

На правах рукописи

Махонин Максим Николаевич

ПОЛЯРИТОН-ПОЛЯРИТОННОЕ
РАССЕЯНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
МИКРОРЕЗОНАТОРАХ

Специальность 01.04.07 – физика конденсированного состояния

Автореферат диссертации
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Черноголовка 2006

Работа выполнена в Институте физики твердого тела РАН

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Кулаковский Владимир Дмитриевич

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук
Долганов Владимир Карлович,
кандидат физико-математических наук
Бурбаев Тимур Маруанович

Ведущая организация: Институт спектроскопии РАН (Троицк).

Защита состоится «__» _____ 2006 года в _____ часов
на заседании диссертационного совета Д 002.100.01 в Институте
физики твердого тела РАН по адресу: 142432, г. Черноголовка,
Московская область, ИФТТ РАН, ул. Институтская, д. 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН.

Автореферат разослан «__» _____ 2006 года.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук Зверев В.Н.

© Махонин М.Н., 2006.
© Институт физики твердого тела РАН, 2006.
© Институт проблем химической физики РАН, 2006.

1. Общая характеристика работы.

Актуальность темы.

Развитие оптической спектроскопии, равно как и технологические возможности, в создании низкоразмерных структур, явились движущим фактором в изучении и производстве полупроводниковых структур в нанометровой шкале. Требования к миниатюризации полупроводниковых приборов привели к возможной реализации структур достаточно малых размеров, пригодных для изучения квантовомеханических эффектов. Одним из первых шагов на пути к квантовому «конфайменту» (ограничению) носителей было создание полупроводниковой гетероструктуры [1] - квантовой ямы (КЯ). С дальнейшим развитием технологий стало возможным изготовить структуры с квантовым ограничением по двум (квантовые провода) и трем осям (квантовые точки). Однако миниатюризация и высокое быстродействие приводит к увеличению уровня диссипации энергии.

Альтернативой электронам, как носителям информации, являются фотоны. Кроме более высокой скорости передачи информации есть еще ряд преимуществ. Фотоны практически не взаимодействуют между собой и могут перекрещиваться, проходить друг через друга. Оказывается возможной параллельная обработка информации, в отличие от последовательной обработки, используемой в компьютерах. Это дополнительно повышает быстродействие. Наконец, в оптических элементах возможна многозадачная логика вместо двоичной («да-нет») обычного транзистора или диода. Таким образом, перспективным направлением в физике твердого тела является изучение оптических свойств низкоразмерных структур.

В полупроводниковых структурах кулоновское притяжение между электроном и дыркой приводит к корреляции их движения и образованию связанного состояния - экситона, с энергией связи в несколько мэВ. Взаимодействие света и поляризации среды можно усилить, поместив КЯ в активном слое между двумя брегговскими зеркалами, т.е. внутри полупроводникового микрорезонатора. Типичная структура МР показана на рис. 1. В случае, когда экситонный переход находится в резонансе с МР фотонной модой и спектральная ширина линий достаточно мала, в системе реализуется режим сильного экситон-фотонного взаимодействия, и система хорошо описывается в терминах квазидвумерных поляритонов [2]. В отличие от трехмерного случая, величины экситон-фотонного взаимодействия в МР могут достигать нескольких десятков мэВ. Благодаря малой величине эффективной массы поляритонов их

плотность состояний вблизи $k \sim 0$ в 10^4 - 10^5 раз меньше экситонной. Таким образом, в системе можно реализовать макрозаполнение состояний вблизи дна зоны при достаточно небольшой плотности возбуждения. Вследствие бозонной природы поляритонов при факторах заполнения состояний, превышающих $\nu > 1$, может наблюдаться стимулированное поляритонное рассеяние [3,4,5].

При изучении процессов стимулированного рассеяния было обнаружено необычное поведение системы: при вариации энергии и квазиимпульса возбуждения вблизи точки перегиба дисперсионной кривой нижней поляритонной ветви (НПВ) стимулированное рассеяние всегда идет в состоянии с $k \approx 0$ и $2k_p$. Такое поведение противоречит предсказаниям обычной модели параметрического рассеяния [6]. Более детальное теоретическое рассмотрение показало, что причиной необычного поведения является одновременное развитие в поляритонной системе двух нестабильностей: нелинейного осциллятора, вследствие наличия экситон-экситонного отталкивания, и поляритон-поляритонного рассеяния [7,8]. Результаты расчетов хорошо описывают спектральное положение сигнальной и холостой мод, однако для описания пороговой плотности для стимулированного параметрического рассеяния, по-видимому, требуется более детальный учет всех механизмов рассеяния поляритонов.

Нетривиальной оказывается также спиновая динамика экситонных поляритонов. В режиме сильного экситон-фотонного взаимодействия возникает ряд оригинальных явлений, среди которых можно выделить изменения поляризации зондирующего луча при пропускании через МР с усилением по интенсивности в резонансном эксперименте «накачка-зондирование» [10]. Таким образом, МР может использоваться как частотный и поляризационный преобразователь и служить основой для создания оптоэлектронных устройств для контроля над поляризационными свойствами приборов нового поколения, основанных на использовании спина [11]. С другой стороны, состояние поляризации света даёт дополнительные степени свободы, которые могут быть эффективно использованы в квантовой криптографии.

Целью настоящей диссертационной работы является экспериментальное изучение природы нестабильности при развитии стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния и эффектов спиновой релаксации поляритонов в магнитном поле в условиях резонансной импульсной накачки в полупроводниковых микрорезонаторах.

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

1. Исследовано поведение поля на КЯ в МР при различных плотностях возбуждения и рассогласованиях частоты возбуждения и энергии НПВ вблизи точки перегиба дисперсионной кривой. Выявлена роль нестабильности экситонной поляризации в развитии стимулированного параметрического рассеяния поляритонов.

2. Полученные зависимости поля на КЯ от плотности возбуждения находятся в согласии с предсказаниями модели, предложенной ранее для описания стимулированного параметрического рассеяния [7].

3. Найдено, что величина порога стимулированного рассеяния может быть понижена при включении дополнительного рассеяния на фонах и на свободных носителях, объяснение этих эффектов требует дальнейшего теоретического рассмотрения.

4. С помощью методики «накачка – зондирование» исследовано пропускание МР в различных поляризационных геометриях в магнитном поле. Обнаружены осцилляции в интенсивностях пропускания и энергиях НП мод в магнитном поле при возбуждении и зондировании системы линейно поляризованным импульсом. Показано, что осцилляции связаны с рассеянием поляритонов в локализованные экситонные состояния.

