



ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
АКАДЕМИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Ж.И. АЛФЕРОВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

«_____» _____ 20____ г.

Зав. каф. Функциональных микро-
и наноматериалов

_____ д.ф.-м.н. А.А. Липовский

**СМЕНА ЗНАКА ЦИРКУЛЯРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В РЕЖИМЕ ОПТИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ
ДЫРОЧНЫХ ТРИОНОВ И МАГНИТОПОЛЯРОННЫЙ ЭФФЕКТ В
КВАНТОВЫХ ЯМАХ CdMnTe**

Магистерская диссертация

Направление 03.04.02 Физика

Ласкин Данила Максимович

Научный руководитель _____ Н.В. Козырев
к.ф.-м.н., н.с.

Рецензент _____ К.Ю. Голеницкий
к.ф.-м.н., с.н.с.

Студент гр. 601 _____ Д.М. Ласкин

Санкт-Петербург, 2026

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	3
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	5
1.1. Физические свойства разбавленных магнитных полупроводников на основе соединений AIBVI.....	5
1.1.1. Разбавленные магнитные полупроводники	5
1.1.2. Гигантское спиновое (зеemanовское) расщепление электронных состояний в разбавленных магнитных полупроводниках	8
1.1.3. Магнитополяронный эффект	13
1.2. Оптические явления в низкоразмерных разбавленных магнитных полупроводниках на основе соединений AIBVI.	16
1.2.1. Эффект размерного квантования	16
1.2.2. Проектирование запрещенной зоны в гетероструктурах на основе разбавленных магнитных полупроводников	19
1.3. Экситоны и трионы в квантовых ямах CdMnTe	22
ГЛАВА 2. ОБЪЕКТ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ	26
2.1. Характеристика исследуемых образцов	26
2.2. Экспериментальная установка.....	28
ГЛАВА 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.....	30
3.1. Спектры фотолюминесценции при различных длинах волн фотовозбуждения в нулевом магнитном поле	30
3.2. Спектры фотолюминесценции в поперечном магнитном поле	32
3.3. Спектры фотолюминесценции при разных мощностях накачки и температуре образца	35
ГЛАВА 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ.....	38
4.1. Модель переворота спина электрона во внешнем магнитном поле .	38
4.2. Сопоставление модели переворота спина электрона с экспериментальными данными.....	44
4.3. Объяснение поведения спектральных особенностей в спектрах ФЛ при различной температуре и мощности накачки	45
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	47
СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	48

ВВЕДЕНИЕ

Исследование спиновых свойств носителей заряда в системах на основе разбавленных магнитных полупроводников, таких как CdMnTe , является актуальной проблемой для современной физики. Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) представляют собой полупроводниковые твердые растворы $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ ($\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$), в которых часть катионов замещена ионами переходных металлов (Mn, Fe, Co).

В разбавленных магнитных полупроводниках существует сильное обменное взаимодействие между s/p -носителями заряда в зоне проводимости или валентной зоне твердого раствора и d -электронами ионов марганца, что является причиной появления целого ряда интересных оптических и транспортных явлений. Среди них гигантское спиновое расщепление электронных состояний [3], магнитополяронный эффект [4, 5, 6, 33], гигантский эффект Фарадея [3, 7], формирование спинового стекла [8], сильная зависимость электрического сопротивления от магнитного поля и температуры [9, 10].

Особый интерес к таким системам обусловлен возможностью управления как зарядовыми, так и спиновыми степенями свободы носителей заряда, что открывает перспективы создания электронных устройств нового поколения. В частности, появление в таких системах магнитополяронного эффекта позволяет создавать локальную намагниченность в полупроводниках, что может найти применение в устройствах с магнитной памятью.

Дополнительные возможности для управления обменным взаимодействием и спиновыми состояниями носителей заряда появляются в низкоразмерных гетероструктурах на основе разбавленных магнитных полупроводников. В квантовых ямах вследствие размерного квантования происходит локализация носителей заряда в ограниченной области пространства, что приводит к увеличению перекрытия их волновых функций с магнитными ионами и усилению обменного взаимодействия. В результате

магнитно-оптические эффекты в таких структурах проявляются значительно сильнее, чем в объемных кристаллах. Особый интерес представляют квантовые ямы CdMnTe с резидентными носителями заряда, в которых особенно ярко проявляется магнитополяронный эффект, а также возможно образование трионного состояния – связанного состояния резидентного носителя заряда с фотовозбужденной электрон-дырочной парой.

Целью настоящей работы является исследование эффекта смены знака циркулярной поляризации фотолюминесценции в режиме оптической ориентации дырочных трионов в квантовых ямах CdMnTe в поперечном магнитном поле и изучение влияния магнитополяронного эффекта на формирование данного явления.

В рамках данной работы были исследованы спектры фотолюминесценции и спектры циркулярной поляризации фотолюминесценции квантовых ям CdMnTe с резидентными дырками при циркулярно-поляризованном фотовозбуждении трионных состояний в следующих конфигурациях: при различных энергиях фотовозбуждения в нулевом магнитном поле при температуре 1.5 К; с энергией фотовозбуждения 1.726 эВ в магнитном поле от 0 до 1.3 Тл в геометрии Фойгта при температуре 1.5 К; при различных мощностях накачки (от 0.2 мВт до 24 мВт) в нулевом магнитном поле и температуре 1.5 К; при разных температурах системы (1.5 – 10.5 К) с энергией фотовозбуждения 1.7054 эВ в нулевом магнитном поле.

В ходе данной работы было обнаружено сохранение эффекта смены знака циркулярной поляризации фотолюминесценции в поперечном магнитном поле до 1.3 Тл, применена модель переворота спина электрона в составе дырочного триона во внешнем магнитном поле для объяснения экспериментальных результатов.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1. Физические свойства разбавленных магнитных полупроводников на основе соединений $A^{II}B^{VI}$

1.1.1. Разбавленные магнитные полупроводники

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) представляют собой полупроводниковые твердые растворы $A^{II}B^{VI}$ ($A^{III}B^V$), в которых часть катионов замещена ионами переходных металлов (Mn, Fe, Co).

Из всего многообразия РМП наибольший интерес вызывают легированные марганцем кристаллы группы $A^{II}B^{VI}$ (ZnSe, CdTe и др.), поскольку марганец, являющийся изовалентной примесью для этих полупроводников, хорошо в них растворяется (до 0.86 в ZnMnTe в мольных долях [1]). Хорошая растворимость марганца в таких материалах позволяет изменять постоянную решетки и тонко варьировать ширину запрещенной зоны путем изменения количества легирующей примеси. Помимо прочего, благодаря возможности изменения параметров решетки и ширины запрещенной зоны, материалы $A_{1-x}^{II}Mn_xB^{VI}$ отлично подходят для создания квантовых ям, сверхрешеток и других подобных квантоворазмерных структур [1].

Кристаллическая структура РМП принимает разные формы в зависимости от количества легирующей примеси и родительского материала. В таблице 1.1 приведены различные варианты твердых растворов $A_{1-x}^{II}Mn_xB^{VI}$, типы их кристаллических решеток и количество легирующей примеси, соответствующее данному типу решетки.

Таблица 1.1. $A^{II}_{1-x}Mn_xB^{VI}$ разбавленные магнитные полупроводники [1]

Материал	Тип кристаллической решётки	Диапазон концентраций
$Zn_{1-x}Mn_xS$	Цинковая обманка	$0 < x \leq 0.10$
	Вюрцит	$0.10 < x \leq 0.45$
$Zn_{1-x}Mn_xSe$	Цинковая обманка	$0 < x \leq 0.30$
	Вюрцит	$0.30 < x \leq 0.57$
$Zn_{1-x}Mn_xTe$	Цинковая обманка	$0 < x \leq 0.86$
$Cd_{1-x}Mn_xS$	Вюрцит	$0 < x \leq 0.45$
$Cd_{1-x}Mn_xSe$	Вюрцит	$0 < x \leq 0.50$
$Cd_{1-x}Mn_xTe$	Цинковая обманка	$0 < x \leq 0.77$
$Hg_{1-x}Mn_xS$	Цинковая обманка	$0 < x \leq 0.37$
$Hg_{1-x}Mn_xSe$	Цинковая обманка	$0 < x \leq 0.38$
$Hg_{1-x}Mn_xTe$	Цинковая обманка	$0 < x \leq 0.75$

Зонная структура РМП типа $A^{II}_{1-x}Mn_xB^{VI}$ качественно очень похожа на зонную структуру родительского полупроводника $A^{II}B^{VI}$, имеющего такую же кристаллическую решетку. В частности, эти материалы являются прямозонными полупроводниками с экстремумами зон в точке Γ (Рис. 1.1).

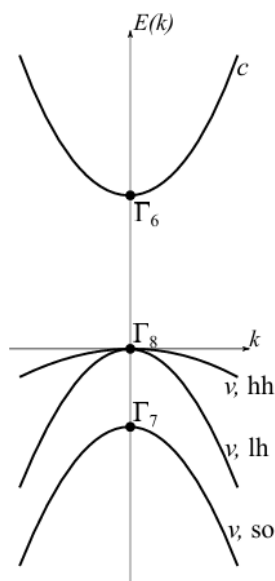


Рис.1.1. Зонная структура кристалла типа CdTe вблизи Γ -точки. c – зона проводимости; v, hh – подзона тяжелых дырок валентной зоны; v, lh – подзона легких дырок валентной зоны; v, so – спин-орбитально отщепленная подзона валентной зоны.

Ширина запрещенной зоны РМП зависит от концентрации марганца x . Например, в $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ при увеличении концентрации марганца на 0.01, ширина запрещенной зоны возрастет на ~ 15 мэВ в соответствии с законом Вегарда.

Электронная конфигурация иона $\text{Mn}^{2+} - 3d^5 4s^2$. Два валентных электрона на 4s оболочке образуют ковалентную связь с элементами группы V^{VI} , что позволяет ионам марганца без усилий замещать элементы группы A^{II} . Пять электронов на незаполненной 3d оболочке, в свою очередь, не участвуют в формировании ковалентной связи и, согласно правилу Хунда, имеют параллельно ориентированные спины, что определяет суммарный спин иона $S = 5/2$ при орбитальном моменте $L = 0$. Отсутствие орбитального момента приводит к подавлению спин-орбитального взаимодействия, что позволяет рассматривать отдельные ионы марганца в полупроводниковой структуре как локализованные магнитные моменты, слабо взаимодействующие с колебаниями родительской решетки.

В РМП существует сильное обменное взаимодействие между s/p -носителями заряда в зоне проводимости или валентной зоне твердого раствора и d -электронами ионов марганца, что является причиной появления целого ряда интересных оптических и транспортных явлений. Среди них гигантское спиновое расщепление (ГСП) электронных состояний [3], магнитополяронный эффект [4, 5, 6, 33], гигантский эффект Фарадея [3, 7], формирование спинового стекла [8], сильная зависимость электрического сопротивления от магнитного поля и температуры [9, 10].

1.1.2. Гигантское спиновое (зеemanовское) расщепление электронных состояний в разбавленных магнитных полупроводниках

Причиной возникновения большинства магнитных явлений в РМП является сильное $s/p - d$ обменное взаимодействие между зонными носителями заряда и локализованными d -электронами магнитных ионов Mn^{2+} . Электрон в зоне проводимости (валентной зоне) может быть делокализован по большому количеству элементарных ячеек полупроводникового кристалла, из-за чего он способен взаимодействовать сразу с несколькими ионами марганца. В таком случае, гамильтониан обменного взаимодействия можно представить в гейзенберговском виде:

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

В уравнении (1.1) $\hat{\mathbf{S}}_e$ – спин электрона, находящегося в зоне проводимости (или валентной зоне) и имеющего координату $\mathbf{r}$, который взаимодействует с некоторым числом ионов марганца, пронумерованных индексами i , со спином $\hat{\mathbf{S}}_{Mn,i}$ и координатой $\mathbf{R}_i$. Величину этого взаимодействия характеризует обменный интеграл $J^{s/p-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)$, который соответствует перекрытию волновых функций зонного электрона и i -го иона марганца. Суммирование производится по всем содержащим ион марганца узлам кристаллической решетки.

В таком виде нахождение собственных значений гамильтониана для реальных систем является сложной задачей, так как в обменном взаимодействии с зонным носителем заряда участвует большое количество ионов марганца. Вследствие этого, гамильтониан такого взаимодействия содержит много слагаемых. Однако можно добиться существенного упрощения вида гамильтониана, если применить к нему приближение виртуального кристалла и приближение среднего поля.

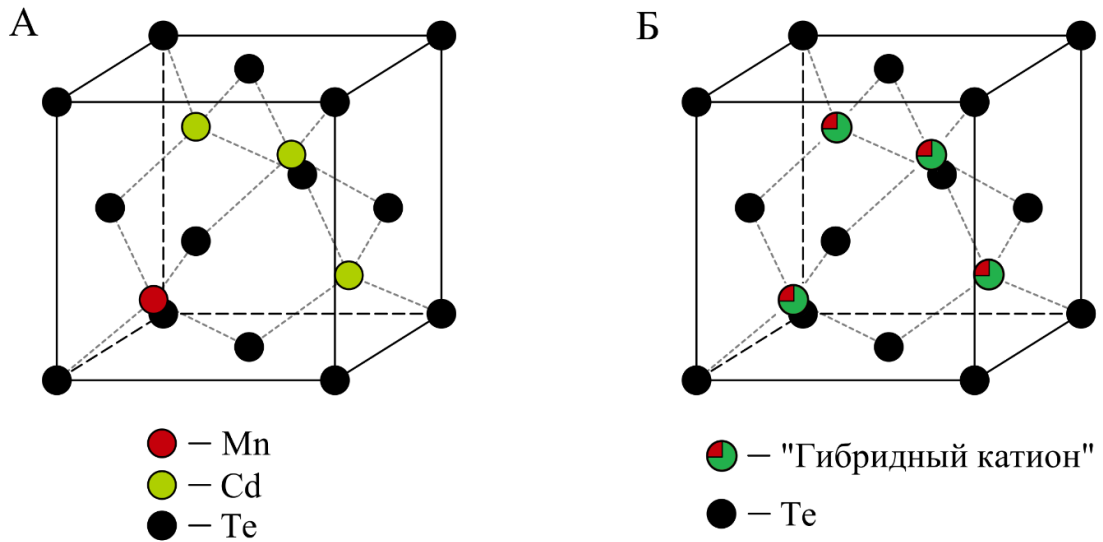


Рис. 1.2. А – элементарная ячейка (Cd,Mn)Te; Б – иллюстрация приближения виртуального кристалла.

