

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе
Отделение физики твёрдого тела
Лаборатория «Спиновых и оптических явлений в полупроводниках»

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»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор
Кусраев Юрий Георгиевич

Санкт-Петербург — 2025

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Разбавленные магнитные полупроводники	8
1.1 Введение	8
1.2 Гигантское спиновое расщепление в разбавленных магнитных полупроводниках	9
1.3 Магнитополяронный эффект	18
1.4 Гетероструктуры на основе разбавленных магнитных полупроводников и проектирование запрещённой зоны	22
1.5 Оптические методы исследования полупроводников	25
Глава 2. Методика эксперимента и исследуемые образцы	32
2.1 Методика эксперимента	32
2.2 Характеризация исследуемых образцов	35
Глава 3. Исследование магнитополяронного сдвига фотолюминесценции дырочного триона в квантовой яме (Cd,Mn)Te в сильном поперечном магнитном поле методом селективного фотовозбуждения.	39
3.1 Экспериментальные результаты	39
3.1.1 Спектры фотолюминесценции в магнитном поле в геометрии Фарадея	39
3.1.2 Фотолюминесценция и рамановское рассеяние света с переворотом спина в магнитном поле в геометрии Фойгта	43
3.1.3 Магнитополяронный сдвиг фотолюминесценции в магнитном поле геометрии Фойгта	48
3.2 Обсуждение	50
3.2.1 Магнитополяронный сдвиг экситонной фотолюминесценции в магнитном поле геометрии Фойгта	50
3.2.2 Магнитополяронный сдвиг трионной фотолюминесценции в магнитном поле в геометрии Фойгта	56
3.3 Выводы к главе 3	61

Глава 4. Двойной резонанс рамановского рассеяния света с испусканием продольного оптического фонона	63
4.1 Экспериментальные результаты	63
4.1.1 Резонансное рамановское рассеяние с испусканием продольного оптического фонона	63
4.1.2 Фотолюминесценция и спектр возбуждения фотолюминесценции	68
4.2 Обсуждение результатов	71
4.2.1 Правила отбора и модели двойного резонанса	71
4.2.2 Случай А: дырочно-фононное взаимодействие	72
4.2.3 Случаи В и С: роль короткодействующего обменного взаимодействия	72
4.3 Выводы к главе 4	74
Глава 5. Короткодействующий эффект близости между квантовыми ямами CdTe и (Cd,Mn)Te	75
5.1 Экспериментальные результаты	75
5.1.1 Спектры фотолюминесценции и спектры отражения	75
5.1.2 Эффект Керра с разрешением по времени	77
5.2 Обсуждение результатов	82
5.3 Выводы к главе 5	84
Заключение	85
Список сокращений и условных обозначений	88
Публикации автора по теме диссертации	90
Список литературы	91

Введение

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 $3d^54s^2$ 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 примеси [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 магнитополяронного 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 полароном, 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 $(\text{Cd,Mn})\text{Te}/(\text{Cd,Mg})\text{Te}$, 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 $(\text{Cd,Mn})\text{Te}/(\text{Cd,Mg})\text{Te}$, помещённой в магнитное поле в геометрии Фойгта при температуре 1.5 К, максимальное сечение рамановского рассеяния света с переверотом спина нескольких ионов марганца лежит в той же спектральной области, где наблюдается магнитополяронный сдвиг экситонной фотолюминесценции.
3. В квантовой яме $(\text{Cd,Mn})\text{Te}/(\text{Cd,Mg})\text{Te}$ 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: International 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.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 5 глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 97 страниц, включая 34 рисунка. Список литературы содержит 77 наименований.

Глава 1. Разбавленные магнитные полупроводники

1.1 Введение

Поиск и исследование фундаментальных явлений, связанных со спиновой степенью свободы частиц, является актуальной проблемой современной физики твёрдого тела, что подтверждается большим количеством работ по данной тематике [8; 9]. Эта область науки имеет большой потенциал практического применения в современной электронной технике, в частности очень популярно исследование вопроса использования спина электрона в качестве кубита для построения квантового компьютера [10]. Отдельными проблемами, заслуживающими внимания, являются: решение вопроса об управлении спиновым состоянием частицы и вопрос о стабилизации частицы в одном спиновом состоянии. Решение этих вопросов позволит использовать спин в приборах с энергонезависимой памятью и коротким временем переключения. Хорошими модельными системами для исследования этих вопросов являются разбавленные магнитные полупроводники (РМП) и наноструктуры на их основе (квантовые ямы, квантовые точки).

Разбавленные магнитные полупроводники представляют собой твёрдый раствор $A^{II}B^{VI}$ ($A^{III}B^V$) полупроводника, разбавленного ионами переходных металлов (Mn, Co, Fe и т. п.). Особое внимание привлекают к себе полупроводники $A^{II}B^{VI}$ (например ZnSe, CdTe), легированные марганцем, поскольку эта магнитная примесь хорошо растворяется в таких полупроводниках (до 0.86 в мольных долях [3]). Это происходит в основном из-за того, что марганец имеет электронную конфигурацию $3d^5 4s^2$ с двумя валентными электронами на $4s$ оболочке и является изовалентной примесью для этих полупроводников, с лёгкостью замещая элементы второй группы, такие как Cd, Zn, Hg. Хотя $3d$ оболочка марганца не является заполненной (в отличие от, например, Zn с конфигурацией $3d^{10} 4s^2$ или Cd с $4d^{10} 5s^2$), электроны на ней не участвуют в формировании ковалентных связей и часто могут рассматриваться как локализованные вблизи иона марганца. Этот факт, по видимому, связан с тем, что $3d$ оболочка марганца заполнена ровно наполовину и, по правилу Хунда, спины пяти электронов на ней выстроены параллельно. Это приводит к тому, что нужно затратить значительную энергию

(несколько электронвольт) для того, чтобы изменить количество электронов на $3d$ оболочке [11].

В РМП, ион марганца в основном состоянии имеет пять электронов, выстроенных параллельно по спину. Это означает, что полный спин иона марганца равен $S = 5/2$, а распределение электронов по d орбиталям приводит к тому, что орбитальный угловой момент иона равен $L = 0$. Из-за этого сочетания спина и орбитального углового момента спин-орбитальное взаимодействие, определяемое как скалярное произведение $\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$, практически отсутствует. Таким образом, отдельные ионы марганца в полупроводниковой матрице можно рассматривать как локализованные магнитные моменты, слабо взаимодействующие с колебаниями решётки. Обменное взаимодействие электронов, занимающих состояния в зоне проводимости и в валентной зоне родительского полупроводника, с локализованными d электронами марганца приводит к появлению целого ряда ярких оптических и транспортных явлений. Среди них типичными и наиболее изученными являются: гигантское спиновое расщепление (ГСР) электронных состояний [1], гигантский эффект Фарадея [1; 2], магнитополяронный эффект [6; 7; 12; A1], формирование спинового стекла [13], сильная зависимость электрического сопротивления от магнитного поля и температуры [14] вплоть до перехода металл-изолятор [15]. Несмотря на то, что на исследовании РМП выросло не одно поколение учёных и имеются сборники и монографии, включающие результаты всесторонних исследований этих материалов [3; 11; 16], изучение этих материалов продолжается и до сих пор [A1; 17–19; A2; A3; 20–24].

1.2 Гигантское спиновое расщепление в разбавленных магнитных полупроводниках

В основе всех магнитных явлений, проявляющихся при изучении РМП, лежит $s/p-d$ обменное взаимодействие между электроном в зоне проводимости или валентной зоне и d -электронами, локализованными вблизи ионов марганца. С учётом того, что электрон в зоне проводимости (валентной зоне) может быть делокализован по множеству элементарных ячеек полупроводникового кристалла и взаимодействовать с несколькими ионами марганца, гамильтониан такого взаимодействия может быть записан в гейзенберговском виде:

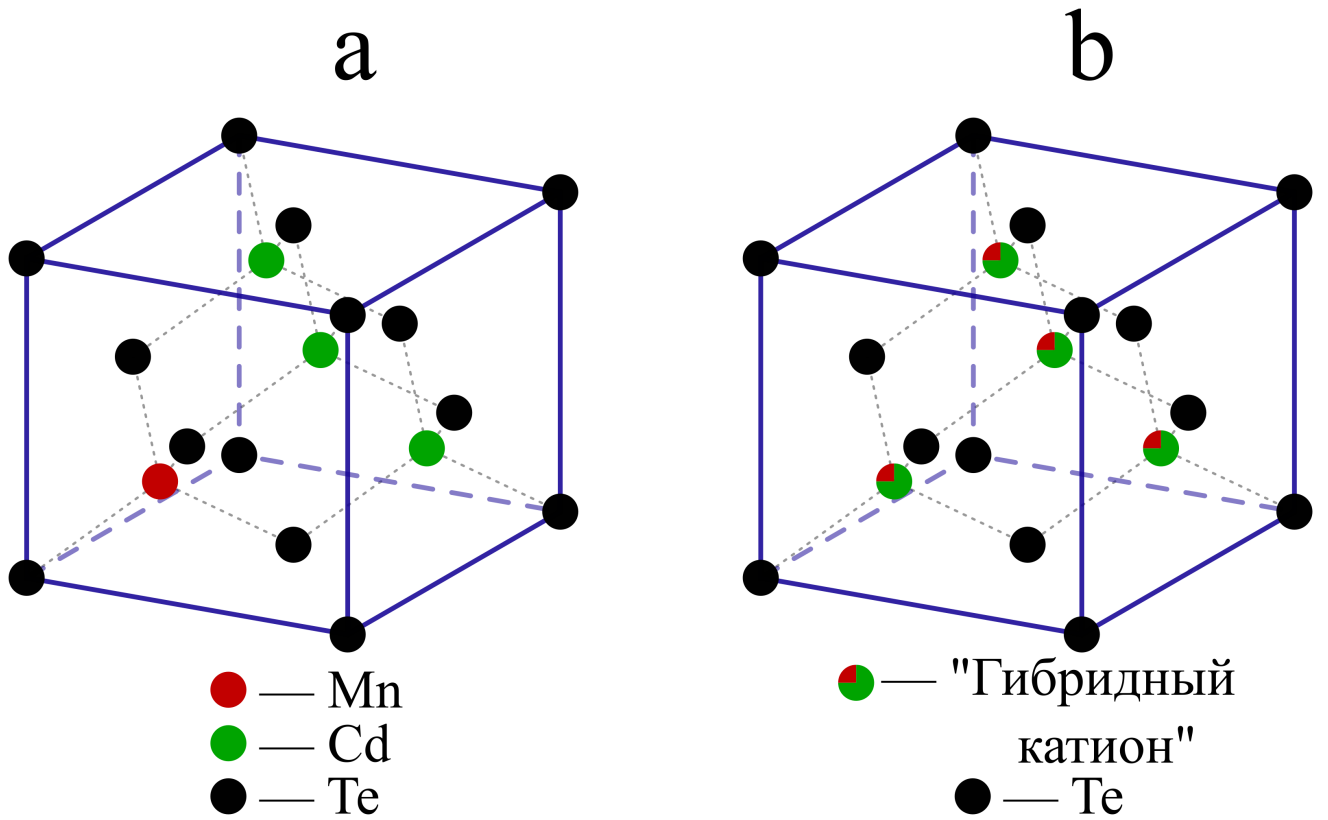


Рисунок 1.1 — а) Элементарная ячейка (Cd,Mn)Te, кристаллизующегося в структуре цинковой обманки, когда один из четырёх катионов кадмия замещён ионом марганца: $x_{\text{Mn}} = 0.25$. б) Иллюстрация к приближению виртуального кристалла. Каждый катион воспринимается как «гибридный», имеющий одну четверть магнитных свойств иона марганца.

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{exch}} = \sum_i J^{s/p-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) \hat{\mathbf{s}}_e \cdot \hat{\mathbf{S}}_{\text{Mn},i}. \quad (1.1)$$

Уравнение (1.1) означает, что один электрон в зоне проводимости (или валентной зоне) со спином $\hat{\mathbf{s}}_e$, 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 этого 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. Суммирование ведётся по всем тем узлам кристаллической решётки, которые содержат ион марганца.

Значительного упрощения вида гамильтониана (1.1) можно добиться, если применить приближение виртуального кристалла и приближение среднего поля. Оба этих приближения основаны на том факте, что электрон в зоне проводимости или валентной зоне может быть делокализован по большому числу примитивных

ячеек и может «чувствовать» множество ионов марганца. Приближение виртуального кристалла заключается в том, что можно представить, что каждый катион кристаллической структуры, будь то ион марганца или ион второй группы, заменяется на «гибридный» катион, совмещающий в себе немагнитные свойства иона второй группы и магнитные свойства иона марганца (см. Рисунок 1.1). Это приближение позволяет вести суммирование в уравнении (1.1) по всем узлам катионной подрешётки, находящимся в положении $\mathbf{R}$ (определяются векторами трансляции), а содержание марганца в твёрдом растворе учесть его мольной концентрацией x_{Mn} — процентным соотношением количества марганца к количеству всех катионов. Иными словами, каждый катион теперь — ион марганца, но сила обменного взаимодействия уменьшена в меру концентрации x_{Mn} .

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{exch}} = x_{\text{Mn}} \sum_{\text{Cation site}} J^{s/p-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}) \hat{\mathbf{s}}_{\mathbf{e}} \cdot \hat{\mathbf{S}}_{\text{Mn}}. \quad (1.2)$$

Приближение среднего поля заключается в том, что взаимодействие электрона с каждым конкретным спином $\hat{\mathbf{S}}_{\text{Mn}}$ по отдельности можно заменить взаимодействием его с термодинамическим средним значением спина всех ионов марганца $\langle \mathbf{S}_{\text{Mn}} \rangle$, который пропорционален намагниченности системы ионов марганца $\mathbf{M}$. Таким образом, мы можем вынести за знак суммы оператор спина зонного электрона $\hat{\mathbf{s}}_{\mathbf{e}}$ и средний спин ионов марганца, получая упрощённый вид гамильтониана $s/p-d$ обменного взаимодействия:

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{exch}} = x_{\text{Mn}} \hat{\mathbf{s}}_{\mathbf{e}} \cdot \langle \mathbf{S}_{\text{Mn}} \rangle \sum_{\text{Cation site}} J^{s/p-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}). \quad (1.3)$$

Для нахождения значений энергии электрона необходимо диагонализировать гамильтониан (1.3), матричные элементы которого могут быть найдены при помощи блоховских амплитуд волновых функций электрона (дырки), получаемых для немагнитного родительского полупроводника. Такой подход возможен, поскольку гамильтониан (1.3) имеет ту же трансляционную симметрию, что и гамильтониан родительского кристалла, который мы обозначим как $\hat{\mathcal{H}}_{\text{host}}$. В рамках исследований, составляющих оригинальную часть настоящей диссертации, использовались структуры с решёткой типа цинковой обманки, с зонной структурой, изображённой на Рисунке 1.2. Для простоты рассмотрим волновые функции гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}_{\text{host}}$, взятые в Γ -точке зоны Бриллюэна. Двухкратно вырожденное состояние электрона в зоне проводимости имеет симметрию Γ_6 , что эквивалентно

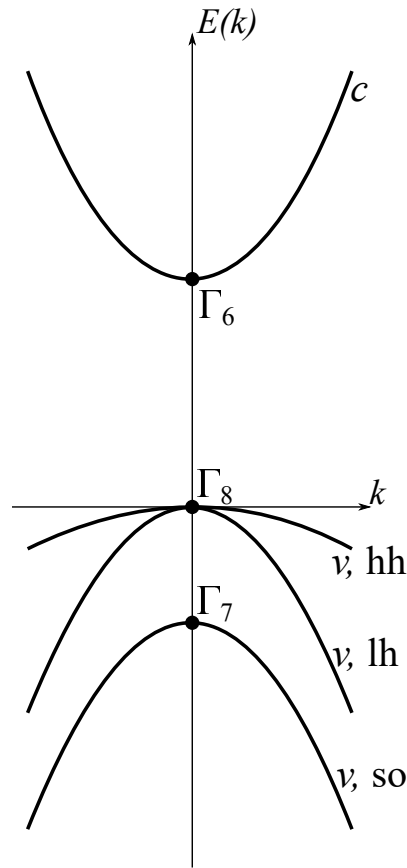


Рисунок 1.2 — Зонная структура кристалла типа GaAs (CdTe) вблизи Γ -точки. c — зона проводимости, v , hh — подзона тяжёлых дырок валентной зоны, v , lh — подзона лёгких дырок валентной зоны, v , so — спин-орбитально отщеплённая подзона валентной зоны.

частице со спином $1/2$. Валентная зона в Γ точке является четырёхкратно вырожденной, имеет симметрию Γ_8 и может рассматриваться как частица с полным угловым моментом $3/2$. Спин-орбитально отщеплённая валентная зона в центре зоны Бриллюэна имеет симметрию Γ_7 , что соответствует частице со спином $1/2$. Блоховские амплитуды соответствующих состояний будут иметь следующий вид для зоны проводимости:

$$\begin{aligned} |1/2, +1/2\rangle_{\Gamma_6} &= |S\rangle \uparrow, \\ |1/2, -1/2\rangle_{\Gamma_6} &= |S\rangle \downarrow, \end{aligned} \tag{1.4}$$

для *четырёхкратно вырожденной валентной зоны* в электронном представлении:

$$\begin{aligned} |3/2, +3/2\rangle_{\Gamma_8} &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(|X\rangle + i|Y\rangle) \uparrow, \\ |3/2, +1/2\rangle_{\Gamma_8} &= \frac{1}{\sqrt{6}}[-(|X\rangle + i|Y\rangle) \downarrow + 2|Z\rangle \uparrow], \\ |3/2, -1/2\rangle_{\Gamma_8} &= \frac{1}{\sqrt{6}}[(|X\rangle - i|Y\rangle) \uparrow + 2|Z\rangle \downarrow], \\ |3/2, -3/2\rangle_{\Gamma_8} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|X\rangle - i|Y\rangle) \downarrow, \end{aligned} \quad (1.5)$$

и для *спин-орбитально отщеплённой валентной зоны* в электронном представлении:

$$\begin{aligned} |1/2, +1/2\rangle_{\Gamma_7} &= -\frac{1}{\sqrt{3}}[(|X\rangle + i|Y\rangle) \downarrow + |Z\rangle \uparrow] \\ |1/2, -1/2\rangle_{\Gamma_7} &= \frac{1}{\sqrt{3}}[-(|X\rangle - i|Y\rangle) \uparrow + |Z\rangle \downarrow]. \end{aligned} \quad (1.6)$$

В формулах (1.4), (1.6) и (1.5) присутствуют следующие обозначения: функция $|S\rangle$ обозначает сферически симметричную координатную часть волновой функции для зоны проводимости; функции $|X\rangle$, $|Y\rangle$, $|Z\rangle$ соответствуют координатной части волновой функции электрона в валентной зоне, преобразующейся как координаты x , y и z ; $\uparrow = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ и $\downarrow = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ соответствуют собственным состояниям частицы со спином $S = 1/2$, записанным в базисе по оси z .

Не умаляя общности, можем упростить диагонализацию гамильтониана (1.3), рассмотрев случай, когда магнитное поле направлено вдоль оси z . В этом случае, этот гамильтониан переписывается как

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{exch}} = x_{\text{Mn}} \hat{s}_{e,z} \langle S_{\text{Mn},z} \rangle \sum_{\text{Cation site}} J^{s/p-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}). \quad (1.7)$$

Поскольку предполагается, что рассматриваемая система является парамагнитной, величина и направление среднего спина всех ионов марганца определяется внешним магнитным полем. Оператор проекции спина электрона на ось z записывается через матрицу Паули $\hat{s}_{e,z} = \frac{1}{2}\sigma_3 = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ и уже имеет диагональный вид в выбранном базисе. Как уже было сказано выше, $\hat{\mathcal{H}}_{\text{exch}}$, а с ним и обменный интеграл $J^{s/p-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R})$, имеет ту же трансляционную симметрию, что и $\hat{\mathcal{H}}_{\text{host}}$, а соответственно и $|S\rangle$, $|X\rangle$, $|Y\rangle$ и $|Z\rangle$. Из-за этого получается, что $\sum \langle S | J^{s/p-d} | S \rangle = N_0 \alpha$, $\sum \langle X | J^{s/p-d} | X \rangle = \sum \langle Y | J^{s/p-d} | Y \rangle = \sum \langle Z | J^{s/p-d} | Z \rangle = N_0 \beta$, где $N_0 \alpha$ ($N_0 \beta$) — константа обменного взаимодействия электрона в зоне проводимости (валентной зоне) с ионами марганца.

С учётом вышесказанного и, обозначив проекцию углового момента электрона в зоне проводимости (валентной зоне) как m_s (m_J), можно записать вклад $s/p-d$ обменного взаимодействия в энергию электрона в зоне проводимости в виде:

$$E_{\Gamma_6, m_s} = m_s x_{\text{Mn}} N_0 \alpha \langle S_{\text{Mn}, z} \rangle, \quad (1.8)$$

для четырёхкратно вырожденной валентной зоны:

$$E_{\Gamma_8, m_J} = \frac{1}{3} m_J x_{\text{Mn}} N_0 \beta \langle S_{\text{Mn}, z} \rangle, \quad (1.9)$$

и для спин-орбитально отщеплённой валентной зоны:

$$E_{\Gamma_7, m_s} = \frac{1}{3} m_s x_{\text{Mn}} N_0 \beta \langle S_{\text{Mn}, z} \rangle. \quad (1.10)$$

Величина среднего спина парамагнитной системы ионов марганца $\langle S_{\text{Mn}} \rangle$ определяется величиной внешнего магнитного поля B и температурой T как [3]:

$$\langle S_{\text{Mn}} \rangle = S \mathcal{B}_S \left(\frac{\mu_B g_{\text{Mn}} S B}{k_B T} \right), \quad (1.11)$$

где $S = 5/2$ — спин иона марганца, μ_B — магнетон Бора, $g_{\text{Mn}} = 2$ — g -фактор d -электронов марганца, k_B — постоянная Больцмана. $\mathcal{B}_S(x)$ — функция Бриллюэна, определяющая поляризацию системы квантовых частиц со спином S , и определяемая как:

$$\mathcal{B}_S(x) = \frac{2S+1}{2S} \text{cth} \left(\frac{2S+1}{2S} x \right) - \frac{1}{2S} \text{cth} \left(\frac{1}{2S} x \right). \quad (1.12)$$

Согласно (1.11), с ростом магнитного поля средний спин системы ионов марганца увеличивается и стремится к насыщению. При этом в малых магнитных полях ($\mu_B g_{\text{Mn}} S B / k_B T \ll 1$) поведение среднего спина линейно по полю. Применяя разложение (1.12) в ряд Тейлора вблизи $x = 0$ до линейного члена — $\mathcal{B}_S(x) \approx \frac{S+1}{3S} x$ — энергетический сдвиг от магнитного поля за счёт $s/p-d$ обменного взаимодействия становится линейным по магнитному полю, и его можно записать в виде, похожем на эффект Зеемана:

$$E_{\Gamma_6, m_s} = m_s x_{\text{Mn}} N_0 \alpha \frac{S+1}{3S} \frac{\mu_B g_{\text{Mn}} S B}{k_B T} = m_s \mu_B g^* B. \quad (1.13)$$

Значение «обменного» g -фактора g^* уже для малых концентраций марганца может в сотни раз превышать значение g -фактора в немагнитном родительском полупроводнике (порядка единицы). Действительно, рассмотрим для примера

электрон в зоне проводимости и в валентной зоне в (Cd,Mn)Te, с молярной концентрацией марганца $x_{\text{Mn}} = 0.01$, охлаждённом до температуры 1.5 К. Обменные константы для электрона и дырки в этом материале $N_0\alpha = 0.22$ эВ, $N_0\beta = -0.88$ эВ, соответственно [3]. Подставляя эти значения в (1.13), получим, что $g^* \approx 40$ для электрона в зоне проводимости и $g^* \approx -53$ для электрона в валентной зоне. Расщепление электронных состояний в следствие такой значительной перенормировки g -фактора называют Гигантским Зеемановским Расщеплением или Гигантским Спиновым Расщеплением [1].

Обменное взаимодействие носителей заряда с ионами марганца можно также рассматривать как действие некоторого эффективного «магнитного» поля, называемого обменным полем, со стороны ионов марганца на носитель заряда B_{Mn} и со стороны носителя заряда на ионы марганца B_{exch} .

В первом случае величину B_{Mn} , действующую на электрон в зоне проводимости, можно оценить, если выражение (1.8) переписать по аналогии с зеемановским расщеплением:

$$E_{\Gamma_6, m_s} = m_s x_{\text{Mn}} N_0 \alpha \langle S_{\text{Mn}, z} \rangle = m_s \mu_B g_{\text{e, CdTe}} B_{\text{Mn}}, \quad (1.14)$$

где $B_{\text{Mn}} = x_{\text{Mn}} N_0 \alpha \langle S_{\text{Mn}} \rangle / g_{\text{e, CdTe}} \mu_B$, а $g_{\text{e, CdTe}} \approx -1.6$ — g -фактор электрона в зоне проводимости в CdTe [25; 26]. При концентрации $x_{\text{Mn}} = 0.01$ в условиях, когда намагниченность ионов марганца насыщена, величина обменного поля марганца, действующего на электрон, составляет 60 Тл. С учётом того, что насыщение намагниченности ионов марганца при температуре жидкого гелия наступает в магнитном поле порядка 1 Тл, величина B_{Mn} , действующая на электрон, представляется внушительной.

Обменное поле носителя заряда B_{exch} , действующее на ионы марганца, зависит от объема области локализации носителя заряда. Если носитель заряда находится в состоянии с хорошо определённым значением квазиимпульса, то, за счёт принципа неопределённости Гейзенберга, огибающая его волновой функции является сильно делокализованной в пространстве и может перекрывать множество элементарных ячеек. В этом случае плотность вероятности нахождения электрона (дырки) на одном ионе марганца (из множества) $|\psi(\mathbf{R}_{\text{Mn}})|^2$ будет мала и соответствующее обменное поле будет также мало. В противоположность этому, локализованный носитель заряда — например, электрон на доноре или дырка на акцепторе — будет иметь огибающую волновой функции, сконцентрированную около центра локализации. Плотность вероятности нахождения носителя заряда

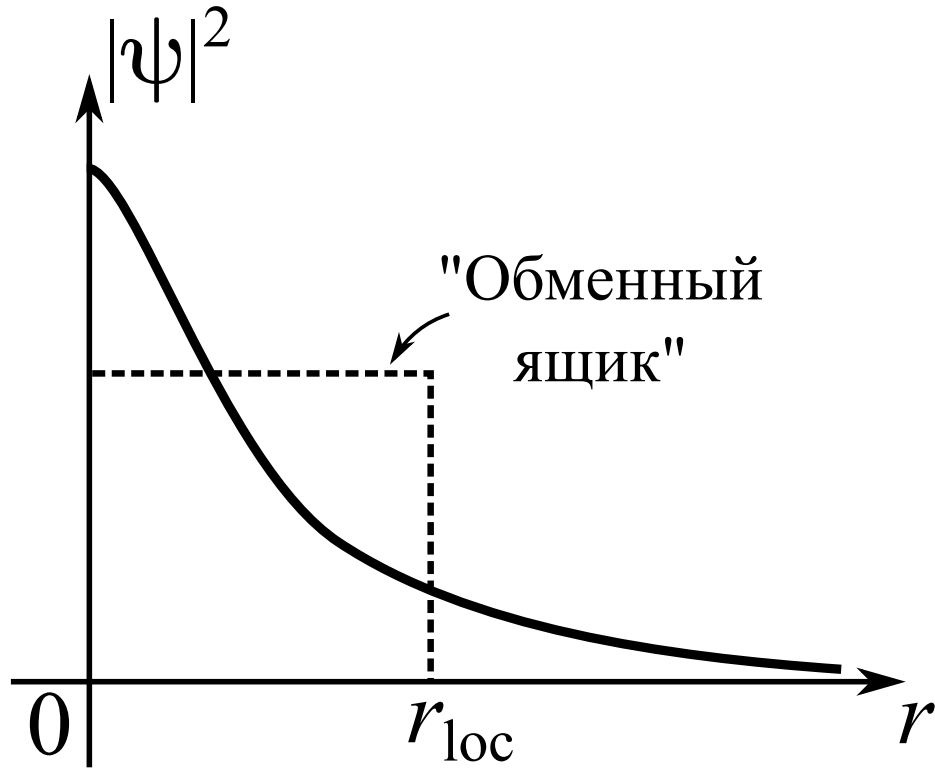


Рисунок 1.3 — Иллюстрация к приближению «обменного ящика». Сплошной линией показан квадрат модуля реальной волновой функции локализованного носителя заряда. Пунктирной линией — для обозначенного приближения.

на ионе марганца $|\psi(\mathbf{R}_{\text{Mn}})|^2$ будет больше, чем у делокализованного носителя, и B_{exch} будет больше.

Поскольку в случае локализованного электрона (дырки), огибающая его волновой функции имеет функциональную зависимость от расстояния от центра локализации, то есть непостоянна в пространстве, то и величина B_{exch} также изменяется в пространстве и определяется как:

$$B_{\text{exch}}(\mathbf{r}) = \frac{\beta |\psi(\mathbf{r})|^2 J}{3\mu_B g_{\text{Mn}}} \quad (1.15)$$

для дырки, где J — угловой момент дырки, и

$$B_{\text{exch}}(\mathbf{r}) = \frac{\alpha |\psi(\mathbf{r})|^2 S}{\mu_B g_{\text{Mn}}} \quad (1.16)$$

для электрона, где S — спин электрона ([A1; 27], стр. 226 в [16]).

Для простой оценки величины обменного поля носителя заряда прибегают к упрощению в виде модели «обменного ящика» [A1; 27], в рамках которого берётся некоторая область пространства вокруг центра локализации, внутри которой огибающая волновой функции берётся постоянной, а вне её — равной нулю

(см. Рисунок 1.3). Область обменного ящика определяется радиусом локализации r_{loc} , который выбирается по характерным размерам волновой функции носителя. Например, для электрона на доноре в качестве радиуса локализации может быть выбран боровский радиус, а для электрона, локализованного на флуктуациях состава — характерный размер флуктуационного потенциала. В зависимости от размерности и рассматриваемой системы, объём области локализации V_{exch} будет определяться следующим образом. В трёхмерном случае такой обменный ящик будет иметь форму шара с объёмом

$$V_{\text{exch}} = \frac{4}{3}\pi r_{\text{loc}}^3. \quad (1.17)$$

В квантовой яме объём локализации будет иметь цилиндрическую форму с высотой, равной ширине квантовой ямы d_{QW}

$$V_{\text{exch}} = \pi r_{\text{loc}}^2 d_{\text{QW}}, \quad (1.18)$$

которая может превращаться в диск в случаях $d_{\text{QW}} < r_{\text{loc}}$. В квантовой проволоке форма области локализации, в основном, определяется профилем квантовой проволоки: прямоугольный параллелепипед для системы с прямоугольным сечением, цилиндр — для системы с круглым сечением. Учитывая площадь сечения квантовой проволоки S_{QWire} , объём обменного ящика можно выразить как

$$V_{\text{exch}} = r_{\text{loc}} S_{\text{QWire}}. \quad (1.19)$$

В квантовой точке, представляющей собой нульмерную систему, радиус локализации, как правило, определяется исключительно размерами самой квантовой точки, и, соответственно, объём обменного ящика совпадает с объёмом квантовой точки V_{QD} , в которой локализован носитель заряда

$$V_{\text{exch}} = V_{\text{QD}}. \quad (1.20)$$

Тогда в выражениях (1.15) и (1.16) квадрат модуля волновой функции носителя заряда можно заменить на обратный объём локализации, убрав при этом зависимость обменного поля от расстояния до центра локализации. Тогда обменное поле дырки будет

$$B_{\text{exch}} = \frac{\beta J}{3\mu_B g_{\text{Mn}} V_{\text{exch}}}, \quad (1.21)$$

а обменное поле электрона

$$B_{\text{exch}} = \frac{\alpha S}{\mu_B g_{\text{Mn}} V_{\text{exch}}}. \quad (1.22)$$

Любопытно заметить, что обменное поле электрона, при прочих равных, в четыре раза меньше обменного поля дырки для (Cd,Mn)Te.

