На правах рукописи

Козырев Николай Владимирович

Спиновая и энергетическая динамика носителей заряда и магнитных ионов марганца в квантовых ямах на основе разбавленного магнитного полупроводника (Cd,Mn)Te

Специальность 1.3.11 —
«Физика полупроводников»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург — 2025

Работа выполнена в федеральном государственном бюджетном учреждении науки «Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук».

Научный руководитель:

Кусраев Юрий Георгиевич, доктор физико-математических наук, профессор, Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе РАН, заведующий лабораторией «Спиновых и оптических явлений в полупроводниках»

Официальные оппоненты:

Максимов Андрей Анатольевич, кандидат физико-математических наук, доцент, Институт физики твёрдого тела РАН, г. Черноголовка, ведущий научный сотрудник лаборатории «Неравновесных электронных процессов»

Тарасенко Сергей Анатольевич, доктор физико-математических наук, профессор РАН, член-корреспондент РАН, Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе РАН, заведующий сектором «теории квантовых когерентных явлений в твердом теле»

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж. И. Алфёрова Российской академии наук», кафедра функциональных микро- и наноматериалов

Защита состоится в часов на заседании диссертационного совета ФТИ 34.01.02 при ФТИ им. А. Ф. Иоффе по адресу: 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ им. А. Ф. Иоффе и на сайте института http://www.ioffe.ru/.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью учреждения, просьба направлять по адресу: 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26, ученому секретарю диссертационного совета ФТИ 34.01.02.

Автореферат разослан 2025 года.
Телефон для справок: +7 (812) 297-22-45.

Ученый секретарь
диссертационного совета
ФТИ 34.01.02,
д-р физ.-мат. наук Сорокин Лев Михайлович

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Поиск и исследование фундаментальных явлений, связанных со спиновой степенью свободы частиц, является актуальной проблемой современной физики, поскольку даёт ключ к управлению спиновым состоянием частиц (долговременное сохранение спина, сверхбыстрое переключение состояния), с последующим потенциальным применением в электронике. Модельными системами для исследования таких явлений оказываются разбавленные магнитные полупроводники — твёрдые растворы, состоящие из полупроводниковой матрицы $A^{II}B^{VI}$ ($A^{III}B^{V}$), легированной ионами переходных металлов (например, Mn, Fe, Cr), замещающими катионы в твёрдом растворе. Сильное обменное взаимодействие электронов, занимающих состояния в валентной зоне и зоне проводимости, с неспаренными электронами на d-оболочке магнитных примесей приводит к появлению большого многообразия эффектов, не наблюдающихся в немагнитных полупроводниках. Среди таких явлений: гигантский эффект Фарадея [1; 2], гигантское зеемановское расщепление электронов в зонах (и экситона, соответственно) [1], формирование магнитного полярона [3]. Эти эффекты ярко проявляются даже при относительно небольшой концентрации магнитной легирующей примеси (0.2% в мольных долях [4]). Среди всех типов разбавленных магнитных полупроводников широко изучаемыми являются полупроводники (A^{II},Mn)B^{VI} (например (Cd,Mn)Te, (Zn,Mn)Se). Это обусловлено тем, что марганец с электронной конфигурацией $3d^5 4s^2$ имеет два валентных электрона (как и катион в $A^{II}B^{VI}$ полупроводнике) и хорошо растворяется в полупроводниковой матрице (в мольных долях вплоть до 86% для (Zn,Mn)Te [3]). При этом, d-электроны марганца не участвуют в образовании химических связей и могут рассматриваться как отдельные локализованные магнитные моменты, слабо взаимодействующие с решёткой в случае малых концентраций магнитной примести [5].

Особо интересными являются низкоразмерные структуры (двумерные квантовые ямы, нульмерные квантовые точки) на основе разбавленного магнитного полупроводника. Сильная пространственная локализация носителей заряда по одному или нескольким направлениям увеличивает перекрытие волновых функций этих носителей с ионами марганца, таким образом эффективно увеличивая величину их обменного взаимодействия. Следствием этого является дополнительная существенная стабилизация состояния магнитного полярона, локализованного на неоднородностях [6; 7]. Магнитный полярон — состояние скоррелированного по спину носителя заряда (электрона или дырки) и нескольких ионов марганца. Будучи стабилизированным в низкоразмерных структурах он представляет интерес для исследования, поскольку может обладать долгим временем жизни спина, что может использоваться в энергонезависимой памяти.

Существует множество экспериментальных методик исследования спиновых свойств разбавленных магнитных полупроводников, среди которых выделяется класс оптических методов. С их помощью изучается спектральный,

поляризационный и динамический (то есть с разрешением по времени) состав вторичного излучения под действием падающего света. Среди таких методов: поляризованная фотолюминесценция, комбинационное (рамановское) рассеяние света, эффект Керра в том числе с разрешением по времени в режиме «накачка-зондирование» («pump-probe»). Преимуществом оптических методов исследования полупроводников является то, что они позволяют напрямую исследовать спиновую и энергетическую динамику электронов в зонах и определять механизмы их релаксации.

Целью данной работы является экспериментальное исследование оптических явлений, возникающих за счёт обменного взаимодействия носителей заряда с ионами марганца в квантовых ямах на основе разбавленного магнитного полупроводника (Cd,Mn)Te.

Научная новизна:

1. Впервые наблюдался трионный магнитополяронный эффект. Исследовано поведение магнитполяронного сдвига триона в зависимости от магнитного поля в геометрии Фойгта.
2. Впервые обнаружен короткодействующий эффект близости между немагнитной квантовой ямой и квантовой ямой из разбавленного магнитного полупроводника, который приводит к перенормировке g-фактора электрона в немагнитной яме за счёт s–d обменного взаимодействия с ионами марганца, пространственно разделёнными с электронами.
3. Было выполнено оригинальное исследование двойного резонанса рамановского рассеяния света в условиях перестройки экситонных состояний за счёт эффекта гигантского зеемановского расщепления. В этом исследовании сравнивались относительные эффективности процессов двойного резонанса для различных состояний экситона с разными проекциями углового момента.

Практическая значимость. Полученные результаты расширяют и дополняют имеющиеся в литературе сведения об оптических свойствах разбавленных магнитных полупроводников и наноструктур на их основе. Имеется потенциальная возможность использования полученных фундаментальных результатов при разработке электронных компонент, использующих спиновую степень свободы, например, устройств с энергонезависимой памятью. Так, резидентный дырочный магнитный полярон, исследуемый в рамках данной диссертации, имеет потенциально сколь угодно долгое время жизни, а возможность прямого оптического возбуждения трионного состояния, связанного с этим поляроном, даёт возможность управления этим состоянием.

