

Санкт-Петербургский государственный университет
Ульяновская ул., д.3
Кафедра Физики Твёрдого Тела



ЭФФЕКТ ФОТОННОГО ЭХА ДЛЯ ЭКСИТОНОВ В НАНОСТРУКТУРАХ

Магистерская диссертация студента
дневного отделения

_____ **Бабенко Яны Александровны**

Научный руководитель:

_____ д. ф.-м. н., с. н. с. **Югова И.А.**

Рецензент:

_____ д. ф.-м. н., в. н. с. **Корнев В.Л.**

Санкт-Петербург
2017

Содержание

Введение	3
Глава 1. Спонтанное фотонное эхо и энергетическая структура полупроводниковых наноструктур	5
1.1 Фотонное эхо.....	5
1.2 Тонкая структура носителей в квантовых ямах и квантовых точках.....	9
1.2.1 Оптические и спиновые свойства полупроводниковых наноструктур	11
1.2.2 Полупроводниковые наноструктуры с резидентными электронами	12
1.2.3 Энергетическая структура экситона и триона.....	12
Глава 2. Моделирование спонтанного фотонного эха от ансамбля экситонов	15
2.1 Моделируемый эксперимент	15
2.1.1 Образец	15
2.1.2 Экспериментальная методика.....	16
2.2 Теоретическая модель	17
2.3 Решение задачи	21
2.3.1 Смоделированный сигнал спонтанного фотонного эха от ансамбля экситонов	21
2.3.2 Сигнал спонтанного фотонного эха от ансамбля трионов.....	26
2.4 Сравнение результатов расчёта с экспериментальными данными.....	28
Заключение	32
Список используемых источников	33

Введение

В настоящее время активно изучается возможность использования полупроводниковых наноструктур для хранения оптической информации. Такая возможность может иметь важные приложения для классических и квантовых коммуникаций.

Манипуляции с информацией об оптическом возбуждении полупроводниковой наногетероструктуры можно разделить на 3 части: запись, хранение и считывание. Процесс возбуждения наноструктуры можно условно назвать записью информации, процесс получения информации о состоянии системы (снятие спектра поглощения, отражения или *pump-probe* экспериментами) – считыванием оптической информации, а время между возбуждением и считыванием – временем хранения информации об оптическом возбуждении.

Высокая эффективность взаимодействия полупроводниковых низкоразмерных систем со светом [1,2] может обеспечить запись и чтение информации оптическим возбуждением на временах порядка субпикосекунд, но хранение оптической когерентности осложнено коротким временем жизни оптических возбуждений в полупроводниках и неоднородным уширением оптических переходов за счёт неидеальной гладкости интерфейсов квантовых ям и разброса по размерам квантовых точек. Однако, как показывают исследования трионной системы в квантовых ямах (Cd,Mg)Te [3], использование техники четырёхволнового смешения и фотонного эха позволяет обойти это ограничение перенесением информации о возбуждении в спиновую систему, где она может сохраняться значительно дольше времени жизни оптического возбуждения. Приложение внешнего магнитного поля позволяет управлять амплитудой сигнала фотонного эха [1,3]. Поэтому представлялось особенно перспективным применение разработанной методики для объектов, в которых процессы спиновой релаксации достаточно медленные – квантовых точек.

Были проведены эксперименты на квантовых точках (In,Ga)As, и оказалось, что полученные зависимости выглядят сложнее, чем для уже исследованной системы трионов в квантовых ямах (Cd,Mg)Te. Вероятно, это связано с тем, что в квантовых точках (In,Ga)As сигналы от экситонов в нейтральных квантовых точках и трионов в заряженных квантовых точках спектрально перекрываются. Поэтому для объяснения экспериментальных закономерностей необходимо разработать соответствующую теорию. Теория для трионов была представлена в работе [3]. Задачей моей магистерской работы являлось построение

теоретической модели, описывающей фотонное эхо от экситонной системы в ансамбле квантовых точек (In,Ga)As.

В настоящей работе произведено теоретическое моделирование сигнала спонтанного фотонного эха (двухимпульсная схема) для случая резонансной оптической генерации экситонов в наногетероструктуре с квантовыми точками (In,Ga)As в разных поляризационных конфигурациях оптического возбуждения в магнитном поле. Кроме этого, для анализа суммарного сигнала спонтанного эха от экситонной и трионной систем рассчитан сигнал для трионов в разных поляризационных конфигурациях с использованием уже разработанной теории из работы [3].

Решение задачи настоящей работы основано на учёте правил отбора при оптическом возбуждении экситонов в наноструктурах и влияния внешнего магнитного поля, которое смешивает оптически разрешённые и запрещённые переходы в экситонной системе квантовых точек GaAs/InGaAs. В теоретически моделируемом мной эксперименте предполагается, что используется техника четырёхволнового смешения для измерения сигнала спонтанного фотонного эха с различными поляризационными конфигурациями возбуждения и детектирования.

Глава 1. Спонтанное фотонное эхо и энергетическая структура полупроводниковых наноструктур

1.1 Фотонное эхо

Фотонное эхо – это частный случай эффекта четырёхволнового смешения, поэтому этот параграф следует начать с описания эффекта четырёхволнового смешения.

Эффект четырёхволнового смешения наблюдается на ансамбле излучающих систем, испытывающих действие двух и более световых пучков. Этот эффект заключается в том, что происходит интерференция населённостей, созданных двумя световыми пучками. Затем поляризация, созданная третьим импульсом, испытывает дифракцию на решётке населённостей, созданной первыми двумя, и излучает в определённом направлении. В двухимпульсной конфигурации регистрируется поляризация, созданная на решётке населённостей вторым импульсом. Спонтанное фотонное эхо, о котором идёт речь в настоящей работе, является эффектом четырёхволнового смешения в двухимпульсном режиме при существенной неоднородности возбуждаемого ансамбля.

Четырёхволновое смешение является когерентным процессом, т.е. проявляется за счёт когерентного взаимодействия отдельных излучателей ансамбля (которые в простом случае можно удобно рассматривать в виде двухуровневых систем) с электромагнитным полем возбуждающего излучения. Когерентность процесса означает, что фазовые соотношения между колебаниями двухуровневой системы и резонансной электромагнитной волны не изменяются.

Рассматривая классически электромагнитную волну, действующую на двухуровневую систему с электрической компонентой в виде $E(t) = E_0 e^{-i\omega t} + c. c.$, можно получить, что поведение двухуровневой системы в резонансном электромагнитном поле можно рассматривать аналогично колебаниям двух связанных осцилляторов. При этом осцилляции двухуровневой системы в резонансном поле называются оптической нутацией Раби, характеризуемой частотой Раби $\Omega = 2d_{12}E_0/\hbar$, где d_{12} – матричный элемент оператора дипольного момента, соответствующий переходу между уровнями двухуровневой системы.

Говоря об однородном ансамбле двухуровневых систем в резонансном электромагнитном поле, следует перейти к оператору матрицы плотности, а далее можно получить уравнения, подобные уравнениям Блоха [4] для населённости состояний ансамбля

и макроскопической поляризации ансамбля.

В неоднородном ансамбле с большим неоднородным уширением оптического перехода когерентность быстро разрушается за счёт обратимой фазовой релаксации, но до тех пор, пока сохраняется когерентность каждого излучателя, эффект четырёхволнового смешения проявляется в виде фотонного эха.

Фотонное эхо – это когерентное излучение неоднородного ансамбля излучателей среды в виде короткого импульса, обусловленное восстановлением фазового согласования отдельных излучателей (рекомбинирующих экситонов или электрона и дырки из триона) после воздействия на среду последовательности двух или более коротких импульсов резонансного излучения.

Эффект фотонного эха известен довольно давно, однако, его использование для исследования полупроводниковых наноструктур началось относительно недавно [5-7]. Впервые фотонное эхо наблюдалось в рубине [8], затем в атомных парах [9] и редкоземельных металлах [10]. Стоит отметить, что сигнал фотонного эха на полупроводниковых структурах может быть значительно сильнее по сравнению с сигналом фотонного эха на парах атомов или редкоземельных металлах за счёт свойств фундаментальных возбуждений полупроводника – экситонов и трионов – из-за гигантской силы осциллятора. Наблюдение эффекта фотонного эха на парах атомов обусловлено сильным доплеровским уширением, но малая плотность паров не позволяет получить интенсивный сигнал эха. А в редкоземельных металлах вероятность оптического перехода очень мала, поскольку в нем задействованы не внешние, а значит, хорошо экранируемые от воздействий внешних полей, электронные оболочки.

Существуют методики спонтанного (двухимпульсного) и стимулированного (трёхимпульсного) фотонного эха.

Двухимпульсная схема детектирования фотонного эха (см. рис. 1) заключается в следующем: ансамбль двухуровневых систем возбуждается коротким когерентным импульсом, в результате в системе возникает дипольный момент, осциллирующий на частоте отдельной двухуровневой системы [11]. В промежутке между действиями первого и второго импульса, система испытывает фазовую релаксацию (потерю когерентности из-за неоднородности ансамбля) за время обратимой фазовой релаксации, T_2^* . Далее, электрическое поле второго импульса взаимодействует с поляризацией, наведённой первым импульсом, и образуется решётка населённостей. Измеряя сигнал эха с разными временными задержками, можно получить информацию о времени необратимой фазовой релаксации, а значит, о когерентных свойствах ансамбля.

Рассматривая эффект фотонного эха в общем случае, можно для наглядности ввести вектор, аналогичный вектору Блоха, движение конца которого описывается уравнениями, аналогичными уравнениям Блоха, и изобразить динамику населённостей и поляризации ансамбля двухуровневых систем на сфере Блоха. При этом проекция вектора на вертикальную ось z отображает разность населённостей состояний (таким образом нижний полюс сферы соответствует случаю, когда все двухуровневые системы в основном состоянии, а верхний – когда в возбуждённом), а на горизонтальную плоскость – макроскопическую поляризацию подансамблей, имеющих одинаковую собственную частоту перехода.

Удобно вести рассмотрение во вращающейся вокруг вертикальной оси с частотой колебаний электромагнитной волны системе координат. Так, угол между проекцией вектора Блоха на горизонтальную плоскость и осью x определяет отстройку фаз колебаний поляризации подансамблей от фазы колебаний электромагнитной волны (вследствие неоднородности ансамбля). Взаимодействуя с электромагнитным полем, вектор Блоха вращается в вертикальной плоскости, а угол поворота определяется площадью импульса света $S = \frac{2}{\hbar} \int d_{12} E(t) dt$.