Таким образом, если взять дырку, локализованную на акцепторе с боровским радиусом $15 \text{ \AA}$, то величина обменного поля такой дырки, согласно формулам (1.21) и (1.17), будет примерно 1 Тл.

1.3 Магнитополяронный эффект

В предыдущем разделе было описано, как $s/p-d$ обменное взаимодействие влияет на расщепление зонных состояний электронов в РМП за счёт влияния среднего спина ионов марганца на поляризацию спина одного электрона. В этом разделе будет описано, как, в свою очередь, один электрон в зоне проводимости или в валентной зоне может поляризовать спины нескольких ионов марганца, создавая скореллированное по спину состояние, называемое магнитным поляроном.

Термин «полярон» был введён Пекаром [28] при рассмотрении взаимодействия электронного возбуждения с остовом кристаллической решётки в ионных кристаллах. В таких системах электрон в зоне проводимости (или дырка в валентной зоне) поляризует окружающую его кристаллическую решётку за счёт кулоновского взаимодействия. В свою очередь, поляризация ионов вблизи электрона приводит к понижению его энергии и последующей локализации. Такая квазичастица, представляющая из себя электрон, «одетый в шубу» из поляризованной ионной решётки, и называется поляроном.

Похожая квазичастица формируется в РМП, но природа её отличается от полярона Пекара. Обменное взаимодействие электрона в зоне проводимости (дырки в валентной зоне) с множеством ионов марганца приводит к тому, что средний спин последних выстраивается вдоль проекции углового момента зонного носителя заряда. Появление среднего спина марганца, в свою очередь, стабилизирует угловой момент электрона (дырки), замыкая процесс формирования согласованной квазичастицы — магнитного полярона.

Формирование магнитного полярона в РМП — давно исследуемая проблема, и ей посвящено множество как теоретических, так и экспериментальных работ, а также посвящены главы в книгах по исследованию РМП [6; 7; A1; 16; 29—32]. Выделено несколько типов магнитных поляронов, различающихся по

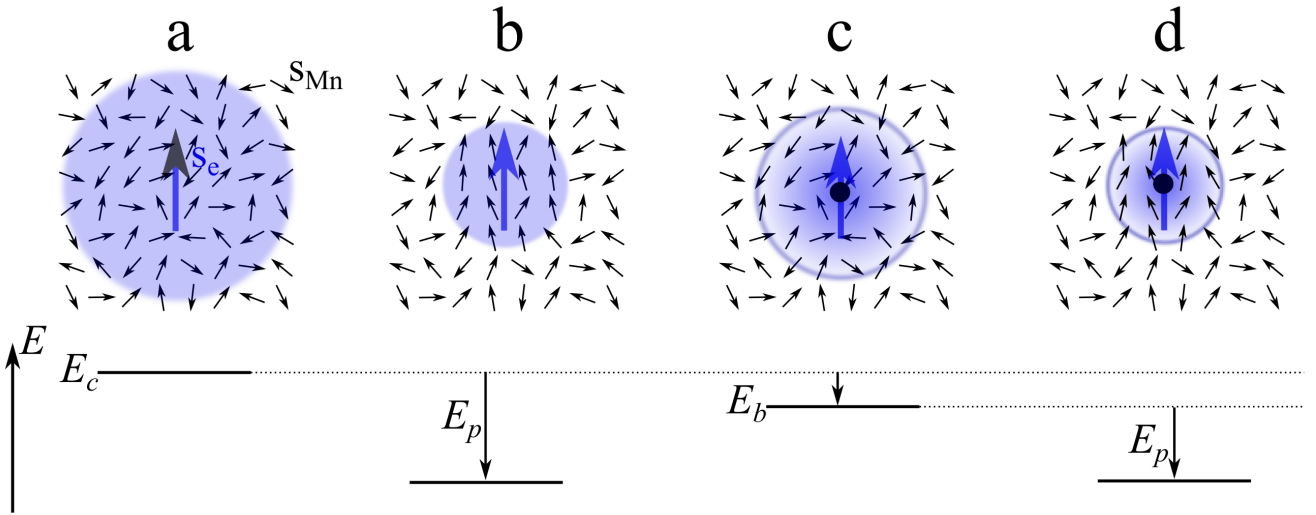


Рисунок 1.4 — Иллюстрация к процессу формирования автолокализованного электронного магнитного полярона (a, b) и полярона, сформированного электроном на доноре (c, d). E_c — энергия свободного электрона в зоне проводимости, E_b — энергия электрона, локализованного на доноре, E_p — энергия магнитного полярона.

механизму формирования и по тому, какой носитель их формирует. Различают свободные магнитные поляроны, которые также называют автолокализованными, и связанные магнитные поляроны, сформированные вблизи дефекта, способного локализовать электрон. Свободный магнитный полярон формируется исключительно лишь за счёт $s/p-d$ обменного взаимодействия, соответственно и вся энергия связи определяется только им.

В качестве иллюстрации процесса формирования свободного магнитного полярона применим следующие рассуждения. На Рис. 1.4а показан носитель заряда, ещё не успевший сформировать магнитный полярон: направление углового момента носителя случайно, и средняя поляризация ионов марганца равна нулю. Энергия такой системы равна энергии носителя заряда в родительском немагнитном полупроводнике. В результате формирования магнитного полярона энергия носителя заряда (а с ним и всей системы) уменьшается на величину энергии связи магнитного полярона E_p согласно формулам (1.8), (1.9) и (1.10), в которых величина и направление среднего спина марганца определена эффективным обменным полем носителя заряда (см. Рисунок 1.4b).

В процессе формирования свободного магнитного полярона носителем заряда производится работа A по поляризации спинов ионов марганца и локализации носителя заряда в пространстве («объём» волновой функции уменьшается), и, согласно термодинамическим соображениям, такой полярон имеет шанс сфор-

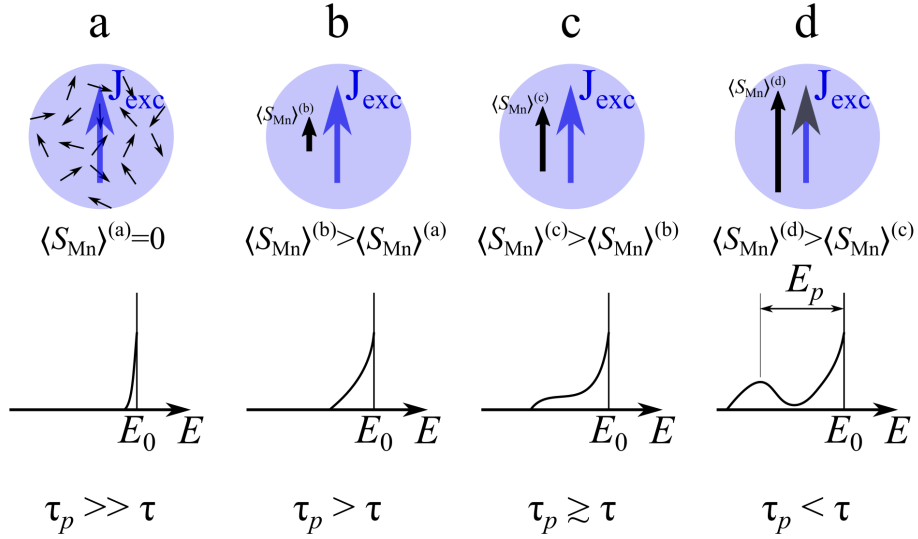


Рисунок 1.5 — Модификация спектра экситонной ФЛ при резонансном возбуждении с учётом магнитополяронного эффекта при различных отношениях времени жизни экситона τ и времени формирования магнитного полярона τ_p .

мироваться, если выигрыш в энергии, полученный за счёт формирования, будет больше затраченной работы $E_p > A$. Возможность формирования свободного магнитного полярона рассмотрена С. Benoit a la Guillaume и братьями Кавокиными в [29; 32], где было показано, что формирование свободного магнитного полярона в объёмном РМП крайне затруднено, но уменьшение размерности исследуемой системы существенно облегчает условия формирования такого полярона.

Хотя свободный магнитный полярон практически и не формируется в объёмных РМП, наличие дефектов в такой системе позволяет сформироваться связанным магнитным поляронам, поскольку величина обменного поля электрона (дырки) тем больше, чем меньше область его локализации [33]. Так, дополнительная немагнитная локализация вблизи примеси, дефекта или на флуктуациях состава структуры, понижающая энергию носителя заряда относительно энергии в зоне (см. Рисунок 1.4с), уменьшает количество работы A , необходимой для формирования магнитного полярона.

Магнитный полярон может формироваться разными частицами. Самым простым случаем является электрон, локализованный на доноре (дырка, локализованная на акцепторе). Имея ограниченную область немагнитной локализации, определяемую кулоновским потенциалом примеси, такой электрон (дырка) формирует связанный магнитный полярон [34; 35].

Экситон — возбуждённая светом электрон-дырочная пара, связанная кулоновским взаимодействием — локализованный на нейтральной примеси, также может формировать связанный магнитный полярон, что модифицирует спектры экситонной фотолюминесценции (ФЛ) по сравнению со случаем немагнитной системы [36; 37]. Поскольку время жизни экситона τ ограничено (в отличие от электрона, локализованного на доноре), для заметной модификации спектров ФЛ необходимо, чтобы время формирования магнитного полярона τ_p было меньше τ . В этом случае средний спин системы ионов марганца будет успевать нарастать в направлении углового момента экситона, понижая энергию системы, и, соответственно, уменьшая энергию излучённого фотона. В случае, когда $\tau_p \gg \tau$, энергия фотолюминесценции не будет сильно отличаться от энергии возбуждающего света при резонансном фотовозбуждении локализованного состояния экситона. На Рисунке 1.5 представлены иллюстрации влияния магнитополяронного эффекта на спектр экситонной фотолюминесценции при разных отношениях времён τ и τ_p . Важно отметить, что ситуация, изображённая на Рисунке 1.5d, проявляется при фотовозбуждении локализованных экситонов: ниже порога подвижности. Это значит, что при возбуждении свободных экситонов (выше этого порога), электрон-дырочная пара может перемещаться по кристаллу — имеет большую область локализации. Это затрудняет формирование магнитного полярона за время жизни экситона τ . С другой стороны, фотовозбуждение ниже порога подвижности приводит к рождению экситона, «зафиксированного» вблизи центра локализации. Немагнитная локализация экситона, помимо уменьшения работы A , затрачиваемой на формирование магнитного полярона, препятствует перемещению экситона в кристалле. Эти соображения формируют базовую идею о методе селективного возбуждения локализованных состояний экситона для определения параметров магнитного полярона, таких как энергия магнитного полярона E_p , эффективного обменного поля экситона $\mathbf{V}_{\text{exch}}$, действующего на ионы марганца в области локализации, и даже для оценки объёма локализации экситона в модели обменного ящика [A1].

Время τ_p во многом определяется процессами релаксации спина ионов марганца на направление спина носителя заряда, в частности, процессами спин-решёточной релаксации. Такая релаксация у одиночного иона марганца, находящегося в основном состоянии, сильно подавлена из-за того, что 5 электронов на d оболочке образуют высокоспиновый комплекс $S = 5/2$ с нулевым орбитальным угловым моментом $L = 0$, из-за чего спин-орбитальное взаимодействие практи-

чески отсутствует. Время спин-решёточной релаксации марганца в системах с концентрацией марганца $x < 0.01$ может достигать десятков и сотен микросекунд [38].

С увеличением концентрации марганца в РМП растёт вероятность встретить кластеры из двух и более ионов марганца, являющихся ближайшими соседями. В таких кластерах спин-решёточная релаксация усиливается, что приводит к уменьшению времени спин-решёточной релаксации и, соответственно, к уменьшению τ_p , что подтверждается исследованиями [39].

Помимо создания центров немагнитной локализации (введение примесей, создание неоднородностей состава) и уменьшения времени τ_p за счёт увеличения концентрации марганца, упрощения формирования магнитного полярона в РМП можно добиться, уменьшая размерность исследуемой системы от объёмного полупроводника до квантовой ямы (2D), квантовой проволоки (1D) или квантовой точки (0D) [32].

1.4 Гетероструктуры на основе разбавленных магнитных полупроводников и проектирование запрещённой зоны

Ширина запрещённой зоны твёрдого раствора (Cd,Mn)Te линейно зависит от концентрации марганца x_{Mn} по закону Вегарда:

$$E_g = (1.606 + 1.592 x_{\text{Mn}}) \text{ эВ} \quad (1.23)$$

для температуры $T = 4.2 \text{ К}$ и

$$E_g = (1.528 + 1.316 x_{\text{Mn}}) \text{ эВ} \quad (1.24)$$

для $T = 300 \text{ К}$ [40]. При этом изменение постоянной решётки для твёрдого раствора (Cd,Mn)Te составляет всего 1.76% при значении $x_{\text{Mn}} = 0.77$ по сравнению с чистым CdTe [41]. С учётом того, что твёрдые растворы $(\text{A}^{\text{II}}, \text{Mn})\text{B}^{\text{VI}}$, также как и их родительские полупроводники, являются прямозонными, были созданы квантовые ямы (КЯ) CdTe/(Cd,Mn)Te с хорошими оптическими свойствами для исследования влияния понижения размерности системы РМП на явления, проявляющиеся в таких системах [42; 43], в том числе и на магнитополяронный эффект [30]. Тем не менее, такие системы обладают двумя недостатками. Во-первых, для того, чтобы получить заметное размерное квантование, концентрация

ионов марганца в барьере должна быть порядка $x_{\text{Mn}} \sim 0.1$, что увеличивает количество кластеров из ионов марганца и уменьшает парамагнитную восприимчивость системы. Во-вторых, носители заряда, локализованные в квантовой яме, взаимодействуют с ионами марганца, расположенными в барьере, только за счёт проникновения хвостов волновых функций в барьер, что уменьшает эффект ГСР и магнитополяронный эффект.

Эти недостатки удалось преодолеть с помощью замены барьерного материала на немагнитный твёрдый раствор (Cd,Mg)Te. Его ширина запрещённой зоны зависит от концентрации магния также по закону Вегарда

$$E_g = (1.606 + 1.755 x_{\text{Mg}}) \text{ эВ} \quad (1.25)$$

при концентрации магния $x_{\text{Mg}} < 0.6$ [44]. Таким образом можно производить квантовые ямы (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te с малыми значениями концентрации марганца, находящимся непосредственно в квантовой яме.

Гетероинтерфейс (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te формирует квантовые ямы первого типа (см. Рисунок 1.6), при этом глубина потенциала для дырок (отстройка валентной зоны, valence band offset, VBO) составляет 30% от разницы ширин запрещённых зон квантовой ямы и барьера [45; 46], что позволяет проводить точные расчёты и оценки при производстве квантовых ям на основе этих материалов.

В качестве примера на Рисунке 1.6 показаны профили потенциала для квантовой ямы CdTe/(Cd,Mn)Te и (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te. Для того, чтобы получить одинаковую ширину запрещённой зоны в барьере для этих двух квантовых ям, в первом случае необходимо взять концентрацию марганца равную $x_{\text{Mn}} = 0.2$, а во втором — концентрация магния будет немного меньше — $x_{\text{Mn}} = 0.18$. Добавление марганца в КЯ (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te увеличивает ширину запрещённой зоны (при температуре 4.2 К примерно на 16 мэВ при увеличении x_{Mn} на 0.01, см. (1.23)), однако уровни размерного квантования, при желании, можно сделать одинаковыми для обеих квантовых ям, если сделать КЯ (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te несколько шире, чем КЯ CdTe/(Cd,Mn)Te. Учитывая, что параметр VBO = 0.3, в КЯ на Рисунке 1.6a глубина потенциала для дырок будет 95 мэВ, а, соответственно, для электронов 222 мэВ. Для КЯ, изображённой на Рисунке 1.6b, глубины потенциалов для дырок и электронов будут, соответственно, 91 мэВ и 211 мэВ.

Возможность создания гетероструктур, состоящих из немагнитных слоёв CdTe, (Cd,Mg)Te и РМП (Cd,Mn)Te, открывает дверь в технологический мир проектирования структур с изменяющимися магнитными свойствами и шириной

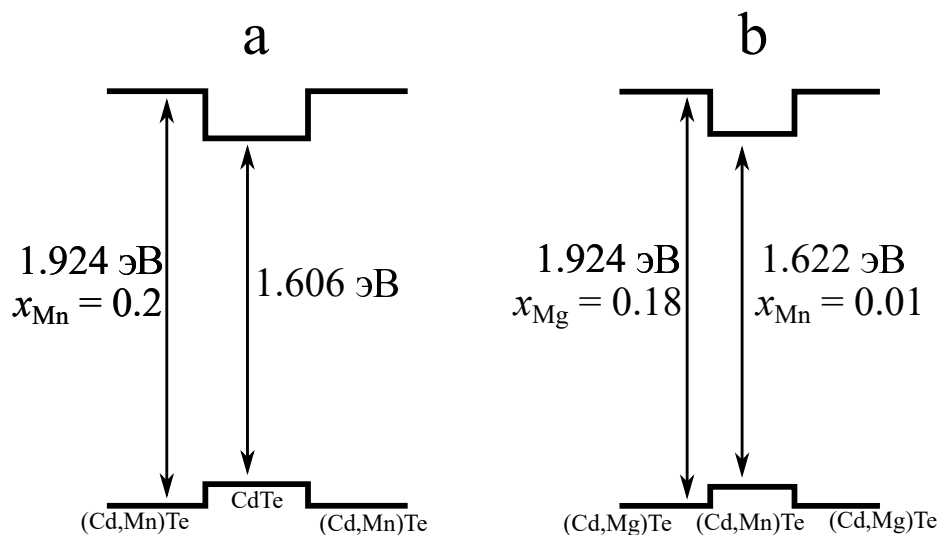


Рисунок 1.6 — а) Квантовая яма CdTe в барьерах из РМП (Cd,Mn)Te. б) Квантовая яма на основе РМП (Cd,Mn)Te с немагнитными барьерами (Cd,Mg)Te.

запрещённой зоны (англ. band gap engineering). Имеется возможность создавать гибридные структуры «немагнитный материал»/«разбавленный магнитный полупроводник» с заданными значениями ширины запрещённой зоны и концентрации магнитной примеси 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). Это позволяет потенциально использовать такие системы в полупроводниковой электронике и спинтронике [47], а также делает их удобными модельными объектами для исследования фундаментальных явлений. Среди таких явлений можно выделить так называемый «эффект близости», возникающий в слоистых структурах из магнитных и немагнитных слоёв и представляющий собой влияние магнитного слоя на немагнитный в зависимости от расстояния между этими слоями. Среди таких систем могут быть структуры, содержащие слой ферромагнитного материала и полупроводниковую квантовую яму, разделённую немагнитным барьером [48], или, например, структуры с двумя квантовыми ямами — одна из РМП, вторая из немагнитного полупроводника — разделённые немагнитным барьером [A1].

1.5 Оптические методы исследования полупроводников

Оптические методы широко применяются для исследования спиновой физики в полупроводниках, в том числе и в РМП, и наноструктурах на их основе. Среди них можно выделить метод поляризованной фотолюминесценции. Известный уже более чем полвека эффект оптической ориентации спинов носителей заряда при межзонном поглощении полупроводниками циркулярно-поляризованного света является одним из наиболее ярких представителей таких методик. В прямозонных полупроводниках с решёткой цинковой обманки типа GaAs и CdTe правила отбора при межзонных оптических переходах устроены так, что поглощение циркулярно-поляризованного фотона приводит к появлению неравновесной спиновой поляризации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне (см. Главу 2 в [49]).

На Рисунке 1.7 показана иллюстрация таких правил отбора при поглощении $\sigma+$ циркулярно-поляризованного света, сопровождающегося рождением электронно-дырочных пар (экситонов) с тяжёлой дыркой (проекция углового момента $m_J = -3/2$), и с лёгкой дыркой ($m_J = -1/2$). В первом случае переходы в три раза более вероятны, чем во втором, что следует из значений матричных элементов дипольного оптического перехода $\langle c | \boldsymbol{\xi} \cdot \hat{\mathbf{P}} | v \rangle$, где $\hat{\mathbf{P}} = -i\hbar \nabla$ — оператор импульса ($\hbar$ — постоянная Планка), $\boldsymbol{\xi}$ — вектор поляризации падающего света, а $\langle c |$ и $| v \rangle$ — состояния электрона в зоне проводимости и в валентной зоне, между которыми осуществляется оптический переход. Эти состояния заданы формулами (1.4) (для зоны проводимости), (1.5) (для валентной зоны).

Так, для циркулярно-поляризованного света с $\boldsymbol{\xi} = \{1, i\}/\sqrt{2}$ ($\sigma+$ поляризация) будут существовать только два ненулевых матричных элемента: первый $\langle 1/2, -1/2 |_{\Gamma_6} \boldsymbol{\xi} \cdot \hat{\mathbf{P}} | 3/2, -3/2 \rangle_{\Gamma_8} = P_{cv}$, и второй $\langle 1/2, +1/2 |_{\Gamma_6} \boldsymbol{\xi} \cdot \hat{\mathbf{P}} | 3/2, -1/2 \rangle_{\Gamma_8} = \sqrt{\frac{1}{3}} P_{cv}$, где P_{cv} — значение, индивидуальное для исследуемой системы (интенсивность излучения пропорциональна квадрату модуля соответствующих матричных переходов).

Созданная спиновая поляризация релаксирует со временем к равновесному значению, когда электроны равномерно занимают все состояния в зоне проводимости (или валентной зоне, в случае дырок). При этом электроны и дырки могут релаксировать с разными временами — $\tau_{s,e}$ и $\tau_{s,h}$, соответственно. Также бывает, что экситон может релаксировать по спину как целое, если обменное взаимодей-

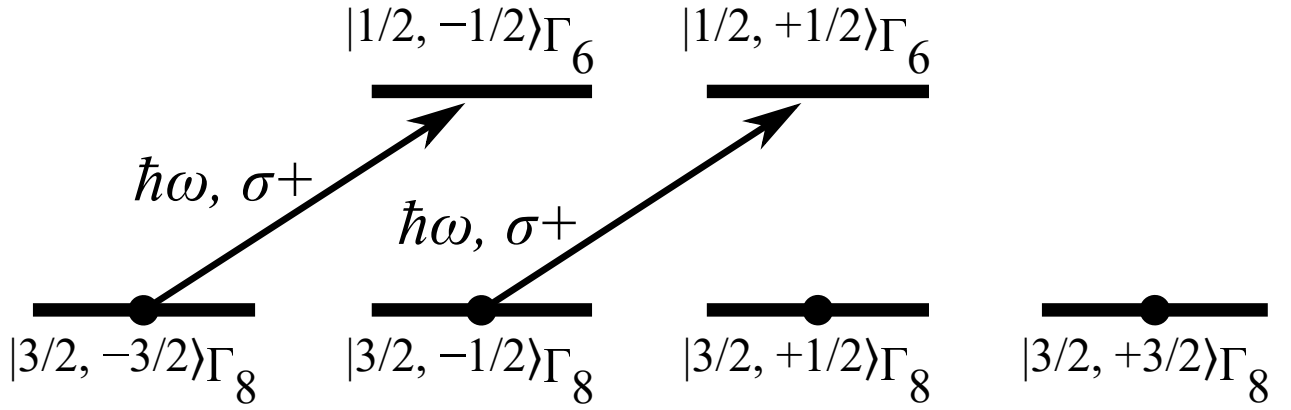


Рисунок 1.7 — Состояния электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне в Γ -точке полупроводников типа GaAs (CdTe). Стрелками показаны межзональные оптические переходы при поглощении $\sigma+$ циркулярно-поляризованного света. Оптический переход из состояния $|3/2, -3/2\rangle_{\Gamma_8}$ в три раза более эффективен чем переход из состояния $|3/2, -1/2\rangle_{\Gamma_8}$.

ствие между электроном и дыркой значительное. В этом случае можно выделить время спиновой релаксации экситона как целого $\tau_{s,exc}$.

Если время спиновой релаксации носителей заряда оказывается больше, чем время жизни электронного возбуждения τ (экситона), то вторичное излучение (фотолюминесценция), появляющееся за счёт рекомбинации электронно-дырочных пар, также будет частично циркулярно-поляризованным. В объёмных полупроводниках типа GaAs (CdTe) существует сильное спин-орбитальное взаимодействие электронов в валентной зоне: спин электрона сильно связан с направлением его движения. В этом случае время спиновой релаксации дырок $\tau_{s,h}$ оказывается порядка среднего времени между актами рассеяния (времени релаксации импульса) $10^{-13} - 10^{-12}$ с. Время жизни электронного возбуждения в таких полупроводниках обычно порядка $10^{-10} - 10^{-9}$ с, что означает полную спиновую релаксацию дырок за время жизни. Это значит, что степень циркулярной поляризации ФЛ будет определяться спиновой поляризацией электронов в зоне проводимости. Время $\tau_{s,e}$, в зависимости от исследуемой структуры, может меняться в широких пределах и может быть как больше, так и меньше времени жизни экситона. В первом приближении степень циркулярной поляризации ФЛ, полученной за счёт эффекта оптической ориентации, может быть записана в виде $0.25 \frac{\tau_{s,e}}{\tau_{s,e} + \tau}$ (коэффициент 0.25 возникает из-за правил отбора).

В разбавленных магнитных полупроводниках время спиновой релаксации электронов значительно подавляется за счёт механизмов обменного рассеяния (см., например, главу 9 в [16]). Фотовозбуждённый ориентированный по спину,

электрон в зоне проводимости, взаимодействуя с множеством ионов марганца в области своей локализации, может терять спиновую поляризацию за счёт flip-flop переворотов, передавая угловой момент в систему ионов марганца за счёт $s/p-d$ обменного взаимодействия, имеющего гейзенберговский вид (1.1). Процесс обменного рассеяния электронов на ионах марганца обычно не даёт возможности наблюдать эффект оптической ориентации в РМП, однако магнито-поляронный эффект, стабилизирующий спин носителя заряда и ионов марганца в его окружении, уменьшает время спиновой релаксации, что позволяет исследовать оптическую ориентацию магнитных поляронов [21; 23; 24; 50; 51].

Создавать спиновую поляризацию носителей заряда можно не только циркулярно-поляризованным светом. Приложение внешнего магнитного поля приводит к расщеплению состояний электронов в зоне проводимости и в валентной зоне, что приводит к появлению равновесной спиновой поляризации, если зеемановское расщепление больше тепловой энергии. Такая равновесная спиновая поляризация фотовозбуждённых носителей заряда, в силу рассмотренных выше правил отбора для оптических переходов, также будет проявляться в степени циркулярной поляризации ФЛ при наблюдении вторичного излучения в направлении приложенного магнитного поля. Помимо этого, зеемановское расщепление (в т.ч. гигантский эффект Зеемана) приведут к заметному сдвигу полос экситонной ФЛ, по которым можно определять параметры системы, такие как концентрация марганца или температура системы.

Таким образом, метод поляризованной фотолюминесценции является мощным инструментом для исследования электронной и спиновой структуры полупроводников. Он является неразрушающим и достаточно прост в применении.

Ещё одним оптическим методом исследования полупроводников является метод рамановского рассеяния света (РРС), также известного как комбинационное рассеяние света. В процессе РРС, которое является неупругим, световая энергия лишь частично передаётся полупроводнику (или полупроводник отдаёт часть энергии свету при рассеянии). При этом порция энергии определяется тем, на чём рассеивается свет в полупроводнике.

В этом случае должен выполняться закон сохранения энергии:

$$\hbar\omega_i = \hbar\omega_f \pm E_s, \quad (1.26)$$

где $\hbar\omega_i$ — энергия падающего света, $\hbar\omega_f$ — энергия рассеянного света, $\pm E_s$ — порция энергии, отданная или забранная светом в процессе рассеяния. Также дол-

жен выполняться закон сохранения импульса:

$$\hbar \mathbf{k}_i = \hbar \mathbf{k}_f \pm \hbar \mathbf{k}_s, \quad (1.27)$$

где $\hbar \mathbf{k}_i$ — импульс падающего света, $\hbar \mathbf{k}_f$ — импульс рассеянного света, $\pm \hbar \mathbf{k}_s$ — импульс, переданный свету или от света при рассеянии.

Так, например, неупругое рассеяние света может происходить на доноре, содержащем электрон, состояния которого расщеплены по спину во внешнем магнитном поле. В этом случае в акте рассеяния спин электрона перевернётся, а порция энергии, переданная свету (или светом), будет равна энергии зеемановского расщепления в магнитном поле ΔE (см. Рисунок 1.8a). Угловой момент также должен сохраняться при таком рассеянии. Такой процесс называется РРС с переворотом спина и широко применяется в полупроводниковой физике для определения значения и анизотропии g -фактора носителей заряда и магнитных примесей (см., например, [52]). Также в квантовых ямах на основе РМП, помещённых в магнитное поле, направленное поперёк оси роста, наблюдается эффект рамановского рассеяния света с переворотом спина нескольких ионов марганца [A1; 27]. Этот эффект заключается в том, что в спектре рассеяния рядом с лазерной линией наблюдается набор эквидистантных линий (до 15 штук), расстояние между которыми равно энергии зеемановского расщепления состояния иона марганца.