Идея приближения виртуального кристалла заключается в том, чтобы мысленно заменить каждый катион кристаллической структуры на «гибридный» катион, в котором будут частично представлены и немагнитные свойства иона группы A^{II} , и магнитные свойства иона Mn^{2+} (см. Рис. 1.2). Таким образом, суммирование в уравнении (1.1) по положениям ионов марганца $\mathbf{R}_i$ можно заменить на суммирование по всем узлам катионной подрешетки, которые находятся в положении $\mathbf{R}$ (определяются векторами трансляции). При этом содержание марганца в твердом растворе можно учесть его мольной концентрацией x_{Mn} – процентным соотношением количества ионов марганца к количеству всех катионов. Тогда гамильтониан $s/p - d$ обменного взаимодействия принимает следующий вид:

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

Идея приближения среднего поля заключается в том, чтобы не рассматривать взаимодействие электрона с каждым конкретным спином $\hat{\mathbf{S}}_{Mn}$, а заменить это взаимодействие на взаимодействие электрона с термодинамическим средним значением спина всех ионов марганца $\langle \mathbf{S}_{Mn} \rangle$, которое, в свою очередь, пропорционально намагниченности системы ионов

марганца **M**. Тогда можно вынести за знак суммы оператор спина зонного электрона $\hat{\mathbf{S}}_e$ и средний спин ионов марганца $\langle \mathbf{S}_{Mn} \rangle$. Таким образом, гамильтониан $s/p - d$ обменного взаимодействия принимает следующий упрощенный вид:

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

Диагонализация гамильтониана (1.3), производимая при помощи блоховских амплитуд волновых функций электрона (дырки) родительского немагнитного полупроводника, приводит к следующим значениям энергии электрона в Γ -точке зоны Бриллюэна, с учетом того, что внешнее магнитное поле направлено вдоль оси Z :

для электрона в зоне проводимости:

$$E_{\Gamma_6, m_s} = m_s x_{Mn} N_0 \alpha \langle S_{Mn, z} \rangle, \quad (1.4)$$

для четырехкратно вырожденной валентной зоны:

$$E_{\Gamma_8, m_J} = m_J x_{Mn} N_0 \beta \langle S_{Mn, z} \rangle, \quad (1.5)$$

для спин-орбитально отщепленной валентной зоны:

$$E_{\Gamma_7, m_s} = \frac{1}{3} m_s x_{Mn} N_0 \beta \langle S_{Mn, z} \rangle. \quad (1.6)$$

В уравнениях (1.4 – 1.6) $N_0 \alpha$ ($N_0 \beta$) – константа обменного взаимодействия электрона в зоне проводимости (валентной зоне) с ионами марганца, m_s (m_J) – проекция углового момента электрона в зоне проводимости (валентной зоне) в базисе по оси z . $\langle S_{Mn, z} \rangle$ – проекция среднего спина парамагнитной системы ионов марганца на ось z , определяемая величиной внешнего магнитного поля B и температурой T следующим образом:

$$\langle S_{Mn} \rangle = S B_s \left(\frac{\mu_B g_{Mn} S B}{k_B T} \right), \quad (1.7)$$

где $S = 5/2$ – спин иона марганца, μ_B – магнетон Бора, $g_{Mn} = 2$ – g -фактор d -электронов марганца, k_B – постоянная Больцмана, а $B_s(x)$ – функция Бриллюэна,

которая определяет средний спин системы квантовых частиц со спином S и имеет следующий вид:

$$B_S(x) = \frac{2S+1}{2S} \operatorname{cth} \left(\frac{2S+1}{2S} x \right) - \frac{1}{2S} \operatorname{cth} \left(\frac{1}{2S} x \right). \quad (1.8)$$

Из (1.7) видно, что средний спин парамагнитной системы ионов марганца увеличивается с ростом магнитного поля и стремится к насыщению. Однако, при малых магнитных полях аргумент $\frac{\mu_B g_{\text{Mn}} S B}{k_B T} \ll 1$, и поведение среднего спина марганца линейно по магнитному полю. Это позволяет провести разложение функции Бриллюэна (1.8) в ряд Тейлора вблизи $x = 0$ до линейного члена: $B_S(x) \approx \frac{S+1}{3S} x$. Таким образом, смещение уровней энергии в магнитном поле за счет $s/p - d$ обменного взаимодействия становится линейным по магнитному полю. Тогда уравнение (1.4) можно представить в следующем виде:

$$E_{\Gamma_6, m_s} = m_s x_{\text{Mn}} N_0 \alpha \frac{S+1}{3S} \frac{\mu_B g_{\text{Mn}} S B}{k_B T} = m_s \mu g^* B, \quad (1.9)$$

где g^* – эффективный, или «обменный», g -фактор электрона в зоне проводимости (валентной зоне).

Значение g^* даже для небольших концентраций марганца в РМП может в сотни раз превышать значение g -фактора в немагнитном родительском полупроводнике. Например, в CdTe электрон в зоне проводимости имеет g -фактор $g \approx -1.6$. В свою очередь в РМП $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ (с обменными константами $N_0 \alpha = 0.22$ $N_0 \beta = -0.88$ эВ для электрона и дырки соответственно [1]), при $x_{\text{Mn}} = 0.01$ и температуре 1.5 К, значение эффективного g -фактора электрона в зоне проводимости $g^* \approx 40$, для электрона в валентной зоне $g^* \approx -53$. Следствием такой большой перенормировки g -фактора является значительное расщепление электронных состояний в РМП, которое называют гигантским зеемановским расщеплением или гигантским спиновым расщеплением [3].

Можно рассматривать обменное взаимодействие зонных носителей заряда с ионами марганца как действие эффективного (обменного) магнитного поля со стороны ионов марганца на носитель заряда $\mathbf{B}_{\text{Mn}}$, и наоборот – как действие одного со стороны носителя заряда на окружающие его ионы марганца $\mathbf{B}_{\text{exch}}$. Оценить величину $\mathbf{B}_{\text{Mn}}$ можно, если переписать выражение (1.4) следующим образом:

$$E_{\Gamma_6, m_s} = m_s x_{\text{Mn}} N_0 \alpha \langle S_{\text{Mn}, z} \rangle = m_s \mu_B g_e B_{\text{Mn}}. \quad (1.10)$$

Для $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с концентрацией $x_{\text{Mn}} = 0.01$, при условии, что намагниченность ионов марганца насыщена, величина обменного поля ионов марганца, действующих на электроны в зоне проводимости, составляет ~ 60 Тл.

Обменное поле носителя заряда $\mathbf{B}_{\text{exch}}$ зависит от области локализации носителя заряда. Применив приближение «обменного ящика», можно оценить обменное поле электрона:

$$\mathbf{B}_{\text{exch}} = \frac{\alpha S}{\mu_B g_{\text{Mn}} V_{\text{exch}}}, \quad (1.11)$$

и обменное поле дырки:

$$\mathbf{B}_{\text{exch}} = \frac{\beta J}{3 \mu_B g_{\text{Mn}} V_{\text{exch}}}, \quad (1.12)$$

где V_{exch} – область локализации носителя заряда. В объемных полупроводниках $V_{\text{exch}} = \frac{4}{3} \pi r_{\text{loc}}^3$ (r_{loc} – радиус локализации), в квантовых ямах $V_{\text{exch}} = \pi r_{\text{loc}}^2 d_{\text{QW}}$ (d_{QW} – ширина квантовой ямы).

Например, для дырки, локализованной на акцепторе с боровским радиусом $15 \text{ \AA}$, величина обменного поля составит примерно 1 Тл (для электрона на доноре ~ 0.25 Тл).

1.1.3. Магнитополяронный эффект

Рассмотренный в предыдущем разделе эффект гигантского спинового расщепления описывает расщепление энергетических уровней носителя заряда в РМП как следствие намагниченности системы ионов марганца, которая в парамагнитной фазе определяется величиной внешнего магнитного поля. Теперь рассмотрим обратный процесс, связанный с $s/p - d$ обменным взаимодействием – действие одного зонного носителя заряда на ионы марганца в области его локализации.

Как было сказано выше, действие зонного носителя заряда на близлежащие ионы марганца можно рассматривать, как действие эффективного магнитного поля $\mathbf{V}_{\text{exch}}$, зависящего от области локализации носителя заряда. При достаточно низкой температуре, когда энергия взаимодействия носителя с локализованными магнитными моментами превышает тепловую энергию, возможно формирование самосогласованной квазичастицы, называемой магнитным поляроном.

Магнитный полярон (МП) представляет собой энергетически выгодное связанное состояние локализованного носителя заряда или экситона и окружающих его магнитных ионов, скоррелированных по спину [11]. В процессе формирования МП 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 электрона (дырки). Появление среднего спина ионов марганца, в свою очередь, стабилизирует угловой момент зонного носителя заряда, тем самым завершая процесс формирования МП. Формирование МП в РМП – давно исследуемая проблема. Ей посвящено достаточно много теоретических и экспериментальных работ [4, 5, 12, 13-15].

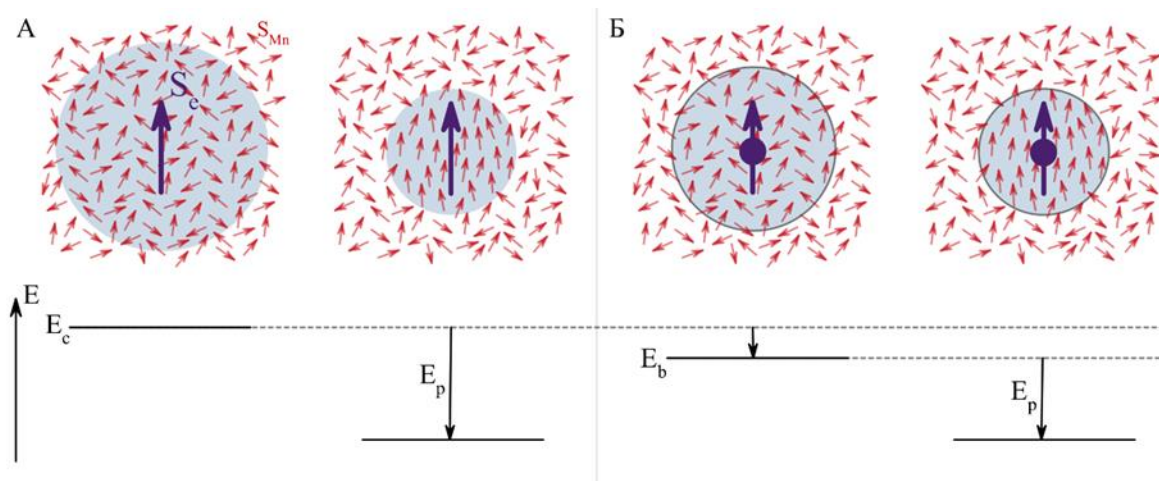


Рис. 1.3. Формирование магнитного полярона: А – свободного, Б – на доноре.

Выделяют несколько типов магнитных поляронов по механизму формирования и по тому, какая частица формирует МП. Различают свободные (автолокализованные) магнитные поляроны и связанные магнитные поляроны, сформированные на дефекте, способном локализовать носитель заряда.

Формирование свободного магнитного полярона происходит исключительно за счет $s/p - d$ обменного взаимодействия, которым и определяется вся энергия связи. Процесс формирования свободного МП проиллюстрирован на Рис. 1.3а. В левой части рисунка показан носитель заряда, который еще не успел сформировать МП. Направление углового момента носителя случайно, средняя намагниченность ионов марганца равна нулю. Энергия такой системы равна энергии зонного носителя заряда в родительском немагнитном полупроводнике E_c . В результате формирования МП (правая часть рисунка) энергия носителя заряда (всей системы) уменьшается на величину энергии связи магнитного полярона E_p согласно выражениям (1.4 – 1.6), в которых величина и направление среднего спина ионов марганца определяется эффективным обменным полем носителя заряда $\mathbf{V}_{\text{exch}}$, зависящего обратно пропорционально от области локализации носителя (см. выражения 1.11, 1.12).

Возможность формирования свободного (автолокализованного) магнитного полярона была рассмотрена в работах [5, 15], где было показано, что формирование свободного МП в объемном РМП крайне затруднено за счет

довольно большой области локализации свободного носителя заряда, которая, в свою очередь, не дает получить выигрыш в энергии за счет формирования МП (энергия формирования МП должна быть больше работы, совершаемой носителем заряда по поляризации спинов ионов марганца). Существенного облегчения условий формирования МП можно добиться путем уменьшения размерности системы, что будет показано в следующем разделе.

Формирование магнитного полярона в объемном РМП более вероятно при наличии дефектов в такой системе. Наличие дефектов в кристаллической структуре позволяет формироваться связанным магнитным поляронам, поскольку величина обменного поля носителя заряда тем больше, чем меньше область его локализации [16]. Формирование связанного МП проиллюстрировано на Рис. 1.3б, где до формирования МП (левая часть рисунка) носитель заряда уже находится в состоянии с пониженной за счет немагнитной локализации энергией E_b относительно энергии E_c носителя в зоне проводимости. Тем самым, уменьшается количество затрачиваемой носителем работы, необходимое для формирования магнитного полярона. Самым простым примером частицы, участвующей в формировании связанного МП в РМП, является электрон, локализованный на доноре (или дырка, локализованная на акцепторе) [6, 17].

В формировании связанного магнитного полярона может также участвовать локализованный экситон – квазичастица, представляющая собой возбужденную светом электрон-дырочную пару, связанную кулоновским взаимодействием. Формирование таких МП модифицирует спектры экситонной фотолюминесценции (ФЛ) в сравнении со спектрами экситонной ФЛ в немагнитной системе [18, 19]. Стоит отметить, что в силу ограниченности времени жизни экситона τ , для заметной модификации спектров ФЛ необходимо, чтобы время формирования магнитного полярона τ_p было меньше τ . В таком случае средний спин системы ионов марганца будет успевать нарастать в направлении углового момента экситона, понижать энергию системы

на величину E_p и, как следствие, уменьшать энергию излученного в процессе рекомбинации фотона. В обратном случае (когда $\tau_p \gg \tau$) энергия ФЛ не будет сильно отличаться от энергии возбуждающего света при резонансном фотовозбуждении локализованного состояния экситона.