Рассмотрим более подробно спонтанное фотонное эхо в модели вектора Блоха [4, 12]. Для наглядности примем площадь первого импульса равной $\pi/2$, площадь второго импульса равной π . Первый возбуждающий импульс переводит двухуровневые системы из основного (первая сфера Блоха на рис. 2) в возбужденное когерентное состояние (вторая сфера Блоха на рис. 2), в котором все элементарные диполи – двухуровневые системы (в нашем случае – экситоны и трионы) связаны по фазе. После воздействия первого импульса наведённая макроскопическая поляризация среды постепенно уменьшается, происходит расфазировка колебаний диполей (третья сфера Блоха на рис. 2). Под действием второго импульса имеющие некоторый разброс фазы осцилляторов меняют знак, и расфазировка сменяется фазировкой (четвёртая сфера Блоха на рис. 2). Когда все осцилляторы оказываются вновь полностью сфазированными, формируется эхо-импульс когерентного излучения (пятая сфера Блоха на рис. 2).

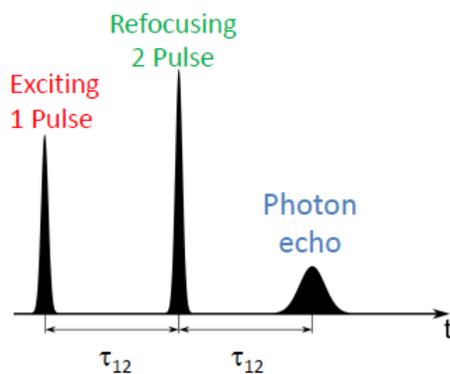


Рис. 1. Схематическое изображение спинового эха в двухимпульсной схеме на временной шкале, где начало отсчёта ведётся с момента включения первого импульса

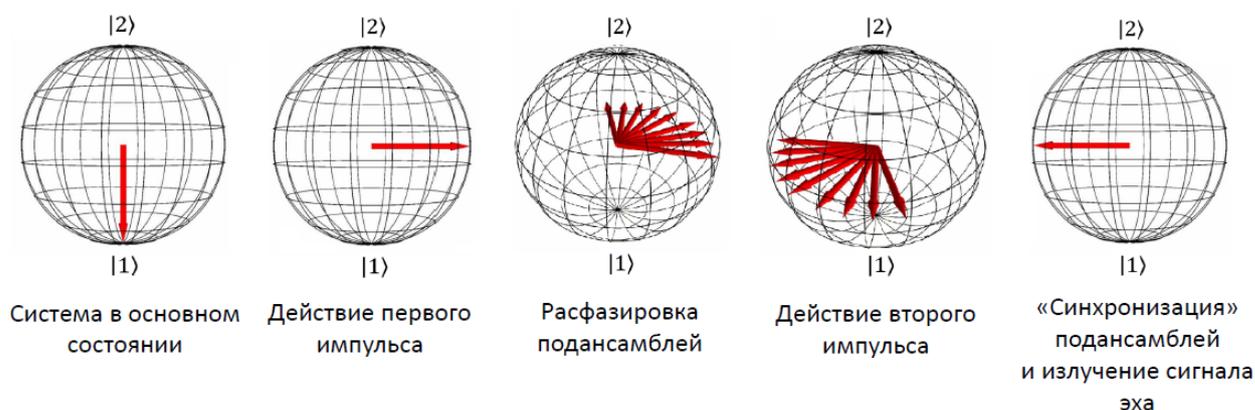


Рис. 2. Диаграммы формирования сигнала эха в модели вектора Блоха. По оси z отложена населённость ансамбля, $|1\rangle$ – основное состояние, $|2\rangle$ – возбуждённое состояние, на плоскости (x,y) откладывается макроскопическая поляризация системы

Трёхимпульсное фотонное эхо характерно тем, что третий импульс испытывает дифракцию на решётке населённостей, созданной первыми двумя. При этом, измеряя сигнал фотонного эха в трёхимпульсной конфигурации, можно опеределить время продольной релаксации ансамбля двухуровневых систем. Кроме этого, как показано в работе [3], в случае трёхимпульсной конфигурации фотонного эха от систем с трионами возможен перенос информации об оптическом возбуждении в спиновую подсистему при наличии магнитного поля [13].

1.2 Тонкая структура носителей в квантовых ямах и квантовых точках

Основами полупроводниковых кристаллов типов A^2B^6 и A^3B^5 являются атомы второй и шестой или третьей и пятой групп, связанные ковалентно. Значит, верхним заполненным (основным) состоянием такой бинарной молекулы является р-орбиталь, а нижним незаполненным (возбуждённым) – s-орбиталь. Тогда полный момент электрона в зоне проводимости равен $S_e = 1/2$, а полный момент дырки в валентной зоне равен $J_h = 3/2$. В центре зоны Бриллюэна состояния объёмного кристалла вырождены по спину и угловому моменту.

Кристаллы с пониженной размерностью имеют гетерограницы, что понижает пространственную симметрию – приводит к частичному снятию вырождения по угловому моменту. Оси квантования, возникающие в связи с пространственным ограничением движения носителей, не снимают спинового вырождения для электрона (эти оси немагнитной природы), но приводят к расщеплению спиновых состояний дырки на состояния с проекцией $J_{h,z} = \pm 3/2$ (тяжёлая дырка) и $J_{l,z} = \pm 1/2$ (лёгкая дырка).

Спектры поглощения полупроводника формируются процессами рождения электрон-дырочных пар, как свободных, так и кулоновски связанных (экситонов), причём в спектрах могут быть видны экситоны с лёгкой дыркой и тяжёлой дыркой. (см. рис. 3). Вероятность оптического перехода для $\hbar\hbar$ -экситона выше, и, как правило, состояние тяжёлой дырки оказывается более низким по энергии.

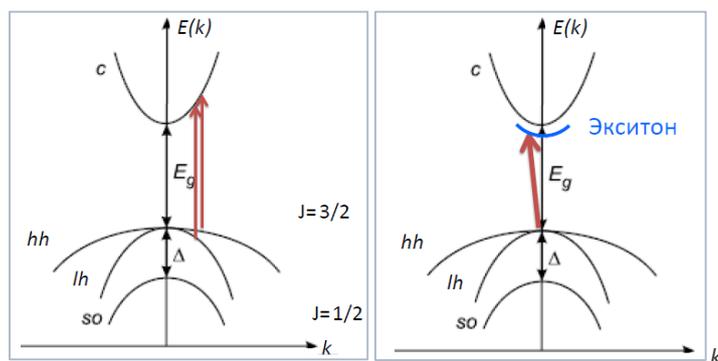


Рис. 3. Слева показано схематическое изображение зонной структуры полупроводникового кристалла, где показаны:

- зона проводимости, c ;

- подзоны тяжёлой и лёгкой дырок, hh и lh соответственно;
- спин-орбитально отщеплённая подзона дырок, so ;
- E_g – энергия запрещённой зоны, Δ – энергия обменного расщепления.

Справа изображена та же зонная диаграмма с учётом экситонной зоны

Собственные состояния экситонной тонкой структуры описываются значениями проекций полного углового момента экситона на ось квантования. Полный угловой момент экситона определяется как сумма электронного и дырочного момента. Получается, что для экситона с тяжелой дыркой суммарный полный угловой момент может принимать значения ± 1 и ± 2 . Правилами отбора (абсолютное значение углового момента фотона – единица) разрешены оптические переходы в состояния с угловым моментом ± 1 («светлый» дублет) и запрещены в состояния с угловым моментом ± 2 («тёмный» дублет). Переходы в оптические состояния соответствуют взаимодействию с право- и лево-циркулярно поляризованным светом соответственно, что наглядно показано на рис. 4.

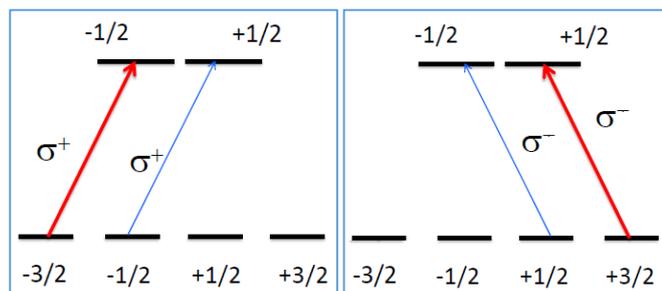


Рис. 4. Иллюстрация «светлых» и «тёмных» дублетов; σ^+ и σ^- показывают право- и лево-циркулярно поляризованный фотон соответственно

Можно выделить два процесса, влияющих на спиновую поляризацию – создание спин-ориентированных носителей при поглощении циркулярно поляризованного света и спиновую релаксацию.

Важное отличие полупроводниковых наноразмерных структур от объёмных кристаллов в вопросе изучения спиновой динамики носителей заключается в осуществляемых путях спиновой деполяризации.

Поскольку в наноразмерных структурах движение носителей ограничено, носители (электроны и дырки) взаимодействуют с конечным числом ядер, а сами структуры представляют из себя слоистые гетероструктуры с интерфейсами, то основные механизмы спиновой релаксации – механизм Дьяконова – Переля [14] и прецессионный механизм.

Механизм Дьяконова – Переля представляет собой прецессию спинов в нулевом магнитном поле из-за снятия вырождения по спину в эффективном магнитном поле, возникающем вследствие отсутствия центра инверсии. При этом различают объёмную асимметрию относительно операции инверсии (bulk inversion asymmetry) и структурную (structure inversion asymmetry), появляющуюся при наличии интерфейсов в слоистых наноструктурах. Прецессионный механизм [15] – это прецессия спинов электронов в локальном поле ядерных спиновых флуктуаций. Последний механизм преобладает в квантовых точках и нитях (рис.5).

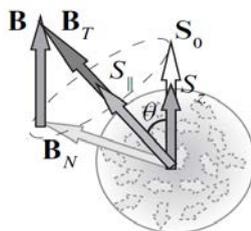


Рис. 5. Иллюстрация спиновой релаксации в КТ за счёт взаимодействия со случайным эффективным ядерным полем и отклонения конуса прецессии

Следует также иметь в виду, что вследствие малости пространственных размеров и высокого качества структур, выращиваемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии [16], количество неконтролируемых примесей и дефектов минимально, что разрешает исключить из рассмотрения влияние дополнительных вкладов в релаксацию носителей по импульсу за счёт локализации на примеси.

