakov A. V., Salasyuk A. S., Akimov A. V. et al. Coherent Magnetization Precession in Ferromagnetic (Ga,Mn)As Induced by Picosecond Acoustic Pulses // Physical Review Letters. — 2010. — Sep. — T. 105, no. 11. — P. 117204.
- [24] Bombeck M., Salasyuk A. S., Glavin B. A. et al. Excitation of spin waves in ferromagnetic (Ga,Mn)As layers by picosecond strain pulses // Physical Review B. — 2012. — may. — T. 85, no. 19. — P. 195324.
- [25] Wenisch J., Gould C., Ebel L. et al. Control of Magnetic Anisotropy in (Ga,Mn)As by Lithography-Induced Strain Relaxation // Physical Review Letters. — 2007. — Aug. — T. 99, no. 7. — P. 077201.
- [26] Hümpfner S., Pappert K., Wenisch J. et al. Lithographic engineering of anisotropies in (Ga,Mn)As // Applied Physics Letters. — 2007. — mar. — T. 90, no. 10. — P. 102102.
- [27] McCluskey F. P., Podlesak T., Grzybowski R. High Temperature Electronics. — CRC Press, 2018. — ISBN: 9781351440806.
- [28] Захарченя Б. П., Майер Ф. Оптическая ориентация. — Наука. Ленингр. отд-ние, 1989.
- [29] Schairer W., Schmidt M. Strongly quenched deformation potentials of the Mn acceptor in GaAs // Physical Review B. — 1974. — sep. — T. 10, no. 6. — P. 2501–2506.

- [30] Schmidt G., Richter G., Grabs P. et al. Large Magnetoresistance Effect Due to Spin Injection into a Nonmagnetic Semiconductor // Physical Review Letters. — 2001. — nov. — T. 87, no. 22. — P. 227203.
- [31] Bhatti S., Sbiaa R., Hirohata A. et al. Spintronics based random access memory: a review // Materials Today. — 2017. — nov. — T. 20, no. 9. — P. 530–548.
- [32] Kirilyuk A., Kimel A. V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order // Reviews of Modern Physics. — 2010. — sep. — T. 82, no. 3. — P. 2731–2784.
- [33] Tang H. X., Kawakami R. K., Awschalom D. D., Roukes M. L. Giant Planar Hall Effect in Epitaxial (Ga,Mn)As Devices // Physical Review Letters. — 2003. — mar. — T. 90, no. 10. — P. 107201.
- [34] Tang H., Roukes M. K. Sensors based on giant planar hall effect in dilute magnetic semiconductors. — 2007. — jul. — US Patent 7,249,518.
- [35] Novák V., Olejník K., Wunderlich J. et al. Curie Point Singularity in the Temperature Derivative of Resistivity in (Ga,Mn)As // Physical Review Letters. — 2008. — aug. — T. 101, no. 7. — P. 077201.
- [36] Jungwirth T., Wang K. Y., Mašek J. et al. Prospects for high temperature ferromagnetism in (Ga,Mn)As semiconductors // Physical Review B. — 2005. — oct. — T. 72, no. 16. — P. 165204.
- [37] Geschwind S., Walstedt R. E., Romestain R. et al. The study of electron dynamics in n-type CdS by spin-flip Raman scattering // Philosophical Magazine B. — 1980. — Dec. — T. 42, no. 6. — P. 961–977.
- [38] 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 // Physical Review B. — 2013. — May. — T. 87, no. 20. — P. 205316.
- [39] Леванюк А. П., Осипов В. В. Краевая люминесценция прямозонных полупроводников // Успехи физических наук. — 1981. — Т. 133, № 3. — С. 427–477.
- [40] Рассеяние света в твердых телах / Под ред. М. Кардона. — Мир, 1979.

- [41] Sapega V. F., Ruf T., Cardona M. Spin-Flip Raman Study of Exchange Interactions in Bulk GaAs:Mn // *Physica Status Solidi (b)*. — 2001. — Aug. — Т. 226, no. 2. — P. 339–356.
- [42] Akimov I. A., Dzhioev R. I., Korenev V. L. et al. Electron spin dynamics and optical orientation of  $Mn^{2+}$  ions in GaAs // *Journal of Applied Physics*. — 2013. — apr. — Т. 113, no. 13. — P. 136501.
- [43] Bebb H. B., Williams E. W. *Semiconductors and Semimetals*, eds. RK Willardson and AC Beer. — Academic Press, New York and London, 1972.
- [44] Akimov I. A., Salewski M., Kalitukha I. V. et al. 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, no. 18. — P. 184412.
- [45] Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Решиков М. А. Влияние обменного взаимодействия дырки с 3d-электронами на свойства глубокого акцептора Mn в арсениде галлия // *ФТТ*. — 1988. — Т. 30, № 3. — С. 765–774.
- [46] Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Решиков М. А. Модель глубокого центра  $Mn_{Ga}$  в GaAs. — Ленинград : Академия Наук СССР, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1988.
- [47] Багликов Б. Б., Парыгин В. Н. Резонансный фотоупругий модулятор света на кристалле АДР // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* — 1967. — № 5. — С. 118.
- [48] Kolovos-Vellianitis D., Herrmann C., Trampert A. et al. Structural and magnetic properties of (Ga,Mn)As/AlAs multiple quantum wells grown by low-temperature molecular beam epitaxy // *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*. — 2006. — Т. 24, no. 4. — P. 1734.
- [49] Карлик И. Я., Меркулов И. А., Мирлин Д. Н. и др. Намагничивание дырок на акцепторах и поляризация горячей фотолуминесценции в кристаллах GaAs:Mn // *ФТТ*. — 1982. — Т. 24. — С. 3550–3557.