Отдельным типом рамановского рассеяния света является такое рассеяние, в акте которого может родиться (или поглотиться; исчезнуть) продольный оптический фонон (ЛО фонон), тогда в спектре рамановского рассеяния появится линия, отстоящая от линии лазера на энергию оптического фонона $\hbar \Omega_{\text{ЛО}}$. При испускании фонона линия в спектре будет находиться с низкоэнергетической стороны от лазера (стоксово рассеяние), при поглощении — с высокоэнергетической стороны (антистоксово рассеяние) (см. Рисунок 1.8b). Такое рассеяние света позволяет исследовать механизмы электрон-фононного взаимодействия в полупроводниках. Полезным оказывается эффект резонансного рамановского рассеяния. Выделяют входной и выходной резонансы рамановского рассеяния с испусканием продольного оптического фонона. В первом случае энергия падающего света настраивается в резонанс с электронными возбуждениями в кристалле (зелёная кривая на Рисунке 1.9), во втором — отстраивается от экситонного резонанса выше по энергии на $\hbar \Omega_{\text{ЛО}}$ (красная кривая на Рисунке 1.9). В обоих случаях

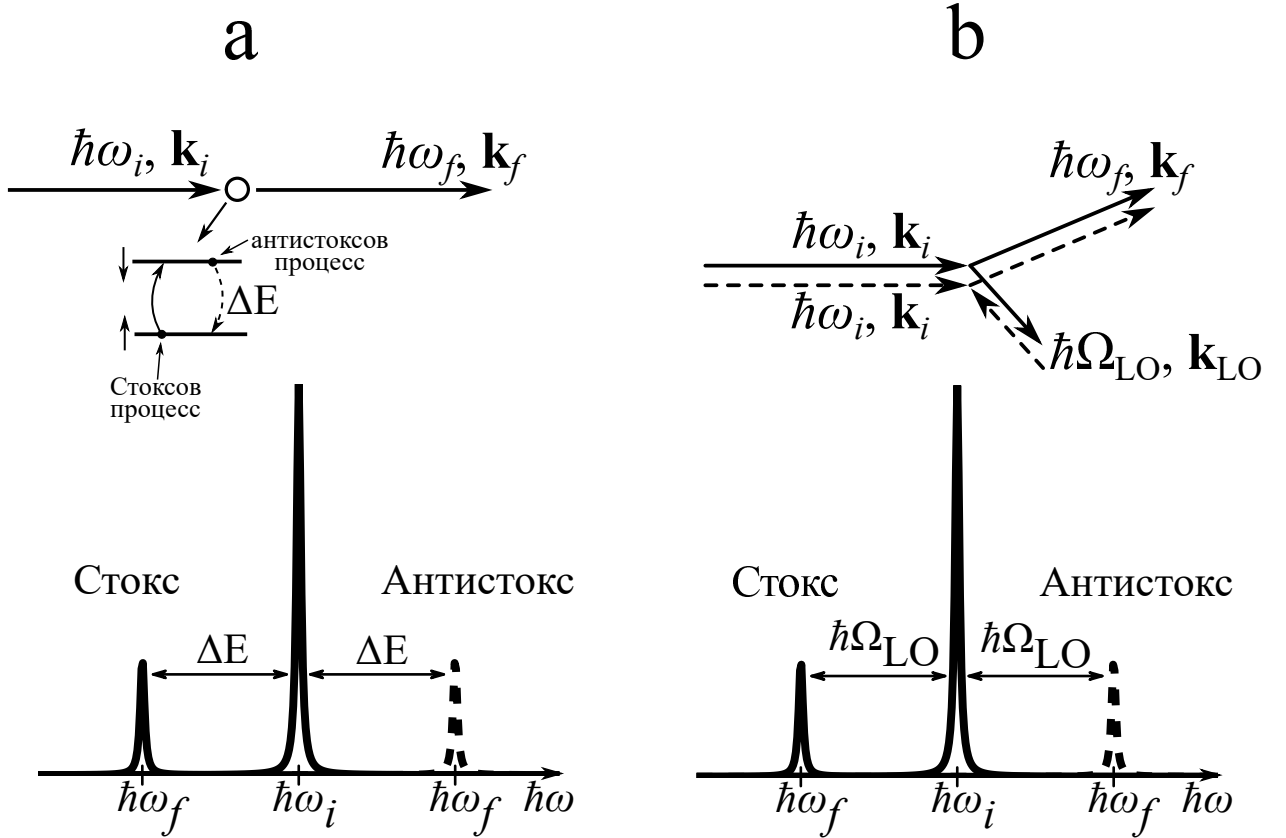


Рисунок 1.8 — Иллюстрация к процессу рамановского рассеяния света с а) переверотом спина, б) испусканием или поглощением продольного оптического фонона. Энергия и импульс падающего света обозначаются как $\hbar\omega_i$ и $\mathbf{k}_i$, соответственно, рассеянного света — как $\hbar\omega_f$ и $\mathbf{k}_f$, соответственно. $\hbar\Omega_{LO}$ и $\mathbf{k}_{LO}$ — энергия и импульс фонона. Показаны стоксов и антистоксов процессы с соответствующими сателлитами рядом с лазерной линией в спектре рассеяния.

происходит значительное увеличение интенсивности сателлитов в спектре рамановского рассеяния по сравнению с нерезонансным случаем. Можно сделать систему, в которой условия входного и выходного резонансов будут выполнены одновременно. Такая ситуация называется двойным резонансом рамановского рассеяния света с испусканием продольного оптического фонона (чёрная кривая на Рисунке 1.9). Матричный элемент, описывающий двойной резонанс, имеет следующий вид:

$$M_{nm}(\mathbf{q}) = \frac{M_n^* V_{nm}^{LO}(\mathbf{q}) M_m}{(\hbar\omega_i - E_m)(\hbar\omega_i - \hbar\Omega_{LO} - E_n)}, \quad (1.28)$$

где индексы m и n обозначают, соответственно, начальное состояние экситона (с энергией E_m), созданное падающим светом с энергией $\hbar\omega_i$, и конечное состояние экситона (с энергией E_n) после испускания продольного оптического фонона; M_m (M_n) соответствуют матричным элементам оптического перехода, $V_{nm}^{LO}(\mathbf{q})$ —

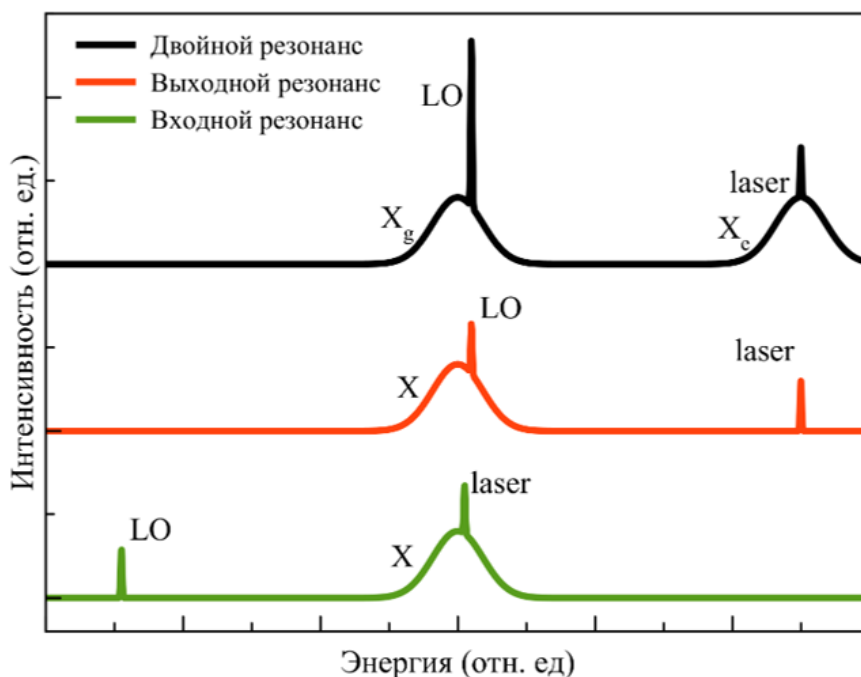


Рисунок 1.9 — Иллюстрация процессов входного, выходного и двойного резонансов рамановского рассеяния света с испусканием LO фонона. X — полоса излучения экситонного состояния, LO — особенность в спектре PPC; X_e и X_g — состояния экситона, участвующие в процессе двойного резонансного PPC.

матричный элемент экситон-фононного взаимодействия с волновым вектором фонона q .

Двойной резонанс используется в качестве мощной методики для исследования электронных и колебательных свойств твёрдых тел. Например, он часто применяется при изучении двумерных структур, таких как графен или дихалькогениды переходных металлов [53—55]. Достичь двойного резонанса можно несколькими способами. В объёмных материалах, например, существует возможность расщепить состояния тяжёлых и лёгких дырок путём приложения одноосного механического напряжения [56]. В случае систем пониженной размерности правильно подобранная ширина квантовой ямы также может привести к выполнению условий двойного резонанса [57]. В РМП эффект ГСР оказывается очень удобным: охлаждая образец до криогенных температур и прикладывая относительно небольшие магнитные поля, можно достигать расщеплений состояний экситона, соответствующих условию двойного резонанса. Например, в работе [58] двойной резонанс наблюдался в объёмном (Cd,Mn)Te между состояниями лёгких и тяжёлых дырок, расщеплённых в магнитном поле. Можно исследовать

двойной резонанс, комбинируя эффект ГСР и расщепление состояний тяжёлых и лёгких дырок в квантовой яме [A2; 59]. В работе [60] проиллюстрировано влияние двойного резонанса рамановского рассеяния на спиновую релаксацию экситона, где в сверхрешётке (Zn,Mn)Se/CdSe наблюдался двойной резонанс между состояниями экситона, образованного тяжёлой дыркой с разными проекциями углового момента. Таким образом, двойной резонанс рамановского рассеяния позволяет исследовать также и спиновые явления в полупроводниках.

Глава 2. Методика эксперимента и исследуемые образцы

2.1 Методика эксперимента

В ходе исследования оптических свойств квантовых ям на основе разбавленных магнитных полупроводников использовались три экспериментальные оптические методики. *Метод поляризованной фотолюминесценции, рамановское рассеяние света с переворотом спина и испусканием продольного оптического фонона и метод накачка-зондирование с временным разрешением.*

Первые две методики были реализованы на одной экспериментальной установке, схема которой изображена на Рисунке 2.1. В качестве источника фотовозбуждения служил непрерывный перестраиваемый титан-сапфировый лазер с кольцевым резонатором, имеющий спектральную ширину лазерной линии 0.1 мкэВ. Диапазон перестройки лазера — от 1.13 эВ до 1.77 эВ. Для предотвращения избыточного нагрева исследуемых образцов мощность накачки поддерживалась не более 1 мВт, сфокусированная в пятно диаметром 300 мкм. Лазерное излучение пропусклось через линейный поляризатор для создания линейно-поляризованного фотовозбуждения; или через линейный поляризатор и четверть-волновую пластинку, оси которых были наклонены относительно друг друга под $+45^\circ$ или под -45° для создания право- ($\sigma+$) или лево-циркулярно-поляризованного ($\sigma-$) возбуждения. Детектирование спектров ФЛ и РРС производилось при помощи тройного монохроматора с общим спектральным разрешением 50 мкэВ и CCD камеры. Поляризационный состав вторичного излучения детектировался при помощи анализаторов линейной и циркулярной поляризации. Первый представляет собой линейный поляризатор (призму Глана), второй — четверть-волновую пластинку и линейный поляризатор (призму Глана) с осями, наклонёнными под $+45^\circ$ или -45° .

Исследуемый образец помещался в гелиевый криостат с температурной вставкой и сверхпроводящим магнитом, что позволяло проводить измерения при температуре T образца в диапазоне от 1.5 К до 300 К и при приложении магнитного поля B до 6 Тл в геометрии Фарадея (ФЛ исследуется в направлении магнитного поля) и геометрии Фойгта (поперёк магнитного поля).

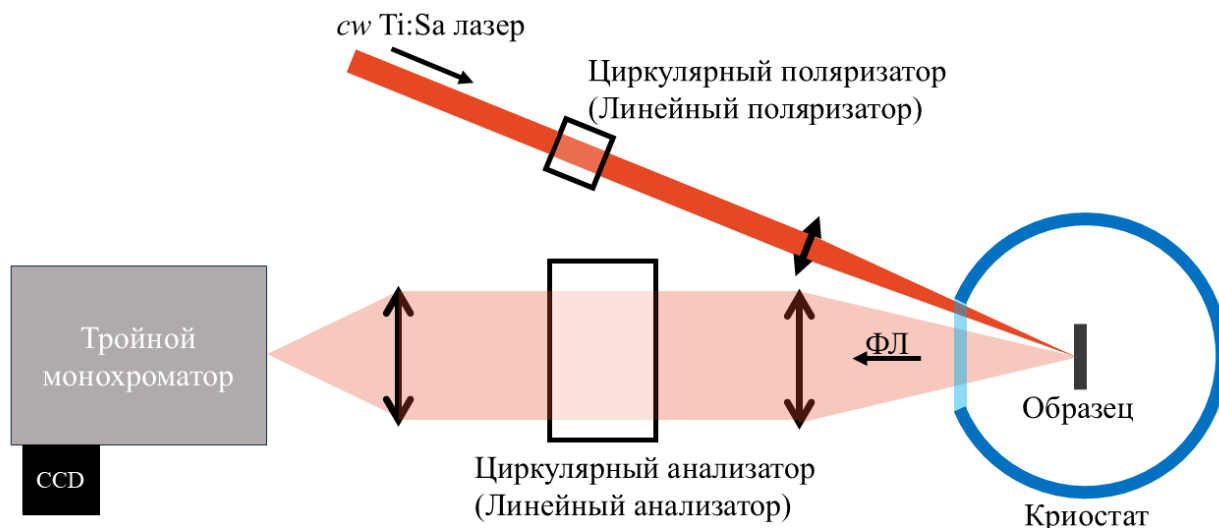


Рисунок 2.1 — Схема экспериментальной установки по исследованию фотолюминесценции и рамановского рассеяния света.

Схема экспериментальной установки по измерению угла керровского вращения в режиме накачка-зондирование с разрешением по времени показана на рисунке 2.2. В качестве источника возбуждения использовался импульсный титан-сапфировый лазер, работающий на принципе синхронизации мод, с длительностью импульса 1.5 пс и периодом между импульсами 13.2 нс. Спектральная ширина лазерного излучения составляла около 1 мэВ, диапазон перестройки лазера — от 1.55 эВ до 1.77 эВ. Лазерный луч разделялся при помощи светоделительного кубика на луч накачки и зондирующий луч. Первый коллимировался двумя линзами с фокусным расстоянием 300 мм, при помощи системы зеркал направлялся на механическую линию задержки длиной 1 м, укомплектованную уголковым отражателем (ретрорефлектором), что позволяло создавать задержку по времени между импульсами накачки и зондирования от 0 до 6.67 нс. Поляризация луча накачки модулировалась между $\sigma+$ и $\sigma-$ с частотой 50 кГц при помощи линейного поляризатора и фотоупругого модулятора с осями, наклонёнными под 45° . Накачка фокусировалась на образце в пятно диаметром 300 мкм. Мощность накачки варьировалась от 1.5 мВт до 20 мВт. Луч накачки падал нормально к поверхности образца. Зондирующий луч поляризовывался линейно и фокусировался на поверхности образца в пятно диаметром 300 мкм мощностью 0.5 мВт. Угол падения зондирующего луча был не более 5° . Перекрывание лучей

та (про криостат см. ниже). Далее свет проходит через полуволновую пластинку и попадает на призму Волластона, в которой разделяется на два луча, имеющих ортогональные линейные поляризации. Эти лучи фокусируются линзами с фокусным расстоянием 10 мм на детекторах балансного фотоприёмника. При перекрытом луче накачки (отсутствии среднего спина в исследуемой структуре) подбирается угол наклона оси полуволновой пластины такой, что оба луча, вышедшие из призмы Волластона, имели одинаковую интенсивность: сигнал на балансном фотоприёмнике равен нулю. При проведении эксперимента сигнал с фотоприёмника подаётся на синхронный детектор (lock-in), демодулирующий сигнал на частоте работы фотоупругого модулятора.

Исследуемый образец помещался в криостат замкнутого цикла с возможностью контролировать температуру образца от 4.7 К до комнатной температуры, магнитное поле величиной от 0.22 Тл до 0.47 Тл создавалось постоянными неодимовыми магнитами и прикладывалось поперёк направлению луча накачки.

2.2 Характеризация исследуемых образцов

В работе изложены результаты исследования квантовых ям на основе разбавленного магнитного полупроводника (Cd,Mn)Te оптическими методами. Образцы **041700A** и **041700B** представляли собой структуры из трёх квантовых ям (Cd,Mn)Te с концентрацией марганца $x_{\text{Mn}} = 0.03$ и $x_{\text{Mn}} = 0.04$, соответственно, с ширинами 4 нм, 6 нм и 10 нм, разделённых немагнитным барьером $\text{Cd}_{0.76}\text{Mg}_{0.24}\text{Te}$ толщиной 30 нм. Структуры выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs (100) через толстый буфер CdTe для уменьшения механических напряжений, возникающих из-за рассогласования параметров решётки подложки и квантовых ям. Структура покрывалась слоем немагнитного (Cd,Mg)Te толщиной 30 нм. Предварительные исследования [18] показали, что фотовозбужденные электроны и дырки подвержены эффекту каскадного туннелирования между квантовыми ямами. Из-за различия коэффициентов туннелирования электронов и дырок в узкой КЯ накапливаются резидентные дырки, а в широкой — резидентные электроны (фотолегирование). Это приводит к установлению равновесной концентрации резидентных дырок в узкой КЯ (шириной 4 нм) и резидентных электронов в широкой квантовой яме (шириной 10 нм). На

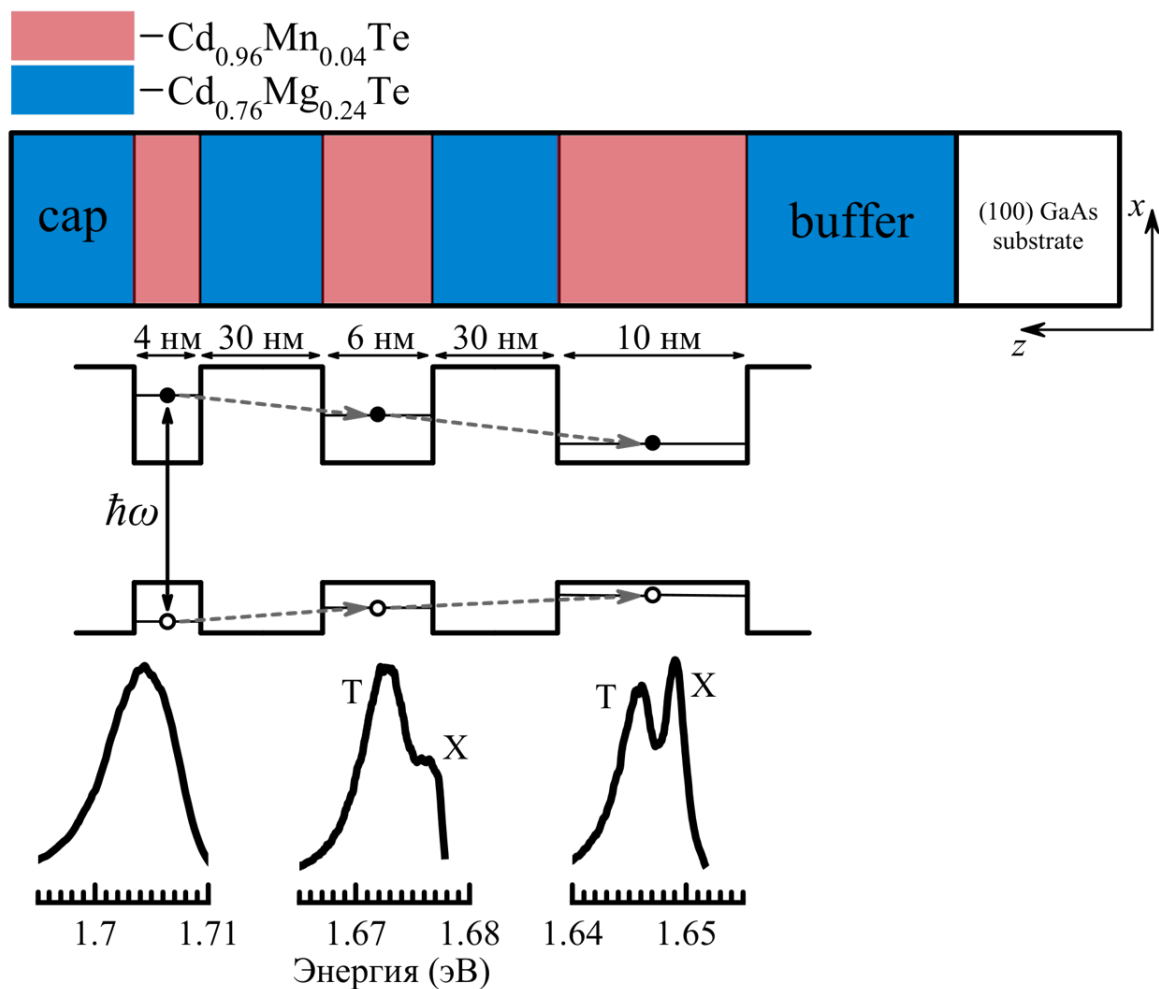


Рисунок 2.3 — Схема образца 041700В, профилей потенциала, уровней размерного квантования и спектров ФЛ при надбарьерной подсветке (Т — трионная ФЛ, Х — экситонная ФЛ) при $T = 1.5$ К. Пунктирными стрелками показаны процессы каскадного туннелирования. Скорости этих процессов различны для электронов и дырок.

Рисунке 2.3 изображена схема профиля потенциала квантовых ям и спектры ФЛ образца 041700В, полученные при надбарьерном фотовозбуждении (согласно формуле (1.25) ширина запрещенной зоны барьера 2.02 эВ) светом с энергией фотонов 3.06 эВ (длиной волны 405 нм) и мощностью 1 мВт, сфокусированным в пятно диаметром 300 мкм при температуре 1.5 К. Спектры ФЛ образца 041700А качественно похожи на те, что получены на образце 041700В при идентичных условиях.

В спектрах ФЛ из ямы шириной 10 нм наблюдаются две спектрально разрешенные полосы излучения с шириной на полувысоте 3 мэВ, отстоящие друг от друга на 3 мэВ. Высокоэнергетичная полоса соответствует излучению экситона (Х), низкоэнергетичная — электронного триона (Т). В яме средней толщины

(6 нм) также наблюдаются две полосы ФЛ, соответствующие излучению экситона и триона. В узкой яме (4 нм) ФЛ представляет собой одну полосу с шириной на полувысоте 6 мэВ, в которой присутствует излучение и экситона, и дырочно-го триона. Излучение этих двух типов электронных возбуждений спектрально не разрешается, по-видимому, из-за сильного влияния монослойных флуктуаций границ гетероинтерфейсов, заметных для узкой ямы.

Образец **101398А** представлял собой набор двойных квантовых ям, выращенных на одной подложке GaAs (001) методом молекулярно-пучковой эпитаксии через буферный слой $\text{Cd}_{0.88}\text{Mg}_{0.12}\text{Te}$ толщиной 4 мкм для уменьшения напряжений между слоями II-VI и III-V полупроводников. Все двойные квантовые ямы состояли из немагнитной ямы CdTe и ямы из РМП $\text{Cd}_{0.984}\text{Mn}_{0.016}\text{Te}$ с ширинами 20 нм и 8 нм, соответственно. Ямы были разделены тонким барьером $\text{Cd}_{0.88}\text{Mg}_{0.12}\text{Te}$ толщиной d (см. Рисунок 2.4). Исследовано четыре двойные квантовые ямы с толщиной барьера d : 5 монослоёв (≈ 1.64 нм), 7 монослоёв (≈ 2.30 нм), 9 монослоёв (≈ 2.95 нм) и 11 монослоёв (≈ 3.50 нм). Узкая яма в каждой двойной квантовой яме покрывалась слоем $\text{Cd}_{0.88}\text{Mg}_{0.12}\text{Te}$ толщиной 50 нм. Широкая немагнитная квантовая яма содержала некоторое остаточное легирование, о котором можно судить по наличию в спектрах ФЛ двух полос, соответствующих излучению экситона и триона (см. Рисунок 2.4). Излучение из узкой магнитной квантовой ямы отсутствует в связи с быстрым туннелированием фотовозбуждённых носителей заряда в широкую квантовую яму. Как будет показано далее в главе 5, энергии состояний в узкой квантовой яме определяются по спектрам отражения.

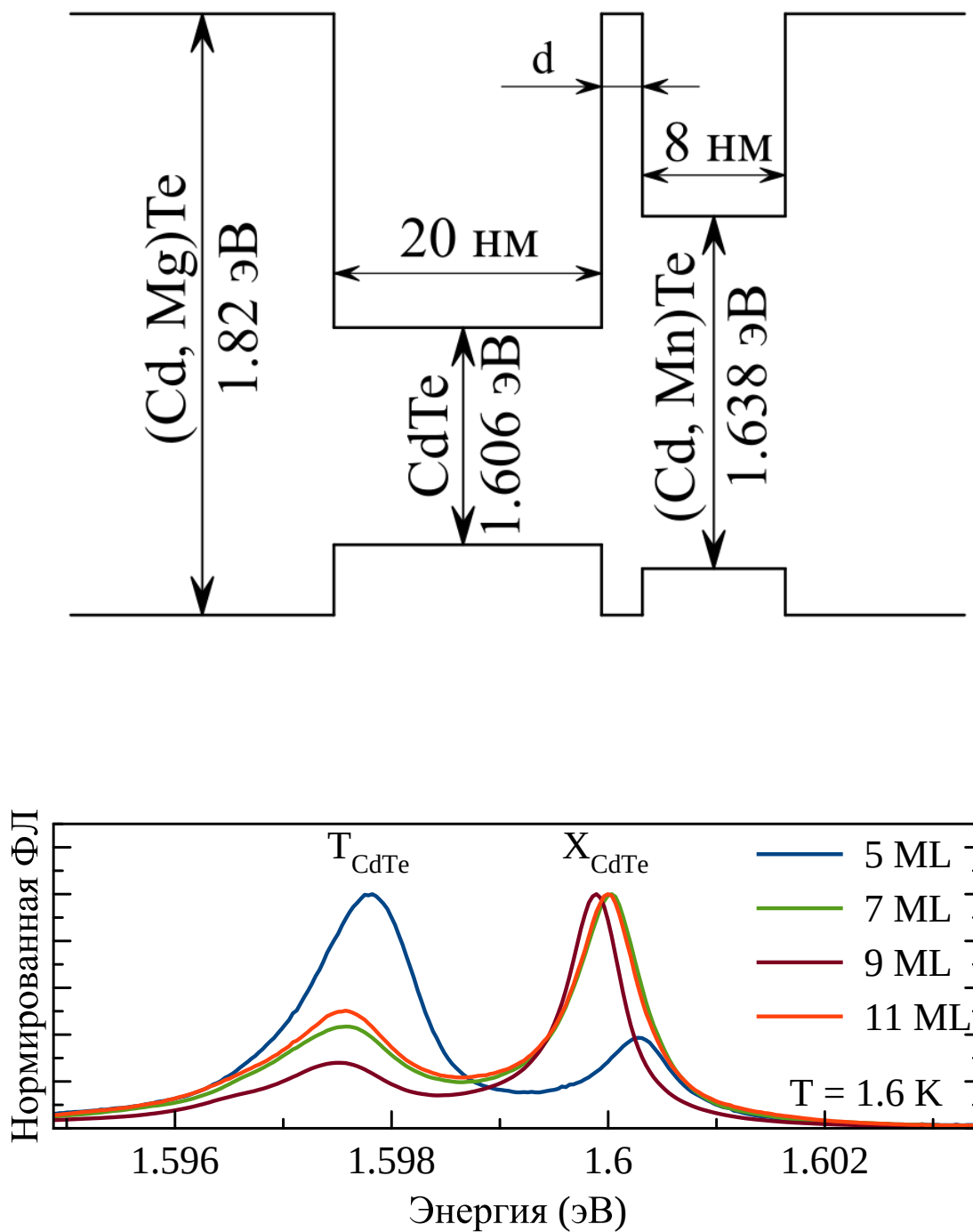


Рисунок 2.4 — В верхней части показаны профили потенциала двойных квантовых ям образца 101398А. Ширины запрещённых зон рассчитаны по формулам (1.23) и (1.25). В нижней части показаны спектры ФЛ квантовой ямы CdTe для структур с разной толщиной барьера d (см. легенду, ML — монослой), T_{CdTe} — полоса излучения триона, X_{CdTe} — полоса излучения экситона, $T = 1.6$ K.

Глава 3. Исследование магнитополяронного сдвига фотолюминесценции дырочного триона в квантовой яме (Cd,Mn)Te в сильном поперечном магнитном поле методом селективного фотовозбуждения.

В этой главе будет обсуждаться влияние магнитополяронного эффекта на формирование спектров ФЛ экситона и дырочного триона, а также спектров рамановского рассеяния света с переворотом спина нескольких ионов марганца узкой квантовой ямы образца **041700В** (см. раздел 2.2) [A1]. Исследования проводились при температуре $T = 1.5$ К в магнитном поле, приложенном поперёк оси роста структуры (геометрия Фойгта), при квазирезонансном стационарном (continuous-wave) фотовозбуждении локализованных состояний экситонов и трионов.

3.1 Экспериментальные результаты

3.1.1 Спектры фотолюминесценции в магнитном поле в геометрии Фарадея

Спектры ФЛ КЯ шириной 4 нм, измеренные при резонансном фотовозбуждении с различными энергиями в нулевом магнитном поле, показаны на Рисунке 3.1а сплошными линиями. Спектры представляют собой полосу излучения дырочного триона (связанного состояния экситона с резидентной дыркой) с максимумом интенсивности при 1.705 эВ. На высокоэнергетичном краю спектра ФЛ триона можно наблюдать небольшое плечо около энергии 1.712 эВ, соответствующее рекомбинации экситона. Наиболее эффективное фотовозбуждение трионов осуществляется фотонами с энергиями в диапазоне от 1.706 эВ до 1.716 эВ, который перекрывается со спектральным диапазоном состояний экситона и триона в КЯ. Максимум в спектре возбуждения трионной ФЛ (см. Рисунок 3.1а) при энергии 1.714 эВ и особенность при энергии 1.708 эВ приписываются максимуму эффективности экситонного и трионного поглощения, соответственно. Стоксов сдвиг трионной и экситонной ФЛ относительно спектра возбуждения ФЛ является следствием локализации и неоднородного уширения экситонных и трионных состояний в КЯ.