5. Найдено, что фазы осцилляций в спектральном положении НП мод зависят от поляризации тестирующего света, и, следовательно, не могут быть объяснены простой перенормировкой уровней из-за межчастичного взаимодействия. Обнаружено различие фаз осцилляций в интенсивности пропускания и в спектральном положении НП мод. Найдено, что разность фаз осцилляций σ^+ и σ^- НП мод зависит от величины их квазиимпульса.

6. Найдено, что в рамках четырехуровневой модели, не учитывающей рассеяние поляритонов на фонах и электронах, удается описать качественно основные особенности поведения дифференциального пропускания и энергий поляритонных переходов с ростом времени задержки.

Научная и практическая ценность работы.

1. Получено экспериментальное подтверждение справедливости теоретической модели стимулированного параметрического рассеяния поляритонов в плоских МР, предложенной в работах [7,8], основанной на уравнениях Максвелла и Шредингера.

2. Обнаружен эффект сильного влияния экситон-электронного рассеяния на порог стимулированного параметрического рассеяния

поляритонов. Показано, что порог можно контролировать с помощью дополнительной слабой нерезонансной подсветки.

3. Реализованная методика «накачка-зондирования» с временным разрешением ~ 0.5 пс МР в магнитном поле позволяет определять время жизни, время спиновой релаксации и время спиновой когерентности в экситон-поляритонной системе.

4. Обнаружены квантовые биения в экситон-поляритонной системе в магнитном поле.

Личный вклад автора в экспериментальные работы, выполненные в соавторстве, состоял в постановке задач, разработке методик, проведении экспериментов, обработке и интерпретации результатов исследований.

2. Содержание диссертации.

Во введении объясняется выбор темы диссертации, обосновывается ее актуальность, описана структура диссертации и основные результаты.

В первой главе представлен обзор работ, посвященных оптическим исследованиям полупроводниковых МР. Описана структура планарного МР с квантовыми ямами в активном слое. Рассмотрен режим сильного экситон-фотонного взаимодействия (МР поляритоны). Основное внимание уделяется механизмам рассеяния поляритонов и, в частности, поляритон-поляритонному рассеянию. Приведен обзор результатов экспериментальных работ по стимулированному рассеянию, потребовавших выхода за рамки простой модели четырехволнового смешения и дано описание новой теоретической модели рассеяния поляритонов, основанной на уравнениях Максвелла (для электрического поля на КЯ, E_{QW}) и Шредингера (для усредненной по ширине КЯ экситонной поляризации, $P(k,t)$). Эти уравнения используются в нашей работе для объяснения экспериментальных результатов и имеют вид:

$$\begin{aligned} \left[i \frac{d}{dt} - E_C(k) \right] \mathcal{E}_{QW}(k,t) &= \alpha(k) \mathcal{E}_{ext}(k,t) + \beta(k) P(k,t), \\ (1) \\ \left[i \frac{d}{dt} - E_X(k) \right] P(k,t) &= F \sum_{q,q'} P(q,t) P(q',t) P^*(q+q'-k,t,t) + A \mathcal{E}_{QW}(k,t) + \xi(k,t), \end{aligned}$$

Здесь $\mathcal{E}_{ext}(k,t) = \mathcal{E}(t) \exp(-i\omega_p t) \delta(k - k_p)$ - электрическое поле падающей электромагнитной волны накачки вдали от МР, E_C и E_X - энергии резонансной моды пустого МР и экситона в КЯ, соответ-

ственно, F - константа экситон-экситонного взаимодействия, A - экситонная поляризуемость, $\xi(k, t)$ - случайная Ланжевеновская сила $[\langle \xi(k, t) \rangle = 0, \langle \xi(k, t) \xi(k', t') \rangle \propto \delta(k - k') \delta(t - t')]$. Константы отклика МР α и β рассчитываются через вычеты матрицы рассеяния верхнего и нижнего брэгговских зеркал при $\hbar\omega = E_C(k)$. В расчетах фиксируется электрическое поле возбуждающей волны вместо поля на КЯ, и учитываются все парные поляритон-поляритонные столкновения.

Особое внимание уделено также обзору экспериментальных и теоретических работ по спиновой релаксации поляритонов и спиновому рассеянию поляритонов при поляритон-поляритонном взаимодействии.

Во второй главе кратко изложена технология получения МР, описаны параметры структуры МР, изучаемого в данной работе. В отдельных параграфах представлены также использованные методики эксперимента и схемы экспериментальных установок с краткими характеристиками измерительной аппаратуры.

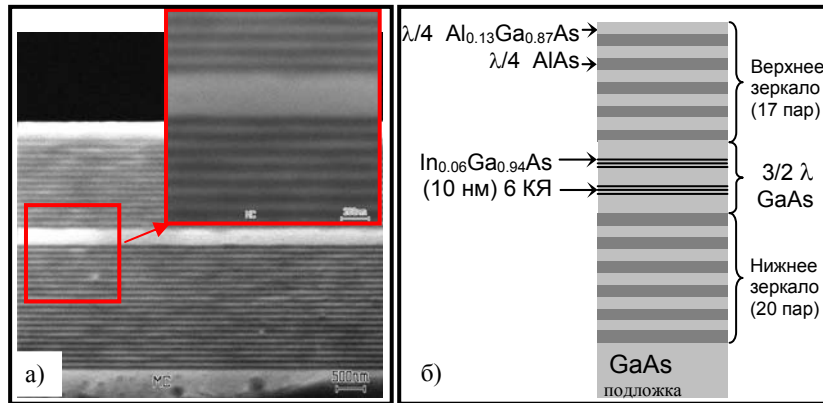


Рис. 1. а) - снимок торцевой части МР, б) - схема МР.

Исследуемый плоский МР представлен на рис. 1. Брэгговские зеркала с коэффициентами отражения более 99% состояли из 17 и 20 пар слоев $\lambda/4$ $Al_{0.13}Ga_{0.87}As/AlAs$ для верхнего и нижнего зеркала, соответственно. В активный слой МР $3/2 \lambda$ $GaAs$ (λ - длина волны в среде, на которую настроен МР) в максимумах стоячей электромагнитной волны встроены 6 $In_{0.06}Ga_{0.94}As$ 10 нм КЯ. Активный слой имеет форму клина, что позволяет исследовать образец в точках с различным рассо-

гласованием экситонной и фотонной мод и, соответственно, разной глубиной поляритонной ветви. Величина Раби-расщепления $\Omega \approx 6.5$ мэВ. В экспериментах исследовано поведение поляритонов в областях МР с рассогласованием экситонной и фотонной моды от -5 до +5 мэВ.