Методология и методы исследования. В ходе работы использовались оптические методы: метод поляризованной фотолюминесценции, комбинационное (рамановское) рассеяние света, оптический эффект Керра с разрешением по времени в режиме накачка-зондирование («pump-probe»). В первых двух методах детектировалось вторичное излучение изучаемых структур при фотовозбуждении циркулярно-поляризованным или линейно поляризованным

лазерным излучением, третий метод заключается в измерении поворота плоскости линейно-поляризованного света с задержкой по времени относительно импульса накачки циркулярно-поляризованным светом. Все исследования проводились при криогенных температурах (от 1.5 К) и при приложении внешнего магнитного поля (до 6 Тл) в геометрии Фарадея и Фойгта.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В квантовой яме из разбавленного магнитного полупроводника (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te, содержащей резидентные дырки, при температуре 1.5 К наблюдается магнитополяронный сдвиг излучения дырочного триона, который увеличивается с приложением магнитного поля в геометрии Фойгта.
2. В квантовой яме из разбавленного магнитного полупроводника (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te, помещённой в магнитное поле в геометрии Фойгта при температуре 1.5 К, максимальное сечение рамановского рассеяния света с переворотом спина нескольких ионов марганца лежит в той же спектральной области, где наблюдается магнитополяронный сдвиг экситонной фотолюминесценции.
3. В квантовой яме (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te наблюдаются два типа двойного резонанса рамановского рассеяния света с испусканием продольного оптического фонона при перестройке энергетического спектра экситонных состояний в магнитном поле за счёт гигантского эффекта Зеемана. Первый тип сопровождается изменением проекции углового момента дырки на $+2$ за счёт эффективного взаимодействия дырок с оптическими фононами; второй происходит с изменением проекции углового момента обоих носителей. Эффективность второго процесса значительно меньше, чем первого, поскольку требует дополнительного участия короткодействующего электронно-дырочного обменного взаимодействия.
4. Между немагнитной квантовой ямой CdTe и квантовой ямой из разбавленного магнитного полупроводника (Cd,Mn)Te, разделёнными немагнитным барьером, существует короткодействующий эффект близости. Эффект вызван s–d обменным взаимодействием электронов, локализованных в яме CdTe, с ионами марганца в яме (Cd,Mn)Te.

Достоверность полученных результатов обеспечивается проведением исследований при помощи зарекомендовавших себя методик на современном оборудовании с возможностью контроля всех параметров эксперимента. Исследуемые образцы с квантовыми ямами на основе разбавленного магнитного полупроводника (Cd,Mn)Te были получены от научной группы T. Wojtowicz и G. Karczewski (Институт физики Польской академии наук, Варшава), имеющей большой опыт в выращивании таких структур. Все полученные результаты обладают воспроизводимостью и не противоречат имеющимся экспериментальным и теоретическим исследованиям разбавленных магнитных полупроводников и наноструктур на их основе.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на научных семинарах ФТИ им. А. Ф. Иоффе; российских и международных научных конференциях: Internationsl Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS) (Монпелье, Франция, 2018), ФизикА.СПб (Санкт-Петербург, 2019), Optics of

Excitons in Confined Systems (OECS) (Дортмунд, Германия, 2021), Российская конференция по физике полупроводников (Нижний Новгород, 2022).

Личный вклад. Автор принимал основное участие в постановке экспериментальных задач и проведении экспериментов, обработке результатов, написании статей и подготовке докладов на конференции по результатам исследований, представленных в настоящей диссертации.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 4 периодических печатных изданиях, индексируемых Web of Science и Scopus.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, формулируется цель, излагается научная новизна и практическая значимость представляемой работы. Приводятся методология и методы экспериментальных исследований. Формулируются положения, выносимые на защиту.

Первая глава посвящена обзору литературы по исследованию разбавленных магнитных полупроводников (РМП) и наноструктур на их основе, а также дан обзор оптических методик, используемых для исследования полупроводников. В § 1.1 описывается, что представляют из себя разбавленные магнитные полупроводники, и перечисляются характерные явления, наблюдаемые в разбавленных магнитных полупроводниках и наноструктурах на их основе: гигантское спиновое расщепление (ГСР) электронных состояний [1], гигантский эффект Фарадея [1; 2], магнитополяронный эффект [6—8; A1], формирование спинового стекла [9].

§ 1.2 посвящён рассмотрению s/p–d обменного взаимодействия ионов марганца с носителями заряда в зонах, которое лежит в основе большинства оптических явлений, наблюдаемых в РМП. Гамильтониан этого взаимодействия может быть записан в гейзенберговском виде:

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{exch}} = \sum_i J^{s/p-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)\hat{\mathbf{s}}_{\text{e}} \cdot \hat{\mathbf{S}}_{\text{Mn},i}, \tag{1}$$

где электрон со спином $\hat{\mathbf{s}}_{\text{e}}$, имеющий координату $\mathbf{r}$, взаимодействует с несколькими ионами марганца, каждый из которых пронумерован индексом i, имеет спин $\hat{\mathbf{S}}_{\text{Mn},i}$ и локализован в точке $\mathbf{R}_i$. Величина взаимодействия определяется обменным интегралом $J^{s/p-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)$, который отражает перекрытие волновой функции электрона в зоне с i-тым ионом марганца.

Рассмотрены приближения виртуального кристалла и среднего поля, значительно упрощающие вид гамильтониана (1) и позволяющие диагонализовать его в базисе волновых функций электрона, находящегося в Г-точке зоны Бриллюэна. Обозначив проекцию углового момента электрона в зоне проводимости (валентной зоне) как m_s (m_J), и используя эти приближения, можно записать

вклад s/p–d обменного взаимодействия в энергию электрона в *зоне проводимости* в виде:

$$E_{\Gamma_6,m_s} = m_s x_{\mathrm{Mn}} N_0 \alpha \langle S_{\mathrm{Mn},z} \rangle, \tag{2}$$

для *четырёхкратно вырожденной валентной зоны*:

$$E_{\Gamma_8,m_J} = \frac{1}{3} m_J x_{\mathrm{Mn}} N_0 \beta \langle S_{\mathrm{Mn},z} \rangle, \tag{3}$$

и для *спин-орбитально отщеплённой валентной зоны*:

$$E_{\Gamma_7,m_s} = \frac{1}{3} m_s x_{\mathrm{Mn}} N_0 \beta \langle S_{\mathrm{Mn},z} \rangle. \tag{4}$$

В формулах (2)–(4) x_{Mn} обозначает мольную концентрацию марганца в системе, $N_0\alpha = 0.22$ эВ ($N_0\beta = -0.88$ эВ) для (Cd,Mn)Te [3] — константа обменного взаимодействия электрона в зоне проводимости (валентной зоне) с ионами марганца. $\langle S_{\mathrm{Mn},z} \rangle$ — средний спин парамагнитной системы ионов марганца в магнитном поле B, приложенном вдоль оси z. Он зависит от температуры T и описывается функцией Бриллюэна $\mathcal{B}_S(x)$ как [3]:

$$\langle S_{\mathrm{Mn}} \rangle = S \mathcal{B}_S \Big(\frac{\mu_{\mathrm{B}} g_{\mathrm{Mn}} S B}{k_{\mathrm{B}} T} \Big), \tag{5}$$

где $S = 5/2$ — спин иона марганца, μ_{B} — магнетон Бора, $g_{\mathrm{Mn}} = 2$ — g-фактор d-электронов марганца, k_{B} — постоянная Больцмана. В пределе низких полей функция Бриллюэна линейна по магнитному полю. Это позволяет записать вклад s/p–d обменного взаимодействия в зеемановском виде $\mu_{\mathrm{B}} g^* B$, где g^* — эффективный g-фактор. В (Cd,Mn)Te с $x_{\mathrm{Mn}} = 0.01$, охлаждённом до $T = 1.5$ К, $g^* \approx 40$ для электрона в зоне проводимости и $g^* \approx -53$ для электрона в валентной зоне. Такая значительная перенормировка g-фактора по сравнению с немагнитным CdTe ($g_{\mathrm{e,CdTe}} = -1.64$ для электрона в зоне проводимости [10]) и обуславливает название явления «гигантское спиновое расщепление».

Обменное s/p–d взаимодействие также может быть рассмотрено как воздействие эффективного обменного поля B_{Mn} со стороны ионов марганца на носитель заряда в зоне, имеющего магнитную природу. В этом случае вклад в энергию электрона в зоне проводимости можно записать как $\mu_{\mathrm{B}} g_{\mathrm{e,CdTe}} B_{\mathrm{Mn}}$. С учётом параметров, представленных выше, во внешнем поле, насыщающем ионы марганца, обменное поле, действующее на электрон в зоне проводимости, оказывается $B_{\mathrm{Mn}} \approx 60$ Тл.