- [50] Schneider J., Kaufmann U., Wilkening W. et al. Electronic structure of the neutral manganese acceptor in gallium arsenide // Physical Review Letters. — 1987. — jul. — T. 59, no. 2. — P. 240–243.
- [51] Linnarsson M., Janzén E., Monemar B. et al. Electronic structure of the  $GaAs : Mn_{Ga}$  center // Physical Review B. — 1997. — mar. — T. 55, no. 11. — P. 6938–6944.
- [52] Sapega V. F., Sablina N. I., Panaiotti I. E. et al. Hole spin polarization in the exchange field of the dilute magnetic (Ga,Mn)As semiconductor studied by means of polarized hot-electron photoluminescence spectroscopy // Physical Review B. — 2009. — jul. — T. 80, no. 4. — P. 041202.
- [53] Krainov I. V., Sapega V. F., Averkiev N. S. et al. Manganese spin dephasing mechanisms in ferromagnetic (Ga,Mn)As // Physical Review B. — 2015. — dec. — T. 92, no. 24. — P. 245201.
- [54] Yu K. M., Walukiewicz W., Wojtowicz T. et al. Effect of the location of Mn sites in ferromagnetic  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  on its Curie temperature // Physical Review B. — 2002. — apr. — T. 65, no. 20. — P. 201303.
- [55] Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., М. Колчанова Н., Рещиков М. А. Влияние одноосной деформации на связанную с Mn полосу примесной фотолюминесценции в GaAs // ФТП. — 1984. — Т. 18, № 9. — С. 1629.
- [56] Monakhov A. M., Sablina N. I., Averkiev N. S. et al. Spatial distribution of a hole localized on acceptor in deformed crystal // Solid State Communications. — 2008. — jun. — T. 146, no. 9-10. — P. 416–419.
- [57] Yakunin A. M., Silov A. Yu., Koenraad P. M. et al. Warping a single Mn acceptor wavefunction by straining the GaAs host // Nature Materials. — 2007. — jun. — T. 6, no. 7. — P. 512–515.
- [58] Chung S., Kim H.C., Lee S. et al. The effect of carrier density on magnetic anisotropy of the ferromagnetic semiconductor (Ga, Mn)As // Solid State Communications. — 2009. — nov. — T. 149, no. 41-42. — P. 1739–1742.
- [59] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — Москва : Наука, Главная Редакция Физико-математической литературы, 1982.

- [60] Dietl T., Ohno H. Dilute ferromagnetic semiconductors: Physics and spintronic structures // Reviews of Modern Physics. — 2014. — mar. — T. 86, no. 1. — P. 187–251.
- [61] Sapega V. F., Moreno M., Ramsteiner M. et al. Polarization of Valence Band Holes in the (Ga,Mn)As Diluted Magnetic Semiconductor // Physical Review Letters. — 2005. — apr. — T. 94, no. 13. — P. 137401.
- [62] Sapega V. F., Ramsteiner M., Brandt O. et al. Hot-electron photoluminescence study of the (Ga,Mn)As diluted magnetic semiconductor // Physical Review B. — 2006. — jun. — T. 73, no. 23. — P. 235208.
- [63] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. — 1972. — ISBN: 0470073217.
- [64] Sapega V. F., Kraynov I. V., Sablina N. I. et al. Control of magnetic anisotropy by external fields in ferromagnetic (Ga,Mn)As // Solid State Communications. — 2013. — mar. — T. 157. — P. 34–37.
- [65] Schmidt M. Acceptor ground states in nearly cubic semiconductors // Physica Status Solidi (b). — 1977. — feb. — T. 79, no. 2. — P. 533–538.
- [66] Liu X., Furdyna J. K. Ferromagnetic resonance in  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  dilute magnetic semiconductors // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2006. — mar. — T. 18, no. 13. — P. R245–R279.
- [67] Hayashi T., Tanaka M., Seto K. et al. III–V based magnetic(GaMnAs)/nonmagnetic(AlAs) semiconductor superlattices // Applied Physics Letters. — 1997. — sep. — T. 71, no. 13. — P. 1825–1827.
- [68] Hayashi T., Tanaka M., Seto K. et al. Hall effect and magnetic properties of III–V based  $(Ga_{1-x}Mn_x)As/AlAs$  magnetic semiconductor superlattices // Journal of Applied Physics. — 1998. — jun. — T. 83, no. 11. — P. 6551–6553.
- [69] Tanaka M., Higo Y. Large Tunneling Magnetoresistance in GaMnAs/AlAs/GaMnAs Ferromagnetic Semiconductor Tunnel Junctions // Physical Review Letters. — 2001. — jun. — T. 87, no. 2. — P. 026602.
- [70] Ohya S., Hai P. N., Tanaka M. Tunneling magnetoresistance in GaMnAs/AlAs/InGaAs/AlAs/GaMnAs double-barrier magnetic tunnel