1.2.1 Оптические и спиновые свойства полупроводниковых наноструктур

При межзонном поглощении фотона в полупроводнике рождаются электрон в зоне проводимости и дырка в валентной зоне, причем суммарный угловой момент электрона и дырки должен быть равен угловому моменту поглощенного фотона. Фотоны, право- и левоциркулярно поляризованные, имеют проекцию углового момента на направление волнового вектора, равную ± 1 соответственно. Этот угловой момент складывается из угловых моментов фотовозбуждённого электрона и дырки в соответствии с правилами отбора, которые определяются зонной структурой полупроводника. В течение времени жизни носителей спиновая ориентация уменьшается по различным релаксационным каналам. Если ориентация не полностью исчезла к моменту рекомбинации, то рекомбинационная люминесценция окажется частично поляризованной циркулярно.

1.2.2 Полупроводниковые наноструктуры с резидентными электронами

Особый интерес представляют квантовые ямы и точки, уже содержащие в себе электроны. В большинстве случаев непросто создать «пустую» квантовую точку, однако иногда проводится специальная процедура «заселения» точек или ям электронами – так, чтобы в среднем приходилось по одному резидентному электрону на точку. Для этого в процессе выращивания структуры методом молекулярно-пучковой эпитаксии слой, ближайший к подложке, легируется донорными примесями, концентрация которых примерно равна количеству планируемых квантовых точек. После этого, электроны доноров переходят (под действием температуры или туннелируют) в квантовую точку, которая является потенциальной ямой для электрона.

Когда структура готова, изучается её воздействие со светом – рождение в ней экситона (кулоновски связанная пара из электрона и дырки) или триона (экситон с резидентным электроном или дыркой).

Трионы с разными резидентными носителями описываются разными теоретическими моделями: трион с резидентным электроном описывается моделью, схожей с моделью отрицательно заряженного атома водорода H^- , а трион с резидентной дыркой – моделью ионизированной молекулы водорода.

1.2.3 Энергетическая структура экситона и триона

При анализе энергетической структуры носителей в полупроводниковых гетероструктурах нужно учитывать не только квантование энергии носителей вследствие пространственного ограничения движения (рис.6,7,8), но и тонкую структуру, обусловленную обменным взаимодействием носителей [17].

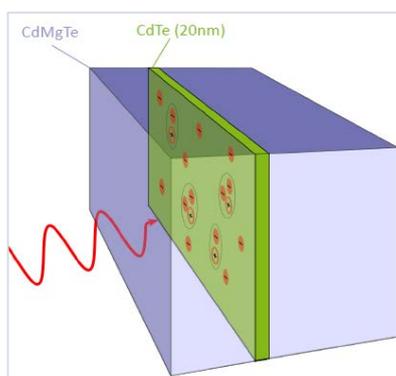


Рис. 6. Схема, иллюстрирующая квантовую яму CdTe/CdMgTe и экситоны и трионы в ней

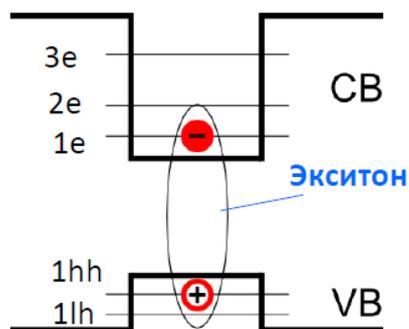


Рис. 7. Квантование энергии электрона и дырки в полупроводниковой наноструктуре

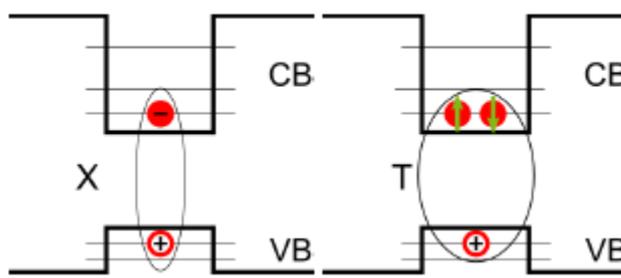


Рис. 8. Энергетическая диаграмма для экситонов (X) и трионов (Т) в квантовой яме или точке

Рассмотрим обменное взаимодействие спина электрона и квазиспина дырки. В идеальных квантовых ямах оператор обменного взаимодействия изотропен и характеризуется одной константой обменного расщепления. Несмотря на высокое совершенство выращенных методом МПЭ структур, неидеальность и неодинаковость границ, всегда существующая в гетероструктурах, нарушает симметрию структуры [18], в результате чего в обменном взаимодействии электрона и дырки возникают анизотропные компоненты. Гамильтониан оператора обменного взаимодействия в базисе спиновых состояний экситона на тяжёлой дырке ($|+1\rangle$, $|-1\rangle$, $|+2\rangle$, $|-2\rangle$) в матричном представлении имеет вид [17]:

$$\hat{H}_{exch} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \delta_0 & \delta_1 & 0 & 0 \\ \delta_1 & \delta_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\delta_0 & \delta_2 \\ 0 & 0 & \delta_2 & -\delta_0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

где δ_0 – энергия изотропного обменного взаимодействия между состояниями $|\pm 1\rangle$ и $|\pm 2\rangle$, δ_1 и δ_2 – энергии анизотропного обмена между состояниями «светлого» и «тёмного» дублетов соответственно.

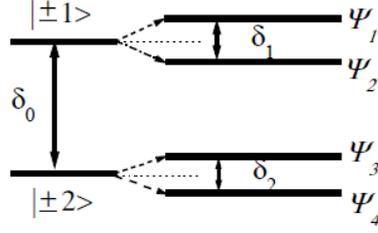


Рис. 9. Схема обменного расщепления hh-экситона

Внешнее магнитное поле дополнительно влияет на структуру энергетических уровней тонкой структуры (эффект Зеемана). Соответствующий гамильтониан состоит из электронного и дырочного вкладов:

$$\hat{H}_{Zeeman} = \hat{H}_e + \hat{H}_h \quad (2)$$

Матрица гамильтониана, описывающего влияние внешнего магнитного поля в базисе проекций угловых моментов на ось квантования z $|+1\rangle, |-1\rangle, |+2\rangle, |-2\rangle$ светлых и тёмных экситонов выглядит таким образом:

$$\hat{H}_{Zeeman} = \frac{\mu_B}{2\hbar} \begin{pmatrix} g_{b,z}B_z & 0 & g_{e\perp}B_\perp & g_{h\perp}^*B_\perp \\ 0 & -g_{b,z}B_z & g_{h\perp}B_\perp & g_{e\perp}^*B_\perp \\ g_{e\perp}^*B_\perp & g_{h\perp}^*B_\perp & g_{d,z}B_z & 0 \\ g_{h\perp}B_\perp & g_{e\perp}B_\perp & 0 & -g_{d,z}B_z \end{pmatrix} \quad (3)$$

В формуле (3) введены обозначения:

- $B_z = |B| \cos \theta$, угол θ – угол между осью квантования \mathbf{z} и направлением магнитного поля \mathbf{B} , $B_\perp = |B| \sin \theta$;
- $g_{b,z} = g_{h,z} - g_{e,z}$ и $g_{d,z} = g_{h,z} + g_{e,z}$ – g-факторы светлого и тёмного экситонов соответственно вдоль оси роста структуры \mathbf{z} ;
- $g_{e,\perp} = g_{e,x} \cos \alpha + i g_{e,y} \sin \alpha$, $g_{h,\perp} = g_{h,x} \cos \alpha + i g_{h,y} \sin \alpha$, угол α – угол между осью x и проекцией вектора магнитного поля \mathbf{B} на плоскость (x,y) ;
- $g_{e,z}$, $g_{e,x}$, $g_{e,y}$ и $g_{h,z}$, $g_{h,x}$, $g_{h,y}$ – продольные и поперечные компоненты электронного и дырочного g-фактора соответственно.

Как видно из (3), в квантоворазмерных структурах характер зеемановского расщепления зависит от ориентации магнитного поля по отношению к оси квантования [3,19]. В следующей главе будет подробно описана используемая теоретическая модель с учётом базиса экситонных состояний и ориентации магнитного поля относительно изучаемой структуры.

Глава 2. Моделирование спонтанного фотонного эха от ансамбля экситонов

2.1 Моделируемый эксперимент

Для наиболее подробного описания поставленной задачи логично начать эту главу с описания моделируемого эксперимента: описать исследуемый образец и методику эксперимента.

2.1.1 Образец

Экспериментальный образец был выращен методом молекулярно-пучковой эпитаксии в режиме Странского – Крастанова [16, 19] и представляет собой единственный слой квантовых точек (In,Ga)As, помещённых в микрорезонатор (Al,Ga)As (см. рис. 10). Плотность квантовых точек в слое составляет $\sim 1.8 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$. Верхний барьер образца был легирован δ -слоем кремния так, что плотность доноров составила $\sim 8 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$ [20]. Брегговские зеркала микрорезонатора состоят из чередующихся слоёв GaAs и AlAs с соответствующими толщинами в 68 и 82 нм; верхних слоёв (по порядку выращивания) 5, нижних 18. Добротность микрорезонатора достаточно мала, $Q \approx 200$, так что время жизни фотона в нём значительно короче длительности лазерного импульса.

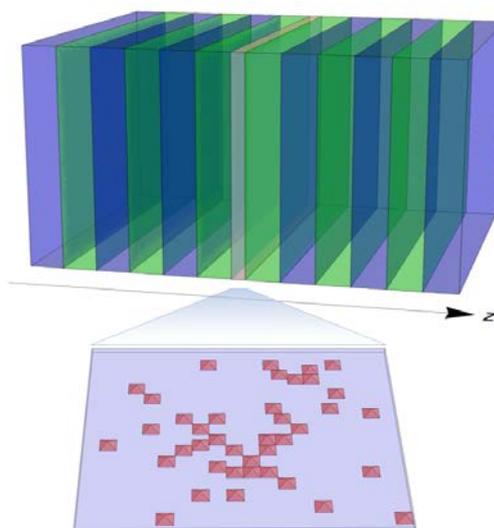


Рис. 10. Наглядная схема экспериментального образца: сверху показана слоистая структура (Al,Ga)As, снизу – и слой с пирамидообразными точками (In,Ga)As на подложке GaAs

2.1.2 Экспериментальная методика

Сигнал фотонного эха детектировался в геометрии на отражение с использованием интерференционной схемы детектирования с опорным импульсом, задерживаемым независимо на контролируемое время [21] (см. рис. 11). Образец был помещён в магнитный гелиевый криостат и охлаждён до 2 К. В качестве источника возбуждающих импульсов использовался перестраиваемый титан-сапфировый лазер [22] с длительностью импульсов примерно 2,5 пс и частотой повторения ~ 76 МГц.