В конце § 1.2 описывается, как s/p–d взаимодействие может быть рассмотрено в качестве влияния обменного поля носителя в зоне B_{exch}, поляризующего ионы марганца, в случае сильной локализации носителей заряда. В § 1.3 концепция обменного поля носителя заряда в зоне применяется для описания магнитного полярона — системы «электрон + ионы марганца», скоррелированной по спину. Приводятся примеры магнитных поляронов, исследуемых

в полупроводниках, среди которых особое внимание уделено экситонному магнитному полярону. Приводится общее понятие о времени формирования магнитного полярона τ_p, за которое спины ионов марганца в области локализации носителя заряда выстроятся вдоль обменного поля $\mathbf{B}_{\text{exch}}$. Это время, по существу, определяется процессами спин-решёточной релаксации ионов марганца и сильно зависит от концентрации x_{Mn} [11]. Описывается метод селективного возбуждения фотолюминесценции как мощный метод исследования магнитных поляронов в разбавленных магнитных полупроводниках. В этом методе фотовозбуждение локализованных экситонов (электрон-дырочных пар, связанных кулоновским взаимодействием) позволяет напрямую наблюдать магнитополяронный эффект по модификации спектров фотолюминесценции. Для наблюдения эффекта в рамках этого метода оказывается важным выполнение в исследуемой системе соотношения

$$\tau > \tau_p, \tag{6}$$

где τ — время жизни экситона. В заключении § 1.3 приводятся доводы, что это соотношение становится выполнимым при увеличении x_{Mn} и при дополнительной локализации экситонов за счёт уменьшения размерности исследуемой системы от объёмного полупроводника до квантовой ямы (КЯ), квантовой проволоки или квантовой точки [12].

В параграфе § 1.4 рассматриваются возможности создания наноструктур на основе разбавленных магнитных полупроводников CdTe/(Cd,Mn)Te и (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te, в частности квантовых ям первого типа. Гетероструктуры, состоящие из слоёв на основе РМП и немагнитных слоёв (структуры с квантовыми ямами, сверхрешётки) с заданными значениями ширины запрещённой зоны и концентрации магнитной примеси, могут использоваться для сочетания преимуществ немагнитных квантовых ям (долгое время спиновой релаксации носителей заряда, узкие линии резонансов электронных возбуждений) с яркими магнитными эффектами, присутствующими в РМП (эффект ГСР, магнитополяронный эффект).

В параграфе § 1.5 приводится описание оптических методов исследования полупроводников. Среди них: метод стационарной поляризованной фотолюминесценции (ФЛ), рамановское рассеяние света (РРС), эффект Керра с разрешением по времени в режиме «накачка-зондирование». Эти методы позволяют исследовать энергетическую и спиновую динамику носителей заряда и ионов марганца при циркулярно-поляризованном оптическом возбуждении экситонов.

Во **Второй главе** в § 2.1 приводится описание экспериментальных методик, использованных при получении результатов, составляющих оригинальную часть диссертации. Описана схема метода поляризованной фотолюминесценции и рамановского рассеяния света, а также приводится схема метода измерения эффекта Керра с разрешением по времени в режиме «накачка-зондирование». В § 2.2 описаны структуры исследуемых образцов: КЯ на основе (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te.

Третья глава посвящена исследованию модификации спектров ФЛ экситона и триона (трёхчастичного образования, состоящего из двух дырок и электрона, связанных кулоновским взаимодействием) за счёт магнитополяронного эффекта в КЯ (Cd,Mn)Te. Измерения проводились в структуре с КЯ шириной 40Å ($x_{\mathrm{Mn}} = 0.04$), содержащей резидентные дырки, при $T = 1.5\,\mathrm{K}$ в магнитном поле, приложенном поперёк оси роста структуры (геометрия Фойгта) [A1]. Использовался метод селективного возбуждения локализованных состояний экситонов и трионов. Для этого измерялась серия спектров вторичного излучения при различных энергиях фотовозбуждения при фиксированном магнитном поле. Пример серии таких спектров, измеренных в $B = 5.5\,\mathrm{Тл}$, показан на Рисунке 1(a), где по оси абсцисс отложена разность энергий возбуждающих и детектируемых фотонов. При уменьшении энергии фотовозбуждения энергетическая разность возбуждающих фотонов и максимумов полос экситонной (X) и трионной (T) ФЛ ΔE сначала уменьшается, а после пересечения фотовозбуждением некоторого энергетического порога ΔE выходит на постоянное значение ΔE_{p} (см. также оранжевые и фиолетовые символы на Рисунке 1(c)). При дальнейшем уменьшении энергии возбуждения интенсивность ФЛ начинает быстро (экспоненциально) затухать (см. оранжевую и фиолетовую линию на Рисунке 1(c)). Для экситонной ФЛ оба феномена связаны с пересечением порога подвижности и проявлением магнитополяронного эффекта [13]. По аналогии с экситоном, выход ΔE трионной ФЛ на постоянное значение ΔE_{p} после пересечения энергетического порога приписывается магнитополяронному эффекту при резонансном возбуждении локализованных трионов. Таким образом, и для экситонной и для трионной ФЛ ΔE_{p} — магнитополяронный сдвиг.

На Рисунке 1(b) показан спектр вторичного излучения при фотовозбуждении в область локализованных экситонов с энергией $1.7055\,\mathrm{эВ}$ в $B = 6\,\mathrm{Тл}$. В спектре наблюдается набор узких эквидистантных линий (до семи штук). Эти линии появляются из-за эффекта РРС с переворотом спина нескольких ионов марганца и являются характерным эффектом, наблюдаемым в КЯ на основе РМП (впервые обнаружен в работе [14]). Зависимость интенсивности линий РРС от энергии возбуждения имеет резонансный характер (см. красную линию на Рисунке 1(c)), при этом максимум резонансного контура попадает в спектральную область, где наблюдается магнитополяронный сдвиг экситона.

На Рисунке 2(a) показаны зависимости ΔE экситонной и трионной ФЛ от энергии фотовозбуждения при различных значениях магнитного поля. Как можно видеть, при $B = 0$ магнитополяронный сдвиг $\Delta E_{\mathrm{p}} = 0$, что говорит о невыполнении соотношения (6). В магнитном поле происходит проявление магнитополяронного эффекта, при этом ΔE_{p} растёт с увеличением поля (см. Рисунок 2(b)).

Зависимость $\Delta E_{\mathrm{p}}(B)$ в геометрии Фойгта для экситонной ФЛ может быть объяснена эффективным уменьшением τ_p в поперечном магнитом поле вследствие процесса, предложенного и тщательно рассмотренного в работе [13].