Образец помещался в гелиевый криостат. Для возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) МР использовались перестраиваемые непрерывные и импульсные титан-сапфировые лазеры (TiSp), а также гелий-неоновый лазер (HeNe). Для измерений ФЛ при различных квазиимпульсах k использовался гониометр, так как квазиимпульс поляритона в плоскости МР однозначно связан с углом возбуждения (детектирования) φ : $k = q \sin \varphi$, где q - импульс фотона вне МР. Собранный при помощи линз свет анализировался двойным монохроматором Ramanog U-1000 и регистрировался CCD-камерой.

Для измерения величины поля на квантовой яме в активной области МР использовалась методика четырехволнового смешения. Методика основана на использовании двух непрерывных титан-сапфировых лазеров: перестраиваемого лазера накачки А с $E_p(k_p)$ и тестирующего лазера В с фиксированной частотой в $k_t=0$, немного сдвинутой от резонанса с НПВ. Изучаемый сигнал четырехволнового смешения FWM следует ожидать, исходя из законов сохранения энергии и квазиимпульса на энергии $E_{FWM} = 2E_p - E_t$ и $k_{FWM} = 2k_p - k_t$ (см. схему рис. 2).

Исследования спиновой дефазировки и релаксации проводились с помощью методики «накачка-зондирование» в магнитном поле до 5 Тл с временным разрешением 0.5 пс с использованием импульсного фемтосекундного TiSp лазера, линии задержки и магнитного криостата.

В третьей главе обсуждаются результаты исследования поведения электромагнитного поля на КЯ в МР в условиях параметрического поляритонного рассеяния с целью выяснения роли нестабильности экситонной поляризации в развитии стимулированного параметрического рассеяния поляритонов, предсказанной в работах [7,8].

Согласно модели, развитой недавно в работе [7], отклонение поведения поляритон-поляритонного рассеяния в плоском МР от предсказываемого стандартной моделью четырехволнового смешения связано с конкуренцией двух нестабильностей. На первом этапе амплитуда возбуждаемой поляритонной моды испытывает скачок в интенсивности благодаря развитию бистабильности, характерной для нелинейного осциллятора. При этом система попадает в область другой нестабильности – нестабильности относительно поляритон-поляритонного рассеяния. Именно эта нестабильность приводит к од-

новременному пороговому росту заполнения поляритонных мод в большой области фазового пространства, и рассеянный сигнал является сильно стохастическим. При этом параметрическое рассеяние начинает доминировать в наиболее заполненные моды вблизи $k=0$.

Экспериментальные результаты исследования поляризации на КЯ в активной области МР приводятся в начале **третьей главы**. Было использовано два метода: измерения пропускания и четырехволнового смешения. Величина пропускания T пропорциональна квадрату поля на КЯ, \mathcal{E}_{QW} : $T(E): T \sim |\mathcal{E}_{QW}(E)|^2$. В методике четырехволнового смешения помимо лазера накачки (лазер А на рис. 2 а), возбуждающий на квазимпульсе (k_p) использовался дополнительно лазер В ($k=0$). Интенсивность сигнала четырехволнового смешения на $k=2k_p$ I_{FWM} пропорциональна $|\mathcal{E}_{QW}(E)|^4$:

$$I_{FWM}(E_{FWM} = 2E_p - E_t) \sim f(E_{FWM}) |\mathcal{E}_{QW}(E_t)|^2 |\mathcal{E}_{QW}(E_p)|^4,$$

где $|\mathcal{E}_{QW}(E_t)|^2 \sim P_t$, P_t - плотность мощности лазера В, а множитель $f(E_{FWM})$ отражает изменение пропускания резонатора с изменением E_{FWM} : $f(E_{FWM})$ монотонно уменьшается по мере удаления E_{FWM} от поляритонной ветви $E_{LP}(2k_p)$.

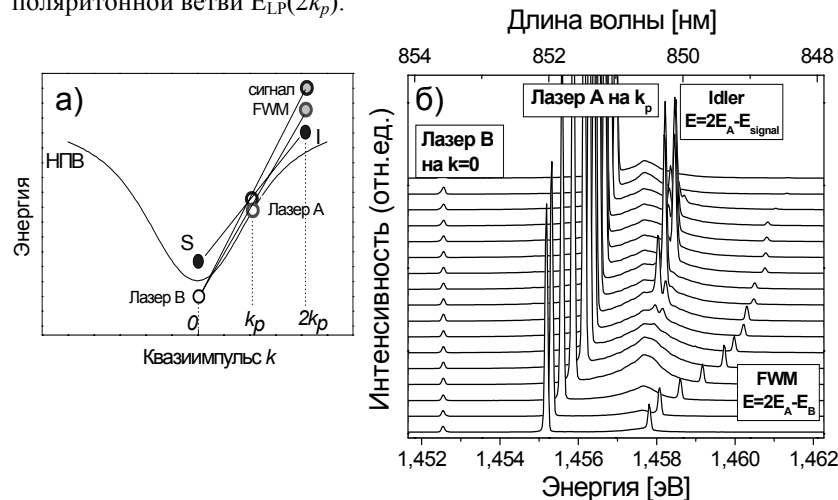


Рис. 2. а) Схема измерения электрического поля на КЯ с помощью методики четырехволнового смешения с использованием двух лазеров: частота тестового лазера В фиксируется ниже $E_{LP}(k=0)$, а частота лазера накачки А варьируется. б) Спектральные зависимости сигнала четырехволнового смешения (FWM) и сигнала стимулированного рассеяния (Idler) от частоты возбуждающего лазера А, записанные при $k=2k_p$.

На рис. 2 б) приведены спектральные зависимости сигнала четырехволнового смешения для системы с рассогласованием энергий фотонной и экситонной мод $\delta \sim 0.5$ мэВ. Спектры записаны при импульсе накачки $k_p=1.8 \mu^{-1}$, фиксированном вблизи точки перегиба НПВ, и вариации частоты лазера накачки E_p вблизи $E_{LP}(k_p)$. Для лазера В мы выбрали $k=0$ и энергию $E_t = 1.4525$ эВ $< E_{LP}(k=0)$. При этом сигнал четырехволнового смешения наблюдается при $k_{FWM}=2k_p$ и лежит выше $E_{LP}(2k_p)$. Благодаря такому выбору в спектре, записанном при $k=2k_p$, одновременно наблюдаются сигнал I_{FWM} от смешения волн E_p и E_t и сигнал I от стимулированного параметрического рассеяния. Измерения выполнены при фиксированной мощности накачки $P_p = 680$ Вт/см².