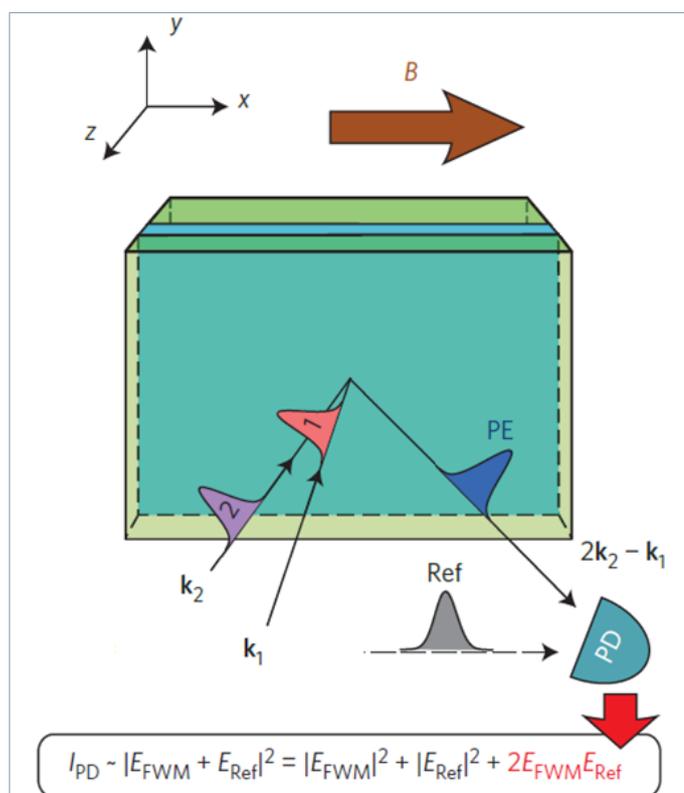


Рис. 11. Схематическая иллюстрация интерференционной схемы детектирования с использованием опорного пучка (z – ось роста образца)

Для иллюстрации логики моделирования необходимо рассказать о поляризационных конфигурациях импульсного возбуждения и детектирования. Конфигурация эксперимента, в которой линейные поляризации лазерных импульсов, направляемых на образец, были параллельны оси магнитного поля (вдоль оси x), называлась Н-конфигурацией; перпендикулярны (вдоль оси y) – V-конфигурацией, а направленные вдоль осей, наклонённых на 45° относительно x и y – D- и X-конфигурациями соответственно. Таким же образом проводилось детектирование сигнала эха.

2.2 Теоретическая модель

Для описания взаимодействия со светом и динамики в магнитном поле ансамбля экситонов использовалась матрица плотности 5×5 , построенная на следующем базисе состояний: основное состояние – когда нет экситона, с проекцией углового момента $|0\rangle$ (индекс 1), два состояния светлого экситона с проекциями углового момента $|\pm 1\rangle$ (индексы 2 и 3) и два состояния тёмного экситона с проекциями углового момента $|\pm 2\rangle$ (индексы 4 и 5) (рис. 12).

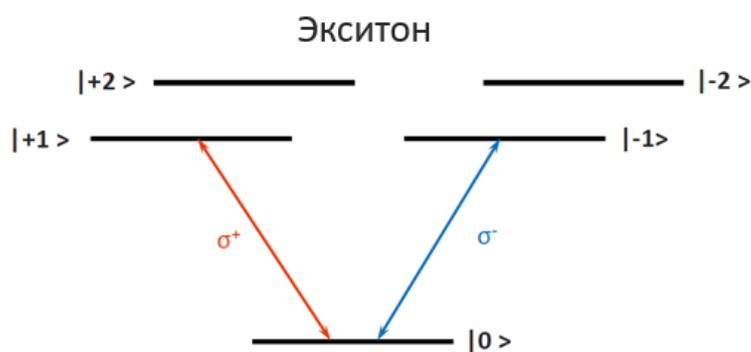


Рис. 12. Схема, изображающая базис экситонных состояний и правила отбора при возбуждении экситона циркулярно поляризованным светом

Для этой матрицы плотности решалось уравнение Лиувилля:

$$i\hbar\dot{\rho} = [\hat{H}, \rho] + \Gamma, \quad (4)$$

где $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{Zeeman} + \hat{V}$, причём \hat{H}_0 – гамильтониан невозмущённой системы, \hat{H}_{Zeeman} – гамильтониан, описывающий взаимодействие системы с магнитным полем, а \hat{V} – гамильтониан взаимодействия со светом; Γ – феноменологически вводимый оператор релаксации.

Предполагалось, что оптическое возбуждение происходит коротким лазерным импульсом с частотой ω , близкой к резонансной частоте ω_0 . Согласно правилам отбора σ^+ -поляризованный свет создаёт экситон с проекцией углового момента $+1$, а σ^- -поляризованный свет – с проекцией углового момента -1 .

Взаимодействие с циркулярно поляризованным светом в дипольном приближении:

$$\hat{V}(t) = - \int [\hat{d}_+(\mathbf{r})E_{\sigma^+}(\mathbf{r}, t) + \hat{d}_-(\mathbf{r})E_{\sigma^-}(\mathbf{r}, t)] d^3r. \quad (5)$$

Матричные элементы оператора дипольного момента предполагались равными

$$d(\mathbf{r}) = \langle 0 | \hat{d}_+(\mathbf{r}) | +1 \rangle = \langle 0 | \hat{d}_-(\mathbf{r}) | -1 \rangle. \quad (6)$$

Можно ввести огибающую для циркулярно поляризованных компонент возбуждающего импульса в виде

$$f_{\pm}(t) = - \frac{2e^{i\omega t}}{\hbar} \int d(\mathbf{r})E_{\sigma^{\pm}}(\mathbf{r}, t)d^3r, \quad (7)$$

тогда гамильтониан, описывающий взаимодействие со светом может быть представлен в виде:

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & f_+^* e^{i\omega t} \hbar & f_-^* e^{i\omega t} \hbar & 0 & 0 \\ f_+ e^{-i\omega t} \hbar & 0 & 0 & 0 & 0 \\ f_- e^{-i\omega t} \hbar & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Для простоты импульс считается прямоугольным, то есть $f_{\pm}(t) \tau_p$ – площадь импульса для σ^+ - и σ^- -поляризованных компонент соответственно.

Динамика экситонной системы в магнитном поле, направленном вдоль оси x согласно эксперименту, описывается гамильтонианом

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \delta_0 & \delta_1 & \hbar\omega_L^e & \hbar\omega_L^h \\ 0 & \delta_1 & \delta_0 & \hbar\omega_L^h & \hbar\omega_L^e \\ 0 & \hbar\omega_L^e & \hbar\omega_L^h & -\delta_0 & \delta_2 \\ 0 & \hbar\omega_L^h & \hbar\omega_L^e & \delta_2 & -\delta_0 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Этот гамильтониан включает в себя обменное взаимодействие, характеризуемое константой изотропного обменного расщепления между светлым и тёмным дублетами δ_0 и константами

анизотропного обменного расщепления состояний светлых и тёмных экситонов δ_1 и δ_2 соответственно, и зеемановскую часть, состоящую из членов, включающих в себя ларморовские частоты электрона и дырки, $\omega_L^e = g_e \mu_B B / \hbar$ и $\omega_L^h = g_h \mu_B B / \hbar$, $\mathbf{B} \parallel \mathbf{x}$, $g_e \equiv g_{e,x}$, $g_h \equiv g_{h,x}$

Время действия импульса τ_p , в согласии с экспериментальными условиями, считалось коротким в сравнении со временем необратимой фазовой релаксации T_2 , временем спиновой релаксации и задержкой между двумя импульсами τ_{12} . Поэтому оказалось возможным последовательное рассмотрение взаимодействия с импульсами и динамики в магнитном поле. При $\delta_1 = \delta_2 = 0$ и резонансном возбуждении, $\omega_0 = \omega$, можно найти аналитическое решение уравнения (4).

Начальные условия предполагаются такими, что только элемент матрицы плотности, описывающий населённость основного состояния, ρ_{11} , не равен нулю.

Теоретическая модель, позволяющая описать фотонное эхо от ансамбля трионов была описана в работе [3], но, поскольку, для сопоставления с экспериментальными данными было необходимо получить моделировать сигнал фотонного эха и от трионов, необходимо дать описание этой модели.

Описание системы трионов с резидентными электронами проводилось с помощью матрицы плотности 4×4 , где индексы 1 и 2 описывают электронные состояния с проекциями спина $\pm 1/2$, а индексы 3 и 4 – трионные состояния с проекциями углового момента тяжёлой дырки $\pm 3/2$ (поскольку два электрона в отрицательно заряженном трионе образуют синглет и составляют суммарный спин, равный 0). Состояния с проекциями углового момента дырки $\pm 1/2$ не рассматриваются, поскольку, хотя и могут быть возбуждены циркулярно поляризованным светом в соответствии с правилами отбора, но не возбуждаются в описываемом эксперименте, так как возбуждающие импульсы спектрально уже, чем энергетический зазор между тяжёлыми и лёгкими дырками. На рис.13 показаны правила отбора при возбуждении циркулярно поляризованным светом для триона и смешивание электронных состояний в магнитном поле.