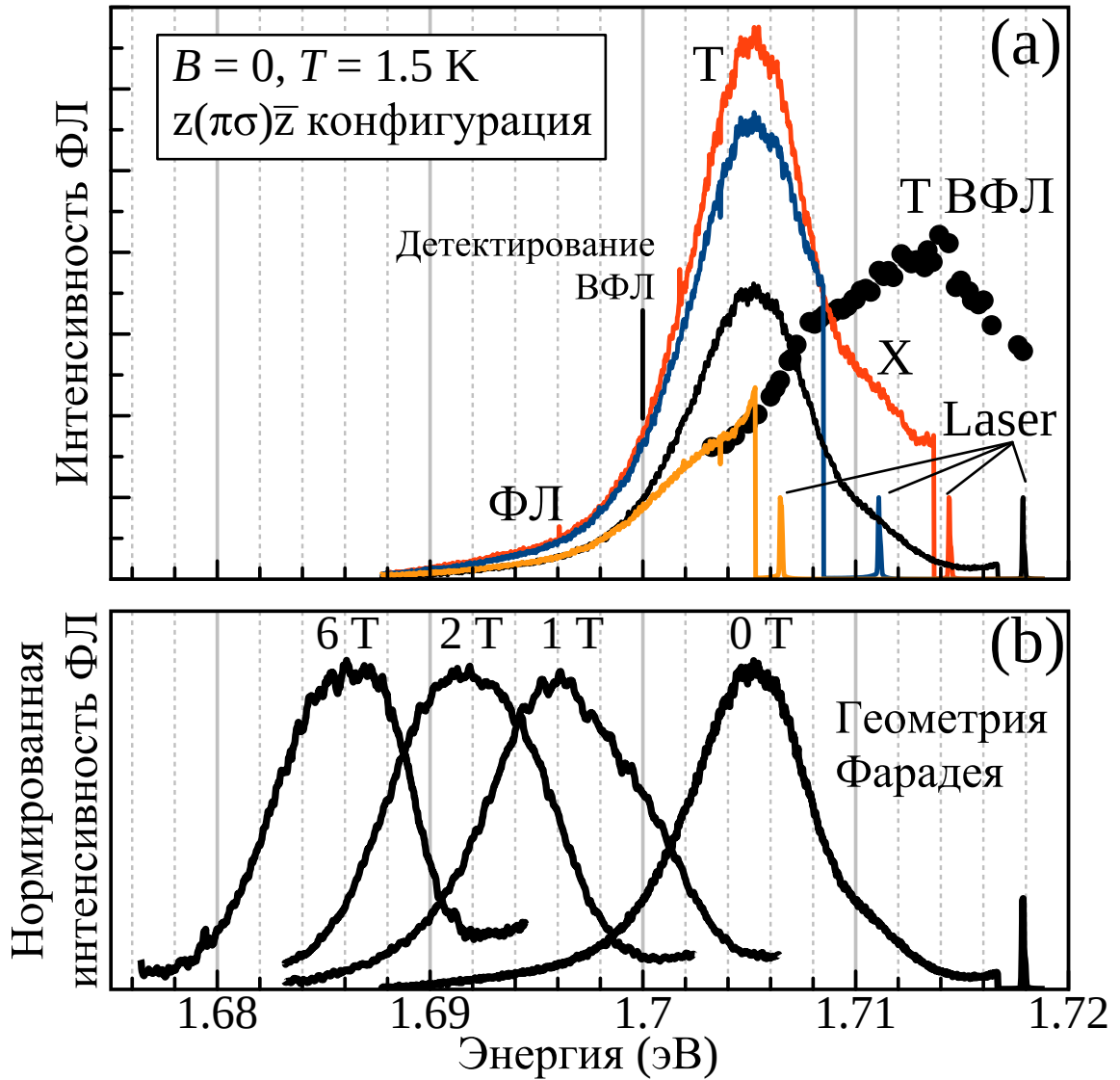


Рисунок 3.1 — (а) Цветные кривые представляют спектры ФЛ, измеренные при различных энергиях возбуждающих фотонов при $B = 0$ Т. Т и X — полосы трионной и экситонной ФЛ, соответственно. Чёрные кружки представляют спектр возбуждения трионной ФЛ, детектируемой при энергии 1.701 эВ (Т ВФЛ). (б) Нормированные спектры ФЛ, измеренные при различных магнитных полях в геометрии Фарадея при фотовозбуждении с энергией 1.718 эВ ($B = 0$), 1.710 эВ ($B = 1$ Тл), 1.706 эВ ($B = 2$ Тл) и 1.698 эВ ($B = 6$ Тл). $T = 1.5$ К.

Приложение внешнего магнитного поля в геометрии Фарадея приводит к монотонному сдвигу трионной ФЛ (в $\sigma+$ поляризации) в область низких энергий (см. Рисунки 3.1a и 3.1b), при фотовозбуждении с энергией 1.718 эВ. При этом нам не удалось разрешить экситонную ФЛ в геометрии Фарадея на фоне более широкой и яркой полосы трионной ФЛ.

Магнитополевым сдвиг вызван эффектом ГСР электронных состояний, формирующих трион. Если трион находится в синглетном состоянии, то до момента рекомбинации проекции углового момента дырок противоположны: $+3/2$ и $-3/2$, поскольку состояния с проекциями $\pm 1/2$ имеют другую энергию из-за размерного квантования в потенциале квантовой ямы. Следовательно, дырки в трионе не участвуют во взаимодействии ни с ионами марганца, ни с магнитным полем. Влияние обменного взаимодействия и магнитного поля оказывается только на электрон в трионе. Он занимает основное состояние $E_{\Gamma_6, -1/2}(B)$ в магнитном поле B (см. формулу (1.8)). Из рисунка 3.2a видно, что энергия синглетного триона в магнитном поле равна:

$$E_{\text{Trion},i} = E_g - E_s + E_{\Gamma_6, -1/2}(B), \quad (3.1)$$

где E_g — ширина запрещённой зоны, E_x — энергия связи экситона, E_s — энергия связи синглетного состояния триона как добавка к энергии связи.

Оптический переход разрешён только в состояние $E_{\Gamma_8, -3/2}$ (см. формулу (1.9)) и сопровождается излучением фотона с проекцией углового момента $+1$ на ось регистрации. Вследствие этого конечное состояние системы после рекомбинации будет таким, как показано на рисунке 3.2б: состояния в валентной зоне больше не представляют собой синглет и «расцепляются», и конечное состояние системы после рекомбинации будет:

$$E_{\text{Trion},f} = E_{\Gamma_8, -3/2}(B). \quad (3.2)$$

В конечном итоге сдвиг энергии излучения трионной ФЛ будет определяться следующим образом:

$$E_Z = E_{\text{Trion},i} - E_{\text{Trion},f} = E_g - E_s - \frac{1}{2}x_{\text{Mn}}N_0(\alpha - \beta)\langle S_{\text{Mn}}(B, T + T_0) \rangle. \quad (3.3)$$

Значение $E_g - E_s = 1.705$ эВ определено из спектрального положения полосы ФЛ триона в нулевом магнитном поле. Аппроксимация магнитолевой зависимости сдвига полосы ФЛ формулой (3.3) (в которую входит $\langle S_{\text{Mn}}(B, T +$

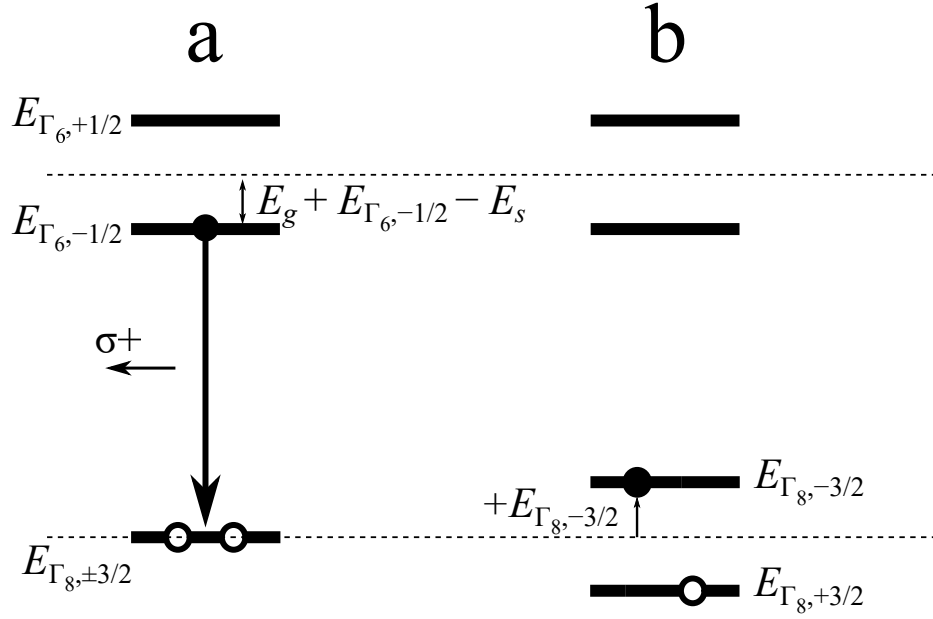


Рисунок 3.2 — (а) Начальное состояние системы, имеющее энергию E_i (формула (3.1)). Электрон находится в состоянии $E_{\Gamma_6,+1/2}$, а две дырки имеют противоположно-направленные проекции углового момента, компенсирующие друг друга. Оптический переход происходит с излучением фотона в σ^+ поляризации. (б) Конечное состояние системы, имеющее энергию E_f (формула (3.2)). Электрон, после оптического перехода находится в состоянии $E_{\Gamma_8,-3/2}$, расщеплённого магнитным полем.

$T_0\rangle$ из формулы (1.12)) позволила определить параметр $x_{\text{Mn}} = 0.018$ и феноменологический параметр $T_0 = 2.0$ К, который по смыслу определяет эффективную температуру спиновой системы ионов марганца и является добавкой к температуре образца T . $T_0 \neq 0$ вследствие антиферромагнитного короткодействующего взаимодействия между ионами марганца, занимающими соседние положения в катионной подрешётке. Такое взаимодействие также приводит к уменьшению эффективной концентрации марганца в РМП в случаях не очень сильного разбавления $x_{\text{Mn}} > 0.01$ [61]. Вместе с этим, отличие x_{Mn} от технологического значения в 0.04 возникает из-за неточности в определении содержания марганца в течение процесса роста полупроводниковой структуры.

Магнитолевой сдвиг экситонной ФЛ также описывался бы функцией Бриллюэна, т. е. формулой (3.3) с учётом того, что вместо E_s нужно было бы подставить энергию связи экситона.

3.1.2 Фотолюминесценция и рамановское рассеяние света с переворотом спина в магнитном поле в геометрии Фойгта

На Рисунке 3.3 чёрными сплошными линиями представлены спектры ФЛ, измеренные в различных магнитных полях в геометрии Фойгта в поляризационной конфигурации $z(\pi\sigma)\bar{z}$ — падающее вдоль оси z излучение π -поляризовано (плоскость поляризации параллельна направлению внешнего магнитного поля), вторичное излучение, распространяющееся вдоль оси $\bar{z}$, σ -поляризовано (плоскость поляризации и магнитное поле перпендикулярны друг другу). Как видно, в геометрии Фойгта также наблюдается сдвиг полосы ФЛ в область низких энергий. При $B > 0.5$ Тл можно видеть разгорание экситонной ФЛ в спектре со стороны высоких энергий относительно трионной ФЛ. Энергетическое расстояние между максимумами экситонной и трионной ФЛ составляет около 6 мэВ и практически не зависит от значения магнитного поля, что намекает на то, что это значение является энергией связи триона E_s . Спектральный сдвиг полос ФЛ в магнитном поле отличается от формулы (3.3) (от функции Бриллюэна) из-за анизотропии углового момента дырки в КЯ [62]. Как было сказано выше, вследствие размерного квантования состояний дырок в КЯ основное состояние экситона сформировано из электрона и тяжёлой дырки (проекции углового момента $\pm 3/2$), которое в геометрии Фойгта расщепляется на четыре состояния. Одна пара является σ -поляризованной, другая — π -поляризованной. Энергетическое расщепление первой и второй пары в магнитном поле определяется как сумма и разность энергетических сдвигов электрона и дырки, соответственно [62; 63].

В поперечном магнитном поле 6 Тл степень линейной поляризации экситонной и трионной ФЛ достигает 80%, что, по-видимому, вызвано расщеплением состояний тяжёлых дырок в поперечном магнитном поле (около 2 мэВ), превышающем тепловую энергию при $T = 1.5$ К (0.13 мэВ).

Поскольку в поперечном магнитном поле нам удалось разрешить полосы трионной и экситонной ФЛ, мы аппроксимировали спектры двумя контурами Гаусса для определения интенсивности и спектрального положения этих полос. В каждом магнитном поле была измерена серия спектров ФЛ при различных энергиях возбуждающих фотонов (пример такой серии показан на Рисунке 3.4 для магнитного поля 5.5 Тл). Зависимость амплитуды гауссового контура от энергии фотовозбуждения позволила получить спектр возбуждения ФЛ (ВФЛ) экситона

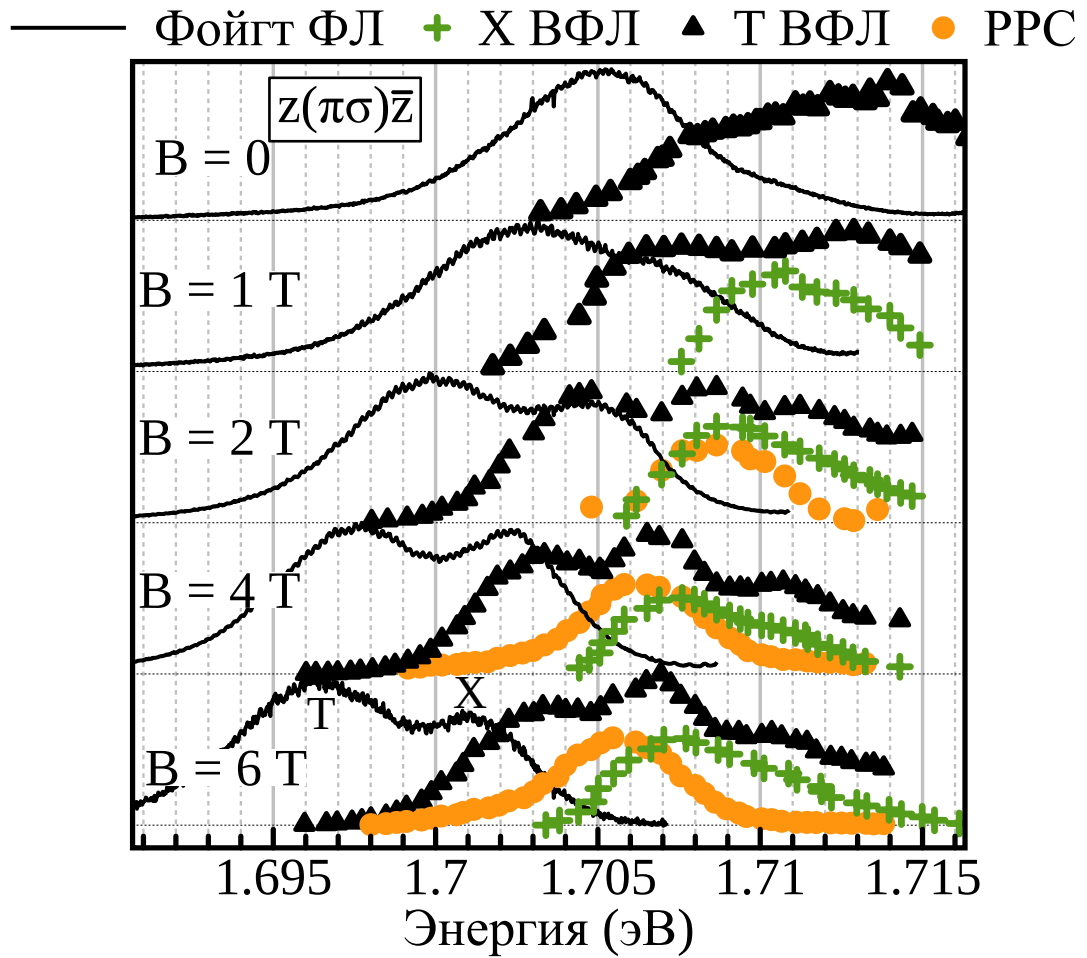


Рисунок 3.3 — Чёрные кривые — спектры ФЛ, измеренные в разных магнитных полях в геометрии Фойгта при энергиях фотовозбуждения на 10–15 мэВ больше энергии максимума трионной ФЛ. Чёрные треугольники и зелёные крестики — спектры ВФЛ триона и экситона, соответственно; оранжевые кружки — резонансный контур рамановского рассеяния света с переворотом спина нескольких ионов марганца, представленные для разных магнитных полей в геометрии Фойгта. Все спектры измерены в конфигурации $z(\pi\sigma)\bar{z}$, нормированы и сдвинуты по вертикали для ясности; горизонтальные пунктирные линии соответствуют нулевой интенсивности для каждого значения магнитного поля. Т и X — полосы трионной и экситонной ФЛ, соответственно. $T = 1.5$ К.

и триона (см. чёрные и зелёные символы на Рисунке 3.3). При $B > 1$ Тл спектр ВФЛ экситона имеет асимметричную форму, что может указывать на перекрытие двух спектрально не разрешённых π -поляризованных состояний свободных экситонов. Таким образом, максимум спектра ВФЛ экситона связан с возбуждением нижнего из этих двух состояний. Уменьшение эффективности возбуждения экситонных состояний ниже максимума спектра ВФЛ указывает на наличие локализованных экситонных состояний в этой спектральной области, плотность состояний которых имеет спектральную зависимость близкую к экспоненциальной (см. фиолетовую кривую на Рисунке 3.6, показанную в полулогарифмической шкале). Локализация экситонов может быть вызвана монослойными флуктуациями ширины КЯ и флуктуациями состава.

Как можно видеть на Рисунке 3.3, особенности в спектре ВФЛ триона, наблюдаемые при энергиях 1.708 эВ и 1.714 эВ при $B = 0$ (см. Рисунок 3.1), сохраняют свою структуру в магнитном поле в геометрии Фойгта. Низкоэнергетичная особенность превращается в хорошо различимый максимум, сдвигающийся в область низких энергий с ростом магнитного поля. Эта особенность соответствует прямому возбуждению трионных состояний в КЯ. Часть спектра ВФЛ триона, лежащая ниже этого максимума, имеет экспоненциальную зависимость (см. оранжевую кривую на Рисунке 3.6, показанную в полулогарифмической шкале), что так же, как и в случае экситонов, соответствует прямому возбуждению локализованных трионных состояний. Высокоэнергетичный максимум, наблюдаемый при $B = 0$ (см. Рисунок 3.1), расщепляется на два в поперечном магнитном поле. Их магнитолевой энергетический сдвиг практически такой же, как и у спектра ВФЛ экситона. Поэтому мы предполагаем, что эти максимумы соответствуют резонансному возбуждению π -поляризованных экситонных состояний, которые связываются в трион. Близкие значения амплитуды всех трёх максимумов в спектре ВФЛ триона могут указывать на высокую эффективность процесса формирования триона.

В поперечном поле в спектре вторичного излучения также наблюдается набор узких эквидистантных линий (до семи штук) (см. Рисунок 3.5b). Эти линии появляются из-за эффекта РРС с переворотом спина нескольких ионов марганца и являются характерным эффектом, наблюдаемым в КЯ на основе РМП (впервые обнаружено в работе [27]). Зависимость интенсивности линий РРС от энергии возбуждения имеет резонансный характер. Для каждого магнитного поля выше 2 Тл нами был измерен резонансный контур РРС, представляющий собой

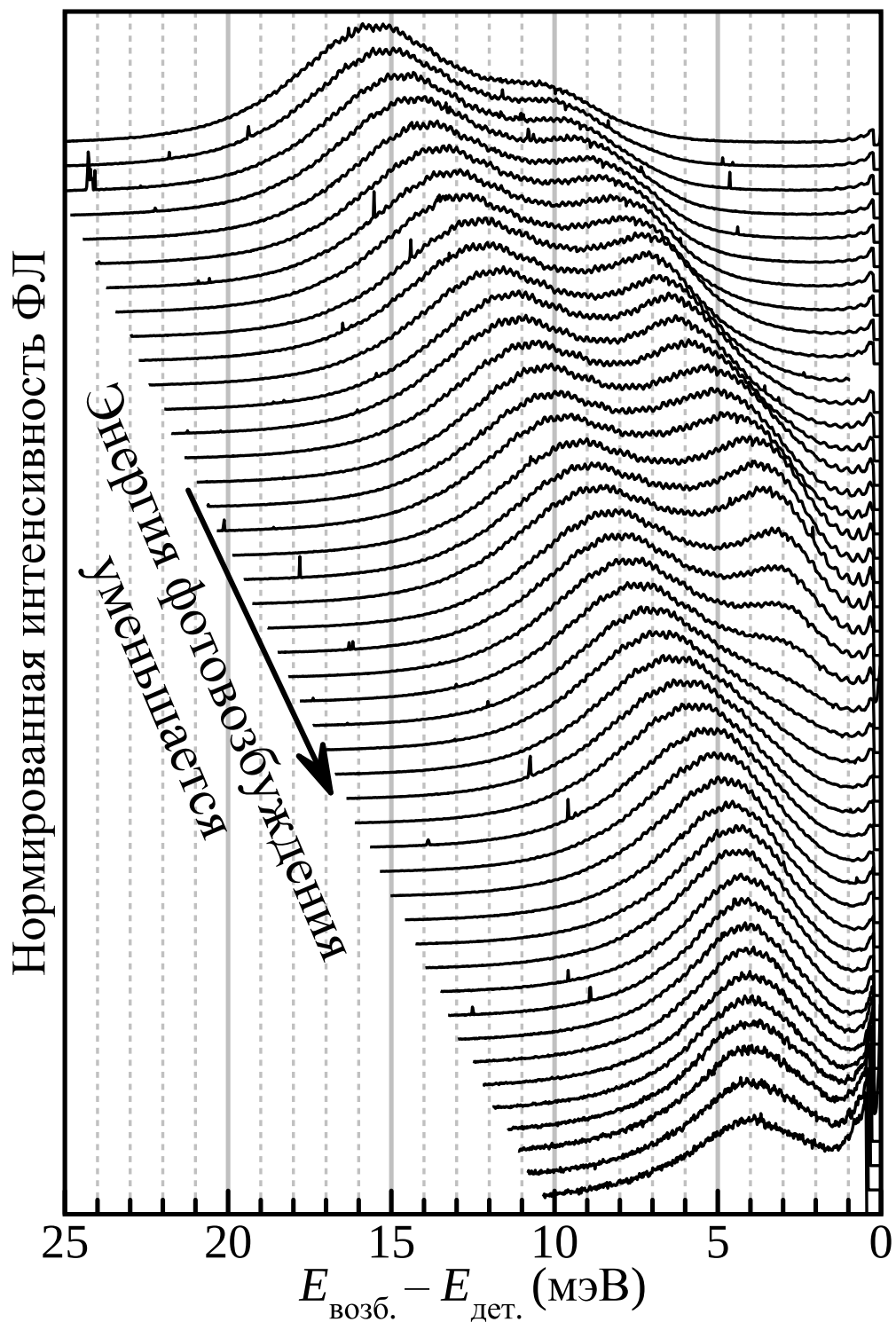


Рисунок 3.4 — Спектры вторичного излучения при резонансном фотовозбуждении (энергия фотонов уменьшается от верхнего спектра к нижнему) при $B = 5.5$ Тл и $T = 1.6$ К, задетектированные в конфигурации $z(\pi\sigma)\bar{z}$. По оси абсцисс отложена разность энергий возбуждающих ($E_{\text{возб.}}$) и детектируемых ($E_{\text{дет.}}$) фотонов. Спектры нормированы и сдвинуты по вертикали для ясности.

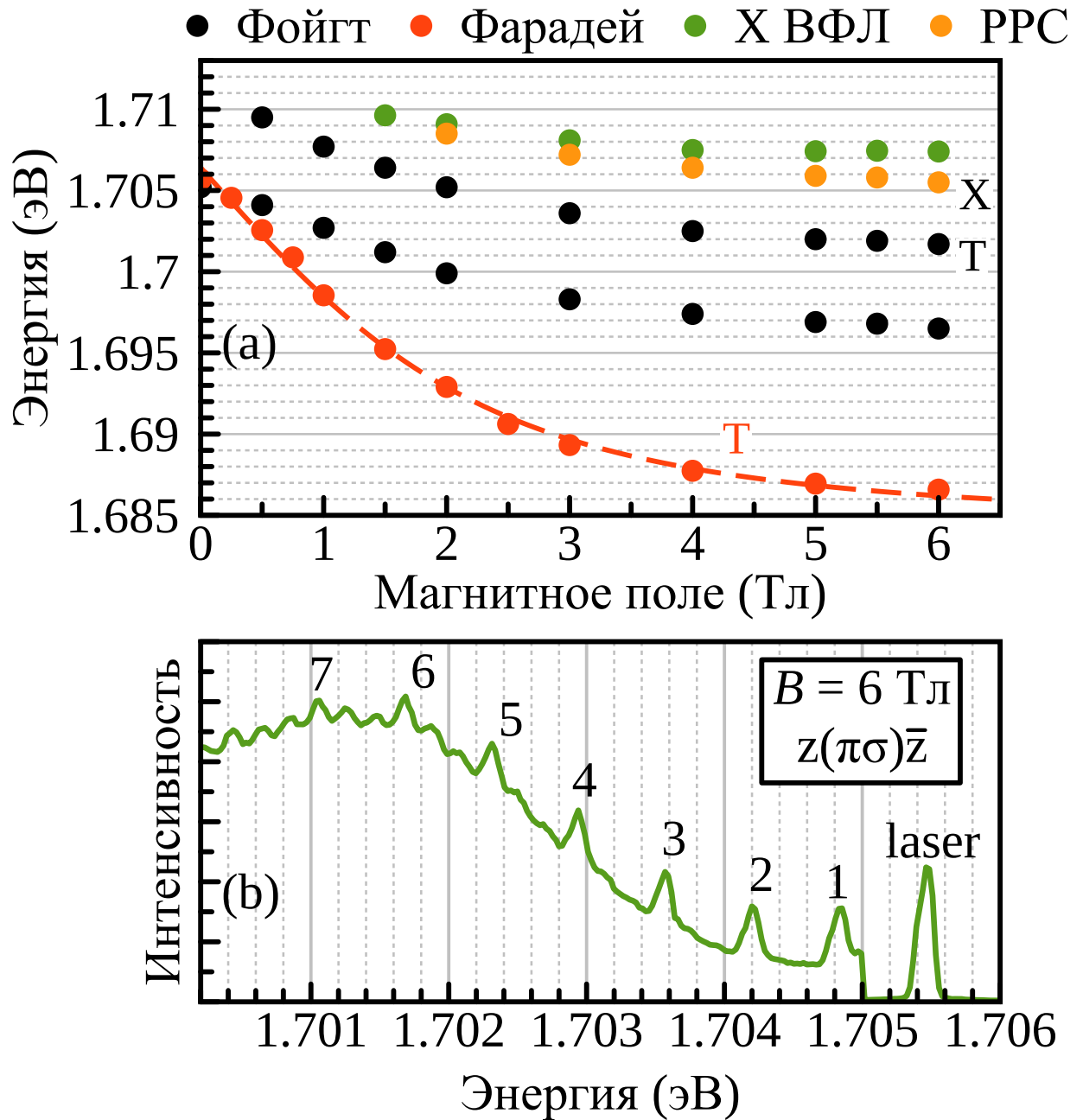


Рисунок 3.5 — (а) Магнитополевые зависимости спектрального положения трионной ФЛ (красная «Т») в геометрии Фарадея (красные кружки) и экситонной (чёрная «Х») и трионной (чёрная «Т») в геометрии Фойгта (чёрные кружки); зелёные кружки — магнитополевая зависимость спектрального положения максимума спектра ВФЛ экситона (Х ВФЛ), оранжевые кружки — спектральное положение резонансного контура РРС с переворотом спина нескольких ионов марганца. Красная пунктирная кривая — расчёт энергетического сдвига за счёт эффекта ГСР. (б) Спектр РРС с переворотом спина нескольких ионов марганца при $B = 6 \text{ Тл}$ в геометрии Фойгта, при энергии фотовозбуждения 1.7055 эВ.

$T = 1.6 \text{ К.}$

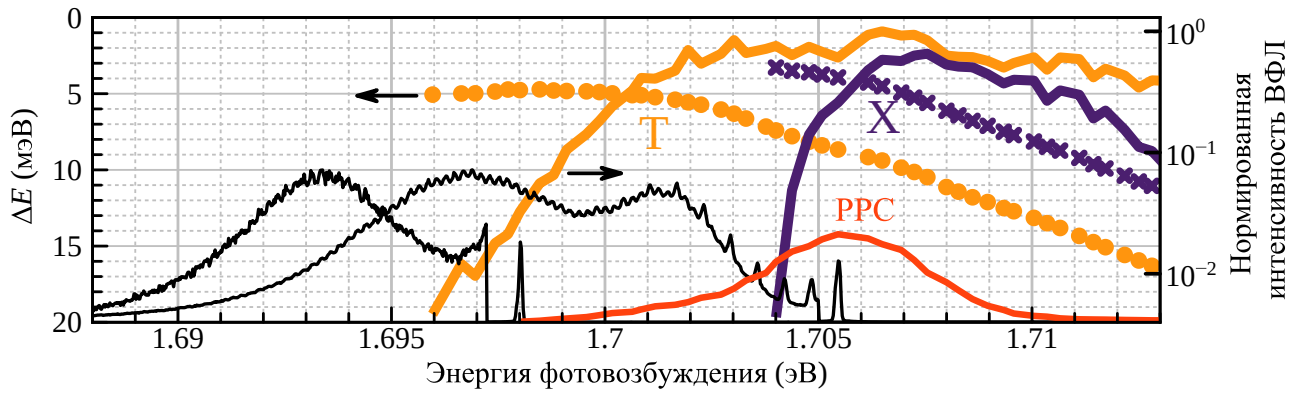


Рисунок 3.6 — Оранжевая и фиолетовая кривые — спектры ВФЛ триона и экситона, соответственно (правая ось, полулогарифмический масштаб). Оранжевые кружки и фиолетовые крестики — энергетическая разность между фотовозбуждением и максимумами полос трионной и экситонной ФЛ, соответственно, для различных энергий фотовозбуждения (левая ось). Красная кривая представляет резонансный контур РРС 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 ФЛ и РРС приведены в линейном масштабе и не привязаны к осям ординат.

зависимость интенсивности первой линии РРС от энергии возбуждения в поляризационной конфигурации $z(\pi\sigma)\bar{z}$ (см. Рисунок 3.3). С ростом магнитного поля спектральное положение максимума резонансного контура РРС сдвигается в область низких энергий, при этом оно находится в области, где происходит возбуждение локализованных экситонных состояний (см. Рисунки 3.3 и 3.5а)).