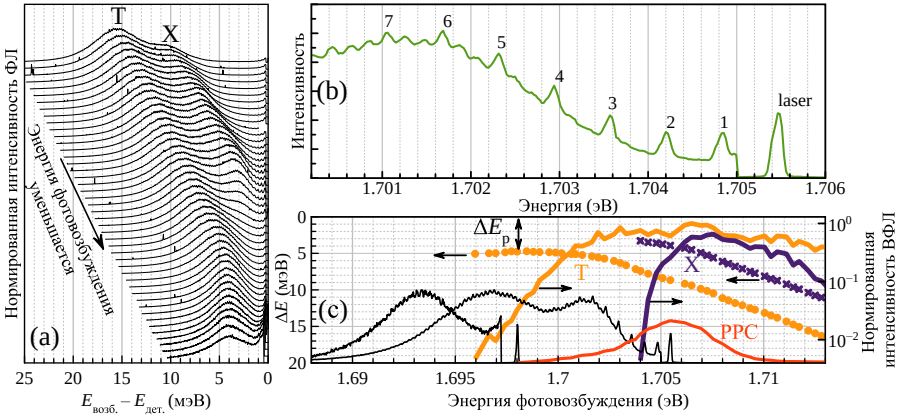

Рис. 1 — (a) Спектры вторичного излучения при резонансном фотовозбуждении (энергия фотонов уменьшается от верхнего спектра к нижнему) при $B = 5.5$ Тл и $T = 1.5$ К. Спектры нормированы и сдвинуты по вертикали для наглядности. По оси абсцисс отложена энергетическая разность возбуждающих и детектируемых фотонов. (b) Спектр PPC с переворотом спина нескольких ионов марганца при $B = 6$ Тл в геометрии Фойгта при энергии фотовозбуждения 1.7055 эВ. (c) Оранжевая и фиолетовая кривые — спектры возбуждения ФЛ триона и экситона, соответственно (правая ось, полулогарифмический масштаб). Оранжевые кружки и фиолетовые крестики — энергетическая разность фотовозбуждения и максимума полосы трионной (T) и экситонной (X) ФЛ ΔE, соответственно, для различных энергий фотовозбуждения (левая ось). Красная кривая — резонансный контур PPC с переворотом спина нескольких ионов марганца, чёрные кривые — спектры ФЛ, измеренные при энергиях возбуждающих фотонов 1.7055 эВ (соответствует возбуждению локализованного состояния экситона) и 1.698 эВ (соответствует возбуждению триона): спектры приведены в линейном масштабе и не привязаны к осям ординат. Экспериментальные зависимости приведены для $T = 1.5$ К

Согласно ему наибольшая часть энергии экситонного магнитного полярона зарабатывается за время поперечной спиновой релаксации T_2 ионов марганца в течение прецессии средней намагниченности $\mathbf{M}$ вокруг полного магнитного поля $\mathbf{B}_{\text{total}} = \mathbf{B} + \mathbf{B}_{\text{exch}}$, где $\mathbf{B}$ — внешнее поперечное магнитное поле, $\mathbf{B}_{\text{exch}}$ — обменное поле экситона, действующее на ионы марганца (см. иллюстрацию на Рисунке 2(c)). Из-за неоднородности B_{exch} в области локализации экситона, T_2 оказывается порядка периода ларморовой прецессии $T_L = 2\pi\hbar/\mu_B g_{Mn} B$. Это время составляет 36 пс в магнитном поле 1 Тл, что более чем в два раза меньше времени жизни экситона $\tau \approx 100$ пс [15]. Были проведены теоретические оценки согласно модели, предложенной в работе [13], с учётом зависимости $\mathbf{M}$ от внешнего магнитного поля и температуры (см. формулу (5)), а также с учётом

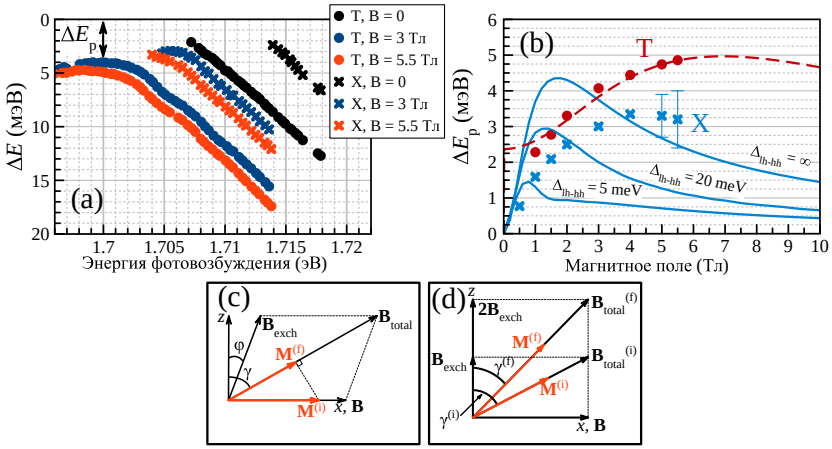

Рис. 2 — (a) ΔE — энергетическая разность фотовозбуждения и максимума полосы экситонной (X) и трионной (T) ФЛ в зависимости от энергии возбуждения. ΔE_{p} — магнитополяронный сдвиг (см. пояснение в тексте). (b) Магнитополевая зависимость ΔE_{p} триона (красные кружки) и экситона (синие крестики) в геометрии Фойгта. Красная пунктирная линия и синие сплошные линии — расчётные зависимости. Экспериментальные и расчётные зависимости приведены для $T = 1.5\,\text{K}$. На панелях (c) и (d) изображены иллюстрации к моделям, описывающим появление магнитополяронного сдвига экситонной и трионной ФЛ, соответственно. Верхний индекс (i) обозначает систему в начальном состоянии (до фотовозбуждения), индекс (f) — в конечном.

того, что $\mathbf{B}_{\text{exch}}$ при малых значениях B направлено вдоль оси z и отклоняется от неё на угол φ с увеличением B в меру расщепления состояний лёгких и тяжёлых дырок $\Delta_{\text{lh-hh}}$ в КЯ. Расчётные зависимости $\Delta E_{\text{p}}(B) = \mathbf{M} \cdot \mathbf{B}_{\text{exch}}$ для экситонной ФЛ представлены на Рисунке 2(b) синими линиями для разных значений $\Delta_{\text{lh-hh}}$. Существуют некоторые расхождения расчёта с экспериментом, однако все основные тенденции и порядки величин совпадают. Эти расхождения могут быть связаны с тем, что в модели не учитывается продольная спиновая релаксация намагниченности марганца, не принимается во внимание неоднородность $\mathbf{B}_{\text{exch}}$ в пространстве, а также не рассматривается возможная зависимость $\mathbf{B}_{\text{exch}}$ от времени за счёт дополнительной локализации экситона в процессе формирования магнитного полярона.

Для описания магнитополевой зависимости магнитополяронного сдвига ΔE_{p} трионной ФЛ была предложена следующая модель. Резидентная дырка, локализованная на неидеальностях структуры, формирует магнитный полярон до момента фотовозбуждения. Как правило, в немагнитных структурах фотовозбуждение приводит к формированию синглетного состояния триона. Однако, ионы

марганца, ориентированные по спину вдоль направления углового момента резидентной дырки, создают обменное поле B_{Mn} порядка 80 Тл, что приводит к стабилизации триплетного состояния триона [16]. При резонансном фотовозбуждении такого триона обменное поле дырки удваивается, что приводит к дополнительному намагничиванию ионов марганца. В поперечном магнитном поле до момента фотовозбуждения намагниченность ионов марганца выстроена вдоль $\mathbf{B}_{\text{total}}^{(i)} = \mathbf{B} + \mathbf{B}_{\text{exch}}$, после фотовозбуждения ионы марганца выстраиваются вдоль $\mathbf{B}_{\text{total}}^{(f)} = \mathbf{B} + 2\mathbf{B}_{\text{exch}}$ (см. иллюстрацию на Рисунке 2(d)), и разность энергии в начальном ($\mathbf{M}^{(i)} \cdot \mathbf{B}_{\text{exch}}$) и конечном ($\mathbf{M}^{(f)} \cdot \mathbf{B}_{\text{exch}}$) состояниях будут определять магнитополяронный сдвиг ΔE_{p}. Расчётная и экспериментальная зависимости $\Delta E_{\text{p}}(B)$ приведены на Рисунке 2(b) красной пунктирной линией и находятся в хорошем согласии друг с другом [A1].