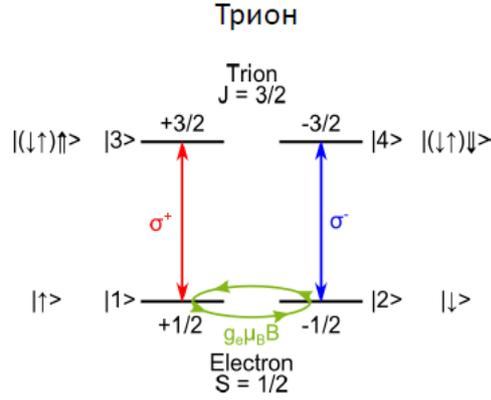


Рис. 13. Базис состояний триона с учётом проекций углового момента электрона и дырки и правил отбора при их рождении циркулярно поляризованным светом

Гамильтониан, отвечающий за взаимодействие со светом:

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & f_+^* e^{i\omega t} \hbar & 0 \\ f_+ e^{-i\omega t} \hbar & 0 & 0 & f_-^* e^{i\omega t} \hbar \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & f_- e^{-i\omega t} \hbar & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Гамильтониан, описывающий влияние поперечного относительно оси роста структуры магнитного поля на динамику ансамбля трионов:

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \hbar\omega_L & 0 & 0 \\ \hbar\omega_L & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \hbar\omega_L^T \\ 0 & 0 & \hbar\omega_L^T & 0 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

величины ω_L и ω_L^T – частоты ларморовской прецессии электрона и триона соответственно. Частота ω_L^T соответствует частоте прецессии дырки ω_L^h , поскольку в рождённом циркулярно поляризованном светом трионе два электронных спина компенсируют друг друга (их суммарный спин равен нулю), и в магнитном поле рассматривается только прецессия дырки.

Начальные условия такие, что ненулевыми считаются только описывающие населённости электронных состояний элементы матрицы плотности ρ_{11} и ρ_{22} . Сигнал спонтанного фотонного эха от ансамбля трионов моделируется с теми же приближениями, что были сделаны для экситонов – возбуждение светом резонансное, и процессами продольной и поперечной релаксации можно пренебречь во время действия импульса.

2.3 Решение задачи

В этом параграфе будут подробно представлены результаты поэтапного решения задачи для взаимодействия ансамбля экситонов со светом и динамики системы в магнитном поле.

2.3.1 Смоделированный сигнал спонтанного фотонного эха ансамбля экситонов

Поскольку за взаимодействие со светом, согласно (8), отвечают элементы матрицы плотности ρ_{12}, ρ_{21} и ρ_{13}, ρ_{31} , то и излучение фотонного эха и его поляризация будут описываться этими элементами. Значит, решая часть задачи о взаимодействии со светом, можно ограничиться матрицей гамильтониана 3×3 . Удобно помнить об эрмитовости матрицы плотности: $\rho_{12} = \rho_{21}^*$ и $\rho_{13} = \rho_{31}^*$.

После действия первого импульса:

$$\rho_{21}^{a1}(\tau_p) \sim \frac{if_{+1}\rho_{11}(0)\sin(\Omega_1\tau_p)}{\Omega_1} \equiv K_1 f_{+1}, \quad (12)$$

$$\rho_{31}^{a1}(\tau_p) \sim \frac{if_{-1}\rho_{11}(0)\sin(\Omega_1\tau_p)}{\Omega_1} \equiv K_1 f_{-1}. \quad (13)$$

Здесь, $\Omega_1 \equiv \sqrt{|f_{+1}|^2 + |f_{-1}|^2}$ – частота Раби [10, 12, 23].

Динамика экситонов в поперечном магнитном поле после первого импульса в момент $t = \tau_p + \tau_{12}$:

$$\begin{aligned} \rho_{21}^{b2} \sim \frac{K_1}{2} e^{\frac{-\tau_{12}}{T_2}} \left[f_{+1} \left(\cos(\Omega_p\tau_{12}) + \cos(\Omega_m\tau_{12}) - \frac{i\delta_0}{2} \left(\frac{\sin(\Omega_p\tau_{12})}{\Omega_p} + \frac{\sin(\Omega_m\tau_{12})}{\Omega_m} \right) \right) + \right. \\ \left. + f_{-1} \left(\cos(\Omega_p\tau_{12}) - \cos(\Omega_m\tau_{12}) - \frac{i\delta_0}{2} \left(\frac{\sin(\Omega_p\tau_{12})}{\Omega_p} - \frac{\sin(\Omega_m\tau_{12})}{\Omega_m} \right) \right) \right], \quad (14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho_{31}^{b2} \sim \frac{K_1}{2} e^{\frac{-\tau_{12}}{T_2}} \left[f_{-1} \left(\cos(\Omega_p\tau_{12}) + \cos(\Omega_m\tau_{12}) - \frac{i\delta_0}{2} \left(\frac{\sin(\Omega_p\tau_{12})}{\Omega_p} + \frac{\sin(\Omega_m\tau_{12})}{\Omega_m} \right) \right) + \right. \\ \left. + f_{+1} \left(\cos(\Omega_p\tau_{12}) - \cos(\Omega_m\tau_{12}) - \frac{i\delta_0}{2} \left(\frac{\sin(\Omega_p\tau_{12})}{\Omega_p} - \frac{\sin(\Omega_m\tau_{12})}{\Omega_m} \right) \right) \right]. \quad (15) \end{aligned}$$

В (14) и (15) $\Omega_p \equiv \sqrt{(\omega_L^e + \omega_L^h)^2 + (\delta_0/\hbar)^2}$, $\Omega_m \equiv \sqrt{(\omega_L^e - \omega_L^h)^2 + (\delta_0/\hbar)^2}$, а множитель $e^{-\frac{\tau_{12}}{T_2}}$ учитывает процессы фазовой релаксации.

После действия второго импульса ($t = 2\tau_p + \tau_{12}$) выражения для ρ_{12} и ρ_{13} имеют вид:

$$\rho_{12}^{a2} \sim K_2 ((f_{+2}^*)^2 \rho_{21}^{b2} + f_{+2}^* f_{-2}^* \rho_{31}^{b2}), \quad (16)$$

$$\rho_{13}^{a2} \sim K_2 ((f_{-2}^*)^2 \rho_{31}^{b2} + f_{+2}^* f_{-2}^* \rho_{21}^{b2}), \quad (17)$$

$$K_2 \equiv \frac{1 - \cos(\Omega_2 \tau_p)}{\Omega_2^2}, \quad (18)$$

где $\Omega_2 \equiv \sqrt{|f_{+2}|^2 + |f_{-2}|^2}$ – частота Раби второго импульса.

В момент регистрации сигнала $t = 2\tau_p + 2\tau_{12}$ выражения для элементов матрицы плотности, выражающих поляризацию фотонного эха получены в таком виде:

$$\begin{aligned} \rho_{12}^{PE}(2\tau_p + 2\tau_{12}) \sim & \frac{1}{2} \left[\rho_{12}^{a2} \left(\cos(\Omega_p \tau_{12}) + \cos(\Omega_m \tau_{12}) + \frac{i\delta_0}{2} \left(\frac{\sin(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p} + \frac{\sin(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m} \right) \right) + \right. \\ & \left. + \rho_{13}^{a2} \left(\cos(\Omega_p \tau_{12}) - \cos(\Omega_m \tau_{12}) + \frac{i\delta_0}{2} \left(\frac{\sin(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p} - \frac{\sin(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m} \right) \right) \right], \quad (19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho_{13}^{PE}(2\tau_p + 2\tau_{12}) \sim & \frac{1}{2} \left[\rho_{13}^{a2} \left(\cos(\Omega_p \tau_{12}) + \cos(\Omega_m \tau_{12}) + \frac{i\delta_0}{2} \left(\frac{\sin(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p} + \frac{\sin(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m} \right) \right) + \right. \\ & \left. + \rho_{12}^{a2} \left(\cos(\Omega_p \tau_{12}) - \cos(\Omega_m \tau_{12}) + \frac{i\delta_0}{2} \left(\frac{\sin(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p} - \frac{\sin(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m} \right) \right) \right], \quad (20) \end{aligned}$$

Видно в (19-20), что сигналы фотонного эха могут проявлять в магнитном поле характер биений с частотами, связанными с ларморовскими частотами электрона и дырки. Однако для дальнейшего анализа необходимо учесть поляризации возбуждающих лазерных импульсов и поляризации детектирования излучённого фотонного эха.

Линейные поляризации возбуждающих импульсов можно выразить через циркулярные с помощью таких соотношений: $f_+ = f_-$ для Н-поляризации, $f_+ = -f_-$ для V-поляризации, $f_+ = (1+i)f_-$, $f_- = (1-i)f_+$ для D-поляризации, $f_+ = (1-i)f_-$, $f_- = (1+i)f_+$ для X-поляризации [24]. Используя эти соотношения для Н-, V-, D- и X-линейных поляризаций и (19, 20), можно получить выражения для сигналов фотонного эха в различных поляризационных протоколах возбуждения и детектирования.

Смоделированные сигналы фотонного эха в прямых поляризационных конфигурациях (запись типа P_{HHH}^{exc} означает сигнал фотонного эха ансамбля экситонов для поляризационного протокола Н-поляризаций возбуждающих импульсов и детектирования в Н-поляризации):

$$P_{HHH}^{exc} \sim K_1 K_2 \left[\cos^2(\Omega_p \tau_{12}) + \frac{\delta_0^2 \sin^2(\Omega_p \tau_{12})}{4 \Omega_p^2} \right], \quad (21)$$

$$P_{VVV}^{exc} \sim K_1 K_2 \left[\cos^2(\Omega_m \tau_{12}) + \frac{\delta_0^2 \sin^2(\Omega_m \tau_{12})}{4 \Omega_m^2} \right], \quad (22)$$

$$P_{HVH}^{exc} = P_{VHV}^{exc} = P_{HHV}^{exc} = P_{VVH}^{exc} = P_{HVV}^{exc} = P_{VHH}^{exc} = 0. \quad (23)$$

И в наклонных конфигурациях:

$$P_{DDD}^{exc} = P_{XXX}^{exc} \sim \frac{1}{4} K_1 K_2 \left[\left(\cos(\Omega_p \tau_{12}) + \cos(\Omega_m \tau_{12}) \right)^2 + \frac{\delta_0^2}{4} \left(\frac{\sin(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p^2} + \frac{\sin(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m^2} \right)^2 \right], \quad (24)$$

$$P_{D XD}^{exc} = P_{XD X}^{exc} \sim \frac{1}{4} K_1 K_2 \left[\left(\cos(\Omega_p \tau_{12}) - \cos(\Omega_m \tau_{12}) \right)^2 + \frac{\delta_0^2}{4} \left(\frac{\sin(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p^2} - \frac{\sin(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m^2} \right)^2 \right], \quad (25)$$

$$P_{DDX}^{exc} = P_{XXD}^{exc} \sim \frac{1}{4} K_1 K_2 \left[\cos^2(\Omega_p \tau_{12}) - \cos^2(\Omega_m \tau_{12}) + \frac{\delta_0^2}{4} \left(\frac{\sin^2(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p^2} - \frac{\sin^2(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m^2} \right) - \right. \\ \left. - i \delta_0 \left(\cos(\Omega_p \tau_{12}) \frac{\sin(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m} - \cos(\Omega_m \tau_{12}) \frac{\sin(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p} \right) \right], \quad (26)$$

$$P_{DXX}^{exc} = P_{XDD}^{exc} \sim \frac{1}{4} K_1 K_2 \left[\cos^2(\Omega_p \tau_{12}) - \cos^2(\Omega_m \tau_{12}) + \frac{\delta_0^2}{4} \left(\frac{\sin^2(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p^2} - \frac{\sin^2(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m^2} \right) + \right. \\ \left. + i \delta_0 \left(\cos(\Omega_p \tau_{12}) \frac{\sin(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m} - \cos(\Omega_m \tau_{12}) \frac{\sin(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p} \right) \right]. \quad (27)$$

В выражениях, приведённых выше, общий множитель

$$K_1 K_2 = \frac{if_1 (f_2^*)^2 \rho_{11}(0) \sin(\Omega_1 \tau_p) \left(1 - \cos^2(\Omega_2 \tau_p) \right)}{\Omega_1 \Omega_2^2} e^{-\frac{2\tau_{12}}{T_2}}, \quad (28)$$

как видно, не включают в себя зависимость от магнитного поля, а зависят только от начальных условий и площади возбуждающих импульсов.