На рис. 2 б) видно, что в спектрах, записанных при $k=2k_p$, кроме излучения НПВ ($E \sim 1.458$ эВ) и сигнала четырехволнового смешения (1.458 - 1.461 эВ) наблюдаются также две линии, обусловленные рассеянным излучением от лазеров В ($k=0, E=1.4525$ эВ) и А ($k=k_p, E=1.455-1.457$ эВ). С уменьшением длины волны возбуждающего лазера пик FWM сдвигается в сторону больших энергий с удвоенной скоростью. Холостой сигнал стимулированного параметрического рассеяния (Idler) наблюдается в относительно узкой области частот лазера А: $0.55 < E_A - E_{LP} < 0.8$ мэВ. На рисунке видно также, что в этой области частот лазера А нет никаких особенностей в величине сигнала I_{FWM} .

Вторая часть главы 3 посвящена обсуждению роли нестабильности экситонной поляризации на КЯ в развитии стимулированного параметрического рассеяния поляритонов.

Результаты сопоставления экспериментальных зависимостей пропускания и сигнала четырехволнового смешения с результатами, рассчитанными в рамках модели, основанной на уравнениях (1) [9], приведены на рис. 3. Наблюдается хорошее качественное согласие между экспериментальными и рассчитанными зависимостями. При накачке ниже пороговой пропускание демонстрирует плавный рост при $E < E_{LP}$ и спад при $E > E_{LP}$, а при накачке выше пороговой в спектре пропускания появляется плато (рис.3 а). Аналогичное плато при больших накачках наблюдается и в сигнале четырехволнового смешения (рис. 3 б). Появление этого плато связано с резким возрастанием поляритон-поляритонного канала рассеяния при достижении некоторой критической величины электромагнитного поля на КЯ в накачиваемой ($k=k_p$) моде. Накопленная энергия уходит в состояния S и I, и дальнейший рост поля сменяется постоянной величиной, а затем резко спадает при некотором значении Δ , при котором накачка является уже недостаточной для развития бистабильности НП моды.

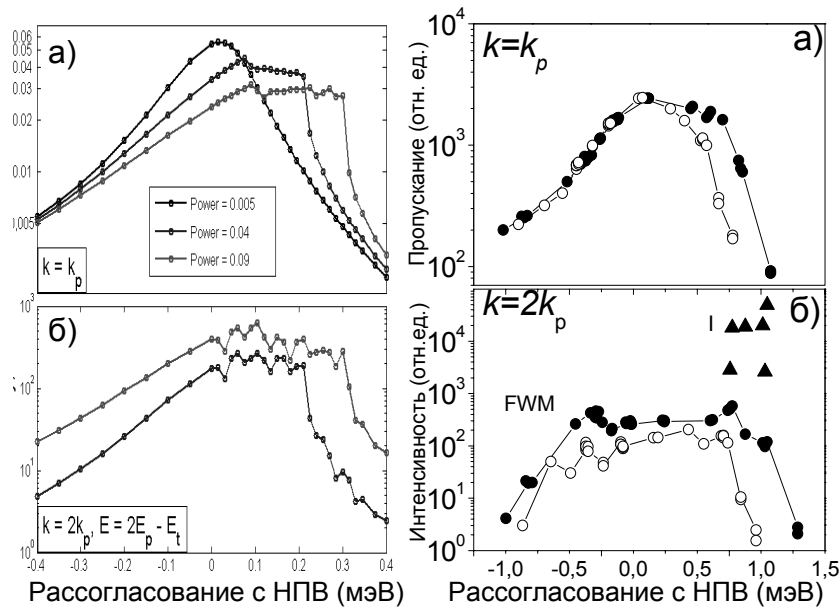


Рис. 3. Зависимости коэффициента пропускания микрорезонатора а) и интенсивности сигнала четырехволнового смешения б) от расстройки накачки $\Delta = E_p - E_{LP}(k_p)$ для нескольких значений интенсивности внешнего поля выше и ниже порога. Слева – теория, справа - эксперимент.

Наблюдаемое в работе спектральное поведение пропускания и сигнала четырехволнового смешения, а также зависимости сигнала четырехволнового смешения от плотности возбуждения, измеренные при различных рассогласованиях энергий поляритона и возбуждающего лазера, находят качественное объяснение в рамках предложенной модели, однако для количественного описания необходим учет дополнительных механизмов рассеяния, таких как экситон-фононное и экситон-электронное

Глава 4 посвящена исследованию влияния некогерентных процессов рассеяния на порог поляритон-поляритонного рассеяния при различных величинах рассогласования экситонной и фотонной мод.

В первой части представлены результаты систематических измерений пороговой мощности P_{thr} для различных рассогласований экситонной и фотонной мод представлены на рис. 4.

В эксперименте луч накачки возбуждает образец при $\varphi=14^\circ$ ($k=1.7 \mu^{-1}$) и частота лазера подстраивается для реализации резонанс-

ного возбуждения для каждого рассогласования. На рис. 4 приведена зависимость P_{thr} от энергии поляритонных состояний в $k=0$, отсчитанной от уровня свободного экситона $E^*=E_X(k=0)-E_{LP}(k=0)$ для $T=5.2$ и 18 К (темные и светлые символы соответственно). При $T=5.2$ К величина P_{thr} монотонно увеличивается с E^* , причем в области $E^* = 2.2 - 4$ мэВ P_{thr} возрастает больше, чем на порядок величины.

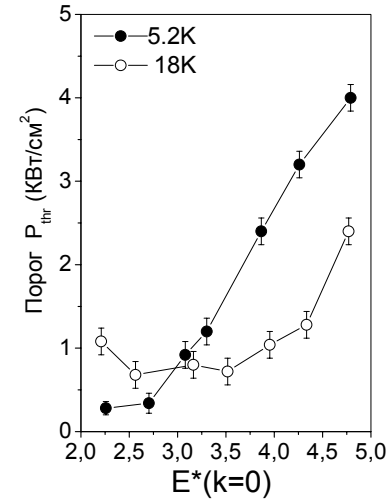


Рис. 4. Зависимость пороговой плотности стимулированного рассеяния от глубины НПВ, отсчитанной от уровня энергии свободного экситона $E^*=E_X-E_{LP}(k=0)$. Данные, полученные при 5,2 и 18 К, показаны, соответственно, черными и белыми кружками.