- junctions // Applied Physics Letters. — 2005. — jul. — T. 87, no. 1. — P. 012105.
- [71] Prinz G. A. Magnetoelectronics // Science. — 1998. — nov. — T. 282, no. 5394. — P. 1660–1663.
- [72] Myers R. C., Poggio M., Stern N. P. et al. Antiferromagnetic s-d Exchange Coupling in GaMnAs // Physical Review Letters. — 2005. — jun. — T. 95, no. 1. — P. 017204.
- [73] Poggio M., Myers R. C., Stern N. P. et al. Structural, electrical, and magneto-optical characterization of paramagnetic GaMnAs quantum wells // Physical Review B. — 2005. — dec. — T. 72, no. 23. — P. 235313.
- [74] van Kesteren H. W., Cosman E. C., van der Poel W. A. J. A., Foxon C. T. Fine structure of excitons in type-II GaAs/AlAs quantum wells // Physical Review B. — 1990. — mar. — T. 41, no. 8. — P. 5283–5292.
- [75] Sapega V. F., Brandt O., Ramsteiner M. et al. Hole spin polarization in *GaAs : Mn/AlAs* multiple quantum wells // Physical Review B. — 2007. — mar. — T. 75, no. 11.
- [76] Алексеев М. А., Карлик И. Я., Мирлин Д. Н., Сапега В. Ф. Спектроскопия горячей фотолюминесценции в полупроводниках // Физика и техника полупроводников. — 1989. — № 5. — С. 761.
- [77] 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. — jul. — T. 50, no. 4. — P. 2510–2519.
- [78] Kimel A. V., Astakhov G. V., Schott G. M. et al. Picosecond Dynamics of the Photoinduced Spin Polarization in Epitaxial (Ga,Mn)As Films // Physical Review Letters. — 2004. — jun. — T. 92, no. 23. — P. 237203.
- [79] Mitsumori Y., Oiwa A., Ślupinski T. et al. Dynamics of photoinduced magnetization rotation in ferromagnetic semiconductor p-(Ga,Mn)As // Physical Review B. — 2004. — jan. — T. 69, no. 3. — P. 033203.
- [80] Wang D. M., Ren Y. H., Liu X. et al. Light-induced magnetic precession in (Ga,Mn)As slabs: Hybrid standing-wave Damon-Eshbach modes // Physical Review B. — 2007. — jun. — T. 75, no. 23. — P. 233308.

- [81] Rubinstein M., Hanbicki A., Lubitz P. et al. Ferromagnetic resonance in (Ga,Mn)As // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2002. — sep. — T. 250. — P. 164–169.
- [82] Sinova J., Jungwirth T., Liu X. et al. Magnetization relaxation in (Ga,Mn)As ferromagnetic semiconductors // Physical Review B. — 2004. — feb. — T. 69, no. 8. — P. 085209.
- [83] Liu X., Lim W. L., Dobrowolska M. et al. Ferromagnetic resonance study of the free-hole contribution to magnetization and magnetic anisotropy in modulation-doped  $Ga_{1-x}Mn_xAs/Ga_{1-y}Al_yAs : Be$  // Physical Review B. — 2005. — jan. — T. 71, no. 3. — P. 035307.
- [84] Khazen Kh., von Bardeleben H. J., Cantin J. L. et al. Ferromagnetic resonance of  $Ga_{0.93}Mn_{0.07}As$  thin films with constant Mn and variable free-hole concentrations // Physical Review B. — 2008. — apr. — T. 77, no. 16. — P. 165204.
- [85] Śliwa C., Dietl T. Magnitude and crystalline anisotropy of hole magnetization in (Ga,Mn)As // Physical Review B. — 2006. — dec. — T. 74, no. 24. — P. 245215.
- [86] Kittel C. Theory of Ferromagnetic Resonance in Rare Earth Garnets. I. g Values // Physical Review. — 1959. — sep. — T. 115, no. 6. — P. 1587–1590.
- [87] Zhu Y., Zhang X., Li T. et al. Spin relaxation and dephasing mechanism in (Ga,Mn)As studied by time-resolved Kerr rotation // Applied Physics Letters. — 2009. — apr. — T. 94, no. 14. — P. 142109.
- [88] Patz A., Li T., Liu X. et al. Ultrafast probes of nonequilibrium hole spin relaxation in the ferromagnetic semiconductor GaMnAs // Physical Review B. — 2015. — apr. — T. 91, no. 15. — P. 155108.
- [89] Wang J., Sun C., Kono J. et al. Ultrafast Quenching of Ferromagnetism in InMnAs Induced by Intense Laser Irradiation // Physical Review Letters. — 2005. — oct. — T. 95, no. 16.
- [90] Shen K., Wu M. W. Hole spin relaxation and coefficients in Landau-Lifshitz-Gilbert equation in ferromagnetic (Ga,Mn)As // Physical Review B. — 2012. — feb. — T. 85, no. 7.