3.1.3 Магнитополяронный сдвиг фотолюминесценции в магнитном поле геометрии Фойгта

В поперечном магнитном поле нами было обнаружено, что при уменьшении энергии возбуждения энергетическое расстояние между фотовозбуждением и максимумом экситонной или трионной ФЛ ΔE выходит на постоянное значение ΔE_p , когда энергия фотовозбуждения пересекает определённый энергетический порог (см. Рисунки 3.4 и 3.7а). После пересечения этого порога экситонная полоса довольно быстро исчезает из спектра с дальнейшим уменьшением энер-

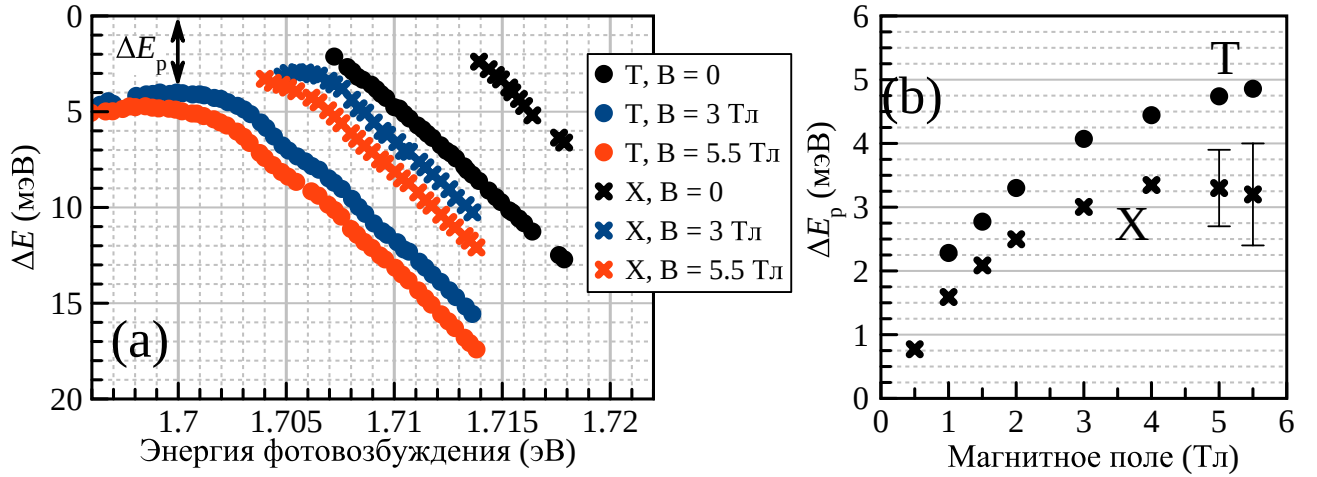


Рисунок 3.7 — (a) ΔE — энергетическая разность между фотовозбуждением и максимумами полос трионной (Т) и экситонной (Х) ФЛ в зависимости от энергии возбуждения при разных значениях магнитного поля. ΔE_p — магнитополяронный сдвиг фотолюминесценции (см. пояснение в тексте). (b) Магнитолевая зависимость ΔE_p триона и экситона в геометрии Фойгта. $T = 1.5$ К.

гии возбуждения. Это происходит из-за возбуждения локализованных состояний, энергетическая плотность которых заметно падает на длинноволновой части спектра. Таким образом, для экситонов этот порог является порогом подвижности. С другой стороны, присутствие трионной ФЛ наблюдается в значительно большем диапазоне энергий после пересечения этого порога.

Подобное поведение экситонной ФЛ наблюдалось ранее [6] в КЯ со значительно большей концентрацией марганца в условиях резонансного фотовозбуждения ниже порога подвижности при $B = 0$. Этот энергетический сдвиг ΔE_p , который не зависит от энергии фотовозбуждения, интерпретируется как следствие формирования магнитного полярона. Однако в наших экспериментах сдвиг ΔE_p — как для экситонной, так и для трионной ФЛ — возникает только при достаточно сильном магнитном поле (при $B = 0$ этот сдвиг явно не наблюдается). Появление ΔE_p для экситонной ФЛ в магнитном поле мы связываем с эффективным уменьшением времени формирования магнитного полярона τ_p за счёт передачи энергии в «зеemannовский резервуар» [31], что будет обсуждаться далее в разделе 3.2.1. По аналогии с экситоном, сдвиг ΔE_p трионной ФЛ также приписывается магнитополяронному эффекту при резонансном возбуждении состояний локализованных трионов. Далее в тексте ΔE_p называется магнитополяронным сдвигом.

На Рисунке 3.7а показаны зависимости ΔE для экситонной и трионной ФЛ от энергии возбуждения в различных магнитных полях. В отсутствие магнитного поля ни экситонная, ни трионная ФЛ не изменяют своего спектрального положения при уменьшении энергии возбуждения. Это означает, что зависимость ΔE от энергии фотовозбуждения линейна с коэффициентом пропорциональности равным 1, а $\Delta E_p = 0$. В магнитном поле эта зависимость отклоняется от линейной, а значение магнитополяронного сдвига ΔE_p увеличивается с ростом магнитного поля и для экситонной, и для трионной ФЛ (см. Рисунок 3.7b). Как можно видеть, энергетическая разность между фотовозбуждением и максимумом полосы трионной ФЛ ΔE выходит на постоянное значение во всех магнитных полях. В отличие от триона, при $B > 4$ Тл зависимость ΔE для экситонной ФЛ от энергии возбуждения вместо того, чтобы выходить на постоянное значение, просто уменьшает коэффициент пропорциональности при пересечении порога подвижности (см. Рисунок 3.7а для экситона (X) при $B = 5.5$ Тл). Это может указывать на эффективное уменьшение ΔE_p с дальнейшим ростом магнитного поля [31]. Поскольку не удалось точно определить величину магнитополяронного сдвига ΔE_p для ФЛ экситона при $B > 4$ Тл, на Рисунке 3.7b были приведены точки, соответствующие среднему значению ΔE после порога подвижности, с погрешностями, представляющими разброс ΔE экситонной ФЛ.

3.2 Обсуждение

3.2.1 Магнитополяронный сдвиг экситонной фотолюминесценции в магнитном поле геометрии Фойгта

В общем случае проявление магнитополяронного сдвига экситонной ФЛ при резонансном фотовозбуждении КЯ из РМП (Cd,Mn)Te вызвано выполнением двух условий. Первое условие — время формирования магнитного полярона должно быть меньше времени жизни экситона

$$\tau_p < \tau, \quad (3.4)$$

что, в сущности, определяет тот факт, что большинство экситонов успеет сформировать магнитный полярон до рекомбинации. Второе условие формирования экситонного магнитного полярона — необходимость изначальной немагнитной локализации экситона [32] на примесях и неидеальностях структуры, вызванных флуктуациями ширины КЯ, деформационным потенциалом на гетероинтерфейсах или неоднородностями состава. Такой локализованный экситон может сформировать магнитный полярон в области своей локализации за счёт $s/p-d$ обменного взаимодействия экситона с ионами марганца. В течение процесса формирования магнитного полярона область локализации может уменьшиться в два-три раза по объёму [64].

Формирование экситонного магнитного полярона часто проявляется в КЯ на основе $(\text{Cd},\text{Mn})\text{Te}$ с высокой концентрацией марганца (около $x_{\text{Mn}} \sim 0.1$) при $B = 0$ (см. например [6; 31; 65]), что обусловлено выполнением условия 3.4. В исследуемой нами системе в отсутствие магнитного поля магнитополяронный сдвиг экситонной ФЛ не наблюдается, что напрямую указывает на то, что время формирования экситонного магнитного полярона большое по сравнению с $\tau = 100$ пс, измеренным в этой структуре [51].

Приложение поперечного магнитного поля приводит к появлению магнитополяронного сдвига ΔE_p (см. раздел 3.1.3) при возбуждении системы в область локализованных состояний экситона. Этот эффект объясняется формированием экситонного магнитного полярона, наблюдение которого возможно из-за эффективного уменьшения τ_p в поперечном магнитном поле вследствие процесса, предложенного и тщательно рассмотренного в работе [31]. Согласно ему наибольшая часть энергии экситонного магнитного полярона зарабатывается за время поперечной спиновой релаксации T_2 ионов марганца в течение прецессии их спина 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. Основной вклад в $\mathbf{B}_{\text{exch}}$ вносит дырка поскольку величина обменной константы $|\beta|N_0 = 0.88$ эВ для дырки в четыре раза больше, чем для электрона ($\alpha N_0 = 0.22$ эВ). Также из-за того, что спин электрона изотропен, направление его углового момента стремится выстроиться вдоль магнитного момента марганца. По этим причинам далее в тексте будет считаться, что $\mathbf{B}_{\text{exch}}$ — обменное поле дырки, поскольку электрон не даёт значительного вклада в магнитополяронный эффект в поперечном магнитном поле. Из-за того, что в КЯ состояния лёгких и тяжёлых дырок имеют разную энергию размерного квантования, и того, что

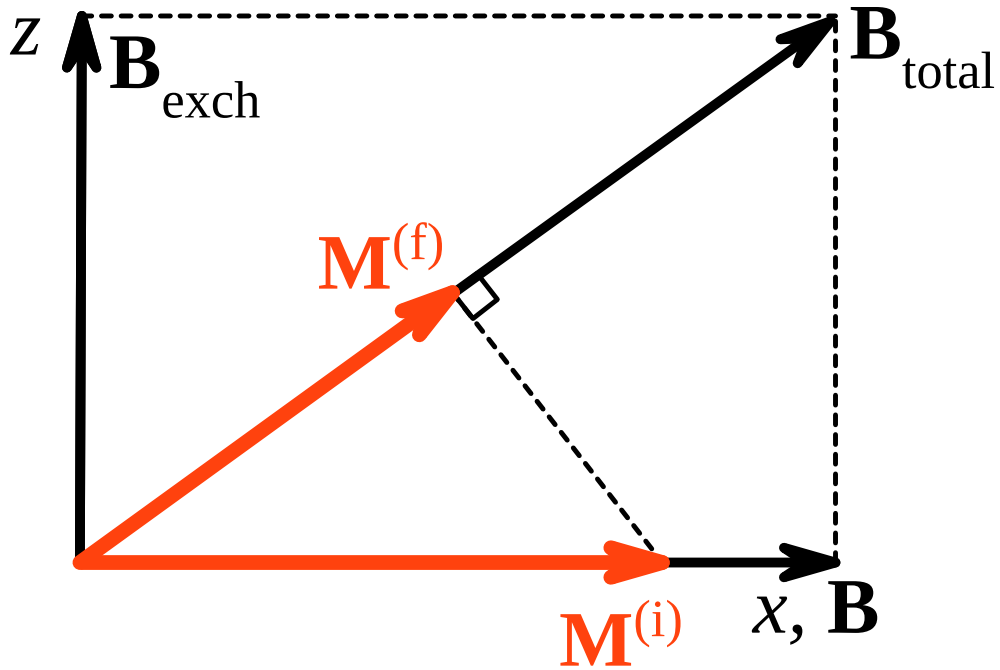


Рисунок 3.8 — Иллюстрация процесса появления магнитополяронного сдвига экситонной ФЛ в поперечном магнитном поле в самом простом случае когда проекция углового момента дырки (а с ней обменное поле) направлена вдоль оси z вне зависимости от величины внешнего магнитного поля.

тяжёлые дырки являются основным состоянием в КЯ за счёт большей массы, угловой момент фотовозбуждённой дырки (а с ним и $\mathbf{B}_{\text{exch}}$) направлен вдоль оси роста при небольших (зеemannовская энергия меньше энергии размерного квантования) значениях магнитного поля. Сильное внешнее магнитное поле (усиленное $s/p-d$ обменным взаимодействием) отклоняет среднюю проекцию углового момента дырки от оси роста.

На Рисунке 3.8 проиллюстрирована схема появления экситонного магнитополяронного сдвига в поперечном магнитном поле для случая, когда внешнее магнитное поле не слишком сильное. До момента фотовозбуждения магнитный момент ионов марганца $\mathbf{M}^{(i)}$ направлен вдоль внешнего магнитного поля $\mathbf{B}$, приложенного поперёк оси роста структуры (вдоль оси x). Фотовозбуждённая дырка создаёт $\mathbf{B}_{\text{exch}}$, направленное вдоль оси роста структуры (вдоль оси z). При этом, суммарное поле $\mathbf{B}_{\text{total}}$ направлено под углом к $\mathbf{M}^{(i)}$, что приводит к ларморовой прецессии спина ионов марганца вокруг полного магнитного поля.

Величина $\mathbf{B}_{\text{exch}}$ в каждой точке пространства пропорциональна плотности вероятности нахождения дырки в этой точке. Вследствие локализации волновой функции носителя заряда обменное поле неоднородно в пространстве, и часто-

ты ларморовой прецессии для ионов марганца будут несколько отличаться в зависимости от местоположения каждого конкретного иона. Такой разброс частот приведёт к дефазировке за время 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 τ . Таким образом, к моменту рекомбинации магнитный момент ионов марганца $\mathbf{M}^{(f)}$ в области локализации экситона выстроится вдоль $\mathbf{B}_{total}$, а энергия системы «экситон + ионы марганца» уменьшится на величину $\mathbf{B}_{exch} \cdot \mathbf{M}^{(f)}$, которая равна величине магнитополяронного сдвига ΔE_p экситонной ФЛ (уменьшению энергии излучённого фотона относительно фотовозбуждения). Заметим, что $|\mathbf{M}^{(f)}| < |\mathbf{M}^{(i)}|$, поскольку время продольной релаксации спина ионов марганца определяется процессами спин-решёточной релаксации. Времена, характеризующие скорость таких процессов, являются длинными для систем с концентрацией марганца около $x_{Mn} = 0.04$ [38].

В общем случае величина магнитополяронного сдвига ΔE_p экситонной ФЛ может быть получена из нахождения энергии системы, в которой магнитные моменты ионов марганца подвержены влиянию $\mathbf{B}_{total}$, а обменное поле ионов марганца пытается отклонить угловой момент фотовозбуждённой дырки от оси роста, что схематически изображено на Рисунке 3.9. Из-за того, что намагниченность марганца во время прецессии вокруг $\mathbf{B}_{total}$ быстро (за время порядка $T_2 \sim T_L$) дефазировается, величина магнитного момента ионов марганца перед рекомбинацией определяется как $|\mathbf{M}^{(f)}| = |\mathbf{M}^{(i)}| \cdot \sin \gamma$, где угол γ определяет направление $\mathbf{B}_{total}$ (и, соответственно $\mathbf{M}^{(f)}$). С другой стороны, γ зависит от угла ϕ — отклонения углового момента дырки от оси z .

Формальная процедура решения такой задачи описана в работе [31], и для её выполнения нужно учесть три параметра: 1) зеемановское расщепление состояний дырки в продольном магнитном поле ($E_{Z, hh}(B) = E_{\Gamma_8, -3/2} - E_{\Gamma_8, +3/2}$), определяемое из эксперимента (красные точки на Рисунке 3.5а и формула (3.3)); 2) энергетическое расщепление состояний лёгких и тяжёлых дырок в КЯ Δ_{lh-hh} , определяющее смешивание состояний лёгких и тяжёлых дырок и, соответственно, зависимость угла ϕ от поперечного магнитного поля; 3) обменное поле дырки B_{exch} , участвующей в формировании экситонного магнитного полярона. Последний параметр оценивается в 0.8 Тл при помощи предложенной в работе [66] формулы, которая включает в себя экспериментально определённые магнитопольевые зависимости зеемановского сдвига и степени циркулярной поляризации ФЛ в геометрии Фарадея вблизи $B = 0$. B_{exch} определяется в рамках приближе-

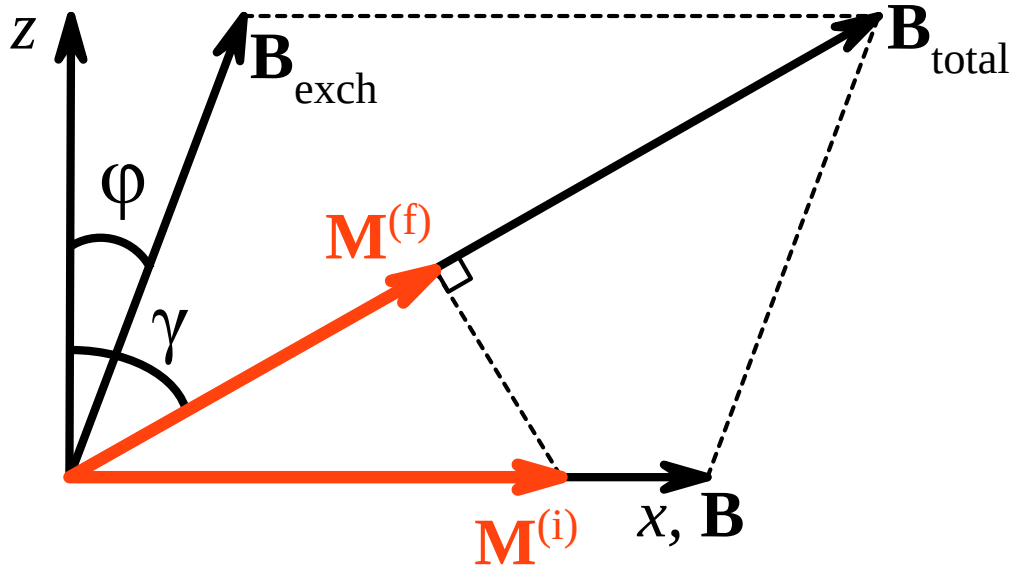


Рисунок 3.9 — Иллюстрация процесса появления магнитополяронного сдвига экситонной ФЛ в случае, когда внешнее магнитное поле отклоняет угловой момент дырки от оси z на угол ϕ .

ния «обменного ящика», в котором обменное поле считается постоянным внутри области локализации и равно нулю вне этой области. Это приближение широко используется и приводит к хорошему согласию с экспериментальными результатами. При дальнейшем рассмотрении Δ_{lh-hh} берётся в качестве свободного параметра. Результат расчёта ΔE_p для экситона показан на Рисунке 3.10.

Как было сказано ранее, экситонный магнитополяронный сдвиг ΔE_p пропорционален $\mathbf{B}_{exch} \cdot \mathbf{M}^{(f)}$. В случае $\Delta_{lh-hh} = \infty$ с ростом поперечного магнитного поля магнитополяронный сдвиг экситона растёт и достигает максимума, что обусловлено насыщением намагниченности ионов марганца. С последующим увеличением магнитного поля магнитополяронный сдвиг уменьшается из-за того, что угол γ между $\mathbf{B}_{exch}$ и $\mathbf{M}^{(f)}$ увеличивается до 90° , для которого проекция магнитного момента марганца на угловой момент дырки равна нулю и магнитный полярон не формируется. При конечном значении Δ_{lh-hh} сильное внешнее магнитное поле значительно отклоняет угловой момент дырки от оси z , и нужно учитывать эффект подавления магнитного полярона внешним магнитным полем. С уменьшением величины Δ_{lh-hh} угол ϕ всё сильнее зависит от B , при этом максимум в магнитолевой зависимости ΔE_p для экситона достигается в меньших магнитных полях.

Согласно Рисунку 3.10 модель, предложенная в работе [31], адекватно описывает качественное поведение магнитополяронного сдвига экситонной ФЛ в

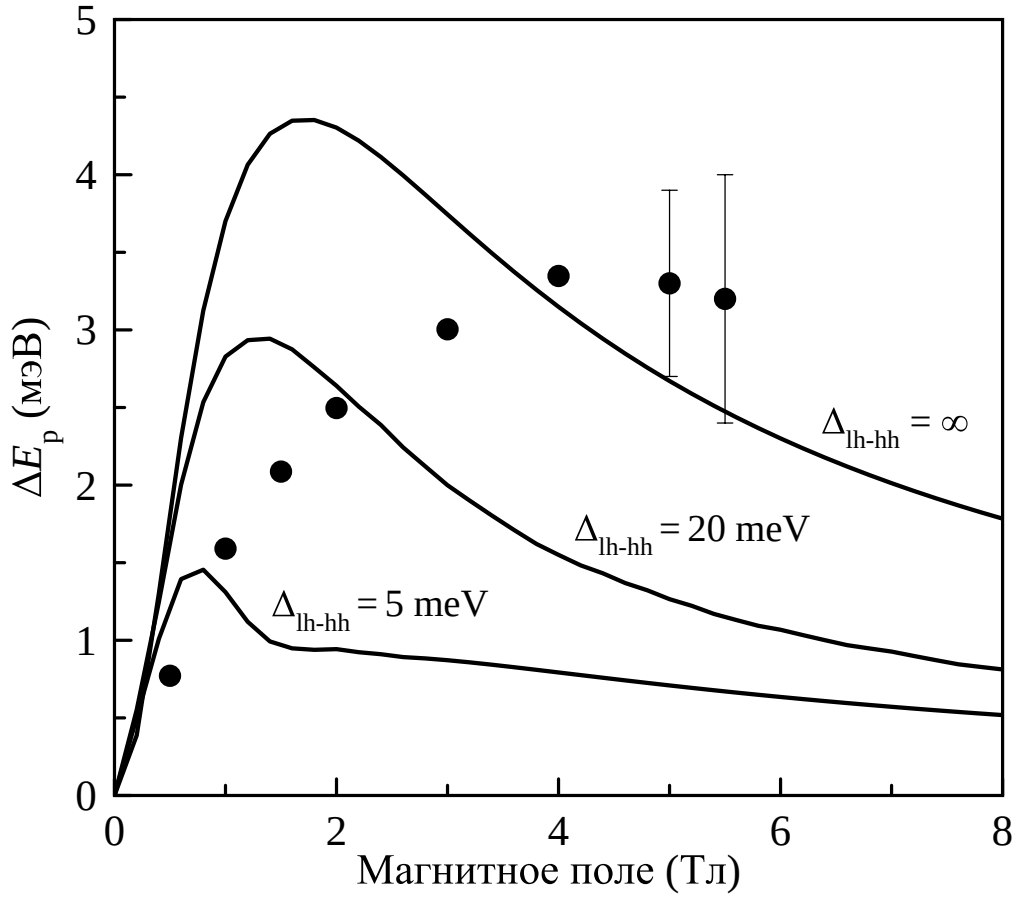


Рисунок 3.10 — Чёрные кружки представляют экспериментально полученную магнитопольевую зависимость магнитополяронного сдвига ΔE_p экситонной ФЛ. Чёрные кривые представляют результат расчёта в соответствии с моделью, предложенной в работе [31] с параметрами $x_{\text{Mn}} = 0.018$, $T_0 = 2.0$ К, $T = 1.5$ К и $B_{\text{exch}} = 0.8$ Тл и различными значениями параметра $\Delta_{\text{lh-hh}}$.

нашей структуре даже в приближении бесконечного $\Delta_{\text{lh-hh}}$ (угол ϕ всегда равен нулю). Действительно, все особенности поведения, наблюдаемые в эксперименте, согласуются с расчётом: магнитополяронный сдвиг экситонной ФЛ растёт с увеличением магнитного поля, достигает максимума и уменьшается с дальнейшим ростом поля. Однако даже при $\Delta_{\text{lh-hh}} = \infty$ рассчитанный магнитополяронный сдвиг экситона достигает максимума при магнитном поле в два раза меньшем, чем наблюдается в эксперименте (эффективное уменьшение ΔE_p экситонной ФЛ проявляется в полях выше 4 Тл). Это расхождение может быть связано с тремя причинами. Во-первых, не была принята к рассмотрению продольная спиновая релаксация намагниченности марганца на направление полного магнитного поля. И хотя $T_1 \gg T_2$, продольная релаксация может также играть определённую роль в процессе формирования магнитного полярона, поскольку она отвечает за удли-

нение вектора $\mathbf{M}^{(f)}$. Во-вторых, мы определяем параметр B_{exch} в приближении «обменного ящика», в то время как, вообще говоря, обменное поле отличается в разных точках пространства, что также нужно учитывать. И в-третьих, значение B_{exch} может меняться во времени (в рассмотренной модели оно постоянно), поскольку в процессе формирования магнитного полярона происходит дополнительная локализация волновой функции экситона. Это, в свою очередь, будет приводить к постепенному увеличению обменного поля дырки со временем, что также должно быть учтено.

3.2.2 Магнитополяронный сдвиг трионной фотолюминесценции в магнитном поле в геометрии Фойгта

В исследуемой системе трион состоит из фотовозбуждённой электрон-дырочной пары и резидентной дырки в КЯ. Последняя имеет бесконечное время жизни и при $T = 1.5 \text{ K}$ к моменту фотовозбуждения находится в локализованном состоянии и уже сформировала дырочный магнитный полярон. Таким образом, магнитный момент ионов марганца в области локализации дырки изначально имеет ненулевую проекцию на $\mathbf{B}_{\text{exch}}$. Следовательно, появление магнитополяронного сдвига ΔE_p ФЛ дырочного триона должно иметь причину, отличную от экситонного.

Как правило, при рассмотрении возбуждения трионов принимают во внимание только синглетное состояние, поскольку триплетное состояние нестабильно в слабых магнитных полях. В квантовой яме, с учётом размерного квантования состояний лёгких и тяжёлых дырок, синглетный дырочный трион состоит из электрона и двух тяжёлых дырок с противоположно направленными проекциями углового момента, которые не участвуют в $s/p-d$ обменном взаимодействии и на которые не действует внешнее магнитное поле. Фотовозбуждённый электрон, с другой стороны, оказывается под влиянием обменного поля ионов марганца, и его состояния расщепляются по проекциям спина. Из-за положительного знака константы $s-d$ обменного взаимодействия электрон находится в возбуждённом состоянии расщеплённого дублета и, релаксируя на основной уровень, претерпевает переворот спина. Излучённый фотон при этом имеет энергию меньше, чем имел возбуждающий фотон [21; 23]. Таким образом, сдвиг ΔE_p для синглет-

ного состояния триона будет определяться эффектом ГСР электрона. В нашем эксперименте в магнитном поле 6 Тл расщепление электронных состояний почти в два раза больше, чем ΔE_p трионной ФЛ. Исходя из этого количественного рассогласования, был предложен альтернативный сценарий проявления магнито-поляронного сдвига трионной ФЛ.

Для простоты обменное поле дырки принимается направленным вдоль оси роста (приближение $\Delta_{lh-hh} = \infty$). Как было замечено ранее, ионы марганца, вовлечённые в формирование дырочного магнитного полярона, создают собственное обменное поле, стабилизирующее угловой момент дырки. Значение обменного поля ионов марганца B_{Mn} действующее на дырку может быть оценено из энергии магнитного полярона:

$$E_{\Gamma_8,+3/2}(B_{exch}) = \frac{3}{2}\mu_B g_{h, CdTe} B_{Mn}, \quad (3.5)$$

где величина $E_{\Gamma_8,+3/2}(B_{exch})$ определяется из экспериментальной зависимости магнитополевого сдвига полосы ФЛ $E_Z(B)$ (красные точки на Рисунке 3.5а) в геометрии Фарадея как $E_{\Gamma_8,+3/2}(B_{exch}) = E_Z(B_{exch}) \frac{\beta}{\alpha-\beta}$, $J = 3/2$ — угловой момент дырки, $g_{h, CdTe}$ — g-фактор дырки в немагнитном CdTe. Зеемановский сдвиг основного спинового подуровня тяжёлой дырки, указанный в левой части уравнения (3.5), возникает вследствие $p-d$ обменного взаимодействия с ионами марганца, поляризованными в обменном поле этой дырки B_{exch} .

Если взять $B_{exch} \approx 1$ Тл, то из зависимости эффекта ГСР от внешнего поля (красные точки на рисунке 3.5а) величина $E_{\Gamma_8,+3/2}(B_{exch}) \approx 7$ мэВ. При значении $g_{h, CdTe}$ порядка единицы, величина обменного поля марганца, действующего на дырку, окажется $B_{Mn} \approx 80$ Тл. При таких значениях магнитного поля, действующего на носители заряда в зоне, становится возможной стабилизация триплетного состояния триона, что подтверждается результатами исследований влияния магнитного поля величиной до 45 Тл на ФЛ немагнитных КЯ CdTe/(Cd, Mg)Te [67]. Таким образом, настраивая энергию возбуждающих фотонов в область прямого возбуждения трионов, в которых дырка сформировала магнитный полярон (например ниже 1.701 эВ в поле $B = 5.5$ Тл на Рисунке 3.6), можно достигнуть того, что угловые моменты обеих дырок ориентированы в одном и том же направлении, поскольку возбуждённый трион находится в триплетном состоянии. В общих чертах, это значит, что ионы марганца подвержены влиянию удвоенного обменного поля после возбуждения триона.

Значение магнитополяронного сдвига ΔE_p для трионной ФЛ в поперечном магнитном поле может быть оценено как разность между энергией системы в начальном состоянии до фотовозбуждения E_i и в конечном состоянии после рекомбинации E_f . В начальном состоянии магнитный момент марганца выстроен вдоль полного магнитного поля $\mathbf{B}_{\text{total}}^{(i)} = \mathbf{B} + \mathbf{B}_{\text{exch}}$, и энергия системы определяется как

$$E_i = \mathbf{B}_{\text{exch}} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{B}_{\text{total}}^{(i)}). \quad (3.6)$$

В момент фотовозбуждения триона в триплетном состоянии магнитный момент ионов марганца становится подвержен влиянию видоизменённого полного магнитного поля $\mathbf{B}_{\text{total}}^{(f)} = \mathbf{B} + 2\mathbf{B}_{\text{exch}}$. В момент рекомбинации триона электрон и одна из дырок рекомбинируют, и магнитный момент ионов марганца остаётся в неравновесном состоянии, как если бы он всё ещё был подвержен влиянию $\mathbf{B}_{\text{total}}^{(f)}$. Однако, поскольку ионы марганца теперь находятся под действием обменного поля только одной дырки, энергия конечного состояния системы запишется как

$$E_f = \mathbf{B}_{\text{exch}} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{B}_{\text{total}}^{(f)}). \quad (3.7)$$

Иллюстрация к такому процессу представлена на рисунке 3.11. В приближении «обменного ящика» обменное поле дырки выглядит как $\mathbf{B}_{\text{exch}} = \mathbf{e}_z \frac{\beta J}{3\mu_B g_{\text{Mn}} V}$, где V — объём локализации дырки, $\mathbf{e}_z$ — единичный вектор, направленный вдоль оси z . С другой стороны, магнитный момент ионов марганца в области локализации дырки определяется как $\mathbf{M}(\mathbf{B}) = \mathbf{e}_B x_{\text{Mn}} \mu_B g_{\text{Mn}} N_0 V \langle S_{\text{Mn}} \rangle(B)$, где $\mathbf{e}_B$ — единичный вектор в направлении поля (как внешнего, так и обменного), действующего на ионы марганца.