Такое поведение вполне ожидаемо: с углублением поляритонной ветви, с одной стороны, увеличивается затухание моды в $k=0$ из-за увеличения вклада от фотонной компоненты, а, с другой стороны, – уменьшается эффективность поляритон-поляритонного рассеяния из-за уменьшения экситонной составляющей. Естественным является также и наблюдающееся увеличение P_{thr} при малых E^* с ростом температуры, приводящей к возрастанию потерь из-за увеличения рассеяния на фонах. В тоже время отсутствие при $T=18$ К увеличения P_{thr} в широкой области E^* вплоть до ~ 4 мэВ и, более того, понижение порога стимулированного рассеяния при больших E^* с ростом температуры не укладывается в рамки простой модели. Причиной такого поведения является влияние некогерентного рассеяния поляритонов на заполнение дна НПВ, приводящее к понижению порога стимулированного рассеяния. Скорость некогерентного рассеяния резко растет с увеличением температуры благодаря подавлению эффекта «бутылочного горла».

Для подтверждения данного предположения **во второй части** были выполнены исследования влияния на величину P_{thr} при низкой

температуре слабого дополнительного межзонного возбуждения, которое приводит к подавлению «бутылочного горла» вследствие эффективного рассеяния поляритонов на свободных носителях [15,16].

На рис. 5 показано распределение интенсивности излучения по квазиимпульсам при возбуждении близи точки перегиба с плотностью возбуждения примерно в 1.5 раза ниже пороговой для развития стимулированного рассеяния для НПВ, расположенной на 4 мэВ ниже уровня экситона.

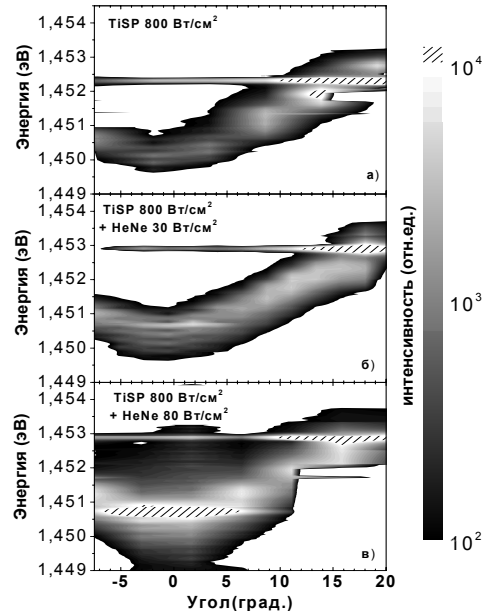


Рис. 5. Зависимости интенсивности излучения НПВ от квазиимпульса и энергии при резонансном возбуждении НПВ вблизи точки перегиба при $P_{TISP}=800 \text{ Вт/см}^2$ и $T=5.2 \text{ К}$: а)- без дополнительной подсветки, б)- при дополнительной подсветке HeNe-лазером с $P_{HeNe}=30$ и в) – 80 Вт/см^2

Без дополнительной подсветки интенсивность излучения монотонно уменьшается по мере приближения к дну НПВ почти на порядок. Дополнительная подсветка $P_{HeNe}=30 \text{ Вт/см}^2$ приводит к выравниванию заполнения поляритонных мод во всей области $k < k_p$. При увеличении P_{HeNe} до 80 Вт/см^2 в распределении интенсивности излучения появляется сильный максимум при $k \sim 0$ с угловым распределением меньше 3° , что свидетельствует о развитии в системе стимулированного излучения в состояниях с $k \sim 0$. Заметим, что интенсивность излучения при возбуждении только HeNe лазером

почти на порядок ниже интенсивности излучения, наблюдающейся при используемом резонансном возбуждении. Следовательно, макрозаполнение дна НПВ достигается за счет стимулирования энергетической релаксации поляритонных состояний, возбужденных титан-сапфировым лазером ниже E_x , на дно НПВ фотовозбужденными горячими экситонами и свободными носителями.

Таким образом, исследование влияния дополнительного межзонного возбуждения на стимулированное параметрическое рассеяние в поляритонной системе подтвердили, что величину порога можно контролировать путем изменения некогерентного рассеяния поляритонов на дно НПВ.

Глава 5 посвящена исследованию поляризационных свойств экситон-поляритонной системы в магнитном поле.

В первой части главы 5 обсуждается временное поведение экситон-поляритонной системы, возбуждаемой циркулярно-поляризованным светом. Для исследования использована методика накачка-зондирование. Исследовано пропускание импульса зондирования через МР в области НПВ при различных временах задержки при возбуждении пикосекундным импульсом под углом 15° к нормали ($k_p = 1.8 \mu^{-1}$) в нулевом магнитном поле. Зондирующий луч направлен по нормали к образцу, что соответствует геометрии $(k,0)$.

Наблюдаемое поведение величины пропускания зондирующего импульса от времени задержки хорошо согласуется с более ранними исследованиями экситон-поляритонной системы [3,16].

На малых временах (0-5 пс) возбуждение σ^+ -поляризованным импульсом приводит к увеличению пропускания в σ^+ поляризации и уменьшению в σ^- поляризации. На больших временах (~ 10 пс) сигнал как в $\sigma^+\sigma^+$, так и в $\sigma^+\sigma^-$ геометрии, монотонно релаксирует к исходному значению. Появление острого пика на малых временах задержки в $\sigma^+\sigma^+$ геометрии связано с возникновением в системе стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния. Сильное затухание дифференциального пропускания ΔT на временах ~ 5 пс согласуется со временем жизни поляритонов в МР (3-5 пс для добротности $Q \sim 3000$). На больших временах задержки поляритонные состояния опустошаются, и дальнейшее изменение связано с релаксацией фотовозбужденной системы локализованных экситонов с временем ~ 50 пс.

Во второй части главы 5 показывается, что модель невзаимодействующих осцилляторов не может объяснить уменьшение сигнала пропускания в $\sigma^+\sigma^-$ геометрии и является недостаточной для объяснения полученных результатов. Поэтому в работе использована

4-х уровневая модель, включающая биэкситонное состояние [12]. В рамках этой модели изменения величины пропускания тестового луча в σ^+ и σ^- поляризациях при возбуждении σ^+ светом описываются формулами: $\Delta I^+ \sim 2n^+ + n^- - n^-(E + \delta)$ и $\Delta I^- \sim 2n^- + n^+ - n^+(E + \delta)$, где n^+ и n^- концентрации фотовозбужденных экситонных состояний с моментом $J = +1$ и -1 соответственно. С учетом спиновой релаксации при начальной накачке σ^+ поляризованным светом для величин n^+ и n^- можно написать: $n^+ \sim e^{-t/\tau} e^{-t/\tau_s}$ и $n^- \sim e^{-t/\tau} (1 - e^{-t/\tau_s})$. Член $n^\pm(E + \delta)$ отвечает за биэкситонное поглощение. В рамках данной модели с учетом спиновой релаксации получаем: $\Delta I^+ + \Delta I^- \sim A \cdot e^{-(t/\tau)}$ и $\Delta I^+ - \Delta I^- \sim e^{-(t/\tau)} (B + C e^{-(t/\tau_s)})$, где коэффициенты А, В и С зависят от матричных элементов переходов в экситонные и биэкситонные состояния. Аппроксимация экспериментальных кривых при больших временах с помощью данных формул позволила определить время жизни τ и время спиновой релаксации τ_s локализованных экситонных состояний ($\tau \sim 50$ пс, $\tau_s \sim 15$ пс).