Время формирования магнитного полярона τ_p во многом определяется процессами спиновой релаксации ионов марганца на направление спина носителя заряда (процессами спин-решеточной релаксации). Как было сказано выше, такая релаксация у одиночного иона марганца в основном состоянии сильно подавлена за счет практически отсутствующего спин-орбитального взаимодействия. Время спин-решеточной релаксации ионов марганца в объемных РМП с концентрацией марганца $x_{Mn} < 0.01$ достигает 10 – 100 мкс [20]. Однако, при увеличении концентрации x_{Mn} в РМП растет вероятность обнаружить кластеры, состоящие из двух и более ионов марганца, являющихся ближайшими соседями, взаимодействующими друг с другом. Близкое расположение ионов марганца усиливает спин-решеточную релаксацию, что приводит к уменьшению времени такой релаксации и, как следствие, времени τ_p [21].

Помимо увеличения концентрации марганца и создания центров немагнитной локализации в РМП, существенного уменьшения времени τ_p (упрощения формирования МП) можно добиться путем уменьшения размерности системы от объемного полупроводника (3D) до квантовой ямы (2D), квантовой проволоки (1D) или квантовой точки (0D) [15].

1.2. Оптические явления в низкоразмерных разбавленных магнитных полупроводниках на основе соединений AIBVI.

1.2.1. Эффект размерного квантования

Переход от объемных (3D) кристаллов к низкоразмерным структурам (2D, 1D, 0D) открывает дополнительные возможности для управления магнитными и оптическими свойствами РМП. Основными факторами, определяющими

специфику физических явлений в таких системах, являются эффект размерного квантования и возможность проектирования запрещенной зоны полупроводника. Понижение размерности системы приводит к сильной локализации носителей заряда по одному или нескольким направлениям. Это ограничение существенным образом модифицирует $s/p - d$ обменное взаимодействие.

В квантовых ямах (КЯ) движение носителей заряда остается свободным лишь в плоскости слоя КЯ, тогда как вдоль направления роста структуры оно ограничено потенциальными барьерами. При толщине КЯ порядка длины волны де Бройля электронов, движение электрона (дырки) вдоль оси роста приобретает квантовый характер, вследствие чего непрерывный энергетический спектр носителя заряда распадается на набор дискретных подзон размерного квантования. Энергетическое положение этих подзон прежде всего определяется геометрическими параметрами структуры (шириной КЯ) и эффективными массами носителей заряда.

В простейшем приближении бесконечно глубокой КЯ энергия уровней размерного квантования может быть записана в следующем виде:

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m^* L_z^2}, \quad (1.13)$$

где n – номер подзоны размерного квантования, m^* – эффективная масса носителя заряда, а L_z – ширина КЯ (z – ось роста КЯ).

Поскольку эффективные массы электронов, легких и тяжелых дырок различны, эффект размерного квантования по-разному влияет на соответствующие состояния, что приводит к существенной перестройке зонной структуры полупроводника. В объемных полупроводниках состояния тяжелых и легких дырок валентной зоны вблизи Γ -точки являются вырожденными. Однако, в квантовых ямах это вырождение снимается, поскольку тяжелые дырки обладают большей эффективной массой, и их энергия размерного квантования оказывается ниже по сравнению с легкими дырками. Как следствие, в

большинстве КЯ основным состоянием валентной зоны является подзона тяжелых дырок. Это обстоятельство играет важную роль в модификации магнитных свойств РМП при понижении размерности системы (3D – 2D), поскольку тяжелые дырки в КЯ характеризуются выраженной анизотропией спиновых состояний и сильным $p - d$ обменным взаимодействием с локализованными спинами ионов марганца.

Для тяжелых дырок в КЯ проекция углового момента $J_z = \pm 3/2$ оказывается фиксированной вдоль оси роста структуры, вследствие чего $p - d$ обменное взаимодействие приобретает преимущественно изинговский характер. Такая анизотропия спиновых состояний приводит к значительному усилению эффекта гигантского спинового расщепления дырочных состояний в магнитном поле.

Эффект размерного квантования приводит также к изменению волновых функций (ВФ) носителей заряда. В объемном РМП ВФ носителя распределена по значительному объему кристалла, вследствие чего величина обменного взаимодействия усредняется по множеству магнитных ионов. В квантовой яме, в свою очередь, ВФ носителя заряда ограничена барьерами КЯ вдоль направления роста (оси z), что приводит к увеличению плотности вероятности обнаружения носителя на ионе марганца в области КЯ. Как следствие, усиливается обменное взаимодействие, что непосредственно влияет на магнитные и оптические явления, проявляющиеся в таких системах [13, 22, 23].

Дополнительным следствием размерного квантования в РМП является усиление роли локализации носителей заряда и флуктуаций обменного взаимодействия. Как было сказано выше, в низкоразмерных структурах объем области, в пределах которой локализован носитель, существенно уменьшается по сравнению с объемным кристаллом. В следствие этого уменьшается и число магнитных ионов, взаимодействующих с данным носителем. В таких условиях

статистические флуктуации пространственного распределения ионов марганца начинают оказывать заметное влияние на локальное обменное поле.

Размерное квантование также существенно модифицирует свойства экситонных состояний. Ограничение движения носителей заряда вдоль направления роста структуры приводит к увеличению перекрытия электронных и дырочных волновых функций и усилению кулоновского взаимодействия между ними. Вследствие этого энергия связи экситона в КЯ возрастает по сравнению с объемным материалом, что приводит к уменьшению области локализации экситона и усилению $s/p - d$ обменного взаимодействия экситона с магнитными ионами.

Помимо прочего, ширина запрещенной зоны в КЯ не является постоянной вследствие монослойных флуктуаций состава ямы/барьеров. Поскольку энергия размерного квантования существенно зависит от ширины КЯ, даже незначительные вариации толщины структуры приводят к образованию случайного потенциального рельефа, что, в свою очередь, способствует локализации носителей заряда в потенциальных минимумах. Это приводит к уширению спектральных линий фотолюминесценции.

Все вышесказанное в этом параграфе приводит к усилению магнитополяронного эффекта в КЯ на основе РМП, что обуславливает причину выбора таких систем для исследования в них влияния магнитополяронного эффекта на их оптические свойства.

1.2.2. Проектирование запрещенной зоны в гетероструктурах на основе разбавленных магнитных полупроводников

Одной из ключевых особенностей РМП на основе соединений $A^{II}B^{VI}$ является возможность управления магнитными и электронными свойствами структуры посредством изменения концентрации ионов марганца и геометрии гетероструктуры. В низкоразмерных системах на основе РМП данная возможность реализуется в рамках подхода, известного как «проектирование

запрещенной зоны» (band-gap engineering). Основной идеей данного подхода является создание гетероструктур с заданным пространственным профилем зонной структуры, позволяющим контролировать локализацию носителей заряда, величину размерного квантования, интенсивность $s/p - d$ обменного взаимодействия и магнитные свойства системы в целом.

Для твердых растворов на основе соединений $A^{II}B^{VI}$ ширина запрещенной зоны зависит от концентрации магнитной примеси. В частности, для твердого раствора $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ширина запрещенной зоны линейно возрастает с увеличением концентрации марганца в соответствии с законом Вегарда:

$$E_g = (1.606 + 1.592x_{Mn}) \text{ эВ} \quad (1.14)$$

для температуры $T = 4.2 \text{ К}$ и

$$E_g = (1.528 + 1.316x_{Mn}) \text{ эВ} \quad (1.15)$$

для $T = 300 \text{ К}$ [24]. При этом изменение постоянной решетки в $(Cd, Mn)Te$ остается относительно небольшим (1.76% при $x_{Mn} = 0.77$) по сравнению с чистым $CdTe$, что позволяет выращивать гетероструктуры с хорошим качеством интерфейсов и низкой плотностью структурных дефектов [25].

Поскольку как $CdTe$, так и $(Cd, Mn)Te$ являются прямозонными полупроводниками с близкими параметрами решетки, на их основе были созданы КЯ $CdTe/(Cd, Mn)Te$, пригодные для исследования влияния понижения размерности системы РМП на явления, проявляющиеся в таких системах [22, 23], в частности, и на магнитополяронный эффект [13]. Однако такие системы обладают рядом существенных недостатков. Для формирования достаточно глубокого потенциального профиля и получения выраженного размерного квантования требуется концентрация марганца в барьерных слоях порядка $x_{Mn} \sim 0.1$. При таких концентрациях марганца существенно возрастает вероятность образования кластеров из ближайших ионов Mn , что приводит к увеличению антиферромагнитного взаимодействия между такими соседями и, как следствие, к уменьшению парамагнитной восприимчивости системы. Кроме

того, носители заряда, локализованные в КЯ, взаимодействуют с ионами марганца, расположенными в барьере, только за счет проникновения хвостов волновых функций носителей в барьеры. Это уменьшает эффективное $s/p - d$ обменное взаимодействие, что приводит к ослаблению эффекта гигантского спинового расщепления и магнитополяронного эффекта.

Указанные недостатки удалось устранить благодаря использованию немагнитных барьеров на основе твердого раствора $(\text{Cd}, \text{Mg})\text{Te}$, ширина запрещенной зоны которого также, по закону Вегарда, линейно зависит от концентрации магния:

$$E_g = (1.606 + 1.755x_{\text{Mg}}) \text{ эВ} \quad (1.16)$$

при концентрации $x_{\text{Mg}} < 0.6$ [26]. Это позволяет формировать структуры типа $(\text{Cd}, \text{Mn})\text{Te}/(\text{Cd}, \text{Mg})\text{Te}$ с малыми концентрациями марганца, в которых магнитные ионы находятся непосредственно в КЯ.

Гетероинтерфейс $(\text{Cd}, \text{Mn})\text{Te}/(\text{Cd}, \text{Mg})\text{Te}$ формирует КЯ первого типа (см. Рис. 1.4), в которых и электроны, и дырки локализованы в одном и том же слое. При этом глубина потенциала для дырок составляет около 30% от разницы ширин запрещенных зон КЯ и барьера [27, 28], что позволяет достаточно точно рассчитывать или оценивать параметры КЯ при проектировании или производстве КЯ на основе этих материалов.

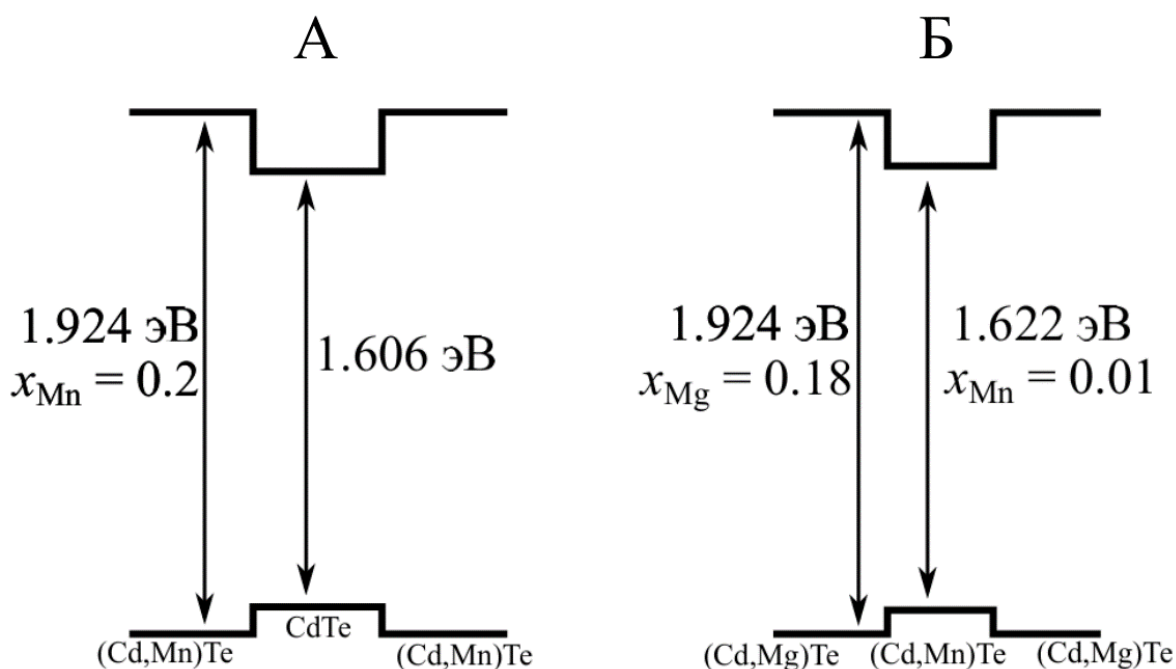


Рис. 1.4. А – квантовая яма CdTe в барьерах из РМП (Cd,Mn)Te; Б – квантовая яма на основе РМП (Cd,Mn)Te с немагнитными барьерами (Cd,Mg)Te.

Возможность независимого управления концентрацией Mn и Mg в различных слоях такой гетероструктуры открывает широкие возможности для управления электронными и магнитными свойствами системы. Это позволяет сочетать преимущества немагнитных КЯ, такие как узкие спектральные линии и длительные времена спиновой релаксации, с ярко выраженными магнитными эффектами, характерными для РМП, включая эффект гигантского спинового расщепления и магнитополяронный эффект. Это дает возможность потенциально использовать такие системы в полупроводниковой электронике и спинтронике [29], а также делает их удобными модельными объектами для исследования фундаментальных явлений в РМП.

1.3. Экситоны и трионы в квантовых ямах CdMnTe

Экситон (X) представляет собой связанное состояние электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне полупроводника, удерживаемых кулоновским взаимодействием. В прямозонных полупроводниках типа CdTe оптические переходы вблизи края фундаментального поглощения происходят преимущественно с образованием экситонов. Энергия экситонного состояния

оказывается ниже ширины запрещенной зоны на величину энергии связи экситона:

$$E_x = E_g - E_{\text{связи}}^X. \quad (1.17)$$

В объемном полупроводнике экситон может быть рассмотрен в рамках модели атома водорода, согласно которой кулоновское взаимодействие электрона и дырки рассматривается как взаимодействие протона и электрона в атоме ${}^1_1\text{H}$. Согласно модели Ванье-Мотта, радиус экситона определяется выражением

$$a_X = \frac{\varepsilon \hbar^2}{\mu e^2} \quad (1.18)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость материала, а

$$\mu = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h} \quad (1.19)$$

– приведенная масса электрона и дырки. Энергия экситона при этом имеет вид:

$$E_{\text{связи}}^X = \frac{\mu e^4}{2 \hbar^2 \varepsilon^2}. \quad (1.20)$$

Для существования устойчивого экситонного состояния необходимо, чтобы энергия связи экситона превышала тепловую энергию носителей заряда:

$$E_{\text{связи}}^X > k_B T. \quad (1.21)$$

В противном случае тепловые флуктуации приводят к разрушению связанного электронно-дырочного состояния. В связи с этим экситонные эффекты наиболее ярко проявляются при низких температурах и в низкоразмерных структурах, где энергия связи экситона возрастает вследствие размерного квантования.