В **четвертой главе** приведены результаты исследования двойного резонансного рамановского рассеяния света с испусканием продольного оптического фонона в КЯ на основе РМП (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te шириной 100 Å [A2]. Двойной резонанс РРС — феномен, возникающий, когда энергия фотовозбуждения находится в резонансе с состоянием экситона (входной резонанс), при этом энергия рассеянного фотона также находится в резонансе с другим состоянием экситона (выходной резонанс). Для изучения этого феномена измерялись спектры вторичного излучения в кополяризованной $z(\sigma^+, \sigma^+)\bar{z}$ и кроссполяризованной конфигурации $z(\sigma^-, \sigma^+)\bar{z}$ при $T = 1.5$ К в магнитном поле в геометрии Фарадея.

В отсутствие магнитного поля спектры ФЛ исследуемой структуры представляют собой две неразрешённые полосы, соответствующие неоднородно уширенному излучению ФЛ экситонов, связанных с тяжёлой дыркой (X, ширина на полувысоте ≈ 3 мэВ), и электронного триона (T, с шириной на полувысоте ≈ 6 мэВ). При возбуждении образца фотонами с энергией, превышающей положение экситонной ФЛ примерно на $\hbar\Omega_{\text{LO}} = 21$ мэВ (энергия LO фонона в CdTe), в спектре вторичного излучения наблюдается дополнительная узкая линия (LO, ширина на полувысоте примерно 0.4 мэВ), соответствующая резонансному РРС с испусканием продольного оптического фонона (см. Рисунок 3(a)). Интенсивность линии LO демонстрирует резонансное поведение в зависимости от энергии фотовозбуждения. Максимум резонансного контура достигается, когда линия LO спектрально находится поблизости от максимума экситонной ФЛ, что соответствует выходному резонансу РРС.

Во внешнем магнитном поле неоднородно уширенные спектры ФЛ испытывают эффект ГСР. Кроме того, интенсивность трионной ФЛ уменьшается с ростом магнитного поля, что может быть связано с дестабилизацией синглетного триона магнитным полем [17; 18]. Основные состояния зеемановского дублета экситона и триона излучают свет с σ^+ циркулярной поляризацией. Обнаружено, что при увеличении магнитного поля до 0.3 Тл и при фотовозбуждении σ^- поляризованным светом в условиях выходного резонанса интенсивность линии РРС с испусканием LO фонона увеличивается в шесть раз по сравнению с нулевым

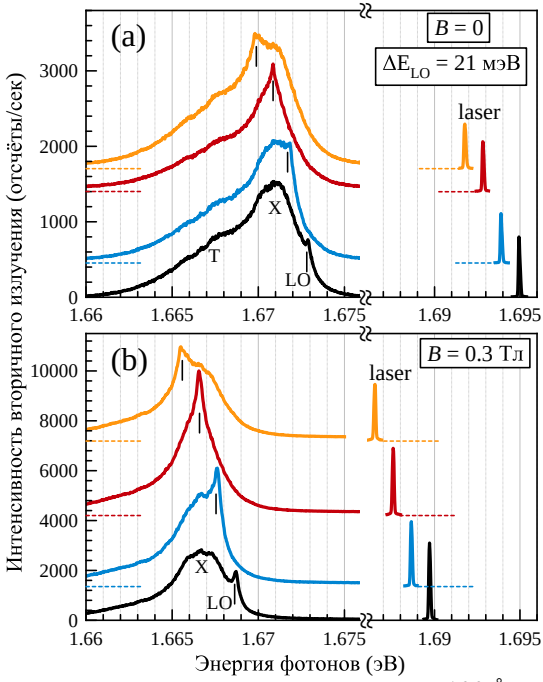

Рис. 3 — Спектры вторичного излучения КЯ шириной 100 Å при фотовозбуждении с энергиями близкими к условиям выходного резонанса РРС с испусканием LO фонона в магнитном поле $B = 0$ (панель (a)) и $B = 0.3$ Тл (панель (b)). X и T — полосы неоднородно уширенной ФЛ экситона и триона, соответственно; LO — линия в спектре РРС. Все спектры сдвинуты вертикально для наглядности. Горизонтальные пунктирные линии показывают уровень нулевой интенсивности для каждого спектра. Экспериментальные зависимости приведены для $T = 1.5$ К.

магнитным полем (см. Рисунок 3(b)). С дальнейшим увеличением магнитного поля интенсивность линии LO немонотонно угасает.

На Рисунке 4(a) показаны контуры выходного резонанса РРС, полученные для конфигурации $z(\sigma^-, \sigma^+)\bar{z}$ в нескольких магнитных полях. Ширина на полувысоте резонансного контура РРС не сильно зависит от магнитного поля и оказывается того же порядка, что и ширина неоднородно уширенной ФЛ экситона (около 3 мэВ).

Магнитополевая зависимость амплитуды резонансного контура РРС в конфигурации $z(\sigma^-, \sigma^+)\bar{z}$, показанная на Рисунке 4(b) чёрными ромбиками, имеет два ярко выраженных максимума при $B = 0.3$ Тл и при $B = 0.65$ Тл, обусловленные процессами двойного резонанса РРС. Также в кроссполяризованной конфигурации наблюдается слабая особенность при $B = 0.45$ Тл. В кополяризованной конфигурации $z(\sigma^+, \sigma^+)\bar{z}$ магнитополевая зависимость амплитуды

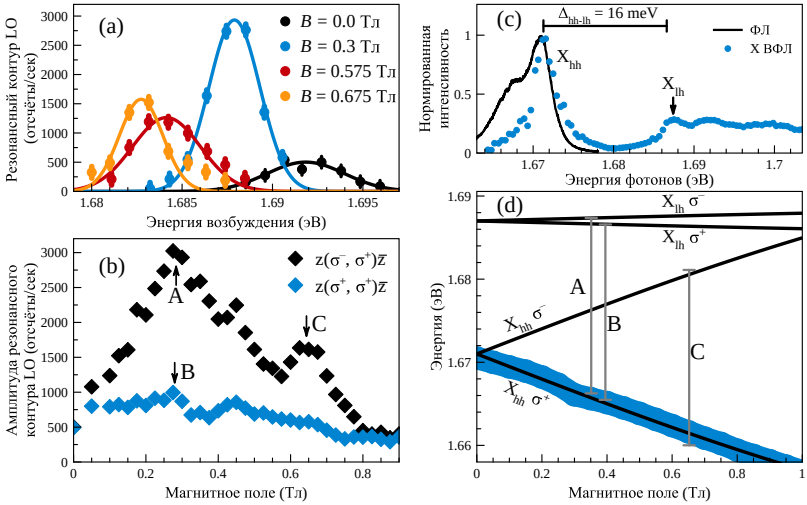

Рис. 4 — (a) Цветные кружки представляют резонансные контуры РРС с испусканием LO фонона в разных магнитных полях в конфигурации $z(\sigma^-,\sigma^+)\bar{z}$. Полосы ошибок (error bars) оценены в ± 100 отсчётов в секунду. Сплошные цветные линии нарисованы для удобства восприятия зависимостей. (b) Магнитополевая зависимость амплитуды резонансного контура РРС в обеих поляризационных конфигурациях. Условия двойного резонанса выполняются при $B \approx 0.3$ Тл и $B \approx 0.65$ Тл. Буквы A, B и C соответствуют условиям двойного резонанса, определённым на панели (d). (c) Синие точки представляют спектр возбуждения экситонной ФЛ (X ВФЛ), чёрная кривая — спектр ФЛ при возбуждении светом с энергией 2.33 эВ при $B = 0$. (в) Синей кривой показана зависимость спектрального положения σ^+ поляризованной ФЛ тяжёлого экситона от магнитного поля в геометрии Фарадея. Ширина кривой выбрана 3 мэВ, что соответствует ширине полосы экситонной ФЛ. Чёрными линиями показаны рассчитанные оценки магнитополевых сдвигов энергий состояний экситонов, оптически активных в геометрии Фарадея. X_{hh} и X_{lh} обозначают состояния экситона, связанные с тяжёлой и лёгкой дыркой, соответственно. Обозначения σ^+ и σ^- соответствуют проекциям углового момента экситона $+1$ и -1.Экспериментальные и расчётные зависимости приведены для $T = 1.5$ К.