Далее для наглядности приведены рассчитанные сигналы фотонного эха экситонов в таблицах 1 и 2 без учёта множителей, не зависящих от магнитного поля.

Таблица 1 – сигналы фотонного эха ансамбля экситонов в прямых конфигурациях.

Возбуждение	Регистрация	
	H	V
HH	$P_{HHH}^{exc} \sim \cos^2(\Omega_p \tau_{12}) + \frac{\delta_0^2 \sin^2(\Omega_p \tau_{12})}{4\Omega_p^2}$	$P_{HHV}^{exc} = 0$
HV	$P_{HVV}^{exc} = 0$	$P_{HVH}^{exc} = 0$
VH	$P_{VHH}^{exc} = 0$	$P_{VHV}^{exc} = 0$
VV	$P_{VVH}^{exc} = 0$	$P_{VVV}^{exc} \sim \cos^2(\Omega_m \tau_{12}) + \frac{\delta_0^2 \sin^2(\Omega_m \tau_{12})}{4\Omega_m^2}$

Таблица 2 – фотонное эхо ансамбля экситонов в наклонных конфигурациях.

Возбуждение	Регистрация	
	D	X
DD	$P_{DDD}^{exc} \sim \frac{1}{4} \left[\left(\cos(\Omega_p \tau_{12}) + \cos(\Omega_m \tau_{12}) \right)^2 + \frac{\delta_0^2}{4} \left(\frac{\sin(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p} + \frac{\sin(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m} \right)^2 \right]$	$P_{DDX}^{exc} \sim \frac{1}{4} \left[\cos^2(\Omega_p \tau_{12}) - \cos^2(\Omega_m \tau_{12}) + \frac{\delta_0^2}{4} \left(\frac{\sin^2(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p^2} - \frac{\sin^2(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m^2} \right) - i\delta_0 \left(\cos(\Omega_p \tau_{12}) \frac{\sin(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m} - \cos(\Omega_m \tau_{12}) \frac{\sin(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p} \right) \right]$
DX	$P_{DXD}^{exc} \sim \frac{1}{4} \left[\left(\cos(\Omega_p \tau_{12}) - \cos(\Omega_m \tau_{12}) \right)^2 + \frac{\delta_0^2}{4} \left(\frac{\sin(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p} - \frac{\sin(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m} \right)^2 \right]$	$P_{DXX}^{exc} \sim \frac{1}{4} \left[\cos^2(\Omega_p \tau_{12}) - \cos^2(\Omega_m \tau_{12}) + \frac{\delta_0^2}{4} \left(\frac{\sin^2(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p^2} - \frac{\sin^2(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m^2} \right) + i\delta_0 \left(\cos(\Omega_p \tau_{12}) \frac{\sin(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m} - \cos(\Omega_m \tau_{12}) \frac{\sin(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p} \right) \right]$
XD	$P_{XDD}^{exc} \sim \frac{1}{4} \left[\cos^2(\Omega_p \tau_{12}) - \cos^2(\Omega_m \tau_{12}) + \frac{\delta_0^2}{4} \left(\frac{\sin^2(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p^2} - \frac{\sin^2(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m^2} \right) + i\delta_0 \left(\cos(\Omega_p \tau_{12}) \frac{\sin(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m} - \cos(\Omega_m \tau_{12}) \frac{\sin(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p} \right) \right]$	$P_{XDX}^{exc} \sim \frac{1}{4} \left[\left(\cos(\Omega_p \tau_{12}) - \cos(\Omega_m \tau_{12}) \right)^2 + \frac{\delta_0^2}{4} \left(\frac{\sin(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p} - \frac{\sin(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m} \right)^2 \right]$
XX	$P_{XXD}^{exc} \sim \frac{1}{4} \left[\cos^2(\Omega_p \tau_{12}) - \cos^2(\Omega_m \tau_{12}) + \frac{\delta_0^2}{4} \left(\frac{\sin^2(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p^2} - \frac{\sin^2(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m^2} \right) - i\delta_0 \left(\cos(\Omega_p \tau_{12}) \frac{\sin(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m} - \cos(\Omega_m \tau_{12}) \frac{\sin(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p} \right) \right]$	$P_{XXX}^{exc} \sim \frac{1}{4} \left[\left(\cos(\Omega_p \tau_{12}) + \cos(\Omega_m \tau_{12}) \right)^2 + \frac{\delta_0^2}{4} \left(\frac{\sin(\Omega_p \tau_{12})}{\Omega_p} + \frac{\sin(\Omega_m \tau_{12})}{\Omega_m} \right)^2 \right]$

На рис. 14 и 15 показаны смоделированные зависимости сигналов спонтанного эха ансамбля экситонов от времени задержки между возбуждающими импульсами в различных поляризационных конфигурациях. Как видно из рис. 14 и 15, рассчитанные зависимости фотонного эха от времени задержки между импульсами проявляют осцилляционный характер.

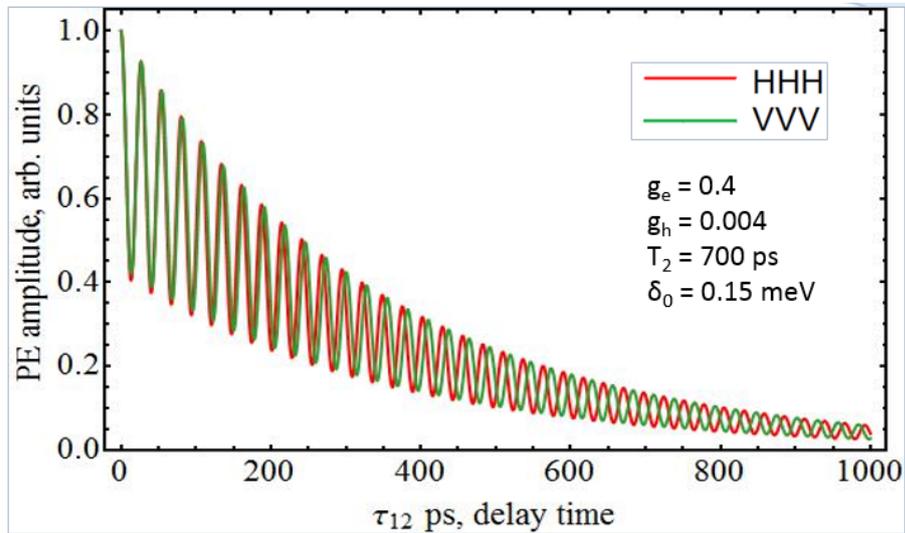


Рис.14. Зависимость сигнала фотонного эха для экситонов в поляризационных конфигурациях HHH и VVV от времени задержки между импульсами

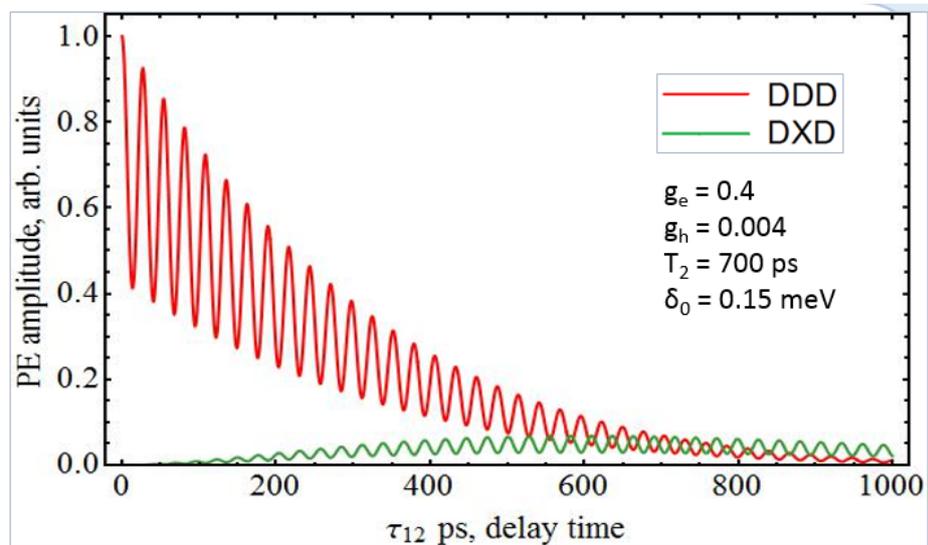


Рис.15. Зависимость сигнала фотонного эха для экситонов в поляризационных конфигурациях DDD и DXD от времени задержки между импульсами

2.3.2 Сигнал спонтанного фотонного эха от ансамбля трионов

Приведём аналогичные таблицы для сигналов эха от ансамбля трионов, полученные с использованием теории трионного сигнала фотонного эха, детально разработанной в работе [3].

Таблица 3 – сигналы фотонного эха для ансамбля трионов в прямых поляризационных конфигурациях возбуждения и детектирования.