Фотовозбуждение экситонных состояний существенным образом модифицирует оптические спектры полупроводника. Например, в спектрах поглощения вблизи энергии межзонного перехода возникают интенсивные узкие экситонные полосы поглощения, отстающие по энергии от ширины запрещенной зоны полупроводника на величину энергии связи экситона (см. Рис. 1.5). В

квантовых ямах данные резонансы становятся особенно выраженными вследствие увеличения энергии связи экситона и высокой плотности состояний в двумерной системе. Аналогичным образом экситонные состояния проявляются и в спектрах фотолюминесценции (ФЛ), формируя интенсивные линии излучения вблизи края запрещенной зоны.

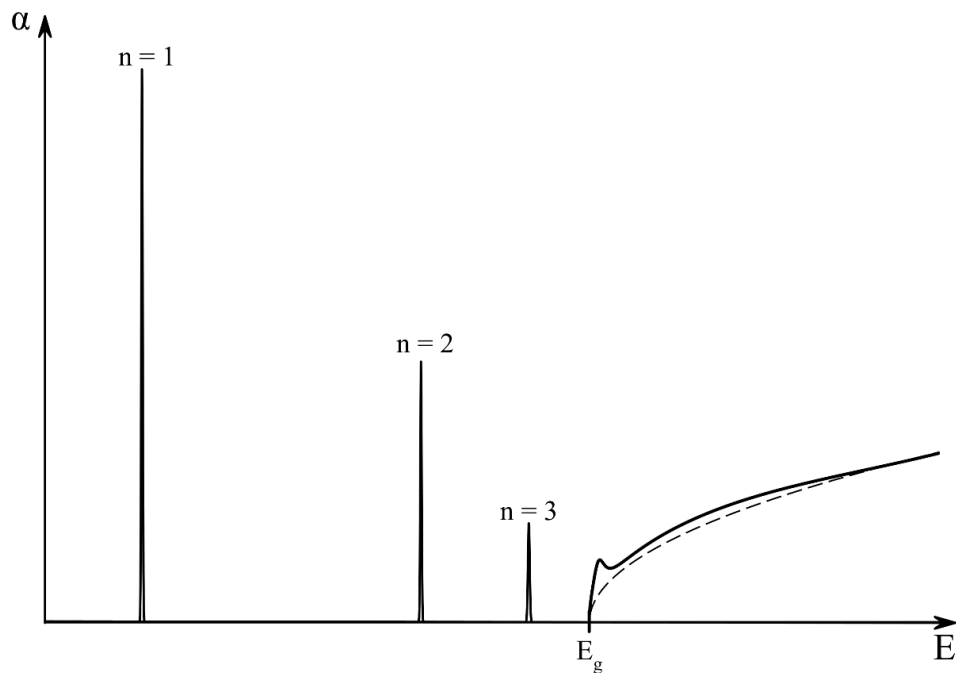


Рис. 1.5. Типичный спектр поглощения вблизи края запрещенной зоны в прямозонном полупроводнике с учетом экситонных эффектов (сплошная линия) и без учета последних (пунктирная линия).

Для CdMnTe энергия связи экситона в объемном материале составляет порядка 10 мэВ, а радиус достигает нескольких нанометров. При уменьшении размерности системы от 3D к 2D энергия связи возрастает в два раза, а радиус экситона уменьшается во столько же раз, что ведет к усилению $s/p - d$ обменного взаимодействия носителей заряда с магнитными ионами марганца и, как следствие, к увеличению гигантского зеемановского расщепления и магнитополяронных эффектов в таких системах.

Помимо фотовозбужденных носителей заряда в КЯ могут присутствовать резидентные носители – электроны или дырки, локализованные в области КЯ в отсутствие фотовозбуждения. Появление резидентных носителей в КЯ связано с

перераспределением носителей заряда между барьерными слоями и областью КЯ вследствие энергетического различия соответствующих зон. Поскольку КЯ представляет собой потенциальный минимум для носителей заряда, электроны (или дырки), локализованные в барьерных слоях на донорах (или акцепторах), стремятся перейти в область КЯ, где их энергия оказывается ниже. Как следствие, возникает диффузионный ток носителей J_{dif} в сторону КЯ, формируется пространственный заряд. Возникающее при этом электрическое поле приводит к появлению дрейфового тока J_{dr} , направленного противоположно диффузионному потоку (см. Рис. 1.6). В равновесном состоянии диффузионный и дрейфовый токи компенсируют друг друга, что приводит к накоплению резидентных носителей заряда в КЯ.

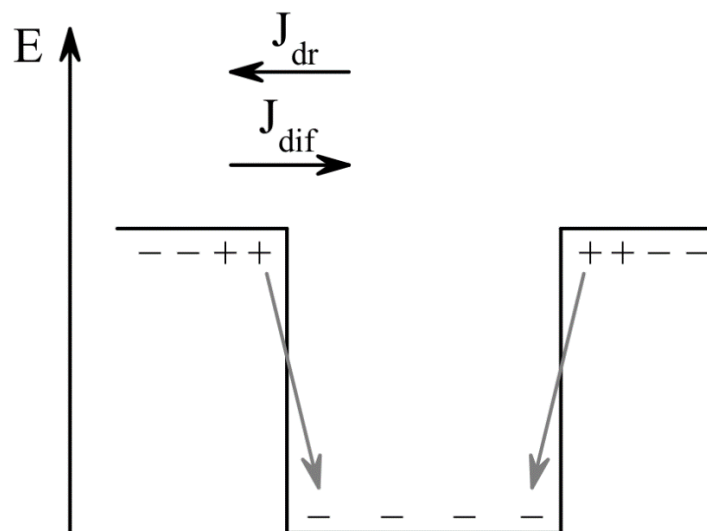


Рис. 1.6. Процесс формирования резидентных носителей заряда в КЯ.

При наличии в области локализации экситона резидентного носителя заряда возможно образование триона (T). Трион представляет собой связанное состояние экситона и резидентной дырки (положительный трион T^+) или резидентного электрона (отрицательный трион T^-). В спектрах ФЛ трионное состояние проявляется в виде полосы, смещенной в область низких энергий относительно линии экситона на величину энергии связи триона E_T . В структурах CdMnTe эта величина составляет порядка 2 – 4 мэВ [30].

ГЛАВА 2. ОБЪЕКТ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

2.1. Характеристика исследуемых образцов

В дипломной работе изложены результаты оптических исследований гетероструктур, состоящих из трех квантовых ям из разбавленного магнитного полупроводника $(\text{Cd}_{1-x_{\text{Mn}}}, \text{Mn}_{x_{\text{Mn}}})\text{Te}$ ширинами 10 нм, 6 нм и 4 нм, разделенными немагнитным барьером из немагнитного материала $(\text{Cd}_{0.76}, \text{Mg}_{0.24})\text{Te}$ толщиной 30 нм. Одна гетероструктура имеет концентрацию марганца $x_{\text{Mn}} = 0.03$ (образец 041700А), вторая – $x_{\text{Mn}} = 0.04$ (образец 041700В). Исследуемые структуры выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке из GaAs вдоль кристаллографического направления (100) через толстый буфер из CdTe.

Проведенные ранее исследования этих структур [31] показали, что носители заряда подвержены эффекту каскадного туннелирования между соседними КЯ. Поскольку вероятности туннелирования электронов и дырок различны, происходит пространственное разделение фотовозбужденных носителей заряда: в узкой КЯ (4 нм) преимущественно накапливаются резидентные дырки, тогда как в широкой КЯ (10 нм) – резидентные электроны. Такой механизм получения равновесной концентрации резидентных носителей заряда в КЯ называют фотолегированием.

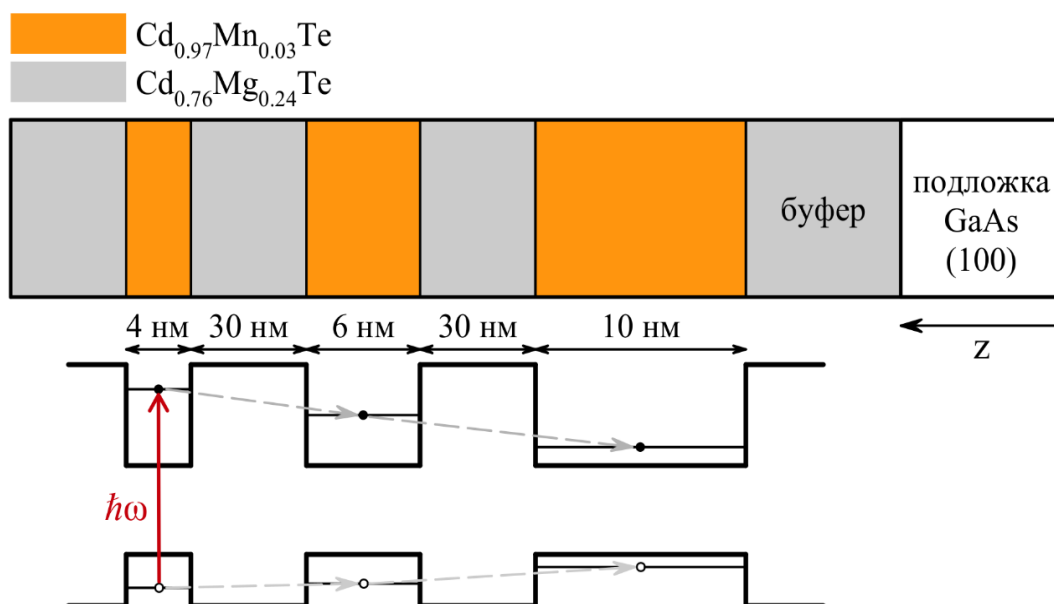


Рис. 2.1. Схема образца 041700А и профиль потенциала гетероструктуры.

На Рис. 2.1 изображены схема исследуемых образцов на примере 041700А и схема профиля потенциала квантовых ям, где указаны уровни размерного квантования, и пунктирными стрелками показаны процессы каскадного туннелирования фото возбужденных носителей заряда. Скорость туннелирования электрона оказывается больше скорости туннелирования дырки.

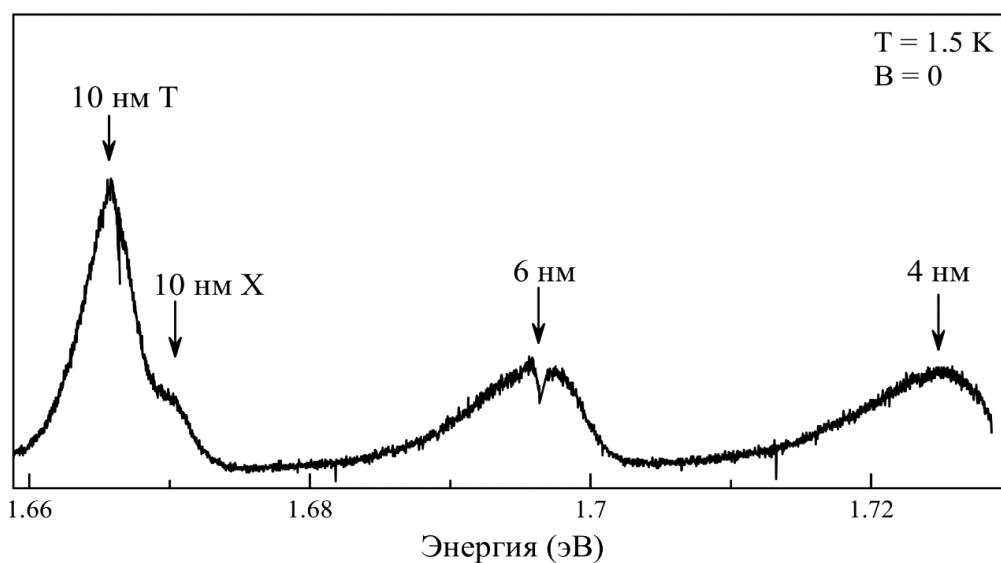


Рис. 2.2. Спектр ФЛ образца 041700А, полученный при фотовозбуждении линейно-поляризованным светом с энергией фотонов 1.75 эВ (длиной волны 707 нм) и мощностью 1 мВт при температуре $T = 1.5$ К. Т – трионная ФЛ, Х – экситонная ФЛ.

В спектрах ФЛ образца 041700А широкой КЯ (10 нм) четко различимы две спектрально разрешенные полосы излучения, соответствующие трионной (Т) и экситонной (Х) фотолюминесценции (см. Рис. 2.2). В средней (6 нм) и узкой (4 нм) квантовых ямах излучение этих двух типов электронных возбуждений не разрешается спектрально из-за спектрального уширения, связанного с большим влиянием монослойных флуктуаций границ КЯ, заметных для узких ям. Спектр ФЛ образца 041700В содержит такую же структуру полос, имеющих незначительно отличающееся спектральное положение из-за отличной концентрации марганца.

2.2. Экспериментальная установка

Для исследования оптических свойств квантовых ям в данной работе использовался метод поляризованной фотолюминесценции. Схема экспериментальной установки изображена на рис. 2.3.