резонансного контура не такая яркая, как в случае кроссполяризованной конфигурации, однако небольшое увеличение амплитуды наблюдается в полях около $B = 0.25 - 0.3$ Тл и около $B = 0.45$ Тл.

Измеренная магнитополевая зависимость спектрального положения полосы экситонной σ^+-поляризованной ФЛ (синяя линяя на Рисунке 4(d)) и определённое из спектра возбуждения ФЛ значение $\Delta_{\text{lh-hh}}$ (см. Рисунок 4(c)) позволили восстановить спектр энергий экситонов в магнитном поле (см. чёрные полосы на Рисунке 4(d)). Условие двойного резонанса РРС выполняются, когда

энергетическая разность между состояниями экситона сравнивается с энергией продольного оптического фонона. В исследуемой системе формально есть три значения магнитного поля, при которых условия двойного резонанса выполняются. Случай A реализуется в кроссполяризованной конфигурации при $B = 0.35$ Тл между состоянием экситона, связанного с лёгкой дыркой, с проекцией углового момента -1 и состоянием экситона с тяжёлой дыркой с проекцией $+1$. Он наиболее ярко наблюдается в эксперименте, поскольку в ходе этого процесса происходит изменение проекции углового момента только дырки за счёт эффективного дырочно-фононного взаимодействия [19]. Случай C, реализуемый при $B = 0.65$ Тл в кроссполяризованной конфигурации, происходит между состояниями экситона, связанного с тяжёлой дыркой, с различными проекциями углового момента. Такой процесс идёт значительно менее эффективно из-за необходимости изменения углового момента не только дырки, но и электрона. Это означает, что, помимо дырочно-фононного взаимодействия, необходимо ещё короткодействующее кулоновское взаимодействие между носителями заряда в экситоне. Оно смешивает состояния экситонов, связанных с лёгкой и тяжёлой дыркой, с одинаковыми проекциями углового момента. Случай B по эффективности аналогичен случаю C, однако должен быть ещё менее заметен, поскольку матричные элементы этих двух процессов обратнопропорциональны энергии между состояниями «тяжёлого» и «лёгкого» экситонов с одинаковыми проекциями углового момента.

Пятая глава посвящена исследованию короткодействующего эффекта близости между немагнитной КЯ CdTe (ширина 200Å) и КЯ из РМП (Cd,Mn)Te (ширина 80Å, $x_{\text{Mn}} = 0.016$), разделёнными тонким немагнитным барьером из (Cd,Mg)Te [A3; A4]. Исследованы структуры с разными толщинами барьера между ямами: 5 монослоёв (≈ 1.64 нм), 7 монослоёв (≈ 2.30 нм), 9 монослоёв (≈ 2.95 нм) и 11 монослоёв (≈ 3.50 нм). Исследовался эффект Керра, индуцированный циркулярно-поляризованным импульсом накачки, с разрешением по времени методом «накачка-зондирование». Исследования проводились при температурах от $T = 1.6$ К до $T = 40$ К в магнитных полях B в геометрии Фойгта до 0.5 Тл.

Энергии фотонов в импульсе циркулярно-поляризованной накачки и в зондирующем импульсе настраивались в резонанс с состоянием экситона в немагнитной КЯ. Таким образом, детектировалась неравновесная спиновая поляризация носителей заряда в КЯ CdTe. На Рисунке 5 показан сигнал эффекта Керра, измеренный на структурах с толщиной барьера 11 монослоёв в поперечном магнитном поле 0.41 Тл (Рис. 5(a)) и с толщиной барьера 5 монослоёв при $B = 0.45$ Тл (Рис. 5(b)) при температуре $T = 4.7$ К и энергии возбуждения $E_{\text{exc}} = 1.599$ эВ. Сигнал представляет собой две наложенные друг на друга затухающие осциллирующие компоненты, который в общем виде можно записать:

$$\text{Signal} = \sum_{i=1,2} A_i \, \exp\left(-\frac{t}{T^*_{2,i}}\right) \sin(\omega_{L,i}\, t + \phi_i), \tag{7}$$

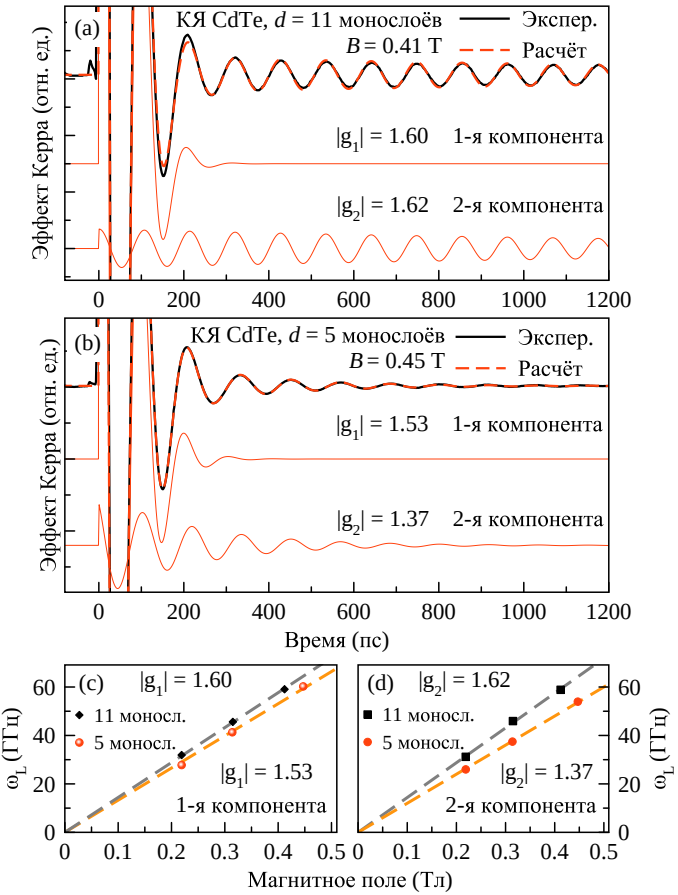

Рис. 5 — Сигнал эффекта Керра (чёрная кривая) от КЯ CdTe в структурах с толщиной барьера 11 монослоёв (a) и 5 монослоёв (b). Осциллирующие компоненты, включённые в аппроксимацию, показаны красными линиями и сдвинуты по вертикали для наглядности. Красной штриховой линией представлена сумма этих компонент. На панелях (c) и (d) показаны зависимости частоты ларморовой прецессии для первой компоненты (короткое время T_2^*) и для второй компоненты (длинное время T_2^*), соответственно, от магнитного поля в геометрии Фойгта. Энергия возбуждения 1.599 эВ, $T = 4.7$ К, мощность накачки 5 мВт.