Величины объёма локализации, магнетона Бора и g -фактора марганца сократятся при скалярном произведении в формулах (3.6) и (3.7), и энергии системы в начальном и конечном состоянии запишутся как

$$E_{i,f} = \frac{1}{2} \beta N_0 x_{\text{Mn}} \langle S_{\text{Mn}} \rangle (|\mathbf{B}_{\text{total}}^{(i,f)}|) \cos \gamma^{(i,f)}. \quad (3.8)$$

Углы $\gamma^{(i,f)}$ — между направлением проекции углового момента дырки (осью z) и $\mathbf{B}_{\text{total}}^{(i,f)}$ для начального и конечного состояния, соответственно. В этой формуле $\beta N_0 x_{\text{Mn}} \langle S_{\text{Mn}} \rangle (|\mathbf{B}_{\text{total}}^{(i,f)}|)$ хорошо соотносится с формулой для эффекта ГСР состояний тяжёлой дырки в геометрии Фарадея, взятых при значении полного магнитного поля в начальном и конечном состоянии. Таким образом, формально

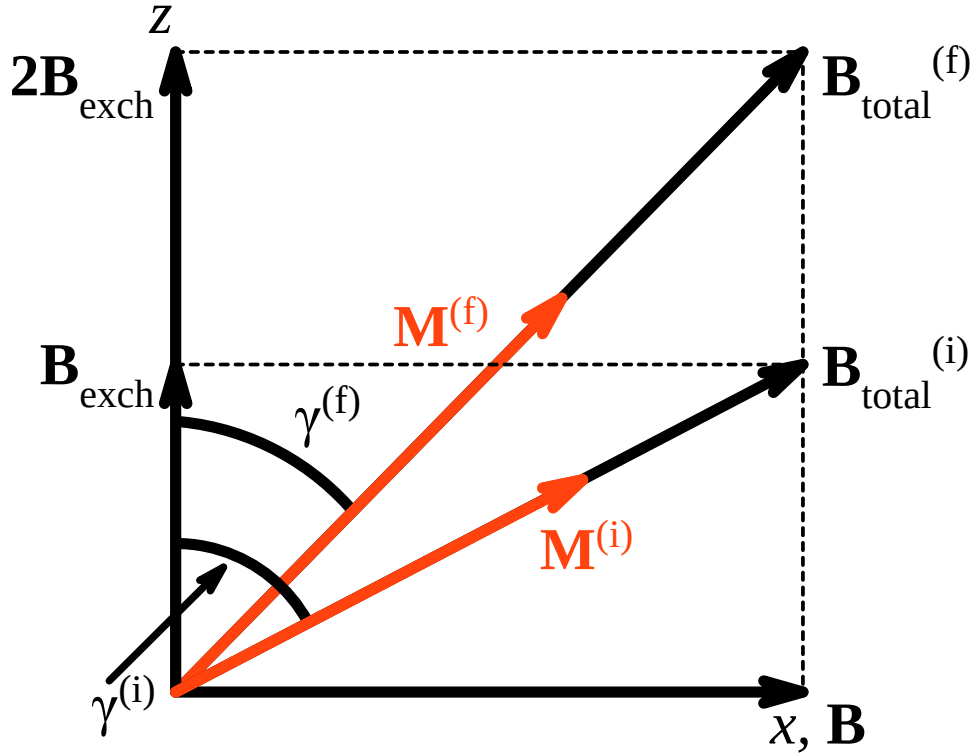


Рисунок 3.11 — Иллюстрация модели, описывающей появление магнитополяронного сдвига трионной ФЛ. На схеме $M^{i,f} = M(B_{\text{total}}^{(i,f)})$

уравнение (3.8) может быть переписано в простой форме:

$$E_{i,f} = E_{\Gamma_{8,+3/2}}(B_{\text{exch}}) \cos \gamma^{(i,f)}. \quad (3.9)$$

В предложенном подходе магнитополяронный сдвиг ΔE_p для триплетного состояния триона возникает из-за дополнительного намагничивания ионов марганца из состояния с ненулевой проекцией M на B_{exch} , в отличие от экситона, для которого в момент фотовозбуждения $M \cdot B_{\text{exch}} = 0$. Разность между E_i и E_f , приведёнными в формуле (3.9), даёт изменение энергии резидентной дырки, сформировавшей магнитный полярон, в процессе подмагничивания марганца.

Последним шагом учитывается изменение энергии фотовозбуждённого электрона в трионе. Поскольку спин электрона является изотропным, его проекция следует за магнитным моментом марганца в течение всего процесса подмагничивания. Поэтому, в формулу (3.9) нужно добавить слагаемое с ГСР электрона $E_{\Gamma_{6,-1/2}}$:

$$E_{i,f} = E_{\Gamma_{8,+3/2}}(B_{\text{exch}}) \cos \gamma^{(i,f)} + E_{\Gamma_{6,-1/2}}(B_{\text{exch}}). \quad (3.10)$$

Таким образом, можно рассчитать магнитополяронный сдвиг трионной ФЛ $\Delta E_p E_i - E_f$, учитывая изменение энергии и электрона и дырки в течение процесса

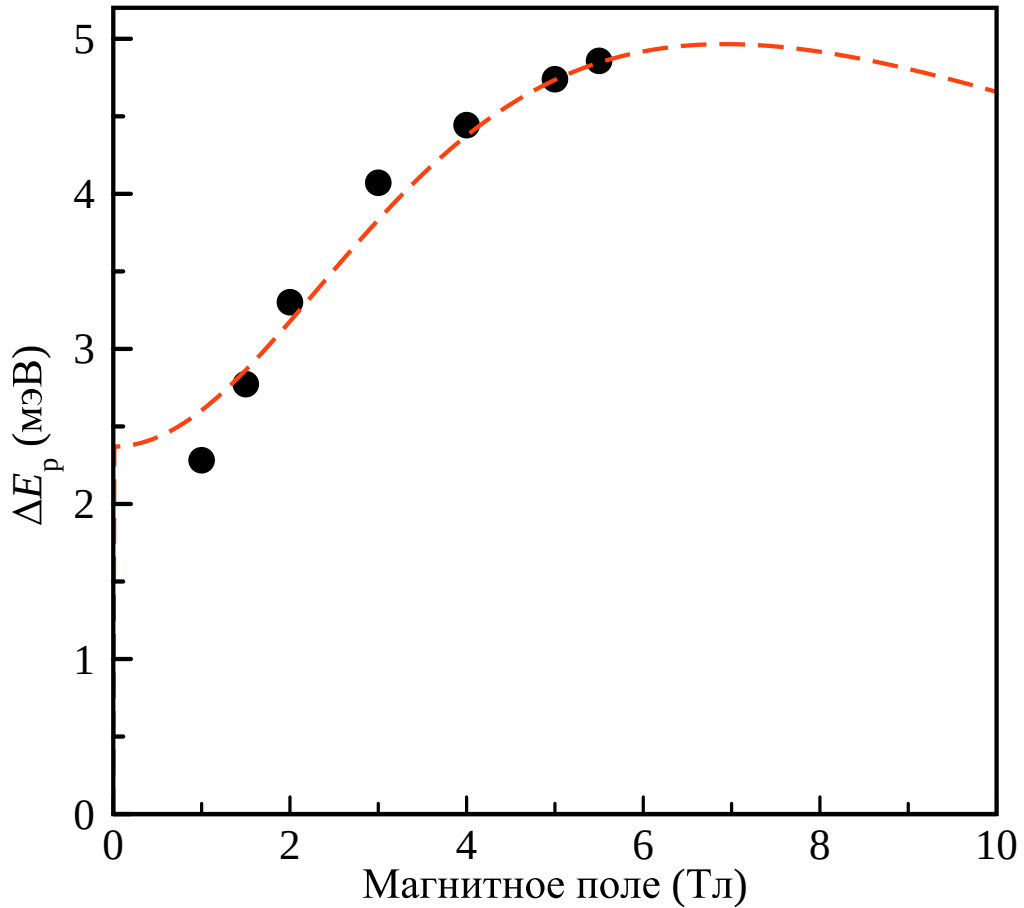


Рисунок 3.12 — Чёрными точками показана магнитополевая зависимость магнитополяронного сдвига трионной ФЛ. Красная пунктирная линия — расчёт согласно модели, учитывающей дополнительное намагничивание ионов марганца в удвоенном обменном поле дырки при возбуждении триплетного состояния триона.

формирования магнитополяронного сдвига трионной ФЛ. Зависимости $E_{\Gamma_8, +3/2}$ и $E_{\Gamma_6, -1/2}$ от магнитного поля взяты из эксперимента (см. красные точки на Рисунке 3.5а). Величины $\cos \gamma^{(i,f)}$ определяются значениями внешнего магнитного поля и обменного поля дырки согласно теореме Пифагора (см. Рисунок 3.11), параметр B_{exch} выбран свободным. На Рисунке 3.12 показано сравнение экспериментальных результатов с расчётом. Хорошее согласие достигается при неожиданном значении $B_{\text{exch}} = 3.7$ Тл. Такое высокое значение обменного поля дырки по сравнению со значением 0.8 Тл, оцененным ранее, для экситона может быть объяснено следующим образом. Как было сказано ранее, резидентная дырка обладает бесконечным временем жизни и формирует магнитный полярон в равновесном состоянии. То есть волновая функция дырки в дырочном магнитном поляроне

сильно локализована за счёт обменного взаимодействия с ионами марганца. С другой стороны, фотовозбуждённому экситону требуется некоторое время (в среднем τ_p) для того, чтобы достигнуть равновесия в процессе формирования магнитного полярона. За это время объём локализации экситона уменьшается и B_{exch} растёт. Однако, поскольку неравенство 3.4 по-видимому не выполняется в исследуемой системе, экситонный магнитный полярон не достигает равновесного состояния и, таким образом, величина B_{exch} меньше, чем у резидентной дырки, сформировавшей магнитный полярон.

Область локализации резидентной дырки, сформировавшей магнитный полярон с величиной $B_{\text{exch}} = 3.7$ Тл, можно оценить в приближении обменного ящика: $V = \beta J / 3\mu_B g_{\text{Mn}} B_{\text{exch}} = 70 \cdot 10^3 \text{ \AA}^3$. При ширине КЯ $40 \text{ \AA}$ радиус области локализации в плоскости КЯ $23 \text{ \AA}$, при этом в области локализации находится около 15 ионов марганца.

Хотя такая простая аргументация и приводит к достаточно хорошему согласию с экспериментом (см. Рисунок 3.12), стоит отметить, что в рассматриваемой модели не учитывается динамика процесса дополнительного намагничивания ионов марганца. Другими словами, для того, чтобы проследить за формированием магнитополяронного сдвига за счёт возбуждения триплетного состояния триона нужно, во-первых, принять во внимание прецессию вокруг $\mathbf{B}_{\text{total}}^{(f)}$ и использовать аргумент с быстрой дефазировкой. Во-вторых, для количественного согласия нашей модели с экспериментом необходимо предположить, что процесс продольной релаксации магнитного момента марганца на направление полного магнитного поля в конечном состоянии произошёл до рекомбинации триона. Это предположение, вообще говоря, не является тривиальным, однако мы считаем, что в условиях формирования дырочного магнитного полярона — сильной локализации дырки и при больших обменных полях — может происходить уменьшение времени энергетической релаксации марганца.

3.3 Выводы к главе 3

Изучена роль магнитополяронного эффекта в формировании спектров ФЛ экситона и триона в КЯ из РМП (Cd,Mn)Te, содержащей резидентные дырки. При резонансном фотовозбуждении локализованных состояний экситона и три-

она в КЯ, находящейся в достаточно сильном магнитном поле, приложенном поперёк оси роста, наблюдается магнитополяронный сдвиг ΔE_p экситонной и трионной ФЛ. В случае экситонов этот эффект приписывается эффективному ускорению формирования магнитного полярона из-за прецессии ионов марганца вокруг $\mathbf{B}_{\text{total}}$ [31]. В случае трионов это явление имеет другое происхождение. В качестве объяснения было предложено, что магнитный полярон, сформированный резидентной дыркой, создаёт условия для стабилизации триплетного состояния триона. Фотовозбуждение триплетного состояния триона приводит к дополнительному намагничиванию ионов марганца в удвоенном обменном поле дырки. В свою очередь, это приводит к появлению магнитополяронного сдвига ΔE_p трионной ФЛ при резонансном возбуждении. Было обнаружено, что эффект РРС с переворотом спина нескольких ионов марганца наиболее эффективен в спектральной области, где наблюдается магнитополяронный сдвиг экситонной ФЛ. Это напрямую указывает на связь эффекта РРС с появлением магнитополяронного сдвига экситонной ФЛ ΔE_p .

Глава 4. Двойной резонанс рамановского рассеяния света с испусканием продольного оптического фонона

В этой главе приводятся результаты исследования явления двойного резонансного рамановского рассеяния света с испусканием LO фонона в широкой квантовой яме (100 Å) образца **041700A** (см. раздел 2.2) [A2]. Исследования проводились при температуре $T = 1.5$ K в магнитном поле в геометрии Фарадея в двух поляризационных конфигурациях возбуждающего и детектируемого света. В *кроссполяризованной* конфигурации, обозначаемой как $z(\sigma^-, \sigma^+)\bar{z}$, возбуждающий свет направлен вдоль оси z и имеет циркулярную поляризацию σ^- , вторичное излучение, распространяющееся в направлении обратном возбуждению ($\bar{z}$), детектировалось в поляризации σ^+ . Вторая конфигурация — *кополяризованная* — обозначается $z(\sigma^+, \sigma^+)\bar{z}$, когда возбуждающий и детектируемый свет имеют одинаковую поляризацию σ^+ .

4.1 Экспериментальные результаты

4.1.1 Резонансное рамановское рассеяние с испусканием продольного оптического фонона

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 отрицательно заряженного электронного триона (T, с шириной на полувысоте ≈ 6 мэВ). При возбуждении образца фотонами с энергией, превышающей положение экситонной ФЛ примерно на $\hbar\Omega_{LO} = 21$ мэВ (энергия LO фонона в CdTe), в спектре вторичного излучения наблюдается дополнительная узкая линия (LO, ширина на полувысоте примерно 0.4 мэВ), соответствующую резонансному RPS с испусканием продольного оптического фонона (см. Рисунок 4.1a). Интенсивность линии LO проявляет 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 [68; 69]. 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 магнитным полем (см. Рисунок 4.1b). С дальнейшим увеличением магнитного поля интенсивность линии LO немонотонно угасает.

Для тщательного анализа зависимости интенсивности линии LO от магнитного поля и энергии фотовозбуждения нам требовалось отделить особенность РРС от неоднородно уширенной ФЛ в спектрах вторичного излучения. Для этого был принят во внимание тот факт, что при фиксированном магнитном поле спектр неоднородно уширенной ФЛ практически не меняется по форме и спектральному положению при изменении энергии фотовозбуждения (пример двух типичных спектров приведён на Рисунке 4.2a). Таким образом, вычитая друг из друга два спектра, измеренных при различных энергиях возбуждения, удалось добиться почти полного удаления вклада экситонной и трионной ФЛ из спектра, оставляя при этом интенсивность линии LO неизменной (см. Рисунок 4.2b). Используя сумму двух контуров Гаусса и линейную функцию для аппроксимации, удалось восстановить зависимость интенсивности линии LO (амплитуда контура Гаусса) от энергии фотовозбуждения и получить таким образом резонансный контур РРС с испусканием LO фонона для каждого значения магнитного поля.

На Рисунке 4.3a 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 полосы ФЛ экситона (около 3 мэВ).

Магнитополевая зависимость амплитуды резонансного контура РРС в конфигурации $z(\sigma^-, \sigma^+)\bar{z}$, показанная на Рисунке 4.3b чёрными ромбиками, имеет два ярко выраженных максимума при $B = 0.3$ Тл и при $B = 0.65$ Тл и слабую особенность при $B = 0.45$ Тл. В кополяризованной конфигурации $z(\sigma^+, \sigma^+)\bar{z}$ маг-

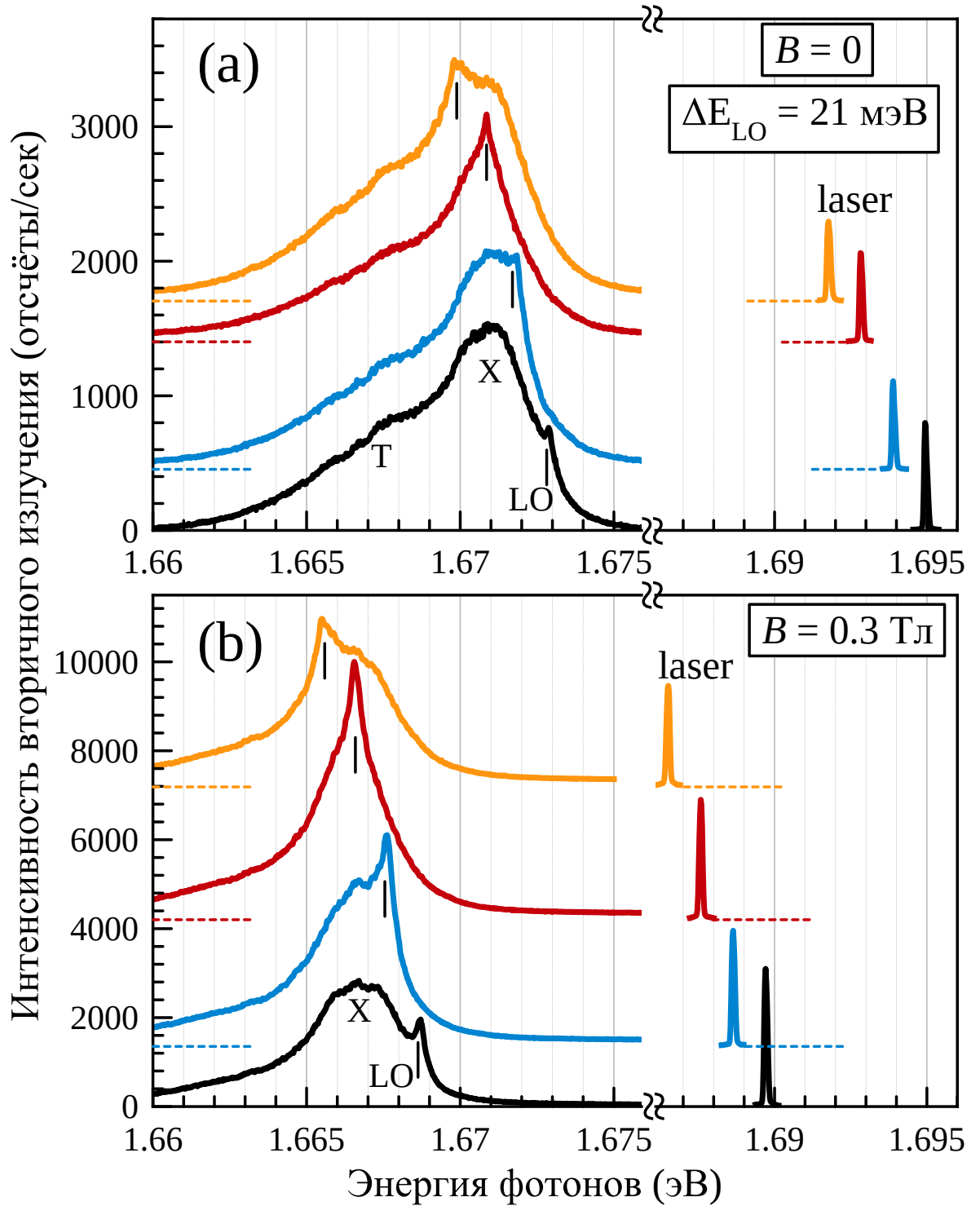


Рисунок 4.1 — Спектры вторичного излучения КЯ шириной $100 \text{ \AA}$ при фотовозбуждении с энергиями близкими к условиям выходного резонанса РРС с испусканием LO фонона в магнитном поле $B = 0$ (панель (a)) и $B = 0.3$ Тл (панель (b)). X и T — полосы неоднородно уширенной ФЛ экситона и триона, соответственно; LO — линия в спектре РРС. Все спектры сдвинуты вертикально для ясности. Горизонтальные пунктирные линии показывают уровень нулевой интенсивности для каждого спектра. $T = 1.5$ К.

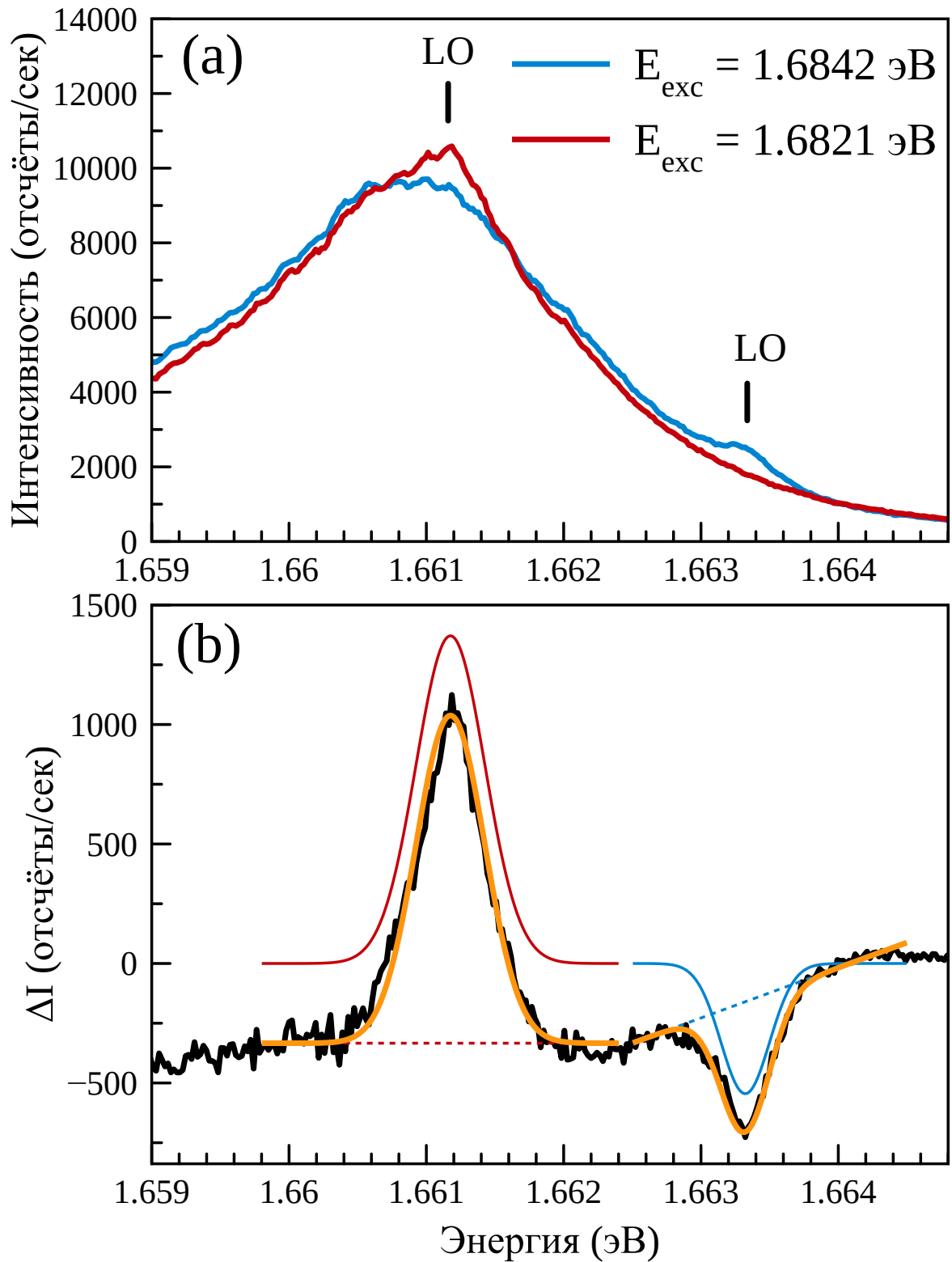


Рисунок 4.2 — (а) Два спектра, измеренные в поле $B = 0.7$ Тл при возбуждении фотонами с разными энергиями E_{exc} . (б) Чёрная кривая — разность (ΔI) двух спектров, показанных на панели (а). Цветные сплошные линии — контура Гаусса, использованные для аппроксимации линии LO, пунктирные цветные линии использовались в качестве подставки к контурам Гаусса. Оранжевые сплошные линии представляют собой сумму контура Гаусса и подставки. $T = 1.5$ К.

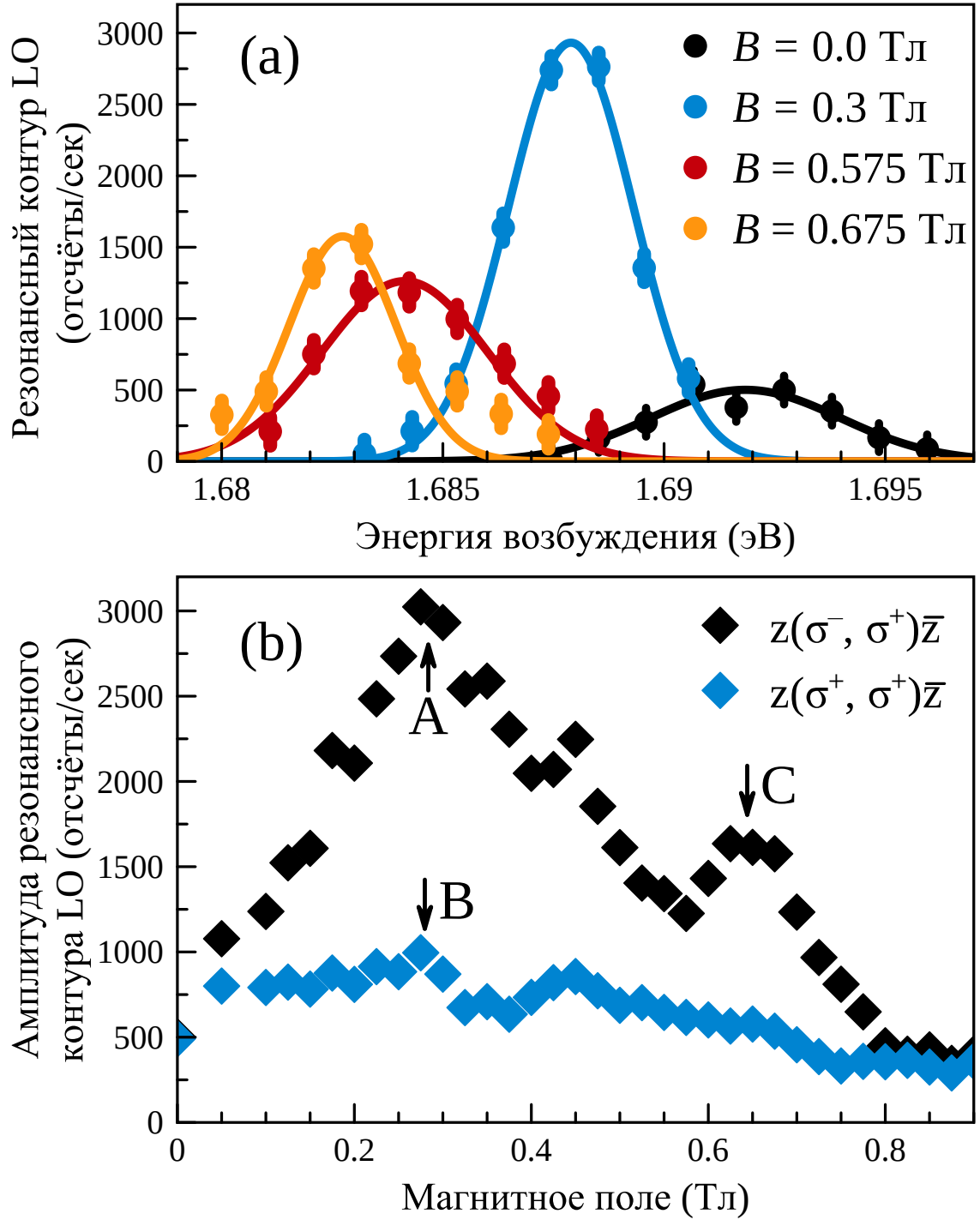


Рисунок 4.3 — (a) Цветные кружки представляют резонансные контура РРС с испусканием LO фона в разных магнитных полях в конфигурации $z(\sigma^-, \sigma^+)\bar{z}$. Полосы ошибок (error bars) оценены в ± 100 отсчётов в секунду. Сплошные цветные линии нарисованы для удобства восприятия зависимостей. Условия двойного резонанса выполняются при $B \approx 0.3$ Тл и $B \approx 0.65$ Тл. (b) магнитолевая зависимость амплитуды резонансного контура РРС в обеих поляризационных конфигурациях. Буквы А, В и С соответствуют условиями двойного резонанса, определённым в Разделе 4.1.2 и на Рисунке 4.4. $T = 1.5$ К.

нитополевая зависимость амплитуды 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.

Значительное увеличение интенсивности РРС с испусканием ЛО фонона, наблюдаемое в магнитном поле 0.3 Тл в кроссполяризованной конфигурации $z(\sigma^-, \sigma^+)\bar{z}$, по-видимому, связано с проявлением двойного резонанса, когда выходной резонанс реализуется с участием экситона, связанного с тяжёлой дыркой. В следующей секции будут определены состояния, определяющие входной резонанс РРС.

4.1.2 Фотолюминесценция и спектр возбуждения фотолюминесценции

Для того чтобы показать, какие состояния экситона в исследуемой структуре ответственны за явление двойного резонанса РРС и в каких магнитных полях оно происходит, необходимо знать зависимости энергетических сдвигов экситонных состояний в магнитном поле. В наиболее простой форме энергии экситонных состояний в КЯ на основе РМП, помещённых в магнитное поле, могут быть рассмотрены как комбинации энергетических сдвигов электронных и дырочных состояний. В КЯ в геометрии Фарадея эти сдвиги представляются согласно формулам (1.8) и (1.9):

$$\begin{aligned} E_{\Gamma_6, \pm 1/2}(B) &= \pm \frac{1}{2} x_{\text{Mn}} N_0 \alpha \langle S_{\text{Mn}} \rangle (B, T + T_0) \\ E_{\Gamma_8, \pm 3/2}(B) &= \pm \frac{1}{2} x_{\text{Mn}} N_0 \beta \langle S_{\text{Mn}} \rangle (B, T + T_0) \\ E_{\Gamma_8, \pm 1/2}(B) &= \Delta_{\text{lh-hh}} \pm \frac{1}{6} x_{\text{Mn}} N_0 \alpha \langle S_{\text{Mn}} \rangle (B, T + T_0). \end{aligned} \quad (4.1)$$

В этих уравнениях содержатся три феноменологических параметра: расщепление состояний лёгких и тяжёлых дырок $\Delta_{\text{lh-hh}}$, концентрация марганца x_{Mn} (которая может отличаться от технологического значения в 0.03) и параметр T_0 , определяющий эффективную температуру спиновой системы ионов марганца. Первый параметр был определён из измерения спектра возбуждения экситонной ФЛ (см. Рисунок 4.4а), полученного из анализа серии спектров ФЛ, измеренных при различных энергиях фотовозбуждения и аппроксимированных двумя контурами Гаусса, которые соответствуют экситонной и трионной ФЛ. Значение параметра

$\Delta_{\text{lh-hh}} = 16$ мэВ, определённое из эксперимента, согласуется с простыми оценками, полученными из решения уравнения Шрёдингера для огибающих волновых функций лёгких и тяжёлых дырок в симметричной КЯ. Дополнительные особенности, наблюдаемые в спектре ВФЛ при более высоких энергиях, чем состояние экситона, связанного с лёгкой дыркой, соответствуют состояниям в КЯ шириной 60 Å.

Два оставшихся параметра, а именно: x_{Mn} и параметр T_0 были определены из магнитополевой зависимости спектрального положения ФЛ экситона, связанного с тяжёлой дыркой, в σ^+ поляризации, измеренной до 6 Тл (линейная часть показана синей кривой на Рисунке 4.4b). Эта зависимость может быть описана согласно формуле (4.1) как $E_0 + E_{\Gamma_6, -1/2} - E_{\Gamma_8, -3/2}$, где E_0 — энергия экситона при $B = 0$. Это позволило определить значения $x_{\text{Mn}} = 0.025$ и параметр $T_0 = 1.9$ К.