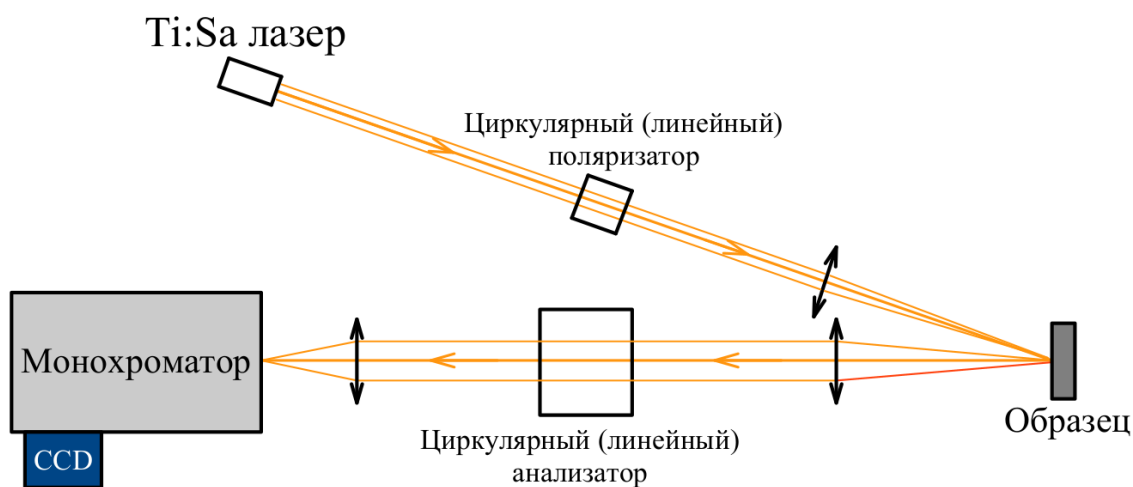


Рис. 2.3. Схема экспериментальной установки по исследованию фотолюминесценции методом поляризованной фотолюминесценции.

Источником фотовозбуждения являлся перестраиваемый титан-сапфировый лазер со спектральной шириной лазерной линии порядка 0.1 мкэВ и диапазоном перестройки от 1.13 эВ до 1.77 эВ. Во избежание излишнего нагрева

образца мощность оптической накачки поддерживалась не более 1 мВт, а световой луч фокусировался на образце в пятно диаметром 300 мкм.

До попадания на образец лазерное излучение пропусклось через линейный поляризатор (призму Глана) для создания линейно-поляризованного света или через циркулярный поляризатор (линейный поляризатор и четвертьволновая пластинка, повернутые своими осями относительно друг друга под углом $+45^\circ$ или -45°) для создания право- или лево-циркулярно-поляризованного излучения (σ^+ или σ^- фотовозбуждения).

Регистрация спектров ФЛ производилась при помощи монохроматора со спектральным разрешением 50 мкэВ и CCD камеры. Поляризационный состав ФЛ анализировался при помощи анализаторов линейной и циркулярной поляризации света. Линейный анализатор – он же линейный поляризатор – призма Глана, а циркулярный анализатор – четвертьволновая пластинка и линейный поляризатор, повернутые относительно друг друга на $+45^\circ$ или -45° .

Образец находился в гелиевом криостате со сверхпроводящим магнитом, что позволяло проводить измерения в диапазоне температур от 1.5 К до 300 К и в магнитных полях до 6 Тл в геометрии Фойгта (магнитное поле направлено поперек оси детектирования ФЛ) или в геометрии Фарадея (магнитное поле направлено вдоль оси детектирования ФЛ).

ГЛАВА 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Спектры фотолюминесценции при различных длинах волн фотовозбуждения в нулевом магнитном поле

В нулевом магнитном поле были для обоих образцов измерены спектры фотолюминесценции (ФЛ) узкой (4 нм) квантовой ямы, содержащей резидентные дырки, при различных энергиях циркулярно-поляризованного фотовозбуждения. Детектирование ФЛ осуществлялось в ко- и кросс-поляризованных конфигурациях относительно поляризации возбуждающего излучения. Измерения проводились при температуре 1.5 К, обеспечивающей устойчивое формирование трионных состояний, связанных с резидентными дырками. Далее, в основном приводятся результаты для образца 041700А, однако результаты, полученные на образце 041700В, качественно не отличались.

Результаты измерений представлены на Рис. 3.1 для образца 041700А (концентрация марганца 3%), где также присутствуют спектры степени циркулярной поляризации ФЛ (правая панель). Степень циркулярной поляризации ФЛ определялась по формуле:

$$P_c = \frac{I_{\sigma+} - I_{\sigma-}}{I_{\sigma+} + I_{\sigma-}}, \quad (3.1)$$

где $I_{\sigma+}$ и $I_{\sigma-}$ интенсивности ко- и кросс-циркулярно-поляризованной ФЛ соответственно.

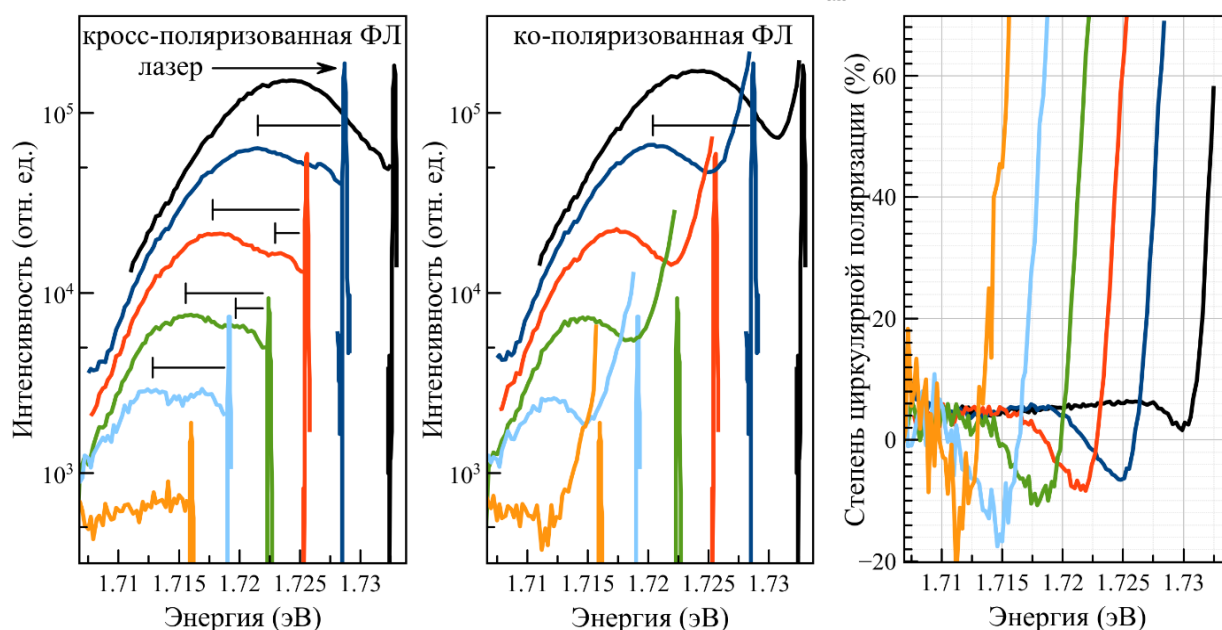


Рис. 3.1. Спектры ФЛ при различных энергиях фотовозбуждения в ко-поляризованных (левая панель) и кросс-поляризованных (центральная панель) конфигурациях детектирования в отсутствие магнитного поля. Спектры представлены в полулогарифмическом масштабе. Спектры степени циркулярной поляризации ФЛ (правая панель) при различных энергиях фотовозбуждения. $T = 1.5$ К.

В спектрах наблюдаются широкие линии ФЛ, соответствующие рекомбинации трионных состояний. Спектральное положение этих линий относительно энергии фотовозбуждения (Стоксов сдвиг) остается постоянным при различных энергиях возбуждения.

Интенсивность ФЛ растет с увеличением энергии фотовозбуждения. В спектрах в кросс-поляризованной конфигурации детектирования (см. рис. 3.1, левая панель) различимы две спектральные особенности, теряющие спектральное разрешение при энергиях фотовозбуждения больше ~ 1.73 эВ и меньше ~ 1.717 эВ.

Наиболее важным результатом данных измерений является наблюдение в спектрах степени циркулярной поляризации ФЛ эффекта смены знака циркулярной поляризации. Данный эффект заключается в инверсии знака циркулярной поляризации ФЛ относительно поляризации возбуждающего света

и представляет собой нетривиальное явление для систем с оптической ориентацией носителей заряда.

Наблюдаемый эффект обнаружен в работах [11, 30] и интерпретируется как результат переворота спина электрона в дырочном трионе, возникающего вследствие обменного взаимодействия с локализованными спинами ионов Mn и формирования дырочного магнитного полярона.

3.2. Спектры фотолюминесценции в поперечном магнитном поле

В продолжение исследований [11, 30] были измерены спектры поляризованной ФЛ образца 041700A в магнитном поле до 1.3 Тл в геометрии Фойгта узкой (4 нм) КЯ при резонансной циркулярно-поляризованной накачке с энергией 1.726 эВ (длиной волны 718.4 нм). На Рис. 3.2. представлены спектры ФЛ, измеренные при различных значениях магнитного поля в ко- и кросс-поляризованных конфигурациях детектирования (левая и центральная панели соответственно), а также спектр степени циркулярной поляризации ФЛ (правая панель).

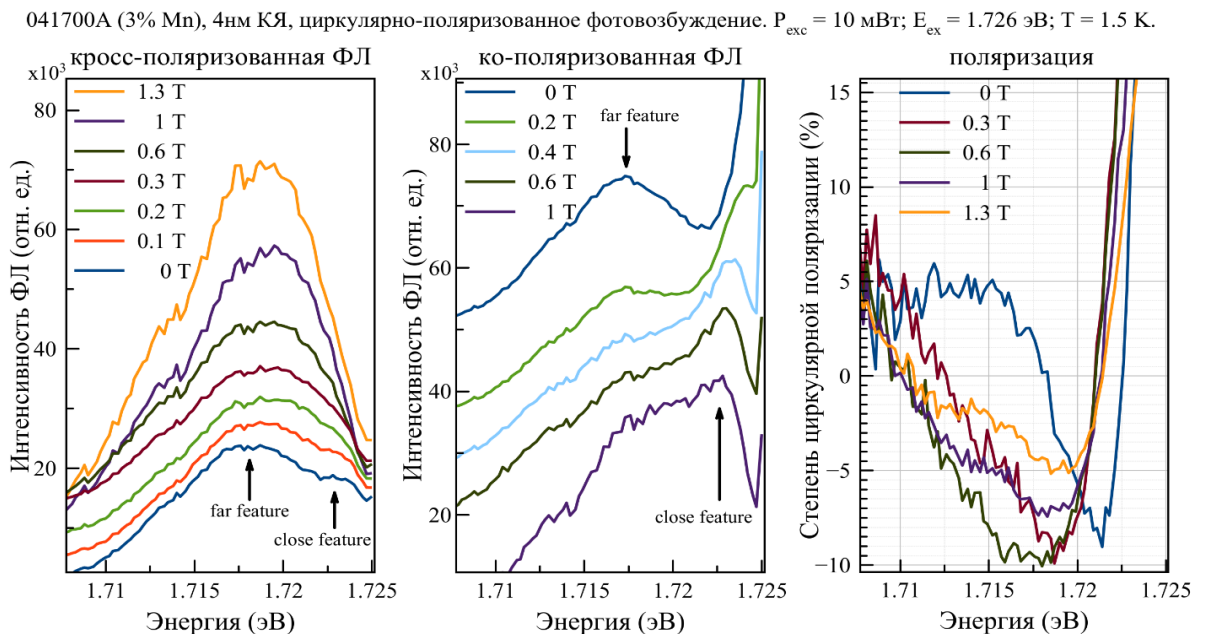


Рис. 3.2. Спектры поляризованной ФЛ в ко- и кросс-поляризованных конфигурациях детектирования (левая и центральная панель соответственно), спектры степени циркулярной поляризации ФЛ (правая панель) при резонансном фотовозбуждении ($E_{\text{exc}} = 1.726$ эВ) в магнитных полях различной величины, геометрия Фойгта. $T = 1.5$ К.

В спектрах ФЛ во всех конфигурациях были обнаружены две характерные особенности, далее обозначаемые как close feature и far feature, различающиеся своим спектральным положением. Поведение этих особенностей при увеличении магнитного поля носит неоднозначный характер.

В кросс-поляризованной конфигурации (Рис. 3.2, левая панель) в нулевом магнитном поле отчетливо различимы обе спектральные особенности. С возрастанием внешнего магнитного поля положение far feature сдвигается в область высоких энергий, а положение close feature – в область низких энергий. Как следствие, особенности довольно быстро (уже в поле 0.2 Тл) теряют спектральное разрешение, превращаясь в одну широкую полосу ФЛ.

В ко-поляризованной конфигурации (Рис. 3.2, центральная панель) в нулевом магнитном поле различима только far feature. При увеличении магнитного поля положение far feature смещается в область высоких энергий, появляется close feature, положение которой сдвигается в область низких энергий из области фотовозбуждения. Обе особенности спектрально различимы вплоть до поля в 1 Тл.

Примечательно, что эффект смены знака циркулярной поляризации ФЛ сохраняется вплоть до максимального исследованного магнитного поля, равного 1.3 Тл (см. Рис. 3.2, правая панель). Однако, по спектрам степени циркулярной поляризации заметно, что максимальная степень отрицательной циркулярной поляризации при этом падает с -10% до -5% с повышением магнитного поля (в исследуемом диапазоне).

Для более детального анализа поведения спектральных особенностей в спектрах ФЛ в магнитном поле были построены зависимости стоксова сдвига close feature и far feature от величины внешнего поперечного магнитного поля (Рис. 3.3). Стоксов сдвиг (ΔE_{stokes}) – разница между энергией фотовозбуждения и энергией максимума интенсивности исследуемых особенностей.