Основное внимание в данной работе посвящено исследованию поведения экситон-поляритонной системы в магнитном поле, перпендикулярном плоскости МР. НПВ расщепляется на две циркулярно-поляризованные компоненты НП $^+$ и НП $^-$. В отличие от случая возбуждения циркулярно-поляризованным светом короткий линейно-поляризованный импульс со спектральной шириной, превышающей величину зеемановского расщепления НП $^+$ и НП $^-$, возбуждает суперпозицию циркулярно-поляризованных состояний: $|Y\rangle = \frac{|\sigma^+\rangle - |\sigma^-\rangle}{i\sqrt{2}}$ и $|X\rangle = \frac{|\sigma^+\rangle + |\sigma^-\rangle}{\sqrt{2}}$. Для величины дифференциального пропускания света с Y поляризацией при возбуждении Y и X поляризованным светом с учетом правил отбора для экситонных переходов можно соответственно написать:

$$\Delta I_{YY} \sim 2n^Y + n^X - n^Y(E + \delta)$$

$$\Delta I_{XY} \sim n^Y + 2n^X - n^X(E + \delta).$$

Учет расщепления состояний приводит к тому, что плоскость поляризации смешанного состояния вращается во времени с периодом $T = 2\pi/|\omega^+ - \omega^-|$. Вследствие этого вращения в обеих геометриях эксперимента YY и XY должны наблюдаться осцилляции пропускания, причем осцилляции в этих геометриях должны находиться в противофазе. Затухание сигнала пропускания определяется двумя характерными временами, а именно, временем рекомбинации τ и временем

спиновой когерентности τ_{coh} . С учетом этих времен для дифференциального пропускания можно написать:

$$I_{YY} \sim \exp(-t/\tau) [1 + \exp(-t/\tau_{\text{coh}}) \cos(2\pi t/T)]$$

$$I_{XY} \sim \exp(-t/\tau) [1 - \exp(-t/\tau_{\text{coh}}) \cos(2\pi t/T)] \quad (2)$$

Здесь время τ определяет затухание сигнала как целого из-за рекомбинации экситонов, время τ_{coh} описывает затухание осцилляций из-за спиновой дефазировки.

В третьей части главы 5 рассматриваются результаты эксперимента при возбуждении линейным светом вертикальной (Y) либо горизонтальной поляризации (X) и тестировании линейным (Y) светом в нулевом магнитном поле с анализом пропускания в σ^+ и σ^- поляризациях. В согласии с другими недавними исследованиями [17] найдено, стимулированное рассеяние в конфигурации XY существенно сильнее, чем в YY . Кроме того, обнаружено неожиданное сильное различие в поведении пропускания линейно поляризованного зондирующего луча в σ^+ и σ^- поляризациях.

В четвертой части главы 5 обсуждаются результаты исследования поляритонной динамики в магнитном поле.

Временная эволюция сигнала пропускания в магнитном поле после резонансного возбуждения линейно-поляризованным светом в геометрии $(k,0)$ при $k = 1.8 \mu^{-1}$ и плотности возбуждения 100 Вт/см^2 показана на рис. 6 а) для двух геометрий: поляризации лучей накачки и зондирования коллинеарны (YY) (пустые символы) и ортогональны (XY) (заполненные символы). Регистрация пропускания производилась в σ^- поляризации, что отвечает пропусканию σ^- компоненты НПВ. Поведение пропускания для σ^+ компоненты аналогично. На рисунке видно, что в нулевом поле сигнал в обеих геометриях монотонно затухает с ростом времени задержки зондирующего импульса. В магнитном поле в зависимости величины пропускания от времени появляются отчетливые осцилляции, период которых уменьшается с ростом магнитного поля.

Зависимость обратного периода осцилляций от величины магнитного поля показана на рис. 6 б). На этом же рисунке приведена зависимость от магнитного поля и для величины зеемановского расщепления НПВ ($\Delta(B)$), определенного из спектров пропускания. На рисунке видно, что период осцилляций пропускания полностью определяется величиной Δ , что позволяет сделать вывод о том, что квантовые биения в пропускании связаны с зеемановским расщеплением НП компонент. На рис. 6 а) также видно, что при временах задержки, больших 5 пс, когда сигнал от когерентного рассеяния исчезает, осцилляции в коллинеарной и ортогональной конфигурации поляриций находятся в противофазе в полном согласии с выражениями (2).

Используя для аппроксимации экспериментальных кривых формулы (2), мы нашли, что они достаточно хорошо описываются во всем диапазоне задержек от 5-50 пс следующими временами: $\tau \sim 70$ пс и $\tau_{\text{coh}} \sim 18$ пс.