Значения всех трёх феноменологических параметров позволили восстановить спектр состояний экситонов оптически активных в магнитном поле в геометрии Фарадея (чёрные кривые на Рисунке 4.4b). Согласно расчёту расщепление экситонных состояний сравнивается с энергией ЛО фонона $\hbar\Omega_{\text{LO}}$ в магнитных полях, соответствующих максимумам, наблюдаемым на Рисунке 4.3b (кроме наблюдаемого при $B = 0.45$ Тл). Основной максимум около $B = 0.35$ Тл соответствует двойному резонансу РРС между состоянием экситона, связанного с лёгкой дыркой, с проекцией углового момента -1 на ось регистрации и состоянием экситона, связанного с тяжёлой дыркой, с проекцией $+1$ (случай А на Рисунке 4.4b). Дополнительный максимум, наблюдаемый вблизи $B = 0.65$ Тл, относится к двойному резонансу между состояниями экситона, связанного с тяжёлой дыркой, с различными проекциями углового момента (случай С на Рисунке 4.4b). Оба максимума явно наблюдаются в эксперименте в $z(\sigma^-, \sigma^+)\bar{z}$ поляризационной конфигурации. С другой стороны, из анализа магнитополевых зависимостей можно также ожидать проявление двойного резонанса между состояниями экситона с лёгкой и тяжёлой дыркой с одинаковым значением проекции углового момента $+1$ на ось оптической регистрации (случай В на Рисунке 4.4b). Однако, результаты, представленные в кополяризованной $z(\sigma^+, \sigma^+)\bar{z}$ конфигурации показывают значительно менее ярко выраженную магнитополевую зависимость амплитуды резонансного контура РРС с испусканием ЛО фонона.

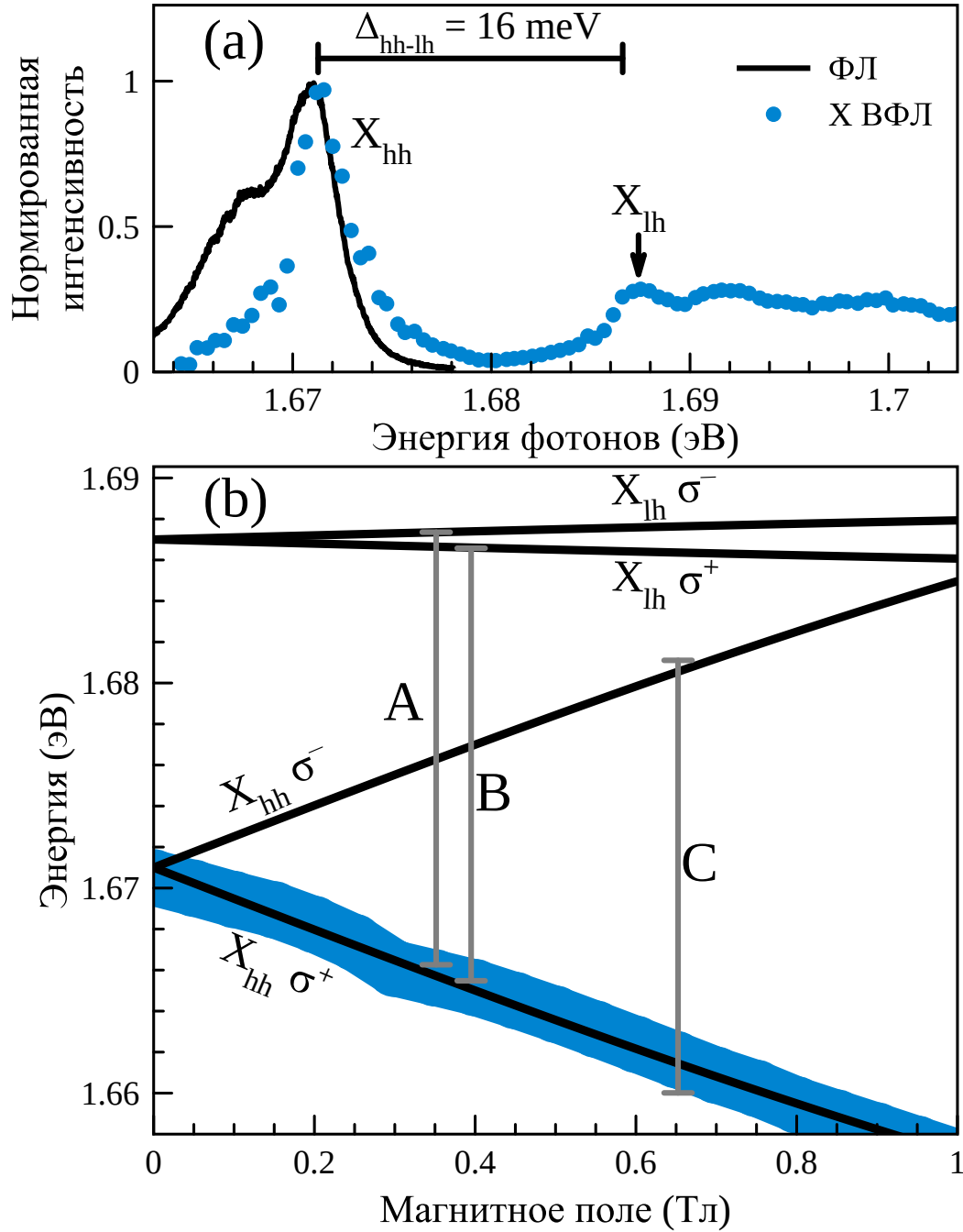


Рисунок 4.4 — (a) Синие точки представляют спектр возбуждения экситонной ФЛ (X ВФЛ), чёрная кривая — спектр ФЛ при возбуждении светом с энергией 2.33 эВ. $B = 0$. (b) Синей кривой показана зависимость спектрального положения σ^+ поляризованной ФЛ тяжёлого экситона от магнитного поля в геометрии Фарадея. Ширина кривой выбрана 3 мэВ, что соответствует ширине полосы экситонной ФЛ. Чёрными линиями показаны рассчитанные оценки магнитопольевых сдвигов энергий состояний экситона 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. $T = 1.5 \text{ K}$.

4.2 Обсуждение результатов

4.2.1 Правила отбора и модели двойного резонанса

Экситон в КЯ из полупроводника со структурой цинковой обманки, выращенной вдоль направления $[001]$, имеет точечную симметрию либо D_{2d} в случае симметричного потенциала, либо C_{2v} , если присутствует асимметрия. Величина Δ_{lh-hh} превышает энергию связи экситона (10 мэВ для CdTe [70]), и в исследуемой структуре существуют хорошо определённые экситонные состояния, соответствующие лёгким и тяжёлым дыркам, связанным с электроном. Таким образом, экситонное спиновое состояние характеризуется проекциями электронного спина на ось z $s_z = \pm 1/2$ и полного углового момента дырки на ось z $J_z = \pm 3/2$ для экситона, связанного с тяжёлой дыркой, и $J_z = \pm 1/2$ для экситона, связанного с лёгкой дыркой. При нормальном падении возбуждающего света оптически активные состояния экситона в магнитном поле в геометрии Фарадея выражаются через соответствующие электронные и дырочные состояния как:

$$\begin{aligned} |X_{hh} \sigma^\pm\rangle : s_z = \mp 1/2, J_z = \pm 3/2 \\ |X_{lh} \sigma^\pm\rangle : s_z = \pm 1/2, J_z = \pm 1/2 \end{aligned} \quad (4.2)$$

Разумно предположить, что носители заряда сильно локализованы внутри КЯ в направлении роста структуры, а экситон, как целое, находится в локализованном состоянии в КЯ. Тогда экситонная волновая функция принимает форму

$$\Psi_n(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \Phi_n(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) |s_z, J_z\rangle, \quad (4.3)$$

где $\mathbf{r}_e$ и $\mathbf{r}_h$ — векторы, определяющие положения электрона и дырки, $\Phi_n(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)$ — огибающая волновой функции и $|s_z, J_z\rangle$ — двухчастичная функция, связанная с угловым моментом частиц; индекс n нумерует экситонное состояние из набора (4.2).

Темп процесса РРС с испусканием LO фонона в условиях двойного резонанса можно определить при помощи золотого правила Ферми:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{nm, \mathbf{q}} |M_{nm}(\mathbf{q})|^2 \delta(\hbar\omega_i - \hbar\omega_f - \hbar\Omega_{LO}), \quad (4.4)$$

где $M_{nm}(\mathbf{q})$ — матричный элемент, описывающий двойной резонанс рамановского рассеяния света с испусканием ЛО фонона из формулы (1.28), $\hbar\omega_i$ — энергия падающих фотонов, $\hbar\omega_f$ — энергия фотонов после рассеяния. Таким образом, чтобы оценить относительные интенсивности двойного резонанса РРС в случаях А и С (см. Рисунок 4.4b), необходимо рассмотреть соответствующие матричные элементы экситон-фононного взаимодействия.

4.2.2 Случай А: дырочно-фононное взаимодействие

В случае А входной резонанс РРС реализуется с экситонным состоянием X_{lh} в σ^- поляризации, а выходной — с X_{hh} в σ^+ поляризации. В этом случае, как следует из уравнения (4.2), электронное состояние не изменяется, в то время как дырка переходит из состояния с $J_z = -1/2$ в состояние с $J_z = +3/2$. В результате соответствующий матричный элемент $V_{hh\leftarrow lh}^{LO}$, описывающий изменение проекции углового момента дырки, пропорционален константе деформационного потенциала d_o (или $d_{5o}/\sqrt{2}$), определяющей взаимодействие дырок с оптически-ми фононами [71—73]:

$$V_{hh\leftarrow lh}^{LO} = \frac{d_o}{a_0} \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho\mathcal{V}\Omega_{LO}}} \frac{q_z}{q} \mathcal{F}_{hh\leftarrow lh}(\mathbf{q}), \quad (4.5)$$

где a_0 — постоянная решётки, $\mathcal{V}$ — нормировочный объём, $\mathcal{F}_{hh\leftarrow lh}(\mathbf{q})$ — форм-фактор, определяющий перекрытие волновых функций экситона:

$$\mathcal{F}_{hh\leftarrow lh}(\mathbf{q}) = \int d\mathbf{r}_e d\mathbf{r}_h e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_h} \Phi_n^*(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) \Phi_m(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h). \quad (4.6)$$

При $q \rightarrow 0$ этот форм-фактор — константа порядка единицы, чувствительная к форме огибающих волновых функций; при $q \gg R^{-1}$, где R — характерный радиус локализации экситона, $\mathcal{F}_{hh\leftarrow lh}(\mathbf{q}) \rightarrow 0$.

4.2.3 Случаи В и С: роль короткодействующего обменного взаимодействия

Для случая С входной и выходной резонансы РРС осуществляются на состояниях тяжёлого экситона с противоположными проекциями углового момента

$(X_{hh} \sigma^- \longrightarrow X_{hh} \sigma^+)$. В этом случае оба носителя заряда меняют проекцию углового момента, и к дырочно-фононному взаимодействию нужно прибавить обменное взаимодействие электрона и дырки в экситоне. Короткодействующее обменное взаимодействие смешивает состояния тяжёлого и лёгкого экситона в одной и той же поляризации. Соответствующий вклад в гамильтониан может быть записан в сферическом приближении как:

$$\hat{U}^{sr} = -\frac{2}{3}a_0^3 \delta(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h) \mathcal{E}_0 \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{J}, \quad (4.7)$$

где $\mathcal{E}_0$ — параметр обменного взаимодействия, $\boldsymbol{\sigma}$ — оператор спина электрона (матрицы Паули) $\mathbf{J}$ — оператор углового момента для дырки ($J = 3/2$). Симметричные соображения вместе с микроскопическим анализом показывают, что следующий матричный элемент не равен нулю:

$$U^{sr} = \langle X_{lh} \sigma^- | \hat{U}^{sr} | X_{hh} \sigma^- \rangle. \quad (4.8)$$

Учитывая это взаимодействие и дырочно-фононное взаимодействие, получим матричный элемент, соответствующий процессу двойного резонанса РРС в случае С:

$$V_{hh \leftarrow hh}^{LO, sr} = \frac{V_{hh \leftarrow lh}^{LO} U^{sr}}{E_{X_{hh} \sigma^-} - E_{X_{lh} \sigma^-}}. \quad (4.9)$$

Здесь $V_{hh \leftarrow lh}^{LO}$ — матричный элемент (4.5), а энергетическая разность в знаменателе $E_{X_{hh} \sigma^-} - E_{X_{lh} \sigma^-} = E_{\Gamma_8, +3/2} - (E_{\Gamma_8, +1/2} - \Delta_{hh-lh})$.

Таким образом, отношение интенсивностей двойного резонансного РРС для случаев А и С может быть оценено из уравнений (4.5), (4.9) и (4.4):

$$\frac{W^{RRS, C}}{W^{RRS, A}} \sim \left| \frac{U^{sr}}{E_{\sigma_{hh}^-} - E_{\sigma_{lh}^-}} \right|^2. \quad (4.10)$$

Из эксперимента видно, что $E_{\sigma_{hh}^-} - E_{\sigma_{lh}^-} \approx 8$ мэВ при $B \approx 0.65$ Тл. Принимая во внимание оценку величины $U^{sr} \sim 1-2$ мэВ, можно видеть, что отношение (4.10) будет около 0.1. При этом точно определить это отношение из эксперимента не удаётся. Действительно, из Рисунка 4.3b видно, что нет однозначного способа определить интенсивность процесса С и процесса А. Можно считать интенсивности процессов А и С «от нуля», тогда отношение интенсивностей будет $\sim 1/3$, если же учесть, что особенность С на Рисунке 4.3b наложена на фон, соответствующий процессу А, то отношение будет $\sim 1/10$, что ближе к теоретической оценке.

Что касается случая В: наблюдение такого процесса ожидалось в поляризационной конфигурации $z(\sigma^+, \sigma^+)\bar{z}$, где входной резонанс происходит на состоянии лёгкого экситона, а выходной — на состоянии тяжёлого экситона с одинаковой поляризацией. Возможный сценарий такого процесса — короткодействующее обменное взаимодействие смешивает кополяризованные компоненты лёгкого и тяжёлого экситона согласно формуле (4.7) с последующей релаксацией тяжёлого экситона. В этом случае отношение вероятностей процессов В и С будет аналогично выражению (4.10) за тем исключением, что в знаменателе будет стоять $E_{\sigma_{lh}^+} - E_{\sigma_{hh}^+} \approx \hbar\Omega_{LO}$. Таким образом, вероятность процесса В ожидается ещё меньшей, что согласуется с экспериментальными результатами.

4.3 Выводы к главе 4

Экспериментально изучен двойное резонансное рамановское рассеяние света с испусканием LO фонона в КЯ из РМП (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te между различными состояниями экситона, энергия которых перестраивалась в широком диапазоне энергий в магнитном поле в геометрии Фарадея за счёт эффекта ГСР. Было обнаружено, что двойной резонанс наиболее эффективен, когда входной резонанс происходит с состоянием лёгкого экситона с проекцией углового момента -1 и выходной резонанс приходится на состояние экситона, связанного с тяжёлой дыркой, имеющего проекцию $+1$ (случай А). Было показано, что для этого процесса необходимо изменение проекции углового момента дырки, в то время как электронное состояние не меняется. Процесс двойного резонансного РРС между состояниями тяжёлого экситона с противоположными проекциями углового момента (случай С) в 3–10 раз менее эффективен, чем в случае А. Процесс В, обозначающий двойной резонанс РРС между состояниями лёгкого и тяжёлого экситона с одинаковой проекцией углового момента, хотя и не запрещён, но оказывается ещё более слабым, чем случай С. Процессы В и С оказываются слабее процесса А из-за того, что в них, помимо изменения проекции углового момента дырки в экситоне за счёт дырочно-фононного взаимодействия, необходим переворот спина электрона, вызванный короткодействующим обменным взаимодействием электрона и дырки в экситоне.

Глава 5. Короткодействующий эффект близости между квантовыми ямами CdTe и (Cd,Mn)Te

В этой главе представлены результаты исследования когерентной спиновой динамики носителей заряда в образце **101398A** с двумя КЯ CdTe и (Cd,Mn)Te, разделёнными тонким барьером из немагнитного материала (Cd,Mg)Te различной толщины (см. раздел 2.2). 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. Был обнаружен короткодействующий эффект близости между этими КЯ: зеемановское расщепление электронов (и частота ларморовой прецессии в поперечном магнитном поле) в немагнитной КЯ за счёт $s/p-d$ уменьшается с увеличением толщины немагнитного барьера [A3; A4].

5.1 Экспериментальные результаты

5.1.1 Спектры фотолюминесценции и спектры отражения

Спектры ФЛ, полученные при надбарьерном возбуждении всех четырёх структур, показаны на Рисунке 2.4. При температуре 1.6 К и при $B = 0$ каждый спектр состоит из двух линий, соответствующих излучению экситона (X_{CdTe}) и триона (T_{CdTe}) из немагнитной широкой КЯ. Как было сказано в разделе 2.2, ФЛ из КЯ (Cd,Mn)Te не наблюдается, что связано с быстрым туннелированием фото-возбуждённых носителей заряда из немагнитной КЯ в яму из РМП. Исследуемые структуры отличаются только толщиной барьера между КЯ, поэтому их спектры очень похожи.

Для того чтобы определить энергетическое положение основного состояния в КЯ из РМП (Cd,Mn)Te, были измерены спектры отражения циркулярно-поляризованного света в магнитном поле в геометрии Фарадея. Как можно видеть на Рисунках 5.1a и 5.1b, спектры отражения при $T = 1.6$ К обнаруживают узкий

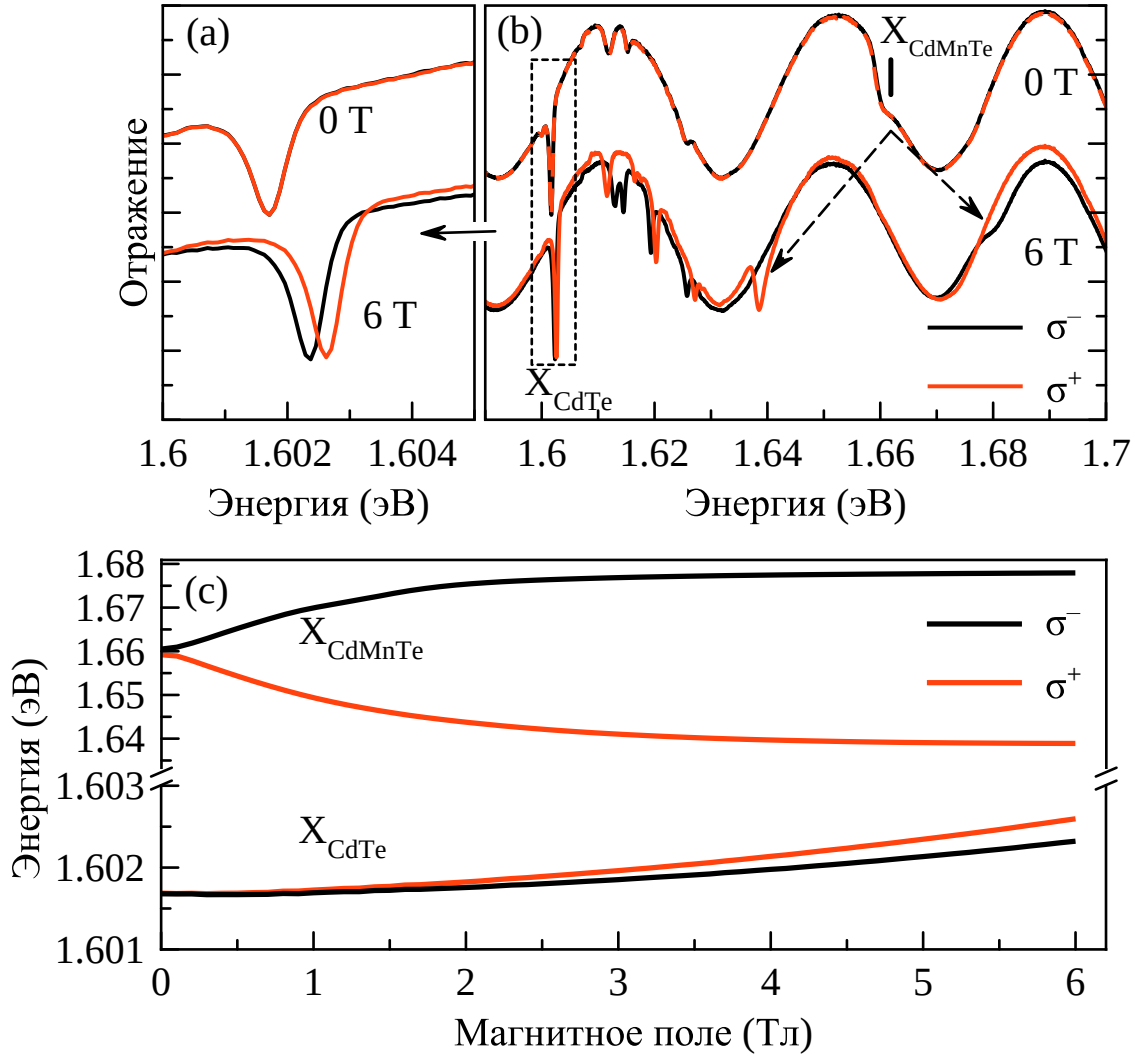


Рисунок 5.1 — (а) Спектры отражения квантовой ямы CdTe структуры с толщиной барьера 11 монослоёв, измеренные в σ^- (чёрная линия) и σ^+ (красная линия) поляризациях при $B = 0$ и $B = 6$ Тл в геометрии Фарадея. (б) Те же спектры, что и на панели (а), но в более широком спектральном диапазоне, включающем состояния экситона из КЯ CdTe (X_{CdTe}) и (Cd,Mn)Te (X_{CdMnTe}). (с) Магнитополевые зависимости спектрального положения экситонных состояний в обеих КЯ для разных циркулярных поляризаций. $T = 1.6$ К.

резонанс на энергии 1.602 эВ и слабое плечо на 1.66 эВ при $B = 0$, относящиеся к экситонам в КЯ из CdTe и (Cd,Mn)Te, соответственно. С приложением магнитного поля наблюдается зеемановское расщепление экситонных состояний. Как и ожидалось, для экситона в КЯ из РМП оно много больше, чем в немагнитной КЯ. Экситонные резонансы наложены на осциллирующий фон, возникающий из-за эффектов интерференции падающего излучения на слоях исследуемого образца. Магнитополевая зависимость спектрального положения экситонных резонансов в обеих циркулярных поляризациях структуры с толщиной барьера 11 монослоёв показана на Рисунке 5.1с. В магнитной КЯ наблюдается эффект ГСР экситонов, связанных с тяжёлой дыркой (лёгкие экситоны лежат выше по энергии из-за размерного квантования состояний дырок), который можно описать согласно формулам (1.8) и (1.9) в пренебрежении малостью собственного эффекта Зеемана:

$$\Delta E_Z^X = N_0(\alpha - \beta)x_{\text{Mn}}\langle S_{\text{Mn}}(B, T + T_0) \rangle. \quad (5.1)$$

Из эффекта ГСР, наблюдаемого в КЯ (Cd,Mn)Te, было определено значение концентрации марганца $x_{\text{Mn}} = 0.016$ и параметра $T_0 = 0.8$ К, упоминаемого в предыдущих главах и описывающего антиферромагнитное взаимодействие ближайших ионов марганца. Максимальное расщепление состояний экситона в этой яме 39 мэВ.

Судя по отсутствию явного проявления эффекта ГСР экситона в немагнитной КЯ, в структуре с барьером толщиной 11 монослоёв волновая функция экситона, локализованного в КЯ CdTe, очень слабо проникает в КЯ из РМП. В результате спиновое расщепление экситона в этой яме в основном определяется собственным g -фактором экситона g_X . Расщепление растёт линейно с увеличением магнитного поля, достигая 0.27 мэВ в поле $B = 6$ Тл, что меньше ГСР, наблюдаемого в КЯ (Cd,Mn)Te, более, чем на два порядка. Из этого расщепления можно оценить g -фактор экситона $g_X = 0.8$.

5.1.2 Эффект Керра с разрешением по времени

При измерении эффекта Керра с временным разрешением 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 экситонов в КЯ CdTe. На Рисунке 5.2 показан сигнал эффекта Керра, измеренный на структурах с толщиной барьера 11 монослоёв в поперечном магнитном поле 0.41 Тл (Рис. 5.2а) и с толщиной барьера 5 монослоёв при $B = 0.45$ Тл (Рис. 5.2b) при температуре $T = 5$ 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:

$$\text{Signal} = \sum_{i=1,2} A_i \exp\left(-\frac{t}{T_{2,i}^*}\right) \sin(\omega_{L,i} t + \phi_i), \quad (5.2)$$

где каждая компонента имеет свою частоту ларморовой прецессии $\omega_{L,i} = \mu_B g_i B / \hbar$ (g_i — g -фактор), время дефазировки $T_{2,i}^*$, амплитуду A_i и начальную фазу ϕ_i . Эти компоненты соответствуют прецессии спина двух разных подсистем, обозначенных индексом i . Вне зависимости от толщины барьера между КЯ, первая компонента имеет амплитуду на порядок больше, чем вторая. Первая компонента имеет время дефазировки $T_{2,1}^* \approx 35$ пс, которое практически не зависит от толщины барьера. С другой стороны, время дефазировки второй компоненты значительно меняется при изменении расстояния между квантовыми ямами: в структуре с наиболее толстым барьером в 11 монослоёв $T_{2,2}^* \approx 1.5$ нс, а при сближении КЯ на расстояние в 5 монослоёв (Cd,Mg)Te время дефазировки падает в шесть раз $T_{2,2}^* \approx 0.25$ нс.

Значения g -факторов компонент, наблюдаемых в эффекте Керра, были определены из измерения частоты ларморовой прецессии при нескольких значениях магнитного поля (см. Рисунок 5.2с и Рисунок 5.2d). Для структуры с барьером толщиной 11 монослоёв $|g_1| = 1.60$ и $|g_2| = 1.62$. Для структуры с толщиной барьера 5 монослоёв измеренные значения $|g_1| = 1.53$ и $|g_2| = 1.37$.

Такое изменение времени дефазировки и g -фактора компонент, наблюдаемых в эффекте Керра, в зависимости от расстояния между магнитной и немагнитной квантовыми ямами составляют суть короткодействующего эффекта близости. Волновые функции носителей заряда, локализованных в немагнитной КЯ, проникают в область КЯ из РМП, и $s/p-d$ обменное взаимодействие приводит к перенормировке g -фактора. Сила этого взаимодействия изменяется с толщиной барьера между ямами.

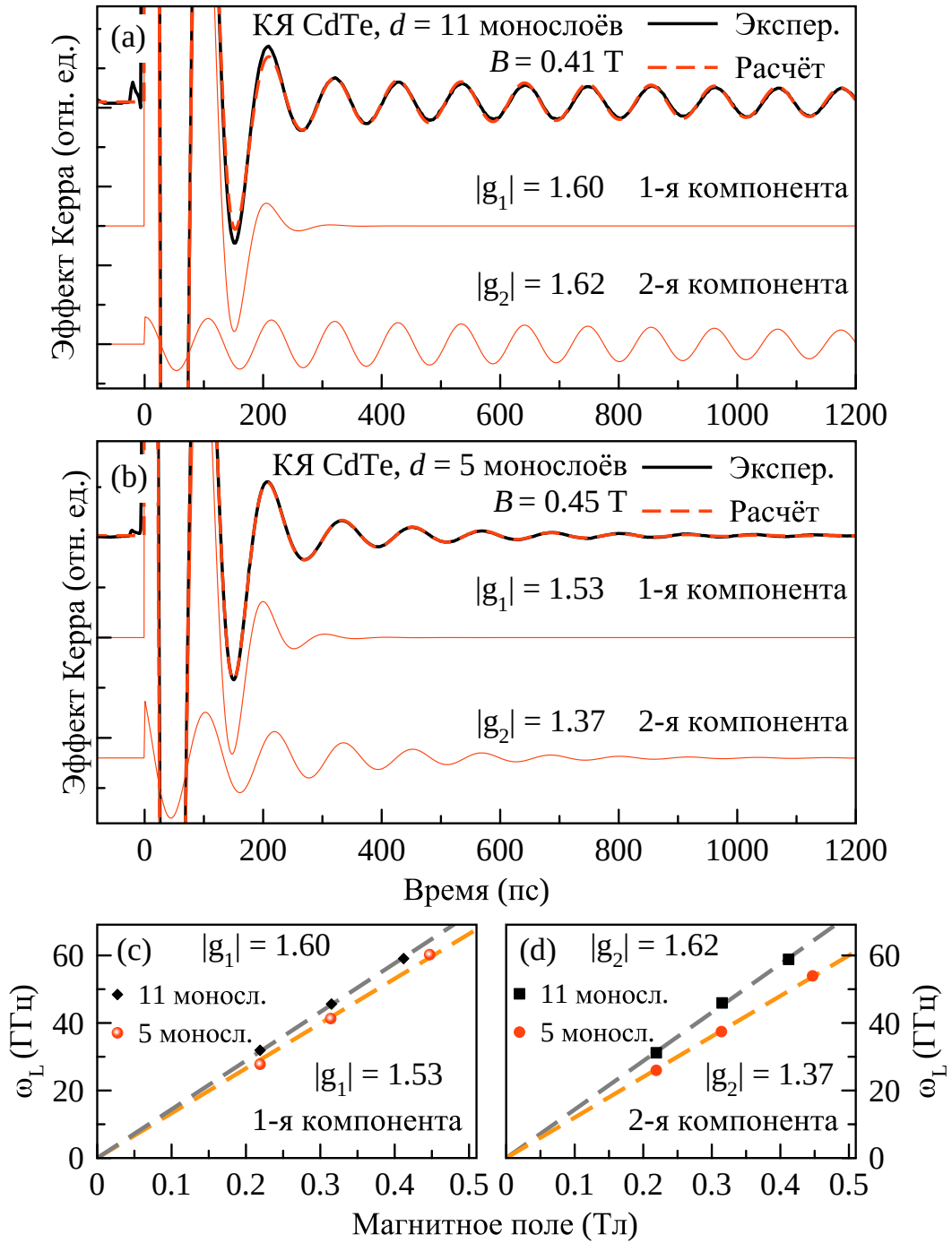


Рисунок 5.2 — Сигнал эффекта Керра (чёрная кривая) от КЯ CdTe в структурах с толщиной барьера 11 монослоёв (а) и 5 монослоёв (б). Осциллирующие компоненты, включённые в аппроксимацию показаны красными линиями и сдвинуты по вертикали для ясности. Красной штриховой линией показана сумма этих компонент. На панелях (с) и (д) 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.