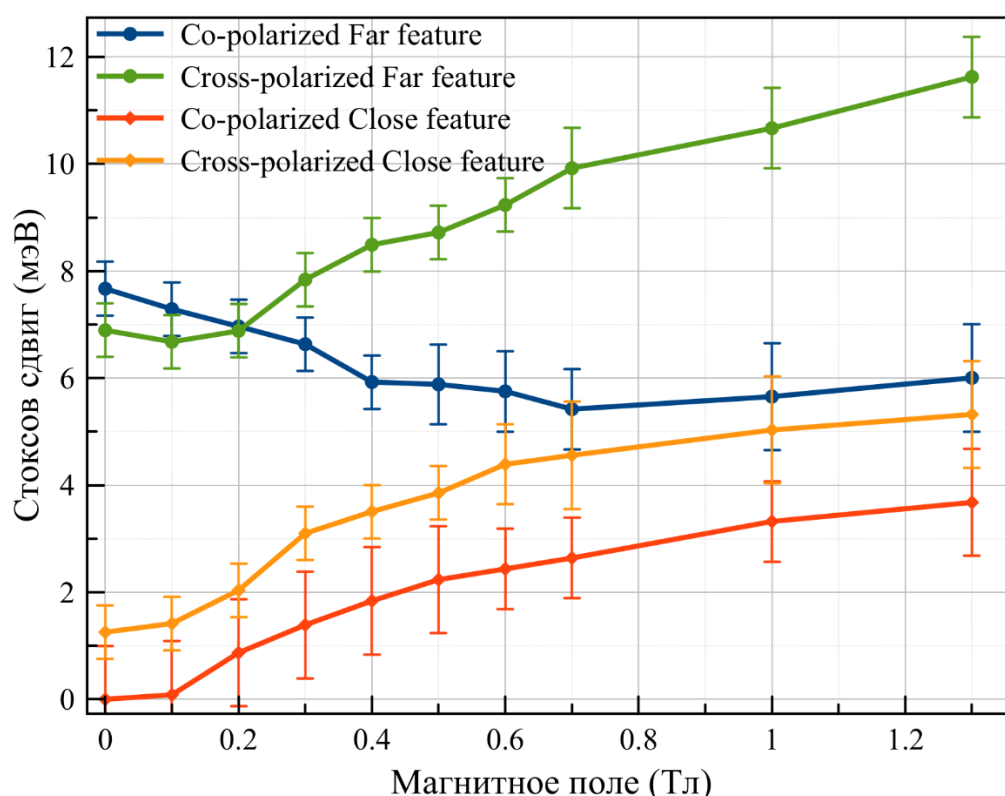


Рис. 3.3. Магнитополевая зависимость стоксова сдвига спектральных особенностей close feature и far feature в ко- и кросс-поляризованных конфигурациях детектирования.

Из магнитополевой зависимости видно, что стоксов сдвиг far feature в кросс-поляризованной конфигурации детектирования линейно растет с 7 мэВ до 11 мэВ в исследуемом диапазоне магнитных полей (0 – 1.3 Тл). В ко-поляризованной конфигурации стоксов сдвиг far feature падает примерно с 8 до 6 мэВ. Однако, больший интерес представляет магнитополевая зависимость close feature в обеих конфигурациях детектирования.

В ко-поляризованной конфигурации детектирования в полях до 0.1 Тл стоксов сдвиг close feature равен нулю – особенность не наблюдается в спектрах ФЛ. При дальнейшем увеличении магнитного поля наблюдается плавный рост стоксова сдвига особенности с последующим насыщением в поле ~1 Тл при значении ~3 мэВ. Поведение close feature в кросс-поляризованной конфигурации носит схожий характер. В полях 0 – 0.1 Тл стоксов сдвиг особенности не меняется и остается равным ~1 мэВ. С дальнейшим возрастанием магнитного поля сдвиг close feature также плавно растет и насыщается на уровне ~5 мэВ в

поле ~ 1 Тл. При этом, в каждом из исследованных магнитных полей энергетическая разница между положением close feature в ко- и кросс-поляризованных конфигурациях относительно постоянна и равна ~ 1.5 мэВ.

3.3. Спектры фотолюминесценции при разных мощностях накачки и температуре образца

Измерены спектры ФЛ образца 041700А при резонансном возбуждении узкой (4 нм) КЯ циркулярно-поляризованным светом с энергией 1.729 эВ (длиной волны 716.77 нм) при мощностях накачки в диапазоне от 0.2 мВт до 24 мВт в нулевом магнитном поле. Результаты измерений представлены на Рис. 3.3.

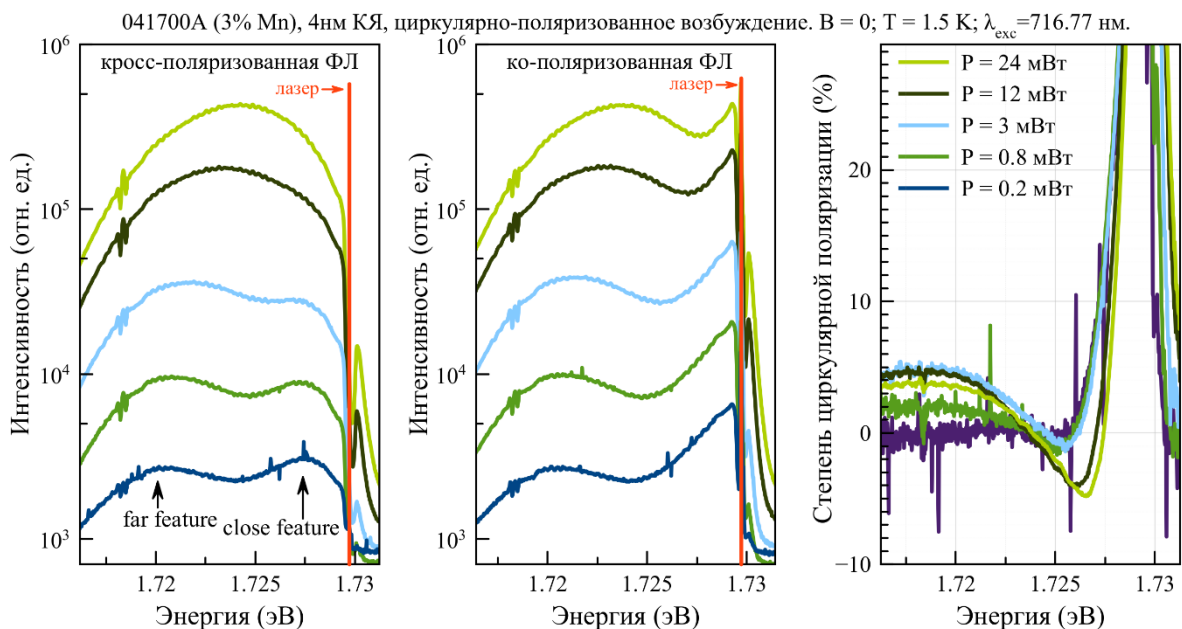


Рис. 3.3. Спектры поляризованной ФЛ в кросс- и ко-поляризованных конфигурациях детектирования (левая и центральная панель соответственно, спектры приведены в полулогарифмическом масштабе), спектры степени циркулярной поляризации ФЛ (правая панель) при резонансном фотовозбуждении ($E_{\text{exc}} = 1.729$ эВ) различной мощности. $T = 1.5$ К, $B = 0$.

В спектрах ФЛ при малых мощностях накачки (до 12 мВт), в кросс-поляризованной конфигурации детектирования различимы обе спектральные особенности close feature и far feature. Видно, что при увеличении мощности накачки close feature не меняет своего энергетического положения, а far feature сдвигается в область высоких энергий. Как следствие – особенности перестают спектрально разрешаться. В ко-поляризованной конфигурации far feature ведет

себя схожим образом: с увеличением мощности накачки уширяется и смещается в область высоких энергий.

Также в спектрах ФЛ наблюдается антистоксова фотолюминесценция – вторичное излучение с энергией выше, чем энергия фотовозбуждения. Видно, что с увеличением мощности накачки заметно растет интенсивность антистоксовой ФЛ в обеих конфигурациях детектирования.

Эффект смены знака циркулярной поляризации ФЛ сохраняется во всем исследованном диапазоне мощностей. При этом максимальная степень отрицательной поляризации ФЛ растет с -1% до -5% с увеличением мощности от 0.2 мВт до 24 мВт.

Дополнительно были измерены спектры ФЛ и степени циркулярной поляризации ФЛ образца 041700В при возбуждении узкой КЯ (4 нм) циркулярно-поляризованным светом с энергией 1.7054 эВ при различных значениях температуры системы (см. Рис. 3.4).

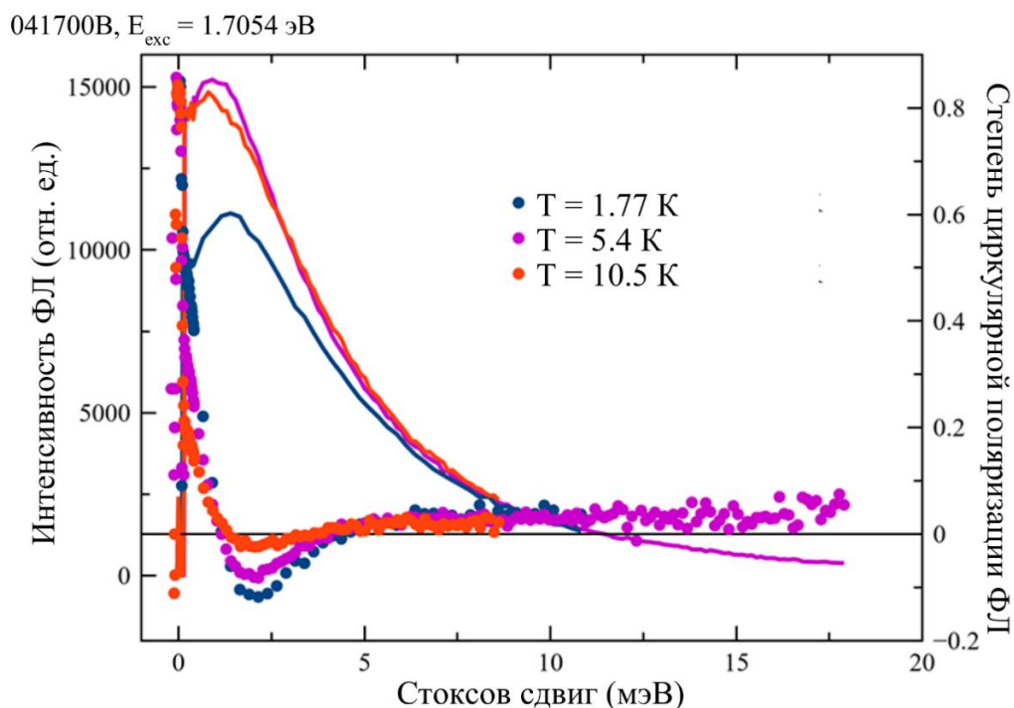


Рис. 3.4. Спектры ФЛ образца 041700В в кросс-поляризованной конфигурации детектирования (сплошные линии) и спектры степени циркулярной поляризации ФЛ (точки) при трех различных температурах образца 041700В (4% Mn) и мощности накачки $P = 10$ мВт. $B = 0$.

Из представленных спектров степени циркулярной поляризации ФЛ видно, что при повышении температуры от 1.77 К до 10.5 К немного уменьшается стоксов сдвиг линии ФЛ (порядка 1 мЭВ) и заметно падает максимальная отрицательная степень циркулярной поляризации ФЛ (с -10% до $\sim -1\%$).

ГЛАВА 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. Модель переворота спина электрона во внешнем магнитном поле

Чтобы объяснить магнитополевую зависимость стокового сдвига *close feature* в обеих конфигурациях детектирования ФЛ, была предложена модель переворота спина электрона в составе дырочного триона во внешнем магнитном поле.

Положительный (дырочный) трион T^+ представляет собой связанное состояние двух дырок и одного электрона, или же, в случае исследуемой КЯ CdMnTe, связанное состояние фотовозбужденного экситона с резидентной дыркой.

К моменту фотовозбуждения резидентная тяжелая дырка, имеющая бесконечное время жизни, локализована на монослойных флуктуациях ширины квантовой ямы и сформировала дырочный магнитный полярон при $T = 1.5$ K (Рис. 4.1 а). В силу размерного квантования, такая дырка имеет проекцию углового момента на ось z (ось роста КЯ и фотовозбуждения) $+3/2$ (или $-3/2$), создавая обменное поле $B_{ex}^{(h)}$, поляризующее близлежащие ионы марганца по направлению этого поля. Направление обменного поля дырки задается знаком константы p - d обменного взаимодействия, оно противоположно угловому моменту дырки (Рис. 4.1 г). Ионы марганца, поляризовавшись, стабилизируют угловой момент дырки, формируя таким образом магнитный полярон.

При рассмотрении возбуждения трионных состояний обычно принимают во внимание и считают основным только синглетное состояние триона, поскольку триплетное состояние весьма нестабильно в малых магнитных полях. В синглетном состоянии триона резидентная и фотовозбужденная дырки образуют связанное состояние с противоположными проекциями углового момента на ось Z . В силу этого они не участвуют в $s/p - d$ обменном

взаимодействии и не чувствуют внешнее магнитное поле, вследствие чего спиновые свойства дырочного триона определяются преимущественно спином фотовозбужденного электрона.

Фотовозбужденный электрон, в свою очередь, оказывается под влиянием обменного поля ионов марганца, и его энергетические состояния расщепляются по проекциям спина. В силу того, что $s-d$ обменная константа имеет противоположный знак по сравнению с константой $p-d$ обменного взаимодействия, в момент возбуждения электрон находится на верхнем энергетическом уровне расщепленного дублета (Рис. 4.1 б). За время жизни триона, которое в этой системе порядка 100 пс [2] электрон испытывает энергетическую релаксацию на основной уровень, претерпевая переворот спина (Рис. 4.1 в). Время такой релаксации в разбавленных магнитных полупроводниках составляет около 1 пс и обусловлено механизмом $s/p-d$ обменного рассеяния [32]. Далее происходит процесс рекомбинации электрона уже с резидентной дыркой, что влечет за собой испускание фотона с энергией ниже энергии фотовозбуждения и поляризацией, противоположной поляризации возбуждающего фотона.