- [91] Henn T., Kiessling T., Ossau W. et al. Picosecond real-space imaging of electron spin diffusion in GaAs // Physical Review B. — 2013. — nov. — T. 88, no. 19. — P. 195202.
- [92] Rüster C., Borzenko T., Gould C. et al. Very Large Magnetoresistance in Lateral Ferromagnetic (Ga,Mn)As Wires with Nanoconstrictions // Physical Review Letters. — 2003. — nov. — T. 91, no. 21. — P. 216602.
- [93] Petrou A., Peterson D. L., Venugopalan S. et al. Zeeman Effect of the Magnetic Excitations in a Diluted Magnetic Semiconductor: A Raman Scattering Study of  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  // Physical Review Letters. — 1982. — apr. — T. 48, no. 15. — P. 1036–1039.
- [94] Peterson D. L., Bartholomew D. U., Debska U. et al. Spin-flip Raman scattering in n-type diluted magnetic semiconductors // Physical Review B. — 1985. — jul. — T. 32, no. 1. — P. 323–340.
- [95] Petrou A., Peterson D. L., Venugopalan S. et al. Raman scattering study of the magnetic excitations in diluted magnetic semiconductors in the presence of an external magnetic field // Physical Review B. — 1983. — mar. — T. 27, no. 6. — P. 3471–3482.
- [96] Sapega V. F., Moreno M., Ramsteiner M. et al. Electronic structure of Mn ions in (Ga,Mn)As diluted magnetic semiconductor // Physical Review B. — 2002. — aug. — T. 66, no. 7. — P. 075217.
- [97] Stoner E. C., Wohlfarth E. P. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. — 1948. — T. 240, no. 826. — P. 599–642.
- [98] Moore G. P., Ferré J., Mougin A. et al. Magnetic anisotropy and switching process in diluted  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  magnetic semiconductor films // Journal of Applied Physics. — 2003. — oct. — T. 94, no. 7. — P. 4530–4534.
- [99] Sawicki M., Matsukura F., Idziaszek A. et al. Temperature dependent magnetic anisotropy in (Ga,Mn)As layers // Physical Review B. — 2004. — dec. — T. 70, no. 24.
- [100] Herring C., Kittel C. On the Theory of Spin Waves in Ferromagnetic Media // Physical Review. — 1951. — mar. — T. 81, no. 5. — P. 869–880.



- [101] Haghighi S., Cubukcu M., von Bardeleben H. J. et al. Exchange constant and domain wall width in (Ga,Mn)(As,P) films with self-organization of magnetic domains // Physical Review B. — 2010. — jul. — T. 82, no. 4. — P. 041301.
- [102] Zhou Y.-Y., Cho Y.-J., Ge Z. et al. Magnetic Anisotropy, Spin Pinning, and Exchange Constants of (Ga,Mn)As Films // IEEE Transactions on Magnetism. — 2007. — jun. — T. 43, no. 6. — P. 3019–3021.
- [103] Bihler C., Schoch W., Limmer W. et al. Spin-wave resonances and surface spin pinning in  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  thin films // Physical Review B. — 2009. — jan. — T. 79, no. 4. — P. 045205.
- [104] Dietl T., Ohno H., Matsukura F. Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors // Physical Review B. — 2001. — apr. — T. 63, no. 19. — P. 195205.
- [105] Qi J., Xu Y., Steigerwald A. et al. Ultrafast laser-induced coherent spin dynamics in ferromagnetic  $Ga_{1-x}Mn_xAs/GaAs$  structures // Physical Review B. — 2009. — feb. — T. 79, no. 8.