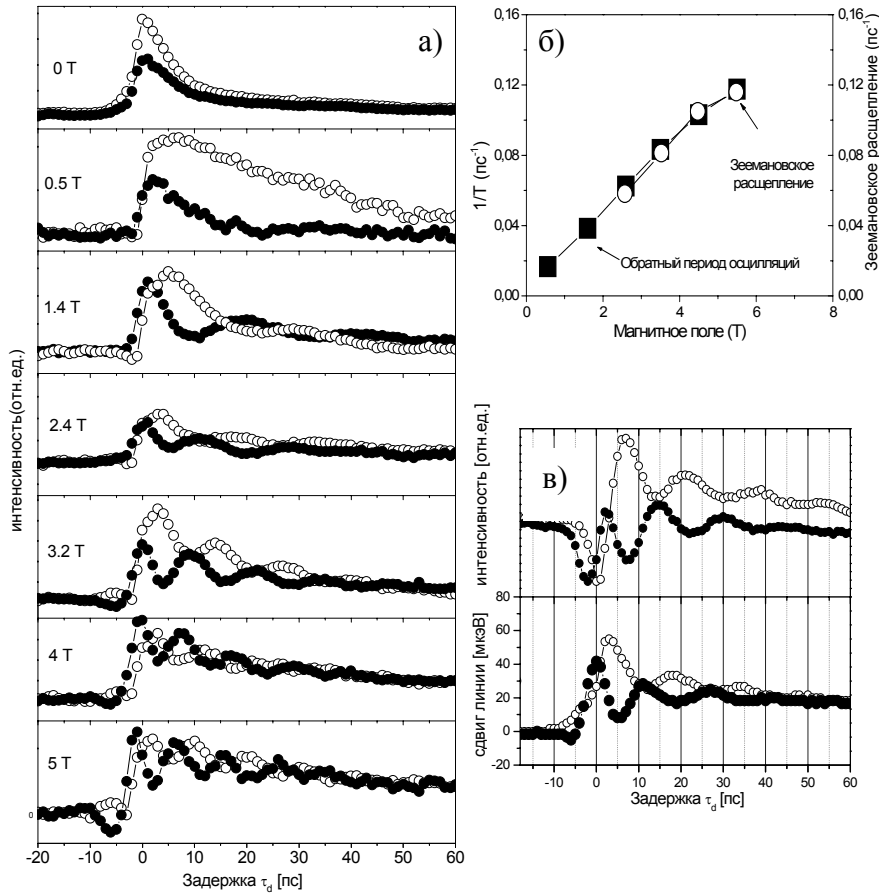


Рис. 6. а) Пропускание через МР в $k=0$ при детектировании σ^- в магнитных полях B от 0 до 5 Т. б) Обратный период квантовых биений (круги) как функция от магнитного поля в сравнении с энергией расщепления между σ^+ и σ^- НП компонент (квадраты), определенной из спектров пропускания. в) Сравнение временных зависимостей дифференциального пропускания (верхняя панель) и сдвига положения пиков в спектрах пропускания (нижняя панель) в магнитном поле $B=2.5$ Т. Открытыми символами показана конфигурация YY, заполненными – XY. $P_{\text{pump}} = 100$ Вт/см² $k_p = 1.8 \mu^{-1}$.

Кроме осцилляций в дифференциальном пропускании на рис. 6 в) видны также осцилляции в спектральном положении линии пропускания. На рис. 6 в) видно, что в магнитном поле осцилляции в дифференциальном пропускании и в спектральном положении линии НП имеют один и тот же период в обеих (коллинеарной и ортогональной) конфигурациях линейной поляризации накачивающего и зондирующего импульсов. Так же, как и осцилляции пропускания, осцилляции в энергии в YY и XY конфигурациях находятся в противофазе. Однако при этом осцилляции спектрального положения пиков сдвинуты примерно на $\pi/2$ по отношению к осцилляциям в интенсивности. Следует подчеркнуть, что осцилляции наблюдаются только при использовании линейной поляризации накачивающего и тестирующего лучей, они пропадают при тестировании циркулярно-поляризованным лучом. Наблюдаемые осцилляции в энергиях σ^+ и σ^- переходов, так же как и осцилляции пропускания, связаны с зеемановским расщеплением поляритонных уровней, однако имеют более сложную природу. Действительно, энергии σ^+ (или σ^-) переходов, протестированные в один и тот же момент времени светом с разными линейными поляризациями, имеют разную величину. Следовательно, сдвиг энергий переходов нельзя связать с простой перенормировкой энергий поляритонов из-за заполнения состояний.

Исследования поляритонной системы в плоских МР позволяет проследить за изменением экситон-поляритонной системы при разных k , изменяя угол падения зондирующего луча. Наибольший интерес при этом представляют исследования на двух квазиимпульсах, а именно: $k=-k_p$ и $k=2k_p$. В первом случае тестируются изменения энергии, совпадающей с энергией накачивающего импульса в силу равенства $E(k)=E(-k)$, а во втором случае можно проследить за эффектом от когерентного параметрического рассеяния, интенсивного в условиях выполнения равенства.

Исследования пропускания в геометрии $(k,-k)$ показали, что поведение осцилляций в пропускании и в энергиях перехода близко к их поведению в геометрии $(k,0)$: осцилляции в конфигурации YY и XY как в пропускании, так и в энергиях переходов находятся в противофазе и затухают на временах ~ 30 пс. Однако при этом было обнаружено одно существенное различие. Если фазы осцилляций в пропускании при детектировании на энергии σ^+ и σ^- мод в геометрии $(k,0)$ совпадают, то в геометрии $(k,-k)$ они оказываются в противофазе, так что в суммарном $(\sigma^+ + \sigma^-)$ сигнале при линейном детектировании осцилляции в интенсивности отсутствуют.

В геометрии $(k, 2k)$ в спектрах пропускания доминирует сигнал, связанный с когерентным рассеянием на малых временах задерж-

ки, некогерентная часть на больших временах задержки практически отсутствует. Быстрое затухание некогерентного вклада на квазиимпульсах $k \sim 2k_p$, по-видимому, связано с тем, что НПВ находится достаточно близко к уровню свободного экситона, что обеспечивает быструю энергетическую релаксацию возбужденных состояний.

В конце главы 5 рассмотрена теоретическая модель для численных расчетов поведения дифференциального пропускания и энергий поляритонных переходов с ростом времени задержки в некогерентном рассеянии и проведено сопоставление с экспериментальными данными. Модель учитывает переходы между основным, экситонным и биэкситонным состояниями (четырёхуровневая модель) с учетом эффектов локализации экситонов на флуктуациях потенциала в КЯ. В рамках рассмотренной модели, не учитывающей рассеяние поляритонов на фононах и электронах, удастся описать качественно основные особенности поведения дифференциального пропускания и энергий поляритонных переходов с ростом времени задержки.

В заключении сформулированы основные результаты исследований, выполненных в данной работе.

1. Для проверки теоретической модели стимулированного параметрического рассеяния поляритонов в МР, предсказывающей жесткий режим развития рассеяния, исследована зависимость электрического поля на КЯ от плотности и энергии возбуждения в области точки перегиба дисперсионной кривой. Обнаружен предсказанный теорией скачок поля на КЯ, приводящий к переходу параметрического рассеяния в жесткий режим.

2. Бистабильное поведение поляритонной моды продемонстрировано в измерениях пропускания и четырехволнового смещения. Найдено, что при достаточно больших расстройках энергий поляритонов и возбуждающего импульса ($\Delta = \hbar\omega - E_{LP}(k_p) > 0.5$ мэВ) скачок поля совпадает с порогом стимулированного рассеяния, что согласуется с теорией. При меньших Δ стимулированное рассеяние наступает при более высоких плотностях возбуждения.