Возбуждение	Регистрация	
	H	V
HH	$P_{HHH}^{tr} \sim 1$	$P_{HHV}^{tr} = 0$
HV	$P_{HVH}^{tr} \sim \cos\left((\omega_L^e - \omega_L^h)\tau_{12}\right)$	$P_{HVV}^{tr} = 0$
VH	$P_{VHH}^{tr} = 0$	$P_{VHV}^{tr} \sim \cos\left((\omega_L^e + \omega_L^h)\tau_{12}\right)$
VV	$P_{VVH}^{tr} = 0$	$P_{VVV}^{tr} \sim 1$

Таблица 4 – сигналы фотонного эха для ансамбля трионов в наклонных поляризационных конфигурациях.

Возбуждение	Регистрация	
	D	X
DD	$P_{DDD}^{tr} \sim \frac{1}{4} \left[\cos\left((\omega_L^e - \omega_L^h)\tau_{12}\right) + \cos\left((\omega_L^e + \omega_L^h)\tau_{12}\right) - 2\cos(\omega_L^e\tau_{12}) - 2\cos(\omega_L^h\tau_{12}) - 2 \right]$	$P_{DDX}^{tr} \sim \frac{1}{4} \left[\cos\left((\omega_L^e - \omega_L^h)\tau_{12}\right) - \cos\left((\omega_L^e + \omega_L^h)\tau_{12}\right) \right]$
DX	$P_{DXD}^{tr} \sim \frac{1}{4} \left[\cos\left((\omega_L^e - \omega_L^h)\tau_{12}\right) + \cos\left((\omega_L^e + \omega_L^h)\tau_{12}\right) + 2\cos(\omega_L^e\tau_{12}) + 2\cos(\omega_L^h\tau_{12}) - 2 \right]$	$P_{DXX}^{tr} \sim \frac{1}{4} \left[\cos\left((\omega_L^e - \omega_L^h)\tau_{12}\right) - \cos\left((\omega_L^e + \omega_L^h)\tau_{12}\right) \right]$
XD	$P_{XDD}^{tr} \sim \frac{1}{4} \left[\cos\left((\omega_L^e - \omega_L^h)\tau_{12}\right) - \cos\left((\omega_L^e + \omega_L^h)\tau_{12}\right) \right]$	$P_{XDX}^{tr} \sim \frac{1}{4} \left[\cos\left((\omega_L^e - \omega_L^h)\tau_{12}\right) + \cos\left((\omega_L^e + \omega_L^h)\tau_{12}\right) + 2\cos(\omega_L^e\tau_{12}) + 2\cos(\omega_L^h\tau_{12}) - 2 \right]$
XX	$P_{XXD}^{tr} \sim \frac{1}{4} \left[\cos\left((\omega_L^e - \omega_L^h)\tau_{12}\right) - \cos\left((\omega_L^e + \omega_L^h)\tau_{12}\right) \right]$	$P_{XXX}^{tr} \sim \frac{1}{4} \left[\cos\left((\omega_L^e - \omega_L^h)\tau_{12}\right) + \cos\left((\omega_L^e + \omega_L^h)\tau_{12}\right) - 2\cos(\omega_L^e\tau_{12}) - 2\cos(\omega_L^h\tau_{12}) - 2 \right]$

Заметно существенное отличие теоретических сигналов для экситонов и трионов: в прямых поляризационных конфигурациях сигналы фотонного эха протоколов ННН и VVV для экситона имеют осцилляционный характер, а для триона не проявляют осцилляций, связанных с присутствием магнитного поля (затухают с характерным временем когерентной фазовой релаксации T_2); сигналы эха протоколов HVH и VHV для экситона нулевые, в то время как для триона они проявляют характер осцилляций (см. рис. 16 и 17).

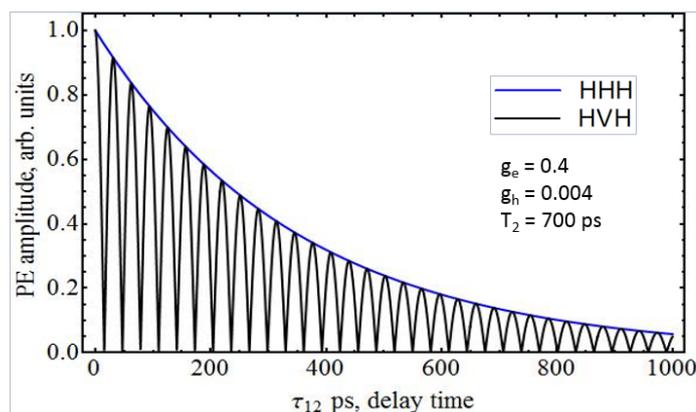


Рис. 16. Зависимость сигнала фотонного эха для трионов в поляризационных конфигурациях ННН и HVH от времени задержки между импульсами

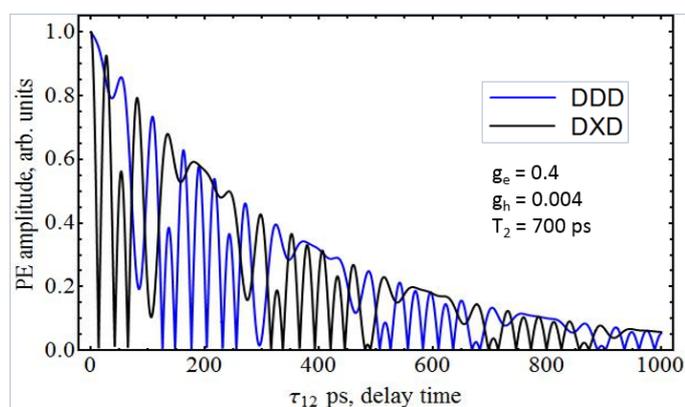


Рис. 17. Зависимость сигнала фотонного эха для трионов в поляризационных конфигурациях DDD и DXD от времени задержки между импульсами

Выше показаны теоретические зависимости амплитуды спонтанного фотонного эха ансамбля трионов, где видны различия с соответствующими сигналами экситонного ансамбля. Более подробно это будет проанализировано в следующей главе в сравнении с данными эксперимента.

2.4 Сравнение результатов расчёта с экспериментальными данными

Экспериментально исследовались только сигналы фотонного эха в поляризационных протоколах ННН, НVН, VVV, DDD и DXD.

Анализ экспериментальных данных, а именно совпадение частот биений в геометриях ННН и VVV, позволяет предположить, что в реальном образце дырочный g-фактор очень мал, близок к нулю. Поэтому, теоретические выражения для фотонного эха при различных поляризационных протоколах рассчитаны в приближении $g_h = 0$ (а значит $\omega_L^h = 0$ и $\Omega_p = \Omega_m = \Omega$). В этом приближении искомые выражения для ненулевых сигналов фотонного эха ансамбля экситонов представлены в таблицах 5-8.

Таблица 5 – сигналы фотонного эха для ансамбля экситонов в протоколе прямых поляризаций (жирным шрифтом выделены сигналы, исследованные в эксперименте).

Возбуждение	Регистрация	
	Н	V
НН	$P_{ННН}^{exc} \sim \cos^2(\Omega \tau_{12}) + \frac{\delta_0^2 \sin^2(\Omega \tau_{12})}{4\Omega^2}$	$P_{ННV}^{exc} = 0$
НV	$P_{НVН}^{exc} = 0$	$P_{НVV}^{exc} = 0$
VН	$P_{VНН}^{exc} = 0$	$P_{VНV}^{exc} = 0$
VV	$P_{VVН}^{exc} = 0$	$P_{VVV}^{exc} \sim \cos^2(\Omega \tau_{12}) + \frac{\delta_0^2 \sin^2(\Omega \tau_{12})}{4\Omega^2}$

Таблица 6 – сигналы фотонного эха для ансамбля трионов для прямых поляризаций (жирным шрифтом выделены сигналы детектируемых в эксперименте конфигураций).

Возбуждение	Регистрация	
	Н	V
НН	$P_{ННН}^{tr} \sim 1$	$P_{ННV}^{tr} = 0$
НV	$P_{НVН}^{tr} \sim \cos(\omega_L^e \tau_{12})$	$P_{НVV}^{tr} = 0$
VН	$P_{VНН}^{tr} = 0$	$P_{VНV}^{tr} \sim \cos(\omega_L^e \tau_{12})$
VV	$P_{VVН}^{tr} = 0$	$P_{VVV}^{tr} \sim 1$

Таблица 7 – сигналы фотонного эха для экситонов в наклонном поляризационном протоколе (жирным шрифтом выделены сигналы детектируемых в эксперименте конфигураций).

Возбуждение	Регистрация	
	D	X
DD	$P_{DDD}^{exc} \sim \cos^2(\Omega \tau_{12}) + \frac{\delta_0^2 \sin^2(\Omega \tau_{12})}{4\Omega^2}$	$P_{DDX}^{exc} \sim 0$
DX	$P_{DXD}^{exc} \sim 0$	$P_{DXX}^{exc} \sim 0$
XD	$P_{XDD}^{exc} \sim 0$	$P_{XDX}^{exc} \sim 0$
XX	$P_{XXD}^{exc} \sim 0$	$P_{XXX}^{exc} \sim \cos^2(\Omega \tau_{12}) + \frac{\delta_0^2 \sin^2(\Omega \tau_{12})}{4\Omega^2}$

Таблица 8 – сигналы фотонного эха для трионов в протоколе наклонных поляризационных конфигураций (жирным шрифтом выделены сигналы детектируемых в эксперименте конфигураций).

Возбуждение	Регистрация	
	D	X
DD	$P_{DDD}^{tr} \sim 1$	$P_{DDX}^{tr} \sim 0$
DX	$P_{DXD}^{tr} \sim \cos(\omega_L^e \tau_{12})$	$P_{DXX}^{tr} \sim 0$
XD	$P_{XDD}^{tr} \sim 0$	$P_{XDX}^{tr} \sim \cos(\omega_L^e \tau_{12})$
XX	$P_{XXD}^{tr} \sim 0$	$P_{XXX}^{tr} \sim 1$

Анализ полученных теоретических зависимостей позволяет предположить, что возможно экспериментальное разделение сигналов экситонов и трионов как в прямых, так и в наклонных конфигурациях. Так, например, в прямых поляризационных конфигурациях осцилляции сигнала ННН можно отнести к экситонной части суммарного сигнала, и весь сигнал НВН можно отнести только к трионам; аналогично и в наклонных конфигурациях: можно считать, что за осцилляции сигнала DDD отвечают экситоны, в то время как сигнал DXD полностью вызван трионами.