где каждая компонента имеет свою частоту ларморовой прецессии $\omega_{\mathrm{L},i} = \mu_{\mathrm{B}} g_i B/\hbar$ (g_i — g-фактор), время дефазировки $T_{2,i}^*$, амплитуду A_i и начальную фазу ϕ_i. Для обеих компонент g-фактор был определён при измерении сигнала эффекта Керра в нескольких магнитных полях (см. Рисунки 5(c) и (d)). Примечательным оказывается сильное различие во временах дефазировки этих

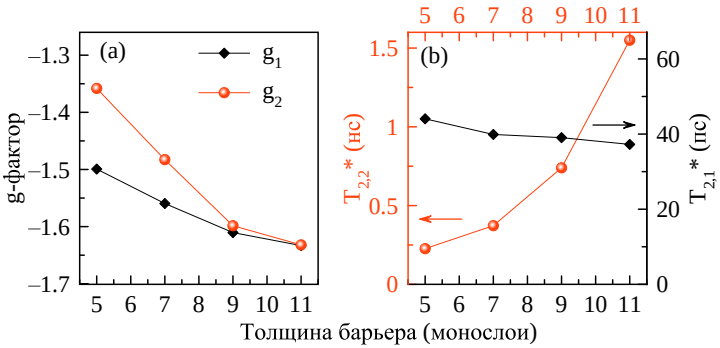

Рис. 6 — Зависимость g-факторов (a) и времён дефазировки (b) для первой (чёрные ромбики) и второй (красные кружки) компонент, наблюдаемых в эффекте Керра, от толщины барьера между КЯ. $T = 4.7$ К, $B = 0.4$ Тл

двух компонент. При этом $T^*_{2,2}$ и g_2 имеют более ярко выраженную зависимость от расстояния между квантовыми ямами, чем $T^*_{2,1}$ и g_1 (см. Рисунок 6). Эти зависимости составляют суть эффекта близости: влияние КЯ из РМП на прецессию спина электронов в немагнитной КЯ спадает с расстоянием между ямами. Судя по тому, что в структуре с толщиной барьера 11 монослоёв время дефазировки второй (долго затухающей) компоненты $T^*_{2,2} \approx 1.5$ нс на порядок превышает время жизни экситона в подобных КЯ $\tau \approx 100$ пс [15], эта компонента вызвана прецессией спина резидентных электронов в КЯ CdTe. Первая (быстро затухающая) компонента возникает вследствие прецессии спина электронов, связанных в экситон и имеет время дефазировки ограниченное временем жизни электронного возбуждения.

Причина эффекта близости в исследуемых структурах — проникновение волновой функции электронов, локализованных в КЯ CdTe, в яму из РМП (Cd,Mn)Te и участие в s/p–d обменном взаимодействии. Это приводит к перенормировке g-фактора электрона и к уменьшению времени дефазировки за счёт усиления процессов спиновой релаксации, вызванных s/p–d обменным взаимодействием.

Для экспериментального определения доли волновой функции электронов, локализованных в яме CdTe, находящейся в КЯ (Cd,Mn)Te, были измерены температурные зависимости g-фактора обеих компонент для структур с толщинами барьера 5, 7 и 11 монослоёв (см. Рисунок 7). С ростом температуры величина g-фактора обеих компонент стремится к ≈ -1.6, что соответствует g-фактору электрона в CdTe [10]. Это ожидаемо: с ростом температуры ионы марганца деполяризуются, и вклад в g-фактор положительной добавки за счёт s–d обменного взаимодействия уменьшается.

Линиями на Рисунке 7 показаны расчётные зависимости g-фактора g_e от температуры T и от доли проникновения волновой функции в КЯ из РМП η.

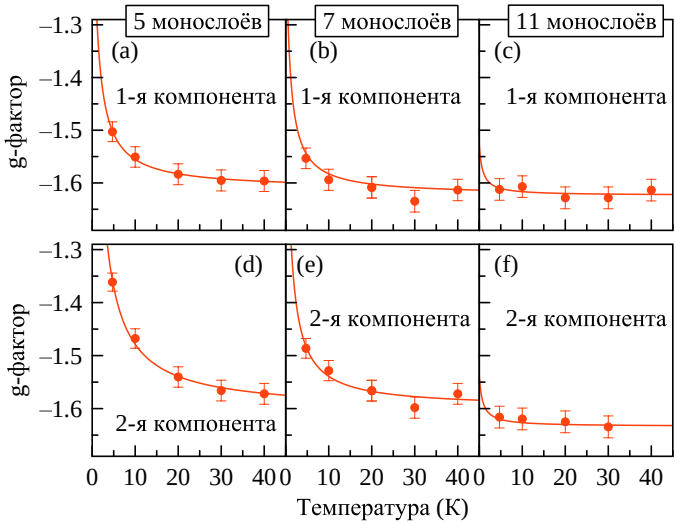

Рис. 7 — Температурные зависимости g-факторов для первой (a)–(c) и для второй (d)–(f) электронных компонент для структур с различной толщиной барьера между КЯ. Красные кружки представляют экспериментальные результаты, красные сплошные линии — результат расчёта. $B = 0.4$ Тл в геометрии Фойгта.

Эти зависимости получены в рамках феноменологической модели и описываются формулой:

$$g_{\mathrm{e}} = g_{\mathrm{CdTe,\,e}} + \eta\,\frac{N_0 \alpha x_{\mathrm{Mn}} \langle S_{\mathrm{Mn}}(B,T)\rangle}{\mu_{\mathrm{B}} B}. \tag{8}$$

Экспериментальные результаты и расчётные зависимости находятся в хорошем согласии и дают значение η порядка 1%, которое спадает до 0.1% с увеличением расстояния между квантовыми ямами от 5 монослоёв до 11 монослоёв.

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. Экспериментально исследованы спектры вторичного излучения квантовой ямы из разбавленного магнитного полупроводника (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te, содержащей резидентные дырки при температуре $T = 1.5$ К в магнитном поле в геометрии Фарадея и Фойгта до 6 Тл. Обнаружен магнитополяронный сдвиг трионной фотолюминесценции, возникающий при резонансном фотовозбуждении трионных состояний, связанных с локализованной резидентной дыркой, сформировавшей магнитный полярон. В магнитном поле, приложенном поперёк оси роста, магнитополяронный сдвиг трионной ФЛ увеличивается.

2. Предложена модель, согласно которой дырочный магнитный полярон создаёт условия для стабилизации триплетного состояния триона. Фотовозбуждение этого состояния приводит к дополнительному подмагничиванию ионов марганца в удвоенном обменном поле дырки.

3. Экспериментально показано, что максимальное сечение резонансного рамановского рассеяния света с переворотом спина нескольких ионов марганца и магнитополяронный сдвиг экситонной фотолюминесценции наблюдаются в одном диапазоне энергий фотовозбуждения, соответствующих локализованным экситонным состояниям.

4. Экспериментально исследовано явление двойного резонансного рамановского рассеяния света с испусканием продольного оптического фонона в квантовой яме на основе разбавленного магнитного полупроводника (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te при температуре $T = 1.5$ К в магнитном поле в геометрии Фарадея. Обнаружено два типа двойного резонанса. Первый проявляется, когда входной резонанс реализуется с состоянием лёгкого экситона (электрон связан с лёгкой дыркой) с проекцией полного углового момента -1 на ось регистрации, а выходной — с состоянием тяжёлого экситона с проекцией $+1$ (случай A). Второй резонанс происходит между состояниями тяжёлого экситона с противоположными проекциями полного углового момента (случай C). Процесс C значительно менее эффективен, чем процесс A.

5. Показано, что случай A является наиболее ярко выраженным в процессе двойного резонанса рамановского рассеяния, поскольку при нём происходит изменение проекции углового момента дырки в экситоне на $+2$ за счёт дырочно-фононного взаимодействия. Случай C является значительно менее эффективным, поскольку в нём необходимо изменение проекции углового момента обоих носителей заряда в экситоне, что требует дополнительного участия короткодействующего обменного взаимодействия.