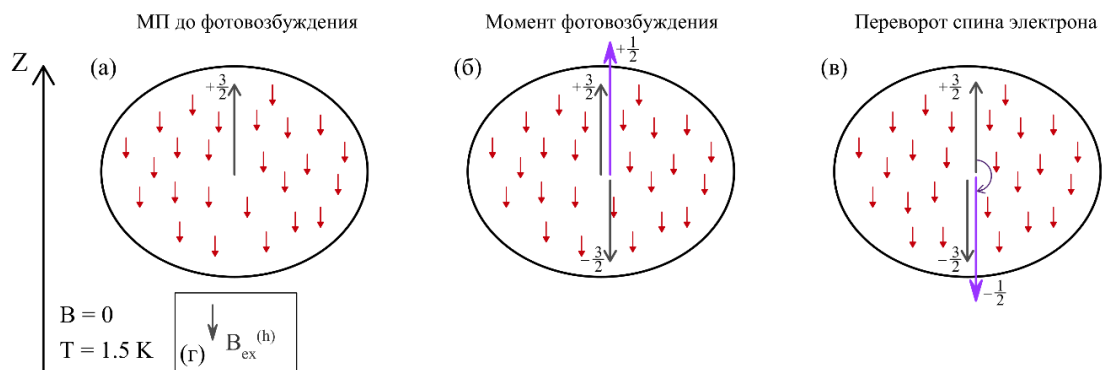


Рис. 4.1. Иллюстрация процесса формирования дырочного триона с последующей спиновой релаксацией электрона в отсутствие внешнего магнитного поля: (а) – до фотовозбуждения (черной стрелкой вверх обозначена резидентная дырка с проекцией углового момента $+3/2$ на ось Z , сформировавшая магнитный полярон); (б) – в момент фотовозбуждения (синяя стрелка вверх – фотовозбужденный электрон с проекцией $+1/2$ на ось Z , черная стрелка вниз – фотовозбужденная дырка с проекцией $-3/2$ на ось Z); (в) – в момент после спиновой релаксации электрона. (г) – направление обменного поля дырки $B_{ex}^{(h)}$, ориентирующего магнитные моменты ионов марганца (красные стрелки).

В отсутствие внешнего магнитного поля спин фотовозбужденного электрона может иметь проекции $\pm \frac{1}{2}$ на ось Z . Энергетическая диаграмма состояний электрона и дырки при фотовозбуждении триона, на дырке, сформировавшей магнитный полярон проиллюстрирована на Рис. 4.2, где ΔE_e и ΔE_h – гигантское зеемановское расщепление электронных и дырочных уровней в магнитном поле, определяемое в соответствии с формулами (1.4) и (1.5) как:

$$\Delta E_e = xN_0\alpha \left| \langle \overline{S_{Mn}} \rangle (B_{ex}^{(h)}) \right|, \quad (4.1)$$

$$\Delta E_h = xN_0\beta \left| \langle \overline{S_{Mn}} \rangle (B_{ex}^{(h)}) \right|, \quad (4.2)$$

где $\langle \overline{S_{Mn}} \rangle (B_{ex}^{(h)}) = IB_I \left(\frac{I\mu g B_{ex}^{(h)}}{k_B T} \right)$, $I = 5/2$ – спин Mn, μ – магнетон Бора, $g = 2$ – g-фактор d-электронов на ионе марганца, k_B – постоянная Больцмана.

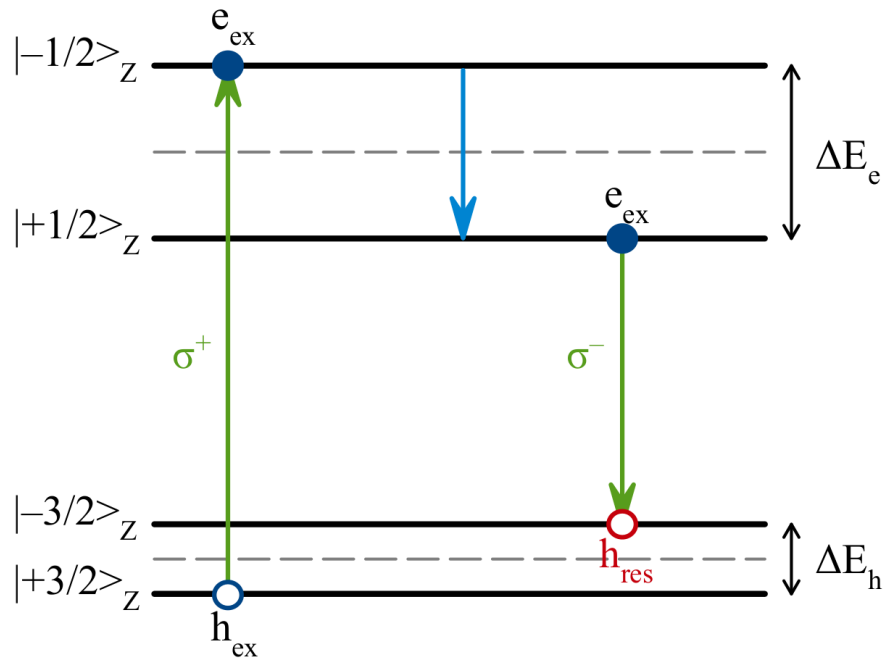


Рис. 4.2. Энергетическая диаграмма электронных и дырочных уровней при фотовозбуждении трионного состояния с резидентной дыркой h_{res} , находящейся к моменту фотовозбуждения в состоянии с проекцией углового момента $-3/2$ и сформировавшей магнитный полярон; а также разрешенные оптические переходы. Зеленая стрелка вверх соответствует поглощению σ^+ циркулярно-поляризованного фотона с образованием электрон-дырочной пары e_{ex} и h_{ex} , зеленая стрелка вниз – испусканию σ^- фотона после рекомбинации электрона с резидентной дыркой. Переход, обозначенный синей стрелкой, соответствует перевороту спина фотовозбужденного электрона e_{ex} .

В результате фотовозбуждения, спиновой релаксации электрона и последующей его рекомбинации с резидентной дыркой, в спектрах ФЛ в нулевом внешнем магнитном поле в кросс-поляризованной конфигурации присутствует особенность close feature, стоксов сдвиг которой можно определить как:

$$\Delta E_{\text{stokes}} = \Delta E_e + \Delta E_h. \quad (4.3)$$

В ненулевом поперечном магнитном поле магнитные моменты ионов марганца еще до фотовозбуждения ориентируются вдоль направления суммарного магнитного поля B_{tot} (Рис. 4.3 г). При этом проекция спина резидентной дырки остается неизменной в исследуемых магнитных полях (Рис. 4.3. а) из-за сильного размерного квантования, и как следствие большого расщепления состояний тяжелых и легких дырок. В силу этого, гигантское зеемановское расщепление дырочных уровней ΔE_h остается неизменным в исследуемом диапазоне полей (см. выр. 4.2).

Угловой момент электрона в такой системе, как было сказано выше, обладает гораздо большей чувствительностью к внешнему магнитному полю, вследствие чего гигантское зеемановское расщепление электронных уровней приобретает вид:

$$\Delta E_e = xN_0\alpha |< \overline{S_{Mn}} > (B_{tot})|, \quad (4.4)$$

где $< \overline{S_{Mn}} > (B_{tot}) = IB_I \left(\frac{I\mu g B_{tot}}{k_B T} \right)$, $B_{tot} = \sqrt{B_{ex}^2 + B^2}$.

В момент фотовозбуждения (Рис. 4.3 б) создается электрон-дырочная пара, с соответствующими проекциями на ось Z , после чего за характерное время электронной спиновой релаксации (~ 3 пс) спин фотовозбужденного электрона ориентируется по направлению намагниченности ионов Mn, получая проекцию $\pm 1/2$ на ось M (Рис. 4.3 в, г).

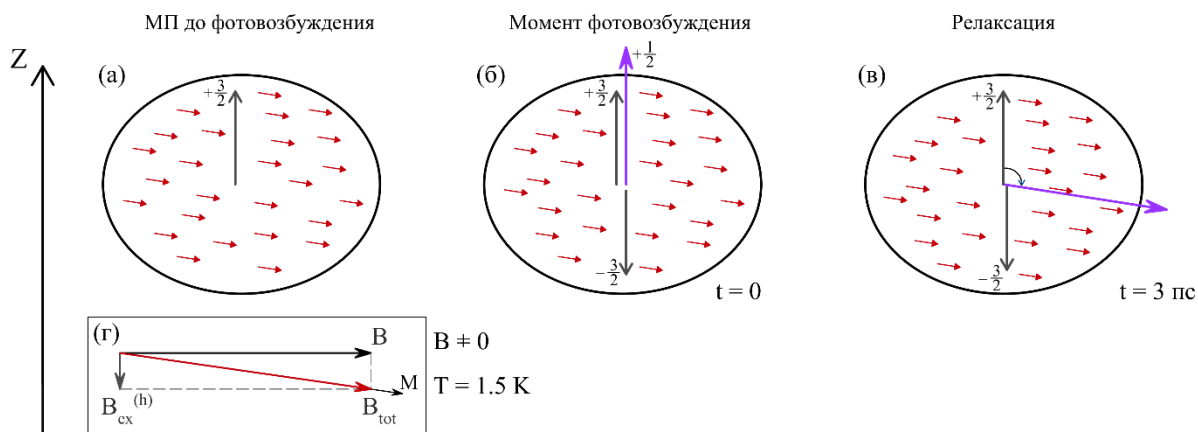


Рис. 4.3. Иллюстрация процесса формирования дырочного триона с последующей спиновой релаксацией электрона в ненулевом внешнем магнитном поле: (а) – до фотовозбуждения, (б) – в момент фотовозбуждения, (в) – в момент после спиновой релаксации электрона на направление намагниченности ионов марганца. На вставке (г) красной стрелкой показано направление результирующего магнитного поля B_{tot} , ориентирующего магнитные моменты ионов марганца вдоль оси M .

Теперь электрон может с определенной вероятностью иметь обе проекции на ось Z – т.е. рекомбинировать с обеими дырками в трионе. Это обстоятельство является причиной появления запрещенных ранее оптических переходов, проиллюстрированных на Рис. 4.4. Как следствие возможности таких переходов в ненулевом поперечном магнитном поле, в спектрах ФЛ в ко-поляризованной конфигурации детектирования появляется close feature, стоксов сдвиг которой можно определить как:

$$\Delta E_{\text{stokes}} = \Delta E_e. \quad (4.5)$$

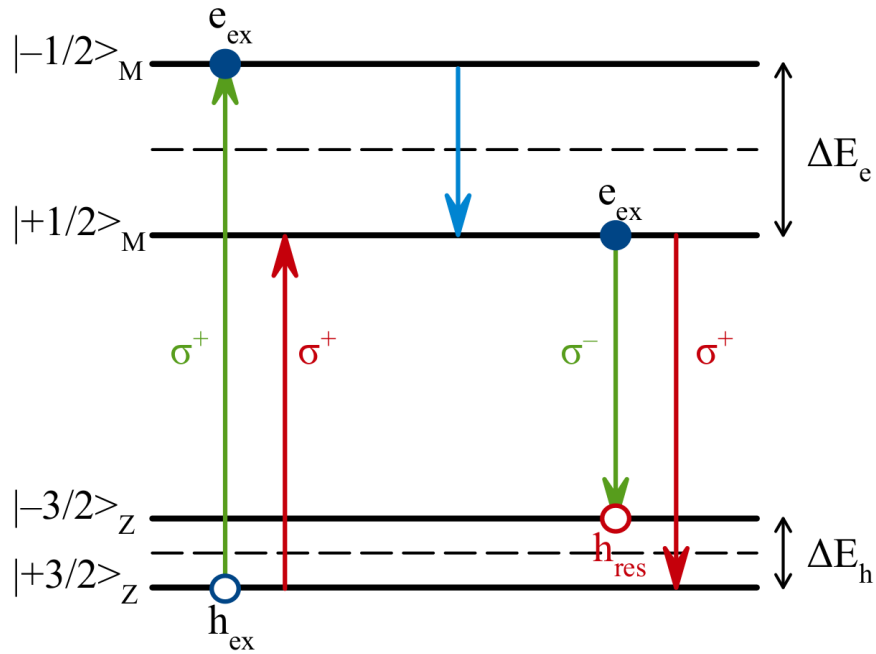


Рис. 4.4. Энергетическая диаграмма электронных и дырочных уровней при фотовозбуждении трионного состояния с резидентной дыркой h_{res} , находящейся к моменту фотовозбуждения в состоянии с проекцией углового момента $-3/2$ и сформировавшей магнитный полярон; а также запрещенные оптические переходы. Красная стрелка вверх соответствует поглощению σ^+ циркулярно-поляризованного фотона, зеленая стрелка вниз – испусканию σ^+ фотона после рекомбинации фотовозбужденного фотона e_{ex} с фотовозбужденной дыркой h_{ex} .

При увеличении внешнего магнитного поля увеличивается расщепление электронных уровней, что дает большой стоксов сдвиг close feature в обеих конфигурациях детектирования ФЛ, что можно видеть в экспериментальных результатах. В частности, в магнитолевой зависимости стоксова сдвига close feature.

Примечательно, что эффект смены знака циркулярной поляризации ФЛ сохраняется вплоть до максимального исследованного магнитного поля, равного 1.3 Тл. Это указывает на устойчивость дырочного магнитного полярона к воздействию внешнего магнитного поля в геометрии Фойгта и свидетельствует о доминирующей роли обменного взаимодействия над зеемановским расщеплением в исследуемом диапазоне полей.

4.2. Сопоставление модели переворота спина электрона с экспериментальными данными

Для сопоставления модели переворота спина электрона в составе дырочного триона во внешнем магнитном поле с экспериментальными результатами (магнитополевой зависимостью close feature, приведенной на Рис. 3.3) были построены теоретические зависимости стоксова сдвига close feature в ко- и кросс-поляризованной конфигурациях детектирования ФЛ, представленные на Рис. 4.5 и Рис. 4.6 соответственно. Теоретическая кривая для close feature в ко-поляризованной конфигурации строилась в соответствии с выражениями (4.4, 4.5), в кросс-поляризованной конфигурации в соответствии с выражениями (4.3, 4.4). Для построения модели были взяты следующие параметры: $B_{ex} = 50$ мТл, $T = 1.6$ К, $x_{Mn} = 1\%$.