Рисунок 18 показывает суммарный сигнал экситонов и трионов для прямых поляризаций (ННН, НВН и VVV) и экспериментально полученные зависимости для этих же поляризаций. На рисунке 20 показаны суммарный сигнал экситонов и трионов в наклонных поляризациях (DDD, DXD и XXX) и экспериментальный график для этих же поляризаций.

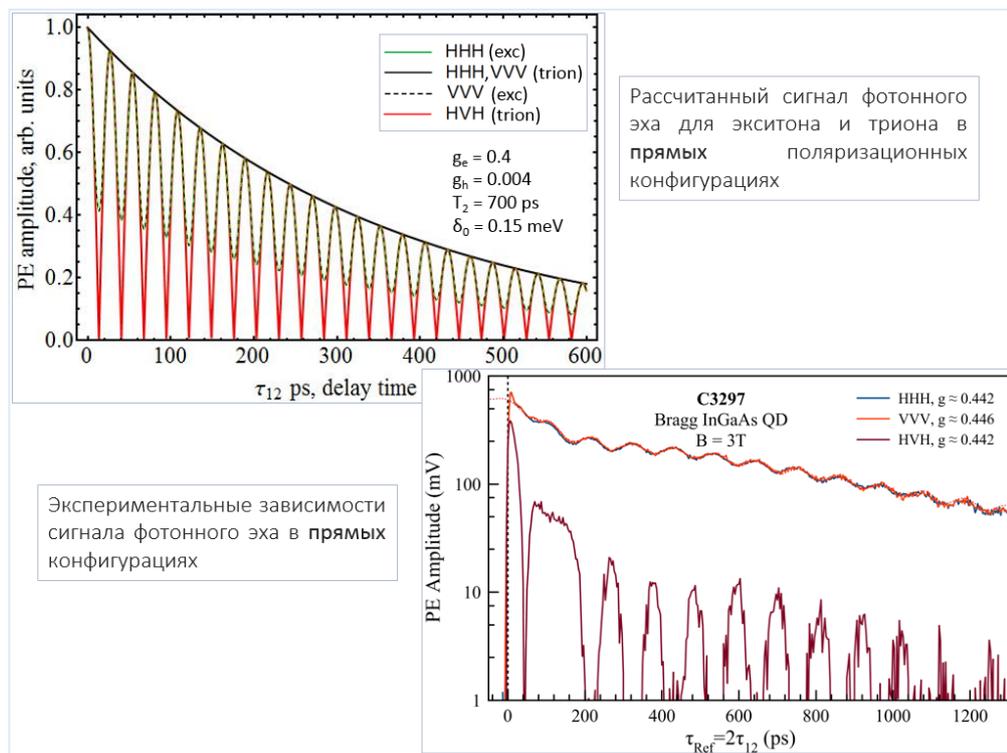


Рис. 18. Иллюстрация возможности разделения сигналов спонтанного фотонного эха ансамблей экситонов и трионов в прямых поляризационных конфигурациях

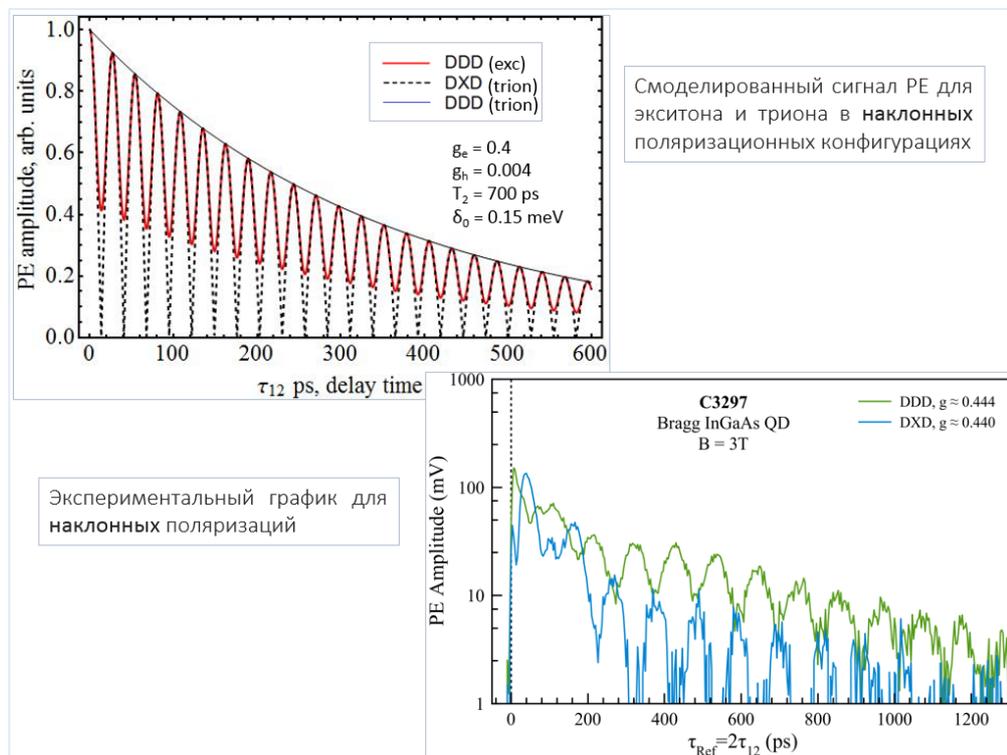


Рис. 19. Иллюстрация возможности разделения сигналов спонтанного фотонного эха ансамблей экситонов и трионов в наклонных поляризационных конфигурациях

Качественное сравнение смоделированных зависимостей с экспериментальными позволяет заключить, что результаты расчёта в рамках построенной модели для ансамбля экситонов находятся в достаточном согласии с экспериментом: в приближении близкого к нулю g -фактора дырки рассчитанные зависимости сигналов спонтанного фотонного эха от времени задержки между импульсами накачки проявляют осцилляционный характер в соответствии с экспериментальными данными, за исключением того факта, что экситонный и трионный сигналы осциллируют в противофазе (это хорошо видно из экспериментальных графиков на рис. 18 и 19, где предполагается возможность разделения сигналов от экситонов и трионов). Возможно, этот эффект связан с наличием микрорезонатора, например, противофазные биения от поляритонов в микрорезонаторе были описаны в работе [25]. В дальнейшем будет необходимо проанализировать причины противофазных биений экситонных и трионных сигналов, а также определить, почему малы амплитуды детектированных сигналов в наклонных поляризационных протоколах (DDD и DXD) и в перекрёстных прямых протоколах (HVH).

Заключение

В настоящей работе была построена модель, описывающая сигнал спонтанного фотонного эха от ансамбля экситонов в магнитном поле. Была проанализирована зависимость сигнала спонтанного фотонного эха от времени задержки между возбуждающими импульсами в различных поляризационных конфигурациях возбуждения и детектирования. Была показана возможность экспериментального разделения сигналов от экситонов и трионов в квантовых точках (In,Ga)As выбором поляризационного протокола.

Список используемых источников

1. A. Greilich, D. R. Yakovlev, A. Shabaev et al, Science 313, 341-345 (2006).
2. Phillips R. T. (1993). Coherent Optical Interactions in Semiconductors / Springer Science+Business Media, LLC. – 372 с.
3. L. Langer, S. V. Poltavtsev, I. A. Yugova et al, Nature Photonics 219, 851-857 (2014).
4. И. Я. Герловин. Когерентная оптическая динамика полупроводниковых наноструктур. / СПб., 2007. – 44 с
5. Schultheis, L., Sturge, M. & Hegarty, J. Photon echoes from two-dimensional excitons in GaAs–AlGaAs quantum wells. Appl. Phys. Lett. 47, 995–997 (1985).
6. Noll, G., Siegner, U., Schevel, S. G. & Göbel, E. O. Picosecond stimulated photon echo due to intrinsic excitations in semiconductor mixed crystals. Phys. Rev. Lett. 64, 792–795 (1990),
7. Webb, M. D., Cundiff, S. T., Steel, D. G. Observation of time-resolved picosecond stimulated photon echoes and free polarization decay in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells. Phys. Rev. Lett. 66, 934–937 (1991).
8. Kurnit, N. A., Abella, I. D. & Hartmann, S. R. Observation of a photon echo. Phys. Rev. Lett. 13, 567–568 (1964).
9. Mossberg, T., Flusberg, A., Kachru, R. & Hartmann, S. R. Total scattering cross section for Na on He measured by stimulated photon echoes. Phys. Rev. Lett. 42, 1665–1669 (1979).
10. Takeuchi, N., Szabo, A. Observation of photon echoes using a nitrogen laser pumped dye laser. Phys. Lett. A 50, 361–362 (1974).
11. Аллен Л., Эберли Дж., Оптический резонанс и двухуровневые атомы, пер. с англ., М., 1978.
12. R. P. Feynman, F. L. Vernon, Jr., Journal of Applied Physics 28, 1, 49 (1957).
13. L. Langer, S. V. Poltavtsev, I. A. Yugova, PRL 109, 157403 (2012).
14. М. И. Д'яконов, В. И. Перел'. ЖЭТФ 33, 5, 1053 (1971).
15. I. A. Merkulov, Al. L. Efros, and M. Rosen. Phys. Rev. B 65, 205309 (2002).
16. И.Я. Герловин, И.В. Игнатъев. Технологии эпитаксиального выращивания полупроводниковых гетероструктур. / СПб. – 15 с.
17. И.Я. Герловин, И.В. Игнатъев, И.А. Югова. Спиновая динамика носителей в полупроводниковых наноструктурах. / СПб. 2007. – 173 с.
18. Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках / Москва: Наука. 1972. – 574 с.

19. В.Ф. Агекян. Основы фотоники полупроводниковых кристаллов и наноструктур / СПб.: КМЦ ФФ. 2007. — 133 с.
20. S.V. Poltavtsev, M. Salewski et al, Physical Review B 93, 121304(R) (2016).
21. L. Langer, S. V. Poltavtsev, I. A. Yugova, et al, Phys. Rev. Lett. 109, 157403 (2012).
22. О. Звелто. Принципы лазеров. 4-ое издание / СПб.: Лань, 2008. – 720 с.
23. В.С. Летохов, В.П. Чеботаев. Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения. – М.: Наука, 1990. – 512 с.
24. S.V. Poltavtsev, M. Salewski et al, Physical Review B 93, 121304(R) (2016).
25. A. V. Trifonov, N. E. Kopteva, M. V. Durnev, et al, Phys. Rev. B 95, 155304 (2017).