6. В структурах с квантовыми ямами CdTe шириной 20 нм и (Cd,Mn)Te шириной 8 нм, разделёнными тонким немагнитным барьером, обнаружен эффект близости. Он исследован экспериментально по измерению когерентной спиновой динамики методом эффекта Керра с разрешением по времени в режиме «накачка-зондирование» в магнитном поле в геометрии Фойгта. Эффект заключается в изменении g-фактора электронов в немагнитной квантовой яме с увеличением толщины барьера между квантовыми ямами от 5 монослоёв (≈ 1.64 нм) до 11 монослоёв (≈ 3.50 нм).

7. В структуре с двойными квантовыми ямами создание и детектирование средней спиновой поляризации носителей в немагнитной квантовой яме в поперечном магнитном поле обнаруживает наличие двух прецессирующих компонент в сигнале эффекта Керра, соответствующих ларморовой прецессии спина двух электронных подсистем. Из анализа поведения g-фактора и времени дефазировки этих компонент от толщины барьера между квантовыми ямами был сделан вывод, что одна из этих подсистем — резидентные электроны, вторая — электроны, связанные в экситон.

8. Из анализа зависимостей g-факторов обеих компонент от температуры и от толщины барьера между квантовыми ямами было выведено, что эффект близости — короткодействующий. Он связан с проникновением волновой функции электронов, локализованных в немагнитной квантовой яме, в яму из разбавленного магнитного полупроводника и с $s-d$ обменным взаимодействием. С ростом температуры или расстояния между ямами вклад $s-d$ обменного взаимодействия уменьшается.

Публикации автора по теме диссертации

A1. Optical manifestation of magnetic polarons bound to excitons and resident holes in a (Cd, Mn)Te quantum well [Text] / N. Kozyrev, R. Akhmadullin, B. Namozov, Y. G. Kusrayev, G. Karczewski, T. Wojtowicz // Physical Review B. 2021. Vol. 104, no. 4. P. 045307.

A2. Double resonant Raman scattering and photoluminescence mediated by heavy and light hole excitons in a (Cd, Mn)Te quantum well in external magnetic field [Text] / N. Kozyrev, I. Kozlov, B. Namozov, L. Golub, M. Glazov, Y. G. Kusrayev, T. Wojtowicz // Physical Review B. 2023. Vol. 108, no. 24. P. 245306.

A3. Short range proximity effect induced by exchange interaction in tunnel-coupled CdTe and (Cd, Mn)Te quantum wells [Text] / E. Kirstein, N. Kozyrev, M. Afanasiev, V. Mantsevich, I. Krivenko, V. Kalevich, M. Salewski, S. Chusnutdinow, T. Wojtowicz, G. Karczewski, [et al.] // Physical Review B. 2020. Vol. 101, no. 3. P. 035301.

A4. Electron g-factor in coupled quantum wells CdTe and CdMnTe [Text] / M. Afanasiev, N. Kozyrev, E. Kirstein, V. Kalevich, E. Zhukov, V. Mantsevich, I. Krivenko, G. Karczewski, D. Yakovlev, Y. G. Kusraev, [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. Vol. 1400. IOP Publishing. 2019. P. 066023.

Список литературы

1. Магнитооптические исследования и двойной оптико-магнитный резонанс экситонной полосы в CdTe:Mn [Текст] / А. Комаров [и др.] // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 608—618.
2. *Gaj J.*, *Gatazka R.*, *Nawrocki M.* Giant exciton Faraday rotation in Cd1- xMnxTe mixed crystals [Text] // Solid State Communications. 1993. Vol. 88, no. 11/12. P. 923—925.
3. *Furdyna J. K.* Diluted magnetic semiconductors [Text] // Journal of Applied Physics. 1988. Vol. 64, no. 4. R29—R64.
4. Dynamics of the localized spins interacting with two-dimensional electron gas: Coexistence of mixed and pure modes [Text] / M. Vladimirova [et al.] // Physical Review B. 2008. Vol. 78, no. 8. P. 081305.

5. *Scalbert D.*, *Cernogora J.*, *La Guillaume C. B. A.* Spin-lattice relaxation in paramagnetic CdMnTe [Text] // Solid state communications. 1988. Vol. 66, no. 6. P. 571—574.

6. First observation and experimental proof of free magnetic polaron formation in CdTe/(Cd, Mn) Te quantum wells [Text] / D. Yakovlev [et al.] // Solid state communications. 1990. Vol. 76, no. 3. P. 325—329.

7. *Kavokin A.*, *Kavokin K.* Theory of two-dimensional magnetic polarons in an external magnetic field [Text] // Semiconductor science and technology. 1993. Vol. 8, no. 2. P. 191.

8. Exchange-induced spin-flip raman scattering in a semimagnetic semiconductor [Text] / M. Nawrocki [et al.] // Physical Review Letters. 1981. Vol. 46, no. 11. P. 735.

9. *Binder K.*, *Young A. P.* Spin glasses: Experimental facts, theoretical concepts, and open questions [Text] // Reviews of Modern physics. 1986. Vol. 58, no. 4. P. 801.

10. Electron and hole g factors measured by spin-flip Raman scattering in CdTe/Cd 1- x Mg x Te single quantum wells [Text] / A. Sirenko [et al.] // Physical Review B. 1997. Vol. 56, no. 4. P. 2114.

11. Dynamics of spin organization in diluted magnetic semiconductors [Text] / T. Dietl [et al.] // Physical review letters. 1995. Vol. 74, no. 3. P. 474.

12. *Benoit À La Guillaume C.* Free Magnetic Polarons in Three, Quasi-Two, and Quasi-One Dimensions [Text] // physica status solidi (b). 1993. Vol. 175, no. 2. P. 369—380.

13. Picosecond dynamics of magnetic polarons governed by energy transfer to the Zeeman reservoir [Text] / D. Yakovlev [et al.] // Physical Review B. 1997. Vol. 56, no. 15. P. 9782.

14. Multiple Mn 2+-spin-flip Raman scattering at high fields via magnetic polaron states in semimagnetic quantum wells [Text] / J. Stühler [et al.] // Physical review letters. 1995. Vol. 74, no. 13. P. 2567.

15. Optical orientation of hole magnetic polarons in (Cd, Mn) Te/(Cd, Mn, Mg) Te quantum wells [Text] / E. Zhukov [et al.] // Physical Review B. 2016. Vol. 93, no. 24. P. 245305.

16. Singlet and triplet trion states in high magnetic fields: Photoluminescence and reflectivity spectra of modulation-doped CdTe/Cd0.7Mg0.3Te quantum wells [Text] / D. Andronikov [et al.] // Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. 2005. Vol. 72, no. 16. P. 165339.

17. *Gubarev S.* Free and bound exciton in II-VI semimagnetic compounds [Text] // Journal of crystal growth. 1990. Vol. 101, no. 1—4. P. 882—889.

18. Magnetic-field-induced dissociation of bound excitons in semi-magnetic semiconductor quantum wells [Text] / V. Kulakovskii [et al.] // Il Nuovo Cimento D. 1995. Vol. 17. P. 1549—1553.

19. *Bir G.*, *Pikus G.* Theory of the deformation potential for semiconductors with a complex band structure [Text] // Soviet Physics-Solid State. 1961. Vol. 2, no. 9. P. 2039—2051.

Козырев Николай Владимирович

Спиновая и энергетическая динамика носителей заряда и магнитных ионов марганца в квантовых ямах на основе разбавленного магнитного полупроводника (Cd,Mn)Te

Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук

Подписано в печать ___.___._____. Заказ № _____
Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 100 экз.
Типография _____