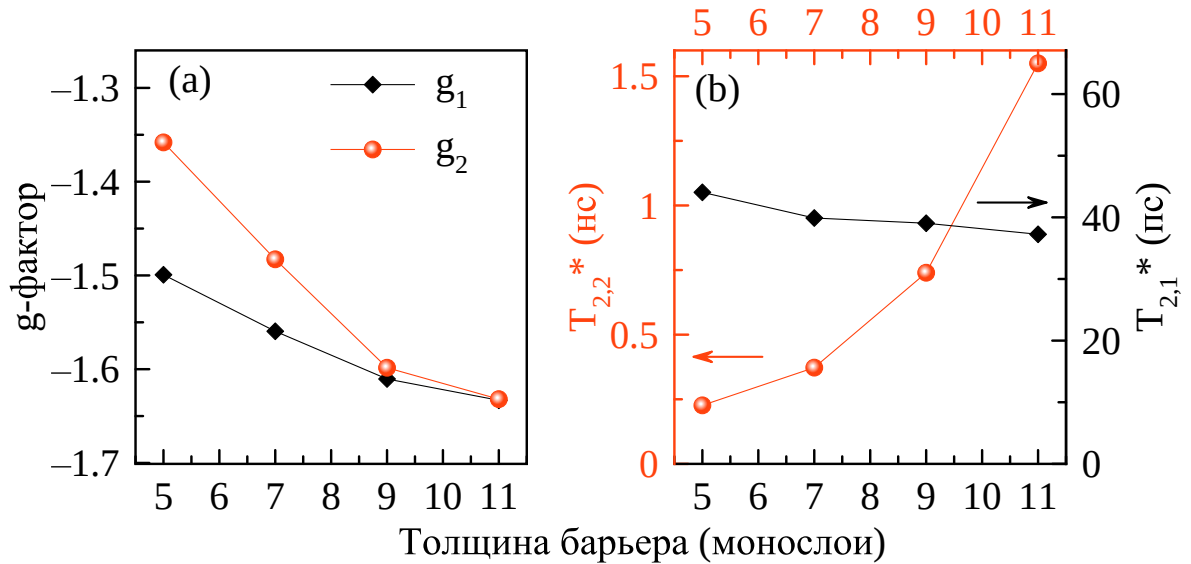


Рисунок 5.3 — Зависимость g -факторов (а) и времён дефазировки (б) для первой (чёрные ромбики) и второй (красные кружки) компонент, наблюдаемых в эффекте Керра. $T = 4.7$ К, $B = 0.4$ Тл

Значения g -факторов приведены по модулю, поскольку при измерении только эффекта Керра невозможно определить знак g -фактора. Однако, для исследуемой структуры его можно «угадать». Для этого нужно принять во внимание два факта: во-первых, g -фактор электрона в объёмном CdTe отрицателен и имеет значение -1.64 [52], во-вторых, $s/p-d$ обменное взаимодействие в (Cd,Mn)Te приводит к перенормировке g -фактора электрона в положительную сторону. Действительно, при толщине барьера между ямами в 11 монослоёв, абсолютное значение g -фактора, определённое из эксперимента, близко к абсолютному значению g -фактора электрона в CdTe, а с уменьшением толщины барьера до 5 монослоёв абсолютное значение g -фактора уменьшается. Таким образом, эффект Керра, наблюдаемый в эксперименте (см. Рисунок 5.1а и Рисунок 5.1б), возникает из-за прецессии среднего спина электронов в поперечном магнитном поле.

Присутствие двух компонент в сигнале эффекта Керра свидетельствует о наличии двух электронных подсистем. Предполагается, что первая компонента с наибольшей амплитудой сигнала соответствует прецессии спина электронов, связанных в экситон, а вторая — прецессии резидентных электронов. Присутствие резидентных электронов в немагнитной КЯ подтверждается наличием трионной линии в спектре ФЛ (см. Рисунок 2.4). На Рисунке 5.3 показаны зависимости g -фактора и времён дефазировки электронов, участвующих в формировании сигнала эффекта Керра, от расстояния между КЯ. Как можно видеть, указанные

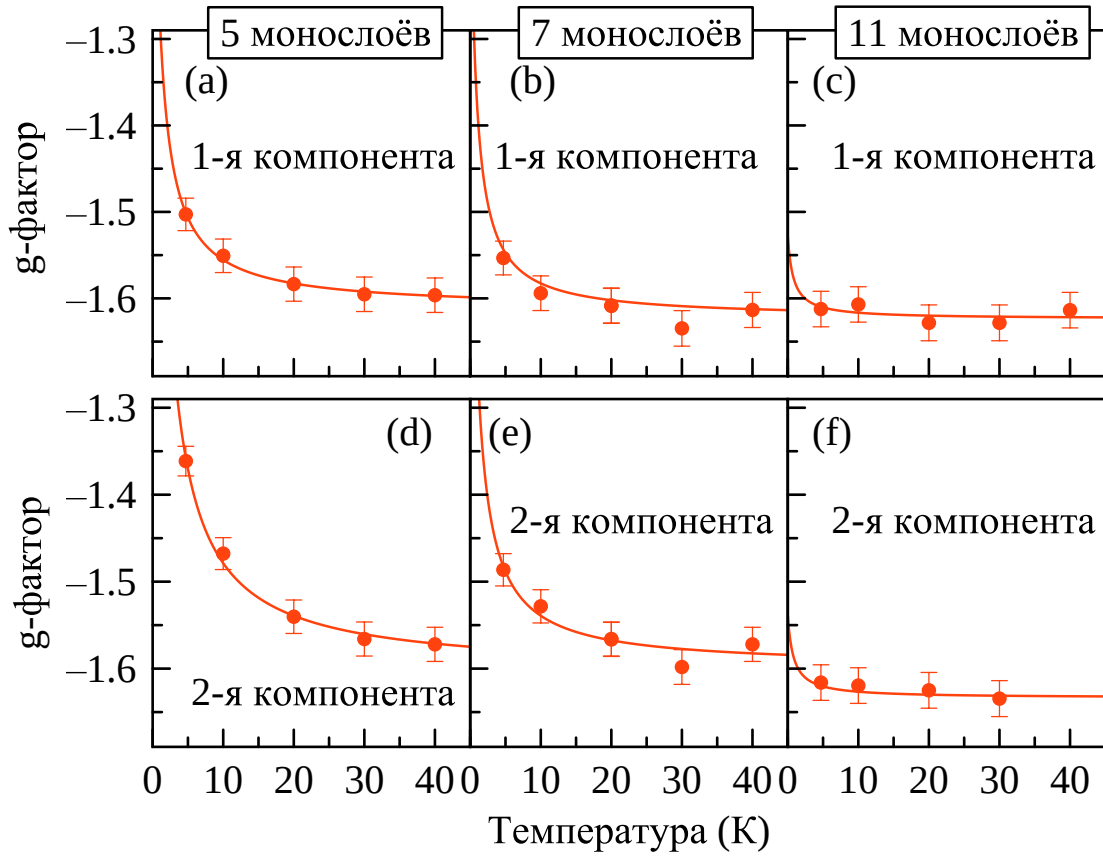


Рисунок 5.4 — Температурные зависимости g -факторов для первой (a)–(c) и для второй (d)–(f) электронных компонент для структур с различной толщиной барьера между КЯ. Красные кружки представляют экспериментальные результаты, красные сплошные линии — результат расчёта. $B = 0.4$ Тл в геометрии Фойгта.

параметры у второй компоненты имеют более ярко выраженную зависимость, чем у первой. Значительное изменение времени дефазировки второй компоненты с изменением толщины барьера подтверждает предположение о том, что эта компонента возникает из-за прецессии спина резидентных электронов. Действительно, при максимальной толщине барьера $T_{2,2}^* \approx 1.5$ нс, что на порядок больше типичного времени жизни экситонов в таких КЯ ($\tau \approx 100$ пс [51]). Уменьшение времени дефазировки при сближении КЯ говорит об усилении процессов спиновой релаксации за счёт усиливающегося $s/p-d$ обменного взаимодействия. Предположение о том, что первая компонента возникает из-за прецессии спина электронов, связанных в экситон, подтверждается тем, что время дефазировки ограничено временем жизни фотовозбуждения, а меньшая перенормировка g -фактора (по сравнению со второй компонентой) связана с тем, что волновая функция этого электрона сильнее локализована в немагнитной КЯ из-за кулоновского взаимодействия с дыркой.

Дополнительно были измерены зависимости g -факторов обеих компонент от температуры для образцов с толщиной спейсера 5, 7 и 11 монослоёв (см. Рисунок 5.4). Изменение g -фактора от температуры, наблюдаемое в эксперименте — ожидаемый результат, поскольку с ростом температуры ионы марганца деполяризуются и вклад в g -фактор добавки за счёт s – d обменного взаимодействия уменьшается. Эти зависимости качественно схожи для обеих электронных подсистем, но количественно уменьшение более заметно для компоненты, связанной с прецессией спина резидентных электронов. Для структуры с толщиной барьера между ямами в 5 монослоёв при увеличении температуры от 5 К до 40 К изменение g_1 происходит от -1.53 до -1.60 (см. Рисунок 5.4а), в то время как g_2 меняется от -1.37 до -1.57 (см. Рисунок 5.4d). При увеличении толщины барьера между КЯ температурная зависимость обеих компонент становится слабее и практически пропадает при $d = 11$ монослоёв (см. Рисунок 5.4с и Рисунок 5.4f).

5.2 Обсуждение результатов

Как было сказано ранее, зависимость g -фактора электронов, локализованных в немагнитной КЯ, от толщины барьера, отделяющего её от КЯ из РМП, составляет суть эффекта близости. Причина такой зависимости — разная величина проникновения волновой функции электронов в квантовую яму из (Cd,Mn)Te для структур с различной толщиной барьера, и, соответственно, разная добавка к энергии зеемановского расщепления за счёт s – d обменного взаимодействия. Доля волновой функции электрона, локализованного в КЯ CdTe $\psi_{\text{CdTe}, e}$, проникающей в КЯ (Cd,Mn)Te

$$\eta = \int_a^b |\psi_{\text{CdTe}, e}|^2 dz, \quad (5.3)$$

где a и b — границы магнитной КЯ (см. вставку на Рисунке 5.5), и будет определять эту добавку как

$$\mu_B g_e B = \mu_B g_{\text{CdTe}, e} B + \eta N_0 \alpha x_{\text{Mn}} \langle S_{\text{Mn}}(B, T + T_0) \rangle, \quad (5.4)$$

где g_e — результирующий g -фактор электрона в немагнитной КЯ, $g_{\text{CdTe}, e}$ — g -фактор электрона в КЯ CdTe, $x_{\text{Mn}} = 0.016$, $T_0 = 0.8$ К (определено из эффекта

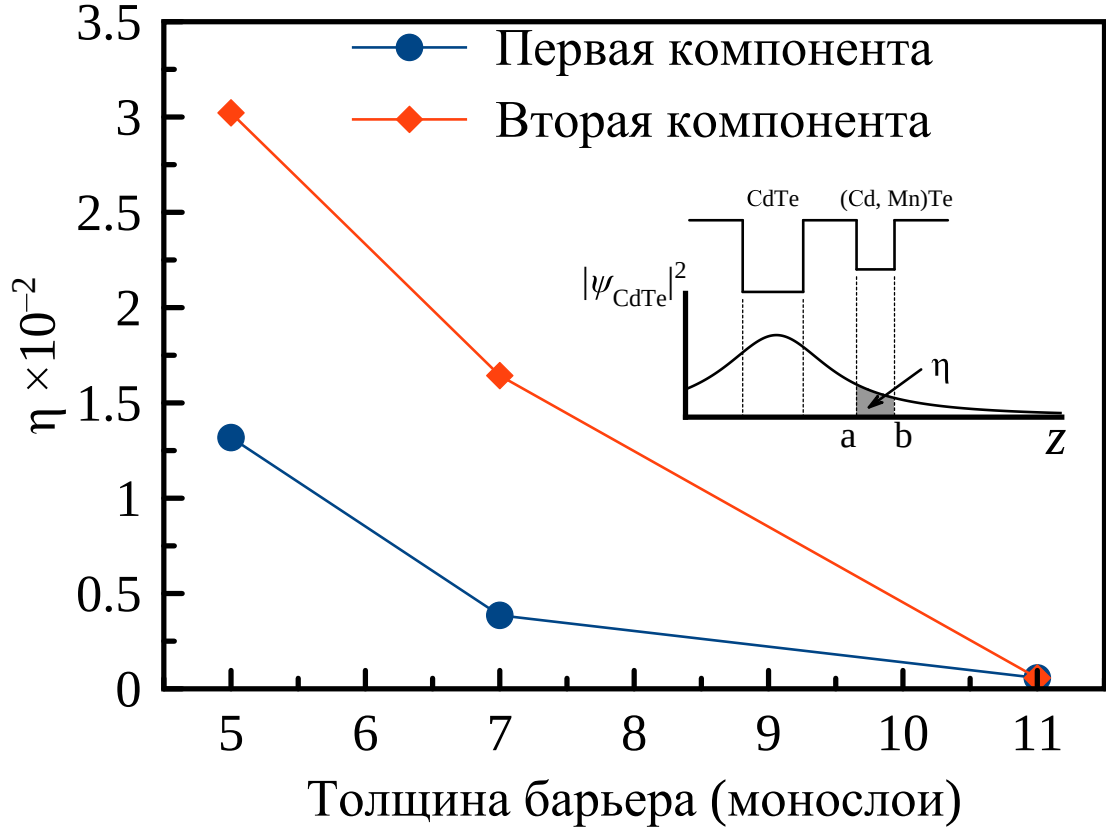


Рисунок 5.5 — Зависимости доли проникновения волновой функции электронов, локализованных в немагнитной КЯ, в яму из РМП от толщины барьера между ямами. На вставке изображено пояснение к определению величины η .

ГСР), $T = 1.6$ К. В магнитных полях меньше 0.47 Тл, использованных в эксперименте, средний спин ионов марганца, описываемый функцией Бриллюэна, линеен по магнитному полю (см. формулу (1.13) и рассуждения рядом с ней). Таким образом, формула (5.4) переписывается в виде:

$$g_e = g_{\text{CdTe},e} + \eta \frac{7 N_0 \alpha x_{\text{Mn}} g_{\text{Mn}}}{6 k_B (T + T_0)}. \quad (5.5)$$

Аппроксимируя результаты температурной зависимости g -факторов обеих компонент формулой (5.5) (см. Рисунок 5.4), была получена экспериментальная зависимость проникновения волновой функции электронов, локализованных в КЯ CdTe, в КЯ (Cd,Mn)Te (см. Рисунок 5.5). Для электронов, связанных в экситон (первая компонента в сигнале эффекта Керра), значение $g_{\text{CdTe},e} = -1.60 \pm 0.02$, для резидентных электронов $g_{\text{CdTe},e} = -1.62 \pm 0.02$, что отличается от значения g -фактора электрона в объёмном CdTe -1.64 за счёт квантового ограничения [52]. Величина η быстро спадает с увеличением расстояния между КЯ и при толщине барьера в 11 монослоёв становится менее 0.1%, что ожидаемо, поскольку $|\psi_{\text{CdTe},e}|^2$

экспоненциально спадает с увеличением расстояния от КЯ, в которой локализован носитель заряда.

5.3 Выводы к главе 5

Исследована когерентная спиновая динамика электронов в структурах с двумя квантовыми ямами (немагнитной CdTe и из РМП (Cd,Mn)Te), разделёнными тонким барьером различной толщины, при помощи эффекта Керра с разрешением по времени в режиме «накачка-зондирование». При создании и детектировании неравновесной спиновой поляризации в немагнитной КЯ наблюдался сигнал эффекта Керра, имеющий осциллирующий характер в поперечном магнитном поле. Показано, что этот сигнал вызван прецессией спина двух электронных подсистем с сильно отличающимися временами дефазировки. Первая — быстро затухающая компонента — вызвана прецессией спина электронов, связанных в экситон. Вторая компонента, время дефазировки которой в 6 раз увеличивается с увеличением толщины барьера от 5 монослоёв до 11 монослоёв, есть проявление прецессии спина резидентных электронов. Экспериментально определено, что g -факторы этих подсистем зависят от толщины барьера между КЯ (эффект близости) и температуры. При этом изменение величины g -фактора более заметно у резидентных электронов по сравнению с фотовозбуждёнными электронами в экситоне, что связано с большей локализацией последних в немагнитной КЯ из-за кулоновского взаимодействия с фотовозбуждённой дыркой.

Экспериментально определено, что в структуре с толщиной барьера 5 монослоёв доля волновой функции резидентного электрона, локализованного в немагнитной КЯ, которая проникает в КЯ из РМП (η), составляет около 3%; для фотовозбуждённого электрона эта доля примерно в два раза меньше. С удалением КЯ (Cd,Mn)Te от немагнитной КЯ CdTe η быстро убывает, и в структуре с толщиной барьера 11 монослоёв проникновение становится менее 0.1%.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Экспериментально исследованы спектры вторичного излучения квантовой ямы из разбавленного магнитного полупроводника $(\text{Cd,Mn})\text{Te}/(\text{Cd,Mg})\text{Te}$, содержащей резидентные дырки при температуре $T = 1.5 \text{ K}$ 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 фона в квантовой яме на основе разбавленного магнитного полупроводника $(\text{Cd,Mn})\text{Te}/(\text{Cd,Mg})\text{Te}$ при температуре $T = 1.5 \text{ K}$ 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 А). Второй резонанс происходит между состояниями тяжёлого экситона с противоположными проекциями полного углового момента (случай С). Процесс С значительно менее эффективен, чем процесс А.
5. Показано, что случай А 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 С 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.

В заключение автор выражает благодарность научному руководителю Кусраеву Ю. Г. за помощь в формировании идеи диссертации, плодотворное обсуждение результатов и научное руководство. Автор выражает большую признательность Намозову Б. Р. за невероятное терпение, мудрые советы, поддержку, наставления и помощь в освоении экспериментальных методик. Автор благодарит Ольгу Смирнову и Максима Давыдова за прочтение и полезные комментарии по тексту диссертации. Автор благодарит Кирилла Голеницкого за неоценимую помощь в вёрстке и в технической редакции текста диссертации. Автор выражает

благодарность коллегам из Технического Университета Дортмунда (TU Dortmund: Experimentelle Physik 2), в частности, Е. А. Жукову и Е. Kirstein за помощь в освоении экспериментальной методики «накачка-зондирование» и за плодотворное взаимодействие. Автор благодарит коллектив лаборатории «Спиновых и оптических явлений в полупроводниках» ФТИ им. А. Ф. Иоффе за поддержку во время написания диссертации. Автор также благодарит создателей шаблона *Russian-Phd-Latex-Dissertation-Template* за помощь в оформлении диссертации.

Список сокращений и условных обозначений

Δ_{lh-hh}	расщепление состояний лёгких и тяжёлых дырок в квантовой яме
ΔE	энергетическая разность между фотовозбуждением и максимумом фотолюминесценции
ΔE_p	магнитополяронный сдвиг
$\hbar$	постоянная Планка
$\hbar\Omega_{LO}$	энергия продольного оптического фонона
B_{exch}	обменное поле носителя заряда
B_{Mn}	обменное поле марганца
$\mathcal{B}_S(x)$	функция Бриллюэна
μ_B	магнетон Бора
τ	время жизни экситона
τ_p	время формирования магнитного полярона
$\tau_{s,exc}$	время спиновой релаксации экситона
$\tau_{s,e}$	время спиновой релаксации электрона
$\tau_{s,h}$	время спиновой релаксации дырки
B	внешнее магнитное поле
E_p	энергия магнитного полярона
g_{Mn}	g-фактор марганца
k_B	постоянная Больцмана
$N_0\alpha$	обменная константа для электрона в зоне проводимости
$N_0\beta$	обменная константа для электрона в валентной зоне
T	температура
x_{Mg}	концентрация магния
ЛО фонон	продольный оптический фонон
ВФЛ	возбуждение фотолюминесценции
ГСР	гигантское спиновое расщепление
К	Кельвин
КЯ	квантовая яма
РМП	разбавленные магнитные полупроводники
РРС	рамановское рассеяние света

Тл	Тесла
ФЛ	фотолюминесценция
нм	нанометр
сек	секунда
эВ	электронвольт
VBO	отстройка валентной зоны

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 Cd_{1-x}MnxTe 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. *Dyakonov M. I., Khaetskii A.* Spin physics in semiconductors [Text]. Vol. 1. Springer, 2017.
9. *Захарченя Б. П., Майер Ф.* Оптическая ориентация [Текст]. Наука. Ленингр. отд-ние, 1989.
10. *Awschalom D., Loss D., Samarth N.* Semiconductor spintronics and quantum computation [Text]. Springer Science & Business Media, 2002.
11. *Hass K., Ehrenreich H.* Electronic and magnetic properties of II–VI diluted magnetic semiconductors [Text] // Journal of Crystal Growth. 1988. Vol. 86, no. 1—4. P. 8—14.

12. 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.
13. *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.
14. Spin-related magnetoresistance of n-type ZnO:Al and Zn_{1-x}Mn_xO:Al thin films [Текст] / T. Andrearczyk [и др.] // Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. 2005. Т. 72, № 12. С. 121309.
15. Metal-insulator transition in semimagnetic semiconductors [Текст] / T. Wojtowicz [и др.] // Physical review letters. 1986. Т. 56, № 22. С. 2419.
16. *Gaj J. A., Kossut J.* Introduction to the physics of diluted magnetic semiconductors [Text]. Vol. 144. Springer Science & Business Media, 2011.
17. Magnetic quantum ratchet effect in (Cd, Mn) Te-and CdTe-based quantum well structures with a lateral asymmetric superlattice [Text] / P. Faltermeier [et al.] // Physical Review B. 2017. Vol. 95, no. 15. P. 155442.
18. ODMR evidence of the electron cascade in multiple asymmetrical (CdMn) Te quantum wells [Text] / A. S. Gurin [et al.] // JETP letters. 2015. Vol. 102. P. 230—234.
19. 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.
20. Series of “fractional” peaks in multiple paramagnetic resonance Raman scattering by (Cd, Mn) Te quantum wells [Text] / A. Koudinov [et al.] // Physical Review B. 2017. Vol. 96, no. 24. P. 241303.
21. Trion magnetic polarons in (Cd, Mn) Te/(Cd, Mn, Mg) Te quantum wells [Text] / F. Godejohann [et al.] // Physical Review B. 2022. Vol. 106, no. 19. P. 195305.
22. *Baryshnikov K.* Intracenter optical transitions in Mn²⁺ ion in CdMnTe crystals: the effect of strong Jahn–Teller coupling in excited state [Text] // Journal of Physics: Condensed Matter. 2020. Vol. 32, no. 36. P. 365503.
23. Energy and spin relaxation of excitons in CdMnTe/CdMgTe quantum wells [Text] / R. Akhmadullin [et al.] // Journal of Luminescence. 2023. Vol. 253. P. 119431.

24. Optical orientation of acceptor-bound hole magnetic polarons in bulk (Cd, Mn) Te [Text] / E. Zhukov [et al.] // Physical Review B. 2019. Vol. 99, no. 11. P. 115204.
25. *Worschech L., Ossau W., Landwehr G.* Characterization of a strain-inducing defect in CdTe by magnetoluminescence spectroscopy [Text] // Physical Review B. 1995. Vol. 52, no. 19. P. 13965.
26. Electron and hole g-factors from magnetoluminescence in ZnTe and CdTe [Text] / P. Simmonds [et al.] // Solid State Communications. 1982. Vol. 43, no. 5. P. 311—314.
27. 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.
28. *Пекар С. И.* О влиянии деформации решёток электронами на оптические и электрические свойства кристаллов [Текст] // Успехи физических наук. 1953. Т. 50, № 6. С. 197—252.
29. *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.
30. Two dimensional exciton magnetic polaron in CdTe/Cd $_{1-x}$ Mn $_x$ Te quantum well structures [Text] / D. Yakovlev [et al.] // Solid state communications. 1992. Vol. 82, no. 1. P. 29—32.
31. 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.
32. *Benoit A 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.
33. Effect of Magnetic Polaron Formation on the Exciton Mobility Edge in Cd $_{1-x}$ Mn $_x$ Te [Text] / G. Mackh [et al.] // Acta Physica Polonica A. 1995. Vol. 87, no. 1. P. 265—268.
34. 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.

35. Bound magnetic polarons in the very dilute regime [Text] / Y. G. Kusrayev [et al.] // Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. 2008. Vol. 77, no. 8. P. 085205.
36. *Harris J., Nurmikko A.* Formation of the bound magnetic polaron in (Cd, Mn) Se [Text] // Physical review letters. 1983. Vol. 51, no. 16. P. 1472.
37. *Golnik A., Ginter J., Gaj J.* Magnetic polarons in exciton luminescence of Cd_{1-x}Mn_xTe [Text] // Journal of Physics C: Solid State Physics. 1983. Vol. 16, no. 31. P. 6073.
38. Dynamics of spin organization in diluted magnetic semiconductors [Text] / T. Dietl [et al.] // Physical review letters. 1995. Vol. 74, no. 3. P. 474.
39. Localized exciton magnetic polarons in Cd_{1-x}Mn_xTe [Text] / G. Mackh [et al.] // Physical Review B. 1994. Vol. 49, no. 15. P. 10248.
40. *Bottka N., Stankiewicz J., Girit W.* Electoreflectance studies in Cd_{1-x}Mn_xTe solid solutions [Text] // Journal of Applied Physics. 1981. Vol. 52, no. 6. P. 4189—4193.
41. *Pajczkowska A.* Physicochemical properties and crystal growth of AlIBVI-MnBVI systems [Text] // Progress in Crystal Growth and Characterization. 1978. Vol. 1, no. 3. P. 289—326.
42. Molecular beam epitaxial growth of ultrathin CdTe—CdMnTe quantum wells and their characterization [Text] / A. Waag [et al.] // Applied physics letters. 1991. Vol. 59, no. 23. P. 2995—2997.
43. Exciton lifetimes in CdTe/CdMnTe single quantum wells [Text] / A. Polhmann [et al.] // Applied physics letters. 1992. Vol. 61, no. 24. P. 2929—2931.
44. Cd_{1-x}Mg_xTe: a new promising barrier material to CdTe based heterostructures [Text] / W. Ossau [et al.] // Superlattices and microstructures. 1994. Vol. 16, no. 1. P. 5—10.
45. Optical investigation of confinement and strain effects in CdTe/(CdMg) Te quantum wells [Text] / B. Kuhn-Heinrich [et al.] // Applied physics letters. 1993. Vol. 63, no. 21. P. 2932—2934.
46. Determination of the band offset in semimagnetic CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe quantum wells: A comparison of two methods [Text] / B. Kuhn-Heinrich [et al.] // Journal of applied physics. 1994. Vol. 75, no. 12. P. 8046—8052.

47. *Zakharchenya B. P., Korenev V. L.* Integrating magnetism into semiconductor electronics [Text] // *Physics-Uspekhi*. 2005. Vol. 48, no. 6. P. 603.
48. Low voltage control of exchange coupling in a ferromagnet-semiconductor quantum well hybrid structure [Text] / V. Korenev [et al.] // *Nature communications*. 2019. Vol. 10, no. 1. P. 2899.
49. *Захарченя Б. П., Майер Ф.* Оптическая ориентация [Текст]. Наука. Ленинградское отделение, 1989.
50. *Захарченя Б., Кусраев Ю.* Оптическое проявление спин-стекольных свойств полумагнитных полупроводников [Текст] // *Письма в ЖЭТФ*. 1980. Т. 50, № 4. С. 199—201.
51. 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.
52. 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.
53. Double resonance Raman scattering process in 2D materials [Text] / R. N. Gontijo [et al.] // *Journal of Materials Research*. 2019. Vol. 34, no. 12. P. 1976—1992.
54. *Shinde N. B., Eswaran S. K.* Davydov splitting, double-resonance Raman scattering, and disorder-induced second-order processes in chemical vapor deposited MoS₂ thin films [Text] // *The Journal of Physical Chemistry Letters*. 2021. Vol. 12, no. 26. P. 6197—6202.
55. Double resonant Raman scattering and valley coherence generation in monolayer WSe₂ [Text] / G. Wang [et al.] // *Physical review letters*. 2015. Vol. 115, no. 11. P. 117401.
56. Stress-induced doubly resonant Raman scattering in GaAs [Text] / F. Cerdeira [et al.] // *Physical review letters*. 1986. Vol. 57, no. 25. P. 3209.
57. *Kleinman D., Miller R., Gossard A.* Doubly resonant LO-phonon Raman scattering observed with GaAs-Al x Ga 1- x As quantum wells [Text] // *Physical Review B*. 1987. Vol. 35, no. 2. P. 664.
58. *Gubarev S., Ruf T., Cardona M.* Doubly resonant Raman scattering in the semi-magnetic semiconductor Cd 0.95 Mn 0.05 Te [Text] // *Physical Review B*. 1991. Vol. 43, no. 2. P. 1551.

59. Double 2s-1s resonance in LO-phonon-assisted secondary emission of quantum-well structures [Text] / D. Yakovlev [et al.] // Physical Review B. 1995. Vol. 52, no. 8. P. 5773.
60. Exciton spin relaxation in diluted magnetic semiconductor $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{CdSe}$ superlattices: Effect of spin splitting and role of longitudinal optical phonons [Text] / W. Chen [et al.] // Physical Review B. 2003. Vol. 67, no. 12. P. 125313.
61. *Ossau W., Kuhn-Heinrich B.* Dimensional dependence of antiferromagnetism in diluted magnetic semiconductor heterostructures [Text] // Physica B: Condensed Matter. 1993. Vol. 184, no. 1—4. P. 422—431.
62. Zeeman pattern of semimagnetic $(\text{Cd},\text{Mn})\text{Te}/(\text{Cd},\text{Mg})\text{Te}$ quantum wells in in-plane magnetic fields [Text] / B. Kuhn-Heinrich [et al.] // Solid state communications. 1994. Vol. 91, no. 6. P. 413—418.
63. Optical and magnetic anisotropies of the hole states in Stranski-Krastanov quantum dots [Text] / A. Koudinov [et al.] // Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. 2004. Vol. 70, no. 24. P. 241305.
64. Proceedings of the 21st International Conference on Physics of Semiconductors, Beijing, China, 1992 [Text] / D. Yakovlev [et al.]. 1992.
65. Dynamics of two-dimensional exciton magnetic polaron in $\text{CdTe}/(\text{Cd}, \text{Mn}) \text{Te}$ quantum wells [Text] / D. Yakovlev [et al.] // Journal of crystal growth. 1992. Vol. 117, no. 1—4. P. 854—858.
66. Parameters of the magnetic polaron state in diluted magnetic semiconductors Cd-Mn-Te with low manganese concentration [Text] / I. Merkulov [et al.] // Physical Review B. 1996. Vol. 54, no. 8. P. 5727.
67. Singlet and triplet trion states in high magnetic fields: Photoluminescence and reflectivity spectra of modulation-doped $\text{CdTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Mg}_{0.3}\text{Te}$ quantum wells [Text] / D. Andronikov [et al.] // Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. 2005. Vol. 72, no. 16. P. 165339.
68. *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.
69. 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.

70. *Nawrocki M., Twardowski A.* Oscillatory magnetoabsorption in CdTe [Text] // *physica status solidi (b)*. 1980. Vol. 97, no. 1. K61—K64.
71. *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.
72. *Pötz W., Vogl P.* Theory of optical-phonon deformation potentials in tetrahedral semiconductors [Text] // *Physical Review B*. 1981. Vol. 24, no. 4. P. 2025.
73. *Scholz R.* Hole–phonon scattering rates in gallium arsenide [Text] // *Journal of applied physics*. 1995. Vol. 77, no. 7. P. 3219—3231.