3. Обнаружено нестандартное поведение порога стимулированного рассеяния в плоских МР: порог сильно понижается при увеличении температуры и при включении слабого дополнительного возбуждения выше запрещенной зоны, несмотря на увеличение потерь из-за возрастания рассеяния на фононах (фотовозбужденных свободных носителях). Эффект усиливается с увеличением глубины НПВ.

4. Показано, что нестандартное поведение порога обусловлено заполнением дна НПВ благодаря подавлению эффекта «бутылочного горла». Величиной порога для стимулированного

параметрического рассеяния можно управлять, контролируя величину некогерентного рассеяния поляритонов на дно НПВ.

5. С помощью методики «накачка – зондирование» исследована спиновая релаксация и дефазировка в экситон-поляритонной системе в плоских МР. Определены времена жизни, спиновой релаксации и спиновой когерентности в экситон-поляритонной системе.

6. Обнаружены квантовые биения в спектрах пропускания МР в магнитном поле на частотах σ^+ и σ^- НПВ при использовании линейно-поляризованных импульсов накачки и зондирования. Показано, что осцилляции связаны с вращением плоскости экситонной поляризации, возбужденной импульсом накачки, с частотой, равной разности частот σ^+ и σ^- поляритонных компонент.

7. Обнаружены осцилляции в спектральном положении σ^+ и σ^- компонент НП в спектрах дифференциального пропускания. Найдено, что осцилляции в YU и XY конфигурациях находятся в противофазе и, следовательно, не могут быть объяснены простой перенормировкой уровней из-за межчастичного взаимодействия. Для их объяснения привлекается четырехуровневая (экситон-биэкситонная) модель.

8. Исследована зависимость фаз осцилляций дифференциального пропускания на частотах σ^+ и σ^- мод НП и частот этих компонент от частот накачки и зондирования. Найдено, что для объяснения этих зависимостей также нужно выйти за рамки двухуровневой модели. В рамках четырехуровневой модели без учета рассеяния на фононах и электронах удастся описать наблюдаемую зависимость только качественно.

3. Работы, представленные на защиту.

1. «Энергетическая релаксация экситонных поляритонов в полупроводниковых микрорезонаторах и ее влияние на параметрическое рассеяние поляритонов», Д.Н. Крижановский, М.Н. Махонин, А.И. Тартаковский, В.Д. Кулаковский, ЖЭТФ, 127, 141 (2005)

2. «Стимулированное поляритон-поляритонное рассеяние в полупроводниковых микрорезонаторах», В.Д. Кулаковский, Д.Н. Крижановский, М.Н. Махонин, А.А. Деменев, Н.А. Гиппиус, С.Г. Тихоходеев, УФН, 175, 334 (2005)

3. «Quantum beats between magnetic field split states in semiconductor microcavity», M.N.Makhonin, A.A.Demenev, D.N.Krizhanovskii, V.D.Kulakovskii, Phys. Stat. Sol. (c), 2, 3872 (2005)

4. «Instability effects in cw FWM of cavity polaritons in planar microcavities», V.D.Kulakovskii, M.N.Makhonin, D.N.Krizhanovskii, A.I.Tartakovskii and N.A.Gippius, Phys. Stat. Sol.(c), 2, 755 (2005)

5. «Influence of nonstimulated polariton relaxation on parametric scattering of microcavity polaritons», D.N.Krizhanovskii, A.I.Tartakovskii, M.N.Makhonin, A.N.Dremin and V.D.Kulakovskii, Phys. Rev. B., 70, 195303 (2004)

6. «Influence of temperature and free carries on four-wave mixing in semiconductor microcavities», M.N. Makhonin, D.N. Krizhanovskii, A.N. Dremin, A.I. Tartakovskii, V.D. Kulakovskii, N.A. Gippius, M.S. Skolnick and J.S. Roberts, Proc. SPIE , 5023, 105 (2003)

Список литературы.

- [1] Y. Arakawa, and H. Sakaki, Appl. Phys. Lett. 40, 939 (1982)
[2] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa Phys. Rev. Lett. 69, 3314 (1992)
[3] P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, and J. S. Roberts. Phys.Rev.Lett, 84, 1547(2000)
[4] J. J. Baumberg, P. G. Savvidis, R. M. Stevenson, A. I. Tartakovskii, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, and J. S. Roberts, Phys.Rev. B 62, R16247(2000)
[5] A. I. Tartakovskii, D. N. Krizhanovskii, V. D. Kulakovskii, Phys.Rev. B 62, R13 298 (2000).
[6] C.Ciuti, P. Schwendimann, A. Quattropani, Phys. Rev. B 63, 041303 (2001)
[7] Gippius N.A. *et al.*, Europhis.Lett., 67 997(2004)
[8] Н.А. Гиппиус, С.Г. Тиходеев, Л.В. Келдыш, В.Д. Кулаковский, УФН т. 175,327 (2005)
[9] В.Д. Кулаковский, Д.Н. Крижановский, М.Н. Махонин, А.А. Демев, Н.А. Гиппиус, С.Г. Тиходеев, УФН т. 175, 334 (2005)
[10] P. G. Lagoudakis, P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, D. M. Whittaker, P. R. Eastham, M. S. Skolnick, and J. S. Roberts, Phys. Rev. B 65, 161310 (2002)

[11] I. Shelykh, K. V. Kavokin, A. V. Kavokin, G. Malpuech, P. Bigenwald, H. Deng, G. Weihs, and Y. Yamamoto, Phys. Rev. B 70, 035320 (2004)

[12] D.N. Krizhanovskii, G. Dasbach, A.A. Dremin, V.D. Kulakovskii, N.A. Gippius, M. Bayer, A. Forchel, SSC 119,435(2001)

[13] A. Baas, J.-Ph. Karr, M. Romanelli, A. Bramati, and E. Giacobino, Phys. Rev. B 70, 161307(R) (2004)

[14] A. Baas, J. Ph. Karr, H. Eleuch, and E. Giacobino, Phys. Rev. A 69, 023809 (2004)

[15] A. I. Tartakovskii, D. N. Krizhanovskii, G. Malpuech, M. Emam-Ismael, A. V. Chernenko, A. V. Kavokin, V. D. Kulakovskii, M.S. Skolnick, J. S. Roberts, Phys. Rev. B 67, 165302 (2003).

[16] A. I. Tartakovskii, M. Emam-Ismael, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, V. N. Astratov, D. M. Whittaker, J. J. Baumberg, J. S. Roberts, Phys. Rev. B 62, R2283 (2000).

[17] K.V. Kavokin, P. Renucci, T. Amand, X. Marie, P. Senellart, J. Bloch, B.Sermage, Phys. Stat. Sol (c), 2, 763 (2005)