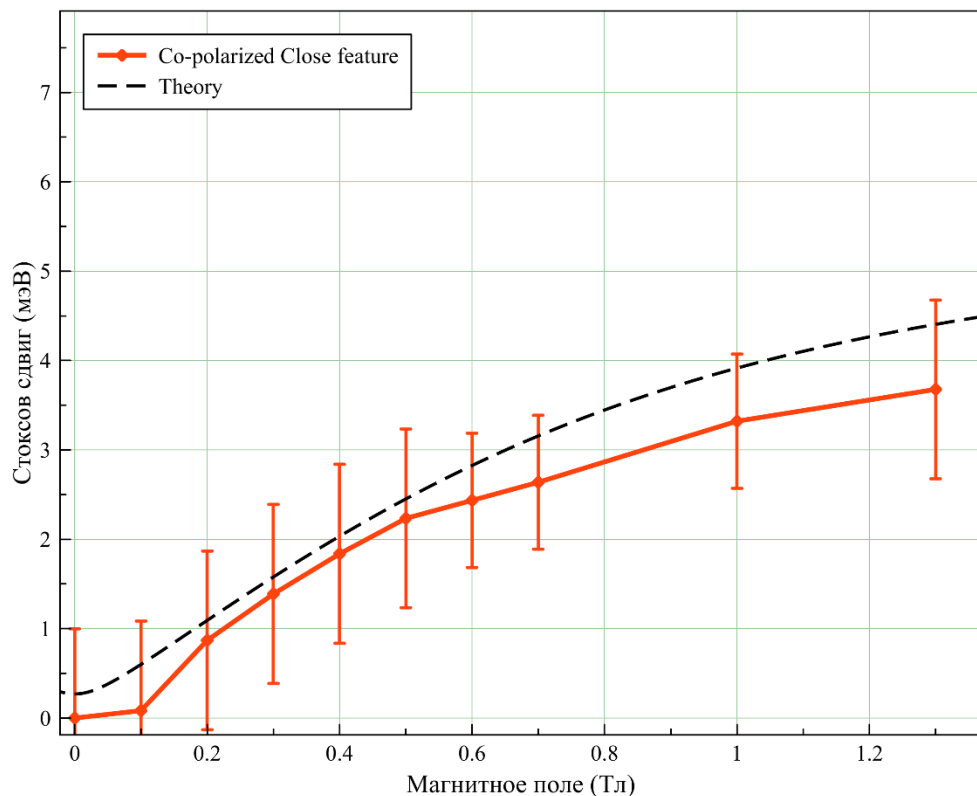


Рис. 4.5. Магнитополевая зависимость стоксова сдвига close feature в ко-поляризованной конфигурации детектирования ФЛ в полях до 1.3 Тл (красная кривая) и ее теоретическая аппроксимация (пунктирная кривая).

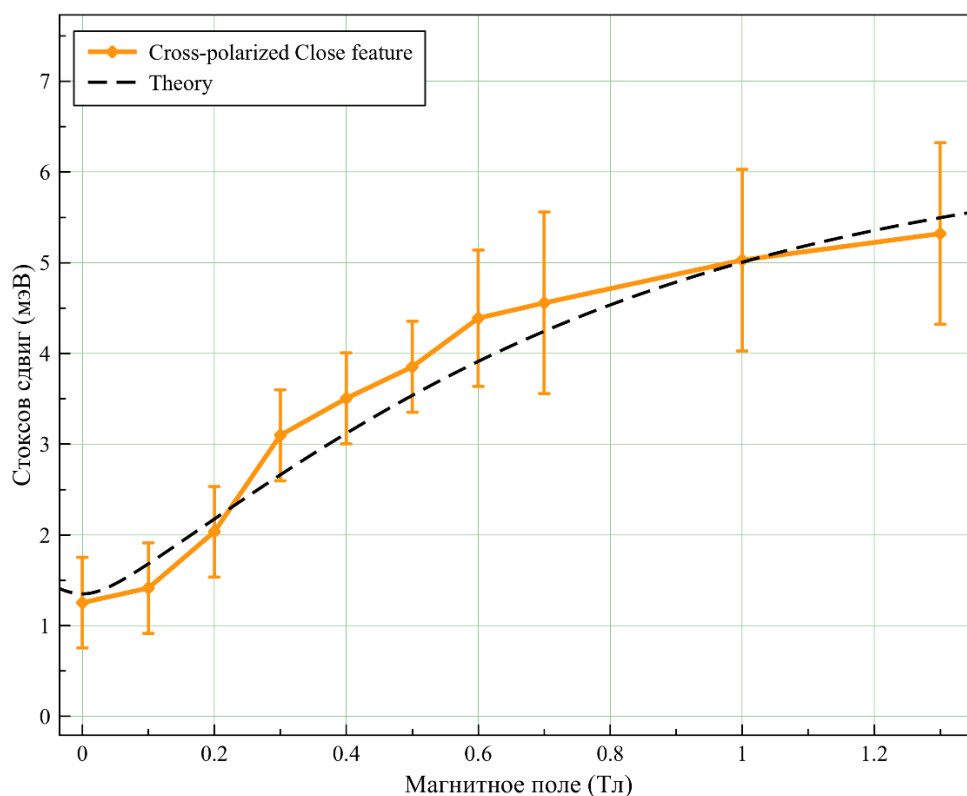


Рис. 4.5. Магнитополевая зависимость стокова сдвига close feature в кросс-поляризованной конфигурации детектирования ФЛ в полях до 1.3 Тл (рыжая кривая) и ее теоретическая аппроксимация (пунктирная кривая).

Представленные теоретические кривые, с учетом погрешности измерений, хорошо описывают экспериментальные результаты.

В малых внешних магнитных полях (до 0.1 Тл) ионы Mn, по всей видимости, не чувствуют внешнее поле, ориентируясь по обменному полю резидентной дырки (~50 мТл), что можно видеть по практическому отсутствию роста стокова сдвига close feature этой области.

4.3. Объяснение поведения спектральных особенностей в спектрах ФЛ при различной температуре и мощности накачки

Увеличение температуры образца приводит к уменьшению магнитополяронного сдвига ФЛ, что можно видеть в уменьшении стокова сдвига линии ФЛ в спектрах при различных температурах образца (см. Рис. 3.4). Также в спектрах степени поляризации ФЛ с увеличением температуры до 10.5 К практически до нуля падает степень отрицательной поляризации —

уменьшается эффект смены знака циркулярной поляризации фотолюминесценции, что может указывать на тепловую диссоциацию магнитного полярона при температурах выше 10 К в таких системах.

В спектрах ФЛ с увеличением мощности накачки от 0.2 мВт до 24 мВт степень максимальной отрицательной поляризации ФЛ возрастает от -1% до -5% (см. Рис. 3.3 правая панель), что может быть связано с увеличением количества резидентных дырок в КЯ вследствие возрастания количества попадающих в систему фотонов. С увеличением мощности накачки немного возрастает нагрев образца лазерным излучением, что видно по увеличению интенсивности антистоксовой ФЛ. Тем не менее такого нагрева не достаточно для диссоциации магнитного полярона.

В спектрах ФЛ при различных мощностях накачки (см. Рис. 3.3) наблюдается смещение положения спектральной особенности *far feature* в область высоких энергий с увеличением мощности накачки в исследуемом диапазоне (0.2 – 24 мВт) в обеих конфигурациях детектирования. Это может быть связано с особенностями заполнения энергетических состояний экситонов и трионов в условиях увеличения их среднего числа с ростом мощности фотовозбуждения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данной работы были исследованы спектральные и поляризационные свойства квантовых ям CdMnTe с резидентными дырками в режиме оптической ориентации положительных трионов при различных энергиях, температурах и мощностях накачки, а также в поперечном магнитном поле.

В спектрах фотолюминесценции при различных значениях поперечного магнитного поля были обнаружены две спектральные особенности *close feature* и *far feature*, меняющие свое спектральное положение в исследованном диапазоне полей. В спектрах степени циркулярной поляризации фотолюминесценции явно наблюдался эффект смены знака циркулярной поляризации, сохраняющийся вплоть до поля в 1.3 Тл.

Магнитополевою зависимость стоксова сдвига особенности *close feature*, ответственной за появление эффекта смены знака циркулярной поляризации фотолюминесценции, в обеих конфигурациях удалось удовлетворительно объяснить моделью переворота спина электрона в составе дырочного триона во внешнем магнитном поле.

Проведенные исследования температурных зависимостей показали, что увеличение температуры системы приводит к уменьшению стоксова сдвига фотолюминесценции и к ослаблению эффекта смены знака циркулярной поляризации фотолюминесценции. Было показано, что при температурах выше 10 К происходит диссоциация дырочного магнитного полярона, сопровождающееся уменьшением степени отрицательной циркулярной поляризации.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Furdyna J. K. Diluted magnetic semiconductors // Journal of Applied Physics. 1988. Vol. 64, no. 4. R29—R64.
2. Zhukov E. A. et al. Optical orientation of hole magnetic polarons in (Cd, Mn) Te/(Cd, Mn, Mg) Te quantum wells //Physical Review B. – 2016. – Т. 93. – №. 24. – С. 245305.
3. Комаров, А. В., С. М. Рябченко, О. В. Терлецкий, И. И. Жеру, Р. Д. Иванчук. Магнитооптические исследования и двойной оптико-магнитный резонанс экситонной полосы в CdTe: Mn// ЖЭТФ Том 73. 1979. С. 608-618.
4. Yakovlev D. R., et al. First observation and experimental proof of free magnetic polaron formation in CdTe/(Cd,Mn)Te quantum wells //Solid state communications Vol. 76, no. 3. 1990. p. 325—329.
5. Kavokin A., Kavokin K. Theory of two-dimensional magnetic polarons in an external magnetic field// Semiconductor science and technology. 1993. Vol. 8, no. 2. p. 191.
6. Nawrocki, M., et al. Exchange-induced spin-flip Raman scattering in a semimagnetic semiconductor// Physical Review Letters vol. 46, no.11. 1981. p. 735.
7. Gaj J., Gatazka R., Nawrocki M. Giant exciton Faraday rotation in CdMnTe mixed crystals // Solid State Communications. 1993. Vol. 88, no. 11/12. p. 923—925.
8. Binder K., Young A.P. Spin glasses: Experimental facts, theoretical concepts, and open questions // Reviews of Modern physics. 1986. Vol. 58, no. 4. p. 801.
9. Andrearczyk, T., et al. Spin-related magnetoresistance of n-type ZnO: Al and ZnMnO: Al thin films// Physical Review B. Condensed Matter and Materials Physics vol. 72, no. 12. 2005. p. 121309.
10. Wojtowicz, T., et al. Metal-insulator transition in semimagnetic semiconductors// Physical review letters vol. 56, no. 22. 1986. p. 2419.

11. Akhmadullin, R. R., et al. Energy and spin relaxation of excitons in CdMnTe/CdMgTe quantum wells// Journal of Luminescence vol. 253. 2023. p. 119431.
12. Gaj J. A., Kossut J. Introduction to the physics of diluted magnetic semiconductors. Vol. 144. Springer Science & Business Media, 2011.
13. Yakovlev D.R., et al. Two dimensional exciton magnetic polaron in CdTe/CdMTe quantum well structures // Solid state communications. 1992. Vol. 82, no. 1. P. 29—32.
14. Yakovlev D. R., et al. Picosecond dynamics of magnetic polarons governed by energy transfer to the Zeeman reservoir//Physical Review B.1997. Vol. 56, no. 15. P. 9782.
15. Benoit À La Guillaume C. Free Magnetic Polarons in Three, Quasi-Two, and Quasi-One Dimensions // Physica Status Solidi (b). 1993. Vol. 175, no. 2. p. 369—380.
16. Mackh G., et al. Effect of Magnetic Polaron Formation on the Exciton Mobility Edge in $\text{Cd}_{1-x}\text{MnxTe}$ // Acta Physica Polonica A. 1995. Vol. 87, no. 1. p. 265—268.
17. Kusrayev Y. G., et al. Bound magnetic polarons in the very dilute regime // Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. 2008. Vol. 77, no. 8. p. 085205.
18. Harris J., Nurmikko A. Formation of the bound magnetic polaron in (Cd, Mn) Se // Physical review letters. 1983. Vol. 51, no. 16. p. 1472.
19. Golnik A., Ginter J., Gaj J. Magnetic polarons in exciton luminescence of CdMnTe// Journal of Physics C: Solid State Physics. 1983. Vol. 16, no. 31. p. 6073.
20. Dietl T., et al. Dynamics of spin organization in diluted magnetic semiconductors // Physical review letters. 1995. Vol. 74, no. 3. p. 474.
21. Mackh G., et al. Localized exciton magnetic polarons in CdMnTe // Physical Review B. 1994. Vol. 49, no. 15. p. 10248.

22. Waag A., et al. Molecular beam epitaxial growth of ultrathin CdTe–CdMnTe quantum wells and their characterization // *Applied physics letters*. 1991. Vol. 59, no. 23. p. 2995—2997.
23. Polhmann A., et al. Exciton lifetimes in CdTe/CdMnTe single quantum wells // *Applied physics letters*. 1992. Vol. 61, no. 24. p. 2929—2931.
24. Bottka N., Stankiewicz J., Girit W. Electroreflectance studies in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ solid solutions // *Journal of Applied Physics*. 1981. Vol. 52, no. 6. p. 4189—4193.
25. Pajczkowska A. Physicochemical properties and crystal growth of AIBVI MnBVI systems// *Progress in Crystal Growth and Characterization*. 1978. Vol. 1, no. 3. p. 289—326.
26. Ossau W., et al. CdMgTe: a new promising barrier material to CdTe based heterostructures // *Superlattices and microstructures*. 1994. Vol. 16, no. 1. p. 5—10.
27. Kuhn-Heinrich B., et al. Optical investigation of confinement and strain effects in CdTe/(CdMg) Te quantum wells // *Applied physics letters*. 1993. Vol. 63, no. 21. p. 2932—2934.
28. Kuhn-Heinrich B., et al. Determination of the band offset in semimagnetic CdTe/CdMnTe quantum wells: A comparison of two methods// *Journal of applied physics*. 1994. Vol.75, no.12. p. 8046—8052.
29. Zakharchenya B. P., Korenev V. L. Integrating magnetism into semiconductor electronics // *Physics-Uspekhi*. 2005. Vol. 48, no. 6. p. 603.
30. Godejohann Felix, Akhmadullin R., Kavokin K., Yakovlev D., Akimov Ilya, Namozov B., Kusrayev Yuri, Karczewski G., Wojtowicz T., Bayer Manfred. (2022). Trion magnetic polarons in (Cd,Mn)Te/(Cd,Mn,Mg)Te quantum wells. /*PhysRevB*.106.195305.
31. Gurin A. S., et al. ODMR evidence of the electron cascade in multiple asymmetrical (CdMn) Te quantum wells // *JETP letters*. 2015. Vol. 102. p. 230—234.

32. Crooker S. A. et al. Terahertz spin precession and coherent transfer of angular momenta in magnetic quantum wells //Physical review letters. – 1996. – T. 77. – №. 13. – C. 2814.
33. Kozyrev N. V. et al. Optical manifestation of magnetic polarons bound to excitons and resident holes in a (Cd, Mn) Te quantum well //Physical Review B. – 2021. – T. 104. – №. 4. – C. 045307.